

# DyBCO コート線材の臨界電流密度に与える重イオン照射の影響

水間 祐貴

平成 21 年 2 月 24 日

電子情報工学科

# 目次

第1章	序章	1
1.1	はじめに	1
1.1.1	DyBCO コート線材	3
1.1.2	人工ピンニングセンター	3
1.2	磁束クリープ・フローモデル	3
1.2.1	磁束クリープ	3
1.2.2	磁束クリープによる電界	5
1.2.3	磁束フローによる電界	6
1.2.4	TAFF(Thermally Activated Flux Flow)	7
1.2.5	ピンニングポテンシャル $U_0$	7
1.2.6	磁束クリープ・フローモデル	10
1.3	要素的ピン力による加算理論	11
1.4	本研究の目的	12
第2章	実験	13
2.1	試料	13
2.1.1	試料の作製方法	13
2.1.2	ISD法	13
2.1.3	共蒸着法	14
2.2	重イオン照射条件	15
2.3	測定方法	15
2.3.1	SQUID 磁力計による直流磁化測定	15
2.3.2	SQUID 磁力計による磁化緩和測定	16
第3章	実験結果及び検討	18
3.1	$J_c$ - $B$ 特性	18
3.2	不可逆磁界	20
3.3	$E$ - $J$ 特性と $n$ 値	21
第4章	解析及び考察	23
4.1	磁束クリープ・フローモデルと要素的ピン力による加算理論による解析	23
4.1.1	加算理論による柱状欠陥の $J_{c0s}$ の評価	23
4.1.2	磁束クリープ・フローモデルによる解析	24

4.2 磁束クリープ・フローモデルと加算理論による値の比較 . . . . .	25
第5章 まとめ	29
参考文献	31

## 表目次

2.1	照射条件 . . . . .	15
4.1	加算理論により計算した仮想的な臨界電流密度 $J_{c0s}$ . . . . .	24
4.2	ピンニングパラメーター . . . . .	24
4.3	$J_{c0}$ の最頻値の比較 (70 K) . . . . .	25

## 図目次

1.1	臨界温度	2
1.2	1次元ピンニングセンターの概念図	3
1.3	磁束バンドルの位置に対するエネルギー変化の概念	5
1.4	磁束線が平衡位置から変位したときの (a) ピン力密度および (b) ピンニング・エネルギー密度の変化	8
1.5	ピンニング相関距離 $L$ と超伝導体の厚さ $d$ の関係の模式図	9
2.1	DyBCO コート線材	13
2.2	ISD 法による蒸着方法	14
2.3	共蒸着法による蒸着方法	14
2.4	四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅 $dx$ の帯に囲まれた領域。	15
2.5	測定時の $c$ 軸方向の磁束の分布。	17
3.1	各試料 (a)#1 (b)#2 (c)#3 の $J_c$ - $B$ 特性	19
3.2	0.01 T の臨界電流密度で規格化した 70 K における臨界電流密度	20
3.3	重イオン照射前後での不可逆磁界の温度依存	20
3.4	70K における各試料 (a)#1 (b)#2 (c)#3 の $E$ - $J$ 特性	21
3.5	70 K における $n$ 値の磁界依存性	22
4.1	照射後の試料におけるピンのイメージ	23
4.2	$J_c$ - $B$ 特性の実験値と磁束クリープ・フローモデルによる理論値の比較	26
4.3	$E$ - $J$ 特性の実験値と磁束クリープ・フローモデルによる理論値の比較	27
4.4	$n$ 値の実験値と磁束クリープ・フローモデルによる理論値の比較	28

# 第 1 章 序章

## 1.1 はじめに

1911年にオランダのKamerlingh Onnesが水銀の電気抵抗が約4 Kで突然ゼロ(測定できない程に小さい値)になることを発見し、これを超伝導現象と名づけた。この極低温における水銀の超伝導の発見以来、様々な超伝導体が発見されてきた。当初は金属や合金などの様々な超伝導体が発見され、超伝導の開発機構に関する研究が進められてきた。1957年にBardeen、Cooper、Schriefferにより超伝導発現機構を説明するBCS理論が明らかにされ、これにより超伝導体が発見された超伝導状態から常伝導状態に移行する温度(臨界温度 $T_c$ )が30 K程度を超えないであろうと考えられていた。しかし、1986年にJohannes Georg BednorzとKarl Alexander Müllerにより銅を含む酸化物系物質(La-Ba-Cu-O)が転移温度30 Kを示すという報告が発表された。さらに、そのわずか数ヵ月後にはY(イットリウム)系銅酸化物において転移温度が92 Kにまで到達した。

その後、様々な超伝導体が発見され、臨界温度 $T_c$ が130 Kを超える物質も発見されている。図1.1に様々な超伝導体における臨界温度とその発見された年を示す。これら的高温超伝導体の多くは液体窒素の沸点(77.3 K)を大きく超えた $T_c$ を持つ。このような酸化物超伝導体Y-Ba-Cu-OやBi-Sr-Ca-Oなどの発見により、高温超伝導体が注目されるようになった。特に、冷却用に液体ヘリウムを使わなければならなかった従来の超伝導体に比べると、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、冷却コストの低減が見込まれる。しかし、今日では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追求やそれらの構造解析だけではなく、超伝導機器としての応用のために超伝導体の特性をより詳しくしていくことが必要であると考えられている。

また、酸化物超伝導体の研究が進む一方で、銅を含まない酸化物や金属間化合物などで比較的高い $T_c$ を持つ超伝導体が発見されている。2001年に日本の秋光らにより金属間化合物でそれまで最高の $T_c$ を持っていた $Nb_3Ge$ の $T_c$ を2倍ほど更新する39 Kという高い $T_c$ を持つ $MgB_2$ が発見された。この $T_c$ から冷却用に液体ヘリウムを必要としない20 K程度での応用が期待されている。この温度は伝導冷却式冷凍機によって低負荷で可能であり、また、燃料電池等の普及により将来一般的な媒体となることが期待される液体水素の沸点でもあり、今後より冷却が容易に可能となる温度になると考えられる。

超伝導体を応用する際には、超伝導状態における電気抵抗なしに高密度の電流を流すことができるという超伝導現象の特性の一つである永久電流を用いた応用が考えられている。永久電流とは、超伝導状態の物質に一度電流を流すとその電流は半永久的に流れ

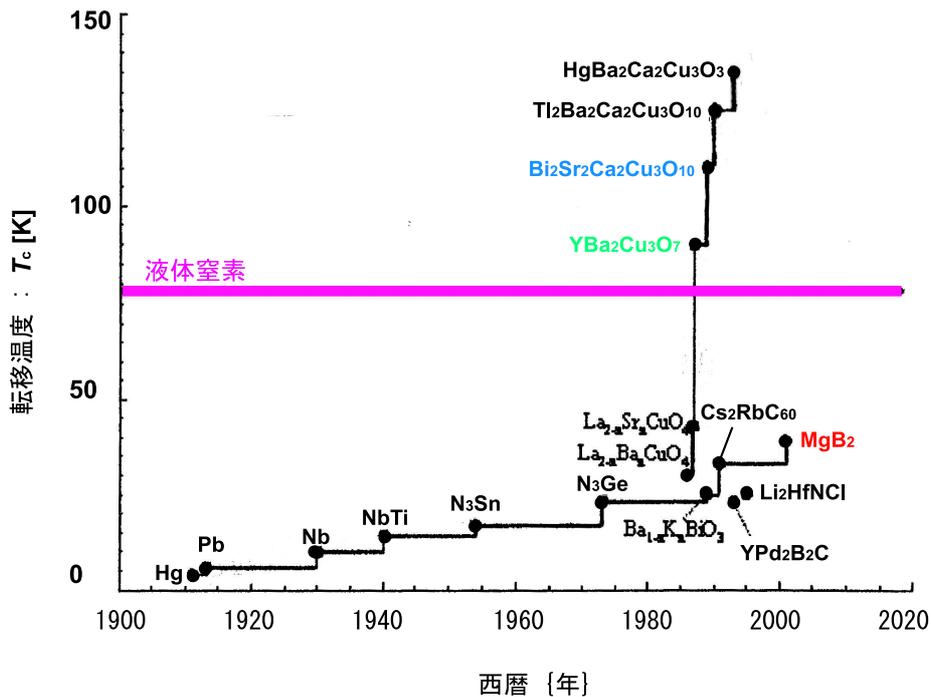


図 1.1. 臨界温度

続けるという特性である。永久電流の応用例としては、SMES(Superconducting Magnetic Energy Storage) やNMR(nuclear Magnetic Resonance) などが挙げられる。

このような応用が期待されている高温超伝導線材の代表的なものとして挙げられるのが、Y系超伝導線材とBi系超伝導線材である。Bi系超伝導線材は、圧延などの機械的な応力で容易に加工することが可能であるために、km単位の線材を作ることが容易である。一方で、Y系超伝導線材は特殊な方法で作製する必要があり、長尺化も容易ではない上に作製コスト面での問題もある。しかし、Bi系超伝導線材に比べて高温高磁界中での臨界電流特性が優れているため、現在、期待されている線材である。

ここで、臨界電流特性が優れているとは、電気抵抗を発生させることなく流すことのできる電流密度の最大値  $J_c$ (臨界電流密度) が高いことを示している。この  $J_c$  を決定する機構は磁束ピンニングである。磁界中において電流を流すと、内部の磁束線(量子化磁束)に Lorentz 力が働き、磁束がこの力により動くことにより、誘導起電力が生じて電気抵抗が発生する。そのため、常伝導体と同じような振る舞いを示す。このときの電流の臨界値が臨界電流  $I_c$  であり、その密度が臨界電流密度  $J_c$  である。この磁束線の動きを止める作用をピンニングといい、超伝導の様々な欠陥がその作用を引き起こす。転位、常伝導析出物、空隙、結晶粒界面などあらゆる欠陥や不均一物質がピン力をもたらす、こうした欠陥などをピンニングセンターと呼ぶ。このピンニングによる力を強くすることにより、より大きな  $J_c$  を得ることができる。こうした応用分野を考える際、必要となるのが高温超伝導体の輸送特性(電圧-電流特性)の定量的記述である。元来、金属系超伝導体においても輸送特性定量的記述が行われてきたが、結晶構造に起因する2次

元性熱や熱振動の影響による磁束クリープなどのために、従来の輸送特性とは大きく異なる。特に高温領域において磁束クリープは顕著になり、超伝導体の臨界電流特性の劣化が生じ大きな問題として取り上げられている。

### 1.1.1 DyBCO コート線材

様々な超伝導応用のために、高磁界中で高い臨界電流密度を持つ長尺線材が求められている。REBCO コート線材はBi-2223 テープ線材に比べ磁界中で高い臨界電流密度をもつため、応用線材の候補として期待されている YBCO コート線材の臨界電流密度は、最近の配向製膜技術の向上により改善されたが、77 Kでの応用で用いるためにはまだ十分ではない。そのため、YBCO よりも  $T_c$  の高い RE 系超伝導体を用いた高温での臨界電流密度の向上が期待されており、特性評価が求められている。

### 1.1.2 人工ピンニングセンター

ピンニングセンターとは、超伝導材料内の磁束線の動きを止める微細な欠陥であり、これを制御したものを人工ピンニングセンター (Artificial Pinning Centers, APCs) と呼ぶ。ピンニングセンターの構造により臨界電流の向上の様相が異なると考えられ、構造で3次元から0次元までの4種類の分類がある。今回の重イオン照射では1次元ピンニングセンターが生成される。1次元ピンニングセンターの概念図を図1.2に示す。

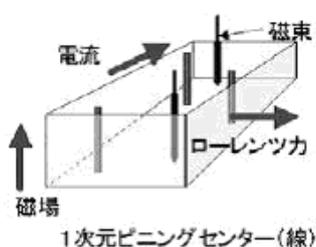


図 1.2. 1次元ピンニングセンターの概念図<sup>1)</sup>

## 1.2 磁束クリープ・フローモデル

### 1.2.1 磁束クリープ

ピンニングによる超伝導電流は、時間とともにわずかに減少することが分かっている。これは、ピン止めされた磁束線が熱揺動のためにピンからはずれて運動するために起こるもので、磁束クリープ現象と呼ばれる。理論的には、超伝導体に流れる電流は外部環境が変わらなければ減衰しないと考えられるが、実際に超伝導体試料の直流磁化を長時間にわたって測定すると、減衰する。すなわち、外部環境が一定で遮蔽電流が時間とともに減衰しており、ピンニングに基づく超伝導電流が真の永久電流でないことを示している。これは磁束線がピン止めされた状態が、エネルギーの局所的な極小に対応し

た準安定状態でしかなく、真の平衡状態でないことを示している。そのため遮蔽電流のない真の平衡状態へ向かうため緩和、すなわち、遮蔽電流の減衰が起こる。前述したピン止めされた磁束線は何本かの集団になって運動すると考えられ、これを磁束バンドルと呼ぶ。

いま、電流が流れている状態での1つの磁束バンドルを考える。その磁束バンドルを Lorentz 力の方向に仮想的に変位させていった場合のエネルギー変化は図 1.3 のようになると考えられる。図の谷の部分(点 A、点 C)は磁束バンドルがピン止めされている状態である。図が全体として右下がりになっているのは Lorentz 力の仕事を考慮しているためである。磁束バンドルがピン止された状態からはずれるためには、点 B のエネルギー・バリアを越えなければならない。熱振動がなければ磁束バンドルが動くことがないため、この図の状態が安定である。

熱エネルギー  $k_B T$  ( $k_B$  は Boltzmann 定数) がエネルギー・バリア  $U$  よりも十分小さければ、このバリアを越える確率は Arrhenius の式  $\exp(-U/k_B T)$  で与えられる。また、この  $U$  を活性化エネルギーという。磁束バンドルが磁束線格子間隔  $a_f$  だけ変位すると、ほぼ元の状態に戻ると予想されるので、点 A と点 C の間の距離  $a$  は  $a_f$  程度の量であると考えられる。したがって磁束バンドルのエネルギーはほぼ磁束線格子間隔  $a_f$  の周期で周期的になっていると予想される。このことから磁束バンドルが磁束クリープを起こして一度に飛ぶ距離は磁束線格子間隔  $a_f$  程度であるとしてよいと考えられる。したがって、磁束バンドルの熱振動周波数を  $\nu_0$  とすると Lorentz 力方向の平均の磁束線の移動速度  $v_+$  は

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

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

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

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

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

で与えられる<sup>2)</sup>。ここで  $\zeta$  はピンの種類に依存する定数であり、点状ピンの場合は  $\zeta \simeq 2\pi$ 、非超伝導粒子の場合は  $\zeta = 4$  であることが知られている。また、 $\rho_f$  はフロー比抵抗であり、 $J_{c0}$  は仮想的な臨界電流密度である。したがって  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$  の関係より、生じる電界の大きさは

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

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

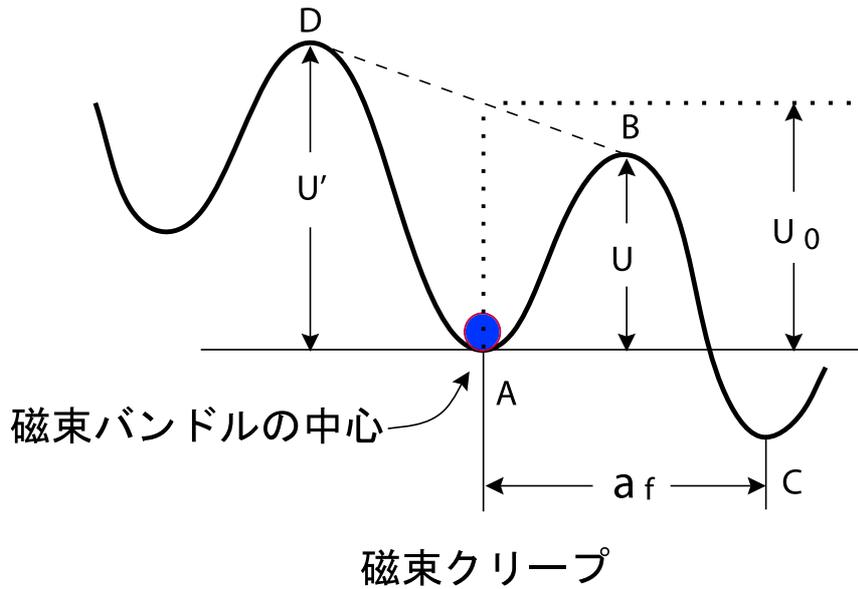


図 1.3. 磁束バンドルの位置に対するエネルギー変化の概念

### 1.2.2 磁束クリープによる電界

磁束クリープにより発生する電界は(1.4)式のように与えられる。一般的には、磁束バンドル位置に対するエネルギーの変化は、図 1.3 のようなポテンシャルで近似的に与えられる。このポテンシャルを

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin(kx) - fx \quad (1.5)$$

のように正弦的なものと仮定する。ここで、 $U_0/2$  はポテンシャルの変化の振幅、 $k = 2\pi/a_f$  は波数である。 $f = JBV$  はローレンツ力の傾きを表していて、 $V$  は磁束バンドルの体積である。また、 $x$  は磁束バンドル中心の位置である。

磁束バンドルが平衡位置にあるときを  $x = -x_0$  とし、 $x = x_0$  のときのエネルギーが極大となる。つまり、それぞれの位置でのエネルギー変化はゼロになるので、 $F'(x)$  は 0 となる。これより

$$x_0 = \frac{a_f}{2\pi} \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \quad (1.6)$$

が求まる。図 1.3 からエネルギー・バリア  $U$  は  $U = F(x_0) - F(-x_0)$  で与えられるので

$$\begin{aligned} U &= U_0 \sin \left[ \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \right] - \frac{fa_f}{\pi} \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \\ &= U_0 \left[ \left\{ 1 - \left( \frac{2f}{U_0k} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{2f}{U_0k} \cos^{-1} \left( \frac{2f}{U_0k} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.7)$$

と表される。ただし、ここで  $\sin(\cos^{-1}x) = \sqrt{1-x^2}$  を用いた。もし熱振動がなければ、 $U = 0$  となる理想的な臨界状態が達成されるはずである。このためには、 $2f/U_0k = 2J_{c0}BV/U_0k = 1$  とならなければならない。このとき  $J = J_{c0}$  となることから一般に

$$\left(\frac{2f}{U_0k}\right) = \frac{J}{J_{c0}} \equiv j \quad (1.8)$$

の関係が得られる。 $j$  は規格化電流密度である。また、 $J_{c0}$  はクリープがないと仮定したときの仮想的な臨界電流密度であり、経験的に

$$J_{c0} = A \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^\delta \quad (1.9)$$

と表現できる。 $A, m, \gamma, \delta$  はピンニング・パラメータである。これより (1.7) 式は

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

となる。また、(1.8) 式及び  $k = 2\pi/a_f$  であることより

$$U'(j) \simeq U + fa_f = U + \pi U_0 j \quad (1.11)$$

となる。この関係を用いて磁束クリープによる発生する電界 (1.4) 式を整理すると

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

のように求まる。

### 1.2.3 磁束フローによる電界

図 1.3 のような磁束クリープ状態からさらに電流を流したとき、ピン力が Lorentz 力と釣り合い  $U=0$  となる臨界状態となる。そこからさらに電流を流すとピン力が Lorentz 力を支えきれなくなりすべての磁束線が連続的に運動している状態となる。この状態を磁束フローという。

超伝導体に電流が流れていて、外部磁界が加わっているとき単位体積の磁束線に働く Lorentz 力は  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  で与えられる。一方、磁束線がこの力で超伝導体内を動こうとすると磁束線は逆向き力 (ピン力密度) を受ける。Lorentz 力の方向の単位ベクトルを  $\boldsymbol{\delta} = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$  とすると、静的釣り合いが取れる場合、すなわちピン力で磁束線が静止する場合の釣り合いの式は

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

となる。ここで  $F_p$  はピン力の強さを表す。Lorentz 力  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  がこの力を超えなければ磁束線は運動できず、 $E=0$  の状態が保たれる。したがって、電気抵抗無しに流せる最大電流密度、すなわち臨界電流密度は、 $J = F_p/B$  で与えられる。この状態で磁束の運動が止められているのであり、これが磁束クリープが無い場合、仮想的臨界電流密度  $J_{c0}$  を与えるものである。以上は局所的に Lorentz 力がピン力を上回らない場合に正しく、 $J$  が  $J_{c0}$  以下であり、かつ静的な場合に成り立つ。

一方、 $J > J_{c0}$  となると粘性力が働き、それを考慮した釣り合いの式は

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

となる。ここで  $\phi_0$  は量子化磁束であり、 $\eta$  は粘性係数である。これに  $J_{c0} = F_p/B$  及び  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$  の関係を用いて  $J$  について解くと

$$J = J_{c0} + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.15)$$

となる。ここで  $\rho_f = B\phi_0/\eta$  はフロー比抵抗である。こうした抵抗状態を磁束フロー状態という。(1.15) 式を  $E$  について整理すると、磁束フローにより発生する電界が

$$E = \rho_f(J - J_{c0}) \quad (1.16)$$

のように求まる。

### 1.2.4 TAFF(Thermally Activated Flux Flow)

もし、(1.11) 式の第2項が  $k_B T$  より十分に小さければ(1.4) 式は

$$E \simeq \frac{\pi B a_f \nu_0 U_0 J}{J_{c0} k_B T} \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (1.17)$$

となり、線形な電圧-電流特性となる。この状態を TAFF(Thermally Activated Flux Flow) と呼ぶ。高温及び高磁界での十分な時間の後に TAFF となる。ここでもし  $J$  が十分に小さいならば、 $U \rightarrow U_0$  となり、抵抗率は、

$$\rho = \rho_0 \exp\left[-\frac{U_0}{k_B T}\right] \quad (1.18)$$

によって与えられる。ここで  $\rho_0$  は  $\pi B a_f \nu_0 U_0 / J_{c0} k_B T$  に等しい。前述の結果から、磁束クリープ下での抵抗率は有限な温度での有限な電界によってはゼロに届かないということが発見されている。

### 1.2.5 ピンニングポテンシャル $U_0$

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

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.19)$$

となる。

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

$$\hat{U}_0 = \frac{\alpha_L d_i^2}{2} \quad (1.20)$$

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

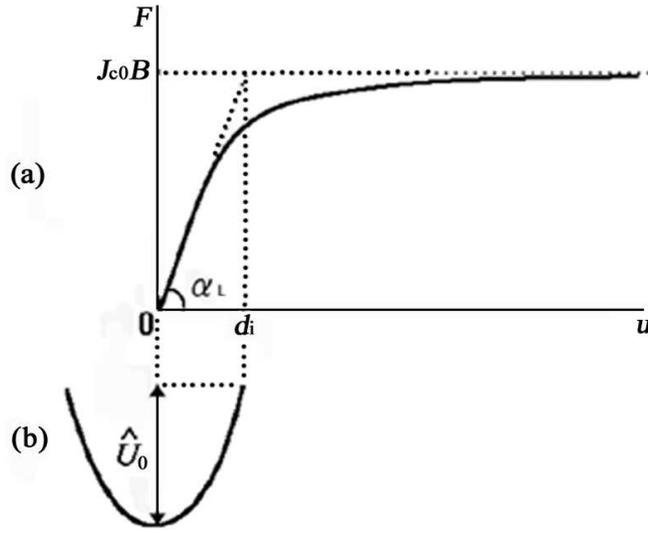


図 1.4. 磁束線が平衡位置から変位したときの (a) ピン力密度および (b) ピンニング・エネルギー密度の変化

$$J_{c0}B = \alpha_L d_i \quad (1.21)$$

の関係がある。こうした変位によるピン力密度およびピンニング・エネルギー密度の変化を図 1.4 に示す。

一方、磁束バンドルの形状は  $d > L$  の場合、図 1.5 の左図のように表され、縦方向の磁束バンドルサイズ  $L$  及び横方向の磁束バンドルサイズ  $R$  はそれぞれ以下の様に表される。ここで、 $L$  及び  $R$  はそれぞれクリープがないと仮定したときの磁束線の長さ及び横方向の理想的なピンニング相関距離である。

$$L = \left( \frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} = \left( \frac{Ba_f}{\zeta \mu_0 J_{c0}} \right)^{1/2} \quad (1.22)$$

$$R = \left( \frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.23)$$

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

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.24)$$

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

$$C_{66} = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \equiv C_{66}^0 \quad (1.25)$$

で与えられ<sup>3)</sup>、格子が乱れるにつれて小さな値となり、融解した状態ではゼロとなる。したがって、 $C_{66}$  は磁束線格子の状態によって変化し、 $C_{66}$  の実際の値は 0 から  $C_{66}^0$  の間の値を取り得るが、決定論的に決まらない。また、 $\zeta$  は相互作用距離  $d_i$  を  $a_f$  を用いて

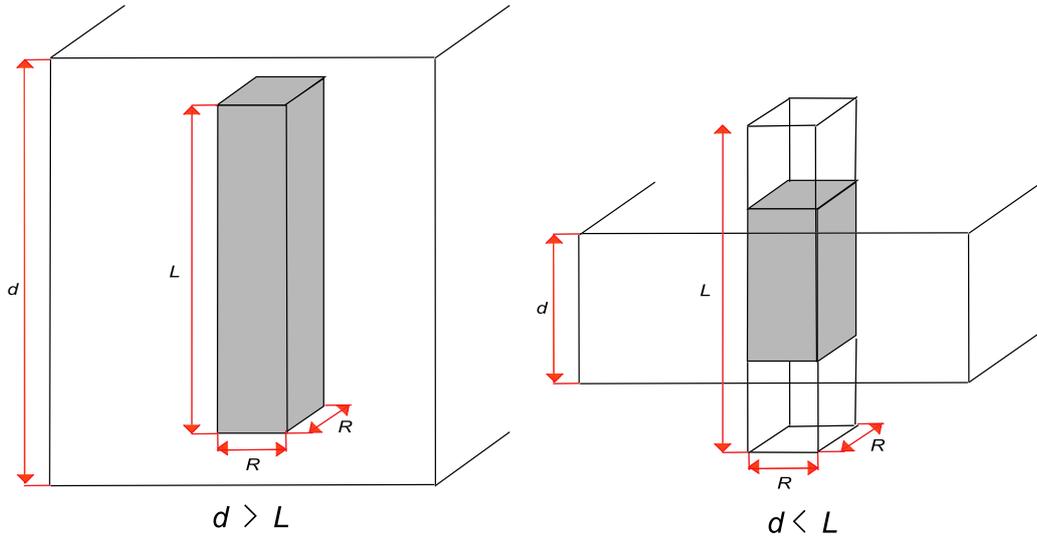


図 1.5. ピンニング相関距離  $L$  と超伝導体の厚さ  $d$  の関係の模式図

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.26)$$

と表したときの定数である。

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

$$V = LR^2 \quad (1.27)$$

と表され、ピンニングポテンシャルは

$$U_0 = \frac{a_f}{2\zeta} J_{c0} BR^2 L \quad (1.28)$$

と表せる。

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

$$R = ga_f \quad (1.29)$$

のように表す。ここで、 $g^2$  は横方向の磁束バンドルサイズの大きさを表す磁束バンドル中の磁束線数である。したがって  $g^2$  は (1.23) 式と (1.29) 式から

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

と表せる。また、完全な3次元的な三角格子の場合は

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.31)$$

となり、 $g^2$ の最大値を与える。上に述べた理由から $C_{66}$ と同様に $g^2$ も決定論的に求まらない。そこで、熱力学的な方法を用いて $g^2$ の値は磁束クリープ下で臨界電流密度が最大となるように決定する。よって、(1.28)式のピンニングポテンシャルは

$$U_0 = \frac{0.835k_B g^2 J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.32)$$

となる<sup>4)</sup>。

一方で、超伝導体の厚み $d$ が $L$ よりも小さい場合の超伝導薄膜のピンニングポテンシャルについて述べる。磁束バンドルの形状は図1.5の右図のように表され、この場合(1.27)式は

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

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

$$U_0 = \frac{4.23g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.34)$$

となる<sup>4)</sup>。本実験の解析では元から存在するピンの形状は点状ピンであるとし、重イオン照射において柱状ピンが導入されると考える。Niイオン照射後の $\zeta$ は $2\pi$ 、Auイオン照射後の $\zeta$ は4を用いる。

### 1.2.6 磁束クリープ・フローモデル

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

- クリープ状態 ( $j < 1$ )

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

$$E_{ff} = 0$$

- フロー状態 ( $j \geq 1$ )

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

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

となる。これらから、二つの寄与からなる電界 $E$ が

$$E = (E_{cr}^2 + E_{ff}^2)^{1/2} \quad (1.35)$$

のように近似で与えられるものとする。

一般に酸化物超伝導体は超伝導体内の不均一さが著しく、また弱結合などもあってピン力密度が広く分布すると思われる。ここでは簡単に(1.9)式のピン力の強さを表すパラメータ $A$ の分布を以下のような簡単な式で表現する。

$$f(A) = K \exp \left[ -\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.36)$$

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

$$E(J) = \int_0^\infty E f(A) dA \quad (1.37)$$

と表される<sup>5)</sup>。

### 1.3 要素的ピンカによる加算理論

本研究では試料は ISD 法を用いて蒸着しているために実際はテープ面に対して  $c$  軸が傾いており、重イオン照射はテープ面に垂直に行っているが、簡単のために  $c$  軸の傾斜が無いものとし、重イオン照射によって超伝導体の  $c$  軸に平行に円柱状欠陥を導入し、磁界  $B$  を  $c$  軸に平行に加えた場合を考える。柱状欠陥の要素的ピンカ  $f_p$  は、ピンの欠陥半径を  $r_0$ 、縦方向の長さを  $L$ 、 $a$ - $b$  平面内のコヒーレンス長を  $\xi$  として

$$\begin{aligned} f_p &\simeq \frac{\pi}{4\mu_0} B_c^2 \xi t; \quad \xi < r_0 \\ &\simeq \frac{\pi}{4\mu_0} B_c^2 r_0 t; \quad \xi \geq r_0 \end{aligned} \quad (1.38)$$

と表される。 $B_c$  は熱力学的臨界磁界である。また、イオン照射欠陥の濃度  $N_p$  は磁束格子間と欠陥の平均間隔が等しくなる磁界  $B_\phi$  と欠陥と平行な方向の超伝導厚  $W$  を用いて  $N_p = B_\phi / \phi_0 W$  と表せる。ただし、 $\phi_0$  は磁束量子である。しかし、イオン照射欠陥はランダムに分布しており、すべての磁束線をピン止めしているわけではない。ここでピン濃度  $N_p$  と磁束線が欠陥と出会う確率の積で与えられる有効ピン濃度  $N'_p$  を定義する。まず、外部磁界  $B$  をかけたときの単位面積当たりの磁束線の本数は  $B/\phi_0$  と表せる。ピンは磁束線の常伝導核と接触し始めから効き始めていると考え、ピンが働く面積は  $\pi(r_0 + \xi)^2$  である。よって、その磁束線が一個のピンと出会う確率は  $\pi(r_0 + \xi)^2 B/\phi_0$  と評価できる。つまり、有効ピン濃度  $N'_p$  は

$$N'_p = \frac{\pi(r_0 + \xi)^2 B B_\phi}{W \phi_0^2} \quad (1.39)$$

となる。ここでクリープが無いときの仮想的で巨視的なピンカ密度  $F_{p0}$  は

$$F_{p0} = J_{c0} B = \eta N'_p f_p \quad (1.40)$$

と表し、有効ピンニング効率  $\eta$  を定義する。これは統計平均から

$$\eta = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \quad (1.41)$$

となる。ただし  $\alpha$  は  $c = \phi_0 / \pi^2 r_0^2 B_\phi$  として

$$\alpha = \frac{-(c+1) + \sqrt{c^2 + 6c + 1}}{2c} < 1 \quad (1.42)$$

である<sup>6)</sup>。

## 1.4 本研究の目的

磁界中で高い臨界電流を持つREBCO線材であるが、更なる特性の改善のために人工ピンの導入が試みられている。しかし、導入するピンの数やサイズが臨界電流密度に与える影響は定量的に議論されていない。そこで、重イオン照射で導入される欠陥はサイズや照射量を制御できるという特徴があるので、DyBCOコート線材にさまざまな条件で重イオン照射を行い、円柱状欠陥の数密度やサイズが臨界電流密度特性に与える影響を調べた。

## 第 2 章 実験

### 2.1 試料

本研究で用いた試料は、THEVA 社により作製された DyBCO コート線材である。提供していただいた試料の作製方法について以下に示す。

#### 2.1.1 試料の作製方法

試料は ISD(Inclined Substrate Deposition) 法を用いて作製された DyBCO コート線材であり、Hastelloy C276 基板の上に、中間層として ISD 法によつて堆積させた MgO 層と、MgO キャップ層を作製し、その上に共蒸着 (co-evaporation) 法によつて DyBCO 層を堆積させ、最後に Ag 保護膜が蒸着されているものである。基板の構造の概略図については図 2.1 に示す。

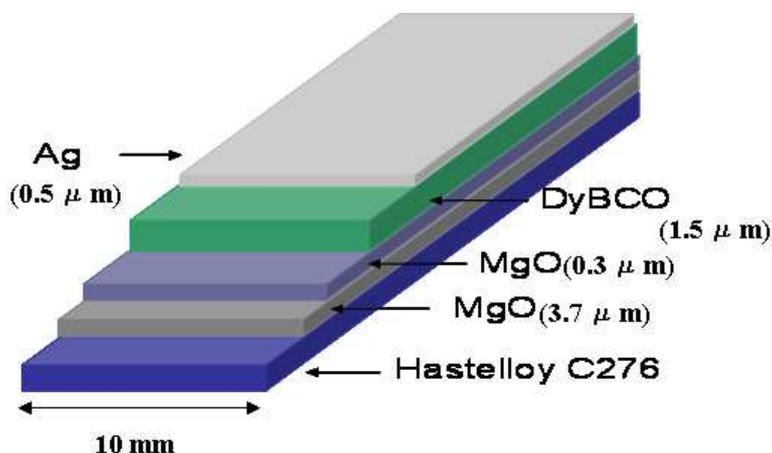


図 2.1. DyBCO コート線材

#### 2.1.2 ISD 法

ISD 法とは、レーザー蒸着法あるいは電子ビーム蒸着法において、ターゲットに対して基板に角度を持たせて対向させ成膜することにより、特別な操作をすることなく成膜した材料の結晶方位が 3 次元的にそろえる方法であり、これを利用して自己配向した中間層を成膜し、その上に超伝導層を成膜する。今回 THEVA 社から提供された試料では、

ターゲットに対して基板は  $25\text{-}30^\circ$  の角度で傾けて蒸着されている。ISD 法による蒸着の概略図は図 2.2 に示す。

配向が容易に行えるため長尺化がしやすくまた作製速度も高速であるという特徴を持つ。しかし、その製法に由来した基板法線に対する結晶配向方向のずれ、やや大きい面内配向性などの問題もある。このため、結晶配向性は高いとは言えず、 $J_c$  も IBAD 法によるものよりやや低い値となっている。

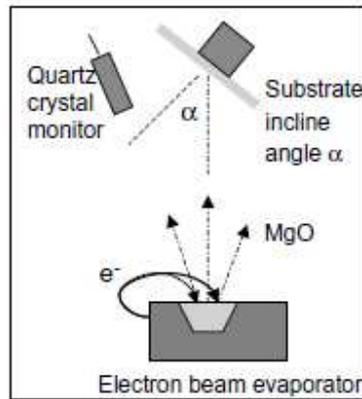


図 2.2. ISD 法による蒸着方法<sup>7)</sup>

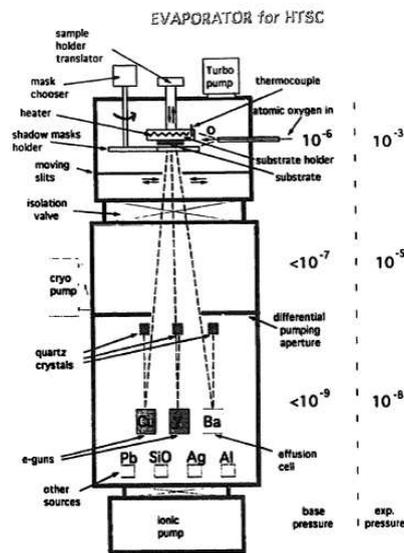


図 2.3. 共蒸着法による蒸着方法<sup>8)</sup>

### 2.1.3 共蒸着法

共蒸着法とは、真空容器内で複数の蒸着源を個々に電子ビームで加熱蒸発させ、ヒーターによって加熱された基板の上に薄膜として成長させること。この方法では、元素ごと

に蒸着レートを決定することができ、組成制御が容易に行える。共蒸着法による蒸着の概略図は図 2.3 に示す。

## 2.2 重イオン照射条件

表 2.1 照射条件

試料	照射イオン	エネルギー	欠陥半径	$B_\phi$	$T_c$
before	-	-	-	-	89.7 K
#1	Au	320 MeV	8 nm	1 T	88.3 K
#2	Au	200 MeV	5 nm	1 T	88.9 K
#3	Ni	200 MeV	2 nm	1 T	89.6 K

前記した DyBCO コート線材に重イオン照射を行った条件を表 2.1 に示す。照射方向はテープ面に垂直に行った。

照射イオンは Au と Ni イオンを用い、欠陥半径は照射イオンとエネルギーの関係より他論文を参考にし決定した。また、マッチング磁界  $B_\phi$  は磁束量子と欠陥密度により、 $B_\phi = \phi_t \phi_0$  と計算した。

## 2.3 測定方法

SQUID を用いた MPMS システムを用い、直流磁化測定によって  $J_c$ - $B$  特性、磁化緩和測定によって  $E$ - $J$  特性と  $n$  値を評価した。

### 2.3.1 SQUID 磁力計による直流磁化測定

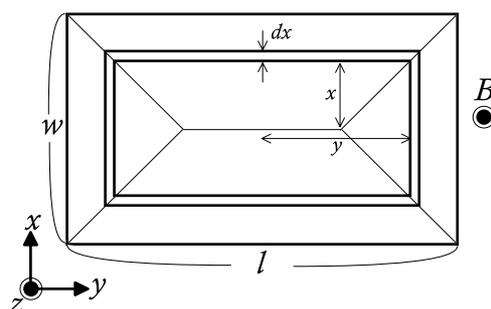


図 2.4. 四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅  $dx$  の帯に囲まれた領域。

長さ  $l$ 、幅  $w$  の平板上超伝導体 ( $l > w$ ) の試料の広い面に垂直に磁界を加えた場合について考える。図 2.4 においては、試料に座標を設け、試料の幅方向を  $x$  軸、長さ方向を

$y$  軸、広い面に垂直な方向を  $z$  軸とし、試料の中心を原点としている。試料内の  $(x,0,z)$  の位置を  $y$  軸方向に流れる細い線  $dx dz$  を流れる環状電流が作る面積は図 2.4 のように  $S = 2x(2x + l - w)$  であり、この環状電流による磁気モーメントは、 $dm = J_c S dx dz$  で与えられる。従って、全体の磁気モーメントは、

$$\begin{aligned} m &= \int dm \\ &= \int \int S(x) J_c dx dz \\ &= J_c d \int S(x) dx \end{aligned} \quad (2.1)$$

となる。ただし、 $d$  は磁界の方向の試料の厚みである。これを計算すると

$$m = \frac{J_c w^2}{12} (3l - w) d \quad (2.2)$$

となる。また、この環状電流による磁化は磁気モーメントを体積  $wld$  で割ったものとなり、磁化のヒステリシスの大きさはその 2 倍となる。これにより、臨界電流密度は、

$$J_c = \frac{6l}{w^2(3l - w)} \Delta M \quad (2.3)$$

となる。よって、 $\Delta M$  を測定することにより  $J_c$  を評価することができる<sup>9)</sup>。

### 2.3.2 SQUID 磁力計による磁化緩和測定

一方、磁化緩和測定では、試料に対して十分大きな磁界を加え、それから目的とする磁界まで下げる。これは試料に磁束を十分トラップさせた臨界状態にするためである。この操作により試料は内部の磁束を保とうとして永久的に一定の遮蔽電流を流し続けようとする。しかしながら、実際には時間に対して対数的に遮蔽電流の減衰が起きる。この遮蔽電流は磁化から求めることができ、また Maxwell の方程式と磁化の時間変化から電界を求めることができる。以上のことから、磁化の緩和測定から  $E$ - $J$  曲線を得ることができる。ここでの電界領域は約  $1.0 \times 10^{-8}$  V/m 以下の超低電界領域である。

まず、電流密度  $J$  は、式 (2.2) より、

$$J = \frac{12m}{w^2 d (3l - w)} \quad (2.4)$$

となる。

ここで試料の形状が磁界方向に沿って無限に長い場合を考える。四方向から磁束が侵入した場合、試料内の磁束の分布は図 2.5 のようになっており、このとき試料に侵入した磁束  $\Phi$  は

$$\Phi = wl B_e + \frac{\mu_0 m}{d} \quad (2.5)$$

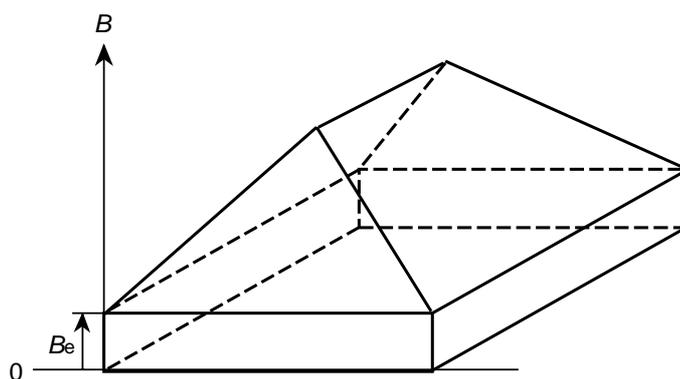


図 2.5. 測定時の  $c$  軸方向の磁束の分布。

で表される。

一方、Faraday の法則により、 $d$  が  $w$  や  $l$  よりも十分大きい場合の試料内の電界  $E$  は、

$$E = -\frac{1}{2(l+w)} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.6)$$

で表される。

しかしながら、今回用いている試料は磁界の方向に対しても薄いため、このままでは  $E$  が過大評価されてしまう。そのため、この形状の影響を考慮しその補正係数を  $G$  とすると、式 (2.5)、式 (2.6) 式より電界  $E$  は次のように表すことができる。

$$E = -\frac{\mu_0 G}{2d(l+w)} \cdot \frac{dm}{dt} \quad (2.7)$$

この補正係数  $G$  は、近似的に直径  $d$  のワイヤーからつくった直径  $l$  の一巻きのコイルによる自己インダクタンス  $L_1 = (\mu_0 l / 2) \log(8l/d)$  [H] と厚さ  $d$ 、直径  $l$  の長い中空円柱の自己インダクタンス  $L_2 = \pi \mu_0 l^2 / 4d$  [H] の比で与えられ、 $G = L_1 / L_2$  を見積もることができる。

以上、式 (2.4)、式 (2.7) を用いて SQUID 磁力計による磁化の緩和測定より  $E$ - $J$  曲線が評価される。また、 $n$  値は  $E = 1.0 \times 10^{-9} \sim 1.0 \times 10^{-11}$  V/m<sup>2</sup> で決定し、不可逆磁界  $B_i$  は  $J_c = 1.0 \times 10^8$  A/m<sup>2</sup> となる磁界で定義した。なお、 $n$  値とは、 $E$ - $J$  曲線の電界の立ち上がりを表した関係式  $E \propto J^n$  における指数であり、抵抗遷移の鋭さを表す尺度である。ここで、磁化の緩和より評価された  $E$ - $J$  曲線において各試料で違いはあるが、緩和開始時に発生する電界を電界基準  $E_c$  に設定し、そこで  $J_c$  を決めた場合、磁化のヒステリシスから評価された  $J_c$  と磁化緩和測定から評価された  $J_c$  は一致した。これは磁化のヒステリシスと緩和の開始時が同じことから理解できるが、これより磁化のヒステリシスから評価される  $J_c$  と磁化緩和測定から評価される  $J_c$  との対応関係がなりたっていることが分かる。なお、そのときの電界レベルはおおよそ  $E \simeq 1 \times 10^{-9}$  V/m である。

## 第 3 章 実験結果及び検討

### 3.1 $J_c$ - $B$ 特性

図 3.1 にそれぞれ試料 #1-#3 の  $J_c$ - $B$  特性を示す。図 3.1 を見ると、低磁界側では欠陥半径が大きいものほどより低い  $J_c$  を示していることが分かる。これは、表 2.1 での  $T_c$  を見れば分かるように、 $T_c$  の減少が多いものほど  $J_c$  が劣化している。このことより、低磁界での  $J_c$  の劣化は  $T_c$  の減少の原因である超伝導組織の劣化が影響していると考えられる。

一方、高磁界側では欠陥半径が大きいものほどより高い  $J_c$  を示していることが分かり、また、特に低温よりも高温においての改善が大きいものとなっている。これは、照射欠陥が大きいものほど欠陥と磁束線の交わる確率が高くなることより、高磁界下で有効なピンニングセンターとして働いていることが考えられる。また、マッチング磁界付近においてゆるやかなピークが見られることからマッチング効果を確認できる。

図 3.2 に 70 K における 0.01 T の  $J_c$  で規格化した臨界電流密度の磁界依存性を示す。Au イオン照射により、臨界電流密度の磁界依存性が改善されていることが分かる。一方で、低磁界側では試料間で大きい差は見られず、0.5 T の磁界あたりから差が見られるようになる。

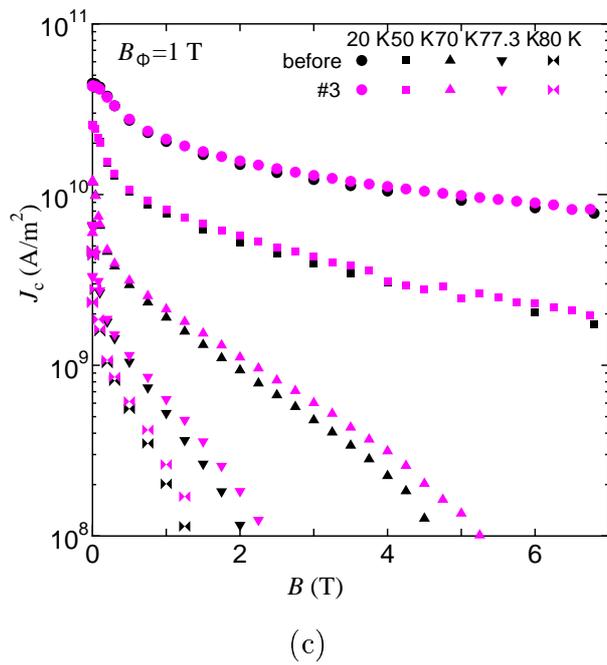
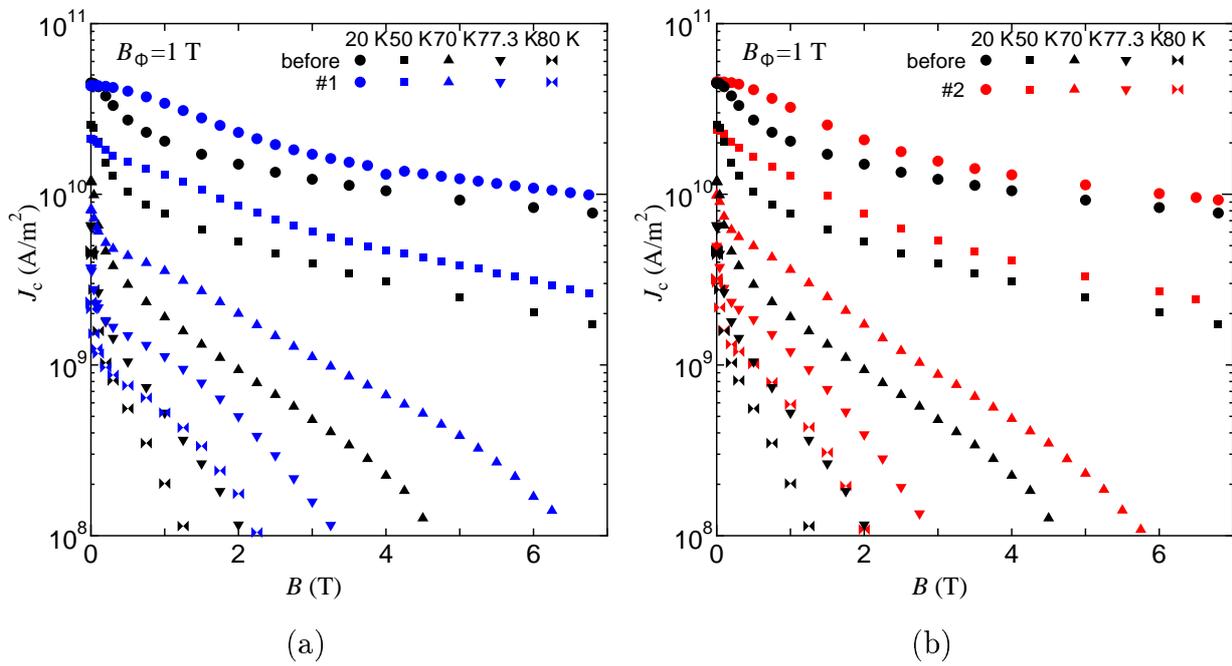


図 3.1. 各試料 (a)#1 (b)#2 (c)#3 の  $J_c$ - $B$  特性

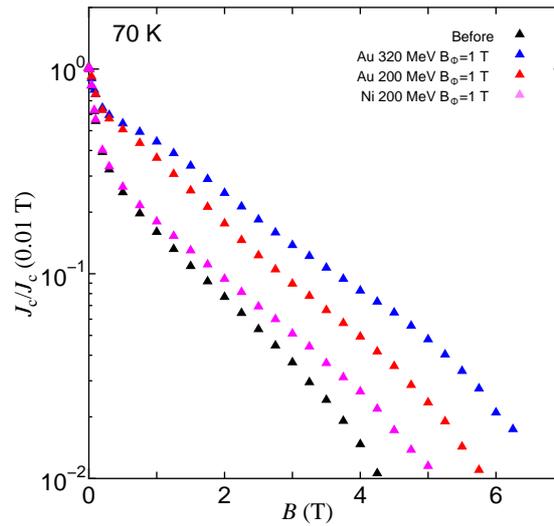


図 3.2. 0.01 T の臨界電流密度で規格化した 70 K における臨界電流密度

### 3.2 不可逆磁界

$J_c$  がゼロでないためにはピンニングが有効である必要がある。外部磁界を増加させていくと徐々にピンニングが弱まり、上部臨界磁界より遥かに小さい磁界で  $J_c$  はゼロになってしまう。この  $J_c = 0$  と  $J_c \neq 0$  の境界の磁界を不可逆磁界  $B_i$  という。

図 3.3 に不可逆磁界の温度依存性を示す。照射後のものは不可逆磁界の改善が見られ、特に Au イオン照射後の試料で大幅に向上している。温度依存性は、試料間で特に大きな差は見られなかった。

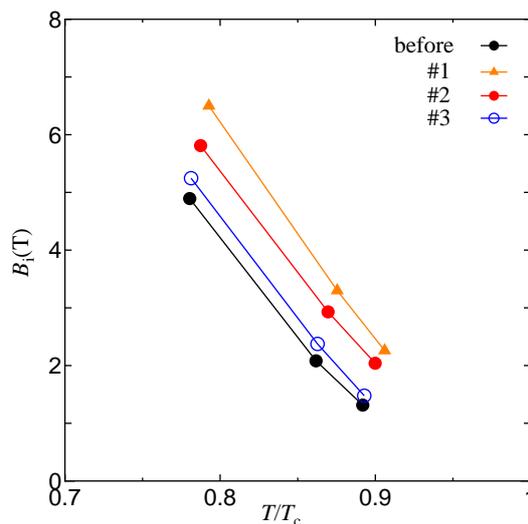


図 3.3. 重イオン照射前後での不可逆磁界の温度依存

### 3.3 $E$ - $J$ 特性と $n$ 値

図 3.4 に磁気モーメントの緩和から求めた  $E$ - $J$  特性を示す。重イオン照射により、 $E$ - $J$  曲線が高電流密度側にシフトし、磁界依存性および  $n$  値の変化が見られた。

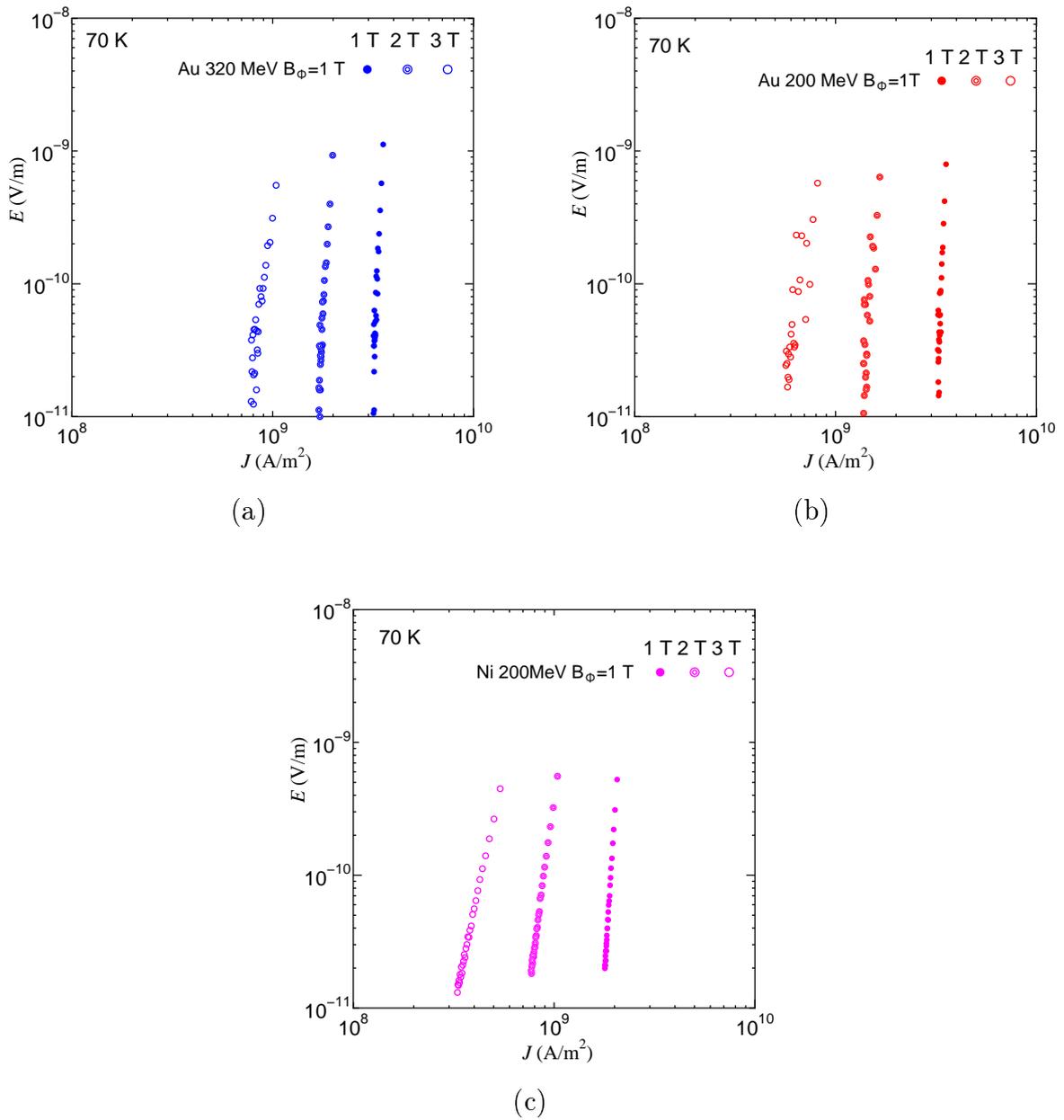


図 3.4. 70K における各試料 (a)#1 (b)#2 (c)#3 の  $E$ - $J$  特性

また、この  $E$ - $J$  特性より、 $1.0 \times 10^{-9} \sim 1.0 \times 10^{-11}$  V/m の範囲で決定した  $n$  値の磁界依存性を図 3.5 に示す。図を見ると照射により  $n$  値は向上していることが分かる。低磁界の  $n$  値は試料間の  $T_c$  の違いによる影響を大きく受けており、 $T_c$  の劣化が大きい試料では  $n$  値が低くなっていると考えられる。また、低磁界では #1 が、高磁界では #2 が最も高い値を示しており、この磁界依存性は  $J_c$  の磁界依存性と同じ傾向を示している。このことより、 $J_c$  の分布幅が磁界によって大きく変化しておらず、 $J_c$  の平均値に対して相対的に  $J_c$  の分布幅が小さい部分で  $n$  値が高くなっていることが考えられる。よって、これはマッチング効果が臨界電流密度を通して  $n$  値に影響を与えていることによるものであると考えられる。

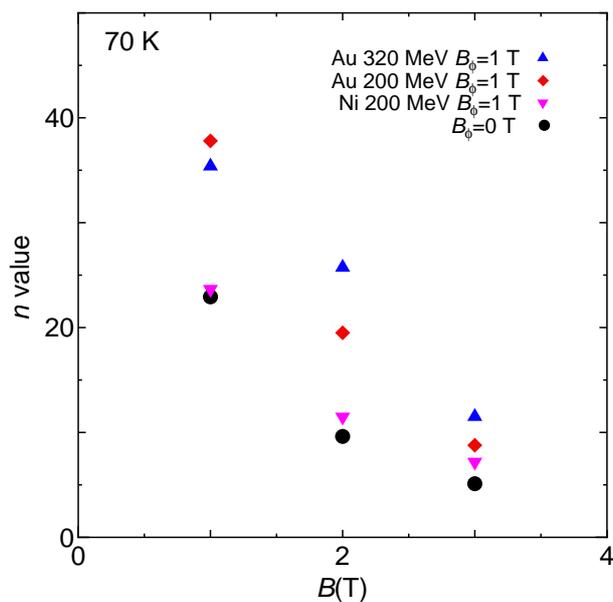


図 3.5. 70 K における  $n$  値の磁界依存性

## 第 4 章 解析及び考察

### 4.1 磁束クリープ・フローモデルと要素的ピン力による加算理論による解析

本解析においては実験での値にフィッティングを行った磁束クリープ・フローモデルでの仮想的な臨界電流密度  $J_{c0}$  の最頻値  $J_{c0m}$  と加算理論での柱状欠陥のピンから予想される  $J_{c0s}$  を比較することにより、加算理論で実験結果の説明を試みることを目的としている。また、解析においては図 4.1 のように導入した柱状欠陥以外に線材作製時から存在するピンがあることを考慮した。

加算理論においては、元から存在するピンの寄与を  $J_{c0mb}$  とし、集合的ピンニング理論により、

$$J'_{c0s} = (J_{c0mb}^2 + J_{c0s}^2)^{1/2} \quad (4.1)$$

として最終的に  $J'_{c0s}$  を求めた<sup>10)</sup>。

磁束クリープ・フローモデルにおいては、 $J_c$  の大幅な改善により、円柱状欠陥が強いピンとして働き、元のピンが弱いため強いピンを補うように働いていると考えた。よって、円柱状欠陥よりも強い種類のピンが効いてるとして近似を行っている。

#### 4.1.1 加算理論による柱状欠陥の $J_{c0s}$ の評価

得られた実験結果について、要素的ピン力の加算理論による説明を試みる。まず、式 (1.40) に式 (1.38)、式 (1.39)、式 (1.41) を入れることにより、それぞれ  $\xi_{ab} > r_0$  になる場合と  $\xi_{ab} < r_0$  になる場合の  $J_{c0s}$  の式は

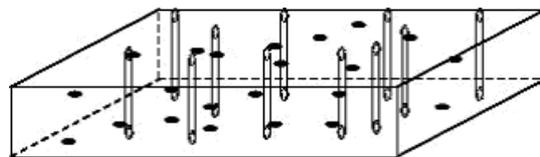


図 4.1. 照射後の試料におけるピンのイメージ

表 4.1 加算理論により計算した仮想的な臨界電流密度  $J_{c0s}$

試料	$\eta$	$\xi_{ab}(70\text{ K})$ [nm]	$B_c(70\text{ K})$ [T]	$J_{c0s}(70\text{ K})$ [A/m <sup>2</sup> ]
#1	0.66	3.87	0.266	$1.2 \times 10^{10}$
#2	0.82	3.82	0.280	$8.8 \times 10^9$
#3	0.99	3.77	0.293	$8.9 \times 10^8$

$$\begin{aligned}
 J_{c0s} &= \eta \frac{\pi^2 (r_0 + \xi_{ab})^2 r_0 B_\phi B_c^2}{4\mu_0 \phi_0} ; \xi_{ab} > r_0 \\
 &= \eta \frac{\pi^2 (r_0 + \xi_{ab})^2 \xi_{ab} B_\phi B_c^2}{4\mu_0 \phi_0} ; \xi_{ab} < r_0
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

となる。これより重イオン照射による円柱状欠陥が与える  $J_{c0s}$  を計算した。

本解析においては熱力学的臨界磁界  $B_c$  の値は、照射前の試料において  $B_c(77\text{ K})=0.192\text{ T}$  と仮定した<sup>11)</sup>。これより、照射前の試料において  $B_c(70\text{ K})=0.298\text{ T}$  となる。照射後の試料で  $T_c$  が低下しており、これは超伝導組織の劣化によるものであると考えられる。このことより  $B_c$  も劣化していると考えられる。照射による  $J_{c0}$  の減少率が照射による凝縮エネルギーの減少率より考えられるので、 $J_{c0}$  の減少率により、照射後の  $B_c$  を見積もることができると考えられる。ここでは、20 K、0.01 T の  $J_c$  の実験値においては磁束クリープが無視できると考え、照射後の  $B_c$  を評価した。また、 $B_{c2}$  は YBCO の値として照射前の試料において  $B_{c2}(77\text{ K})=15\text{ T}$  と仮定した。

#### 4.1.2 磁束クリープ・フローモデルによる解析

実験結果に理論的な考察を加えるため、ピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルを用いた解析を行った。解析では式(1.9)、式(1.32)、式(1.34)、式(1.36)における、 $A_m$ ,  $\sigma^2$ ,  $\gamma$ ,  $m$ ,  $g^2$  をピンニングパラメータとして理論値を算出し実験結果にフィッティングさせることによりパラメータを決定した。フィッティングの結果を図4.2～図4.4に、得られたピンニングパラメータは表4.2に示した。

表 4.2 ピンニングパラメーター

試料	$A_m$	$\sigma^2$	$\gamma$	$m$	$\zeta$
before	$1.40 \times 10^{11}$	0.0100	0.61	1.65	$2\pi$
#1	$1.90 \times 10^{11}$	0.0062	0.52	1.65	4
#2	$1.76 \times 10^{11}$	0.0060	0.33	1.65	4
#3	$1.42 \times 10^{11}$	0.0082	0.62	1.65	$2\pi$

ここで、得られたピンニングパラメータ見てみると、 $A_m$  においては、Au イオンの

照射により  $A_m$  は向上していることが分かる。また、#1と#2を比べてみると照射エネルギーが大きくなると  $A_m$  はさらに向上していることが分かり、サイズの大きなピンニングセンターの方がピン力の向上に効果的であるという結果が得られた。一方、Niの照射では、もとのピンが強く効いていてNiの照射の影響が弱いので  $A_m$  がほとんどあがっていないのだと考えられる。

$\sigma^2$  は照射前の試料に比べ小さくなった。これは重イオン照射により、形状の分布の小さなピンが多く導入されたために、ピン力の分布幅を表す  $\sigma^2$  が小さくなったと考えられる。

この解析により得られた  $A_m$  の値を用いて、要素的ピン力の統計的加算理論によって柱状欠陥の場合に予想される理論値との比較を行った。

## 4.2 磁束クリープ・フローモデルと加算理論による値の比較

加算理論により予想される値は、式4.1に、表4.1に示した  $J_{c0s}$  と線材作製時から存在するピンの寄与を1 T, 70 Kでの最頻値として

$$J_{c0mb}(1\text{ T}, 70\text{ K}) = 1.40 \times 10^{11} \left(1 - \frac{70}{T_c}\right)^{1.65} \quad (4.3)$$

を与えて  $J'_{c0s}$  を出した。

また、磁束クリープ・フローモデルからは得られた  $A_m$  の値を用いて、1 T, 70 Kでの最頻値として

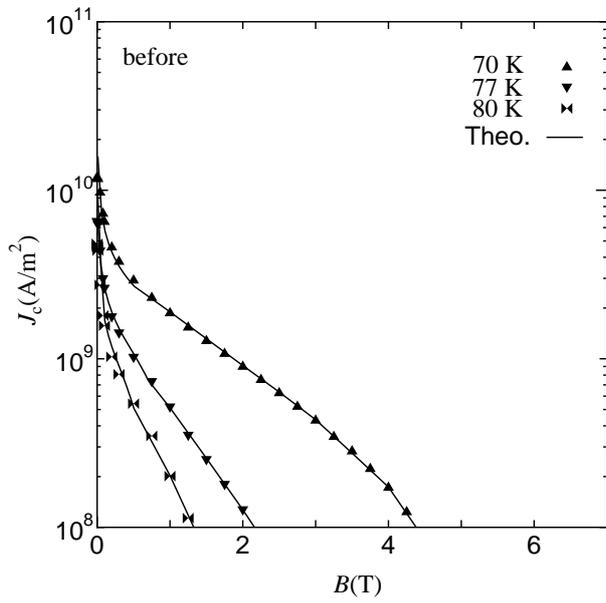
$$J_{c0m}(1\text{ T}, 70\text{ K}) = A_m \left(1 - \frac{70}{T_c}\right)^m \quad (4.4)$$

から  $J_{c0m}$  を出した。それぞれの値は表4.3に示した。

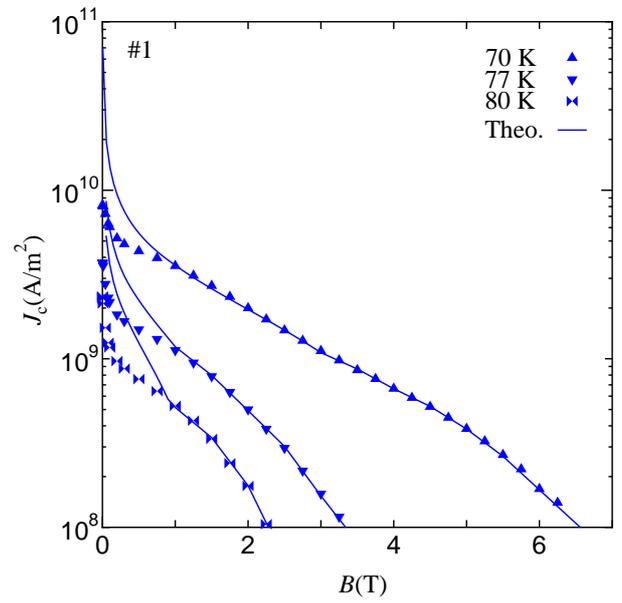
表 4.3  $J_{c0}$  の最頻値の比較 (70 K)

試料	$J'_{c0s}$ [A/m <sup>2</sup> ]	$J_{c0m}$ [A/m <sup>2</sup> ]
#1	$1.58 \times 10^{10}$	$1.42 \times 10^{10}$
#2	$1.44 \times 10^{10}$	$1.37 \times 10^{10}$
#3	$1.14 \times 10^{10}$	$1.21 \times 10^{10}$

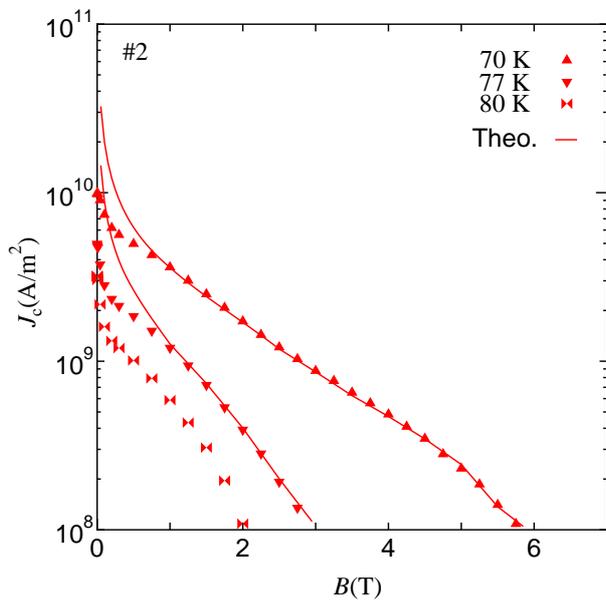
これらの値は良く一致しており、加算理論で実験結果の説明が出来たといえる。今回行った解析では、円柱状の常伝導部分がピンニングセンターとして働いていると仮定しており、nano-rodの場合にも同様の解析が有効であると考えられる。



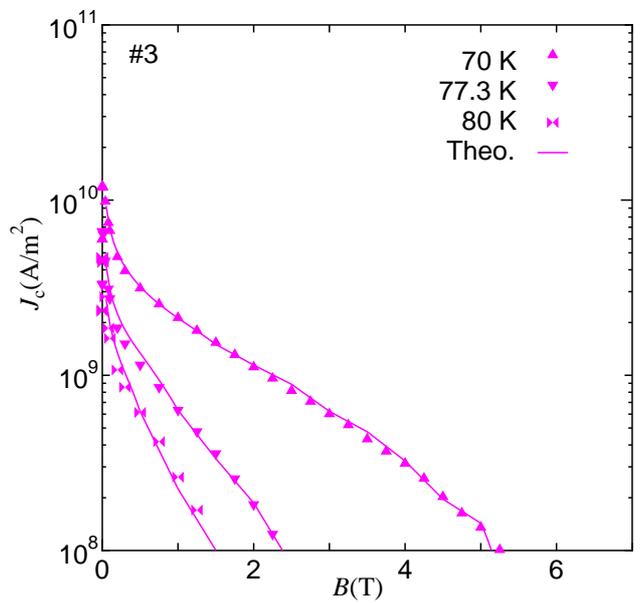
(a)



(b)

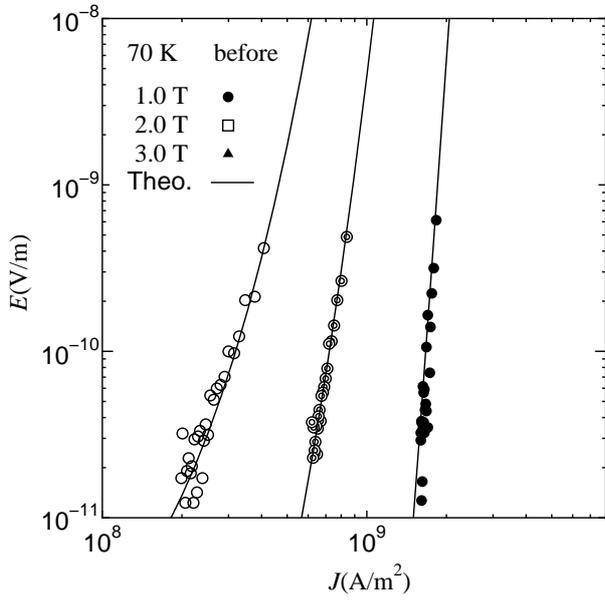


(c)

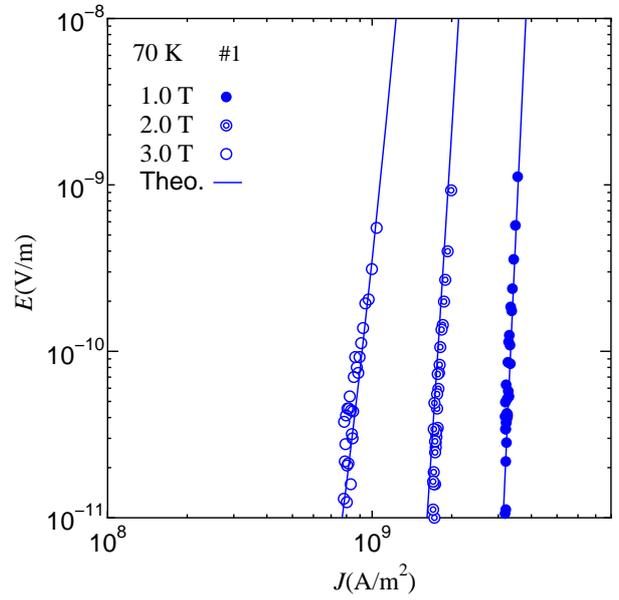


(d)

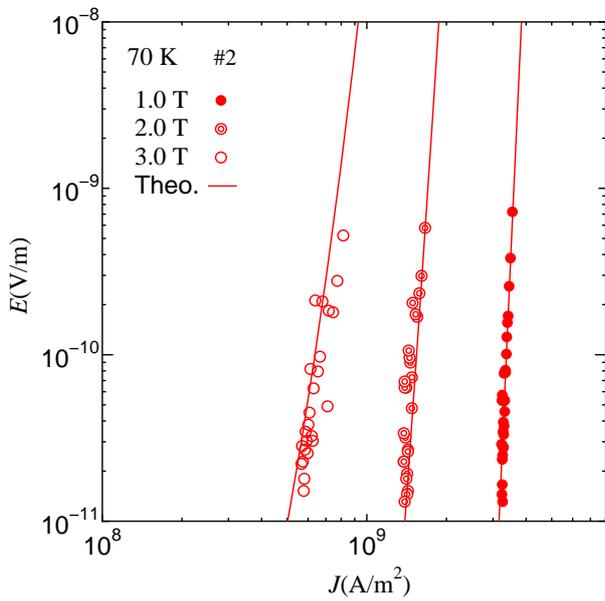
図 4.2.  $J_c$ - $B$  特性の実験値と磁束クリープ・フローモデルによる理論値の比較



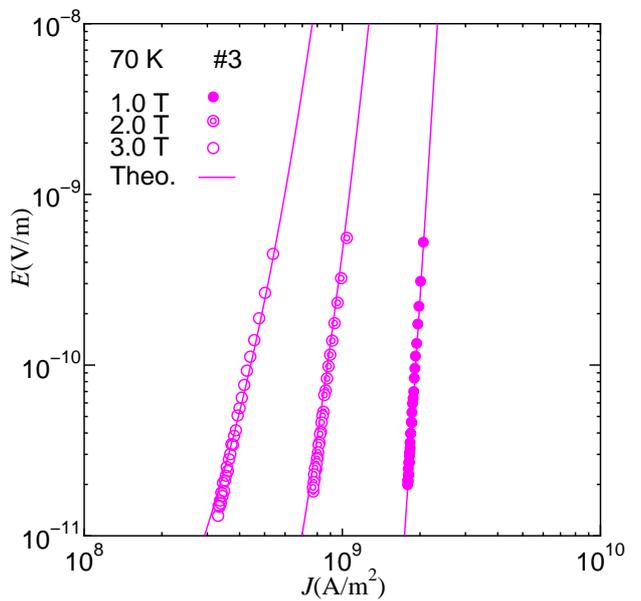
(a)



(b)



(c)



(d)

図 4.3.  $E$ - $J$  特性の実験値と磁束クリープ・フローモデルによる理論値の比較

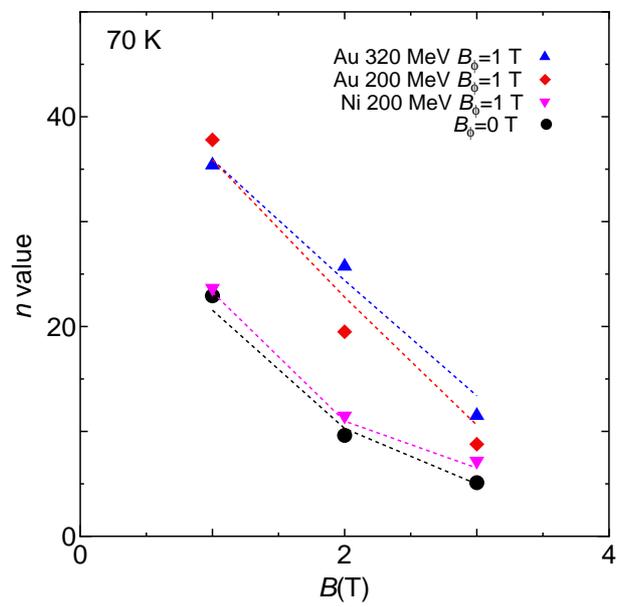


図 4.4.  $n$  値の実験値と磁束クリープ・フローモデルによる理論値の比較

## 第 5 章 まとめ

超伝導 DyBCO-coated 線材を用い、磁化緩和測定によって  $E$ - $J$  特性と  $n$  値、直流磁化測定によって  $J_c$ - $B$  特性を求め、不可逆磁界を評価した。その結果を用い、ピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルによる解析結果と要素的ピン力による加算理論による結果での比較検討を行った。その結果以下のことが明らかになった。

- 照射による欠陥半径が大きいほど特に高温・高磁界で高い  $J_c$

高磁界側では欠陥半径が大きいものほどより高い  $J_c$  を示していることが分かり、また、特に低温よりも高温においての改善が大きいものとなっている。これより、照射欠陥が大きいものほど欠陥と磁束線の交わる確率が高くなることより、高磁界下で有効なピンニングセンターとして働いていることが考えられる。また、ピンニングパラメータより、特に Au イオンの照射により  $A_m$  は向上していることが分かり、照射エネルギーが大きくなるほど  $A_m$  はさらに向上していることが分かった。

- $n$  値とピンニングパラメータ  $\sigma^2$

重イオン照射により、 $E$ - $J$  曲線が高電流密度側にシフトし、磁界依存性および  $n$  値の変化が見られた。この  $E$ - $J$  特性より、 $1.0 \times 10^{-9} \sim 1.0 \times 10^{-11}$  V/m の範囲で決定した  $n$  値は向上した。これは、磁束クリープ・フローモデルによる解析から、 $\sigma^2$  が小さくなったことによるが、この原因としては、均一な強いピンニングセンターが導入されたためであると考えられる。

- 磁束クリープ・フローモデルと加算理論を用いて説明可能

加算理論で予想されるように、円柱状の欠陥における場合、半径が大きいピンが効果的であると考えられる。また、nano-rod 等においても、上述の条件が有効であると考えられることができる。

## 謝辞

本研究を行なうにあたり、多大なる御指導、助言を頂いた松下照男教授に深く感謝いたします。また、様々な助言や指導、ご協力をして頂いた小田部荘司教授、木内勝助教、イオン照射を行っていただいた日本原子力機構の岡安悟さん及び試料を提供して下さいました THEVA GmbH に深く感謝いたします。最後に、公私共々お世話になりました松下研究室、小田部研究室の皆様にも深く感謝いたします。

## 参考文献

- 1) 一瀬 中 : 電中研報告「ナノ構造制御による Y 系超電導膜の高臨界電流密度化」 (2006).
- 2) K. Yamafuji, T. Fujiyoshi, K. Toko and T. Matsushita: Physica C 159(1989)743.
- 3) E. H. Brandt: Phys. Rev. B **34** (1986) 6514.
- 4) T. Matsushita, T. Fujiyoshi, K. Toko, K. Yamafuji: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 2039.
- 5) E. S. Otabe, M. Kiuchi: Flux creep-flow model.
- 6) M. Kiuchi, T. Matsushita: イオン照射欠陥による Y 系超伝導体の磁束ピンニング特性
- 7) M. Li, B. Ma, R.E. Koritala, B.L. Fisher, K. Venkataraman, V.A. Maroni, V. Vlasko-Vlasov, P. Berghuis, U. Welp, K.E. Gray, U. Balachandran: Physica C **387** (2003) 373-381.
- 8) J. Lesueur, M. April t, T.J. Horton, F. Lalu, M. Guilloux-Viry, A. Perrin, L. Dumoulin: Journal of Alloys and Compounds **25** (1997) 156-160.
- 9) 松下照男著 : 超伝導応用の基礎 (米田出版)p.108-110
- 10) N. Ihara, T. Matsushita:Physica C 257(1996)223-231.
- 11) T. Matsushita, M. Kiuchi, T. Haraguchi, T. Imada, K. Okamura, S. Okayasu, S. Uchida, J. Shimoyama, K. Kishio, Supercond. Sci. Technol. 19 (2006) 200.