

# Bi-2223 銀シーステープ線材の 臨界電流のテープ面内磁界角度依存性の評価

小田部研究室

田中 大智

平成 27 年 2 月 19 日

電子情報工学科

# 目次

第 1 章 序論 .....	1
1.1 はじめに.....	1
1.2 縦磁界効果.....	2
1.3 銅酸化物超伝導体 .....	3
1.3.1 ビスマス系超伝導体 .....	3
1.3.2 PIT 法 .....	4
1.3.3 CT-OP 法 (ConTrolled Over Pressure sintering) 法 .....	4
1.4 超伝導ケーブル.....	5
1.4.1 縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブル .....	5
1.5 本研究の目的 .....	9
第 2 章 実験 .....	10
2.1 試料諸元 .....	10
2.1.1 Bi-2223 銀シーステープ線材.....	10
2.1.2 GdBCO コート線材.....	10
2.2 直流四端子法 .....	11
2.3 テープ面内角度調査用の回転サンプルホルダー .....	12
2.4 $I_c$ の決定方法 .....	17
2.5 実験手順 .....	18
第 3 章 実験結果と検討.....	19
3.1 RE 系コート線材の $I_c - \phi$ 特性 .....	19
3.1.1 回転機構の角度の精度についての検討.....	20
3.2 $E - I$ 特性 .....	24
3.3 $I_c - \phi$ 特性 .....	25

第4章 まとめ .....	27
4.1 まとめ.....	27
4.2 今後の課題.....	27
謝辞 .....	28
参考文献.....	29

# 目次

図 1.1 : 超伝導電力ケーブルの構造[2] .....	8
図 2.1 : DI-BSCCO Type HT の断面像[5] .....	10
図 2.2 : FYSC-SC05 の線材構造[7].....	11
図 2.3 : 直流四端子法.....	12
図 2.4 : Bi-2223 超伝導マグネット .....	13
図 2.5 : サンプルホルダー設計図 .....	14
図 2.6 : サンプルステージ概要図 .....	15
図 2.7 : 実物の写真 .....	16
図 2.8 : 糸の巻き方の概要図.....	16
図 2.9 : $I_c$ の決定方法のイメージ .....	17
図 3.1 : RE 系コート線材の $I_c - \varphi$ 特性 .....	20
図 3.2 : $\varphi = 90$ degreeにおいて規格化した .....	21
図 3.3 : 正の向きに通電しているときの外部磁界と .....	22
図 3.4 : 負の向きに通電しているときの外部磁界と .....	23
図 3.5 : 縦磁界状態を実現している状態 .....	24
図 3.6 : $E - I$ 特性 .....	25
図 3.7 : $I_c - \varphi$ 特性.....	26

# 表目次

表 1.1 : 縦磁界効果を用いた高温超伝導直流電力ケーブルと .....	8
表 2.1: DI-BSCCO Type HT の諸元[5].....	10
表 2.2: FYSC-SC05 の諸元[7].....	10

# 第1章 序論

## 1.1 はじめに

超伝導現象は、超伝導体という物質の電気抵抗が温度の低下とともにゼロになる現象であり、1911年にオランダの物理学者 H.K.Onnes によってはじめて水銀で発見された。その後多くの元素、金属、化合物について超伝導現象が確認されている。超伝導体は、その電気抵抗が消滅する性質から様々な工学的な応用に期待されているが、その性質は、現在までに発見された多くの超伝導体において、わずかな磁界や温度によって失われてしまうために応用が難しいものであった。このように、超伝導体はある磁界や温度の範囲内でのみ超伝導現象を示すものであり、その転移温度を臨界温度 $T_c$ 、転移磁界を臨界磁界 $B_c$ と呼ぶ。超伝導現象は、現在までにその発現機構や性質に関する研究が進められており、1933年にドイツの物理学者 W.Meißner と R.Ochsenfeld によって超伝導体の完全反磁性 (Meißner-Ochsenfeld 効果) を発見し、さらに 1957年に J.Bardeen、L.N.Cooper、J.R.Schrieffer らによって BCS 理論が提唱され、超伝導現象の発現機構における基本的な理解が与えられた。しかし、BCS 理論では、超伝導体の $T_c$ は 30 K を超えない (これは BCS 理論の壁と呼ばれる) と予想されていたが、1986年にドイツの物理学者 J.G.Bednorz とスイスの物理学者 K.A.Müller らによって、 $T_c$ が 35 K となる La-Ba-Cu-O 系の超伝導体が発見された。この発見以降に世界各国で $T_c$ の高い超伝導体の探索が行われ、1987年に、液体窒素温度(77 K)より高い $T_c$ をもつ超伝導体が発見された。高温超伝導体の中でも、銅酸化物であるものは銅酸化物高温超伝導体と呼ばれる。 $T_c$ が 77 K を超える高温超伝導体が発見されるまで、液体ヘリウムが超伝導体の冷媒に用いられていたが、ヘリウム資源は地中からの採掘以外では回収が困難であり、その採掘量も枯渇していくことが予想されている。しかし、 $T_c$ が 77 K を超える高温超伝導体が発見されてからは、その冷媒に液体窒素を用いることや、冷却手段として冷凍庫を使用することが可能となった。窒素はヘリウムと比較して回収が容易であることから、超伝導体の冷却コストの低減により様々な機器への応用が期待されている。しかし、これらの高温超伝導体にも実用化に向けて様々な課題が残されているため、現在でも研究が続けられている状態である。

超伝導体は、それが超伝導状態にあるときに、電流を流した場合や外部磁場をかけた場合、その磁気的な性質、振る舞いの違いにより、第一種超伝導体と第二種超伝導体に区別される。第一種超伝導体は、電流および外部磁界を与えていない場合、その超伝導体の $T_c$ 以下の温度において超伝導状態となり完全反磁性を示す。しかし、これに外部磁界を与えていくと、ある外部磁界の大きさにおいてその超伝導状態が破壊されてしまう。この磁界は前述した $B_c$ である。一方で、第二種超伝導体は、第一種超伝導体と同じようにある磁界までは完全反磁性を示すが、その磁界を超えると第一種超伝導体とは異なり、超伝導体内部に一定の磁束 (磁束線) を侵入させ、超伝導状態を維持することができる。磁束線を侵入さ

せた領域は常伝導状態となるが、全体としては超伝導状態を維持している。この状態を混合状態と呼ぶ。さらに、この第二種超伝導体に外部磁界を与えていくと超伝導状態が破壊される。第二種超伝導体の完全反磁性を示さなくなる転移磁界を $B_{c1}$ 、超伝導状態が破壊される転移磁界を $B_{c2}$ とする。

現在発見されている超伝導体では、第一種超伝導体の $B_c$ と比較すると、第二種超伝導体の $B_{c2}$ は非常に大きいことが知られている。このために、工学的な応用には第二種超伝導体を用いられていることが一般的である。第二種超伝導体は、前述したとおり混合状態においては超伝導体内部に磁束線が侵入している（この磁束線の磁束密度を $\mathbf{B}$ とする）。そのため、超伝導体に流す輸送電流（この電流密度を $\mathbf{J}$ とする）により、その磁束線（正確には、その磁束線を留める渦糸電流）に Lorentz 力 $\mathbf{F}_L$ が与えられる。この $\mathbf{F}_L$ は、

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

と表すことができる。また、この $\mathbf{F}_L$ により磁束線が速度 $\mathbf{v}$ で運動した場合、Josephson の式より、誘導起電力

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \quad (2)$$

が生じる。この $\mathbf{E}$ は、 $\mathbf{J}$ と同じ向きに生ずるので、

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0 \quad (3)$$

こうした状態が定常的に続くためには、この誘導起電力に見合った損失が発生しなければならない。すなわち、この $\mathbf{E}$ は超伝導体に対して Ohmic な損失をもたらすこととなり、超伝導体の超伝導状態を破壊する原因となる。しかしながら、実際の第二種超伝導体には磁束の運動を止める（ $\mathbf{v} = 0$ ）作用があり、第二種超伝導体に含まれる常伝導析出物、空隙、結晶粒界面など、あらゆる欠陥や不均質物質がその作用をする。こうした欠陥などをピンニング・センターと呼び、それらの作用を磁束ピンニングと呼ぶ。磁束ピンニングは、 $\mathbf{F}_L$ がある臨界値を超えるまで磁束線の動きを止めるため、 $\mathbf{E}$ を発生させないことで損失を生じさせないようにすることができる。単位体積当たりのピンニング・センターが磁束線に及ぼす力をピン力密度 $\mathbf{F}_p$ とすると、超伝導体に $\mathbf{E}$ が生じ始める電流密度（これを $\mathbf{J}_c$ とする）の下では、磁束線に単位体積当たりに

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J}_c \mathbf{B} \quad (4)$$

の Lorentz 力が働いており、これが $\mathbf{F}_p$ と釣り合っていることから、

$$J_c = \frac{F_p}{B} \quad (5)$$

の関係がある。(4)式の $J_c$ を臨界電流密度という。第二種超伝導体は、 $T_c$ 、 $B_{c2}$ 、 $J_c$ それぞれのパラメータが工学的な応用において重要となっている。

## 1.2 縦磁界効果

電流に対して磁界をかける方向が垂直ならばその磁界を横磁界、電流に対して磁界をかける方向が平行ならばその磁界を縦磁界と呼ぶこととする。通常、超伝導体に電流が流れ

る場合、その超伝導体にかかる磁界は、その電流による自己磁界により横磁界となる。また、1.1節で議論したのは全て横磁界である。

図 1.1 のように超伝導体に縦磁界を加えた場合には、横磁界を加えた場合と異なる現象が観測されることが知られている。その現象を、以下に列挙する。

1. 電流によって磁界と同方向の磁化が正となる。これを常磁性効果と呼ぶ。
2. 縦磁界を増加させると交流電流による損失が減少する。
3. 縦磁界の場合は磁束線に対して Lorentz 力が働かない（この状態を、フォース・フリー状態という）ため、臨界電流密度  $J_c$  が横磁界の場合に比べ大幅に増加する。
4.  $E$  を誘導起電力、 $B$  を磁束密度、 $v$  を磁束線の運動としたとき、磁束線の運動と電磁現象を結びつける Josephson の関係式 ( $E = B \times v$ ) は、磁束線の運動が異なると考えられるため成り立たない。
5. 電流が臨界値を超えた抵抗状態において、負の電界領域を含む表面電界構造が観測される。

これらを総称して縦磁界効果と呼ぶ[1]。

## 1.3 銅酸化物超伝導体

超伝導体の結晶内に  $\text{CuO}_2$  面を持つものを銅酸化物超伝導体という。銅酸化物超伝導体は、その  $T_c$  が現在までに発見されている超伝導体の中でも比較的高いものが多いため、工業的な応用に期待が寄せられている。銅酸化物超伝導体の中でも、 $\text{RE}$  ( $\text{RE}$ : 希土類) 系超伝導体や  $\text{Bi}$  ( $\text{Bi}$ : ビスマス) 系超伝導体が注目を集めている。これらの超伝導体は、結晶構造に  $\text{CuO}_2$  面を含む超伝導層と、超伝導層に超伝導電子を供給するブロック層と呼ばれるものが交互に積層して出来ている。そのため、超伝導電子は  $\text{CuO}_2$  面に対して平行方向にはよく流れるが、垂直方向には流れにくいという結晶構造上の異方性を持っている。したがって、銅酸化物超伝導体は  $\text{CuO}_2$  面をそろえるように結晶構造の配向を行わなければ優れた特性を得られることはできないとされている。この結晶配向を実現するために、現在では、銅酸化物超伝導体はテープ線材として用いられている。

### 1.3.1 ビスマス系超伝導体

銅酸化物超伝導体において、ビスマス系超伝導体は、 $\text{Bi}$ 、 $\text{Sr}$ 、 $\text{Ca}$ 、 $\text{Cu}$ 、 $\text{O}$  の 5 つの元素が複雑な構造をなすセラミックである。一般に、銅酸化物超伝導体は脆いセラミックであるため、上述のように、高電流が流れる  $\text{CuO}_2$  面を揃えつつ、数  $\text{km}$  の線材を作製するのは容易でない。しかし、ビスマス系超伝導体は  $\text{CuO}_2$  面に広がった面状に結晶が育ちやすいという特徴があり、なおかつ 1.3.2 節に記す PIT 法と呼ばれる手法により結晶構造の  $c$  配向がほぼ揃った状態で、比較的可とう性の高いテープ線材に加工できる。



Bi系超伝導体には $T_c$ が30 KのBi-2201、95 KのBi-2212、110 KのBi-2223があり、特にBi-2223はその高い $T_c$ や安定して長尺線材を生産できることから最も実用化に近い材料として注目されている。しかし、Bi-2223は希土類系超伝導体などに比べて比較的ピン力が弱いために、高温及び高磁界下においては $J_c$ が大きく劣化する。

### 1.3.2 PIT法

Bi系線材の作製法には開発の初期の頃からPIT(Powder In Tube)法が用いられてきた。PIT法とは、銀パイプの中に超伝導体の材料となる酸化物の仮焼き粉末を充填し、これを伸線、圧延加工によってテープ上に加工した後、生成熱処理を行って銀シース線材を作製する方法であり、銀シース法とも呼ばれる。PIT法で多芯線を作製する際には、ある程度加工した丸線をさらに多数本、銀パイプに詰めて加工し、この工程を繰り返す。以下にPIT法による線材作製の概要を示す。

1. 粉末作製工程では、秤量した酸化物や炭化物原料を仮焼き( Calcining)によって焼結させ、それを砕いて粉末を生成する。このようにして生成されたBi-2212相を主相としCa、Cu、Pbなどの化合物が含まれる粉末がテープ線材の原料となる。
2. 加工工程では、原料の粉末を銀パイプに詰め、ロール圧延やプレス加工によってテープ形状にする。
3. テープ状の試料に第一回の熱処理を行いBi-2223相を形成する。このとき、超伝導組織の密度が低下してしまうので、もう一度プレス加工をして密度を向上させる。また、このプレス加工は機械的に結晶の配向が揃うのを促進する効果がある。
4. その後、再び焼結を行い、Bi-2223相の体積分率を増加させる。このような熱加工処理を何度か繰り返すことによって高 $J_c$ の線材が作製される。

このようにしてBi-2223テープ線材はPIT法で作製されるが、高い $J_c$ の線材を作るためにはBi-2223結晶の向きを揃えて結合させる必要がある。これは、Bi系の酸化物超伝導体の結晶が $a$ - $b$ 平面方向に広がった薄い板状で $c$ 軸方向のコヒーレンス長が短いことから異方性が著しいため、 $a$ - $b$ 平面方向に結晶の向きを揃えて接合して、電流が流れやすいようにする必要があるのである。

PIT法において銀パイプに原料の粉末を詰めて線材加工を行うのはセラミックステープに可とう性を与えるためであるが、超伝導が壊れたときでもシース材が電流パスになることによる安全性向上のメリットもある。

### 1.3.3 CT-OP法 (ConTrolled Over Pressure sintering) 法

CT-OP法は、住友電気工業株式会社独自のビスマス系超伝導線材加工法である。

Bi-2223 テープ線材は PIT 法で作製され、その製造プロセスの基本的な部分は確立されているが、その最適化はまだである。PIT 法における作製工程は、粉末工程、加工工程、焼結工程となるが、2 次圧延処理時にフィラメントにクラックが生じたり、焼結処理時に空隙が生じることにより超伝導層の体積密度が低下してしまうなどの問題がある。このため、超伝導電流パスが制限されてしまうため  $J_c$  が低下する。したがって 2 次焼結処理時に密度を低下させない工夫が必要となってくる。

そこで、2 次焼結処理時に加圧焼結を用いる。従来の方法では 2 次焼結処理時に大気圧で焼結を行うが、加圧焼結法では約 300 気圧のガス圧力下での焼結を行う。この処理により、圧延時に生じたフィラメントのクラックの修復や焼結時に発生する空隙による体積密度の低下などの問題を改善できる。また、加圧焼結法では大気圧焼結の線材に比べ、Bi-2223 結晶同士の結合が密になり、結晶のテープ面に対する配向も向上する。このように、加圧焼結法を用いることにより、フィラメントの組織が大幅に改善されるため臨界電流特性や機械的強度の向上などの効果が得られる。

## 1.4 超伝導ケーブル

現在、超伝導電力ケーブルには、交流電流を扱う交流超伝導電力ケーブルと直流電流を扱う直流超伝導電力ケーブルが開発されている。交流超伝導電力ケーブルは、その流れる電流が交流電流であるために送電する際の変圧が容易であり、火力、原子力によって発電された交流電流を送電する場合に用いることが可能であるが、その交流超伝導電力ケーブルにおいて超伝導体特有の交流損失が生じてしまう。したがって、超伝導体を用いているにもかかわらず送電時の損失をゼロにできないのである。一方、直流超伝導電力ケーブルは、送電する際の損失がなく、超伝導体としての特徴を最大限に引き出すことが可能となるが、現在主流の交流送電においては、交流電流を直流電流に整流する必要があるため、その整流器のコストが必要となる。しかし、直流超伝導電力ケーブルを、直流で発電される太陽光発電や大型の風力発電などの送電に用いる場合は、当然、整流器のコストは不要となる。

### 1.4.1 縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブル

通常、超伝導電力ケーブルの輸送電流容量は、それを構成する超伝導線材の臨界電流密度特性によって決まるため、超伝導電力ケーブルの輸送電流容量の特性改善は、超伝導線材の臨界電流密度特性の改善によるところであった。しかし、1.2 節に示したとおり、縦磁界下における超伝導体は横磁界下と比較して臨界電流密度が大幅に増加することが知られており、これを利用することで超伝導線材の特性を改善することなく、超伝導電力ケーブルの輸送電流容量の改善を期待できる。このことから、縦磁界効果を用いた超伝導線材の

直流電力ケーブルの研究が期待されている。

図 1.1 に超伝導電力ケーブルの構造を示す。ケーブルの構造において重要なことは、ケーブルのインナー層に縦、すなわち平行磁界を加える必要があるが、別途コイルをケーブルに巻く必要はなく、外側のシールド層を流れる電流によって内側導体に縦磁界が与えられるように、シールド層の超伝導線材をツイストする。これによって内側導体に縦磁界 $B_{\text{ext}}$ を与える。内側導体に縦磁界が与えられると、(1)式において、 $\mathbf{J}$ と $\mathbf{B}$ がたがいに平行となるため、 $\mathbf{F}_L$ は、

$$\mathbf{F}_L = 0 \quad (6)$$

であり、フォース・フリー状態となる。この状態を模倣して構成される超伝導電力ケーブルをフォース・フリー・ケーブルという。

$B_{\text{ext}}$ はツイストしたシールド層の超伝導線材によってインナー層に与えられると記したが、実際にはケーブルのインナー層を流れる電流によって決まるので、最終的には全ての量が矛盾なくに決められなければならない。内側導体領域には厚さが 0.1 または 0.2 mm 程度の高温超伝導線材を数層から 10 層程度巻くのであるが、全体での厚みが半径よりも十分に小さいので、平板近似が可能となる。線材を巻きつけるフォーマーの半径を  $R$ 、線材の厚みを  $t$ 、層数を  $n$  とすると、線材の超伝導部分の厚みは  $d = nt$  であり  $d \ll R$  である。よって、また、1 枚の線材の超伝導体の厚みを  $s$  とすると、工業的臨界電流密度  $J_e$  は(7)式で与えられる。

$$J_e = \frac{s}{t} J_c \quad (7)$$

超伝導部分を一様に  $J_e$  が流れているものとする。

超伝導部分を  $y$ - $z$  平面に平行な平板とし、最も内側の表面を  $x = R$ 、最も外側の表面を  $x = R + d$  とする。 $z$  軸をケーブルの軸方向とすると、 $x = R$  では磁界は  $z$  軸成分が  $B_{\text{ext}}$  となる。 $x$  の位置における磁界を  $B(x)$ 、磁界の  $z$  軸からの角度を  $\theta(x)$  とすると、 $\theta(R) = 0$  である。縦磁界下では Lorentz 力が 0 となるので、磁界  $B$  は  $x$  によらず一定でなくてはならない。よって、超伝導部分の磁束密度は式(8)と表すことができる。

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= (B_x, B_y, B_z) \\ &= (0, B \sin(x), B \cos(x)) \end{aligned} \quad (8)$$

式(8)より、次の式(9)が満たされれば式(10)の電流分布となる。

$$\theta(x) = \frac{\mu_0 J_e}{B} (x - R) \quad (9)$$

$$\mathbf{J} = (0, J_e \sin \theta(x), J_e \cos \theta(x)) \quad (10)$$

最も外側表面における磁界の角度  $\theta_{\text{max}}$  は式(11)と表すことができ、

$$\theta_{\text{max}} = \frac{\mu_0 J_c d}{B} \quad (11)$$

かつ、 $x = R + d$  における電流の自己磁界  $B_1$  は式(12)を満たさなければならない。

$$\tan \theta_{\max} = \frac{B_l}{B_e} \quad (12)$$

この条件は単独で決めることができないため、(10)式の電流分布を用いて得られる $B_l$ と矛盾なく求める必要がある。

ここで、超伝導層の厚み $s$ を $1.0 \mu\text{m}$ 、線材の厚み $t$ を $100 \mu\text{m}$ のコート線材を想定する。その縦磁界下および横磁界下での $J_c$ をそれぞれ

$$J_{c\parallel} = (5.0 + 6.0B) \times 10^{10} \text{ A/m}^2 \quad (13)$$

$$J_{c\perp} = (5.0 - 4.0B) \times 10^{10} \text{ A/m}^2 \quad (14)$$

であると仮定した。また、フォース・フリー・ケーブルの電流容量 $I_t$ と従来型のケーブルの電流容量 $I_0$ を用い次式のケーブル効率を

$$\eta = \frac{I_t}{I_0} \quad (15)$$

と定義する。そして $\theta_{\max} = 60^\circ$ 、フォーマーの半径を $R = 30 \text{ mm}$ とした場合に、層数 $n$ を4~10まで変えたときのケーブルの電流容量を求めた結果を表 1.1 に示す。これによりフォース・フリー・ケーブルの特性の方が優れていることが分かる。とくに超伝導層数が増え、 $I_t$ が大きくなるにつれて優位性が発揮されてくる。このことは縦磁界が増えることによって $J_c$ が増えるからである[1]。

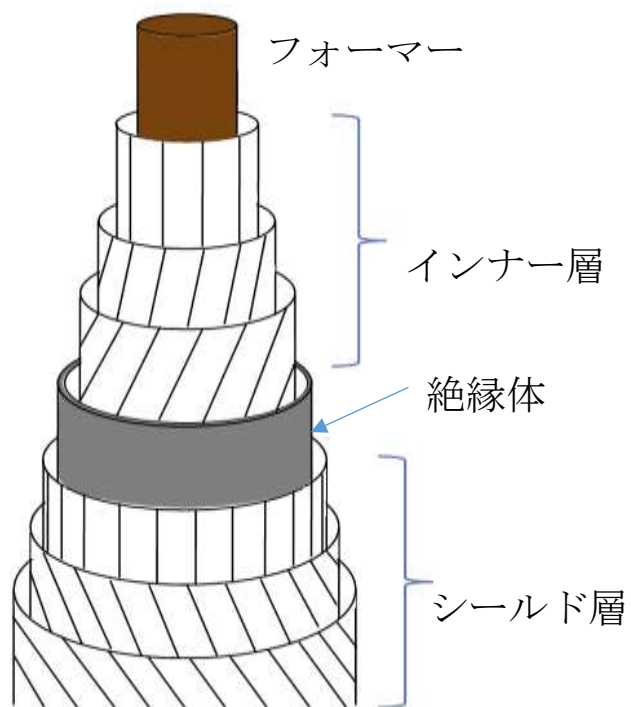


図 1.1 : 超伝導電力ケーブルの構造[2]

表 1.1 : 縦磁界効果を用いた高温超伝導直流電力ケーブルと従来型ケーブルの電流容量の比較[2]

$n$	$I_t$ [kA]	$I_0$ [kA]	$\eta$
4	28.4	22.9	1.24
5	39.1	27.8	1.40
6	52.1	32.9	1.59
7	68.5	37.6	1.82
8	89.6	42.1	2.13
9	117.8	46.5	2.53

10	157.5	50.7	3.11
----	-------	------	------

## 1.5 本研究の目的

1.4 で述べた超伝導ケーブルの性能は流せる電流量で決まる。流せる電流量の向上のために 1.4.1 でも述べたように縦磁界効果を応用した超伝導ケーブルの開発が期待されている。このケーブルは用いる超伝導線材により縦磁界下における $I_c$ 特性が大きく異なることからその線材の特性評価が必要になる。現在、超伝導ケーブルに使用される線材として、1.3 で述べた超伝導が壊れた際の安全性や長尺線材が安定に生産できる等の点から Bi 系銀シーステープ線材が考えられている。Bi 系超伝導銀シーステープ線材は、多芯構造であるためにマイクロブリッジ加工を施すような通電電流量を抑えた評価が難しく、素線レベルすなわち $I_c$ を用いた特性評価が必要になる。よって本研究では、 $I_c$ のテープ面内角度依存性の調査を可能にする回転サンプルホルダーの作製を行い、これを用いて Bi-2223 銀シーステープ線材の $I_c$ のテープ面内磁界角度依存性の調査を行うことを目的とする。

## 第2章 実験

### 2.1 試料諸元

#### 2.1.1 Bi-2223 銀シーステープ線材

本研究では、住友電気工業株式会社にて市販されている CT-OP 法により作製された Bi-2223 銀シーステープ線材の DI-BSCCO Type HT を用いた。この線材は実用化に向けて線材の強度向上のためにステンレス鋼(SUS)でラミネートされている。表 2.1 に DI-BSCCO Type HT の諸元を示す。2.4 節で述べる方法により決定した自己磁界での臨界電流  $I_c$  は  $I_c = 205.3 \text{ A}$ であった。また試料の断面像を図 2.1 に示す。

表 2.1: DI-BSCCO Type HT の諸元[5]

試料名	超伝導	平均幅[mm]	平均厚さ[mm]
DI-BSCCO Type HT	Bi-2223	$4.5 \pm 0.3$	$0.30 \pm 0.04$



図 2.1 : DI-BSCCO Type HT の断面像[5]

#### 2.1.2 GdBCO コート線材

先行研究にて、RE 系コート線材はテープ面内の  $I_c$  の印加磁界角度依存性についての実験が行われており、 $\varphi = 90 \text{ degree}$  に近づくにつれて  $I_c$  が増加することが報告されている [6]。回転機構の妥当性を検討するために、RE 系コート線材のひとつである Fujikura 社の GdBCO コート線材 FYSC-SC05 を用いて  $I_c$  の印加磁界角度依存性を観測する実験を行う。表 2.2 にこの実験で用いた試料の諸元を示す。また、試料の線材構造を図 2.2 に示す。

表 2.2: FYSC-SC05 の諸元[7]

試料名	超伝導	平均幅[mm]	平均厚さ[mm]
FYSC-SC05	GdBCO	5.0	0.21

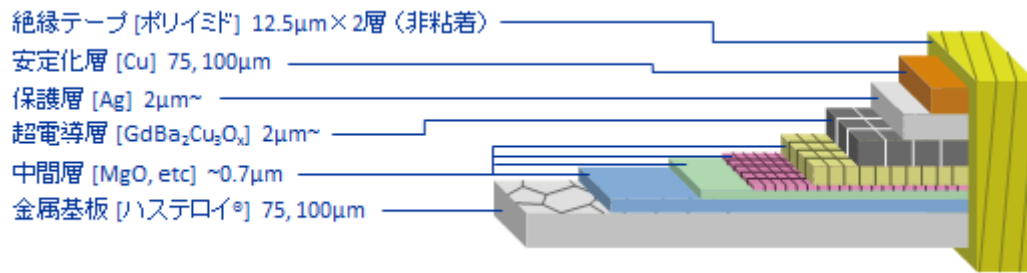


図 2.2 : FYSC-SC05 の線材構造[7]

## 2.2 直流四端子法

直流四端子法は、超伝導体などの、小さい電気抵抗をもつ試料の $V$ - $I$ 特性を測定するとき  
に用いられる手法である。図 2.3 に概略図を示す。図 2.3 において、 $R_m$ は測定試料抵抗、 $R_0$ は  
回路の接触抵抗、 $R_1$ は電圧計の内部抵抗である。今、回路に電流 $I$ を与えた時、 $R_m$ に $I_1$ [A]、  
 $R_1$ に $I_2$ [A]が流れたとすると、Kirchhoff の第 1 法則より、

$$I = I_1 + I_2 \quad (16)$$

測定される電圧 $V$ は、

$$V = R_m I_1 + (2R_0 + R_1) I_2 \quad (17)$$

$R_m \ll R_1$ とすると、 $I_1 \rightarrow I$ 、 $I_2 \rightarrow 0$ なので、

$$V = R_m I_1 \quad (18)$$

となる。したがって、測定試料が電圧計の内部抵抗と比較して十分小さければ、直流四端  
子法により十分に精度の高い測定が可能となる。本実験における測定は、超伝導体の $I_c$ 近傍  
のため、 $R_m \ll R_1$ を満たす。



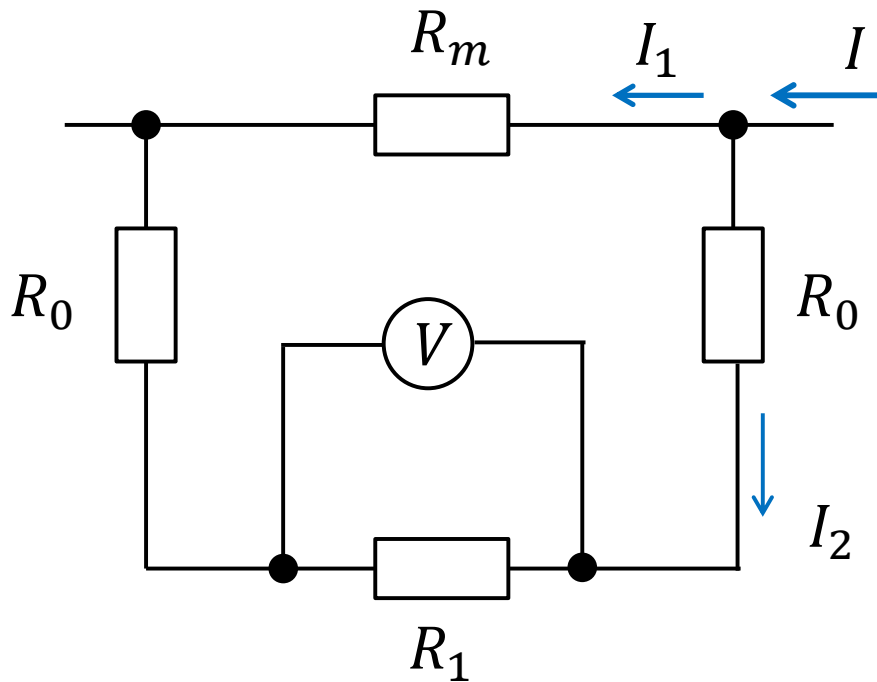


図 2.3 : 直流四端子法

### 2.3 テープ面内角度調査用の回転サンプルホルダー

今回は、直流四端子法を用いた素線レベルでの特性評価の必要性に加え、線材に外部磁界を印加するために Bi-2223 超伝導コイルを用いることから、250 A 程度通電できるかつコイル外部からテープ面内においてテープ線材を回転させることの出来るサンプルホルダーを作製する必要があった。図 2.4、2.5、2.6、2.7、2.8 にそれぞれ Bi-2223 超伝導コイル、サンプルホルダーの設計図、サンプルステージの概要図、実物の写真、糸の巻き方の概要図を示す。本研究で使用した図 2.4 の超伝導コイルの内部の糸は円の直径 90 mm、長さ 320 mm であり、試料がコイルの中心に来るように設計した。図 2.7 における左の円盤は図 2.6 に示しているものであり、右の円盤は左の円盤と同形、同サイズのものである。実験において外部磁界  $B$  と電流  $I$  は図 2.6 のようになっており、テープ面内における外部磁界の垂線と電流の向きとのなす角を  $\varphi$ [degree] とする。2 つの円盤側面には 2 mm の溝があり、これに伸縮性のない糸を図 2.8 のようにきつく巻きつけて 2 つの円盤を繋げる。このとき、左右どちらの円盤においても糸が円盤を一周以上するようにする。



図 2.4 : Bi-2223 超伝導マグネット

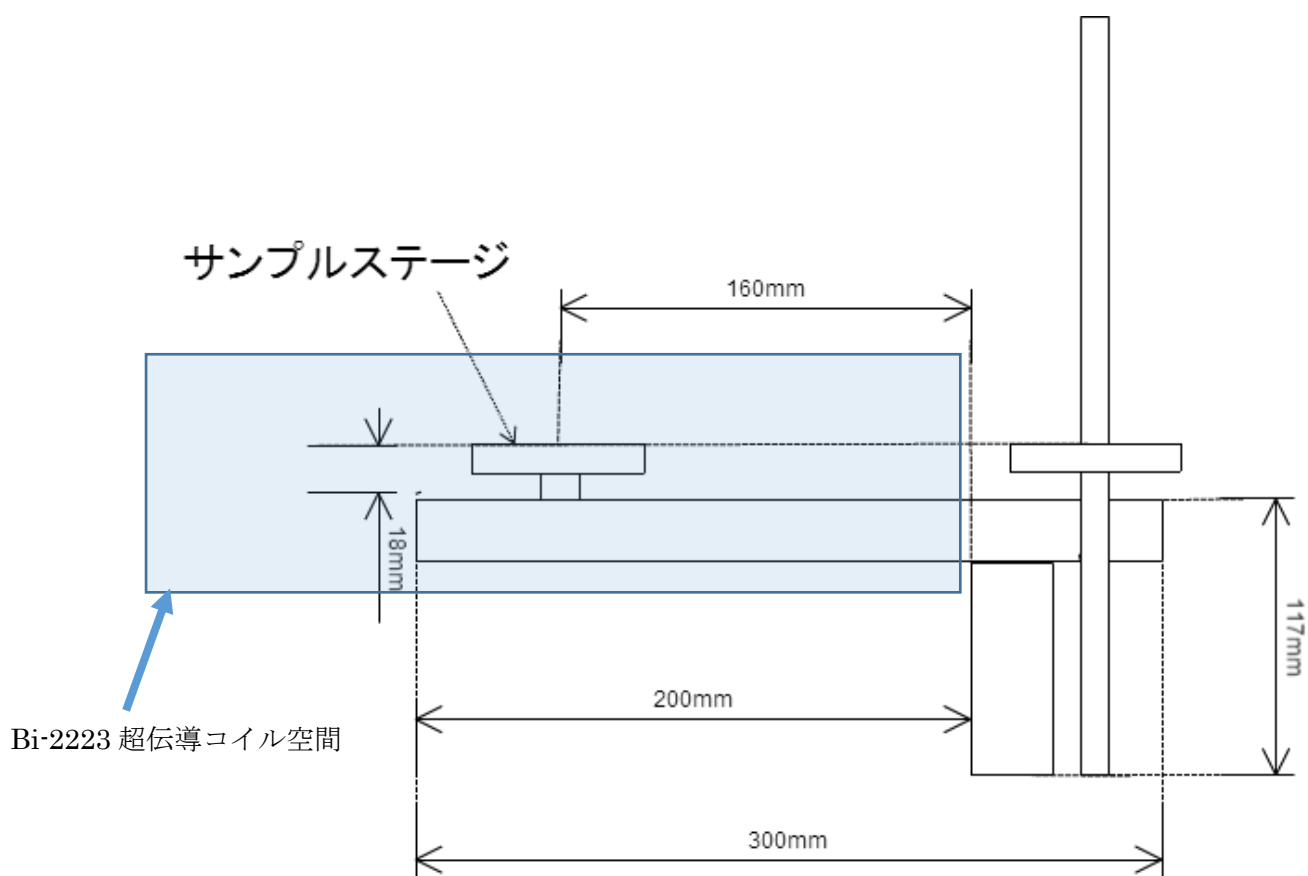


図 2.5 : サンプルホルダー設計図

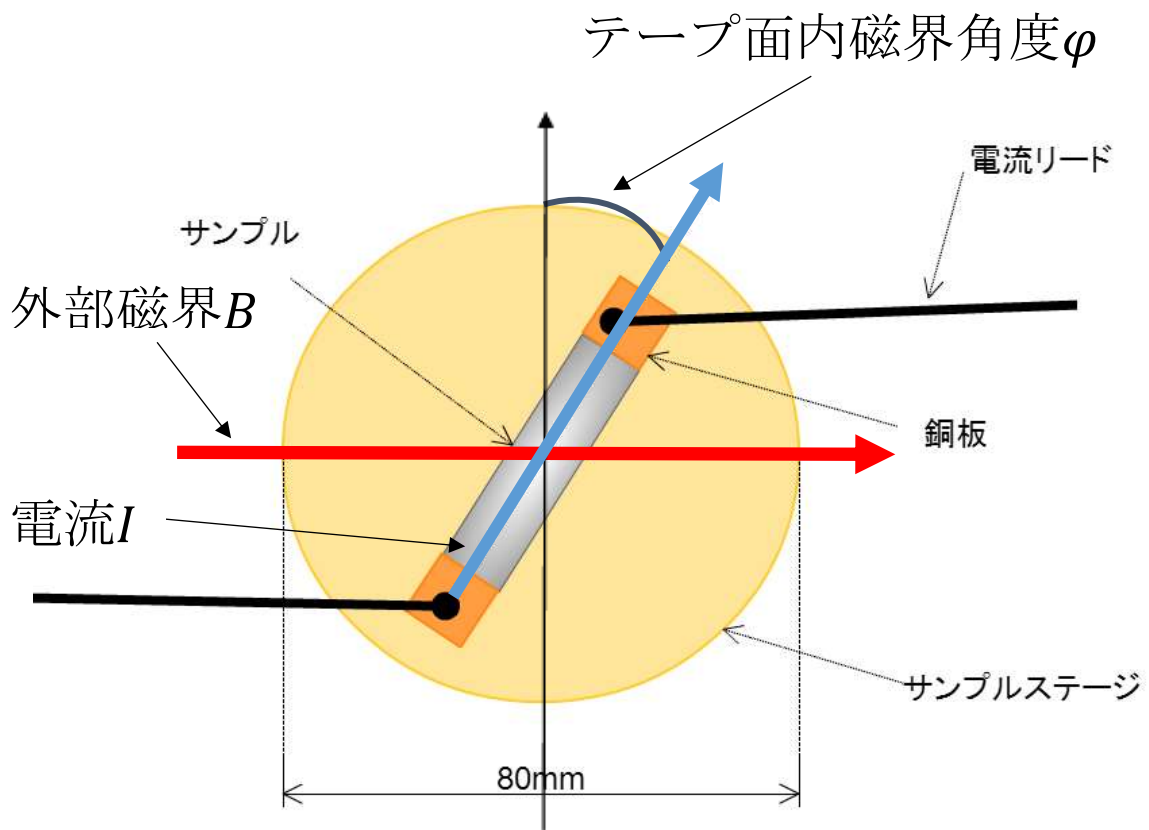


図 2.6 : サンプルステージ概要図



図 2.7 : 実物の写真

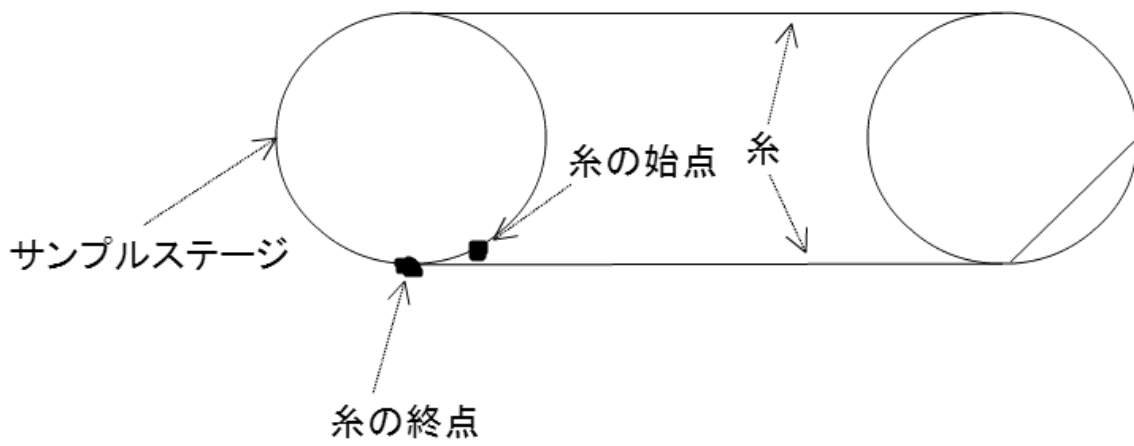


図 2.8 : 糸の巻き方の概要図

## 2.4 $I_c$ の決定方法

本実験では測定において得られた $V$ - $I$ 特性を電圧端子間距離を考慮した $E$ - $I$ 特性に変換する。図 2.9 のように $E$ - $I$ 特性の電界基準 $E_c = 1.0 \times 10^{-4}$  V/m以下のプロット 1つを含む電界基準近傍のプロット 5つに対して最小二乗法を用いた近似直線と電界基準との交点の  $x$  軸の値を $I_c$ としている。

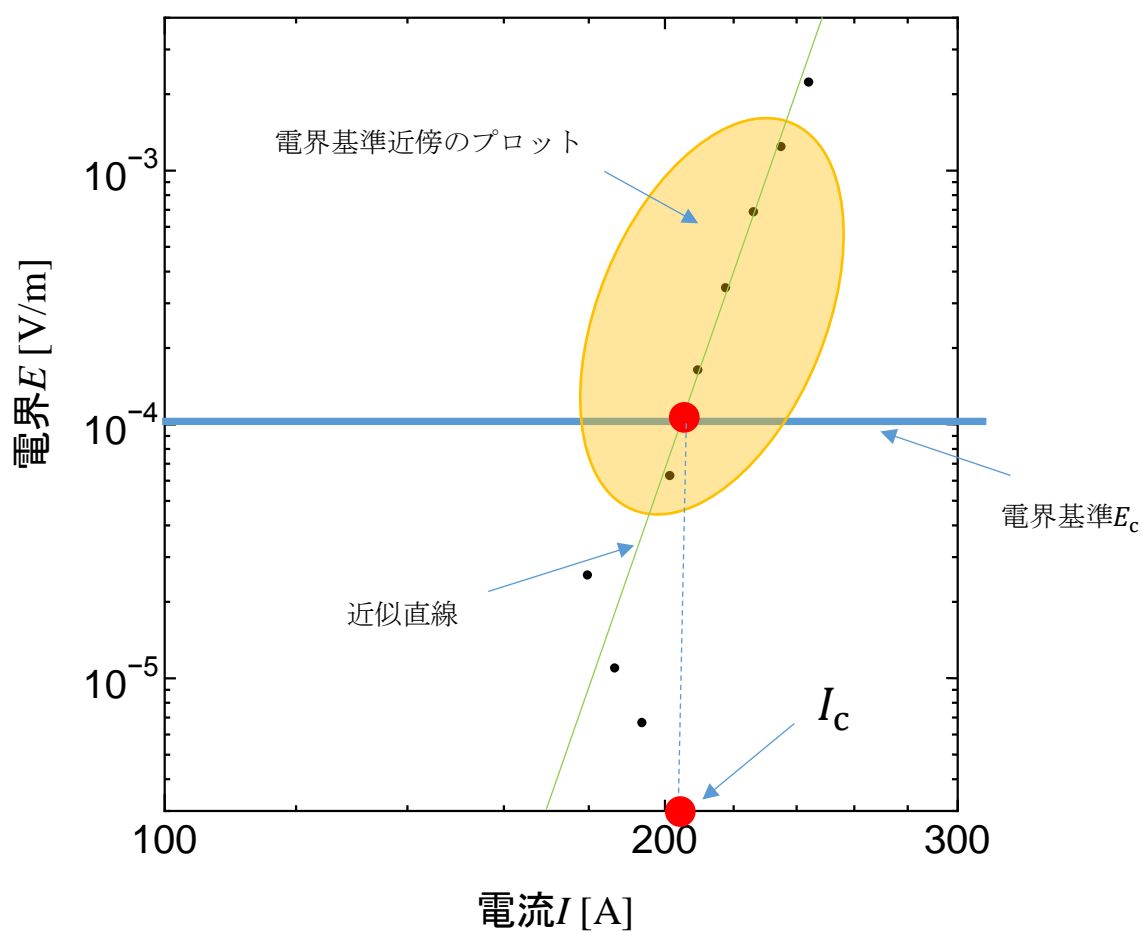


図 2.9 :  $I_c$ の決定方法のイメージ

## 2.5 実験手順

①サンプルステージに2.2節で述べた直流四端子法を用いて試料を取り付けた2.3節のサンプルホルダーを準備する。

②サンプルホルダーをBi-2223超伝導コイルに差し込む。

③②のサンプルホルダーとコイルを今回の実験用に用意した液体窒素容器に入れて、容器に液体窒素をコイル全体が浸るまで入れる。

④③が確認出来たら、試料の自己磁界のみの状態で試料に150~250 Aの電流を一定の刻みで流し、2.4節の方法で $I_c$ を求め、2.4節の試料諸元と同程度の $I_c$ が得られたかを確認する。同様の $I_c$ が得られた場合は⑤へ、得られなかった場合は一度サンプルホルダーとコイルを引き上げ、回路をチェックする。

⑤コイルに電流を流し、コイル内部に0.3 Tの外部磁界がかかるように電流値を調整する。

⑥サンプルホルダーの角度調整用のステンレス棒を回し、角度のメモリを見ながら、測定する角度にあわせる。

⑦試料にN~250 Aの電流を一定の刻みで流し、2.4節の方法で $I_c$ を求める。Nは任意の定数。外部磁界の強さによって $I_c$ は変わるので、電界基準付近のプロットが得られるようにNを変更する。

⑧⑥、⑦を繰り返して得たい角度の $I_c$ を得る。

## 第3章 実験結果と検討

### 3.1 RE系コート線材の $I_c - \varphi$ 特性

図 3.1 に、液体窒素下 ( $T=77.3\text{ K}$ )、外部磁界  $B_{\text{ext}} = 0.5\text{ T}$ における RE 系コート線材 FYSC-SC05 の縦軸が臨界電流 $I_c$ 、横軸が試料のテープ面内角度 $\varphi$ の $I_c - \varphi$ 特性を示す。 $\varphi$  [degree]の範囲は $0 \leq \varphi \leq 90$ であり、10 degree 刻みで測定した。 $\varphi=0$  degree (横磁界) から $\varphi=90$  degree (縦磁界) に近づくにつれて $I_c$ が増加していることが確認できる。 $\varphi=0$  degree (横磁界) から $\varphi=90$  degree (縦磁界) の $I_c$ は約 43 %増加している。このことから今回作製したサンプルホルダーの回転機構は機能しており、試料のテープ面内における $I_c$ の磁界角度依存性を確認することができると言える。さらに 3.1.1 でサンプルホルダーの回転機構の角度の精度について検討する。本研究で扱う角度の精度とは、 $\varphi$ を狙った値に合わせる事が出来るかについて言及したものである。



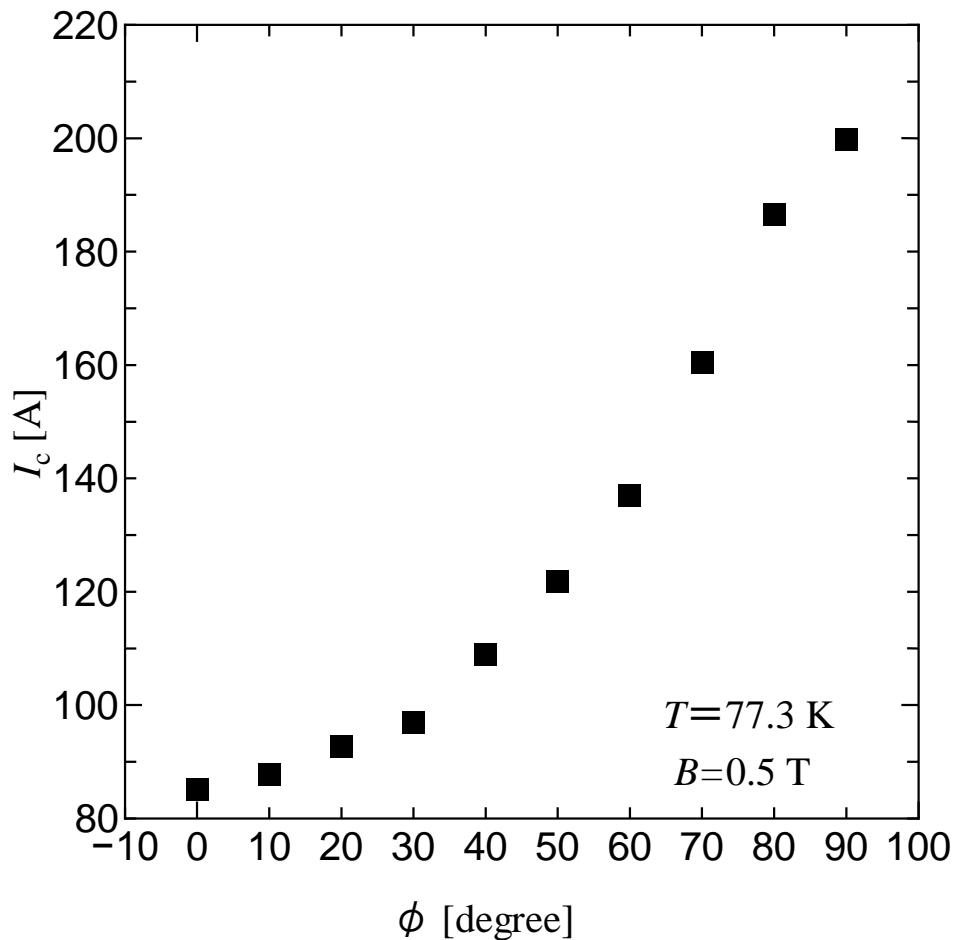


図 3.1 : RE 系コート線材の  $I_c - \phi$  特性

### 3.1.1 回転機構の角度の精度についての検討

図 3.2 に、液体窒素下 ( $T=77.3\text{ K}$ )、外部磁界  $B_{\text{ext}} = 0.5\text{ T}$ における図 3.1 で示した RE 系コート線材の  $I_c - \phi$  特性 (#1) と同型番線材にマイクロブリッジ加工を行って測定した過去の  $I_c - \phi$  特性 (#2) についてそれぞれ  $\phi = 90\text{ degree}$  (縦磁界) において規格化したグラフを示す。

#1、#2 ともに  $\phi=0\text{ degree}$  (横磁界) から  $\phi=90\text{ degree}$  (縦磁界) に近づくにつれて縦軸の値が増加していることが確認でき、#1 は  $\phi=90\text{ degree}$  (縦磁界) 以上のところでピークがあることが予想され、#2 は  $\phi=80\text{ degree}$  でピークが出ている。このピーク時の  $\phi$  の差の原因として図 3.3 と図 3.4 に示すような通電方向の違いによる自己磁界と外部磁界の合成磁界の向きの違いが考えられる。そのため、図 3.5 のように試料に流れる電流の向きと合成

磁界の向きが同一になるような実験環境を整えて今後測定を行う必要がある。図 3.2 におけるピーク時の $\phi$ の差は 10 degree 以上の差があるので、本研究の実験結果における $\phi$ の精度についての検討は十分に出来ない。

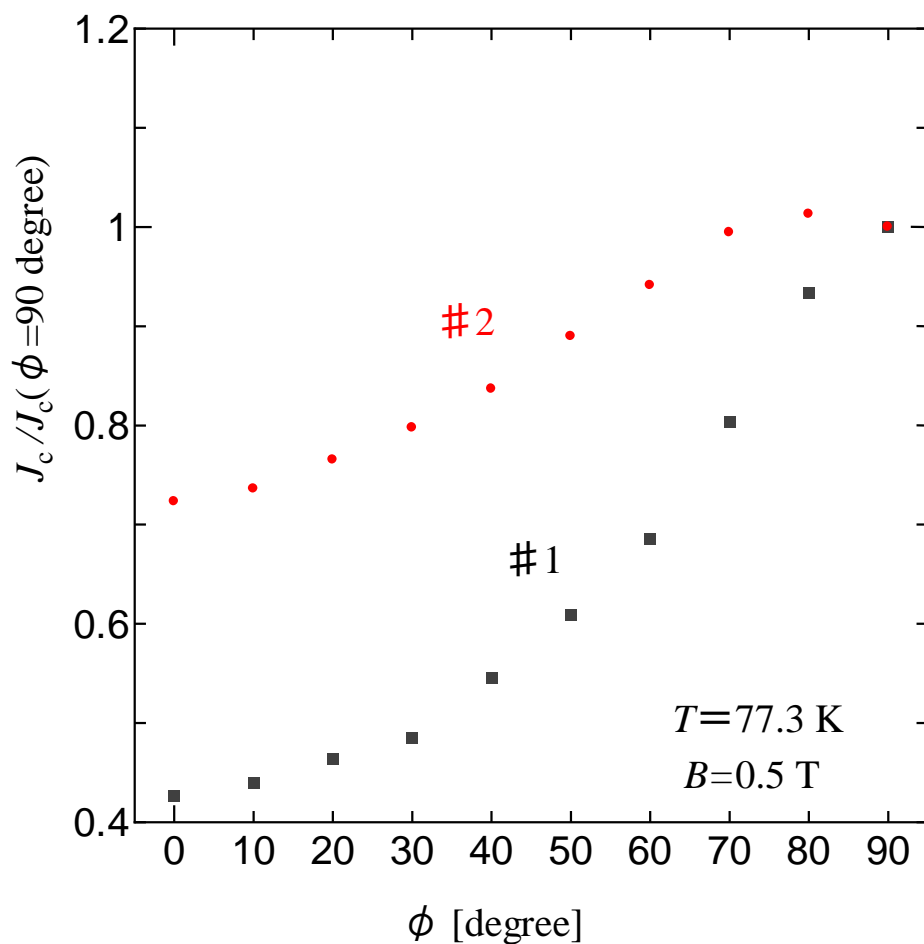


図 3.2 :  $\phi=90 \text{ degree}$ において規格化した RE 系コート線材の $I_c - \phi$ 特性

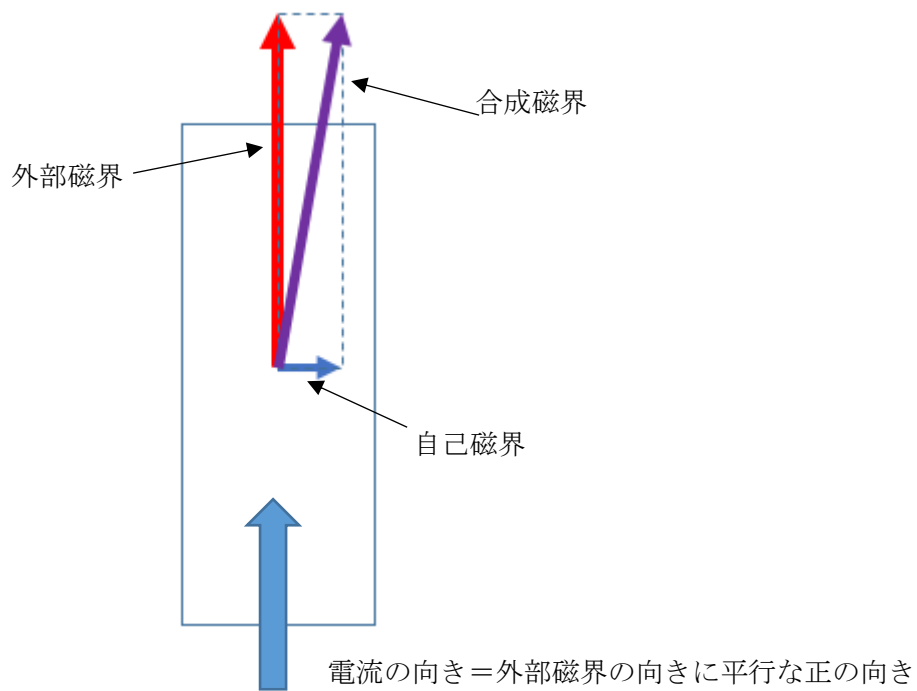


図 3.3 : 正の向きに通電しているときの外部磁界と  
試料を流れる電流による自己磁界との合成磁界

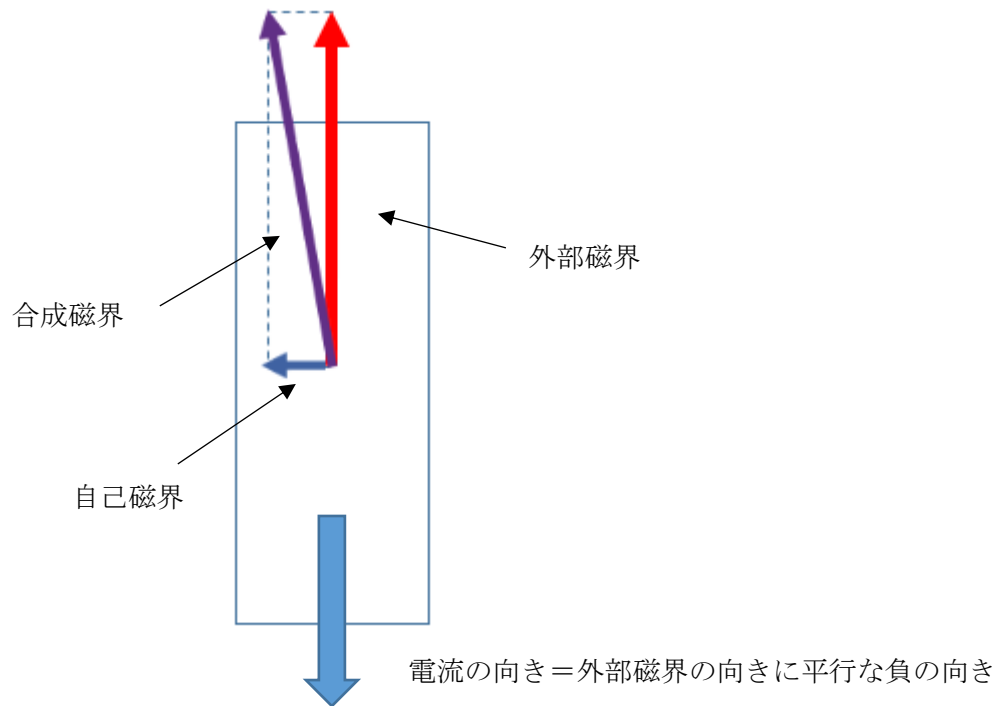


図 3.4 : 負の向きに通電しているときの外部磁界と  
試料を流れる電流による自己磁界との合成磁界

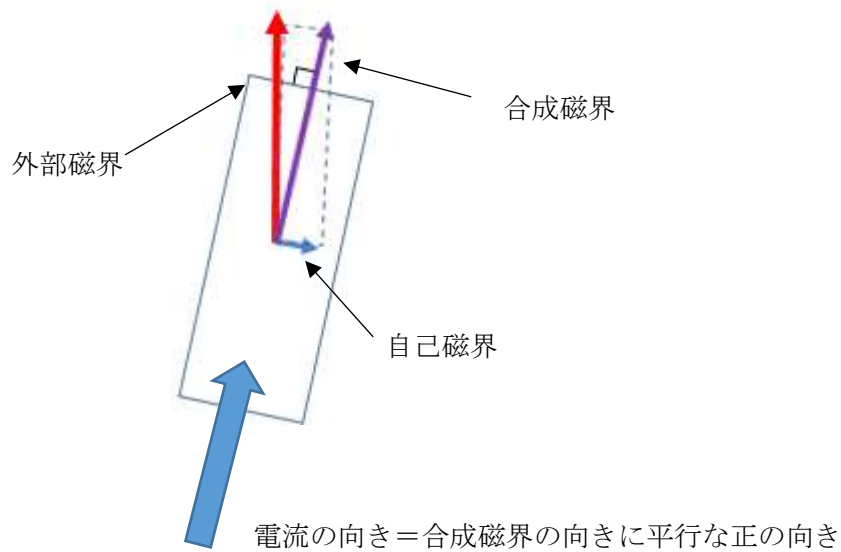


図 3.5 : 縦磁界状態を実現している状態

### 3.2 $E - I$ 特性

図 3.6 に、液体窒素下 ( $T=77.3\text{ K}$ )、外部磁界  $B_{\text{ext}} = 0.3\text{ T}$ における DI-BSCCO Type HT の縦軸が電界  $E$ 、横軸が電流  $I$  の各テープ面内角度  $\varphi$  [degree] における  $E - I$  特性を示す。  $\varphi$  [degree] の範囲は  $50 \leq \varphi \leq 120$  であり、  $10\text{ degree}$  刻みで測定した。  $\varphi$  によって、特性の違いがないことが分かる。このことから、3.3 節で述べる  $I_c - \varphi$  特性についても同様な結果が予想される。

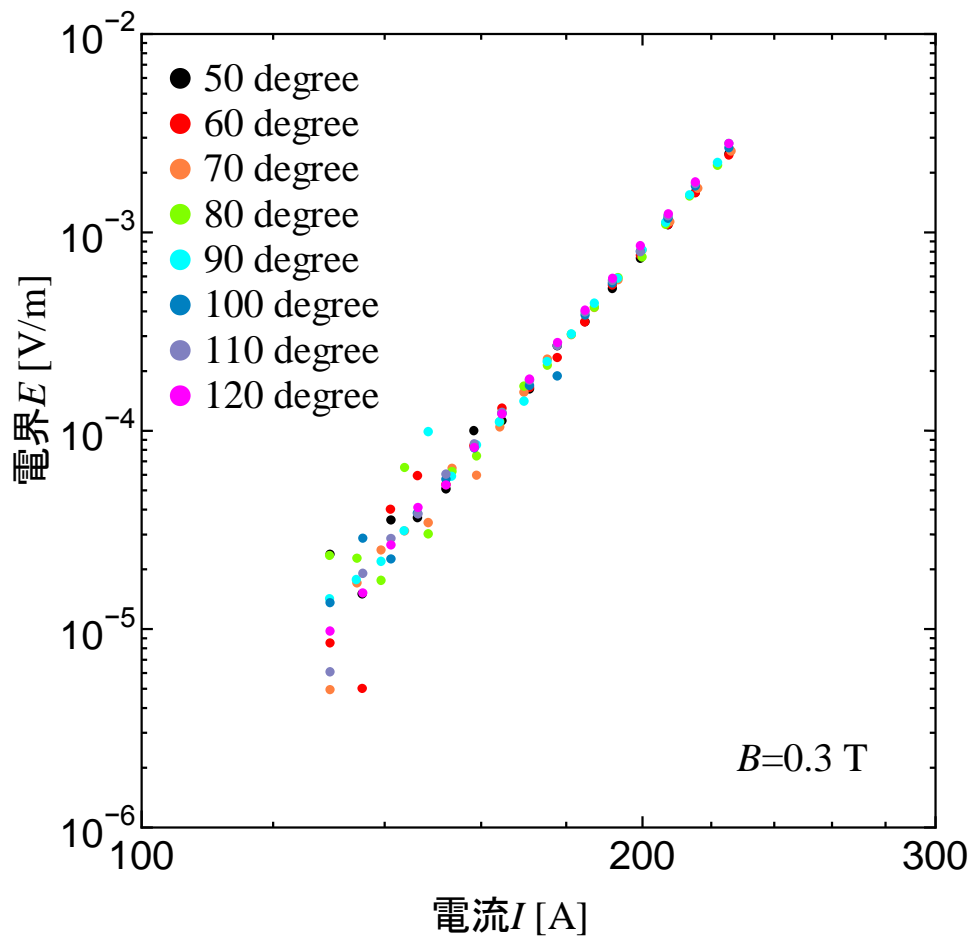


図 3.6 :  $E - I$ 特性

### 3.3 $I_c - \varphi$ 特性

図 3.7 に液体窒素下 ( $T=77.3\text{ K}$ )、外部磁界  $B_{\text{ext}} = 0.3\text{ T}$ 、 $0.5\text{ T}$ 、 $0.7\text{ T}$ 、 $0.9\text{ T}$ における DI-BSCCO Type HT の縦軸が臨界電流  $I_c$ 、横軸が試料のテープ面内角度  $\varphi$  の  $I_c - \varphi$  特性を示す。 $\varphi$  [degree] の範囲は  $50 \leq \varphi \leq 120$  であり、 $10\text{ degree}$  刻みで測定した。

高磁界下になるにつれて縦磁界効果による  $I_c$  の向上が期待されるが、図 3.4 に示すようにどの大きさの磁界下においても  $I_c$  の向上は見られなかった。これは試料のテープ面内における超伝導フィラメントの配向が揃ってないことによるものだと考えられる。フィラメントの配向が揃っていると試料内部の電流パスが直線的になり、通電方向と外部磁界の方向が揃うため、1.2 節で述べた縦磁界状態になりやすく、 $I_c$  が向上する。実際、図 3.1 に示した Fujikura 社のコート線材は PLD 法により作製されており、テープ面内の超伝導の配向がよく揃っているため、 $\varphi = 90\text{ degree}$  に近づくにつれて  $I_c$  が向上している様子が見られる。一方、フィラメントの配向がばらばらだと試料内部の電流パスが様々な方向に向くため、縦磁界状態になることが難しくなる。また、Bi-2223 銀シーステープ線材は多芯構造かつフィラメントの厚さが数  $\mu\text{m}$  あるために、外部磁界はフィラメントの端部を流れる電流により発生す

る磁界の影響を顕著に受ける。これらの理由により、 $I_c$ の向上が見られるほどの縦磁界状態が実現できていないことが $\phi = 90 \text{ degree}$ に近づくにつれて $I_c$ が向上していないと考えられる。したがって、縦磁界効果による $I_c$ の向上を得るためには、同様なテープの配置[7]やケーブルフォーマーに巻きつけることにより線材端部の影響を低減する工夫などが必要である。

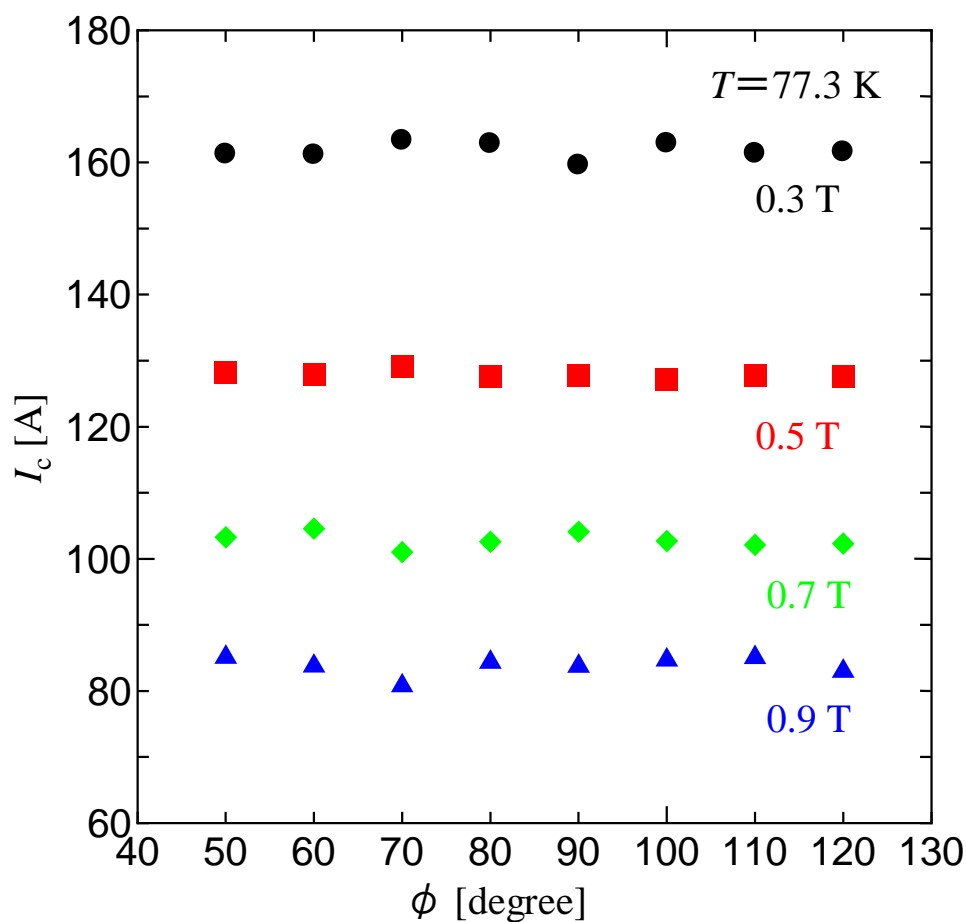


図 3.7 :  $I_c - \phi$ 特性

## 第4章 まとめ

### 4.1 まとめ

超伝導テープ線材の臨界電流 $I_c$ のテープ面内磁界角度依存性の測定を可能にするサンプルホルダーを作製した。試料にテープ面内の様々な角度から外部磁界を印加するため、このサンプルホルダーに回転機構を持たせて、回転機構の妥当性について RE 系コーティング線材の $I_c - \phi$ 特性から検討した。その結果、回転機構として機能はしているものの角度の精度については十分に検討できていないということが分かった。そのため、主に通電方向を意識した実験環境の再調整を行い、もう一度検討する必要がある。

また、Bi-2223 銀シーステープ線材の臨界電流 $I_c$ のテープ面内磁界角度依存性の調査・評価を行った。調査結果は、Bi-2223 銀シーステープ線材はテープ面内磁界角度による $I_c$ の変化はないというものであった。この原因は、

- ①テープ面内のフィラメントの配向がそろっていないことによる試料内部の電流パスと外部磁界との平行具合の悪さ
  - ②多芯構造かつフィラメントの厚さが数 $\mu\text{m}$ あることから考えられるフィラメント端部を流れる電流により発生する自己磁界が外部磁界に及ぼす影響
- ①、②の理由から考えられる縦磁界状態の未実現によるものだと考えられる。

### 4.2 今後の課題

- ・サンプルホルダーについては通電方向を意識した実験環境の再調整を行い、回転機構の角度の精度をもう一度検討する。
- ・主に 4.1 の②を考慮し、フィラメント端部を流れる電流により発生する磁界を低減するために同様なテープ線材の配置を行い、実験を行う。



## 謝辞

本研究に関して、終始暖かい激励と御指導・御鞭撻を頂きました小田部荘司教授、木内勝准教授に心より感謝致します。また、サンプルホルダーの開発に多大なご協力を頂いた技術職員の新山誠二さんに心より感謝致します。さらに、様々な御助言を頂いたビャトキン・ウラジミール博士、松下照男名誉教授に深く感謝致します。

最後に、公私共々御世話になりました小田部・木内研究室の皆様には深く感謝致します。

## 参考文献

- [1] 松下照男 磁束ピンニングと電磁現象 産業図書株式会社 東京 1994
- [2] T.Matsushita, M.Kiuchi, E.S.Otabe Supercond.Sci.Technol.25(2012)125009.
- [3] SEI テクニカルレビュー第172号 新製品 DI-BSCCO の開発 :  
<http://www.sei.co.jp/technology/tr/bn172/pdf/sei10530.pdf>
- [4] 佐藤 謙一 高温超電導の開発の現状と今後の展望 :  
<http://www.sei.co.jp/tr/pdf/energy/sei10528.pdf>
- [5] 住友電工 HP、DI-BISCCO Type HT、Specification :  
[http://www.sei.co.jp/super/hts/type\\_ht.html](http://www.sei.co.jp/super/hts/type_ht.html)
- [6] 北島 工大 卒業論文,2013
- [7] 田邊 賢次郎 修士論文,2013