

磁場中冷却着磁時のバルク材中の1次元応力分布とマクスウェル応力について

Stress in a bulk HTS caused by field-cooled magnetization and Maxwell stress in 1D model

植本 昌則 (北海道工大)
 TSUCHIMOTO Masanori (HIT)
 E-mail: tsuchi@hit.ac.jp

1. はじめに

超電導バルク磁石の応用では内部応力分布の解析が重要となる[1-2]。今まで軸対称3次元解析でバルク材破壊実験での最大応力について報告してきた[3-4]。電磁力による材料中の応力分布とマクスウェル応力について考察を行なう。

2. 1次元応力解析

磁場中冷却着磁されたバルク超電導体として半径 b の1次元円柱モデルで全断面に遮蔽電流が流れる完全着磁状態を考える。捕捉磁場分布は Fig. 1(a)になる。解放境界条件の下で半径方向変位 u を用いて半径方向応力・フープ応力を求めることができる。

$$\sigma_{r1} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(\frac{1}{6} + \frac{5(1+\nu)}{12} - \frac{2(2+\nu)r}{3b} + \frac{3+\nu}{4} \frac{r^2}{b^2} \right), \quad (1)$$

$$\sigma_{\theta1} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(\frac{1}{6} + \frac{5(1+\nu)}{12} - \frac{2(1+2\nu)r}{3b} + \frac{1+3\nu}{4} \frac{r^2}{b^2} \right).$$

印加磁場が $\alpha B_0 (0 < \alpha < 1)$ の場合、捕捉磁場分布は Fig.1(b)に、境界条件は(7)式と次式になる。

$$\sigma_{r2} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} C(1-\nu) \left(1 - \frac{b^2}{r^2} \right) + \sigma_{r1}, \quad \sigma_{\theta2} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} C(1-\nu) \left(1 + \frac{b^2}{r^2} \right) + \sigma_{\theta1}, \quad (2)$$

$$C = \frac{(1-\alpha)^4}{4} - \frac{(1-\alpha)^3}{3}.$$

(3)式は $\alpha=1.0$ で(2)式に一致する。ポアソン比 0.3 の円柱モデルでの完全着磁状態 ($\alpha=1.0$) と $\alpha=0.5$ の場合の応力分布が Fig.2 になる。応力は $B_0^2/(2\mu_0)$ で規格化してある。磁場分布から計算されるマクスウェル応力テンソルは

$$-T_{rr} = -T_{\theta\theta} = \frac{B_z^2}{2\mu_0} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(1 - \frac{r}{b} \right)^2, \quad (3)$$

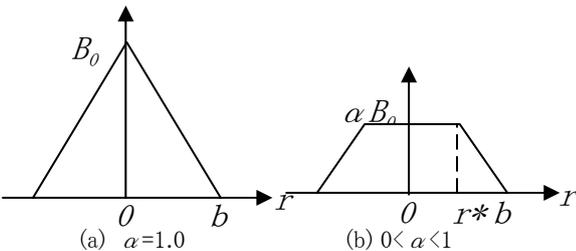


Fig.1 Trapped field in one-dimensional column model

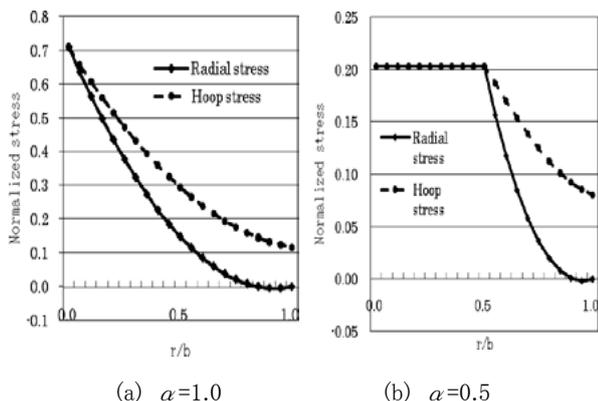


Fig2 Radial and Hoop stresses in a column model

となる。ポアソン比は材料の伸びとその垂直方向縮みとの比で、多くはこの物質で 0.3 程度の値を取る。仮想的にポアソン比 $\nu=1.0$ とすると、(1)式から半径方向応力・フープ応力分布は (3)式のマクスウェル応力と一致することが分かる。

内半径 a ・外半径 b の全断面に遮蔽電流が流れる円筒モデルでは半径方向・フープ応力は次式で表される。

$$\sigma_{r3} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} A \left(1 - \frac{b^2}{r^2} \right) + \sigma_{r1}, \quad \sigma_{\theta3} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} A \left(1 + \frac{b^2}{r^2} \right) + \sigma_{\theta1} \quad (4)$$

$$A = \left(\frac{7+5\nu}{12} - \frac{2(2+\nu)a}{3b} + \frac{3+\nu}{4} \frac{a^2}{b^2} \right) \frac{a^2}{b^2 - a^2}.$$

$a/b=0.5$ でポアソン比 0.3 の場合の応力分布を Fig.3 に示す。

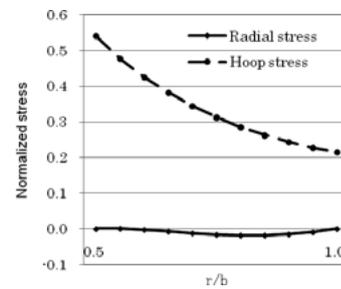


Fig.3 Radial and Hoop stresses in a cylindrical model ポアソン比 $\nu=1.0$ の時に次式が得られる。

$$\sigma_{r3}|_{\nu=1} = \frac{a^2}{b^2 - a^2} P_i \left(1 - \frac{b^2}{r^2} \right) + \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(1 - \frac{r}{b} \right)^2, \quad (5)$$

$$\sigma_{\theta3}|_{\nu=1} = \frac{a^2}{b^2 - a^2} P_i \left(1 + \frac{b^2}{r^2} \right) + \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(1 - \frac{r}{b} \right)^2, \quad P_i = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(1 - \frac{a}{b} \right)^2.$$

(5)式の第1項は内圧 P_i 外圧ゼロ時の円筒中の圧力分布に、 P_i は外半径 b から内半径 a まで遮蔽電流が流れるモデルの内半径 a での磁気圧に相当する。円筒モデルでポアソン比を 1.0 にしたものは、内圧としての磁気圧による応力にマクスウェル応力を重ねた分布になることが分かる。拘束境界条件の場合にも仮想的にポアソン比を 1.0 にすると、マクスウェル応力分布に圧縮応力を与えたものと関連づけることができる。

3. おわりに

1次元円柱モデルにおいて仮想的にポアソン比を1.0に近づけていくと、半径方向応力とフープ応力はマクスウェル応力に一致する。さらに磁気圧を利用してポアソン比を1.0にした場合の円筒モデルの応力分布の解釈を行った。

この1次元の結果だけでは応用としては使えない。磁場分布から逆にバルク材内部の応力分布に関して何かしら知見を得ることが最終目的になる。円盤状バルク材の軸対称3次元体系での数値解析において、マクスウェル応力分布からバルク材内部の応力分布を推定できないか検討している。

参考文献

1. Y. Ren, et al.: *Physica C*, Vol.251(1995)pp.15-26.
2. T. H. Johansen: *Phys.Rev.B*, Vol.60(1999)pp. 9690-9703.
3. M. Tsuchimoto, H. Takashima: *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.39(2000)pp.5816-5821.
4. M. Tsuchimoto, T. Kojima: *Cryogenics*, Vol. 34 (1994)pp. 821-824.

細孔ありバルク体を用いたパルス着磁の検証

Experimental verification of pulsed-field magnetization of a bulk superconductor with small holes

横山 和哉(足利工大);岡 徹雄(新潟大);近藤 訓代, 保坂 純男(群馬大)

YOKOYAMA Kazuya (A.I.T.); OKA Tetsuo (Niigata Univ.); KONDO Noriyu, HOSAKA Sumio (GUNMA Univ.)

E-mail: k-yokoyama@ashitech.ac.jp

1. はじめに

超伝導バルク磁石(以下、バルク磁石と呼ぶ)の着磁方法のうち、パルス磁化法(PFM 法)は着磁装置が簡便・安価、かつ着磁時間が短いなどの利点があり、産業応用においては有用な磁化方法である。一方、近年の超伝導バルク体(以下、バルク体と呼ぶ)の高特性化および大型化に伴い、パルス着磁により大きな磁場捕捉が難しい問題がある。本文では、パルス着磁を容易にするために、バルク体に細孔を開けてハンダを充填した試料を考案し、パルス着磁特性を調査した。

2. 細孔ありバルク体

図1(a)に考案した細孔ありバルク体の写真を示す。 $\phi 65 \times 20$ mm の $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ バルク体の GSR の 1 か所に、 $\phi 2$ mm の細孔を端から 3, 7, 11, 15 mm の 4 か所に直線状に加工し、すべての細孔にハンダを充填した。図1(b)に 77 K における磁場中冷却法(FC)による着磁結果を示す。最大磁場は約 1.2 T となっており、細孔部分に若干の歪が確認できる。なお、同バルク体は新日鐵(株)に依頼し、製作と加工を行った。

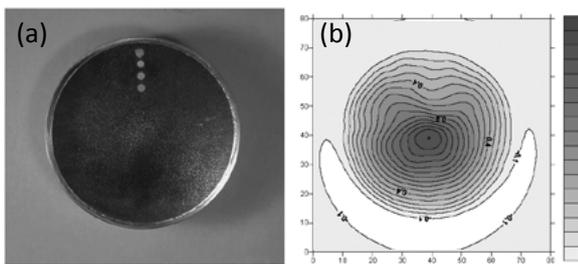


Fig. 1. (a) Photograph and (b) the trapped field distribution by FC at 77 K of a bulk superconductor with small holes

3. 実験

図1の細孔ありバルク体を 2 段階の GM サイクル冷凍機(RF273SA, アイシン精機製)の 2nd ステージに接続した銅ロッドの先端に取り付けた。バルク体表面の磁束密度を測定するため、図2中に示すように細孔上(GSR), GSBおよび中心にホールセンサ(BHT-921, F.W.BELL 社製)をカプトンテープで貼り付けた。その後、バルク体をスーパーインシュレーションで覆い、真空チャンバを取り付けた。真空排気後に冷却し、温度コントローラで 30 K に調整した。着磁コイルを取り付けた後、3.9, 4.6, 5.4, 6.2 T のパルス磁場(立ち上がり時間: 10 ms)を各1回印加し、磁場印加前後のバルク体表面の磁束密度を測定した。また、磁場印加後、磁極表面(バルク体表面から 4 mm)の磁場分布を三次元ホールセンサ(HGT-3030, LakeShore Cryotronics 社製)を用いて測定した。

4. 結果および考察

図2にパルス磁場印加前後のバルク体表面の磁束密度の時間応答を示す。細孔上の H1(□)および H3(△)は印加磁場の増加とともに減少している。これは、細孔部分で磁束クリープが発生しているためと考えられる。中心部分 H4(◇)は印加磁場とともに増加し、 $\mu_0 H = 5.4$ および 6.2 T では変化がない。GSB 上の H2(○)は $\mu_0 H = 4.6$ T 以降は徐々に減少している。

図3にパルス磁場印加後の磁極表面の磁束密度分布を示

す。 $\mu_0 H = 3.9$ T の低磁場でも磁場が侵入していることがわかる。印加磁場とともに捕捉磁場も増大しており、効率的に磁束がバルク体内部に供給されていることがわかる。一方、細孔部分ではクリープに伴い分布の歪が大きくなっている。 $\mu_0 H = 6.2$ T では 5.4 T と比較して若干捕捉磁場が減少している。

今回用いたバルク体は、細孔が $\phi 2$ mm と比較的大きかったために、磁束クリープも大きくなってしまったと考えられる。さらに、バルク体の着磁特性自体も、一般的な $\phi 60$ mm の Gd 系バルク体が 1.9 T (FC at 77 K) であるのに対し、1.2 T とかなり低下しており、細孔の大きさの検討が必要である。

5. まとめ

大型の高特性バルク体においてパルス着磁で捕捉磁場を向上させるため、細孔ありバルク体を提案し、基礎的な着磁試験を行った。その結果、効率的に磁場を供給できることを確認した。今後は着磁特性への影響を小さくするために、細孔を小さくした場合について検討する予定である。

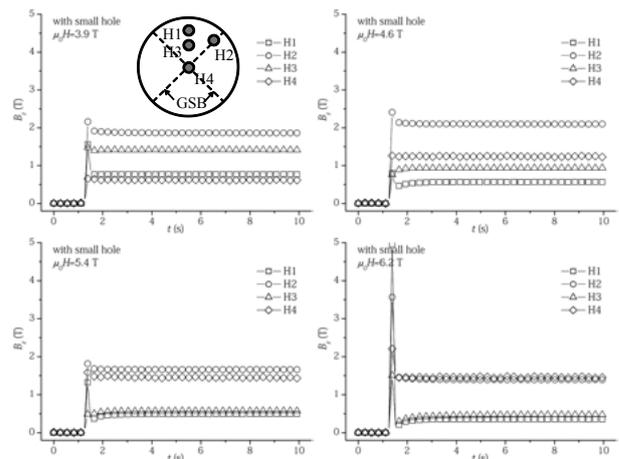


Fig. 2. Time responses of magnetic flux density on the bulk surface for $\mu_0 H = 3.9, 4.6, 5.4$ and 6.2 T.

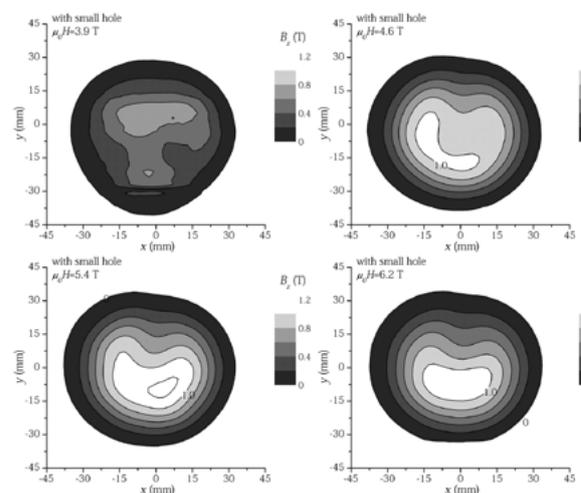


Fig. 3. Trapped field distributions on the magnetic pole surface for $\mu_0 H = 3.9, 4.6, 5.4$ and 6.2 T.

強磁性体の磁気浮上 -浮上原理の実験的検討2-

Levitation of iron block using trapped field in HTS bulk material -Experimental investigation of levitation principle (2)-

二ノ宮 晃, 石黒 晃佑, 瓜生 芳久(成蹊大)

NINOMIYA Akira, ISHIGURO Kohsuke, URIU Yoshihisa (SEIKEI Univ.)

E-mail: ninomiya@st.seikei.ac.jp

1. はじめに

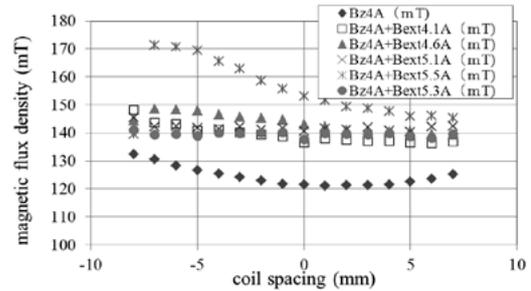
我々は、着磁した1対の超電導バルク体間(66mmφ x20mm)で軟鉄製円柱(10mmφ,長さ10mm)や同一サイズの球を23mmから25mmの磁場空間中で浮上させることに成功している。また、磁場空間の間隔を変えずに浮上体サイズを半分にする、はじめは浮上させることができないもののHTSバルク磁石の着磁に用いた電磁石を併用すると、これも浮上できることを確認している。そこで、この原理を検討するために、バルク体周辺の磁場を再度検討した。その結果、着磁磁場に電磁石の磁場を重畳させると空間の磁場が一樣になる領域のあることがわかり、この磁場空間中では、5mm程度の鉄球もHTSバルク磁石近傍ではあるが浮上可能であることが解ってきた。ここではその結果を実験データに基づいて報告する。

2. 結果および検討

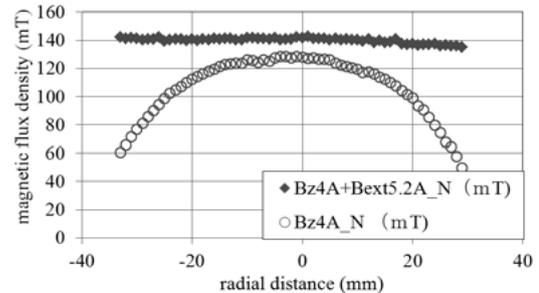
図1は、一对のHTSバルク磁石に電磁石を用いてフィールドクール法で着磁した後、電磁石の磁場(Bext)を着磁磁場に重畳させて空間の磁束密度およびバルク体近傍の磁束密度を軸方向および径方向に測定した特性である。このとき、バルク磁石間隔は25mmとした。同図(a)は、ギャップ間の軸方向特性(Bz)であり、着磁のみの特性と電磁石を用いて電流値を4.1A~5.5Aまで変化させたときの特性である。これより、電磁石に加える電流値が4.1A~5.3Aの範囲では、空間の磁場がほぼ140mTの値で一樣になっていることが分かる。なお、横軸の“0”の位置はギャップ中心であり左右8mmの領域を測定している。同図(b)(c)は、HTSバルク磁石近傍の軸方向(Bz)、径方向(Br)の磁場特性である。ここでは、着磁時の特性と電磁石で5.2Aの磁場(Bext5.2A)を重畳させたときの特性を示している。これより、着磁したバルク磁石に着磁用の電磁石の磁場を重畳させると、バルク体間隔のみならず、バルク体周辺の磁場も大きく変えることができ、ある条件では、その分布を一樣にすることも可能になることがわかった。

このように、バルク体周辺の磁場を一樣にできるということは、バルク体周辺の磁場勾配を小さくできることを意味する。これは、バルク体の磁気力を弱める作用となり、軟鉄材料を空間に浮上させる際、浮上体はバルク磁石から離れやすくなると考えられる。図2は、電磁石による磁場(Bext5.2A)を重畳させて6mmの軟鉄材料を浮上させているときのバルク体近傍の軸方向、径方向の磁束密度特性である。これより、浮上体の大きさに相当する部分に、磁場変化が現れていることがわかる。この磁場変化は、1ターンのリング電流がつくる磁場分布と同一である。そして、この電流の向きは、着磁時の磁場分布と比較すると逆であることがわかる。すなわち、ここで得られた電流は、バルク体表面に誘起された遮蔽電流であると判断できる。なお、HTSバルクの着磁時の電流は、バルク体全体に流れているものと考えられる。

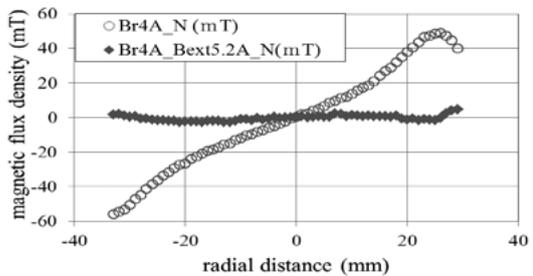
これらより、本手法において、軟鉄材料を浮上させるとき、バルク体表面には遮蔽電流が誘起されること、そして周辺に新たに磁場勾配が作られることなどが復元力になっていると考えられる。



(a). Bz characteristics between HTS coils.



(b). Bz properties in the vicinity of HTS bulk



(c). Br properties in the vicinity of HTS bulk.

Fig.1 Magnetic flux density characteristics of the trapped HTS bulk magnet with and without the magnetic field of electromagnet (Bext).

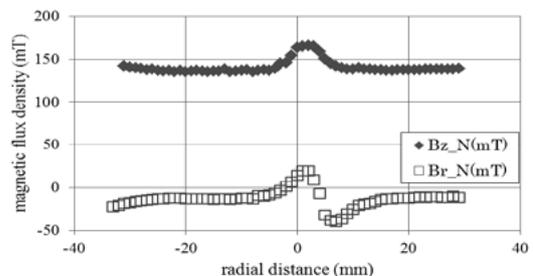


Fig.2 Magnetic flux density characteristics at the iron ball (6mm diameter) levitating, where the magnetic field is superimposed by the electromagnet magnetic field (Bext5.2A).

参考文献

吉田 他:“強磁性体の磁気浮上-バルク体周辺の磁場分布と浮上制御-”, p214, 3D-a10, 5月2010

バルク超伝導体上の浮上磁石の振動に磁性流体が及ぼす影響

Effect of Encompassment with Magnetic Fluid on Damping Characteristics of Magnet Levitated above a Bulk Superconductor

二村 宗男, 須藤 誠一(秋田県立大)

FUTAMURA Muneo, SUDO Seiichi (Akita Pref. Univ.)

E-mail: futamura@akita-pu.ac.jp

1. はじめに

バルク超伝導体の磁束ピン止めによる非接触浮上は、軸受け、MAGLEV、免震スライダなどさまざまな応用がある。しかし非接触であるために、何らかの原因で振動が起こってしまうとそれを抑えることが困難である。本研究は振動の抑制を目的として、浮上磁石に磁性流体を吸着させることによる浮上磁石の振動減衰の変化を調べた。

2. 実験方法

Nd-Fe-B 磁石 (ϕ 10mm, 5mm, 2.85g) から 5mm のスペーサを介して設置したバルク超伝導体(新日鉄 QMG-DyBaCuO, ϕ 32mm, 5mm) を液体窒素で冷却する。冷却後、スペーサを取り除いて磁束ピン止めによって磁石を浮上させる。周囲に設置したヘルムホルツコイルの磁場によって浮上磁石を持ち上げ、コイルの電流を遮断した後の磁石の振動をレーザ変位計によって測定した。

振動磁石には PPT 樹脂製の反射棒が接着されている。磁石のみの場合、磁石を磁性流体(タイホー工業製 フェリコロイド HC-50) で包んだ場合、磁性流体を意図的に凍結した場合について、それぞれの振動を比較した。

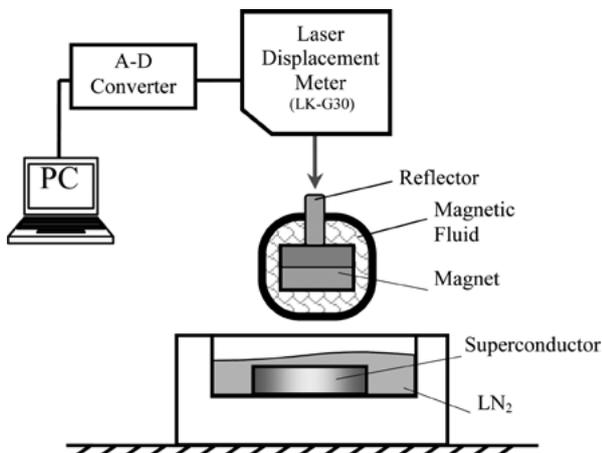


Fig.1 Schematic of experimental arrangement.

3. 結果と考察

磁石のみ(反射棒付)の場合の振動波形の実験値と、粘性抵抗による一般的な減衰波形(線形振動)の計算値との比較を Fig.2 に示す。磁束ピン止めによる超伝導浮上は、振動の減衰率および振動周期が振幅によって変化する。これは磁場変化が大きいときにはピン止め磁束の損失が大きいために振動の減衰も大きく、振幅が小さいときは磁場変化が小さいためにピン止め磁束の移動損失も小さいことによる。このため、一般的な粘性抵抗の減衰振動とは一致せず、小振幅の振動が長く継続する[1]。

Fig.3 に3種類(磁石のみ、磁性流体吸着磁石、凍結して固体の磁性流体を付加した磁石)の振動波形を示す。

磁性流体を吸着した磁石は、磁石のみの振動や同じ質量の固体(凍結した磁性流体)の振動よりも早く減衰しており、磁性流体の流動性と粘性によって効果的に減衰が起こっている

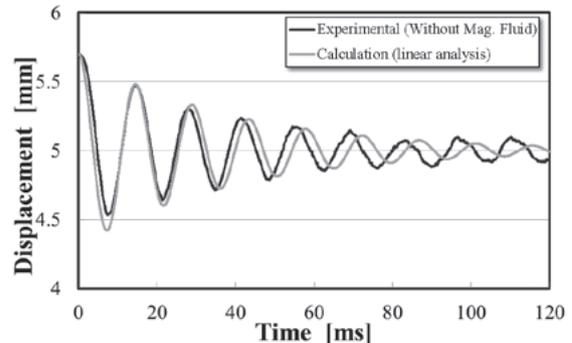


Fig.2 Comparison of the calculation with the experimental waveform.

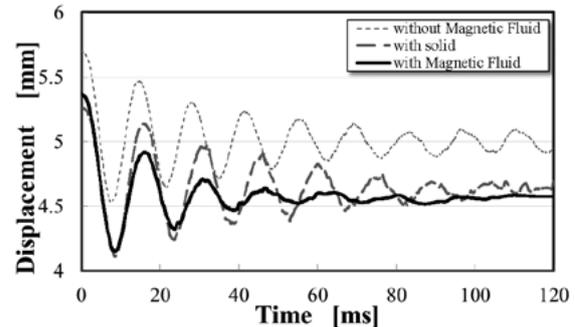


Fig.3 Comparison between the oscillations.

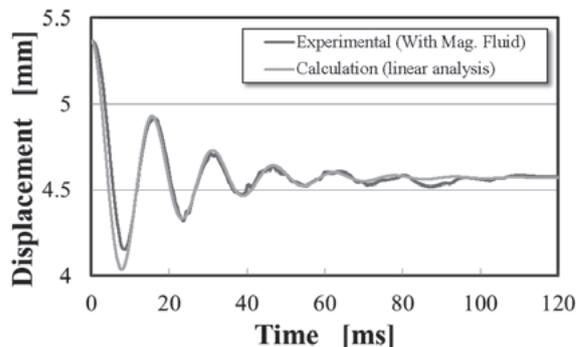


Fig.4 Comparison of the calculation with the experimental waveform.

ことが確認できる。また 磁性流体を吸着した振動波形と、線形振動の計算値を比較すると、Fig.4 に示すようにほぼ一致し、磁性流体によって Fig.2 に示したピン止め磁束の損失による減衰とは異なる減衰特性に変化したことが分かった。

4. まとめ

超伝導体上に浮上した磁石の振動は、磁性流体の吸着によって線形な振動減衰にすることが可能であることが確認できた。これによって、超伝導浮上の弱点(小振幅においてはピン止め損失が小さいために減衰せず振動が継続)を補完するに有効であると考えられる。

参考文献

[1] M. Futamura *et al.* : Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) 3961.

HTS 磁気軸受でフライホイールを非接触支持する模型試験装置の開発(第 2 報)

Development of the model scale flywheel examination device with HTS magnetic bearings (Second report)

荒井 有気, 清野 寛, 長嶋 賢(鉄道総研), 三浦 孝広(サイバネットシステム)

ARAI Yuuki, SEINO Hiroshi, NAGASHIMA Ken (Railway Technical Research Institute), MIURA Takahiro (Cybernet systems)
E-mail: arai@rtri.or.jp

1. はじめに

超電導コイルと超電導バルク体を組合せた超電導磁気軸受を用いた鉄道用フライホイール蓄電装置の開発を進めている。これまでに、20 kN 対応超電導磁気軸受において、20 kN のスラスト荷重を浮上支持し、3600 rpm まで回転できることを確認している[1]。また、本件で開発した模型試験装置において、スラスト、ラジアル両荷重の非接触浮上支持および 570 rpm までの回転を確認している[2]。本件では、模型試験装置に対して有限要素法によるロータダイナミクス解析を行ったので報告する。

2. 模型試験装置

超電導磁気軸受(SMB)のステータは高温超電導コイル(BSCCO)、ロータは超電導バルク体(GdBCO)で構成され、1つのクライオスタットの中に収められた。この SMB を上下に 1組ずつ配し、ロータには、SMB の間に約 50 kg のフライホイールを、SMB の上方には、トルク伝達装置を接続した。装置の概要を Fig. 1 に示す。

3. ロータダイナミクス解析モデル

ロータダイナミクス解析に用いたモデルを Fig.2 に示す。モデルの寸法は、本模型試験装置の値を用いている。ただし、一部の部材については簡略化している。磁気クラッチ、HTS コイル、フライホイールについては、実測した質量およびそれぞれアルミニウム、銅、ステンレスの材料物性を与えた。その他の部材は、材質に応じて銅、ステンレス、GFRP の密度および材料物性を与えた。外槽のフランジ以外の部分および放射シールドは、ロータダイナミクスに与える影響が小さいため、省いた。なお、Fig.2 は見やすさのため 1/2 で示してあるが、実際には 3 次元フルモデルで解析した。

磁気パネについては、別途実施した有限要素法による磁場解析[3]による代表値である、径方向パネ 125 N/mm、軸方向パネ 50 N/mm をそれぞれ上 SMB, 下 SMB に与えた。

4. モーダル解析

ロータ回転速度を変化させてモーダル解析を行い、各回転速度での固有振動数を得た。これを元に作成したキャンベル線図を Fig.3 に示す。原点を通り、傾き 1 (=1/60 [Hz/rpm]) の直線との交点が危険回転速度となる。このうち、本装置で想定される前向き振れ回りの振動モードは、310, 595, 1091, 3027 rpm にあるという解析結果となった。

5. まとめ

高温超電導コイルと高温超電導バルク体を用いた SMB を用いた模型試験装置の解析モデルを作成し、有限要素法でロータダイナミクスを解析した。危険回転速度が約 1000 rpm 以下と、約 3000 rpm 以上に存在する解析結果となった。このため、約 1500~2500 rpm 間であれば、安定して回転できる見込みを得た。

今後は、実験との整合性を確認しながら、回転速度の向上を目指す予定である。

本研究の一部は国土交通省の国庫補助金を受けて実施した。

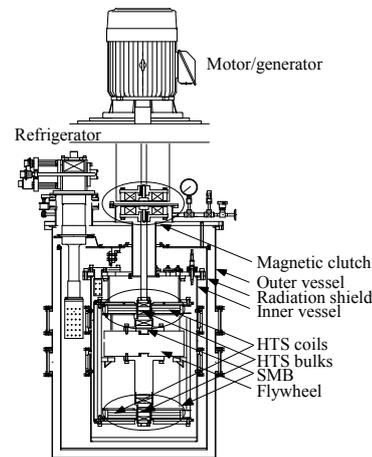


Fig. 1 Schematic view of the flywheel examination device

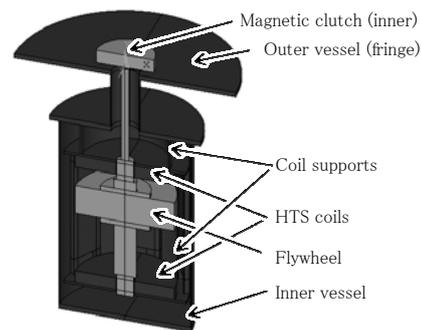


Fig. 2 Analysis model for rotor dynamics

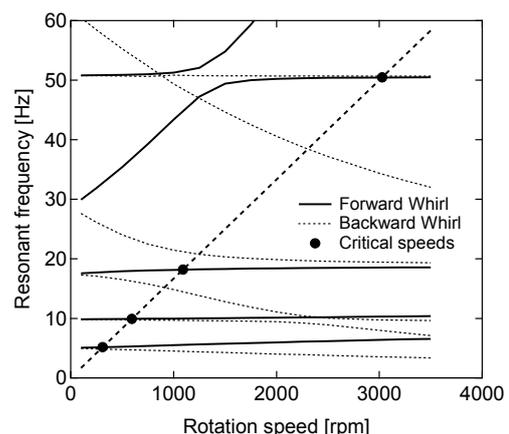


Fig. 3 Campbell diagram for the analysis model

参考文献

1. H. Seino, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 82 (2010) p.134
2. Y. Arai, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 83 (2011) p.27
3. Y. Arai, et al.: Proc. of MAGDA Conference in Sapporo, Vol.19 (2010) pp.367-370

超低温におけるキャパシタンス式熱膨張・磁気歪測定装置

Capacitive dilatometer for thermal expansion and magnetostriction measurements at ultra low temperatures

大西 孝信, 阿部 聡, 井上 大貴, 高間 弘幸, 松本 宏一(金沢大)

OONISHI Takanobu, ABE Satoshi, INOUE Daiki, TAKAMA Hiroyuki, MATSUMOTO Koichi (Kanazawa University)
abesi@staff.kanazawa-u.ac.jp

1. はじめに

温度・磁場に対する物質の体積変化である熱膨張・磁気歪みは、それぞれ物質のエントロピーおよび磁場の圧力変化と密接に関連した熱力学的物理量である。特に、キャパシタンス法による熱膨張・磁気歪測定は、測定により系に加わる擾乱が小さくかつ高精度測定が容易であるため、極低温領域での物性測定において極めて有効な手段の一つである。しかし、1K 以下のミケルビン温度領域では、温度低下に伴う熱膨張・磁気歪み変化の減少、試料自体の冷却などを考慮した熱膨張・磁気歪測定が必要である。

我々はこれまでに、ミケルビン温度領域での帯磁率測定から典型的な重い電子系物質 CeRu_2Si_2 の新しい量子臨界現象を発見し[1]、さらに熱膨張・磁気歪測定から CeRu_2Si_2 の新しい量子相転移の可能性を指摘した[2]。この研究で用いた熱膨張・磁気歪測定装置は、試料長変化率 $\Delta L/L \sim 10^{-11}$ の測定精度と安定度を持ち、1mK, 52.6mT までの温度・磁場範囲または、2K, 10T まで熱膨張・磁気歪みを測定可能である。本講演では、キャパシタンス式熱膨張・磁気歪測定装置の構造・性能、 CeRu_2Si_2 の熱膨張・磁気歪み測定、銅標準試料による測定バックグラウンドの温度・磁場依存性等を報告する。

2. キャパシタンス式熱膨張・磁気歪測定セル

Figure 1 に測定セルの断面図を示す。測定セルは高純度無酸素銅を加工し、外径 12mm, 高さ 24mm の円柱状である。測定試料は最大、直径 5mm, 高さ 5mm の円柱状もしくは同等の立方体で、熱伝達のため測定セルへ銀ペースト(Arzerite VL-10)で接着する。絶縁のため StycastFT で試料に円形電極を接着した後、電極と試料ホルダーが同一平面になるように研磨し、固定電極も同様に電極ホルダーへ接着後研磨する。試料ホルダーと電極ホルダーの間に厚さ約 20 μm の銅ホイルを挿入し、2 つの電極は平行平板コンデンサーを構成する。温度・磁場変化による試料長変化(ΔL)により、平行平板コンデンサーの電極間隔が変化し(Δd)、この静電容量の変化(ΔC)を交流キャパシタンスブリッジで測定する。理想的なキャパシタンス式熱膨張・磁気歪測定セルでは、 $\Delta L = -\Delta d$ 、したがって $\Delta L/L = d/L(\Delta C/C)$ が成立つが、実際の装置の場合、電極面積が有限であること、電極が完全に平行でないこと等を考慮する必要があり[3]。我々の測定セルの構造では、

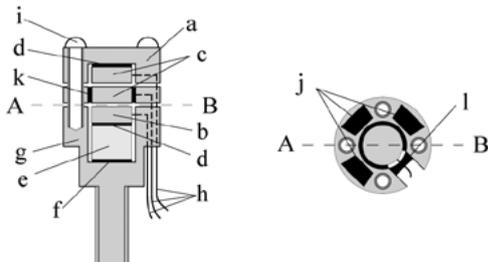


Fig.1 Schematic drawing of the capacitive dilatometer. The left panel shows the composite dilatometer cell consisting of the sample and the reference capacitor. The right panel show a cross-sectional view of a capacitor: (a) upper holder, (b) movable capacitor plate, (c) fixed capacitor plate, (d) Stycast FT and cigarette paper, (e) sample, (f) silver paste, (g) lower holder, (h) coaxial cables, (i) M2 screws (four in total), (j) copper foil spacers, (k) Stycast FT, and (l) silver epoxy.

これらによる補正は数%程度と見積もられるため、理想的な場合と近似することができる。また、実際の測定セルでは、無酸素銅試料セル自体、接着剤や固定ネジ等の変化も含まれ、これらはセル効果と呼ばれる。セル効果は、測定試料と同じ長さの無酸素銅を試料として同様な測定を行い、セルのバックグラウンドとして評価することができる。

3. 実験方法

使用した試料は①単結晶 CeRu_2Si_2 の c 軸方向[直径 3mm×高さ 5mm] ②測定セルと同物質の無酸素銅[直径 5mm×高さ 5mm], ③StycastFT[直径 5mm×高さ 5mm]である。測定セルの電気容量は、レシオトランスとロックインアンプを用いた交流キャパシタンスブリッジ(周波数約 1kHz, 5V_{rms})で測定し、標準キャパシタンスは Fig.1 で示すような試料キャパシタンスと同じ構造で、同じ温度・磁場環境に設置してある。標準キャパシタンス自体の温度・磁場変化は 10^{-7} 以下である。試料の冷却は、最大磁場 10T まで ^4He ガスフロー式冷凍機、52.6mT まで希釈冷凍機を用い、各試料の試料長の温度・磁場依存性から線熱膨張・線磁気歪みを測定した。

4. 測定結果

無酸素銅標準試料の 0 磁場での熱膨張測定では、0.2K 以下の温度変化は T^2 に比例し、温度変化の大きさは CeRu_2Si_2 に比較して 1/10 程度以下であった。また温度 0.1K における 52.6mT までの磁場変化は、 CeRu_2Si_2 の 1×10^9 変化と比較して、銅標準試料では安定度(2×10^{-10})以内で変化は測定されなかった。我々の試料セルの場合、試料のみを交換するのではなく、試料ごとにセルを組み立てているため、 CeRu_2Si_2 試料セルと銅標準試料セルのセル効果が厳密に一致するとは言えず、銅標準試料の結果を単純にバックグラウンドとして差し引くことはできない。しかし、少なくとも CeRu_2Si_2 の結果に含まれるセル効果は 1/10 程度以下であり、無視できると考えている。一方、銅標準試料に対して、温度 10K, 磁場 10T までの測定を行なった結果、熱膨張は 1K で約 10^{-7} 、温度にはほぼ比例する結果が得られた。また、10T の磁場に対しては 10^{-9} 程度の磁気歪みが測定された。これら結果はこれまでに報告されている銅、Stycast 自体の熱膨張[4, 5]から予想される結果より 2 桁程度大きく、また銅の核比熱でも説明することができず、今後の課題である。

参考文献

1. D. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. B **67**, (2003) p.180407(R).
2. J. Yoshida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, (2008) p.256402.
3. R. Prtt and R. Schefzyk, J. Phys.E: Sci. Instrum. **16**, (1983) p.444.
4. G. K. White and J. G. Collins, J. Low Temp. Phys. **7**, (1972) p.43.
5. C. A. Swenson, Rev. Sci. Instrum. **68**, (1997) p.1312.

液体水素強制対流による温度センサーの流速－温度特性

The relation between the velocity of the flowing fluid and temperature of the thermal sensor by forced convection of liquid hydrogen

村上 嵩太郎, 白井 康之, 塩津 正博, 畑 幸一(京大); 達本 衡輝(原子力機構);
成尾 芳博, 小林 弘明, 稲谷 芳文(JAXA); 木下 勝弘(関西電力)

MURAKAMI Kotaro, SHIRAI Yasuyuki, SHIOTSU Masahiro, HATA Koichi(Kyoto Univ); TATSUMOTO Hideki(JAEA);
NARUO Yoshihiro, KOBAYASHI Hiroaki, INATANI Yoshifumi(JAXA); KINOSHITA Katsushiro (KEPCO)

E-mail: murakami@pe.energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

近年、水素の有効利用に関する研究が進んでいる。本研究では、液体水素の流速を気液二層の場合も含め高精度に計測できるコンパクトな流速計を開発することを目的としており、その手法として、発熱体を液体水素の強制対流により冷却し、温度の関係をを用いて流速を求める(熱線式流速計)。今回はその前段階として、発熱体および温度センサの確立および動作特性の確認、流速変化による冷却特性などの実験結果について述べる。

2. 流速計

Fig.1は流速計を含む実験装置であり、丸で囲まれた装置が流速計である。図中の矢印は液体水素の流れを表す。Fig.2は流速計全体の設計図と流速計のイメージ図であり。熱線式と銅板にRuO₂ヒータおよびRuO₂温度センサを張り付けた2タイプを検討した。後者はFig.2にあるように銅板の端にヒータを設置し銅板を発熱させ、センサで液体水素によって冷やされる銅板の温度を計測する。液温センサとして上流側にRuO₂温度センサが設置されているが、これは流れに影響のないように設置されている。

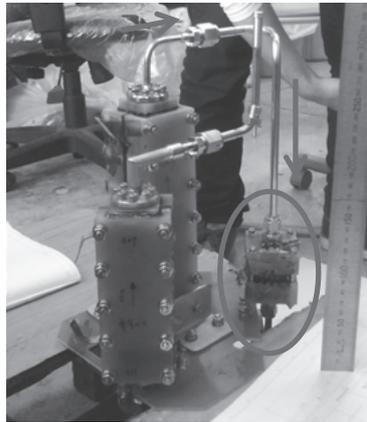


Fig1: Test section with flow-meter

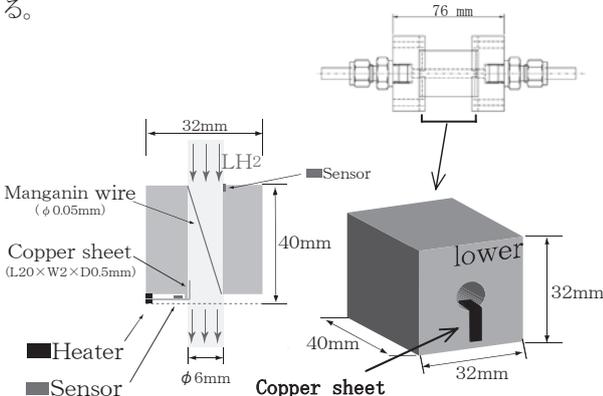


Fig.2: Cross-section view and Schematic diagram of flow-meter

また、基準とする流量および流速の変化は液体水素のタンクの重量変化および液体水素の圧力・液温によって求める。

3. 実験結果と考察

実験は、系の圧力を0.25,0.4,0.7,1.1MPaに変化させ、それぞれの圧力下で液温を変え、その下で流速を変化させその

流速ごとに温度計測を行った。また、温度を測る際の発熱体に流す電流は一定にして計測を行った。

次に、圧力液温一定の下、流速を時々刻々と変化させそれに対して温度がリアルタイムに変化するかを確かめるために、系の圧力が0.4MPa,0.7MPa、液温が21Kの時に流速を一定間隔で変化させて温度を計測する実験を行った。その結果の一例をFig.3に載せる。

この結果は0.4MPa・21Kの条件下で、流速の変化は段々遅くしていき、また速くするという変化で、流速を変える間隔は約20秒である。横軸は時間[s]、左縦軸が温度[K]、右縦軸が液体水素タンク重量計の重量[kg]の変化である。グラフを斜めに横断している点(○)がタンク重量の変化であり流量変化を表す。およそ等間隔で引かれた破線は流量が変化する境界を表す。グラフ最上部にある値が、それぞれの流量変化での流速である。流速は液温と圧力より密度を計算し、タンクに含まれる水素ガスの重量を除いて計算した値である。

グラフ上部にある点(□)が下流側銅版プレートにあるRuO₂温度センサの結果であり、下の点(●)がマンガン線による温度計測の結果である。最後に、一番下に水平に続いている点群が上流側RuO₂温度センサにより得た基準温度である。

Fig.3より、流速が速ければ速いほど冷却されており、流速が遅い部分では温度が大きくなっている。また、流速が一番遅い所では温度が安定していないが、これは液体水素の流れそのものが不安定であったため、急に温度が上がったり冷えたりしているものだと考えられる。

4. 今後の展望

はじめにでも述べた通り、今回は温度センサの確立および動作確認が目的であり、発熱体に流す電流を一定にして流速(冷却速度)と温度の関係を調べた。今後、熱流束と流量および流速との関係を明らかにし、熱流束から流量および流速を求められるようにしていく。

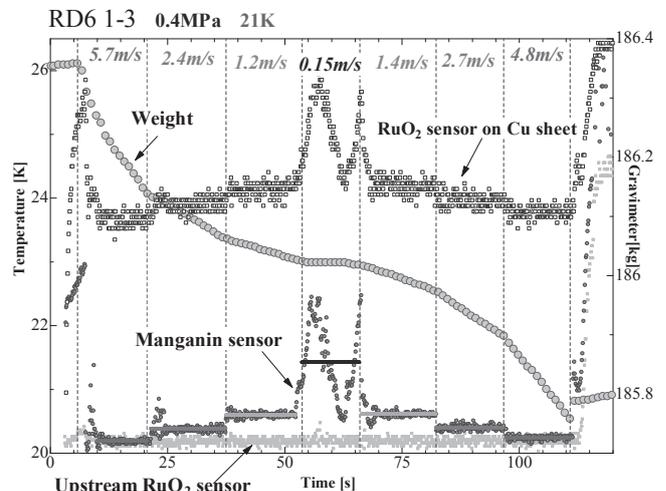


Fig.3: The relation between fluid velocity and temperature of sensor

光ファイバ分布計測技術による極低温下の温度測定

The Cryogenic Temperature Measurement Using Optical Fiber Distributed Sensing Technology

高見涼太郎, 山内良昭, 岡林泰広, 岸田欣増(ニューブレクス); 小湊健太郎, 濱田 衛(JASTEC)
 TAKAMI Ryotaro, YAMAUCHI Yoshiaki, OKABAYASHI Yasuhiro, KISHIDA Kinzo (Neubrex);
 KOMINATO Kentaro, HAMADA Mamoru (JASTEC)
 E-mail: takami@neubrex.jp

1. はじめに

筆者らが開発したハイブリッド・ブリルアン/レイリー測定機器は、常温環境において、単一光ファイバに沿った温度とひずみの分布を高い精度で計測することが実証されていた[1]。この技術には、1) 光ファイバ上のあらゆる点の温度とひずみが計測できる。2) 光ファイバに特別な加工をする必要がない。3) 温度とひずみが分離できる。といった従来のFBG方式では実現することが出来なかった優れた特徴がある。本研究では、極低温環境における有効性を検証する。

2. 測定方法

光ファイバ素線を利用し、室温から液体窒素及び液体ヘリウムの温度まで変化させたときの後方散乱光を測定した。

光ファイバセンサは、シングルモード光ファイバ素線(UV/SMF)を用いた。光ファイバの束について、テンションをかけずに冷媒に浸漬させるため、L型アングルの先端部にガイドを取り付け、光ファイバを巻きつけて束を構成した。

測定器は、ニューブレクス社製のNBX-7020を用い、ブリルアン後方散乱およびレイリー後方散乱を同一のファイバから測定した。光ファイバと測定器は、Fig.1 に示す通り、通信用光ファイバと光ファイバセンサを接続して測定した。

測定手順は、室温におけるブリルアン及びレイリーの各周波数スペクトラムを計測し、その後冷媒に浸漬させた後に再度各周波数スペクトラムを計測し、温度に対する周波数変化を比較した。

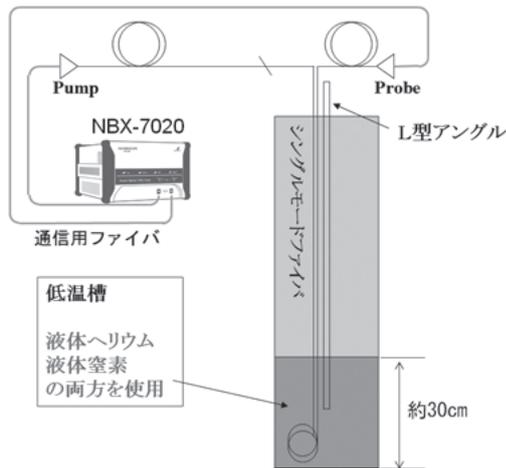


Fig. 1 Experimental setup

3. 測定結果

極低温下でのブリルアン中心周波数を計測することが出来、液体ヘリウム温度下でのブリルアン中心周波数は、液体窒素温度下でのそれよりも大きかった(Fig.2)。この結果は先行研究[2]と類似していた。

ブリルアン同様に、液体ヘリウム及び液体窒素の温度下でのレイリー周波数シフトを計測した結果、室温から液体窒素の温度に変化させたときの周波数シフト量は 375GHz であり、室温からヘリウムの温度に変化させたときの周波数シフト量は 435GHz であった(Fig.3)。

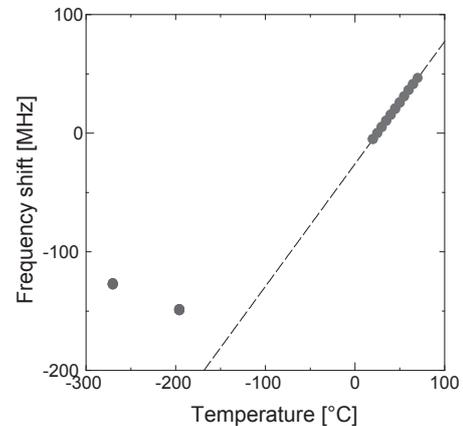


Fig. 2 Result of relationship between temperature and Brillouin center frequency shift.

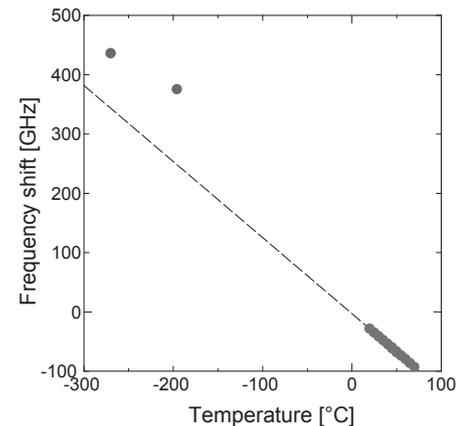


Fig. 3 Result of relationship between temperature and Rayleigh frequency shift.

4. まとめ

本研究では、液体ヘリウム及び液体窒素の温度下でのハイブリッド後方散乱光の周波数変化の計測に成功した。

ブリルアン散乱の温度に対する周波数変化は、ある温度以下では周波数変化量が一意には決まらないため、単独で極低温の測定ができない[2]ことを改めて実証した。それに対して、レイリー散乱を用いた場合には、温度変化に対する周波数変化量が非線形性をみせているものの、一意に決まる可能性が見いだされた。ハイブリッド測定の結果をまとめると、単一光ファイバによる室温から液体ヘリウムの温度にわたり温度の分布測定、並びに温度とひずみの分離が実現する可能性が高いことを明らかにした。今後、測定点数を更に増加させる予定である。

参考文献

1. Kishida, K. et al.: The 14th OptoElectronics and Communications Conference, 559.pdf, p1-2, 2009.
2. Thévenaz, L. et al.: Proceedings of SPIE, 4694, p22-27, 2002.

光ファイバ温度センサの機械加振試験 Mechanical vibration test of optical fiber sensor

山田 秀之, 小方 正文, 水野 克俊, 長嶋 賢(鉄道総研)
YAMADA Hideyuki, OGATA Masafumi, MIZUNO Katsutoshi, NAGASHIMA Ken (RTRI)
E-mail: hiyamada@rtri.or.jp

1. はじめに

高温超電導磁石の内部温度を分布的に測定する方法としてこれまで、1本のセンサで多点測定が可能で熱侵入量が少なく、電気絶縁性が高いというメリットを持つ光ファイバ温度センサを提案し、極低温での感度向上の方法について報告した¹⁾。光ファイバ温度センサの原理は、温度変化に伴うセンサ自体の熱伸縮により、反射する光の波長が変化することで、その変化量から温度換算する。したがって、機械的な力・振動によるセンサ自体の歪によっても波長が変化してしまう。今回は、光ファイバ温度センサに振動を与えた状態で温度変化させた場合に、反射する光の波長がどのように変化するかを試験により確認した。

2. 測定原理

Fig.1 にこれまで検討してきた FBG(Fiber Bragg Grating)方式の光ファイバ温度センサの測定原理図を示す。

光ファイバに入射した光が FBG 部で反射して戻ってくる。この FBG 部にはそれぞれの FBG 部で異なる間隔でグレーティング加工してあるので、それぞれの FBG 部で反射してきた光の波長は異なる。よって、図に示すように異なる波長 λ_1 と λ_2 が測定されるため、どの位置の温度を測定しているかを特定することができる。また、温度が変化すると、その FBG 部の波長がシフトするため、温度を測定することができる。図で、 λ_2 の波長のところで温度変化があると、 $\Delta\lambda$ 分シフトして λ_2' の値になる。このシフト分を測定することにより温度に換算できる。

3. 試験方法・結果

Fig.2 に試験装置の概要図を示す。上下方向に加振できる機械加振装置に、3つの FBG 部を持つ光ファイバ温度センサ、熱電対温度計、ヒーター、加速度計を貼り付けたアルミブロックを設置した。室温で、加振なし、10G-100Hz、10G-200Hz の各条件で、ヒーターに約 1A の電流を流して、光ファイバ温度センサの波長シフト量、温度を測定した。

Fig.3 に測定結果を示す。約 35°C から約 55°C までの 6 分間程度の変化を測定した。なお、光ファイバ温度センサの波長シフト量は、熱電対温度計による温度から温度換算した値を示している。また、熱電対温度計による温度は、温度換算した光ファイバ温度センサの出力と重ならないように、出力された温度に 5°C プラスしている。この結果より、200Hz で光ファイバ温度センサ出力に若干の脈動が見られるが、加振してもその影響は小さいことがわかった。

4. 考察・まとめ

光ファイバ温度センサの超電導磁石内部の温度監視への適用のために、FBG 方式について、機械的な振動による影響を試験により確認した結果、前述の成果が得られた。

若干の脈動が見られたが、超電導磁石内部の温度異常を監視するための使用目的であれば、問題なく使用できるレベルと考える。

なお、他の周波数について測定した結果もあるので、当日報告する。

本研究の一部は国土交通省の補助金を受けて実施した。

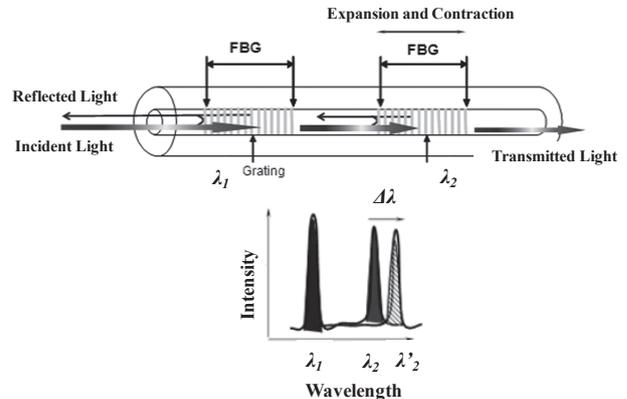


Fig.1 Principle of the FBG System

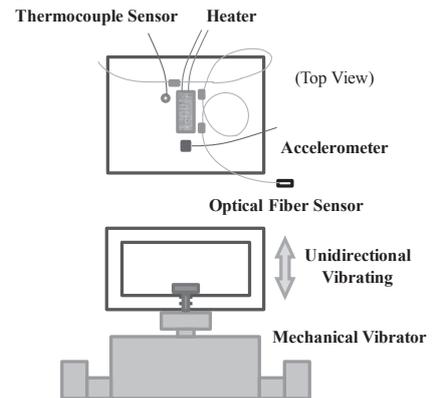


Fig.2 Schematic Illustration of Experimental Equipment

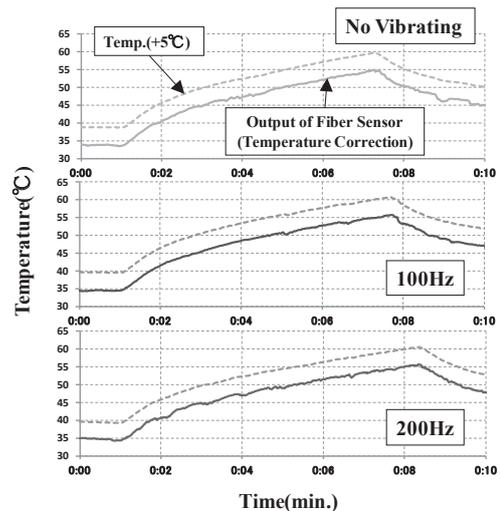


Fig.3 Experimental Result, Time Variation of Output of Fiber Sensor, Temperature and Strain

参考文献

- 山田秀之ら:「極低温での光ファイバ温度センサの感度向上」2011年度春季低温工学・超電導学会, 2P-p06

小型 NMR 用マグネット応用を目的とした 高温超電導バルク体の超電導特性に関する研究

Study on superconducting characteristics of HTS bulk for compact NMR magnet application

木本 敬章, 矢野 順一, 筒井 康平, 林 奈津希, 金 錫範 (岡山大学)

KIMOTO Takaaki, YANO Yorikazu, TSUTSUI Kouhei, HAYASHI Natsuki, KIM SeokBeom (Okayama University)

E-mail: kim@elec.okayama-u.ac.jp

1. はじめに

近年、核磁気共鳴(NMR:Nuclear Magnetic Resonance)診断装置はタンパク質の構造解析に有用なツールとして食品・医療分野で注目されている。現在、GHz級のNMR装置が開発され、解析精度が向上する一方、装置の大型化や高コスト化により個人や研究室単位で手軽に使用できる装置とは言えないのが現状である。これまでに我々は、小型NMR用マグネット応用を目的とした積層構造の高温超電導バルク体の有効性と最適化について報告してきた[1]。しかし、改良型 QMG法[2]により製作された高温超電導バルク体は、種結晶からの距離が遠ざかるにつれて結晶成長に乱れが生じる傾向にあるため、高温超電導バルク体のスケール増大に伴って臨界電流密度などの超電導特性を均一に保つことが難しくなる。NMR用マグネットには高均一な磁場が必要であるため、製造において生じるこのような超電導特性の不均一性を理解することが重要となる。そこで、今回は超電導バルク体の不均一な超電導特性を実験的に把握し、その特性を解析方法に適用させることで、より均一な磁場発生を試みたのでその手法と結果について報告する。

2. 小型 NMR 用マグネットの概要

本研究で開発する NMR 装置は、高温超電導体の強力な捕捉磁場を利用するものであり、外部磁場印加装置である励磁用の超電導マグネットの室温空間に低温容器に入った NMR 用マグネットを配置し、磁場中冷却法(FC法:Field Cooling Method)を採用して高温超電導バルク体を着磁させる。高温超電導バルク体が着磁された後、低温容器ごと励磁用マグネットから取り出して NMR 用マグネットとして使用することが可能となるため非常にコンパクトな装置を実現できる。本研究の当面の目標は、直径 20mm の球状測定空間に 4.7T (200MHz級)の均一磁場を発生させることである。

3. 実験方法および結果

本研究では、GdBCO高温超電導バルク体を用いたNMR用マグネットについて検討を行っている。測定試料として、外径60mm、内径20mm、厚み5mmのバルク体を用いた。今回は、高温超電導バルク体の持つ臨界電流密度特性の不均一性について検討するため、結晶化方向に対して同一および対向する方向に磁場を印加した。着磁磁場に対するバルク体の配置方向をFig. 1に示す[3]。実験結果の一例として、液体窒素温度(77K)中において着磁磁場を0.5Tとした場合、磁場印加方向の相異による厚み5mmのリング型高温超電導バルク体のリング内高さ方向磁場強度をFig.2に示す。Fig.2より、どちらの着磁磁場方向においても、高さ方向磁場強度のピーク値はリング内中心より下部方向に0.5mmシフトしていることが確認できる。これはバルク体内部の電流分布が中心から見て上下に非対称になっているためだと考えられる。そこで、高さ方向磁場分布の上下非対称性について検討するため、バルク体中心における磁場強度で規格化を行い、中心より下部を基準として上部の差分を取ることで厚み方向における臨界電流密度特性について検討した。Fig.3にリング内高さ方向磁場強度差分のバルク体中心からの距離依存性を示す。Fig.3より、

パターン1の上下非対称性がパターン2に比べて顕著に現われていることが確認できる。パターン1において高温超電導体の下側は種結晶から遠い側であり、臨界電流密度が低下していると予想される。そのため、臨界電流密度の低いバルク体の縁から磁場が侵入し、内部に電流分布が広がったために下部の非対称性が強く現われたのだと考えられる。

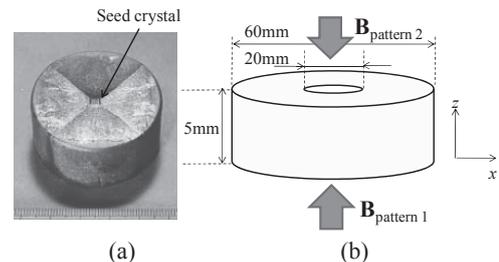


Fig.1 (a) Photograph of an as-grown RE-Ba-Cu-O bulk sample with seed crystal. (b) Directions of applied magnetic field against Crystallization direction: pattern 1 is opposite and pattern 2 is same.

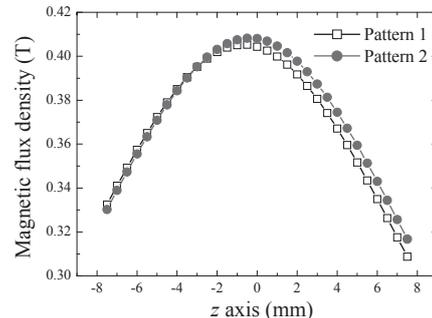


Fig.2 Measured magnetic field distribution along the axial direction both magnetic field directions of HTS bulk annulus at 77K.

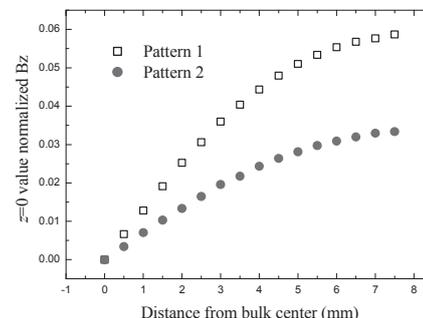


Fig.3 Differences of magnetic field between opposite the positions ($\pm z$) with same distance from center of z -axis when the values of $-z$ position were referred.

参考文献

1. M.Imai, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol.83 (2010) p.62
2. M.Morita, et al.: Physica C 253-240 (1994) 209-212
3. H.Teshima, et al.: Journal of CSJ, Vol. 46 (2011) pp 73-80

大形リング状バルク超電導体のコンパクトNMRへの応用可能性

Application of Large Ring-shaped Bulk Superconductors to Compact NMR

蛭川 倫行, 関野 正樹, 大崎 博之 (東大); 福本 祐介, 富田 優 (鉄道総研)

HIRUKAWA Michiyuki, SEKINO Masaki, OSAKI Hiroyuki (Univ. of Tokyo); FUKUMOTO Yusuke, TOMITA Masaru (RTRI)

E-mail: m-hirukawa@ohsaki.k.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

近年、核磁気共鳴分光装置(Nuclear Magnetic Resonance : NMR)装置へのバルク超電導体の導入が注目されている[1]。もし、高磁界のNMR装置を小規模な研究室にも導入できるようになれば、医学分野や食品開発などで急速な進展が得られるであろう。そのため、このコンパクト NMR における静磁界発生源として、コンパクトに大電流を流すことができるバルク超電導体[2]の導入が考えられている。一方、高磁界強度を求められると同時に、磁界の高い均一性が不可欠とされる。

しかし、バルク超電導体に捕捉される磁界は、厚さ方向および径方向に傾斜を持った分布となる。また、製造過程において生じる成長界面の影響による周方向の捕捉磁界の不均一や、ピン止め効果のばらつきによる細かな磁界の不均一も存在する。そこで、コンパクト NMR への応用の観点から、バルク超電導体の発生する磁界分布を均一化することを目指し、バルク超電導体の形状や配置の工夫を行い、実験を行った。

2. 実験方法

以下の Fig.1 に今回の実験で用いた大型のバルク超電導体を示す。外径80mm、内径50mm、高さ20mmのリング状のバルク超電導体を、樹脂で固めて外径87mm、内径47mm、高さ22mmの仕上がり寸法となった。

実験装置は、Fig.1のリング状バルク超電導体を二つ対向させて配置し固定する。バルク間には10,11,12,13,14mmのスペーサのいずれか1つを設ける。超電導状態を保つため、液体窒素容器に入れ、バルク間空間の磁界をホールセンサで測定する。中心部に樹脂の筒を設置し、測定試料が置かれる内部空間を常温に保った状態でNMR測定を行うことができる。

超電導マグネットによる1Tの外部磁界下で冷却することによって着磁した。

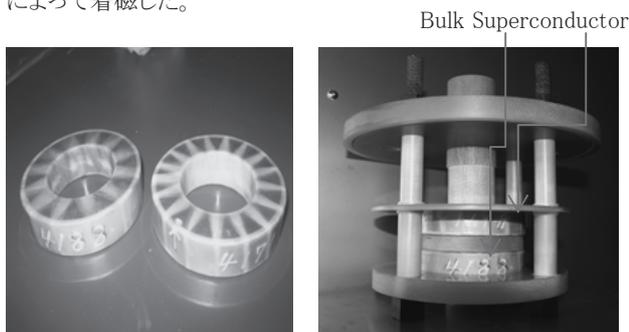


Fig.1 Bulk Superconductors and Compact NMR System

3. 実験結果

スペーサの値を変えて磁界分布を個別に測定し、それぞれの場合における最も磁界の均一性が高い領域を比較した。以下に、径方向の磁束密度を表すグラフと、軸方向の磁束密度を表すグラフを示す。事前の解析では、12mmのスペーサが最適であったが、Fig.2 から、13mmとしたときに、径方向の均一性が最も良くなることがわかった。また、Fig.3 より、同様にスペーサを13mmとしたときに、軸方向の均一性が最も良くなることがわかった。しかし、Fig.3 では、ホールセンサを下方の平

面より順に走査させるため、上方に行くにつれ磁束クリープの影響によって磁束密度が減衰している。

また、今回均一度は直径4mmの球内で評価した。スペーサ13mmのとき、最も高い均一度は0.517%であった。磁束クリープが大きく計測に影響している。バルクによって個体差はあるが、初めの10分で30mT程度減衰した。

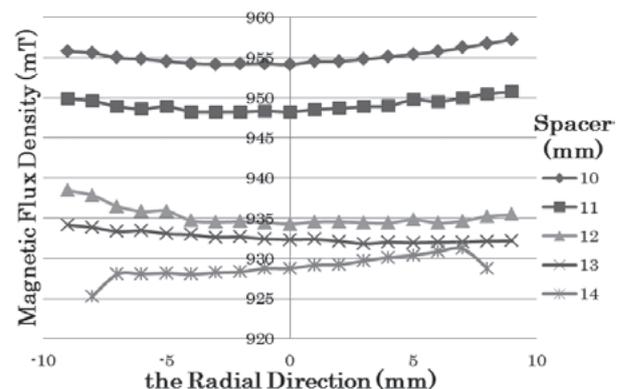


Fig.2 Magnetic Flux Density in the Radial Direction

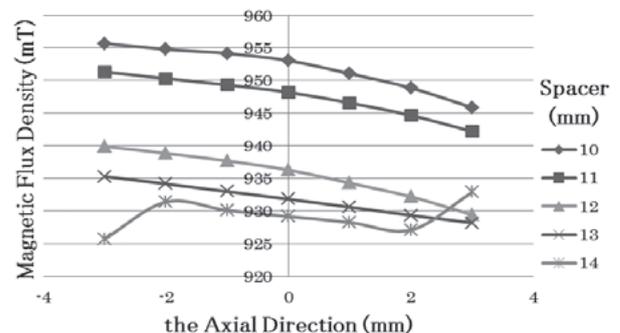


Fig.3 Magnetic Flux Density in the Axial Direction

4. まとめと今後の課題

バルク超電導体をコンパクト NMR に応用するために、大型のバルク超電導体の捕捉磁界分布を測定した。バルク超電導体を対向させる配置によって、磁界の均一度を高めることに成功した。今後は、NMR 信号を得る為に、さらなる磁界の均一化を図ることが求められる。

参考文献

- Masaki Sekino, et al.: Concentric Slitting of Ring-Shaped Bulk Superconductor for a Reduction in Circumferential Inhomogeneity of the Trapped Magnetic Field, IEEE TRANS. ON APPL. SUPERCONDUCTIVITY, VOL 21, NO 3 (2011) pp.1588-1591
- M.Tomita, et al.: High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 T at 29 K.(2003)

大電流用YBCO導体の接続抵抗の測定 Measurement of the joint resistance of large-current YBCO conductor

寺崎 義朗, 夏目 恭平(総研大); 柳 長門, 三戸 利行, 野口 博基(NIFS);
富田 最(香川高専); 伊藤 悟, 橋爪 秀利(東北大)

TERAZAKI Yoshiro, NATSUME Kyohei (Sokendai); YANAGI Nagato, NOGUCHI Hiroki, MITO Toshiyuki (NIFS);
TOMIDA Sai (Kagawa National College of Tech.); ITO Satoshi, HASHIZUME Hidetoshi (Tohoku Univ.)

E-mail: terazaki@nifs.ac.jp

1. 背景

ヘリカル型核融合炉 FFHR のマグネット設計において、高温超伝導体 (HTS) を用いたオプションを検討している。HTS コイルは、高い運転温度 (e.g. 20 K) において、高い冷却安定性を持っているため、FFHR の巨大な連続ヘリカルコイルを短い導体を接続して製作する手法が提案できる[1]。これは、接続部において発生するジュール発熱を FFHR の冷凍システムで許容できるためである[2]。今回、この計画の実現可能性を調べるため、我々は YBCO 線材を用いて 10 kA 級導体を製作し、接続抵抗を測定する実験を行った。

2. 実験

製作した導体は、銅ジャケットに 7 層 2 列の YBCO テープ線材を内蔵する構造として、接続部では線材同士を階段状にラップ接続すべく Fig. 1 のように構成した。実際の FFHR に用いることを想定した 100 kA 級導体では、このような YBCO 線材と銅安定化材をステンレス製のジャケットに入れて強度を確保することを考えており、ジャケットの接続は溶接で行う。

今回の実験では、半田接続と機械接続の 2 種類の接続方法を試した。半田接続では、線材同士を半田で接続することで小さな接続抵抗を実現できると期待される。一方、機械接続は、導体に圧縮力をかけた状態で外側のステンレスジャケットを溶接で接続する方法で、接続抵抗は高くなると予想されるものの、半田接続と比べてより簡便に導体接続部を製作できるものと期待される。今回の実験ではステンレスジャケットは用いず、クランプによって接続部に圧力を与えた。これらの導体を液体窒素で冷やし、電流を流して、自己磁場中で接続抵抗を測定した。

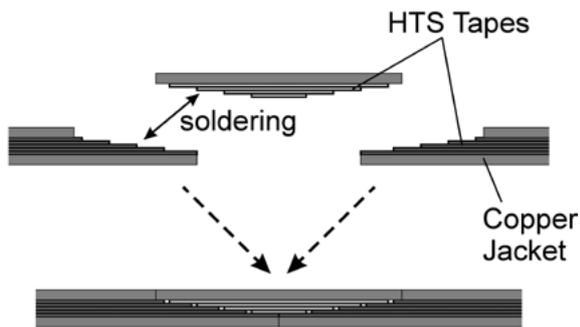


Fig. 1 Illustration of the soldered lap joint for a 10-kA sample.

3. 結果とまとめ

Fig. 2 は、半田接続サンプルの測定結果である。接続抵抗は 20.2 nΩ で、これを接触抵抗率に換算すると 109.5 nΩ·cm² となる。これは単線の接続抵抗から期待される値の 3 倍程度であり、FFHR に用いることが可能と判断できる。

一方、機械接続サンプルでは、導体にかかる圧縮力を変化させて接続抵抗の測定を行った。結果を Fig. 3 に示す。今回

の実験では接続部に加えた力を直接測定しなかったため、接続部の導体の厚みを指標とした。この結果から、強い力を与えるほど接続抵抗は小さくできるが、現状では半田接続の約 45 倍の接触抵抗率 (4.9 μΩ·cm²) にとどまった。よって、機械接続方式の実用化には相当の接続抵抗の低減が必要であり、半田接続方式の方が優れていると判断できる。

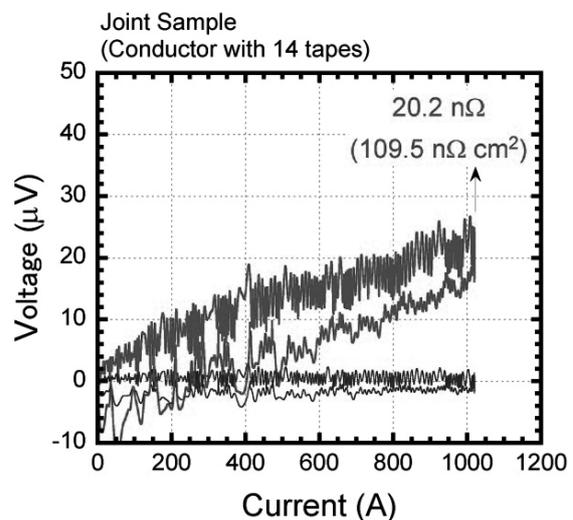


Fig. 2 Joint voltage of the soldered lap joint as a function of current.

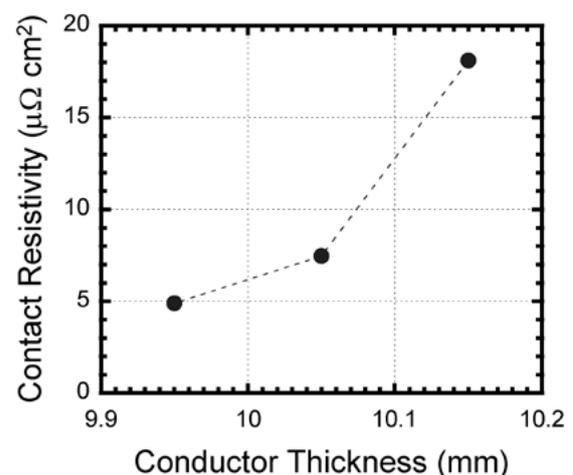


Fig. 3 Contact resistivity of the mechanical lap joint as a function of conductor thickness.

参考文献

- [1] N. Yanagi et al, Fusion Science and Technology, **60** (2011) 648.
- [2] H. Hashizume et al., Fusion Engineering and Design, **63** (2002) 449.

LHD ヘリカルコイル用低温排気圧縮機システムの動的挙動 Dynamic behavior of cold compressor system for the LHD helical coils

濱口 真司, 今川 信作, 尾花 哲浩, 柳 長門, 三戸 利行 (NIFS)

HAMAGUCHI Shinji, IMAGAWA Shinsaku, OBANA Tetsuhiro, YANAGI Nagato, MITO Toshiyuki (NIFS)

E-mail: hamaguchi@LHD.nifs.ac.jp

1. はじめに

2006 年度に LHD ヘリカルコイル(以下、HC)の運転温度を下げる目的で、低温排気圧縮機(以下、CC)システムが LHD 冷却システムに導入された[1]。導入後、HC の供給ヘリウム温度は設計値の 3.2K まで低下し、最大通電電流値は HC3 ブロック平均で 11.833kA まで増大した[2]。CC システムはこれまで大きな問題なく運転され、サブクール運転時間は現在 10,000 時間に到達している。本報告では、CC システムについて、HC 通電電流値約 11kA (蓄積エネルギー約 670MJ) から急速減磁(時定数 30 秒)が行われた場合の動的挙動に関して報告する。また、導入後 5 年間(発表時には 6 年間)の運転実績についても併せて報告する。

2. サブクール運転制御方法

Fig. 1 に CC システムの概略を示す。サブクール運転中、出口弁(OV)を全開、バイパス弁(BV)を微開とし、入口弁(IV)により飽和ヘリウム槽の液面は一定値(70%)に自動制御される。CC は、約 1,500rpm の回転数を保持して運転され、CC 流量は飽和ヘリウム槽中のヒーターで 16g/s となるように自動制御される。また、HC 供給流量は供給バルブ(SV)により 50g/s に手動調整される。本制御方法により、飽和ヘリウム槽温度は 3.0K (± 0.01 K) にほぼ一定に制御され、安定した温度のサブクールヘリウムが HC に供給される。

3. HC 急速減磁における CC システムの動的挙動

上述の運転状態において、HC 通電電流値約 11kA(蓄積エネルギー約 670MJ)から急速減磁(時定数 30 秒)が行われた場合の CC システムの挙動を Fig. 2 に示す。CC 出口圧力の上昇と、CC 流量の急激な低下がみられる。これは、AC ロスによる発熱によって、HC 周りの液体ヘリウムが大量に蒸発し、ヘリウム回収系の圧力が上昇したことの影響と考えられる。このときの飽和ヘリウム槽中のヒーター発熱量の推移を Fig. 3 に示す。CC 流量の急激な低下に伴い、ヒーター発熱量は急速減磁前と比較して急激に 100W 程度増加している。

一般的に、遠心式の CC は、適切な CC 流量、および圧力比の範囲内では安定に動作するが、その範囲外ではサージやチョーク現象が発生し、不安定となる。本システムでは、CC 流量 12g/s \sim 20g/s で安定に動作することが確認されている。急速減磁中における飽和ヘリウム槽ヒーターの発熱量の増加による蒸発量(CC 流量)の増加分は最大 4.3g/s 程度と見積られるので、CC 流量の飽和ヘリウム槽ヒーターによる制御によって、CC が安定に動作する範囲内に CC 流量が制御されたことがわかる。

4. CC システムの運転実績

CC システムが導入された 2006 年度から昨年度まで 5 年間の総 CC 運転時間は 16,841 時間、総サブクール運転時間は 9,888 時間である。2008 年度には、2,184 時間の連続サブクール運転を達成した。また、インバータの交換、UPS の追加、不純物対策等により、CC の不具合の発生は年々減少しており、昨年度の不具合の発生はなかった。これらの対策と運転制御方法の最適化により、安定な運転を継続している。

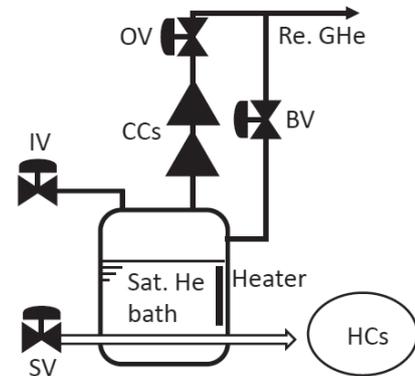


Fig. 1 Schematics of the cold compressor system for the LHD helical coils.

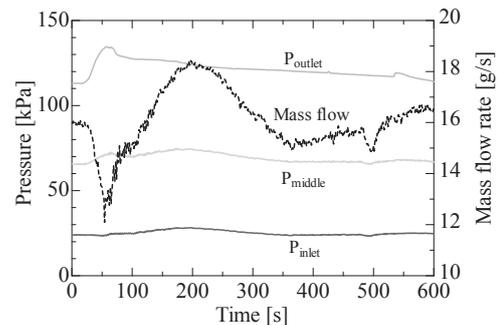


Fig. 2 Time variations of the pressure and mass flow rate of the cold compressor system in the quick discharge of the LHD magnet systems.

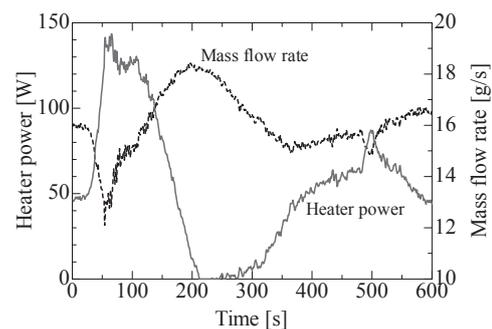


Fig. 3 Time variations of the heater power in the saturated helium bath in the quick discharge.

参考文献

1. S. Hamaguchi, et al.: Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 53B (2008) p. 1724.
2. S. Hamaguchi, et al.: Fusion Science and Technology, Vol. 58, No. 1 (2010) p. 581.

SMES 用 YBCO 超電導コイルのクエンチ検出実験

Quench detection experiments of YBCO coil for SMES

大西 秀明, 王 旭東, 石山 敦士(早稲田大学); 植田 浩史(大阪大学);
渡部 智則, 平野 直樹, 長屋 重夫(中部電力)

ONISHI Hideaki, WANG Xudong, ISHIYAMA Atsushi (Waseda Univ.); UEDA Hiroshi (Osaka Univ.);
TOMONORI Watanabe, HIRANO Naoki, NAGAYA Shigeo (Chubu Electric Power)
E-mail: atsushi@waseda.jp

1. はじめに

現在, NEDO プロジェクトにおいて通電容量 2 kA, 絶縁電圧 2 kV, 運転温度 20 K の SMES 用伝導冷却 Y 系超電導コイルの開発が進められている。その中で, 我々は素線絶縁を施した Y 系積層導体を用いた伝導冷却コイルの熱的安定性・保護の検討を行っている。先に導体内の素線に局所的な常電導転移が発生した場合, 素線間の電流転流を監視することでクエンチ検出が可能であることを数値解析によって示した [1], [2]。今回は小型モデルコイルを用いて, 常電導転移に伴う素線電流の変化をホール素子を用いて観測することに成功したので報告する。

なお, 本研究は「イットリウム系超電導電力技術開発プロジェクト」の一部として NEDO の委託により, 実施したものである。

2. 電流転流実験

本研究で用いたモデルコイル用導体は, 4 本(Tape 1~Tape 4)の銅メッキ Y 系線材を集合導体化した積層導体で, これをパンケーキ状に巻線した。モデルコイルの全体図を Fig.1 に, 諸元を Table 1 に示す。実験は液体窒素浸漬冷却, 自己磁場中で行った。なお, 集合導体の内 1 本の素線(Tape 4)が劣化したため, 残り 3 本の素線(Tape 1~Tape 3)で実験を行った。100A, 115A を通電しながら, 素線 1 本(Tape3)に Fig.2(a) に示す位置にヒータ投入して熱擾乱を加えた。100A, 115A 通電時の各素線に流れる電流分布を端部に配置したホール素子(Fig.2(b))により逆算した結果を Fig.3 に示す。通電電流 100 A ではヒータ投入による電流転流を観測できなかった。これはヒータによる熱擾乱が液体窒素の冷却力よりも弱かったためであると考えられる。一方, 通電電流 115 A ではヒータ投入なしで Tape 2 電流が Tape 1, Tape 3 に電流転流することを観測することができた。これは Tape 2 に I_c を超える電流が流れたため, 電流転流が発生したと考えられる。この結果からホール素子による素線電流の変化の観測が可能であることを確認できた。

3. まとめと今後の予定

液体窒素浸漬冷却下ではヒータによる熱的擾乱は発生しにくく, 電流転流を観測できなかったが, 過電流による電流転流をホール素子を用いて観測することができることを確認した。今後は伝導冷却下で実験できるモデルコイルを作製し, 電流転流試験を実施する予定である。

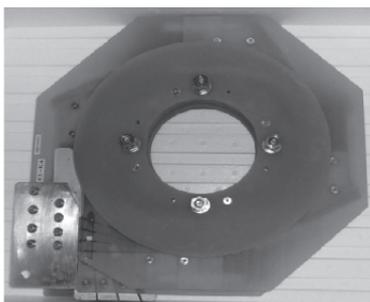
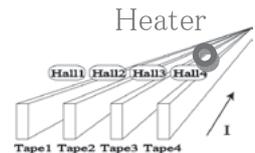
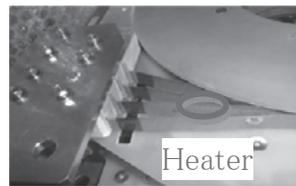


Fig.1 Photograph of Model coil

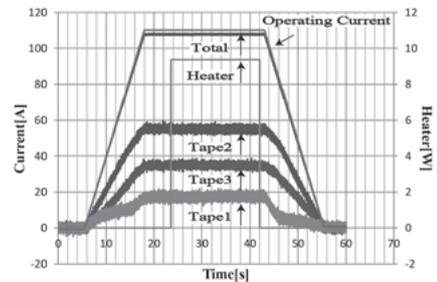
Table 1 Specifications of model coil

Inner radius	0.226 m
Outer radius	0.280 m
Height	0.024 m
Width of tape	10.2 mm
Tape	CVD-YBCO tape plated with Cu
Thickness of tape including insulation and reinforcement	0.31 mm
Number of tapes in conductor	4
Number of turns	20×2 (double pancake)

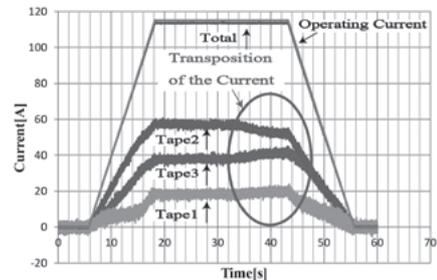


(a) Photograph of Terminal part (b) Arrangement of Hall probes

Fig.2 Heater and Hall probes



(a) Operating Current =100 A with Heater



(b) Operating Current =115 A without Heater

Fig.3 Current observed by Hall probes

参考文献

1. A. Ishiyama, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 80 (2009) p.101
2. A. Ishiyama, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 82 (2010) p.154

高温超電導磁石の新クエンチプロテクション方法の提案

A novel quench protection technique for HTS coils

和久田 毅, 一木 洋太, 朴 ミンソク(日立・日立研究所)

WAKUDA Tsuyoshi, ICHIKI Yota, PARK Minseok (Hitachi Ltd., Hitachi Research Lab.)

E-mail: tsuyoshi.wakuda.sb@hitachi.com

1. はじめに

実用超伝導材料 NbTi, Nb3Sn などと比べると臨界温度の高い酸化超伝導体 (HTS) は圧倒的にクエンチ耐性が高い。一方、ひとたびクエンチが発生すると、逆にその性質によりクエンチ伝播速度が遅いためホットスポットを生じやすく焼損のリスクが高い。HTS では単純な保護抵抗によるプロテクションは不十分であるため、クエンチバック法を検討することにした。

クエンチバックは従来超伝導磁石でも適用されていたテクニックで、特に蓄積エネルギーの大きな磁石で有効な方法である。巻線の一部にクエンチが発生したときに受動的もしくは能動的に巻線部に設置したクエンチバックヒータを駆動して、常伝導領域を巻線全体に拡大させて焼損を防止するものである。

クエンチ伝播速度の速い従来材料では、コイル巻線の一部をクエンチバックヒータで加熱することにより十分に巻線全体をノーマル転移させることが可能であった。一方、HTS 磁石では巻線表面に設置したクエンチバックヒータでは電圧発生領域を高速に拡大するのは難しい。そこで巻線そのものをクエンチバックヒータとして使う過電流クエンチバックを提案する。

2. 過電流クエンチバック

クエンチ検出後にコイルの臨界電流を超える電流を瞬間的に投入してコイル全体を抵抗状態にする過電流クエンチバックを考える。通常のコイルではインダクタンスにより高い誘導電圧が発生するため、高速に大電流を投入することは困難である。そこで過電流クエンチバックを可能にするために新しいコイル巻線方法を提案する。

我々が、IPW法(Inter-wire bridged Parallel Winding)と呼んでいる過電流クエンチバックを可能とする新しい巻線方法は、2本持ちの超伝導線材を巻きまわす方法であり、2本持ち巻線は少なくとも両端を含む箇所まで電気的に接続されているものである。過電流を投入するために、電気的接続の中間位置に電流リードが配置される。

IPW 巻線および電流パスの概念図を Fig.1 に示す。中間のリードから投入されるクエンチバックトリガー電流は、2本持ち導体を互いに反対向きに流れる。したがってクエンチバックトリガー電流の流れる経路のインダクタンスは、コイルそのもののインダクタンスと比べると桁違いに小さくなる。例えば、2本持ち導体を内径1500mm、外径1700mm、高さ40mm、500ターン巻きまわしたコイルの場合(線材総長は5km)、コイルのインダクタンス835mH に対しトリガー電流のパスのインダクタンスは概ね1/2500となる。また、2本持ち導体に働く電磁力は互いにキャンセルするため、コイル全体としてはトリガー電流投入によって追加の電磁力が発生しないことも特徴である。

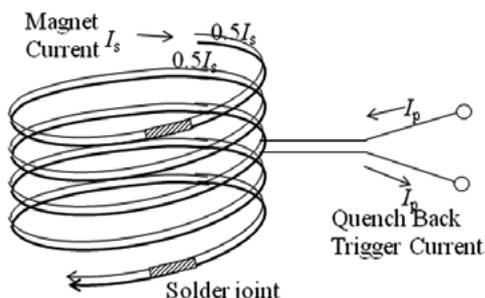


Fig.1 Schematic view of IPW coil and current path.

3. 過電流クエンチバック動作試験

過電流クエンチバック動作試験を行った。Fig.2 に試験サンプルおよび計測位置の概念図を示す。DI-BSCCOテープを3mmのギャップをあけて2本並べ銅製の端子にハンダ接続しIPWサンプルとした。ハンダ接続部を除くサンプル長は150mmであった。クエンチバックトリガー電流を投入するリードは銀テープとしサンプルの中間位置にハンダ接続した。電圧端子は4箇所設置し、電圧端子間距離は10mmとした。各電圧端子の位置に熱電対を設置した。IPW サンプルをアルミブロックにマウントし、アルミブロックを液体窒素中に浸しサンプルを伝導冷却とした。サンプル温度は78Kであった。

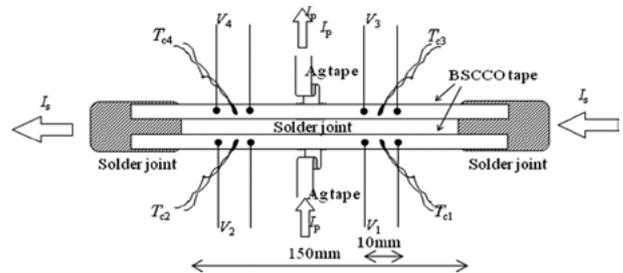


Fig.2 Schematic view of the test IPW sample and sensor setup.

自己磁場中でサンプルに一定電流を流した状態でクエンチバックトリガー電流を投入した。クエンチバックトリガーは30Vで充電された容量100+47mFのコンデンサをもちいて通電した。トリガー電流のピーク値は約1300Aであり、サンプルのIcのおよそ5倍であった。

4. 結果

Fig.3 に試験過程における各電圧端子での電圧発生の様子を示す。電圧スパイクはクエンチバックトリガー電流投入により生じたものである。132sec 時のトリガー投入後いったん電圧は上昇するがその後定常状態の電圧に復帰している。150sec の時点でIPW サンプルに流す定常電流を350A→360Aに増加させた。これは並列導体のIc に対して127%の電流である。158sec 時のトリガー投入により熱暴走が開始し、さらに追加の170sec 時のトリガーにより電圧上昇が加速、その後電源を遮断した。

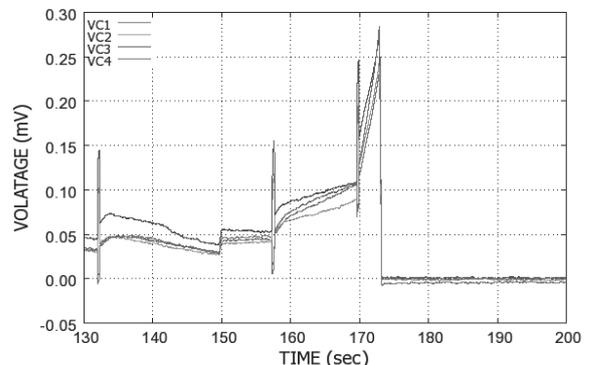


Fig.3 Voltage response after quench back trigger.

比熱の大きい78K、かつ、過大な冷却条件下での試験であったためオーバーロード条件であったが、過電流クエンチバック動作を確認した。過電流クエンチバックの実機への適用可能性については当日議論する。

GdBCO 超電導線材の小型パンケーキコイル電圧分布特性評価

Evaluation of voltage distribution of pancake coils using GdBCO coated conductor fabricated by IBAD/PLD process

大保 雅哉, 藤田 真司, 日高 輝, 原口 正志, 飯島 康裕, 伊藤 雅彦, 斉藤 隆(フジクラ)

DAIBO Masanori, FUJITA Shinji, HIDAKA Hikaru, HARAGUCHI Masashi, IIJIMA Yasuhiro, ITOH Masahiko, SAITOH Takashi (Fujikura Ltd.)

E-mail : masanori.daibo@jp.fujikura.com

1. はじめに

RE 系超電導線材は 20K 以上の温度領域でも高い臨界電流-磁場特性を示すことが知られ、様々な機器への応用が期待されている。RE 系超電導コイルを伝導冷却下で適用する際、コイルの熱暴走を避けるためコイル内発生電圧を十分に把握する必要があるが、RE 系超電導線材の有する臨界電流-磁場特性の異方性も十分考慮する必要性が指摘されている [1]。先に 円型パンケーキコイルについてコイル内磁場分布と線材の磁場角度依存性からコイル内電界分布およびコイル I_c を算出し実測値と比較した[2]。今回、小型レーストラック型パンケーキコイルを試作し、コイル内電圧分布を評価したので、その結果を報告する。

2. 小型レーストラック型パンケーキコイル試作

使用した線材の諸元を Table. 1 に示す。線材は無誘導巻き状態で液体窒素中で電圧(V)-電流(I)特性を測定し、線材 I_c (10^{-6} V/cm 定義)、線材 n 値 ($10^{-7} \sim 10^{-6}$ V/cm 定義)を測定した。次に、FRP 巻枠に巻線し Table. 2 の諸元のレーストラック型の含浸パンケーキコイルを製作し、液体窒素中で通電試験を実施した。なお、コイル No.2 については直線部と曲線部の発生電圧を調査できるように Fig.1 に示すように各ターンに電圧タップ(銅箔)を取り付けながら試作を行った。コイル通電試験結果を Table. 2 に示す。コイル I_c は 10^{-6} V/cm で定義し、コイル n 値は $10^{-8} \sim 10^{-7}$ V/cm で定義している。Fig.2 には試作コイルの V-I 特性を示す。コイル No.1 は 10^{-8} V/cm を含めた低電圧領域においても V-I 特性が良好であった。コイル No.2 の n 値 ($10^{-8} \sim 10^{-7}$ V/cm 定義)は 19 と若干低めであったが Fig.2 の V-I 特性のように電圧タップ取り付けによる大きな劣化はないと考える。

3. コイル内電圧分布測定結果

次に、コイル内電圧分布について Fig.1 の各ターンに設けた電圧タップにより各ターンに発生する電圧を評価した。通電電流は約 1A ずつ上げていき液体窒素中でコイル発生電圧が 10^{-6} V/cm に到達した時点で消磁した。その際、各パンケーキコイル両端およびコイル No.2 の各ターンで発生した電圧を測定した。コイル発生電圧がコイル I_c の 1/3 (3.3×10^{-7} V/cm) のときのコイル No.2 の各ターン毎の発生電圧測定結果、および線材の磁場特性測定結果より下記(1)式[1]にて計算した結果を Fig. 3 に示す。式中の B は磁場、 T は温度、 θ は磁場印加角度である。

$$V = \sum 2\pi r \times 10^{-6} \left(\frac{I}{I_c(B, T, \theta)} \right)^{n(B, T, \theta)} \quad (1)$$

コイル最内層で最も電圧が発生する傾向が計算結果と実験結果とで一致しており Fig.3 の結果は妥当と考える。

今後、伝導冷却下での測定を実施していく予定である。

参考文献

1. H. Miyazaki, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 21 no.3, p.2453-2457, 2011
2. M. Daibo, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 84 (2011) p.81

Table 1 Specifications of GdBCO tapes

Type	FYSC-SC05
	Cu (0.1mm) / Hastelloy® (0.1mm)
Width (mm)	5
I_c @77K, s.f. (A)	No.1 : 199A, No.2 : 200A

Table 2 Specifications of test pancake coils

Outside dimension (mm)	92 × 172
Coil height (mm)	12.5
Number of turns	28 × 2
Tape Length (m)	24
Coil I_c @77K, s.f.	No.1 : 109A, No.2 : 110A
n value@77K, s.f.	No.1 : 23, No.2 : -(with taps)

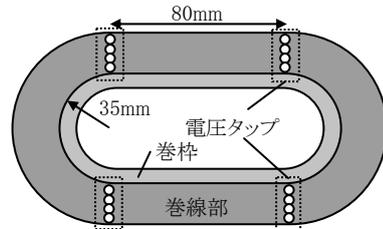


Fig.1 Schematic of test pancake coil with voltage taps (No.2)

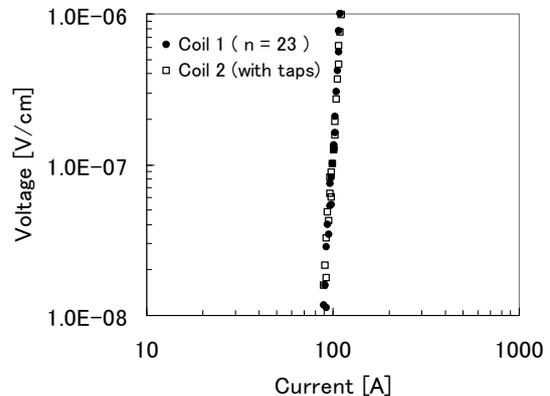


Fig.2 V-I characteristics of test pancake coils at 77K

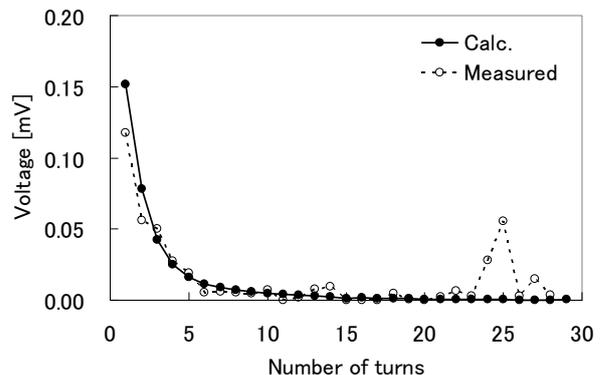


Fig.3 Results of voltage distributions of pancake coil at 77K

RHQ-Nb₃Al 線材の臨界電流の引張歪み依存性

Tensile Strain Dependence of Critical Current in RHQ-Nb₃Al Wires

金 新哲, 中本 建志, 荻津 透, 土屋 清澄, 山本 明(KEK); 菊池 章弘, 竹内 孝夫(NIMS); 小黑 英俊, 淡路 智(東北大)
 Xinzhe Jin, Tatsushi Nakamoto, Toru Ogitsu, Kiyosumi Tsuchiya, Akira Yamamoto (KEK);
 Akihiro Kikuchi, Takao Takeuchi (NIMS); Hidetoshi Oguro, Satoshi Awaji (Tohoku Univ.)
 E-mail: shintetsu.kin@kek.jp

1. はじめに

本研究は RHQ-Nb₃Al 素線の軸方向での引張応力歪みによる臨界電流の特性に着目し、線材の実用化に向けてさらなる理解を得ることを目的とする。RHQ-Nb₃Al 線材において、臨界電流が線材横方向の圧縮歪みまたは螺旋状線材の引張歪みに依存性を示すことはすでに報告されている^[1, 2]。しかし、RHQ-Nb₃Al 素線の臨界電流の軸方向引張歪みについてはまだ研究されていない。そこで、本研究はマトリクス材料が異なる 2 種類の RHQ-Nb₃Al 線材に注目し、東北大学金属材料研究所強磁場センターのマグネットを利用して素線に軸方向の引張歪みを印加しながら臨界電流測定を行った。

2. 試料測定

Fig. 1 は試料 A の断面構造を示し、試料 A と B のマトリクス内部各材料は Table 1 に示す。試料 A と B はインターフィラメントが同じ Ta で、その以外は異なる材料になっている。

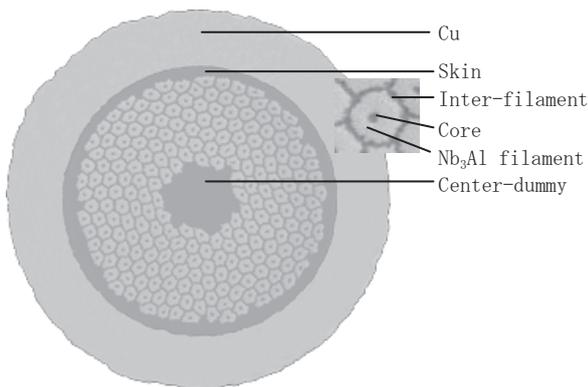


Fig. 1 Cross section of sample A.
The matrix is all Ta.

Table 1 Matrix materials of samples

Matrix	Sample A	Sample B
Skin	Ta	Nb
Inter-filament	Ta	Ta
Core	Ta	Nb
Center-dummy	Ta	Nb

素線をすべて 40mm にカットし、Fig. 2 に示したように両端各 10mm 程度はんだで固定した^[3]。電圧タップ間距離は 10mm で、その間にお互いに反対面に位置する 2 つの歪みゲージを貼り付け、この二つの歪みゲージの平均値から歪みを求めることで素線の曲げ効果をキャンセルする。印加磁場の方向は図に示したようになっており、素線に加わる電磁力は点パターンで塗りつぶした支持板に垂直になっている。引張歪みは素線の片方にあるロードレバーを動かすことで、素線に引張応力が印加される。

3. 測定結果及び解析

Fig. 3 に試料 A の軸方向引張応力歪みによる臨界電流特性の測定結果を示す。可逆歪み臨界点は引張応力をかけて

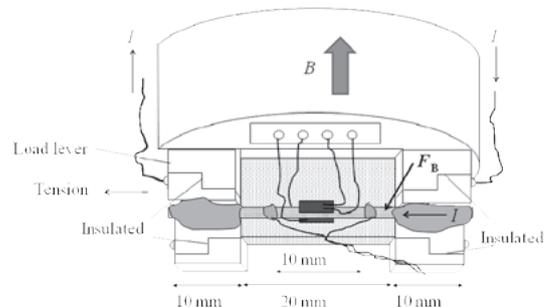


Fig. 2 Schematic illustration of I_c -strain measurement.

いない元の素線の臨界電流の 98% を基準とした。その結果、試料 A は矢印で示した引張歪み 0.26% までは引張なしでの臨界電流が可逆であり、可逆歪み臨界点は 0.26-0.28% 間にある。その他の結果については学会当日に報告する。

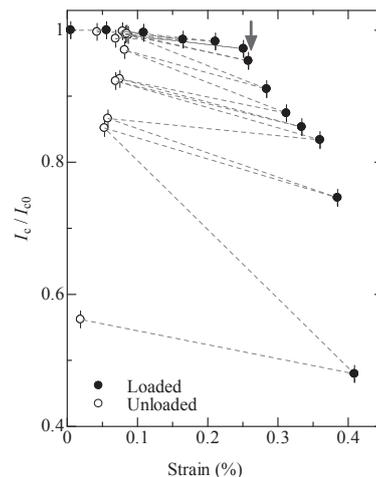


Fig. 3 Strain dependence of I_c for sample A in axial direction

4. まとめ

異なるマトリクス材料を持つ 2 種類の試料において、臨界電流の線材軸方向引張歪み依存性に違いが現われ、両線材の残留歪み違いに起因する可能性がある。線材内部材料の塑性変形は臨界電流の可逆歪み臨界点以下に現われた。

5. 今後の予定

今までの測定試料と異なるマトリクスを持つ Nb₃Al 線材の臨界電流の軸方向引張歪み依存性の測定及び解析を行う予定である。

参考文献

- [1] A. Kikuchi, *et al.*: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 15 (2005) p.3372.
- [2] N. Banno, *et al.*: Supercond. Sci. Technol. Vol. 18 (2005) p.284.
- [3] G. Nishijima, *et al.*: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 20 (2010) p.1391.

高Ga濃度Ti-Ga化合物を用いた V_3Ga 超伝導線材の組織観察

Microstructure of V_3Ga Superconducting Wire Using High Ga content Ti-Ga compound

村上 聡(富山大・院生); 松田 健二, 西村 克彦, 川畑 常真, 砂田 聡(富山大);
菱沼 良光, 田中 照也, 室賀 健夫(NIFS); 池野 進(職業能力開発大学校)

MURAKAMI Satoshi, MATSUDA Kenji, NISHIMURA Katsuhiko, KAWABATA Tokimasa, SUNADA Satoshi (Toyama University);
HISHINUMA Yoshimitsu, TANAKA Teruya, MUROGA Takeo (NIFS); IKENO Susumu (Hokuriku Polytechnic College)
E-mail: ickenolab@eng.u-toyama.ac.jp

1. 諸言

現在の核融合装置は重水素とトリチウムの核融合反応を磁場による閉じ込めを行う核融合炉が前提となっており、真空容器内では核燃焼プラズマとともに高エネルギー中性子が必ず生成する。この中性子が各種ポートから透過や漏洩し、超伝導マグネットを放射化してしまう[1]。そのためこれらの材料は低放射化材料であることが望まれる。我々は Nb 金属よりも遥かに短い半減期を有している V_3Ga 化合物に注目している[2]。今回、拡散過程を解明することを目的に高 Ga 濃度 Ti-Ga 化合物と V 金属母材を用いたパウダーインチューブ法で作製した超伝導線材の V_3Ga 超伝導相の同定と結晶の形態、またコア/反応相/V母相の界面の組織を観察したのでこれらについて報告する。

2. 実験方法

Ti-Ga 化合物粉末は Ar 雰囲気中でタンマン溶解し、インゴットを作製し、それらを粉砕することで得られた。また、Ti-Ga 化合物粉末に銅添加を行ったものはこの粉砕の工程で混ぜられた。粉砕後、化合物粉末を V 管(外径 10mm, 内径 6mm)に充填し、直径 1mm まで線引きし、単芯線材を作製した。これらの工程で良好な加工性を示し、断線なく加工が終了した。作製した単芯線材を 800°C で二時間熱処理し、 V_3Ga 超伝導層を生成した。作製した単芯 $TiGa_3/V$ と、単芯 $TiGa_3+10wt\%Cu/V$ の組織観察用の試料は走査型電子顕微鏡(SEM)観察は線材を U アロイに埋め込み、耐水研磨紙で 2000 # まで研磨後、3 μm のアルミナ粒子を用いてバフ研磨を行い、表面を鏡面処理して作製し、透過型電子顕微鏡(TEM)観察は SEM 観察に用いた試料から日立製 FB-2100 集束イオンビーム加工装置(FIB)を用いて作製した。観察には SEM は Oxford Opal を備えた日立製 S-3500H, TEM はトプコン製 EM-002B を用いた。

3. 実験結果

Fig.1 は $TiGa_3/V$ 線材の熱処理後の断面 SEM 像である。左上の図は全形を示しており、赤枠部分を詳細に観察したものが下図となっており、TiGa コアと二つのコントラストから成る反応相と V 母相が観察された。反応相を SEM-EDS 組成分析を行ったところ、白コントラストの部分が V:Ga=6:5、黒コントラストの部分が V:Ga=3:1 となり、化学量論組成の V_6Ga_5 相、 V_3Ga 相が生成していると考えられた。

次に V_3Ga 相から V 母相にかけてを FIB(集束イオンビーム)によって TEM サンプルを作製し、TEM 観察を行った。TEM 観察により得られた明視野像と V_3Ga 領域の制限視野回折図形を Fig.2 に示す。図中に示した点線は V 母相と V_3Ga 相の界面である。V 近傍の V_3Ga 領域から得られた制限視野回折図形はリング状に配列しており、微細な結晶から構成されていることが推察できる。そして、 V_6Ga_5 領域から V_3Ga 領域にかけても同様に TEM 観察を行い、得られた明視野像と制限視野回折図形を Fig.3 に示す。図中に示した点線は V_6Ga_5 相と V_3Ga 相の界面である。 V_6Ga_5 領域の近傍の V_3Ga 領域か

ら得られた制限視野回折図形は V_3Ga として指数付けができたことから V_3Ga 相が生成していることがわかった。

単芯 $TiGa_3+10wt\%Cu/V$ の組織観察、組成分析は当日報告する。

参考文献

1. T. Noda, T. Takeuchi and M. Fujita: Journal of Nuclear Materials 329-333 Part. 2 (2004) 1590
2. Y.Hishinuma, A.Kikuchi, Y.Iijima, T.Takeuchi, A.Nishimura :J.Japan Inst. Metals, Vol.71 (2007) pp.959 - 965

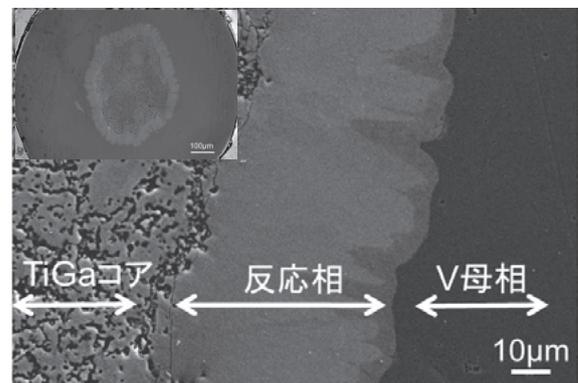


Fig.1 SEM image of cross section of $TiGa_3/V$ wire

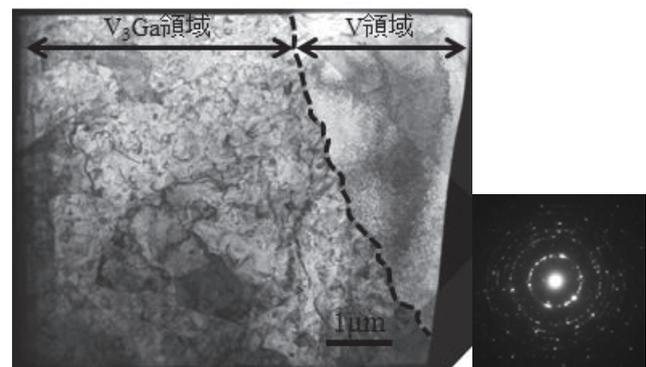


Fig.2 TEM bright field image of V_3Ga phase/V matrix and SAED pattern of V_3Ga phase

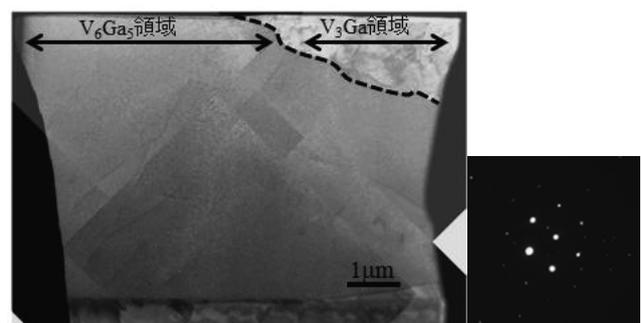


Fig.3 TEM bright field image of V_6Ga_5 phase/ V_3Ga phase and SAED pattern of V_3Ga phase

CuNb 強化 Nb₃Sn ラザフォードケーブルの臨界電流及び機械特性Critical current and mechanical properties for CuNb reinforced Nb₃Sn Rutherford cable

小黒 英俊, 諏訪 友音, 淡路 智, 渡辺 和雄(東北大); 坪内 宏和, 杉本 昌弘(古河電工), 花井 哲(東芝)
 OGURO Hidetoshi, SUWA Tomone, AWAJI Satoshi, WATANABE Kazuo (Tohoku Univ.); TSUBOUCHI Hirokazu, SUGIMOTO Masahiro (Furukawa Electric); HANAI Satoshi (Toshiba)
 E-mail: h-oguro@imr.tohoku.ac.jp

1. はじめに

我々のグループでは、現在の世界における強磁場の標準である、40 T 超の 50T 級ハイブリッドマグネットの開発を進めている。この中で、日本の特徴として、大口径超伝導マグネットを用いて 20 T 発生することを目指している。このために使用する Nb₃Sn 線材は、CuNb 強化線[1]を用いて機械特性を向上させた素線を用いてラザフォードケーブルの形に导体化し、大電流通電を実現する計画である。

本研究では、作製された Nb₃Sn ラザフォードケーブルの素線を取り出し、その臨界電流及び機械特性を調べた。また、ラザフォードケーブルを用いてコイルを作製し、磁場中で通電試験を行い、劣化の有無を調べたので報告する。

2. 実験方法

ラザフォードケーブルには 0.8 mm 径の CuNb 補強ブロンズ法 Nb₃Sn 線材を使用している。この素線 16 本を束ねて平角状のケーブルにしてから熱処理を行うことで、ラザフォードケーブルを作製している。ケーブルにすることによって劣化していないことを確認するため、ケーブルから Nb₃Sn 素線を取り出し、I_c の測定を行った。また、これを引張り応力下でも行い、その機械特性及び I_c の測定を行った。測定は液体 He 浸漬冷却で行い、磁場を 26 T もしくは 18 T 以下の領域で測定を行った。

ラザフォードケーブルそのものの特性評価のため、4.2 K、8 T において、ラザフォードケーブルの通電試験を行った。ケーブルは 1 層 3 ターンのコイル状に巻き、大きなフープ力を加えるため直径を 268 mm とした。このとき、フープ力による劣化を防ぐため、ステンレスのテープを外側から巻いて、補強を施した。

3. 実験結果

Fig. 1 にラザフォードケーブルから取り出した、素線の I_c の磁場依存性を示す。この結果から、素線は劣化することなくケーブル化できていると考えられる。また、この素線の I_c の 16 倍がケーブルに流れるため、15 T で 1000 A 以上の通電が可能となる。

Fig. 2 には、素線の I_c を引張り応力下で測定した結果を示す。この結果より、約 250 MPa で I_c は最大値となることが分かった。このときのひずみは 0.35% となっていた。

Fig. 3 にラザフォードケーブルで作製したコイルへの通電試験結果を示す。4.2 K、8 T において、1500 A の通電が可能となった。このときの電磁力は 400 MPa なるため、電磁力はステンステープによって受け持たれていることが考えられる。また、ひずみ測定の結果から、0.25% のひずみがかわったことが分かっているため、素線が劣化すること無く 1500 A の通電ができていることが分かった。

発表当日は、事前曲げ効果やその機械特性など合わせて報告する予定である。

参考文献

1. P. Badica, et. al., Supercond. Sci. Technol. **19**, pp. 323, 2006

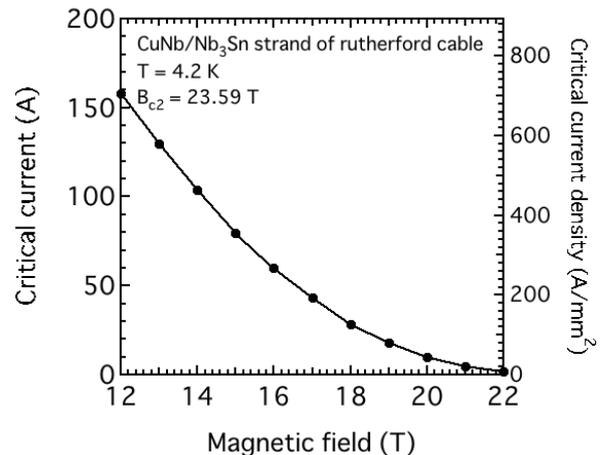


Fig. 1 The critical current for Nb₃Sn strand of the Rutherford cable as a function of magnetic field.

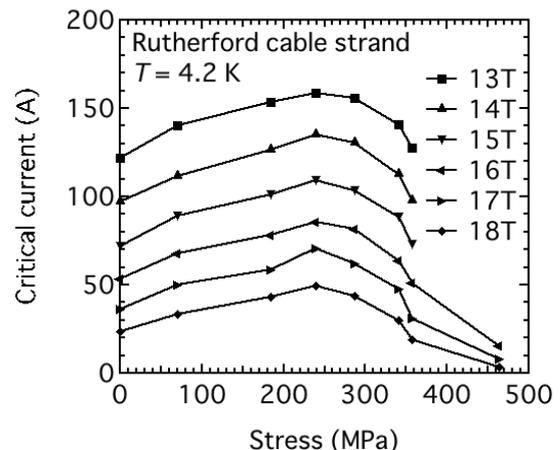


Fig. 2 The stress dependence of I_c for the CuNb/Nb₃Sn strand at various magnetic fields.

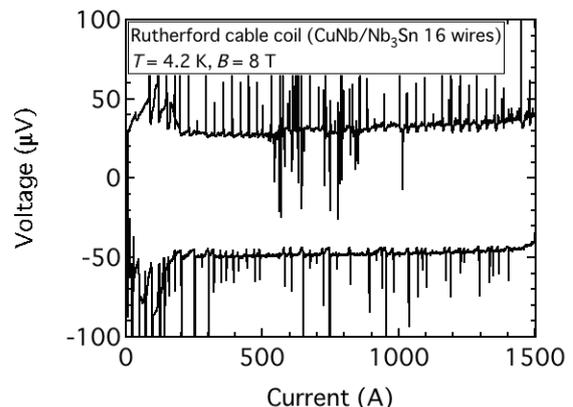


Fig. 3 The I - V characteristics of Rutherford cable coil up to 1500 A at 8 T, 4.2 K.

溶融過程を含まない超伝導合金線材の作製法

Fabrication of superconducting alloy-wires without melting process

齋藤 榮 (足利工大); 竹内 孝夫 (NIMS)

SAITO Sakae (AIT); TAKEUCHI Takao (NIMS)

1. はじめに

Nb-Ti を代表とする合金超伝導線材は、従来の合金製造方法である溶製された鑄塊を塑性加工する方法で作製される。線材化後は塑性ひずみの導入や非超伝導相の析出処理などで高磁界特性を向上させる。このような処理はすべて溶解鑄造された合金を前提とする。これとは全く観点を変えて溶融過程を含まない合金超伝導材料の線材化プロセスを想定すると、事情は異なる。即ち、新たな高磁界特性向上手法や、超伝導線材に関する新規な知見へのブレークスルーの可能性も生まれる。

そこで本研究では、合金超伝導材料である Nb-Ti, V-Ti, Nb-Zr に対して、溶融工程を含まない合金線材の作製プロセスを検討した。具体的な手法として CCE 法¹⁾を採用した。当該手法は A15 型金属間化合物超伝導線材の作製プロセスとして開発された方法である。金属間化合物は、本質的な脆さにより線材化（塑性加工）できないので、構成元素を含む純金属複合体を線材化して、最終的に熱処理によって金属間化合物を生成させる。それと同じ手法を本研究では合金超伝導材に適用させることが主旨である。

2. 実験方法

主な実験工程の概略図を Nb-Ti を例として Fig.1 に示す。

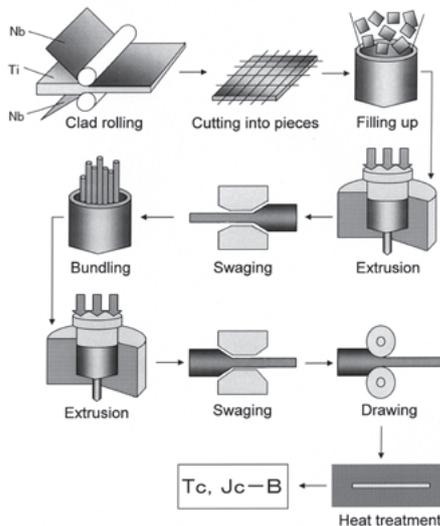


Fig.1 Experimental procedure

工程順に示すと以下のようなになる。なお、他の合金でも素材以外は同様である。

(1) Nb 板を折り曲げ、その間に Ti 板を挟みクラッド圧延し、Nb/Ti/Nb の三層構造の積層薄板材を作製する。

(2) 得られた三層薄板材（厚さ：0.3 mm 程度）を約 4~9 mm 角程度に細片化し、純銅容器に充填した後、押し出し比 2.5 で冷間押し出し加工を行う。

(3) 押し出された棒材の被覆銅を旋盤により切削除去し、内部の複合体棒を取り出し、それを Nb 容器で被覆し、押し出し比 5 で再押し出しを行う。

(4) 得られた Nb-Ti 複合体棒をロータリースエージ

加工により $\phi 3.8$ mm 程度まで加工し、得られた複合体を長さ 40 mm 程度に切り揃え、Nb 容器に収束充填し押し出し比 5 で冷間押し出し加工を行う。

(5) 得られた多芯複合体棒をロータリースエージ加工と線引き加工により $\phi 1$ mm 程度まで加工（線材化）する。なお、各工程途中で加工性改善のため焼鈍処理を行う。

(6) 最終的に得られた前駆体線材を合金化（固相拡散）熱処理を行ない、超伝導合金線材を作製する。

以上のようにして得られた各線材に対して標準的な四端子法を用いて、超伝導特性の評価を行った。

3. 結果

①Nb-Ti の場合：塑性加工性は殆ど問題なく線材化加工できた。また、最初の工程であるクラッド圧延時に Nb と Ti の厚さの日を変えることにより 6 種類の化学組成を有する多芯構造の線材が得られた。一例を Fig.2 に示す。

②V-Ti の場合：塑性変形能は良好であるが、バナジウムが「焼き付きやすい」ので、クラッド圧延が困難であった。即ち、頻繁なロール研磨が必要であった。Nb と Ti の場合と同様に、V と Ti 厚さの日を変えることにより 7 種類の化学組成を有する多芯構造の線材が得られた。

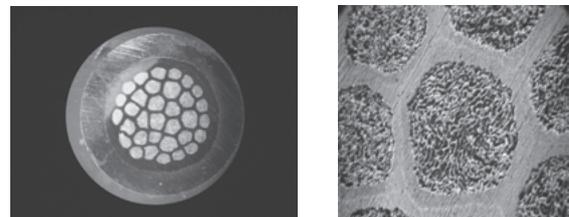


Fig.2 Cross section of the precursor wire ;
left : macroscopic one ($\phi 1$ mm), *right* : magnified photo. ($\times 1000$)

③Nb-Zr の場合：ニオブやバナジウムと比較すると、ジルコニウムの延性は低いいため、当該合金系複合体のクラッド圧延加工時には問題が生じた。即ち、最初のクラッド圧延では構成素材を均質に積層できたが、その後の 2 パス以降の圧延で問題が生じた。

異種金属を積層させる圧延では構成素材が元の形状と相似的に変形しなければならない。しかしながら、ジルコニウム層が塑性不安定（くびれ）を生じてしまった。そこで、これを解消するべく幾つかの方法を検討した結果、一回圧延した後、直ちに焼鈍処理してジルコニウムの延性を回復させることにより、目的の化学組成（層厚比）を有し、かつ、くびれ部を有しない均質な積層板材が得られることが分かった。それ以外は大きな問題は無く、他の 2 種類の合金系と同様な手法で当該合金線材が作製できた。ただし、ジルコニウムの比を高める（Zr 層を厚くする）ことはできなかった。

上記の各種合金線材の超伝導特性は溶融過程を経た線材とほぼ同程度であった。

参考文献

1) 齋藤、他：日本金属学会誌、53 巻 4 号(1989) pp.458-463.

人工ピン入りYBCO線材の J_c 特性の不均一性について

Variation in the J_c characteristics of YBCO wire with artificial pinning centers

李 潤錫, 仲村 直子, 駒込 敏弘(前川); 小方 正文, 水野 克俊, 長嶋 賢(鉄道総研)
 LEE Yoonseok, NAKAMURA Naoko, KOMAGOME Toshihiro (MAYEKAWA); OGATA Masafumi, MIZUNO Katsutoshi,
 NAGASHIMA Ken (RTRI)
 E-mail: lee-yoonseok@mayekawa.co.jp

1. はじめに

近年、人工ピン入りY系線材で製作された超電導コイルの臨界電流(I_c)の設計値と測定値が異なるとの報告がなされている[1]。両者の不一致の原因には、線材の人工ピンのランダムな分布に起因する J_c 特性のバラツキが考えられる。本研究では、市販の人工ピン入りY系線材の異なる測定位置およびロットに対して臨界電流密度の磁場角度依存性($J_c(H, \theta)$)を測定し、それらの差異を調べた。

2. 実験方法

本実験では製造時期の異なる二つのSuperPower社製Zr:GdYBCO線材(超電導膜厚 $1\mu\text{m}$ 、厚み 0.1mm 、幅 4.0mm)を使用した(Table 1)。サンプルの J_c は四端子抵抗法を用いて四つの違う区間で同時に計測した(Fig. 1)。さらに、サンプルの温度は2段GM冷凍機とヒータを使用して77Kと30Kに調整した[2]。 J_c 磁場角度依存性は、外部磁場0.5Tと2.0Tに対してサンプルのc軸を基準に 0° から 180° までの範囲で測定した。

Table 1 Specifications of Samples

Samples	Types	Purchase dates	Minimum I_c @ 77K
A	SCS4050-AP	25 Nov 2010	102A
B	SCS4050-AP	10 Jun 2011	106A

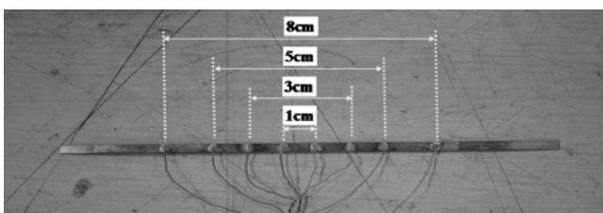


Fig. 1 A Picture of Sample A.

3. 実験結果と考察

Fig. 2にサンプルAの4区間で測定した $J_c(H, \theta)$ を77K、自己磁場での $J_c(J_{c, sf}^{77K})$ で規格化して比較する。77Kと30Kにおいて4箇所での $J_c(H, \theta)/J_{c, sf}^{77K}$ が誤差2%以内で一致していることが分かった。サンプルBも測定区間に関わらず均等質な J_c 特性を示した。これから、人工ピンのランダムな分布によるバラツキのない J_c 特性を求めるのに、測定距離1cmは十分な長さであると考えられる。

Fig. 3にサンプルAとBの $J_c(H, \theta)/J_{c, sf}^{77K}$ を比べる。両者の J_c 磁場角度依存性が異なっており、30KではサンプルBの $J_c(H, \theta)/J_{c, sf}^{77K}$ がサンプルAより18%以上大きい。 J_c 特性の違いを定量的に評価するため、一例として両者の $J_c(H, \theta)$ を使って50ターン \times 2のダブルパンケーキ型コイル(内径 50mm 、ターン厚み 0.175mm 、線材 $I_c=100\text{A}$)の I_c を計算した。77Kで

はサンプルAの $J_c(H, \theta)$ で計算したコイル I_c は他方に比べ4%程度高い一方、30Kでは15%程度低い結果となった。このような J_c 特性の温度依存性の違いは、温度の変化に伴うピン止めメカニズムの変化の度合いがサンプルによって大きく異なることを示唆する。その原因として人工ピン構成物質の組成比やピンのサイズ分布におけるロット毎の差が考えられるが、これに対してはより詳しい研究が必要である。

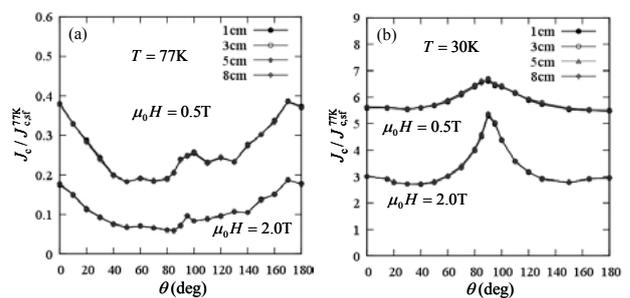


Fig. 2 Field Angular Dependences of J_c for Sample A at 77K (a) and 30K (b)

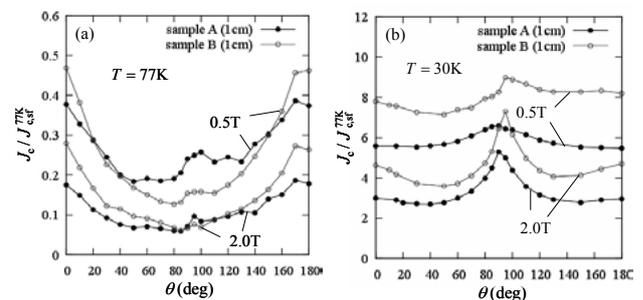


Fig. 3 Comparison of Field Angular Dependences of J_c for Samples A and B at 77K (a) and 30K (b)

4. まとめ

本研究では、人工ピン入りY系線材の J_c 特性の線材長手方向およびロット毎のバラツキについて調べた。その結果、 $J_c(H, \theta)$ を測定する際に1cm以上の測定距離であれば人工ピンのランダムな分布による影響はないことが分かった。ただし、ロット毎における J_c 特性の違いは存在するため、超電導コイルの設計時はコイル線材と同一のスパールの線材の $J_c(H, \theta)$ データを使用するのが望ましいと思われる。特に、コイル製作に使用した線材のスパールと設計時に使用した $J_c(H, \theta)$ データのスパールが異なる場合には、温度によって実験値と計算値が異なる可能性があるため、十分留意する必要がある。

参考文献

- H. Miyazaki, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 84 (2011) p.179
- M. Ogata, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 78 (2008) p.102

衝撃固化ターゲットを用いたPLD法YBCO薄膜の超伝導特性

Superconducting properties of YBCO thin films fabricated by PLD method with underwater shock-compacted targets

土屋 啓輔, 末吉 哲郎, 藤吉 孝則, 光木 文秋, 池上 知顯(熊本大学 工学部);
金 永国(熊本大学 衝撃・極限環境研究センター)

TSUCHIYA Keisuke, SUEYOSHI Tetsuro, FUJIYOSHI Takanori,
MITSUGI Fumiaki, IKEGAMI Tomoaki (Faculty of Engineering, Kumamoto Univ.);
KIM Youngkook (Shock Wave and Condensed Matter Research Center, Kumamoto Univ.)
E-mail: tsuchiya@st.cs.kumamoto-u.ac.jp

1. はじめに

PLD 法は、高温超伝導線材に用いられる YBCO 薄膜の作製法の一つである。この作製法において、ターゲットの特性は材料の蒸化過程に直接影響を与える重要な因子であるが、薄膜特性へどのように影響するかについては十分にまだ理解されていない[1]。一般に、PLD 法で用いられるターゲットは焼結法により作製されている。一方、衝撃波を用いて粉末を固化成型させ、バルクを作製する試みがある[2]。この方法では、比較的容易に 95%以上の充填密度や、強い粒子間結合が期待できる。また、非熱処理加工であるために、人工ピンを混合したターゲットを作製する際、ピン物質の選択に制限を受け難い。

本研究では、水中衝撃波を利用した粉末の圧縮固化法を用いて、様々な衝撃固化条件により YBCO ターゲットを作製し、PLD 法 YBCO 薄膜の結晶構造や超伝導特性への影響について調べた。また、BaSnO₃ を混合したターゲットの作製を行い、衝撃固化ターゲットにおける人工ピン導入の効果についても調べた。

2. 実験方法

YBCO ターゲットは、水中衝撃波を介して爆薬の爆轟圧力 (~10GPa) を一方向に YBCO 粉末(粒径~20 μ m)に加え、圧縮固化して作製した。Table.1 に、バルクの作製条件を示す。ここで、Ball milling は出発原料粉末のボールミリングの有無であり、Thickness of Cu は衝撃固化時にバッファー層として用いる Cu 粉末の厚さである。また、BaSnO₃ を 3wt% 混合したターゲットを YB として用意した。また、比較のため焼結法で作製したターゲット YS を用意した。YBCO 薄膜は、KrF エキシマレーザーを用いた PLD 法により、SrTiO₃ 基板上に作製した。結晶構造は、XRD 測定により評価した。臨界電流密度 J_c は、四端子法で電界基準 $E_c=1\mu$ V/cm により評価した。 J_c の磁場角度依存性では、電流と常に直交するように磁場を印加し、磁場と c 軸のなす角度を θ とした。

Table.1 Samples in this work.

Target	Ball milling	Thickness of Cu [mm]	Relative density	T_c [K]
Ym90	Yes	0	90%	87.1
Y90	No	0	90%	87.0
Y83	No	3	83%	86.9
YB	No	1	85%	84.3

3. 結果及び考察

Fig.1 に、YBCO ターゲットと出発原料粉末の XRD 測定結果を示す。衝撃固化ターゲットは、出発原料粉末と同様の XRD パターンを示し、異相は確認されなかった。また、YB においても、YBCO と BaSnO₃ のピークのみ観測された。この XRD のピークより c 軸長を比較すると、焼結ターゲットで 1.169nm と比較して、衝撃固化バルクで 1.166nm とわずかに短くなった。

Table.1 に、作製した薄膜の臨界温度 T_c を示す。衝撃固化ターゲットより作製した YBCO 薄膜は、衝撃固化条件に関わら

ず、焼結法ターゲットより作製した YBCO 薄膜に比べ約 2K 低い。一方、常温抵抗率は、衝撃固化ターゲットで作製した薄膜の方が低い値を示した。

Fig.2 に、77.3K, 5T における J_c の磁場角度依存性を示す。衝撃固化ターゲットで作製した YBCO 薄膜は、焼結法ターゲットによる YBCO 薄膜と比較して、全磁場方向で高い J_c を示した。また、薄膜の XRD パターンでは、衝撃固化法で作製した薄膜では、焼結法ターゲットによる YBCO 薄膜ではほとんど見られない a 軸のピークを示したが、異相は確認されなかった。最近、YBCO 薄膜の超伝導特性に対して、ターゲットの密度の影響は少ないことが報告されている[1]。このことから、 a 軸配向粒が 3 次元ピンとして作用している可能性があり、これに対してターゲットの密度はほとんど関与していないと考えられる。衝撃固化では結晶粒成長を伴わずに粉体を固化するため、結晶粒のサイズ[3]、もしくは粒子間結合が、 a 軸配向や薄膜の超伝導特性に影響を与えているかもしれない。

人工ピンの導入については、YB において c 軸方向($\theta=0^\circ$)で J_c のピークが出現し、ドーブ無しの薄膜より高磁場で高い値を示した。このことより、BaSnO₃ が c 軸相関ピンとして導入され、衝撃固化法での人工ピン導入も可能である。

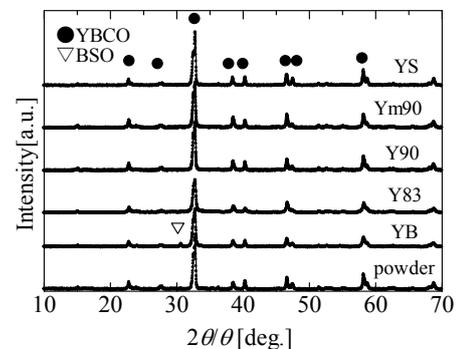


Fig.1 XRD patterns of targets and starting powder.

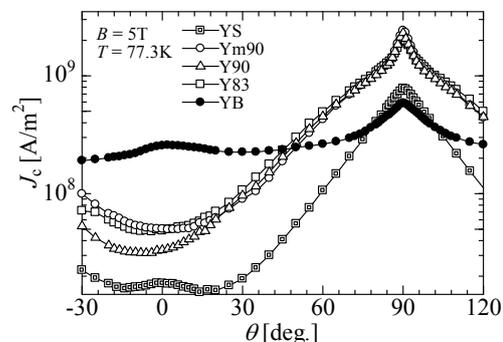


Fig.2 Angular dependence of J_c at 77.3 K and $B = 5$ T for thin films.

参考文献

1. P. Paturi, *et al.*: Physica C 469 (2009) 839.
2. Y. Kim, *et al.*: Ceram Int. 35 (2009) 3247.
3. P. Paturi, *et al.*: Supercond. Sci. Technol. 18 (2005) 628.

EDDC 法により作製した $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 高温超伝導線材の局所微細構造解析

Local microstructural analysis in $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ coated conductor fabricated by EDDC system

梶原 貴人, 久保田 雄貴, 嶋田 雄介, 波多 聡, 池田 賢一, 中島 英治, MATSEKH Arkadiy, 井上 昌睦, 木須 隆暢 (九大); KIM Gracia, Jo William (梨花女子大); HA Hong-Soo, OH Sang-Soo (KERI)
 KAJIHARA Takato, KUBOTA Yu-ki, SHIMADA Yusuke, HATA Satoshi, IKEDA Ken-ichi, NAKASHIMA Hideharu, MATSEKH Arkadiy, INOUE Masayoshi, KISS Takanobu (Kyushu Univ.); KIM Gracia, Jo William (Ewha Womans Univ.); HA Hong-Soo, OH Sang-Soo (KERI)
 E-mail: nk-t-kajihara@mms.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

Rare earth(RE)123 系酸化物超伝導線材の作製法として、低コスト、高速生産の点で Evaporation using Drum in Dual Chamber (EDDC)法⁽¹⁾が期待されている。一方、c 軸配向性、第 2 相といった超伝導特性に影響を与える組織因子を調べる手段として、近年、レーザー走査熱電顕微鏡(Laser Induced Thermoelectric Effect : LITE) の有効性が見出されている⁽²⁾。本研究では、LITE および電子顕微鏡を併用することで、EDDC 法で作製した $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (SmBCO) テープ線材の局所微細構造観察を行った。

2. 実験

Ni 基合金の Hastelloy テープ基板に、結晶配向制御のための中間層として、 Al_2O_3 、 Y_2O_3 、 MgO 、 LaMnO_3 を順次積層し、その上に SmBCO を積層した。 Al_2O_3 と Y_2O_3 の成膜には電子ビーム蒸着法を、 MgO には電子ビーム蒸着法および Ion Beam Assisted Deposition (IBAD) 法を、 LaMnO_3 には Pulse Laser Deposition (PLD) 法を用いた。EDDC 法では、直径 20 cm、幅 30 cm のドラムに LaMnO_3 層まで成膜した基板を巻きつけ、ドラムを回転させながら SmBCO を 2 μm 厚まで成膜した。作製した線材について、LITE を用いて SmBCO 表面のゼーベック電圧の分布を測定した。SmBCO 線材において電流の流れる方向を長手(X)方向、基板に平行で長手方向に垂直な方向を幅(Y)方向、基板に垂直な方向を厚み(Z)方向とし、ゼーベック電圧 (V_x) の変動が見られた箇所から、集束イオンビーム (Focused Ion Beam : FIB) 法でマイクロサンプルを作製し、透過電子顕微鏡 (TEM) を用いて、SmBCO 膜の Y 方向から断面組織観察を行った。

3. 結果および考察

Fig. 1 に SmBCO 膜表面のゼーベック電圧振幅分布を示す。この測定では、0~300 nV のゼーベック電圧振幅が測定され、 μm のスケールでゼーベック電圧振幅の不均一が認められる。

Fig. 2(a) は、300 nV のゼーベック電圧が得られた領域 (Fig. 1 中央部) の断面 TEM 明視野像、(b)~(g) は Fig. 2(a) の b~g の領域の電子回折図形である。TEM 明視野像より、Hastelloy 基板を含む膜の中央部で 500 nm 程度窪んでいることがわかる。この領域の Hastelloy 基板では、図中に四角で囲んだ領域のように $2 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ 程度の転位密度を持つ下部組織が発達していた。

中間層および SmBCO 層は、この Hastelloy 基板の窪みに沿って成膜していることがわかる。Fig. 2 (b)~(g) の電子回折図形より、Hastelloy 基板表面にほぼ垂直に中間層および SmBCO 層の c 軸、すなわち [00h] 方向が配向している。つまり Hastelloy 基板表面に平行となるように SmBCO の (00h) 面が配向している。これは、中間層である MgO が SmBCO の配向に寄与しているためであり、Hastelloy 基板表面の状態が中間層、さらには SmBCO 層へと影響することを示している。 $V_x=300 \text{ nV}$ を示すこの領域では、SmBCO 層において隣接する結晶粒間で (00h) 面、すなわち超伝導層である (00h) CuO_2 面の法線方向

が Z 方向から最大 11° 傾斜している。その他の領域でも同様の測定を行った結果、ゼーベック電圧の値と (00h) CuO_2 面の傾斜角の間には相関関係があることがわかった。

以上の結果から、LITE を用いることで (00h) CuO_2 面が傾斜している局所領域を可視化できることがわかった。また、Hastelloy 基板が平滑ではない領域では SmBCO 層の (00h) CuO_2 面の配向性が乱れ、超伝導特性を低下させる可能性が示唆された。したがって、Hastelloy 基板の平滑性を向上させることで、より優れた SmBCO 線材の作製が可能になると考えられる。

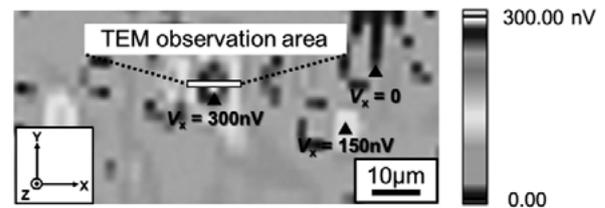


Fig. 1 Amplitude distribution of Seebeck voltage in a bridge-shaped SmBCO layer.

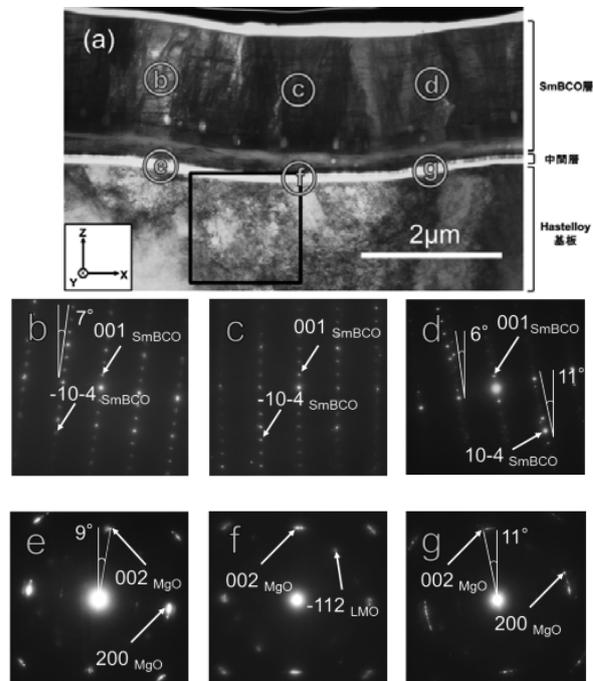


Fig. 2 (a) Cross-sectional TEM bright-field image of the area indicated by the white line in Fig. 1 and (b)-(g) selected area diffraction patterns acquired from areas b-g in (a).

参考文献

1. B.S. Lee *et al.*: Supercond. Sci. Technol. 17 (2004) 580- 584.
2. A. Matsekh *et al.*: Physica C 470 (2010) 1288-1291.

配向クラッド基板 PLD 法 GdBCO 線材の臨界電流密度の印加磁界角度依存性

Magnetic field angle dependence of critical current density in PLD GdBCO coated conductors with Ni-clad substrate

和田 純, 永水隼人, 鯉田貴也, 木内 勝, 小田部 荘司, 松下 照男(九工大); 大松 一也(住友電工)

WADA Jun, NAGAMIZU Hayato, KOIDA Takaya, KIUCHI Masaru, OTABE Edmund Soji,
MATSUSHITA Teruo (Kyushu Inst. of Tech.); Ohmatsu Kazuya (SEI)

E-mail: wada@aquarius10.cse.kyutech.ac.jp

1. はじめに

希土類系超電導コート線材の基板として、優れた臨界電流特性が得られる無配向ハステロイ基板が知られているが、この基板を用いる際には中間層の作製に特別な処理が必要であり、成膜コスト等に課題が残る。そこで改善策として中間層に特別な処理を必要としない配向Niクラッド基板コート線材が現在注目されつつある[1]。更なる特性改善にはコート線材作製の最適化等が求められる。また、応用機器へ配向Niクラッド基板コート線材を用いる場合は、超電導層厚の臨界電流密度への影響や、異なる印加磁界角度における臨界電流密度変化等を把握することが重要となる。

本研究では、配向クラッド基板PLD法で作製されGdBCOコート線材の、超伝導層の厚さの影響が顕著になることが予想される1 μm 以下のコート線材に注目し、臨界電流密度の印加磁界角度依存性を測定し、その特性への影響について調べた。

2. 実験方法

本研究に用いたコート線材は、基板として配向Niクラッド基板を用いて、中間層はCeO₂/YSZ/CeO₂とし、その上にPLD法でGdBCO超電導を作製したコート線材である。今回の測定では超電導層厚 d が0.4 μm (#1)と0.8 μm (#2)の二つの試料を用いた。各々の線材の臨界温度 T_c は91.5 Kと91.4 Kである。臨界電流密度 J_c は、コート線材を長さ1 mm、幅100 μm のブリッジに加工し、直流四端子法を用いて測定した。また、臨界電流密度 J_c は $E_c = 1.0 \times 10^{-4}$ V/mの電界基準で決定した。印加磁界は c 軸からの角度を $\theta = 0^\circ$ とした。尚、試料の温度はガスHeの流量とヒータで調節し、測定時の温度誤差は ± 0.1 Kだった。

3. 結果と検討

Fig.1に2つのコート線材の77.3 Kにおける $\theta = 0^\circ$ 及び $\theta = 90^\circ$ の臨界電流密度の磁界依存性を示す。 $\theta = 90^\circ$ においては#1の方の臨界電流密度が全ての磁界領域で若干高いが、 $\theta = 0^\circ$ では逆に、低磁界領域から#2の方の臨界電流密度が高い結果となっている。Fig.2には3 Tにおける2つの試料の臨界電流密度の印加磁界角度依存性を示す。これらの結果から、両者の臨界電流密度の値は超電導層によって大きくは変わっていないものの、厚くなると異方性($J_c(90^\circ)/J_c(0^\circ)$)が小さくなることとわかる。これは膜厚化に伴い結晶 c 軸配向が劣化にすることによるものと考えられる。すなわち、膜厚化とともに何らかの原因で結晶組織が乱れて c 軸方向が分散し、シャープな磁界依存性が平均化されたものと思われる。なお、磁束クリープの影響を考慮した詳細な議論は発表当日に報告する。

尚、本研究に用いたコート線材は、新エネルギー・産業技術総合開発機構からの委託により開発されたものである。

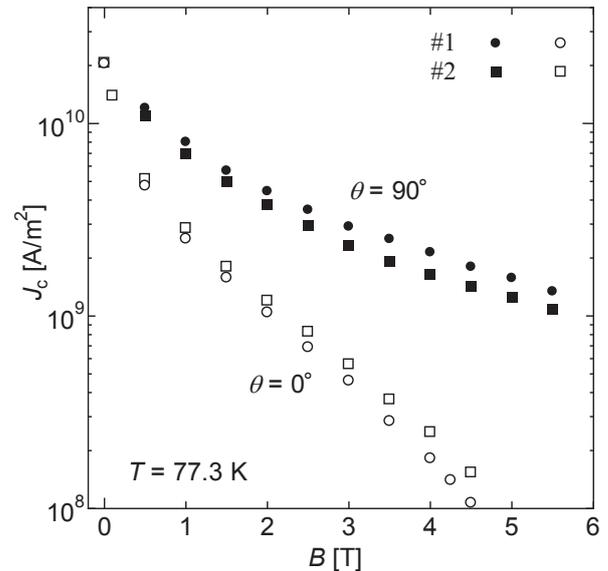


Fig. 1 J_c - B properties of GdBCO coated conductors at 77.3 K.

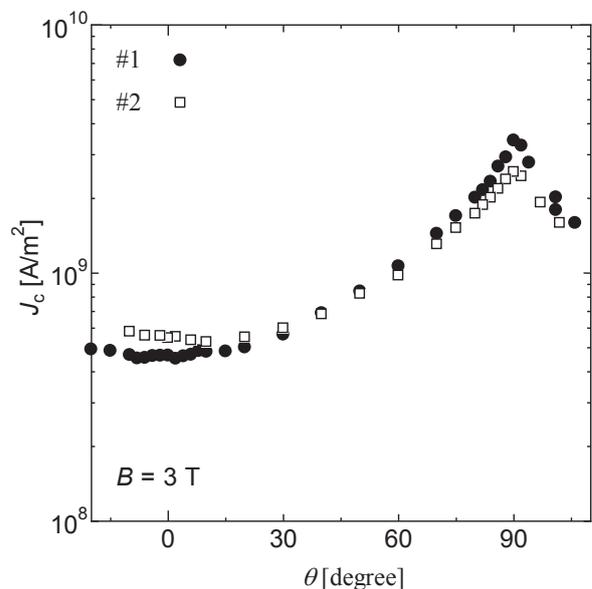


Fig. 2 J_c - θ properties of GdBCO coated conductors at 3 T at 77.3 K.

参考文献

[1] Y. Shingai, et al.: SEI Technical Review174 (2009) 105.

配向クラッド基板 PLD 法 GdBCO 線材の臨界電流密度特性に及ぼす中間層の影響 Effect of cap layer on critical current density properties in PLD GdBCO coated conductors with Ni-clad substrate

和田 純, 永水 隼人, 鯉田 貴也, 木内 勝, 小田部 莊司, 松下 照男 (九工大); 大松 一也 (住友電工);
加藤 丈晴, 横江 大作, 平山 司 (JFCC)

WADA Jun, NAGAMIZU Hayato, KOIDA Takaya, KIUCHI Masaru, OTABE Edmund Soji, MATSUSHITA Teruo
(Kyushu Inst. of Tech.);

OMATSU Kazuya (SEI); KATO Takeharu, YOKOE Taisaku, HIRAYAMA Tsukasa (JFCC);

E-mail:wada@aquarius10.cse.kyutech.ac.jp

1 はじめに

PLD法で作製された希土類系超電導コート線材は優れた面内配向と高い臨界電流密度 J_c を持ち、電力ケーブルをはじめとした様々な分野での応用が期待されている。しかしながら、一般的に基板として使用される無配向ハステロイ基板では中間層の作製に特別な処理や成膜に時間が多くかかる等の問題がある。そこで中間層に特別な処理を行う必要もなく超電導層の2軸以上の配向が得られる配向Niクラッド基板を用いた線材が注目されている[1]。さらなる高 J_c 化のために、中間層の材料の見直しや作製条件の最適化が必要となる。本研究では、配向Niクラッド基板 PLD法 GdBCO 線材の中間層を CeO_2 から Y_2O_3 に変化した場合、臨界電流密度にどのような影響を与えるかについて調べた。

2 実験

本研究に用いた試料は配向クラッド基板上に CeO_2 と Y_2O_3 の中間層を作製し、PLD法で GdBCO を成膜したコート線材である。各々の試料の中間層、臨界温度 T_c 、及び超電導層の厚さ d は Table 1 に示す。これらの試料の J_c の磁界依存性を 77.3 K において、SQUID 磁力計を用いた直流磁化測定と四端子法により評価した。両測定ともに磁界は c 軸方向に加えた。四端子法では $E_c = 1.0 \times 10^{-4}$ V/m の電界基準を用いて J_c を定義し、その時の温度誤差は ± 0.1 K であった。

Table 1: Specifications of specimens

Specimen	C1	C2	Y1	Y2
cap layer	CeO_2		Y_2O_3	
d [μm]	1.04	2.08	1.04	2.08
T_c [K]	92.6	92.2	92.4	92.4

3 結果及び考察

Fig.1 に SQUID 磁力計により測定した J_c - B 特性を示す。低磁界領域において、 J_c は中間層の違いによらず Y1、Y2 と C1、C2 で同程度の値を示した。しかし、高磁界側では超電導層が薄い試料よりも厚い試料の方が、そして CeO_2 よりも Y_2O_3 を中間層に用いた方が J_c は高かった。これは、前者は磁束クリープの影響と考えられ、後者は中間層の変更で電流阻害要因が減少したためと考えられる。

Fig.2 に四端子法により測定した J_c - B 特性を示す。中間層の違いに注目すると、磁化電流の場合と同様に Y_2O_3 を中間層に用いた方が一般に高い J_c を示しており、これは同じ理由によるものと考えられる。また、いずれの場合も、

低磁界では、超電導層の厚くなると J_c には超電導層の配向の乱れに起因すると思われる J_c の劣化が見られるが、高磁界側では、磁束クリープの影響を受けにくいために J_c の低下が抑えられている。これらについての詳細な議論は当日行う。

なお、本研究に用いたコート線材は新エネルギー・産業技術総合開発機構からの委託により開発されたものである。

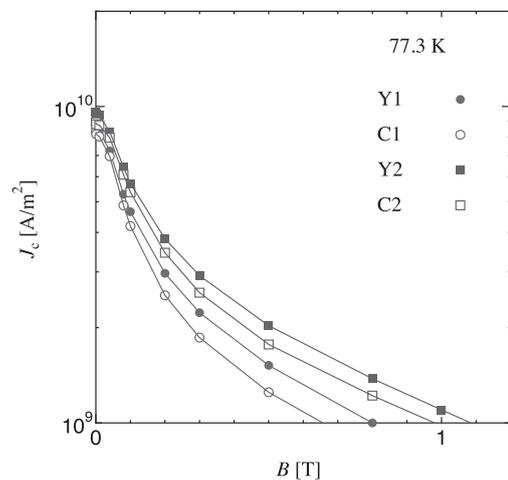


Fig. 1 Magnetic J_c - B properties of GdBCO coated conductors at 77.3 K.

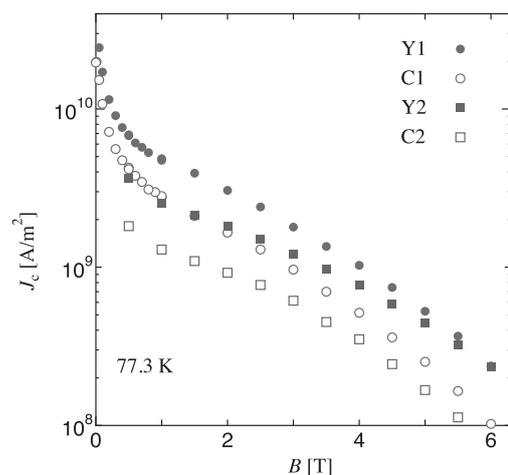


Fig. 2 Resistive J_c - B properties of GdBCO coated conductors at 77.3 K.

参考文献

- [1] Y. Shingai, *et al.*: SEI Technical Review174 (2009) 105.

バッチ式プロセスを用いる TFA-MOD 法 YGdBCO 線材の磁場中特性向上

Improvement of magnetic properties for long YGdBCO coated conductors fabricated by the TFA-MOD method using a batch process

木村 一成, 小泉 勉, 広長 隆介, 中村 達徳, 中西 達尚, 青木 裕治, 青木 伸夫, 長谷川 隆代 (昭和電線);
高橋 保夫, 吉積 正晃, 和泉 輝郎, 塩原 融 (超電導工学研究所)

KIMURA Kazunari, KOIZUMI Tsutomu, HIRONAGA Ryusuke, NAKAMURA Tatsunori, NAKANISHI Tatsuhisa,
AOKI Yuji, AOKI Nobuo, HASEGAWA Takayo (SWCC);
TAKAHASHI Yasuo, YOSHIZUMI Masateru, IZUMI Teruo, SHIOHARA Yuh (ISTEC-SRL)
E-mail: k.kimura066@cs.swcc.co.jp

1. はじめに

現在, 昭和電線ではバッチ式プロセスを用いた TFA-MOD 法による YBCO 超電導線材の開発を行っており, 高 I_c 化, 長尺化に向けた研究を進めている。

YBCO 超電導線材は Bi 系超電導線材と比較した場合, 磁場中の特性が優れているため変圧器, モーター, Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES) など, 高磁場中での運転が予想される応用機器の線材として期待されている。しかし, 応用機器を開発する側からは更なる磁場中での特性の向上と磁場印加角度に対する異方性の低減が求められている。一方, 高特性線材開発は様々なアプローチで研究が行われており, 例えば, PLD 法に代表される気相法の場合の様に Y を別の希土類金属に置換して特性のベースアップを図るという手法がある。しかし, この手法を MOD 法に当てはめた場合, Y を 100% 置換することで焼成温度が高温になり, 本焼成が格段に難しくなる。そこで, Y を Gd に一部置換した Y(Gd)BCO 線材を作製し磁場印加時の線材特性向上を検討してきた。また, 人工ピン止め点を導入することで特性がさらに向上することもわかっており [1, 2], 人工ピンの原料となる Zr の添加量の最適化についても検討を行っている。

本研究では, Zr の添加量を変えた2種の Y(Gd)BCO 線材を TFA-MOD 法により作製し, 線材の基本特性, 磁場中特性の評価および長尺化の検討を行ったので報告する。

2. 実験方法

トリフルオロ酢酸塩 (Y-, Gd-, Ba-), およびナフテン酸塩 (Cu-) を用い, 金属元素の組成比が Y:Gd:Ba:Cu=0.77:0.23:1.5:3.0 になるように原料溶液を調製し, 人工ピン止め点の原料となるナフテン酸 Zr を金属原料に対して 10mmol/L あるいは 20mmol/L 添加した塗布溶液を作製した。この溶液を Hastelloy™ C-276/MgO (IBAD)/LaMnO (PLD)/CeO₂ (Sputtering) の構造をもつ, 幅 5mm の金属基板上に 17 m/hour で塗布した後, ドラム型バッチ式電気炉 (昇温レート: 2 °C/min) で仮焼した。塗布・仮焼の工程は 11 回繰り返し, 仮焼テープを作製した。その仮焼テープをバッチ式焼成炉に入れ, 水蒸気を含む減圧酸素雰囲気中, 最高到達温度 760 °C の条件下で本焼成を行った。YGdBCO 膜の表面に Ag 安定化層を形成し, 酸素雰囲気中においてポストアニールを行った。

線材の特性分布は, 直流四端子法で液体窒素中において評価を行なった。なお, 通電法による I_c 値は電圧基準 0.5 μ V/cm で定義した。また, 磁場印加方法として超電導コイルからなるスプリットマグネットを用い, 測定は液体窒素中で行った。

3. 結果

Figure 1 に作製した YGdBCO (Zr=10mM) 線材の I_c 分布を示す。超電導層厚が 1.5 μ m の線材において, I_c 値が平均で 320 A/cm-w を示し, 全長に渡って均一な I_c 分布を示した。

次に, YGdBCO (Zr=20mM) 50m 級仮焼膜を作製し, 長さ 5cm の試験片を本焼した後, 安定化層を形成した。この短尺試験片について, 磁場印加時の超電導特性について評価した。Figure 2 に 3T の磁場を印加した時の磁場角度依存性を

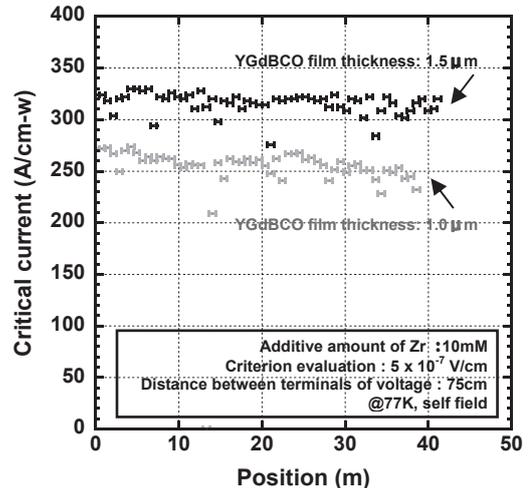


Figure 1 Distribution of critical current (I_c) along the length of 40m YGdBCO+APC coated conductors.

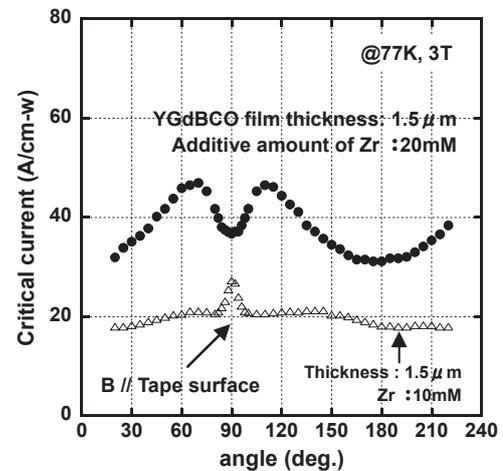


Figure 2 Magnetic field angular dependence of I_c values of YGdBCO+APC coated conductors.

示す。YGdBCO (Zr=20mM) は, B=3T の垂直磁場が印加された場合でも 30 A/cm-w 以上の I_c 値を示したが, 角度依存性は大きくなった。Zr 添加量が 10mM の線材と比較しても人工ピンの増加効果が表れていると推察されるが, 角度依存性の低減には人工ピンニング点である BaZrO₃ の形成をコントロールすることも必要であると考えられる。

謝辞

本研究は, 「イットリウム系超電導電力機器技術開発」の一環として, 新エネルギー産業技術総合開発機構 (NEDO) からの委託を受け実施したものである。

参考文献

1. M. Miura, et al.: Applied Physics Express **1** (2008) 051701
2. M. Miura, et al.: Applied Physics Express **2** (2009) 023002

Bi2223 コイルの温度・磁場に依存する通電特性の計算手法の開発

Development of a method for calculating transport characteristics of Bi-2223 coils depending on temperature and magnetic field

中川 竜司, 青木 学, 村田 幸弘, 安藤 竜弥(日立)
 NAKAGAWA Ryoji, AOKI Manabu, MURATA Yukihiko, ANDO Ryuya (Hitachi)
 E-mail: ryoji.nakagawa.hn@hitachi.com

1. はじめに

高温超電導コイルの熱設計には通電による発熱の計算が重要であるが、その計算には電圧・電流特性(通電特性)の温度と磁場に対する依存性を考慮することが必要となる。我々は Bi2223 線材[1]を使用したコイルの通電特性の評価を目的とし、線材の臨界電流値(以下、 I_c)と n 値*を任意の温度、経験磁場下において計算可能なコードを開発した。本コードの計算精度検証のために試験コイルを作製し、伝導冷却によって 4.2, 10, 20, 77 K の各温度下で通電特性を調べ、コードによる計算と比較した。

2. 解析手法

I_c と n 値の計算には、線材の温度と経験磁場の絶対値に加え、磁場角度 θ への依存性を考慮する必要がある。 I_c の温度・磁場依存性については、 $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ の場合には文献値[1]を基に計算式を構成し、その間の角度では異方的 Kim モデル[2]を利用して内挿した。同モデルを利用し、77, 4.2 K での $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ における I_c の実測値 [2], [3]から、 θ 依存性を計算したものを Fig.1 に示す。また n 値の磁場依存性については、 I_c と似た振る舞いを示すことから[4] I_c と共通の関数を用いた。 n 値の温度依存性については、同関数に係数をかけることで考慮した。同係数は、4.2 K, 77 K においてはゼロ磁場下の実測値を再現する値とし、その間の温度では線形に内挿した。以上の計算手法を用い、コイル内の位置ごとに経験磁場が異なる事を考慮可能な通電特性計算コードを開発した。

3. 試験結果と解析との比較

コードの計算精度の検証の為に、温度調節が可能で、かつ一定温度に保持しつつ通電特性の測定が可能な試験コイルを作製した。コイルの概略図を Fig.2 に、諸元を Table 1 にそれぞれ示す。線材を計 200 ターン(1 層当たり 4 ターン、計 50 層)巻いたコイルを二つ製作し、直列に接続してヘルムホルツコイルを構成した。温度調節にはアルミ製のボビンを介した伝導冷却と、PI(比例積分)制御したヒータ入熱を利用した。熱伝導性の向上の為にコイルは蜜蝋含浸した。巻き線 10 層ごとに取り付け端子によって測定した、20 K における通電特性の実測値を Fig.3 に示す。中間層(20~30 層)から表面に近い層に向けて順次常電導転移しているが、これは経験磁場分布から計算される順序と一致している。コイルの I_c を、ノイズと明瞭に峻別可能な電圧値 0.4 mV が発生する時の電流値と定義し、その温度依存性を計算値と併せ Fig.4 に示す。実測と計算は良好な一致を示し、誤差 8 %以下の精度でコイルの I_c を計算可能であることを確認した。

参考文献

1. N.Ayai, et al.:Journal of Physics: IOP Conf. Series 97 (2008) 012112
2. P.Sunwong, et al.: Journal of Physics: IOP Conf. Series 234 (2010) 022013
3. T.Kiss and H.Okamoto: IEEE Trans. Appl. Supercond, vol. 11, no. 1, (2001) p. 3900
4. J.Lehtonen, et al: Physica C Vol.401 (2004) p.151

*電圧の I_c 付近での電流依存性 $V \propto (I/I_c)^n$ に表れるパラメータ

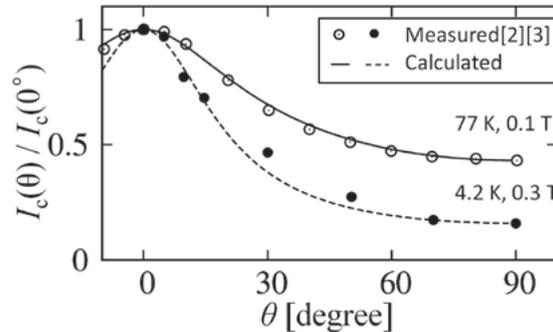


Fig.1 Magnetic field angle dependence of I_c

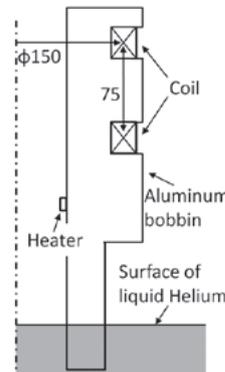


Table 1 Specification of sample

Tape width	4.5 mm
Tape thickness	0.36 mm
Tape I_c (77K, s.f.)	170 A
Tape insulation	Polyimide
Inner diameter	130 mm
Outer diameter	170 mm
Number of turns	200×2
Total tape length	100 m×2

Fig.2 Schematic of sample

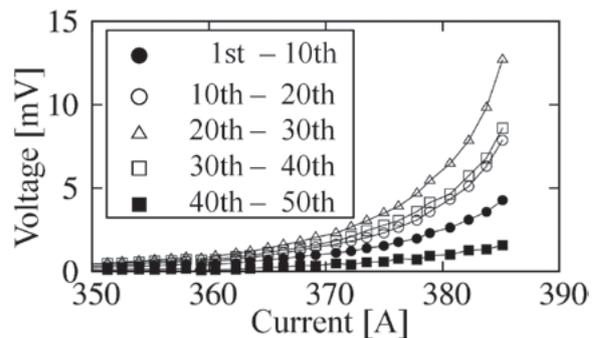


Fig.3 Voltage-current characteristics of each 10-layer stack

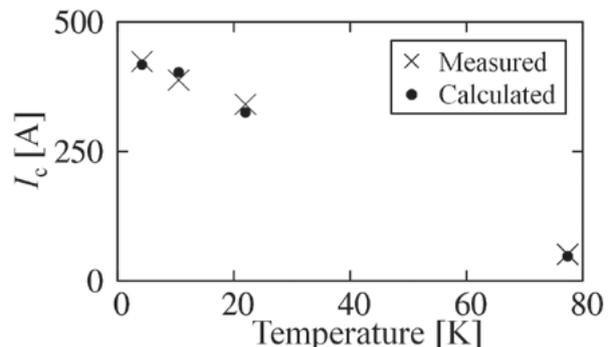


Fig.4 Temperature dependence of I_c

巻線機の製作および YBCO 線を用いた試作コイルの評価

Making a Winding Machine and a trial of YBCO Coil

中西 泰章、宮副 照久、関野 正樹、大崎 博之（東大）

NAKANISHI Yasuaki, MIYAZOE Akihisa, SEKINO Masaki, OHSAKI Hiroyuki (Univ. of Tokyo)

E-mail: y_nakanishi@ohsaki.k.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

高温超電導線材を使用したコイルの製作において、局所的な超電導特性の劣化を生じさせることなく、熱的に安定なコイルを実現することが必要である。そこで、巻線条件とコイル特性の関係を調べ、さらに熱的安定性の解析を進めることを検討している。

本稿では、開発した巻線機と、YBCO 線を用いて試作した小型コイルの通電試験結果を報告する。

2. 巻線機の概要

開発した巻線機の外観写真を Fig.1 に示す。巻取速度を制御する巻取用モータと巻線時の張力を制御する張力制御用モータの 2 つのモータを使用している。また、ダブルパンケーキコイルの製作に対応するため、隣接する 2 層の巻線を個別に巻き取る機構も取り入れている。

全体の寸法は横 60 cm、高さ 30 cm、奥行き 45 cm である。Fig. 1 において左側が巻取用モータであり、巻取速度は最速で約 0.06 rps である。右側が張力制御用トルクモータであり、最大トルクは約 0.4 N・m である。張力は最大で約 4 N となる。

この巻線機ではシングルとダブルのパンケーキコイルの他、ソレノイドコイルの製作も可能である。

3. YBCO コイルの試作および性能評価の準備

Fig.1 の巻線機を用いて、YBCO コイルの試作を行った。コイルの外観を Fig.2 に示す。

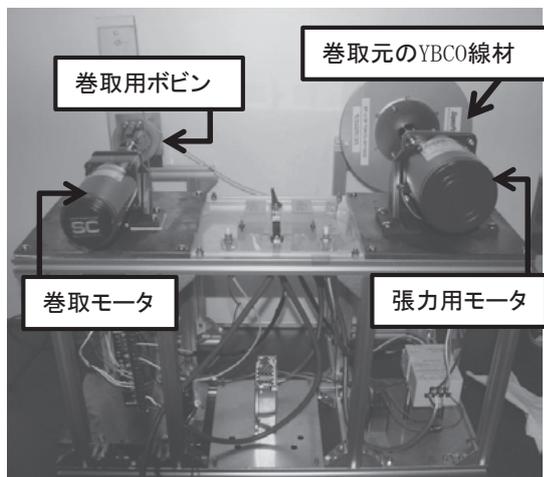


Fig.1 Winding Machine

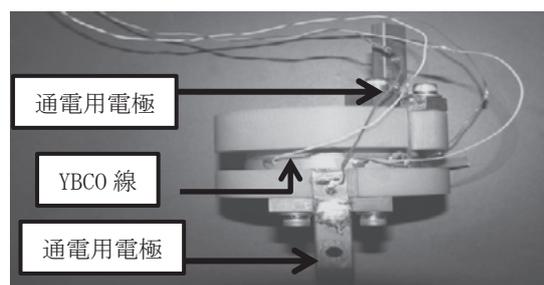


Fig.2 Single Pancake-Coil

Fig.2 のコイルは内径が 50 mm、巻数が 5 ターン、線材が Super Power 社製の YBCO 線である。この YBCO 線は絶縁テープを巻いていないため、コイルの接し合う層同士は電氣的に繋がっている状態である。

また YBCO 線を巻き取る際、YBCO 線の断面の中心からずれている超電導層の特性が歪みで変わりを考慮して、超電導層がコイルの各層において内側に来るようにした。

Fig.2 のコイルは四端子法による測定を行い、印加電流を増加させていった時のコイル内電圧の変化を記録する。

4. 試作コイルの評価

独自開発した巻線機を利用して製作した試作コイルについて、YBCO 線の劣化なしで完成したのかどうかを評価する必要がある。そこで、試作した YBCO コイルと短尺の YBCO 線の両方について $I-E$ 特性を測定し、両者のデータを比較した。

通電試験の結果を Fig.3 に示す。Fig.3 から、YBCO コイルと短尺の YBCO 線との間では、 $I-E$ 特性に差異があることが分かる。即ち、自作の巻線機で製作したコイルでは、線材の I_c の劣化が起きたことが分かった。ただし I_c の劣化の原因が、線材をコイル化したことに因るものか、自作の巻線機の性能に因るものであるかは今後更に追究する必要がある。

YBCO コイルの $I-E$ 特性では、印加電流を増加させる過程で急激に電界 E が下がる所が二カ所あるが、こちらも原因を追究している。なお、印加電流を減少させる過程もグラフで表したため、ヒステリシスが表れている。

5. まとめと今後の予定

自作の巻線機を評価するために、その巻線機で製作した試作コイルの通電試験を行った。通電試験の結果、短尺の YBCO 線と異なる $I-E$ 特性を示したことから、自作の巻線機を使用して製作したコイルでは YBCO 線の劣化が起きたと言えた。

今後はコイルの冷却安定性の評価の為に、解析と並行しながら、巻線機でコイルを製作して、実験を進めていく。更に製作したコイルにおいて I_c の劣化が起きた原因を追究し、必要があれば巻線機の改善も検討していく。

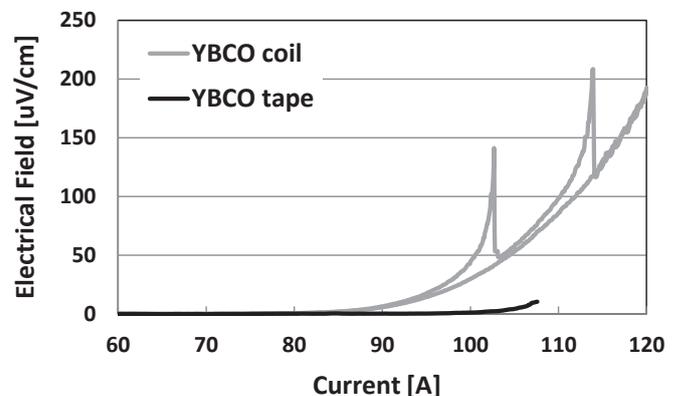


Fig.3 I-E characteristics

パンケーキコイルに巻いた超電導並列導体の電流分流特性

Study on the current sharing properties of superconducting parallel conductors wound into multilayer pancake coil

澤田 俊幸、宇都 浩史、富岡 章、岩熊 成卓(九州大学);
 林 秀美、岡元 洋、五所 嘉宏(九州電力);大熊 武、田子森 秋彦、和泉 輝郎、塩原 融(ISTEC);
 SAWADA Toshiyuki, UTO Hiroshi, TOMIOKA Akira, IWAKUMA Masataka (Kyushu-Univ.);
 HAYASHI Hidemi, OKAMOTO Hiroshi, GOSHO Yoshihiro (Kyushu Electric Power CO.);
 OHKUMA Takeshi, TAGOMORI Akihiko, IZUMI Teruo, SHIOHARA Yuh (ISTEC)
 E-mail: sawada@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

酸化物超電導線材を電力機器の巻線や大型超電導マグネットに適用するためには大電流量化が必要となる。現在の酸化物超電導線材は、結晶の配向性を向上させるためにテープ状に加工されているため、大電流量化するためにはテープ状の素線を並列に重ね合わせて並列導体を構成する必要がある。しかし、単に積層しただけでは自己磁界効果によりそれぞれの素線に流れる電流に偏りが生じてしまうため、適切な位置で素線の位置を入れ替える転位を施し、電流分流比を均一にしなければならない。

これまで我々は、ソレノイドコイルにおける最適転位方法を明らかにしてきた。しかし小型ソレノイドコイルの場合には転位が難しいこともありうる。そこで、今回は比較的製作が容易なパンケーキコイルにおける最適転位方法について検討した。今回は、YBCO 超電導テープ線材を用いて並列導体を構成し、パンケーキコイルを作成した場合に電流分流比を最も均一にする転位パターンを提案した。また、実用化の際には、コイルの大型化を図る必要があり、コイルの大型化への適用のために、コイル形状変化による電流分流特性への影響について検討した。さらに、実際にコイルを作成する際には巻き乱れが生じるため、巻き乱れが生じた際に電流分流比にどれだけの影響が出るかの考察も行い、機器応用への適用性の検討を行ったので報告する。

2. 転位パターン

YBCO 超電導テープ線材 3 本、4 本、5 本により構成されたパンケーキコイル型並列導体において、最も電流分流比が均一になる転位パターンを提案し、その転位パターンの有効性を検討した。Fig.1 に素線数 4 本における最も有効な転位パターンを示す。

3. コイル形状変化及び巻き乱れの及ぼす影響

コイル形状変化については、素線数 4 本のパンケーキコイルにおいて、パンケーキコイルの枚数を増やした場合、ターン数を一定にしてコイル内径を変化させた場合、そしてコイル内径を一定にしてターン数を変化させた場合について検討を行った。素線数 4 本における、電流分流比のパンケーキコイル枚数依存性の結果を Fig.2 に示す。

巻き乱れについては、素線数 4 本のパンケーキコイルにおいて、軸方向や径方向の巻き乱れが生じた場合の検討を行った。

4. 結論

素線数が 3 本、4 本、5 本の際に並列導体をパンケーキ状に巻いた場合の最も電流分流比を均一に近づける構成法を提案した。またこの補正方法ではコイル形状を変化させても電流分流比の変化がほとんど見られず、巻き乱れの影響も小さかった。以上より、提案した転位パターンの機器適用性が明らかとなった。

5. 謝辞

本研究は、イットリウム系超電導電力機器技術開発の一環として、ISTEC を通じて NEDO からの委託を受けて実施したものである。

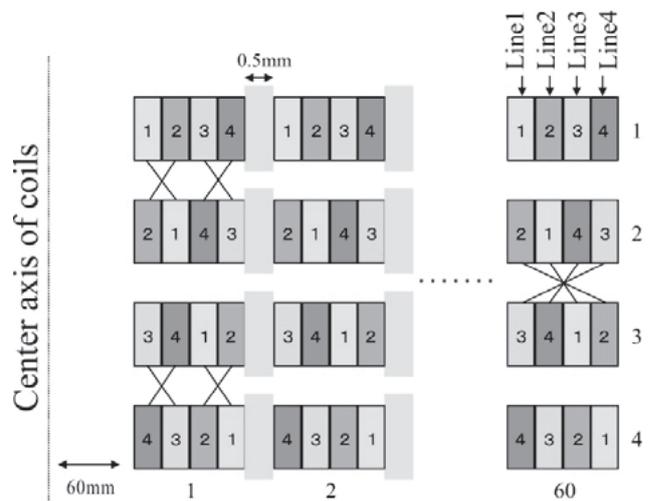


Fig.1 Most effective transposition pattern of 4-strands parallel conductor

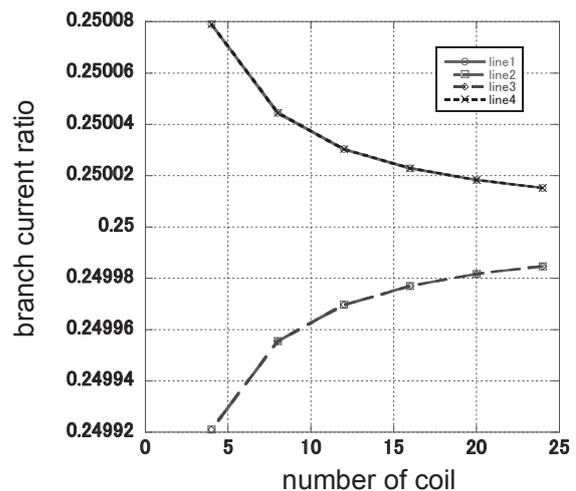


Fig.2 The branch current ratio in a 4-strands parallel conductor dependence on number of coil

ベクトルマグネット用 Y 系コイルの試作 Design and fabrication of YBCO coils for a vector magnet

古瀬 充穂, 岡野 眞, 淵野 修一郎(産総研); 内田 公, 藤平 潤一, 藤平 誠一(フジヒラ);
門野 利治, 藤森 淳(東大); 小出 常晴(KEK)

FURUSE Mitsuhito, OKANO Makoto, FUCHINO Shuichiro (AIST); UCHIDA Akira, FUJIHIRA Jun-ichi,
FUJIHIRA Sei-ichi (FUJIHIRA); KADONO Toshiharu, FUJIMORI Atsushi (Univ. of Tokyo); KOIDE Tsuneharu (KEK)
E-mail: m.furuse@aist.go.jp

1. はじめに

酸化物界面の電子相に関する研究に向けた、磁界方向と偏光方向を独立に制御できる多自由度軟X線二色性測定システムの開発を行っている。試料に対して二次元面内の自由な方向に磁界を印加できるベクトルマグネットの設計を行い、要素コイルの試作と試験を行った。

2. ベクトルマグネットの仕様

多自由度軟X線二色性測定システムで要求されるベクトルマグネットの主な仕様は以下の3点である。

- 1) 試料に対して最大 1 T の磁界を二次元面内の自由な方向に印加できること。
- 2) 試料に対して3軸すべての方向からアクセスできるようにマグネットはスプリットされていること。またアクセス確保のためマグネットの内径は 40 mm 以上であること。
- 3) 冷凍機冷却マグネットであること。

導体は SuperPower 社の SCS4050AP を選定した。設計したベクトルマグネットの概形を図1に示す。マグネットは4つのユニットにスプリットされており、それぞれのユニットは7つのパンケーキコイルで構成されている。ユニットの概形を図2に示す。1ユニットの総ターン数は 1004 ターン、導体長は 208 m。

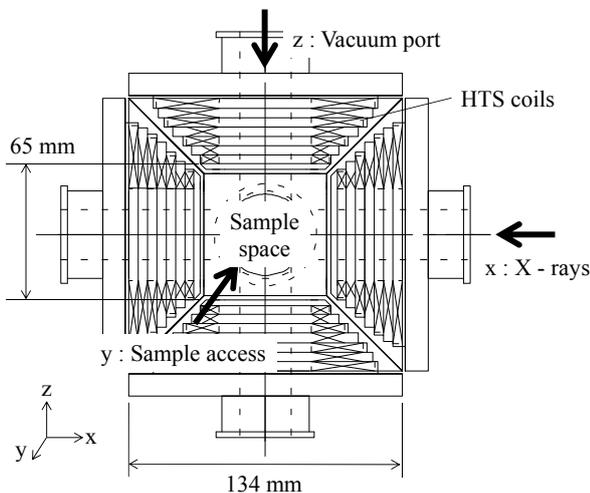


Fig. 1 Vector magnet design.

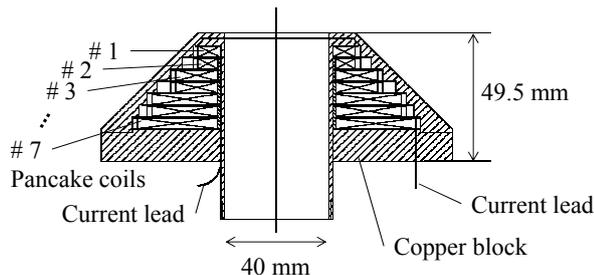


Fig. 2 Detailed drawing of a magnet unit.

各軸の2つのユニットは直列接続され、2軸のマグネットの電流を調整することにより、試料空間の磁界の大きさや方向を制御する。数値解析によると、x 軸、z 軸から 45 度の角度に 1 T の磁界を作るには、全ユニットに 120 A 通電すればよい。しかし x 軸方向に 1 T の磁界を作るには、z 軸方向の2つのユニットは寄与できず、x 軸方向の2つのユニットに 170 A 通電しなければならない(z 軸方向に磁界を作る時も同様)。このとき導体を経験する最大磁界は 4.3 T である。冷凍機負荷をおさえるためにも、 I_c は導体全長にわたって 170 A をある程度のマージンをもって超えている必要がある。導体の $I_c - B - \theta$ 測定データ [1] から、マグネットの運転温度は 30 K とした。マグネットは銅板で小型冷凍機に接続され冷却される。

3. ユニットコイルの試作と評価

今回、ベクトルマグネットを構成する4つのユニットコイルのうち1ユニットを試作し、冷凍機で 30 K まで冷却して通電試験を行った。

各パンケーキコイルは 4 mm 幅の Y 系導体で半田接続しており、1ユニット中の接続箇所は 14 箇所におよぶ。接続抵抗を測定したところ、1箇所あたり $0.8 \mu\Omega$ であった。 $128 \text{ n}\Omega \cdot \text{cm}^2$ に相当し、冷凍機の負荷として大きくはないが、接続技術の向上が望まれる。

ユニットコイルにはパラフィン含浸を施した。図3はユニットコイルの含浸前後の $V-I$ 特性である。含浸により測定電圧のノイズレベルが低下した。導体が固定され、熱抜けも良くなっていることが期待される。また、含浸後に定格 170 A - 5 分間の連続通電を行い、健全性と所定の磁界が得られていることを確認した。

今後、残りの3ユニットコイルを製作し、最大 1 T のベクトルマグネットとして試験する予定である。

本研究は科研費(22224005)の助成を受けたものである。

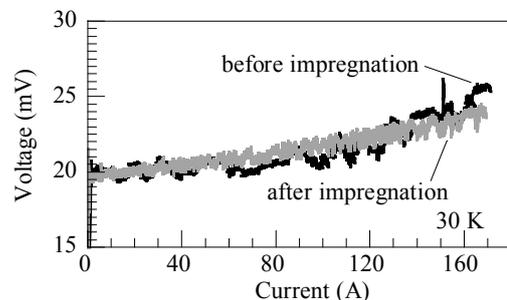


Fig. 3 $V-I$ characteristics of the magnet unit before and after paraffin impregnation.

参考文献

1. Y. Lee et al.: "Magnetic-field angle dependent critical current densities and flux pinning in commercial YBCO tapes below liquid nitrogen temperatures," *Physica C: Superconductivity*, doi:10.1016/j.physc.2011.05.113A.

バックグラウンド磁場中でのイットリウム系超電導コイルの発生磁場分布

Magnetic-field distribution generated by a YBCO coil under a background magnetic field

宮副 照久, 中西 泰章, 関野 正樹, 大崎 博之 (東京大学); 木吉 司 (物質・材料研究機構)

MIYAZOE Akihisa, NAKANISHI Yasuaki, SEKINO Masaki, OHSAKI Hiroyuki (The Univ. of Tokyo); KIYOSHI Tsukasa (NIMS)
E-mail: MIYAZOE.Akihisa@nims.go.jp

1. はじめに

イットリウム(Y)系超電導コイルはコンパクトサイズで強磁場を発生することが期待できる。一方で、Y系線材はテープ形状であり、テープ面に対して垂直な磁束により線材に遮蔽電流が発生する。遮蔽電流は臨界電流密度と同等の電流密度を有するため、その値は大きく、さらに磁束クリープにより時間の対数に比例して減衰するという特徴を持つ。遮蔽電流による発生磁場はY系コイルの発生磁場に対して十分に影響を与えるため、Y系コイルを使用したマグネット設計においてその遮蔽電流が発生する磁場の定量的評価は必要不可欠である。Y系線材は不均一な臨界電流密度を有し、その不均一性は遮蔽電流の分布にも反映する。そこで、本研究では線材内の電流分布を考慮したコイルの発生磁場の評価を目的とし、これまでにバックグラウンド磁場中において短尺のY系線材内の遮蔽電流を含む電流分布を測定した [1]。本発表ではY系線材内の電流分布に基づいて見積もった、コイルの発生磁場分布の妥当性を実測値との比較によって検証した。

2. Y系コイルの発生磁場分布の測定

内径 50 mm の FRP 製ボビンに 4 mm 幅の SuperPower 社製の Y 系線材を巻き、コイルを作製した。Y 系コイルにバックグラウンドの磁場を印加し、通電を行い、発生磁場分布を測定した。Fig. 1 に測定装置の概要図を示す。非磁性のクライオスタットをバックグラウンド磁場発生用の超電導マグネットの室温ボア内に設置した。Y 系コイルをクライオスタット内に挿入後、液体ヘリウムにて浸漬冷却し、直流電流を通電した。Y 系コイルにおける径方向の磁束によって線材内に遮蔽電流が発生するため、径方向のバックグラウンド磁場が大きくなるマグネットのコイル上端部に Y 系コイルを設置した。7 個のアクティブエリアを持つホールセンサ (MULTI-7A, Arepoc) を使って、軸方向の磁場分布測定を行った。ホールセンサ上部にマイクロメータを取り付け、ホールセンサを上下に走査した。

3. Y系コイルの発生磁場分布の計算

通電中の短尺 Y 系線材のテープ面に対して垂直にバックグラウンド磁場を印加した際の電流分布に基づき、コイルの発生磁場を計算した。コイルを構成する Y 系線材を幅方向に分割し、分割したそれぞれに線電流が流れると仮定し、磁気ベクトルポテンシャルを用いて磁場分布の計算を行った [2]。Fig. 2 に、コイルの発生磁場分布を計算するための座標系を示す。コイル中心を $(r, z) = (0, 0)$ とした。

4. シングルターンコイルにおける磁場分布

Fig. 3 に $r = 16.5$ mm の位置でのシングルターンコイルにおける自己磁場の分布を示す。プロットは実測値を示す。破線は遮蔽電流を考慮した電流分布である Brandt のモデル [3] を使って計算した磁場分布であり、実線は均一な電流を仮定した際の磁場分布である。実測値と計算値とにより一致を確認することができた。

5. まとめ

自己磁場の分布において実測値と計算値との一致を確認することができた。当日の発表においてバックグラウンド磁場下におけるコイルの発生磁場分布について紹介する。

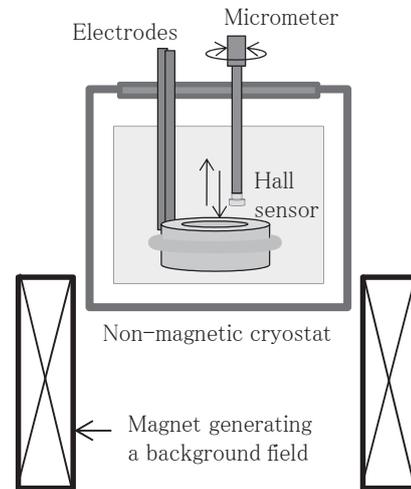


Fig.1 Schematic diagram of an experimental setup for a measurement of a magnetic field generated by a YBCO coil exposed to a background magnetic field

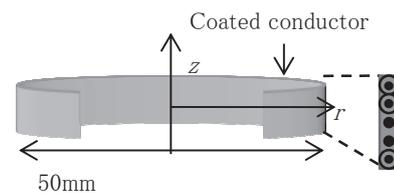


Fig. 2 Coordinate system of a calculation of a magnetic field generated by a coil

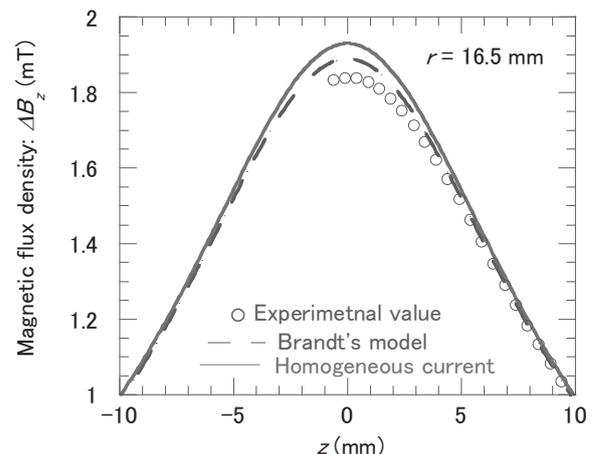


Fig. 3 Distribution of a magnetic field at $r = 16.5$ mm generated by a single-turn YBCO coil without a background field

参考文献

1. A. Miyazoe, et al.: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol. 21, No. 3, pp. 1600-1603, 2011.
2. N. Amemiya, et al.: *Supercond. Sci. Technol.*, 21, 095001, 2008.
3. E. H. Brandt, et al: *Phys. Rev. B*, Vol. 48, Number 17, 12893, 1993.

REBCO 超電導テープ線材のピンニングロスに関する新現象(2)

New phenomenon of AC loss property of REBCO coated superconductor (2)

川鍋 良平, 林 卓矢, 木須 隆暢, 岩熊 成卓(九大);
 川越 明史, 住吉 文夫(鹿児島大); 衣斐 顕, 和泉 輝郎, 塩原 融(SRL);
 KAWANABE Ryohei, HAYASHI Takuya, KISS Takanobu, IWAKUMA Masataka (Kyushu- Univ.);
 KAWAGOE Akifumi, SUMIYOSHI Fumio (Kagoshima-Univ.) IBI Akira, IZUMI Teruo, SHIOHARA Yuh (ISTEC);
 E-mail: kawanabe@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

超電導機器応用における重要な問題は、発生する熱負荷であり、その大部分を交流損失が占めている。REBCO 超伝導テープ線材は、その断面の巨大なアスペクト比から磁場印加角度に対し、臨界電流特性や交流損失特性に大きな異方性を持ち、その特性を明らかにすることが必要とされている。我々は鞍型ピックアップコイルを用いて、REBCO 超伝導テープ線材の交流損失の印加磁界及び磁場印加角度依存性を測定し、従来の理論では説明のつかない非常に興味深い現象を発見した。今回は特にバイアス磁界中でのこの現象について報告する。

2. 試料と測定法

今回測定した線材 IBAD(GZO)-PLD(YBCO)線材(以下試料)の諸元を Table.1 に示す。また、Fig.1 に 64K における試料の磁化曲線を示す。

斜め磁界中で、印加磁界 B_c の極性が変化するとき J_c の異方性を考慮した理論的な予測から大きく逸脱している。逸脱した分だけ磁化曲線の面積が小さくなり、結果として交流損失が減少している。

今回さらに、直流バイアス磁界中での現象を検証するために、温度、角度各パラメータにおいて2~4Tまでのバイアス磁界を印加した際の結果を報告する。

3. 実験結果

温度 64K、印加磁界角度 15° における試料の磁化曲線を Fig.2(a)、温度 35K、印加磁界角度 15° における試料の磁化曲線を Fig.2(b)、温度 64K、印加磁界角度 45° における試料の磁化曲線を Fig.2(c)に示す。Fig.2(a)(b)(c)において横軸は印加磁界振幅、縦軸は試料の磁化をそれぞれ示している。

試料 A の磁化曲線は外部磁界 B_c の増減が変わる際に磁化がゼロとなり、その結果交流損失が小さくなる。この現象はバイアス磁界が大きいほど顕著に見てとれる。Fig.2(a)、(b)を比較すると、温度が低いほど、Fig.2(b)、(c)を比較すると、角度が小さいほど磁化がゼロになる現象が顕著に表れている。

4. 考察・課題

REBCO 超伝導テープ線材において、試料幅広面に対して斜めに磁場を印加したとき、従来観測されていたものと大きく異なる磁化曲線が観測され、結果として発生する交流損失が減少していることが分かった。特にバイアス磁界中ではその傾向が顕著であった。

この磁化がゼロになることにより交流損失が大幅に減る現象は、温度が低く、印加磁界が大きく、磁場印加角度が小さいほど顕著に現れることが分かっている。また従来の臨界状態モデルではこの現象は説明がつかず、その発現機構を明らかにしていくことが今後の課題である。

5. 謝辞

本研究は、超電導応用基板技術研究開発の一環として、ISTEC を通じて NEDO の委託を受けて実施しているものである。

Table.1 Specifications of Sample

	Sample
Production process	PLD
Self-field J_c at 77K	234A
Self-field J_c at 77K	1.02×10^6 A/cm ²
Width	10mm
Stabilizer	Ag(20 μ m)
Superconductor	YBCO (2.3 μ m)
Cap and buffer layers	CeO ₂ (0.4 μ m) Gd ₂ Zr ₂ O ₇ (0.8 μ m)
Substrate	Hastelloy (100 μ m)
$\Delta \phi$	5.4°
$\Delta \omega$	2.9°

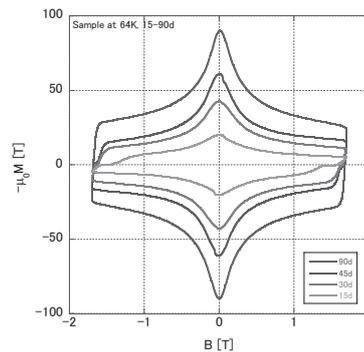


Fig.1 Hysteresis Curve at 64K

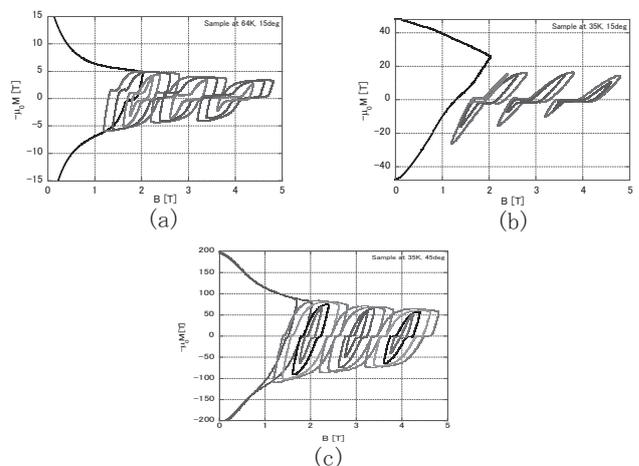


Fig.2 Hysteresis Curve of Sample
 (a) Sample at 64K 15° (b) Sample at 35K 15°
 (c) Sample at 35K 45°