

銅酸化物超伝導体の臨界電流特性に対する小さなピンの導入効果

Effects of small pinning sites in cuprate superconductors on their critical current properties

下山 淳一、小畑 圭亮、杵村 陽平、山本 明保、荻野 拓、岸尾 光二 (東大院工)

SHIMOYAMA Jun-ichi, OBATA Keisuke, KINEMURA Yohei, YAMAMOTO Akiyasu, OGINO Hiraku, KISHIO Kohji
(Univ. of Tokyo)

E-mail: shimo@sogo.t.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

これまで銅酸化物高温超伝導材料の臨界電流特性の改善が様々な方法およびそれらの組合せによって図られてきた。その主たる戦略は高度な結晶配向組織の形成と強いピンニングサイトの導入であり、後者にはピンニングサイトの密度、サイズ、種類だけでなく、超伝導体の凝縮エネルギーの大きさや磁束線の状態が大きく関与する。我々は希薄不純物ドーパが普遍的に銅酸化物超伝導体のピンニング力向上に有効であることを示してきた[1-3]。この方法は、銅酸化物超伝導体の短いコヒーレンス長 ξ を利用したもので、 ξ よりもやや広い間隔で不純物を配することによって、超伝導体本来の超伝導特性を維持したまま、不純物イオンの周囲がピンニングサイトとなる。一方、銅酸化物超伝導体に対する電子線照射も点欠陥を生成を通じてピンニング力の改善に有効であることが知られているが、凝縮エネルギーに大きく影響する化学組成の精密な制御を行った試料に対する照射効果はほとんど調べられていない。以上の背景のもと本研究では様々な銅酸化物超伝導体試料に電子線照射を行い、ピンニング力向上に対する効果を系統的に調べ、希薄不純物ドーパによる効果と比較している。

2. 実験方法

電子線照射効果を調べた試料はBi2212とBi(Pb)2212の単結晶、Bi(Pb)2223 単芯線材、Y123 の熔融凝固バルクおよびエピタキシャル薄膜である。Bi系超伝導体の試料については金属組成比およびキャリアドーパ状態を精密に制御した。それぞれの試料について SQUID 磁束計を用いた磁化測定を c 軸に平行に印加した磁場下で行い、電子線照射後に再度、同様な測定を行った。 J_c は磁化ヒステリシスの幅から拡張 Bean モデルによって計算した。

3. 結果と考察

Bi系超伝導体試料の J_c に対する電子線照射の効果は金属組成が定比組成に近いほど、またキャリアのオーバードープ状態において顕著であった。Fig. 1 に Bi(Pb)2212 単結晶の 20 K における J_c - H 特性を示す。 J_c は ~ 7 kOe 以下の低磁場域のみで電子線照射後に上昇した。これらの結果は希薄不純物ドーパがキャリアの最適ドーパ状態で最も有効でかつ高磁場域まで J_c を改善した結果と異なる[3]。Fig. 2 は金属組成が定比組成に近い Bi(Pb)2223 単芯線材の 200 Oe における磁化ヒステリシスの幅 ΔM の温度依存性である。焼結後に適当な還元雰囲気下でポストアニールを行い T_c を高くした試料[4]のほうが電子線照射による J_c の改善が大きいことがわかる。これはポストアニール後の試料のほうが凝縮エネルギーが大きいことを示唆するものである。この Bi(Pb)2223 線材においても電子線照射による J_c の向上は 10 kOe 以下の低磁場域で観測された。また、電子線照射の効果は ~ 40 K 以下の低温域でのみ認められたが、これは希薄不純物ドーパの効果と似ている。講演では Y123 試料に対する電子線照射効果も報告し、銅酸化

物超伝導体における小さなピンの導入効果を様々な角度から議論する予定である。

謝辞 本研究の実施に協力いただいた影島慶明氏(現、昭和電工)、渡辺雅彦氏(現、新日鐵)、寺井隆幸教授、鈴木晶大准教授(ともに東大院工原子力専攻)に感謝いたします。

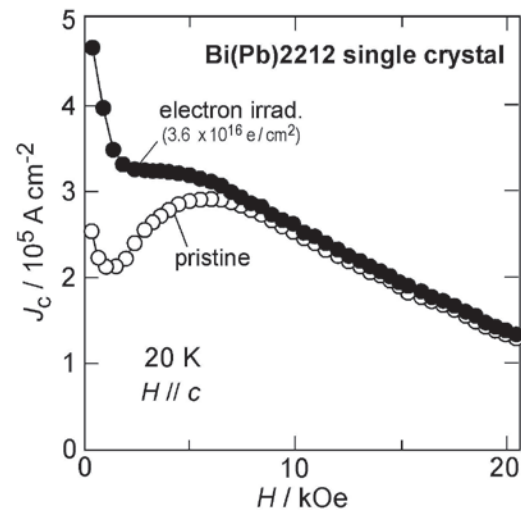


Fig. 1 J_c - H curves of Bi(Pb)2212 single crystals (overdoped) at 20 K measured before and after electron irradiation.

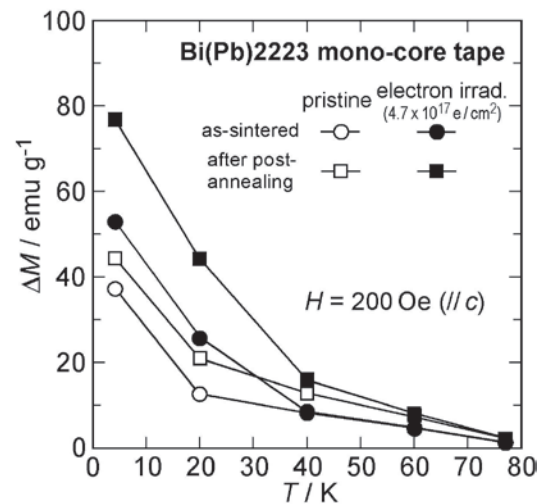


Fig. 2 Temperature dependence of ΔM in 200 Oe for Bi(Pb)2223 tapes before and after electron irradiation.

参考文献

- [1] J. Shimoyama *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15**, 3778 (2005).
- [2] Y. Ishii *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 202514 (2006).
- [3] S. Uchida *et al.*, *J. Phys. Conf. Series* **43** (2006) 231.
- [4] M. Watanabe *et al.*, Abstracts of 83rd CSJ Conference, p146.

SmBCO と BSO 添加 SmBCO 多層膜における J_c の磁場印加角度依存性Magnetic field angular dependence of J_c in multilayered films consisting of SmBCO and BSO doped SmBCO layers

鶴田彰宏、吉田 隆、一野祐亮、高橋佑弥(名大)；一瀬 中(電中研)；松本 要(九工大)

A. Tsuruta, Y. Yoshida, Y. Ichino, Y. Takahashi (Nagoya Univ);

A. Ichinose (CRIEPI); K. Matsumoto (Kyushu Inst. Tech.)

E-mail: tsuruta-akihiro11@ees.nagoya-u.ac.jp

1. はじめに

これまで、REBa₂Cu₃O_y(REBCO)薄膜に BaSnO₃(BSO)を添加することでより高い磁場中超伝導特性を示すことが報告されている[1]。これは、BSOがREBCO中でロッド状に成長し人工ピンニングセンター(APC)として働くためである。しかし、BSOの添加による磁場中超伝導特性の向上は $B \parallel c$ 方向の磁場に対してのみ有効である。そこで本報告では、等方的に磁束ピンニング特性を向上させることを目的とし、単結晶基板に Sm_{1.04}Ba_{1.96}Cu₃O_y (SmBCO)と BSO 添加 SmBCO の多層積層薄膜を作製し、 J_c の評価を行った。

2. 実験方法

多層積層薄膜は 4 wt.%BSO 添加 SmBCO と SmBCO の 2 つのターゲットを使用し PLD 法を用いて、MgO 基板上に成膜した。基板温度は 820°C とした。また、全膜厚を 400 nm に固定し層数を 4、8、16、32、64 と変化させた。このとき、BSO 添加 SmBCO と SmBCO 各層の厚みは同一にした。作製した積層薄膜の結晶性、配向性を X 線回折法(XRD)、超伝導特性を直流四端子法で測定し、微細構造観察に透過型電子顕微鏡(TEM)を用いた。

3. 実験結果及び考察

XRD の結果から作製した全ての薄膜は、良好な 2 軸配向であることを確認した。また BSO を添加することで T_c は 90.7~91.7 K と無添加に比較して 1 K ほど低下した。図 1 に 8 層と 32 層試料の J_c の磁場依存性を示す。自己磁場中での J_c は 1.5~2.2 MA/cm² 程度であるが 8 層試料において SmBCO のみの膜よりも磁場中 J_c が向上している事がわかる。しかし、32 層試料においては磁場中 J_c の低下がみられた。図 2 に $B=1$ T、77 K における 8 層と 32 層試料の J_c の磁場印加角度依存性を示す。8 層試料において $B \parallel c$ 方向にブロードな J_c のピークがみられた。また、SmBCO のみの薄膜に比べ全ての磁場印加角度において J_c が向上した。32 層試料では $B \parallel ab$ 方向の J_c ピークが最も高いことがわかる。以上より、8 層試料ではナノロッド状に成長した BSO が $B \parallel c$ 方向の PC として働き、かつ積層界面

が $B \parallel ab$ 方向の PC として働いたと考えられる。また、32 層試料では厚さ 10 nm 程度の BSO 添加層内で BSO が $B \parallel ab$ 方向に整列しているため $B \parallel ab$ 方向に強いピンニング力を示したと考えられる。

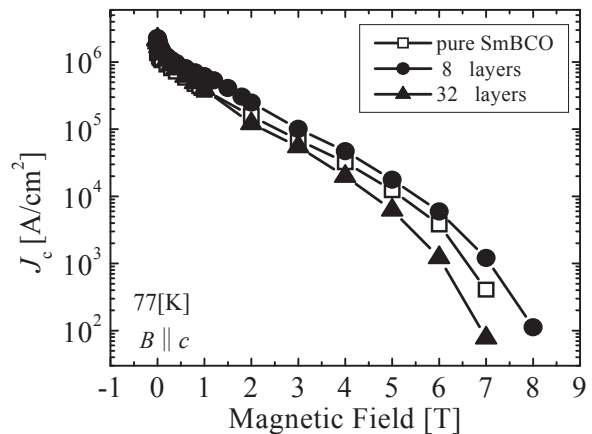


Fig.1. Magnetic field dependence of J_c in different multilayered SmBCO Films.

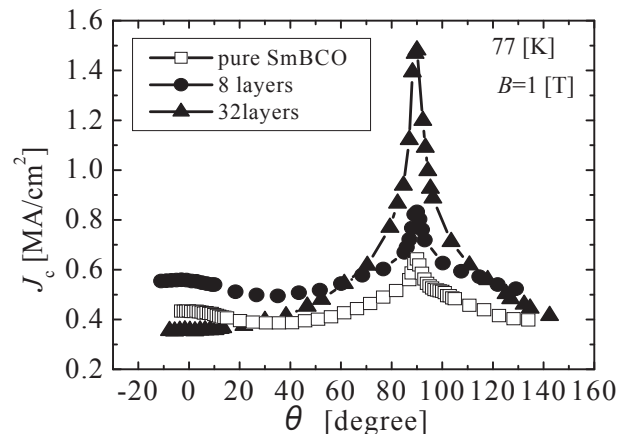


Fig.2. Magnetic field angular dependence of J_c in different multilayered SmBCO Films.

謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金(20686065, 19676005)の助成を受けて実施したものである。

参考文献

1. P. Mele, et al.: Supercond. Sci. Technol. Vol. 21 (2008) p.125017

Ba-Nb-O ナノロッドを導入した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 薄膜における酸素アニールと臨界電流特性の関係

Relationship between critical current properties and oxygen annealing in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ thin films with Ba-Nb-O nanorods

春田 正和, 前田 敏彦, 堀井 滋(高知工科大); メレ パオロ, 松本 要(九工大); 下山 淳一(東大)
 HARUTA Masakazu, MAEDA Toshihiko, HORII Shigeru (Kochi Univ. Tech.);
 MELE Paolo, MATSUMOTO Kaname (Kyushu Inst. Tech.); SHIMOYAMA Jun-ichi (Univ. Tokyo)
 E-mail: haruta.masakazu@kochi-tech.ac.jp

1. はじめに

パルスレーザ堆積(PLD)法を用いた希土類系高温超伝導($\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, REBCO)薄膜における磁場中の臨界電流密度(J_c)の向上には、 c 軸相関ピンであるナノロッドの導入が有効である[1, 2]。一方、PLD-REBCO 薄膜の化学組成は、非平衡な結晶成長プロセスに起因して成膜条件の影響を受ける。特に酸素量は強く影響を受け、超伝導特性が大きく変化する。さらに、薄膜内に酸素量の空間的な分布が存在している可能性が報告されている[3]。ナノロッドが有効な磁束ピンニングセンターとして働き高い磁場中 J_c を実現するためには、超伝導体内に十分な酸素が取り込まれ適切なキャリアが注入されている必要がある。そこで本研究では、高温超伝導線材としての応用が期待されているナノロッドを導入した PLD-REBCO 薄膜において、酸素アニール処理が J_c 特性に与える影響を調べた。

2. 実験

PLD 法により YBCO 薄膜を $\text{SrTiO}_3(100)$ 単結晶基板上に作製した。 $\text{BaNb}_2\text{O}_6(\text{BNO})$ を 3.5 wt% 添加したターゲットを用いて成膜することにより、YBCO 薄膜中に BNO ナノロッドを導入させた。KrF エキシマレーザの発振周波数およびエネルギーはそれぞれ 10 Hz および 340 mJ であった。成膜中の酸素圧は 200 mTorr とし、基板温度(T_s 、成膜温度)は 810°C に設定し成膜を行った。堆積終了後に酸素を 400 Torr まで注入し、1 時間かけて室温まで冷却させた。成膜後の薄膜をカットし as-depo. 試料と annealed 試料を用意した。なお、アニール処理は 400°C で 15 分間、酸素気流中に行なった。通電特性の評価には、幅 100 μm 、長さ 2 mm のブリッジ状にパターンニングした試料を用い、四端子法にて測定を行った。

3. 結果

臨界温度は as-depo. 試料および annealed 試料においてそれぞれ、86.0 K および 85.6 K であった。Fig.1 に 77 K における臨界電流(I_c)の磁場依存性を示す。as-depo. 試料では磁場を YBCO 薄膜の c 軸に平行に印加した場合($B//c$)の I_c が、磁場を ab 面に平行に印加した場合($B//ab$)と比較して高い。一方、annealed 試料では $B//ab$ での I_c が $B//c$ よりも高くなっており、as-depo. 試料と比較して磁場の印加方向に対する I_c の高低が逆転している。

Fig.2 に 77 K における I_c の磁場角度依存性を示す。as-depo. および annealed 試料のいずれも、 $B//c$ ($\theta = 0, 180$) と $B//ab$ ($\theta = 90$) において I_c のピークが存在している。 $B//c$ における I_c のピークはナノロッドによるピンニング、 $B//ab$ でのピークは固有ピンニングにそれぞれ起因すると考えられる。as-depo. 試料と annealed 試料を比較すると、酸素アニールによって $B//c$ での I_c は減少し、 $B//ab$ での I_c が大きく増加している。このように、酸素アニールによって I_c が大きく変化しており、当日はこれら結果について議論を行う予定である。

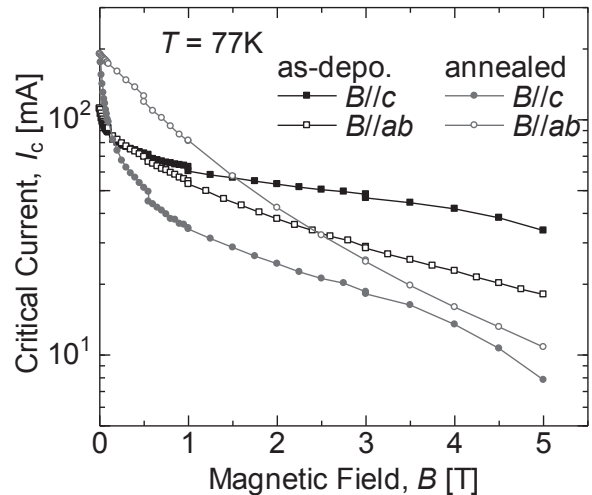


Fig.1 Magnetic field dependences of I_c at 77 K for the as-deposited and O_2 -annealed YBCO thin films with BNO-nanorods.

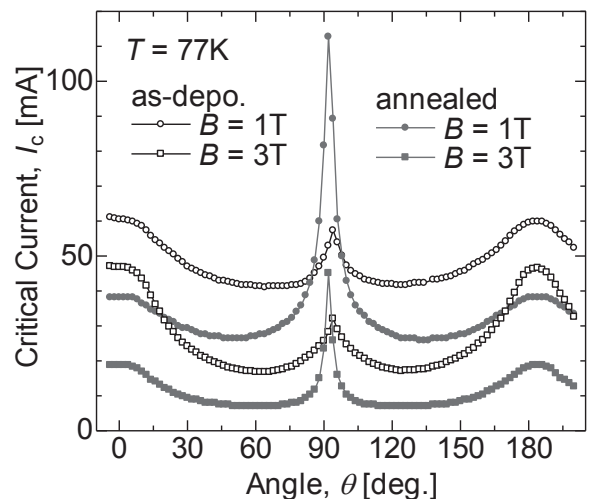


Fig.2 Angular dependences of I_c at 77 K for the as-deposited and O_2 -annealed YBCO thin films with BNO-nanorods.

謝辞

本研究の一部は公益財団法人中部電気利用基礎研究振興財団の支援を受けて実施したものである。

参考文献

1. P. Mele, et al., SuST Vol.21 (2008) 032002.
2. S. Horii, et al., APL Vol.93 (2008) 152506.
3. 堀井ら, 日本金属学会誌 Vol.68 (2004) 748.

RE-123 線材の局所 J_c 分布と磁場中電流輸送特性に関する考察

Local J_c distribution in RE-123 coated conductors and its influence on the in-field current transport properties

木須 隆暢, 東川 甲平, 塩原 敬, 井上 昌睦 (九大);
飯島 康裕, 斉藤 隆 (フジクラ), 和泉 輝郎 (ISTEC)

KISS Takanobu, HIGASHIKAWA Kohei, SHIOHARA Kei, INOUE Masayoshi, (Kyushu Univ.);
IJIMA Yasuhiro, SAITO Takashi (Fujikura Ltd.); IZUMI Teruo (ISTEC)

E-mail: kiss@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

筆者等は、高温超伝導線材の電流輸送特性は、局所的な臨界電流密度 (J_c) の分布に強い影響を受けており、ランダム媒質中での理論的考察を基に電界-電流密度 (E - J) 特性はローレンツ力によってデピニングした磁束線クラスターのパーコレーション転移によって説明できることを示した[1]。本研究では、磁気顕微鏡を用いて Gd₁Ba₂Cu₃O_{7-δ} (GdBCO) 線材内の局所的臨界電流密度の面内分布を評価しその統計分布を調べると共に、四端子法による磁場中の電流輸送との関係を実験的に明らかにし、その機構について考察した。

2. 方法

測定には2種類の GdBCO コート線材 (試料A、試料B) を用いた。両者とも、面内配向した IBAD テンプレート上にパルスレーザー蒸着法によって GdBCO 層を成膜する手法によって得られており、リール・リールシステムによって搬送される移動基板上に連続成膜する事によって得られた長尺線より試料を切り出している。ただし、搬送速度、堆積速度などの詳細なプロセス条件は異なっている。線材内の臨界電流密度の2次元分布を、補足磁場分布を高分解能の磁気顕微鏡より評価する手法によって評価した[2]。

また、それぞれ同一の GdBCO 線材内に幅 200 μm のマイクロブリッジを、フォトリソグラフィとエッチング加工によって形成し、四端子法を用いて磁場中の臨界電流特性を計測した。磁場は常に面に垂直 (c軸に平行) 方向に印加した。

3. 結果・考察

実験に用いた二つの試料の、77 K 自己磁場中における臨界電流密度 J_c 値はほぼ同等の値を有しており、試料A:、試料B: であった。また、臨界電流値は、それぞれ試料A:、試料B: であり、優れた特性を有していることが分かる。

磁気顕微鏡によって得られた J_c の統計分布の結果を Fig. 1 に示す。統計分布の幅は、四端子法による長手方向の揺らぎ幅に比べ大きい。これは、 J_c の局所揺らぎを支配する特徴的な空間スケールが、四端子法によるそれに比べてかなり小さいことを示唆している。また、77 K 自己磁界中で同程度の J_c 値を有する試料を比較した際に、 J_c 分布の広い試料では、磁場中 J_c は外部磁界の増大と共により急峻に低下し、均一性の優れる、 J_c 分布のシャープな試料に比較して、特に中程度の外部磁界中での特性が劣ることが明らかとなった。しかし、更に外部磁界を増大するに従って再び両者の特性はマージし、不可逆磁界は同程度の値を示す。この事は、四端子法によって観測される macroscale の J_c は、おそらく粒界に起因すると思われる試料内の低 J_c 領域のパーコレーションによって制限されている一方、不可逆磁界は、 J_c 分布の代表値がゼロに近づく磁界によって規定され、その特性は粒内の磁束ピンニングによって主として支配されると考えられる。磁気顕微鏡によって得られた J_c 分布の形は、四端子法による E - J 特性から見積もられる形とも良い一致を示しており、上述した機構は、筆者等の提出したパーコレーションモデルによる考え方を支持している。

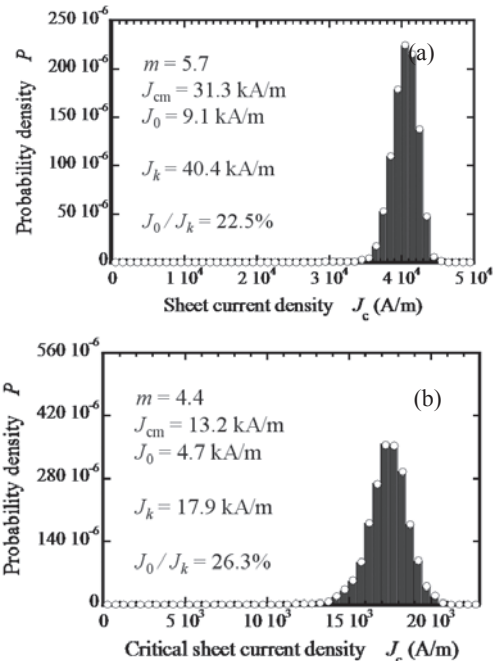


Fig. 1 Statistical local J_c distribution evaluated by scanning Hall probe microscopy for two GdBCO samples (a) Sample A and (b) sample B. Numbers in the figures indicate Weibull parameters of the distribution.

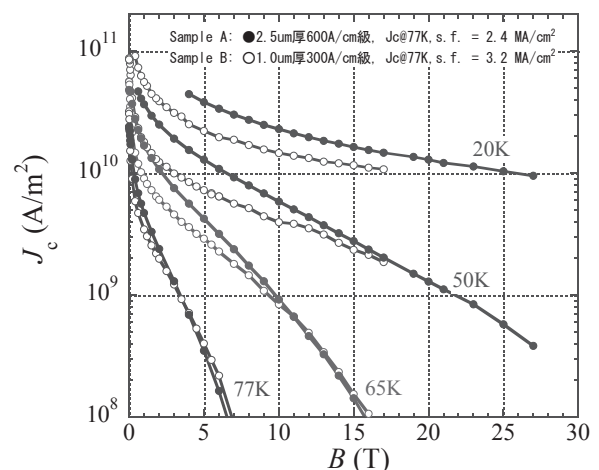


Fig. 2 In-field current transport properties of the samples shown in Fig. 1, solid circles for Sample A and white circles for Sample B.

謝辞

本研究の一部は、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するとともに、日本学術振興会の科研費 (20360143) の助成を得て行ったものである。

参考文献

- [1] T. Kiss et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13** (2003) 2607.
- [2] K. Higashikawa et al.: presented at *ISS 2010*, WTP-76.

Local dissipation and spatial homogeneity in YBCO coated conductors deposited on clad-type textured substrate

マツエック アルカディ, 木須 隆暢, 井上 昌睦 (九州大学); 本田 貴裕, 大松 一也 (住友電工)

Matsekh Arkadiy, Kiss Takanobu, Inoue Masayoshi (Kyushu University);

Honda Yoshihiro, Ohmatsu Kazuya (Sumitomo Electric Industries, Ltd.)

E-mail: arkadiy@super.ees.kyushu-u.ac.jp

1. Introduction

Tape architecture utilizing textured Ni-alloy substrate is one of the most promising methods to realize low cost and high performance coated conductors. Sumitomo Electric Industries, Ltd. has succeeded to reduce the amount of Ni-alloy significantly by utilizing a clad structure, therefore can solve the problems of magnetization losses and mechanical strength in the substrate. High critical current density J_c above 2 MA/cm^2 was also achieved in recent YBCO coated conductors deposited on the clad-type textured substrate. In present work, we investigate a 0.8 micrometer thick film with critical current $I_c = 179.5 \text{ A}$ to clarify the current limiting mechanism in the present process.

2. Experimental technique

The film was patterned by photolithography and wet-etching to 500 to 500 micrometer bridge to obtain multiple grains within the film whose size is several tens micrometers. In order to investigate local flux flow dissipation, we applied low temperature laser scanning microscope (LTLSM). The main measurement principle of low-temperature measurements is to obtain 2D map of the samples response to a modulated scanning laser beam, while constant bias current is flowing through the sample. At room temperature we can obtain laser-induced thermoelectric effect (LITE) image, allowing visualization of the grain structure of the sample.

3. Results and disussion

In Fig. 1, bias current dependent LTLSM images are shown. It can be seen that the local dissipation gradually appears in the bridge with increasing bias current, starting from the most dissipative regions. From such current dependent series of images we can find variation of local critical current density.

Grain structure (i.e. grain tilting and grain boundaries) has been visualized by the laser-induced thermoelectric effect (LITE) imaging at room temperature. As shown in Fig. 2, a good correlation between LTLSM and LITE images was obtained, which showed that some poorly connected grains cannot carry current, acting as blocking obstacles, which are to be studied by microstructural analysis. More details will be presented at the meeting.

Acknowledgements: This work was supported in part by "the New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO) as the Project for Development of Materials & Power Application of Coated Conductors, M-PACC" and also by "JSPS: KAKENHI (20360143)".

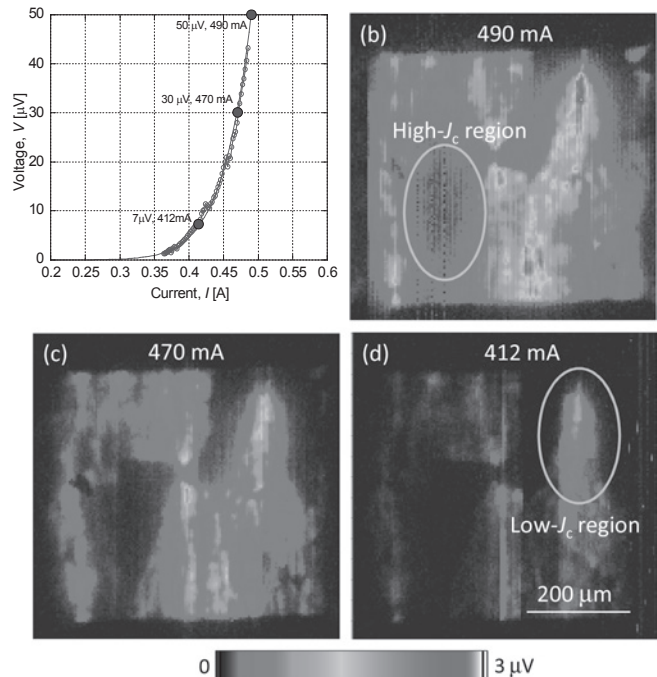


Fig. 1. Bias current dependent LTLSM images.

(a) Current-voltage characteristic (blue circles show bias points); (b)-(d) flux flow dissipation distribution obtained at bias currents 412, 470 and 490 mA respectively. Regions of low and high local critical current density are marked.

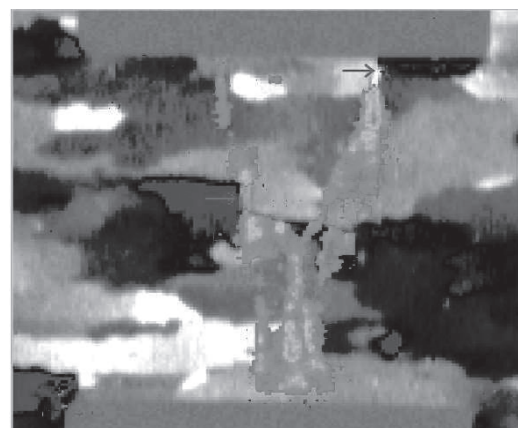


Fig. 2. LITE image (gray scale) superposed with LTLSM visualizing grain structure together with local flux flow dissipation. Red arrows indicate the positions of current blocking grain boundaries at where the transport current should avoid the boundary

臨 界 状 態 理 論

Critical State Theory

松下 照男 (九工大)

MATSUSHITA Teruo (Kyushu Inst. Tech.)

E-mail: matusita@cse.kyutech.ac.jp

1. はじめに

超伝導体に流れる電流は Ohm の法則に代わって臨界状態モデルにおける力の釣り合いの式で決定されるが、この式は現象論的な仮定によるもので、超伝導発見から 100 年後の現在においても学問的な位置づけがなされていない。ここでは自由エネルギーの変分原理から孤立磁束線系に働く力の釣り合いの式を導き、さらに非孤立系に拡張するとともに、従来のピンニングの加算理論を用いてピン力可逆なものから不可逆なものへと移行することを示し、不可逆な力の釣り合いの式を導く。

2. 理論

実用超伝導体のような κ が高く、ピンニングが強い超伝導体を対象とする。まず、孤立した磁束線系を考え、ピンニング・ポテンシャル場の中の磁束線系の運動方程式を導こう。これは自由エネルギー

$$F = \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 + U_p \quad (1)$$

を最小とすることによって導かれる。ここで U_p はピンニング・エネルギーである。このピンニングの影響により磁束線の磁束密度 \mathbf{B} が均一な値 \mathbf{B}_0 から $\mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ に変化したとする。この変化に伴う磁束線の変位を \mathbf{u} とすれば、磁束の連続の式より以下の関係が得られる。

$$\mathbf{b} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}_0) = B_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \zeta} - \mathbf{B}_0 \frac{\partial u}{\partial \xi} \quad (2)$$

ただし、 $\partial/\partial \zeta$ と $\partial/\partial \xi$ はそれぞれ互いに垂直な \mathbf{B}_0 、 \mathbf{u} 方向の微分を表す。また、これらの方向の単位ベクトルをそれぞれ、 \mathbf{i}_ζ 、 \mathbf{i}_ξ とする。自由エネルギーを最小とする運動方程式は Euler 方程式

$$\frac{\partial F}{\partial \mathbf{u}} - \mathbf{i}_\xi \left[\frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\partial F}{\partial (\partial \mathbf{u} / \partial \zeta)} + \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial F}{\partial (\partial \mathbf{u} / \partial \xi)} \right] = 0 \quad (3)$$

より得られるが、第 1 項は $\partial U_p / \partial \mathbf{u}$ となって、ピン力密度を \mathbf{F}_p として $-\mathbf{F}_p$ を与える。電流密度は

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{b} = \mathbf{i}_\eta \frac{B_0}{\mu_0} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \xi^2} \right) \quad (4)$$

となり、 \mathbf{i}_η は $\mathbf{i}_\eta = \mathbf{i}_\zeta \times \mathbf{i}_\xi$ で与えられる単位ベクトルである。以上より、 $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$ の Lorentz 力を用いて

$$\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_p = 0 \quad (5)$$

の力の釣り合いの式が導かれる。

以上は孤立した磁束線系についての取り扱いである

が、現実には外部磁界や輸送電流の印加によって孤立した状態にない。この場合、具体的な外部からの変化の導入に対応して系に入るエネルギーを考慮して、再び、同じ形の Lorentz 力を導くことができる。したがって、こうした取り扱いによって (5) 式を非孤立磁束線系に拡張することができる。

次に、ピンニング・エネルギーから導いたピン力は可逆なものであり、そのまま、通常の力の釣り合いの式とすることはできない。しかし、実際にはピン力がピン・ポテンシャルから生じていることを示す現象があり、それが磁束線の可逆運動である[1]。ピン力は個々のピン・ポテンシャルについての加算理論から導かれるが[2]、同時に磁束線の可逆運動も示される[3]。Fig. 1 は磁束の変位に対するピン力の変化の理論予想で、ピン力は可逆な値から不可逆な値に連続的に移行することを示している。また、破線で示す実験結果の傾向もこの結果を支持する。これにより、(5) 式の力の釣り合いの式が、さらに通常の不可逆な場合に拡張される。

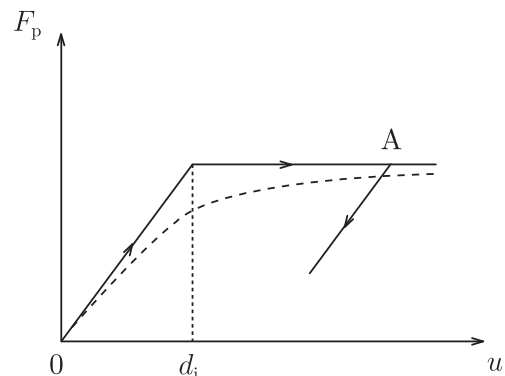


Fig. 1 Theoretical prediction of pinning force density vs. displacement of flux lines. The broken line shows a trend of experiments.

3. まとめ

ここでは自由エネルギーの変分原理から力の釣り合いの式を導き、これを非孤立磁束線系および不可逆なピンニングの場合に拡張した。これによって通常の臨界状態モデルにおける力の釣り合いの式を学問的に正当化することができた。このことは現象論的な臨界状態モデルが厳密な臨界状態理論へと深化したことを示すものである。

参考文献

1. A. M. Campbell: J. Phys. C **4** (1971) 3186.
2. T. Matsushita: Physica C **243** (1995) 312.
3. A. M. Campbell: Philos. Mag. B **37** (1978) 149.

SMES 用ダブルパンケーキコイル用 並列多層 HTS テープ導体内の電流分布の一様化

Homogeneous Current Distribution in a Multi-laminated HTS Tape Conductor Wound into Double Pancake Coils for SMES

高橋 利典, 後村 直紀, 千葉 悠太, 宮城 大輔, 津田 理, 濱島 高太郎 (東北大); 式町 浩二, 平野 直樹, 長屋 重夫 (中部電力)
TAKAHASHI Toshinori, ATOMURA Naoki, CHIBA Yuta, MIYAGI Daisuke, TSUDA Makoto, HAMAJIMA Takataro (Tohoku University); SHIKIMACHI Kouji, HIRANO Naoki, NAGAYA Shigeo (Chubu Electric Power Co.)
E-mail: takatoshi@ecei.tohoku.ac.jp

1. はじめに

高温超電導テープ線材の運転電流は限界があるため、SMES 用超電導コイルでは、電流量を増加させるために、多数のテープ線材を並列の多重構成にする必要がある。しかし単純に並列導体を用いた場合には、インダクタンスの不均衡により電流が最も内側のテープ線材に集中して偏流が生じ、通電特性が劣化する。偏流抑制の方法として、テープ線材間のギャップの調整や、コイル同士の層間においてテープ線材に転位を施すことが挙げられる[1][2]。本報告では、転位のみによって導体内の偏流を抑制できるコイル構成について検討し、その転位方法、テープ本数とコイル数の関係を明らかにした。さらに、貯蔵エネルギーの観点から、偏流抑制の有用性について検討したので報告する。

2. 解析条件

解析に用いるモデルは、ダブルパンケーキコイルの内径 113 mm, 上下コイル間ギャップ 3.0 mm, 超電導テープ線材幅 10.0 mm, 厚さ 1 mm, このうちの超電導層の厚さ 1 μm とした。4 並列導体ではこれが 4 本積層されて 1 組の導体を形成する。これらの条件のもと、コイルの電気回路モデルと Neumann の式を用いて各線材におけるインダクタンスを計算し、それらの比を用いて電流分布を表現した。

3. 多重テープ導体内の偏流抑制

転位を施さない状態では多重テープ導体内で偏流は大きく、最も内側のテープ線材に対してその外側に位置するもので 60-90% 程度の偏流が発生する。各テープ線材の端子間電圧が等しくなる条件のもと、偏流を抑制するには、各インダクタンス行列の和同士の差を小さくすればよい。その条件を最も満たす転位方法を考える。

転位方法はテープ本数を n 本, パンケーキコイル数を m 個とすると, $n^{(m-1)}$ 通りとなる。偏流を抑制できる転位方法として以下のような条件を定めた。

- i) 各テープ線材の位置が散在する
- ii) パンケーキコイルの各テープ線材の配置が巻線部断面の中央で点対称となる

テープ本数が偶数の場合は、同数のパンケーキコイル数で上記の転位が可能となる。テープ本数が奇数の場合にはその倍のパンケーキコイル数で条件を満たす転位が可能となる。Fig.1 にテープ 4 本, パンケーキコイル 4 個での転位概念図と解析結果を示す。位置関係から $I_1=I_4, I_2=I_3$ となる。偏流はテープ 1 の電流 I_1 に対して 10% 以内に抑えられている。

4. 貯蔵エネルギー比較

超電導線材の使用量は経済性に関与し、同貯蔵エネルギーであれば線材使用量は少ないほうがよい。線材使用量をパラメータとして貯蔵エネルギーの比較を行なった。テープ線材に加わる垂直磁場が小さく臨界電流密度が高い場合、偏流を抑制した場合について解析を行い、転位による偏流抑

制の有効性を検討した。テープ 4 本でパンケーキコイル 2 個, 4 個の場合の貯蔵エネルギーの解析結果を Fig.2 に示す。パンケーキコイル 2 個の方が臨界電流密度が高くなるが、偏流が生じてしまうため、同線材使用量ではテープ本数の最適パンケーキ個数である 4 個のほうが貯蔵エネルギーが大きい。一方、テープ 4 本でパンケーキコイル 4 個, およびテープ 2 本でパンケーキコイル 2 個の最適パンケーキコイル個数での解析結果を Fig.3 に示す。偏流を抑制した場合、各コイルの貯蔵エネルギーはテープ本数に依らずほぼ等しくなることがわかる。このことから、偏流が大きく貯蔵エネルギーに影響しているため、優先して偏流を抑えるべきことが確認できた。

なお、本研究は「イットリウム系超電導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。

参考文献

1. N. Atomura, et al.: J.Cryo. Soc. Jpn, Vol. 45, (2010) pp. 417-423
2. M. Iwakuma : IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 10, No. 1, (2000) pp.861-864

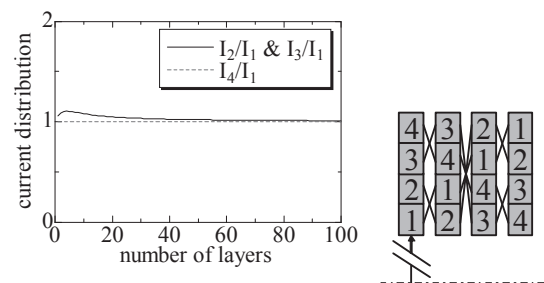


Fig.1 Normalized current distribution as a function of layer number (4 tapes, optimum transpose pattern)

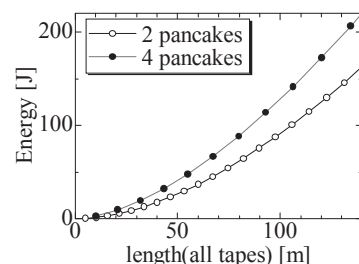


Fig.2 Energy as a function of tape length (4 tapes)

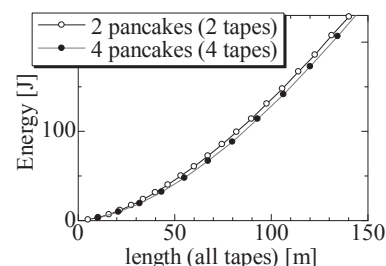


Fig.3 Energy as a function of tape length (2 tapes and 4 tapes)

長尺 RE-123 線材の面内臨界電流密度分布の非破壊評価に向けた 走査型ホール素子顕微鏡システムの高速化

Speed-up of Scanning Hall-probe Microscopy System for Nondestructive Characterization of In-plane Distribution of Critical Current Density for Long RE-123 Coated Conductors

東川 甲平, 今村 和孝, 塩原 敬, 井上 昌睦, 木須 隆暢 (九大);
飯島 康裕, 斉藤 隆 (フジクラ); 吉積 正晃, 和泉 輝郎 (ISTEC)

HIGASHIKAWA Kohei, IMAMURA Kazutaka, SHIOHARA Kei, INOUE Masayoshi, KISS Takanobu (Kyushu Univ.);
IJIMA Yasuhiro, SAITO Takashi (Fujikura Ltd.); YOSHIZUMI Masateru, IZUMI Teruo (ISTEC)

E-mail: kohei@super.ees.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

我々はこれまでに、走査型ホール素子顕微鏡を用いた評価手法により、希土類系高温超電導 (RE-123) 線材の局所的臨界電流密度が解像度 $100\ \mu\text{m}$ 程度の面内分布として非破壊で得られることを報告してきた^[1]。具体的には、線材中の欠陥位置の把握はもちろんのこと、マルチフィラメント線材のフィラメントごとの臨界電流や有効幅など、従来手法では把握困難な項目まで評価可能な汎用的評価手法としての可能性を示してきた^[2]。本研究では、本手法をさらに長尺線の評価に対応させることを目的とし、その際に最もボトルネックとなる評価速度の飛躍的向上という課題に取り組んだ。

2. 方法

評価速度の向上には、以下の項目の解決が必要となる。

- (1) ホール素子の走査速度の飛躍的向上
- (2) それに伴って大きくなるノイズの除去
- (3) 測定データのリアルタイム保存のためのデータ量低減

まず、項目 (1) を解決するため、ホールプローブの走査機構に高速・高推力リアサーボモータステージを導入した。なお本ステージは、線材幅方向を1秒間に10回以上も往復可能な仕様となっている。この状態でステージあるいは線材を長手方向に搬送することができれば、線材面内に対して磁界分布を取得することが可能となり、最終的にはそれに対応した臨界電流密度分布が得られる^[1]。今回は、原理検証のために、線材ではなくステージを線材長手方向に一定速度で移動させた。また、項目 (2) (3) を解決するため、磁界分布の計測には、交流バイアスしたホール素子の出力電圧を、ロックインアンプを通じて最低限のサンプリング周波数で取得するという方式を採用した。

3. 結果・考察

5 mm 幅の GdBCO 線材を測定対象として得られた結果を Fig. 1 に示す。同図には、液体窒素中で十分な磁界を捕捉させた際に得られた線材表面での磁界 (B_{z0} : リフトオフ距離ゼロに相当する磁界) 分布、ならびにシート電流密度 (J) 分布を示している。電流の向きを入れ替わる少しの領域以外では臨界電流密度分布に対応する^[1]シート電流密度分布に着目すると、ほぼ均一な特性を有する線材ではあるものの、全体的には上半分の臨界電流密度がやや高く、また矢印で示すように欠陥が線材幅方向の端部などに点在している様子がわかる。なお、本結果は、データ取得解像度を線材の幅方向に $40\ \mu\text{m}$ 、長手方向に $100\ \mu\text{m}$ として得られたものであり、従来システムと同等の解像度で 100 倍の評価速度の達成に成功したものである。さらに、線材の長手方向の解像度を 1 mm とした際には、Fig. 2 に示すような結果が得られた。36 m/h という長尺線の評価にも耐え得る評価速度において、Fig. 1 と同様に、従来手法では把握困難な 2 次元的な空間情報が十分に得られていることがわかる。以上により、機器応用に向けた長尺 RE-123 線材の定量的な品質管理や加工性の評価に有効な技術として、本手法の適用可能性が示されたと認められる。

謝辞

本研究は、希少金属代替材料開発プロジェクトの一環として NEDO からの委託を受けて実施すると共に日本学術振興会の科研費 (20360143, 20・1945) の助成を得て行ったものである。

参考文献

- [1] K. Higashikawa et al.: presented at ISS2010, WTP-76.
- [2] K. Higashikawa et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 83, p. 2.

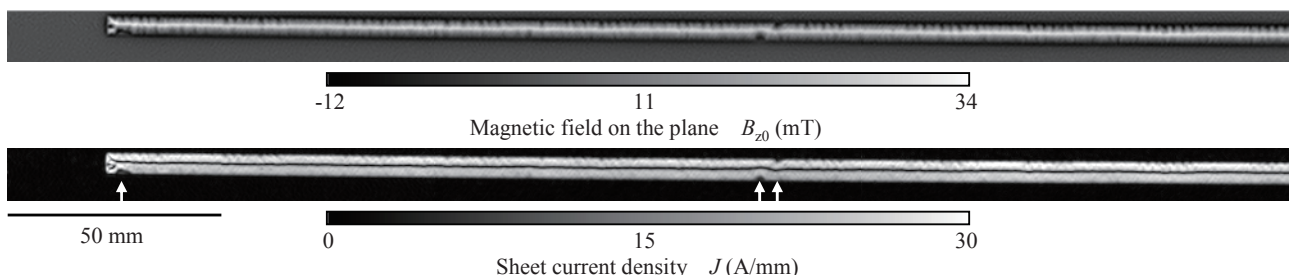


Fig. 1. Results at a characterization rate of 3.6 m/h with a mapping resolution of $40\ \mu\text{m}$ in width and $100\ \mu\text{m}$ in length directions. We could easily visualize local obstacles as shown by arrows.

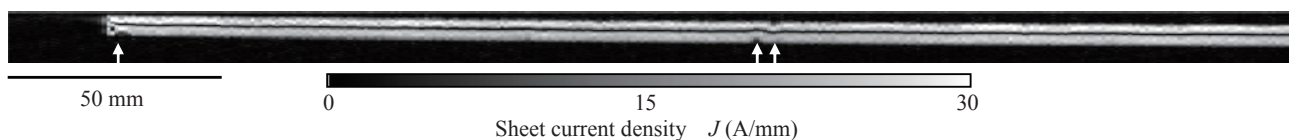


Fig. 2. High speed scanning image at a characterization rate of 36 m/h with a mapping resolution of $40\ \mu\text{m}$ in width and 1 mm in length directions. We succeeded in obtaining a high-quality $2D J_c$ mapping image with a practical characterization speed.

ピックアップコイル群によるマルチフィラメント GdBCO 線材の電流分布測定

Measurement of AC current distributions in multifilamentary GdBCO tapes by a pickup coil array

永田 広太, 岩崎 翔太, 平山 斉, 川畑 秋馬, 住吉 文夫, 川越 明史 (鹿児島大・工); 和泉 輝郎, 塩原 融 (SRL)
 NAGATA Kodai, IWASAKI Shota, HIRAYAMA Tadashi, KAWABATA Shuma, SUMIYOSHI Fumio,
 KAWAGOE Akifumi (Kagoshima University); IZUMI Teruo, SHIOHARA Yuh (SRL)
 E-mail: k6527959@kadai.jp

1. はじめに

交流用高温超伝導機器を実用化するためには、機器の巻線に使用される HTS 線材の低損失化が必要であり、そのためにマルチフィラメント HTS 線材の開発が進められている。この線材内の電流分布特性を定量的に把握することは重要であるが、その特性評価法は未だ十分には確立されていない。そこで本研究では、マルチフィラメント HTS 線材内の電流分布を非接触で定量的に評価できる測定法を確立することを目的としている。本測定法では、極小サイズのピックアップコイル群を試料線材に直接貼り付け、試料線材表面付近の磁場分布を測定し、その結果から数値計算により電流分布を求める [1]。今回は、各フィラメント I_c が異なるマルチフィラメント GdBCO 線材に低電流領域から臨界電流付近までの交流電流を通電したときの電流分布特性を調べた。さらに測定した電流分布と電気回路モデルにより求めた電流分布を比較することで、測定結果の妥当性についても検討した。

2. 試料線材と測定条件

電流分布の測定に用いたピックアップコイル群は、30 個の極小サイズのピックアップコイルから成る。各コイルは $\phi 40\mu\text{m}$ の絶縁 Cu 線で紙製のポピンに巻線されており、その断面積は $4.46\text{mm} \times 0.33\text{mm}$ 、コイル長は 0.25mm 、層数は 3、ターン数は 17 である。試料線材は 5mm 幅 5 分割のマルチフィラメント GdBCO 線材で、線材長は 80mm である。各フィラメントの臨界電流値 I_c と n 値を Table 1 に示す。ここで、電界基準は $1\mu\text{V}/\text{cm}$ とした。各フィラメントの臨界電流値の合計は 156A であり、これを便宜的に試料線材の臨界電流 I_{c_total} とした。実験は、液体窒素温度 77K 、周波数 50Hz で行い、通電電流 I_t を、 $I_t / I_{c_total} = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.1$ のように試料線材の臨界電流値近傍まで変化させた場合の試料線材のフィラメント間電流分流特性の電流振幅依存性を測定した。なお、通電電流値 I_t は交流電流のピーク値である。

3. 電流分布の測定結果と検討

Fig. 1 は試料線材に $32\text{A}_{\text{rms}} \sim 119\text{A}_{\text{rms}}$ までの電流を通電したときの試料線材表面付近の測定磁場分布である。縦軸はピックアップコイル電圧を通電電流で除した規格化電圧、横軸はピックアップコイルの位置を示している。Fig. 2 は、測定磁場分布から算出した各フィラメント電流である。横軸はフィラメント番号、縦軸は各フィラメント電流である。この測定した電流分布特性を Fig. 3 に示す電気回路モデルを用いて検討した。ここでは、各フィラメントの自己インダクタンスやフィラメント間の相互インダクタンス、ならびに Table 1 に示す各フィラメントの臨界電流特性も考慮した。この回路モデルによる計算結果は Fig. 2 中に破線で示している。測定結果と計算結果はよい一致を示していることから、フィラメント I_c にばらつきがあった場合の短尺試料線材のフィラメント間電流分流特性は、試料線材の臨界電流特性まで考慮した電気回路モデルによって説明できることがわかった。また、以上の結果から、本測定法がマルチフィラメント HTS 線材のフィラメント間電流分布測定に有用であることを示すことができた。

謝辞

本研究は「イットリウム系超電導電力機器技術開発」事業の一環として、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) の委託により実施したものである。

参考文献

1. K. Miyahara, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol.82 (2010) p.7.

Table 1 The characteristics of sample tape

	I_c	n -value
filament 1	28A	35
filament 2	32A	45
filament 3	35A	25
filament 4	33A	21
filament 5	27A	33

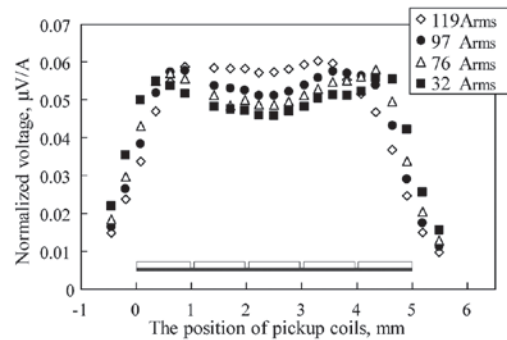


Fig. 1 Current dependence of measured field distributions

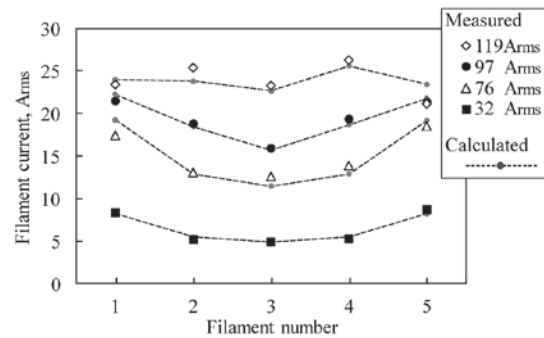


Fig. 2 Measured and calculated results of filament current distributions

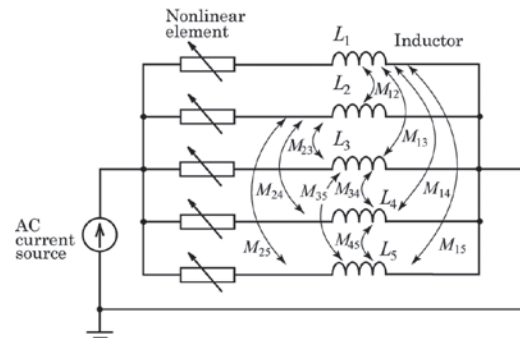


Fig. 3 The circuit model of the sample multifilamentary tape

ポインティングベクトル法による高温超伝導線材の交流損失測定装置の改良 -固定型ピックアップコイル群とポテンシャルリード群を用いた同時掃引時の測定-

Improvement of ac loss measuring system for high-temperature superconducting wires or tapes by Poynting's vector method

- Measurement of ac losses during simultaneous application of an ac transport current and an ac transverse magnetic field by using both groups of fixed pickup coils and potential leads -

八重山 洋平、作田 大夢、向井 実樹成、川越 明史、住吉 文夫 (鹿児島大・工)

HAEYAMA Youhei, SAKUDA Hiromu, MUKAI Mikinari, KAWAGOE Akifumi, SUMIYOSHI Fumio (Kagoshima University)
E-mail: k3058588@kadai.jp

1. はじめに

高温超伝導線材で発生する交流損失は機器の効率を低減させるため、実機の条件下で交流損失を精度良く測定し、その特性を定量的に明らかにすることが重要である。これまでに我々は、外部磁界と輸送電流について制約条件の少ないポインティングベクトル法を応用し様々な試料形状に適用可能な交流損失測定装置の開発を行ってきた。^[1]しかしながらこれまでは、可動型のピックアップコイルとポテンシャルリードの対を用いて測定していたため、極低温環境で動作する駆動機構が必要であった。そのため、広いスペースが必要であるだけでなく、不具合が生じて測定時間が長くなるなど、汎用性に課題があった。そこでこの課題を改善する手段として、固定型のピックアップコイル群とポテンシャルリード群を用いる方法を提案し、その有効性の検証を行っている。^[2]今回は、交流外部磁界印加時における可動型と固定型の測定法の比較を行ったので、その結果について報告する。

2. 測定方法と本測定装置

ポインティングベクトル法では、電界測定用ポテンシャルリードと磁界測定用ピックアップコイルを用いて電界と磁界を測定し、それらの外積からポインティングベクトルを求める。交流損失を精度良く測定するには、ポテンシャルリード電圧に含まれる大きな誘導性電圧をキャンセルする必要がある。そのため、ピックアップコイルの電圧を用いた。

今回の測定で用いたサンプルコイルは、幅 4.2mm、厚み 0.2mm の銀シース Bi-2223 多芯テープ線材を 10mm ピッチで 1 層×12 ターン巻線した直径 80mm、高さ 180mm の単層疎巻きソレノイドコイルである。サンプルコイルの臨界電流 I_c は 115A で n 値は 18.5 である。

3. Bi-2223 長尺多芯テープ線材を用いた交流損失測定

交流外部磁界印加時の損失測定は、外部印加磁界を 10~25mT_{rms}、周波数を 15~40Hz と変化させ、液体窒素中で行った。Fig. 2 にサンプルコイルの内側と外側のポインティングベクトルの測定結果を示す。Fig. 2 は、外部磁界 20mT_{rms}、周波数 15Hz 時の測定結果を示している。横軸はピックアップコイル群とポテンシャルリード群の位置、縦軸は測定値である。分布図は、線材中央部である 5mm の位置で最大となり、左右対称の分布となっている。

次に、Fig. 3 に交流外部磁界印加時の磁化損失特性を示す。横軸は I_c で規格化した磁界振幅、縦軸は I_c の 2 乗で規格化した磁化損失である。また、Fig. 3 には可動型の測定結果もプロットしており、今回提案した固定型の測定結果とよく一致していることがわかる。したがって、交流外部磁界印加時における本測定装置の有効性を実証することができた。

発表当日には、輸送電流と交流外部磁界の同時掃引時における交流損失の測定結果についても報告する予定である。

参考文献

- [1] Y. Kasahara, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond. 14 (2004) 1078
- [2] Y. Haeyama, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol.83 (2010) P.5

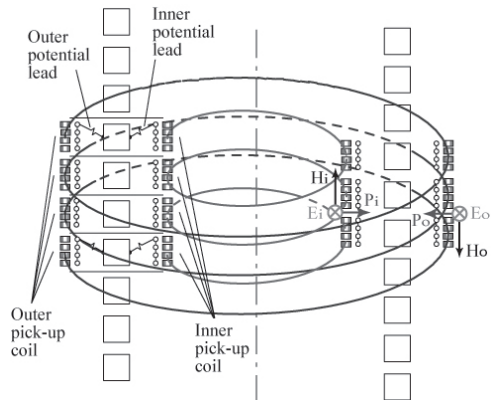


Fig.1 Apparatus of the Poynting vector method

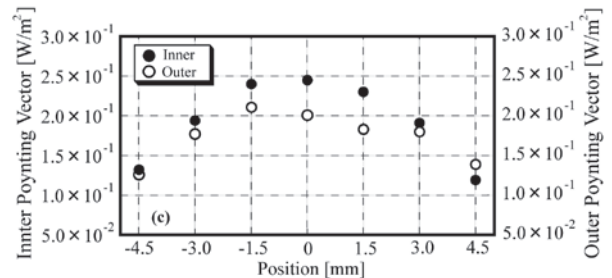


Fig.2 Profiles of Poynting vector around samples in external ac magnetic fields

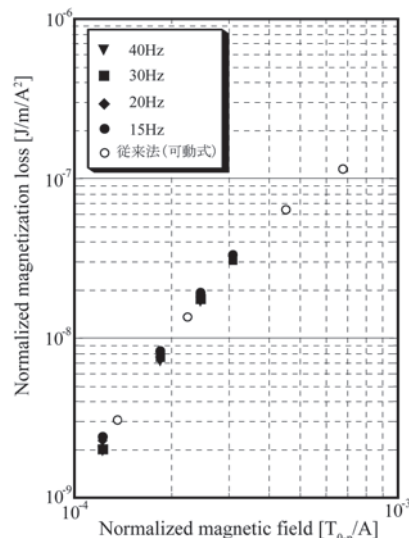


Fig.3 Magnetization loss characteristics

高温超伝導 Roebel ケーブルの三次元構造を考慮した 数値電磁界解析モデルの構築

Three-dimensional model for numerical electromagnetic field analyses of high T_c superconductor Roebel cables

二井 雅裕, 雨宮 尚之, 中村 武恒(京大)

NII Masahiro, AMEMIYA Naoyuki, NAKAMURA Taketsune (Kyoto University)

E-mail: nii@asl.kuee.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

大電流高温超伝導導体の候補として、転位構造を持つ Roebel ケーブルが注目されている[1]。また、交流損失の評価や常伝導転移過程の解明の手段として、電磁界解析が有効である(常伝導転移過程解明のためには熱解析と連成)。これまでに報告されている高温超伝導 Roebel ケーブルの電磁界解析モデルは、Fig. 1 のような Roebel ケーブルの三次元構造に由来する長手方向の電磁界の分布を無視した、ケーブル断面内についてのモデルのみであった[2]。

2. モデルの構築

本研究では、まず、三次元構造を考慮した高温超伝導 Roebel ケーブルの電磁界解析を行うために支配方程式を導出した。ファラデーの電磁誘導則にビオ・サバルの法則と電流ベクトルポテンシャルの定義式を組み合わせることにより次式を得る。

$$\nabla \times (\rho \nabla \times \mathbf{T}_f) + \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \frac{(\nabla \times \mathbf{T}_s) \times \mathbf{r}}{r^3} dV = 0 \quad (1)$$

ここで、積分範囲 V は超伝導体の全領域であり、 \mathbf{r} はソース点(要素 s に属する)からフィールド点(要素 f に属する)に向かうベクトルである。一般に、薄膜高温超伝導線材では、超伝導層の断面アスペクト比が非常に大きいことから、線材厚み方向で電磁界が一樣であると仮定する薄板近似を用いることができるため、厚み方向の積分を実行できる。さらに、積分を素線表面の分割要素ごとの積分の総和に書き換えれば、次式のような支配方程式を得る。

$$\nabla \times (\rho \nabla \times \mathbf{T}_f) + \frac{\mu_0 t_s}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \sum_{\text{elements } S_s} \int \frac{(\nabla \times \mathbf{T}_s) \times \mathbf{r}}{r^3} dS = 0 \quad (2)$$

ここで、 t_s は超伝導層の厚み、積分範囲 S_s は Roebel ケーブルを構成する全ての素線上の各ソース要素である。 n 値モデルで表わされる $E-J$ 特性により超伝導特性を表現し、これより得られる等価抵抗率を用いた拡張されたオームの法則を構成方程式とした。

この支配方程式を空間離散化するにはガラーキン法を使用し、Roebel ケーブルの形状的特徴から電磁界分布が周期性と対称性を持つことを利用して未知変数を削減した(Fig. 2)。また、時間離散化には後退差分法を用い、各時間ステップ内では過小緩和法による反復計算を行った。

3. 解析結果と結論

6本の素線からなる Roebel ケーブルに 50 Hz の交流電流(電流負荷率 0.6)を強制通電した場合について解析を行い、電流の流線の時間変化を示したのが Fig. 3 である。このように、三次元構造を考慮した電磁界解析モデルの構築に成功し、高温超伝導 Roebel ケーブルの長手方向にわたる電流分布を明らかにできた。

謝辞

本研究は科学技術振興機構の産学イノベーション加速事業【戦略的イノベーション創出推進】の支援によって行われた。

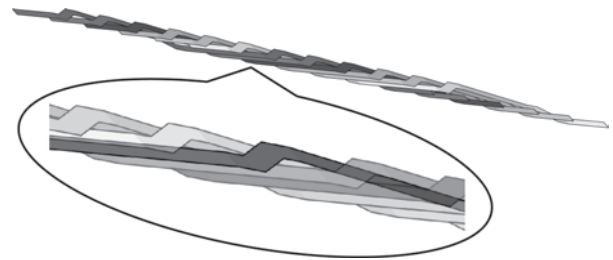


Fig. 1 The three-dimensional structure of HTS Roebel cable

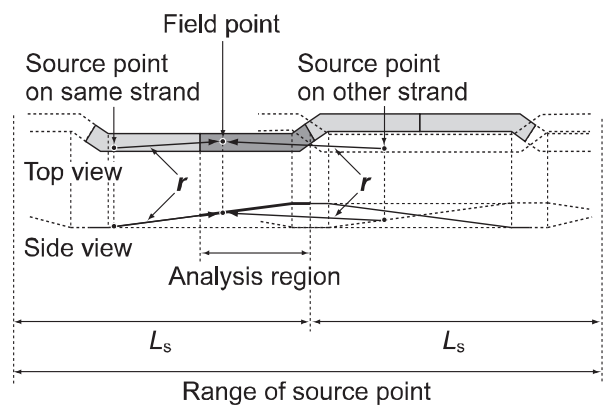


Fig. 2 The periodicity and the symmetry of a Roebel strand

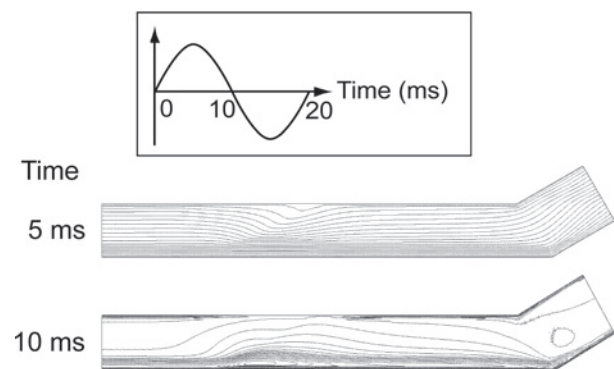


Fig. 3 Current lines in the 6-strands Roebel cable

参考文献

1. N. J. Long, et al.: J. Physics: Conference Series **234** (2010) 022021
2. F. Grilli, E. Pardo: Supercond. Sci. Technol. **23** (2010) 115018