

RE 系コート線材の縦磁界下での臨界電流密度特性

Critical current density properties of RE-coated conductor in a longitudinal magnetic field

木内 勝, 田邊賢次郎, 神邑康成, 和田 純, 小田部 荘司, 松下 照男(九工大); 大松 一也(住友電工)

KIUCHI Masaru, TANABE Kenjiro, KAMIMURA Yasunari, WADA Jun,
 OTABE Edmund Soji, MATSUSHITA Teruo (Kyushu Inst. of Tech.); Ohmatsu Kazuya (SEI)
 E-mail: kiuchi@cse.kyutech.ac.jp

1. はじめに

REBCO 線材(RE:希土類)の研究及び開発が精力的に行われ、数百メートルオーダーの高品質線材の作製が可能になりつつある。この高性能化には、特性劣化の原因の一つである結晶粒界等の影響を極限的に減少させたことによるものである。したがって、このような高品質化により酸化物超電導体でも、超電導体内の電流路が均一化し、金属超電導体でよく知られた輸送電流に対する縦磁界効果が期待できる。

一般的に超電導体に電流を流す方向は、磁界に対して垂直に加え、この場合の臨界電流密度は磁界の増加と共に減少する。一方で、電流と平行に磁界を加える、すなわち縦磁界下では、磁界の増加と共に臨界電流密度が増加することが報告されている[1]。この特性を用いて、大電流輸送ケーブルやコイル等への検討が行われつつある。したがって、縦磁界効果を用いた今後の応用のためにも、このような環境下での臨界電流密度特性の調査が必要である。本研究では、RE 系コート線材に縦磁界を加えた場合の臨界電流密度を測定し、その特性について議論を行う。

2. 実験方法

測定に用いたコート線材は PLD 法で作製された GdBCO コート線材で、超電導層の厚さ d が 0.4、0.6、1.6 μm の3つの線材を用いた。臨界電流密度 J_c の測定には、直流四端子法を用いて、コート線材を幅 100 μm 、長さが 1 mm のマイクロブリッジに加工し測定した。 J_c は電界基準 $E_c = 1.0 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ で決定した。尚、全ての測定は液体窒素中 77.3 Kで行った。また、試料に加える磁界の方向は Fig. 1 (a)に示すように電流 I と垂直、すなわち c 軸からの角度を θ とした。また Fig. 1 (b)のような ab 面内での電流 I と磁界 B の角度を ϕ とし、この二つの測定を行った。尚両磁界方向とも $\phi, \theta = 90^\circ$ で電流と磁界が平行になる。

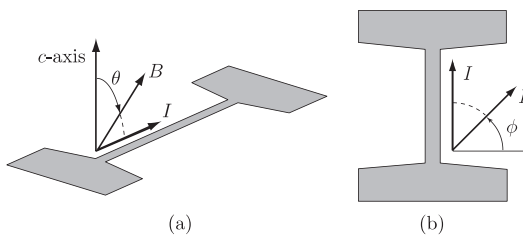


Fig. 1 Arrangement of specimen and magnetic field for the measurement of the critical current density.

3. 結果と検討

Fig. 2に $d = 0.6 \mu\text{m}$ の $\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$ 及び $\phi = 90^\circ$ の J_c の磁界依存性を示す。 $\theta = 0^\circ$ の J_c は磁界の増加と共に急激に減少しているのに対して、縦磁界下では金属超電導体での磁界に対して増加するような傾向[1]は得られないが、その依存性は緩やかな特性となる。また、定量的にも 1 T の磁界下では、 c 軸に平行磁界の $J_c(\theta = 0^\circ)$ に比べて縦磁界下では 4 倍程度大きくなっており、 $\phi = 0^\circ$ でも 1.4 倍程度大きくなる。また、同図の d の違いによる $J_c(\theta = 90^\circ)/J_c(\theta = 0^\circ)$ の比に注目すると、低磁界において、薄い線材の方が大きくなる。これは薄い線材の方が厚い線材に比べて $J_c(\theta = 90^\circ)$ の劣化が小さ

くなるため、薄い線材の方が縦磁界効果がより顕著であることがわかる。

Fig. 3 に $d = 0.6 \mu\text{m}$ の ab 平面内で電流 I と磁界 B の角度 ϕ を変化させた場合の $J_c - \phi$ 特性を示す。 $\phi = 90^\circ$ 近傍における J_c の変化は緩やかで、逆に $20 \sim 70^\circ$ 近傍では変化が顕著であることがわかる。このような振る舞いは、超伝導内部に残る不均一部分のために、電流が完全に均一に流れていないことによるものと考えられる。詳細な議論は当日行う。

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。

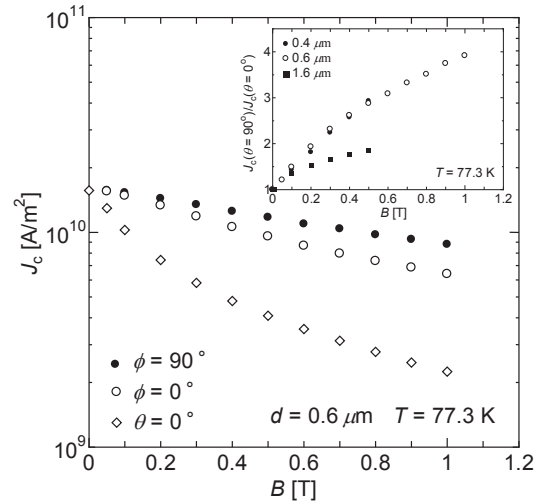


Fig. 2 $J_c - B$ properties of GdBCO coated conductors at 77.3 K. Inset shows the magnetic field dependence of $J_c(\theta = 90^\circ)/J_c(\theta = 0^\circ)$.

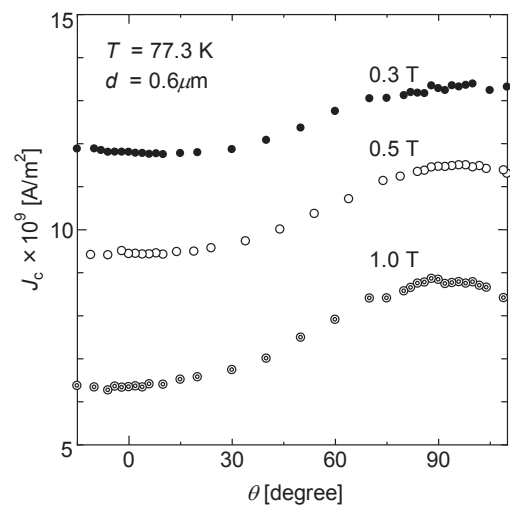


Fig. 3 $J_c - \phi$ properties of GdBCO coated conductors at various magnetic fields at 77.3 K.

参考文献

[1] Yu. F. Bychkov et al.: *JETP Lett.*, **9** (1969) p. 404

実用PLD-GdBCOコート線材の低温・強磁場での臨界電流密度特性と n 値特性

Critical current density and n value properties of practical PLD-GdBCO coated conductor in low temperature and high magnetic field

菊池 吉展, 淡路 智, 鈴木 匠, 渡辺 和雄(東北大); 藤田 真司, 大保 雅載, 飯島 康裕, 齊藤 隆(フジクラ)
 KIKUCHI Yoshinobu, AWAJI Satoshi, SUZUKI Takumi, WATANABE Kazuo (Tohoku Univ.); FUJITA Shinji, DAIBO Masanorii, IJIMA Yasuhiro, SAITO Takashi (Fujikura)
 E-mail: yk440213@imr.tohoku.co.jp

1. はじめに

希土類酸化物超伝導コート線材は強磁場中で高い臨界電流密度 J_c 特性を持ち、基板として機械特性の優れた材料を使用することで高い強度を持つため、その強磁場応用が期待されている。近年では長尺化も進み、数百メートルの長尺超伝導線材も開発され、実際にそれを使用した超伝導コイルの開発も行われている。しかし、希土類酸化物超伝導体は大きな異方性のため、磁場の印加方向によって臨界電流密度特性が大きく異なり、さらに c 軸に垂直に磁場を印加した場合、イントリンジックピンニングの影響のため n 値が大きく減少することが知られている[1,2]。これらの特性は応用において重要な問題となる。一方で強磁場応用のためには、低温・強磁場における超伝導特性の評価が必要であるが、非常に大きい J_c により測定が困難であり、実用線材においても超伝導特性の十分な評価は行われていない。

本研究では、実用 GdBCO コート線材の臨界電流密度特性と n 値特性を広い温度、磁場範囲で測定し、磁束ピンニングの観点を踏まえて議論する。

2. 試料緒言および実験方法

本研究で使用した試料はフジクラ製の実用 GdBCO コート線材である。試料は、PLD-CeO₂(約 500 nm)/IBAD-MgO(約 10 nm)/Y₂O₃(約 20 nm)/Al₂O₃(約 150 nm)/Hastelloy(100 μ m)/配向基板上に PLD 法によって膜厚 2 μ m の GdBCO 薄膜が成膜されている。また、安定化層として 2 μ m の Ag 層を用いている。この試料をフォトリソグラフィ及びウェットエッチング技術を用いて幅約 80 μ m、長さ約 1 mm のブリッジ状に加工した。

試料の J_c 特性は四端子法を用いて、通電法により測定した。このとき、臨界電流 I_c の電界基準は 1 μ V/cm とした。試料温度は 20 K 以上の温度範囲でヘリウムガスフローと試料ホルダー上のヒーターにより精密に調整し、磁場は 17 T まで印加した。

3. 結果および考察

J_c 特性測定の結果から、77.3 K、自己磁場下の J_c は 2.4 MA/cm²、 I_c は 462 A/cm-width であった。Fig.1 に $B \perp c$ の J_c と n 値の温度依存性、Fig.2 に $B \perp c$ の J_c と n 値の温度依存性を示した。17 T での J_c は、 $B \perp c$ において 40 K で 3 MA/cm²、 $B // c$ において 20 K で 1.1 MA/cm² を示した。 $B \perp c$ において、 J_c は低温になるに連れて単調に増加するにもかかわらず、 n 値は 60 K で大きく減少し、40 K で増加した。また、60 K の n 値は高磁場では磁場に対する依存性がほぼ無く、約 8 程度の値となった。この n 値の減少は、イントリンジックピンが周期的な相関ピンであるために起こる磁束系のキンク対励起によるものであり、40 K 以下での n 値の増大はキンク対の熱的励起が低温で抑制されるためである[2]。この振る舞いから、イントリンジックピンニングは 60 K 以下で支配的になると考えられる。一方で $B // c$ では、高磁場では n 値の増大が J_c の増大と共に見られるが、低磁場では n 値が約 20 程度で飽和しているように見える。これは、低磁場において何らかの n 値を制限するメカニズムが存在していることを示唆しているが、その詳細はまだ明らかではない。

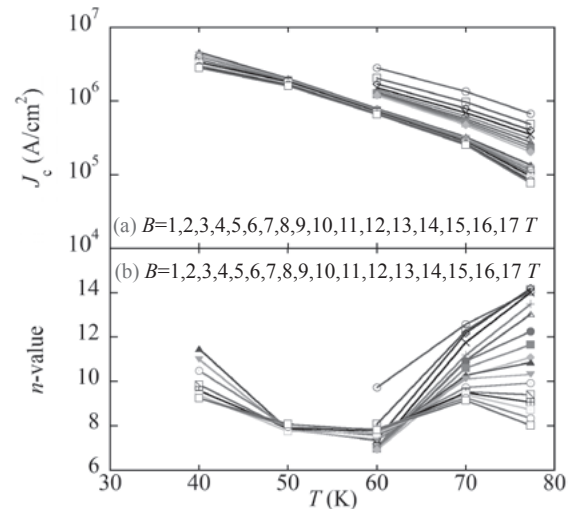


Fig.1 Temperature dependence of J_c and n -value at $B \perp c$

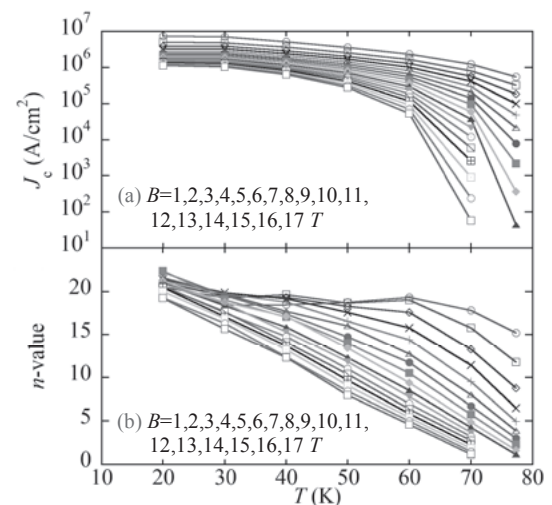


Fig.2 Temperature dependence of J_c and n -value at $B // c$

4. まとめ

フジクラ製の実用 GdBCO コート線材の広い温度、磁場領域での臨界電流密度特性を評価した。 J_c 特性測定の結果から 77.3 K での自己磁場下の I_c は 462 A/cm-w、17 T での J_c は $B \perp c$ 、40 K で 3 MA/cm²、 $B // c$ 、20 K で 1.1 MA/cm² を示した。また、 n 値の温度依存性から、 $B \perp c$ でイントリンジックピンニングは 60 K 以下で支配的になると考えられ、 $B // c$ では n 値を制限する何らかのメカニズムが存在することが示唆された。

参考文献

1. L. Civale, *et al.*: IEEE Trans. Appl. Supercond., 15 (2005) 2808.
2. S. Awaji, *et al.*: Appl. Phys. Express 4 (2011) 013101.

BaHfO₃を添加した PLD-GdBCO 線材の磁場中臨界電流特性

In-field critical current properties of PLD-GdBCO coated conductor doped with BaHfO₃ as artificial pinning centers

井上 昌睦, 山口 仁正, 榊原 崇志, 東川 甲平, 今村 和孝, 木須 隆暢 (九大);
淡路 智, 渡辺 和雄 (東北大); 飛田 浩史, 吉積 正晃, 和泉 輝郎 (ISTEC)

INOUE Masayoshi, YAMAGUCHI Yoshimasa, SAKAKIBARA Takashi, HIGASHIKAWA Kohei, IMAMURA Kazutaka, KISS Takanobu (Kyushu Univ.);
AWAJI Satoshi, WATANABE Kazuo (Tohoku Univ.); TOBITA Hiroshi, YOSHIZUMI Masateru, IZUMI Teruo (ISTEC)

E-mail: inoue@ees.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

近年、希土類系高温超伝導 (REBCO) 線材において、高い臨界電流 (I_c) 値を有する長尺の線材が得られるに至っている[1]。更なる磁場中 I_c 特性の向上のため、人工ピンニングセンターの導入が検討されている。種々の添加物の中でも特に注目されているのが BaHfO₃ (BHO) である。BHO を添加した GdBa₂Cu₃O_{7-δ} (GdBCO) 線材においては、磁場中の I_c 値が向上することに加えて、膜厚の増加に伴う I_c 値の飽和が緩和されることが知られており[2]、磁場中高 I_c 線材として期待されている。本研究では、BHO を添加した GdBCO 線材の臨界電流特性を明らかにするため、電流輸送特性の温度、磁場、磁場印加角度依存性を詳細に調べたので報告する。

2. 実験

試料は、BHO を添加した GdBCO ターゲットを用いて PLD 法により作製された PLD-GdBCO 線材で、約 690A/cm-w (77K, s.f.) の I_c 値を有している。超伝導層の膜厚は 3.2μm である。同線材を長さ 500μm、幅 60μm のマイクロブリッジに加工した後、直流四端子法により、電流-電圧特性の測定を行った。最大印加磁場は 17T、磁場印加角度の範囲は -30°~110°である。磁場印加角度は基板面に対して平行方向 ($B//ab$) を 0°、垂直方向 ($B//c$) を 90°と定義している。

3. 結果及び考察

Fig.1に垂直磁場中での I_c の温度、磁場依存性を示す。同図には、人工ピンの寄与を考察するため、人工ピンを導入していない高性能 GdBCO 線材 ($I_c=600A/cm-w$ 、膜厚=2.5μm) [1] の特性も示している。Fig.1を見てのとおり、BHO を添加した GdBCO 線材では、自己磁場近傍を除く、広い磁場領域に亘って I_c 値が向上している。例えば、77K、3T では 32A/cm-w から 93A/cm-w と約3倍の I_c 値が得られている。低温でも人工ピンの寄与と思われる I_c 値の向上が見られており、20K、17T では、人工ピン未導入線材の 370A/cm-w に対して 700A/cm-w の I_c 値が得られることが確認された。

77Kにおける I_c の角度依存性をまとめたのが Fig.2 である。人工ピン未導入線材と比較すると、幅広い角度領域に亘って I_c 値が向上していることが分かる。このような I_c 特性の向上は、(1) 角度依存性における最小 I_c 値を向上させ、かつ (2) I_c 値の異方性を低減させることから、実用上特に重要となる。本線材の場合、77K、3T における最小 I_c 値は約 81A/cm-w であり、人工ピン未導入線材の 31A/cm-w の約 2.6 倍になっている。これに伴い、 I_c の異方性 ($I_{c,max}/I_{c,min}$) も 2.5 から 1.1 に低減している。65K で I_c の磁場印加角度依存性等を含めた詳細については当日報告する。

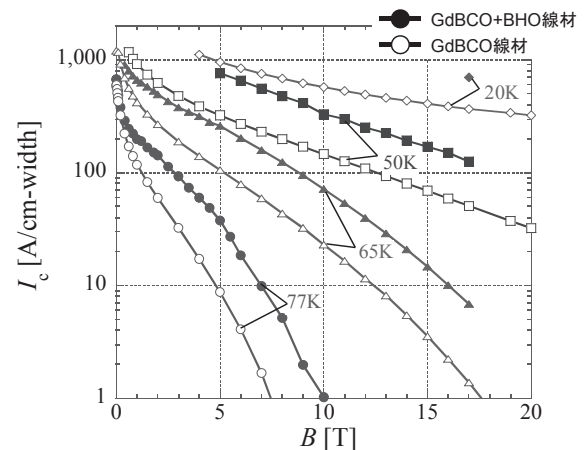


Fig.1 I_c - B - T characteristics in $B//c$.

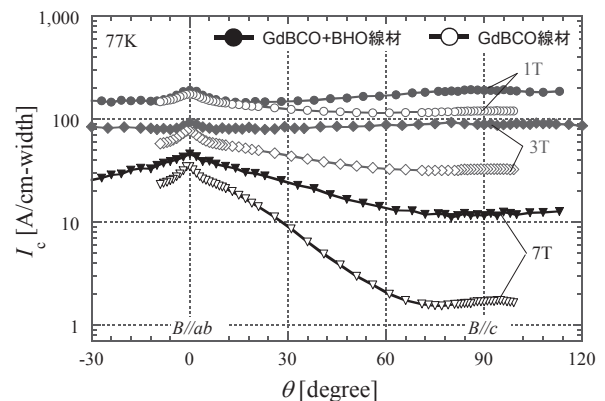


Fig.2 I_c - θ characteristics at 77K.

謝辞

本研究の一部は、イットリウム系超伝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。

参考文献

1. M. Inoue, *et al.*: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 83 1P-p35
2. H. Tobita, *et al.*: presented at this conference, 3A-p04

RE123系線材の応力 - ひずみ特性 (5) 実用線材のひずみ特性 2

Stress-strain characteristics on RE123 wires 5

山田 雄一, 山田 穰, 衣斐 顕, 吉積 正晃, 大熊 武 (ISTEC)

YAMADA Yuichi, YAMADA Yutaka, IBI Akira, YOSHIKUMI Masateru, OKUMA Takeshi (ISTEC)

E-mail: yamada-yuichi@istec.or.jp

1. はじめに

“イットリウム系超電導電力機器技術開発”において、実用線材として期待できる各種の製造プロセスでRE123系線材の開発を行っている。製造プロセスによって予歪量などが異なり、使用上重要な曲げひずみ特性が変化すると考えられる。

これまで、I-PLD (ISTEC 製)、F-PLD (フジクラ製)、K-MOD (昭和製) 及び S-PLD (住友製) の評価をしてきた[1]が、今回、主に SMES 用として開発がおこなわれている中部電力/古河電工製 CVD 線材 (以下 C-CVD) の曲げひずみ特性評価を行った。

また、主に大型コイル用に開発を進めている高工業的臨界電流密度 (J_c) 線材の曲げひずみ特性を測定し、基板厚さによる差異を評価した。

2. 評価線材と評価方法

C-CVD は、 $100\mu\text{m}$ のハステロイ基板上に、 $\text{Gd}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$ をスパッタし、IBAD による MgO 、 LaMnO_3 として PLD- CeO_2 を設けた後に MO-CVD 法によって Gd-YBCO を生成、銀保護膜を追加して製作されている。

また、高臨界電流密度を得るために ISTEC では、ハステロイ基板を通常の $100\mu\text{m}$ から $80\mu\text{m}$ や $70\mu\text{m}$ に変えた IBAD-PLD 線材を開発している。

曲げひずみ特性の測定は Goldacker 方式[2]の試験装置を用いた。液体窒素中で徐々に曲げを増加させ、曲げた状態で I_c を測定する Simple Bending。また、曲げを加えた状態で I_c を測定し (Bending)、一旦直状に戻して I_c を測定 (Bend-back) することを繰り返して徐々に曲げ直径を小さくしながら、元の I_c に対してどれだけ I_c が復帰するかを評価した。

3. 評価結果

Fig.1 に C-CVD 線材の Simple Bending の結果と Bending-Bend-back をまとめて示す。超電導層面が圧縮方向では、 I_c が 95% になる曲げ直径が 25mm 、最小径 10mm で約 30% の I_c 低下が生じたものの直状に戻すと回復した。一方引張方向では、約 15mm で急激に I_c が低下し、95% 維持点が 22mm 、99% まで回復する点が 16mm であった。

Fig.2 にハステロイ基板をそれぞれ $100\mu\text{m}$ 、 $80\mu\text{m}$ 、 $70\mu\text{m}$ とした I-PLD 線材の曲げひずみ特性を示す。圧縮方向では、 I_c が 95% になる曲げ直径がそれぞれ、 22mm 、 15mm 、 13mm 、最小径 10mm の I_c 維持が 81%、89%、92% であり、いずれも直状に戻すと回復した。一方引張方向では、 I_c が 95% になる曲げ直径がそれぞれ、 25mm 、 15mm 、 15mm であった。

4. 結論

従来から評価してきた PLD や MOD ではない MO-CVD というプロセスの超電導層であったが、他のプロセスの線材とほぼ同様、引張方向で $15\text{--}20\text{mm}$ の曲げ直径での I_c 維持が 95% であった。また、ハステロイ基板を薄くすると、許容曲げ直径は小さくなる事が確認された。これは、基板の厚さの違いによる超電導層のひずみの大きさと説明できる。

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研究として、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) の委

託を受けて実施したものである。線材提供に関して中部電力殿及び古河電工殿のご協力を頂きました。ここにお礼申し上げます。

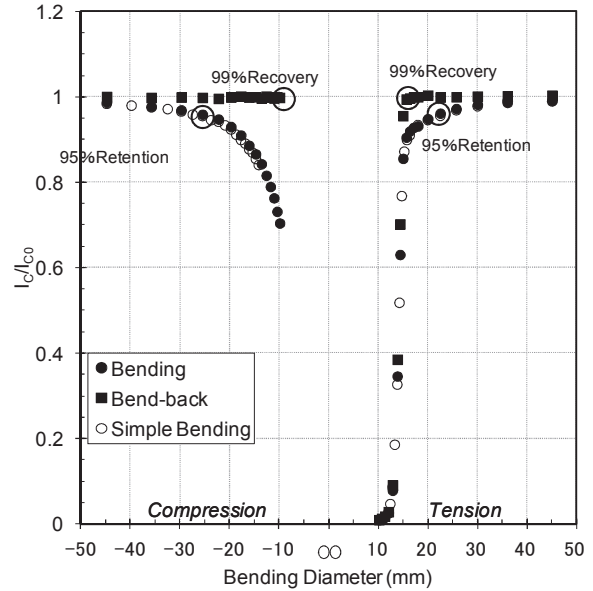


Fig. 1 Bending characteristics of wires (C-CVD)

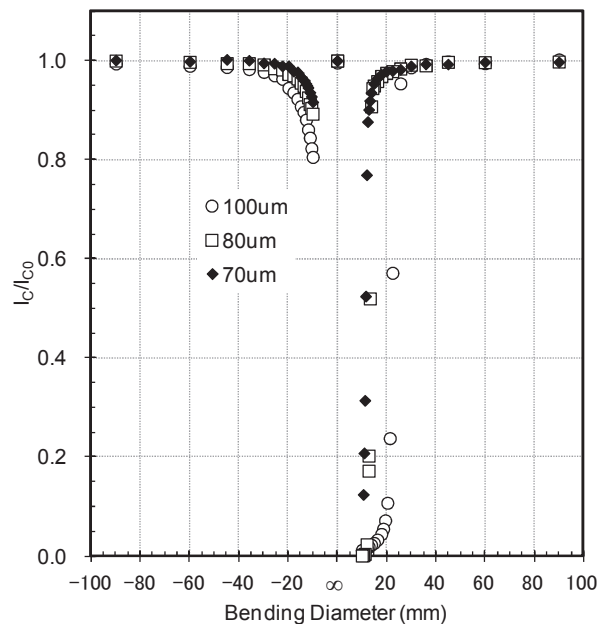


Fig. 2 Bending characteristics of wires (I-PLD) for various thickness of substrate.

参考文献

- 山田他:低温工学 46 巻 5 号, P246
- W. Goldacker, et al.: 2002 Adv. Cryog. Eng. Vol. 48 (2002) P469

R_EBCO Coated Conductor 中の微細双晶と機械的性質への影響

Micro twin structure and its influence to mechanical properties in R_EBCO coated conductors

長村 光造(応用科学研)、町屋 修太郎(大同大学)、土屋 佳則(物材機構)、
鈴木 裕士、菖蒲 敬久(原子力機構)、佐藤直(JASRI/Spring-8)、落合昭治郎(京大)
OSAMURA Kozo (RIAS), MACHIYA Shutaro (Daido Univ), TSUCHIYA Yoshinori (NIMS),
HSUZUKI Hiroshi and SHOBU (JAEA), SATO Masugu (JASRI/Spring-8) and OCHIAI Shojiro (Kyoto Univ)
E-mail: kozo_osamura @rias.or.jp (9 point)

1. はじめに

量子ビーム法により YBCO テープ中の超電導層に関して測定された回折弾性定数および全歪に異常な振る舞いがあることを報告した¹⁾が、それは双晶構造に密接に関連することを定量的に検討したので報告する。

2. 実験方法

供試料として SP-YBCO、AMSC-YBCO/SUS、KERI-SmBCO、Fujikura-GdBCO の 4 種類を用いた。ここで前 3 者はテープ軸方向に<100>方向が面内配向し、Fujikura は<110>方向が面内配向する特徴がある。歪測定は Spring-8 の BL46XU (単色 x 線) および BL28B2 (白色 x 線) で実施した結果について報告する。

3. 実験結果および考察

超電導層の歪は全歪 = 熱歪 + 格子歪として与えられる。SuperPower 社の YBa₂Cu₃O_{6+d} (YBCO) 薄膜についての全歪の引張歪依存性を図 1 に示す。印加した引張歪 A=0 のところで示される熱歪は圧縮性であることがわかる。(040),(400)の面間隔の印加歪依存性はテープ軸方向では印加歪 0.3% までほぼ直線であり、テープ横方向では 0.5% 付近まで直線関係が保たれている。この直線部分の勾配つまり A_{hkl}/A を表 1 に示す。(040)の勾配は(400)の勾配より小さく、さらにどちらの勾配も 1 より小さい。一方横方向の勾配は -0.32 であった。このことより Poisson 比は 0.35~0.38 になった。それ以外の 3 種類のテープについても表 1 に示すように同様な結果が得られた。

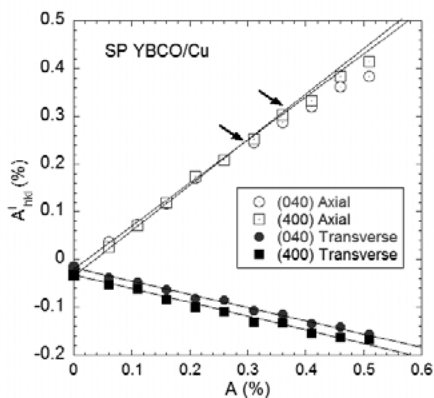


Fig. 1 Change of total local strain as a function of applied strain for SP YBCO/Cu tape.

SP, AMSC, KERI の試料では微細双晶の<100>軸がテープ軸に平行である。テープ軸方向の勾配が 1 より小さいことが Y と S_m に系が変わっても同様であることが確認された。Fig. 2(a) に示す構造モデルで示される Reuss の条件でこの微細構造に対応する応力-歪の応答関係を定式化し考察したところ、双晶界面が力学的に軟らかい状態にあることが推定された。Poisson 比は実験的に 0.24 から 0.38 の範囲にあることが分かったが、本来 YBCO の Poisson 比は理論的に 0.12~0.14 であることが期待されている²⁾。このことよりコーテッドコンダクターでは下地効果により変形が相当

拘束されていることが推定された。一方<110>配向する Fujikura のテープの構造は Fig. 2(b) に示される Voigt モデルによって表される。このとき問題としている初期勾配は 1 になるはずであり、実際 Table 1 に示すように 0.96 とほぼ 1 に近い値が実験的に得られている。

以上今回の実験で、熱歪を正確に評価すること、引張軸方向と横方向のデータを得ることにより、微細双晶を含む超電導層の力学状態を定量的に評価する足掛かりを得ることができた。

Table 1 Initial slope and Poisson ratio determined from various crystal planes for four kinds of R_EBCO coated conductors.

	hkl	Initial Slope		Poisson Ratio
		Axial	Transverse	
AMSC YBCO/SUS	200	0.84	-0.30	0.36
	020	0.78	-0.39	0.50
SP YBCO/Cu	400	0.91	-0.32	0.35
	040	0.84	-0.32	0.38
KERI SmBCO	400	0.98	-0.24	0.24
	040	0.91	-0.24	0.26
Fujikura GdBCO	110	0.96	-0.31	0.32

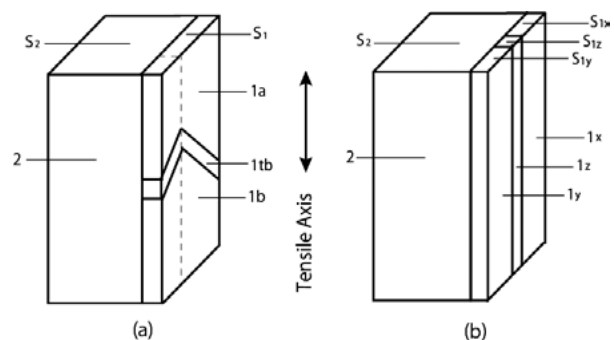


Fig. 2 Model structures of coated conductor under constant stress (a) and under constant strain (b).

参考文献

- 1) 長村光造、町屋修太郎、土屋佳則、ハルヨ ステファン、鈴木裕士、菖蒲敬久、桐山幸治、菅野未知央；YBCO Coated Conductor における局所歪と双晶構造の相関、第 82 回 2010 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 16, (2010)。
- 2) S. Machiya, K. Osamura, T. Shoubu, K. Kiriya, M. Sugano and K. Tanaka, „Macroscopic Elastic Constant Analysis and Strain Behavior of Crystal on YBCO Layer in YBCO Coated Conductor“, *TEION KOGAKU (J. Cryo. Soc. Jpn)* vol 45, pp 233 - 236, 2011

REBCO 線材のひずみ特性に及ぼす超伝導膜結晶方位の影響

Influence of crystal orientation on strain effect in REBCO coated conductors

菅野未知央 (高エネ研) ; 町屋修太郎 (大同大) ; 小黒英俊 (東北大学) ;
式町浩二, 渡部智則, 平野直樹, 長屋重夫 (中部電力) ;
和泉輝郎 (SRL) ; 齋藤隆 (フジクラ)

SUGANO Michinaka (KEK); MACHIYA Shutaro (Daido Univ.); OGURO Hidetoshi (Tohoku Univ.);
SHIKIMACHI Koji, WATANABE Tomonori, HIRANO Naoki, NAGAYA Shigeo (Chubu Electric Power);
IZUMI Teruo (SRL); SAITO Takao (Fujikura Ltd.)
E-mail : sugano@kuce.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

REBCO 線材では、可逆的な臨界電流のひずみ効果が存在することが知られている。一般的に 77 K、自己磁場では I_c が最大値を持つ放物線的なひずみ依存性が多く観察されている。しかし、一部の線材ではピークが見られず、ほぼ線形なひずみ依存性を示す例も報告されており、統一的な振る舞いとは言えない。また、このようなひずみ依存性の違いが何に起因しているのかという視点からの研究は、ほとんど報告されていない。本研究では、ひずみ依存性の違いの一要因として REBCO 膜の結晶方位の違いに着目した。 I_c のひずみ依存性と放射光による内部ひずみ測定を併用し、異なる配向方位の線材に生じる内部ひずみ状態の違いが I_c のひずみ効果に与える影響について調べた。

2. 実験方法

YBCO、(Y,Gd)BCO、GdBCO の各線材について、77 K、自己磁場で I_c の引張りひずみ依存性を測定した。これに加えて、圧縮側の振る舞いについても調べることを目的として、Goldacker 型の曲げ装置 (最小曲げ径 6 mm) を用いて、 I_c の曲げひずみ依存性についても測定を行った。

また、 I_c のひずみ依存性に違いが見られた 2 種類の GdBCO 線材について、大型放射光施設 SPring-8 において、引張りひずみを負荷した状態で GdBCO 膜の内部ひずみを評価した。ビームエネルギーとして 19.5 KeV を選択し、透過配置で段階的に変化させた負荷ひずみごとに (200)、(020)面の回折パターンを測定し、格子面間隔の変化から室温での a 、 b 軸の格子ひずみを求めた。

3. 結果および考察

I_c の引張りひずみ特性を様々な REBCO 線材について測定した結果、GdBCO 線材のうちの一種類で可逆範囲のひずみ感受性が非常に小さいことが明らかになった。今回実験に用いた 2 種類の GdBCO 線材の曲げひずみ特性を Fig. 1 に示す。PLD-Gd-I と比較して、PLD-Gd-F1 のひずみ依存性が非常に小さいことがわかる。

PLD-Gd-I 線材は、CeO₂/LMO/IBAD-MgO 上に GdBCO 膜が成膜されている。一方、 I_c のひずみ依存性が緩やかであった PLD-Gd-F では、CeO₂/IBAD-MgO という中間層の構造を有するという違いがある。両線材の GdBCO 膜の配向方位を放射光による回折測定により調べた。その結果、PLD-Gd-I では、 a または b 軸が線材軸方向または幅方向に配向しているのに対して、PLD-Gd-F では a 、 b 軸が面内で 45° 回転している、すなわち <110> が線材軸方向に配向していることが明らかになった。

このような結晶配向の違いが内部ひずみに与える影響を調べるために、それぞれの線材について軸方向に引張りひずみを負荷した場合の a 、 b 軸の格子ひずみ変化を放射光ひずみ測定により室温で評価した。PLD-Gd-I 線材については、双晶の存在により線材軸方向に a または b 軸が配向

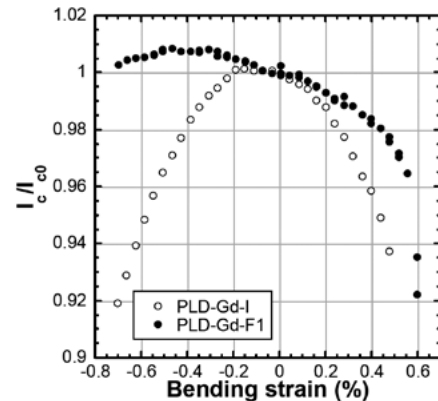


Fig. 1 I_c as a function of bending strain at 77 K for GdBCO coated conductors.

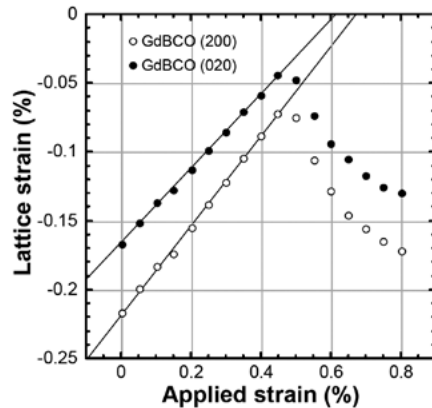


Fig. 2 Lattice strain of GdBCO film of which <110> direction orients to the tape length (PLD-Gd-F) the tape length.

した 2 つのドメインが存在するが、そのそれぞれについて軸方向、幅方向の格子ひずみ測定を行った。一方、<110> が線材軸方向に配向した PLD-Gd-F 線材では、対称性から実質 1 方位であり、その a 、 b 軸の格子ひずみを測定した。

Fig. 2 に PLD-Gd-F の負荷ひずみに対する GdBCO 膜の格子ひずみの変化を示す。低ひずみ領域部分の線形近似により、 y 切片から室温での残留ひずみが、直線の勾配から「格子ひずみ/負荷ひずみ」に相当するひずみ変化率が評価できる。2 種類の線材について、これらの値を比較すると、PLD-Gd-I では、各ドメイン内で異方的な 2 次元ひずみ状態を有していることが明らかになった。それに対して、PLD-Gd-F では等方的なひずみ状態であった。さらに、ひずみ変化率は、PLD-Gd-F は他方の約 1/3 であり、これにより Fig. 2 のひずみ依存性が定性的に説明できた。

謝辞

本研究は、NEDO の委託事業「イットリウム系超電導電力機器技術開発」の一環として実施したものである。

Bi2223 線材の高 I_c 化開発

Development of Bi2223 wire for higher critical current

菊地 昌志, 小林 慎一, 鍵山 知宏, 山崎 浩平, 山出 哲, 中島 隆芳, 林 和彦, 佐藤 謙一(住友電工)
;北口 仁(NIMS);下山 淳一(東大)

KIKUCHI Masashi, KOBAYASHI Shinichi, KAGIYAMA Tomohiro, YAMAZAKI Kouhei, YAMADE Satoru,
NAKASHIMA Takayoshi, HAYASHI Kazuhiko, SATO Kenichi (Sumitomo Electric Industries, LTD.)
; KITAGUCHI Hitoshi (NIMS); SHIMOYAMA Junichi (University of Tokyo)
E-mail: kikuchi-masashi@sei.co.jp

1. はじめに

当社は、幅広い超電導応用機器への適用を考え、様々な品種の銀シース Bi2223 超電導線材 (DI-BSCCO[®]) を製造している[1]。このうち、ベースとなる Type H (高電流密度タイプ) の I_c (77 K, s.f.) は、短尺で 250 A を達成した他、1km 級長尺線では 200 A を超える水準に達している。Type H の I_c 向上は高強度仕様である Type HT (3-ply) の I_c 向上に直結することから、Type HT の需要はさらに増えてくるものと考えられる。一方でマグネット応用に向けては、20 K ~ 30 K で数 T の磁場が線材に印加される環境に適応させるべく、磁場中 I_c ならびに機械強度の改善が必要不可欠であると考えている。そこでわれわれは、昨年より進めているキャリアドープ状態の磁場中 I_c への影響[2]に関する考察を進めるとともに、また機械強度を大きく向上させた”New Type HT”の検討も進めている。

2. 磁場中 I_c とキャリアドープ状態との関連調査

(1) 実験方法

加圧焼成 (CT-OP[®]) を経た典型的な Type H 線材から 12cm 長の試料片を複数本切り出し、650°C 以下の温度で様々な雰囲気下で追加アニールを実施することで、キャリアドープ状態の異なる 3 種類の試料を準備した。キャリアドープ状態が及ぼす低温磁場中 I_c への影響を明らかにするため、4.2 K ~ 90 K まで広く温度を変えて直流 4 端子法によって I_c を測定した。磁場は 0 ~ 10 T の範囲で c 軸に平行な方向に印加した。

(2) 実験結果ならびに考察

Fig.1 に 30 K における I_c の磁場依存性を示す。オーバードープ試料は、77K、自己磁場下で最も高い I_c を有する最適ドープ試料に対して同等以上の低温磁場中 I_c を示しており、マグネット応用に向けてはオーバードープとしておくことが望ましいことがわかる。Fig.1 の挿入図に示したピン力密度 (F_p) の磁場依存性より、4 T から 8 T までの磁場領域においてキャリアドープ状態に応じてピンニング特性が高くなっており、この傾向は 20 K でも観測されている。このことから、低温下、特定の磁場領域においてキャリアドープ状態に依存した何らかのピンが有効に働いている可能性を示唆される。

3. Type HT 高強度化検討

(1) 実験方法

われわれは、現状の Type HT よりもさらに機械強度を高めた新たな Type HT-SS の可能性を検討している。そこで、Type HT-SS20 (20 μ m 厚みステンレステープ補強) をベースとして、同材質の補強材における厚みを最大 100 μ m まで系統的に変えた 3-ply 試料を準備し、各試料の機械特性を評価するため、N3 で液体窒素中引っ張り試験、ならびに室温曲げ試験を実施した。

(2) Type HT 機械特性向上試験結果

各種 Type HT-SS 試料の許容最大応力は、Fig.2 に示すように補強材厚みを大きくするほど改善され、補強材厚み 50 μ m で既に 350 MPa に到達している。補強材の材質や半田集合プロセスの改良により、77 K における許容最大応力はさら

に改善する見込みである。なお、測定データは計算値と良く一致しているため、厚みを変えてもフィラメント破断のメカニズムは同様であると考えられる。当日は、これら試作サンプルの I_c 特性と曲げ試験結果についても報告する。

Table.1 Specifications of the Type H samples with various carrier doping state.

Sample#	Carrier doping state	I_c (77 K, s.f.)
1	Over doped	160 A
2	Optimally doped	182 A
3	Under doped	154 A

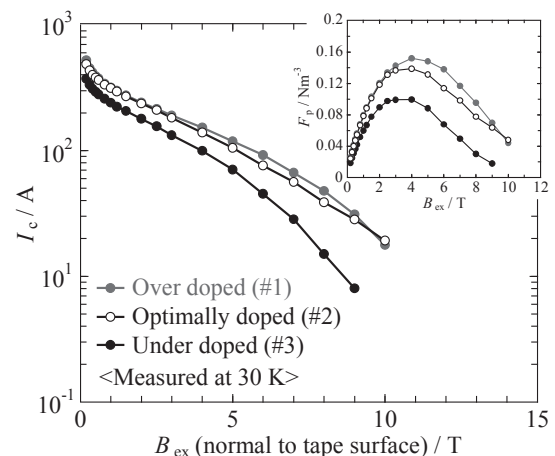


Fig.1 Critical currents and Pinning strength densities of the Type H samples with various carrier doping state.

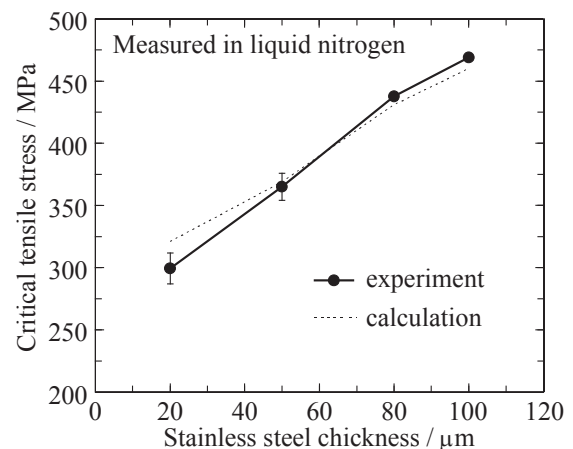


Fig.2 Tensile stress dependence of Type HT-SS samples on their laminating tape thicknesses.

参考文献

- http://www.sei.co.jp/super/hts/index.html
- S. Yamade, *et al.*:2011 年度春季低温工学予稿集, p.113

Bi2223 焼結体における粒間、粒内の臨界電流特性

Critical current properties of inter- and intra-grain of Bi2223 sintered bulks

下山 淳一、小畑 圭亮、田島 諒介、山本明保、荻野拓、岸尾光二(東大院工)、鍵山知宏、小林慎一(住友電工)
 SHIMOYAMA Jun-ichi, OBATA Keisuke, TAJIMA Ryosuke, YAMAMOTO Akiyasu, OGINO Hiraku, KISHIO Kohji
 (Univ. of Tokyo),

KAGIYAMA Tomohiro, KOBAYASHI Shin-ichi (Sumitomo Electric Industries, Ltd.)

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

1. はじめに

Bi2223 線材は現在、最も普及している高温超伝導線材であり、これまでに送電ケーブルや各種超伝導磁石、電流リードなど広い用途で試用、実用が進められてきた。特に加圧焼成法の採用[1]による DI-BSCCO®線材は、臨界電流特性の向上と同時に量産性、歩留まりも著しく改善しており、工業製品の域に至ったといえる。確かに最近の DI-BSCCO 線材の 77 K における臨界電流(J_c)は短尺線材で 250 A、長尺の量産線材でも 200 A に達しており、様々な実用に十分な性能ではあるが、酸化物部分の J_c としては $7 \times 10^4 \text{ Acm}^{-2}$ 程度でしかなく、まだ改善の余地が大きい。まず、Bi2223 のフィラメントにおいて結晶が強く c 軸配向しているのは銀との界面近傍だけで、それ以外の大半の部分は配向が乱れており、電流輸送にほとんど寄与していないことが挙げられる。さらに Bi2223 層中の Bi2212 相の残存も電流輸送の障害因子になっており、また、Bi2223 における金属組成の不定比性についても十分に制御できていない。このような複数の原因によって DI-BSCCO 線材の J_c が抑制されているが、その改善に向けては仕込組成や加工・焼成プロセスだけでなく後熱処理過程の最適化も重要である。それは、最終焼成までの過程で形成された配向組織を変えずに、Bi2223 相以外の相の分布やサイズ、Bi2223 相の金属組成およびキャリアドープ状態が粒界の臨界電流特性に及ぼす影響の把握は、高 J_c 化に向けての有効な指針を与えるからである。以上の背景のもと、本研究ではあえて粒間結合に劣る無配向の焼結体を試料とし、後熱処理条件と粒間、粒内の臨界電流特性の変化を調べ、Bi2223 線材の後熱処理過程の最適化に向けて有効な知見を得ることを目指した。

2. 実験方法

試料の仕込組成を $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.35}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ とし、800°C で 10 h 空気中で仮焼し、ペレット成型後に酸素分圧 0.05 atm 下、830°C で 12 h 焼成し、ほぼ Bi2223 単相の焼結体を得た。これを粉砕後、再びペレット成型し、酸素分圧 0.05 atm 下、830°C で 24 h 焼結した。焼結体の一部は 720°C、100 h、 $\text{PO}_2 = 0.01$ atm の還元雰囲気下でアニールした。最後に試料の酸素量を空气中 550°C でアニール後急冷、または酸素気流中 300°C でアニールすることにより調節した。前者からはほぼキャリアの最適ドープ状態の、後者の場合にはオーバードープ状態の試料が得られる。超伝導特性は SQUID 磁束計により評価し、粒間、粒内の臨界電流特性は残留磁化法によって調べた。

3. 結果と考察

Fig. 1 に Bi2223 焼結体の ZFC および FC 磁化の温度依存性を示す。粉末 X 線回折では全て Bi2223 相単相の試料であったが、還元アニールを経ない試料の転移は鈍い一方、還元アニールを追加した試料は鋭い転移を示した。また、550°C、空气中でアニールした試料のほうはややブロードな転移を示している。これらの試料の 40 K における残留磁化の印加磁場依存性を Fig. 2 示した。2 つの平坦部のうち低印加磁場側が粒界をまたいだ試料全体の磁化、高印加磁場側が結晶内ま

で十分に侵入した磁束の磁化を反映している。この結果は還元アニールの追加により粒界の J_c が大きく改善し、さらにキャリアのオーバードープによってそれがさらに高くなることを意味している。また、結晶粒内の J_c にも同様な傾向がみられたが、改善の割合は粒界よりはるかに小さい。さらに興味深いことに、粒界の H_{c1} が還元アニール、キャリアドープによって系統的に上昇している。以上の結果より、後熱処理の効果は粒界の特性により大きく現れることが明らかになった。

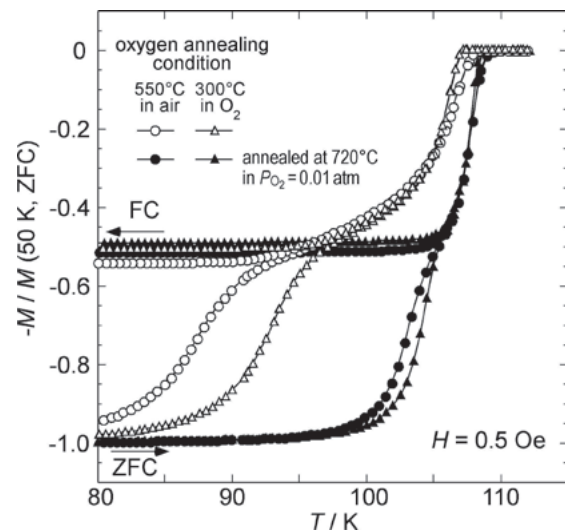


Fig. 1 ZFC and FC magnetization curves of Bi2223 sintered bulks measured under 0.5 Oe.

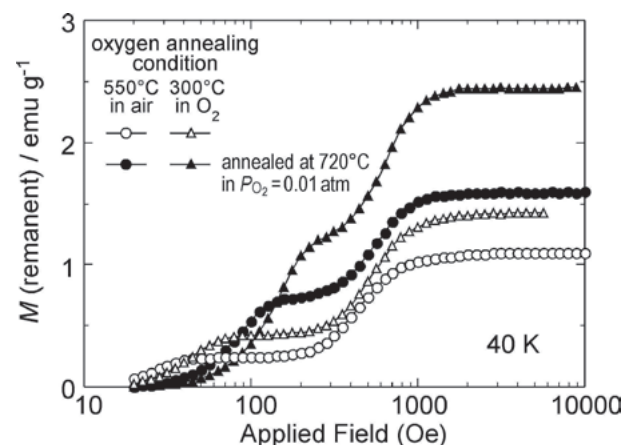


Fig. 2 Applied field dependence of remanent magnetization of Bi2223 sintered bulks at 40 K.

参考文献

1. S. Kobayashi *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** (2005) 2534.

c 軸配向 Bi(Pb)2223 バルクにおける加圧焼成条件と臨界電流特性の関係 Relationship between sintering conditions under high gas pressures and critical current properties of c-axis oriented Bi(Pb)2223 bulks

小畑 圭亮, 下山 淳一, 田島 諒介, 山本 明保, 荻野 拓, 岸尾 光二(東大院工); 小林 慎一, 林 和彦(住友電工)
OBATA Keisuke, SHIMOYAMA Jun-ichi, TAJIMA Ryosuke, YAMAMOTO Akiyasu, OGINO Hiraku,
KISHIO Kohji (Univ. of Tokyo); KOBAYASHI Shin-ichi, HAYASHI Kazuhiko (Sumitomo Electric Industries, Ltd.)

E-mail: tt106654@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

Bi 系銅酸化物超伝導材料では c 軸配向組織の形成にプレスや圧延など機械的配向法が広く用いられているが、プレス面や銀界面近傍以外の配向が不十分であり、実質的に輸送電流にほとんど寄与しない[1,2]。そこで我々は磁場中スリップキャスト法により内部まで c 軸配向させた粉末堆積物を焼結することにより、試料全体にわたって高い臨界電流密度をもつ Bi(Pb)2223 バルクの開発を試みている[3]。前回の発表では無配向の多結晶体に対して様々な条件で加圧焼成を行い、相対密度 93%という高密度バルクが得られたことを示し、さらに 20 K、1 kOe の低磁場下で 1.0×10^4 A/cm² という無配向バルクとしては高い J_c を報告した[4]。今回は c 軸配向バルクに対して加圧焼成を行った結果を報告する。

2. 実験方法

仕込組成を Bi_{1.7}Pb_{0.35}Sr₂Ca₂Cu₃O_y とし、固相反応法により得られた単相の Bi(Pb)2223 焼結体を粉砕し、Bi(Pb)2223 粉末を得た。この単相粉末を分散剤、結合剤とともにエタノール中に分散させ、10 T の磁場中で溶媒を乾燥することで c 軸配向体を得た。得られた c 軸配向体を脱媒後、銀管に封入し、加圧焼成法により焼結した。加圧焼成は 805°C で 8 h 行い、この温度で酸素分圧が 0.05 atm、全ガス圧が 100 atm になるように酸素、アルゴンの初期充填ガス圧を制御した。作製したバルクの一部に対しては 725°C、酸素分圧 0.005 atm 下で 100 h ポストアニールを行った。最後に全ての試料を空气中、400°C でアニール後、急冷し、Bi(Pb)2223 相の酸素量を制御した。構成相の同定及び格子定数の評価は X 線回折測定、微細組織観察は SEM により行った。磁化特性は SQUID 磁束計を用いて調べ、 J_c は磁化ヒステリシスの幅から試料サイズをもとに拡張 Bean モデルによって計算した。

3. 結果と考察

Fig. 1 に無配向バルクと磁場配向バルクの断面の二次電子像を示した。無配向バルクでは平板状結晶が無秩序に並んでいるのに対して、磁場配向バルクでは平板状結晶が印加した磁場の方向に積み重なるように配向していることが分かる。

また、Fig. 2 にこれらのバルクの 20 K における J_c の磁場依存性を示した。磁場配向法を適用することで低磁場における J_c が向上し、1 kOe における J_c が 2.3×10^4 A/cm² という Bi(Pb)2223 焼結体バルクにおいて非常に高い値を達成した。なお、高磁場における J_c は無配向のバルクに比べて低くなっていることも、磁場配向体が確かに c 軸配向していることを示唆する結果である。当日は熱処理過程と構成相の分布の変化および臨界電流特性との関係についても議論する。

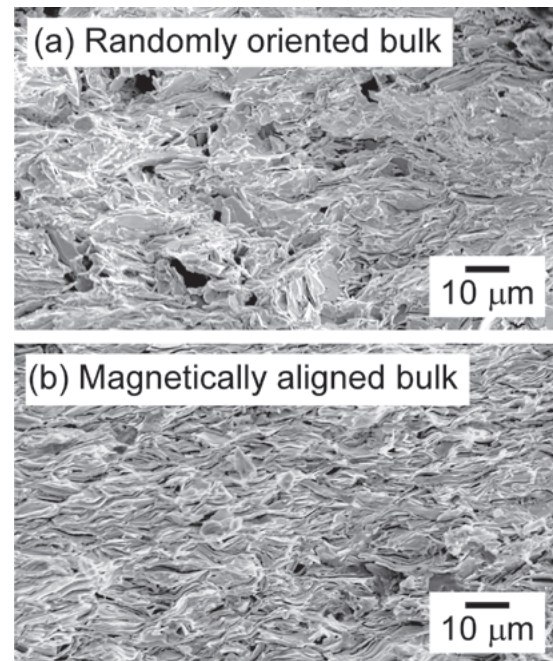


Fig. 1 Secondary electron images of cross section of randomly oriented (a) and magnetically aligned (b) Bi(Pb)2223 bulks.

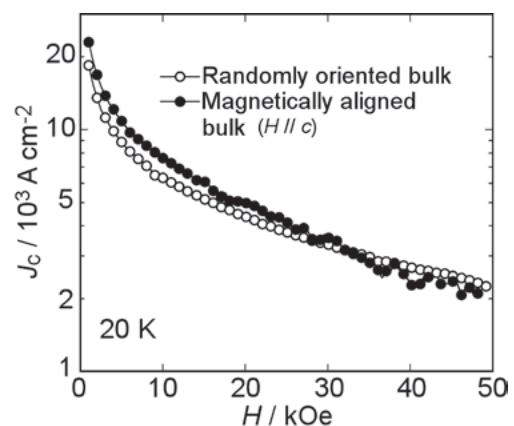


Fig. 2 J_c - H curves at 20 K of randomly oriented and magnetically aligned Bi(Pb)2223 bulks.

参考文献

- [1] W. Pachla *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **14** (2001) 631-636.
- [2] S. Patnaik *et al.*, *IEEE. Trans. Appl. Supercond.* **13** (2003) 2930-2933.
- [3] K. Takimoto *et al.*, *IEEE. Trans. Appl. Supercond.* **19** (2009) 3080-3083.
- [4] 小畑他, 2011 年度春季低温工学・超電導学会 2D-a04

本研究は、JST の戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)の支援を受けて実施したものである。

(Ba,K)Fe₂As₂ 線材における組織と J_c の磁場温度依存性

The microstructure and J_c-B-T properties of Ag-sheathed (Ba,K)Fe₂As₂ wires

松本 明彦, 戸叶 一正, 熊倉 浩明(物質・材料研究機構)
 MATSUMOTO Akiyoshi, TOGANO Kazumasa, KUMAKURA Hiroaki(NIMS)
 E-mail: matsumoto.akiyoshi@nims.go.jp

1. はじめに

新たに発見された鉄系超伝導体は比較的高い臨界温度を有していることから、物質探索が盛んに行われてきた[1]。発表から短期間で高い T_c を持つ相が次々と発見されていたが、現在では落ち着いてきている。一方で、鉄系超伝導体は高い上部臨海磁界 H_{c2} も有していることから、4.2 K あるいは伝導冷却等で達成可能な 20 K 近傍における高磁界での応用が期待されている。応用では薄膜や線材が考えられるが、薄膜においては 111 相から 1111 相まで種々の方法で作製されてきた。特に 122 相においては高い臨界電流密度(J_c)特性も報告された[2]。一方で、低温高磁界下でのマグネット等への最も有用な応用である線材については今まで非常に低い値しか報告されていなかった[3]。我々のグループでは中国 Ma らのグループで最初に導入された Ag 添加をした線材[4]を作製することによって、Ma らのグループを超える J_c を持つ線材作製に成功した[5]。本研究では (Ba,K)Fe₂As₂ 丸線材について各温度における J_c 特性の磁場依存性について報告を行う。

2. 実験方法

前駆体は熔融反応法で作製した。グローブボックス内で Ba, K, FeAs 合金、Ag のチップを BN のつばに挿入後、アーク溶解炉にて SUS 管に封入して高温(~1050℃)の熱処理を行った。Ag は結晶粒間の接合を改善する目的で添加した。得られたバルク体を粉末にし、銀管に封入して溝ロール、スウェージで線状(2 mm 径)に加工し、さらに単尺試料を SUS 管に封入して焼結のための熱処理を行った。熱処理温度は 850℃である。得られた試料については温度可変が可能なインサートを使用し、ガス冷却を行い、10 K から転移温度直下の 35 K 付近まで通電法による I_c 測定を行った。

3. 実験結果および考察

Figureは4.2 Kと20 Kにおける(Ba,K)Fe₂As₂線材の特性と比較のために各種線材の特性をプロットした図である。4.2 KにおいてはToganoらの報告にあるようにJ_cとしてまだ十分な値ではないが、高磁界までほとんどJ_cの減少がない状態で維持されることがわかっている[5]。これらの挙動は低温高磁界特性がよいBi2212線材とはほぼ同様の挙動を示している。さらに興味深い点としては15 Tを超えるあたりでMgB₂線材より高い特性を有していることである。一方、20 KにおいてはNb系線材は使用できないため、競合する線材がMgB₂やビスマス、イットリウム系線材となる。MgB₂線材のJ_cが5 T程度で急激に減少するのに対して、(Ba,K)Fe₂As₂線材では18 Tにおいても100 A/cm²を超えることがわかった。以上の結果は、(Ba,K)Fe₂As₂の高いH_{c2}によるものであると考えられる。

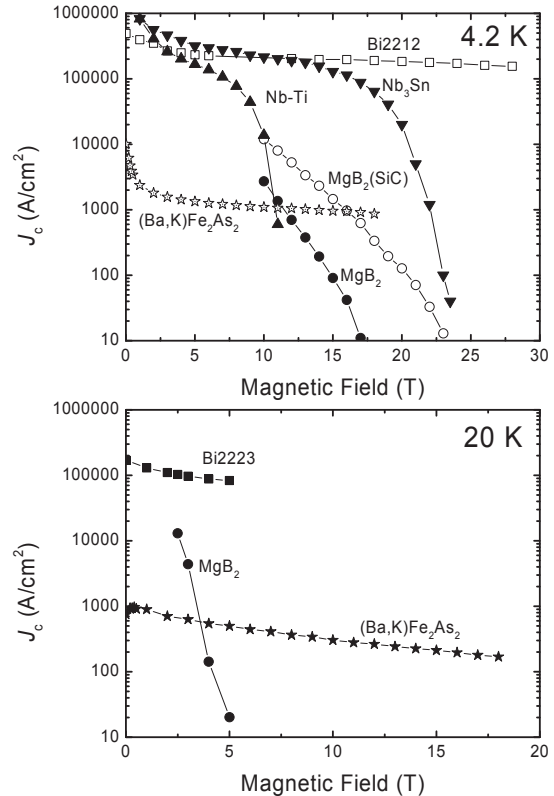


Figure J_c-B properties of superconducting tapes and wires at 4.2 K and 20 K

4. 謝辞

本研究は、科学技術振興機構の戦略的創造研究推進事業(JST-TRIP)および日本学術振興会の最先端研究開発支援(FIRST)プログラムにより助成を受けたものである。

参考文献

1. Kamihara et al.: J. Am. Chem. Soc. 130, 3296-3297 (2008)
2. Katase et al.: Nature com.2, 1, (2011)
3. Y. Mizuguchi et al.: Appl. Phys. Express 2(2009) 083004.
4. Y.P. Qi et al.: Supercond. Sci. Technol. 23(2010) 055009.
5. K. Togano et al.: Appl. Phys. Express 4(2011) 083004.

YBCO 薄膜の過電流通電特性

Over-current Characteristics of YBCO Superconducting Thin Films

斉藤 嘉輝(中央大学); 市川 路晴, 一瀬 中(電中研)
 SAITO Yoshiaki(Chuo-University); ICHIKAWA Michiharu, ICHINOSE Ataru(CRIEPI)
 E-mail: n50032@educ.kc.chuo-u.ac.jp

1. はじめに

SN 転移型限流器は原理が簡単であり、構成がコンパクトであることから実用化が有望視されている。中でも、YBCO 超電導薄膜を用いた SN 転移型超電導限流器は、高い臨界電流密度と常電導転移時に高い抵抗を容易に得られることから、実用化への期待が高い。しかしながら、限流器ではクエンチ現象を伴うため、超電導状態における通電性能の他に、クエンチ後の常電導転移時における通電性能も要求される。

そこで、本研究においてはYBCO薄膜に臨界電流を超える過電流によりクエンチさせた後の常電導通電特性を測定した。さらに、YBCO薄膜上に熱拡散方策として試料表面に2種類のブロック(FRP, アルミナ)を接触させ、常電導通電特性を測定した。本稿においてはこれらの結果を報告する。

2. 測定試料

試料はサファイア基板(0.5mm)上に膜厚 300nm の YBCO 薄膜が成膜されており、臨界電流密度は $4\text{MA}/\text{cm}^2$ である。さらに、試料表面には保護膜として厚さ 300nm の金銀合金が蒸着されている。図1に実験で供したYBCO薄膜試料の形状を示す。試料は幅 10mm、長さ 60mm の短冊状で中央部が細くなっているダンベル構造を有する。試料をダンベル構造としたのは、過電流通電の際に中央細部に最大の熱を発生させるためである。

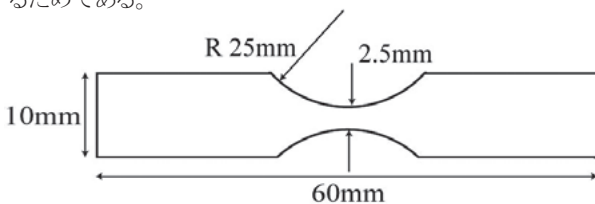


Fig.1 YBCO sample form.

3. 実験方法

試料はアルミナ板(20mm×100mm×5mm)上に設置した。電流通電端子は試料端部から16mmの部分にインジウム箔を銅板で圧着した。電圧端子は試料中央部に19mmの間隔で直径0.3mmの金メッキ針を接触させた。また、熱拡散方策として使用したブロックは接触底面が10mm×15mmで高さが15mmである。図2に実験状況を示す。

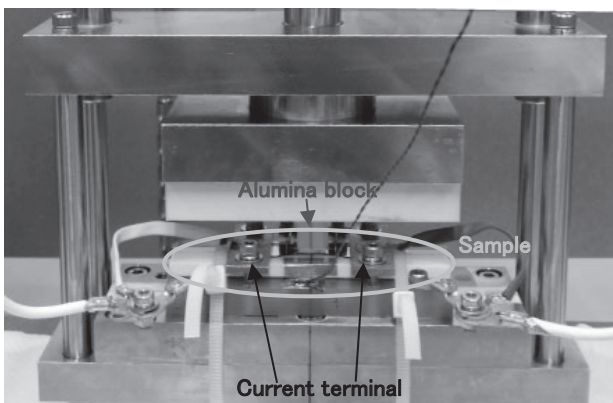


Fig.2 Test situation.

実験条件として、臨界電流を十分に超える過電流を 3ms 通電して試料をクエンチさせ、常電導転移後は 8.25A の一定電流を通電し続けた。また、ブロックを接触させた場合の加圧圧力は 3MPa とした。

実験は、試料を液体窒素に浸漬し、定電流電源を用いて通電し、電流および電圧をデータレコーダにて測定した。

4. 実験結果

実験時の電圧波形を図3に示す。何も接触がない場合、クエンチ後急激に電圧が上昇し、0.34s後に破壊に至った。FRPブロックを接触させた場合は約0.2sまでは急激に電圧が上昇したが、その後は緩やかに一定の割合で上昇し1.75s後に破壊に至った。また、アルミナブロックを接触させた場合は約0.2sまでは急激に電圧が上昇したが、その後は緩やかに一定の割合で上昇し4s経過した時点では破壊には至らなかった(装置の都合上、通電最長時間は4sである)。

破壊した試料は、中央部付近で通電方向に対して垂直方向に断裂していた。図4に破壊後の試料を示す。亀裂周辺にはアークによる損傷が見られている。これは定電流電源で連続通電しているため、亀裂が発生した際にアークが発生したためである。

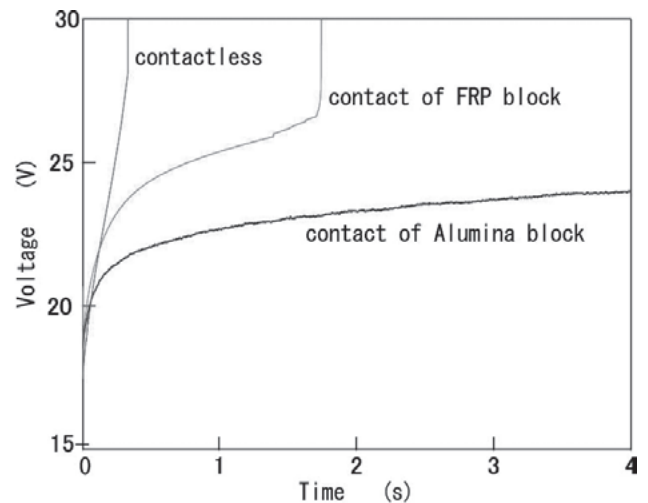


Fig.3 Voltage waveforms.

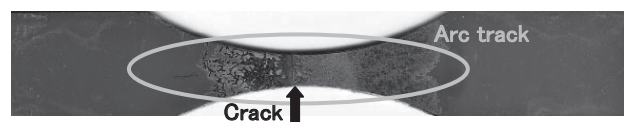


Fig.4 YBCO sample after the test.

5. まとめ

臨界電流を超える過電流通電時におけるYBCO薄膜の特性を測定した。その結果、何も接触がない場合は急激に電圧が上昇し短時間で試料が破壊した。試料表面にFRPとアルミナブロックを接触させた場合は電圧の上昇が抑制され、破壊に至るまでの時間が延長された。これはブロックによる熱の拡散とブロックを接触させることにより、薄膜の変形を抑制したことにより破壊が遅延されたものと推定される。

高温超伝導電流トランスによる高温超伝導導体の通電特性

Measurement of Transport Characteristics in HTS Conductors by Using an HTS Current Transformer

徳重 昂大, 野中 勝也, 内野 貴之, 成瀬 直哉, 平山 斉, 川畑 秋馬 (鹿児島大)

TOKUSHIGE Kodai, NONAKA Katsuya, UCHINO Takayuki, NARUSE Naoya, HIRAYAMA Tadashi, KAWABATA Shuma
(Kagoshima University) E-mail: k9741272@kadai.jp

1. はじめに

近年、高温超伝導体の線材化技術の向上に伴い、低損失で大電流を通電可能な高温超伝導大型導体の研究開発が盛んに行われている。超伝導機器に超伝導導体を用いる際に、導体の交流損失や導体内の電流分布などの基礎特性を種々の電磁環境下や幅広い温度領域で定量的に評価することは重要である。本研究では、種々の条件での超伝導大型導体の基礎電磁特性を定量的に評価することを目的としている。今回は、高温超伝導電流トランスを用いて、Bi-2223 線材から成る積層導体の通電特性を評価した。特に、通電電流を変化させたときの導体内の電流分布と試料導体のインダクタンスの関係などについて調べた。具体的には、電流トランス 1 次側電流 I_1 を変化させたときの 2 次側電流 I_2 の周波数依存性を測定し、測定結果から閉ループの回路パラメータを求めた。また、試料電流を変化させたときの導体周辺の自己磁界分布を測定し、得られた結果より電流分布と回路パラメータの関係について検討した。

2. 試料導体と実験方法

試料導体として、幅 4.1mm、厚さ 0.22mm、長さ 385mm、臨界電流 116A の Bi-2223 線材 5 枚を積層したものを 2 本準備し、往復導体として使用した。往復導体の片方の端部は、Fig. 1 に示すように、試料導体への通電を行うために電流トランスの 2 次側コイルに接続した。電流トランスは、1 次側、2 次側ともに Bi-2223 線材で巻線されており、50A 程度の小容量電源で 77K において 1kA 級の交流電流を試料導体に通電することができる[1]。電流トランスと試料導体の接続は、ベーク板で試料導体を挟みネジ留めする圧力による接続方法を採用した。往復導体のもう一方の端部は導体同士を Bi-2223 線材で短絡してハンダ付けした。これにより、2 次側コイルと往復導体とで閉ループが形成される。

3. 測定結果

Fig. 2 に電流比 (I_2/I_1) の周波数依存性の測定結果を示す。縦軸は電流比、横軸は周波数である。電流比は、周波数が 100Hz 近傍の領域では閉ループのインダクタンスが接続抵抗よりも支配的となるため電流比は飽和している。 I_1 の増加とともに電流比が減少しているが、これは試料電流の増加とともに回路のインダクタンスが増加していることに対応している。図中の実線は、閉ループの全接続抵抗と試料導体のインダクタンスをフィッティングパラメータとして求めた計算結果である。これより、閉ループの全抵抗は $22.1\mu\Omega$ 、インダクタンスは通電電流の増加に伴い増加し、その値は各々の I_1 に対し、 $0.305\mu\text{H}$ 、 $0.32\mu\text{H}$ 、 $0.365\mu\text{H}$ なる値が得られた。

Fig. 3 は、試料電流を 10Arms、50Arms、200Arms と変化させたときの試料導体周辺の自己磁界分布の測定結果である。横軸はピックアップコイルの位置、縦軸はピックアップコイル電圧を試料電流で規格化した値である。測定箇所は、試料導体と電流トランスの接続部から 20mm 離れた場所である。自己磁界分布はピックアップコイルを X-Y ステージに接続して測定した。この図より、試料電流の増加に伴い、試料導体断面の中央付近のピーク電圧が増加していることがわかる。すなわち、試料電流の増加と共に、試料中央部の電流値が増加していると考え

られる。試料電流が導体中央部に集中して流れることによりインダクタンスが増加することについての定量的な検討を現在進めている。

参考文献

[1] S. Kawabata, Y. Nakahama, A. Kawagoe, and F. Sumiyoshi, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 18, no. 2, June, 2008.

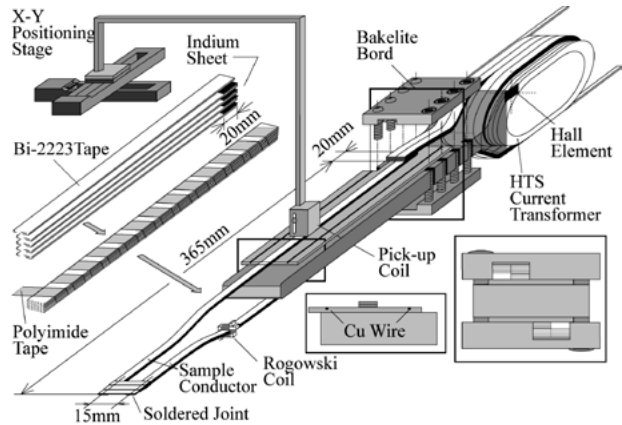


Fig. 1. Overview of our experimental equipment.

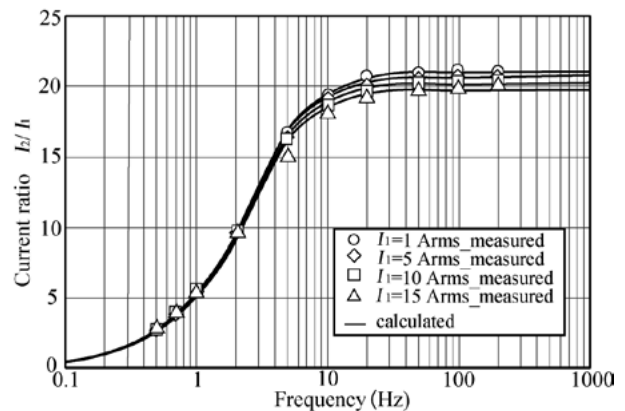


Fig. 2. The measurement results of the current ratio.

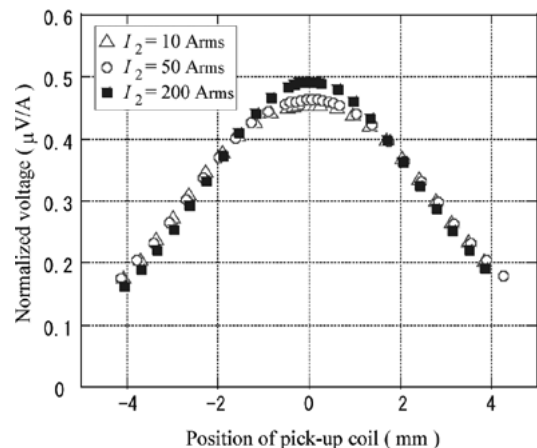


Fig. 3. The current amplitude dependence of the self-field distributions around the sample conductor.

高温超伝導 Roebel ケーブルの数値電磁界解析における 三次元モデルと断面モデルの比較

Comparison between three-dimensional model and cross-sectional model for numerical electromagnetic field analyses of high Tc 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)。しかしながら、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 (a)に示すような特定断面での素線配置を代表とし、ケーブル長手方向で電磁界分布が一樣と仮定して解析を行う断面モデルのみであった[2]。このモデルは Roebel ケーブルの三次元構造に由来する長手方向の電磁界分布の変化を無視していることから、交流損失の評価や常伝導転移過程解明等の手段として用いるには不十分だと考えられるため、我々は Fig. 1 (b)に示す部分を解析対象とする Roebel ケーブルの三次元モデルを構築した。

2. 三次元モデルの構築

本研究では、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の支配方程式として、ファラデーの電磁誘導則にビオ・サバー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で次式を導出した。

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

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。さらに、一般に薄膜高温超伝導線材の超伝導層の断面アスペクト比が非常に大きいことから、線材厚み方向の電磁界が一樣と仮定する薄板近似を適用した。 \mathbf{n} 値モデルにより表わされる $E-J$ 特性で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あたってはガラキン法を使用し、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。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. 断面モデルとの比較と結論

6本の素線からなる Roebel ケーブルについて、(1)電流通電のみ (2)外部磁界のみ (3)電流通電・外部磁界両方の各条件での解析を行った。その中の(2)外部磁界のみ(50 Hz, 10 mT)の条件での解析結果について、外部磁界ピーク位相における電流密度と電流流線の分布を示したのが Fig. 2 である。その時の2箇所での電流密度分布を断面モデルと比較した Fig. 3 からは、断面モデルで解析可能だと考えられる箇所(section 1)と解析不可能な箇所(section 2:直上で他の素線が転位)とで、結果が大きく異なる様子が読み取れる。

謝辞

本研究は科学技術振興機構の研究成果展開事業「戦略的イノベーション創出推進プログラム(S-イノベ)」の支援によって行われた。

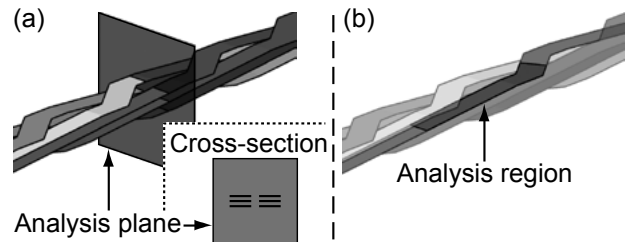


Fig. 1 Schematic views of analysis model for HTS Roebel cable: (a) cross-sectional model analysis plane and (b) 3D model analysis region

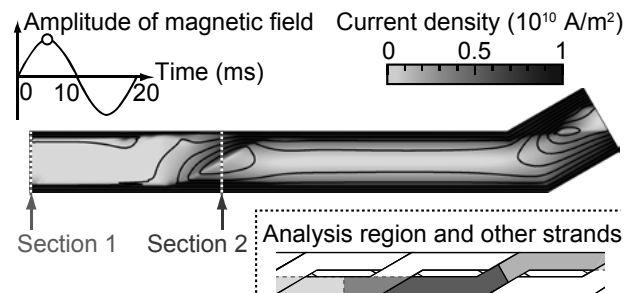


Fig. 2 Calculated current profile of 6-strand Roebel cable in external magnetic field

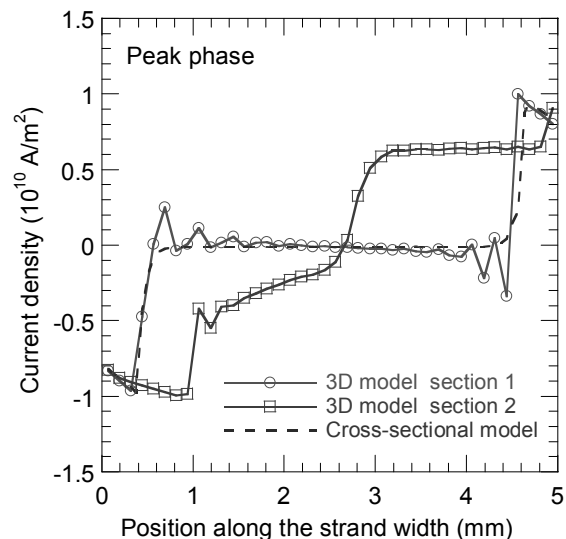


Fig. 3 Current density distribution (see also Fig. 2)

参考文献

- W. Goldacker, et al.: Supercond. Sci. Technol. **22** (2009) 034003
- F. Grilli, E. Pardo: Supercond. Sci. Technol. **23** (2010) 115018

超伝導ナノストリップにおける電流分布

Current distribution in superconducting nanostrips

馬渡 康徳 (産総研)

MAWATARI Yasunori (AIST)

E-mail: y.mawatari@aist.go.jp

1. はじめに

ミアンダ状のナノ構造をもつ超伝導ストリップライン検出器 (SSLD) は、光子~高分子などの粒子の超高速検出が可能であり、質量分析や量子通信分野への応用が期待されている¹⁾。この SSLD では、ミアンダ状の超伝導ストリップラインに電流を流しておき、ストリップに光子などが衝突するときに生じるパルス電圧が検出される。検出面の大面积化を目指して数本のストリップを並列化した構造が研究されているが^{2,3)}、並列化に伴う電流分布の不均一性などの影響が解明されていない。本研究では、超伝導ナノストリップにおける電流分布について理論解析を行い、ストリップの幅や並列化の影響、さらにストリップ間の溝での磁束トラップの影響について考察を行った。

2. 超伝導ストリップライン検出器 (SSLD)

SSLD は、数 nm から数十 nm 程度の膜厚をもつ Nb や NbN などの超伝導薄膜による線幅 $1\mu\text{m}$ 以下のストリップからなり、適当な検出面を得るためにストリップはミアンダ状に直列配置される。ストリップは臨界電流 I_c を超えない直流電流でバイアスされ、この状態で光子などが衝突すると局所的に超伝導状態が常伝導状態へ転移し、ストリップの両端に生じる電圧パルスがカウントされる¹⁾。

光子などが衝突して電圧パルスが生じる機構は未だ解明されておらず、準粒子の励起により常伝導領域が発生するモデル、量子化磁束線の生成・移動に起因するモデルなどが提案されている。最近、Bulaevskii ら⁴⁾は通電状態にある超伝導ナノストリップの散逸機構に関して理論解析を行い、量子化磁束線の生成・移動が重要な役割を果たしていることを示すとともに、光子などが衝突しない状態で観測される電圧パルス (いわゆる dark count) は熱揺動により量子化磁束線がエネルギー障壁を超えることで発生することを示した。また、ミアンダ状のナノ構造ではストリップが屈曲する部分が存在するが、Clem ら⁵⁾は屈曲部分での電流分布や量子化磁束線の安定性で決まる臨界電流について理論解析を行なっている。

検出面を大きくするためにストリップラインの全長を長くしたミアンダ構造を作成すると、SSLD の応答速度が遅くなるという問題がある。これは、観測されるパルス電圧の時定数は超伝導ストリップの力学的インダクタンス L_k に比例し、 L_k はストリップラインの長さに比例するからである。しかし、 L_k はまたストリップの断面積に反比例することを利用し、一本のストリップではなく数本を並列化してミアンダ構造を作成すると、高速動作を保ったまま検出面の大面积化が可能になる^{2,3)}。ただし、並列化 SSLD ではパルス電圧にばらつきがあるという問題があり、並列化したストリップにおける不均一な電流分布の影響ではないかと考えられる。

3. 一本の超伝導ナノストリップにおける電流分布

ここでは、厚さ d および幅 $2w$ で輸送電流 I_0 を運ぶ一本の超伝導ストリップを考える。SSLD における d は London の磁場侵入長 λ より十分小さいので、厚み方向には電流密度はほぼ均一である。従って、電流密度を厚み方向に積分した面電流密度 $K_z(x)$ の幅方向 x 依存性を考えればよい。また、通電電流による自己磁場は十分小さく、定常状態では超伝導ストリップの内部に量子化磁束線が安定して存在しない Meissner 状態にあると考えられる。この場合の電流分布は London 方程式に

従い、外部印加磁場がゼロの場合には、面電流密度 $K_z(x)$ は次の微分積分方程式を満たす^{6,7)}。

$$\frac{\lambda^2}{d} \frac{\partial K_z(x)}{\partial x} = \frac{1}{2\pi} \int_{-w}^{+w} \frac{K_z(u)}{x-u} du \quad (1)$$

ここで λ^2/d は Pearl length と呼ばれ⁸⁾、超伝導薄膜の磁場侵入を決める特徴的な長さである。例えば $\lambda = 200\text{nm}$ 、 $d = 10\text{nm}$ のとき $\lambda^2/d = 4\mu\text{m}$ である。ストリップ幅が狭い場合 ($2w \ll \lambda^2/d$) は (1) 式左辺が重要であり、電流分布は一様 ($K_z = I_0/2w$) である。一方、ストリップ幅が広い場合 ($2w \gg \lambda^2/d$) は (1) 式右辺が重要で、 $K_z(x) = (I_0/\pi)(w^2-x^2)^{-1/2}$ のようにエッジ付近に大きな電流が流れる^{7,9)}。SSLD における一本の超伝導ストリップの幅は通常 $1\mu\text{m}$ 以下で $2w < \lambda^2/d$ を満たしているため、一本のストリップ内部の電流分布は一様であると考えてよい。

4. 並列化した多数の超伝導ストリップにおける電流分布

同一平面上にある N 本の超伝導ストリップを並列接続し、 n 番目のストリップに I_n の電流が流れ、全体で $I_0 = \sum_n I_n$ の輸送電流を流す場合を考える。このような並列型 SSLD において、それぞれのストリップ幅は Pearl length λ^2/d より小さいが、並列ストリップ全体の幅は λ^2/d と同等以上になり得る。 k 番目のストリップと $k+1$ 番目のストリップ ($1 \leq k \leq N-1$) の間にある k 番目の溝 (slot) に鎖交する磁束 Φ_k は、一般に $\Phi_k = \sum_n L_{k,n} I_n$ の形に表される。ここで、 $L_{k,n}$ はストリップの配置により決まり、インダクタンスの次元をもつ。並列ストリップの端部が超伝導接続されている場合、ストリップ間の溝に鎖交する磁束はゼロ、すなわち $\Phi_k = 0$ である。これら I_n を未知数とする N 個の方程式は、線形連立方程式なので簡単に解くことができる。

こうして得られる並列ストリップにおける電流配分 I_n は、ストリップの配置や本数に依存し、一般にエッジ付近 ($n=1$ または $n=N$) にあるストリップに大きな電流が流れる。光子などが衝突したときのストリップの応答は通電電流に応じて異なるので、並列型ストリップの不均一動作の一因となると考えられる。

また、光子などが衝突してストリップの一部が常伝導転移したときにストリップ間の溝で磁場が変化し、その後再び超伝導状態へ復帰したときには溝に鎖交する磁束は衝突前とは異なるであろう。すなわち、 Φ_k の全てがゼロではなく、一部はゼロでなくなると考えられる。その場合、 Φ_k の全てがゼロの場合とは電流配分が異なり、これも並列型 SSLD の不均一動作の要因である可能性がある。

参考文献

1. M. Ohkubo: TEION KOGAKU, **46** (2011) 47 (in Japanese)
大久保雅隆:「超伝導エレクトロニクスにより拓く先端分析技術」低温工学 **46** (2011) 47
2. A. Casaburi, et al.: Appl. Phys. Lett. **94** (2009) 212502
3. N. Zen, et al.: Appl. Phys. Lett. **95** (2009) 172508
4. L. N. Bulaevskii, et al.: Phys. Rev. B **83** (2011) 144526
5. J. R. Clem and K. K. Berggren: arXiv:1109.4881v1 (2011)
6. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov: Sov. Phys. JETP **34** (1972) 651
7. A. T. Dorsey: Phys. Rev. B **51** (1995) 15329
8. J. Pearl: Appl. Phys. Lett. **5** (1964) 65
9. E. H. Brandt and M. Indenbom: Phys. Rev. B **48** (1993) 12893

奇数次高調波を含むひずみ波電流に対する交流電損失特性

Characteristic of AC Transport Current Loss against Distorted Current with Odd-Order Harmonics

中出 陽介, 佐藤 裕太, 佐藤 諒亮, 森村 俊也, 宮城 大輔, 津田 理, 濱島 高太郎 (東北大)
 NAKAIDE Yosuke, SATO Yuta, SATO Ryosuke, MORIMURA Toshiya,
 MIYAGI Daisuke, TSUDA Makoto, HAMAJIMA Takataro (Tohoku University)
 E-mail: nakaide@ecei.tohoku.ac.jp

1. はじめに

我々は自然エネルギーを有効利用する先進超電導電力変換システム(ASPCS)を提案している。自然エネルギー発電の変動出力を SMES を用いて平滑化する場合には, SMES コイルにひずみ波電流が流れるためそのときの交流電損失を正確に評価する必要がある。そこで, 高温超電導線材に奇数次高調波を含むひずみ波電流を通電した時の交流電損失の測定を行い, 特性についての検討をしたので報告する。

2. 実験方法

交流電損失を測定した Bi2223 線の諸元を Table 1 に示す。60 Hz, 20 A の電流を基本波(1 次)として, そこに基本波と同位相でそれぞれ 180 Hz(3 次), 300 Hz(5 次), 420 Hz(7 次)の高次電流を, 1 次と高次の電流比が 10:1 から 10:10 まで変化させて合成したひずみ波電流を線材に通電した。損失 W は, n 次の電圧の実効値 V_n , 電流の実効値 I_n , 電圧と電流の位相差 ϕ_n を用いて以下の式で求められる。

$$W = \sum_n V_n I_n \cos \phi_n \quad (1)$$

線材に流れる電流はシャント抵抗を用いてデジタルマルチメータで測定した。また, 誘導コイルを用いて線材を流れる電流の位相を検出し, 電流と同位相の電圧を各周波数で測定した。以上から W を求め基本周波数で割ることで, 1 サイクルあたりの交流電損失 Q_{total} を求めた。

3. 実験結果・考察

先行研究[1]では, ひずみ波電流に含まれる各周波数での正弦波損失を測定し, それを合計することで交流電損失をよく推定できた。そこで今回もこの方法で交流電損失を推定した結果, Fig.1 のように測定値との差が見られた。交流電損失はヒステリシス損失が支配的なため, 今回損失を測定した Fig.2 のような高調波成分が大きなひずみ波電流が通電された場合は, minor loop の影響が大きくなり誤差が生じたと考えられる。

そこでひずみ波電流を major loop と minor loops に分割し, それぞれのヒステリシス損失を直流オフセットのない状態で測定した。ひずみ波電流の最大値から最小値までの半分を振幅とした正弦波電流を major loop とし, その時の 1 サイクルあたりの損失を Q_{major} とした。また, 局所的にある小さなループの最大値から最小値までの半分を振幅とした正弦波電流を minor loop とし, major loop の 1 サイクルに含まれるすべての minor loop (これを minor loops と呼ぶ)での損失を合計したものを Q_{minor} とした。この合計を Q_{total} と比較したものを, Fig.3 に示す。これは測定結果とよく一致しておりこの考え方は有効であると言える。この様な特性を用いることで, より複雑な波形においても交流電損失を推定することができると考えられる。

参考文献

1. M.Tsuda, et al.: Abstracts of CSJ conference, Vol. 83 (2010) p.193

Table 1 Specification of Bi2223

Sample	Bi2223
Length [mm]	119.8
Width [mm]	4
Thickness [mm]	0.25
I_c at 77K [A]	61
n-value at 77k	20

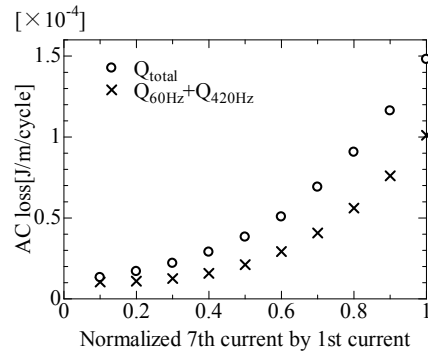


Fig.1 AC transport current loss against the sum of the losses with each sinusoidal current

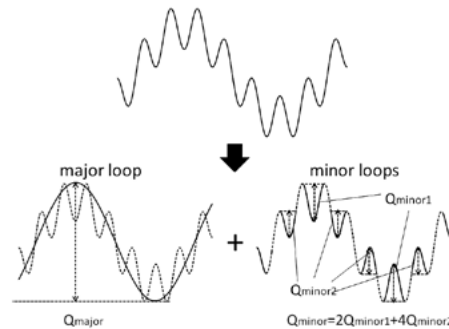


Fig.2 How to estimate the AC transport current loss

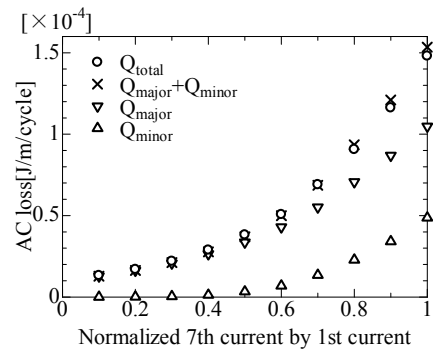


Fig.3 AC transport current loss due to major hysteresis loop and miner hysteresis loops at 420Hz