

小傾角粒界の磁束ピンニング特性評価

Evaluation of vortex pinning across low angle grain boundary in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ film

堀出 朋哉, 松本 要(九工大工)

HORIDE Tomoya, MATSUMOTO Kaname (Kyushu Institute of Technology)

E-mail: horide@post.matsc.kyutech.ac.jp

1. はじめに

超伝導線材の特性を理解し、制御していくためには、磁束ピンニングの理解が不可欠である。 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO)の線材応用を念頭において、さまざまな種類のピンニングセンターに対し特性評価が行われてきた。酸素空孔、双晶、転位に加え、人工的に導入された重イオン照射欠陥や BaZrO_3 などからなるナノロッド・ナノ粒子に関してはピンニング機構が詳細に議論されている。

粒界は多くの YBCO 試料に含まれ、YBCO 被覆線材応用においては不可避な欠陥である。粒界は電流に対して垂直な方向に存在するとき、弱結合として働き臨界電流密度(J_c)を大きく低下させる。したがって粒界の弱結合特性は詳細に調べられ、それを抑制することを目的とした組織制御も盛んに行われてきた。一方、粒界は電流に対して平行な方向に存在するとき、強いピンニングセンターとして働くことが期待される。このような方向の粒界における磁束ピンニングは、基礎物性の研究として興味深いだけでなく、応用上 J_c 向上につながる可能性を有している。しかし粒界の磁束ピンニング特性については詳細な報告はほとんどない。これは、粒界の磁束ピンニング特性の評価に適した系が存在しないからである。粒界の弱結合の研究はバイクリスタルを用いて行われるが、バイクリスタルは試料内に 1 つの粒界しか存在しないためピンニングの研究には適さない。本研究ではバイクリスタルを用いて粒界のピンニング特性を評価する方法を開発した。この手法を用いて粒界の磁束ピンニングポテンシャルを評価し、粒界の磁束ピンニング特性について議論する。

2. 実験方法

試料作製はパルスレーザー蒸着を用いて行った。基板は SrTiO_3 単結晶及び 5° の傾角を有するバイクリスタル SrTiO_3 基板とした。それぞれの試料に対して 77 K において J_c の磁場角度依存性の評価を行った。なおバイクリスタルに関しては電流と粒界が垂直になる配置で測定を行った。通常 J_c の磁場角度依存性を評価するとき、電流と磁場は常に垂直となる条件で測定が行われる。しかし本研究では、磁場は電流に垂直な方向(粒界に平行な方向)から電流に平行な方向になるように変化させた。図に示したように 2 種の $B//$ 粒界から $B//J$ 方向に磁場回転を行った。単結晶基板上、バイクリスタル基板上の YBCO 薄膜の J_c をそれぞれ J_{sc} 、 J_{bc} と定義し、 J_{sc} と J_{bc} の挙動の比較を行った。

3. 結果

図 1(a)に $B//c$ から $B//J$ に θ を変化させながら J_c を測定した結果を示す。 $\theta=0^\circ$ ($B//c//$ 粒界)では J_{bc} は J_{sc} よりも小さい値を示した。これは粒界が弱結合として働き、 J_c を低下させたためである。しかし θ を変化させていくと J_{bc} と J_{sc} の差は小さくなり $\theta=70^\circ$ 近傍で J_{bc} と J_{sc} が一致し始めるのがわかる。

図 1 (b)には磁場を面内で $B//$ 粒界から $B\perp$ 粒界に回転させたときの $J_{bc}-\phi$ を示す。 $\phi=0, 90^\circ$ に対する J_{sc} の値も示した。図 1(a)と同様 $\phi=0^\circ$ のとき粒界が弱結合として働き J_c が低下した。しかし $\phi=90^\circ$ では J_{sc} と J_{bc} が一致している。 $J_{bc}-\phi$ にはキックが存在し、これが $J_{bc} = J_{sc}$ と $J_{bc} < J_{sc}$ の境界となっている。これは電流電圧特性の解析から確認している。また Durrell ら

によっても同様の結果および結論が得られている¹⁾。このように $\phi=50^\circ$ 近傍で $J_{bc} = J_{sc}$ となり始めていることがわかる。

図 1 (a)と(b)に見られた J_{bc} の挙動の変化は粒界磁束の配置の違いによると考えられる。磁場が粒界に平行に近い場合は、粒界はピンニングセンターとして働き、磁束は粒界に平行な成分を持つ。一方、磁場が粒界に垂直な状態に近づくとき磁束の線張力のため、粒界から磁束が外れ磁場と平行な配置となる。重イオン照射欠陥や双晶では、磁場方向を変化させたときも、同様の磁束がピンニングセンターから外れていく現象が議論されてきた。磁束がピンニングセンターから外れる角度がトラッピング角度であり、トラッピング角度は $(2U_p/\epsilon_1)$ で与えられることが知られている²⁾。ここで U_p はピンポテンシャル、 ϵ_1 は線張力である。このようにトラッピング角度を測定できれば、それに基づいてピンニングポテンシャルを議論することができる。本研究でえられた $J_{bc} < J_{sc}$ から $J_{bc} = J_{sc}$ に変化する角度が粒界のトラッピング角度である。このように本研究の測定手法により粒界のトラッピング角度が求められた。図 1(a)と(b)ではトラッピング角度が大きく異なっていることがわかる。これは粒界構造の異方性に起因する。本研究で扱った粒界は YBCO の c 軸方向に転位が配列した構造を有している。このように粒界は c 軸方向に強いピンニングを示す構造である。このようなピンニングの異方性により、粒界のピンニングポテンシャルは 2 種類の磁場回転において異なる値を示し、粒界転位により c 軸方向に対しトラッピング角度つまりピンニングポテンシャルが大きくなったと考えられる。

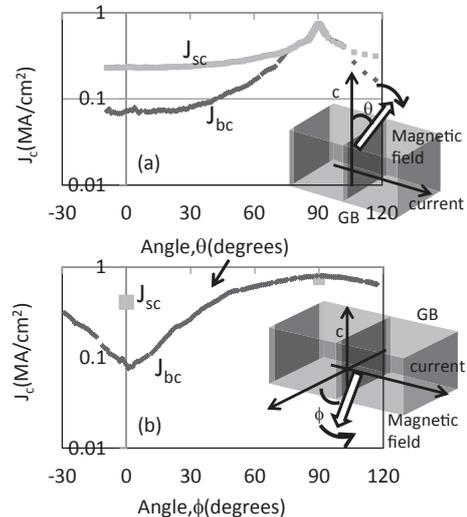


Fig. 1 (a) J_{sc} and J_{bc} as a function of θ . An inset shows measurement configuration of $J_c-\theta$. (b) J_{sc} and J_{bc} as a function of ϕ . An inset shows measurement configuration of $J_c-\phi$.

参考文献

1. J. H. Durrell et al.: Phys. Rev. Lett., Vol. 90 (2003) p. 247006
2. L. M. Paulius, et al.: Phys. Rev. B, Vol. 56 (1997) p. 913

IBAD 基板上に作製したダブルドーピング人工ピン導入 YBa₂Cu₃O_{7-x} 薄膜の超伝導特性

Superconducting properties of double-APC-doped IBAD-YBCO coated conductors

松本 要, 河村 武広, 堀出 朋哉(九工大); 吉積 正晃, 和泉 輝郎, 塩原 融(超工研)
 MATSUMOTO Kaname, KAWAMURA Takehiro, HORIDE Tomoya (Kyushu Institute of Technology);
 YOSHIZUMI Masaaki, IZUMI Teruo, SHIOHARA Yu (ISTEC SRL)
 E-mail: matsu@post.matsc.kyutech.ac.jp

1. はじめに

YBa₂Cu₃O_{7-x}(YBCO)は、臨界温度(T_c)が液体窒素よりも高く、また、磁場中での臨界電流密度(J_c)が高いことから 65~77 K での各種電力機器応用に向けた超伝導材料として開発が進められている。また、最近では 20 K 等の低温・強磁場領域でも使用できる材料としても期待されている。例えば次期素粒子加速器計画では 16~20 T を発生する強磁場コイルの導入も検討されており、そこでは YBCO 等の銅酸化物超伝導線の適用が不可欠とされている。

YBCO 薄膜線材(コートッドコンダクター)は現状では、無配向の金属テープ上に希ガスイオンビームを照射して金属テープ上に二軸配向した中間層を形成するイオンビームアシスト蒸着(Ion Beam Assisted Deposition: IBAD)法や、二軸配向化した Ni 合金基板上に各種中間層を積層した RABiTS (Rolling Assisted Biaxially Textured Substrate)法によって作製された金属テープ上に、長尺にわたって YBCO 薄膜を形成することで製造されている。YBCO 薄膜線材の上記のような幅広い領域での応用を可能にするためには、さらに線材の電磁氣的・熱的安定性や機械的特性を向上させるとともに、磁場中 J_c の向上が大変重要な鍵を握っている。

現在では、YBCO 薄膜の J_c は人工ピンを用いることで向上できることが分かっている。そこで使用されている人工ピンは BaZrO₃, BaSnO₃ および BaHfO₃ などのナノロッド状のものが主流である。しかしナノロッドのピン止め力は確かに強いが、熱的に量子化磁束のキンクが発生した場合、キンクにはエネルギー障壁がないため自由に動き、最終的に量子化磁束がローレンツ力の方向に動いてしまう。このような素過程が多重に発生すると大きなエネルギー散逸、すなわち電圧発生となって J_c を低下させてしまう。したがってナノロッドを効果的な人工ピンとして使用するためにはキンクの運動を止める対策が必要である。本研究では、IBAD 基板上に YBCO 薄膜を形成し、BaSnO₃ ナノロッドと同時に Y₂O₃ ナノ粒子を人工ピンとして導入することでキンクの運動を止め、磁場中 J_c 特性の向上を目指した。

2. 実験方法

本研究では、金属基板として IBAD 基板テープを用いた (CeO₂/LMO/IBAD-MgO/GZO/Hastelloy)。YBCO 薄膜の作製には PLD 法を使用し、人工ピンとして BaSnO₃ (BSO) ナノロッドおよび Y₂O₃ ナノ粒子を用いた。BSO ナノロッド導入には BSO-YBCO 混合ターゲットを、また Y₂O₃ ナノ粒子導入は純 YBCO ターゲットに Y₂O₃ 小片を貼り付けた Surface Modified ターゲットを用いた。得られた試料に関しては X 線回折(XRD)による結晶配向性の評価、透過型電子顕微鏡(TEM)による断面観察、および四端子法による超伝導特性の評価を行った。

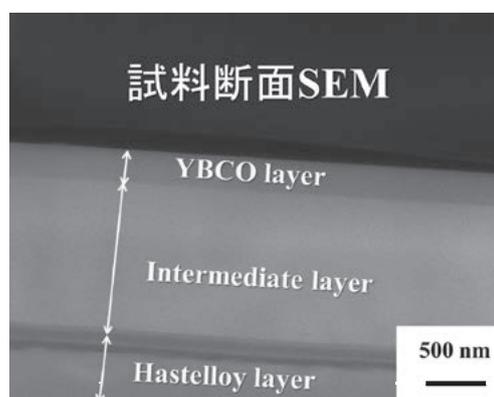


Fig.1 SEM cross-section of YBCO on IBAD-MgO substrate

3. 実験結果と考察

Fig.1 に IBAD 基板上の YBCO 薄膜の断面 SEM 写真を示す。YBCO の膜厚は 300 nm 程度である。XRD による評価の結果、全ての試料で良好な結晶配向性が確認された。これより、YBCO 中に 2 種類の APC のダブルドーピングによっても結晶配向性に大きな影響はないものと判断された。 J_c 特性については $B||c$ の方向で 40~77 K の温度領域で測定を行った。その結果、77 K においてはダブルドーピングによって特性が向上し、最大巨視的ピン止め力 $F_{pmax} \sim 14$ GN/m³ が得られた。これは BSO のみのドーピング (2wt%, $F_{pmax}=8.8$ GN/m³) に比べて大幅な向上となった。また J_c の角度依存性においても顕著な効果が観測され、単独ドーピングに比べて約 2 倍の向上と異方性の低減が得られた。これらの結果は、熱的に発生した量子化磁束のキンク、あるいは磁場を傾けたときに発生するキンクの運動を Y₂O₃ ナノ粒子が効果的にピン止めすることで結果的に生じる量子化磁束のローレンツ力方向への移動を抑制したためでないかと推察される。当日はより詳しい解析結果について述べる。

4. 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、(財)国際超電導産業技術研究センター(ISTEC)を通じて新エネルギー・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. P. Mele et al., SUST 21, 015019 (2008).
2. B. Maiorov et al., Nature Mat. 8, 398 (2009).

広範囲に方向分散した柱状欠陥を導入した YBCO 薄膜の磁束ピンニング特性

Flux pinning properties of YBCO thin films with columnar defects crossing at widespread angles

末吉 哲郎, 古木裕一, 藤吉 孝則, 光木 文秋, 池上 知顯 (熊本大)

SUEYOSHI Tetsuro, FURUKI Yuuichi, FUJIYOSHI Takanori, MITSUGI Fumiaki, IKEGAMI Tomoaki (Kumamoto Univ.)
E-mail: tetsu@cs.kumamoto-u.ac.jp

1. はじめに

高温超伝導体の等方的な臨界電流密度 J_c の磁場角度依存性を実現する一つの方法として、複数方向への 1 次元ピンの導入が考えられる。これまで我々は、複数方向の柱状欠陥は c 軸方向の J_c の改善には有効に作用するが、 ab 面方向の J_c には有効に作用しないような振る舞いを確認している[1]。

本研究では、YBCO 薄膜の c 軸、 ab 面に対してそれぞれ $\pm 30^\circ$ 方向に重イオン照射により柱状欠陥を導入することで、交差した柱状欠陥の ab 面方向に対するピンニング特性について調べた。特に、 c 軸に対して、 0° 、 30° 、 60° 、 90° 方向へ磁場を印加した際の電界-電流密度特性から評価した磁束ガラス-液体相転移温度 T_g や動的臨界指数 z により、それぞれの磁場方向の磁束ピンニング状態について議論する。

2. 実験方法

照射試料は、SrTiO₃ 基板上に作製した PLD 法 YBCO 薄膜を用いた。重イオン照射には、200MeV の Xe イオンを用いた。薄膜内へ交差した柱状欠陥を導入させるために、 c 軸に対して $\theta_i = \pm 30^\circ$ 、 $\pm 60^\circ$ でそれぞれビームを傾けて照射を行った。このとき、照射方向は電流の印加方向に対して常に垂直にし、柱状欠陥の ab 面内の面密度が全ての試料でマッチング磁場 $B_\phi = 3$ T になるように照射を行った。通電法により電界基準 $E_c = 1 \mu\text{V}/\text{cm}$ で J_c を定義した。 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 θ として測定を行った。

3. 結果および検討

Fig.1 に、 $\theta_i = \pm 30^\circ$ 、 $\pm 60^\circ$ で柱状欠陥を導入した試料の 60 K における J_c の磁場角度依存性について示す。 $\theta = 0^\circ$ 付近の J_c に注目すると、 $\theta_i = \pm 30^\circ$ の試料では $\theta = 0^\circ$ を中心に J_c のピークが、5 T まで明確に現れている。これは、 $\theta_i = \pm 30^\circ$ に交差した柱状欠陥によるスプレッド効果に起因していると考えられる[2]。これに対し、 $\theta_i = \pm 60^\circ$ の試料ではいずれの磁場においても c 軸方向では J_c のディップが生じており、代わって $\pm 60^\circ$ の方向に二つのピークが生じている。 $\theta_i = \pm 60^\circ$ で交差した柱状欠陥は、 c 軸方向の J_c に対しては交差角度が大きいため、それぞれの柱状欠陥が単独に磁束ピンニング作用しており、 $\theta = 0^\circ$ 方向へはスプレッド効果を示していない。交差した柱状欠陥による c 軸方向の J_c に対する寄与に関しては、以前の研究において $\theta_i = \pm 45^\circ$ の試料において低磁場でのブロードな plateau 構造から、高磁場で照射方向付近に J_c の二つのピークが生じるクロスオーバー現象を確認している[3]。

一方、 $\theta = 90^\circ$ 方向の J_c については、 $\theta_i = \pm 60^\circ$ 、すなわち ab 面方向に対して $\pm 30^\circ$ で交差した柱状欠陥を導入した試料では、磁場方向が ab 面方向に近づく J_c が急激に減少し、照射方向の中心となる $\theta = 90^\circ$ 方向ではディップ構造を示している。これは、 $\theta = 0^\circ$ を中心に J_c のピークを示す $\theta_i = \pm 30^\circ$ の試料と対照的であり、複数方向の柱状欠陥と同様に $\theta_i = \pm 60^\circ$ 方向に交差した柱状欠陥においても、 ab 面方向付近では、それぞれの方向の柱状欠陥が独立にピンニング作用し、 ab 面方向の J_c に対して有効にピンニング作用していないような振る舞いを示している。

Fig.2 に、 $\theta_i = \pm 60^\circ$ の試料において、磁場を $\theta = 60^\circ$ と $\theta = 90^\circ$ 方向にそれぞれ印加したときの動的臨界指数 z の磁場依存性を示す。 $\theta = 60^\circ$ に印加した場合、マッチング磁場の約 1/3 において、動的臨界指数 z にショルダーが現れている。またこの磁場において T_g - B 曲線では折れ曲がりが生じた。これは、1 次元ピンを導入した試料において、1 次元ピン方向に磁場を印加したときに現れる特徴的な現象であり、また交差した柱状欠陥においてもその交差の中心方向に磁場を印加すると現れる[4]。一方、磁場を $\theta = 90^\circ$ に印加した場合、動的臨界指数 z は磁場に対してほぼ一定の値を示している。 T_g - B 曲線においても折れ曲がりがない単調な振る舞いを示していた。すなわち、 $\theta_i = \pm 60^\circ$ で交差した柱状欠陥は、磁束線のダイナミクスに対しても ab 面方向に沿った相関ピンとして影響していないことが示唆される。

この研究の一部は、日本原子力研究開発機構のタンデム加速器施設共用制度にて行ったものである。

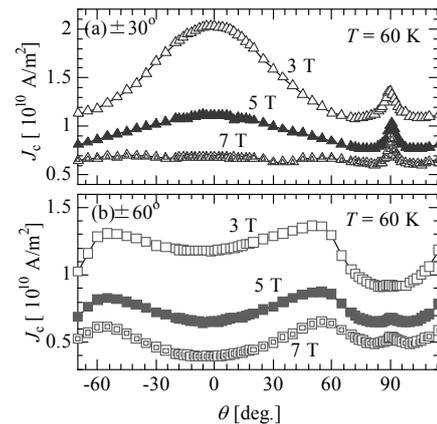


Fig.1 Angular dependences of J_c at 60 K for various magnetic fields.

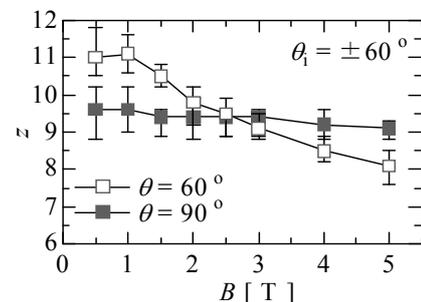


Fig.2 Magnetic field dependences of z for $\theta_i = \pm 60^\circ$.

参考文献

1. 末吉ら: 第 59 回応用物理学関係連合講演会 17p-B7-5.
2. T. Hwa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3545.
3. T. Sueyoshi, *et al.*: Phys. Procedia 36 (2012) 1570.
4. T. Sueyoshi, *et al.*: Physica C 471 (2011) 1029.

Ba-Nb-O 添加 RE123 薄膜における成膜温度に依存した ナノロッド形態の変化と局所的臨界電流密度分布の関係

Relationship between distribution of local J_c and growth-temperature-dependent nanorod morphology in Ba-Nb-O doped RE123 films

春田 正和, 佐浦 啓介, 藤田 夏斗, 小椋 裕太, 前田 敏彦, 堀井 滋(高知工科大); 一瀬 中(電中研)
 HARUTA Masakazu, SAURA Keisuke, FUJITA Natsuto, OGURA Yuta, MAEDA Toshihiko, HORII Shigeru (Kochi Univ. Tech.);
 ICHINOSE Ataru (CRIEPI)
 E-mail: haruta.masakazu@kochi-tech.ac.jp

1. はじめに

希土類系高温超伝導体($\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, RE123)の線材応用のためには液体窒素温度における磁場中臨界電流密度(J_c)の向上が必要である。PLD 法による RE123 薄膜においては、ナノロッドの導入により磁場中 J_c が向上することが多く報告されている。RE123 薄膜へのナノロッド導入により、磁場中 J_c は向上するものの、その臨界電流特性は成膜温度(T_g)に強く依存していることが分かってきた。^{1, 2} さらに我々は、 T_g に対する臨界電流特性の変化は RE123 母相の RE 種によって異なることも報告している。³ 本研究では、ナノロッドを導入した RE123 薄膜における空間的な J_c の分布に着目し、 T_g によるナノロッド形態の変化と空間的 J_c 分布の関係を明らかにする。

2. 実験

PLD 法を用いて $\text{SrTiO}_3(100)$ 単結晶基板の上に RE123 薄膜を作製した。成膜には $\text{BaNb}_2\text{O}_6(\text{BNO})$ を 5 at.% 添加したターゲットを用いた。レーザー光源には Nd:YAG レーザの 4 倍波を用いた。レーザーのフラッシュランプおよび Q スイッチの繰り返し周波数は、それぞれ 10 Hz および 2 Hz とし、30 分間成膜を行った。成膜中の酸素圧力は 20 Pa になるように制御した。基板温度(T_g)は二軸配向薄膜が得られる 850°C から 890°C の範囲で変化させた。ナノロッドの微細組織を調べるため、透過型電子顕微鏡(TEM)により薄膜断面の観察を行った。また、臨界電流特性の評価のため、試料を幅 100 μm 、長さ 1.5 mm のブリッジ状に加工し、四端子法により測定を行った。

3. 結果および考察

$T_g=850^\circ\text{C}$ および 890°C にて作製した Y123+BNO 薄膜の断面 TEM 写真を Fig.1(a) および (b) にそれぞれ示す。 $T_g=850^\circ\text{C}$ の低温成膜ではナノロッドは短く、曲がって成長している。一方、 $T_g=890^\circ\text{C}$ の高温成膜では真直ぐ、膜を貫くようなナノロッドが形成されている。この T_g に依存したナノロッド形態の変化を反映して、不可逆曲線および磁場中 J_c は T_g に強く依存していた。さらに、 T_g に依存したナノロッド形態の変化と磁束ピンニング特性の関係を明らかにするため、電流-電圧(E - J)特性を広い温度・磁場領域で測定した。得られた E - J 特性からパーコレーション遷移モデルとのフィッティングによりピンニングパラメータを導出した。⁴ 磁束ガラス-液体転移温度(T_g)における $\log E$ - $\log J$ 曲線の傾きを表すピンニングパラメータ m ($m+1=n$, $E \propto J^n @ T_g$) の磁場依存性を Fig.2 に示す。ナノロッド導入薄膜における m の値は BNO-free-Y123 薄膜と比較して大きい。これは、ナノロッド導入により E - J 曲線の傾きが大きくなったことを示している。フィッティングにより導出したピンニングパラメータを用いることにより、Fig.3 に示すような局所的臨界電流密度(J_{cl})の分布を表すことが出来る。これは、 J_c の空間的な分布を表しており、 $T_g=890^\circ\text{C}$ に比べ 860°C の試料では J_c の値にばらつきがあることを示している。高温成膜試料において、磁束線は均一なピン力を有するナノロッドにピン止めされる。一方、低温成膜試料ではナノロッドの長さ・曲りにばらつきがあるため、磁束線が様々なピン力を有するナノロッドにピン止めされることになり、 J_c に広い分布が生じたと考えられる。

謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金(23760020)、池谷科学技術振興財団、および東電記念財団の助成を受けて実施したものである。

参考文献

1. S. Horii, et al.: Appl. Phys. Lett. 93 (2008) 152506.
2. B. Maiorov, et al.: Nat. Mater. 8 (2009) 398.
3. M. Haruta, et al.: Appl. Phys. Exp. 5 (2012) 073102.
4. K. Yamafuji and T. Kiss: Physica C 258 (1996) 197.

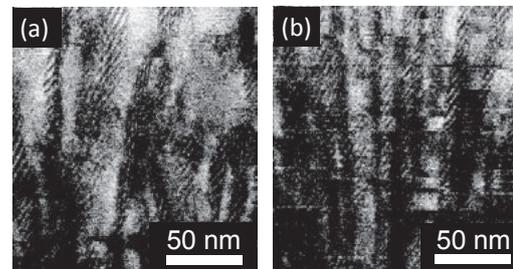


Fig.1 TEM images for BNO-doped Y123 films deposited at (a) 850°C and (b) 890°C.

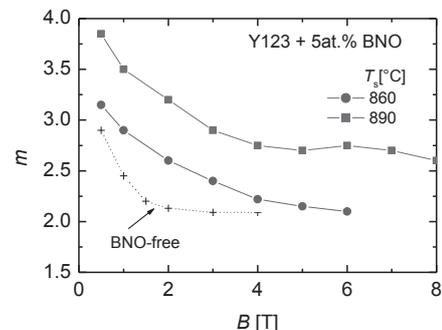


Fig.2 Magnetic field dependences of pinning parameter m for BNO-free and BNO-doped Y123 films.

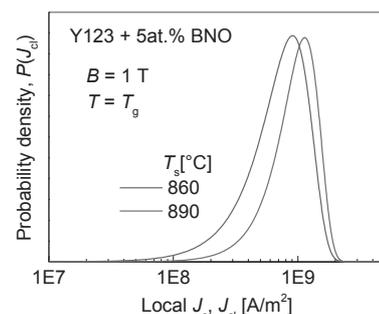


Fig. 3 Distributions of local J_{cs} for BNO-doped Y123 films at $T=T_g$ in $B=1$ T.

高品質 Bi2212 エピタキシャル薄膜の J_c の磁界・温度依存性

Magnetic-field and temperature dependent J_c in high-quality Bi2212 epitaxial thin films

山崎 裕文(産総研); 遠藤 和弘(金沢工大)
 YAMASAKI Hirofumi (AIST); ENDO Kazuhiro (Kanazawa Ins. Tech.)
 E-mail: h.yamasaki@aist.go.jp

1. はじめに

我々は、これまでに、多くの YBCO 薄膜、テープ線材の臨界電流密度 J_c の磁界角度依存性 $J_c(H, \theta)$ を測定するとともに透過電顕(TEM)観察を行い、ナノ析出物と(ab 平面に平行な)積層欠陥周辺部の転位が主要な磁束ピン止め中心であることを解明した [1-4]。今回、単結晶基板上に作製した高品質な Bi2212 薄膜 ($T_c > 80$ K, $J_c(10$ K) ≥ 1 MA/cm²) の J_c の磁界依存性を 75-10 K の広い温度範囲で輸送法を用いて測定し、磁束ピン止めに関する考察を行った。

2. 薄膜の作製方法とX線回折、 T_c , J_c の測定方法

固体を原料とする独自の化学気相蒸着法(MOCVD 法)により、SrTiO₃ (100) 単結晶基板上に高品質の Bi-2212 薄膜を作製した [5]。X線回折測定では Bi2212 相の (00X) ピークのみが観測され、c軸配向が確認された。膜厚 112 nm の薄膜に約 60 nm の金をスパッタ蒸着した後、レーザー加工により 40 μ m \times 2 mm のブリッジを作製し、輸送法(4端子抵抗法)で T_c , J_c を測定した。

3. J_c の磁界依存性、磁界角度依存性

薄膜の抵抗の温度依存性を図1挿入図に示し、 $T_c(\text{onset}) \approx 88$ K, $T_c(\text{mid}) \approx 86$ K, $T_c(R=0) \approx 83$ K であった。 J_c は 10 K で 10^{10} A/m² 以上の高い値を示し、粒界弱結合がないことが分かった(図1)。40 K 以上で磁界の印加とともに急激に低下するが、同時に n 値も大きく低下することから、熱励起磁束運動(磁束クリープ)の効果が大きいことが分かる(表1)[6]。図2に示す磁界角度依存性は J_c が c 軸方向の磁界成分だけで決まることを示し、2次元性の大きな Bi2212 においてパンケーキ磁束が c 軸方向に弱く結合しているモデルを支持する。

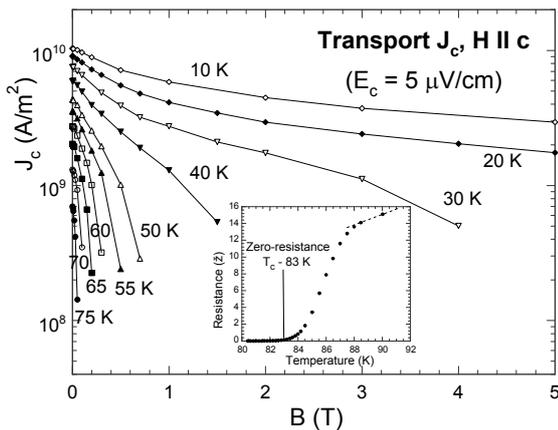


Fig. 1 Magnetic-field ($H//c$) dependence of J_c at various temperatures. (Inset) Temperature dependence of the film resistance.

Table 1 n -values in applied magnetic fields

T \ B	0 T	0.1 T	0.3 T	0.5 T	1 T
60 K	8.9	6.3	2.1	—	—
50 K	11.3	8.2	5.8	3.7	—
40 K	13.7	10.9	8.1	6.8	4.5
30 K	17.6	13.9	10.3	9.0	7.8

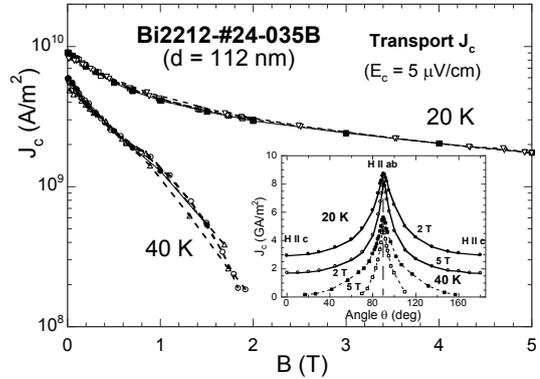


Fig. 2 Closed symbols show the $J_c(B)$ data measured in $H//c$. Open symbols show the $J_c(B\cos\theta)$ data calculated from the $J_c(B, \theta)$ data shown in the inset.

4. J_c の温度依存性と YBCO 薄膜との比較

熱励起磁束運動の影響が少ない低磁界における J_c について温度依存性を調べたところ、図3に示すように、 $(1 + T/T_c)^2(1 - T/T_c)^2$ に近い温度依存性を示した。積層欠陥周辺部の転位(線状ピン)が主要ピンとなるフッ素フリー MOD 法 YBCO 薄膜で同様の温度依存性が観測されるとともに、理論的な根拠もあることから [4]、この Bi2212 薄膜でも線状ピンが主要ピンであることを示唆する結果である。今後、TEM 観察で確認する予定である。

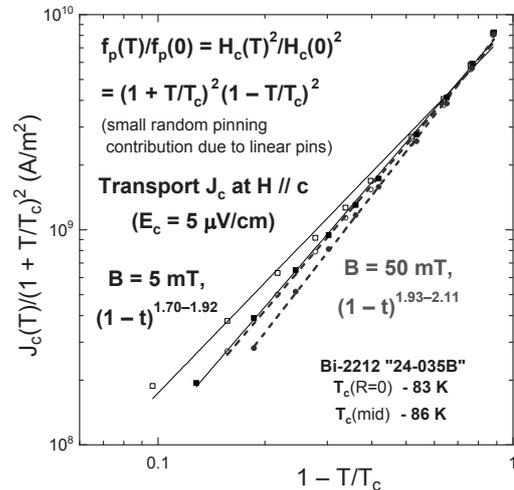


Fig. 3 Temperature dependence of low-field J_c values. Both $T_c(R=0)$ and $T_c(\text{mid})$ values were used in these plots.

参考文献

1. H. Yamasaki, et al.: Supercond. Sci. Tech., Vol. 21 (2008) p.125011
2. H. Yamasaki, et al.: Supercond. Sci. Tech., Vol. 23 (2010) p.105004
3. Y. Lee, H. Yamasaki and M. Furuse: Physica C, Vol. 471 (2011) p.1017
4. H. Yamasaki, et al.: Physica C, Vol. 478 (2012) p.19
5. K. Endo, H. Yamasaki, et al.: Nature, Vol. 355 (1992) p.327
6. H. Yamasaki, et al.: Phys. Rev. Lett., Vol. 70 (1993) p.3331

超伝導ナノストリップにおける散逸状態に関する 時間依存 Ginzburg-Landau シミュレーション

Time-dependent Ginzburg-Landau simulation on the dissipative state in superconducting nanostrips

馬渡 康徳, 浅井 栄大, 柏谷 聡 (産総研)

MAWATARI Yasunori, ASAI Hidehiro, and KASHIWAYA Satoshi (AIST)

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

1. はじめに

超伝導ナノストリップを用いる光子検出器の研究開発等に刺激され、近年超伝導ナノストリップの散逸状態に関する研究が進展している。本研究では、時間依存 Ginzburg-Landau 方程式を数値的に解いて、電流を運ぶ超伝導ナノストリップの散逸状態についてシミュレーションを行った。

2. 時間依存 Ginzburg-Landau (TDGL) 方程式

幅 w , 厚さ d , 長さ L_x の超伝導ナノストリップに輸送電流を流す場合について考える。厚さは磁場侵入長より薄く ($d < \lambda$), 幅は Pearl length より狭い ($w < \lambda^2/d$) とする。

超伝導ナノストリップにおける散逸状態を研究する基礎方程式として、次の time-dependent Ginzburg-Landau (TDGL) 方程式[1,2]を考える。

$$\tau_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + i \frac{2\pi}{\phi_0} \Phi \right) \psi = \xi_0^2 \left(\nabla - i \frac{2\pi}{\phi_0} \mathbf{A} \right)^2 \psi + \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \psi - |\psi|^2 \psi \quad (1)$$

ここで、 $\psi = |\psi| \exp(i\varphi)$ は絶対零度での平衡解が $|\psi| = 1$ となるよう規格化した order parameter, Φ はスカラーポテンシャル, \mathbf{A} はベクトルポテンシャル, T は温度, T_c は臨界温度, ϕ_0 は磁束量子, τ_0 は緩和時間, および ξ_0 は絶対零度におけるコヒーレンス長である。また、電流密度 $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n$ は、次の超伝導電流密度 \mathbf{j}_s と常伝導電流密度 \mathbf{j}_n との和で与えられる。

$$\mathbf{j}_s = \frac{1}{\mu_0 \lambda_0^2} \text{Im} \left[\psi^* \left(\frac{\phi_0}{2\pi} \nabla - i \mathbf{A} \right) \psi \right] = \frac{|\psi|^2}{\mu_0 \lambda_0^2} \left(\frac{\phi_0}{2\pi} \nabla \varphi - \mathbf{A} \right), \quad (2)$$

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n \mathbf{E} = -\sigma_n \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \Phi \right) \quad (3)$$

超伝導ストリップの幅は Pearl length よりも小さい場合 $w < \lambda^2/d$ を考えているので、輸送電流による自己磁場の影響は無視することができる。このとき、上の(1)-(3)式で $\mathbf{A} = 0$ とするゲージを選ぶことができ、電磁場の Maxwell 方程式とは切り離して解けばよい。電流密度は $\nabla \cdot \mathbf{j} = \nabla \cdot (\mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n) = 0$ を満たさなければならぬので、さらに Φ を決める方程式も得られる[1]。 ψ および Φ の境界条件として、ストリップのエッジでは超伝導・常伝導電流の垂直成分がゼロとし、またストリップ端部では輸送電流が I_0 であるとする条件を課する[1]。

温度 T については、次の熱伝導方程式を考える[1,2]。

$$C \frac{\partial T}{\partial t} - k \nabla^2 T + \frac{h}{d} (T - T_0) = P_n + Q_p \quad (4)$$

ここで、 T_0 は熱浴の温度, C は熱容量, k は熱伝導率, h はナノストリップ表面からの熱伝達係数, $P_n = \sigma_n \mathbf{E}^2$ は常伝導電流によるジュール発熱, Q_p は光子の衝突による発熱である。(1)-(4)式を組み合わせて ψ , Φ , および T について数値的に解き、超伝導ナノストリップにおける散逸状態についてシミュレーションを行った。

3. シミュレーション結果

数値計算で得られた超伝導電子密度 $|\psi|^2$ の等高線図を Fig. 1 に示す。ストリップ幅は $w = 20\xi_0$, 熱浴温度は $T_0 = 0.5T_c$, 輸送電流密度は $J_t = 0.13 \sqrt{2} H_c / \lambda_0$ (臨界電流密度の 0.96 倍) とし、その他のパラメータ値は NbN を想定した[1]。また緩和時間は $\tau_0 \sim 0.1\text{ps}$ 程度である。図の最も黒い部分は $|\psi|^2 = 0.4$, 最も白っぽい部分は $|\psi|^2 = 0$ である。図の横方向がストリップの長手方向に相当し、左から右へ輸送電流が流れている。図の縦の上下限はストリップのエッジに相当する。

光子がストリップに衝突すると、その直後に $|\psi|^2$ が抑制されたホットスポットが発生し[Fig. 1(a)], $|\psi|^2$ が抑制された領域は拡大して vortex と antivortex の磁束対が生成し[Fig. 1(b)], 磁束対は分離してそれぞれエッジ方向へ流れて発熱する[Fig. 1(c)]. このような磁束対の生成と運動を 10 回以上繰り返して発熱により温度が上昇し、やがてストリップの幅にわたって常伝導の帯状領域ができる[Fig. 1(d)]. 磁束運動に伴ってストリップの両端に電圧が生じ、Fig. 1(d)のように常伝導の帯状領域ができるにつれて電圧の値は上昇していく。光子検出器等で観測される電圧パルスは、このようなホットスポットの発生、磁束対の生成と運動、および局所的な常伝導帯状領域の発生という過程を経て発生すると考えられる。

参考文献

- [1] A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov, Phys. Rev. B **85**, 024509 (2012).
- [2] Y. Ota, K. Kobayashi, M. Machida, T. Koyama, and F. Nori, Physics Precedia **27**, 352 (2012).

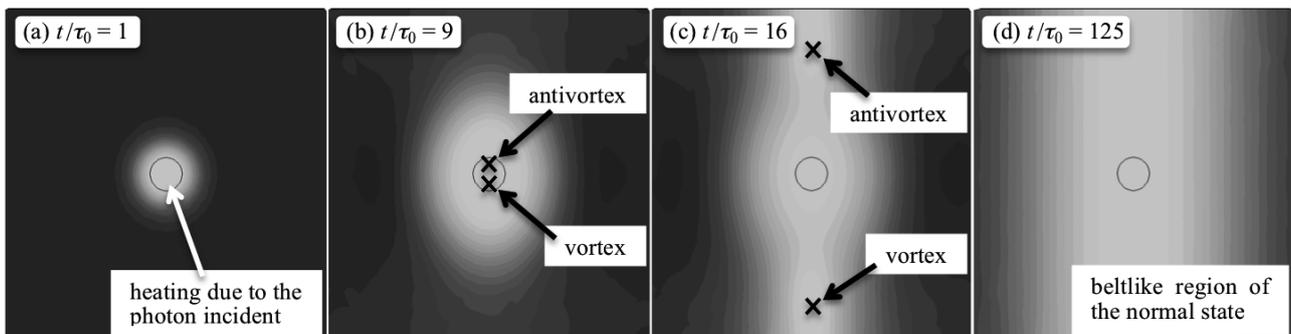


Fig. 1: Contour plots of the superfluid density $|\psi|^2$ in a superconducting nanostrip carrying a transport current at (a) $t/\tau_0 = 1$, (b) $t/\tau_0 = 9$, (c) $t/\tau_0 = 16$, and (d) $t/\tau_0 = 125$.

高温超伝導材料を利用した次世代 NMR 技術の開発(1) —NMR 用 REBCO インサートコイルの製作と単体通電特性—

Development of the next-generation NMR technology using HTS materials — Fabrication and charging characteristics of a REBCO insert coil for NMR use —

濱田 衛(JASTEC);松本 真治, 木吉 司(NIMS);柳澤 吉紀, 中込 秀樹(千葉大);
末松 浩人(JEOL RESONANCE);前田 秀明(理研)

HAMADA Mamoru (JASTEC); MATSUMOTO Shinji, KIYOSHI Tsukasa (NIMS); YANAGISAWA Yoshinori,
NAKAGOME Hideki (Chiba Univ.); SUEMATSU Hiroto (JEOL RESONANCE); MAEDA Hideaki (RIKEN)

E-mail: maeda@jota.gsc.riken.jp

1. はじめに

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)の研究開発テーマ「超伝導システムによる先進エネルギー・エレクトロニクス産業の創出」において課題名「高温超伝導材料を利用した次世代NMR技術の開発」を遂行している。この課題では、超伝導マグネットおよびNMRプローブに高温超伝導材料を適用することで、性能と利便性を大幅に向上させた次世代NMRシステムの開発を目指している[1]。マグネット開発では、REBCO線材を用いてNMRマグネットを高電流密度化・小型化して、設置容易性を確保することで、NMRシステムを普及拡大することを目指している。

これまでに、REBCO線材を用い、NMR用マグネットに適したレイヤー巻線したコイルを17.2 T中で試験し、コイル製作技術を獲得してきた。初めに長さ約50 mの線材を用いたコイルを複数個製作して耐電磁力試験を行った[2]。次にレイヤー巻線が比較的容易な線材仕様を決め、長さ515 mのREBCO線材を用いて、巻線内径50.3 mm、外径112.8 mm、長さ88.3 mm、総巻数2010のコイルを製作した。17.2 T中で試験を行い、クエンチ無く24 Tの磁場を発生した。線材電流密度は428 A/mm²、コイル電流密度は234 A/mm²であった[3]。

以上で得た知見を活用して、商用NMRマグネットの最内層コイルをREBCO線材を用いたコイルに入れ替え、NMR特性を評価することを計画し、約1.7kmのREBCO線材を用いてレイヤー巻線した最内層コイルを設計・製作・単体試験した。

2. コイル製作と特性評価

TABLE 1 に製作したコイルのパラメータを示す。単一電源による直流通電方式であるために、外層金属系マグネットの運転電流に制限を受け、REBCOコイルの電流密度は、その特質を活かすほどには高くない。マグネット全体で均一な磁場を発生するようにREBCOコイルの断面サイズを決定した。遮蔽電流磁場の影響は取り入れずにパラメータを決めた。

安定化銅テープを片面にはんだ付けしたREBCO線材(厚さ12.5 μm ポリイミドテープ2層巻き絶縁)はアスペクト比が20を超え、巻線作業は困難であったが、丁寧な作業と習熟により克服しレイヤー巻線に成功した。途中で5か所接続した。

別途実施した基礎研究によりREBCOコイルの特性劣化の抑制に有効であることが実証されたWAXでREBCOコイルを含浸した後、試験用液体ヘリウムデューワーに入れ、随時電流掃引を停止してコイルに発生する電圧を観測しながら168 Aまで通電したが、電流掃引停止中および最大電流値での発生電圧は1 mV以内で、有意な発生は無かった。

Fig.1 にコイル中心でのコイル軸方向の磁場計算値と測定値、ならびに、コイル外径でコイル端部の半径方向磁場の計算値と測定値を示す。測定値は最大電流値において、中心では約10%、コイル外径上端では約17%低い。また励磁/減磁に伴いヒステリシスを示した。遮蔽電流影響と考えられる。

このコイルを商用600 MHz NMRマグネットの最内層コイルと入れ替え、再凝縮運転をすべくパルスチューブ冷凍機を取り付けて組立て、冷却後再凝縮状態を確認した。その後、低温状態のまま理化学研究所へ移設し、高い電流安定度を持

つ電源で励磁を行い、最大で12.32 T (524.55 MHz)を発生した[4]。

TABLE 1 Parameters of layer winding REBCO insert coil

	REBCO insert coil	Whole magnet
Conductor manufacturer	Fujikura Ltd.	—
Bare conductor width×thickness [mm]	5.00×0.15	—
Insulated conductor width×thickness [mm]	5.10×0.25	—
HASTELLO [®] substrate [μm]	75	—
Copper stabilizer [μm]	75	—
Inner diameter [mm]	81.30	81.30
Outer diameter [mm]	118.64	331.75
Coil height [mm]	400.00	546.00
Total layers	72	206
Total turns	5532	42028
Conductor length [m]	1729.00	29134
Operating current [A]	164.2	164.2
Central field [T]	2.77	14.09
Central field [MHz]	118	600
Iop / Ic [%]	42	—
Maximum BJR [MPa]	147	—
Current density/conductor [A/mm ²]	219	—
Current density/coil [A/mm ²]	122	—

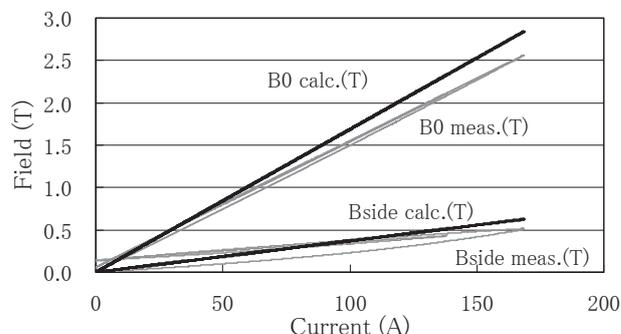


Fig.1 Measured and calculated field at coil center and outside edge

3. まとめ

約1.7 kmのREBCO線材をレイヤー巻線し、単体試験で劣化がないことを確認できたことは、REBCO線材を用いたNMRマグネットの実現可能性を示したという点で大きな意味がある。

参考文献

1. H. Suematsu : Abstracts of CSJ Conference, Vol. 82 (2010) p.185
2. S. Matsumoto, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 85 (2011) p.174
3. S. Matsumoto, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 85 (2011) p.175
4. Y. Yanagisawa, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 86 (2012) 3B-a08

高温超伝導材料を利用した次世代 NMR 技術の開発(2)

—REBCO/LTS NMR 磁石における磁場の時間安定度と空間均一度の評価—

Development of the next-generation NMR technology using HTS materials
 – Temporal stability and spatial homogeneity of the magnetic field for
 a REBCO/LTS NMR magnet –

柳澤 吉紀, 中込 秀樹(千葉大); 濱田 衛(JASTEC); 松本 真治, 木吉 司(NIMS);
 末松 浩人(JEOL RESONANCE); 滝沢 杏奈, 松田 徹郎(横浜市大); 福田 竜彦, 高橋 雅人, 前田 秀明(理研)
 YANAGISAWA Yoshinori, NAKAGOME Hideki (Chiba Univ.); HAMADA Mamoru (JASTEC); MATSUMOTO Shinji,
 KIYOSHI Tsukasa (NIMS); SUEMATSU Hiroto (JEOL RESONANCE); TAKIZAWA Anna,
 MATSUDA Tetsuro (Yokohama City Univ.); FUKUDA Tatsuhiko, TAKAHASHI Masato, MAEDA Hideaki (RIKEN)
 E-mail: y_yanagisawa@chiba-u.jp

1. はじめに

第1報では500 MHz (11.74 T) REBCO/LTS NMRの製作法とREBCOコイル単体試験の結果を述べた[1]。本報では、完成した500 MHz (11.74 T) REBCO/LTS NMR磁石を励磁し、磁場の時間的安定度と空間的均一度を評価したので報告する。なお、既の実施したBi2223/LTS 500 MHz NMR磁石の結果[2]と比較して述べた。

2. 実験方法と結果

製作したREBCO/LTS NMR磁石を理化学研究所に設置した後、ヘリウム槽を液体ヘリウムで満たし、1Wパルスチューブ冷凍機で連続運転した。これにより、実験期間(1ヶ月間)にわたり液体ヘリウムの注液は不要であった。

通電モードでも高分解能NMR計測が可能になるレベルの電流安定度($<0.5\text{ppm}_{\text{pp}}$)を持つ、高安定化直流電源(Danfysik社製)を用いて磁石を励磁した。REBCO線材に誘導される遮蔽電流が作る磁場の影響で、特異な励磁電圧パターンが見られた。磁石を11.75 T (500 MHz)まで励磁し、電流を保持した場合に生じる磁石中心磁場の時間的なドリフトをFig. 1に示す。図には、比較のために、2008年に実施したBi2223/LTS 500 MHz NMR磁石における結果[2]も併せて示した。磁石のHTSインサートコイルはほぼ同じ形状である。REBCO/LTS NMR磁石の場合、励磁から24時間経過後の磁場のドリフト量は740 ppmに達し、Bi2223/LTS磁石の場合(37 ppm)と比べ20倍もの大きさである。結果を外挿するとNMR計測可能な 10^{-8} /時に到達するまでに1.7年程度を要する。そこで、Bi2223/LTS NMRで実績のある電流逆転法[3]で磁場の時間変動の安定化した。電流逆転法とは定格電流に到達する前に一度大きめの電流値まで通電(オーバーシュート)する方法であり、LTSのNMR磁石でも使用されている。LTSのNMR磁石では0.1%から0.2%程度のオーバーシュートを採用する。Bi2223/LTS NMR磁石では1%の電流のオーバーシュートで磁場が安定化した[2]。今回のREBCO/LTS NMR磁石では、はるかに大きい約5%のオーバーシュートが磁場の安定化に必要であった。結局、磁石は144.6 Aまで通電し12.32 T (524.55 MHz)の磁場を発生したあと、定格の11.74 T (500 MHz)に磁場を下げ一定に保持した。

500 MHzの磁場における磁石の中心軸上の磁場の分布を $-1\text{cm} < z < 1\text{cm}$ についてFig. 2に示す。磁場分布を成分展開すれば、磁場のエラー成分がわかる。遮蔽電流を考慮しない設計で予想される z^2 の成分は $z = \pm 1\text{cm}$ で -0.44 kHz であるが、実際には $z = \pm 1\text{cm}$ で -41.4 kHz もの z^2 成分が発生している。これは、超伝導シムの補正能力に比べても大きな値である。発生理由を検討した結果、磁石の最外層に設置された z^2 と z^4 成分に対する磁場補正コイル(コレクションコイル)の発生する補正磁場が、平板状のREBCO層で生じる遮蔽電流により高効率で反射されるため、主コイルが発生する z^2 や z^4 のエラー成分を十分に補正できないためであることが明らかとなった。一方、Bi2223/LTS NMR磁石では、線材は多芯線構造がブリッジングで部分的にショートされた構造なので、比較的簡単に

径方向磁場が線材を通り抜けるので、このような現象は顕在化しなかった。

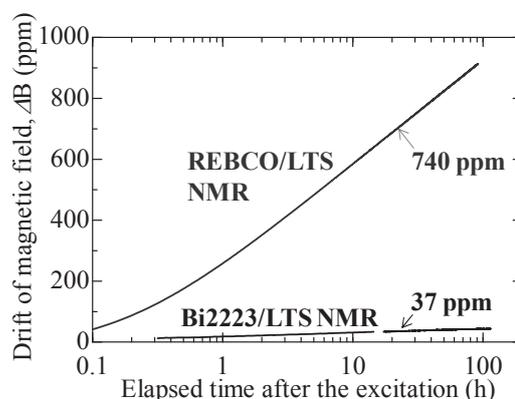


Fig.1 Comparison of the temporal magnetic field drift between the REBCO/LTS NMR magnet and the Bi2223/LTS NMR magnet.

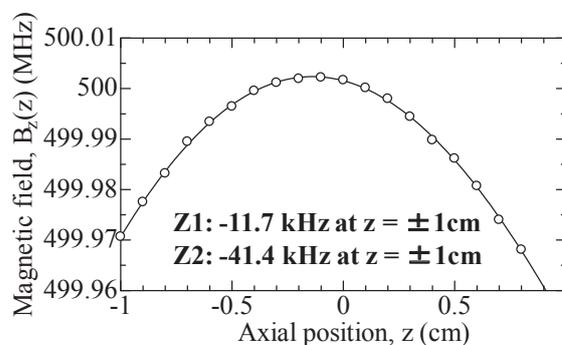


Fig.2 Magnetic field distribution along axial position for the REBCO/LTS NMR magnet operated at 500 MHz. The error components at $z = \pm 1\text{cm}$ are shown in the figure.

3. まとめ

REBCO/LTS磁石はBi2223/LTS NMR磁石と比較して、遮蔽電流の影響が格段に大きく、NMR計測を実現するにはこの影響を克服する技術が必須であることが明らかになった。現在、REBCO/LTS NMR磁石における磁場均一度向上の作業を進めているので、結果については当日報告する。

本研究は(独)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による成果である。

参考文献

1. M. Hamada, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 86 (2012) 3B-a07
2. Y. Yanagisawa, et al.: J. Mag. Res., 203 (2010) pp.274-282
3. Y. Yanagisawa, et al.: Physica C, 469 (2009) pp.1996-1999

高温超伝導材料を利用した次世代 NMR 技術の開発(3) —REBCO/LTS NMR 磁石におけるクエンチ保護スキーム—

Development of the next-generation NMR technology using HTS materials — Quench protection scheme for a REBCO/LTS NMR magnet —

柳澤 吉紀, 中込 秀樹(千葉大);濱田 衛(JASTEC);松本 真治, 木吉 司(NIMS);
末松 浩人(JEOL RESONANCE);滝沢 杏奈(横浜市大);高橋 雅人, 前田 秀明(理研)
YANAGISAWA Yoshinori, NAKAGOME Hideki (Chiba Univ.); HAMADA Mamoru (JASTEC);
MATSUMOTO Shinji, KIYOSHI Tsukasa (NIMS); SUEMATSU Hiroto (JEOL RESONANCE);
TAKIZAWA Anna (Yokohama City Univ.); TAKAHASHI Masato, MAEDA Hideaki (RIKEN)
E-mail: y_yanagisawa@chiba-u.jp

1. はじめに

ここでは、前 2 報[1,2]で述べた 500 MHz REBCO/LTS NMR 磁石について、コイルクエンチ時の磁石保護を検討した。REBCO/LTS NMR 磁石では最内層の REBCO コイルと計 7 個の LTS 外層コイル(主磁場コイルと磁場補正コイル)が直列に接続され、各コイルを個別の保護抵抗でシャントすることで磁石を保護している。クエンチ現象の最悪のシナリオは、「LTS 外層コイルが同時にクエンチし、REBCO コイルの電流が増加して熱暴走に至る」ことである。このケースでは REBCO コイルが定格運転時より高電流密度で熱暴走が生じるので、コイル損傷のリスクが最も高い。本報では、この最悪ケースに対して NMR 磁石を保護できる事をコイル保護の最重要課題として検討した。

2. 解析手法

REBCO コイルにおける常伝導伝播を考慮した有限要素法による熱解析と[3]、REBCO/LTS NMR 磁石系における回路解析を連成して、クエンチ時の各コイルの電流と温度の時間変化を求めた。磁石設計における定格電流である 136.7 A (500 MHz)において全ての LTS 外層コイルが同時にクエンチする最悪のケースについて解析した。

3. 解析結果

Fig.1 に示すように、136.7 A ($t = 5.1$ s)において外層 LTS コイルが同時にクエンチした場合、LTS コイルの蓄積エネルギーが REBCO コイルに移動し、REBCO コイルの電流値 I_{REBCO} が上昇する(実線)。これに伴い REBCO コイルの経験磁場が上昇することで、コイル臨界電流 $I_{c,\text{REBCO}}$ は下降する(破線)。 $I_{c,\text{REBCO}}$ は、径方向磁場が最も高くなるコイル上下端部における臨界電流で決まる。 $t = 5.8$ s において、 I_{REBCO} が $I_{c,\text{REBCO}}$ を上回ると、コイルの上下端においてジュール発熱が起こり、コイルの温度上昇が始まる(一点鎖線)。この温度上昇は、通電電流が臨界電流を上回るコイル上下端部の限定された領域で起こるものである。 I_{REBCO} が 478 A に達したとき、コイルの温度が不可逆かつ急激に上昇する熱暴走[3]に至り、 $t = 8$ s において 761 K にまで上昇する。これにより REBCO コイルが損傷を受ける可能性が高い[3]。

REBCO コイルの保護抵抗値 $R_{d,\text{REBCO}}$ が、クエンチ時の REBCO コイルの最大到達温度 T_{max} に与える影響を Fig.2 に示す。 $R_{d,\text{REBCO}}$ が 0.4 Ω を超えると、 T_{max} が急激に減少し、0.7 Ω 以上では温度上昇は起こらない。これは、 $R_{d,\text{REBCO}}$ が大きいほど REBCO コイルの誘導電流の増加が小さくなり、 $R_{d,\text{REBCO}} > 0.4 \Omega$ では、 I_{REBCO} のピークが $I_{c,\text{REBCO}}$ を下回り、REBCO コイルの熱暴走が生じなくなるためである。

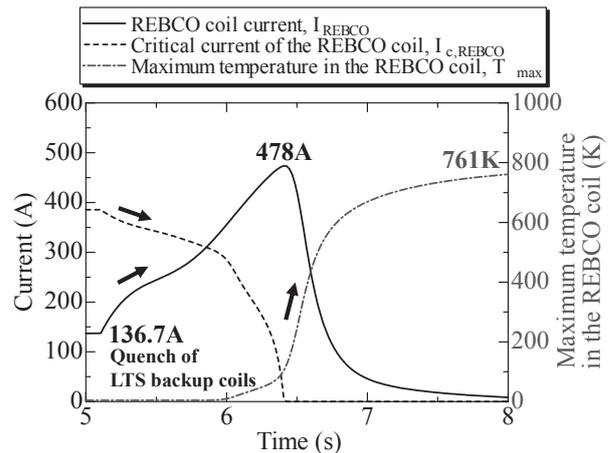


Fig.1 Current of the REBCO coil, critical current of the REBCO coil and maximum temperature in the REBCO coil after the quench of all the LTS coils.

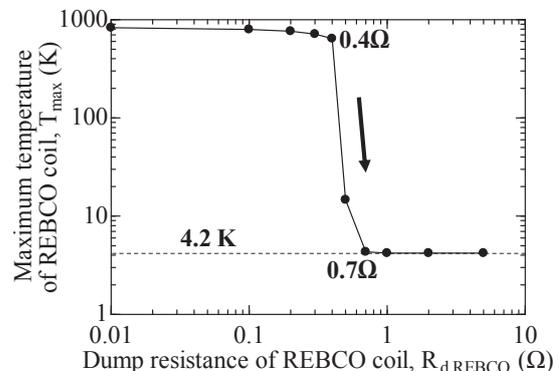


Fig.2 Maximum temperature of the REBCO coil in quench as a function of resistance of the dump resistor for the REBCO coil.

4. まとめ

REBCO コイルの保護抵抗値を最適化することで、REBCO/LTS NMR 磁石で想定される最悪のケースである全 LTS 外層コイルのクエンチに対して、磁石を保護することができることが明らかになった。

本研究は(独)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による成果である。

参考文献

1. M. Hamada, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 86 (2012) 3B-a07
2. Y. Yanagisawa, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 86 (2012) 3B-a08
3. Y. Yanagisawa, et al.: Supercond. Sci. Technol.: 25 (2012) 075014

400-700MHzNMR の高温超伝導プローブ開発の基礎的検討

Fundamental examination of a high-temperature superconducting probe for a 400-700MHz NMR

大嶋重利, 田中佑斗, 及川慧志, 山田貴大, 佐藤秀哉, 佐藤慶介, 山田博信, 齊藤敦(山形大);
 田中良二, 末松浩人, (JEOL RESONANCE); 高橋雅人, 前田秀明(理研)
 SHIGETOSHI Ohshima, YUTO Tanaka, SATOSHI Oikawa, TAKAHIRO Yamada,
 SHUYA Sato, KEISUKE Sato, HIRONOBU Yamada, ATSUSHI Saito (Yamagata Univ.);
 RYOJI Tanaka, HIROTO Suematsu (JEOL RESONANCE); MASATO Takahashi, HIDEAKI Maeda (RIKEN)
 E-mail:ohshima@yz.yamagata-u.ac.jp

1. はじめに

NMR の感度を向上させる一つの手法として検出プローブの Q 値を向上させる検討がなされている。そのために、MgB₂、Bi-2223、YBCO 薄膜などを用いた超伝導検出プローブが検討されたが[1-2]、残念ながら普及していない。その原因として、プローブの Q 値が思った以上に向上しなかったこと、超伝導薄膜・ホルダーの磁化の悪影響、高価格、難ハンドリング等が挙げられている。我々は、上記の点を見据えながら改めて、400~700MHzNMR の高温超伝導検出プローブの開発をしている。まず、プローブの Q 値の向上を目指し、①高温超伝導薄膜の高磁場下での表面抵抗測定 ②検出プローブ形状の最適化を検討したので、報告する。

2. 高温超伝導薄膜の高磁場中表面抵抗 (Rs)

超伝導薄膜の Rs は国際標準として認可されている誘電体共振器法を用いて測定した。高磁場中の測定に関しては、文献[3]を参照。400~700MHz の NMR では、9.41~16.47T の磁場がコイルに印加される。そのような強磁場下でも、コイルに用いる高温超伝導薄膜の Rs は純銅の Rs と比較し2ケタ以上小さいことが要求される。図1に DyBCO 薄膜の磁場中表面抵抗の測定結果と外挿値の結果を示す。外挿には、磁場中の表面抵抗を表わす(1) 式を用いた。

$$R_s = \left(\frac{\pi \Phi_0 \mu_0 f B}{\eta} \right)^{1/2} \quad (1)$$

20K, 12T, 1GHz における純銅の Rs は約 2mΩ である。従って、DyBCO 薄膜の Rs は純銅と比較して約 100 分の1以下であることが分かる。また、この測定では、膜面に垂直に磁場を印加しているが、NMR では、膜面に平行に磁場が印加される。従って、YBCO 薄膜の高磁場中の Rs は更に小さくなることが予想される。現在、膜面に平行に磁場を印加した時の Rs を測定できシステムを構築中であり、その結果を当日発表する予定である。

3. コイルに流す電流

図2で示すように、NMRでは試料にパルス磁場(横磁場 B₁)を印加し、スピンを揃える必要がある。横向きスピンの大きさ

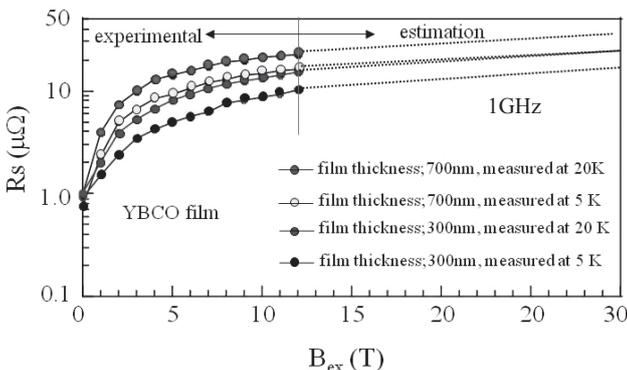


Fig.1 Magnetic field dependence of Rs of DyBCO thin film. DyBCO thin film is THEVA make

は(2)式であたえられ、これを最大にする条件は、 $\gamma B_1 \delta t = \pi / 2$ である。

ここで M₀, γ, δt はそれぞれ、試料の磁化、磁気ジャイロ係数 (= 42.5MHz/T)、パルス幅である。通常 δt = 10μs 程度である。また、600MHz の NMR を例にとると、(2)式を最大にする B₁ は B₁ = 3.7 × 10⁻³ T となる。図3で示す経常のコイルで発生できる磁場は(3)式で与えられる。これより I₀ を計算すると 16.9A となる。アンテナ線路の幅を 2mm、厚みを 0.85 μm とすると、薄膜に要求される臨界電流密度 Jc は、Jc = 1.0 × 10⁶ A/cm² となる。この値は、14.1T での Jc であり、厳しい条件となるが、実現出来ないことはない。

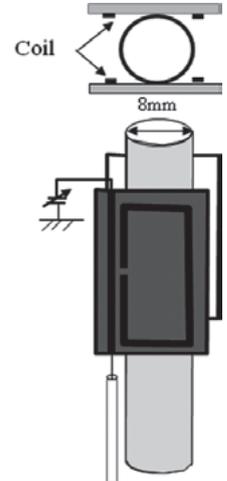


Fig.2 Schematic drawing of a NMR pickup coil

$$M_{xy} = M_0 \sin(\gamma B_1 \delta t) \quad (2)$$

$$B_1(x) = \frac{2\mu_0 I_0}{\pi} \frac{l_1 l_2}{\sqrt{l_1^2 + l_2^2 + a^2}} \left[\frac{1}{l_1^2 + a^2} + \frac{1}{l_2^2 + a^2} \right] \quad (3)$$

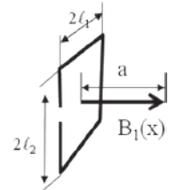


Fig.3 Shape of a pickup coil

4. 検出プローブ形状の最適化

検出プローブの適切な形状を、電磁界シミュレータ SONNET-EM, MD-Studio を用いて検討した。SONNET-EM で、自己共振周波数の最適化、MD-Studio でプローブと給電アンテナとのマッチング等を検討し、最適な形状、配置を決めた。詳細は当日報告する。

5. まとめ

NMR 超伝導検出プローブの開発に向けて、基礎的な検討を行い、次のような知見を得た。

- (1) 高温超伝導薄膜は NMR 検出コイル材として適用できる。
- (2) 超伝導検出コイルは 20K 以下に冷却する必要がある。
- (3) 検出コイルの Q 値を高くするためには、給電アンテナとのマッチングがとることが重要である。

謝辞

本研究は、JST 戦略的イノベーション創出推進事業「高温超伝導材料を利用した次世代 NMR 技術の開発」のサポートを受けて実施している。

参考文献

1. H.Yamamoto et al: IEEE Trans. Applied Superconductivity Vol. 19 (2009) p386.
2. H.W.Hill: IEEE Trans. Applied Superconductivity Vol.7 (1997) p3750.
3. S. Nakayama et al: Physica C Vol. 470 (2010) p1042.
4. T. Honma et al: Physica C 1252049 (2012) p.134