

REBCO パンケーキコイルの遮蔽電流磁場簡易計算法 —等価回路計算法—

A Facile Simulation Method of Screening Current-Induced Field in REBCO Pancake Coil —An Equivalent Electrical Circuit Model—

野口 聡(北大); HAHN Seungyong(ソウル大); 岩佐 幸和(MIT)
NOGUCHI So (Hokkaido Univ.); HAHN Seungyong (Seoul National Univ.); IWASA Yukikazu (MIT)
E-mail: noguchi@ssi.ist.hokudai.ac.jp

1. はじめに

前回(第 94 回)の低温工学・超電導学会研究発表会で、我々は REBCO パンケーキコイルの遮蔽電流磁場簡易計算法を提案した。提案法では、これまで[1]のような有限要素法などの高度な電磁場計算法を必要とせず、遮蔽電流に関するインダクタンス L_{sci} と REBCO テープ面を鎖交する平均磁場 B_{av} から容易に遮蔽電流磁場を算出した。算出精度は、それほど高くはないが、オーダー程度での一致が見られた。同時に、問題点として、①各パンケーキコイルの遮蔽電流の相互作用の考慮と②負荷率に依存する遮蔽電流特性の正確なモデル化があった。さらに、NI (No-Insulation) コイルへの適用が困難であるなどの問題も挙げられる。

そこで、本報告では、これらの問題点を解決すべく、新たに遮蔽電流を算出するための等価回路計算法を提案する。この手法では、各パンケーキコイル間の遮蔽電流の相互干渉も考慮でき、NI コイルへの適用も容易になる。さらに、遮蔽電流の減衰の様子などもシミュレーションできる。

2. 遮蔽電流磁場計算等価回路法

まず、Fig. 1 に示すような複数のパンケーキコイルに対する等価回路を考える。ただし、Fig. 1 中では、1個のシングル・パンケーキを1つの LR 並列回路として表現している。黒色で示された等価回路は、従来から NI コイルのモデルとして使用されてきた等価回路[2]と同一である。提案法では、従来の等価回路に、赤色で示した遮蔽電流に関する等価回路および相互インダクタンスを追加する。それぞれのパラメータの算出方法は以下のとおりである。

まず、遮蔽電流に対する REBCO テープ巻線のインダクタンス L_{sci} を求める。Fig. 2 のようにシングルパンケーキコイルを展開したシートを仮定すると、そのインダクタンス L_{sci} は以下の式から求められる。

$$L_{sci} = \frac{\mu_0 N_i^2 \hat{S}_i}{d} \quad (1)$$

ここで、 μ_0 , N , \hat{S} , d はそれぞれ真空透磁率、ターン数、1ターンあたりのテープ面積、REBCO シングル・パンケーキコイルの厚さである。

続いて、コイル i と遮蔽電流とパンケーキコイル j との相互インダクタンス $M_{sci,\theta j}$ は、

$$L_{sci} \frac{dI_{sci}}{dt} + M_{sci,\theta j} \frac{dI_{\theta j}}{dt} = 0 \quad (2)$$

の関係から、以下のように求まる。

$$M_{sci,\theta j} = -L_{sci} \frac{dI_{sci}}{dI_{\theta j}} = -L_{sci} \alpha_{sci,\theta j} = -\frac{N_i \Phi_{sci,\theta j}}{I_{\theta j}} = -\hat{b}_{sci,\theta j} \hat{S}_i N_i \quad (3)$$

ただし、

$$\alpha_{sci,\theta ji} = \frac{\hat{b}_{sci,\theta j} d_i}{\mu_0 N_i} \quad (4)$$

であり、 $\hat{b}_{sci,\theta j}$ はコイル j に 1 A 通電した時にコイル i のテープ面に鎖交する平均磁場を表す(ただし、遮蔽電流の影響はなく、テープ内(もしくは REBCO 層)に均一に電流が流れているとする)。

同様に、各パンケーキ間の遮蔽電流回路の相互インダクタンスも導出できる。

最後に、遮蔽電流等価回路の抵抗 R_{sci} は、以下の関係を持つこととする。

$$R_{sci} = R_{rei} (I_{\theta i} + 2I_{sci}) \times 2 \times 2 \quad (5)$$

ただし、

$$R_{rei} (I_{\theta i} + 2I_{sci}) = \frac{E_c}{I_{ci}} \left(\frac{I_{\theta i} + 2I_{sci}}{I_{ci}} \right)^{n-1} \times \ell_i \quad (6)$$

ここで、 ℓ_i はコイル i のテープ長であり、 n 値モデルを採用している。

解析結果に関しては、発表当日に報告する。

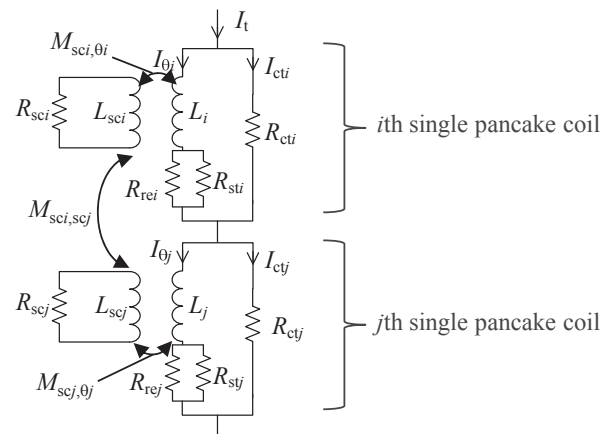


Fig. 1. Equivalent circuit model taking into account screening current.

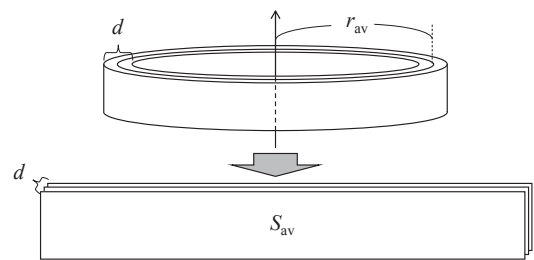


Fig. 2. REBCO single pancake coil with parameters, and the development view.

参考文献

1. H. Ueda, *et al.* "Spatial and Temporal Behavior of Magnetic Field Distribution Due to Shielding Current in HTS Coil for Cyclotron Application," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 23, no. 3 (2013) Art. no. 4100805.
2. S. Hahn, *et al.* "HTS Pancake Coils Without Turn-to-Turn Insulation" *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, no. 3, pp. 1592-1595 (2011).

マルチフィラメント高温超電導線材で 巻線された高温超電導コイルの遮蔽電流解析

Numerical Simulation on screening current in HTS coil wound with multifilamentary HTS tape

植田 浩史, 小泉 智暉, 盛川 瑛亮, 金 錫範(岡山大)

UEDA Hiroshi, Tomoaki KOIZUMI, Eisuke MORIKAWA, SeokBeom KIM (Okayama Univ.)

E-mail: hiroshi.ueda@okayama-u.ac.jp

1. はじめに

REBCO 線材や Bi2223 線材といった高温超電導線材を用いた高磁場コイルを MRI や NMR, 加速器などに応用する研究・開発が進められている。MRI や NMR, 加速器応用では高精度磁場分や布磁場均一度, 時間安定性が求められるが, 遮蔽電流磁場が問題となる。REBCO 線材は, 薄膜テープ形状であるため, 特に遮蔽電流が顕著に生じるが, 超電導層を細線化することで遮蔽電流磁場が抑制されることが期待される。しかし, マルチフィラメント化 REBCO 線材は, 機械的強度や熱的安定性を確保するため, 銅メッキが施され, その結果, 励磁の際に結合電流がフィラメント間を流れることになる[1][2]。一方, Bi2223 線材は, 多芯線であるため, 遮蔽電流磁場は REBCO 線材ほど大きくはないが, フィラメント間がブリッジしている箇所があり, 結合電流が流れることが知られている。そこで, 本発表では, マルチフィラメント高温超電導材で巻線した高温超電導コイルを対象に, 電磁場解析に基づいて, 巻線内電流分布や遮蔽電流磁場について評価した。

2. マルチフィラメント線材の解析モデル

Fig. 1 に今回考えるマルチフィラメント線材の解析モデルを模式的に示す。Fig. 1(a)は, フィラメント化が施されていない線材 (Monofilament), Fig. 1(b)は, マルチフィラメント化された線材 (Multifilament), Fig. 1(c)は, フィラメント間で所々ブリッジがある線材 (Multifilament with bridge) のモデルである。実際の線材では, REBCO 線材では線材周囲に銅メッキが施されており, また, Bi2223 線材ではフィラメントが多層構造をしているが, 今回はフィラメント間のブリッジの影響についての初期検討として, 薄膜近似[3]を用いて計算を行った。

解析対象のコイルには, 幅 4 mm, 厚さ 0.1 mm (超電導層 1.5 μm) の線材とした。Multifilament モデルは線材を 10 分割し, Multifilament with bridge モデルでは 10 分割されたフィラメントが 20 mm 間隔で隣と接続しているとした。Table 1 に解析モデルコイルの諸元を示す。電流を 200 A まで 0.05 A/s で励磁し, その後一定として, 中心磁場の時間変化を評価した。

3. 遮蔽電流磁場解析

REBCO 線材の厚み方向で電磁場が一様とする近似を用いて, 積分方程式, 高速多重極法や超電導特性を考慮可能な非線形有限要素法を組み合わせた三次元電磁場数値解析を用いて遮蔽電流磁場の計算を行った[3]。上述の設計に対して, 解析では, 実際の巻線法を考慮して, 超電導層にのみ電流が流れるとした。 n 値は 35 一定とした。

巻線の電流密度分布の展開図を Fig. 2 に示す。この図は巻線長手方向の線材内の電流分布の一部を示している。

Multifilament モデルでは, テープ端部からスリット部に磁束侵入していくため, 電流がフィラメントに沿って流れている様子がわかる。Multifilament with bridge モデルでは, テープエッジ部の電流分布が, Monofilament モデルに近いが, 一方でブリッジ部を電流が渡っていくことがわかる。ブリッジ間隔と電流分布, 遮蔽電流磁場の詳細については当日報告する。

<謝辞>

本研究の一部は, 科研費基盤研究 C (25420253) に依ったこ

Table 1. Specifications of model magnet

Inner diameter (mm)	50
Outer diameter (mm)	90
Height (mm)	100
Number of turns	120×20 layers

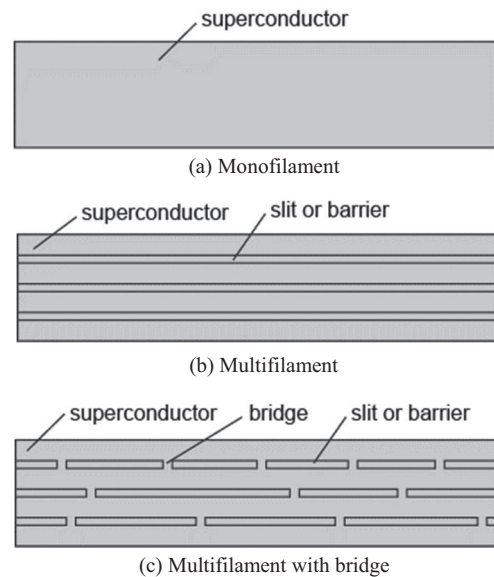


Fig. 1. Model for multifilamentary HTS tape.

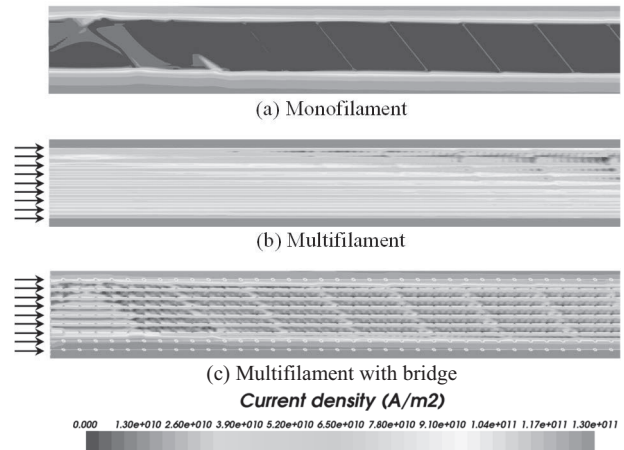


Fig. 2. Current distribution in a longitudinal direction of coil winding.

とを付記する。

参考文献

1. 植田 浩史 他: 2017 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 1A-p01 (2017)
2. 武藤 優真 他: 2017 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 1A-p02 (2017)
3. H. Ueda, et al.: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol.26 (2016) 4701205.

コイル形状がマルチフィラメント薄膜高温超伝導線コイルの遮蔽電流磁場に与える影響

The influence of Shielding-Current-Induced Fields in Coils with Various Shapes Wound with Multifilament Coated Conductors

溝端 悠大, 富永 直樹 (京大); 曾我部 友輔 (京大・学振 DC1); 雨宮 尚之 (京大)

MIZOBATA Yudai, TOMINAGA Naoki (Kyoto University); SOGABE Yusuke (Kyoto University, JSPS DC1);

AMEMIYA Naoyuki (Kyoto University)

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

1. はじめに

薄膜高温超伝導線で巻かれたマグネットでは、遮蔽電流磁場 (Shielding-Current-Induced Field, SCIF) による磁場精度の低下が問題となっているが、この SCIF の低減にマルチフィラメント化が有効であることが知られている。しかし、マルチフィラメント化後に銅メッキされた銅メッキ付きマルチフィラメント薄膜高温超伝導線の場合、銅を介してフィラメント間を流れる結合電流が十分減衰してはじめて、マルチフィラメント化が効果を発揮する。

2. 解析対象と解析条件

本研究では、ソレノイドコイル (SL) とシングルパンケーキコイル (SP) を対象に、銅メッキ付きマルチフィラメント薄膜高温超伝導線の遮蔽電流の振る舞いと SCIF の減衰の様子を電磁場解析により調べた。SL と SP の内径は 40 mm、径方向のターン数は 20、高さ方向のターン数は 8 である。SL は 4 層を一本の線材で巻いた。径方向、高さ方向の線材の間隔は 0.1 mm に統一した。Fig. 1 に示した三種類の薄膜高温超伝導線で巻いた SL・SP を対象に解析を行った。線材の幅は 4 mm、厚さは 0.1 mm、超伝導層の厚さは 1.75 μm である。超伝導特性については 30 K での実測値からパラメータを決定したパーコレーション遷移モデルを用いた。銅メッキ付き薄膜高温超伝導線のフィラメント間の横断抵抗は銅メッキ層で支配されていると仮定し、77 K における結合損失測定から得た値を銅の抵抗率の温度依存性により補正した値を用いた [1]。通電電流は 10 s で 300 A までランプアップし、2500 s 間保持した。

3. 解析結果

Fig. 2 に銅メッキ付きマルチフィラメント薄膜高温超伝導線で巻かれた SL・SP それぞれの電流流線図を示す。SL は内側から数えて 19 層目、SP は最上部のコイルの線材の展開図である。SL では、他の層と繋がっている層の端 (Layer end) からは磁束は侵入していないが、コイル中央の平面 (Mid-plane) の位置で垂直磁場の向きが反転しているため、ここから磁束が侵入している。すなわち、SL においては、線材の単長がどんなに長くても、隣接層の上側 (下側) の合計に相当する線材長 (結局、1 層分の線材長) の両端から磁束が侵入しフィラメントの結合が解けていくであろうことを解析結果は示している。つまり、SL においては結合電流の減衰時定数である結合時

定数は、線材単長ではなく 1 層分の線材長で決まると考えられる。一方、SP では、線材端から磁束が侵入しており、この場合は、結合時定数は線材単長で決まると考えられる。Fig. 3 に SL の電流保持中における SCIF の時間変化を示した。銅メッキ付きマルチフィラメント薄膜高温超伝導線の SCIF は 1000 s 程度で減衰し、モノフィラメント高温超伝導線の SCIF のレベルからフィラメント間が絶縁されたマルチフィラメント薄膜高温超伝導線の SCIF に近づいていっている。

謝辞

本研究の一部は JST S-イノベの支援により、一部は科研費 (JP16805140) の支援により行われた。

参考文献

1. N. Amemiya, et al. "Coupling time constants of striated and copper-plated coated conductors and the potential of striation to reduce shielding-current-induced fields in pancake coils," submitted to *Supercond. Sci. Technol.*

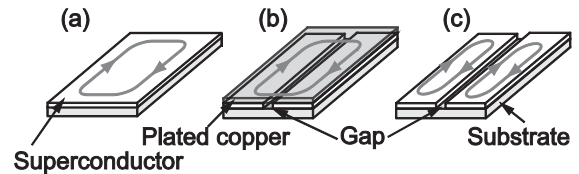


Fig. 1 Three types of coated conductors used for analyses: (a) monofilament, (b) copper-plated 2-filaments, and (c) insulated-2-filaments coated conductors

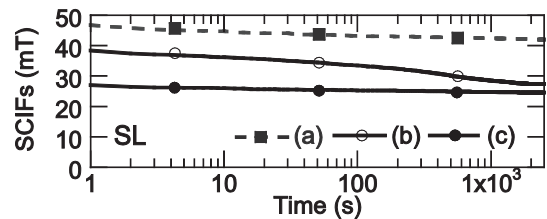


Fig. 3 Temporal change of the SCIF at center of SL wound with (a) monofilament, (b) copper-plated 2-filaments, and (c) insulated-2-filaments coated conductors.

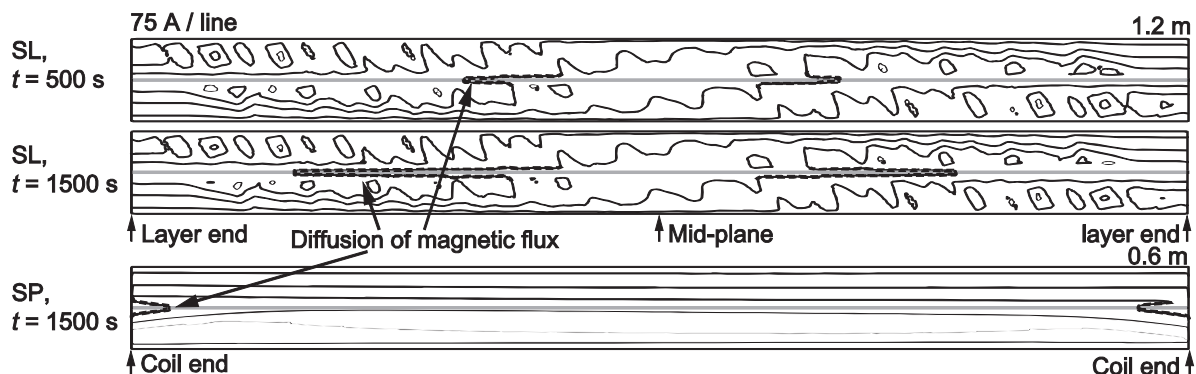


Fig. 2 Current lines in the 19th layer of SL and the 8th SP wound with the copper-plated 2-filaments coated conductors.

REBCO コイルにおける細線化処理による遮蔽電流不整磁場低減効果の解析: 9.4T 級ヒト全身用 MRI コイルを対象として

Numerical Evaluation of Reduction Effect on Screening-current Induced Magnetic Field by Scribing in REBCO Coils: 9.4T-Class MRI

伊東 慶太, 石山 敦士(早大); 植田 浩史(岡山大); 野口 聡(北大)

ITO Keita, ISHIYAMA Atsushi (Waseda Univ.); UEDA Hiroshi (Okayama Univ.); NOGUCHI So (Hokkaido Univ.)

E-mail: keita-ito@ruri.waseda.jp

1. はじめに

我々は 9.4T 級ヒト全身用 MRI コイルの開発を目指してきた[1]。REBCO 超電導コイルでは、遮蔽電流による不整磁場(以下、遮蔽電流磁場)がコイル発生磁場の空間的均一性や時間的安定性を乱すことが問題となっている。そのため、遮蔽電流磁場を数値解析により予測し、抑制・補正することが求められている。遮蔽電流磁場の低減法の 1 つとして、線材の細線化処理があり、その効果が先行研究により確かめられている[2]。本研究では 9.4T 級ヒト全身用 MRI コイルにおいて、細線化処理を適用した際の遮蔽電流磁場を解析・評価したので報告する。

2. 解析対象と解析条件

解析対象としたモデル 9.4T 級ヒト全身用 MRI コイルシステムの配置図を Fig.1 に示す。コイルシステムは複数のパンケーキコイルをスタックした 5 つのスプリットコイルで構成されている。最適化設計は制約条件を中心磁場 9.4T, 内径 1m 以上, 2~6 次の磁場不均一度を撮像空間 400mmDSV において 50ppm 以下とし、電流密度はパンケーキコイル内で同様と仮定し設計を行った。

細線化モデルについては、幅 4.0mm の線材に 1 つの溝を施したことを想定し、幅 2.0mm の線材を並列に配置し解析を行った。ただし、細線化による溝は絶縁されているとした。

励磁条件については励磁速度 0.1A/s で 253.717A まで励磁後、1 時間ホールドするものとした。

3. 解析手法

遮蔽電流磁場解析には有限要素法(FEM), 境界要素法(BEM), 高速多重展開法(FMM)を適用した3次元非線形過渡電磁場解析手法を用いた。その際に用いた定式化モデルを式(1)に示す。これはビオ・サバルの法則, ファラデーの電磁誘導の法則, オームの法則を基に立式したものであり、妥当性が先行研究により確認されている[3]。

$$\{\nabla \times \rho(\nabla T \times \mathbf{n})\} \cdot \mathbf{n} + \frac{\mu_0 d}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{(\nabla T' \times \mathbf{n}') \times \mathbf{R}}{R^3} \cdot \mathbf{n} dS' = -\frac{\partial B_a}{\partial t} \cdot \mathbf{n} \quad (1)$$

4. 解析結果

遮蔽電流磁場がもたらす空間磁場不均一度への影響を評価するために、励磁完了直後の撮像空間における磁場不均一度を計算した結果を Fig. 2 に示す。

評価モデルは細線化処理を施していない Normal モデル, コイル 1 の線材のみ細線化処理を施した Scribing_C1 モデル, 全てのコイルに細線化処理を施した Scribing_All モデルの 3 つで行った。

Fig. 2 の 2 次の項に着目すると、Normal モデルでは 161ppm あった磁場不均一度が、細線化処理により 13.2ppm まで抑えられるという結果が得られた。これに対してコイルシステム全体の線材に細線化処理を施したところ、30.7ppm という結果が得られた。これは細線化処理を施す範囲を適切に選

択することでより良い空間磁場不均一度を得られることを示唆している。

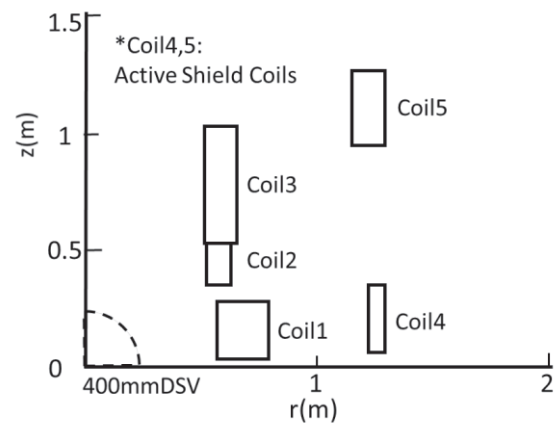


Fig. 1 Schematic of System

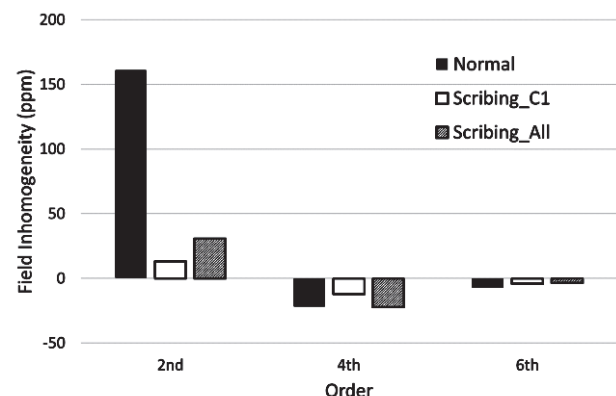


Fig.2 Field Inhomogeneity for “Normal Model”, “Scribing_C1 Model” and “Scribing_All Model”

< 謝辞 >

本研究は、日本医療研究開発機構 (AMED) の「未来医療を実現する医療機器・システム研究開発事業『高磁場コイルシステムの研究開発』」の成果を参考に実施したものである。

参考文献

1. T. Tosaka, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 92 (2015) 3B-a01
2. A. Mochida, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 89 (2014) p.66
3. H. Ueda, et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 26, no.4, 4701205, June 2016.

MRI 用高温 REBCO コイルの遮蔽電流磁場の変動抑制に有効な残留磁化

Residual magnetization effective for suppressing fluctuation of magnetic field induced by screening current in REBCO coil

宮崎 純, 宮城 大輔, 津田 理(東北大); 横山 彰一(三菱電機)
 MIYAZAKI Jun, MIYAGI Daisuke, TSUDA Makoto (Tohoku Univ.);
 YOKOYAMA Shoichi (Mitsubishi Electric Corp.)
 E-mail: jun.miyazaki.s4@dc.tohoku.ac.jp

1. はじめに

これまでに、REBCO コイル内の残留磁化が、コイル発生磁場の時間的安定性に及ぼす影響について検討し、繰り返しオーバーシュート波形[1]を適用する前にコイルを励磁することにより、コイルの発生磁場の変動を抑制できる可能性があることを確認している[2]。本研究では、コイルの運転温度や運転電流をパラメータとして、コイル励磁中の磁場変動抑制に有効な残留磁化を評価し、残留磁化を利用することにより、コイルの最大経験電流をどの程度低減できるかについて検討した。

2. 実験方法

GdBCO テープ線材を用いて 50 ターンのダブルパンケーキコイルを作製した。コイル断面および磁束密度測定用ホール素子の設置位置を Fig.1 に示す。運転温度 30, 40, 50K におけるコイルの臨界電流 (I_c) は、それぞれ 340, 260, 190A (0.1 μ V/cm 基準)である。本実験に使用したコイル励磁波形を Fig.2 に示す。繰り返しオーバーシュート波形を適用する際のオーバーシュート量は、 ΔI_1 が運転電流 I_{oper} の 2%, ΔI_2 が 4% の様に、2% ずつ増加させた。なお、コイル励磁時のスイープ速度を 1 A/s とし、磁場安定性は、オーバーシュート波形印加直後から 1 分間の磁場変動率 ε で評価した。

3. 実験結果

運転温度 30, 40, 50K における運転電流を、それぞれ 136, 104, 75A (電流負荷率 40% で一定)、オーバーシュート波形印加前の台形波のピーク電流 $I_{history}$ を、(a) 0 A 及び (b) 運転電流 $\times 1.05$ A (それぞれ 143, 109, 79A) とした場合の、各オーバーシュート量 ΔI に対する磁場変動率 ε を Fig.3 に示す。Fig.3 より、(a) $I_{history} = 0$ A の場合は、変動抑制可能なオーバーシュート量 ΔI が、運転温度 30, 40, 50K に対して、それぞれ約 24, 14, 10A であったのに対し、(b) $I_{history} =$ 運転電流 $\times 1.05$ A の場合は、それぞれ約 12, 4, 4A であった。また、運転温度を 40K、運転電流を 52, 104, 156A (電流負荷率 20, 40, 60%)、オーバーシュート波形印加前の台形波のピーク電流 $I_{history}$ を、(a) 0A 及び (b) 運転電流 $\times 1.05$ A (それぞれ 54, 109, 164A) とした場合の、各オーバーシュート量 ΔI に対する磁場変動率 ε を Fig.4 に示す。Fig.4 より、(a) $I_{history} = 0$ A の場合は、変動抑制可能なオーバーシュート量 ΔI が、電流負荷率 20, 40, 60% に対して、それぞれ約 30, 14, 3A であったのに対し、(b) $I_{history} =$ 運転電流 $\times 1.05$ A の場合は、それぞれ約 9, 4, 2A であった。この様に、すべての条件下において、繰り返しオーバーシュート波形を適用する前にコイルを励磁することにより、コイル発生磁場の変動抑制に有効なオーバーシュート量を低減することができた。また、コイルの最大経験電流を最大 21A 低減できた。以上より、オーバーシュート法を適用する前に運転電流の 1.05 倍程度の電流を通電することにより、コイル最大経験電流を低減し、磁場変動を抑制できることがわかった。

謝辞

本研究は、国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) 「高温超電導実用化促進技術 / 高温超電導高安定磁場マグネットシステム技術開発 (コイル開発)」により委託・支援を受け実施したものである。

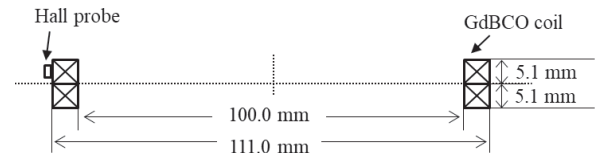


Fig.1 Schematic view of a GdBCO double pancake coil and hall probe for magnetic field measurement.

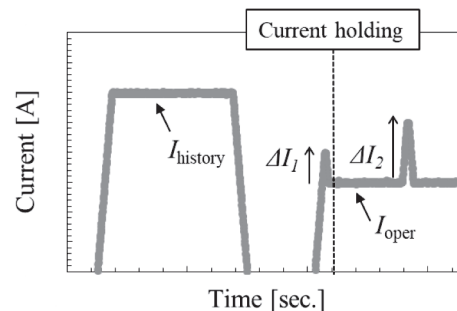


Fig.2 Coil current waveform.

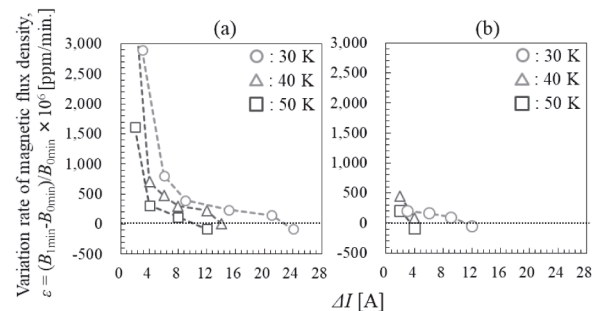


Fig.3 Variation rate of magnetic flux density as functions of overshooting current and operating temperature ((a) $I_{history} = 0$ A, (b) $I_{history} = I_{oper} * 1.05$ A).

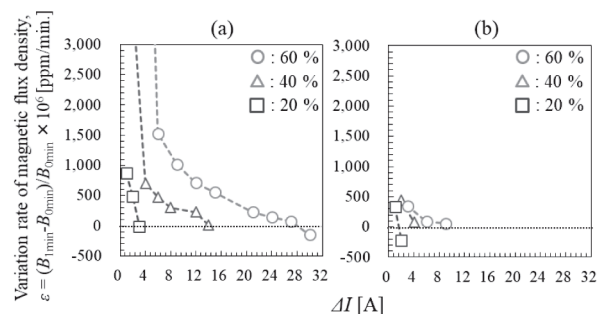


Fig.4 Variation rate of magnetic flux density as functions of overshooting current and current load factor ((a) $I_{history} = 0$ A, (b) $I_{history} = I_{oper} * 1.05$ A).

参考文献

- H. Miura, et al.: Abstracts of CSSJ Conference, Vol.94 (2017) p.80.
- J. Miyazaki, et al.: Abstracts of CSSJ Conference, Vol.94 (2017) p.79.

超伝導テープ線材を用いたソレノイドコイルにおける遮蔽電流磁場のスケール則

Scaling law for the screening-current-induced magnetic field in solenoid coils with superconducting tape wires

馬渡 康徳, 東 陽一 (産総研)

MAWATARI Yasunori, HIGASHI Yoichi (AIST)

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

1. はじめに

MRI および NMR マグネットへの応用を目指して研究開発が進んでいる希土類系高温超伝導テープ線材を用いたコイルにおいて、テープ線材に誘起される遮蔽電流による、コイル磁場の空間的不均一性および時間的不安定性が問題となっている。その抑制に向けて遮蔽電流磁場を数値シミュレーションにより精密に予測するためには、高度な数値計算手法と膨大な計算コストを要するため、コイル設計は困難である。

本研究では、遮蔽電流磁場を定量的に評価するのではなく、その大まかな数値や定性的振舞を把握することを目的として、ソレノイド状超伝導コイルにおける遮蔽電流磁場を解析的に評価し、コイルのサイズと遮蔽電流磁場との間に近似的に成立するスケール則について理論的に考察した。

2. ソレノイドコイルにおける遮蔽電流磁場

テープ線材から成る導体部分が内径 $2R_1$ 、外径 $2R_2$ 、および高さ $2H_1$ (導体の占める領域が $R_1 < r < R_2$, $-H_1 < z < H_1$) であるソレノイドコイルの中心 $(r, z) = (0, 0)$ における軸方向磁場 B_0 は、次の(1)式のように、輸送電流 I_t による磁場 B_{TC} と遮蔽電流磁場 B_{SC} との和で与えられる[1]。

$$B_0 = B_{TC} + B_{SC}, \quad (1)$$

$$B_{TC} = \frac{\mu_0}{a_r a_z} \int_{R_1}^{R_2} dr \int_{-H_1}^{H_1} dz \frac{r^2}{2(r^2 + z^2)^{3/2}} I_t, \quad (2)$$

$$B_{SC} = \frac{\mu_0}{a_r a_z} \int_{R_1}^{R_2} dr \int_{-H_1}^{H_1} dz \frac{3r^2 z}{2(r^2 + z^2)^{5/2}} M_r(r, z) \quad (3)$$

ここで、コイルを構成する線材に関する和を積分で近似しており、 a_r は r 方向のテープ線材積層周期、および a_z は z 方向のテープ線材配列周期である。

輸送電流による磁場 B_{TC} を与える(2)式は、輸送電流 I_t はどの線材中でも同一なので、次の形に表される。

$$B_{TC} = \mu_0 I_t F_{TC} \quad (4)$$

ここで、 F_{TC} はコイル形状(R_1 , R_2 , および H_1)やテープ線材の配置(a_r および a_z)によって決まる幾何学的因子である。

遮蔽電流磁場 B_{SC} を与える(3)式において、 M_r は (r, z) にある線材 (幅 w , 超伝導層厚さ d_s , および電流密度 J_θ) の単位長あたり磁気モーメント(r 成分)であり、次式で定義される。

$$M_r(r, z) = d_s \int_{z-w/2}^{z+w/2} J_\theta(r, z')(z - z') dz' \quad (5)$$

超伝導テープ線材の臨界電流密度 J_c が一定であるとする、(5)式の磁気モーメントの大きさの最大値は、 $|M_r| < J_c w^2 d_s / 4$ で与えられる。以下、簡単な M_r の分布を仮定することにより、 B_{SC} を概算する。+ θ 方向に流れる輸送電流がゼロから単調に増加するとき、コイル磁場の動径方向成分 B_r は、ほぼ、 $z > 0$ において $B_r > 0$ 、および $z < 0$ において $B_r < 0$ となるので、テープ線材の磁気モーメントの大きさが最大値をとる(最大に磁

化される)と仮定すると、 $z > 0$ において $M_r = -J_c w^2 d / 4$ 、および $z < 0$ において $M_r = +J_c w^2 d / 4$ となる。この単純な M_r 分布の仮定のもとに(3)式を評価することにより、

$$B_{SC} = -\mu_0 (J_c w^2 d_s / 4) F_{SC} \quad (6)$$

の形にまとめられる。ここで、 F_{SC} はコイル形状やテープ線材の配置によって決まる幾何学的因子である。輸送電流が増加から減少に転ずると、磁気モーメントの正負の符号が変わり、 B_{SC} の正負も逆になる[1]。

(4)、(6)式より、輸送電流による磁場に対する遮蔽電流磁場の大きさの比は、次のようになる。

$$\left| \frac{B_{SC}}{B_{TC}} \right| \sim \frac{J_c w^2 d_s F_{SC}}{4 I_t F_{TC}} = \frac{I_c w F_{SC}}{I_t 4 F_{TC}} \quad (7)$$

上記の M_r の分布はかなり単純化したモデルであり、また J_c の磁場依存性や磁場角度依存性等が考慮されていない。しかし、(7)式の理論結果は、精密な数値計算結果[2]と同程度の値を与えることを確認した。

3. 遮蔽電流磁場とコイルサイズのスケール則

線材のサイズや巻線密度を固定して、コイル全体(導体部分)のサイズを f 倍に相似形に変化させたときに、コイルの磁場がどのように変化するか考察する。

(2)式において、コイルサイズを $(R_1, R_2, H_1) \rightarrow (fR_1, fR_2, fH_1)$ のように置き換えると、 $B_{TC} \rightarrow f B_{TC}$ となり、輸送電流による磁場 B_{TC} はコイルサイズに比例することがわかる。これは、線材とコイル中心との距離が f 倍に離れることにより線材ひと巻き部分からの寄与が $1/f$ 倍になると同時に、線材の巻数が f^2 倍となるからである。

一方、(3)式において、コイルサイズの変化に対して線材の磁気モーメント M_r はあまり変化しないことを考慮すると、コイルサイズが f 倍になっても遮蔽電流磁場 B_{SC} はほとんど変化しないことが導かれる。これは、線材とコイル中心との距離が離れることにより線材ひと巻き部分からの寄与が $1/f^2$ 倍になると同時に、線材の巻数が f^2 倍となるからである。

(7)式の遮蔽電流磁場の割合は、線材幅の 2 乗 (あるいは電流負荷率 I_t / I_c を固定するなら線材幅 w) に比例するので、テープ線材の細線化が遮蔽電流磁場の抑制に有効である。また、 B_{SC} は線材の臨界電流密度 J_c に比例するが、電流負荷率を固定するなら B_{SC} の割合は J_c に対してほとんど変化しないことがわかる。

謝辞

有益な議論をして頂きました、古瀬充穂博士および柁川一弘准教授に感謝致します。また、本研究は NEDO 委託事業の一環として行われました。

参考文献

- [1] Y. Mawatari and Y. Higashi, Abstracts of CSSJ Conference, **94**, 132 (2017).
- [2] H. Ueda *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **26**, 6603205 (2015).

高温超伝導線材で巻いた回転ガンタリー用コサインシータ型マグネットの遮蔽電流磁界抑制手法の検討

Control method of screening-current-induced field in a cosine-theta dipole magnet wound with coated conductors for a rotating gantry

曾我部 友輔(京大・学振DC1);雨宮 尚之(京大)

SOGABE Yusuke (Kyoto University, JSPS DC1); AMEMIYA Naoyuki (Kyoto University)

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

1. はじめに

薄膜高温超伝導線材で巻かれたマグネットは、高磁場発生と伝導冷却が可能であるという点で、回転ガンタリーなどの加速器システムへの応用が期待されている。回転ガンタリー用マグネットには、時間変動磁場を精度良く発生することが求められるが、薄膜線材では大きな遮蔽電流が発生するため磁場精度が乱される。今回は、Fig. 1 に示すコサインシータ型マグネットを対象に、発生する遮蔽電流磁界を電磁界解析によって評価し、その抑制手法を検討した。

2. 三次元電磁界解析モデル

解析対象としたコサインシータ型マグネットの断面形状を Fig. 1(a)に、マグネットを構成するコイルの三次元形状を Fig. 1(b)に示す[1]。このマグネットは回転ガンタリー用マグネットを意識して設計されたマグネットで、定格運転条件は電流 200 A、最大発生磁場 2.88 T である。鉄ヨークの影響を考慮に入れるために、鉄ヨークの外径は無限大であると仮定し、映像電流を用いて計算した。鉄の比透磁率は3000で固定した[2]。この条件で有限要素法による三次元電磁界解析を実施し、高温超伝導コイルにおける遮蔽電流磁界の時間発展と、マグネット直線部およびコイルエンド部の遮蔽電流磁界への寄与を評価した。

3. 遮蔽電流磁界解析結果と抑制手法の検討

Fig. 2 にマグネット通電電流と遮蔽電流磁界の 2 極成分 ΔBL_1 、6 極成分 ΔBL_3 、10 極成分 ΔBL_5 を示す。解析の際には、マグネットを構成する薄膜線材上での磁界分布から計算される臨界電流密度の最小値によって定義したマグネット負荷率 I/I_c を 55% および 66% となるように、超伝導特性のパラメータを変更した。この結果から、マグネット負荷率が高い方が、通電電流変化に伴う遮蔽電流磁界の多極成分の変化が小さいことがわかった。これは、マグネット負荷率が高いほど線材内に誘導される遮蔽電流が小さくなることに起因している。

今回解析対象としたマグネットは回転ガンタリー用 2 極マグネットであり、通電電流制御によってマグネットの発生 2 極磁界を直接制御する。すなわち、事前に遮蔽電流磁界の 2 極磁界成分を予測すれば、それを打ち消すように通電電流を微小制御することにより、遮蔽電流磁界の 2 極成分を打ち消すことが可能となる。また、10 極成分以上は、回転ガンタリー用マグネットにおいては十分小さいものであり、実際の運転では無視できる程度である。

一方、6 極成分は無視できない程度であり、かつ通電電流制御では抑制できないため、6 極成分の抑制には、マグネットの 3 次元形状を変更することで対応する必要がある。すなわち、直線部断面における線材配置の変更、直線部長さの増加などによる対策が必要である。

この結果で示したように、電磁界解析によって回転ガンタリー用マグネットにおける遮蔽電流磁界が評価可能になった。加速器用マグネットの形状・運転条件、使用線材の超伝導特性が明らかになっていけば、電磁界解析により遮蔽電流磁界を予測できる。

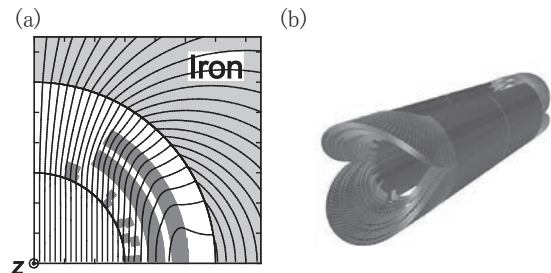


Fig. 1 Analyzed magnet; (a) cross section of the magnet and flux lines; (b) three dimensional shape of the coil in the magnet.

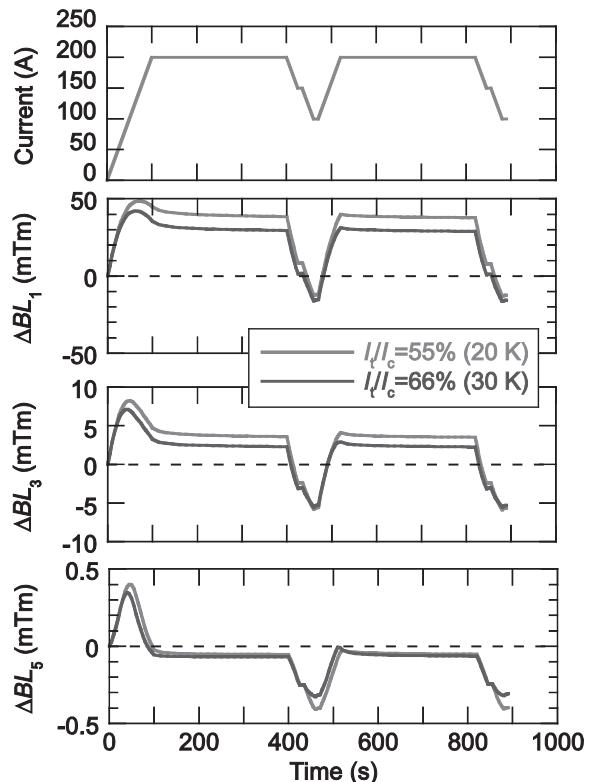


Fig. 2 Current profile and time evolutions of dipole, sextupole, and decapole components of screening-current-induced field under different load ratio.

謝辞

本研究の一部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、一部は科研費特別研究員奨励費(16J07799)の支援によって行われた。

参考文献

1. N. Amemiya, et al.: Phys. Procedia, **67** (2015) p. 776-80
2. Y. Sogabe, et al.: submitted to IEEE Trans. Appl. Supercond.

磁気分離を用いた除去土壌の減容化・再生利用に関する研究 ～前処理としての土壌分散と高度分級～

Study on Volume Reduction and Recycling of Removed Soil by Magnetic Separation ～Soil Dispersion and Advanced Classification as the Pretreatment～

橋本 陽介, 秋山 庸子(阪大); 西嶋 茂宏(福井工大)

HASHIMOTO Yosuke, AKIYAMA Yoko (Osaka University); NISHIJIMA Shigehiro (Hukui University of Technology)

E-mail: hashimoto@qb.see.eng.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

福島第一原子力発電所事故に伴い発生した除去土壌の減容化手法が求められている。本研究では、農地土壌に多く含まれる粒径 75 μm 以下のシルト・粘土分に対する高勾配磁気分離(HGMS)を検討している。Fig.1 に本研究で検討している除去土壌処理フローを示す。まず除去土壌を湿式分級し、再利用基準値以下の放射能濃度になった粒径 75 μm 以上の砂礫分を再利用する。次に、粒径 75 μm 未満のシルト・粘土分に対して磁気分離を行い、Cs を強固に吸着するため放射能濃度が高い常磁性の 2:1 型粘土鉱物のみを選択的に捕捉し、Cs 吸着能が低い放射能濃度が低い反磁性の 1:1 型粘土鉱物や石英、長石などを再利用対象にする。しかし、シルト・粘土分の中には数 μm 以下の微粒子が存在し、小粒径になるほど 2:1 型粘土鉱物は磁気分離による捕捉が困難である。このことが磁気力による効果的な濃度低減を妨げるという問題がある。そこで本研究では、磁気分離の効果をより高めるための前処理として、淘汰管を用いた高度分級処理を検討した。

粒子に作用する磁気力とドラッグ力に基づく概算により、現地で実際に土壌分離を行うことを想定し、実験条件を印加磁場 5 T、懸濁液の流速 3 cm/s、フィルターワイヤー径 500 μm とすると、約 2 μm 未満の 2:1 型粘土鉱物(磁化率 6.0×10^{-4}) が捕捉できないという結果になった。そこで、淘汰管を用いた高度分級では、磁気力による分離の下限となる粒径(上記条件では 2 μm)を分級点に設定して、あらかじめ分離し、磁気分離性能を向上させることを目的とする。

今回の実験では、粒度分布の変化を観察しやすくするために、分級点を 2 μm よりも大きい 30 μm として、分級点を境にした淘汰管による懸濁粒子の分離実験を行う。

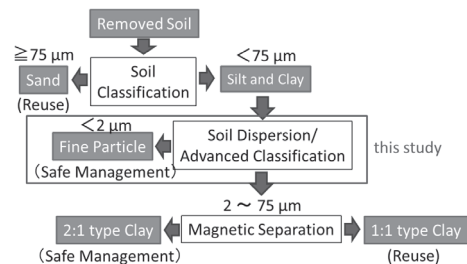


Fig.1 Treatment Flow of Removed Soil in this study

2. 実験方法

磁気力では分離が難しい除去土壌中の微粒子を磁気分離前に分別するため、2種類の淘汰管装置を作製し、モデル実験として 2:1 型粘土鉱物のバーミキュライト懸濁液を対象とした分離性能の比較を行った。淘汰管とは、管内の流体の速度と、懸濁粒子の粒径・形状・比重に依存する、ドラッグ力・浮力・重力の釣り合いによって、粒子の混合物から粒子を選別するために用いられる管のことである。設備の可動部が少なく、メンテナンスが容易であるという利点を持ち、一般的に円錐型

と円柱型の淘汰管が用いられる。円錐型淘汰管は、逆円錐型の装置下部から懸濁液を流入させ、懸濁液が上昇するにつれて装置の内径が広がることで流速を低下させ、粒子の粒径による分離を行う。この装置では、上部に行くにつれて内径が大きくなるため、テーパ角が大きいくほど、分離中に管内で不均一な流れが発生しやすくなる可能性がある。一方で、円柱型淘汰管はテーパ角が 0° であり、高さによらず内径は一定であるため、分離中の管内は層流に近くなると考えられるが、固定した粒径の分離しか実現できない。そこで本研究では円錐型と円柱型淘汰管の分離性能の比較を行った。

ここでは、円錐型、円柱型ともに排出口の高さを 800 mm、その高さでの断面積を 28 cm^2 に統一し、75 μm 未満のバーミキュライト粒子を用いて、流量を設定した。懸濁液の固液比を 1:100 に統一し、懸濁液を 10 分間循環させたあと、懸濁液と同量の蒸留水を通させた。分離実験後、未処理の懸濁液、淘汰管内への残留分と淘汰管通過分の粒度分布を測定した。

3. 結果と考察

Fig.2,3 に円錐型、円柱型淘汰管の分離実験の結果を示す。縦軸は、分離前のバーミキュライト全体の重量を 100% としたときの懸濁液内のバーミキュライトの質量分率を示し、横軸は粒径を対数表示にしたものを示す。淘汰管に残った粒子を大粒径分(Large Fraction)、淘汰管より排出された粒子を小粒径分(Small Fraction)とした。

円錐型では、小粒径分中に、大粒径分へと分離されるべき 30 μm 以上の粒子が混入している。一方、円柱型では、大粒径分中に、小粒径分へと分離されるべき 30 μm 未満の粒子が混入している。これらの粒子の混入は、除去土壌の減容率の低下や磁気分離による放射能濃度低減効果の低下につながる原因となるため、今後の装置の改良や固液比・流量などの分離条件の検討により分離性能を高める必要があると考えられる。

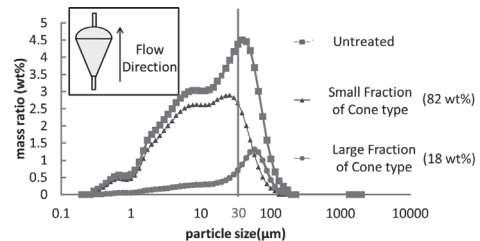


Fig.2 Classification with Cone type Device

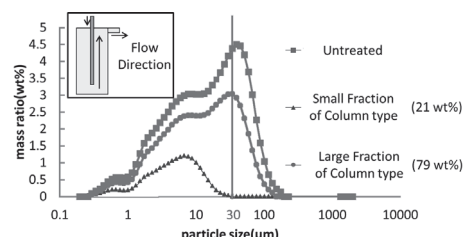


Fig.3 Classification with Column type Device

高温超伝導コイルを用いた誘導加熱によるアルミ溶解実証装置の開発 Development of Test Device for Aluminum Metal Melting by Electromagnetic Induction Heating Using HTS Coils

福井 聡, 小野 稜平, 小川 純, 佐藤 孝雄 (新潟大); 渡部 智則, 長屋 重夫, 平野 直樹 (中部電力); 古瀬 充穂 (産総研)

FUKUI Satoshi, ONO Ryohei, OGAWA Jun, SATO Takao (Niigata University);

WATANABE Tomonori, NAGAYA Shigeo, HIRANO Naoki (Chubu Electric Power Co. Inc.); FURUSE Mitsuho (AIST)

E-mail: fukui@eng.niigata-u.ac.jp

1. はじめに

現在、アルミ材料の溶解方法としてはガス加熱が主流であるが、主に材料表面からの加熱となるため、材料内部の温度上昇が遅く、高速溶解は困難である。本研究では、高温超伝導コイルによる静止強磁場中で、アルミ材料を回転させて誘導加熱し、高速溶解する装置を提案している (Fig. 1)。HTSコイルによる高磁界を用いることにより、従来のガス加熱では不可能であった、高速・高効率加熱が実現できる。本提案の高速アルミ溶解技術が実現すれば、ダイカスト工程をジャストインタイム方式に変更することが可能となり、従来の問題点であるアルミ溶湯の横持運搬の事故リスク、保持炉でのエネルギーロスや温度低下に備えた過剰加熱によるドロス等の問題を解決できる。本発表では、数値解析による実証装置の設計と、それに基づく実証装置の開発状況について報告する。

2. 実証装置の電磁設計

本研究で想定している実用装置の性能は、1個 5 kg のアルミニウムインゴット 5 個を高速溶解可能な加熱性能を有するものである。標準的なアルミニウムインゴットのサイズは 108 mm×34 mm×504 mm であるので、これらを回転させる空間の大きさは概ね決まってくる。また、原理検証予備試験の結果^[1]から、必要な磁界強度は概ね 0.6 ~ 1T とする。これらに加えて実証装置製作にあたっての入手可能な線材量の制約等から、HTS コイルのサイズも概ね決まる。Fig. 2 に実証装置におけるアルミ材料及びホルダーの幾何学的配置及び断面寸法を示す。5 角形に配置したホルダーにアルミ材料が入っており、長方形型の HTS コイルによるダイポール磁場中で回転する構造になっている。本構造に基づいて FEM 解析により、実証装置の成立性を検証する。まず、3次元 FEM 解析により得られた装置断面内の磁界分布 $((x, y) = (90 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ 及び $(x, y) = (134 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ における x 方向磁界の分布を Fig. 3 に示す。本解析では、コイル断面内の平均電流密度を 150 A/mm^2 としている。Fig. 3 より、アルミインゴットの z 方向長さの範囲である $z = \pm 50 \text{ mm}$ で概ね 0.62 ~ 1.24T の磁界を発生できることが分かる。従って、予備試験^[1]の結果から判断される必要な磁界強度は確保できると考えられる。電磁界-熱連成解析により、実証装置の加熱特性を検証した。アルミ材料の温度分布の変化、アルミ材料の加熱に使用される熱量を調べるため、ホルダーがある場合と無い場合においてアルミ材料の温度上昇を評価した。Fig. 4 に示す解析結果より、ホルダーの有無による最大温度、最小温度の差はそれぞれ 6.01°C 、 59.07°C (回転開始から 10 秒後) となり、総発熱量 59.6 kW の内、ホルダーに奪われる熱量が 4.7 kW であることがわかり、92%以上がアルミ材料の加熱に向けられることを確認した。実証装置の製作状況は当日報告する。

参考文献

[1] T. Watanabe, S. Nagaya, N. Hirano, S. Fukui, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol.26, Art. ID 3700504, 2016.

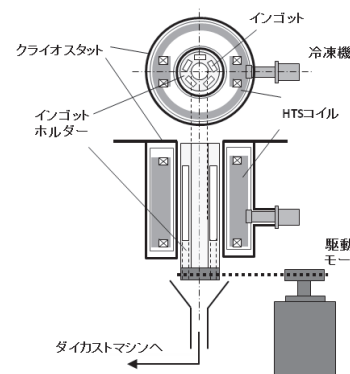


Fig. 1 Aluminum metal melting device by induction heating using HTS coils

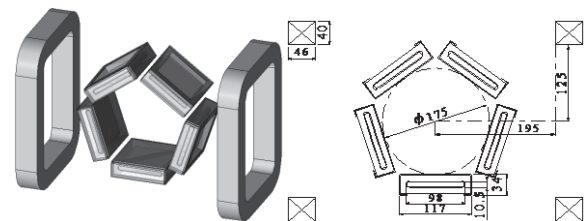


Fig. 2. Arrangement of aluminum ingots and HTS coils, and dimension of cross-section.

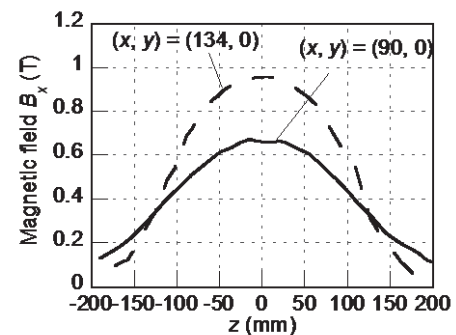


Fig. 3. Magnetic field distribution in around aluminum ingots.

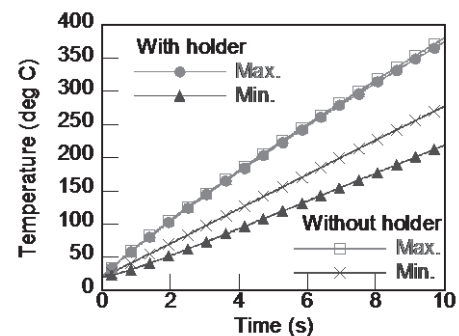


Fig. 4. Time evolution of maximum and minimum temperatures of aluminum material. (1200 rpm)

鞍型ピックアップコイル法によるマルチフィラメント REBCO 超伝導テープ線材の交流損失の外部磁場印加角度依存性の評価

Investigation of External Field Angular Dependence of AC Loss of

Multifilamentary REBCO Superconducting Tapes by Using Saddle-shaped Pick-up Coil

佐々 滉太、伊藤 哲也、三浦 峻、岩熊 成卓(九大); 和泉 輝郎、町 敬人、衣斐 顕(産総研)

H. Sasa, T. Ito, S. Miura, M. Iwakuma(Kyushu Univ.); T. Izumi, T. Machi, A. Ibi(AIST)

1. はじめに

超伝導線材を交流電力機器に応用する際、超伝導巻線部分で発生する交流損失が、冷凍機にかかる全熱負荷の大部分を占める。また、酸化物超伝導線材は高い臨界温度を持つため、広い温度領域での使用が想定され、交流損失は線材の温度、積層枚数、磁場の印加角度に依存する。そのため、様々な条件における損失の見積もりが重要である。これまでに我々は、鞍型ピックアップコイルを用いて様々な REBCO 超伝導テープ線材の交流損失特性を評価し、交流損失の温度スケールリング則の適用を確認してきた。

測定には、臨界電流特性向上のためにピンニングセンターとして BaHfO₃ (BHO) を添加し、さらにレーザ加工により長手方向に 4 分割された EuBa₂Cu₃O_y (EuBCO) + BHO 超伝導テープ線材を用いた。これまでに我々は、磁場の印加方向がテープ面に対して垂直である場合に、温度スケールリング則が適用可能であることが明らかになってきた。磁場の印加角度を変えて交流損失特性を測定し、温度スケールリング則の適用の可否を検討した。

2. 線材諸元と実験方法

線材試料の諸元を Table.1 に示す。この線材を冷凍機による伝導冷却を用いて 30~77K まで冷却し、テープ面に対して $\theta = 30^\circ$ 、 45° 、 90° の角度で外部磁場を印加し、鞍型ピックアップコイル法を用いて測定した。

Table.1 Specifications of EuBCO+BHO tapes

Width	5 mm
Length	60 mm
Thickness of EuBCO+BHO layer	3.6 μ m
Filaments	4 filaments

3. 実験結果

50K における各印加角度の交流損失の測定結果を Fig.1 に示す。角度の増大に伴い交流損失の増加がみられる。他の温度においても同様の傾向がみられた。外部磁場印加角度 θ

$=45^\circ$ の場合の交流損失特性に温度スケールリング則を適用した結果を Fig.2 に示す。横軸を各温度におけるゼロ磁場での臨界電流値、縦軸をその 2 乗で除することで、温度に依存しないマスターカーブに一致することが明らかになった。

4. まとめ

以上の結果より、4 分割された EuBCO+BHO 線材において、外部磁場の印加方向がテープ面に対して垂直 ($\theta = 90^\circ$) の場合に限らず $\theta = 30^\circ$ 、 45° の場合にも温度スケールリング則が適用可能であることが明らかになった。

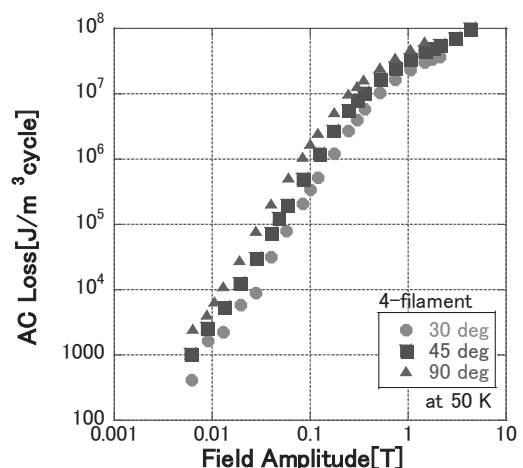


Fig.1 AC losses of EuBCO+BHO tapes at 50 K

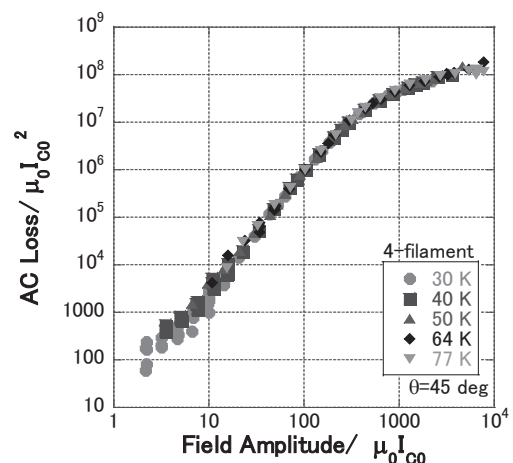


Fig.2 Temperature scaling of AC losses of 4-filament EuBCO+BHO at $\theta = 45$ degree

掃引磁場中の撚線化超伝導テープ線における磁化および損失の解析: 臨界電流密度の磁場角度依存性の効果

Analysis of magnetization and loss power on a twisted superconducting tape wire in ramping magnetic fields: Effect of field-angle dependence of critical current density

東 陽一 (産総研); Huiming Zhang (中国電力科学研究所); 馬渡 康徳 (産総研)
HIGASHI Yoichi (AIST); Zhang Huiming (CEPRI); MAWATARI Yasunori (AIST)
E-mail: y.higashi@aist.go.jp

1. はじめに

磁気共鳴画像(MRI)装置のための超伝導コイルへの応用を目指して、希土類系銅酸化物超伝導テープ線材の開発が行われている。超伝導テープ線材を巻いたコイル内部では、テープ面に垂直な磁場成分にตอบสนองし、遮蔽電流が流れる。この遮蔽電流に誘起された磁場は、磁場の空間的均一性および時間的安定性を乱すため、その抑制が大きな課題となっている。MRI マグネット内部の一様な磁場を得るために、細線化[1]や撚線化[2]を用いた線材開発が行われている。これまでに、撚線化と細線化が施された超伝導体積層構造に対して、交流磁場中の詳細な電磁場解析が行われた[3]。

本研究では、MRI マグネットの励消磁を念頭に、定速掃引磁場中の電磁場応答を考える。ここでは、細線化の効果は別にし、まず、一枚の超伝導テープ線の撚線導体化が磁化および損失に与える効果に焦点を当てる。結合損失は撚線ピッチ長を短くすることで低減可能であることが知られており[4]、撚線化テープ線の理論研究は有用である。

2. 傾いた平坦テープ近似

撚線ピッチ長 L_p が十分長い場合、撚線化超伝導テープ線を傾いた無限長の平坦テープの集合と見なす近似が良い近似となり、磁化および損失の解析的表式を得ることができる。また、別のアプローチとして、撚線化超伝導テープ線を表す極座標表示 $(x, y, z) = (u \cos(\theta + kv), u \sin(\theta + kv), v)$ における Maxwell 方程式を考える。方程式中に、撚線化の効果を表す項 $\alpha k^2 \xi^2$ が現れる(テープ面上 $\theta = 0$ では、 $\xi = u$)が、テープ線材を緩く撚った場合、 $L_p \rightarrow \infty$ とし、 $k = 2\pi/L_p$ の高次の補正を無視できる。この場合、Maxwell 方程式の解から、傾いた平坦テープ近似を用いて得たものと同じ磁化、損失に対する解析的な表式を得る。磁化、損失共に L_p には依存せず、撚線化だけの効果により、平坦テープにおける表式と比べて、幾何的因子 $B(2n + 1/2n, 1/2)/\pi$ が付き、わずかに小さくなる。ここで、 B はベータ関数、 n は超伝導非線形抵抗の冪である。この因子は $n \rightarrow \infty$ の Bean 極限で $2/\pi$ となることから、幾何的因子は磁束と鎖交するテープ線の面積が撚線化によって、小さくなる効果を表すと解釈できる。

3. 臨界電流密度の磁場および磁場角度依存性

上述の結果を導く過程では、臨界電流密度 J_c を磁場がテープ面に垂直になる場所における値で固定しており、 J_c の磁場および磁場角度依存性が考慮されていなかった。その理由は、磁場がテープ面と平行になる場

所では、磁場方向に磁化しないので、損失にほとんど寄与しないためである。しかし、撚線の場合、テープ面(ab面)が磁場に対して徐々に傾いていくため、それを反映して J_c の値がテープ面の場所ごとに連続的に変化する。本研究ではこの効果を取り込んだ解析計算および数値シミュレーションを行う。

等方的な乱れが存在する超伝導体の一軸異方性は、有効局所磁場 $\vec{B}(\xi, \varphi, t) = \varepsilon(\varphi)B(\xi, \varphi, t)$ を通して理論に取り込まれる[5]。ここで、 B は内部磁場、 $\varepsilon(\varphi) = (\cos^2\varphi + \gamma^{-2}\sin^2\varphi)^{1/2}$ はスケールリング因子で、 $\varphi = kv$ は c 軸と磁場との間の角度、 γ は異方性パラメータである。 J_c の磁場角度依存性の単純なモデルとして、一般化された Kim モデル[6,7]

$$J_c[\vec{B}(\xi, \varphi, t)] = \frac{J_{c0}}{[1 + \vec{B}(\xi, \varphi, t)/B_0]^\alpha}$$

を採用する。 J_{c0}, B_0 および α は定数である。解析的な表式は自己磁場を無視した定速掃引磁場の下導かれるため、磁化および損失の時間依存性の数値シミュレーションにおいて、定速掃引領域での比較が可能となる。講演では、 J_c の磁場角度依存性を考慮した解析の詳細を報告し、磁場角度依存性を無視した場合の表式が磁化および損失の数値を粗く見積もる良い近似となることを指摘する。

謝辞

議論と有益なコメントを頂きました、和泉輝郎博士、町敬人博士、古瀬充徳博士、石田茂之博士、為ヶ井強准教授および吉田良行博士に感謝致します。また、本研究は NEDO プロジェクトの一環として行われました。

参考文献

- [1] N. Amemiya *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **17**, 1464 (2004).
- [2] M. Takayasu *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **25**, 014011 (2012).
- [3] N. Amemiya *et al.*, J. Appl. Phys. **100**, 123907 (2006).
- [4] M. N. Wilson, Superconducting Magnets (Clarendon, Oxford, 1983).
- [5] G. Blatter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 875 (1992).
- [6] Y. B. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9**, 306 (1962).
- [7] E. Pardo *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **24**, 065007 (2011).

kHz 帯における垂直磁場下の安定化層が GdBCO 線材の交流損失に与える影響

Influence of Stabilized Layer on AC loss of GdBCO Tape
Exposed to External Vertical Magnetic Field in kHz Frequency Band

井上 良太 (東北大, 日本学術振興会特別研究員 DC); 宮城 大輔, 津田 理, 松木 英敏 (東北大)

INOUE Ryota (Tohoku Univ., JSPS Research Fellowships for Young Scientists DC);

MIYAGI Daisuke, TSUDA Makoto, MATSUKI Hidetoshi (Tohoku Univ.)

E-mail: ryota.inoue.q3@dc.tohoku.ac.jp

1. はじめに

我々は低周波領域(10kHz 以下)における Y 系高温超電導線を用いた大容量用非接触給電システムの可能性について検討している[1]。HTS コイルを低損失化するためには, kHz 帯の交流磁場印加時における安定化層を含めた HTS 線材の交流損失特性を明確化する必要がある。そこで, GdBCO 線材において, 安定化層のない線材, 安定化層の薄い線材および厚い線材を用意し, kHz 帯の交流外部磁場が, HTS 線材の幅広面に対して垂直方向に印加された場合における交流損失の周波数依存性について検討した。

2. 測定方法

測定に使用した GdBCO 線材の諸元を Table 1 に示す。ここで, Sample I は, 安定化層の無い線材であり, Sample II は, Sample I に安定化層を積層した線材である。また, Sample III は, Sample I および Sample II より臨界電流が高く, 安定化層が厚い線材である。線材に発生する磁化損失は, レーストラックコイル内に設置したピックアップコイル[2]および位相検出用のサーチコイルを用いて測定した。なお, 実験は, 線材を液体窒素(77K)に浸した状態で行った。

3. 測定結果および考察

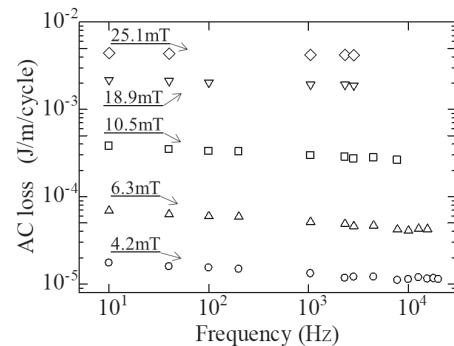
Sample I, II, III における 1 サイクルあたりの交流損失の測定結果を Fig.1 に示す。Fig.1(a)より, Sample I の 1 サイクルあたりの交流損失は, n 値の影響により, わずかに減少した。これに対し, Fig.1(b)より, Sample II では, 外部磁場が小さい場合に, 1 サイクルあたりの損失は, 周波数とともにわずかに増加した。これは, 周波数の増加とともに, HTS 層の損失に対する安定化層で発生する渦電流損失が大きくなったためと考えられる。一方, 外部磁場が大きい場合は, 1 サイクルあたりの全損失は, 周波数に依存せずほぼ一定となった。これは, 安定化層の損失に比べ, HTS 層の損失が支配的であったためと考えられる。Fig.1(c)より, Sample III では, 外部磁場が小さい場合に, 1 サイクルあたりの損失が, 周波数とともに増加した。また, Sample III の周波数増加に対する 1 サイクルあたりの損失の増加率は, Sample II より大きくなった。これは, Sample III の臨界電流値が Sample II よりも高く, Sample III の HTS 層で発生するヒステリシス損が少なくなり, 安定化層で発生する渦電流損の影響がより顕著に表れたためと考えられる。また, 外部磁場が大きい場合は, Sample II と同様に, 安定化層の損失に比べ, HTS 層の損失が支配的になったため, HTS 線材の 1 サイクルあたりの全損失がほぼ一定になったと考えられる。以上の結果より, Y 系高温超電導線材を非接触給電システム用コイルに適用する場合は, 10kHz 周辺の低周波領域において電流負荷率を高くして運転することにより, 安定化層の渦電流損失の影響を抑制できることがわかった。しかし, HTS コイルの交流損失は, 周波数や電流が大きくなるにつれて増加するため, kHz 帯における HTS コイルの交流損失の低減が重要となる。このため, 今後は kHz 帯での低損失化に適した HTS コイルの構成方法について検討する予定である。

4. 謝辞

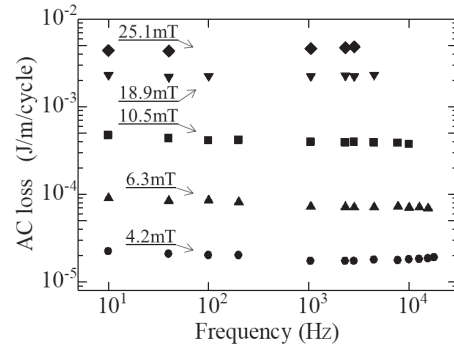
本研究は, JSPS 科研費(JP17J02242)の助成を受けたものである。

Table 1. Specifications of GdBCO tapes.

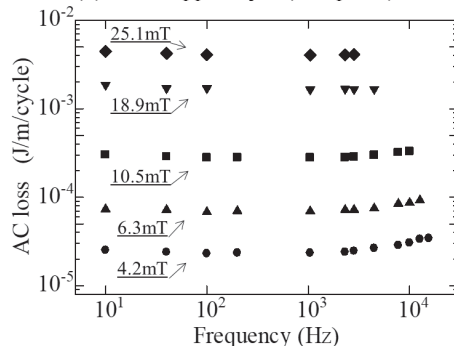
Sample	I	II	III
GdBCO layer (μm)		1.0	2.0
Upper copper layer (μm)	-	20.0	75.0
Lower copper layer (μm)	-	20.0	-
Upper silver layer (μm)		1.5	6.0
Lower silver layer (μm)		1.5	-
Hastelloy layer (μm)		60.0	75.0
Tape width (mm)		4.0	5.0
I_c ($1\mu\text{V}/\text{cm}$ at 0T, 77K) (A)	118	91	314
n value ($1\mu\text{V}/\text{cm}$ at 0T, 77K)	35	32	33



(a) Non-copper layer (Sample I)



(b) Thin copper layer (Sample II)



(c) High critical current and thick copper layer (Sample III)

Fig.1 Experimental results of AC loss per cycle in three types of GdBCO tapes as a function of frequency.

参考文献

- [1] R. Inoue et al. : *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, Vol.27, No.1(2017) 5400106
 [2] Z. Jiang et al. : *Supercond. Sci. Technol.*, Vol.17 (2004)

磁気顕微法を用いた外部磁界ならびに通電電流の同時印加環境下における RE-123 線材の磁化緩和特性評価と解析

Measurement and Analysis of Magnetization Relaxation Properties in RE-123 Coated Conductor under the Application of both External Magnetic Field and Transport Current

久島 宏平, 沼田 尚大, 東川 甲平, 小野寺 優太, 鈴木 匠, 井上 昌睦, 木須 隆暢(九州大学)

HISAJIMA Kohei, NUMATA Naohiro, HIGASHIKAWA Kohei, ONODERA Yuta,

SUZUKI Takumi, INOUE Masayoshi, KISS Takanobu (Kyushu Univ.)

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

1. はじめに

RE-123 線材は、高磁界マグネットへの適用が期待されている。一方、同線材はテープ形状をしているために、磁化の影響が大きく、マグネット応用時の磁界の空間均一性や時間安定性に大きな課題を抱えている。従って、同線材の磁化やその時間変化のメカニズムを解明した上で対策をとることが不可欠であるが、一般には線材全体として、あるいはコイルとしてのマクロな現象しか評価されておらず、詳細な電磁現象の解明が困難となっている。また、マグネット応用時には線材には輸送電流が印加されるが、一般的な磁氣的測定ではその影響が明らかとなっていない。そこで本研究では、マクロな磁気モーメントを評価する手法ではなく、空間分解能を有する磁気顕微法によって、外部磁界ならびに通電電流の同時印加環境下における RE-123 線材の磁化緩和特性を評価するとともに、そのモデル化について検討した。

2. 実験方法

測定対象は 5 mm 幅の RE-123 線材とし、走査型ホール素子顕微鏡 (SHPM) を用いて測定を行った。具体的には、試料を 79 K に冷却し、一定電流を印加後、-60 mT の外部磁界を印加した際の線材幅方向の磁界分布をホールセンサの走査によって計測した。また、その通電電流依存性を評価した。

3. 結果・考察

Fig. 1 に磁化後 17 s における磁界分布を示す。通電電流によって磁界分布が変化しており、そのピーク位置の移動から、磁化に寄与する磁化電流の分布が通電電流に依存して変化していると推察できる。ここで、70 A 通電時の電流分布の緩和波形に着目すると (Fig. 2)、磁化直後は不均一な分布を示していたものが、867 s 程度で磁化の消失を意味する均一な電流分布に収束していることが確認できる。従って、Fig. 1 における 70 A 通電時 $t = 867$ s の磁界分布とそれ以外の分布との差は、磁化の大きさを表し、その磁化の残る電流分布から磁化のないような分布を差し引くことで、磁化電流成分のみを抽出できることがわかる (Fig. 2 斜線領域)。その磁化電流分布を Fig. 3 に、臨界状態モデルに基づいた理論曲線とともに示す。ここで、臨界状態において線材内の電流密度が J_c で分布することから、「通電電流は常伝導電流として一様に分布する」と仮定した。この仮定の下における磁化電流の分布は、電流負荷率 (I / I_c) によって決定されるが、測定結果と理論曲線を比較すると、その分布はよく一致しており、磁化の通電電流依存性を理論的に表現できていることがわかる。同様に、異なる通電条件においても磁化電流を抽出し、また、Fig. 4 に示す磁気モーメントの時間変化も導出した。重ねて示す理論曲線は、無通電の測定結果より上述の電流依存性のモデルを用いて解析したものである。実測値と解析結果がよく一致していることから、モデルに時間 t の項を加えれば、電流印加時の磁化緩和特性も理論的に予測可能であることがわかる。以上のような磁化のモデル化の検討により、RE-123 線材を用いたマグネットの設計と運用に重要な知見を与えるものと期待される。

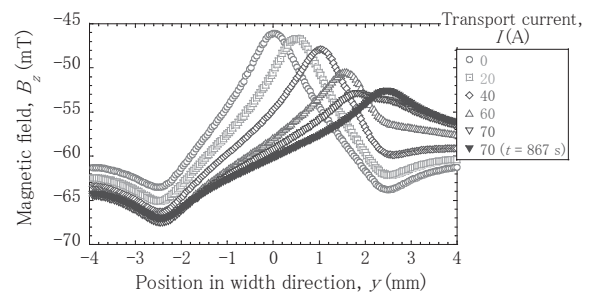


Fig. 1. Current-dependent magnetic field distributions at $t = 17$ s after the magnetization with -60 mT of external field.

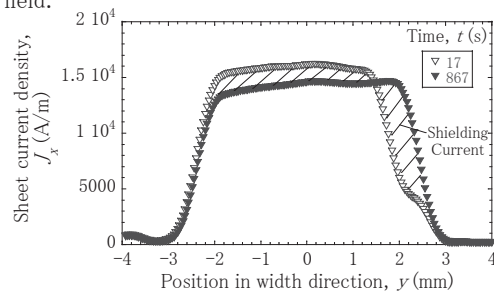


Fig. 2. Comparison of current distributions between $t = 17$ s and 867 s after the magnetization at transport current of 70 A.

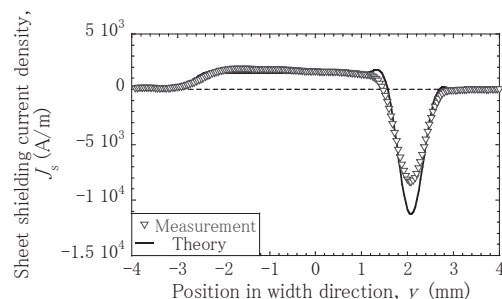


Fig. 3 Comparison of shielding current distribution in Fig. 2 and theoretical curve based on the Critical State Model.

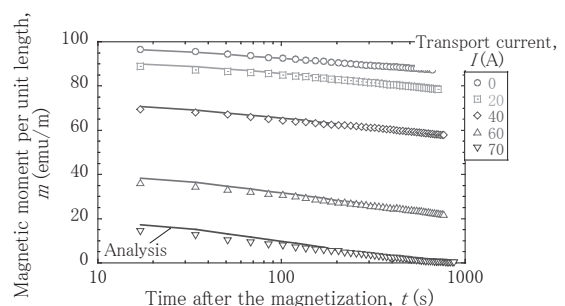


Fig. 4. Time-dependent magnetic moment per unit length of the tape for different transport currents and its theoretical curves analyzed from the measurement results of $I = 0$ A.

REBCO 線材の剥離強度信頼性評価(3) —低温疲労特性評価—

Evaluation of delamination strength reliability for REBCO coated conductors (3)

– Fatigue tests for REBCO coated conductors at low temperature –

武藤 翔吾, 藤田 真司, 佐藤 大樹, 飯島 康裕, 直江 邦浩 (フジクラ)

MUTO Shogo, FUJITA Shinji, SATO Hiroki, IJIMA Yasuhiro, NAOE Kunihiro (Fujikura Ltd.)

E-mail: shogo.muto@jp.fujikura.com

1. はじめに

REBCO 線材の疲労挙動を把握することは応用製品の長期信頼性を確立する上で重要となる。前報[1]ではセラミックスの観点から室温での各種疲労試験を実施し、一般的なセラミックスの疲労挙動[2]と矛盾のない結果を得た。前報は室温における試験だったが、線材が実際に使用される環境は低温となる。セラミックスの一般論に従うと、低温ではき裂成長の機動力になる水分との化学反応がきわめて遅くなるため、疲労による強度低下がほとんど生じないと言われている[2]。REBCO 線材についてもこの知見と同様かについて、これまで報告された例が存在しないことから今回調査を実施した。具体的には、液体窒素中(LN₂)でアンビル剥離試験による一定負荷速度試験(動疲労試験)を実施し、低温における REBCO 線材の疲労挙動を調査した。

2. 実験方法

評価に使用した線材は 75 μm 厚の Hastelloy® 基板上に IBAD-MgO 層を含む中間層と PLD による GdBCO 層(膜厚 ~ 2 μm)、Ag 保護層、片側 20 μm 厚の Cu めっき層を形成した 5 mm 幅の線材である。動疲労試験のサンプルは GdBCO 層側の線材表面中央に、4×8 mm の矩形アンビルをはんだで接着し用意した。引張試験は島津製作所製の引張試験機を用いて実施した。サンプルを引張試験に取り付けたのち、LN₂ を浸漬して冷却した。

動疲労試験は強度の応力負荷速度依存性を観測する試験であり、(1)式のように応力負荷速度 α と代表破断強度 σ_c の両対数プロットの傾きから疲労係数 N が導出できる[2]。

$$\ln \alpha = (N + 1) \ln \sigma_c + C \quad (1)$$

今回は前報[1]とほぼ同様の応力負荷速度 $\alpha = 0.05 - 1$ MPa/sec の条件でテープ垂直方向に引張り、それぞれの条件での破断応力 σ を測定した。各速度条件で数十個のサンプルを試験し、統計的な処理を行うことで、初期強度のばらつきと、強度の負荷速度依存性を分離した。

3. 実験結果および解析

Fig. 1 に各速度条件で試験した強度のワイブルプロットを示す。縦軸は累積破壊確率で、横軸は破断強度を表している。低累積破壊確率部分ではややばらつきがみられるものの、高累積破壊確率部ではよく一致している。低累積破壊確率部分でのばらつきは、今後データ点数を増やして挙動を確認する予定である。

Fig. 2 に応力負荷速度と代表破断強度の両対数プロットを示す。室温の結果[1]と今回測定した 77 K の結果をプロットした。縦軸が応力負荷速度で、横軸が代表破断強度である。代表破断強度は、Fig. 1 の高累積破壊確率部分をワイブル関数に最小二乗法でフィッティングして求めた尺度係数 σ_0 の値を用いた。室温では速度が増加するに従い、代表強度が増加している。一方、77 K の場合は明確に応力負荷速度依存性がみられないことから、定性的には室温よりも N 値が高くなることを示唆される。しかし、(1)式を Fig.2 の室温の結果に適用すると、 $N=17.6$ の値が得られるが、77 K の結果については単調な振る舞いでないことから、うまく N 値が求めることができ

ない。そこで、 N を変数としたフィッティングを Fig. 1 の一次データに対し適用することで、77 K の疲労係数 N を求めることを試みた。解析の詳細は当日発表する。

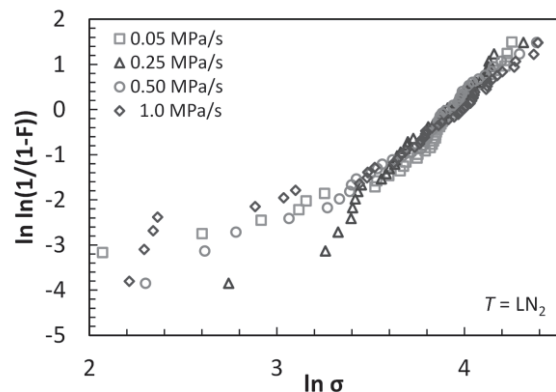


Fig. 1 Weibull plot of delamination strength at each stress loading rate by anvil tests in 77 K.

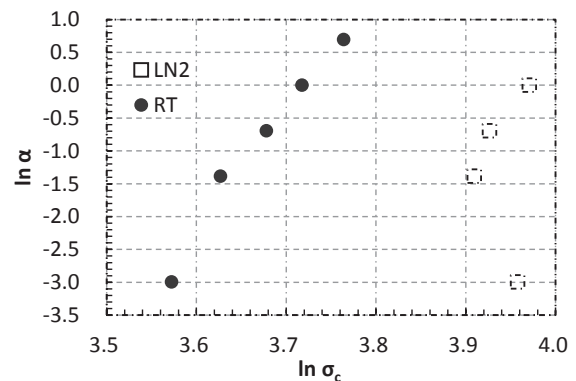


Fig. 2 Dynamic fatigue test results with constant vertical stress velocity applied to a REBCO tape at 77 K.

謝辞

この成果の一部は、国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)の委託業務の結果得られたものである。

参考文献

- [1] S. Muto, *et al.*, Abstracts of CSSJ Conference, Vol. 94 (2017) p.170.
- [2] D. Munz, *et al.*, Ceramics: Mechanical Properties, Failure Behaviour, Materials Selection Springer Verlag (1999).

RE系超伝導体の超伝導特性に対する本質的なCaドーピング効果 Intrinsic effects of Ca-doping on superconducting properties of RE-based superconductors

下山 淳一、齊藤 陽大、元木 貴則(青学大)、堀井 滋(京大)
SHIMOYAMA Jun-ichi, SAITO Yota, MOTOKI Takanori (Aoyama Gakuin Univ.), HORII Shigeru (Kyoto Univ.)
E-mail: shimo@phys.aoyama.ac.jp

1. はじめに

銅酸化物超伝導体の短いコヒーレンス長と大きな ab 面方向と c 軸方向の異方性、さらに d 波対称性に由来した ab 面内の異方性による粒界の弱結合の問題は、Coated Conductorのようにほぼ完全な2軸配向体を形成しない限り解決しない。しかし、DI-BSCCO線材のようにCoated Conductorより2桁近く低い 10^4 A/cm²台(77 K)の J_c でも実用範囲は十分に広い。我々は、RE123(REBa₂Cu₃O₇)、RE247(RE₂Ba₄Cu₇O₈)など、RE-Ba-Cu-O系の焼結体の研究を通じて、新しい概念の高温超伝導多結晶材料の創出を目指している。これまでの研究より、従来報告されてきたRE123焼結体の極めて低い粒間部の J_c は、ペレット成型時の圧力を高めることによる高密度化、REのBaサイトへの部分置換を抑制する焼結後の還元ポストアニール、クラック発生を抑制するRE211の微量添加、酸素のオーバードーピング、およびREサイトへのCaの部分置換によって大きく改善することがわかってきている。Ca置換はホールドーピングを伴うことから、 ab 面の傾角が大きな粒界の J_c や c 軸方向の導電性を改善し結果的に多様な接合角の粒界の J_c や無配向焼結体で観測される不可逆磁場を改善する。しかし、CuO₂面の構造の乱れが加わることからRE123では T_c の最高値が必ず低下し、さらに中軽希土類のRE123ではCaがBaサイトに部分置換しやすく、超伝導特性が劣化することも知られている。最近の我々の研究は、同様なBaサイトへのCa置換が、Y123などイオン半径が比較的小さいREの場合でも起こりうることを示唆している。一方、キャリアのアンダードーピング状態になりやすいRE247においてはCa置換によるホールドーピングの効果は超伝導特性の改善に現れ、比較的容易に90 K級の試料が合成できる。しかし、RE247焼結体では良好な粒間結合が未だ実現できていない。以上の背景のもと、本研究ではRE系超伝導体に対する本質的なCaドーピング効果を、特に金属組成制御に注意しながら調べている。

2. 実験

Y123、Y247、Y124(YBa₂Cu₄O₈)の焼結体はY₂O₃、BaCO₃、CuOを出発原料とし、大気中または石英封管内での焼成により合成した。CaがYサイトだけでなくBaサイトも置換する可能性を考慮し、Baサイトを欠損させたY123も作製した。焼結後の試料は最後に、高温微量熱天秤で重量を測りながら酸素気流中で400°Cから250°Cまで12時間以上かけて徐冷した。試料の構成相は粉末XRD、微細組織はSEM、磁化特性はSQUID磁束計により調べた。

3. 結果と考察

Y123のYサイトのCaで部分置換量を変えた出発組成が

Y_{1-x}Ca_xBa₂Cu₃O₇の空气中焼成による合成では $x=0.10$ までしか単相にならず、Ca置換量が多い場合にはBaCuO₂が生成したが、900°Cで24 h、酸素分圧0.6 MPaでの焼成を追加することによって単相となった。一方、Ba組成を減らした一連の試料を合成したところ、単相試料が得られるCa組成域が広がった。Fig. 1に様々な仕込組成のCaドーピングY123のZFC磁化率の温度依存性を示す。Ca組成を0.2に固定し、YとBaの組成を変えた黒塗りのシンボルで表した試料に注目すると、 $-M/M(20\text{ K}) \sim 0.1$ 付近の粒界の不可逆温度に対応する磁化の折れ曲がりがあり、Ba組成の減少とともに系統的に上昇していることがわかる。また白抜きシンボルで表した高圧酸素中焼成を加えた場合はCa組成が0.4でも不可逆温度が高く、超伝導転移も比較的鋭い。このうち $x=0.05$ の試料の残留磁場測定から見積った20 Kでの粒間 J_c は2.8 kAcm²と相対密度65%程度であるにもかかわらず高い値であった。高圧酸素雰囲気中での焼成はCaを含まないY123では超伝導特性、特に粒間結合を著しく劣化させたが、今回の結果は逆の傾向を示しており興味深い。また、いずれの試料の $T_c(\text{onset})$ も90–92 Kと高く、Ba欠損がないY123ではCaドーピング量の増加とともに T_c が単調に低下することと明らかに異なる。講演ではY247、Y124を含めてCaドーピング効果を様々な角度から議論する。

【謝辞】本研究の一部は、JST・研究成果最適展開プログラム(A-STEP, ステージI)の助成を受けて実施したものである。

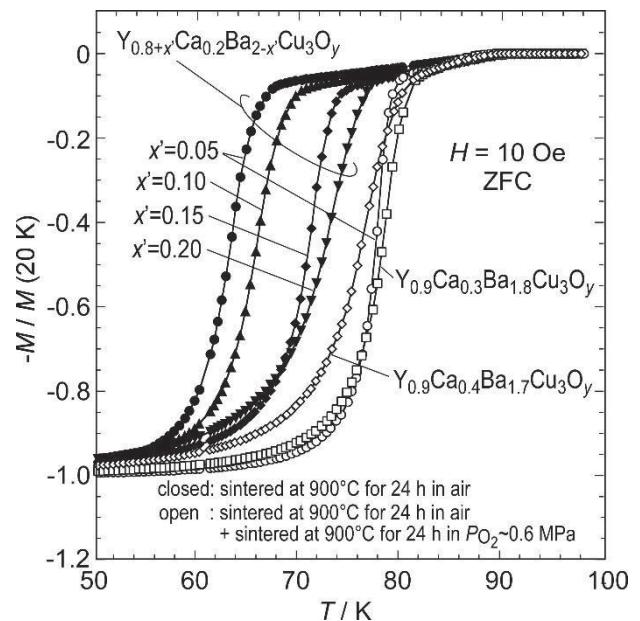


Fig. 1 ZFC magnetization curves under 10 Oe of Ca-doped Y123 sintered bulks with various nominal compositions.

Vapor-Liquid-Solid 成長法を用いて作製した $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 線材の 成膜速度と超伝導特性

Deposition Rate and Superconducting Properties of $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Coated Conductors Fabricated by Vapor-Liquid-Solid Growth Technique

吉田 隆, 伊東智寛, 田尻修也, 土屋雄司, 一野祐亮(名大); 一瀬 中(電中研)

YOSHIDA Yutaka, ITO Tomohiro, TAJIRI Shuya, TUCHIYA Yuji, ICHINO Yusuke(Nagoya Univ.); ICHINOSE Ataru(CERIPI)

E-mail: yoshida@nuce.nagoya-u.ac.jp

1. はじめに

$\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (RE123, RE = Rare Earth) 高温超伝導線材の製造開発に関して、高速化・大面積均質化・高性能化などの観点から多くの研究成果が報告されてきている。77 K及び低温での磁場中高性能化の観点からは、 BaMO_3 ナノロッドなどの人工ピン材料に代表される成果が報告されている。一方、高速化に関しては、例えば PLD 技術では、数百 Hz などの高周波レーザーを用いた線材作製などが報告されている。

我々は、RE123 線材を高品質かつ高速に作製することを目的として、図1で示すような薄い液層を成長の途中に介在させた Vapor-Liquid-Solid 法を提案してきた。RE123 薄膜は比較的低い成膜温度から疑似液体層が介在した VLS 成長で薄膜が成長していることが報告されており[1]、このような VLS 成長法は欠陥の非常に少ない薄膜・線材の作製 [2]などが確認されている。また、液相エピタキシー法や VLS 法など、液相を介在する成長方法では[3]、一般的な気相成長に比べ成長速度の向上が期待されることが知られている。

本発表では、RE123 線材の高速作製として VLS 成長法に着目し、IBAD 基板上 VLS-RE123 線材の作製速度の向上や磁場中高性能化にむけて人工ピン導入などの課題を検討する。

2. 実験方法

VLS-RE123 線材は、IBAD-MgO 基板上に PLD 法を用いて作製した。まず、 CeO_2 中間層上に Solid layer として、RE123 薄膜を基板温度 $T_s = 900^\circ\text{C}$ 、酸素分圧 $P_{\text{O}_2} = 400$ mTorr で作製した。次に、 $P_{\text{O}_2} = 1$ Torr にして、基板上で融解して液相となる $\text{Ba}_3\text{Cu}_7\text{O}_{10}$ 片を乗せた RE123 ターゲットを用いて、Liquid layer 及び RE123 原料を繰り返し供給した。

3. 実験結果及び考察

Fig.2 で示すような VLS-Y123 線材の断面 TEM 写真から観察されるように、欠陥が非常に少なく高品質な薄膜であることがわかる。このように、金属基板上に積層欠陥の非常に少ない高品質な薄膜を作製した報告例はあまりなく、Liquid layer を介したことにより VLS 成長によるものと考えている。

Fig. 3 に PLD 法及び VLS 成長法における異なる成長速度で作製した Sm123 薄膜の臨界温度 T_c の比較を示す。なお、ここで用いた PLD 膜は VLS 膜作製条件と異なり、酸素分圧 $P_{\text{O}_2} = 400$ mTorr で作製したものである。その結果、PLD 法で

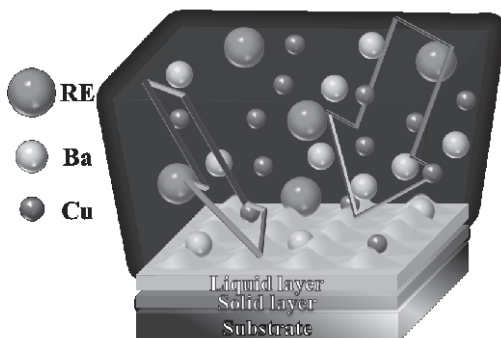


Fig.1 Schematic drawing of a Vapor-Liquid-Solid growth mode.

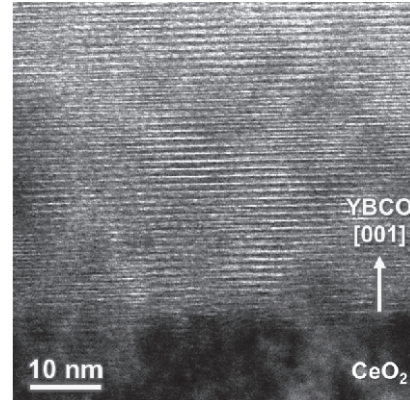


Fig. 2 Cross-sectional TEM image of the Y123 matrix on CeO_2 -buffered IBAD-MgO substrate fabricated by VLS growth method.

作製した試料では、成長速度の向上に伴い、 T_c が低下する傾向にあり、X 線回折から a 軸相などの成長と関係があると推察している。一方で、VLS 成長法で作製した試料においては、PLD 法などに比べ高速成膜し、 a 軸成長などが確認されない高い T_c を有する線材が作製できることがわかる。以上より、PLD 法するとき $T_c > 90$ K の特性の得られる限界の成膜速度は 24.9 nm/min であるのに対し、VLS 成長法を用いると 137.3 nm/min まで高速化できることが実証され、VLS 成長法は RE123 線材の高速作製に適していることが確認された。

謝辞

研究の一部は、科研費補助金(15H04252、15K14301、15K14302、16H04512、16K20898)、JST-ALCA、及び名大産総研アライアンス事業の助成を受けて実施したものである。

参考文献

1. Y. Yoshida *et al.*: Appl. Phys. Lett., 69, (1996) pp.845-847
2. K. S. Yun *et al.*: Physica C 381 (2002) 1202.
3. 例えば Y. Yamada *et al.*: J. Crystal Growth, 167, (1996) pp.566-569

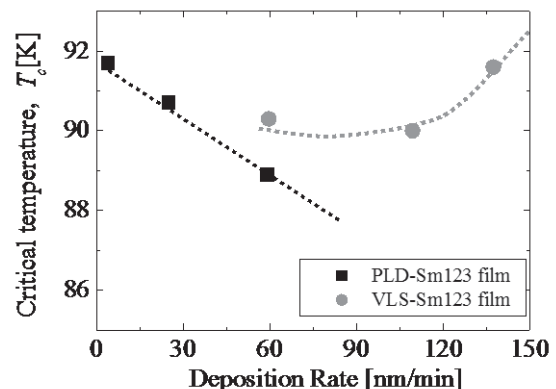


Fig. 3 Comparison of growth rate dependence of T_c fabricated by conventional PLD method and VLS growth method.

金属基体上におけるフッ素フリーMOD法 Y123 薄膜へのハロゲン添加効果

Effects of halogen addition for fluorine-free MOD processed Y123 thin films deposited on metal substrates

池田 周平, 元木 貴則, 中村新一, 下山 淳一 (青学大); 本田 元気, 永石 竜起 (住友電工)
 IKEDA Shuhei, MOTOKI Takanori, NAKAMURA Shin-ichi, SHIMOYAMA Jun-ichi (Aoyama Gakuin Univ.);
 HONDA Genki, NAGAISHI Tatsuoki (Sumitomo Electric Industries, Ltd.)
 E-mail: c5617042@aoyama.jp

1. はじめに

様々な $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7(\text{RE}123)$ 超伝導薄膜の作製方法のなかでもフッ素フリーMOD法は、単純な固相反応により2軸配向薄膜が短時間で得られるため、工業化に適した手法である[1]。これまで我々はCl, Brを原料溶液に添加することにより2軸配向した $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_4\text{X}_2(\text{Ba}2342, \text{X} = \text{Cl}, \text{Br})$ 酸ハロゲン化物の微細な結晶が膜中に析出し、Y123の2軸配向結晶成長を促進するとともに、磁場中の J_c を改善することを報告してきた[2]。フッ素フリーMOD法では不純物のほとんどない平坦な表面を持つY123薄膜が得られるため、Fig.1に示すように本焼成後の薄膜に対して再び溶液の塗布、仮焼、焼成を行う2回焼成法による厚膜化が可能であり I_c 改善に有効であることがわかっている[3]。

以上の背景のもと、本研究では長尺化可能な金属 Clad 基体上での Ba2342 を含む Y123 薄膜の作製において、 I_c の改善に向けた厚膜化手法や焼成条件の最適化を進めている。

2. 実験方法

Y, Ba, Cu および Cl, Br を含む有機金属塩溶液を、金属 Clad 基体上にスピコート法により塗布した後、酸素気流中、 500°C で仮焼して有機物を分解した。この操作を複数回繰り返すことによって膜厚を制御した。本焼成は $\text{O}_2(30, 100 \text{ ppm})/\text{Ar}$ フロー中、 $740\text{--}830^\circ\text{C}$, 1 min–18 h の様々な条件で行い、最後に酸素気流中、 450°C でのアニールによってキャリアの最適ドープ状態に制御した。これらの薄膜に対して、XRD による相同定、SEM, TEM による微細組織観察、誘導法による液体窒素浸漬下での I_c の評価を行った。

3. 結果と考察

Fig.2に2回焼成法で作製したCl添加Y123の6層薄膜(塗布-仮焼6回、膜厚 $\sim 1.0 \mu\text{m}$)の断面TEM像を示す。本焼成条件は1, 2回目ともに $P_{\text{O}_2} = 10 \text{ Pa}$, 800°C , 1 h である。表面が平坦で膜中に Ba2342 が分散した配向膜であることが確認された。続いて、2回目の本焼成では超伝導層がテンプレートとなるためより低温短時間焼成でも配向膜が成長すると考え、焼成条件を $P_{\text{O}_2} = 10 \text{ Pa}$, 760°C , 1 min として同様な6層薄膜を作製した。この薄膜の断面TEM像とY123と中間層を含む範囲の電子線回折像をFig.3に示す。直方体状のBa2342が膜中に分散した組織が観察され、電子線回折像からY123層が中間層と格子整合して2軸配向していることが確認できた。この試料の $I_c(77 \text{ K}, \sim 0 \text{ T})$ は 122 A cm^{-2} で、2回目の焼成はわずか1 min でも高 I_c 配向膜が成長することがわかった。

また、Br 添加薄膜を様々な温度・時間・酸素分圧で本焼成したところ(焼成後膜厚 $\sim 0.5 \mu\text{m}$)、Cl 添加薄膜では配向膜が得られない $P_{\text{O}_2} = 10 \text{ Pa}$, 750°C , 1 h の焼成でも $I_c(77 \text{ K}, \sim 0 \text{ T})$

$\sim 75 \text{ A cm}^{-2}$ を示す配向膜が得られ、成膜条件が低温側に広がることがわかった。当日はBr添加Y123薄膜の焼成条件と臨界電流特性の関係についても議論する。

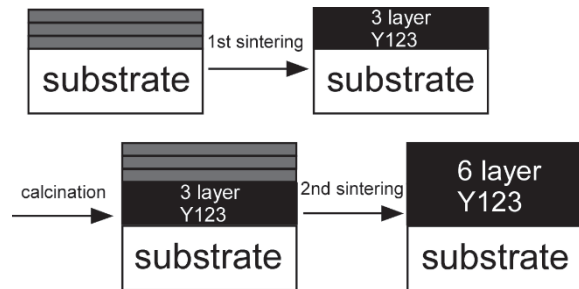


Fig. 1. Schematic image of a double-sintering method.

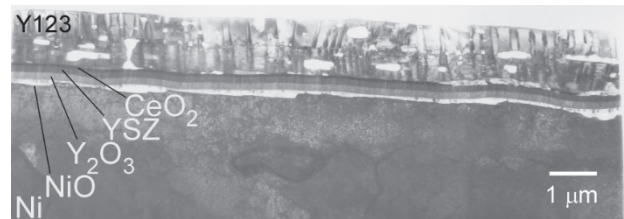


Fig. 2 Cross-sectional TEM image of Y123 film ($\sim 1.0 \mu\text{m}^t$) prepared by double-sintering method.

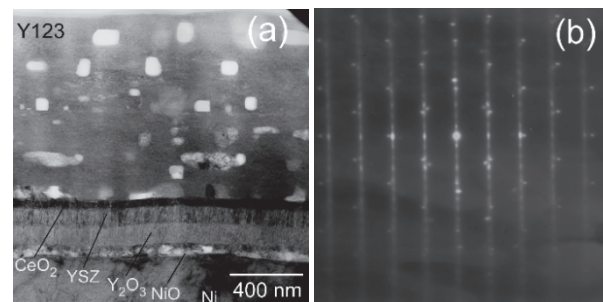


Fig. 3 Cross-sectional TEM image (a) and electron diffraction pattern (b) of the Y123 film ($\sim 1.0 \mu\text{m}^t$) prepared by fast double-sintering method.

参考文献

- [1] Y. Ishiwata *et al.*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** (2013) 7500804.
- [2] T. Motoki *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **27** (2014) 095017.
- [3] S. Ikeda *et al.*, *Abstracts of CSSJ Conference* **94** (2017) 19.

低温液相成長法を用いた導電性 RE-M-O 中間層の作製

Fabrication of RE-M-O conductive buffer layer by low-temperature LPE method

船木 修平, 添田 圭佑, 児島 康大, 山田 容士(島根大)

FUNAKI Shuheji, SOEDA Keisuke, KOJIMA Yasuhiro, YAMADA Yasuji (Shimane Univ.)

E-mail: s-funaki@riko.shimane-u.ac.jp

1. はじめに

これまで RE-Ba-Cu-O 線材は, RE-Ba-Cu-O 層堆積時の高温環境に由来した金属基材からの元素拡散防止のため, また RE-Ba-Cu-O 層の配向性向上のために, 幾層にも渡る絶縁性の中間層を介し RE-Ba-Cu-O 膜を堆積させた構造で開発が進められてきた。それ故, RE-Ba-Cu-O 層上に安定化層として高価な Ag を厚く堆積させる必要があり, 全体的な製造コストの低減が困難となっていた。そして近年, RE-Ba-Cu-O 線材の材料コストの低減に向けた試みとして, 中間層に導電性酸化物材料を用いることで, Ag 安定化層を必要としない線材の研究・開発が行われてきた[1]。この線材構造における導電性中間層と RE-Ba-Cu-O 層の成膜環境を一致させることができれば, 連続的な線材製造が実現し, 材料コストだけでなく, 製造コストの低減も可能となる。さらに, 各層の成膜温度の低温化が可能になれば, 金属基材上の不純物元素拡散防止層の削減が期待できる。

これまで我々は, 水酸化カリウム(KOH)及び水酸化ナトリウム(NaOH), またこれらの共晶溶液をフラックスに用いた液相成長法により, 650°C 以下の低温環境で 2 軸配向した RE-Ba-Cu-O 膜を作製してきた[2]。さらに, RE 原料, Ba 原料を調整することで, REBa₂Cu₃O₇ (RE123) 及び REBa₂Cu₄O₈ (RE124) を選択的に 425~475°C の低温下で成膜することに成功している[3, 4]。一方, 導電性を有し, かつ Y123 と良好なオーム性接触を示す La-Ni-O は, 通常の固相反応法における反応温度に 1000°C 以上を要したのに対し, KOH フラックスを用いることで 400°C で ~5 μm の微結晶が合成されることが報告されている[5]。そこで本研究では, 配向した導電性中間層及び RE-Ba-Cu-O 層を低温環境で成膜することを目的として, 低温フラックスを用いた RE-M-O 膜, 及びその上層の RE-Ba-Cu-O 膜の作製を試みた。

2. 実験方法

2. 1. RE-M-O 膜

RE₂O₃ (RE = La, Nd), M-O (M = Ni, Cu, Fe) 原料粉末を, 金属モル比が RE:M = 1:1, 2:1 となるよう秤量・混合した。アルミナ坩堝中において, LaAlO₃ (100) 単結晶(LAO) 基板, 混合粉, 及び混合粉に対し 400 wt% の KOH を 400~700°C で 12 時間熱処理した。炉冷後, KOH や K₂CO₃ を除去するため水, 及びエタノールを用いて洗浄し, RE-M-O / LAO 基板を得た。

2. 2. RE-Ba-Cu-O 膜

得られた RE-M-O / LAO 基板, RE₂O₃, BaCO₃, CuO 原料粉末の混合粉, 及び混合粉に対し 200 wt% の KOH を用いて, 2. 1 と同様に 12 時間熱処理することで, RE-Ba-Cu-O / RE-M-O / LAO 基板を得た。

2. 3. 評価方法

得られた膜の結晶相及び配向性を XRD 回折により, 表面形態を SEM 観察により, 電気特性を直流四端子法により評価した。

3. 結果及び考察

Fig.1 に M = Ni を用いて作製した(a) La-Ni-O 及び(b) Nd-Ni-O の, 原料金属モル比, 作製温度に対して得られた結晶相及びその配向性について示す。(a) La-Ni-O では, 主に配向した LaNiO₃ 相が生成されていたが, 温度が高くなるに

つれて相安定性及び配向性が劣化した。一方(b) Nd-Ni-O では, 500~700°C で 2 軸配向した Nd₂NiO₄ 相が安定して得られることがわかった。

Fig.2 に主相として得られた LaNiO₃ 及び Nd₂NiO₄ を, それぞれ 500°C で作製した膜の ρ-T 測定結果を示す。LaNiO₃ 膜は 77 K における抵抗率が約 1.7 mΩ cm と低く, 導電性中間層として有望な材料であることが示唆された。

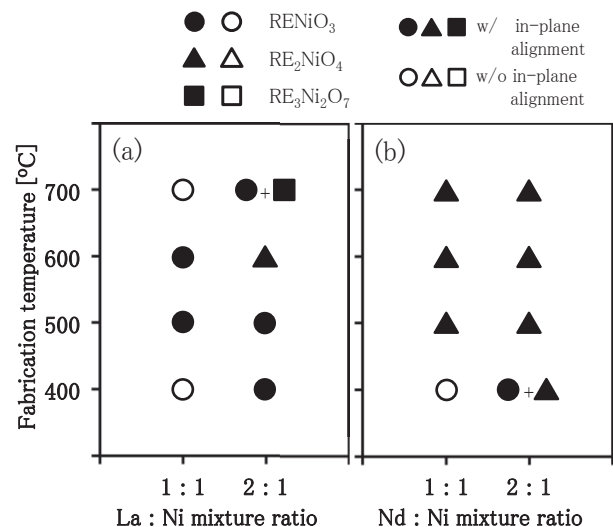


Fig.1 Grown phase and orientation of (a) La-Ni-O and (b) Nd-Ni-O films as functions of fabrication temperature and RE : Ni mixture ratio.

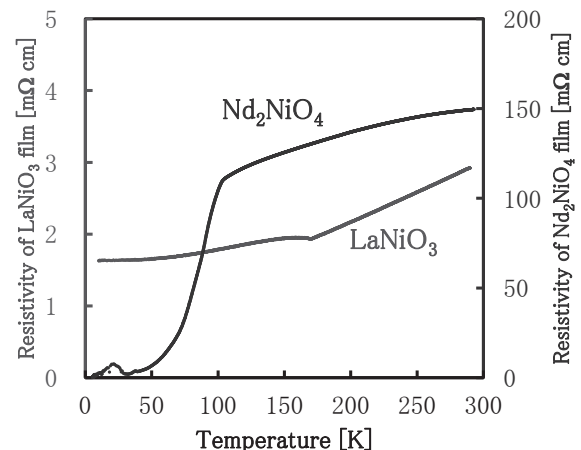


Fig.1 ρ-T curves of LaNiO₃ and Nd₂NiO₄ films prepared at 500°C

参考文献

1. T. Doi et al.: J. Japan Inst. Met. Mater., Vol. 80, No. 7 (2016) 428-433
2. S. Funaki et al.: Physics Procedia, Vol. 27 (2012) 284-287
3. Y. Miyachi et al.: Physics Procedia, Vol. 65 (2015) 129-132
4. S. Funaki et al.: IEEE Trans. Appl. Supercond., Vol. 26, No. 3 (2016) 7201404
5. C. Shivakumara et al.: Solid State Sciences, 5 (2003) 351-357

FeSe+SrTiO₃ ナノコンポジット薄膜の作製と構造解析

Fabrication and structural analysis of FeSe + SrTiO₃ nanocomposite film

戸倉 史暁, 堀出 朋哉, 松本 要 (九工大); 一瀬 中 (電中研)

TOKURA Fumiaki, HORIDE Tomoya, MATSUMOTO Kaname (Kyushu Inst. Technol.); ICHINOSE Ataru (CRIEPI)

1. 緒言

超伝導の実用化として大電流を送電するための超伝導ケーブル、電磁石のためのコイルなどを作製するために線材化が重要になってくる。線材化の際に問題となってくるのが電気抵抗0で流せる電流密度の最大値である臨界電流密度(J_c)である。大きな電流が流れると磁束が動き、誘導電流により超伝導状態が壊れる。これを防ぐためにピンニング効果を利用した人工ピン導入の研究がなされている。これは超伝導体内部に非超伝導物質を導入することで磁束を固定し、誘導電流の発生を抑制するというものである。

Y系では人工ピンの研究が盛んに行われており、人工ピンをナノロッドの形で導入することが多くなされている。ナノロッドとは基板から膜表面に向かって柱状に析出するサイズが数nm~10 nmの非超伝導析出物のことである。Y系超伝導体はBaZrO₃、BaSnO₃、BaHfO₃などを導入することでえられたナノロッドにより J_c が向上することが知られている。サイズや密度を基本的パラメーターとして構造制御が行われている。さらに、界面の状態やひずみも J_c の制御において重要であることが示されている。

一方で、Y系超伝導体と比べ、鉄系超伝導体における人工ピンの研究は少ない。本研究で着目するFeSeは化学式より11系(Fe(Te,Se))と呼ばれ、薄膜化することで超伝導転移温度(T_c)が向上するという研究報告がされている。Fe(Te,Se)薄膜においては J_c の評価が行われ0.41 MA/cm²の J_c が4.2 Kで報告されている[1]。Fe(Te,Se)薄膜では転位がピンニングセンターとして機能し J_c が向上するという研究がある[2]。また、薄膜に照射を行い欠陥を導入する研究などが報告されている[3]。しかし、ナノコンポジット化による人工ピン導入の J_c の研究はきわめて少ない。鉄系におけるナノロッドの報告はCoドーブしたBaFe₂As₂薄膜中のBaFeO₂のみである[4]。しかし、BaFe₂As₂とY系超伝導体の研究報告からFeSeにおいてもナノロッドにより磁束ピンニング特性の向上が期待される。それを実現するにはナノロッド作製手法を明らかにする必要がある。本研究ではFeSe薄膜におけるナノロッド導入を行いその構造を評価する。その結果をもとに J_c 制御にむけたナノロッド作製の可能性を議論する。

2. 実験方法

PLD(Pulsed Laser Deposition)法によりFeSe+SrTiO₃(STO)薄膜を作製した。FeSe+STO 薄膜の作製では、FeSe ターゲット上にSTOペレットを取り付けた。2種類のFeSeターゲット FeSe_x(x=1.0, 1.2)を用い、STOの面積分率(5%, 10%, 25%)を変化させた。基板はLaAlO₃(LAO)、基板温度は300°C~600°Cとした。作製した試料の配向性や格子定数の評価にX線回折(XRD)、表面状態の評価に走査型電子顕微鏡(FE-SEM)、STO分布とナノロッドの形状の評価に透過型電子顕微鏡(TEM)を用いた。

3. 結果

Fig.1にFeSe_{1.2}、STO、FeSe_{1.2}+STO薄膜のXRD結果を示す。FeSe_{1.2}薄膜ではFeSeの(001)、(002)面のピークが見られFeSe薄膜が作製できた。同様に、STO薄膜においてもSTOの(100)、(200)面のピークが確認できた。このよう

に、FeSe、STOはLAO基板上にそれぞれ(001)配向して成長することが分かった。FeSe_{1.2}+STO薄膜についてはXRDの結果よりFeSeの(001)面のピークが確認できたがSTOのピークは確認することができなかった。この結果からSTOを導入しても少なくともFeSeは成長することが分かる。

STOがFeSeの成長に及ぼす影響を議論するためにFig.2にFeSe_{1.2}+STOのTEM画像を示す。FeSeマトリクス内にSTOに由来すると考えられる柱状コントラスト(ナノロッド)が確認できた。ナノロッドの間隔は1~1.5 nmで直径は2~2.5 nmであった。このようにFeSeにSTOを導入することで数nmサイズのナノロッドを作製できることが分かった。当日はSTO量によるFeSeの格子定数の変化や作製温度とSTO量によるナノロッドの分布変化についても議論する予定である。

4. 謝辞

本研究は科学研究助成事業(16K18237)の助成を受けた。

5. 参考文献

- [1] P. Mele, et. al.: Supercond. Sci. Technol, vol. 25 (2012), p.084021
- [2] E. Bellingeri, et. al.: Appl. Phys. Lett, vol. 96 (2010), p.102512
- [3] T. Ozaki, et. al.: Nat. Commun.7 (2016), p.13036
- [4] Y. Zhang, et. al.: Appl. Phys. Lett, vol. 98 (2011), p.042509

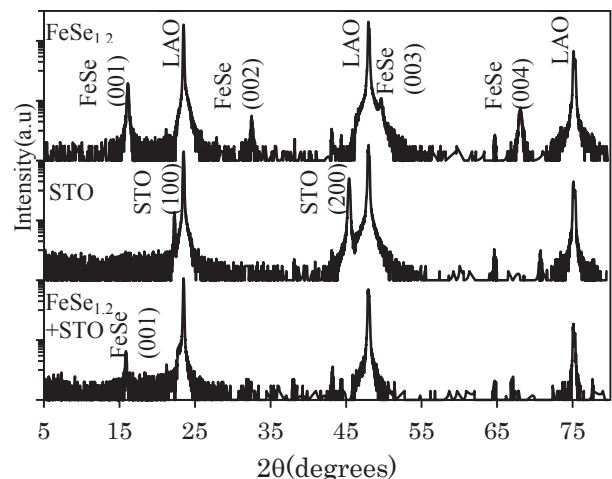


Fig.1 The X-ray diffraction pattern.

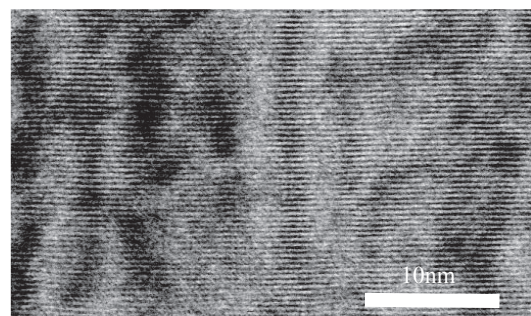


Fig.2 TEM image of FeSe+STO nanocomposite film.