

蓄冷器形状の等価的变化による 4K-GM 冷凍機の冷凍性能改善 Improvement of cooling performance of a 4K-GM cryocooler by equivalent change of regenerator configuration

増山 新二, 鈴木 雄文 (大島商船高専); 平塚 善勝 (住重); 沼澤健則 (NIMS)

MASUYAMA Shinji, SUZUKI Yuya, (Oshima National College); HIRATSUKA Yoshikatsu (SHI); NUMAZAWA Takenori (NIMS)
E-mail: masuyama@oshima-k.ac.jp

1. はじめに

一般的に、蓄冷式冷凍機の蓄冷器形状は、断面が一定な円筒状であるが、蓄冷器内の温度分布による蓄冷材やヘリウムガスの物性値変化を考慮すると、冷凍性能改善のためには必ずしも最適な形状ではないかもしれない。しかしながら、蓄冷器形状をパラメータとして行う実験が容易ではないことは、簡単に想像することができる。そこでわれわれは、ベークライトを使用することで、蓄冷器形状を等価的に変化させる方法 [1,2] を見出し、上記の課題に対する最適条件を探っている。

今回は、2 段階蓄冷器の低温側に HoCu_2 球、高温側に Pb 球が充填された蓄冷器の形状をベークライト棒の挿入により等価的に変化させ、1・2 段階ステージの冷凍性能評価を行った。以下に、蓄冷器構造、ならびに実験結果を報告する。

2. 2 段階蓄冷器構造の概略と GM 冷凍機

ベークライト棒が挿入された 2 段階蓄冷器構造を通常の充填構造とともに Fig. 1 に示す。(a) が通常の充填方法 (以後, "Normal") で低温側半分に球径 150-300 μm の HoCu_2 が 310 g, 高温側半分に球径 212-300 μm の Pb 球が 330 g 充填されている。なお、蓄冷材充填部の長さは 14 cm, 断面積は 7.1 cm^2 (直径 3 cm), 体積は 99 cm^3 である。(b) はベークライト棒を HoCu_2 側に挿入した状態 (以後, " HoCu_2 -rod") であり、等価的に低温側の蓄冷器断面が細くなっている。(c) はベークライト棒を Pb 側に挿入した状態 (以後, " Pb -rod") で、等価的に高温側の蓄冷器断面が細くなっている。なお、 HoCu_2 と Pb を分離して固定するために、ステンレス製のセパレータを中央部に施工してある。使用したベークライト棒の諸元を Table 1 にまとめる。長さは 7 cm 一定で、直径の異なる 3 種類 (0.7, 1.0, 1.3 cm) のベークライト棒を準備した。

試験に使用した 2 段階 GM 冷凍機は、コールドヘッド: RDK-408D2 (SHI), 圧縮機: C300G (SUZUKISHOKAN) で、電気入力は 7.3 kW である。冷凍機の動作周波数は 1.2 Hz, ヘリウムガスの初期封入圧力は 1.6 MPa 一定とした。

3. 冷凍性能試験方法・結果

室温から運転された GM 冷凍機は、各ステージに取り付けられている電気ヒータにより、1 段階ステージを 40 K, 2 段階ステージを 4.2 K に固定した状態で冷凍能力の測定が行われた。

冷凍能力結果を Fig. 2 に示す。横軸は、ベークライトの体積を表す。したがって、0 cm^3 が Normal での冷凍能力を示しており、図から 2 段階ステージが 1.28 W at 4.2 K, 1 段階ステージが 44.0 W at 40 K である。

つぎに、 HoCu_2 -rod の場合、ベークライト体積が 2.7 cm^3 までは、Normal と同等な冷凍能力である。それ以降は、ベークライト体積の増加とともに 2 段階ステージの冷凍能力は減少している。しかしながら、1 段階ステージの冷凍能力は、ベークライト体積の増加とともに改善していることが分かる。

一方、 Pb -rod の場合、2 段階ステージの冷凍能力は、ベークライト体積が 5.5 cm^3 まで改善がみられ、最高で 1.30 W at 4.2 K を発揮した。その後は、能力は減少するものの、 HoCu_2 -rod よりもその度合いが小さいことが分かる。また、1 段階ステージの冷凍能力は、 HoCu_2 -rod と同様な傾向を示している。冷凍能力の改善は、冷凍機内に流入するヘリウムガス流量の減少に起因していると考えられる。

4. まとめ

GM 冷凍機の 2 段階蓄冷器内にベークライト棒を挿入し、等価的に蓄冷器形状を変化させたときの 4K レベルでの冷凍性能を実験的に評価した。低温側にベークライト棒を挿入した場合、ベークライト体積が適当な値までは、冷凍能力の低下は生じない。これは、磁性体蓄冷材の分量を減らすことができることを示している。一方、高温側にベークライト棒を挿入した場合は、4.2 K での冷凍能力がわずかではあるものの、改善できることが証明された。また、1 段階ステージの冷凍能力は、ベークライト棒をどちらに挿入しても、改善できることが分かった。

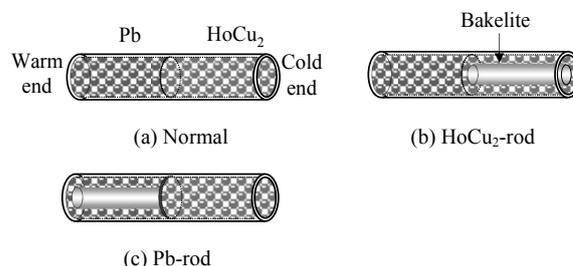


Fig. 1. Three types of regenerator structures: (a) Normal, (b) HoCu_2 -rod and (c) Pb -rod.

Table 1. Specifications of three types of bakelite rods.

Bakelite type	Diameter [cm]	Length [cm]	Cross-sectional area [cm^2]	Volume [cm^3]
Rod	0.7	7	0.38	2.7
	1.0	7	0.79	5.5
	1.3	7	1.3	9.3

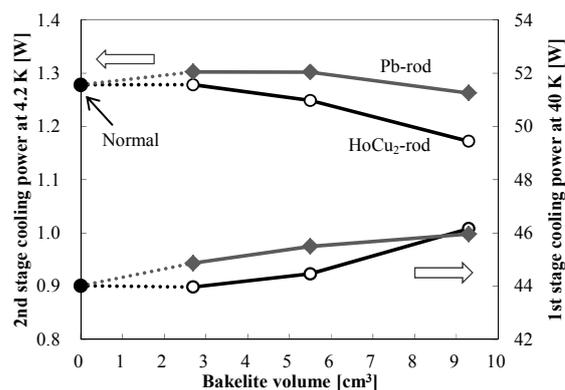


Fig. 2. Experimental results of the cooling power at 4.2 K and 40 K as a function of bakelite volume.

謝辞 本研究は、科学研究費助成事業(基盤研究(C)24561064), ならびに核融合科学研究所一般共同研究(NIFS13KECA022)の一部により実施された。

参考文献

1. S. Masuyama, T. Nagao and T. Numazawa: Advances in Cryogenic Engineering., Vol.1573 (2014), pp.1162-1168
2. S. Masuyama, Y. Suzuki, T. Nagao and T. Numazawa: Abstracts of CSSJ Conference, Vol.88 (2013), p.71

ターボブレイトン冷凍機による鉄道用超電導ケーブルの冷却システム LN2 cooling system of HTS cable for railway using turbo-brayton cryocooler

富田 優, 鈴木 賢次, 福本 祐介, 石原 篤, 赤坂 友幸, 小林 祐介 (鉄道総研)

TOMITA Masaru, SUZUKI Kenji, FUKUMOTO Yusuke, ISHIHARA Atsushi, AKASAKA Tomoyuki, KOBAYASHI Yusuke (RTRI)
E-mail: tomita@rtri.or.jp

1. はじめに

直流電気鉄道におけるき電システムへの適用を目指した超電導ケーブルの開発を進めている[1][2]。超電導ケーブルを鉄道の送電線に応用することで、き電電圧補償、変電所間の負荷平準化や変電所の集約、回生失効の低減などの効果が期待できる。鉄道用超電導ケーブルは、数百m～数kmの長さとなることから、ケーブルを液体窒素により循環冷却するためには、大容量の冷凍機導入が必要となる。そこで、ターボブレイトン冷凍機[3]を用いた鉄道用超電導ケーブルの冷却システムの検討を行ったので報告する。

2. 鉄道用超電導ケーブルシステムの熱負荷

鉄道用超電導ケーブルのシステムは、主に超電導ケーブル本体、真空断熱配管、電流端末、リザーバタンク、循環ポンプ、冷凍機などから構成される。中でも、熱負荷の大部分を占めるのが、電流リードと真空断熱配管からの熱侵入である。Fig.1 は、変電所間を超電導ケーブルで接続する場合において、変電所容量別に、電流リードを設計し、ケーブル冷却試験の結果を反映させ、試算したシステムの総熱負荷例である。変電所容量とケーブル長に比例して、総熱負荷も増大する。

また、鉄道固有の電力負荷特性により、実際の総熱負荷は、変動することが考えられる。

3. ターボブレイトン冷凍機による冷却システム

現行の冷却システム[4]に、ターボブレイトン冷凍機(Fig.2)を付加したフロー図を Fig.3 に示す。本冷凍機は、Ne ガス冷媒や磁気軸受の採用により、効率やメンテナンス性の向上が図られているほか、圧縮機タービンの回転数制御により、冷凍能力の調整が可能である。そのため、熱負荷の変動が予想される鉄道用超電導ケーブルシステム用の冷凍機として有効である。

また、本システムにより、最大 2.8kW (65K) の冷凍能力が得られ、今後、km級超電導ケーブルの開発、冷却試験に使用できる。

Table1. Specification of stirling and turbo-brayton cryocooler

	スターリング冷凍機	ターボブレイトン冷凍機
冷凍能力 (W) @65K	800	500-2000 (調整可能)
消費電力 (kW)	15	48
メンテナンス周期(h)	8000	-
設置寸法(m)	1.1 x 1.2 x 1.8	2.1 x 3.4 x 2.6
設置容積 (m ³)	2.4	18.6
重量 (t)	1.2	6

謝辞

本研究は、国土交通省の技術開発費補助金を受けて実施した。

参考文献

1. M. Tomita, et.al: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 81 (2009) p. 21
2. M. Tomita, et.al: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 88 (2013) p. 30
3. H. Hirai, et.al: J. Cryo. Super. Soc. Jpn, Vol. 48 No.7 (2013) p.352
4. Y. Fukumoto, et.al: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 87 (2013) p. 78

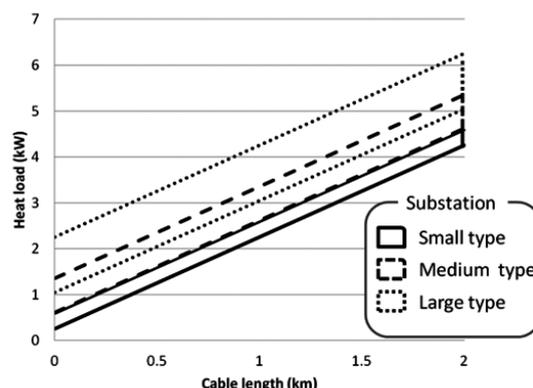


Fig.1 A calculation of heat load

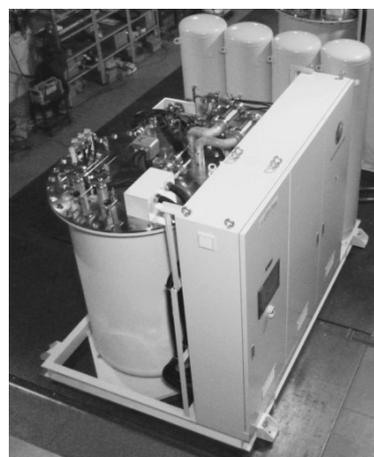


Fig.2 Photograph of turbo-brayton cryocooler

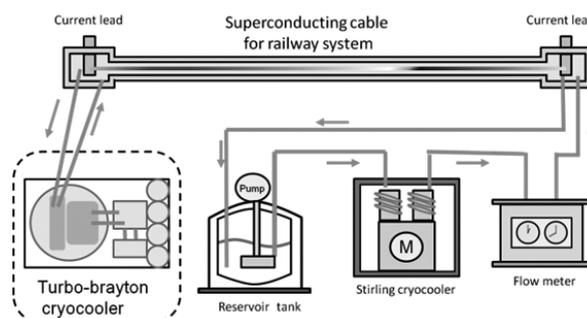


Fig.3 Flow diagram of cooling system

MgB₂ 超電導バルクの磁場中冷却着磁に対する着磁シミュレーション

Simulation of temperature and magnetic field distribution for MgB₂ superconducting bulk magnetized by field cooling.

遠藤 友理, 吉田 卓史, 内藤 智之, 藤代 博之(岩手大)

ENDO Yuri, YOSHIDA Takafumi, NAITO Tomoyuki, FUJISHIRO Hiroyuki (Iwate Univ.)

E-mail: t2214005@iwate-u.ac.jp

1. はじめに

$T_c=39$ K と金属間化合物の中で最も高い超電導転移温度をもつ MgB₂ は、コヒーレンス長が長く電磁氣的異方性が低いことから弱結合の問題がなく、多結晶体において高い臨界電流密度 J_c を示し、超電導バルク磁石に関する研究が盛んに行われている。これまで、本研究グループは REBCO 系超電導バルクのパルス着磁(PFM)と磁場中冷却着磁(FCM)について実験とシミュレーションで検討し、その信頼性の高さを示してきた[1]。本研究では特性の異なる、Ti ドープ MgB₂ バルクに対して FCM による着磁特性と捕捉磁場の、直径、厚さ依存性についての評価をシミュレーションにより行った。

2. 解析モデル

Ti ドープ MgB₂ バルクのサイズを Table 1 に、直径、厚さ依存モデルにおけるサイズを Table 2 に示す。それぞれ 20 K において超電導マグネット (内径 120 mm、外径 150 mm、高さ 100 mm) を用いて、5 T からの FCM (減磁速度: 0.022 ~ 0.011 T/min) を行うことで想定していたモデルを構築した。解析は、電磁界と熱伝導の軸対称連成方程式を(株)フォソンの EDDY-THERMO により有限要素法を用いて解析した。超伝導体の非線形 E - J 特性は n 値モデル($n=100$)を用い、各温度における J_c - B 特性は、F.X.Xiang らの論文[2]を参考に(1)式を用いて再現した。熱伝導方程式にはバルク及び SUS リングの比熱、熱伝導率の温度依存性も解析に導入した。

$$J_c(B) = J_{c0} \exp[-(B/B_0)^n] \quad (1)$$

3. 解析結果

Fig. 1 に Ti ドープバルクのバルク表面中心($z=0$ mm)における捕捉磁場 B_z を示す。シミュレーション結果はおおよそ実験結果を再現するが、わずかに差が生じた。シミュレーションでの捕捉磁場は実験で測定した J_c - B 特性を近似し解析を行うため、 J_{c0} の高い 10%ドープモデルが最も B_z が高くなった。しかし実験では、バルク内部の温度分布や J_c の分布が均一ではないと考えられるため、シミュレーションとの差が生じたと考えられる。また、Ti ドープ量における捕捉磁場を比較すると、5%以上の Ti ドープにより捕捉磁場が上昇していることから Ti ドープの有用性を示した。

Fig. 2 に 20 K における捕捉磁場の直径依存性を、Fig. 3 に厚さ依存性を示す。それぞれバルク表面と内部における B_z を示した。直径依存性では、バルク径が大きくなるにつれて表面、内部共に捕捉磁場が上昇することが確認できた。厚さ依存性ではバルク内部において捕捉磁場の向上がみられたが、バルク表面では捕捉磁場の増大はほとんどみられなかった。捕捉磁場の向上にはバルクの直径の増加が関係することが分かった。図中に実験結果も示すが、バルク径依存で実験結果と挙動が類似していることからシミュレーションでの実験結果の再現が可能であることが分かった。

参考文献

- [1] H.Fujishiro *et al.* : Abstracts of CSSJ Conference, Vol. 88 (2013) p.197
 [2] F.X.Xiang *et al.* : Appl. Phys. Lett. 102 (2013) 100601

Table 1 Dimensions of the Ti-doped MgB₂ bulks.

	Diameter (mm)	Thickness (mm)
pristin	38.2	6.85
Ti5%	34.5	6.95
Ti10%	35.7	7.00
Ti20%	35.7	6.85

Table 2 Dimensions of the MgB₂ bulks for diameter and thickness dependency.

	Diameter (mm)	Thickness (mm)
Diameter dependence	10-100	4
Thickness dependence	40	10-60

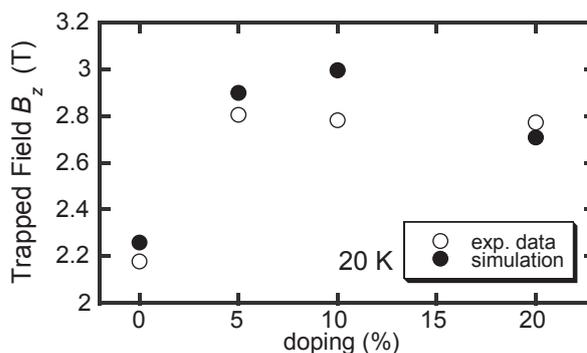


Fig.1 Trapped magnetic field for Ti-doped bulks as a function of Ti doping.

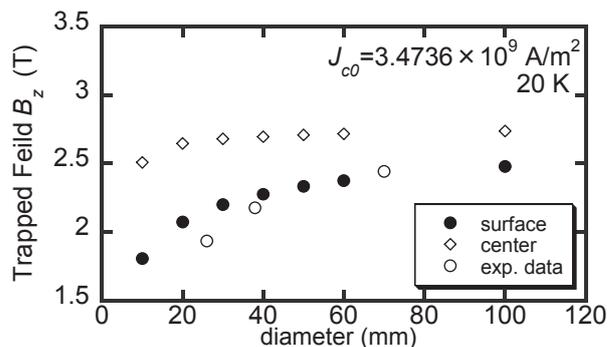


Fig. 2 Diameter dependence of the trapped magnetic field on the MgB₂ bulk.

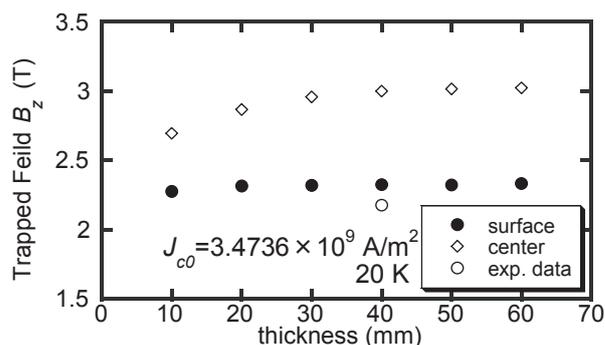


Fig. 3 Thickness dependence of the trapped magnetic field on the MgB₂ bulk.

MgB₂ 超電導バルク磁石の加工性能 Processing Properties of MgB₂ Superconducting Bulk Magnets

赤坂友幸, 石原 篤, 富田 優(鉄道総研); 山本 明保(東大, JST さきがけ); 杉野 翔, 岸尾 光二(東大)
AKASAKA Tomoyuki, ISHIHARA Atsushi, TOMITA Masaru, (Railway Technical Research Institute);
YAMAMOTO Akiyasu (The Univ. of Tokyo, JST-PRESTO); SUGINO Sho, KISHIO Kohji (The University of Tokyo)
E-mail: akasaka@rtri.or.jp

1. はじめに

MgB₂ は、金属系超電導体最高の約 40 K の T_c をもち[1]、冷凍機冷却による超電導磁石などへの応用が期待される。MgB₂ は異方性が低く、比較的長いコヒーレンス長を持つことから、無配向の多結晶体においても粒間の弱結合の問題がなく、優れた臨界電流特性を示す[2]。また、軽量で弱結合がなく試料全体で均一な超電導特性[3]を示す MgB₂ は、超電導バルク磁石として NMR 等の計測機器への応用に実用上有利であると考えられる。

これまで我々は、均質性の優れた、大型 MgB₂ バルク体の開発を行ってきた[4]。本研究では、MgB₂ バルク体を様々な形状に加工し、その加工特性を評価したので報告する。

2. 実験方法

Mg 粉末、B 粉末を混合し、プレスにより、直径 20-60 mm ϕ 、厚さ 10 mm の円盤状に成型し、Ar 雰囲気下で 850 $^{\circ}$ C、3 h の熱処理を行い MgB₂ バルク体を作製した。一部のバルク体は、機械的強度の向上を図るために、金属リング補強や樹脂含浸補強を行った。また、得られた MgB₂ バルク体に対し機械加工を施し、リングなどの形状に加工した。機械特性の評価には、機械特性評価試験装置(インストロン)とビッカース硬度計を用いて、圧縮強度やビッカース硬度などを評価した。また、バルク体表面について SEM による微細組織の観察を行った。

3. 結果と考察

作製した MgB₂ バルク体試料の表面を光学顕微鏡で観察したところ、マクロスケールのクラック等はみられず均一な組織を有していた。作製した直径 60 mm ϕ の MgB₂ バルク体に対し 30 mm ϕ の穴開け加工を施し、リング形状に加工した試料の外観を Fig.1 に示す。また、リング状に加工した試料の加工面を SEM により観察した結果を Fig.2 に示すが、クラック等はみられず、MgB₂ バルク体ではリング形状への穴あけ後加工が施せることが確認できた。

4. 結論

MgB₂ バルク体を作製し、加工性能の評価を行った。各種機械加工を施した結果、MgB₂ バルク体は多結晶焼結体であるが、リング形状への穴あけ後加工が施せることが確認できた。

当日は MgB₂ バルク体試料の機械特性、ならびに機械加工が超電導特性に与える影響についても報告する予定である。

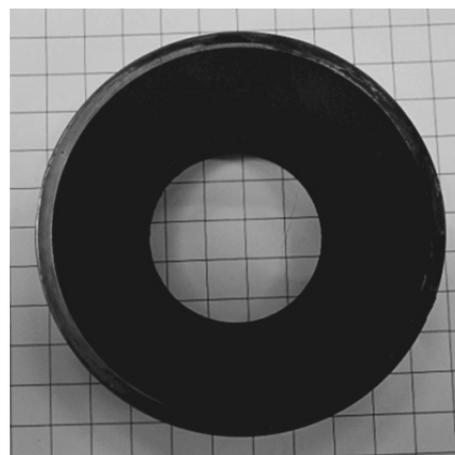


Fig.1 Photograph of a ring-shape MgB₂ bulk.
(30/60 mm ϕ , 10 mm t).

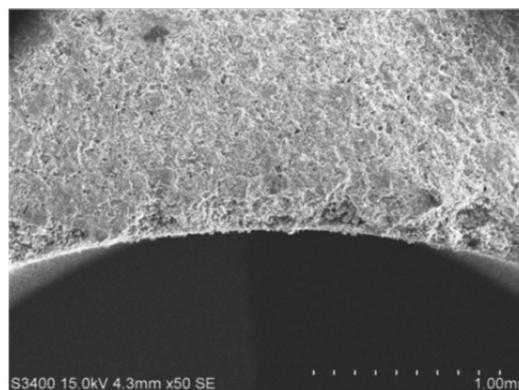


Fig.2 SEM image of a ring-shape MgB₂ bulk magnet.

5. 謝辞

本研究はJSPS科学研究費補助金(23246110)ならびにJST さきがけの助成を受けて実施したものである。

参考文献

- [1] J. Nagamatsu *et al.*, *Nature* **410**, 63 (2001).
- [2] D. C. Larbalestier *et al.*, *Nature* **410**, 186 (2001).
- [3] 山本明保 ほか, 応用物理 **79**, 48 (2010).
- [4] 例えば、富田優 ほか, 第 83 回低温工学・超電導学会講演概要集 p.86 (2010).

MgB₂ 超電導バルク磁石の磁束密度分布の評価 Evaluation of Magnetic Flux Density Distribution in MgB₂ Superconducting Bulk Magnets

石原 篤, 赤坂 友幸, 富田 優(鉄道総研); 山本 明保(東大, JST さきがけ); 岸尾 光二(東大)
ISHIHARA Atsushi, AKASAKA Tomoyuki, TOMITA Masaru, (Railway Technical Research Institute);
YAMAMOTO Akiyasu (The Univ. of Tokyo, JST-PRESTO); KISHIO Kohji (The University of Tokyo)
E-mail: ai@rtri.or.jp

1. はじめに

MgB₂ は、金属系超電導体最高の約 40 K の T_c をもち[1]、冷凍機冷却による超電導磁石などへの応用が期待される。MgB₂ は異方性が低く、比較的長いコヒーレンス長を持つことから、無配向の多結晶体においても粒間の弱結合の問題がなく、優れた臨界電流特性を示す[2]。また、軽量で加工性が優れており[3]、さらに弱結合がなく試料全体で均一な超電導特性[4]を示す MgB₂ 超電導バルク体は、テスラ級の超電導バルク磁石として有望であると考えられる。

本研究では MgB₂ バルク体を作製し、その磁化ヒステリシス曲線の測定と着磁過程における磁束密度分布の評価を行ったので報告する。

2. 実験方法

Mg 粉末、B 粉末を混合し、プレスにより、直径 20, 30 mm ϕ 、厚さ 10 mm の円盤状に成型し、Ar 雰囲気下で 850 $^{\circ}$ C、3 h の熱処理を行い MgB₂ バルク体を作製した。得られたバルク体試料を冷凍機で 10-30 K まで冷却し、超電導マグネットを用いて磁化ヒステリシス曲線の測定を行った。磁化はバルク体の中心に配置したホール素子と、直交型ロボットで移動制御可能なホールプローブを用いて評価を行った。なお、試料温度はバルク体底面の温度とした。

3. 結果と考察

Fig.1 に得られた磁化ヒステリシス曲線の例を示す。増磁過程では(Fig.1 の(i))、磁束が試料外側から内側に侵入していき、 $\mu_0 H_p$ においてサンプル中心にまで達し、試料中心における磁束密度はより高磁場下では外部磁場と一致した(Fig.1 の(ii))。減磁過程では(Fig.1 の(iii))、磁束が試料外側から抜けていき、外部磁場がゼロになった時に残留磁化が得られた。さらに逆磁場を印加し続けると、 $-\mu_0 H_c$ で中心磁場がゼロになり、いわゆる保磁力が定義でき、最終的にはほぼ点対称なヒステリシスループが得られた。残留磁化と保磁力がほぼ同程度で有り、さらに第二象限部分が四角形に近い曲線が得られており、理想的な磁石曲線となっていることが明らかになった。

次に、直径 20 mm ϕ 、厚さ 10 mm の MgB₂ 超電導バルク体を用いて、ゼロ磁場中冷却後の増磁過程(Fig.1 の(i)-(ii)に相当)における磁束密度分布の変化を測定した結果、Fig.2 のようになった。増磁過程では外部磁場が 1.5 T において最大のシールド効果が見られ、3.5 T を超えると、シールド効果の影響がみられなくなることが分かった。また外部磁場が 1.5 T における磁束密度分布が動径方向に対して対称な分布を示していることから、均一なシールド電流が試料内を流れていると考えられる。

4. 結論

MgB₂ 超電導バルク体を作製し、超電導バルク磁石としての素質を検討した結果、理想的な磁石曲線をもつことが明らかになるとともに、増磁過程では均一なシールド電流が試料内に誘起されていることが示唆された。

5. 謝辞

本研究はJSPS科学研究費補助金(23246110)ならびにJST さきがけの助成を受けて実施したものである。

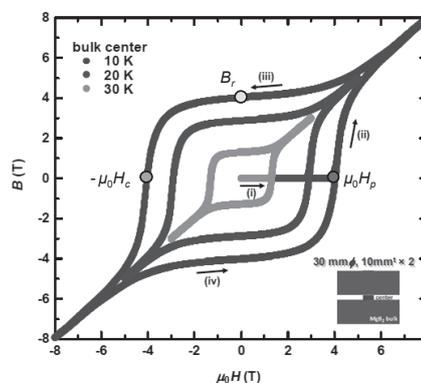


Fig.1 Magnetic hysteresis loops at 10, 20 and 30 K of MgB₂ superconducting bulk magnet.

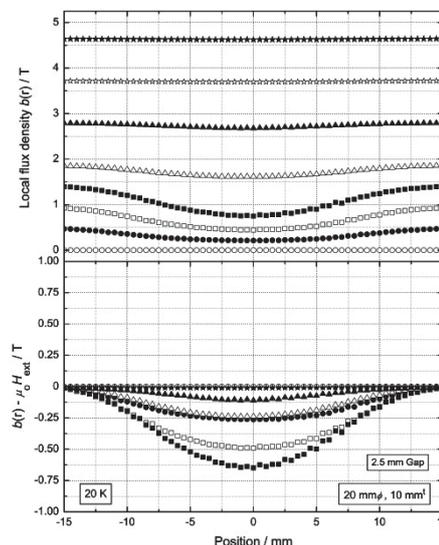


Fig.2 Local flux density distribution of a MgB₂ bulk magnet under magnetic field sweep up to 5 T.

参考文献

- [1] J. Nagamatsu *et al.*, *Nature* **410**, 63 (2001).
- [2] D. C. Larbalestier *et al.*, *Nature* **410**, 186 (2001).
- [3] 赤坂ら, 2014 第 61 回応用物理学会春季学術講演会講演予稿集 11-001
- [4] 山本明保 ほか, *応用物理* **79**, 48 (2010)

Eu-Ba-Cu-O 超伝導バルク材の熱物性値

Thermal properties of Eu-Ba-Cu-O superconducting bulks

内藤 智之, 藤代 博之(岩手大); 手嶋 英一(新日鐵住金)

NAITO Tomoyuki, FUJISHIRO Hiroyuki (Iwate Univ.);

TESHIMA Hidekazu (Nippon Steel & Sumitomo Metal Corp.)

E-mail: tnaito@iwate-u.ac.jp

1. はじめに

我々はこれまで RE-Ba-Cu-O 超伝導バルク材 (RE: 希土類元素および Y) の熱物性値 (熱伝導率, 熱拡散率等) 測定を行い, データベースを構築してきた[1]. 軽い RE である Sm の場合, 常伝導状態における熱伝導率は温度の低下とともに緩やかに減少し, 超伝導転移温度 (T_c) 以下で大きなピークを示す. やや重い RE である Gd や Y の場合, 熱伝導率は温度の低下とともに増大し, T_c 以下では RE=Sm と同様に大きなピークを示す[2]. 常伝導状態では比較的急な勾配をもって温度とともに減少し, T_c 以下のピークも非常に小さい. また, 熱伝導率の絶対値も他の RE-Ba-Cu-O バルクに比べて小さい (例えば, 100 K における Y-Ba-Cu-O バルクの熱伝導率が約 110 mW/cmK であるのに対して, Dy-Ba-Cu-O は約 55 mW/cmK と半分程度). この低い熱伝導率を利用して Dy-Ba-Cu-O バルクは電流リードに用いられている. 最近, Eu-Ba-Cu-O バルク磁石を用いた小型 NMR 装置の開発が進められている. この NMR 装置では複数個の円筒状バルクを積層していることから, バルクの捕捉磁場分布と着磁時のバルクで発生した熱の伝導経路が通常の単独バルクに比べて複雑になる. したがって, 積層型バルク磁石の着磁メカニズムを明らかにするために, 有限要素法によるシミュレーションが行われている. このとき, 熱伝導率が必要となるが Eu-Ba-Cu-O バルクのデータは存在せず, また上記のように RE-Ba-Cu-O 超伝導バルクの熱伝導率は RE 種に大きく依存することから実測が必要である. バルク材を磁石化するとき金属リングで補強することから, その熱収縮も重要なパラメータとなる. そこで, 本研究では Eu-Ba-Cu-O 超伝導バルクの熱伝導率と熱収縮を測定した.

2. 実験方法

Eu-Ba-Cu-O バルクは, $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (Eu123) : $\text{Eu}_2\text{BaCuO}_5$ (Eu211)=3:1 の組成比に 0.5wt.% の Pt と 10wt.% の Ag_2O を添加した混合粉末から円盤状前駆体を用意した後, 改良型 QMG 法で作製された[3]. 育成されたバルクから短冊状の試料を *ab* 面内方向および *c* 軸方向それぞれに切り出した. 熱伝導率は定常熱流法, 熱収縮は歪みゲージ法で 10–300 K の温度範囲でそれぞれ測定した.

3. 実験結果と考察

Fig.1 に Eu-Ba-Cu-O バルクの *ab* 面内および *c* 軸方向の熱伝導率の温度依存性を示す. *ab* 面内の熱伝導率は温度の低下とともに緩やかに増加していき, T_c 以下で急激に増加した. その後, 40K 付近で最大値 180 mW/cm-K を示した後, ゼロに向かって減少した. *c* 軸方向の熱伝導率は, T_c 以上の温度領域ではほぼ一定であったが, T_c 以下では *ab* 面内と同様にピーク構造を示した. *ab* 面内および *c* 軸方向ともに熱伝導率の温度依存性およびその絶対値は Gd-Ba-Cu-O バルクと類似している. 常伝導状態での異方性は 3 程度であった.

Fig.2 に Eu-Ba-Cu-O バルクの *ab* 面内および *c* 軸方向の熱収縮の温度依存性を示す (室温の試料長を基準とした). 両方向ともに温度の低下とともに単調に減少した. 20K での熱収縮は *ab* 面内方向が約 -0.18%, *c* 軸方向が約 -0.35%

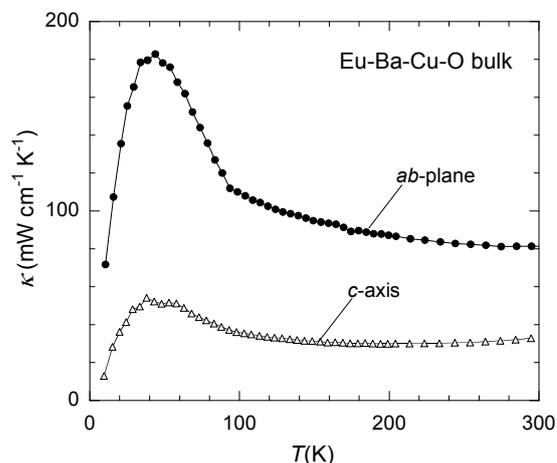


Fig.1 Temperature dependence of the *ab*-plane and *c*-axis thermal conductivity of Eu-Ba-Cu-O bulk superconductors.

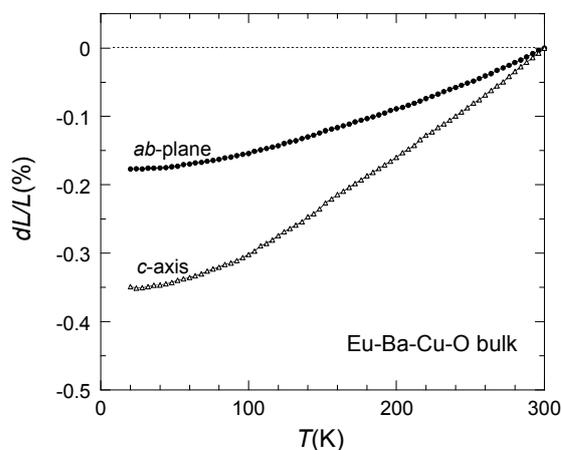


Fig.2 The temperature dependence of the *ab*-plane and *c*-axis thermal dilatation of Er-Ba-Cu-O bulk superconductors.

であった. *c* 軸方向の縮みが大きいのは層状構造に起因する. 熱収縮の絶対値も Gd-Ba-Cu-O とほぼ同じであった. また, 20K でのステンレス (SUS304) の熱収縮は約 -0.28% であり, Eu-Ba-Cu-O バルクの *ab* 面内方向に比べて SUS304 の方が熱収縮は大きい. 従って, Eu-Ba-Cu-O バルクにおいても SUS304 リングによる補強効果があることを確認できた.

参考文献

1. <http://ikebehp.mat.iwate-u.ac.jp/database.html>
2. H. Fujishiro *et al.*: Supercond. Sci. Technol. **19** (2006) S447.
3. M. Morita *et al.*: Physica C **253-240** (1994) 209.

精製した MgB_{2-x}C_x 粉を用いて作製した ex situ 法線材の超伝導特性 Superconducting properties of ex situ processed tapes using refined MgB_{2-x}C_x powders

藤井 宏樹, 小澤 清, 北口 仁(NIMS)
FUJII Hiroki, OZAWA Kiyoshi, KITAGUCHI Hitoshi (NIMS)
E-mail: fujii.hiroki@nims.go.jp

1. 序

MgB₂ 線材の J_c の高磁界特性の改善に対し、炭素置換は最も有効な手法の一つである。線材の一般的製法である PIT 法のうち、ex situ 法では、in situ 法と比べて高密度コア層が得られるものの、炭素置換に伴い MgB₂ 中の硼素が放出され、粒間結合が阻害される。そこで本研究では、予め炭素置換した粉末 MgB_{2-x}C_x を充填粉として、結晶粒間結合の改善を試みた。

2. 実験

市販各原料粉末を Mg (純度 99.8%; 325mesh) : B (amorphous; 95-97%) : C (carbon black)= $p : 1.95 : 0.05$ ($p = 1.0-1.3$)の比に混合し、900°C で加熱反応させ、焼成粉 MBC の生成相を調べた。また、これらの MBC 粉末に酢酸 (AcOH) で処理を施した。続いて、上記 Mg や B を MBC : Mg = 100 : y ($y = 0, 3, 5, 10$)、及び MBC : Mg : B = 100 : $z : 2z$ ($z = 10, 20$) のモル比で添加し、有機溶媒中ミリング処理を施して充填粉とした。これらの充填粉を OD6.35mm、ID3.5mm の Fe 管に詰めて、PIT 法で Fe シース線材を作製し、Ar ガス気流中加熱処理を施し、評価を行った。

3. 結果と考察

3-1. 充填粉精製

硼素原料粉末の XRD の測定から、原料粉には β -B と B₂O₃ が含まれており、その結晶化度は 40%程と見積もられた。MBC 焼成粉は、不純物として MgO を含んでおり、種々の焼成粉に対して、RIR(reference intensity ratio)法から求めた MgO の比率は、10-20wt%であった。この MgO や過剰の Mg は AcOH 処理で溶解除去されるので、焼成粉の出発組成において、 $p \geq 1.2$ とすれば、精製粉の組成は Mg_{1.0}B_{1.95}C_{0.05} であると推測される。そこで、線材試料作製に用いる MBC 粉の組成は $p = 1.2$ とした。

磁化測定から求めた T_c は、32K 程度であり、炭素置換による低下が確認された。また、これに対応して MgB₂ の a 軸長の縮小も見られた。

3-2. 線材試料

Mg 添加

Fig. 1 に平角線試料の J_c - B 特性を示す。 J_c 特性は $y = 0$ では、4.2K、10T で 8kA/cm² を示した。Mg 添加を行うと、添加量 y の増加と共に J_c 特性は劣化した。 $y = 3$ では劣化はそれほどでもなかったが、 $y = 5, 10$ では大きく低下した。 J_c の磁界依存性は、 y の増加と共に大きくなっており、弱結合化が起こっているものと考えられる。

(Mg,B)添加

Fig. 2 に丸線試料の J_c - B 特性を示す。 $z = 0$ の無添加試料と比較すると、平角線に対し、 J_c 特性はかなり低くなっている。この差の原因については、加工条件によるものと推測されるが、詳細は検討中である。一方、(Mg,B) 添加によって、その J_c 特性は向上したが、これは粒間結合が改善したためであると考えられる。添加量 $z = 20$ では、 $z = 10$ と比較して、低磁界側での J_c 値は向上する一方、高磁界側では低下した。低磁界側での向上は粒間結合の更なる改善によるものと思

われる。一方、高磁界側での低下については、(Mg,B) 添加により新しく生成した Mg(B,C)₂ の炭素量が、MBC 精製粉の炭素量 $x = 0.05$ よりも少なく、試料全体の高磁界特性が劣化したものと考えられる。

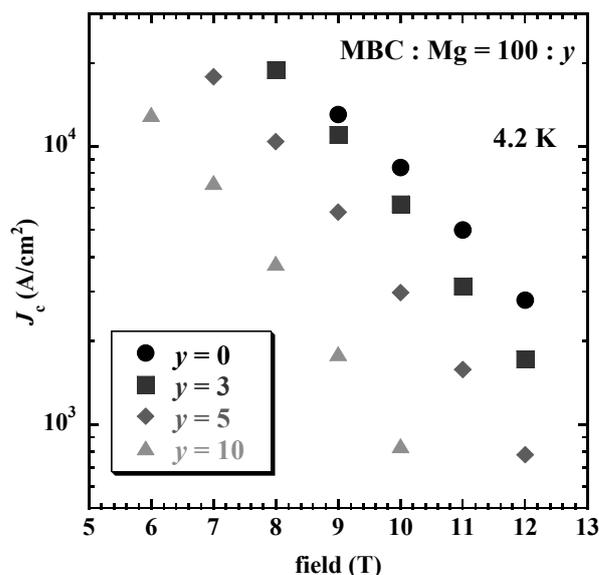


Fig. 1. J_c - B properties of Fe-sheathed MgB₂ tapes with a thickness of 0.5mm.

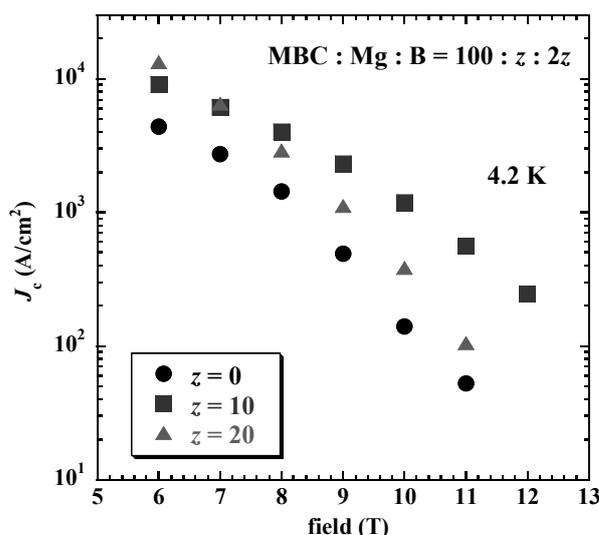


Fig. 2. J_c - B properties of Fe-sheathed MgB₂ wires with a diameter of 1.1mm.

結晶成長を利用した REBCO 線材の接続体の評価

An experiment assessment for joint of REBCO wires fabricated by crystal growth

金 新哲, 柳澤 吉紀, 前田 秀明(理研); 高野 吉紀(日本大)

Xinzhe Jin, Yoshinori Yanagisawa, Hideaki Maeda (Riken); Yoshiki Takano (Nihon Univ.)

E-mail: xinzhe.jin@riken.jp

1. はじめに

REBCO 線材の超電導接続は、線材の長尺化と NMR などの永久電流モード運転の実現に必要なとされている技術である。今回我々は REBCO バルクを結晶成長させて接続するとの新しい方法で超電導接続に成功している。ここでは、接続体を製作するに必須となるバルクなどの各要素とその詳細について注目し、接続のための基礎的な実験評価を行った。

2. 接続用バルク体

超電導接続に用いられる REBCO バルクは、融点が低くて純度が高い数ミリメートルの厚さが必要となる。接続過程でバルクは熔融することが必須となっているので、より低い温度で熔融することで高温での線材劣化を防ぐことができる。REBCO の融点が低い希土類元素としては Yb と Tm などが挙げられ、我々は今回 YbBCO バルクについてモデル実験を行った。その結果、空气中 900°C 前後で YBCO バルクと熔融接続ができ、十分な機械強度を有していた。

ここで言う REBCO バルクの純度というのは、RE123 相の割合を示すものであり、その大きさによって超電導の臨界電流が決まるので高純度が求められている。しかし市販されているバルクは成形してからその形状を保つため、高温で崩れないように RE211 相を 25% 程度混合する 경우가多く、接続用バルクの製作は別途工夫が必要である。なお、YBCO バルクは物性研究などでよく製作しているが、YbBCO バルクはそれほど試されておらず、通常の固相法では半分程度 211 相が生成してしまう。そこで本研究では有機酸法からの製作を試み、粉末 X 線回折からは純度が高い試料作製ができていたことが確認できた。Fig. 1 にその結果を示し、パターンで指数を付けた Yb123 相のピークの強度は高く、三角で示したように少量の Yb211 相が生成されていることがわかった。バルク製造における仮焼条件は 900°C で 24 時間行い、今後はより純度の高い試料作製のための温度プロファイルを調べることも考えている。

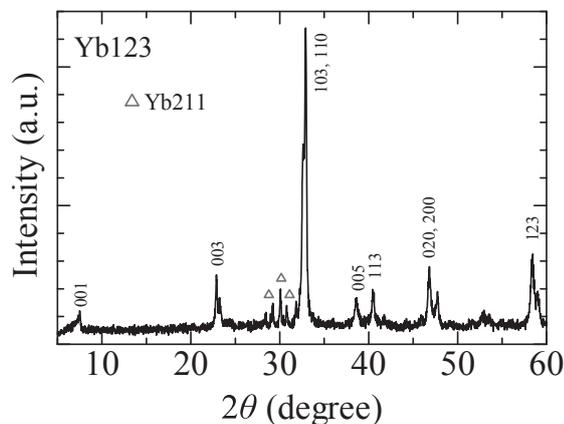


Fig. 1 Powder X-ray diffraction for Yb123 bulk at room temperature.

3. 接続体の製作と評価

高温焼成で超伝導線材が酸化などから保護するために、上記に述べたようにバルクの融点を下がる一方、接続部における部分的な加熱が必要である。一つの方法は、赤外線を利用した集中加熱であり、テスト実験では数分間で YbBCO バルクを線材に接続できた。Fig. 2 にその加熱中の写真を示した。常温で線材とバルクをセットしてからバルク部のみを加熱した。経過時間 1 分程度で 855°C に達し、この時バルクはすでに溶け始めていた。

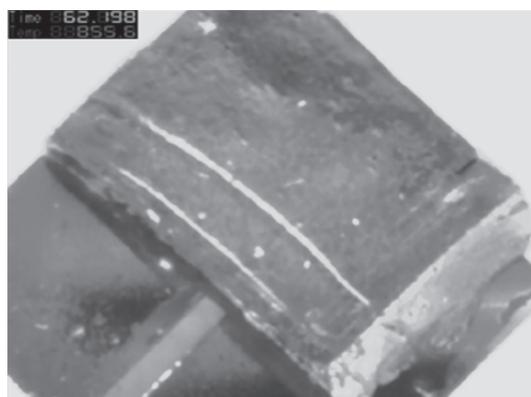


Fig. 2 Heat treatment for joint by infrared heater.

作製した接続体の評価は、主に機械特性と電気伝導性を行っており、接続体の機械強度は線材程度に高く要求されていないため、数十 MPa 程度の応力で簡単なテストなどを行っている。電気伝導性の測定は、ジョイント試料を酸素追加の熱処理した後に行えるので、現在それを進めているところである。

4. まとめ

REBCO バルクと線材を接続するために必要な要素解析を行い、REBCO 線材接続の最適条件を調べた。

5. 今後の予定

ジョイント試料作製の最適条件をさらに調べることにともな、XRD などを利用した試料評価を行う予定である。

BaMO₃(M=Zr, Sn, Hf)/YBa₂Cu₃O_y擬似多層膜における超伝導特性の層厚依存性 Layer thickness dependence of superconducting properties in BaMO₃(M=Zr, Sn, Hf)/YBa₂Cu₃O_y quasi-multilayered films

上瀧 哲也, 吉浦 忠宏, 末吉 哲郎, 藤吉 孝則, 光木 文秋, 池上 知顯 (熊本大学)

KOTAKI Tetsuya, YOSHIURA Tadahiro, SUEYOSHI Tetsuro, FUJIYOSHI Takanori,
MITSUGI Fumiaki, IKEGAMI Tomoaki (Kumamoto Univ.)

E-mail: tetsuya@st.cs.kumamoto-u.ac.jp

1. はじめに

高温超伝導体の実用化において磁場中での臨界電流密度 J_c のさらなる向上が必要となる。磁場中での J_c を向上させる方法の一つとして人工ピンの導入があり、ナノロッドや柱状欠陥を一次元ピンとして導入することで、 J_c が大きく向上することが報告されている。しかし、一次元ピンは磁場方向が一次元ピンの方向から外れると急激にピン力が低下し、広範囲の磁場方向に対しては有効なピンニングセンターとして働かない。一方、ナノ粒子の様な三次元ピンは一次元ピン程強いピン力を得ることはできないが、磁場に対し等方的に J_c を改善することが出来る。

本研究では、三次元ピンにおける(1)ピン物質の種類と(2)その空間分布が超伝導特性に与える影響を調べるために、擬似多層膜法により3種類のBaMO₃(BMO)(M = Zr, Sn, Hf)ナノ粒子をYBa₂Cu₃O_y(YBCO)薄膜中に様々な間隔で導入し、三次元ピンによる磁束ピンニングのチューニングを試みた。

2. 実験方法

測定に用いたBMO/YBCO擬似多層膜はPLD法を用い、SrTiO₃(100)基板上に作製した。使用したKrFエキシマレーザーの繰り返し周波数は5Hz、基板温度790°C、酸素雰囲気中300mTorrの下で成膜を行った。YBCO層を堆積した後にBMOを1パルスで堆積し、これを n 回繰り返して作製した試料をBMO(n)と定義する。これによりBMOを三次元ピンとしてYBCO内に導入することが出来る。今回作製した擬似多層膜は $n = 60, 100$ であり、YBCO層の総堆積パルス数は3000パルスである。また、成膜後はアニール処理を行った。Table 1に今回作製した試料の層数、層厚、臨界温度 T_c を示す。

超伝導特性の測定には直流四端子法を用い、 J_c は電界基準 $E_c = 1 \mu\text{V}/\text{cm}$ となる電流密度で定義した。また、 J_c の磁場角度依存性では、電流と常に垂直となるように磁場を印加し、磁場と c 軸のなす角度を θ として測定を行った。

3. 結果および考察

Fig. 1 に $T = 65\text{K}$, $B = 1\text{T}$ における各試料の J_c の磁場角度依存性を示す。この結果よりBSOを導入した試料が全磁場方向において最も高い J_c を示していることが確認できる。BMOをYBCO内に三次元ピンとして導入した場合、BSOはBZOと比べ、径の大きいナノ粒子を形成することがMiuraらによって報告されている[1]。今回作製した擬似多層膜においてもBSOが他のピン物質より径の大きいナノ粒子を形成し、強いピンニング効果のため、全磁場方向で高い J_c を示したと考えられる。

Fig. 2 に $T = 65\text{K}$, $B = 1\text{T}$ におけるBZO(60)とBZO(100)の J_c の磁場角度依存性を示す。また比較のため、以前報告したYBCO層の層厚が薄いBZO(110)の特性[2]も同図に示す。なお、BZO(110)は基板温度780°C、酸素雰囲気中300mTorrの

下で作製した擬似多層膜であり、YBCO層厚が約2.67nm、 $T_c = 87.7\text{K}$ である。BZO(110)は c 軸方向にブロードなピークを持っていることが確認できる。これはYBCO層の層厚が薄いため、BZOナノ粒子の歪が上層に影響し、 c 軸方向に対し相関を持って配列したためと考えられる。一方、YBCO層厚が5.58nmのBZO(60)は90°方向を除いてフラットな特性を示しており、YBCO層厚が3.46nmのB(100)は c 軸方向でわずかな J_c の増加がみられる。このことは、BZOナノ粒子が c 軸方向に対し相関を持って配列するYBCO層厚の閾値は3~4nmであることを示唆している。

Table 1. Specification of samples

Sample	number of layers	layer thickness [nm]	T_c [K]
pure	—	—	89.7
BZO(60)	60	5.58	87.9
BZO(100)	100	3.46	87.1
BHO(100)	100	3.28	87.4
BSO(100)	100	4.01	86.3

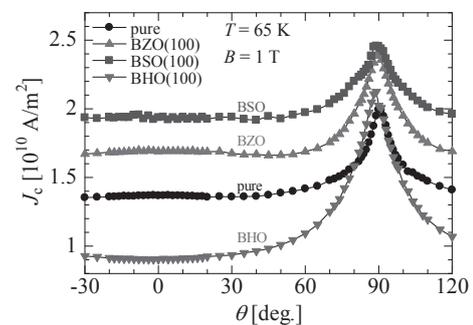


Fig. 1 Angular dependences of J_c in pure, BZO(100), BSO(100) and BHO(100) samples

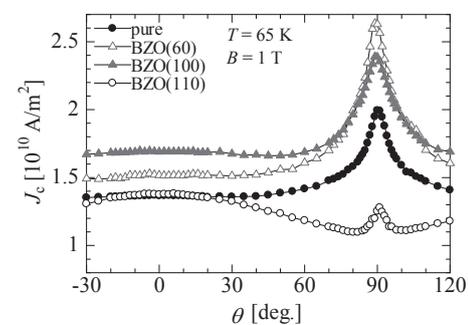


Fig. 2 Angular dependences of J_c in BZO(n)

参考文献

- [1] M. Miura, *et al.*: Supercond. Sci. Technol. 26 (2013) 035008.
[2] T. Sueyoshi, *et al.*: Physica C 484 (2013) 134-138

GdBCO コート線材の磁束ピンニング特性に対する交差した柱状欠陥の影響

Flux pinning properties in GdBCO coated conductors with columnar defects crossing at various angles

古木 裕一, 甲斐 隆史, 末吉 哲郎, 藤吉 孝則 (熊本大学)

FURUKI Yuichi, KAI Takafumi, SUEYOSHI Tetsuro, FUJIYOSHI Takanori (Kumamoto Univ.)

E-mail: furuki@st.cs.kumamoto-u.ac.jp

1. はじめに

高温超伝導体における臨界電流密度 J_c の異方性を改善する方法の一つとして、複数方向への1次元ピンの導入が考えられる。磁束線と同じ形状であり、強いピンニング力を持つ1次元ピンを複数方向に導入することで広範囲の磁場方向での高 J_c 化が期待でき、またそれぞれの1次元ピンの向きが異なるために、1次元ピン固有の磁束線のキンク変形に伴う顕著な熱活性化運動の阻止が期待できる。

本研究では、2方向に交差した1次元ピンの交差角が磁場中の臨界電流密度 J_c へ及ぼす影響を系統的に明らかにすることを目的とする。超伝導層の膜厚が $2.2\mu\text{m}$ の GdBCO コート線材に対して、重イオン照射により c 軸に対して2方向に交差した柱状欠陥を導入し、その磁束ピンニング特性への影響について調べた。

2. 実験方法

重イオン照射に用いた試料は、フジクラ製の GdBCO コート線材 (5mm 幅, 膜厚 $2.2\mu\text{m}$, $J_c = 280\text{A}$) で、フォトリソグラフィにより長さ 1mm , 幅約 $40\mu\text{m}$ のブリッジ状に加工した。重イオン照射には、 270MeV の Xe イオンを用いた。試料に交差した柱状欠陥を導入するために、 c 軸に対して $\theta = \pm 15^\circ, \pm 30^\circ, \pm 45^\circ, \pm 60^\circ, \pm 75^\circ$ でそれぞれビームを傾けて照射を行った。照射量は、それぞれの角度方向に 9.67×10^{10} ions/cm² (マッチング磁場 $B_\phi = 2\text{T}$) とした。

このとき、照射方向は印加電流の方向に対して常に垂直にし、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. 実験結果および検討

Fig. 1 に、照射した5つの試料の 77.3K , 印加磁場 4T における J_c の磁場角度依存性について示す。 c 軸方向付近の J_c に注目すると、 c 軸に対して $\theta = \pm 15^\circ$ の柱状欠陥を導入した試料では c 軸方向を中心に J_c の単一のピークが見られた。これは $\theta = \pm 15^\circ$ に交差した柱状欠陥によるスプレイ効果に起因しているものと考えられる [1]。更に交差角を広くした $\theta = \pm 30^\circ$ の試料でも c 軸方向の J_c のピークを示し、 $\theta = \pm 15^\circ$ の試料での c 軸方向の J_c よりも低い、より幅の広い J_c のピークを確認した。 $\theta = \pm 45^\circ$ の試料では c 軸方向の J_c のピークは見られなくなり、逆にディップが生じる。これは、 c 軸方向に単一の J_c のピークを形成する交差角度のしきい値が $\pm 45^\circ$ 付近であることを示している。さらに交差角が広がると ($\theta = \pm 60^\circ, \pm 75^\circ$) c 軸方向で J_c が最小値を示し、代わりに各照射方向に J_c のピークが生じている。

一方、 ab 面方向の J_c の振る舞いに注目すると、 $\theta = \pm 60^\circ, \pm 75^\circ$ の試料において、 ab 面方向に対する交差角が小さいにも関わらず、 ab 面方向には単一の J_c のピークは形成されず、逆に柱状欠陥の導入方向から ab 面方向にかけて J_c が急激に減少する振る舞いが見られる。これは $\theta = \pm 15^\circ, \pm 30^\circ$ の試料の c 軸付近の J_c の振る舞いと

対照的であり、スプレイ効果はもとより、 ab 面方向付近では交差した1次元ピンが $\theta = 90^\circ$ 方向における J_c に作用しにくいように見える。実際、 $\theta = 90^\circ$ の J_c は $\theta = \pm 15^\circ \sim \pm 60^\circ$ では交差角によらず、ほぼ同じ値 (約 $0.15\text{ MA}/\text{m}^2$) を示している。ただし、 ab 面に対して交差角が $\pm 15^\circ$ ($\theta = \pm 75^\circ$) になると、 $\theta = 90^\circ$ の J_c の値は $0.25\text{ MA}/\text{m}^2$ へと増加の傾向が見られる。以上の結果より、交差した1次元ピンの磁束ピンニング作用は、導入方向によって非対称な振る舞いを示すことを確認した。

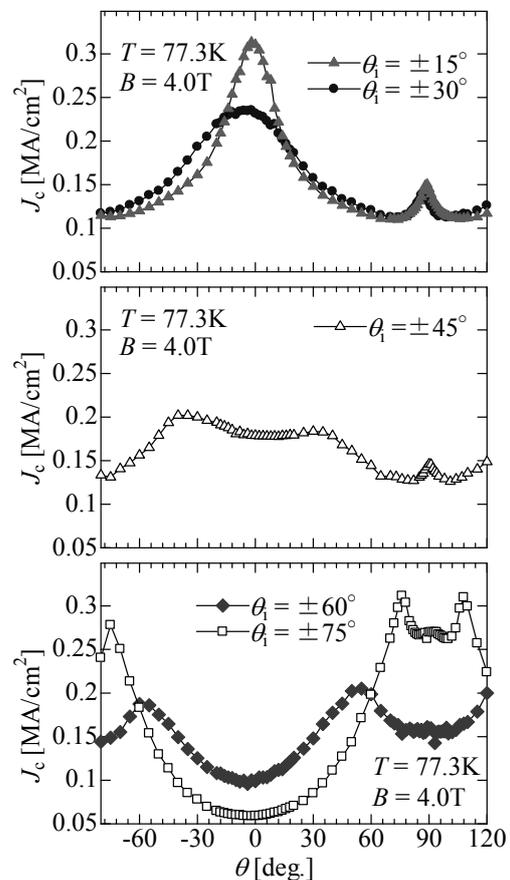


Fig.1 Angular dependences of J_c at 77.3K and 4T for GdBCO coated conductors

謝辞

本研究は、日本原子力研究開発機構の施設共用制度にて実施したものである。

参考文献

[1] T. Hwa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 3545.

オゾンアニールによる酸素導入が Sr₂CuO_{3+δ} 薄膜の結晶構造に与える影響

Effect of O₃ annealing for introduction of oxygen into the crystal structure of Sr₂CuO_{3+δ} thin films

杉原 和樹, 山垣 陵太, 一野 祐亮, 吉田 隆(名大)

SUGIHARA Kazuki, YAMAGAKI Ryota, ICHINO Yusuke, YOSHIDA Yutaka (Nagoya Univ.)

E-mail: sugihara-kazuki14@ees.nagoya-u.ac.jp

1. はじめに

第二世代超伝導線材として研究されている REBa₂Cu₃O_y (REBCO)は、液体窒素下での利用が可能であり、また高い磁場中超伝導特性を示す。しかし、REBCO には希少なレアアースが含まれており、研究や製造への安定供給に対して課題となる可能性がある。この対策として、REBCO と同等以上の超伝導特性を示すレアアースフリー超伝導体の研究開発が必要である。そこで本研究では、高压合成バルクにおいて $T_c^{\text{onset}} = 95 \text{ K}$ [1]が報告されている Sr₂CuO_{4+δ} (Sr214)に着目した。Sr214 は、薄膜では MBE 法で作製した試料に、オゾンアニールを行うことで超伝導転移した報告がある[2]。超伝導転移させるためには、斜方晶 Sr₂CuO_{3+δ} (Sr213)の結晶構造内に酸素を導入し、正方晶 Sr214 に構造転移させる必要がある。そこで本研究では、より高い酸素分圧下で成膜可能な PLD 法により斜方晶 Sr213 薄膜を作製し、正方晶 Sr214 に構造転移させることを目的として、オゾンアニール条件に対する結晶構造の変化を詳細に評価した。

2. 実験方法

薄膜作製には Nd:YAG-PLD 法を用いた。基板温度 730°C、酸素分圧 110 Pa、ターゲット基板間距離 40 mm、レーザー繰り返し周波数 2 Hz 及び成膜時間 90 分として、斜方晶 Sr₂CuO_{3+δ} 薄膜を単結晶 LaAlO₃(100)上に作製した。膜厚は約 300 nm とした。成膜終了後、成膜温度から降温しながらオゾンによる in-situ アニールを行った。Sr213 は大気中の水分と反応して構造が崩れやすいため、オゾンアニール終了後には、保護膜として Au を 100 nm 程度蒸着した。オゾンの導入時は、オゾンが直接薄膜に吹き付けられるように配管した。降温過程で 300 ~ 600°C の一定温度において 30 分間留め、室温近くまでオゾンを導入し続けた。この一定温度を変更することで、Sr213 薄膜の構造変化を観察した。結晶構造評価は X 線回折測定、膜厚及び組成測定は誘導結合プラズマ発光分光分析(ICP)、超伝導特性は直流四端子法により行った。

3. 実験結果及び考察

はじめに、酸素雰囲気下で降温した Sr213 薄膜の結晶構造を評価した。逆格子マッピング測定の結果より格子定数を計算し、斜方晶であることを確認した。この時、*c* 軸長は 12.6 Å であった。超伝導転移が確認された MBE 法の報告では、*c* = 13.55 Å が得られているため[2]、上記試料には酸素欠損が多く含まれていると考えられる。

次に、オゾンアニールを用いた Sr213 薄膜の結晶構造を評価した。Fig. 1 にオゾンアニールを 300 ~ 600°C で 30 分間行った時の *c* 軸長の変化を示す。これより 500°C において、as-deposited の試料より *c* 軸長が 0.2 Å 程度伸長していることがわかる。また、Fig. 2 に 400°C 及び 500°C の試料において得られた逆格子マッピング像を示す。400°C の試料では Sr213 の 0111 面と 1011 面のピークが分離しており、斜方晶であることが確認された。一方、500°C の試料では、0111 面と 1011 面のピークの一致が見られ、正方晶に転移したと考えられる。

逆格子マッピングの結果より、オゾンアニールによって正方晶構造が得られたが、その試料において超伝導転移は見ら

れなかった。その理由としては、[2]の報告より *c* 軸長が短いことから、結晶構造内への過剰酸素の導入が不十分であることが考えられる。つまり導電面である CuO₂ 面内へホールがドーピングされていない正方晶 Sr213 であり、正方晶 Sr214 に転移していないと考えられる。

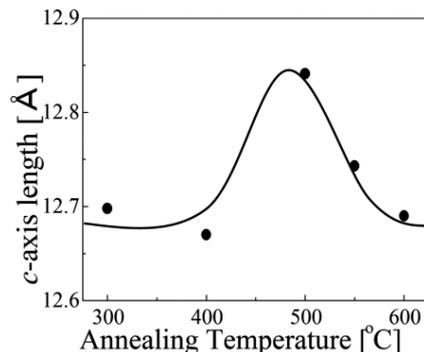


Fig. 1 Annealing temperature dependence of *c*-axis length of the Sr213 thin films

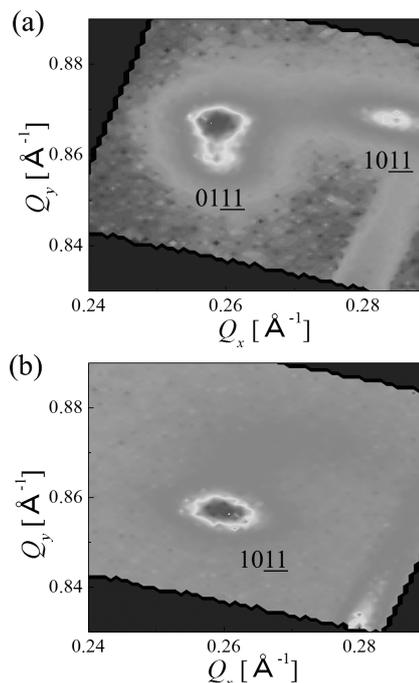


Fig. 2 Reciprocal space mapping of the Sr213 thin films O₃ annealed at (a) 400°C and (b) 500°C.

4. 謝辞

本研究の一部は、科学研究費補助金(23226014, 24656580, 25259358)からの助成を受けて実施したものである。

参考文献

1. Q. Q. Liu, et al.: Phys. Rev. B **74** (2006) 100506(R)
2. S. Karimoto, et al.: J. Low Temp. Phys. **131** (2003) 619-623

直流超電導ケーブルの熱侵入特性の解析

Analysis of Thermal Characteristics of DC Superconducting Cables

熊谷 大輔, 大崎 博之(東大)

KUMAGAI Daisuke, OHSAKI Hiroyuki (Univ. of Tokyo)

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

1. はじめに

鉄道への電力供給方式として直流き電システムが広く用いられているが、比較的低電圧(国内では 1500V が最も一般的)で供給されているため、電流値が大きくなり、き電線の持つ電気抵抗による影響でいくつかの課題が生じている。そこで導入が検討されているのが超電導ケーブルである。超電導ケーブルは電気抵抗がゼロであるため、ジュール損失の低減や回生ブレーキの利用効率向上などが期待されている。しかし、超電導ケーブルは極低温での使用が前提となるため、直流き電系に超電導ケーブルを導入する上で、その熱的特性や冷却システムに関わる諸課題を明らかにし、解決していくことが重要である。本研究では、真空断熱層からの侵入熱など、超電導ケーブルの熱的な特性やケーブル内の温度分布を解析し、それに基づく検討を行った。

2. 解析手法

本研究では解析ソフトウェア COMSOL Multiphysics を使い、有限要素法によって超電導ケーブル内の温度分布の解析を行った。解析の対象となるケーブルは、1本のケーブルの中に冷媒の往路と復路を設ける Go-Return 型の冷却方式を採用している。この冷却方式では往路と復路の間で熱交換が起きるため、中間部で最高温度となるような温度分布になる。冷媒の冷却は片方のケーブル端末部のみで行い、往路を通りもう一方の端末部まで到達した冷媒はそのままの温度で復路を流れて戻ってくるものとして解析を行った。

3. 外部からの侵入熱

超電導ケーブルには外部からの侵入熱を防ぐために真空多層断熱層が設けられている。この層からの侵入熱は残留ガスによる伝導熱と輻射熱とに分類できる。残留ガスによる伝導熱は真空度を高めることにより低減でき、輻射熱はスーパーインシュレーション(SI)を積層させた多層断熱を導入することで低減できる。基本的に層数を増加させるほど断熱性能は高まるが、層数の増加に伴い SI の間に層間接触圧が生じるとその断熱性能は低下する。本研究では大森の研究[1]により得られた SI の断熱性能に関する実測データをもとに外部からの熱侵入をモデル化して解析を行った。その際、ケーブル自体にかかる重力を真空断熱層で支えるとしたときの SI の圧縮も考慮にいれている。SI サンプルとして DAM12-DP6-1-P および DAM6-DP6-2 の使用を想定し[1]、層間接触圧 P [Pa] に対してそれぞれ(1)、(2)式で表される熱流束 q [W/m²]が生じるものとする。

$$q = 0.163 + 0.333P^{0.390} \quad (1)$$

$$q = 0.236 + 0.277P^{0.425} \quad (2)$$

ケーブルモデルの構造として、真空断熱層の厚さは 10 mm を標準の設計としたが、ケーブルのコンパクト化のため、真空断熱層厚さを変化させたときの温度分布についても解析を行った。各々の層厚さに対して SI の層数を変化させ、(1)、(2)式を用いて数値解析を行い、侵入熱を最小にするときの SI の層数を解析的に求めた。このときの真空断熱層厚さとケーブル 1 m あたりの外部からの侵入熱の関係を示したのが Fig. 1 である。温度分布解析ではこのときの設定を用いている。

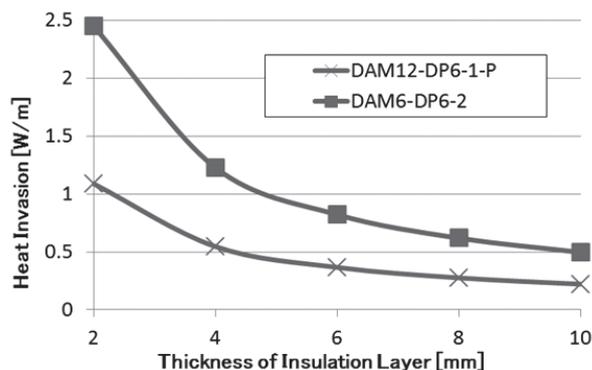


Fig. 1 Dependence of heat invasion on the thickness of insulation layer

4. 解析結果

数値解析により温度分布を求め、冷媒流路の最高温度が 77 K 以下に収まるようなケーブル長さや冷媒流量の関係を求めた。Fig. 2 がその結果をまとめたものである。真空多層断熱層の厚さを 2~10 mm にした場合の各々の結果を示している。これは多層断熱材として DAM12-DP6-1-P を使用した場合の熱流束を設定して解析を行った結果である。

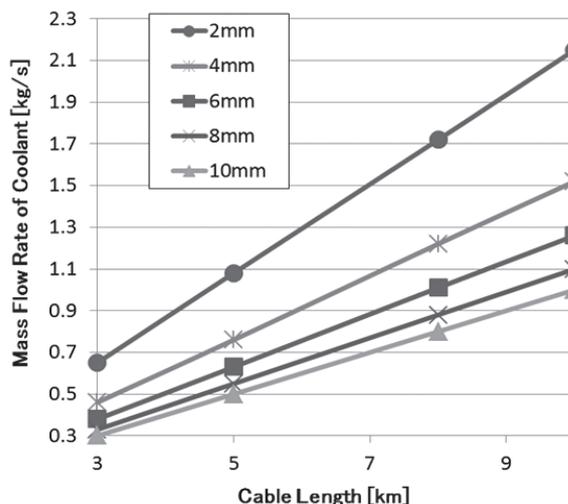


Fig. 2 Necessary mass flow rate of coolant under 77 K

5. まとめ

本研究では真空多層断熱層の SI にかかる圧縮力を考慮した侵入熱を設定し、超電導ケーブルの温度分布解析を行い、運用可能なケーブル長さや冷媒流量の関係までの検討を行った。使用する SI の種類や圧縮力の変化により外部からの侵入熱は大きく変化するため、より正確な解析を行うためにはさらなる SI の性能の評価が必要である。

参考文献

- 大森隆夫: 横型クライオスタットにおける真空多層断熱材の研究, 総合研究大学院大学, 博士論文 (2005)

超電導ケーブルを導入した直流電気鉄道き電系における短絡事故電流の解析

Analysis of Short Circuit Currents of DC electric railway feeding systems using Superconducting Power Cables

銭可植, 大崎 博之 (東大); 富田 優 (鉄道総研)

QIAN Kezhen, OHSAKI Hiroyuki (Univ. of Tokyo); TOMITA Masaru (RTRI)

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

1. 初めに

現在日本の電気鉄道では直流き電システムが広く採用されている。しかし、直流電圧の低さによる送電時の損失、回生失効による回生ブレーキの動作の不確実性、そしてこれらに起因する電力利用効率の低下などの問題がある。これに対し、き電線と並行に超電導直流ケーブルを導入することにより、電力回生率の向上、き電系損失の低減、また変電所の有効利用等の効果が得られることが、これまでの解析で示されてきた[1]。一方、き電系で短絡などの事故が発生した場合、過大な事故電流が流れ、遮断器で遮断できなくなることの懸念がある。そこで、超電導ケーブルを導入した直流電気鉄道のき電系を電気回路としてモデル化し、MATLAB-Simulink により直流き電系に短絡事故が発生した場合の事故電流解析を行った。

2. 解析方法

Fig. 1に解析で使用したモデル路線の概略を示す。路線は全長 26.5 km に渡り、5 つの変電所を持ち、複線路線の上下線を一括で給電する「上下線一括き電方式」を仮定した。超電導ケーブルは、各変電所の出力を結ぶ形で導入する。最大事故電流を考察するために、変電所4付近のき電線とレール間での短絡事故を想定した。

このモデル路線に基づき、変電所、き電回路、車両、及び事故点の電気回路モデルを構築し、事故電流の過渡解析を行った。解析で超電導ケーブルの適用、列車負荷の有無、き電線路インピーダンスの値、事故電流遮断等による事故電流への影響を考察する。今回の解析では超電導ケーブルの常電導転移は考慮していない。

3. 解析結果

まず事故電流の遮断を考慮せず、各電気回路要素パラメータによる最大事故電流への影響を考察した。Fig.2に示されたように、超電導ケーブルの導入により事故電流は大幅に増えることが分かる。超電導ケーブルなしの場合、事故電流は主に事故点近辺の変電所4から供給されるが、超電導ケーブルの適用により、他の変電所も極めて低い抵抗で事故点と繋ぐ状況となり、変電所4と同程度(約 84 kA)の事故電流を供給する。その時の事故電流は主に超電導ケーブルを通じて事故点に流れ込む。また、超電導ケーブル適用後、列車負荷の有無と、き電線路インピーダンスの大きさによる事故電流への影響が比較的小さいことも解析でわかった。

次に遮断器を全変電所の各出力に設置した。遮断電流値を 20kA とし、最初の変電所4の遮断器が動作したあと 6ms の遅延を持って変電所3の遮断器を遠隔動作させ、事故を完全に切り離すように設定する。Fig.3にその結果を示す。事故電流遮断により事故点に流れる電流のピーク値が制限され、超電導ケーブルに流れる最大電流値も抑えられた。

4. まとめ

超電導ケーブル適用後の直流電気鉄道き電系における短絡事故電流解析を行った。超電導ケーブルの適用により最大事故電流が大幅に増えることを確認し、また、事故電流遮断

により超電導ケーブルに流れる最大事故電流の低減も解析で示された。

今後はき電系のモデルについてさらなる詳細化を行い、多様な条件下で事故電流を考察すると共に、事故電流の限流手段について検討を行う予定である。

本研究の一部は、(独)科学技術振興機構(JST)の産学イノベーション加速事業[戦略的イノベーション創出推進]の支援によって行われた。

参考文献

1. H. Ohsaki, et al.: 11th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS 2013), 2P-LS2-02, September 2013

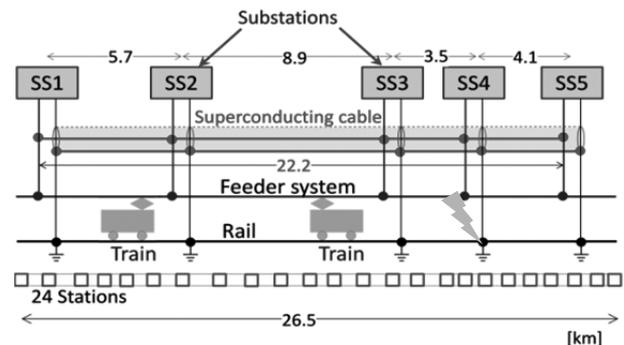


Fig. 1 Analysis model line

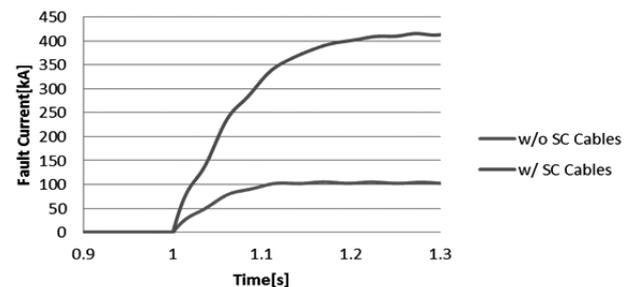


Fig. 2 Fault current at the fault point with/without superconducting cables

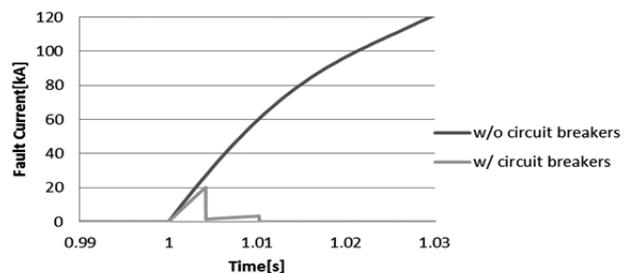


Fig. 3 Fault current at the fault point with/without breakers

20MVA 級超電導変圧器の設計検討

Design study of 20MVA-class superconducting transformers

大坪 祐平, 松尾 政晃, 佐藤 誠樹, 岩熊 成卓(九州大学); 富岡 章(富士電機)
 OTSUBO Yuhei, MATSUO Masaaki, SATO Seiki, IWAKUMA Masataka (Kyushu University);
 TOMIOKA Akira (Fuji Electric Co., Ltd.)
 Email : otsuboy@sc.kyushu-u.ac.jp

1. まえがき

変圧器の超電導化では、常電導変圧器と比較して小型・軽量・高効率化が可能である。また、REBCO 超電導線材を巻線に用いることにより、突発短絡電流の限流機能を付加することも期待できる。

今回、1 ターン電圧をパラメータとして20MVA 級超電導変圧器の概念設計を行い、これまでの研究で開発した超電導変圧器の突発短絡時における数値解析プログラムを用いて、突発短絡時におけるさまざまな応答特性を解析した。これを基に、超電導変圧器の最適設計について考察した。

2. 変圧器設計

概念設計した 20MVA 級超電導変圧器の諸元を Table.1 に示す。まず、1 ターン電圧 e (V/turn) をパラメータとして、鉄心、巻線寸法、巻線長等を計算した。 e は変圧器の設計上のパラメータであり、(1)式で表される。

$$e = 4.44 fBS \tag{1}$$

ここで、 f : 周波数、 B : 鉄心の磁束密度、 S : 鉄心断面積である。次に、巻線長さ l (三相分) を算出した。 l は(2)式で表される。

$$l = 2\pi \left(\frac{d_i}{2} + \beta + w + \frac{d_1}{2} \right) \tag{2}$$

$$d_i = \sqrt{e / (4.44\pi fB)} \tag{3}$$

ここで、 d_i : 鉄心の直径、 β : 一次・二次巻線間距離、 w : 二次巻線一相当りの幅、 d_1 : 一次巻線全体の幅である。 l の 1 ターン電圧依存性を Fig.1 に示す。

e を大きくするほど巻線を減らし、コストの低減を図ることができる。しかし、超電導変圧器ではクエンチした超電導巻線を温度上昇から保護するための制約や、限流機能において限流に十分な抵抗が発生するような設定が必要となり、単純に e を大きくすることはできない。よって、本研究では巻線の突発短絡時の応答特性を詳細に調べるため、巻線の温度上昇と電流減衰の 1 ターン電圧依存性の解析を行った。

3. 数値解析

磁束フロー状態を考慮した回路方程式・熱方程式からなる数値解析プログラムと、磁場解析プログラムを用いて、20MVA 級超電導変圧器において突発短絡時の応答特性を解析した。

Fig.3 に、 e をパラメータとした一次短絡電流の時間変化を示す。また、Fig.4 に短絡後 0.2 秒での、巻線温度の 1 ターン電圧依存性を示す。20MVA 級超電導変圧器の開発目標を、(i) 短絡事故時の事故点検出を考慮し、電流値を短絡後 0.2 秒で定格の 3 倍程度に限流させる(ii)短絡後 0.2 秒での巻線の許容温度を室温(300K)以下にすると設定すると、グラフから、目標(i)を満たす e は 40V/turn 程度となること、また目標(ii)については 135V/turn までの範囲で実現可能なことがわかった。

Table.1 Main specifications of transformer

Phase	3 φ
Capacity	20MVA
Superconducting wire	REBCO tape
Voltage (Pri. /Sec.)	66kV/6.9kV
Current (Pri. /Sec.)	303A/2898.6A
Frequency	60Hz
Conductor (Pri. /Sec.)	3 parallel / 24 parallel
%IZ	15%
B	1.4T

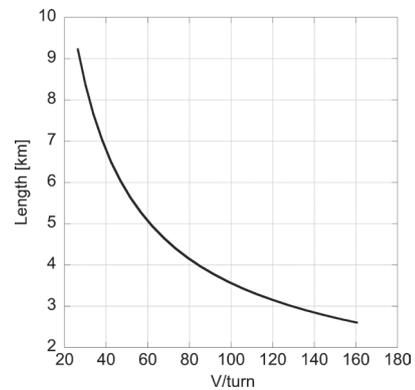


Fig.1 Coil length

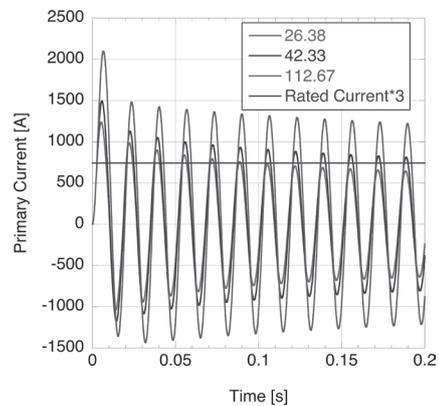


Fig.2 Primary current wave form

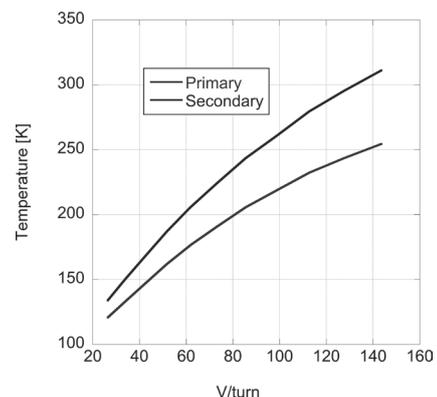


Fig.3 Winding temperature

洋上風力用 15MW 級 Y 系超電導同期発電機の設計検討

Study on the design of 15MW REBCO superconducting generators for offshore wind power system

猿渡 将貴, 岩熊 成卓(九州大学); 長谷 吉二, 富岡 章(富士電機);
和泉 輝郎, 塩原 融(ISTEC)

SARUWATARI Masaki, IWAKUMA Masataka (Kyushu University);

HASE Yoshiji, TOMIOKA Akira (Fuji Electric)

IZUMI Teruo, SHIOHARA Yuh (ISTEC)

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

1. はじめに

洋上風力発電は安定して強い風力が見込める一方で、浮体の建造コストや発電機の重量が問題となるため、大容量かつ軽量の発電機が求められる。発電機を超電導化し、空心構造にすることで磁気装荷の制限がなくなり、発電機を同寸法で大容量化、もしくは発電機を同出力で小型化することが可能である。本研究では洋上風力用 15MW 発電機を想定し、Y 系超電導線材(EuBCO)の臨界電流を考慮しつつ小型・軽量化を目指して超電導発電機の設計検討を行った。

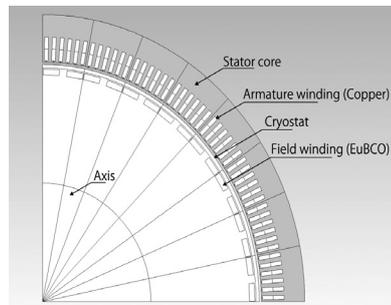


Fig.1 Cross section of superconducting generator

2. 風力用 15MW 級 Y 系超電導発電機の設計検討

同期発電機の容量は電気装荷と磁気装荷の積に比例する。電気装荷は起磁力、すなわち巻数と電流の積に比例し、磁気装荷はギャップ磁束密度 B_g と回転子直径、有効長の積に比例する。超電導界磁子は鉄心の飽和磁束 1.7T 以上の高磁場化が容易に図れるため、鉄心を使わない巻線構造とし、 B_g をより高くすることで回転子直径や有効長を小さくすることが可能である。同時に無鉄心化による軽量化と銅損の低減による高効率化も期待できる。本研究では、回転子直径、 B_g および極数をパラメータとして超電導同期発電機を概念設計し、数値解析により超電導界磁コイルの通電特性や発電機の重量・寸法を比較検討した。

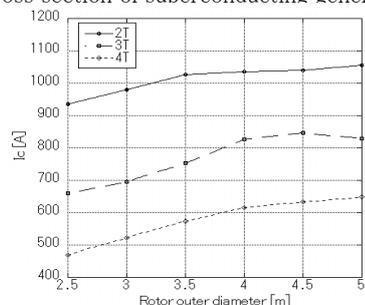


Fig.2 Critical current of EuBCO superconducting tape

3. パラメータ設定および数値解析

発電機の有効長は 1.5m を基準とした短軸長とし、回転子内径を 2.5m~5.0m まで 0.5m 刻みで設定した。解析モデルの一例として、32 極超電導発電機の 1/4 断面図を Fig.1 に示している。まず、 B_g を 2T、3T、4T とし、超電導線材長と発電機重量への影響を検討した。32 極の場合の回転子内における EuBCO 線材(幅 10mm)の臨界電流 I_c の回転子直径依存性を Fig.2 に、EuBCO 線材の使用線材長を Fig.3 に、発電機重量の回転子直径依存性を Fig.4 に示している。さらに、極数を 24 極、32 極、40 極と変化させたときの影響についても検討した。

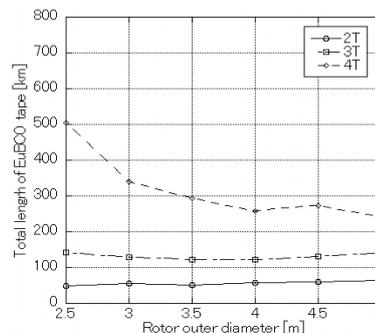


Fig.3 Total length of EuBCO tape

4. 解析結果および考察

発電機の超電導化により、常伝導発電機に比べ重量はほぼ 1/4 程度となった。小型化を目指し、回転子直径を小さくすると、界磁巻線の経験磁場が上昇することにより I_c が減少し、必要線材長が長くなった。そのため、 $B_g=4T$ の場合には回転子直径の低減に伴い使用線材長が増大したが、 $B_g=2T$, 3T の場合には、回転子直径の減少に伴い、ターン数は逆に増大するため、ほぼ横ばいとなった。また、回転子直径を小さくしすぎると、回転子外周でコイルを巻くことができる空間が小さくなり、 B_g を確保するためには空隙から離れた回転軸側にも界磁巻線を配置しなければならず、必要線材長が異様に長くなる傾向があった。また、Fig.4 に示すように、発電機重量は回転子直径に対して極小値がとることが分かる。極数を変化させたときの影響及びその他の詳細は当日、報告する。

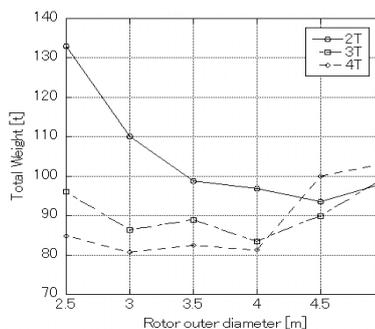


Fig.4 Total weight of superconducting generator

風力発電用全 HTS 発電機の電気設計検討

Electrical design study of full HTS generators for wind power systems

許 媛媛, 牧 直樹, 和泉 充(東京海洋大学)
 XU Yuanyuan, MAKI Naoki, IZUMI Mitsuru (TUMSAT)
 E-mail: d122030@kaiyodai.ac.jp

1. Introduction

An electrical design method has been developed, which is used for large-scale wind turbine synchronous generators with high-temperature superconductor (HTS) field windings and copper armature windings [1]. Here, a novel design method for full HTS generator is proposed, and the optimized number of pole is determined considering its influence on the generator performance. Besides, the performance of the full HTS generator is compared with that of HTS generator with copper armature windings and conventional generator.

2. A novel electrical design method

The novel electrical design method includes 9 steps and 3 loops. Step (1) introduces the basic specifications of full HTS generator. Step (2) – (4) denote various design parameters of the stator. Step (5) – (7) describe the relevant design of the rotor. Three-dimensional simulation of the magnetic field for various parts of full HTS generator is conducted in step (8). In addition, three key parameters, namely leakage coefficient, operating field current and operating armature current, are obtained based on the simulation results. And the three key parameters are optimized and then fed back to step (5), step (6) and step (2), respectively. Finally the weight, efficiency and various losses of full HTS generator are obtained in step (9).

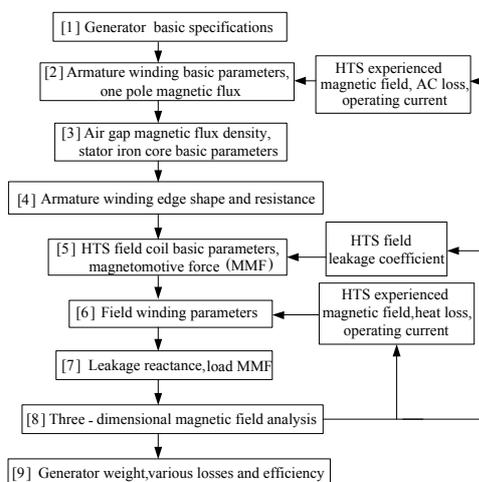


Fig.1 Electrical design flow chart of full HTS generator

3. Influence of number of poles on the performance of full HTS generator

Fig.2 illustrates the influence of number of poles on the efficiency, field HTS length and armature HTS length of full HTS generators. It can be seen that the generator efficiency almost keeps constant with the number of poles increasing. However, field HTS length rapidly reduces at the start, then it begins to quickly increase at pole number of 36. Armature HTS length has the similar trend to the field HTS length, except it has a smaller rate of change than field HTS length. Therefore, 36 is selected to be the optimized number of poles.

4. Performance comparison of different type generators

Table I demonstrates the design parameters of three kinds of generators, namely conventional generator, HTS field pole generator and full HTS generator. The full HTS generator has the following features:

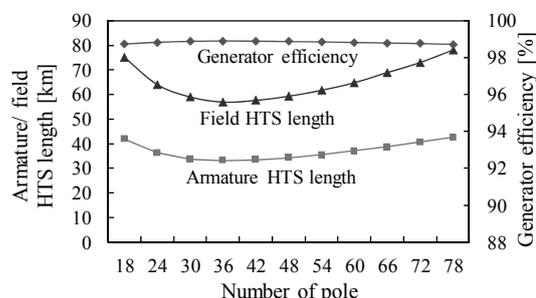


Fig. 2 Influence of number of pole on performance of full HTS generator.

- Number of poles for both conventional generator and HTS field generator is 96, however, the number of poles for full HTS generator is determined to be 36 considering the total generator performance.
- Stator and rotor outer diameter of full HTS generator is about 2/5 that of both HTS field generator and conventional generator, respectively.
- Armature current density of full HTS generator is about 30 times that of both HTS field generator and conventional generator. And it has the same field current density to HTS field generator.
- The required HTS length of full HTS generator is about 2.8 times that of HTS field generator.
- The weight that of full HTS generator is about 0.6 and 0.3 times that of HTS field generator and conventional generator, respectively.
- The efficiency of full HTS generator is higher by 2.8 % and 3.8 % than both HTS field generator and conventional generator, respectively.

TABLE I
MAIN DESIGN RESULTS OF DIFFERENT GENERATORS

Item	Cu [1]	HTS [1]	Full HTS
Operating temperature [K]	348	68	68
Field winding materials	Cu	REBCO	REBCO
Number of poles	96	96	36
Frequency [Hz]	8	8	2.4
Pole pitch [mm]	443	438	438
Stator outer diameter[m]	14.0	14.1	5.6
Stator length [m]	0.71	0.31	0.538
MMD in air gap B_g [T]	0.73	1.11	1.13
MMD in stator teeth B_t [T]	1.6	2.1	2.1
MMD in field pole B_p [T]	1.4	2.0	2.0
Required HTS length [km]	0	32.1	90.0
MMF/field pole [kA]	14.1	F32.1	F56.9+A33.1
Armature current density [A/mm ²]	3.0	3.0	89
Field current density [A/mm ²]	2.5	129	129
Generator weight [ton]	197	103	63
Generator efficiency [%]	95.1	96.1	98.9

MFD: Magnetic flux density
 MMF: Magnetic motive force

Reference

- [1] Y. Xu, N. Maki, M. Izumi, "Electrical Design Study of 10 MW Salient-pole Wind Turbine HTS Synchronous Generators", IEEE Trans. Appl. Supercond., submitted.

磁性流体を吸着した超伝導浮上磁石の交流磁場応答

Frequency dependence of a magnet encompassed with magnetic fluid levitated above a bulk superconductor

二村 宗男, 進藤 諒, 須藤 誠一 (秋田県立大)

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

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

1. はじめに

バルク超伝導体を用いた磁気浮上は、小振幅の振動時には超伝導体内の磁束線移動が少なくなるために損失が発生せず、振動が長時間継続してしまうという欠点がある。我々はこれまで、バルク超伝導体上に浮上した永久磁石に磁性流体を吸着することで振動の抑制を試み、自由振動についての有効性を確認した[1]。本研究では、超伝導軸受けにおける回転中のブレを想定し、浮上磁石に交流磁場を印加することによって周期的な強制外力がはたらく場合についての磁性流体吸着浮上磁石の基礎特性を調べた。

2. 実験方法

実験装置の概略図を Fig.1 に示す。冷却したバルク超伝導体(新日鉄 QMG-DyBaCuO, φ32mm, 5mm)上に浮上している Nd-Fe-B 磁石(φ10mm, 5mm, 2.85g)に磁性流体(フェリコロイド HC-50)を吸着した後、上部に設置したソレノイドコイルに交流電流を流すことによって磁石を上下振動させる。このときの浮上磁石の振動を高速ビデオカメラで撮影した。撮影した画像から、磁性流体の輪郭形状、またあらかじめ磁石の側面に接着した樹脂棒から磁性流体内部の磁石本体の変位を求めた。なお磁性流体を吸着後の磁石の質量は4.65gであった。

3. 実験結果と解析

撮影した画像から求めた磁性流体の輪郭形状を Fig.2 に示す。磁束の密集している部分の磁性流体表面には界面不安定性によってスパイクと呼ばれる突起が生じる。スパイクの形状は振動中もほとんど変化しておらず、磁性流体全体が磁石の周囲で上下動していることがわかった。印加磁場周波数 22Hz における浮上磁石の変位 Z_m と、磁性流体表面の変位 Z_{mf} の振動波形を Fig.4 に示す。磁石の変位に対して磁性流体表面は大きな振幅で振動しており、また磁石と磁性流体表面の振動に明確な位相差は観察されなかった。印加磁場の周波数を 16Hz から 26Hz まで変更して各周波数における磁石振幅 A_m と磁性流体の振幅 A_{mf} を調べた (Fig.4 gray lines)。

この振動をバネとダンパを用いた機械モデルで置き換えて解析をおこなった。磁性流体を、磁石にバネとダンパで付加された連成振動と考えるとシミュレートした。その結果、磁石の振動振幅および磁性流体の振動振幅ともに計算値 (Fig.4 Black lines) はほぼ実験値を再現することができた。

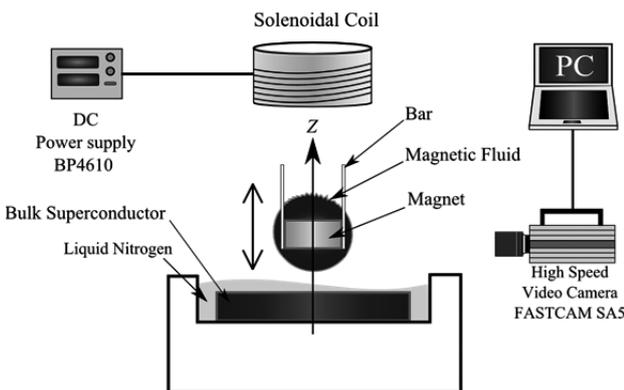


Fig. 1 Schematic of experimental arrangement.

4. まとめ

バルク超伝導体上に浮上した磁石に磁性流体を吸着し、外部交流磁場を印加した際の周波数特性を調べた。磁性流体の影響を考慮した連成振動モデルによって、磁性流体吸着の影響を簡易的に計算可能であることを確認した。

参考文献

1. M. Futamura, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 87 (2013) p.70

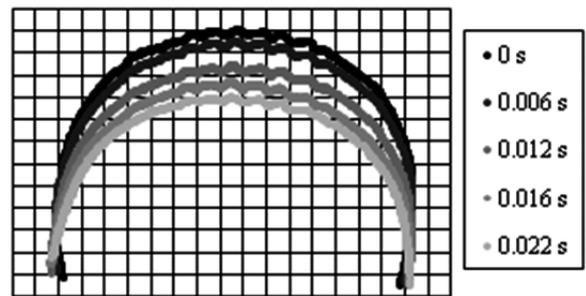


Fig. 2 Outline of magnetic fluid. ($f = 22$ Hz) (1 mm / div)

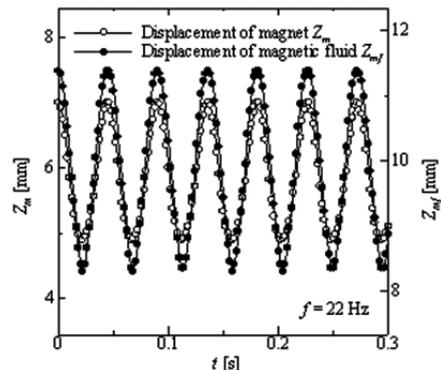


Fig. 3 Oscillation waveforms of the magnet and magnetic fluid.

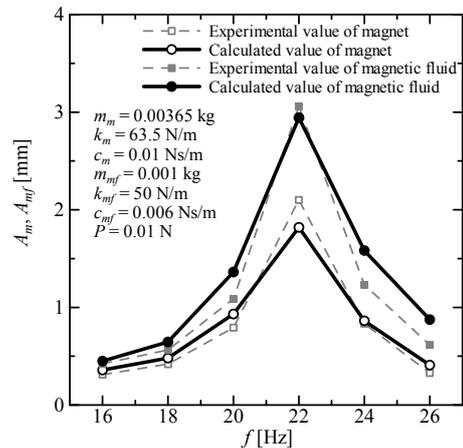


Fig. 4 Comparison of amplitude of the experimental value with the calculated value.

ヘリカル型核融合炉用 100 kA 級高温超伝導導体の臨界電流測定と解析

Measurement and analysis of the critical current of 100 kA-class HTS conductors for the LHD-type helical fusion reactor

寺崎 義朗 (総研大); 柳 長門, 濱口 真司, 田村 仁, 三戸 利行, 相良 明男 (NIFS);
伊藤 悟, 清野 祐太郎, 橋爪 秀利 (東北大)

TERAZAKI Yoshiro (Sokendai); YANAGI Nagato, HAMAGUCHI Shinji, TAMURA Hitoshi, MITO Toshiyuki, SAGARA Akio (NIFS); ITO Satoshi, SEINO Yutaro, HASHIZUME Hidetoshi (Tohoku Univ.)

E-mail: terazaki@nifs.ac.jp

1. 背景

現在、核融合科学研究所で設計活動が進められているヘリカル型核融合炉 FFHR-d1[1]のヘリカルコイルには100 kA級の導体が必要とされており、著者らは高温超伝導 (HTS) 線材を用いた大電流導体の開発研究を行っている。今回我々が製作した 100 kA 級プロトタイプ導体は GdBCO 線材 (フジクラ製 FYSC-SC10) を銅ジャケット内に積層し、その周りをステンレスジャケットで囲った構造をしている。この導体をレーストラック形状の短絡サンプルとして試験を行った。試験の結果、4.2 K、0.3 Tにおいて 118 kA、20 K、5.3 Tにおいて 100 kA の電流を流すことができた。ここでは、この導体に対して行った臨界電流特性と輸送電流特性の数値解析について述べる。

2. 臨界電流数値解析

臨界電流解析では積層された GdBCO 線材をひとつの導体のように見なし、その断面を細かく要素に区切った。区切られた要素には所定の輸送電流値を与え、ビオ・サバルの法則によって電流が作る磁場を求め、外部磁場を加えた磁場強度と印加角度から各要素の臨界電流値を決めた。輸送電流値が臨界電流値を上回ったとき、その要素は臨界に達したとみなし、余剰分を再配分しながらすべての要素が臨界に達したところで各要素の臨界電流値の和を導体全体の臨界電流とした。GdBCO 線材の臨界電流特性は文献[2]のパーコレーションモデルを用いて評価した。以前製作した 30 kA 級導体[3, 4, 5]に対して同様の解析を行ったところ、低磁場領域では解析値と実験値がよく一致するものの、高磁場領域では開きが見られることがわかっている[5]。Fig.1 に温度 4.2 K、自己磁場で臨界電流に達したときの線材内の自己磁場分布と電流密度分布を示す。この図より、電流が磁場の低いところに集中して流れていることがわかる。解析によって得られた導体サンプルの臨界電流値は 119 kA であった。Fig.2 に示すように、温度 4.2 K、磁場 0.45 T において 118 kA の電流値を確認しており、今回製作されたサンプルは早期クエンチを起こすことなく、本来の性能を発揮しているものと判断できる。高磁場における精度の高い解析は今後の課題としている。

3. 輸送電流数値解析

輸送電流解析では、試験体系をモデル化した回路方程式を解くことで輸送電流波形をシミュレートした。試験体系の回路方程式は以下ようになる。

$$M \frac{dI_{split}}{dt} = L \frac{dI_{sample}}{dt} + R_{joint} I_{sample} + R_{HTS} I_{sample}$$

ここで、 M は外部磁場を与えるスプリットコイルと導体サンプルとの相互インダクタンス、 L は導体サンプルの自己インダクタンス、 I_{split} 、 I_{sample} はそれぞれスプリットコイル、導体サンプルに流れる電流、 R_{joint} は接続部の抵抗値、

R_{HTS} は HTS 線材の E-J 特性から得られる抵抗値である。 M 、 L は数値計算によって求め、 dI_{split}/dt 、 R_{joint} は実験値から得た。また、 R_{HTS} は n 値によって評価した。この方程式を数値的に解いて得られた電流波形を Fig.2 に示す。実験から得られた波形の傾向を良くとらえる一方、現状の解析では簡単化のため導体の温度、磁場を一定、電流は導体内を均一に流れるとしている。そのため、完全な一致までは至っていない。今後、温度、磁場、電流分布を正確に考慮した解析を行う予定である。

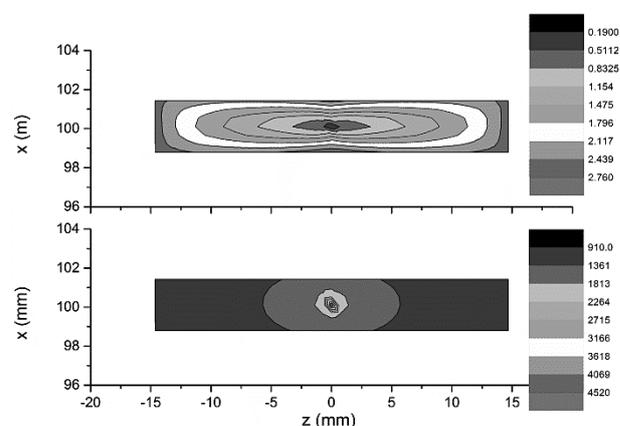


Fig.1 Self-magnetic field (upper) and current density (lower) distribution at 4.2 K and zero external magnetic field.

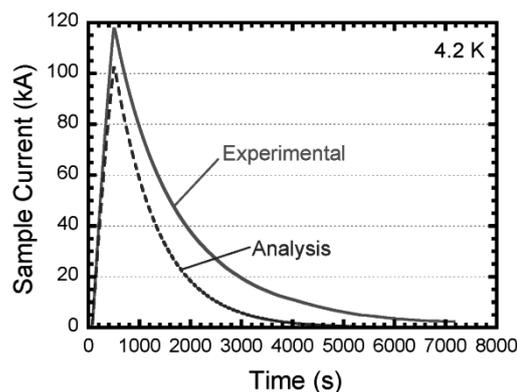


Fig.2 Measured and calculated transport current of the sample.

参考文献

- [1] A. Sagara et al., Fus. Eng. Des., **87** (2012) 594
- [2] M. Inoue, et al., IEEE Trans. Appl. SC., **21** (2011) 3206
- [3] N. Yanagi et al., IEEE Trans. Appl. SC., **24** (2014) 4202805
- [4] S. Ito et al., IEEE Trans. Appl. SC., **24** (2014) 4602305
- [5] Y. Terazaki et al., IEEE Trans. Appl. SC., **24** (2014) 4801305

導体試験用15T大口径マグネットの基本設計

Design of 15 T superconducting magnets with a large bore for the conductor test facility.

今川 信作, 尾花 哲浩, 高田 卓, 力石 浩孝, 柳 長門, 三戸 利行 (NIFS)

IMAGAWA Shinsaku, OBANA Tetsuhiro, TAKADA Suguru, CHIKARAISHI Hirotaka, YANAGI Nagato, MITO Toshiyuki (NIFS)
E-mail: imagawa@LHD.nifs.ac.jp

1. はじめに

ITER 用の超伝導導体の最大経験磁場と電流値は、トロイダル磁場コイルが 11.8 T と 68 kA, 中心ソレノイドコイルが 13.0 T と 46 kA であり、将来の核融合炉にはさらに高磁場かつ大電流の導体が必要とされている。この大電流・高磁場導体においては、電磁力による特性劣化を抑制することが重要課題であり、導体開発には実使用状態に近い電磁力環境を提供できる試験設備が必要である。ITER の R&D の1つとして製作された CS モデルコイルは、その内側にインサートコイルを挿入することにより 13 T の外部磁場で外径 1.57 m のコイルサンプルの試験が可能であり、優れた試験設備である。しかし、CS モデルコイルの重量は 110 トンで、支持構造物を合わせると 180 トンの大型装置であることから、サンプル交換や冷却に数ヶ月を要することが難点である。そこで、コイル形状のサンプルを1回あたり1週間程度で評価できるような試験設備を目指して、核融合科学研究所の大型導体試験装置の改修を進めている。

2. 磁場発生コイルの設計仕様

導体の試験長は電磁気的な特性長よりも十分に長いことが必要であり、電磁力はフープ力として印加される方が望ましい。そのため、既設の 9 T スプリットコイルを、大口径の 15T コイルに交換することにより、コイル形状の導体試験を可能とする計画である。この磁場発生コイルの設計思想を以下に纏める。

- (1) 軽量化のため浸漬冷却の密巻コイルとし、製造実績のある範囲で大断面線材を選定。運転電流を 700-800 A に設定。
7 T 以上: Nb₃Sn 矩形導体 (3.2 mm × 2.1 mm, ガラス編組絶縁)
7 T 以下: NbTi 矩形導体 (4.0 mm × 2.0 mm, ホルマール絶縁)
- (2) コイル保護は外部抵抗方式とし、遮断時の最大層間電圧は、Nb₃Sn コイルが 150 V 以下, NbTi コイルが 400 V 以下。
- (3) ホットスポット温度の上限は 200 K 程度。
- (4) 電磁力を支えるため、径方向には約 12-16 層毎に SUS 支持円筒を挿入し、超伝導線材のひずみが 0.3% 以下、かつ、支持円筒の電磁力による応力が降伏応力以下。
- (5) 温度マージンは、Nb₃Sn コイルは 2.0 K 以上, NbTi コイルは 1.5 K 以上。
- (6) 長さ方向に2分割可能な構造とし、スプリットコイルへの改造を可能とする。

コイル構成と試験試料の概念を図1に示し、磁場発生コイルの基本仕様を表1に示す。試験サンプルは1~2ターンのコイル形状を予定している。2段階での整備を計画しており、現在、内径 700 mm で最大磁場 13 T の試験設備の整備を進めている。内側に最内層コイルを追加することにより、内径 600 mm で最大磁場 15 T に増強する計画である。内側に試験試料用の真空容器を設置し、温度可変とする計画である。

磁場発生コイルの保護回路の概念を図2に示す。Nb₃Sn コイルと NbTi コイルを並列の保護回路とし、銅比の低い Nb₃Sn コイルの減衰時定数を NbTi コイルより短くすることにより、ホットスポットの設計条件を満足することが可能となる。保護抵抗は分担電圧が 1 kV 以下となるように分割し、各々に並列に汎用の直流遮断器を配置することを計画している。

3. 今後の予定

最大磁場 13 T の磁場発生コイルの製作とクライオスタットの整備を今年度中に進め、来年度からの運用開始を予定している。

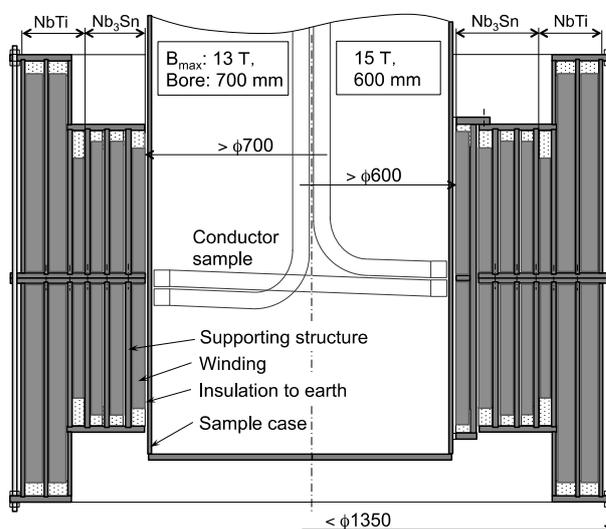


Fig. 1. Layout of the solenoid coils and a test sample. The right half shows the 15 T-600 mm setup, and the left half shows the 13 T-700 mm set up.

Table 1. Specifications of the solenoid coils

	Nb ₃ Sn coil	NbTi coil
Maximum field, B_{max} (T)	15.00	6.85
Stored energy (MJ)	16.3	23.7
Self inductance (H)	28.8	54.6
Mutual inductance (H)	28.0	
Temperature (K)	4.4	4.4
Critical current at B_{max} , I_c (A)	1223	3383
I_{op}/I_c on the load line (%)	87.9	73.4
Temperature margin (K)	2.05	1.50
Cu/SC ratio (-)	0.9	2.2
Winding inner diameter (m)	0.606	0.956
Winding outer diameter (m)	0.931	1.176
Operating current, I_{op} (A)	757	757
Conductor width (bare) (mm)	3.2	4.0
Conductor height (bare) (mm)	2.1	2.0
Weight (tons)	2.2	2.9

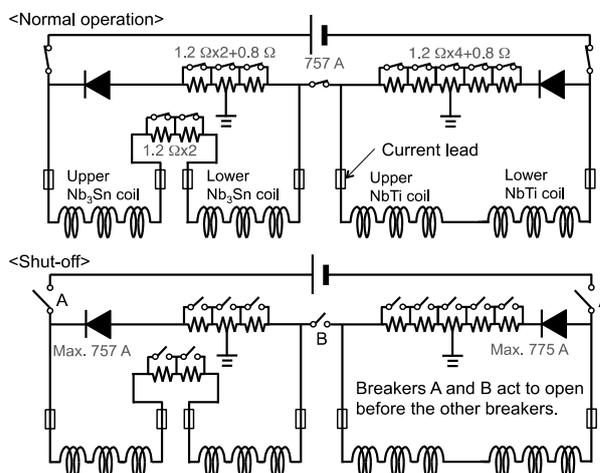


Fig. 2. Quench protection circuit for the 13 T-700 mm setup.

無冷媒式超伝導加速空洞の設計

Design of Superconducting Cavity without Liquid Helium

高村 雅希, 林崎 規託 (東工大)

TAKAMURA Masaki, HAYASHIZAKI Noriyosu (Tokyo Institute of Technology)

E-mail: Takamura.m.ab@m.titech.ac.jp

1. 研究の背景・目的

従来の超伝導加速器では、加速空洞を極低温の液体ヘリウムに浸漬させることによって超伝導状態を実現する。しかしながら、液体ヘリウムの取り扱いが煩雑で、その供給管理には専用の設備が必要であるため、現状としてユーザー・フレンドリーなシステムになっておらず、そのままでは社会への普及展開は難しい。また、新興国の需要増や製造施設のトラブルなどにより、一昨年末には液体ヘリウムの世界的な供給不足が生じたことも記憶に新しい。なお、我が国は液体ヘリウムの全量を海外からの輸入に頼っている。いずれにしても、液体ヘリウムの利用は加速器本体と付属設備のコストアップの要因であり、MRI(核磁気共鳴画像法)用超伝導磁石のように、無冷媒冷却(ヘリウムレス)の技術開発が必要とされている。そこで本研究では、機械式冷凍機のみで超伝導状態を実現可能な、無冷媒式小型超伝導加速空洞の設計検討と基礎実験を進めている。

2. 研究方法

本研究では、GM 冷凍機のみでピルボックス空洞を 4 K 付近まで冷却し、超伝導状態を実現する。このとき最も大きな課題となるのが機械式冷凍機の冷却能力であり、現在市販されている 4K-GM 冷凍機の場合、2nd stage @4.2 K で 1~2 W 以下となっている。このように冷凍機の冷却能力が小さいことから、加速空洞周辺への熱侵入を可能な限り低減することは必須であり、クライオスタットの熱設計が重要となる。

その設計検討を行うにあたり、熱伝導率の良い無酸素銅のピルボックス空洞の冷却試験を行い、その結果を基に超伝導材料を用いてプロトタイプ空洞の製作を行う。

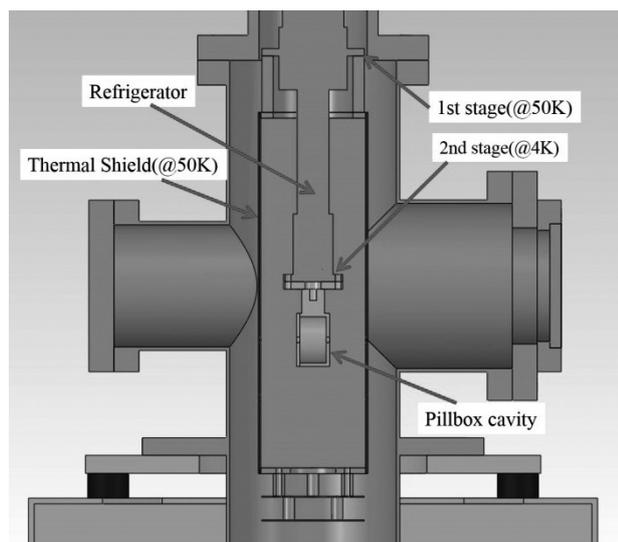


Fig.1 Schematic view of the test cryostat

3. 実験

冷却試験を行うため、空洞特性評価用テストクライオシステムを製作した。このシステムは、冷凍機、クライオスタート、放射シールドおよびピルボックス空洞から構成される。その内部構造を Fig.1 に示す。1st stage に無酸素銅で製作した放射シールドが取り付けられ、50 K まで冷却される。これにより空洞への熱侵入は低減される。2nd stage は 4 K 付近まで冷却され、伝熱によりピルボックス空洞が冷却される。また、本研究で用いる冷凍機の冷却能力を Table 1 に示す。Fig.2 に製作したピルボックス空洞および Table 2 にその設計値を示す。冷凍機の冷却能力を考慮して、空洞の共振周波数が 5.712 GHz となる小型のピルボックス空洞を製作した。冷却試験とともに、加速空洞の特性を表すパラメータのうちの一つである Q 値を測定し、その結果について報告する。

Table 1 Refrigerator capacity

First Stage	3.0 [W]	at 50 [K]
Second Stage	0.5 [W]	at 4.2 [K]
RDK-205D (Sumitomo Heavy Industries, Ltd)		



Fig.2 Pillbox cavity

Table 2 Design value

Frequency [GHz]	5.712
Inner diameter [mm]	41.0
Length [mm]	23.1
Material	Oxygen Free Copper

長い多角形断面の導体間の相互インダクタンス

Mutual inductance between two long conductors of polygonal cross-section

冨中 利治
TOMINAKA Toshiharu
E-mail: t.tominaka@gmail.com

1. はじめに

複素変数の方法は、物理の種々の2次元問題に応用されている。ここでは、2次元磁場解析における複素変数の方法によって長い多角形断面の導体間の相互インダクタンス公式の導出を考察している^{1,2)}。

2. 相互インダクタンスの計算手法

Fig. 1 及び Fig. 2 に示すような、導体長さ l の断面積 S_p , S_q の2本の平行な直線状導体間の相互インダクタンス L_{pq} は、次のように表わせる。

$$L_{pq} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} (\log 2l - 1) - \frac{\mu_0 l}{2\pi} \frac{1}{S_p S_q} \iint \log r dS_p dS_q \quad (1)$$

断面積 S_p の反時計回りに $\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_N, (\zeta_{N+1}=\zeta_1)$ の N 角形、及び断面積 S_q の反時計回りに $z_1, z_2, \dots, z_M, (z_{M+1}=z_1)$ の M 角形導体間の幾何平均距離(GMD) R_{pq} は次のように定義され、面積分を周回積分に変換して計算できる³⁾。

$$\begin{aligned} \log R_{pq} &= \frac{1}{S_p S_q} \iint \log r dS_p dS_q \\ &= \frac{1}{S_p S_q} \int_{z \in S_q} \int_{\zeta \in S_p} \frac{\log(z - \zeta) + \log(z^* - \zeta^*)}{2} dS_p dS_q \\ &= -\frac{1}{8} \frac{1}{S_p S_q} \oint \oint (z^* - \zeta^*)(z - \zeta) \\ &\quad \times \{\log(z - \zeta) + \log(z^* - \zeta^*) - 2\} d\zeta dz^* \quad (2) \end{aligned}$$

更に、上式の2重積分は次式のように簡単にできる。

$$\begin{aligned} &\oint \oint (z^* - \zeta^*)(z - \zeta) \{\log(z - \zeta) + \log(z^* - \zeta^*) - 2\} d\zeta dz^* \\ &= \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \frac{\Delta z_j^*}{\Delta z_j} \\ &\quad \times \int_{z_j}^{z_{j+1}} \int_{\zeta_k}^{\zeta_{k+1}} (z^* - \zeta^*)(z - \zeta) \{\log(z - \zeta) - 1\} d\zeta dz \\ &\quad + \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \frac{\Delta \zeta_k}{\Delta \zeta_k^*} \\ &\quad \times \left[\int_{z_j}^{z_{j+1}} \int_{\zeta_k}^{\zeta_{k+1}} (z^* - \zeta^*)(z - \zeta) \{\log(z - \zeta) - 1\} d\zeta dz \right]^* \quad (3) \end{aligned}$$

ここで、 $\Delta \zeta_k = \zeta_{k+1} - \zeta_k$, $\Delta z_k = z_{k+1} - z_k$ と定義している。結局、幾何平均距離 R_{pq} について次式が得られる。

$$\log R_{pq} = \frac{1}{192} \frac{1}{S_p S_q} \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \operatorname{Re} [C(\zeta_k, \zeta_{k+1}, z_j, z_{j+1})] - \frac{25}{12} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} C(\zeta_k, \zeta_{k+1}, z_j, z_{j+1}) &= 4 \left(\frac{\Delta \zeta_k^*}{\Delta \zeta_k} + \frac{\Delta z_j^*}{\Delta z_j} \right) \left[\left[(z - \zeta)^* (z - \zeta)^3 \log(z - \zeta) \right]_{\zeta_k}^{\zeta_{k+1}} \right]_{z_j}^{z_{j+1}} \\ &\quad - \left(\frac{\Delta \zeta_k^*}{\Delta \zeta_k} + \frac{\Delta z_j^*}{\Delta z_j} \right)^2 \left[\left[(z - \zeta)^4 \log(z - \zeta) \right]_{\zeta_k}^{\zeta_{k+1}} \right]_{z_j}^{z_{j+1}} \quad (5) \end{aligned}$$

複素対数関数 $\log(z - \zeta)$ は多価なので、上式は一意的でなく最終的な評価式ではない。複素対数関数 $\log(z - \zeta)$ の主値 $\operatorname{Log}(z - \zeta)$ は、例えば、 z 平面で負の実軸を切断して、偏角 $\theta = \arg(z - \zeta)$ を $-\pi < \theta \leq \pi$ と限定して定義される。従来、磁場、

ベクトルポテンシャルの式の評価では、次の主値による置き換えが有効であることがわかっている。

$$[\log(z - \zeta)]_{\zeta_k}^{\zeta_{k+1}} \rightarrow \operatorname{Log} \frac{(z - \zeta_{k+1})}{(z - \zeta_k)} \quad (6)$$

相互インダクタンスのより複雑な式(5)の評価でも、主値による置き換え、または対数関数 $\log(z - \zeta)$ の偏角 θ を一意的に決める必要がある。

$$\left[\left[(z - \zeta)^4 \log(z - \zeta) \right]_{\zeta_k}^{\zeta_{k+1}} \right]_{z_j}^{z_{j+1}} \rightarrow ? \quad (7)$$

式(6)から類推できるようにみえるが、未だ明確になっていない。

3. まとめ

複素変数の方法では任意の多角形断面の導体に関する厳密解は、複素対数関数により三角形、矩形などに限らず統一的な公式になり応用上も便利であるが、他方、多価である複素対数関数の扱いが本質的な問題のように思われる。

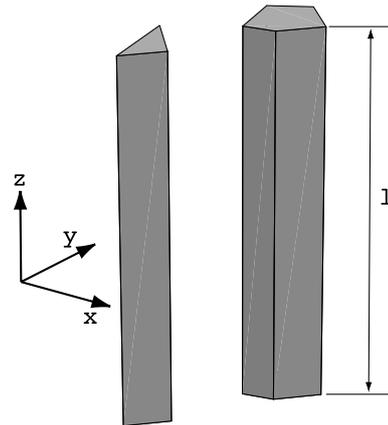


Fig. 1 Schematic view of two parallel long conductors with the length l of the triangular and pentagonal cross-sections.

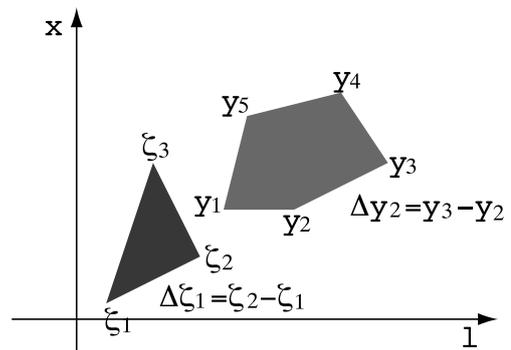


Fig. 2 Cross section of two parallel conductors of a triangle of the vertices, ζ_1, ζ_2 and ζ_3 with $\zeta_4 = \zeta_1$, and a pentagon of the vertices, z_1, z_2, \dots , and z_5 with $z_6 = z_1$, in the counterclockwise order.

参考文献

- [1] R. A. Beth, J. Appl. Phys. 40, 4782-4786 (1969).
- [2] K. Halbach, Nucl. Instr. and Meth. 78 185-198 (1970).
- [3] T. Tominaka, J. Phys. A: Math. Gen., 18, 6045-6055(2006).