

航空機向け新型超伝導ケーブルの臨界電流測定

Critical current measurement of a new superconducting cable for aircraft

神田 昌枝, 山口 作太郎, イワノフ ユーリ, 岩田 暢祐 (中部大学);
 小島 孝之, 岡井 敬一 (JAXA); ピャトキン ウラジミール, リー セルゲイ (Super Ox Japan)
 KANDA Masae, YAMAGUCHI Satarou, IVANOV Yury, IWATA Yousuke (Chubu University);
 KOJIMA Takayuki, OKAI Keiichi (JAXA); VYATKIN Vladimir, LEE Sergey (JGC CORPORATION)
 E-mail: kanda@isc.chubu.ac.jp

1. 緒言

近年、航空機の電気・電動化(MEA:More Electric Aircraft)が進み、銅ケーブルに代わる軽量で大電流に耐える新しいケーブルが求められている。超伝導技術は、超伝導送電システムや超伝導モータなど新しい技術として宇宙・航空機応用に期待されている。一方、超伝導バスバーに大電流を流すと自己磁場が大きくなり、臨界電流が下がる。更に、交流を流す場合には均流化のために現在 Roebel 導体を利用しているが、線材を細く切り出すため臨界電流は半分以下になることが報告されている[1]。大電流を流すためには自己磁場の影響を小さくすることが重要である。本研究グループでは、ビスマス系線材を積層構造にし、各層毎に電流方向を反転させる方法を試みた。

2. 実験試料・方法

本研究で使用した試料は、ビスマス系(Bi-2213)の超伝導テープ線材を準備し、試料形状は横幅 4.6mm、厚み 0.35mm で 77K の時の臨界電流は 189A のものを使用した。線材は 6 層を重ねており、電流方向を反転させて積層させた。実験装置の概略図を Fig.1 に示す。外側のタップは、内側タップから端子までの発熱量を測定するために用いており、内側のタップは臨界電流測定のために使用した。実験では、各 1 本ずつ電流を流して臨界電流を測定しており、電流の流す方向を Fig.2 に示す。

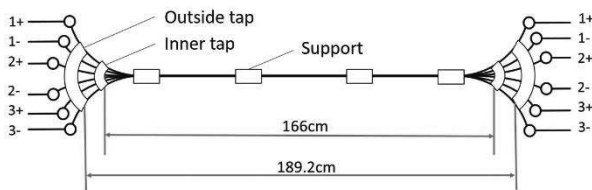


Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus.

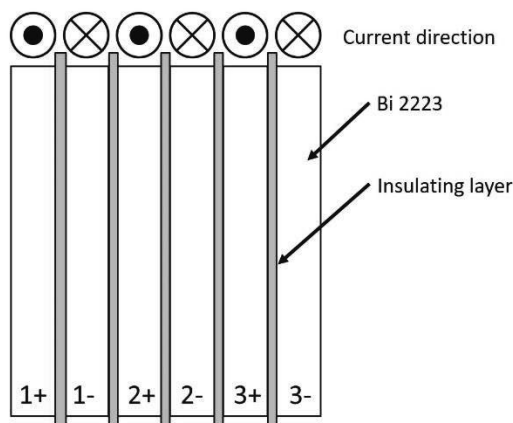


Fig.2 Schematic diagram of current direction.

3. 実験結果・考察

Bi-2213 テープ線材を6層、重ねた超伝導導体に各 1 本ずつ電流を流して臨界電流を測定した結果を Table 1 に示す。その結果 6 本、全ての線材で仕様の臨界電流 189A より高い値となった。また、外側の 2 本(1+と 3-)が内側 4 本(1-, 2+, 2-, 3+)より臨界電流は小さくなった。これは外側に線材が無い、つまり他の線材に挟まれていないため、線材垂直面方向の磁場が打ち消すことができないことが原因だと検討している。そのため、内側 4 本の線材より、外側 2 本の線材の方が臨界電流は小さいと考察している。

Table 1 Each Bi2213 tape of critical current.

Current direction	Critical current [A]
1+	203.85
1-	212.22
2+	212.46
2-	212.56
3+	211.59
3-	207.51

また、電源を別々にしたり、流す方向を変えたりした結果、外側別の電源時に 3+の臨界電流は 255A まで上がり、定格臨界電流の 1.35 倍をしめた。さらに 3 本同方向の中心線材の臨界電流は 155A であり、定格臨界電流よりも低くなった。従って、全て同じ方向に電流を流すと臨界電流は更に低くなった。尚、航空機では高電圧を使わないので、各層毎の電気絶縁は比較的容易と考えている。

4. 結言

本研究では、超伝導技術を超伝導送電システムや超伝導モータなど新しい技術として宇宙・航空機応用するため、本研究グループでは、ビスマス系の超伝導テープ線材を6層、積層構造に加工し、各層毎に電流方向を反転させる方法を試みた。この構造は発生磁束が最も少ない導体構成であるため、交流損も比較的低いことを予測している。その結果、全ての線材で仕様の臨界電流 189A より高い値となった。また外側の 2 本は、打ち消しあう磁場の強度が小さいため、その結果、内側 4 本の線材より臨界電流は小さいと考察した。電源を別々にしたり、流す方向を変えたりした結果、外側別の電源時に 3+の臨界電流は 255A であり、定格臨界電流の 1.35 倍をしめた。さらに 3 本同方向の中心線材の臨界電流は 155A であり、定格臨界電流よりも低くなった。従って、全て同じ方向に電流を流すと臨界電流は更に低くなった。

以上のことから、今まで宇宙・航空機用として開発・製造されていた Roebel 導体に比べて、本研究グループの超伝導ケーブルは、単純な構造で臨界電流は高い構造である。

参考文献

1. S. S. Fetisov et al, IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY, VOL. 26, NO. 3, APRIL 201, 4803204.

ISD 法による長尺 REBCO 線材の磁場中局所臨界電流分布の評価

Evaluations of in-field distribution of local critical current in REBCO coated conductors using ISD process

鈴木 匠, 山内 勇輝, 野田 将平, 東川 甲平, (九大); Markus Bauer (THEVA); 木須 隆暢 (九大)
 SUZUKI Takumi, YAMAUCHI Yuki, NODA Shohei, HIGASHIKAWA Kohei (Kyushu Univ.); BAUER Markus (THEVA);
 KISS Takanobu (Kyushu Univ.)
 E-mail: suzuki@ees.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

希土類系高温超伝導 $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (REBCO) コート線材の中間層の成膜法は Ion-Beam Assisted Deposition (IBAD) 法が主流であるが、Inclined Substrate Deposition (ISD) 法によって中間層を成膜しその上に co-evaporation 法によって超伝導層を成膜する手法でも商用の長尺線材が THEVA 社で製造されている。ISD 法は傾けるだけという単純な手法で高速に製膜できる利点を持つ。しかし、IBAD 法と異なり、基板を傾けて製膜する製法に由来した、テープ面に対する結晶配向方向が垂直から傾く特徴などがある。長尺 REBCO 線材の機器応用のためには、長尺に亘る局所臨界電流(I_c)の空間均一性を実現することが重要となる。しかし、ISD 法に伴う傾斜した結晶配向性の影響や、共蒸着法による超伝導層の特性は長尺線材においてまだほとんど調べられておらず、特に実用環境に近い高磁場での特性解明は喫緊の課題となっている。

本研究では磁場中リール式連続磁化計測システムを用いて ISD 法による約 10 m 長の長尺 REBCO 線材の局所 I_c 分布を 1 T までの外部磁場下で評価を行った。

2. 実験方法

試料は THEVA 社によって製造された 12 mm 幅の GdBCO 線材で、Hastelloy 基板上に ISD 法で MgO の中間層を製膜している。線材はリール式線材搬送機構によって長手方向に連続的に搬送し、液体窒素により冷却され、磁場印加部で磁化された線材の表面近傍の磁場分布をホール素子で検出した。得られた磁場分布から Biot-Savart 則の逆問題を解き、磁

化電流分布を求め局所 I_c の線材長手方向分布を評価した。磁場は 1 T まで印加した。線材長は約 10 m である。

3. 実験結果、考察

図 1 に 77 K における ISD 法による GdBCO 線材の各磁場の約 10 m に亘る局所 I_c 分布の長手方向依存性を示す。局所 I_c 分布は I_c の高い部分や低い部分の I_c の揺らぎが存在することが分かる。また、磁場により I_c が減少していく振る舞いも見えている。各磁場の I_c の変化を比較すると、磁場に依らず、局所 I_c 分布の変化はおおよそ同様の振る舞いとなる。詳細に I_c 変化を比較するために、図 2 に各磁場の平均 I_c で規格化した局所 I_c 分布の長手方向依存性を示す。図 1 では高磁場において I_c が低下し変化の絶対値が小さかった領域においても、この図から 77 K において、 I_c が高い部分はどの磁場においても高く、 I_c が低い部分も同様にどの磁場においても低くなり、平均 I_c に対する相対変化が同様であることが分かった。よって、各磁場での平均 I_c で規格化した局所 I_c 分布は空間分布に大きな磁場依存性が無いことが分かった。以上より、77 K においては磁束ピンニング特性を決定するナノスケールの構造は線材全体で均一に作製されているが、局所欠陥などのマクロな欠陥による有効断面積の変化が局所臨界電流の変化の主因であると考えられる。

謝辞

本研究は日本学術振興会の科研費 (16H02334) の助成の結果得られたものである。

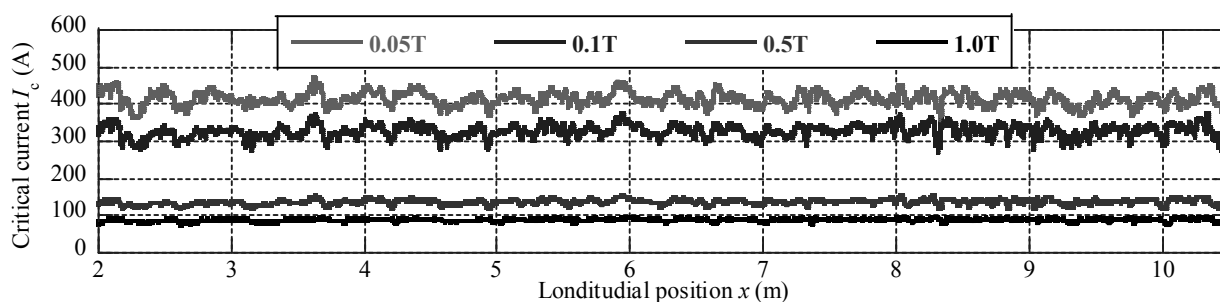


Fig. 1. Longitudinal distributions of local critical currents under different external magnetic field conditions at 77 K.

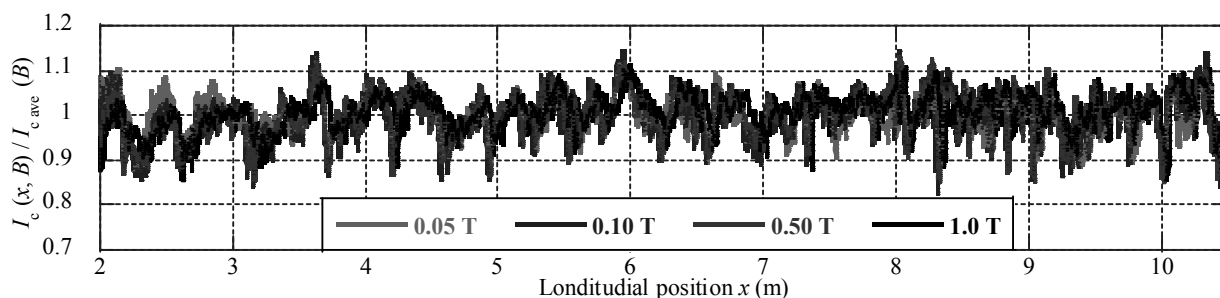


Fig. 2. Longitudinal distributions of local critical currents for normalized by the average I_c of each magnetic field under different external magnetic field conditions at 77 K.

高温超伝導テープ線材接合部の3次元磁場分布測定と電流密度分布解析 (2) Investigation of current density profiles of spliced high- T_c superconducting tapes based on the 3D magnetic field density measurements (2)

筑本 知子, 山口 作太郎 (中部大学) ; シスキン・オレグ (ハリコフ大)

CHIKUMOTO Noriko, YAMAGUCHI Satarou (Chubu Univ.); SHYSHKIN Oleg (V.N. Karazin National University)

E-mail: nchiku@isc.chubu.ac.jp

1. はじめに

高温超伝導ケーブルシステムやマグネット等の応用開発が盛んに行われているが、その実用化のためには、長尺の超伝導線材が安価で供給されることに加え、超伝導の性質を大きく損なわない低抵抗接続技術が必要不可欠である。超伝導線材の接続技術としては、現在ははんだを用いた手法が主流であるが、接続抵抗のばらつきが大きいなどの課題がある。また、接続部での電流特性について詳細に評価した例はほとんどなく、信頼性の観点から、接合部分でどのように電流が乗り移るか等を調べていく必要がある。そこで、我々のグループでは半田接合されたBSCCO および RE123 について、3次元ホールプローブを用いた通電時の磁場分布評価とそれを用いた電流分布の解析法の開発を行ってきた。今回は RE123 の接合試料の評価結果について報告する。

2. 実験方法

測定には SuperOx 製 GdBCO の接合線材 (4mm 幅、Cu plated) を用いた。接合部のラップ長は 3 cm、使用はんだは Pb39Sn61 であった。また I_c 値 (仕様) は約 135A である。接続抵抗は試料を液体窒素に浸漬し、四端子法により測定した。4つの接合試料の測定をおこなったところ、その値は 74.2、77.8、80.8、89.8n Ω であった。このうち一番抵抗値が小さい試料について、磁場分布測定を行った。測定は試料を液体窒素に浸漬し、 I_c 値以下の電流を流した状態で、3次元ホールプローブ (AREPOC 社製) を用いて測定した。

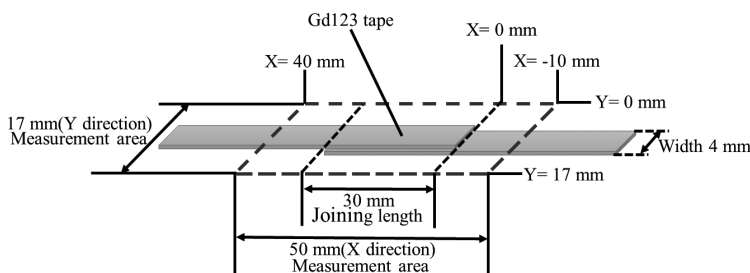


Fig.1 接合試料の磁場分布測定範囲

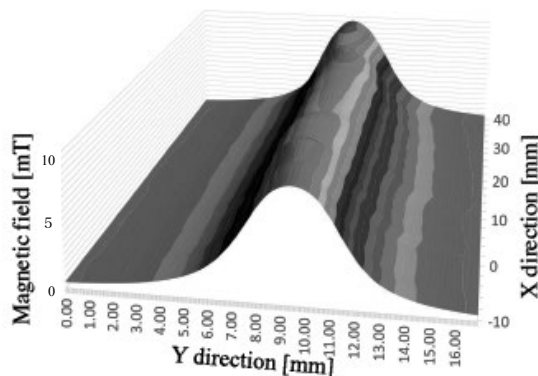


Fig.2 接合試料の B_y 分布

Fig.1 に接合試料の磁場分布測定時の試料配置と測定範囲を示す。試料の長手方向を X、幅方向を Y、面に垂直方向を Z とし、接合の中心位置を原点とした。測定は Z 方向の位置は固定とし、X 位置を変えながら Y 方向にホールプローブをスキャンして、 B_x 、 B_y 、 B_z の 3 方向の磁場の測定を行った。

3. 磁場分布評価結果と電流分布の解析

Fig.2 に 100A 通電時の接合試料の B_y 分布 (1 mT 毎に色分け) を示す。図より B_y はほぼ線材の中心近くで最大となっており、接合部では、その値が小さくなっていることがわかる。これは、接合部では電流が上から下に一部乗り移り一本あたりの電流密度が低くなっていること、また、上側の線材により、下側の線材が作る磁場が遮蔽されること等で定性的に説明できる。

Fig.3 に非接合部 (接合部より電流下流側、 $X=40$ mm) と接合部 ($X=16$ mm) での Y 方向の磁場分布の電流依存性を示す。50A、75A では線材の端部付近で B_y の極大値をとっていることから、電流は線材の端部付近を流れていることが示唆される。一方、100A では、線材の中心近くで B_y は最大となり、電流は線材全体を一様に流れていると考えられる。この傾向は、接合部、非接合部ともにかわらないことがわかった。

謝辞：磁場分布測定について、染川晃輝、鶴岡誠、領木勇太、横山智一、芳村幸治、岩田暢祐の各氏のご協力に感謝いたします。

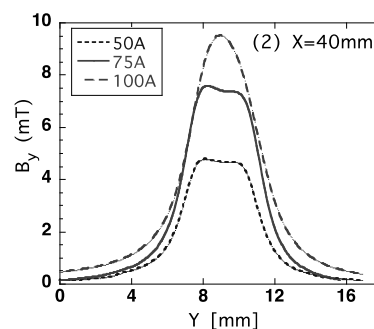
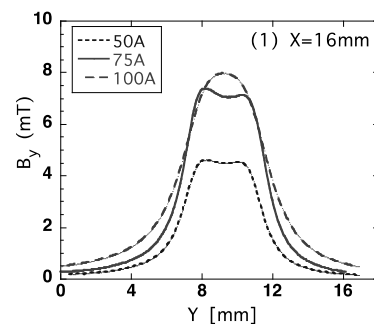


Fig.3 接合試料の B_y 分布の電流依存性
(1) 接合部、(2) 非接合部

実用 REBCO 超電導線における臨界電流の双晶構造依存性

Twinned Structure Dependence of Critical Current of Practical REBCO Tapes

長村 光造 (応用科学研); 町屋 修太郎 (大同大); Hampshire Damian (Durham 大)
 OSAMURA Kozo (RIAS); MACHIYA Shutaro (Daido Univ); HAMPSHIRE Damian (Durham Univ)
 E-mail: kozo_osamura@rias.or.jp

1. はじめに

Superpower, SuNAM 等の<100>配向の実用 REBCO 超電導線の臨界電流の一軸歪依存性に極大が出現することはよく知られ、著者らもその原因を検討してきた[1]。一方<110>配向が著しい Fujikura の線材では極大はほとんど見られない。これらの相違も含めて2系統の REBCO テープ線材の臨界電流の一軸歪依存性を双晶構造に関連付けて解析した結果を報告する。

2. 試験方法

供試料には市販されている Superpower, Fujikura の2種類の REBCO テープ線材を用いた。島津製作所製引張試験機を用い試料部分を液体窒素に浸漬し、試料に電圧端子を取り付け、チャック部分から電流を流して I-V 測定を行い臨界電流及び n 値を決定した。試料の保持方法としては(a)テープそのものをチャックする、(b) テープを張り付けたスプリングボード(SB)をチャックする2通りの方法がとられた。また Spring-8 BL45XU において臨界測定に用いたと同様な治具を用いて印加歪の下での超電導層に生起する局所歪の測定を室温で行った。

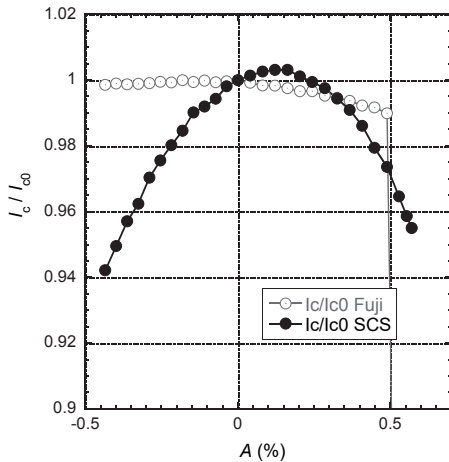


Fig. 1 Normalized critical currents, I_c/I_{c0} versus applied strain for Superpower (SCS) and Fujikura (Fuji) tapes

3. 実験結果および考察

Fig. 1 に2種類のテープの規格化された臨界電流の一軸歪依存性が示されている。Superpower (SCS)のテープでは極大がほぼ0.15%の歪にあり、左右で大きく減少するのがわかる。一方 Fujikura (Fuji)のテープでは引張歪が増加すると減少するがその減少の程度は非常に小さい。なおほぼ0.5%の引張歪を越えると急激に減少するのは超電導層が破断するためである。

このような歪依存性の大きな相違は次のように双晶構造に関係すると明らかにした。すなわち<100>配向したテープでは Fig. 2(a)に示すように電流はAドメイン(100方向)、Bドメイン(010方向)を交互に流れることになる。一方<110>配向したテープでは Fig. 2(b)に示すようにA、Bドメインが45度傾くため、同じ110方向に電流が流れることになる。

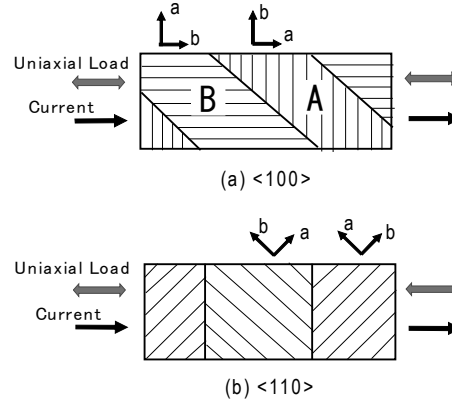


Fig. 2 <100> and <110> oriented twin structures along the tape axis

電流が増加して超電導状態が破れる臨界電流付近では電流と電圧の関係は次式で示される。

$$E = E_c \left(\frac{I}{I_{c,hkl}} \right)^n \quad (1)$$

ここで E_c を定電界 $1\mu\text{V}/\text{cm}$ のように定義する。また結晶方位<hkl>の臨界電流を $I_{c,hkl}$ とした。<hkl>方向の臨界電流の一軸歪(A)依存性は

$$I_{c,hkl} = I_c(0)[1 + g(hkl)A] \quad (2)$$

で与えられる。ここで $g(hkl)$ は歪依存性の係数であり、REBCO の場合には<100>, <010>方向でそれぞれ正、負の定数となる[2]。Fig.2(a)のように<100>配向の場合には、電界は次式で表される、

$$E = fE_{100} + (1 - f)E_{010} \quad (3)$$

$E = E_c$ になった時の電流を $I = I_c$ とし、結果を整理すると臨界電流(I_c)の歪(A)依存性は次式で表せる。ここで $g(100)=g_0, g(010)=-g_0$ と置いた。

$$I_c = I_c(0)\{1 - (1 - 2f)g_0A - 2(1 - f)f(1 + n)g_0^2A^2 + O[A^3]\} \quad (4)$$

この式は Fig.1 に示した Superpower (SCS)の2次元的な歪依存性をよく表している。

一方 Fig.2(b)の双晶構造では

$$I_c = I_c(0)[1 + g(110)A] \quad (5)$$

で表され、かつ $g(110)$ はほぼゼロに近い値であることが予測される。これは Fig.1 の Fujikura (Fuji)の結果に対応する。

4. まとめ

<100>および<110>配向テープの臨界電流の一軸歪依存性を双晶構造に関連して統一的に説明できる可能性を示すことができた。

参考文献

1. K. Osamura, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 93 (2016) 1B-a04
2. S. Awaji, S. et al.: Sci. Rep. Vol.5, (2015) 11156

超音波透過信号を用いた室温環境下におけるREBCO線材の剥離診断 —超音波透過特性と臨界電流特性の評価—

Delamination diagnostic method of REBCO tapes using ultrasonic transmission signals at the room temperature

—Evaluation of ultrasonic transmission characteristics and critical current characteristics—

富塚 貴大, 鎌田 太陽, ニノ宮 晃, 野村 新一 (明治大)

TOMITSUKA Takahiro, KAMADA Hiroharu NINOMIYA Akira, NOMURA Shinichi (Meiji Univ.)

E-mail: ce171048@meiji.ac.jp

1 はじめに

REBCO 線材はその強い異方性から、線材長手方向と厚み方向の機械強度は大きく異なるため、線材端部に引き剥がす力が加わると、部分剥離または剥離進展による全面剥離が生じ、超電導層の破壊に伴い臨界電流が著しく損なわれる [1][2]。しかし、線材内部の傷を評価する手法が確立されておらず、極低温下の通電により臨界電流を把握しなければならない。本研究では、AE センサにより線材内部の状態を推定し、更に臨界電流をこの状態推定手法により室温環境下で評価することを目指している。現状、線材厚みの変化を超音波透過特性に検出できることが分かったが、剥離する層が異なる場合、臨界電流値の低下率に差異が生じる。今回、超音波透過特性の伝達関数及び位相特性からベクトル軌跡を描き、液体窒素浸漬冷却における臨界電流特性と室温下の超音波透過特性との関連性について検討する。本講演ではこれらの結果について報告する。

2 剥離診断手法及びベクトル軌跡

使用した AE センサは厚み 2 mm, 径 5 mm であり、REBCO 線材の両面に送信、受信 AE センサを向い合せに配置し、線材間の超音波透過波を検討した。線材の剥離により空隙が生じた場合、信号伝搬経路の変化に伴い、超音波特性の振幅、位相の変化が想定される。試料長手方向に対する各箇所の超音波特性の評価、線材厚みの変化、臨界電流特性の評価を健全、剥離時においてそれぞれ比較を行った。剥離診断試験で使用した REBCO 線材は、フジクラ製の 5 mm 幅、安定化層有りの超電導線である。その長尺試料より、25 cm 切り取り、短尺試料として使用した。試料は引き剥がしによる剥離と加熱による剥離の 2 種類を用意し比較を行った。診断領域は試料中央から長手方向に各 10 mm の領域である。AE センサを 2.5 mm 間隔でスライドし、1 箇所につき 5 回づつ測定を行った。剥離領域は、試料中央から左右 5 mm の領域を剥離させた。FG より周波数 1 kHz, パルス幅 1 μ s, 振幅 20 mV のパルス波形を生成し、送信波形として使用した。また、受信信号を 40 dB 増幅し、送受信信号の FFT 解析を行った。その際、周波数領域の波形を 10 回の加算平均処理を行った。

3 剥離診断結果

Fig. 1 は、10 mm 箇所における健全及び剥離時の伝達関数及び位相特性の測定結果である。360 kHz 及び 410 kHz 近傍のピーク間の谷を基準に $\pm 180^\circ$ の区間の位相特性、伝達関数を用いてベクトル軌跡を描画し、臨界電流特性と超音波透過特性の関連性について検討を行った。Fig. 2 は、10 mm 箇所における健全及び剥離時の超音波特性のベクトル図である。引き剥がしによる剥離を行った場合、ベクトル図の軌跡を描かず、図中央に収束していることが分かる。また、剥離時の臨界電流値は 1 A 程度までの低下を確認し

た。本講演にて剥離層が異なる場合の臨界電流特性及び超音波透過特性の結果について報告する。

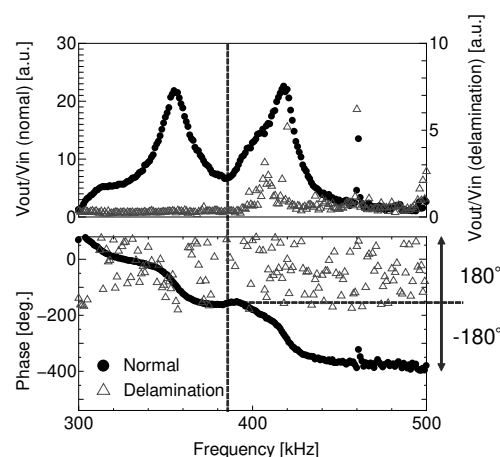


Fig. 1. Frequency dependence of the ultrasonic phase characteristics for the normal position and delamination position.

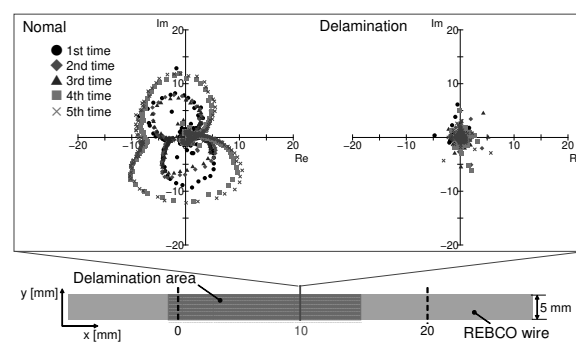


Fig. 2. Vector diagram for the normal position and delamination position on the 10 mm place.

謝辞

本研究は科学研究費助成事業 (挑戦的萌芽研究 16K14219) の助成を受けて実施したものである。

参考文献

- [1] D.C.van der Laan, et al.: *Supercond. Sci Technol.*, 20,765-770 (2007)
- [2] H. Maeda, et al.: *Physica C* 471,480-485 (2011)
- [3] T. Ishigohka, et al.: *TEIONKOUGAKU* vol.22 No.1 pp.42-45 (1987).

超伝導テープ線材における大振幅交流磁場中の履歴損失の理論

Theory of the hysteretic losses of superconducting tape wires in large-amplitude ac magnetic fields

馬渡 康徳, 東 陽一 (産総研)
 MAWATARI Yasunori and HIGASHI Yoich (AIST)
 E-mail: y.mawatari@aist.go.jp

1. はじめに

超伝導線材・導体の交流損失の低減は、交流電力機器等へ応用するための重要な課題の一つである。特に大振幅の交流磁場のもとで、超伝導線材は磁場振幅に比例する大きな履歴損失を生じるため、この場合の損失を精密に評価する必要がある。

本研究では、様々な形状をもつ超伝導線材について、大振幅の交流磁場のもとに生じる履歴損失を導く一般的な理論解析手法について考察した。単純な場合（平坦な超伝導テープ線材に垂直磁場を印加する場合など）について本手法の妥当性について確認し、輸送電流を同時に印加する場合や、CORC 導体のように螺旋形状をもつ線材の損失についても解析的表式を導いた。

2. 大振幅交流磁場中の電磁応答

超伝導線材に振幅 B_0 の交流磁場 $B_a(t)$ を印加する場合の電磁応答について考察する。超伝導線材における磁場 B は、交流印加磁場 $B_a(t)$ と線材中に流れる遮蔽電流による磁場 B_s との和で与えられる。交流磁場振幅 B_0 が線材の中心到達磁場 B_p より十分大きい場合、 $|B_a| \gg |B_s| \sim B_p$ なので遮蔽電流による磁場の効果は無視することができ、Maxwell-Faraday の誘導則は次のように近似することができる[1]。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \approx -d \mathbf{B}_a / dt \quad (1)$$

(1)式を積分して電場 \mathbf{E} が得られ、臨界電流密度 J_c が一定とする臨界状態モデルにより、電流密度 $\mathbf{J} = J_c \mathbf{E} / |\mathbf{E}|$ および損失パワー密度 $p = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = J_c |\mathbf{E}|$ が得られ、これを空間・時間積分すれば交流一周あたりの損失 Q の表式が導かれる。

3. 平坦テープおよび円筒の磁場中損失

上記手法の妥当性について、簡単な例について検証する。平坦な超伝導テープ線材に対し、その幅広面に垂直に交流磁場を印加した場合の履歴損失について、Halse [2] により理論表式が報告されている。超伝導テープの x 方向の幅は w で、 z 方向の厚さは $d_s (\ll w)$ であり、 y 方向に十分長いものとする。外部磁場 $B_a(t)$ は z 方向に印加される。(1)式を積分して、電場(y 成分)は $E_y = -(dB_a/dt)x$ 、損失パワー密度は $p(x,t) = J_c |dB_a/dt| |x|$ となる。 $p(x,t)$ を xz 断面 ($-w/2 < x < w/2, -d_s/2 < z < d_s/2$) で空間積分し、さらに時間積分することにより、交流一周あたり、線材単位長あたりの損失 Q_{flat} は次のように導かれる。

$$Q_{\text{flat}} = B_0 J_c d_s w^2 \quad (2)$$

この結果は、任意の B_0 に対する履歴損失の表式[1]における大振幅極限 $B_0 \gg \mu_0 J_c d_s$ に一致する。

薄い円筒状超伝導線材に対し、その中心軸に垂直に交流磁場を印加した場合の履歴損失についても理論表式が報告されている[3]。電場 E_y の表式は、上の平坦なテープ線材の場合と同一となり、損失 Q_{tube} も同様にして求められる。

$$Q_{\text{tube}} = 16 B_0 J_c d_s R^2 \quad (3)$$

ここで、 d_s は円筒状超伝導層の厚さ、 $R (\gg d_s)$ は円筒の半径である。(3)式の結果も、任意の B_0 に対する履歴損失[2]における大振幅極限に一致する。

4. 輸送電流と交流磁場との同時印加の場合の損失

平坦なテープ線材に対し、大振幅の交流磁場と輸送電流 I_t とを同時に印加した場合の履歴損失について考察する。輸送電流が流れていると、電場分布は非対称となり、 $E_y = (dB_a/dt)(c_0 - x)$ で与えられる。ここで、 c_0 は I_t に比例するパラメータである。 $I_t = 0$ の場合と同様に履歴損失の解析的表式を導くことができる。

5. 螺旋巻き円筒状導体の磁場中損失

CORC 導体[4]のモデルとして、Fig. 1 に示した、 N 本の超伝導テープ線材（幅 w 、厚さ d_s ）を円筒上に螺旋巻きした導体の大振幅交流磁場中の履歴損失について考察する。ただし、超伝導テープは円筒上に単層で巻かれ、テープ幅 w は円筒半径 R および螺旋巻きピッチ長 L_p に比べて十分小さいものとする ($w \ll R, L_p$)。このような、幅の狭い多数のテープ線材または細線化したテープ線材を螺旋巻きした導体の場合、螺旋巻テープ面状の直交座標[5]を用いれば、電場の表式は単純な表式で与えられ、導体の単位長あたりの履歴損失 Q_{CORC} が次のように求められる。

$$Q_{\text{CORC}} = 4 B_0 J_c d_s \lambda_{\text{SC}} w R \quad (4)$$

ここで、 λ_{SC} は円筒面において超伝導テープ面が占める割合であり、次のように定義される。

$$\lambda_{\text{SC}} = (Nw/2\pi R) \sqrt{1 + (2\pi R/L_p)^2} \quad (5)$$

電流量がなるべく大きくなるように、 λ_{SC} は最大値 1 に近い値に設計されるとすると、 $Q_{\text{CORC}} \propto wR$ となる。これは、平坦テープの場合の(2)式 $Q_{\text{flat}} \propto w^2$ と、薄膜円筒の場合の(3)式 $Q_{\text{tube}} \propto R^2$ との中間的な振舞である。

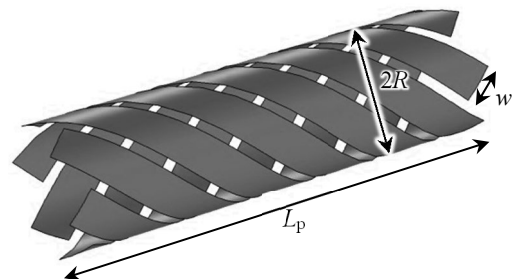


Fig. 1: Helically arranged superconducting tape wires of width w and helical pitch L_p , conforming to a cylinder of radius R .

参考文献

- [1] Y. Mawatari, et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 2300 (1997).
- [2] M. R. Halse, J. Phys. D **3**, 717 (1970).
- [3] Y. Mawatari, Phys. Rev. B **83**, 134512 (2011).
- [4] D. C. van der Laan, Supercond. Sci. Technol. **22** (2009) 065013.
- [5] Y. Higashi and Y. Mawatari, Abstracts of CSSJ Conference **96**, 107 (2018).

高速掃引磁場中における細線化螺旋巻き超伝導テープの磁化損失

Magnetization loss on multifilamentary helically-wound superconducting tapes in a rapidly ramped magnetic field

東 陽一, 馬渡 康徳(産総研)

HIGASHI Yoichi, MAWATARI Yasunori (AIST)

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

1. はじめに

円芯上に銅酸化物超伝導体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ コート線材を螺旋状に巻いた CORC 線 [1, 2] は、高磁場マグネット応用のための超伝導ケーブルの有望な候補である。数 mm 径の細い円芯上にコート線材を巻くことで、テープを貫く垂直磁場成分の平均値が下がり、また重ね巻きによる大電流容量化も可能である。CORC 線のピッチ長は数 mm と短いので、テープが細線化されていても、電磁結合は抑制され、細線化による更なる損失低減が期待できる。本研究では、例えば、緊急停止時における MRI マグネットの高速な消磁を想定し、細線化螺旋巻き超伝導テープの高速掃引磁場中の磁化損失および電磁結合を数値シミュレーションによって調べた。

2. 中空円筒上の細線化螺旋巻き超伝導テープのモデル

前回の講演では、細線化なしの螺旋巻きテープの磁化損失シミュレーションに関して報告した。その際、外部磁場下の定常状態における Faraday-Maxwell 方程式を薄膜近似に基づき導出した [3, 4]。今回は、細線化超伝導 CORC 導体のモデルとして、テープ面上の二次元の Faraday-Maxwell 方程式を拡張した次の方程式を考える：

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\rho \frac{\partial g}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\rho \frac{\partial g}{\partial \zeta} \right) = \beta \cos \left[\frac{k\zeta - \xi/R}{\sqrt{1 + k^2 R^2}} \right], \quad (1)$$

抵抗率 ρ は、細線化超伝導テープにおいては超伝導非線形抵抗率 ρ_{sc} とし、細線間は、安定化層を考慮し、常伝導抵抗率 ρ_n で短絡されているとする。 $k = 2\pi/L_p$ (L_p :螺旋導体のピッチ長), R は円芯半径, β は磁場掃引速度である。テープ面上で直交する座標 (ξ, ζ) をとっており, $0 \leq \xi \leq w_0$ (テープ幅) かつ $0 \leq \zeta \leq L_{\text{tape}} = \sqrt{L_p^2 + (2\pi R)^2}$ で表される 1 ピッチ分のテープを考えている。 $g(\xi, \zeta)$ の等高線は電流の流線を表し、テープ面上の電流密度は $J_\xi = -\frac{\partial g}{\partial \zeta}$, $J_\zeta = \frac{\partial g}{\partial \xi}$ から得る。細線化超伝導テープのパラメータとして、幅 $w_0 = 2$ mm のテープを 4 分割し、細線化テープ間の常伝導部分の幅は $20 \mu\text{m}$ で $\rho_n = 1 \times 10^{-9} \Omega\text{m}$ とした。膜厚は $d_0 = 2 \mu\text{m}$ とした。超伝導特性は、 $J_c = 5 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$, $\rho_{sc} \propto |J|^{14}$ とした。

3. 数値計算結果

テープの長手方向には g に対して、周期境界条件を課す。(1) 式を数値的に解くことで、単位テープ長あた

りの損失パワー P を

$$P = \frac{d_0}{L_{\text{tape}}} \int d\xi d\zeta \rho \left[\left(\frac{\partial g}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial \zeta} \right)^2 \right] \quad (2)$$

から計算できる。図 1 に P の R 依存性を示す。ピッチ長が数 mm と短い場合でも、高速掃引磁場中 ($\beta = 300 \text{ mT/s}$) では、 $R \gtrsim 10w_0$ に対しては、超伝導細線どうしが電磁結合し、細線化が有効ではない。高速掃引磁場中では、 $R \sim w_0$ 程度まで円芯を細くして超伝導テープを巻くことで、電磁結合を抑えられる。

講演では、電磁結合の円芯半径依存性の詳細を議論する。

謝辞

本研究は、NEDO プロジェクトの一環として行われました。

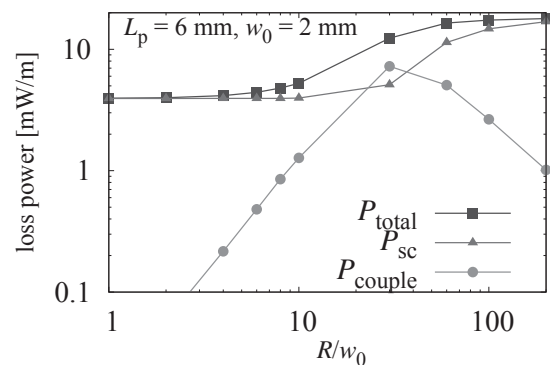


Figure 1: Hollow cylinder radius R dependence of the loss power per unit of the tape length for $L_p = 6$ mm. P_{total} , P_{sc} and P_{couple} represent the total, superconducting and coupling loss power, respectively. The field sweep rate is fixed to $\beta = 300 \text{ mT/s}$.

参考文献

- [1] D. C. van der Laan, Supercond. Sci. Technol. **22** (2009) 065013.
- [2] J. D. Weiss *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **30** (2017) 014002.
- [3] Y. Higashi and Y. Mawatari, Abstracts of CSSJ Conference **96**, 107 (2018).
- [4] Y. Higashi, H. Zhang and Y. Mawatari, IEEE Trans. Appl. Supercond. (2018) [10.1109/TASC.2018.2874481].