テーマ解説

第3 高調波誘導法による高温超電導薄膜・コート線材の
臨界電流密度と n 値の磁界角度依存性の測定山崎 裕文^{*,†}, 古瀬 充穂^{*}Inductive Measurement of the Magnetic-Field Angular Dependent Critical Current
Densities and n -values in High-Temperature Superconducting Thin Films and Coated
Conductors using Third-Harmonic VoltagesHirofumi YAMASAKI^{*,†} and Mitsuho FURUSE^{*}

Synopsis: Nondestructive, AC inductive methods detecting third-harmonic voltages are widely used to measure the distribution of local critical current densities J_c of superconducting films deposited on large-area single-crystal substrates. We have extended this method to determine the electric field E versus current density J relation and the n -value (index of the power-law E - J characteristics) by evaluating the dependence of J_c on measurement frequency. The method to determine J_c with an electric-field criterion has been established as an international standard. This convenient method can also be applied to coated conductors with metallic substrates. Magnetic-field angular dependent J_c measurements are possible, and such measurements are of practical importance in applying coated conductors to superconducting coils. They are also useful in investigating the flux pinning mechanism. In this focused review, we briefly introduce the measuring method that has been based on our long years of research, and describe the precautionary points when recent coated conductors with high critical currents per unit width are measured.

Keywords: high-temperature superconducting film, critical current density, n -value, third-harmonic voltage, magnetic-field dependent J_c

(Some figures in this article may appear in colour only in the electronic version)

1. はじめに

マイクロ波フィルター等の電子デバイスや、限流器・超電導スイッチ等のパワー応用に用いられる大面積高温超電導薄膜の臨界電流密度 J_c とその分布を非破壊的に測定する方法として、第3高調波誘導電圧 V_3 を用いる方法がある^{1,2)}。筆者らはこの方法を拡張し、周波数を変えて複数回の測定を行うことによって、 J_c とともに n 値（冪乗の電流電圧特性の指数）の測定も可能にした^{3,4)}。通電法と同様に、この方法でも J_c を電界基準によって定義することを提唱し、より正確な J_c 測定方法を提案して、International Electrotechnical Commission (IEC) の国際標準

として登録された。IEC が刊行する標準文書⁵⁾には、測定に用いる電気回路を含め、測定法の詳細が記載されている。この簡便な方法は、単結晶基板上の高温超電導薄膜のみならず金属基材上のコート線材に関しても適用可能である⁶⁾。また、磁界中の J_c 測定、特に、磁界角度依存性の測定が可能であり、後者は、高温超電導膜の磁束ピン止め機構の解明に役立つとともに、コート線材を超電導コイルに応用するために必要な情報である。このテーマ解説では、これまで筆者らが長年行ってきた研究に基づいた測定方法を簡単に紹介するとともに、単位幅当たりの臨界電流の大きな最近の線材の測定を行う時の注意点を述べる。

2. J_c と n 値測定の原理と磁界角度依存性の測定

2.1 標準的な測定法とその原理

この方法では、厚さ d の超電導膜試料の直上に直径数ミリの小コイルを置き、交流電流 $I_0 \cos 2\pi ft$ を流すことによって薄膜に交流磁界 $H_0 \cos 2\pi ft$ を印加する（ f は交流電流の周波数）。コイル電流がある閾値 I_{th} よりも小さい

Received July 7, 2014

^{*} 独立行政法人産業技術総合研究所エネルギー技術研究部門
〒305-8568 茨城県つくば市梅園 1-1-1 産総研つくば中央第2
Energy Technology Research Institute, Advanced Industrial
Science and Technology, AIST Tsukuba Central 2, 1-1-1 Umezono,
Tsukuba, Ibaraki 305-8568, Japan

[†] E-mail: h.yamasaki@aist.go.jp
DOI: 10.2221/jcsj.49.494

時は、超電導膜を流れるシールド電流によって交流磁界が完全に遮蔽される。コイル両端の交流電圧はコイルの励磁電流と超電導体に流れるシールド電流が作る交流磁界によって誘起されるが、超電導膜の存在は逆方向の電流が流れるイメージコイルで置き換えられ、その応答が線形なため、基本波のみが現れる。そして、薄膜中に印加される磁界は、コイル電流の作る磁界とイメージコイルの作る磁界の和となり、膜面に平行で大きさが2倍になる $H_t(r, t) = 2H_0 \cos 2\pi ft$ (r は円柱座標 (r, θ, z) でコイル中心からの距離)。 $I_0 > I_{th}$ の時には、磁気遮蔽が完全ではなくなり（交流磁界が超電導膜の裏面に突き抜け）、超電導シールド電流の応答が非線形（正弦波が一定値 $J_c d$ で頭打ちされた波形）になって、コイル両端に第3高調波電圧 $V_3 \exp\{-i(6\pi ft + \theta_3)\}$ が誘起される（ θ_3 は第3高調波電圧の位相）²⁾。 V_3 が生じ始める時のコイル電流の閾値 I_{th} が $J_c d$ （超電導膜の単位幅当たりの臨界電流）に比例することから、

$$J_c = k' I_{th} / d \quad (1)$$

によって小コイルの真下の部分の局所的な J_c が測定される。ここに、 k' は実験的コイル係数と呼ぶパラメーターであり、各コイルについて輸送法による測定値との比較により更正して求める。 k' の決定方法は文献5で詳細に書かれており、文献4、7等にも概略が記載されている。

馬渡らは、この J_c 測定法において V_3 の発生機構を Bean モデル（印加磁界や周波数等によらず J_c が一定）によって理論的に解析した²⁾。 $I_0 > I_{th}$ の時には、磁界強度の大きい部分で超電導膜の面電流が臨界値 $J_c d$ に達して磁気遮蔽が完全ではなくなり、ヒステリシス磁化を伴う超電導シールド電流の非線形応答からコイル両端に第3高調波電圧が誘起されること、 V_3 が I_{th} に比例するため、 I_{th} で V_3 と I_0 を規格化すれば、 $V_3/I_{th} = \mu_0 f G(I_0/I_{th})$ というスケール則が観測されることを示した。ここに、 G はコイルの形状と巻き数、配置のみで決まる関数である。この式から、

$$V_3/fI_0 = \mu_0 G(I_0/I_{th})/(I_0/I_{th}) \quad (2)$$

が得られ、 V_3 を交流電流と周波数の積で除した値を規格化電流 I_0/I_{th} に対してプロットすると、1つの曲線に重なる^{5,8)}。(1), (2) 式がこの方法の測定原理と言えよう。

周波数 f を変化させて V_3 を測定した場合、 V_3/fI_0 を I_0 に対してプロットすると、 J_c 及びそれに比例する I_{th} が変化しないならば Bean モデルによる (2) 式から、周波数によらず全く同じ曲線が得られるはずである。しかし、(2) 式の予測とは異なり、周波数の増加に伴って曲線が右側にシフトする (Fig. 1)。これは、実際の高温超電導体では電流電圧特性がなだらかであり、交流磁界で誘起される電界が周波数に比例して増加するため、 J_c (及び I_{th}) も

Fig. 1 Example of normalized third-harmonic voltages (V_3/fI_0) measured with various frequencies. The inset shows the current-voltage characteristics obtained from the frequency-dependent I_{th} values.

それに伴って向上することを意味している。 $I_0 = I_{th}$ のとき、超電導膜にかかる電界の平均値は、各周波数において

$$E_{aver} \approx (3\sqrt{3}\pi/4)\mu_0 f d H_0 = (3\sqrt{3}\pi/8)\mu_0 f d^2 J_c \quad (3)$$

と概算される^{3,4)}。この式は、スラブ近似による膜面に平行な交流磁界を $Hx_0 = 2H_0 \cos 2\pi ft$ とし、Bean モデルによる中心到達磁界の式 $2H_0 = J_c d$ を用いて導出した³⁾。この測定に用いた外径 3.6 mm のコイルでは、 $V_3/fI_0 = 2 \mu\Omega s$ となる点で各々の周波数について I_{th} を決める⁵⁻⁷⁾。なお、この $2 \mu\Omega s$ という値は、測定ノイズに比べて十分大きい範囲でできるだけ小さな値にする、という観点から経験的に推奨されており、 k' も同じ値を用いて決めている⁵⁾。 I_{th} から (1) 式で J_c を計算するとともに、各周波数について (3) 式で平均電界 E_{aver} を計算し、この両者から電流電圧特性を求める。高温超電導酸化物においてよく観測される冪乗の電流電圧特性 ($E \sim J^n$) が得られた (挿入図)。筆者らは、 V_3 の測定から I_{th} の決定、電流電圧特性の測定と電界基準 (通常 $100 \mu V/m$) による J_c 決定 ($E \sim J^n$ から計算) までをすべて自動化している。通常、3つの異なる周波数を用いて測定を行っており、きれいな冪乗の電流電圧特性が得られることをチェックしながら測定を進めている。

ここで、(3) 式で概算される平均電界と (1) 式で計算される J_c から電流電圧特性を求めることについて補足する。超電導膜に流れる電流密度 J は、各点における磁界の変化から電磁誘導の法則で決まる電界により、冪乗の電流電圧特性

$$E = E_c(J/J_c)^n \quad \text{あるいは} \quad J = J_c(E/E_c)^{1/n} \quad (4)$$

から決まる (E_c は J_c を決める電界基準)。 $I_0 = I_{th}$ のとき、 n 値が十分大きければ電界が E_c から大きく離れない限り (4) 式から $J \approx J_c$ であるが、 J_c と n 値が超電導膜における磁束ピン止め現象で決まることはよく知られている。そして、Bean モデルによる (3) 式で平均電界を概算できる。物理現象としては、電界 E の大きさが J_c と d, f に主に依存して決まり、その E によって (4) 式で J が決まる、ということである。

なお、(3) 式による平均電界の計算は平行磁界近似を用いているが、実験的に I_{th} を求める際には磁界の垂直成分のシールドが完全ではなくなるため、(3) 式の E_{aver} は過小評価されているのではないかと、言う指摘がある⁹⁾。これに対して、(1), (3) 式から求めた電流電圧特性が輸送法及び磁化法で求めた電流電圧特性と実験的によく一致することから、その効果による測定の不確かさへの影響は数%程度であろうと評価されている^{5, 7)}。筆者らが提案した方法は物理学的に厳密な方法と言う訳ではなく、第3高調波誘導法で電界基準を用いてより正確な J_c 測定を行うための現時点でベストな方法と考えている。

2.2 J_c と n 値の磁界角度依存性の測定

第3高調波誘導法は、測定用コイルの真下 (の最も J_c の低い部分) で薄膜に流れる円形の超電導シールド電流が臨界電流に達する時に生ずる第3高調波電圧を測定するため、垂直な直流磁界中で測定可能である。さらに平行磁界の場合には、Fig. 2 の左図の網掛けで示す部分でローレンツ力が最大となるので、その部分の J_c が測定される。任意の磁界角度の場合でも同様に、超電導シールド電流と印加磁界が直交する部分の J_c が測定され、この方法によって、通電法と同様の磁界角度依存性 (ローレンツ力最大となるように回転した場合) が測定できる訳である⁹⁾。

実際に超電導薄膜やコート線材の J_c (及び n 値) の磁界角度依存性を測定するには、Fig. 2 の右図のように、ボビンの中に埋め込まれた小コイルをリン青銅等のスプリングを用いて超電導膜に押しつけ、その全体を回転試料ホルダーによって回転する。単位幅当たりの臨界電流の大きなコート線材を測定する場合には、磁界中で試料を回転する際、印加磁界と超電導膜に誘起されるシールド電流でもたらされるローレンツ力による超電導膜の劣化が生じないように、テープ線材をアルミナ板等に粘着テープやリード線でしっかり固定して動かなくすることが肝要である (Fig. 2 右図)。通常、試料の上に適当な保護膜 (カプトンフィルム等) を置いて、コイルと超電導膜間の距離が規定の値 (例えば 0.2 mm) となるように調整する^{5, 7)}。

筆者らは、これまで単結晶サファイア基板上に作製した YBCO 薄膜や市販の YBCO コート線材について、第3高調波誘導法で J_c (と n 値) の磁界角度依存性を測定する

と共に輸送法で測定した値と比較し、合理的な一致を得ている^{6, 10)}。Fig. 3 に、共蒸着法で作製した THEVA 社製のサファイア基板上 YBCO 薄膜についての測定例を示す。 θ は、超電導膜面の法線と印加磁界のなす角度であり、 $\theta = 0^\circ$ が $H \parallel c$ 、 $\theta = 90^\circ$ が $H \parallel ab$ に対応する。 J_c と n 値とも $H \parallel ab$ を中心としたきれいな富士山型のピークが観測されており、それは、微細なナノ析出物が主要なピン止め中心になっているためである¹¹⁾。輸送法は、40 μm 幅で 2 mm 長の小さなブリッジについて測定しているため 100 $\mu\text{V/m}$ の電界基準で J_c を決定するにはノイズが大きく、 J_c 、 n 値とも第3高調波誘導法での測定値よりもばらつきが大きくなっている。そのことと、試料の不均質性を考慮すると、両者の一致は良好である。この方法による J_c の磁界角度依存性の測定は、超電導薄膜の特性評価、特に、磁束ピン止め機構の解明のために、筆者の研究所で日常的に使用されている¹¹⁻¹⁴⁾。

Fig. 2 Schematic diagrams for the measurement of magnetic-field angular dependent J_c in thin films and coated conductors.

Fig. 3 Magnetic-field angular dependent J_c and n -values in a YBCO/CeO₂/Al₂O₃ thin film, measured both by a four-probe transport method and by the V_3 inductive method.

3. コート線材の磁界角度に依存する J_c 測定例

3.1 単位幅当たりの臨界電流の大きな厚膜コート線材の J_c 測定の問題点

筆者らは、これまでに、市販の YBCO コート線材や、 $\text{CeO}_2/\text{IBAD-GZGO}/\text{Hastelloy C}$ 上に作製した YBCO, GdBCO テープについて、この方法で J_c の磁界角度依存性を測定し、報告してきた^{6, 10)}。ただ、最近のコート線材は、人工ピンの導入や膜厚の増加等によって単位幅当たりの臨界電流が増大しており、それに伴って、この方法を適用する際の問題点が少なからず生じて来ている。この方法で V_3/fI_0 vs I_0 曲線から決定するのは I_{th} であり、それは、(1) 式からわかるように臨界電流密度と膜厚の積 $J_c d$ 、即ち、単位幅当たりの臨界電流に比例する。コイルの外径が 4 mm 程度の比較的大きなコイルを用いた場合、 $J_c d = 30 \text{ kA/m}$ 程度までは特に問題なく測定可能であるが、それ以上になると、測定に用いる I_0 の値が過大になり、銅コイルにおける発熱の影響が出てきて、測定値の信頼性が低くなってくる。コイル発熱の影響がある場合は、Fig. 1 の元となる V_3 vs I_0 曲線が I_0 増加時と（大きな値から）低減した場合とでヒステリシスが生ずることからわかる。

Fig. 4 に、SuperPower 社製の人工ピン入り 4 mm 幅テープ（膜厚約 1 μm の YGdBCO 層を有するコート線材）について、外径 3.6 mm のコイルを用いて磁界角度依存性 $J_c(H, \theta)$ 及び $n(H, \theta)$ を測定した例を示す。なお、測定に及ぼす端部効果の問題に関して、超電導膜の幅に対して測定が可能となるコイル径について文献 5、7 で実験的に調べており、今回の測定は何とか可能であることがわかっている。また、この線材は約 20 μm の銅保護層を有しているため、表皮効果の測定への影響を避けるため、測

Fig. 4 Example of magnetic-field angular dependent J_c and n -values in a coated conductor.

定周波数を 10 kHz 以下に限定し、多くの場合、1, 3, 8 kHz (0.5 T)、または、3, 6, 10 kHz (1 T) で測定した⁶⁾。77 K、自己磁界下の $J_c = 2.85 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$, $J_c d = 28.5 \text{ kA/m}$ であり、 J_c の磁界角度依存性も特に問題なく測定されて、非対称ながらスムーズな曲線が得られた。 $J_c(H, \theta)$ 曲線の非対称性については、輸送法の測定でも同様の形状が観測されており¹⁵⁾、磁束ピン止め中心の形状が非対称であるためと考えられる。また、 n 値については複雑な挙動を示しており、複雑なピンの状況を反映しているためであろう。

次に、より大きな膜厚（ $\sim 2.5 \mu\text{m}$ ）と $J_c d \approx 60 \text{ kA/m}$ （輸送法、77 K）を有する、フジクラ製の最近の GdBCO コート線材（5 mm 幅）について J_c の磁界角度依存性の測定を行った（Fig. 5）。なお、Fig. 1 はこの線材で得られたデータであり、厚い銅保護層（ $\sim 75 \mu\text{m}$ ）を有しているため、約 8 kHz 以上の高周波域で表皮効果による電流電圧特性の曲がりが生じている（挿入図）⁶⁾。このため、測定周波数を 10 kHz 以下に限定した。Fig. 3, 4 と比較して測定ノイズが大きくデータのばらつきの大きな曲線が得られたが、その第 1 の原因は、(3) 式から分かるように測定電界が膜厚の 2 乗に比例し、電界基準として通常用いる 100 $\mu\text{V/m}$ は、多くの場合 1 kHz 以下の低周波域に対応することである（Fig. 1 挿入図）。 V_3 が周波数に比例し、 V_3/fI_0 がある決まった一定値（このコイルでは 2 μVs ）となる点で閾値電流 I_{th} を決定するため、一般に、測定ノイズは低周波域で大きくなる⁵⁾。このため、高磁界中など測定ノイズが大きくなった時には、最低周波数を 2 kHz 以上にすることがよく使われるテクニックであるが、この線材の場合、そうす

Fig. 5 Another example of magnetic-field angular dependent J_c in a coated conductor with a thicker superconducting layer.

ると、電界基準以上で測定された電流電圧特性から外挿して J_c を決定するため、それに起因する誤差が生じてしまうのである。より正確な測定を行うためには、一般的に $100 \mu\text{V/m}$ よりも 1 桁程度大きな電界基準を用いる必要があるかも知れない。

Fig. 5 では 1 T での測定を 2 回行って、2 回目の J_c 値がすべての角度で少し大きくなっている。これは測定ミスなどではなく、時間の経過とともに液体窒素量が減少して、試料の温度が低下したためと考えられる。液体窒素の沸点は 1 気圧 (760 Torr) 下で 77.35 K であるが、試料の上部に例えば 50 cm の高さの液体があったとすると、その液柱による圧力は、液体窒素の密度を 808 kg/m^3 とすると $\sim 400 \text{ kgw/m}^2 \approx \sim 30 \text{ Torr}$ に達する。液の温度は $\sim 0.35 \text{ K}$ 上昇することになり、実際には 77.7 K となる。これから、2 回目の測定で最初の測定から液体窒素の液面が 50 cm 減少したとすると、試料温度が約 0.35 K 低下したことになる。YBCO 線材の J_c が 77.3 K から 70 K への温度低下で約 2 倍になったことから¹⁰⁾、0.35 K の温度変化が 5% 強の J_c 向上をもたらしたとしても十分合理的である。液体窒素中での J_c 測定を厳密に行うためには、液面の高さによる温度変化についても十分考慮する必要がある。

3.2 測定上の注意点

以上述べたように、金属基材上のコート線材では、単結晶基板上の超電導薄膜の $J_c(H, \theta)$ 測定では問題にならなかったことが表面化することがある。以下に、測定上の注意点をいくつか記す。

- 2.2 節に記載したように、テープ線材をアルミナ板等に粘着テープやリード線でしっかり固定することが必要である。印加磁界中で超電導膜には大きな反磁性シールド電流が流れ、それによって生じる磁化 (磁気モーメント) と印加磁界の相互作用によって、超電導膜が印加磁界に平行になろうとする力が働く。テープ線材の固定が充分でないと、この力によって、磁界中で回転するだけで超電導膜の機械的な劣化 (J_c の低下) が発生することがある。
- 数十 μm 以上の厚さの金属保護層を有するテープ線材の場合、表皮効果を避けるため、測定周波数を約 10 kHz 以下に制限する必要がある⁶⁾。基板が非磁性の場合、金属保護層のない基板側から測定すれば、この制限はなくなるため、実際にハステロイ基板側から測定した例もある⁶⁾。ただ、非磁性金属であるハステロイは加工や熱処理によって磁性を帯びることがあり、その場合には、磁性起源の第 3 高調波電圧が生じるため、ハステロイ側からの測定はできなくなる。実際、Fig. 5 の試料をハステロイ側から測定してみた所、 n 値が 3-5 と行った異常に低い値になり、まともな J_c 値が得られなかった。
- 単結晶基板上の超電導薄膜には厚い金属保護膜は付加

されていないので、筆者らは 50 μm のカプトンフィルム (保護膜) を介してコイルを押しつけ、コイルと超電導膜間の距離が規定の値 (0.2 mm) となるように調整している。これに対して、コート線材は、厚い金属保護層を有しているため、場合によっては、コイルと超電導膜間の距離が規定の値からはずれることがある。例えば、Fig. 5 の測定の場合、金属保護層の厚さが約 85 μm であり、コイル-超電導膜間距離が既定値よりも約 35 μm 大きくなった。この場合、(1) 式の実験的コイル定数が約 95% に低減するので、その補正が必要である^{5,7)}。Fig. 5 は、補正後のデータを示している。

4. おわりに

第 3 高調波誘導電圧 V_3 を用いて超電導膜の臨界電流密度 J_c と n 値を非破壊的に測定する方法は、任意の方向の磁界中でも適用可能であるため、磁界角度依存性 $J_c(H, \theta)$ を測定することができる。 $J_c(H, \theta)$ の測定に通常用いられている通電法は、十分な厚さの金属保護層を蒸着したり、場合によってはブリッジを作製したりする必要があり、試料の準備が面倒なことが多い。これに対して、第 3 高調波誘導法では、単に小コイルを超電導膜に押しつけるだけで $J_c(H, \theta)$ の測定が可能となるため、非常に楽である。超電導膜やコート線材の研究開発を行っておられる方で、日常的、かつ、簡便に $J_c(H, \theta)$ の測定を行いたい、という希望があれば、是非、この方法を試していただきたい。

参 考 文 献

- 1) J.H. Claassen, M.E. Reeves and R.J. Soulen, Jr.: "A contactless method for measurement of the critical current density and critical temperature of superconducting films," Rev. Sci. Instrum. **62** (1991) 996-1004
- 2) Y. Mawatari, H. Yamasaki and Y. Nakagawa: "Critical current density and third-harmonic voltage in superconducting films," Appl. Phys. Lett. **81** (2002) 2424-2426
- 3) H. Yamasaki, Y. Mawatari and Y. Nakagawa: "Nondestructive determination of current-voltage characteristics of superconducting films by inductive critical current density measurements as a function of frequency," Appl. Phys. Lett. **82** (2003) 3275-3277
- 4) H. Yamasaki, Y. Mawatari, Y. Nakagawa, T. Manabe and M. Sohma: "Automatic measurement of the distribution of J_c and n -values in large-area superconducting films using third-harmonic voltages," IEEE Trans. Appl. Supercond. **17** (2007) 3487-3490
- 5) IEC 61788-17 (Edition 1.0), Superconductivity - Part 17: Electronic characteristic measurements - Local critical current density and its distribution in large-area superconducting films
- 6) H. Yamasaki, Y. Mawatari, A. Ibi, S. Miyata and Y. Yamada: "Nondestructive inductive measurement of local critical current densities and n -values in coated conductors," Physica C **492** (2013) 36-43
- 7) H. Yamasaki, Y. Mawatari, Y. Nakagawa and H. Yamada: "Evaluation of uncertainty in the inductive measurement of critical

- current densities of superconducting films using third-harmonic voltages,” *Cryogenics* **52** (2012) 544–549
- 8) H. Yamasaki, Y. Mawatari and Y. Nakagawa: “Precise determination of the threshold current for third-harmonic voltage generation in the ac inductive measurement of critical current densities of superconducting thin films,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **15** (2005) 3636–3639
 - 9) Y. Mawatari, “Analytical model of the response of a superconducting film to line currents,” *Phys. Rev. B* **74** (2006) 144523
 - 10) 李 潤錫, 山崎裕文, 古瀬充穂: 「市販 YBCO テープ線材の液体窒素温度における臨界電流密度の磁界角度依存性と磁束ピン止め」, *低温工学* **44** (2009) 558–564
Y. Lee, H. Yamasaki and M. Furuse: “Magnetic-field angle dependent critical current densities and flux pinning in commercial YBCO tapes at liquid nitrogen temperatures,” *Cryogenics* **50** (2010) 459–464 (English translation)
 - 11) H. Yamasaki, K. Ohki, H. Yamada, Y. Nakagawa and Y. Mawatari: “Strong flux pinning in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films due to nanometer-sized precipitates,” *Supercond. Sci. Technol.* **21** (2008) 125011
 - 12) K. Develos-Bagarinao, H. Yamasaki and Y. Nakagawa: “Flux pinning properties of YBCO/DyBCO multilayers,” *J. Appl. Phys.* **104** (2008) 063907
 - 13) H. Yamasaki, et al.: “Strong flux pinning due to dislocations associated with stacking faults in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films prepared by fluorine-free metal organic deposition,” *Supercond. Sci. Technol.* **23** (2010) 105004
 - 14) H. Matsui, et al.: “Dimpling in critical current density vs. magnetic field angle in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ films irradiated with 3-MeV gold ions,” *J. Appl. Phys.* **114** (2013) 233911
 - 15) Y. Lee, H. Yamasaki and M. Furuse: “Magnetic-field angle dependent critical current densities and flux pinning in commercial YBCO tapes below liquid nitrogen temperatures,” *Physica C* **471** (2011) 1017–1020

山 崎 裕 文 1955 年 1 月生。1978 年東京大学理学部化学科卒業。1980 年同大学院理学系研究科修士課程修了。同年通産省工業技術院電子技術総合研究所（現：独立行政法人産業技術総合研究所）入所。現在、同所エネルギー技術研究部門超電導技術グループ長。主に、超電導線材・薄膜の作製・評価、及び、超電導応用の研究開発に従事。低温工学・超電導学会、応用物理学会、電気学会、日本物理学会、日本金属学会会員。理学博士。

古 瀬 充 穂 1973 年生。2001 年横浜国立大学大学院工学研究科修了。同年 4 月独立行政法人産業技術総合研究所入所。現在、同所エネルギー技術研究部門超電導技術グループ主任研究員。主に、超電導応用に関する研究に従事。低温工学・超電導学会、電気学会会員。博士（工学）。