研究論文

人工ピン導入 $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 超電導薄膜における
磁場中 J_c の膜厚依存性宮田 成紀^{*,†}, 衣斐 顕^{*}, 山田 穰^{*}, 和泉 輝郎^{*}, 塩原 融^{*}Thickness Dependence of In-field J_c of Artificial-Pinning-Center-Introduced
 $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Superconducting FilmsSeiki MIYATA,^{*,†} Akira IBI,^{*} Yutaka YAMADA,^{*} Teruo IZUMI^{*} and Yuh SHIOHARA^{*}

Synopsis: We investigated thickness dependence of critical current density ($J_c(d)$) for BaZrO_3 -introduced $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (BZO-GdBCO) films fabricated using pulsed laser deposition. Contrary to the typical $J_c(d)$ behavior of REBCO ($RE = \text{rare earth elements}$) thin films, which exhibit decreasing dependency as thickness increases, the BZO-GdBCO films showed an increasing dependency under magnetic fields for the thickness of 0.4–1.2 μm . In addition, increasing dependency was seen for all field directions including both the c -axis and ab -plane and these results suggest that the behaviors can be ascribed to the thermally activated flux creep, irrespective of magnetic-field direction and type of pinning site.

Keywords: REBCO, superconducting film, critical current density, thickness dependence

1. はじめに

近年、 $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (REBCO ; $RE = \text{希土類元素}$) 高温超電導体を用いた線材の開発が急速に進められ、これまで主に $I_c \times L$ 値 (素線の自己磁場中における臨界電流値と長さの積) を軸にした素線開発が進められてきた¹⁾。現在ではさらにその素線を用いた SMES、ケーブル、変圧器などのプロトタイプ of 作製にも大きな重心が置かれて研究開発が進められており、そのような機器開発の見地からも、磁場中特性などを含めた素線のさらなる特性向上に対する要求は増えてきている。高温超電導線材の電流特性の向上にはピンニング特性の把握が必須であるが、短いコヒーレンス長や高い臨界温度など高温超電導体の持ついくつかの特徴がそれを非常に困難なものにしており、未だ完全になされたとは言えない状況にある。薄膜試料における臨界電流密度 (J_c) の膜厚依存性もそのような未解決の課題のひとつである。一般に REBCO 系高温超電導線材は coated conductor と呼ばれ、フレキシブルなテープ状の金属基板の上に超電導層が薄膜状に“コート”された形態をとっている。線材

開発においては、単位面積あたりの臨界電流量つまり J_c 特性だけでなく、流すことのできる電流の総量つまり臨界電流 (I_c) 特性も重要になってくるため、厚膜化に対しても大きな努力が注がれてきた。 REBCO 薄膜は 10^6 A/cm^2 を超える非常に高い臨界電流密度特性をもっているが、その高い J_c 値をマイクロオーダーの膜厚領域まで維持することができず、その結果膜厚増加に対する I_c の飽和傾向が見られ、実用線材開発において大きな課題となっていた^{2,3)}。その原因として組織の変化やピンニング機構の見地からいくつかの説明がなされている。膜厚 (d) が磁束格子の相関距離よりも短いという 2D 条件が満たされる場合に collective pinning (CP) 理論⁴⁾から予測される $J_c \propto d^{-1/2}$ や $\propto d^{-1}$ などの膜厚依存性が言及されることが多いが、YBCO の薄膜試料に対する縦相関長 $L_c(l_{44})$ の見積もりからは $d < L_c$ の条件を必ずしも満たしていないことが指摘されている⁵⁾。 L_c を実験から取得可能なパラメータを用いて書き表すと、Labusch パラメータを用いた平均化されたピンポテンシャルの議論からは

$$L_c = \left(\frac{Ba_0}{2\pi\mu_0 J_c} \right)^{1/2} \sim 0.79 \times \frac{B^{1/4}}{J_c^{1/2}} [\mu\text{m}] \quad (1)$$

が求められ (ただし $B[\text{T}]$ 、 $J_c[\text{MA/cm}^2]$)。同様の結果は他の議論⁶⁾からも得られている。その場合の係数は 1.97)、 J_c が高いほど L_c は小さく、したがって高い転移温度 (T_c) のために一般に YBCO に比して高い電流特性を有する GdBCO におい

Received October 13, 2009

^{*} (財) 国際超電導産業技術研究センター 超電導工学研究所
〒135-0062 東京都江東区東雲 1-10-13
Superconductivity Research Laboratory, International
Superconductivity Technology Center, 1-10-13 Shinonome,
Koto-ku, Tokyo 135-0062 Japan.

[†] E-mail: miyata@istec.or.jp

ては⁷⁾相関長はさらに短くなり、より 3 次元的な振る舞い、つまり J_c は膜厚に依存しなくなる傾向を示すようになることがわかる。したがって上述のような膜厚依存性を説明できないことから原因は膜構造の変化に求められ、成膜条件のずれやピン止め点の存在形態の変化などにより説明される。このことは成膜温度を高温側へずらしながら多数回成膜を行うことによって改善が見られた結果³⁾や、さらに膜厚に対して表面粗さの増大が YBCO ほど顕著ではない GdBCO において、より厚い領域まで J_c の低下を抑制することができること⁷⁾などの事実と整合する。しかしながら、 J_c の低下 (I_c の飽和) を完全に抑えることができていないわけではないことから、さらなる支配的要因が存在していると考えるのが妥当であると思われる。いくつかの報告において、ピン止め点の導入形態の制御により J_c の劣化が大きく改善されることから判断すると^{8,9)}、ピン密度や要素的ピン力、位置的相関などのピン止め点の存在形態が膜厚依存性の支配要因である可能性は高いと思われる。一方で、膜厚の薄い領域において膜厚増加に対する J_c の増加傾向も、van der Beek ら¹⁰⁾や Ijaduola ら¹¹⁾により報告されている。これらの報告は人工ピン導入のない“pure”な YBCO 膜に対するもので、増加傾向が見られる領域は 250nm 以下の比較的薄い領域に限られていた。

本稿では、BaZrO₃ (BZO) 人工ピン導入 GdBCO 膜における磁場中 J_c 挙動として 1 μ m 厚以上の厚膜においても膜厚増加に対する J_c の増加傾向を確認したことに加え、さらに注目すべき結果として、そのような広い膜厚範囲に対する J_c の増加傾向が印加する磁場の方向に依存しない普遍的な傾向として観測されたことを報告する。そしてクリープモデルの見地から、このような振る舞いが磁束バンドル体積が膜厚により制限されるとすることによって説明可能であるとの議論を行う。

2. 実験方法

試料の作製にはパルスレーザー蒸着法 (pulsed laser deposition method; PLD 法) を用いた。pure サンプルの作製には純 GdBa₂Cu₃O_{7- δ} ターゲットを、BaZrO₃ 人工ピン導入サンプルの作製には GdBa₂Cu₃O_{7- δ} +ZrO₂(5mol%) および GdBa₂Cu₃O_{7- δ} +BaZrO₃(5mol%) 混合ターゲットを使用し、パルスエネルギー 500-600mJ($\sim$ 2-3J/cm²)、パルスレート 177Hz (4-plume)、基板温度 850-900 $^{\circ}$ C、プロセス圧 600mTorr などの条件で成膜を行った。全てのサンプルに対してイオンビームアシスト蒸着法 (ion-beam assisted deposition method; IBAD 法) により成膜した Gd₂Zr₂O₇ 層を含む二軸配向基板 (PLD-CeO₂ / IBAD-Gd₂Zr₂O₇ / Ni-superalloy) を基板として用いた。超電導層において得られる配向度は、面法線方位 ($\Delta\omega$) で $\sim$ 2 $^{\circ}$ 、面内方位 ($\Delta\phi$) で $\sim$ 4 $^{\circ}$ であり、何れのターゲットを用いた膜においても GdBCO 結晶粒内にはナノスケールをもつ BaZrO₃ のロッド構造が形成されている^{7,15,17)}。IBAD 基板の作製および超電導層の成膜プロセスについての詳細は文献¹⁷⁾を参照いただきたい。輸送電流特性の評価は通常の四端子法を用いた。電界基準は 1 μ V/5mm で評価を行った。

Fig. 1 Self-field J_c - d relations of two types of BZO-introduced GdBCO film (+ and #) at 77K.

Fig. 2 J_c - H profiles of BZO-introduced GdBCO films obtained with a ZrO₂-mixture target ($H||c$, $T=77$ K).

3. 実験結果及び考察

Fig. 1 に二種類のターゲットを用いて作製した BZO 導入 GdBCO 薄膜の自己磁場中における J_c の膜厚依存性を示す。一般に $\sim$ 1 μ m 程度以上の膜厚をもつ REBCO 薄膜は、膜厚増加とともに J_c 値が減少傾向を示すことが知られているが、Fig. 1 は、今回作製した BZO-GdBCO 薄膜に関しても自己磁場中においては典型的に見られる膜厚増加に伴う減少傾向を示していることがわかる。(ZrO₂ 混合ターゲットを用いた試料がやや高い特性を示しているのは、添加に伴う T_c の低下が小さいためである¹⁸⁾。)

Fig. 2 に ZrO₂ 添加ターゲットを用いた人工ピン導入膜の $H||c$ 軸における J_c の磁場依存性を示す。磁場増加に対する J_c の値の変化は基本的には pure サンプルにおいて得られる振る舞いと同様であり、両対数プロット (Fig. 2 - inset) において概ね以下の 3 つの領域に分けることができる。およそ 0.1T 以下の低磁場領域における比較的フラットに近い依存性から、

Fig. 3 In-field J_c - d relations of two types of BZO-introduced GdBCO samples obtained from ZrO_2 (+) and BaZrO_3 (#) mixture targets, as well as those of pure samples (dotted lines) ($T=77$ K and $H\parallel c$ -axis). Crossover from a decreasing dependency to increasing one as the magnetic field increases was observed for BZO-introduced samples.

$J_c \propto H^{-\alpha}$ で表される冪乗の減衰を示す中磁場領域 (~ 1 T 前後) を経て、3 T 以上の高磁場領域ではさらに減衰速度を早めながら (指数関数的に) 減衰し、可逆領域へと到る。一方 BZO ドープ試料が持つ特徴としては、転移温度 (T_c) が pure サンプルに比べやや低下するため全体のベースラインとして低 J_c 側へシフトすることから、BZO ナノロッドがまだ有効でない低磁場領域では pure サンプルに比べ特性は下回るが、導入された BZO ナノロッドが粒内ピンとして効いてくる中磁場から高磁場領域ではその低下分以下のピン力の向上が発揮され、結果として得られる J_c 特性は pure サンプルのそれを上回る。(Fig. 2 で $1.2 \mu\text{m}$ 厚の試料において比較してあるが、この場合そのクロスオーバー磁場が ~ 2 T にあることがわかる。) したがってまた、例えばピン力の向上が見込まれない ab 面方向の特性については、磁場にかかわらず常に pure サンプルの方が高い。しかしながら総じて、上述のように磁場に対する大まかな振る舞いは両者において同様で、磁場の印加とともに J_c 曲線はその減少の度合いを次第に早めながら単調に減衰していく。

ところが、磁場下における J_c の膜厚依存性においては明らかに pure サンプルとは異なる振る舞いを示すことがわかった。Fig. 3 に、二種類のターゲットから作製した BZO 導入 GdBCO 試料の磁場中における J_c の膜厚依存性を示す。自己磁場中において減少傾向を示していた膜厚依存性が、印加磁場の増大に伴って減少的傾向から増加傾向を示すように変化している様子がわかる。評価した範囲において最大の磁場である $H=8$ T においてはほとんど線形的な依存性を示している。

さらに注目すべきことは、そのような増加的膜厚依存性を示す傾向が、磁場の印加方向に依らないという点である。BZO-GdBCO 試料 (ZrO_2 混合ターゲット) の 0.4 、 0.8 、 $1.2 \mu\text{m}$ の膜厚における J_c の磁場印加角度依存性を Fig. 4 に示す ($H=5$ T)。輸送電流方向は膜に平行 ($\parallel ab$ 面) で、磁場印加方向は膜に垂直な方向 ($\parallel c$ 軸) を 0° として電流に垂直な平面内で回転させている。全ての膜厚試料において同じような角度依存性を示し、したがってサンプル間で交叉することがないため全ての角度において同様の増加的な膜厚依存性を見せることがわかる ($0^\circ(\parallel c$ 軸)、 45° 、 $90^\circ(\parallel ab$ 面) についての膜厚依存性を挿入図に示す)。

van der Beek ら¹⁰⁾あるいは Ijaduola ら¹¹⁾はそれぞれ PLD および ex situ 法を用いて作製した pure-YBCO 薄膜において増加的膜厚依存性を報告している。しかしその領域は ~ 200 nm 以下の非常に薄い領域に限られており、温度依存性が見られない¹¹⁾ ことなどから起源を single-particle-strong-pinning に帰している^{10, 11, 14)}。このモデルによれば、 $d < L_0$ (L_0 は $R_c = a_0$ の場合の L_c) となるごく薄い膜厚領域 (“thin-thin film” 領域¹¹⁾) においては関係するエネルギーは磁束線の tilt 変形に関する成分が支配的となり結果的に J_c は d に比例するようになる。そのような状況では強いピン力により相関距離がオーダーとしてピンサイトの平均距離程度になっているはずであり、彼らが見積もったピン密度 $n_p \simeq 10^{21} \text{ m}^{-3}$ から求められる平均距離 $\bar{l}_p \simeq 100$ nm は確かに増加傾向を示す臨界膜厚値 ($=40\text{--}60$ nm) と整合しているように思われる。しかしながら、臨界膜

Fig. 4 J_c - θ profiles of BZO-GdBCO ($H=5$ T, $T=77$ K). θ represents the angle between H and the c -axis. External magnetic field H was always applied perpendicular to the current. $\theta = 0$ and 90° correspond to the c -axis and ab -plane, respectively.

厚に対する表式はより正確には

$$d^* = \left(\frac{\varepsilon^2 \varepsilon_0}{\pi n_i U_p} \right)^{1/2}$$

で表され（それぞれ ε は異方性パラメータ、 ε_0 は磁束線の特徴的エネルギー、 U_p はピンポテンシャル）¹⁰⁾、磁場領域に関する吟味は必要であるが今回観測されたような $1\mu\text{m}$ 以上の膜厚領域にそのままあてはめようとする、不自然に小さなピン密度 n_i を仮定しなければならない。また $d < L_0$ におけるこれらの振る舞いは磁場に依存しないという予測とも矛盾する。一方で Wang ら¹²⁾ は同じく pure-YBCO 薄膜を用いた実験ながら、より高い温度および磁場領域において $0.6\mu\text{m}$ 程度まで増加傾向が観測されることを報告している。彼らは、その振る舞いが温度に依存してより強調される（増加領域が厚膜領域へ広がる）ことから、熱的なクリープが原因であるとしている。

よく知られているように熱的クリープを加味した J_c は、ピンポテンシャル $U(J)$ を熱障壁とする活性化過程とみて

$$J_c = J_{c0} \left[1 - \frac{k_B T}{U_0} \ln \frac{B \Omega a}{E_c} \right] \quad (2)$$

で表される¹⁹⁾。 J_{c0} はクリープの影響がない場合の臨界電流密度、 k_B はボルツマン定数、 Ω は振動数因子、 a はホッピング距離、 E_c は電界の基準値である。またこの場合、 $U(J)$ の J 依存性には線形近似を採用しており、 U_0 は $J = 0$ の場合のピンポテンシャルである。括弧内の第 2 項が熱活性による減少分で、高温ほど劣化は大きくなり、ピンポテンシャルが大きいほど小さくなる。これらのパラメータのうち J_{c0} 及び U_0 の磁束バンドルサイズに対する依存性を通して、膜厚依存性が生じる。クリープが存在しないときの臨界電流密度 J_{c0} は、例えば典型的な CP モデルを仮定すると $J_{c0} \propto F_p \propto V_c^{-1/2}$ であり、 $V_c \simeq V_b$ であると思なすと、バンドルサイズ（つまり相関体積）が小さ

いほどランダムな要素的ピン力の打ち消し合いが解けて J_c は大きくなるが、熱活性化過程による磁束バンドルのホッピングはバンドルサイズの縮小とともに（指数関数的に）急速に容易になっていく。ホッピングに際して越えなければいけないエネルギーは体積に比例するため $U_0 \propto V_b$ と考えれば、バンドルサイズ V_b の減少と共にマスターカーブとなる J_{c0} に沿って初め増加するが、ある V_b の値に対してピークをもったあと、それ以下では抑制されて減少に転じ、結果的に薄膜領域において J_c は膜厚に対し増加の傾向をもつことがわかる²⁰⁾。もしサンプルサイズがバンドルサイズよりも小さくなればバンドルサイズが制限されることになり、例えば薄膜において厚さ d がバンドルサイズを制限しているとすれば、 V_b は d の単調増加関数となるから、上の J_c の V_b に対する振る舞いはそのまま d に対しても成り立つ。 $H \parallel c$ を想定してたとえば $J_{c0} \propto d^{-1/2}$ 、 $U_0 \propto d$ を仮定すると上式は d に対して簡単な代数式 $J_c \propto d^{-1/2} - d_0 d^{-3/2}$ (d_0 は定数) で表され、 $3d_0$ 以下の膜厚で増加関数となる。（さらに V_b (or d) の小さい領域では負の値になってしまうが、その領域では逆方向へのホッピングを考慮する必要がある²¹⁾。）実際、式 (1) から BZO-GdBCO 試料 ($0.4\text{--}1.2\mu\text{m}$ 厚) について相関距離を見積もると、磁場中では $B^{1/4} J_c^{-1/2}$ のかたちで急速に増大し、 0.1T では $L_c=0.4\text{--}0.5\mu\text{m}$ であるが、 1T において $1.2\text{--}1.3\mu\text{m}$ となり、 8T では $13\text{--}19\mu\text{m}$ という値が得られる。これは、自己磁場に近い低磁場領域とは異なり、比較的高磁場領域においてはバンドルサイズが膜厚に制限されている可能性があることを示している。実際にそのような 2D 条件が満たされれば（厳密にはこれは必要条件ではないが）熱的要因によって増加領域（あるいは J_c の抑制領域）が生じることにいくつかのモデルが提案されており²⁰⁾、温度および磁場の増加によってその領域が拡大されるという予測も今回の結果と整合している。

また J_c の磁場角度依存性に対する結果に関して、BZO ナノロッドの存在する c 軸方位と、イントリンジックピンが支配的と考えられる ab 面平行方位とでは基本的に支配的なピン止め点は異なることが自然であるが、増加傾向がすべての磁場角度に共通して見られるという事実は、そのようなピン止め点の状況に無関係なより普遍的な現象として説明する必要があることを示唆しているため、熱的な要因に起源を求めることは合理的であると思われる。温度及び磁場（磁束密度）の増加がその傾向を加速させるということも、それぞれ熱エネルギーの上昇及び散逸エネルギー（発生電界）の増大に結びつけることで定性的に理解可能である。（これは式 (2) の形にも表れている。）しかし一方で、温度・磁場だけでなく今回の結果からは BZO（あるいは他の人工ピン¹³⁾）の導入によっても増加膜厚依存性が強調されることを示しているが、それがどのようなメカニズムに起因しているのかを説明することは現時点では難しい。まず検討すべきパラメータはピン力の差であるが、Fig. 2 からわかるように pure サンプルおよび BZO 導入サンプルで逆の傾向を示す場合においても J_c 、つまり“巨視的”ピン力は同程度である。要素的ピン力に関しても、 $H \parallel c$ の場合で言えば高密度な弱いピン止め点の系として見なされることの

多い pure-REBCO よりも、相関をもつ BZO ナノロッドの方が強いと考える方が妥当であり、実験結果と逆の傾向を示唆する。これらの点については今後さらに検討が必要である。

4. まとめ

BaZrO₃ を人工ピンとして導入した GdBCO 薄膜を ZrO₂ 及び BaZrO₃ 混合ターゲットを用いて PLD 法により作製した。その自己磁場中および外部磁場下における J_c 特性を評価し、特に膜厚依存性に注目して解析を行ったところ、自己磁場における J_c 特性は典型的な減少的膜厚依存性を示したのに対して、外部磁場下においては非常に広い膜厚範囲に亘り膜厚の増加に伴い J_c 特性が増加するという逆の傾向が観測された。この振る舞いは磁束バンドル体積が膜厚によって制限されることにより、磁束線の熱的なクリープ運動が増長されたと考ええることで説明が可能である。さらに注目すべきことは、この J_c における増加的膜厚依存性が磁場の印加方向に依らないということであり、このことは全ての方向に対してピン止め点の種類などに無関係な単一の起源による説明がより合理的であることを示唆しており、クリープ起源とする解釈と整合する。しかしながら、なぜ BZO などの人工ピンの導入によりこのような膜厚依存性を示すのかについては未解明であり、今後、これらのことを解明するためにも、より広範な膜厚領域および温度が与える影響などについて調査していきたい。

試料作製において栗木礼二氏にご協力いただきました。筆者一同感謝いたします。また貴重なご意見を頂いた九州工業大学の松下照男教授に感謝いたします。本研究は新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）の委託により実施されたものです。

参 考 文 献

- 1) M. Parans Paranthaman and T. Izumi: "High Performance YBCO-Coated Superconductor Wires," MRS Bulletin **29** (2004) 533.
- 2) S. R. Foltyn, Q. X. Jia, P. N. Arendt, L. Kinder, Y. Fan and J. F. Smith: "Relationship between film thickness and the critical current of YBa₂Cu₃O_{7-δ}-coated conductors," Appl. Phys. Lett. **75** (1999) 3692.
- 3) A. Ibi, H. Iwai, K. Takahashi, T. Muroga, S. Miyata, T. Watanabe, Y. Yamada and Y. Shiohara: "Investigations of thick YBCO coated conductor with high critical current using IBAD-PLD method," Physica C **426-431** (2005) 910-914.
- 4) A. I. Larkin and Yu Ovchinnikov: "Pinning in Type II Superconductors," J. Low Temp. Phys. **34** (1979) 409.
- 5) Teruo Matsushita, Masaru Kiuchi, Kengo Kimura, Seiki Miyata, Akira Ibi, Takemi Muroga, Yutaka Yamada and Yuh Shiohara: "Dependence of critical current properties on the thickness of the superconducting layer in YBCO coated tapes," Supercond. Sci. Technol. **18** (2005) S227-S231.
- 6) P. H. Kes and C. C. Tsuei: "Two-dimensional collective flux pinning, defects, and structural relaxation in amorphous superconducting films," Phys. Rev. B **28** (1983) 5126.
- 7) K. Takahashi, H. Kobayashi, Y. Yamada, A. Ibi, H. Fukushima, M. Konishi, S. Miyata, Y. Shiohara, T. Kato and T. Hirayama: "Investigation of thick PLD GdBCO and ZrO₂ doped GdBCO coated conductors with high critical current on PLD-CeO₂ capped IBAD-GZO substrate tapes," Supercond. Sci. Technol. **19** (2006) 924-929.
- 8) S. R. Foltyn, H. Wang, L. Civale, Q. X. Jia, P. N. Arendt, B. Maiorov, Y. Li, M. P. Maley and J. L. MacManus-Driscoll: "Overcoming the barrier to 1000 A/cm width superconducting coatings," Appl. Phys. Lett. **87** (2005) 162505.
- 9) Z. J. Chen, D. M. Feldmann, D. C. Larbalestier, T. G. Holesinger, X. Li, W. Zhang and M. W. Rupich: "Top-down and bottom-up through-thickness current anisotropy in a bilayer YBa₂Cu₃O_{7-x} film," Appl. Phys. Lett. **91** (2007) 052508.
- 10) C. J. van der Beek, M. Konczykowski, A. Abal'oshev, I. Abal'osheva, P. Gierlowski, S. J. Lewandowski, M. V. Indenbom and S. Barbnera: "Strong pinning in high-temperature superconducting films," Phys. Rev. B **66** (2002) 024523.
- 11) A. O. Ijaduola, J. R. Thompson, R. Feensra, D. K. Christen, A. A. Gapud and X. Song: "Critical currents of ex situ YBa₂Cu₃O_{7-δ} thin films on rolling assisted biaxially textured substrates: Thickness, field, and temperature dependencies," Phys. Rev. B **73** (2006) 134502.
- 12) X. Wang and J. Z. Wu: "Effect of temperature and magnetic field on the thickness dependence of the critical current density of YBa₂Cu₃O_{7-x} films," Phys. Rev. B **76** (2007) 184508.
- 13) C. V. Varanasi, J. Burke, H. Wang, J. H. Lee and P. N. Barnes: "Thick YBa₂Cu₃O_{7-x}+BaSnO₃ films with enhanced critical current density at high magnetic fields," Appl. Phys. Lett. **93** (2008) 092501.
- 14) Yu N. Ovchinnikov and B. I. Ivlev: "Pinning in layered inhomogeneous superconductors," Phys. Rev. B **43** (1991) 8024.
- 15) T. Kato, H. Sasaki, Y. Gotoh, Y. Sasaki, T. Hirayama, K. Takahashi, M. Konishi, H. Kobayashi, A. Ibi, T. Muroga, S. Miyata, T. Watanabe, Y. Yamada, T. Izumi and Yuh Shiohara: "Nanostructural characterization of Y123 and Gd123 with BaZrO₃ rods fabricated by pulsed-laser deposition," Physica C **445-448** (2006) 628-632.
- 16) S. Miyata, T. Muroga, H. Iwai, A. Ibi, T. Watanabe, Y. Yamada and Y. Shiohara: "Fabrication of Biaxially-textured Long Template Tapes for YBa₂Cu₃O_{7-δ}," TEION KOGAKU **39** (2004) 572-577 (in Japanese)
宮田成紀, 室賀岳海, 岩井博幸, 衣斐颯, 渡部智則, 山田穰, 塩原融: 「IBAD 法による YBa₂Cu₃O_{7-d} 高温超電導線材用二軸配向長尺基板の作製」, 低温工学 **39** (2004) 572-577.
- 17) A. Ibi, S. Miyata, R. Kuriki, H. Kobayashi, H. Fukushima, A. Kinoshita, T. Kato, T. Hirayama, Y. Yamada and Y. Shiohara: "Development of long REBCO coated conductors with artificial pinning centers by using MPMT-PLD method," Physica C **468** (2008) 1514-1517.
- 18) K. Takahashi et al., unpublished. (典型的な値として、pure-GdBCO ($T_c \sim 93-94$ K) を基準にした T_c の低下は、ZrO₂ 混合で $\sim 1-2$ K、BaZrO₃ 混合で ~ 4 K 程度)
- 19) A. M. Campbell and J. E. Evetts: "Flux Vortices and Transport Currents in Type II Superconductors," Adv. Phys. **21** (1972) 199-428.
- 20) A. Gurevich: "Pinning size effects in critical currents of superconducting films," Supercond. Sci. Technol. **20** (2007) S128-S135; "Thickness dependence of critical currents in thin superconductors," cond-mat/0207526.
- 21) 例えば、E. H. Brandt: "The flux-line lattice in superconductors," Rep. Prog. Phys. **58** (1995) 1465-1594.

宮 田 成 紀 1970 年 12 月生, 1994 年京都大学工学部卒業, 2001 年同大学大学院工学研究科博士後期課程修了. 1996 ~ 1997 年日本原子力研究所特別研究生. 2001 年京都大学大学院工学研究科研究機関研究員. 主に超電導体の混合状態についての研究を行う. 2002 年 (財) 国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所主任研究員. 主に高温超電導体を用いた線材開発に携わる. 低温工学協会, 応用物理学会, 日本物理学会会員. 工学博士.

衣 斐 顕 1970 年 8 月生, 1997 年山梨大学工学部卒業, 2003 年山梨大学大学院工学研究科博士後期課程修了. 2003 年 (財) 国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所研究員, 2004 年同研究所主任研究員. 低温工学協会, 応用物理学会会員. 工学博士.

山 田 穰 1956 年 1 月生, 1981 年 3 月東京大学大学院金属工学科修士課程修了. 同年 4 月 (株) 東芝入社, 研究開発センターにて超電導材料, 線材開発に従事. 1989 年 10 月ドイツカールスルーヘ国研にて客員研究員. 2000 年 4 月 (財) 国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所名古屋研へ出向. 2003 年 4 月名古屋研から, 名古屋高温超電導線材開発センターに改称. 一貫して, 超電導材料, 線材開発研究に従事. 低温工学協会, 応用物理学会, 米国材料学会など会員. 工学博士.

和 泉 輝 郎 1963 年 9 月生, 1987 年東北大学工学部応用物理学科卒業. 同年住友金属工業 (株) 入社, 1989 年 (財) 国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所に出向. 1993 年住友金属工業 (株) 未来技術研究所にて単結晶シリコン引き上げプロセス開発に従事. 1998 年超電導工学研究所第 4 研究部 (現在線材研究開発部) 勤務, 2008 年同研究所線材研究開発部長代理, 現在同研究所線材研究開発部長. 主に Y 系超電導線材プロセス開発に従事. 低温工学協会, 日本金属学会, 応用物理学会, 米国材料学会 (MRS) Principal Editor. 工学博士.

塩 原 融 1949 年 4 月生, 1979 年 2 月早稲田大学大学院理工学研究科博士課程修了 (工学博士号取得), 早稲田大学鋳物研究所特別研究員として研究を継続, 1980 年 9 月マサチューセッツ工科大学 Materials Processing Center 客員研究員, 1983 年 9 月より同大学研究助教授を務め, 1988 年 9 月国際超電導産業技術研究センター超電導工学研究所第 4 研究部長, 2002 年 7 月同研究所線材研究部門統括, 第 4・第 5 研究部長, 2003 年 4 月線材研究開発部長就任. 主として超電導線材作製プロセスの研究に従事. その間, 東大, 阪大, 名古屋大, 東工大, 早大において非常勤講師, 米国材料学会 MRS の Principal Editor, Advisory Review Board Member 歴任. 現在 ASC (Applied Superconductivity Conference) Board Member, 日本金属学会編集委員, 日本学術振興会第 19 委員会及び第 161 委員会委員として活動.