成膜温度を変化させて作製した YBa₂Cu₃O₇+BaHfO₃ 薄膜の磁束ピンニング特性

堀 出 朋 哉¹ 鳥 越 健 太^{2,*} 喜 多 隆 介³ 中 村 亮 太^{2,*} 石 丸 学¹
淡 路 智⁴ 松 本 要¹

¹九州工業大学大学院工学研究院物質工学研究系

²九州工業大学大学院工学府物質工学専攻

³静岡大学総合科学技術研究科

⁴東北大学金属材料研究所

J. Japan Inst. Met. Mater. Vol. 83, No. 9 (2019), pp. 320–326

Special Issue on The Front Line of Superconducting Materials –Advances in Organizational Control Techniques toward Practical Use

© 2019 The Japan Institute of Metals and Materials

Deposition-Temperature Dependence of Vortex Pinning Property in YBa₂Cu₃O₇+BaHfO₃ Film

Tomoya Horide¹, Kenta Torigoe^{2,*}, Ryusuke Kita³, Ryota Nakamura^{2,*}, Manabu Ishimaru¹, Satoshi Awaji⁴
and Kaname Matsumoto¹

¹Department of Materials Science and Engineering, Kyushu Institute of Technology, Kitakyushu 804-8550

²Department of Materials Science and Engineering, Kyushu Institute of Technology, Kitakyushu 804-8550

³Graduate School of Integrated Science and Technology, Shizuoka University, Hamamatsu 432-8561

⁴Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-8577

Improvement of critical current density (J_c) in magnetic fields is required in YBa₂Cu₃O₇ films, and process parameters should be optimized for controlling pinning centers. In the present study, a deposition temperature was varied in pulsed laser deposition of YBa₂Cu₃O₇+BaHfO₃ films to control the nanorod structure, and its influence on J_c was analyzed. The YBa₂Cu₃O₇+BaHfO₃ film deposited at 850°C exhibited pinning force maximum ($F_{p,max}$) as high as 413 GN/m³ at 40 K, while the $F_{p,max}$ for the deposition temperature of 850°C at 77 K was smaller than that in the YBa₂Cu₃O₇+BaHfO₃ film deposited at 900°C. A critical temperature decreased and matching field increased with decreasing the deposition temperature. Increase in deposition temperature is effective in improving the $F_{p,max}$ in high temperatures, since the critical temperature and matching field dependences of J_c value dominate the $F_{p,max}$. On the other hand, low deposition temperature improves the $F_{p,max}$ in low temperatures since the F_p shift in accordance with matching field is dominant to the $F_{p,max}$. Thus, the deposition temperature should be set in pulsed laser deposition of YBa₂Cu₃O₇ films containing nanorods considering the J_c variation with critical temperature and matching field. [doi:10.2320/jinstmet.JA201902]

(Received February 15, 2019; Accepted March 28, 2019; Published August 25, 2019)

Keywords: YBa₂Cu₃O₇, vortex pinning, critical current density, nanorod, thin film

1. 背 景

高性能 REBa₂Cu₃O₇ (REBCO; RE = Y, Nd, Sm, Gd, etc.) 超伝導テープ線材を開発するためには、臨界電流密度(J_c)の向上が必要である¹⁾。 J_c 向上には磁束ピンニングセンターの導入が有効であり、REBCO 超伝導テープ線材ではナノロッドやナノ粒子を導入したナノコンポジット構造がピンニング特性向上に有効である。パルスレーザー蒸着(PLD)²⁾や有機金属気相成長法(MOCVD)³⁾を用いて REBCO テープ線材を作製する際には、BaMO₃ (BMO; M = Zr, Sn, Hf, etc.) ナノロッドが有効なピンニングセンターである⁴⁻⁷⁾。ナノロッドを有する

ナノコンポジット構造の磁束ピンニング特性は、ナノロッド密度、長さ、界面構造、ひずみ等の複数の構造パラメータによって支配されている。磁場の増加とともに量子化磁束密度が大きくなることから、ナノロッド密度は磁場中のピンニング特性と強い相関がある⁸⁾。ナノロッドの長さや傾斜はナノロッドと量子化磁束が重なる体積、すなわちピンポテンシャルを決定する。さらに界面の構造は要素ピン力に影響を及ぼす可能性がある⁹⁾。またマトリックスのひずみは酸素空孔形成エネルギーを介して臨界温度(T_c)に影響することも明らかとなっている¹⁰⁾。ナノロッドを導入した REBCO テープ線材および薄膜において J_c をさらに向上させていくには、ナノロッド構造を精密に制御していく必要があり、成膜プロセスの各条件が J_c 特性におよぼす影響を明らかにしたうえでプロセス最適化を進めていく必要がある。

PLD を用いた薄膜成長ではプルームからの原子の供給、

* 九州工業大学大学院生 (Graduate Student, Kyushu Institute of Technology)

表面拡散、核生成・成長が非平衡下で起こっており、単相薄膜を PLD において作製する場合には成膜温度、レーザー条件、ターゲット組成等が重要である¹¹⁻¹³⁾。ナノコンポジット薄膜成長はより複雑である。マトリックスと第二相を構成する原子の拡散、核形成・成長だけでなく、マトリックスと第二相の島同士のコアレスセンス等複雑な過程を経てナノコンポジット構造が形成される。マトリックスやナノロッド材料の選択はもちろん、成膜温度や成膜レートなどの成膜条件が異なれば、ナノロッド構造形成過程が大きく変化すると考えられる¹⁴⁾。REBCO においてナノロッドを制御するために、マトリックスの RE として Y, Nd, Sm, Eu, Gd 等、また BMO の M として Zr, Hf, Sn 等が検討されてきた。さらに成膜温度や成長速度を変化させることにより構造および J_c 特性が変化したことが報告されてきた。これらの中でも成膜温度は極めて重要なパラメータであると考えられる。実際、成膜温度によるナノロッドのサイズ、密度、長さの変化に関し多岐にわたる報告がある。成膜温度が低温になるとナノロッドが切断されたり傾斜したりして成長し¹⁵⁾、ナノロッドの密度が増加することも報告された¹⁶⁾。これらの構造変化を反映して J_c 特性が大きく変化してきた。これらは成膜温度を変化させることによりナノコンポジット構造を制御し、 J_c 特性を最大化する必要があることを示している。

本研究では、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{BaHfO}_3$ (YBCO+BHO) 薄膜に着目する。YBCO+BHO 薄膜作製プロセス条件のうち成膜温度に着目し、PLD において成膜温度を変化させることにより YBCO+BHO 薄膜の磁束ピンニング特性を変化させた。超伝導特性を評価したところ、成膜温度によって J_c の磁場依存性が大きく異なることが明らかになった。また J_c 値に関しては特に 40 K で高いものが得られた。 T_c やマッチング磁場をもとに J_c 特性機構を解析し、成膜温度が YBCO+BHO 薄膜の磁束ピンニング特性に及ぼす影響を議論する。

2. 実験方法

試料作製は PLD により行った。ターゲットを YBCO+BHO 混合ターゲットとし、BHO 添加量を 4.7 vol% と固定した。成膜時の酸素分圧は 26 Pa とし、膜厚は Table 1 に示した通りである。成膜温度は 830–900°C の間で変化させた。なお成膜温度はサンプルホルダ裏面直上に配置した熱電対によって計測した。また成膜後、55000 Pa の酸素雰囲気中で 1 h かけて 200°C まで冷却し、100°C 以下になった後試料を取り出した。ここでは YBCO+BHO(X) は X°C で成膜した YBCO+BHO 薄膜を意味する。YBCO 薄膜におけるナノロッド

ド構造を明らかにするために透過型電子顕微鏡 (TEM) 観察を行った。フォトリソグラフィーと H_3PO_4 によるウェットエッチングを行い幅 90 μm 、長さ 1 mm のブリッジを形成した後、Physical Property Measurement System (PPMS) を用いて超伝導特性評価を行った。電気抵抗の温度依存性を測定することにより T_c および不可逆温度 (T_{irr}) を求めた。その後電流密度–電界 (J – E) カーブを測定することにより J_c を測定した。さらに YBCO+BHO (850) に関しては東北大学金属材料研究所の 20 T 超伝導マグネットを用いて 65 K および 40 K の温度、16 T までの磁場で J_c 測定を行った。磁場角度は -90° で磁場が ab 面に平行に、 0° では磁場が c 軸に平行になるように定義し、 J_c 磁場依存性の測定は $B//c(0^\circ)$ のみで行った。なお J_c および T_{irr} の基準として $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ を用いた。さらに $E \sim J^n$ と表現した際の n 値を 10–100 $\mu\text{V}/\text{cm}$ の範囲で求めた。

3. 結果

YBCO+BHO (850) の断面 TEM 観察結果を Fig. 1 に示す。膜厚方向に途切れることなく成長したナノロッドが高密度に存在していることがわかる。ナノロッドの間隔は 15–20 nm であり、サイズは 6 nm 程度である。ナノロッドの間隔からマッチング磁場を計算すると $B_\Phi \sim 6.8$ T となる。これまでに報告されているナノロッド構造の成膜温度依存性の結果から¹⁵⁾、850°C より成膜温度の高い温度でも途切れることなくナノロッドが成長していると考えられる。

Fig. 2 に 77 K における J_c の磁場依存性を示す。成膜温度が 850–900°C のとき 0 T での J_c は 2 MA/cm² 程度であったが、YBCO+BHO (830) では J_c が 0.3 MA/cm² 程度であった。YBCO+BHO (890) と YBCO+BHO (900) では J_c 磁場依存性がほぼ同じであり、4 T 以上で J_c が急激に減少した。YBCO+BHO (850) では J_c の磁場依存性は YBCO+BHO (890) や YBCO+BHO (900) と異なり、6 T 以上の磁場で J_c が急激

Fig. 1 TEM image of the YBCO+BHO (850) film.

Table 1 Parameters of the YBCO+BHO films prepared in the present study.

	Thickness	$T_{c,0}$	$J_c(77 \text{ K}, 0 \text{ T})$	$J_c(77 \text{ K}, 5 \text{ T})$	n value at	$J_c(20 \text{ K}, 9 \text{ T})$
	/nm	/K	/MA/cm ²	/MA/cm ²	77 K, 2 T	/MA/cm ²
YBCO+BHO(900)	150	87.9	2.3	0.34	13.2	3.3
YBCO+BHO(890)	120	88.0	2.1	0.28	10.8	4.2
YBCO+BHO(850)	140	86.1	2.6	0.28	9.9	6.8
YBCO+BHO(830)	200	83.5	0.26	0.012	4.0	2.3

に減少した。さらに巨視的ピン力($F_p = J_c B$)の磁場依存性を Fig. 2(b)に示す。890°C、900°Cの成膜では F_p は4 Tで最大値を示し、YBCO+BHO(900)において本研究の中で最も大きな値である19.3 GN/m³が得られた。YBCO+BHO(850)では6 Tで F_p の最大値15.1 GN/m³を示した。一方、YBCO+BHO(830)では77 Kでの J_c および F_p が他の膜と比較して1桁以上小さかった。このように77 Kの J_c は成膜温度に大きく依存し、成膜温度の減少とともに $F_{p,max}$ は小さくなることがわかった。また Table 1 に20 K、9 Tの J_c も示した。高温(77 K)低磁場ではYBCO+BHO(900)で高い J_c を示す傾向にあったが、低温高磁場になるにつれてYBCO+BHO(850)において J_c が高くなるのがわかる。YBCO+BHO(830)では他の薄膜と比較して77 Kの J_c が極めて小さかったが、20 K、9 Tでは同程度の J_c となった。しかし T_c が低いことが原因の一つとなって、20 K、9 Tにおいてもその他の試料よりも J_c が高くなるには至らなかった。

Fig. 2の結果から低温高磁場で高い特性が期待されるYBCO+BHO(850)の65 K、40 Kにおける J_c 特性を Fig. 3に示す。YBCO+BHO(850)の F_p は65 K、40 Kでは7-8 Tで最大値となった。これらは77 Kで F_p が最大となった磁場とほぼ同じであり、マッチング磁場が $F_{p,max}$ を決定していること

Fig. 2 Magnetic field dependences of (a) J_c and (b) F_p at 77 K for the YBCO+BHO films.

がわかる。 $F_{p,max}$ の値は65 Kで103 GN/m³、40 Kで413 GN/m³となった。また Fig. 3にはYBCO+BHO(850)における65 Kの J_c 角度依存性も示した。YBCO+BHO(850)は大きな c 軸ピークを示し、YBCO+BHO(850)ではナノロッドがまっすぐに伸びた強い c 軸相関ピンとして機能していることを示している。

J_c 特性を議論するためにマッチング磁場(B_Φ)と T_c が重要なパラメータとなる。Fig. 4にそれぞれの試料における抵抗-温度($R-T$)曲線を示す。90 K近傍で抵抗が低下し始め、88-83 Kで抵抗がゼロとなった。YBCO+BHO(900)とYBCO+BHO(890)では88 K近傍でシャープな超伝導転移が見られている。しかしYBCO+BHO(850)とYBCO+BHO(830)では超伝導転移が2段階になっているように見え、特にYBCO+BHO(830)ではその傾向が顕著である。これは低温で成膜したことによる組成ずれの影響が原因であると考えられる。 T_{c0} の成膜温度依存性を Fig. 4(b)に示す。 $R-T$ 曲線からわかるとおり、 T_{c0} は成膜温度の減少とともに小さくなっており、 T_{c0} の減少は2段階超伝導転移の影響を強く受けていることがわかる。

B_Φ を議論するために Fig. 5に不可逆磁場曲線を示す。低磁場では $T_{irr}-B$ 曲線が急激に立ち上がり、折れ曲がりを見せた後 T_{irr} は磁場に対して直線的に減少していく。横軸を $1-T/T_c$ として不可逆磁場曲線を表示したものが Fig. 5(b)である。高磁場側、低磁場側それぞれの $T_{irr}-B$ 挙動は成膜温度によって変化しないが、振る舞いに変化する磁場が成膜温度に

Fig. 3 Magnetic field dependences of (a) J_c and (b) F_p in temperatures of 40 K and 65 K for the YBCO+BHO (850) film.

Fig. 4 (a) $R(T)/R(95\text{ K})$ - T curves in the YBCO+BHO films. Inset shows the enlarged view. (b) Deposition-temperature dependence of T_{c0} .

強く依存していることが Fig. 5(b) からわかる。 $T_{\text{irr}}-B$ において折れ曲がりが見られた磁場が B_Φ に対応することが知られており⁸⁾, $T_{\text{irr}}-B$ の折れ曲がりから求めた B_Φ の成膜温度依存性を Fig. 5(c) 示す。 TEM で求めた B_Φ との違いの一因は断面観察によるナノロッド間隔測定の精度の問題であると考えられる。 また低温における F_p のピーク位置との違いは低温におけるランダムピンの寄与の可能性が考えられる。 Fig. 5(c) は成膜温度を小さくするにつれて、拡散距離が減少しナノロッド間隔が減少したことを示唆している。 過去の報告でも、YBCO+BHO でも成膜温度が低下するにしたがって T_c が減少し、 B_Φ が増加することを報告した¹⁷⁾。 成膜温度依存性の強さや温度範囲の違いは基板加熱部の構造や成膜レート等の条件が異なっていることが原因であると考えられるが、成膜温度に対する T_c および B_Φ の傾向は過去の報告と同じであることがわかる。

4. 考 察

Table 2 に今回の結果とこれまでに文献において報告されている高い J_c に関する結果を比較する¹⁸⁻²⁰⁾。 77 K の $F_{p,\text{max}}$

Fig. 5 (a) $T_{\text{irr}}-B$ curves and (b) $(1 - T_{\text{irr}}/T_c)-B$ curves for the YBCO+BHO films. (c) Deposition-temperature dependence of B_Φ in the YBCO+BHO films.

$= 15\text{ GN/m}^3$ は過去に報告されているものと比較してそれほど大きなものではない。 一方、40 K での 413 GN/m^3 は、SmBCO+BHO において報告された^{18,19)} $400\text{--}407\text{ GN/m}^3$ よりもわずかに高い(ほぼ同等の)値であり、40 K で報告されているものの中では高い特性といえる。 このように YBCO+BHO(850)において特に 40 K で高い $F_{p,\text{max}}$ が得られており、この要因について T_c と B_Φ をもとに議論する。

Table 2 High J_c and F_p values in the present study and literatures¹⁸⁻²¹⁾. A peak field denotes the magnetic field where $F_{p,max}$ is observed.

Sample	T_c / K	B_Φ / T	$F_{p,max}$ (77 K) / GN/m ³	Peak field (77 K) / T	$F_{p,max}$ (40 K) / GN/m ³	Peak field (40 K) / T	Remarks
YBCO							
+BHO (850)	86.1	6.8	15.1	6	413	8	
SmBCO +BHO ¹⁸⁾	91.1	5.8	32.5	5	400	5	
SmBCO +BHO ¹⁹⁾	91	9.9	14.2	6	407	10	
GdBCO +BHO ²⁰⁾	89.1	4.1	22.5	5.5	285	7	
(Gd,Y)BCO +20%Zr ³⁾	90		22*	3-5*	365*	5-9*	* The F_p was obtained from the reported J_c - B curves.

4.1 J_c の磁場依存性

77 K では YBCO+BHO (900) や YBCO+BHO (890) の方が YBCO+BHO (850) よりも $F_{p,max}$ が大きくなった。ナノロッドサイズは成膜温度の減少とともに小さくなると考えられ、YBCO+BHO (850) ではナノロッドの直径が 6 nm 程度であった。ナノロッドサイズが磁束サイズよりも小さい場合はナノロッドと磁束が重なる体積がピンポテンシャルを決める可能性がある。しかしこのようにして決まるピンポテンシャルから求められる J_c (0 T) は実験値よりも極めて大きく、直接ナノロッドからデピンニングされるわけではなくハーフループやダブルキंकなどの磁束励起機構が働いていることが示唆されている²¹⁾。実際実験では YBCO+BHO (900), YBCO+BHO (890), YBCO+BHO (850) の 77 K での J_c (0 T) が同程度であり、ナノロッドサイズの違いが J_c (0 T) に現れていない。これは直接デピンニングが J_c を支配しているわけではないために、サイズが異なるナノロッドに対して同程度の J_c (0 T) が得られたと考えられる。また過去の研究でナノロッドサイズの効果は温度とともに小さくなり、77 K 以下ではナノロッドサイズの効果が見えなくなること示しており²²⁾、本研究の結果は過去の結果とも矛盾しない。これらの結果からナノロッドサイズの影響は本研究の J_c の違いに支配的でないと考えられる。そこで J_c の違いを理解するために $J_c(B)/J_c(0\text{ T})$ の B_Φ 依存性を考える。Fig. 2 では B_Φ の小さい YBCO+BHO (900) で $J_c(B < B_\Phi)/J_c(0\text{ T})$ が大きくなっている。またこれまでに n 値²³⁾ やクリープ解析¹⁴⁾ 等を用いて磁束運動が議論されている。Table 1 に 77 K, 2 T における n 値を示したが、本研究では低温成膜試料で n 値が小さくなっている。YBCO+BMO において広範囲に B_Φ を変化させて $J_c(B)/J_c(0\text{ T})$ を評価した結果、 B_Φ が大きくなるにつれて $J_c(B < B_\Phi)/J_c(0\text{ T})$ が小さくなったことをすでに報告してい

る⁸⁾。これはダブルキंकやハーフループ機構によって磁束がナノロッド間を運動する際、 B_Φ が大きい、つまりナノロッド間隔が狭い方が量子化磁束の飛び移りが大きくなるためであると考えられる。本研究でも同様の機構により $J_c(B < B_\Phi)/J_c(0\text{ T})$ の B_Φ 依存性が現れたと考えられる。

一方で B_Φ が増加すると高密度の量子化磁束をピンニングできるようにするため、高磁場でも高い J_c を保つことができるようになる。十分なピンニングサイトがあるため YBCO+BHO (850) では 1-7 T で J_c がほぼ一定である。磁場が増加してすべてのピンニングセンターが量子化磁束により占有されてしまうと、弾性相互作用により量子化磁束がピンニングされるようになり、 J_c が急激に低下していく。 J_c が一定となる領域、つまり高磁場までナノロッドによる直接的なピンニング領域を高磁場まで広げることができたため、 $F_{p,max}$ が高磁場側にシフトし YBCO+BHO (850) の低温での $F_{p,max}$ が大きくなった。

4.2 T_c の効果

T_c の違いも J_c に大きく影響を及ぼすと考えられる。Fig. 6 (a) において YBCO+BMO における J_c (77 K, 0 T) の T_c 依存性を示す。本研究の結果に加え、Table 2 に示した文献の結果¹⁸⁻²⁰⁾、過去の報告¹⁷⁾ についても示した。0 T の J_c はマッチング磁場の効果はないと考えられるため、異なる B_Φ を有する試料の結果が Fig. 6 (a) に示されている。2 段階転移していることを考慮するために $T_{c,onset}$ 以下の温度において急激に抵抗が減少している部分を $R=0$ まで外挿して T_c^{sr} とした。 T_{c0} は超伝導パスの中で最も超伝導状態が弱められている部分が検出されるのに対し、 T_c^{sr} は超伝導パスの中で超伝導状態が強い部分を表す。超伝導領域全体に電流が流れた際の電圧発生を評価することによって得られる J_c は T_c^{sr} によって決まっていると考えられ、実際 T_{c0} よりも T_c^{sr} で議論したほ

Fig. 6 (a) T_c (T_c^{str}) dependence of J_c (77 K, 0 T) in the present YBCO+BHO films, our previous report, and the samples in Table 2. (b) T_c (T_c^{str}) dependence of J_c (40 K, 3 T) for the samples with matching field of 4–7 T.

うが J_c 値を説明できることをすでに明らかにしている¹⁷⁾。一部傾向が外れるものもあるが、 T_c の増加とともに試料によらず J_c (77 K, 0 T) は増加していく傾向があることがわかる。なお一部試料において傾向が外れた原因は、試料の不均一性により超伝導電流パスの有効断面積が減少したこと、ナノロッドの形態変化(例えば低温成膜の影響で成長方向が傾斜したことなど)によると考えられる。さらに本研究の試料、過去に報告した試料¹⁷⁾、Table 2 の試料について J_c (40 K, 3 T)– T_c (T_c^{str}) を Fig. 6(b) に示した。磁場中 J_c は B_Φ に強く影響を受けるため、Fig. 6(b) は $B_\Phi = 4\text{--}7\text{ T}$ のものについて議論する。なお文献 19) は $B_\Phi = 10\text{ T}$ とやや B_Φ が大きいことから Fig. 6(b) から除外した。 J_c (77 K, 0 T) 同様に T_c の減少とともに J_c (40 K, 3 T) も減少した。

4.3 $F_{p,\text{max}}$ 向上のために求められるナノロッド構造

これらの解析結果は $J_c(B < B_\Phi)/J_c(0\text{ T})$ の B_Φ 依存性、 B_Φ による $F_{p,\text{max}}$ のピークシフト、 T_c の J_c 絶対値への効果によって $F_{p,\text{max}}$ が決まっていることを示している。本研究では 77 K の $F_{p,\text{max}}$ が Table 2 の文献の結果と比較して小さかった。77 K 近傍の高温では J_c 絶対値の T_c 依存性および $J_c(B < B_\Phi)/J_c(0\text{ T})$ の B_Φ 依存性の影響がともに強く、YBCO+BHO(850) では B_Φ による $F_{p,\text{max}}$ のピークシフトの効果で補うことができなくなった。したがって高い $F_{p,\text{max}}$ を得るに

は B_Φ がある程度低く、 T_c が高いことが求められる。この観点から 77 K 近傍の高温の $F_{p,\text{max}}$ を向上させるには成膜温度を高くすることが有効である。

一方 40 K の低温では T_c (T_c^{str}) が 3 K 程度低いにもかかわらず本研究では高い $F_{p,\text{max}}$ が得られた。本研究は文献 3), 18), 20) と比較して $F_{p,\text{max}}$ が得られた磁場がわずかに高くなっている。 $F_{p,\text{max}}$ のピークシフトの効果が支配的となったため YBCO+BHO(850) で高い $F_{p,\text{max}}$ が得られた。これは T_c が多少低くなったとしても B_Φ を向上させることで $F_{p,\text{max}}$ を向上させることができることを示している。この観点から 40 K 以下の低温の $F_{p,\text{max}}$ を向上させるには成膜温度を低くすることが有効である。

このように本研究では B_Φ と T_c を変化させることにより J_c 特性を制御した。 B_Φ と T_c を最適化したうえでさらなる J_c 特性向上を実現するためには、ハイブリッドピンニング^{21,24)}や界面やひずみの原子スケール構造制御等に注目して^{9,10)}さらなる薄膜構造制御を行っていく必要がある。

5. ま と め

PLD において成膜温度を 830–900°C に変化させて YBCO+BHO 薄膜を作製し、ナノロッド構造を変化させた。77 K では 900°C で作製した試料において最も高い $F_{p,\text{max}} = 19.3\text{ GN/m}^3$ が得られたが、40 K では 850°C で成膜した試料においてに高い $F_{p,\text{max}} = 413\text{ GN/m}^3$ が得られた。成膜温度が低くなるにつれて T_c は低下し、 B_Φ は増加した。 T_c と B_Φ をもとに $F_{p,\text{max}}$ を解析したところ、 T_c が高く B_Φ が小さくなる 900°C 成膜は 77 K の $F_{p,\text{max}}$ 向上に有効であるのに対し、 T_c が多少低くなったとしても B_Φ が高くなる 850°C 成膜が 40 K 以下の低温の $F_{p,\text{max}}$ 向上に有効であることが分かった。

本研究の一部は JSPS 科研費基盤 B(18H01478) によって支援を受けた。また測定の一部は東北大学金属材料研究所(附属強磁場超伝導材料研究センター)における共同利用(17H0047)によって行われた。

文 献

- 1) X. Obradors and T. Puig: Supercond. Sci. Technol. **27** (2014) 044003.
- 2) V. Chepikov, N. Mineev, P. Degtyarenko, S. Lee, V. Petrykin, A. Ovcharov, A. Vasiliev, A. Kaul, V. Amelichev and A. Kamenev: Supercond. Sci. Technol. **30** (2017) 124001.
- 3) V. Selvamanickam, M.H. Gharahcheshmeh, A. Xu, Y. Zhang and E. Galstyan: Supercond. Sci. Technol. **28** (2015) 072002.
- 4) J.L. MacManus-Driscoll, S.R. Foltyn, Q.X. Jia, H. Wang, A. Serquis, L. Civale, B. Maiorov, M.E. Hawley, M.P. Maley and D.E. Peterson: Nat. Mater. **3** (2004) 439–443.
- 5) A. Goyal, S. Kang, K.J. Leonard, P.M. Martin, A.A. Gapud, M. Varela, M. Paranthaman, A.O. Ijaduola, E.D. Specht, J.R. Thompson, D.K. Christen, S.J. Pennycook and F.A. List: Supercond. Sci. Technol. **18** (2005) 1533–1538.
- 6) P. Mele, K. Matsumoto, T. Horide, A. Ichinose, M. Mukaida, Y. Yoshida, S. Horii and R. Kita: Supercond. Sci. Technol. **21** (2008) 032002.
- 7) H. Tobita, K. Notoh, K. Higashikawa, M. Inoue, T. Kiss, T. Kato, T. Hirayama, M. Yoshizumi, T. Izumi and Y. Shiohara: Supercond. Sci. Technol. **25** (2012) 062002.
- 8) T. Horide, K. Taguchi, K. Matsumoto, N. Matsukida, M. Ishimaru, P. Mele and R. Kita: Appl. Phys. Lett. **108** (2016) 082601.
- 9) C. Cantoni, Y. Gao, S.H. Wee, E.D. Specht, J. Gazquez, J. Meng, S.J.

- Pennycook and A. Goyal: ACS Nano **5** (2011) 4783–4789.
- 10) T. Horide, F. Kametani, S. Yoshioka, T. Kitamura and K. Matsumoto: ACS Nano **11** (2017) 1780–1788.
- 11) T.J. Jackson and S.B. Palmer: J. Phys. D **27** (1994) 1581–1594.
- 12) S. Proyer, E. Stangl, M. Borz, B. Hellebrand and D. Bäuerle: Phys. C **257** (1996) 1–15.
- 13) B. Dam, J.H. Rector, J.M. Huijbregtse and R. Griessen: Phys. C **305** (1998) 1–10.
- 14) B. Maiorov, S.A. Baily, H. Zhou, O. Ugurlu, J.A. Kennison, P.C. Dowden, T.G. Holesinger, S.R. Foltyn and L. Civale: Nat. Mater. **8** (2009) 398–404.
- 15) S. Horii, H. Kai, M. Mukaida, K. Yamada, R. Teranishi, A. Ichinose, K. Matsumoto, Y. Yoshida, R. Kita, J. Shimoyama and K. Kishio: Appl. Phys. Lett. **93** (2008) 152506.
- 16) T. Ozaki, Y. Yoshida, Y. Ichino, Y. Takai, A. Ichinose, K. Matsumoto, S. Horii, M. Mukaida and Y. Takano: J. Appl. Phys. **108** (2010) 093905.
- 17) T. Horide, S. Nagao, R. Izutsu, M. Ishimaru, R. Kita and K. Matsumoto: Supercond. Sci. Technol. **31** (2018) 065012.
- 18) S. Miura, Y. Yoshida, Y. Tsuchiya, Y. Ichino, S. Awaji, A. Ichinose, K. Matsumoto, A. Ibi, T. Izumi and M. Iwakuma: Appl. Phys. Express **10** (2017) 103101.
- 19) S. Miura, Y. Yoshida, Y. Ichino, A. Tsuruta, K. Matsumoto, A. Ichinose and S. Awaji: Supercond. Sci. Technol. **28** (2015) 114006.
- 20) S. Awaji, Y. Yoshida, T. Suzuki, K. Watanabe, K. Hikawa, Y. Ichino and T. Izumi: Appl. Phys. Express **8** (2015) 023101.
- 21) T. Horide, T. Kawamura, K. Matsumoto, A. Ichinose, M. Yoshizumi, T. Izumi and Y. Shiohara: Supercond. Sci. Technol. **26** (2013) 075019.
- 22) T. Horide, N. Matsukida, M. Ishimaru, R. Kita, S. Awaji and K. Matsumoto: Appl. Phys. Lett. **110** (2017) 052601.
- 23) H. Yamasaki and K. Endo: IEEE Trans. Appl. Supercond. **25** (2015) 7500504.
- 24) G. Ercolano, M. Bianchetti, S.C. Wimbush, S.A. Harrington, H. Wang, J.H. Lee and J.L. MacManus-Driscoll: Supercond. Sci. Technol. **24** (2011) 095012.