# トピックス

# 超伝導永久磁石を用いたマグネトロンスパッタ装置

# Magnetron Sputtering as an Application of Superconducting Bulk Magnets

生田博志・水谷字一郎\* 名古屋大学理工科学総合研究センター・\*名古屋大学工学研究科

H. Ikuta and U. Mizutani\*, CIRSE, Nagoya University and \*Department of Crystalline Materials Science, Nagoya University

We constructed a planar magnetron sputtering apparatus, which employs a c-axis-aligned, single-domain Sm-Ba-Cu-O bulk superconductor 60 mm in diameter to generate a strong magnetic field. The magnetic field at the surface of the superconductor was 4.2 T, which is far larger than that of ordinary permanent magnets used in magnetron sputtering systems. The discharging characteristics of Cu, Ni, and Fe targets in the pressure range of  $10^{-1}$  to  $10^{-3}$  Pa were studied under different target voltages. Owing to the strong magnetic field generated by the superconducting bulk magnet, a stable discharge was observed even at  $1\!\times\!10^{-3}\,\text{Pa.}\,$  A sufficiently large deposition rate was observed in spite of the long target-to-substrate distance of 300 mm, including for ferromagnetic Ni and Fe targets. These results prove the high potential of superconducting bulk magnets to generate a strong magnetic field for magnetron sputtering.

**Key words**: magnetron sputtering, high-temperature superconductor, superconducting bulk magnet

## 1. はじめに

この数年、高い磁場捕捉力をもつ高温超伝導体を利用し た新しい種類の磁石、「超伝導永久磁石」の特性が大きく進 展した. すでに本誌でも紹介したとおり, 超伝導永久磁石 とは, 高温超伝導体が内部に侵入した磁束を捕捉する性 質、いわゆるピン止め効果を利用しており、すでに広く実 用化されている超伝導電磁石とは、根本的に磁場発生の原 理が異なっている<sup>1)</sup>. 具体的には, ピン止め効果を高める 種々の工夫を加えて、溶融バルク法と呼ばれる手法で育成 された材料が使われる. もちろん, いかに高温超伝導体と はいえ,超伝導状態にするためには冷却が必要であり,室 温に置いたままでは磁石として使用できない、しかし、通 常の永久磁石もキュリー点以上に温度を上げないからこそ 「永久」磁石であり、同様に、溶融バルク超伝導体も一度超 伝導転移温度以下で着磁すれば、その後は転移温度以上に 昇温しない限り使い続けることができる。その意味で、溶 融バルク超伝導体を利用した磁石も、同様に「永久」磁石 である.

この超伝導永久磁石の発生磁場は超伝導体表面ですでに

10 Tを超えており、超伝導電磁石に匹敵する. それにもか かわらず,超伝導体そのものの大きさは直径数十 mm 程 度と非常にコンパクトである. サイズが小さいということ はそれ自体が大きなメリットであるが、同時に冷却コスト も、またその手間も大きく削減できることをも意味してい る. 実際, 1 段型の小型パルス管冷凍機で到達可能な温度 でも、十分に大きな磁場を発生することが可能である. そ の意味でも、超伝導電磁石と比較して、まさしく「永久磁 石」と呼ぶにふさわしい性質を備えているといえる、この ような溶融バルク超伝導体を利用した磁石の応用例とし て、これまでモーター<sup>2)</sup>、磁場発生機<sup>3)</sup>、磁気分離<sup>4)、5)</sup>などの 研究が行われているが、我々はさらにこれらの超伝導永久 磁石に適した応用として、マグネトロンスパッタ装置に用 いることを提案し,研究を進めてきた<sup>6),7)</sup>.本稿では,この 研究の内容や、これまでに得られた成果を中心に紹介した いと思う.

#### 2. 超伝導材料と着磁法

#### 2.1 超伝導材料

溶融バルク超伝導体が磁場を捕捉する原理については、 すでに本誌でも詳しく紹介したので<sup>1)</sup>、ここでは簡単に述 べるにとどめる.高温超伝導体はいわゆる第2種の超伝導 体に属するが、第2種超伝導体に磁場を印加すると、下部 臨界磁場と呼ばれる磁場以上では試料中に磁束が量子化さ れて侵入する.ただし、量子化磁束線が侵入した領域は局 所的に超伝導が破れるため、その分だけ自由エネルギーの 増大を伴う.しかし、現実の物質には必ず不純物や欠陥な どの非超伝導領域が含まれる.もし磁束線が一部でもこの ような非超伝導相を貫けば、その分だけわざわざ超伝導を 壊す必要がなく、自由エネルギーの増大を抑えることがで きる.したがって、磁束線はなるべく非超伝導相領域にと どまろうとする.これを磁束線のピン止めという.

YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>は最初に液体窒素温度を超えた超伝導体と して有名であるが、この系は包晶凝固を経て成長する.こ れを巧みに使うと、超伝導相であるYBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>を主相と し、内部に非超伝導相であるY<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub>の微細な結晶が 分散した組織をもった超伝導体を成長させることができ る<sup>1)</sup>. つまり、意図的に非超伝導相を超伝導体中に分散さ

653

せることで、大きなピン止め効果をもつ材料の育成が可能 である.

ピン止めされた磁束線の間には、ローレンツ力による斥 力が働く.この力がピン止め力を上回ると、磁束線はピン 止め中心をはずれて動く. その結果, 超伝導体中に捕捉さ れた磁束密度には、ローレンツ力とピン止め力のつりあい で決まる分布が生じるが、その勾配はその超伝導体の臨界 電流密度 (J<sub>c</sub>) に比例する. そのため, 十分に高い磁場を印 加した後に外部磁場を取り去ると、超伝導体中の磁束密度 分布は試料端では外場に一致してゼロであるが、試料中心 に向かって J. に比例して上昇する. すなわち, 試料中心で 磁束密度が最も高く、その大きさは Jc と試料の半径に比例 する. したがって, より大きな磁場を捕捉してより強力な 超伝導永久磁石にするには、J<sub>c</sub>と試料径を大きくすれば良 い.ただし、大型の試料であっても、試料中に超伝導の結 合が弱い粒界やクラックなどがあると、磁束はそこから容 易に抜けて捕捉磁場が低下する. そのため、単一粒界であ ることが重要である. さらに, 高温超伝導体は一般に大き な異方性を有するため、結晶方位の制御も必要である.

我々はこれらの要請を満たす材料として YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>の Y サイトを Sm<sup>8), 9)</sup> や Nd<sup>10)</sup> で置換した材料の育成に取り 組み,これらの材料で初めて直径 30 mm 以上の単一結晶 粒試料の育成に成功した.その結果,例えば Sm 系で液体 窒素温度において 1.7 T<sup>8)</sup>, 25 K で 9T<sup>9)</sup> という高い捕捉磁 場を観測した<sup>1)</sup>.その後,液体窒素温度では Gd 系<sup>11)</sup>が,ま た低温では微量に Zn を添加した Y 系<sup>12)</sup>が,さらには希土 類サイトが Nd, Eu, Gd の 3 元素からなる系<sup>13)</sup>などでも 高い捕捉磁場が報告されており,現在の捕捉磁場の記録は 10 T を超えている<sup>12)</sup>.

今回のマグネトロンスパッタ装置には、これまでよりも さらに大型のSm系溶融バルク体の単一結晶粒試料を育 成して搭載した.超伝導体を大型化することで、捕捉磁場 が上がるとともに、捕捉磁束の総量が増すためである.ま た、より大きなターゲットをスパッタすることが可能にな り、スパッタ効率が上がると期待できるからである. Fig.1に、直径60mmのSm系溶融バルク体の、液体窒 素温度における捕捉磁束密度分布を示す<sup>14)</sup>.この図は試料 の上でホール素子を走査させて測定したものであり、試料

素温度における捕捉磁束密度分布を示す<sup>14)</sup>. この図は試料 の上でホール素子を走査させて測定したものであり, 試料 表面から約 1.1 mm 上の磁束密度分布である. 試料中心部 分に単一のピークをもつ分布が観測されているが, このこ とは試料中に弱結合粒界やクラックなどがないことを示し ている. また, 以前報告した直径 36 mm の試料よりも, 捕 捉磁場が確かに増大している<sup>1), 8)</sup>. ただし, 残念ながら直径 に比例するほどには増大していない. これは, 試料を厚く することが難しいために形状効果<sup>15)</sup>が影響しているととも に, 大型試料ではそれだけ均一な結晶成長が困難なためだ と考えている. しかし, 捕捉されている磁束の総量は確実 に増加しており, **3**節で述べる実験結果も, 直径 36 mm



**Fig. 1** Distribution of the trapped magnetic flux density at liquid nitrogen temperature of a Sm-Ba-Cu-O bulk superconductor 60 mm in diameter.<sup>14)</sup>



**Fig. 2** Schematic drawing of the magnetic field distribution above the target for (a) balanced and (b) unbalanced cases.



**Fig. 3** Schematic drawing of the magnetization method employed in the present study.

の超伝導体を使用したときに比べて,格段に改善されている.

#### 2.2 円錐台状着磁

Fig. 1 からもわかるように,超伝導永久磁石の発生する 磁場は中心部分で最も強い.しかし,マグネトロンスパッ タでは,プラズマを閉じ込めるために水平方向に向いた磁 場が必要である.そのために,磁石周りに軟磁性体を配置 し,Fig. 2(a)に模式的に示したように,水平磁場を形成す る.しかし,磁石の発生する磁場が磁石中心部分で極端に 大きいと十分に磁力線を曲げることが難しく,Fig. 2(b)に 示すようなバランスのとれない磁気回路となり,せっかく の強磁場を有効に利用できない.そこで,我々はあえて超 伝導永久磁石の中心部分の捕捉磁場を抑える着磁を行っ た.その様子をFig. 3 に示す.

まず、 試料が本来有する性能よりも低い、 4.5 T の磁場



**Fig. 4** (a) Distribution of the magnetic flux density measured 1 mm above the cylinder of the refrigerator in which the superconducting bulk magnet of the magnetron sputtering system is mounted. (b) Cross-section of the field distribution along the diameter of the cylinder.<sup>7)</sup>

中で 52 K まで冷却した. 当然,超伝導体が捕捉する磁束 密度は、印加磁場以上にはならない.したがって、本来は Fig. 3(a)の点線で示した磁場を捕捉できるにもかかわら ず、外部磁場を取り去った後には Fig. 3(b)に示すように、 中心部分でほぼ一定の値をもつ台形状(試料の形状が円筒 であるので実際には円錐台状)の磁束密度分布が,超伝導 体中に残る.こうすることで、中心部分が極端に強い磁束 分布ではなく、むしろ通常の永久磁石に近い磁場分布を 作った.さらに、外部磁場の消去直後には、超伝導体の端 付近の磁束分布勾配と  $J_c$ が、ぎりぎりでつりあった状態に あるため、超伝導体中の磁束がゆっくりと抜けていく、い わゆる磁束クリープを起こす.そこで、温度を下げると $J_c$ が上がることを利用して、52 K で外部磁場をゼロに戻し た後に温度をさらに 40 K まで下げて磁束クリープを抑え た.

このように着磁した結果,超伝導体表面に貼り付けた ホール素子で4.2 T の磁場が発生していることが確認でき た.また,磁束クリープも,1週間で0.1%以下と,ほとん ど無視できるほど小さい.さらに,超伝導体が搭載された 冷凍機の外でホール素子を走査させて,磁場分布を調べ た.ホール素子の走査のための空隙と,冷凍機内の断熱空 間のために,Fig.4 は超伝導体上約4mmの位置での磁束 密度分布を示している<sup>7)</sup>.距離が離れているため,磁束密 度は超伝導体表面より低いが,Fig.4(b)の断面図に示した



**Fig. 5** Schematic drawing of a magnetron sputtering system.

ように、 中心付近で約 25 mm の範囲にわたってほぼ一定 の磁束密度をもち、 そこでは 2.5 T 以上の磁場があること がわかる.

#### 3. スパッタ装置

## 3.1 マグネトロンスパッタの強磁場化

マグネトロンスパッタの原理は、本誌の読者はよくご存 知だと思うが、簡単に触れておく.ある程度の真空中で電 極間に電界をかけると、グロー放電によって陰極から電子 が放出される.この電子が陽極に向かう途中で、雰囲気ガ ス(Arが使われることが多い)をイオン化する.この正イ オンは電界のために陰極、すなわちターゲットに向かい、 これに衝突してターゲットの原子をたたき出す.たたき出 されたターゲット原子を基板上に堆積することで、薄膜を 作製する手法がスパッタ法である.正イオンが衝突して ターゲット原子がたたき出される際に二次電子も同時に放 出され、これが再び雰囲気ガスをイオン化して、放電が持 続していく.

スパッタ効率を上げる目的で陰極内部に磁界を組み込ん だのが、マグネトロンスパッタ法である.これは、ター ゲットから放出された電子が電場と磁場から力を受けて運 動することを利用して、狭い領域に閉じ込めてガス分子と の衝突回数を増やすことで、多量のイオンを作ってター ゲットをスパッタするものである.Fig.5にその原理の模 式図を示す.ターゲット下の磁石と軟磁性体で形成された 磁気回路によって、ターゲット面に平行な磁場が形成され る.電子は電場と磁場に直交する方向、すなわち紙面に垂 直な方向に力を受けて円周状に運動して、雰囲気ガスの原 子をイオン化する.その結果、磁場がターゲット面に平行 になる位置を中心にプラズマが形成され、イオン化した気 体原子がターゲットをスパッタする.

ここで、磁場を強力にすることで期待できる効果を考え てみる.まず、強磁場を用いると、それだけターゲット上 に電子を高密度に閉じ込めることができる.したがって、 雰囲気ガス濃度が同じであれば、プラズマ密度が向上して スパッタ率が上がる、すなわち成膜速度が増し、生産性の



**Fig. 6** Schematic drawing of the region around the magnet and target of a magnetron sputtering system that uses a bulk superconducting magnet as the source of the magnetic field.<sup>7)</sup>

向上が期待される.逆に、電子が高密度に閉じ込められて いるため、雰囲気ガス圧を下げても十分な量の気体原子の 電離が可能であり、したがって、より高真空であってもス パッタが可能になる.より高真空でのスパッタにより,不 純物の混入を防ぐことができ、高品位な膜の作製が可能に なる. また, 高真空ではスパッタされたターゲット原子の 飛行距離が長くなるため、基板とターゲットの間隔を広げ ることが可能であり、ターゲット上に形成されるプラズマ が成膜中の薄膜にダメージを与えるのを防げることでも, 膜質の向上を図ることができる. さらに、通常のマグネト ロンスパッタ装置では磁性体の成膜を実用的な速度で行う のは容易でない. これは、磁性体であるターゲット自身が 磁化されるため、磁場がターゲット上に到達しないためで ある.しかし、磁場がターゲットの飽和磁化よりも大きけ れば、ターゲット上にも十分な磁界が得られ、スパッタ法 による磁性薄膜の成膜も可能になると期待できる.

#### 3.2 高温超伝導永久磁石を搭載したスパッタ装置

前節で述べたように、マグネトロンスパッタの磁場を強 力にすることで多くのメリットが期待される.そこで、具 体的に超伝導永久磁石を搭載したスパッタ装置を作製し、 その評価実験を行った. Fig.6に、実験に用いた装置の、 磁石およびターゲット周りの概略を示す<sup>7)</sup>.超伝導体は Gifford-McMahon型冷凍機により冷却し、着磁後にス パッタ装置に取り付ける.そのために磁石部は着脱可能と なっており、着磁操作などが容易に行える.その代わり、 超伝導体が真空装置の外に置かれ、ターゲット表面までの 距離がそれだけ長くなる.距離が長いとそれだけ磁場も弱 くなるため、この部分をなるべく短くする工夫が必要であ る.今回の装置では、冷凍機の断熱壁と真空を支えている backing plate の厚み、さらには3 mm のターゲットを使 用したとしてその厚みを考慮すると、超伝導体からター ゲット上面までの距離が約 11 mm となった.

Fig. 7(a) に, 2.2 節で述べた方法で着磁した超伝導体の



**Fig. 7** Contour plots of (a) the strength of the field (|B|) and (b) the radial component  $(B_{\mathscr{A}})$  of the magnetic flux density above the cylinder of the refrigerator.

中心を通り,表面に平行な方向(x)と垂直な方向(z)で切っ た面での磁束密度の大きさを等高線表示で示す.ここで, z は冷凍機上面からの距離であり, z=8の位置がターゲッ ト上面に相当する.したがって,ターゲット上面での磁束 密度の大きさは最大で約1.8 T であることがわかる.すな わち,超伝導体表面で測定したときより弱いものの,従来 のマグネトロンスパッタに用いられる磁場よりは,相当に 大きいことがわかる.しかし,残念ながらこの磁場をその まま利用できるわけではない.磁力線がターゲットに平行 でないと,電子はそれに沿ってサイクロイド運動をして ターゲット領域の外に飛び出してしまい,イオン化効率が 上がらないためである.

そこで、ターゲットに平行な方向の磁束密度成分 ( $B_{e}$ ) を示したのが Fig. 7(b) である. 超伝導体中心部分の真上 で $B_{e}$  がほぼゼロとなるが、これはここでは磁力線がほぼ 垂直に立っているためである. すなわち、Fig. 7(a) の 1.8 T という磁場は、磁極にほぼ垂直に立っているのである. 磁 力線がターゲットに平行になるのは、磁束密度の z 成分 ( $B_{z}$ )がゼロになるところであり、これが Fig. 7(b) 中に点線 で示した位置である. プラズマが生成される位置はこの  $B_{z}$ =0 の曲線がターゲット表面 (z = 8 mm) と交わる辺りで あり、そこでの磁束密度は 0.63 T である.

次に、ターゲットに3mmのCuを用いた時の放電電流のArガス圧依存性をFig.8(a)に示す<sup>7)</sup>.また、基板近くに設置した水晶振動子で測定した蒸着レートを、Fig.8(b)に示す<sup>7)</sup>.いずれの実験も、陽極と陰極間の電圧をさまざまに変化させて測定した.ここで特筆すべきは、通常のマグネトロンスパッタではターゲットと基板の間隔がせいぜ

日本応用磁気学会誌 Vol. 27, No. 5, 2003



**Fig. 8** (a) Discharge current and (b) deposition rate for a 3-mm-thick Cu target plotted as a function of the Ar gas pressure.<sup>7)</sup>

い数十 mm 程度であるのに対し, Fig. 8 の実験ではター ゲットと基板の間隔を 300 mm にとっていることである. Fig. 8 に示すとおり,  $10^{-3}$  Pa という, 通常の装置よりも 2 桁も高真空下でも放電が生じ, 測定可能な成膜速度が得 られている. また, 図には  $3.3 \times 10^{-3}$  Pa よりも高真空の データがないが, これが制御可能な真空度の装置上の限界 であったためである. しかし, 真空排気を行いながら観察 を続けた結果,  $1.0 \times 10^{-3}$  Pa までは放電が持続した. 特殊 な場合を除いて, これまでのマグネトロンスパッタは 0.1 ~1 Pa の真空度で行われるのが通常であるので, 真空度 が 2 桁以上良くても, 安定してスパッタリングされている ことがわかる.

次に、磁性体である Fe と Ni をターゲットとした場合 の、成膜速度の測定結果を Fig. 9 に示す<sup>7)</sup>. やはり Cu のと きと同様に、ターゲット基板距離を 300 mm としている. また、Fe については、ターゲットの厚みを変えて測定して いる. 当然、ターゲットが厚くなればターゲット自身の磁 化のために、ターゲット上の磁界が小さくなる. 実際、今 回の 60 mm 磁極での実験に先立って行った 36 mm の磁 極を用いた実験では、磁場が弱いために 3 mm の Fe ター ゲットでは測定可能な成膜速度は得られなかった. これに 対し、磁極を 60 mm に変えて磁場を強くすることで、 Fig. 9 に示すように安定した成膜が可能になり 3 mm 厚 の Fe ターゲットでも、1 mm 厚ターゲットの 40%の成膜 速度が得られた. なお、Ni の成膜速度は Fe を上回ってお り、この違いは両者の磁化の違いで説明できる.



**Fig. 9** Deposition rate measured for several Fe and Ni targets as a function of the Ar gas pressure.<sup>7)</sup>

以上の結果は、今回製作したマグネトロンスパッタ装置 で、通常よりも2桁以上も高真空で、かつ約10倍のター ゲット基板距離でも安定して成膜が可能であることを示し ている.また、磁性体のスパッタが可能であることも確認 し、超伝導永久磁石の利用が有効であったことが示され た.

#### 3.3 今後の発展

当然のことながら、今後より強力な磁場を実現すれば、 さらに装置の性能が向上すると期待される.実際、それを 示唆するデータもある.Fig.6に示したように、今回製作 した装置では、ターゲット下に backing plate を入れて、 ここで真空を保っているが、この backing plate の材質は 銅である.そこで、ターゲットをはずして backing plate を直接スパッタリングしてみた.すなわち、Fig.8の実験 に比べ、ターゲットの厚みである3mmの分だけ、磁極と ターゲットの距離が近づくことになる.Fig.7(b)の磁場分 布から、0.63Tであったターゲット上の平行磁場が、backing plate のスパッタ時は 0.82Tであることがわかる. この状態で 6.65×10<sup>-2</sup> Pa (5.0×10<sup>-4</sup> Torr)の Ar 圧の下 でスパッタを行ったところ、成膜速度が 60%向上した<sup>7)</sup>.

このように、より強力な磁場の利用が有効であるが、そ のための方策としては、まずは磁気回路の最適化が挙げら れる.本稿で述べたように、今回の実験ではターゲット表 面の中心部分では 1.8 T の磁界がある.しかし,これだけ の強磁場を曲げることは容易でなく、スパッタに利用でき る平行磁場の大きさは、現在の配置では 0.63 T にすぎな い.したがって、磁気回路を最適化して、平行磁場を上げ ることが重要である.また,最初にも述べたが,超伝導永 久磁石の発生する磁場は、超伝導体表面では 10 T にも達 している. ただし, それだけ強力な磁場を捕捉させると, 今度は試料が捕捉磁場による磁気圧力によって割れてしま う可能性がある<sup>1)</sup>. 今回の実験では、中心に強い磁場が あっても磁気回路が飽和して有効に活用できないために Fig. 3 に示す着磁方法を用いたが、現実的な問題として、 磁気圧力によって試料が割れないように十分に安全係数を とる、ということも考慮している. 逆に言えば、材料の破 壊を防ぐことができれば、さらに強力な着磁を行うことが 可能になる.現在、溶融バルク超伝導体の強度を上げる目 的で、エポキシ樹脂での含侵<sup>16)</sup>や、金属リングで補強する などの研究が行われており、今後の進展が期待される.

### 4. おわりに

超伝導永久磁石を用いたマグネトロンスパッタ装置の研 究・開発はまだ緒についたばかりである.上述のように, 利用できる磁界をさらに強力にする余地は残っているし、 装置の実装技術にも工夫の余地がある.したがって,既存 の成熟したスパッタ装置と単純に比較することはできない が、今回の実験結果から本装置の特徴を考えてみたい. ま ず成膜速度であるが、生産機として使用されているスパッ タ装置には、大型ターゲットを用いることなどで相当に大 きな成膜速度を実現するものもある.したがって、少なく とも現状ではそのような生産機には太刀打ちできないた め、本装置に単純な意味での高い成膜速度を求めるのは得 策でない、一方、スパッタ法は組成制御が容易であり、ま た作製した膜の付着強度が高いなどの利点があるために広 く用いられている手法であるが、これまでは高真空成膜が 難しいという問題があった.しかし、本装置では従来機よ りもかなり高真空でも安定した成膜が可能であることが実 証された.具体的な膜質の評価はこれからの課題である が、高真空下で、かつターゲット基板距離が長い条件で成 膜を行っているので, 膜質が高いことが期待できる.

また、本装置ではターゲットと基板の間隔を広くとるこ とができるため、スパッタされた原子は基板に達したとき に、垂直に近い状態で進んでくる.近年、集積回路の微細 化のために、開孔部に比べて深さのある微細孔の内部に薄 膜を形成する技術が求められているが、我々の装置ではス パッタ原子が高い直進性をもつため、このようなアスペク ト比の高い微細孔中にも成膜が可能ではないかと考え、そ の検証実験を準備しているところである.さらに本装置の 大きな特徴は、これまでマグネトロンスパッタでは困難で あった磁性体でも、成膜が可能なことである。もちろん、 多元化によって多層膜にも対応可能であり、したがって、 本装置の技術を発展させることで、磁性膜の生産性が飛躍 的に向上することを期待している.

謝辞本研究は、名古屋大学、財団法人名古屋産業科学研究所、株式会社ダイアックス、株式会社イムラ材料開発研究所、アネルバ株式会社の共同研究によって行われたものであり、松田隆、伊藤佳孝、柳陽介、吉川雅章、岡徹雄、今井淳夫、柏本史郎、間広文、櫻井和雄の各氏との共同研究の成果である。また、本研究は文部科学省の独創的革新技術開発研究提案公募制度に採択され、現在実施中の課題である。

# 参考文献

- 生田博志, 岡 徹雄, 水谷宇一郎: 日本応用磁気学会誌, 23, 885 (1999).
- Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, T. Oka, S. Harada, T. Sakakibara, Y. Yamada, and U. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34, 5574 (1995).
- 3) T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, H. Ikuta, and U. Mizutani: *Physica C*, **335**, 101 (2000).
- J. H. P. Watson and I. Younas: *Mater. Sci. Eng. B*, 53, 220 (1998).
- 5) T. Oka, K. Yokoyama, H. Okada, K. Katagiri, K. Noto, Y. Itoh, H. Ikuta, and U. Mizutani: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (印刷中).
- 6) U. Mizutani, T. Matsuda, Y. Yanagi, Y. Itoh, H. Ikuta, and T. Oka: J. Am. Ceramic Soci. (印刷中).
- 7) T. Matsuda, S. Kashimoto, A. Imai, Y. Yanagi, Y. Itoh, H. Ikuta, U. Mizutani, and K. Sakurai: *Physica C* (印刷中).
- H. Ikuta, A. Mase, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, Y. Itoh, T. Oka, and U. Mizutani: *Supercond. Sci. Technol.*, 11, 1345 (1998).
- 9) H. Ikuta, A. Mase, T. Hosokawa, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, Y. Itoh, T. Oka, and U. Mizutani: "Advances in Superconductivity XI," ed. by N. Koshizuka and S. Tajima (Springer-Verlag, Tokyo, 1999), pp. 657–660.
- H. Ikuta, T. Hosokawa, M. Yoshikawa, and U. Mizutani: Supercond. Sci. Technol., 13, 1559 (2000).
- S. Nariki, N. Sakai, and M. Murakami: Supercond. Sci. Technol., 15, 648 (2002).
- 12) S. Gruss, G. Fuchs, G. Krabbes, P. Verges, G. Stöver, K.-H. Müller, J. Fink, and L. Schultz, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 3131 (2001).
- 13) T. Yamada, H. Ikuta, M.Yoshikawa, Y. Yanagi, Y. Itoh, and U. Mizutani: *Physica C* (印刷中).
- 14) 吉川雅章 他: 2003 年度春季低温工学・超電導学会講演 概要集(印刷中).
- H. Fukai, M. Tomita, M. Murakami, and T. Nagatomo: *Physica C*, **357–360**, 774 (2001).
- M. Tomita and M. Murakami: Supercond. Sci. Technol., 13, 722 (2000).

#### (2003年1月28日受理)



生田博志 いくた ひろし 平2 東京大学大学院工学系研究科物理工 学専攻博士課程中退,東京大学工学部助手 などを経て,平9 名古屋大学理工科学総 合研究センター助教授,現在に至る. 専門 超伝導工学,固体物性 博士(工学)



 水谷宇一郎 みずたに ういちろう
昭46 名古屋大学大学院工学研究科博士
課程修了. Carnegie-Mellon 大学ポスドク などを経て, 平1 名古屋大学工学部教授, 現在に至る.
専門 金属電子論,機能性材料,高温超伝 導体 (工学博士)