MPMG 法で作製した YBaCuO による磁気浮上

村上 雅人, 小山 央二, 藤本 浩之, 後藤 聡志
山口 浩司, 腰塚 直己, 田中 昭二

超電導工学研究所 東京都江東区東雲 1-10-13

(1991 年 4 月 4 日 受理)

Magnetic Levitation Using YBaCuO Superconductors Fabricated by the MPMG Process

Masato MURAKAMI, Terutsugu OYAMA, Hiroyuki FUJIMOTO,
Satoshi GOTOH, Koji YAMAGUCHI, Naoki KOSHIZUKA and Shoji TANAKA

Superconductivity Research Laboratory, 1-10-13 Shinonome, Koto-ku, Tokyo 135

(Received April 4, 1991)

Synopsis:

Pinned type II superconductors can repel magnetic fields due to flux pinning. The recently developed Melt-Powder-Melt-Growth process enabled us to introduce fine non-superconducting particles into $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ matrix and to achieve large flux pinning force. It was found that an addition of silver was effective to reduce the amount of cracking and to increase the repulsive force of the superconductors against magnets. A heavy object could be levitated above the MPMG grown YBaCuO-Ag cooled with liquid nitrogen. We have also succeeded in levitating a person.

1. 緒 言

従来の超電導材料と比較して、酸化物超電導体は次の利点を有すると考えられている。(1) 4.2 K において従来材料では達成できなかった高磁場が発生できるコイルの作製が可能である。(2) 高臨界温度を利用した高温での超電導応用が可能である。前者に関しては、Bi 系線材において 4.2 K, 30 T で $2 \times 10^9 \text{ A/cm}^2$ が達成され¹⁾, 1 T を発生するコイルもすでに試作されており²⁾, 大きな期待が掛けられている。一方、高温応用に関してはピン止めされた磁束の熱活性によって高い臨界電流密度 (J_c) が得られないため、応用が本質的に困難となる可能性が指摘されてきている³⁾。しかし、磁束の運動はピン止め効果と密接な関係にあり、組織敏感な特性である。従来材料でもピン止めの小さい試料では 4.2 K でも磁束クリープが大きく⁴⁾, J_c も低い⁵⁾。高温では熱エネルギーが高いという問題はあるものの、低 J_c および巨大磁束のクリープの問題は組織制御によってある程度ピン止め力を大きくできれば改善できると考えられる。最近、YBaCuO 系材料において溶融状態から凝固させる方法により弱結

合の除去^{6,7)}とともに磁束ピン止め点の導入⁸⁾が可能となり、77 K においても非常に高い臨界電流密度が得られるようになってきている。また、このような J_c の高い YBaCuO を利用して磁石に対して大きな反発力を得ることが可能となり⁹⁾, ベアリング, フライホイール, 搬送装置への応用が期待されている^{10,11)}。しかし、実際の応用にあたってはその特性について検討すべき課題が山積している¹²⁾。本稿では、大きな磁気浮上力を示す MPMG 法で作製した YBaCuO の磁気浮上特性について報告する。

2. 磁気浮上の原理

超伝導体が磁場に反発する特性は、一般にマイスナー効果として知られている¹³⁾。しかし、マイスナー効果の限界である下部臨界磁場 (H_{c1}) は酸化物超電導体の場合非常に低く、大きな反発力を得ることはできない。これに対し、 J_c の高い第二種超伝導体では磁束のピン止め効果により H_{c1} 以上でも外部磁場の侵入を抑えることができ、これにより大きな反発力が得られる。一般に、磁性体に働く力 F は

$$F = \int \mathbf{m} \cdot \nabla H \, dv \quad (1)$$

Fig. 1 Schematic illustration of magnetization (M) for pinned type II superconductors. Note that M is increased by increasing J_c .

と表される。ここで、 m は磁気モーメント、 H は磁場、 v は体積である。また、単位体積あたりの磁化を M とすると、 $m = \mu_0 M v$ となる。ただし m の単位は $\text{Wb} \cdot \text{m}$ 、 M の単位は A/m 、また μ_0 は真空の透磁率である。定義により、 M は

$$\mu_0 M = B - \mu_0 H \quad (2)$$

と表される。ここで、 B は磁束密度 (T) である。よって第 II 種超伝導体の M は Fig. 1 に模式的に示したようになり、磁気勾配 $\text{rot } B$ (一次元では dB/dx) が $\mu_0 J_c$ に対応するので、 J_c が高いほど M が高くなる。つまり、磁気反発力の向上には J_c の増加が必要となる。

一方、磁気反発力は磁石を超伝導体に近づけた時に、試料内に J_c に相当する電流が流れて外部磁場を遮蔽するために生じるという解釈もできる。その場合に力 F は次の式で表される。

$$F = \int J_c \times B \, dv \quad (3)$$

静的な磁場下においては (1) 式および (3) 式どちらでも同じ結果が得られる。実際に、Moon ら¹⁴⁾ および Brandt¹⁵⁾ は磁化による解析を、杉浦ら¹⁶⁾ は電流による解析を行い、同様の結果を得ている。酸化物超電

導体では本質的に試料全体を均一とみなせない場合があるため、本論文ではそのような試料の解析に有効である磁化による考えで整理する。

3. 実験方法

実験には、MPMG 法で作製した YBaCuO を用いた。また、比較材として焼結法で作製した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (925 °C, 24 h 酸素中焼成) を用いた。さらに Ag 添加の浮上力への影響も調べた。MPMG 法は詳しくは文献 17 に記述されている。今回の実験では、Y:Ba:Cu の比が 1:2:3 および 1.8:2.4:3.4 となるような配合比の原料 Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO を 900 °C で 8 h 仮焼後、1,400 °C で 20 min 熔融後、室温まで冷却し粉碎、混合してから直径 3.5 cm、高さ 1.5 cm に成型し、1,100 °C で 20 min 加熱後、1,000 °C まで 1 h で冷却後、850 °C まで 1 °C/h で徐冷してから炉冷した。その後、1 気圧の酸素気流中 600 °C で 1 h 加熱後炉冷する処理を施した。Ag 添加材は熔融粉碎した後、 Ag_2O を重量で 10 % 添加しよく混合したのち成型し、同様の熱処理を施した。 Ag_2O で添加しても最終組織では Ag 粒子として分散する。

光学顕微鏡および透過型顕微鏡による組織観察を行い、試料振動型磁束計による臨界電流密度測定、試料を液体窒素で冷却し、Fe-Nd-B 磁石 (表面磁界 0.4 T、直径 25 mm、高さ 20 mm) を近づけながら、距離と浮上力の変化を測定した。

4. 実験結果

4.1 組織観察結果

Fig. 2 に Y:Ba:Cu の比が 1:2:3 (Y1.0), 1.8:2.4:3.4 (Y1.8) の光顕組織を示す。この写真は c 軸に平行な方向から観察している。Y 1.0 の試料では $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ の特徴である双晶構造が認められる。一方、Y 1.8 の試料では、双晶は観察されず、黒い粒子として平均粒径 1 μm 程度の微細な Y_2BaCuO_5 (211) 相が分散している。ただし、211 相を含む試料を透過電顕で観察すると Fig. 3 に示したように、マトリックスには双晶が観察される。これは、211 相の存在により双晶が広い領域で方位がそろわないため、光顕では観察しにくくなったと考えられる。

また、Ag 添加によるマトリックスの 211 相の分布、形態にほとんど変化はあらわれないが、Fig. 4 に示すように Ag は粒内に分散するため、 c 軸に沿って形成されるクラックを抑制する効果がある。

Fig. 2 Optical micrographs of (a) Y 1.0 and (b) Y 1.8 viewed from a direction parallel to the c axis. Twin structures are clearly observed in Y 1.0. Fine dark particles observed in Y 1.8 are Y_2BaCuO_5 .

Fig. 3 Transmission electron micrograph of the sample containing 211.

4.2 臨界電流密度測定結果

Fig. 5 に Y 1.0, Y 1.8 および Y 1.8 Ag (銀添加材) の J_c の測定結果を示す。この値は試料振動型磁束計の磁化のヒステリシス (ΔM) から $J_c = 2\Delta M/d$ の関係を用いて得られたものである。ここで、 d は試料の厚さである。また、参考として、 d を粒径として求めた焼結体の J_c も示している。粒内の局所的な J_c

は Y 1.0 のものとはほぼ同程度であることがわかる。

211 相をほとんど含まない Y 1.0 に比して、211 相を含む Y 1.8 および Y 1.8 Ag の方が高い J_c を有する。これは、他の論文¹⁹⁾でもすでに指摘したとおり、211 相の分散がピン止め力を向上させることを示している。また、Y 1.8 と Y 1.8 Ag の比較から Ag 添加による J_c の向上はほとんど認められないことがわか

Fig. 4 Optical micrographs of (a) Y 1.0, (b) Y 1.8 and (c) Y 1.8 Ag viewed from a direction perpendicular to the c axis. The direction of the c axis is indicated by an arrow. Note that the amount of cracking can be reduced by dispersion of 211 phase and Ag particles.

Fig. 5 J_c (77 K) versus B for Y 1.0, Y 1.8 and Y 1.8 Ag. For reference, intragrain J_c values of a sintered sample are also presented.

る。これは、Fig. 4 に示したように、分散している Ag の粒子径が $5\mu\text{m}$ 以上と比較的粗大であるため、 J_c の向上にはそれほど有効に寄与しなかったと考えられる。

4.3 磁気浮上力の測定結果

Fig. 6 に、磁石を超電導体に近づけていった場合の、Y 1.0, Y 1.8, Y 1.8 Ag および焼結体の磁気反発力と距離との関係を示す。211 相の分散によって J_c

Fig. 6 Repulsive forces of superconductors against an Fe-Nd-B magnet as a function of distance.

の高い Y 1.8 が Y 1.0 よりも高い反発力を有している。また、Ag 添加により J_c の改善はほとんどなかったが、反発力は Ag 添加により大きく改善されている。一方、焼結体では粒内の J_c が Y 1.0 とほぼ同程度であるが、反発力は非常に小さい。また、Y 1.8 Ag の試料を利用すると、約 10 mm 高さで 15 N の力が得られる。これは、約 1.5 kg の重量物を 10 mm 空中に浮上させることが可能であることを示している。そこで、本実験に用いたと同様の磁石を 250 個埋め込んだアルミニウム製の円盤と、Y 1.8 Ag を 250 個用いて、Fig. 7 に示したような人間の浮上を試み、成功した。ただし、磁石を密に埋め込むと磁石同士の相互作用

Fig. 7 Levitation of a person using the repulsive force of MPMG grown Y 1.8 Ag.

用により、有効磁界が減少するため1個あたりの浮上力は低下する。本実験では160 kgの重量を約5 mm高で保持するに留まった。この値は磁石の配置を工夫することによって改善することが可能である。

5. 考 察

磁気浮上の原理で説明したように、浮上力 F は(1)式で表される。鉛直方向を z 軸とすると、浮上力は $F_z = m_z (dH_z/dz)$ となる。同じ磁石を使用した場合 dH_z/dz は一定となるから、浮上力の向上には m を大きくする必要がある。Fig. 1にみられるように、単位体積あたりの磁化 M は J_c と密接な関係にあり、超電導体をスラブとし、その厚さを d とすると

$$M = J_c \cdot d/4 \quad (4)$$

で表される。この関係から前述したように M から J_c を算出することも可能である。(4)式にみられるように、 J_c の向上によって M は増大するので、浮上力が向上することがわかる。ただし、この式は試料内に磁場が完全に侵入した場合に成立するもので、 d が大きい領域では次のような部分侵入の式となる。

$$M = H_b - H_b^2/J_c d \quad (5)$$

この場合でも J_c が高いほど M すなわち浮上力が向上することは明らかであろう。Y 1.0とY 1.8の試料の浮上力の違いは J_c の違いがその一因である。

一方、通常の磁性体と異なり、超電導体では単位体

積あたりの磁化(M)がサイズ依存性を持っていることが大きな特徴である。 M がサイズに依存するのは、Fig. 8に示したように、超電導体の M はピン止め力による磁気勾配でできたマクロ電流によって超電導体

Fig. 8 Schematic illustration showing that magnetization per unit volume depends on the size of a superconductor.

を遮蔽するため、超電導体のサイズが大きいほど遮蔽する体積が増加するためである。(4)式からわかるように、磁場が中心に到達した領域では、単位体積あたりの磁化 M は d に比例する。ただし、部分侵入の場合には単純な比例関係にはないが、(5)式から明らかなように d の増大によって M が上昇する。焼結体で作製したYBaCuOでは、ほとんどの超電導電流が粒内に局在するため、 d が粒径程度となり、その結果MPMG法と同等の粒内 J_c を持ち、体積も同じであっても、超電導体の磁気モーメント m が非常に小さくなってしまふ。この結果、Y 1.0と比較して、焼結体の浮上力は非常に小さくなる。

これに対し、MPMG法で作成した試料は結晶粒が配向しており超電導電流がかなり広い範囲にわたって流れる。ただし、今回の実験で用いたような大きな試料では、残念ながら試料全体にわたって電流は流れない。これは、試料内に配向したドメインがいくつか存在し、その界面に第二相が存在していること、また、粒内にクラックが存在し、超電導電流を妨げているためである。211相の分散はFig. 4に示したようにクラックの生成を抑える働きがあり、Y 1.8の浮上力がY 1.0よりも大きくなるもうひとつの原因である。また、Ag添加はさらにクラックの伝播を抑える効果があり、その結果 J_c に大きな差はないものの、結果的に(4)式あるいは(5)式の d を大きくするため、単位体積あたりの磁化が増大し、浮上力の向上に役立っていると考えられる。

以上のほかにも、浮上力に影響を及ぼす因子は存在する。酸化物超電導体では J_c に方位依存性がみられる。磁気的に測定した場合、 c 軸に平行に磁場を印加した時最も高い値が得られるが、現時点では試料の方位制御が完全ではなく、本実験のペレットでも磁場の方向に c 軸は平行ではない。磁気測定などからこの異方性の大きさは約3:1とされており、今後、方位制御が行われれば、さらに磁気浮上力の向上が可能である。

また、最近では意識的にピン止め点を導入する試みが行われており、いくつかの成功例も報告されている¹⁹⁾。 J_c の向上によってももちろん浮上力の向上を図ることが可能である。さらに、酸化物超電導体の特性だけではなく、浮上に用いる磁石の磁界の強さおよびその大きさにも浮上力は影響を受けるので、米国ではその標準化が提唱されている²⁰⁾。

6. ま と め

酸化物超電導体が高温で超電導を示すという最大の利点も、熱活性により高い J_c が得られないため意味がないという指摘もあったが、組織制御によりピン止め点を導入した試料では、高温、高磁場中でも高い J_c が得られるようになってきている。また、これにより磁石に対して強い反発力が得られるようになっており、応用面での期待も膨らんでいる。反発力は磁束のピン止めによる磁場の遮蔽効果によるものであるが、実際の反発力の向上には J_c 値の向上とともに、電流が広い面積にわたって流れるパスを確保する必要がある。MPMG法と銀添加を組み合わせることにより高い J_c の電流パスが拡大でき、その結果大きな磁気反発力が得られた。今後は、ピン止め力の向上および方位制御などにより、さらに高い浮上力の達成が期待できる。

参 考 文 献

- 1) 三村正直, 宇野直樹, 田中靖三, 大石勝朗: 第44回低温工学超電導学会予稿集 (1990) 125
- 2) 佐藤謙一ら: 第45回低温工学超電導学会 (1991) 発表予定
- 3) A. Khurana: Physics Today March (1989) 17
- 4) M.R. Beaseley, R. Labush and W.W. Webb: Phys. Rev. 181 (1969) 682
- 5) R.A. French, J. Lowell and K. Mendelssohn: Cryogenics 6 (1967) 83
- 6) S. Jin, T.H. Tiefel, R.C. Sherwood, M.E. Davis, R.B. van Dover, G.W. Kammlott, R. A. Fastnacht and H.D. Keith: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 2074
- 7) K. Salama, V. Selvamanickam, L. Cao and K. Sun: Appl. Phys. Lett. 54 (1989) 2352
- 8) M. Murakami, S. Gotoh, N. Koshizuka, S. Tanaka, T. Matsushita, S. Kambe and K. Kitazawa: Cryogenics 30 (1990) 390
- 9) M. Murakami, T. Oyama, H. Fujimoto, T. Taguchi, S. Gotoh, Y. Shiohara, N. Koshizuka and S. Tanaka: Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) L 1991
- 10) 金 容權, 桂井 誠, 藤田博之: 低温工学 25 (1990) 331
- 11) 高畑良一, 四谷 任: 第44回低温工学超電導学会予稿集 (1990) 46
- 12) 岡野 真: 設計・製図 25, No. 11 (1990) 26
- 13) W. Meissner and R. Ochsenfeld: Naturwiss. 21 (1933) 787
- 14) F.C. Moon, M.M. Yanoviak and R. Ware: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 1534

- 15) H. Brandt: Appl. Phys. Lett. 53 (1988) 1554
- 16) 杉浦寿彦, 橋爪秀利, 宮 健三: 機械学会電磁力関連のダイナミックスシンポジウム (1991) 発表予定
- 17) 藤本浩之, 村上雅人, 小山央二, 後藤聡志, 山口浩司, 高田 勉, 塩原 融, 腰塚直己, 田中昭二: 低温工学 25 (1990) 77
- 18) M. Murakami, S. Gotoh, H. Fujimoto, K. Yamaguchi, N. Koshizuka and S. Tanaka: Supercond. Sci. Technol. 4 (1991) S 43
- 19) J. Shinoyama, J. Kase, S. Kondoh, E. Yanagisawa, T. Matsubara, M. Suzuki and T. Morimoto: Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) L 1999
- 20) Y. Flom: 私信