

磁気浮上実験と高温超伝導体の磁気特性

メタデータ	言語: ja 出版者: 応用物理学会応用物理教育分科会 公開日: 2019-07-04 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 増田, 健二, 久世, 宏明 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10297/00026709

磁気浮上実験と高温超伝導体の磁気特性

Levitation experiment and magnetic behavior of high- T_c superconductors

*増田健二, **久世宏明

*Kenji Masuda and **Hiroaki Kuze

*静岡大学教養部

Faculty of Liberal Arts, Shizuoka University*

**千葉大学環境リモートセンシング研究センター

**Center for Environmental Remote Sensing, Chiba University

Abstract

Instructive yet simple experiments to study the magnetic properties of high- T_c superconductors are described. The principle of levitation experiment is quantitatively interpreted with the present experimental results.

Keywords: high- T_c superconductor, magnetic properties, levitation experiment

1. はじめに

超伝導への転移温度が90 K付近という高い温度にあるY-Ba-Cu-O系(YBCOと略す)の超伝導体が発見されてから、すでに8年が経過した。この物質は液体窒素(77 K)を使って冷却することで手軽に超伝導状態を実現できることから、今日的な物理学の研究の一端を示す題材として、学生実験などに好んで採り上げられてきている¹⁻⁷⁾。

静岡大学教養部で理・工・農学コースの2年次生を対象として実施している物理実験においても、1987年以来、のべ5000人におぼる学生がこのテーマに取り組み、毎年実施しているアンケートにおいても、80%に近い学生が「面白いテーマである」と述べている⁸⁾。この割合は、現在行っている21種目の内でも、最も高い。(ちなみに、第2位はビデオカメラによる落下運動の測定⁹⁾、第3位は分光器によるスペクトルの測定となっている。)実験の内容は、前半が液体窒素を用いた徐冷の際の抵抗率の変化を4端子法によって測るものである。後半は、固相法により作製した

比較的大きな試料(直径50 mm)の上に、ネオジム磁石を浮かせる「マイスナー効果」の実験である。実験の主眼は、どちらかといえば前半にあるが、学生は磁気浮上の効果にも大きな興味を示す。

本稿の主題は、この後半の実験とその解釈に関わるものである。上述のように、この磁気浮上の実験は「マイスナー効果」と称されることが多いが、実験で用いるバルクの(すなわち塊としての)超伝導体の内部には磁束の侵入が起こっており、本来のマイスナー効果ではなくなっている。この事情について、詳しくは最近の高重らの解説⁵⁾を参照して頂きたいが、要点は、YBCOを初めとする高温超伝導体は第2種の超伝導体で、下部臨界磁場 H_{c1} を越えると内部への磁束の侵入が起こり、常伝導部分と超伝導部分が共存する「混合状態」が生じる、という点にある。この混合状態にある試料での磁束の振舞いは、後述するように「磁束のピン止め」という現象として説明されることが多い。本稿では、学生実験などで通常用いられている酸化物超伝導体の固相法YBCO試料、および、ピン止め

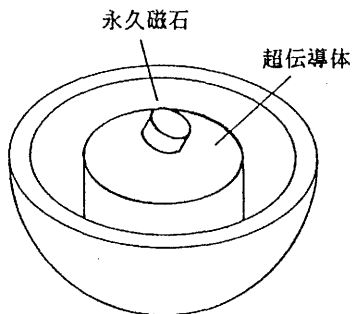
効果の大きな半溶融法試料について、学生実験でふつう使用されている程度の簡単な装置を使って、磁気特性の測定が行い得ることを示し、ついで、その結果に基づいて、高温超伝導体の混合状態における磁束の振舞いについて考えてみたい。

2. 高温超伝導体試料の作製

固相法による YBCO では、成分の酸化物粉末を必要量 (Y:Ba:Cu=1:2:3) だけ混ぜ合わせ、空气中、920°C で 10 時間酸化した後、円盤状に加圧整形 (400 kgf/cm²) し、その後、940°C で 10 時間にわたって焼結した。半溶融法による YBCO では、10% の銀を成分として追加した。上と同様に酸化した後、加圧整形した円盤を 1100°C で 30 分間熔融させ、その後、徐冷した。すなわち、1000°C で 1 時間、920°C で 10 時間保ち、温度を 500°C まで下げ 5 時間保った後、大気中で自然冷却した。この試料を液体窒素で冷却すると、強い磁束のピン止め効果¹⁰⁾が観測された。(一例として、超伝導体を液体窒素で予め冷やしておく、その下に磁石を釣り下げることができる。また、この試料の上の適当な位置に磁石を浮上させると、上方にも下方にも容易に動かなくなる)。

3. 磁気浮上した円筒磁石の振舞い

学生実験の後半では、超伝導体 (直径約 50 mm、厚さ 14 mm の円盤) の上に、円筒形ネ



第 1 図 磁気浮上実験

オジム磁石 (Nd-Fe-B、直径 14.5 mm、厚さ 6 mm、表面磁場 0.3 T) を浮上させ、次のような手順で観測を行わせる。

(1) 大きな超伝導体試料の円盤 (固相法) を容器に入れて、液体窒素を注ぐ。冷却が済んだ後、磁針を近付けて、まわりに磁場が生じていないことを確認させる。

(2) 磁石のいずれかの極 (円筒の底面) を下にして円盤の中央に静かに近付け、手を離して 1 cm 程度浮上することを確かめさせる。

(3) 磁石は、第 1 図のように、やや傾いて浮くことが多い。ここで、超伝導体円盤を容器ごと、ゆっくり回転させる。マイスナー効果から予想される振舞いとは異なり、磁石は容器の回転に追従して回る。

(4) 同様に、机の上で容器をゆっくりと平行移動しても、磁石は超伝導体の動きに追従する。

(5) 磁石の N 極を超伝導体表面に軽く押し付け、ゆっくり引き離す。超伝導体表面に磁針を近付け、磁石の磁束がそのまま残っていることを確認させる。同じことを S 極でもやってみる。

(6) 磁石を浮上させて、手で横方向にわずかに動かし、抵抗力を感じることを確かめる。

(7) 斜めに浮上した円筒形磁石に、円筒の軸を軸とする回転運動をさせる。この場合は磁石と超伝導体の間には、特に力は働かず、磁石は浮上したまま回転を続ける。

以上のような手順で、学生に結果を予想させながらデモンストレーションを行うと、高温超伝導体の示す不思議な (予想を越えた) 磁気特性に気付かせることができる。上の手順中、(3)、(4)、(6) は、磁石と超伝導体の相対運動から、また、(5) はより直接的に磁束のトラップを実証する現象となっている。最後の (7) は、(3)、(4) と比較したとき、磁力線の物理的実在性¹¹⁾について考えさせる実験になっている。これらの現象を通じ、磁石が浮上しているとき、超伝導体はマイスナー効果と類似した反磁性的な性質を示すことと同時に、混合状態における磁束のトラップによって、マイスナー効果の場合とは異なった性質

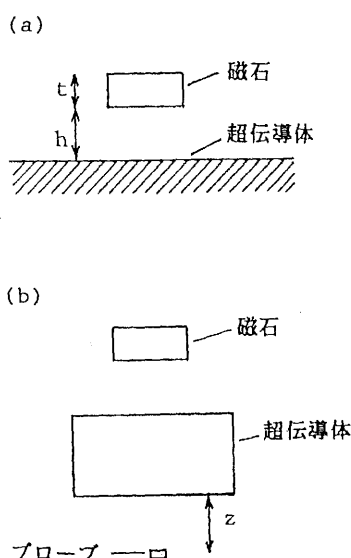
を示すことが明かとなる。

4. 磁気鏡像と磁場分布

簡単な計算と、ホール素子を利用したガウスメートルによる測定によって、上の磁石についてもう少し定量的に調べてみよう。まず、磁気鏡像の計算では、第2図(a)のように超伝導体の表面に平行に厚さ t の円筒磁石を置き、超伝導体表面と磁石の下面の距離を h とする。扱いを簡単化するため、磁石を円形環電流(面積 S 、電流の大きさ I)からなる磁気モーメント $p = SI$ として考える。磁石表面からの距離 $z = 10$ mmの位置における中心軸上の磁場の大きさが $B = 0.049$ Tであることから、 $p = 0.81$ Am²とするのが適当である。表面の上側に $p_1 = p$ があり、下側に鏡像として $p_2 = \alpha p$ が生じるものとする。これらの間に作用する力が、磁石に働く重力 mg ($m = 7.15$ g)と釣り合うことから、

$$mg = \frac{3\mu_0\alpha p^2}{32\pi\left(h + \frac{t}{2}\right)^4} \quad (1)$$

となる。 $S = 167$ mm²、 $h = 10$ mm、 $t = 6$



第2図 超伝導体表面上の磁石とプローブによる磁場の測定

mm であるとして α を求めると、 $\alpha = 0.081$ となる。すなわち、仮に磁気鏡像を考えて磁石の浮上を説明しようとするれば、完全な鏡像の約8%の大きさのものが生じているとすればよい。(なお、逆に $\alpha = 1$ と仮定すると $h = 21$ mmが得られ、磁石ははるかに高く浮上することになる。また、この磁石を2個用意して磁極間の反発で磁気浮上させたとき、向かい合う面の間隔が42 mmとなることを用いると $p = 0.79$ Am²、 $\alpha = 0.086$ が得られる。)

次に、アクリル製の支えを作り、超伝導体(直径30 mm、厚さ15 mm)の上方 $h = 10$ mmの位置に磁石を固定して、超伝導体の下側での中心軸上の磁束密度の大きさをガウスメートルによって測定した(第2図(b)参照)。このとき、液体窒素容器の底を削って平にし、ガウスメートルのプローブを超伝導体に近付けやすくした。超伝導体の底面から下方への距離を z とすると、 $z = 6$ mmから $z = 30$ mmまで測定を行った。試料として固相法試料と半熔融法試料を用い、磁石を置かない状態で液体窒素を注ぎ、十分冷えた後に磁石を所定の位置に置いた(ゼロ磁場冷却)。いくつかの z の値に対する結果を表1にまとめて示す。括弧内の数値は、試料が超伝導状態のときと常伝導状態のときの測定値の比を百分率で表したものである。

表1 超伝導体試料下方の中心軸上の磁場 $B(10^{-4}$ T)

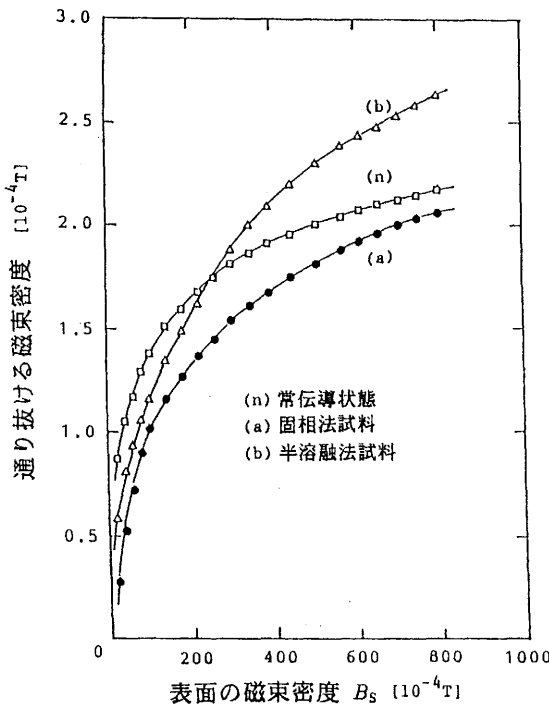
$z(\text{mm})$	常伝導	固相法 (%)	半熔融法 (%)
6	33.0	31.3 (94.8)	33.5 (102)
8	28.4	26.7 (94.0)	28.5 (100)
10	24.3	23.0 (94.6)	24.0 (98.8)
20	12.3	11.9 (96.7)	11.8 (95.9)
30	7.3	7.0 (95.9)	6.7 (91.8)

この結果から、固相法試料では中心軸付近での評価として、約95%の磁束がそのまま通り抜けていることが分かる。また、半熔融法の試料では、超伝導体のすぐ下側で常伝導状

態と比較して磁束が増加していることが知られる。

概略的な表現をすれば、これらの計算と実験から、学生実験においてネオジウム磁石が固相法による YBCO 試料上に浮上しているとき、95%程度の磁束は試料を通り抜けていると言えよう。

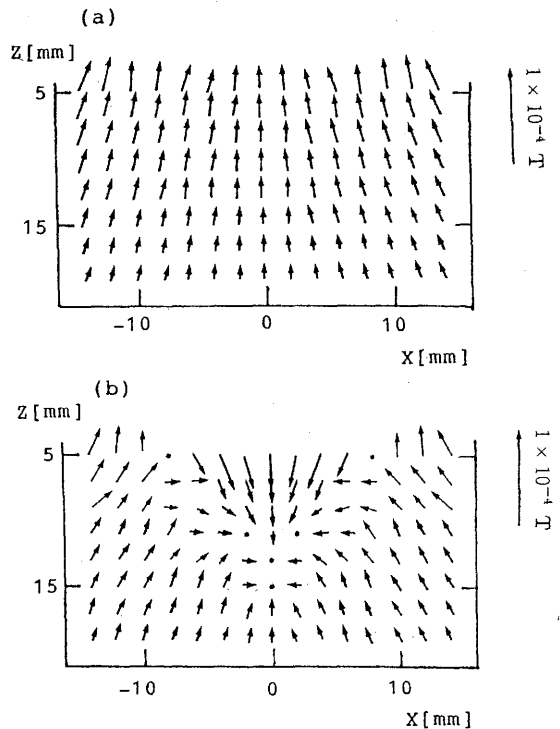
以上に述べた第1の実験の場合、磁石の直径(14.5 mm)に対して超伝導体の直径(30 mm)および厚さ(15mm)は十分に大きいとはいえず、したがって、超伝導体が有限の大きさである効果が現れる恐れがある。そこで、第2の実験として、厚さ1.5 mmの板状のネオジウム磁石を一辺の長さが4 mmの正方形にカットし、磁石と超伝導体表面の間隔 h を1.5-10 mmとして同様の実験を行った。この小磁石の表面磁場は約0.15 T、磁気モーメントは 0.0135 Am^2 である。小磁石はマイクロメーターの先端に接着し、距離 h を0.05 mmの精度で制御した。ガウスメーターのプローブを超伝導体の下方 $z = 5 \text{ mm}$ に保ち、



第3図 超伝導体を通り抜ける磁束 (中心軸上)

h を変化させて中心軸上の磁束密度を測定した実験の結果を第3図に示す。横軸は超伝導体表面における中心軸での磁束密度の大きさ B_s で、これは表面に入って来る磁束線の本数の目安となる。 $B_s = 800 \times 10^{-4} \text{ T}$ が距離 $h = 1.5 \text{ mm}$ に、また、 $B_s = 100 \times 10^{-4} \text{ T}$ が $h = 5.5 \text{ mm}$ に対応している。

この実験の場合超伝導体試料に比べて十分に小さな磁石を用いているため、裏側での磁束密度は約 $2 \times 10^{-4} \text{ T}$ と小さな値になっている。第3図から分かるように、この場合もやはり、磁石の磁場は超伝導体試料を通り抜けてくる。固相法試料を通り抜ける磁場の大きさは、常に常伝導状態よりもわずかに小さくなっている。半溶融法試料においても、表面での中心磁束密度 B_s が $250 \times 10^{-4} \text{ T}$ 程度までは同じことがいえるが、 B_s がこれよりも大きくなると、通り抜ける磁場は常伝導状態と比べて大きくなる。これは、表1に現れ



第4図 半溶融法試料裏側の磁場分布

(超伝導状態と常伝導状態との差)

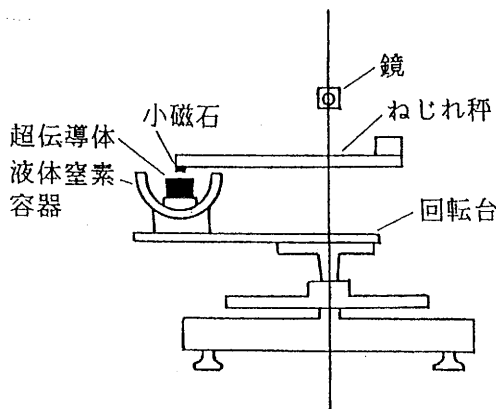
(a) $B_s = 0.010 \text{ T}$ (b) $B_s = 0.080 \text{ T}$

た傾向と同じである。すなわち、半熔融試料では、入って来る磁束が多いと中心軸への磁束の集中が起こる。この部分では、透磁率が見かけ上増加しているわけで、これはいわゆるピン止め効果で強磁性的な振舞いが観測されることに対応している。

以上の実験は中心軸のみに関するものであったが、それでは、そのまわりの磁束密度の分布についてはどうであろうか。これを調べるため、今度は第3の実験として、超伝導体表面上で小磁石の高さ h を固定して、ホール素子プローブの位置を鉛直面 (xz 面) 内で2次元的に動かして磁束密度の空間変化を調べた。半熔融法試料について、 B_S が 0.010 T と 0.080 T のときの結果を第4図に示す。図には、試料が超伝導であるときと常伝導であるときの差をベクトルで表示してある。第3図で、 B_S が 0.010 T のときは試料は見かけ上、弱い反磁性を示しているが、これに対応して、第4図 (a) ではベクトルは全て上向きである。これに対して、 B_S が 0.080 T のときには、 $z = 5-7$ mm の範囲でベクトルが下向きになっており、したがって、中心軸付近での磁束の集中が確認される。

5. 浮上する磁石に作用する横方向の力の測定

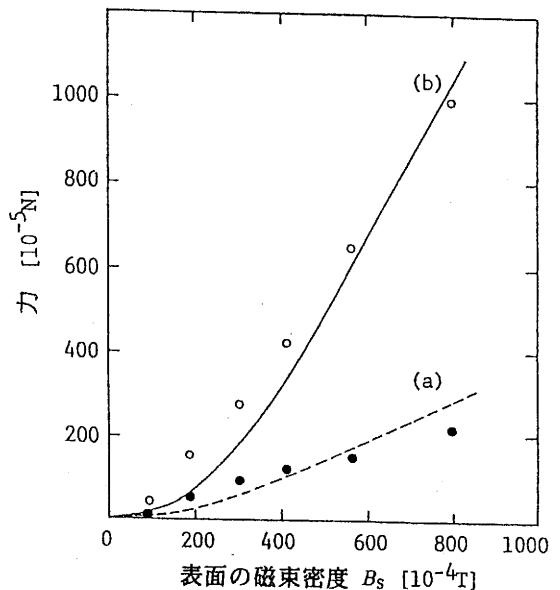
上の3節で見たように、磁束のトラップ現象は固相法試料においても非常に容易に観測



第5図 小磁石に働く横方向の力の測定装置

することができる。これを最も直接的に実感できるのは、超伝導体上で磁石を手で横方向に動かしたときに力が感じられることであろう。そこで、第4の実験として、学生実験でもよく用いられる回転ステージとねじれ秤、それに光てこを組み合わせて、この横方向の力 (lateral force) の定量的な測定を行った。

実験装置を第5図に示す。上述の小磁石 (4 mm 角の正方形、1.5 mm 厚) をねじれ秤の片方の腕に取り付け、予め冷却した超伝導体試料 (直径 30 mm、厚さ 16 mm) の上方、 $h = 1.5-5.5$ mm の範囲のある一定の位置にくるようにした。磁石の最初の位置を試料の中心にとり、回転台を用いて、超伝導体をごくわずかずつ回転させた。回転角は台の目盛りから、また、秤のねじれ角はヘリウムネオンレーザーを利用した光てこのシステムによりモニターした。これらの角度から、小磁石が試料に対して最初の位置からどの位ずれたかを容易に計算できる。なお、ねじれ秤には直径 0.8 mm の鋼鉄線を用いた。秤に作用する力は、鋼鉄線の剛性率 ($G = 8.0 \times 10^{10}$ N/m²、ねじれ振子としての周期より決定) を



第6図 小磁石に働く横方向の力
(a) 固相法 (b) 半熔融法

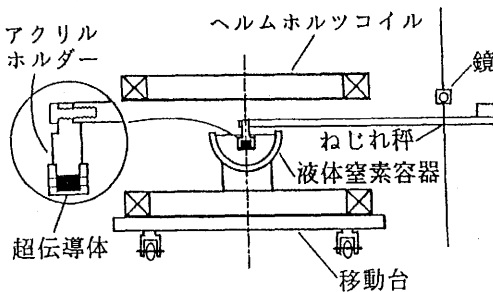
用いて求めることができる。

磁石に働く力は、最初はゼロで、位置が中心からずれると急速に立ち上がり、数 mm の移動の後、一定の飽和値をとる。この力が横方向の移動に伴う磁束のピン止めの力である。磁石の高さ h を低くすると、超伝導体表面での磁束の量が大きくなるため、飽和力も大きくなる。横軸に磁石の真下での試料表面の磁束密度 B_s をとり、縦軸に横方向の力 F をとった結果を第 6 図に示す。固相法試料 (a) に比べ、半溶融法試料 (b) では、常に大きな横方向の力が作用していることが分かる。第 6 図には、酸化物超伝導体を超伝導粒子の集合として扱い、各粒子中の超伝導電流をマクスウェル方程式に基づいて計算するモデルにより求めた理論曲線¹²⁾も示してある。

6. ヘルムホルツコイルを用いた超伝導体試料の磁化曲線の測定

上の 5 節では、超伝導体表面が十分に広いものとして、その上で移動する磁石について考えた。反対に、超伝導体の円盤の面に垂直に一樣な磁場がかかっているとき、この中で超伝導体を磁場と垂直な方向に動かしたらどのような力が作用するであろうか。

いま「一樣な磁場」と述べたが、空間全体で磁場が一樣な場合は超伝導体を動かしても力は動かない。これは、3 節において円筒形の磁石を (位置は一定に保って) 回転させても力が働かないのと事情が似ている。すなわ



第 7 図 超伝導体の磁化特性の測定装置

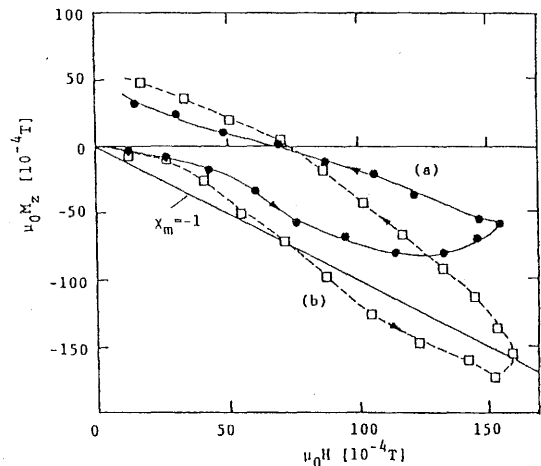
ち、今井¹⁰⁾によって議論されているように、「磁力線の運動」という概念はしばしば便利に用いられるが、実は「動く力線」という概念自体には明確な根拠はないと考えられる。

さて、第 5 の実験として、ヘルムホルツコイルによる実験の装置を第 7 図に示す。液体窒素容器は細長いものを使っており、これはコイルと同じ移動台に取り付けられている。ゼロ磁場冷却を実現するために、最初は超伝導体がコイルの端に来るようにしておき、コイル (直径 230 mm、間隔 115 mm、1000 巻) に 3 A の電流を流す。このときのコイル中心における磁場の最大値は 0.016 T となる。

いま、磁場としては z 成分のみを考えるものとし、磁場 H および磁化 M について添え字 z を省略する。移動方向を x 方向にとれば、 x 方向の力は

$$F_x = \mu_0 M \frac{\partial H}{\partial x} V \tag{2}$$

によって与えられる。ここで、試料 (直径 12mm、厚さ 8mm の円筒形) の大きさはヘルムホルツコイルの直径に比べて十分に小さいものとし、試料の領域における磁場勾配の変化を無視した。(2) 式で V は試料の体積を表す。ここで使用している試料は十分に細長いとはい



第 8 図 超伝導体の磁化特性

(a) 固相法 (b) 半溶融法

えず、反磁場の効果があるため、試料内部の磁場 H は印加磁場 H_a とは異なってくる。反磁場係数を N とすれば、

$$H = H_a - NM \quad (3)$$

が成り立つ。用いた円筒形試料のアスペクト比(直径と長さの比)からは、 N の値として 0.36 が期待される¹³⁾。(3)式から、 M を一定とすれば $\partial H/\partial x$ と $\partial H_a/\partial x$ は等しくなるので、既知の $\partial H_a/\partial x$ の値を使い、(2)式を用いて、観測された力 F_x から試料の磁化 M を算出できる。この M と H_a から、(3)式により試料内部の磁場 H を計算できる。

以上のような手続きにより得られた固相法および半溶融法試料の磁化曲線を第8図に示す。これから理解されるように、これらの試料はヒステリシス(磁気履歴)特性を示す。最初、磁場が増加するとともに磁化(すなわち試料の磁気モーメント)の絶対値も増加していく。磁場が減少しはじめると M - H 曲線は最初とは異なった道筋をたどる。磁場がゼロに戻っても磁化はゼロに戻らない。すなわち、ゼロ磁場の下でも試料にはトラップされた磁束が残っていることになる。

7. 高温超伝導体における磁束のピン止めについて

以上、バルクの YBCO が示す磁氣的挙動について、学生実験で現れる現象を基礎として、これの定量的な測定としての5つの実験を紹介してきた。実験1-3では、磁石が浮上しているときの超伝導体円盤の裏側での磁場分布を調べ、実験4では浮上した磁石を横方向に移動させるときの力を、また、実験5では磁場中を動く超伝導体に作用する力を測った。静岡大学教養部で実施している学生実験(その後半部分)では、3節にも述べたように定性的な観察が中心であるが、ここで示したように、ガウスメーターでの測定や、ねじれ秤などの装置を使うことによって、より定量的な測定が可能となる。初年級ではなかなか余裕がないが、上級の学生に対する応用物理

実験としては面白いテーマではないかと考えられる。

YBCO の磁気特性を議論する上で基本となるべきものは、第5の実験の結果として得られた第8図のような磁化曲線であろう。この図には、まだいくつか注意すべき点が残っている。第一に、6節では磁化 M は試料全体にわたり一様であるとしたが、4節で述べたようなホール素子による測定をしてみると、この場合にも試料円筒の中心軸付近で常伝導状態と超伝導状態との差が観測される。ただし、外部磁場 0.016 T に対し、この差は最大 4×10^{-4} T 程度であって、あまり大きくは効かない。第二は、第8図の初期磁化の部分が $\chi_m = -1$ の直線からずれていることである。この原因としては幾つかの理由が考えられるが、そのうち最も本質的なのは、YBCO が直径 $10 \mu\text{m}$ 程度の超伝導粒子 (grain) の集合体となっていることであろう¹²⁾。この事実は、セラミック高温超伝導体の発見後、間もない時点からすでに指摘されていた^{14,15)}。一般に、酸化物高温超伝導体はコヒーレンス長さが数 nm と短いため、結晶粒界を越えた超伝導電流は流れにくい。したがって、その磁気特性を決めるのは、基本的には個々の微視的な結晶粒内の超伝導電流であり、第8図のようなバルクの磁気的特性はその積み重ねとして生じるものである。

最後に、磁束のトラップという概念について付言しておきたい。この語は周知のように、高温超伝導体以前の金属間化合物の第2種超伝導体について、ピン止め点という概念とともに広く使われてきた用語である。すなわち、外部起電力によって超伝導体に永久電流を流す際、超伝導状態を壊さずに流すことのできる臨界電流 J_C が問題となる。金属結晶中に不純物や結晶粒界があると、これらがピン止め点として作用して「磁束の運動」を妨げるため、 J_C は向上する。(余談ながら、文献11の議論とこの磁力線の運動とは必ずしも相容れないように思われる。)しかし、文献15にも指摘されているように、YBCO など酸化物超伝導体では、結晶粒界などの存在

は、むしろバルク全体に超伝導電流が流れることを妨げている。

以上のような事柄を踏まえると、外部起電力により永久電流を流す場合は別として、酸化物超伝導体について準静的な磁気応答を考えるとときには、いわゆるピン止め点は、結晶粒の「すきま」として磁力線を通す働きをしているにとどまる。その様子は、最近の実験によっても実際に観測されている¹⁶⁾。高温超伝導体の関与する力が、マクスウェル方程式に基づいて結晶粒の磁気応答から求められるという立場に立てば、磁束のトラップという用語はピン止め点との関わりよりはむしろ、結晶粒の磁気特性のヒステリシスに結び付けて解釈される必要がある。

ともあれ、学生実験で我々がもはや日常的に体験している高温超伝導体による磁気浮上の実験でも、その基本的機構は物理として未解明の点はまだ多い。超伝導機構の基本的機構の解明とならんで、今後の研究の進展を期待したい分野である。

謝 辞

この研究は文部省科学研究費から補助を受けた。また、長島弘幸教授をはじめとする静岡大学教養部物理教室のメンバーには、実験について有益な議論をして頂いた。ここに謝意を表します。

文献

1) 長嶋登志夫、岩崎孝志、高橋恒人: 応用物理教育 **13**、159 (1989).

- 2) 赤羽 明、勝浦一雄、林 昌樹、佐々木修一: 応用物理教育 **14**、31 (1990).
- 3) 鈴木三男、根本信行、増田健二: 物理教育 **40**、285 (1992).
- 4) E.H.Brandt, Am.J.Phys. **58**, 43 (1990).
- 5) 高重正明、鈴木晴彦、田沼静一: 応用物理教育 **18**、7 (1994).
- 6) H.Nagashima, K.Masuda, and M.Nakahara, Reports of the Faculty of Liberal Arts (Science), Shizuoka University **26**, 21 (1990).
- 7) 「物理実験指導書」静岡大学教養部物理教室編 22 訂版 (1995).
- 8) 長島弘幸、増田健二、中原幹夫、佐藤信一: 物理教育 **39**、1 (1991).
- 9) 長島弘幸、増田健二: 物理教育 **38**、76 (1990).
- 10) 村上雅人: パリティ **6**(5)、56 (1991).
- 11) 今井功: 「電磁気学を考える」サイエンス社 (1990)、p.249.
- 12) H.Kuze and A.Onae, J.Appl.Phys. **77**, 770 (1995).
- 13) 飯田修一、伊達宗行、益田義賀、宅間宏: 「磁気測定」(物理測定技術 3) 朝倉書店 (1967)、p.96.
- 14) M.Tinkham and C.J.Lobb, in "Solid State Physics", edited by H.Ehrenreich and D.Turnbull (Academic, New York, 1989), vol. 42, p.91.
- 15) 山香英三、太刀川恭治、一ノ瀬昇: 「高温超伝導入門」オーム社 (1989)、p.152.
- 16) 横山侑子: 応用物理、**63**、404 (1994).
(1995年 7月 5日 受理)