77 K における Y-Ba-Cu-O 超電導体の 磁界中での反発力

金 容 權, 桂 井 誠, 藤田 博之*

東京大学工学部電気工学科 東京都文京区本郷 7-3-1

* 東京大学生産技術研究所 東京都港区六本木 7-22-1

(1990 年 6 月 27 日受理)

Forces Acting on Y-Ba-Cu-O Superconductors in a Magnetic Field at 77 K

Yong-Kweon KIM, Makoto KATSURAI and Hiroyuki FUJITA*

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, University of Tokyo,
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113

* Institute of Industrial Science, University of Tokyo, 7-22-1 Roppongi, Minato-ku, Tokyo 106

(Received June 27, 1990)

Synopsis:

Repulsive forces by the Meissner effect act on Y-Ba-Cu-O superconductors (polycrystalline superconducting oxides) at 77 K in a magnetic field. The forces are measured experimentally in the cases of bulk and thin strip superconductors. Also, the forces are calculated by the numerical method under the assumption that the superconductor is a perfect diamagnetic body. Comparison between the both values in the bulk superconductor reveals that the experimental values have a range from 20 to 40 % of the calculated values because the magnetic fluxes penetrate the superconductor even below the lower critical magnetic field. It is proposed that the real forces produced by the Meissner effect of the Y-Ba-Cu-O superconductors are estimated using the magnetic susceptibility of the superconductors. Although the estimated values using the proposed method are not good approximate values of the real forces in the thin strip superconductors, it is found that the method is valid for the bulk superconductor.

1. 序 論

近年, 液体窒素温度 (77 K) 以上で超電導性を示す酸化物高温超電導体が発見されて, その各種応用に興味が持たれ始めている。酸化物超電導体の応用の一つとして, 筆者らはマイスナー効果を利用した浮上型マイクロアクチュエータを提案しており, それについての基礎研究を行ってきた^{1,2)}。このような酸化物高温超電導体のマイスナー効果を利用する機器を研究する際には, 実際の試料に対するマイスナー効果から得られる反発力を定量的に推定することが求められる。

従来報告されている, 金属系超電導体のヘリウム温度におけるマイスナー効果による反発力についての研究³⁾は, 下部臨界磁界値 (H_{c1}) 以下での完全反磁性状態における反発力に関するものであった。ところが, 酸化物高温超電導体では, 極低温金属系超電導体とは

異なっており, 完全な反磁性効果を得るのが難しいことが知られている⁴⁾。即ち, 酸化物高温超電導体においては, 77 K での H_{c1} (通常の試料においては 77 K で数十 G) 以下の非常に弱い磁界でも磁束貫通があり, その貫通する磁束の効果についての研究は数少ない。酸化物高温超電導体のマイスナー効果から得られる反発力について, この磁束貫通を考慮した研究としては, F. Hellman らの研究がある⁵⁾。しかし, 同氏の論文においては, 完全反磁性体ではない酸化物高温超電導体の実際の反発力を推定する一般的な手法を提示する段階にまでは至っていない。

本論文の目的は, 77 K での多結晶 Y-Ba-Cu-O 超電導体の磁束貫通の様子を調べ, さらにマイスナー効果による反発力を測定し, そこで得られた実際の反発力を推定するモデルを提案, その有効性あるいは限界を検討することである。以下, 第 2 章においては, 磁界中

にあるバルク状 Y-Ba-Cu-O 超電導体のマイスナー効果による反発力を測定した結果と、磁束貫通の様子についての実験結果を述べている。第 3 章においては、超電導体が完全反磁性体であるという仮定のもとで反発力を数値計算し、それと第 2 章で得られた実測値とを比較、検討している。そして、第 4 章においては、多結晶酸化物超電導体を、体積的に均一な磁化率を持つ磁性体と見なし、実際の反発力を推定する方法を提案して、その方法の妥当性について検討を行っている。第 5 章においては、複数個のストライプ状に配置された超電導体上に浮上する永久磁石の浮上高さ（反発力に相当する）を測定して、提案した手法によって反発力を推定し、この値と実測値とを比較している。

なお、本論文の実験において、印加磁界が H_{c1} を越える場合もあり、そのとき超電導体に加わる反発力をマイスナー効果によるものと言うのは正確な表現ではないが、以下では便宜上マイスナー効果による反発力と呼ぶことにする。

2. バルク状試料を用いた実験—反発力と磁束の貫通

2.1 試 料

実際に使用した超電導体を Fig. 1(a) に示す。超電導体は焼結したディスク形多結晶 Y-Ba-Cu-O 超電導体で、直径は 12 mm、厚さは 1 mm である。臨界温度は 90 K、臨界電流密度は 180 A/cm² である。試料振動形磁束計（VSM）で、印加磁界零の状態温度を 4.2 K まで下げて、磁界を 10 G 印加して温度を上げながら、

Fig. 1 A bulk Y-Ba-Cu-O superconductor, a solenoid magnet and a ring-shaped permanent magnet. (a) A bulk Y-Ba-Cu-O superconductor, (b) a solenoid magnet and (c) a ring-shaped permanent magnet.

Fig. 2 Magnetization of the superconductor as a function of applied magnetic field at 77 K.

超電導体の磁化を測定し、磁化率を求めた。10 G で求められた磁化率(χ)は 77 K で -0.3 、4.2 K で -0.7 である。Fig. 2 は、77 K で測定した印加磁界に対する磁化曲線を示している。測定した磁化曲線から H_{c1} は約 50 G であることがわかる。しかし、50 G までの磁化率は -0.3 で、印加磁界が大きくなるにつれてその値は段々大きくなり、100 G では -0.2 、200 G では -0.1 まで大きくなってしまった。

2.2 反発力の測定

Fig. 3 のように、重量計から超電導体を吊るし、液体窒素を入れた容器にその超電導体を入れて冷却した。磁界を発生するために、Fig. 1(b) のソレノイド電磁石または Fig. 1(c) のリング形永久磁石を使用した。ソレノイド電磁石は空芯であり、永久磁石リングは希土類磁石で、保磁力は 640 kA/m である。磁化の方向は厚み方向である。超電導体と磁界の中心は一致して

Fig. 3 An experimental setup for the measurement of the repulsive force.

Fig. 4 Repulsive forces as a function of solenoid current. ○: The forces when the distance between the bottom side of the superconductor and the top side of the solenoid is 6 mm, △: the forces when the distance is 8 mm.

いる。超電導体と磁石との距離あるいは電磁石の電流を変化し、超電導体に印加される磁界を変えながら、重量計の目盛りを測定した。反発力は、式(1)のように、超電導体の印加磁界が零であるときの重さと、磁界が加わったときの重さとの差によって求めた。

$$F(B, d) = W(0, d) - W(B, d) \quad (1)$$

ここで、 F は反発力、 W は重量計の目盛り、 B は超電導体に印加される磁界、 d は超電導体下面から磁石上面までの距離である（以下、距離 d 、と言う）。

ソレノイド電磁石の電流による反発力の変化をFig. 4に示している。そのとき、距離 d は6と8mmに固定されていた。Fig. 4のように、ソレノイド電流を1Aまで上げることで反発力は大きくなる。Fig. 4で、測

Fig. 5 Forces and magnetic fields as a function of distance between the bottom side of the superconductor and the top side of the permanent magnet. ●: The force and ■: the z-component of the magnetic field.

定値の誤差幅は標準偏差を示している（以下、本論文において同様）。しかし、50G以上の印加磁界中では、印加磁界が強くなるにつれて反発力の増加傾きが段々鈍くなる。ソレノイド電磁石と超電導体との距離 d が小さいとき($d=6$ mm)が反発力が大きい。距離 d が6と8mmのとき、1Aでの反発力はおおよそ150と100mgfであり、そのときの印加磁界は120と100Gである。リング形磁石の場合、距離 d を3から6mmまで変えながら反発力を測定した。Fig. 5のように、距離 d が大きくなる、即ち、印加磁界が弱くなるにつれて反発力は小さくなる。距離 d が5mmで、印加磁界が130Gであるとき、反発力は150mgfである。

2.3 磁束の貫通

本論文で使われたY-Ba-Cu-O超電導体の磁化率を印加磁界10Gで測定した結果、2.1節で前述したように4.2Kで -0.7 、77Kで -0.3 であった。実験で使われた超電導体は完全反磁性体（磁化率 $=-1$ ）ではないので、超電導体を貫通する磁束がある。このような磁束を可視化するため、Fig. 6のように、高温超電導体に磁界を加えて超電導体の周囲に鉄粉を振り散らし、鉄芯の細長いソレノイド電磁石に電流を流して印加磁界を変えながら、磁力線分布を観察した。Fig. 7(a)は超電導体があるとき、(b)は超電導体がないときの磁力線分布の様子である（印加磁界は約30Gである）。Fig. 7(a)と(b)を比較してみると、(a)の場合、超電導体の中央部では超電導体の表面と垂直な磁力線が見られ、超電導体を貫いた磁束と見なされるが、端部では若干磁束が排除されるように見える。Fig. 8では印加磁界を弱くして磁力線分布を観察した。Fig. 8(a)と(b)の場合(両方とも超電導体がある場合)、それぞれ超電

Fig. 6 An experimental setup for the observation of the magnetic flux line around the superconductor.

導体に加わる磁界は17と3Gである。(b)の場合、印加磁界が弱くなることにより、中央部の垂直磁力線が薄

Fig. 7 Distributions of the magnetic flux line around the superconductor. The measured magnetic field is 30 G on the center of the superconductor when the superconductor is removed. The distribution of the magnetic flux line (a) when the superconductor is inserted in the gutter and (b) when it is removed.

Fig. 8 Distributions of the magnetic flux line when the applied magnetic fields are (a) 17 G and (b) 3G.

くなって、端部での磁束の排除が目立つようになった。以上のように、実験で使われた超電導体は77Kで完全反磁性体ではなく、印加磁界が H_{c1} 以下であっても超電導体を貫く磁束が存在している。

3. 反発力の数値計算と実測値との比較

3.1 完全反磁性モデルでの反発力の数値計算

軸対称磁界中にディスク形超電導体が置かれた場合、マイスナー効果による反発力を、完全反磁性体の仮定のもとで数値的に計算した。ここでは円筒座標系における離散化表面電流法⁹⁾の定式化は省略する。境界条件としては、輪郭点で磁界の表面との垂直成分が零である条件と、離散化表面電流の総和が零である条件がある。離散化表面電流がリング形であるため、超電導体断面における離散化表面電流の総和は自然的に零となる。輪郭点での磁界を求め、離散化表面電流が境界条件を満たすように求める。マイスナー効果によって超電導体に生じる反発力は、ローレンツ力の和によって式(2)のように求められる。

$$F_z = -\sum_{i=1}^N I_{se}(r_i, z_i) \cdot B_r(r_i, z_i) \cdot 2\pi r_i \quad (2)$$

ここで、 F_z は反発力、 N は離散化表面電流の数、 I_{se} は求められた離散化表面電流、 B_r は磁界の半径方向成分を示している。

リング形離散化表面電流は超電導体の上下面に、等間隔におおの40個ずつ置いた。輪郭点の位置は、超電導体の表面で離散化表面電流間の真ん中にとった。ソレノイド電磁石の場合、距離 d をパラメータとして、ソレノイド電磁石に流す電流を変えながら、反発力を求めた。ソレノイド電流が1Aで、距離 d が6と8mmであるとき、計算で求められた反発力はおおの710と500mgfであった。そのときの印加磁界はおおの110と100Gであった。そして、ソレノイド電流を増加するにつれて、反発力はその電流値の2乗に比例した。このことは、印加磁界を遮蔽する電流は印加磁界に比例し、反発力は遮蔽電流と印加磁界の積に比例するので、式(3)のように、印加磁界(ソレノイド電流)の2乗に比例することになるから説明される⁹⁾。

$$F = -1/2 \cdot \mu_0 \cdot \chi \cdot \nabla H^2 \quad (3)$$

永久磁石リングの場合、リングの内面と外面でおおの4個の等価磁化電流で置き換え、反発力を求めた。距離 d が5mmであるとき、計算で求められた反発力は1,350mgfであった。

3.2 数値計算値と実測値との比較

Fig. 9 では、超電導体中心点の印加磁界に対する反

Fig. 9 R values (the percentages of the experimental values to the calculated of the forces) as a function of applied magnetic field. The R values when ○: the distance is 6 mm, △: 8 mm in the case of the solenoid and □: in the case of the permanent magnet.-----: The estimated value (Q) using the proposed method.

発力の計算値分の測定値の百分率(以下、 R 値と呼ぶ)を示した。印加磁界が100 Gであるとき、超電導体単位面積当りの反発力の測定値と計算値はおおの0.9と5 mgf/mm²であり、測定値は計算値の約5分の1であった。印加磁界が100 G以下に小さくなるにつれて、 R 値は段々上がって40%まで上がった。しかし、印加磁界が大きくなると R 値は下がってしまった。このように、測定した反発力が数値計算した値より小さく、印加磁界の増加につれて小さくなる理由は、2.1節で前述したように、使われた超電導体が完全反磁性体ではないことと、この超電導体の磁化率が印加磁界に影響されることにある。

4. 高温超電導体の反発力評価手法の提案と検討

第3章の結果から、77 Kで完全反磁性を示さない超電導体の反発力は、完全反磁性体による反発力とはかなり差があり、超電導体が完全反磁性体である仮定のもとで求めた数値計算値を補正する必要があることがわかった。従来の金属系第2種極低温超電導体においては、貫通磁束が格子状に配列されて、その常電導領域が円柱型であることが知られているが、多結晶酸化物超電導体の反発力計算においてこのモデルは適用しにくい。したがって、本論文では、最初の試みとして超電導体の磁束貫通を巨視的観点から取り扱って、多結晶酸化物超電導体の実際の反発力を推定する手法、

即ち、多結晶酸化物超電導体を体積的に均一な磁化率の磁性体と見なして、反発力を評価する手法を提案する。

(1) まず、超電導体の形状による理想的な磁界分布や反発力(絶対値)は、超電導体を完全反磁性体と見なし、離散化表面電流法によって数値計算する。(2) 次に、超電導体の磁化率を測定し、超電導体を均一な磁化率を有する磁性体と見なす。(3) さらに、超電導体と外部電流を含む系を単純な系で置き換え、単純化した系で磁化率による反発力の減少の割合(相対値)を求める。(4) 最終的に、(1)で求めた反発力の絶対値に、(3)の割合を乗じて得られた値を実際の反発力の推定値と考えてみる。

ここで提案した手法によって、本論文で実験した系における実際の反発力を推定してみる。本論文の系を、真空中の無限長円筒磁性体(磁化率= χ)とそれに平行な外部線電流の系として単純化し、磁化率による反発力への影響を求めてみる。磁性体と外部線電流との位置が決まっている場合、式(3)からわかるように、反発力は磁化率のみに影響される。そして、磁化率によって反発力が減少する割合、百分率 Q 値は式(4)で与えられる。

$$Q = -\chi \cdot (3\chi + 4) / (\chi + 2)^2 \cdot 100 \quad [\%] \quad (4)$$

Q 値は、磁化率が-1であると100%、磁化率が0であると0%になる。 Q 値の符号が陽であれば、斥力である。

Fig. 2から求めた超電導体の磁化率を式(4)に代入し、 Q 値を求めて、Fig. 9にその値を破線で示した。印加磁界が0から50 Gまでは、磁化率が一定(-0.3)であるので、 Q 値は一定であった。しかし、印加磁界が大きくなるにつれて Q 値は小さくなる。 Q 値(破線)と R 値(計算値分の測定値の百分率)とを比べると、印加磁界が H_{c1} (50 G付近)より小さいときは、両値の差が大きい。しかし、印加磁界の増加につれてその差が小さくなる。 R 値は Q 値の相対誤差25%以内に収まった。 H_{c1} 以下での両値の差は、超電導体を均一な磁性体と見なしたからであろう。即ち、超電導体の磁化率が巨視的に χ であっても、微視的には磁化率が0あるいは-1である部分がある。そこで、磁化率による減少の割合を単純な系で求めることはあくまで近似的手段である。鏡像法を用いて減少の割合を求める、以上の方法は単純な系では有効であるが、複雑な形状においては大略な評価しかできないという限界がある。第5章では、ストライプ状複数個超電導体試料

を用いて、複雑な形状におけるこの方法の有効性を検討してみる。

5. ストライプ状複数個超電導体における反発力

本章では、浮上型アクチュエータの試作モデル¹⁾を想定して、ストライプ状の複数個の超電導体（ステータ）上に浮上する永久磁石（スライダ）よりなる系を取り上げ、その浮上高さ（反発力に相当する）を測定した。そして、この値と、第4章で提案した手法により推定した値とを比較してみた。

5.1 試料

ステータは、銀基板上に低圧プラズマ溶射法⁹⁾で形成した Y-Ba-Cu-O 超電導膜で、 T_c は 90 K である。超電導膜は、ストライプ状に作られ、厚さは 0.1 mm、幅は 1 mm、奥行き長さは 12 mm、ストライプのピッチは 1 と 2 mm の 2 種類を製作した。超電導体の上に浮上するスライダは、永久磁石 4 個で構成され、ストライプ状に並べてある。永久磁石は Nd-Fe-B のもので、300 K での保磁力は 1,000 kA/m であり、永久磁石 1 個の寸法は厚さ 0.3 mm、幅 1 mm、長さ 4.5 mm である。磁石のパーミアンス係数は 0.53 であり、磁石は厚さ方向に磁化（垂直磁化）されている。スライダの寸法は、厚さ 0.3 mm、幅 6.3 mm、長さ 4.5 mm で、重さ 41 mg であった。スライダの磁石の磁化方向は全部同じ方向である。

5.2 浮上高さの測定

液体窒素で冷却したステータの上に浮上したスライダの様子をビデオで撮影して、その面画から浮上高さを読み取った。そこで、浮上高さは、超電導体の上面からスライダの下面までの距離と定義した。浮上

Fig. 10 Levitation height as a function of weight of the slider. The pitches of the stator are ○: 1 mm and △: 2 mm.

Fig. 11 Hysteresis of the levitation height as a function of slider's weight (one case). The stator's pitch is 1 mm.

高さは、2 種類のステータ（ピッチ 1 と 2 mm）に対してスライダの重さを 5 mg ずつ増しながら測定した。その結果、ステータのピッチが狭いほど大きな反発力が得られ、スライダが重くなるにつれて浮上高さが減少した（Fig. 10）。

次は、スライダの重さを最初に増大させ、次に減少させながら、浮上高さを測定した。Fig. 11 のように、最初（重さが 41 mg であるとき）の浮上高さは約 0.7 mm であったが、最後（再び重さを 41 mg としたとき）の浮上高さが約 0.5 mm となり、浮上高さにヒステリシス特性が見られた。このことは、超電導体に印加される磁界の増大によって超電導体粒子間の弱結合が破られ、磁界が減少しても復旧されないことから説明できる⁹⁾。

5.3 反発力の推定と実測値との比較

この実験においては実際の反発力を推定する際、まず反発力を離散化表面電流法によって数値的に計算する。計算の条件は次のようである。(1) 各超電導体に離散化表面電流を 20 個ずつ配置し、(2) 超電導体は完全反磁性体と見なし、(3) 永久磁石は等価磁化電流と見なし、1 個の電流ループとして取り扱った。次に、超電導体の磁化率としては Fig. 2 の値を用いて、反発力減少の割合、 Q 値は式(4)によって求めた。Fig. 12 に印加磁界に対する Q 値（破線）と R 値を示した。 R 値は約 2 % であり、 Q 値の 2 ～ 3 分の 1 であった。両値とも印加磁界の増大とともに減少する傾向は共通であるものの、 R 値は Q 値の数分の 1 になって、先のバルク状の場合よりも差が大きい。このことは実験で使われた超電導体が完全反磁性体ではないので、反発力が超電導体の厚さに影響されるからである⁹⁾。そして、ピッチが 2 mm であるステータのほうが、1 mm であるス

Fig. 12 R values as a function of applied magnetic field in the case of the thin strip superconductors. The stator's pitches are ○: 1 mm and △: 2 mm. The broken line indicates the estimated Q value using the proposed method.

テータより R 値が大きい理由は次のようである。完全反磁性体の場合、磁束が完全に排除されて、ストライプ状完全反磁性体同士の空間での磁束が密になるので、反発力の数値計算値は、ステータピッチによって大きく影響される。しかし、実験で使われた超電導体においては磁束が貫通しているので、反発力におけるピッチの影響は完全反磁性体ほど大きくない。したがって、ステータピッチを狭くすることによる反発力増大効果は、実際の Y-Ba-Cu-O 超電導体の場合、完全反磁性体のように大きくないので、 R 値はむしろピッチの大きい 2 mm のほうが大きくなる。

6. 結 論

本論文においては、軸対称磁界中にある、77 K でのディスク形のバルク状多結晶 Y-Ba-Cu-O 超電導体に生じるマイスナー効果による反発力について実験的考察を行った。まず、反発力については、実測値と、完全反磁性モデルのもとで離散化表面電流法によって数値的に計算した値とを比較及び検討し、前者は後者の

数分の 1 となることを指摘した。この差の原因として、超電導体に磁束の貫通があることが考えられるので、その特性について、鉄粉を用いて磁力線様子を観察した。次に、磁束の貫通がある Y-Ba-Cu-O 超電導体の、実際の反発力を、試料の磁化特性をもとに推定する手法を提案及び検討した。さらに、複数個のストライプ状超電導体と永久磁石との反発力について測定及び提案した手法による推定を行い、両値を比較・検討した。その結果、ストライプ状試料については、推定値は測定値と差はあるものの、磁束貫通を厳密に考慮した数値計算法が未開発の現段階において、提案した手法は、バルク状試料に対しては 77 K での Y-Ba-Cu-O 超電導体の反発力を推定するのに十分な手法であるとの認識を得た。今後、ストライプ状酸化物高温超電導体の磁束貫通を考慮した反発力の数値計算法については、より詳細なモデルの提案が必要であろう。

この論文に使用した超電導体を提供してくださった日本鋼管鉄鋼研究所の皆様に感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) Y. -K. Kim, et al.: Sensors and Actuators 20, No. 1/2 (1989) 33
- 2) Y. -K. Kim, et al.: Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems Workshop, Napa Valley, February (1990) 61
- 3) I. Simon: J. Appl. Phys. 24 (1953) 19
- 4) 北沢宏一: 応用物理 58 (1989) 690
- 5) F. Hellman, et al.: J. Appl. Phys. 63 (2) (1988) 447
- 6) 金 容權, ほか: 電気学会論文誌 A 110 (1990) 85
- 7) W. Braunbeck: Z. Phys. 112 (1939) 764
- 8) K. Tachikawa, et al.: IEEE Trans. Magn. MAG-25 (1989) 2029
- 9) K. Itoh, et al.: Cryogenics 28 (1988) 575