高 T_c 酸化物超伝導体の磁場中冷却

Magnetic field cooling of high- T_c oxide superconductor

牧野好美・渡辺直寛*・岡本研正**

ソニー(株)ライフプラン研修部, 東京都港区高輪 2-16-37 (☎108)

*九州工業大学情報工学部, 福岡県飯塚市川津 (☎820)

**香川大学教育学部, 高松市幸町 1-1 (☎760)

Y. Makino, N. Watanabe and K. Okamoto

Sony Corporation, 2-16-37, Takanawa, Minato-ku, Tokyo 108

*Faculty of Computer Science, Kyushu Institute of Technology, Iizuka 820

**Faculty of Education, Kagawa Univ., 1-1, Saiwai-cho, Takamatsu 760

We observed the asymmetries for the major loop and the DC bias field (H_b) dependence of the third harmonic component (V_{3f}) of the minor loop on the field cooled sample of a sintered Y-Ba-Cu-O superconductor disk. We investigated these asymmetries focusing on the minimum points of V_{3f} - H_b loop which are shifted by field cooling. We found that: (1) the minimum points of V_{3f} - H_b loop appear at the points that satisfied the zero field condition in the sample, (2) the inverse field for H_b caused by the vortex plays an important role in making the zero field condition in the sample, and (3) the asymmetries originate from the vortex induced by the field cooled process.

Key words: oxide superconductor, Y-Ba-Cu-O system, magnetic field cooling, hysteresis loop, vortex

1. はじめに

我々は先に, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 高 T_c 酸化物超伝導体焼結円板試料の液体窒素温度におけるマイナー磁化ループについて, そのループがレーリーループであること, その第3高調波成分がバイアス磁場に対して対称な履歴を持つこと, その履歴が磁場中冷却によって非対称に変わること, これらの現象が臨界状態モデルでよく説明されることを報告した¹⁾.

本論文は, その続報として, 臨界温度以上から液体窒素温度への磁場中冷却によって生ずるメジャーループおよびマイナーループ第3高調波成分のバイアス磁場に対する非対称性について, より詳細な実験結果を示し, そのオリジンについて論ずる.

2. 試料および測定法

試料および測定法は先の報告と同じである¹⁾. 以下に, その概要を再記するとともに, この実験で限定した測定条件について述べる.

1) 試料

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 焼結体円板, 直径 23 mm, 厚み 2.2 mm, 密度 5.7 g/cm³, $T_c=87$ K.

2) 測定法

試料ホールダ付き液体窒素容器に積層型二層差動コイル(検出, 励磁用)を巻き, 断熱材を介して外側にバイアス磁場用コイルを配したセットを回転板に固定し, コイルの軸方向が地磁気と平行になるように角度調節された自作の装置を用いた. 交流励磁磁場(H)は $H=H_m \cos 2\pi f$, $H_m=0.1$ Oe, $f=331$ Hz に固定し, 検出コイル出力は差動アンプと 3f フィルタを通して第3高調波(3f=993 Hz)だけを取り出した. これを V_{3f} と呼ぶ. バイアス磁場用コイルは地磁気の打ち消し, 磁場中冷却用磁場にも兼用した. バイアス磁場(H_b)のスキニングは $H_b=\pm 11.6$ Oe の範囲に限定した. メジャーループは, ホール効果法を用いた. ホール素子は試料上面の中心直上に置かれ, 直流励磁磁場のホール出力成分は電気的に打ち消して試料の磁束密度(B-H: ボルテックスおよび反磁性分)に対応する成分だけを出力した.

3. 実験および結果

磁場中冷却は全て室温から液体窒素温度の間で行い, その後の測定は全て液体窒素温度で行った.

Fig. 1 に種々の磁場中($H_{FC}=5.8, 11.6, 46.5, 105$ Oe)で冷却(FC: field cooling)した試料の V_{3f} - H_b 曲線を示す.

Fig. 2 にこれらに対応するメジャーループ(直流励磁

Fig. 1 The DC bias field (H_b) dependence of the third harmonic component (V_{3f}) of minor loop under several FC initial state conditions. Dashed and solid lines present the initial curve just after magnetic field cooling and the stationary loop obtained after several cycles, respectively. The arrows show the data acquisition during increasing and decreasing H_b .

磁場 $H = \pm 11.6$ Oe) を示す。

Fig. 3 に同じ条件で測定された無磁場中冷却 (ZFC: zero field cooling) 試料の V_{3f} - H_b 曲線とメジャーループを示す。これらの図中、点線は FC, ZFC 後の初期曲線、実線は数サイクル後の定常状態での曲線をそれぞれ表す。

Fig. 3 と Fig. 1, 2 の定常状態を比較すると、磁場中冷

Fig. 2 The major loops under several FC initial state conditions corresponding to Fig. 1.

却によって非対称性が生ずること、磁場中冷却磁場 (H_{FC}) が強くなると非対称性がより顕著になることがわかる。非対称性の程度を定量化するために V_{3f} - H_b 曲線の極小点のバイアス磁場 mH_b に着目する。さらに、メジャーループにおいて、 mH_b 点でのボルテックスの磁束密度を mB_v と定義する。ここで、メジャーループは超伝導の反磁性から生じる磁束密度が補正されていないので、ボルテックスの磁束密度 (B_v) は図に示したように、横軸からではなく、 -45° の反磁性直線 (点線) から測られる。

H_{FC} と mH_b および mB_v の関係を整理すると Fig. 4, 5 のようになる。これらの図から非対称性は H_{FC} の増加とともに顕著になるが、 $H_{FC} > 50$ Oe で飽和してしまうこ

Fig. 3 (a) H_b dependence of V_{3f} of ZFC. (b) Major loop corresponding to (a).

Fig. 4 H_{FC} dependence of mH_b , where H_{FC} and mH_b present the magnetic field strength of FC and H_b of minimum V_{3f} , respectively.

Fig. 5 H_{FC} dependence of mB_v at mH_b corresponding to Fig. 4.

とがわかる。ここまでは、磁場中冷却後、数サイクルの H_b スキャンを経て、定常状態になった $V_{3f}-H_b$ 曲線、メジャーループの mH_b , mB_v を扱ってきた。

次に、定常状態に至るまでの過渡状態を $H_{FC} = 1.16$ Oe の場合について、Fig. 6 に示す。この図で (a) は H_b のスキャン法、(b) は $V_{3f}-H_b$ 曲線、(c) はメジャーループをそれぞれに示す。図中矢印はスキャンの方向を表す。これらの図から mH_b , mB_v はスキャンとともに小さくなる方向に変化して定常状態に収斂していくようすがわかる。

最後に、Fig. 1 から Fig. 6 までの全ての mH_b とそれに対応する mB_v の間の関係をプロットすると Fig. 7 に示すような直線関係が得られる。ここで $mH_b > 11.6$ Oe の領域にあるプロットは Fig. 1, 2 に関する実験から得られたものであるが、横軸のスケールでこれらの図には示されていない。

4. 考 察

我々は、先の報告でとった Bean の臨界状態モデルの立場に基づいて上記諸現象について以下に考察を加える。

4.1 無磁場中冷却の $V_{3f}-H_b$ 曲線の極小点

$V_{3f}-H_b$ 曲線の極小点は常にバイアス磁場 (H_b) の下降曲線でのみ観測される。まず最初に無磁場中冷却試料の極小点について考察する。Fig. 3 に見られるように極小点は H_b に対して左右対称の位置 $\pm mH_b = \pm 3$ Oe に現れ、それらの点に対応するボルテックスの磁束密度は $mB_b = \pm 3.45$ G である。また、それらの点での V_{3f} の値は初期曲線 (点線) の $H_b = 0$ の値とほぼ一致している。

さらに、臨界状態モデルに従えば、下降過程でのボル

Fig. 6 Alternative double scanning of H_b under the initial condition of FC. (a) Scanning method of H_b . (b) V_{3f} - H_b loops. (c) Major loops. Dashed lines show the initial curves, and thin and thick solid lines show the following cycles and the stationary cycles, respectively in (b) and (c). Circles in (c) present the positions of mH_b in (b).

Fig. 7. mB_v dependence of mH_b . Open circles, closed circles, open squares and closed squares are plotted from Fig. 6, Fig. 3, Fig. 1, and 2, and Fig. 6 of referd our paper¹⁾, respectively. Solid line presents $C=0.87$.

Fig. 8 Diagram of the density distribution for the magentic flux of vortex at mH_b of ZFC, according to the critical state model.

テックスの磁束分布は Fig. 8 のように与えられる¹⁾.

これらは以下のことを仮定すると統一的に説明できる.

1) 極小点では、試料内部の磁界が実効的に零になっている.

2) mH_b を打ち消すような mB_v に比例する逆磁界 (H_i) が存在する.

Fig. 9. Digram of the density distribution for the magnetic flux of vortex at mH_b of FC, according to the critical state model.

3) 試料内の H_{c1} は均一ではなく、場所によって異なり、 $H_{c1}=0$ から連続的に分布している。

ZFC の初期曲線の原点 ($H_b=0$) では、地磁気は補償されているのですべての外部磁界はなく、ボルテックスもないので内部磁界もない。もし最小の H_{c1} が交流励磁磁場の振幅 (H_m) よりも大きいならば ($H_{c1} > H_m = 0.1$ Oe), 交流励磁磁場によりボルテックスの生成消滅はないのでマイナーループは直線で磁気履歴を持たない。したがって、 $V_{3f}=0$ (レーリー-常数 $\eta=0^{11}$) でなければならない。実験ではわずかではあるが V_{3f} が観測されるので、 H_{c1} は 0.1 Oe 以下から分布していなければならない。定常状態の極小点では、外部磁界 mH_b と Fig. 8 に示したようなボルテックスの磁束密度分布が存在する。ボルテックスの磁束密度分布が逆磁界を与えるとすると、その逆磁界 H_i は仮定により、 $H_i = -C_m B_v$ (C は比例係数) と書ける。いま、 H_i と mH_b が極小点でちょうど打ち消しあっているとすると、 $H_i + mH_b = 0$ から、Fig. 3 の場合 ($mH_b = 3$ Oe, $mB_v = 3.45$ G) には $C=0.87$ と計算される。

4.2 磁場中冷却の $V_{3f}-H_b$ 曲線の極小点

Fig. 1 と Fig. 6(b) に示すように磁場中冷却の $V_{3f}-H_b$ 曲線の極小点は H_{FC} の方向にほぼ平行移動する。この様子は Fig. 1 について Fig. 4 に整理されている。臨界温度 (T_c) 以上からの磁場中冷却では、常伝導状態で試料全域に均一に磁場が進入している状態から T_c を通過して超伝導状態に冷却される。 T_c の温度では H_{c1} , H_{c2} , H_s 共に極めて小さいので試料中の磁場は試料面全体にわたって均一な磁束分布を与える。さらに温度が下がると安定

なピンニング位置にボルテックスがピン止めされるといふ局所的ボルテックスの移動は起こるであろうが巨視的には均一な磁束分布は保たれると考えられる。この状態は、Fig. 9 に示すように Fig. 8 を上に平行移動した磁束密度分布を与える (この図では H_{FC} の方向は上の方向にとられている)。この平行移動は逆磁界 H_i の増加をもたらし、その結果 mH_b の右方シフトを与える。Fig. 7 の mH_b と mB_v の直線関係はすべての極小点上記の考え方が成り立っていることを表している。さらに、図中の実験は傾斜 0.87 の直線が示されていて、係数 $C=0.87$ が ZFC, FC を通して一定であることを示している (すべての極小点がこの直線上に乗っている)。

これらの挙動は磁性体の反磁界に似ている。仮に、我々の試料形状と同じ磁性体を仮定して、回転楕円体近似を使い反磁界係数 (N) を計算すると、 $N=0.87$ となり、 $C=0.87$ と一致する。しかし、第 2 種超伝導体に反磁界の概念を適用することはできない。ここでは、現象論的に似ていることを指摘するにとどめる。ボルテックスの磁束分布をいろいろ仮定して逆磁界を計算したが、Fig. 7 の全域にわたって、 $C=0.87$ を得ることに成功していない。したがって、今のところ、直線関係を与えている理由は明らかでない。

5. 結 論

臨界温度以上から 77 K への磁場中冷却によって生ずるメジャーループ及びマイナーループ第 3 高調波成分のバイアス磁場に対する非対称性について詳細な実験を行った。さらに、 V_{3f} の極小点に着目して、実験結果を整理し考察を加えた。その結果以下のような結論を得た。

- 1) 極小点は試料内磁場が零で生ずる。
- 2) mB_v に比例した逆磁場は外部磁場を打ち消す方向に働き、試料内磁場零に寄与する。
- 3) その比例係数 C は ZEC, FC を通して一定であるが、その理由は今のところ明らかではない。
- 4) 非対称性は磁場中冷却によって生ずるボルテックスに由来する。

謝 辞 本研究の実験はストックホルム王立工科大学でスウェーデン STU および NFR の資金援助の下に行われた。当大学の K. V. Rao 教授はじめ関係各位に謝意を表する。なお、考察以下はソニー(株)で行ったものである。

文 献

- 1) 牧野好美, 岡本研正, 渡辺直寛, K. V. Rao: 日本応用磁気

学会誌, 15, 717 (1991).

1991年10月29日受理, 1992年1月30日採録