



14. 磁気光学差像法による磁束格子融解転移の可視化

Visualization of Vortex-Lattice Melting Transition

using Magneto-optical Differential Method

東京大学工学系研究科 為ヶ井 強、安垣雅弥、伊高健治、徳永将史

Univ. of Tokyo T. Tamegai, M. Yasugaki, K. Itaka, and M. Tokunaga

e-mail: tamegai@ap.t.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

磁束格子融解転移は、高温超伝導体において繰り広げられるボルテックス・マターに関連した様々な現象の中で最も顕著な現象の一つである。この転移は全ての良質な高温超伝導体単結晶において、熱力学的な1次転移として観測される¹⁻³。しかし、実際に試料中でどのように融解転移が起こるのかは明らかではなかった。これは、磁束格子融解転移に伴う磁束密度の変化 $\Delta B = 0.3 \text{ G}$ 程度を測定可能なホール素子を用いた手法では、広い範囲にわたる2次元分布を測定するのが難しいことによる。ただし、数十 μm 角の狭い領域の中であれば、走査型ホール素子顕微鏡によりすでに磁束格子融解転移の様子が観測されている⁴。一方、2次元磁場分布を容易に観測可能な磁気光学的手法は十分な磁場分解能が得られないことから、主に大きな磁束密度変化を伴う臨界状態や臨界電流密度の評価に用いられてきた^{5,6}。最近、磁気光学的手法の最大の問題点である磁場分解能の低さを改良した方法により磁束格子融解転移のその場観察が可能となった^{7,8}。ここでは、実験手法の解説と、この手法を用いて得られた $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ (BSCCO)における磁束格子融解転移の様子、およびBSCCO結晶の特徴についてまとめる。

2. 実験

磁気光学像は面内磁化ガーネット膜を用いて観測する。通常行われる臨界状態の測定では、ある一定温度・磁場のもとでの偏向像をCCDカメラを用いて記録する。しかし、このような手法で得られる磁束密度分解能は数G程度である^{5,6}。磁束格子融解転移にともなう磁化ステップ $\Delta M = 0.3 \text{ G}$ 程度を十分な精度で分解するには、100 G程度のバックグラウンド磁場の下で磁束密度分解能 $\Delta B = 30 \text{ mG}$ 程度以上を実現することが必要となる。すなわち、磁束格子融解転移を観測するには、少なくとも0.1%以上の光強度の分解能が必要となる。このような高分解能を実現するには、いくつかの要因を排除する必要がある。大きなバックグラウンドの上に乗った僅かな強度の揺らぎを正確に測定するには、差像を用いることが大変有効である。すなわち、図1に示すように $H = H_a + \delta H_a$ から $H = H_a$ の像を差し引くことにより、 δH_a

磁場変化によって引き起こされた僅かな磁束状態の変化を強調して取り出すことができる。しかも、同じ光学配置で差像をとることにより、各 CCD ピクセル間の感度の違いを補正することができる。実際、CCD の各ピクセルの感度のばらつきは 1%以上になることも有る。しかし、このようにして差像をとっても $\Delta B=0.3$ G を測定するには十分ではない。現在の測定条件では、量子効率で決まる数え落しを除き、フォトンを 1 つずつ数えていることになる。この場合、CCD の各画素のフルウェル (約 200,000) を一杯にしたとしても、統計的揺らぎ (ショットノイズ) の為に $\sqrt{200,000}=450$ の揺らぎが必ず発生する。このため、S/N 比を向上するため複数回の平均をとることにより、実効的なフルウェルを 10,000,000 程度まで増大させている。

一方、通常実験に用いられるピン止めの弱い良質な BSCCO 板状単結晶においては、表面バリアの影響により侵入した磁束はドーム状の磁場分布を形成する。温度一定で磁場を徐々に増加させると、図 1 に示すように試料中央がまず初めにその温度での磁束格子融解磁場に達する。さらに磁場を増加すると磁束液体領域は試料端に向かい広がって行く。したがって二つの隣接した磁場における差像をとると図 1 (c) に示すようなリング状の図形が観測されることが予想される。

3、結果および考察

BSCCO における磁気光学差像法による磁束格子融解転移の観測例を図 2 に示す。上記の予想通り磁束液体領域は、試料のほぼ中央で核生成する。しかし、固液界面は長円状に広がるのでは無く、複雑なパターンを形成する。パターン形成の原因として第 1 種超伝導体における中間状態のように、反磁場効果が考えられるが、BSCCO においては試料中に存在する何らかの乱れにより生じていることが明かとなった⁶。図 3 に磁気光学測定を行った試料の EDX による組成分析結果を示す。代表的な水平および垂直な線上での Sr と Cu の組成比をプロットしている。組成が大きく変化する付近で固液界面の動きが他の場所と異なっていることが分かる。このことから、局所的な組成のゆらぎによる超伝導パラメーターの変化が複雑なパターン形成の一因であることが分かる。

いくつかの試料における磁束格子融解転移を観測してみると、一次元的な構造が見られることが多い。図 4 はそのような一例である。磁束固体領域において、直線状のスジが何本か観測される。これらのスジはほぼ結晶成長方向である a 軸に平行であり、磁束液体状態になると消えてしまう。BSCCO では FZ 成長を行った後の試料棒全体が単結晶になっているのでは無く、結晶軸の向きが異なる多くの結晶が小傾角粒界により結合している。したがっ

て、上記のスジは試料内部に有る小傾角粒界によるものかも知れない。

一方、別の例として図5のようにほぼ b 軸に平行な弓形の構造に沿って磁束液体領域が広がって行くことも多い。弓形の構造は半径約 3mm の円周上に有る。ちょうどこの径は結晶成長過程における成長した結晶と熔融帯の境界の曲率に近い。したがって、結晶成長中の条件の変化から、組成が僅かずつ変化して行くことが弓状の構造の原因である可能性が有る。

4、まとめ

高い磁場分解能を持つ磁気光学差像法を用いて、BSCCO における磁束格子融解転移の観察を行った。磁束格子融解転移はほぼ試料中央から始まるが、試料により様々な固液界面のパターンを見せる。このような複雑な振る舞いは、局所的な組成ゆらぎによる超伝導パラメーターの違いにより理解できる。

今回は磁場に関する差像を用いて、磁束格子融解転移を可視化した。温度に関する差像からも、同様の像を得ることができる。しかし、磁場・温度とも、それらを変化することにより磁束状態が変化してしまうため、これらが一定の条件で差像を得ることが理想的である。偏光を変化させた2つの像の差像をとることにより、磁束格子融解転移を可視化できる可能性が有る。

今後は、より短い時間スケールでの磁束状態の変化や⁹、磁場を c 軸以外に印加した場合に見られる様々な磁束状態の異常が¹⁰、磁気光学的手法を用いて明らかにされて行くものと期待される。

参考文献

- 1, E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V. B. Geshkenbein, V. M. Vinokur, and H. Shtrikman, *Nature* 375, 373 (1995).
- 2, A. Schilling, R. A. Fisher, N. E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W. K. Kwok, and G. W. Crabtree, *Nature* 382, 791 (1996).
- 3, T. Sasagawa, K. Kishio, Y. Togawa, J. Shimoyama, and K. Kitazawa, *Phys. Rev. Lett.* 84, 4297 (1998).
- 4, A. Oral, J. C. Barnard, S. J. Bending, I. I. Kaya, S. Ooi, T. Tamegai, and M. Henini, *Phys. Rev. Lett.* 80, 3610 (1998).
- 5, Th. Schuster, M. R. Koblischka, B. Ludescher, N. Moser, and H. Kronmuller, *Cryogenics* 31, (1991).
- 6, U. Welp, D. O. Gunter, G. W. Crabtree, W. Zhong, U. Balachandran, P. Haldar, R. S. Sokolowski, V. K. Vlasko-Vlasov, and V. I. Nikitenko, *Nature* 376, 44 (1995).
- 7, A. Soibel, E. Zeldov, M. Rappaport, Y. Myasoedov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, and V. B. Geshkenbein, *Nature* 406, 282 (2000).
- 8, T. Tamegai, M. Yasugaki, K. Itaka, and M. Tokunaga, *proceedings of ISS 2000*.
- 9, D. Giller, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, *Phys. Rev. Lett.* 84, 3698 (2000).
- 10, Ooi, T. Shibauchi, K. Itaka, N. Okuda, and T. Tamegai, to be published in *Phys. Rev. B*.

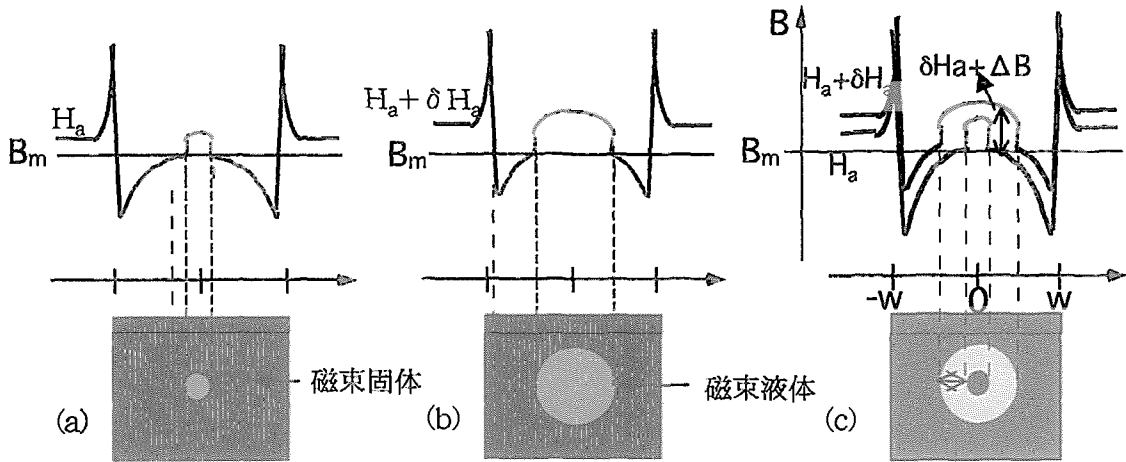


図1 (a) $H = H_a$ と(b) $H = H_a + \delta H_a$ における磁束密度分布と(c)その差像。

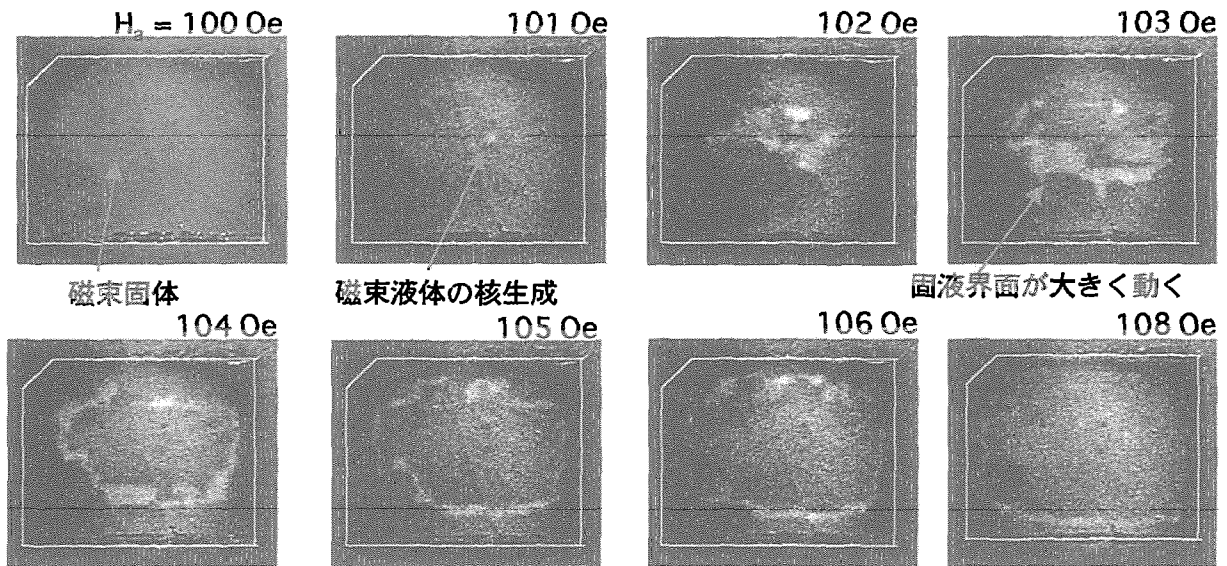


図2 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ 試料#1における磁束格子融解転移の様子 ($T = 70 \text{ K}$)。試料中心付近から磁束液体が核生成した後、固液界面が複雑なパターンを形成し広がって行く。

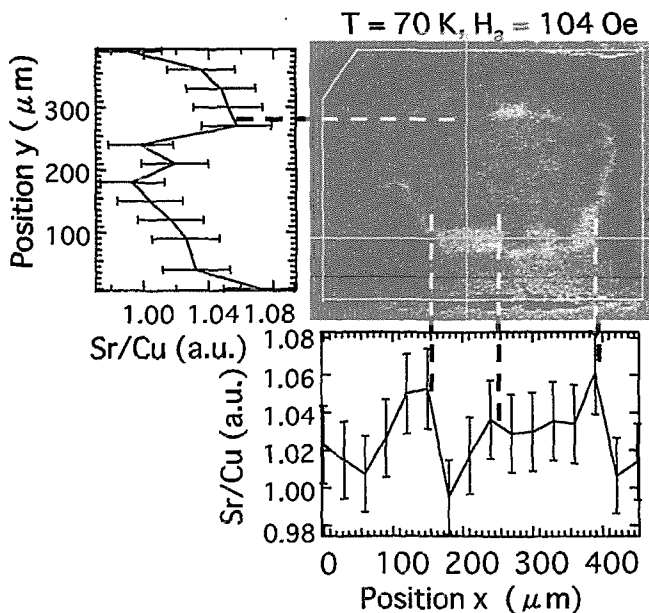


図3 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ 試料#1における磁束格子融解パターン ($T = 70 \text{ K}$, $H = 104 \text{ Oe}$) と組成分析の比較。

This is a blank page.

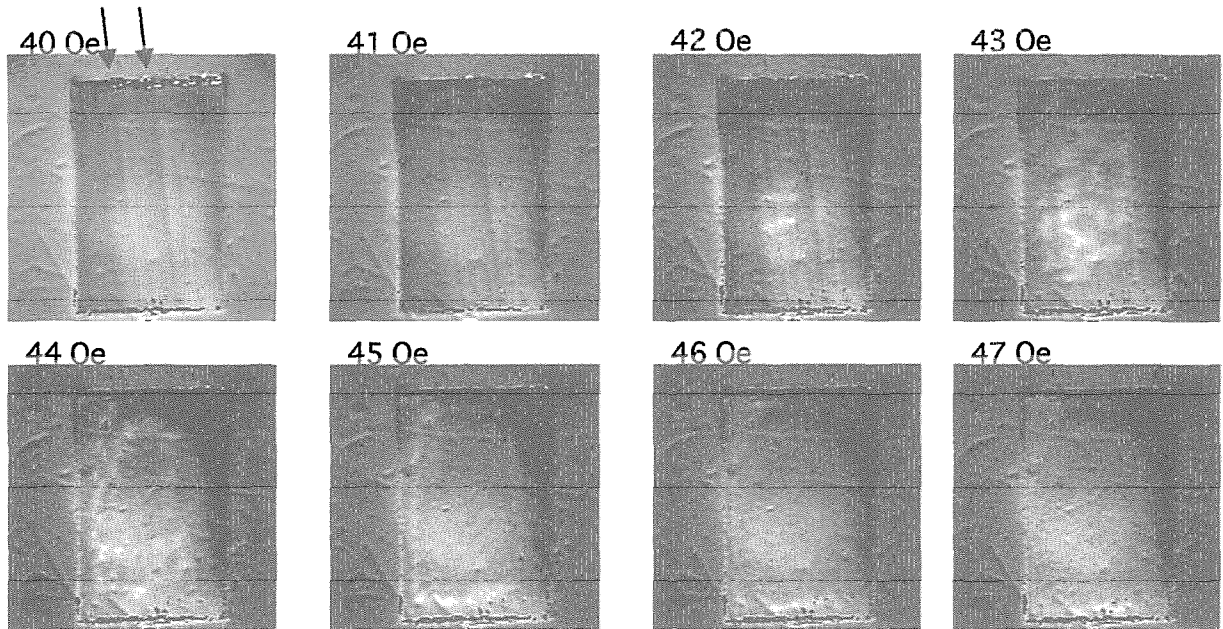


図4 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ 試料#2における磁束格子融解転移の様子 ($T = 75 \text{ K}$)。磁束固体状態においてa軸方向にスジ (矢印) が見られる。

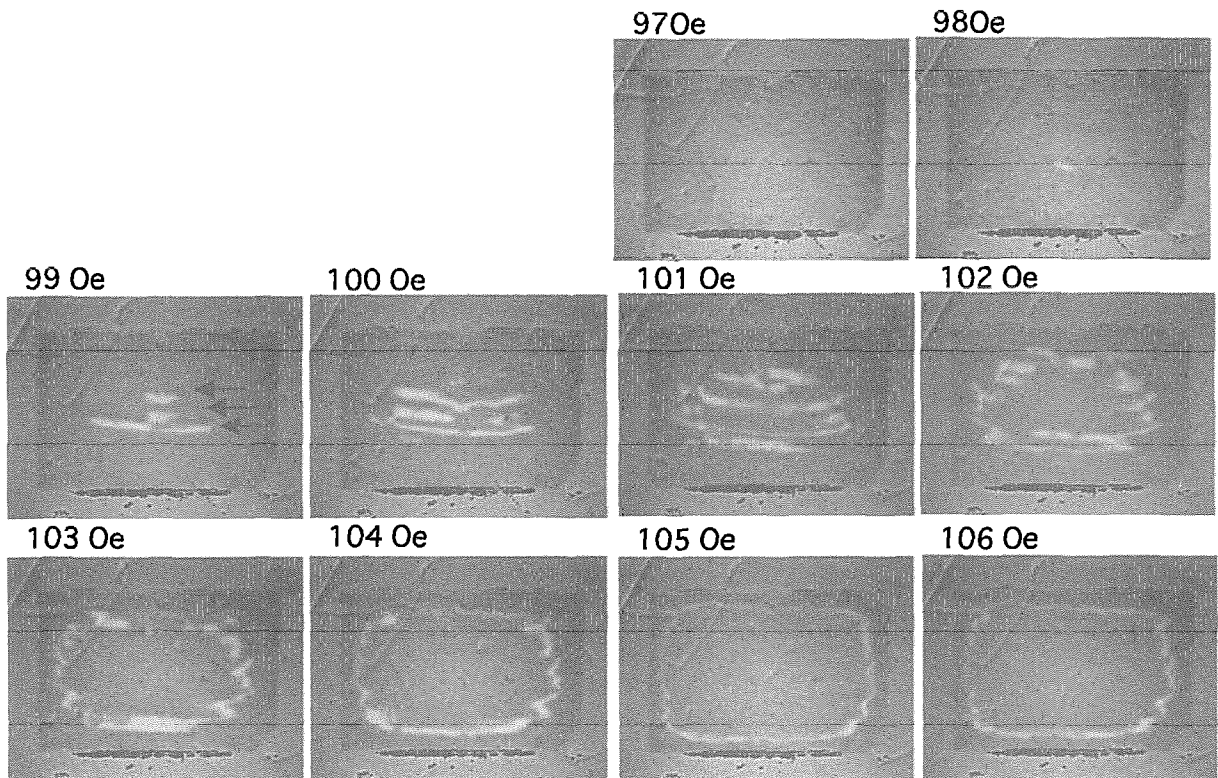


図5 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ 試料#3における磁束格子融解転移の様子 ($T = 65 \text{ K}$)。磁束液体領域が弓状の形状で広がって行く (矢印)。