

高温超伝導体の渦糸系における粘性効果

極低温科学センター 野島 勉 (nojima@imr.tohoku.ac.jp)

1. はじめに

第II種超伝導体の混合状態における渦糸（量子磁束）系は、熱ゆらぎやピン止めの影響が少ない場合、上部臨界磁場 H_{c2} 以下において三角格子を形成することが従来から知られる。これに対し、大きな熱ゆらぎの影響を受ける高温超伝導体では、渦糸系は $H_{c2}(T)$ 線近傍と思われる温度・磁場領域では格子を組めず有限な電気抵抗を示す液体状態となり、より低温・低磁場において固体状態へと相転移するという特異な現象を示す。この相転移は、良質単結晶のようなクリーンな系では、三角格子状態への一次相転移となるが[1-3]、膜状試料のような disorder を数多く含む系では渦糸ガラス状態への二次相転移になる [4,5]（これは disorder が渦糸へのピン止め中心として働き、格子の形成を乱すためである）。

これまでにこのガラス状態は、欠陥の種類がランダムな点状欠陥の場合、全空間方向に渦糸の位置的なオーダーのない Vortex glass (VG)相[4]に、欠陥の形が線状の場合、欠陥方向にのみ磁束線が直線的にそろい、それと垂直方向には位置的オーダーのない Bose glass (BG)相になることが予言されている[6]。実験的にも輸送特性や磁化特性から得られる相転移線の振る舞いや、相転移の臨界領域におけるスケーリング則の結果を用いて、膜状試料ではVG相、重イオン照射試料（柱状欠陥を含む単結晶や膜試料）ではBG相の存在が数多く報告されてきた [5,7,9]。

渦糸系の相転移や液体相、種々の固体相の存在が確実になってきた一方、各相における磁束線のダイナミクスについてはあまり知られていないのが現状であろう。磁束線はピン止め中心とだけでなく、磁束線同士とも相互作用をするため、その運動には、液体相では粘性、固体相では弾性の効

果が現れる。これらを調べることは未知の部分が多い渦糸系ダイナミクスを理解する上で重要であると考えられる。

最近我々は、典型的な高温超伝導体であり VG 転移を示す $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7(\text{YBCO})$ の膜状試料に対し、パターン化した重イオン照射をして渦糸系のフローチャンネルを作ることにより、渦糸液体状態での粘性を調べる新しい実験アイデアを考案した。実際にこのアイデアを用いて、磁束液体状態における磁束運動や、VG 転移に対する粘性相間の影響を調べた結果を報告する。

2. 実験原理と方法

図1の概念図に示すように、柱状欠陥を含みBG転移を示す領域と点状欠陥を含みVG転移を示す領域が交互に存在する試料を考える。柱状欠陥は渦糸線方向の相関の発達を助長するため、超伝導転移温度 T_c より十分はなれた温度域（高磁場）では、一般にBG転移温度 T_{BG} はVG転移温度 T_{VG} より高くなる。この場合 $T_{BG} > T > T_{VG}$ の温度域では真中の点状欠陥領域のみが渦糸液体相のチャンネルとなる。そこでこのチャンネルを横切るような電流を流すと、チャンネル内の渦糸液体のみが Lorentz 力で動くことになる。このとき流

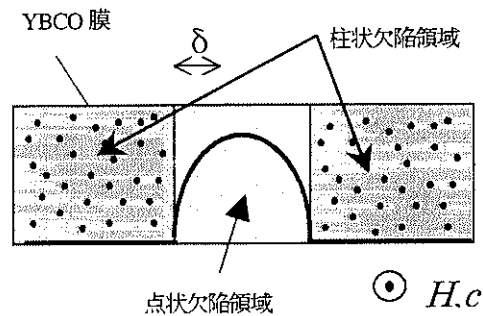


図1 試料の概念図と予想される $T_{VG} < T < T_{BG}$ (→)での磁束の速度分布。

れは、動かないBG 固体の壁から粘性の力を受けながら速度分布をもつことになるであろう (図1 参照)。よって磁場や温度を変化させながらそれぞれの場所での電圧を測定し比較することにより磁束液体状態領域における粘性相間の効果を調べることができる。

本研究ではYBCOのc軸配向膜に部分的な重イオン照射をすることにより上記の状況を実現した。rf スパッタ法でSrTiO₃(100)基板上に作成したYBCO膜(厚さ100nm, 超伝導転移温度 $T_c = 88.5$ K, 77 Kでの臨界電流密度 $> 10^6$ A/cm²)に対し、直径200 μmの金線をマスクとして試料中央の表面に置き、c軸方向に平行にAuイオン(200MeV)を照射することにより図1のような柱状欠陥の照射パターンを作成した(照射は日本原子力研究所タンデム加速器で行った)。照射密度は 2×10^{11} ions/cm²であり、各欠陥に1本ずつ渦糸がピン止めされると仮定したマッチング磁場 B_ϕ に換算すると4Tである。

照射試料を図2挿入図のようにフォトリソグラフィで成型し、4つの電圧端子をとりつけ、電流により各部での磁束の運動が観察できるようにした(V_{23} は主に未照射部の電圧、 V_{14} は照射・未照射部両方の直列電圧)。

3. 結果と考察

図2に各磁場 B 中における、一定電流下($I = 10$ μA)での電圧の比 V_{14}/V_{23} の温度依存性を示す。 $B_\phi \sim 4$ T以下の低磁場領域では、 V_{14}/V_{23} は温度の下

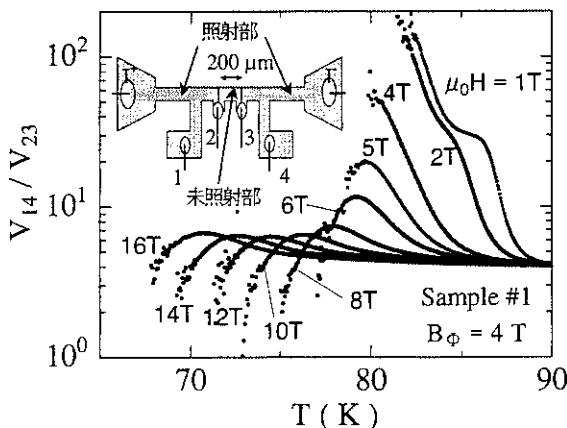


図2 磁場中における電圧比 V_{14}/V_{23} の温度依存性。

降とともに上昇するふるまいが見られる。 V_{23} は未照射部電気抵抗、 V_{14} は照射・未照射部の直列抵抗にほぼ対応するため、この上昇は試料中央の未照射部の電気抵抗がはやくゼロに向かうこと、つまり未照射部のVG転移が照射部のBG転移より高温でおこることを意味する($T_{VG} > T_{BG}$)。これは重イオン照射によるダメージにより照射部の超伝導転移温度 T_c が減少するためである。一方 B_ϕ 以上の高磁場中においては、一旦上昇した V_{14}/V_{23} は温度の上昇とともに減少する。これは、低磁場中とは逆に照射部が先にBose Glass転移することを示す($T_{BG} > T_{VG}$)。

同様な振る舞いは電流電圧($I-V$)特性にも見られた。図3に B_ϕ 前後の磁場中での典型的な $I-V$ 特性を示す。 $B = 2$ T $< B_\phi$ では $T_{VG} > T_{BG}$ を反映して測定したすべての温度、電流範囲で $V_{14}(I) > V_{23}(I)$ であるのに対し、 $B = 6$ T $> B_\phi$ では T_{BG} 以下の低電流領域で $V_{14}(I) = V_{23}(I)$ となる。これは高磁場中では $T_{BG} > T_{VG}$ を反映して T_{BG} 以下で照射部での電圧降下がなくなることを意味する。

各磁場中での未照射部、照射部における輸送特性 $V_{23}(I, T)$ 、 $V_{14}(I, T) - V_{23}(I, T)$ をそれぞれVG、BG

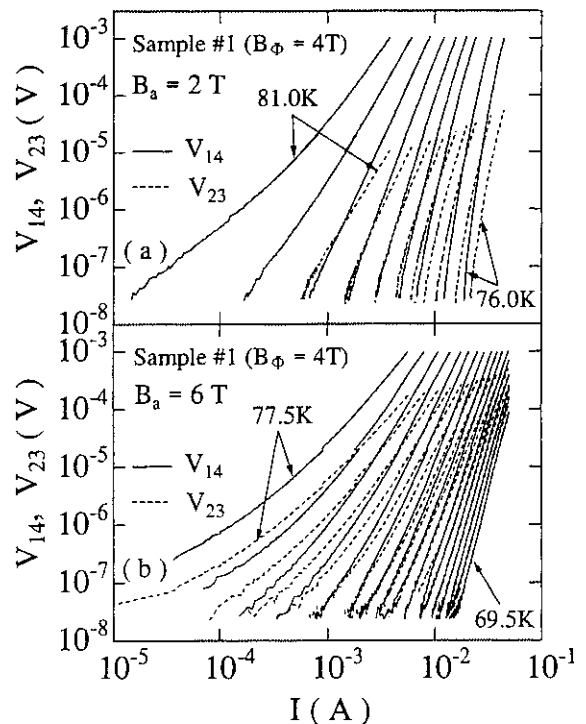


図3 (a)低磁場($< B_\phi$)と(b)高磁場($> B_\phi$)領域における各温度での電流電圧特性。温度は0.5K間隔 (a)の78K-76Kは1K間隔。

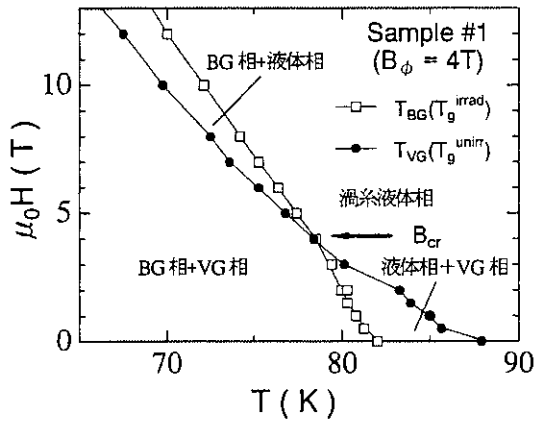


図4 部分照射試料の温度・磁場相図。 T_{BG} : 照射部の BG 転移温度、 T_{VG} : 未照射部の VG 転移温度。

スケーリング理論により解析し[4,6]、得られた磁場-温度相図を図4に示す。未照射部の T_{VG} 付近における磁束液体状態を見ると、 $B < B_{cr}$ での低磁場中ではまわりの照射部も液体状態にあることから、束縛のないフロー状態にある。これに対し $B > B_{cr}$ での高磁場中では、照射部はすでに BG 固体になっていることから、未照射部は両側から Confine されたチャンネルフローの状態に変化することがわかる。

Confine された磁束フロー状態では、両側の動かない BG 固体との境界で生じる粘性の効果により、チャンネル内で磁束運動の速度分布が生じるはずである。このような状況では、未照射部の VG 転移は、理想的な束縛のない VG 転移と違ったものになることが予想される。この粘性の効果を調べるために、未照射部における VG 転移の臨界指数 z と s の磁場変化をスケーリング則より算出した結果を図5に示す。ここで z は $T = T_{VG}$ 直上において予想される電流電圧特性

$$V \propto I^{(z+1)/2} \quad (1)$$

より、 $s = \nu(z-1)$ は転移近傍のオーミックな電気抵抗の温度依存性を

$$R(T) \propto \xi_{VG}^{(1-z)} \propto (1 - T/T_{VG})^{\nu(z-1)} \quad (2)$$

でフィットすることにより求めた[4] (z と ν はそ

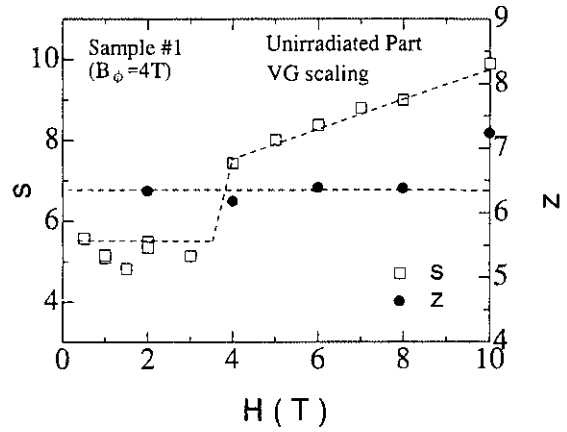


図5 未照射部分の VG 転移における臨界指数 z と s の磁場依存性

れぞれ動的、静的臨界指数、 $\xi_{VG} \propto (1 - T/T_{VG})^\nu$ は渦糸相間長である)。これをみると渦糸運動の relaxation time $\tau \sim \xi_{VG}^2$ に関する z は磁場に対してはほぼ一定であるのに対し、 s は B_{cr} において約2の急激な飛びを示していることがわかる。この結果は、VG 転移を特徴づける電気抵抗のスケーリング則 (式(2)) が粘性の効果により変更を受けたことを示しているように見える。

以上の実験結果を報告されている理論を用いて考察してみる。Marchetti と Nelson による有限サイズの glass 転移モデルによると[10]、粘性をもった磁束液体が有限サイズ L のチャンネル中を一定のローレンツ力を受けて流れる時、その電気抵抗 R はチャンネルの境界における粘性の効果により、

$$R(T) = R_f(T) \left[1 - \left(\frac{2\delta}{L} \right) \tanh \left(\frac{L}{2\delta} \right) \right] \quad (3)$$

で表される。ここで $R_f(T)$ は $L \rightarrow \infty$ における (Confine されない時の) 電気抵抗であり(1)式と同じものである。 δ は粘性長(境界から粘性の効果及ぶ距離)であり、磁束系の viscous 係数 η と friction 係数 γ を用いて $(\eta/\gamma)^{1/2}$ で表される。 $\delta < L$ の場合 $R(T) \sim R_f(T) \propto (1 - T/T_{VG})^{\nu(z-1)}$ となり通常の VG 転移と同じ表式となるが、 $\delta > L$ の場合(3)式は

$$R(T) = R_f(T) / \delta^2 \quad (4)$$

と近似でき、 δ が T_{VG} にむけて発散的振る舞いをするとき、粘性の効果で電気抵抗に含まれるパラメータ s が見かけ上変更を受けることになる。現在まで渦糸系における η の表式が不明なので δ の温度依存性がよくわかっていないが、Marchetti と Nelson は粘性長 δ が磁束相間長 $\xi_{VG} \propto (T - T_{VG})^{-\nu}$ に等しいと仮定して $R(T) \propto (T - T_{VG})^{\nu(z+1)}$ の関係を導いている [10]。これまでの実験で報告されている $\nu \sim 1$ [5,7] を考慮すると、図5における s の約2のとびは $B > B_c$ においてチャンネルフローがおこることによる s の $\nu(z-1)$ から $\nu(z+1)$ への変化に対応し、定性的にデータをうまく説明する。よって図5の臨界指数の変化は渦糸液体のグラス転移に対する粘性効果であると考えることができる。

一方(3)式における L は本実験では未照射部の幅 $200 \mu\text{m}$ であることから $\delta = \xi_{VG}$ を仮定するならば、測定範囲内で $\xi_{VG} > 200 \mu\text{m}$ の大きさになっていなければならない。これより VG 転移の臨界領域の始まる温度 T^* での渦糸相間長を見積もると、少なくとも $\xi_{VG}(T^*) \sim 100 \mu\text{m}$ になる。この値は、これまで予想されている値 $\xi_{VG}(T^*) \sim 50\text{-}100 \text{ nm}$ [11] にくらべかなり大きい。 ξ_{VG} は渦糸が短距離的な位置のオーダーをもつ長さであり、ダイナミクスにおける渦糸相間を特徴付ける粘性長とは必ずしも一致する必要はないのかもしれない。 δ を ξ_{VG} に等しくはないが、比例する長さとするとも本実験結果は一応説明できる。今後、粘性長 δ に関するより具体的な表式を求めることが課題であろう。

4. まとめ

部分照射した YBCO 膜を用いて、磁束がチャンネルフローを起こした場合におきる境界での粘性効果を VG 系ではじめて実験的に検証した。チャンネルの幅が粘性相間長と同等以上になると、VG 転移は通常の振る舞いから変更を受け、その変化は臨界指数に現れること、渦糸ダイナミクスにおける粘性相間長は VG 転移とともに発散し、少なくとも数 $100 \mu\text{m}$ のオーダーの巨視的なスケールにまで及ぶ量であることが明らかになった。本研

究でのデータを定量的に説明するためには今後、この粘性相間長に関する詳しい表式を求める実験が必要である。

謝辞

ここで紹介した内容は、小林典男（金属材料研究所）、西寄照和（金属材料研究所）、岡安悟（日本原子力研究所）、劉軍政（極低温科学センター）、片倉正弘（極低温科学センター）各氏との共同研究による成果の一部を記したものである。強磁場中での輸送特性は金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センターで測定させていただいた。ここに感謝申し上げます。

参考文献

- [1] H. Safar et al., Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 824; W.K. Kwok et al, Phys. Rev. Lett **69** (1992) 3370.
- [2] T. Nishizaki et al., Phys. Rev. B **53** (1996) 82; R. Liang et al, Phys. Rev Lett **76** (1996) 835.
- [3] A. Schilling et al., Nature **382** (1996) 791.
- [4] M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1415; D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, D.A. Huse, Phys. Rev. B **43** (1991) 130.
- [5] R.H. Koch et al., Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1511.
- [6] D.R. Nelson and V.M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 2398; Phys. Rev. B **48** (1993) 13060.
- [7] T. Nojima, A. Kakinuma, Y. Kuwasawa, Phys. Rev. B **56** (1997) R14291.
- [8] L. Krusin-Elbaum et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1914.
- [9] R.C. Budhani, W.L. Holstein, M. Suenaga, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 566.
- [10] M.C. Marchetti and D.R. Nelson, Phys. Rev. B **59** (1999) 13624.
- [11] D.G. Xenikos, J-T. Kim, T.R. Lemberger, Phys. Rev. B **48** (1993) 7742.