

## 柱状欠陥を含む高温超伝導膜の渦糸系相図

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

## 1. はじめに

熱ゆらぎ、ピニング、渦糸弾性相関といった3つエネルギースケールが拮抗する高温超伝導体の混合状態では、量子渦糸系の液体状態から固体状態への相転移が顕著に観測される。特にピン止め中心となる disorder を多数含む dirty 超伝導体では、この固体相は渦糸グラス相となり、相転移は2次の相転移となることが知られる。これまで、この渦糸グラス相は disorder がランダムな点欠陥の場合、渦糸に全空間方向に位置的なオーダーのない等方的な Vortex glass (VG)相[1]に、disorder の形が柱状の場合、柱状方向にのみ渦糸線が直線的にそろい、それと垂直方向では位置的オーダーのない異方的な Bose glass(BG)相[2]になることが理論的に予言されている。実験的にも点欠陥を含む膜状試料や柱状欠陥を含む重イオン照射試料(単結晶や膜試料)における輸送特性の測定により、これら2種類の渦糸グラス相転移の存在が報告されてきた[3-5]。

近年、柱状欠陥を含む高温超伝導体において、新たな特性が報告されるようになってきた。重イオン照射した  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-y}$  単結晶では、照射によってできる柱状欠陥密度  $n$  に相当するマッチング磁場  $B_\phi (= n \times \text{磁束量子}\phi_0)$  の  $1/3$  付近の磁場で、液体、グラス両相で磁化のピーク、不可逆線の急激な上昇が報告された[6]。特に液体相での異常は磁場の上昇とともに磁束線の decouple した状態から couple した状態への転移として説明されている。さらに、重イオン照射した  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (YBCO) 単結晶においても  $B_\phi/3$  付近で  $\text{CuO}$  面間コヒーレンスに変化が起こることが報告されている[7]。これらの結果は、柱状欠陥を含む系においては BG 相転移のユニバーサルに起こる磁場範囲は限られており、その磁束系相図は理論的に予測されるほ

ど単純なものではないことを示しているように見える。そこで柱状欠陥を含む量子渦糸系において、欠陥の数と磁束線の数の関係によりグラス相転移や渦糸グラス相、液体相の性質がどのように変化するかを詳細に調べ理解する必要がある。グラス転移温度や各相での渦糸ダイナミクスに関して直接的な情報を得るためには、高い電流密度までの輸送特性測定が可能な膜状試料を用いるのが適切であろう。そこで本研究では、重イオン照射した  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (YBCO)膜を用いて、磁場を変化させながらその輸送特性を測定した。

## 2. 実験方法

実験には rf スパッタ装置により  $\text{SrTiO}_3(100)$ 基板上に作成した  $c$  軸配向 YBCO 膜(厚さ 100nm、ゼロ磁場での  $T_c(R=0) = 88.5 \text{ K}$ 、77 K での臨界電流密度  $> 10^6 \text{ A/cm}^2$ )を用いた。これらに対し原研タンデム加速器により  $c$  軸方向に Au イオン(240 MeV)を照射し柱状欠陥を導入した。照射密度は  $1 \times 10^{11} \text{ ions/cm}^2$  と  $1.5 \times 10^{11} \text{ ions/cm}^2$  でマッチング磁場に換算して  $B_\phi = 2\text{T}$ 、 $3\text{T}$  である。グラス転移の性質を調べるため、各磁場中での電流・電圧( $I$ - $V$ )特性を測定し、そのスケーリング則より転移温度を導出した。さらに液体相、グラス相での磁場に対する性質変化を調べるため電気抵抗  $R$ 、臨界電流密度  $J_c$  の磁場  $B$  依存性をそれぞれ測定した。

## 3. 結果

測定した  $I$ - $V$  特性の典型例を図1に示す。これまで数々の報告例があるように、この両対数プロットの曲率の変わる境目近傍(点線)にオーム抵抗の消滅する温度、つまりグラス転移温度  $T_g$  が存在する。よってこの付近の温度を用い、各温度の  $I$ - $V$  曲線を BG 理論のスケーリング則[2]、

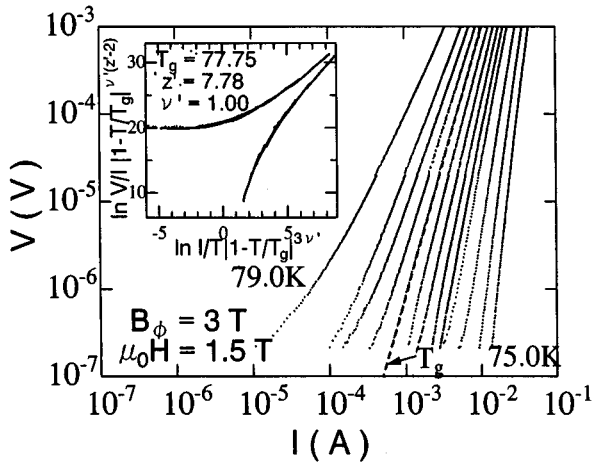


図1. 典型的な  $I$ - $V$  特性と BG スケーリングによる解析。  
試料:  $B_\phi = 3\text{T}$ , 印加磁場  $\mu_0 H = 1.5\text{T}$ .

$$\frac{V}{I} = \frac{\xi_{g\parallel}}{\xi_{g\perp}^{z'_g}} \cdot F_\pm \left( \frac{I \Phi_0 \xi_{g\parallel} \xi_{g\perp}}{k_B T} \right) \quad (1)$$

に従ってスケールリングプロット (図1挿入図) をすることにより正確なガラス転移温度  $T_g$  を得た。ここで  $\xi_{g\parallel} \sim |T - T_g|^{-2\nu}$ ,  $\xi_{g\perp} \sim |T - T_g|^{-\nu}$  はそれぞれ欠陥と平行、および垂直方向の渦糸相関長、 $\nu, z'$  は静的、動的臨界指数である。 $F_+$  と  $F_-$  はそれぞれ  $T_g$  より高温、低温でのスケールリング関数であり、 $F_+(x)$  は  $x \rightarrow 0$  でオーム則を反映して定数に、 $F_-(x)$  は Vortex loop 励起を反映して指数関数的になる。測定した  $I$ - $V$  特性はすべての試料、磁場範囲で式 (1) のスケールリング則に従うことが確認され、各磁場での  $T_g$  および臨界磁場を導出した。

図2にスケールリング解析より得られた  $T_g$  の磁場変化を示す。どちらの試料についても  $B = B_\phi/3$  付近で  $T_g(B)$  曲線の不連続な折れ曲がりが見られる。同様な磁場領域で臨界指数にも異常が見られた。 $\nu, z'$  は1種類の相転移に対して一定の値を持つはずであるが、 $z'$  は磁場の上昇とともに  $B_\phi/3$  以下付近で peak ( $z' \sim 10-11$ ) を示した後、一定値 ( $z' \sim 8-9$ ) になる。これらの結果は  $B \sim B_\phi/3$  を境に相転移の性質 (ユニバーサリティ) が変化したことをはじめて示すものである。

渦糸ガラス相、液体相の各相での輸送特性にも柱状欠陥を含む試料の特有な性質が現れた。典型例として図3に  $B_\phi = 2\text{T}$  の試料における液体相の

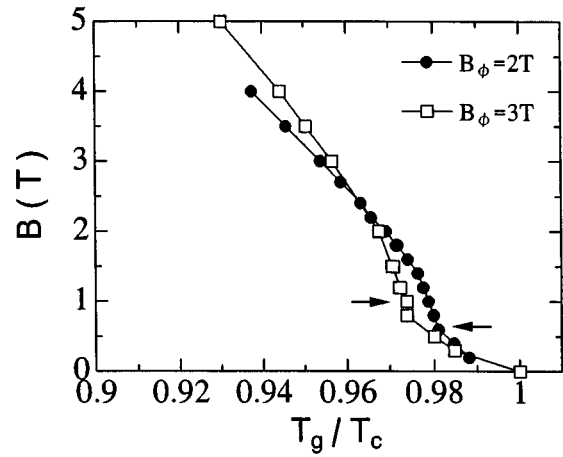


図2. 各試料におけるガラス転移線  $T_g(B)$ .

各温度での電気抵抗の磁場依存性  $R(B)$  を測定し、その磁場微分  $dR/dB$  を  $B$  に対してプロットしたものを示す ( $B_\phi = 3\text{T}$  の試料でも同様であった)。 $dR/dB$  は高温で磁場の増加とともに減少し  $B_{L1}$  ( $\sim 0.7\text{T}$ ) で極小をもつことが観測された。この極小をもつふるまいは温度の下降とともに傾きの変化へと連続的に変わる。さらに磁場を増加させると、 $B_{L2}$  で一旦小さな肩をもった後に peak を示し減少する。重イオン照射していない試料では、 $dR/dB$  は磁場の上昇とともに増加し、極大をもってその後減少するふるまいのみが観測される。よって  $B_{L1}$  と  $B_{L2}$  での異常は重イオン照射試料特有のものであるといえる。

図4に  $B_\phi = 2\text{T}$  の試料におけるガラス相の各温度での臨界電流密度の磁場依存性  $J_c(B)$  を測定し、

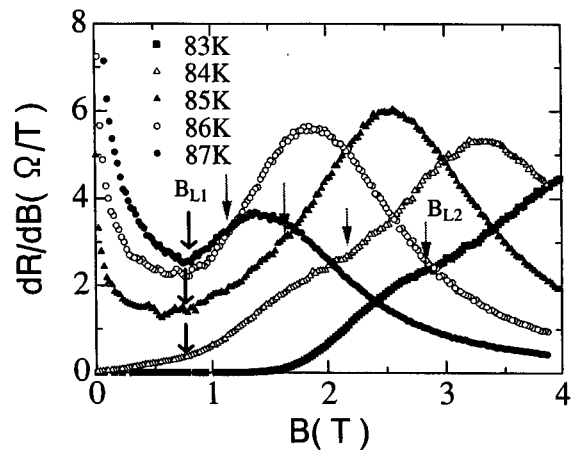


図3.  $R(B)$  測定より求めた  $dR/dB$  vs  $B$  ( $B_\phi = 2\text{T}$ ).

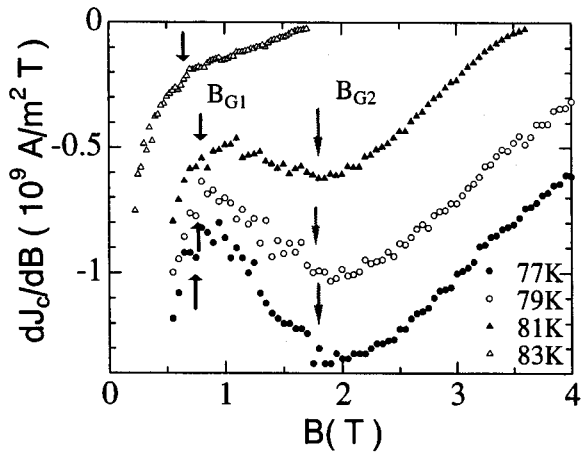


図4.  $J_c(B)$ 測定より求めた  $dJ/dB$  vs  $B$  ( $B_\phi=2T$ )。

その磁場微分  $dJ/dB$  の磁場依存性をプロットしたものを示す。 $dJ/dB$  はとともに上昇し、 $B_{G1}$  (~0.7 T) で小さな飛びを示した後に減少し、 $B_{G2}$  (~2T) で再び飛びを示すことが観測された。 $B_{L1}$  と  $B_{G1}$  はちょうど  $B_\phi/3$  に、 $B_{G2}$  は  $B_\phi$  に相当する。同様な2種類の異常は、 $B_\phi = 3T$  の試料においても観測された。

#### 4. 考察

以上の実験結果より得られた各試料の  $B$ - $T$  相図を図5に示す。柱状欠陥を持つ膜試料の混合状態にはガラス転移線  $T_g(B)$  に加え、新たな2つ境界線がガラス相、液体相の両方に存在し、各相はそれぞれ3つに分かれることが新たにわかった。特に  $B_\phi/3$  での境界はガラス相と液体相の両側に共通に存在し、照射した Bi 系単結晶の磁化測定の結果[5]とも一致することから、異方性によらない柱状欠陥試料に共通するユニバーサルな性質であるといえる。

Sugano ら[8]は Bi 系の超伝導パラメータを用いた計算機シミュレーションにより、柱状欠陥による渦糸磁束の trapping rate が磁場の増加とともに徐々に減少していき、ちょうど  $B_\phi/3$  のところで急激に増加することを見出した。このことは  $B_\phi/3$  以下の磁場領域では柱状欠陥の影響を受けない渦糸が多数存在するが磁場とともに  $B_\phi/3$  で急激に柱状欠陥の効果が始まることを意味する。通常スパッタ法で作成した YBCO 膜にはバックグラウンドとして VG 転移の原因となる点状欠陥が多数存

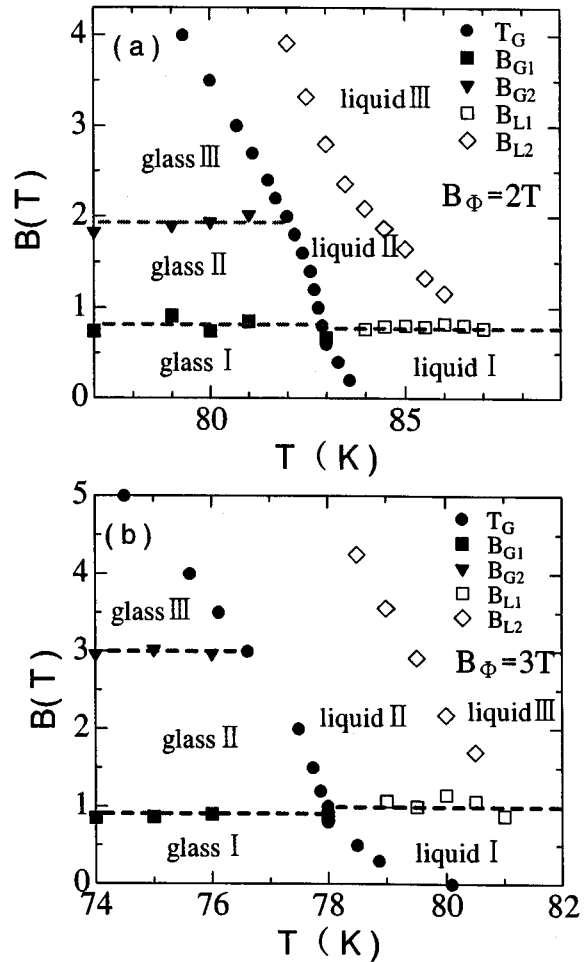


図5. 重イオン照射 YBCO 膜の  $B$ - $T$  相図。(a)  $B_\phi = 2T$ , (b)  $B_\phi = 3T$ 。

在することが知られる。よって柱状欠陥の影響を受けない渦糸はこの点状欠陥につかまることになる。これを考慮すると、 $B_\phi/3$  以下の渦糸系相転移は BG よりむしろ VG 転移の性質を帯びる可能性がある。実際、 $I$ - $V$  特性のデータを式(1)の BG スケーリングにおいて  $\epsilon_g \sim \epsilon_{g1} \sim |T-T_g|^{-\nu}$  と書き換えた VG スケーリングに整理しなおしてみると、臨界指数は  $B = B_\phi/3$  において  $\nu = 1.1-1.4$ ,  $z = 7.0-5.4$  と VG 理論の範囲内におさまる。よって液体相、ガラス相にまたがる  $B = B_\phi/3$  の  $B_{L1}$ ,  $B_{G1}$  線は点欠陥が有効に作用する領域と柱状欠陥が有効に作用する領域の境界線となっており、 $T_g(B)$  の  $B_\phi/3$  での upturn は VG 転移から BG 転移への相転移またはクロスオーバーを示すものと結論付けられる。

一方、 $B_\phi$  以上の磁場領域では  $T_g(B)$  に  $B_\phi$  での緩やかな折れ曲がりがあるものの、臨界指数は変化し

ていない。よってこの領域での相転移は  $B_{\phi}/3 < B < B_{\phi}$  と同様 BG 相転移であるといえる。しかしこの領域でのグラス状態では磁束線の数が欠陥数を越えるため渦糸線は柱状欠陥に個別につかまるのではなく、むしろ Collective にピン止めされている状態に変わるはずである。これが  $J_c(B)$  の  $B_{c2}$  での変化に対応している。

## 5. まとめ

本研究では Au イオン照射により柱状欠陥を導入した YBCO 膜を用いて、その渦糸系相図を詳細に調べた。渦糸グラス・液体両相にわたり  $B = B_{\phi}/3$  で温度によらない境界が Bi 系と同様 Y 系においても存在すること、さらにそこでグラス転移線の急激な上昇が存在することがはじめてわかった。計算機シミュレーションの結果と試料中の点欠陥の存在を考慮することにより、この系では点欠陥によるピン止め効果と線欠陥によるピン止め効果の競合が起こっており、その結果、 $B = B_{\phi}/3$  を境に低磁場では VG 相転移が、高磁場では BG 相転移がおこるものと結論付けられた。この境界が相転移かクロスオーバーかということ、なぜ欠陥密度の 1/3 でこのような異常が起きるのかはということはまだわかっていない。

BG 相ではさらに  $B = B_{\phi}$  で臨界電流のふるまいに変化がみられた。これは従来から知られているように渦糸線の数が欠陥数を越えたためピンニングが Collective な状態に変わったことをあらわに示したものである。

## 謝辞

ここで紹介した内容は、小林典男（金属材料研究所）、岡安悟（日本原子力研究所）、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] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, D.A. Huse, Phys. Rev. B

43 (1991) 130.

[2] D.R. Nelson and V.M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2398; Phys. Rev. B 48 (1993) 13060.

[3] R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1511.

[4] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, G. Blatter, A.D. Marwick, F. Holtzberg, C. Field, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 1914.

[5] R.C. Budhani, W.L. Holstein, M. Suenaga, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 566.

[6] N. Chikumoto, M. Kosugi, Y. Matsuda, M. Konczykowski, K. Kishio, Phys. Rev. B 57 (1998) 14507.

[7] K. Itaka, T. Shibauchi, M. Yasugaki, T. Tamegai, S. Okayasu, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 5144.

[8] R. Sugano, T. Onogi, K. Hirata, M. Tachiki, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2925.