

重イオン照射した $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 膜を用いた

磁束液体の粘性の研究

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

1. はじめに

熱ゆらぎの効果を大きく受ける高温超伝導体の混合状態では、磁束系の液体状態から固体状態への相転移が起こる。この現象は *Vortex matter physics* という新しい分野に発展し、これまで磁束系相図に関する多大な研究がなされてきた。ピン止め中心となる *disorder* を多く含む *dirty* な高温超伝導体では、この相転移は磁束系の液体相からガラス相への二次相転移となることが知られる[1,2]。これまでの研究で磁束ガラス相は *disorder* が点状欠陥の場合、磁束がすべての方向に対しランダムに凍結する *Vortex glass (VG)* 相[1,3]に、*disorder* の形が柱状の場合、磁束が柱状欠陥方向のみに直線的に整列し、それと垂直方向にはランダムに凍結する *Bose glass (BG)* 相[2,4]になることが知られている。一般に柱状欠陥は点欠陥よりもピン止めの効率がよく、かつ磁束線の弾性的エネルギー低減させる（ピン止めされた磁束線が直線的になるため）。このため VG 転移温度 T_{VG} と BG 転移温度 T_{BG} の間には、強磁場中で $T_{VG} < T_{BG}$ の関係が成り立つ。

現在まで磁束ガラス—磁束液体相転移や各ガラス、液体相の存在自体は実験的・理論的に理解されつつある。しかし、磁束線の各相でのダイナミクスについての詳細はあまり知られていない。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、磁束液体状態では粘性が存在するはずである。さらにガラス化する直前の相転移近傍では磁束間の相関距離が発散的に増大するため、磁束の粘性運動は顕著に観測されるはずであるが、それらに関する報告例はほとんどない。そこで本研究では典型的な高温超伝導体で

ある $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO)の薄膜試料に部分的重イオン照射を行うことで、一つの試料中に柱状欠陥を含む領域と点状欠陥を含む領域を作製し、両者の境界でおこる磁束の粘性効果によるダイナミクスの変化を調べた。

2. 実験方法

図1に本研究で用いた試料の概略図を示す。rfスパッタ法により $\text{SrTiO}_3(100)$ 基板上に作製した YBCO 膜上 (c 軸垂直向, 厚さ 200 nm) に、幅 $100\ \mu\text{m}$ のマスクをして 200 MeV の Au イオンを照射した。照射密度 $n = 2 \times 10^{11}$ ions/cm² である (磁束線密度に換算した場合のマッチング磁場 $B_\Phi = n\Phi_0 = 4$ T に相当、ここで Φ_0 は磁束量子)。照射された領域では重イオンが通過した跡に生成される柱状欠陥により BG 転移がおこり、未照射領域では YBCO 膜に元々存在する点欠陥により VG 転移がおきる。このような試料に対し、 z 軸方向 (c 軸および欠陥の方向) に磁場 B を印可し、 ab 面内の x 軸方向か

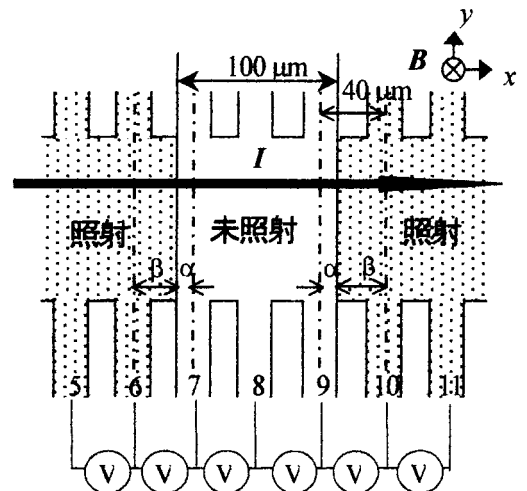


図1 測定に用いた YBCO 膜の概略図。

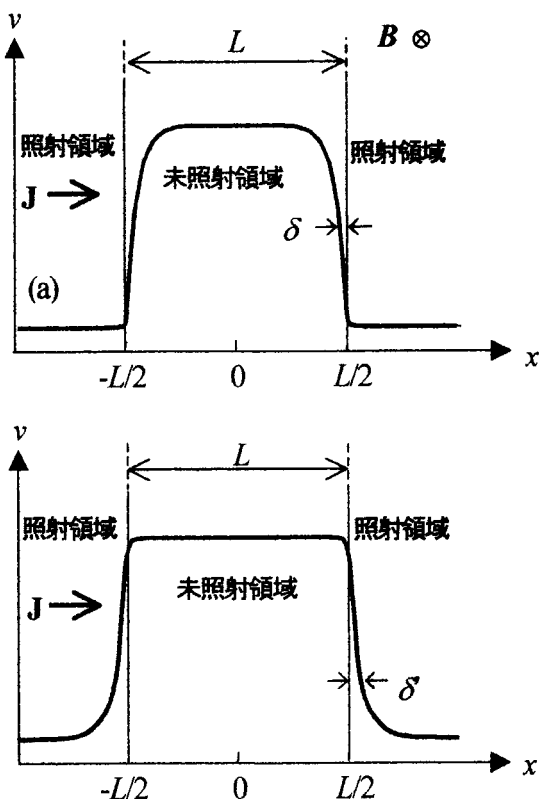


図2 予想される Bose glass 転移温度 T_{BG} 付近での磁束の速度分布. (a)未照射領域で粘性が顕著な場合 (b)照射領域で粘性が顕著な場合. δ , δ はそれぞれの領域での粘性相関長.

ら電流 J を流すと, Lorentz 力 $J \times B$ により磁束が y 軸方向に速度 v で運動する. その結果, 各場所での磁束の速度に比例した電場 $E = v \times B$ が x 軸方向に生じることになる. 試料中の照射領域が未照射領域よりはやく BG 転移により固化し始める場合, 両領域の境界で速度差が顕著になるため, そこに粘性の効果が現れることになる. 未照射領域の粘性が大きい場合, 速さ v は図 2(a) のように VG 粘性長 δ にわたって分布するであろう. 一方, 照射領域の粘性が大きい場合, v は図 2(b) のように BG 粘性長 δ にわたって分布を持つことになる. そこで, 図 1 に示すように照射領域を挟んだ $40 \mu\text{m}$ 間隔で電圧測定が可能になるよう試料をフォトリソグラフィ法で成形し, 局所的な電気抵抗転移 $R(T)$, I - V 特性を調べることで, 磁束の速度分布に関する情報を求めた. さらにその結果からそれぞれの粘性長やその温度変化を見積ることを試みた.

3. 結果と考察

各電圧端子を用いて測定したゼロ磁場中での $R(T)$ を図 3 に示す. この試料では $R_{7,8}$ と $R_{8,9}$ が未照射領域の電気抵抗 $R_{\text{未照射}}$, $R_{5,6}$ と $R_{10,11}$ が照射領域の電気抵抗 $R_{\text{照射}}$ である. $R_{6,7}$ と $R_{9,10}$ は図 1 に示すよう未照射領域と照射領域を $\alpha : \beta$ の長さ比で含んでおり, $R_{\text{境界}}$ と呼ぶ. 柱状欠陥を含む領域では照射の影響により電気抵抗の上昇と超伝導転移温度 T_c の減少がみられる. これはほとんどの高温超伝導体に共通に見られる現象であり, 照射による電子散乱の大きな領域の増加と c 軸長の伸びが原因と考えられている. $R_{\text{境界}}(T)$ は境界を挟んで両方の領域の T_c を含むことから抵抗は明瞭な 2 段転移を示す. 磁束のないゼロ磁場中では $R_{\text{境界}}$ は $R_{\text{未照射}}$ と $R_{\text{照射}}$ が直列につながったものみなせるため,

$$R_{\text{境界}}(T) = \alpha R_{\text{未照射}}(T) + \beta R_{\text{照射}}(T) \quad (1)$$

の関係式が成り立つはずである. 実際, $R_{\text{境界}}(T)$ を他の 2 つの領域のデータを用いて式 (1) でフィットすると図 3 の実線のようにデータと一致する. このことは各領域内では試料は均一で, かつ照射-未照射境界が非常にシャープであることを示す.

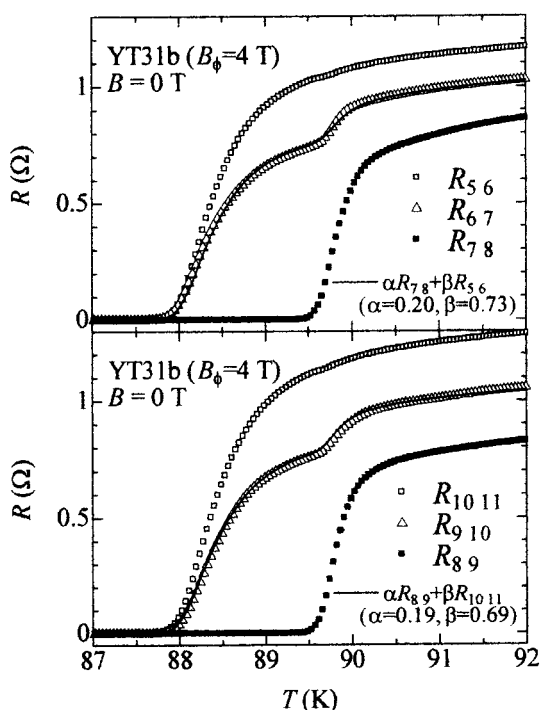


図 3 ゼロ磁場中の各領域における電気抵抗転移. 実線は式 (1) による $R_{\text{境界}}(T)$ のフィッティング.

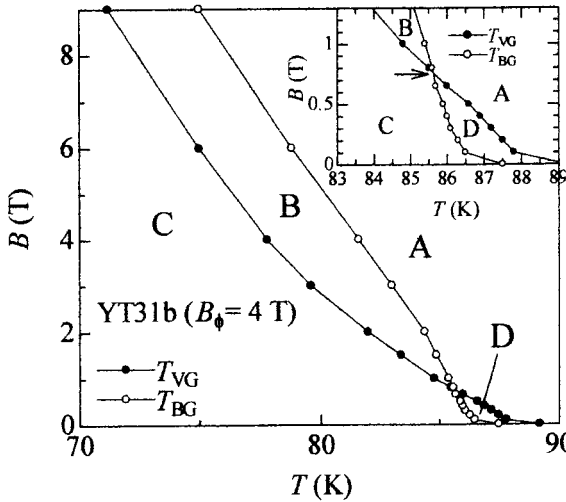


図4 未照射領域と照射領域における磁束ガラス転移温度 T_{VG} , T_{BG} の磁場変化.

磁場中における各領域での $R(T)$ と $I-V$ 特性を磁束ガラススケリング理論[1,2]を用いて解析し、得られた照射領域の Bose glass 転移温度 T_{BG} 、未照射領域の Vortex glass 転移温度 T_{VG} の磁場変化をそれぞれ図4に示す. 低磁場領域 (< 0.8 T) では、照射による T_c の低下の影響で、 $T_{VG} > T_{BG}$ となっているが、高磁場 (> 0.8 T) では柱状欠陥の影響で、予想通り $T_{VG} < T_{BG}$ となる. 図4中のAとBの境界付近の温度域で図2(a)か(b)のような磁束の速度分布が起こることが予想される.

粘性長 δ や δ' にわたる速度分布がおきる場合、その影響は照射-未照射境界付近の抵抗 $R_{境界}$ に現れるはずである. そこで $R_{境界}(T)$ の $R_{未照射}(T)$ に対する変化を詳しく解析した. 磁束間の相互作用が無視できる場合 ($\delta \cong \delta' \cong 0$ の場合), $R_{未照射}/R_{境界}$ は式(1)から

$$\frac{R_{未照射}}{R_{境界}} = \frac{R_{未照射}}{\alpha R_{未照射} + \beta R_{照射}} \quad (2)$$

のように書ける. ここで α と β は図3のゼロ磁場中の $R_{境界}(T)$ のフィッティングから求めた値を使う. $T_{VG} < T_{BG}$ となる (図4の0.8 T以上) 高磁場中では、温度の降下とともに $R_{照射}$ が $R_{未照射}$ より高温側でゼロに近づく. このため磁束粘性が無視できるくらい小さければ、式(2)右辺において $R_{照射} \rightarrow 0$ ($T \rightarrow T_{BG}$) より、 $R_{未照射}/R_{境界} \rightarrow 1/\alpha$ となる. 磁

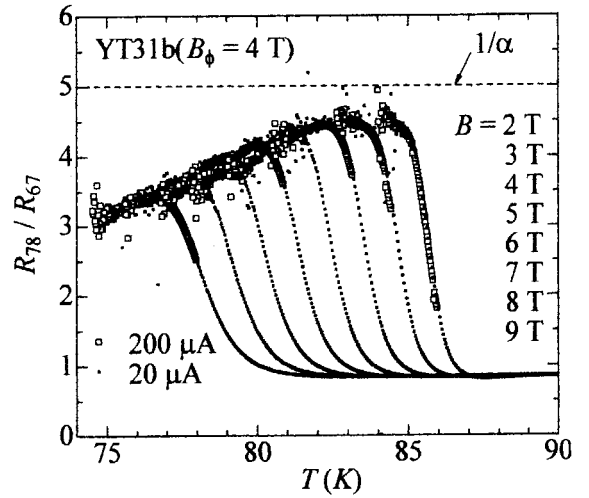


図5 各磁場中の $R_{未照射}/R_{境界}$ の温度依存性. $1/\alpha$ (破線) は粘性のない場合に近づく予想される値.

束の粘性がある場合を考えると、 $R_{未照射}/R_{境界}$ は、図2(a)のように未照射領域で粘性が顕著な時は $1/\alpha$ より大きくなり ($R_{境界}$ が粘性のない場合より小さくなるため)、図2(b)のように照射領域で粘性が顕著な時は逆に $1/\alpha$ より小さくなることが予想される. 図5に各領域での $R(T)$ の測定結果より求めた $R_{未照射}/R_{境界}$ の温度依存性を示す. それぞれの境界における $1/\alpha$ の値を図中に破線で示すが、 $R_{未照射}/R_{境界}$ はすべての磁場でこの値より小さくなった. この状況はちょうど図1(b)の場合に相当し、動きの速い未照射領域の磁束に、照射領域の遅い磁束が境界付近で δ にわたって引きずられていると考え、うまく説明できる. この場合 $R_{未照射}/R_{境界} \cong 1/(\alpha + \delta/d)$ と近似できる (d は電圧端子間距離). そこで、 $R_{未照射}/R_{境界}$ の最大値より δ' を見積もると、4 Tにおいて $\delta \sim 1 \mu\text{m}$ 、9 Tにおいて $\delta \sim 3.5 \mu\text{m}$ であった.

図5の一つの磁場について $R_{未照射}/R_{境界}$ の温度依存性を詳しくみると、温度の降下に対して $R_{未照射}/R_{境界}$ が減少する (δ' が増加する) 傾向が見られる. この減少の始まる温度域はちょうど照射領域の BG 転移の始まる温度 (相転移の臨界領域のオンセット) に対応していることより、 δ' の増加は相転移に関係した現象である. BG 理論によると、磁束同士の相関距離 ξ は臨界領域において温度の降下とともに $(T - T_{BG})^{-\nu}$ に従って発散し、ガラス化し

ていく[1,2]. ここで ν は臨界指数で、ほぼ1の値をとる. 磁束液体状態において粘性長と磁束相関距離がどのような関係があるか調べるため[5], 図5の結果より δ の温度依存性を導出した. 図2(b)のような粘性の効果がある場合, $R_{境界}$ は式(1)に変更を加え近似的に,

$$R_{境界}(T) = (\alpha + \delta/d)R_{未照射}(T) + (\beta - \delta/d)R_{照射}(T) \quad (3)$$

となるであろう. この式に $R_{境界}$, $R_{未照射}$, $R_{照射}$ といった実験データを代入することにより, $\delta(T)$ を算することができる. 図6に式(3)を用いて求めた δ の温度依存性を示す. これをみると $\delta(T) \sim (T - T_{BG})^{-0.9}$ でおおざっぱにはフィットでき, 確かに磁束相関距離とほぼ同じ温度依存性になっていることがわかった. しかしこれまでの $I-V$ 特性等のデータから予想される ξ の値は測定範囲内で数100 nmであり[3,6], 今回測定された δ より1桁程度小さい. この原因を調べるためには δ と ξ の具体的な表式を知る必要があるがいまのところ不明である. しかし本研究ではこれまで予想だけであった粘性長の具体的な長さが導出でき, さらに少なくとも $\delta \propto \xi$ の関係があることが示されたことになる.

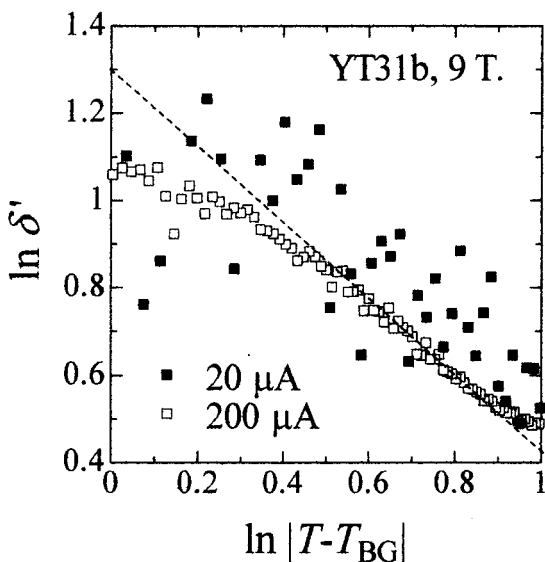


図6 磁場9 Tにおける粘性長 δ の温度依存性の見積もり(20 μ Aと200 μ Aの電流値での抵抗測定より求めた).

5. まとめ

部分的な重イオン照射により点欠陥領域と柱状欠陥領域をもつYBCO膜を作成し, それらの境界での磁束運動の速度差によっておこる粘性効果より, 磁束液体状態における粘性相関長を直接見積もることに成功した. 点欠陥領域と柱状欠陥領域ではそれぞれ, Vortex Glass 転移, Bose Glass 転移がそれぞれ別の温度 T_{VG} , T_{BG} ($T_{VG} < T_{BG}$)でおこるが, T_{BG} 近傍で柱状欠陥領域での粘性が発達し, 点欠陥領域での磁束液体の運動に, 柱状欠陥領域の磁束が引きずられて動く様子(図2(b))が観測された. このとき速度分布を特徴付ける粘性長 δ は1-3.5 μ mと見積もられた. また δ はBG転移に伴い発達する磁束相関距離 ξ と比例関係にあることも初めて確かめられた.

謝辞

ここで紹介した内容は, 京相忠(極低温科学センター), 中村慎太郎(極低温科学センター), 岡安悟(日本原子力研究所), 小林典男(金属材料研究所)各氏との共同研究による成果である.

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, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 1511
- [4] L. Krusin-Elbaum, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 1914.
- [5] M.C. Marchetti and D.R. Nelson, Phys. Rev. B 59 (1999) 13624.
- [6] D.G. Xenikos, J-T. Kim, T.R. Lemberger, Phys. Rev. B 48 (1993) 7742.