

# Bi-2223 単結晶の磁場中面内抵抗率転移

## Resistive transition of Bi-2223 single crystals under the magnetic field

弘前大・理工                      臼井 友洋, 足立 伸太郎, 渡辺 孝夫  
 東北大・金研                    西寄 照和, 木村 尚次郎  
 東北大・工                        野地 尚, 小池 洋二

T. Usui<sup>1</sup>, S. Adachi<sup>1</sup>, T. Watanabe<sup>1</sup>,  
 T. Nishizaki<sup>2</sup>, S. Kimura<sup>2</sup>, T. Noji<sup>3</sup>, and Y. Koike<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Graduate School of Science and Technology, Hirosaki University  
<sup>2</sup> Institute for Materials Research, Tohoku University  
<sup>3</sup> Graduate School of Engineering, Tohoku University

### 1. はじめに

銅酸化物高温超伝導材料を広範囲な実用につなげていくために、少しでもその超伝導転移温度 $T_c$ を高めることが望まれている。興味深い経験則の一つに、 $T_c$ と結晶構造の関係がある。すなわち、 $T_c$ は単位格子内の $\text{CuO}_2$ 面の枚数を増加させるにつれ増加傾向を示し、 $\text{CuO}_2$ 面が3枚のところを最大値をとることが知られている[1]。Bi系高温超伝導体を例にとれば、 $\text{CuO}_2$ 面が1枚の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$  (Bi-2201)で44 K、2枚の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  (Bi-2212)で90 K、3枚の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  (Bi-2223)で 110 Kとそれぞれ $T_c$ が上昇する。しかしその物理的な機構が分かっていない。

本研究では、Bi-2223 単結晶の磁場中面内抵抗率の測定を行い、 $T_c$  以下で見られる特徴的なブロードな転移を超伝導臨界揺らぎの理論を用いてフィッティングを行なった。この解析から面内コヒーレンス長 $\xi_{ab}$ と比熱の飛び $\Delta C$ が得られる。これらのパラメータをBi-2212の結果[2]と比較し、本系で $T_c$ が向上する要因を考察した。

### 2. 実験

単結晶は、出発組成  $\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  で溶媒移動型浮遊帯域(TSFZ)法により育成を行った[3]。測定する試料は as-grown の結晶に熱処理を行い、Underdoped( $T_c=93\text{K}$ )、Optimally doped( $T_c=108\text{K}$ )、Overdoped( $T_c=105\text{K}$ )の三種類を作製した。Fig.1 にそれぞれの試料の0Tでの抵抗率測定結果、Table Iには熱処理条件を示す。Underdoped 試料には、典型的な S 字型の振る舞いが観測され、Overdoped 試料では Optimally doped の場合と温度依存性こそ異なるものの、 $T_c$ にはほとんど変化がなく以前の結果が再現されたと言える[4]。磁場中面内抵抗率測定は直流四端子法で行い、磁場の方向は結晶 c 軸方向に平行に印加し、最大 17.5T で行なった。

解析は、まずゼロ磁場の  $T_c$  付近の転移を、超伝導揺らぎがない場合の裸の伝導度  $\sigma_0$  を仮定した上で二次元のAslamazov-Larkin(AL)揺らぎに伴う余剰伝導度の式 $\sigma_{2D-AL}$ (式-(1))を用いてフィットを行う(式-(2))。これにより、平均場の転移温度  $T_{c0}$ と裸の抵抗率  $\rho_0$  が決定される。このようにして決定された  $T_{c0}$ を Table I に示す。

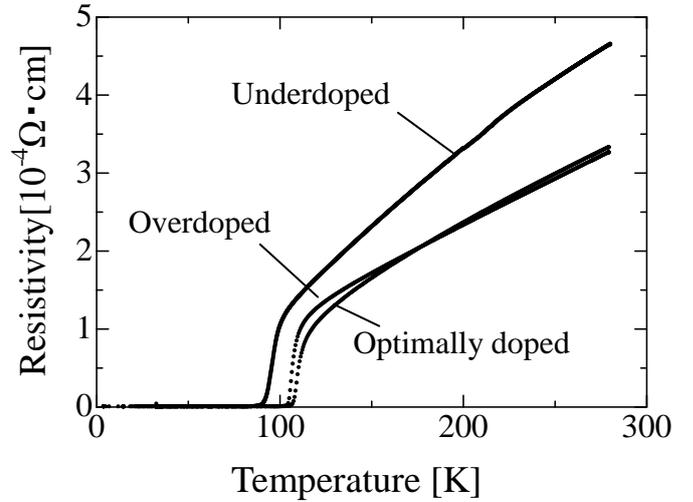


Fig.1 In-plane resistivity of Bi-2223 single crystals for various doping levels.

Sample	The mean-field transition temperature $T_{c0}$	Annealing conditions
Underdoped	96.5K	600°C 2h 2.0Pa
Optimally doped	111K	500°C 30h 1atm
Overdoped	108K	400°C 24h 1000atm

Table I Sample specifications.

$$\sigma_{2D-AL} = \frac{e^2}{16hd} \left( \frac{T_{c0}}{T - T_{c0}} \right) \quad \text{式-(1)}$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma_0 + \sigma_{2D-AL}}, \quad \left( \sigma_0 = \frac{1}{\rho_0} \right) \quad \text{式-(2)}$$

その後、Ikeda 等の超伝導臨界揺らぎの理論[5]を用いて磁場中転移のフィッティングを行った。磁場中のフィットから面内コヒーレンス長  $\xi_{ab}$  [Å] と比熱の飛び  $\Delta C$  [mJ/Kcm<sup>3</sup>] が得られる。

### 3. 実験結果及び考察

Fig.2 は各試料の磁場中面内抵抗率測定(B= 0T, 1T, 6T, 17.5T)の実験値とフィッティング結果を示す。フィッティングは概ね良好であった。各ドーピング量試料の  $\xi_{ab}$  と  $\Delta C$  を Fig.3 にまとめた。 $\xi_{ab}$  は Optimally doped と Overdoped でほとんど同じ大きさでフィットさせることが出来るが、Underdoped では大きくする必要があった。 $\xi_{ab}$  は超伝導ギャップ  $\Delta_{sc}$  と逆比例の関係があるパラメータである。今回の結果より Optimally doped と Overdoped で超伝導ギャップ  $\Delta_{sc}$  の大きさはさほど変化せず、Underdoped では実効的に小さくなっていると考えられる。また、 $\Delta C$  は Optimally doped で最大値になる傾向があった。特に、Underdoped では小さな  $\Delta C$  を選ぶ必要があった。この様なアンダードーピング側で比熱の飛びが極端に小さくなる傾向は、以前の Bi-2212 の結果[2]と同様であり、Loramらによる実際の YBCO の電子比熱測定とも整合する[6]。その原因には、擬ギャップによるフェルミ準位近傍の状態密度の減少が考えられる。

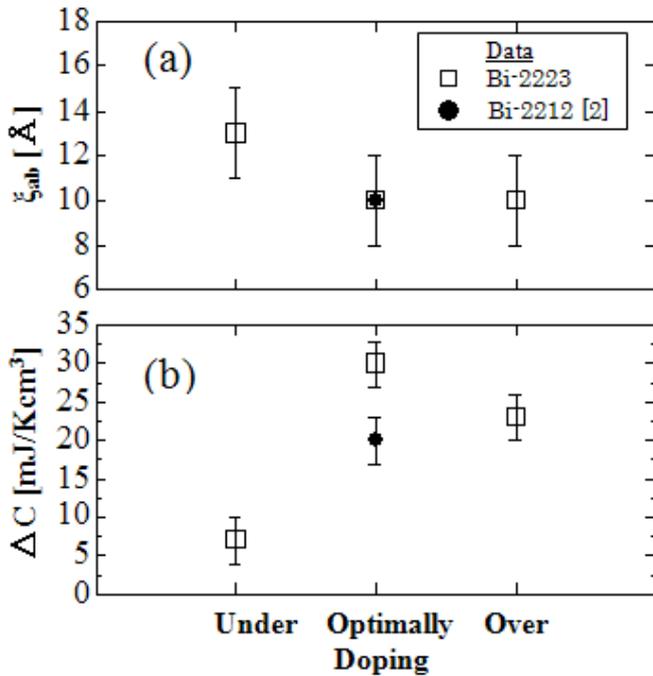


Fig.3 Doping dependence of (a) the in-plane coherence length  $\xi_{ab}$  and (b) the jump of specific heat  $\Delta C$  for Bi-2223(□) and Bi-2212(●).

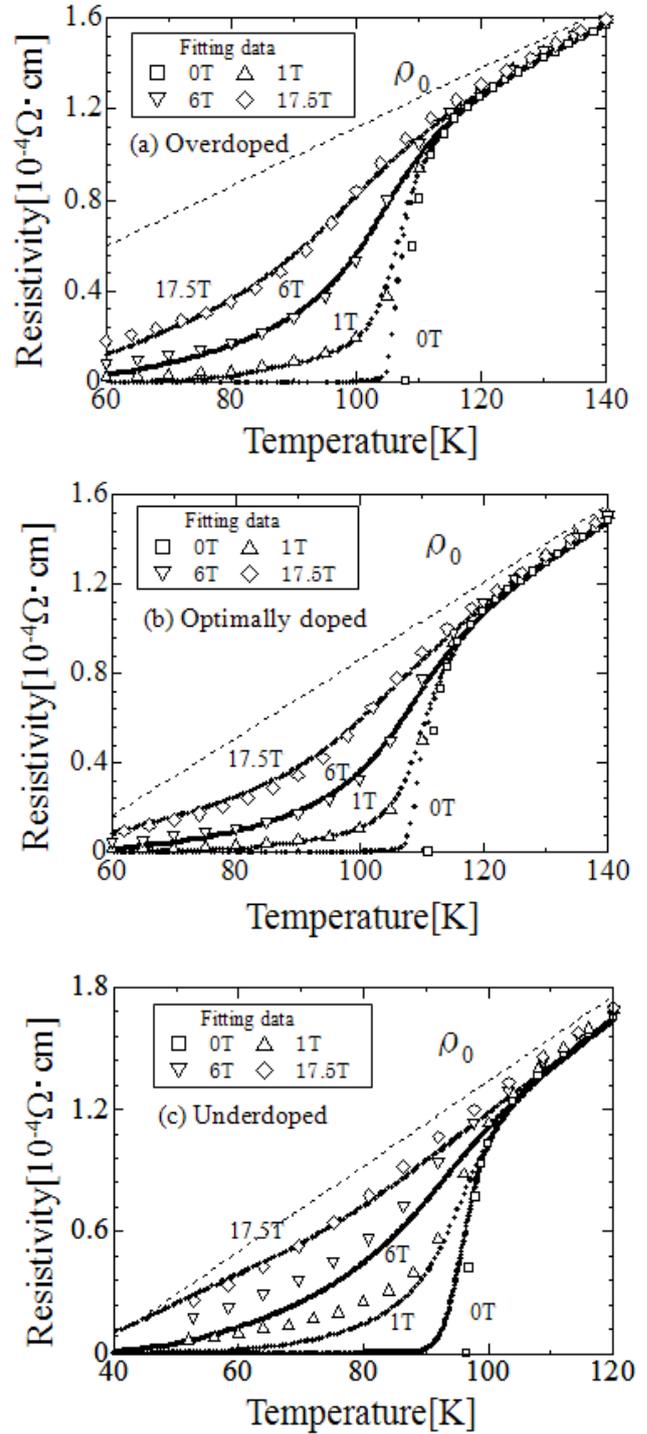


Fig.2 Fitting results of the  $\rho_{ab}$  under various magnetic fields for Bi-2223 single crystals (a) Overdoped (b) Optimally doped (c) Underdoped. The broken line shows the bare resistivity  $\rho_0$ . The setting parameters are listed in Fig. 3.

次に、今回得られた Bi-2223 の Optimally doped のパラメータを以前報告した Bi-2212 の Optimally doped ( $T_c=89\text{K}$ ) のパラメータと比較する。Bi-2212 の結果 [2] も Fig.3 に示す。 $\xi_{ab}$  はどちらも  $10\text{\AA}$  でフィット出来たが、 $\Delta C$  は Bi-2223 の方が明らかに大きな値になることが分かった。 $\Delta C$  は超伝導転移に伴い増加する伝導度の全体的な大きさを決めるパラメータであり、値が大きいほど超伝導揺らぎに伴う伝導度の増大が大きい事を示す。したがって、Bi-2223 の  $\Delta C$  が大きいのは、Fig.2(b)に見られるように超伝導転移がシャープであることの反映である。 $\Delta C$  は超流動密度  $\rho_s$  と密接な関係がある。Bi-2223 では、3 枚の  $\text{CuO}_2$  面のジョセフソン結合により、クーパー対の位相が硬くなる。そのことが、大きな  $\rho_s$  と高い  $T_c$  をもたらしたと考えられる。これは、Emery & Kivelson の「位相揺らぎによって律速された超伝導」[7] のシナリオと定性的に整合する。しかしながら定量的には、「大きな  $\rho_s$  がなんらかの理由によって（おそらく、反強磁性の相互作用を超伝導の味方に引き込むことができるようになって）実効的な超伝導ギャップの大きさを増大させ、それが高い  $T_c$  をもたらした」等の  $\rho_s$  が積極的に超伝導を増強させる新しい超伝導機構を考える必要がある。

#### 4. まとめ

多層型高温超伝導体が示す高い超伝導転移温度  $T_c$  の機構を理解するために、単結晶 Bi-2223 の磁場中面内抵抗率転移を測定した。測定結果を、超伝導臨界揺らぎの理論を用いてフィッティングを行い、面内コヒーレンス長  $\xi_{ab}$  と比熱の飛び  $\Delta C$  を求めた。その結果、Bi-2223 では Bi-2212 に比べ、比熱の飛び  $\Delta C$  が非常に大きいことが分かった。このことから、Bi-2223 の方が  $\rho_s$  が大きいと考えられる。3 枚の  $\text{CuO}_2$  面間のジョセフソン結合が、大きな  $\rho_s$  をもたらし高い  $T_c$  を導いたと考察した。

#### 参考文献

- [1] M. Karppinen and H. Yamauchi, Mater. Sci. Eng. **26** (1999) 51.
- [2] 臼井友洋、工藤広信、足立伸太郎、渡辺孝夫、西寄照和、小林典男、工藤一貴、山田和芳、野地尚、小池洋二：東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センター、平成 22 年度年次報告書 pp22-24.
- [3] T. Fujii, T. Watanabe, and A. Matsuda, J. Cryst. Growth. **223** (2001) 175.
- [4] T. Fujii, I. Terasaki, T. Watanabe, and A. Matsuda, Phys. Rev. B **66**, (2002) 024507.
- [5] R. Ikeda, T. Ohmi, and T. Tsuneto, J. Phys. Soc. Jpn. **60** (1991) 1051.
- [6] J. W. Loram, K. A. Mirza, J. R. Cooper and W. Y. Liang, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1740.
- [7] V. J. Emery and S. A. Kivelson, Nature **374**, (1995) 434.