# Bi-2212 酸化物超伝導体の $c$ 軸方向の磁束線弾性相関距離

Longitudinal Elastic Correlation Length of Flux Lines along the $c$-Axis in Bi-2212 Single Crystal

九工大・情報工　大和 秀好, 木内 勝, 平野 達也, 松下 照男
Kyushu Inst. Tech.; H. Yamato, M. Kiuchi, T. Hirano and T. Matsushita

はじめに　Bi 系超伝導体は結晶の $c$ 軸を容易に配向させることができることより、線材化への応用が期待されているが、ピンニング力が弱く、さらに結晶構造による 2 次元性により熱活性化の影響が大きいことから、高温・高磁界における臨界電流密度が劣っている。この 2 次元性を議論する上で磁束線が $CuO_2$ 面間のブロック層で切れるという、パンケーキ磁束モデル [1] が提案されている。一方で、Bi-2212 単結晶超伝導体の磁化曲線において、数 100G の磁界でピークが見られることが知られている。このピークに対応して磁束線格子の中性子回折パターンが消失することから、この磁界近傍で磁束線がパンケーキ状になっていると考えられている。しかし、このモデルから予想されるピンニング・ポテンシャルは極めて小さくなるが、最も 2 次元性が強い Bi-2212 超伝導体でもピンニング・ポテンシャルの値は 3 次元的な Y-123 の値とわずかしか違わない [2]。Bi-2212 のピンニングが元来弱いことを考えると、このことは低磁界でも磁束線は長さ方向に強く結合していることを示唆する。本研究では、磁化曲線のピーク効果が観測された磁界近傍において、磁束線の長さ方向の弾性相関距離を直接測定した。この結果と測定した臨界電流密度 $J_c$ の値を用いて予想される理論値を比較する。また磁化の緩和測定から評価した見掛けのピンニング・ポテンシャル $U_0^*$ との比較も行なう。これらの結果から、ピーク効果近傍における磁束線の振る舞いについて検討を行う。

実験　試料は Bi-2212 単結晶超伝導体で、$c$ 軸は広い面に垂直に配向し、その大きさは 5 mm × 1.56 mm × 0.11 mm であり、その臨界温度 $T_c$ は 91.0 K であった。弾性相関距離の測定は図 1 のように AC 法で行なった。試料の $c$ 軸方向に直流磁界を印加し、これに垂直に振幅 $b_0$ の微小な交流磁界を加えて、試料表面における磁束線を振って、その応答をピックアップ・コイルを用いて測定し、交流磁界の侵入深さ $\lambda'$ を求めた。この $b_0$ - $\lambda'$ 曲線の $b_0 \to 0$ の極限の $\lambda'$ の値から磁束線の長さ方向の弾性相関距離 $l_{44}$ が、曲線の傾きから $1/\mu_0 J_c$ が得られる。また、同等な試料について SQUID により、ピーク磁界近傍で $c$ 軸方向に磁界を印加した時の磁化とその緩和を測定し、その緩和率から見掛けのピンニング・ポテンシャル $U_0^*$ の評価を行った。

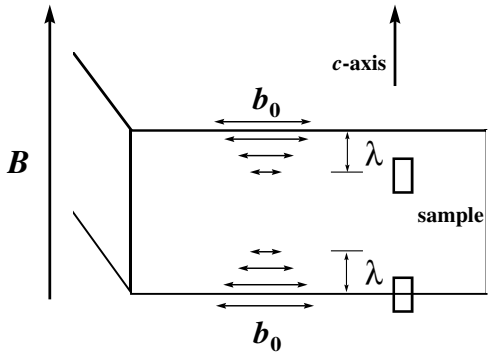


図 1. 試料と磁界の方向

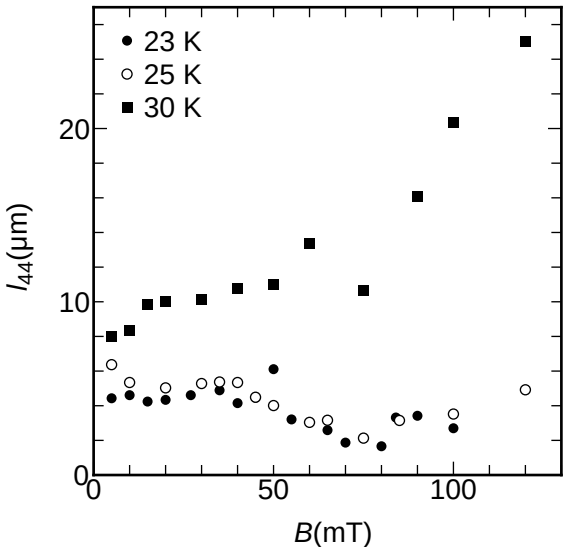


図 2. 弾性相関距離の磁界依存性

結果及び検討　図2に各温度における弾性相関距離の磁界依存性を示す。図2から磁束線の長さ方向の弾性相関距離は数 ~ 数十 $\mu$m のオーダーであり、$CuO_2$ 面間距離が数 nm であるのに比べて3桁以上も大きく、また温度および磁界に依存している。また弾性理論によれば、磁束線の弾性相関距離は

$$l_{44} = \left( \frac{B a_{\rm f}}{2\pi \mu_0 J_{\rm c}} \right)^{1/2} \qquad (1)$$

となる。ここで $a_{\rm f}$ は磁束線格子間隔である。この式の $J_{\rm c}$ に AC 法から測定された臨界電流密度を代入して求めた結果を図 3 に示す。この結果は測定結果と定性的に一致しており、また定量的にも同程度の値となっている。図 2 において 25 K と 30 K で磁界の増加とともに一度 $l_{44}$ が減少しているのは $J_{\rm c}$ のピーク効果によるものであり、$J_{\rm c}$ のピーク効果が顕著でない 30 K においては $l_{44}$ は単調増加している。図3 の理論結果はこうした傾向を定性的に示している。

磁束クリープ理論によれば、磁束クリープ特性を決定するパラメータであるピンニング・ポテンシャル $U_0$ は

$$U_0 = \frac{g^2 a_{\rm f}^3 J_{\rm c0} B l_{44}}{4\pi} \qquad (2)$$

で与えられる。ただし $g^2$ は磁束バンドル内の磁束数である。一方、磁化 $M$ の対数緩和率

$$-\frac{d}{d\log t}\left(\frac{M}{M_0}\right) = \frac{k_{\rm B}T}{U_0^*} \qquad (3)$$

から見掛けのピンニング・ポテンシャル $U_0^*$ が求まる。ただし $M_0$ は初期磁化である。一般に、この $U_0^*$ は真のピンニング・ポテンシャル $U_0$ と

$$U_0^* = 1.65 (k_{\rm B} T U_0^2)^{1/3} \qquad (4)$$

の関係がある[3]。図 4 にピーク磁界近傍の見掛けのピンニング・ポテンシャル $U_0^*$ の実験値 (●) と理論値 (○) を示す。理論値が実験値より多少大きいものの数十 meV のオーダーで、両者はほぼ定量的に一致した。低磁界における $U_0^*$ のピークはピーク効果に関係している。

以上の結果より磁束線の 2 次元 - 3 次元転移が起こると考えられているピーク効果の近傍においても $l_{44}$ は数 $\mu$m のオーダーであり、$CuO_2$ 面間距離に比べて 3 桁も大きい。したがって磁束線はパンケーキ状態にはなっておらず、長さ方向に強く結合していると考えられる。したがってピンニング特性向上のためには個々のパンケーキ磁束ををピン止めする必要がなく、金属系と同様なピンの導入で十分であることが結論される。

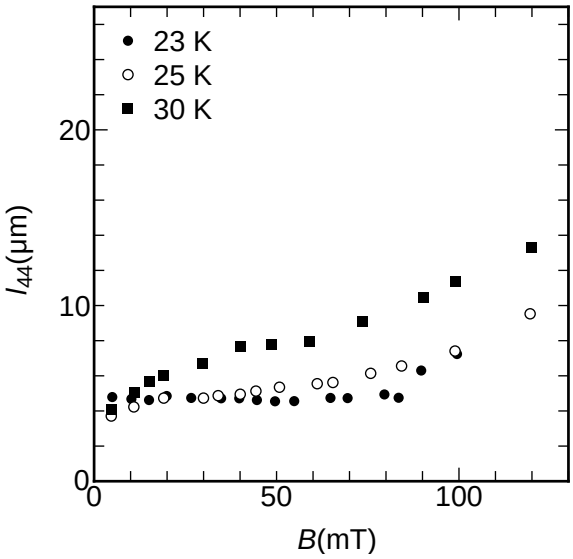


図 3. 弾性相関距離の理論値。

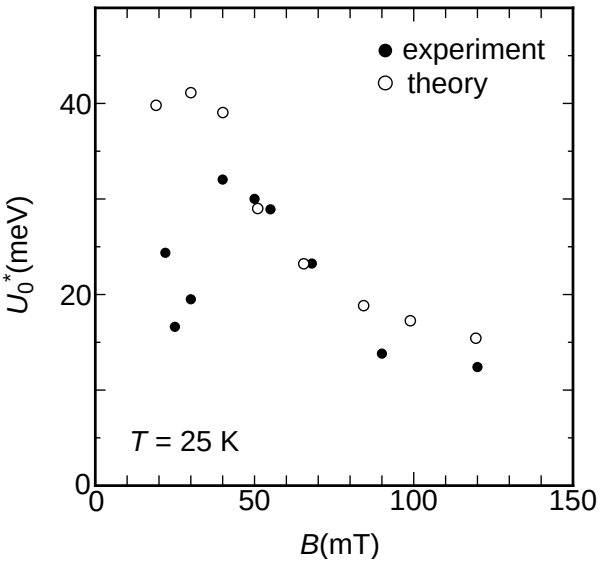


図 4. 見掛けのピンニング・ポテンシャル $U_0^*$ の実験値 (●) と理論値 (○)。

謝辞　今回の実験において試料を提供していただいた New South Wales 大学の G. Gu 氏に感謝いたします。

【参考文献】

1) J. R. Clem: Phys. Rev. B **43** (1991) 7837.
2) S. Hayashi *et al.*: *Adv. Supercond.. IV* (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 369.
3) D. O. Welch: IEEE Trans. Magn. **27** (1991) 1133.