Y-123 単結晶超伝導体のピーク効果

Peak Effect in Detwinned Superconducting Y-123 Single Crystal

九州工業大学 情報工学部 電子情報工学科　山崎 映人, 松下 照男
超電導工学研究所　A. I. Rykov, 田島 節子, 腰塚 直己

Department of Computer Science and Electronics, Kyushu Institute of Technology
Akihito Yamasaki, Teruo Matsushita
Superconductivity Research Laboratory, International Superconductivity Technology Center
A. I. Rykov, Setuko Tajima and Naoki Koshizuka

Broad double peaks were observed for the critical current density vs magnetic field curve in an untwinned Y-123 single crystal. The mechanism of the peak effect has been discussed and the field-induced pinning is a candidate for the responsible pinning mechanism. But it was found that the peak effect at a low magnetic field in the untwinned Y-123 single crystal could not be explained by such a field-induced pinning. In this report the force-displacement charasteristic of flux lines was measured using the Campbell method at low and high magnetic fields where the peak effect of the critical current density was observed. The mechanism of the peak effect in the untwinned Y-123 single crystal is discussed.

1. はじめに

Y-123 単結晶超伝導体において高磁界領域でブロードでかつ温度に大きく依存する臨界電流密度のピークが観測されるが、特に双晶面を含まない単結晶試料ではピークが 2 つあるという報告がされている[1)]。この Y-123 超伝導体のピーク効果の機構についは現在までいろいろと議論されてきており、その原因として磁界が増加するにつれてピンニング機構が変化することと磁束線の特性が変化することが考えられる。前者の一つとして超伝導体内の酸素欠損のような弱い超伝導相による磁界誘起型のピンニングが挙げられている。すなわち弱い超伝導相が常伝導に転移する磁界において欠損部分がピンとして強く働くというものである。しかしこれまでに双晶面をもたず 2 つのピークを示す Y-123 超伝導体の単結晶試料における低磁界側のピーク効果はそのような磁界誘起型のピンニングでは説明できないことが明らかになった[2)]。すなわち、低磁界側のピーク効果も磁束線の特性の変化が関係しているものと考えられる。今回は高磁界側を含めた 2 つのピーク磁界近傍の磁束線の変位 - 復元力特性の測定を行い、それらのピーク効果の原因を明らかにする。

2. 実験

試料は引き上げ法により作製されたY-123単結晶超伝導体である。また得られた結晶を1軸圧力下で熱処理することにより双晶面を取り除いている。試料のサイズはおよそ1.2 mm (w) × 1.2 mm (t) × 0.7 mm (d) で c 軸は試料の広い面に垂直に配向している。臨界温度 T_{c} は93.5 Kであった。実験はピーク効果が観測された磁界近傍でCampbell法を用いて測定を行った。試料と加えた磁界の方向をFig. 1に示す。また、試料は反磁界係数の影響を軽減するために c 軸方向に同様な試料を2つ積み重ねた。直流磁界を c 軸と平行に加え、交流磁界も c 軸と平行に加えた。交流磁界の周波数は35 Hzであった。測定された交流磁束の振幅 Φ と微小交流磁界の振幅 b_0 の関係から

$$\lambda' = \frac{w+t}{4}\left[1-\left(1-\frac{4}{(w+t)^2}\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}b_0}\right)^{1/2}\right] \tag{1}$$

により交流磁界の侵入の深さ λ' を評価する。今回の場合は $w = t = 1.2$ mmである。そして λ'-b_0 曲線の線形部分の勾配が $1/\mu_0 J_{\mathrm{c}}$ に等しいことから、これより臨界電流密度 J_{c} が得られる。

また磁束線の連続の式より、超伝導体表面における磁束線の変位量は

$$u = \frac{\Phi}{B(w+t)} \tag{2}$$

で与えられる。ただしこの式は磁界の侵入が少ないときにのみ近似的に成立する。これに伴う磁束線に働くピン力密度の変化はLorentz力との釣り合いより

$$F = \frac{2Bb_0}{\mu_0\lambda'} \tag{3}$$

で与えられる。この結果より変位-ピン力密度特性が得られ、Labuschパラメーターと相互作用距離が求まる。

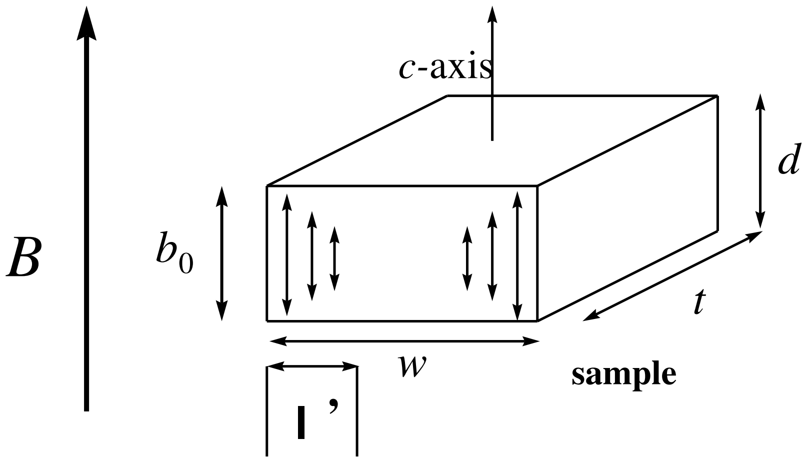

Fig. 1: Schematic view of direction of magnetic fields.

またSQUIDによる磁化測定も行った。解析に用いる直流磁化のヒステリシスΔM[T]は、SQUID磁力計により実際に測定される磁気モーメントのヒステリシスΔm[emu]を

$$\Delta M[\mathrm{T}] = 4\pi * 10^{-4} \times \frac{\Delta m[\mathrm{emu}]}{V} \tag{4}$$

に代入することにより求められる。ここでVは試料の体積である。J_cが与えられればΔMは計算でき、

$$\Delta M = \frac{J_\mathrm{c} t}{6w}(3w - t) \tag{5}$$

となる。ここで試料のサイズは1.44 mm (w) × 0.8 mm (t) × 0.36 mm (d)である。磁界の方向は厚みdの方向に加えた。したがって(4)式のΔMに実験値を代入して臨界電流密度J_cが求められる。

3. 結果及び検討

Fig. 2にSQUIDにより得られた70-82 Kの各温度での磁化曲線を示す。この磁化曲線からJ_cを評価した結果をFig. 3に示す。この図より70 KではJ_cのピークがひとつだけだが72 Kで少し変化があり、74 K以降でははっきりと2つのピークに分かれる。また低磁界側のピーク磁界は高温になるにつれ低磁界側に、高磁界側のピーク磁界は高磁界側にシフトしていくことがわかる。Fig. 4はCampbell法により得られた77 K, 0.5 Tにおけるλ'-b_0曲線を示す。このλ'-b_0曲線の傾きから評価した臨界電流密度J_cをFig. 5に示す。ここでpおよびmは臨界電流密度がそれぞれ極大と極小を取る磁界を表す。磁化曲線から評価したJ_cと同様に低磁界側のピーク磁界は高温になるにつれ低磁界側に、高磁界側のピーク磁界は高磁界側にシフトしていくことがわかる。

またFig. 6は77 K, 0.1 Tにおける変位ー復元力特性を示す。この図で曲線の傾きから原点を通る直線を引き、その直線が$2J_\mathrm{c}B$と交わる点を$2d_\mathrm{i}$として相互作用用距離d_i

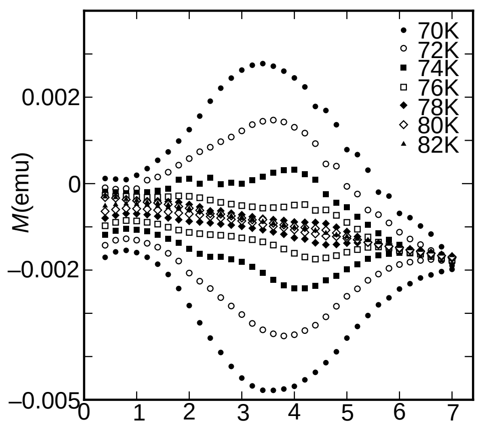

Fig. 2: Magnetization curves at 70-82 K.

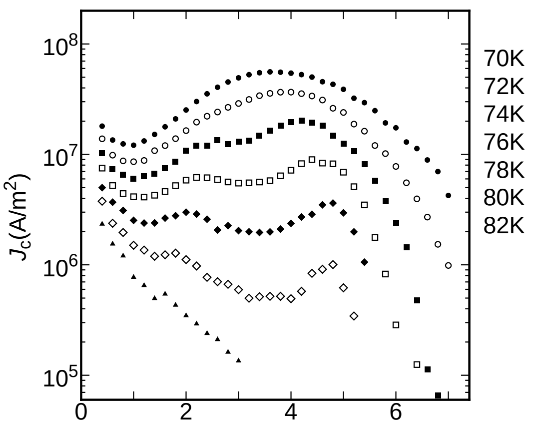

Fig. 3: Observed critical current density using a SQUID magnetometer.

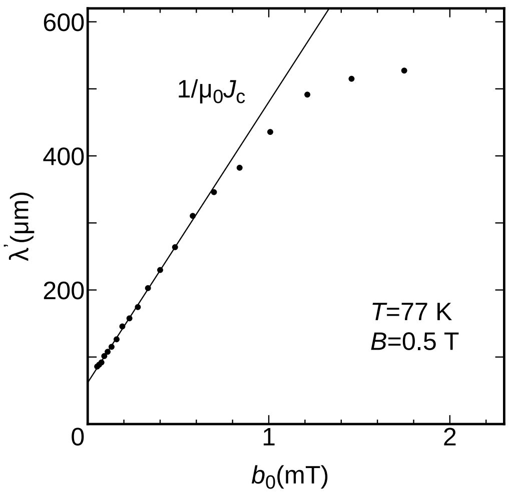

Fig. 4: λ'-b_0 curve at 77 K and 0.5 T.

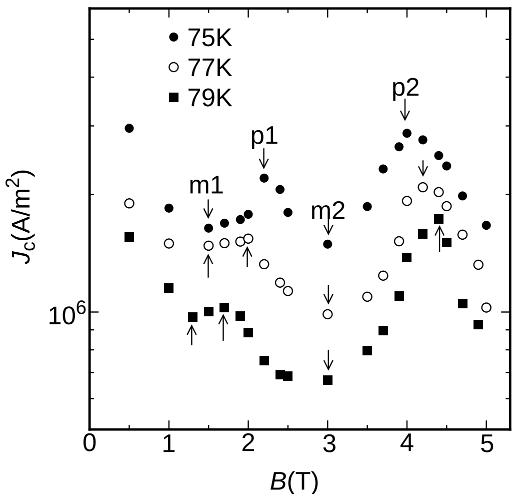

Fig. 5: Estimated critical current density using the Campbell method.

を評価し、また直線の傾きから Labusch パラメーター $\alpha_{\rm L}$ を評価する。その評価した Labusch パラメーター $\alpha_{\rm L}$と相互作用距離 $d_{\rm i}$ の結果の 75 K における例をそれぞれ Fig. 7、Fig. 8に示す。ここでピーク効果がない一般的な場合のピンニング特性を考える。Y-123 単結晶試料では主要なピンは酸素欠損や格子欠陥などの点状のピンであると考えられる。そのようなものがピンとして働く場合には相互作用距離 $d_{\rm i}$ は磁束線格子間隔 $a_{\rm f}$ に比例し、

$$d_{\rm i} \propto a_{\rm f} \propto B^{-1/2} \tag{6}$$

のようになると予想される。一方 $d_{\rm i}$ と Labusch パラメーター $\alpha_{\rm L}$ の間には、以下のような関係がある。

$$\alpha_{\rm L} d_{\rm i} = J_{\rm c} B \tag{7}$$

したがって $J_{\rm c}$ の磁界依存性を

$$J_{\rm c} \propto B^{\gamma-1} \tag{8}$$

のように仮定すると (6)–(8) 式より

$$\alpha_{\rm L} \propto B^{\gamma+1/2} \tag{9}$$

となる。

この温度における $J_{\rm c}$ の磁界依存性を Fig. 9に示すが、$\gamma = 0.9$ とすることによりピーク付近を除いて大体説明できるこの γ の値を用いた。得られた (6)、(9) 式をそれぞれ Fig. 8、7 に実線で示し、実験結果と比較する。Fig. 7において $\alpha_{\rm L}$ は $J_{\rm c}$ のピーク磁界近傍でやや大きくなっていることがわかる。このことはピンが強くなったことを示している。よってピーク効果の原因としてピンニング機構の変化が考えられる。また Fig. 8において $J_{\rm c}$ のピーク磁界近傍において $d_{\rm i}$ が大きくなっており、その傾向は特

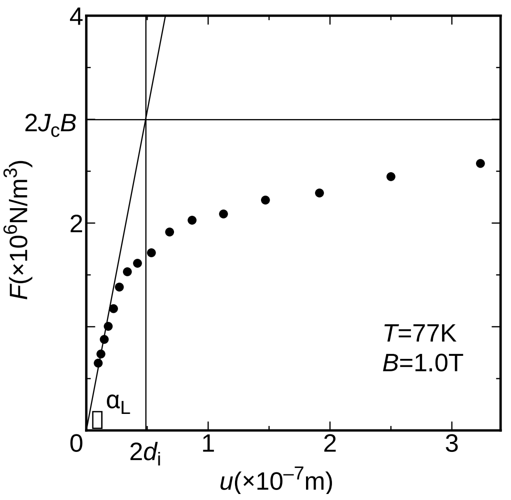

Fig. 6: Force-displacement charasteristic at 77 K and 1.0 T.

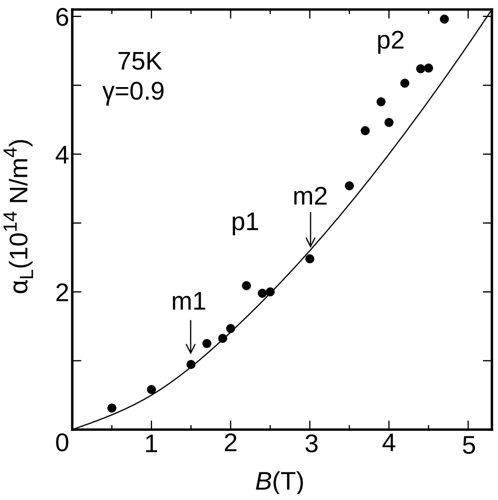

Fig. 7: Magnetic field dependence of the Labusch parameter at 75 K. The solid line represents Eq.(9).

に高磁界側のピーク磁界では顕著に見られる。このことは磁束線が変形しやすくなりピンに止められやすくなったことを示している。これによりピーク効果の原因として磁束線格子の状態の変化もまた考えられる。以上のことから、Y-123 単結晶超伝導体のピーク効果の原因として低磁界側、高磁界側ともにピンニングの変化と磁束線格子の状態の変化の両方が関係していると考えられるが、ピンニングの変化が起こっていると考えたとしても酸素欠損 (磁界誘起型ピンニング) にしてはピーク効果の起こる温度が高すぎるため説明がつかず、また磁束線格子の変化が起こっていると考えても 3D から 2D へのクロスオーバーにしては磁界が低すぎるためにこれでも説明がつかない。次に Fig. 10にピークとディップの起こる磁界の温度依存性を示す。こ

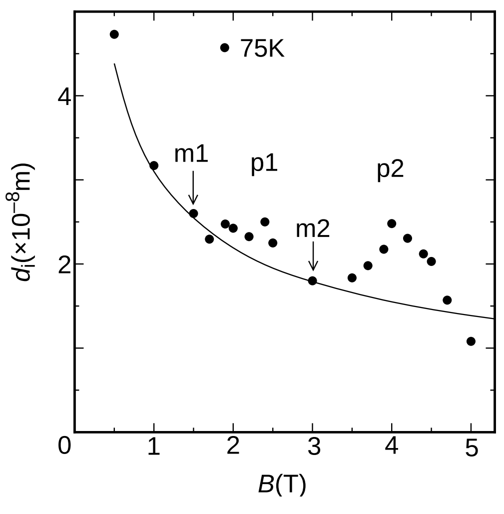

Fig. 8: Magnetic field dependence of interaction distance at 75 K. The solid line represents Eq.(6).

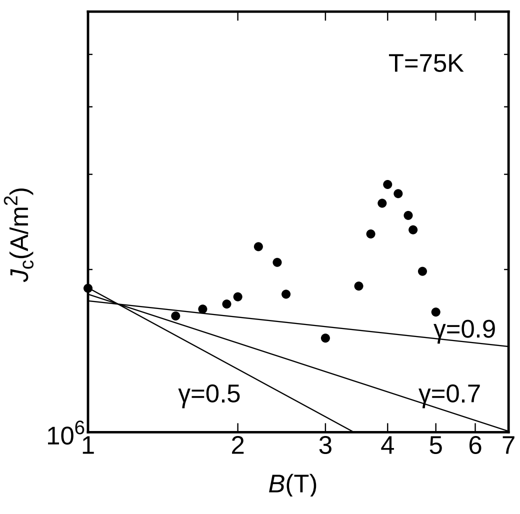

Fig. 9: Magnetic field dependence of critical current density. The solid lines represent Eq.(8) with γ=0.5, 0.7 and 0.9.

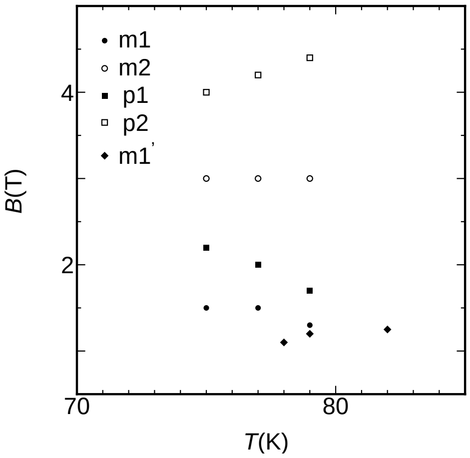

Fig. 10: Temparature dependences of charasteristic fields at peaks and minima of J_c.

Fig. 11: Phase diagram of flux lines in untwinned YBCO by Nishizaki *et. al.*[3)]

こで $m1'$ は以前の実験による結果[2)]を示す。またFig. 11にNishizakiらによる実験結果[3)]を示す。この実験で用いられた試料は非双晶のY-123単結晶超伝導体で、ピークが1つ観測されている。この図で H_p の線がピーク磁界を示している。このピーク磁界は温度が高くなるにつれ、高磁界側へシフトしていくのがわかる。これは今回の実験結果で高磁界側のピーク磁界の変化と傾向が同じである。Nishizakiらによる実験結果ではピーク効果の原因として磁束状態が磁界の増加に伴い磁束格子状態から磁束グラス状態へ転移するとするdisorder transition[4, 5)]が原因であるとされている。磁束格子状態(弱いピンニング)から磁束グラス状態(強いピンニング)へ転移することにより磁束線間の弾性相互作用が弱まり、磁束線格子の長距離秩序が失われるとともに磁束線の塑性変形を伴う。このようにピンに対してより適した形に変形しやすくなることから相互作用距離が増加すると考えられる。さらに変形しやすくなったことから磁束線がピンと出会う確率が増え磁束線がピンに止められやすくなる。よって、Labuschパラメーターも増加する。このようにこうした転移により α_L と d_i の増加が同時に説明ができることから、今回の高磁界側のピーク効果の原因にdisorder transitionが考えられる。

4. 結論

臨界電流密度に2つのピークが観測され、高温になるにつれ低磁界側のピーク磁界は低磁界側に、高磁界側のピーク磁界は高磁界側にシフトした。また α_L、d_i ともに J_c のピーク磁界の近傍でやや大きくなり、特に高磁界側の d_i の変化についてはかなり顕著に見られる。したがってピンニング機構の変化のみでは説明できず、磁束線格子の状態の変化も関係していると考えられる。以上のことにより高磁界側のピーク効果の原因として、α_L、d_i の増加が同時に説明することができるdisorder transitionが考えられる。

5. 謝辞

本研究は一部エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)からの委託によって行われたもので、ここに感謝の意を表します。

参考文献

1) A. I. Rykov, W. J. Jang, H. Unoki and S. Tajima: *Adv. Supercond. VIII* (Springer-Verlag, Tokyo, 1996) p. 341.

2) T. Matsushita, H. Yamato, K.Yoshimitsu, K. Kiuchi, A. I. Rykov, S. Tajima and N. Koshizuka: Supercond. Sci. Technol. **11** (1998) 1173

3) T. Nishizaki, T. Naito, N. Kobayashi: Phys. Rev. B**58** (17) (1998)

4) T. Giamarchi, P. Le Doussal: Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1530.

5) D. Ertas and D. R. Nelson: Physica C **272** (1996) 79.