

Tallon 等の「超電導薄膜の普遍的な自己磁界臨界電流」に対する考察

Critical review of “universal self-field critical current for thin-film SCs” by Tallon et al

元 産総研¹ 山崎 裕文¹Former AIST¹ Hirofumi Yamasaki¹, E-mail: hiro16yam@me.com

はじめに これまで筆者は、YBCO 薄膜の自己磁界下の $J_c(T)$ について、濃度は低いものの確かに存在する比較的大きなナノ析出物による磁束ピン止めが J_c を規定していると考えた [1], [2]。すると、 $J_c \propto H_{c1}^2 \xi_{ab} \propto \kappa \phi_0 / \lambda_{ab}^3$ (1) となり (ξ_{ab} : GL コヒーレンス長、 λ_{ab} : 磁界侵入長)、自己磁界下 J_c の逆数が (λ_{ab}^3 に比例する) 表面抵抗 R_s と良い相関があるという実験結果を説明できる [2], [3]。最近、Talentsev & Tallon は、第2種超電導体薄膜の自己磁界 $J_c = H_{c1} / \lambda(T) \propto \phi_0 / \lambda(T)^3$ (2) という普遍的な式を提案し、多くの超電導体が (2) 式の温度依存性に従うという実験結果を示した [4]。しかし、(2) 式は両端から侵入した磁束のピン止めを考慮していない点で問題がある。筆者は、ピン止めの議論から得られる (1) 式が、(2) 式の温度依存性の起源であると考察したので報告する。

実験結果と考察 高濃度の微細ナノ析出物 (主として直径 $Di \leq 7$ nm、体積 V) を含む YBCO 薄膜 A, B の $\mu_0 H = 0.5 - 1$ T ($\parallel c$ 軸) の温度依存性は、 $J_c(T) \sim (1 - T/T_c)^m (1 + T/T_c)^2$, $m \sim 2.5$ となった (図1) [5]。これは、コアピン止め相互作用による要素的ピン止め力が $f_p = (1/2) \mu_0 H_{c1}^2 V / \xi_{ab}$ となり、 N_p をピン濃度、 η を磁束ピン止め効率として $J_c = F_p / B = \eta H_{c1}^2 V N_p / 2 \xi_{ab} H$ となって、 $J_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{2.5} (1 + T/T_c)^2$ となるからである [5]。図1の薄膜 A, B とも、自己磁界下では $J_c(T) \sim (1 - T/T_c)^m (1 + T/T_c)^2$, $m = 1.5 - 1.7$ と m が小さくなった。低濃度で存在する比較的大きなナノ析出物ピンが J_c を規定するとして、YBCO 特有の磁束線の曲りを考慮し、 $f_p = (1/2) \mu_0 H_{c1}^2 \pi l \xi_{ab} \xi / 2 \xi = (1/4) \pi \mu_0 H_{c1}^2 l \xi_{ab}$ (3) (l : ピンにトラップされた磁束線の長さ) (図2) [6]、 $J_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{1.5} (1 + T/T_c)^2$ となることで説明できる。

Tallon 等の論文に対する考察 Tallon 等は、第2種超電導体薄膜の自己磁界 J_c が平行磁界中の磁束侵入で決まるとして、

$$J_c = H_{c1} / \lambda(T) = \{ \phi_0 / 4 \pi \mu_0 \lambda(T)^3 \} (\ln \kappa + 0.5) \quad (2)'$$

を提案した [4]。しかし、彼らも薄膜の両端から磁束が侵入することは認めており、それらがピン止めされない限り抵抗が発生する。また、低温度で YBCO の $H_{c1} \approx 33$ kA/m [7], $\lambda_{ab} \approx 140$ nm とし、 $J_c = H_{c1} / \lambda_{ab} \approx 2.4 \times 10^{11}$ A/m² となり、実際に観測された $J_c > 10^{12}$ A/m² を説明できない。2つのナノ粒子ピンにトラップされた磁束間距離の平均を L とすると、長さ L の磁束に働く Lorentz 力は $f_L = \phi_0 J$ である。 $J = J_c$ のとき $f_L = f_p$ と (3) 式から、

$$J_c = (1/4) \pi \mu_0 H_{c1}^2 l \xi_{ab} / \phi_0 L = \kappa \phi_0 l / 32 \pi \mu_0 L \lambda_{ab}^3 \quad (1)'$$

となる。 κ の温度依存性は小さいので、(1)' と (2)' の温度依存性はほぼ同じである。多くの超電導体が (2)' 式の温度依存性に従うという実験結果 [4] は、実際には (1)' 式に従っているのではないかと推論される。

文献 [1] 山崎: 2020 年第 67 回応物春季学術講演会 13p-B406-1. [2] H. Yamasaki & S. Ohshima: East Asia Symp. on Supercond. Electronics, Beijing (2019). [3] S. Ohshima et al: Physica C, **372**–**376** (2002) 372. [4] E. F. Talentsev and J. L. Tallon: Nature Comm. **6** (2015) 7820. [5] H. Yamasaki: SuST, **29** (2016) 065005. [6] H. Yamasaki: Physica C, **563** (2019) 48. [7] Chen et al.: Phys. Rev. B, **48** (1993) 6426.

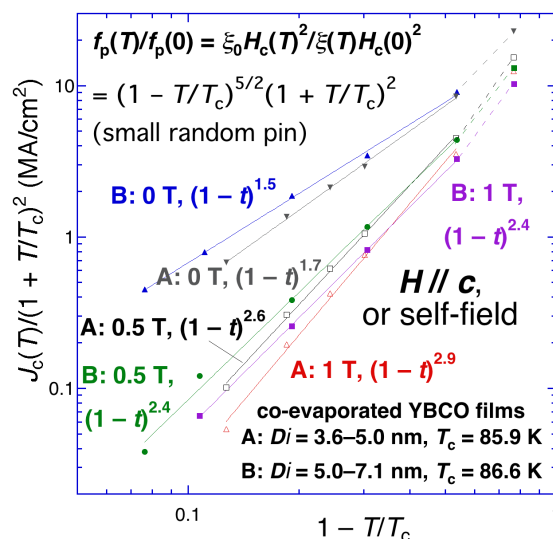


図1 微細ナノ粒子を含む YBCO 薄膜 A, B の $J_c / (1 + T/T_c)^2$ vs $1 - T/T_c$ プロット

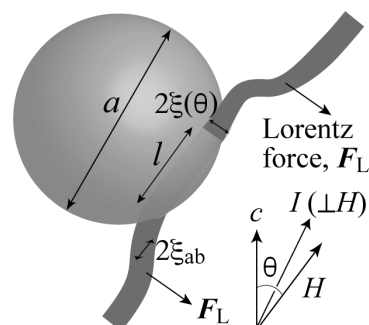


図2 比較的大きなナノ粒子による磁束ピン止めの模式図