

$\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 中的磁通蠕动研究

蔡 盟 方明虎 张宜嘉 焦正宽 张其瑞

(浙江大学物理系, 杭州 310027)

容锡燊 赵柏儒

(超导国家重点实验室, 中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(1993年11月10日收到)

在较宽的温度(4.2—80K)和磁场(0—8T)范围内测量了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 和 $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品的磁滞回线和磁弛豫, 研究了其 $M(t)$, $J_c(T)$ 和 $U_{\text{eff}}(J)$ 关系, 并与现有的一些理论模型所预言的结果进行了比较. 结果表明: (1) 与 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 相比, $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品的有效钉扎势和无磁通蠕动时的临界电流密度有明显提高, 表明Eu的部分替代引入了新的、具有更大的钉扎势的钉扎中心; (2) 与其它模型相比, 集体钉扎——蠕动物理对我们的实验结果作了更好的描述, 因而本文为这一理论提供了新的实验证据.

PACC: 7460; 7460G; 7460J

1 引 言

实验结果表明^[1,2], 在 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 体系中, 用原子半径和磁性不同的稀土元素部分替代Y, 使临界电流 J_c 明显提高. 然而, 迄今为止对其磁通钉扎机制虽有一些讨论, 但仍未取得共识. 其中一个重要原因, 是由于高温超导体中磁通蠕动效应显著, 导致其磁通钉扎行为复杂化. 同时, 高温超导体中与磁通运动相关联的许多反常特性, 如磁化强度的非对数律弛豫, 弛豫速率与温度、磁场的非单调关系等等, 都有待于从理论上作出更清楚的解释. 对此, 基于有效钉扎势 U_{eff} 与电流密度 J 之间的不同关系, 已先后提出了多个理论模型^[3-7]. 其中磁通玻璃理论和集体钉扎理论给出了相似的物理图象和 $U_{\text{eff}}(J)$ 关系, 并已得到了一些实验证实, 但仍有许多问题未得到解决. 现有的几种模型仍需要经受更多的、尤其是各个不同体系材料中所获得的实验结果的检验. 因此, 对 $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品中的磁通动力学行为进行深入、细致的研究, 对认识其磁通运动的机制, 磁通运动对临界电流密度的影响, 尤其是 J_c 增强的起源具有十分重要的意义.

为此, 作者在较宽的温度(4.2—80K)和磁场(0—8T)范围内测量了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 和 $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品的磁滞回线和磁弛豫, 研究了其 $M(t)$, $J_c(T)$ 和 $U_{\text{eff}}(J)$ 关系, 并与现有的一些模型所预言的结果进行了比较. 同时, 还讨论了Y被Eu部分替代对有效钉扎势和无磁通蠕动时的临界电流密度 J_{c0} 的影响.

2 实验方法

用常规固态反应法制备的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 和 $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品, 经 X 射线粉末衍射结果证实为 123 单相。有关结构、平均晶粒尺寸(d)和超导电性的观测见文献[1]。

样品的磁滞回线 $M(H)$ 和 $M(t)$ 衰减均由 Oxford 3100 振动样品磁强计测得, 其精度为 10^{-6}emu 。 $M(H)$ 测量时, 扫场速率为 $10\text{mT} \cdot \text{s}^{-1}$ 。由 Bean 模型, 求出 $J_c(\text{A}/\text{cm}^2) = 30 \frac{\Delta M}{d}$, 其中 $\Delta M(\text{emu}/\text{cm}^3)$ 为升、降磁场时在各给定磁场下的磁化强度之差。 $M(t)$ 测量时, 为消除冻结磁通的影响, 先将样品升至 130K , 并保持 10min , 再在零场下冷却至所需温度, 保持 20min 后再加磁场至所需值, 待磁场稳定和仪器调整完毕(约 27s), 再开始由计算机记录 $M(t)$ 曲线, 测量时间大于 10^3s 。

3 实验结果与讨论

$\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品的 T_c 为 92K , $\Delta T_c = 0.2\text{K}$ 。

$\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 和 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 在 65K 时的 $J_c(H)$ 关系如图 1 所示。可以看出, 与 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 相比, $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品在高场下的 J_c 值得到显著的提高, 并随 H 的增加呈非单调变化。对于这种 Eu 部分替代 Y 的体系中磁通钉扎增强的机制, 文献[1]已进行了初步的讨论。

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 和 $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品磁弛豫测量的结果表明, 随着时间的增加, $M - \ln t$ 关系逐渐偏离线性, 在较高磁场下, 这种现象尤为明显。作为例子, 图 2 给出

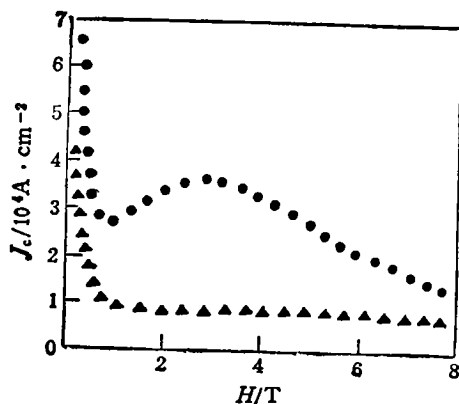


图1 65K 时 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 和 $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品的 $J_c(H)$ 曲线 ● 为 $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; ▲ 为 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

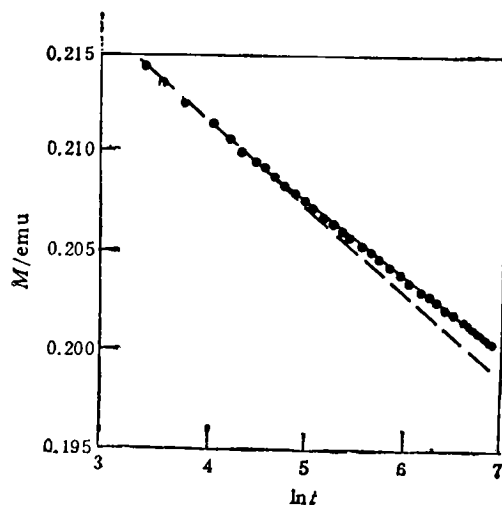


图2 40K, 4T 下 $\text{Y}_{0.9}\text{Eu}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品的 $M - \ln t$ 关系 ● 为实验点; — 为集体钉扎理论的拟合曲线; ---- 为 Anderson-Kim 模型的拟合曲线

$Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 样品在 40K, 4T 下的 $M-\ln t$ 曲线。这表明, 仅由 Anderson-Kim 线性是难以描述其磁弛豫行为的。对磁化强度在长时间下的这种非对数弛豫^[7,8], 目前已提出了多种理论模型, 如: (1) 磁通玻璃和集体钉扎理论^[7]: $M(t) = M_0/[1 + (\mu kT/U_0) \ln(t/t_{eff})]^{-1}$; (2) Zeldov 模型^[9]: $M(t) \sim t^\mu$; (3) Griessen 模型^[10]: $\ln(\frac{\partial M}{\partial t}) = C - (U_0/kT)(1 + M/M_0)^\beta$; (4) 双对数律模型^[7]: $M(t) \sim \ln[\ln(t/t_{eff})]$ 。图 2 中的实线是集体钉扎和磁通玻璃理论的 $M(t)$ 形式对实验数据的拟合曲线, 可以看出, 实验结果与理论预期符合得非常好, 最佳拟合得到的 $\mu = 1.52$, 与集体钉扎理论^[4] 给出的小尺度磁通束 ($R_b \ll \lambda_L$) 集体蠕动的情况一致。

由于受测量时间范围的限制, 直接由 $M(t)$ 关系对上述各个模型进行检验是十分困难的。为此, 下面讨论 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 和 $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 样品的 $U_{eff}(J)$ 关系。由 Maley 等^[9]提出的方法, 作者从两个样品的磁弛豫测量结果得到了一定温度 (10, 20, 30, 40, 50K) 下的 $U_{eff}(M_{irr}, T)$ 关系, 其中 M_{irr} 为不可逆磁化强度 (为方便起见, 以下将 M_{irr} 简记为 M)。假设

$$U_{eff}(M, T) = g(T/T_x)U_{eff}(M, 0), \quad (1)$$

其中 $g(T/T_x) = [1 - (T/T_x)^2]^{1/2}$, 为经典的钉扎势与温度的近似关系^[10], T_x 为磁场下的超导转变温度。由此, 得到 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 和 $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 样品的 $U_{eff}(M, 0)$ 曲线, 如图 3 所示。可以看出, 两个样品在 4T 时 U_{eff} 与 M 均呈明显的非线性关系, 图 3 中实线是由磁通玻璃或集体钉扎理论所预言的 $U_{eff}(J)$ 形式, $U_{eff}(J) = U_0(J_{c0}/J)^\mu$ 对实验数据的最佳拟合, 其中考虑了 Bean 模型 $J = 30M/d$ 。结果表明, 两个样品的 $U_{eff}(M)$ 关系均很好地符合这一规律。对 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, 有 $U_{eff}(M, 0) \sim M^{-1.52}$; 对 $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, 有 $U_{eff}(M, 0) \sim M^{-1.41}$ 。拟合得到的 μ 值与由 $M(t)$ 关系直接得到

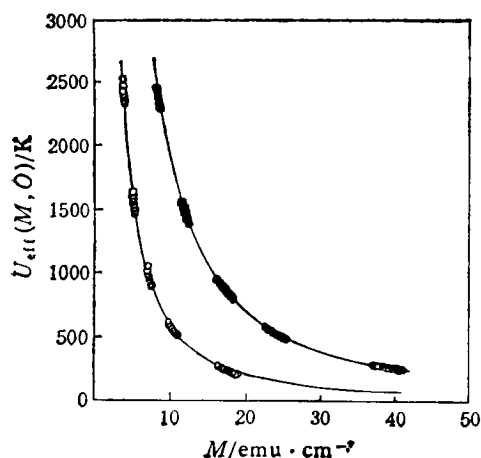


图 3 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 和 $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 样品在 4T 下的 $U_{eff}(M, 0)$ 关系 ● 为 $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$; ○ 为 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$; ——— 为集体钉扎理论的拟合曲线

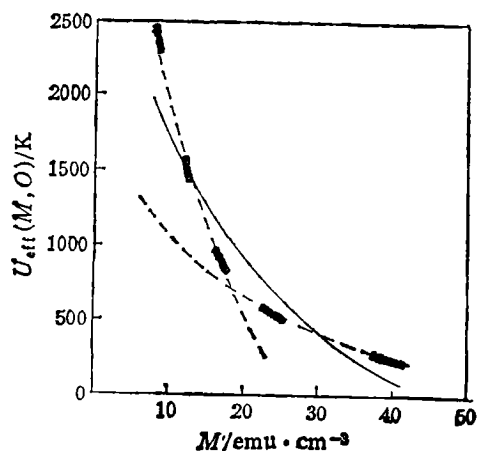


图 4 由 Zeldov 模型对 4T 下 $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 的 $U_{eff}(M, 0)$ 关系所作的拟合

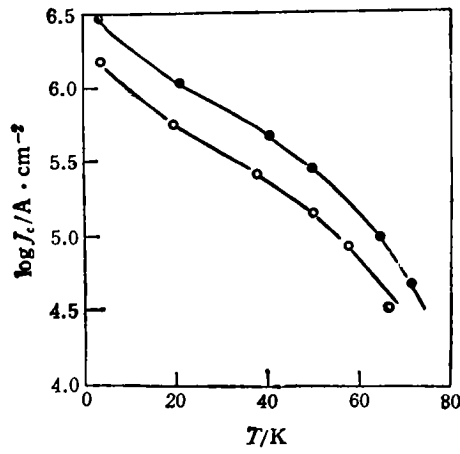


图5 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 和 Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba₂Cu₃O_{7-δ} 样品 4T 下的 log J_c 与温度 (T) 的关系 ● 为 Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba₂Cu₃O_{7-δ}; ○ 为 YBa₂Cu₃O_{7-δ}; —— 为拟合曲线

的结果一致,与理论预期的 $\mu = 3/2$ 符合得也很好。

如上所述,其它一些理论模型 (Zeldov 模型, Griessen 模型, 双对数律模型等) 也给出不同的非线性 $U_{eff}(J)$ 关系。为检验这些模型, 我们将其预言的 $U_{eff}(J)$ 形式对实验结果进行了拟合。结果表明, 在我们研究的整个温度范围 (10—50K) 和磁场 (4T) 下, 这些模型均不能很好地解释我们的实验结果。限于篇幅, 作者在图 4 中仅给出 Zeldov 模型, $U_{eff}(J) = U_0 \ln(J_{c0}/J)$ 的拟合曲线。图 4 中的实线是对所有实验数据所作的最佳拟合, 两段虚线分别是对较低温区 (10—20K) 和较高温区 (30—50K) 所测得的实验数据作的最佳拟合。很明显, 理论预期与实验结果偏差较大。由此, 可以得出结论, 与其它现有的模型相比, 集体钉扎理论对我们的实验结果作了最好的描述。

众所周知, 在高温超导体中, 热激活磁通运动效应显著, $J_c(T)$ 关系在很大程度上被其掩盖和复杂化。图 5 给出 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 和 Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba₂Cu₃O_{7-δ} 样品的 log J_c 与温度的关系。可以看出, 在 4.2—65K 范围内, 两个样品的 J_c 都以近似指数的形式随温度升高而下降。显然, 仅由 Anderson-Kim 模型给出的线性形式, $J_c = J_{c0}[1 - (kT/U_0) \ln(t/\tau_{eff})]$, 很难解释这一结果。然而, 由集体钉扎理论有

$$J_c(T) = J_{c0} / [1 + (\mu kT/U_0) \ln(t/\tau_{eff})]^{-\mu}. \quad (2)$$

考虑到温度对 J_{c0} 和 U_0 的影响, 将 $J_{c0}(T)$ 和 $U_0(T)$ 写成 $J_{c0}(T) = J_{c00}[1 - (T/T_c)^2]^{3/2}$ 和 $U_0(T) = U_{00}[1 - (T/T_c)^2]^{3/2}$, 其物理意义见文献[11]。(2) 式对实验结果的拟合曲线如图 5 中实线所示, 在 4.2—65K 范围内, 理论值与实验数据都十分符合。这一方面进一步证实了集体磁通蠕动理论的合理性, 另一方面说明磁通蠕动效应对 J_c 有着显著的影响, 在研究样品的 J_c(T, H) 特性, 如 J_c(H) 的非单调关系时, 必须考虑这种效应。对此我们已得到了一些直接的实验证据, 将另文发表。表 1 给出由 J_c(T) 实验数据得到的拟合参数 J_{c00} , μ , $C = [\mu \ln(t/\tau_{eff})]/U_{00}$ 的值。可以看到, 其 μ 值与 $U_{eff}(J)$ 和 $M(t)$ 最佳拟合得到的 μ 值十分接近。

表 1 拟合 $\log J_c(T)$ 关系得到的拟合参数值

样 品	μ	$J_{c00}(\text{MA}/\text{cm}^2)$	C
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	1.49	2.4	0.35
$Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	1.42	4.9	0.24

综上所述,对 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 和 $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 样品的 $M(t)$, $U_{eff}(J)$ 和 $J_c(T)$ 关系所作的研究表明,与其它模型相比,集体钉扎-蠕动理论与我们的实验结果更为符合,从而我们的实验结果在 Y 位被部分替代的 Y123 相体系中为这一理论提供了充分的实验证据。如图 3 所示,与 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 样品相比, Eu 的部分替代使得有效钉扎势明显提高。而由表 1 可以看出, $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 样品的 J_{c00} 值也较大: 对 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $J_{c00} = 2.4 \times 10^6 \text{A}/\text{cm}^2$; 对 $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, $J_{c00} = 4.9 \times 10^6 \text{A}/\text{cm}^2$ 。由此可见: Eu 的部分替代引入了新的钉扎中心,与 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 中原有的钉扎中心相比,它们具有更大的钉扎势,从而提高了无磁通蠕动时的临界电流密度。

- [1] Zhengkuan Jiao, Minghu Fang, Jonghen Li, Gangjin Hu and Qirui Zhang, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, **3**(1993), 1498.
- [2] S. Jin, T. H. Tiefel, G. W. Kammlott, R. A., Fastnacht and J. E. Groebner, *Physica C*, **173** (1991), 75.
- [3] M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1415.
- [4] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989), 2303.
- [5] E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, M. W. McElfresh and R. J. Gambino, *Appl. Phys. Lett.*, **63**(1990), 680.
- [6] R. Griessen, *Physica, C*, **172**(1991), 441.
- [7] J. R. Thompson, Yangren Sun and F. Holtzberg, *Phys. Rev.*, **B44**(1991), 458.
- [8] Yangren Sun, J. R. Thompson, Y. J. Chen, D. K. Christen and A. Goyal, *Phys. Rev.*, **B47** (1993), 14481.
- [9] M. P. Maley, J. O. Willis, H. Lessure and M. E. McHenry, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 2639.
- [10] K. Kadowaki, J. N. Li and J. M. Franse, *Physica C*, **170**(1990), 298.
- [11] J. R. Thompson, Yangren Sun, L. Civale, A. P. Malozemoff, M. W. McElfresh, A.D. Marwick and F. Holtzberg, *Phys. Rev.*, **B47**(1993), 14440.

STUDIES OF FLUX CREEP IN $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

CAI MENG FANG MING-HU ZHANG XUAN-JIA JIAO ZHENG-KUAN ZHANG QI-RUI

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

RONG XI-SHEN ZHAO BAI-RU

*(State Key Laboratory for Superconductivity, Institute of Physics,**Academia sinica, Beijing 100080)**(Received 10 November 1993)*

ABSTRACT

The magnetic hysteresis and relaxation behaviors in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ and $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ samples were measured in the wide ranges of temperature (4.2—80 K) and field (0—8 T). The $M(t)$, $J_c(T)$ and $U_{eff}(J)$ relationships in these samples were studied and several theoretical models were tested. The results show: (1) Both the effective pinning energy and critical current density in the absence of flux creep are obviously higher in $Y_{0.9}Eu_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ than in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ sample, which indicates the introductions of new pinning centers with larger pinning energy by the partial substitution of Eu for Y. (2) Compared with other models, the collective flux creep theory gives the best description on our experimental results and thus this work provides a new experimental evidence for this theory.

PACC: 7460; 7460G; 7460J