

中子辐照熔融结构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 的临界电流

卫崇德 刘尊孝 甘子钊

北京大学物理系, 北京 100871

任洪涛 肖 玲 贺 庆

北京有色金属研究总院, 北京 100088

1991 年 11 月 21 日收到

测量了中子辐照熔融结构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 样品从 1.5 K 到 85 K 之间一系列温度下的磁化曲线。磁场 H 平行于 c 轴时, 在 6 K 观察到磁通跳跃。中子辐照可使临界电流提高一个数量级。分析了临界电流的各向异性, 辐照增强与磁场的关系和主要的钉扎中心。讨论了磁通跳跃的物理模型。

PACC: 7460G; 7460J

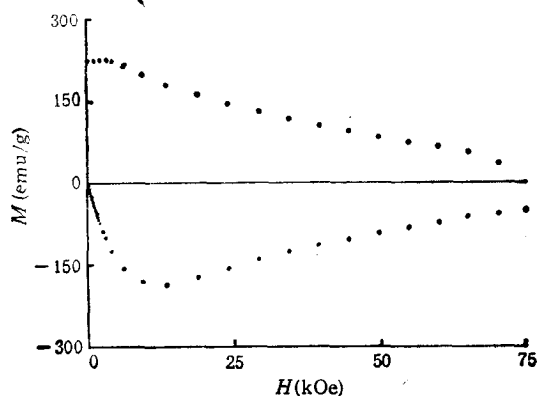
一、引 言

高 T_c 超导材料的实际应用与其临界电流密度 J_c 的提高密切相关。用熔融结构工艺可以克服 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 材料中的弱连接并增加晶体缺陷, 使其临界电流密度在 77 K, 2 T 磁场下达到 $\sim 10^4 \text{ A/cm}^2$ 。中子辐照是一种增加晶体缺陷、提高 J_c 的有效方法。研究中子辐照对高 T_c 超导材料性能的影响已引起了人们的注意。实验证明, 中子辐照可以增加 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 单晶^[3,4]和熔融结构样品的临界电流^[5,6]。Hor 等人报道了中子辐照对熔融结构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 样品临界电流的影响^[5]。辐照后在 77 K 温度下, 对 $H//c, J_c$ 在 1 T 磁场下达到 $2 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ 。临界电流的各向异性随磁场的增加而减小。中子辐照后临界电流的升高在低磁场下更为明显, 在低磁场下临界电流的升高与温度无关。任洪涛等人^[6]研究了中子辐照对熔融结构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 临界电流与微结构的影响, 测量了 $H//c$ 时的不可逆线及不同剂量对辐照效应的影响。中子辐照对不可逆点有明显的影响, 在相同温度下辐照样品有较高的不可逆磁场。但辐照对磁通蠕动激活能只有很小的影响。

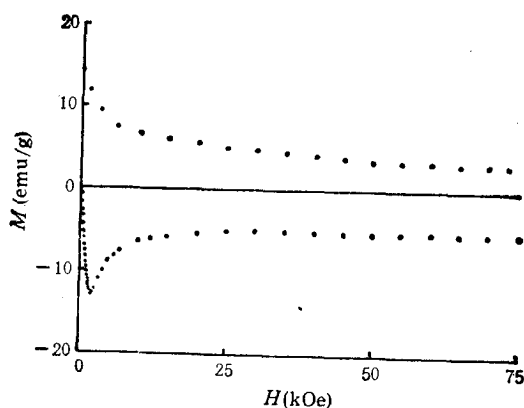
我们测量了中子辐照熔融结构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 样品从 1.5 K 到 85 K 之间一系列温度下 $H//c$ 和 $H \perp c$ 的磁化曲线, 计算了临界电流。实验表明, 对 $H//c$; 中子辐照对临界电流的增高在低磁场下更为明显, 且随温度变化。对 $H \perp c$, 辐照对 J_c 的增强效应与磁场的关系在不同温度下是不同的。辐照提高了 $J_c = 0$ 的磁场。用 r_{j_c} 和临界电流“相图”讨论了 J_c 的各向异性。用临界态模型讨论了磁通跳跃的物理过程。

二、实验结果

样品为任洪涛等人提供的中子辐照后的熔融结构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 块状样品。中子辐照总剂量为 $1.16 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$, 样品尺寸为 $3.85 \text{ mm} \times 1.15 \text{ mm} \times 0.45 \text{ mm}$, c 轴方向的长度为 0.45 mm , 密度为 6.1 g/cm^3 , 由直流磁化率测量得到的临界温度 $T_c = 89.2 \text{ K}$ 。电子显微镜观察表明, 熔融结构样品中有大量的孪晶带, 有弥散分布的 211 相和 CuO 粒子, 在其周围有大量的晶体缺陷如位错、位错环及层错等^[2]。中子辐照后在孪晶带之间产生了密度很高的晶体缺陷包括短线位错、包状结构等^[6]。



(a)

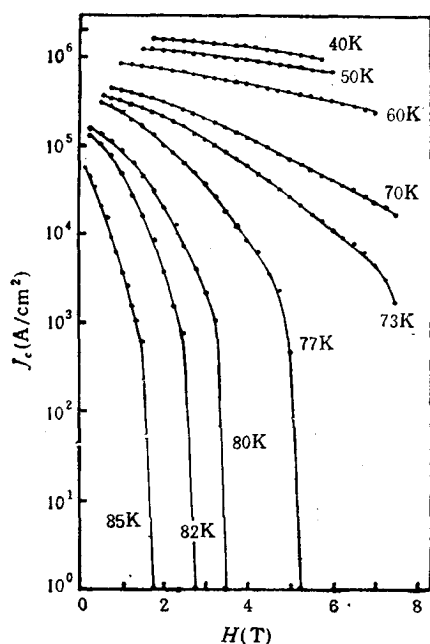
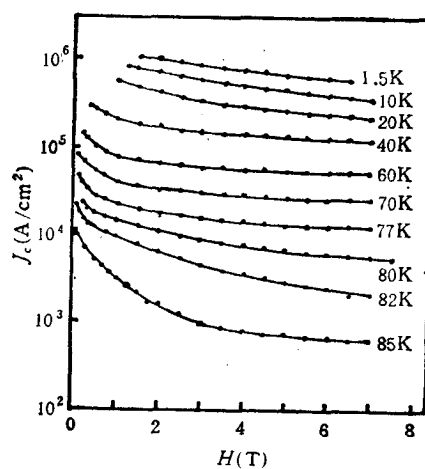


(b)

图1 $T = 60 \text{ K}$, $H//c$ (a) 和 $H \perp c$ (b) 时的磁曲线

磁测量是在提拉法磁强计上进行的。最高磁场为 7.5 T 。对 $H//c$ 和 $H \perp c$ 测量了 1.5 K 到 85 K 之间一系列温度下的磁化曲线。 $H//c$ 时在 6 K 观察到了磁通跳跃。

对 $H//c$ 和 $H \perp c$, 样品的磁化曲线有明显的差别, 像单晶那样显示出各向异性。图1表示 60 K 时 $H//c$ 和 $H \perp c$ 的磁化曲线。可以看出, 两种情况下磁矩的大小及其随磁场变化的趋势是很不相同的。

图2 $H//c$ 时不同温度下临界电流随磁场的变化图3 $H \perp c$ 时不同温度下临界电流随磁场的变化

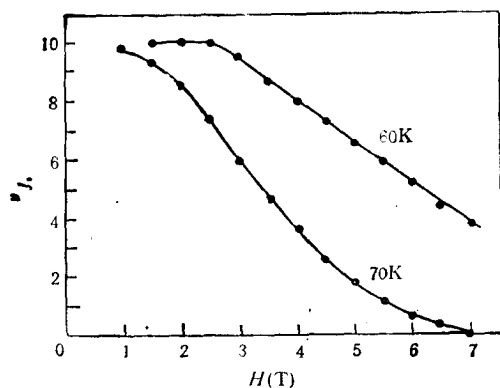
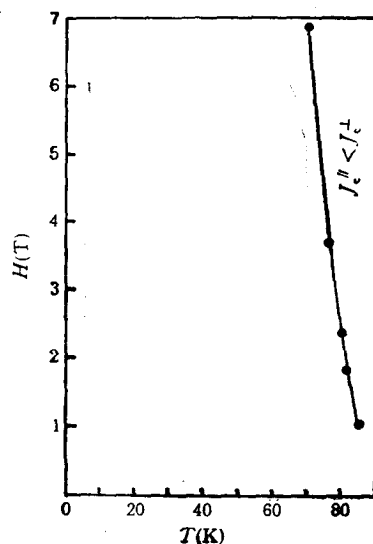
对截面为 $2a_1 \times 2a_2$ 的样品, $a_1 > a_2$, 用下列公式^[3]:

$$J_c = \frac{20\Delta M}{a_2 \left(1 - \frac{a_2}{3a_1}\right)} \quad (1)$$

可以从磁化曲线计算临界电流. 其中 M 单位为 emu/cm^3 , $\Delta M = M^+ - M^-$ 为磁化曲线中磁场减小时的分支 M^+ 与磁场增加时的分支 M^- 的差, 电流单位为 A/cm^2 , a_1 和 a_2 的单位为 cm . 图2和图3分别表示 $H//c$ 和 $H \perp c$ 时不同温度下 J_c 随磁场的变化. 对 $H//c$, 还测量了 6, 10 和 20 K 的磁化曲线, 6K 时有磁通跳跃, 10 和 20 K 时所加的最大磁场 (7.5 T) 相对较小, 得到的磁化曲线不适于用 (1) 式计算 J_c , 所以图2只给出 $T \geq 40 \text{ K}$ 的结果. $T = 77 \text{ K}$, $H//c$ 时在 $H = 1 \text{ T}$ 磁场下 $J_c = 2.4 \times 10^5 \text{ A}/\text{cm}^2$, 这与 Hor 等人在相应条件下的 $J_c = 2 \times 10^5 \text{ A}/\text{cm}^2$ 很接近.

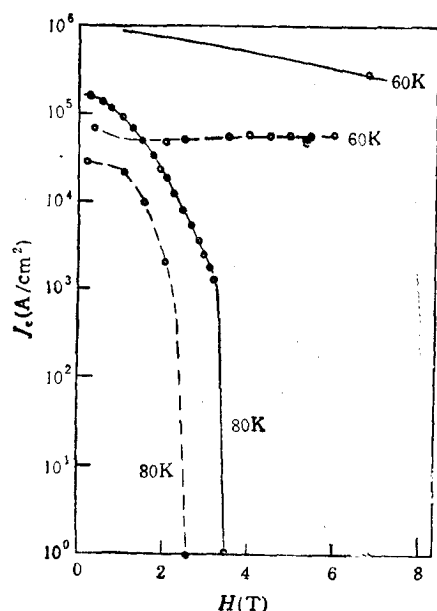
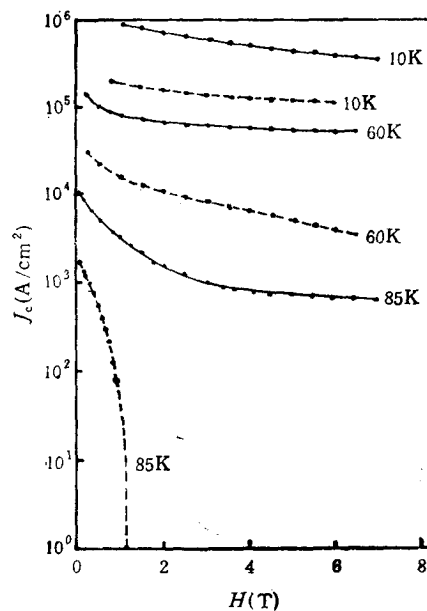
从图2和图3可以看出, 在同一温度下临界电流密度的大小及其随磁场的变化对 $H//c$ 和 $H \perp c$ 是不同的, 表现出明显的各向异性. Farrell 等人曾引入 $\gamma_J = \frac{\Delta M_{\parallel}}{\Delta M_{\perp}} - 1$

表示样品的各向异性^[4], 其中 $\Delta M_{\parallel}$ 和 $\Delta M_{\perp}$ 分别表示 $H//c$ 和 $H \perp c$ 时磁化曲线两个分支的值的差. 根据临界态模型, 磁化强度的大小与样品的截面积有关系. 对我们所用的样品, $H//c$ 和 $H \perp c$ 时相应的截面尺寸相差很大. 所以我们用 $\gamma_J = \frac{J_c^{\parallel}}{J_c^{\perp}} - 1$ 表示样品临界电流的各向异性, 其中 $J_c^{\parallel}$ 和 $J_c^{\perp}$ 分别表示 $H//c$ 和 $H \perp c$ 时的临界电流密度. 图4表示 60 和 70 K 时 γ_J 随磁场的变化, γ_J 随磁场的增大而减小. Farrell 等人^[4]给出定向排列 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 的 γ_J 随磁场的变化, 卫崇德等人^[5]测量了 40 和 60 K 时

图4 $T = 60, 70\text{K}$ 时 J_c 随磁场的变化图5 H - T 图中 $J_c^H > J_c^L$ 和 $J_c^H < J_c^L$ 的区域

未辐照的熔融结构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 的 J_c 随磁场的变化。在他们的测量温度和磁场范围内, 两种样品的 J_c 都随磁场的增加而增加, 与图4所示的变化趋势是相反的。

比较图2与图3中 $H//c$ 和 $H \perp c$ 时临界电流的数值可以看出: $T \leq 60\text{K}$ 时, 在测量所用的磁场范围内 $J_c^H > J_c^L$, $T = 60\text{K}$ 时在低场下 J_c^H 比 J_c^L 大一个数量级。

图6 $H//c$, $T = 60$ 和 80K 时中子辐照熔融结构样品(实线)与未辐照样品(虚线)的 J_c 随磁场的变化图7 $H \perp c$, $T = 10, 60$ 和 85K 时中子辐照样品(实线)与未辐照样品(虚线)的 J_c 随磁场的变化

$T > 60\text{K}$ 时 $J_c^{\parallel}$ 随磁场增加而减小的速度比 $J_c^{\perp}$ 随磁场增加而减小的速度更快. $T = 70\text{K}$ 时, 在 $H = 69\,000\text{Oe}$ 的磁场下有 $J_c^{\parallel} = J_c^{\perp}$, $H > 69\,000\text{Oe}$ 时 $J_c^{\parallel} < J_c^{\perp}$. 利用图 2 和图 3 中的数据可以得到图 5 所示的临界电流的“相图”, 曲线的左边和右边分别对应于 $J_c^{\parallel} > J_c^{\perp}$ 和 $J_c^{\parallel} < J_c^{\perp}$ 的区域.

为了比较辐照与未辐照的熔融织构样品的 J_c 随磁场变化的特性, 图 6 给出 60 和 77 K 温度下辐照样品与未辐照样品的 J_c-H 曲线. 其中未辐照样品的数据取自文献[8]. $T = 60\text{K}$, $H = 1, 2$ 和 5T 时辐照样品的 J_c 值分别为 8.9×10^3 , 7.7×10^3 和 $4.1 \times 10^3\text{A/cm}^2$, 未辐照样品在相应条件下的 J_c 值分别为 5.2×10^4 , 5×10^4 和 $5.8 \times 10^4\text{A/cm}^2$, $J_c(\text{辐照})/J_c(\text{未辐照})$ 的比值在 $H = 1\text{T}$ 时等于 17, $H = 6\text{T}$ 时等于 6. 中子辐照可使 J_c 提高一个数量级或更多, 提高的数值随磁场的增加而减小. 值得指出的是, 在 77 K, 辐照样品 J_c 等于零的为 $52\,500\text{Oe}$, 而未辐照样品的相应磁场为 $40\,000\text{Oe}$, 辐照提高了 $J_c = 0$ 的磁场. $T = 80$ 和 85K 也有类似的情况.

图 7 给出 $H \perp c$ 时, 10, 60 和 85K 温度下辐照样品与未辐照样品的 J_c-H 曲线. 从图 7 可以看出, $T = 10\text{K}$ 时, 辐照引起的临界电流升高随磁场的增加而减小. 60K 时有相反的趋势, 辐照引起的 J_c 升高随磁场的增大而增大, $J_c(\text{辐照})/J_c(\text{未辐照})$ 的比值在 $H = 1\text{T}$ 时等于 5.3, $H = 6\text{T}$ 时等于 16. 更为明显的是, $T = 85\text{K}$ 时未辐照样品的 J_c 在 $11\,300\text{Oe}$ 等于零, 而中子辐照样品的 J_c 并无明显的趋于零的迹象. 即辐照提高了一定温度下 $J_c = 0$ 的磁场.

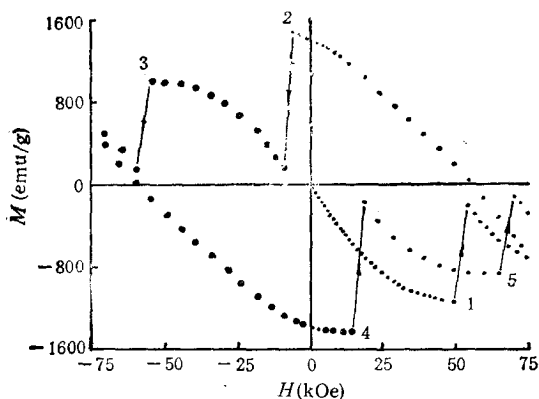


图 8 $T = 6\text{K}$, $H \parallel c$ 时的磁化曲线 数字是对磁通跳跃的编号

$H \parallel c$ 时在 $T = 6\text{K}$ 的磁化曲线中观察到磁通跳跃, 如图 8 所示. 图 8 中的箭头只表示磁通跳跃前后的实验点之间的关系, 并不一定表示实际的跳跃过程. $H \perp c$ 时没有观察到磁通跳跃. 磁通跳跃出现在 $M-H$ 图的第 2 和第 4 象限. 为了便于说明, 已将各次跳跃按出现的先后顺序编号. 在磁场从零增加到实验所加的最大磁场的过程中出现第 1 次跳跃, 磁场减小的过程中在第 2 象限出现第 2 次和第 3 次跳跃. 磁场从 $-H$ 增加的过程中在第 4 象限又观察到 2 次跳跃. 第 2 次跳跃和第 4 次跳跃的幅度

近似相等, 是 5 次中最大的 2 次跳跃. 每次跳跃之后在一定的 ΔH 区间出现一段光滑的磁化曲线, 开始的一段是直线, 其斜率与磁场从零增加到 H_{c1} 时曲线的斜率近似相等. 定义 $s = \Delta M(\text{emu/cm}^3)/\Delta H(\text{Oe})$, s_n 表示第 n 次跳跃后的 s , s_0 表示 $H < H_{c1}$ 时的斜率, 则这些量的值在 0.24 到 0.27 之间, 是非常接近的. 这表明, 每次跳跃后磁场穿透的过程与磁场从零增加时磁通向样品中穿透的过程是一样的.

三、讨 论

本文的实验部分讨论了中子辐照熔融组织样品临界电流密度的特性, 并与未辐照的样品进行了比较。中子辐照样品的 J_c 比未辐照样品的 J_c 可提高一个数量级。Hor 等人指出, 这种使 J_c 提高的效应在低场下更明显, 而且在低场下的提高效应与温度无关。我们的实验表明, 对 $H \parallel c$, 由辐照引起的 J_c 的升高 (ΔJ_c) 随磁场的增加而减小。对 $H \perp c$ 则有不同的情况。 ΔJ_c 随磁场的变化在不同的温度下是不同的。辐照样品 J_c 的各向异性与未辐照样品也不相同。这些事实表明, 辐照样品中主要的钉扎中心与未辐照样品的钉扎中心是不同的。未辐照熔融组织样品中的 211 相及其周围的晶体缺陷如位错、位错环、层错等是主要的钉扎中心。中子辐照后在孪晶带之间产生了密度很高的晶体缺陷包括短线位错, 包状结构等, 这些新产生的晶体缺陷是决定中子辐照样品 J_c 的主要的钉扎中心。

图 5 表示临界电流的“相图”。对于这种“相图”目前还没有理论解释。Yeshurun 和 Malozemoff^[9] 讨论不可逆线时曾假设, 不可逆点 (H^*, T^*) 就是临界电流密度 $J_c = 0$ 的点。在 $H^{2/3}-T$ 图中 $H \parallel c$ 的不可逆线总是在 $H \perp c$ 的不可逆线的左边, 即在同一温度下, $H \parallel c$ 时 $J_c = 0$ 的磁场比 $H \perp c$ 时 $J_c = 0$ 的磁场要小。假定中子辐照样品的钉扎力服从某种标度律, 并在标度律的公式中以 H^* 代替 H_{c2} , 则在高场下 J_c' 要比 J_c 更快地趋于零。但要得到定量的解释, 还必需对 J_c 与磁场和温度的关系有更准确的表达。

磁通跳跃的过程可以用临界态模型说明。从图 8 可以看出, 发生第 1 次磁通跳跃前磁通尚未穿透到样品中心。第 1 次跳跃的过程可以用图 9(a) 描写, 其中实线和虚线分别表示跳跃前和跳跃后样品中磁通的分布。磁通跳跃时磁矩 M 变化很大, 说明跳跃过程中大量磁通穿透到样品中。第 2 次跳跃是正负磁通线的湮没引起的, 跳跃前样品中的磁通分布如图 9(b) 所示。 $H = -H_{c1}$ 时负磁通线进入样品, 这些负磁通线与已捕获在样品中的正磁通线相遇, 二者有相互吸引作用。这些正负磁通线相互湮没, 它们的自能以热的形式释放出来并引发磁通跳跃。第 4 次跳跃也是由正负磁通线的湮没引起的, 磁通跳跃前样品中的磁通分布如图 9(c) 所示。第 3 次磁通跳跃的物理图象示于图 9(d), 与图 9(a) 相似但磁场的方向相反。第 5 次跳跃的物理过程与第 1 次是相同的。

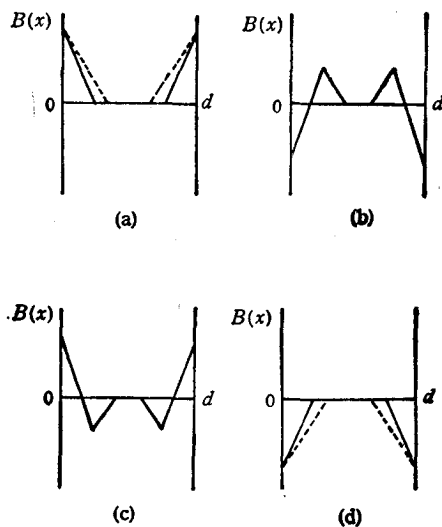


图 9 磁通跳跃的临界态模型 各图的意义见正文中的说明

磁通跳跃的存在不利于提高临界电流,对高 T_c 超导材料的高场应用,需要系统的研究这种不稳定性。

- [1] S. Jin, T. H. Tiefel, R. C. Sherwood, M. E. Davis, R. B. Van Dover, G. W. Kammlott, R. A. Fastnacht and H. D. Keith, *Appl. Phys. Lett.*, **52**(1988), 2074.
- [2] Ren Hongtao, He Qing, Wang Ruikun, Yu Dingan, Cui Changgeng, Li Shanlin, *Cryogenics*, **30**(1990), 837.
- [3] A. Umezawa, G. W. Crabtree, J. Z. Liu, H. W. Weber, W. K. Kwok, L. H. Nunez, T. J. Moran, C. H. Sowere and H. Claus, *Phys. Rev.*, **B36**(1987), 7151.
- [4] R. B. Van Dover, E. M. Gyorgy, L. F. Schneemeyer, J. W. Mitchell, K. V. Rao, R. Puzniak and J. V. Waszczak, *Nature*, **342**(1989), 55.
- [5] P. H. Hor, Z. J. Huang, L. Gao, R. L. Meng, Y. Y. Xue and C. W. Chu, *Mod. Phys. Lett.*, **B4**(1990), 703.
- [6] Ren Hongtao, Xiao Ling, He Qing, Zhou Yunlu, Bao Weidong, Lu Huijuan, Wang Ruikun, Shao Beiling, *Mod. Phys. Lett.*, **B5**(1991), 1213.
- [7] D. E. Farrell, M. M. Fang, N. P. Bansal, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 718.
- [8] 卫崇德等,物理学报,**40**(1991),1694.
- [9] Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2202.

CRITICAL CURRENT DENSITY IN NEUTRON IRRADIATED BULK $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

WEI CHONG-DE LIU ZUN-XIAO GAN ZI-ZHAO

Department of Physics, Peking University, Beijing 100871

REN HONG-TAO XIAO LING HE QING

General Research Institute for Non-ferrous Metal, Beijing 100088

(Received 21 November 1991)

ABSTRACT

The magnetization curves of neutron irradiated bulk $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, prepared by melt-textured growth method were measured from 1.5 to 85 K. Flux jumps were observed for $H \parallel c$ at 6 K. The anisotropies of critical current are analysed in detail. The pinning mechanism and physical model for flux jumps are discussed.

PACC: 7460G; 7460J