

高 T_c 氧化物 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 超导体 中的磁通蠕动

张凤英 黄孙利 曹效文

中国科学院等离子体物理研究所, 合肥, 230031

1989 年 6 月 23 日收到

利用观察磁化随时间变化的方法研究了高 T_c 氧化物 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 超导体临界态的磁通蠕动。实验结果表明, 零场冷却的样品, 加一个所选定场值的磁场, 产生的磁化随对数时间线性衰减, 同时伴随有磁通跳跃的发生。磁化衰减速率 $dM/d\ln t$ 随外场 H 的变化在 $H = 3H_c$ 附近有一峰值, 并认为与弱连结超导电性的存在有关。在 77 K 以上温度, $dM/d\ln t$ 随温度的升高而单调减小。讨论了钉扎磁通的热激活能 U_0 。

PACC: 7460G; 7430C; 7470V; 7460

一、引 言

临界态参量随对数时间线性衰减的行为被处理为磁通蠕动。磁通蠕动实验是研究 II 类超导体磁通钉扎的主要方法之一。对于低温 II 类超导体, 磁通蠕动速率十分缓慢, 要有十分灵敏的探测技术才能对它进行实验研究。但是, 对于高 T_c 氧化物超导体, 如果在液氮温度, 具有很高的环境温度, 即热噪声, 磁通蠕动速度将会快得多, 所以对实验灵敏度的要求将会不再那么苛刻。

利用观察剩余磁化随时间的衰减, 研究高 T_c 氧化物 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 超导体磁通蠕动的实验已有报道^[1-4], 并且它们的磁通蠕动性质反应出超导玻璃行为。Yeshurun 等人^[5]研究了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 单晶的磁通蠕动, 给出了 $dM/d\ln t$ 与温度的关系, 并且讨论了钉扎磁通的热激活能 U_0 。

本文利用观察液氮温度磁化随时间衰减的方法研究了烧结 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 超导样品的磁通运动。结果表明, 磁化的衰减遵守 $M - \ln t$ 线性关系。在磁通蠕动过程中, 伴随有磁通跳跃的发生, 并且磁通蠕动速率 $dM/d\ln t$ 与磁场和温度有关。讨论了钉扎磁通的热激活能 U_0 。

二、样品的制备与实验方法

采用固相反应法制备了致密状和松散状两种样品。纯的 Y_2O_3 , BaCO_3 和 CuO 按照 $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3$ 的配比混合, 900°C 空气中预烧 12 h。样品重新研碎, 一部分加压成型, 另

一部分保持粉末状态, 同时在 960°C 烧结 24 h, 然后以一定降温速度冷至室温。未压成型的粉末样品烧结后自然地结合成松散块。两样品均为条形, 密度分别为 5.33 g/cm^3 (致密状样品) 和 2.5 g/cm^3 (松散状样品)。测量中的样品尺寸分别为 $2.36 \times 3.84 \times 12\text{ mm}^3$ (致密状) 和 $2.3 \times 4 \times 18.6\text{ mm}^3$ (松散状)。

样品的电阻转变测量采用标准的四端引线法。温度用校准的铜-康铜热电偶测量。磁化用冲击电流计系统测量。直流磁场用一个液氮冷却的铜螺线管产生。

三、实验结果

致密状样品在测量电流密度为 0.088 A/cm^2 时的零电阻转变温度为 88 K 。明显的抗磁性转变发生在 87 K , 迈斯纳信号是理想值的 16%。松散状样品的抗磁性转变发生在 85 K , 迈斯纳信号是理想值的 40%。

1. 样品的磁化

样品的磁化测量采用零场冷却程序 (ZFC)。样品零场冷却到所希望的温度后, 测量其磁化随外场的关系曲线。致密状样品和松散状样品的磁化曲线如图 1 和图 2 所示。图 2(a), (b), (c), (d) 和 (e) 分别表示在 $77.3, 78.2, 79, 80$ 和 81 K 温度下的磁化曲线。

从图 1 和图 2 可以看出, 松散状样品的 H_{c1} 和 H_p (对应磁化曲线峰值) 低于致密状样品。后者 H_{c1} 是 100 Oe , H_p 是 205 Oe 。前者的 H_{c1} 和 H_p 分别是 85 Oe 和 180 Oe 。因为松散状样品的密度较低, 所以测量的磁化值也明显低于致密状样品。两样品在 77 K 的磁化曲线在 2000 Oe 以上几乎是可逆的, 2000 Oe 以下是不可逆的。退磁场至零

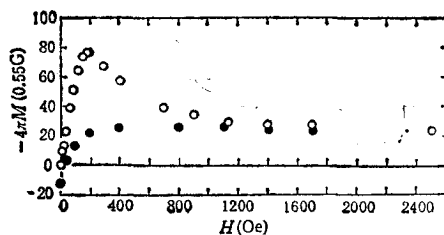


图 1 致密状样品温度 $T = 77.3\text{ K}$ 下的磁化曲线

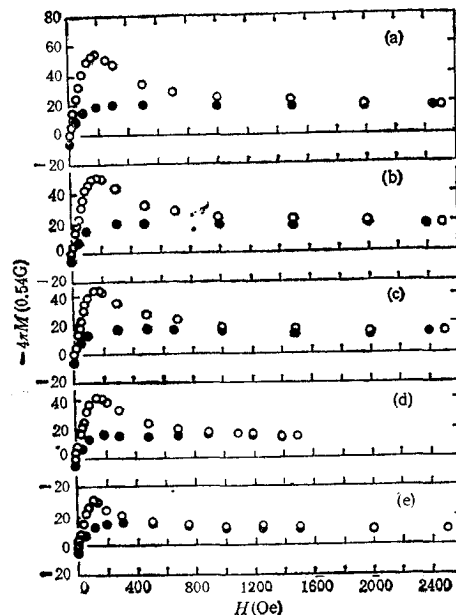


图 2 松散状样品不同温度下的磁化曲线

时, 两样品都有很小的冻结磁通密度, 说明样品属于弱钉扎型 II 类超导体。而且, 两样品的迈斯纳信号远低于磁化屏蔽信号, 说明样品内部具有大量的复连通超导网络存在。

2. 磁化的对数衰减

样品被零场冷却到 77.3 K 后, 加一个从零快速增加到所选定强度的磁场, 磁场增加速率约为 23 Oe/s. 所加磁场大于 H_{c1} , 使样品处于临界态, 测量样品的磁化随时间的变化. 应该指出, 样品在每一场值下的测量都要从一个原始状态出发, 即样品温度被加到 T_c 以上.

实验测量结果表明, 在 $H > H_{c1}$ 的很大磁场范围内, 都可观察到磁化随对数时间线性衰减的规律, 也就是磁通蠕动现象, 这表明发生了磁通逐步穿入超导体的磁弛豫过程.

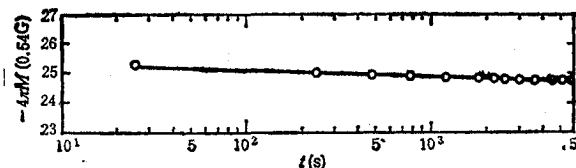


图 3 松散状样品 $H = 900$ Oe, $T = 77.3$ K 下磁化随对数时间 t 的关系

从图 3 看到, 开始时样品的磁化随对数时间线性衰减, 经过一定弛豫时间后趋于一个稳定值. 这表明样品内部的磁通密度梯度随时间减小, 并最后达到一个相对稳定的值. 不同磁场下的磁化随对数时间的衰减有类似规律.

另外一种情况是, 零场冷却的样品如果不是逐渐加场, 而是突然将所选定的磁场合闸 (磁场增加速度是 0.3 T/s), 常可以观察到磁通跳跃的发生^[9]. 但如果磁通跳跃幅度不大, 仍然可以清楚地观察到磁通蠕动现象. 在 Tl-Ba-Ca-Cu-O^[6] 和 Bi-Sr-Ca-Cu-O^[7] 中观察到了类似结果.

3. $dM/d\ln t$ 的磁场关系

以松散状样品为例, $dM/d\ln t$ 与磁场 H 的关系如图 4 所示. 曲线 a , b 和 c 分别表示 77.3, 78.2 和 79 K 温度下 $dM/d\ln t$ 与附加磁场的关系. 可以看出, 在 $dM/d\ln t$ 与磁场的关系中有一个 $dM/d\ln t$ 峰值存在, 且随着温度的升高, $dM/d\ln t$ 峰值场逐渐减小. 在 77.3, 78.2 和 79 K 温度下的峰值场 H_m 分别约为 590, 550 和 520 Oe. 它们分别近似对应于 $3H_p(T)$. 在 Tl-Ba-Ca-Cu-O 中也观察到类似结果, 并认为与弱连结超导电性的存在有关^[6]. 在 $3H_p$ 以下磁场中, 磁通蠕动主要沿晶粒间的弱连结区进行, 然后, 随着磁场的增加, 弱连结超导电性逐渐被破坏, 晶粒中的磁通蠕动所占比例逐渐增加. Yeshurun 等人^[8] 在 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 单晶中, 在 6 K 温度下观察到了类似现象, 并且存在着各向异性, $H_m(\parallel) \approx 21$ kOe, $H_m(\perp) \approx 3.7$ kOe. 如果按照在不同温度下获得的 H_m 外推到 6 K, 它为 3—4 kOe.

4. $dM/d\ln t$ 的温度关系

研究了松散状 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 样品在不同温度下, 在 500 Oe 磁场下的磁化随时间的衰减, 发现 $dM/d\ln t$ 随温度 T 的升高而单调减小, 如图 5 所示. 这一关系是 $dM/d\ln t$ 随

$H < H_{c1}$, 样品处于迈斯纳态, 磁通蠕动没有发生. 观察到的磁通蠕动现象的一个典型例子是松散状样品在 900 Oe 的磁场下的测量结果. 其磁化随对数时间 t 的变化曲线如图 3

所示. 从图 3 看到, 开始时样品

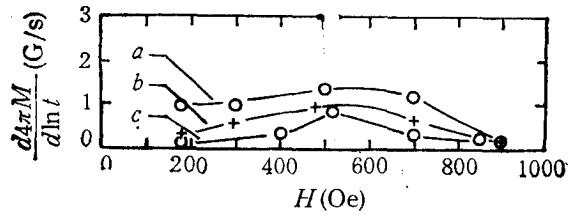


图 4

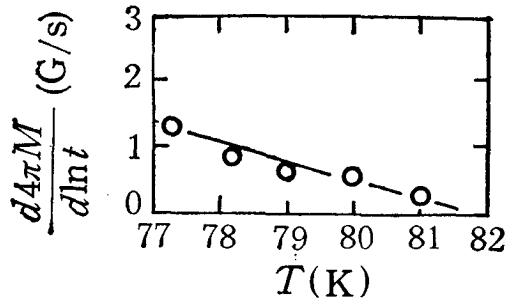


图 5 $dM/d\ln t$ 与温度 T 的关系

温度线性增加和 J_c 随温度剧烈减小相互竞争的结果。 $dM/d\ln t$ 与温度有关表明,磁通蠕动与热激活有关。

5. 磁弛豫过程中的磁通跳跃

在一定条件下,磁通蠕动可以导致磁通跳跃的发生^[9]。图 6 给出致密状样品在 77.3 K, 500 Oe 下的磁化随时间 t 的衰减。可以看出,在 10^3 s 以后接连发生了几次磁通跳跃,并且每次跳跃后仍然继续反映出磁通蠕动的发生和进行。图 7 给出另一类型的磁通蠕动过程中的磁通跳跃现象。虽然总趋势基本符合 $M \propto \ln t$ 关系,但磁通跳跃要剧烈得多,且磁通跳跃的幅度随时间的增加而减小。

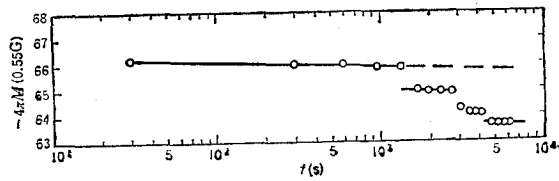


图 6 致密状样品 $H = 300$ Oe, $T = 77.3$ K 下磁化随对数时间 t 的关系

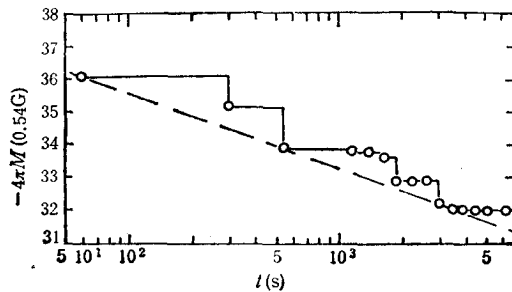


图 7

四、结论与讨论

在烧结的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 超导体中, 在液氮温度范围内, 磁化的衰减遵守 $M \propto \ln t$ 关系, 即发生了大量的磁通蠕动, 并且在磁通蠕动期间伴随有磁通跳跃的发生. 磁通蠕动速率 $dM/d\ln t$ 与样品所处的磁场和温度有关. 在 $H \approx 3H_p(T)$ 的磁场, $dM/d\ln t$ 有最大值, 并且认为它与弱连结超导电性的存在有关. 在低场区, 磁通蠕动主要沿晶粒间的弱连结区进行. 在液氮以上温区内, $dM/d\ln t$ 随温度的升高而单调减小, 这是 $dM/d\ln t$ 随温度增加和临界电流密度 J_c 随温度减小两种因素相互竞争的一种结果.

在一定条件下, 磁通蠕动能够导致磁通跳跃的发生. 同时, 磁通跳跃与研究方法有关. 在测量中, 样品处于高于 H_{c1} 的磁化状态, 具有较高的能量. 这本身意味着样品有较大的不稳定性. 加上样品相对于磁场运动以及运动过程中的振动, 这些因素都有利于磁通跳跃的发生.

致密和松散 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 样品, 在迈斯纳效应测量和 ZFC 实验程序的屏蔽效应都表现出超导体体积比的明显差别. 对于致密样品分别是 16% 和 37%; 对于松散样品分别是 40% 和 64%. 两类样品的上述差别多半与含氧量有关. 松散样品对吸氧更有利.

按照常规 II 类超导体的磁通蠕动模型^[10]

$$dM/d\ln t = (J_c r / 3c)(kT/U_0), \quad (1)$$

能够估算出钉扎磁通的激活能或钉扎势阱高度 U_0 . 由 Bean 模型, J_c 值可由下式求出^[11]:

$$\lambda J_c = 15\Delta M/r, \quad (2)$$

式中 λ 是样品的超导体积比, 对于我们的松散样品约等于 0.25; ΔM 是增加和减小磁场过程中的磁化的差值; r 是样品半径, 对长条状样品, 以它的截面求出等效半径, 对于松散块状样品, $r \approx 0.17$ cm.

图 8 给出利用 (1) 和 (2) 式求出的在 77.3 K 温度下不同磁场 H 对应的 U_0 . 可以看出, 在 600 Oe (近似 $3H_p$) 附近存在一个 U_0 的谷值. 这个磁场值与 $dM/d\ln t$ 峰值对应的场值基本一致. 在 Tl-Ba-Ca-Cu-O 中获得了类似结果, 并且认为它是弱连结超导电性存在的一个结果^[7].

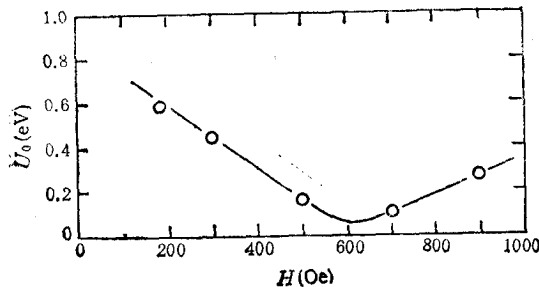


图 8 松散状 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 烧结样品在 77.3 K 下 U_0 与磁场 H 的关系

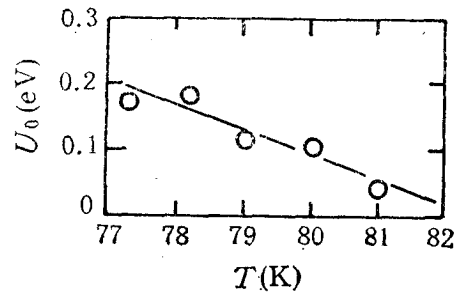


图 9 松散状烧结 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 超导体在 500 Oe 磁场中 U_0 与温度 T 的关系

利用类似方法能够求出不同温度下的 U_0 。图 9 给出在 500 Oe 的磁场中 U_0 与温度 T 的关系。可以看出, 在液氮以上温区, 随着温度的升高而近似线性地减小。这一结果进一步证明了高 T_c 氧化物 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 大块超导体中磁通蠕动与热激活有关。

- [1] Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2202.
- [2] M. Tuominen, A. M. Goldman and M. L. Mecartney, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 548.
- [3] W. J. Gallagher, *J. Appl. Phys.*, **63**(1988), 4216.
- [4] L. Giovannella *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **63**(1988), 4173.
- [5] Cao Xiaowen, Zhang Fengying and Huang Sunli, Submitted to *Superconductor Science and Technology*.
- [6] Cao Xiaowen Huang Sunli *et al.*, The Beijing International Conference on High T_c Superconductivity, Sept. 4—8, (1989), Beijing, China.
- [7] Cao Xiaowen and Huang Sunli, *Solid State Commun.*, **70**(1989), 1115.
- [8] Y. Yeshurun *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 11828.
- [9] V. A. Al'tov *et al.*, Stabilization of Superconducting Magnet Systems, Plenum Press, New York, (1977), p. 29.
- [10] M. R. Beasley, R. Labusch and W. W. Webb, *Phys. Rev.*, **181**(1969), 682.
- [11] S. S. Shen, Filamentary A15 Superconductors, Plenum Press, New York, (1980).

FLUX CREEP IN HIGH T_c $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ BULK SUPERCONDUCTOR

ZHANG FENG-YING HUANG SUN-LI CAO XIAO-WEN

Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei, 230031

(Received 23 June 1989)

ABSTRACT

Flux creep in high T_c oxide $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ superconductor in critical state has been studied by observing variation of magnetization with time. Experimental results show that for the zero field cooling sample, the magnetization decays with time following the law $M \propto \ln t$ over the observation time period, and this process accompanies by the occurrence of flux jumps. The rate of the magnetization decay $dM/d\ln t$, as a function of the field, exhibits a maximum near $H = 3H_p$. It is believed to be related to weak link superconductivity. $dM/d\ln t$ decreases monotonously with the rising temperature in the temperature range above 77K. Finally, a discussion is made about the activation energy of the flux lines U_0 .

PACC: 7460G; 7430C; 7470V; 746