

高 J_c 熔融织构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 块材的 磁性质与钉扎机制*

曾 朝 阳

(工程兵工程学院物理教研室, 南京 210007)

丁世英 邱 里 姚希贤

(南京大学物理系, 南京 210008)

杨宏川 傅耀先 蔡传兵

(中国科学院上海冶金研究所, 上海 200050)

(1994年2月2日收到)

在不同温度和磁场下测量了熔融织构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 块材的磁衰减和磁滞回线。在 $20\text{K} < T < 70\text{K}$ 的温区和 $2\text{T} < B < 8\text{T}$ 的磁场范围内发现样品的磁化强度绝对值随磁场的增强而增大。还发现衰减曲线 $M(t)$ 与对数律有明显偏离, 而相对衰减率 $r(=d\ln|M|/d\ln t)$ 的绝对值随温度的升高和磁场的增强而减小。为解释这些现象而对样品的钉扎机制进行了分析。由两种方法在很大的电流密度范围内得到了样品磁通有效热激活能与电流密度的关系 $U(J) = U_0[(J_{c0}/J)^n - 1]/\mu_0$ 。在此基础上, 利用合作钉扎理论解释了实验结果, 并通过对实验结果的直接拟合得出 $\mu_0 J_{c0}$, U_0 等物理量与磁场的关系。这些关系符合合作钉扎理论的预期。还讨论了织构样品与单晶之间的差异。

PACC: 7440; 7430C; 7460G; 7460J

1 引 言

对钉扎机制的了解无论对提高超导材料的实用性能(如临界电流密度)还是对解释有关的物理现象都具有重要意义。然而在目前, 尽管提高 J_c 的努力在诸如 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 织构块材这类材料上已取得很大的进展^[5-7], 但人们对许多高温超导材料的钉扎机制还没有统一的观点^[1-4]。与此相关联, 人们在解释一些新现象(如鱼尾型磁滞回线)时也遇到了麻烦, 不同人的观点相差甚远^[9-12]。这说明迫切需要深入探讨超导材料的钉扎机制。

不久前, 利用高品质的烧结块材和对生长参数的精确控制, 我们成功地制备了几乎不含 211 相粒子的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 织构块材^[5], 在 77K 温度和 4T 磁场下, 传输测量的临界电流密度仍大于 $10^4\text{A}/\text{cm}^2$ ^[12]。本文研究这种材料的磁性质, 期望对导致高 J_c 的机制有所了解, 并帮助理解有关的物理现象。

* 国家超导技术联合研究开发中心资助的课题。

2 样品与实验方法

与普通的 MTG 生长法相比,我们的方法强调以下几点:制备 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 粉料时,用化学分析方法严格控制粉料的成份配比,使 Y, Ba, Cu 三者的原子比极接近 1:2:3; 在将粉料压制成条状样品时,将条状样品在 940—960 °C 的温度下烧 24—48h, 使样品收缩, 体密度达 $6.0\text{g}/\text{cm}^3$ 以上; 开始织构生长时,先将上面提到的条状样品在 750—800 °C 的温度中预热,然后快速加热至 1100—1180 °C,再迅速冷至 1050 °C,接下来以 $1^\circ\text{C}/\text{h}$ 或 $2^\circ\text{C}/\text{h}$ 的冷却速度缓慢通过包晶反应区。最后,以 $10^\circ\text{C}/\text{h}$ 的速度降温至 400 °C 以下。制成的样品要在氧气中长时间退火 (60h 以上)。有关样品制备详情可参阅文献[12]。

X 射线衍射表明样品是纯的 123 相,且织构良好,见图 1。微结构观察发现样品由许多尺寸为几十微米的条形晶块排成砖墙结构。

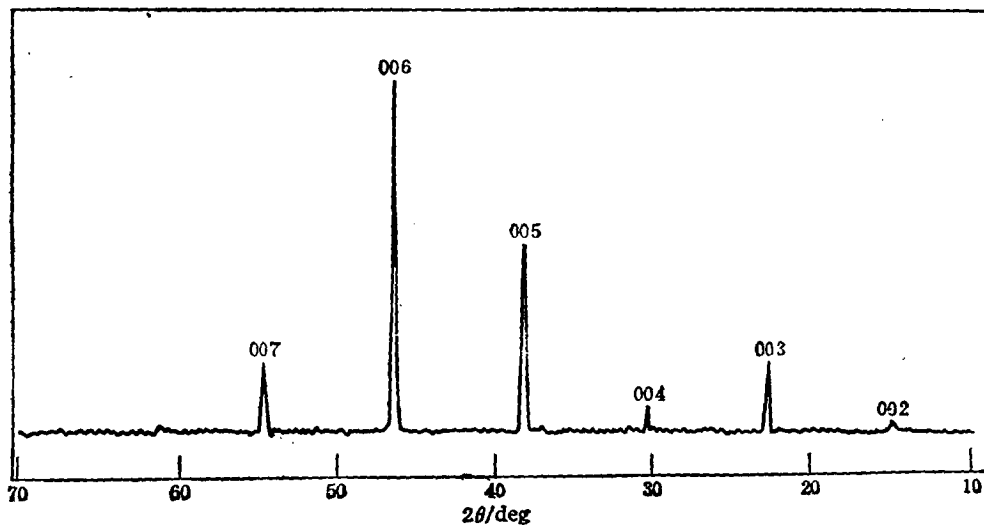


图 1 样品的 X 射线衍射图

实验时将样品切割成 $1.3\text{mm} \times 2.4\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ 的长条。样品的零电阻温度为 90.2K, 转变宽度约为 1K。所有磁测量都在振动样品磁场计上进行,磁场的变化范围为 0 到 8T。温度的变化范围为 4.2—300K。先进行磁滞回线的测量,以确保衰减测量时所加磁场都超过穿透场。磁衰减的测量过程为:先将样品零场冷却至想要的温度,然后加场。在加场完成后约 80s,开始记录第一个衰减数据 $M(z)$ 。加场速率为 $10\text{mT}/\text{s}$ 。外加磁场的方向平行于样品 c 轴。

3 主要实验结果

图 2 和图 3 示出样品在不同温度的磁滞回线。很明显,在某个中间温区 ($20\text{K} < T < 70\text{K}$),样品的磁化强度绝对值在 2T 以上磁场区随磁场的增强而增大,而在 20K 以下或

70 K 以上的温区,没有这种现象。尽管在许多有关鱼尾型磁滞回线的报告中,许多人提到类似的现象^[9-11],但这种现象只出现在中间温区的事实还未见报道。另外,在 $20\text{ K} < T < 70\text{ K}$ 的温区内,即使温度升高,也看不到磁化强度的高场峰移至 8 T 磁场以内,这也不同于文献中的结果^[9]。有一种可能,即我们的样品的高场峰 $M(H)$ 的位置所处的磁场很高,即便在 $T = 62\text{ K}$ 时,也仍超出 8 T 磁场,因而看不到它的移动。

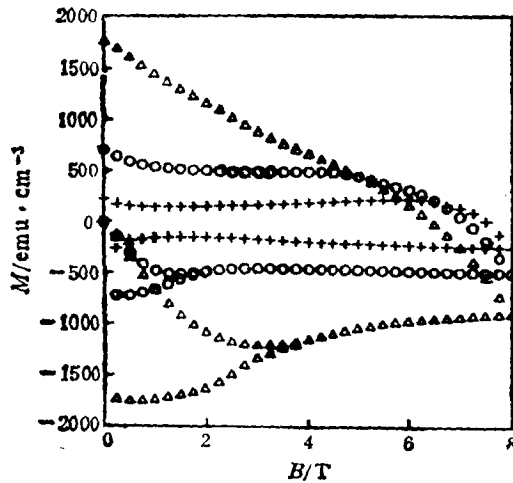


图 2 样品在 4.2, 20, 40 K 温度的磁滞回线 + 为 $T = 40\text{ K}$; $\circ$ 为 $T = 20\text{ K}$; Δ 为 $T = 4.2\text{ K}$; M 为磁化强度; B 为磁场

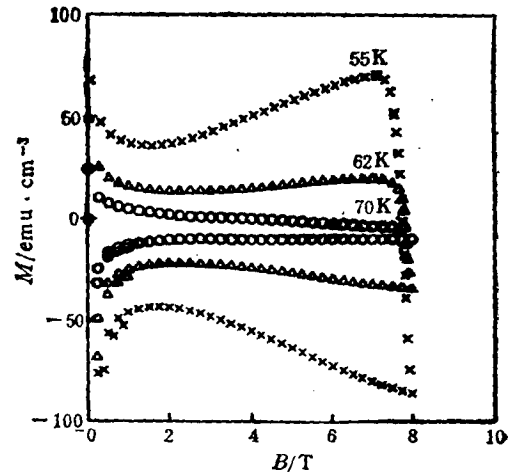


图 3 样品在 55, 62, 70 K 温度的磁滞回线 $\times$ 为 $T = 55\text{ K}$; Δ 为 $T = 62\text{ K}$; $\circ$ 为 $T = 70\text{ K}$; 其余符号说明同图 2

图 4 为用 Bean 模型计算出的临界电流密度与磁场的关系。计算公式如下:

$$J_c = \frac{\Delta M \times 20}{d(1 - d/c \times 3)},$$

式中 d 为样品厚度 0.5 mm, c 为样品长度 2.4 mm。磁滞回线的异常在这里表现为 J_c 。随

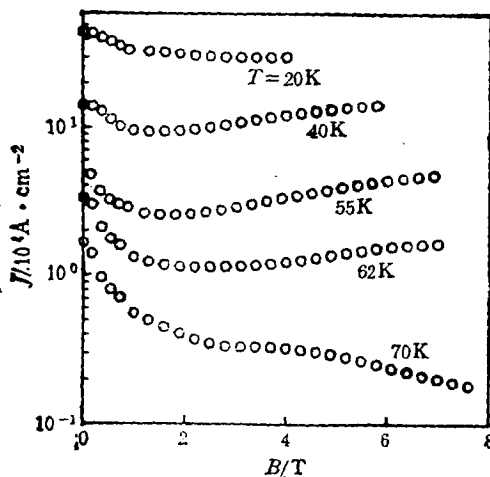


图 4 不同温度下的 $J_c(B)$ 曲线 $\circ$ 为计算值; J_c 为临界电流密度; B 为磁场

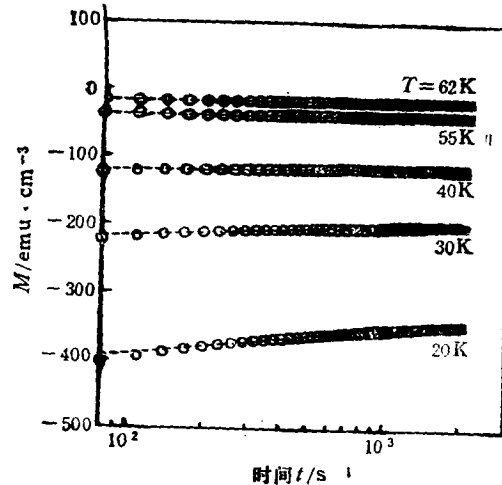


图 5 2 T 磁场和不同温度下的磁衰减曲线 虚线为对数拟合线; $\circ$ 为测量点; M 为磁化强度

磁场的升高而增大。在我们对样品的磁滞回线的形状作出解释之前, 这样算出的 J_c 的物理含义是不清楚的, 但它至少可以定性反映样品中的磁通梯度, 也可以作为一种判断样品质量的标准。我们看到, 在零场和 70K 温度下, 算出的 J_c 约为 $5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$, 即使到了 4T 磁场, J_c 仍约为 $5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$, 而且传输测量的 J_c 更高^[12]。这充分说明样品的质量好。

图 5 为 2T 磁场下样品在不同温度的磁弛豫曲线 $M(t)$ 。图 5 中的曲线似乎表明 $M(t)$ 满足对数衰减律。然而, 将图 5 放大后, 能清楚地看到 $M(t)$ 与对数律的偏离, 见图 6。图 7 为相对衰减速率 $s(=|d \ln |M|/d \ln t|)$ 随温度的变化, 随着温度升高, s 很快减小 ($T > 30 \text{ K}$)。

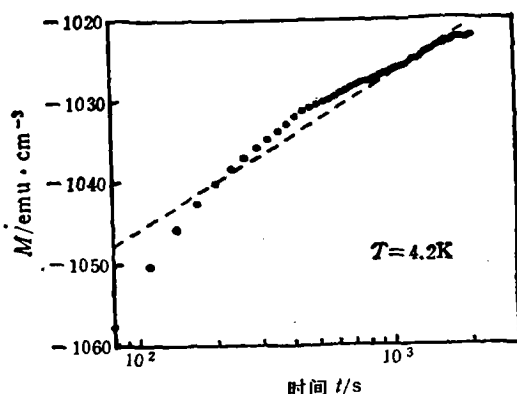


图 6 样品在 4.2K 和 2T 磁场下的磁衰减曲线
符号说明同图 5

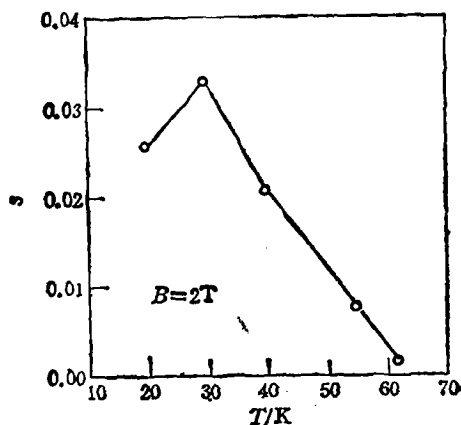


图 7 2T 磁场下相对磁衰减率与温度的关系
符号说明同图 5

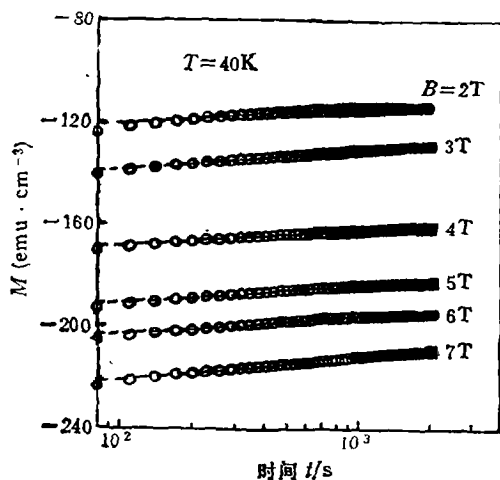


图 8 40K 温度下不同磁场下的弛豫曲线
符号说明同图 5

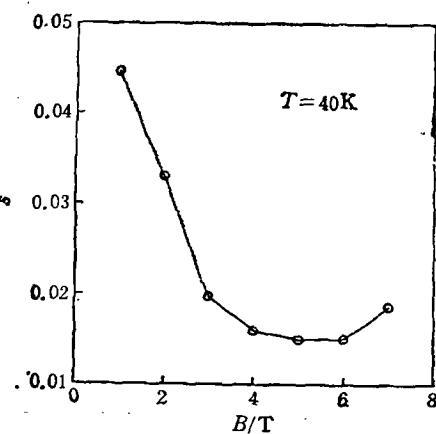


图 9 40K 温度下相对弛豫率与磁场的关系
符号说明同图 5

图 8 为 40K 温度下样品在不同磁场下的磁弛豫曲线, 如果将其中一条曲线放大, 不难看到它与对数律的偏离。图 9 则表明, 在 40K 温度, 随着磁场的增强, 相对弛豫率减小。

4 分析与讨论

由于样品的磁滞回线形状异常,并且,在很大的温度范围内,钉扎力的最大值已超出 8T 的磁场,不能够用标度律去研究其钉扎机制。于是将讨论的重点放在对磁弛豫结果的分析上。

4.1 $U(J)$ 关系

磁弛豫能够提供许多有关钉扎机制的信息,其中重要的一项就是有效热激活能与体电流密度的关系 $U(J)$ 。不同的钉扎中心或不同的钉扎方式会有不同的 $U(J)$ 关系^[3,9]。如果我们认为图 5,图 6 和图 8 中 $M(t)$ 与对数律的偏离可以忽略,那么,由 Anderson Kim 的线性 $U(J)$ 模型立刻可以得出钉扎势 U_0 与温度及磁场的关系。很显然,随着温度或磁场的增加, U_0 会急剧增大,因为 τ 是迅速下降的(见图 7 和图 9)。然而,人们已经意识到,在线性 $U(J)$ 关系的基础上去理解 U_0 的这种变化是困难的^[10]。再者,用线性的 $U(J)$ 模型也无法解释图 2 和图 3 中异常的磁滞回线。为此,这里不对这种模型进行详细讨论。

在尝试用别的模型去拟合 $M(t)$ 曲线时,我们发现无论用合作钉扎模型的 $U(J)$ 函数,还是用某种特殊位形钉扎中心的 $U(J)$ 关系(比如对数的 $U(J)$ 关系),最后都能得到不错的拟合结果。这是由于衰减测量的时间不够长, J 或 M 的变化范围有限而引起的。在非常有限的 J 值区间分析 $U(J)$ 关系不妥,拟合 $M(t)$ 曲线自然也不合适。下面我们改用 Maley 的方法和 Ossandon 的方法求 $U(J)$ ^[13,14]。Maley 的方法的长处在于事先不对 $U(J)$ 关系作任何的假定,而 Ossandon 的方法能使我们在很大的 J 值范围考察 $U(J)$ 关系。

根据 Maley 等人的方法,由 $M(t)$ 衰减曲线能确定不同 M 值(或 J 值)所对应的激活能^[15]:

$$U = k_B T \left[\ln \left(\frac{dM}{dt} \right) - c \right], \quad (1)$$

式中 $c = \ln(B\omega a/2\pi R)$, B 为磁通密度, $\omega/2\pi$ 为磁通束的振动频率, a 为磁通束的跃迁距离, R 为样品的几何尺寸。 J 的计算公式为

$$J = 2 \times 20 \times (M - M_{rev})/d, \quad (2)$$

式中 M_{rev} 为平衡态的磁化强度,由磁滞回线的上下支可得出

$$M_{rev} = \frac{1}{2} (M^+ + M^-),$$

d 为样品厚度,因子 2 的出现是因为 $M - M_{rev}$ 只相当于 ΔM 的一半。用这种方法对不同温度的衰减结果进行处理,所得的 $U(J)$ 关系如图 10。为了区别不同温度 and 不同磁场下的有效激活能,在以后的讨论中,将 $U(J)$ 改成 $U(J, T, B)$ 。按照 Ossandon 的观点,图 10 中那些独立的曲线段 $U(T, J, B)$ 经温度修正后,应当落在一条光滑的曲线上,而此光滑曲线就代表零温和 2T 磁场下样的有效激活能与体电流密度的关系 $U(J)$,

0K, 2T)。温度修正的方式为^[15]

$$U(J, 0\text{K}, 2\text{T}) = U(J, T, 2\text{T}) / [1 - (T/T_c)^2]^{3/2}, \quad (3)$$

式中 $U(J, T, 2\text{T})$ 代表温度为 T 、磁场为 2T 的 $U(J)$ 关系, T_c 为 90.2K 。本来(3)式写成如下的形式更合理^[15]:

$$U\left(\frac{J_{c0}(0)}{J_{c0}(T)} \cdot J(T)\right) = U(J(T), T, 2\text{T}) / [1 - (T/T_c)^2]^{3/2}, \quad (3')$$

式中 $J_{c0}(0)$ 和 $J_{c0}(T)$ 分别代表温度为零和 T 时的临界电流密度, 而 $J(T)$ 为温度下的样品体电流密度。由于往往事先不能知道 $J_{c0}(T)$ 的形式, 文献[15]把 $J_{c0}(0)/J_{c0}(T)$ 看成为 1。这是一种简化处理, 按理说是不完善的, 但文献[15]由这种简化方法得到了不错的结果, 所以我们也沿用这种方法。由(3)式得到的结果如图 11 所示。它的确可以用一条光滑的曲线来拟合, 拟合公式为

$$U(J, 0\text{K}, 2\text{T}) = \frac{U_0}{\mu} [(J_{c0}/J)^\mu - 1]. \quad (4)$$

这正是合作钉扎模型的 $U(J)$ 关系^[17]。图 11 中的拟合参数分别为 $U_0 = 96\text{K}$, $J_{c0} = 2.2 \times 10^6 \text{A}/\text{cm}^2$, $\mu = 0.8$ 。

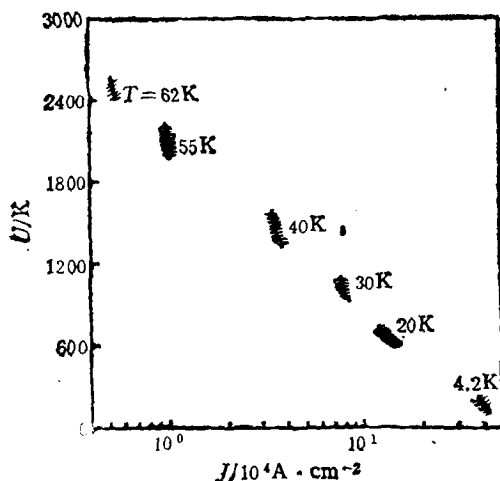


图 10 不同温度下的有效激活能 U 与体电流密度 J 的关系 $B = 2\text{T}$; + 为 (1) 和 (2) 式得出的计算值

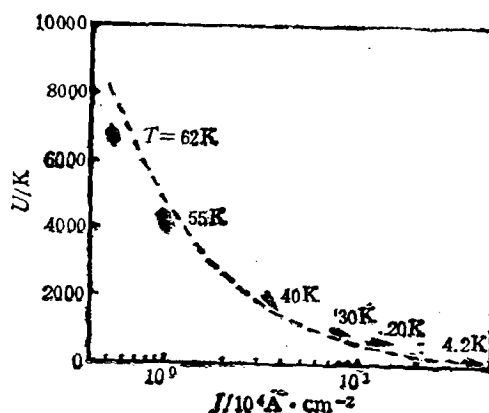


图 11 用 Ossandon 的方法得出的零温和 2T 磁场下的 $U(J, 0\text{K}, 2\text{T})$ 曲线 + 为计算值; 虚线为拟合线; 温度值指示对何种温度下的衰减结果进行计算; 计算利用 (3) 式; U 为有效激活能; J 为体电流密度

为避免偶然性, 还对不同磁场下的衰减结果进行处理。Ossandon 的方法的出发点在于他认为样品的有效激活能 $U(J, T, B)$ 可以写成分离变量的形式, $U(J, T, B) = U(J, 0\text{K}, 0\text{T}) \cdot g(T) \cdot f(B)$ ^[16, 18]。如果这种看法正确, 那么无论用温度修正的方法, 还是用磁场修正的方法, 所得到的某个温度和某个磁场下的 $U(J, T, B)$ 曲线应当一致。我们用 Maley 的方法对 40K 温度 and 不同磁场下的衰减结果进行处理, 得到不同磁场下的 $U(J, 40\text{K}, B)$ 。注意, 由于磁场不一样, 此时 (1) 式中的 c 不再是常数, 我们以 40K 温度 2T 磁场下的 c 值为准 ($c = 18$), 对其他磁场, 取 $c(B) = c(2\text{T}) + \ln(B/2\text{T})$, 求得 $U(J,$

40K, B), 除以温度因子 $g(T)$, 再除以磁场因子 $f(B) = (B/2T)^{0.6}$, 即得零温和 2T 磁场下的有效激活能 $U(J, 0K, 2T)$, 见图 12. 从图 12 上看, 由不同磁场下的衰减曲线所得的点确实能落在一条光滑的曲线上. 当然, 处理后的 U 值与 $f(B)$ 的选取有关, 我们在选取 $f(B)$ 的函数形式时, 尽量地使不同磁场下的点能落在图 12 中的光滑曲线上. 图 12 最令

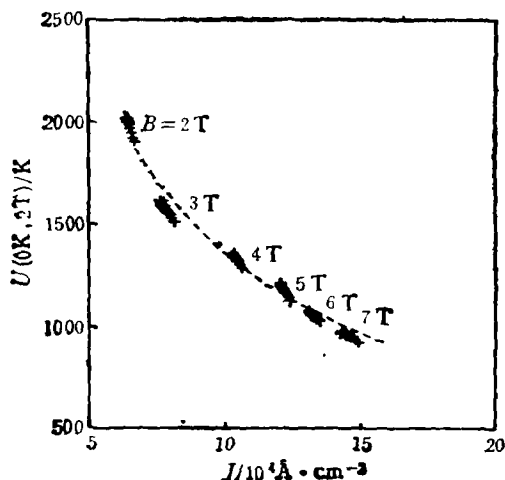


图 12 由不同磁场 ($T = 40K$) 的衰减曲线求得的 $U(J, 0K, 2T)$ 曲线. 磁场值指示对何种磁场下的衰减结果进行计算; 计算利用(4)式; 符号说明同图 11

人满意之处还在于图中的光滑曲线恰好就是图 11 中的拟合线, 从而说明由温度修正和磁场修正所得结果一致. 考虑到这两种衰减测量的独立性, 这里的结论是令人信服的, 它有力地说明 Ossandan 的方法对我们的样品是适用的. 而得出的 $U(J, 0K, 2T)$ 的函数形式使我们相信合作钉扎应是这种样品的钉扎机制.

4.2 对磁滞回线的解释

既然合作钉扎是我们样品的钉扎机制, 就应当在这种机制下去理解磁滞回线的形状. 事实上, Klusin-Elbaum 已经进行过这样的工作^[9]. 在他们看来,

磁滞回线的高场峰是由于单磁通钉扎条件下的合作蠕动引起的^[9]. 根据合作钉扎理论, 单磁通钉扎条件下临界电流密度与磁场无关, 反映到磁化曲线上, 就是升场曲线 $M^+(B)$ 和降场曲线 $M^-(B)$ 都平行于磁场轴^[16]. 然而磁通蠕动会使样品偏离临界态. 磁通蠕动的速率与样品的体电流密度 J 有关, 当 J 很接近临界电流密度 J_c 时, 磁通蠕动是单根涡旋线彼此独立进行的, 蠕动容易实现, 蠕动速率也大. 当 J 小到满足条件 $L_c \cdot (J_c/J)^{1/5} \geq a_0$ (其中 L_c 为合作钉扎理论中的关联长度, a_0 为磁通点阵的晶格常数) 时, 磁通蠕动在一定空间内就会相互关联, 蠕动以磁通束的形式出现, 激活能增大, 蠕动速率也大大降低^[9]. 显然, 在磁场增大时, 由于 a_0 减小, 上述条件容易实现, 因而 J 偏离 J_c . 不太多时, 蠕动就会慢下来. 而在低场下, J 可能要偏离 J_c 很远后蠕动才慢下来. 这就是磁化强度高场峰的起因^[9].

用上面的观点解释我们的磁化曲线很自然, 因为前面得出的 $U(J, 0K, 2T)$ 曲线已表明合作钉扎是我们的样品的钉扎机制. 另外, 相对弛豫率随磁场增大而迅速下降, 以及 20K 温度时由 Bean 模型算出的 J_c 几乎不随外场变化 (见图 6) 等实验现象, 都符合 Klusin-Elbaum 的描述. 尽管如此, 我们仍然希望能有更多的办法来检验这种解释的正确性. 为此, 下面直接由合作钉扎模型的 $U(J)$ 函数来拟合 40K 温度和不同磁场下的 $U(J, 40K, B)$ 曲线. 在前面的分析已经肯定合作钉扎是我们样品的钉扎机制后, 这样的拟合应当是可以接受的. 在合作钉扎模型中^[9]

$$U(J) = U_0 [(J_c/J)^\mu - 1] / \mu. \quad (5)$$

此式可以改写成如下形式:

$$\ln \left(\frac{U(J)}{U'} + 1 \right) = \mu \ln(J_{c0}/J), \quad (6)$$

J_{c0} 代表没有蠕动时样品真正的临界电流密度, 而 μ 在每一次衰减测量过程中可认为不变^[9]. (6) 式表明, $\ln(J)$ 与 $\ln \left(\frac{U(J)}{U'} + 1 \right)$ 为线性关系. 我们已经求出了 40K 温度和不同磁场下的 $U(J, 40\text{K}, B)$ 曲线, 因此, 只要选定一个参数 U' , 就能对某一磁场下的 $U(J, 40\text{K}, B)$ 进行拟合, 所得的拟合线的斜率为 μ , 拟合线与 $\ln(J)$ 轴的交点为 $\ln(J_{c0})$, 而 $U_0 = U' \cdot \mu$. 因此, 用这种办法就能由不同磁场下的衰减结果得到 U_0, μ 以及 J_{c0} 与磁场的关系. 如果直接用 (5) 式去拟合 $U(J, 40\text{K}, B)$, 会面临许多可调的参数, 拟合结果也会有很大的人为性. 图 13 为用 (6) 式对 2T 和 3T 磁场下的 $U(J, 40\text{K}, B)$ 进行拟合的结果, 参数 U' 的选取以拟合程度的最优为准. 从图 13 上看, 由实验得到的 $\ln \left(\frac{U(J)}{U'} + 1 \right)$ 与 $\ln(J)$ 的线性确实不错. 表 1 列出对不同磁场的 $U(J, 40\text{K}, B)$ 进行拟合而定出的参数的结果. 从表 1 上看, J_{c0} 几乎不随外场变化, μ 值随磁场的升高而

表 1 拟合参数与磁场的关系

B/T	2	3	4	5	6	7
$J_{c0}/10^9 \text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$	2.24	2.20	2.27	2.31	2.25	2.20
μ	0.30	0.37	1.16	1.83	2.32	2.40
U_0/K	1396	1404	1490	1464	1493	1494

迅速增大, 这正是文献[9]所预言的结果. 在合作钉扎理论中, μ 只能取 $2/7$ 和 $3/2$ 两种值. 然而实验已经证实高温超导可以有连续变化的 μ 值, μ 值的上限已超过 2.0 ^[23]. Ossandon 也指出, 相对于跃变, μ 的连续取值似乎更合理^[26]. 当然, 现在还不清楚是什么原因导致实验结果与理论的差异. 至于 U_0 值的变化, Ossandon 认为^[26], 在单根磁通蠕动时, U_0 的形式为

$$U_0 \propto E_{\text{pin}}(\xi_{ab}/L_c), \quad (7)$$

进行合作蠕动后, U_0 的形式变为

$$U_0 \propto E_{\text{pin}}(\xi_{ab}/L_c) \cdot \left(\frac{a_0}{L_c} \right)^{1/5}, \quad (8)$$

式中 E_{pin} 代表钉扎能, ξ_{ab}, ξ_c 分别为沿 ab 面和沿 c 轴的耦合长度, L_c 为上文提及的关联长度, a_0 仍为磁通点阵的晶格常数. 很显然, 只要 L_c 随磁场的改变不变或缓慢变化, 由 (7) 式或 (8) 式得出的 U_0 就几乎不随磁场变化. 而且, 在 a_0 与 L_c 相差不太大的情况下, (7) 式和 (8) 式

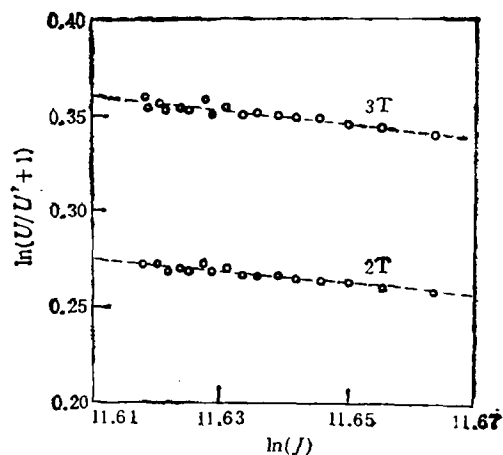


图 13 2T 和 3T 磁场下 $\ln(U/U' + 1)$ 与 $\ln(J)$ 的关系曲线 U 即 $U(J, 40\text{K}, B)$; 符号说明同图 5

所得的 U_0 值也几乎相等。根据 Larkin 的理论,在一定条件下, L_c 的确可以与磁场无关^[19],故表 1 中给出的 U_0 也是合理的。最后,把表 1 中的 J_{c0} 与图 6 中的 J_c 作些比较。在高场,如 $B = 6\text{T}$, J_{c0} 比 J_c 约大 10%,而在低场,如 $B = 2\text{T}$, J_{c0} 比 J_c 约大 45%,这也证实了前面有关磁化强化强度高场峰现象的讨论。

需要指出的是,尽管我们提供了以上证据来说明合作钉扎模型在解释磁滞回线形状方面的成功,但这种模型还很不完善。事实上,人们在好的外延膜上从未观测到所谓的鱼尾型回线,但它们的磁通运动行为却完全可以用合作钉扎理论描述。另一方面,合作钉扎理论要求有广泛分布的弱的钉扎中心,在高品质的织构样品中,这类钉扎中心究竟是什么我们尚不清楚。不同文献对磁滞回线异常这一事实的描述存在差别,比如我们观察到的在 20—70K 温区出现异常这样的性质,与别人观察到的结果就不一样^[9],这可能暗示磁滞回线的异常与样品的个性有关。有关这种样品的其他方面的研究,包括微结构和传输性质等,还在进行中。

4.3 与 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 单晶在磁滞回线上的差异

迄今为止,尽管我们补充了有说服力的定量证据,但我们对样品磁滞回线的解释只限于 Klusin-Elbaum 提出的合作钉扎模型。然而 Klusin-Elbaum 的模型是为解释单晶的性质而提出的,与单晶相比,我们的样品在磁滞回线上有些区别:一方面,单晶的 $M(H)$ 的高场峰只出现在 5T 以下的磁场^[9],而我们的样品,即使到 8T 磁场, $M(H)$ 的极大值还未出现,尽管它必定存在;另一方面,单晶的高场峰在一定温度以上始终存在^[9],而我们的织构样品,在 $T > 70\text{K}$ 的温区,不再出现 M 随磁场增强而增大的反常。对此,我们给出如下解释。前已指出,是磁通蠕动导致了磁滞回线的异常,因此,如果温度足够低,磁通蠕动的的影响变得很小,回线的异常就应该消失。这正是我们所观察到的现象,并且与对单晶的观察一致^[9]。在温度升高后,由于 L_c 变大^[19],较低磁场的磁通蠕动也相互关联,与高场下的蠕动一样缓慢,因而也看不到回线的异常。尽管高温本身会有利于磁通蠕动,但这种影响对高场和低场下的蠕动而言是一样的。当然,我们总可以在足够低的磁场下去实现磁通线的独立蠕动,然而这可以被磁滞回线的低场峰所掩盖,低场峰则是由完全不同的机制引起的^[21,20]。单晶的低场峰足够窄^[9],掩盖不了磁通蠕动的效果,所以磁滞回线的异常在较高温度下存在。而织构样品的低场峰较宽(见图 2 和图 3),所以在 70K 以上,看不到蠕动造成的异常。另外,单晶的 $M(H)$ 高场峰只出现在 5T 以下的磁场,因为在更强的磁场下,磁通已进入合作钉扎区,在这个区域,临界电流随磁场增强而迅速减小^[9]。熔融织构样品的钉扎力普遍比单晶样品强^[22],因而可以有较小的 L_c ^[19],致使合作钉扎只出现在很高的磁场区,比如 $B > 10\text{T}$,这就出现图 2 和图 3 那样的磁滞回线。

[1] S. Nakhara, S. Jin, *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1989), 1926.

[2] Wang Geya, Yang Hongchuan, *Chin. J. Low. Temp. Phys.*, **14**(1992), 352.

[3] V. Salvamanikam, K. Forster, *Physica*, **C178**(1991), 147.

[4] C. Keller, H. Kupfer, *Cryogenics*, **30**(1990), 401.

[5] S. Jin, T.H. Tiefel, R.C. Sherwood, R.B. Van Dover, M.E. Davis, G.W. Kammlott and R.A. Fasnacht, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 7850.

[6] K. Salama, V. Selvamanickam, L. Gao and K. Sun, *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1989), 2352.

- [7] M. Murakami, M. Morita, K. Doi and K. Miyamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**(1990), 1189.
- [8] L. Zhou, P. Zhang, J. Ping, K. Wang and X. Xu, *Supercond. Sci. Technol.*, **3**(1990), 490.
- [9] L. Klusin-Elbaum, L. Civale, V.M. Vinokur and F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 2280.
- [10] M. Daeumling, J.M. Seuntjens and D.C. Larbalastier, *Nature (London)*, **55**(1990), 342.
- [11] U. Welp, W.K. Kwok, G.W. Crabtree, *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 84.
- [12] Fu Yaolian, Yang Hongchuan, Preprint presented at BHTSC (Beijing, 1992.5).
- [13] M.R. Beasley, R. Labusch and W.W. Webb, *Phys. Rev.*, **181**(1969), 682.
- [14] Y. Xu, M. Suenaga, A.R. Moodenbaugh and D.O. Welch, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 10882.
- [15] M.P. Maley and J.O. Wills, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 2639.
- [16] J.G. Ossandon, J.R. Thompson, D.K. Christen, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 3050.
- [17] M.V. Feigel'man and V.B. Geshkenbein, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 6262.
- [18] M.P. Maley, P.H. Kes, G.J. Voigt, D.S. Philips and M.E. McHenry, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **36**(1991), 984.
- [19] A.I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, *J. Low. Temp. Phys.*, **34**(1979), 409.
- [20] M. Daeumling and D.C. Larbalastier, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 9350.
- [21] L.W. Conner and A.P. Malozemoff, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 402.
- [22] M. Murakami, M. Morita, K. Doi and K. Miyamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**(1989), 2047.
- [23] A.P. Malozemoff, *Physica C*, **185-189**(1991), 264.

MAGNETIC PROPERTIES AND PINNING MECHANISM OF HIGH J_c MELT-TEXTURED $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ BULK SAMPLE

ZENG ZHAO-YANG

(Department of Physics, Engineering Institute of Engineer Corps, Nanjing 210007)

DING SHI-YING QIU LI YAO XI-XIAN

(Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008)

YANG HONG-CHUAN FU YAO-XIAN CAI CHUANG-BING

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica, Shanghai 200050)

(Received 2 February 1994)

ABSTRACT

The magnetic relaxation and hysteresis loops of melt-textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ bulk sample were measured at different temperatures and in different fields. The absolute value of magnetization M was found to increase with the applied field B when $2\text{T} < B < 8\text{T}$ in the temperature range $20\text{K} < T < 70\text{K}$. Also found was that the relaxation curve deviates from logarithmic law apparently, the relative relaxation rate decreases rapidly as temperature increases or field increases. The pinning mechanism was investigated in order to explain these properties. The function between the effective activation energy U and current density J over a wide range of J was gained through two methods, which is of the form $U(J) = (U_0/\mu)[(J_{c0}/J)^\mu - 1]$. Based on this, the collective pinning theory was used to explain the experimental results. The field dependence of μ , J_{c0} and U_0 was obtained through direct fit of the measured $U(J)$ curves, which is in good agreement with collective pinning theory. Also discussed was the difference between our sample and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ single crystal.

PACC: 7440; 7430C; 7460G; 7460J