

高 J_c Bi-2223 银包套带材的 电阻转变展宽与磁通钉扎^{*}

姜建义¹⁾²⁾ 胡安明¹⁾ 孙玉平¹⁾²⁾ 张发培¹⁾ 杜家驹¹⁾²⁾

¹⁾(中国科学院固体物理研究所, 合肥 230031)

²⁾(中国科学技术大学结构分析开放研究实验室, 合肥 230026)

(1994年9月6日收到)

系统地研究了高 J_c Bi-2223 相银包套带材在 0—1T 磁场下的电阻转变展宽. 实验结果表明, Bi-2223 带材的电阻转变具有热激活的性质. 研究了磁通钉扎势与温度的关系, 得到电阻转变曲线的温度关系为 $R(T) = R_0 \exp\{-u_0(1 - T/T_c)^n/kT\}$, 其中磁场平行于 ab 面时, $n = 4.5$; 磁场垂直于 ab 面时, $n = 3$. 在磁场平行于 ab 面时, 耗散与 Lorentz 力无关, 只与平行于 ab 面的磁场大小有关, 这可用热激活的饼状涡旋-反涡旋模型加以解释. 讨论了 Bi 系材料的磁通钉扎机制.

PACC: 7460G; 7470

1 引 言

银套管法制备 Bi 系高 J_c 带材是目前高温超导材料最为有效的实用成材技术, 因而引起各国科学家的极大兴趣^[1-7]. 已有的研究表明, Bi 系带材在温度低于 20K 下具有极高的临界电流密度, 且临界电流对磁场不敏感. 然而, 当温度高于 30K 后, 由于弱的钉扎, J_c 随着磁场增加而显著下降. 为了使 Bi 系带材走向实用, 特别是在液氮温区下的实用, 需要进一步提高其在磁场下的临界电流密度, 这就要求在进一步改善晶界弱连接的同时, 最为关键的是提高 Bi 系带材的磁通钉扎强度.

目前, 有关 Bi 系材料的钉扎机制尚不清楚, 存在着不同的看法. Tachiki 等提出了本征钉扎机制^[8]; Caplin 等认为晶界弱连接已经得到了消除, 并且晶界钉扎强于晶内钉扎^[9]; Liu 等^[10]和 Tkaczyk 等^[11]都认为在较高温度下是由于弱的钉扎限制了 J_c ; 而在较低温度下晶界弱连接限制了 J_c ; Bulaevski 等^[12]和 Maley 等^[13]将“砖墙”模型应用于 Bi-2223 带材, 解释了在较低温度下的临界电流特性, 但 Hensel 等^[14]对此提出了异议. 因此, 研究 Bi 系带材的磁通钉扎机制和引入有效磁通钉扎中心的途径成为当前高温超导材料研究的前沿课题.

高温超导材料在磁场下的电阻转变展宽依赖于材料特性, 其研究结果可以提供一些有关磁通运动和钉扎的重要信息. 目前, 在这种高度各向异性氧化物超导体中, 发现了与 Lorentz 力无关的耗散^[15-20]. Bi-2223 银包套带材具有高度的织构, 为研究 Bi-2223 相的

^{*} 国家超导技术联合研究开发中心及中国科学院超导办公室资助的课题.

磁通运动和钉扎带来了方便. 我们制备了高度织构的 Bi-2223 银包套带材, 其 J_c 为 $3.2 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ (77 K, 0 T), 研究了其临界电流特性和电阻展宽性质, 并对磁通钉扎机制进行了探讨.

2 实验过程

高纯的 Bi_2O_3 , PbO , SrCO_3 , CaCO_3 , CuO 按照 $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_y$ 的名义配比, 利用硝酸盐共分解法制粉^[21], 然后经 $820^\circ\text{C}/30 \text{ h}$, $840^\circ\text{C}/30 \text{ h}$ 烧结, 球磨后压成棒, 装入 $\phi 4 \times 0.8 \text{ mm}$ 的银管, 模拉成 $\phi 0.85 \text{ mm}$ 的线, 冷压成带. 带材总厚度为 $0.1\text{--}0.2 \text{ mm}$, 再经 845°C 处理三次, 中间冷压两次, 所得带材样品的临界电流密度为 $3.2 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ (77 K, 0 T), XRD 和 SEM 观察表明, 样品具有高度的织构, 且 ab 面平行于带面.

临界电流和电阻测量采用标准四端引线方法, 临界电流判据为 $1 \mu\text{V/cm}$, 电阻测量所用的电流为 100 mA . 四引线直接用光谱纯铜焊接在银套层上. 采用氦气循环致冷机致冷, 温度范围为 $10\text{--}300 \text{ K}$, 磁场范围为 $0\text{--}1 \text{ T}$.

3 实验结果与讨论

77 K 下临界电流密度 J_c 随磁场 H 的变化如图 1 所示, 磁场平行于样品的 ab 平面, 垂直于电流方向. 由图 1 可见, 在 $0\text{--}300 \text{ Gs}$ 下, J_c 随 H 增加而显著下降; 在磁场高于 300 Gs 后, J_c 随 H 下降缓慢.

图 2 为不同磁场下的电阻转变展宽曲线, 磁场与电流方向垂直, 其中图 2(a) 为磁场平行于带面, 图 2(b) 为磁场垂直于带面. 可以看出, 随磁场增大, 电阻转变明显展宽, 同时 Bi-2223 银包套带材具有极强的各向异性, 磁场垂直于带面的展宽远比磁场平行于带面的展宽剧烈.

在进行银包套带材的电阻测量时, 测试电流一部分从银层中流过, 另一部分穿过银层和超导体的交界面而进入超导体从超导体中流过. 在超导态, 由于超导体的电阻为零, 电流主要经由超导体中流过, 在我们制备的高 J_c 银包套带材中, 在 77 K 下, 银层分流的电流仅为通入电流的 0.12% ^[32]. 零电阻实验测量表明, 样品的界面电阻率很小. 在我们的实验设备条件下, 可以确定界面电阻小于 $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ ^[32], 相对于银层电阻而言, 可以忽略不计. 因此在零电阻温度以上进行电阻测量时, 电阻的实验测量值 R_m 实际上包括两个部分, 即超导体部分的电阻 R_s 和银套层部分的电阻 R_A . 在进行电阻展宽深入分析时, 有必要扣除银套层电阻的影响. 银具有很

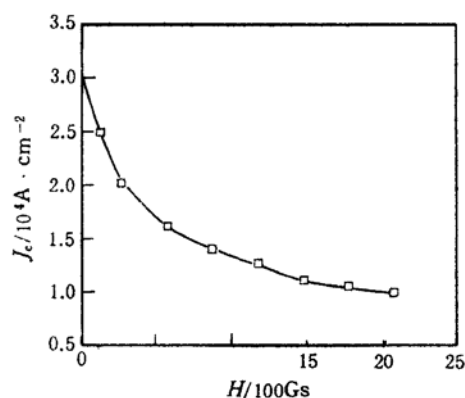


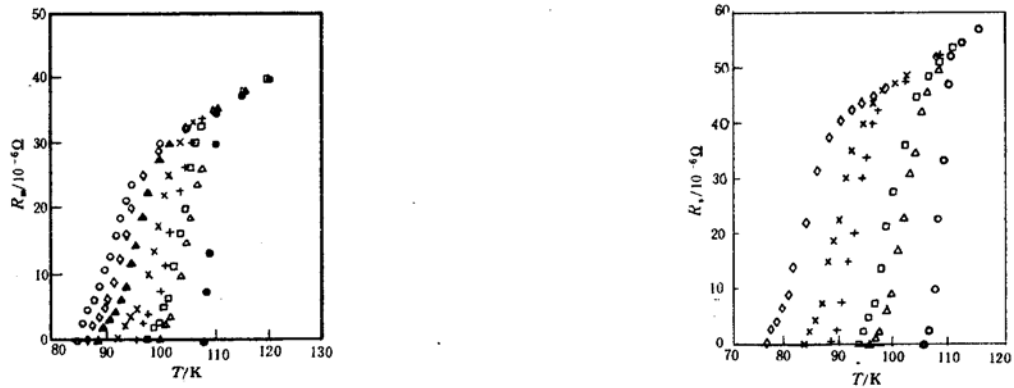
图 1 Bi-2223 银包套带材在 77 K 不同外场下的临界电流密度 H 平行于 ab 面

弱的抗磁性, 在我们的实验温度和磁场强度下, 银的磁阻很小 ($\frac{\Delta\rho}{\rho} < 10^{-3}$)^[33], 可以不予考虑. 我们所用的是 99.99% 的纯银管材. 根据文献[22]上所提供的纯银在低温下的电阻率数据, 在 30—250 K 范围内, 可用线性关系拟合, 拟合结果为

$$\rho = (6.04907 \times 10^{-3} T - 0.174289) \mu\Omega \cdot \text{cm}, \quad (1)$$

其中 T 为温度, 单位为 K. 对于 ϕ 0.85 mm 的线材, 有

$$R_A = (0.853 T - 24.583) \mu\Omega, \quad (2)$$



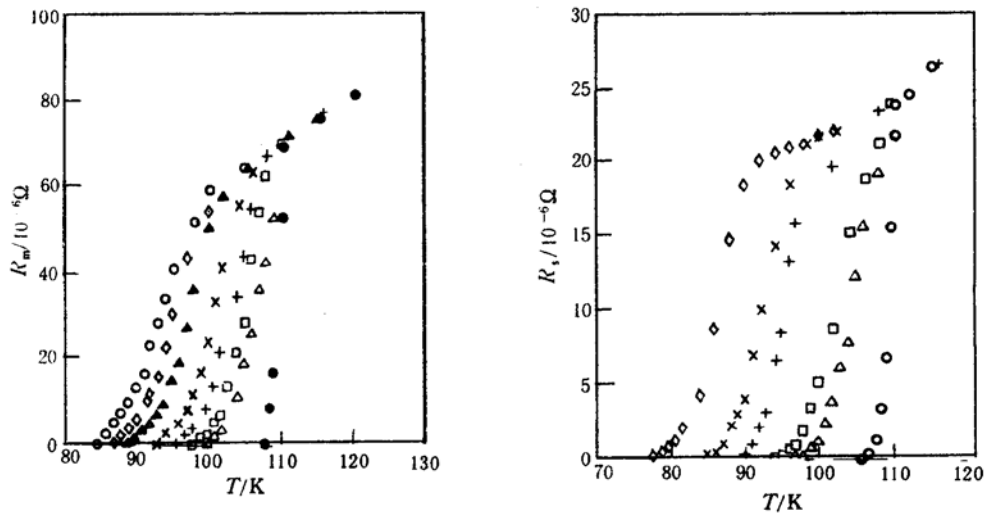
(a) H 平行于 ab 面 ● 为 0 kG; $\triangle$ 为 0.25 kG; $\square$ 为 0.5 kG; $+$ 为 1 kG; $\times$ 为 2 kG; $\blacktriangle$ 为 4 kG; $\diamond$ 为 6 kG; $\circ$ 为 8 kG

(b) H 垂直于 ab 面 $\circ$ 为 0 kG; $\diamond$ 为 4 kG; 其余图例同图 2(a)

图 2 Bi-2223 银包套带材在不同磁场下电阻转变展宽曲线

可以认为银套层的电阻和超导体芯的电阻为并联形式, 则有

$$R_s = R_A R_m / (R_A - R_m). \quad (3)$$



(a) 图例同图 2(a)

(b) 图例同图 2(b)

图 3 Bi-2223 银包套带材超导芯在不同磁场下的电阻转变展宽曲线

图 3 为根据(3)式计算得到的超导体芯部分的电阻转变展宽,其中图 3(a)为 H 平行于 ab 面,图 3(b)为 H 垂直于 ab 面.由图 3 可以看出,当 $T \ll T_c$ 时,即 $R_s(H$ 平行于 ab 面) $< 50 \mu\Omega$, $R_s < 150 \mu\Omega$ (H 垂直于 ab 面)时, $\lg R_s$ 与 T^{-1} 呈线性关系,如图 4 所示,即电阻与温度满足 Arrhenius 关系:

$$R_s(T, H) = R_0 \exp[-u_0(H)/kT], \quad (4)$$

其中 R_0 为常数, $u_0(H)$ 为钉扎势.这一结果与 Palstra 等^[25]在 Bi-2212 单晶上所得的结果一致,即 Bi-2223 银包套带材的电阻展宽可以用热激活的磁通运动模型解释^[23].由图 4 中直线部分的斜率可计算出样品的钉扎势 $u_0(H)$,结果如图 5 所示.在 0—200 Gs 磁场下,随磁场增加,钉扎势 $u_0(H)$ 迅速下降,当 $H > 200$ Gs 后,钉扎势 $u_0(H)$ 随 H 下降趋缓,这与图 1 所示的 J_c - H 关系相似.

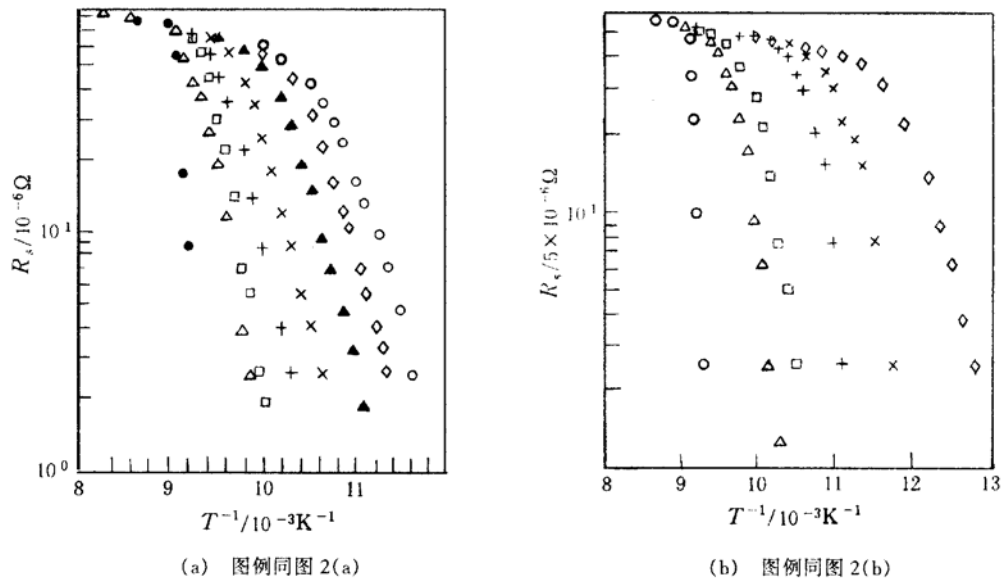


图 4 $\ln R_s$ - T^{-1} 曲线

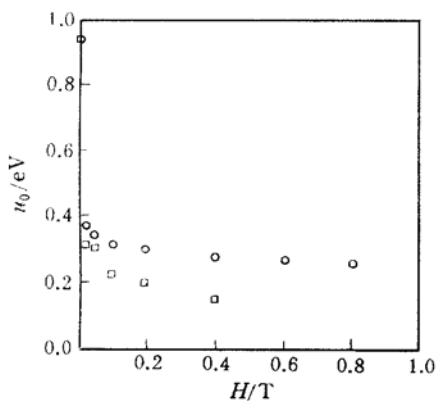


图 5 磁通钉扎势 u_0 随磁场 H 的变化 $\circ$ 为 H 平行于 ab 面; $\square$ 为 H 垂直于 ab 面

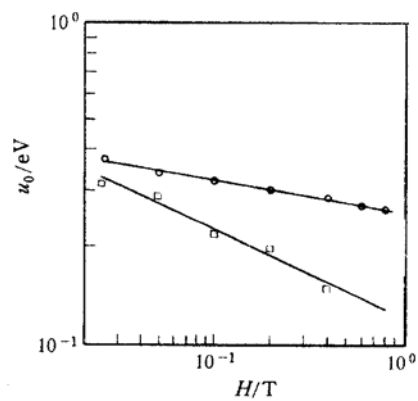


图 6 $\ln u_0$ 与 $\ln H$ 的关系 图例同图 5

若对 $\ln u_0(H) - \ln H$ 作图, 则两者呈线性关系, 即 $u_0(H)$ 和 H 满足幂指数关系, 如图 6 所示, 且满足

$$u_0(H \text{ 平行于 } ab \text{ 面}) = 0.254H^{-0.10} \text{ eV}, \quad (5)$$

$$u_0(H \text{ 垂直于 } ab \text{ 面}) = 0.120H^{-0.28} \text{ eV}, \quad (6)$$

其中 H 的单位为 T. 以上结果表明, 当磁场垂直于带面时, 钉扎势 $u_0(H)$ 随磁场降低比磁场平行于带面时下降得快. 这可能是由于 Bi-2223 带材的各向异性和不同钉扎机制造成的.

以上的讨论隐含了钉扎势与温度无关的假定, 即 $\ln R_s$ 与 T^{-1} 满足线性关系. 这种关系仅仅是在一定的温度范围内成立. 图 4 中当 $R_s(H \text{ 平行于 } ab \text{ 面}) > 50 \mu\Omega$, $R_s(H \text{ 平行于 } c \text{ 面}) > 150 \mu\Omega$ 时, $\ln R_s$ 与 T^{-1} 不满足严格的线性关系. YBCO^[24], Bi-2212^[25], LaSr-CuO^[26] 也有类似的结果. 实际上, 钉扎势是温度、磁场和电流密度的函数. 根据 Ginzburg-Landau 理论, 对于给定的磁场和电流密度, 钉扎势满足如下关系:

$$u(t) = u(0)(1 - t^2)^q / (1 + t^2)^{q-2}, \quad (7)$$

其中 $u(0)$ 为绝对零度时的钉扎势, $t = T/T_c$. 在 T_c 附近, 上式近似为

$$u(T) = u(0)(1 - t)^q. \quad (8)$$

对于不同的材料, q 取不同的值, 例如: YBCO^[24], $q = 3/2$; Bi-2212^[25], $q = 1$; LaSr-CuO^[26], $q = 2.5$ (H 平行于 ab 面); LaSrCuO^[26], $q = 3$ (H 垂直于 ab 面).

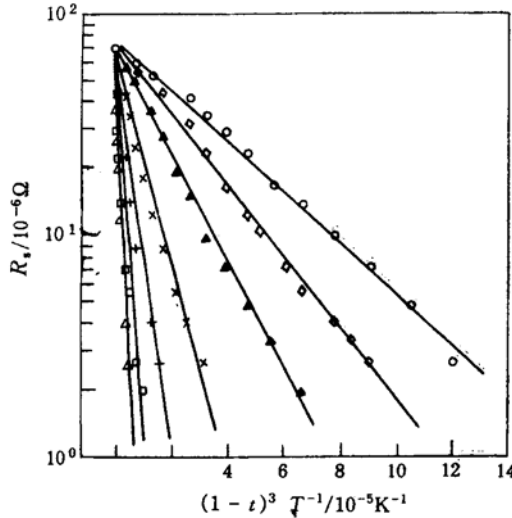


图 7 $\ln R_s - (1-t)^3/T$ 关系 图例同图 2(a)

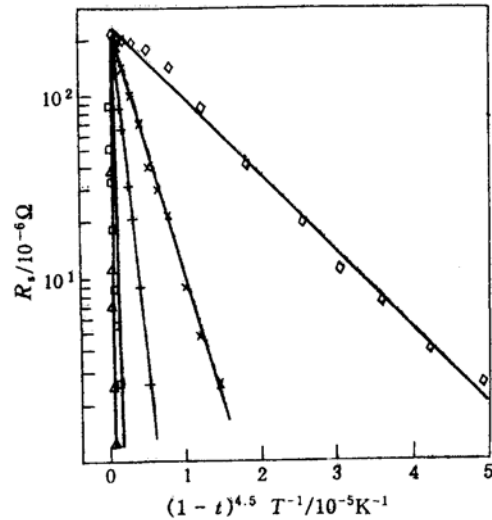


图 8 $\ln R_s - (1-t)^{4.5}/T$ 关系 图例同图 2(b)

为了寻找适合 Bi-2223 带材的 q 值, 分别取不同的 q 值对 H 平行于 ab 面, $H = 0.4$ T 的电阻曲线和 H 垂直于 ab 面, $H = 0.2$ T 的电阻曲线进行拟合. 结果表明, 当 H 平行于 ab 面时, $q = 3$; 当 H 垂直于 ab 面时, $q = 4.5$. 对 H 平行于 ab 面的电阻曲线作 $\ln R_s - (1-t)^3/T$, 对 H 垂直于 ab 面的电阻曲线作 $\ln R_s - (1-t)^{4.5}/T$, 结果如图 7 和图 8 所示. 若取 $t = 0.93$, 可以得到同一温度下钉扎势与磁场的关系, 如图 9 所示. 同一温度下

钉扎势与磁场的关系满足幂指数关系:

$$u(H, t = 0.93) = 0.68H^{-0.92} \text{ meV} \quad (H \text{ 平行于 } ab \text{ 面}), \quad (9)$$

$$u(H, t = 0.93) = 0.014H^{-1.48} \text{ meV} \quad (H \text{ 垂直于 } ab \text{ 面}). \quad (10)$$

这样, 由于考虑了钉扎势与温度的关系, 得到了一个与(5)和(6)式明显不同的结果. (9)和(10)式表明, 钉扎势和磁场的关系($u \propto H^{-\alpha}$)与样品的各向异性有关. 对于 YBCO 和 Bi-2212 也有类似的结果:

YBCO 单晶^[24], $\alpha = 1$;

YBCO 薄膜^[27], $\alpha = 0.55$ (H 平行于 ab 面), $\alpha = 0.76$ (H 垂直于 ab 面);

Bi-2212 薄膜^[27], $\alpha = 0.23$ (H 平行于 ab 面), $\alpha = 0.74$ (H 垂直于 ab 面).

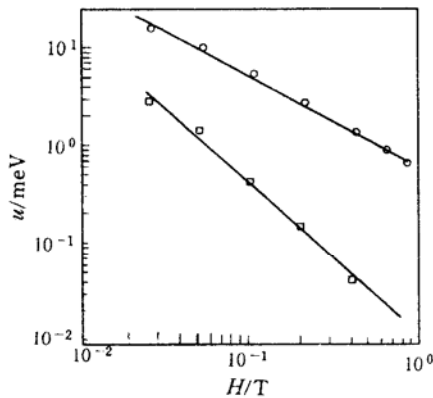


图9 $t = T/T_c = 0.93$ 时, 磁通钉扎势 u 与磁场 H 的关系 图例同图5

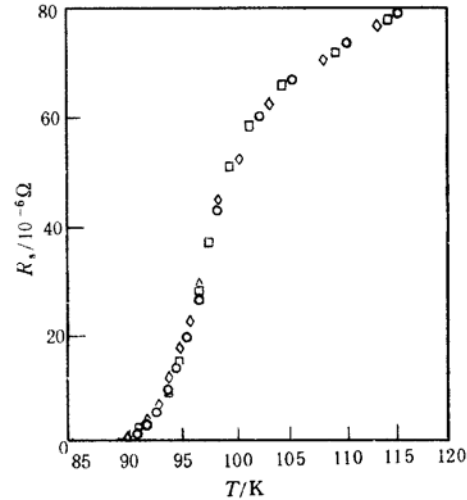


图10 Bi-2223 带材的超导态的电阻转变展宽曲线 H 平行于 ab 面, $\square$ 、 $\circ$ 、 $\triangle$ 分别表示磁场与电流方向的夹角为 90° 、 45° 、 0°

图10为磁场和电流方向同时平行于带面时的电阻转变测量结果, 磁场为4 kGs, 磁场方向与电流方向夹角分别为 0° 、 45° 、 90° . 结果表明, 对于不同的夹角, 三条电阻转变曲线完全重合. 这一实验结果用经典的 Anderson-Kim 模型不能解释, 因为此时能量耗散与宏观 Lorentz 力无关. Iye 等在 Bi-2212 薄膜上也发现了宏观 Lorentz 力无关的耗散^[16]. 对于 Bi-2223 薄膜, 临界电流也同平行于 ab 面的磁场与电流的夹角无关^[28]. 这种宏观 Lorentz 力无关的耗散也和 Lorentz 力有关的耗散一样, 具有热激活的性质, 可用下述的二维涡旋-反涡旋折对模型加以解释.

同 Bi-2212 一样, Bi-2223 也是一个典型的准二维超导体, 超导的 CuO 层间通过 Josephson 相互作用耦合在一起^[29]. 对于 Bi-2212 超导体, 二维向三维的转变温度约为 70K, 而对于 Bi-2223, 维数转变温度与 T_c 很接近^[30]. 当磁场垂直于 ab 面时, 在 Cu-O 面间为 Josephson 涡旋, 在 CuO 平面内, 由于弱的层间耦合, 饼状涡旋在热激活下可以独立地运动, 从而导致迅速的热激活磁通运动和较高温度的耗散. 因此, Bi-2223 带材在 $T > 20\text{K}$ 时, 临界电流随着磁场的增加将显著下降. 当磁场平行于 ab 面时, 磁通线分布在两个近邻的 CuO 面之间, 涡旋电流在 CuO 面上流动, 通过 Josephson 效应穿过两个 CuO 面.

当磁场同时垂直于电流时, 平行 ab 面磁通线受到沿 c 轴方向的 Lorentz 力, 由于强的本征钉扎, 磁通线跨过 CuO 面需要较大的能量, 但磁通线的局部形成弯结 (对应于饼状涡旋-反涡旋对的形成). 此时, 当电流平行于 CuO 面, 不管电流与磁场间夹角多大, 穿越 CuO 层的饼状涡旋部分都会受到 Lorentz 力作用. 即使在磁场和电流方向平行的情况下, 不存在宏观 Lorentz 力, 但涡旋-反涡旋对将受到方向相反的微观 Lorentz 力的驱动, 这就是宏观 Lorentz 力无关的耗散的原因所在. 因此, 在磁场平行于 ab 面时, 电阻转变展宽只与平行于超导层的磁场大小有关, 而与磁场和电流的夹角无关. 弯结的形成能——饼状涡旋-反涡旋对的形成能, 相当于热激活能, 即图 9 所给出的值. 以上讨论主要考虑本征钉扎的作用, 即钉扎作用起因于晶体结构的强烈各向异性. 通过引入非本征钉扎中心, 可以阻碍饼状涡旋运动, 从而起到钉扎作用, 这是尚在进一步深入研究的重要课题.

4 结 论

高 J_c Bi-2223 银包套带材在 0—1 T 磁场下的电阻转变展宽研究结果表明:

1. Bi-2223 银包套带材具有极强的各向异性, 磁场垂直于带面的展宽远比磁场平行于带面的展宽剧烈.

2. Bi-2223 银包套带材的电阻展宽可以用热激活的磁通运动模型加以解释. 在 T_c 附近, $R(T, H) = R_0 \exp[-u_0(H)/kT]$, 其中 R_0 为常数, $u_0(H)$ 为磁通钉扎势, 其值与温度无关, 与磁场的关系满足

$$u_0(H \text{ 平行于 } ab \text{ 面}) = 0.254H^{-0.10} \text{ eV},$$

$$u_0(H \text{ 垂直于 } ab \text{ 面}) = 0.12H^{-0.28} \text{ eV}.$$

在广泛的温度范围内, 钉扎势是温度、磁场和电流密度的函数, $R = R_0 \exp[-u_0(T, H)/kT]$. 在 T_c 附近, $u_0(T, H) = u_0(0)(1 - t)^q$, 其中 $u_0(0)$ 为绝对零度时的钉扎势, $t = T/T_c$, 对于 H 垂直于 ab 面时, $q = 3$; H 平行于 ab 面时, $q = 4.5$. 钉扎势 u_0 与磁场 H 的关系为

$$u_0(t = 0.93, H) = 0.68H^{-0.92} \quad (H \text{ 平行于 } ab \text{ 面}),$$

$$u_0(t = 0.93, H) = 0.014H^{-1.48} \quad (H \text{ 垂直于 } ab \text{ 面}).$$

3. 磁场平行于 ab 面时, 耗散与宏观 Lorentz 力无关, 这种性质可以用热激活的饼状涡旋-反涡旋模型予以解释.

- [1] K. Heine, J. Tenbrink and M. Thoner, *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 2441.
- [2] K. Sato, N. Shibuta, H. Mukai, T. Hikata, M. Ueyama and T. Kata, *J. Appl. Phys.*, **70**(1991), 6484.
- [3] S. X. Dou, H. K. Liu, Y. C. Guo and C. C. Sorrell, *Supercond. Sci. Technol.*, **5**(1991), S471.
- [4] M. P. Maley, *J. Appl. Phys.*, **70**(1991), 6189.
- [5] Y. Yamada, B. Obst and R. Flukiger, *Supercond. Sci. Technol.*, **4**(1991), 165.
- [6] P. Haldar, J. G. Hoehn, Jr., J. A. Rice and L. R. Motowidlo, *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 495.
- [7] Sun Yuping, Jiang Jianyi, Hu Anming, Wang Yinfeng, Yin Huaqing and Du Jiaju, *Proceedings of Beijing International Conference on High Temperature Superconducting* (Beijing, 1992).
- [8] M. Tachiki and S. Takahashi, *Solid State Commun.*, **70**(1989), 70.
- [9] A. D. Caplin, S. M. Cassidy, L. F. Cohen, M. N. Cuthbert, J. R. Laverty, G. K. Perkins, S. X. Dou, Y. C. Guo, H. K. Liu, F. Lu, H. J. Tao and E. L. Wolf, *Physica*, **C209**(1993), 167.
- [10] H. K. Liu, Y. C. Guo, S. X. Dou, S. M. Cassidy, L. F. Cohen, G. K. Perkins, A. D. Caplin, N. Savvides, *Physica*, **C213**(1993), 95.
- [11] J. E. Tkaczyk, R. H. Arendt, M. F. Garbauskas, H. R. Hart, K. W. Lay and F. E. Luborsky, *Phys. Rev.*,

- B45**(1992), 12506.
- [12] L. N. Bulaevski, J. R. Clem, L. I. Glazman and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 2545.
 - [13] M. P. Maley, P. J. Kung, J. Y. Coulter, W. L. Carter, G. N. Riley, M. E. McHenry, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 7566.
 - [14] B. Hensel, J.-C. Grivel, A. Jeremie, A. Perin, A. Pollini and R. Flukiger, *Physica*, **C205**(1993), 329.
 - [15] K. Kitazawa, S. Kambe, M. Naito, I. Tanaka and H. Kojima, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**(1989), L555.
 - [16] Y. Iye, S. Nakamura and T. Tamegai, *Physica*, **C159**(1989), 433.
 - [17] R. C. Budhani, D. O. Welch, M. Suenaga and R. L. Sabatini, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1666.
 - [18] D. H. Kim, K. E. Gray, R. T. Kampwirth and D. M. McKay, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 6249.
 - [19] K. C. Woo, K. E. Gray, R. T. Kampwirth, J. H. Kang, S. J. Stein, R. East and D. M. McKay, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 1877.
 - [20] A. K. Pradhan, S. J. Hazell, J. W. Hodby *et al.* *Physica*, **C204**(1993), 325.
 - [21] Jiang Jianyi, Sun Yuping, Zeng Fanchun, Yin Huaqing and Du Jiaju, *Z. Phys.*, **B77**(1989), 193.
 - [22] 饭田修一、大野和郎、神前 熙、熊谷宽夫、泽田正三合编, 曲长芝译, 物理学常用数表(第二版)(日)(科学出版社, 北京, 1987).
 - [23] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.*, **9**(1962), 309; Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.*, **36**(1964), 39.
 - [24] Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2202.
 - [25] T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer and J. V. Waszczak, *Phys. Rev.*, **B41**(1988), 6621.
 - [26] M. Suzuki, *Physica*, **C185-189**(1991), 2343.
 - [27] H. H. Sung, H. C. Yang, T. R. Yang, B. C. Yao and H. E. Horng, *Physica*, **C185-189**(1991), 2223.
 - [28] K. End, H. Yamasaki, S. Misawa, S. Yoshida and K. Kajimura, *Nature*, **355**(1992), 327.
 - [29] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel and P. Muller, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 2394.
 - [30] L. Miu, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 8142.
 - [31] Y. Iye, A. Fukushima, T. Tamegai, T. Terashima and Y. Bando, *Physica*, **C185-189**(1991), 297.
 - [32] 张发培, 硕士学位论文, 中国科学院固体物理研究所(1994年6月).
 - [33] The Theory of Metals, by A. H. Wilsin (1954), p.215;313.

RESISTIVE TRANSITION BROADENING AND FLUX PINNING OF HIGH J_c Ag-SHEATHED Bi(2223) TAPE

JIANG JIAN-YI¹⁾²⁾ HU AN-MING¹⁾ SUN YU-PING¹⁾²⁾ ZHANG FA-PEI¹⁾ DU JIA-JU¹⁾²⁾

¹⁾(Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, Hefei 230031)

²⁾(Laboratory of Structure Analysis, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

(Received 6 September 1994)

ABSTRACT

The resistive transition broadening of high J_c Ag-sheathed Bi(2223) tape has been systematically investigated in the field range of 0 to 1T. The experimental result shows that the resistive transition is of the thermally activated behavior. The relation between the flux pinning and the temperature has been studied. The temperature dependence of resistance is $R(T) = R_0 \exp[-u_0(1 - T/T_c)^n/kT]$, where $n = 4.5$ for $H // ab$ plane and $n = 3$ for $H \perp ab$ plane. When the magnetic field is parallel to ab plane, the dissipation is independent of the Lorentz force and only depends on the magnitude of the magnetic field parallel to ab plane. This behavior can be explained in terms of thermally activated pancakelike vortex-antivortex pair model. The mechanism of the flux pinning of the Bi-system material is discussed.

PACC: 7460G; 7470