

非平衡辐射响应与准二维高温超导体系的 磁通涡旋激发

徐克西

(上海大学物理系, 上海 201800)

(1999 年 9 月 13 日收到; 1999 年 10 月 18 日收到修改稿)

从实验上揭示了高温超导体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) 颗粒膜具有准二维结构的运输特征以及超导弱连接行为特征. 在此基础上, 将超导颗粒膜样品等效为准二维 Josephson 弱连接阵列系统, 讨论了电流引起的二维超导体系中磁通“涡旋-反涡旋”束缚对的拆对激发问题, 并给出了自由涡旋分布 $n(T, I)$ 的分析表达式. 将颗粒膜样品的非平衡辐射响应测量结果与电流激发自由涡旋分布 $n(T, I)$ 相比较, 两者具有相似分布特征. 该结果表明, 高温超导体颗粒膜非平衡辐射响应机制与磁通“涡旋-反涡旋”束缚对激发态之间可能存在内在的关联.

PACC: 7430G; 7420

1 引 言

近年来, 高温超导体非平衡辐射响应行为引起了人们的广泛关注, 这主要是因为该类材料在超快速、宽频带辐射检测领域具有潜在的应用前景. 目前已有众多的研究小组对高温超导体非平衡光响应进行了研究^[1-6]. 然而有关其物理机制尚未取得统一的认识, 提出了诸如“磁通蠕动模型”^[7]、“动态电感模型”^[3]、“K-T 相变模型”^[8]等. 为了进一步阐明高温超导体非平衡辐射响应的物理机制, 多角度研究这一问题是完全必要的.

自从 Beasley 等^[9]提出对于二维超导体系可能存在磁通涡旋-反涡旋束缚对的 Kosterlitz-Thouless (K-T) 相变概念以来, 不少研究小组已经在高温氧化物超导体中观察到 K-T 相变过程^[10-14]. 根据这一理论, 对于二维系统存在一个特征温度 T_{KT} , 在 $T < T_{KT}$ 温区体系中存在一种拓扑有序状态, 其有序参量对应于二维超导系统中的磁通涡旋-反涡旋束缚对的凝聚. 此时热激发自由涡旋密度为零, 体系处于零线性电阻状态. 在外电流(磁场)作用下部分涡旋-反涡旋束缚对被激发形成自由涡旋, 在洛仑兹力作用下受激自由涡旋作定向阻尼运动, 从而在超导体内形成损耗. 与热激发磁通蠕动模型形成的线性损耗不同的是, K-T 相变模型中的电流激发引起的损耗表现为高度的非线性特征, 其伏安曲线通

常可以用 $V \propto I^n$ 表示. 当 $T < T_{KT}$ 时, 幂指数 $n > 3$. Culbertson 等在研究高温超导体光响应行为时指出, YBCO 颗粒膜中的非线性辐射响应行为为具有二维超导体系的运输特征并率先用 K-T 相变模型对实验结果进行解释^[8]. 在我们的前期工作中也曾对 YBCO 颗粒膜的微波辐射响应行为进行了实验研究, 观察到了类似 K-T 相变模型所描述的运输特征. 在此基础上提出了在 $T < T_{KT}$ 温区 YBCO 颗粒膜中的非平衡微波辐射响应可能与磁通涡旋-反涡旋束缚对的激发态有关的观点^[15].

继上述工作, 本文进一步讨论了低温下 ($T < T_{KT}$) YBCO 颗粒膜中电流引起的自由磁通涡旋的激发问题, 考虑到高温氧化物超导体所具有的层状结构以及颗粒膜样品中自然形成的超导弱连接边界以及相应的实验测量结果, 将以二维 Josephson 弱连接阵列模型为基础, 在经典玻尔兹曼统计分布假设下导出了电流激发产生的自由涡旋密度表达式 $n(T, I)$. 对比实验测量结果发现, 在 K-T 相变温度附近两者具有相似的温度变化分布特征. 该结果进一步表明高温超导体颗粒膜非平衡辐射响应机制与磁通“涡旋-反涡旋”束缚对激发态之间存在的内在关联.

2 模 型

2.1 二维 Josephson 弱连接阵列模型中的磁通涡旋能量

考虑到高温氧化物超导体 YBCO 所具有的层

状结构以及颗粒膜样品中自然形成的超导弱连接网络,采用二维 Josephson 弱连接阵列模型来等效 YBCO 颗粒膜样品. 尽管实际样品属于三维结构,但是高温铜氧化物超导体层状结构中的 CuO_2 层面对超导输运性质的主导作用已得到广泛的认同. 因此将实际的高温超导样品等效为多层二维(a, b 平面)超导体系沿 c 轴方向的叠加这一处理方法已经得到广泛应用^[16]. 为了简化分析,设二维 Josephson 弱连接阵列由小方形理想超导“小岛”与弱连接结共同形成二维正方形点阵结构,其点阵常数为 a . 图 1 给出了该二维体系的局部示意图. 每一超导“小岛”与周边四个最邻近超导“小岛”之间通过 Josephson 弱连接(图中以“ \times ”符号表示)而相互耦合,设耦合能为 E_J . 每四个超导“小岛”构成一个正方形闭合回路 L ,如图 1 中加黑部分所示. 由 G-L 理论可知对于复连通超导体可以写出沿图 1 中正方形闭合回路 L

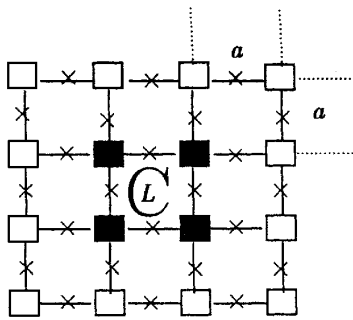


图 1 二维 Josephson 弱连接阵列示意图 其中 \square \blacksquare 分别表示超导区域, \times 表示超导弱连接区域

位相因子 φ_j 的变化为

$$\oint_L \varphi_j dl = 2\pi\Phi_L / \Phi_0, \quad (1)$$

其中 $\Phi_0 = hc/2e = 2.07 \times 10^{-15}$ Wb 为磁通量子, Φ_L 为穿过回路 L 的磁通量. 如果将整个二维系统看作为 $N \times N$ 阵列,当 $N \gg 1$ 时则约有 N^2 个小正方形闭合回路. 将(1)式用到这 N^2 个回路上. 并注意在两相邻回路的公共边上由于积分方向相反使得位相因子的积分值相互抵消,于是对整个二维系统可以写出:

$$\sum_{j=1}^{N^2} \oint_{L_j} \Delta\varphi_j \cdot dl = \oint_{\Gamma} \Delta\varphi \cdot dl = 2\pi\Phi_{\Gamma} / \Phi_0 \quad (2)$$

其中 $\oint_{\Gamma} dl$ 为沿包围二维 Josephson 阵列系统的周界 Γ 的积分, Φ_{Γ} 为穿过该二维 Josephson 阵列系统的总磁通. 从上式中可以等价地认为,当二维

Josephson 阵列有磁通穿过时只引起沿 Γ 回路上各 Josephson 弱连接结两端的位相发生变化,而二维系统内部各 Josephson 结两端的位相变化可以略去. 这一结果可以被用来简化有外界磁通存在时的分析过程.

我们知道,单个 Josephson 结的耦合能可表为

$$E_j = E_J(1 - \cos\Delta\varphi_j), \quad (3)$$

其中 $E_J = \hbar I_{Jc}/2e$ 为最大耦合能, I_{Jc} 为单个 Josephson 结的临界电流. 对于二维 Josephson 阵列系统总耦合能应为

$$E = E_J \sum_{\text{array}} (1 - \cos\Delta\varphi_j) \approx E_J \iint_{\Omega} (1 - \cos\Delta\varphi_j) drd\theta, \quad (4)$$

其中 Ω 表示对整个二维 Josephson 阵列面积积分. 当无外磁通时,各 Josephson 结两边的位相差 $\Delta\varphi_j = 0$,故系统的总耦合能为零. 此时对应于二维 Josephson 弱连接阵列系统的能量基态. 现考虑系统的最低激发态,即整个系统只有单根磁通涡旋线穿过. 此时系统的激发态能量可以通过(4)式求得,但条件是必须先确定系统内所有 Josephson 结两端的位相差 $\Delta\varphi_j$. 尽管可以在一定的边界条件下通过数值迭代法可以通过(4)式来求解,但计算过程太繁杂. 为此通过简化模型求出系统的激发态能量.

选择半径为 r 以单根磁通涡旋为圆心的闭合路径 Γ_r ,由于 Γ_r 只含单根磁通涡旋线,根据(2)式并考虑到二维正方形点阵常数为 a ,沿路径 Γ_r 约有 $2\pi r/a$ 个 Josephson 结. 再考虑到中心对称,可以得到路径 Γ_r 上各 Josephson 结两端的位相差 $\Delta\varphi_j \approx a/r$,注意到 $a/r \ll 1$,可以写出

$$\cos\Delta\varphi_j \approx 1 - \frac{1}{2}(\Delta\varphi_j)^2. \quad (5)$$

将(5)式代入系统耦合能表达式(4)式,并考虑到沿径向 Josephson 结数密度正比于 $1/a$,可以得到系统的激发态能量为

$$E^* = \pi E_J \ln \frac{R}{a}, \quad (6)$$

其中 R 可看作为二维体系的线度. 由上式可以看出当体系线度增大时单根磁通涡旋的能量趋于发散,而这正是二维系统存在 K-T 相变过程的必要条件之一^[17]. 事实上对于实际的二维系统当存在磁通涡旋-反涡旋束缚对时,由于屏蔽效应磁通涡旋之间的长程相互作用将被局限在一个有效长度范围之内,因而体系的能量不会随线度的增加而无限增大.

现考虑体系中存在一对相距为 R_{12} 的磁通涡

旋-反涡旋束缚对,根据(2)式可以知道沿任意包围该涡旋-反涡旋对的闭合路径有 $\sum \Delta\varphi_j = 0$,而沿任意包围单根磁通涡旋线的闭合路径有 $\sum \Delta\varphi_j = \pm 2\pi$,其中正负号由被包围的磁通涡旋的相对取向确定.结合前面对单根磁通涡旋的处理可以近似地写出一对磁通涡旋-反涡旋之间的相互作用能:

$$E = 2\pi E_J \ln \frac{R_{12}}{a}. \quad (7)$$

上式指出了体系中一对反平行磁通涡旋之间的相互作用能与它们的间距成对数关系,表现为一种长程相互作用,其相互作用力可表为

$$F = -\Delta E = -\frac{2\pi E_J}{R_{12}}, \quad (8)$$

其中负号表示为相互吸引力.该相互作用力与距离成反比,具有二维平面系统中库仑力的特征.

2.2 电流激发自由磁通涡旋

设想体系中存在一均匀外电流密度 J ,此时体系内所有磁通涡旋对都将受到大小相等,方向相反的 Lorentz 力分别作用在反平行的一对涡旋线上.在一定条件下,电流外力的作用将导致涡旋对被拆散而形成自由涡旋.若每根磁通涡旋的磁通量为 Φ_0 ,则受到的 Lorentz 力为 $|f_L| = |J \times \Phi_0|$.假设,当外电流施与的 Lorentz 力大于磁通涡旋-反涡旋对之间的吸引力时涡旋对将被拆散,激发成为两个自由涡旋.由于涡旋对之间的相互作用力与距离 R_{12} 成反比,于是当外电流密度 J 一定时可以定义一个特征长度 R_c ,所有相距为 $R_{12} > R_c$ 的涡旋对由于其相互作用力 $|F(R_{12})|$ 小于 Lorentz 力 $|f_L|$,于是都将被电流 J 所激发.特征长度 R_c 可以通过关系式 $|F(R_c)| = |J \times \Phi_0|$ 求得.利用(8)式可以得到一定电流密度 J 下所对应的特征长度为

$$R_c = \frac{2\pi E_J}{J\Phi_0}. \quad (9)$$

设自由涡旋服从经典玻尔兹曼统计分布,在一定温度下系统中电流激发自由涡旋的概率 P_f 可表为

$$P_f \propto 2\pi \int_{R_c}^{\infty} e^{-\frac{E^*}{k_B T}} r dr, \quad (10)$$

其中 E^* 为单个自由涡旋的能量.利用 $E^* = \pi E_J \ln(R/a)$ 并考虑到 $\pi E_J > 2k_B T$ 一般能成立,于是电流激发引起的二维超导体系中自由涡旋密度 $n(T, I)$ 可表为

$$\begin{aligned} n(T, I) &= \frac{n_0(T)}{a^2} \cdot 2\pi \int_{R_c}^{\infty} e^{-\frac{E^*}{k_B T}} r dr \\ &= n_0(T) \cdot \frac{k_B T}{\pi E_J - 2k_B T} \left(\frac{R_c}{a} \right)^2 e^{\frac{\pi E_J}{k_B T}}, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $n_0(T)$ 为无外电流时每个小正方形回路 L 中的磁通涡旋对数, a^2 为该回路 L 的面积.将关于 R_c 的表式(9)式代入(11)式后可得到 $n(T, I)$ 的电流显含式:

$$n(T, I) = \frac{n_0(T)}{\alpha(T) - 2} \left(\frac{I}{I_c} \right)^{\alpha(T) - 2}, \quad (12)$$

其中 $\alpha(T) = \Phi_0 I_c / 2k_B T$, $I_c = NI_{jc}$ 则为沿整个二维体系 a 或 b 方向的临界电流, $I = NaJ$ 为流过体系的外电流.应当指出的是(12)式只给出了电流 I 对自由涡旋激发的贡献,事实上对于有限二维体系还必须考虑热激发对自由涡旋的贡献^[14],利用我们已经得到的对二维超导体系自由涡旋热激发概率分析结果,二维 Josephson 阵列系统中的热激发概率可表为^[15]

$$P_L \propto \left(\frac{R}{a} \right)^2 \left(1 - \frac{T}{T_{KT}} \right), \quad (13)$$

其中 R 为体系的线度, a 为体系的点阵常数, T_{KT} 为 K-T 相变温度.于是有

$$n_0(T) \propto n'_0 (1 - P_L),$$

其中 n'_0 为 $T = 0$ K 时的涡旋对数目.结合(12), (13)式,可得到自由涡旋密度的表达式 $n(T, I)$:

$$\begin{aligned} n(T, I) &= \frac{n'_0}{\alpha(T) - 2} \cdot \left(1 - (R/a)^2 \left(1 - \frac{T}{T_{KT}} \right) \right) \\ &\quad \cdot \left(\frac{I}{I_c} \right)^{\alpha(T) - 2}. \end{aligned} \quad (14)$$

根据(14)式可以得出,当条件 $I/I_c \ll 1$ 满足时,电流激发引起的自由涡旋主要局限在 $1 \geq \alpha(T) - 2 \geq 0$ 区域.考虑到 $\alpha(T) = \pi E_J / k_B T$,利用 $\pi E_J \cong 2k_B T_{KT}$ 可以得到电流激发自由涡旋主要发生在以下温区:

$$\frac{2}{3} T_{KT} \leq T \leq T_{KT}. \quad (15)$$

这一特征与几乎所有的关于高温超导颗粒膜非平衡辐射响应行为特征相一致,即在一定外电流(磁场)偏置下非平衡辐射响应总是发生在超导转变温度 T_c 以下附近的有限温区中,而在远离 T_c 的低温区辐射响应信号变得非常弱以至难以测出.下面分别给出小电流情况下 ($I/I_c \ll 1$) 的 $n(T, I)$ 理论曲线(图2)以及 YBCO 颗粒膜的非平衡辐射响应测量结

果(图6).

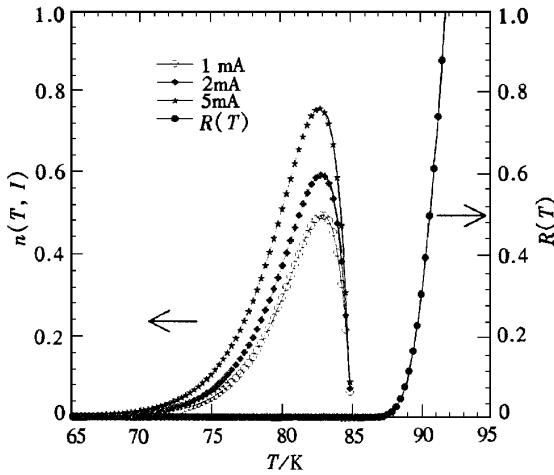


图2 电流激发下自由磁通涡旋随温度的分布 $n(T, I)$, 可以看出激发主要发生在 T_{KT} 附近

3 实验结果及讨论

3.1 样品制备

实验中所用 YBCO 颗粒膜的制备过程相对于外延膜的制备工艺来说比较简单. 首先将 $T_c \approx 90$ K 的 YBCO 超导粉末(其颗粒直径约为 $1-2 \mu\text{m}$)和 $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ 溶液按一定比例混合搅拌均匀, 然后喷涂到 YSZ 基片上, 烘干后在流动氧气气氛下高温热处理约一小时即可得到超导转变温度 $T_c \approx 86$ K 的超导颗粒膜. 有关该颗粒膜样品的详细制备过程以及物理特性可以参见文献 [18], 这里不再重复叙述.

3.2 超导颗粒膜样品中的 K-T 相变

按照 K-T 相变模型, 在相变温度 T_{KT} 附近, 体系的 $I-V$ 关系具有如下特征 [19]

$$V \propto I^{n(T)}, \quad (16)$$

其中幂指数 $n(T)$ 具有以下形式:

$$n(T) \begin{cases} > 3 & T < T_{KT}, \\ = 3 & T = T_{KT}, \\ = 1 & T > T_{KT}. \end{cases} \quad (17)$$

在相变温度 T_{KT} 附近幂指数 $n(T)$ 还应满足如下关系 [20]:

$$n(T) = 3 + b \sqrt{1 - T/T_{KT}}, \quad (18)$$

其中 b 为常数, 而在温度 $T_{c0} > T > T_{KT}$ 温区体系的电阻-温度关系表为

$$R(T) \propto R_N \exp\left(-\frac{2b(T_{c0} - T)}{(T - T_{KT})}\right), \quad (19)$$

其中 R_N 为样品正常态电阻, T_{c0} 为超导临界温度.

图3给出了 YBCO 颗粒膜样品的 $I-V$ 特性曲线的测量结果, 为了更清楚地反映电压-电流之间的幂指数关系, 图中采用了对数坐标. 幂指数 $n(T)$ 的值可由图中 $I-V$ 曲线的斜率确定. 随着温度的降低, $n(T)$ 值由小逐渐变大, 在温度 $T = 84.7$ K 附近 $n(T) \approx 3$. 样品的 $I-V$ 特性曲线基本符合 K-T 相变模型所描述的特征. 从图中还可以看出, 高温区的

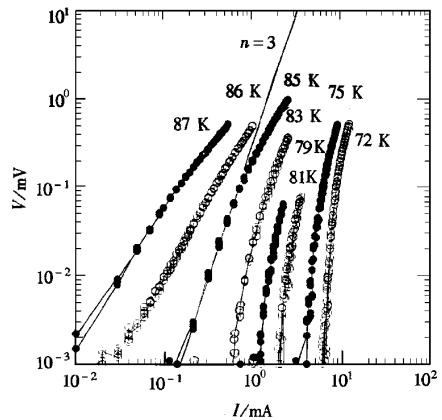


图3 YBCO 颗粒膜样品的 $I-V$ 特性曲线, 在 $T = 85$ K 附近体系表现出 K-T 相变的特征

$I-V$ 关系曲线趋于线性关系 ($n(T) = 1$), 这意味着此时超导样品内部主要发生欧姆损耗, 其原因可能是由于热激发导致“涡旋-反涡旋”束缚对的拆散, 使得自由涡旋在洛仑兹力作用下作阻尼运动所致. 而低温区的 $I-V$ 曲线呈高度非线性关系, 这意味着此时非欧姆损耗占主要地位. 根据 K-T 相变理论, 低温下超导样品内的自由涡旋主要是由电流激发而形成, 热激发的作用则大大减弱. 为此, 可以认为电流激发产生的自由涡旋是导致超导样品 $I-V$ 关系曲线呈非线性特征的主要原因. 实验测得的样品 $I-V$ 关系曲线有些偏离 $V \propto I^{n(T)}$ 幂指数规律, 这可能是由于低温下除了电流激发以外还伴有其他的激发损耗机制. 幂指数 $n(T)$ 的大小反映了电流激发损耗的程度. 图4给出的 $n(T)$ 随温度变化实验测量曲线显示, 在温度 $T = T_{KT}$ 处, 幂指数 $n(T)$ 没有按照 (18) 式所描述的在相变温度 T_{KT} 处发生跃变, 但可以看出随温度升高 $n(T)$ 值趋于 1. Herbert 等 [14] 指出, 幂指数 $n(T)$ 在相变温度 T_{KT} 附近的“展宽”行

为主要是由于实际样品的二维尺度效应所造成. 他们认为实际样品的有限尺度也将会引起“涡旋-反涡旋”束缚对的激发而产生附加的自由涡旋. 而在图 4 的插图中所给出的关于样品的电阻 $R(T)$ 的实验测量值与 K-T 相变理论 (19) 式给出的结果符合较好.

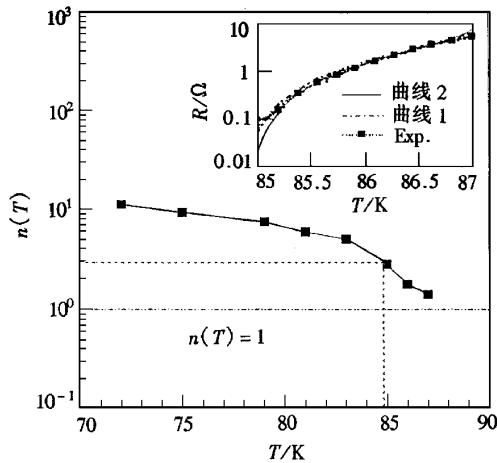


图 4 幂指数 $n(T)$ 随温度的变化实验值. 插图中给出了电阻 $R(T)$ 的实验值与理论值的对比 (取自文献 [15])

3.3 颗粒膜样品中的超导弱连接行为

为了考察颗粒膜样品中存在的自然弱连接边界对超导输运行为的影响, 我们在同样的 YBCO 颗粒膜样品上用机械刻蚀方法将桥形区的尺寸进一步减小. 对于质量较高的膜样品, 微桥的尺寸一般控制在 $0.1 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm}$ 大小即可观察到直流 Josephson 效应. 在液氮温度下最大零压电流 I_c 一般在 $0.1 \sim 1.0 \text{ mA}$ 范围之内, 其 $I-V$ 特性曲线基本符合 RSJ 模型. 但是在 $V \approx 0$ 附近 $I-V$ 曲线的“圆角化”现象比较明显. 造成这一现象的原因可能是多方面的: 其一可能与膜样品的内部质构有关, 其二可能与高温超导体磁通动力学行为有关. 图 5(a) 给出了 YBCO 颗粒膜微桥样品的直流 $I-V$ 特性曲线. 除此之外, 我们还测量了上述样品在微波辐照下的 $I-V$ 特性曲线. 在图 5(a) 所示的 $I-V$ 关系曲线基础上用频率为 30 GHz 的微波照射样品的微桥区域, 得到了如图 5(b) 所示的 $I-V$ 特性曲线. 从中可以看出, 在微波场作用下零压电流 I_c 明显地被压缩, 同时在 $V > 0$ 部分出现了台阶结构. 尽管台阶不十分陡峭, 但微波感应台阶的特征已经非常明显. 需要指出的是: 由于高温氧化物超导体 (YBCO) 的相干长度 ξ 相对较短, 而超导颗粒之间自然形成的弱连接边界的空间

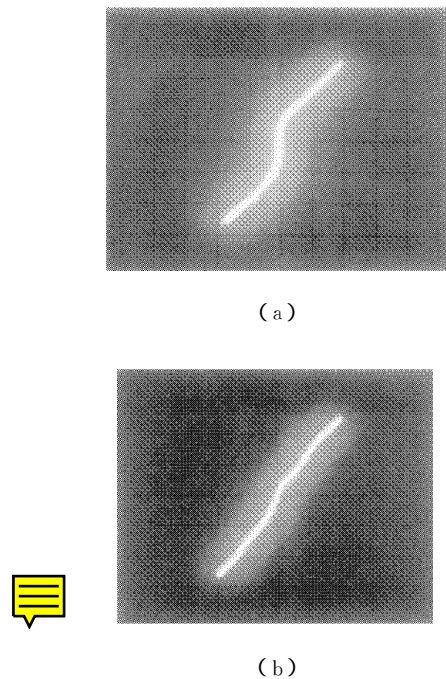


图 5 YBCO 颗粒膜微桥结构的超导弱连接行为 (a) 直流 $I-V$ 特性 (b) 微波照射下 (30 GHz) 的感应台阶结构

尺度亦为相干长度 ξ 的量级, 因此在 $0.1 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm}$ 的区域内可能存在众多的颗粒弱连接边界, 它们相互之间随机地取向排列在微桥区域内形成了一个复杂的 Josephson 弱连接网络通道. 实验上测量到的实际上是这个 Josephson 结网络的对外宏观特性. 所以与单个 Josephson 结的行为相比其 $I-V$ 特性曲线略有差异也是合理的. 类似的结果在该实验样品的临界电流 I_c 随外磁场 H 的变化关系中也得以体现. 实验结果表明样品的临界电流 I_c 随外场 H 的增大而作振荡性衰减变化. 但 I_c 随外场增大并没有周期性地衰减为零. YBCO 颗粒膜微桥样品既表现出具有弱连接超导体的行为特征, 同时又有别于典型 Josephson 结的行为特征, 从而表现出一定的复杂性. 这种特征可能与样品内部的超导弱连接网络有密切关联. 为此, 我们认为将超导颗粒膜样品等效为准二维 Josephson 弱连接阵列系统, 并在此基础上开展对超导颗粒膜输运行为的研究具有一定的合理性.

3.4 YBCO 颗粒膜非平衡微波响应

为了考察 YBCO 颗粒膜微波响应物理机制, 我们对微桥样品进行了实验测量. 测量结果证实了响应行为的非热效应性质, 并在此基础上提出了 YBCO 颗粒膜的非平衡微波响应机制可能与准二维结

构中的涡旋-反涡旋对的激发态有关的观点^[15]. 为了进一步阐述这一观点, 这里重新给出关于 YBCO 颗粒膜桥型样品在不同外电流偏置下的微波辐射响应测量结果, 如图 6 所示. 由图中可以看出微波响应 (MR) 主要局限在样品的 K-T 相变温度 ($T_{KT} =$

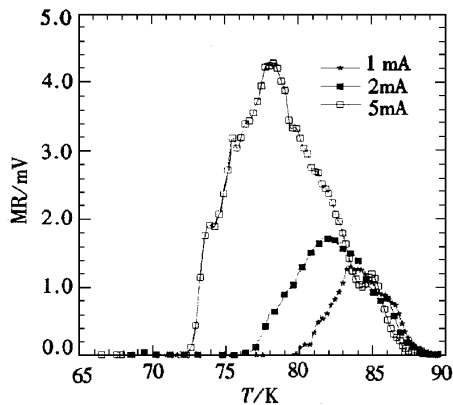


图 6 YBCO 颗粒膜样品的非平衡微波响应的测量结果(可以看出响应电平在相变温度 T_{KT} 附近尤为显著)

84.7 K) 以下附近温区, 随着温度进一步降低 ($T < 70$ K) 响应电平趋于零. 同时应当注意到微波响应所在的温区范围以及响应电平峰值都随着偏置电流的增大而相应地增大. 根据对准二维 Josephson 弱连接阵列系统的分析知道, 低温下电流激发形成的自由涡旋数与电流成幂指数关系, 即 $n(T, I) \propto (I/I_0)^{\alpha(T)}$, 其中幂指数 $\alpha(T) \propto 1/T$, 在低温下其值远大于 1, 由此得出在小电流情况下 ($1 \ll I_0$) 自由涡旋数趋于零. 而在高温区 ($T \rightarrow T_{KT}$) 由于热激发作用使得准二维体系中的磁通涡旋-反涡旋对数量迅速下降而趋于零, 从而导致电流引起的自由涡旋激发概率也随之迅速减小. 这样就形成了电流激发自由涡旋主要局限于 K-T 相变温度 T_{KT} 以下附近温区的分布形态. 自由涡旋的这一分布特征与上面给出的 YBCO 颗粒膜样品的微波响应测量结果十分相似, 同时也与其他许多研究小组给出的所有关于高温超导体颗粒膜样品非平衡光响应的测量结果相似^[8, 21-23]. Doniach 等认为, 在外部扰动的作用下, 部分自由涡旋将越过弱连接边界从而在超导体内形成宏观可测量电阻 $\rho(T, I)$, 其表达式可写为^[24]

$$\rho(T, I) \propto 4\pi\rho_n n(T, I), \quad (20)$$

其中 ρ_n 为样品的正常态电阻率. 因此, 我们认为微波场照射作用下高温超导体颗粒膜样品中的非线性直流损耗与磁通“涡旋-反涡旋”束缚对的激发态有直接关联的假设具有一定的合理性.

当然有关准二维 Josephson 弱连接阵列系统中的自由涡旋 $n(T, I)$ 的分析结果与实验所得到的微波响应 (MR) 仍然存在不十分吻合的地方, 一个明显的差异就是实验结果显示当外偏置电流数值增大时响应电平的峰值位置将朝低温区移动, 而在 $n(T, I)$ 的表达式中并没有明显体现这一特征. 然而这些差异的存在并不难理解, 因为在分析过程中略去了入射微波场可能对“涡旋-反涡旋”对的激发所起的作用, 也略去了超导体内“钉扎势”对磁通涡旋运动所起的作用. 所有这些都将会在实际测量结果中得以反映. 最近 Habib 等^[25] 指出, 对于高温超导体颗粒边界样品, 微波辐射场激发的 Josephson 磁通涡旋将引起体系的附加损耗, 并且是导致样品表面阻抗非线性特征的主要原因. 为此, 进一步考察微波辐射场对磁通涡旋的激发对更进一步了解有关高温超导体颗粒膜样品的非平衡辐射响应机制是十分必要的.

4 结 论

本文从实验上揭示了 YBCO 颗粒膜样品具有准二维结构的输运特征以及超导弱连接行为. 在此基础上从二维 Josephson 弱连接阵列模型出发, 讨论了二维超导体中磁通涡旋对的能量, 在经典玻尔兹曼统计分布下给出了电流激发导致的自由涡旋分布 $n(T, I)$. 结果表明: 在 K-T 相变温度 T_{KT} 附近自由涡旋分布 $n(T, I)$ 与高温超导体颗粒膜样品的非平衡微波响应行为具有非常相似的分布特征. 这种相似性不但反映在高温氧化物超导体 YBaCuO 体系中, 而且在 BiSrCaCuO 体系以及 TlBaCaCuO 体系中也得到体现^[8, 21-23]. 据此, 我们认为这种相似性在一定程度上揭示了高温超导体非平衡微波响应机制与二维体系中磁通涡旋对的激发态之间的内在关联. 当然, 我们给出的自由涡旋分布 $n(T, I)$ 与有些测量结果之间存在偏差(如前面提到的微波响应峰值随外电流增大而朝低温区偏移现象). 造成这种偏差的原因可能是多方面的, 诸如样品本身的质构以及测量条件等, 但是在上述分析过程中略去了入射微波场对磁通涡旋对激发态的影响恐怕也是一个不容忽视的因素. 为此, 进一步考察微波辐射场作用下的准二维体系中磁通涡旋对的激发以及输运过程, 对于揭示高温超导体非平衡微波响应机制无疑是十分必要的.

- [1] J. Demsar , M. Zavrtanik , B. Podobnik , V. I. Dediu , D. Mihailovic *Journal of Superconductivity* **3** (1997) 455.
- [2] D. Van. Vechten *et al.* , *Appl. Phys. Lett.* , **71**(10) (1997) , 1415.
- [3] F. A. Hegmann , J. S. Preston , *Phys. Rev.* , **B48**(1993) , 16023.
- [4] Z. M. Zhang , A. Frenkel , *Journal of Superconductivity* , **7** (1995) 871.
- [5] F. A. Hegmann , D. Jacobs-Perkins , D. C. Wang , S. H. Moffat , R. A. Hughes , J. S. Preston , M. Currie , P. M. Fauchet , T. Y. Hsiang , R. Sobolewski , *Appl. Phys. Lett.* , **67**(1995) 285.
- [6] W. H. Huber , M. Berr , A. Kalbeck , W. Prettl , *Appl. Phys. Lett.* , **68**(23) (1996) 3338.
- [7] A. Frenkel , *Phys. Rev.* , **B48**(1993) 9717.
- [8] J. C. Culbertson , U. Strom , S. A. Wolf , W. W. Fuller , *Phys. Rev.* , **B44**(1991) 9609.
- [9] M. R. Beasley , J. E. Mooij , T. P. Orlando , *Phys. Rev. Lett.* , **42** (1979) , 1165.
- [10] A. T. Fiory , A. F. Hebard , P. M. Mankiwich , R. E. Howard , *Phys. Rev. Lett.* , **61**(1988) , 1419.
- [11] S. Martin , A. T. Fiory , R. M. Fleming , G. P. Espinosa , A. S. Cooper , *Phys. Rev. Lett.* , **62**(1989) 677.
- [12] L. C. Davis , M. R. Beasley , D. J. Scalapino , *Phys. Rev.* , **B42** (1990) 99.
- [13] Q. Y. Ying , H. S. Kowk , *Phys. Rev.* , **B42**(1990) 2242.
- [14] S. T. Herter , Y. Jun , R. S. Newrock , C. J. Lobb , K. Ravindran , H. K. Shin , D. B. Mast , S. Elhamri , *Phys. Rev.* , **B57**(1998) , 1154.
- [15] K. X. Xu , L. M. Yu *et al.* , *Acta Physica Sinica* , **48**(1999) , 1152 [in Chinese] 徐克西、郁黎明等 , *物理学报* , **48**(1999) , 1152] .
- [16] M. Tinkham *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill , New York , 1995).
- [17] J. M. Kosterlitz , D. J. Thouless , *J. Phys. C : Solid State Phys.* , **6**(1973) , 1181.
- [18] P. H. Wu , Q. H. Cheng , S. Z. Yang *et al.* , *Japanese Journal of Applied Physics* , **26**(1987) , L1579.
- [19] B. I. Halperin , D. R. Nelson , *J. Low Temp. Phys.* , **36** (1979) 599.
- [20] A. M. Kadin , K. Epstein , A. M. Goldman , *Phys. Rev.* , **B27** (1983) 6691.
- [21] L. Ngo Phong , I. Shih , *J. Appl. Phys.* , **74**(1993) , 7414.
- [22] J. D. Chen , H. C. Lai , A. Guldeste , S. Aslam , D. H. T. Wu , D. Dew-Hughes , C. R. M. Grovenor , M. J. Goringe , B. Minakovic , *IEEE. Trans. on Appl. Supercond.* , **3**(1993) 2128.
- [23] B. G. Boone , R. M. Sova , K. Moorjani , V. J. Green , and B. E. Grabow , *J. Appl. Phys.* , **69**(1991) 2676.
- [24] S. Doniach , B. A. Huberman , *Phys. Rev. Lett.* , **42**(1979) , 1169.
- [25] Y. M. Habib , C. J. Lehner , D. E. Oates , L. R. Vale , R. H. Ono , G. Dresselhaus , M. S. Dresselhaus , *Phys. Rev.* , **B57**(1998) , 13833.

NON-EQUILIBRIUM RADIATION RESPONSE AND DECOUPLING OF VORTEX-ANTIVORTICES PAIRS IN TWO-DIMENSIONAL HIGH- T_c SUPERCONDUCTORS

XU KE-XI

(*Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800, China*)

(Received 13 September 1999 ; revised manuscript received 18 October 1999)

ABSTRACT

On the basis of the two-dimensional (2D) characteristics of the superconducting transportation as well as Josephson weak link behaviors in granular YBCO films a 2D Josephson junction array is proposed as a model system for this film. Using this simplified model, we have discussed the decoupling procedure of vortex-antivortex pairs by bias current, and analytically developed temperature distribution of free vortices $n(T, I)$ below T_{KT} . As compared with experimental results, we find that the temperature dependency of $n(T, I)$ is similar to the behaviors of microwave response of granular YBCO films near K-T transition temperature. This similarity implies, to a certain extent, some intrinsic relationship between vortex-antivortex decoupling and non-equilibrium radiation response dissipation in the high- T_c superconducting granular films.

PACC : 7430G ; 7420