

洄滞模式下 rf SQUID 用于测量 HT_c 超导体序参数的位相*

杜胜望 戴远东 王世光

北京大学物理系, 人工微结构与介观物理国家重点实验室, 北京 100871

我们证明了插入序参数位相的多节环构成 rf SQUID 应满足的条件. 并在 rf SQUID 理论框架下, 给出了洄滞模式下 ($\beta > 1$) 测量高温超导体序参数对称性中位相信息的工作原理.

1 引 言

高温超导体序参数对称性类型的研究和确定是与其微观机制紧密相关的一个课题, 并极有希望从这里找到通往微观理论的入口. 早期许多基于序参数幅度效应的实验^[1-6]已经肯定了高温超导体的非 s 波配对. 在众多的对称性类型的候选者中, $d_{x^2-y^2}$ 最受人青睐, 这不仅是因为它跟反应铜氧面内磁交换相互作用的许多模型 (如 Hubbard, t-J) 有密切的关系, 而且得到了许多序参数幅度^[1-6]和相位^[9-18]实验上的支持. 其中包括在 Larkin^[7]和 Sigrist^[8]等人的建议下, 利用 dc SQUID 和角结成功地观测到了铜氧面内序参数沿着 ab 轴方向的 π 位相差^[9-15]; 以及在三晶衬底上根据 $d_{x^2-y^2}$ 波对称性设计的 (环上测量到的 $\phi_0/2$ 自发磁通效应^[16-19]. 然而同时有实验支持 $s + id$ ^[20]及其它的对称性, 也有对 $d_{x^2-y^2}$ 提出质疑^[3, 21].

我们曾经提出一个用非洄滞模式下 rf SQUID 测量序参数位相的方案^[22, 23]. 由于目前开始进入实用阶段的 rf SQUID 系统都采用洄滞模式, 其样品制备工艺和后续电路系统比较成熟, 所以本文将探讨一下如何用洄滞模式下的 rf SQUID 系统来测量序参数的相对位相.

第 2 部分我们给出了 n 结超导环的单结近似条件, 从而为在 rf SQUID 中插入序参数的位相提供了可能. 第 3 部分讨论了洄滞模式下的 rf SQUID 系统来测量序参数的相对位相的原理.

2 插入序参数位相的 rf SQUID 超导环路

我们知道 rf SQUID 是一个单结的超导环, 然而理想的单结环中是无法插入序参数在两个角度间的位相差的. 如采用 HT_c (高温超导体)- HT_c (高温超导体) 晶界结耦合, 则由于铜氧面内 ab 轴每进一个晶界旋转一个角度, 至少需要经过两个晶界才能回到原来的取向. 如采

* 国家超导中心资助项目.
收稿日期: 1999-05-17

用 HT_c - LT_c 结, 超导环路也同样需要两个结以上. 下面我们将证明如果一个 n 结的超导环临界电流满足条件 $I_{ci} \gg I_{c1} (i=2, 3, \dots, n)$, 则等效于一个单结环, 其性质主要由第一个结决定.

假设在该 n 结环路中插入了一个序参数引起的额外位相 δ , 系统的方程组为:

$$\varphi_1 + \sum_{i=2}^n \varphi_i + \delta + 2\pi \frac{\phi}{\phi_0} = 2n\pi \quad (1)$$

$$\phi = \phi_e + \Pi_s \quad (2)$$

$$I = I_{ci} \sin \varphi_i \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3)$$

其中 φ_i, I_{ci} 是结的 Josephson 位相和临界电流, ϕ 为环路总磁通, ϕ_e 为外加磁通, ϕ_0 为量子磁通, I 为环路电流, L_s 为环路电感. 当 $I_{ci} \gg I_{c1} \geq I (i=2, 3, \dots, n)$ 时, 由(3)式得到

$$\varphi_i = \sin^{-1} \frac{I}{I_{ci}} \approx \frac{I}{I_{ci}} \text{ 或者 } \pi - \sin^{-1} \frac{I}{I_{ci}} \approx \frac{I}{I_{ci}} \quad (i = 2, 3, \dots, n) \quad (4)$$

K 考虑到自由能极小:

$$F = \frac{1}{2} L_s I^2 - \frac{\phi_0}{2\pi} \sum I_{ci} \cos \varphi_i \quad (5)$$

我们取

$$\varphi_i = \sin^{-1} \frac{I}{I_{ci}} \approx \frac{I}{I_{ci}} \quad (i = 2, 3, \dots, n) \quad (6)$$

代入(1)式得到

$$\varphi_1 + \sum_{i=2}^n \frac{I}{I_{ci}} + \delta + 2\pi \frac{\phi}{\phi_0} = 2n\pi \quad (7)$$

定义

$$\phi' = \phi + \sum_{i=2}^n \frac{I\phi_0}{I_{ci}2\pi} = \phi_e + \Pi_s + \sum_{i=2}^n \frac{I\phi_0}{I_{ci}2\pi} = \phi_e + I(L_s + \sum_{i=2}^n \frac{\phi_0}{2\pi I_{ci}}) \quad (8)$$

令 $L'_s = L_s + \sum_{i=2}^n \frac{\phi_0}{2\pi I_{ci}}$, 则方程组(1-3)改写为

$$\varphi_1 + \delta + 2\pi \frac{\phi'}{\phi_0} = 2n\pi \quad (9)$$

$$\phi' = \phi_e + \Pi'_s \quad (10)$$

$$I = I_{c1} \sin \varphi_1 \quad (11)$$

这正是单结环的方程组形式. 由此可见, 多插入一个大结, 只是改变了环的电感量, 并不改变系统的其它性质.

3 洄滞模式下 rf SQUID 系统测量 δ 的原理

从(9)(10)两式可以看出, δ 与外磁场引起的位相 $2\pi\phi_e/\phi_0$ 是等价的, 如定义等效外加磁通

$$\phi'_e = \phi_e + \frac{\delta}{2\pi} \phi_0 \quad (12)$$

则方程组将退化到传统的 rf SQUID 环路形式($\delta=0$).

如图 1 rf SQUID 耦合电路, 当 $\beta = 2\pi I_{c1} L'_s / \phi_0 > 1$ 时, 系统工作在洄滞模式下, 有如图 2 所示 $V_{rf} I_{rf}$ 特性曲线. 当射频电流幅度偏置在 $I_1 I_2$ 之间时, V_{rf} 与等效外加直流磁通 $\phi'_{eD} = \phi_{eD} + \phi_0 (\delta/2\pi)$ 和外加直流磁通 ϕ_{eD} 有如图 3 所示的三角波曲线关系, 周期为 ϕ_0 , ϕ'_{eD} 在零点极大, 在 ϕ_0 处极小; 随外加磁通 ϕ_{eD} 变化的极大极小点则分别处于 $\phi_0/2 - \phi_0 (\delta/2\pi)$ 和 $\phi_0 - \phi_0 (\delta/2\pi)$ 处.

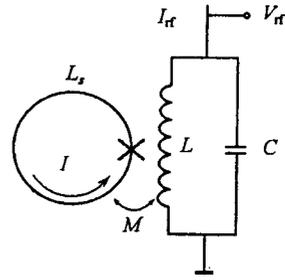


图 1 rf SQUID 耦合回路示意图

由上分析得到, 序参数位相 δ 的插入导致了 $V_{rf} \phi_{eD}$ 曲线的横轴负向漂移了 $\phi_0 (\delta/2\pi)$. 于是只要实验上确定出这个漂移大小便可以求出插入的序参数位相 δ .

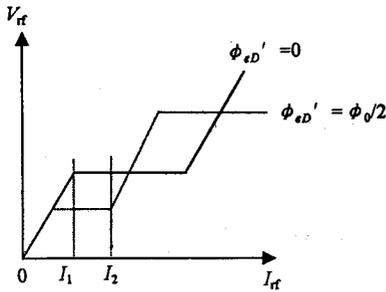


图 2 rf SQUID 的 $V_{rf} I_{rf}$ 特性曲线

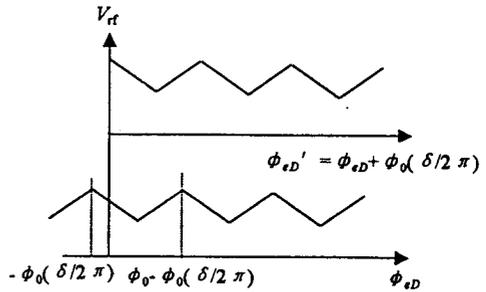


图 3 rf SQUID 的 $V_{rf} \phi'_{eD}$ 和 ϕ_{eD} 特性曲线

4 结 论

我们已经证明了插入序参数位相的多节环构成 rf SQUID 应满足的条件, 并给出了洄滞模式下 ($\beta > 1$) 测量的原理. 与传统的 dc SQUID 测量方法相比, 它避免了由于双结临界电流不一致而对位相测量的影响, 其优点是显而易见的. 另外由于射频输出电压幅度与外加直流磁通成简单的三角波关系, 其测量和数据处理也远比非洄滞模式要来得简单. 在具体的实现过程中, 可以在 δ -环的同一平面上构置一个 0-环作对比, 以消除背景剩余磁场的影响.

- [1] Z. -X. Shen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 1553.
- [2] W. N. Hardy et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3999.
- [3] J. Buan et al., *Phys. Rev. B*, **54**(1996), 7462.
- [4] N. Bulut and D. J. Scalapin, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 706.
- [5] Martindale et al., *Phys. Rev. B*, **47**(1993), 9155.
- [6] Devereaux et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 396.
- [7] Geshkenbein et al., *Phys. Rev. B*, **36**(1987), 235.
- [8] Manfred Sigrist and T. M. Rice, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **61**(1992), 4283.
- [9] D. J. Van Harlingen, *Rev. Mod. Phys.*, **67**(1995), 515.
- [10] D. A. Wollman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 2134.
- [11] D. A. Brawner and H. R. Ott, *Phys. Rev. B*, **50**(1994), 6350.
- [12] I. Iguch and Z. Wen, *Phys. Rev. B*, **49**(1994), 12388.
- [13] D. A. Wollman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 797.
- [14] D. A. Brawner and H. R. Ott, *Phys. Rev. B*, **53**(1996), 8249.
- [15] J. H. Miller et al., *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 2347.
- [16] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley et al., *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 593.
- [17] J. R. Kirtley, C. C. Tsuei et al., *Nature*, **373**(1995), 225.
- [18] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley et al., *Science*, **271**(1996), 329.
- [19] A. Methai et al., *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 4523.
- [20] T. E. Mason et al., *Phys. Rev. Lett.*, **71**(1993), 919.
- [21] Kouznersov et al., *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 3050.
- [22] Y. D. Dai et al., *Solid State Commun.*, **108**(1998), 251.
- [23] 杜胜望, 戴远东, 王世光, (submitted to 物理学报, 1999)

rf SQUID IN THE HYSTERESIS MODE USED TO DETECT THE PHASE IN THE ORDER PARAMETER OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS

Du Sheng-wang Dai Yuan-dong Wang Shi-guang

State Key Laboratory for Artificial Microstructure & Mesoscopic Physics, Department of Physics, Peking University, Beijing 100871

(Received 17 May, 1999)

We show the condition under which a multiple-junction ring inserted with a phase produced by the order parameter can be used for rf SQUID. Moreover, under the frame of rf SQUID theory, the principle for a phase-sensitive test of the symmetry of the order parameter in high-temperature superconductors by using rf SQUID in the hysteresis mode ($\beta > 1$) is induced.