

高温超导体中的赝隙与超导位相涨落*

许 祝 安[†]

(浙江大学物理系 杭州 310027)

摘 要 高温超导体赝隙态与超导态之间的关系一直是研究的焦点. 交流电导和能斯特(Nernst)效应测量相继探测到超导转变温度 T_c 以上温区一定范围内存在磁通涡旋激发, 利用力矩技术的磁化率测量则探测到超导涨落引起的弱抗磁性. 这些发现都支持了高温超导体赝隙相中存在有限的超导序参量振幅和强烈的位相涨落的图像, 说明 T_c 处的相变是由库珀对之间长程位相关联的消失所驱动的. 文章首先简短地介绍高温超导体的电子态相图和赝隙态, 以及能斯特效应的原理和测量方法, 然后对能斯特效应的测量结果作一评述性介绍, 还讨论了相关的理论模型.

关键词 高温超导体, 赝隙, 位相涨落, 能斯特效应

Pseudogap and superconducting phase fluctuations in high- T_c superconductors

XU Zhu-An[†]

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract The relationship between pseudogap and superconducting states of high- T_c superconductors has been a focus of interest for a long time. Measurements of the AC conductivity and the Nernst effect have detected vortex-like excitations in a certain temperature range above the superconducting transition temperature T_c . Meanwhile, the measurement of susceptibility by the torque technique has also detected weak diamagnetization induced by superconducting fluctuations above T_c . These findings strongly support the idea that the pseudogap phase is characterized by a finite pairing amplitude with strong phase fluctuations, and imply that the phase transition at T_c is driven by the loss of long-range phase coherence. We first briefly introduce the electronic phase diagram and pseudogap state of high- T_c superconductors, the principle of the Nernst effect, and the measurement technique. Then the results of the Nernst effect for different high- T_c superconductors are reviewed and discussed. Related theoretical models are also discussed.

Keywords high- T_c superconductors, pseudogap, phase fluctuations, Nernst effect.

自从1986年缪勒(Müller)和贝德诺兹(Bednorz)报道镧-钡-铜-氧体系具有35K的高温超导电性以来^[1], 经过十几年的研究, 目前, 铜氧化物超导体的最高的超导临界温度在高压条件下已经达到150K以上^[2]. 这类高温超导体均具有钙钛矿或由钙钛矿型结构畸变或衍生而成的结构^[3], 其中铜、氧离子四方排列而成的铜氧(CuO_2)平面是对超

导最重要的单元. 尽管铜氧化物超导体有几十个家族数百种化合物, 但是都是通过 CuO_2 平面上掺杂引入合适的空穴浓度(本文只讨论空穴型铜氧化物超导体)而出现超导电性.

本文第一节简短地介绍高温超导体的赝隙态,

* 国家自然科学基金(批准号:10225417)资助项目
2005-10-24 收到

[†] Email: zhuan@zju.edu.cn

第二节介绍能斯特(Nernst)效应的原理和测量方法,第三节对不同高温超导体体系的能斯特效应的测量结果作一个评述性的介绍和讨论,最后一节对全文作一个总结。

1 高温超导体的赝隙态

高温超导体由于载流子浓度不高,电子间的关联作用很强,其正常态不符合费米液体理论的预言,在正常态和超导态的性质有很多方面不同于常规超导体^[4]。空穴型的铜氧化物超导体都有着如图1所示的电子态相图。我们以典型的 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO)为例,来简单地介绍一下图1相图中各部分的特性。当掺杂浓度 $p=0$ (未掺杂),即高温超导体的母体,在奈耳温度 T_N 以下它是反铁磁的Mott绝缘体,比如 La_2CuO_4 在 $T_N \approx 300\text{ K}$ 附近出现三维长程反铁磁有序。由于Cu离子的 d^9 电子构型,铜氧面上的每个铜原子贡献一个未成对的 d 轨道电子,因此,按照能带论,未掺杂的超导体母体应该是金属。但是由于 d 轨道电子之间存在很强的短程库仑相互作用, d 电子被定域在各个格点附近,不能自由移动,所以事实上它们都是具有反铁磁性的Mott绝缘体。随着空穴掺杂浓度 p 增加(对于 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $p=x$),反铁磁转变温度 T_N 下降,金属性质逐渐产生。大约在空穴掺杂浓度 $p=0.05$ 左右,系统就进入超导相,并在 $p_{\text{opt}}=0.15$ 左右,超导临界温度 T_c 达到最大,故称该掺杂浓度为最佳掺杂。随着进一步的空穴掺杂,超导转变温度反而下降,在大约 $p=0.25$ 处, T_c 降为零,体系基本上变成正常的金属(称为类费米液体)。对于空穴型铜氧化物超导体的超导态,现在已经确认其电子库珀对是自旋单重态的,其超导波函数具有 d 波对称性。通常把相图中 $p < p_{\text{opt}}$ 的区域称为欠掺杂区(underdoped regime), $p > p_{\text{opt}}$ 的区域称为过掺杂区域(overdoped regime)。在欠掺杂这一边,还发现了赝隙(有时称自旋能隙)等有趣的现象,即在 T_c 以上还有另外一条线 T^* ,对应着赝隙的打开。所谓赝隙(pseudogap, PG),即不完全的能隙,在费米面上有些区域出现能隙(在此区域的电子不参与导电),而在另一些区域保持着导电性。

早在1989年,核磁共振(NMR)实验研究就发现,在远高于 T_c 的温度下,欠掺杂的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO)自旋-晶格弛豫率 $1/T_1$ 信号就开始受到抑制^[5],预示着自旋激发谱中存在一个能隙,所以

当时也称为自旋能隙。后来在很多不同的欠掺杂铜氧化物,用不同的测量手段均发现在 T_c 以上的正常态就有能隙打开,不仅在自旋激发上而且在电荷激发上都有能隙,现在一般地把它称为赝隙。在相图上 $T_c < T < T^*$ 之间的区域就是除了反铁磁态和超导态之外的第三种相——赝隙相。对赝隙的探测手段有很多,有电荷动力学方面的光电导、自旋动力学的NMR、角分辨率光电子谱(ARPES),在输运性质上有电阻率与温度关系偏离线性行为,Hall角的转变点等都能得到特征温度 T^* 。关于赝隙的综述文章可以参阅文献[6]。对于赝隙,现在一般的共识是:在欠掺杂区, T^* 远高于 T_c ,随着掺杂空穴浓度的增加而单调降低,并逐渐靠近 T_c ;超导能隙和赝隙都是各向异性的,而且具有 d 波对称性。

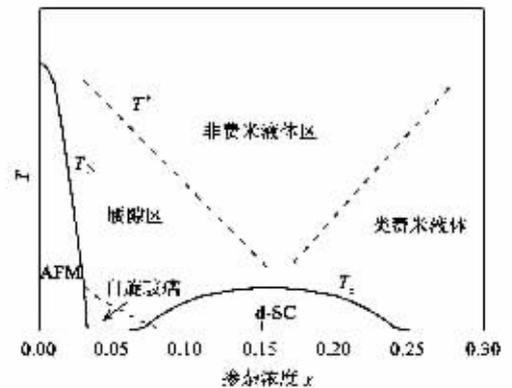


图1 高温超导体的模型电子相图

目前理论上存在着各种各样对赝能隙的解释,根据赝隙与超导电性之间的关系,总的来说可以把理论解释归纳为两大类:第一类理论,认为赝隙相是超导相的先驱,超导发生在赝能隙的基础上。例如,Emery和Kivelson^[7]认为,在远高于 T_c 的 T^* 温度,库珀对就开始形成,由于磁通涡旋激发破坏了库珀对之间的长程位相关联,直到 $T=T_c$ 才形成长程相相干,出现迈斯纳(Meissner)态和零电阻。由于高温超导体的超流密度很低,而且 CuO_2 具有准二维特性,所以他们认为超导序参量的位相涨落特别重要,是位相的长程关联决定了超导转变温度 T_c 。第二类理论认为,赝隙与超导电性之间没有直接的联系,赝隙来自其他某种有序基态或者涨落,比如反铁磁涨落、电荷密度波(CDW)、条纹相(stripes)等等,与超导序共存或相互竞争。在第二类图像中,具有“量子临界”现象,在零温度下在某个掺杂浓度 p_c 存在着量子临界点(QCP)。Tallon和Loram等人^[8,9]根据比热等实验数据提出,在 $p_c \sim 0.19$ 存在量子临界点,

T^* 相线穿入 T_c 的圆屋顶相线在 $p_c \sim 0.19$ 处下降为零。

上述两类图像对过掺杂区 T^* 的行为的预言出现了分歧: 第一类图像中, T^* 和 T_c 两条曲线将在过掺杂区逐渐靠拢, 并且最终合并在一起; 第二类图像预言 T^* 曲线在过掺杂区将插入到超导相线 T_c 内, 并在空穴掺杂浓度 $p \sim p_c$ (量子临界点) 处下降为零。隙隙和超导能隙之间究竟是什么关系? 在过掺杂区 T^* 线究竟会终结在什么地方? 这些问题目前还不十分清楚, 仍是当今的研究热点问题。

2 能斯特效应与磁通激发

金属和半导体的磁电效应在凝聚态物理研究中占有重要地位。例如, 通过霍尔效应和磁电阻的测量, 可以决定半导体中载流子的符号、浓度和迁移率, 决定材料中电子散射机制, 进而探索电子结构。能斯特效应是磁电效应的一种, 其定义如下: 当在金属或半导体样品的纵向 (x 方向) 施加一个温度梯度, 在其垂直方向 (z 方向) 施加一个外磁场, 则在横向的 y 方向可以测量到一个电场 E_y , 称这个效应为能斯特效应。能斯特效应的系数 ν 定义为

$$\nu = \frac{E_y}{B_z (-\nabla T)_x} \quad (1)$$

对于层状的高温超导铜氧化物, 一般可认为电导率等物理参数在 ab 平面内是各向同性的, 即电导率满足 $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma$, 佩尔捷 (Peltier) 电导率满足 $\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \alpha$ 等等。在能斯特效应测量中, 由电导率和佩尔捷电导率 α 的定义可得到沿 x 和 y 方向的电流应满足下面的方程:

$$J_x = \sigma E_x - \sigma_H E_y + \alpha (-\partial_x T) = 0, \quad (2a)$$

$$J_y = \sigma_H E_x + \sigma E_y + \alpha_{yx} (-\partial_x T) = 0, \quad (2b)$$

式中 $\sigma_H = \sigma_{yx}$ 为霍尔电导率, α , α_{yx} 分别为佩尔捷电导率的对角和非对角分量。由 (2b) 式可得

$$E_y = \frac{\alpha_{yx} \partial_x T - \sigma_H E_x}{\sigma} \quad (3)$$

由于 (3) 式分子中两项相消, 正常载流子的能斯特电压 E_y 非常小。在 (2a) 式中忽略小量 $\sigma_H E_y$, 可得泽贝克 (Seebeck) 系数 S 与佩尔捷电导率 α 之间的关系:

$$S = \frac{E_x}{-\partial_x T} = \frac{\alpha}{\sigma} \quad (4)$$

把 (4) 式代入 (3) 式, 最后得到能斯特系数为

$$\nu = \frac{E_y}{(-\partial_x T) B} = \left(\frac{\alpha_{yx}}{\sigma} - \tan \theta \right) \frac{1}{B}, \quad (5)$$

式中 $\tan \theta \equiv \sigma_H / \sigma$ 为霍尔角。可见, 在正常金属或半导体中, 由于霍尔电流和佩尔捷的非对角项相互抵消, 能斯特系数特别小。Sondheimer 在 1948 年即已证明, 如果霍尔角 θ 不依赖于能量, 则这两项可以完全抵消^[10]。在铜氧化物超导体的正常态, ν 大约为 10^{-8} V/KT 的量级, 而 $(\tan \theta) / B$ 大约为 $10^{-6} - 10^{-7}$ V/KT, 可见这两项抵消是较完全的^[11]。

众所周知, 对于第 II 类超导体的混合态来说, 外磁场以涡旋线的方式穿透样品。当沿 x 方向建立一个温度梯度时, 则未被钉扎的磁通涡旋线在热驱动力作用下从热端向冷端运动。而运动的磁通涡旋将产生一个与其运动方向垂直的约瑟夫森电场, 即

$$E = -v \times B, \quad (6)$$

这里 v 为磁通涡旋运动的速度。当外加磁场沿 z 方向时, 磁通涡旋在温度梯度的热驱动力作用下沿 x 方向运动, 在 y 方向就产生一个横向电场 E_y , 通常称之为磁通涡旋的 Nernst 效应。严格地说, 这个 E_y 既不等于霍尔效应的横向电压, 也区别于通常载流子的能斯特效应。这个磁通涡旋的能斯特电场的大小与磁通涡旋的数目 (正比于外磁场) 及其运动速度 v 成正比。无论在传统的 II 类超导体或高温超导体的混合态中, 均已观测到比正常态大得多的磁通涡旋能斯特效应^[12-15]。所以说, 能斯特效应测量是探测磁通激发的有效方法。

当 $T > T_c$, 外场将均匀地穿透样品, 磁通涡旋消失, 超导体表现为一般导体, 磁通涡旋的能斯特效应也应该消失, 只应剩下很小的正常载流子的贡献。然而, 对于铜氧化物高温超导体来说, 我们下面将介绍的结果却与上述预想大相径庭。在 T_c 以上, 尽管迈斯纳态被强的位相涨落破坏, 但仍然存在短寿命的分立涡旋 (严格地说, 应称之为类涡旋激发)。它们沿温度梯度方向的漂移可感应出可以探测到的能斯特电压。另外, 较早时候, Corson 等人^[16] 对 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212) 超导体高频 (100—600GHz) 电导率测量发现, 在高温超导体中, 短寿命的位相关联有可能维持到 T_c 以上。这些结果对认识欠掺杂区的隙隙的物理本质起了极大推进作用。

在能斯特效应测量中, 利用一个微小的电阻加热器对样品的一端加热, 以产生一个稳定的沿 x 方向的温度梯度, 所加外磁场垂直铜氧化物超导体的导电平面 (x, y) 平面, 一边扫描磁场, 一边利用 Keithley 纳伏数字电压表记录 y 方向的能斯特电压。

为了消除横向电极不对称引起的误差,将正向磁场时与反向磁场时读取的横向电压之差除以2作为能斯特电压信号. 磁场扫描的速率大约为0.4T/min, 温度梯度约为5K/cm. 样品的温度梯度一般由两个铬-康铜热电偶组成的差分热电偶测量.

3 能斯特效应的实验结果和讨论

我们首先对Sr含量 x 从0.05到0.17的LSCO单晶样品的能斯特效应进行了系统的测量,具体结果在文献[11]中进行了报道. 图2给出了一个典型的欠掺杂LSCO样品($x=0.10$)的能斯特信号 $E_y/|\nabla T|$ 在不同温度下随磁场的变化关系,图中曲线旁的数字代表对应的温度. 插图为能斯特系数随温度的变化关系. 该样品的超导转变零电阻温度 T_{c0} 为28 K. 在 $T < T_{c0}$ 时, $E_y/|\nabla T|$ 与磁场的关系是非线性的,这是混合态的磁通涡旋的特征. 磁场较小时,样品中的磁通被钉扎而不能运动,故能斯特电压为0;当磁场 H 大于磁通熔化场 H_m 以后,磁通涡旋开始运动,涡旋线的数目也成比例地增加,故 $E_y/|\nabla T|$ 急剧增加. 但在很高磁场下,涡旋线携带的熵随磁场增加而减小,涡旋线的运动速度随之减小,由(6)式可知 E_y 将减小. 这两个效应相互竞争,使得 $E_y/|\nabla T|$ 随磁场的变化是非线性的,在某一磁场 H^* 下出现峰值. 由图2插图还可以明显地看到,即使在 $T > T_{c0}$ 的一定温度范围内,能斯特信号仍然较大. 在远高于 T_{c0} 的正常态,背景的能斯特信号随温度变化很小. 随着温度的下降,类磁通涡旋激发引起的能斯特信号大约在140K开始出现,并逐渐增加,在接近 T_{c0} 时急剧增加.

从 T_{c0} 到140 K这么大的温度区域中,存在反常大的能斯特信号(或称剩余能斯特信号),说明在此区域存在着类涡旋激发. 我们定义能斯特系数开始偏离正常态值的温度点为 T_{onset} ,该特征温度对应着类磁通涡旋的出现. T_{onset} 小于隙的打开特征温度 T^* . 图3给出了从欠掺杂到略过掺杂的LSCO样品的 T_{onset} 随Sr掺杂 x 的变化关系,同时还画出了剩余能斯特信号($\nu - \nu_n$)的等高线,这里 ν_n 代表正常态的背景能斯特系数. 该结果也可以参阅文献[17]. 在这里我们着重指出的是 T_{onset} 随Sr掺杂浓度 x 的变化与隙打开的温度点 T^* 随 x 的变化相一致,说明两者之间存在着联系,也强烈地暗示 T_c 以上的这种类磁通激发与隙之间存在关联. 如果按

照预配对的理论模型^[7]所设想的,隙能隙打开对应

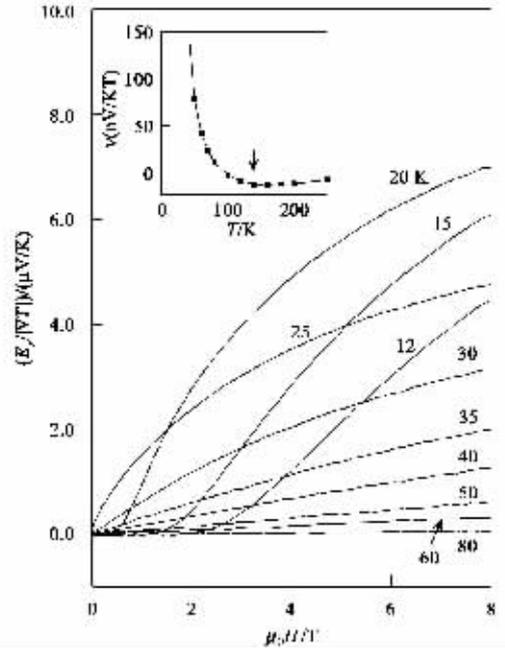


图2 $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x=0.10$)样品的能斯特电压 $E_y/|\nabla T|$ 随磁场强度 H 的变化关系(插图为能斯特系数随温度的变化关系)

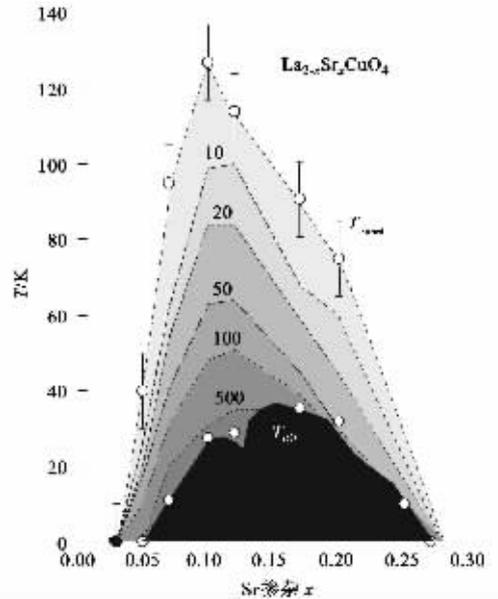


图3 LSCO样品的 T_{onset} 随Sr掺杂 x 的变化关系,同时还画出了剩余能斯特信号($\nu - \nu_n$)的等高线(数字代表能斯特系数的数值)

于出现预超导配对,即超导序参量的振幅 $|\psi| \neq 0$,但由于大量的涡旋激发破坏了这些超导库珀对之间的位相关联,不能形成长程位相相干,因而在 $T_c < T$

$< T^*$ 温区内没有迈斯纳效应,也没有出现零电阻。而能斯特效应正好对涡旋激发特别敏感,探测到了 T_c 以上的这种涡旋激发,是上述超导配对图像的一个强有力的实验证据。

进一步对其他铜氧化物超导体系的能斯特效应测量,也都给出了与 LSCO 体系类似的结果^[18]。例如,对 Bi-2212 单晶样品在不同的气氛(氧气或氮气)和不同的压力下热处理,可以得到从过掺杂到欠掺杂的一系列 Bi-2212 样品。图 4 给出了这样处理过的 Bi-2212 样品的类磁通激发的 T_{onset} 和超导临界温度 T_{c0} 随空穴掺杂浓度(x)的变化关系。从图中可以看到,在 T_{c0} 以上的很宽一段温度区域,存在着类磁通激发的能斯特信号。从图 3 和图 4 还可以发现,类磁通激发的能斯特信号仅出现在相图中超导相所在的掺杂范围内($0.05 \leq x \leq 0.25$),这有力地说明类磁通涡旋激发的能斯特信号确实与超导电性紧密联系在一起,不太可能是一些与超导无关的激发(例如,反铁磁涨落、条纹相涨落、电荷密度波涨落等)所引起的。

这种 T_{c0} 以上的类磁通涡旋激发,实际上已经被交流电导率测量的方法间接观测到。Orenstein 小组^[16]对 Bi-2212 超导体所作的高频(100—600GHz)电导率实验显示, T_c 以上存在着短寿命的涡旋激发。他们发现,在 T_c 以上,位相关联的特征时间迅速变短,但用很高的频率(600GHz)仍可探测到幸存的位相劲度。能斯特效应和高频电导率实验都证实,当 $T > T_c$,虽然样品不能无阻地传输电流(由于涡旋激发破坏了位相关联),但仍能展现出许多残存的超导态特征。

我们和 Wen 小组合作测量了欠掺杂和最佳掺杂的 LSCO 单晶样品的能斯特信号随磁场 H 与 c 轴方向夹角的变化关系,证实了类磁通激发是严格的平面内激发^[19]。当磁场与 c 轴方向夹角为 θ 时,能斯特电场 $E_y = \alpha |\nabla T| H \cos\theta$ 。一般而言,因子 α 也与夹角 θ 有关,所以能斯特电场并不会严格地与 $H \cos\theta$ 成正比。只有当系统是各向同性的或者类磁通激发是严格二维的时候, E_y 才与 $H \cos\theta$ 成正比。我们的实验发现,在 $T > T_{c0}$ 时,类磁通激发的能斯特电场 E_y 严格与 $H \cos\theta$ 成正比,但高温超导体又是强烈各向异性的,这说明类磁通激发具有严格的二维特性。

最近, Wang 等人^[20]还利用高精度的力矩技术仔细地测量了 LSCO 样品在 T_{c0} 以上的磁化率,证实了在 T_{c0} 以上存在类涡旋能斯特信号的温度范围内确

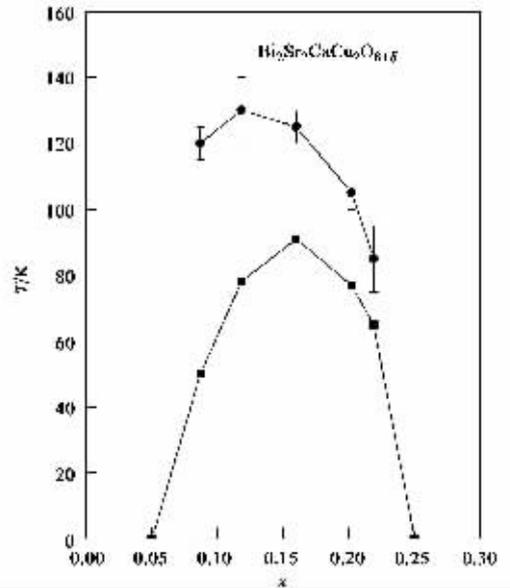


图 4 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 体系的类磁通激发的 T_{onset} 和超导临界温度 T_{c0} 随空穴掺杂浓度(x)的变化关系(实心圆符号代表 T_{onset} , 方块符号代表 T_{c0})

实存在弱的抗磁性,其抗磁磁化强度与能斯特信号成标度关系。这些实验结果进一步说明类涡旋激发的能斯特信号与超导电性的内在联系,说明了超导位相涨落的重要性,支持了超导预配对的理论模型。

在赝隙相中存在类涡旋激发的事实有力地支持了赝隙相是超导相的前驱的假说。也就是说,当温度低于 T^* (赝能隙打开的温度)时,超导配对开始出现,赝能隙也即超导能隙。由于大量的涡旋激发的存在,或热涨落的破坏,这些库珀对之间暂不能建立长程位相相干,超导序参量的位相是涨落的。一直等到温度下降到低于 T_c 时才在库珀对之间建立位相相干,形成真正的超流。这时电阻率才下降为 0,同时产生抗磁性(迈斯纳效应)。 T^* 对应于超导配对温度,而 T_{c0} 则对应于超导序参量的位相建立长程关联的温度。在此图像中, T_{c0} 决定于超导位相劲度,而位相劲度又正比于超流密度 n_s ,所以 T_{c0} 应该与超流密度 n_s 成正比。人们利用 μSR (muon-spin-rotation, μ 介子自旋共振)技术得到了各高温超导体系的 T_{c0} 与超导穿透深度的平方的倒数 $1/\lambda_s^2$ 之间的正比关系,即著名的 Uemura 关系图^[21]。而 $1/\lambda_s^2 \propto n_s/m^*$,所以 $T_{c0} \propto n_s/m^*$,证实了 T_{c0} 与超流密度 n_s 之间的普适标度关系,这对超导预配对的理论模型^[7]也是一个重要的实验证据。

Weng 等人基于自旋-电荷分离的 RVB 图像对 T_{c0} 以上的剩余能斯特信号提出了另外一种解释^[22]。在他们的 $t-J$ 模型的相弦理论中,在 $T_c < T$

$< T_{\text{onset}}$ 温度区域,热激发的 spinon 破坏了位相关联,导致一种以存在自由 spinon vortex 为特征的新相——称为自发涡旋相(spontaneous vortex phase),特征温度 T_{onset} 对应于 holon 的凝聚,也即配对序参数的振幅开始不为 0,与自旋隙温度紧密相连。能斯特效应正是这种自发涡旋相的一个内秉特征,在 T_c 以下,位相关联建立起来,超导电性出现,这时 spinon vortex 也变成通常的磁通涡旋。

总之, LSCO 和 Bi2212 等高温超导体的能斯特效应实验所发现的 T_{c0} 以上的类磁通涡旋激发,从一个全新的角度反映了高温超导体的微妙,表明强烈的超导位相涨落是隙态的一个重要特征,为理解高温超导现象提供了帮助。对隙能隙区的类涡旋激发的理解,除了预超导配对模型外,其他物理图像,如基于电荷-自旋分离的图像的 spinon vortex 等,也在理论学家的探讨之中。

参 考 文 献

- [1] Bednorz J G , Muller K A. Z. Phys. B , 1986 , 64 : 189
- [2] Chu C W , Gao L , Chen *et al.* Nature (London) , 1993 , 365 : 323
- [3] 梁敬魁 车广灿 陈小龙著. 高 T_c 氧化物超导体系的相关性和晶体结构. 北京科学出版社 1994 [Liang J K Che G C Chen X L. The Phase Relation and Crystal Structure in High T_c Oxide Superconductors. Beijing Science press 1994 (in Chinese)]
- [4] 韩汝珊著. 高温超导物理. 北京大学出版社 1994 [Han R S. Physics of High T_c Superconductors. Beijing : Peking University Press , 1994 (in Chinese)]
- [5] Warren W W , Walstedt Jr. R E , Brennert G F *et al.* , Phys. Rev. Lett. , 1989 , 62 : 1193
- [6] Timusk T , Statt B. Rep. Prog. Phys. , 1999 , 62 : 61
- [7] Emery V J , Kivelson S A. Nature (London) , 1995 , 374 : 434
- [8] Tallon J L *et al.* Physica C , 1994 , 235—240 : 1821
- [9] Tallon J L , Loram J W. Physica C , 2001 , 349 : 53
- [10] Sondheimer E H. Proc. R. Soc. London , Ser. A , 1948 , 193 : 484—512
- [11] Xu Z A , Ong N P , Wang Y *et al.* Nature (London) , 2000 , 406 : 486
- [12] Hagen S J , Lobb C J , Greene R L *et al.* Phys. Rev. B , 1990 , 42 : 6777
- [13] Ri H C , Gross R , Gollnik F *et al.* Phys. Rev. B , 1994 , 50 : 3312
- [14] Vidal F. Phys. Rev. B , 1973 , 8 : 1982
- [15] Huebener R P , Seher A. Phys. Rev. , 1969 , 181 : 701
- [16] Corson J , Mallozzi R , Orenstein J *et al.* Nature (London) , 1999 , 398 : 221
- [17] Wang Y , Xu Z A , Kakeshita T *et al.* Phys. Rev. B , 2001 , 64 : 224519
- [18] Wang Y. Ph. D thesis , Princeton University , 2003
- [19] Wen H H , Liu Z Y , Xu Z A *et al.* Europhys. Lett. , 2003 , 63 : 583
- [20] Wang Y , Lu L , Naughton M J *et al.* Preprint , 2005 , cond-mat/0503190
- [21] Uemura Y J , Luke G M , Sternlieb B J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1989 , 62 : 2317
- [22] Weng Z Y , Muthukumar V N. Phys. Rev. B , 2002 , 66 : 094509



北京欧普特科技有限公司

光学元件库—欧普特科技

欢迎访问:

www.goldway.com.cn

北京欧普特科技有限公司严格参照国际通常规格及技术指标,备有完整系列的精密光学零部件(备有产品样本供参考)供国内各大专院校、科研机构、实验室随时选用,我公司同时可为您的应用提供技术咨询。我公司可以提供美国及欧洲产的优质红外光学材料,如硒化锌、硫化锌、多光谱硫化锌等。



- 光学透镜:平凸、双凸、平凹、双凹、消色差胶合透镜等。
- 光学棱镜:各种规格直角棱镜及其他常用棱镜。
- 光学反射镜:各种尺寸规格的镀铝、镀银、镀金及介质反射镜,直径 5mm—200mm。
- 光学窗口:各种尺寸规格、材料的光学平面窗口,平晶,直径 5mm—200mm。
- 各种有色玻璃滤光片:规格为直径 5mm—200mm (紫外、可见、红外)及窄带干涉滤片。
- 紫外石英光纤:进口紫外石英光纤, SMA 接口光纤探头,紫外石英聚焦探头。

地址:北京市海淀区知春路 49 号希格玛大厦 B 座 306 室

电话:010-88096218/88096217 传真:010-88096216 网址:www.goldway.com.cn

联系人:徐勇小姐 陈锦先生 施楠小姐

Email: xuyong@goldway.com.cn kevinchen@goldway.com.cn shinan@goldway.com.cn