

高温超导体的磁激发: 探寻不同体系铜氧化物的共同特征

戴鹏程^{1, 2, †} 李世亮¹

(1 田纳西大学物理与天文系 田纳西 美国 37996 - 1200)

(2 橡树岭国家实验室中子散射中心 田纳西 美国 37831 - 6393)

摘要 文章回顾了中子散射在高温超导铜氧化物磁激发研究中的最新进展. 自从铜氧化物在 20 年前被发现以后, 理解它们超导电性的微观来源一直是凝聚态物理中的核心课题. 在传统超导体中, 使得电子成对形成超导态的相互作用是以晶格振动(声子)为媒介的. 而对于铜氧化物的超导机理, 人们通常认为磁激发可能起到根本的作用, 因为超导电性是在可移动的“电子”或“空穴”掺杂到反铁磁母体化合物之后才发生的. 文章总结了过去 20 年来利用非弹性中子散射研究磁激发的关键结果和现状, 并指出了将来可能的研究方向.

关键词 高温超导体, 中子散射, 磁共振峰, 磁非公度峰

Magnetic excitations in high-temperature superconductors : search for universal features in different classes of copper oxides

DAI Peng-Cheng^{1, 2, †} LI Shi-Liang¹

(1 Department of Physics and Astronomy, University of Tennessee, Tennessee 37996 - 1200, USA)

(2 Oka Ridge National Laboratory, Tennessee 37831 - 6393, USA)

Abstract We review current progress in the neutron scattering studies of magnetic excitations in high-transition temperature (high- T_c) copper oxide superconductors. Since its discovery 20 years ago, understanding the microscopic origin of superconductivity in these copper oxides has been the “holy-grail” in condensed matter physics. In contrast to conventional superconductors, where the interaction that pairs the electrons to form the superconducting state is mediated by lattice vibrations (phonons), it is generally believed that magnetic excitations might play a fundamental role in the superconducting mechanism of copper oxides because superconductivity occurs when mobile “electrons” or “holes” are doped into the antiferromagnetic parent compounds. In this review, we summarize the key results on the magnetic excitations obtained by inelastic neutron scattering over the past 20 years. We discuss the status of the field and point out possible future directions.

Keywords high-temperature superconductor, neutron scattering, magnetic resonance, magnetic incommensurability

1 引言

不算很久以前, 凝聚态物理学家们高举着布洛赫 (Bloch) 定理的大旗, 普遍认为如果我们理解

单个晶胞, 那么就可以理解整个晶体的性质, 因为平移对称性保证了每个晶胞都是完全相同的. 然而这种均匀基态的假设(对于大多数凝聚态物理学家来说他们几乎是不加思索地接受这一点的), 实际上

2006 - 07 - 19 收到

† 通讯联系人. Email: daip@ornl.gov

仅仅在固体可以被单电子描述的情况下才能够严格成立,后者即可以为朗道(Landau)的费米液体理论(FLT)所概括。50 多年来,FLT 为我们研究物质金属态的本质提供了意义深远的视角。根据 FLT,在一个普通金属内,相互作用的电子系统可以看作是无相互作用的“准粒子”所构成的量子气体。这种准粒子从每个角度上看都很像自由电子,只是它们的有效质量不一样而已。FLT 与能带理论和基于 FLT 的巴丁-库珀-施里弗(BCS)超导理论一起,可以很好地描述大多数绝缘体、半导体、金属、以及超导体。但是,1986 年发现的高温超导铜氧化物彻底地改变了我们对于超导电性乃至更广泛的强关联电子材料物理本质的理解,因为它们的很多性质都和 FLT 的预言完全不同。

和传统超导体不同,所有的高温超导体都是通过反铁磁绝缘母体中掺杂“空穴”或“电子”得到的,而前者却是金属。在未掺杂母体中的反铁磁结构很简单,仅仅是将铜氧面上的晶格单胞加倍而已,如图 1(a)所示^[1]。当可移动的空穴或电子掺杂入这些铜氧面时,长程反铁磁序逐渐被破坏并被金属和超导相所代替。尽管静态反铁磁序被消除了,但是中子散射实验却清楚地表明,在所有掺杂浓度的样品中都存在着短程反铁磁自旋涨落(磁激发)。和声子类似,自旋涨落也可能作为一种媒介使得电子成对并形成超导态^[2,3],所以当系统从反铁磁绝缘体过渡到过掺杂超导体时,确定自旋涨落的能量($\hbar\omega$)和波矢(Q)的依赖关系就变得非常重要了。本文的目的就是总结不同体系的高温超导体中利用中子散射研究磁激发的最新结果。如果自旋涨落确实对高温超导机理非常重要的话,那么对于不同体系的高温超导体,一定会存在一个共同的特征。

在引言的最后,我们简单地介绍一下中子散射。中子是一种亚原子粒子,质量为 1.0087 单位原子质量,不带电荷,但是具有 1/2 的自旋。由于热中子和冷中子的波长与能量和固体中的原子间距以及晶格振动可以相比,因此中子散射在确定高温超导体静态和动态的晶格与磁性特性时具有独特而不可替代的作用。其中的一些原因如下(1)中子被原子核所散射,所以轻原子(如氧)和重原子的散射强度是相似的(2)中子本身的磁距(自旋 1/2)和固体中的局域磁离子以及未配对的巡游电子相互作用(3)中子是一种很弱的探测工具,因此中子散射截面仅仅取决于系统的静态和动态关联函数,而无需要修正探测器本身的影响(4)中子可以穿透整个样品,

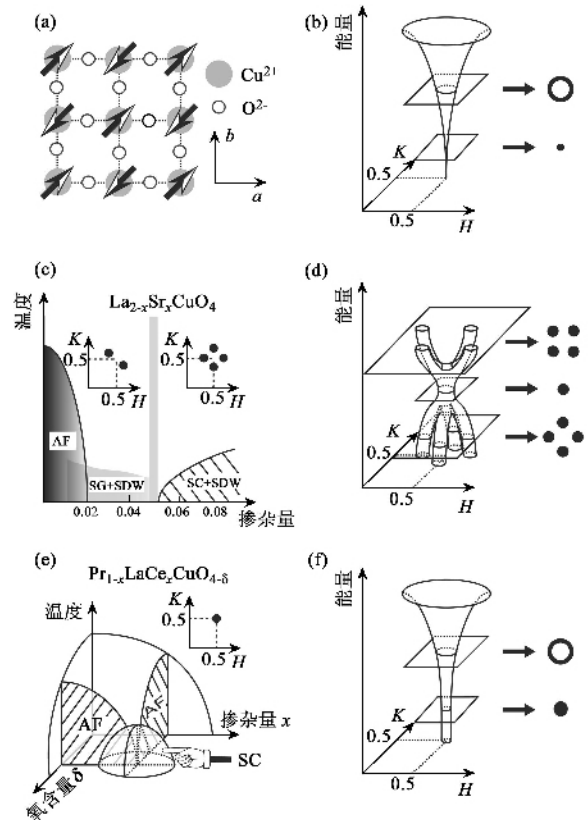


图1 本领域现状的简单总结 (a) 空穴型掺杂超导体母体同线自旋结构示意图,电子型母体的自旋结构是非同线的 (b) 从 Cu^{2+} 的自旋反铁磁序得到的自旋波色散关系,该色散关系可以被最近邻的海森伯哈密顿量很好地描述 (c) $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) 体系中自旋密度波(SDW)随空穴密度增加而演化,当掺杂量 $0.02 \leq x \leq 0.05$ 时,在 LSCO 的自旋玻璃相中存在两个静态的非公度 SDW 峰,分别位于 $(0.5 + \delta, 0.5 - \delta)$ 和 $(0.5 - \delta, 0.5 + \delta)$,而当 $x \geq 0.05$,系统进入超导态之后,两对非公度 SDW 峰同时在 $(0.5 \pm \delta, 0.5)$ 和 $(0.5, 0.5 \pm \delta)$ 出现^[6] (d) 空穴掺杂的 LSCO 和 YBCO 中的自旋激发色散关系^[28] (e) 电子型超导体的三维相图,本文内容集中在 $\text{Pr}_{0.88}\text{LaCe}_x\text{CuO}_{4-\delta}$,其中氧含量 δ 是变化的 (f) 电子型材料的自旋激发^[32]

因此表面的缺陷并不会影响测量结果。

2 空穴或电子掺杂到铜氧面时静态反铁磁序的演变

弹性中子散射可以测量静态反铁磁序,因此可以用来确定空穴和电子型材料的磁结构^[4]。尽管未掺杂母体中的自旋波和超导材料中的自旋涨落在原则上可以由非弹性中子散射来决定,但是后者却需要大块的高质量单晶,因此大多数的自旋激发测量都限制在 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) 和 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ (YBCO) 铜氧化物体系中,因为这两个体系可以

相对比较容易得到大块单晶^[5]. 对于每个单胞只有一层铜氧面的 LSCO, 中子散射实验已经发现, 在 x 靠近 $1/8$ 附近的样品中, 超导和静态的非公度自旋密度波 (SDW) 共存^[6]. 此处的 SDW 是准二维的, 即在铜氧面内是长程有序的, 而沿着 c 轴则仅仅短程相关^[6]. 以 LSCO 的正方晶格为索引, 反铁磁序在倒空间的位置处于铜氧层的 $(0.5, 0.5)$, 而 4 个非公度 SDW 峰的位置则是 $(0.5 \pm \delta, 0.5)$ 和 $(0.5, 0.5 \pm \delta)$ ^[5]. 在最佳掺杂时, LSCO 的 T_c 最高, 此时静态 SDW 序消失并出现自旋能隙, 而在自旋隙能量之上, 则代之以非公度的自旋涨落^[7]. 另一方面, 对于低掺杂的绝缘 ($x = 0.03, 0.04, 0.05$) 和超导 ($x = 0.06$) 样品的实验表明, SDW 序的特征在从非超导向超导态转变的边界处发生了改变^[8]. 对于非超导的 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0.03, 0.04, 0.05$), 存在着两个非公度 SDW 峰, 其方向和超导样品中的非公度峰相比旋转了 45° . 当增加掺杂量 x 使得样品进入超导态时, 两个非公度 SDW 峰变成了位置在 $(0.5 \pm \delta, 0.5)$ 和 $(0.5, 0.5 \pm \delta)$ 的 4 个非公度峰. 此外, 非公度值 δ 在低掺杂样品中线性依赖于掺杂量 x , 而当 $x \geq 1/8$ 时则趋于饱和^[7].

对于空穴掺杂的 YBCO, 情况却非常不一样. 因为很难将 $x \sim 0.3$ YBCO 样品中的氧处理均匀, 所以对于绝缘金属相变边界附近的静态反铁磁演化还很不清楚. 不过, 最近的 μ 介子自旋旋转 (μSR) 实验表明, 在非常干净的欠掺杂 YBCO ($x = 0.375$) 单晶中, 超导和反铁磁相是共存的^[9]. 在相似晶体上所做的中子散射实验显示, 该反铁磁序是准静态的, 其行为非常像自旋玻璃^[10].

对于典型的电子型掺杂超导体 $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (NCCO)^[11, 12], 以前的中子散射实验显示, 当超导态建立时, 静态三维反铁磁序被强烈地抑制^[13]. 然而, 即使对最佳掺杂的 NCCO ($T_c = 25\text{K}$) 也仍然存在着静态反铁磁序^[14]. 而对于同样是电子型掺杂的 $\text{Pr}_{1-x}\text{La}_x\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ (PLCCO), μSR ^[15] 和中子衍射的结果^[16, 17] 都表明, 静态反铁磁序在 PLCCO 被退火到最佳超导电性时即不再存在, 如图 1(e) 的相图所示. 在中间掺杂区域, 存在着二维的公度 SDW 和空穴掺杂材料中的非公度 SDW 相似. 因此, 铜氧化物中反铁磁到超导的转变存在着一个中间过程, 在此期间, 材料内部形成了一种微观 (或介观) 的不均匀状态.

3 自旋激发随空穴浓度增加的演化

尽管高温超导体母体的反铁磁自旋结构, 例如 La_2CuO_4 和 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, 在它们被发现后不久便已经被解决^[1, 5], 但是 La_2CuO_4 自旋波激发完整的色散关系直到卢瑟福-阿普尔顿实验室 ISIS 的飞行时间中子谱仪建成之后才最终被确定. 图 2 的上半部分总结了 La_2CuO_4 的自旋波色散关系^[18]. 利用海森伯哈密顿量, Radu 等推出了最近邻交换 $J = 111.8 \pm 4\text{meV}$, 而次近邻交换 $J' = 11.4 \pm 3\text{meV}$. 这意味着磁交换作用主要是最近邻的反铁磁相互作用. 图 2 的下半部分则给出了局域磁化率 $\chi''(\omega)$ 对能量的依赖关系. 其中 $\chi''(\omega) = \int \chi''(Q, \omega) d^3Q / \int d^3Q$ ^[18, 19]. 结果正如常规的自旋波, 局域磁化率在大部分被探测的能量区域基本上是常数, 即和能量无关. 这个结果说明高温超导铜氧化物母体的反铁磁序可以被经典的海森伯理论很好地描述. 因此, 现在的问题是当空穴或电子掺杂到铜氧层后, 自旋波会发生怎样的改变.

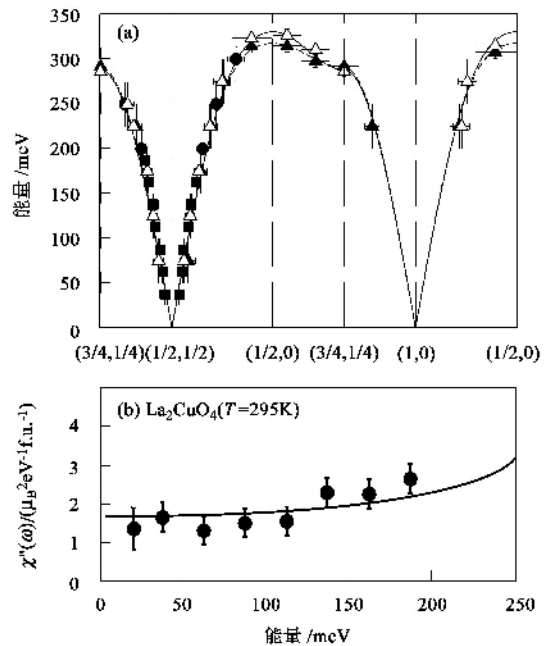


图 2 (a) 未掺杂 La_2CuO_4 的自旋波色散关系曲线^[18], 实线和虚线是采用海森伯哈密顿量模拟的结果 (b) La_2CuO_4 的局域磁化率, 其大小由对观测到的自旋波波矢积分得到^[19]

对于 LSCO, 上述的弹性测量已经表明了 4 个非公度峰的存在, 这种非公度峰在 $x \geq 0.06$ 超导出现

时类似于一级相变一样同时出现^[8]。非弹性中子散射实验显示,自旋涨落的非公度量 δ 仅仅依赖于掺杂量,而和引入电荷的方法无关(图 3)。作为空穴浓度的函数,非公度量随空穴浓度的增加而线性增加,直到在 $x \geq 1/8$ 之后饱和在大约 $\delta \approx 0.125$ ^[7]。而作为能量的函数,非公度量随着能量的增加而减小,并向内聚拢汇聚到一点,后者被称为共振峰。在共振峰之上,非公度峰重新出现并向外分散,使得整个自旋激发谱看起来像是一个沙漏(图 1d)^[21,22]。

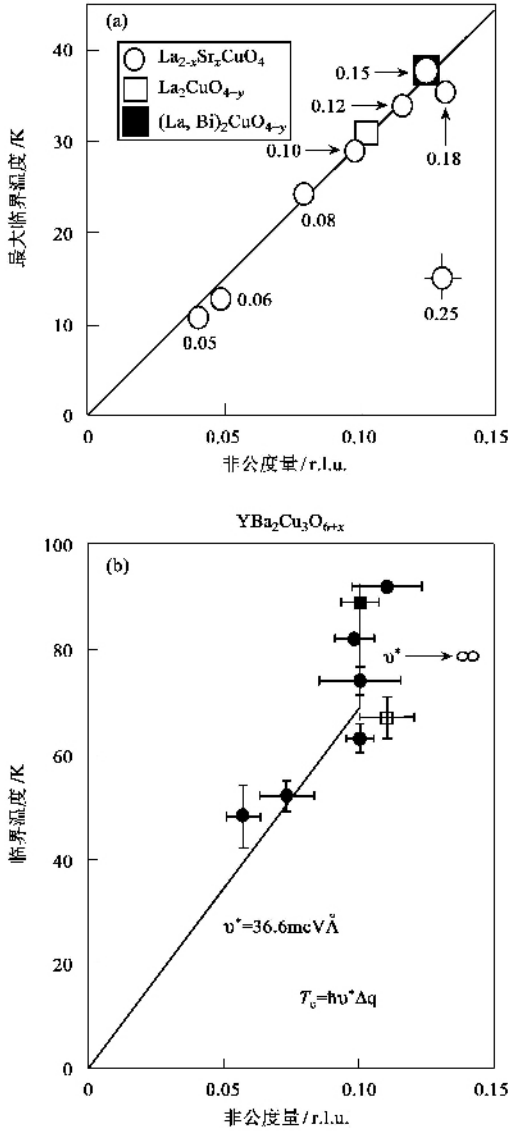


图 3 (a) 单层高温超导铜氧化物 LSCO 体系中非公度量 δ 对 T_c 的依赖关系^[7] (b) 双层高温超导体 YBCO 中相似的数据^[25] 注意 δ 在 T_c 大于 60K 的样品中饱和在 $\delta = 0.1$

对于每个单胞有两层铜氧面的 YBCO,情况要更加复杂。早期对最佳掺杂附近的 YBCO 测量主要

集中在共振峰,即以铜氧层二维倒空间的波矢 $(1/2, 1/2)$ 为中心的尖锐磁激发^[23,24]。值得注意的是,该波矢对应于未掺杂母体中反铁磁布拉格峰的位置(图 1a 和 1b)。然而,近来更系统的中子散射实验发现, YBCO 的自旋激发谱和 LSCO 的惊人地相似^[25-27]。例如,在共振峰之下的自旋涨落同样在和 LSCO 相似的非公度位置^[26]。不过和 LSCO 不同, YBCO 中非公度量对掺杂的依赖在 $x \geq 0.5$ 时饱和在 $\delta \approx 0.1$ ^[25]。这种不同可以用 YBCO 中存在的很大的超导自旋隙来解释,因为后者会抑制低能的自旋激发^[28]。

在最近的一篇综述文章中, Tranquada^[28] 讨论了本领域对空穴型材料研究的现状。图 4 总结了目前所有被研究的空穴型单层 LSCO 和双层 YBCO 材料的色散关系,其中纵轴为能量和交换耦合能量 J 的比值。图 4 给出的一个关键结论便是空穴铜氧化物自旋激发的色散关系是普适的,并且和材料的细节无关。在其中一种空穴铜氧化物 $\text{La}_{0.875}\text{Ba}_{0.125}\text{CuO}_4$ 中存在着静态条纹^[21],在条纹序中,空穴被隔离成不均匀的图案(条纹),从而使得反铁磁区域可以保留。根据这一点, Tranquada 认为空穴型超导铜氧化物中的自旋激发起因于条纹的动态形式。也就是说,这些激发是动态条纹的结果,因此条纹应当直接和高温超导机理相关。

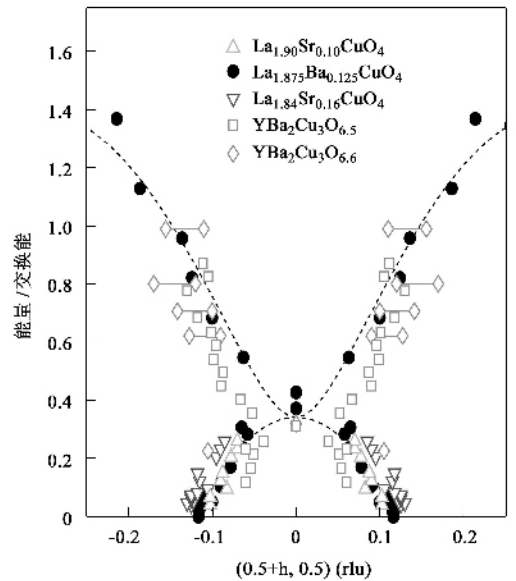


图 4 不同空穴掺杂高温超导铜氧化物色散关系的比较^[28] (其中能量已经用相对应的母体绝缘体的超交换能量 J 来标度,具体细节参见文献[28])

尽管这种条纹的图像可能可以解释自旋激发的

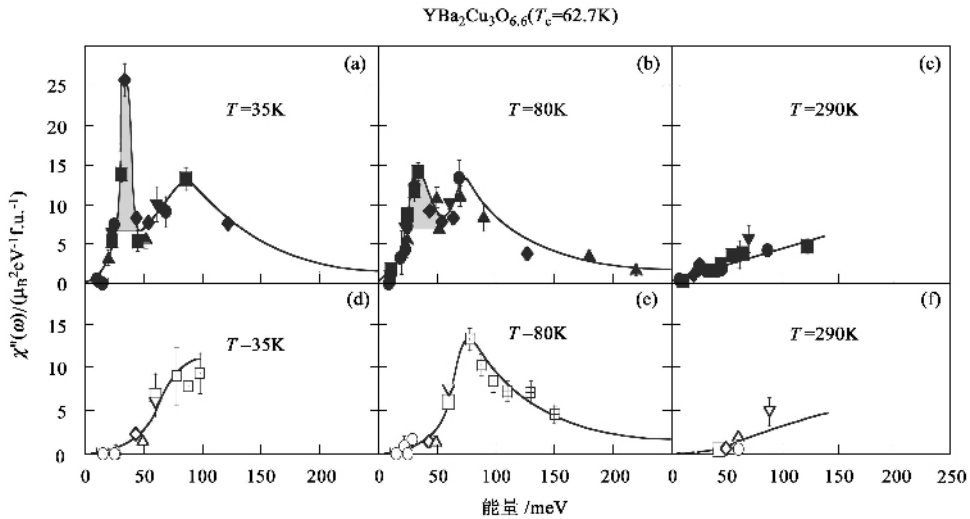


图5 欠掺杂 YBCO ($x=0.6$) 样品中声学 and 光学通道的局域磁化率 $\chi''(\omega)$ 的温度依赖关系^[20]

一些特征,但是这些激发也可能来源于跨过叠套费米面的准粒子相互作用. 由于有充足的证据表明掺杂铜氧化物超导态中准粒子和费米面的存在,因此自旋激发对掺杂和能量的依赖关系可能反应了费米面拓扑的变化. 例如, YBCO 中沙漏型自旋激发的细节早在中子散射实验以前就已经被费米面叠套模型所预言了^[29].

上述的共振峰和非公度自旋涨落与母体中自旋波激发的色散关系非常不同,除此之外,确定当空穴被引入铜氧面之后局域磁化率(对波矢积分)的演化也非常令人感兴趣. 如图 2 下半部分所示,未掺杂 La_2CuO_4 的局域磁化率在能量小于 200meV 时基本上不依赖于能量. 对于未掺杂的 YBCO ($x \leq 0.2$),情形是类似的. 只是对于 YBCO 来说,自旋波激发有声学和光学两个通道,因为每个单胞有两层铜离子. 其中声学自旋波对应于两层铜氧面内以相同方式运动的自旋,而光学自旋波则对应着相反方式运动的自旋. 对未掺杂的 YBCO ($x \leq 0.2$),光学隙大约是 70meV ^[30]. 对于欠掺杂 YBCO ($x=0.6$, $T_c=63\text{K}$),声学通道的局域磁化率显示,随超导出现的主要特征是,大约在 34meV 时的共振模式以及 $\sim 20\text{meV}$ 时的自旋隙(图 5)^[20]. 而在光学通道,绝缘体中 70meV 的光学隙^[30]则下降到大约 40meV . 很明显,和绝缘 YBCO 的局域磁化率相比^[30],空穴掺杂同时抑制了低能和高能的自旋涨落,使其在中间能量区域的磁化率大于绝缘体的.

对于最佳掺杂附近的单层 LSCO 样品,图 6 中局域磁化率 $\chi''(\omega)$ 对温度的依赖关系给出了基本

相同的图像. 在正常态 $\chi''(\omega)$ 不存在自旋隙,但是和未掺杂样品的自旋波(见图 2)比较,却在低能和高能同时被抑制. 可是,在中间能量区域的 $\chi''(\omega)$ 却比未掺杂自旋波的要大. 当系统进入低温的超导态时,一个 $\sim 6\text{meV}$ 的自旋隙打开,并将态密度推至自旋隙能量以上的 $9\text{--}30\text{meV}$ 区域(图 6). 如果假设被中子测量到的自旋涨落直接和电子态密度相关的话,这个结果和传统的 BCS 图像惊人地相似. 尽管这个在 T_c 以下强度增加的现象并不出现在反铁磁布拉格点 ($1/2, 1/2$),而是发生在非公度位置,但是它仍然被认为是和双层 YBCO 体系中的共振峰一起带给我们相同的信号^[28]. 很明显,为了建立不同超导铜氧化物体系之间的共同特征,我们必须看一看其他并没有被中子散射大量研究的材料. 因此,本文将在下一节集中介绍我们在过去几年对电子型高温超导材料研究的结果.

4 电子型高温超导体的自旋激发演化

电子型高温超导体在空穴型材料发现之后不久便被找到^[11,12]. 这些材料的一个独特特征是,生长出的样品是长程反铁磁序的绝缘体. 只有在经过后期退火从而去除样品中多余的氧时才能够得到超导电性. 尽管退火过程导致超导发生的具体微观机制还不清楚,但是这种必要的过程本身说明,这些材料的实际掺杂量是被 Ce 和氧的浓度同时控制的. 因而,电子型材料的相图应当是三维的. 以前大多数报道的相图都是对 Ce 掺杂的依赖关系^[15],而我们则

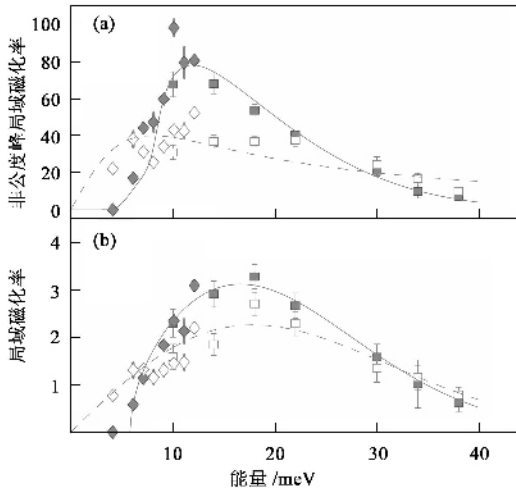


图 6 最佳掺杂 LSCO 中 (a) 非公度峰 $\chi''(Q, \omega)$ 和 (b) 局域 $\chi''(Q, \omega)$ 的温度依赖关系^[22]

集中理解以退火和去氧过程为函数的从反铁磁到超导电性的转变. 对于 $\text{Pr}_{0.88}\text{LaCe}_{0.12}\text{O}_{4-\delta}$ (PLCCO), 增加去氧数量 δ , 抑制了静态反铁磁序, 但却增强了超导性. 图 1(e) 示意了我们过去几年来已经测量得到的相图截面^[16, 17].

对于磁激发, Yamada 和合作者们^[14] 以前在电子型 NCCO 的工作表明, 其散射是公度的, 并以 $(1/2, 1/2)$ 为中心. 而且, 他们还发现, 超导会引入一个很小的 (几个 meV) 自旋隙. 而在我们对 PLCCO 所做的研究工作中, 决定采用系统的方法来理解自旋激发以退火过程为函数的演化. 我们第一个用 ISIS 的 MAPS 飞行时间谱仪探测了欠掺杂 PLCCO ($T_c = 21\text{K}$) 的全部磁激发谱. MAPS 大量的对位置敏感的探测器使得直接测量不同能量下的自旋激发对波矢的依赖关系成为可能. 从对磁激发图像中切割便可以确定色散曲线 (图 7). 电子型掺杂的效果是使得在 $(1/2, 1/2)$ 位置的公度自旋涨落在低能区域 ($\hbar\omega \leq 80\text{meV}$) 沿波矢方向展宽, 而在高能部分 ($\hbar\omega \geq 100\text{meV}$) 类似于自旋波的激发强度则被抑制. 这很明显地导致了局域动态自旋磁化率 $\chi''(\omega)$ 对能量依赖关系的重新分布, 在大约 2 meV 的地方出现了一个新的能量标度 (图 7). 这个电子型掺杂 PLCCO 新的能量标度明显小于最佳掺杂的 LSCO^[22] 和欠掺杂 YBCO ($x = 0.6$)^[20].

尽管上述数据提供了电子型高温超导体自旋激发一致的图像, 但是电子型掺杂铜氧化合物的自旋激发是否和空穴型掺杂材料具有相同的特征仍然不清楚. 实际上, 通过测量欠掺杂 PLCCO 得到的整个激发

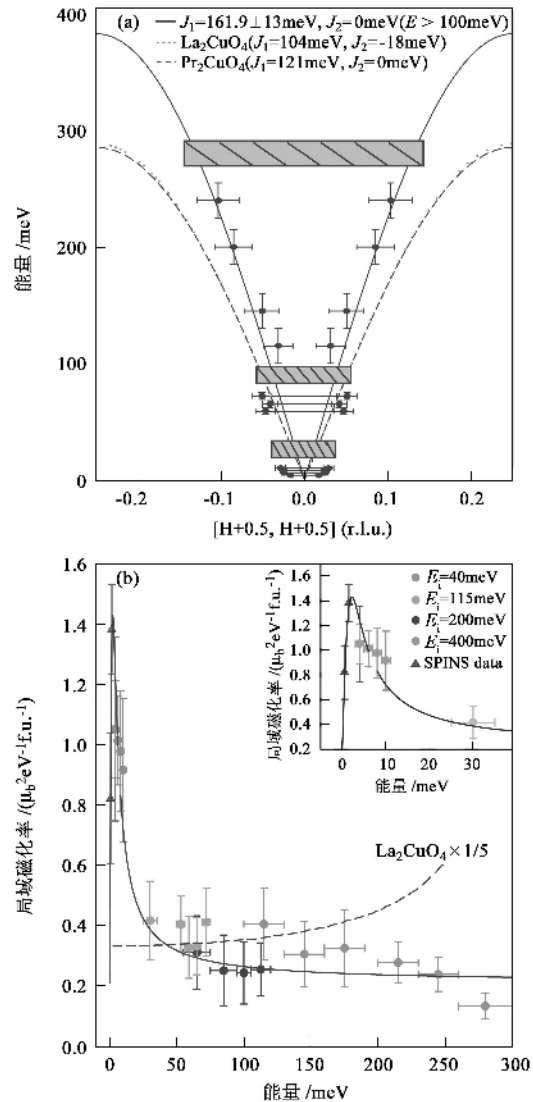


图 7 (a) PLCCO 样品 ($T_c = 21\text{K}$) 在 7K 时的自旋激发色散关系. 实线、虚线和点线是不同交换能量下的线性自旋波拟合的色散曲线. (b) PLCCO 的局域磁化率 $\chi''(\omega)$ 和能量的依赖关系. 虚线是 La_2CuO_4 的 $\chi''(\omega) \times 1/5$ ^[32]

谱^[32], 似乎建议电子型掺杂材料可能和空穴型掺杂材料可能根本不同, 因为前者并没有可观测的非公度自旋涨落. 可是, 在对最佳掺杂 PLCCO ($T_c = 24\text{K}$) 自旋激发的最新研究中, 我们已经发现了电子型掺杂材料的共振模式^[33]. 让人惊讶的是, PLCCO 的共振能量正好落在了所有体系的普适曲线上, 因此说明这个激发和载流子类型无关, 是所有高温超导铜氧化合物的主要特征. 同时, 在一个低能激发是公度的色散关系的系统中发现了共振峰 (图 8) 意味着在共振峰能量和空穴掺杂铜氧化物体系中观测到的向内发散的非公度激发之间并没有本质上的联系 (图 1).

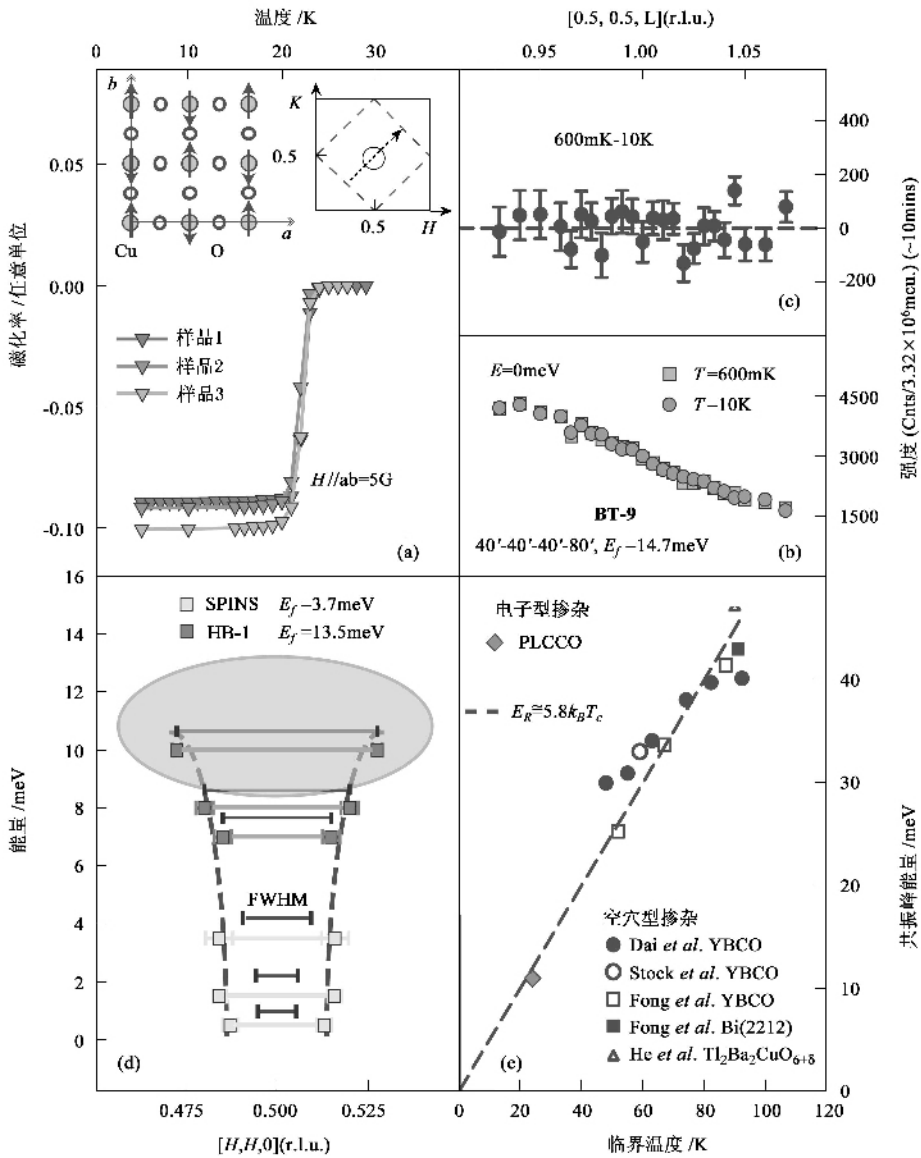


图 8 最佳掺杂 PLCCO 的中子散射结果总结. 公度的自旋涨落色散到大约 11meV 的公度共振峰. 空穴和电子型掺杂的高温超导铜氧化物的共振能量标度都与关系 $E_r = 5.8k_B T_c$ 相吻合

5 总结和结论

本文简要总结了利用中子散射研究高温超导铜氧化物磁激发的最新进展. 高温超导铜氧化物的母体可以在存在长程反铁磁序的 $1/2$ 自旋莫特绝缘体的框架下很好地被理解. 在空穴型掺杂材料中, 包括双层体系 YBCO 和单层铜氧化物 LSCO, 其低能磁涨落从公度位置波矢 $Q = (1/2, 1/2)$ 处劈裂开, 改为沿着非公度位置 $Q = (0.5 \pm \delta, 0.5 \pm \delta)$. 当增加能量时, 这些低能涨落向内聚拢并汇聚在公度波矢 $Q = (1/2, 1/2)$, 而当继续增加能量时, 它们重新向外发

散, 但是从它们原始的位置旋转开 (图 1(d)). 对于 YBCO, 在非公度涨落汇聚到公度位置的能量, 谱权重在 T_c 以下显著增加, 导致一个局域的磁模式产生. 这个模式被称为共振激发, 它和超导强烈耦合, 并在最佳掺杂体系中, 仅仅在 T_c 以下才出现. 该共振模式在另外两个空穴型掺杂材料中也被发现, 而且特征能量 E_r 通过普适关系 $E_r = 5.8k_B T_c$ 和系统的超导相紧密联系. 这暗示共振峰是和高温超导材料中的电子-电子成对机制相联系的.

既然在空穴型掺杂铜氧化物的磁激发谱中共振模式和非公度峰是共有的, 那么一个问题自然出现. 这些特征是否在电子型掺杂铜氧化物中的自

旋激发中一样存在呢?为了回答这一问题,我们探测了最佳掺杂电子型铜氧化合物 PLCCO($T_c = 24\text{K}$)的自旋动力学.利用冷中子三轴谱仪,我们研究了这个系统的低能激发,发现自旋涨落至少在 0.5 meV 仍然是无隙的,并且保持在公度位置.这和最佳掺杂空穴型铜氧化合物中观测到的有自旋隙的、非公度的相并不一样(图 1).尽管电子型掺杂铜氧化合物中低能自旋激发的公度特性排除了空穴型铜氧化合物中的非公度峰是所有高温超导体普适性质的可能,关于电子型铜氧化合物中是否存在共振模式的问题依然存在.我们利用热中子三轴谱仪,发现了一个局域磁模式,其强度在系统冷却到 T_c 以下时增加.该模式以 $\sim 11\text{ meV}$ 为中心,并且精确地出现在公度波矢 $Q = (1/2, 1/2)$ 的位置.温度扫描验证了该模式仅仅在 T_c 以下才出现,因此它和空穴型铜氧化合物中观测到的共振模式是完全一样的^[33].

因此这个在电子型掺杂体系中的共振能量就可以和空穴型铜氧化合物中观测到的相同共振峰相比较,如图 8 所示.令人惊讶的是,PLCCO 的 E_r 完全落在所有体系的普适曲线上,因此说明该激发是所有高温超导铜氧化合物中最基本的,和载流子类型无关.同时,由于该系统中公度低能激发传播到共振模式中(图 8),这一发现意味着空穴型铜氧化合物体系中的共振能量和观测到的向内汇聚的非公度激发并没有本质上的联系.因此,二十年来在不同体系材料中利用中子散射对磁激发的研究得到了一个重要的结果,即共振模式是超导铜氧层的一个基本的普适特征.如果能够理解共振峰的微观起源,那么我们也许可以最终确定究竟什么是在高温超导中粘合电子的“胶水”.

致谢 我们非常感谢研究生 Stephen Wilson 和 Hye Jung Kang,因为正是他们博士论文的工作使得这个综述成为可能.我们也对下列教授表示感谢,因为和他们的讨论很有帮助:闻海虎,张守晟,李东海,翁振宇.本工作的支持单位是 US NSF Grant No. DMR-0453804,US DOE BES Grant No. DE-FG02 - 05ER46202. ORNL 的支持单位是 US DOE Grant. No. DE-AC05-00OR22725.本工作同时也受到中国科学院“超导和非常规电子态国际合作团队”计划(ITSCNEM)的支持.

参 考 文 献

[1] Vaknin D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1987 ,58 :2802
 [2] Scalapino D J. Phys. Reports ,1995 ,250 :330
 [3] Chubukov A ,Pines D ,Schmalian J. In :The Physics of Superconductors ,Vol I ,Conventional and High- T_c Superconductors. Eds. Bennemann K H , Ketterson J B. Springer , Berlin , 2003. 495
 [4] Lynn J W ,Skanthakumar S. In :Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths. Ed. Gschneidner K A , Jr. Eyring L , Maple M B. Elsevier , Amsterdam ,2001 ,Vol 31. 315
 [5] Kastner M A , Birgeneau R J , Shirane G *et al.* Rev. Mod. Phys. ,1998 ,70 :897
 [6] Kimura H ,Hirota K , Matsushita H , Yamada K *et al.* Phys. Rev. B ,1999 ,59 :6517
 [7] Yamada K ,Lee C H ,Kurahashi K *et al.* Phys. Rev. B ,1998 ,57 :6165
 [8] Wakimoto S , Shirane G , Endoh Y *et al.* Phys. Rev. B ,1999 ,60 :R769
 [9] Miller R I *et al.* Phys. Rev. B 2006 ,73 :144509
 [10] Stock C *et al.* Phys. Rev. B ,2006 ,73 :100504
 [11] Tokura Y , Takagi H , Uchida S. Nature (London) ,1989 ,337 :345
 [12] Takagi H , Uchida S , Tokura Y. Phys. Rev. Lett. ,1989 ,62 :1197
 [13] Yamada K , Kurahashi K , Endoh Y *et al.* J. Phys. Chem. Solids ,1999 ,60 :1025
 [14] Yamada K , Kurahashi K , Uefuji T *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 ,90 :137004
 [15] Fujita M , Kubo T , Kuroshima S *et al.* Phys. Rev. B 2003 ,67 :014514
 [16] Dai P ,Kang H J ,Mook H A *et al.* Phys. Rev. B ,2005 ,71 :100502
 [17] Kang H J , Dai P , Mook H A *et al.* Phys. Rev. B 2005 ,71 :214512
 [18] Coldea R , Hayden S M , Aeppli G *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2001 ,86 :5377
 [19] Hayden S M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1996 ,76 :1344
 [20] Dai P *et al.* Science ,1999 ,284 :1344
 [21] Tranquada J M *et al.* Nature 2004 ,429 :534
 [22] Christensen N B *et al.* Phys. Rev. Lett. 2004 ,93 :147002
 [23] Rossat - Mignod J *et al.* Physica C ,1991 ,185 :86
 [24] Mook H A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1993 ,70 :3490
 [25] Dai P , Mook H A , Hunt R D *et al.* Phys. Rev. B 2001 ,63 :054525
 [26] Hayden S M , Mook H A , Dai P *et al.* Nature 2004 ,429 :531
 [27] Stock C *et al.* Phys. Rev. B 2004 ,69 :014502
 [28] Tranquada J M. cond - mat/0512115
 [29] Norman M R. Phys. Rev. B 2001 ,63 :092509
 [30] Hayden S M , Aeppli G , Perring T G. *et al.* Phys. Rev. B , 1996 ,54 :R6905
 [31] Fujita M *et al.* Phys. Rev. B 2003 ,67 :014514
 [32] Wilson S D *et al.* Phys. Rev. Lett. 2006 ,96 :157001
 [33] Wilson S D *et al.* Nature 2006 ,442 :59