

电子型最佳掺杂高温超导体 $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$ 中的磁激发谱

赵俊^{1 †} 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 文章作者用非弹性中子散射探测了电子型最佳掺杂高温超导体 $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$ ($T_c = 25\text{K}$) 的磁激发谱. 当样品的温度从正常态逐渐降低至超导态时, 在以波矢 $Q = (\pi, \pi, 0)$ 为中心的区域, 系统打开了一个小于 4meV 的自旋隙, 与此同时, 在 9.5meV 附近出现了一个“中子-自旋磁共振峰”, 并且“共振峰”的强度随温度的变化关系类似于超导序参量在超导相变发生时的变化. 这一点与以前发现的各种空穴型超导体以及电子型超导体 $\text{Pr}_{0.88}\text{LaCe}_{0.12}\text{CuO}_4$ 中的“共振峰”的性质极为相似. 因此可以说明“共振峰”是所有高温超导体的共性, 并且对高温超导电性的形成有着非常关键的作用.

关键词 非弹性中子散射, 电子型超导体, 共振峰, 高温超导

Spin excitations in the optimally electron-doped superconductor $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$

ZHAO Jun^{1 †} 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 The magnetic excitation spectrum of an optimally electron-doped superconductor $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$ at $T_c = 25\text{K}$ has been measured using inelastic neutron scattering. On cooling from the normal to the superconducting state, a spin gap below 4meV appears in the system and a resonance occurs at about 9.5meV centered at $Q = (1/2, 1/2, 0)$. The intensity of the resonance evolves like a superconducting order parameter, similar to those for hole-doped superconductors and electron-doped $\text{Pr}_{0.88}\text{LaCe}_{0.12}\text{CuO}_4$. The resonance is therefore a universal feature of cuprate superconductors, and seems to be fundamental to the mechanism of high- T_c superconductivity.

Keywords inelastic neutron scattering, electron-doped superconductors, resonance, high- T_c

高温超导体发现二十年以来, 一直都是凝聚态物理前沿最为热门的一个课题. 经过各国科学家的不懈努力, 各个体系和各种测量实验结果, 从最初的众说纷纭发展到了现在的逐渐趋于统一. 最近几年, 和高温超导电性密切相关的、普遍存在于所有超导体中的一些性质尤其引起了超导理论家们的浓厚兴趣. 大家普遍认为, 这些与超导电性密切相关的超导体的共性将是最终解决高温超导机理的钥匙. “中子-自旋共振峰”正是这样一种和超导电性密切相关而且几乎存在于所有高温超导体中的重要现象. 本文将向大家介绍“中子-自旋共振峰”在

电子型超导体 $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ ($T_c = 25\text{K}$) 中的发现过程及特点 (见 *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 017001).

众所周知, 在传统的 BCS 超导体中, 电子间存在以晶格振动(声子)为媒介的间接相互作用而导致的电子间的相互吸引作用, 正是这种吸引作用导致了“库珀对”的产生^[1]. 与传统超导体大部分都是简单的金属或者合金不同, 高温超导体是通过在反铁磁绝缘体(莫特绝缘体)中掺入“电子”或者“空

2007-08-20 收到

† 通讯联系人. Email: jzhao5@utk.edu

穴”得到的. 在高温超导体中,电-声相互作用很可能不是库珀对形成的原因,因为传统BCS超导体中存在的同位素效应等电-声相互作用的直接证据在高温超导体中并不普遍存在. 高温超导体的母体化合物反铁磁绝缘体都含有一层或多层平整高对称的 CuO_2 面, Cu^{2+} 在 CuO_2 面内形成长程的反铁磁序, CuO_2 面之间也存在反铁磁的交换作用,只是面间的交换常数远小于面内交换常数,因此高温超导体的母体化合物是一个三维的反铁磁体. 当足够的“空穴”或者“电子”被掺入到 CuO_2 内时,超导电性出现,长程的反铁磁序被压制,取而代之的是短程的自旋涨落(磁激发)与超导电性共存^[2]. 由于这种自旋涨落(磁激发)和高温超导电性的天然的紧密关系,自高温超导体发现开始,高温超导体磁性质和自旋涨落(磁散射)的研究就吸引了科学家们的广泛兴趣. 经过二十多年的研究,自旋涨落在高温超导机制中的具体角色虽然仍没有被最后搞清楚,但是很多人认为自旋涨落很可能是高温超导体中“库珀对”形成的关键原因. 高温超导体的“自旋涨落”激发谱中最让人吃惊的性质就是“中子-自旋共振峰”. “中子-自旋共振峰”指的是位于 CuO_2 面内倒空间中 (π, π) 点的尖锐的磁激发. “共振峰”最初在有双层铜氧面的空穴型超导体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ (YBCO)中被发现^[3]. 之后一系列YBCO体系的中子散射实验表明,“共振峰”的能量和样品超导转变温度 T_c 有着简单的线性关系: $E_r = 5.8k_B T_c$ (图1),并且“共振峰”与温度的关系在 T_c 附近呈现出超导序参量在相变发生时的变化特点^[4,7]. 之后人们又分别在 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 和 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ 两个空穴型的超导体系中发现了“共振峰”^[5,6]. 并且这些共振峰能量和超导转变温度 T_c 都符合普适的 $E_r = 5.8k_B T_c$ 线性关系,而与超导体系无关. 因此“共振峰”可以被认为是空穴型高温超导体中一个普遍存在的性质. 而且“共振峰”在 T_c 附近和温度的依赖关系还表明,它和高温超导电性有着非常密切的关系. 研究众多高温超导体为数不多的共性而又和超导电性密切相关的性质,将为我们解决高温超导机理提供了一个非常好的平台和方法. 由于中子本身带有磁矩,所以中子散射是一种非常理想的探测高温超导体中磁涨落的手段.

2006年,我们第一次在电子型超导体 $\text{Pr}_{0.88}\text{LaCe}_{0.12}\text{CuO}_4$ ($T_c = 24\text{K}$)(PLCCO)中发现了“共振峰”的存在,共振峰的能量和 T_c 也符合普适的线性关系 $E_r = 5.8k_B T_c$ (图1)^[8,10,11]. 最近我们又在另

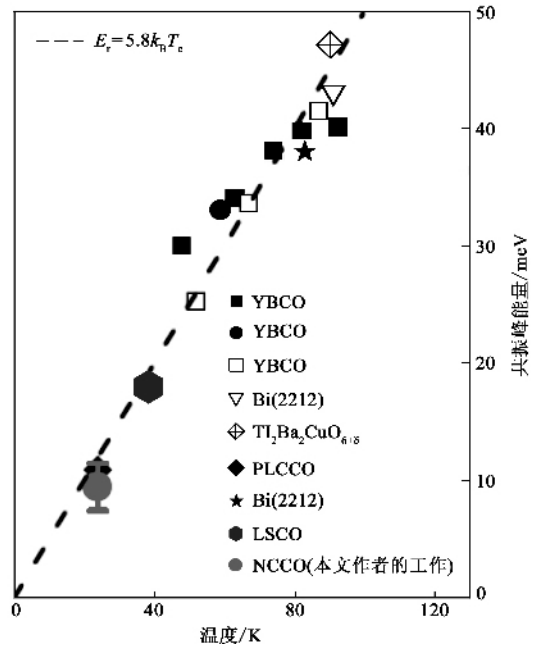


图1 不同超导体系中“共振峰”能量 E_r 与超导转变温度 T_c 的线性关系

一个电子型的高温超导体 $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ ($T_c = 25\text{K}$)(NCCO)中发现了能量与 T_c 符合普适线性关系的“共振峰”^[9]. 下面我们简单介绍一下电子型超导体NCCO的磁激发谱的特点. 我们在超导态和正常态中对样品进行了通过 (π, π) 点附近的等能扫描(如图2所示)从2.5meV到36meV的等能扫描线都是公度的以 (π, π) 为中心的磁激发峰. 从2.5meV的等能扫描线我们可以看到,当温度降到超导转变温度以下时,磁激发峰被压制,说明自旋隙在这个温度区间被打开. 而对于8meV和10meV的等能扫描数据,我们发现温度降低到超导转变温度以下时,磁激发峰反而显著增强,这就是超导电性相关的磁“共振峰”. 在36meV的等能扫描线上,我们没有发现其对温度有显著的依赖关系,进一步说明磁“共振峰”是仅局域在8meV和10meV附近.

等波矢扫描线更为清楚地表明,“共振峰”和“自旋隙”分别在9.5meV附近和4meV以下出现(见图3(c)). “共振峰”的温度关系测量数据表明,在 T_c 附近,“共振峰”发生类似于序参量在相变时的变化,在 T_c 处出现了一个清晰的拐点(见图4). 而且“共振峰”出现的能量9.5meV与NCCO的 $T_c = 25\text{K}$ 遵守普适的线性关系 $E_r = 5.8k_B T_c$ (见图1).

“共振峰”在电子型超导体中的发现,证明了“共振峰”是高温超导体的普遍性质而与掺杂电荷的种类无关. 并且我们发现,不同于空穴型超导体中普遍存在的非公度的自旋涨落和沙漏型的磁散射

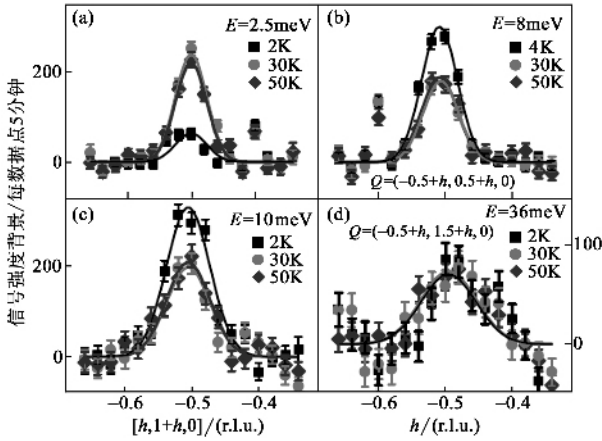


图2 不同温度下通过 (π, π) 的等能扫描数据 (r. l. u 为倒空间晶格单位)

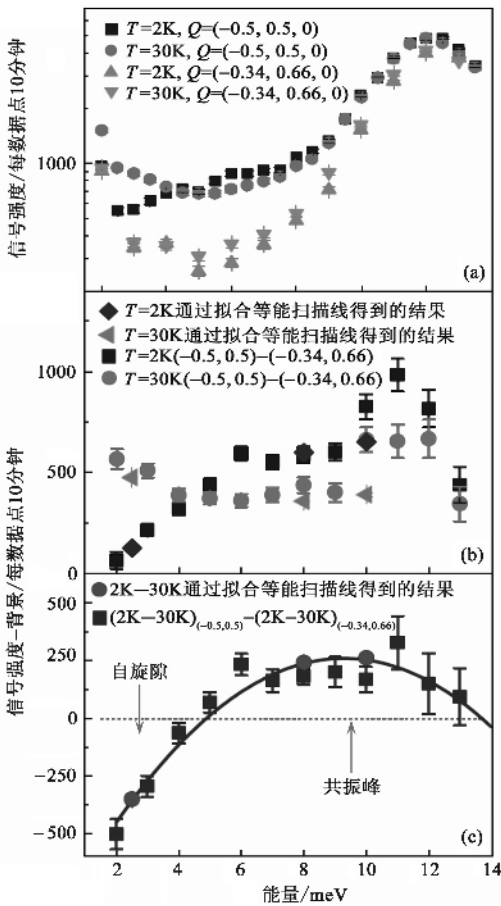


图3 不同温度下等波矢扫描数据(上下箭头所指分别为“共振峰”和“自旋隙”)

色散关系,电子型超导体中只存在公度的自旋涨落,并未发现类似于沙漏的色散关系. 因此,长期以来人们认为“共振峰”是沙漏型色散关系的必然产物的想法并不正确. 此外,我们发现在NCCO中存在低能($\sim 4\text{meV}$)自旋隙,但是在PLCCO中并没有发现任何大于 0.5meV 的自旋隙. 因此,我们可以认

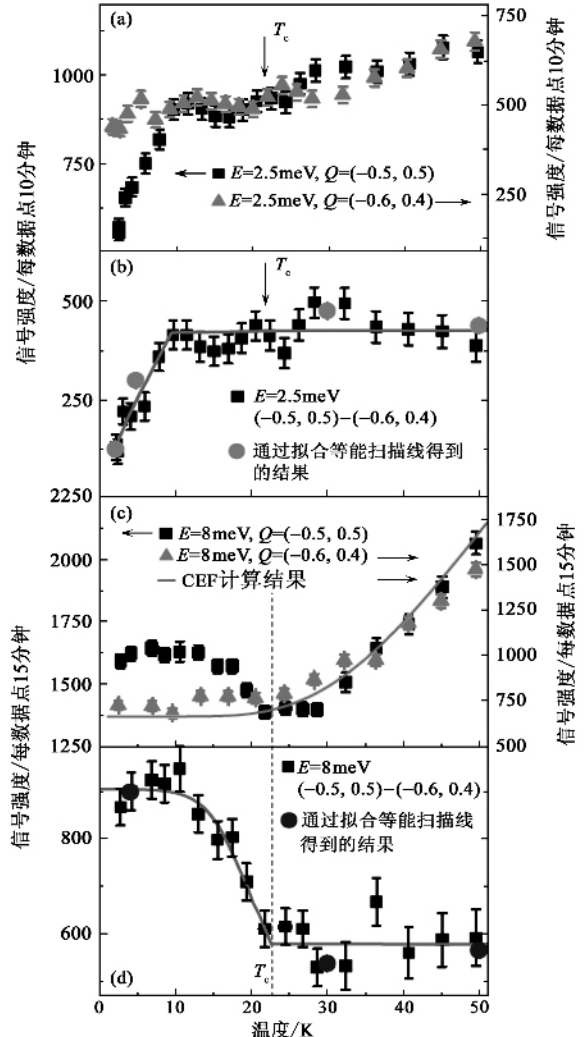


图4 “自旋隙”和“共振峰”强度的温度依赖关系

为,只有“共振峰”是高温超导体中普适的性质,而诸如公度与非公度自旋涨落,沙漏型和非沙漏型色散关系,以及有无自旋隙存在,都不是高温超导电性形成的最关键因素.

参考文献

[1] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. Phys. Rev., 1957, 108 : 1175
 [2] Kastner M A, Birgeneau R J, Shirane G. Rev. Mod. Phys., 1998, 70 : 897
 [3] Rossatmignod J, regnault L P, Vettier C *et al.* Physica C, 1991, 185 86
 [4] Stock C, Buyers W J L, Liang R *et al.* Phys. Rev. B, 2004, 69 : 014502
 [5] Fong H F, Bourges P, Sidis Y *et al.* Nature, 1999, 398 : 588
 [6] He H, Bourges P, Sidis Y *et al.* Science, 2002, 295 : 1045
 [7] Dai P C, Mook H A, Hunt R D *et al.* Phys. Rev. B, 2001, 63, 054525
 [8] Wilson S D, Dai P C, Li S L *et al.* Nature, 2006, 442 : 59
 [9] Zhao J, Dai P C, Li S L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 99 : 017001
 [10] Wilson S D, Li S L, Dai P C *et al.* Phys. Rev. B, 2006, 74 : 144514
 [11] Wilson S D, Li S L, Zhao J *et al.* Proc. Natl. Acad. Sci., 2007 (in press)