

铜氧化物高温超导体中的电子有序态

阮威 王亚愚[†]

(清华大学物理系 低维量子物理国家重点实验室 北京 100084)

2017-07-23 收到

[†] email: yayuwang@tsinghua.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20170804

Electronic orders in cuprate high temperature superconductors

RUAN Wei WANG Ya-Yu[†]

(State Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

摘要 铜氧化物高温超导现象自30年前被发现以来,对现代凝聚态物理的发展产生了极其重要的影响,然而其微观机制至今依然是一个谜。近年来,多种实验手段的研究结果发现,在铜氧化物高温超导体中电子除了形成库珀对,还可能形成多种其他新奇的有序态,例如自旋有序态、电荷有序态以及库珀对密度波等。这些有序态的起源及其与赝能隙态和超导态的关联对于理解高温超导机理可能具有重要的意义。文章将主要从实验的角度对铜氧化物超导体中的电子有序态做一个概述。

关键词 高温超导, 铜氧化物, 电荷有序态, 库珀对密度波

Abstract The mechanism of cuprate high temperature superconductivity has remained a mystery in modern condensed physics, since its discovery 30 years ago. In recent years, novel electronic orders other than superconductivity has been observed in cuprates, including spin, charge, and Cooper pair orders. The physical origin of these orders and their relation to the pseudogap and superconducting state may play important roles in unveiling the mechanism of high temperature superconductivity. Here we will briefly summarize the experimental results on these issues.

Keywords high temperature superconductivity, cuprates, charge order, pair density wave

1 引言

铜氧化物高温超导体的发现至今已经有30年的历史,然而其超导态形成的微观机制依然有待解决,这成为现代凝聚态物理学中最重要、也是最具有挑战性的问题之一。高温超导领域中一个较为普遍接受的观点是,铜氧化物超导体是掺杂莫特绝缘体,是典型的强关联电子体系^[1]。在未掺杂的母体中, CuO₂面中的铜离子为二价(Cu²⁺, 3d⁹电子态),因此在每个Cu晶格上有一个未成对的d电子。从能带论的观点来看,这将形成一个

半填满的能带,因此应该是金属。然而,由于同一个格点上双占据的d电子之间强烈的库仑排斥作用,这个母体成为莫特绝缘体,并由于超交换作用而形成反铁磁长程有序态^[1]。随着化学掺杂引入的载流子浓度增加,反铁磁长程序被逐渐压制,铜氧化物体系会发生一个绝缘态到金属态的转变,并进而产生超导态。此后随着掺杂浓度继续升高,其超导转变温度逐渐达到一个最大值(对应于最佳掺杂),然后过掺杂区又会下降直至最终消失^[2, 3]。电子之间的强关联性在铜氧化物的物理中起到至关重要的作用,特别是在欠掺杂区域的

赝能隙态^[4]。

近年来,除了反铁磁莫特绝缘相和超导相这两个确定的电子态,高温超导体相图中其他几种新奇的有序态渐次为各种实验手段所发现。例如在相图中的欠掺杂区域,一系列实验表明电子可能形成自旋、电荷、或者库珀对的有序态或者涨落^[3, 5]。这些有序态主要发生在母体反铁磁长程序逐渐被压制、高温超导态逐渐增强的过程中,大多对应于赝能隙态产生的温度以下的区域^[3]。关于这些有序态的起源仍然没有定论,人们提出了各种各样的可能性,例如费米面叠套(nesting)引起的失稳、条纹序、自旋密度波态等等。理论研究表明,这些来自于不同自由度的有序态,包括电荷密度波(CDW)和库珀对密度波(PDW),与高温超导相是紧密纠缠在一起的^[5]。研究清楚这些有序态的起源及其与赝能隙态和超导态的关联,对于我们理解掺杂莫特绝缘体中高温超导相的产生机制,将会有重要的意义。

接下来,我们主要从实验的角度简单介绍高温超导体中的电荷有序态和库珀对密度波的研究历史与现状。

2 电荷有序态

电荷有序态是指在铜氧化物材料中实验观测到的电荷密度在空间上出现的一种有序分布,通常其电荷密度调制沿着晶格方向(铜—铜键的方向)。电荷序普遍存在于各种不同的铜氧化物材料

中。早在1995年J. M. Tranquada等利用中子散射实验发现在 $\text{La}_{2-x}\text{M}_x\text{CuO}_4$ (La-214, M=Ba, Sr)体系中,空穴掺杂浓度大约为 $p \approx 1/8$ 时会有周期为 $4a_0$ (a_0 为铜—铜格点的间距)的条纹状电荷密度调制,并且他们认为这可能和体系中铜位的自旋调制有关^[6]。此后又有一系列的体测量实验^[7-22],包括X射线散射谱(XRS)、核磁共振(NMR)等等,观测到了类似的电荷序。

2002年J. E. Hoffman等人利用扫描隧道显微镜(STM)首次在铜氧化物超导体的磁通涡旋中观测到周期为 $4a_0$ 的棋盘格状的电荷密度调制^[23],两年后这一发现被T. Hanaguri等人在未加外磁场的样品上所证实^[24]。此后一系列的扫描隧道显微镜实验在 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi-2201)、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212)、Na掺杂的 $\text{Ca}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ (CCOC)等体系中清楚地观测到了棋盘格状的电荷序^[16, 18, 25-27]。近几年来,随着实验手段空间分辨率的提高,人们可以更进一步细致地观察电荷序一个元胞的内部结构,发现它有C4对称性的破坏,对应于所谓的电子液晶相。对于电荷序性质的探究,为我们理解它的起源及其与超导态的关系,提供了重要的线索。

2.1 电荷序的核磁共振和X射线散射研究

除了早期人们利用中子散射^[6, 7]以及X射线散射谱^[8]在La-214体系中空穴浓度约1/8时发现周期为 $4a_0$ 的条纹状电荷密度调制,近年来核磁共振实验也在铜氧化物材料中发现了电荷序。2011年T. Wu等人在 $p=0.108$ 的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.54}$ (YBCO)中发现,当沿 c 轴施加很强的磁场(28.5 T)时,在一定温度以下核磁共振的Cu2F峰会

出现劈裂(图1(a))^[9]。在Ortho-II型的YBCO结构中,有两种铜—铜链,一种含氧的记为Cu2F,一种不含氧的记为Cu2E,两种铜链相间排列。Cu2F共振峰的劈裂意味着这种铜位上的原子晶

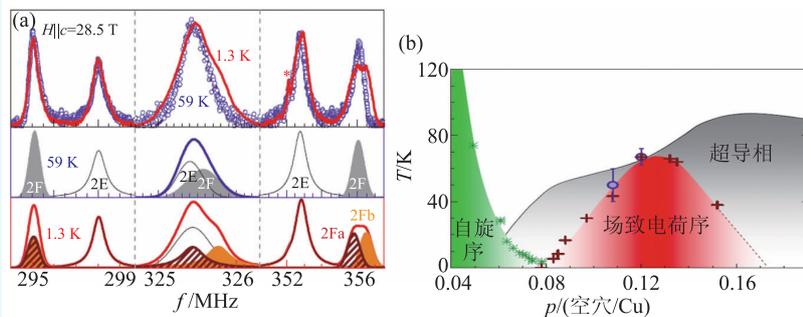


图1 核磁共振谱在YBCO中观测到电荷序(引自文献[9]) (a)沿 c 轴外加28.5 T磁场,低温相比于高温的数据,Cu2F峰出现劈裂,表明低温时产生电荷有序;(b)YBCO相图示意图,棕色十字是霍尔系数变号温度(费米面发生重构),蓝色圆圈是核磁共振Cu2F峰出现劈裂的温度

格环境发生了改变，与之相符合的电荷密度分布有两种。一种是Cu2E上没有电荷调制，而Cu2F上有周期为 $2a_0$ 或者 $4a_0$ 的沿着铜链的调制，然而这种电荷序从未在任何其他实验中被观测到。另一种比较可能的是沿垂直铜链的方向有周期 $4a_0$ 的条纹序，这与此前在La-214上的实验观测吻合。图1(b)是根据核磁共振实验总结出的电荷序出现的温度，与根据霍尔系数变号定出的费米面发生重构的温度一致，并且可以看到，电荷序与超导相有一清晰的反相关性。

近年来，共振X射线散射实验也在铜氧化物中清晰观测到了电荷序^[16]。图2(a)是在欠掺杂Bi-2201中观测到由于电荷序而在0.25倒格矢(对应于实空间周期为 $4a_0$)附近产生的峰。当把高温背景减去后，计算该峰的面积作为入射光子的能量的函数，与铜的 L_3 吸收边对比(图2(b))，发现二者很好地重合，说明这一电荷序确实是发生在铜氧面上。在欠掺杂Bi-2212中(图2(c))也观测到了非公度的电荷序的峰^[16]，其波矢略大于0.25倒格矢。

2.2 扫描隧道显微镜对于电荷序的研究

扫描隧道显微镜由于能够在实空间直接探测电荷密度的分布，并可以同时测量局域电子谱，因此在铜氧化物的研究中发挥了重要的作用。特别是利用扫描隧道显微镜的微分电导谱图，我们可以直接观测某一特定能量的电子在空间中数密度的分布。早在2002年，J. E. Hoffman等人研究了接近最佳掺杂的Bi-2212，并沿着 c 轴施加了约5 T的外加磁场，从而产生磁通涡旋^[23]。在这些涡旋的中心，超导态被压制而进入正常态。通过对比有外加场和无外加场时微分电导谱图的差(图3)，我们可以明显看到以磁通涡旋为中心的几十埃区域内出现了棋盘格状的电荷密度调制，其周期为 $4a_0$ ，沿着铜氧面的铜—铜晶格方向。而在

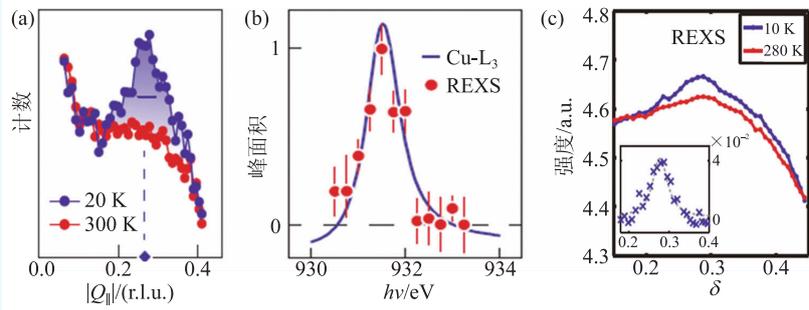


图2 共振X射线散射实验在Bi-2201和Bi-2212中观测到电荷序 (a)欠掺杂 $T_c=15$ K的Bi-2201样品的共振X射线散射数据(引自文献[16])，相比于高温，可以看到低温时在0.25倒格矢附近有很强的峰；(b)以高温为背景，峰的面积作为入射光子的能量的函数，与铜的 L_3 吸收边很好地重合；(c)欠掺杂 $T_c=45$ K的Bi-2212样品的共振X射线散射数据(引自文献[18])，减去高温背景后能明显看到非公度的电荷序对应的峰

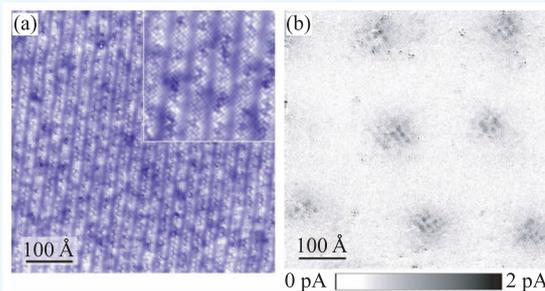


图3 扫描隧道显微镜在最佳掺杂Bi-2212磁通涡旋中发现的电荷序(引自文献[23]) (a)Bi-2212表面的原子尺度形貌图；(b)在图(a)同一区域测量外加磁场5 T与零场时微分电导谱图的差，可以明显看到以磁通涡旋为中心出现了棋盘状的电荷序

磁通涡旋外超导相保存完好的区域并没有观测到电荷序，从而表明电荷序和高温超导序可能存在着某种竞争关系，当引入磁场抑制超导序时电荷序会显著增强。关于电荷序可能的成因，作者认为在涡旋中心区域由于超导序被极大抑制，反铁磁涨落会增强，理论分析表明这里可能存在 $8a_0$ 周期的自旋密度波和超导的共存，从而呈现出 $4a_0$ 周期的电荷密度波。值得一提的是，这里发现的电荷调制是沿着两个正交晶格方向而呈现棋盘格状，而非只有一个方向的条纹状，这一结论被此后多个扫描隧道显微镜实验所证实。

电荷序究竟能否与超导相共存也是人们极为关心的一个问题。T. Hanaguri等人于2004年在未加磁场的情况下，在掺Na的 $\text{Ca}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ 超导态中也观测到了同样的周期为 $4a_0$ 的棋盘格状的电荷序(图4(a))，从而证实电荷序可以与超导相共存^[24]。实验

证明该调制周期不随能量而变化，因此确实是静态的电荷有序态。此外，当改变Na的掺杂量从而使空穴浓度从 $p=0.08$ 增加到 $p=0.12$ 的过程中，棋盘格状的电荷序始终存在，且其周期基本不变，其相干长度有所增大。这一结果说明尽管电荷序和超导有竞争关系，它们是可以微观上共存的。

此外，还有一系列扫描隧道显微镜的实验表明，在Bi-2201和Bi-2212中均存在电荷序^[16, 18, 25]。例如在超导转变温度 $T_c=45$ K的欠掺杂Bi-2212样品中^[18]，可以观测到同样的电荷序的图案(图4(b))。比较不同掺杂浓度的Bi-2212在 $T=30$ K时测量的结果(图4(c))，可以发现随着掺杂浓度由最佳掺杂降低，超导序所诱导的准粒子干涉信号(关于零能对称的上下两支有色散的信号)变得越来越弱，而在20 meV附近的无色散静态电荷序的信号变得越来越强，从而说明两者之间有明显的竞争关系。在此前的扫描隧道显微镜实验中^[27]，通过分析局域电荷序调制强度以及局域掺杂浓度在

空间中的分布，也发现了电荷序首先随掺杂浓度升高而升高，而在约 $p=1/8$ 之后又呈现反相关。此外，随着掺杂浓度升高，电荷序的波矢减小，这一趋势与在Bi-2201中的观测结果一致^[16, 25]，表明电荷序有可能是由于费米面叠套机制而产生的电荷密度波态^[28]。另外，在Bi-2212中空穴浓度在 $p=0.1$ 附近时波矢有一个较大的跳变^[18]，对应着从非公度的电荷序向公度的电荷序转变，说明可能体系中实际上存在两种不同的电荷序，并且二者之间有竞争关系。

仔细观察微分电导谱图(图4(a))，可以看到棋盘格的图样有某种四次旋转对称性的破缺，而在体测量实验结果中很多样品表现出二次对称性的有序态，因而有人认为这里的电荷序有可能是一种电荷条纹序或者电子液晶态^[29]。对CCOC样品的扫描隧道显微镜实验数据分析表明^[24]，电荷序还有可能是一种具有d波对称性的价键有序态(valence bond order)，在空间中的取向具有一定的分布。这种价键有序态

可以理解作为一种具有d波的内部形状因子的电荷密度波，从而在空间上能够表现出局域的二次对称性，与扫描隧道显微镜的实验结果吻合。

事实上，近年来人们开始关注于利用实验探究电荷序的对称性。由于扫描隧道显微镜超高的实空间分辨能力，人们对于电荷序元胞内部、乃至亚原子级尺度的电子结构都可以精密探测。通过精密测量铜氧面上铜位和氧位的隧道电导谱，以及细致的数据分析，电荷序具有d波对称性(d形状因子)已经被诸多实验所证实^[30, 31]。此外，可转角的共振X射线散射实验也支持电荷有

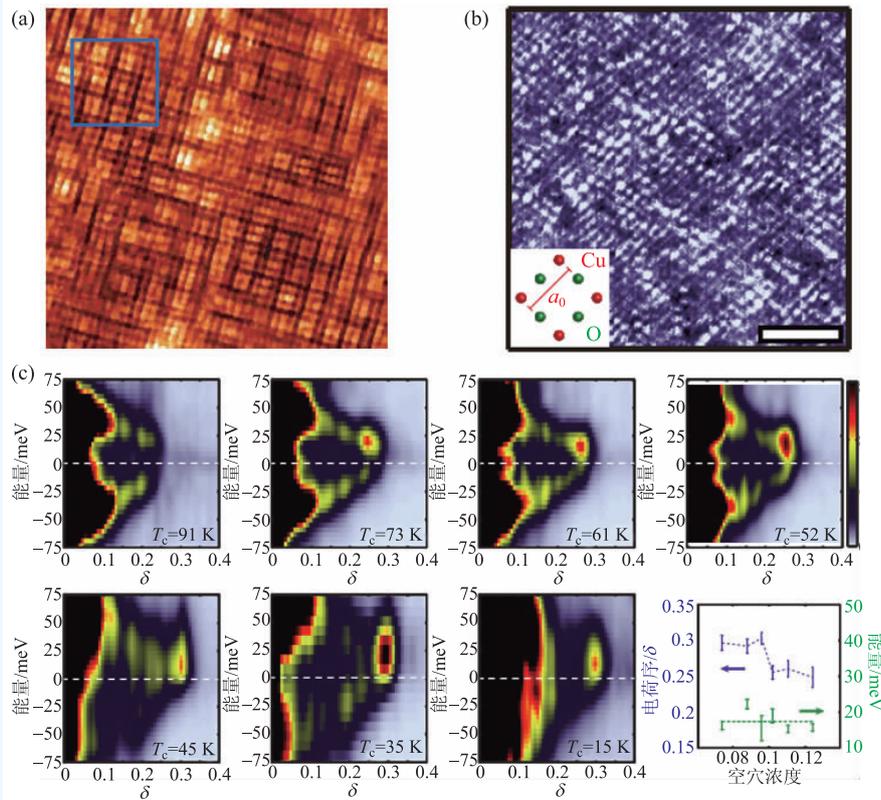


图4 扫描隧道显微镜观测到的不同铜氧化物高温超导体中的电荷序 (a)CCOC表面微分电导谱图(引自文献[24])，呈现出周期 $4a_0$ 棋盘格分布；(b)欠掺杂Bi-2212表面微分电导谱图和(c)能量、动量分辨的傅里叶频谱图以及电荷序的周期随掺杂的变化(引自文献[18])

序态的d波对称性^[32]。

近两年来,人们发现电荷序不仅仅只存在于欠掺杂超导区域,还可以存在于反铁磁绝缘相。2016年P. Cai等报道了在反铁磁绝缘相中观测到了周期 $4a_0$ 棋盘格状电荷序^[26]。该实验研究的是Bi-2201单晶,通过La掺杂引入多余电子来压制空穴载流子浓度,从而使体系进入反铁磁绝缘相。在 $p=0.03$ 的绝缘相中,观测到了低浓度载流子掺杂引起的谱权重从高能的上Hubbard带向低能的

绝缘相中,观测到了低浓度载流子掺杂引起的谱权重从高能的上Hubbard带向低能的电子结构随着掺杂的演化。更进一步,当空穴浓度上升到 $p=0.07$ 时,该体系仍然是绝缘体,此时除了更多谱权重的转移(图5(a)),我们也能很明显地在低能(图5(e)–(f))看到棋盘格状的电荷序,并且其周期为 $4a_0$ 。电荷序的强度在空间分布不均匀,这是由于样品本身掺杂浓度不均匀引起的(图5(b))。图5(b)中的蓝色区域(黑色谱线,带隙较大)呈现比较绝缘的性质,几乎看不到电荷序的图案(图5(e)–(f))。而在带隙小的区域(图5(b)红色区域,红色谱线),局域掺杂高,而电荷序较为明显。这些实验数据表明在掺杂莫特绝缘体中,随着反铁磁莫特绝缘相逐渐被压制,首先出现的有序态是电荷序,并且伴随着V形的带隙的出现(图5(b)红色谱线)。

2.3 电荷序的可能起源

电荷序广泛地存在于多个铜氧化物高温超导体中,同时在相图上分布在一个极宽的掺杂浓度范围内,表明它是铜氧化物中的一个普适现象。因此,人们相信理解电荷序的起源及其与超导态的关系对于理解高温超导机制至关重要。目前关于电荷序的成因仍然没有共识,因此下面仅简单介绍相关的可能解释。

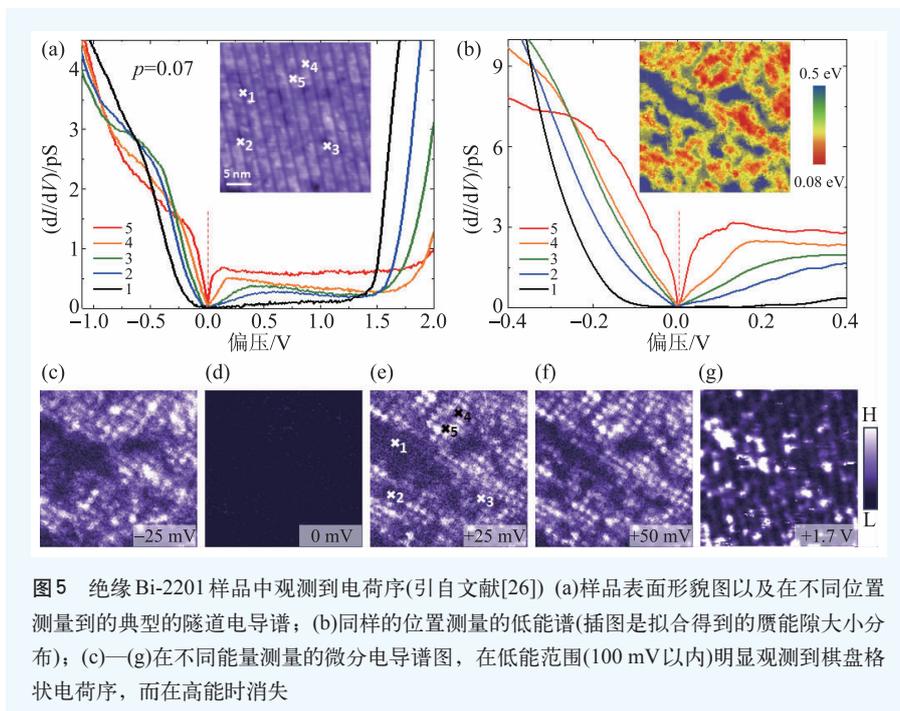


图5 绝缘Bi-2201样品中观测到电荷序(引自文献[26]) (a)样品表面形貌图以及在不同位置测量到的典型的隧道电导谱;(b)同样的位置测量的低能谱(插图是拟合得到的带隙大小分布);(c)–(g)在不同能量测量的微分电导谱图,在低能范围(100 mV以内)明显观测到棋盘格状电荷序,而在高能时消失

铜氧化物中电荷序的一种可能成因是由费米面叠套机制而产生的电荷密度波态^[28],其主要实验证据是,随着掺杂浓度升高,电荷序的波长增加,波矢减小^[16, 25]。这是由于空穴浓度的增加使得费米面变大,因此在动量空间的 $[\pi, 0]$ 方向相互平行的费米面间距变小,从而使得连接它们的叠套波矢变小。这个动量空间的电荷序模型及其与超导态的共存与NbSe₂材料非常类似,其中BCS超导态和电荷密度波态来源于不同的费米面。

然而,并不是所有的实验观测结果均与简单的动量空间费米面叠套机制吻合。一方面,T. Hanaguri等在Na掺杂的Ca₂CuO₂Cl₂中观测到的棋盘格状电荷序周期随掺杂浓度基本不变^[24],与费米面的演变规律不符。另一方面,P. Cai等在绝缘态的Bi-2201中就观测到周期为 $4a_0$ 的棋盘格状电荷序^[26],从而证实费米面的存在不是电荷序形成的必要条件,这也与费米面叠套的图像不一致。

铜氧化物中电荷序的另一种可能成因是由强关联作用引起的实空间模型,例如条纹相、电子液晶相、自旋有序态诱导的电荷序,等等。例如,基于 t - J 模型或者Hubbard模型的相关理论计算确实表明在绝缘相中可能出现 $4a_0$ 的电荷有序态。还有一种可能性是,在很低的掺杂浓度时铜氧化物中已经有库珀配对发生,然而由于强烈的超导相位

涨落，库珀对不能形成空间上的长程相干，而是非常局域，最后形成了周期 $4a_0$ 的晶格结构。这种库珀对密度波的图像将在下面较为详尽地介绍。

关于电荷有序态的另一个重要问题是其与赝能隙的关系。由于此前关于电荷序的实验报道多是在欠掺杂区间，即相图中赝能隙相较于显著的区间，因此电荷序多被认为和赝能隙有关。然而最近的一项实验结果表明，在赝能隙态不存在的过掺杂区域，也同样存在着电荷序。Y. Y. Peng 等人利用共振 X 射线散射实验研究了 Pb 掺杂的 Bi-2201^[33]，在过掺杂区域发现了电荷序，其周期性调制仍然沿着铜—铜晶格方向，但是波矢大约在 0.14 倒格矢，显著小于 0.25 倒格矢($4a_0$ 周期)。角分辨光电子谱(ARPES)实验在同样的样品上并未观测到类似于欠掺杂区域的费米面重构现象以及赝能隙。由此可知，赝能隙和重构的费米面与电荷序未必有直接的联系。

3 库珀对密度波

对于高温超导体中电荷序的理解，近十余年来理论上提出了一种较为新颖的可能性，即上面提到的库珀对密度波(pair density wave, PDW)^[5, 34-44]。在通常的BCS型超导体、乃至高温超导体中，总动量为零的两个电子形成库珀对，从而产生电子超流态以及迈斯纳效应。由于总动量为零，库珀对在空间上的分布是均匀的。而库珀对密度波是指配对的两个电子总动量不为零，这时库珀对的密度在空间上不均匀，而出现了周期性调制。这

种周期性的调制反过来会影响Bogoliubov准粒子的空间分布，使得电荷密度分布也出现周期性，因而是电荷有序态的一种可能成因。

最早的库珀对密度波是上世纪60年代提出的 Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov(FFLO)态^[45-47]，其物理机制是通过外加磁场劈裂不同自旋的费米面，在满足一定条件的情况下，不同自旋的电子能够发生稳定配对，但此时总动量不为零。然而几十年来，尚未有直接的实验证据表明在超导体材料中确实存在FFLO态。在高温超导体中，这种总动量不为零的配对大多是通过其与包括电荷序在内的有序态的相互作用来稳定。理论上可能的配对包括：条纹状的超导相^[34-36]，两正交方向都存在调制的d波超导相^[37]，安培配对^[38]，以及纠缠的库珀对密度波、电荷序和超导相等^[39-44]。

一直以来，人们希望通过实验手段直接探测高温超导体中可能存在的库珀对密度波，然而可选择的实验手段有限，挑战性也很大。2016年J. C. Davis 研究组利用扫描约瑟夫森隧道显微镜的手段首次在最佳掺杂Bi-2212中观测到库珀对密度波的证据^[48]。如图6(a)所示，他们在普通扫描隧道显微镜的基础上，在针尖表面附加了一层纳米级的超导Bi-2212薄片，使得在实验测量的条件下样品和针尖同时超导。这时，原来的真空隧穿结会形成一个有效的约瑟夫森结，使得库珀对的隧穿成为可能。然而由于条件的限制，如果要获得稳定的约瑟夫森隧穿，该实验设备需要工作在极低的温度以压制可能的热涨落。在50 mK以下的极低温，该实验装置工作在相位扩散

(phase-diffusion, 也作相位涨落 phase-fluctuation)约瑟夫森隧穿的范畴^[49]，此时实验测得的最大约瑟夫森电流 I_c 与约瑟夫森临界电流和超流密度有如下关系： $I_c \propto I_J^2 \propto \rho_s^2$ ，因而可以用来表征超导配对密度即超导序参量在空间中的分布。

实验者首先利用修饰过的针尖扫描样品表面形貌，

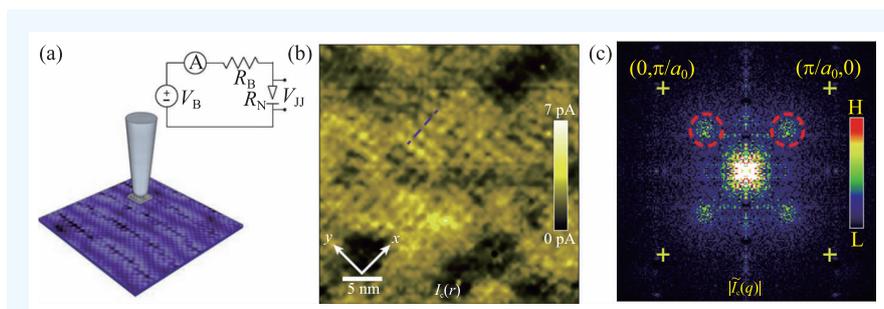


图6 利用扫描约瑟夫森隧道显微镜探测最佳掺杂Bi-2212中库珀对密度波(引自文献[48]) (a)测量装置示意图。在普通的扫描隧道显微镜基础上，用纳米级的超导Bi-2212薄片修饰针尖表面，使得针尖和样品同时超导，从而导致库珀对发生隧穿；(b) $I_c(I_c \propto I_J^2$ ， I_J 为约瑟夫森临界电流)在空间的分布以及(c)其傅里叶变换，可以看到很明显的周期约为 $4a_0$ 的棋盘格状图案

发现空间分辨率确实降低到了1 nm左右。而在单粒子隧道谱中也看到了超导能隙的展宽,这是由于利用超导的针尖探测超导样品的能隙时,测得的能隙将是二者超导能隙大小之和。此外,他们还测量了Zn掺杂的超导样品,发现在Zn杂质周围, I_c 显著减小,即其周围超导配对密度减弱,表明这一技术确实能够很好地用来探测超流密度在空间的分布。图6(b)中可以看到 I_c 呈现与此前在微分电导谱图中看到的类似的图案,通过傅里叶分析(图6(c)),它的周期是 $4a_0$ 。至此,实验上观测到了与电荷序同周期的库珀对密度波,这一结果和理论上所预言的图像非常吻合^[39-44]。

参考文献

- [1] Lee P A, Nagaosa N, Wen X G. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, 78: 17
- [2] Norman M R. *Science*, 2011, 332: 196
- [3] Keimer B, Kivelson S A, Norman M R *et al.* *Nature*, 2015, 518: 179
- [4] Timusk T, Statt B. *Rep. Prog. Phys.*, 1999, 62: 61
- [5] Fradkin E, Kivelson S A, Tranquada J M. *Rev. Mod. Phys.*, 2015, 87: 457
- [6] Tranquada J M, Sternlieb B J, Axe J D *et al.* *Nature*, 1995, 375: 561
- [7] Fujita M, Goka H, Yamada K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88: 167008
- [8] Abbamonte P, Rusydi A, Smeđić S *et al.* *Nature Phys.*, 2005, 1: 155
- [9] Wu T, Mayaffre H, Kramer S *et al.* *Nature*, 2011, 477: 191
- [10] Ghiringhelli G *et al.* *Science*, 2012, 337: 821
- [11] Achkar A J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109: 167001
- [12] Chang J *et al.* *Nature Phys.*, 2012, 8: 871
- [13] Blackburn E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110: 137004
- [14] Kim Y J, Gu G D, Gog T *et al.* *Phys. Rev. B*, 2008, 77: 064520
- [15] Hinton J P, Koralek J D, Lu Y M *et al.* *Phys. Rev. B*, 2013, 88: 060508(R)
- [16] Comin R *et al.* *Science*, 2014, 343: 390
- [17] Peng Y Y *et al.* *Phys. Rev. B*, 2016, 94: 184511
- [18] Neto E H d S *et al.* *Science*, 2014, 343: 393
- [19] Hashimoto M *et al.* *Phys. Rev. B*, 2014, 89: 220511(R)
- [20] Tabis W *et al.* *Nat. Commun.*, 2014, 5: 5875
- [21] Comin R *et al.* *Science*, 2015, 347: 1335
- [22] Neto E H d S *et al.* *Sci. Adv.*, 2016, 2: 1600782
- [23] Hoffman J E, Hudson E W, Lang K M *et al.* *Science*, 2002, 295: 466
- [24] Hanaguri T, Lupien C, Kohsaka Y *et al.* *Nature*, 2004, 430: 1001
- [25] Wise W D, Boyer M C, Chatterjee K *et al.* *Nature Phys.*, 2008, 4: 696
- [26] Cai P, Ruan W, Peng Y *et al.* *Nature Phys.*, 2016, 12: 1047

4 展望

铜氧化物高温超导现象发现至今已经有30年了,围绕其机理问题开展的研究促进了多种实验探测手段的发展,如扫描隧道显微镜、核磁共振谱、角分辨光电子谱等。近年来,人们利用多种手段在不同的高温超导材料中都普遍发现了电荷有序态。尽管目前对于其物理来源还没有共识,我们相信随着进一步的深入研究,有希望可以阐明电荷序的形成原因及其与高温超导态的关系。这对于最终理解高温超导机制,乃至整个强关联电子体系,都将会起到重要的推动作用。

- [27] Parker C V, Aynajian P, Neto E H d S *et al.* *Nature*, 2010, 468: 677
- [28] Li J X, Wu C Q, Lee D H. *Phys. Rev. B*, 2006, 74: 184515
- [29] Kivelson S A, Bindloss I P, Fradkin E *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2003, 75: 1201
- [30] Fujita K *et al.* *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2014, 111: E3026
- [31] Hamidian M H *et al.* *Nature Phys.*, 2016, 12: 150
- [32] Comin R *et al.* *Nature Mater.*, 2015, 14: 796
- [33] Peng Y Y *et al.* *ArXiv: 1705.06165* 2017
- [34] Himeda A, Kato T, Ogata M. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88: 117001
- [35] Yang K Y, Chen W Q, Rice T M *et al.* *New J. Phys.*, 2009, 11: 055053
- [36] Berg E, Fradkin E, Kivelson S A *et al.* *New J. Phys.*, 2009, 11: 115004
- [37] Chen H D, Vafek O, Yazdani A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93: 187002
- [38] Lee P A. *Phys. Rev. X*, 2014, 4: 031017
- [39] Seo K, Chen H D, Hu J. *Phys. Rev. B*, 2007, 76: 020511(R)
- [40] Seo K, Chen H D, Hu J P. *Phys. Rev. B*, 2008, 78: 094510
- [41] Pépin C, Carvalho V S d, Kloss T *et al.* *Phys. Rev. B*, 2014, 90: 195207
- [42] Freire H, Carvalho V S d, Pepin C. *Phys. Rev. B*, 2015, 92: 045132
- [43] Wang Y, Agterberg D F, Chubukov A. *Phys. Rev. B*, 2015, 91: 115103
- [44] Wang Y, Agterberg D F, Chubukov A. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114: 197001
- [45] Fulde P, Ferrell R A. *Phys. Rev.*, 1964, 135: A550
- [46] Larkin A I, Ovchinnikov Y N. *Zh. Eksp. Teor. Fis.*, 1964, 47: 1136
- [47] Larkin A I, Ovchinnikov Y N. *Sov. Phys. JETP*, 1965, 20: 762
- [48] Hamidian M H *et al.* *Nature*, 2016, 532: 343
- [49] Naaman O, Teizer W, Dynes R C. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87: 097004