

# 配对应能隙的观测与定量刻画

李希<sup>1,2,3</sup> 王帅<sup>1,2</sup> 陈宇翱<sup>1,2,3,†</sup> 姚星灿<sup>1,2,3,††</sup> 潘建伟<sup>1,2,3,†††</sup>

(1 中国科学技术大学 合肥微尺度物质科学国家研究中心 合肥 230026)

(2 中国科学技术大学 上海量子科学研究中心 中国科学院量子信息与量子物理卓越创新中心 上海 201315)

(3 中国科学技术大学 合肥国家实验室 合肥 230088)

2024-03-10收到

† email: yuaochen@ustc.edu.cn

†† email: yaoxing@ustc.edu.cn

††† email: pan@ustc.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20240308

1956年,库珀发现在极低温下,自旋方向相反的费米子在吸引相互作用下会束缚在一起,形成著名的库珀对<sup>[1]</sup>。这一概念的提出为理解超导现象奠定了基础。1957年,巴丁、库珀和施里弗共同提出了BCS理论,解释了常规超导的机制<sup>[2]</sup>:在极低温下,电声子耦合提供了电子间的弱吸引相互作用,使其配对形成库珀对。由于库珀对是玻色子,它们在低温下又会发生玻色-爱因斯坦凝聚,从而产生超导能隙,使得电子在金属中可

以不受阻力地运动。值得一提的是,在BCS理论框架下,电子的配对与凝聚几乎同时在超导相变温度 $T_c$ 处发生。

那么,费米子的配对只能在相变温度 $T_c$ 以下发生吗?在 $T_c$ 以上它们可以预先配对并产生能隙吗?随着铜氧化物高温超导体的发现,研究人员通过角分辨光电子能谱技术直接观测到,在 $T_c$ 以上能隙的确存在<sup>[3,4]</sup>。为了与超导能隙区分,这种现象被称为赝能隙。但由于高温超导材料体系复

杂,存在多种相互竞争的量子有序相,如反铁磁序、条纹序和配对密度波等<sup>[5,6]</sup>,它们均有可能导致赝能隙的产生。因此,相关问题至今未得到确切解答。

强相互作用(幺正)极限下的超冷费米气体以其纯净性和可控性为配对应能隙的研究提供了一个理想的量子模拟平台<sup>[7-9]</sup>。一方面,费米原子之间的强吸引相互作用为多体配对创造了有利条件;另一方面,该体系没有周期性的晶格,避免了多种量子有序相之间的竞争。因此,能否在幺正费米气体中观测到赝能隙,将成为对费米子预配对假说的决定性验证。

为了实现这一科学目标,需要在幺正费米气体中开发

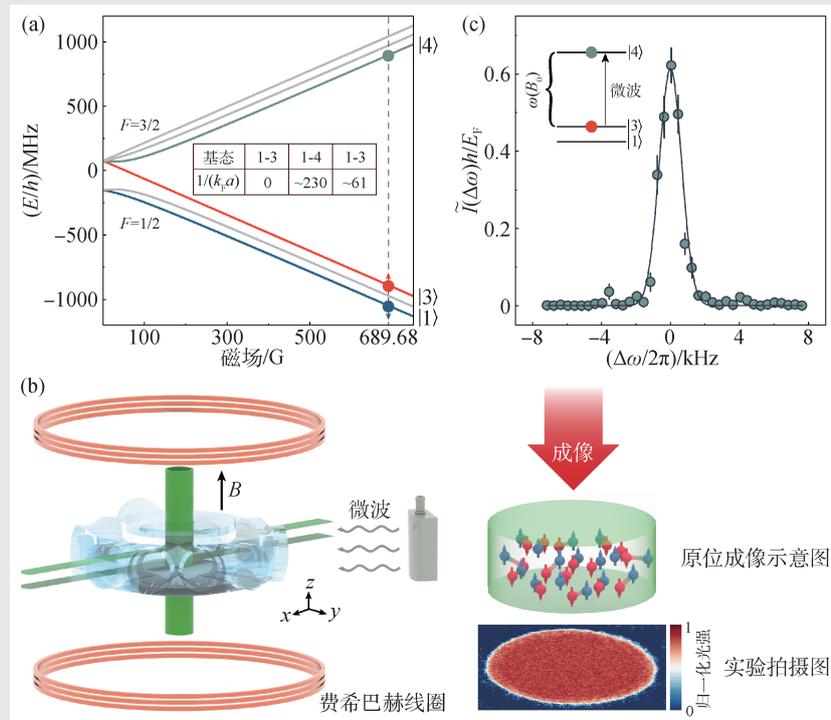


图1 实验方案示意图 (a)  ${}^6\text{Li}$ 原子的 $2^2\text{S}_{1/2}$ 基态能量随磁场的变化。插图中展示了锂原子不同基态之间的相互作用参数 $1/(k_F a)$ ,其中 $k_F$ 是费米动量, $a$ 是s波散射长度;(b)实验装置示意(左图)与盒型势阱中锂原子的原位成像结果(右图);(c)无相互作用费米气体的微波激发谱,实线为傅里叶极限下的理论计算结果<sup>[16]</sup>

出类似角分辨光电子能谱的探测技术来直接测量体系的单粒子能谱，并通过观察其费米面附近是否出现谱权重的抑制来判断赅能隙的存在性。在此前的实验中，研究人员利用射频光子将么正费米气体中的原子激发到未被占据的塞曼子能级上，通过测量被激发原子(末态)的动量分布，实现了动量可分辨的射频谱学。该技术原则上可以获得单粒子谱函数<sup>[10, 11]</sup>。然而，由于实验分辨率低，费米气体密度不均匀以及末态效应<sup>[12, 13]</sup>的影响，相关实验未能给出赅能隙存在的证据。

为了观测配对赅能隙，我们必须解决这些难题，实现密度均匀的么正费米气体制备，并开发出无末态效应的具有高能动量分辨率的单粒子谱测量技术。实验中，我们通过激光冷却、蒸发冷却和自旋态相干调控等技术手段，首先在1064 nm激光形成的交叉光偶极阱中实现了由 $2.7 \times 10^6$ 个锂原子构成的自旋平衡的超冷费米气体制备<sup>[14]</sup>。如图1(a)所示，锂原子均等地布居在低能的 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 两个塞曼子能级上。在689.68 G磁场下， $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 态原子之间碰撞的散射长度无穷大，达到所谓的强相互作用(么正)极限<sup>[15]</sup>。进一步的，我们将其绝热地转移至由532 nm激光形成的圆柱形盒型势阱中。如图1(b)所示，该势阱由一束空心圆柱光与两束片状光组成，其直径和高度分别为84  $\mu\text{m}$ 和41  $\mu\text{m}$ <sup>[16]</sup>。最终，通过动态降低盒型势阱的阱深来进行蒸发冷却，我们实现了高品质、密度均匀的么正费米气体制备。例如，当体系处在相变温度 $T_c$ 时，费米原子密度为 $1.09 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ，对应的费米能 $E_F$ 高达 $2\pi\hbar \times 39.5 \text{ kHz}$ 。

由于 $|4\rangle$ 态原子与 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 态原子几乎无相互作用(散射长度接近零)，因此可作为一个理想的末态；不仅如此，该特性还能确保我们可以通过 $|4\rangle$ 态原子的弹道膨胀(ballistic expansion)来准确获取其动量分布。当么正费米气体制备好后，我们首先利用稳定的微波脉冲将 $|3\rangle$ 态原子激发到未被占据的 $|4\rangle$ 态，再通过测量 $|4\rangle$ 态原子的动量分布，即可实现无末态效应的体系单粒子谱测量。然而，这一方案也带来了巨大的实验挑战。这是因为在689.68 G附近， $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 态之间的能量差异 $E_{3,4}$ 对磁场特别敏感： $dE_{3,4}/dB \approx 2\pi\hbar \times 2.79 \text{ MHz/G}$ 。这意

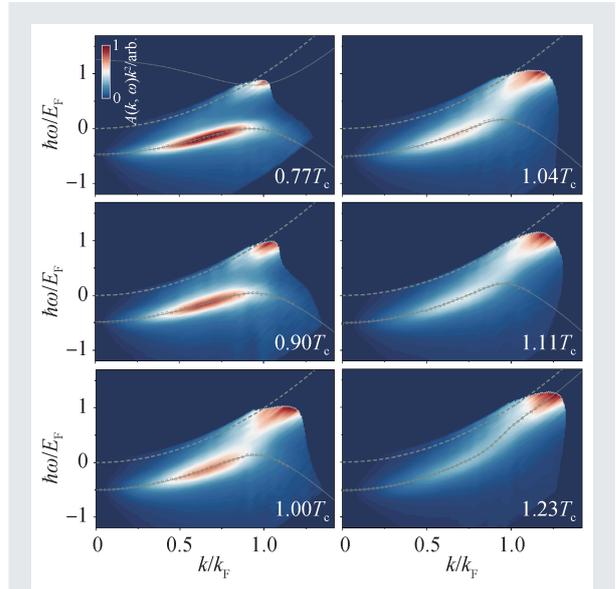


图2 不同温度下动量可分辨的单粒子谱。图中灰色虚线代表自由粒子色散关系，灰色圆圈代表“空穴准粒子”在不同动量处的谱峰位置。实线为采用修正后的BCS色散关系对数据进行的拟合结果<sup>[16]</sup>

味着，即便磁场的噪声仅为1 mG(相对波动约 $10^{-6}$ )，由它所导致的微波谱展宽仍然接近 $10\% E_F$ ，无法达到分辨赅能隙所需的精度。

为了解决这一难题，我们搭建了磁屏蔽系统来抑制环境磁场波动，发展了超稳电流技术来产生稳定大磁场，开发了主动反馈控制、市电同步和噪声滤波技术来实现该磁场的长期稳定控制以及短期噪声抑制。通过测量原子在 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 态之间的拉比振荡，我们可以得到689.68 G下磁场的噪声为 $19(3) \mu\text{G}$ ，相对波动接近 $10^{-8}$ 。如图1(c)所示，我们还测量了无相互作用费米气体的微波激发谱<sup>[16]</sup>。在该超稳磁场下，实验获得的激发谱已经达到了傅里叶极限，其能量分辨率仅由微波脉冲的时间和波形决定。

在实验中，我们采用了高斯型微波脉冲来将 $|3\rangle$ 态原子激发到未被占据的 $|4\rangle$ 态，脉冲时长为850  $\mu\text{s}$ ，相对能量分辨率约为 $0.038 E_F$ 。根据动量守恒原理， $|3\rangle$ 态原子的动量和微波光子的动量之和等于 $|4\rangle$ 态原子的动量。鉴于微波光子的动量比原子动量小了多个数量级，可以忽略<sup>[17]</sup>。因此， $|4\rangle$ 态原子的动量分布就反映了么正费米气体中 $|3\rangle$ 态原子的动量分布。此外，根据能量守恒原理，

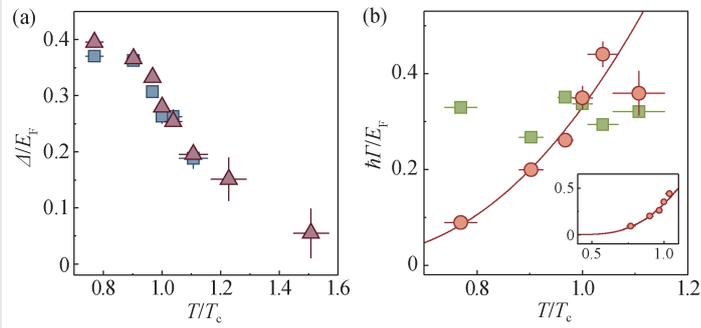


图3 (a)配对能隙( $\Delta$ )随温度的变化,其中红色三角形为通过色散关系拟合得到的结果,蓝色正方形为拟合能量分布曲线得到的结果<sup>[16]</sup>; (b)配对寿命的倒数 $\tau_0^{-1}$ (红色圆形)和单粒子散射率 $\Gamma_1$ (绿色正方形)随温度的变化,实线为指数拟合结果。插图在更大的范围内呈现配对寿命倒数的热激发行为<sup>[16]</sup>

微波光子的能量和 $|3\rangle$ 态原子的能量之和等于 $|4\rangle$ 态原子的动能加上 $E_{3-4}$ 。因此,在不同频率(能量)的微波脉冲后,通过高分辨时间飞行成像技术获取被激发到 $|4\rangle$ 态的原子动量分布,就能够完成么正费米气体单粒子谱的测量。

图2展示了实验获得的不同温度下么正费米气体的单粒子谱<sup>[16]</sup>。在 $T_c$ 以下,我们可以清晰地看到单粒子谱中存在两支信号,下方的一支对应着“空穴准粒子”,而上方的一支则对应着“粒子准粒子”。这两支信号之间的费米面附近,谱信号非常微弱,呈现出非常明显的间隙,这就是超流能隙在单粒子谱中的直接体现。随着温度逐渐升高,能隙逐渐减小。然而在 $T_c$ 以上,我们仍然能够分辨出两支色散曲线,并且费米面附近的谱密度仍然受到一定程度的抑制,这为配对能隙的存在提供了确凿证据,也为高温超导机理中的电

子预配对假说提供了支持。

在此基础上,我们采用了两种方式对单粒子谱进行定量分析。首先,我们根据单粒子谱的动量分布曲线提取出了“空穴准粒子”的色散曲线,然后利用修正后的BCS色散关系对其进行拟合<sup>[18]</sup>,得到了不同温度下的配对能隙、准粒子有效质量和哈特里能量(Hartree energy)。此外,我们利用在高温超导研究中广泛使用的唯象自能模型<sup>[19]</sup>和单粒子谱的能量分布曲线(EDC),提取出了配对能隙、配对寿命倒数和单粒子散射率<sup>[17]</sup>等与强关联量子系统微观相互作用紧密相关的物理量。

如图3(a)所示,这两种独立方法获得的配对能隙高度吻合,确保了实验结果的定量准确性。此外,我们观测到配对寿命的倒数遵循热激发的指数增长行为(图3(b)),激发能与测得的配对能隙相吻合,揭示了配对破坏和重组的微观机制<sup>[16]</sup>;而单粒子散射率则呈现出较弱的温度依赖性,并且接近普朗克散射的极限值<sup>[20]</sup>,表明么正费米气体在输运性质上具有普适性。

这些结果不仅推进了强关联多体系统的研究,也为构建正确的多体理论提供了重要的实验依据。此外,该工作中发展的量子调控技术为未来实现和研究其他重要的凝聚态物理现象,如单带超流、条纹相和电荷密度波等奠定了实验基础,该项研究近期刊登在《自然》杂志上<sup>[16]</sup>。

## 参考文献

- [1] Cooper L N. *Physical Review*, 1956, 104: 1189
- [2] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. *Physical Review*, 1957, 108(5): 1175
- [3] Ding H *et al.* *Nature*, 1996, 382: 51
- [4] Loeser A G *et al.* *Science*, 1996, 273: 325
- [5] Kivelson S A *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2003, 75: 1201
- [6] Fradkin E, Kivelson S A, Tranquada J M. *Rev. Mod. Phys.*, 2015, 87: 457
- [7] Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S. *Rev. Mod. Phys.*, 2018, 80: 1215
- [8] Chin C *et al.* *Rev. Mod. Phys.*, 2010, 82: 1225
- [9] Bloch I, Dalibard J, Nascimbene S. *Nat. Phys.*, 2012, 8: 267
- [10] Stewart J T, Gaebler J P, Jin D S. *Nature*, 2008, 454: 744
- [11] Gaebler J P *et al.* *Nat. Phys.*, 2010, 6: 569
- [12] Schunck C H *et al.* *Nature*, 2008, 454: 739
- [13] Baym G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 190407
- [14] Li X *et al.* *Science*, 2022, 375: 528
- [15] Zürn G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110: 135301
- [16] Li X *et al.* *Nature*, 2024, 626: 288
- [17] Chen Q *et al.* *Rep. Prog. Phys.*, 2009, 72: 122501
- [18] Haussmann R, Punk M, Zwirger W. *Phys. Rev. A*, 2009, 80: 063612
- [19] Norman M R *et al.* *Phys. Rev. B*, 1998, 57: R11093
- [20] Zaanen J. *Nature*, 2004, 430: 512