

重费米子超导体 CeCoIn_5 与 CeCu_2Si_2 的非弹性中子散射研究

唐昱¹⁾²⁾ 宋宇^{1)2)†}

1)(浙江大学关联物质研究中心, 杭州 310058)

2)(浙江大学物理学院, 杭州 310058)

摘 要

重费米子超导体是探索非常规超导机制的重要平台, 其超导配对通常被认为源于磁涨落。非弹性中子散射可以在动量-能量空间对磁涨落进行探测, 因此在重费米子超导体磁激发的测量及对超导机理的理解中具有不可替代的作用。本文综述了两个典型 Ce 基重费米子超导体—— CeCoIn_5 ($T_c \approx 2.3$ K) 与 CeCu_2Si_2 ($T_c \approx 0.6$ K) 的中子散射研究。 CeCoIn_5 的磁激发在超导态中表现出显著的自旋共振模, 该模式的色散表明其难以用弱耦合图像下的自旋激子 (spin exciton) 描述, 而更类似于 CeRhIn_5 中自旋波的顺磁态激发。该模式的 Ising 各向异性、磁场下的二重劈裂以及低能偏离奈尔波矢等特征, 表明其与 CeCoIn_5 磁场下出现的 Q 相密切相关。 CeCu_2Si_2 天然邻近磁性量子临界点, 其正常态磁激发表现出传统磁性量子临界点的 $E/T^{3/2}$ 标度行为, 而超导态的自旋共振模则为其非常规超导配对提供了重要证据。相较于具有显著色散的低能激发, CeCu_2Si_2 中高能磁激发的动量依赖不随能量显著变化, 表明其可能源自重费米子态与传导电子态间的散射。 CeCoIn_5 和 CeCu_2Si_2 中的中子散射研究揭示了其中丰富且易于调控的基态与磁激发, 为理解非常规超导机理提供了重要借鉴。

关键词: 重费米子超导体, 非弹性中子散射, 自旋共振模, 量子临界点

* 国家重点研发计划(批准号: 2022YFA1402200)、国家自然科学基金(批准号: 12274363)和中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: 226-2024-00068)资助的课题。

† 通信作者. E-mail: yusong_phys@zju.edu.cn

第一作者. E-mail: yutang_phys@zju.edu.cn

1 引 言

重费米子金属是典型的强关联电子体系, 其中镧系或锕系元素的 $4f/5f$ 局域电子与传导电子之间通过近藤杂化, 在低温下形成有效质量极大的准粒子, 即

重费米子。1979 年, Steglich 等^[1]在具有强电子关联和磁相互作用的 CeCu_2Si_2 中发现了超导电性($T_c \approx 0.6 \text{ K}$), 开辟了非常规超导的研究。此后, 重费米子超导体家族持续扩大。2001 年, Petrovic 等^[2]发现了四方 HoCoGa_5 型化合物 CeCoIn_5 的超导电性($T_c \approx 2.3 \text{ K}$), 其相对较高的超导转变温度、高质量的单晶和丰富的调控手段, 使得 CeCoIn_5 成为研究非常规超导的模型体系^[3,4]。

在重费米子超导体的相图中, 超导态通常出现在磁性量子临界点(quantum critical point, QCP)附近, 因此超导配对通常被认为由磁涨落驱动, 而非声子驱动的 BCS(Bardeen-Cooper-Schrieffer)超导^[5-9]。在这一图像下, 磁激发充当配对“胶水”, 因此磁激发的特征及其与超导的联系是非常规超导机理的关键。

非弹性中子散射(Inelastic Neutron Scattering, INS)是探测磁激发谱最直接且最强大的实验手段, 能够在动量-能量空间中测量动态磁关联函数。其极高的能量分辨率(冷中子谱仪可达到 0.1 meV 量级)使得研究重费米子体系中的低能磁激发成为可能。在铜基高温超导体中, INS 实验在反铁磁奈尔波矢 Q_{AF} 观察到了超导能隙 2Δ 以内的“自旋共振模”, 该模式在弱耦合图像下为超导序参量在动量空间变号的 d 波超导提供了证据, 使得 INS 成为识别非常规超导配对的重要手段^[10,11]。

在 Ce 基重费米子超导体中, CeCoIn_5 与 CeCu_2Si_2 是迄今中子散射研究最为深入的两个体系, 兼具个体物理意义与横向对比价值。 CeCoIn_5 ($T_c \approx 2.3 \text{ K}$, 四方 HoCoGa_5 型结构)中的超导出现于反铁磁 QCP 附近^[12], 揭示量子临界反铁磁涨落与其 d 波超导^[13]紧密相关。在 CeCoIn_5 的磁场-温度相图中, 上临界场以下出现磁场诱导的非公度自旋密度波相(Q 相)^[14,15], 该相具有 Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov(FFLO)态的特征^[16]。

CeCu_2Si_2 ($T_c \approx 0.6 \text{ K}$, 四方 ThCr_2Si_2 型结构)是首个被发现的重费米子超导体^[1], 其天然邻近磁性 QCP。依据样品的化学计量比(Cu/Si 比例), 实际样品可能展现超导(S 型)、反铁磁序(A 型, $T_N \approx 0.8 \text{ K}$)或超导与反铁磁共存(A/S 型)^[17]。近年来的热力学与穿透深度测量揭示 CeCu_2Si_2 的超导能隙无节点(nodeless)^[18-21], 与有能隙节点(nodal)的 CeCoIn_5 形成鲜明对比^[13]。通过考虑穿透深度的温度依赖及中子散射测得的自旋共振模能量, d+d 双轨道配对为 CeCu_2Si_2 的超导态提供了一种可能的解释^[19,22,23]。

针对 CeCoIn_5 与 CeCu_2Si_2 这两个典型的重费米子超导体的物性、量子临界行为与超导机理, 已有多篇系统性的综述进行了介绍^[3,4,7-9,12,22]。本文将综述上述两个体系的非弹性中子散射研究进展。第 2 节介绍 CeCoIn_5 中的磁激发, 包括自旋共振模的色散、低能的非公度激发、自旋空间的 Ising 各向异性、磁场下的二重劈裂等特征。这些现象表明 CeCoIn_5 中的自旋共振模难以用简单的弱耦合图像下的自旋激子解释, 同时磁场下出现的 Q 相可以看作自旋共振模的软模凝聚。在此基础上, 本文对 CeCoIn_5 磁激发在掺杂下的演化进行介绍, 讨论不同掺杂下磁激发的共性与区别。第 3 节综述 CeCu_2Si_2 中磁激发的特征, 包括其量子临界标度行为、自旋共振模、准二维的高能柱状激发等。第 4 节总结两个体系的共性与差异, 并对未来研究进行展望。

2 CeCoIn_5 及掺杂体系中的磁激发

2.1 CeCoIn_5 中的磁激发

CeCoIn_5 具有四方 HoCoGa_5 型晶体结构(图 1(a)), 其基态为 $T_c \approx 2.3 \text{ K}$ 的超导态^[2]。通过 Rh 替换 Co, 相关化合物 CeRhIn_5 的基态为非公度螺旋反铁磁金属 ($T_N = 3.8 \text{ K}$, 传播矢量 $\mathbf{k} = (0.5, 0.5, 0.297)$, 自旋在 ab 面旋转), 其磁激发可由线性自旋波理论描述^[24,25], 为 CeCoIn_5 超导态的磁激发提供了重要参考。包含 CeCoIn_5 和 CeRhIn_5 的元素替换相图如图 1(b)所示, 可见 CeCoIn_5 的超导态邻近反铁磁 QCP。此外, 通过 Co 或 In 位的元素替换(如 Cd、Hg、Zn)可诱导长程反铁磁序^[26-29], 也体现了超导与磁序之间的竞争以及与磁涨落的紧密联系。由于可以制备出 CeMIn_5 (M=Co, Rh, Ir) 家族的高质量单晶, 且其基态可通过元素替换、静水压、磁场等调制至反铁磁序、超导、Q 相、反铁磁与超导共存相等, 该系列材料为研究非常规超导与磁性之间的相互作用提供了理想平台^[3,4]。

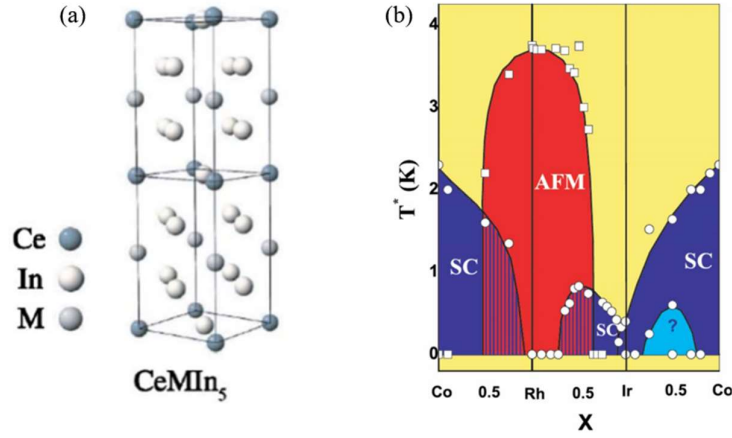


图 1 (a) CeCoIn₅ 的四方 HoCoGa₅ 型晶体结构；(b) CeMIn₅(M = Co, Rh, Ir) 体系的温度-元素替换相图^[3]。

Fig. 1. (a) Tetragonal HoCoGa₅-type crystal structure of CeCoIn₅; (b) temperature-substitution phase diagram of the CeMIn₅ (M = Co, Rh, Ir) family^[3].

CeCoIn₅ 正常态在反铁磁波矢 $Q_{AF} = (0.5, 0.5, 0.5)$ 附近呈准弹性磁响应；进入超导态后，准弹性散射发生质变，演化为一个明显的非弹性峰。Stock 等^[30]的高分辨率 INS 测量给出自旋共振模能量 $E_r \approx 0.6$ meV (图 2)，由于 E_r 位于超导能隙 2Δ 以内且随着温度升高至 T_c 时消失，该模式被广泛解读为自旋激子^[31,32]，并因此被视为 d 波超导序参量在动量空间变号的微观谱学证据。

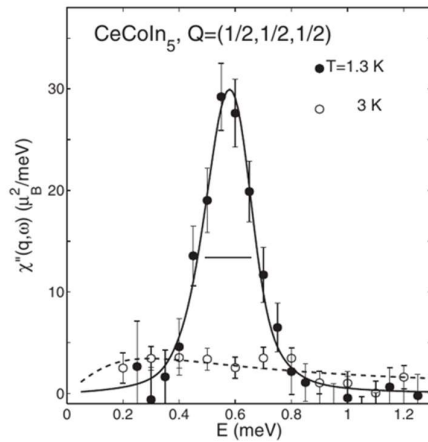


图 2 CeCoIn₅ 超导态(T = 1.3 K)与正常态(T = 3 K)在 $Q_{AF} = (0.5, 0.5, 0.5)$ 处的非弹性中子散射谱^[30]。

Fig. 2. Inelastic neutron scattering spectra of CeCoIn₅ at $Q_{AF} = (0.5, 0.5, 0.5)$ in the superconducting state (T = 1.3 K) and in the normal state (T = 3 K)^[30].

上述自旋共振模与超导序参量间的联系，基于中子散射可以对动态磁化率虚部 $\chi''(Q, E)$ 进行直接测量。在弱耦合图像的随机相位近似(random phase approximation, RPA)下，动态磁化率可写为 $\chi(Q, E) = \chi_0(Q, E)/[1 - J_Q\chi_0(Q, E)]$ ，其

中 χ_0 为无相互作用磁化率, J_Q 为有效磁相互作用。当 J_Q 和 $\chi_0(Q, E)$ 足够大, 且无粒子-空穴激发(即 $\text{Im } \chi_0(Q, E) = 0$)时, 该表达式因分母趋于零而发散。这对应着粒子-空穴连续谱起始能量(particle-hole continuum onset, PHCO) 以下出现粒子-空穴束缚态, 即自旋激子^[10,33]。对于超导态而言, 若 Q 连接的 k 与 $k+Q$ 两处超导序参量异号, 则 $\chi_0(Q, E)$ 将显著增大^[10,33]。因此, 自旋激子可作为超导序参量在动量空间变号的关键证据。但需要强调的是, 自旋激子的能量应位于 PHCO 以下; 而对于序参量不变号的超导体, 其 $\chi''(Q, E)$ 也可能在 PHCO 以上出现增强^[34]。因此, 实验上观测到的 $\chi''(Q, E)$ 显著增强的自旋共振峰是否为自旋激子, 是判定超导序参量在动量空间是否变号的核心问题。

通过高场下的弹性中子散射实验, Kenzelmann 等^[14]在 CeCoIn_5 高场低温下的 Q 相中观测到了非公度磁有序(图 3(a))。该磁序是传播矢量为 $(0.44, 0.44, 0.5)$ 的自旋密度波(有序磁矩在空间中变化), 磁矩沿 c 轴。该磁序仅存在于超导态内, 一旦磁场超过上临界场 H_{c2} 或温度超过 T_c , 该磁序对应的散射峰都会消失(图 3(b))。由于 Q 相中的磁有序和零场下的自旋共振模都仅存在于超导态内, 因此二者可能存在密切关联。

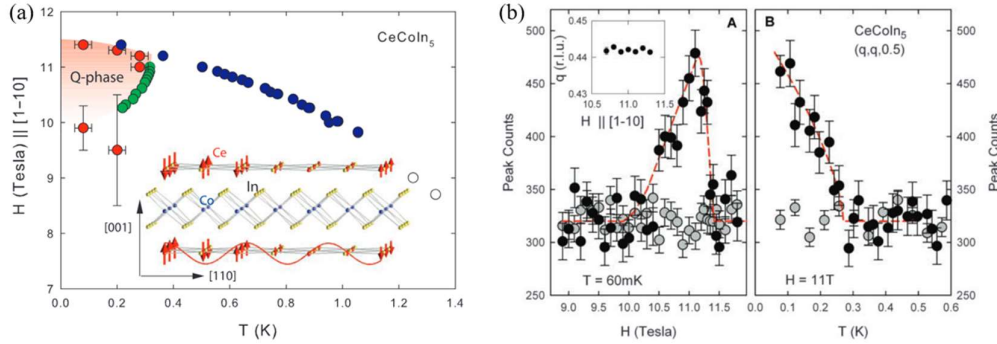


图 3 (a) CeCoIn_5 的温度-磁场相图 ; (b) $(q, q, 0.5)$ 位置中子散射的磁场和温度依赖, 其中 $q \approx 0.44$ ^[14]。

Fig. 3. (a) Temperature-magnetic field phase diagram of CeCoIn_5 ; (b) magnetic field and temperature dependences of the neutron scattering intensity at $(q, q, 0.5)$ with $q \approx 0.44$ ^[14].

后续中子散射实验^[35]表明, CeCoIn_5 的自旋共振模在最低能量处位于非公度波矢 $Q_{ic} \approx (0.45, 0.45, 0.5)$ (图 4(a))。由于这一波矢与 Q 相中公度磁序的传播矢量相近^[14,15], 后者可能源自超导态中自旋共振模在磁场下的凝聚。支持这一观点的证据还包括: (1) 自旋共振模的 Ising 各向异性, 即该模式沿 c 轴极化的分量

(σ_x - σ_y)远强于面内极化的分量(σ_x - σ_z)(图 4(b))^[35], 与 Q 相磁序中磁矩沿 c 轴一致^[14,15]; (2)磁场下自旋共振模发生二重劈裂(图 5), 其中低能支随磁场增大单调向下移动, 并在 Q 相的临界场($B \approx 10.5$ T)附近趋向零能^[36-38]。此外, 自旋共振模在磁场下的二重劈裂与单重态至三重态劈裂的图像显著不同, 表明磁各向异性在自旋共振模的磁场演化中起着关键作用。

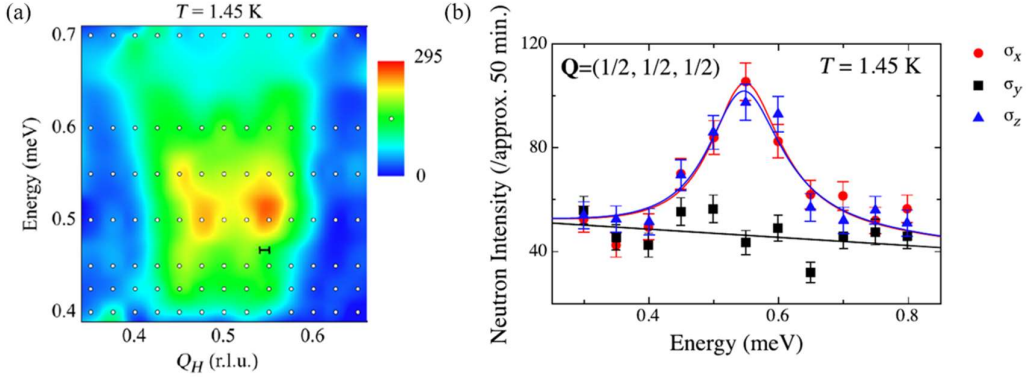


图 4 (a) CeCoIn₅ 超导态($T = 1.45$ K)中沿 $Q = (Q_H, Q_H, 0.5)$ 方向的非弹性中子散射强度分布^[35]; (b) $Q_{AF} = (0.5, 0.5, 0.5)$ 处三个极化通道($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$)的极化中子散射谱^[35]。

Fig. 4. (a) Inelastic neutron scattering intensity of CeCoIn₅ in the superconducting state ($T = 1.45$ K) along $Q = (Q_H, Q_H, 0.5)$ ^[35]; (b) polarized neutron scattering spectra in the three polarization channels ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$) at $Q_{AF} = (0.5, 0.5, 0.5)$ ^[35].

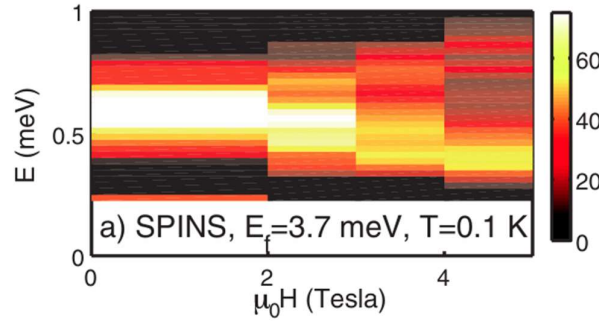


图 5 CeCoIn₅ 超导态($T = 0.1$ K)在不同外加面内磁场下 Q_{AF} 处的非弹性中子散射谱^[37]。

Fig. 5. Inelastic neutron scattering spectra of CeCoIn₅ at Q_{AF} in the superconducting state ($T = 0.1$ K) under different in-plane magnetic fields^[37].

在动量空间中, CeCoIn₅ 超导态的自旋共振模呈现明显的向上色散(图 6)^[35,39,40]: Song 等发现该向上的色散在不同掺杂的 Ce_{1-x}Yb_xCoIn₅(包括 CeCoIn₅) 中均存在, 且在 ab 面内各向同性^[39]。在弱耦合的自旋激子图像下, 自旋共振模为粒子空穴束缚态, 其在某个动量 Q 的能量应小于连接 Q 点的粒子-空穴连续谱的起始能量(particle-hole continuum onset, PHCO)^[10]。对于具有 d 波配对的铜氧化

物超导体，其 PHCO 随动量偏离 Q_{AF} 而逐渐降低，自旋共振模的能量也对应降低，这正是铜氧化物超导体中自旋共振模呈现向下色散(“沙漏”型磁激发的下半段)的原因^[41,42]。对于 $CeCoIn_5$ ，理论计算的 PHCO 随着动量偏离 Q_{AF} 而降低(图 6(a))，与铜氧化物类似，而其自旋共振模的色散却并不受 PHCO 的限制，展现出显著的向上色散(即能量随着动量偏离 Q_{AF} 而逐渐增加)。同时， $CeCoIn_5$ 中自旋共振模的色散和 $CeRhIn_5$ 中自旋波的面内色散高度相似(图 6(b))^[24,25]，因此前者具有显著的一类磁振子特征，其色散反映了 $CeMIn_5$ 中最近邻 Ce 间的反铁磁交换作用^[32]。这一结果表明，弱耦合极限下的自旋激子图像^[31]难以解释 $CeCoIn_5$ 中自旋共振模显著的向上色散，而仍有待发展的强耦合理论需要能够解释其色散与 $CeRhIn_5$ 中自旋波的相似性。

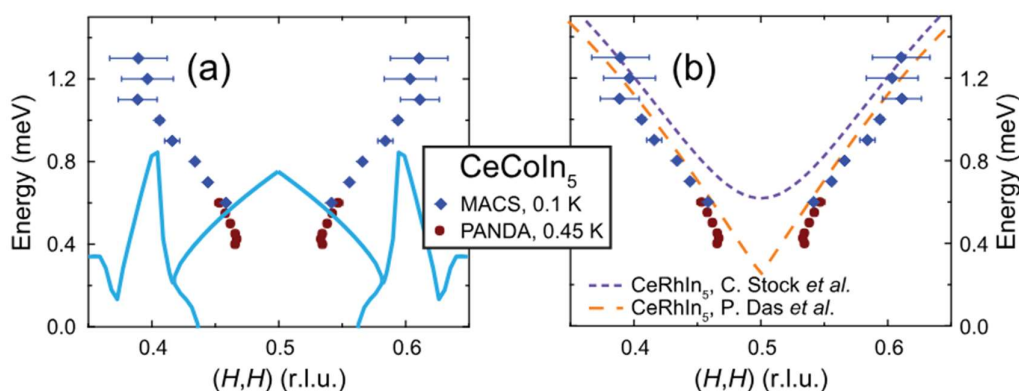


图 6 (a) $CeCoIn_5$ 超导态中自旋共振模沿 $Q = (Q_H, Q_H, 0.5)$ 方向的色散^[40]，实线为计算得到的 PHCO；(b) $CeCoIn_5$ 中的自旋共振模色散与 $CeRhIn_5$ 中自旋波的对比^[40]，其中后者来自文献^[24,25]。

Fig. 6. (a) Dispersion of the spin resonance mode of $CeCoIn_5$ in the superconducting state along $Q = (Q_H, Q_H, 0.5)$ ^[40], the solid line is the calculated PHCO; (b) comparison between the dispersion of the spin resonance mode in $CeCoIn_5$ and the spin waves in $CeRhIn_5$ ^[40], the latter taken from Refs.^[24,25].

近期，Park 等^[43]利用飞行时间中子谱仪对 $CeCoIn_5$ 中的磁激发进行了系统性测量(图 7)，验证了此前报道的向上色散，并发现了超导态中的连续谱：在自旋共振模的向上 V 型色散中间，呈现出显著高于背景的背景连续谱。该连续谱在 T_c 之上继续存续，而具有色散的自旋共振模却完全消失了。Park 等将这一连续谱解释为分数化费米液体中的分数化自旋子激发^[43]。

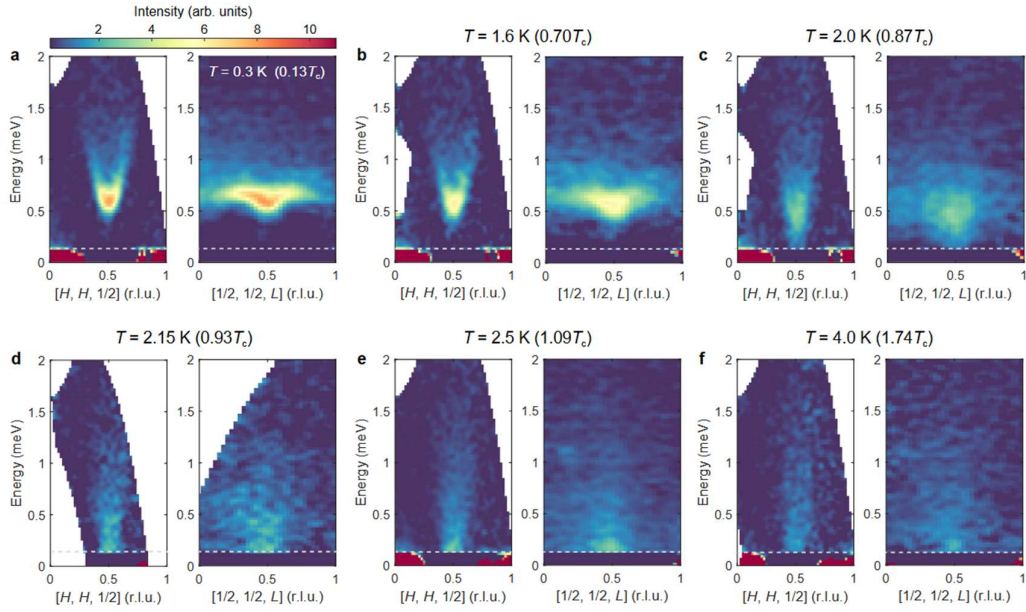


图 7 CeCoIn₅ 磁激发谱随温度的演化^[43]: (a) $T = 0.3 \text{ K} (0.13T_c)$, (b) $1.6 \text{ K} (0.70T_c)$, (c) $2.0 \text{ K} (0.87T_c)$, (d) $2.15 \text{ K} (0.93T_c)$, (e) $2.5 \text{ K} (1.09T_c)$, (f) $4 \text{ K} (1.74T_c)$ 。

Fig. 7. Temperature evolution of the magnetic excitation spectra of CeCoIn₅^[43]: (a) $T = 0.3 \text{ K} (0.13T_c)$, (b) $1.6 \text{ K} (0.70T_c)$, (c) $2.0 \text{ K} (0.87T_c)$, (d) $2.15 \text{ K} (0.93T_c)$, (e) $2.5 \text{ K} (1.09T_c)$, (f) $4 \text{ K} (1.74T_c)$.

2.2 CeCoIn₅ 掺杂体系中的磁激发

在 CeCoIn₅ 掺杂体系中，磁激发研究较多的包括 Nd、La、Yb 和 Hg 掺杂体系。针对 Cd、Zn 等其他体系也已经开展了弹性中子散射测量。这几个体系的掺杂相图在图 8 中进行了总结，其核心特征则汇总于表 1。

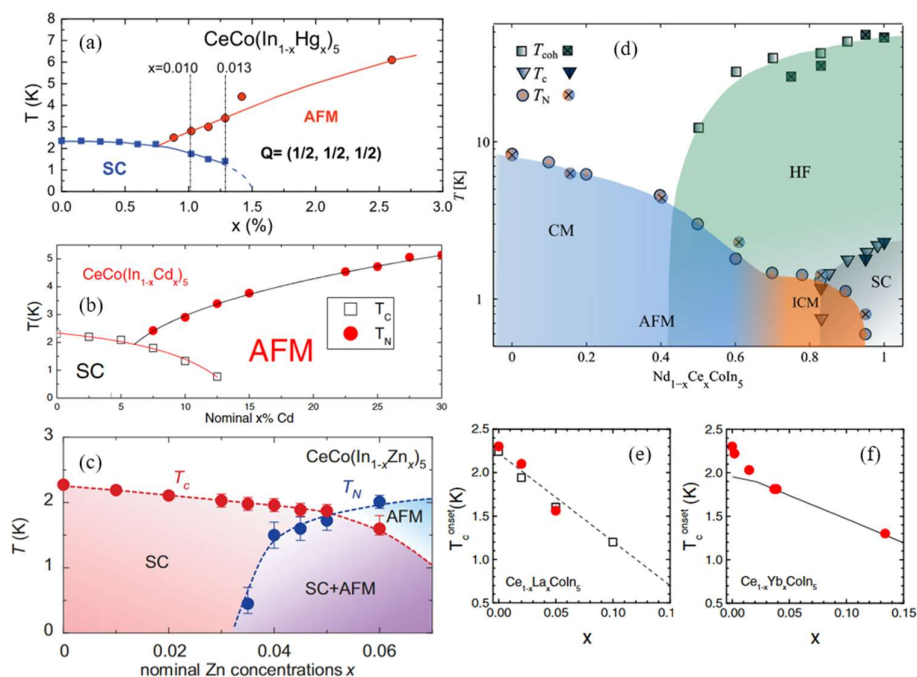


图 8 CeCoIn_5 在 (a) $\text{Hg}^{[28]}$, (b) $\text{Cd}^{[26]}$, (c) $\text{Zn}^{[44]}$, (d) $\text{Nd}^{[45]}$, (e) $\text{La}^{[46]}$, (f) $\text{Yb}^{[46]}$ 掺杂下的相图。其中 Yb 的组分为实际掺杂 x_{act} , 其对 T_c 的抑制速率与 La 掺杂相似。Nd 掺杂相图中包括调制波矢为 $(0.5, 0, 0.5)/(0, 0.5, 0.5)$ 的公度(commensurate, CM)反铁磁相和调制波矢为 $(q, q, 0.5)$ 的非公度(incommensurate, ICM)反铁磁相, 其中 $q \approx 0.44^{[45]}$ 。Hg、Cd、Zn 掺杂相图中的反铁磁序的调制波矢均为 $(0.5, 0.5, 0.5)$ 。

Fig. 8. Phase diagrams of CeCoIn_5 with (a) $\text{Hg}^{[28]}$, (b) $\text{Cd}^{[26]}$, (c) $\text{Zn}^{[44]}$, (d) $\text{Nd}^{[45]}$, (e) $\text{La}^{[46]}$ and (f) $\text{Yb}^{[46]}$ doping. The Yb content is the actual doping level x_{act} , whose suppression rate of T_c is similar to that of La doping. The Nd phase diagram contains a commensurate (CM) antiferromagnetic phase with modulation vector $(0.5, 0, 0.5)/(0, 0.5, 0.5)$ and an incommensurate (ICM) antiferromagnetic phase with modulation vector $(q, q, 0.5)$, where $q \approx 0.44^{[45]}$. The modulation vector of the antiferromagnetic order in the Hg-, Cd- and Zn-doped phase diagrams is $(0.5, 0.5, 0.5)$.

表 1 CeCoIn_5 及其主要掺杂体系的中子散射研究

Table 1. Neutron scattering studies of CeCoIn_5 and its main doped systems.

体系(掺杂类型)	T_c (K)	反铁磁序	自旋共振模	相关文献
CeCoIn_5 (母相)	2.3 K	零场无长程序; 高场下 Q 相: $q = (0.44, 0.44, 0.5)$, 磁矩 $\parallel c$, $\sim 0.15 \mu_B$	$E_r \approx 0.6 \text{ meV}$; 向上色散; Ising 各向异性; 最低能处于非公度波矢 $(0.45, 0.45, 0.5)$; 磁场下二重劈裂	[14,30,35,37,40]
$\text{Ce}_{0.95}\text{Nd}_{0.05}\text{CoIn}_5$ (Ce 位磁性掺杂)	1.8 K	$T_N \approx 0.9 \text{ K}$; $q = (0.45, 0.45, 0.5)$, 磁矩 $\parallel c$, $\sim 0.1 \mu_B$	$E_r \approx 0.43 \text{ meV}$; 与磁序共存且强度不受磁序影响	[45,47-49]

体系(掺杂类型)	T_c (K)	反铁磁序	自旋共振模	相关文献
$Ce_{1-x}La_xCoIn_5$ (无磁原子稀释, $x \leq 0.05$)	$2.3\text{ K} \rightarrow 1.5\text{ K}$	未观测到长程磁序	E_r 与 T_c 同步下降、 $E_r/k_B T_c$ 基本不变	[46,50]
$Ce_{1-x}Yb_xCoIn_5$ (混合价掺杂, 名义组分 $x \leq 0.3$)	$2.3\text{ K} \rightarrow 1.5\text{ K}$	未观测到长程磁序	$x = 0.05$ 时向上色散与母相基本一致; E_r 与 T_c 同步下降、 $E_r/k_B T_c$ 基本不变	[39,46,51,52]
$CeCo(In_{0.99}Hg_{0.01})_5$ (In 位空穴掺杂)	$\sim 1.4\text{ K}$	$T_N \approx 3.4\text{ K}$; $q = (0.5, 0.5, 0.5)$ 公度序, $1.0\text{ }\mu_B \parallel c$	顺磁态存在显著 Ising 磁涨落; 磁有序态与超导态均无自旋共振模	[28]
$CeCo(In_{1-x}Cd_x)_5$ 、 $CeCo(In_{1-x}Zn_x)_5$ (In 位空穴掺杂)	随掺杂下降	$q = (0.5, 0.5, 0.5)$ 公度磁序	尚无非弹性中子散射报道	[26,27,29,44,53]

在 $Ce_{0.95}Nd_{0.05}CoIn_5$ 中, Raymond 等首先观察到其在 $T_N \approx 0.9\text{ K}$ 以下出现反铁磁长程序。由于其传播矢量 $q = (0.45, 0.45, 0.5)$ 与母相超导态中的 Q 相一致且满足 $T_N < T_c$, 该体系被认为在零场下实现了 Q 相^[49]。Mazzone 等^[47]通过非弹性中子散射进一步揭示, 其能量为 $E_r \approx 0.43\text{ meV}$ 的自旋共振模与长程反铁磁序共存且强度并不受磁序出现的影响(图 9), 为自旋共振模是磁有序态的纵向激发提供了证据。Mazzone 等^[48]进一步研究了 $Ce_{0.95}Nd_{0.05}CoIn_5$ 中磁序在磁场下的响应: 在 8T 附近, $q = (0.45, 0.45, 0.5)$ 的反铁磁序消失并重新出现, 并在超导上临界场 11T 附近突然消失, 与母相 $CeCoIn_5$ 中的 Q 相的一致。这一现象表明, 磁场在 $Ce_{0.95}Nd_{0.05}CoIn_5$ 中诱导了两个具有相同对称性的反铁磁相之间的量子相变, 而该相变源于磁场对超导态的调制^[48]。 $Ce_{0.95}Nd_{0.05}CoIn_5$ 中出现的上述现象应与 Nd^{3+} 本身具有沿着 c 轴的局域磁矩有关, 其产生的内场可能增强体系中的费米面嵌套效应, 进而在零场诱导反铁磁序^[49]。

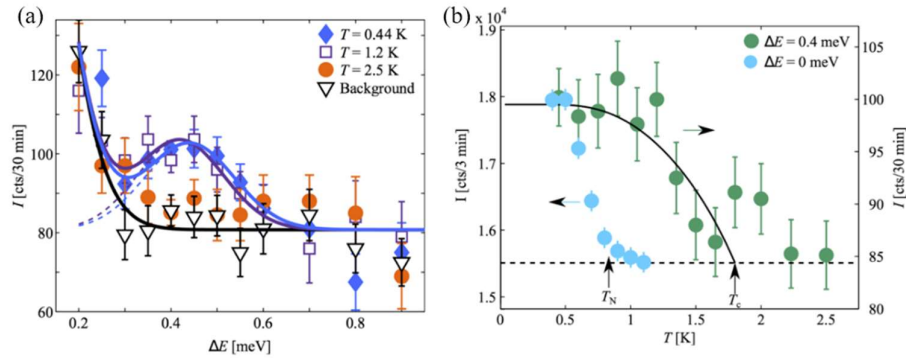


图 9 $Ce_{0.95}Nd_{0.05}CoIn_5$ 在 $Q = (0.5, 0.5, 0.5)$ 处 (a) $T = 0.44\text{ K}$, 1.2 K 和 2.5 K 下的非弹性中子散射谱; (b) 非公度磁序的弹性散射(0 meV)和自旋共振模在 0.4 meV 处的温度依赖^[47]。

Fig. 9. $Ce_{0.95}Nd_{0.05}CoIn_5$ at $Q = (0.5, 0.5, 0.5)$: (a) inelastic neutron scattering spectra at $T = 0.44\text{ K}$, 1.2 K and 2.5 K ; (b) temperature dependences of the elastic scattering (0 meV) from the incommensurate magnetic order and of the spin resonance mode at 0.4 meV ^[47].

通过非磁性 La^{3+} 替换 Ce^{3+} ，Panarin 等^[50]对 $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{CoIn}_5$ ($x = 0, 0.02, 0.035, 0.05$) 系列样品进行了系统的 INS 测量(图 10(a))。研究发现，自旋共振模能量 E_r 和超导转变温度 T_c 随着 La^{3+} 掺杂同时降低，而其比值 $E_r/k_B T_c$ 大致不变，并与其他重费米子超导体相似^[11]。此外，随着 La 掺杂浓度增大，自旋共振模的能量展宽显著增加(图 10(b))，并在 $x=0.05$ 样品($T_c=1.5$ K)中由于太弥散或太微弱而无法被探测到。

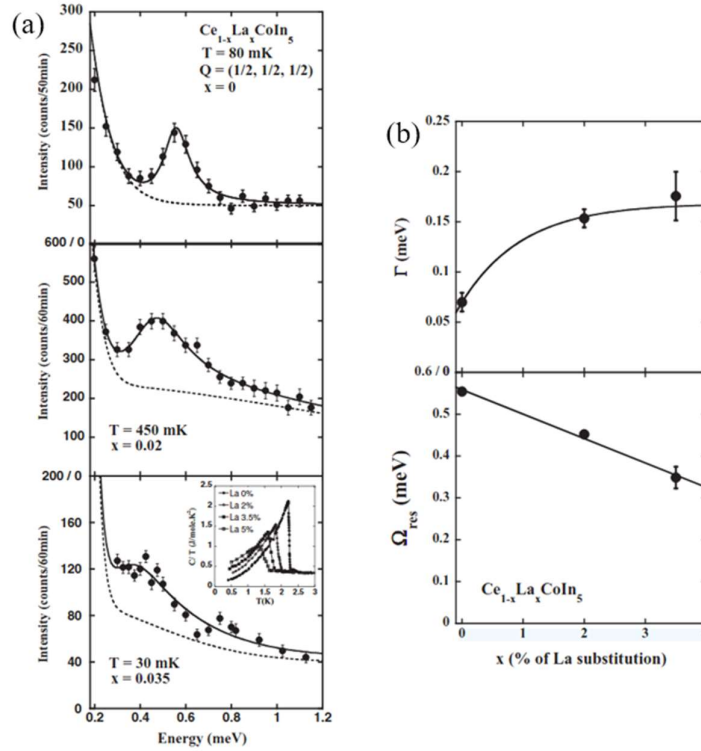


图 10 $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{CoIn}_5$ 在 $Q_{AF} = (0.5, 0.5, 0.5)$ 处的 (a)非弹性中子散射谱; (b)拟合得到的自旋共振模弛豫率和能量随掺杂的变化^[50]。

Fig. 10. $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{CoIn}_5$ at $Q_{AF} = (0.5, 0.5, 0.5)$: (a) inelastic neutron scattering spectra; (b) doping dependences of the relaxation rate and the energy of the spin resonance mode obtained from fits^[50].

在 $\text{Ce}_{1-x}\text{Yb}_x\text{CoIn}_5$ 中，早期研究认为 Yb 对 T_c 的抑制异常微弱，在 $x = 0.2$ 时 T_c 仍维持在约 2.0 K^[51]，而后续研究表明其实际组分 x_{act} 为名义组分 x 的 $\sim 1/3$ ，因此相图与其他掺杂体系相似^[52]。Song 等^[39]对名义组分 $x=0.05$ 和 0.3 的 $\text{Ce}_{1-x}\text{Yb}_x\text{CoIn}_5$ 开展了中子散射测量，发现 $x=0.05$ 样品($T_c=2.25$ K)中自旋共振模展现出显著的向上色散(图 11(a)-(d))，与母相基本一致。在 $x=0.3$ 样品中($T_c=1.5$ K)，

仍存在显著的自旋共振模(图 11(e)), 且其 $E_r/k_B T_c$ 保持与母相一致(图 11(f))。因此, 在 T_c 同为 1.5 K 的 $Ce_{1-x}La_xCoIn_5$ ($x=0.05$) 和 $Ce_{1-x}Yb_xCoIn_5$ (名义组分 $x=0.3$) 中, Yb 掺杂对自旋共振模的影响相对较小。一个可能的解释是: 相较于 La^{3+} 为无磁矩的近藤空穴, 混合价态的 $Yb^{2+/3+}$ 仍能一定程度上参与重费米子态并对磁激发有贡献。

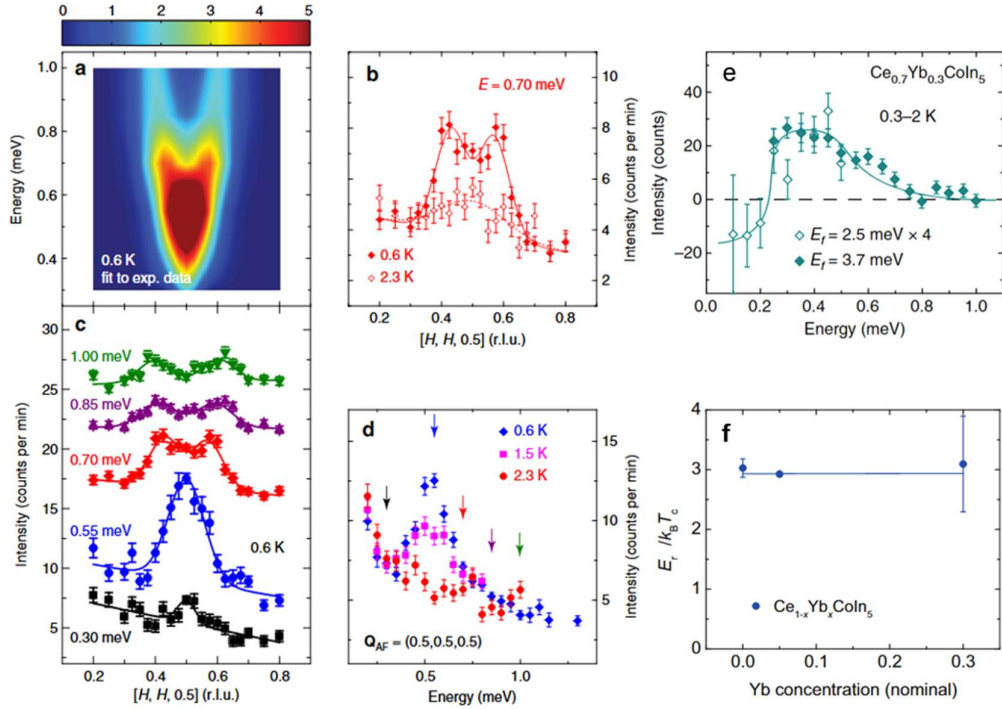


图 11 $Ce_{1-x}Yb_xCoIn_5$ 中的自旋共振模^[39]。名义组分 $x = 0.05$ 样品: (a) 对(c)中数据的拟合结果, (b) 0.6 K 和 2.3 K 下 $E = 0.70$ meV 的 $(H, H, 0.5)$ 方向散射强度对比, (c) 0.6 K 下 $E = 0.30$ meV, 0.55 meV, 0.70 meV, 0.85 meV, 1 meV 的 $(H, H, 0.5)$ 方向散射强度, (d) 0.6 K, 1.5 K 和 2.3 K 下 $(0.5, 0.5, 0.5)$ 处沿着能量的散射强度; 名义组分 $x = 0.3$ 样品: (e) 自旋共振模能谱, (f) $E_r/k_B T_c$ 随 Yb 掺杂的变化。

Fig. 11. Spin resonance mode in $Ce_{1-x}Yb_xCoIn_5$ ^[39]. For the sample with nominal composition $x = 0.05$: (a) fits to the data in (c), (b) comparison of the scattering intensity along $(H, H, 0.5)$ at $E = 0.70$ meV between 0.6 K and 2.3 K, (c) scattering intensity along $(H, H, 0.5)$ at $E = 0.30$ meV, 0.55 meV, 0.70 meV, 0.85 meV and 1 meV at 0.6 K, (d) energy dependence of the scattering intensity at $(0.5, 0.5, 0.5)$ at 0.6 K, 1.5 K and 2.3 K; for the sample with nominal composition $x = 0.3$: (e) energy spectrum of the spin resonance mode, (f) Yb-doping dependence of $E_r/k_B T_c$.

在 In^{3+} 位掺杂 Cd^{2+} 、 Hg^{2+} 、 Zn^{2+} 等, 可实现对 $CeCoIn_5$ 的空穴掺杂, 这几个体系具有相似的特征: 少量的掺杂(T_c 下降不超过 1 K)就足以在 $Q_{AF} = (0.5, 0.5,$

0.5) 处诱导公度反铁磁长程序 (图 8(a)-(c))^[26-28,44,53]。Stock 等^[28]对 $\text{CeCo}(\text{In}_{0.99}\text{Hg}_{0.01})_5$ ($T_c \approx 1.4$ K, $T_N \approx 3.4$ K)开展了细致的中子散射研究(图 12),发现该体系在顺磁态中有显著的 Ising 磁涨落,但在磁有序态中几乎没有磁涨落。进入超导态后,该体系也没有自旋共振模,母相中磁涨落的散射强度转移到了有序磁矩为 $1.0 \mu_B \parallel c$ 的长程磁序。反铁磁序参量的增长在 T_c 以下被抑制,揭示了超导与反铁磁序的竞争。

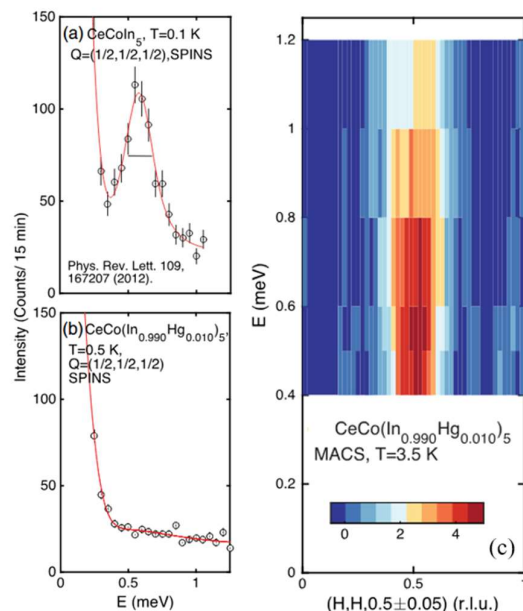


图 12 $Q_{AF} = (1/2, 1/2, 1/2)$ 处的非弹性中子散射对比^[28]: (a) CeCoIn_5 在 $T = 0.1$ K 的超导态自旋共振模($E_r \approx 0.55$ meV); (b) $\text{CeCo}(\text{In}_{0.99}\text{Hg}_{0.01})_5$ 在 $T = 0.5$ K 没有显著的磁涨落; (c) $\text{CeCo}(\text{In}_{0.99}\text{Hg}_{0.01})_5$ 在 3.5 K 时沿着 $(H, H, 1/2)$ 的散射强度分布。

Fig. 12. Comparison of inelastic neutron scattering at $Q_{AF} = (1/2, 1/2, 1/2)$ ^[28]: (a) spin resonance mode of CeCoIn_5 in the superconducting state at $T = 0.1$ K ($E_r \approx 0.55$ meV); (b) absence of significant magnetic fluctuations in $\text{CeCo}(\text{In}_{0.99}\text{Hg}_{0.01})_5$ at $T = 0.5$ K; (c) scattering intensity distribution along $(H, H, 1/2)$ in $\text{CeCo}(\text{In}_{0.99}\text{Hg}_{0.01})_5$ at 3.5 K.

尽管空穴掺杂的 $\text{CeCo}(\text{In}_{0.99}\text{Hg}_{0.01})_5$ 与 $\text{Ce}_{0.95}\text{Nd}_{0.05}\text{CoIn}_5$ 都具有磁矩沿着 c 的反铁磁序,但二者存在显著区别:前者具有大磁矩的公度磁序($\sim 1\mu_B$),而后者具有小磁矩的非公度磁序($\sim 0.1\mu_B$);对比图 8(a)和(d)可以看出,前者总是先于超导态形成($T_N > T_c$),而后者则可出现在超导转变之前或完全落入超导温区之内($T_N < T_c$);前者没有显著磁涨落,而后者具有显著的自旋共振模。由于 $\text{CeCo}(\text{In}_{0.99}\text{Hg}_{0.01})_5$ 中缺少磁涨落,其超导机理是重要的问题:该体系的超导是

否由磁涨落引起？考虑到该体系的超导比热跳变相对母相小很多，是否意味着只有一部分电子参与了超导？这些问题的解答仍有待进一步的研究。

综上所述，目前对 CeCoIn_5 母相中的磁激发特征已经有了较好的理解：其在正常态表现为 Q_{AF} 处的准弹性散射，而在进入超导态后表现为向上色散的自旋共振模，且该色散与 CeRhIn_5 中的自旋波相似。在磁场下，向上色散的自旋共振模劈裂为两支，其中能量低的一支随着磁场的增加降低至零能并凝聚为 Q 相中的非公度反铁磁序。在 La^{3+} 和 Yb^{3+} 掺杂的 CeCoIn_5 中，掺杂导致 T_c 和 E_r 的同步降低，其比值 $E_r/k_B T_c$ 大致不变。 Nd^{3+} 掺杂可以在零场诱导传播矢量和 Q 相一致的非公度反铁磁序，其机制可能是 Nd^{3+} 局域磁矩导致的内场对费米面嵌套的增强。 Hg^{2+} 、 Cd^{2+} 、 Zn^{2+} 等空穴掺杂在 CeCoIn_5 中诱导公度反铁磁序，并可以在没有显著磁激发的情况下实现超导。虽然 CeCoIn_5 的磁激发表现出沿着 c 轴的 Ising 各向异性，该各向异性可能受到元素替换或磁场的影响，例如 CeRhIn_5 中的反铁磁序磁矩在 ab 面内而非沿着 c 轴^[54]，且其磁各向异性在磁场下由易面变为易轴各向异性^[55]。总体而言，目前对 CeCoIn_5 磁激发的研究已经积累了不少实验结果，其中丰富的现象体现了重费米子体系极强的可调性，而这些现象对应的机制及其与超导的联系仍是待解决的难题。

3 CeCu_2Si_2 的磁激发

CeCu_2Si_2 具有四方 ThCr_2Si_2 型晶体结构(图 13(a))，并天然邻近反铁磁 QCP。制备的样品根据 Si 和 Cu 的比例可能表现为超导态(S 型， $T_c \approx 0.6$ K)或反铁磁态(A 型， $T_N \approx 0.8$ K)^[17]，如图 13(b)所示，为研究超导与量子临界反铁磁涨落提供了理想平台。

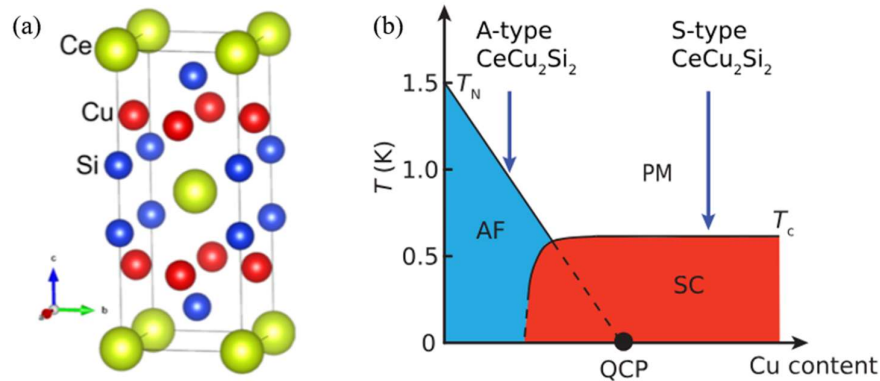


图 13 (a) CeCu_2Si_2 的四方 ThCr_2Si_2 型晶体结构; (b) CeCu_2Si_2 的相图示意图, 其中标出了 A 型(反铁磁)与 S 型(超导)区域^[22,56]。

Fig. 13. (a) Tetragonal ThCr_2Si_2 -type crystal structure of CeCu_2Si_2 ; (b) schematic phase diagram of CeCu_2Si_2 , where the A-type (antiferromagnetic) and S-type (superconducting) regions are indicated^[22,56].

Stockert 等^[57]对 A 型 CeCu_2Si_2 单晶的磁结构开展了研究, 50 mK 下的中子衍射揭示了反铁磁序的传播矢量为 $Q_{\text{AFM}} \approx (0.215, 0.215, 0.52)$ (图 14(a))。这一非公度波矢与重费米子能带中特定费米面的嵌套矢量高度吻合, 表明 CeCu_2Si_2 中的反铁磁序应是费米面嵌套驱动的自旋密度波。S 型 CeCu_2Si_2 中没有长程序, INS 测量揭示在 Q_{AFM} 处存在显著的准弹性磁涨落^[58]。由于该体系邻近 QCP, 因此这些磁量子临界涨落可能诱导超导配对。S 型 CeCu_2Si_2 进入超导态后, 其磁激发发生了显著变化(图 14(b))^[58]: 约 0.2 meV 以下的准弹性散射被抑制并出现磁激发能隙, 而能隙之上的散射强度显著超出正常态水平, 形成自旋共振模。该模式 $E_r \approx 0.2$ meV, 约为 $4 k_B T_c$, 与 CeCoIn_5 相近(图 11(f))。通过定量估算超导态与正常态间磁交换能的差异, Stockert 等^[58]发现 CeCu_2Si_2 中磁交换能的降低显著超过超导凝聚能, 为磁激发驱动超导配对提供了证据。类似的现象在铜氧化物超导体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ ^[59]与铁基超导体 $\text{Ba}_{0.67}\text{K}_{0.33}\text{Fe}_2\text{As}_2$ ^[60]中也存在, 表明其为非常规超导体的普遍特征。

自发现以来, 人们长期认为 CeCu_2Si_2 表现出有能隙节点的 d 波超导, 而后续的低温比热^[18]、穿透深度^[19]、热导率^[20]、电子辐照^[21]等一系列高精度测量表明其超导能隙无节点, 因此其配对对称性可能是 s 波或多轨道的无能隙节点 d+d 配对^[19,23]。在自旋激子图像下, CeCu_2Si_2 的自旋共振模表明超导能隙在动量空间变号, 因此可以排除能隙没有变号的 s^{++} 超导。同时, 由于 Q_{AFM} 对应重费米子带内的费米面嵌套, 因此能隙变号也应发生在同一能带内。考虑上述原因, 相较于不同能带间变号的 $s^{\pm}$ 超导, 同一能带内变号的 d+d 超导能更好地解释已有实验结果^[22]。值得注意的是, 这一结论成立的前提是将自旋共振模认定为自旋激子, 而该结论是否成立, 可以效仿 CeCoIn_5 对该模式的色散开展测量, 通过色散判断其能量在动量空间不同位置是否始终满足位于 PHCO 以下(即 $E_r < 2\Delta$)。因此, CeCu_2Si_2 的超导配对对称性目前仍无定论, 有必要进一步开展相位敏感实验予以澄清。

由于 S 型 CeCu_2Si_2 天然邻近反铁磁 QCP, Arndt 等^[61]通过施加 1.7 T 的磁场抑制超导后, 对其磁涨落的温度和能量依赖开展了细致测量并发现: Q_{AFM} 处不同温度和能量的动态磁化率 $\chi''(E, T)$ 作为 $E/T^{3/2}$ 的函数塌缩为同一曲线(图 15(a)), 即动态磁化率满足 $E/T^{3/2}$ 量子临界标度行为, 与巡游三维自旋密度波型 QCP 的理论预期一致^[61]。

CeCu_2Si_2 超导态的自旋共振模揭示了低能($E < 0.3 \text{ meV}$) Q_{AFM} 处磁激发随温度的演化, 更高能量的磁激发虽然对超导没有响应, 但具有显著的动量和能量依赖。Stockert 等^[58]和 Arndt 等^[61]的 INS 测量表明: 超导态中的顺磁激发从 Q_{AFM} 发出并呈现线性色散, 这一色散在超导被磁场抑制的正常态中没有显著变化(图 15(b))。Huesges 等^[62]在 A 型 CeCu_2Si_2 中也发现了具有相似色散的磁激发, 表明超导能隙能量以上的磁激发在 QCP 两侧相似。类似的现象也在铁基超导体中存在: 条纹反铁磁序 QCP 左右的高能磁激发类似, 且总的散射强度(对应有效自旋大小)保持固定^[63]。 CeCoIn_5 超导态中的自旋共振模与 CeRhIn_5 中自旋波色散的相似性同样属于此类现象, 这些都表明非常规超导体与其反铁磁母相具有一致的短程磁相互作用。

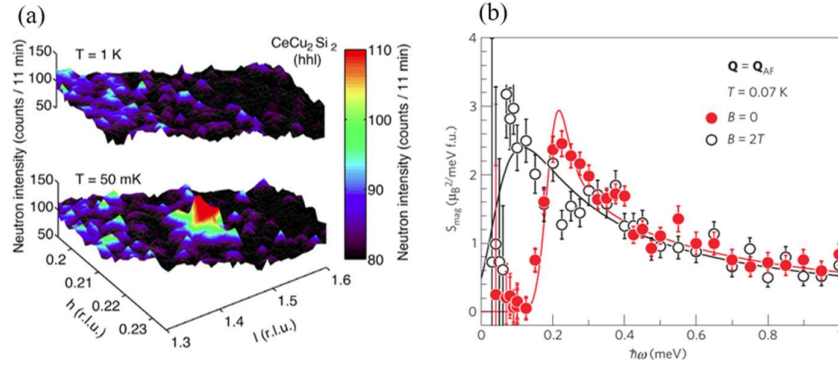


图 14 (a) A 型 CeCu_2Si_2 在 $T = 50 \text{ mK}$ 和 1 K 倒空间(HHL)平面的中子衍射强度图^[57]; (b) S 型 CeCu_2Si_2 在 Q_{AFM} 处超导态($T = 0.07 \text{ K}$, $B = 0$)与正常态($B = 2 \text{ T}$)的磁激发谱^[58]。

Fig. 14. (a) Neutron diffraction intensity maps of A-type CeCu_2Si_2 in the (HHL) plane of reciprocal space at $T = 50 \text{ mK}$ and 1 K ^[57]; (b) magnetic excitation spectra of S-type CeCu_2Si_2 at Q_{AFM} in the superconducting state ($T = 0.07 \text{ K}$, $B = 0$) and in the normal state ($B = 2 \text{ T}$)^[58].

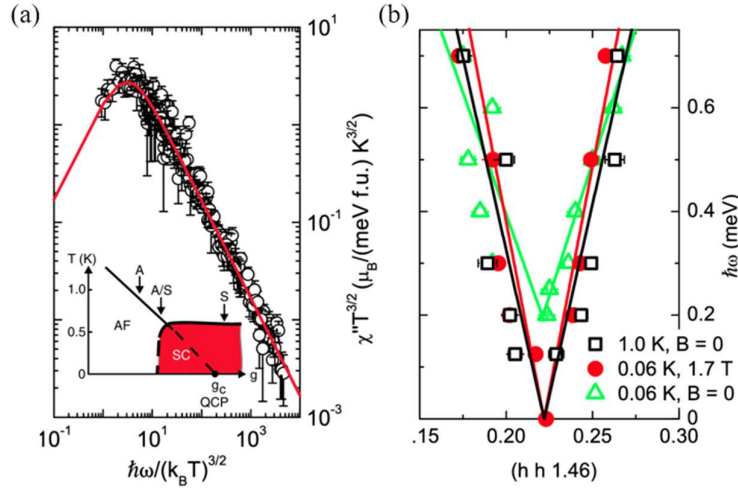


图 15 (a) S 型 CeCu_2Si_2 正常态($B = 1.7 \text{ T}$)在 Q_{AFM} 处的动态磁化率: $\chi''(E, T) \cdot T^{3/2}$ 作为 $E/T^{3/2}$ 的函数塌缩到一条线上^[61]; (b) 超导态与正常态色散的对比^[61]。

Fig. 15. (a) Dynamic susceptibility of S-type CeCu_2Si_2 at Q_{AFM} in the normal state ($B = 1.7 \text{ T}$): $\chi''(E, T) \cdot T^{3/2}$ collapses onto a single curve as a function of $E/T^{3/2}$ ^[61]; (b) comparison between the dispersions in the superconducting and normal states^[61].

重费米子超导体 CeCu_2Si_2 的早期测量表明 1 meV 以内的磁激发具有显著的三维特征, 与铜基和铁基等非常规超导体显著不同。为了探索重费米子超导体中的磁激发是否会在更高能演化为准二维, Song 等^[56]对 S 型 CeCu_2Si_2 中的高能磁激发(能量达 5.5 meV)开展了细致测量(图 16)。不同能量下的倒空间(HHL)切片揭示了磁激发在 $E \lesssim 1.5 \text{ meV}$ 具有显著的 L 依赖, 即磁激发具有三维特征; 在更高能量($E \gtrsim 2 \text{ meV}$), 磁激发的 L 依赖显著变弱, 表现出准二维特性。Park 等^[43]在 CeCoIn_5 中的测量也表明磁激发在 0.8 meV 以上变得准二维, 这些结果表明准二维的高能磁激发是重费米子超导体的共性, 与铜基和铁基超导体中的行为一致。

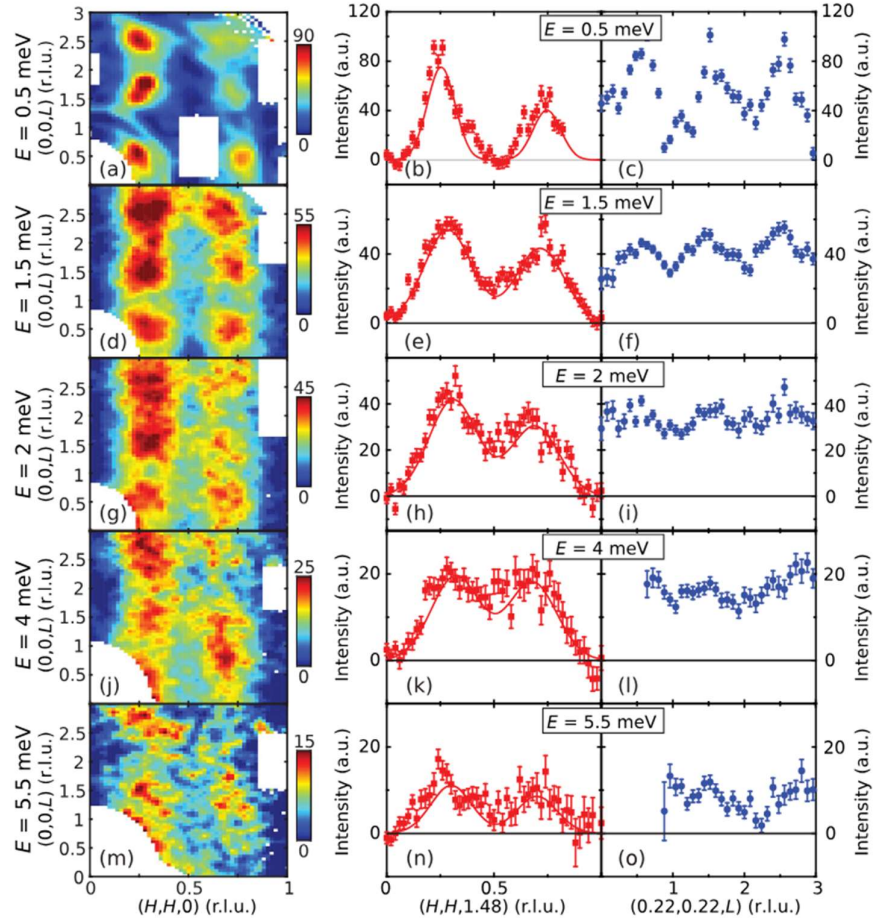


图 16 CeCu_2Si_2 正常态($T = 1.6 \text{ K}$)不同能量的 HHL 切片: $E = 0.5, 1.3, 2.0, 3.1, 4.0, 5.5 \text{ meV}$ ^[56]。低能($E \lesssim 1.5 \text{ meV}$)激发表现出显著的 L 依赖, 高能($E \gtrsim 2 \text{ meV}$)激发变得不依赖 L, 即演化为二维磁激发。

Fig. 16. (HHL) slices of CeCu_2Si_2 in the normal state ($T = 1.6 \text{ K}$) at $E = 0.5, 1.3, 2.0, 3.1, 4.0$ and 5.5 meV ^[56]. The low-energy ($E \lesssim 1.5 \text{ meV}$) excitations show a pronounced L dependence, whereas the high-energy ($E \gtrsim 2 \text{ meV}$) excitations become independent of L, i.e. they evolve into quasi-two-dimensional magnetic excitations.

CeCu_2Si_2 的顺磁激发从 Q_{AFM} 处发出, 虽然其色散相对 Q_{AFM} 大致对称(图 15(b)), 但靠近布里渊区边界的一支显著强于靠近布里渊区中心的一支(图 17(a))。HHL 中子散射切片表明该非对称性是样品本征行为(图 16(a)), 且较强的一支在 $E \gtrsim 1.5 \text{ meV}$ 色散至 $(0.25, 0.25)$ 附近后以柱状激发的形式持续至更高能(图 17(b))。第一性原理计算表明 CeCu_2Si_2 中的磁激发来自费米能以下的重电子态至费米能以上电子态的散射, 后者随着能量的增加有效质量迅速变小(即相对重电子态, 动量随着能量的增加改变得慢), 因此对应的磁激发在几个 meV 的尺度看起来演化为不随能量改变的柱状激发。

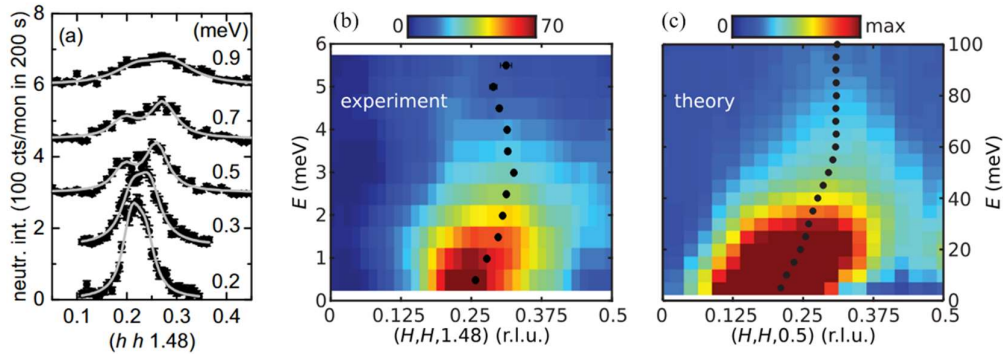


图 17 (a) A 型 CeCu_2Si_2 在 0.4 K 下恒定能量的中子散射扫描^[62]; (b) S 型 CeCu_2Si_2 在 1.6K 下 1.38<L<1.58 范围内数据对应的能量-动量谱^[56]; (c) 结合 LDA+U 能带结构, 通过 RPA (随机相位近似) 计算得到的能量-动量谱^[56]。

Fig. 17. (a) Constant-energy neutron scattering scans of A-type CeCu_2Si_2 at 0.4 K^[62]; (b) energy-momentum spectrum of S-type CeCu_2Si_2 at 1.6 K obtained from the data within 1.38 < L < 1.58^[56]; (c) energy-momentum spectrum calculated within the random phase approximation (RPA) using the LDA+U band structure^[56].

总体而言, 目前对 CeCu_2Si_2 的磁激发已有了较为细致的实验研究, 但几乎所有测量都聚焦在 HHL 面。考虑到 CeCu_2Si_2 中的高能磁激发具有准二维特性, 其在 HK0 面内的行为仍有待研究。同时, CeCu_2Ge_2 中的磁性相对 CeCu_2Si_2 更为局域(有序磁矩为 $1.0 \mu_B$)^[64,65], 而该体系的长程磁序和低能磁激发都和 CeCu_2Si_2 相似^[66], 因此二者的高能磁激发有可能也是相似的。和 CeCoIn_5 的情况相似, 如何理解 CeCu_2Si_2 中的磁激发起源以及其与超导联系, 是有待强关联体系理论和计算解决的重要问题。

4 总结与展望

表 2 CeCoIn_5 与 CeCu_2Si_2 基本性质及其磁激发的特征

Table 2. Basic properties of CeCoIn_5 and CeCu_2Si_2 and the characteristics of their magnetic excitations.

	CeCoIn_5	CeCu_2Si_2
基本性质	四方 HoCoGa_5 型结构, $T_c \approx 2.3 \text{ K}$	四方 ThCr_2Si_2 型结构, $T_c \approx 0.6 \text{ K}$
邻近的磁性基态与特征波矢	Hg、Cd、Zn 掺杂出现(0.5, 0.5, 0.5)型磁序、磁场下或 Nd 掺杂出现(0.45, 0.45, 0.5)型磁序、CeRhIn ₅ 中出现(0.5, 0.5, 0.297)型磁序	A 型样品表现出调制波矢为 $Q_{\text{AFM}} = (0.215, 0.215, 0.52)$ 的自旋密度波型磁序
正常态磁激发	$Q_{\text{AFM}} = (0.5, 0.5, 0.5)$ 出现准弹性响应, 无明显色散	Q_{AFM} 处准弹性磁涨落, χ'' 满足 $E/T^{3/2}$ 量子临界标度行为; 高能激发具有显著色散
自旋共振模	$E_r \approx 0.6 \text{ meV}$ ($\approx 3 k_B T_c$); 最低能量位于非公度波矢(0.45, 0.45, 0.5); 与 CeRhIn ₅ 中自旋波相似的显著向上色散	$E_r \approx 0.2 \text{ meV}$ ($\approx 4 k_B T_c$); 目前仅在 Q_{AFM} 处观测到, 色散特征尚不明确; 超导态高能激发与正常态相似, 具有显著色散

本文综述了 Ce 基重费米子超导体 CeCoIn_5 与 CeCu_2Si_2 的非弹性中子散射研究进展，二者的主要特征汇总于表 2 中。两个体系共同揭示了重费米子超导中磁激发与超导配对的深刻内在关联：这些体系中的超导处于反铁磁母相的磁 QCP 附近，且在各自母相的反铁磁传播矢量处呈现显著增强的自旋共振模。在自旋激子图像下，该模式是超导序参量在倒空间变号的重要证据，为 CeCoIn_5 中的 $d_{x^2-y^2}$ 和 CeCu_2Si_2 中的 $d+d$ 超导配对提供了支持。然而， CeCoIn_5 中自旋共振模的色散不符合简单的自旋激子图像，如何从理论上描述该模式，在新的描述下该模式与超导序参量间的联系，仍是未解决的重要问题。

CeCoIn_5 超导态的自旋共振模具有显著的向上色散，而正常态激发并无明显色散。相比之下， CeCu_2Si_2 的自旋共振模仅在 Q_{AFM} 处被观察到，而能量高于自旋共振模的色散磁激发和高能柱状磁激发，均对超导无显著响应。另一方面， CeCu_2Si_2 的行为和铜基与铁基超导体中的磁激发更相似：超导只影响低能的磁激发，而超导能隙能量以上存在大量的具有色散且不受超导影响的高能激发。因此，虽然 CeCoIn_5 中的磁激发和铜基超导体一样出现在奈尔波矢，其起源或机制可能具有显著差别。

CeCoIn_5 通过化学掺杂可以诱导出丰富的磁序，包括 Nd 掺杂在零场实现的非公度磁序和空穴掺杂实现的公度磁序。这二者在磁序与超导的关系、自旋共振模是否存在等问题上有着显著差别，揭示了重费米子超导体中丰富的可调控性。因此，虽然 CeCoIn_5 的 T_c 比铜基和铁基超导体低不少，但它却是研究超导与磁性相互作用以及非常规超导机理的强大平台。相比之下，化学掺杂 CeCu_2Si_2 体系中的中子散射研究较少，其中是否也有丰富的磁基态和多变的磁激发，仍不明确。

近年来，冷中子散射谱仪的技术进步为重费米子超导体的研究带来了新机遇。 CeCoIn_5 中的全谱测量^[43]表明这些仪器可以显著提高数据质量并带来新的理解。针对 CeCoIn_5 的磁场与掺杂调控以及 CeCu_2Si_2 开展更多类似的研究，将有望极大地推动人们更深入地认识重费米子超导体中磁激发的特征、起源及其在超导机制中的作用。

参考文献

- [1] Steglich F, Aarts J, Bredl C D, Lieke W, Meschede D, Franz W, Schäfer H
1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 1892
- [2] Petrovic C, Pagliuso P G, Hundley M F, Movshovich R, Sarrao J L, Thompson J
D, Fisk Z, Monthoux P 2001 *J. Phys.: Condens. Matter* **13** L337
- [3] Pfleiderer C 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1551
- [4] Thompson J D, Fisk Z 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 011002
- [5] Monthoux P, Pines D, Lonzarich G G 2007 *Nature* **450** 1177
- [6] Scalapino D J 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1383
- [7] Stewart G R 2017 *Adv. Phys.* **66** 75
- [8] Stockert O, Steglich F 2023 *Physica C* **615** 1354375
- [9] White B D, Thompson J D, Maple M B 2015 *Physica C* **514** 246
- [10] Sidis Y, Pailhès S, Hinkov V, Fauqué B, Ulrich C, Capogna L, Ivanov A,
Regnault L P, Keimer B, Bourges P 2007 *C. R. Phys.* **8** 745
- [11] Yu G, Li Y, Motoyama E M, Greven M 2009 *Nat. Phys.* **5** 873
- [12] Gegenwart P, Si Q, Steglich F 2008 *Nat. Phys.* **4** 186
- [13] Izawa K, Yamaguchi H, Matsuda Y, Shishido H, Settai R, Onuki Y 2001
Phys. Rev. Lett. **87** 057002
- [14] Kenzelmann M, Strässle T, Niedermayer C, Sigrist M, Padmanabhan B,
Zolliker M, Bianchi A D, Movshovich R, Bauer E D, Sarrao J L, Thompson J
D 2008 *Science* **321** 1652
- [15] Kenzelmann M, Gerber S, Egetenmeyer N, Gavilano J L, Strässle T, Bianchi A
D, Ressouche E, Movshovich R, Bauer E D, Sarrao J L, Thompson J D 2010
Phys. Rev. Lett. **104** 127001
- [16] Bianchi A, Movshovich R, Capan C, Pagliuso P G, Sarrao J L 2003 *Phys.*
Rev. Lett. **91** 187004
- [17] Steglich F, Gegenwart P, Geibel C, Helfrich R, Hellmann P, Lang M, Link A,
Modler R, Sparn G, Büttgen N, Loidl A 1996 *Physica B* **223-224** 1
- [18] Kittaka S, Aoki Y, Shimura Y, Sakakibara T, Seiro S, Geibel C, Steglich F,
Ikeda H, Machida K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 067002
- [19] Pang G, Smidman M, Zhang J, Jiao L, Weng Z, Nica E M, Chen Y, Jiang W,
Zhang Y, Xie W, Jeevan H S, Lee H, Gegenwart P, Steglich F, Si Q, Yuan H
2018 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **115** 5343

- [20] Takenaka T, Mizukami Y, Wilcox J A, Konczykowski M, Seiro S, Geibel C, Tokiwa Y, Kasahara Y, Putzke C, Matsuda Y, Carrington A, Shibauchi T 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 077001
- [21] Yamashita T, Takenaka T, Tokiwa Y, Wilcox J A, Mizukami Y, Terazawa D, Kasahara Y, Kittaka S, Sakakibara T, Konczykowski M, Seiro S, Jeevan H S, Geibel C, Putzke C, Onishi T, Ikeda H, Carrington A, Shibauchi T, Matsuda Y 2017 *Sci. Adv.* **3** e1601667
- [22] Smidman M, Stockert O, Nica E M, Liu Y, Yuan H, Si Q, Steglich F 2023 *Rev. Mod. Phys.* **95** 031002
- [23] Nica E M, Yu R, Si Q 2017 *npj Quantum Mater.* **2** 24
- [24] Das P, Lin S Z, Ghimire N J, Huang K, Ronning F, Bauer E D, Thompson J D, Batista C D, Ehlers G, Janoschek M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 246403
- [25] Stock C, Rodriguez-Rivera J A, Schmalzl K, Rodriguez E E, Stunault A, Petrovic C 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 247005
- [26] Pham L D, Park T, Maquilon S, Thompson J D, Fisk Z 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 056404
- [27] Nicklas M, Stockert O, Park T, Habicht K, Kiefer K, Pham L D, Thompson J D, Fisk Z, Steglich F 2007 *Phys. Rev. B* **76** 052401
- [28] Stock C, Rodriguez-Rivera J A, Schmalzl K, Demmel F, Singh D K, Ronning F, Thompson J D, Bauer E D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 037003
- [29] Yokoyama M, Fujimura K, Ishikawa S, Kimura M, Hasegawa T, Kawasaki I, Tenya K, Kono Y, Sakakibara T 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 033706
- [30] Stock C, Broholm C, Zhao Y, Tun Z, Kang H J, Rule K C, Petrovic C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 087001
- [31] Eremin I, Zwicky G, Thalmeier P, Fulde P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 187001
- [32] Chubukov A V, Gor'kov L P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 147004
- [33] Eschrig M 2006 *Adv. Phys.* **55** 47
- [34] Onari S, Kontani H, Sato M 2010 *Phys. Rev. B* **81** 060504
- [35] Raymond S, Lapertot G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 037001
- [36] Panarin J, Raymond S, Lapertot G, Flouquet J 2009 *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 113706
- [37] Stock C, Broholm C, Zhao Y, Demmel F, Kang H J, Rule K C, Petrovic C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 167207

- [38] Raymond S, Kaneko K, Hiess A, Steffens P, Lapertot G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 237210
- [39] Song Y, Van Dyke J, Lum I K, White B D, Jang S, Yazici D, Shu L, Schneidewind A, Čermák P, Qiu Y, Maple M B, Morr D K, Dai P 2016 *Nat. Commun.* **7** 12774
- [40] Song Y, Wang W, Van Dyke J S, Pouse N, Ran S, Yazici D, Schneidewind A, Čermák P, Qiu Y, Maple M B, Morr D K, Dai P 2020 *Commun. Phys.* **3** 98
- [41] Fujita M, Hiraka H, Matsuda M, Matsuura M, Tranquada J M, Wakimoto S, Xu G, Yamada K 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 011007
- [42] Tranquada J M, Xu G, Zaliznyak I A 2014 *J. Magn. Magn. Mater.* **350** 148
- [43] Park P, Zhang S S, Bonetti P M, Podlesnyak A A, Pajerowski D M, Stone M B, Petrovic C, Stock C, Sachdev S, Batista C D, Christianson A D 2026 arXiv: 2604.02481
- [44] Inoh K, Koizumi R, Takahashi T, Fujimoto H, Ebisawa H, Yashiro A, Kohinata M, Hosogai A, Matsuo A, Kindo K, Kawasaki I, Okuyama D, Wu H C, Sato T J, Tenya K, Ohoyama K, Iwasa K, Yokoyama M 2025 *Phys. Rev. B* **111** 104510
- [45] Gauthier N, Mignot J M, Raymond S, Regnault L P, Lapertot G, Kenzelmann M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 097201
- [46] Kim H, Tanatar M A, Flint R, Petrovic C, Hu R, White B D, Lum I K, Maple M B, Prozorov R 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 027003
- [47] Mazzone D G, Raymond S, Gavilano J L, Steffens P, Schneidewind A, Lapertot G, Kenzelmann M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 187002
- [48] Mazzone D G, Raymond S, Gavilano J L, Ressouche E, Niedermayer C, Birk J O, Ouladdiaf B, Bastien G, Knebel G, Aoki D, Lapertot G, Kenzelmann M 2017 *Sci. Adv.* **3** e1602055
- [49] Raymond S, Ramos S M, Aoki D, Knebel G, Mineev V P, Lapertot G 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 013707
- [50] Panarin J, Raymond S, Lapertot G, Flouquet J, Mignot J M 2011 *Phys. Rev. B* **84** 052505

- [51] Shu L, Baumbach R E, Janoschek M, Gonzales E, Huang K, Sayles T A, Paglione J, O' Brien J, Hamlin J J, Zocco D A, Ho P C, McElroy C A, Maple M B 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156403
- [52] Jang S, White B D, Lum I K, Kim H, Tanatar M A, Straszheim W E, Prozorov R, Keiber T, Bridges F, Shu L, Baumbach R E, Janoschek M, Maple M B 2014 *Philos. Mag.* **94** 4219
- [53] Howald L, Stilp E, Dalmas de Reotier P, Yaouanc A, Raymond S, Piamonteze C, Lapertot G, Baines C, Keller H 2015 *Sci. Rep.* **5** 12528
- [54] Bao W, Pagliuso P G, Sarrao J L, Thompson J D, Fisk Z, Lynn J W, Erwin R W 2000 *Phys. Rev. B* **62** R14621
- [55] Fobes D M, Zhang S, Lin S Z, Das P, Ghimire N J, Bauer E D, Thompson J D, Harriger L W, Ehlers G, Podlesnyak A, Bewley R I, Sazonov A, Hutanu V, Ronning F, Batista C D, Janoschek M 2018 *Nat. Phys.* **14** 456
- [56] Song Y, Wang W, Cao C, Yamani Z, Xu Y, Sheng Y, Löser W, Qiu Y, Yang Y F, Birgeneau R J, Dai P 2021 *npj Quantum Mater.* **6** 60
- [57] Stockert O, Faulhaber E, Zwicknagl G, Stüßer N, Jeevan H S, Deppe M, Borth R, KÜchler R, Loewenhaupt M, Geibel C, Steglich F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 136401
- [58] Stockert O, Arndt J, Faulhaber E, Geibel C, Jeevan H S, Kirchner S, Loewenhaupt M, Schmalzl K, Schmidt W, Si Q, Steglich F 2011 *Nat. Phys.* **7** 119
- [59] Woo H, Dai P, Hayden S M, Mook H A, Dahm T, Scalapino D J, Perring T G, Doğan F 2006 *Nat. Phys.* **2** 600
- [60] Wang M, Zhang C, Lu X, Tan G, Luo H, Song Y, Wang M, Zhang X, Goremychkin E A, Perring T G, Maier T A, Yin Z, Haule K, Kotliar G, Dai P 2013 *Nat. Commun.* **4** 2874
- [61] Arndt J, Stockert O, Schmalzl K, Faulhaber E, Jeevan H S, Geibel C, Schmidt W, Loewenhaupt M, Steglich F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 246401
- [62] Huesges Z, Schmalzl K, Geibel C, Brando M, Steglich F, Stockert O 2018 *Phys. Rev. B* **98** 134425
- [63] Dai P 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 855
- [64] Knopp G, Loidl A, Knorr K, Pawlak L, Duczmal M, Caspary R, Gottwick U, Spille H, Steglich F, Murani A P 1989 *Z. Phys. B* **77** 95

- [65] Krimmel A, Loidl A, Schober H, Canfield P C 1997 *Phys. Rev. B* **55** 6416
- [66] Singh D K, Thamizhavel A, Lynn J W, Dhar S, Rodriguez-Rivera J, Herman T 2011 *Sci. Rep.* **1** 117

录用稿件，非最终出版稿

Inelastic neutron scattering studies of the heavy fermion superconductors CeCoIn₅ and CeCu₂Si₂

TANG Yu^{1) 2)} SONG Yu^{1) 2)}†

1) (Center for Correlated Matter, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China)

2) (School of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310058, China)

Abstract

Heavy fermion superconductors offer an ideal setting for exploring mechanisms of unconventional superconductivity, as their superconducting pairing is generally believed to originate from magnetic fluctuations. Inelastic neutron scattering (INS) enables the detection of magnetic fluctuations in momentum-energy space, thus playing an irreplaceable role in measuring magnetic excitations in heavy fermion superconductors and in understanding their superconducting mechanisms. This article reviews neutron scattering studies on two archetypal Ce-based heavy fermion superconductors—CeCoIn₅ ($T_c \approx 2.3$ K) and CeCu₂Si₂ ($T_c \approx 0.6$ K). Both compounds have been investigated with high-resolution triple-axis and time-of-flight spectrometers, using polarized neutrons and applied magnetic fields, which together resolve how their magnetic excitations evolve with temperature, momentum, energy, magnetic field and chemical substitution. In CeCoIn₅, magnetic excitations exhibit a prominent spin resonance mode at $E_r \approx 0.6$ meV ($\approx 3k_B T_c$) in the superconducting state, the upward dispersion of which defies a spin-exciton description in the weak-coupling limit and instead closely resembles that of the spin waves in the antiferromagnetically ordered CeRhIn₅. The spin resonance mode in CeCoIn₅ exhibits an Ising anisotropy, a double splitting under applied magnetic field, and a deviation from the Néel wave vector at low energies, suggesting that this mode is closely related to the field-induced Q-phase. Chemical substitution reveals that E_r and T_c decrease in tandem upon La or Yb substitution while $E_r/k_B T_c$ stays nearly constant, whereas hole doping with Hg, Cd or Zn induces commensurate antiferromagnetic order and removes the spin resonance mode. CeCu₂Si₂ is naturally proximate to a magnetic quantum critical point, and its normal-state magnetic excitations exhibit the $E/T^{3/2}$ scaling expected for an itinerant three-dimensional spin-density-wave quantum critical point. A spin resonance mode at $E_r \approx 0.2$ meV ($\approx 4k_B T_c$) develops in the superconducting state, providing crucial evidence for unconventional superconducting pairing. In contrast to the low-energy excitations that show significant dispersion, the momentum dependence of the high-

energy magnetic excitations in CeCu_2Si_2 does not vary significantly with energy, suggesting that they may originate from scattering between the heavy fermion states and conduction-electron states. The reviewed neutron scattering studies on CeCoIn_5 and CeCu_2Si_2 reveal that these systems host versatile ground states and readily tunable magnetic excitations, providing key insights into the mechanisms of unconventional superconductivity.

Keywords: heavy fermion superconductors, inelastic neutron scattering, spin resonance mode, quantum critical point

* The work acknowledges support from the National Key R&D Program of China (No. 2022YFA1402200), the National Natural Science Foundation of China (No. 12274363), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. 226-2024-00068).

† Corresponding author. E-mail: yusong_phys@zju.edu.cn

The first author. E-mail: yutang_phys@zju.edu.cn

录用稿件，
非最终出版稿