自旋三重态超导

冉升^{1*}, 焦琳²

1. 华盛顿大学圣路易斯分校物理系, 圣路易斯 63130, 美国;

2. 佛罗里达州立大学, 美国国家强磁场实验室, 塔拉哈西 32310, 美国

*联系人, E-mail: rans@wustl.edu

收稿日期: 2020-10-16; 接受日期: 2020-12-10; 网络出版日期: 2021-03-17

摘要 超导体中的库珀对通常是由一对自旋相反总自旋为零(自旋单态)的电子组成. 然而, 在某些特殊情况下, 超导体中的库珀对可以是自旋三重态, 这类超导体被称之为自旋三重态超导体. 自旋三重态超导是非常罕见的量子现象, 在已经发现的上万种超导体中, 仅有几个超导体可能具有三重态配对. 近几年, 随着拓扑物态研究的深入, 三重态超导体因为可能是拓扑超导的载体而越来越多地引起关注. 本文简要地总结了几类可能的自旋三重态超导体的物理性质.

关键词 超导, 自旋三重态, 拓扑物态

PACS: 74.25.-q, 74.70.-b, 03.65.Vf, 31.50.Df

1 自旋三重态超导简介

超导的本质是配对电子形成的凝聚. 从广义上讲, 两个配对的电子相当于一个玻色子, 因而超导的凝聚体也可以用玻色-爱因斯坦凝聚来粗略近似理解. 配对的电子, 也称为库珀对, 它的总自旋可以有两种, $S=0$, 或者 $S=1$. 总自旋为0的情况被称为自旋单态, 因为特定方向的自旋分量只能为0, 而自旋为1的情况则被称为自旋三重态, 因为特定方向的自旋分量可以有-1, 0, 1三种不同的取值.

因为电子是费米子, 超导的波函数需要满足费米子的反对称性. 超导的波函数是由两部分构成的, 自旋部分和轨道角动量部分. 对自旋单态而言, 自旋部

分的波函数是反对称的, 因而轨道角动量部分的波函数必须是对称的, 比如 $L=0$ (s波) 或者 2 (d波). 自旋三重态恰好相反, 自旋部分的波函数是对称的, 因而轨道角动量部分的波函数必须是反对称的, L 可以是 1 (p波) 或者 3 (f波).

显然, 自旋单态、s波的超导具有最简单的配对. 事实上, 直到20世纪70年代, 所有被发现的超导材料都是自旋单态、s波的超导. 这类超导体也被称为传统超导, 它的库珀对是由电子-声子耦合提供的吸引力而形成的, 超导能隙呈各向同性, 可以很好地用BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) 理论来解释^[1,2].

如何才能出现波函数更复杂的超导体呢? 电子库仑相互作用成为了关键. 如果体系中存在很强的库仑

引用格式: 冉升, 焦琳. 自旋三重态超导. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 047406

Ran S, Jiao L. Spin triplet superconductors (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 047406, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0412](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0412)

相互作用, 为了减弱库仑排斥作用的影响, 库珀对的波函数就会在距离较远的地方有较大的振幅, 这就意味着在强关联体系当中, 库珀对可以具有不为零的轨道角动量, 从而形成非s波的超导. 从20世纪70年代开始, 各种强关联体系中的超导体被发现, 包括重费米子超导^[3,4]、有机超导^[5-7]、铜氧高温超导^[8-12]、铁基高温超导^[13-15]等, 这些超导体有着不同于简单的s波的配对, 极大地丰富了超导材料的种类.

但是, 这些非传统超导绝大多数依然是自旋单态. 第一个自旋三重态配对的例子并不是超导, 而是³He中的超流^[16,17]. 长期以来, 是否存在自旋三重态的超导, 它们和自旋单态超导有什么不同, 一直是超导领域的一个重要研究课题. 就理论而言, 自旋三重态超导体有可能破坏时间反演对称性, 从而具有非平庸的拓扑激发, 实现所谓的拓扑超导^[18,19]. 事实上, 最早的拓扑超导模型就是以三重态超导为载体的^[20]. 而具有时间反演对称性破缺的拓扑超导是实现容错拓扑量子计算的基石^[21-26]. 因此自旋三重态超导的研究就把当前最热门的拓扑材料、量子计算与非常规超导联系起来了, 成为凝聚态物理的一个重要研究方向.

到目前为止, 确定无疑的自旋三重态超导依然是凤毛麟角. 自旋三重态超导的候选材料包括UTe₂^[27]、UPt₃^[28]、铁磁超导材料^[29]和一些非中心对称的超导材料^[30]等. 这其中有一些材料因为临界温度较低, 对超导序参量的研究尚未达成定论. 有一些材料在某些测量中显露了自旋三重态超导的迹象, 而在另一些测量中却表现为传统超导, 为理论解释带来一些困难. 最近作者在UTe₂中发现的超导态非常有可能是第一个确定的手性自旋三重态超导^[27,31].

2 UTe₂中的自旋三重态超导

UTe₂是最近新发现的一个重费米子超导^[27]. 在发现之初, 它被普遍认为是铁磁超导家族中铁磁相变为零的极端情况, 因为它的很多性质和铁磁超导类似, 比如它的晶体结构, 同样是斜方晶体. 但是正因为它不存在铁磁相, 它的超导转变温度最高, 是1.65 K. 同时因为没有铁磁的干扰, 对很多测量的解释更加清晰, 提供了一个研究这一类超导体的最佳机会. 这里我们重点以UTe₂为例来介绍三重态超导的性质.

2.1 临界磁场

UTe₂的临界磁场存在很强的各向异性^[27]. 在一般情况下, 超导的临界磁场是由顺磁效应和轨道效应共同决定的. 顺磁效应和临界温度成正比, 而轨道效应可以从Werthamer-Helfand-Hohenberg (WHH)理论的拟合得到. 在UTe₂中, 由顺磁效应决定的临界磁场大约是3 T. 当磁场加在*a*和*c*方向时, 临界磁场分别是6和10 T, 并且临界磁场随温度的变化基本符合WHH理论, 表明临界磁场主要是由轨道效应主导的. 当磁场加在*b*轴方向时, 它的临界磁场大约是35 T, 是顺磁效应的10倍左右. 如此大的临界磁场表明很有可能形成库珀对的两个电子有相同方向的自旋, 也就是自旋三重态配对. 同时, 临界磁场随温度的变化在1 K左右严重偏离WHH理论, 表明在这个方向上轨道效应也不是决定临界磁场的主要机制(图1).

2.2 磁场诱导的超导态

通常情况下磁场会通过顺磁效应和轨道效应对超导态产生抑制作用. 但是在某些铁磁超导和有机超导中, 磁场不仅不会抑制超导, 反而会诱导超导态. UTe₂中存在两个不同的磁场诱导的超导态^[32], 而且其中一个超导态的临界磁场高于65 T, 这是非常罕见的量子现象.

如上所述, 当磁场加在*b*方向时, 它的临界磁场大约是35 T. 但是, 如果将磁场从*b*方向往*c*方向偏转时, 仅仅5°左右, 临界磁场会迅速下降到15 T. 这时, 如果继续增加磁场, 在20 T附近, UTe₂会再次转变为超导, 它的临界磁场大约是30 T. 将磁场从*b*方向往*a*方向略微偏转时, 同样可以观测到这个由磁场诱导的超导态(图2).

如果继续将磁场从*b*方向往*c*方向偏转, 在25°左右, 临界磁场已经下降到10 T, 但是如果继续增加磁场, 在40 T时, 电阻会陡降为零, 表明UTe₂再次转变为超导态. 这一超导态的临界温度同样是1.5 K左右, 但是超导在65 T中依然存在. 由于65 T是目前实验能达到的最大磁场, 这个超导态的临界磁场尚不明确. 值得注意的是, 25°正好是(011)平面的垂直方向, 而(011)平面是UTe₂样品最容易解理的方向, 表明这个磁场诱导的超导态很有可能与(011)平面的低维特征有关. 目前, 对于这一超导态的产生还没有很完善的理论解释.

图 1 (网络版彩图) UTe_2 的临界磁场. (a)–(c) 随温度和磁场变化的电阻的彩色等高线图, 磁场分别加在 a , b 和 c 三个方向; (d) 三个方向的临界磁场随温度的变化, 虚线代表了 WHH 拟合; (e) 在高达 20 T 的磁场中, 电阻随温度的变化, 磁场加在 b 方向^[27]

Figure 1 (Color online) The upper critical field for UTe_2 . (a)–(c) Color contour plot of the resistance as a function of temperature and magnetic field applied along three crystal axes; (d) superconducting critical field as a function of temperature for the three crystal axes, dotted lines represent WHH fit; (e) Resistance as a function of magnetic field up to 20 T applied along b axis^[27].

图 2 (网络版彩图) UTe_2 的磁场-角度相图包括了三个不同的超导态, 其中两个是磁场诱导的超导态^[32]

Figure 2 (Color online) The magnetic field-angle phase diagram of UTe_2 shows three distinct superconducting phases, two of which are field induced^[32].

2.3 核磁共振

核磁共振的奈特位移正比于准粒子的自旋磁化率, 是测量自旋状态的最佳手段. 如果超导的库珀对是

由自旋单态构成, 总自旋为零, 奈特位移在临界温度以下应该下降. 如果库珀对是自旋三重态, 总自旋为 1, 在某些方向上奈特位移在临界温度以下则不随温度变化. 在最初的粉末样品测量中, 在临界温度以下, UTe_2 的奈特位移几乎不随温度变化, 表明库珀对是自旋三重态配对^[27].

随后的单晶测量为自旋三重态配对提供了更加明确的证据^[33](图 3). 原则上, 奈特位移包括自旋和轨道两部分的贡献. 其中, 轨道部分的贡献应该随磁场的增大而增大. 然而在不同磁场下, 观测到的奈特位移几乎不变, 说明轨道部分的贡献很小. 因而观测到的奈特位移可以明确地用来推断自旋状态. 当磁场加在 b 方向时, 奈特位移在临界温度以下有所下降, 但是下降率随温度下降逐渐饱和. 经过拟合, 零温的奈特位移大约为 0.2%, 远远低于自旋单态应该得到的奈特位移, 从而有力地证明 UTe_2 的库珀对是自旋三重态配对.

图 3 (网络版彩图) UTe_2 的核磁共振奈特位移随温度的变化. 磁场加在 b 方向上. 插图奈特位移的实验值与自旋单态配对的理论值的对比^[33]

Figure 3 (Color online) Temperature dependence of NMR Knight shift for UTe_2 with magnetic field applied along the b axis. The inset is temperature dependence of Knight shift compared with theoretical value for spin singlet pairing [33].

2.4 手性的表面态

扫描隧道显微镜(STM)的测量进一步揭示了 UTe_2 超导态的特殊性^[31]. 首先, 局域态密度的测量发现, 在一个原胞内, UTe_2 的近藤效应和超导都存在周期性的调制, 而且两者的调制相位差了 180° , 如图 4(a). 这可能与潜在的铁磁涨落有关: 铁磁涨落一方面抑制近藤效应, 另一方面促进超导配对. 从实验结果来看, 在 UTe_2 的表面上可以直接观测近藤效应、铁磁/反铁磁涨落、超导在空间中的竞争/共存关系. 另外, UTe_2 在台阶处的微分电导谱呈现很强的反对称间隙态, 而且这些间隙态相对于费米能级(E_F)的位置只与台阶的方向有关(见图 4(b)), 要么高于 E_F , 要么低于 E_F . 这一现象仅出现在超导态内, 且带有明显的手性对称特征, 因此我们认为该材料属于手性自旋三重态超导体. 如果是这样, 那么台阶上观测到的间隙态就来源于 Majorana 费米子. 在时间反演和平移对称性破坏的台阶上, Majorana 费米子作为一种拓扑激发态, 沿着台阶单向运动.

图 4 (网络版彩图) STM 实验表明在超导能隙之间反对称的表面态. (a) UTe_2 表面的原子形貌结构; (b), (c) 在偏压为 -6 及 0 mV 时的局域态密度强度变化; (d) 存在天然平台的 UTe_2 表面图样; (e) 天然平台的左右台阶上的微分电导谱^[31]

Figure 4 (Color online) STM measurements demonstrate the antisymmetric surface states existing inside the superconducting energy gap. (a) Topography image of UTe_2 ; (b), (c) dI/dV map at biased voltage of -6 and 0 mV; (d) topography images of UTe_2 with a terrace; (e) dI/dV spectra measured at the positions marked by dots in (d) [31].

2.5 时间反演对称性破缺

存在手性的表面态, 说明 UTe_2 存在时间反演对称性破缺, 高分辨率的克尔效应测量发现了时间反演对称性破缺的进一步证据^[34](图5). 如果样品存在时间反演对称性的破缺, 打在样品上的极化光将会发生非对称的反射, 从而产生克尔偏转. 但是通常情况下, 样品中可能会形成由时间反演对称破缺造成的指向不同方向的晶畴, 如果晶畴的尺寸小于光斑尺寸, 就可能得到多个晶畴的平均值, 而观测不到克尔偏转.

因而在实验中, 首先在临界温度之上加了25 Gs的磁场, 并且保持在这个磁场下降温, 从而使晶畴指向共同的方向. 在最低温时, 关闭磁场, 然后升温, 测量克尔偏转. 在这样的条件下, 实验观测到了明显的克尔偏转, 表明 UTe_2 存在时间反演对称性破缺. 如果将最初所加的磁场方向反转, 会得到方向相反的克尔偏转, 说明外加磁场可以和具有时间反演对称性破缺的超导序参量产生线性的耦合.

UTe_2 具有斜方晶体结构, 它的对称点群是 D_{2h} , 没有二维的不可约化表示. 时间反演对称性破缺的序参量只可能由两个一维的表示建立, 也就意味着 UTe_2 可能有两个超导序参量, 这是非常罕见的现象. 但是高

图 5 (网络版彩图)在临界温度之下 UTe_2 具有不为零的克尔偏转角度, 表明存在时间反演对称性破缺. 如果将测量之前的降温过程中所加的磁场方向反转, 会得到相反方向的克尔偏转角度, 如蓝色和红色的数据所显示^[34]

Figure 5 (Color online) UTe_2 exhibits nonzero Kerr rotation below the superconducting critical temperature, indicating time reversal symmetry breaking. When the direction of the magnetic field applied during the cooling process is reversed, an opposite Kerr rotation is observed, as shown by the red and blue data [34].

精度的比热测量确实印证了这一点(图6).

在临界温度以上75–100 mK的温度范围内, 可以明显看到比热存在肩状特征, 将比热的跳变分为两段, 表明有两个热力学相变. 尽管测量的样品因为生长条件的差异而具有不同的超导转变温度, 但是都表现出同样的特征, 这说明两个分离的超导相变是 UTe_2 的固有特征, 并非杂质等外在原因造成.

2.6 能带结构和超导能隙

库仑相互作用校正的密度泛函理论(DFT+U)和动力学平均场(DFT+DMFT)对 UTe_2 能带结构的计算都表明, UTe_2 的磁性和能带性质受到f电子库仑作用的影响很大^[35,36](图7). 不考虑库仑作用时, 能带计算给出半导体带隙, 与实验不符, 只有引入较强库仑作用后才能得到实验要求的金属型能带. 在此情况下, UTe_2 呈现电子型和空穴型两个准二维费米面. 这一计算结果得到了

图 6 (网络版彩图)高精度的比热测量显示 UTe_2 存在两个非常靠近的超导相变^[34]

Figure 6 (Color online) High resolution specific heat measurements show that UTe_2 has two superconducting transitions that are very close to each other [34].

图 7 (网络版彩图)第一性原理计算得到的准二维的费米面^[35]

Figure 7 (Color online) Quasi 2D Fermi surface obtained from the first principle calculation [35].

角分辨光电子能谱(ARPES)实验的印证^[37].

尽管 UTe_2 的能带结构取决于库仑相互作用, 但是计算表明不论库仑相互作用的大小, 最强的磁性相互作用都是相邻U原子之间的铁磁相互作用. 最新的计算还表明, 不论库仑相互作用的大小, 在费米能级附近都存在一个非平庸的拓扑能带.

根据 UTe_2 的能带结构和相邻U原子的铁磁相互作用, Agterberg理论小组^[38](图8)用基于对称性的电子模型, 从理论上得到了 UTe_2 的磁场-温度相图, 与实验结果吻合得很好, 并且能够解释上述的手性表面态与时间反演对称破缺. 理论表明, 在常压和零磁场下, 超导态为 $B_{3u} + iB_{2u}$ 配对, 这种时间反演对称破缺的配对可以由铁磁涨落产生. 在弱自旋-轨道耦合作用下, B_{3u} 能隙主要沿着 b 方向, 而 B_{2u} 能隙主要沿着 a 方向. 这意味着, 当磁场沿着 $a(b)$ 方向时, $B_{3u}(B_{2u})$ 能隙将不受顺磁效应的影响, 从而可以产生与实验结果吻合的相图.

紧束缚理论的计算表明 $B_{3u} + iB_{2u}$ 配对会产生受拓扑性质保护的能隙节点, 也就是外尔节点, 其位置取决于 B_{3u} 和 B_{2u} 两种序参量的大小. 外尔节点的存在会产生费米弧的表面态, 与STM观测到的手性表面态吻合.

3 其他几类重要的自旋三重态超导/超流体

3.1 ^3He

处于正常状态的流体(导体)中, 分子(电子)的能量与动量之间的色散关系是一个连续的函数. 因此, 在普通的流体(导体)中, 分子(电子)之间以及它们与环境的相互作用强度也是连续的. 微弱的扰动、激发就可以使它们从一个能态跃升到另一个能量接近的态. 这样

图 8 (网络版彩图)由理论计算得到的 UTe_2 沿 a 和 b 两个方向的磁场-温度相图. 上下两排分别代表临界压力以上和临界压力以下的情况^[38]

Figure 8 (Color online) Calculated magnetic field-temperature phase diagram of UTe_2 when magnetic field is applied along a and b axis. The top and bottom graphs correspond to below and above critical pressure, respectively [38].

的相互作用及散射过程给体系的动能带来了有效的损失, 从而出现流阻(电阻)现象. 在高温下, 不同能级的玻色子(费米子)占据数满足玻色-爱因斯坦(费米-狄拉克)分布. 随着温度的降低, 不同能级的玻色子倾向于占据更低的能级从而进一步降低体系的能量. 在某个临界温度以下, 这些玻色子发生玻色-爱因斯坦凝聚, 形成一个波函数相位相同(相干)的宏观量子态. ^4He (单原子)分子具有2个质子和2个中子, 它的核自旋为零, 是玻色子. 因此, ^4He 原子无需配对即可发生玻色-爱因斯坦凝聚. 然而 ^3He 原子具有2个质子与1个中子, 核自旋为1/2, 属于费米子. 早期的观点认为 ^3He 原子受到泡利不相容原理的限制, 是不能凝聚到一个能级上的^[39]. 然而基于BCS理论, 费米子在配对以后, 也是可以发生凝聚的. 1972年, Lee, Richards和Osheroff在2 mK的极低温条件下首次观测到了 ^3He 的超流行为, 这一温度比 ^4He 的超流转变温度要低三个数量级^[40]. 随后, Leggett^[16]从理论上系统地描述了两个 ^3He 原子配对从而发生凝聚的机理. 由于配对的 ^3He 原子具有非零的核自旋以及轨道角动量($S=1$, $L=1$), 序参量满足p波对称的自旋三重态配对形式. 由于配对的 ^3He 原子具有更复杂的内禀自由度, 可以形成多种超流相, 这一点也与其他自旋三重态超导体的相图很类似. 图9描绘了 ^3He 的多个超流相, 即配对原子总角动量为零的B-相以及轨

图 9 (网络版彩图) (a) ^3He 在极低温下的压力-温度相图及 (b) A-相、B-相对应应的能隙的二维截面, 阴影部分为能隙(Δ), E_F 表示费米能级

Figure 9 (Color online) (a) Pressure-temperature phase diagram of ^3He at low temperatures and (b) 2D cross section of energy gap for A and B phase. Shaded area represents energy gap. E_F is Fermi energy.

道角动量在某个方向(l)投影不为零的A-相. 由于存在非零的轨道角动量, A-相具有各向异性的序参量以及沿 l 方向的自发磁化行为. 相应地, A-相的序参量存在沿 l 方向的节点, 而时间反演对称性也发生破缺(如图9). 此外, 在外加磁场下, A-相中 ^3He 的自旋角动量将发生极化, 形成 A_1 -相.

研究拓扑超导的一个热点是寻找非阿贝尔任意子, 以实现通用容错量子计算^[21-26]. 到目前为止, 只有 ^3He 的超流相是唯一被证实的满足自旋三重态配对的物态, 并在涡旋核心中存在受拓扑保护的束缚态. 其中, A-相中的Bogoliubov准粒子是无质量的手性费米子, 可以用Weyl方程描述; 而B-相中的Bogoliubov准粒子则是有质量的, 满足Dirac方程. 因此, A-相也被称为(体态有能隙节点的)外尔超流体, 而B-相则可以理解为(体态能隙完全打开的)拓扑超流体. 近年来, 实验上倾向于将 ^3He 液体限制在不同的纳米级几何腔体中, 来研究超流薄膜的边缘态/表面态. 理论指出, A-相(B-相)边界的束缚态, 即表面Andreev束缚态, 为手性(螺旋性)Majorana费米子^[41,42]. 2013年, Kono小组^[43]最先在 ^3He 的A-相中观测到了自发手征破缺的行为, 而同样的现象也在 UTe_2 的超导态中得到了体现. 由于 ^3He 的超流态具有丰富的相图及多种拓扑束缚态, 它不仅是研究拓扑超导的理想体系也是寻找Majorana费米子, 甚至是验证高能/粒子物理基本模型的一个平台^[44]. 图10展示了 ^3He 两个超流相边缘态的色散关系.

3.2 UPt_3

UPt_3 是一个重费米子体系, 在 $T_n=5\text{ K}$ 时发生反铁磁相变^[28]. 与 ^3He 一样, UPt_3 也有三个不同的超导相, 在零磁场中有两个超导相: A-相(转变温度是0.53 K)和B-相(转变温度是0.48 K). 在外加磁场作用下, UPt_3 出现第三个超导相C-相^[45](图11).

UPt_3 是六方晶格结构, 具有非常复杂的费米面. 能带结构计算表明, 费米面由五六个能带组成, 都是U原子5f轨道和Pt原子轨道杂化而成^[46]. 穿过费米能级的是由强自旋-轨道耦合作用劈裂形成的 $j=5/2$ 的能带. 量子振荡实验也验证了 UPt_3 费米面的复杂性^[47].

图 10 (网络版彩图)在平板型腔体中的 ^3He 超流态A-相(a)和B-相(b)的边缘态的色散关系. A-相的两支线性色散的能带分别出现在左右边界上, 而B-相的边缘态的色散关系为Dirac锥^[41]

Figure 10 (Color online) The dispersion relation of the surface state of (a) A phase and (b) B phase of the superfluid ^3He in a slab. For A phase two linear branches appear on the two sides, while for B phase the surface state is a Dirac cone [41].

图 11 (网络版彩图) UPt_3 的磁场-温度相图. 共有三个不同的超导相, A-相和B-相出现在零磁场中, 在外加磁场作用下, 会出现第三个超导相C-相

Figure 11 (Color online) Magnetic field-temperature phase diagram of UPt_3 . There are three superconducting phases. A and B phases appear in zero magnetic field. C phase appears in the applied magnetic field.

复杂的费米面和强自旋-轨道耦合作用对UPt₃的超导配对机制和对称性的研究带来了困难. 目前主流理论认为UPt₃的超导态符合具有 E_{2u} 对称性的f波^[28], 是由两个几乎简并的序参量组成的: $(k_x^2 - k_y^2)k_z$ 和 $k_x k_y k_z$. 因为能隙的空间部分是反对称的, 自旋部分应该是对称的, 也就是自旋三重态配对. 这两个由对称性相关的超导序参量会因为弱反铁磁性或者微小的晶格变形等微扰因素产生劈裂, 而导致不同的相变温度. 第一个(温度较高)超导相变会在 k_z 方向和 k_x-k_y 平面内产生能隙节点. 第二个(温度较低)超导相变以下, 另一个超导序参量形成 $\pm\pi/2$ 的相位差, 体系在 k_x-k_y 平面内的能隙完全打开, 能隙节点消除. 因为两个超导序参量存在 $\pm\pi/2$ 的相位差, E_{2u} 对称性会破坏时间反演对称.

缪子自旋共振^[48]和克尔效应^[49]的测量都为UPt₃在B-相的转变温度以下出现时间反演对称性破缺提供了证据. 约瑟夫森结隧穿实验表明在A-相与B-相之间, 超导能隙在六方基面内存在节点, 在B-相的转变温度以下, 基面内节点逐渐消失, 和 E_{2u} 对称性吻合^[50]. 另外, 核磁共振测量表明自旋磁化率在B-相超导态中随温度几乎没有变化, 和自旋三重态吻合^[51,52], 但是对于存在强自旋-轨道耦合的体系, 核磁共振数据的理解不具确定性. 因而到目前为止, 依然缺乏自旋三重态的直接证明.

3.3 铁磁超导

虽然UTe₂经常与其他三个早先发现的U基超导体(即UGe₂, URhGe, UCoGe)进行对比, 但是后者与UTe₂还是有个显著的不同点——它们都存在稳定的长程铁磁基态, 并且超导可能与铁磁序共存^[29](图12). UGe₂在常压下并不是超导, 只在 $T_c=50$ K以下显示铁磁性. 在压力的作用下, 铁磁相被抑制, 在1 GPa以上会出现超导与铁磁的共存. URhGe和UCoGe在常压下就存在铁磁与超导的共存. 不同的是, 在URhGe中, 随着压力的增大, 铁磁相的转变温度逐渐增大, 超导被逐渐抑制, 而在UCoGe中, 铁磁被压力迅速地抑制, 超导态呈现圆顶型相图. 在1 GPa以上, 铁磁相已经被完全抑制, 而超导依然存在.

一般认为, 超导序和铁磁序是相互排斥的, 无法微观共存. 这可以简单地理解为铁磁序的交换作用场一般会强于超导顺磁极限场, 从而导致自旋单态配对的库珀对的破坏. 而在上述铁磁超导体中, 材料的居里

图 12 (网络版彩图) (a) UGe₂, (b) UCoGe和(c) URhGe的上临界磁场^[29]. 磁场平行于易磁化轴

Figure 12 (Color online) Upper critical field of (a) UGe₂, (b) UCoGe, and (c) URhGe [29]. Magnetic field is applied along the easy axis.

温度可以远高于超导转变温度, 同时上临界磁场也远高于泡利顺磁极限. 这些反常现象都说明上述铁磁超导体很可能是自旋三重态配对超导.

与各向同性的中性费米液体³He不同, 这些铁磁超导态都起源于各向异性的晶格及铁磁序环境中, 因此它们的超导性质也表现出了非常大的各向异性. 以上临界磁场为例, 当磁场平行或垂直易磁化轴时, 上临界磁场可以相差好几倍. 值得一提的是, 当磁场垂直于易磁化轴的方向时, 在URhGe中也出现了一个由磁场诱导的超导态. 这一现象和UTe₂的结果很类似: 超导首先会被抑制, 然后进入正常态, 但是10 T的磁场会诱导超导再次出现. 目前的理论认为, 当磁场加在易磁化轴的垂直方向时, 磁场会抑制铁磁性, 增强沿着这个方向的铁磁涨落, 从而抵消磁场的轨道效应, 导致超导的再次形成.

除了上述三个材料外, UIr的超导相变也发生在铁磁序的边界^[53]. 此外, UIr还具有非中心对称的晶格结构. 因此, UIr是一个非常特殊的例子, 即超导态中的空间宇称及时间反演对称性都被破坏了. 目前, 上述诸多反常现象都有一些唯象的模型进行理解^[54], 但是具体的超导序参量对称性还需要更精细的研究.

3.4 非中心对称的超导

如前文所述, 受泡利不相容原理及宇称交换反对称性的限制, 库珀对的波函数要么满足自旋单态形式, 要么符合自旋三重态形式. 然而, 根据晶格的对称性, 有一类材料不存在微观的对称中心, 即非中心对称材料. 这类材料中, 非对称的晶体势场会在体系的哈密顿量中引入一个反对称的自旋-轨道耦合项(ASOC),

由此引起原本简并的自旋能级($|\mathbf{k}, \uparrow\rangle$ 与 $|\mathbf{k}, \downarrow\rangle$, $\mathbf{k}$ 为电子动量)的劈裂. 这一现象也可以看成是电子在无外加磁场的情况下, 由晶体势场产生的一个等效磁场与电子的自旋耦合而产生的塞曼效应. ASOC的效果除了让能带退简并, 还可以破坏宇称对称性, 最终导致非中心对称材料在超导态表现出一些奇异的性质, 比如超导配对波函数是偶宇称(自旋单态)与奇宇称(自旋三重态)的叠加^[55]. 因此, 即使是在弱关联电子体系, 电-声子相互作用也有可能产生非常规超导电性. 此外, 自旋单态与三重态的混合也可能产生拓扑超导. 下面简要介绍几个潜在的包含自旋三重态配对的非中心对称超导体.

CePt₃Si是最早引起广泛关注的非中心对称超导体^[56]. 它在超导转变温度之上的索莫菲尔德系数达到了400 mJ/(mol K²), 属于典型的重费米子材料. 从晶格结构看, CePt₃Si具有P4mm (No. 99)型四方晶格, 其中Si和Pt(2)分别占据非中心对称的位置, 如图13所示. 实验发现, CePt₃Si既具有常规超导的性质, 又表现出一些非常规超导的特征. 比如, 超导态的磁场穿透深度^[57]

与热导率都随温度呈线性变化关系; 核磁共振测到的自旋晶格弛豫率 $1/T_1T$ 在 T_c 以下与温度呈幂指数依赖关系^[58]. 这些实验都表明CePt₃Si的超导能隙存在节点, 属于非常规超导体. 然而, $1/T_1T$ 又存在明显的相干峰, 这一现象又是s波超导的一个常见特征^[58]. 此外, CePt₃Si的上临界磁场达到了泡利极限的三倍左右, 具有自旋三重态超导的特征. 上述看似矛盾的实验结果可以用自旋单态和自旋三重态混合的配对模型进行理解. 理论计算表明, 结合ASOC效应, 当自旋单态和自旋三重态的贡献之比为0.6时, CePt₃Si的超流密度随温度的变化关系与实验结果接近. 这就进一步表明CePt₃Si的超导态中自旋单态和自旋三重态成分的贡献相当, 与CePt₃Si具有较强的ASOC相一致. 此外, CeTX₃ ($T = \text{Rh, Ir, Co}$; $X = \text{Si, Ge}$)体系也具有与CePt₃Si类似的特征, 都存在自旋单态和自旋三重态混合配对的迹象^[59].

ASOC的强度与材料中原子序数 Z 有关, 通常认为 Z 越大, ASOC越强. 因此, 无论关联效应强弱与否, 在含有重原子的非中心对称材料中都可能出现自旋三重态超导现象, Li₂(Pd, Pt)₃B体系就是个典型的例子^[60].

图 13 (网络版彩图) CePt₃Si的晶格结构(a), 超导磁场穿透深度(b)及核磁共振测到的奈特位移及自旋-晶格弛豫率(c). 图(b)中的插图为低温的磁场穿透深度^[56–58]

Figure 13 (Color online) (a) Crystal structure, (b) superconducting penetration depth, and (c) NMR Knight shift and relaxation rate of CePt₃Si. Inset of (b) shows the low temperature superconducting penetration depth^[56–58].

$\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ 与 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ 具有相同的非中心对称晶格结构, 但是Pd的原子序数比Pt的小很多, 计算表明, 在ASOC作用下, 原本自旋简并的能级发生劈裂, 其值分别为 $E^{\text{Pd}} \sim 30 \text{ MeV}$, $E^{\text{Pt}} \sim 200 \text{ MeV}$, 后者与 CePt_3Si 的能带劈裂大小相当. ASOC强度的不同也直接影响到了材料超导能隙的对称性. 如图14, 两个材料的伦敦穿透深度在低温下表现出明显不同的行为, $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ 的穿透深度随温度呈现 e 指数变化关系, 而 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ 则呈现出明显的线性行为. 前者对应了完全打开的超导能隙, 后者表明超导能隙存在线型节点. 进一步的计算表明, $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ 与 $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ 中, 自旋单态和自旋三重态之比分别是0.6和4, 导致总的超导能隙存在明显差异, 如图14所示. 在 $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ 中, 自旋单态配对超导占主要成分, 形成完全打开的超导能隙. 而在 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ 中, 自旋三重态配对占主导, 使得其中一个自旋退简并的能带上出现了能隙节点. 以上结论也得到了核磁共振实验的支持^[61]. 由此可以看出, 即使是在弱关联体系, ASOC强度也可以有效调节自旋三重态和自旋单态的比例, 使得体系表现出自旋三重态配对特征.

半Heusler合金是近年来比较热门的一类材料, 理论及实验研究表明这类材料往往具有特殊的磁性及拓扑性质^[62]. 同时, 这类材料也缺乏对称中心, 其中的YPtBi还可能是一个拓扑超导体. 虽然YPtBi的超导转

变温度仅为0.77 K, 但是它的载流子浓度也非常低($2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). 根据BCS理论, 如此低的态密度不足以产生0.77 K的超导^[63]. 值得一提的是, 最近的磁场穿透深度的测量显示了明显的线性温度依赖关系. 这说明YPtBi的超导能隙可能有节点. 进一步的计算发现YPtBi中Bi的s电子带与p电子带在 Γ 点发生了能带反转, 形成拓扑半金属. 更有意思的是费米面附近的能带上的电子具有 $j=3/2$ 的总角动量, 使得形成库珀对的电子具有超越自旋单态($j=0$)与自旋三重态($j=1$)的自旋多重态配对模式($j=2$ 甚至3), 如图15所示^[64]. 考虑到上述各种效应, YPtBi的超导序参量的具体形式可能非常复杂, 但是对这一材料的研究将拓展我们对自旋多重态超导及拓扑超导的认识.

$\text{A}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ ($\text{A}=\text{Na}, \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}$)是一类新近发现的具有中心对称破缺的准一维超导体, 其中 $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 最早被发现, 其超导转变温度为6.1 K^[65]. 实验发现, $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 在正常态就具有很强的铁磁涨落, 而超导态的上临界磁场非常高, 磁场平行和垂直 c 方向的 H_{c2} 分别达到了23和37 T, 是泡利极限值的2–3倍^[66]. 诸多实验测量(如核磁共振^[67]、磁场穿透深度^[68]、缪介子自旋共振^[69]等)都表明 $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ 具有非常规超导电性, 且超导能隙含有节点, 甚至可能含有自旋三重态配对的成分^[70]. 除了上述材料, 其他非中心对称材料如 CeTX_3

图 14 (网络版彩图) (a) $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ 和 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ 伦敦穿透深度在低温随温度变化的关系. 插图为磁化率随温度的变化. (b) 计算所得到的 $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ 和 $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ 能隙的结构^[60]

Figure 14 (Color online) (a) Temperature dependence of the London penetration depth of $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ and $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$. The inset shows the temperature dependence of the magnetization. (b) Calculated superconducting energy gap of $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ and $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$ [60].

图 15 (网络版彩图)自旋多重态配对模式示意图^[64]. (a), (b) 传统理论框架由自旋1/2的电子组成库珀对, 可以形成偶宇称自旋单态或者奇宇称自旋三重态配对, 总角动量 j 分别为0和1; (c)–(f) 具有3/2自旋的电子则可以存在更复杂的配对模式, j 可以从0取到3

Figure 15 (Color online) Sketch for high spin Cooper pair ^[64]. (a), (b) In conventional theory, Cooper pairs formed by spin 1/2 systems could be even parity spin singlet state or odd parity spin triplet state. Total momentum j is 0 and 1, respectively. (c)–(f) For the spin 3/2 systems, pairing state could be more complicated, with j from 0 to 3.

($T=\text{Rh, Ir, Co; X=Si, Ge}$)^[55], CaPtAs ^[71], $\alpha\text{-BiPd}$ ^[72]等都发现了自旋单态/三重态混合配对的一些实验依据. 说明在非中心对称材料中, 超导态中含有自旋三重态成分是比较普遍的现象.

3.5 Sr_2RuO_4

铜氧化物高温超导体的发现激起了氧化物超导体研究的热潮. 1994年, Maeno等人^[73]发现 Sr_2RuO_4 在1.5 K以下进入超导态. 虽然 Sr_2RuO_4 的超导转变温度比高温超导态低了两个数量级, 但是早期的研究却发现了很多奇异的性质, 比如, 早期核磁共振和偏振中子散射观察到超导态和正常态之间的自旋磁化率没有变化, 克尔偏转效应及缪介子自旋都观测到了时间反演对称性的破缺^[74,75]. 因此, 20多年来, 人们一直认为 Sr_2RuO_4 为手性p波超导体, 能隙函数中的d-矢量为 (k_x+ik_y) , 是单位基矢形式. 手性超导的模型也得到了约瑟夫森效应、点接触谱实验测量的进一步支持^[74,75]. 这也是继 ^3He 之后, 最为人知的潜在的自旋三重态配对超导体^[76].

然而, Sr_2RuO_4 的手性自旋三重态配对模型一直以来都存在一些挑战, 比如材料的上临界磁场过低^[77]; 材

料边界/畴壁没有检测到自发电流; 超导转变温度在单轴应力调控的范霍夫奇点附近出现2.5倍的增加^[78,79]. 这些现象都与自旋三重态配对模型预言不符. 近期高精度的核磁共振实验测量发现, 无论应力是否存在, Sr_2RuO_4 的自旋磁化率在超导相变前后均有明显的变化, 这与之前的结果以及自旋三重态配对理论都不符合^[80].

因此, Sr_2RuO_4 的超导自旋三重态配对形式受到了很多质疑, 但是人们依然相信超导态的时间反演对称性发生了破缺且超导能隙存在节点. 在这一背景下, 研究人员测量了超声波共振谱^[81]及超声波传播速度^[82]在样品中的变化, 证实了 Sr_2RuO_4 的超导序参量含有两个组成部分, 可能的能隙方程为 $d+id$, 甚至 $d+ig$ 形式. 前者与扫描隧道显微镜的测量结果一致^[83]. 综合目前的实验结果, Sr_2RuO_4 更有可能是自旋单态配对的手性超导体, 和预言的d波手性超导体 URu_2Si_2 ^[84], SrPtAs ^[85]更加接近.

4 讨论和结论

物质的凝聚行为自然是凝聚态物理研究的核心内

表 1 几种研究比较多的(潜在)自旋三重态配对超导体(超流体)及其性质总结**Table 1** Summary of spin triplet superconductors (superfluid) and their properties

材料	空间群	材料分类	临界温度	临界磁场(<i>a/b/c</i> 轴近似值)	序参量特征	实验依据
^3He	—	费米液体	0.0022 (2 MPa)	—	A-相: 手性p波 B-相: 螺旋性p波	磁化强度, NMR等
UTe_2	<i>Immm</i> (S)	重费米子	1.65	6/35/10	手性p波, 磁场和压力下存在多个未知相	NMR, STM, 上临界磁场等
UPt_3	<i>P6_3/mmc</i>	重费米子	0.53	2.5(c) 2.2(lc)	手性f波	NMR, 约瑟夫森结
UGe_2	<i>Cmmm</i>	重费米子, 铁磁超导	0.8 (1.2 GPa)	2.8/2.5/4.8	—	上临界磁场
URhGe	<i>Pnma</i>	重费米子, 铁磁超导	0.25	13/1.3/0.5	—	上临界磁场
UCoGe	<i>Pnma</i>	重费米子, 铁磁超导	0.6	30/20/0.6	—	上临界磁场
UIr	<i>P2_1</i>	重费米子, 铁磁超导, 非中心对称	0.14 (2.6 GPa)	0.025	—	磁化率
CePt_3Si	<i>P4mm</i>	重费米子, 非中心对称	0.5	3.2//2.7	自旋单态与三重态混合	NMR, 磁场穿透深度
$\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$	<i>P4_332</i>	非中心对称	2.8	2	自旋单态与三重态混合	NMR, 磁场穿透深度
$\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$	<i>P6m2</i>	非中心对称	6.1	25(c) 20(lc)	—	NMR, 磁场穿透深度, μSR
YPtBi	<i>F43m</i>	非中心对称, 半赫斯勒合金	0.77	1.5	自旋多重态	磁场穿透深度

容. 相对于玻色子, 费米子的凝聚往往需要很苛刻的条件, 一个常见的方式就是通过BCS理论预言的配对机制. $^3\text{He}/^4\text{He}$ 超流体的对比是一个很直观的例子. 两个费米子形成的复合粒子自然也具有比单一玻色子更复杂的波函数及更低的内禀自由度, 从而在超导/超流态形成丰富的物相及相变. 自旋三重态超导就是这样一种复杂而罕见的物态. 本文简要介绍几个典型的自旋三重态超导/超流态的实验现象及可能的配对机理.

表1总结了这些材料的基本性质. 然而除了 ^3He 以外, 其他材料的超导序参量都还没有完全确定, 这也是由于自旋三重态超导的严苛条件及复杂自由度导致的. Sr_2RuO_4 是另一个很好的例子, 关于它是否为自旋三重态超导的争议已经持续了20多年. 这些长期不懈的研究则极大地推动了极低温测量技术的发展和非常规超导理论的形成, 同时促进了当前热门的拓扑超导

态的研究. 在这一背景下, UTe_2 等材料应运而生, 并且很快得到了各种实验及理论的研究, 从而为快速准确地确定其超导机理创造了前所未有的优势. 虽然自旋三重态超导很罕见, 但它也不仅限于我们上面讨论的范围, 其他候选材料包括重费米子超导体 UBe_{13} ^[86]、拓扑超导态 $\beta\text{-Bi}_2\text{Pb}$ ^[87]、多层薄膜复合结构材料^[88]等.

在应用方面, 自旋三重态超导不仅具有零电阻的电输运优势, 还具有自旋极化的库珀对, 可以用于自旋电子学的研究, 甚至可能实现自旋超导态. 更加重要的是, 自旋三重态超导体可以破坏时间反演对称性, 形成手性超导. 手性超导则是研究拓扑量子态、费米凝聚、拓扑量子计算, 甚至粒子物理中的基本模型的理想体系. 我们相信, 接下来的研究将提供高效的实验判据及理论模型, 进一步确定上述已知体系的基本物性, 并促进新材料的探索.

参考文献

- Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. Microscopic theory of superconductivity. *Phys Rev*, 1957, 106: 162–164
- Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. Theory of superconductivity. *Phys Rev*, 1957, 108: 1175–1204
- Pfleiderer C. Superconducting phases of f-electron compounds. *Rev Mod Phys*, 2009, 81: 1551–1624, arXiv: 0905.2625
- White B D, Thompson J D, Maple M B. Unconventional superconductivity in heavy-fermion compounds. *Physica C*, 2015, 514: 246–278
- Singleton J, Mielke C. Quasi-two-dimensional organic superconductors: A review. *Contemp Phys*, 2002, 43: 63–96, arXiv: cond-mat/0202442

- 6 Lang M, Mueller J. Organic Superconductors. The Physics of Superconductors. Vol. 2. In: Bennemann K-H, Ketterson J B, eds. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2003
- 7 Saito G, Yoshida Y. Organic superconductors. *Chem Record*, 2011, 11: 124–145
- 8 Orenstein J, Millis A J. Advances in the physics of high-temperature superconductivity. *Science*, 2000, 288: 468–474
- 9 Norman M R, Pépin C. The electronic nature of high temperature cuprate superconductors. *Rep Prog Phys*, 2003, 66: 1547–1610, arXiv: [cond-mat/0302347](#)
- 10 Lee P A, Nagaosa N, Wen X G. Doping a Mott insulator: Physics of high-temperature superconductivity. *Rev Mod Phys*, 2006, 78: 17–85
- 11 Shen K M, Davis J C S. Cuprate high- T_c superconductors. *Mater Today*, 2008, 11: 14–21
- 12 Anderson P W. Twenty-five years of high-temperature superconductivity—A personal review. *J Phys-Conf Ser*, 2013, 449: 012001
- 13 Johnston D C. The puzzle of high temperature superconductivity in layered iron pnictides and chalcogenides. *Adv Phys*, 2010, 59: 803–1061, arXiv: [1005.4392](#)
- 14 Paglione J, Greene R L. High-temperature superconductivity in iron-based materials. *Nat Phys*, 2010, 6: 645–658, arXiv: [1006.4618](#)
- 15 Stewart G R. Superconductivity in iron compounds. *Rev Mod Phys*, 2011, 83: 1589–1652, arXiv: [1106.1618](#)
- 16 Leggett A J. A theoretical description of the new phases of liquid ^3He . *Rev Mod Phys*, 1975, 47: 331–414
- 17 Wheatley J C. Experimental properties of superfluid ^3He . *Rev Mod Phys*, 1975, 47: 415–470
- 18 Qi X L, Zhang S C. Topological insulators and superconductors. *Rev Mod Phys*, 2011, 83: 1057–1110, arXiv: [1008.2026](#)
- 19 Sato M, Ando Y. Topological superconductors: A review. *Rep Prog Phys*, 2017, 80: 076501, arXiv: [1608.03395](#)
- 20 Kitaev A Y. Unpaired Majorana fermions in quantum wires. *Physics-Uspekhi*, 2001, 44: 131–136, arXiv: [cond-mat/0010440](#)
- 21 Nayak C, Simon S H, Stern A, et al. Non-Abelian anyons and topological quantum computation. *Rev Mod Phys*, 2008, 80: 1083–1159, arXiv: [0707.1889](#)
- 22 Kitaev A Y. Fault-tolerant quantum computation by anyons. *Ann Phys*, 2003, 303: 2–30
- 23 Freedman M H, Larsen M, Wang Z. A modular functor which is universal for quantum computation. *Commun Math Phys*, 2002, 227: 605–622
- 24 Stern A, Lindner N H. Topological quantum computation—From basic concepts to first experiments. *Science*, 2013, 339: 1179–1184
- 25 Freedman M, Nayak C, Walker K. Towards universal topological quantum computation in the $\nu=5/2$ fractional quantum Hall state. *Phys Rev B*, 2006, 73: 245307, arXiv: [cond-mat/0512066](#)
- 26 Alicea J. New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems. *Rep Prog Phys*, 2012, 75: 076501, arXiv: [1202.1293](#)
- 27 Ran S, Eckberg C, Ding Q P, et al. Nearly ferromagnetic spin-triplet superconductivity. *Science*, 2019, 365: 684–687
- 28 Joynt R, Taillefer L. The superconducting phases of UPt_3 . *Rev Mod Phys*, 2002, 74: 235–294
- 29 Aoki D, Ishida K, Flouquet J. Review of U-based ferromagnetic superconductors: Comparison between UGe_2 , URhGe , and UCoGe . *J Phys Soc Jpn*, 2019, 88: 022001, arXiv: [1901.00684](#)
- 30 Yip S. Noncentrosymmetric superconductors. *Annu Rev Condens Matter Phys*, 2014, 5: 15–33
- 31 Jiao L, Howard S, Ran S, et al. Chiral superconductivity in heavy-fermion metal UTe_2 . *Nature*, 2020, 579: 523–527
- 32 Ran S, Liu I L, Eo Y S, et al. Extreme magnetic field-boosted superconductivity. *Nat Phys*, 2019, 15: 1250–1254, arXiv: [1905.04343](#)
- 33 Nakamine G, Kitagawa S, Ishida K, et al. Superconducting properties of heavy fermion UTe_2 revealed by ^{125}Te -nuclear magnetic resonance. *J Phys Soc Jpn*, 2019, 88: 113703, arXiv: [1909.08853](#)
- 34 Hayes I M, Wei D S, Metz T, et al. Weyl superconductivity in UTe_2 . arXiv: [2002.02539](#)
- 35 Xu Y, Sheng Y, Yang Y F. Quasi-two-dimensional fermi surfaces and unitary spin-triplet pairing in the heavy fermion superconductor UTe_2 . *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 217002, arXiv: [1908.07396](#)
- 36 Ishizuka J, Sumita S, Daido A, et al. Insulator-metal transition and topological superconductivity in UTe_2 from a first-principles calculation. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 217001, arXiv: [1908.04004](#)
- 37 Miao L, Liu S, Xu Y, et al. Low energy band structure and symmetries of UTe_2 from angle-resolved photoemission spectroscopy. *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 076401, arXiv: [1911.10152](#)
- 38 Shishidou T, Suh H G, Brydon P M R, et al. Topological band and superconductivity in UTe_2 . arXiv: [2008.04250](#)
- 39 Griffiths D J. Introduction to Quantum Mechanics. 2nd ed. Upper Saddle River: Prentice Hall, 2004
- 40 Lee D M. The extraordinary phases of liquid ^3He . *Rev Mod Phys*, 1997, 69: 645–666
- 41 Tsutsumi Y, Ichioka M, Machida K. Majorana surface states of superfluid ^3He A and B phases in a slab. *Phys Rev B*, 2011, 83: 094510, arXiv: [1005.4392](#)

1010.3066

- 42 Mizushima T, Tsutsumi Y, Kawakami T, et al. Symmetry-protected topological superfluids and superconductors —From the basics to ^3He . *J Phys Soc Jpn*, 2016, 85: 022001, arXiv: [1508.00787](#)
- 43 Ikegami H, Tsutsumi Y, Kono K. Chiral symmetry breaking in superfluid $^3\text{He-A}$. *Science*, 2013, 341: 59–62
- 44 Volovik G E. Exotic Properties of Superfluid Helium 3. Series in Modern Condensed Matter Physics: Volume 1. Singapore: World Scientific, 1992
- 45 Huxley A, Rodière P, Paul D M K, et al. Realignment of the flux-line lattice by a change in the symmetry of superconductivity in UPt_3 . *Nature*, 2000, 406: 160–164
- 46 Albers R C, Boring A M, Christensen N E. Electronic structure of UPt_3 . *Phys Rev B*, 1986, 33: 8116–8129
- 47 Taillefer L, Lonzarich G G. Heavy-fermion quasiparticles in UPt_3 . *Phys Rev Lett*, 1988, 60: 1570–1573
- 48 Luke G M, Keren A, Le L P, et al. Muon spin relaxation in UPt_3 . *Phys Rev Lett*, 1993, 71: 1466–1469
- 49 Schemm E R, Gannon W J, Wishne C M, et al. Observation of broken time-reversal symmetry in the heavy-fermion superconductor UPt_3 . *Science*, 2014, 345: 190–193, arXiv: [1410.1482](#)
- 50 Strand J D, Bahr D J, Van Harlingen D J, et al. The transition between real and complex superconducting order parameter phases in UPt_3 . *Science*, 2010, 328: 1368–1369
- 51 Tou H, Kitaoka Y, Asayama K, et al. Odd-parity superconductivity with parallel spin pairing in UPt_3 : Evidence from ^{195}Pt Knight shift study. *Phys Rev Lett*, 1996, 77: 1374–1377
- 52 Tou H, Kitaoka Y, Ishida K, et al. Nonunitary spin-triplet superconductivity in UPt_3 : Evidence from ^{195}Pt Knight shift study. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 3129–3132
- 53 Kobayashi T C, Hidaka H, Fujiwara T, et al. Pressure-temperature phase diagrams of some heavy fermion systems. *J Phys-Condens Matter*, 2007, 19: 125205
- 54 Mineev V P. Superconductivity in uranium ferromagnets. *Physics-Uspekhi*, 2017, 60: 121–148, arXiv: [1605.07319](#)
- 55 Smidman M, Salamon M B, Yuan H Q, et al. Superconductivity and spin-orbit coupling in non-centrosymmetric materials: A review. *Rep Prog Phys*, 2017, 80: 036501, arXiv: [1609.05953](#)
- 56 Bauer E, Hilscher G, Michor H, et al. Heavy fermion superconductivity and magnetic order in noncentrosymmetric CePt_3Si . *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 027003, arXiv: [cond-mat/0308083](#)
- 57 Bonalde I, Brämer-Escamilla W, Bauer E. Evidence for line nodes in the superconducting energy gap of noncentrosymmetric CePt_3Si from magnetic penetration depth measurements. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 207002
- 58 Yogi M, Mukuda H, Kitaoka Y, et al. Evidence for novel pairing state in noncentrosymmetric superconductor CePt_3Si : ^{29}Si -NMR Knight shift study. *J Phys Soc Jpn*, 2006, 75: 013709, arXiv: [cond-mat/0601317](#)
- 59 Kimura N, Bonalde I. Non-centrosymmetric Heavy Fermion Superconductors. Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2012
- 60 Yuan H Q, Agterberg D F, Hayashi N, et al. S-Wave spin-triplet order in superconductors without inversion symmetry: $\text{Li}_2\text{Pd}_3\text{B}$ and $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 017006, arXiv: [cond-mat/0512601](#)
- 61 Nishiyama M, Inada Y, Zheng G Q. Spin triplet superconducting state due to broken inversion symmetry in $\text{Li}_2\text{Pt}_3\text{B}$. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 047002, arXiv: [cond-mat/0702130](#)
- 62 Chadov S, Qi X, Kübler J, et al. Tunable multifunctional topological insulators in ternary Heusler compounds. *Nat Mater*, 2010, 9: 541–545, arXiv: [1003.0193](#)
- 63 Butch N P, Syers P, Kirshenbaum K, et al. Superconductivity in the topological semimetal YPtBi . *Phys Rev B*, 2011, 84: 220504, arXiv: [1109.0979](#)
- 64 Kim H, Wang K, Nakajima Y, et al. Beyond triplet: Unconventional superconductivity in a spin-3/2 topological semimetal. *Sci Adv*, 2018, 4: eaao4513
- 65 Bao J K, Liu J Y, Ma C W, et al. Superconductivity in quasi-one-dimensional $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ with significant electron correlations. *Phys Rev X*, 2015, 5: 011013, arXiv: [1412.0067](#)
- 66 Balakirev F F, Kong T, Jaime M, et al. Anisotropy reversal of the upper critical field at low temperatures and spin-locked superconductivity in $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$. *Phys Rev B*, 2015, 91: 220505, arXiv: [1505.05547](#)

- 67 Zhi H Z, Imai T, Ning F L, et al. NMR investigation of the quasi-one-dimensional superconductor $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 147004, arXiv: [1501.00713](#)
- 68 Pang G M, Smidman M, Jiang W B, et al. Evidence for nodal superconductivity in quasi-one-dimensional $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$. *Phys Rev B*, 2015, 91: 220502, arXiv: [1501.01880](#)
- 69 Adroja D T, Bhattacharyya A, Telling M, et al. Superconducting ground state of quasi-one-dimensional $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$ investigated using μSR measurements. *Phys Rev B*, 2015, 92: 134505, arXiv: [1505.05743](#)
- 70 Liu Y, Bao J K, Zuo H K, et al. Effect of impurity scattering on superconductivity in $\text{K}_2\text{Cr}_3\text{As}_3$. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2016, 59: 657402, arXiv: [1601.00824](#)
- 71 Shang T, Smidman M, Wang A, et al. Simultaneous nodal superconductivity and time-reversal symmetry breaking in the noncentrosymmetric superconductor CaPtAs . *Phys Rev Lett*, 2020, 124: 207001, arXiv: [2004.10425](#)
- 72 Sun Z, Enayat M, Maldonado A, et al. Dirac surface states and nature of superconductivity in noncentrosymmetric BiPd . *Nat Commun*, 2015, 6: 6633, arXiv: [1407.5667](#)
- 73 Maeno Y, Hashimoto H, Yoshida K, et al. Superconductivity in a layered perovskite without copper. *Nature*, 1994, 372: 532–534
- 74 MacKenzie A P, Maeno Y. The superconductivity of Sr_2RuO_4 and the physics of spin-triplet pairing. *Rev Mod Phys*, 2003, 75: 657–712
- 75 Maeno Y, Kittaka S, Nomura T, et al. Evaluation of spin-triplet superconductivity in Sr_2RuO_4 . *J Phys Soc Jpn*, 2012, 81: 011009, arXiv: [1112.1620](#)
- 76 Rice T M, Sigrist M. Sr_2RuO_4 : An electronic analogue of ^3He ? *J Phys-Condens Matter*, 1995, 7: L643–L648
- 77 Kittaka S, Nakamura T, Aono Y, et al. Unusual temperature dependence of the in-plane critical field in Sr_2RuO_4 . *J Phys-Conf Ser*, 2009, 150: 052112
- 78 Hicks C W, Brodsky D O, Yelland E A, et al. Strong increase of T_c of Sr_2RuO_4 under both tensile and compressive strain. *Science*, 2014, 344: 283–285
- 79 Steppke A, Zhao L, Barber M E, et al. Strong peak in T_c of Sr_2RuO_4 under uniaxial pressure. *Science*, 2017, 355: eaaf9398
- 80 Pustogow A, Luo Y, Chronister A, et al. Constraints on the superconducting order parameter in Sr_2RuO_4 from oxygen-17 nuclear magnetic resonance. *Nature*, 2019, 574: 72–75, arXiv: [1904.00047](#)
- 81 Ghosh S, Shekhter A, Jerzembeck F, et al. Thermodynamic evidence for a two-component superconducting order parameter in Sr_2RuO_4 . *Nat Phys*, 2021, 17: 199–204
- 82 Benhabib S, Lupien C, Paul I, et al. Ultrasound evidence for a two-component superconducting order parameter in Sr_2RuO_4 . *Nat Phys*, 2021, 17: 194–198
- 83 Sharma R, Edkins S D, Wang Z, et al. Momentum-resolved superconducting energy gaps of Sr_2RuO_4 from quasiparticle interference imaging. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2020, 117: 5222–5227, arXiv: [1912.02798](#)
- 84 Kasahara Y, Iwasawa T, Shishido H, et al. Exotic superconducting properties in the electron-hole-compensated heavy-fermion “semimetal” URu_2Si_2 . *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 116402, arXiv: [0708.1042](#)
- 85 Biswas P K, Luetkens H, Neupert T, et al. Evidence for superconductivity with broken time-reversal symmetry in locally noncentrosymmetric SrPtAs . *Phys Rev B*, 2013, 87: 180503
- 86 Shimizu Y, Braithwaite D, Aoki D, et al. Spin-triplet p -wave superconductivity revealed under high pressure in UBe_{13} . *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 067001
- 87 Li Y, Xu X, Lee M H, et al. Observation of half-quantum flux in the unconventional superconductor $\beta\text{-Bi}_2\text{Pd}$. *Science*, 2019, 366: 238–241, arXiv: [1810.11265](#)
- 88 Diesch S, Machon P, Wolz M, et al. Creation of equal-spin triplet superconductivity at the Al/EuS interface. *Nat Commun*, 2018, 9: 5248, arXiv: [1811.08825](#)

Spin triplet superconductors

RAN Sheng^{1*} & JIAO Lin²

¹ *Department of Physics, Washington University in St Louis, St Louis 63130, USA;*

² *National High Magnetic Field Laboratory, Florida State University, Tallahassee 32310, USA*

Cooper pairs in the superconductors are usually formed with pairs of electrons with opposite spins (spin singlet pair). Under certain circumstances, superconductors could have Cooper pairs formed with spin triplet pairs, which are called spin triplet superconductors. Spin triplet pairing is a very rare quantum phenomenon. Within the thousands of superconductors discovered so far, only a few are considered as the candidates for spin triplet pairing. In the recent years, driven by the interest in the topological phases of matter, spin triplet superconductors have attracted more attention from the research community, as they can potentially be the topological superconductors. In this article, we review the physical properties of the a few possible systems for spin triplet pairing.

superconductivity, spin triplet pairing, topological phases of matter

PACS: 74.25.-q, 74.70.-b, 03.65.Vf, 31.50.Df

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0412](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0412)