

# 锡烯超导中的第二类伊辛配对机制

张定<sup>1,2,3,†</sup> 薛其坤<sup>1,2,3,††</sup>

(1 清华大学物理系 北京 100084)

(2 清华大学量子信息前沿科学中心 北京 100084)

(3 北京量子信息科学研究院 北京 100193)

2020-04-23 收到

† email: dingzhang@mail.tsinghua.edu.cn

†† email: qkxue@mail.tsinghua.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20200606

超导体在外加一定的磁场时会通过产生超流来保证磁力线不进入到体内, 这个现象就是著名的迈斯纳效应。对于第二类超导体, 当磁场超过一临界值——下临界磁场( $B_{c1}$ )——时, 超导体体内会出现许多不再超导的“核”, 磁力线以量子磁通的形式穿过它们。超流环绕这些“核”而形成涡旋, 这保证体内其他区域仍处于超导态。随磁场的增加, 涡旋密度会逐渐增加。当磁场增大到上临界磁场( $B_{c2}$ )时, 超导区域趋于零, 整个材料将转变到正常态。可见, 超导体的临界磁场是超导的基本性质之一, 也是决定超导体应用的一项重要指标。由于上述过程中磁场驱动了超导配对电子——库珀对——形成环流, 所以从本质上讲它是一种轨道效应。不难看出, 如果降低超导体在磁场中的横截面, 比如制备出超导薄膜, 那么磁场就难以在平行于薄膜的方向形成涡旋来破坏超导, 这是提高超导体 $B_{c2}$ 的一种方法。然而, 当磁场带来的轨道或者涡旋效应可以忽略时, 磁场对电子自旋的影响就凸显出来了。对于常见的s波超导体, 库珀对的两个电子必须具有相反的自旋。当磁场足够强时, 所有电子的自旋都会被磁场“拧”到一个方向, 这样就无法形成库珀对了。所以, 沿着平行于薄膜的磁场方向, 人们将主要通过自旋极化这一顺磁效应才能将材料由超导态转变为正常态。换言之, 超导薄膜的面内 $B_{c2}$ 主要由顺磁效应而非轨道效应主宰。在BCS超导理论框架下<sup>[1, 2]</sup>, 完全顺磁发生在磁场导致的塞曼劈裂与超导能隙可比拟时, 由此可以得出薄膜超导体面内 $B_{c2}$ 的上限为 $1.86 T_0$ , 这个上限被称为泡利极限。按照这一关系, 当薄膜的超导转变温度为1 K时,  $B_{c2}$ 最高不会超过1.86 T。

2015年, 人们发现仅有几个原子层的MoS<sub>2</sub>和

NbSe<sub>2</sub>薄膜<sup>[3-5]</sup>, 尽管其超导温度只有7 K和3 K左右, 但面内 $B_{c2}$ 却高达几十特斯拉, 远远超出了泡利极限。这两种二维材料的原子呈层状排列, 每一层不具备中心反演对称性。理论分析认为, 正是这一对称性的缺失导致了上临界磁场的增强。具体来说, 由于晶格对称性被破坏, 使得动量空间中原本对称的 $K$ 和 $K'$ 点附近的自旋简并能带出现了符号相反的劈裂。劈裂后能带上的电子自旋只能指向薄膜的面外方向, 从而对面内磁场的极化变得不敏感, 保证超导能够抵抗住很高的面内磁场(图1)。由于这些超导体中电子的自旋只有面外向上或向下两个取向, 类似于著名的伊辛模型, 所以这种配对行为被称为伊辛超导。按照理论, 伊辛超导应该具有临界磁场的低温发散行为<sup>[6]</sup>, 但是这一重要特征一直未被实验验证。另外, 理论要求伊辛超导只能发生在不具备中心反演对称性的体系中, 这极大地限制了人们寻找材料的范围。最近, 我们与北京师范大学的刘海文研究员、德国马克斯普朗克(马普)固态研究所的尤根·斯密

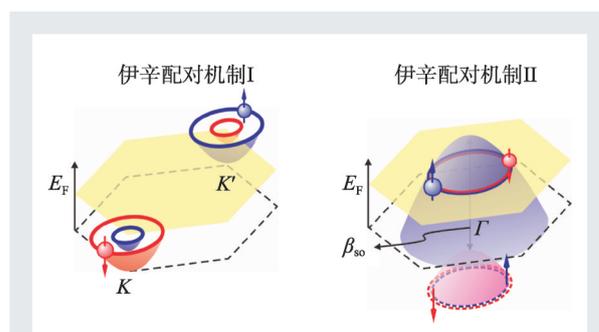


图1 第一类和第二类伊辛配对机制所对应的动量空间能带示意图。红色和蓝色代表了发生自旋劈裂的能带。对于第一类伊辛超导, 图中只标记出了三对能谷中的一对。对于第二类伊辛超导, 其在 $\Gamma$ 点附近发生的劈裂来自于自旋轨道耦合, 劈裂大小为 $\beta_{so}$ 。

特(Jurgen Smet)研究员等合作,首次在具有高对称性的材料——锡烯薄膜——中观测到了数倍于泡利极限的临界磁场,并清晰地观测到了温度逼近绝对零度时临界磁场的发散行为<sup>[7]</sup>。这一结果打破了此前理论的限制。

锡烯中新奇量子现象的发现得益于我们研究团队长期从事原子级可控的高质量薄膜的制备和物性的探索。以前,我们在二维超导领域先后发现了单层铅膜超导<sup>[8]</sup>、单层铁硒/钛酸锶界面高温超导<sup>[9]</sup>和双原子层镓膜超导的格里菲斯奇异性<sup>[10]</sup>等。2018年,我们在研究理论预期具有量子自旋霍尔效应的材料——锡烯——时,意外发现了它的超导电性<sup>[11]</sup>。虽然一百多年前人们就在金属锡中发现了超导,但这仅局限于白锡( $\beta$ -Sn)。锡的另一个常见的相是灰锡( $\alpha$ -Sn),它是半金属,不具有超导电性。近些年,人们认识到灰锡是一种拓扑绝缘体,特别是沿[111]方向的单层灰锡——锡烯(stanene)——具有类似于石墨烯的六角结构,可能具有室温量子自旋霍尔效应等一系列重要的拓扑物性<sup>[12]</sup>。有意思的是,我们在厚度为二

到五个原子层的锡烯薄膜发现了超导电性,并且表现了很强的各向异性,其面内 $B_{c2}$ 能超泡利极限4倍<sup>[11]</sup>。这不仅是首次在灰锡中发现超导电性,而且是在一种中心对称的材料中发现 $B_{c2}$ 远超泡利极限的现象。研究表明,锡烯的态密度受到了衬底的调制,导致了超导电性的出现。通过第一性原理计算,我们发现三层的锡烯本身具有反转能带结构,是拓扑非平庸的,这为拓扑超导的研究提供了新思路。由于我们制备的锡烯超导层与碲化铋衬底具有原子级平整的界面,而后者是三维拓扑绝缘体,这个特点使得通过超导近邻效应实现量子化的马约拉纳零能模成为可能。

为了进一步理解锡烯这一中心对称材料的增强临界磁场现象,我们与德国马普固态研究所的约瑟夫·福森(Joseph Falson)博士和尤根·斯密特研究员合作,利用极低温强磁场下原位旋转测量技术,系统测量了不同厚度锡烯样品在近乎整个超导温度区间上 $B_{c2}$ 的变化行为,发现面内 $B_{c2}$ 不仅超出泡利极限,而且在温度逼近绝对零度时仍无饱和迹象<sup>[7]</sup>(图2),这似乎验证了一直以来伊辛超导理论的预言。但是,锡烯具有中心反演对称性,而且参与超导的电子集中于动量空间的 $\Gamma$ 点附近,这些都不满足前面介绍的伊辛超导理论的前提。更奇特的是,相较于 $\text{MoS}_2$ 、 $\text{NbSe}_2$ 这类材料中 $B_{c2}$ 随厚度增加的迅速下降,我们在3层和5层的锡烯中发现了基本相同 $B_{c2}$ 增强行为,说明锡烯中的临界磁场增强效应对厚度并不十分敏感。

这些奇异的行为都表明,锡烯中存在一种不同于已有情形的伊辛配对机制。清华大学的徐勇副教授和北京师范大学的刘海文研究员等人从锡烯能带的特殊结构出发,阐明了其自旋锁定机理<sup>[7]</sup>。锡烯作为量子自旋霍尔效应的备选材料,其能带在 $\Gamma$ 点附近发生了反转,具有s壳层特性的能带在能量上低于具有p壳层特性的能带,强自旋轨道耦合又使得四重简并的p轨道( $p_x$ ,  $p_y$ 以及自旋上下)发生劈裂而形成( $|p_x + ip_y \uparrow\rangle, |p_x - ip_y \downarrow\rangle$ )和( $|p_x + ip_y \downarrow\rangle, |p_x - ip_y \uparrow\rangle$ )两对,锡烯的费米能级处于发生劈裂的两对能级的下面一对。这时,对于每一对轨道指数确定的能级(比如 $p_x + ip_y$ ),其自旋

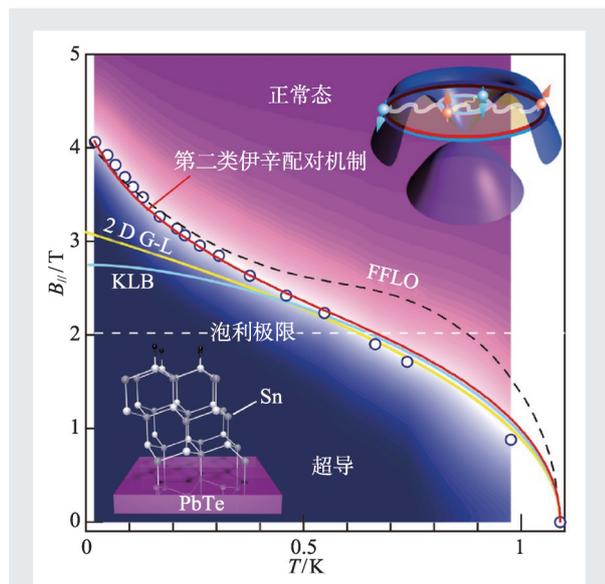


图2 实验测得的锡烯超导中奇异的上临界磁场行为。颜色代表样品的电阻(紫色区间为正常态,深蓝色区间为超导)。圆圈标出了不同温度下的上临界磁场。实线和虚线代表了不同的理论模型,其中红色为本工作中提出的第二类伊辛配对机制。左下和右上的示意图分别画出了锡烯的原子结构和能带

都会发生塞曼劈裂。根据锡烯晶格的旋转对称性, 电子的自旋只能指向面外。至此, 发生伊辛配对所需要的等效塞曼劈裂以及自旋锁定都得到了满足, 这解释了锡烯超导体具有的对面内磁场异乎寻常的抵抗力。为了与此前通过中心对称性破缺导致的伊辛配对相区别, 我们将这种通过自旋轨道耦合与材料对称性共同作用的自旋锁定称为第二类伊辛配对机制。从这一观点出发, 基于

微观模型的理论得到的临界磁场随温度的变化关系可以与实验观测符合得非常好(图2), 并且能够解释实验上观测到的 $B_{c2}$ 随费米能级移动以及层厚变化时所发生的改变。

我们的工作为伊辛配对提供了重要实验证据, 提出了新一类的伊辛配对机制, 这也拓宽了人们寻找伊辛超导材料的范围<sup>[13]</sup>。

## 参考文献

- [1] Clogston A M. Phys. Rev. Lett., 1962, 9:266  
 [2] Chandrasekhar B S. Appl. Phys. Lett., 1962, 1:7  
 [3] Lu J M, Zheliuk O, Leermakers I *et al.* Science, 2015, 350: 1353  
 [4] Saito Y, Nakamura Y, Bahramy M S *et al.* Nat. Phys., 2015, 12: 144  
 [5] Xi X, Wang Z, Zhao W *et al.* Nat. Phys., 2016, 12: 139  
 [6] Ilic S, Meyer J S, Houzet M. Phys. Rev. Lett., 2017, 119: 117001  
 [7] Falson J, Xu Y, Liao M *et al.* Science, 2020, 367: 1454  
 [8] Zhang T, Cheng P, Li W J *et al.* Nat. Phys., 2010, 6: 104  
 [9] Wang Q Y, Li Z, Zhang W H *et al.* Chin. Phys. Lett., 2012, 29: 037402  
 [10] Xing Y, Zhang H M, Fu H L *et al.* Science, 2015, 350: 542  
 [11] Liao M, Zang Y, Guan Z *et al.* Nat. Phys., 2018, 14: 344  
 [12] Xu Y, Yan B, Zhang H J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 136804  
 [13] Wang C, Lian B, Guo X *et al.* Phys. Rev. Lett., 2019, 123: 126402



北京欧普特科技有限公司

Golden WAY SCIENTIFIC 专心/专注/专业

二十年的默默耕耘, 风雨兼程, 铸就了欧普特人“专心”、“专注”、“专业”的风格和品质, 孜孜不倦地对创新和品质的追求, 让欧普特具备了全线覆盖低, 中, 高, 超功率激光光学元件的加工生产和检测能力。伴随中国激光行业的蓬勃发展, 欧普特愿与您共同进步, 砥砺前行, 为中国光电事业的发展 and 进步共同尽一份心力和责任。

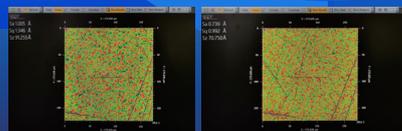
### 精密光学元件

1. 球面透镜
2. 柱面&非球面透镜
3. 光学棱镜
4. 反射镜(玻璃&金属)
5. 光学窗口
6. 偏振&消偏元件
7. 滤光片
8. 光栅

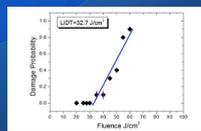


### 激光器件

1. 扫描场镜(紫外-红外)
2. 线扫镜头
3. 紫外远心镜头
4. 中继镜
5. 扩束镜



(熔石英基材, 直径50.8mm光学窗口)



(单晶硅基材, 1070nm高反膜)



关注二维码



北京市朝阳区酒仙桥东路  
1号M7栋东五层



www.goldway.com.cn  
Email: optics@goldway.com.cn



Tel: +86-(0)10-8456 0667  
Fax: +86-(0)10-8456 9901