

纳米尺度下超导体和拓扑绝缘体的电输运特性^{*}

王慧超 王健[†]

(北京大学物理学院 量子材料科学中心 北京 100871)

摘要 超导体和拓扑绝缘体研究是当前凝聚态物理领域中的重大课题. 文章重点介绍了作者所在实验室在纳米超导和拓扑绝缘体电输运领域的实验进展, 其中包括金属和铁磁纳米线中的超导近邻效应、半金属纳米线中的新奇超导特性、拓扑绝缘体薄膜中的量子输运以及超导态-拓扑量子态的相互作用等, 并对该领域的进一步发展进行了展望.

关键词 超导近邻效应, 拓扑绝缘体, 纳米结构, 电输运

Transport properties of nanoscale superconductors and topological insulators

WANG Hui-Chao WANG Jian[†]

(International Center for Quantum Materials, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract Superconductors and topological insulators are important topics in condensed matter physics. In this paper we describe our recent experiments on the electronic transport properties of nanoscale superconductors and topological insulators, including the proximity effect in metallic and ferromagnetic nanowires induced by superconducting electrodes, exotic superconductivity in semimetal nanowires, quantum transport in topological insulator thin films, and the interplay between superconducting and topological insulator surface states. Future research and potential applications in this field are discussed.

Keywords proximity effect, topological insulator, nanoscale structure, electrical transport

1 引言

著名的摩尔定律指出: 集成电路上可容纳的晶体管数目每隔 18 个月便会增加一倍, 而性能也将提升一倍. 然而, 这个延续了 47 年的规律也许在不久就要面临终结, 除了半导体纳米加工技术的限制外, 单位面积芯片上高密度集成的晶体管及引线的发热是根本性问题. 幸运的是, 无耗散的超导材料和低耗散的拓扑绝缘体也许能完美地解决这一难题.

超导是 20 世纪最伟大的科学发现之一. 如果能够发现室温超导, 人类生活或许要经历一次新革命: 电子产品不会再有发热问题, 快速低耗的磁悬浮列

车使人们轻松出行等等. 要解决当前超大规模集成电路芯片的发热问题, 最直观的想法是制备无耗散的纳米超导电子器件. 近十几年来, 纳米尺度的超导特性已成为国际上重要的科学研究方向. 当前的最大问题是, 对于传统超导体, 超导转变温度太低, 因此很难得到广泛应用; 基于 Cu-O 面的高温超导体, 则面临微纳米加工工艺复杂、纳米器件难以制备并容易丧失超导特性等难题.

体内绝缘但表面是良好导体的拓扑绝缘体最近

^{*} 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB921300)、国家自然科学基金(批准号: 11174007)资助项目

2012-07-12 收到

[†] 通讯联系人. Email: jianwangphysics@pku.edu.cn

几年被理论预言继而在实验上被发现^[1]. 这种材料实现低能耗的关键在于自旋轨道耦合效应, 即自旋和轨道自由度被捆绑在一起, 若自旋向上的电子向左运动, 那么自旋向下的电子只能向右运动(见图 1). 所以在特定条件下, 电子可以像高速公路上的汽车一样各行其道, 互不干扰, 从而减少能耗. 另外, 其表面态受时间反演不变对称性的拓扑保护, 一般非磁性杂质不能破坏表面态的性质, 这使其在未来低能耗自旋电子器件、容错量子通信及量子计算机中有广泛的应用前景. 但是, 要使拓扑绝缘体真正在半导体器件领域得到应用, 对其纳米尺度下的物理特性研究就成为当务之急.

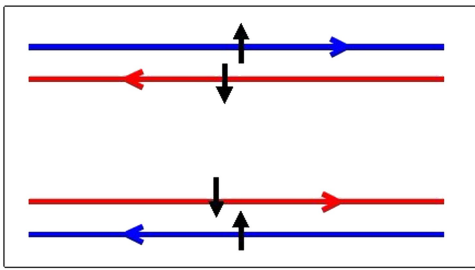


图 1 二维拓扑绝缘体的边缘态. 黑色箭头表示电子自旋, 蓝色与红色箭头表示不同自旋电子的运动方向(见《物理》网刊彩图, 下同)

超导体与拓扑绝缘体不仅各自有极好的物理特性, 二者互相接触还可能诱发涡旋态, 可望观察到理论上期望已久的新粒子——Majorana 费米子^[2]. Majorana 费米子是自身的反粒子, 可用于拓扑量子计算, 在科学上意义非凡. 此外, 纳米超导体和拓扑绝缘体的结合将自旋电子与超导电流有机地结合在一起, 有望发展出新的超导自旋电子器件^[3], 同时解决运算、存储、能耗三大问题, 进而推动下一代的信息科技革命.

极端条件下的电输运测量实验, 如在极低温和强磁场下通过精确旋转样品, 可得到不同磁场方向下的磁电阻特性, 并可对大电阻和小电阻样品实现直流和交流信号的精确测量等, 从而可给出超导和拓扑绝缘体纳米结构最直观的物理特性. 本文将对我们实验室在纳米尺度下超导体和拓扑绝缘体的电输运特性研究的进展进行简要的介绍.

2 超导纳米结构的电输运特性

当一个超导体某些空间维度小于其库珀对相干长度(一般在纳米尺度下)时, 超导库珀对在该方向的传输受到限制, 形成纳米结构的低维超导体. 对于

一维纳米线材料, 若直径小于相干长度, 进入其内部的库珀对会被分开吗? 超导特性还能存在吗? 我们最近对此进行了电输运实验研究, 揭示出许多新奇有趣的物理现象.

2.1 常规金属纳米线中的超导近邻效应^[4]

当常规金属与超导体接触时, 超导体内的库珀对可进入金属并保持一定距离的超导特性, 该距离可达几百纳米至几个微米, 这就是所谓的超导近邻效应. 我们在单根金(Au)纳米线上制备了超导电极, 对金线里由超导近邻效应引起的一维超导特性进行了观测, 发现了新奇的小超导带隙(见图 2)和周期性的微分磁阻振荡(见图 3).

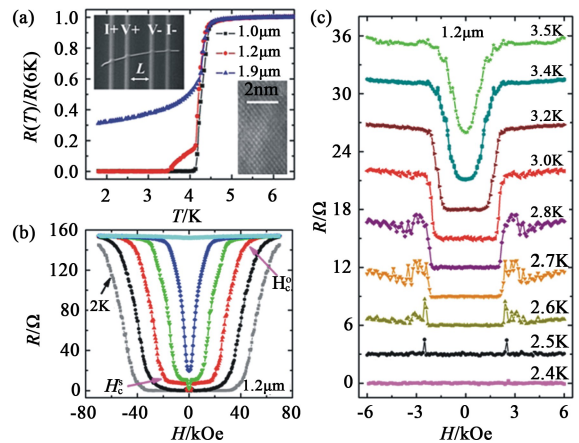


图 2 (a)不同长度的 Au 纳米线(1.0 μm , 1.2 μm , 1.9 μm)在超导电极下的电阻随温度的变化;(b)1.2 μm 长的 Au 纳米线在不同温度下的磁电阻(其中 H_0° 和 H_0° 分别表示样品磁电阻为正常态电阻值 90% 时的磁场和磁电阻变化突变时对应的磁场, 二者均为温度的函数);(c)1.2 μm 长的 Au 纳米线在不同温度下零场附近的磁电阻. 温度为 3.5K 时的零场电阻不为零, 其他温度的零场电阻为零. 为更清晰地显示温度对磁电阻的影响, 图中曲线有偏移量

我们实验所用的 Au 纳米线为单晶结构, 由电化学沉积方法在多孔聚合物模板中制备而成. 电输运测试所需的超导电极是聚焦离子束(FIB)诱导沉积的超导钨(W)纳米带. 在单根 Au 纳米线的四电极测量实验中, 超导 W 电极宽约 250nm, 厚约 100nm, 属于无定形晶体结构, 含有较多的碳(C)和镓(Ga)杂质; Au 纳米线直径均为 70nm, 长度分别为 1.0 μm , 1.2 μm , 1.9 μm (见图 2(a)). 若无特别说明, 本文中纳米线样品的长度均指两个电压极之间的距离(内径).

我们利用透射电镜(TEM)和对比实验证实, 超导特性不可能由超导电极之间的短路造成, 也并非来自电极中的超导元素 Ga, 因含有 Ga 的铂(Pt)电

极并不超导.

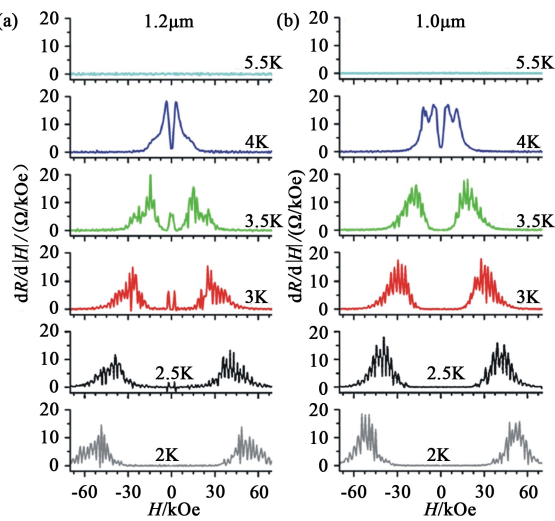


图3 (a)1.2 μm 和(b)1.0 μm 长的单晶 Au 纳米线在超导转变附近的周期性微分磁阻振荡

我们得到 Au 纳米线的 $R-T$ 特性曲线如图 2(a)所示,3 个不同长度的样品均在 4.5K 附近发生超导转变,临界温度略小于钨条自身的 5.1K,这是由于近邻效应使接触纳米线的电极部分的超导性减弱.不同的是,较短的 1.0 μm 长纳米线表现出非常锐利的超导转变,其电阻迅速降至零,而较长的 1.9 μm 长纳米线转变缓慢,在实验设定的最低温 1.8K 时也未实现零电阻.1.2 μm 长纳米线则表现出更加有趣的现象,电阻的减小过程分两步进行.在 4.5K 至 4.14K 为转变的第一阶段,纳米线电阻由正常电阻值(6K 时的电阻值)迅速下降为原来的 16%,继续降低温度时,电阻降低速率变慢,该阶段一直持续到 3.43K 时零电阻的出现.

对样品加磁场测量发现电阻在正负磁场下对称.1.2 μm 长 Au 纳米线的电阻除在大磁场下发生典型的超导转变外,还在零场附近出现对称的“小谷”行为(见图 2(b)).为了深入观测这一现象,我们在小磁场下进行了精确测量.如图 2(c)所示,在 2.4K 时,小磁场下的电阻恒为 0;但当温度升到 2.5K 时,磁阻在 $\pm 2.5\text{kOe}$ 出现两个尖锐的“电阻峰”;随着温度进一步升高,两个“电阻峰”展宽并出现正负磁场对称的电阻涨落.在 2.7—3 K 之间时,“电阻峰”和电阻涨落演化成零场附近的“小谷”行为.“小谷”的宽度随温度升高逐渐变小,直至温度大于 4K 时完全消失.该样品在小磁场下的电阻行为,类似超导转变的临界磁场现象.考虑到该样品 $R-T$ 特性曲线中出现的小的 T_c ,我们很可能在 Au 纳米线中发现了由超导近邻效应引起的窄带隙的超导态.

此外,我们在 1.0 μm 和 1.2 μm 长的 Au 纳米线中,观测到超导转变区域内的小台阶结构,对应于图 3 中的周期性微分磁阻振荡行为.两个样品在 2—3K 的温度范围内有近似相同的周期,约 2.5kOe.当温度升高到接近 T_c 时,振荡行为消失.在 1.9 μm 长的纳米线中,我们并没有发现周期性的磁阻振荡.

在该工作之后,欧洲一研究组在高温超导体体系的研究中也证实了类似小带隙超导态的存在^[5],韩国一个研究组则采用不同的超导电极对类似的单晶 Au 纳米线开展了进一步研究^[6].美国德克萨斯大学奥斯汀分校最近的一项重要工作在介绍超导近邻效应时曾两次提及我们的实验^[7].尽管很多现象我们还无法解释,但确定的是,Au 纳米线的超导特性来源于超导电极,且受超导电极超导性与纳米线本身参数的双重影响,这将为实现一维超导体的人工控制和设计奠定基础.

2.2 铁磁金属纳米线中的长程近邻效应^[8]

在常规超导体中,临界温度以下自旋相反的电子组成库珀对,而在铁磁体中,电子是自旋极化的.当以上两种材料接触的时候,自旋不匹配导致库珀对在铁磁体中只能拓展几个纳米的尺度^[9],这即是短程近邻效应.这种现象已在宏观尺度的(Fe,Ni)-In 结^[10]和亚微米尺寸的 Ni-Al^[11]体系中观察到.然而越来越多的实验指出,在纳米尺度超导/铁磁异质结构中,超导库珀对能在一定条件下,在铁磁体中传播几百纳米甚至微米量级的距离,这就是所谓的长程近邻效应^[12].我们研究了单晶铁磁钴(Co)纳米线中的超导近邻效应,发现其中库珀对渗透的有效尺度至少为 300nm.

样品 Co 纳米线是通过电化学方法在具有纳米通道的氧化铝薄膜(AAO)中沉积制备而成. TEM 显示我们的 Co 纳米线为单晶结构. AAO 薄膜可溶于 NaOH 溶液,这样 Co 纳米线能从膜中释放出来,转移到 Si/Si₃N₄ 衬底上.我们研究了 40nm 和 80nm 两种不同直径的 Co 纳米线,并通过 FIB 技术在单根 Co 纳米线上制备超导 W 电极.事实上,纳米线的外围均为氧化层,可在制备电极时(FIB 过程)保护样品.

我们利用四电极测量单根 Co 纳米线,观测到直径 40nm、长 600nm 的纳米线在温度低于 3.5K 时电阻为零,这意味着超导近邻效应诱发库珀对在 Co 纳米线中的传播距离至少为 300nm,为长程近邻效应.我们对直径为 40nm 和 80nm,长度为 1.5 μm 的 Co 纳米线分别进行 $R-T$ 测量,发现在 W 带超导

转变温度以下(1.9K)时样品的电阻值分别为正常态电阻(6K时的电阻值)的13%和50%,再次验证Co纳米线中存在长程超导近邻效应。

我们另一个引人注意的实验结果是超导转变温度附近出现的“临界电阻峰值效应”。如图4(a)所示,对于直径80nm、长1.5 μm 的Co纳米线,当温度自7K降至超导转变温度附近时,样品电阻先升高到一个极大值(6K时正常电阻值的两倍),然后迅速下降到正常电阻值,随着温度继续降低,样品电阻缓慢减小。这一“临界电阻峰值效应”也体现在磁电阻随温度变化的曲线中。如图4(b)所示,当温度处于3—4K区间时,在正负磁场两侧对称分布着两个电阻峰,随着温度升高到 T_c 附近(4.4K),两个对称的电阻峰在零场附近合并成为单个的电阻高峰。

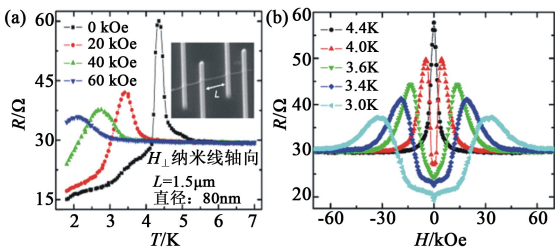


图4 (a)直径80nm、长1.5 μm 的Co纳米线在不同磁场下的电阻随温度的变化曲线;(b)直径80nm、长1.5 μm 的Co纳米线在不同温度下的磁电阻曲线

目前,国际上理论研究认为,长程超导近邻效应与铁磁—超导界面的p波超导配对有关^[13]。通常的超导体为s波超导体,当s波超导体与铁磁体接触并在结点附近存在磁无序且接触电阻极小(欧姆接触)时,理论预言此类界面附近可形成p波配对。对于p波超导,电子处于自旋三重态,库珀对可以由自旋极化的电子组成,这时超导与铁磁将不再剧烈冲突,可出现长程超导近邻效应。这使零电阻与自旋极化共存的体系成为可能,据此制作超导自旋电子器件,其中电子可同时实现非局域化、相干和纠缠,而这恰恰是量子计算的要求,因此铁磁中的自旋三重态超导近邻效应有望引发自旋电子器件新的革命。我们的实验工作发表之后,得到了国际上的认可和高度评价^[14]。超导—铁磁研究领域理论奠基人之一A. Buzdin对我们的实验结果提出包括p波超导配对在内的一系列理论模型^[15]。然而,我们观测到的“临界电阻峰值效应”和长程近邻效应背后真正的物理机制,还有待进一步探索。

2.3 半金属纳米线中奇异的超导特性^[16]

半金属铋(Bi)具有低的载流子浓度($\sim 2\text{K}$ 时约

$3 \times 10^{17}/\text{cm}^3$)、小的有效载流子质量($m_e^* < 0.003 m_0$)和非常长的电子平均自由程(室温下大于 $2\mu\text{m}$)^[17,18],这些特点使Bi尤其适合对量子现象的研究^[19,20]。我们用电化学沉积的方法在多孔薄膜上制备纳米线,并采用FIB技术成功地在纳米线上制备出接触良好的纳米尺度Pt电极,使单根纳米线在强磁场极低温下的电输运测试成为可能。利用标准四电极法,我们重点研究了半金属Bi纳米线的电输运行为,发现Bi纳米线显示出令人惊讶的超导特性和周期性的量子振荡。

我们首先研究了直径72nm、长2.35 μm 的Bi纳米线,其TEM结果显示该纳米线的内部存在许多孪晶边界(见图5(a)),其在低温下的电输运行为显示超导特性,如图5(b)中的R-T特性曲线所示,Bi纳米线在约1.3K发生超导转变。然而,体材料Bi不超导,只有其高压相才表现出超导特性,其临界温度随压强的改变而变化,但均高于1.3K,表明这是Bi的一个新的超导相。另外,温度自高温降至0.67K时,电阻下降速度变慢,这可能与Ye等人在Bi纳米线中发现的超导迹象^[21](0.64K)有关。我们进一步测量了直径为20nm的单晶Bi纳米线(无孪晶),发现该样品在约1.35K时发生超导转变,在0.67K时电阻下降速率没有变化。我们根据以上事实推测,Bi纳米线在1.3K附近的超导特性与孪晶结构无关,而在0.67K时电阻下降速率的变化可能源于孪晶边界的影响。

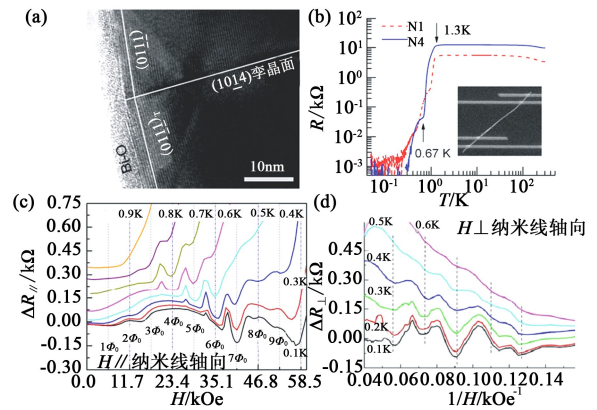


图5 (a)高分辨率TEM下Bi纳米线的孪晶结构;(b)长2.35 μm (N1)和4.9 μm (N4)的Bi纳米线电阻随温度变化的特性,插图为四电极测量结构;(c)外加磁场与纳米线(N1)轴向平行时,样品电阻随磁场强度的周期性变化(Φ_0 为磁通量子);(d)外加磁场与纳米线(N1)轴向垂直且 $H > 7.5\text{kOe}$ 时,样品电阻随磁场强度倒数的周期性变化((c)和(d)中的纵坐标是扣除了平滑磁电阻背景后的电阻值,其中虚线用来标记电阻极小值位置)

我们可将制备样品所用的多孔薄膜(AAO)溶

于 NaOH 溶液,从而将 Bi 纳米线释放出来. 以上研究用到的两根 Bi 纳米线均是如此获得,其表面在大气中会形成几个纳米厚的氧化层. 纳米线若始终嵌入在多孔薄膜上,不容易出现被氧化的表面. 我们研究了不经 NaOH 溶液处理的直径为 70nm 的 Bi 纳米线,将其降温至 0.47K 时还没有观察到任何超导现象,表明 Bi 纳米线中的超导特性可能来自表面氧化层与内部 Bi 纳米线的界面.

我们还测量了长 $2.35\mu\text{m}$ 的 Bi 纳米线在不同方向的磁阻效应,发现样品的超导转变非常平缓,磁电阻各向异性比较强,且在临界温度下出现明显的周期性量子振荡(见图 5(c),(d)). 当外加磁场与纳米线轴向平行时,电阻随着磁场变化有非常好的周期性,周期为一个磁通量子 Φ_0 ;当磁场与纳米线轴向垂直时,电阻与磁场强度的倒数呈现周期关系. 在这两种现象中,前者类似 Little-Park(LP)振荡,后者则类似 Shubnikov-de Haas(SdH)振荡. LP 振荡是磁通量子化导致的一种现象^[22],该现象是在圆柱的外壳厚度或圆盘的尺寸与超导相干长度可比拟时出现. 本实验中观测到的类 LP 振荡可能源于纳米线表面氧化层与内部 Bi 纳米线的界面区域. 因样品的超导临界电流明显小于同尺寸的常规超导体纳米线,其超导特性也极可能来源于界面区域. SdH 振荡是费米子体系的特性,我们的观察结果表明,在超导转变温度以下时,Bi 纳米线的表面(或与氧化层的界面处)极可能存在奇异的超导-金属共存态.

我们的这些实验结果进一步完善了对 Bi 的超导特性的认识,不仅是对纳米线准一维超导特性的有益补充^[23],而且也有助于对当前兴起的拓扑绝缘体材料(Bi 的化合物)的深入研究.

3 拓扑绝缘体薄膜中的量子输运^[24]

拓扑绝缘体是最近五六年刚刚出现的一种新的物质态,它表面导电、体内绝缘这一特殊性质使其一被发现就立即得到了广泛关注. 然而,电子-电子相互作用在拓扑绝缘体的前期研究中总被忽略,我们率先在极低温下(500mK)研究了单晶拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 薄膜的磁电阻行为,并定量引入电子-电子相互作用的量子修正,使实验结果和理论模型能很好地吻合.

Bi_2Se_3 是一种三维拓扑绝缘体,体能隙约 0.3eV,表面态结构很简单,只有一个狄拉克点,其费米面位置可通过掺杂被调节. 我们实验所用

Bi_2Se_3 薄膜通过分子束外延(MBE)法生长制备,厚度约 45nm.

利用角分辨光电子能谱(ARPES)对无掺杂和掺杂 Pb 的 Bi_2Se_3 薄膜分别进行研究,结果如图 6 所示. 可以看到,掺杂 Pb 的样品的费米面位于能隙中,因此体电导可被抑制,表面态在电输运中的贡献被增强.

我们采用标准四电极法测量两个样品的电输运性质,得到样品电导随温度的变化曲线分别如图 7(a),(b)中黑线所示(见《物理》网刊彩图,下同),可见低温下电导与温度呈指数关系,这可能是由二维体系的弱局域化或电子间的相互作用所引起^[25].

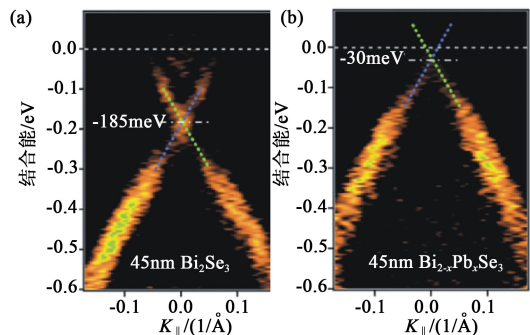


图 6 45nm 厚的 Bi_2Se_3 单晶薄膜的角分辨光电子谱(其中横坐标表示倒空间中的动量) (a) 无掺杂; (b) 掺杂 Pb. 结合能为 0.0 的位置对应费米面

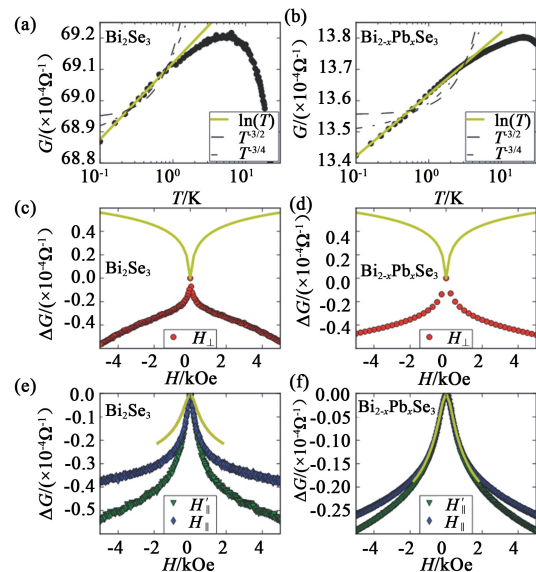


图 7 弱局域化理论与实验数据的比较(其中青线为拟合结果) (a)和(b)为样品电导随温度的变化曲线;(c)一(f)为样品电导随磁场的变化曲线(其中红线、蓝线、绿线分别代表外加磁场为 H_{\perp} 、 H_{\parallel} 、 H_{\parallel}' 的情形)

我们还对样品进行了三个不同角度的磁电阻测量,即外加磁场垂直于薄膜表面(H_{\perp})、外加磁场平行于薄膜表面但垂直于电流方向(H_{\parallel})、外加磁场平行于薄膜表面和电流方向(H_{\parallel}')时样品的磁阻效应.对于磁电导曲线,我们统一采用 $\Delta G = G(H) - G(0)$ 作为纵轴,从而更加清晰地表示出磁场对电阻的影响.

如图 7 所示,传统弱局域化理论^[26]不考虑电子间的相互作用,给出的电导与温度的关系与实验结果吻合.然而,该理论预测外磁场为 H_{\perp} 时,对应的样品磁电导为正值,而实际测得的为负值,也就是体系实为弱反局域化.如图 8 所示,电子-电子相互作用理论可以很好地解释低温下电导随温度变化的关系,但并不能拟合零场附近锐利的磁电导峰.

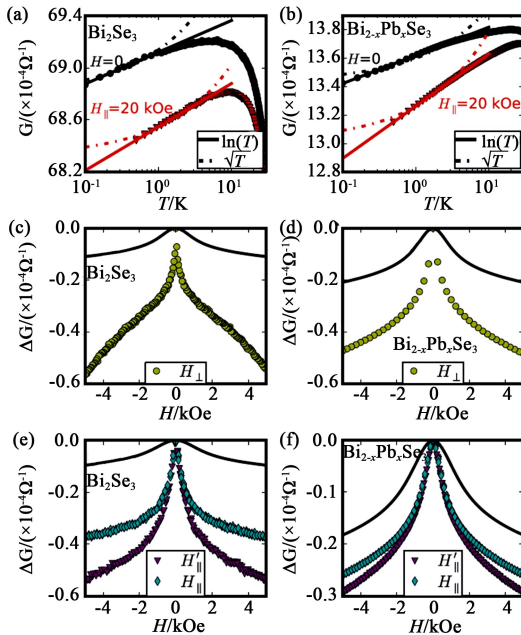


图 8 电子-电子相互作用理论与实验数据的比较 ((a)和(b)中的虚线为理论预测结果;(c)一(f)中的黑线为理论预测结果)

我们证实了电子-电子相互作用和弱反局域化理论的结合几乎可以定量地解释低温下拓扑绝缘体薄膜电导随温度和磁场变化的特性(见图 9),这为拓扑绝缘体的物理特性研究提供了新的思路.

4 超导态—拓扑量子态的相互作用

4.1 超导电极与拓扑绝缘体薄膜的相互影响^[27]

目前超导和拓扑绝缘体相互作用的实验研究并不多,我们在此方向率先开展了一些工作.我们采用铟(In)、铝(Al)和 W 的化合物作为超导电极对

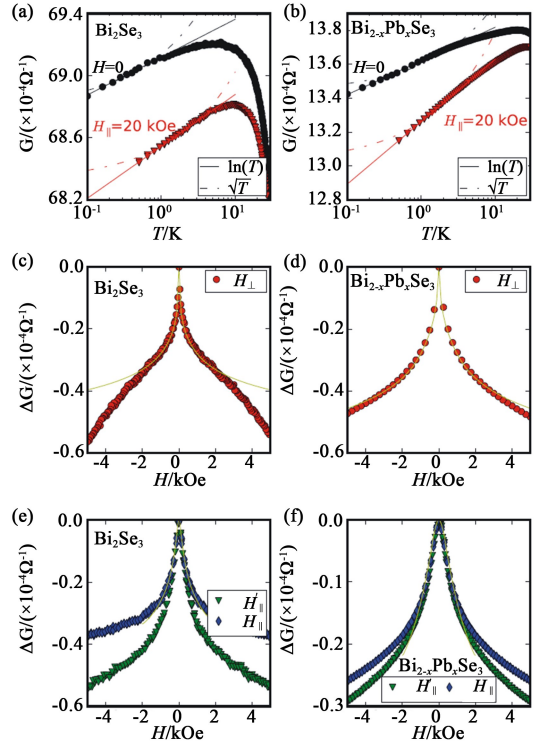


图 9 电子-电子相互作用和弱反局域化理论的结合很好地解释了实验结果(其中(a)和(b)中的虚线和(c)一(f)中的青线为理论结果)

MBE 生长的单晶拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 薄膜进行电输运研究.实验发现,当温度降低电极变为超导体后,样品电阻没有因超导近邻效应下降反而上升,同时电极的超导特性受到极大抑制.这些奇异现象被归因于拓扑绝缘体表面自旋极化电流与超导电极内库珀对的相互冲突以及界面处可能的新的超导态的产生.

我们首先研究了生长在蓝宝石(Al_2O_3)衬底下 5nm 厚的 Bi_2Se_3 薄膜,将块材的超导 In 直接压在薄膜表面作为测量电极(见图 10(a)插图).由图 10(a)中样品的 $R-T$ 特性曲线可以看到,45—300K 之间样品电阻呈线性变化,这是金属的典型特征. Bi_2Se_3 薄膜的电阻在 13.3K 时有最小值,温度继续降低时电阻则缓慢增加,直至低于 3.29K 时样品电阻迅速增大(见图 10(b)).考虑到块体 In 的超导临界温度为 3.4K,3.29K 时的样品电阻的变化很可能与电极发生超导转变有关.

外加垂直于薄膜的磁场时测量得到的样品电阻如图 10(c)所示.当温度低于临界温度时,零场附近出现电阻峰.当温度高于临界温度时,磁电阻为正值并且在零场附近出现“小谷”结构,这是由于该拓扑绝缘体中存在弱反局域化行为.我们改变磁场扫描方向还发现了样品的磁滞现象,表明传导电子对于外

场呈现类铁磁性响应。

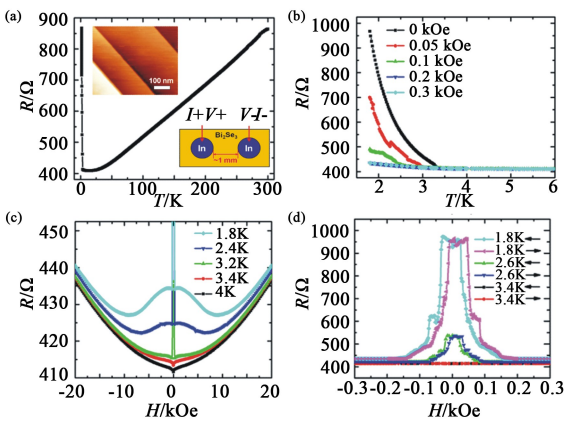


图 10 厚度为 5nm 的 Bi_2Se_3 薄膜在 In 电极测量下的实验结果 (a) R - T 特性曲线; (b) 不同磁场下的 R - T 特性曲线; (c) 不同温度下的磁电阻行为; (d) 临界温度下的电阻峰和磁电阻的台阶结构及磁滞行为(图中箭头表示磁场的扫描方向)

我们接着研究了另外两个生长在硅(Si)衬底上厚 200nm 的 Bi_2Se_3 薄膜,其中一个薄膜的表面利用电子束光刻和电子束辅助蒸发技术沉积上 Al 电极,另一个薄膜的表面则通过 FIB 技术沉积上 W 电极.两种电极均为介观尺寸,电极间距 $1\mu\text{m}$.如图 11 所示,这两个样品的电阻随温度的变化与前一个样品类似,电极发生超导转变后样品电阻迅速增大.不同的是,Al 电极样品的电阻在 0.8K 以下趋于饱和.我们在 Al 电极下测得 Bi_2Se_3 薄膜的电阻特点如图 11(a),(b)所示,此时 Al 电极的超导临界温度约 0.95K,0.65K 时临界磁场小于 100Oe,均远小于 Al 膜自身对应的超导临界温度 1.4K 和临界磁场 800Oe. Bi_2Se_3 薄膜在 W 电极下的电阻特点如图 11(c),(d)所示,此时 W 电极超导临界温度约 3.5K,2.2K 时的临界磁场小于 10kOe,均小于 W 带自身对应的超导临界温度 4—5K 和临界磁场 80kOe.

我们对三个样品的测量结果均表明,介观超导电极与拓扑绝缘体薄膜接触后超导特性减弱,临界温度和临界磁场都变小,同时与超导电极接触的拓扑绝缘体薄膜的电阻急剧增加.考虑到该实验中我们使用的是不同衬底、不同厚度的 Bi_2Se_3 薄膜及不同种类的超导电极和电极间距,因此这个结论具有普遍性.这一结果是超导体与拓扑绝缘体相互作用实验研究的早期重要工作之一.

4.2 超导电极和拓扑绝缘体纳米带的相互作用^[28]

我们对拓扑绝缘体—超导体还开展了另外一项系统的实验研究,将拓扑绝缘体 Bi_2Se_3 纳米带与超

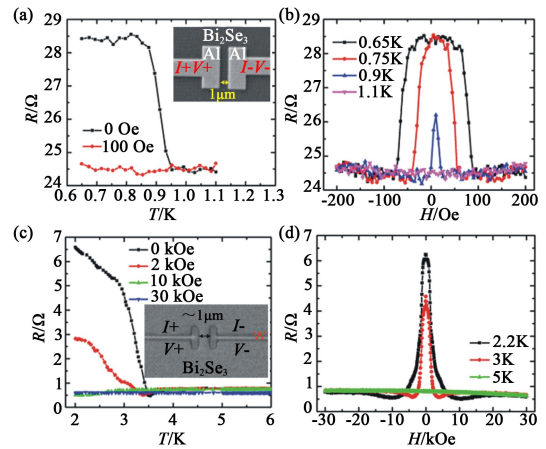


图 11 200nm 厚的 Bi_2Se_3 薄膜的电输运特性 (a) Al 电极测量的不同磁场下样品的 R - T 特性曲线; (b) Al 电极测量的不同温度下的样品磁电阻; (c) W 电极测量的不同磁场下样品的 R - T 特性曲线; (d) W 电极测量的不同温度下的样品磁电阻

导 W 电极相互接触,发现在拓扑绝缘体纳米带中存在长程超导近邻效应、多重 Andreev 反射、磁阻振荡以及零压电导峰等现象,其中我们在 Bi_2Se_3 纳米带中观察到磁电阻的周期振荡可能与 Pearl 涡旋密切相关.

本实验所用的 Bi_2Se_3 纳米带生长在硅衬底上,利用扫描电子显微镜观察到纳米带有着良好的单晶结构,缺陷少.我们测量所用的电极分为超导的 W 和非超导的 Pt,宽 200—400nm,高约 50nm,利用 FIB 技术沉积在纳米带样品表面.这一沉积过程对电极附近的样品有减薄作用,正好可以去掉样品表面的氧化层,实现良好的电阻接触.另外,X 射线弥散能谱 (energy dispersive X-ray spectroscopy, EDS) 的结果显示,W 电极中的 W 元素在样品中传播的距离约 250nm.该实验中我们一共测量了 8 个样品,各自参数见表 1.

表 1 实验所测样品的不同参数

样品	长度 / μm	宽度 /nm	厚度 /nm	电极宽度 /nm	6K 时的电阻率 /($\text{m}\Omega\text{cm}$)	电极材料
A	1.08	600	60	200	0.51	W
B1	0.94	430	60	430	1.37	W
B2	1.55	430	60	430	1.37	W
C	2.47	284	276	316	0.79	W
D	2.30	240	77	240	0.70	W
E	5.12	300	98	122	0.69	W
F	1.00	700	60	300	3.53	W
G	5.73	270	60	234	0.39	Pt
H	0.94	370	50	280	0.48	Pt

我们利用非超导的金属电极 Pt 测量样品 G 和

H,发现样品电阻随温度和磁场的变化必须考虑电子间相互作用对二维弱反局域化的量子修正,这与本文第三节中实验得到的结论一致(见图9).

样品A的 $R-T$ 特性曲线如图12(a)所示,可看到W电极在4.7K时发生超导转变, $T \leq 2K$ 时样品电阻完全消失,说明在拓扑绝缘体中出现了超导长程近邻效应.从图12(b)可以看到,样品A的微分电导曲线在零压时出现电导峰,另外,样品A的微分电导曲线中出现多重Andreev反射导致的次谐波结构,峰的位置出现在 $V = 2\Delta/ne$ 处,其中 Δ 为W电极的超导能隙, n 为整数,且 $n=2,4,8$ 处出现电导峰.我们据此可算得 $\Delta = 0.669\text{meV}$,结合BCS关系 $\Delta = 1.76k_B T_c$, T_c 的理论值约为4.41K,非常接近实验结果4.7K.然而,对于为什么只有特定的 n 才出现电导峰,目前尚没有很好的解释.

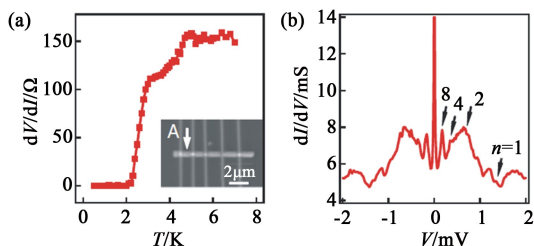


图12 (a)两探针法测量得到的样品A的微分电阻随温度的变化;(b)500mK时样品A的微分电导随偏压的变化

对纳米带外加垂直其表面的磁场,当温度降低使接触电极超导但又不足以使样品电阻为零时,样品会出现周期性的磁电阻振荡.不同的样品,例如B1,B2,D在一定温度条件下都可以出现该现象,但周期不同,且温度太低或太高都会抑制该振荡的发生.当外加磁场与纳米带表面平行时,周期性振荡不出现.不同磁场方向下样品D的电阻变化见图13.

在Weber阻塞模型中^[29,30],薄且窄的超导带外加垂直磁场时,磁场大小可控制超导带中Pearl涡旋的数目和运动,进而引起磁电阻振荡.我们样品中出现的振荡行为也极可能是由于Pearl涡旋产生.在我们的实验中,超导电极的近邻效应可在拓扑绝缘体纳米带内诱导出超导区域,该区域在垂直磁场中可能产生Pearl涡旋.超导-拓扑绝缘体相互作用可能提供了一个在界面产生涡旋的有效渠道,涡旋的形成由磁电阻振荡表征,振荡周期可用Weber模型解释.我们的实验为进一步探索Majorana费米子奠定了基础,具有重要意义.

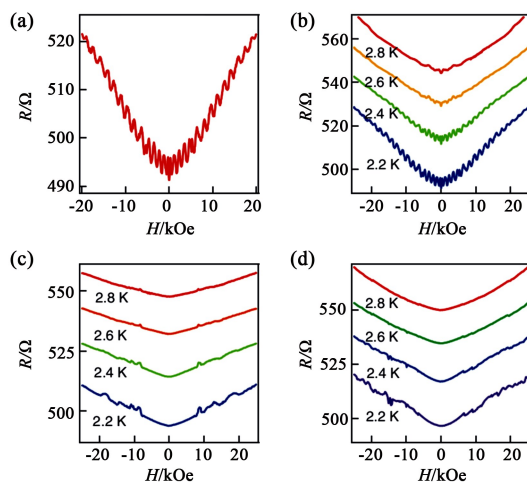


图13 样品D的磁电阻特性.其中(a)和(b)中外加磁场垂直于纳米带表面,(c)中磁场平行于纳米带的轴向,(d)中磁场平行于纳米带平面但垂直其轴向

5 结束语

纳米尺度下超导和拓扑绝缘体的电输运研究不仅在基础研究领域有着重要的科学意义,而且有望对当前集成电路发展的瓶颈——热耗散问题提供可行的解决方案.如文章简述的一系列实验结果所示,各种低维结构受量子尺寸效应影响表现出众多不同于块体材料的有趣现象.对这些新现象的深入研究,可揭示其背后的物理本质,并在其基础上设计新的功能器件.

近期薛其坤研究组利用扫描隧道显微镜观测到由界面调制的单原胞层FeSe超薄膜^[31]的超导转变温度很可能在液氮温区附近.因此利用界面调制有望发现一系列新的二维高温超导体.这将为纳米超导集成电路的广泛应用奠定基础.然而,界面调制是否能提高低维超导体的超导转变温度还需要进一步的实验证实.

将超导体、拓扑绝缘体两种新老量子材料结合在一起,通过电输运手段研究其低维复合异质结构的物性,不但是纳米科学、材料科学和凝聚态物理的重要课题,更有望为超导自旋电子学和拓扑量子计算提供新的平台.

致谢 感谢 Moses Chan, Nitin Samarth, Jainendra Jain, Chuntai Shi, Duming Zhang, Ashley DaSilva, 田明亮, 常翠祖, 李含冬, 谢茂海, 何珂, 马旭村及薛其坤等人在该工作中的重要贡献.

参考文献

- [1] Hasan M Z, Kane C L. *Rev. Mod. Phys.*, 2010, 82(4):3045
- [2] Qi X L, Zhang S C. *Phys. Today*, 2010, 63(1):33
- [3] Eschrig M. *Physics Today*, 2011, 64(1):43
- [4] Wang J, Shi C T, Tian M L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102, 247003
- [5] Lucignano P, Stornaiuolo D, Tafuri F. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105:147001
- [6] Jung M Y, Noh H, Doh Y J. *ACS Nano.*, 2011, 5(3):032271
- [7] Kim J, Chua V, Fiete G A *et al.* *Nature Physics*, 2012, 8:465
- [8] Wang J, Singh M, Tian M L *et al.* *Nat. Phys.*, 2010, 6:389
- [9] Buzdin A I. *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77(3):935
- [10] Chiang Y N, Shevchenko Y G, Kolenov R N. *Low Temp. Phys.*, 2007, 33(4):314
- [11] Aumentado J, Chandrasekhar V. *Phys. Rev. B*, 2001, 64:054505
- [12] Keizer R S, Goennenwein S T B, Klapwijk T M. *Nature*, 2006, 439:825
- [13] Bergeret F S, Volkov A F, Efetov K B. *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77(4):1321
- [14] Matthias E. *Physics Today*, 2011, 64(1):43
- [15] Kanschelle F, Cayssol J, Buzdin A. *Phys. Rev. B*, 2010, 82:180509
- [16] Tian M L, Wang J, Zhang Q *et al.* *Nano Letters*, 2009, 9(9):3196
- [17] Liu Y, Allen R E. *Phys. Rev. B*, 1995, 52(3):1566
- [18] Smith G E, Baraff G A, Rowell J M. *Phys. Rev.*, 1964, 135(4):A1118
- [19] Yang F Y, Liu K, Hong K M *et al.* *Phys. Rev. B*, 2000, 61(10):106631
- [20] Brown R D, III. *Phys. Rev. B*, 1970, 2(4):928
- [21] Ye Z X, Zhang H, Liu H D *et al.* *Nanotechnology*, 2008, 19(8):5709
- [22] Little W A, Parks R D. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, 9(1):9; Parks R D, Little W A. *Phys. Rev.*, 1964, 133(1):A97
- [23] Xu K, Heath J R. *Nano Letters*, 2008, 8(11):3845
- [24] Wang J, DaSilva A M, Chang C Z *et al.* *Physical Review B*, 2011, 83:245438
- [25] Lee P A, Ramakrishnan T V. *Rev. Mod. Phys.*, 1985, 57(2):287
- [26] Hikami S, Larkin A I, Nagaoka Y. *Prog. Theor. Phys.*, 1980, 63(2):707
- [27] Wang J, Chang C Z, Li H D *et al.* *Phys. Rev. B*, 2012, 85:045415
- [28] Zhang D M, Wang J, DaSilva A M *et al.* *Phys. Rev. B*, 2011, 84:165120
- [29] Pekker D, Refael G, Goldbart P M. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107:017002
- [30] Johansson A, Sambandamurthy G, Shahar D *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95:116805
- [31] Wang Q Y, Li Z, Zhang W H *et al.* *Chin. Phys. Lett.*, 2012, 29(3):037402