

专题: 拓扑量子输运和器件 • 封面文章

基于一维电子体系的超导复合器件和量子输运研究*

邓小松¹⁾ 张志勇^{1)†} 康宁^{1)2)‡}

1) (北京大学电子学院, 纳米器件物理与化学教育部重点实验, 北京大学碳基电子学研究中心, 北京 100871)

2) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

(2024 年 12 月 2 日收到; 2024 年 12 月 24 日收到修改稿)

低维电子材料与超导材料的复合体系一直是研究介观输运和低维超导特性的重要平台, 其中具有强自旋轨道耦合效应的低维结构与超导宏观量子态结合呈现出丰富的量子现象, 为探索新物性和研制新型拓扑量子器件提供了一个理想的平台. 采用高质量的一维电子材料构筑超导复合器件, 探索受限量子体系与超导界面的量子输运现象和器件调控机制迅速成为研究的前沿和热点. 其中的关键问题在于理解纳米尺度下低维体系与超导界面的特征散射机制和量子输运过程, 研究电荷态与拓扑局域态的耦合机制, 实现对拓扑态本征输运特性的探测, 在此基础上为研制新型超导纳电子器件和拓扑量子器件探索新原理和新方法. 由于多种能量尺度和束缚态的竞争, 介观尺度下的超导复合结构在器件物理、结构设计以及测量方案上都存在前所未有的挑战. 本文回顾了基于一维电子体系的超导复合器件的近期进展, 聚焦在以半导体纳米线和碳纳米管为代表的实验体系, 简要介绍了从材料和器件物理, 到输运测量的主要现象和实验挑战. 最后本文对一维体系拓扑量子器件的研制和输运研究进行了总结和展望.

关键词: 一维电子体系, 量子输运, 拓扑器件, 超导复合器件**PACS:** 74.25.F-, 74.45.+c, 85.35.-p, 85.35.Kt**DOI:** 10.7498/aps.74.20241672**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241672

1 引言

近二十年来, 利用超导的宏观量子特性构建新型量子计算系统和基于低维体系的介观超导器件研究已经成为凝聚态物理和固态量子器件的前沿研究方向. 实验上, 材料生长和微纳加工技术的飞速发展使得研制和构筑新型低维材料与超导电极的复合器件成为可能, 其中基于零维材料的量子点^[1,2]、基于准一维材料的碳纳米管和纳米线^[3,4]、基于二维体系的电子气和范德瓦耳斯状材料^[5], 以及基于三维拓扑绝缘体纳米材料的超导复合器件

都相继在实验中成功实现^[6,7], 极大地拓宽了介观超导输运的研究领域, 并发现了诸多新奇量子特性和设计了新型量子电子器件. 一维电子体系由于维度的降低和量子限域的增强, 使得库仑屏蔽效应显著减弱, 加强了电子关联效应, 使其成为探索新物性和研制新型量子电子器件的理想体系. 在超洁净的一维碳纳米管中已经发现丰富的电子关联态, 如一维 Luttinger liquid、Mott 绝缘体、Wigner 电子晶体等^[8-10]. 由于这种强的空间限域效应, 超导相通过与器件中的库仑能、量子化能级、自旋态等因素相互作用, 会产生不同基态的安德列也夫 (Andreev) 束缚态 (自旋单态和自旋三态)、 $0-\pi$ 量

* 国家自然科学基金 (批准号: 12374035, 62225101) 和科技创新 2030-“量子通信与量子计算机”重大项目 (批准号: 2021ZD0302600) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zyzhang@pku.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: nkang@pku.edu.cn

子相变等丰富而新颖的物理现象^[11]. 在固态器件中, 实验上还可以通过多指栅的栅压组合实现一维的孤立量子点阵列到关联量子点阵列, 进而对强关联的 Fermi-Hubbard 模型下的物态实现进行连续调控并开展量子模拟的研究^[12]. 基于超导的近邻效应, 在一维体系的复合器件中呈现出新奇的量子输运特性, 如超导电流的量子化^[13]、超导电流二极管^[14]、库珀对分离等^[15].

近几年, 拓扑态作为一种新的量子物态在基础和应用研究各个领域受到普遍关注, 理论研究表明这种新奇的拓扑态在量子调控和固态量子计算实现方面有重要的应用前景. 2001 年, Kitaev^[16] 从理论上提出在 p 波配对的一维无自旋超导体中, 一维链 (Kitaev 链) 的两端可以形成退耦合的马约拉纳 (Majorana) 束缚态, 并预言这种新的准粒子态遵循非阿贝尔统计 (non-Abelian statistics), 其量子态的交换操作 (“编织”) 因为受到拓扑特性的保护, 可以有效避免器件中量子态演化的退相干效应, 有望用于实现可容错的拓扑量子计算^[17]. 早期的实验研究主要集中在探寻两类满足非阿贝尔统计的固态电子系统^[17], 一类是轨道角动量量子数为 1 的超导体, 其中 Sr_2RuO_4 被认为是满足 p 波配对的非常规超导体, 但该体系的本征配对机制一直存在争议^[18]. 二是基于超高迁移率的二维电子气中分数量子霍尔效应中的 $5/2$ 态, 该分数态的准粒子被认为是可能具有 p 波配对特征的复合费米子, 但基于该分数态的边缘态和干涉结构器件的精确调控和实验探测仍面临诸多挑战^[19]. 2008 年, Fu 和 Kane^[20] 理论上提出用传统的 s 波超导体与拓扑绝缘体的超导近邻效应来诱导 $p_x + ip_y$ 界面超导, 并预言了该体系下存在马约拉纳束缚态. 由于具有 p 波配对的本征超导体和电子体系较为稀少, 采用这样的复合结构方案为在凝聚态体系中构筑拓扑量子器件提供了更大的可行性. 随后的理论和实验研究发现, 通过超导近邻效应可以将自旋轨道强耦合的低维体系诱导成拓扑超导体. 实验上相继在半导体纳米线、三维拓扑绝缘体与超导的复合结构, 以及铁基超导的磁通涡旋态等体系中, 在拓扑超导相和马约拉纳零能模的探测方面都取得了一系列重要进展^[21–23]. 这些研究结果表明通过超导与低维电子体系的复合有望在界面或边缘态诱导出新的量子特性. 由于拓扑量子器件在理论和实验上的快速发展, 针对具有强自旋轨道耦合的低维材

料与超导复合体系的量子输运研究迅速成为凝聚态物理和拓扑量子器件研究的重要课题.

近年来, 实验上采用不同的一维电子材料与超导结合构筑复合体系, 以探索实现固态拓扑量子器件的方案. 本文主要侧重于基于半导体纳米线和碳纳米管一维电子体系的超导复合器件构筑和量子输运研究, 及其相关研究进展进行介绍. 基于三维拓扑绝缘体纳米线的拓扑量子器件^[24]、拓扑材料边界态^[25,26]、石墨烯条带和磁性原子链等一维体系与超导的复合结构和量子器件都已有各详尽的综述^[27,28], 本文不再赘述.

2 基于半导体纳米线的拓扑量子器件研究

2010 年, Lutchyn 等^[29–32] 从理论上认识到线性的 Dirac 色散关系并不是在固态量子器件中实现马约拉纳束缚态所必需的条件, 关键在于体系中存在的自旋轨道耦合作用. 自旋轨道耦合作用是一种相对论效应, 这种耦合效应将电子的自旋与轨道自由度锁定到一起, 使得在器件中对自旋的电学操控成为可能. 理论发现, 当一维电子体系 (如纳米线) 与超导材料复合时, 近邻效应在能谱中诱导出一个超导能隙. 同时体系中强自旋轨道耦合的存在使得能带在 k 空间发生劈裂, 对应每个动量 k 都有确定的自旋方向, 如图 1(a) 所示. 若此时沿着纳米线方向施加轴向磁场, 其塞曼分裂能将在能带 $k=0$ 处打开一个能隙, 随着磁场的增大, 三重态 (triplet) 的自旋配对组分将出现并增加. 在特征的磁场下, 当塞曼能满足 $E_Z = \sqrt{\Delta^2 + \mu^2}$, 能隙关闭. 在这个临界磁场之上, 磁场驱动能带反转, 系统发生拓扑超导相的相变, 对应的拓扑相图如图 1(b) 所示. 该情形下, 等价于构造了 spinless 的 p 波超导配对, 在纳米线的两端出现马约拉纳束缚态. 这种特征的零能准粒子态可以通过隧穿能谱来探测.

该方案的器件实现要求所使用的半导体材料具有强自旋轨道耦合效应和栅极调控能力. 同时, 为了稳定拓扑超导相, 需要在不破坏超导近邻效应的前提下获得足够大的塞曼能, 因此选择具有大的朗道 g 因子的半导体材料更具有优势. 近年来实验小组相继在三五族的半导体材料中发现, 由于 Rashba 效应的存在, 这些窄能隙的体系具有强自旋轨道耦合效应. 同时材料和加工技术的进一步

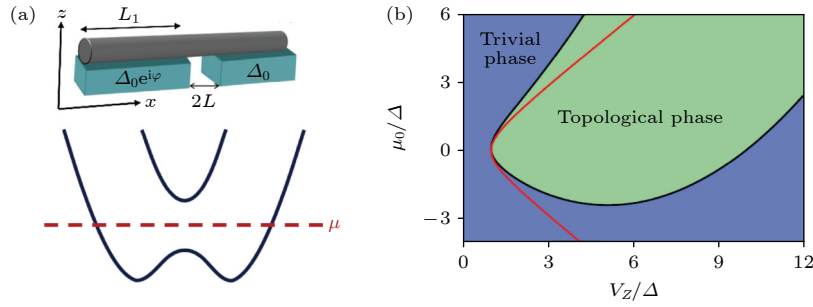


图 1 半导体纳米线与超导材料复合构筑拓扑量子器件 (a) 具有强自旋轨道耦合的一维体系在磁场下的色散关系, 体系中强自旋轨道耦合效应的存在使能带在 k 空间发生劈裂, 对应每个动量 k 都有确定的自旋方向^[29]; (b) 复合体系中随化学势和磁场演化的电子相图, 在临界磁场之上, 磁场驱动体系发生拓扑超导相的相变^[32]

Fig. 1. Topological devices based on the hybrid superconductor-semiconductor nanowire structures: (a) Electronic dispersion of an one-dimensional quantum wire with strong spin-orbit coupling under applied magnetic field^[29], the presence of spin-orbit coupling results in the lifting of spin degeneracy; (b) the phase diagram for a proximitized semiconducting nanowire device as a function of the magnetic field and chemical potential, the interplay of spin-orbit coupling, Zeeman fields can drive a quantum phase transition into a topological superconductivity^[32].

发展, 使得实现基于这些体系的介观量子结构成为可能. 其中 Nichele 等^[33,34] 在具有强自旋轨道耦合的二维空穴气上成功制备了量子点接触结构, 低温下观察到高度各向异性和能级依赖的 g 因子. 在量子点结构方面, Nilsson 等^[35] 利用金属有机物化学气相沉积 (MOCVD) 法生长的 InSb 纳米线制备了量子点, 并在实验上观察到量子点中存在很强的自旋轨道耦合作用, 其等效 g 因子可高达 70 且随量子点能级变化, 表明该低维体系有很大的塞曼能. 他们进一步研究了量子点能级在磁场中的演化, 发现了由自旋关联引起的干涉效应. Fasth 等^[36,37] 也相继在 InAs 和 InSb 纳米线量子点上利用其强自旋轨道耦合的特点分别实现了电子和空穴自旋态的全电学操控. 这些实验上的飞速进展, 使得具有强自旋轨道耦合的量子体系的输运研究成为近年来介观输运和固态量子器件的重要研究领域.

综上, 三五族半导体纳米结构具有以下 3 个特点: 1) 强自旋轨道耦合作用; 2) 大的 g 因子; 3) 易与超导材料结合构筑复合器件. 这 3 个特征正符合 Lutchyn 等^[29,30] 提出的基于一维强自旋轨道耦合体系实现马约拉纳束缚态的条件. 2012 年, Mourik 等^[21,38,39] 分别基于 InSb 和 InAs 纳米线制备了超导复合器件, 通过对隧穿谱中零偏压电导峰的探测, 首次在固态器件中给出了马约拉纳零能模的实验迹象. 之后实验上相继在一维磁性原子链^[40]、三维拓扑绝缘体材料^[22,41] 和二维电子气^[42] 与超导的复合结构中实现了对拓扑超导相和马约拉纳零能模的探测, 极大地拓宽了拓扑超导实验研

究的体系. 国内 Wang 等^[23,43] 在马约拉纳零能模的探测和构筑基于拓扑绝缘体的超导量子干涉器方向相继取得一系列的突破进展, 受到国际同行的广泛关注. 但需要指出的是, 由于介观超导复合器件中束缚态能谱的多样性与复杂性, 当前对这些超导复合体系中拓扑束缚态本征的能谱特征和输运现象还未形成清晰而一致的理解. 以上述提到的隧穿谱中零偏压电导峰为例, 除了马约拉纳束缚态之外, 还有其他多种贡献相似零偏压电导峰的物理机制. 例如界面中可能存在的无序、不均匀自旋轨道耦合、量子点中的近藤 (Kondo) 效应以及复合体系中的 Yu-Shiba-Rusinov 和安德列也夫束缚态^[44], 在特定的条件下, 都有可能在磁场诱导下呈现出类似的零偏压电导峰现象. 实验上如何实现对拓扑相和拓扑束缚态的本征探测成为当前拓扑固态量子器件研究中的重要问题.

近几年基于一维电子体系的拓扑固态量子器件实验上的发展主要基于以下四个方面.

1) 提高半导体纳米线材料的质量. 高质量的材料是器件研究的基础. 早期的半导体纳米线研究多采用化学气相沉积 (CVD) 或 MOCVD 生长的纳米线, 近几年为提高样品质量, 一些研究小组采用超高真空的分子束外延 (MBE) 生长方法, 实现了 InAs 和 InSb 纳米线的生长, 极大地提高了纳米线的质量. Li 等^[45] 采用 MBE 生长的 InSb 纳米线成功制备出量子点器件, 在极低温和强磁场条件下观察到精细的能级结构和高阶的量子隧穿过程; 并首次制备出基于 MBE 方法生长 InSb 纳米线的超

导电流晶体管器件. 通过栅极调控, 实现了对超导电流的有效调制, 并观察到超导库珀对高阶散射过程, 展示了高质量的超导复合器件的构筑. Plissard 等^[46] 率先通过对衬底和催化颗粒的图案设计, 实现了纳米线交叉网络结构的生长, 为基于一维半导体纳米线构筑多功能和复杂量子电子电路奠定了基础. 此外, 理论上预言三五族的三元体系可能具有强的自旋轨道耦合效应, 有望在器件上实现更有效的电场调控. He 等^[47] 采用 MBE 方法生长的 InAsSb 三元纳米线, 实现了高质量的超导复合器件. 基于这些高质量的三五族半导体纳米线, 实验上进一步将纳米超导复合结构与超导谐振腔技术相结合, 成功研制栅极可调的 Transmon 量子比特器件^[48] 和自旋分辨的安德列也夫量子比特等器件^[49]. Thomas 等^[50-52] 利用 MBE 生长方法, 基于异质结的结构设计获得了高迁移率的二维 InAs 和 InSb 电子气, 在此基础上通过标准的微纳工艺刻蚀和栅控技术相结合, 发展出自上而下地实现低维器件结构的方案^[53]. 近期微软的研究小组基于 InAs 二维电子气通过栅极限制实现一维体系与超导的复合, 在非局域的测量方案下实现了对拓扑量子能隙尺度的测量, 为下一步研制拓扑量子器件、构造拓扑量子比特的基本单元和在片测量方案奠定了器件基础^[54].

2) 提高器件中超导金属与半导体纳米线的界面质量. 早期的半导体纳米线超导复合器件通常是采用物理蒸镀的方法 (如热蒸镀、电子束和磁控溅射蒸镀方案) 在纳米线表面制备超导电极, 这些传统的超导电极接触方案不可避免地使器件制备过程中引入界面无序, 造成器件质量的不可控因素. 2015 年, Krogstru 等^[55] 通过发展低温 MBE 技术, 率先在 InAs 纳米线的表面实现原位外延生长 Al 薄膜, 获得了高质量界面的异质结构材料, 其能谱特征体现出硬超导能隙 (hard gap), 表明复合器件中的强近邻效应的实现. 这项技术的发展使得一维半导体纳米线超导复合器件的接触稳定性、界面耦合强度和重复性方面都得到极大的提升, 推动了拓扑固态量子器件和介观超导量子输运领域的实验研究. 实验团队先后在该复合体系下实现奇异金属态、束缚态奇偶性、准粒子中毒和交叉安德列也夫反射等特征介观超导输运现象的精确观测^[56-60], 并以此为基础构造了安德列也夫量子自旋比特器件^[49] 和约瑟夫森二极管等器件^[61]. 此外, 为了提高复合

器件中的有效能量尺度和操控参量空间, 2021 年 Pendhar 等^[62,63] 开始尝试将纳米线表面外延生长金属电极的技术应用到更高转变温度的超导材料中, 如 Pb 和 Sn 等, 成功实现与一维电子体系的高质量界面, 使器件工作的温度和磁场区域都得到了较大的提升. 迄今为止, 在大多数半导体纳米线超导复合器件的研究中, 拓扑相的实现要求通过外加磁场引入塞曼分裂, 但施加外磁场的同时也会抑制电极的超导性及其界面近邻效应. Vaitiekėna 等^[64,65] 近几年尝试寻找一种无外加磁场的器件方案, 比如通过将铁磁绝缘体薄膜与半导体纳米线超导结构复合到一起, 通过铁磁交换耦合作用在零磁场下发生态密度自发分裂, 等价于引入了一个等效磁场. 该结构的优势在于能在零场下稳定器件中的拓扑相, 从而避免磁场对拓扑相参量空间的限制.

3) 加深对介观超导器件中各种束缚态的特征能谱和相互作用机制的研究. 当超导复合器件进入介观尺度中, 强的尺度限域效应带来能量的量子化, 系统中超导量子相干态与量子点中的充电能、量子化能级、近藤共振效应和磁通等因素相互作用, 会产生不同基态的束缚态、 $0-\pi$ 相变和 Little-Parks 振荡等丰富而新颖的量子输运现象. Li 等^[11] 在半导体纳米线的超导复合器件中, 实现了基于 InSb 等纳米线高质量界面的超导约瑟夫森结, 并观察到多重安德列也夫反射 (multiple Andreev reflection) 效应. 在器件的量子点区域, 发现体系的基态转变与能隙内束缚态的发展强烈依赖于量子点内近藤温度 (T_K) 与超导能隙 (Δ) 的相对能量大小, 即取决于 $k_B T_K / \Delta$ 的比值, 其中 k_B 是玻尔兹曼常数, 观察到在特定栅极范围内同一近藤区域共存的 0 相与 π 相的安德列也夫束缚态现象. 实验通过特征能谱的温度与磁场演化, 对不同基态的特征进行了验证. 进一步, Li 等^[11] 还制备了基于 InSb 纳米线量子点的超导量子相干结构器件, 通过对器件的低偏压电导谱的精密测量, 首次在超导 InSb 量子点中观察到 0 相与 π 相交替出现的安德列也夫束缚态, 且具备大范围的栅压连续可调性, 如图 2 所示. 之后 He 等^[47] 在半导体 InAsSb 的纳米线复合器件中也观察到类似的转变现象.

2020 年, Vaitiekėnas 等^[66] 采用超导全包覆 (full shell) 结构的半导体纳米线, 实验上观察到由磁通调控的拓扑超导相转变的迹象, 之后进一步研究发现该结构下观察到的零偏压电导峰结构与结

区附近量子点的形成相关,但并不具有拓扑态的特性^[67]. 理论研究也指出在该结构下实现拓扑相的参数空间相当狭窄,揭示了该介观体系中量子输运现象的复杂性^[68]. 此外,在该结构下实验还观察到由磁场驱动的反常金属相出现^[56],为低维超导体中量子金属与超导相之间的量子相变现象研究提供了一个新平台. 近期理论上进一步考虑在该结构下超导相与量子化磁通相结合诱导一维体系下的 Caroli-de Gennes-Matricon 束缚态,为介观超导输运的研究开辟了新的方向^[69].

4) 器件构筑和拓扑态探测方案设计方面的创新. 上文提到,传统的能谱测量方案中与零偏压电导峰相关的物理机制多样且复杂,实验上需要通过能谱演化的细致行为,对比材料和器件相关属性来仔细鉴别能态的拓扑平庸和非平庸特性. 同时在器件结构设计和探测方案上,研究者也希望能找到更本征的实验手段给出拓扑相的可靠实验证据以及稳定的操纵方案. 理论上 San-Jose 等^[70,71]提出通过测量约瑟夫森结器件中安德列也夫束缚态和

超导电流的磁场依赖行为可以实现对非平庸拓扑相的探测. 此外, Wimmer 等^[72]提出通过构造量子点接触与超导界面的复合器件,如果量子点接触与超导的界面处存在马约拉纳束缚态时,理论预言其栅极依赖的特征电导量子化平台演化行为将与传统超导器件的情形不同,即出现半整数平台,如图 3(a) 所示. 但由于受到器件和超导界面质量的限制,目前还没有实验对上述理论实现验证. 其中,近期为了在输运测量上区分安德列也夫和马约拉纳束缚态,理论和实验上尝试通过通过非局域的测量方案,利用如图 3(b) 所示的三端器件方案探测拓扑相变区域中的全局输运特性,进一步利用谱学的关联技术测量导出特征能谱的能量和空间尺度^[73-77]. 近期的理论模拟显示,即使采用非局域的多端器件测量方案,由于纳米线中引入超导近邻效应的不均匀性,安德列也夫能谱发生展宽形成安德列也夫能带,这些非拓扑态同样在非局域测量的能谱中可能出现类似的结构,需要在进一步的研究中仔细论证^[75,78].

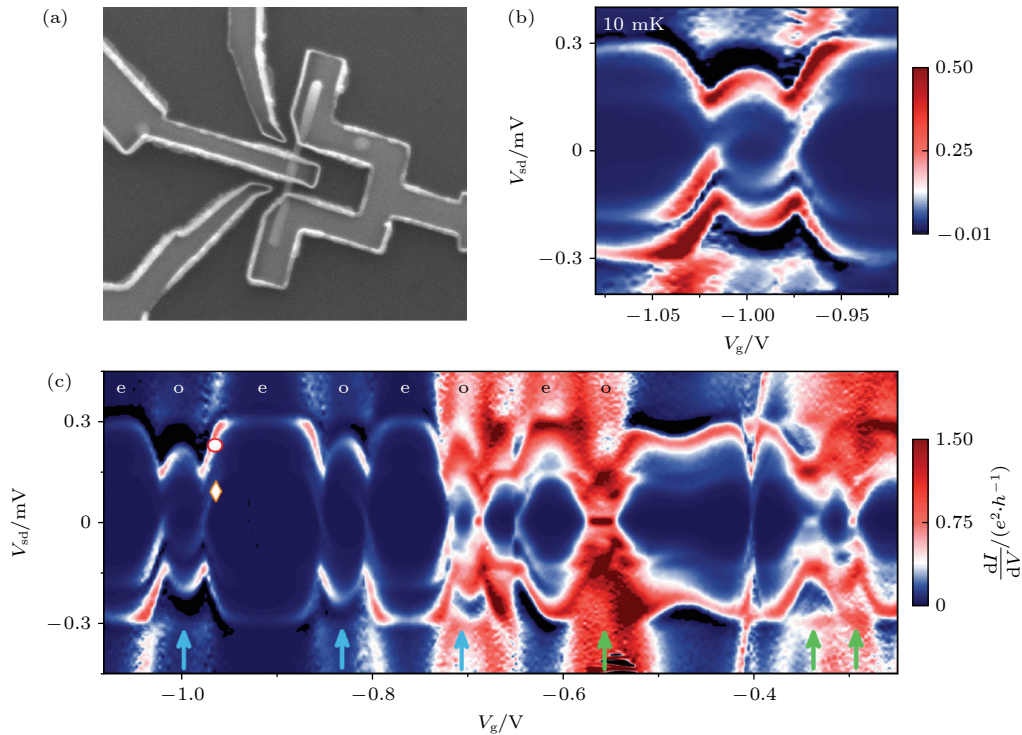


图 2 构筑基于纳米线的量子点和超导干涉器件^[11]: (a) 基于单根 InSb 纳米线的器件 SEM 照片; (b) 纳米线复合器件中的安德列也夫束缚态能谱; (c) 实现了复合器件中不同基态的栅极调控, 观察到 0 相与 π 相交替出现的安德列也夫束缚态

Fig. 2. The realization of the nanowire quantum dot-superconducting quantum interference device^[11]: (a) SEM image of a typical device, showing that individual InSb nanowire is in contact with superconducting electrodes; (b) differential conductance dI/dV map for the odd charge state as function of voltage bias V_{sd} and backgate voltage V_g , indicating an Andreev bound state formed; (c) differential conductance dI/dV plot as a function of V_{sd} and V_g at 10 mK and zero magnetic field, demonstrating a realization of continuous gate-tunable Andreev bound states with both 0-type levels and π -type levels.

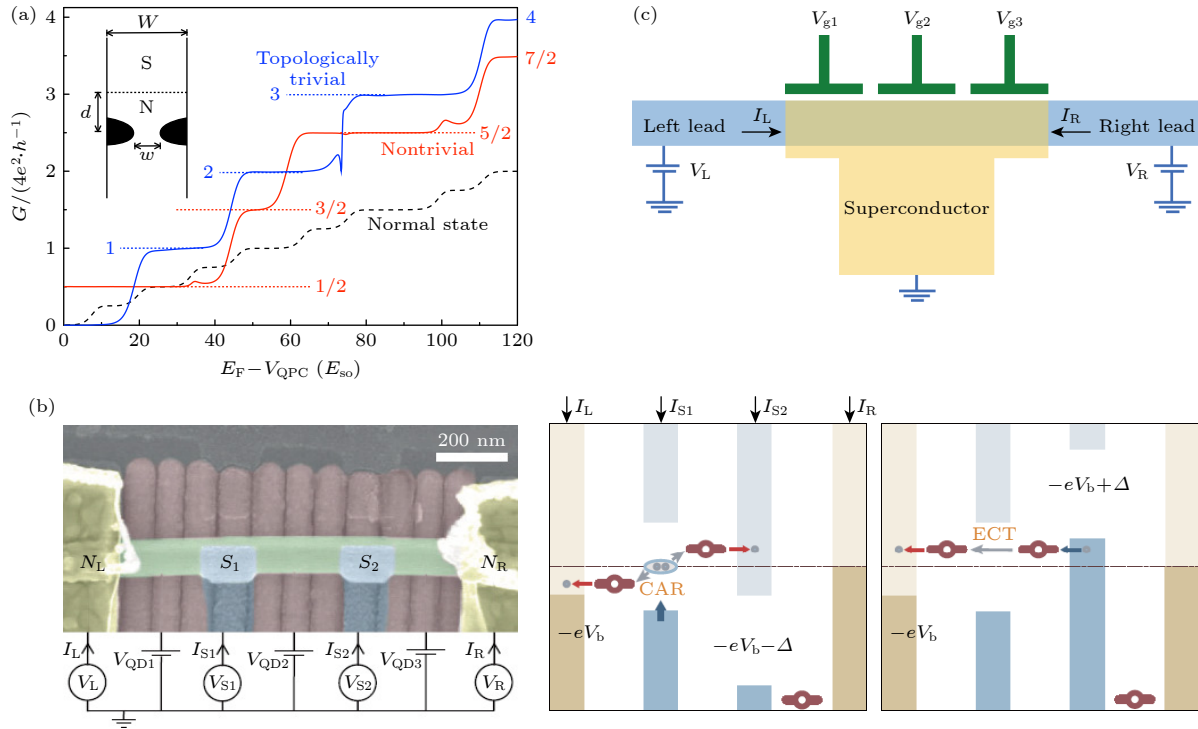


图 3 拓扑态的固态量子器件构筑和探测 (a) 基于强自旋轨道耦合的二维电子气构筑超导界面和量子点接触的复合结构器件, 在磁场驱动下在拓扑相区域, 电导出现半整数的量子化平台^[72]; (b) 三端非局域测量方案的器件构型, 用于区分安德列也夫和马约拉纳束缚态^[73]; (c) 基于半导体纳米线与超导电极构筑耦合量子点的 Kitaev 链器件结构^[82], 实验通过栅极实现对交叉安德列也夫反射和弹性共隧穿过程的精确调控^[81]

Fig. 3. Construction and detection of topological solid-state quantum devices: (a) The conductance of a quantum point contact placed between superconductor and semiconducting wire with spin-orbit coupling^[72]; (b) three-terminal setup for probing Andreev and Majorana bound states with nonlocal measurement of conductance^[73]; (c) top panel: false color SEM microscopy of a fabricated nanowire device showing the realization of the Kitaev chain with coupled quantum dots through superconductor^[82]. Illustration of the realization of the Kitaev chain with coupled quantum dots through superconductor, in which the coupling strength of crossed Andreev reflection and elastic co-tunnelling can be gate-tunable^[81].

此外随着超导复合器件中量子点能谱和调控技术的发展, 理论上提出利用量子点结构实现对马约拉纳束缚态的探测和拓扑量子比特的器件方案^[79]. 2012 年, Leijnse 和 Flensberg^[80] 在理论上研究了双量子点与超导电极构筑的复合结构, 其中分立的量子点通过与中间超导电极的耦合作用, 其准粒子的激发满足马约拉纳束缚态的特征, 但局域在量子点的这种束缚态不受到拓扑保护, 所谓“poor man’s Majorana (PMM) bound states”. 2023 年 Dvir 等^[81] 基于 InSb 纳米线成功实现了该结构, 构造了基于耦合双量子点的最小 Kitaev 链器件结构. 他们首先验证基于这样的复合结构, 在自旋极化的量子点中实现连续栅极可调的交叉安德列也夫反射和弹性共隧穿过程, 在此基础上他们进一步通过栅极的精细调控, 将器件的工作点设置在两个隧穿过程的简并区间 (sweet spot), 通过对激发态能隙的演化研究观察的特征零偏压电导峰, 首次展示了实现

PMM 态的可能性. 之后 Bordin 等^[82] 进一步实现了三量子点耦合的超导复合体系, 如图 3(c) 所示, 展示了基于结构控制的一维量子点阵列实现拓扑量子器件的可拓展性. 接下来实验的挑战是如何实现在长链结构下拓扑保护.

3 基于碳纳米管的拓扑量子器件研究

近几年, 研究者们不断尝试在新的一维电子体系中实现稳定的拓扑量子器件和探测方案, 其中基于准一维碳纳米管构筑的超导复合器件方案逐渐受到广泛关注. 由纯碳原子组成的碳纳米管被认为是原子尺度的理想准一维导体, 具有出色的电学、热学、力学特性和强的化学稳定性. 基于石墨烯的紧束缚模型, 结合周期性的边界条件, 可以计算出单壁碳纳米管的低能能谱. 由于卷曲矢量的不同, 碳纳米管可分为有限能隙的半导体管和无能隙的

金属管两种类型, 如图 4(a) 所示^[83]. 与直径为数十纳米的半导体纳米线相比, 单壁碳纳米管中能谷和自旋只有一个相关的输运模式, 避免了多个子带或模式间的复杂耦合所导致的输运和建模的复杂性, 便于从理论上验证碳纳米管的拓扑特性. 此外, 高阶效应的存在也会对碳纳米管的能带结构引入修正, 如几何应变^[84]、磁通相位^[85,86]和电子-电子相互作用^[9]等, 这也导致低温下呈现出丰富的输运现象. 在碳纳米管量子器件中, 实验上可以通过应变、磁场和电场等手段实现对物理特性的多维度调控, 进一步拓展了其研究领域^[83]. 例如, 通过分离静电栅结构构建的原位可控 PN 结, 实现了碳纳米管中量子相干性的电场和磁场控制, 如图 4(b), (c) 所示^[87]. 因此, 从理论和实验上, 一维碳纳米管被认为是研究量子输运和构造拓扑态的理想平台.

在高质量的材料生长和器件制备上, 碳纳米管已经发展出了满足拓扑量子器件研究的多种技术.

目前实验上主要采用 CVD 方法生长低无序和超长碳纳米管材料^[88,89]. 生长的超洁净碳纳米管具有超长的散射平均自由程, 在室温下可以达到微米量级, 能够容易地在短沟道器件中实现弹道输运. 通过合适功函数的接触金属, 能够实现基于金属管^[90,91]和半导体管^[92,93]的接近量子极限的弹道晶体管. 另一方面, 为了减小无序和基底相互作用对器件电学特性的影响, 空气介质的悬空碳纳米管^[94,95]或封装在 h -BN 中的碳纳米管^[96]等器件结构也常用于研究量子输运. 在与其他材料的异质复合上, 碳纳米管发展出了干法转移工艺, 可以实现与其他材料以范德瓦耳斯接触时具备超高的界面接触质量^[97-102]. 当碳纳米管与超导体近邻且具有高质量的超导接触时, 在碳纳米管复合器件中观察到栅极调控的超导电流^[4,103-105]. 以上这些器件和输运的实验结果都表明碳纳米管器件具有良好的可兼容性和扩展性, 为寻找马约拉纳束缚态提供了充分的实验支持.

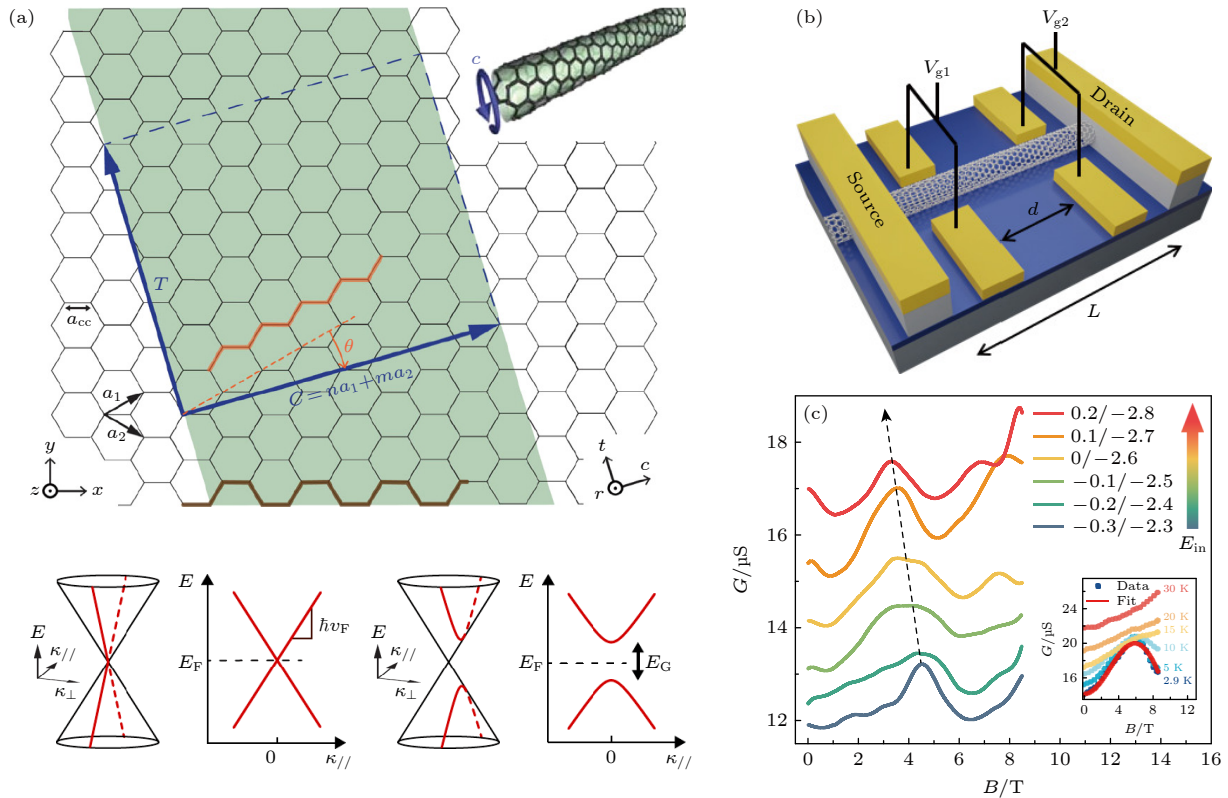


图 4 单壁碳纳米管的能带结构与可控性 (a) 碳纳米管卷曲矢量决定的金属型和半导体型碳纳米管能带结构^[83]; (b) 基于碳纳米管的分离静电栅构筑的原位可控 PN 结结构^[87]; (c) 碳纳米管中随内建电场增加而逐渐降低的磁导拐点, 表明电场和磁场对碳纳米管能带结构的控制; 插图为非单调磁导的温度依赖特性, 验证了磁导响应的机制^[87]

Fig. 4. Tunability of electronic band structure in single-wall carbon nanotubes: (a) Band structures of metallic and semiconducting carbon nanotubes determined by the chiral vector^[83]; (b) *in situ* controllable PN junction structure based on split gates of carbon nanotubes^[87]; (c) the magnetoconductance peaks move towards lower magnetic fields with increasing built-in electric fields in a carbon nanotube, demonstrating the control of the band structure of carbon nanotubes by electric and magnetic fields; inset: temperature dependence of nonmonotonic magnetoconductance, suggesting the mechanism of the magnetic response^[87].

2013 年, Sau 和 Tewari^[106] 通过构建基于超导体-碳纳米管异质结的理论模型, 提出了一维碳纳米管复合体系的拓扑超导和马约拉纳束缚态的探测方案. 在考虑自旋轨道耦合效应的碳纳米管中, 如果同时打破时间反演对称性和手性对称性, 有望在碳纳米管中诱导出一维拓扑超导态. 然而, 碳原子作为轻质原子, 其自旋轨道耦合效应非常弱. 在晶体结构的周期势下, 自旋轨道耦合对能带结构的影响还取决于不同原子轨道间的杂化方式, 其显著受到体系的对称性影响. 比如, 石墨烯中相邻碳原子的 p_x 与 p_z 轨道间的电子态直接跳跃被对称性所禁止, 使得碳原子的自旋轨道耦合在石墨烯的 π 能带中的效应可忽略. 但当碳纳米管中由于曲率的存在, 打破了 z 方向的对称性保护, 即邻近碳原子的 p_x 与 p_z 不再垂直, 其相邻原子间的电子态跳跃可以发生. 因此导致了邻近原子电子波函数的 p_z 杂化, 造成了 π 键中的自旋轨道耦合效应, 从而显著影响碳纳米管的能带结构^[107,108]. 由于自旋轨道耦合的影响, 邻近碳原子的跳跃矩阵元不仅包含了直接跳跃, 还包含了自旋翻转的自旋轨道耦合项. 这等效于在同一个能谷中的两个自旋简并态在等效磁场 B_{SO} 作用下发生了分裂, 相关的自旋轨道耦合效应与直径成反比^[83], 这在基于量子点的精细能谱实验研究中得到验证^[109]. 此外, 该模型的实现还需要手性对称性破坏, 可以通过基底效应或者无序, 引入一个谷混合项 $\Delta_{KK'}$, 这对于拓扑相的出现至关重要. 理论研究表明, 只有同时存在自旋轨道耦合项和谷混合项时, 在垂直磁场和 s 波超导近邻的作用下, 通过调节化学势和相关参数, 碳纳米管可以打开约 500 mK 的拓扑超导能隙, 并在碳纳米管末端形成马约拉纳束缚态. 此时, 基于 BdG (Bogoliubov-de Gennes) 模型的数值计算结果表明该结构下零能模可以出现在拓扑能隙中, 其在测量上反映为零偏压的电导峰, 或者通过分数约瑟夫森效应来进行探测^[106].

上述模型中存在于碳纳米管两端的马约拉纳束缚态波函数具有与费米速度正相关的局域化长度. 为了避免两端的马约拉纳束缚态相互作用而导致的湮灭, 器件尺寸设计上要求碳纳米管的空间长度大于马约拉纳束缚态的局域化长度. 相比于金属型的碳纳米管, 半导体管的费米速度比金属管低三个数量级, 使得半导体管中马约拉纳束缚态的局域化长度可以缩小 1/1000, 从而在几微米的半导体

管末端就足以实现拓扑器件. 2018 年, Marganska 等^[110] 基于曲率自旋轨道耦合和谷自由度的结合效应, 提出采用半导体型的碳纳米管更具有实验上的可行性, 如图 5(a) 所示, 他们基于紧束缚模型, 考虑实际的器件外部影响因素, 如基底电势、超导配对、磁场和无序等, 证明了该体系中在临界磁场强度以上同样会具有马约拉纳束缚态的局域零能态. 在实际器件中通过改变化学势和磁场强度, 可以驱动拓扑相变, 如图 5(b) 所示. 随着磁场增大, 最低的准粒子能量逐渐降低, 并伴随着波函数的局域性的增强, 最终演化成碳纳米管末端的局域马约拉纳束缚态. 考虑到器件制备过程中不可避免引入的无序和缺陷, 以及碳纳米管轴向与磁场的非对齐等问题, 都会影响实际器件中实现拓扑态的相空间参量. 该理论方案也研究了杂质浓度引入的电势涨落对马约拉纳束缚态的影响, 模型中发现涨落电势的增加会提高拓扑态出现的磁场强度. 但是杂质浓度不能太高, 否则产生的零能模将会和体带混合从而产生平庸的局域态. 施外部磁场将会对碳纳米管引入 Aharonov-Bohm (AB) 效应, 从而导致谷简并的解除和手性对称的破坏, 这也会限制器件中拓扑态的实现. 基于高精度的紧束缚模型的数值计算, 得到的半导体碳纳米管-超导体复合系统中马约拉纳束缚态的三维轮廓可以用于验证实验中的激发谱和局部测量特征^[111].

在超导复合的拓扑量子器件方案中, 减小诱导拓扑相所需要塞曼场以及尽可能增大实现拓扑相的参数空间一直是研究的目标. 近期研究表明通过选择新型的二维超导材料与碳纳米管复合也可能实现拓扑超导器件, 并显著降低诱导拓扑相的临界磁场. 由于强的自旋轨道耦合效应和晶格面内镜像对称性的破缺, 薄层的二维过渡金属硫族化合物 (TMD) 材料中不同能谷中的电子等价于承受相反的有效塞曼场^[112]. 其自旋方向锁定到面外, 锁定的自旋会显著提高超导面内临界磁场, 远超过 Pauli 极限, 这种超导体称为伊辛 (Ising) 超导体, 实验上相继在薄层 NbSe_2 ^[113], MoS_2 ^[114-116], TaS_2 ^[117] 和 WTe_2 ^[118] 的材料中观察到. 理论研究表明在此类超导体中, 自旋轨道耦合效应在面内产生了等自旋三重态 (equal-spin spin-triplet) 库珀对, 将具有自旋极化的半金属纳米线与 TMD 的伊辛超导材料复合时, 有望在界面诱导出具有马约拉纳束缚态的拓扑超导体^[112]. 2020 年, Lesser 等^[119] 尝试把这

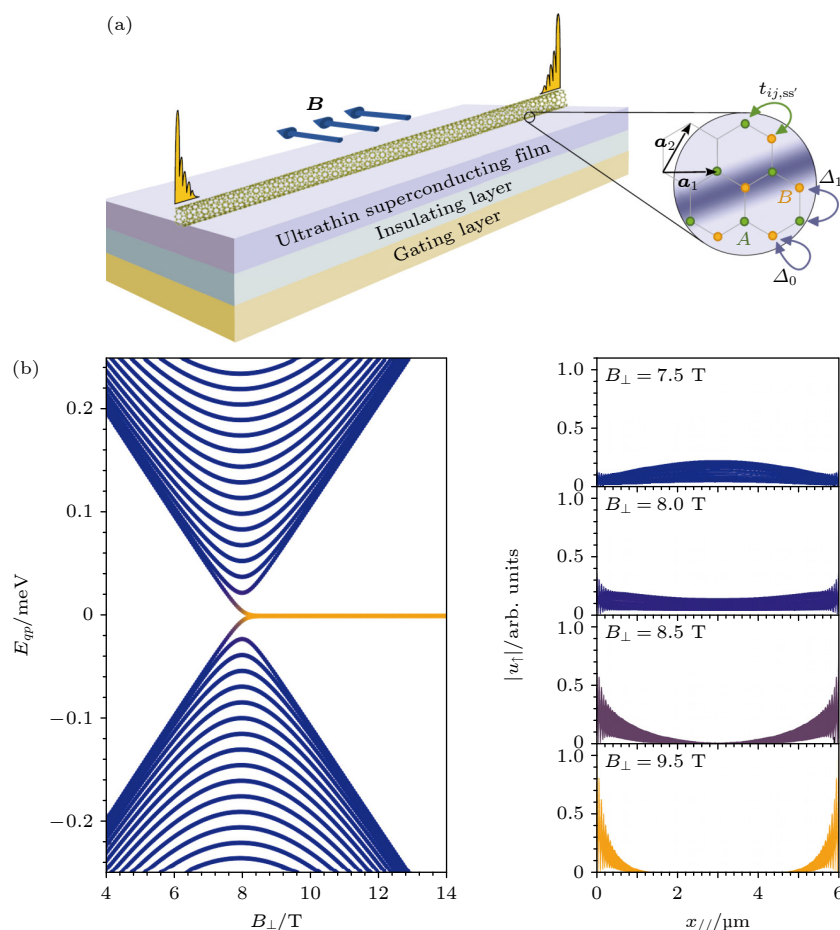


图5 半导体型碳纳米管-超导薄膜异质结的拓扑态构建方案^[110] (a) 半导体型碳纳米管-超导体异质结器件示意图, 在面内横向磁场下诱导出马约拉纳束缚态; (b) 马约拉纳束缚态能谱和局域波函数在磁场下的演化, 表明碳纳米管两端处磁场诱导的马约拉纳束缚态

Fig. 5. Topological state scheme based on semiconducting carbon nanotubes-superconducting films heterojunction^[110]: (a) Schematic diagram of a semiconducting carbon nanotube-superconductor heterojunction device, where Majorana bound states can be induced by in-plane transverse magnetic field; (b) Majorana bound states spectrum and wave function as a function of magnetic field, demonstrating the Majorana bound states in the ends of carbon nanotube induced by magnetic field.

种方案应用到碳纳米管体系, 器件结构如图6(a)所示. 在碳纳米管中利用轴向磁场引入的AB轨道效应, 考虑自旋轨道耦合效应, 并同时打破碳纳米管的旋转对称性 (如通过外部栅极), 在合适的调控参数条件下碳纳米管有望在低磁场下进入半金属态, 为实现拓扑态提供条件, 如图6(b)^[119]所示. 但此时所有的能带都是自旋极化的, 直接用s波超导近邻不能引入一个拓扑能隙. 需要具有自旋三重态的伊辛超导体引入近邻效应, 与半金属态碳纳米管的自旋极化结合, 就可以在碳纳米管中打开p波拓扑能隙. 此时, 在化学势和轨道磁通结合的参数空间内, 仅需要约200 mT的平行轴向磁场 (在2.5 nm半径的碳纳米管中) 就进入由自旋三重态配对导致的拓扑相参数空间, 如图6(c)所示. 如果完全抑制超导配对中的自旋单态组分, 则会使得拓扑区间被

平庸态分开, 但是会进一步降低所需要的临界磁场. 由于一维碳纳米管中电子-电子的相互作用的显著影响^[8], 即使没有轨道磁通, 足够强的相互作用也会使得在等自旋三重态配对的情况下, 碳纳米管进入一个时间反演守恒的拓扑超导相^[119], 如图6(d)所示. 在器件的实验实现方面, 高质量的石墨烯-超导NbSe₂异质结的成功构筑表明碳基低维材料和TMD二维材料复合的可行性^[120,121]. Bauml等^[105]将碳纳米管与薄层NbSe₂超导材料复合, 借助h-BN的封装隔绝基底相互作用和无序对器件特性的影响, 在碳纳米管中成功观察到了超导电流和相滑移 (phase slip) 的超导相关输运现象, 如图6(e)所示. 实验上观察到复合器件中存在较大的面内临界磁场, 反映出超导近邻特征. 这为实现基于碳纳米管-TMD异质结的拓扑量子器件迈出了第一步,

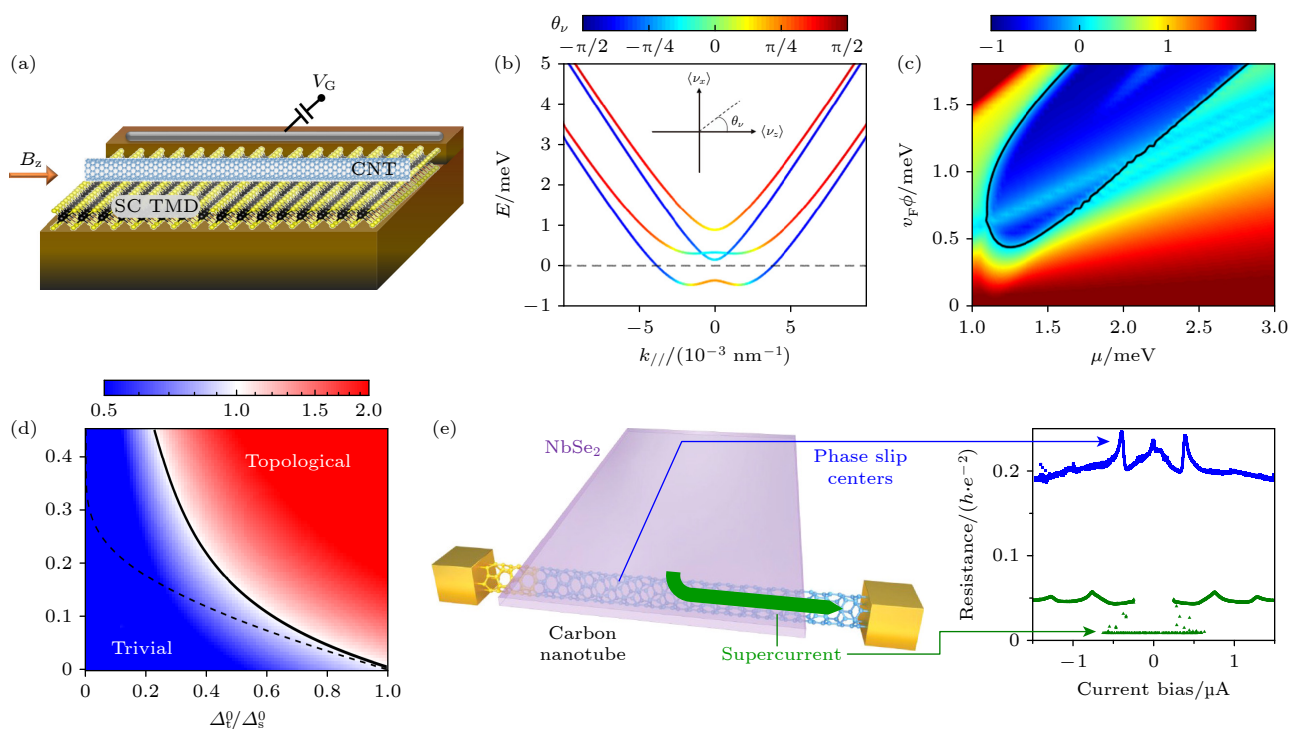


图6 碳纳米管-TMD 超导体异质结的拓扑态构建方案 (a) 碳纳米管-TMD 超导体异质结器件示意图, 在轴向磁场和横向电场下诱导出马约拉纳束缚态^[119]; (b) 自旋轨道耦合、磁通效应、横向电场和伊辛近邻效应导致的半金属态碳纳米管; (c) 磁通和化学势的拓扑相图, -1 表示拓扑相^[119]; (d) 电子-电子相互作用诱导的无磁场拓扑相图^[119]; (e) 碳纳米管-薄层 NbSe₂ 近邻下的超导电流和相滑移^[105]

Fig. 6. Topological state scheme based on semiconducting carbon nanotubes-TMD superconductors heterojunction: (a) Schematic diagram of a carbon nanotube-TMD superconductor heterojunction device, where Majorana bound states can be arised by axial magnetic field and transverse electric field^[119]; (b) semi-metallic carbon nanotubes induced by spin-orbit coupling, magnetic flux effect, transverse electric field and Ising proximity effect^[119]; (c) topological phase diagram of magnetic flux and chemical potential, where -1 denotes topological phase^[119]; (d) topological phase diagram induced by electron-electron interaction without magnetic field^[119]; (e) supercurrent and phase slip in a carbon nanotube with thin NbSe₂ proximity^[105].

接下来基于碳纳米管体系实现拓扑束缚态的探测还需要更精细的参数调控和器件工艺优化。

另一种方案是基于横向电场下碳纳米管的螺旋模式无磁场模型。有理论研究表明在施加强横向电场时 (图 7(a)), 由于自旋轨道效应的存在, 碳纳米管可以在不需要磁场的情况下产生螺旋模式 (helical mode), 即在相反动量方向上携带相反的自旋模式^[122–124]。该情形下将碳纳米管与 s 波超导材料产生邻近效应, 在 K 和 K' 能谷处的 Kramers 对会形成超导配对, 从而在外部和内部分支打开不相等的能隙, Δ_e 和 Δ_i 。理论上早在 2012 年提出可以通过螺旋磁场的方法来增强碳纳米管中的自旋轨道耦合效应, 获得高出曲率自旋轨道耦合几个量级的有效自旋轨道耦合效应^[125]。并且这个螺旋磁场还会沿着碳纳米管产生一个有效的周期势, 从而实现谷混合, 这也为马约拉纳束缚态的实现提供了可行性^[125]。当碳纳米管同一端存在两个马约拉纳

束缚态, 很容易在局部扰动的环境下复合成一个费米子。在器件实现上, 可以通过对电场强度、费米能级位置和温度的改变来实现对超导能隙的调控。比如, 马约拉纳束缚态的出现要求 Δ_e 和 Δ_i 只能有一个存在螺旋模式。通过控制电场强度, 使得电场打开的能隙 Δ_E 只大于其中一个能隙, 比如 $\Delta_e > \Delta_E > \Delta_i$, 此时, 只有外部 p 波配对, 而内部保持 s 波, 如图 7(b) 所示。另一种方法是在强电场时形成两个 p 波配对情况下, 用温度抑制其中一个超导, 如 $\Delta_e > k_B T > \Delta_i$, 如图 7(c) 所示^[122]。这种方案以强电场打开的能隙代替了塞曼分裂的能隙, 但需要的电场强度较高。

此外, 通过对一维体系引入栅极阵列、纳米磁体阵列或具有本征畴结构的磁性衬底, 从而对体系施加周期性空间分布的化学势或磁场也是构建一维拓扑量子器件的可能方案之一, 见图 8^[126]。实验上, Desjardins 等^[127] 尝试将碳纳米管置于具有纳

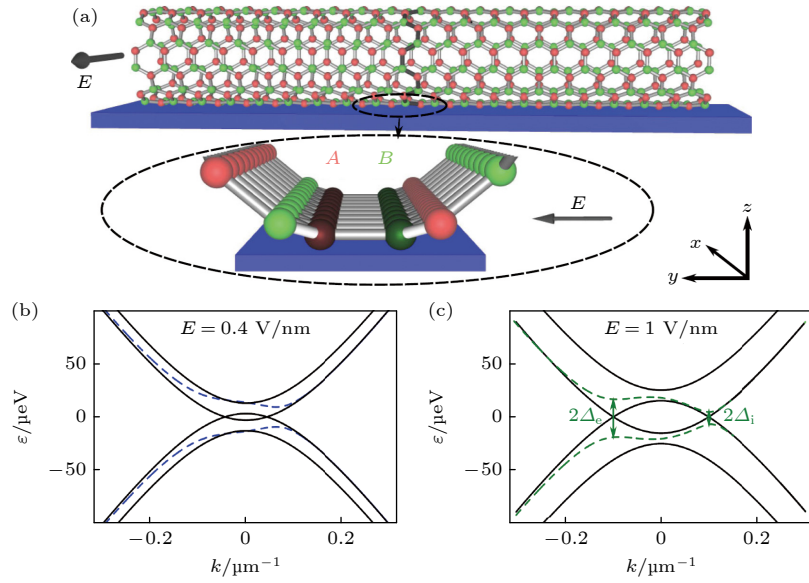


图7 碳纳米管-超导体异质结的拓扑态电场构建方案 (a) 碳纳米管-超导体异质结器件示意图, 在横向电场下诱导出马约拉纳束缚态; (b) 低电场下, 只有一个能带分支形成 p 波配对; (c) 高电场下, 两个能带分支都形成 p 波配对^[122]

Fig. 7. Topological state scheme based on carbon nanotubes-superconductors heterojunction with electric field: (a) Schematic diagram of a carbon nanotube-superconductor heterojunction device, where Majorana bound states can be induced by strong transverse electric field; (b) one branch is in the p-wave phase at low electric field; (c) both branches are in the p-wave phase at high electric field^[122].

米尺度磁畴的 Co/Pt 栅极结构上, 这样可以在沿着碳纳米管长度方向实现类似摆线的偶极场. 构造的振荡磁场在形式描述上等价于 Rashba 自旋轨道耦合效应, 将其与外场的结合, 即通过功能结构设计实现可以调控的自旋轨道耦合效应^[125,128-131]. 其中, 振荡的周期决定了自旋轨道耦合的能量尺度, 振荡的幅值决定了有效磁场的强度. 器件结构上采用 Pd/Nb 超导电极引入近邻效应, 在复合器件的隧穿谱中观察到了磁场规律演化的超导能隙内束缚态 (subgap states, SGS). 该结构下产生的有效自旋轨道耦合能量大约为 1.1 meV, 实验中在零外磁场下通过栅压调控观察到零偏压附近的微分电导峰结构. 该器件方案即使在较大的外部磁场下, 电导峰结构仍然被固定在零能处, 表明了束缚态的鲁棒特征^[127]. 理论研究表明在等效的强自旋轨道耦合效应和有效磁场作用下, 通过该结构有望在没有任何外部磁场的情况下承载马约拉纳束缚态. 这样的结构放宽了对外部施加磁场的要求, 使得碳纳米管器件与超导谐振腔结构的高频探测电路的集成方案成为可能. 与传统的一维材料超导复合器件相比, 纳米尺度的磁性周期结构的引入有助于通过振荡场的周期和振幅来实现对器件中自旋轨道耦合效应的精确调控, 为下一步对拓扑束缚态精密探测和编织奠定基础^[132-137].

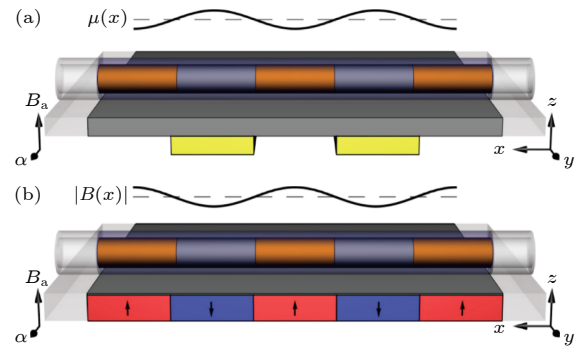


图8 基于周期性空间分布的化学势和磁场的一维拓扑器件构建方案^[126] (a) 通过静电栅极阵列在一维体系中实现周期性化学势的调控; (b) 通过纳米尺度磁体阵列或本征磁畴结构诱导产生周期性磁场

Fig. 8. Topological device scheme based on periodically and spatially modulated chemical potential and magnetic fields^[126]: (a) Periodically modulated chemical potentials induced by electrostatic gate arrays; (b) periodically modulated magnetic field induced by nanomagnetic arrays or intrinsic domain structure in magnetic substrates.

4 展望

本文主要围绕基于一维电子体系超导复合结构的量子输运和拓扑量子器件的研究进展进行了梳理和介绍, 结合笔者的研究方向, 选择一维半导体纳米线和碳纳米管作为代表的材料体系. 过去几年中, 基于半导体纳米线的介观超导结构在量子输

运和器件研究中取得了诸多令人瞩目的进展,但是要真正实现拓扑量子器件,针对拓扑态的可靠探测和操控方案还有很多物理和材料上的困难需要解决.在介观尺度上,强自旋轨道耦合效应材料与超导界面在不同的能量和空间尺度上的散射过程和机制,以及蕴含着许多基本的科学问题都尚不清楚.拓扑超导器件中的诸多量子输运过程还有待深入研究,比如电荷态与拓扑局域态的耦合机制,拓扑态的量子相位以及非局域性特性等.由于介观超导复合结构中物理因素的多样性与复杂性,使得目前对该系统中拓扑束缚态本征的输运测量还不能形成清晰而一致的理解.此外实现在器件层面上材料和结构的均一性和几何参数的精确调控,实现高质量的界面和可设计的器件电磁环境也是当前面临的主要挑战.

与半导体纳米线相比,基于碳纳米管的拓扑超导器件研究才刚刚起步.碳纳米管优异的电学特性已经在构造高质量 CMOS 晶体管器件,超越传统硅基极限方面展示出巨大潜力.同时碳纳米管超高的载流子迁移率、对称的电子-空穴输运特性和丰富的多自由度调控性能使其成为研究量子输运和量子电子器件的优异平台.尤其将碳纳米管与新型二维超导材料复合构造拓扑量子器件方向,有望克服传统复合器件中的超导界面接触和调控的难题.同时这些低维材料可以与高 κ 介质材料进行结合,实现稳定栅控的固态器件,为器件研制和输运研究奠定了基础.近期高取向性,高密度的阵列碳纳米管在碳基电子学和集成电路方向取得重要突破^[138].研究表明在这样的阵列碳纳米管体系中,管间耦合的存在会对材料的能谱结构产生重要影响,从而改变电学输运特性.同时考虑每根碳纳米管内的电子-电子相互作用,管间耦合与电子-电子相互作用的竞争会导致丰富的关联相图^[139].这种人工组装的体系对下一步探索材料和器件新功能提供了机遇,进一步实现对管间相互作用的有效调控和高质量超导复合器件的构筑,有望为研制拓扑量子器件提供新的体系和平台.

参考文献

- [1] Winkelmann C B, Roch N, Wernsdorfer W, Bouchiat V, Balestro F 2009 *Nat. Phys.* **5** 876
- [2] De Franceschi S, Kouwenhoven L, Schönenberger C, Wernsdorfer W 2010 *Nat. Nanotechnol.* **5** 703
- [3] Doh Y J, van Dam J A, Roest A L, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P, De Franceschi S 2005 *Science* **309** 272
- [4] Jarillo-Herrero P, van Dam J A, Kouwenhoven L P 2006 *Nature* **439** 953
- [5] Heersche H B, Jarillo-Herrero P, Oostinga J B, Vandersypen L M K, Morpurgo A F 2007 *Nature* **446** 56
- [6] Qu F M, Yang F, Shen J, Ding Y, Chen J, Ji Z Q, Liu G T, Fan J, Jing X N, Yang C L, Lu L 2012 *Sci. Rep.* **2** 339
- [7] Veldhorst M, Snelder M, Hoek M, Gang T, Guduru V K, Wang X L, Zeitler U, van der Wiel W G, Golubov A A, Hilgenkamp H, Brinkman A 2012 *Nat. Mater.* **11** 417
- [8] Bockrath M, Cobden D H, Lu J, Rinzler A G, Smalley R E, Balents L, McEuen P L 1999 *Nature* **397** 598
- [9] Deshpande V V, Chandra B, Caldwell R, Novikov D S, Hone J, Bockrath M 2009 *Science* **323** 106
- [10] Deshpande V V, Bockrath M 2008 *Nat. Phys.* **4** 314
- [11] Li S, Kang N, Caroff P, Xu H Q 2017 *Phys. Rev. B* **95** 014515
- [12] Hensgens T, Fujita T, Janssen L, Li X, Van Diepen C J, Reichl C, Wegscheider W, Das Sarma S, Vandersypen L M K 2017 *Nature* **548** 70
- [13] Xiang J, Vidan A, Tinkham M, Westervelt R M, Lieber C M 2006 *Nat. Nanotechnol.* **1** 208
- [14] He J J, Tanaka Y, Nagaosa N 2023 *Nat. Commun.* **14** 3330
- [15] Herrmann L G, Portier F, Roche P, Yeyati A L, Kontos T, Strunk C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 026801
- [16] Kitaev A Y 2001 *Physics-Uspekhi* **44** 131
- [17] Nayak C, Simon S H, Stern A, Freedman M, Das Sarma S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1083
- [18] Maeno Y, Ikeda A, Mattoni G 2024 *Nat. Phys.* **20** 1712
- [19] Dutta B, Umansky V, Banerjee M, Heiblum M 2022 *Science* **377** 1198
- [20] Fu L, Kane C L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407
- [21] Mourik V, Zuo K, Frolov S M, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2012 *Science* **336** 1003
- [22] Yang F, Ding Y, Qu F M, Shen J, Chen J, Wei Z C, Ji Z Q, Liu G T, Fan J, Yang C L, Xiang T, Lu L 2012 *Phys. Rev. B* **85** 104508
- [23] Wang D F, Kong L Y, Fan P, Chen H, Zhu S Y, Liu W Y, Cao L, Sun Y J, Du S X, Schneeloch J, Zhong R D, Gu G D, Fu L, Ding H, Gao H J 2018 *Science* **362** 333
- [24] Xu L, Li P L, Lü Z Z, Shen J, Qu F M, Liu G T, Lü L 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 177401 (in Chinese) [徐磊, 李沛岭, 吕昭征, 沈洁, 屈凡明, 刘广同, 吕力 2023 物理学报 **72** 177401]
- [25] Chu C G, Wang A Q, Liao Z M 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 087401 (in Chinese) [初纯光, 王安琦, 廖志敏 2023 物理学报 **72** 087401]
- [26] Qi J J, Chen C Z, Song J T, Liu J, He K, Sun Q F, Xie X C 2025 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **68** 227401
- [27] Lü B S, Lou S, Shen P Y, Shi Z W 2024 *Physics* **53** 683 (in Chinese) [吕博赛, 娄硕, 沈沛约, 史志文 2024 物理 **53** 683]
- [28] Yazdani A, von Oppen F, Halperin B I, Yacoby A 2023 *Science* **380** eade0850
- [29] Lutchyn R M, Sau J D, Das Sarma S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 077001
- [30] Oreg Y, Refael G, von Oppen F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 177002
- [31] Lutchyn R M, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P, Krogstrup P, Marcus C M, Oreg Y 2018 *Nat. Rev. Mater.* **3** 52
- [32] Dmytruk O, Klinovaja J 2018 *Phys. Rev. B* **97** 155409
- [33] Nichele F, Chesi S, Hennel S, Wittmann A, Gerl C, Wegscheider W, Loss D, Ihn T, Ensslin K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 046801
- [34] Miserev D S, Srinivasan A, Tkachenko O A, Tkachenko V

- A, Farrer I, Ritchie D A, Hamilton A R, Sushkov O P 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 116803
- [35] Nilsson H A, Caroff P, Thelander C, Larsson M, Wagner J B, Wernersson L E, Samuelson L, Xu H Q 2009 *Nano Lett.* **9** 3151
- [36] Fasth C, Fuhrer A, Samuelson L, Golovach V N, Loss D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 266801
- [37] Pribiag V S, Nadj-Perge S, Frolov S M, van den Berg J W G, van Weperen I, Plissard S R, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 170
- [38] Das A, Ronen Y, Most Y, Oreg Y, Heiblum M, Shtrikman H 2012 *Nat. Phys.* **8** 887
- [39] Deng M T, Yu C L, Huang G Y, Larsson M, Caroff P, Xu H Q 2012 *Nano Lett.* **12** 6414
- [40] Nadj-Perge S, Drozdov I K, Li J, Chen H, Jeon S, Seo J, MacDonald A H, Bernevig B A, Yazdani A 2014 *Science* **346** 602
- [41] Sasaki S, Kriener M, Segawa K, Yada K, Tanaka Y, Sato M, Ando Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 217001
- [42] Fornieri A, Whittaker A M, Setiawan F, et al. 2019 *Nature* **569** 89
- [43] Sun H H, Zhang K W, Hu L H, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 257003
- [44] Prada E, San-Jose P, de Moor M W A, Geresdi A, Lee E J H, Klinovaja J, Loss D, Nygård J, Aguado R, Kouwenhoven L P 2020 *Nat. Rev. Phys.* **2** 575
- [45] Li S, Kang N, Fan D X, Wang L B, Huang Y Q, Caroff P, Xu H Q 2016 *Sci. Rep.* **6** 24822
- [46] Plissard S R, van Weperen I, Car D, et al. 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 859
- [47] He J B, Pan D, Yang G, Liu M L, Ying J H, Lyu Z Z, Fan J, Jing X N, Liu G T, Lu B, Liu D E, Zhao J H, Lu L, Qu F M 2020 *Phys. Rev. B* **102** 075121
- [48] Luthi F, Stavenga T, Enzing O W, Bruno A, Dickel C, Langford N K, Rol M A, Jespersen T S, Nygård J, Krogstrup P, DiCarlo L 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 100502
- [49] Hays M, Fatemi V, Bouman D, Cerrillo J, Diamond S, Serniak K, Connolly T, Krogstrup P, Nygård J, Levy Yeyati A, Geresdi A, Devoret M H 2021 *Science* **373** 430
- [50] Thomas C, Hatke A T, Tuaz A, Kallaher R, Wu T, Wang T, Diaz R E, Gardner G C, Capano M A, Manfra M J 2018 *Phys. Rev. Mater.* **2** 104602
- [51] Lee J S, Shojai B, Pendharkar M, Feldman M, Mukherjee K, Palmstrøm C J 2019 *Phys. Rev. Mater.* **3** 014603
- [52] Lei Z, Lehner C A, Cheah E, Karalic M, Mittag C, Alt L, Scharnetzky J, Wegscheider W, Ihn T, Ensslin K 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 012101
- [53] Mittag C, Karalic M, Lei Z, Thomas C, Tuaz A, Hatke A T, Gardner G C, Manfra M J, Ihn T, Ensslin K 2019 *Phys. Rev. B* **100** 075422
- [54] Aghaee M, Akkala A, Alam Z, et al. (Microsoft Quantum) 2023 *Phys. Rev. B* **107** 245423
- [55] Krogstrup P, Ziino N L B, Chang W, Albrecht S M, Madsen M H, Johnson E, Nygård J, Marcus C M, Jespersen T S 2015 *Nat. Mater.* **14** 400
- [56] Vaitiekėnas S, Krogstrup P, Marcus C M 2020 *Phys. Rev. B* **101** 060507
- [57] Deng M T, Vaitiekėnas S, Hansen E B, Danon J, Leijnse M, Flensberg K, Nygård J, Krogstrup P, Marcus C M 2016 *Science* **354** 1557
- [58] Albrecht S M, Higginbotham A P, Madsen M, Kuemmeth F, Jespersen T S, Nygård J, Krogstrup P, Marcus C M 2016 *Nature* **531** 206
- [59] Albrecht S M, Hansen E B, Higginbotham A P, Kuemmeth F, Jespersen T S, Nygård J, Krogstrup P, Danon J, Flensberg K, Marcus C M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 137701
- [60] Bordin A, Wang G, Liu C X, ten Haaf S L D, van Loo N, Mazur G P, Xu D, van Driel D, Zatelli F, Gazibegovic S, Badawy G, Bakkers E P A M, Wimmer M, Kouwenhoven L P, Dvir T 2023 *Phys. Rev. X* **13** 031031
- [61] Mazur G P, van Loo N, van Driel D, Wang J Y, Badawy G, Gazibegovic S, Bakkers E P A M, Kouwenhoven L P 2024 *Phys. Rev. Appl.* **22** 054034
- [62] Pendharkar M, Zhang B, Wu H, et al. 2021 *Science* **372** 508
- [63] Kanne T, Marnauza M, Olsteins D, Carrad D J, Sestoft J E, de Bruijckere J, Zeng L, Johnson E, Olsson E, Grove-Rasmussen K, Nygård J 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 776
- [64] Vaitiekėnas S, Liu Y, Krogstrup P, Marcus C M 2021 *Nat. Phys.* **17** 43
- [65] Liu Y, Vaitiekėnas S, Martí-Sánchez S, et al. 2020 *Nano Lett.* **20** 456
- [66] Vaitiekėnas S, Winkler G W, van Heck B, Karzig T, Deng M T, Flensberg K, Glazman L I, Nayak C, Krogstrup P, Lutchyn R M, Marcus C M 2020 *Science* **367** 6485
- [67] Valentini M, Peñaranda F, Hofmann A, Brauns M, Hauschild R, Krogstrup P, San-Jose P, Prada E, Aguado R, Katsaros G 2021 *Science* **373** 82
- [68] Woods B D, Das Sarma S, Stanescu T D 2019 *Phys. Rev. B* **99** 161118
- [69] San-Jose P, Payá C, Marcus C M, Vaitiekėnas S, Prada E 2023 *Phys. Rev. B* **107** 155423
- [70] San-Jose P, Prada E, Aguado R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 257001
- [71] Legg H F, Laubscher K, Loss D, Klinovaja J 2023 *Phys. Rev. B* **108** 214520
- [72] Wimmer M, Akhmerov A R, Dahlhaus J P, Beenakker C W J 2011 *New J. Phys.* **13** 053016
- [73] Danon J, Hellenes A B, Hansen E B, Casparis L, Higginbotham A P, Flensberg K 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 036801
- [74] Pikulin D I, van Heck B, Karzig T, Martinez E A, Nijholt B, Laeven T, Winkler G W, Watson J D, Heedt S, Temurhan M, Svidenko V, Lutchyn R M, Thomas M, de Lange G, Casparis L, Nayak C 2021 arXiv: 2103. 12217 [cond-mat.mes-hall]
- [75] Hess R, Legg H F, Loss D, Klinovaja J 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 207001
- [76] Rosdahl T Ö, Vuik A, Kjaergaard M, Akhmerov A R 2018 *Phys. Rev. B* **97** 045421
- [77] Banerjee A, Lesser O, Rahman M A, Thomas C, Wang T, Manfra M J, Berg E, Oreg Y, Stern A, Marcus C M 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 096202
- [78] Pan H, Sau J D, Das Sarma S 2021 *Phys. Rev. B* **103** 014513
- [79] Tsintzis A, Souto R S, Flensberg K, Danon J, Leijnse M 2024 *PRX Quantum* **5** 010323
- [80] Leijnse M, Flensberg K 2012 *Phys. Rev. B* **86** 134528
- [81] Dvir T, Wang G, van Loo N, Liu C X, Mazur G P, Bordin A, ten Haaf S L D, Wang J Y, van Driel D, Zatelli F, Li X, Malinowski F K, Gazibegovic S, Badawy G, Bakkers E P A M, Wimmer M, Kouwenhoven L P 2023 *Nature* **614** 445
- [82] Bordin A, Li X, van Driel D, Wolff J C, Wang Q, ten Haaf S L D, Wang G, van Loo N, Kouwenhoven L P, Dvir T 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 056602
- [83] Laird E A, Kuemmeth F, Steele G A, Grove-Rasmussen K, Nygård J, Flensberg K, Kouwenhoven L P 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 703

- [84] Minot E D, Yaish Y, Sazonova V, Park J Y, Brink M, McEuen P L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 156401
- [85] Minot E D, Yaish Y, Sazonova V, McEuen P L 2004 *Nature* **428** 536
- [86] Jhang S H, Marganska M, Skourski Y, Preusche D, Grifoni M, Wosnitza J, Strunk C 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 096802
- [87] Deng X S, Gong K, Wang Y, Liu Z, Jiang K L, Kang N, Zhang Z Y 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 207002
- [88] Jin Z, Chu H B, Wang J Y, Hong J X, Tan W C, Li Y 2007 *Nano Lett.* **7** 2073
- [89] Wang X S, Li Q Q, Xie J, Jin Z, Wang J Y, Li Y, Jiang K L, Fan S S 2009 *Nano Lett.* **9** 3137
- [90] Kong J, Yenilmez E, Tombler T W, Kim W, Dai H J, Laughlin R B, Liu L, Jayanthi C S, Wu S Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 106801
- [91] Liang W J, Bockrath M, Bozovic D, Hafner J H, Tinkham M, Park H 2001 *Nature* **411** 665
- [92] Javey A, Guo J, Wang Q, Lundstrom M, Dai H J 2003 *Nature* **424** 654
- [93] Zhang Z Y, Liang X L, Wang S, Yao K, Hu Y F, Zhu Y Z, Chen Q, Zhou W W, Li Y, Yao Y G, Zhang J, Peng L M 2007 *Nano Lett.* **7** 3603
- [94] Urgell C, Yang W, De Bonis S L, Samanta C, Esplandi M J, Dong Q, Jin Y, Bachtold A 2020 *Nat. Phys.* **16** 32
- [95] Wen Y, Ares N, Schupp F J, Pei T, Briggs G A D, Laird E A 2020 *Nat. Phys.* **16** 75
- [96] Wang S, Zhao S H, Shi Z W, Wu F Q, Zhao Z Y, Jiang L L, Watanabe K, Taniguchi T, Zettl A, Zhou C W, Wang F 2020 *Nat. Mater.* **19** 986
- [97] Wu C C, Liu C H, Zhong Z H 2010 *Nano Lett.* **10** 1032
- [98] Pei F, Laird E A, Steele G A, Kouwenhoven L P 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 630
- [99] Zhang R F, Ning Z Y, Zhang Y Y, Xie H H, Zhang Q, Qian W Z, Chen Q, Wei F 2013 *Nanoscale* **5** 6584
- [100] Zhang R F, Ning Z Y, Zhang Y Y, Zheng Q S, Chen Q, Xie H H, Zhang Q, Qian W Z, Wei F 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 912
- [101] Zhang R F, Zhang Y Y, Zhang Q, Xie H H, Wang H D, Nie J Q, Wen Q, Wei F 2013 *Nat. Commun.* **4** 1727
- [102] Shen B Y, Zhu Z X, Zhang J Y, Xie H H, Bai Y X, Wei F 2018 *Adv. Mater.* **30** 1705844
- [103] Kasumov A Y, Deblock R, Kociak M, Reulet B, Bouchiat H, Khodos I I, Gorbato V B, Volkov V T, Journet C, Burghard M 1999 *Science* **284** 1508
- [104] Mergenthaler M, Schupp F J, Nersisyan A, Ares N, Baumgartner A, Schönenberger C, Briggs G A D, Leek P J, Laird E A 2021 *Mater. Quantum. Technol.* **1** 035003
- [105] Bauml C, Bauriedl L, Marganska M, Grifoni M, Strunk C, Paradiso N 2021 *Nano Lett.* **21** 8627
- [106] Sau J D, Tewari S 2013 *Phys. Rev. B* **88** 054503
- [107] Huertas-Hernando D, Guinea F, Brataas A 2006 *Phys. Rev. B* **74** 155426
- [108] Min H, Hill J E, Sinitsyn N A, Sahu B R, Kleinman L, MacDonald A H 2006 *Phys. Rev. B* **74** 165310
- [109] Kuemmeth F, Ilani S, Ralph D C, McEuen P L 2008 *Nature* **452** 448
- [110] Marganska M, Milz L, Izumida W, Strunk C, Grifoni M 2018 *Phys. Rev. B* **97** 075141
- [111] Milz L, Izumida W, Grifoni M, Marganska M 2019 *Phys. Rev. B* **100** 155417
- [112] Zhou B T, Yuan N F Q, Jiang H L, Law K T 2016 *Phys. Rev. B* **93** 180501
- [113] Xi X X, Wang Z F, Zhao W W, Park J H, Law K T, Berger H, Forro L, Shan J, Mak K F 2016 *Nat. Phys.* **12** 139
- [114] Saito Y, Nakamura Y, Bahramy M S, Kohama Y, Ye J T, Kasahara Y, Nakagawa Y, Onga M, Tokunaga M, Nojima T, Yanase Y, Iwasa Y 2016 *Nat. Phys.* **12** 144
- [115] Lu J M, Zheliuk O, Leermakers I, Yuan N F Q, Zeitler U, Law K T, Ye J T 2015 *Science* **350** 1353
- [116] Ye J T, Zhang Y J, Akashi R, Bahramy M S, Arita R, Iwasa Y 2012 *Science* **338** 1193
- [117] de la Barrera S C, Sinko M R, Gopalan D P, Sivadas N, Seyler K L, Watanabe K, Taniguchi T, Tsen A W, Xu X D, Xiao D, Hunt B M 2018 *Nat. Commun.* **9** 1427
- [118] Fatemi V, Wu S F, Cao Y, Brethau L, Gibson Q D, Watanabe K, Taniguchi T, Cava R J, Jarillo-Herrero P 2018 *Science* **362** 926
- [119] Lesser O, Shavit G, Oreg Y 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 023254
- [120] Han T Y, Shen J Y, Yuan N F Q, Lin J X Z, Wu Z F, Wu Y Y, Xu S G, An L H, Long G, Wang Y W, Lortz R, Wang N 2018 *Phys. Rev. B* **97** 060505
- [121] Kim M, Park G H, Lee J, Lee J H, Park J, Lee H, Lee G H, Lee H J 2017 *Nano Lett.* **17** 6125
- [122] Klinovaja J, Gangadharaiah S, Loss D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 196804
- [123] Klinovaja J, Schmidt M J, Braunecker B, Loss D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 156809
- [124] Klinovaja J, Schmidt M J, Braunecker B, Loss D 2011 *Phys. Rev. B* **84** 085452
- [125] Egger R, Flensberg K 2012 *Phys. Rev. B* **85** 235462
- [126] Murra P, Inotani D, Nitta M 2022 *Phys. Rev. B* **105** 214525
- [127] Desjardins M M, Contamin L C, Delbecq M R, et al. 2019 *Nat. Mater.* **18** 1060
- [128] Klinovaja J, Stano P, Loss D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 236801
- [129] Klinovaja J, Stano P, Yazdani A, Loss D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 186805
- [130] Kjaergaard M, Wolms K, Flensberg K 2012 *Phys. Rev. B* **85** 020503
- [131] Klinovaja J, Loss D 2013 *Phys. Rev. X* **3** 011008
- [132] Cottet A, Kontos T, Doucot B 2013 *Phys. Rev. B* **88** 195415
- [133] van Woerkom D J, Proutski A, van Heck B, Bouman D, Vayrynen J I, Glazman L I, Krogstrup P, Nygard J, Kouwenhoven L P, Geresdi A 2017 *Nat. Phys.* **13** 876
- [134] Vayrynen J I, Rastelli G, Belzig W, Glazman L I 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134508
- [135] Dartiaillh M C, Kontos T, Doucot B, Cottet A 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 126803
- [136] Mergenthaler M, Nersisyan A, Patterson A, Esposito M, Baumgartner A, Schönenberger C, Briggs G A D, Laird E A, Leek P J 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 064050
- [137] Fatin G L, Matos-Abiague A, Scharf B, Zutic I 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 077002
- [138] Liu L J, Han J, Xu L, Zhou J S, Zhao C Y, Ding S J, Shi H W, Xiao M M, Ding L, Ma Z, Jin C H, Zhang Z Y, Peng L M 2020 *Science* **368** 850
- [139] Mukhopadhyay R, Kane C L, Lubensky T C 2001 *Phys. Rev. B* **64** 045120

SPECIAL TOPIC——Quantum transport in topological materials and devices •
COVER ARTICLE**Research on hybrid superconducting devices and quantum transport based on one-dimensional electronic systems***DENG Xiaosong¹⁾ ZHANG Zhiyong^{1)†} KANG Ning^{1)2)‡}¹⁾ (*Key Laboratory for the Physics and Chemistry of Nanodevices and Center for Carbon-based Electronics, School of Electronics, Peking University, Beijing 100871, China*)²⁾ (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)

(Received 2 December 2024; revised manuscript received 24 December 2024)

Abstract

The hybrid system of low-dimensional electronic materials and superconducting materials has always been an attractive structure for studying mesoscopic transport and low-dimensional superconducting properties. Low-dimensional structures with strong spin-orbit coupling exhibit rich quantum phenomena combined with superconducting macroscopic quantum states. Therefore it has become an important platform for exploring novel physical properties and developing new topological quantum devices. The construction of hybrid superconducting devices based on high-quality one-dimensional electronic materials and the exploration of interfacial quantum transport phenomena have become the research frontiers. It is crucial to understand the characteristic scattering mechanisms and quantum transport processes in these hybrid systems on a nanoscale. The study of the coupling mechanism between the charge state and the topological localized state, and the experimental probe of the intrinsic transport properties of the topological states are the key issues, which enable the development of the new principles and methods for novel superconducting nano electronic devices and topological quantum devices. Due to the competition of multiple energy scales and complex bound states in these hybrid structures, the device physics and measurement schemes are facing unprecedented challenges. This paper reviews recent research progress of hybrid superconducting devices based on one-dimensional electronic systems, focusing on the material systems based on semiconducting nanowires and carbon nanotubes. Semiconducting nanowires with strong spin-orbit coupling and large Landau g -factor are expected to support Majorana bound states, and further improvements are needed in the material quality, interface between superconductors and nanowires, understanding of the transport mechanism, and detection scheme. The construction strategies of extending topological phase space, including broken symmetry, helical modes, semiconducting characteristics, and attenuation of the external magnetic field, are proposed and discussed in hybrid superconducting devices based on carbon nanotubes. The main phenomena and experimental challenges, ranging from material to device physics, are introduced briefly. Finally, this paper summarizes and prospects the development and transport studies of topological quantum devices based on one-dimensional systems.

Keywords: one-dimensional electronics, quantum transport, topological device, hybrid superconducting device**PACS:** 74.25.F-, 74.45.+c, 85.35.-p, 85.35.Kt**DOI:** 10.7498/aps.74.20241672**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241672

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12374035, 62225101) and the Science and Technology Innovation 2030-“Quantum Communication and Quantum Computer”, China (Grant No. 2021ZD0302600).

† Corresponding author. E-mail: zyzhang@pku.edu.cn‡ Corresponding author. E-mail: nkang@pku.edu.cn



基于一维电子体系的超导复合器件和量子输运研究

邓小松 张志勇 康宁

Research on hybrid superconducting devices and quantum transport based on one-dimensional electronic systems

DENG Xiaosong ZHANG Zhiyong KANG Ning

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 077401 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241672

CSTR: 32037.14.aps.74.20241672

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241672>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双层硼烯纳米带的量子输运研究

Quantum transport properties of bilayer borophene nanoribbons

物理学报. 2022, 71(22): 227301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221304>

一维超导传输线腔晶格中的拓扑相变和拓扑量子态的调制

Modulation of topological phase transitions and topological quantum states in one-dimensional superconducting transmission line cavities lattice

物理学报. 2022, 71(19): 194203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220675>

石墨烯p-n结在磁场中的电输运热耗散

Thermal dissipation of electric transport in graphene p-n junctions in magnetic field

物理学报. 2022, 71(12): 127203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220029>

一维超导微波腔晶格中反旋波效应对拓扑相变和拓扑量子态的调制

Modulation of topological phase transitions and topological quantum states by counter-rotating wave effect in one-dimensional superconducting microwave cavity lattice

物理学报. 2023, 72(24): 244204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231321>

石墨烯中的拓扑安德森绝缘体相

Topological Anderson insulator phase in graphene

物理学报. 2025, 74(4): 047301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241031>

线缺陷石墨烯纳米带的电输运研究

Electron transport in graphene nanoribbons with line defects

物理学报. 2023, 72(15): 157301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230502>