

光学学报

基于非厄密拓扑效应的无线传能与传感研究

郭志伟^{1,2*}, 胡胜宇¹, 张海燕¹, 王宇倩¹, 董丽娟², 孙勇¹, 李云辉¹, 江海涛¹, 羊亚平¹, 陈鸿^{1,2**}

¹同济大学物理科学与工程学院先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092;

²山西大同大学物理与电子科学学院微结构电磁功能材料山西省重点实验室, 山西 大同 037009

摘要 近年来受拓扑绝缘体启发而兴起的拓扑光子学有力地促进了电磁波调控和新型波功能器件的研究。光子人工带隙材料因其丰富的物态调控机制和高度定制化的设计自由度成为了研究拓扑光子学和研制鲁棒性光子器件的重要平台。本文主要综述了周期性二聚化以及准周期性 Harper 光子拓扑链中光子与人工带隙材料的相互作用, 揭示了非厄密物理、宇称-时间对称转变和拓扑相变对能带和带隙的作用规律, 以及光场本征态的调控和传输机制。围绕实际的共振耦合技术, 介绍了非厄密拓扑物理启发下的具有拓扑保护特性的高性能近场无线传能和传感方案, 并对非厄密拓扑物理对于无线传能和传感的发展将起到的作用进行了展望。

关键词 光学器件; 非厄密物理; 光拓扑结构; 拓扑相变; 无线传能; 无线传感

中图分类号 O59 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS230850

1 引言

近年来物理学界的一大研究热点——拓扑绝缘体, 极大地增进了人们对凝聚态物理中物态分类的进一步认识, 让人们认识到完全占据的电子能带还具有由拓扑不变量标识的拓扑特性^[1]。拓扑结构强调了无限大材料能带结构的拓扑特征与此类材料有限样本电子响应之间的重要联系。拓扑结构也为新型半导体器件的研制开拓了新的方向, 有望被用于量子计算以及高保真量子通信等领域^[2-3]。受电子能带拓扑性的启发, 基于光子人工微结构, 人们设计了具有拓扑性的光子能带和光学拓扑态。利用光拓扑结构来调控光子的运动具有重要的科学意义, 相关的丰富的研究内容已逐步发展成一个全新的研究方向——拓扑光子学^[4-5]。借助精心设计的光子晶体和超构材料, 人们可以方便地研究多样化的拓扑相以及具有鲁棒性的拓扑态。光学拓扑结构也为自旋为 1 的矢量电磁场产生的丰富拓扑物理提供了良好的研究平台。利用光子人工微结构设计的光学拓扑结构, 可以将凝聚态物理中的一些复杂拓扑模型进行类比和推广, 为人们深入探索拓扑的基础问题提供了可能性。凝聚态物理和光子学之间的类比可以扩展到实现光子的各种形式的拓扑序, 包括高阶拓扑绝缘体、Weyl 点、Floquet 拓扑绝缘体等^[4-5]。

反过来, 这些发现又为设计新型鲁棒性的光子器件提供了可能。所以光学拓扑结构不仅为人们探索更加丰富的拓扑物理提供了理想的研究平台, 而且在工程材料以及电磁波调控等实际应用方面都具有重要应用价值^[6]。光学拓扑态可以克服缺陷和无序带来的散射损耗问题, 实现受拓扑保护的单方向传输波导和单模激光器等^[4-5]。

尽管早期的光学拓扑结构主要聚焦在了厄密系统, 但是最近拓扑光子学的相关概念被成功推广到了非厄密哈密顿量描述的非厄密拓扑系统, 并逐渐发展为拓扑光子学中的一个研究热点^[7]。开放光学非厄密系统的本征值一般为复数, 特别地, 当系统的哈密顿量 H 满足宇称-时间 (PT) 对称时, $(PT)H(PT)^{-1} = PH^*P = H$, 也可以得到纯实数的本征值, 其对应于一种特殊的非厄密系统^[8-9]。非厄密物理、PT 对称和拓扑物理的结合极大地丰富了拓扑物理的研究范畴。

一方面, 非厄密拓扑系统中奇异点 (EP 点) 在参数空间的拓扑性已被揭示。非厄密系统最大的特点是黎曼曲面存在一个本征值合并点, 称为 EP 点^[10-11]。目前非厄密系统已经被提出可以实现损耗诱导透明^[12]、非对称传输^[13]、新型激光器^[14-15] 以及动态无线传能 (WPT)^[16-17]。在参数空间环绕 EP 点已经被广泛用于研究非厄密系统本征值复平面中形成的自相交的黎曼

收稿日期: 2023-04-20; 修回日期: 2023-05-11; 录用日期: 2023-05-22; 网络首发日期: 2023-06-06

基金项目: 国家重点研发计划 (2021YFA1400602)、国家自然科学基金 (91850206, 11974261, 12004284)、中央引导地方科技发展资金项目 (YDZJSX2021B011)、中央高校基本科研业务费专项资金 (22120210579)、上海市教育发展基金和上海市教育委员会“晨光计划”项目 (21CGA22)

通信作者: *2014guozhiwei@tongji.edu.cn; **hongchen@tongji.edu.cn

表面的拓扑现象^[18-19]。在准静态条件下环绕一个 EP 点时,系统在环绕一周后不会回到初态而是到达了另一个黎曼叶上,此时需要再环绕一周才能回到初态,此时系统的绕数为 1。而当系统存在多个 EP 点时,系统的拓扑性将变得更加复杂,其会存在高阶的拓扑绕数,如图 1(a)所示^[20]。最近,非厄密 EP 点的拓扑性还被推广到对称性保护的厄密相,比如具有非平庸 Berry 相位的 Dirac 点在引入非厄密性后将分裂为孤立的成对出现的 EP 点,此时这些成对的 EP 点在复平面内将

导致体 Fermi 弧的出现,如图 1(b)所示^[21]。此外,Dirac 点在系统引入辐射损耗这一非厄密参量后还将产生新奇的 EP 线,如图 1(c)所示^[22]。这里的 EP 环是由非厄密参量诱导的,其与三维拓扑系统中拓扑荷相反的 Weyl 点连接起来的表面 Fermi 弧是有物理本质区别的。在由螺旋波导阵列构成的三维 Floquet 拓扑系统中,Weyl EP 环最近也在实验上被观察到,如图 1(d)所示^[23]。非厄密系统的 EP 点、EP 环以及 Fermi 弧主要是研究参数空间中系统演化的拓扑性^[23]。

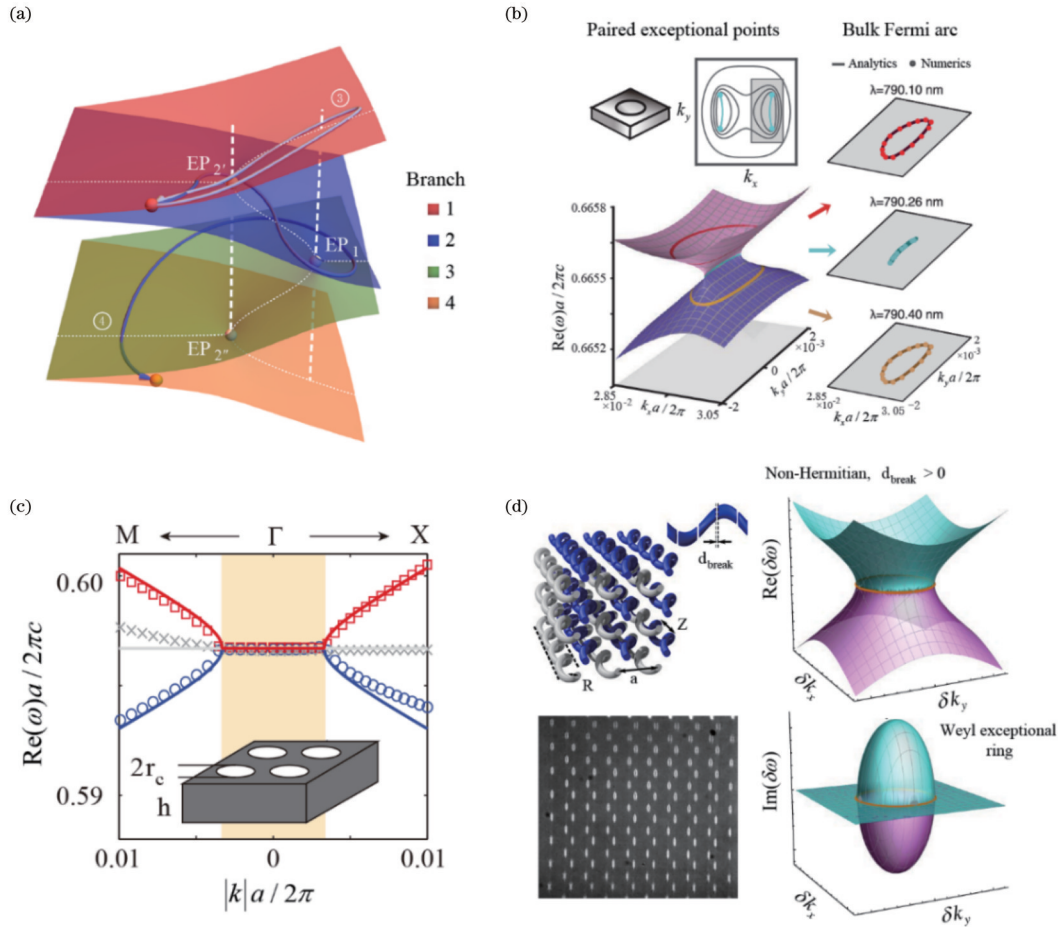


图 1 非厄密光学系统奇异点和奇异环的拓扑性。(a) 高阶非厄密系统的多个奇异点^[20]; (b) 非厄密 Fermi 弧^[21]; (c) 平板光子晶体实现的非厄密奇异线^[22]; (d) 螺旋波导阵列实现的 Weyl 奇异环^[23]

Fig. 1 Topological properties of exceptional points and rings of non-Hermitian optical systems. (a) Multiple exceptional points of high-order non-Hermitian system^[20]; (b) non-Hermitian Fermi arc^[21]; (c) non-Hermitian exceptional lines realized by planar photonic crystals^[22]; (d) Weyl exceptional ring realized by helical waveguide array^[23]

另一方面,非厄密拓扑结构中的边界态还具有通常拓扑结构没有的新特点。例如,2018年 Yao 等^[24]从理论上发现,非厄密二聚体模型中的拓扑边界态不是由通常的 Bloch 拓扑不变量决定,而是由非 Bloch 的 winding number 定义。2019年 Song 等^[25]研究了非厄密拓扑系统中拓扑态的耦合特性以及传输的鲁棒性。图 2(a)展示的系统没有引入实际的增益,但通过数学变换可以实现等效的 PT 对称的非厄密拓扑二聚体系统^[26]。对于高介电常数介质柱在微波平台上实现的拓扑界面态,通过引入损耗可以分析非厄密参量对拓

态的影响,如图 2(b)所示^[27]。此外,目前基于真实增益介质构造的 PT 对称非厄密拓扑的二聚体链结构也已经被广泛用于设计新型拓扑激光器^[28-30]。近年来,利用具有非互易耦合特征的非厄密耦合,研究者们还探索了非厄密拓扑结构的趋肤效应,其可以用于实现能量漏斗,如图 2(c)所示^[31-32]。此外,通过在耦合阵列中引入损耗和增益,非厄密的高阶拓扑结构也受到了人们的广泛关注,如图 2(d)所示^[33-35]。

对光子拓扑结构的研究是光物理与凝聚态物理学交叉的前沿领域。研究超构材料的拓扑性可以显著

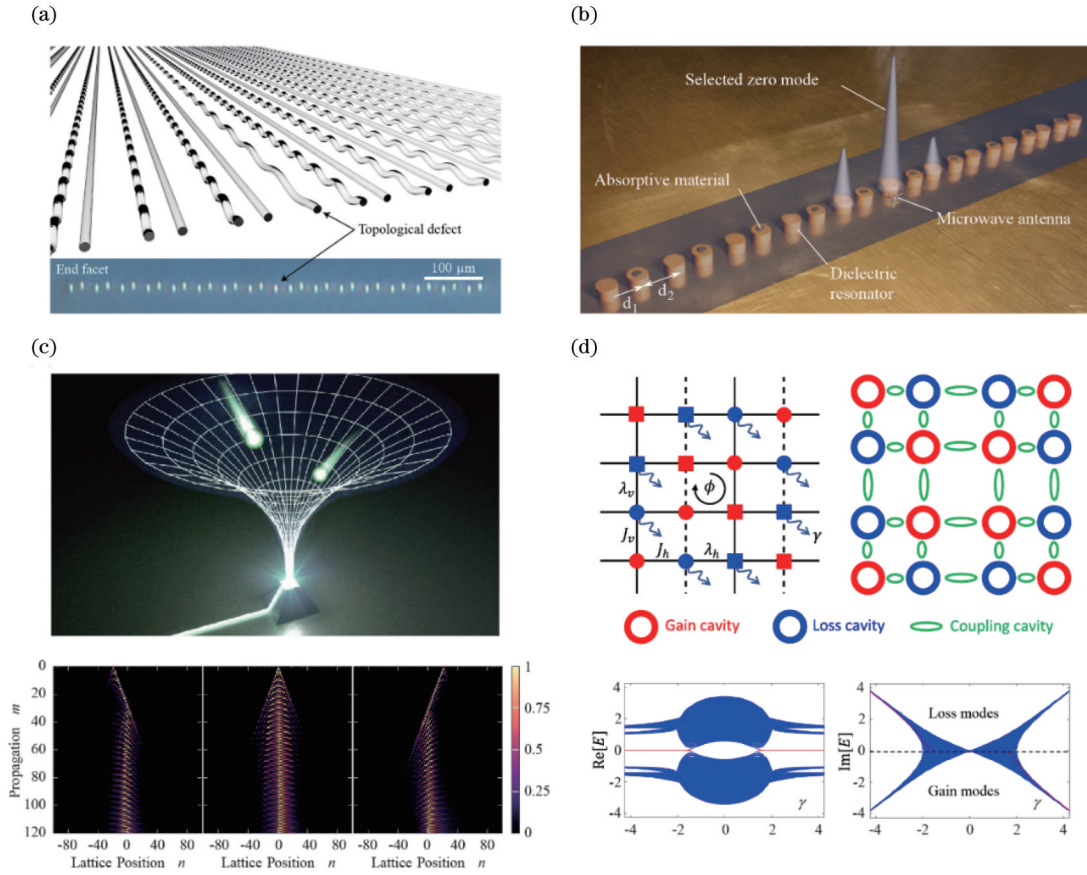


图 2 非厄密拓扑系统的边界态。(a) 损耗波导阵列实现的非厄密二聚化链^[26]；(b) 损耗介质柱构成的非厄密二聚化链^[27]；(c) 非对称耦合实现的非厄密趋肤效应^[31]；(d) 高阶非厄密耦合环拓扑系统^[33]

Fig. 2 Edge states of non-Hermitian topological systems. (a) Non-Hermitian dimer chain realized by loss waveguide array^[26]; (b) non-Hermitian dimer chain composed of loss dielectric cylinders^[27]; (c) non-Hermitian skin effect realized by asymmetric coupling^[31]; (d) high-order non-Hermitian coupled ring topological system^[33]

改变光与物质的相互作用,极大提高材料对电磁波的操控能力。国内有很多课题组在拓扑光子学方面做了很有特色的工作。从国内外的研究情况来看,多样化的光学拓扑绝缘体有望被用于设计一些具有新功能的光学器件。本文围绕非厄密拓扑链这一国际前沿和热点问题,介绍其在长程 WPT 以及传感方面的应用,主要包括:1) 将拓扑特性与非厄密特性相结合,通过在系统中引入等效增益和损耗,构造了满足高阶 PT 对称的非厄密拓扑二聚链,并将其用于具有鲁棒性的远程能量传输。此外还将准周期拓扑结构中的非对称边界态与非线性特性结合,介绍了通过施加电压来实现主动控制的定向远程能量传输;2) 将拓扑特性与非厄密特性相结合,通过在系统中引入真实增益和损耗,构造了满足二阶 PT 对称的非厄密拓扑二聚链,并通过实验对这一非厄密拓扑链随微扰发生变化的灵敏度进行了测试,证实了其可以用于设计对结构内部扰动免疫而对外界环境微扰敏感的新型传感器。总之,本文介绍的基于非厄密拓扑效应的 WPT 和无线传感对于深入了解具有复杂耦合分布、非厄密和非线性拓扑结构中的拓扑态以及相关的实际应用具有一定的指导

意义。

2 非厄密拓扑二聚链实现远程的鲁棒性 WPT

近年来,近场调控的一个研究热点是 WPT 技术,其在包括机器人、移动电话、植入式医疗设备以及电动汽车等诸多方面都具有重要应用价值。传统的基于磁感应式的 WPT 器件严重受到传输距离的限制^[36]。当接收线圈与发射线圈的距离较大时,传输效率会大大降低^[37-40]。最近,尽管各种超构材料被证明能够改善 WPT 系统的传输功能并获得其他新性能,但阵列结构较为复杂,限制了其实际应用。另一种有效的解决方案为磁共振式 WPT,磁共振式 WPT 可以实现中程高效 WPT,但由于近场耦合机制的存在,实际应用过程中需要根据传输距离调整相应的工作频率^[41-51]。为了解决频率追踪问题,人们提出了优化方案,如利用非线性效应^[52-54]、有源反馈电路^[55]、新型三阶 PT 系统^[56-57]等追踪实时工作频率,但是追踪频率方案的系统稳定性差,因此影响实际应用^[58]。此外,磁共振式 WPT 虽然可以有效地增加 WPT 的传输距离,但是由于近场的

指数衰减特性,磁共振式 WPT 技术也仅局限于中短程的能量传输场景。最近人们提出利用中继线圈构造“多米诺骨牌”结构来实现远程的磁共振式 WPT^[59],该方案有效地解决了 WPT 的传输距离问题,而且在诸如柔性机器人、高压线缆等实际场景具有重要应用价值。但是这种简单的多共振线圈系统仍然具有明显的局限性:1)由于多个共振线圈存在近场耦合作用,这将导致频率劈裂效应,多频率工作系统不仅会导致串频的问题,而且为了实现高效传输,系统随着传输距离的变化,相应的工作频率也需要进行相应调整;2)“多米诺骨牌”系统中线圈能量分布均匀,这将直接导致系统的损耗较大,这对于大功率 WPT 器件具有很大的能量损失和安全隐患;3)研究者们发现多个共振线圈非均匀排布的优化构型传输效率更好,但是物理原理却不清楚;4)“多米诺骨牌”系统中,构造误差或者外部的扰动会对传输效率造成严重的影响。利用拓扑模式调控光子的传输具有重要的科学意义。光子的拓扑边界态可以克服由于结构缺陷和无序所造成的散射损失,这已经在拓扑保护的光子器件中被提出。由凝聚态物理中的 Su-Schrieffer-Heeger (SSH) 模型映射而来的光学二聚体链^[60],目前在由开口谐振环构成的拓扑二聚体链系统中,人们已经观测到拓扑不变量、拓扑相变以及拓扑边界模式等^[60-62]。最近拓扑二聚体链被应用于非线性和主动调控系统^[63-64]。此外,非厄密二聚体链的拓扑特性已得到理论和实验验证,虽然光学二聚体链的结构简单,但其丰富的拓扑物理和应用越来越受到人们的关注。

本部分将介绍利用深亚波长的谐振线圈以及基于紧束缚模型来设计具有二阶 PT 对称的一维二聚体链,并将拓扑链的拓扑边界模式应用于长程无线 WPT。然而,由于近场耦合机制,有限拓扑二聚体链两端的边界模式将会发生耦合导致频率劈裂,因此工作频率需要根据链长或负载功率 $P = I_L^2 Z_L$ (I_L 和 Z_L 分别表示负载的电流和阻抗) 改变。此外,具有二阶 PT 对称的拓扑二聚体链的 WPT 系统的待机功率损耗 $\zeta = 1 - S_{11}^2$ (S_{11} 表示系统待机状态时的反射系数) 较大,不仅影响 WPT 系统的寿命,而且造成不必要的能量损耗。最近,三线圈系统^[57]被证实可以实现稳定且高效的 WPT,且不需要对工作频率进行追踪。因此,为克服以上缺点,通过进一步优化设计一维二聚体链,构建具有三阶 PT 对称的一维二聚体链并应用于 WPT,该系统无须对工作频率进行追踪,同时系统的待机功率损耗较低,可以有效地解决二阶 PT 对称的一维二聚体链在频率追踪和待机功率损耗方面的局限问题。

2.1 拓扑二聚体链中的边界态

这里的拓扑二聚体链由深亚波长的谐振线圈构成,其基底为厚度 $h = 1$ cm 的聚甲基丙烯酸甲酯

(PMMA)。图 3(a)展示了具有 N_C 个单元的二聚体链。复合谐振线圈的顶层对应于基本的谐振线圈,如图 3(b)所示。二聚体链中的所有谐振线圈都是相同的。相应的谐振频率为 5.62 MHz,这取决于加载的集总电容器 $C = 100$ pF 和线圈具体的几何参数,包括内径 $D_1 = 5.2$ cm 和外径 $D_2 = 7$ cm。对于加载集总电容的螺旋环谐振线圈,可以忽略谐振线圈之间的电谐振耦合,其耦合类型为磁共振耦合^[64]。复合谐振线圈的底面对应于接入了 0.5 W 的 LED 灯的非谐振线圈,如图 3(c)所示。一旦顶部线圈中的磁场足够强,LED 灯就可以被点亮,从而可以直观地观测到一维二聚体链实现的远程 WPT。对于二聚体链来说,改变原胞内耦合强度 κ_1 和原胞间耦合强度 κ_2 的相对大小就可以实现拓扑平庸到拓扑非平庸的拓扑相变,如图 3(d)~3(f)所示。设定 $\kappa_1 = \kappa_0 + \delta$, $\kappa_2 = \kappa_0 - \delta$, $\kappa_0 = 1$ 。当 $\kappa_1 > \kappa_2$ 时 ($\delta = 0.5$),二聚体链的两条能带会打开一个带隙,对应的能带的绕数为 0,即为拓扑平庸相。随着 δ 逐渐减小直至为 0,此时 $\kappa_1 = \kappa_2$,带隙将发生闭合,对应于拓扑相变点。随着 δ 进一步减小为小于 0 ($\delta = -0.5$),此时 $\kappa_1 < \kappa_2$,带隙重新打开,对应的能带的绕数为 1,即为拓扑非平庸相。

为了构造一维二聚体链,谐振线圈的间距分别调节为 4 cm 和 3 cm,其对应的耦合强度分别为 0.4 MHz 和 0.5 MHz。对于二聚体链结构,其拓扑序与胞内和胞间耦合系数的相对大小有关。对于拓扑非平庸结构,拓扑边界态将对称分布在链的两端。基于近场探测的方法,实验测得了由 16 个谐振线圈组成的拓扑二聚体链的态密度 (DOS) 谱。实验中,近场磁探头为环形天线,连接到矢量网络分析仪 (安捷伦网络分析仪 N5222A) 的端口。环形探头半径为 2 mm,可以看作是一种高阻抗的非谐振天线,该小型环形天线用作激励样品的源,再测量反射谱,如图 3(a)所示。实验时将探针置于相应谐振器的中心,可以通过测得的反射谱来获得每个位置的局域态密度 (LDOS)。通过对 16 个位置的 LDOS 进行平均,获得 DOS 谱。在没有任何无序扰动的情况下,测得的拓扑二聚体链的 DOS 谱如图 4(a)所示。可以看到带隙中存在一个孤立态 (5.62 MHz),属于拓扑边界态 (箭头标识),并与拓扑边界态附近的体态 (5.43 MHz) (箭头标识) 进行比较分析。为了研究拓扑边界态对无序扰动的鲁棒性,在拓扑二聚体链的中心随机移动 10 个线圈谐振器 5 mm,相应的测量 DOS 谱如图 4(b)所示。对比图 4(a) 和 4(b) 可以发现,对于微扰的二聚体链,拓扑边界态仍然保持,而体态已经被严重破坏。

此外,还测量了拓扑边界态和体态的 LDOS 分布,如图 4(a) 中箭头所标记部分。对于拓扑二聚体链中无扰动的体态,LDOS 主要分布在链的内部,如图 4(c) 所示。当拓扑二聚体链发生无序扰动时,将对体态的 LDOS 产生严重影响,如图 4(d) 所示。然而对于具有

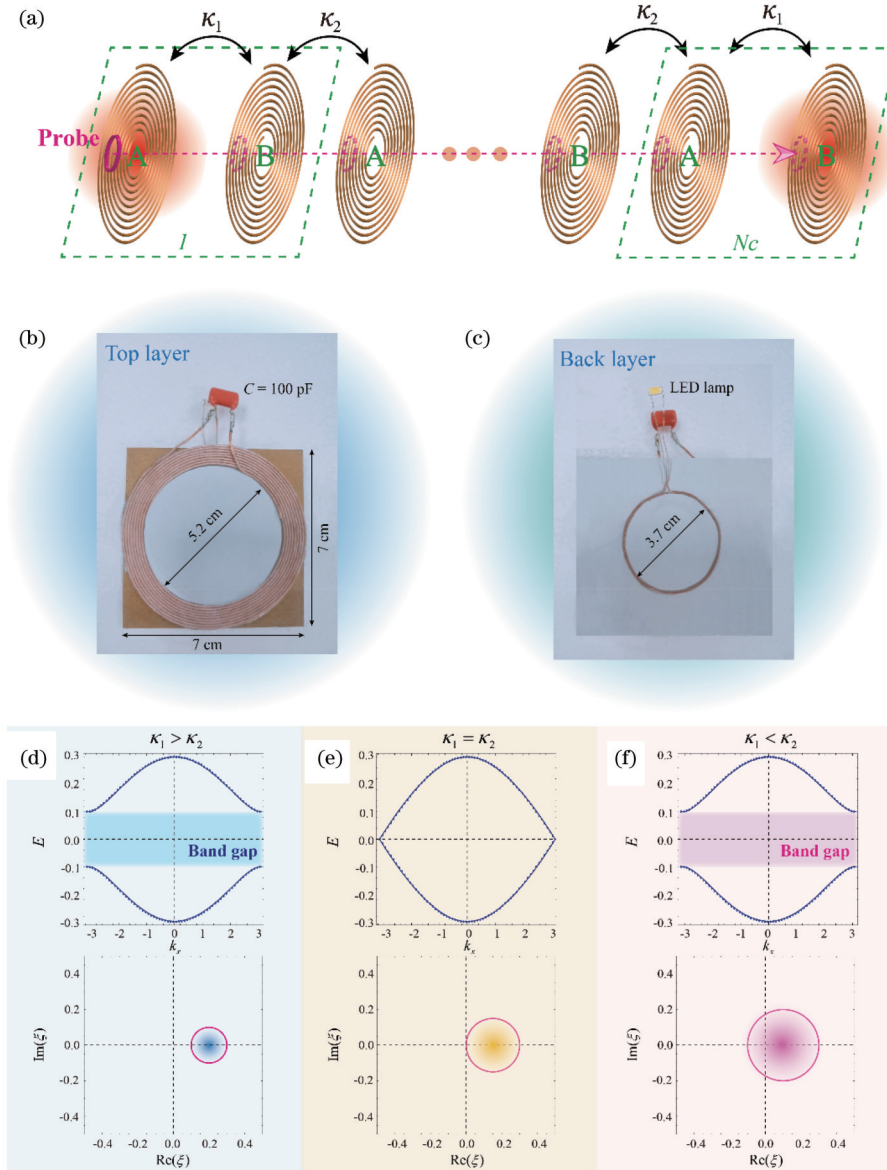


图 3 由复合谐振线圈组成的拓扑二聚体链示意图^[65]。(a)二聚体链示意图。在这种紧密绑定模型中,原胞由两个谐振器组成,其由虚线框标记;(b)复合谐振线圈顶层的谐振线圈。谐振线圈的谐振频率为 5.62 MHz;(c)复合谐振线圈底层的加载 LED 灯的非谐振线圈。(d)拓扑平庸二聚体链的能带和绕数;(e)拓扑相变点的能带和绕数;(f)拓扑非平庸二聚体链的能带和绕数

Fig. 3 Schematic of topological dimer chain composed of composite coil resonators^[65]. (a) Schematic of dimer chain. In this tight-binding model, unit cell is composed of two resonators which are marked in a dashed rhombus; (b) resonance coil on top layer of composite coil resonator. Resonant frequency of coil is 5.62 MHz; (c) non-resonance coil with a LED lamp on bottom layer of composite coil resonator; (d) band structure and winding number of topological trivial dimer chain; (e) band structure and winding number of topological phase transition phase; (f) band structure and winding number of topological non-trivial dimer chain

无序扰动的拓扑二聚体链,图 4(f)中测得的拓扑边界态的 LDOS 仍然局限于链的两端,就像图 4(e)所示的没有扰动的情况一样。这就表明,当随机结构扰动引入链内部时,拓扑边界态几乎不受影响,这对于鲁棒性的 WPT 非常重要。需要说明的是,当拓扑二聚体链足够长时,边缘态可以强烈地局域在链的边界处。图 4(e)和 4(f)所示的拓扑边界态的局域程度不高,其主要是由于拓扑二聚体链的长度有限。

2.2 二阶 PT 对称的二聚体链用于远程 WPT

确定拓扑二聚体链中具有鲁棒性的拓扑边界态后,进一步观察了基于标准多线圈 WPT 系统的拓扑边界态的高效传输,其结构主要包括:非谐振发射端、一维二聚体链和非谐振接收端。一维二聚体链由 16 个相同的深亚波长共振线圈组成,如图 5(a)所示。基于耦合模理论,理论计算了拓扑非平庸二聚体链和拓扑平庸二聚体链的传输谱线,如图 5(b)所示,实线为拓扑非平庸链的传输谱线,虚线为拓扑平庸链的传输

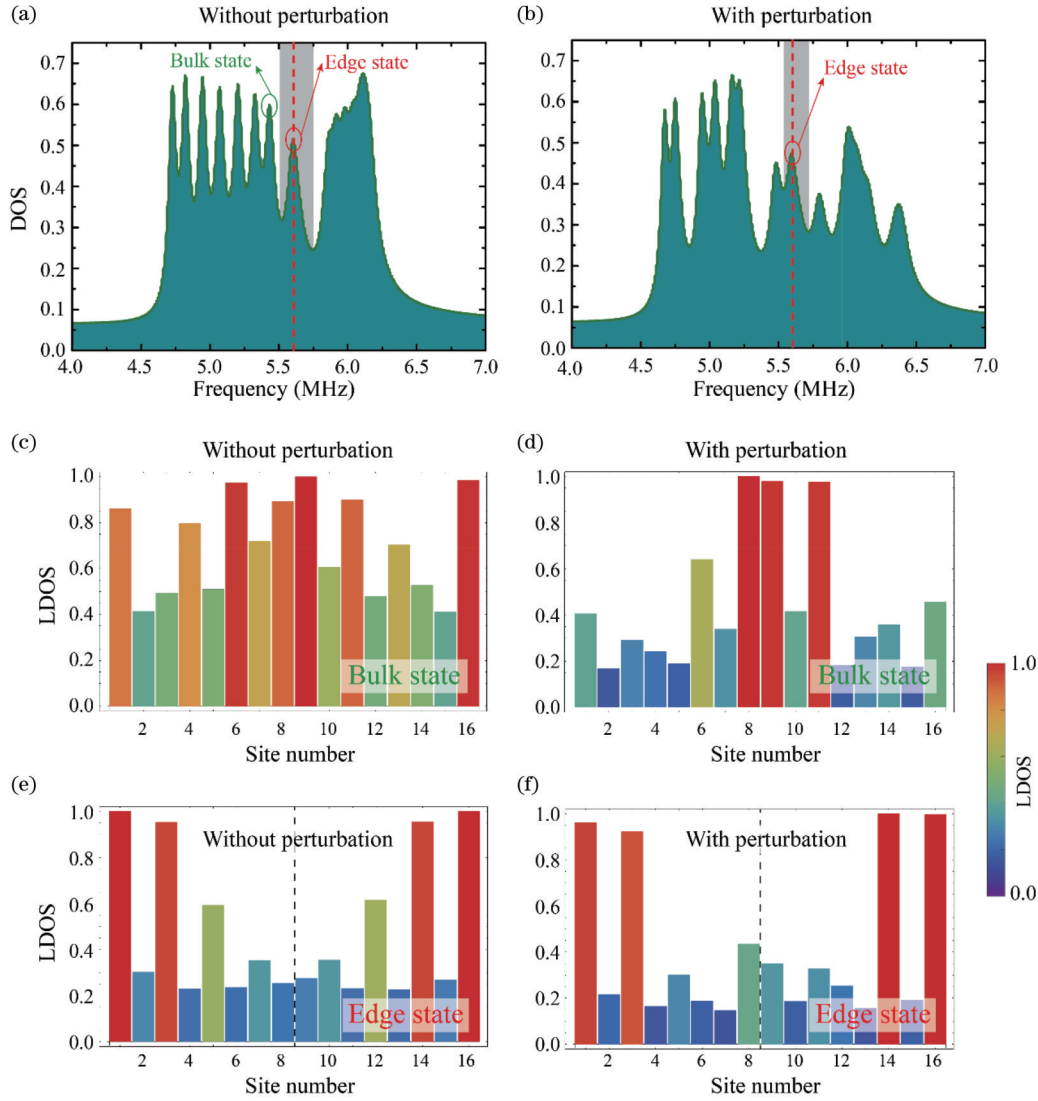


图 4 加微扰前后测得的拓扑二聚体链的 DOS 谱和 LDOS 谱^[65]。(a) 拓扑二聚体链在无微扰情况下测得的 DOS 谱, 两个箭头分别标注的是带隙中的体态 (5.43 MHz) 和边界态 (5.62 MHz); (b) 拓扑二聚体链中加入无序微扰情况下的 DOS, 通过将中心十个谐振线圈随机移动 5 mm 实现结构微扰; (c) 在无微扰情况下测得的拓扑二聚体链中体态的归一化 LDOS 分布; (d) 加微扰情况下测得的拓扑二聚体链中体态的归一化 LDOS 分布; (e) 无微扰情况下测得的边界态的归一化 LDOS 分布; (f) 加微扰情况下测得的边界态的归一化 LDOS 分布

Fig. 4 Measured DOS and LDOS spectra of topological dimer chains with and without perturbations^[65]. (a) Measured DOS spectrum of topological dimer chain without perturbation. Bulk state (5.43 MHz) and edge state (5.62 MHz) in bandgap are marked by two arrows; (b) similar to (a), but for case with disorder perturbation. Structure disorder is realized by randomly moving central ten resonators by 5 mm; (c) measured normalized LDOS distribution of bulk state in topological dimer chain without perturbation; (d) similar to (c), but for case with disorder perturbation; (e) measured normalized LDOS distribution of edge state without perturbation; (f) similar to (e), but for case with disorder perturbation

谱线。从图 5(c) 可以看到, 在参考频率 (5.62 MHz) 下, 理论计算以及实验测试得到的拓扑非平庸链的传输效率相比拓扑平庸链大约增大了 44.63 倍。进一步, 将具有强烈能量交换特征的 WPT 系统等效为非厄密近场耦合系统^[57,65], 拓扑二聚体链中两个边界态实现的二阶非厄密系统的有效哈密顿量^[65]可以写成

$$H_{ee} = \begin{pmatrix} \omega_0 + i\gamma_a & \kappa_{ee} \\ \kappa_{ee} & \omega_0 - i\gamma_b \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中: κ_{ee} 指边界态间的有效耦合系数; γ_a 和 γ_b 分别是

左右边界态的等效增益和损耗。由式(1)可以发现, 当满足 $\gamma_a = \gamma_b = \gamma_0$ 的条件时, 系统哈密顿量满足 $(PT)H_{ee}(PT)^{-1} = H_{ee}$, 因此拓扑二聚体链中两个边界态所实现的有效二阶非厄密系统是满足二阶 PT 对称的。

为了更直观地展示拓扑态在远程 WPT 中的分布特点, 采用 LED 灯进行原理性演示实验, 如图 5(d) 所示。通过大功率信号源代替矢量网络分析仪激励拓扑边界态, 将源线圈放置在拓扑二聚体链的中心, 在链的

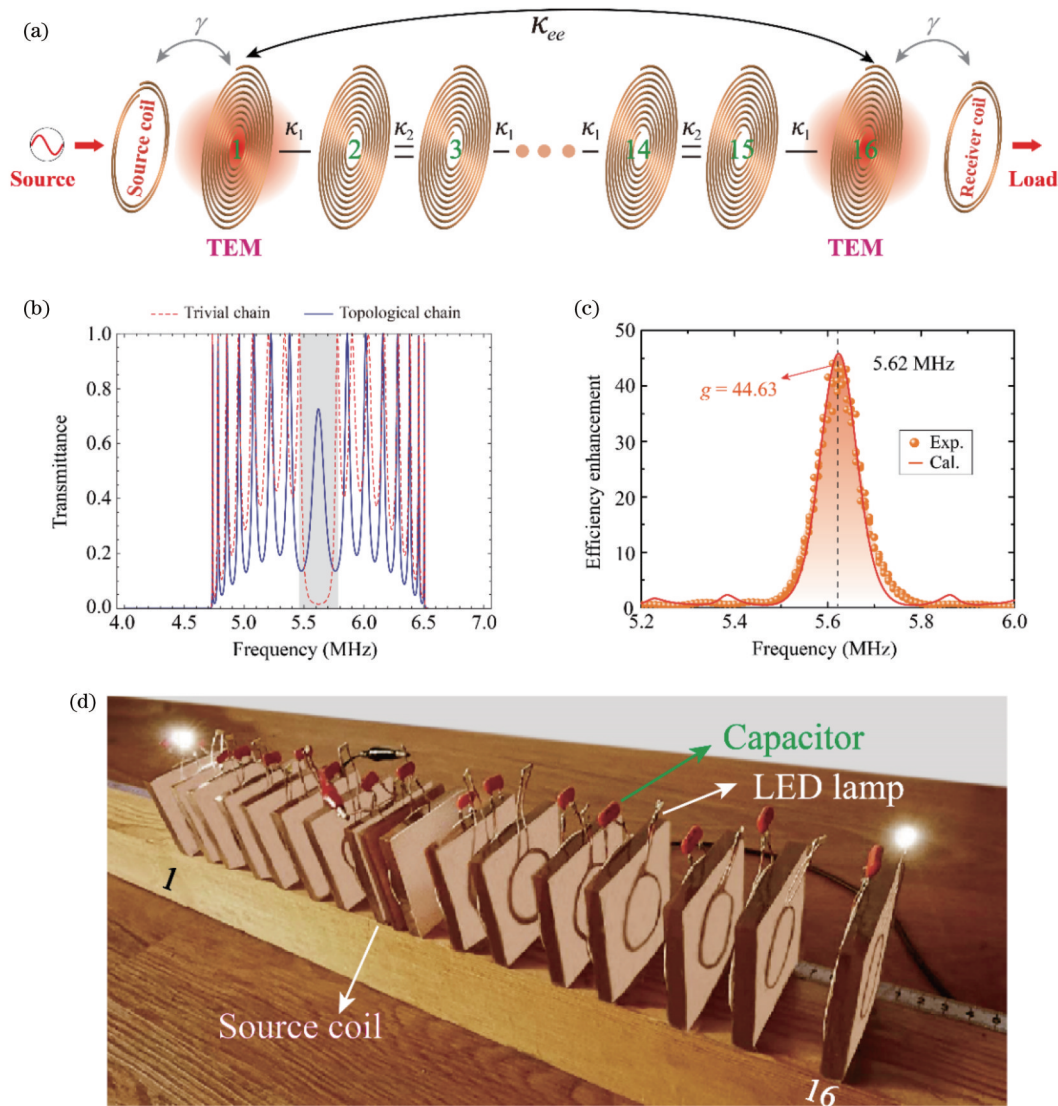


图 5 二聚化拓扑非平庸链和拓扑平庸链的传输效率对比^[65]。(a)基于拓扑边界态的二阶PT对称多线圈WPT系统。能量分别由源线圈和接收线圈输入和输出;(b)计算得到的拓扑非平庸链(实线)和拓扑平庸链(虚线)的透射谱随频率的变化;(c)拓扑非平庸链的传输效率与拓扑平庸链的传输效率的比值。在5.62 MHz的工作频率下,效率比为44.63;(d)点亮两个0.5 W的LED灯的实验演示。非谐振线圈放置在链的中心。除了靠近源线圈的两个谐振线圈外,所有谐振线圈都加载了LED灯

Fig. 5 Comparison of transmission efficiency between dimerized topological non-trivial chain and trivial chain^[65]. (a) Schematic of a multicore WPT system based on second-order PT symmetry of topological edge states (TEMs). Energy is input and output by source coil and receiving coil, respectively; (b) calculated transmittance spectra as a function of frequency for topological non-trivial chain (solid line) and topological trivial chain (dashed line); (c) ratio of transmission efficiency of topological non-trivial chain to that of topological trivial chain. At working frequency of 5.62 MHz, efficiency ratio is 44.63; (d) experimental demonstration of lighting two 0.5 W LED lamps. Non-resonant source coil is placed in center of chain. All resonators are added with LED lamps except for two resonators near source coil

两端建立边界态。需要指出的是,在这种近场系统中,功率传输是基于近场耦合而不是远场传播。为了直观地显示拓扑WPT,除了源线圈附近的两个谐振线圈外,所有谐振线圈都加上了LED灯。可以看到在拓扑边界态的工作频率下,链两侧的LED灯被点亮,而其他谐振线圈上的LED灯则没有被点亮,如图5(d)所示。事实上,在链边界附近的所有谐振线圈上都有磁场分布,实验将信号源调到适当的功率以清楚地观察边界态。在这种情况下,边界上的谐振线圈的磁场强

度足够强,其感应电流使得LED灯可以达到发光功率,而其他谐振线圈上的磁场则不足以点亮LED灯。

2.3 高阶PT对称的二聚体链用于远程WPT

上节介绍的具有二阶PT对称的拓扑非平庸二聚体链与拓扑平庸二聚体链相比,在传输效率和鲁棒性方面有较大优势,但是具有二阶PT对称的拓扑二聚体链应用于WPT仍然存在着一一些问题。一方面,系统存在待机功率损耗。另一方面,拓扑链两端的边界态由于近场耦合作用将会发生耦合,导致频率劈裂,这

将严重影响 WPT 的鲁棒性,同时由于频率劈裂,需要额外对频率进行追踪。最近,研究者们提出了具有稳定功率传输特性的三线圈 WPT 系统^[55],其无需频率跟踪。为克服二阶 PT 对称用于远程 WPT 的缺点,本节将介绍基于拓扑二聚链构造的等效三阶 PT 对称系统,并进一步介绍利用具有三阶 PT 对称的拓扑二聚体链以实现长程稳定的高效 WPT,具体的实验结构如图 6(a)所示。该非厄密拓扑系统由局域在拓扑链边界的两个拓扑边界态和一个由于在拓扑链中心额外引入拓扑缺陷产生的拓扑界面态实现,对应的有效哈密

顿量^[57,65]可以表示为

$$H_{\text{eie}} = \begin{pmatrix} \omega_0 + i\gamma_a & \kappa_{\text{ei}} & 0 \\ \kappa_{\text{ei}} & \omega_0 & \kappa_{\text{ei}} \\ 0 & \kappa_{\text{ei}} & \omega_0 - i\gamma_b \end{pmatrix}, \quad (2)$$

式中, κ_{ei} 表示拓扑边界态和拓扑界面态的有效耦合系数。由式(2)可以发现,当满足 $\gamma_a = \gamma_b = \gamma_0$ 的条件时,系统哈密顿量满足 $(PT)H_{\text{eie}}(PT)^{-1} = H_{\text{eie}}$,因此拓扑二聚体链中两个边界态和一个拓扑界面态所实现的有效三阶非厄密系统是满足三阶 PT 对称的。

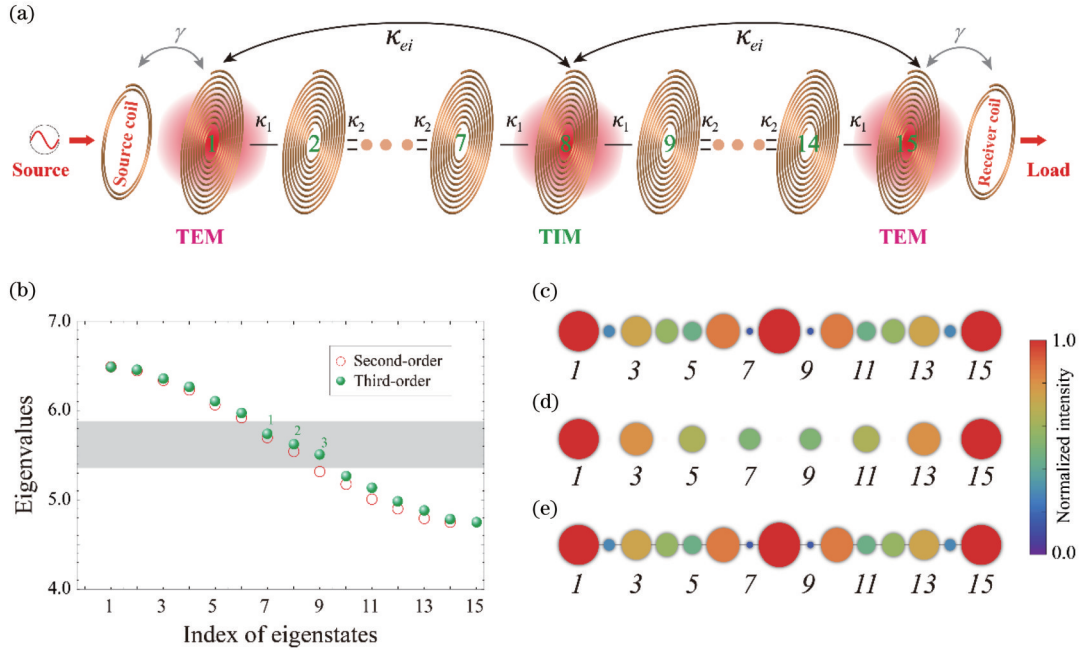


图 6 复合拓扑二聚体链中存在的三个耦合的拓扑模式^[65]。(a)基于拓扑二聚体链中三阶 PT 对称性的多线圈 WPT 系统示意图,三种拓扑模式的相互作用形成了有效三阶 PT 对称系统,其中在链两端有两个边界态(TEMs),在链中间有一个界面态(TIM);(b)三阶 PT 对称(圆点)和二阶 PT 对称(圆圈)拓扑二聚体链的特征值谱。离散拓扑模式在带隙(灰色区域)中。(c)~(e)三阶 PT 对称的复合拓扑二聚体链中的三种拓扑模式的归一化强度分布

Fig. 6 Three coupled topological modes in composite topological dimer chain^[65]. (a) Schematic of multicore WPT system based on third-order PT symmetry in composite topological dimer chain ($\kappa_1 < \kappa_2$). Effective third-order PT symmetry is formed by interaction of three topological modes, including two TEMs at two ends of chain and one topological interface state (TIM) at center of chain; (b) eigenvalues spectra of topological dimer chains with third-order PT symmetry (dots) and second-order PT symmetry (circles). Discrete topological modes are identified at bandgap (marked by gray region) of chain; (c)-(e) normalized intensity distributions of three topological modes in composite topological dimer chain with third-order PT symmetry

在图 6(a)所示的由二聚链组成的复合结构中,胞内和胞间的耦合系数分别为 $\kappa_1 = 0.55$ MHz、 $\kappa_2 = 0.63$ MHz,对应的距离分别为 $d_1 = 2.5$ cm、 $d_2 = 2$ cm。从图 6(b)所示的本征值谱中可以看到,带隙(根据有限尺寸的等效二阶非厄密系统的带边频率确定的)中存在两个拓扑边界态和一个拓扑界面态的近场耦合,其中两个拓扑模式的频率偏离工作频率,而一个拓扑模式的工作频率是保持在中心频率,类似于三线圈的 WPT 系统^[55]。三种拓扑模式都是三个拓扑态近场耦合产生的,归一化强度分布如图 6(c)~6(e)所示。第二种拓扑模式固定在工作频率 ω_0 ,而且其对应的场振

幅对称地局限于链的两端,在链的内部强度较低,所以其可用于实现稳定的远程 WPT。

在实际应用中,人们往往期望 WPT 设备适用于不同功率的负载。图 7(a)和 7(b)展示了拓扑二聚体链中利用拓扑边界态实现的有效二阶 PT 对称系统本征频率的实部和虚部。可以看到随着负载功率的增加,拓扑边界态在 EP2 处合并。这里二聚体链末端的拓扑边界态和接收线圈间的耦合速率就表示了负载功率。从图 7(b)可以看到,在 EP2 之后,系统本征频率的虚部被排斥,这导致了一个本征频率的虚部增加,另一个本征频率的虚部减小。因此,具有有效二阶 PT

对称性的 WPT 系统可以通过调整工作频率来跟踪与负载相关的系统本征频率,从而在强耦合区域(PT 对称相)实现高效率传输。然而系统负载功率一旦超过临界值 EP2 进入弱耦合区(PT 破缺对称相),WPT 的效率将迅速降低。根据式(2)给出的有效哈密顿量,同

样可以计算得到有效三阶 PT 对称系统的本征频率的实部和虚部,如图 7(c)和 7(d)所示。随着负载的变化,对于有效三阶 PT 对称系统,其中的两个拓扑模式会偏离工作频率,而另外一个拓扑模式的频率是固定的,因此可以用来实现稳定的长程 WPT。

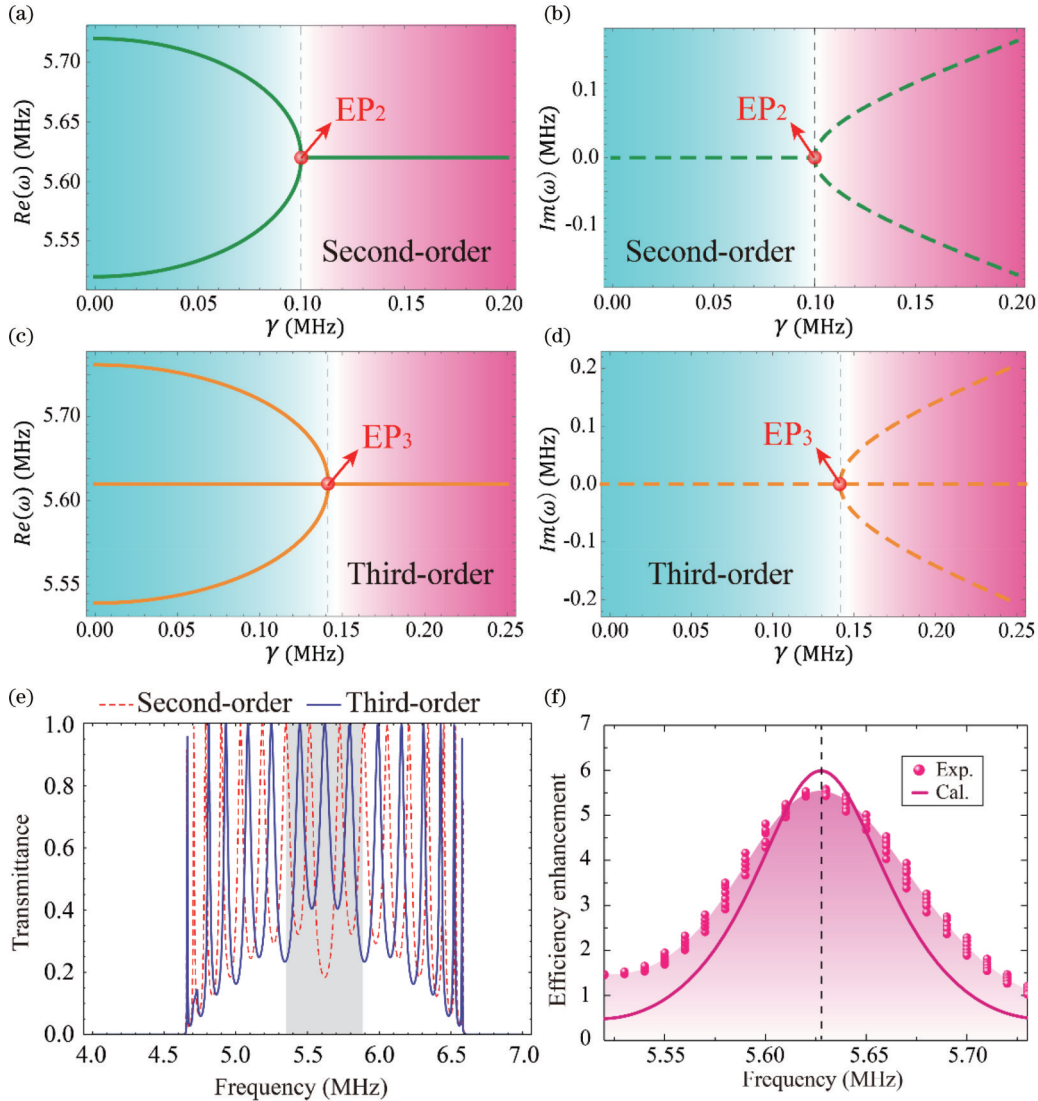


图 7 三阶 PT 对称与二阶 PT 对称系统传输效率的比较^[65]。具有二阶 PT 对称性的拓扑 WPT 系统的(a)实部和(b)虚部本征频率,两个边界模式的耦合系数 $\kappa_{ec}=0.1$ MHz;(c)和(d)分别对应于具有三阶 PT 对称性的拓扑 WPT 系统的本征频率的实部和虚部;(e)计算得到的三阶 PT 对称(实线)和二阶 PT 对称(虚线)拓扑系统的透射谱;(f)三阶 PT 对称拓扑链与二阶 PT 对称拓扑链的传输效率的比值

Fig. 7 Comparison of transmission efficiency between topological dimer chains with third-order PT symmetry and with second-order PT symmetry^[65]. (a) Real and (b) imaginary eigenfrequencies of topological WPT system with second-order PT symmetry. Coupling coefficient between two TEMs is $\kappa_{ec}=0.1$ MHz; (c), (d) similar to (a), (b) but for topological WPT system with third-order PT symmetry; (e) calculated transmittance spectra of topological chain with third-order PT symmetry (solid line) and second-order PT symmetry (dashed line); (f) ratio of transmission efficiency of topological chain with third-order PT symmetry to that of chain with second-order PT symmetry

基于耦合模方程和有效哈密顿量,计算得到了二阶 PT 对称系统和三阶 PT 对称系统的传输谱线,如图 7(e)所示,实线为三阶 PT 对称系统的传输谱线,虚线为二阶 PT 对称系统的传输谱线,可以看到在工作频率下,三阶 PT 对称系统的透射率远高于二阶 PT 对称

系统。此外,图 7(f)所示为实验和理论得到的具有三阶 PT 对称的二聚体链与具有二阶 PT 对称的二聚体链的传输效率比值,在参考频率下比值接近于 5。因此,具有三阶 PT 对称的拓扑二聚体链不仅能解决频率劈裂问题,同时具有较高的传输效率。具有三阶 PT

对称的二聚体链的待机功率损耗,如图 8 所示。源线圈放置在链的左端,链左右两端的共振线圈的背面分别放置一个加载 LED 的非共振线圈,图 8(a)和 8(b)分

别为等效三阶系统在工作状态下的反射系数和实验演示图,在参考频率下反射率较低,两端的 LED 灯被点亮。

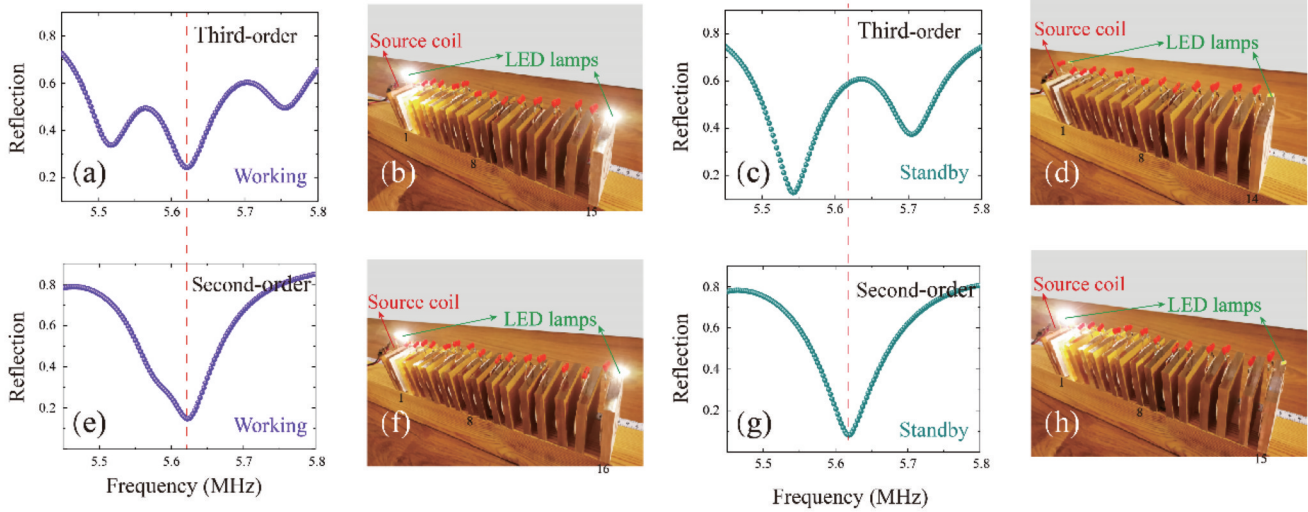


图 8 三阶 PT 对称拓扑二聚体链中待机功率损耗低的 WPT 实验演示^[65]。(a)具有有效三阶 PT 对称性的拓扑二聚体链在工作状态下测得的反射谱;(b)具有有效三阶 PT 对称性的拓扑 WPT 的实验演示。二聚体链两端的 LED 灯被点亮;(c)具有有效三阶 PT 对称性的拓扑二聚体链在待机状态下测得的反射谱;(d)与(b)相似,但去掉链右端的一个谐振器,对应于待机状态。待机状态下,LED 没有被点亮,具有有效三阶 PT 对称性的拓扑二聚体链的待机功率损耗较小;(e)~(h)与(a)~(d)相似,对应于处于工作状态和待机状态下的二阶 PT 对称性的拓扑二聚体链左侧的 LED 灯即使在系统处于待机状态下也会被点亮,这意味着待机功率损耗较大

Fig. 8 Experimental demonstration of WPT with small standby power loss in topological dimer chain with third-order PT symmetry^[65]. (a) Measured reflection spectrum of topological dimer chain with effective third-order PT symmetry in working state; (b) experimental demonstration of topological WPT system with effective third-order PT symmetry by lighting two LED lamps at two ends of chain; (c) measured reflection spectrum of topological dimer chain with effective third-order PT symmetry in standby state; (d) similar to (b), but one resonator at right end of chain is removed, which corresponds to standby state. Standby power loss in topological dimer chain with effective third-order PT symmetry under standby state is small because LED lamps remain dark; (e)~(h) similar to (a)~(d), but for topological dimer chain with effective second-order PT symmetry under working and standby states. LED lamp at left end of chain is illuminated even if system is in standby state, which means standby power loss is large

考虑到系统处于待机(没有负载)的情况,即去掉第 15 个共振线圈,图 8(c)和 8(d)为相应的反射谱和实验演示图,在参考频率下的反射率较高,此时位置 1 和 14 处的 LED 灯并没有被点亮,因此证明了具有等效三阶 PT 对称的拓扑二聚体链的待机功率损耗很小。图 8(e)~8(h)与 8(a)~8(d)类似,但其对应的是等效二阶 PT 对称的拓扑二聚体链的情况,两者对比可发现,具有等效二阶 PT 对称性的拓扑二聚体链在工作状态下的反射也较低,放置在链条两端的 LED 灯也可以通过左侧光源线圈点亮。然而,其在待机状态下的反射在参考频率下较低,这意味着该拓扑链的待机功率损耗较大,如图 8(g)和 8(h)所示。因此,尽管具有等效二阶 PT 对称性的拓扑二聚体链可以实现高效的远程 WPT,但待机功率损耗仍然是实际应用中的一个重要问题,而具有等效三阶 PT 对称性的拓扑结构可以更好地解决待机功率功耗问题。总之,二聚体链的拓扑模式可以用于实现鲁棒的长程 WPT。特别是对于具

有等效三阶 PT 对称的系统,其可以解决频率跟踪和待机功率损耗问题,在实际应用中具有明显的优势。本项工作为远程 WPT 提供了一个具有拓扑保护的多功能平台,还可能探索结构更复杂的高性能 WPT 器件,包括三聚体和准周期链。

3 准周期拓扑链实现主动控制的定向 WPT

WPT 目前已广泛应用于各个领域,例如移动通信和植入式医疗设备,但仍有很大的改进空间^[66-67]。首先,尽管基于耦合共振线圈的传输距离比传统的磁感应方案要大,但是由于近场耦合的限制,还是难以满足远程 WPT 的需求^[68]。其次,大多数 WPT 方案都对传输距离和结构扰动具有天生的敏感性,难以适应不同的应用场景。此外,为了实现电磁兼容性,通常在 WPT 器件中添加铁氧体以实现单向磁屏蔽^[69-70],但铁氧体的加入不仅极大增加了成本,而且增加了装置的

尺寸和质量^[71-73]。因此,在基于耦合谐振线圈的射频(RF)系统中,WPT面临的巨大的挑战是远程性^[57]、定向性^[74-75],以及鲁棒性^[76-77]。

第2节介绍了拓扑链中的拓扑边界态可用于实现远程鲁棒性的WPT。人工微结构的蓬勃发展掀起了拓扑光子学的研究热潮,这些光学拓扑结构不仅在实验中揭示了一些有趣的拓扑相和拓扑边界态,而且为操纵电磁波提供了强大的手段^[78-79]。特别是一维拓扑链为拓扑光子学开辟了新的发展方向。一维拓扑链虽然结构简单,但其具有丰富的拓朴性质,如拓朴相变、能带反转、鲁棒拓扑边界态等。一维拓扑链的鲁棒性来源于拓朴结构中具有拓朴保护性的边界态,这种鲁棒性不同于利用非线性饱和增益实现纯实数本征频率自动跟踪的振荡电路^[17]、超构材料^[39]和三阶PT对称系统^[57]。例如一维二聚体链,其中一对边界态对称分布于链的两端。与拓朴二聚体链中边界态的对称分布不同,准周期Harper链中的拓朴边界态位于链的左或右端,可用于实现定向WPT。

本节将介绍一种基于深亚波长共振线圈的有限准周期Harper链用于远程WPT。利用近场测量技术,可以得到拓朴Harper链的DOS谱。此外,还通过

LDOS谱观察非对称边界态在Harper链中的分布。利用非对称边界态,可以选择性地点亮由链两端LED灯组成的两个汉字,直观地显示拓朴Harper链中的定向WPT。此外,由于边界态受到拓朴保护,这一定向WPT对结构内部的无序扰动具有较强的鲁棒性。本节最后设计了一种更易于集成且可以主动控制的电路结构,即在系统中加入变容二极管(VCD),通过调制VCD的外加电压,在固定的频率下实现两个非对称边界态的切换,进而实现主动控制的定向远程WPT。

3.1 拓朴Harper链中的非对称边界态

在实验中,一维Harper链由深亚波长的谐振线圈构成,将线圈谐振器放置在厚度为1 cm的PMMA衬底上。Harper链中的所有谐振线圈与上一节的相同,其谐振频率为5.62 MHz。由连接到非谐振线圈的LED灯组成的汉字分别加载在Harper链的左端和右端。非谐振线圈与LED灯相连。一旦顶部线圈中的磁场足够强,加载在两端谐振器背面的LED灯就可以被点亮。图9(a)显示了具有16个相同谐振线圈的Harper链的示意图。在这个紧束缚模型中,准周期调制是通过调节耦合强度来控制的,在准周期链中实现了拓朴保护的不对称边界态^[80]。

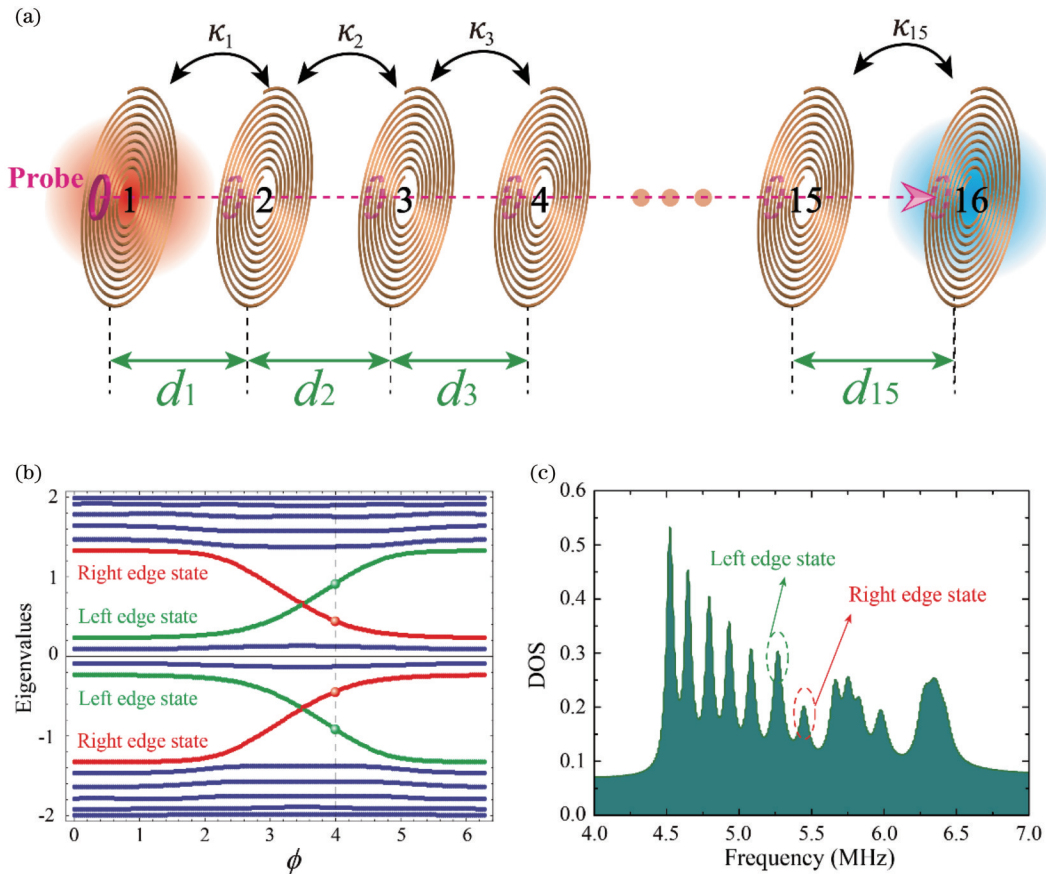


图9 准周期的一维拓朴Harper链^[80]。(a)由谐振线圈构成的一维拓朴Harper链示意图;(b)有限Harper链的能带结构图;(c)实验测得的一维拓朴Harper链的DOS谱

Fig. 9 Quasiperiodic 1D topological Harper chain^[80]. (a) Schematic of 1D topological Harper chain constructed by resonance coils; (b) energy band structure of finite-size Harper chain; (c) measured DOS spectrum of 1D topological Harper chain

基于紧束缚模型,有限谐振线圈组成的拓扑 Harper 链中的耦合强度^[81]可以表示为

$$\kappa_n = \kappa_0 \left[1 - \varepsilon \cos \left(\frac{2\pi}{\tau} n + \phi \right) \right], \quad (3)$$

式中: κ_n 表示第 n 个和第 $n+1$ 个谐振线圈之间的耦合强度; $\kappa_0=1$ 是比例常数; $\varepsilon=0.5$ 是调制系数; $\tau=(\sqrt{5}+1)/2$ 是黄金比例; ϕ 表示拓扑变量,通过在 0 到 2π 的范围内调节 ϕ 的值,可以获得能带图。在只有 16 个振子的 Harper 链中,计算得到的 Harper 链的能带图如图 9(b) 所示。左、右边界态均出现在带隙中。当取 $\phi=4$ 时,为了更清楚地说明耦合强度的分布,由式(3)分别计算出从 κ_1 到 κ_{15} 这 15 个值,为由此确定 Harper 链相邻两个共振线圈间的距离。通常来说,远程 WPT 要求传输距离 d 和线圈半径 r 的比值大于 10。本实验中拓扑 Harper 链的 $d/r=45.8/3.5=13.1$,即属于远程 WPT 的研究范围。基于近场探测技术,可以得到

一维 Harper 链的 DOS 谱。近场磁探针为半径 2 mm 的自制高阻抗非谐振环形天线,将其连接在矢量网络分析仪(Agilent PNA Network Analyzer E5071C)上,能够作为信号源激发 Harper 链,测量反射谱。另外将探头置于相应的谐振线圈的中心,通过反射得到各位位置的 LDOS。DOS 谱是通过将 16 个单元的 LDOS 谱进行平均得到的。图 9(c) 是 Harper 链的 DOS 谱,由于低频模式受损耗影响较小,所以在低频禁带中可以清晰地看到左边界态($f=5.26$ MHz)和右边界态($f=5.45$ MHz)。图 10 显示了左边界态和右边界态计算和测量得到的 LDOS 谱。对于左边界态($f=5.26$ MHz),其 LDOS 主要分布在链的左端,如图 10(a) 和 10(c) 所示。图 10(b) 和 10(d) 显示了右边界态($f=5.45$ MHz)的 LDOS 主要分布在链的右端。计算结果与实验结果吻合较好,误差主要来源于样品结构误差和实验测量误差。

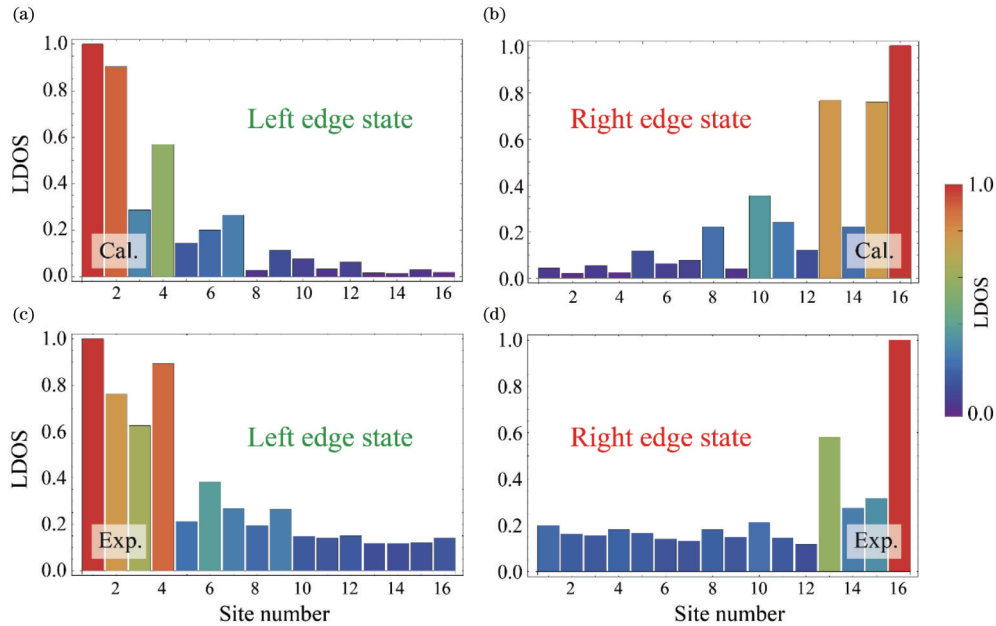


图 10 Harper 拓扑链非对称边界态的 LDOS 分布^[80]。(a)理论计算的左边界态;(b)理论计算的右边界态;(c)实验测得的左边界态;(d)实验测得的右边界态

Fig. 10 LDOS distribution of asymmetric edge states in Harper chain^[80]. (a) Calculated left edge state; (b) calculated right edge state; (c) measured left edge state; (d) measured right edge state

3.2 拓扑 Harper 链用于定向远程 WPT

在确定了 Harper 链中不对称的边界态后,本节介绍通过实验验证 Harper 链的单向传输特性,实验结构如图 11(a) 所示。该 Harper 链由 16 个相同的深亚波长谐振线圈、一个在链中心放置的非谐振发射线圈端和两个分别放置在链的左、右端的非谐振接收线圈端组成。由于谐振线圈不能像天线那样发射电磁波,所以远场作用可以忽略不计,这里只考虑近场耦合。

图 11(b) 显示了不同频率下 Harper 链在两个不同方向上的透射率。 S_L/S_R 表示左侧透射率和右侧透射率的比值, S_R/S_L 表示右侧透射率和左侧透射率的比

值。可以发现,当 $f=5.26$ MHz 时, S_L/S_R 明显高于 S_R/S_L ; 当 $f=5.45$ MHz 时, S_R/S_L 明显高于 S_L/S_R ,说明了拓扑边界态在不同频率下选择性地局域在准周期链的左端或右端。由于 Harper 链是一种非对称结构,不仅导致了左、右边界态分布不同,还导致了左侧和右侧的传输效率不同,进而在图 11(b) 中出现透射率比 S_L/S_R 与 S_R/S_L 数值不相等的情况。因此,本节基于 Harper 链中的不对称边界态,实现了定向远程 WPT。实验中,在 Harper 链左(右)端的非共振线圈上连接由 LED 灯组成的汉字“同”(“济”),一旦共振线圈中的磁场足够强,就可以点亮 LED 灯,从而更直观地展现 Harper

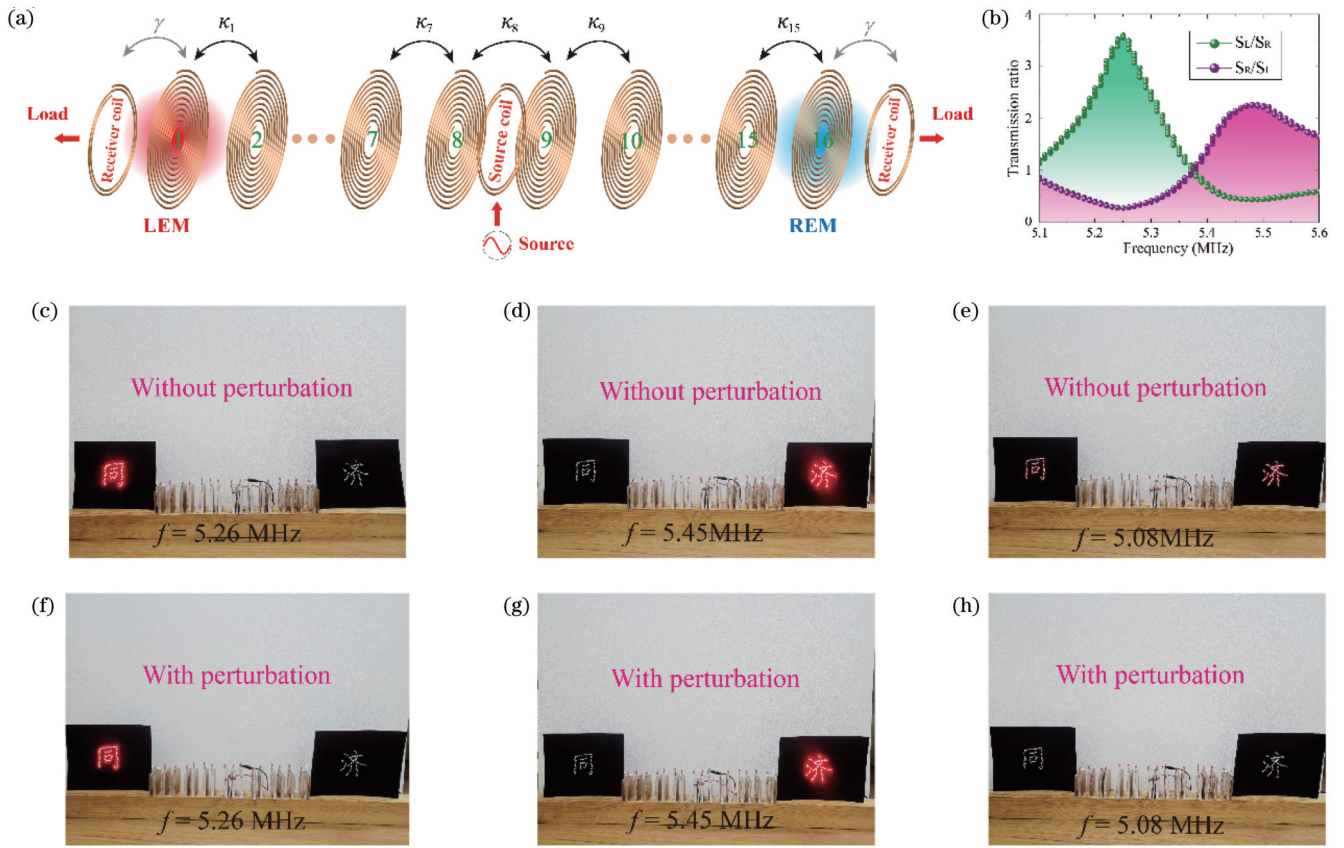


图 11 Harper 链的非对称拓扑边界态用于定向 WPT^[80]。(a) 基于 Harper 链非对称拓扑边界态的多线圈定向 WPT 系统示意图, 信号分别从发射线圈和接收线圈输入和输出; (b) 不同频率下一维拓扑 Harper 链在两个不同方向上的透射率比值; (c)~(e) 用 LED 灯组成的汉字“同”和“济”演示定向 WPT; (f)~(h) 考虑结构扰动后 Harper 拓扑链实现的定向 WPT

Fig. 11 Directional WPT realized by asymmetric topological edge states of Harper chain^[80]. (a) Schematic of multicoil directional WPT system based on asymmetric topological edge states of Harper chain. Signal is input and output by source coil and receiving coils, respectively; (b) transmission ratio in two different directions of 1D topological Harper chain; (c)~(e) experimental demonstration of directional WPT for lighting two Chinese characters '同' and '济' with LED lamps; (f)~(h) directional WPT realized by topological Harper chain with structure perturbation

链的定向传输特性。其中源线圈为该结构的中心处放置的非共振线圈, 用大功率信号源代替矢量网络分析仪激励边界态。在左侧边界态的工作频率 ($f=5.26$ MHz) 下, 链左端的汉字“同”亮, 而链右端的汉字“济”保持暗, 如图 11(c) 所示。通过将 Harper 链中的共振线圈随机移动 5 mm 来引入结构扰动后, 图 11(f) 中汉字“同”仍然亮着, “济”仍然是暗的, 和图 11(c) 中没有扰动时基本一致。同样地, 在右端边界态 ($f=5.45$ MHz) 的工作频率下, 无论有无扰动, 链左端的汉字“同”总是暗的, 而右端的汉字“济”总是亮的, 如图 11(d) 和 11(g) 所示。然而, 图 11(e) 和 11(h) 表明, 在没有扰动的体态工作频率 ($f=5.08$ MHz) 下, 汉字“同”和“济”都被微弱点亮, 而当链的内部有扰动时, “同”和“济”都不亮。由图 11 分析可知, 当链的内部有微扰时, 边界态几乎对微扰免疫, 而体态对微扰非常敏感。因此, 非对称边界态的传输效率远高于体态, 证明了边界态具有鲁棒性。

3.3 外加电压实现主动调控的定向远程 WPT

在远程 WPT 中实现主动控制将极大提高器件的灵活性。本节将介绍基于外加电路主动控制的谐振单元, 以实现主动控制的具有鲁棒性的定向远程 WPT。主动控制的谐振单元由基本 LC 共振结构、变容二极管 (VCD, Philips BB181) 和保护元件组成。由 VCD 的容值特性可知, 其电容值会随着外加直流电压的增大而减小, 进而实现谐振频率的调控。本节中为方便实现主动调控, 所有谐振线圈都并联到直流电源上, 这样可以在改变电压时, 使整个频谱平移。图 12(a) 显示了主动控制拓扑 WPT 中主动控制的谐振单元的细节。相应的等效电路模型如图 12(b) 所示。实验中, 信号由矢量网络分析仪产生, 然后输入到非共振线圈里作为发射线圈。在链的两端放置非共振线圈作为接收线圈, 分别测量左右两侧的透射谱。

通过实验得到了外加电压与线圈共振频率之间的关系如图 12(c) 所示, 随着外加电压的增加, 共振线圈的频率增加。图 12(d) 显示了两个共振线圈之间的耦

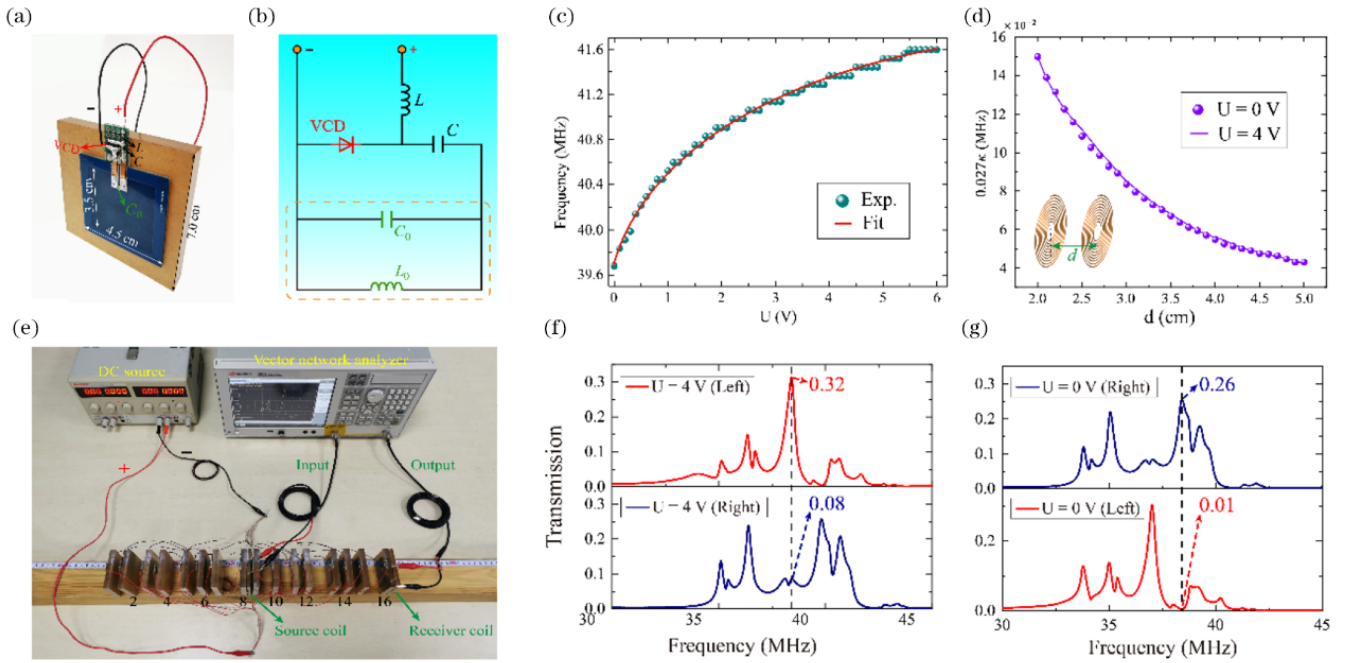


图 12 Harper 拓扑链的非对称拓扑态实现主动控制的长程定向 WPT^[80]。(a)外加电压主动控制的谐振单元实物图；(b)有源谐振线圈的等效电路图；(c)有源线圈谐振器的谐振频率与偏置电压的函数关系，点线和实线分别为实验数据和拟合线；(d)有源线圈谐振器的耦合强度与间距的关系。 $U=0$ 和 $U=4$ V 的测量耦合强度分别用点和线标记；(e)测量主动控制定向 WPT 的实验装置的实物图；(f)外加电压 $U=4$ V 时的传输谱线；(g)没有外加电压时的传输谱线

Fig. 12 Actively controlled directional long-range WPT based on asymmetric topological state of Harper chain^[80]. (a) Photo of resonant unit with active control of external voltage; (b) equivalent circuit diagram of active resonant coil; (c) resonant frequency of active coil resonator as a function of bias voltage. Dotted line and solid line are experimental data and fitted line, respectively; (d) relationship between coupling strength of active coil resonators and distance. Measured coupling strengths of $U=0$ and $U=4$ V are marked with dots and lines, respectively; (e) photo of experimental setup for measurement of actively controlled directional WPT; (f) transmission spectrum when external voltage is $U=4$ V; (g) transmission spectrum without external voltage

合特性。共振线圈的耦合强度随着距离的增加呈指数下降，在 $U=0$ 和 $U=4$ V 时，两条曲线基本重合。从图 12(d) 可以判断，共振线圈之间的耦合强度几乎与施加的外部电压无关，可以在不改变结构的情况下通过调整外加电压来方便地调控边界态的频率。

根据定向 WPT 的方案，构造了基于近场耦合机制实现主动控制远程定向 WPT 的实验样品，见图 12(e)。为了实现主动控制的 WPT，所有线圈谐振器都与直流电源并联。该主动控制 Harper 链中的传输距离与线圈半径的比值为 $d/r=43.5/3.2=13.6$ 。从图 12(c) 可以看出，所有谐振器的频率都将随外加电压的变化而变化。信号首先由矢量网络分析仪生成，然后输入到非谐振线圈，该线圈即作为系统的激发源。此外，在 Harper 链的两端放置另一个非谐振线圈作为接收线圈，分别测量左侧和右侧的传输系数。

将发射线圈放在链中间，在不加电压时（即 $U=0$ ），分别测左、右两端的透射率，如图 12(g) 所示。由图 12(c) 可知，随着外加电压增大，谐振线圈频率增大，即频谱只能右移，因此选取右边界态对应的频率 $f=38.4$ MHz 作为基准。在该频率下，能量可以很好地

传输到链的右侧，其对比度 $|(S_R - S_L)/(S_R + S_L)| = |(0.26 - 0.01)/(0.26 + 0.01)| = 0.93$ 。当变容二极管上的外加电压加大为 $U=4$ V 时，线圈的共振频率变大。这时，频谱整体右移，在 $f=38.4$ MHz 时对应左边界态，如图 12(f) 所示，对比度 $|(S_L - S_R)/(S_L + S_R)| = |(0.32 - 0.08)/(0.32 + 0.08)| = 0.6$ 。除边界态外，图 12 中的其他模式都是体态，其 S_L/S_R 和 S_R/S_L 并不明显。因此，通过调节系统的外部电压，可以在固定频率下观测到系统由右边界态变为左边界态，即系统能量由右侧传输变为左侧传输，这一特性可以用于主动控制在特定方向上打开/关闭 WPT 设备。

总之，基于由深亚波长线圈谐振器组成的一维拓扑 Harper 链，本节通过理论和实验验证了非对称拓扑边界态可用于定向 WPT。非对称拓扑边界态进一步用于点亮链两端的 LED 灯，而且这种定向 WPT 对结构内部的无序扰动具有鲁棒性。这项工作中采用的参数均易于在 WPT 的实际应用中实现。此外，本节还通过主动控制由基于电路的线圈谐振器组成的 Harper 链来实现可调谐拓扑边界态。该结果不仅提供了定向

WPT 的灵活操控方案,而且有助于探索三聚体拓扑链的多样化拓扑态^[82-84]以及高阶拓扑角态和铰链态^[85-88]用于长程的 WPT。

4 非厄密拓扑二聚链实现新型无线传感

引言部分已经介绍过非厄密拓扑光子学是目前拓扑物理学中一个非常有趣的研究课题。基于 PT 对称的非厄密光子的研究催生了光子拓扑绝缘体的全新设计方式。一般来说,开放光学非厄密系统的本征值是复数。具有纯实数本征值的 PT 对称结构属于一类非常特殊的非厄密系统。在非厄密系统参数空间的黎曼曲面上存在简并点,此时特征值和相应的特征向量同时合并,这些非厄密简并被称为 EP 点^[10-11]。EP 点是许多反常现象的起源,如模式合并^[22]、动态 WPT^[16-17]、手性反转现象^[89-91]。EP 点提供了设计出线性响应的新型高灵敏度传感器的新方法,并且其灵敏度可以随着 EPs 阶数的增加而进一步提高^[92-98]。非厄密拓扑结构包含了通常厄密拓扑结构中难以观测到的新现象。二聚体链作为最简单的拓扑结构之一,在光子拓扑激发的研究中得到了广泛应用。目前研究者们已经对非厄密一维二聚体链的独特拓扑序、相变和边界态进行了深入研究^[99],如理论上提出了非布洛赫缠绕数作为拓扑不变量。拓扑非厄密系统为研究与 EP 点有关的拓扑光子学和设计新型功能化光学器件提供了新的途径^[24]。

近场模式耦合是一种基本的物理效应,在控制电磁波方面起着重要作用。研究人员发现了拓扑边界态近场耦合的许多有趣的现象,如鲁棒拓扑 Fano 共振^[100-101]和 Rabi 劈裂^[79]。然而,在有限的非厄密二聚体波导阵列中,边界态的耦合效应导致边界态偏离了拓扑零模,从而削弱了边界态的鲁棒性。一般来说,通过增加链的长度可以消除近场耦合引起的模式劈裂。为了恢复拓扑保护,必须通过增加链长来减少两个边界态的耦合,使劈裂的边界态重新回归到零能量。然而,在保持链长不变的情况下,通过直接改变增益或损耗强度也能够使劈裂的频率在 EP 点处再次简并。拓扑边界态是基于体边对应的非局部响应的结果,通常对结构扰动具有鲁棒性。相反,EP 点通常用于实现高灵敏度的传感器,并且对环境中的微小变化非常敏感。因此,拓扑边界态是否可以结合 EP 点设计新的高灵敏度传感器的问题亟待解决。

最近,拓扑电路已被广泛用作研究拓扑物理的多功能平台^[102-107]。本节介绍基于拓扑电路构造的二聚体链中 EP 点的灵敏度特性。首先介绍了两个边界态间的近场耦合,这与该系统实现等效的二阶 EP 点紧密相连。接着,通过在二聚体链的两端加上损耗和增益,得到满足 PT 对称性的非厄密拓扑链。最后,通过增加系统的损耗或者增益来实现 EP 点,并介绍了拓

扑边界态在 EP 点前后对环境扰动的敏感性。通过将非厄密系统与拓扑光子学相结合,本节设计了一种既具有拓扑鲁棒性,又具有 EP 点高灵敏度的传感器。此外,由合成维度实现的高阶 EP 点有望用于设计更灵敏的拓扑传感器^[108-109]。本节介绍的内容不仅提出了一种具有拓扑保护的新型光子传感器,而且在其他具有非厄密特性的领域,如 WPT、能量收集和天线方面,也具有潜在应用价值^[110-111]。

4.1 非厄密拓扑二聚体链的 PT 对称相图和奇异点

考虑由深亚波长谐振单元组成的有限非厄密拓扑二聚体链,复合谐振单元的全电路模型如图 13(a)所示^[112]。谐振单元由基本的 LC 谐振单元、负阻抗变换器(NIC)组件和可调电阻器组成。LC 谐振单元采用双侧缠绕的金属线结构,正面和背面通过金属通孔连接,如图 13(b)所示。复合谐振单元是在商用印刷电路板 FR-4($\epsilon_r=4.75$, $\tan\delta=0.03$)上制造的,厚度 $h=1.6$ mm,金属线的宽度为 $w=1.12$ mm。LC 单元的谐振频率为 $\omega_0=6.15$ MHz,其中 $L_0=1.12$ μ H, $C_0=600$ pF。通过在焊接位置[如图 13(b)中的矩形所示]添加不同的集总电容可以灵活地调整谐振频率。在谐振频率处,电磁场大部分被局域在谐振单元内,因此,谐振单元间的近场耦合可以被视为紧束缚模型。在本工作中,复合谐振单元中增益和损耗的调制分别由 NIC 组件和可调电阻元件来实现,金属氧化物半导体场效应晶体管(MOSFET)用于提供有效增益。NIC 组件的电路模型和连接示意图如图 13(c)和 13(d)所示。两个 MOSFET 的源极接地,其栅极连接到反向晶体管的漏极。这相当于一个电压控制的电流源,其输入和输出端口反向并联,从而起到负阻作用。射频扼流圈($L_R=15$ μ H)起到恒流作用,同时避免交流信号对直流稳压源的影响。

复合谐振单元中的可调增益和损耗可以分别通过改变 NIC 组件上的外部偏置电压和可调电阻器的电阻来实现。首先,在不施加外部偏置电压的情况下逐渐减小可调电阻器的电阻。从图 13(e)测得的反射谱中可以看出,随着电阻的减小,反射谱的最小值逐渐增大,谱线变宽,意味着当电阻元件添加到电路中,有效损耗被引入谐振单元,系统的损耗与并联电阻的阻值成反比。其次,将外部偏置电压施加到 NIC 组件,同时电阻固定在 $R=2.8$ k Ω 。复合线圈在不同外加电压下的反射谱如图 13(f)所示。由于 NIC 组件自身电容的影响,复合谐振单元的谐振频率略有变化。但总体而言,随着偏置电压的增加,反射谱的最小值逐渐减小,谱线变窄,如图 13(f)所示。因此,当偏置电压施加到电路时,有效增益被引入谐振单元。从图 13(e)和 13(f)可以看出,电路基谐振单元的损耗和增益都可以灵活控制。

图 14(a)是非厄密拓扑二聚体链的模型示意图,该链由 10 个谐振单元组成,两端的谐振单元分别加载了

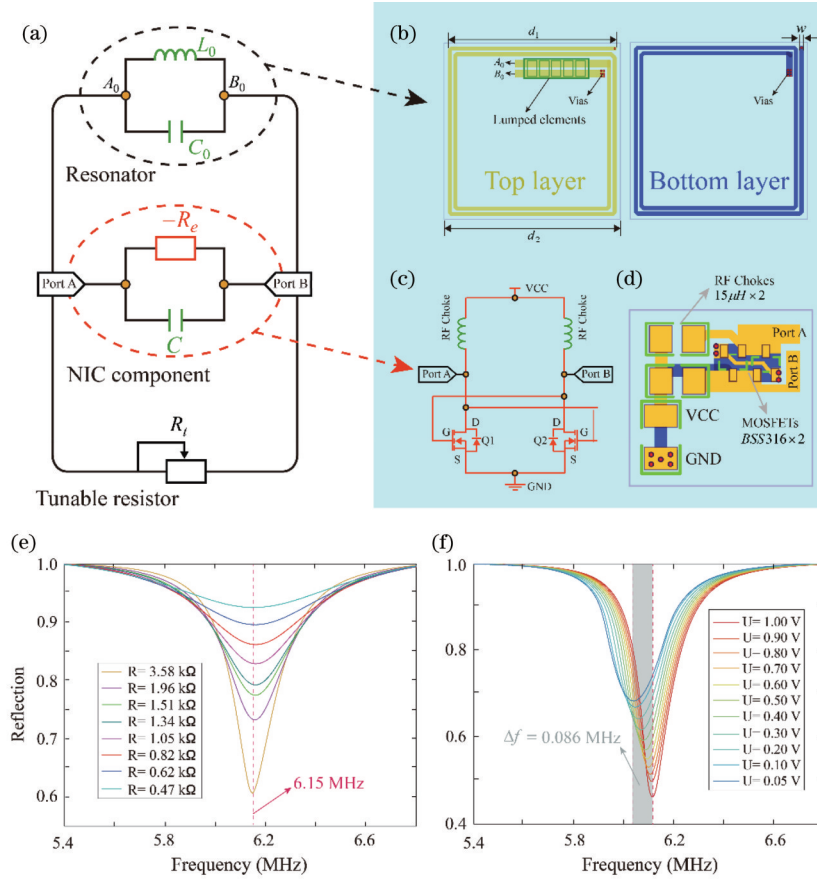


图 13 损耗和增益可控的复合谐振结构^[112]。(a)复合谐振单元的等效电路图,其由一个简单的 LC 谐振单元,一个负阻抗单元,以及一个可调电阻组成;(b)复合谐振单元的结构示意图。左、右图分别表示结构的正面和背面;(c)负阻抗单元的等效电路图;(d)负阻抗电路的结构示意图;(e)实验测得的不同电阻的反射谱;(f)实验测得的不同外加电压的反射谱

Fig. 13 Composite resonator with tunable gain and loss^[112]. (a) Equivalent circuit diagram of composite resonator, composed of a simple LC resonator, a negative resistance convertor (NIC) component, and a tunable resistor; (b) structure diagram of composite resonator, where left and right images indicate front and back of structure, respectively; (c) equivalent circuit diagram of NIC component; (d) structure diagram of NIC component; (e) reflection spectra measured with different resistances; (f) reflection spectra measured with different external voltages

增益和损耗。二聚体链的拓扑序与胞内耦合系数 κ_1 和胞间耦合系数 κ_2 相对大小有关。拓扑非平庸结构 ($\kappa_1 < \kappa_2$) 和拓扑平庸结构 ($\kappa_1 > \kappa_2$) 对应的 Zak 相位分别为 π 和 0。由于体-边对应关系,有限拓扑结构的边界态将对称地出现在二聚链的两端。然而,由于近场耦合效应,有限长二聚体链中的边界态之间会相互影响,这将导致手征对称性保护的拓扑零模偏离零能量,极大削弱了拓扑边界态的鲁棒性。本节首先介绍一个理想 PT 对称系统,控制链两端的等效增益和损耗相等,通过增加损耗获得 EP 点。这里胞内和胞间耦合系数的大小分别为 $\kappa_1 = 0.38$ MHz 和 $\kappa_2 = 0.45$ MHz。两个非谐振线圈分别放置在二聚体链的左右两端,作为发射端和接收端。为避免外部偏置电压较大时 NIC 元件的振动对实验造成的影响,在引入增益的谐振单元上加载合适的电压 $U = 1.3$ V。当引入损耗的谐振单元的分流电阻 $R = 10$ k Ω 时, $g_G = g_L = 0.18$ MHz,即可建立一个理想的 PT 对称系统,然后通过固定 $g_G = 0.18$ MHz 并增加 g_L 以实

现 EP 点。当在拓扑链最右侧的谐振单元中加入额外的集总电容来调节其谐振频率时,该谐振单元的谐振频率与激励信号频率 ω_0 的差值定义为频率失谐 ϵ 。在没有频率失谐 ($\epsilon = 0$) 的情况下,根据参数 g_L 的变化,计算了该系统的本征频率,如图 14(b) 所示,在带隙中显示了拓扑边界态。黑色实线标记出了系统 EP 点的位置。为了清楚地看到本征频率随 g_L 的变化,在图 14(c) 中显示了放大的边界态本征值与 g_L 和频率失谐 ϵ 的函数关系。随着 g_L 的增加,两个劈裂的边界态在 EP 点处逐渐合并。以 $g_L = 0.18$ MHz,即图 14(b) 中虚线标记的情况为例,两个边界态由 ω_+ 和 ω_- 表示,其归一化波函数如图 14(d) 和 14(e) 所示。

4.2 非厄密拓扑二聚体链中 PT 相变对灵敏度的影响

为了实验验证边界态的 EP 点,基于上述理论模型构建了一个有限的非厄密二聚体链,实验装置如图 15(a) 所示。该二聚体链由 10 个谐振单元组成,增益、中性和损耗谐振单元分别用 G、N 和 L 表示。谐振单

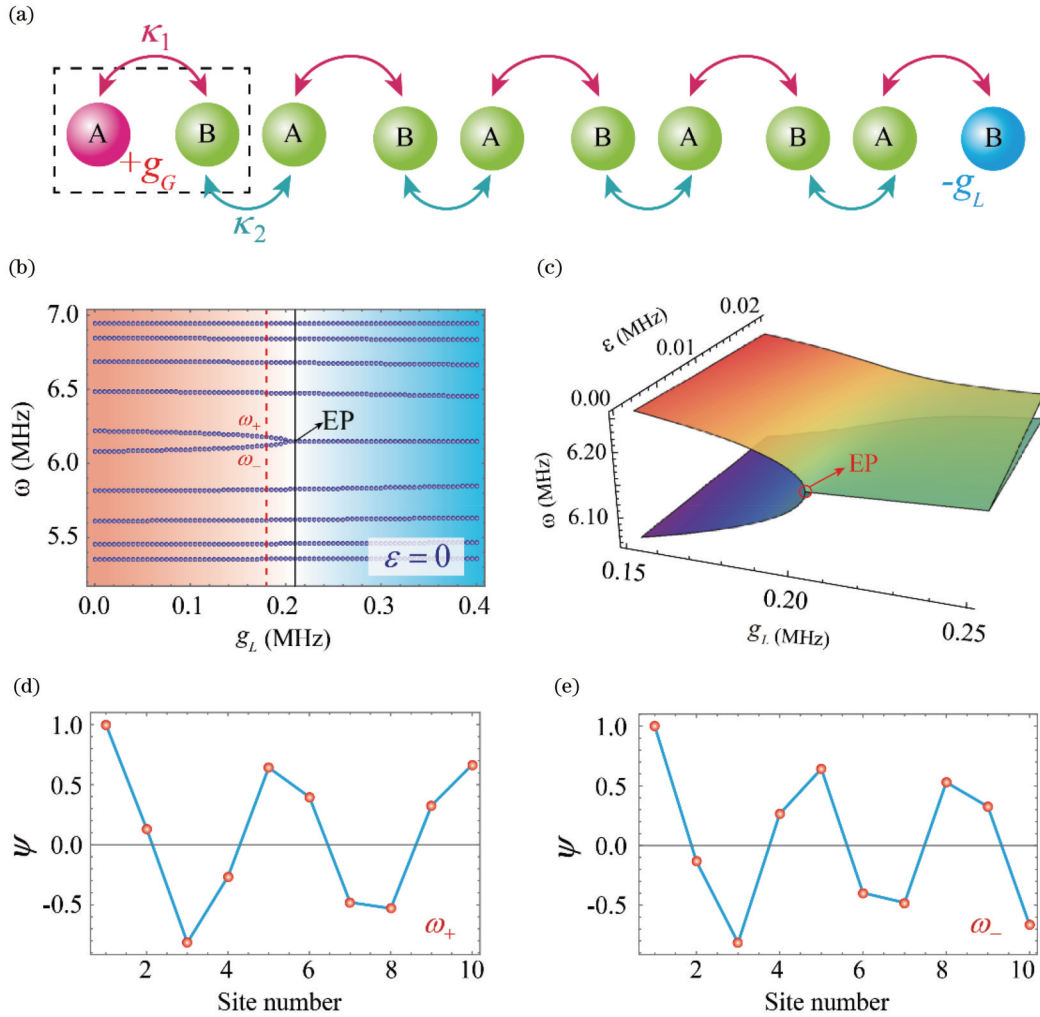


图 14 一维非厄密拓扑二聚体链的拓扑特性^[112]。(a)含有 10 个谐振单元的非厄密拓扑二聚体链示意图；(b)不同 g_L 的实数本征值谱；(c)非厄密拓扑二聚体链边界态的相图；(d)高频边界态 ω_+ 的波函数分布图；(e)低频边界态 ω_- 的波函数分布图
 Fig. 14 Topological properties of 1D non-Hermitian topological dimer chain^[112]. (a) Schematic of a non-Hermitian topological dimer chain with 10 resonators; (b) real eigenfrequencies for different parameters g_L ; (c) phase diagram of edge states in non-Hermitian topological dimer chain; (d) wave functions of high frequency edge state ω_+ ; (e) wave functions of low frequency edge state ω_-

元固定在亚克力板上,其结构参数如图 15(a)所示。输入端在链的左侧,用于测量链的反射光谱。通过调整损耗调制边界态的耦合,而保持增益 $g_G=0.18$ MHz。首先,通过设置增益和损耗谐振单元上分别加载电压 $U=1.3$ V 和电阻 $R=10$ k Ω ,控制系统的增益和损耗平衡,即 $g_G=g_L=0.18$ MHz。由于边界态之间的近场耦合,两个劈裂的边界态将具有不同的本征频率,对应图 15(b)反射光谱中的 A 处。然后逐渐增加损耗并找到本征频率的简并点,其对应于非厄密二聚体链中边界态的 EP 点。当处于 EP 点时,增益谐振单元上的外部偏置电压还是 $U=1.3$ V ($g_G=0.18$ MHz),损耗谐振单元的电阻 $R=2.23$ k Ω ($g_L=0.21$ MHz),对应于图 15(b)中的反射光谱的 B 处。紧接着进一步降低电阻值,即进一步增加谐振单元的损耗 ($g_L>0.21$ MHz),如 $R=0.67$ k Ω

($g_L=0.23$ MHz),这时边界态仍然简并,其对应于图 15(b)中反射光谱的 C 处。从图 15(b)可以看出,通过调整电阻器的电阻,即调整损耗谐振单元的损耗,该非厄密拓扑二聚链可以轻松实现与 EP 点有关的相变过程。

为了进一步探索非厄密拓扑系统中 EP 点的有趣特性,需要定量研究 EP 点周围 3 种情况下边界态的敏感性。基于耦合模理论,拓扑二聚体链中的两个边界态实现的二阶非厄密系统的有效哈密顿量可以用式 (1) 给出的哈密顿量描述,其本征值可以写为

$$\begin{cases} \omega_{e-} = \frac{1}{2} \left[i\gamma_a - i\gamma_b - \sqrt{-(\gamma_a + \gamma_b)^2 + 4\kappa_{ee}^2} + 2\omega_0 \right] \\ \omega_{e+} = \frac{1}{2} \left[i\gamma_a - i\gamma_b + \sqrt{-(\gamma_a + \gamma_b)^2 + 4\kappa_{ee}^2} + 2\omega_0 \right] \end{cases} \quad (4)$$

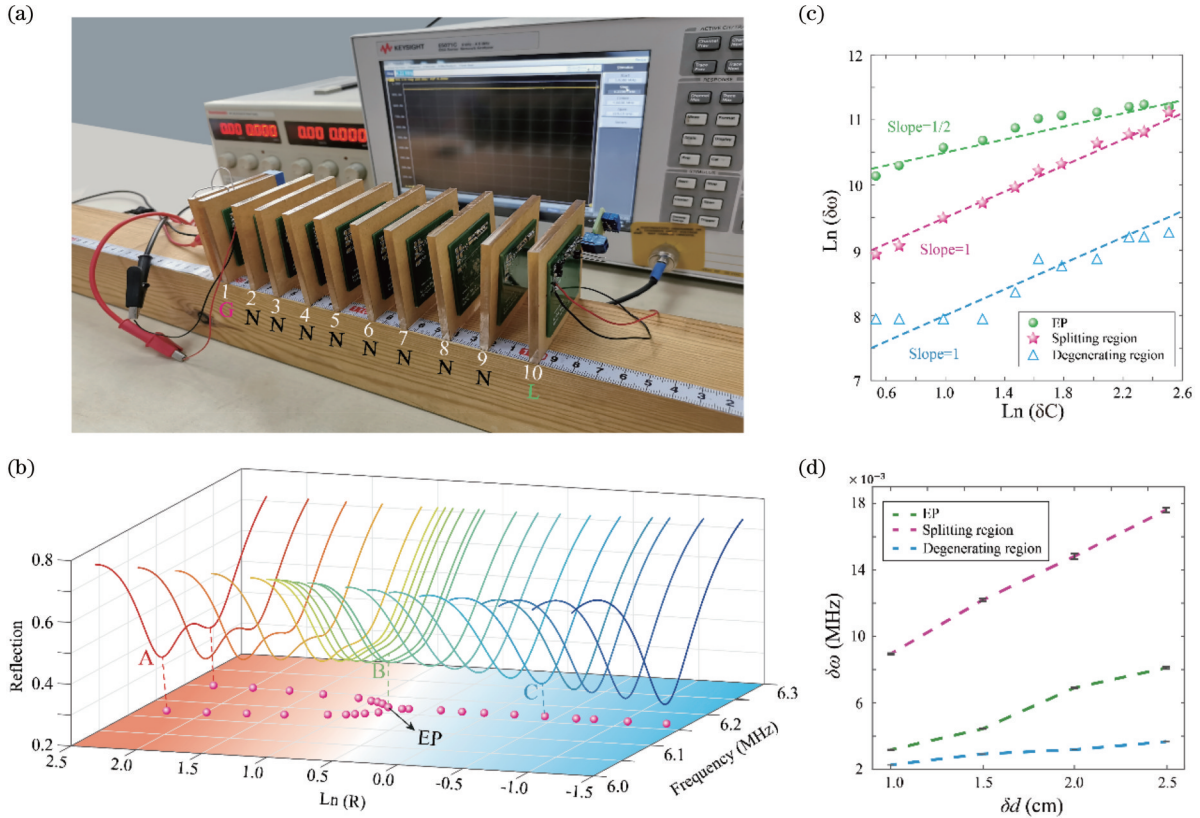


图 15 非厄密拓扑二聚体链边界态的灵敏度^[112]。(a)非厄密拓扑二聚体链实物图;(b)非厄密拓扑二聚体链的反射谱;(c)非厄密拓扑二聚体链对频率失谐的灵敏度变化;(d)非厄密拓扑链对耦合强度扰动的灵敏度变化
 Fig. 15 Sensitivity of edge states in non-Hermitian topological dimer chain^[112]. (a) Photo of non-Hermitian topological dimer chain; (b) reflection spectrum of non-Hermitian topological dimer chain; (c) sensitivity of non-Hermitian topological dimer chain varying with frequency detuning; (d) sensitivity of non-Hermitian topological dimer chain varying with coupling strength disturbance

接下来,本节介绍EP点附近的3个不同区域中边界态的敏感性。考虑在频率劈裂区 $\gamma_a = 0.5\kappa_{ee}$ 、 $\gamma_b = 0.5\kappa_{ee}$ 的情况, $\delta\omega = \omega'_{e+} - \omega'_{e-}$ 的级数展开式可以求出 $\delta\omega \sim \varepsilon$ 。类似地,当 $\gamma_a = 0.5\kappa_{ee}$ 、 $\gamma_b = 2.5\kappa_{ee}$ 时,在频率简并区,边界态劈裂频率的级数展开可以求得 $\delta\omega \sim \varepsilon$ 。然而,对于EP点($\gamma_a = 0.5\kappa_{ee}$ 、 $\gamma_b = 1.5\kappa_{ee}$),边界态频率劈裂的级数展开为 $\delta\omega \sim \sqrt{\varepsilon}$ 。由于 $\sqrt{\varepsilon}$ 相对于 ε 来说随着小量的变化更明显,所以在EP点处,边界态的频率扰动比劈裂和简并区域更敏感。此外,由于简并区的非对称边界态主要局域在二聚体链的左边,因此当扰动加在链右端时,简并区域中的拓扑边界态比劈裂区域的拓扑边界态具有更强的鲁棒性。

在实验中,通过改变负载的集总电容,在损耗谐振单元中添加了一个小的频率扰动 ε 。损耗谐振单元频率扰动 $\delta\omega$ 与电容扰动 δC 之间的对数关系如图14(c)所示。图14(b)中B处的边界态用来实现EP点传感器,在小扰动时斜率为1/2,如图14(c)中的圆圈表示。在图15(b)中A处,非厄密链处于劈裂区域,损耗很小,由边界态实现的传感器在小扰动时斜率为1,如图15(c)中的五角星所示。图15(b)中C处,非厄密链属

于简并区,边界态几乎不受外加扰动的影响,如图15(c)中三角形所示。比较这3种状态可知,在EP点处的边界态对链末端扰动非常敏感。从劈裂区到简并区,边界态的灵敏度先升高后降低。尽管拓扑边界态对链末端的扰动敏感,但其对链中间的扰动具有鲁棒性。因此,这种基于非厄密拓扑二聚体链中边界态EP点的传感器对外界环境引起的结构末端结点频率的扰动高度敏感,但内部仍然受到拓扑保护,即免疫内部耦合变化引起的扰动。如图15(d)所示,实验结果验证了非厄密二聚体链的鲁棒性,这种额外的鲁棒性来自拓扑零模的恢复。由图可看出,随着无序强度的增加,劈裂区边缘态的波动显著增加,而当边缘状态合并时,相同扰动对边界态的影响将明显减小。因此,证明了恢复的拓扑零模具有更强的鲁棒性。特别是基于非厄密二聚体链中的边缘态实现的EP点,实现了一种新型传感器的设计,其对结构末端的谐振频率扰动非常敏感,但拓扑上不受内部耦合的扰动影响。

总之,本节介绍了有限的非厄密拓扑二聚体链的3种不同区域边缘态的灵敏度:劈裂区域、EP点和简并区域。根据传统认知,拓扑结构中的边界态受拓扑保护,使其对结构扰动具有鲁棒性。这项工作通过实

验证明,在有限系统中,EP 点后简并区域中的边界态可以增强拓扑保护。然而,这种情况在 EP 点处发生了变化,其对非厄密链末端的扰动非常敏感。本节介绍的边界态构造 EP 点相关结果不仅加深了对拓扑态鲁棒性的理解,而且为设计一种新型传感器提供了一种新方案,该传感器具有拓扑保护功能,其可以抵抗链内部振子位置的无序微扰,但是对边界环境变化具有高灵敏度。这一全新的设计理念将非厄密系统与拓扑光子学进行了交叉结合,设计的传感器同时具有了拓扑结构的鲁棒性和 EP 点的高灵敏性。

5 结束语

本综述围绕能带拓扑性,介绍了拓扑边界态的电磁调控新效应和新应用。主要分为三个部分:首先,介绍了将拓扑二聚链的边界态应用于鲁棒性的 WPT,其突破了传统磁共振 WPT 技术在传输距离、频率追踪、负载依赖、待机功率损耗、构造误差敏感等多方面的局限;其次,介绍了拓扑 Harper 链中非对称的拓扑边界态实现的定向远程 WPT,以及通过外加电压的方式实现了传输方向主动可控的功能;最后,介绍了基于非厄米拓扑二聚链中耦合的拓扑边界态设计的新型光学传感器,其具有对结构内部扰动免疫但是对外界环境变化敏感的特性。总之,本文针对新型光子拓扑带隙材料的物理新效应的相关理论和实验研究,介绍了将拓扑的概念与非厄米物理的概念相结合,来设计具有鲁棒性的新型能量传输以及传感器件。本文介绍的研究结果不仅有助于人们更加深入地理解光学拓扑带隙材料,这些研究结果也在诸如无线传感、无线传能、磁共振成像以及无线通信等方面具有一定的应用价值。

基于本文介绍的非厄密拓扑效应的研究方法、相关实验测量平台及实验测量手段进行展望,仍有诸多需要进一步深入研究的方向,比如:1)本文介绍了利用谐振线圈构造光学二聚化以及 Harper 拓扑链并对其拓扑特性进行了深入研究。谐振线圈为研究光学拓扑带隙材料提供了很好的平台,未来可以设计高维度和更高阶数的新型光学拓扑结构,并研究其中更加丰富的拓扑特性;2)本文介绍了利用一维光学拓扑结构研究其在远程 WPT 方面的应用。未来有望利用高维光学拓扑以及高阶光学拓扑结构中的拓扑态,实现功能更加多样化的鲁棒性 WPT;3)本文介绍了基于损耗和增益构造的非厄米光学拓扑系统。未来有望利用具有各向异性耦合的特殊光学振子以实现新型的光学非厄米拓扑结构,并利用该系统的能量趋肤效应实现宽带远程的 WPT;4)本文介绍了基于光学振子构造的光学拓扑结构,并利用其中的边界态进行远程的 WPT,其最大的特点是 WPT 对结构内部扰动具有鲁棒性。最近研究者们发现 Anapole 模式是一种很好的非辐射模式^[113-114],未来考虑利用 Anapole 模式来实现鲁棒性的远程 WPT 也是一个非常有前景的研究方向。

参 考 文 献

- [1] Xiao D, Chang M C, Niu Q A. Berry phase effects on electronic properties[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(3): 1959-2007.
- [2] Hasan M Z, Kane C L. Colloquium: topological insulators[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(4): 3045-3067.
- [3] Qi X L, Zhang S C. Topological insulators and superconductors [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2011, 83(4): 1057-1110.
- [4] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological photonics[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(11): 821-829.
- [5] Ozawa T, Price H M, Amo A, et al. Topological photonics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(1): 015006.
- [6] 陈剑锋, 梁文耀, 李志远. 磁光光子晶体中拓扑光子态研究进展[J]. *光学学报*, 2021, 41(8): 0823015.
Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Progress of topological photonic state in magneto-optical photonic crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(8): 0823015.
- [7] Bergholtz E J, Budich J C, Kunst F K. Exceptional topology of non-Hermitian systems[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2021, 93(1): 015005.
- [8] El-Ganainy R, Makris K G, Khajavikhan M, et al. Non-Hermitian physics and PT symmetry[J]. *Nature Physics*, 2018, 14(1): 11-19.
- [9] Feng L, El-Ganainy R, Ge L. Non-Hermitian photonics based on parity-time symmetry[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(12): 752-762.
- [10] Özdemir Ş K, Rotter S, Nori F, et al. Parity - time symmetry and exceptional points in photonics[J]. *Nature Materials*, 2019, 18(8): 783-798.
- [11] Miri M A, Alù A. Exceptional points in optics and photonics[J]. *Science*, 2019, 363(6422): eaar7709.
- [12] Guo A, Salamo G J, Duchesne D, et al. Observation of PT-symmetry breaking in complex optical potentials[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(9): 093902.
- [13] Doppler J, Mailybaev A A, Böhm J, et al. Dynamically encircling an exceptional point for asymmetric mode switching [J]. *Nature*, 2016, 537(7618): 76-79.
- [14] Lafalce E, Zeng Q J, Lin C H, et al. Robust lasing modes in coupled colloidal quantum dot microdisk pairs using a non-Hermitian exceptional point[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 561.
- [15] Zhu B F, Wang Q A, Leykam D, et al. Anomalous single-mode lasing induced by nonlinearity and the non-Hermitian skin effect[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129(1): 013903.
- [16] Xu H, Mason D, Jiang L Y, et al. Topological energy transfer in an optomechanical system with exceptional points[J]. *Nature*, 2016, 537(7618): 80-83.
- [17] Assaworarith S, Yu X F, Fan S H. Robust wireless power transfer using a nonlinear parity-time-symmetric circuit[J]. *Nature*, 2017, 546(7658): 387-390.
- [18] Liu Q J, Li S Y, Wang B, et al. Efficient mode transfer on a compact silicon chip by encircling moving exceptional points[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(15): 153903.
- [19] Li A D, Chen W J, Wei H, et al. Riemann-encircling exceptional points for efficient asymmetric polarization-locked devices[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129(12): 127401.
- [20] Zhong Q, Khajavikhan M, Christodoulides D N, et al. Winding around non-Hermitian singularities[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 4808.
- [21] Zhou H Y, Peng C, Yoon Y, et al. Observation of bulk Fermi arc and polarization half charge from paired exceptional points[J]. *Science*, 2018, 359(6379): 1009-1012.
- [22] Zhen B, Hsu C W, Igarashi Y, et al. Spawning rings of exceptional points out of Dirac cones[J]. *Nature*, 2015, 525 (7569): 354-358.

- [23] Cerjan A, Huang S, Wang M H, et al. Experimental realization of a Weyl exceptional ring[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(9): 623-628.
- [24] Yao S Y, Wang Z. Edge states and topological invariants of non-Hermitian systems[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(8): 086803.
- [25] Song W G, Sun W Z, Chen C, et al. Breakup and recovery of topological zero modes in finite non-Hermitian optical lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(16): 165701.
- [26] Weimann S, Kremer M, Plotnik Y, et al. Topologically protected bound states in photonic parity-time-symmetric crystals[J]. *Nature Materials*, 2017, 16(4): 433-438.
- [27] Poli C, Bellec M, Kuhl U, et al. Selective enhancement of topologically induced interface states in a dielectric resonator chain[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6710.
- [28] Zhao H, Miao P, Teimourpour M H, et al. Topological hybrid silicon microlasers[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 981.
- [29] Parto M, Wittek S, Hodaei H, et al. Edge-mode lasing in 1D topological active arrays[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(11): 113901.
- [30] 傅廷, 王宇飞, 王学友, 等. 基于 PT 对称和超对称的微结构激光器[J]. *中国激光*, 2021, 48(12): 1201005.
Fu T, Wang Y F, Wang X Y, et al. Microstructure lasers based on parity-time symmetry and supersymmetry[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1201005.
- [31] Weidemann S, Kremer M, Helbig T, et al. Topological funneling of light[J]. *Science*, 2020, 368(6488): 311-314.
- [32] Li Y H, Liang C, Wang C Y, et al. Gain-loss-induced hybrid skin-topological effect[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(22): 223903.
- [33] Luo X W, Zhang C W. Higher-order topological corner states induced by gain and loss[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(7): 073601.
- [34] Ao Y T, Hu X Y, You Y L, et al. Topological phase transition in the non-Hermitian coupled resonator array[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(1): 013902.
- [35] Guo Z W, Wu X, Sun Y, et al. Anomalous broadband Floquet topological metasurface with pure site rings[J]. *Advanced Photonics Nexus*, 2023, 2(1): 016006.
- [36] Hui S Y R, Ho W C. A new generation of universal contactless battery charging platform for portable consumer electronic equipment[J]. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2005, 20(3): 620-627.
- [37] Urzhumov Y, Smith D R. Metamaterial-enhanced coupling between magnetic dipoles for efficient wireless power transfer[J]. *Physical Review B*, 2011, 83(20): 205114.
- [38] Wu Q, Li Y H, Gao N, et al. Wireless power transfer based on magnetic metamaterials consisting of assembled ultra-subwavelength meta-atoms[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2015, 109(6): 68005.
- [39] Song M Z, Baryshnikova K, Markvart A, et al. Smart table based on a metasurface for wireless power transfer[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 11(5): 054046.
- [40] Chen Y Q, Guo Z W, Wang Y Q, et al. Experimental demonstration of the magnetic field concentration effect in circuit-based magnetic near-zero index media[J]. *Optics Express*, 2020, 28(11): 17064-17075.
- [41] Cannon B L, Hoburg J F, Stancil D D, et al. Magnetic resonant coupling as a potential means for wireless power transfer to multiple small receivers[J]. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2009, 24(7): 1819-1825.
- [42] Sample A P, Meyer D T, Smith J R. Analysis, experimental results, and range adaptation of magnetically coupled resonators for wireless power transfer[J]. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 2011, 58(2): 544-554
- [43] Wang B N, Teo K H, Nishino T, et al. Experiments on wireless power transfer with metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 98(25): 254101.
- [44] Kim J W, Son H C, Kim K H, et al. Efficiency analysis of magnetic resonance wireless power transfer with intermediate resonant coil[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2011, 10: 389-392.
- [45] Ho J S, Yeh A J, Neofytou E, et al. Wireless power transfer to deep-tissue microimplants[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2014, 111(22): 7974-7979.
- [46] Mei H, Irazoqui P P. Miniaturizing wireless implants[J]. *Nature Biotechnology*, 2014, 32(10): 1008-1010.
- [47] Patil D, McDonough M K, Miller J M, et al. Wireless power transfer for vehicular applications: overview and challenges[J]. *IEEE Transactions on Transportation Electrification*, 2018, 4(1): 3-37.
- [48] Krasnok A, Baranov D G, Generalov A, et al. Coherently enhanced wireless power transfer[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(14): 143901.
- [49] Saha C, Anya I, Alexandru C, et al. Wireless power transfer using relay resonators[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(26): 263902.
- [50] Badowich C, Markley L. Idle power loss suppression in magnetic resonance coupling wireless power transfer[J]. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 2018, 65(11): 8605-8612.
- [51] Zhou J L, Zhang B, Xiao W X, et al. Nonlinear parity-time-symmetric model for constant efficiency wireless power transfer: application to a drone-in-flight wireless charging platform[J]. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 2019, 66(5): 4097-4107.
- [52] Wu L H, Zhang B, Zhou J L. Efficiency improvement of the parity-time-symmetric wireless power transfer system for electric vehicle charging[J]. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2020, 35(11): 12497-12508.
- [53] Lerosey G. Wireless power on the move[J]. *Nature*, 2017, 546(7658): 354-355.
- [54] Assaworarith S, Fan S H. Robust and efficient wireless power transfer using a switch-mode implementation of a nonlinear parity - time symmetric circuit[J]. *Nature Electronics*, 2020, 3(5): 273-279.
- [55] Li H C, Li J, Wang K P, et al. A maximum efficiency point tracking control scheme for wireless power transfer systems using magnetic resonant coupling[J]. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2015, 30(7): 3998-4008.
- [56] Sakhdari M, Hajizadegan M, Chen P Y. Robust extended-range wireless power transfer using a higher-order PT-symmetric platform[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(1): 013152.
- [57] Zeng C, Guo Z W, Zhu K J, et al. Efficient and stable wireless power transfer based on the non-Hermitian physics[J]. *Chinese Physics B*, 2022, 31(1): 010307.
- [58] Song M Z, Jayathurathnage P, Zanganeh E, et al. Wireless power transfer based on novel physical concepts[J]. *Nature Electronics*, 2021, 4(10): 707-716.
- [59] Zhong W X, Lee C K, Hui S Y R. General analysis on the use of tesla's resonators in domino forms for wireless power transfer [J]. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 2013, 60(1): 261-270.
- [60] Su W P, Schrieffer J R, Heeger A J. Solitons in polyacetylene [J]. *Physical Review Letters*, 1979, 42(25): 1698-1701.
- [61] Jiang J, Guo Z W, Ding Y Q, et al. Experimental demonstration of the robust edge states in a split-ring-resonator chain[J]. *Optics Express*, 2018, 26(10): 12891-12902.
- [62] Jiang J, Ren J E, Guo Z W, et al. Seeing topological winding number and band inversion in photonic dimer chain of split-ring resonators[J]. *Physical Review B*, 2020, 101(16): 165427.
- [63] Smirnova D, Leykam D, Chong Y D, et al. Nonlinear topological photonics[J]. *Applied Physics Reviews*, 2020, 7(2):

- 021306.
- [64] Ota Y, Takata K, Ozawa T, et al. Active topological photonics [J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(3): 547-567.
- [65] Song J A, Yang F Q, Guo Z W, et al. Wireless power transfer via topological modes in dimer chains[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(1): 014009.
- [66] Kurs A, Karalis A, Moffatt R, et al. Wireless power transfer via strongly coupled magnetic resonances[J]. *Science*, 2007, 317(5834): 83-86.
- [67] Karalis A, Joannopoulos J D, Soljačić M. Efficient wireless non-radiative mid-range energy transfer[J]. *Annals of Physics*, 2008, 323(1): 34-48.
- [68] Guo Z W, Jiang H T, Li Y H, et al. Enhancement of electromagnetically induced transparency in metamaterials using long range coupling mediated by a hyperbolic material[J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 627-641.
- [69] Chen X, Wang Y Q, Guo Z W, et al. Significant enhancement of magnetic shielding effect by using the composite metamaterial composed of mu-near-zero media and ferrite[J]. *EPJ Applied Metamaterials*, 2021, 8: 13.
- [70] Chen X, Guo Z W, Jiang J, et al. Ultra-broadband near-field magnetic shielding realized by the Halbach-like structure[J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 120(19): 192201.
- [71] Budhia M, Covic G A, Boys J T. Design and optimization of circular magnetic structures for lumped inductive power transfer systems[J]. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2011, 26(11): 3096-3108.
- [72] Kim J, Kim J, Kong S, et al. Coil design and shielding methods for a magnetic resonant wireless power transfer system[J]. *Proceedings of the IEEE*, 2013, 101(6): 1332-1342.
- [73] Batra T, Schaltz E. Passive shielding effect on space profile of magnetic field emissions for wireless power transfer to vehicles [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117(17): 17A739.
- [74] Park H H, Kwon J H, Kwak S I, et al. Effect of air-gap between a ferrite plate and metal strips on magnetic shielding[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2015, 51(11): 9.
- [75] Guo Z W, Long Y, Jiang H T, et al. Anomalous unidirectional excitation of high-k hyperbolic modes using all-electric metasources[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(3): 036001.
- [76] Feis J, Stevens C J, Shamonina E. Wireless power transfer through asymmetric topological edge states in diatomic chains of coupled meta-atoms[J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 117(13): 134106.
- [77] Zhang L, Yang Y H, Jiang Z, et al. Demonstration of topological wireless power transfer[J]. *Science Bulletin*, 2021, 66(10): 974-980.
- [78] Guo Z W, Jiang J, Jiang H T, et al. Observation of topological bound states in a double Su-Schrieffer-Heeger chain composed of split ring resonators[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3(1): 013122.
- [79] Huang Q S, Guo Z W, Feng J T, et al. Observation of a topological edge state in the X-ray band[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2019, 13(6): 1800339.
- [80] Yang F Q, Song J A, Guo Z W, et al. Actively controlled asymmetric edge states for directional wireless power transfer[J]. *Optics Express*, 2021, 29(5): 7844-7857.
- [81] Guo Z W, Jiang H T, Sun Y, et al. Asymmetric topological edge states in a quasiperiodic Harper chain composed of splitting resonators[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(20): 5142-5145.
- [82] Liu X L, Agarwal G S. The new phases due to symmetry protected piecewise berry phases; enhanced pumping and non-reciprocity in trimer lattices[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 45015.
- [83] Kartashov Y V, Arkhipova A A, Zhuravitskii S A, et al. Observation of edge solitons in topological trimer arrays[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(9): 093901.
- [84] Guo Z W, Wu X A, Ke S L, et al. Rotation controlled topological edge states in a trimer chain composed of meta-atoms [J]. *New Journal of Physics*, 2022, 24(6): 063001.
- [85] Peterson C W, Li T H, Benalcazar W A, et al. A fractional corner anomaly reveals higher-order topology[J]. *Science*, 2020, 368(6495): 1114-1118.
- [86] Chen Y F, Meng F, Kivshar Y, et al. Inverse design of higher-order photonic topological insulators[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(2): 023115.
- [87] Wang H X, Lin Z K, Jiang B, et al. Higher-order Weyl semimetals[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(14): 146401.
- [88] Ji C Y, Zhang Y Y, Liao Y H, et al. Fragile topologically protected perfect reflection for acoustic waves[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(1): 013131.
- [89] Chen H Z, Liu T, Luan H Y, et al. Revealing the missing dimension at an exceptional point[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(5): 571-578.
- [90] Liu T, An S W, Gu Z M, et al. Chirality-switchable acoustic vortex emission via non-Hermitian selective excitation at an exceptional point[J]. *Science Bulletin*, 2022, 67(11): 1131-1136.
- [91] Wiersig J. Enhancing the sensitivity of frequency and energy splitting detection by using exceptional points: application to microcavity sensors for single-particle detection[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(20): 203901.
- [92] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, et al. Enhanced sensitivity at higher-order exceptional points[J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 187-191.
- [93] Chen W J, Kaya Özdemir Ş, Zhao G M, et al. Exceptional points enhance sensing in an optical microcavity[J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 192-196.
- [94] Dong Z Y, Li Z P, Yang F Y, et al. Sensitive readout of implantable microsensors using a wireless system locked to an exceptional point[J]. *Nature Electronics*, 2019, 2(8): 335-342.
- [95] Zhong Q, Ren J, Khajavikhan M, et al. Sensing with exceptional surfaces in order to combine sensitivity with robustness[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(15): 153902.
- [96] Xiao Z C, Li H N, Kottos T, et al. Enhanced sensing and nondegraded thermal noise performance based on PT-symmetric electronic circuits with a sixth-order exceptional point[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(21): 213901.
- [97] Zhang Y J, Kwon H, Miri M A, et al. Noninvasive glucose sensor based on parity-time symmetry[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 11(4): 044049.
- [98] Park J H, Ndao A, Cai W, et al. Symmetry-breaking-induced plasmonic exceptional points and nanoscale sensing[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(4): 462-468.
- [99] Zeuner J M, Rechtsman M C, Plotnik Y, et al. Observation of a topological transition in the bulk of a non-Hermitian system[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(4): 040402.
- [100] Zangeneh-Nejad F, Fleury R. Topological Fano resonances[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(1): 014301.
- [101] Gao W, Hu X Y, Li C, et al. Fano-resonance in one-dimensional topological photonic crystal heterostructure[J]. *Optics Express*, 2018, 26(7): 8634-8644.
- [102] Imhof S, Berger C, Bayer F, et al. Topoelectrical-circuit realization of topological corner modes[J]. *Nature Physics*, 2018, 14(9): 925-929.
- [103] Jia N Y, Owens C, Sommer A, et al. Time- and site-resolved dynamics in a topological circuit[J]. *Physical Review X*, 2015, 5(2): 021031.
- [104] Albert V V, Glazman L I, Jiang L A. Topological properties of linear circuit lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(17): 173902.
- [105] Liu S, Ma S J, Zhang Q A, et al. Octupole corner state in a three-dimensional topological circuit[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 145.
- [106] Wang Y, Price H M, Zhang B L, et al. Circuit implementation of a four-dimensional topological insulator[J]. *Nature*

- Communications, 2020, 11: 2356.
- [107] Lee C H, Imhof S, Berger C, et al. Topoelectrical circuits[J]. Communications Physics, 2018, 1: 39.
- [108] Lustig E, Segev M. Topological photonics in synthetic dimensions[J]. Advances in Optics and Photonics, 2021, 13(2): 426-461.
- [109] 刘辉, 严志伟, 肖孟, 等. 拓扑光学体系中合成维度方法的进展[J]. 光学学报, 2021, 41(1): 0123002.
Liu H, Yan Z W, Xiao M, et al. Recent progress in synthetic dimension in topological photonics[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(1): 0123002.
- [110] Guo Z W, Xue H R, Long Y, et al. Editorial: non-Hermitian and topological photonics[J]. Frontiers in Physics, 2023, 11: 1177898.
- [111] Guo Z W, Lu C C, Lin X A, et al. Editorial: optical hyperbolic metamaterials[J]. Frontiers in Materials, 2022, 9: 1115744.
- [112] Guo Z W, Zhang T Z, Song J A, et al. Sensitivity of topological edge states in a non-Hermitian dimer chain[J]. Photonics Research, 2021, 9(4): 574-582.
- [113] Zanganeh E, Evlyukhin A, Miroshnichenko A, et al. Anapole meta-atoms: nonradiating electric and magnetic sources[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(9): 096804.
- [114] Hernández-Sarria J J, Oliveira O N, Mejía-Salazar J R. Toward lossless infrared optical trapping of small nanoparticles using nonradiative anapole modes[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(18): 186803.

Wireless Power Transfer and Sensing Based on Non-Hermitian Topological Effects

Guo Zhiwei^{1,2*}, Hu Shengyu¹, Zhang Haiyan¹, Wang Yuqian¹, Dong Lijuan², Sun Yong¹,
Li Yunhui¹, Jiang Haitao¹, Yang Yaping¹, Chen Hong^{1,2**}

¹Key Laboratory of Advanced Micro-Structure Materials, Ministry of Education, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China;

²Shanxi Provincial Key Laboratory of Microstructure Electromagnetic Functional Materials, School of Physics and Electronic Science, Shanxi Datong University, Datong 037009, Shanxi, China

Abstract

Significance Modulating the motions of photons through topological structures plays a primarily vital role in both scientific research and practical applications, which leads to a new but thriving study direction, namely topological photonics. Flexible topological phases and robust topological states provide an unprecedented perspective to the abundant physics phenomena generated by vector electromagnetic fields with spin-1. On the other hand, photonic artificial microstructures, such as metamaterials and photonic crystals, can be gradually perceived as substitutes and even upgrades of some complex topological models in condensed matter physics, which mainly rely on their rich state control mechanisms and highly customized design degrees of freedom. In this research process, some properties of optical topological states are utilized to overcome some engineering problems, including exploiting robustness to eliminate the scattering losses caused by defects and disorders. In view of the early success of Hermitian topological systems, recent focus has been laid on non-Hermitian topological systems described by non-Hermitian Hamiltonians. Especially, when the Hamiltonian of the system satisfies the parity-time (PT) symmetry, its eigenvalues are pure real, which corresponds to a unique non-Hermitian system with highly sensitive exceptional points (EPs) in the parameter space and novel skin effects in edge modes.

In the past decade, wireless power transfer (WPT) and sensing become a hotspot, which triggers immense research interest in practical applications, including mobile phones, logistic robots, medical-implanted devices, and electric vehicles. For a standard WPT system, it is mainly composed of two coupled coil resonators, which are placed on the source and receiver sides, respectively. However, there are some aspects of these conventional WPT applications that should be noted. For example, the limitation of the coupling of evanescent waves and the inherent sensitivity to the transmission distance or structural disturbance restrict the structure sizes and application scenarios. With the development of WPT devices, efficient long-range and robust WPT is highly desirable but challenging. Recently, the non-Hermitian topological edge mode provides a powerful tool for near-field robust control of WPT. Therefore, it is critical to review recent works on high-performance near-field wireless power transfer and sensing systems with topological protection characteristics inspired by non-Hermitian topological effects.

Progress Topological edge states of dimers can provide a suitable platform for the study of robust WPT in the radio frequency (RF) regime. On the one hand, similar to the Domino structure composed of coupled resonators for long-range WPT, the topological dimer chain can be used to realize efficient long-range WPT. On the other hand, the edge modes in nontrivial dimer chains are topologically protected, and thus the corresponding WPT is robust against the disorders and

fluctuations (Figs. 3–8).

At the same time, a long-range WPT can be realized through a finite quasiperiodic Harper chain based on the ultra-subwavelength coil resonators. In addition, the distribution of the asymmetric topological edge states (TESs) in the Harper chain is observed from the local density of states (LDOS) spectrum (Fig. 10). Especially, using the asymmetric topological edge states, two Chinese characters composed of light-emitting diode (LED) lamps are selectively lighted up at both ends of the chain, which intuitively show the directional WPT in the topological Harper chain (Fig. 11). Moreover, in view of the robustness of topological edge states, the designed WPT device can be robust to the disorder perturbation inside the structure. The topological edge states for directional WPT not only extend previous research work on long-range WPT but also have a circuit structure that is easier to integrate and for active control. As a result, by adding electrical variable capacitance diodes into the system, the actively tuned transmission direction by modulating the external voltages applied in variable capacitance diodes (VCDs) is experimentally observed (Fig. 12).

Moreover, the properties of the EP exist in a finite non-Hermitian topological circuit-based dimer chain (Fig. 13). The coupling between two edge states is presented, which is particularly relevant to the realization of second-order EPs. By adding loss and gain to both ends of the dimer chain, the non-Hermitian topological chain and the EP that satisfies PT symmetry (Fig. 14) can be obtained. In similar systems, topological edge states are highly sensitive to disturbances in the environment before and after the EP, which lead to new highly sensitive sensors with topological protection (Fig. 15). In sharp contrast to traditional sensors, this new sensor based on non-Hermitian and topological characteristics has unique advantages. It is immune from disturbances of site-to-site couplings in the internal part of the structure and is sensitive to the perturbation of on-site frequency at the end of the structure.

Conclusions and Prospect In summary, high-performance near-field WPT and sensing systems are realized with topological protection characteristics inspired by non-Hermitian topological effects. Especially, the one-dimensional system composed of resonant coils provides a simple but efficient platform to utilize the advantages of topological and non-Hermitian effects in practical applications. In addition, new topology structures with higher dimensions and higher orders are promising candidates to realize multifunctional WPTs in the future.

Key words optical devices; non-Hermitian physics; photonic topological structures; topological phase transition; wireless power transfer; wireless sensing