

激光与光电子学进展

中国光学十大进展:反手性拓扑光子态(特邀)[‡]纪子韬[†], 陈剑锋^{**†}, 李志远^{*}

华南理工大学物理与光电学院, 广东 广州 510641

摘要 反手性拓扑光子态是具有抗背向散射及免疫缺陷特性的新型波导态,其在拓扑光子晶体的两个平行边界沿相同方向单向传输,在拓扑激光、集成光路、量子信息等领域展示出应用潜力。本文聚焦反手性拓扑光子态研究进展,从 Dirac 模型出发,推演经典 Haldane 模型、反手性 Haldane 模型以及异质 Haldane 模型,并展示不同拓扑态的传输行为。讨论手性边界态、反手性边界态以及单向体态在光子晶体中的实现,重点介绍基于反手性拓扑光子态的紧凑单向波导、拓扑环形腔、拓扑分束器等拓扑光学器件。最后针对反手性拓扑光子态研究面临的关键问题、未来发展趋势进行分析和展望。

关键词 反手性拓扑光子态; 单向传输; 拓扑光子晶体; 拓朴器件

中图分类号 O436.4

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP232436

China's Top 10 Optical Breakthroughs: Antichiral Topological Photonic States (Invited)

Ji Zitao[†], Chen Jianfeng^{**†}, Li Zhiyuan^{*}

School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology,
Guangzhou 510641, Guangdong, China

Abstract Antichiral topological photonic states are a new type of waveguide states that are robust against backscattering and immune to defects. They propagate unidirectionally in the same direction along two parallel boundaries of topological photonic crystal and show broad application potential in topological lasers, integrated optical circuits, and quantum information. This review focuses on the research progress in antichiral topological photonic states, starting from the Dirac model and derivation of the classical Haldane model, antichiral Haldane model, and heterogeneous Haldane model, which demonstrate the transmission behavior of different types of topological photonic states. In addition, the implementation of chiral edge states, antichiral edge states, and one-way bulk states in photonic crystals is discussed. Next, the construction of topological optical devices based on antichiral topological photonic states, such as compact unidirectional waveguides, topological ring cavities, and topological beam splitter, are introduced. Finally, the critical issues and future development trends in research on antichiral topological photonic states are analyzed.

Key words antichiral topological photonic states; one-way transport; topological photonic crystals; topological devices

1 引言

光子是信息的理想载体,具有宽带大、功耗低、响应速度快等优异特性。如今,电子器件由于逐渐逼近其物理极限,面临着日益增加的散热和隧穿效应问题。

以光子代替电子作为信息和能量载体已经成为科学界的共识。然而,如何设计对光信息精准操控和处理的光子器件、光子集成芯片是目前研究中的重点和难点。光子晶体是由不同折射率材料按周期排列而成的人工微结构^[1-4],它的出现为控制电磁波传输以及光与物质

收稿日期: 2023-11-06; 修回日期: 2023-12-01; 录用日期: 2023-12-11; 网络首发日期: 2023-12-25

基金项目: 广东省重点领域研发计划(2020B010190001)、国家重点研发计划(2018YFA 0306200)、国家自然科学基金(11974119)、广东引进创新创业研究团队计划(2016ZT06C594)

通信作者: *phzyli@scut.edu.cn; **jfchen@nus.edu.sg

[†] 共同第一作者

[‡] 本文为中国光学十大进展特邀综述。华南理工大学李志远团队提出异质 Haldane 模型,并将该模型拓展至光子学领域,在特定的光子晶体中实现了电磁波的长距离、大面积、高通量、强鲁棒性单向体态传输,相关成果获得了 2022 中国光学十大进展提名奖。详情请见“中国光学十大进展”官网。

间相互作用提供了强大而有效的平台,有望实现全光集成,以助力新一代全光通信、光纤激光器以及超敏光学传感等领域飞速发展。然而,受制于当前微纳制造工艺极限以及加工环境严苛要求,光子晶体制备过程中不可避免的加工误差以及杂质都会降低光子学器件的良品率,导致光在传输过程中产生巨大的背向散射。背向散射的存在严重阻碍了光的高效传输,这在弯曲波导和慢光波导中尤为显著。光学传输过程的互易性定律决定了人们无法在现有体系中解决背向散射问题。因此,如何从物理根本上提出新机制以解决传统光子晶体中存在的背向散射问题成为了当前最热门的研究课题之一,而拓扑光子晶体的出现为解决这一问题提供了有效途径。

在过去的十多年里,拓扑光子学已成为一个快速发展的前沿领域。随着拓扑光子学的蓬勃发展,人们在拓扑光子晶体中发现具有抗背向散射、免疫缺陷以及单向传输特性的拓扑光子态^[5-13]。这是因为拓扑光子态受到拓扑带隙的保护,局部缺陷、扰动、无序不足以使拓扑带隙消失,因此与传统光子晶体相比,拓扑光子晶体中光的传输表现出极强鲁棒性,甚至可以绕过远大于光波长的金属障碍物向前传输而不产生任何背向散射。磁光光子晶体是最早用于实现拓扑光子态的光学结构,同时也是研究拓扑光子态的产生、相互作用以及新颖拓扑光学现象最常用的平台。2008年,Haldane和Raghu^[14-15]首次创造性地将拓扑概念引入光子晶体中。他们提出在具有时间反转对称性破缺的光子晶体中可以实现手性单向边界态。根据体边对应关系^[16-18],手性单向边界态可以存在于具有不同陈数的材料或结构的边界上,同时可以免受缺陷和背向散射的影响。随后,美国麻省理工学院 Soljačić 课题组^[19-20]、中国科学院物理研究所李志远课题组^[21-22]以及香港科技大学陈子亭课题组^[23-24]先后在磁化磁光光子晶体中观测到了手性单向边界态。这些开创性的理论和实验工作开启了拓扑光子学研究热潮,截至目前,人们已经在光学^[5,10,12,25-26]、声学^[27-28]、热学^[29-31]、机械^[32-33]、电路^[34-37]等系统中演示了各类拓扑现象(手性边界态^[21-24,38-39]、自旋边界态^[40-43]、谷边界态^[44-46]、高阶拓扑态^[47-48]),展示了非厄米^[49-51]、非线性^[51-53]、非阿贝尔^[54-55]系统中拓扑态的独特色散及传输行为,并开发了诸如拓扑波导^[56-58]、拓扑激光^[59-62]、拓扑光纤^[63-66]等功能器件。近期已有一系列的综述文章详细阐述了这些前沿方向的最新进展^[5-8,10-13,25,67],本文不再进行赘述。

手性拓扑光子态作为最早被预测与实现的拓扑态,能够无背向散射地绕过尖锐拐角、障碍物,并可以沿着任意几何形状的路径传输,展现出真正的单向传输特性,也被称为手性拓扑光子态。截至目前,人们已经在不同类型的有序晶格中演示了手性拓扑光子态的单向传输现象,例如正方晶格^[19-21,68]、蜂窝晶格^[23,69]、三角晶格^[38]、四-六晶格^[70]等,同时也在无序^[71-74]以及非

晶^[75]晶格中演示了手性拓扑光子态传输的强鲁棒性,并从电动力学、电磁学角度揭示了单向边界态的微观物理起源^[76-77]。广泛的研究工作已经证明,手性拓扑光子态可用于设计实现新型拓扑光子学器件,例如单模/多模单向波导^[47-48]、非互易拓扑激光^[59]、任意轨道角动量拓扑天线^[78-79]、零群速度色散拓扑延迟线^[80-83]。除了单向传输及强传输鲁棒性外,手性拓扑光子态的另一个显著特征是在拓扑光子晶体的两个平行边界沿相反方向传输。2018年,Colomés等^[84]在经典Haldane模型的基础上,通过修改次近邻跃迁方向提出了反手性Haldane模型,构建了在拓扑结构的两个平行边界沿相同方向单向传输的反手性拓扑态。此后,反手性拓扑态的概念被迁移到不同的物理体系,例如光学^[85-87]、声学^[88]以及电路^[89]等体系。2020年,华南理工大学李志远团队首次在理论上提出,通过对蜂窝晶格磁光光子晶体的两套对顶三角子晶格施加相反的磁场可以实现反手性拓扑光子态,并设计了紧凑型多通道拓扑单向波导,展示了反手性拓扑光子态的独特传输性质^[85]。随后,新加坡南洋理工大学张柏乐团队以及华南理工大学李志远团队在实验上分别观测到了反手性拓扑光子态^[86,90],并设计实现了拓扑环形腔、拓扑分束器,为拓扑光子学物理以及器件研究开辟了全新的道路。

为展示反手性拓扑光子态的最新进展,本文将首先介绍四种典型的物理模型,包括Dirac模型、经典Haldane模型、反手性Haldane模型以及异质Haldane模型,并展示不同拓扑态的独特色散及传输行为。然后讨论手性单向边界态、反手性单向边界态以及单向体态在光子晶体中的实现。接着重点阐述磁光光子晶体中反手性拓扑光子态及单向体态的理论预测与实验观测,并展示这些拓扑态在拓扑光子学器件中的应用潜力。最后简述不同物理体系中反手性拓扑态的研究进展,并展望反手性拓扑态的未来发展以及机遇挑战。

2 物理模型

本节从二维Dirac模型出发,逐步推演经典Haldane模型、反手性Haldane模型以及异质Haldane模型。首先,对于具有蜂窝晶格的石墨烯条带,可以用Dirac模型来描述其中电子传输行为^[91]。如图1(a1)所示,Dirac模型中A和B两套三角子晶格间仅存在最近邻跃迁,其哈密顿量表示为

$$H_{\text{Dirac}} = t_1 \sum_{\langle i,j \rangle} c_i^\dagger c_j + \text{H.c.}, \quad (1)$$

式中: c_i^\dagger 和 c_i 表示A(B)位点的产生湮灭算符; t_1 是最近邻跃迁强度; i 和 j 会遍历系统中的所有位点;H.c.表示厄米共轭。图1(a2)为沿锯齿形边界的典型投影能带结构,在布里渊区中存在一对简并的狄拉克点,由具有平带色散的边界态相连接。在这种体系中边界上会有局域零群速度边界态,如图1(a3)所示。

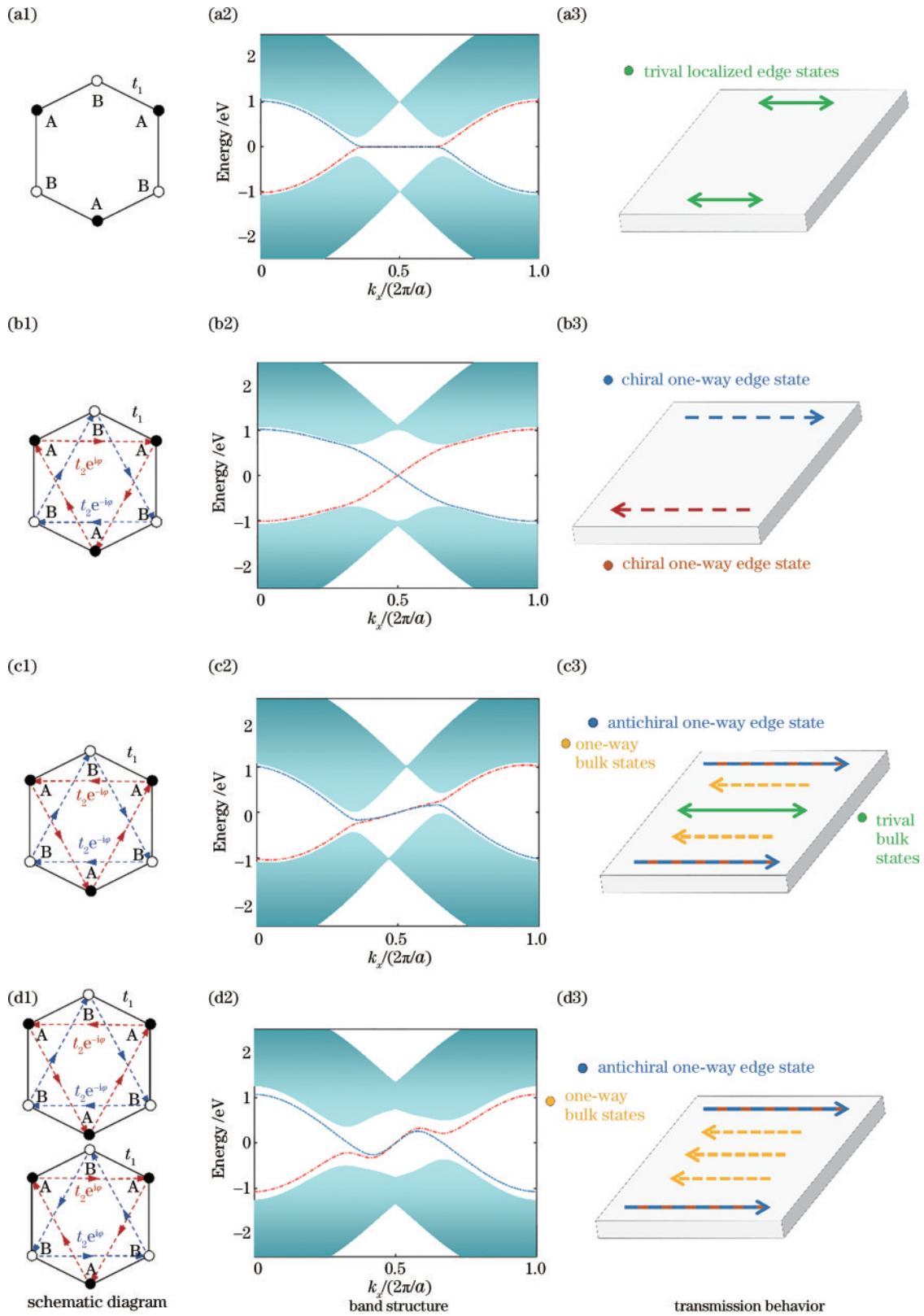


图 1 电子体系的模型示意图。(a)Dirac 模型；(b)经典 Haldane 模型；(c)反手性 Haldane 模型；(d)异质 Haldane 模型

Fig. 1 Schematics of electronic models. (a) Dirac model; (b) Haldane model; (c) modified Haldane model;

(d) heterogeneous Haldane model

普林斯顿大学 Haldane 教授^[92]基于 Dirac 模型,在三角子晶格中引入次近邻跃迁(t_2)以系统地打破时间反演对称性,实现了手性单向边界态,称为经典 Haldane 模型。图 1(b1)为经典 Haldane 模型的示意

图,其中 A 和 B 代表两套不同的三角子晶格。当在 A 和 B 上施加大小相同但方向相反的磁通,此时最近邻跃迁不受影响,而次近邻跃迁的存在会导致电子在跃迁过程获得一个附加相位 φ 。因此,经典 Haldane 模型

的哈密顿量可以写为

$$H_{\text{Haldane}} = t_1 \sum_{\langle i,j \rangle} c_i^\dagger c_j + t_2 \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle} \exp(-iv_{ij}\varphi) c_i^\dagger c_j + \text{H.c.}, \quad (2)$$

式中:第一项代表电子的最近邻跃迁;第二项代表次近邻跃迁; t_1 和 t_2 分别是最近邻和次近邻跃迁强度。当 A 子晶格和 B 子晶格之间的次近邻跃迁方向相反($v_{ij} = \pm 1$)时,成对狄拉克点的简并会被打破,并产生拓扑非平庸的完全带隙。图 1(b2)是沿锯齿型边界的经典 Haldane 模型的投影能带,可以看到,带隙内存在一对连接两个狄拉克锥的单向边界态,如图中的红色点划线和蓝色点线所示。两个边界态色散的斜率的符号分别为正和负,这意味着上下边界将分别支持向右和向左传输的单向边界态,如图 1(b3)所示。它们在两个平行界面的传输方向是相反的,故被称为手性单向边界态。

进一步,Colomés 等^[84]修改了经典 Haldane 模型中次近邻跃迁的方向,实现了反手性 Haldane 模型,如图 1(c1)所示。可以看到,与图 1(b1)中经典 Haldane 模型不同的是,该模型中 A 和 B 两套三角子晶格间的次近邻跃迁方向是相同的,即式(2)中 $v_{ij} = +1$ 或 $v_{ij} = -1$ 。从图 1(c2)中的投影能带可以看到,狄拉克点的简并没有被打破,但成对的狄拉克点在能量上产生相反位移,导致两个边界态具有相同的色散。如图 1(c)中连接成对狄拉克点的红色点划线和蓝色点线所示,其斜率都为正且大小相同,这意味着在结构的两个平行边界上存在着一对沿相同方向传输的单向边界态,被称为反手性单向边界态。同时,根据能量守恒定律,系统中向左和向右传输的态的数量应一致,因此,伴随着反手性边界态的出现,在结构内也会出现两个沿相反方向传输的体态。这种边界态与体态在空间上是分离的,在边界上激励时,将主要激发单向边界态。然而,由于能带倾斜,结构内还出现沿双向传输的平庸体态,如图 1(c2)中青色填充区域所示。在结构内激励时,除了伴随反手性边界态出现的单向体态外,平庸的双向体态也会被激发,因此难以实现纯粹的单向体态传输,如图 1(c3)所示。

最近,华南理工大学李志远课题组在反手性 Haldane 模型基础上,提出异质 Haldane 模型^[93]。如图 1(d1)所示,该模型由两种具有相反次近邻跃迁的反手性 Haldane 模型交替堆叠而成。通过这种独特的堆叠方式,可以将伴随着反手性边界态而产生的单向体态和平庸的双向体态在能量上分离,投影能带如图 1(d2)所示。可以看到在带隙中只存在色散斜率向上的边界态和色散斜率向下的体态,这意味着通过在结构边界上和结构内施加激励时,可以单独地激发反手性单向边界态和单向体态,从而使能量不再只是局限在边界上单向传输,也能够结构体内单向传输,如图 1(d3)所示。

3 设计实现

基于 Bloch 理论,具有周期性结构的光子晶体可以产生光子能带,类似于固体中的电子能带^[25]。类比紧束缚模型,通过设计合适的光子晶体结构,可以构建独特色散行为以实现光传输的调控。例如,蜂窝晶格电介质光子晶体可以很好地类比 Dirac 模型,在布里渊区中构建成对的、由局域边界态相连接的简并狄拉克点^[94-98]。光学 Dirac 模型已经被广泛研究,不再赘述。本节主要介绍如何在具有不同磁化配置的二维磁光光子晶体中实现光学经典 Haldane 模型、反手性 Haldane 模型以及异质 Haldane 模型。磁性光子晶体中的磁光介质柱以商用磁光材料钇铁石榴石晶体(YIG)为例,其相对介电常数为 $\epsilon = 14.5 \sim 16.0$,在微波波段具有良好的磁光响应。在不施加外加磁场时,YIG 的相对磁导率 $\mu = 1$ 。而在面外方向(例如 z 轴方向)施加外部磁场时,YIG 晶体会产生强烈旋磁各向异性,其磁导率^[13]会变成张量形式

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_r & i\mu_k & 0 \\ -i\mu_k & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\text{式中: } \mu_r = 1 + \frac{(\omega_0 + i\alpha\omega)\omega_m}{(\omega_0 + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}; \mu_k = \frac{\omega\omega_m}{(\omega_0 + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}。$$

其中, $\omega_0 = \gamma H_0$, $\omega_m = \gamma M_s$, H_0 是外加磁场强度, M_s 是饱和磁化强度, ω_0 和 ω_m 分别为材料的拉莫进动频率和饱和磁化频率, γ 为旋磁比,有 $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ ($1 \text{ Oe} = 79.578 \text{ A/m}$), α 为损耗因子。需要说明的是,利用磁化材料的目的是打破系统时间反演对称性,而要实现这一配置,除了可以采用具有旋磁/旋电效应的各向异性材料,例如磁性外尔半金属、磁性半导体材料、磁性二维材料,还可以通过对系统施加周期性时间调制来打破系统时间反演对称性,例如 Floquet 系统。

对于无磁化蜂窝晶格磁光光子晶体,由于系统受到时间和空间反演对称性保护,其色散行为类似于 Dirac 模型,在布里渊区中存在成对的简并的狄拉克点。而当对蜂窝晶格施加沿 $+z$ 方向的均匀磁场时,外磁场的存在会打破磁光光子晶体的时间反演对称性,使得在高对称点 K 和 K' 处的狄拉克点简并被打破,两条能带相互分离,从而形成受拓扑保护的非平庸带隙,如图 2(a1)所示。从投影能带图 2(a2)可以看到,完全带隙中存在一对手性单向边界态。如图 2(a3)所示,均匀磁化磁光光子晶体的上下边界上用频率为 5.3 GHz 的点源激发电磁波时,可以在上下边界分别观测到向右和向左单向传输的单向边界态。这里和图 2(b3)、(c3)中仿真采用的晶格常数 $a = 2 \text{ cm}$,YIG 柱子为 $0.15a$,相对介电常数为 14.5 ,同时 $\mu_r = 0.707$, $\mu_k = -1.108$ 。

进一步,对蜂窝晶格磁光光子晶体中两套对顶三

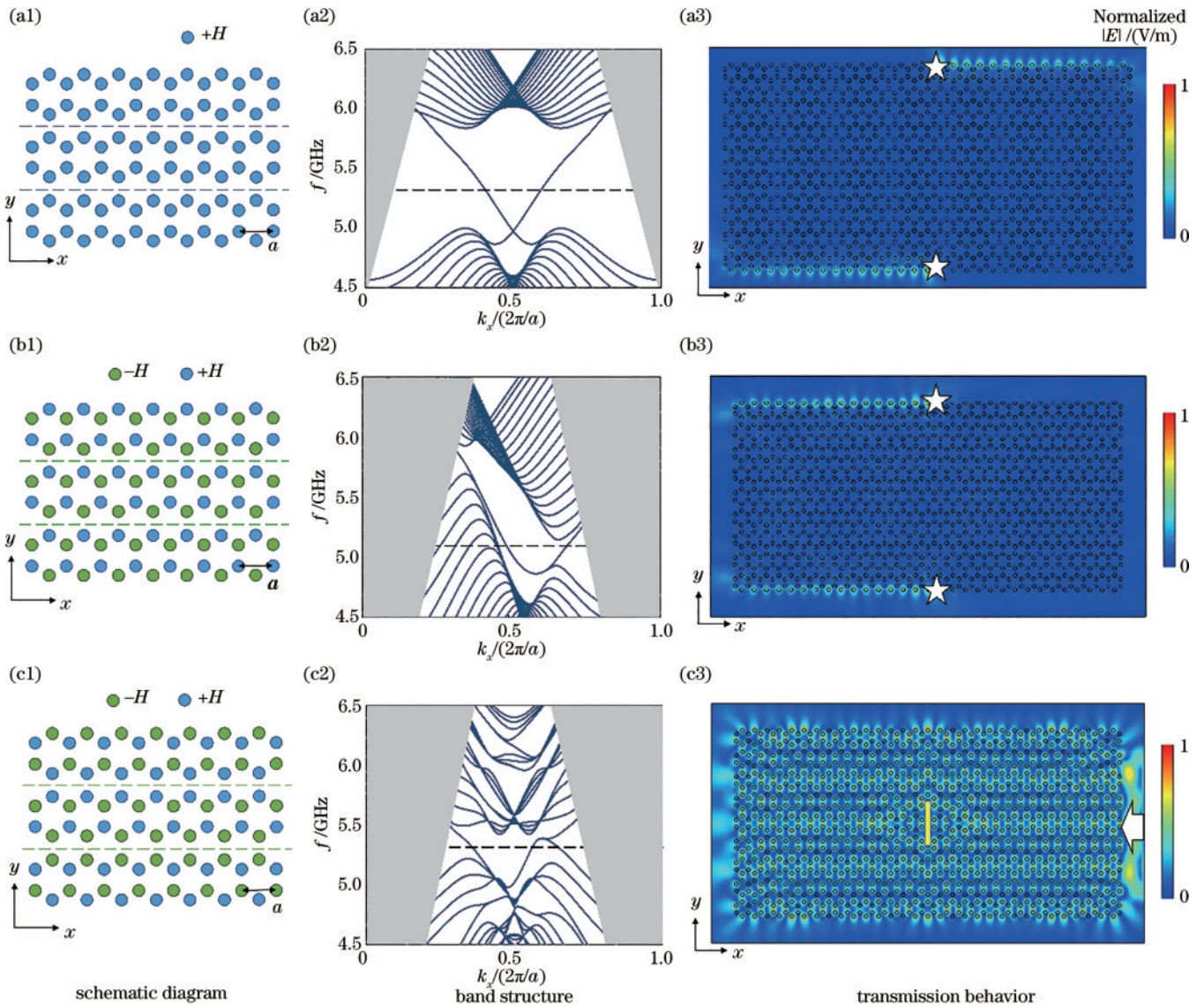


图2 磁光光子晶体模型示意图。(a)均匀磁化光子晶体；(b)交错磁化光子晶体；(c)异质磁光光子晶体(黄色矩形为金属障碍物)
Fig. 2 Schematic diagrams of magnetic photonic crystals (MPC). (a) Uniformly magnetized MPC; (b) cross-magnetized MPC; (c) heterogeneously magnetized MPC (yellow rectangle inside is a metal obstacle)

角子晶格 A 和 B 分别施加沿 $-z$ 和 $+z$ 方向的外加磁场(交错磁化),如图 2(b1)所示。从图 2(b2)中可以看到,此时成对狄拉克点的简并没有被打开,但光子能带会发生倾斜,产生了一对在磁光光子晶体上下界面沿相同方向传输的反手性单向边界态。同样地,伴随着反手性单向边界态出现的还有单向体态,并且它们在空间上是分离的。这意味着反手性单向边界态可以通过放在边界上的点源单独激发。而当点源放置在磁光光子晶体中激发时,单向体态和双向体态都会被激发。如图 2(b3)所示,当激发频率为 5.1 GHz 时,上下边界激发均为向左传输的单向边界态,而当反手性单向边界态传输到左侧边界时,会有部分能量散射到磁光光子晶体内并向右传输。

最后,通过将两种具有相反磁化方向的交错磁化光子晶体沿 y 方向周期排列可以构建异质磁化磁光光子晶体,如图 2(c1)所示。通过图 2(c2)投影能带可以

看到,反手性单向边界态和单向体态可以从双向体态中分离出来。此时,在合适的激发条件下可以选择性地激发纯粹的反手性单向边界态或者单向体态。例如,当频率为 5.3 GHz 的平面波从异质磁化磁光光子晶体右边界入射时,可以在光子晶体内激发出向左单向传输的体态,并且即使在光子晶体中间存在全反射的金属障碍物,电磁波也能绕过金属障碍物无背向散射地在光子晶体内向左单向传输,如图 2(c3)所示。

进一步具体介绍实现反手性单向边界态和单向体态的实验装置。2020 年,华南理工大学李志远课题组^[85]在理论上首次提出了具有交错磁化的磁光光子晶体可以实现反手性单向边界态,同时也提出了可行的实验方案,如图 3(a)所示。可以看到,整体结构由中间的 YIG、上下金属板以及嵌入金属板中的钕铁硼磁铁构成。磁光光子晶体由 YIG 圆柱构成的蜂窝阵列组成;在磁光光子晶体上下添加金属板的目的是

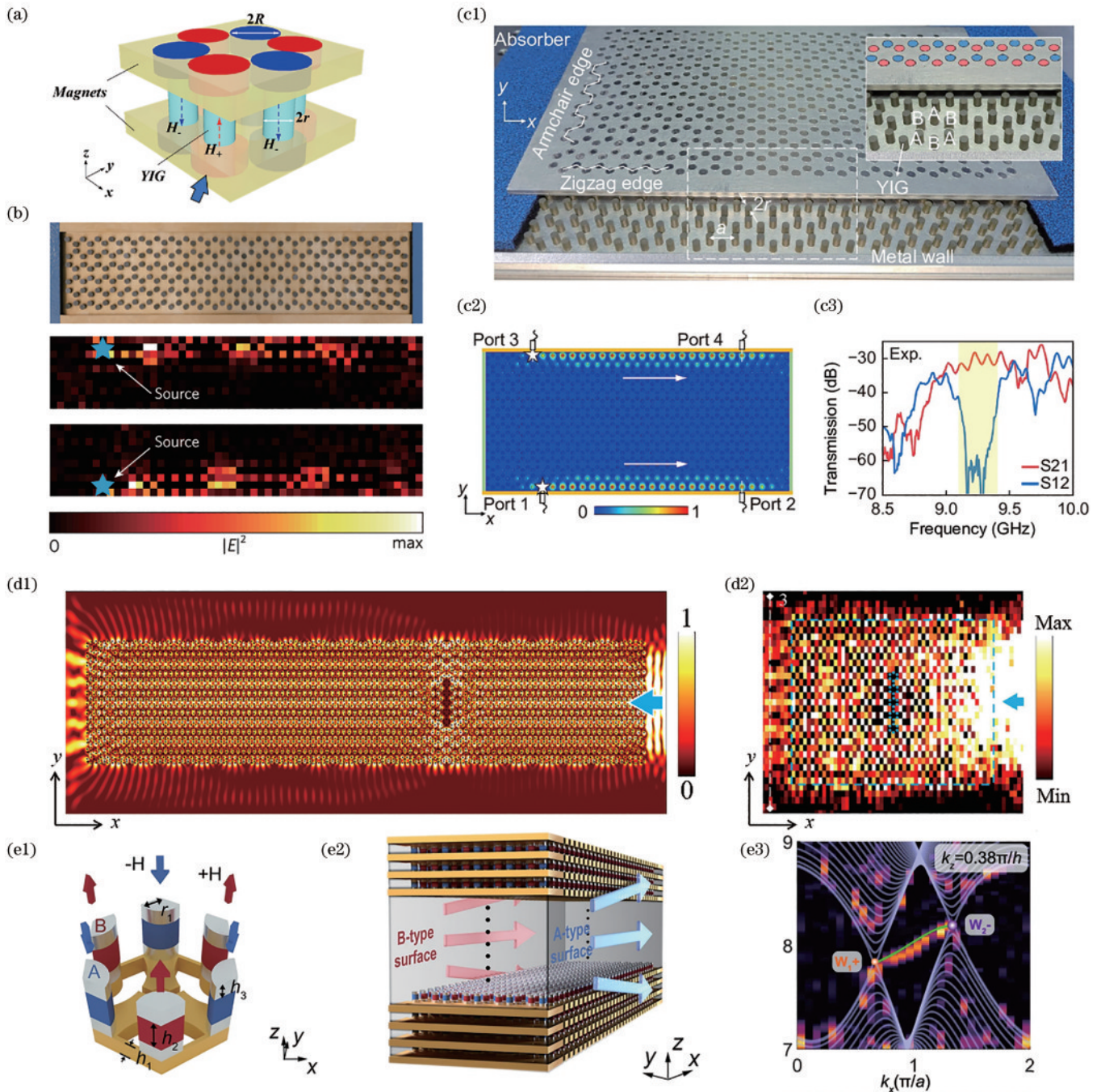


图3 二维及三维反手性态的实现。(a)二维反手性态实验设计的单胞示意图^[13]；(b)(c)实验观测到反手性边界态的装置图以及测量到的反手性边界态^[86,90]；(d)单向体态的仿真以及实际测量场图^[93]；(e)三维反手性表面态的实验装置图以及测量到的投影能带图^[87]

Fig. 3 Realization of antichiral states in 2D and 3D system. (a) Experimental design of a unit cell in 2D system^[13]；(b)(c) experimental sample for measuring antichiral edge states and the measurement results^[86,90]；(d) simulation and experimental results of one-way bulk states^[93]；(e) experimental design of 3D antichiral surface states and the experimental result of project band^[87]

防止电磁波在纵向方向泄漏；同时金属板上有对应蜂窝阵列的孔，一对有N和S极的钕铁硼磁铁圆柱填充在孔洞里，为磁光光子晶体提供局部磁化。每一个YIG圆柱上都配置了对应的钕铁硼小磁铁，相比以往利用大磁铁或者电磁铁对磁光光子晶体进行整体磁化的方法，采用小磁铁可以有效降低器件的整体尺寸，有利于应用于实际的器件设计中。通过反转相邻

YIG圆柱上的磁场方向，可以实现A和B子晶格上有相反的磁通量。利用这个配置，南洋理工大学的张柏乐课题组和华南理工大学李志远课题组^[86,90]相继在实验上观测到了反手性的边界态，如图3(b)和(c1)~(c3)所示。同时他们也展示了反手性的边界态可以绕过障碍物无背向散射的单向传输，具有传输鲁棒性。

理论和实验研究都表明,基于 Haldane 和反手性 Haldane 模型的单向边界态是实现真正单向抗背向散射能量传输最可靠的方案。然而,这种单向传输只能局限在条带的边缘,这一点使得高通量鲁棒的能量传输被大大限制。最近,李志远课题组^[93]提出在异质 Haldane 模型中构建的二维磁光光子晶体可以实现单向体态。利用之前介绍的异质磁化光子晶体结构,仿真和实验测量上都证实了单向体态的存在。同时,这种单向体态可以绕过体内的金属障碍物无背向散射地继续向前传输,具有传输鲁棒性。如图 3(d1)、(d2)所示,实验结果显示当 5.3 GHz 的平面波从右侧入射时,电场可以穿过磁光光子晶体向左传输,在遇到金属障碍物时也能无背向散射地向前传输。而左侧端口入射的能量无法在光子晶体里传输,表明其具有单向体态传输的特性。该模型为高通量鲁棒的能量传输应用提供了一条新的途径,不止在光子体系,在电子体系类超导无阻传输中有着更大的潜在应用前景。

最近,南方科技大学高振课题组与南洋理工大学张柏乐课题组^[87]合作,在磁光外尔光子晶体中构建了三维反手性 Haldane 模型并且在实验上观察到反手性表面态。通过在三维蜂窝晶格中的不同子晶格位点 A 和 B 上实现相反的磁通并引入层间耦合,在时间反演和空间反演都被打破的情况下,两对外尔点将在频率上偏移,并且连接着两对外尔点的倾斜费米弧表面态色散表明系统具有反手性表面态。如图 3(e1)所示,该三维旋磁蜂窝晶格不同子晶格位置的旋磁棒被偏置方向相反的永磁体对反向磁化,旋磁棒和永磁体在垂直方向上周期性地堆叠。三维旋磁光子晶体两个平行的外表面可分为 A 型和 B 型表面,如图 3(e2)所示。通过在 A 型和 B 型表面中心激发点源,并且对测量的场进行傅里叶变换可以在实验上验证,由于两对外尔点的频移, A 和 B 型表面上的两个表面态都是沿同一方向传播的,因此可以称为反手性表面态。如图 3(e3)所示,当 $k_z=0.38\pi/h$ 时, A 型表面和 B 型表面体带隙闭合,此时这两种表面的费米弧表面态色散是简并的,类似于二维中的反手性边界态。拓扑反手性表面态作为一种三维中的新型鲁棒单向传输现象,可以在非互易光子晶体中产生潜在应用,这些结果丰富和拓展了反手性拓扑态以及磁性外尔半金属领域。

值得强调的是,在时间周期调制的 Floquet 体系中,当两个三角子晶格在调制方向相反时也可以实现反手性边界态^[99]。另外,中山大学董建文课题组^[100]在时间反演对称保护的三维光子晶体中实现了反手性表面态,该系统的交错磁通量是通过层间耦合来实现的。当 k_z 不为零时,该三维系统可以简化为二维反手性 Haldane 模型,在色散上呈现一对频移的狄拉克点,从而产生反手性表面态。不过,因为整个系统是时间反演对称的,所以对于正 k_z 和负 k_z ,反手性表面态的传播

方向是相反的。这一结果扩展了反手性拓扑光子态在三维体系的实现方案,也为拓扑相以及光学器件研究提供了崭新思路。

4 反手性拓扑光子态的应用

伴随着反手性拓扑光子态的实现,反手性拓扑光学功能及器件也被广泛展示,例如紧凑多通道单向波导^[85]、拓扑单向环形器^[86]、拓扑分束器^[90]以及可重构光学成像^[101]。本节将逐一介绍这些反手性拓扑光学功能及器件的结构配置和实现机制。

众所周知,手性拓扑光子态在拓扑光子晶体的两个平行界面是沿着相反方向传输的,展示出手性特征。当考虑单边界的能量传输时,由于拓扑光子态具有单向传播特性,光在传输路径上能够免疫金属障碍物和结构缺陷的影响。但是,在考虑双边界的能量传输时,由于手性特征,只有一个边界能进行能量传输(从左端口到右端口),这大大地限制了单向波导的利用率、减少了信道传输个数。因此,利用手性拓扑光子态构建多通道集成单向波导时,器件体积将会非常庞大。为解决这一问题,华南理工大学李志远团队^[85]利用反手性拓扑光子态设计实现了结构更简单、更紧凑的多通道单向波导。图 4(a1)、(a2)展示了利用反手性拓扑光子态构建的三通单向波导。可以看到,将两块紧贴着的反手性光子晶体拉开一定距离以形成一个波导通道时,由于反手性拓扑光子态的反手性传输特性(平行界面的单向边界态沿着相同方向传输),两块反手性光子晶体即可形成三个向右的单向通道。因此,利用反手性拓扑光子态可以实现结构紧凑的多通道单向波导,这提高了波导信道数、通道利用效率、能量传输效率。

利用单向传输的特性,反手性拓扑光子态还可以用于设计高性能拓扑光子学原型器件,例如南洋理工大学张柏乐团队^[86]设计实现了反手性拓扑单向环形腔。图 4(b1)展示了一种由反手性拓扑光子晶体构成的正三角形拓扑环形腔(被沿 z 轴方向的两块平行铜板夹在中间)。为了构建波导通道,光子晶体的右上角和下方被铜条包裹,而左上角被微波吸波材料包裹。反手性光子晶体的边界都是锯齿形边界,因此,反手性边界态将沿着所有边界逆时针单向传输,不因尖锐拐角的存在而发生背向散射。可以看到:当在端口 1 进行激励时,电磁波信号可以沿着支持反手性边界态传输的通道逆时针单向传输;当在端口 2 激励时,由于反手性波导的单向传输特性,信号无法从端口 2 传输到端口 1,如图 4(b2)所示。进一步改变施加在反手性磁光光子晶体上的磁场强度,可以调控反手性边界态传输的频率范围,从而实现可调谐的拓扑单向环形腔。

华南理工大学李志远团队^[90]进一步提出反手性拓扑光子晶体还可以用于构建其他类型拓扑光子晶体无法实现的同时具有大带宽、无串扰、多通道等特性的单

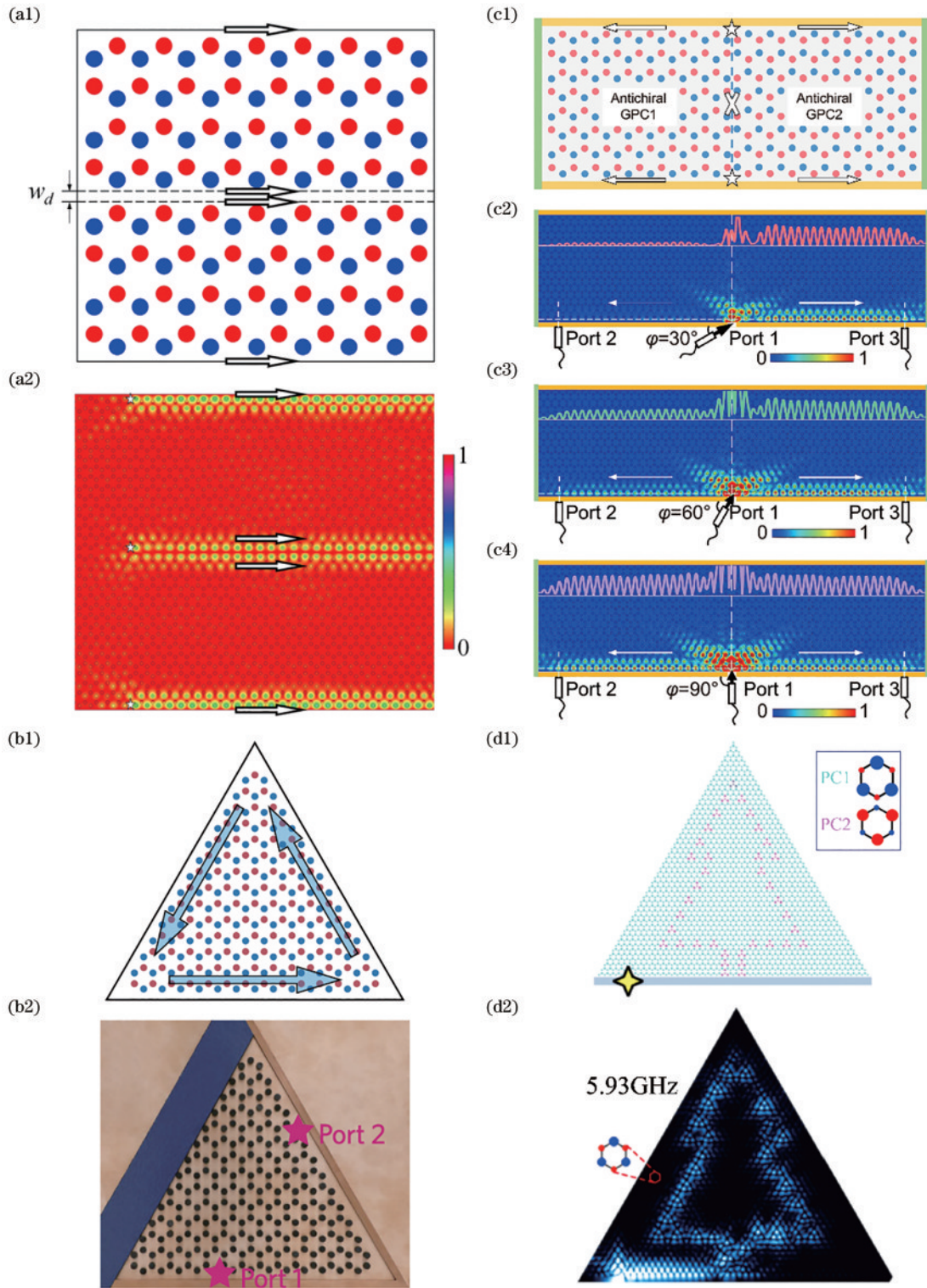


图 4 反手性态的应用。(a) 紧凑型多通道单向波导^[13]; (b) 拓扑单向循环器^[86]; (c) 可重构拓扑分束器^[90]; (d) 可重构光成像^[101]
 Fig. 4 Application of antichiral states. (a) Compact three-channel one-way waveguide^[13]; (b) topological unidirectional circulator^[86]; (c) reconfigurable topological beam splitting^[90]; (d) reconfigurable light imaging^[101]

向拓扑分束器。如图 4(c1)~(c4)所示,这种拓扑分束器由两块施加相反方向磁场的反手性拓扑光子晶体构成(界面由白色虚线标出)。当在上下锯齿形边界的中心激励信号时,可以观测到向两边传输的反手性拓扑光子态。这种拓扑分束器的分束比可以通过改变电磁波入射角来调控。例如,当入射角为 30° 时,左右通道

的单向边界态均被激发,但是能量主要向右传输,左右两边的能量比约为 1:5。当入射角增大到 60° 时,从左边通道传输的能量会增大,此时左右通道能量的传输比为 3:5。当电磁波垂直于边界入射时,向左右通道传输的能量是相等的。而当入射角大于 90° 时,向左边通道传输的能量则会处于主导地位。

最近,南京大学的卢明辉团队^[101]通过打破空间反演对称性,在反手性拓扑光子晶体中引入了谷拓扑光子态,实现了具有任意几何形状的可重构光学成像。当反手性拓扑光子晶体的两套对顶三角子晶格的磁光介质柱半径被改变时,反手性光子晶体的空间反演对称性会被打破,狄拉克点的简并被打开。当空间反演对称性破缺逐渐占据主导地位时,反手性拓扑光子晶体会转变为谷拓扑光子晶体以支持谷边界态的存在。为了抑制谷间散射,谷边界态需要在通过谷陈数相反的两个光子晶体构成的边界上实现,同时因为外加磁场的存在,谷边界态的色散还会有反手性的特性。除了边界态,在这种结构中还有高阶谷角态的存在。基于这种光子晶体设计可以进一步实现更为复杂的可调节、可重构光学成像,如图 4(d1)、(d2)所示。两个具有相反谷陈数的反手性光子晶体分别构成图中松树图形和背景。当左端入口处的光源在 5.93 GHz 被激发时,光会向右沿边界传播并且会点亮整个松树图形。如果将外加磁场反向,激发的电磁波只能向左传输,图案不会被点亮,因此利用这一点可以实现成像的开启和关闭。由此可见,这种谷态与反手性态结合的体系在未来可重构光学成像、图形化激光以及集成光学中有着丰富的应用潜力。

5 其他体系反手性拓扑态的研究进展

本节将简要介绍其他拓扑系统中反手性拓扑态的研究进展。除了在磁性光子晶体中实现反手性边界态以外,近年来人们也在其他物理体系中设计实现了反手性边界态,例如,声学超材料^[88]、电路超材料^[89]、激子极化激元^[102]、莫尔石墨烯 hBN 异质结构^[103]、具有 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用的海森堡铁磁材料^[104]。

具体而言,南洋理工大学张柏乐课题组在由声学谐振器构成的蜂窝晶格中,通过对两套对顶三角子晶格分别引入顺时针和逆时针气流,促使简并狄拉克点在频率上发生偏移,在理论上证实了声学反手性边界态的存在^[88]。在电路超材料领域,Yang 等^[89]通过互电容和电感构建了编织电路晶格,在实验上展示了反手性边界态的传输。其中子晶格之间的最近邻和次近邻跃迁是通过电感和电容之间不同的互连方式实现的。而在激子极化激元体系中,Mandal 等^[102]利用激子极化凝聚体与偏振相关的相互作用,使沿 y 方向线性极化的极化子展现出反手性色散行为。另外,来自苏黎世联邦理工学院的 Denner 等^[103]理论上提出在 0.2° 转角的双层石墨烯莫尔超晶格中间加入两层 hBN 夹层,在外加磁场作用下这种异质结构可以实现反手性态。研究表明,扭转石墨烯以及其中加入的 hBN 薄层能显著降低实现反手性态需要的外加磁场。来自南洋理工大学的 Bhowmick 等^[104]基于海森堡铁磁材料,在蜂窝晶体子晶格中引入不相等的 Dzyaloshinskii-

Moriya 相互作用,使得布里渊区的能带在 K 和 K' 点向相反方向偏移,从而也可以实现反手性边界态。

近期的一些工作还报道了基于反手性边界态的独特性质。例如,Wang 等^[105]研究发现在石墨烯-超导体结中,反手性系统中存在的倾斜能带结构可以实现非对称的安德列夫反射。再如,Mannai 等^[106]研究发现晶格应变不仅可以反转反手性边界态的传播方向,还可以破坏反手性边界态的存在。另外,通过改变施加在石墨烯条带锯齿形边界的侧电势,也可以实现对反手性边界态的调制^[107]。这些工作展示了反手性边界态的丰富调控手段与自由度,可以为反手性拓扑光子态的操控提供有益参考。

6 结束语

本文详细总结了近三年来反手性拓扑光子态的最新进展,包括物理模型的推演、特征色散的展示、传输现象的观测以及功能器件的实现,并简要阐述了不同物理系统中的反手性拓扑态。可以看到,尽管反手性拓扑光子态研究进展迅速,但该领域还处于起步阶段,仍有许多物理机制、现象及应用等待挖掘。首先,目前反手性拓扑光子晶体的工作频率主要在微波波段,导致光子晶体结构体积庞大,不利于实现集成化拓扑光子学器件。一方面是因为常见磁性材料在可见光波段的磁光响应非常微弱,无法为光子晶体系统提供足够的时间反演破缺,从而难以实现光波段反手性拓扑光子态。另一方面对于无需打破时间反演对称性的拓扑光子晶体,通常需要设计结构复杂的三维光子晶体,这对纳米级加工工艺提出了巨大挑战。因此,如何在光学波段实现反手性拓扑光子态成为了亟待解决的问题,而基于 Floquet 系统^[99,108-115]、激子-极化子系统^[102,116-117]、磁性外尔半金属^[118]、磁性半导体材料^[119-120]的设计方案也许会为实现光学波段反手性拓扑光子态提供有效途径。其次,绝大多数工作聚焦在二维系统中的反手性拓扑光子态,使得反手性拓扑光子晶体对光传输的操控仅局限于单向边界态与单向面态,而三维反手性拓扑光子晶体可以提供更多自由度以实现对反手性拓扑光子态的多维度操控。一种方式是通过堆叠二维反手性拓扑光子晶体并调控层间耦合来实现三维反手性拓扑光子态,从而可以将一维边界态拓展到二维面态^[87,100]。另一种方式是构建磁性三维木堆光子晶体,通过引入线缺陷或面缺陷波导来构建具有任意路径的三维拓扑网络以支持反手性拓扑光子态的传输。再次,当前反手性拓扑光子态研究主要聚焦于反手性边界态实现及其鲁棒性验证,与其他物理效应(人工赝磁场、非线性、非厄米、非阿贝尔等)及对称性(高阶拓扑、无序、位错、分形、转角等)协同作用的研究仍旧匮乏。可以预见,协同不同物理效应及对称性可以极大地丰富反手性拓扑光学系统的物理现象并产生独特功能器件。另外,目前反手性拓扑态的实现仅局限

于光学^[85-86]、凝聚态^[102-104]、声学^[88]、电路^[89]等系统,若将反手性拓扑光子态的概念迁移到更为广泛的物质波和经典波系统(例如机械波^[121]、热学^[122-124]),将为不同物理体系的拓扑态操控提供强大手段。最后,尽管当前反手性拓扑光子态无法为实现集成化全光光路提供有效助力,但仍有望为关键微波光电子器件的改造和升级提供有希望的手段,以实现可重构、紧凑、强鲁棒性的拓扑光电子器件。

参 考 文 献

- [1] John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [2] Yablonovitch E, Gmitter T J, Leung K M. Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(17): 2295-2298.
- [3] Yablonovitch E, Gmitter T J, Meade R D, et al. Donor and acceptor modes in photonic band structure[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(24): 3380-3383.
- [4] Ho K M, Chan C T, Soukoulis C M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 65(25): 3152-3155.
- [5] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological photonics[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(11): 821-829.
- [6] Xie B Y, Wang H F, Zhu X Y, et al. Photonics meets topology[J]. *Optics Express*, 2018, 26(19): 24531-24550.
- [7] Kim M, Jacob Z, Rho J. Recent advances in 2D, 3D and higher-order topological photonics[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 130.
- [8] Liu J W, Shi F L, He X T, et al. Valley photonic crystals[J]. *Advances in Physics: X*, 2021, 6(1): 1905546.
- [9] Wang J F, Sui X L, Duan W H, et al. Density-independent plasmons for terahertz-stable topological metamaterials[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2021, 118(19): e2023029118.
- [10] Wang X Y, Zhao W, Zhang H Y, et al. Magnetic-optic effect-based topological state: realization and application [J]. *Frontiers in Materials*, 2022, 8: 816877.
- [11] Xie B Y, Liu H, Wang H N, et al. A review of topological semimetal phases in photonic artificial microstructures[J]. *Frontiers in Physics*, 2021, 9: 771481.
- [12] Tang G J, He X T, Shi F L, et al. Topological photonic crystals: physics, designs, and applications[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(4): 2100300.
- [13] Chen J F, Li Z Y. Topological photonic states in gyromagnetic photonic crystals: physics, properties, and applications[J]. *Chinese Physics B*, 2022, 31(11): 114207.
- [14] Haldane F D M, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 013904.
- [15] Raghu S, Haldane F D M. Analogs of quantum-Hall-effect edge states in photonic crystals[J]. *Physical Review A*, 2008, 78(3): 033834.
- [16] Hatsugai Y. Chern number and edge states in the integer quantum Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(22): 3697-3700.
- [17] Hatsugai Y. Edge states in the integer quantum Hall effect and the Riemann surface of the Bloch function[J]. *Physical Review B*, 1993, 48(16): 11851-11862.
- [18] Qi X L, Wu Y S, Zhang S C. General theorem relating the bulk topological number to edge states in two-dimensional insulators[J]. *Physical Review B*, 2006, 74(4): 045125.
- [19] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, et al. Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(1): 013905.
- [20] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, et al. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states[J]. *Nature*, 2009, 461(7265): 772-775.
- [21] Fu J X, Liu R J, Li Z Y. Robust one-way modes in gyromagnetic photonic crystal waveguides with different interfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(4): 041112.
- [22] Fu J X, Liu R J, Gan L, et al. Control and blockage of edge modes in magneto-optical photonic crystals[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2011, 93(2): 24001.
- [23] Ao X Y, Lin Z F, Chan C T. One-way edge mode in a magneto-optical honeycomb photonic crystal[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(3): 033105.
- [24] Poo Y, Wu R X, Lin Z F, et al. Experimental realization of self-guiding unidirectional electromagnetic edge states [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(9): 093903.
- [25] Ozawa T, Price H M, Amo A, et al. Topological photonics[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2019, 91(1): 015006.
- [26] Price H, Chong Y D, Khanikaev A, et al. Roadmap on topological photonics[J]. *Journal of Physics: Photonics*, 2022, 4(3): 032501.
- [27] Ma G C, Xiao M, Chan C T. Topological phases in acoustic and mechanical systems[J]. *Nature Reviews Physics*, 2019, 1(4): 281-294.
- [28] Xue H R, Yang Y H, Zhang B L. Topological acoustics [J]. *Nature Reviews Materials*, 2022, 7(12): 974-990.
- [29] Hu H, Han S, Yang Y H, et al. Observation of topological edge states in thermal diffusion[J]. *Advanced Materials*, 2022, 34(31): 2202257.
- [30] Rivas Á, Martín-Delgado M A. Topological heat transport and symmetry-protected boson currents[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 6350.
- [31] Xu G Q, Li Y, Li W, et al. Configurable phase transitions in a topological thermal material[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(10): 105901.
- [32] Huber S D. Topological mechanics[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(7): 621-623.
- [33] Zheng S J, Duan G J, Xia B Z. Progress in topological mechanics[J]. *Applied Sciences*, 2022, 12(4): 1987.
- [34] Albert V V, Glazman L I, Jiang L. Topological

- properties of linear circuit lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(17): 173902.
- [35] Zhao E H. Topological circuits of inductors and capacitors[J]. *Annals of Physics*, 2018, 399: 289-313.
- [36] Hofmann T, Helbig T, Lee C H, et al. Chiral voltage propagation and calibration in a topoelectrical Chern circuit[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(24): 247702.
- [37] Liu S, Zhang S, Cui T J, et al. Topological circuit: a playground for exotic topological physics[J]. *Chinese Optics*, 2021, 14(4): 736-753.
- [38] Liu K X, Shen L F, He S L. One-way edge mode in a gyromagnetic photonic crystal slab[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(19): 4110-4112.
- [39] Yang Y, Poo Y, Wu R X, et al. Experimental demonstration of one-way slow wave in waveguide involving gyromagnetic photonic crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(23): 231113.
- [40] Khanikaev A B, Hossein Mousavi S, Tse W K, et al. Photonic topological insulators[J]. *Nature Materials*, 2013, 12(3): 233-239.
- [41] Chen W J, Jiang S J, Chen X D, et al. Experimental realization of photonic topological insulator in a uniaxial metacrystal waveguide[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 5782.
- [42] Ma T, Khanikaev A B, Mousavi S H, et al. Guiding electromagnetic waves around sharp corners: topologically protected photonic transport in metawaveguides[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(12): 127401.
- [43] Wu L H, Hu X. Scheme for achieving a topological photonic crystal by using dielectric material[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(22): 223901.
- [44] Ma T, Shvets G. All-Si valley-hall photonic topological insulator[J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18(2): 025012.
- [45] Dong J W, Chen X D, Zhu H Y, et al. Valley photonic crystals for control of spin and topology[J]. *Nature Materials*, 2017, 16(3): 298-302.
- [46] Lu J C, Chen X D, Deng W M, et al. One-way propagation of bulk states and robust edge states in photonic crystals with broken inversion and time-reversal symmetries[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(7): 075103.
- [47] Skirlo S A, Lu L, Soljačić M. Multimode one-way waveguides of large Chern numbers[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(11): 113904.
- [48] Skirlo S A, Lu L, Igarashi Y, et al. Experimental observation of large Chern numbers in photonic crystals[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(25): 253901.
- [49] Xia S, Kaltsas D, Song D, et al. Nonlinear tuning of PT symmetry and non-Hermitian topological states[J]. *Science*, 2021, 372(6537): 72-76.
- [50] Weidemann S, Kremer M, Helbig T, et al. Topological funneling of light[J]. *Science*, 2020, 368(6488): 311-314.
- [51] Dai T X, Ao Y T, Mao J, et al. Non-Hermitian topological phase transitions controlled by nonlinearity[J]. *Nature Physics*, 2023: 1-8.
- [52] Wu E J, Li G Z, Yu D Y, et al. Nonlinear topological photonic insulator in synthetic space[J]. *Annalen Der Physik*, 2022, 534(11): 2200288.
- [53] Kruk S. Nonlinear topological photonics[M]//*Advances in nonlinear photonics*. Amsterdam: Elsevier, 2023: 85-111.
- [54] Guo Q H, Jiang T S, Zhang R Y, et al. Experimental observation of non-Abelian topological charges and edge states[J]. *Nature*, 2021, 594(7862): 195-200.
- [55] Jiang T S, Guo Q H, Zhang R Y, et al. Four-band non-Abelian topological insulator and its experimental realization[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 6471.
- [56] Dai T X, Ao Y T, Bao J M, et al. Topologically protected quantum entanglement emitters[J]. *Nature Photonics*, 2022, 16(3): 248-257.
- [57] Chen Y, He X T, Cheng Y J, et al. Topologically protected valley-dependent quantum photonic circuits[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(23): 230503.
- [58] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological states in photonic systems[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(7): 626-629.
- [59] Bahari B, Ndao A, Vallini F, et al. Nonreciprocal lasing in topological cavities of arbitrary geometries[J]. *Science*, 2017, 358(6363): 636-640.
- [60] Bandres M A, Wittek S, Harari G, et al. Topological insulator laser: experiments[J]. *Science*, 2018, 359(6381): 1231.
- [61] Zeng Y Q, Chattopadhyay U, Zhu B F, et al. Electrically pumped topological laser with valley edge modes[J]. *Nature*, 2020, 578(7794): 246-250.
- [62] Yang L C, Li G R, Gao X M, et al. Topological-cavity surface-emitting laser[J]. *Nature Photonics*, 2022, 16(4): 279-283.
- [63] Pilozzi L, Leykam D, Chen Z G, et al. Topological photonic crystal fibers and ring resonators[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(6): 1415-1418.
- [64] Lu L, Gao H Z, Wang Z. Topological one-way fiber of second Chern number[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 5384.
- [65] Lin H, Lu L. Dirac-vortex topological photonic crystal fibre[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 202.
- [66] Zhang Z S, Lu J Y, Liu T, et al. Azimuthally and radially polarized orbital angular momentum modes in valley topological photonic crystal fiber[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(16): 4067-4074.
- [67] Lu C C, Yuan H Y, Zhang H Y, et al. On-chip topological nanophotonic devices[J]. *Chip*, 2022, 1(4): 100025.
- [68] Tang G C, Huang Y H, Chen J F, et al. Controllable one-way add-drop filter based on magneto-optical photonic crystal with ring resonator and microcavities[J]. *Optics Express*, 2022, 30(16): 28762-28773.
- [69] Chen J F, Qin Q M, Peng C Q, et al. Slow light rainbow trapping in a uniformly magnetized gyromagnetic photonic crystal waveguide[J]. *Frontiers in Materials*, 2021, 8: 728991.
- [70] Qin Q M, Chen J F, Lin H, et al. Topological resistance-free one-way transport in a square-hexagon lattice gyromagnetic photonic crystal[J]. *Nanomaterials*, 2022, 12(17): 3009.
- [71] Liu S Y, Lu W L, Lin Z F, et al. Magnetically

- controllable unidirectional electromagnetic waveguiding devices designed with metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(20): 201113.
- [72] Liu S Y, Lu W L, Lin Z F, et al. Molding reflection from metamaterials based on magnetic surface plasmons [J]. *Physical Review B*, 2011, 84(4): 045425.
- [73] Lian J, Fu J X, Gan L, et al. Robust and disorder-immune magnetically tunable one-way waveguides in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Physical Review B*, 2012, 85(12): 125108.
- [74] Chen J F, Qin Q M, Peng C Q, et al. Robust topological one-way edge states in radius-fluctuated photonic Chern topological insulators[J]. *Optics Express*, 2022, 30(12): 21621-21633.
- [75] Zhou P H, Liu G G, Ren X, et al. Photonic amorphous topological insulator[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9(1): 133.
- [76] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Revealing photonic Lorentz force as the microscopic origin of topological photonic states[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(10): 3217-3226.
- [77] Lannebère S, Silveirinha M G. Photonic analogues of the Haldane and Kane-Mele models[J]. *Nanophotonics*, 2019, 8(8): 1387-1397.
- [78] Bahari B, Hsu L, Pan S H, et al. Photonic quantum Hall effect and multiplexed light sources of large orbital angular momenta[J]. *Nature Physics*, 2021, 17(6): 700-703.
- [79] Peng C Q, Chen J F, Qin Q M, et al. Topological one-way edge states in an air-hole honeycomb gyromagnetic photonic crystal[J]. *Frontiers in Physics*, 2022, 9: 825643.
- [80] Fang Y T, He H Q, Hu J X, et al. Flat and self-trapping photonic bands through coupling of two unidirectional edge modes[J]. *Physical Review A*, 2015, 91(3): 033827.
- [81] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Strong coupling of topological edge states enabling group-dispersionless slow light in magneto-optical photonic crystals[J]. *Physical Review B*, 2019, 99: 014103.
- [82] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Broadband dispersionless topological slow light[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(18): 4964-4967.
- [83] Zhuang S N, Chen J F, Liang W Y, et al. Zero GVD slow-light originating from a strong coupling of one-way modes in double-channel magneto-optical photonic crystal waveguides[J]. *Optics Express*, 2021, 29(2): 2478-2487.
- [84] Colomé E, Franz M. Antichiral edge states in a modified Haldane nanoribbon[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(8): 086603.
- [85] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y. Antichiral one-way edge states in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Physical Review B*, 2020, 101(21): 214102.
- [86] Zhou P H, Liu G G, Yang Y H, et al. Observation of photonic antichiral edge states[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(26): 263603.
- [87] Xi X, Yan B, Yang L Y, et al. Topological antichiral surface states in a magnetic Weyl photonic crystal[J]. *Nature Communications*, 2023, 14: 1991.
- [88] Yu L T, Xue H R, Zhang B L. Antichiral edge states in an acoustic resonator lattice with staggered air flow[J]. *Journal of Applied Physics*, 2021, 129(23): 235103.
- [89] Yang Y T, Zhu D J, Hang Z H, et al. Observation of antichiral edge states in a circuit lattice[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2021, 64(5): 257011.
- [90] Chen J F, Li Z Y. Configurable topological beam splitting via antichiral gyromagnetic photonic crystal[J]. *Opto-Electronic Science*, 2022, 1(5): 220001.
- [91] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, et al. The electronic properties of graphene[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(1): 109-162.
- [92] Haldane F D M. Model for a quantum Hall effect without Landau levels: condensed-matter realization of the “parity anomaly” [J]. *Physical Review Letters*, 1988, 61(18): 2015-2018.
- [93] Chen J F, Li Z Y. Prediction and observation of robust one-way bulk states in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128(25): 257401.
- [94] Sepkhanov R A, Bazaliy Y B, Beenakker C W J. Extremal transmission at the Dirac point of a photonic band structure[J]. *Physical Review A*, 2007, 75(6): 063813.
- [95] Zhang X D. Observing Zitterbewegung for photons near the Dirac point of a two-dimensional photonic crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(11): 113903.
- [96] Sepkhanov R A, Ossipov A, Beenakker C W J. Extinction of coherent backscattering by a disordered photonic crystal with a Dirac spectrum[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2009, 85(1): 14005.
- [97] Ochiai T, Onoda M. Photonic analog of graphene model and its extension: Dirac cone, symmetry, and edge states [J]. *Physical Review B*, 2009, 80(15): 155103.
- [98] Bittner S, Dietz B, Miski-Oglu M, et al. Observation of a Dirac point in microwave experiments with a photonic crystal modeling graphene[J]. *Physical Review B*, 2010, 82: 014301.
- [99] Wang J Y, Ji X F, Shi Z W, et al. Anti-chiral edge states based on photonic Floquet lattices[EB/OL]. (2023-02-10)[2023-06-08]. <http://arxiv.org/abs/2302.05036>.
- [100] Liu J W, Shi F L, Shen K, et al. Antichiral surface states in time-reversal-invariant photonic semimetals[J]. *Nature Communications*, 2023, 14: 2027.
- [101] Zhang X M, Zhou Y Y, Sun X C, et al. Reconfigurable light imaging in photonic higher-order topological insulators [J]. *Nanomaterials*, 2022, 12(5): 819.
- [102] Mandal S, Ge R, Liew T C H. Antichiral edge states in an exciton polariton strip[J]. *Physical Review B*, 2019, 99(11): 115423.
- [103] Denner M M, Lado J L, Zilberberg O. Antichiral states in twisted graphene multilayers[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(4): 043190.
- [104] Bhowmick D, Sengupta P. Antichiral edge states in Heisenberg ferromagnet on a honeycomb lattice[J]. *Physical Review B*, 2020, 101(19): 195133.
- [105] Wang C, Zhang L, Zhang P P, et al. Influence of antichiral edge states on Andreev reflection in graphene-

- superconductor junction[J]. *Physical Review B*, 2020, 101(4): 045407.
- [106] Mannai M, Haddad S. Strain tuned topology in the Haldane and the modified Haldane models[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2020, 32(22): 225501.
- [107] Yang J E, Lü X L, Xie H. Modulation of antichiral edge states in zigzag honeycomb nanoribbons by side potentials [J]. *Communications Physics*, 2023, 6: 62.
- [108] Ivanov S K, Zhang Y Q, Kartashov Y V, et al. Floquet topological insulator laser[J]. *APL Photonics*, 2019, 4 (12): 126101.
- [109] He L, Addison Z, Jin J C, et al. Floquet Chern insulators of light[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 4194.
- [110] Zhan F Y, Ning Z, Gan L Y, et al. Floquet valley-polarized quantum anomalous Hall state in nonmagnetic heterobilayers[J]. *Physical Review B*, 2022, 105(8): L081115.
- [111] Pyrialakos G G, Beck J, Heinrich M, et al. Bimorphic floquet topological insulators[J]. *Nature Materials*, 2022, 21(6): 634-639.
- [112] Yang Z J, Lustig E, Lumer Y, et al. Photonic floquet topological insulators in a fractal lattice[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 128.
- [113] Rechtsman M C, Zeuner J M, Plotnik Y, et al. Photonic floquet topological insulators[J]. *Nature*, 2013, 496 (7444): 196-200.
- [114] Titum P, Lindner N H, Rechtsman M C, et al. Disorder-induced floquet topological insulators[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(5): 056801.
- [115] Wang B, Quan J Q, Han J F, et al. Observation of photonic topological floquet time crystals[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(5): 2100469.
- [116] Deng H, Haug H, Yamamoto Y. Exciton-polariton bose-einstein condensation[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(2): 1489-1537.
- [117] Klemmt S, Harder T H, Egorov O A, et al. Exciton-polariton topological insulator[J]. *Nature*, 2018, 562 (7728): 552-556.
- [118] Guo C, Asadchy V S, Zhao B, et al. Light control with weyl semimetals[J]. *eLight*, 2023, 3(1): 2.
- [119] Liu M Q, Xia S, Wan W J, et al. Broadband mid-infrared non-reciprocal absorption using magnetized gradient epsilon-near-zero thin films[J]. *Nature Materials*, 2023, 22(10): 1196-1202.
- [120] Shayegan K J, Biswas S, Zhao B, et al. Direct observation of the violation of Kirchhoff's law of thermal radiation[J]. *Nature Photonics*, 2023, 17(10): 891-896.
- [121] Süsstrunk R, Huber S D. Observation of phononic helical edge states in a mechanical topological insulator [J]. *Science*, 2015, 349(6243): 47-50.
- [122] Xu G Q, Yang Y H, Zhou X, et al. Diffusive topological transport in spatiotemporal thermal lattices[J]. *Nature Physics*, 2022, 18(4): 450-456.
- [123] Xu G Q, Zhou X, Yang S H, et al. Observation of bulk quadrupole in topological heat transport[J]. *Nature Communications*, 2023, 14: 3252.
- [124] Xu L J, Xu G Q, Li J X, et al. Thermal Willis coupling in spatiotemporal diffusive metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129(15): 155901.