

低对称性能谷光子晶体中的拓扑光传输*

陈鸿翔 刘墨点 范智斌 陈晓东†

(中山大学物理学院, 广州 510275)

(2024年1月7日收到; 2024年2月1日收到修改稿)

能谷光子晶体是研究拓扑光子学的重要平台之一, 基于能谷光子晶体的新型光波导支持抗散射传输的能谷依赖边界态, 提高了波导中的急弯传输效率, 为光信息高效传输提供了新思路. 另一方面, 对称性在拓扑学和光子晶体研究中具有重要的物理意义和研究价值. 例如, 能谷光子晶体在破缺空间反演对称性的情况下表现出类量子能谷霍尔效应. 目前, 大多数能谷光子晶体具有 C_3 对称性, 而具有更低对称性的能谷光子晶体是否能够支持拓扑光传输仍然需要研究. 本文通过调整能谷光子晶体的原胞形貌, 构建了低对称性能谷光子晶体, 并研究了其边界态的传输特性. 研究表明, 相对于 C_3 对称性能谷光子晶体, 低对称性能谷光子晶体的光子禁带变窄, 但其边界态仍然能够实现单向激发以及抗散射传输. 这一发现丰富了拓扑光子结构的多样性, 为在低对称性结构中寻找拓扑保护光传输行为提供了指导.

关键词: 能谷光子晶体, 对称性, 拓扑光传输**PACS:** 42.70.Qs, 61.50.Ah, 42.25.Bs**DOI:** 10.7498/aps.73.20240040

1 引言

近年来, 随着信息技术的快速发展, 人们对数据量的需求越来越大, 这导致晶体管的需求数量急剧上升, 以电子为主的传统电路传输方式已经遇到瓶颈. 为了应对这一挑战, 光子作为另一种信息传输媒介, 成为解决该问题的手段之一. 与电子相比, 光子作为信息载体具有更快的传输速度、更高的带宽以及更低的传输损耗. 实现光子信息传输的关键是获得高效、紧凑的光学器件. 传统的光学器件, 如波导存在由于后向散射引起的传输损耗问题. 然而, 基于拓扑光子学方法^[1-4]设计的器件具有对缺陷和杂质免疫的传输特性, 吸引了众多科研工作者的关注. 拓扑光子学呈现出的单向传输和抗散射传输等新型光场调控现象, 为科研工作者设计高效光学器件提供了新的思路. 因此, 拓扑光子学

的探索为光子信息传输技术的发展提供了一条独特的道路.

拓扑光子学方法的实现需要在适当的载体上进行, 而人造光学结构, 如光子晶体和超构材料, 具有可调光子能带和单元响应, 是实现单向传输和抗散射传输等拓扑光传输现象的理想平台. 拓扑光子系统按照维度可以分为一维系统^[5,6]、二维系统以及三维系统^[7]. 其中, 二维拓扑光子系统由于相比三维系统更加简单, 相比一维系统具备更多的调控自由度, 是研究拓扑光子学的主要系统. 二维拓扑光子系统按照拓扑性质又可以分为光学类量子霍尔系统^[8-10]、光学类量子自旋霍尔系统^[11-14]、光学类量子能谷霍尔系统^[15-25]. 最早的光学类量子霍尔系统是由 Haldane 和 Raghu^[8] 提出, 他们通过在旋电光子晶体中施加电场, 打破时间反演对称性, 预言了边界态单向传输的光学现象. 随后 Wang 等^[9] 在正方晶格磁性光子晶体中进行实验, 验证了

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074443)、广东省基础与应用基础基金 (批准号: 2023B1515040023, 2020A1515110661) 和中山大学高校基本业务费 (批准号: 23lgbj021) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenxd67@mail.sysu.edu.cn

拓扑边界态的单向传输. 光学类量子自旋霍尔系统是一类保留时间反演对称性的系统. 研究人员在光子系统中仿照电子自旋引入赝自旋, 从而实现赝自旋态的单向传输. 其中, 赝自旋的构建是实现类光学量子自旋霍尔效应的关键. 例如, Khanikaev 等^[11]通过在电磁对偶光子晶体中利用横电和横磁模式的线性组合构建了赝自旋, 并成功实现了支持赝自旋单向传输的螺旋边界态. 上述系统对材料性质和外加条件有一定要求, 而伴随着能谷自由度引入光子晶体, 一种更简单的光学拓扑系统被广泛研究^[17,18]. 常见的能谷光子晶体晶格结构包括蜂窝型和三角型, 二者均是通过破坏空间反演对称性来打开带隙. 由此, 布里渊区的 K 和 K' 两个高对称点分离. 虽然能谷光子晶体的体陈数为零, 但是当只考虑布里渊区的一半时, 即在 K 点附近或 K' 点附近积分计算陈数, 可以发现 $K(K')$ 点处的贝利曲率局部非零, 进而产生非零的能谷陈数. 由于体边对应关系, 当两种能谷陈数不同的能谷光子晶体拼接构成边界时, 将存在受拓扑保护的边界态, 这意味着边界态的性质仅与拓扑不变量有关, 与材料内部的形变或缺陷无关. 因此, 受拓扑保护的边界态能保障光在传输时具有单向性和抗散射性. 凭借简单的结构, 能谷光子晶体受到研究人员的广泛关注. 相关研究工作覆盖多个领域, 既包括基础光物理, 也包括光学应用. 首先, 在基础光物理方面, Gao 等^[26]采用金属板夹柱子的结构, 构建了双偏振能谷光子晶体, 并探究了边界态的外耦合情况. 最终, 他们实现了拓扑保护的光束完美折射. 其次, 在光学应用方面, 能谷光子晶体被应用于片上光波导. 例如, He 等^[27]在绝缘层硅上制备了能谷光子晶体平板波导, 在近红外波段实现了拓扑抗散射传输和拓扑光子路由. 类似地, Shalaev 等^[28]利用硅能谷光子晶体设计了具有 4 个转角的梯形波导, 同样在近红外波段实现了抗散射传输. 除此之外, 研究人员利用结构微扰实现了太赫兹的电泵激射和微腔. 例如, Zeng 等^[29]基于拓扑保护的能谷边界态设计了一种电泵浦太赫兹量子级联激光器, 研究了不受缺陷影响的拓扑激光模式. Barik 等^[30]利用能谷边界态设计了一种拓扑微腔, 成功实现了微腔与固态量子发射器的强手性耦合. 综上所述, 基于能谷光子晶体的研究对于拓扑光子学的探索以及高效光学器件的设计有重要意义.

当回顾拓扑物理学的发展时, 不难发现对称性

破缺与拓扑效应之间存在密切的关系, 例如具有类量子能谷霍尔效应的能谷光子晶体伴随着空间反演对称性破缺. 有关对称性的探索对拓扑物理的研究具有重要意义. 在二维能谷光子晶体的研究中, 目前提出的蜂窝状结构具有 C_3 对称性. 众所周知, 蜂窝状结构的石墨烯具有 C_6 对称性, 这是因为其晶格中每个格点的原子是相同的. 在同样是蜂窝状结构的能谷光子晶体中, 空间反演对称性破缺, 晶格内相邻的格点被不同的“原子”所占据, 因此能谷光子晶体具有 C_3 对称性. 那么我们能设想到一种情况, 如果降低二维能谷光子晶体的对称性, 那么该能谷光子晶体是否还存在支持拓扑光传输的边界态? 本文通过降低能谷光子晶体的对称性, 从单向激发和抗散射传输两个方面探究低对称性能谷光子晶体结构是否仍然支持拓扑光传输. 利用模拟仿真软件完成边界态的单向激发和抗散射传输的研究, 同时在单向激发过程中实现了光束外耦合.

2 低对称性能谷光子晶体

2.1 结构与能带

在研究低对称性能谷光子晶体之前, 首先介绍 C_3 对称性能谷光子晶体. 该结构由具有相同晶格常数的三角格子交错构成, 其原胞包括直径不同的 A, B 两种柱子, 背景是空气, 如图 1(a) 中虚线菱形所示. 柱子 A 的直径为 $0.5a$, 柱子 B 的直径为 $0.38a$, 其中 a 是晶格常数, 文中所有的距离等参量均以晶格常数 a 为基础统一表示. 柱子的相对介电常数为 11.7, 相对磁导率为 1. 接下来, 我们在 C_3 对称性能谷光子晶体的基础上, 通过改变其原胞来构造低对称性能谷光子晶体. 如图 1(b) 虚线菱形所示, 将柱子 B 沿着菱形对角线方向向柱子 A 引入一个位移量 (本文选取位移量为 $0.08a$). 基于以上操作, 可以获得一个全新的原胞, 由这个新原胞构成的光子晶体具有更低的对称性. 接下来, 将对这两种光子晶体的对称性. 如图 1(a), (b) 所示, 详细标注了这两种光子晶体所拥有的全部对称性. C_3 对称性能谷光子晶体具有关于 e 轴、 f 轴和 g 轴的镜像对称性, 同时还具备 C_3 和 C_3^{-1} 旋转对称性. 而新的光子晶体仅具备关于 f 轴的镜像对称性, 其对称性更低, 将其称之为“低对称性能谷光子晶体”.

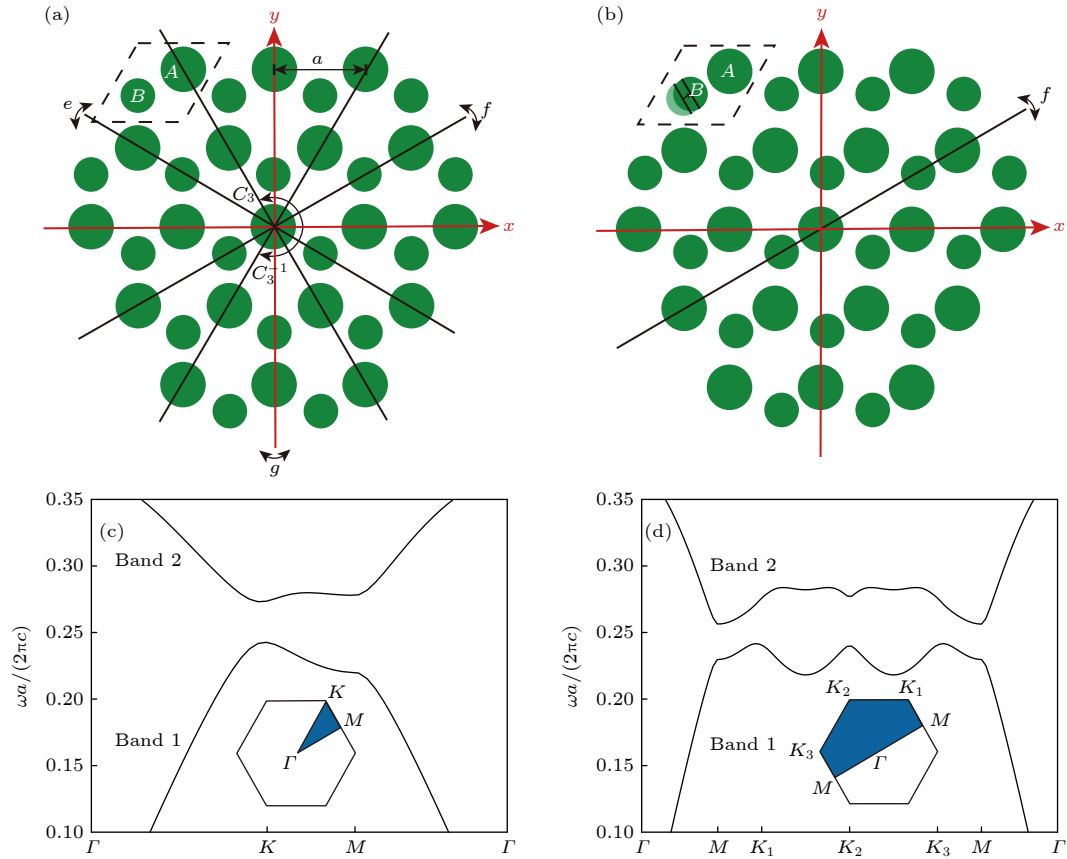


图 1 能谷光子晶体结构及能带 (a) C_3 对称性能谷光子晶体结构示意图, 该结构由具有相同晶格常数的三角格子交错构成, 一个原胞包含 A, B 两个硅柱子 (虚线菱形), 空白部分为空气. A 柱子直径为 $0.5a$, B 柱子直径为 $0.38a$, 所有柱子的相对介电常数为 11.7, 相对磁导率为 1. 图中标注了该结构具有的对称轴和对称操作, 均用黑色实线和箭头表示. (b) 低对称性能谷光子晶体结构示意图, 在 C_3 对称性光子晶体原胞的基础上将柱子 B 沿着菱形对角线方向向柱子 A 平移 $0.08a$, 其他条件均保持不变. (c) C_3 对称性能谷光子晶体能带, 图中画出了横磁模式的两条频率最低的能带, 并标注了第一布里渊区以及简约布里渊区 (Γ - K - M 构成的三角形区域, 蓝色填充区域). (d) 低对称性能谷光子晶体能带, Γ - M - K_1 - K_2 - K_3 - M 构成简约布里渊区 (蓝色填充区域)

Fig. 1. Schematic structure and bulk band of valley photonic crystals: (a) Schematic of C_3 symmetry valley photonic crystal and its symmetry analysis, the structure is composed of two interlaced triangular lattices with the same lattice constant, a unit cell contains two silicon rods A and B (dashed rhombus), and the background is air. The diameter of A rod is $0.5a$ and the diameter of B rod is $0.38a$ where a is the lattice constant, the dielectric constant of all rods is 11.7 and the permeability is 1. The symmetries are labelled in the figure and are represented by black solid lines and arrows. (b) Schematic of low-symmetry valley photonic crystal and symmetry analysis, we translate rod B along the diagonal of the rhombus towards rod A with a distance of $0.08a$. (c) Bulk band of C_3 -symmetry valley photonic crystal, two lowest bulk bands of TM mode are shown. The first and irreducible Brillouin zones (the triangle region composed of Γ - K - M) are also labelled. (d) Bulk band of low symmetry valley photonic crystal, and the region composed of Γ - M - K_1 - K_2 - K_3 - M is the irreducible Brillouin zone (blue filled area).

对于上文所说的两种具有不同对称性的能谷光子晶体, 即 C_3 对称性能谷光子晶体和低对称性能谷光子晶体, 计算得到两种结构的横磁模式的体能带, 这里展示的是频率最低的两条体能带, 计算结果如图 1(c), (d) 所示. 通过比较它们的体能带图, 可以发现两种结构均在频率最低的两条体能带之间存在一个禁带. 不同之处在于由于结构的调整, 它们具有不同的简约布里渊区, 且禁带宽度也发生改变. 如图 1(c) 所示, C_3 对称性能谷光子晶体的简约布里渊区是由 Γ - K - M 三点构成的三角形

区域 (蓝色填充部分). 其中, K 点的倒空间坐标为 $(2\pi/3a, 2\pi/\sqrt{3}a)$. 第 1 条能带的最高频率为 $0.244c/a$, 第 2 条能带的最低频率为 $0.272c/a$, 禁带相对宽度为 10.85%. 而在图 1(d) 中, 由于能谷光子晶体的对称性降低, 其相对应简约布里渊区变大, 由之前的 Γ - K - M 构成的三角形区域变为 Γ - M - K_1 - K_2 - K_3 - M 构成的区域 (蓝色填充部分). 其中, K_1, K_2 和 K_3 点的倒空间坐标分别为 $(2\pi/3a, 2\pi/\sqrt{3}a)$, $(-2\pi/3a, 2\pi/\sqrt{3}a)$ 和 $(-4\pi/3a, 0)$. 第 1 条能带的最高频率为 $0.242c/a$, 第 2 条能带的最

低频率为 $0.256c/a$, 禁带相对宽度为 5.62%.

2.2 边界态

基于能谷光子晶体的拓扑光传输现象是研究人员关注的重点之一. 为了研究低对称性能谷光子晶体中的拓扑光传输现象, 我们首先需要构建边界. 这里将图 1(b) 原胞中 A, B 两种柱子的直径对调, 即柱子 A 的直径变为 $0.38a$, 而柱子 B 的直径变为 $0.5a$, 其他参数保持不变, 这样可以得到一个新的原胞. 新原胞构成的能谷光子晶体和图 1(b) 中的能谷光子晶体具有不同的形貌. 将上述两种能谷光子晶体拼接, 构建了如图 2(a) 的边界. 通过模拟计算, 得到了该边界的能带, 如图 2(b) 所示, 其中橙色曲线是边界态, 灰色填充区域是体态的投影能带. 当频率取 $0.245c/a$ 时, 从边界态色散曲线上可以看到两个边界态 (图中用圆点标记). 曲线在某

点处的斜率表示群速度, 值得注意的是, 这两个边界态具有相反的群速度. 进一步, 分别计算了这两个边界态的电场强度分布以及电场相位分布, 如图 2(c) 所示. 我们发现它们具有相同的电场强度分布, 但具有相反手性的相位涡旋. 蓝色圆点标记的边界态的相位按顺时针方向递减, 记为右旋圆偏振 (RCP) 的相位涡旋, 而粉色圆点标记的边界态的相位按逆时针方向递减, 记为左旋圆偏振 (LCP) 的相位涡旋.

2.3 单向激发及外耦合

2.2 节提到的两种具有不同手性相位涡旋的边界态只能被具有相同手性的输入源激发, 利用这一点可以实现边界态的单向激发. 我们构建了如图 3(a) 所示的直波导结构, 该结构是由两种不同光子晶体拼接而成的, 并且用一层介质放置在其

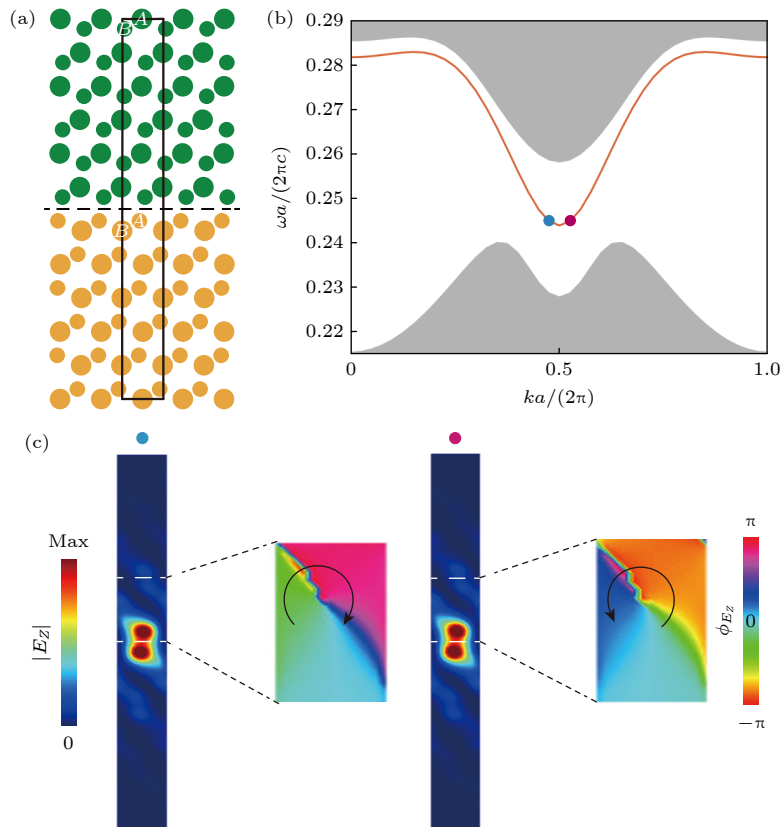


图 2 低对称性能谷光子晶体的边界态 (a) 边界示意图, 由直径为 $0.5a$ 的 A 柱与直径为 $0.38a$ 的 B 柱构成的能谷光子晶体 (绿色) 和直径为 $0.38a$ 的 A 柱与直径为 $0.5a$ 的 B 柱构成的能谷光子晶体 (黄色) 拼接构建了边界; (b) 边界态色散曲线, 其中灰色填充区域对应体态, 橙色曲线对应边界态, 两个圆点标记 $0.245c/a$ 频率下的两个边界态; (c) 两个边界态的电场强度分布图和电场相位分布图, 黑色箭头表示相位递减方向

Fig. 2. Edge states of low-symmetry valley photonic crystal: (a) Schematic of boundary which is built between one valley photonic crystal (green) and the other valley photonic crystal (yellow); (b) the band dispersion of edge states, grey area represents bulk states and orange curve represents edge states, two edge states at $0.245c/a$ are represented by two dots; (c) electric field intensity distribution and phase distribution of two edge states at $0.245c/a$, the black arrow indicates the direction of the phase vortex.

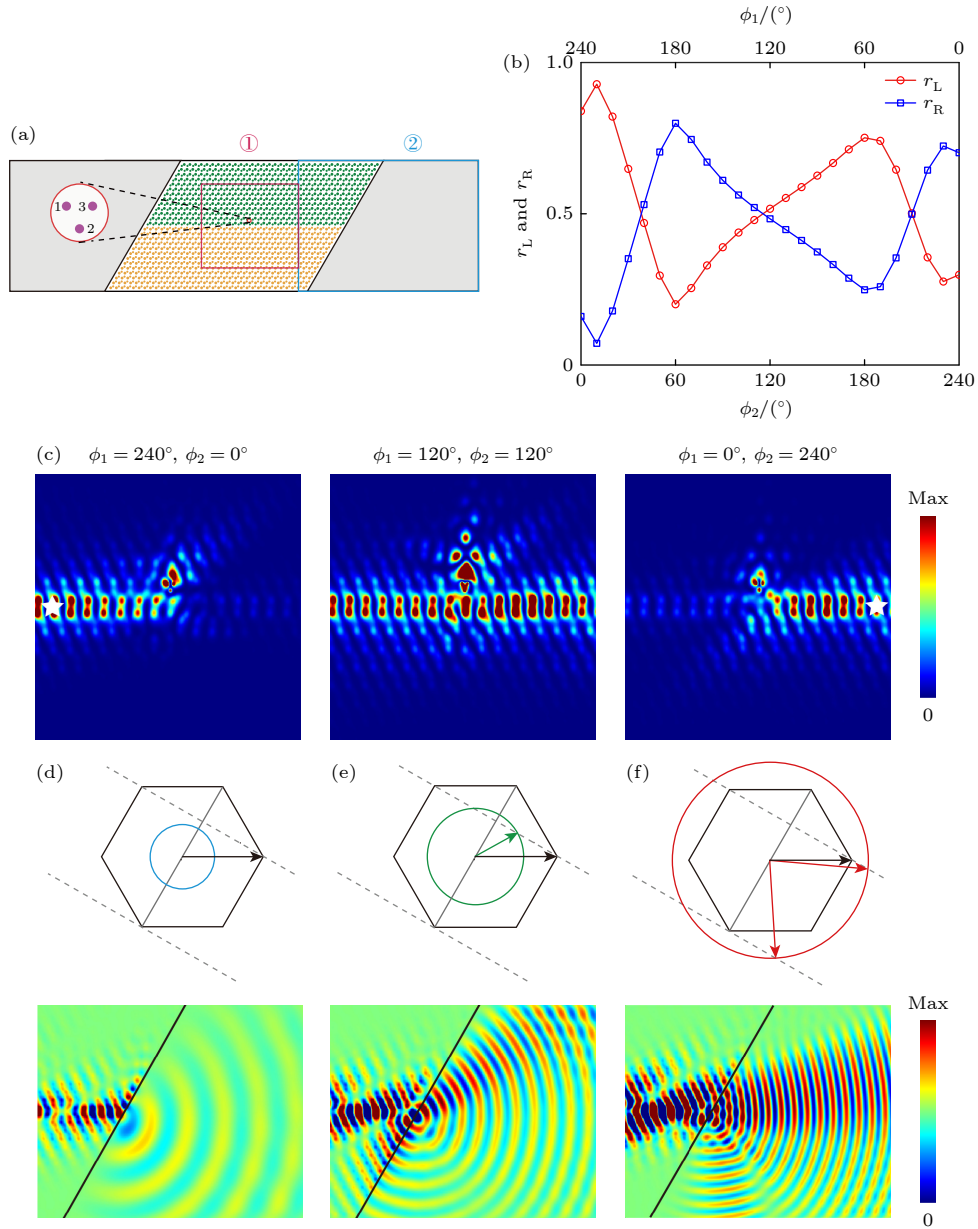


图 3 低对对称能谷光子晶体边界态的单向激发及外耦合 (a) 边界态单向激发示意图, 灰色区域为介质背景, 3 个单极子置于波导中间作为激发源, 工作频率为 $0.245c/a$, 红色方框表示单向激发的研究区域 (用①标注), 蓝色方框表示外耦合的研究区域 (用②标注); (b) 改变单极子 1 和 2 的相位, 保持单极子 3 相位不变, 得到激发源左右两侧的电场比值; (c) 单极子相位变化时激发源左右两侧的电场强度分布图; (d)–(f) 3 种边界态外耦合情况, 第 1 行为波矢空间分析图, 灰色实线表示边界, 灰色虚线表示垂直于边界的方向, 箭头表示波矢方向. 第 2 行为对应的场分布图, 黑色实线表示边界

Fig. 3. Unidirectional excitation and external coupling of edge states of low-symmetry valley photonic crystal: (a) Schematic of unidirectional excitation of edge states. The gray area is the dielectric layer. Three input monopoles are placed in the middle as the excitation source and the working frequency is $0.245c/a$, the red box represents the study area of unidirectional excitation (labeled with ①), the blue box represents the study area of external coupling (labeled with ②); (b) ratio of electric field at the left and right sides of the excitation source when the phase of monopole 3 is kept unchanged, but the phases of monopoles 1 and 2 are changed; (c) electric field intensity distribution for different input sources; (d)–(f) three cases of external coupling of edge state, wave vector space analysis is placed in the first line, the gray solid line represents the boundary and the gray dashed line represents the direction which is perpendicular to the boundary, the arrow represents the direction of wave vector, corresponding field distribution is placed in the second line. The black solid line represents the boundary.

左右, 其目的是将光子晶体内的边界态更好地耦合到外部. 在边界中间的位置, 放置了一个由 3 个单

极子构成的激发源, 通过调整单极子的初始相位来获得两种不同手性 (LCP 或 RCP) 的涡旋源, 激发

频率为 $0.245c/a$. 本研究区域分为①和②两部分(分别用红色和蓝色方框表示), 区域①用于研究单向激发, 区域②用于研究外耦合. 先关注单向激发, 将研究范围聚焦到红色方框区域. 保持单极子 3 的相位 $\phi_3 = 120^\circ$ 不变, 改变单极子 1 和单极子 2 的相位 ϕ_1 和 ϕ_2 . 当 $\phi_1 = 240^\circ, \phi_2 = 0^\circ$ 时, 输入源表现为 RCP 涡旋; 当 $\phi_1 = 0^\circ, \phi_2 = 240^\circ$ 时, 输入源表现为 LCP 涡旋. 将 ϕ_1 逐渐减小到 0, 并同时将 ϕ_2 逐渐增大到 240° , 考虑靠近红色框线两点的电场(图 3(c) 中用白色星型标注), 计算激发源左右两侧的电场比值(用 r_L 和 r_R 表示, 其中 $r_L = \frac{|E_z^L|}{|E_z^L| + |E_z^R|}$, $r_R = \frac{|E_z^R|}{|E_z^L| + |E_z^R|}$), 如图 3(b) 所示. 此外, 得到了激发源左右两侧的电场强度分布图, 如图 3(c) 所示. 可以看到当 $\phi_1 = 240^\circ, \phi_2 = 0^\circ, \phi_3 = 120^\circ$ 时, 激发源左侧电场强度远大于右侧电场强度, 左侧电场比值 $r_L = 0.84$, 这表明激发了主要向左传输的边界态. 当 $\phi_1 = 120^\circ, \phi_2 = 120^\circ, \phi_3 = 120^\circ$ 时, 激发源左侧电场强度与右侧电场强度相当, 电场分裂比 $r_L = 0.52, r_R = 0.48$, 此时没有单向激发边界态. 当 $\phi_1 = 0^\circ, \phi_2 = 240^\circ, \phi_3 = 120^\circ$ 时, 激发源右侧电场强度远大于左侧电场强度, 右侧电场比值 $r_R = 0.7$, 这表明激发了主要向右传输的边界态.

在边界态的单向激发过程中, 光被局域在能谷光子晶体内部, 如果我们想将所激发的边界态导出到外部, 需要在光子晶体波导外放置一层均匀介质, 如图 3(a) 中的灰色区域所标记. 然而, 均匀介质的折射率不同, 光耦合的结果也不同. 我们将研究范围聚焦在蓝色方框区域, 通过波矢匹配条件来分析不同的耦合情况. 由于受时间反演对称性保护, 向左传输的边界态的外耦合情况和向右传输的边界态的外耦合情况相似, 它们仅具有不同的传播方向. 为了简化讨论, 本文只分析主要向右传输的边界态. 如图 3(d)–(f) 所示, 讨论了 3 种情况, 第 1 行展示了波矢空间分析图, 第 2 行展示了对应的场分布图. 在 K 空间中, 能谷光子晶体以第一布里渊区的形式表示. 对于介质而言, 波矢满足 $k = \frac{n\omega}{c}$, 因此我们用半径可变的圆来表示介质中的波矢, 圆的半径取决于折射率 n . 图中的灰色实线表示边界, 灰色虚线表示垂直边界的方向. 根据波矢匹配条件, 入射光和折射光平行于界面方向的波矢分量满足 $k' = k + \frac{2\pi m}{a}$ (m 是整数, a 是晶格常数), 入射

光波矢方向用黑色箭头标注, 折射光波矢方向用其他颜色箭头标注. 根据分析可知, 满足这一条件的折射光波矢均位于灰色虚线上. 当折射率等于 1 时, 即圆与灰色虚线没有交点, 此时没有光束折射到介质中; 当折射率等于 2 时, 即圆与灰色虚线有两个交点, 此时有两束光折射到介质中; 当折射率等于 2.8 时, 即圆与灰色虚线只有一个交点, 此时有一束光折射到介质中.

2.4 抗散射传输

除了边界态的单向激发, 能谷光子晶体的抗散射传输边界态也是其非平庸拓扑属性的体现. 本节将讨论低对称性能谷光子晶体的抗散射传输边界态. 边界态因受到拓扑保护, 使得光在沿边界传播时, 即使碰到尖锐的拐角也能够继续向前传播而不会被散射掉, 这种抑制后向散射的传输特性被称为抗散射传输. 为了研究边界态的抗散射传输, 利用图 2(a) 的边界分别构建了直波导和 Z 形弯曲波导, 如图 4(b), (c) 所示. 在入口处放置 E_z 线源作为信号源, 在右边出口处积分能流表示透射率. 我们计算了两种波导的透射谱, 如图 4(a) 所示. 通过对比直波导与 Z 形弯曲波导的透射谱, 我们发现在禁带频率范围内 Z 形弯曲波导同直波导一样具有高透射率, 也就是说在该频段 Z 形弯曲波导可以达到和直波导一样的传输效果. 为了更加直观, 选取频率为 $0.245c/a$ 和 $0.249c/a$, 并绘制出了对应的电场强度分布图, 如图 4(b), (c) 所示. 我们可以观察到无论是在直波导还是 Z 形弯曲波导中, 光均能够无阻碍地传输, 即使在 Z 形弯曲波导的拐角处, 光也不会被散射掉, 而是顺利通过拐角, 这恰恰是受拓扑保护的效果. 总体来说, 透射谱以及场分布的结果均验证了边界态的抗散射特性. 值得注意的是, 这种弯曲波导并非在所有频率都能够实现良好的传输效果. 这一点可以从透射谱中看到, 当频率低于禁带下带边时, 两种波导的透射率均存在下降, 因为此时边界态不存在, 光自然不能再沿着边界传输, 而是会散射到晶体内部. 而当频率高于禁带上带边时, 弯曲波导透射率相比直波导透射率存在下降, 这是因为此频率下同时支持边界态和体态, 边界态在急弯处会向晶体内部散射. 综上所述, 我们实现了低对称性能谷光子晶体边界态的抗散射传输.

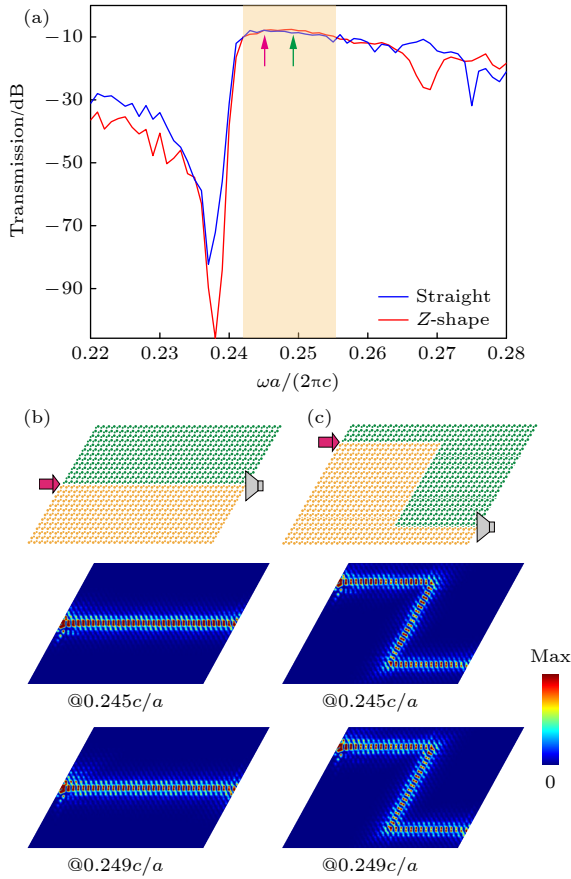


图 4 低对称性能谷光子晶体边界态的抗散射传输 (a) 直波导与 Z 形弯曲波导的透射谱 (橙色区域表示体态禁带范围); (b) 直波导结构示意图以及 $0.245c/a$ 和 $0.249c/a$ 频率下的电场强度分布图, 其中箭头表示发射端, 喇叭表示接收端; (c) Z 形弯曲波导结构示意图以及 $0.245c/a$ 和 $0.249c/a$ 频率下的电场强度分布图

Fig. 4. Robust transmission of edge states of low-symmetry valley photonic crystal: (a) Transmission spectra for the Z-shaped bend waveguide and the straight waveguide (orange region represents the range of band gap); (b) schematic of straight waveguide and electric field intensity distribution of straight waveguide at $0.245c/a$ and $0.249c/a$, the source is represented by arrow and the receiver is represented by horn; (c) schematic of Z-shaped bend waveguide and electric field intensity distribution of Z-shaped bend waveguide at $0.245c/a$ and $0.249c/a$.

3 结 论

本研究专注于低对称性能谷光子晶体的拓扑光传输特性. 在 C_3 对称性能谷光子晶体的基础上, 通过调整晶胞结构, 成功构建了低对称性的能谷光子晶体. 我们分析了低对称性能谷光子晶体的能带结构、边界态的色散关系以及边界态的电磁场分布, 同时也研究了其在拓扑光传输中的单向激发和抗散射传输行为. 研究表明, 与 C_3 对称性能

谷光子晶体相比, 低对称性能谷光子晶体的光子禁带变窄, 简约布里渊区发生了相应变化. 在低对称性能谷光子晶体中, 成功实现了边界态的单向激发以及抗散射传输. 值得一提的是, 在单向激发的过程中, 还实现了光束的外耦合. 这些结果明确验证了低对称性能谷光子晶体仍然具备拓扑光传输的特性. 最后补充一点, 虽然本文是纯仿真工作, 但是若选定具体参数, 可以通过实验实现上述的研究内容, 下面简要说明一下实验方案. 例如考虑晶格常数为 15 mm , 柱子 A 直径为 7.5 mm , 柱子 B 直径为 5.7 mm , 并选用陶瓷柱作为介质柱实验材料. 对于单向激发的测量, 按照图 3(a) 的结构搭建样品, 在样品中间放置 3 个单极子, 通过三端口功分器和移相器来控制它们的输出振幅和初始相位. 为了测量二维能谷光子晶体横磁模式的电场, 在样品上下表面均放置金属板. 将顶部金属板安装在二维电动平台上, 并在顶部金属板上钻了一个小孔, 以便单极子天线插入并测量电场, 测量的信号由矢量网络分析仪接收. 对于抗散射传输的测量, 按照图 4(b), (c) 的结构搭建样品, 在样品的左端口放置一个单极子作为激发源, 电场的测量与单向激发类似. 总体来说, 本文的研究结果不仅丰富了拓扑光子结构的种类, 同时也对在低对称性结构中寻找拓扑保护光传输行为提供了启示.

参考文献

- [1] Khanikaev A B, Shvets G 2017 *Nat. Photonics* **11** 763
- [2] Ozawa T, Price H M, Amo A, Goldman N, Hafezi M, Lu L, Rechtsman M C, Schuster D, Simon J, Zilberberg O, Carusotto I 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 015006
- [3] Kim M, Jacob Z, Rho J 2020 *Light-Sci. Appl.* **9** 130
- [4] Bisharat D J, Davis R J, Zhou Y, Bandaru P R, Sievenpiper D F 2021 *IEEE Antennas Propag. Mag.* **63** 112
- [5] Xiao M, Zhang Z Q, Chan C T 2014 *Phys. Rev. X* **4** 021017
- [6] St-Jean P, Goblot V, Galopin E, Lemaître A, Ozawa T, Le Gratiet L, Sagnes I, Bloch J, Amo A 2017 *Nat. Photonics* **11** 651
- [7] Yang Y H, Gao Z, Xue H R, Zhang L, He M J, Yang Z J, Singh R J, Chong Y D, Zhang B L, Chen H S 2019 *Nature* **565** 622
- [8] Haldane F D M, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904
- [9] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljacic M 2009 *Nature* **461** 772
- [10] Fang K J, Yu Z F, Fan S H 2012 *Nat. Photonics* **6** 782
- [11] Khanikaev A B, Mousavi S H, Tse W K, Kargarian M, MacDonald A H, Shvets G 2013 *Nat. Mater.* **12** 233
- [12] Lai K, Ma T, Bo X, Anlage S, Shvets G 2016 *Sci. Rep.* **6** 28453
- [13] Cheng X J, Jouvaud C, Ni X, Hossein Mousavi S, Genack A Z, Khanikaev A B 2016 *Nat. Mater.* **15** 524

- [14] Jalali Mehrabad M, Foster A P, Dost R, Clarke E, Patil P K, Farrer I, Heffernan J, Skolnick M S, Wilson L R 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 061102
- [15] Liu J W, Shi F L, He X T, Tang G J, Chen W J, Chen X D, Dong J W 2021 *Adv. Phys. X* **6** 1905546
- [16] Xue H R, Yang Y H, Zhang B L 2021 *Adv. Photon. Res.* **2** 2100013
- [17] Ma T, Shvets G 2016 *New J. Phys.* **18** 025012
- [18] Chen X D, Zhao F L, Chen M, Dong J W 2017 *Phys. Rev. B* **96** 020202
- [19] Ye L P, Yang Y P, Hang Z H, Qiu C Y, Liu Z Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 251107
- [20] Gao Z, Yang Z J, Gao F, Xue H R, Yang Y H, Dong J W, Zhang B L 2017 *Phys. Rev. B* **96** 201402
- [21] Wu X X, Meng Y, Tian J X, Huang Y Z, Xiang H, Han D Z, Wen W J 2017 *Nat. Commun.* **8** 1304
- [22] Noh J, Huang S, Chen K P, Rechtsman M C 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 063902
- [23] Dubrovkin A M, Chattopadhyay U, Qiang B, Buchnev O, Wang Q J, Chong Y D, Zheludev N I 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 191105
- [24] Chen Q L, Zhang L, He M J, Wang Z J, Lin X, Gao F, Yang Y H, Zhang B L, Chen H S 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1900036
- [25] Wong S, Saba M, Hess O, Oh S S 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 012011
- [26] Gao F, Xue H R, Yang Z J, Lai K, Yu Y, Lin X, Chong Y D, Shvets G, Zhang B L 2018 *Nat. Phys.* **14** 140
- [27] He X T, Liang E T, Yuan J J, Qiu H Y, Chen X D, Zhao F L, Dong J W 2019 *Nat. Commun.* **10** 872
- [28] Shalaev M I, Walasik W, Tsukernik A, Xu Y, Litchinitser N M 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 31
- [29] Zeng Y Q, Chattopadhyay U, Zhu B F, Qiang B, Li J H, Jin Y H, Li L H, Davies A G, Linfield E H, Zhang B L, Chong Y D, Wang Q J 2020 *Nature* **578** 246
- [30] Barik S, Karasahin A, Mittal S, Waks E, Hafezi M 2020 *Phys. Rev. B* **101** 205303

Topological light transport in low-symmetry valley photonic crystals^{*}

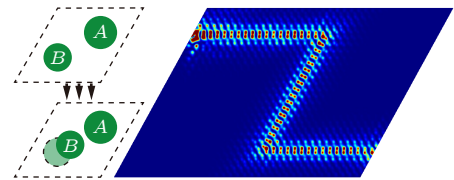
Chen Hong-Xiang Liu Mo-Dian Fan Zhi-Bin Chen Xiao-Dong[†]

(School of Physics, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

(Received 7 January 2024; revised manuscript received 1 February 2024)

Abstract

Valley photonic crystals represent a cornerstone in the field of topological photonics, which promotes the development of cutting-edge photonic waveguides. These waveguides support robust transmission by using valley-dependent edge states. This innovation marks a great leap forward in enhancing transmission efficiency, (especially in sharp bends), thus opening up a new way for efficient optical information transmission. However, although the role of symmetry in topology and photonic crystals cannot be exaggerated, it is worth noting that valley photonic crystals provide a unique platform for exploring the interplay between symmetry and topological phenomena. An intriguing analogy between valley photonic crystals and the quantum valley Hall effect is an example, which will be shown when the symmetry of spatial inversion is broken. At present, the characteristic of most valley photonic crystals is C_3 -rotational symmetry, which leads to an interesting study, that is, whether crystals with lower symmetry can also support topological light transmission. In order to solve this problem head-on, our work focuses on constructing and characterizing valley photonic crystals with low symmetry by carefully adjusting the unit cell morphology. Through theoretical analysis and numerical simulation, we unveil the remarkable ability of these low-symmetry valley photonic crystals to facilitate topological light transport. Initially, we analyze the bulk bands of these low-symmetry crystals, observing a narrowed photonic band gap and a shift in the irreducible Brillouin zone compared with C_3 -rotation symmetric crystals. To examine edge state transmission, we calculate dispersion relations and electric field distributions, revealing two edge states with opposite phase chirality at the same frequency. Using this point, we achieve unidirectional excitation of edge states. Additionally, we manipulate the refractive index of the surrounding medium and explore various scenarios of external light beam coupling. Moreover, we investigate the robust transmission of edge states, demonstrating smooth passage of light through sharp corners in Z-shaped bend waveguides without backscattering. In conclusion, our findings underscore the pivotal role played by edge states in facilitating unidirectional excitation and robust transmission in low-symmetry valley photonic crystals. By enriching the diversity of topological photonic structures and providing valuable insights into the behavior of topological light transport in structures with lower symmetry, our work contributes to the ongoing quest for novel photonic platforms with enhanced functions and performance.



Keywords: valley photonic crystal, symmetry, topological light transport

PACS: 42.70.Qs, 61.50.Ah, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.73.20240040

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12074443), the Basic and Applied Basic Research Foundation of Guangdong Province, China (Grant Nos. 2023B1515040023, 2020A1515110661), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of the Sun Yat-sen University, China (Grant No. 23lgbj021).

[†] Corresponding author. E-mail: chenxd67@mail.sysu.edu.cn



低对称性能谷光子晶体中的拓扑光传输

陈鸿翔 刘墨点 范智斌 陈晓东

Topological light transport in low-symmetry valley photonic crystals

Chen Hong-Xiang Liu Mo-Dian Fan Zhi-Bin Chen Xiao-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 104205 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240040

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240040>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双表面周期性弹性声子晶体板中的谷拓扑态

Valley topological states in double-surface periodic elastic phonon crystal plates

物理学报. 2022, 71(24): 244302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221292>

拓扑自旋光子晶体中螺旋边界态单向传输调控研究

Unidirectional propagation control of helical edge states in topological spin photonic crystals

物理学报. 2022, 71(19): 194101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220353>

手性声子晶体中拓扑声传输

Topological acoustic transports in chiral sonic crystals

物理学报. 2019, 68(22): 227802 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191007>

二维介电光子晶体中的赝自旋态与拓扑相变

Pseudospin states and topological phase transitions in two-dimensional photonic crystals made of dielectric materials

物理学报. 2020, 69(9): 094206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191962>

非共振圆偏振光作用下单层二硫化钼电子结构及其自旋/谷输运性质

Electronic structure and spin/valley transport properties of monolayer MoS₂ under the irradiation of the off-resonant circularly polarized light

物理学报. 2018, 67(10): 107101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180213>

基于结构反转二维光子晶体的拓扑相变及拓扑边界态的构建

Topological phase transition based on structure reversal of two-dimensional photonic crystals and construction of topological edge states

物理学报. 2020, 69(18): 184101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200415>