

拓扑自旋光子晶体中螺旋边界态 单向传输调控研究*

隋文杰¹⁾²⁾ 张玉¹⁾²⁾ 张紫瑞¹⁾²⁾ 王小龙¹⁾²⁾张洪方¹⁾²⁾ 史强¹⁾²⁾ 杨冰^{1)2)†}

1) (聊城大学物理科学与信息工程学院, 聊城 252000)

2) (山东省光通信科学与技术重点实验室, 聊城 252000)

(2022 年 2 月 28 日收到; 2022 年 6 月 5 日收到修改稿)

利用二维拓扑自旋光子晶体中的螺旋边界态可以实现赝自旋锁定的光波的单向传输. 尽管已有很多关于拓扑自旋光子晶体的研究, 但对于其螺旋边界态的单向传输调控研究却很少. 本文基于二维 C_{6v} 对称的拓扑自旋光子晶体结构, 通过调整原胞中介电圆柱直径 D 以及圆柱与原胞中心的距离 R , 详细研究了系统的几何参数对拓扑自旋光子晶体的带隙结构、拓扑性质及其螺旋边界态单向传输性质调控的影响. 结果表明, 参数 R 对拓扑自旋光子晶体的带隙结构和拓扑性质有显著影响, D 的改变会影响自旋光子晶体的带隙位置. 螺旋边界态的结构及其单向传输性质与边界两侧自旋光子晶体带隙的拓扑性质及频带结构密切相关. 在拓扑性质不变的情况下, 改变边界两侧的光子晶体结构, 也会改变螺旋边界态的结构及其单向传输性质. 调整拓扑自旋光子晶体结构的几何参数 R 和 D , 就可以实现对螺旋边界态的单向传输性质的调控. 该研究为拓扑自旋光子晶体螺旋边界态的选择和应用提供了参考.

关键词: 拓扑, 自旋, 光子晶体, 边界态**PACS:** 41.20.Jb, 42.70.Qs, 81.05.Xj, 42.25.Gy**DOI:** 10.7498/aps.71.20220353

1 引言

拓扑学是数学的一个重要分支, 主要研究系统的某些性质在其参数连续变化下的某种不变性^[1]. 量子霍尔效应的发现开启了以拓扑性质研究为核心的凝聚态物理学研究新篇章^[2]. 在拓扑性质不同的系统的交界面上, 可以存在无背向散射的单向传输的边界态. 由于拓扑保护, 这种单向传输的边界态具有很好的鲁棒性^[3], 使其在自旋电子学和量子计算等领域具有广阔的应用前景^[4–6].

2005 年, 美国普林斯顿大学的 Haldane 等^[7]

首次将拓扑概念引入光学领域, 开创了拓扑光子学研究的先河. 他们在理论上展示了在旋电材料圆柱构成的二维光子晶体中, 通过加入沿圆柱轴向的外场来打破电磁波在其中传播的时间反演对称性, 可以获得类似于电子系统量子霍尔效应中的手性边界态. 但由于受限于旋电材料微弱的旋电性能, 这种光学拓扑态在实验上没有被观察到. 2008 年, 麻省理工学院的 Wang 等^[8] 提出另外一种方案, 即利用旋磁材料圆柱代替旋电材料圆柱, 可以在较宽的频率范围内获得拓扑保护的无带隙的手性边界态. 第 2 年, 他们就在实验上首次观察到了这种拓扑保护的单向传播的光学拓扑态^[9]. 自此以后,

* 山东省自然科学基金 (批准号: ZR2021MA091) 和山东省高校青创人才引育计划项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yangbing@lcu.edu.cn

在旋磁材料中通过打破时间反演对称性构造光学拓扑态就一直是人们的研究热点^[10–14]. 但是, 由于打破旋磁材料系统的时间反演对称性需要外加磁场, 并且受限于旋磁材料本身的磁响应速度, 旋磁材料中的拓扑态只能在微波频率范围实现, 无法扩展到可见光及红外光区域, 这使得这种光学拓扑态很难和当前应用广泛的光通信和光计算技术相融合^[15]. 为此, 研究者们尝试在其他光学结构中寻求和设计新的光学拓扑态, 其中包括在耦合环形波导中实现赝自旋保护的拓扑态^[16], 在波导阵列结构中实现的 Floquet 光学拓扑态^[17–19], 以及在双各向异性超材料结构中设计的赝自旋光学拓扑态^[20]等.

在众多的光学拓扑态中, 由日本材料研究院的 Hu 等^[21]于 2015 年提出的一种赝自旋光学拓扑态, 因其全介电材料设计、结构简单、易于在可见光和红外光波段实现, 并能与当前光子学技术相融合等特点而备受人们关注. 他们的设计是基于二维三角晶格光子晶体结构, 每个原胞中包含 6 个相同的介电圆柱, 每个圆柱距离原胞中心具有相同的距离. 通过调整圆柱与原胞中心的距离可以实现原胞中 6 个圆柱结构的收缩和放大, 从而设计光子晶体的频带结构. 结合电磁波的时间反演对称性及晶格本身所具有的 C_{6v} 对称性, 可以构造赝时间反演对称操作, 并通过将系统中的光学模式类比于电子系统的 p 轨道和 d 轨道结构, 设计了由赝时间反演对称操作保护的横磁模式 (TM) 的光学赝自旋态 p_+ , p_- , d_+ 和 d_- . 将赝自旋拓扑性质不同的光子晶体结构相拼接, 就可以实现在其拼接界面处赝自旋锁定的螺旋边界态的单向传播. 利用这种方法构造的赝自旋光学拓扑态结构不需要外加磁场, 容易在可见光及红外光波段实现, 并且易于工业制造及光学集成, 因而具有独特的研究价值和应用前景^[22].

近几年来, 人们已经提出了很多基于 C_{6v} 对称性介电结构的赝自旋光学拓扑态, 也在理论上设计了其他一些结构实现赝自旋光学拓扑态^[23–26], 并在实验上观测到了赝自旋锁定的螺旋边界态的单向传输^[27,28]. 尽管如此, 大部分研究是集中在设计不同的光子晶体对称结构实现赝自旋光学拓扑态, 而对于赝自旋光学拓扑结构中螺旋边界态的单向传输性能调控研究却很少. 因此, 本文基于 C_{6v} 对称介电光子晶体结构, 研究了系统的几何参数 (光子晶体结构原胞中圆柱的缩放程度、圆柱直径) 对

赝自旋光学拓扑态带隙的影响, 详细讨论了几何参数对螺旋边界态的演化及其单向传输性能的调控作用. 该研究为设计和调控 C_{6v} 对称介电光子晶体中赝自旋光学拓扑态的单向传输提供了理论参考.

2 模型结构及频带计算

该研究模型是基于文献^[21]的二维三角晶格光子晶体结构, 其示意如图 1(a) 和 (b) 所示, 其中图 1(a) 为其原胞结构示意图, 图 1(b) 为其周期结构, 图中绿色圆形区域为介电圆柱, 圆柱周围为空气. 原胞中包含 6 个相同的介电圆柱, 圆柱直径为 D , 与原胞中心具有相同的距离 R , \mathbf{a}_1 和 \mathbf{a}_2 为晶格矢量, 其大小为晶格常数 a . 该结构具有 C_{6v} 点群对称性, 图 1(c) 为其第一布里渊区. 在本文的研究中, 取圆柱的相对介电常数 $\epsilon = 11.7$, 相对磁导率 $\mu_r = 1$, 空气的相对介电常数为 $\epsilon_A = 1$, 相对磁导率 $\mu_r = 1$ ^[21]. 当 $R = a/3$, $D = 2a/9$ 时, 其频带结构如图 1(e) 所示, 图中的数字标记了频带序号. 从频带图可以看出, 在布里渊区中心 Γ 点处, 第 2–5 频带形成双重简并狄拉克点. 实际上, 这时的频带结构也可以看作是石墨烯结构的频带在布里渊区折叠的结果^[27]. 在图 1(e) 的基础上, 增大或减小 R , 都可以使双重简并狄拉克锥打开, 从而产生带隙. 图 1(d) 和 (f) 分别是 $R = a/3 - 0.02a$ 和 $R = a/3 + 0.02a$ 时对应的频带图. 由图 1(d) 中插图可以看出, $R = a/3 - 0.02a$ 时, 布里渊区 Γ 点处第 2, 3 频带形成简并 p 轨道, 第 4, 5 频带形成简并 d 轨道, 此时形成的带隙是赝自旋拓扑平庸的 (绿色区域). 而 $R = a/3 + 0.02a$ 时, 图 1(f) 中布里渊区 Γ 点处第 2, 3 频带形成简并 d 轨道, 第 4, 5 频带形成简并 p 轨道, 即在 Γ 点发生了频带反转, 此时形成的带隙是赝自旋拓扑非平庸的^[21] (青色区域). 图中纵坐标 $\omega a/(2\pi c)$ 为约化频率, ω 为圆频率, c 为光在真空中的速率.

将具有共同带隙的两种赝自旋拓扑性质不同的光子晶体结构相拼接, 在其交界面处就会存在赝自旋保护的螺旋边界态^[29,30]. 图 2(a) 是将上述图 1(d) 和 (f) 中两种光子晶体结构沿 Zigzag 边界拼接时的投影带图. 其中灰色区域为体态, 红色曲线是螺旋边界态. 图 2(b) 是计算该投影带图的超原胞结构示意图, 中间紫色折线为两种光子晶体结

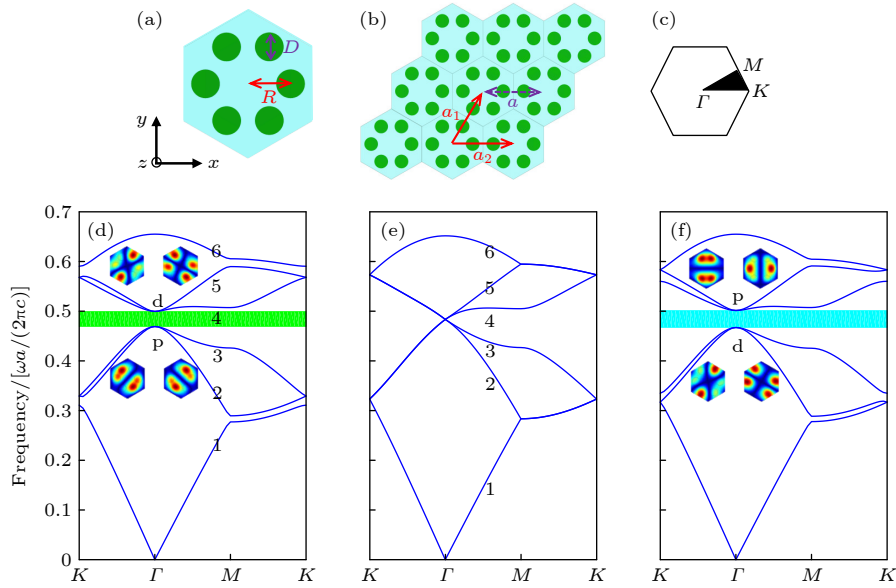


图 1 (a) 二维三角晶格光子晶体原胞; (b) 光子晶体周期结构; (c) 三角晶格光子晶体的第一布里渊区; (d)–(f) 当 $D = 2a/9$ 时, R 分别取 $a/3 - 0.02a$, $a/3$ 和 $a/3 + 0.02a$ 时, 光子晶体的频带结构; (d) 和 (f) 中插图分别为相应的 Γ 点处 p 轨道和 d 轨道的本征模场 $|E_z|$

Fig. 1. (a) Primitive cell of two-dimensional triangular lattice; (b) periodic structure of photonic crystal; (c) the first Brillouin zone of the periodic structure; (d)–(f) frequency band structures as $D = 2a/9$ and R takes values of $a/3 - 0.02a$, $a/3$ and $a/3 + 0.02a$, respectively; inserts in (d) and (f) show the distributions of eigenfields $|E_z|$ of p and d orbits at point Γ .

构的 zigzag 交界面, 交界面两侧各有 16 个光子晶体结构原胞, 界面下侧为拓扑平庸光子晶体 ($R = a/3 - 0.02a$), 界面上侧为拓扑非平庸光子晶体 ($R = a/3 + 0.02a$). 由图 2(a) 可以看出, 螺旋边界态在 Γ 点处有一个微小带隙, 使得螺旋边界态分为上、下边界态两个分支. 这是因为在两种光子晶体的交界面处, C_{6v} 对称性受到了一定程度的破坏^[2]. 在图 2(a) 中 $k_x = \pm 0.03(2\pi/a)$ 处, 取螺旋边界态上的 4 个点 A, B, C, D (图中用蓝色三角符号标记). A, C 两点所对应的本征模场 $|E_z|$ 以及相位图 $\phi = \arg(E_z)$ 分别如图 2(c) 和 (d) 所示. 为清楚起见, 边界处的相位分布图在图 2(c) 和 (d) 中分别作了放大显示. 可以看出, A, C 对应的螺旋边界态的确局域在两种光子晶体结构的交界面附近, 并且, 由相位图可以看出, 它们的相位 ϕ 增大方向相反, 这正对应不同的赝自旋特征. 另外, 根据对称性, 下边界态 A 点和 B 点, 上边界态 C 点和 D 点所形成的本征场的赝自旋性质是各自分别相反的^[31]. 由具有不同赝自旋特征的光源激发这些螺旋边界态, 就可以实现赝自旋锁定的光波的单向传输. 根据电场相位分布, 定义 E_z 相位逆时针方向减小为赝自旋向上, E_z 相位顺时针方向减小为赝自旋向下. 则可以看出, A 点和 D 点对应赝自旋向上的态, 其传播方向是沿交界面 $+x$ 方向传播 (斜率为正); B 点和

C 点对应赝自旋向下的态, 其传播方向是沿界面 $-x$ 方向传播 (斜率为负). 图 2(e) 和 (f) 分别为用自旋向上和自旋向下的赝自旋光源激发 A 点和 C 点处的螺旋边界态单向传播的计算结果, 可以清楚看出界面处赝自旋锁定的螺旋边界态的单向传输, 其中环形箭头表示赝自旋光源所在的位置.

3 几何参数对螺旋边界态单向传输调控的影响

改变上述光子晶体结构中圆柱与原胞中心的距离 R 及圆柱的直径 D 等几何参数, 就会改变系统的结构, 从而改变光子晶体的频带结构及带隙的拓扑性质, 进而影响和调控光子晶体结构中赝自旋拓扑边界态的单向传输性质.

3.1 几何参数对拓扑自旋光子晶体带隙的影响

系统的几何参数 R 和 D 会影响图 1(d) 和 (f) 中 p 轨道和 d 轨道间 (第 3, 4 频带间) 带隙的位置、宽度及其拓扑性质. 设此带隙上部频带的最低约化频率为 ω_t , 带隙下方频带的最高约化频率为 ω_b , 则可将该带隙的完全带隙宽度定义为 $\Delta\omega = \omega_t - \omega_b$, 并定义带隙位置为该带隙中心所对应的频

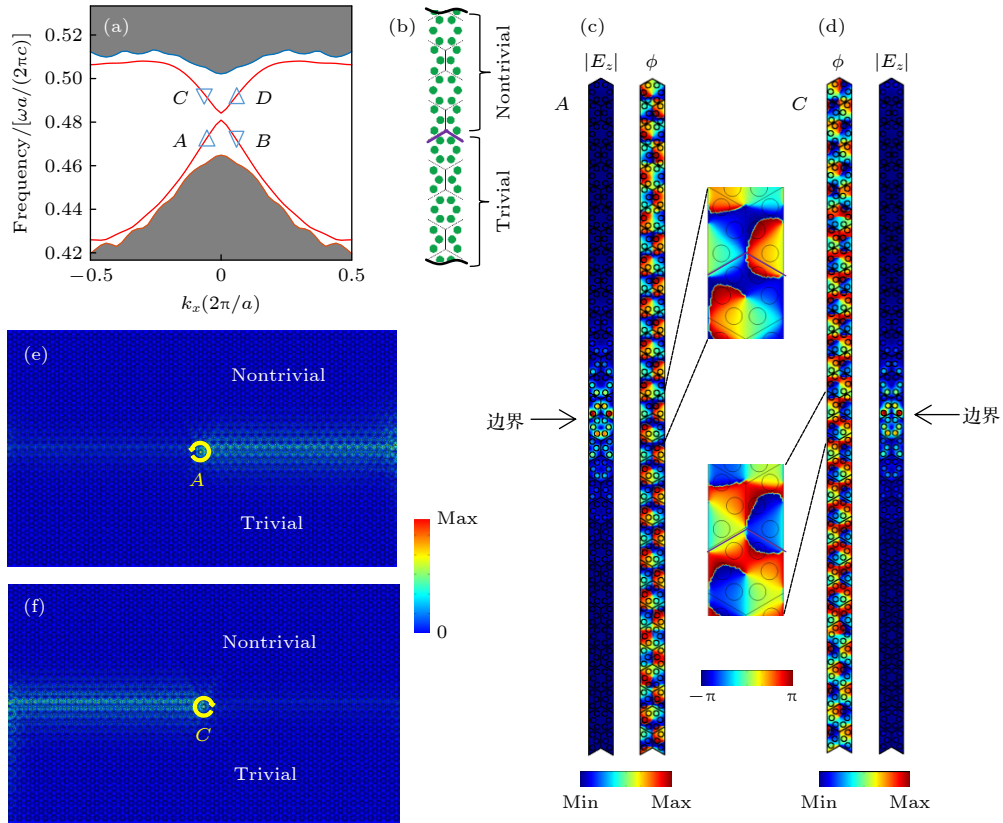


图 2 (a) 赝自旋拓扑性质不同的光子晶体结构界面处的投影边界态, 阴影部分为体态, 红色曲线为螺旋边界态; (b) 用于计算投影边界态的超原胞结构示意图; (c) 和 (d) 分别与 (a) 图中 A 点和 C 点边界态对应的本征模场 $|E_z|$ 及相位分布 $\phi = \arg(E_z)$; (e) 和 (f) 分别与 (a) 图中 A 点和 C 点边界态对应的由赝自旋光源激发的光传播模拟图, 其中环形箭头表示赝自旋光源所在的位置, 箭头旋转方向表示光源的自旋方向

Fig. 2. (a) Projected diagram of edge state at boundary of two photonic crystals with different pseudospin topological properties, shaded areas are bulk states, and red curves are helical edge states; (b) supercell for calculation of projected diagram; (c) and (d) the eigenfield $|E_z|$ and phase distribution $\phi = \arg(E_z)$ of edge states A and C in (a), respectively; (e) and (f) propagation simulation of edge states A and C excited by pseudospin sources, the yellow circular arrows denote locations of sources, and rotation directions of arrows indicate spin directions of sources.

率 $\omega_c = (\omega_t + \omega_b)/2$. 在满足原胞中各圆柱不重叠的情况下, 当 R 和 D 改变时, 该带隙的带隙宽度 $\Delta\omega$ 和带隙高度 ω_c 随 R 和 D 变化的结果分别如图 3(a) 和 (b) 所示.

由图 3(a) 可以看出, 在 $R = a/3$ 处 (图中竖直红色虚线所示), 在结构允许的范围内, 无论 D 如何变化, 其带隙宽度 $\Delta\omega$ 始终为 0. $R = a/3$ 的结构正是对应于石墨烯结构, 由于石墨烯频带结构的折叠, 使得石墨烯频带结构中 K 点和 K' 点处的狄拉克简并点在本文三角晶格结构的布里渊区 Γ 点形成了双重简并的狄拉克点^[32]. 当 $R > a/3$ 时, 带隙会被打开, 随 R 的增大, 带隙宽度也逐渐增大, 并且, 此时的带隙是拓扑非平庸的^[20]. 当 $R < a/3$ 时, 带隙也会被打开. 有意思的是, 在 D 较小的情况下, 带隙宽度会随着 R 的减小先是增大, 而后再减小. 其原因在于, 当 R 减小时, 图 1(d) 中 Γ 点处

组成 d 轨道的第 4 和第 5 简并频带会向高频移动, 而它们上侧的频带会向低频移动, 导致当 R 减小到某一数值时, p 轨道和 d 轨道之间插入了一个频带, 使得组成 d 轨道的频带标号变成 5 和 6, p 轨道和 d 轨道之间插入的频带就标记为第 4 个频带, 如图 8(c) 所示. 插入的频带 4 在 Γ 点的频率会随着 R 的减小而减小, 导致带隙宽度随 R 的减小而逐渐减小. 由图 3(b) 可以看出, R 的变化对带隙高度 ω_c 的影响很小, 而随着圆柱直径 D 的增大, 带隙高度 ω_c 是逐渐降低的, 这也符合光子晶体频带结构变化的一般规律^[33]. 由图 3(a) 还可以看出, p 轨道和 d 轨道之间的带隙一旦打开, 其拓扑性质就是确定的, 不会随着带隙高度和宽度的变化而改变, 这为利用不同赝自旋拓扑性质的光子晶体构造和调控螺旋边界态提供了便利.

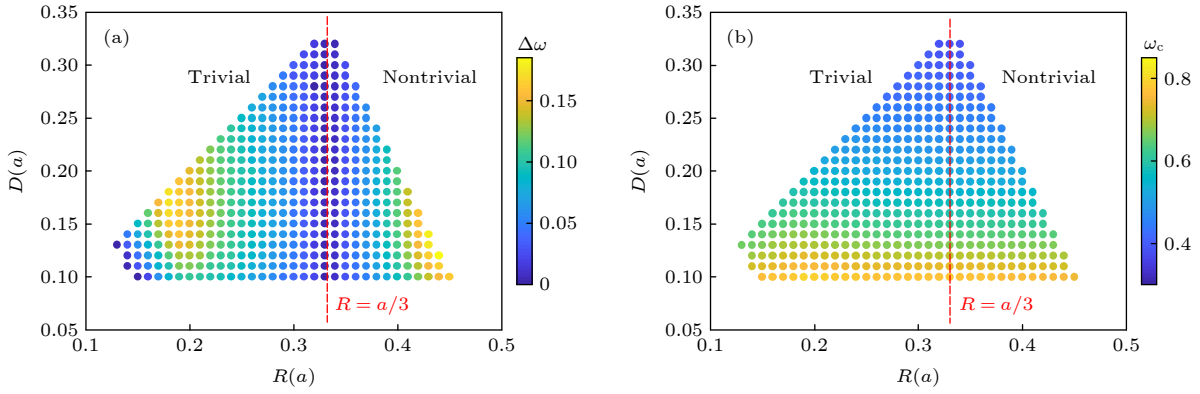


图 3 (a) p 轨道和 d 轨道间带隙宽度随 R 和 D 变化结果; (b) p 轨道和 d 轨道间带隙位置随 R 和 D 变化结果

Fig. 3. (a) Variation of the bandgap width between orbits p and d with parameters R and D ; (b) variation of the bandgap position with parameters R and D .

3.2 几何参数对拓扑自旋光子晶体螺旋边界态单向传输调控的影响

当两种具有不同赝自旋拓扑性质的光子晶体拼接在一起时, 若它们的带隙具有共同的频率范围, 由于拓扑保护, 在它们的边界处会形成拓扑保护的螺旋边界态. 这些边界态与边界两侧的光子晶体结构的带隙宽度、频带结构及拓扑性质有关. 在下面的研究中, 为便于叙述, 标记边界两侧的光子晶体结构分别为 C_1 和 C_2 结构, 它们具有共同的带隙区域, 其中 C_1 结构的带隙是赝自旋拓扑非平庸的, C_2 结构带隙是赝自旋拓扑平庸的. 改变边界两侧 C_1 和 C_2 的几何参数 R 和 D , 可以改变它们的带隙宽度和带隙位置, 从而调控它们交界面处的螺旋边界态. 标记 C_1 和 C_2 的几何参数分别为 R_1 , D_1 和 R_2 , D_2 , 研究由 C_1 和 C_2 结构相拼接的 Zigzag 边界上的螺旋边界态, 其结构示意图如图 4(a) 所示, 其中横向虚线为 Zigzag 边界所处的位置.

3.2.1 R 改变对螺旋边界态单向传输调控的影响

在这部分研究中, 固定 C_1 和 C_2 结构中圆柱的直径, 并取 $D_1 = D_2 = 0.13a$ ^[34], 改变光子晶体几何参数 R_1 和 R_2 , 研究圆柱与原胞中心距离 R 改变时对螺旋边界态的影响. 为了使 C_1 和 C_2 结构具有近似的频带高度和带隙宽度, 根据计算结果, 设定 $R_1 = a/3 + r$, $R_2 = a/3 - 1.5r$, $r = 0$ 对应双重简并的狄拉克锥结构 (带隙没有打开). 随着 r 的增大, R_1 增大, R_2 减小, 边界两侧 C_1 和 C_2 光子晶体结构发生变化, 其相应的拓扑边界态也发生变化. 图 4(b)–(f) 中每个图的最左侧一列

对应 r 取值分别为 $0.01a$, $0.02a$, $0.04a$, $0.06a$ 和 $0.08a$ 时的投影带图, 其中灰色区域为投影体态, 红色曲线为螺旋边界态.

可以看出, 随着 r 的增大, 上、下投影体态之间的完全带隙范围也在增大. 当 $r = 0.01a$ 时, 完全带隙范围约是 $\omega a/(2\pi c) = 0.65 - 0.68$, 当 r 增大到 $0.08a$ 时, 完全带隙范围增大到 $\omega a/(2\pi c) = 0.62 - 0.73$. 这是容易理解的, 边界两侧的光子晶体结构 C_1 和 C_2 的带隙宽度均随 r 的增大而增大, 又由于它们的带隙中心位置大致相同, 因此, 在它们的交界面上, 随着 r 的增大, 完全带隙范围就会逐渐增大. 另一方面, 可以看出, 随着 r 的增大, 上、下边界态间带隙的频率范围也逐渐增大. 并且, 当 r 增大到 $0.04a$ 左右时, 上边界态和上体态之间形成一个新的带隙. 新带隙的带隙范围也随着 r 的增大相应地增大. 上述两个带隙均来源于 C_1 和 C_2 结构边界处 C_{6v} 对称性的破缺. 当 r 较小时, C_1 和 C_2 结构交界面处的 C_{6v} 对称性破缺程度较小, 因而只在上、下边界态间形成一个较小的带隙^[2], 如图 4(b) 和 (c) 所示. 随着 r 的增大, C_1 和 C_2 结构交界面处的 C_{6v} 对称性破缺程度越来越大, 导致了上、下边界态间的带隙范围也越来越大, 并且, 在上边界态和上体态间也形成了新的带隙, 如图 4(d)–(f) 所示.

上述带隙及边界态随 r 增大时频率变化的详细结果如图 5 所示. 图中显示了 r 从 $r = 0.01a$ 增至 $r = 0.09a$ 过程中的数值结果, 其中蓝色曲线表示上体态底的频率, 黑色曲线表示上边界态带顶的频率, 绿色曲线表示上边界态带底的频率, 洋红色曲线表示下边界态带顶的频率, 红色曲线表示下

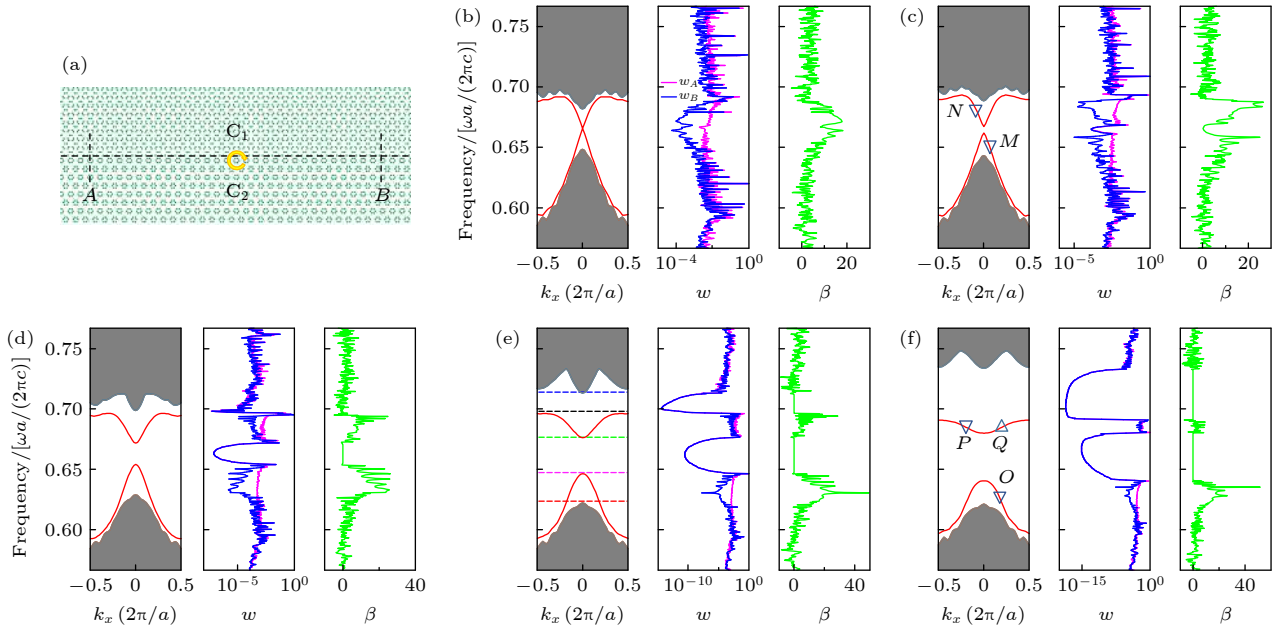


图 4 (a) 模型结构示意图; (b)–(f) 当 $D=0.13a$ 时, 分别取 r 值为 $0.01a$, $0.02a$, $0.04a$, $0.06a$ 和 $0.08a$ 时系统的投影边界态以及赝自旋光波在边界处的单向传输效果图, 左侧图: 投影边界态, 中间图: 光波能量 w_A 和 w_B , 右侧图: 单向隔离率 β ; (e) 中蓝、黑、绿、洋红、红色虚线 (由上至下) 分别对应上体态带底、上边界态带顶、上边界态带底、下边界态带顶和下体态带顶处的频率位置; (c) 中 M 和 N 两点分别对应频率 0.648 的下边界态和频率 0.684 的上边界态; (f) 中 O 点对应频率 0.622 的下边界态、 P 和 Q 点对应频率 0.685 的两上边界态

Fig. 4. (a) Schematic diagram of calculation model; (b)–(f) projected diagram of edge states and unidirectional propagation of pseudospin wave at boundaries as $D = 0.13a$ and r takes values of $0.01a$, $0.02a$, $0.04a$, $0.06a$ and $0.08a$, respectively. Left panel: projected diagram, central panel: optical energy w_A and w_B , right panel: unidirectional isolation rate β . In (e), the blue, black, green, magenta and red dashed lines (top to bottom) represent frequency positions of bottom of upper body state, top of upper edge state, bottom of upper edge state, top of lower edge state and top of lower body state, respectively. In (c), points M and N mark the lower edge state with frequency 0.648 and upper edge state with frequency 0.684 , respectively. In (f), point O marks the lower edge state with frequency 0.622 , points P and Q mark the upper edge states with frequency 0.685 .

体态顶的频率. 不同颜色类型曲线位置分别对应图 4(e) 左侧图中相应颜色虚线所标注的位置. 可以看出, 随着 r 的增大, 上、下边界态间的带隙范围逐渐增大; 当 $r > 0.035a$ 左右时, 上体态与上边界态间出现新的带隙, 该带隙随着 r 的增大也逐渐增大. 从图中还可以看出, 随着 r 的增大, 上边界态频率范围逐渐减小 (图中黑色曲线和绿色曲线间的频率区间), 但中心频率变化很小, 下边界态带顶向低频方向移动.

螺旋边界态的存在支持赝自旋光波在界面处的单向传输. 为了研究赝自旋光波在边界处的单向传输效果, 计算了界面处距离赝自旋光源左、右方向一定距离处的光波能量 w , 并计算了相应的单向隔离率. 计算模型如图 4(a) 所示, 其中环形箭头标明赝自旋光源 (自旋向下) 位置. 在光源左、右两侧各为 $15a$ 距离处, 沿 y 方向选取宽度为 $5a$ 的截线 A 和 B (图中纵向虚线), 计算了通过截线 A 和 B 的光波能量 w_A 和 w_B , 其归一化结果分别如图 4(b)–

(f) 中间列洋红色曲线和蓝色曲线所示. 相应的赝自旋边界态的单向隔离率为

$$\beta = 10 \times \lg(w_A/w_B), \quad (1)$$

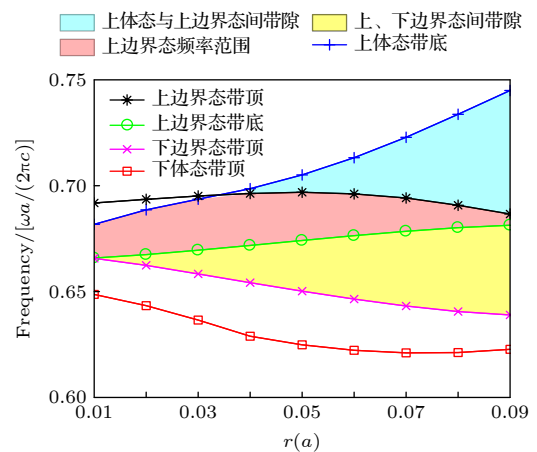


图 5 随着 r 的增大, C_1 和 C_2 结构交界面处螺旋边界态的演化

Fig. 5. Variation of helical edge states at the boundary of C_1 and C_2 as r increases.

其结果如图 4(b)—(f) 中最右侧图形所示, 单向隔离率的大小反映了边界处赝自旋光波的单向传输性能.

可以看出, 当 r 较小时 ($r \leq 0.04a$), 上、下边界态都具有较好的单向传输性质. 如在 $r = 0.02a$ 时, 如图 4(c) 所示, 在上、下边界态的频率范围内, 赝自旋锁定的光波单向隔离率 β 大都大于 10 dB, 说明向左传播的赝自旋光波能量远大于向右传播的光波能量. 为直观显示赝自旋光波在边界处的这种单向传输性质, 图 6(a) 和 6(b) 中显示了 $r = 0.02a$ 时赝自旋光源激发的螺旋边界态在边界处的单向传输结果, 其中图 6(a) 是频率 0.648 的赝自旋光源激发的下边界态在边界处的传输结果, 图 6(b) 是频率 0.684 的赝自旋光源激发的上边界态在边界处的传输结果. 两种情况所激发的螺旋边界态分别对应于图 4(c) 中 M , N 点边界态位置. 很明显, 这两种情况下, 赝自旋锁定的光波都具有很好的单向传输性质.

随着 r 的增大, 如图 4(d)—(f) 所示, 上边界态和上体态之间出现的带隙以及上、下边界态之间的带隙限制了赝自旋光波向左、右方向的传播, 导致 w_A 和 w_B 在这些频率范围内迅速减小, 也使得单向隔离率在这些频率区域保持在 0 值附近, 这实际是由于这些频率范围是赝自旋光波的禁带区域的原因. 另外, 由图 (4) 和图 (5) 还可以看出, 随着 r 的增大, 上边界态带宽逐渐减小, 并且对赝自旋光波的单向隔离率也逐渐减小. 例如, 当 r 增至 $0.08a$ 时, 如图 4(f) 所示, 上边界态的频带宽度仅 0.01 左右, 边界态对赝自旋光波的单向隔离率也趋于在 0 值附近变化. 单向隔离率趋于 0 值附近表明由赝自旋光源发出的光波会耦合到边界处向右的通道

中^[35]. 对于下边界态而言, 在 r 的整个变化范围内都体现了螺旋边界态较好的单向传播特性. 图 6(c) 和 (d) 显示了 $r = 0.08a$ 时, 频率分别为 0.622 和 0.685 的赝自旋光源激发的下、上边界态光波在边界处的传输结果. 两种情况下所激发的边界态分别对应于图 4(f) 中 O 点和 P 点螺旋边界态的位置. 明显地, 赝自旋光源在下边界态上可以激发赝自旋锁定的单向传输的边界态, 而在上边界态上, 却可以同时激发出向左和向右两个方向传播的边界态.

3.2.2 d 改变对螺旋边界态单向传输调控的影响

当 C_1 和 C_2 结构中各自的 R 不变而改变圆柱直径 D 时, 系统的螺旋边界态也会受到影响. 图 7(a)—(c) 所示为 $R_1 = 0.21a$, $R_2 = 0.41a$, $D_1 = D_2 = D$, 并分别取 $D = 0.1a$, $0.13a$, $0.16a$ 时系统的投影边界态图以及赝自旋光波在边界处的单向传输结果.

可以看出, 随着 D 的增大, 由上体态和下体态确定的完全带隙区间有所增大, 并整体向低频方向移动, 这与图 2 中计算的结果相一致. 另外, 随着 D 的增大, 上体带与上边界态之间的带隙区间逐渐增大, 但上、下边界态之间的带隙范围却变化很小, 上边界态的形状和带宽也基本保持不变. 为更清楚显示 D 变化情况下螺旋边界态的这些变化特征, 图 7(d) 中给出了圆柱直径 D 由 $0.1a$ 增大到 $0.18a$ 过程中, 螺旋边界态的频率范围在完全带隙区间中的演化过程, 其中曲线类型及颜色标记含义与图 5 中标记含义相同.

从图 7(a)—(c) 右侧两图的能量分布 w 及单向隔离率 β 的结果还可以看出, 在设定的 D 变化的

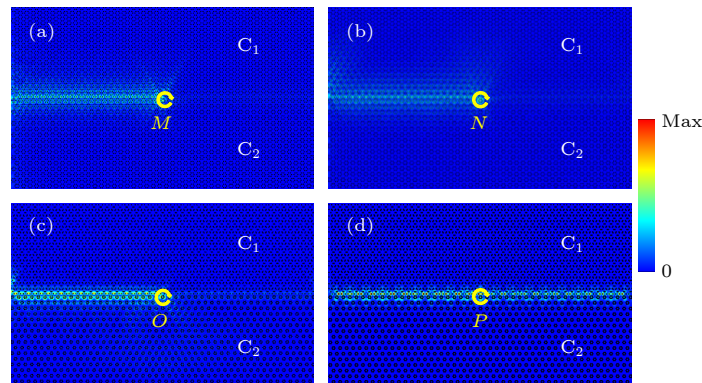


图 6 赝自旋光源激发的不同的螺旋边界态在边界处的传输 (a)—(d) 分别对应图 4(c) 中 M , N 点和图 4(f) 中 O , P 点边界态
Fig. 6. Propagation of helical edge state excited by pseudospin sources at the boundary: (a)—(d) Corresponding to the edge states of points M and N in Fig. 4(c), and points O and P in Fig. 4(f), respectively.

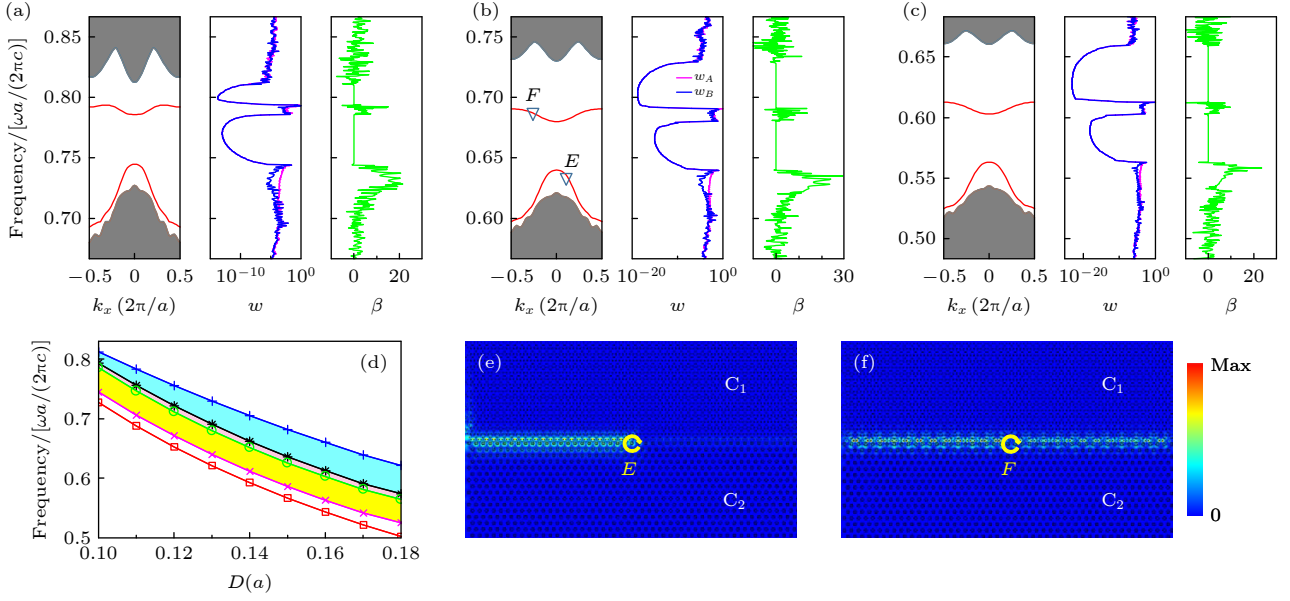


图 7 (a)–(c) 当 $R_1 = 0.21a$, $R_2 = 0.41a$ 时, $D_1 = D_2 = D$, 并分别取 D 为 $0.1a$, $0.13a$, $0.16a$ 时系统的投影边界态图及赝自旋光波在边界处的单向传输效果图, 左侧图: 投影边界态, 中间图: 光波能量 w_A 和 w_B , 右侧图: 单向隔离率 β ; (d) 随着 D 增大, 螺旋边界态的演化, 图中曲线类型及颜色标记同图 5; (e) 和 (f) 赝自旋光源激发的 (b) 图中 E 和 F 点处边界态在界面处的传播

Fig. 7. (a)–(c) Projected diagram of edge states and unidirectional propagation of pseudospin wave at boundaries as $R_1 = 0.21a$, $R_2 = 0.41a$, $D_1 = D_2 = D$ and D takes values of $0.1a$, $0.13a$ and $0.16a$, respectively. Left panel: projected diagram, central panel: optical energy w_A and w_B , right panel: unidirectional isolation rate β . (d) Variation of helical edge states as D increases, the curve types and color legends are the same as those in Fig. 5. (e) and (f) Propagation simulation of the edge states of points E and F in (b), respectively, excited by pseudospin sources.

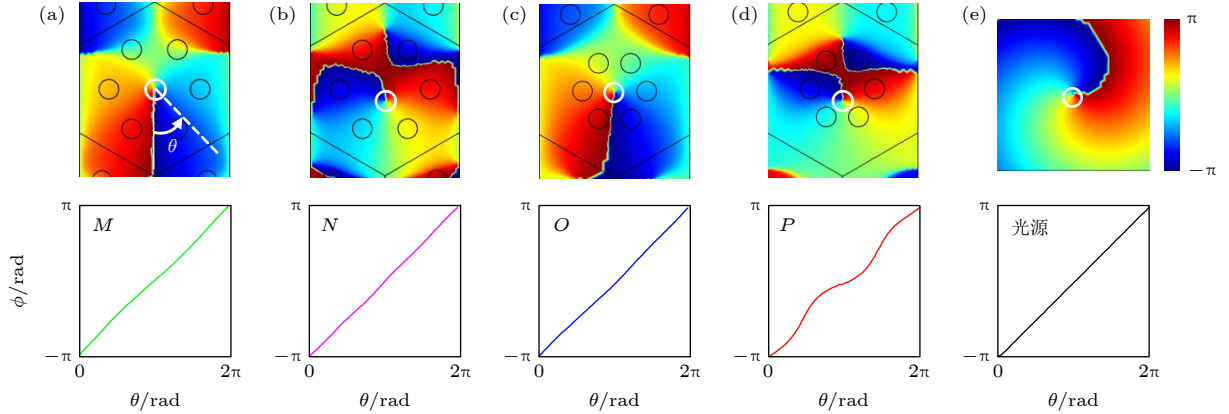


图 8 上行图边界处激光源附近本征场 E_z 的相位分布 (a)–(d) 分别对应图 4(c) 中 M , N 点和图 4(f) 中 O , P 点边界态相位分布; (e) 自由空间中赝自旋光源的电场相位分布. 下行各图对应上行各图中白色圆圈路径上的光场的相位变化, 激发光源位于白色圆圈中心

Fig. 8. Upper panels: Phase distributions $\phi = \arg(E_z)$ of the eigenfield around excited sources at boundaries, (a)–(d) corresponding to the edge states of points M and N in Fig. 4(c), and points O and P in Fig. 4(f), respectively; (e) pseudospin source in free space, lower panels: variation of the phase distributions along the white circle in each upper panel, the excited source locates at the center of each white circle.

范围内, 下边界态有较好的赝自旋单向传输性质, 而上边界态在不同 D 的情况下其赝自旋螺旋边界态的单向传输效果都不理想. 图 7(e) 和 (f) 所示为频率分别为 0.632 和 0.686 的赝自旋光源激发的图 7(b) 中 E 点和 F 点螺旋边界态在边界处的传播结果. 可以看出, 下边界态有较好的赝自旋锁定的

单向传输, 而在上边界态上, 赝自旋光源却可以同时激发出左、右两个方向的边界态.

为了理解图 6、图 7(e) 和 (f) 中不同螺旋边界态的传输差异, 以图 4(c) 和 (f) 中的螺旋边界态为例作一个直观定性说明. 为此, 在图 8(a) 和 (b) 中分别给出了图 4(c) 中 M 点和 N 点的本征电场

E_z 在激发光源附近的相位分布情况; 在图 8(c) 和 (d) 中分别给出了图 4(f) 中 O 点和 P 点的本征电场在激发光源附近的相位分布情况. 作为对比, 在图 8(e) 中给出了赝自旋光源在自由空间的电场的相位分布. 光源的位置位于各图中白色圆圈中心相位涡旋点的位置. 为了更清晰比较, 在图 8(a)—(e) 电场相位分布图下方, 分别显示了电场相位 $\phi =$

$\arg(E_z)$ 沿涡旋点周围白色圆圈随极角 θ 增加时的变化情况, 其中 $\theta = 0$ 的位置选取在电场相位为 $\phi = -\pi$ 的位置. 可以看出, 图 8(a)—(c) 中 M , N , O 点边界态对应的本征电场相位分布在光源位置附近与图 8(e) 中赝自旋光源的电场相位分布十分接近. 因此, 用相应频率的赝自旋光源激发边界态时, 赝自旋光源仅激发相位相同的螺旋边界态实

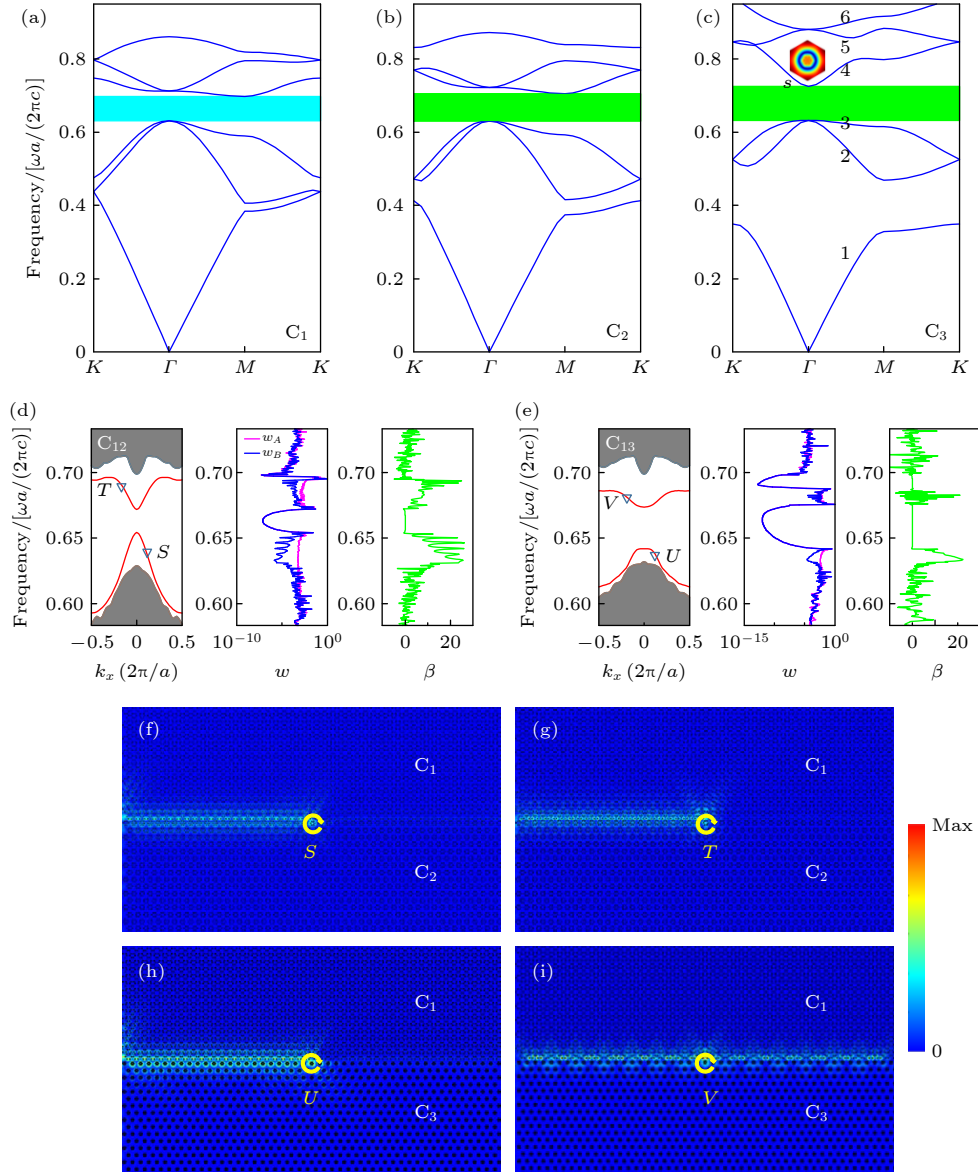


图 9 (a)—(c) C_1 , C_2 和 C_3 结构光子晶体的频带结构, (c) 中插图为其第 4 个频带 Γ 点处的本征模场 $|E_z|$; (d) 和 (e) C_{12} 结构和 C_{13} 结构的赝自旋螺旋边界态及其单向传输效果图. 左侧图: 投影边界态, 中间图: 光波能量 w_A 和 w_B , 右侧图: 单向隔离率 β . (f)—(i) 分别对应 C_{12} 结构中赝自旋光源激发的 (d) 图中 S 点和 T 点边界态以及 C_{13} 结构中赝自旋光源激发的 (e) 图中 U 点和 V 点边界态在界面处的传播

Fig. 9. (a)—(c) Band structures of the photonic crystals of C_1 , C_2 and C_3 , respectively, insert in (c) shows the eigenfield $|E_z|$ of Γ of the 4th band; (d) and (e) projected diagram of edge states and unidirectional propagation of pseudospin wave at boundaries of C_{12} and C_{13} structures, respectively. Left panel: projected diagram, central panel: optical energy w_A and w_B , right panel: unidirectional isolation rate β . (f)—(i) Propagation simulation of the edge states of points S and T in (d) of C_{12} structure, and edge states of points U and V in (e) of C_{13} structure, excited by pseudospin sources.

现光波单向传播. 而图 8(d) 中 P 点的本征电场相位分布与图 8(e) 中赝自旋光源电场相位分布有明显差异. 所以, 频率为 0.685 的赝自旋光源在激发 P 点处边界态的同时, 也会耦合到与 P 点同频率的 Q 点处的边界态上, 如图 4(f) 所示, 从而激发出边界附近向左和向右双向传播的光波, 如图 6(d) 所示. 图 7(e) 和 (f) 中情况与此相似.

3.2.3 频带结构对螺旋边界态单向传输调控的影响

由上述研究可知, 螺旋边界态的分布及单向传播情况与边界两侧的光子晶体的具体结构有关, 边界两侧光子晶体的带隙宽度及拓扑性质决定了螺旋边界态的单向传输性质. 有时候, 即便边界两侧光子晶体结构的带隙宽度和拓扑性质都没有发生变化, 但频带结构不同, 也会影响螺旋边界态的性质. 为此, 构造了三种光子晶体结构 C_1 , C_2 和 C_3 , 它们相应的 R 取值分别为 $R_1 = a/3 + 0.04a$, $R_2 = a/3 - 0.06a$ 和 $R_3 = a/3 - 0.17a$, 圆柱直径均为 $D = 0.13a$. 3 种光子晶体的频带结构如图 9(a)–(c) 所示, 它们在频率 0.65 附近都有一个带宽和带隙高度近似相同的完全带隙. 其中 C_1 结构带隙为赝自旋拓扑非平庸带隙, C_2 和 C_3 结构带隙均为赝自旋拓扑平庸带隙. 将 C_1 结构分别和 C_2 结构与 C_3 结构沿 Zigzag 边界拼接形成 C_{12} 结构和 C_{13} 结构, 在它们各自的交界面处, 赝自旋螺旋边界态及其单向传输性质分别如图 9(d) 和 (e) 所示.

可以看出, C_{12} 结构和 C_{13} 结构中的螺旋边界态有明显的不同. C_{12} 结构中上、下边界态占据的频率范围较大, 上、下边界态间的带隙范围及上边界态与上体态间的频率区域均小于 C_{13} 结构的数值. 并且, 相比较于 C_{13} 结构, C_{12} 结构中的上边界态具有更好的单向传播性质. 这种不同是由 C_2 结构和 C_3 结构不同的频带特点决定的. 从图 9(b) 和 (c) 可以看出, C_2 结构中第 2 和第 3 个频带在 Γ 点处形成 p 轨道简并点, 第 4 和第 5 个频带在 Γ 点处形成 d 轨道简并点, 两个简并点在 Γ 点被拓扑平庸带隙隔开. 而在 C_3 结构中, 第 2 和第 3 个频带在 Γ 点形成的 p 轨道简并点与第 5 和第 6 个频带在 Γ 点形成 d 轨道简并点之间还存在第 4 个频带 (s 轨道, 如插图所示). 这就使得当 C_3 结构同 C_1 结构构成边界态波导时, 波导内的螺旋边界态会受到 C_3 结构中第 4 个频带的影响, 从而影响

螺旋边界态的形成及其单向传播性质. 图 9(f) 和 (g) 为 C_{12} 结构中频率分别为 0.633 和 0.692 的赝自旋光源激发的光波在边界处的传播, 两种情况下所激发的边界态分别对应于图 9(d) 中 S 点和 T 点的螺旋边界态. 图 9(h) 和 (i) 为 C_{13} 结构中频率为 0.634 和 0.680 的赝自旋光源激发的光波在边界处的传播, 两种情况下所激发的边界态对应图 9(e) 中 U 点和 V 点的螺旋边界态. 很明显, C_{13} 结构中上边界态 V 点处赝自旋光波的单向传输效果较差.

4 结 论

本文研究了几何参数对 C_{6v} 对称介电光子晶体结构中赝自旋拓扑态的影响. 通过改变光子晶体结构原胞中介电圆柱与原胞中心的距离 R 及介电圆柱的直径 D , 研究了 C_{6v} 对称光子晶体结构中带隙的宽度、高度及其拓扑性质随几何参数 R 和 D 的变化规律; 利用具有不同赝自旋拓扑性质的光子晶体构造了赝自旋螺旋边界态, 讨论了螺旋边界态的结构及其赝自旋锁定的光波单向传输性能与边界两侧光子晶体结构几何参数的关系. 该研究为赝自旋光子晶体中螺旋边界态的选择和调控提供了理论基础, 并为实际应用光学螺旋边界态构建新型光学器件提供了理论支撑. 例如, 利用适当 R 和 D 参数下螺旋边界态中上边界态的窄带性质, 可以设计窄带带通滤波器; 利用上、下边界态的单向隔离性质, 制作赝自旋光波的单向传输光波导等.

参考文献

- [1] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M 2014 *Nat. Photonics* **8** 821
- [2] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [3] Lv X Y, Li Z Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 220303 (in Chinese) [吕新宇, 李志强 2019 *物理学报* **68** 220303]
- [4] Wu Y, Li C, Hu X Y, Ao Y T, Zhao Y F, Gong Q H 2017 *Adv. Opt. Mater.* **5** 1700357
- [5] Ozawa T, Price H M, Amo A, Goldman N, Hafezi M, Lu L, Rechtsman M C, Schuster D, Simon J, Zilberberg O, Carusotto L 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 015006
- [6] Wang Y L, Li Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 094206 (in Chinese) [王彦兰, 李妍 2020 *物理学报* **69** 094206]
- [7] Haldane F M, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904
- [8] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013905
- [9] Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos J D, Soljačić M 2009 *Nature* **461** 772
- [10] Yin P, Wu R X, Lin Z, Yang Y, Chan C T 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093903
- [11] Skirlo S A, Lu L, Soljačić M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 113904

- [12] Yang B, Wu T, Zhang X D 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 021109
- [13] Chan H C, Guo G Y 2018 *Phys. Rev. B* **97** 45422
- [14] Yang B, Zhang H F, Shi Q, Wu T, Ma Y, Lv Z T, Xiao X, Dong R X, Yan X L, Zhang X D 2020 *Opt. Express* **28** 31487
- [15] Chen J F, Liang W Y, Li Z Y 2021 *Acta Opt. Sin.* **41** 0823015 (in Chinese) [陈剑锋, 梁文耀, 李志远 2021 光学学报 **41** 0823015]
- [16] Hafezi M, Mittal S, Fan J, Migdall A, Taylor J M 2013 *Nat. Photonics* **7** 1001
- [17] Rechtsman M C, Zeuner J M, Plotnik Y, Lumer Y, Podolsky D, Dreisow F, Nolte S, Segev M, Szameit A 2013 *Nature* **496** 196
- [18] Mukherjee S, Spracklen A, Valiente M, Andersson E, Öhberg P, Goldman N, Thomson R R 2017 *Nat. Commun.* **8** 13918
- [19] Maczewsky L J, Zeuner J M, Nolte S, Szameit A 2017 *Nat. Commun.* **8** 13756
- [20] Chen W J, Jiang S J, Chen X D, Zhu B, Zhou L, Dong J W 2014 *Nat. Commun.* **5** 5782
- [21] Wu L H, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 223901
- [22] Fang Y T, Wang Z X, Fan E P, Li X X, Wang H J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 184101 (in Chinese) [方云团, 王张鑫, 范尔盼, 李小雪, 王洪金 2020 物理学报 **69** 184101]
- [23] Jin M C, Gao Y F, Ma Q L, Zhang W, Song H, Sun J P 2021 *Phys. Rev. Mater.* **5** 024204
- [24] Li Z, Chan H C, Xiang Y 2020 *Phys. Rev. B* **102** 245149
- [25] Xu L, Wang H X, Xu Y D, Chen H Y, Jiang J H 2016 *Opt. Express* **24** 18059
- [26] Fang Y T, Wang Z X. 2021 *Opt. Commun.* **479** 126451
- [27] Yang Y T, Xu Y F, Xu T, Wang H X, Jiang J H, Hu X, Hang Z H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 217401
- [28] Yang Y T, Qian X Y, Shi L W, Shen X P, Wang Y F, Hang Z H 2022 *Opt. Express* **30** 5731
- [29] Chen X D, Deng W M, Shi F L, Zhao F L, Chen M, Dong J W 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 233902
- [30] Tang G J, He X T, Shi F L, Liu J W, Chen X D, Dong J W 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2100300
- [31] Xu X F, Huang J Y, Zhang H, Guo X Y, Mu S S, Liu Y Q, Zhai N 2021 *Opt. Commun.* **498** 127262
- [32] Liu H, Wang H N, Xie B Y, Cheng H, Tian J G, Chen S Q 2021 *Chin. Opt.* **14** 20 (in Chinese) [刘慧, 王好南, 谢博阳, 程化, 田建国, 陈树琪 2021 中国光学 **14** 20]
- [33] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, Meade R D 2008 *Photonic Crystals: Molding The Flow of Light* (2nd Ed) (New Jersey: Princeton University Press) pp80–93
- [34] Yang B, Zhang H F, Wu T, Dong R X, Yan X L, Zhang X D 2019 *Phys. Rev. B* **99** 045307
- [35] Jiang Z, Gao Y F, He L, Sun J P, Song H, Wang Q 2019 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **21** 11367

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

Sui Wen-Jie¹⁾²⁾ Zhang Yu¹⁾²⁾ Zhang Zi-Rui¹⁾²⁾ Wang Xiao-Long¹⁾²⁾
 Zhang Hong-Fang¹⁾²⁾ Shi Qiang¹⁾²⁾ Yang Bing¹⁾²⁾†

1) (School of Physical Science and Information Engineering, Liaocheng University, Liaocheng 252000, China)

2) (Shandong Provincial Key Laboratory of Optical Communication Science and Technology, Liaocheng 252000, China)

(Received 28 February 2022; revised manuscript received 5 June 2022)

Abstract

The unidirectional propagation of the pseudospin-locked optical waves can be achieved by using the helical edge states in two-dimensional topological spin photonic crystals. Although there have been lots of researches on topological spin photonic crystal, the unidirectional propagation regulation of helical edge states has been rarely studied up to now. Herein, by tuning the diameter D of the dielectric rod and the distance R between the center of the unit cell and the center of the rod in two-dimensional topological spin photonic crystal with C_{6v} symmetry, the effects of geometric parameters on the bandgap structure, topological properties and unidirectional propagation of helical edge states in topological spin photonics crystals are studied in detail. The results show that the parameter R has significant effects on the bandgap structure and topological properties of topological spin photonic crystal, and the diameter D of rod only affects the bandgap positions. The structures of helical edge states and their unidirectional propagations are closely related to the topological properties of the bandgaps and the frequency structures of photonic crystals on both sides of boundary. Without changing the topological properties of bandgaps, only changing the structures of the photonics crystals on either side of the boundary can also regulate the structures of the helical edge states and their unidirectional propagation. Thus, by adjusting the geometric parameters R and D of the topological spin photonic crystals, the helical edge states and their unidirectional propagations can be controlled. This study provides useful references for the selection and application of helical edge states in topological spin photonic crystals.

Keywords: topological, spin, photonic crystal, edge state

PACS: 41.20.Jb, 42.70.Qs, 81.05.Xj, 42.25.Gy

DOI: 10.7498/aps.71.20220353

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shandong Province (Grant No. ZR2021MA091) and the Introduction and Cultivation Plan of Youth Innovation Talents for Universities of Shandong Province.

† Corresponding author. E-mail: yangbing@lcu.edu.cn



拓扑自旋光子晶体中螺旋边界态单向传输调控研究

隋文杰 张玉 张紫瑞 王小龙 张洪方 史强 杨冰

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

Sui Wen-Jie Zhang Yu Zhang Zi-Rui Wang Xiao-Long Zhang Hong-Fang Shi Qiang Yang Bing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 194101 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220353

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220353>

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

偏置磁场方向对磁性光子晶体能带结构的影响及其在构建拓扑边界态中的作用

Influence of bias magnetic field direction on band structure of magnetic photonic crystal and its role in constructing topological edge states

物理学报. 2020, 69(15): 154102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200198>

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>

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>

表面单分子量子态的探测和调控研究进展

Advances in detection and regulation of surface-supported molecular quantum states

物理学报. 2022, 71(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212324>

一种基于束缚态的可调等离子体光子晶体窄带滤波器

A tunable narrow-band plasma photonic crystal filter based on bound state

物理学报. 2021, 70(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210241>

基于声子晶体板的弹性波拓扑保护边界态

Topologically protected edge states of elastic waves in phononic crystal plates

物理学报. 2020, 69(15): 156201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200542>