

光学学报

基于谷拓扑边界波导实现可重构嵌套式光子环路

蒋雨霄¹, 方云团^{1,2*}

¹江苏大学计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013;

²江苏大学江苏省工业网络安全技术重点实验室, 江苏 镇江 212013

摘要 构建了一种多层嵌套的谷拓扑光子回路结构, 直接通过倏逝场的耦合实现回路间的能量传递。每个回路都有自己的共振频率, 通过对光源频率和位置的调节, 可以选择性地激发单层或多层回路的共振模式, 进而实现对光波传输路径的调控。与同类型的研究结果相比, 所设计结构没有采用引入缺陷形成谐振腔的方法, 而是保留了谷光子晶体结构的完整性, 具有共振和波导传输的双重特征, 从而增加了传输信道的密度。研究结果在可重构光子传输波导领域具有较大的应用价值。

关键词 光电子学; 谷拓扑边界态; 单向传输; 嵌套环形回路; 重构性

中图分类号 TN202 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS222135

1 引言

随着凝聚态物理中的拓扑概念被引入到光子学领域^[1-7], 拓扑光子学理论得到迅速发展。拓扑光子学将量子霍尔(QH)效应、量子自旋霍尔(QSH)效应和量子谷霍尔效应(QVH)引入光子系统, 提供了一种新的光波控制方法, 其拓扑保护的特点使光波传输对结构具有极强的鲁棒性。其中, 量子谷霍尔效应凭借其在几何模型构建上的灵活性和多样性, 俨然成为一个备受关注的研究领域。其晶格的对称性可以让能带在第一布里渊区谷点 K 和 K' 实现简并。降低晶格旋转对称性可使谷点处简并破缺, 形成带隙, 破缺处的两个谷点具有不同的谷拓扑相位。在两个相反谷拓扑相位的结构边界便可实现谷拓扑边界态。除此以外, 拓扑光子路径的可重构性成为研究热点^[8-10], 例如: 非厄米控制的拓扑状态使体内部光的鲁棒传输连接的动态控制成为可能^[8]; 通过改变液晶方向^[9]和光栅有效折射率^[10]来实现拓扑光子模式的开启或关闭。但上述可重构性主要依赖于外部条件, 如诱发局部非厄米对称破缺^[8]的泵浦能量等。这些外部条件可以动态地改变拓扑传输路径^[11-17]。本文提出一种新的可重构拓扑光子结构模型, 类似于俄罗斯套娃的多层嵌套式光子拓扑环。相比于文献^[18], 所设计结构更加简单, 这是因为该谷光子晶体晶格的边界态模式可以通过晶格排列形成, 不需要在结构内部引入缺陷来构成波导模式, 并且本文模型的传输路径单一但更为直观, 各个回路之间没有相互连接的传输路径, 完全由倏逝场的耦合进行能

量传输, 达到可重构的目的。在此结构中, 只要调节光频率, 结构中的传输通道就可以呈现出单外环、单内环和单中环以及双环、三环的有趣而多样的形式。与其他同类方案相比, 本文方案的可重构性不依赖于任何外部条件, 显著降低了设计的难度和复杂性。这种可重构、多样化的拓扑光子通道在多种光子元件和未来光子电路的设计中具有重要意义。

2 谷拓扑边界态的构建

具有量子谷霍尔效应的二维谷光子晶体(VPC)是系统在保持时间反演对称性的基础上, 打破其空间反演对称性来实现的^[19]。为了在二维光子晶体中实现量子谷霍尔效应, 构建了如图 1(a)所示的晶格结构。图 1(b)所示为正六边形晶格原胞(最小的结构周期), 空气背景的中间是一个半径 $r_2 = a/5$ (a 为晶格常数)的大圆介质柱, 其上挖去 6 个半径 $r_1 = a/17$ 的小圆空气孔。其中 6 个小圆空气孔相互相切并排列成正三角形, 顶角在水平向右方向。3 个顶点的圆心与晶胞中心的距离均为 $d = \frac{4\sqrt{3}}{3}r_1$, 原胞边长为 $a_0 = \frac{\sqrt{3}}{3}a_0$ 。大圆介质柱的材料为硅, 其相对介电常数 $\epsilon = 12$, 其余介质、背景均为空气, 相对介电常数为 $\epsilon_0 = 1$; 背景和空气孔的折射率为 1。为叙述方便, 将图 1(a)所示的晶格称为 a 晶格。

在上述晶格的基础上, 应用基于有限元计算法的 Comsol 仿真软件进行能带计算。考虑了具有 H_z 、 E_x 和 E_y 分量的电磁场 TE 模, 在图 1(c)所示的第一布里

收稿日期: 2022-12-12; 修回日期: 2023-02-22; 录用日期: 2023-03-21; 网络首发日期: 2023-05-08

通信作者: *fang_yt1965@sina.com

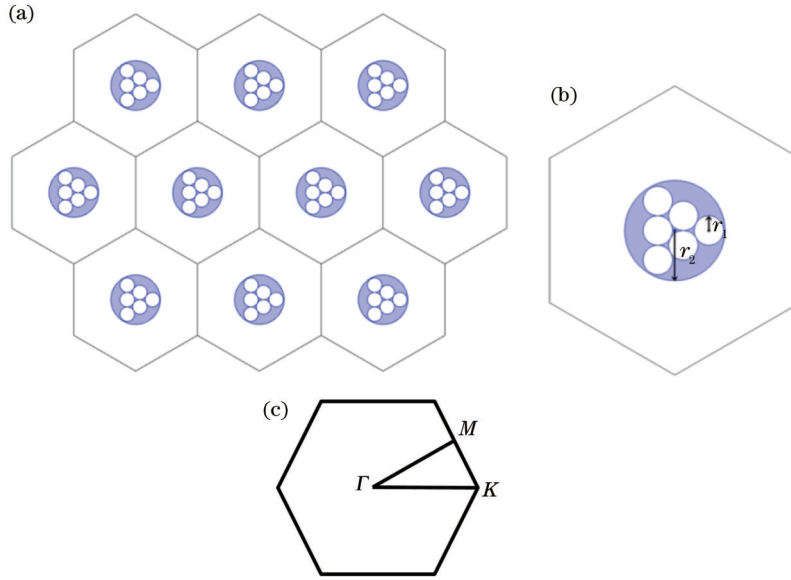


图 1 原胞结构示意图。(a)满足 C_{6v} 对称性的六角蜂窝形晶格；(b)晶格原胞；(c)第一布里渊区

Fig. 1 Schematic of primitive cell structures. (a) Hexagonal honeycomb lattice with C_{6v} symmetry; (b) lattice primitive cell; (c) the first Brillouin zone

渊区,扫描方向为 $\Gamma \rightarrow K \rightarrow M$ 。如图 2(a)所示,其能带在狄拉克点 K 处出现简并,并且有两处。这是 a 晶格满足 C_{6v} 对称性的必然结果^[20-21]。该二重简并也被称为必然简并,其附近形成的线性色散曲线关系即为狄拉克锥,狄拉克点的归一化频率为 0.8744 和 1.0790。该狄拉克锥受到时间反演对称性和空间反演对称性的双重保护,一旦其中一种对称性遭到破坏,狄拉克点就会被打开,形成拓扑带隙。

随后,改变晶格模型,将六圆孔绕晶格中心逆时针旋转 90° ,即顶角方向朝上,将此结构称为 b 晶格;将六圆孔绕晶格中心顺时针旋转 90° ,使其方向朝下,将该结构称为 c 晶格,如图 2(c)、图 3(a)所示。从理论来看:首先,六角形晶格均满足 C_6 旋转对称,这是前提。其次,a 晶格为 C_{6v} 对称,意为其在 C_6 旋转对称(6 个绕主轴转动的对称轴)的基础上,还有 6 个过主轴的垂直反映面(6 个在垂直镜面上的反射),也可以通俗地理解为有另外 6 条对称轴,一共有 12 条对称轴,其与镜面的夹角分别为 $(n-1)\pi/6$,其中 $n=1,2,3,\dots,6$ 。a 晶格通过内部介质旋转变为 b、c 晶格样式之后,其 C_6 对称性保持不变,但原本存在的 6 个过其主轴的垂直反映面消失,所以其旋转对称性下降为 C_6 。当 a 晶格的结构变为 b 晶格和 c 晶格结构时,空间反演对称性由 C_{6v} 降为 C_6 ,晶格对称性被打破。在这种情况下,先前的狄拉克简并点会分离,体态会在时间反转的 K^+ 谷和 K^- 谷处分裂,使整个布里渊区出现完整的带隙(灰色区域)。以逆时针旋转 90° 的晶格 b 为例,图 2(d)、(e)显示了其在 $\omega = 0.8774(2\pi c/a)$ 处和 $\omega = 1.0790(2\pi c/a)$ 处存在由一对分裂的谷态 K^- 和 K^+ 形成的带隙,其中 c 为真空光速。这两个带隙的区别是

局域效果有略微差异,其优势在于可以通过比较获得较好的传输效果。图 2(d)、(e)插图 of 谷点电场的相位分布,其在 K^+ 点为顺时针旋转,在 K^- 点为逆时针旋转,分别对应相反的圆极化轨道角动量。分裂的狄拉克点 K^+ 和 K^- 处具有圆极化轨道角动量,这可以通过 E_z 即 $\arg(E_z)$ 的相位来验证。拓扑荷数定义为 $l = \oint_L \nabla[\arg(E_z)] \cdot ds / (2\pi)$, l 为围绕单位中心的闭合轮廓,其可以在分离的狄拉克点 K^+ 和 K^- 表示两个能带的拓扑相位,有利于分析谷拓扑边界态。对于 b 晶格上方带隙, K^- 的 E_z 相位改变了一次,即逆时针减小了 2π ,对应于拓扑荷数 $l=-1$ 。相反地, K^+ 的 E_z 相位也改变了一次,即顺时针增大了 2π ,它的拓扑荷数 $l=1$ 。对于 c 晶格(图 3)上方带隙, K^+ 和 K^- 的位置恰好相反;对于下方带隙, K^- 的 E_z 相位发生了两次变化,逆时针减小了 4π ,对应于拓扑荷数 $l=-2$,而 K^+ 的 E_z 相位也改变了两次,每次顺时针增大 2π ,所以它的拓扑荷数 $l=2$ 。

相较于 b 晶格, c 晶格谷态的相位分布恰好相反,如图 3(b)、(c)所示。将 b、c 两种结构组合即可形成受拓扑保护的光子晶体单向边缘状态,其方向取决于自旋光源的相位满足 K^+ 还是 K^- 的旋转方向。

图 2 和图 3 中结构的拓扑特性差异可以用拓扑相位即谷陈数表示,一条能带的谷陈数可以由以下公式推出。

贝里连接表示为

$$A(k) = i \langle u_k | \nabla_k | u_k \rangle, \quad (1)$$

式中: u_k 为能带上 K 点谷态对应的场分布。贝里曲率为

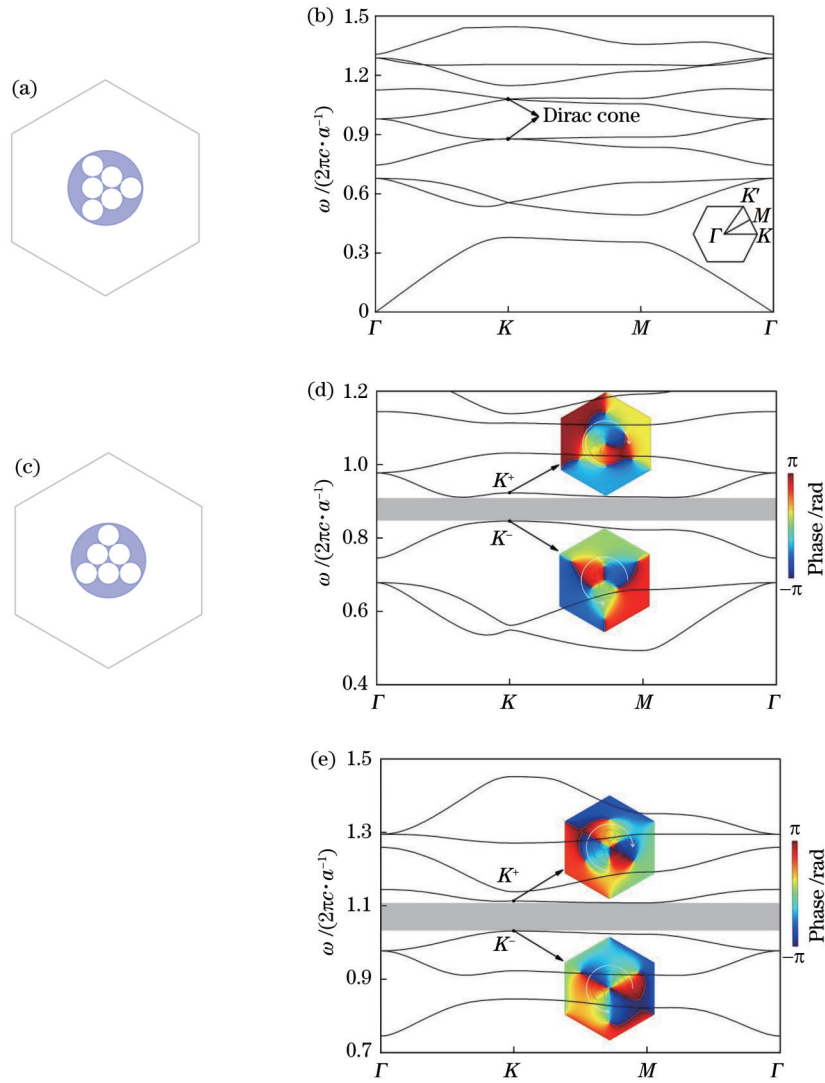


图 2 晶格能带图。(a)a 晶格;(b)a 晶格能带图,具有双重狄拉克点简并;(c)b 晶格;(d)b 晶格下方狄拉克点打开后的带隙,简并点分裂成 K^+ 和 K^- , 其 E_z 对应的相位分布由箭头标注;(e)b 晶格上方狄拉克点打开后的带隙,简并点分裂成 K^+ 和 K^- , 其 E_z 对应的相位分布由箭头标注

Fig. 2 Structures of lattice a and lattice b. (a) Lattice a; (b) bands of lattice a with two Dirac cones at the valley point K ; (c) lattice b; (d) low bands of Fig. 2(c) with two split valley points K^+ and K^- and their phase distributions of E_z marked by arrows; (e) high bands of Fig. 2(c) with two split valley points K^+ and K^- and their phase distributions of E_z marked by arrows

$$\Omega(k) = \nabla_k \times A(k) = \frac{\partial A_y(k)}{\partial k_x} - \frac{\partial A_x(k)}{\partial k_y}. \quad (2)$$

第一六边形布里渊区如图 4(a)所示。为便于计算,还绘制了第一菱形布里渊区。菱形布里渊区被细分为一些菱形网格。 k_1 和 k_2 分别为沿倒格矢空间的两个基本向量。贝里曲率是通过沿着网格的每一侧的贝里连接环积分得到的。图 4(b)显示了 b 晶格中带隙下方能带的贝里曲率结果,贝里曲率的正极值和负极值分别位于山谷中心点 K 和 K' 。c 晶格中带隙下方的贝里曲率如图 4(c)所示,贝里曲率的正极值和负极值分别位于山谷中心点 K 和 K' 。从图 4(b)和图 4(c)可以看出,曲率的极值是反向的。图 4(b)、(c)中除了谷中心有峰值以外,还有其他峰,这是因为在图 2(b)所示

的原始晶格能带的下方,狄拉克简并点附近的点也十分接近。图 4(d)所示为放大后的原始晶格仿真能带, K 点左处标记的点可以清晰地观察到该点也为近似简并的点,这使得在图 4(b)、(c)中出现了一处额外的高峰;该标记点与 K 点之间的曲线范围很小,因此图 4(b)、(c)中出现其他较低的峰值。b、c 晶格能带图上方带隙的贝里曲率如图 4(e)、(f)所示。

谷陈数为半个布里渊区的贝里曲率积分,表示为

$$C_{K(K')} = \frac{1}{2\pi} \int \Omega(k) d^2k = \pm \frac{1}{2}. \quad (3)$$

对于 b 晶格结构,图 4(e)、(f)的谷陈数为 $C = C_K - C_{K'} = 1$,而对于 c 晶格结构, $C = C_K - C_{K'} = -1$,图 4(b)、(c)同理。因此,由一个原胞结构旋转相反方向得到的 b 晶格和 c 晶格的两种结构具有相反的谷

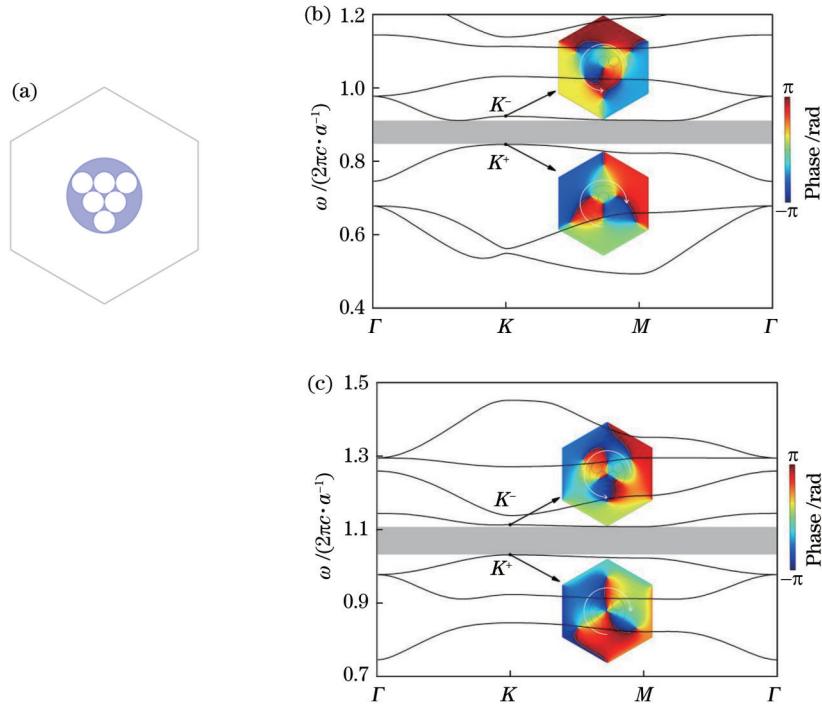


图 3 c 晶格结构及能带图。(a)c 晶格;(b)c 晶格上方狄拉克点打开后的带隙,简并点分裂成 K^+ 和 K^- ,其 E_c 对应的相位分布由箭头标注;(c)c 晶格下方狄拉克点打开后的带隙,简并点分裂成 K^+ 和 K^- ,其 E_c 对应的相位分布由箭头标注
 Fig. 3 Structures of lattice c and its bands. (a) Lattice c; (b) high bands of Fig. 3(a) with two split valley points K^+ and K^- , and their phase distributions of E_c marked by arrows; (c) low bands of Fig. 3(a) with two split valley points K^+ and K^- , and their phase distributions of E_c marked by arrows

陈数。

根据体边对应关系,图 4 所示的贝里曲率分布表明这两种晶格的相位是相反的,因此,谷拓扑的边界态模式会出现在这两个相位不同的晶格界面上。此外,光子晶体的谷拓扑边界态与普通光子晶体的边界态不同,上述晶格组合不需要在二者之间引入缺陷,只需将两种晶格按照周期排列,在晶格边界处便可形成边界态的模式。可以沿 $\Gamma \rightarrow K$ 方向使 b、c 晶格按照 b-c-b 式周期构建超胞模型,此模型形成上下两个边界,如图 5(a) 所示。超胞在 x 轴方向上的周期最小, y 方向的周期则为无限长,但在实际计算中,必须在 y 方向上取有限长度。其中,b、c 晶格的周期长度都取 8,即超胞由 8 个原始 b 晶格与 8 个原始 c 晶格在 y 方向上周期排列形成,总长度为 $12\sqrt{3}a$ 。仿真结果表明,超胞在两个晶格分界面处分别具有边界态,其仿真得到的能带曲线如图 5(b) 所示,其中长虚线和短虚线分别对应上方和下方边界。

曲线斜率的正负表示传输的方向。在图 5(b) 的虚线能带上任取一对对称点,画出该对称点在靠近边界处的平均能流密度矢量,它们都存在一个能量流涡旋,其对应的旋转方向分别为顺、逆时针,即传输方向相反,如图 5(c)、(d) 所示。在图 5(b) 的两个边界态处的长虚线[图 5(a) 对应 b-c 边界的能带曲线]上分别取对应点 P 、 P' ,两处都存在一个能量流涡旋,其对应的

旋转方向分别为顺、逆时针,传输方向相反。事实上,左支曲线(右支曲线)上的所有点旋转方向都相同,相反的能量流涡旋意味着边缘状态的输运方向可能是自旋锁定的。图 6(a) 中,源自旋为顺时针方向,则输运方向锁定在右曲线分支的群速度方向,即 $+x$ 方向。在图 6(b) 中,取边界处的频率范围进行频域模拟,点源激发频率为 P 、 P' 点处频率。与上方带隙一样,下方带隙取 Q 和 Q' 处频率,它们也具有自旋锁定的单向传输能力,但其自旋锁定能力比图 5(b) 中上方边界态处能带的自旋锁定能力稍差,存在一些散射,两个带隙之间谷拓扑性质的差异源于下方带隙中边界态曲线没有完全闭合。综上,逆时针方向的自旋源激发曲线左侧负群速度的模式,顺时针方向的自旋源激发曲线右侧正群速度的模式。在图 5 中上方虚线从 $\omega = 1.021(2\pi c/a)$ 到 $\omega = 1.109(2\pi c/a)$ 以及下方虚线从 $\omega = 0.823(2\pi c/a)$ 到 $\omega = 0.908(2\pi c/a)$ 的频率范围内,所有边缘状态的模拟都表现出单向输运的特性。

3 嵌套回路仿真

单向传输特性是构建不同环形回路的重要前提^[19]。图 7 为所绘制的三角嵌套型回路的理想模型。其中,白色区域为 b 晶格,灰色区域为 c 晶格,整个模型由外到内按照 b_1 、 c_1 、 b_2 、 c_2 的顺序排列,最外层的边界为整个模型边界,向内三层为晶格边界,也就是环路路

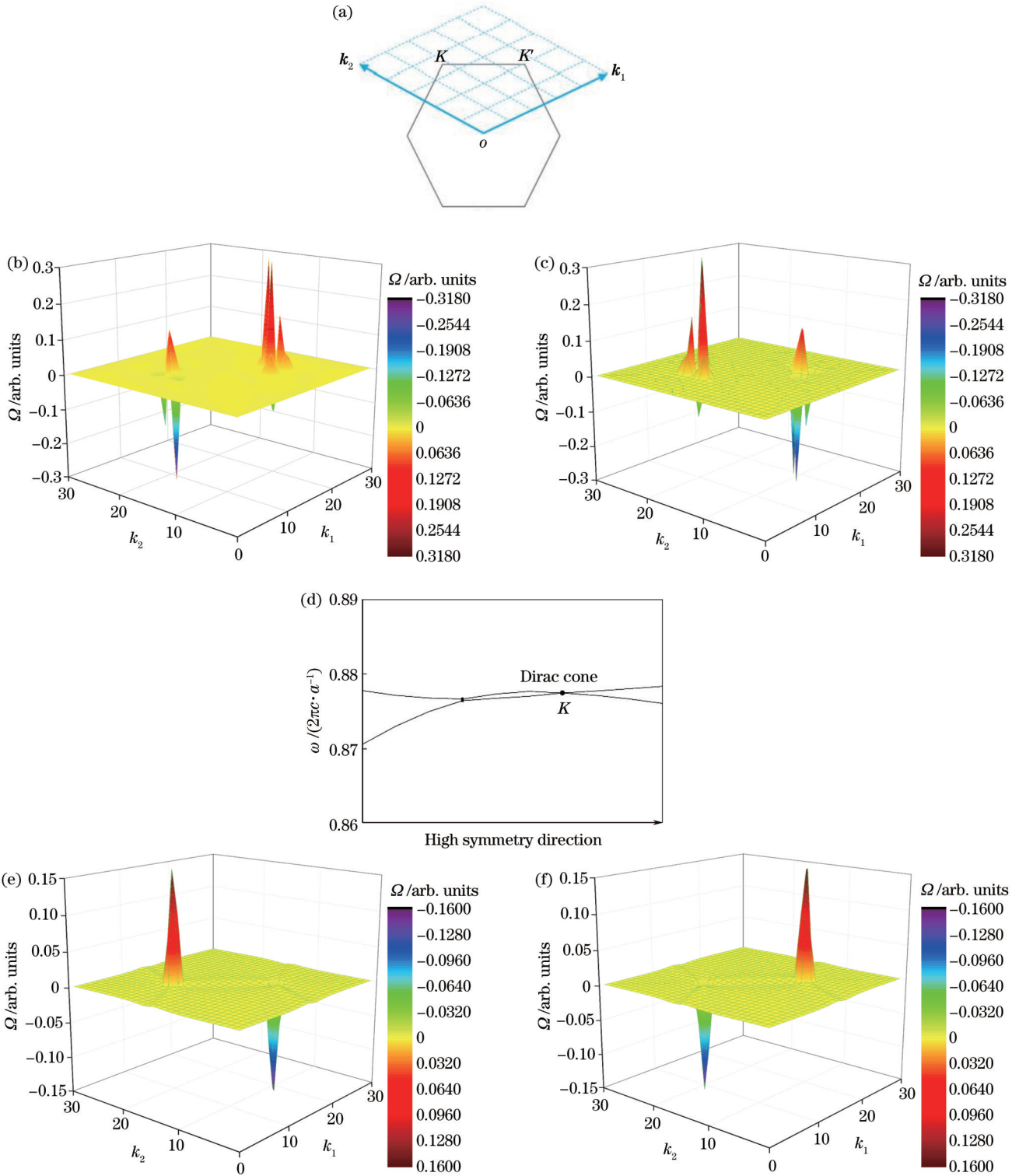


图 4 b、c 晶格的贝里曲率。(a) 计算贝里曲率的第一布里渊区；(b) b 晶格下方带隙的贝里曲率分布；(c) c 晶格下方带隙的贝里曲率分布；(d) 放大后的下方狄拉克点简并处能带图；(e) b 晶格上方带隙的贝里曲率分布；(f) c 晶格上方带隙的贝里曲率分布

Fig. 4 Berry curvatures for lattice b and lattice c. (a) The first hexagon Brillouin zone for the calculations of Berry curvatures; (b) Berry curvature distribution for lattice b at low band gap; (c) Berry curvature distribution for lattice c at low band gap; (d) K point in the enlarged low band gap; (e) Berry curvature distribution for lattice b at high band gap; (f) Berry curvature distribution for lattice c at high band gap

径, 3 个回路的长度分别为 $29a$ 、 $17a$ 、 $5a$ 。嵌套回路中最短的回路边长包含 5 个 c 晶格周期, 向外间隔 4 层 b 晶格周期, 最外层为 5 或 6 层 c 晶格周期; c_1 、 c_2 、 b_1 、 b_2 的

宽度均为正常晶格拼接宽度, 并没有在其内部引入缺陷等结构。对于这样长度的回路, 暂未找到同时激发三层回路的激发频率。光子晶体的单向传输特性使光

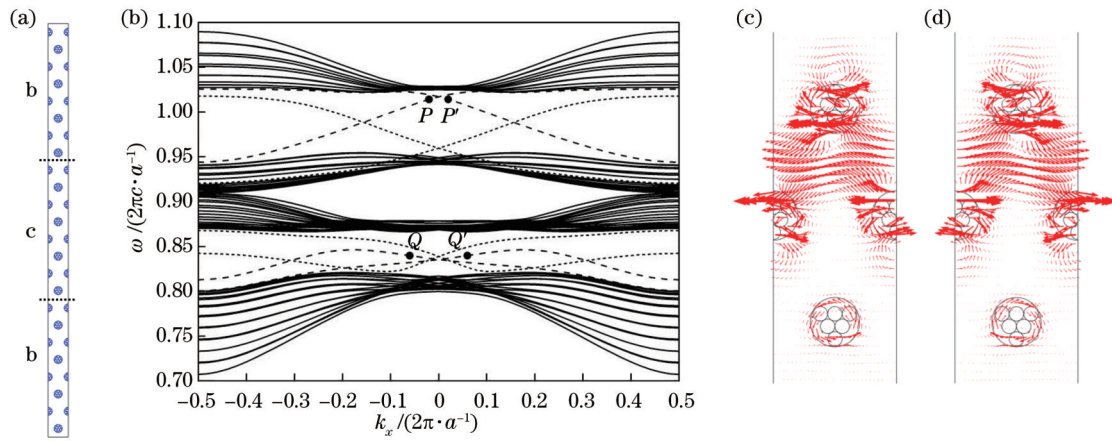


图 5 b-c-b 型超胞边界态能带图与涡旋示意图。(a) b-c-b 模型图;(b) 超胞能带图;(c) P 点处平均能流密度矢量逆时针涡旋;(d) P' 点处平均能流密度矢量顺时针涡旋

Fig. 5 Model of type b-c-b super cell with its nontrivial band gaps and the energy flow vectors around the edge. (a) Model of type b-c-b super cell; (b) energy band of the super cell; (c) anticlockwise energy flow vectors at point P ; (d) clockwise energy flow vectors at point P'

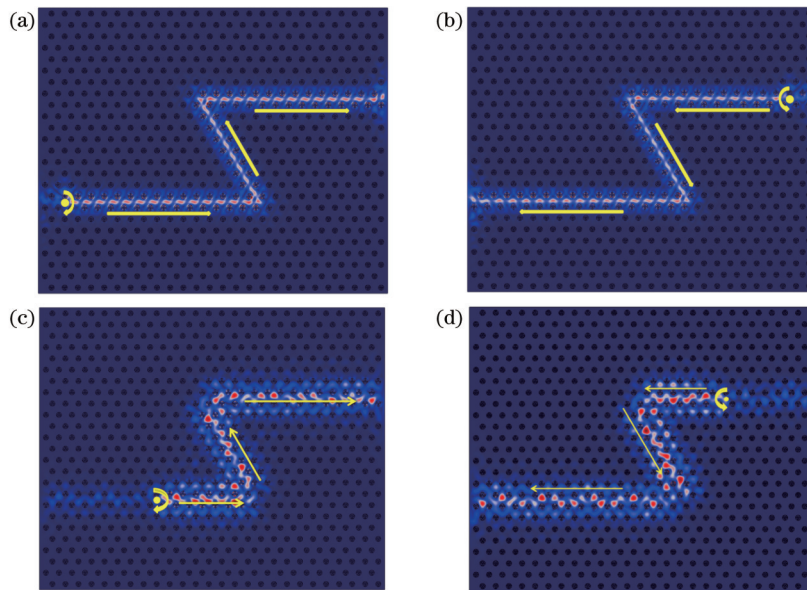


图 6 单向性验证。(a) 上方带隙谷拓扑边界态顺时针传输路径, 激发频率取自点 P ; (b) 上方带隙谷拓扑边界态逆时针传输路径, 激发频率取自点 P' ; (c) 下方带隙的谷拓扑边界态顺时针源及其传输路径, 频率取自点 Q ; (d) 下方带隙谷拓扑边界态逆时针源及其传输路径, 频率取自点 Q'

Fig. 6 Unidirectional verification. (a) High edge state with clockwise source and frequency at point P ; (b) high edge state with clockwise source and frequency at point P' ; (c) low edge state with clockwise source and frequency at point Q ; (d) low edge state with clockwise source and frequency at point Q'

波在环形回路中传输时, 光波不断循环叠加, 从而产生干涉相长(共振增强)和干涉相消现象。将光源放置在 b_1 与 c_1 的上方边界中心处。由于单向传输特性, 该边界处产生具有固定传输方向的光子环。有意思的是, 相邻光子环之间虽然没有传输通道, 但通过倏逝波的耦合, 能量可以在光子环之间依次传递。图 7 即显示了对于顺时针自旋光源产生的可能传输路径(由箭头表示)。

光子晶体波导之间需要能量交换, 而能量交换一

般是通过耦合来实现的^[20]。耦合的模型有很多, 比如直接采用线缺陷波导之间的耦合的模型^[21]、在两个直线波导间构建一个微腔作为耦合通道的模型^[22-23]、微腔与微腔之间进行耦合^[24-27]的模型等。本文所设计的模型是一种新型的环路嵌套模型, 设计该三角形嵌套回路模型的原因: 一是三角晶格本身的特性使得在拐角处没有额外的缺陷; 二是该模型可以使得能量通过倏逝波的耦合理论从最外层传递至中间乃至最里层(或从最里层传递至最外层), 且不需要任何通道、微腔

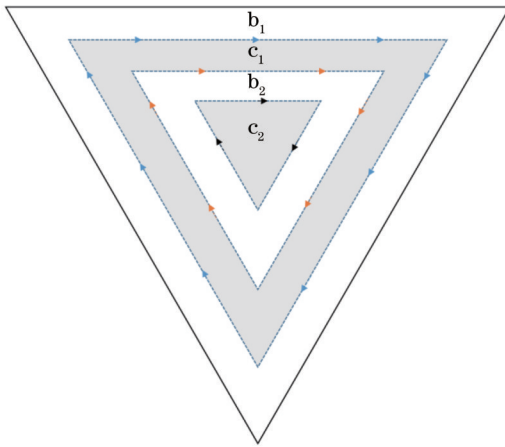


图 7 谷拓扑嵌套型三层回路

Fig. 7 Model design of nested photonic loops based on valley topological boundary waveguides

的辅助就能进行能量传递,解决了大部分光子晶体模型实际构建的复杂性问题,在降低结构复杂度的基础

上,还满足一定的高效率能量传输要求;三是通过对频率的选择,实现光子回路选择性激发。由于电磁波在回路中的叠加效果取决于回路光学长度与波长的关系。对于环路长度 L ,总相变 $\Delta\phi = 2\pi n_g L / \lambda$,其中 $n_g = c/v_g$ (v_g 为边缘状态的群速度)。如果 $\Delta\phi = 2m\pi$ (m 为整数),环路将满足共振条件,形成谐振腔;如果 $\Delta\phi = (2m + 1)\pi$,环路将出现干涉相消现象。因此,对于固定环路 (L 固定),通过调节源频率(改变波长),改变相位,实现干涉相长或者相消,从而实现可重构的多样化光子拓扑环路。

拓扑边界态的单向传输理论和电磁波的消逝耦合理论为构建嵌套型回路提供了基础。本文在 Comsol 仿真软件中构建了 b_1, c_1, b_2, c_2 的嵌套回路频域仿真模型。为了更好地证明上述理论的正确性,将 b_1 与 c_1 的边界层定义为 $[b_1 c_1]$, c_1 与 b_2 的边界层定义为 $[c_1 b_2]$, b_2 与 c_2 的边界层定义为 $[b_2 c_2]$ 。设置光源自旋方向始终为顺时针方向。图 8 显示了光源处于 b_1 与 c_1 的边界(外层晶格边界)和 c_2 与 b_2 边界(内层晶格边界)等三个

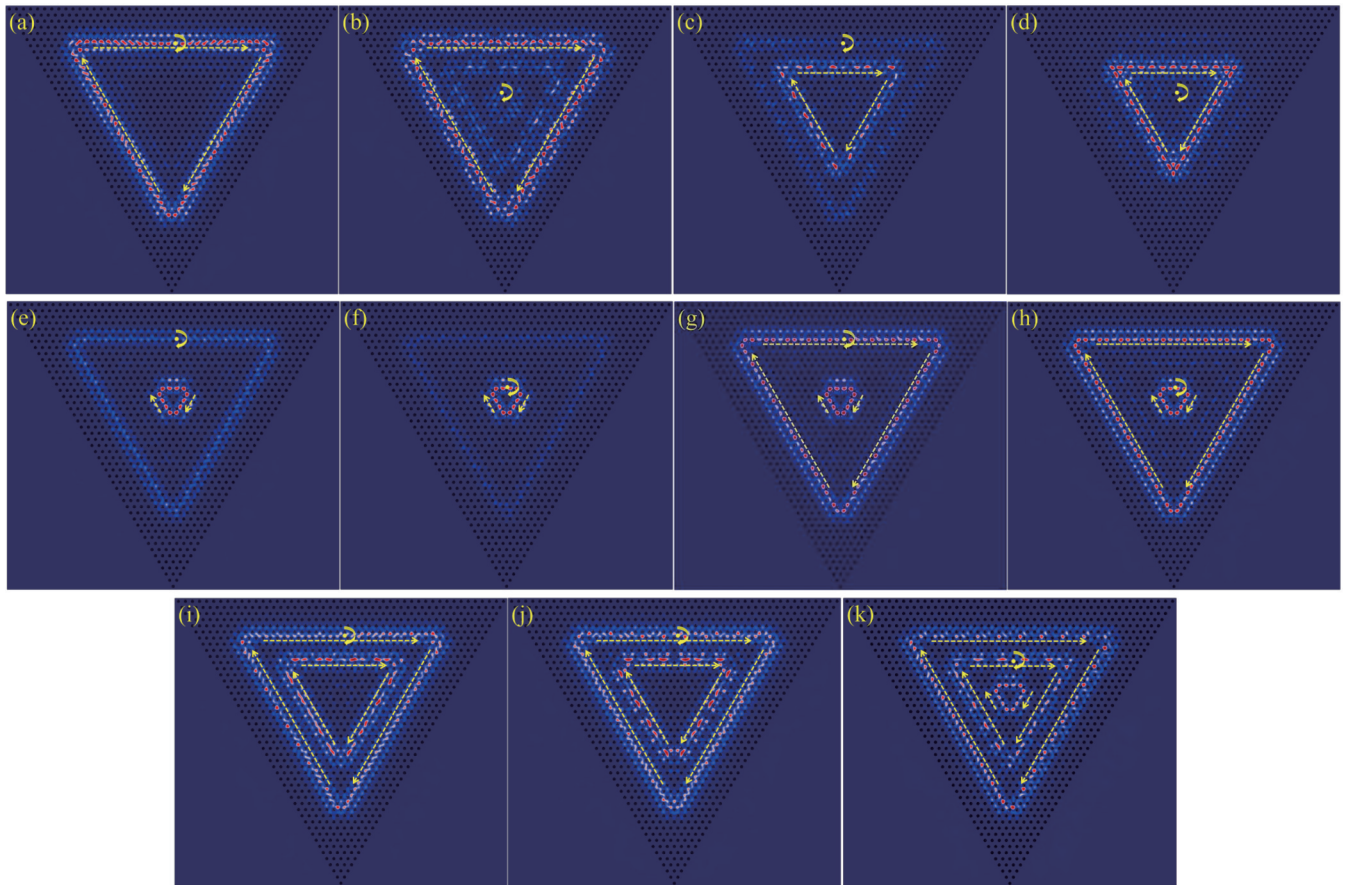


图 8 嵌套式拓扑光子回路在下方带隙处,不同源位置和频率条件下的多样激发。(a) $\omega = 0.86130(2\pi c/a)$; (b) $\omega = 0.85820(2\pi c/a)$; (c) $\omega = 0.86170(2\pi c/a)$; (d) $\omega = 0.85120(2\pi c/a)$; (e) $\omega = 0.86293(2\pi c/a)$; (f) $\omega = 0.86293(2\pi c/a)$; (g) $\omega = 0.86300(2\pi c/a)$; (h) $\omega = 0.86300(2\pi c/a)$; (i) $\omega = 0.86060(2\pi c/a)$; (j) $\omega = 0.86200(2\pi c/a)$; (k) $\omega = 0.86299(2\pi c/a)$

Fig. 8 Light flows from different positions or frequencies in the low edge state of nested photonic loops with normalized angular frequencies. (a) $\omega = 0.86130(2\pi c/a)$; (b) $\omega = 0.85820(2\pi c/a)$; (c) $\omega = 0.86170(2\pi c/a)$; (d) $\omega = 0.85120(2\pi c/a)$; (e) $\omega = 0.86293(2\pi c/a)$; (f) $\omega = 0.86293(2\pi c/a)$; (g) $\omega = 0.86300(2\pi c/a)$; (h) $\omega = 0.86300(2\pi c/a)$; (i) $\omega = 0.86060(2\pi c/a)$; (j) $\omega = 0.86200(2\pi c/a)$; (k) $\omega = 0.86299(2\pi c/a)$

回路中心位置时在不同光源频率下得出的多种结果。在图 8(a)、(b)中,光源位置分别位于最外层边界 $[b_1c_1]$ 和最内层边界 $[b_2c_2]$ 处,并且当 $\omega = 0.86130(2\pi c/a)$ 和 $\omega = 0.85820(2\pi c/a)$ 时,强共振电场都显现在 $[b_1c_1]$ 回路。图 8(a)表明:源在回路上,可直接激发谐振条件;源在其他边界回路上,不满足谐振条件。图 8(b)说明,即使源不在回路上,但通过回路之间倏逝场的耦合,也可实现回路共振。图 8(c)、(d)分别展示了光源在最外层边界和最内层边界,频率分别为 $\omega = 0.86170(2\pi c/a)$ 和 $\omega = 0.85120(2\pi c/a)$ 时均激发中间层边界 $[c_1b_2]$ 所构成的回路。由倏逝波耦合的理论可知,当光源频率满足边界 $[c_1b_2]$ 的共振条件时,其能量就会被耦合进入 $[c_1b_2]$ 边界。图 8(e)、(f)与图 8(a)、(b)原理一致,源频率均为 $\omega = 0.86293(2\pi c/a)$ 。图 8(f)说明源在 $[b_2c_2]$ 边界上时直接激发了回路;图 8(e)说明源不在该边界上,但通过回路之间的倏逝场耦合可实现 $[b_2c_2]$ 回路的共振,其他回路不满足谐振条件,没有被激发。接下来,讨论激发两层回路的情况。首先,在图 8(g)中源在 $[b_1c_1]$ 边界上,频率 $\omega = 0.86300(2\pi c/a)$ 时, $[b_1c_1]$ 和 $[b_2c_2]$ 两处回路同时产生共振;图 8(h)中源在 $[b_2c_2]$ 边界处,频率仍为 $\omega = 0.86300(2\pi c/a)$,也同样使 $[b_1c_1]$ 和 $[b_2c_2]$ 这两处回路同时产生共振,说明这两条回路均满足谐振条件。其次,在图 8(i)、(j)中,源频率分别为 $\omega = 0.86060(2\pi c/a)$ 和 $\omega = 0.86200(2\pi c/a)$ 时,源在 $[b_1c_1]$ 边界上,在这两种情况下, $[b_1c_1]$ 和 $[c_1b_2]$ 回路均被激发。共振频率不同可以激发不同回路,但这不代表该种模式的耦合回路只能由一种对应

频率所激发,同一回路的激发频率不一定只有一个。此外,图 8(k)中源在 $[c_1b_2]$ 边界,激发频率为 $\omega = 0.86299(2\pi c/a)$,此时 3 条回路均被激发,表明此时源位置与频率满足 3 条回路的谐振条件。表 1 汇总了下方带隙一层到三层回路的不同共振模式和对应的光源激发频率。

表 1 下方带隙不同层数的嵌套循环形式
Table 1 Forms of nested loops with different layer numbers of the lower edge state

Location of lights	Frequencies / $(2\pi c \cdot a^{-1})$	Nested loop
$[b_1c_1]/[b_2c_2]$	0.86130/0.85820	$[b_1c_1]$
$[b_1c_1]/[b_2c_2]$	0.86170/0.85120	$[c_1b_2]$
$[b_1c_1]/[b_2c_2]$	0.86293	$[b_2c_2]$
$[b_1c_1]/[b_2c_2]$	0.86300	$[b_1c_1]+[c_1b_2]$
$[b_1c_1]$	0.86060/0.86200	$[b_1c_1]+[b_2c_2]$
$[c_1b_2]$	0.86299	$[b_1c_1]+[c_1b_2]+[b_2c_2]$

对于图 5(b)上方带隙处的边界态,光源在最外层边界和中间层边界,频率为 $\omega = 1.09310(2\pi c/a)$ 和 $\omega = 1.07200(2\pi c/a)$ 时内层边界 $[b_2c_2]$ 构成的回路均被激发,如图 9(a)、(e)所示。由倏逝波耦合的理论可知,当光源频率满足边界 $[b_2c_2]$ 的共振条件时,其能量会被耦合进入 $[b_2c_2]$ 边界。图 9(b)、(c)与图 8(i)、(g)的原理与激发回路一致,源频率分别为 $\omega = 1.09301(2\pi c/a)$ 和 $\omega = 1.09307(2\pi c/a)$ 。光源在内层,频率 $\omega = 1.07790(2\pi c/a)$ 时, $[c_1b_2]$ 边界处的回路被激发,如图 9(d)所示。同样地,将上方带隙各个结果频率与对应的仿真模拟图所激发的回路记录在表 2。

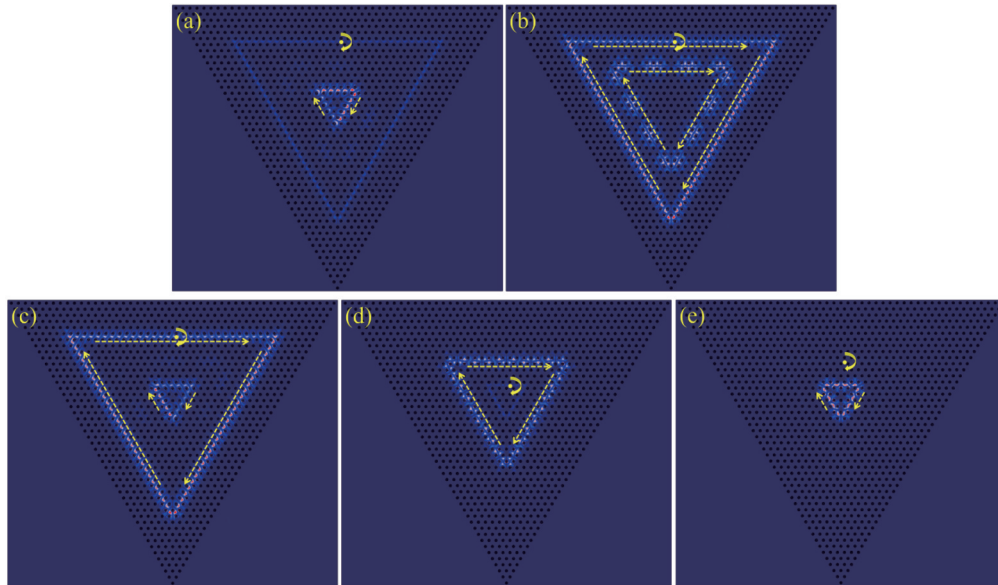


图 9 嵌套式拓扑光子回路在上方带隙处,不同源位置和频率条件下的多样激发。(a) $\omega=1.09310(2\pi c/a)$; (b) $\omega=1.09301(2\pi c/a)$; (c) $\omega=1.09307(2\pi c/a)$; (d) $\omega=1.07790(2\pi c/a)$; (e) $\omega=1.07200(2\pi c/a)$
Fig. 9 Light flows from different positions or frequencies in the high edge state of nested photonic loops with normalized angular frequencies. (a) $\omega=1.09310(2\pi c/a)$; (b) $\omega=1.09301(2\pi c/a)$; (c) $\omega=1.09307(2\pi c/a)$; (d) $\omega=1.07790(2\pi c/a)$; (e) $\omega=1.07200(2\pi c/a)$

表 2 上方带隙不同层数的嵌套循环形式

Table 2 Forms of nested loops with different layer numbers of the high edge state

Location of lights	Frequency / $(2\pi c \cdot a^{-1})$	Nested loop
$[b_1c_1]/[c_1b_2]$	1.09310/1.07200	$[b_2c_2]$
$[b_1c_1]$	1.09301	$[b_1c_1] + [c_1b_2]$
$[b_1c_1]$	1.09307	$[b_1c_1] + [b_2c_2]$
$[b_2c_2]$	1.07790	$[c_1b_2]$

由上述仿真结果可知,嵌套回路模型的每一个单层回路都有自己的谐振频率,可以通过选择其谐振频率进行选择性激励。虽然本文只对三层嵌套回路模型的结果进行了总结,但是可控传输循环的思想与方法可以扩展到具有任何层的嵌套结构。

4 结 论

设计了一种多层嵌套的谷拓扑环形回路。通过将谷光子晶体边界态的拓扑性质和独特的共振回路结合,激发出多种不同的路径。通过源的位置和频率的设置可以选择性地激励单层或者多层回路。这种谷拓扑环形回路可以作为多通道频率选择器或光学谐振腔,与一般选择器和谐振腔不同的是,所设计结构中的通道是拓扑环形回路,它结合了拓扑保护和谐振的共同特性,从而尽可能地减少损耗,为实现光学器件中谷拓扑边界态的应用提供了新的思路。

参 考 文 献

- [1] Deng F S, Sun Y, Wang X, et al. Observation of valley-dependent beams in photonic graphene[J]. Optics Express, 2014, 22(19): 23605-23613.
- [2] Ma T, Shvets G. Scattering-free edge states between heterogeneous photonic topological insulators[J]. Physical Review B, 2017, 95(16): 165102.
- [3] 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.
- [4] Deng F S, Li Y M, Sun Y, et al. Valley-dependent beams controlled by pseudomagnetic field in distorted photonic graphene[J]. Optics Letters, 2015, 40(14): 3380-3383.
- [5] Khanikaev A B, Shvets G. Two-dimensional topological photonics[J]. Nature Photonics, 2017, 11(12): 763-773.
- [6] Yan B, Xie J L, Liu E X, et al. Topological edge state in the two-dimensional stampfli-triangle photonic crystals[J]. Physical Review Applied, 2019, 12(4): 044004.
- [7] Sun X C, He C, Liu X P, et al. Two-dimensional topological photonic systems[J]. Progress in Quantum Electronics, 2017, 55: 52-73.
- [8] Zhao H, Qiao X D, Wu T W, et al. Non-Hermitian topological light steering[J]. Science, 2019, 365: 1163.
- [9] Shalaev M I, Desnani S, Walasik W, et al. Reconfigurable topological photonic crystal[J]. New Journal of Physics, 2017, 20(2): 023040.
- [10] Li C, Hu X Y, Gao W, et al. Thermo-optical tunable ultracompact chip-integrated 1D photonic topological insulator[J]. Advanced Optical Materials, 2018, 6(4): 1701071.
- [11] Cao T, Fang L H, Cao Y, et al. Dynamically reconfigurable topological edge state in phase change photonic crystals[J]. Science Bulletin, 2019, 64(12): 814-822.
- [12] Song Z D, Liu H J, Huang N, et al. Electrically tunable robust edge states in graphene-based topological photonic crystal slabs[J]. Journal of Physics D, 2018, 51(9): 095108.
- [13] Süssstrunk R, Zimmermann P, Huber S D. Switchable topological phonon channels[J]. New Journal of Physics, 2017, 19(1): 015013.
- [14] Cheng X J, Jouvaud C, Ni X, et al. Robust reconfigurable electromagnetic pathways within a photonic topological insulator[J]. Nature Materials, 2016, 15(5): 542-548.
- [15] Gao N, Qu S C, Si L, et al. Broadband topological valley transport of elastic wave in reconfigurable phononic crystal plate[J]. Applied Physics Letters, 2021, 118(6): 063502.
- [16] Goryachev M, Tobar M E. Reconfigurable microwave photonic topological insulator[J]. Physical Review Applied, 2016, 6(6): 064006.
- [17] Liu J C, Fang Y T. Reconfigurable double-band valley topological edge states through rotating the dielectric rod with holes in triangular lattice[J]. Physica E, 2022, 144: 115451.
- [18] Li X X, Rui G H, Cui Y P, et al. Reconfigurable nested photonic topological loops[J]. Chinese Optics Letters, 2022, 20(6): 061301.
- [19] 蒋鹏鹏. 基于谷霍尔效应的拓扑光波导单向传导及应用研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2021: 13-23.
Jiang P P. A research of multi-function switched-beam antenna array[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2021: 13-23.
- [20] Yao W, Xiao D, Niu Q. Valley-dependent optoelectronics from inversion symmetry breaking[J]. Physical Review B, 2008, 77(23): 235406.
- [21] Xiao D, Yao W, Niu Q. Valley-contrasting physics in graphene: magnetic moment and topological transport[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(23): 236809.
- [22] 王卓远. 电磁波单向导波及相关非互易功能器件研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2013.
Wang Z Y. Research on one-way guiding of electromagnetic waves and related nonreciprocal optical components[D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2013.
- [23] 叶涛. 二维光子晶体波导耦合特性及波分复用研究[D]. 南昌: 南昌大学, 2011.
Ye T. Study on the coupling characteristics of photonic crystal waveguide and wavelength division multiplexing[D]. Nanchang: Nanchang University, 2011.
- [24] 缪路平. 二维光子晶体缺陷间的耦合及光开关研究[D]. 南昌: 南昌大学, 2011.
Miao L P. Coupling in 2-D photonic crystal defects and design of optical switch[D]. Nanchang: Nanchang University, 2011.
- [25] 钱琛江, 谢昕, 杨静南, 等. 二维平板光子晶体微腔与波导的耦合[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(3): 030001.
Qian C J, Xie X, Yang J N, et al. Coupling of two-dimensional slab photonic crystal micro-cavities and waveguides[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(3): 030001.
- [26] Wang H B, Wang J S, Li W H, et al. High efficiency filtering using two-dimensional photonic crystal coupled cavity structures[J]. Chinese Optics Letters, 2008, 6(6): 431-433.
- [27] 杜晓宇, 郑婉华, 任刚, 等. 二维光子晶体耦合腔阵列的慢波效应研究[J]. 物理学报, 2008, 57(1): 571-575.
Du X Y, Zheng W H, Ren G, et al. Slow wave effect of 2-D photonic crystal coupled cavity array[J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(1): 571-575.

Reconfigurable Nested Photonic Loops Based on Valley Topological Boundary Waveguides

Jiang Yuxiao¹, Fang Yuntuan^{1,2*}

¹*School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, Jiangsu, China;*

²*Jiangsu Key Laboratory of Security Tech for Industrial Cyberspace, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, Jiangsu, China*

Abstract

Objective The valley topological edge states (VTESs) and resonance loops are both important in optical communication systems, but they are usually two separate structures. In this paper, multi-layer nested valley photonic topological structures are designed. The energy transfer between loops is realized through the coupling of the evanescent field. By choosing its resonance frequency or changing the position of the light source, each loop has its own resonance frequency, and single loop or multiple-layer loops can be solely excited in the nested layered structure. Compared with similar studies, the loops do not design defects to form a resonant cavity and thus retain the integrity of the valley photonic crystal structures. This design has both the functionalities of resonance and waveguide transmission and increases the density of transmission channels. The results have application value in the reconfigurable photonic circuits.

Methods Quantum valley Hall effects (QVHEs) are realized by introducing angular rotation of the electron wave function at points K and K' in the first Brillouin zone (BZ), which provides an intrinsic magnetic moment, analogous to that provided by the electron spin. Similarly, vortex chirality (i. e. , pseudospin) of photonic energy flow provides a new degree of freedom for optical waves via the orbital angular momentum, which can be realized by reducing the lattice rotation symmetry. By constructing different types of domain walls via these structures, valley edge states can be achieved. Firstly, it is necessary to construct a two-dimensional photonic crystal unit cell. The design of the unit cell structure in this article takes into account that Bragg-scattering not only exists between lattices but also occurs between the various medium columns within the lattice. In order to obtain a wider bandgap, the method of rotating the medium columns is used to break the spatial symmetry of the photonic crystal so that the degeneracy at the high-symmetry point K in the first BZ of the reciprocal lattice is separated, thereby showing a complete bandgap in the energy band diagram. Subsequently, by analyzing the phase difference between the two lattices at point K after rotating the medium columns (i. e. , the topological invariant), it is proved that the structure has opposite topological phases at the K point, thereby indicating that the edge mode is the topological boundary mode. Secondly, by periodically arranging the two lattices, a supercell can be formed. After the frequency domain simulation, the supercell in this article has two edge states, and the spin-locked properties of the VTESs can be studied. Based on the above studies, we construct a nested loop model to achieve energy exchange between photonic crystals in the form of loop coupling. The principle of this coupling is evanescent field coupling. Compared with most current coupling methods that use waveguides and cavities, evanescent field coupling does not require the construction of waveguides or other defects or cavities. The topological edge mode of the valley photonic crystal designed in this article has great local properties and does not require additional defects. Last but not least, based on the advantages of topological properties, the design can also achieve efficient transmission while maintaining the original structure.

Results and Discussions We propose a new reconfigurable topological photonic structure model, which is a multi-layer nested photonic topological ring similar to Russian dolls. Based on the one-way transmission property of topological boundary states and the theory of coupling of electromagnetic waves, a three-layer nested loop (Fig. 7) is designed. The source position is at the center of any loop, and when the frequency is the same, different source positions will excite different transmission channels of the circuit. Furthermore, keeping the source position unchanged and changing the frequency of the source can excite multiple transmission channels. According to statistics (Fig. 8 and Fig. 9), the transmission channels in the structure will exhibit diverse forms such as single external loop, single inner loop, single middle loop, as well as double loops and triple loops. Compared with other similar schemes, the model design in this paper is intuitive, and there are no transmission channels connecting the loops. Energy transmission is entirely carried out by the coupling of the evanescent field to achieve reconfigurability. Its reconfigurability does not require any external conditions, which greatly reduces the complexity and difficulty of the design.

Conclusions The VTES has become a new research hotspot in topological photonics because of its flexibility and diversity. In this paper, reconfigurable topological channels in the form of multiple-layer nested loops have been designed. By combining the topological edge states of the valley photonic crystal with the resonance loops, a variety of different channels can be excited. Although the reconfigurable topological waveguides have been widely studied, the unique value of our design is that the reconfigurable method does not rely on external conditions; instead, single or multilayer circuits can be selectively excited by setting the location and frequency of the source. This model can be used as a multi-channel frequency selector or optical resonator. Different from the general selector and resonator, the channel in the structure is a topological loop, which combines the common characteristics of topological protection and resonance, so as to reduce the loss as far as possible. It provides a new idea for the application of VTESs in optical devices.

Key words optoelectronics; valley topological edge states; unidirectional transmission; nested loop circuit; reconfigurability