

基于无刻蚀铌酸锂薄膜波导阵列合成参数空间中 外尔点的转角拓扑特性

李浩, 刘子怡, 赵玉乐, 王强, 肖彦玲, 刘辉*

南京大学物理学院固体微结构物理国家重点实验室, 人工微结构科学与技术协同中心, 江苏 南京 210093

摘要 利用拓扑光子学中人工合成维度的概念, 在无刻蚀薄膜铌酸锂上, 通过将波导阵列结构参数视为额外维度, 实现在一维波导阵列系统中模拟三维外尔晶格, 并考虑不同外尔结构层间相对扭转的影响, 通过调控外尔晶格层间扭转角度, 实现了对拓扑界面态间的耦合调控。所提方法不仅降低了样品制备难度, 还提高了系统的可控性。此外, 在新型无刻蚀薄膜铌酸锂上设计新颖的拓扑波导阵列光学器件, 利用合成维度方法, 对多层外尔晶格间的相对扭转进行调控, 探索其传输效果及丰富的物理特性, 包括实现多外尔晶格的拼接和拓扑界面态的耦合调控。通过调节波导阵列长度灵活控制光输出, 丰富了光调控的自由度, 特别是在光学开关和逻辑器件领域, 为片上大规模光子器件集成提供了新的设计思路。

关键词 集成光学; 铌酸锂; 无刻蚀波导; 人工合成维度; 拓扑光子学

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS240853

1 引言

在大数据的时代背景下, 遵循摩尔定律的电子芯片发展遭遇了重大挑战, 特别是在散热增加和量子隧穿效应问题上^[1]。片上纳米光子器件具有在纳米尺度下利用光子进行信息传递和处理的能力, 以及低能量损耗和宽带宽的特点, 被视为解决全光链接、全光计算和全光网络等应用问题的潜在方案之一^[2-5]。尽管如此, 纳米器件在制备过程中由于加工条件的限制, 往往会出现不可避免的容差, 比如侧壁粗糙以及出现微纳结构缺陷, 从而影响光的传输。

拓扑光子学的发展给光场调控提供了一种稳定的手段^[6], 其主要借鉴凝聚态中拓扑能带理论, 设计具有非平庸的拓扑能带^[7-12]。拓扑平庸和拓扑非平庸结构的界面处支持受拓扑保护的光子态, 并对结构缺陷具有很强的鲁棒性^[13]。除了二维拓扑相, 研究者们开始探索三维体系中的拓扑效应, 例如拓扑半金属。其中, 外尔半金属具有费米弧形边界态、负折射等新奇效应, 是一类重要的拓扑半金属^[14-16], 它起源于高能物理^[17], 是满足狄拉克方程的一种解的形式, 但近年来才在拓扑材料中找到这样的准粒子^[10, 18-19]。由于需要设计三维结构, 外尔半金属很难在光学频段实现。

合成维度的引入为拓扑光子学提供了一种新的手

段^[20-22], 通过引入非空间自由度作为新的自由度, 可以在低维物理系统中探索高维空间拓扑效应^[23-25], 例如通过引入频率或者结构参数, 可以在一维和二维物理系统中实现外尔半金属^[26-28]。最近, 扭转石墨烯的兴起让人们意识到, 不同层之间的相对扭转也可以作为一种自由度, 可以此对体系进行调控。比如两个扭转外尔晶格间存在受拓扑保护的界面态, 不仅具有鲁棒传输的特点^[28], 还能够实现费米弧的非周期散射^[29]。目前, 关于扭转多层外尔结构的研究仍然相对较少, 利用相对扭转实现多层外尔结构界面态间的相互作用还未被探索。

在研究拓扑光子学的众多平台中, 绝缘体上硅(SOI)是一个非常成熟的集成光学芯片平台, 许多新奇的拓扑光子学效应^[30-34]已经在基于SOI平台的微纳结构中实现, 包括波导晶格、谐振环、光学腔以及光子晶体。近些年, 铌酸锂作为一种新型的集成平台吸引了研究者的极大兴趣。相较于SOI平台, 铌酸锂平台具有高二阶非线性系数、强电光效应^[35]及宽广的材料透明窗口, 因此绝缘体上铌酸锂(LONI)平台在研究拓扑光子学方面具有很大的潜力。由于铌酸锂在刻蚀加工方面存在一定困难^[36], 其加工制备仍旧是一个挑战。近期, 一种新型的无刻蚀薄膜铌酸锂被提出^[37], 通过构造光学势阱^[38], 避免了刻蚀铌酸锂的复杂

收稿日期: 2024-04-16; 修回日期: 2024-05-13; 录用日期: 2024-05-22; 网络首发日期: 2024-05-28

基金项目: 国家自然科学基金(12334015, 92163216, 92150302, 62288101)

通信作者: *liuhui@nju.edu.cn

步骤,展现出 LONI 成为下一代光学集成平台的巨大潜力。然而,在该平台上关于拓扑器件的研究报道较少。

本研究在无刻蚀薄膜铌酸锂中,通过设计一维四组元拓扑波导阵列,利用不同波导间距,构建人工合成维度参数空间,实现了三维旋转外尔晶格及其外尔点的结构。将扭转作为一种新型调控手段,引入到多层外尔结构中。在双层外尔晶格中,可以构建出拓扑界面态,而通过调整多层外尔晶格间的扭转角度 φ_1 ,可以实现三个相对扭转的外尔晶格的拼接,从而对两个外尔界面态进行调控,实现相干耦合。本文探索了多层外尔晶格间扭转角度的影响,并通过调控扭转角度,实现了外尔晶格拓扑界面态之间的相互作用,并在实验上验证了耦合拓扑界面态的传输效果。本研究不仅拓展了无刻蚀薄膜铌酸锂的应用范围,也为扭转拓扑光子学器件的开发和实现提供了新的理论基础和实验平台。

2 样品设计与模拟分析

2.1 参数空间外尔点及界面态构建

首先,使用 Comsol Multiphysics 6.0 软件计算了在 1550 nm 波长下单根无刻蚀铌酸锂波导的传输常数

β_0 , 该波导结构如图 1(a) 所示, 聚合物宽度为 $1\ \mu\text{m}$ 、厚度为 $500\ \text{nm}$, 铌酸锂层厚度为 $300\ \text{nm}$, 得到的传输常数 $\beta_0 = \frac{2\pi}{n_{\text{eff}}} = 1.616$ 。同时, 计算了两根无刻蚀波导在 $400\ \text{nm}$ 间距 g 下的耦合系数, 两根波导的结构如图 1(b) 所示, 采用交叠积分法进行计算:

$$\kappa_{12} = \frac{\omega \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (N^2 - N_2^2) \mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 \, dx \, dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E}_1^* \times \mathbf{H}_1 + \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1^*) \, dx \, dy}, \quad (1)$$

式中: ω 为入射光频率; ϵ_0 为真空介电常数; N 和 N_2 分别为聚合物折射率和空气折射率; $\mathbf{E}_{1(2)}$ 和 $\mathbf{H}_{1(2)}$ 为波导 1(2) 单独存在时的电场和磁场分布。根据式 (1), 得到两根波导间距从 $g = 200\ \text{nm}$ 增大到 $600\ \text{nm}$ 时的耦合系数 κ_0 , 如图 1(c) 所示。当 $g = 400\ \text{nm}$ 时, 耦合系数 $\kappa_0 = 0.01138$ 。

本文使用紧束缚模型来描述该四组元波导的哈密顿量:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^4 \beta_0 \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i + \kappa_i (\hat{a}_i^\dagger \hat{a}_{i+1} + \text{h.c.}), \quad (2)$$

式中: β_0 为单根波导的有效折射率; 耦合系数 κ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 由参数 p 和 q 控制, 即

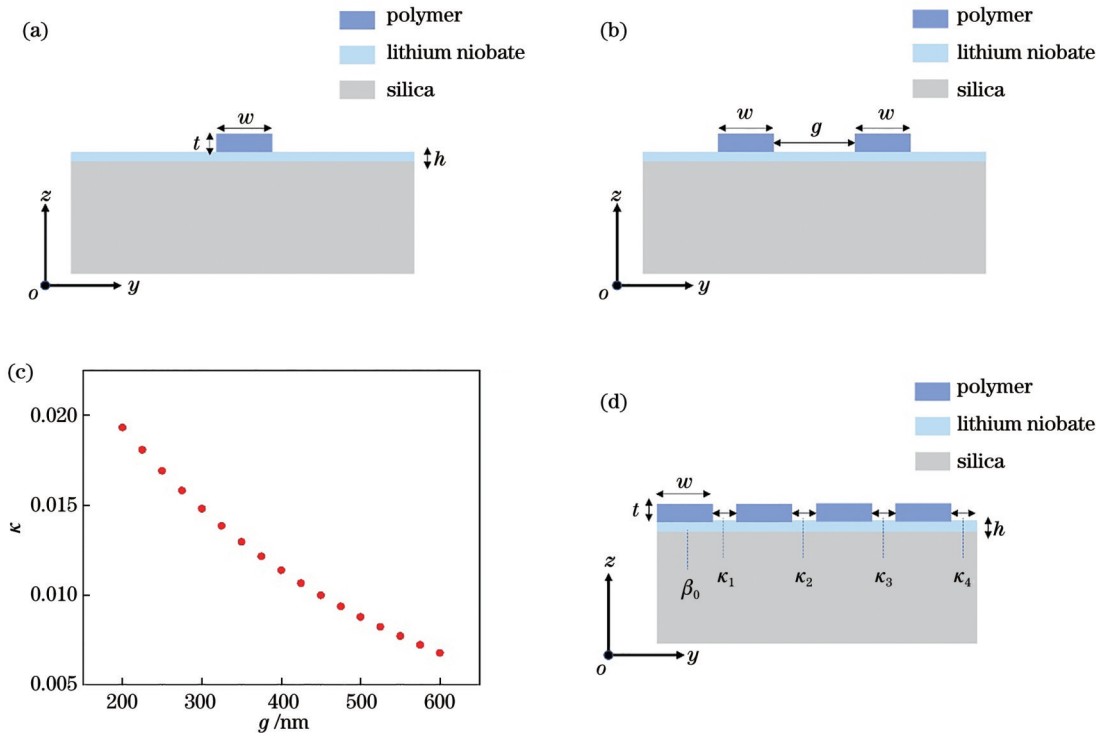


图1 样品结构示意图以及耦合系数变化情况。(a)单根波导的横截面示意图;(b)两根波导的横截面示意图,左侧代表波导1,右侧代表波导2;(c)两根波导的耦合系数 κ 随间距 g 的变化关系;(d)四组元波导阵列原胞示意图

Fig. 1 Schematic of sample structure and variation of coupling coefficient. (a) Cross-sectional schematic of a single waveguide; (b) cross-sectional schematic of two waveguides, the left side represents waveguide 1, and the right side represents waveguide 2; (c) variation in coupling coefficient κ with the gap g between two waveguides; (d) schematic of quaternary waveguide array in a unit cell

$$\begin{cases} \kappa_1 = \kappa_0(1+p) \\ \kappa_2 = \kappa_0(1+q) \\ \kappa_3 = \kappa_0(1-p) \\ \kappa_4 = \kappa_0(1-q) \end{cases} \quad (3)$$

通过傅里叶变换在动量空间中展开,动量空间的哈密顿量 $\hat{H}(p, q, k)$ 及其本征态可以表示为

$$\hat{H}|\Psi\rangle = \begin{bmatrix} \beta_0 & \kappa_1 & 0 & \kappa_4 e^{-ik} \\ \kappa_1 & \beta_0 & \kappa_2 & 0 \\ 0 & \kappa_2 & \beta_0 & \kappa_3 \\ \kappa_4 e^{ik} & 0 & \kappa_3 & \beta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Psi_{A_1} \\ \Psi_{B_1} \\ \Psi_{A_2} \\ \Psi_{B_2} \end{bmatrix} \quad (4)$$

选取 $\Psi_{A_1}, \Psi_{B_1}, \Psi_{A_2}, \Psi_{B_2}$ 作为本征态基矢,当 $p=q=0$ 时,能带色散关系如图 2(a) 所示,对应于一个二组分波导能带的折叠。当 $k=\pi$ 时,第一和第二能带以及第三和第四能带发生折叠;当 $k=0$ 时,第二和第三能带发生折叠。这些位置均出现简并点,且简并点附近的色散呈线性。当 (p, q) 偏离 $(0, 0)$ 点时,简并被解除,如图 2(a) 中的红色虚线所示。本文主要分析 $k=\pi$ 时

的简并点。

在参数空间 (p, q, k) 中,设定简并点

$$\begin{cases} p_w = 0 \\ q_w = 0, \\ k_w = \pi \end{cases} \quad (5)$$

取一球面包含该简并点 (p_w, q_w, k_w) , 如图 3(a) 所示,半径 $r=0.1$, 计算其包裹简并点球面的 Berry 流的改变量^[11]。取球面上一个小环路 l_n , 利用 $\gamma_n = -\text{Im}[\log(\langle \psi_{p(t), q(t), k} | \partial_t | \psi_{p(t), q(t), k} \rangle)]$ 计算不同回路的 Berry 相位,同样可以计算 l_{n+1} 的 Berry 相位。通过计算整个球面在不同 θ_n 下的 Berry 相位 γ_n 的值,可以近似得到穿过整个球面的 Berry 流变化,如图 3(b) 所示。可以看出,高能带(虚线)的 Berry 相位改变量为 -2π , 而低能带(实线)的 Berry 相位改变量为 2π 。因此,在穿过简并点 (p_w, q_w, k_w) 的球面,高能带的陈数为 -2 , 低能带的陈数为 2 。上述结果说明该简并点为外尔点,其外尔拓扑荷数为 1 。

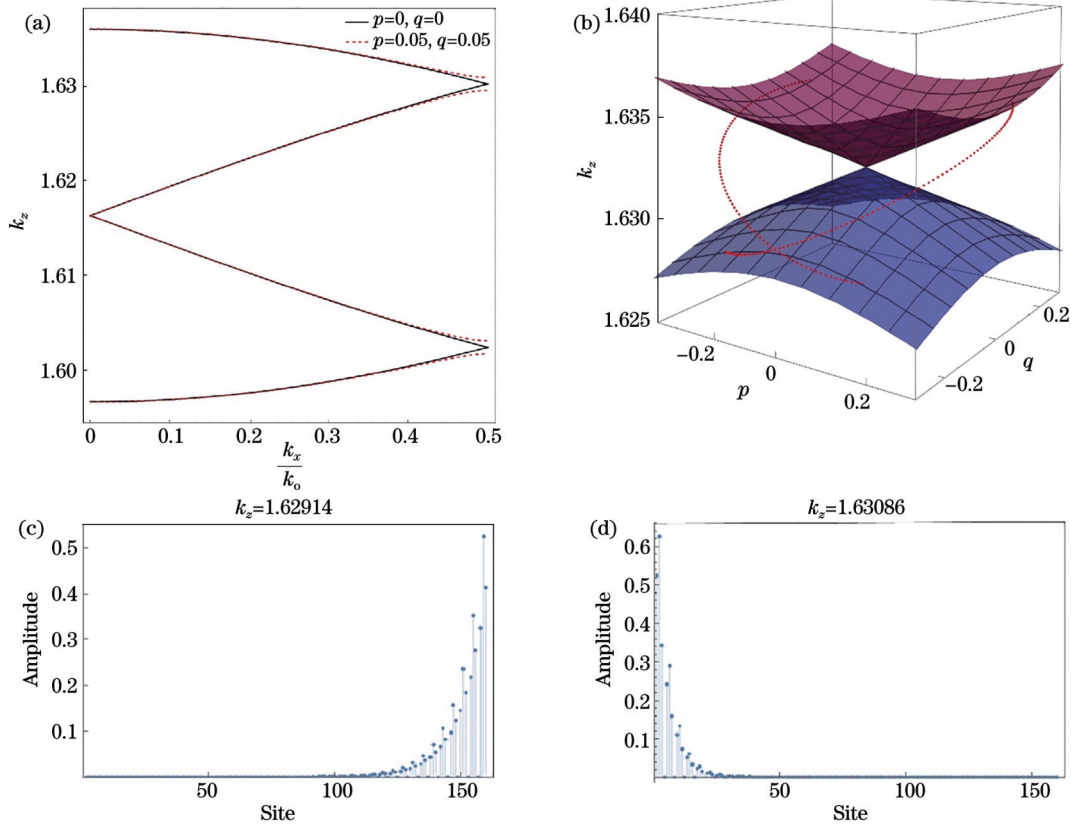


图2 参数空间中的能带和外尔点。(a)在两个不同 (p, q) 参数下的四元波导阵列的带色散;(b)外尔点和类似费米弧的边缘态(虚线);(c)右边缘态;(d)左边缘态

Fig. 2 Energy band and Weyl point in parameter space. (a) Band dispersion of a quaternary waveguide array under two different (p, q) parameters; (b) Weyl point and Fermi arc like edge state (dashed line); (c) right edge state; (d) left edge state

外尔点通常聚焦于费米弧形表面态。考虑合成维数外尔点的表面态时,可以通过映射 $(p, q) \rightarrow \varphi(p, q)$

将三维空间转化为二维平面,并利用参数 φ 表示的旋转变角来观察表面态。定义该映射如下:

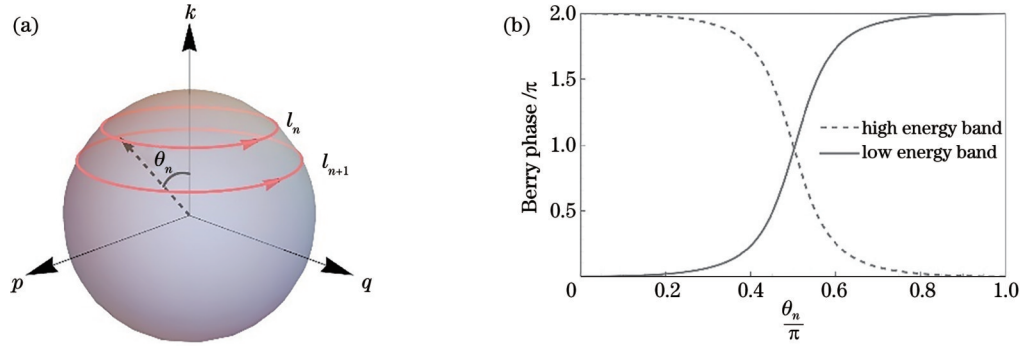


图3 外尔点参数空间示意图和Berry相位变化图。(a)三维参数空间,其中 θ_n 为回路 L_n 与 k 轴的夹角;(b)不同夹角 θ_n 对应的Berry相位
Fig. 3 Schematic of Weyl point parameter space and Berry phase variation diagram. (a) Three-dimensional parameter space, and θ_n represents the angle between the loop L_n and k axis; (b) Berry phases corresponding to different angles θ_n

$$\begin{cases} p' = r \cos \varphi \\ q' = r \sin \varphi \end{cases}, \quad (6)$$

式中:旋转半径 r 设定为0.3。当 φ 从 $-\pi$ 变化到 π 时,能够覆盖外尔点(p_w, q_w)附近以 r 为半径的参数空间内的所有态。设原胞数为 $n=100$,并用于能谱计算。如图2(b)红色虚线所示,遍历回路一周的能谱中存在连接上下体带的边界态螺旋线,这两条线分别代表左右边界态,如图2(c)、(d)所示。从三维空间观察,这些螺旋线的交点可被视为近似简并点。在不同的旋转半径下,均存在这样的点。将这些点连接起来,形成从外尔点出发至参数空间边界的费米弧。

参数空间中的外尔点展示了一个有趣的特性:通过控制不同旋转半径的外尔晶格并将其拼接,可以形成受拓扑保护的界面态模式。考虑两个不同的外尔点 W_i ,它们分别受不同旋转角 φ_i ($i=1, 2$)控制。这两个外尔点具有相同的旋转半径:

$$\begin{cases} p'_1 = r \cos \varphi_1 \\ q'_1 = r \sin \varphi_1 \\ p'_2 = r \cos \varphi_2 \\ q'_2 = r \sin \varphi_2 \end{cases}. \quad (7)$$

尽管两个外尔点是相互独立的,但是可以通过一个旋转变换,将 (p'_2, q'_2) 参数在 (p'_1, q'_1) 空间表示,这样就可以将两个独立的外尔点拼接起来,并考察其界面处的拓扑物态。定义

$$\varphi_2 = -\varphi_1 + \theta, \quad (8)$$

式中: θ 为一常数。选取40个原胞,共有160根波导,旋转半径 $r=0.3$ 。在此模型中,假设 W_1 在 φ_1 参数空间中沿逆时针方向旋转,通过旋转映射,将 W_2 也在 φ_1 参数空间表示,并证明其旋转方向与 W_1 相反,且具有与 W_1 不同的拓扑荷,从而获得两个外尔结构拼接后的能谱。如图4(a)所示,在紧束缚模型下计算的结果揭示了存在于带隙中的两条连接上下体带的界面态(虚线),显示了其物理特性。

可以证明,将相对旋转的 $W_2(\varphi_2)$ 变换到 φ_1 空间中, W_2 的拓扑荷在 φ_1 空间中与 W_1 相反。证明如下:将式(8)代入式(7),可得

$$\begin{cases} p'_2 = r \cos(-\varphi_1 + \theta) = p'_1 \cos \theta + q'_1 \sin \theta \\ q'_2 = r \sin(-\varphi_1 + \theta) = p'_1 \sin \theta - q'_1 \cos \theta \end{cases}; \quad (9)$$

将式(9)代入式(4),并同样计算绕外尔点的球面的Berry相位改变量,可以算出,高能带的Berry相位改变量为 2π ,低能带的Berry相位改变量为 -2π ,因此 W_2 在 φ_1 空间中的拓扑荷数为 -1 。

若在 φ_1 空间中以相同方向旋转两个外尔系统,则不会产生受拓扑保护的界面态,如图4(b)所示。以下部分将证明这一结论:定义两个外尔点的旋转角关系,确保它们沿相同方向旋转,即

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \theta'; \quad (10)$$

将式(10)代入式(7),可得

$$\begin{cases} p'_2 = r \cos(\varphi_1 + \theta') = p'_1 \cos \theta' - q'_1 \sin \theta' \\ q'_2 = r \sin(\varphi_1 + \theta') = p'_1 \sin \theta' + q'_1 \cos \theta' \end{cases}; \quad (11)$$

将式(11)代入式(4),同时计算绕外尔点的球面的Berry相位改变量,可以算出,高能带的Berry相位改变量为 -2π ,低能带的Berry相位改变量为 2π ,此时 W_2 在 φ_1 空间中的拓扑荷数为1,与 W_1 相同。

在 φ_1 空间中,若两个外尔点相对旋转,则在其拼接的晶格界面处存在受拓扑保护的界面态,如图4(c)、(d)所示。确定旋转方向后,选择固定路径 $\theta=0.1\pi$ 来观察界面态的本征值变化。选定特定参数 $\varphi_1=0.3\pi$,将原胞数目设为20,进而研究该界面态的本征态。结果显示,能量主要集中在界面附近。通过分析图4(c)、(d)的振幅分布,可以识别出两种不同的拓扑界面态。

在波导阵列系统中,不仅本征态的特性受到关注,其演化过程也同样重要。通过应用耦合波方程[式(12)],可以计算拓扑界面态传输过程中的波函数

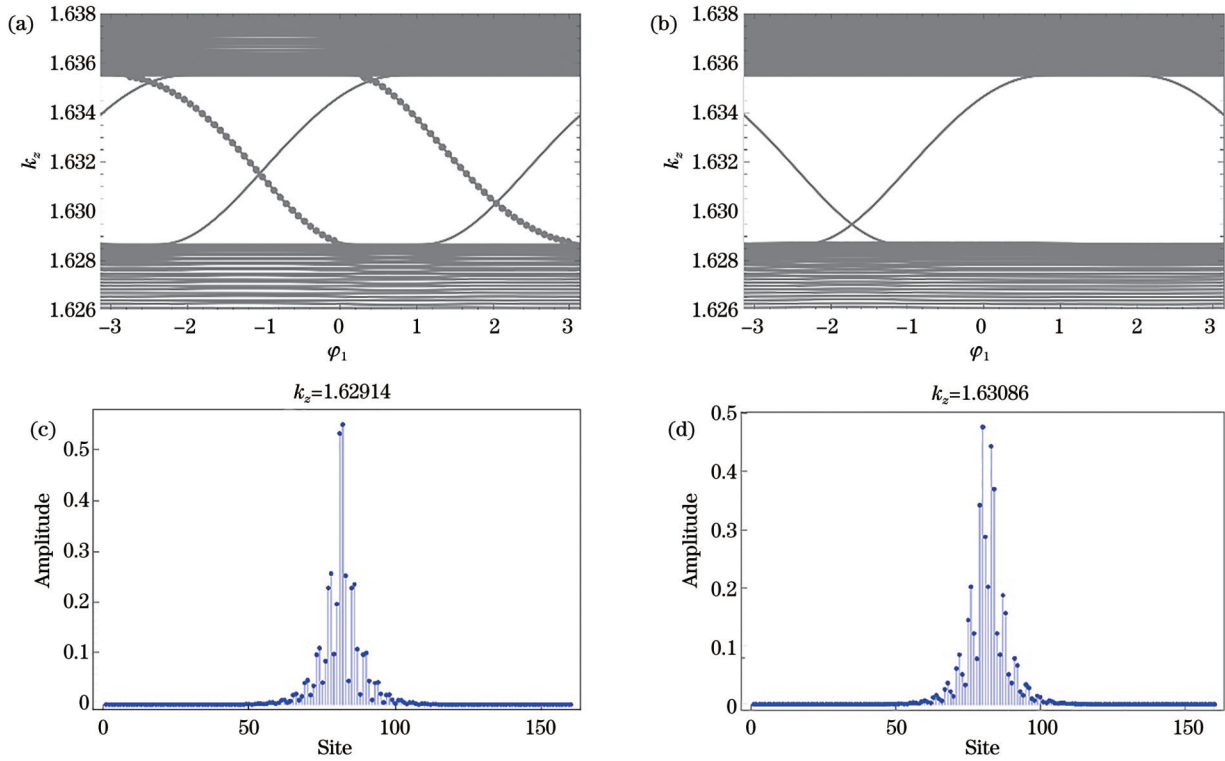


图4 能谱和界面态。(a)无能隙拓扑界面态(点线)的能谱;(b)普通态的能谱;(c)拓扑界面态的一个本征态;(d)拓扑界面态的另一个本征态

Fig. 4 Energy spectra and interface states. (a) Energy spectrum of gapless topological interface state (dotted line) in path $\varphi_2 = -\varphi_1 + 0.1\pi$; (b) energy spectrum of trivial state in path $\varphi_2 = \varphi_1 + 0.1\pi$; (c) one eigenstate of topological interface state; (d) another eigenstate of topological interface state

分布。

$$i \frac{\partial}{\partial z} \Psi_n(z) = \kappa_{n-1,n} \Psi_{n-1}(z) + \kappa_{n,n+1} \Psi_{n+1}(z) + \beta_n \Psi_n(z), \quad (12)$$

式中: $\kappa_{n-1,n}$ 为第 $n-1$ 根波导和第 n 根波导的耦合系数; $\kappa_{n,n+1}$ 为第 n 根波导和第 $n+1$ 根波导的耦合系数; β_n 为第 n 根波导的传输常数。

2.2 多层扭转外尔结构及其界面态耦合

将3个相对旋转的晶格拼接起来,探索可能出现的新奇物理现象。在波导体系中,若两根波导的传输常数相近,则会发生耦合现象。然而,界面态具有较强的鲁棒性,因此灵活调控两个界面态的耦合具有一定的挑战性。基于人工合成维度的方法,提出一种能够灵活调控波导阵列界面态的方法,并以此实现界面态之间的耦合。

首先,按照先前的方法,在 φ_1 空间中构建单个受拓扑保护的外尔点。图4(a)显示,在 $\varphi_1 \in [-\pi, \pi]$ 区域内存在两个拓扑界面态。因此,考虑在 φ_2 晶格的左右各拼接一个 φ_1 晶格,以确保 φ_2 晶格的左右两个界面处均存在拓扑界面态,如图5(a)、(b)所示。要使这两个界面态同时存在并发生耦合,需要精细调节参数 p, q 。

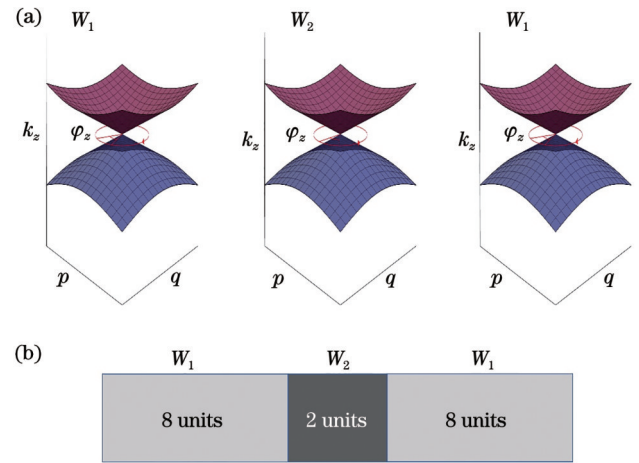


图5 扭转外尔晶格结构。(a)3个外尔点的界面,在参数空间中引入3个围绕外尔点的相同尺寸的旋转路径;(b)实际一维晶格结构

Fig. 5 Twisted Weyl lattice structure. (a) Interface of three Weyl points, introducing three rotation paths of the same size encircling the Weyl points in the parameter space; (b) actual one-dimensional waveguide array lattice structure

通过构建紧束缚模型,在有限周期下构建有关 φ_1 晶格的哈密顿量,即

$$\mathbf{H}_1 = \begin{bmatrix} \beta_0 & \kappa_1 & & & \\ \kappa_1 & \beta_0 & \kappa_2 & & \\ & \kappa_2 & \beta_0 & \kappa_3 & \\ & & \kappa_3 & \beta_0 & \kappa_4 \\ & & & \kappa_4 & \ddots \\ & & & & \ddots \end{bmatrix}_{4N_1 \times 4N_1}, \quad (13)$$

式中: $\kappa_i (i=1, 2, 3, 4)$ 表示 φ_1 晶格的 4 根波导间的耦合系数。

有限周期的 φ_2 晶格在 φ_1 空间内的哈密顿量同样可以写作

$$\mathbf{H}_2 = \begin{bmatrix} \beta_0 & \kappa'_1 & & & \\ \kappa'_1 & \beta_0 & \kappa'_2 & & \\ & \kappa'_2 & \beta_0 & \kappa'_3 & \\ & & \kappa'_3 & \beta_0 & \kappa'_4 \\ & & & \kappa'_4 & \ddots \\ & & & & \ddots \end{bmatrix}_{4N_2 \times 4N_2}, \quad (14)$$

式中: $\kappa'_i (i=1, 2, 3, 4)$ 表示 φ_2 晶格的 4 根波导间的耦合系数。按照之前的思路, 考虑将 3 个晶格拼接来构

建新的哈密顿量, 即

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}_1 & \mathbf{H}_w & 0 \\ \mathbf{H}_w^T & \mathbf{H}_2 & \mathbf{H}_v \\ 0 & \mathbf{H}_v^T & \mathbf{H}_1 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

式中: $\mathbf{H}_{w(v)}$ 为两个拼接晶格间的耦合项。

$$\mathbf{H}_w = \begin{bmatrix} 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots \\ \kappa_4 & \cdots & 0 \end{bmatrix}_{4N_1 \times 4N_2}, \quad (16)$$

$$\mathbf{H}_v = \begin{bmatrix} 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \vdots \\ \kappa'_4 & \cdots & 0 \end{bmatrix}_{4N_2 \times 4N_1}. \quad (17)$$

通过任意选取一条路径 $\varphi_2 = -\varphi_1 + 0.1\pi$, 取 $N_1 = 20, N_2 = 2$, 并使绘制其能带图, 只取其中等效能量最低的两条能带, 如图 6(a) 所示。可以看到, 在带隙中心处, 两个界面态产生耦合, 因此出现反交叉的色散曲线。取图 6(a) 中黑色圆点, 即在 $\varphi_1 = -0.38\pi$ 处取其本征态, 如图 6(b)、(c) 所示。可以看到, 其本征态在第 80 根波导和第 88 根波导处存在振幅最大的情况, 证明了两个拓扑界面态发生了耦合。

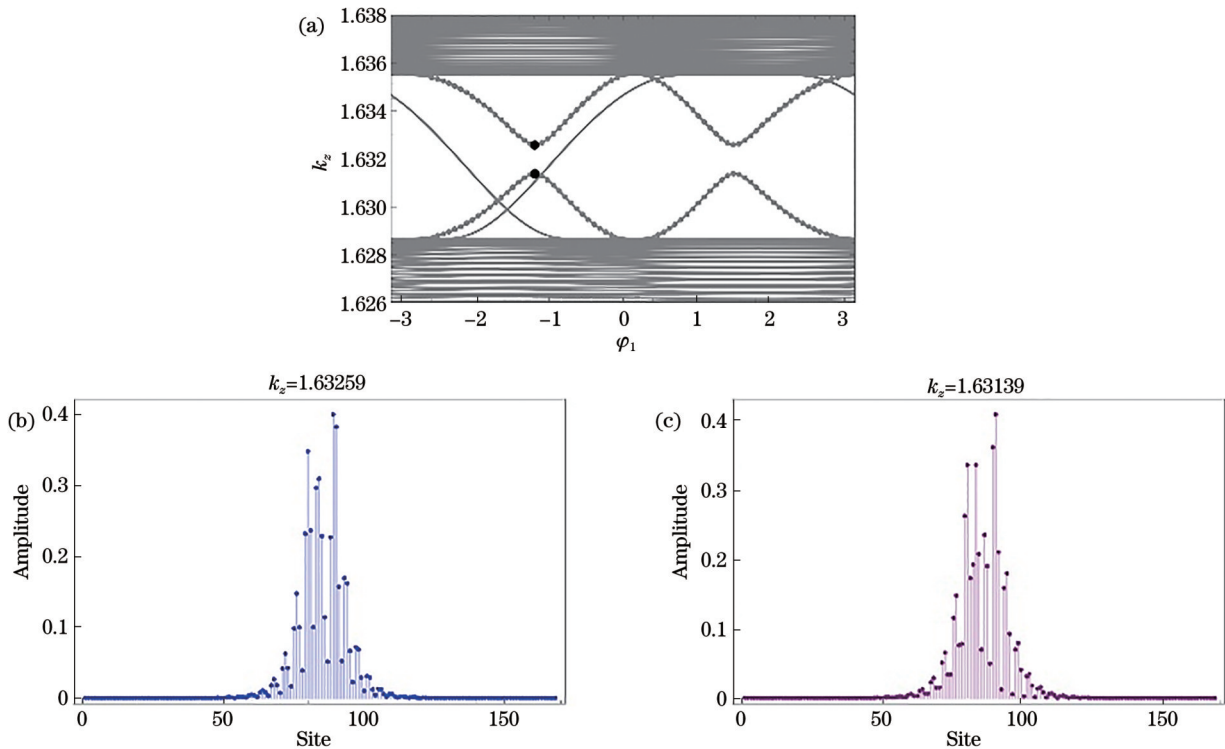


图6 多层扭转外尔点。(a)多层扭转外尔点的能量谱(点线为拓扑界面态);(b)耦合拓扑界面态1;(c)耦合拓扑界面态2
Fig. 6 Multi twisted Weyl point. (a) Energy spectrum of multi twisted Weyl point (dotted lines represent the topological interface states); (b) coupling topological interface state 1; (c) coupling topological interface state 2

同样地, 利用耦合波方程[式(12)]可以研究波导阵列拓扑界面态的耦合效果。同样选用 $\varphi_1 = -0.38\pi$ 的参数, 此时的本征态如图 6(b)、(c) 所示。要选取传输能量最大的那根波导, 这样可以有效激发拓扑界面态, 使其耦合。从图 6(b)、(c) 可以看出, 第 87 根波导

的传输能量最大, 因此本实验在耦合时选取第 87 根波导作为入射端。耦合界面态波导阵列的传输效果如图 7(a) 所示。同时, 可以计算两个拓扑界面态的耦合系数 κ_m , 以得到其传输时的相干长度 $\mathcal{L}$ 。为了简化计算, 使用耦合界面态的两个模式进行简单计算:

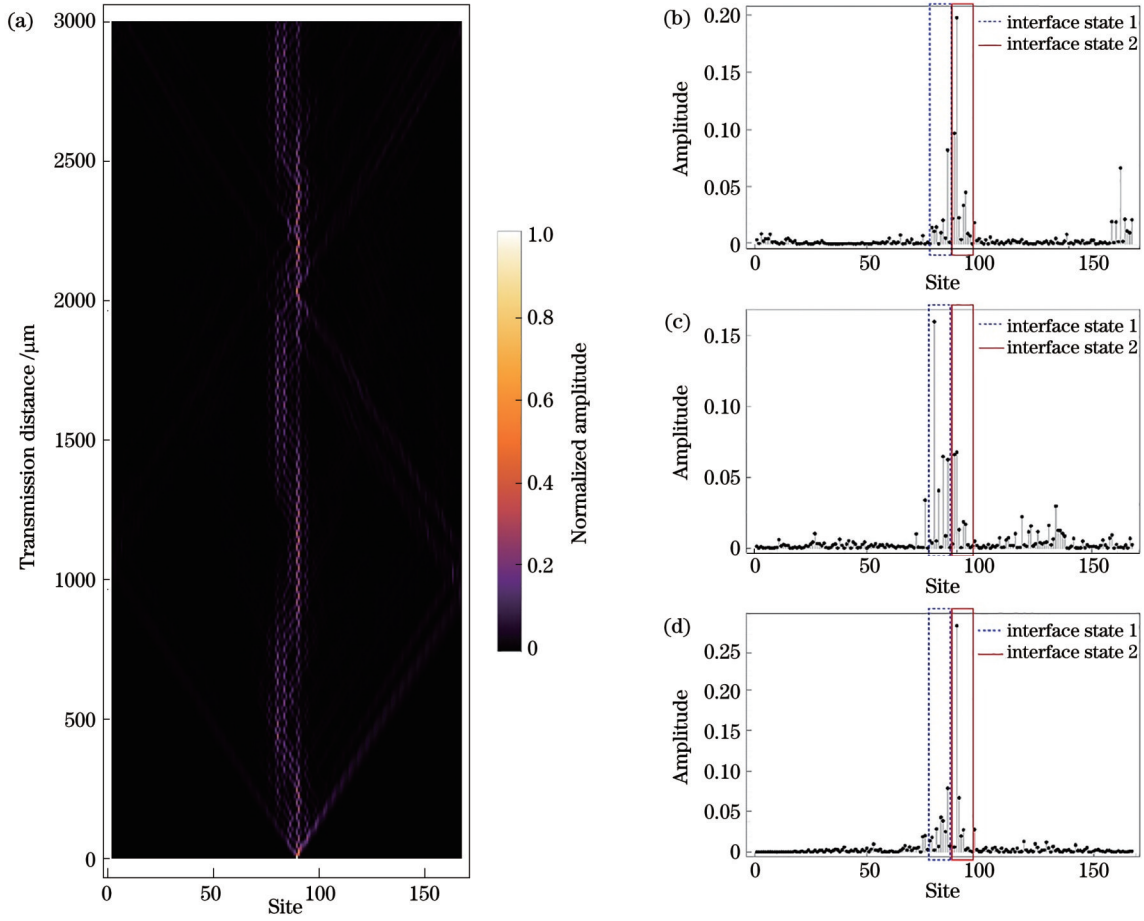


图7 拓扑界面态传输耦合图。(a)模拟传输路径演化图;(b)1 mm传输距离的横截面图;(c)1.5 mm传输距离的横截面图;(d)2 mm传输距离的横截面图

Fig. 7 Diagram of coupling topological interface state transmission. (a) Diagram of simulated transmission path evolution; (b) cross-sectional diagram at 1 mm transmission; (c) cross-sectional diagram at 1.5 mm transmission; (d) cross-sectional diagram at 2 mm transmission

$$\begin{cases} \kappa_{\text{int}} = \frac{\kappa_{z1} - \kappa_{z2}}{2} \\ \mathcal{L} = \frac{\pi}{\beta_{\text{int1}} - \beta_{\text{int2}}} = \frac{\pi}{2\pi(\kappa_{z1} - \kappa_{z2})/\lambda} = \frac{\lambda}{4\kappa_{\text{int}}} \end{cases}, (18)$$

式中: κ_{z1} 和 κ_{z2} 分别表示两个拓扑界面态本征模式的有效折射率; β_{int1} 和 β_{int2} 分别表示两个拓扑界面态的本征模式传输常数。以此可以计算得到相干长度 $\mathcal{L} = 565 \mu\text{m}$ 。从 $2\mathcal{L}$ 、 $3\mathcal{L}$ 、 $4\mathcal{L}$ 附近的能量传输截面图可以看到:当传输距离为1 mm和2 mm时,系统耦出端处于界面态2(实线);当传输距离为1.5 mm时,系统耦出端处于界面态1(虚线)。

3 拓扑耦合界面态实验测量

本实验使用济南晶正电子科技有限公司的Si衬底 z 切LNOI薄膜,其铌酸锂(LN)厚度为300 nm,LN上方的聚合物PMMA先经匀胶机进行旋涂,再经电子束曝光(EBL)制备相应的波导阵列结构。

本实验使用光栅耦合进行观测,实验光路如图8(a)、(b)所示。在耦入端使用1550 nm的单模光纤

将光入射到波导阵列的耦入光栅处,光纤倾斜角约为 10° ;在耦出端设置一个较大的耦出光栅,通过使用1550 nm的小模场光纤进行扫描,利用Throlabs公司PM100D数字光功率和能量计进行测量。

实验制备了针对1550 nm通信波段的波导阵列样品,通过设置不同长度的无刻蚀铌酸锂波导阵列样品,观察耦出光栅处的能量分布和耦合界面态的效果。本实验制备了3个不同长度的波导阵列样品,选取的旋转角为 $\varphi_1 = 0.5\pi$,选择3个外尔晶格的相对旋转路径为 $\varphi_2 = -\varphi_1 + 0.1\pi$,波导阵列的原胞数分别为 $N_1 = 8$ 、 $N_2 = 2$ 。因此,波导阵列总共包含72根波导。每根波导的宽度均为 $1 \mu\text{m}$,初始间距 $d = 400 \text{ nm}$ 。值得一提的是,为了分析 p 、 q 参数变化对波导阵列间距的影响,利用Comsol Multiphysics 6.0计算两根波导间距在50~1000 nm范围内的耦合系数变化,并利用Mathematica拟合该函数,通过将 p 、 q 参数变化时得到的耦合系数代入拟合方程,确定波导阵列中波导的间距。当 $\varphi_1 = 0.5\pi$ 时,不同波导间距设置如下:

$$\begin{cases} d_1 = 371 \text{ nm} \\ d_2 = 529 \text{ nm} \\ d_3 = 434 \text{ nm} \\ d_4 = 305 \text{ nm} \end{cases} \quad (19)$$

$$\begin{cases} d'_1 = 404 \text{ nm} \\ d'_2 = 302 \text{ nm} \\ d'_3 = 397 \text{ nm} \\ d'_4 = 536 \text{ nm} \end{cases} \quad (20)$$

出于加工制备的考虑,选择接近相干长度 $\mathcal{L}$ 的参数,同时,为了不让入射光影响波导阵列中

光的传输,在波导阵列前制作了一段长 $500 \mu\text{m}$ 的直波导,将其与波导阵列连接,并且该直波导的输入端口对准耦合界面态本征模式能量最强处,具体样品示意如图 8(c)、(d) 所示,即第 41 根波导。

制备了长度分别为 1.0、1.5、2.0 mm 的样品,输入连续光功率为 10 mW,耦合光栅处每 $2 \mu\text{m}$ 记录一次数据,功率小于 1 nW 的光信号均视为噪声,最后对收集的信号进行了归一化处理。图 9 为实验测试结果与理

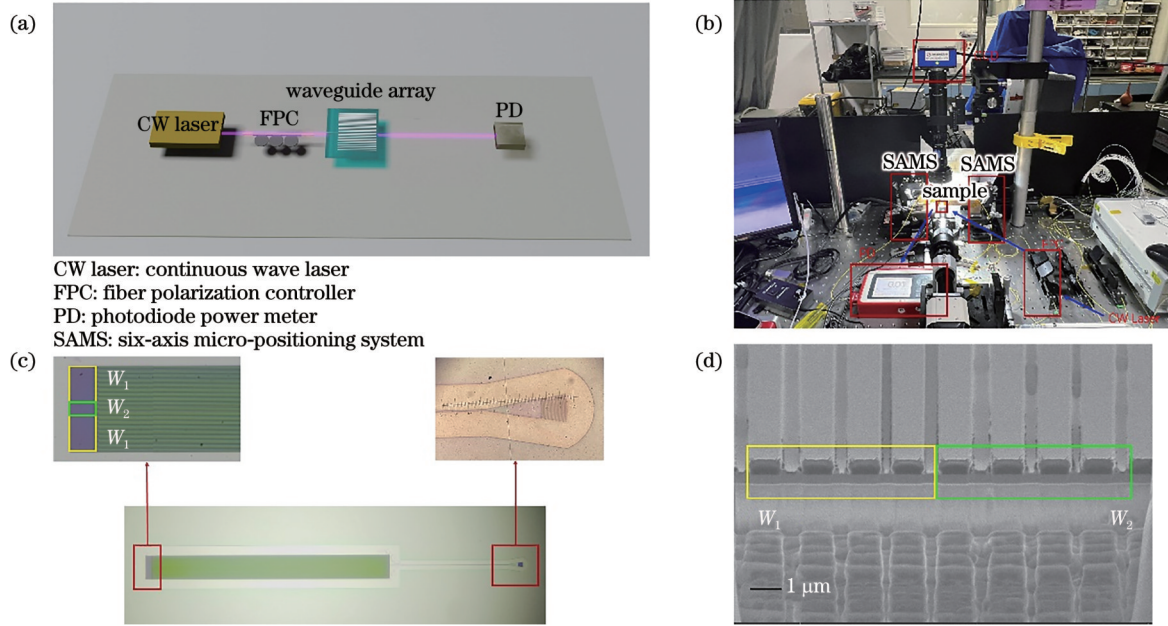


图 8 波导阵列耦合的实验演示。(a)实验装置示意图;(b)实际实验装置;(c)波导阵列样品光学显微图像;(d)波导阵列样品的 SEM 图像
Fig. 8 Experimental demonstration of coupling waveguide array. (a) Schematic of experimental setup; (b) actual experimental setup; (c) optical microscope image of waveguide array sample; (d) SEM image of waveguide array sample

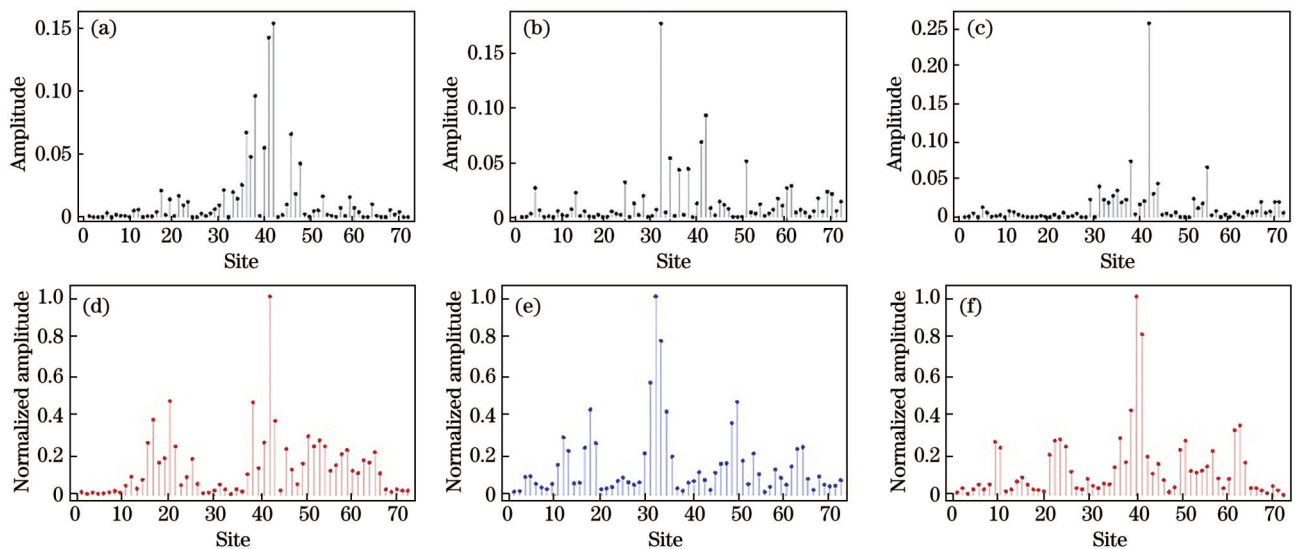


图 9 理论计算与实验测量的对比。(a)~(c)在 1.0、1.5、2.0 mm 处输出光强的理论计算结果;(d)~(f)在 1.0、1.5、2.0 mm 处输出光强的实验测量结果
Fig. 9 Comparison of theoretical calculation and experimental measurement results. (a)~(c) Theoretical calculation results of output light intensity at 1.0, 1.5, and 2.0 mm; (d)~(f) experimental measurement results of output light intensity at 1.0, 1.5, and 2.0 mm

论计算结果的比较。

实验上由于只选择第41根波导作为入射端,而不是激发波导阵列的本征态,因此入射模式是体态和拓扑耦合界面态的叠加,传输过程中部分光场在两侧扩散,这正是体态的影响所导致的。同时也可以看到,针对不同长度的耦合界面态波导阵列,在实验上可以明显观察到光强最大值从右侧偏移到左侧再回到右侧的现象,这符合理论预期。

4 结 论

采用全新的无刻蚀薄膜铌酸锂,结合拓扑光子学和人工合成维度的理念,设计了大规模的亚波长尺度波导阵列系统。通过调整波导间距,引入额外的参数维度,在一维波导阵列体系中构建三维外尔晶格。该结构表现出通向参数空间边界的费米弧形边界态,能够通过旋转映射技术将两层外尔晶格进行拼接,其相对扭转方向决定了拼接界面是否存在受拓扑保护的界面态。

进一步地,实现了三层扭转外尔晶格的拼接,通过调控不同层之间的扭转角度,可以调控两个界面处的界面态实现相干耦合。利用不同波导阵列长度,能实现定向耦出效果,并已在实验中验证了传输效果。与传统的单一拓扑界面态相比,相干耦合的拓扑界面态在光学开关和逻辑器件方面显示出更大潜力,为片上大规模光子器件集成开辟了新的设计路径。

未来如果采用更加稳定的氮化硅或低折射率的二维材料与铌酸锂进行异质集成,有望解决聚合物PMMA的不稳定性和无法承受高功率飞秒激光的问题,充分利用无刻蚀铌酸锂波导的无刻蚀特点及其高二阶非线性优势。不仅如此,采用氮化硅代替PMMA,还能有效增强二次谐波产生^[39],因此未来在无刻蚀铌酸锂拓扑波导阵列体系中,也有可能实现拓扑非线性增强的光学过程(如倍频、差频和参量振荡等),以实现高效的光频率转换。

此外,可以考虑利用无刻蚀铌酸锂波导存在远程耦合和周期性超模式的特性。通过引入远距离波导间的耦合,突破传统拓扑波导结构设计中仅考虑最近邻或次近邻耦合的限制,在全新的无刻蚀薄膜铌酸锂中探索新奇的拓扑效应。

参 考 文 献

- [1] Markov I L. *Limits on fundamental limits to computation*[J]. Nature, 2014, 512(7513): 147-154.
- [2] Caulfield H J, Dolev S. *Why future supercomputing requires optics*[J]. Nature Photonics, 2010, 4: 261-263.
- [3] Ji Y F, Zhang J W, Zhao Y L, et al. *Prospects and research issues in multi-dimensional all optical networks*[J]. Science China Information Sciences, 2016, 59(10): 101301.
- [4] Kok P, Munro W J, Nemoto K, et al. *Linear optical quantum computing with photonic qubits*[J]. Reviews of Modern Physics, 2007, 79(1): 135-174.
- [5] Sun C, Wade M T, Lee Y, et al. *Single-chip microprocessor that communicates directly using light*[J]. Nature, 2015, 528(7583): 534-538.
- [6] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. *Topological photonics*[J]. Nature Photonics, 2014, 8(11): 821-829.
- [7] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C. *Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells*[J]. Science, 2006, 314(5806): 1757-1761.
- [8] Hasan M Z, Kane C L. *Colloquium: topological insulators*[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82(4): 3045-3067.
- [9] Qi X L, Zhang S C. *Topological insulators and superconductors*[J]. Reviews of Modern Physics, 2011, 83(4): 1057-1110.
- [10] Wan X G, Turner A M, Vishwanath A, et al. *Topological semimetal and Fermi-arc surface states in the electronic structure of pyrochlore iridates*[J]. Physical Review B, 2011, 83(20): 205101.
- [11] Soluyanov A A, Gresch D, Wang Z J, et al. *Type-II Weyl semimetals*[J]. Nature, 2015, 527(7579): 495-498.
- [12] Neupane M, Xu S Y, Sankar R, et al. *Observation of a three-dimensional topological Dirac semimetal phase in high-mobility Cd_3As_2* [J]. Nature Communications, 2014, 5: 3786.
- [13] Cheng Q Q, Pan Y M, Wang Q J, et al. *Topologically protected interface mode in plasmonic waveguide arrays*[J]. Laser & Photonics Reviews, 2015, 9(4): 392-398.
- [14] Hasan M Z, Moore J E. *Three-dimensional topological insulators*[J]. Annual Review of Condensed Matter Physics, 2011, 2: 55-78.
- [15] Armitage N P, Mele E J, Vishwanath A. *Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids*[J]. Reviews of Modern Physics, 2018, 90(1): 015001.
- [16] Liu Y C, Wang G P, Pendry J B, et al. *All-angle reflectionless negative refraction with ideal photonic Weyl metamaterials*[J]. Light: Science & Applications, 2022, 11(1): 276.
- [17] Weyl H. *Electron and gravitation I*[J]. Zeitschrift Fur Physik, 1929, 56(5/6): 330-352.
- [18] Xu S Y, Belopolski I, Alidoust N, et al. *Discovery of a Weyl fermion semimetal and topological Fermi arcs*[J]. Science, 2015, 349(6248): 613-617.
- [19] Xu S Y, Belopolski I, Sanchez D S, et al. *Experimental discovery of a topological Weyl semimetal state in TaP*[J]. Science Advances, 2015, 1(10): e1501092.
- [20] Yuan L Q, Lin Q, Xiao M, et al. *Synthetic dimension in photonics*[J]. Optica, 2018, 5(11): 1396-1405.
- [21] Lustig E, Segev M. *Topological photonics in synthetic dimensions*[J]. Advances in Optics and Photonics, 2021, 13(2): 426-461.
- [22] Argüello-Luengo J, Bhattacharya U, Celi A, et al. *Synthetic dimensions for topological and quantum phases*[J]. Communications Physics, 2024, 7: 143.
- [23] Lohse M, Schweizer C, Price H M, et al. *Exploring 4D quantum Hall physics with a 2D topological charge pump*[J]. Nature, 2018, 553(7686): 55-58.
- [24] Zilberberg O, Huang S, Guglielmon J, et al. *Photonic topological boundary pumping as a probe of 4D quantum Hall physics*[J]. Nature, 2018, 553(7686): 59-62.
- [25] Kraus Y E, Ringel Z, Zilberberg O. *Four-dimensional quantum Hall effect in a two-dimensional quasicrystal*[J]. Physical Review Letters, 2013, 111(22): 226401.
- [26] Lin Q, Xiao M, Yuan L Q, et al. *Photonic Weyl point in a two-dimensional resonator lattice with a synthetic frequency dimension*[J]. Nature Communications, 2016, 7: 13731.
- [27] Wang Q, Xiao M, Liu H, et al. *Optical interface states protected by synthetic weyl points*[J]. Physical Review X, 2017, 7(3): 031032.
- [28] Yan Z W, Wang Q, Xiao M, et al. *Probing rotated weyl physics on nonlinear lithium niobate-on-insulator chips*[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(1): 013901.

- [29] Wang H Y, Xu W, Wei Z Y, et al. Twisted photonic Weyl meta-crystals and aperiodic Fermi arc scattering[J]. Nature Communications, 2024, 15: 2440.
- [30] Hafezi M, Mittal S, Fan J, et al. Imaging topological edge states in silicon photonics[J]. Nature Photonics, 2013, 7: 1001-1005.
- [31] Blanco-Redondo A, Andonegui I, Collins M J, et al. Topological optical waveguiding in silicon and the transition between topological and trivial defect states[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(16): 163901.
- [32] Shalaev M I, Walasik W, Tsukernik A, et al. Robust topologically protected transport in photonic crystals at telecommunication wavelengths[J]. Nature Nanotechnology, 2019, 14(1): 31-34.
- [33] He X T, Liang E T, Yuan J J, et al. A silicon-on-insulator slab for topological valley transport[J]. Nature Communications, 2019, 10: 872.
- [34] Smirnova D, Kruk S, Leykam D, et al. Third-harmonic generation in photonic topological metasurfaces[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(10): 103901.
- [35] 徐光耀, 马晓飞, 盛冲, 等. 采用人工表面等离子激元电极的慢光铌酸锂电光调制器[J]. 光学学报, 2023, 43(19): 1923001.
- Xu G Y, Ma X F, Sheng C, et al. Slow-light lithium niobate electro-optic modulators with spoof surface plasmon polaritons electrodes[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(19): 1923001.
- [36] Zhuang R J, He J Z, Qi Y F, et al. High-Q thin-film lithium niobate microrings fabricated with wet etching[J]. Advanced Materials, 2023, 35(3): e2208113.
- [37] Yu Z J, Xi X, Ma J W, et al. Photonic integrated circuits with bound states in the continuum[J]. Optica, 2019, 6(10): 1342-1348.
- [38] Zou C L, Cui J M, Sun F W, et al. Guiding light through optical bound states in the continuum for ultrahigh-Q microresonators[J]. Laser & Photonics Reviews, 2015, 9(1): 114-119.
- [39] Li X S, Ma J T, Liu S F, et al. Efficient second harmonic generation by harnessing bound states in the continuum in semi-nonlinear etchless lithium niobate waveguides[J]. Light: Science & Applications, 2022, 11(1): 317.

Topological Characteristics of Rotation Angle of Weyl Point in Parameter Space Based on Unetched Lithium Niobate Thin Film Waveguide Array Synthesis

Li Hao, Liu Ziyi, Zhao Yule, Wang Qiang, Xiao Yanling, Liu Hui*

National Laboratory of Solid State Microstructures, Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, Jiangsu, China

Abstract

Objective Topological photonics, a novel method for controlling light flow, exploits topologically protected photonic states at interfaces between topologically trivial and non-trivial structures. These states can maintain robust light transmission even in the presence of structural defects. An ideal integrated optical platform for realizing topological photonics is lithium niobate on insulator (LNOI). However, the challenges in etching lithium niobate pose a hurdle to achieving mass production. Recently, a new type of LNOI that requires no etching has been proposed. This technology, by avoiding complex etching steps, shows tremendous potential to become the next-generation optical integration platform. Nevertheless, research on topological devices using this platform is still rare. Here, we report the design of a one-dimensional waveguide array using the concept of synthetic dimensions. This design enables the coherent coupling of topological interface states between multiple layers of three-dimensional Weyl lattices by adjusting the relative twist angles between different Weyl lattices. We aim to flexibly control light output by designing waveguide arrays of different lengths, thereby enriching the freedom of light control. This approach provides new design ideas for the integration of large-scale photonic devices on chips, particularly in the fields of optical switches and logic devices.

Methods We employ a combination of experimental and theoretical methods to investigate the topological characteristics of Weyl points in thin film unetched lithium niobate waveguide arrays. Theoretically, a tight-binding model is employed to design different waveguide spacings, which are considered synthetic dimensions. This approach aims to realize three-dimensional Weyl points within a one-dimensional waveguide array system. Multiple layers of Weyl lattices are crafted, and by adjusting the relative twist angles between different layers, the coherent coupling of topological interface states is achieved. Experimentally, unetched waveguides are fabricated using electron-beam lithography, which simplifies the production process while still leveraging the nonlinear advantages of lithium niobate. A continuous-wave laser acts as the light source and is transmitted to the waveguide array through optical fibers. Waveguide arrays of varying lengths are tested, and a power meter is utilized to scan the output grating, verifying the coherent coupling of topological interface

states.

Results and Discussions Using the concept of synthetic dimensions, the theoretical design of a one-dimensional waveguide array confirms that coherent coupling of topological interface states can be achieved by controlling the relative twist angles between multiple layers of three-dimensional Weyl lattices [Fig. 6(a)]. Theoretical calculations indicate that different interface state modes at the output end vary with different propagation lengths, confirming the presence of coherent coupling (Fig. 7). Experimentally, the theoretical design is validated by measuring the output gratings of waveguide arrays of varying lengths (Fig. 9).

Conclusions We employ a novel thin film unetched lithium niobate system that integrates the concepts of topological photonics and synthetic dimensions to design a large-scale, sub-wavelength scale waveguide array system. By adjusting the waveguide spacing and introducing additional parameter dimensions, a three-dimensional Weyl lattice is constructed within a one-dimensional waveguide array system. This structure exhibits Fermi arc boundary states that extend to the parameter space boundary, enabling the connection of two layers of Weyl lattices through rotational mapping techniques. The relative twist direction determines whether topologically protected interface states exist at the stitching interface. Moreover, the stitching of three-layer twisted Weyl lattices is achieved, and by controlling the twist angles between different layers, coherent coupling of interface states at two interfaces is realized. Using different lengths of waveguide arrays facilitates directional output effects, which have been experimentally validated. Compared to traditional single topological interface states, coherently coupled topological interface states demonstrate greater potential in optical switches and logic devices, thereby opening new avenues for the integration of large-scale photonic devices on chips.

Key words integrated optics; lithium niobate; unetched waveguide; synthetic dimensions; topological photonics