

太赫兹伪表面等离子体波导阵列对Floquet拓扑模式的实现

邵世奇, 张薰兮, 杨寓麟

上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海

收稿日期: 2025年3月17日; 录用日期: 2025年4月10日; 发布日期: 2025年4月18日

摘要

拓扑光子学已经拓展到了周期性调制了Floquet体系, 这种体系由于受到周期性调制而展示出新颖的特性, 例如, 全新的拓扑模式反常 π 模的发现, 这种模式表现出与静态拓扑体系中的边界态完全不同的特性。这里, 我们在太赫兹频段上基于伪表面等离子体波导阵列模拟了周期性驱动的SSH模型, 并通过太赫兹近场系统观察到了Floquet拓扑模式, 沿着阵列的边界传播。为了验证异常边缘模式的存在性, 我们通过Floquet理论明确计算了系统准能量的拓扑不变量以确定其相图。我们的工作为在太赫兹波段研究波导阵列中的拓扑模式提供了新的途径。

关键词

太赫兹, 波导, 拓扑模式

Realization of Floquet Topological Modes via Terahertz Pseudo-Surface Plasmonic Waveguide Arrays

Shiqi Shao, Xunxi Zhang, Yulin Yang

School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai

Received: Mar. 17th, 2025; accepted: Apr. 10th, 2025; published: Apr. 18th, 2025

Abstract

Recent advances in topological photonics have extended to periodically modulated Floquet systems, which exhibit novel characteristics due to temporal periodicity, such as the discovery of anomalous π -modes that demonstrate fundamentally different properties compared to boundary states in

static topological systems. Here, we numerically simulate a periodically driven Su-Schrieffer-Heeger (SSH) model using terahertz pseudo-surface plasmonic waveguide arrays and experimentally observe Floquet topological modes propagating along array boundaries through terahertz near-field measurements. To verify the existence of these anomalous edge modes, we rigorously calculate the system's topological invariants in quasi-energy space via Floquet theory to establish its phase diagram. This work paves a new avenue for investigating topological modes in waveguide arrays within the terahertz regime.

Keywords

Terahertz, Waveguide, Topological Mode

Copyright © 2025 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

表面等离子体极化子(SPPs)作为金属-介质界面传播的局域电磁模式,其场分布呈现典型的双指数衰减特性。在太赫兹频段(0.1~10 THz),金属趋肤深度显著增大导致其趋近理想导体特性,使得传统平面金属界面难以实现有效的场约束。针对该物理限制, Pendry 研究组于 2004 年创新性提出超材料调控策略,通过周期性波纹金属结构成功构建了具有类 SPPs 色散特性的伪表面等离子体模式。该模式在理想导体极限下展现出与光学 SPPs 相似的场局域化特征,为太赫兹波段平面波导系统的设计提供了理论突破口[1]。基于此原理构建的伪 SPPs 波导可实现亚波长量级的电磁约束,并维持太赫兹波的低损耗定向传输[2]。现有研究已证实,采用周期性凹槽或柱状结构的波导体系能有效支持基础传输功能模块(如直波导、弯曲波导、分束器等)的构建,进而通过阵列化集成实现复杂逻辑门等高级功能器件[3]-[5]。值得注意的是,此类波导阵列中电磁场的本征模式(如拓扑零模、边界局域模等)在数学形式上与量子力学薛定谔方程具有同构性,这为经典电磁系统模拟量子效应提供了物理实现平台。

拓扑光子学[6]作为凝聚态物理与光子学的交叉学科,通过引入拓扑能带理论革新了传统光场调控方式。该领域突破了空间能带色散分析与实空间场叠加方法的局限,在开发拓扑保护型光子器件(如高阶拓扑绝缘体、拓扑激光器等)方面取得显著进展。其中, Su-Schrieffer-Heeger (SSH)模型作为一维拓扑系统的典型代表,其非平庸拓扑相所表现的手性零模对结构缺陷具有强鲁棒性,为光传输系统与集成光子器件的优化设计提供了新思路[7]。在拓扑绝缘体和拓扑超导体中,太赫兹频率下的表面态和边缘态展现了非常高的抗干扰能力,可以有效避免材料表面或结构缺陷的影响。研究者们利用这些表面态和边缘态设计出了多种拓扑保护的太赫兹器件[8]。近年兴起的 Floquet 工程通过引入周期性扰动实现静态系统的拓扑相调控,已在凝聚态物理、光学晶格及光子模拟等领域展现出独特优势[9]。Chen 等研究者基于共面金属波导构建 SSH 模型阵列,在微波频段成功观测到边界局域电磁模式。然而,在太赫兹频段结合伪 SPPs 波导阵列实现拓扑模式传输的研究也具有很大的前景[10][11]。2023 年, Hu 等人成功的利用局域多米诺结构的 SPPs 波导[12],在太赫兹伪表面等离子体(SSPP)波导阵列中研究出拓扑零模和束缚模的现象。是 Floquet 拓扑光子学和太赫兹拓扑器件一次成功的结合,为本文将拓扑 π 模提供了有价值的参考[13]。

本研究创新性地将 SSH 模型与 Floquet 工程相结合,设计并制备了太赫兹伪 SPPs 波导阵列构成的光子 Floquet 模拟系统。通过精确调控阵列的曲率轮廓与入射场参数,结合光纤耦合太赫兹近场显微技术,实验观测到具有拓扑保护特性的边界传播模式。理论建模与数值仿真结果证实了该模式在结构扰动下的

传输稳定性。本工作为太赫兹频段拓扑光子器件的开发提供了新的技术路径, 对实现高鲁棒性太赫兹集成系统具有重要参考价值。

2. 伪 SPPs 模式的色散和分析

2.1. 实验构型

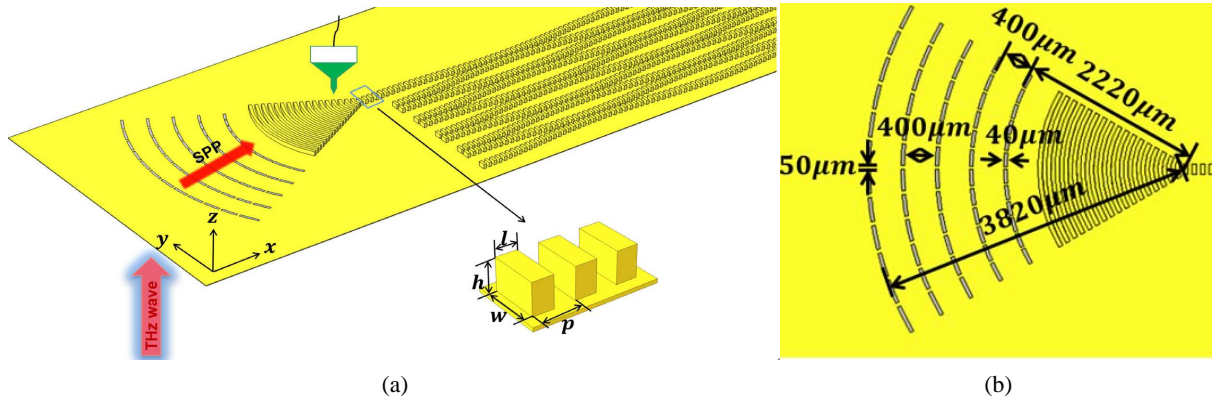


Figure 1. (a) Schematic diagram of the experimental structure. The subgraph shows the single waveguide structure, width $w = 120 \mu\text{m}$, length $l = 50 \mu\text{m}$, height $h = 80 \mu\text{m}$ and period $p = 100 \mu\text{m}$. (b) Cascaded coupling region

图 1. (a) 实验结构示意图。子图展示了单波导结构, 其中宽度 $w = 120 \mu\text{m}$, 长度 $l = 50 \mu\text{m}$, 高度 $h = 80 \mu\text{m}$, 周期 $p = 100 \mu\text{m}$ 。 (b) 级联式耦合区域

图 1(a)展示了基于伪表面等离子体激元(SPPs)波导阵列构建 Floquet 拓扑模式的实验构型。金属基底表面采用准周期排列的类多米诺骨牌柱状结构, 其导模特性由结构特征参数(柱体宽度 w 、长度 l 、高度 h 及周期 p)共同决定, 具体几何尺寸标注于图 1(a)右下角子图。本研究选定结构参数为 $w = 120 \mu\text{m}$ 、 $l = 50 \mu\text{m}$ 、 $h = 80 \mu\text{m}$ 、 $p = 100 \mu\text{m}$, 以实现特定频段的电磁约束。图 3 呈现了完整器件的平面布局。

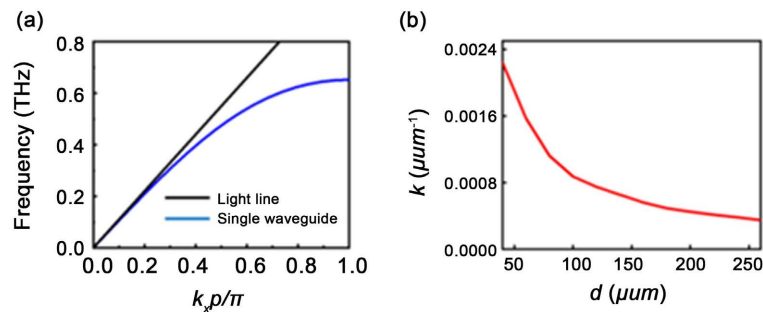


Figure 2. (a) The dispersion relation (blue curve) of the metal pillars in a single waveguide, where the black line represents the light ray. (b) The functional relationship between the different distances d between the upper and lower waveguides and the coupling coefficient κ

图 2. (a) 单个波导金属柱的色散关系(蓝色曲线), 其中黑线为光线。(b) 上下波导间不同间距 d 与耦合系数 κ 的函数关系

2.2. 波导色散性质

为系统研究波导的色散特性, 采用 CST 微波工作室的本征模式求解器对单元结构进行数值建模。仿真设置遵循以下条件: 金属基底与柱体均设为理想电导体, 沿 x 方向施加周期性边界条件, 相位参数 θ 在

0°至 180°范围内以 10°为步长迭代计算。基于波动方程推导的波矢关系式 $k_x = \theta\pi/(180p)$ 建立了布里渊区内的频散曲线(图 2(a))。数值结果表明, 在 0.5 THz 以上频段, SPPs 模式波矢 k_x 超越光锥(黑色基准线), 证实了结构对表面波的强束缚能力。值得注意的是, 当频率接近 0.7 THz 时, SPPs 的群速度在第一布里渊区边界 $k_x = \theta\pi/(180p)$ 呈现显著衰减趋势, 该现象对应于色散曲线的截止特性。基于此, 本研究明确定义两个特征频率: 带边频率(色散曲线与光锥分离起始点)与截止频率(群速度趋近于零点)。

3. 器件的设计与制造

图 1(a)展示了太赫兹频段表面等离子体激元(SPPs)的激发实验构型。针对 SPPs 传播常数(β_0)与介质波矢(k_0)的动量失配问题, 本研究采用亚波长周期孔阵列作为动量补偿单元。通过引入图 1(b)所示的结构, 曲率半径 $r = 2220 \mu\text{m}$ 、 $R = 3820 \mu\text{m}$ 的弧形孔阵列(线宽 $40 \mu\text{m}$, 中心角 60°), 配合漏斗状波导结构, 构建了级联式耦合系统。该设计通过径向周期排列($400 \mu\text{m}$)的空孔结构提供补偿波矢 $\Delta k = 2\pi/p$, 其中 $p = 100 \mu\text{m}$ 为沿能流方向的调制周期。值得注意的是, 漏斗区域采用中心角为 5° 的间距递减的柱状阵列(径向周期 $50 \mu\text{m}$)实现能量定向汇聚, 且所有孔单元中心均与首列金属柱严格对准。为抑制自由空间波干扰, 实验采用 x 方向线偏振太赫兹波(工作频段 0.1~1 THz)经底部 z 向聚焦入射, 确保激发区域的全覆盖照射。

图 3 展示了伪表面等离子体激元波导阵列的结构。共十根弯曲波导, 单根波导是由类多米诺骨牌柱状结构按照近似与余弦函数相关的调制函数进行排列, 总长 19 mm, 调制振幅 $A_0 = 124.5 \mu\text{m}$, 波导一共由三个调制周期组成。相邻波导阵列之间的最小间距 $d_{\min} = 40 \mu\text{m}$, 最大间距 $d_{\max} = 300 \mu\text{m}$ 。第一与第二根波导的调制初相反, 器件表面共有五对这样的弯曲波导结构。

器件制备采用双步微纳加工工艺, 利用光刻与刻蚀两种不同的加工技术, 在不同的步骤中精确控制材料的去除或沉积, 从而实现复杂的微结构。在实际应用中, 第一步通常用于粗加工或大致形状的形成, 第二步则用来精细化结构, 达到更高的精度和质量。DRIE 技术凭借其优异的深刻蚀和高深宽比加工能力, 能够为太赫兹波导的高性能和集成化制造提供强大支持[8]。在 $200 \mu\text{m}$ 厚 4 英寸硅衬底上, 通过光刻技术将所需的图案转移到光敏材料上。通过深反应离子刻蚀(DRIE)技术, 蚀刻深度 4 英寸, 实现弧形孔阵列结构的制备。同时按照图案结构利用深反应离子刻蚀(DRIE)技术能够进行垂直的侧壁刻蚀的特点, 实现十条弯曲波导结构的制备。随后采用磁控溅射在器件表面沉积 200 nm 金膜(厚度依据太赫兹趋肤深度确定) [14]。

4. 仿真和实验结果

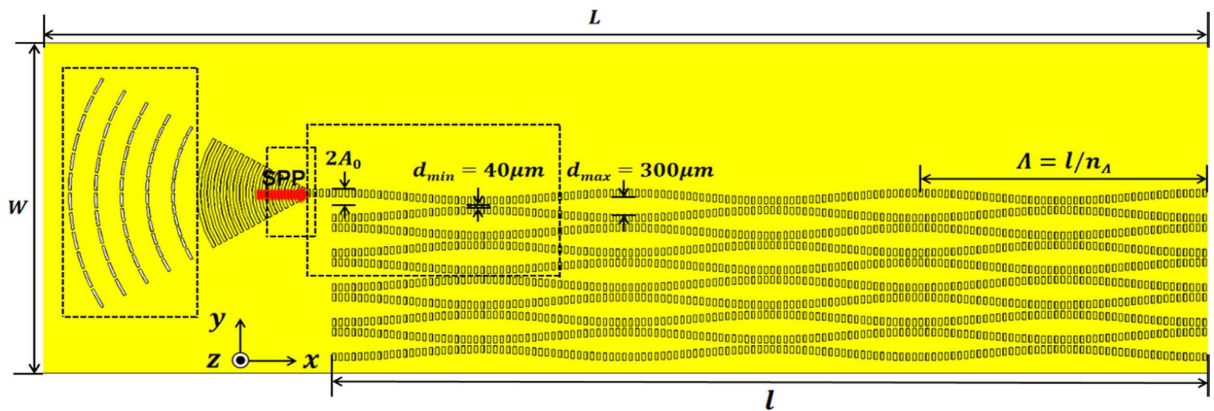


Figure 3. Top view of the overall design structure, in which $L = 19 \text{ mm}$, $W = 5.5 \text{ mm}$, $A_0 = 124.5 \mu\text{m}$, $d_{\min} = 40 \mu\text{m}$, $d_{\max} = 300 \mu\text{m}$

图 3. 整体设计结构的俯视图, 其中 $L = 19 \text{ mm}$, $W = 5.5 \text{ mm}$, $A_0 = 124.5 \mu\text{m}$, $d_{\min} = 40 \mu\text{m}$, $d_{\max} = 300 \mu\text{m}$

基于硅基集成工艺,本研究构建了一种具有 Su-Schrieffer-Heeger (SSH)拓扑特征的伪表面等离子体激元波导阵列(如图 3 所示)。该阵列通过金属柱的准周期性排列,映射出一维双势阱模型,其中相邻波导单元之间的耦合强度差异反映了 SSH 模型中胞内(intracell)与胞间(intercell)跃迁参数的调节。为了实现时变调制效应,在阵列的传播方向(z 轴)引入了正弯曲构型,调制函数为:

$$x_0(z) = \pm A_0 \cos(2\pi z/\Lambda + \varphi_0) \quad (1)$$

$$d(z) = d_0 \pm A_0 \cos[(2\pi z/\Lambda) + \varphi_0] \quad (2)$$

式中 $A_0 = 124.5 \mu\text{m}$ 表征调制振幅, Λ 为弯曲周期, $d_0 = 170 \mu\text{m}$ 表示静态间距基准值, $\varphi_0 \in \{0, \pi\}$ 为相位调控参数。通过 COMSOL Multiphysics 有限元分析软件,建立相邻波导间距 d 与耦合系数 κ 的定量关联模型(图 3(b)),结果, κ 可以被近似为 $\kappa = \kappa_0 \pm \delta\kappa \cos[(2\pi z/\Lambda) + \varphi_0]$, 其中 κ_0 是初始耦合系数, $\delta\kappa$ 是弯曲波导之间耦合系数的交错项,最近邻波导之间的耦合在 $\kappa_1(z) = \kappa_0 - \Delta\kappa$ 到 $\kappa_1(z) = \kappa_0 + \Delta\kappa$ 上逐渐增加,这里 $\kappa_0 \approx 0.001276 \mu\text{m}^{-1}$, $\Delta\kappa \approx 0.000968 \mu\text{m}^{-1}$ 。通过耦合模理论,该体系可以映射到一个有效的一维时间依赖的紧束缚近似哈密顿量:

$$H(z) = \sum_{n=1}^N \beta_i(z) c_n^\dagger c_n + \sum_{n=1}^N (\kappa_0 - \delta\kappa) c_{A,n}^\dagger c_{B,n} + \sum_{n=1}^{N-1} (\kappa_0 + \delta\kappa) c_{B,n}^\dagger c_{A,n} + H.c. \quad (3)$$

其中, N 是波导数量, $\beta_i(z)$ 为传播常数(在小弯曲情况下可视为常数), a_n^\dagger 和 a_n 分别表示第 n 个光场的产生和湮灭算符, $c_{A,n}^\dagger c_{B,n}$ 分别表示晶格 A 和 B 上的电子产生和湮灭算符。 $\kappa_0 - \delta\kappa$ 和 $\kappa_0 + \delta\kappa$ 分别对应晶胞间和胞内耦合的交错跳跃强度。由于交错项 $\delta\kappa$ 是周期性调制的,方程(1)中的哈密顿量 $H(z)$ 准确地模拟了受周期性驱动的 SSH 模型。最终,我们将具有周期曲线的动态 SSH 波导与 Floquet 拓扑绝缘子联系起来。

在我们的实验中,波导阵列被制作在尺寸为长 $L = 19 \text{ mm}$ 、宽 $W = 5.5 \text{ mm}$ 、高 $H = 0.2 \text{ mm}$ 的硅片上,十条波导的传播距离为 $l = 13.55 \text{ mm}$,并周期性地排列在硅基底上。驱动频率由公式 $\omega = 2\pi/\Lambda = 2\pi n_\Lambda/l$ 给出,其中 n_Λ 表示传播距离 l 所包含的周期总数。通过调整 n_Λ ,我们可以在固定的传播距离 l 下研究不同的驱动波导阵列现象。在实验中,我们将 n_Λ 设置为 3,且初始相位 φ_0 分别取 0 和 π ,用于研究伪表面等离子体激元(pseudo-SPPs)的传播特性。我们使用 COMSOL Multiphysics 商业软件对这两种不同 φ_0 下的波导阵列进行了仿真分析。在仿真中,我们在波导上方 $40 \mu\text{m}$ 处截取了电场分布,如图 4(a)和图 4(b)所示。结果表明,该结构的中心频率为 0.5 THz ,并且在该频率下,可以观察到波导阵列边界处明显的传播场模式,能量沿着第一条波导传播,并不会扩散到整个阵列中,而是跃迁到第二个波导,形成周期性振荡的模式。

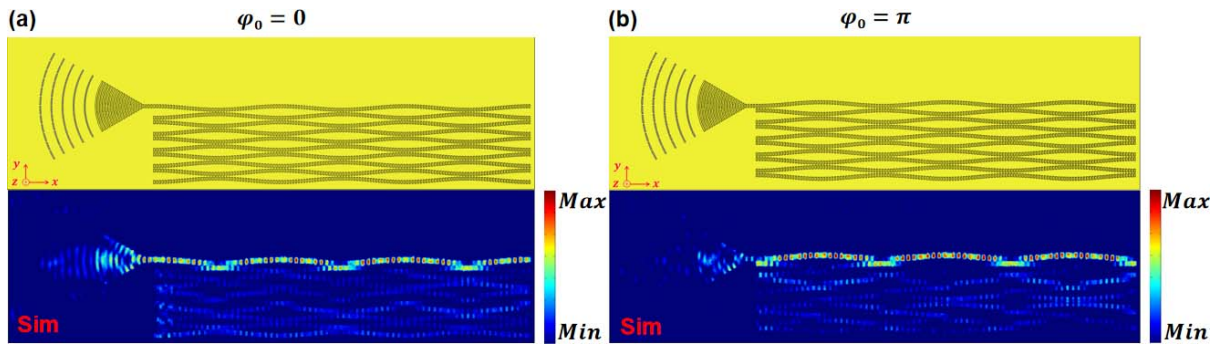


Figure 4. The initial phases are set as $\varphi_0 = 0$ and $\varphi_0 = \pi$ respectively, and the simulated electric field distribution is intercepted 40 micrometers above the waveguide

图 4. 初始相位 φ_0 分别设置为 0 和 π , 在波导上方 $40 \mu\text{m}$ 截取仿真电场分布

5. 理论分析

为了验证这种边缘传播模式,我们采用 Floquet 理论进行分析,探讨由周期性工程波导阵列引起的局域传播行为的物理机制。通过 Floquet 理论,我们能够描述波导阵列中的传播模式及其周期性变化,并分析在特定条件下,能量是如何在波导阵列中局部传播的。该理论帮助我们理解波导阵列的周期性结构如何影响传输特性,尤其是能量的定向传播和跃迁行为,从而揭示出边缘传播模式的形成机制。根据 Floquet 理论,写出该体系的薛定谔方程为:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \psi(z) = H(z) \psi(z) \quad (4)$$

在这里 $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常量。哈密顿量 $H(z)$ 具有时间周期性,即 $H(z) = H(z + \Lambda)$ 。我们将波导阵列的驱动频率定义为 $\omega = 2\pi/\Lambda$ 。为了求得波导阵列的场分布,对方程(4)进行求解,其中:

$$\psi(z) = \exp(-i\varepsilon z/\hbar) \phi(z) \quad (5)$$

通过这个变换,可以将波导阵列中的场分布表示为一个复数的振幅函数,进一步揭示了系统随传播距离 z 的变化,并考虑了哈密顿量的时间周期性效应。这样,系统的行为可以通过相应的物理量(如传播常数、耦合系数等)来解析,从而为研究周期性工程波导阵列的传输特性提供理论依据。

由于方程(4)中的哈密顿量 $H(z)$ 具有周期性,可以得出本征态解也满足周期性条件,即 $\phi(z) = \phi(z + \Lambda)$ 。我们使用准能量符号 ε 来表示非驱动系统中的哈密顿本征态能量。在假设方程(3)中的 $\delta k = 0$ 时,SSH 模型系统的能带结构中的能带隙将会关闭。用实空间哈密顿矩阵表示耦合模方程:

$$\hat{H}(z) \phi(z) = E_{2N} \phi(z) \quad (6)$$

$$\hat{H}(z) = \begin{bmatrix} \beta & \kappa_1(z) & & & & \\ \kappa_1(z) & \beta & \kappa_2(z) & & & \\ & \kappa_2(z) & \ddots & \ddots & & \\ & & \ddots & \ddots & \kappa_2(z) & \\ & & & \kappa_2(z) & \beta & \kappa_1(z) \\ & & & & \kappa_1(z) & \beta \end{bmatrix}_{N \times N} \quad (7)$$

其中, N 为波导阵列中波导的总数, β 为单模波导的有效传播常数。由于公式(7)中的瞬时哈密顿量 $\hat{H}(z)$ 无法完整描述时变系统的能带结构和整体拓扑性质,因此引入有效哈密顿量 H_F 来研究波导阵列系统在一个周期 Λ 内的行为。这个有效哈密顿量由哈密顿量 $H(z)$ 在一个周期 Λ 内的时间平均值给出。通过 Floquet 算符,我们可以计算瞬时哈密顿量的时间演化,得到单周期内的平均哈密顿量:

$$U(z, z_0) = \Gamma \exp \left[- (i/\hbar) \int_{z_0}^z H(z) dz \right] \quad (8)$$

其中, Γ 为单周期演化的时间排序运算符, z_0 为初始时间。为了简化有效哈密顿量的计算,假设初始位置坐标为 $z_0 = 0$, 并设定有效哈密顿量为 $U(z, z_0) = U(z)$ 。单周期内瞬时哈密顿量的时间平均值有效哈密顿量可以定义为:

$$H_F = (i/\Lambda) \ln |U(\Lambda)| \quad (9)$$

其中, $U(\Lambda)$ 为通过 Floquet 算符在波导阵列中进行时间演化后得到的矩阵,代表单周期的时间演化。通过改变波导阵列的驱动频率 $\omega = 2\pi/\Lambda$, 并计算哈密顿量矩阵的本征值,我们可以得到受驱动频率调制的准能带谱图。

我们在动量空间中得到 Floquet 哈密顿量后, 选择五个 Floquet 复制带(即 $n=0$ 和 $n=\pm 1$ 和 $n=\pm 2$), 从而推断出有效哈密顿量 H_F 为一个 10×10 的矩阵。

$$H_F = \begin{bmatrix} 2\omega & d_2 & 0 & d_4 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ d_1 & 2\omega & d_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & d_4 & \omega & d_2 & 0 & d_4 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ d_3 & 0 & d_1 & \omega & d_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_4 & 0 & d_2 & 0 & d_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d_3 & 0 & d_1 & 0 & d_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_4 & -\omega & d_2 & 0 & d_4 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_3 & 0 & d_1 & -\omega & d_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_4 & -2\omega & d_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_3 & 0 & d_1 & -2\omega \end{bmatrix}_{10 \times 10} \quad (10)$$

其中, $d_1 = \kappa_0 + \kappa_0 \exp(ik)$, $d_2 = \kappa_0 + \kappa_0 \exp(-ik)$, $d_3 = -\delta\kappa/2 + (\delta\kappa/2)\exp(ik)$, $d_4 = -\delta\kappa/2 + (\delta\kappa/2)\exp(-ik)$ 。求解式(10), 可以得到关于准动量 k 的准能量谱, 通过分析准动量 k 的准能量谱, 我们得到了该系统的能带结构, 如图 5 所示。能带结构描述了波导阵列中具有代表性点的传播行为。从能带的演变可以看到, 随着驱动频率的变化, 系统的能带结构发生了显著变化。当频率为 $\omega/\Delta = 1/3$ 时, 中间的复制带交叉, 能隙闭合。当频率升高至 $\omega/\Delta = 1/2$ 时, 复制带之间相互交叠并打开间隙, 这时的间隙为非平庸的。进一步升高频率至 $\omega/\Delta = 1$ 时, 复制带彼此接触, 例如 $n=0$ 和 $n=\pm 1$ 和 $n=\pm 2$ 相接触。随着频率升高至 $\omega/\Delta = 2$ 时, 不同的复制带完全分开, 能隙被打开, 并且随着频率的增大, 能隙的宽度也增大, 此时的间隙为平庸的。

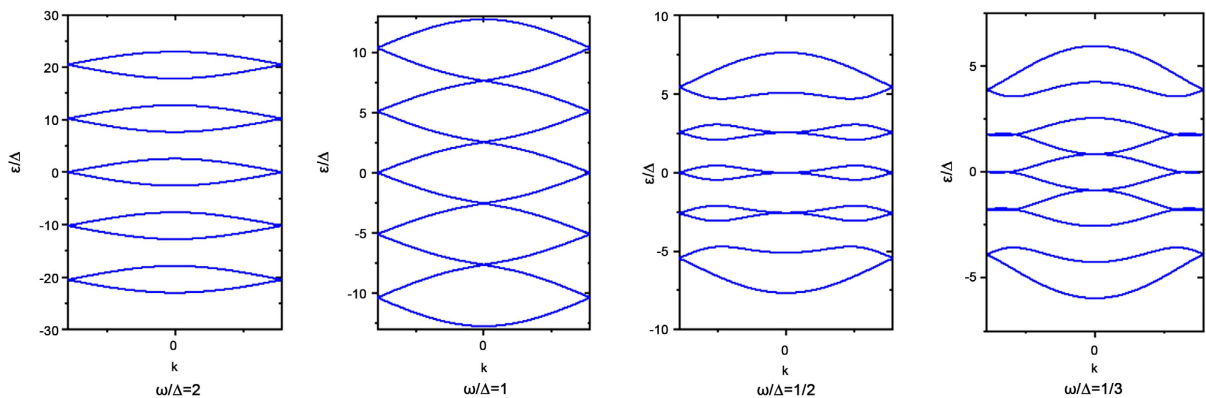


Figure 5. Quasi-energy band diagrams in the momentum space at four different bending frequencies $\omega/\Delta = 1/3$, $\omega/\Delta = 1/2$, $\omega/\Delta = 1$, $\omega/\Delta = 2$, clearly demonstrate the mechanism of the opening and closing of the energy gaps in the Floquet system

图 5. 四个不同弯曲频率的动量空间准能带图, 分别为 $\omega/\Delta = 1/3$, $\omega/\Delta = 1/2$, $\omega/\Delta = 1$, $\omega/\Delta = 2$, 清楚地显示了 Floquet 系统中能隙的开闭机制

因此, 随着频率的增大, 能隙在 $\omega/\Delta = 1/3$ 时开始打开, 在 $\omega/\Delta = 1$ 时关闭。这种频率依赖性特征已经在之前的研究中被证明为 Floquet π 模式。

6. 结论

在本文中, 在太赫兹伪 SPPs 波导阵列中, 通过周期性的弯曲波导阵列模拟一维 SSH 模型并实现了

准能带 Floquet 拓扑工程的系统模拟。通过调节波导阵列的弯曲轮廓和输入场,利用光纤扫描太赫兹近场显微镜实验观察到了 Floquet 拓扑模式,并通过理论验证了该模式沿着边界传播,属于 Floquet 拓扑 π 模式。本文的成果为在太赫兹领域研究波导阵列中拓扑光子传输提供新的思路。

参考文献

- [1] Pendry, J.B. (2000) Negative Refraction Makes a Perfect Lens. *Physical Review Letters*, **85**, 3966-3969. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.85.3966>
- [2] 许全. 基于超表面的太赫兹表面等离子激元研究[D]: [博士学位论文]. 天津: 天津大学, 2018.
- [3] Yuan, M., Lu, Y., Zhang, Y., Zhang, Z., Li, Y., Liu, H., *et al.* (2020) Curved Terahertz Surface Plasmonic Waveguide Devices. *Optics Express*, **28**, 1987-1998. <https://doi.org/10.1364/oe.385676>
- [4] Yuan, M., Wang, Q., Li, Y., Xu, Y., Xu, Q., Zhang, X., *et al.* (2020) Terahertz Spoof Surface Plasmonic Logic Gates. *iScience*, **23**, Article ID: 101685. <https://doi.org/10.1016/j.isci.2020.101685>
- [5] Zhang, Y., Xu, Y., Tian, C., Xu, Q., Zhang, X., Li, Y., *et al.* (2017) Terahertz Spoof Surface-Plasmon-Polariton Sub-wavelength Waveguide. *Photonics Research*, **6**, 18-23. <https://doi.org/10.1364/prj.6.000018>
- [6] 刘超, 郭小伟, 李绍荣, 等. 拓扑光子晶体边缘态理论与应用[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(1): 1-15.
- [7] 宋万鸽, 祝世宁, 李涛. Floquet 规范转变诱导拓扑 π 模产生的理论分析[J]. 人工晶体学报, 2021, 50(7): 1340-1347, 1355.
- [8] Han, Z., Wang, F., Sun, J., Wang, X. and Tang, Z. (2022) Recent Advances in Ultrathin Chiral Metasurfaces by Twisted Stacking. *Advanced Materials*, **35**, Article ID: 2206141. <https://doi.org/10.1002/adma.202206141>
- [9] Song, W., Chen, Y., Li, H., Gao, S., Wu, S., Chen, C., *et al.* (2021) Gauge-induced Floquet Topological States in Photonic Waveguides. *Laser & Photonics Reviews*, **15**, Article ID: 2000584. <https://doi.org/10.1002/lpor.202000584>
- [10] Wu, S., Song, W., Gao, S., Chen, Y., Zhu, S. and Li, T. (2021) Floquet π Mode Engineering in Non-Hermitian Waveguide Lattices. *Physical Review Research*, **3**, Article ID: 023211. <https://doi.org/10.1103/physrevresearch.3.023211>
- [11] Cheng, Q., Pan, Y., Wang, H., Zhang, C., Yu, D., Gover, A., *et al.* (2019) Observation of Anomalous π Modes in Photonic Floquet Engineering. *Physical Review Letters*, **122**, Article ID: 173901. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.122.173901>
- [12] Yu, Y., Song, Y., Chen, T., Wang, H., Zhuang, S. and Cheng, Q. (2021) Floquet Spectrum and Optical Behaviors in Dynamic Su-Schrieffer-Heeger Modeled Waveguide Array. *Chinese Optics Letters*, **19**, Article ID: 042601. <https://doi.org/10.3788/col202119.042601>
- [13] 胡攀, 马毅, 黄俐皓. 太赫兹人工表面等离子激元波导阵列中拓扑零模的激发[J]. 建模与仿真, 2023, 12(3): 2968-2975.
- [14] 余东海, 王成勇, 成晓玲, 等. 磁控溅射镀膜技术的发展[J]. 真空, 2009, 46(2): 19-25.