中国科学: 技术科学 2023 年 第 53 卷 第 8 期: 1313 ~ 1322
SCIENTIA SINICA Technologica techcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文 庆祝国防科技大学建校70周年机械工程学科专辑

声子晶体中多频带谷选择性角态

郑周甫[1,2], 尹剑飞[1,2*], 温激鸿[1,2], 郁殿龙[1,2], 陈循[1,2]

1. 国防科技大学装备综合保障重点实验室, 长沙 410073;
2. 国防科技大学智能科学学院, 长沙 410073
* E-mail: nmhsyjf@nudt.edu.cn

收稿日期: 2023-02-04; 接受日期: 2023-06-27; 网络版发表日期: 2023-07-28
国家自然科学基金(批准号: 11991032, 11991034)资助项目

摘要 声学拓扑绝缘体具有拓扑保护、背散射及缺陷免疫的非传统声学边界态, 为实现声波按需精细调控提供了一种有效的方法, 其中二维高阶拓扑绝缘体中共同存在零维角态和一维边界态, 使其拥有在多个维度上操纵波能量的能力, 进一步增强了波调控的灵活度, 引起广泛关注. 本文提出了一种能够在多频带范围实现高阶拓扑态的C_3对称性元胞结构, 其通过旋转散射体角度激活不同谷选择性角态. 这种具有开关特性的角态可以根据需求进行声波场能量局域化调控, 在实际运用中具有重要意义. 相对于传统的单频带高阶拓扑绝缘体, 本文所设计的元胞结构能够在基频带隙和二阶高频带隙中同时实现边界态的波导调控和角态的选择性激发, 并具有优秀的缺陷免疫鲁棒性. 该高阶拓扑绝缘体的多频带特性将有利于拓展传统单频带器件的工作频率范围和带宽, 同时角态的谷选择性激发特点可推动声学拓扑绝缘体在多波段声波能量捕获、检测和采集声学器件中的应用.

关键词 多频带角态, 谷选择性激发, 高阶拓扑绝缘体, 拓扑相变

1 引言

声子晶体概念的提出为实现声波传播和耗散的精细调控提供了实现途径, 这种人工周期结构在声波聚焦[1]、声隐身[2~5]、超分辨成像[6,7]以及振动噪声控制[8~11]等方面具有重要的应用前景和研究价值. 近年来, 学科交叉融合不断发展, 在声子晶体中类比凝聚态物理领域构造非平庸拓扑相实现的声学拓扑绝缘体被广泛研究[12~17], 其具有优秀的声波精细调控能力, 可以实现声波无损传输、单向波导, 并具有缺陷免疫能力, 展现出广阔的应用前景.

其中, 高阶拓扑绝缘体作为一种具有多维度波调控能力的材料, 已经在光波[18,19]、声波[20,21]、电磁波[22]调控方面展现出巨大的潜力. 在二维结构中, 高阶拓扑绝缘体可以实现一维边界态和零维角态, 其中边界态具有优秀的波导效果, 并且对应的能带结构通常不能横跨整个体带隙范围而存在带隙, 该带隙被称为边界带隙. 角态则往往出现在边界带隙内并展现出能量的定点局域能力. 因此不同于只支持无带隙边界态的传统拓扑绝缘, 高阶拓扑绝缘体的体边对应关系展现出一种层级的体带隙-边界态和边界带隙-角态的对应关系.

当前, 声学领域高阶拓扑态在声波操纵方面展现出了丰富的物理意义和广阔的工程应用潜力, 因而受

引用格式: 郑周甫, 尹剑飞, 温激鸿, 等. 声子晶体中多频带谷选择性角态. 中国科学: 技术科学, 2023, 53: 1313–1322
Zheng Z F, Yin J F, Wen J H, et al. Multiband, valley-selective corner states in phononic crystals (in Chinese). Sci Sin Tech, 2023, 53: 1313–1322, doi: 10.1360/SST-2023-0051

© 2023 《中国科学》杂志社

到了极大关注. 例如, 在四极子理论启发下设计的具有正负耦合共存的微扰机械声子晶体, 为实验观察弹性高阶拓扑绝缘体的波调控效果提供平台[23]; 类似地, 基于广义Su-Schrieffer-Heeger(SSH)模型的声学模拟, 在kagome晶格中验证了Wannier类型高阶拓扑态[24,25], 在该类型的声学拓扑绝缘体的元胞中, 非平庸的体能带拓扑与非零的体极化相联系, 并与Wannier中心相对应, 从而可以通过边界上的Wannier中心分布情况预测出高阶拓扑绝缘体边界态和角态的存在. 另外, 通过模拟量子自旋霍尔效应, 在正方形[26]和六边形晶格[27,28]中也证实了与晶体对称性相关的高阶拓扑绝缘体.

然而, 在高阶拓扑绝缘体中, 由于晶体对称性限制, 角态通常只能在特定几何的拐角结构上实现, 这极大限制了它们在实际应用中的调控灵活性. 最近, 通过将谷自由度引入到二阶拓扑绝缘体中[29], 或者引入Kekul'e调制来超越元胞的几何约束[30], 实现了具有选择性激发特性的角态, 为按需开启或关闭角态提供了全新的路径. 然而, 这种选择性激发的角态大多只在低频带隙内被观察到, 在多频带内进行角态激发的相关研究却十分鲜见, 因而限制了其在多波段工程场景中的应用, 如多波段检测、多波段能量收集等.

为了探究多频带内角态的选择性激发特性, 本文设计了一种具有C_3对称性声子晶体结构. 其元胞由可以围绕中心旋转的T形散射体组成, 初始状态下存在两个不同频率范围的Dirac锥, 通过旋转散射体可以打开这两个简并能带, 从而实现不同频段拓扑相变过程. 本文基于体极化理论和对应的Wannier中心分布进行非平庸高阶拓扑表征, 分析了边界态和谷选择性角态特性. 同时, 通过利用具有不同拓扑相元胞组成的超元胞, 计算其能带结构并观察对应模态特性, 分析了高阶拓扑绝缘体中体带隙、边界带隙和边界态、角态之间相互关系. 最后, 通过构造三角形结构和平行四边形结构进行了拓扑态验证和鲁棒性分析. 本文所提出的Wannier类型高阶拓扑绝缘体可以在基频带隙和二阶高频带隙范围内实现角态和具有带隙的边界态, 并且角态可以通过构造不同的谷极化位置实现选择性激发.

2 声子晶体元胞模型及能带特性

2.1 声子晶体元胞模型

本文通过周期布列散射体构造了如图1(a)所示的声子晶体结构, 结构中灰色区域为空气, 白色区域表示散射体. 其元胞为具有C_3旋转对称性的三角晶格, 晶格常数为a=43 mm, 晶格矢量表示为$\mathbf{a}_1=(1,0)a$, $\mathbf{a}_2=(1/2,\sqrt{3}/2)a$. 如图1(b)所示, 元胞由3个旋转角度互为120°的T形散射体组合而成, 该结构可以沿元胞中心处旋转. 本文将逆时针方向旋转记为正旋转角度α, 不同α参数条件下将获得新元胞. 元胞内T形体的身部矩形长和宽分别为w_1=5 mm, h_1=14.5 mm, 而头部为w_2=9 mm, h_2=3 mm.

本文将通过研究逆时针旋转角度α对元胞能带特性的影响, 分析高阶拓扑特性和多频带拓扑态特性. 数值仿真时基于COMSOL Multiphysics有限元分析软件的压力声学模块开展元胞能带结构和本征态计算. 在仿真过程中, 元胞内散射体被视为声学刚性边界, 其余部分填充的空气质量密度和声速分别为1.21 kg/m^{3}和343 m/s.

2.2 声子晶体能带特性

对于旋转角度α=0°的初始结构, 图2(a)中仿真能带图表明其在高对称点K(即波矢$\mathbf{k}=(\frac{2\pi}{3a},\frac{2\pi}{\sqrt{3}a})$处)的基频3.47 kHz和二阶高频8.93 kHz处分别出现了二重简并的Dirac锥.

为形成带隙, 可通过改变散射体的旋转角度α给予

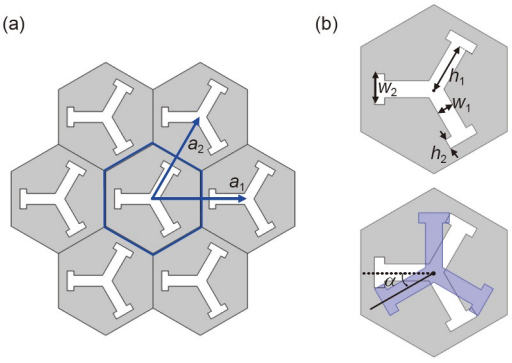


图 1 声子晶体结构及其元胞示意图. (a) 具有周期分布T形散射体的声子晶体结构; (b) 元胞结构, 其中, 白色散射体表示初始位置(α=0°), 浅蓝色散射体表示其绕元胞中心逆时针旋转α后的位置

Figure 1 Schematic diagrams of the phononic crystal and unit cells. (a) Phononic crystal with periodic distributed T-shaped scatterers; (b) the unit cells, where the white scatterers represent the initial position (α=0°), and the light blue scatterers indicate that they rotate α counterclockwise around the cell center.

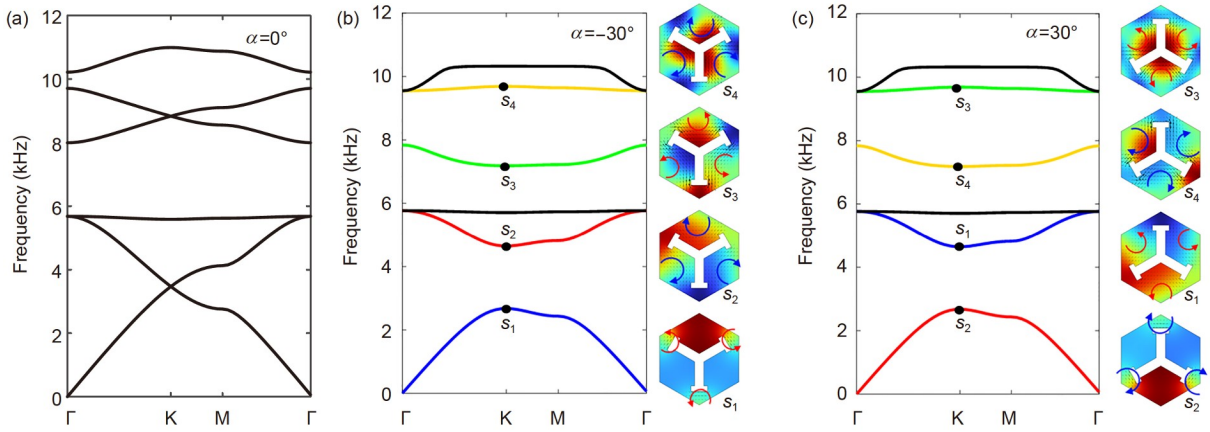


图 2　声子晶体板在不同旋转角度下的能带结构. (a) α=0°, 在高对称点K处出现两个Dirac锥; (b) α=–30°, 简并能带提升形成两个完全带隙, 右侧插图为高对称点K处模态的压力场分布以及声能流矢量方向; (c) α=30°, 基频带隙、高频带隙两侧的频带模态位置发生反转

Figure 2　The band structures of the phononic crystal at different rotation angles. (a) Two Dirac cones appear at the high symmetry point K when α=0°; (b) the two degenerate points are lifted to form two complete bandgaps when α=–30°. The right insets show the pressure field distribution of the eigenmodes and the direction of the sound energy flux vector at the high symmetry point K; (c) the eigenmodes on both sides of the fundamental and high frequency bandgaps are reversed when α=30°.

初始元胞一定扰动, 这种扰动将提升高对称点K(K')处的简并能带, 从而打开Dirac锥形成完全带隙, 如图2中α=–30°, 0°, 30°的能带曲线所示. 在图2(b)和(c)中, 当α=–30°和30°时, 在基频2.68~4.64 kHz和二阶高频7.84~9.55 kHz处分别出现完全带隙. 在带隙边界, 高对称K点处四个特征态的压力场分布如图2(b)和(c)右侧插图所示, 从中可以发现, 带隙上下边界能带所对应的模态具有不同方向谷旋涡. 其中α=–30°和30°时的基频s_1、s_2模态和高频s_3、s_4模态的谷旋涡方向发生了反转, 这表明对于能带简并点提升之后所产生的带隙, 在不同正负号旋转角度α下的元胞将具有不同的拓扑相.

由于本文主要关注高阶拓扑态, 声子晶体中双频带拓扑相变过程可以利用拓扑指标χ和体极化进行定量分析, 以进一步预测出结构中的拓扑边界态和拓扑角态. 对于具有C_3对称性的声子晶体, 其拓扑指标χ表达式为[31]

$$\chi=([K_1^{(3)}],[K_2^{(3)}]), \tag{1}$$

其中, $\left[\prod_p^{(n)}\right]=\#\prod_p^{(n)}-\#\Gamma_p^{(n)}$, $\#\prod_p^{(n)}$ $(\prod=\Gamma,X,M)$为所关注带隙下方能带在高对称点Π处具有C_n旋转对称性本征值$e^{i2\pi(p-1)/n}$的能带数, 可以直接通过观察元胞本征模态的相位图获得对应的值. 如图3(a)中所示, 对于α=–30°的元胞UC1, 通过带隙下侧本征模态相位图和标记的$\Gamma_1^{(3)}$, $K_1^{(3)}$, $K_2^{(3)}$, 可以计算得到其基频和高频带隙的拓扑不变量均为$\chi=(-1,1)$, 而对于α=30°的元胞UC2, 根据图3(b)中的相位图可以得到$\chi=(-1,0)$. 这两种元胞均不同于拓扑指标$\chi=(0,0)$的平庸元胞, 他们都是高阶非平庸能带拓扑, 这意味着由其组成的拓扑绝缘体能够实现具有带隙的边界态和边界带隙内的角态. 其中, 平庸元胞的Wannier中心位于元胞的几何中心, 而高阶非平庸元胞UC1, UC2的Wannier中心将与非零的体极化相关, 其与拓扑指标之间的关系为[31]

$$\mathbf{P}=\frac{2}{3}([K_1^{(3)}]+2[K_2^{(3)}])(\mathbf{a}_1+\mathbf{a}_2). \tag{2}$$

因此, 对于元胞UC1, 其基频和高频带隙处的体极化均为$\mathbf{P}=\frac{2}{3}(\mathbf{a}_1+\mathbf{a}_2)=-\frac{1}{3}\mathbf{a}_1-\frac{1}{3}\mathbf{a}_2$. 对于$C_3$对称性元胞, 在元胞内存在特殊的高对称点, 被称为最大Wyckoff位置, 它们在关于元胞中心的旋转操作下是不变的. 结合体极化分析, 此时元胞UC1的Wannier中心位于Wyckoff位置b, 如图3(c)所示. 而元胞UC2的体极化为$\mathbf{P}=\frac{1}{3}\mathbf{a}_1+\frac{1}{3}\mathbf{a}_2$, Wannier中心位于Wyckoff位置c, 如图3(d)所示. 可以发现, 无论是基频带隙还是高频带隙

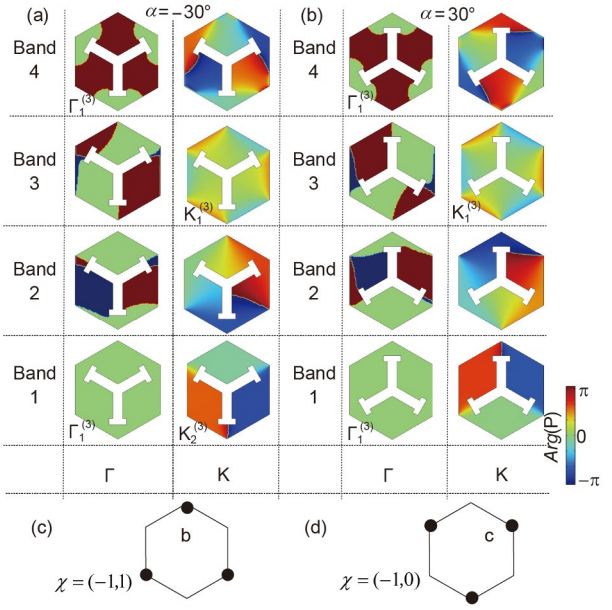


图 3　(a)元胞UC1和(b)元胞UC2的高对称点Γ和K点本征态压力场相位图. (c)元胞UC1和(d)元胞UC2拓扑指标χ以及对应Wannier中心分布

Figure 3　The phases of eigenmodes of the UC1 (a) and UC2 (b) at high symmetry points Γ and K. The topological indicators χ and corresponding Wannier centers of the UC1 (c) and UC2 (d).

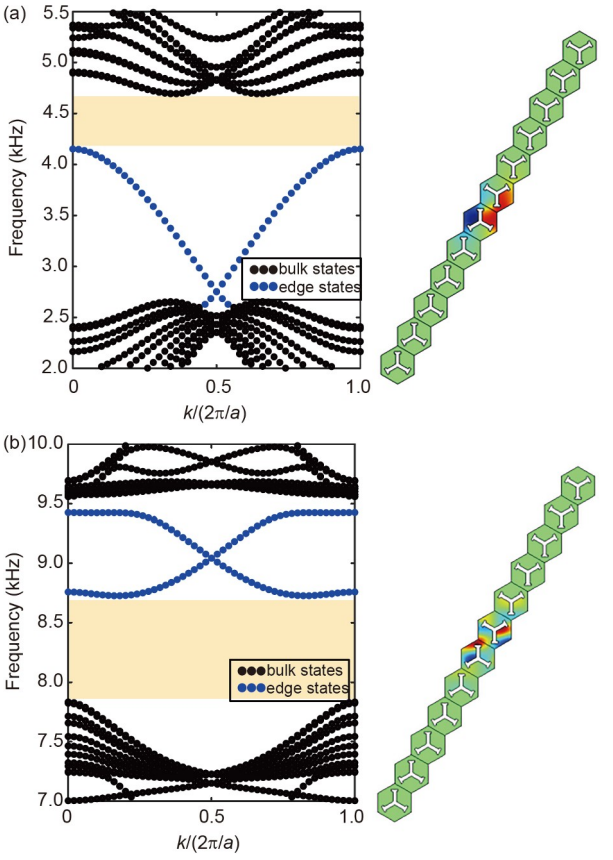


图 4　超元胞S1在基频(a)和高频(b)处的能带结构. 蓝色点线为边界态能带, 黑色点线为体态能带; 浅橙色区域为边界带隙区域; 插图中本征态为波矢$k=\pi/a$处边界态模态

Figure 4　The band structures of supercell S1 at the fundamental (a) and high frequency (b) regime. The blue dotted lines represent the edge states, while the black dotted lines represent the bulk states. The light orange areas are the edge bandgaps. The eigenstates in the right insets are the edge states at $k=\pi/a$.

范围, 两种元胞的Wannier中心分布均与谷旋涡的分布相对应, 这种现象表现出典型的谷锁特性, 是高阶角态实现谷选择性自由度的关键[29].

2.3　边界态及边界带隙

对于二维高阶拓扑绝缘体, 其典型特征是体带隙内存在一维边界态, 并且边界态不能横跨整个体带隙而出现边界带隙, 从而保证具有波局域能力的零维角态能够稳定出现. 其中, 边界态出现于具有不同拓扑相元胞组成的界面上, 因而本节首先将6个元胞UC1和6个UC2组合成两种具有zigzag边界的超元胞S1和S2, 通过分析其基频和高频带隙中的拓扑边界态的能带特征, 特别是高阶拓扑绝缘体中体带隙、边界带隙和边界态、角态之间关系, 为后文角态的探究提供支撑.

如图4(a)和(b)右侧插图所示, 将元胞UC1位于超元胞的上侧而UC2位于结构下侧, 构成超元胞S1. 计算其能带曲线时, 上下两端设置为平面波辐射边界条件, 左右两侧设置为周期性边界条件. 基频和高频能带结构计算结果分别如图4(a)和(b)所示, 其基频和高频体带隙内均存在能够将波局域于两种元胞界面处的边界态(其压力场分布如右侧插图本征态所示), 这种模态能够实现声波的定向引导, 为精细操纵声波的定向传输提供手段. 同时, 其边界态频率范围并没有覆盖整个体带隙而具有一个明显的边界带隙. 在基频带隙中, 边界带隙位于边界态能带上侧(浅橙色区域), 而高频带隙中, 边界带隙位于边界态能带下侧. 这些具有带隙的边界态将为角态的出现提供一定的保证, 在之后的章节中将重点探讨边界带隙内潜在角态的机理, 即边界带隙和角态之间的关系.

将超元胞S1中UC1和UC2区域的位置互换, 此时将形成另外一个zigzag边界模式, 对应超元胞称之为

S2. 在该超元胞中, 基频和高频范围能带结构分别如图5(a)和(b)所示. 其基频体带隙内只存在边界态而没有出现带隙. 由于角态表现为能量沿所有方向的快速衰减而形成定点局域的效果, 没有边界带隙将难以保证角态的存在. 因此, 基频能带结构表明由超元胞S2边界模式形成的拐角结构中难以实现波定点局域效果. 不过, 高频的体带隙内存在一个边界带隙(浅绿色区域), 下文将通过分析包含该边界模式的三角形角结构验证角态的存在与否.

3　谷选择性角态

3.1　三角形结构中的谷选择性角态

为了观察结构中的角态, 并揭示多频带谷选择性角态实现的内在机理, 本节中首先基于超元胞S1的边界模式构造了一个三角形的结构I, 如图6(a)所示, 结构中间部分为元胞UC1, 其组成边长为5个元胞长度的等边三角形区域, 区域外侧包围三层元胞UC2, 以保证产生稳定的边界态. 仿真时有限结构边界设置为平面波辐射边界条件, 利用COMSOL特征频率求解器计算结构的本征频率和本征场声压分布. 对于中间部分元胞, 用红色点表示其区域界面上与谷旋涡相关的Wannier中心分布, 从中可以清晰地看到沿着zigzag边界和拐角处被分割的Wannier中心分布, 此时这种分割将导致与Wannier中心相关的“电荷”分离, 从而能够预测边界态和角态的出现[21]. 由于基频带隙和高频带隙中的体极化一致, 所以两个带隙中的角态将在不同频率点同时出现.

计算该结构基频和高频特征谱如图6(b)所示, 从

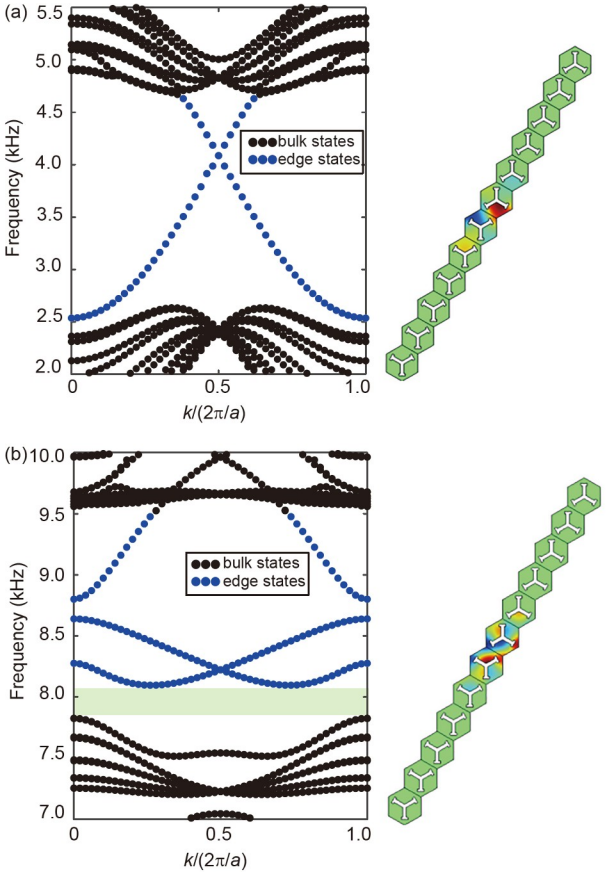


图 5　超元胞S2在基频(a)和高频(b)处的能带结构

Figure 5　The band structures of supercell S2 at the fundamental (a) and high frequency (b) regime.

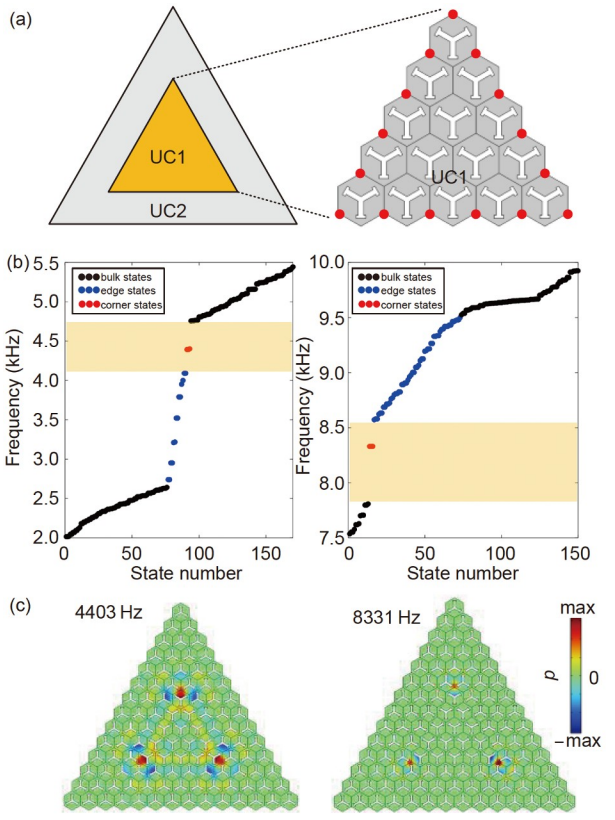


图 6　(a) 三角形结构I示意图及元胞UC1区域放大图, 图中边界和拐角处Wannier中心分布用红色点标记; (b) 结构I的基频和高频特征谱; (c) 结构I在基频和高频处角态的压力场分布

Figure 6　(a) Schematic diagram of triangular structure I and the enlarged view of the UC1 domain where the Wannier centers at the boundaries and corners are marked with red dots; (b) the eigen spectra of structure I at fundamental and high frequency regime; (c) pressure field distributions of the corner states of structure I at fundamental and high frequency regime.

中可以看到与图4中超元胞S1能带相吻合的边界态频率范围和带隙分布情况: 在体能带隙中, 存在波场能量沿三角形边界分布的边界态和边界带隙, 并在边界带隙频率范围中观察到了三个本征态, 其能量局域在结构的拐角处, 是典型的角态行为, 对应的压力场分布如图6(c)所示. 由于高频处波长短, 此时角态的波局域能力比基频处显得更强, 声波局域在更小范围内. 总而言之, 结合特征谱和本征模态验证了基于Wannier中心分布进行角态预测的正确性. 同时结合超元胞S1能带结构也表明, 角态出现于边界带隙范围内, 边界带隙是角态存在的必要条件.

进一步, 旋转结构I中的散射体角度, 使得结构中元胞UC1和UC2的位置发生反转, 并称之为结构II, 如图7(a)所示, 此时沿着zigzag边界被分割的Wannier中心仅仅存在于两种元胞组成的界面上, 而没有出现在拐角处, 这意味着该角结构II的体带隙中只存在边界态而不存在角态. 如图7(b)所示, 通过计算其特征谱, 在基频和高频体带隙频率范围中, 其本征模态压力场分布(如图7(c)所示)表明只存在边界态而不存在角态. 其中, 边界态频率分布范围与超元胞S2中边界态能带频率范围相一致, 尽管高频体带隙频率范围中存在一个边界带隙, 但是在该频率范围并没有形成角态, 这表明边界带隙的存在并不一定保证角态出现, 角态的存在与否取决于元胞的高阶拓扑特性[29]. 基于这种三角形结构, 可以设计得到多频带波导传输器件和角态选择性激发器件, 拓展传统单频带器件的工作频率范围和波调控功能.

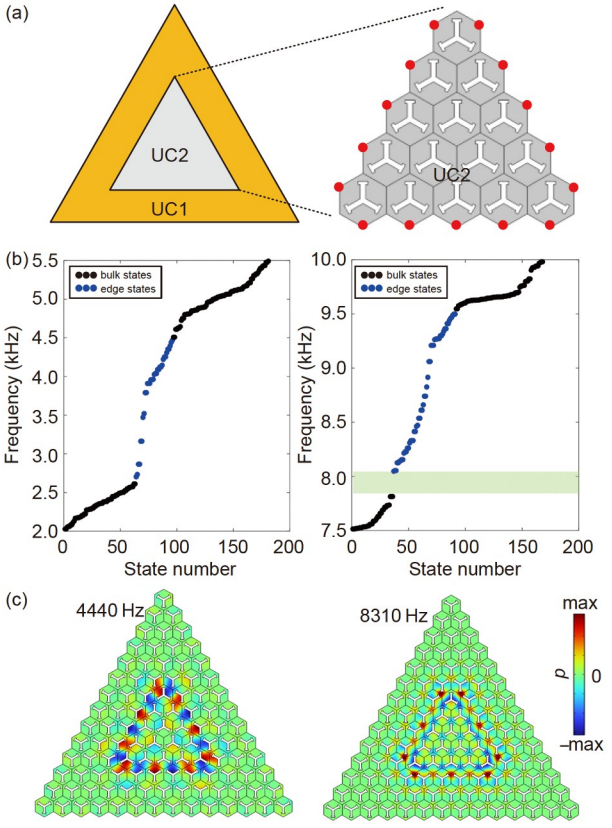


图 7 (a) 三角形结构II示意图及元胞UC2区域放大图; (b) 结构II的基频和高频特征谱; (c) 结构II在基频和高频处边界态的压力场分布

Figure 7 (a) Schematic diagram of triangular structure II and the enlarged view of the UC2 domain; (b) the eigen spectra of structure II at fundamental and high frequency regime; (c) pressure field distributions of the edge states of structure II at fundamental and high frequency regime.

3.2 平行四边形结构中的拓扑态

上述三角形结构中只有一种类型的拐角, 因此结构拐角上只能同时激发或关闭角态. 并且角态位于边界带隙内, 角态和边界态只能在不同频率激发. 基于融合谷自由度的多频带高阶拓扑绝缘体, 进一步设计包含不同拐角类型的结构, 将可以通过调整散射体旋转角度实现不同类型拐角的选择性激发或者关闭, 并可以实现与边界态的同频激发. 考虑如图8(a)所示的平行四边形结构, 结构中间部分为元胞UC2, 其组成边长为5个元胞长度的平行四边形区域, 区域包围三层元胞UC1. 结构边界设置为平面波辐射边界条件. 该结构中存在锐角A/B和钝角C/D.

基于前文分析, 在拐角A上, 其Wannier中心分布类似于三角形结构I中的拐角, 因此可以预期角态的出现. 与该角连接的边界为超元胞S1对应的zigzag边界模式, 因而还将存在具有带隙的边界态. 然而, 拐角B上不存在Wannier中心分布, 所以将不会产生角态. 在靠近该角的边界为超元胞S2对应的zigzag边界模式, 无论是基频还是高频体带隙内, 边界态频率范围均几乎覆盖了超元胞S1的边界带隙. 拐角A和B所伴随的不同边界模式将使得角态和边界态可以在该结构中不同位置同频激发. 对于拐角C/D, 其处于两种不同zigzag边界模式的交界处, 将主要受到超元胞S2的边界态影响而处于波导状态, 因而无法形成局域角态.

数值计算该结构的本征态如图8(b)和(c)所示, 在原本边界带隙频率范围内(浅橙色区域), 既可以发现位于拐角A的角态(红色箭头标记处), 也可以发现边界

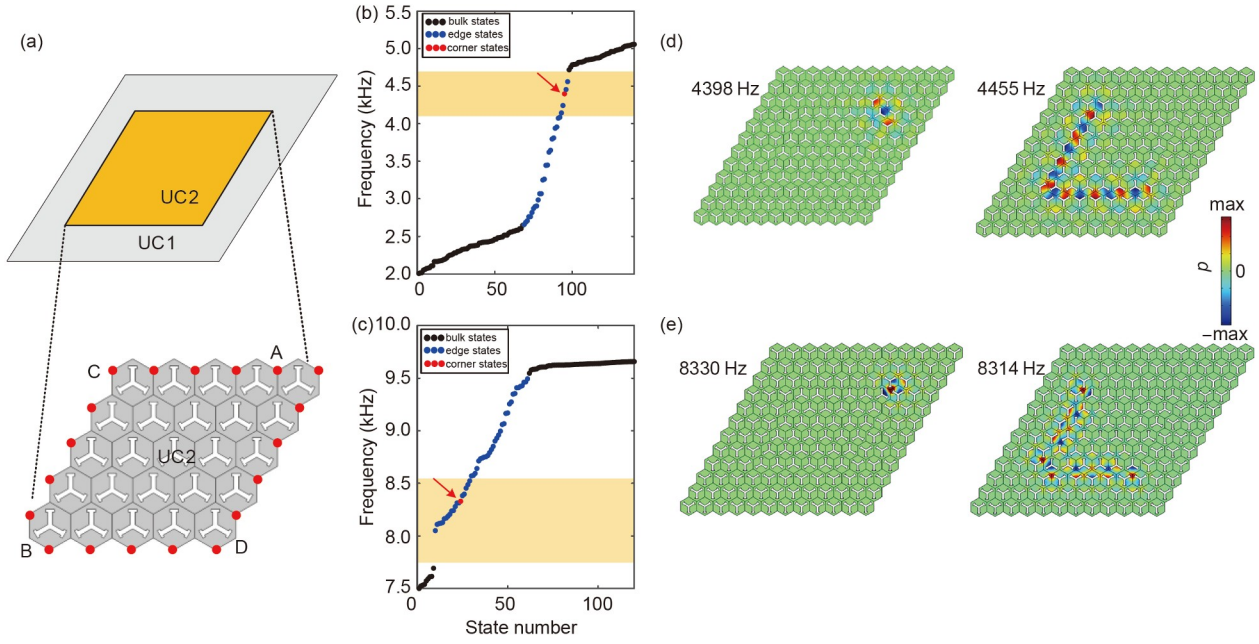


图 8　(a) 平行四边形结构示意图及元胞UC2区域放大图; (b), (c) 该结构的基频和高频特征谱, 其中浅橙色区域为超元胞S1的边界带隙区域, 红色箭头处为角态频率点; (d), (e) 该结构在基频边界带隙和高频边界带隙内的角态、边界态的压力场分布

Figure 8　(a) Schematic diagram of the parallelogram structure and the enlarged view of the UC2 domain. (b), (c) The eigen spectra of the structure at fundamental and high frequency regime, where the light orange region is the edge bandgap of supercell S1, and the red arrows point to the corner states; (d), (e) the pressure field distributions of the corner and edge states of the structure within the fundamental and high frequency edge bandgaps, respectively.

态, 即边界态和角态几乎同频出现, 但是波局域效果和波导行为是空间分离的. 角态和边界态压力场如图8(d)和(e)所示, 其中角态的能量局域在拐角A处, 并且其频率接近于三角形结构I中的角态. 而边界态的能量主要局域在靠近拐角B的边界上, 表明这些模态是由拐角B附近的zigzag边界贡献的, 而与剩余的两条边界无关. 同时, 在该本征态中, 并没发现能量局域于拐角C/D的角态. 这些结果证实了理论推理的正确性.

对于该结构, 调整散射体的旋转角度可以选择性地实现拐角A和B处角态交替激发, 例如将图8(a)所示结构中所有散射体旋转60°, 将使得拐角B可以激发角态而拐角A处不能, 但是不管如何调整, 拐角C/D中将依旧不具有声波定点局域能力. 由于元胞具有C_3对称性, 旋转所有散射体60°以后的结构等价于现有结构旋转180°, 因此其本征谱将不变, 只是对应的本征模态压力场分布也进行相应旋转, 即拐角B激发角态.

3.3　角态的鲁棒性分析

本文的高阶拓扑绝缘体中的角态受到C_3对称性的保护, 因其固有的拓扑特性使得角态对整体缺陷具有较强鲁棒性. 为了证明这一性质, 基于3.1节中所设计的三角形结构I, 引入了两种不同的扰动: 散射体放大10%和散射体额外旋转5°. 以往的研究表明[21], 当扰动施加到结构的拐角处时, 尽管角态不会发生畸变, 但是将出现较大的频率偏移; 而将扰动施加到其余部分上时, 角态能够保持较好的稳定性. 针对三角形结构I, 为直观地观察扰动下角态的变化情况, 本文直接将扰动施加到拐角处的元胞上进行角态的鲁棒性分析, 如图9(a)和(b)所示, 而结构内其余元胞保持初始参数不变.

施加扰动后, 计算本征谱如图9(c)和(d). 可以看出, 在所有拐角处元胞被施加扰动的情况下, 拓扑角态仍然保持在边界带隙中, 尽管它们的激发频率稍微地偏离了原来的本征频率位置, 但是结合本征模态可以发现, 所激发的角态对波的约束能力没有发生根本性转变. 通过计算频移的百分比可以发现, 对于将散射体放大10%的扰动, 基频处频率偏移量为0.64%, 高频处为4.9%; 对于将散射体额外旋转5°的扰动, 基频处频率偏移量为0.09%, 高频处为0.43%. 在结构缺陷扰动下,

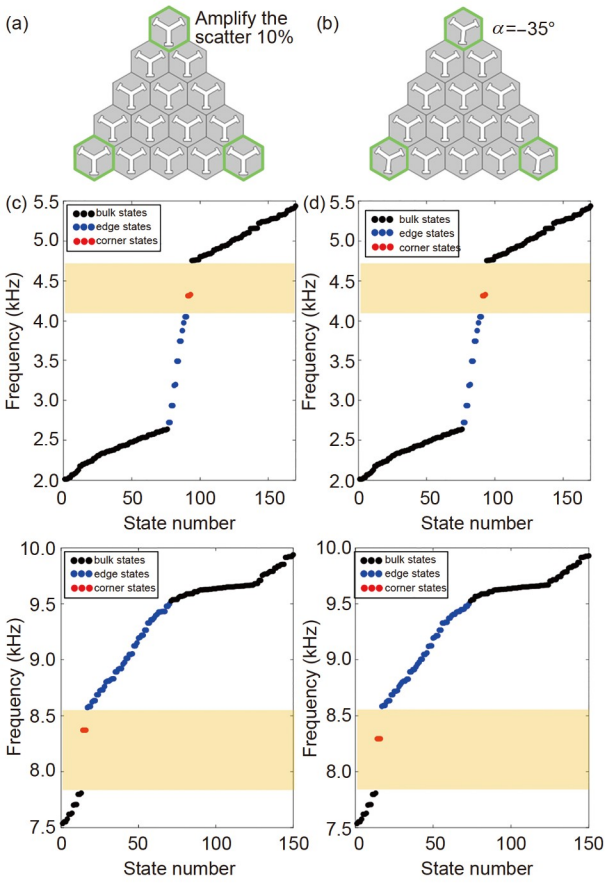


图 9 三角形结构I中拐角处元胞(绿色框内)施加散射体放大10%扰动(a)和散射体额外旋转5°扰动(b). (c), (d) 施加两种扰动后三角形结构I在基频和高频带隙范围内的特征谱

Figure 9 In triangular structure I, a 10% amplification disturbance (a) and an additional 5° rotation disturbance (b) are applied to the unit cells at the structure corners (the unit cells within the green boxes). (c), (d) The eigen spectra of the structure I within the fundamental and second-order edge bandgaps after applying two types of disturbances.

高频处角态频率偏移量比基频处高, 这是由于高频波长短从而对缺陷表现得更为敏感. 但是, 整体而言, 这种偏差很小且角态的波调控特性没有发生畸变, 因此该结果能够表明所设计高阶拓扑绝缘体中的角态对扰动具有良好的鲁棒性.

4 结论与讨论

本文提出一种能够实现多频带谷选择性角态的声子晶体结构, 并从理论上、数值上对该绝缘体的拓扑特性展开研究.

当散射体旋转角度为0°时, 所设计的C_3对称性元胞结构可以在K点处实现两个二重简并点. 当调整散射体角度, 将对元胞产生扰动从而提升简并点形成两个不同频率范围的带隙. 基于体极化和相关Wannier中心理论可以很好地预测结构中基频和二阶高频处波导边界态和波局域角态. 而借助两种不同拓扑相元胞组成的超元胞, 可以分析其能带曲线得到边界态和角态存在的频率范围, 以及体带隙、边界带隙和边界态、角态之间关系. 相关分析为按需调整结构实现特定的波调控效果奠定理论基础, 例如可以通过构造平行四边形结构, 实现边界态和角态的同频但不同区域出现.

由于角态的出现与谷自由度密切关联, 可以通过旋转散射体实现不同拐角处角态的选择性激发. 并且这种谷选择性角态具有良好的鲁棒性, 对直接施加到拐角上的扰动表现出良好的稳定性. 本文所设计的声学高阶拓扑绝缘体将在多频带波导传输器件和角态选择性激发器件方面具有可能的应用前景.

参考文献

1 Guenneau S, Movchan A, Pétursson G, et al. Acoustic metamaterials for sound focusing and confinement. New J Phys, 2007, 9: 399

2 Wang Y, Zhao H, Yang H, et al. Topological design of lattice materials with application to underwater sound insulation. Mech Syst Signal Processing, 2022, 171: 108911

3 Wang Y, Zhao H, Yang H, et al. Inverse design of structured materials for broadband sound absorption. J Phys D Appl Phys, 2021, 54: 265301

4 Chen Y, Zhao B, Liu X, et al. Highly anisotropic hexagonal lattice material for low frequency water sound insulation. Extreme Mech Lett, 2020, 40: 100916

5 Dong H W, Zhao S D, Oudich M, et al. Reflective metasurfaces with multiple elastic mode conversions for broadband underwater sound absorption. Phys Rev Appl, 2022, 17: 44013

6 Zhu J, Christensen J, Jung J, et al. A holey-structured metamaterial for acoustic deep-subwavelength imaging. Nat Phys, 2011, 7: 52–55

7 Liu T, Chen F, Liang S, et al. Subwavelength sound focusing and imaging via gradient metasurface-enabled spoof surface acoustic wave

modulation. Phys Rev Appl, 2019, 11: 34061
8 Yong X, Wen J H, Wen X S. Broadband locally resonant beams containing multiple periodic arrays of attached resonators. Phys Lett A, 2012, 376: 1384–1390
9 Xiao Y, Wen J H, Huang L Z, et al. Analysis and experimental realization of locally resonant phononic plates carrying a periodic array of beam-like resonators. J Phys D Appl Phys, 2013, 47: 45307
10 Wang S, Xiao Y, Guo J, et al. Broadband diffuse field sound insulation of double layer metamaterial plates lined with porous material. Appl Phys Lett, 2021, 119: 84103
11 Xiao Y, Cao J, Wang S, et al. Sound transmission loss of plate-type metastructures: Semi-analytical modeling, elaborate analysis, and experimental validation. Mech Syst Signal Processing, 2021, 153: 107487
12 He C, Ni X, Ge H, et al. Acoustic topological insulator and robust one-way sound transport. Nat Phys, 2015, 12: 1124–1129
13 Yin J, Ruzzene M, Wen J, et al. Band transition and topological interface modes in 1D elastic phononic crystals. Sci Rep, 2018, 8: 6806
14 Lu J Y, Qiu C Y, Ke M Z, et al. Valley vortex states in sonic crystals. Phys Rev Lett, 2017, 116: 93901
15 Mousavi S H, Khanikaev A B, Wang Z. Topologically protected elastic waves in phononic metamaterials. Nat Commun, 2015, 6: 8682
16 Zangeneh-Nejad F, Fleury R. Topological analog signal processing. Nat Commun, 2019, 10: 2058
17 Chen Y, Liu X, Hu G. Topological phase transition in mechanical honeycomb lattice. J Mech Phys Solids, 2019, 122: 54–68
18 He L, Addison Z, Mele E J, et al. Quadrupole topological photonic crystals. Nat Commun, 2020, 11: 1–6
19 Li M, Zhirihin D, Gorlach M, et al. Higher-order topological states in photonic kagome crystals with long-range interactions. Nat Photonics, 2020, 14: 89–94
20 Ni X, Weiner M, Alù A, et al. Observation of higher-order topological acoustic states protected by generalized chiral symmetry. Nat Mater, 2019, 18: 113–120
21 Xue H, Yang Y, Gao F, et al. Acoustic higher-order topological insulator on a kagome lattice. Nat Mater, 2019, 18: 108–112
22 Peterson C W, Benalcazar W A, Hughes T L, et al. A quantized microwave quadrupole insulator with topologically protected corner states. Nature, 2018, 555: 346–350
23 Serra-Garcia M, Peri V, Süsstrunk R, et al. Observation of a phononic quadrupole topological insulator. Nature, 2018, 555: 342–345
24 Wu Q, Chen H, Li X, et al. In-plane second-order topologically protected states in elastic kagome lattices. Phys Rev Appl, 2020, 14: 14084
25 Zheng Z, Yin J, Wen J, et al. Higher-order topological states in locally resonant elastic metamaterials. Appl Phys Lett, 2022, 120: 144101
26 Huo S Y, Huang H B, Feng L Y, et al. Edge states and corner modes in second-order topological phononic crystal plates. Appl Phys Express, 2019, 12: 94003
27 Chen C H, Chaunsali R, Christensen J, et al. Corner states in a second-order mechanical topological insulator. Commun Mater, 2021, 2: 1–6
28 Fan H, Xia B, Tong L, et al. Elastic higher-order topological insulator with topologically protected corner states. Phys Rev Lett, 2019, 122: 204301
29 Zhang X, Liu L, Lu M H, et al. Valley-selective topological corner states in sonic crystals. Phys Rev Lett, 2021, 126: 156401
30 Wu X, Meng Y, Hao Y, et al. Topological corner modes induced by Dirac vortices in arbitrary geometry. Phys Rev Lett, 2021, 126: 226802
31 Benalcazar W A, Li T, Hughes T L. Quantization of fractional corner charge in C_n-symmetric higher-order topological crystalline insulators. Phys Rev B, 2019, 99: 245151

Multiband, valley-selective corner states in phononic crystals

ZHENG ZhouFu[1,2], YIN JianFei[1,2], WEN JiHong[1,2], YU DianLong[1,2] & CHEN Xun[1,2]

[1] *Laboratory of Science and Technology on Integrated Logistics Support, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;*
[2] *College of Intelligence Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*

Acoustic topological insulators can exhibit topologically protected acoustic boundary modes that are immune to backscattering and defects, which is an effective means for achieving fine control of acoustic waves as desired. Among these insulators, two-dimensional higher-order topological insulators share zero-dimensional corner states and one-dimensional edge states. Their acoustic manipulation capabilities in multiple dimensions have attracted increasing attention. Herein, we propose a C_3-symmetric unit cell with multiband, higher-order topological states, which enables the activation of different corner states by rotating the scatters angle. These states with flexible illuminating and darkening characteristics have practical significance for wave energy localization on demand. Compared with traditional single-band higher-order topological insulators, the phononic structures designed in this study can simultaneously perform waveguide modulation of edge states and selective excitation of corner states in both fundamental and second-order bandgaps and possess defect immunity robustness. The multiband characteristics of these high-order topological insulators will be conducive to expanding the operating frequency regime and bandwidth of traditional single-band devices. Additionally, the valley-selective excitation characteristics of the corner states can promote the practical development of high-order topological insulators in multiband acoustic energy trapping, detection, and collection devices.

multiband corner states, valley-selective excitation, high-order topological insulators, topological phase transition

doi: 10.1360/SST-2023-0051