

基于弹性拓扑绝缘体的多频段谷锁定拓扑输运研究*

林建华¹⁾ 毕仁贵^{1)†} 唐诗瑶¹⁾ 孔鹏^{1)‡} 邓科²⁾

1) (吉首大学物理与机电工程学院, 湘西 416000)

2) (长沙理工大学物理与电子科学学院, 长沙 410114)

(2024年9月20日收到; 2025年1月5日收到修改稿)

自拓扑绝缘体概念从量子波领域拓展到经典波领域以来, 谷霍尔拓扑绝缘体因其新奇的物理特性、丰富的波调控方式等优势, 引起了大量的关注, 相关研究得到了快速发展. 本文针对传统谷拓扑绝缘体中边缘态输运容量小、结构不灵活等缺陷, 基于谷锁定原理设计了一种拓扑波导结构. 该结构的原始构形具有矩形脉连接的蜂窝晶格, 利用等效结构参数方法计算了模型的能带结构、输运特性, 发现其布里渊区角点 K 处有 3 个狄拉克点. 通过改变结构参数打破体系的空间反演对称性, 实现了 3 个频段的弹性波模式的拓扑相变; 在两个拓扑绝缘体中间插入具有狄拉克点的声子晶体组成拓扑异质结构, 展示了该结构的拓扑波导态具有多频段、宽度可调、强鲁棒性等优点. 基于该结构设计了能量分束器、能量汇聚器, 实现了对弹性波的多种灵活操控. 此研究不仅丰富了拓扑声学, 所设计的拓扑异质结构在多频段通信与信息处理方面具有潜在的应用前景.

关键词: 声子晶体, 弹性波, 拓扑波导态, 多频段**PACS:** 43.20.Gp, 03.65.Vf**DOI:** 10.7498/aps.74.20241322**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241322

1 引言

拓扑绝缘体起源于量子波动系统, 因其具有奇异的物理特性首先在凝聚态物理领域中引起广泛的关注^[1,2]. 近年来, 拓扑绝缘体的研究逐渐被拓展到经典波领域, 并已在弹性和声学系统中成功进行理论预测和实验实现^[3,4]. 声子晶体和声学超材料是一种具有人工周期性结构并能够随意调控弹性波和声波传播的材料, 已在减振、降噪、超声无损检测等多个领域得到广泛应用^[5-7], 为拓扑绝缘体在弹性波和声学系统的实验研究提供了丰富的平台. 对于弹性波和声学系统, 构成具有拓扑保护的波输运方式有多种, 其中两种应用比较广泛, 一种

是通过引入循环流体^[8,9]或旋转陀螺仪^[10]以破坏系统的时间反演对称性, 从而实现霍尔效应; 另一种方法是通过引入平移、镜面以及旋转对称性晶格, 破坏系统的空间反演对称性, 实现自旋霍尔效应和谷霍尔效应^[11-17]. 根据体边对应关系, 拓扑绝缘体具有一维边缘态, 对无序等缺陷^[14]免疫. 基于这些独特的物理特性, 拓扑边缘态可产生一系列有趣的拓扑输运现象. 王一鹤等^[17]基于能带折叠理论构造了复合胞, 在此基础上设计拓扑波导结构, 并成功对表面波进行调控; 贾鼎等^[18]利用齿轮形散射体的蜂窝晶格声子晶体, 获得了双频段拓扑输运效果. 在此基础上, 各类声学器件被开发, 郑周甫等^[19]构造赝自旋态, 实现单向输运和多通道开关; Jiang 等^[20]在谷绝缘体中掺杂缺陷, 得到具有高鲁

* 国家自然科学基金 (批准号: 11964011)、湖南省教育厅科研基金 (批准号: 24B0488) 和吉首大学人才基金 (批准号: jsdxrcyjkyxm 201602) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: birengui@jsu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: kongpeng@jsu.edu.cn

棒性的雪花波导器. 与此同时, Huo 等^[21]合理设计单胞, 通过调节单胞内相临的两个圆的大小达到拓扑相变的效果, 实现拓扑输运. 此外, 还有许多研究通过单胞内两个微单元的相对参数大小, 实现拓扑相变的结构, 最终实现拓扑态^[22,23]. 以上这些研究验证了拓扑输运的重要意义, 但是多数拓扑输运都是基于畴壁结构实现, 能量输运宽度以及基于畴壁结构的声学器件设计具有一定局限性, 这为本文的研究提供了启发. 与此同时, 为突破边缘态输运中输运宽度的局限, 实现准二维的宽度可调拓扑输运, Wang 等^[24]通过构建基于谷霍尔绝缘体的异质结构, 实现具有无带隙色散、动量谷锁定、高能量输运等特点的拓扑波导态. Huo 等^[25]在非对称双面柱的声子晶体板中, 通过调整散射体高度, 获得了宽带的拓扑谷锁定波导态. Wang 等^[26]设计了一种在半无限基底上的微型声子晶体, 并在边界处掺杂“半金属”层, 发现表面波的谷锁定波导态, 该拓扑波导态呈现良好的鲁棒性. Liu 等^[27]设计了一对螺旋波导模的拓扑夹心结构, 通过调节中间层宽度, 揭示其波导模式具有输运容量大和宽度可调的优势, 其中拓扑波导态还可以与其他声学器件结合开发新应用^[28]. 综上所述, 在空气域中, 关于单一频段拓扑波导态的调控研究已经取得了初步进展, 这些研究加深了相关领域的理论体系, 但是多频段波导可调控性有待探索, 利用波导异质结构合理设计, 实现多功能声学器件有待进一步探究.

本文基于谷锁定原理, 构建了一种具有多频段拓扑波导态的拓扑异质结构. 通过构建一种脉连接的蜂窝晶格声子晶体, 获得了获得声子晶体 3 个狄拉克点, 调整其结构参数, 实现了 3 个狄拉克点的拓扑相变. 再将具有狄拉克锥的声子晶体嵌入具有不同拓扑相的声子晶体中间构成异质结构, 在具有狄拉克锥声子晶体中施加激励实现了拓扑波导输运, 分析波导频率段与中间层声子晶体层数的关系, 并设计了能量分束和能量汇聚的结构. 基于该结构, 实现了多频段波导宽度可调、能量汇聚增强和波导分束, 为弹性波的输运、引导和分裂提供了一条有效的途径.

2 模型及理论

2.1 等效模型理论

弹性波在线性、各向同性、无阻尼介质中传播

方程^[29]为

$$\begin{aligned} & \nabla [(\lambda(\mathbf{r}) + 2\mu(\mathbf{r}))(\nabla \cdot \mathbf{u})] - \nabla \times [\mu(\mathbf{r})\nabla \times \mathbf{u}] \\ & = \rho(\mathbf{r})\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $\mathbf{r} = (x, y, z)^T$ 是位置矢量, $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)^T$ 是位移矢量, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)^T$ 为微分算子, $\lambda(\mathbf{r})$ 和 $\mu(\mathbf{r})$ 是介质的 Lamé 常数, $\rho(\mathbf{r})$ 是介质的质量密度.

假设频率为 ω 的平面简谐波在弹性介质中传播, 则其位移场可以表示为

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{r})e^{i\omega t}. \quad (2)$$

对于二维弹性波声子晶体结构, 其在 z 方向上无限大, 波函数与 z 无关, 弹性波面内偏振和面外偏振模式解耦, 其中面外偏振模式方程

$$\rho(\mathbf{r})\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu(\mathbf{r}) \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu(\mathbf{r}) \left(\frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \right],$$

将 (2) 式代入面外偏振模式的波动方程得

$$\nabla_T \cdot [\mu(\mathbf{r})\nabla_T u_z] = -\rho(\mathbf{r})\omega^2 u_z, \quad (3)$$

式中 $\nabla_T = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$. 对比在流体系统中, 只有纵波存在, 若不考虑黏性, 则波动方程为^[30]

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho(\mathbf{r})} \nabla p \right) = -\frac{1}{\rho(\mathbf{r})c_1^2(\mathbf{r})} \omega^2 p, \quad (4)$$

式中 p 为压力, $c_1 = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ 为纵波速度. 根据布洛赫定理, 在周期性结构中弹性波的位移矢量满足以下形式:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}, \quad (5)$$

式中 $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ 是位移随着周期变化的矢量函数, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 为布洛赫波矢. 将 (5) 式代入 (3) 式中, 得特征方程为

$$[\mathbf{K}(\mathbf{k}) - \omega(\mathbf{k})^2 \mathbf{M}] \mathbf{u} = 0, \quad (6)$$

式中特征矢量 $\mathbf{u} = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, \mathbf{K} 表示对应面外弹性波模式的刚度矩阵, \mathbf{M} 表示质量矩阵. 对比 (3) 式和 (4) 式, 面外弹性波模式的波动方程与流体系统波动方程在形式上一致, 因此可以利用 COMSOL Multiphysics 的声压模块, 采用参数等效的方法对面外弹性波模式的能带和输运特性进行求解^[29].

2.2 声子晶体单胞模型

本文构建了一种声子晶体, 由六边形散射体和矩形脉相连而成, 菱形线框包围的结构为模型的单

胞, 如图 1 所示, 相邻的两个六边形散射体分别标记为 I 和 II. 模型的结构参数为: 晶格常数 $a = 4 \text{ mm}$, 矩形脉宽 $w = 0.36 \text{ mm}$, 左右两个六边形的大小为 $a_1 = a_2 = 1.36 \text{ mm}$. 材料为铅, 材料参数为: 纵波速度 $v_1 = 2160 \text{ m/s}$, 横波速度为 $v_2 = 860 \text{ m/s}$, 密度 $\rho = 11400 \text{ kg/m}^3$ [31].

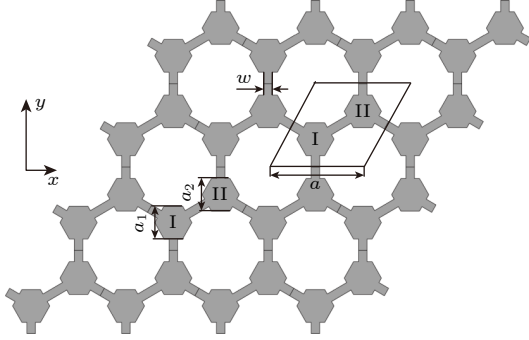


图 1 声子晶体模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the phonon crystal model.

2.3 单胞能带特性

在 COMSOL Multiphysics 仿真中, 将菱形单胞边界设为布洛赫周期性边界条件, 计算声子晶体面外弹性波模式的色散关系, 如图 2 所示. 当参数 $a_1 = a_2$ 时, 模型如图 2 中插图所示, 其布里渊区如图 2(a) 插图所示, 体系受到对称性保护, 形成如图 2(b) 所示的色散关系, 在高对称点 K 处, 出现 3 个狄拉克点 $K1, K2, K3$, 其频率分别为 $86.1 \text{ kHz}, 304.7 \text{ kHz}, 436.3 \text{ kHz}$. 当 $a_1 \neq a_2$ 时, 体系的空间对称性被打破, 原本简并的 3 个狄拉克点被打开, 形成完全带隙如图 2(a) 阴影部分. 而且从 $a_1 > a_2$ (图 2(a)) 到 $a_1 < a_2$ (图 2(c)) 出现了能带的反转,

从而在动量空间高对称点 K 处形成 3 对频率极值点 (谷态), 如图 2(a), (c) 所示.

拓扑谷态在狄拉克点简并处存在谷涡旋手性特征, 通过能带图中谷点处模态的能流密度分布来表征. 为了分析面外偏振模型谷态的反演变化过程, 在图 3(a) 中, 展示了两个谷 K^+ 和 K^- 特征态对应频率随着参数 $r = (a_2 - a_1)/a$ 的变化规律, 从负值变化到零再变化为正值时, K 点的狄拉克锥经历打开、闭合再打开的过程. 对比其谷态本征场图 (图 3(b)) 分布, 发现能带在 $r = 0$ 处发生了翻转, 机械能流旋向也发生了反转. $K1^+$ 特征态的机械能流为顺时针方向, 变成了逆时针方向, 其相位场主要集中在 I 上, $K1^-$ 特征态机械能流从逆时针变成顺时针方向, 相位场主要集中在 II 上, 对应的相位和能流分布的手性发生了反转, 说明不是同一种拓扑相. 此外, 计算其特征谷 Chern 数亦可验证 [21,23], 根据 $k \cdot p$ 微扰理论, 上述谷拓扑相变也可由一个与 r 相关在狄拉克点附近连续哈密顿量来刻画, 即:

$$H_{K/K'}(\delta k) = c_D \delta k_x \sigma_x + c_D \delta k_y \sigma_y + m c_D^2 \sigma_z, \quad (7)$$

其中 $\delta k = k - k_{K/K'}$ 为波矢 k 到 $K(K')$ 谷的距离; c_D , $\sigma_i (i = x, y, z)$ 以及 m 分别是狄拉克速度、泡利矩阵以及狄拉克质量. (7) 式中的哈密顿量给出狄拉克点处贝利曲率的表达式为

$$\Omega_{K/K'}(\delta k) = \pm \frac{m c_D}{2(\delta k^2 + m^2 c_D^2)^{3/2}}. \quad (8)$$

对贝利曲率进行积分得到 $K(K')$ 谷的非零拓扑荷:

$$C_{K/K'} = \frac{1}{2\pi} \int \Omega_{K/K'}(\delta k) dS = \pm \frac{1}{2} \text{sgn}(m). \quad (9)$$

由于体系具有时间反演对称性, K 谷和 K' 谷处的拓扑荷互为相反数, 即 $C_K = -C_{K'}$.

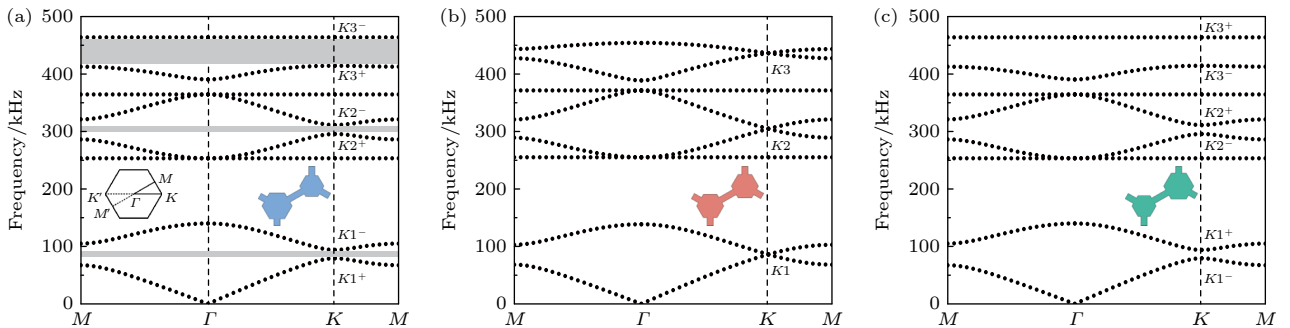


图 2 面外弹性波模式的能带结构图 (a) 当 $a_1 > a_2$ 时, 几何模型及能带图, 阴影部分表示带隙; (b) 当 $a_1 = a_2$ 时, 几何模型及能带结构; (c) 当 $a_1 < a_2$ 时, 几何模型及能带结构

Fig. 2. Energy band structure diagrams of the out-of-plane body elastic wave mode: (a) When $a_1 > a_2$, geometric model energy band diagram and its band gap (shaded); (b) when $a_1 = a_2$, geometric model and energy band structure; (c) when $a_1 < a_2$, geometric model and energy band structure.

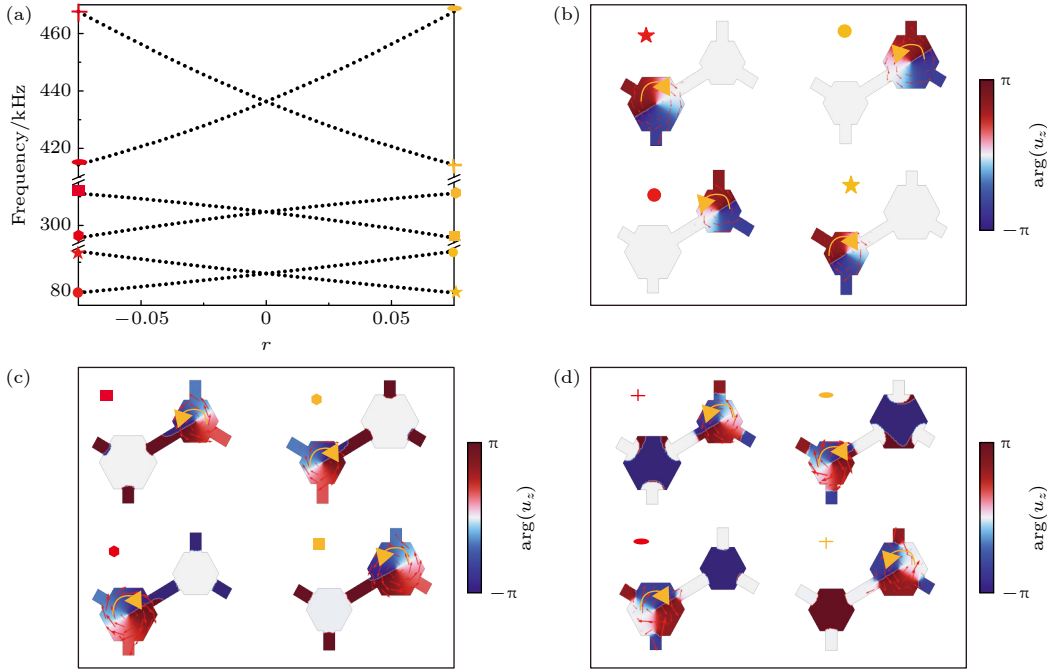


图3 拓扑相变图 (a) 3组 K^+ 和 K^- 特征态频率随着 r 的变化; (b) 第1频段的谷态本征位移场图; (c) 第2频段的谷态本征位移场图; (d) 第3频段的谷态本征位移场图

Fig. 3. Topological phase transition diagrams: (a) Variation of 3 sets of K^+ and K^- eigenstate frequencies with r ; (b) valley eigenshift field map for the first frequency band; (c) valley eigenshift field map for the second frequency band; (d) valley eigenshift field map for the third frequency band.

图3(c), (d) 分别展示了第2频段和第3频段 K 点谷态本征场随参数 r 的变化, r 的范围为 -0.075 — 0.075 . 本文定义 $r = 0.075$ 为 U1 型声子晶体, $r = 0$ 为 U2 型声子晶体, $r = -0.075$ 为 U3 型声子晶体.

3 异质结构

基于拓扑谷锁定原理^[24], 基于上述单胞构建了一个拓扑异质结构. 在传统的畴壁结构 A 和 C 域之间引入了 B 域, 如图4所示, 是由 A, B 和 C 三个区域组成, A 域由 U1 型声子晶体组成; B 域由 U2 型声子晶体组成; C 域由 U3 型声子晶体组成.

基于 $k \cdot p$ 微扰理论对异质波导结构的性质进行分析, 在 K 谷附近, K 点的狄拉克频率为 ω_D , 系统在狄拉克点附近的有效哈密顿量为

$$\delta H = c_D k_x \sigma_x + c_D k_y \sigma_y + m c_D^2 \sigma_z. \quad (10)$$

在 (ψ_+, ψ_-) 展开的希尔伯特空间中, 晶体中的简并狄拉克态为 U2 型声子晶体. 对于 U1, $m < 0$; 对于 U2, $m = 0$; 对于 U3, $m > 0$. U1 和 U3 之间的带反转实际上对应于两个晶体的狄拉克质量的符号反转, 其特征值方程为

$$\delta H \phi = \delta \omega \phi. \quad (11)$$

(11) 式本征值为 $\delta \omega = h_0 \pm \sqrt{h_x^2 + h_y^2 + h_z^2}$, 将 (10) 式中泡利矩阵系数代入本征值得

$$\delta^2 \omega = c_D^2 (k_x^2 + k_y^2) + m^2 c_D^4. \quad (12)$$

其描述了晶体结构的色散关系, 对于 U2, 由于 $m = 0$, (12) 式产生了一个狄拉克锥; 而对于 U1 和 U3, $m \neq 0$, 则产生大小为 $2m c_D^2$ 的带隙.

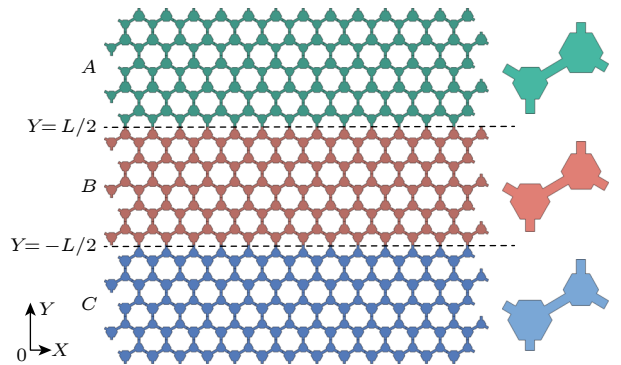


图4 拓扑异质结构示意图

Fig. 4. Schematic diagram of topological heterogeneous structure.

假设 B 的宽度为 L , A|B 接口位于 $Y = L/2$, B|C 接口位于 $Y = -L/2$. 为方便起见, 假设 U3 的

狄拉克质量是 $m = M > 0$, 对于 U1, $m = M < 0$. 若拓扑波导态 ϕ_{ABC} 存在, 波导态在 A 域中沿 +Y 方向呈指数衰减, 在 C 域中沿 -Y 方向呈指数衰减, 这需在 A 域中, 当 $Y > L/2$ 时满足

$$k_y = \frac{i}{c_D} \sqrt{c_D^2 k_x^2 + m^2 c_D^4 - \delta^2 \omega}, \quad (13)$$

且在 C 域中, 当 $Y < -L/2$ 时

$$k_y = -\frac{i}{c_D} \sqrt{c_D^2 k_x^2 + m^2 c_D^4 - \delta^2 \omega}. \quad (14)$$

当 $\delta\omega = c_D k_x$ 且 $\phi_{ABC} = (1, 1)^T$ 用坐标表示为

$$\phi_{ABC}(x, y) = (\psi_+^0 + \psi_-^0) \times \begin{cases} e^{ik_x X - M c_D (Y - L/2)}, & Y > L/2, \\ e^{ik_x X}, & -L/2 \leq Y \leq L/2, \\ e^{ik_x X + M c_D (Y - L/2)}, & Y < -L/2, \end{cases} \quad (15)$$

满足 (13) 式和 (14) 式, 并且在 A, B 和 C 域中满足 $\delta H\phi = \delta\omega\phi$, 证明谷锁定拓扑波导态的存在. 通过晶体 U1 和 U3 的带反转和狄拉克质量反转以及

有狄拉克锥色散的晶体 U2, 它们晶体结构中的内在联系共同解释了谷锁定拓扑波导态的存在. A|Bn|C 中的拓扑波导态可理解成 A|C 中边缘状态延伸的结果, 同样的分析方法可以证明, 谷锁定拓扑波导态也可出现在 C|Bn|A 中.

为了分析此异质结构的能带性质, 进一步构造了 y 方向长条形超胞, 通过在上下边界施加连续性周期性条件, 左右边界施加布洛赫周期性条件, 计算长条形超胞在 k_x 方向的投影能带. 计算中, A 域和 C 域的层数 $n = 10$, B 域的层数 $n = 5$, 能带结构如图 5(a), (c) 所示. 黑色的点代表是体态, 红色线代表拓扑波导态, 对于 U1U2U3 型和 U3U2U1 型超胞, 在 3 个狄拉克点处打开的 3 个完全带隙内, 每个频段都存在了一个拓扑波导态. 相较于文献 [26], 这里在弹性波体系中出现了多频段的特性. 在带隙中, 对应的拓扑波导态频率范围为 79.8—93.3 kHz, 297.8—310.7 kHz, 432.6—441.6 kHz, 这些频段构成该拓扑异质结构的拓扑波导态频段, 其频段宽度会随着 B 域的层数变化而改变. 相应

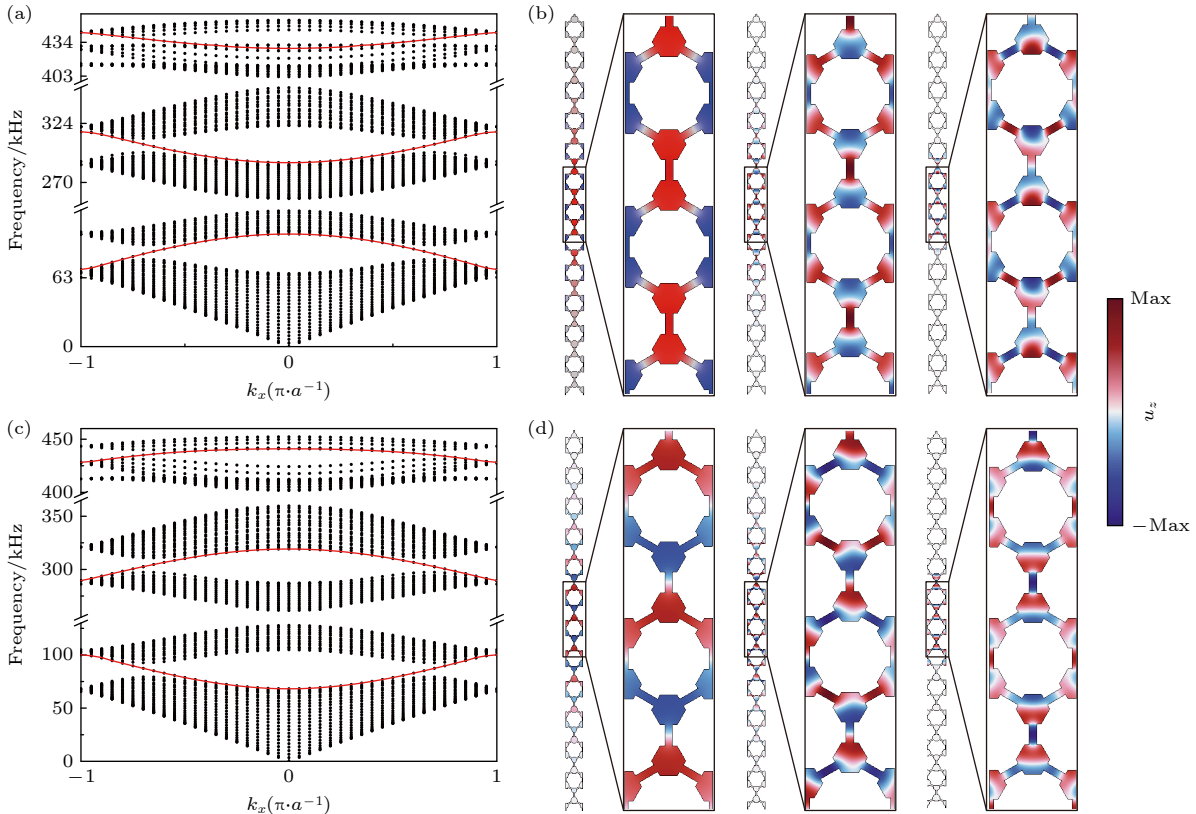


图 5 (a) U1U2U3 型超胞投影能带; (b) $k_x = 0.6$ 时 91.4 kHz, 300.9 kHz, 435.2 kHz 三个频段内 U1U2U3 型超胞的谷波导态; (c) U3U2U1 型超胞投影能带; (d) $k_x = 0.6$ 时 82.9 kHz, 306.9 kHz, 436.7 kHz 三个频段内 U3U2U1 型超胞的谷波导态

Fig. 5. (a) Projected energy bands of U1U2U3-type supercells; (b) the valley waveguide states of U1U2U3-type supercells at 91.4 kHz, 300.9 kHz, and 435.2 kHz bands for $k_x = 0.6$; (c) the projected energy bands of U3U2U1-type supercells; (d) the valley waveguide states of U3U2U1-type supercells at 82.9 kHz, 306.9 kHz, and 436.7 kHz bands for $k_x = 0.6$.

的拓扑波导态本征场分布图如图 5(b), (d) 所示, 对于 U1U2U3 型超胞, 第 1 和第 2 频段内的拓扑波导态其模态是对称分布的, 第 3 频段内的拓扑波导态的模态呈反对称分布; 对于 U3U2U1 型超胞, 第 1 和第 2 频段拓扑波导态的模态是反对称分布, 第 3 频段拓扑波导态的模态呈对称分布.

4 谷锁定拓扑异质结构的运输属性

4.1 谷锁定异质结构层数的影响

借鉴边缘态的研究思路, 为深入探索谷锁定拓扑波导态的运输特性, 本节设计一个 $A_{\{15\}}|B_n|C_{\{15\}}$ 的矩形波导, 其中 A, B, C 域的声子晶体类型分别对应为 U1, U2, U3, 如图 6 所示, 当层数 $n=5$ 时, 在 B 域的左端施加线激发源激励, 由于晶格内部的不连续性, 线激发源由一系列均匀离散点源替代, 该线源激励为 z 方向的指定位移, 可激发面外弹性波模式, 其面外位移 u_z 绝对值场

分布如图 6 所示.

在 B 域中, 通过线源激发的面外弹性波模式, 激发频率为 86 kHz, 整个结构的能量分布在 B 域内, 稳健地沿波导传播, 且在 A 域和 C 域中能量急剧衰减, 即在 A 域和 C 域中不能传播, 对比图 6(a), (b) 发现 B 域的层数 n 从 5 变成 15, 能量在整个结构的占比变大了. 同样地, 将 A, B, C 域的声子晶体类型对应关系改为 U1, U3, U1 或 U3, U1, U3 或 U1, U2, U1 或 U3, U2, U3, 均不会出现如图 6(a), (b) 所示的能量均匀局域在 B 域的波导现象. 其中, 图 6(d) 展示了 A, B, C 域的声子晶体类型分别对应 U1, U3, U1 型的波导, 在 86 kHz 的线激发下的面外位移场, 能量主要局域在 U1 与 U3 的连接处, 即拓扑波导态没有出现.

B 域的层数在拓扑异质结构中是一项关键参数, 其对波导频率段产生了显著影响. 调节 B 域的层数计算出相应条形超胞的投影能带, 其对应波导色散曲线形状并没有过多的变化, 但其体带隙在逐

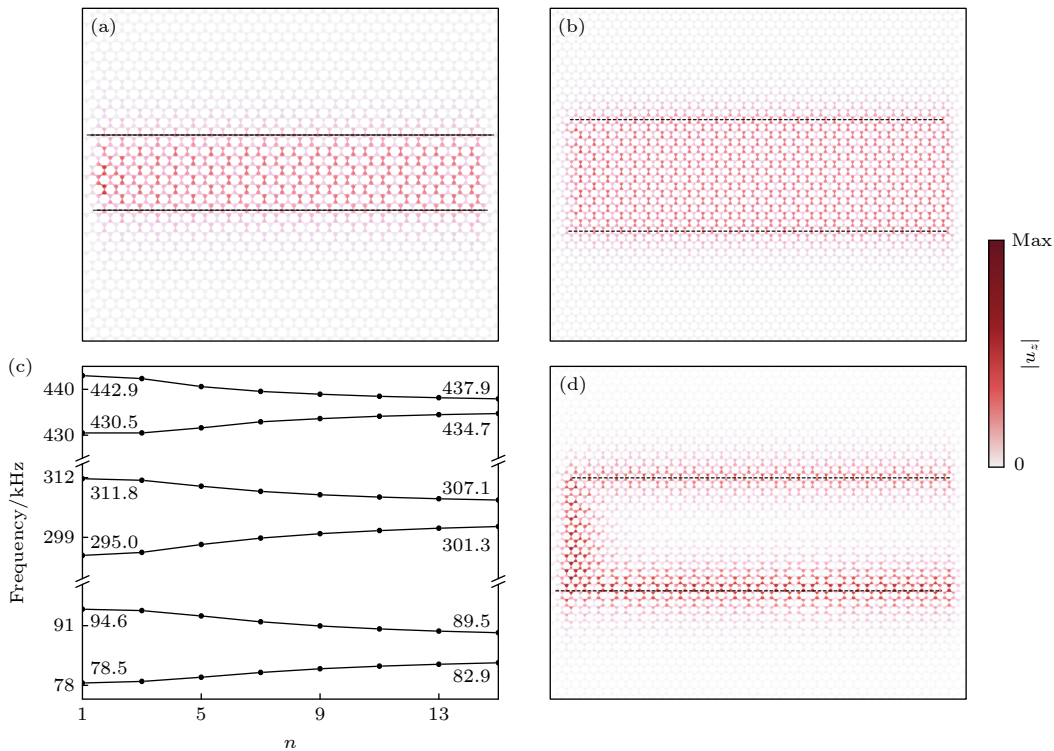


图 6 面外弹性波模式的波导运输 (a) $A_{\{15\}}|B_5|C_{\{15\}}$ 型波导, 在左侧施加激励的 u_z 绝对值场图; (b) $A_{\{15\}}|B_{15}|C_{\{15\}}$ 型波导, 在左侧施加激励的 u_z 绝对值场图; (c) $A_{\{15\}}|B_n|C_{\{15\}}$ 型波导, 波导频宽随着 B 域层数 n 的变化; (d) $A_{\{15\}}|C_{15}|A_{\{15\}}$ 型波导, 在左侧施加激励的 u_z 绝对值场图

Fig. 6. Waveguide transmission in the out-of-plane elastic wave mode: (a) u_z absolute value field plot for waveguide type $A_{\{15\}}|B_5|C_{\{15\}}$ with excitation applied on the left side. (b) u_z absolute value field plot for waveguide type $A_{\{15\}}|B_{15}|C_{\{15\}}$ with excitation applied on the left side. (c) Variation of waveguide frequency band of $A_{\{15\}}|B_n|C_{\{15\}}$ waveguide with the number of B-domain layers n . The waveguide frequency band is the same as the number of II-domain layers. (d) u_z absolute value field plot for waveguide type $A_{\{15\}}|C_{15}|A_{\{15\}}$ with excitation applied on the left side.

渐向中间变小. 表明, 随着 B 域的层数 n 从 1 层增加到 15 层, 拓扑波导态频段变窄, 如图 6(c) 所示. 由此可推测, 当 B 域层数增加到足够大时, 波导频段趋于 0, 拓扑波导态消失. B 域层数在有限范围内, 拓扑波导态频宽存在, 通过模态分析验证, 此异质结构都具有谷锁定拓扑波导现象, 因此 B 域的层数 n 可作为一个新的可调参数, 可设定任意宽度的波导结构运输, 在特定的环境实现能量的运输, 为拓扑弹性波操纵提供了更为方便调控手段.

4.2 拓扑异质结构的鲁棒性分析

在弹性波体系下, 鲁棒性是衡量波导性能的一个重要特性, 其反映了波导对外界变化和不确定性的适应能力. 根据谷锁定原理, 谷锁定拓扑波导态也应具有较好的鲁棒性. 为了进一步验证拓扑谷锁定拓扑波导态的鲁棒性, 首先构建了 ABC 型的直线波导, 在 B 域中引入“乱序”缺陷, 如图 7(a) 所示, 在通道左端选择 3 个狄拉克点频率作为激发频率, 分析面外弹性波模式的运输特性. 被激发的面

外弹性波在 B 域中传播, 如图 7(b) 所示, 在“乱序”缺陷处机械能流没有发散现象, 说明此波导对这类缺陷免疫.

4.3 能量聚集和能量分束的研究

拓扑波导态相较于拓扑边缘态运输的一个优势是在一定的情况下可实现能量的汇聚, 如图 8(a) 所示, A 域和 C 域是由 U1 型声子晶体和 U3 型声子晶体组成, B 域是由 U2 型声子晶体组成, 这个波导的左侧 B 域的层数 $n = 10$, 右侧 B 域的层数 $n = 2$, 构成从左至右波导通道宽度变窄的渐变结构. 在通道左端施加合适的频率激发源, 计算其 u_z 绝对值位移场图, 发现在左侧的波导通道能量较低, 能量到达右侧较窄通道能量较高, 如图 8(b) 所示. 为更直观地观测其能量的分布, 在通道左右两侧垂直于通道方向测量其面外位移幅值分布, 测量线如图 8(a) 中的黑线和红线, 测量结果如图 8(c) 所示, 左侧宽通道面外位移幅值小于右侧能量幅值, 能量通道的宽度变窄, 面外位移幅值变大, 侧面

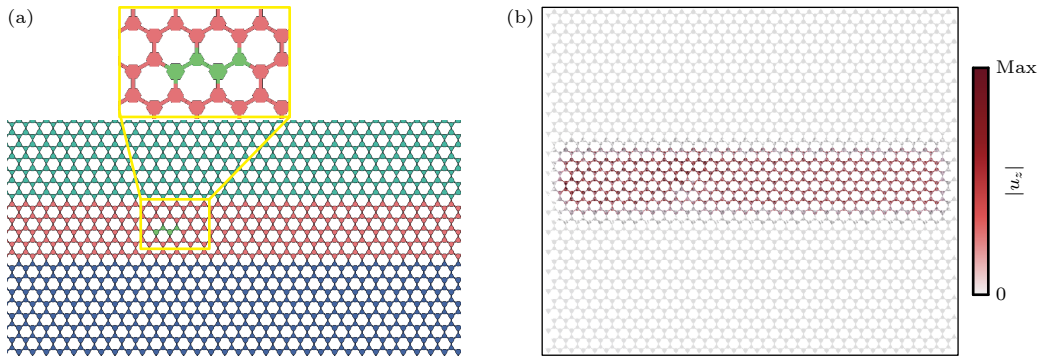


图 7 (a) 引入缺陷的结构示意图; (b) 线元激发的带缺陷的面外偏振弹性波模式运输

Fig. 7. (a) Schematic of the structure with introduced defects; (b) elastic wave mode transmission of an out-of-plane polarizer with defects excited by a line element.

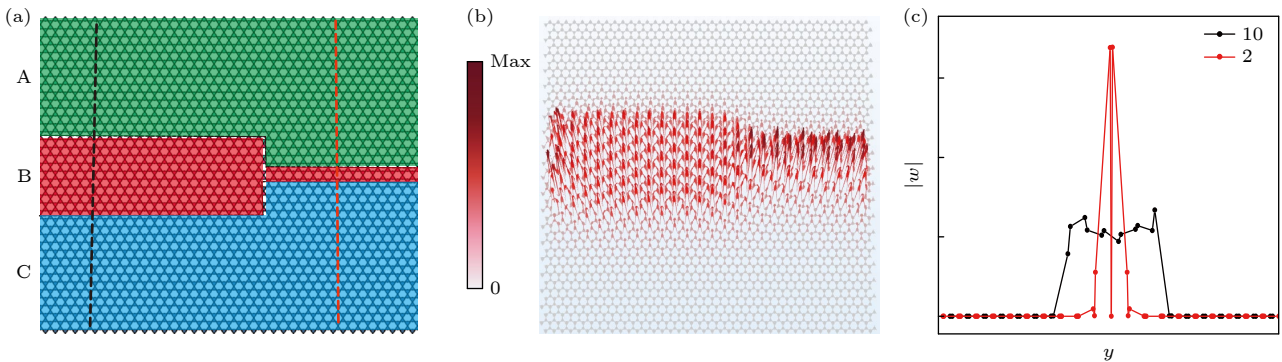


图 8 (a) 能量汇聚器示意图; (b) ABC 型能量汇聚器的 u_z 绝对值场线结果图; (c) ABC 型 2 个线元能量测量结果

Fig. 8. (a) Schematic diagram of the energy aggregator; (b) plot of u_z absolute value field line results for ABC-type energy aggregator; (c) energy measurement results of ABC-type 2 line element.

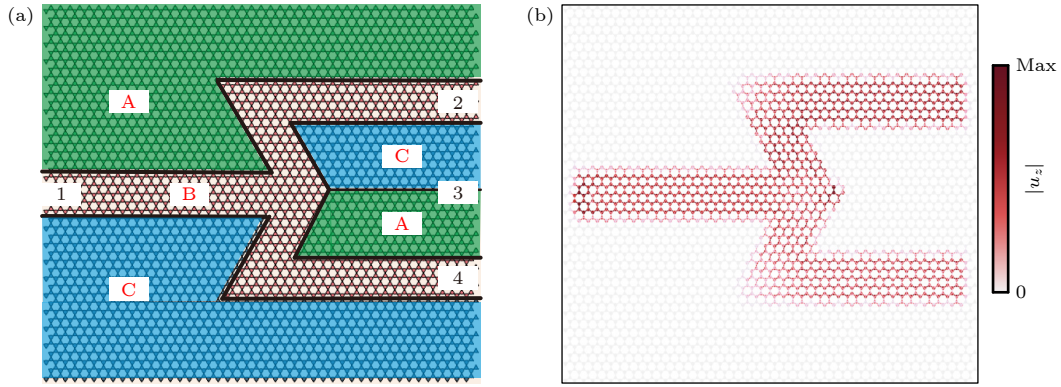


图9 能量分束器的 u_z 绝对值场图 (a) 分束结构示意图; (b) ABC型能量分束器的 u_z 绝对值场图

Fig. 9. u_z absolute value field diagram of the energy beam splitter: (a) Schematic diagram of the beam splitting structure; (b) u_z absolute value field diagram of the ABC-type energy beam splitter.

验证了能量的汇聚. 利用宽度可调的优势设计多频段能量集中器, 可用于能量收集等应用, 对于设计多频多功能器件具有重要的意义.

为实现能量的分束, 设计如图9所示的分束器, 由5个不同拓扑相声子晶体组成, 其中A区域U1型声子晶体组成, B区域U2型声子晶体组成, C区域为U3型声子晶体组成, 形成如图9(a)所示标记的4个端口. 端口#1和#3位于直线弹性波运输路径上, 端口#2和#4位于两条“Z”字形运输路径上. 在端口#1, 使用436.3 kHz的线元, 激发的面外弹性波进入分束波导结构. 在传统的弹性波导设备中, 端口#1输入的弹性波将主要通过端口#3输出结构, 部分通过“Z”字形路径到达端口#2和#4. 然而, 如图9(b)所示, 在上述基于谷锁定原理的波导分束结构中, 来自端口#1的输入弹性波能量只能通过端口#2和#4输出, 可以调整输出端的机械波能量水平. 这些分束器在医学、材料科学、声学等领域都有广泛的应用前景, 可用于实现精确的波导控制和能量管理.

5 结论

本文设计了一种多频段、宽度可调的弹性波谷锁定拓扑异质结构. 所设计的声子晶体具有3个二重简并狄拉克点, 通过改变其空间对称性实现拓扑相变. 不同的拓扑相声子晶体之间, 嵌入一种含有狄拉克锥色散关系的声子晶体, 构造出拓扑异质结构, 实现了具有谷锁定的拓扑波导运输; 谷锁定拓扑波导态随着中间层的宽度增大频率范围减小; 利用该结构我们设计了能量汇聚器和能量分束器, 实

现了对弹性波的汇聚和分束. 与传统谷边缘态的畴壁结构相比, 谷锁定拓扑波导态具有输运宽度可调的优点, 更利于弹性波运输的实际运用. 本文的工作将多频段谷锁定的拓扑波导概念扩展到了弹性声子晶体板系统, 实现了多频段弹性波拓扑运输, 在振动控制、能量收集和弹性波操纵等领域具有潜在的应用价值.

参考文献

- [1] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C 2006 *Science* **314** 1757
- [2] Moore J E 2010 *Nature* **464** 194
- [3] He C, Ni X, Ge H, Sun X C, Chen Y B, Lu M H, Liu X P, Chen Y F 2016 *Nat. Phys.* **12** 1124
- [4] Miniaci M, Pal R, Morvan B, Ruzzene M 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031074
- [5] Zhou W J, Wu B, Su Y, Liu D Y, Chen W Q, Bao R H 2021 *Mech. Adv. Mater. Struct.* **28** 221
- [6] Zeng Y, Zhang S Y, Zhou H T, et al. 2021 *Mater. Des.* **208** 109906
- [7] Wang K, Zhou J X, Chang Y P, Ouyang H J, Xu D L, Yang Y 2020 *Nonlinear Dyn.* **101** 755
- [8] Ding Y J, Peng Y G, Zhu Y F, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 014302
- [9] Yang Z J, Gao F, Shi X H, Lin X, Gao Z, Chong Y D, Zhang B L 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 114301
- [10] Wang P, Lu L, Bertoldi K 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 104302
- [11] Gao N, Qu S C, Si L, Wang J, Chen W Q 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 063502
- [12] Chen Y F, Meng F, Huang X D 2021 *Mech. Syst. Signal Process.* **146** 107054
- [13] Huo S Y, Chen J J, Huang H B, Wei Y J, Tan Z H, Feng L Y, Xie X P 2021 *Mech. Syst. Signal Process.* **154** 107543
- [14] Lu J Y, Qiu C Y, Ye L P, Fan X Y, Ke M Z, Zhang F, Liu Z Y 2017 *Nat. Phys.* **13** 369
- [15] Brendel C, Peano V, Painter O, Marquardt F 2018 *Phys. Rev. B* **97** 020102
- [16] Lin J H, Qi Y J, He Z J, Bi R G, Dong K 2024 *Appl. Phys. Lett.* **124** 082202
- [17] Wang Y H, Zhang Z W, Cheng Y, Liu X J 2019 *Acta Phys.*

- Sin.* **68** 227805 (in Chinese) [王一鹤, 张志旺, 程营, 刘晓峻 2019 物理学报 **68** 227805]
- [18] Jia D, Ge Y, Yuan S Q, Sun H X 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 224301 (in Chinese) [贾鼎, 葛勇, 袁寿其, 孙宏祥 2019 物理学报 **68** 224301]
- [19] Zheng Z F, Yin J F, Wen J H, Yu D L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 156201 (in Chinese) [郑周甫, 尹剑飞, 温激鸿, 郁殿龙 2020 物理学报 **69** 156201]
- [20] Jiang Z, Zhou Y Y, Zheng S J, Liu J T, Xia B Z 2023 *Int. J. Mech. Sci.* **255** 108464
- [21] Huo S, Chen J, Huang H, 2017 *Sci. Rep.* **7** 10335
- [22] Yang Z Z, Li X, Peng Y Y, 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 255502.
- [23] Xu G G, Sun X W, Wen X D 2023 *J Appl Phys.* **133** 095110
- [24] Wang M D, Zhou W Y, Bi L, Qiu C Y, Ke M Z, Liu Z Y 2020 *Nat. Commun.* **11** 3000
- [25] Huo S Y, Xie G H, Qiu S J, Gong X C, Fan S Z, Fu C M, Li Z Y 2022 *Mech. Adv. Mater. Struct.* **29** 7772
- [26] Wang J Q, Zhang Z D, Yu S Y, Ge H, Liu K F, Wu T, Sun X C, Liu L, Chen H Y, He C 2022 *Nat. Commun.* **13** 1324
- [27] Liu S, Deng W Y, Huang X Q, Lu J Y, Ke M Z, Liu Z Y 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 034066
- [28] Chen Y, Guo Z, Liu Y 2024 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **57** 465306.
- [29] Wang Y F 2015 *Ph. D. Dissertation* (Beijin: Beijinjiaotong University) (in Chinese) [王艳锋 2015 博士学位论文 (北京: 北京交通大学)]
- [30] Lai Y, Zhang Z Q 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3900-
- [31] Mei J, Liu Z Y, Shi J, et al. 2003 *Phys. Rev. B.* **67** 245107

Multiband valley-locked topological transport based on elastic topological insulator*

LIN Jianhua¹⁾ BI Rengui^{1)†} TANG Shiyao¹⁾ KONG Peng^{1)‡} DENG Ke²⁾

¹⁾ (College of Physics and Electromechanical Engineering, Jishou University, Xiangzi 416000, China)

²⁾ (School of Physics and Electronic Science, Changsha University of Science and Technology, Changsha 410114, China)

(Received 20 September 2024; revised manuscript received 5 January 2025)

Abstract

Since the topological insulator concept was expanded from the field of quantum waves to the field of elastic waves, the research related to the elastic system valley Hall insulator has been developed rapidly because of its novel physical properties, rich design ability for wave modulation and simple implementation conditions. To address the limitations of small energy and inflexible structure of the edge-state transmission of valley Hall insulators in traditional structure, a topological waveguide heterostructure is designed based on the valley locking principle. The original configuration of this structure features a honeycomb lattice connected by rectangular veins. The energy band structure and transmission characteristics of the model are calculated using the equivalent structural parameter method. It is found that there are three Dirac points at the corner point K of the Brillouin zone, and the spatial inversion symmetry of the system can be broken by changing the structural parameters, so as to realize the topological phase transition of the out-of-plane body elastic mode in three frequency bands. The topological heterogeneous structure is formed by superimposing Dirac point phonon crystals between two topological insulators, and the topological waveguide state possesses advantages, such as multiband, tunability, and robustness. The structure can be used to design energy splitters and energy convergers to achieve flexible manipulation of elastic waves. This study enriches topological acoustics, and the designed multi-band elastic topological insulator has potential applications in multi-band communication and information processing.

Keywords: phononic crystals, elastic waves, topological waveguide states, multiband

PACS: 43.20.Gp, 03.65.Vf

DOI: 10.7498/aps.74.20241322

CSTR: 32037.14.aps.74.20241322

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11964011), the Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. 24B0488), and the Jishou University Talent Fund China (Grant No. jsdxrcyjkyxm201602).

† Corresponding author. E-mail: birengui@jsu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: kongpeng@jsu.edu.cn



基于弹性拓扑绝缘体的多频段谷锁定拓扑输运研究

林建华 毕仁贵 唐诗瑶 孔鹏 邓科

Multiband valley-locked topological transport based on elastic topological insulator

LIN Jianhua BI Rengui TANG Shiyao KONG Peng DENG Ke

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 064301 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241322

CSTR: 32037.14.aps.74.20241322

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241322>

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

双表面周期性弹性声子晶体板中的谷拓扑态

Valley topological states in double-surface periodic elastic phonon crystal plates

物理学报. 2022, 71(24): 244302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221292>

声学四极子拓扑绝缘体中的位错态

Dislocation defect states in acoustic quadrupole topological insulators

物理学报. 2024, 73(15): 154302 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240640>

磁性拓扑绝缘体中的量子输运现象

Quantum transport phenomena in magnetic topological insulators

物理学报. 2023, 72(17): 177301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230690>

声子晶体板中的第二类狄拉克点和边缘传输

Type-II Dirac points and edge transports in phononic crystal plates

物理学报. 2021, 70(18): 184302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210712>

石墨烯中的拓扑安德森绝缘体相

Topological Anderson insulator phase in graphene

物理学报. 2025, 74(4): 047301 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241031>

拓扑绝缘体中量子霍尔效应的研究进展

Research progress of quantum Hall effect in topological insulator

物理学报. 2023, 72(17): 177302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230698>