

## 双表面周期性弹性声子晶体板中的谷拓扑态\*

李荫铭 孔鹏<sup>†</sup> 毕仁贵 何兆剑<sup>‡</sup> 邓科

(吉首大学物理系, 吉首 416000)

(2022年6月30日收到; 2022年8月26日收到修改稿)

随着拓扑理论的概念被引入到人工结构的研究中, 由于其具有传输保护、能量无损耗、缺陷免疫等新奇的物理性质, 引起了广泛的关注. 本文基于弹性材料设计了一种双表面周期性结构声子晶体, 其上、下表面由周期性排列的三角棱柱散射体组成, 在只关注面外模式的 Lamb 波的情况下, 构建了弹性声子晶体的谷拓扑态. 只需简单旋转散射体, 体系就会出现能带的反转, 研究发现通过调节散射体的高度, 可以实现谷拓扑边缘态频率的调控, 由不同的谷霍尔材料组成的边缘界面处可以实现较宽频率的激发, 进一步证实了边缘态频率可调控的思想可以在弹性材料中实现, 并利用两种不同相组成的声子晶体板研究了拓扑运输情况, 表现出优异的输运性能. 这为谷拓扑保护弹性波激发中实现新的自由度.

**关键词:** 弹性波, 声子晶体, 边缘态, 拓扑输运

**PACS:** 43.20.Gp, 03.65.Vf

**DOI:** 10.7498/aps.71.20221292

## 1 引言

近年来研究较多的拓扑绝缘体主要分为三类: 陈绝缘体、自旋霍尔绝缘体和谷霍尔绝缘体<sup>[1-3]</sup>. 其中谷霍尔绝缘体是实现条件最简单的一种, 因为其即不需要打破时间反演对称性, 也不依赖电子自旋<sup>[4-6]</sup>. 一般来说, 谷霍尔绝缘体可以通过打破镜面对称等空间对称性<sup>[7-9]</sup>, 使原本简并的狄拉克点打开来实现. 谷态概念的出现, 开启了谷拓扑材料新的研究领域. 在电子体系里引入谷态概念, 可能为未来的谷电子材料和器件提供广阔的应用前景<sup>[10,11]</sup>. 最近, 谷态概念被拓展到经典波的人工周期性结构中, 例如光子晶体中的电磁波、声子晶体中的声波和弹性波, 在经典波中与谷相关的拓扑传输现象, 如谷霍尔效应、谷边界传输已被证实<sup>[12-14]</sup>. 谷的拓扑性质来源于倒空间的局域非平庸的贝利曲率<sup>[15-17]</sup>,

用谷陈数来表示, 经典波的谷霍尔相具有非平庸的谷陈数, 由两种陈数互为相反数的谷霍尔材料的边界处存在连接体带隙的谷投影边缘态. 由于受到谷拓扑性质的保护没有谷间散射的影响, 边缘态具有较好的抗弯曲、缺陷散射的传播能力<sup>[18-20]</sup>. 近年来将谷霍尔绝缘体思想引入弹性周期性结构中, 在谷声学体系中实现谷保护的能流输运受到了越来越多的关注, 关于在弹性系统中实现谷拓扑输运已经实现, 但是关于在宽频尤其是多频段实现弹性波的输运调控还处于研究初期. 所以在弹性谷材料中设计频率可调控的弹性波输运是非常有意义的.

本文通过在薄板的上、下表面同时贴附三棱柱散射体, 构造双表面周期性结构弹性声子晶体, 这样设计的结构只需简单地旋转散射体, 就能控制体系的对称性, 从而实现狄拉克点的打开与关闭. 通过对其上、下能谷的手征回转特性进行分析, 证实了散射体的旋转会产生拓扑相变; 通过计算动量空

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11964011, 11764016)、湖南省教育厅科研基金 (批准号: 20C1530) 和吉首大学基金 (批准号: Jdy20027) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: kongpeng@jsu.edu.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: hzj@whu.edu.cn

间  $K(K')$  点的谷陈数, 得出由两种不同的谷霍尔相组成的界面处对应的谷陈数为  $\pm 1$ , 在边界处产生拓扑边缘态. 本文研究发现通过对散射体高度进行调节, 狄拉克点的频率也会相应的发生变化, 此时采用不同的谷霍尔相组成的界面, 它们的边缘态也会发生变化, 只需要增大或者减小贴附的散射体高度, 就可以实现对边缘态工作频率在一定范围内的任意调节. 本文利用边缘态实现了直边界、“Z”形转弯边界及含有缺陷态边界的谷拓扑输运, 与现有在弹性体系中利用边缘态作能量输运的研究相比, 本文设计的弹性谷拓扑系统中边缘态的调制自由度更多, 并且在谷拓扑输运中相较现有弹性体系对缺陷造成的谷间散射更不敏感.

## 2 研究内容

### 2.1 声学模型介绍

在弹性薄板系统中可以通过在薄板上附加散射体, 就可以实现对薄板中 Lamb 波的调控<sup>[21]</sup>. 根据这一原理, 本文设计一种薄声子晶体板, 如图 1(a) 所示, 其上、下表面是三角棱柱散射体周期性排列而成, 三角棱柱散射体位于六边形单胞正中心位置, 使得整个系统具有  $C_{3v}$  对称性. 单胞的晶格常数  $a = 0.5$  mm, 其薄板厚度  $d = 0.1$  mm, 三角棱柱的截面是正三角形, 边长  $l = 0.35$  mm, 散射体高度为  $h$ , 三角棱柱与  $x$  轴正方向夹角为  $\theta$ , 如图 1(b) 所示. 整个结构所选用的材料参数如下: 杨氏模量  $E = 41$  GPa, 泊松比  $\nu = 0.28$ , 密度  $\rho = 7.4 \times 10^3$  kg/m<sup>3</sup>.

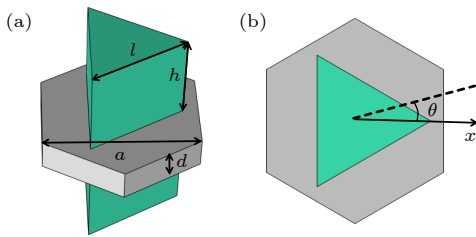


图 1 (a) 声子晶体单胞结构; (b) 单胞俯视图

Fig. 1. (a) Unit cell of the phononic crystal; (b) top view of the unit cell.

### 2.2 声子晶体的能带结构与谷拓扑相变

声波在均匀的弹性薄板材料中传播时有 3 种极化方式, 两种横向极化和一种纵向极化. 根据位移振动方向与薄板中心面之间的关系分为 3 种模

式, 垂直于中心面振动的反对称模式 (A 模式) 和平行中心面的对称模式 (S 模式)、以及剪切模式 (SH 模式). 后续工作通过有限元求解器 COMSOL Mutiphysics 进行数值模拟, 在计算声子晶体的单胞能带时, 使用固体力学弹性波模块, 在单胞 6 个边界上设置 Floquet 周期性边界条件, 扫描布里渊区高对称线  $\Gamma-K-M-\Gamma$ , 选取散射体高度  $h = 0.28$  mm, 得到能带图如图 2(a) 所示. 这里对薄板系统中弹性波的模式进行挑选, 绿色虚线表示 S 模式, 蓝色虚线表示 SH 模式, 黑色实线表示的是散射体不发生旋转时的 A 模式, 又称面外模式. 其位移场分布位于能带图下. 可以看出在散射体不发生旋转时, 在布里渊区  $K$  点处频率为 0.31 MHz, 出现由反对称模式形成的线性交叉狄拉克点. 当旋转散射体角度  $\theta = 20^\circ$  狄拉克点被打开形成上、下两能谷, 其面外模式在能带图中用红色实线表示. 在旋转散射体过程中, 发现不管散射体旋转角度为多少, SH 模式和 S 模式几乎没有变化. 因此本文主要考虑 A 模式.

利用三角棱柱散射体在薄板上构造了六角晶格声子晶体, 系统对称性可以通过散射体的旋转角度进行控制, 当旋转角度  $\theta = n\pi/3$  时 ( $n$  为整数), 该系统受  $C_{3v}$  对称性保护, 在倒格空间中布里渊区角点处该点群包含二维不可约表示, 因此在  $K$  和  $K'$  产生线性简并的狄拉克锥. 当改变  $\theta$  的大小, 系统的镜面对称性被打破, 原本简并的狄拉克点打开带隙形成谷, 同一角点处, 上、下能谷对应的本征位移场具有相反的手征回旋性如图 2(b) 所示.

当散射体转角  $\theta > 0^\circ$  时,  $K$  点附近上、下能谷对应的手征回旋性方向分别是顺时针和逆时针, 如图 2(c) 所示, 同样由图 2(b) 可以得出上、下能谷的手征性方向在  $\theta = 0^\circ$  发生反转. 根据  $k \cdot p$  微扰理论, 狄拉克点附近的哈密顿量可以表示为  $\mathbf{H}'_K = v_D(\delta k_x \sigma_x + \delta k_y \sigma_y) + \Delta_g \sigma_z$ , 其中  $v_D$  是  $\theta = 0^\circ$  时狄拉克点附近的有效速度;  $\delta k_x$  和  $\delta k_y$  表示波矢在动量空间中  $K$  点附近的偏移量;  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  是泡利矩阵. 旋转散射体狄拉克点打开带隙,  $K_1$  和  $K_2$  两能谷之间的频率带隙可以表示为  $2\Delta_g = f_+ - f_-$ , 其中  $f_+$  代表  $K_2$  谷频率,  $f_-$  则代表  $K_1$  谷频率. 根据哈密顿量可以推导出贝利曲率  $\Omega(\delta k_x, \delta k_y) = (1/2) \times (\Delta_g/v_D)(\delta k^2 + \Delta_g^2/v_D^2)^{-3/2}$ , 通过对贝利曲率在布里渊区的一半进行积分, 就可计算出在动量空间中

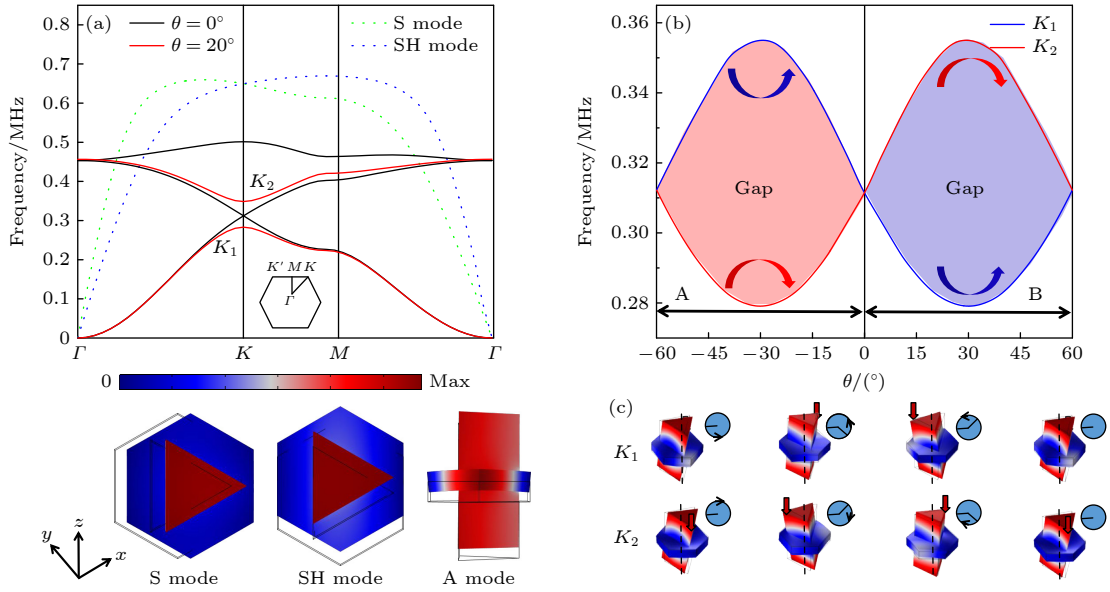


图 2 (a) 散射体高度  $h = 0.28 \text{ mm}$  时声子晶体的能带结构; (b)  $K_1$ ,  $K_2$  能谷频率随散射体角度的变化, 红色箭头和绿色箭头分别表示散射体顺时针和逆时针手征性回转; (c)  $\theta = 20^\circ$  时  $K_1$ ,  $K_2$  谷每一帧图形经过三分之一一周期的位移场, 黑色虚线是中轴线, 红色箭头表示每一帧散射体位移的最大位置

Fig. 2. (a) Band structure of the phonon crystal with the height of scatterer  $h = 0.28 \text{ mm}$ ; (b) variation of valley frequencies of  $K_1$  and  $K_2$  with the change of scatterer angle, red arrows and green arrows indicate clockwise and counterclockwise scatterer hand sign slewing respectively; (c) the displacement fields of  $K_1$  and  $K_2$  at  $\theta = 20^\circ$  for each frame of the graph after one-third of the period, the black dashed line is the central axis, and the red arrow indicates the maximum position of the scatterer displacement for each frame.

关于  $K$  点处的谷陈数为  $C_K = (1/2\pi) \int \Omega(\delta k) dS = \text{sgn}(\Delta_g/2)$ . 当  $\theta > 0^\circ$  时  $C_K = 1/2$ , 当  $\theta < 0^\circ$  时,  $C_K = -1/2$ ,  $K'$  谷陈数同样可以通过时间反转对称推导出来,  $K'$  谷也有相同的谷陈数但是符号相反, 因此贝里曲率对整个布里渊区积分所得到的陈数为零, 但是  $K$  和  $K'$  谷附近却有非零的贝里曲率. 两种散射体角度旋向不同代表两种不同的谷霍尔相声子晶体, 在具有相同带结构的两种谷霍尔相组成的界面处对应的谷陈数就是  $\pm 1$ . 本文定义  $\theta < 0^\circ$  为 A 相谷霍尔声子晶体,  $\theta > 0^\circ$  为 B 相谷霍尔声子晶体.

### 2.3 谷拓扑边缘态

根据体-边对应原则, 两种具有相同能带结构的谷霍尔相声子晶体的界面处, 有连接上、下体带的边缘态. 从图 2(b) 可以看出, 要得到能带相同的两种不同相声子晶体, 这就要求这两种声子晶体的散射体旋转角度的绝对值相等. 图 3(a) 给出当散射体高度  $h = 0.28 \text{ mm}$  时, 上界面是散射体旋转角度  $\theta = 20^\circ$  的 B 相谷霍尔声子晶体、下界面是散射体旋转角度  $\theta = -20^\circ$  的 A 相谷霍尔声子晶体组

成的条形界面. 施加 Bloch 连续周期性边界条件在条形几何的左右两个边界上, 计算超胞沿着  $\Gamma - K$  方向的投影能带结构如图 3(b) 所示, 在能带结构中浅灰色区域表示体态区域, 在禁带范围内出现一条频率为  $0.25 - 0.4 \text{ MHz}$  的额外模态用红色实线表示, 该模态对应于 B-A 相结构的边缘态模式, 其中能带图中浅红色区域为边缘态区域. 从图 3(c) 给出的边缘态的位移场可以看出, 只有在靠近界面处的质点具有很大的面外位移振幅, 这种位移振幅是由一个横波模式所导致的, 远离界面处几乎看不到有面外振动位移, 能量在条形超胞结构中局域在两相的边界处. 在图 3(b) 投影能带结构中, 在波矢较小的区域内还存在一些其他的模式, 这是由于面内振动的对称模式和剪切模式的投影, 因为本文主要研究弹性波系统中的面外极化方式, 所以这两种模式在后述讨论的弹性谷拓扑输运没有影响.

基于流体基体中谷边缘态可调的思想<sup>[22]</sup>, 本文研究发现通过增大或减小贴附在薄板两侧散射体高度  $h$  时, 在  $K$  点处狄拉克点的频率会发生改变, 接下来探究散射体高度的变化对边缘态频率的影响.

当散射体高度  $h$  从  $0.20 \text{ mm}$  增大到  $0.50 \text{ mm}$

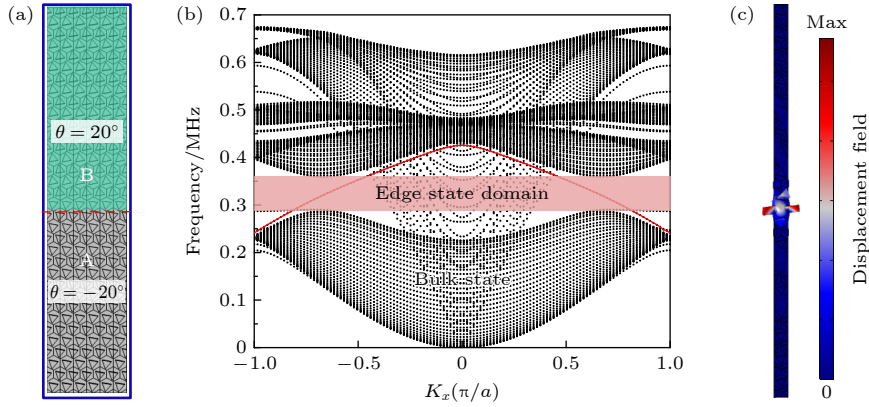


图 3 (a) 由 A 和 B 相声子晶体组成的条形超胞, 红色虚线表示两相界面; (b) 超胞沿  $\Gamma$ - $K$  方向的投影能带结构, 浅灰色区域为体态结构, 浅红色区域为边缘态区域, 红色实线为连接上、下体态的边缘态; (c) 条形超胞在边缘态频率的位移场

Fig. 3. (a) Bar-shaped supercell composed of phonon crystals of A phase and B phase. The red dashed line indicates the interface; (b) the projected band structure of the supercell along the  $\Gamma$ - $K$  direction, the light grey region is the bulk structure, the light red region is the edge state region, and the red solid line is the edge state; (c) displacement field of the strip supercell at the edge state frequency.

时, 对应的狄拉克点频率从 0.45—0.15 MHz 发生连续变化如图 4(a) 黑色点线, 这时旋转散射体角度  $\theta = 20^\circ$ , 发现了不同高度的散射体对应的上、下能谷的频率也随之发生了连续变化. 其中  $K_1$  谷和  $K_2$  谷分别对应图 4(a) 中红色点线和蓝色点线. 由于不同的散射体高度所对应的狄拉克点的频率均有连续性的改变, 因此当破坏镜面对称时, 狄拉克点打开形成上、下两能谷, 能谷之间禁带的频率也会随之变化, 根据边缘态是连接上、下体带的原则, 于是可以得出通过改变散射体高度, 最终带来的是边缘态的频率发生改变. 这里构造散射体高度分别为  $h = 0.36, 0.32, 0.28, 0.24, 0.20$  mm, 采用上述方法计算其不同散射体高度下的投影能带结构如图 4(b) 所示, 其边缘态频率分别用紫色、蓝色、红色、绿色、浅蓝的实线来表示, 其中相同颜色虚线框则是对应该散射体高度下边缘态的区域. 这里通过数值模拟对边缘态进行计算, 发现了散射体高度  $h$  从 0.20 mm 变化到 0.36 mm 时, 连接体带的边缘态频率可以实现从 0.22—0.53 MHz 调控. 图 4(c) 是散射体改变示意图.

## 2.4 谷拓扑输运

不同谷拓扑相组成的界面处存在有受拓扑保护的边缘态, 研究表明谷拓扑边缘态有着对转角、无序、缺陷等不敏感的特征. 本文设计由 B 和 A 两种不同的谷霍尔相声子晶体组成的  $21 \times 34$  超胞如图 5(a) 所示, 散射体高度为  $h = 0.28$  mm, 上、下

界面分别由散射体旋转角度  $\theta = 20^\circ$  的 B 相声子晶体和散射体旋转角度  $\theta = -20^\circ$  的 A 相声子晶体组成, 红色虚线为两相界面. 用垂直于薄板  $z$  方向上的点源 (图中红色五角星位置) 激励出面外振动位移模式, 通过数值模拟可得到, 当激励频率为 0.29—0.36 MHz 时两相界面处的面外振动位移模式都可以激发出来. 图 5(b) 给出了当频率为 0.33 MHz 时面外振动的本征位移场, 可以看出边缘态很好地局域在两相界面附近, 由于在禁带范围内不存在体态传播模式, 边缘态在垂直于界面两侧快速衰减. 同样, 为了验证通过改变散射体高度可实现对边缘态频率的调控, 这里也计算了不同散射体高度的谷拓扑输运. 采用和上述相同的方法构造了散射体高度  $h = 0.20, 0.24, 0.32, 0.36$  mm, 由两种谷霍尔相声子晶体组成的直界面矩形超胞, 采用图 4(b) 中各散射体高度对应的边缘态频率作为面外位移激励, 结果都能很好地验证在相应频率下的面外位移能够很好地局域在界面处, 而其体模态都不会被激发出来. 图 5(c) 为当散射体高度  $h = 0.20, 0.24, 0.32, 0.36$  mm 时, 对应的边缘态频率为 0.47, 0.43, 0.27, 0.22 MHz 的面外位移场, 可以看出在边缘态频率范围内即使远离点源边缘运输几乎不受影响.

为验证边缘态的抗散射特性, 在面角和缺陷时还具有高效传输性质, 这里用散射体高度  $h = 0.28$  mm, 包含  $\theta = 20^\circ$  和  $\theta = -20^\circ$  两种旋转角度的声子晶体, 构造了  $60^\circ$  和  $120^\circ$  两种转角的“Z”字形界面超胞, 如图 6(a) 所示, 红色虚线表示两相的

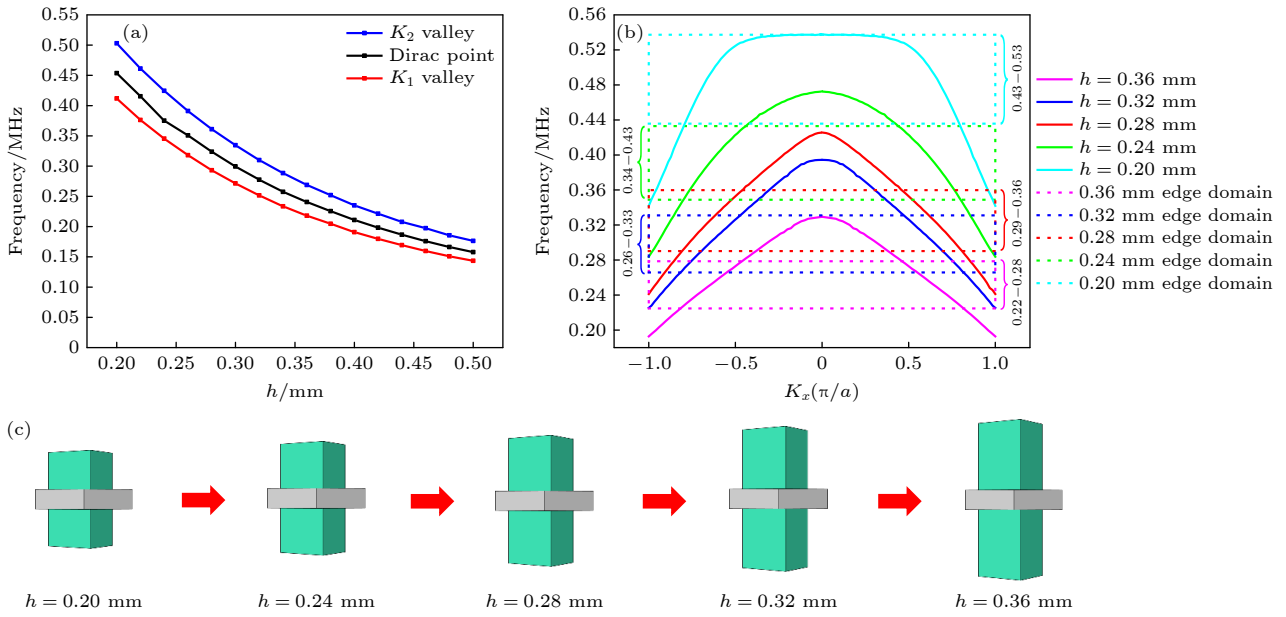


图 4 (a) 狄拉克点及上、下能谷的频率随着散射体高度的变化; (b) 各散射体高度下对应的边缘态, 其中相同颜色虚线则对应的是该散射体高度下的边缘态区域; (c) 散射体连续变化示意图

Fig. 4. (a) Frequency of the Dirac point and the upper and lower valleys with different scatterer height; (b) the edge state at each scatterer height, where the same color dashed line corresponds to the edge state region at that scatterer height; (c) schematic diagram of continuous change of scatterer.

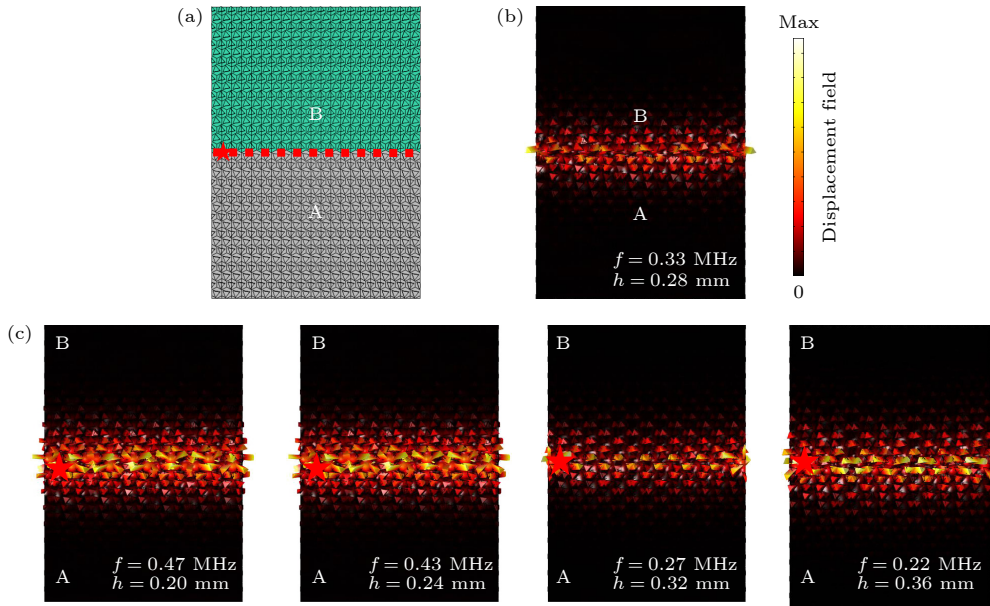


图 5 (a) 由 B, A 相声子晶体组成的矩形超胞, 红色虚线表示两相界面, 红色五角星为点源; (b) 激励频率为 0.33 MHz 时的边缘态位移场; (c) 当散射体高度  $h = 0.20, 0.24, 0.32, 0.36$  mm 时, 对应的中心带隙频率激发边缘态的位移场

Fig. 5. (a) A rectangular supercell composed of crystal B and A, the red dotted line represents the interface between the two phases, and the red pentagram is the point source; (b) displacement field of edge state when excitation frequency is 0.33 MHz; (c) when the scatterer height  $h = 0.20, 0.24, 0.32, 0.36$  mm, the displacement field of the edge state excited by the frequency of the corresponding central band gap.

界面, 为了有效抑制谷间散射, 选用 Zigzag 界面作为晶体的出射界面, 在两相界面的左侧施加面外位移作为点源激励 (图中红色五角星). 使用其带隙的

中心频率 0.33 MHz 去激励, 位移场如图 6(b) 所示, 可以发现“Z”字形界面中激发出来的弯曲波均能沿着界面的路径传播, 即使经过了两个转角,

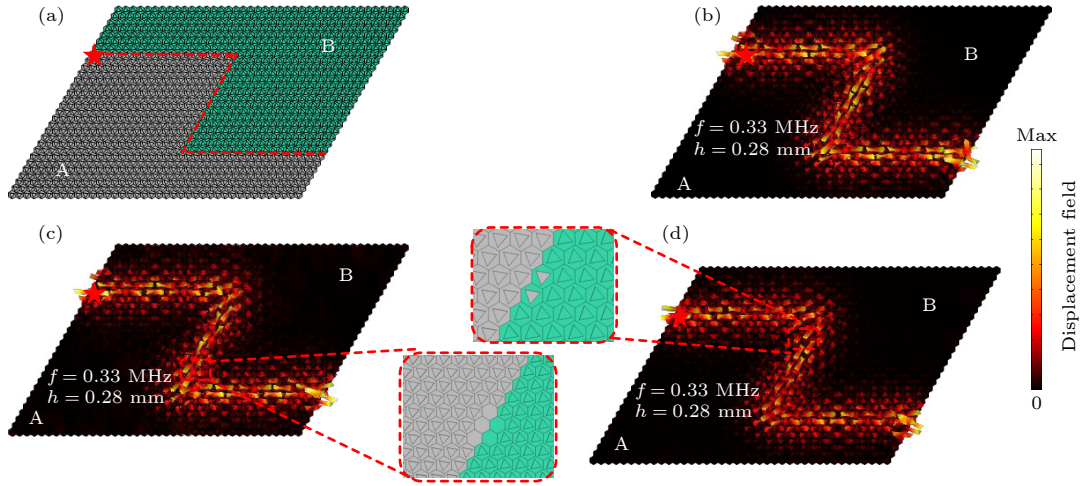


图 6 (a) B-A 相声子晶体组成的“Z”字形界面超胞, 红色虚线为两相界面, 红色五角星为点源; (b) 频率为 0.33 MHz 的点源激励的边缘态位移场; (c), (d) 引入空腔和无序后边缘态的位移场分布, 插图部分为界面结构放大图

Fig. 6. (a) The Z shaped interface supercell was composed by B-A crystal, the red dotted line is the two-phase interface, and the red pentacle is the point source; (b) edge state displacement field of point source excitation with frequency of 0.33 MHz; (c), (d) the distribution of edge state displacement field after the introduction of cavity and disordered respectively; the part in the illustration is an enlarged view of interface structure.

但是并没有产生明显的反射, 这种谷拓扑保护界面波导比传统的缺陷波导在面对转角具有更优异的传输效率. 接下来在界面处引入缺陷, 进一步探究边缘态应对各种缺陷的抗散射能力, 同样采用上述包含两种转角的“Z”字形超胞的设计, 但是这里在两相的界面处挖去部分散射体, 由此作为缺陷的设计如图 6(c) 所示. 数值模拟了在频率为 0.33 MHz 时边缘态的传输, 可以看出在缺陷位置 (插图部分) 也没有强烈的反射, 边缘态在传输的过程中几乎没有受到由空腔带来的影响. 最后讨论了由无序造成的缺陷对边界传输的影响如图 6(d), 在其界面上通过替换不同的声子晶体, 通过模拟也发现无序带来的缺陷对边缘态传输也不造成影响. 以上探究发现谷拓扑边缘态能够很好地抑制由空腔或者无序造成的散射, 在边缘态传输的过程中即使遇到缺陷也不会产生背向散射, 只能继续向前传播.

### 3 结 论

本文设计了一种具有  $C_{3v}$  对称性的双表面周期性结构弹性声子晶体, 通过旋转散射体实现了能带的反转及谷态的出现. 研究发现散射体高度的改变可以实现对边缘态频率在一定范围内的任意调控. 与文献 [13] 的单表面结构相比, 本文的结构出现了完全带隙, 并且带隙打开得更大, 更加有利于对于边界态的调控, 并且拓扑边界态具有更优的缺

陷免疫. 该结构可以在多边缘态频率范围内实现直边界波导、“Z”字形边界的谷拓扑输运及缺陷免疫, 为能量传输效率更高的无损探测、声波传感器等拓扑器件具有指导意义.

### 参考文献

- [1] Klitzing K V, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
- [2] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C 2006 *Science* **314** 1757
- [3] Lu J, Qiu C, Ye L, Fan X, Ke M, Zhang F, Liu Z 2017 *Nat. Phys.* **13** 369
- [4] Xiao D, Yao W, Niu Q 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 236809
- [5] Vila J, Pal R K, Ruzzene M 2017 *Phys. Rev. B* **96** 134307
- [6] Chen Y, Liu X, Hu G 2019 *J Mech Phys Solids* **122** 54
- [7] Gao N, Qu S, Si L, Wang J, Chen W 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 063502
- [8] Zhang Q, Chen Y, Zhang K, Hu G 2020 *Phys. Rev. B* **101** 014101
- [9] Machon T, Alexander G P, Goldstein R E, Pesci A I 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 017801
- [10] Schaibley J R, Yu H Y, Clark G, Rivera P, Ross J S, Seyler K L, Yao W, Xu X 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16055
- [11] Gorbachev R, Song J, Yu G, Kretinin A, Withers F, Cao Y, Mishchenko A, Grigorieva I, Novoselov K S, Levitov L 2014 *Science* **346** 448
- [12] Wang Y T, Luan P G, Zhang S 2015 *New J. Phys.* **17** 073031
- [13] Yan M, Lu J, Li F, Deng W, Huang X, Ma J, Liu Z 2018 *Nat. Mater.* **17** 993
- [14] 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
- [15] Noh J, Huang S, Chen K P, Rechtsman M C 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 063902
- [16] Collins M J, Zhang F, Bojko R, Chrostowski L, Rechtsman M C 2016 *Phys. Rev. A* **94** 063827

- [17] Mak K F, McGill K L, Park J, McEuen P L 2014 *Science* **344** 1489  
 [18] Martin I, Blanter Y M, Morpurgo A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 036804  
 [19] Jung J, Zhang F, Qiao Z, MacDonald A H 2011 *Phys. Rev. B* **84** 075418  
 [20] Lu J, Qiu C, Ke M, Liu Z 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 093901  
 [21] Yantchev V, Katardjiev I 2013 *J. Micromech. Microeng.* **23** 043001  
 [22] Tian Z H, Shen C, Li J F, et al. 2020 *Nat. Commun.* **11** 762

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

Li Yin-Ming Kong Peng<sup>†</sup> Bi Ren-Gui He Zhao-Jian<sup>‡</sup> Deng Ke

(Department of Physics, Jishou University, Jishou 416000, China)

( Received 30 June 2022; revised manuscript received 26 August 2022 )

## Abstract

The topological insulator, as its novel physical properties, such as transmission protection, energy loss free and defect immunity, has aroused much interest recently. It is necessary to introduce the concept of topology into elastic materials to enrich the research contents of elastic waves. The concept of valley state provides a simplest solution to realize topological states. In this work, we design a double surface periodic phononic crystal based on elastic material, the upper and lower surfaces are composed of periodically arranged triangular prismatic scatterers. Valley topological states of elastic phononic crystals are observed only when focusing on Lamb waves in out-of-plane mode by numerical simulation. We also analyze theoretically the valley Chern number. As the angle between the triangular prism and the positive direction of the  $X$  axis is greater than 0, the Chern number of  $K$  is  $1/2$ ; when the angle is less than 0, the Chern number is  $-1/2$ . The  $K$  has the number opposite to the Chern number. By simply tuning the geometry of the scatterer, the inversion of the energy band will occur and the topological phase transition will be realized. We find that the frequency of edge state in valley topology can be regulated by adjusting the heights of scatterers. Moreover, wide frequency excitation is achieved at the edge interface composed of different valley Hall materials, which proves that the idea of adjustable edge state frequency can be implemented in elastic materials. According to the two different valley phase phononic crystals, we study the topological transport, exhibiting excellent transmission performance, even the Z-shaped interface. We find that the designed double surface structure has a stronger immune effect to defects than single surface, achieving a new degree of freedom in the valley topology protection of elastic wave excitation.

**Keywords:** elastic wave, phononic crystals, edge states, topological transport

**PACS:** 43.20.Gp, 03.65.Vf

**DOI:** 10.7498/aps.71.20221292

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11964011, 11764016), the Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. 20C1530), and the Jishou University Foundation, China (Grant No. Jdy20027).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: kongpeng@jsu.edu.cn

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: hzj@whu.edu.cn



## 双表面周期性弹性声子晶体板中的谷拓扑态

李荫铭 孔鹏 毕仁贵 何兆剑 邓科

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

Li Yin-Ming Kong Peng Bi Ren-Gui He Zhao-Jian Deng Ke

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 244302 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221292

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221292>

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

#### 基于声子晶体板的弹性波拓扑保护边界态

Topologically protected edge states of elastic waves in phononic crystal plates

物理学报. 2020, 69(15): 156201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200542>

#### 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>

#### 三聚化非厄密晶格中具有趋肤效应的拓扑边缘态

Topological edge states with skin effect in a trimerized non-Hermitian lattice

物理学报. 2019, 68(10): 104206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190112>

#### 手性声子晶体中拓扑声传输

Topological acoustic transports in chiral sonic crystals

物理学报. 2019, 68(22): 227802 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191007>

#### 含少量气泡流体饱和孔隙介质中的弹性波

Propagation of elastic waves in saturated porous medium containing a small amount of bubbly fluid

物理学报. 2018, 67(11): 114301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180209>

#### 新型二维压电声子晶体板带隙可调性研究

Tunable bandgaps in novel two-dimensional piezoelectric phononic crystal slab

物理学报. 2018, 67(21): 214208 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180611>