

## 手性声子晶体中拓扑声传输

耿治国 彭玉桂 沈亚西 赵德刚 祝雪丰

### Topological acoustic transports in chiral sonic crystals

Geng Zhi-Guo Peng Yu-Gui Shen Ya-Xi Zhao De-Gang Zhu Xue-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 227802 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20191007

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191007>

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

基于蜂窝晶格声子晶体的双频带声拓扑绝缘体

Dual-band acoustic topological insulator based on honeycomb lattice sonic crystal

物理学报. 2019: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190951>

声子晶体中的多重拓扑相

Multiple topological phases in phononic crystals

物理学报. 2017, 66(22): 227804 <https://doi.org/10.7498/aps.66.227804>

声子角动量与手性声子

Phonon angular momentum and chiral phonons

物理学报. 2018, 67(7): 076302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172407>

专题：拓扑物理前沿与应用

## 手性声子晶体中拓扑声传输\*

耿治国<sup>1)</sup> 彭玉桂<sup>1)2)</sup> 沈亚西<sup>1)</sup> 赵德刚<sup>1)</sup> 祝雪丰<sup>1)2)†</sup>

1) (华中科技大学物理学院, 武汉 430074)

2) (华中科技大学创新研究院, 武汉 430074)

(2019年7月2日收到; 2019年9月9日收到修改稿)

拓扑声学丰富了声传输方式, 其拓扑性质为声波背向散射抑制. 作为纵波, 声波不存在“自旋”. 前期工作中, 携带自旋的拓扑声传输大多基于拓扑相反转产生的界面. 本文将四个不同结构参数的空气腔排列成左手性和右手性原胞. 在相反手性声子晶体界面处, 发现局域化拓扑保护界面态. 由于空气腔中存在声学共振, 亚波长尺寸声波传输得以实现. 研究发现, 基于手性保护的界面态有较强的鲁棒性, 不受空气腔位置和尺寸改变的影响. 手性声子晶体中, 左手性和右手性超胞之间镜像对称界面处存在奇对称和偶对称声学模式. 因此, 利用软边界和硬边界来构建镜像界面, 实现了单个晶体边缘态鲁棒传输. 本研究丰富了拓扑声学, 且其亚波长尺寸下鲁棒声传输有利于微型化声学器件的实现.

**关键词:** 声子晶体, 声学拓扑绝缘体, 亚波长尺度**PACS:** 78.67.Pt, 63.20.D-, 43.35.+d**DOI:** 10.7498/aps.68.20191007

## 1 引言

拓扑绝缘体是一种内部绝缘且表面导电的量子物态<sup>[1-3]</sup>. 由于存在拓扑保护, 即使引入了各种结构微扰, 拓扑态仍可稳定存在. 由于样品易制备且结构参数易调, 经典波体系已成为研究各种拓扑物理的舞台<sup>[4-11]</sup>. 在声子晶体中, 波与周期性结构相互作用会产生声学禁带, 当带隙所在频率对应的波长远大于晶格常数时, 对应于局域共振诱发的声学禁带<sup>[12]</sup>. 亚波长共振结构体出现在很多声学超材料设计中<sup>[13-15]</sup>. 值得注意的是, 亚波长结构单元与拓扑人工晶体的结合已成为新的研究热点, 促进了微型化拓扑声学器件应用<sup>[16-22]</sup>. 例如, 基于亚波长尺寸复合原胞能带折叠的拓扑绝缘体已在时间反演对称性光学<sup>[16]</sup>和声学<sup>[17]</sup>系统中实现. 这些设计中, 拓扑保护主要依赖于复合原胞的几何结构与

对称性. 位置微扰和结构缺陷会降低拓扑传输的效率. 同时, 亚波长尺度下拓扑谷态传输在六方晶格排列橡胶-水系统<sup>[19]</sup>和硅基穿孔板系统中<sup>[20,21]</sup>分别实现. 谷态声子晶体中拓扑声传输与原胞对称性和工作频率都有很大的关系, 对结构微扰和频率变化存在较高的敏感性. 这些拓扑声学设计都基于原胞对称性破缺. 当原胞对称性降低时, 简并能带打开从而产生禁带, 并形成非平庸拓扑态.

近来, 手性特征模型逐渐出现在人工超材料中, 为经典波调控提供新的方案<sup>[23-26]</sup>. 同时, 手性诱导的非平庸拓扑性质为拓扑人工晶体带来新的契机. 例如, 可调性光学拓扑晶体在微波领域得以实现, 即高度可调性引起的手性改变使得晶体拓扑性质发生反转<sup>[25]</sup>. 而且, 一种手性保护的光学波导在实验中验证了其强鲁棒性和亚波长传输<sup>[26]</sup>.

在声学系统中, 实现亚波长声波按照既定的路径局域的传输有十分重要的意义, 可以克服声波传输易散射的弱点. 本文将手性的概念引入声子晶

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11674119, 11690030, 11690032) 和华中科技大学鸟巢计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xfzhu@hust.edu.cn

体, 来类比声学拓扑. 具体而言, 四个高度不等的空气腔依次按照逆时针或者顺时针方向排列, 形成左手性或右手性的正方排列. 因此, 不同手性的原胞构成的界面自然会产生界面态. 亚波长声波传输能够将能量很好地局域在晶体内部. 工作的新颖性在于以高度参数的倾向来类比手性, 将无手性的单个空气柱排列成有手性的复合原胞. 不同于以前对称性原胞, 复合原胞并不存在特殊的点群对称性. 最后, 声学软、硬边界替代相反手性晶体组成的镜像界面, 这极大地降低了声学结构的维度. 总之, 亚波长和鲁棒性的声学拓扑波导有助于实现声学器件的小型化和波的无损传输.

## 2 手性原胞设计

本文的系统是一个二维正方晶格声子晶体. 四个不同高度的空气腔为基本单元构成一个复合原胞, 底部的空气板将分散的空气腔连通. 它形成刚性边界的空气共振腔, 将声波局域在其结构内部. 如图 1(a) 所示, 四个圆腔有不同的高度, 分别为

$h_1 = 6 \text{ cm}$ ,  $h_2 = 5.5 \text{ cm}$ ,  $h_3 = 4.8 \text{ cm}$ ,  $h_4 = 4.5 \text{ cm}$ , 形成一种逆时针的旋转. 圆腔直径为  $2r = 1 \text{ cm}$ , 底板厚度为  $d = 0.4 \text{ cm}$ . 我们考虑一种极限情况, 即晶格常数  $a = 4 \text{ cm}$  是原胞内空气腔间距  $l = 2 \text{ cm}$  的两倍, 使得原胞内空气腔之间的距离等于原胞间空气腔之间的距离. 图 1(a) 右侧展示了其俯视的视角, 不同颜色代表不同高度, 箭头代表旋转方向. 图 1(b) 展示了一个顺时针旋向右手性的复合原胞. 这里的“左”和“右”仅仅用来区分两种倾向, 即设定高度改变的方向来区分原胞手性. 在本文, 晶体的性质用一组有序的参数  $\{h_1, h_2, h_3, h_4\}$  来定义.

为了解原胞的特征, 我们计算其对应的能带来反映二维的晶体性质. 周期性边界条件施加在原胞对应边界. 图 1(c) 展示了右手性原胞能带. 四个通带 (绿色曲线) 被禁带 (粉色区域) 分离开来. 基于原胞空腔高度的选取, 各个禁带范围大致相同, 由此可以设计不同频带范围的拓扑态. 实际上, 无论是左手性晶体还是右手性晶体, 它们的色散关系

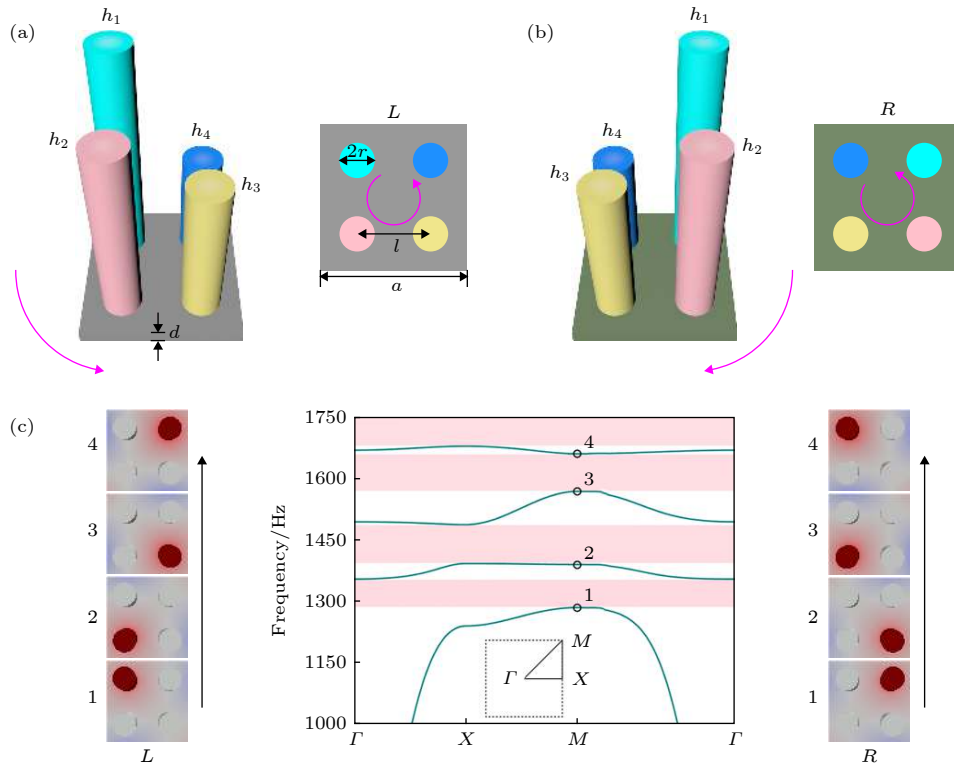


图 1 左手性和右手性原胞示意图 (a) 四个共振的空气柱子组成左手性原胞, 其俯视图表现出逆时针旋向; (b) 相同空气柱排成的右手性原胞, 其俯视图呈现顺时针旋向; (c) 原胞的体能带图有四种声学模式, 左右两侧为不同手性原胞在高对称点的模式分布

Fig. 1. Schematics of left- and right-handed unit cells: (a) Left-handed unit cell with four distinct air tubes, the top view of the unit cell shows a counterclockwise variation; (b) right-handed unit cell with the clockwise length variation of air tubes; (c) the bulk band structure with four bulk modes, where the eigenmodes for left-handed and right-handed unit cells are shown at the sides.

是完全相同的, 这是因为单个元素对应相同的本征频率. 如果把晶体原胞转移半个周期来看, 每种体分布可以等价地描述为不同的手性. 因此, 两种手性晶体拥有相同的频率范围, 这也是产生界面态所必需的条件. 然后, 我们选取布里渊区  $M$  点去分析本征能带对应的本征场分布, 其模式按照频率从低到高依次命名为 1, 2, 3, 4, 对应频率大小依次为 1284, 1389, 1567, 1658 Hz. 如图 1(c) 所示, 能带左侧的声学模式源于左手性原胞, 右侧的声学模式源于右手性原胞. 通过本征分布, 可以看到每种模式局域在单个空气柱内, 对应一种声学共振. 根据频率高低, 左侧的模式交替呈现逆时针旋向, 右侧的模式交替呈现顺时针旋向.

### 3 拓扑界面态和声波鲁棒传输

#### 3.1 手性诱导的界面态

我们在相反手性原胞组成的界面探究了局域界面态. 如图 2(a) 所示, 相反手性原胞组成一个大的复式共振结构, 其包含八个共振元素在边界处呈

两两镜像分布. 因此, 生成的无手性缺陷“超原子”出现在界面处, 如图 2(a) 中黑色虚线框所示. 这些缺陷元素自然会伴随着额外的本征模式出现. 在图 2(a) 右侧, 按照频率从低到高依次展示了这些界面模式, 其中最低频的模式  $f_{a1}$  呈现单极子对称分布, 而高频的模式  $f_{a2-a4}$  则呈现偶极子分布. 由于单极子共振模式趋向于分布在高度较低的空气腔界面, 我们选取长度较短的  $h_3$  和  $h_4$  靠近界面, 这种结构会使得单极子模式稳定存在. 随后, 界面组合扩展为一维的带状结构, 六个右手性的原胞和六个左手性的原胞分别位于界面上下侧. 如图 2(b) 所示, 我们计算了对应的超胞能带, 其中蓝色曲线代表界面态, 灰色区域代表体带. 在  $k_x = 0.7\pi/a$  位置, 我们选取四个界面模式, 其中第一个模式的场分布在图 2(b) 右侧. 我们发现声压场主要集中在界面位置, 并呈现单极子对称分布, 这为拓扑声波传输提供了可能. 值得注意的是, 图 2(b) 右侧模式其波矢值拥有正的群速度值, 对应向前的能流移动. 我们给出了  $f_{a1}$  模式声压本征场的能流分布, 其箭头指向代表正的能流方向, 如图 2(b) 右侧放大

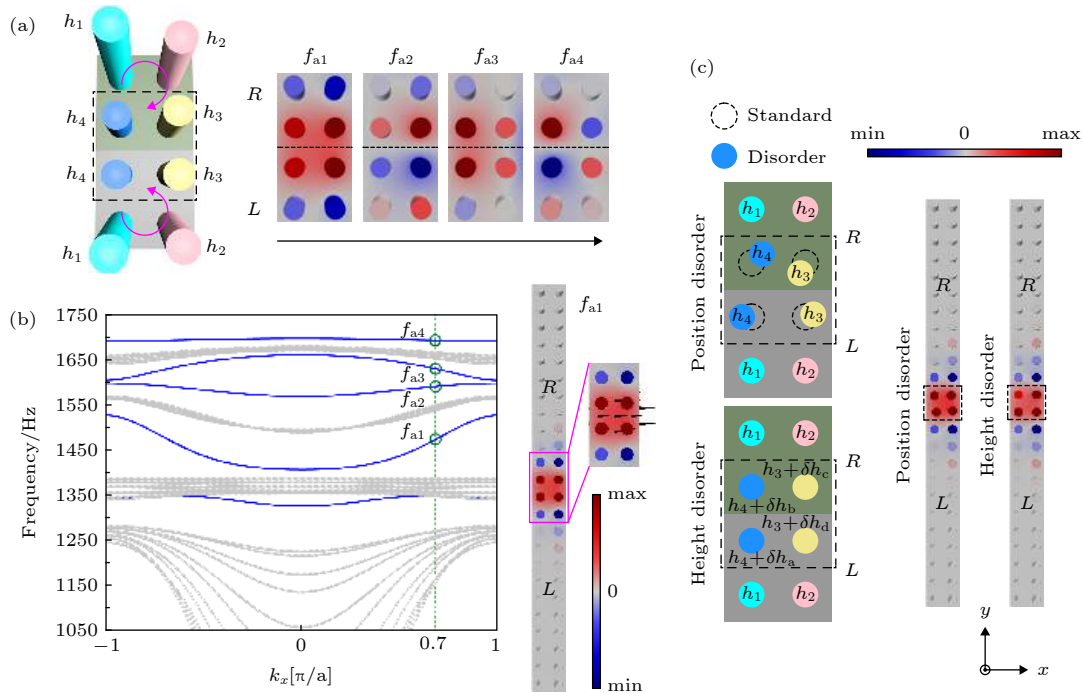


图 2 超胞色散和局域界面态 (a) 相反手性原胞构成镜像对称界面; (b) 带状超胞能带色散, 其中五条蓝色曲线代表界面态, 灰色曲线代表体带, 超胞由六个左手性的原胞和六个右手性的原胞组成, 其单极子模式局域在界面处; (c) 单极子界面模式对于位置微扰和高度微扰有较强鲁棒性

Fig. 2. Band structures of the interface states: (a) The mirror symmetric interface constructed by oppositely chiral unit cells; (b) the projected band structure of a supercell, the right part shows the supercell slab comprises 6 left-handed and 6 right-handed unit-cells with an even mode ( $f_{a1}$ ) localized at the interface; (c) the robustness of the even mode against randomly introduced position and height disorders of air tubes.

的插图. 在第三个禁带中,  $f_{a2}$  模式对应于反对称的奇模式,  $f_{a3}$  模式对应于对称的偶模式. 软、硬边界在声学中起镜像作用, 会等效形成对称界面结构. 对称界面可由两种边界取代. 声学奇偶模式与软、硬边界两侧场分布有一致的对称性<sup>[27]</sup>. 因此, 镜像对称界面会支持奇偶模式同时存在. 为了验证界面态的鲁棒性, 在图 2(c), 我们引入随机的位置微扰和高度微扰. 鉴于单极子模式良好的抗微扰特性, 选取低频  $f_{a1}$  模式进行分析. 通过随机移动组成缺陷分子的四个空气腔的位置, 来引入位置缺陷. 如图 2(c) 中黑色框线所示, 黑色虚线圆代表标准位置, 彩色实体圆代表引入微扰后的位置. 位置微扰大小不超过  $[0, l/2]$ , 以黑色虚线圆为中心可超各个方向移动. 此外, 在图 2(c) 底部, 随机高度微扰引入至缺陷的原胞,  $\delta h_a, \delta h_b, \delta h_c, \delta h_d$  表示随机的高度微扰大小, 其幅度不超过高度相近空气柱的差值, 即  $h_3 - h_4 = 0.3$  cm. 对于在带状超胞中引入微扰的情形, 由于计算施加的周期性边界条件, 微扰会周期性地重复. 不同于图 2(b) 所示的无微扰界面, 色散关系适用于局域微扰情形. 图 2(c) 中周期微扰存在时也会有对应界面模式存在, 只是超胞色散频率范围相比无微扰界面情形会发生一定改变. 对于低频模式, 此改变不会破坏单极子对称性, 声波依然可以局域传输. 这些结果表明, 手性系统具有

较强的抗微扰特性. 确切地说, 只要保持界面两侧手性, 不管位置微扰还是高度微扰都不能破坏局部的界面模式.

### 3.2 声波鲁棒传输

将一维带状超胞沿着  $x$  (水平) 方向扩展, 转换研究二维的传输. 周期性重复形成的波导界面可允许界面态沿路径传输. 如图 3(a) 所示的正方晶格, 下侧左手性原胞与上侧右手性原胞拼接成线性的镜像界面, 形成了不同拓扑性质的体介质. 随后, 用 COMSOL Multiphysics 压力声学频域模块进行全波模拟, 晶体外侧设置为完美匹配层吸收边界. 我们选取处在第二个禁带的频率 1481 Hz 来模拟, 其模态对应单极子模式声场分布. 一个平面波入射源放置在晶体左侧入口来激发声场, 如图 3(b) 黑色箭头所示. 声压场沿着黄色虚线直线传输, 局域在界面附近, 没有明显的扩散和反向散射. 值得注意的是, 在选定的频率下, 声波波长约为晶格常数的 5.75 倍, 满足小尺寸大波长的亚波长要求. 由于结构的亚波长特性, 传播的声场带有亚波长横向局域, 底部声场宽度  $W_1$  约为  $0.09\lambda$ . 对于单极对称的  $f_{a1}$  模式, 空气腔体在界面处展现亚波长传输效果, 产生强的耦合共振. 因此, 此种单极模式对于局部的位置和高度微扰有很好的免疫效果. 随

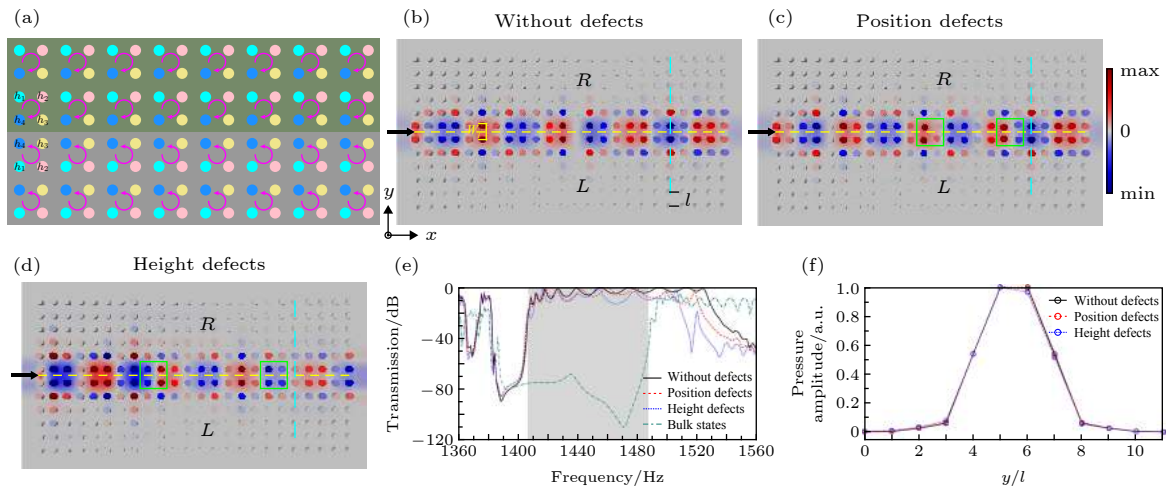


图 3 亚波长声波鲁棒传输 (a) 镜像界面沿着  $x$  方向周期排布成直线波导通道; (b) 单极子界面模式沿着波导通道局域传输; (c) 在引入位置缺陷时, 声波沿直线局域的传输没有明显的背散射; (d) 在引入高度微扰时, 声波沿直线局域的传输没有明显的背向散射; (e) 几种不同情况下的传输效率曲线, 黑红蓝色曲线表示界面传输透射, 绿色曲线表示统一手性晶体中体态传输透射, 灰色区域表示禁带范围; (f) 沿着横向路径的声压幅值分布

Fig. 3. Robust transport of sound in subwavelength scale: (a) The schematic of the mirror interface between two oppositely chiral sonic crystals; (b) the propagation of even interface modes along the waveguide channel without defects; (c) the propagation of even interface modes along the waveguide channel with position variations of air tubes; (d) the propagation of even interface modes along the waveguide channel with length variations of air tubes; (e) acoustic transmission for interface states and bulk states, the gray ribbon marks the band gap from 1407 Hz to 1487 Hz; (f) pressure amplitude distributions in the transverse direction.

后, 针对同一工作频率, 在图 3(c) 和图 3(d) 分别在界面设置两处位置微扰和高度微扰以验证鲁棒性. 绿色方框标记微扰的位置. 进一步地, 图 3(e) 给出了对应三种传输情形的透射谱图和统一手性的体态谱图. 与未加微扰的透射率相比, 较大微扰的透射率发生一定的下降. 如果引入足够多的微扰并且微扰程度引起手性的破坏, 拓扑传输效率就会降低. 总之, 手性保护的拓扑传输可以抑制声波背向散射, 对于一般的结构微扰, 界面处可以呈现较高传输效率. 然而, 对于统一手性的晶体, 声波展现较低的界面传输效率, 如图 3(e) 绿色虚线所示. 最后, 沿着同一水平位置的垂直方向, 我们提取每个圆腔的声压幅值来验证声波的边界局域性, 如图 3(b)—(d), 青色直线代表选取的路径, 其长度为  $11l$ . 通过图 3(f) 可知, 对于两种微扰, 声波仍然能束缚在较小横向宽度范围. 因此, 手性波导结构使得声波受到界面两侧手性保护, 表现了鲁棒的声波传输. 此外, 本文共振腔结构突破一般拓扑结构几何尺寸限制, 可实现亚波长传输.

#### 4 声波边缘传输

借助镜像波导通道来探究声波边缘传输<sup>[27–30]</sup>. 声学奇模式与声学软边界有着类似的声压场和速度场分布, 而声学偶模式与声学硬边界有着类似的

声压场和速度场分布<sup>[27]</sup>. 借助于场的对称性, 我们用声学软、硬边界取代镜像界面. 换句话说, 当声学边界附加在晶体表面时, 晶体表面就存在一个虚拟的镜像, 这会将晶体中的界面态转化成晶体表面的边缘态. 首先, 展示奇偶模式界面传输. 如图 4(a) 左侧所示, 左手性原胞与右手性原胞组成镜像界面. 借助对称放置的偶极源来激发奇模式, 激发频率为 1588 Hz. 晶体外侧为 PML 吸收型边界. 我们发现奇模式声压场沿着镜像界面局域传输, 没有明显的背向散射. 对于边缘传输, 右手性原胞组成单个晶体, 底部边缘的绿色条代表声学软边界条件, 如图 4(b) 左侧所示. 不同于外侧的吸收型边界, 晶体镜像侧为声学软边界条件, 如底部绿色箭头所示. 我们发现声波能沿着边缘局域的传输, 没有明显的背向散射. 同时, 通过界面处单极源的激励, 偶模式声压场沿着镜像界面局域传输, 如图 4(c) 所示. 这里激发频率为 1628 Hz. 随后, 将声学硬边界条件施加在晶体表面. 图 4(d) 底部给出了相同的右手性晶体, 而硬边界条件施加在晶体表面, 如底部红条所示. 图 4(d) 右侧的场图证实了硬边界支持的边缘局域传输. 晶体底部红色箭头表示声学硬边界条件施加在对应的边界, 从而用硬边界替代了左手性晶体. 总之, 镜像对称诱导的声学边缘传输减小了晶体的空间维度, 促进了手性保护声子晶体的多样化应用.

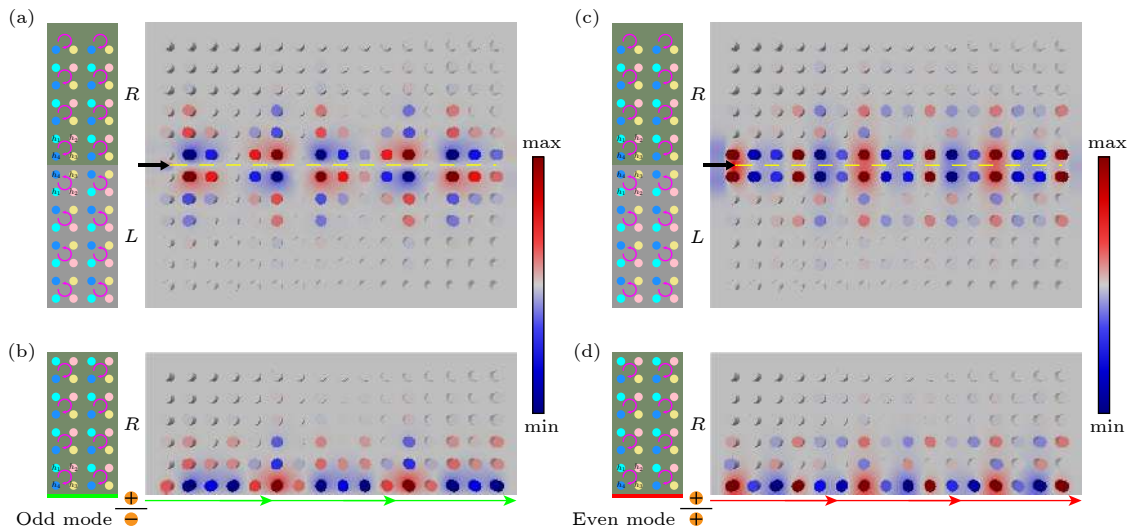


图 4 声波边缘传输 (a) 借助偶极源, 奇模式声压场沿界面局域传输; (b) 当软边界条件施加在截断的晶体表面时, 声学奇模式沿着边缘传输, 绿线标记软边界条件; (c) 借助单极源, 偶模式声压场沿界面局域传输; (d) 当硬边界条件施加在截断的晶体表面时, 声学偶模式沿着边缘传输, 红线标记硬边界条件

Fig. 4. The robust edge transport of sound: (a) The interface transport of odd modes along the interface with a dipole source; (b) the edge transport of odd modes along the soft boundary denoted by the green line; (c) the interface transport of even modes along the interface with a monopole source; (d) the edge transport of even modes along the right boundary denoted by the red line.

## 5 结 论

本文提出一种手性的二维声子晶体. 将原胞中的空气腔按照特定的高度差排列, 在声子晶体中构造出手性结构. 堆叠两种相反手性的原胞, 界面处产生一种缺陷的原胞, 使得在声学禁带中产生额外的界面模式. 通过扩展带状超胞结构, 构造出镜像对称拓扑界面. 这种受界面两侧手性保护的波导使得声波亚波长鲁棒传输, 对位置和高度等扰动因素所引起的背向散射都有很好的抑制作用. 同时, 受镜像对称的启发, 用声学软、硬边界来替代镜像界面, 使声学边界起到单晶体的虚拟镜像的作用. 不同于原胞对称性破缺系统, 手性声子晶体丰富了拓扑声学的内容. 而且, 波导界面的亚波长传输和表面的边缘传输不仅支撑了手性结构的多样化应用, 也促进了声学器件小型化应用. 然而, 由于本文波导传输需要保证界面镜像对称,  $90^\circ$ 弯曲路径不支持镜像对称, 从而不能实现界面传输. 下一步, 我们将研究弯曲路径声波传输效果, 使其更好地服务于实际应用.

## 参考文献

- [1] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C 2006 *Science* **314** 1757
- [2] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [3] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M 2014 *Nat. Photonics* **8** 821
- [4] Wu L H, Hu X 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 223901
- [5] Fleury R, Khanikaev A B, Alu A 2016 *Nat. Commun.* **7** 11744
- [6] 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
- [7] Peng Y G, Qin C Z, Zhao D G, Shen Y X, Xu X Y, Bao M, Jia H, Zhu X F 2016 *Nat. Commun.* **7** 13368
- [8] Lu J, Qiu C, Ye L, Fan X, Ke M, Zhang F, Liu Z 2017 *Nat. Phys.* **13** 369
- [9] Kang Y, Ni X, Cheng X, Khanikaev A B, Genack A Z 2018 *Nat. Commun.* **9** 3029
- [10] Yan M, Lu J, Li F, Deng W, Huang X, Ma J, Liu Z 2018 *Nat. Mater.* **17** 993
- [11] Ding Y, Peng Y, Zhu Y, Fan X, Yang J, Liang B, Zhu X, Wan X, Cheng J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 014302
- [12] Kaina N, Lemoult F, Fink M, Lerosey G 2015 *Nature* **525** 77
- [13] Zhu Y F, Zou X Y, Li R Q, Jiang X, Tu J, Liang B, Cheng J C 2015 *Sci. Rep.* **5** 10966
- [14] Jiang X, Li Y, Liang B, Cheng J C, Zhang L 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 034301
- [15] Fan X D, Zhu Y F, Liang B, Cheng J C, Zhang L 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 034035
- [16] Yves S, Fleury R, Berthelot T, Fink M, Lemoult F, Lerosey G 2017 *Nat. Commun.* **8** 16023
- [17] Yves S, Fleury R, Lemoult F, Fink M, Lerosey G 2017 *New J. Phys.* **19** 075003
- [18] Chaunsali R, Chen C W, Yang J 2018 *Phys. Rev. B* **97** 054307
- [19] Zhang Z, Cheng Y, Liu X 2018 *Sci. Rep.* **8** 16784
- [20] He X T, Liang E T, Yuan J J, Qiu H Y, Chen X D, Zhao F L, Dong J W 2019 *Nat. Commun.* **10** 872
- [21] Shalaev M I, Walasik W, Tsukernik A, Xu Y, Litchinitser N M 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 31
- [22] Orazbayev B, Fleury R 2019 *Nanophotonics* **8** 1433
- [23] Plum E, Zhou J, Dong J, Fedotov V A, Koschny T, Soukoulis C M, Zheludev N I 2009 *Phys. Rev. B* **79** 035407
- [24] Zhu R, Liu X N, Hu G K, Sun C T, Huang G L 2014 *Nat. Commun.* **5** 5510
- [25] Goryachev M, Tobar M E 2016 *Phys. Rev. Appl.* **6** 064006
- [26] Orazbayev B, Kaina N, Fleury R 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 054069
- [27] Geng Z G, Peng Y G, Li P Q, Shen Y X, Zhao D G, Zhu X F 2019 *J. Phys.: Condens. Matter* **31** 245403
- [28] Chen X D, Zhao F L, Chen M, Dong J W 2017 *Phys. Rev. B* **96** 020202
- [29] Geng Z G, Peng Y G, Shen Y X, Zhao D G, Zhu X F 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 033503
- [30] Chen X D, Shi F L, Liu H, Lu J C, Deng W M, Dai J Y, Cheng Q, Dong J W 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 044002

## SPECIAL TOPIC—The frontiers and applications of topological physics

Topological acoustic transports in chiral sonic crystals<sup>\*</sup>

Geng Zhi-Guo<sup>1)</sup> Peng Yu-Gui<sup>1)2)</sup> Shen Ya-Xi<sup>1)</sup>  
Zhao De-Gang<sup>1)</sup> Zhu Xue-Feng<sup>1)2)†</sup>

1) (*School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

2) (*Innovation Institute, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

( Received 2 July 2019; revised manuscript received 9 September 2019 )

## Abstract

Topological sound has enriched the way of implementing the sound manipulation, which can effectively suppress the backscattering due to topological protection. As an inherent longitudinal wave, sound wave has no “spin” and only supports longitudinal vibration. Creating the “pseudospin” degree of freedom is crucial to topological state for acoustic wave. In previous studies, a circulating fluid flow in the background field is introduced to break the reciprocity of wave propagation in an acoustic system, which still faces technically a challenge. On the other hand, acoustic analogues of quantum spin Hall state and valley Hall state are realized by relying on the Kramers doublet in the lattices with  $C_6$  symmetry and the broken mirror symmetry or inversion symmetry, respectively. In these cases, the distributions of acoustic energy flux in the unit cells emulate the pseudospins. Based on the band inversion, the topological sound carrying pseudospin is implemented at the interface between topologically trivial and non-trivial sonic crystal. Because of the close relevance to the lattice symmetry, these pseudospin-based topological state in the time-reversal invariant system is sensitive to structural defects.

In this work, we investigate the topological sound in chiral sonic crystal consisting of resonant air tubes. The counterclockwise and clockwise length variation of air tube correspond to different topological phases. A defect meta-molecule is created at the symmetric interface, which supports resonant state in the band gap. The interface state occurs at the boundary between two opposite chiral sonic crystals. Owing to the resonant structure, we realize subwavelength topological sound transport with a subwavelength-transverse confinement. For the state carrying monopolar-mode symmetry, it is expected to preserve the mode symmetry under randomly introduced defects. As anticipated, the numerical results show that the topological sound has very strong robustness against various defects, such as the variation of positions and length of air tube. Finally, we utilize the field symmetry of topological sound in chiral sonic crystal to realize robust edge transport along soft or rigid boundary. Through the mirror symmetry operation of soft or rigid boundary, we construct an interface between the real lattice and its virtual image. The approach greatly reduces the dimension of sonic crystal device. Our work may conduce to the advances in topological acoustics, since the subwavelength-scale topological state promotes the applications of miniaturized acoustic devices.

**Keywords:** sonic crystals, acoustic topological insulators, subwavelength scale

**PACS:** 78.67.Pt, 63.20.D-, 43.35.+d

**DOI:** 10.7498/aps.68.20191007

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11674119, 11690030, 11690032), and X. F. Z. Acknowledges the Financial Support from the Bird Nest Plan of HUST, China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: xfzhu@hust.edu.cn