赝自旋-轨道耦合诱导的声自旋陈数拓扑绝缘体

邓伟胤^{1†}, 黄学勤^{1†}, 陆久阳¹, 刘正猷^{2*}

1. 华南理工大学物理与光电学院, 广州 510640;

2. 武汉大学物理科学与技术学院和教育部人工微纳结构重点实验室, 武汉 430072

*联系人, E-mail: zylu@whu.edu.cn

†同等贡献

收稿日期: 2021-03-26; 接受日期: 2021-04-30; 网络出版日期: 2021-07-05

国家自然科学基金(编号: 11890701, 11774275, 11974120, 11974005, 12074128)资助项目

摘要 受拓扑保护的经典波边界模式对稳健的能量传输和可靠的信息处理有重要的意义. 以往声波的拓扑边界模式, 主要是在能带反转的两个声子晶体相之间的界面上实现, 即表现为界面态. 本工作通过构造由赝自旋-轨道耦合诱导的二维拓扑声子晶体, 在单一声子晶体相的边缘上(即表面上)即获得了无带隙的螺旋性边界态. 该边界态起源于非平庸的体拓扑, 由自旋陈数描述, 因此该声子晶体被称为声自旋陈数拓扑绝缘体. 实验证明了这些边界态的存在. 特别是, 由于体系打破了赝自旋守恒, 实验中观察到边界态的赝自旋翻转现象.

关键词 声子晶体, 拓扑绝缘体, 自旋-轨道耦合, 自旋陈数

PACS: 43.40.+s, 63.20.-e, 03.65.Vf

体态具有带隙而边界态无带隙的拓扑绝缘体的发现, 为凝聚态物理开辟了新的研究领域, 成为近年来的研究热点^[1,2]. 二维拓扑绝缘体可分为两类, 分别由 Z 和 Z_2 拓扑指数来描述. 前者打破了时间反演对称性, 通常被称为陈数拓扑绝缘体, 或量子(反常)霍尔绝缘体, 其边界上存在无带隙的手征性(Chiral)边界态^[3,4]. 后者被称为 Z_2 拓扑绝缘体, 例如量子自旋霍尔绝缘体, 其特征是边界上存在一对无带隙的螺旋性(Helical)边界态^[5,6]. 在自旋守恒的情况下, Z_2 拓扑绝缘体也可用自旋陈数描述^[7]. 与 Z_2 相比, 自旋陈数的适用范围更宽^[8], 比如可用于时间反演对称性破缺的电子系统^[9], 以及具有赝自旋的电子系统^[10]. 这些系统被称为自旋陈数

拓扑绝缘体^[8-11], 具有手征性或螺旋性边界态, 具体由自旋陈数而定^[12].

在电磁波、机械波和声波等经典波系统中, 制备和操控拓扑态也取得了很多重要进展^[13-17]. 电磁波的陈数拓扑绝缘体在磁光子晶体中^[18]、机械波的陈数拓扑绝缘体在陀螺超材料中^[19]、声波的陈数拓扑绝缘体在具有环形气流的声子晶体中^[20], 都已分别被实现. 电磁波的自旋陈数拓扑绝缘体和螺旋性边界态已在硅基光子晶体中被发现, 其中由环形谐振器构造的差分光路可诱导赝自旋-轨道耦合作用^[21]. 机械波的自旋陈数拓扑绝缘体也在双层结构中被观察到, 该系统需要构造等值异号的层间耦合^[22].

引用格式: 邓伟胤, 黄学勤, 陆久阳, 等. 赝自旋-轨道耦合诱导的声自旋陈数拓扑绝缘体. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 084321
Deng W Y, Huang X Q, Lu J Y, et al. Spin-Chern insulator induced by pseudospin-orbit coupling in phononic crystals (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 084321, doi: 10.1360/SSPMA-2021-0082

在声学系统中螺旋性边界态已被实验观测到^[23,24]. 尽管这些系统都具有赝自旋, 但缺乏赝自旋-轨道耦合, 因此不是自旋陈数拓扑绝缘体. 这反映在以下事实上: 已有系统中的螺旋性边界态存在于界面处, 而不像自旋陈数拓扑绝缘体那样存在于表面处. 另外, 前面提到的电磁波或机械波的自旋陈数拓扑绝缘体^[21,22], 其赝自旋是守恒的, 这意味着它们实际上可以看作是独立的陈数拓扑绝缘体, 其拓扑特性其实可以简单用陈数描述. 当系统的赝自旋守恒被破坏时, 陈数不再能用来表征体系的拓扑. 此时只能依靠自旋陈数表征系统的拓扑性质, 而且边界态在传输过程中赝自旋会发生变化或翻转. 这种更一般的情况尚未在经典波系统中探讨过. 这样, 自然可问一个问题: 在没有自旋守恒的情况下, 能否实现由赝自旋-轨道耦合诱导的声自旋陈数拓扑绝缘体? 本文肯定地回答了这个问题. 通过引入层赝自旋自由度和适当的层间耦合, 可以成功诱导出人工的自旋-轨道相互作用, 同时破坏赝自旋守恒, 由此在双层声子晶体中实现声波的自旋陈数拓扑绝缘体^[25].

首先展示如何在声子晶体中构造声波的自旋陈数拓扑绝缘体. 如图1(a)所示, 通过3D打印制造的声音晶体样品由双层结构组成, 该结构通过直管螺旋地进行层间连接. 图中的空心圆柱设计是为了节省样品打印

的成本, 并不会对声波在样品中的传播造成任何影响. 原胞的每层都包含三个不等价的空腔, 这些空腔通过层内管相连(图1(b)). 正方形原胞的面内长度 $a=20$ mm, 高度 $h=12.5$ mm. 构成原胞的每层的三个方形腔具有相同的高度 $h_c=5$ mm和不同的面内边长: $L_A=7$ mm和 $L_B=L_C=L_0=8$ mm. 层内的方形管的宽度和高度分别为 $L_t=3.2$ mm和 $h_t=3$ mm; 层间的圆形管的直径 $d=3.2$ mm. 图1(c)展示了沿高对称线的体带色散, 其中颜色表示实验数据, 黑圈是模拟结果. 本文的所有数值模拟都是利用有限元算法的商业软件COMSOL Multiphysics所得. 在实验中, 亚波长的喇叭置于样品的内部或边界上用于产生声波, 借助二维扫描平台, 利用麦克风探针来扫描样品内部或边界上的声压场分布, 并对其进行傅里叶变换, 从而获得体能带和边界态的色散. 在整个测量过程中, 网络分析仪用于发送和记录声信号. 把双层看成赝自旋自由度, 通过分析该声晶体的紧束缚模型, 发现层间的螺旋耦合诱导了赝自旋-轨道耦合并且导致了赝自旋不守恒^[25]. 由此, 层间耦合使得体态在M点打开了带隙, 并引发了非平庸的拓扑性质.

该系统的拓扑性质可由自旋陈数描述. 尽管层自由度所引入的赝自旋 σ 的各个分量都不守恒, 但利用 σ_y 投影可以将两条价带所构成的子空间分成两个自旋组分, 这些自旋极化的态可以携带非零的陈数, 由此可得

图1 (网络版彩图)声学自旋陈数拓扑绝缘体. (a) 3D打印的双层样品图; (b) 原胞的结构图; (c) 沿高对称线的体带色散, 插图: 第一布里渊区; (d), (e) 分别在全原胞和半原胞边界上的螺旋性边界态的投影色散. 图片来自文献^[25], 已获得授权

Figure 1 (Color online) Acoustic spin-Chern insulator. (a) A 3D printing bilayer sample; (b) the unit cell; (c) the bulk band dispersion along high symmetry lines. Inset: the first Brillouin zone; (d), (e) the projected band dispersions on the whole-cell and half-cell boundaries, respectively. Adapted from ref. ^[25] with permission.

到自旋陈数^[25]. 自旋陈数非常适合用于描述经典系统的拓扑, 因为它们既不需要任何对称性, 也不需要费米子的时间反演算符^[8-10]. 需要注意的是, 自旋陈数不仅要求体带隙打开, 还依赖自旋投影的谱隙, 从而可以把态分割成自旋向上和向下两个部分. 由于声压力场主要集中在腔体内, 因此可以利用每个腔体中心点采样的压力场来构造声子晶体的归一化波函数, 最终计算得到真实声子晶体中最低两条频带的自旋陈数为 $C_s^I = 2$, 与紧束缚模型在相应等效参数下的计算结果一样^[25].

非零的自旋陈数可以诱发一对螺旋性边界模式. 图1(d)和(e)是两种不同边界的沿 k_x 方向的投影色散, 其中图1(d)是全原胞边界, 图1(e)为半原胞边界, 分别对应图1(a)中 y 方向的上边界和下边界. 图中的彩色表示实验测量的数据, 黑线和绿线分别表示全波模拟的体态和边界态色散. 模拟和实验的结果都清晰地展示了两个不同边界都存在一对反向传播的无带隙边界态. 沿 y 方向的自旋极化定义为 $\langle \sigma_y \rangle = \langle \psi_k | \sigma_y | \psi_k \rangle$, 其中 ψ_k 是每个腔体中心点采样得到的投影色散的本征模式. 边界态的自旋不守恒导致 $|\langle \sigma_y \rangle| < 1$; 另一方面, 尽管自旋

图 2 (网络版彩图)声边界态的鲁棒性传输和自旋翻转传输. (a) 矩形缺陷样品中仿真和测量的声压场分布. (b) 声边界态的透射率. 六边形和正方形的线分别表示矩形缺陷路径中仿真和测量的透射率, 圆形的线表示相同长度直线路径的测量透射率. (c) H形样品的示意图. (d) 从端口1到端口2 (S_{21}), 端口3 (S_{31})和端口4 (S_{41})的仿真透射率. (e), (f) 在 $L_m=2a$ 的H形样品中测量和仿真的声压场分布. 图片来自文献^[25], 已获得授权

Figure 2 (Color online) The robust transport and spin-flipping of the acoustic boundary states. (a) The simulated and measured field distributions for a sample possessing a rectangular defect. (b) The transmissions. The hexagon and square lines denote the simulated and measured ones for the defect path, while the circle line represents that for a sample having a straight path with the same length. (c) The schematic of the H-shaped phononic crystal. (d) The simulated transmissions from channel 1 to terminals 2 (S_{21}), 3 (S_{31}) and 4 (S_{41}) in the H-shaped sample. (e), (f) The measured and simulated field distributions for the H-shaped sample with $L_m=2a$. Adapted from ref. ^[25] with permission.

不守恒, 但边界态仍然在每个边界上都具有自旋动量锁定特性. 这是因为在时间反演对称性下, 边界态满足 $\psi_{-k} = \psi_k^*$, 因此具有相反的自旋极化, 即 $\langle \psi_{-k} | \sigma_y | \psi_{-k} \rangle = -\langle \psi_k | \sigma_y | \psi_k \rangle$. 这些结果也得到了模拟和实验的证实^[25].

下面展示螺旋性边界态的鲁棒性. 虽然自旋不守恒, 但自旋动量锁定特性会导致背向散射波之间的相干相消, 因此边界态仍能抗缺陷引起的背向散射^[2]. 图 2(a)展示了在具有矩形缺陷的样品中频率为 7.44 kHz 的声边界态的传输. 实验结果(上图)与模拟结果(下图)一致地证实了边界态在缺陷周围可以顺利传播. 但是, 如图 2(b)所示, 实测的透射率低于模拟的透射率, 这是因为声边界态在空气中的传播存在损耗, 但损耗不会改变系统的拓扑性质. 图 2(b)比较了沿矩形缺陷路径和相同长度笔直路径的透射率测量谱. 可以看到, 两种路径的透射率在体带隙频率范围中是一致的, 体现了边界态具有鲁棒性, 能够抗缺陷引起的背向散射.

最后, 本文展示由赝自旋不守恒引起的螺旋性边界态的自旋翻转传输. 考虑到晶格平移不变的周期带状结构不能引起自旋的翻转, 因为边界态的自旋极化 $\langle \sigma_y \rangle$ 一直保持不变, 为了展示自旋翻转传输, 需要使用 $\langle \sigma_y \rangle$ 可以发生变化的声子晶体结构, 例如没有晶格平移周期性的 H 形结构. 在 H 形样品中, 由于有限尺寸效应, 边界态在中间较窄条带中的 $\langle \sigma_y \rangle$ 与左右较宽条带中

的 $\langle \sigma_y \rangle$ 不同. 图 2(c) 为 H 形结构的声自旋陈数拓扑绝缘体示意图, 其中左右条带的宽度 $W=20a$, 而中间条带的宽度 $W_m=1.5a$. 从端口 1 激发的具有自旋向下极化边界态不仅可以传播到具有相同极化的端口 2 和 3, 而且由于自旋不守恒, 还可能通过自旋翻转部分传输到端口 4. 图 2(d) 计算了不同中间条带长度 L_m 下从端口 1 到端口 2, 3 和 4 的透射率, 其中工作频率选为中间条带允许通过的 7.6 kHz. 从端口 1 到端口 4 的透射率 S_{41} 呈现周期性的振荡, 因此边界态对某些特定的 L_m 可以穿过中间条带并到达右侧的端口 4, 从而实现自旋极化方向的翻转. 固定 $L_m=2a$, 图 2(e) 和 (f) 通过测量和模拟的场分布清晰地表明, 在端口 1 激发的边界态可以传播到端口 4, 证实了自旋从向下极化翻转到向上极化的自旋翻转传输.

该工作首次在声子晶体中实现了赝自旋不守恒的自旋陈数拓扑绝缘体, 在单一声子晶体相的边缘处获得了无带隙的螺旋性边界态, 并观察到赝自旋翻转现象. 与已有工作相比, 本项工作展示了两大重要进展: 首先, 把赝自旋-轨道耦合这一要素引入声学拓扑绝缘体的构筑中, 实现了真正意义上的声学拓扑绝缘体; 其次, 该系统固有的自旋守恒破缺, 不仅能拓展和深化对当前经典波拓扑物理的认识, 对量子系统拓扑物理也是重要的借鉴. 此外, 螺旋性表面态可能在新型拓扑声学器件中获得应用.

参考文献

- Hasan M Z, Kane C L. *Colloquium: Topological insulators*. *Rev Mod Phys*, 2010, 82: 3045–3067, arXiv: 1002.3895
- Qi X L, Zhang S C. Topological insulators and superconductors. *Rev Mod Phys*, 2011, 83: 1057–1110, arXiv: 1008.2026
- Klitzing K V, Dorda G, Pepper M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance. *Phys Rev Lett*, 1980, 45: 494–497
- Haldane F D M. Model for a quantum Hall effect without Landau levels: Condensed-matter realization of the “parity anomaly”. *Phys Rev Lett*, 1988, 61: 2015–2018
- Kane C L, Mele E J. Quantum spin Hall effect in graphene. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 226801, arXiv: cond-mat/0411737
- Kane C L, Mele E J. Z_2 topological order and the quantum spin Hall effect. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 146802, arXiv: cond-mat/0506581
- Sheng D N, Weng Z Y, Sheng L, et al. Quantum spin-Hall effect and topologically invariant Chern numbers. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 036808, arXiv: cond-mat/0603054
- Prodan E. Robustness of the spin-Chern number. *Phys Rev B*, 2009, 80: 125327, arXiv: 0904.1894
- Yang Y, Xu Z, Sheng L, et al. Time-reversal-symmetry-broken quantum spin Hall effect. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 066602, arXiv: 1103.4473
- Li H, Sheng L, Sheng D N, et al. Chern number of thin films of the topological insulator Bi_2Se_3 . *Phys Rev B*, 2010, 82: 165104
- Ezawa M. High spin-Chern insulators with magnetic order. *Sci Rep*, 2013, 3: 3435
- Li H, Sheng L, Xing D Y. Connection of edge states to bulk topological invariance in a quantum spin Hall state. *Phys Rev Lett*, 2012, 108:

196806, arXiv: [1201.1690](#)

- 13 Wei Q, Zhang X, Deng W, et al. Higher-order topological semimetal in acoustic crystals. *Nat Mater*, 2021, doi: [10.1038/s41563-021-00933-4](#)
- 14 Shen Y X, Zeng L S, Geng Z G, et al. Acoustic topological adiabatic passage via a level crossing. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2021, 64: 244302
- 15 Deng W Y, Huang X Q, Lu J Y, et al. Acoustic spin-1 Weyl semimetal. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2020, 63: 287032, arXiv: [2003.11385](#)
- 16 Ma G, Xiao M, Chan C T. Topological phases in acoustic and mechanical systems. *Nat Rev Phys*, 2019, 1: 281–294
- 17 Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. Topological states in photonic systems. *Nat Phys*, 2016, 12: 626–629
- 18 Wang Z, Chong Y, Joannopoulos J D, et al. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states. *Nature*, 2009, 461: 772–775
- 19 Nash L M, Kleckner D, Read A, et al. Topological mechanics of gyroscopic metamaterials. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2015, 112: 14495–14500, arXiv: [1504.03362](#)
- 20 Ding Y, Peng Y, Zhu Y, et al. Experimental demonstration of acoustic Chern insulators. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 014302
- 21 Hafezi M, Mittal S, Fan J, et al. Imaging topological edge states in silicon photonics. *Nat Photon*, 2013, 7: 1001–1005, arXiv: [1302.2153](#)
- 22 Süsstrunk R, Huber S D. Observation of phononic helical edge states in a mechanical topological insulator. *Science*, 2015, 349: 47–50, arXiv: [1503.06808](#)
- 23 He C, Ni X, Ge H, et al. Acoustic topological insulator and robust one-way sound transport. *Nat Phys*, 2016, 12: 1124–1129, arXiv: [1512.03273](#)
- 24 Lu J, Qiu C, Ye L, et al. Observation of topological valley transport of sound in sonic crystals. *Nat Phys*, 2017, 13: 369–374, arXiv: [1709.05920](#)
- 25 Deng W, Huang X, Lu J, et al. Acoustic spin-Chern insulator induced by synthetic spin-orbit coupling with spin conservation breaking. *Nat Commun*, 2020, 11: 3227, arXiv: [1910.07196](#)

Spin-Chern insulator induced by pseudospin-orbit coupling in phononic crystals

DENG WeiYin^{1†}, HUANG XueQin^{1†}, LU JiuYang¹ & LIU ZhengYou^{2*}

¹ School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China;

² Key Laboratory of Artificial Micro- and Nanostructures of Ministry of Education and School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072, China

The boundary modes of classical waves protected by the topology are of great significance for robust energy transmission and reliable information processing. Many endeavors have been made to realize topological insulators in electromagnetic, mechanical and acoustic systems. Previous studies on acoustic boundary modes mainly focused on the interface states at the domain walls between different topological phases of phononic crystals. In electromagnetic and mechanical systems, although helical boundary states have been observed, the pseudospin in them is conserved, thus these systems can be considered as two independent copies of Chern insulators. When the pseudospin conservation is broken, the topology cannot be described by Chern numbers, and the spin will vary in transport. This general case remains to be explored both in electronic and classical systems. In this work, we constructed a two-dimensional topological phononic crystal induced by pseudospin-orbit coupling, which hosts the gapless helical boundary modes at the edge of a phononic crystal. Since these boundary states originate from non-zero spin-Chern numbers, the system is called the spin-Chern insulator. We have observed these boundary states in experiments, and observed the spin-flipping transport in the H-shaped sample, proving the spin non-conservation of the boundary states. Different from the earlier work, this work demonstrates two important aspects: first, the acoustic topological insulator is induced by the pseudospin-orbit coupling, and possesses the gapless helical edge states on its boundary, thus is the first analogue of topological insulator for acoustic wave; second, the inherent spin conservation is broken, which expands and deepens the knowledge of current topological physics in classical and electronic systems. The helical boundary states may have potential applications in new topological acoustic devices.

phononic crystal, topological insulator, spin-orbit coupling, spin-Chern number

PACS: 43.40.+s, 63.20.-e, 03.65.Vf

doi: [10.1360/SSPMA-2021-0082](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0082)