

声子晶体中的声谷态输运*

邱春印 陆久阳 刘正猷[†]

(武汉大学物理科学与技术学院 武汉 430072)

2016-11-27收到

[†] email: zyliu@whu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20170103

Valley transport in sonic crystals

QIU Chun-Yin LU Jiu-Yang LIU Zheng-You[†]

(School of Physics and Technology, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

摘要 如同自旋电子学中的自旋, 固体中的能谷自由度可视为新的信息载体, 从而用于未来的电子器件设计。最近, 作者将谷态的概念引入到声子晶体中, 揭示其涡旋属性并建立激发选择定则。有趣的是, 声谷态可由外部声场直接激发, 并通过探测声子晶体内外的声场分布展示其极化特性。这种涡旋手性锁定的谷输运将为人们提供全新的声波操控方式。考虑到声和物质的相互作用, 也可预期谷涡旋态的其它新奇应用, 如旋转操纵微颗粒等。进一步研究发现, 存在两类拓扑非平庸的声谷霍尔相, 它们之间的界面可以支持拓扑保护的边缘态。研究表明, 该边缘态具备各种新颖的性质, 如谷选择性激发、边界拐弯抗反射等。

关键词 声子晶体, 狄拉克锥, 声谷态, 谷霍尔相变, 拓扑谷输运

Abstract Like the spin in spintronics, the valley index in solid-state materials can be viewed as a new carrier of information, which is useful for designing modern electronic devices. Recently, we have applied the concept of valleytronics to sonic crystals, revealed the vortex nature of valley states, and established valley-selection rules. Interestingly, the acoustic valley states can be stimulated directly by external sound, and detected through the field distributions inside and outside the crystal. The vortex chirality-locked valley transport enables a novel manipulation of sound. Considering the interaction between sound and matter, other fancy applications can also be anticipated for the valley vortex states, such as rotating micro-particles. In addition, we find that there exist two kinds of topologically distinct acoustic valley Hall phases, and an interface separating them can host topologically-protected edge states, associated with many exotic transport properties (such as valley selective excitations and antireflection in bent corners).

Keywords sonic crystal, Dirac cone, acoustic valley state, valley Hall phase transition, topological valley transport

1 引言

探索全新的电子操控方式一直是凝聚态物理研究的重要目标之一。最近, 电子的谷自由度正

引起越来越多的关注^[1-5]。谷自由度, 也称为谷赝自旋, 它标记动量空间中分立的能量极值态。能谷态不仅在常规半导体材料中广泛出现, 也存在于当下热门的二维晶体中, 如石墨烯、二硫化钼等。由于存在巨大的动量差异, 谷间电子跃迁很少发生, 这使能谷成为描述晶体内电子运动状态

* 国家自然科学基金(批准号: 11374233, 11674250)资助项目

的好参量。如同自旋电子学中的自旋自由度，谷自由度也可视为一种新的信息载体，有望用于未来的新型电子器件中，促成新兴的谷电子学。最近，人们已经理论预测和实验观察到很多令人兴奋的谷态输运特性，如谷分离^[1]、谷霍尔效应^[2, 5]等。

由于周期结构中波动行为的相似性，谷状色散关系也常在经典波人工晶体中出现。自上世纪80年代末以来，光波、声波等经典波在周期性人工结构中的奇异传播行为引起了人们的广泛关注。类比于原子构成的微观晶体，这些人工结构被称为光子晶体^[6]或声子晶体^[7]。其主要特点在于，当波长和结构周期可比拟时，在其中传播的经典波会发生强烈的布拉格散射，从而产生频率带隙。通过在这些人晶体中引入点、线、面缺陷，人们发现了各种缺陷态、波导态，从而实现了对经典波的过滤以及受限传播等^[8-10]。与此同时，周期结构的散射导致通带的性质也显著不同于均匀介质，从而产生大量新奇的光、声传播特性，例如负折射、零折射效应等^[11, 12]。此外，一些有趣的量子波动效应也相继在这些经典体系中被发现，例如安德森局域化、布洛赫振荡、Zitterbewegung振荡等^[13-15]。鉴于人工晶体的宏观特性，结构单元的几何对称性及单元之间的耦合强度灵活可控，最近这些经典波体系也被视为检验或实现拓扑物理的良好平台^[16]。

最近，我们将谷态的概念引入到二维声子晶体中，揭示其涡旋属性并探讨激发选择定则^[17]。具体地，声子晶体由正三角形散射体按六角晶格排列而成，旋转散射体可以产生不同的晶体对称性。对于某些特定的散射体取向，声子晶体可以支持狄拉克锥状色散；而对于更一般的散射体取向，狄拉克简并打开并形成声谷态。研究表明，声谷态可以通过两种不同的方式选择性激发，即平行动量守恒机制和角量子数匹配机制。不同于凝聚态体系，产生、探测纯的谷电子极化态通常需要其他外场的协助(如应力场、磁场、光场等)，声波体系的谷态可以直接由特定频率的外来声场激发，并通过探测晶体内外的声场分布直接

表征谷极化的纯度。有趣的是，声谷态携带谷相关的涡旋特征，为调控声场提供了新的自由度。类似于谷电子携带轨道磁矩，声谷态也携带轨道角动量，这在标量声学中尤其有意义，因为它缺乏内禀的极化角动量。值得一提的是，通过激发谷态，人们可以方便地获取晶格式的声涡旋场，从而突破传统上用复杂声源阵列制作涡旋的能力。进一步考虑到声和物质之间的相互作用，这种涡旋晶格将开启新的应用，如非接触地排列、旋转操控微颗粒^[17]。

基于谷态概念，我们进一步研究了声子晶体中的边缘态拓扑输运行为。对于电子体系，边界拓扑谷输运已经引起了人们的强烈兴趣^[18-25]。其中代表性的体系为外电场下的双层石墨烯结构：通过调控层间的堆垛方式及外电场的取向，可以产生不同的谷霍尔绝缘体，进而在不同绝缘相的边界预测、观察受拓扑保护的边缘态。对于二维声子晶体，我们发现谷霍尔相变可以简单地通过旋转正三角形散射体产生，并进一步证实不同谷霍尔相的晶体界面确实可以支持声波的谷拓扑输运。数值结果表明，声波可以几乎无散射地通过任意弯曲的晶体界面。类似研究可推广到其他人工晶体中，例如光子晶体等^[26, 27]。

2 二维声子晶体中的谷态输运

2.1 狄拉克锥、谷态及其涡旋特征

如图1(a)所示，声子晶体由可旋转的正三角形散射体排列成六角晶格构成。晶格常数 $|\mathbf{a}_1|=|\mathbf{a}_2|=a$ ，以后统一用 a/λ_0 表示约化频率， λ_0 为基体中的波长。容易知道，当散射体转角 $\alpha=0^\circ$ 时，声子晶体具备 C_{3v} 对称性，可在布里渊区角点 K 、 K' 附近支持狄拉克锥色散，见图1(b)中的黑线。锥状线性色散源自于狄拉克方程描述的相对论性粒子，最近在石墨烯体系中引起了广泛的兴趣，因为这种独特的色散关系导致了很有趣的电输运行为。特别提一下，在文献[28]中我们曾对二维经典波人工晶体中狄拉克锥的存在性进行

过系统性研究。主要发现罗列如下：(1)除熟知的六角布里渊区角点的 C_{3v} 对称性，还有其他对称性可支持线性狄拉克锥；(2)二重简并的狄拉克锥不可能出现在布里渊区的中心点；(3)锥状色散的存在性仅依赖于体系的对称性，与波的标量或矢量特性无关；(4)所有狄拉克锥的 Berry 位相都是 π 。考虑到波的共性，该研究对二维量子体系中的狄拉克物理也有一定的启发作用，只要不涉及自旋轨道耦合及多体相互作用。事实上，人们已经成功制备了各种新颖的二维晶体，例如二维电子气体系中纳米刻蚀的异质结构、光晶格束缚的超冷原子体系等。对于这类体系，对称性可以进行人工设计，从而在类石墨烯结构以外的系统中获得锥状色散。

如图 1(b) 中彩线所示，当转角 $\alpha=10^\circ$ 时，由于散射体和晶格的镜面对称性失配^[28]，狄拉克锥打开，从而在动量空间产生一对频率极值点，也即所谓的谷态，用 K_1 、 K_2 标记。下面集中探讨位于 K 点的谷态性质；而位于 K' 点的性质可直接通过时间反演操作得到。如图 2 所示，类似于电子体系的谷态，声谷态也具备手征性。对于 K_1 和 K_2 态，分别在具备三次旋转对称性的晶格中心 q 和 p 上，声压幅度为零，位相表现出奇异性。具体而言，这两个声谷态可由不同的角量子数刻画：对于 K_1 态， $n=+1$ ；对于 K_2 态， $n=-1$ 。它们的时间反演态、位相奇点位置不变，角量子数反号。这些量子化的角量子数直接来源于体系的三次旋转对称性。本征声场分布也揭示了谷态的涡旋特征，如能流箭头所示。

2.2 声谷态的选择性激发

不同于谷电子需要其他外场协助激发，声子晶体中的谷态可以直接由声场激发，下面以 K_2 态为例，激发频率与之相同。如图 3(a) 所示，一束宽的高斯束斜入射到声子晶体样品上，当入射角满足平行动量守恒时 ($k_0 \sin \theta = |TK|/2$ ， k_0 为自由

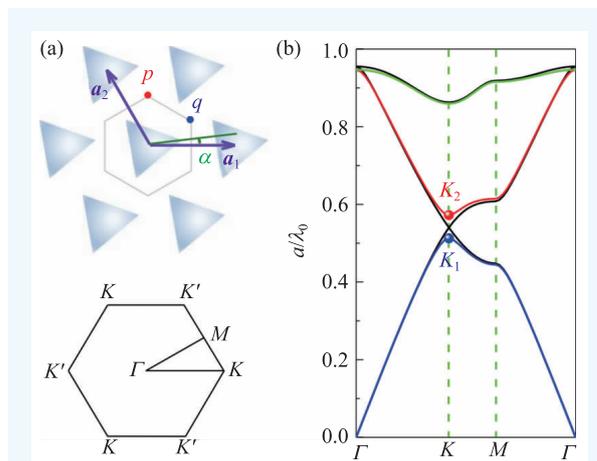


图 1 (a) 由正三角形散射体构成的二维六角晶格声子晶体及相应的第一布里渊区。其中 p 、 q 标记流体基中两个不等价的晶格中心，转角 α 刻画散射体的取向；(b) $\alpha=0^\circ$ (黑线) 和 10° (彩线) 时的声子晶体带结构，显示狄拉克锥筒可以通过旋转散射体打开， K_1 、 K_2 标记低频的两个谷态

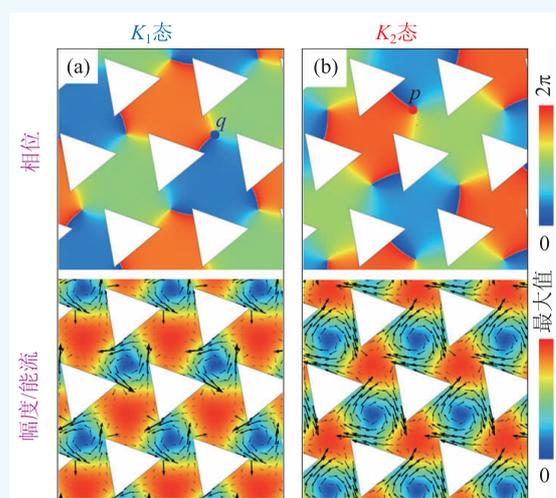


图 2 谷态的本征场分布。位相、能流分布显示明显的涡旋特征

空间波数)，可以很好地激发声谷态 K_2 ，插图显示其顺时针旋转的涡旋手性。值得指出的是，时间反演态 K_2' 几乎没有被激发，这可从声场的傅里叶变换图看出：对比 K 点附近的亮斑， K' 点明显被抑制(注：圆环上的亮斑来自于晶体外的入射、出射场)。注意这里样品外形呈正三角形，晶面法线取为 TM 方向，这样可以避免谷间转化：在晶体内部，激发的 K_2 态遇到晶面后一部分反射回 K_2 等价态，一部分折射出晶体。同样地，出射声束也必须满足平行动量守恒要求，从而谷选择性激发

可以直接通过测量晶体外部的声场予以验证。

声谷涡旋态也可以由具备确定角量子数的点状声源独立激发。谷态 $p_n(\mathbf{r})$ 和手性声源 $p_m(\mathbf{r})$ 的耦合可用积分 $C_{n,m} = \iint p_n^* p_m d\mathbf{r}$ 描述, m, n 分别对应其角量子数。在三次旋转变换 \hat{O} 的作用下, 声谷态和涡旋源都获得一个额外位相, 即 $\hat{O}p_n = p_n e^{i2m\pi/3}$ 和 $\hat{O}p_m = p_m e^{i2m\pi/3}$ 。根据体系的旋转变换不变性, $\hat{O}C_{n,m} = C_{n,m} e^{i2(m-n)\pi/3} = C_{n,m}$, 直接得到角向选择定则: $m-n=3l$, 其中 l 为整数。类似的选择定则在电子体系中也曾被观察到。为证明该选择定则, 将一角量子数 $m=-1$ 的点状声源置于晶体中心处的 p 等价点, 即 K_2 和 K'_2 态的涡旋中心。如图3(b)所示, K_2 态($m-n=0$)被成功激发, 而 K'_2 态($m-n=-2$)几乎被完全抑制。作为对照, 图3

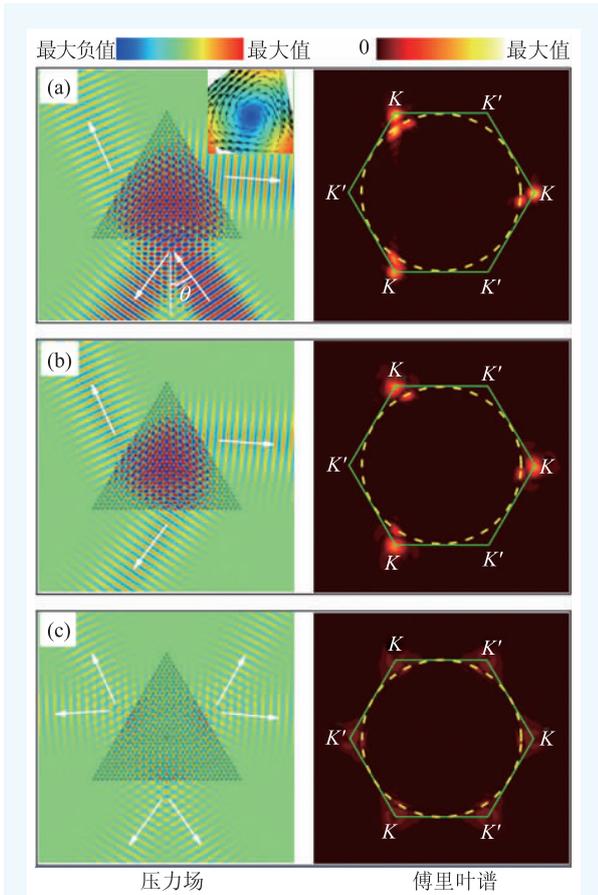


图3 选择性谷态激发, 以 K_2 态为例 (a)高斯束斜入射激发的声场分布, 插图显示涡旋取向; (b)、(c)角量子数分别为 $-1, 0$ 的点状声源置于晶体中心的 p 等价点所激发的声场分布。右图显示相应的傅里叶变换谱, 其中绿线显示第一布里渊区边界, 黄线显示自由空间的等频色散圆

(c)显示 $m=0$ 的情形, 由于角量子数失配, K_2 和 K'_2 态都未被激发; 仔细观察其傅里叶谱可以发现, 最强的抑制正好发生在布里渊区角点上(周围态的微弱激发来源于晶体的有限尺寸效应)。

2.3 谷锁定的分束效应

声谷态的涡旋特征不局限于布里渊区的角点, 这可从角点附近的态分布得以证实(注: 随着频率偏离谷态, 涡旋中心将逐渐偏离 p 或 q 点)。涡旋的品质可由 Q 因子刻画, $Q = \int_{\text{cell}} \nabla \times \langle \mathbf{S} \rangle d\mathbf{A}$ 。该因子正比于局域在原胞里的声角动量 $J_z = \int_{\text{cell}} \langle \mathbf{u} \times \rho_0 \dot{\mathbf{u}} \rangle_z d\mathbf{A}$, 可视为声子赝自旋角动量的连续介质版本^[29], 其中 \mathbf{u} 为声波位移场。图4(a)显示第二条带的 Q 因子在动量空间中的分布。可以看到, 当频率偏离 K_2 态时, 涡旋特征依然保持得很好。有趣的是, 随着频率偏离带边, 等频色散线逐渐出现三角畸变效应, 该效应使空间分离相反手性的涡旋态成为可能, 见图4(b)。这个现象可以从图4(c)得到解释: 傅里叶谱中圆环上的亮斑对应于基体中传播的声场, 而其他亮条对应于晶体内的态激发; 由于窄高斯束覆盖了宽的动量分布, 可同时激发 K, K' 附近的态——激发后它们在晶体内的传播方向由等频色散线的梯度方向决定, 分别朝右上、左上传播。表观上, 这种谷涡旋态锁定的分束现象可类比到电子体系中的谷霍尔效应^[2, 5]。对于标量声波体系, 由于缺乏内禀自旋, 该霍尔效应类比显得独特且重要。

以上研究表明, 通过激发声子晶体中的谷态可以同时产生大量的声涡旋, 其手性可以在整个晶体中相同, 也可以在不同空间区域相反。相对于传统的声涡旋制作方式(通常由位相精心设计的压电探头阵列构成^[30, 31]), 这里产生的声涡旋在空间上更紧凑。考虑到声场与物质的相互作用, 这种晶格式的涡旋场也可用于非接触式地排列、旋转置于其中的微颗粒^[17]。

2.4 声子晶体中的两种不同谷霍尔相

如前所述, 旋转散射体可得到不同的晶体对

称性： C_{3v} 或者 C_3 。在特殊角度时，色散成狄拉克锥状；在一般转角时，狄拉克简并打开。这意味着人们可以简单地通过旋转散射体实现带隙的打开—关闭—重打开。下面会看到，在此过程中声子晶体经历了不同谷霍尔相的转变。

图 5 显示谷态频率随散射体转角 α 的变化(考虑到体系的

C_3 对称性，这里只显示 $2\pi/3$ 角度区间)。可以看到，谷态频率关于 $\alpha=0^\circ$ 对称。事实上，从对称性分析得到， $\pm\alpha$ 角度所对应的声子晶体带结构完全相同。那么，在带隙的关闭—重打开的过程中究竟发生了什么？研究第一、第二个谷态的本征场图可以看到，经过 $\alpha=0^\circ$ 时，涡旋特征(即其中心和手性)发生了交换，如插图所示。下面集中讨论 K 谷态，并用 p^- 和 q^+ 标记不同谷赝自旋，这里 +、- 标记涡旋的逆、顺时针旋转方向， p 、 q 标记涡旋中心的位置。类似于电子体系，这里谷赝自旋反转意味着发生了谷霍尔相变。

以上声子晶体中的谷霍尔相的变化可以由一个散射体转角相关的连续哈密顿量模型刻画^[32]。该哈密顿量形式为 $\delta H = v_D \delta k_x \sigma_x + v_D \delta k_y \sigma_y + m v_D^2 \sigma_z$ ，可通过 $k \cdot p$ 微扰方法推导得到，其基矢空间由 $\alpha=0^\circ$ 时的简并谷赝自旋态 (ψ_{p^-}, ψ_{q^+}) 张成， v_D 为相应的狄拉克速度。这里 σ_i 标记不同赝自旋的泡利矩阵， $m = (\omega_{q^+} - \omega_{p^-}) / 2v_D^2$ 类比于电子体系的有效质量，其中 $\omega_i = \omega_{p^-}$ 或 ω_{q^+} 对应谷赝自旋 p^- 或 q^+ 的带边频率，可方便地通过旋转散射体调节。如图 5 所示，不同谷霍尔相亦可由有效质量的符号刻画。

2.5 谷投影的边缘态

类似于石墨烯体系，狄拉克哈密顿量 δH 给出第一条带的 Berry 曲率分布， $\Omega(\delta \mathbf{k}) = \frac{1}{2} m v_D (\delta k^2 + m^2 v_D^2)^{-3/2}$ 。对其积分得到 K 谷的非零拓

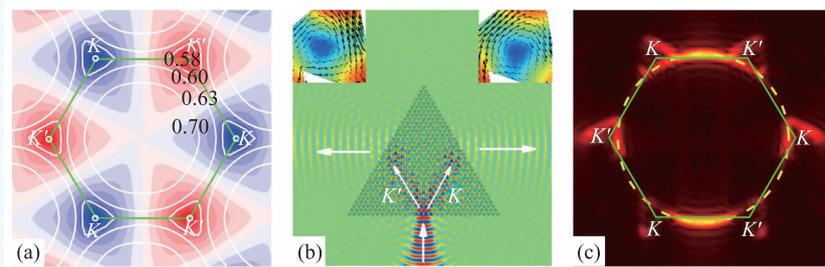


图 4 (a) 涡旋品质因子在动量空间中的分布，蓝色和红色分别对应顺时针和逆时针旋转的声涡旋，白线标记等频色散线；(b) 约化频率为 0.60 的窄高斯束垂直入射到样品所激发的声场分布，插图显示晶体内向左、向右偏折波束的涡旋取向；(c) 相应的傅里叶谱

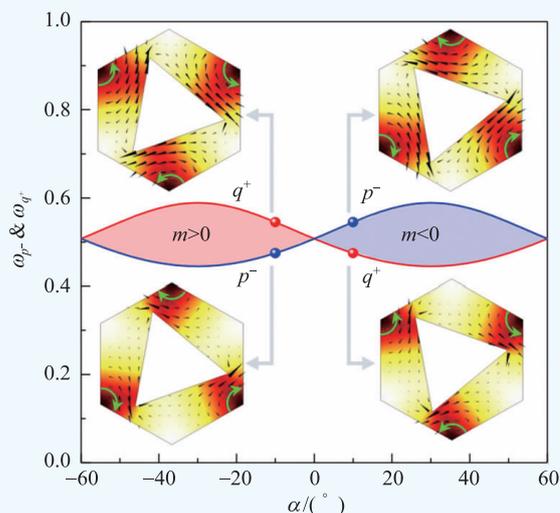


图 5 谷态频率随散射体转角的变化，插图为 $\alpha = \pm 10^\circ$ 时的谷态场图。数据显示，旋转散射体诱导了不同的谷霍尔相

扑荷 $C_k = \text{sgn}(m)/2$ 。对于 K' 谷，时间反演对称给出 $C_{K'} = -C_K$ 。因此，不同的“声绝缘相”是拓扑可分辨的，用量子化的谷陈数 $C_v = C_K - C_{K'} = \text{sgn}(m)$ 刻画。对于边界问题，容易知道，不同谷霍尔相界面两侧的拓扑荷变化是量子化的， $|\Delta C_K| = |\Delta C_{K'}| = 1$ 。根据体—边界对应关系，该界面支持且仅支持一条边缘态能带。这一点可以通过求解边界问题进一步确认。为简单起见，假定界面沿 x 方向，在 $y > 0$ 的区域声子晶体对应于 $m < 0$ ，而在 $y < 0$ 的区域对应于 $m > 0$ 。把具有衰减形式的试探解代入到本征问题中，可得到边缘态的解 $\phi(\delta k_x, y) = (\psi_{p^-} + \psi_{q^+}) e^{i\delta k_x x} e^{-|m v_D y|}$ ；相应的本征值为 $\delta \omega = v_D \delta k_x$ ，此即界面方向 K 点投影附近的线性色散。根据时间反演对称性，亦可获得 K' 点投

影的边缘态形式。类似结论可推广到任意界面取向。

为验证以上理论模型，我们对比性地研究了两个不同的界面体系：一个由转角 $\alpha=10^\circ$ 和 50° 的声子晶体构成，另一个由 $\alpha=-10^\circ$ 和 10° 的声子晶体(后面分别记为A和B)构成。由对称性容易推断，这三个不同的声子晶体具有完全相

同的体带结构。图6(a)显示，第一个体系不支持边缘态，因为界面两侧的声子晶体属于相同的谷霍尔相(图5)，拓扑荷变化为0。对于第二个体系，正如连续模型所预测的(红线)，由于声子晶体的质量反转效应，在体带隙中出现了两对交叉的边界色散曲线(绿线)，其中 ϕ_{AB}^+ 和 ϕ_{BA}^+ 分别标记在AB和BA晶界上沿 $\pm x$ 方向传播的边缘态。

2.6 边缘态的选择性激发及拓扑输运

如前所述，谷投影诱导的拓扑边缘态本质上源自于单个谷的物理性质。这包含两重含义：边缘态色散曲线来自于独立的谷投影；波函数由相同 K (或 K')谷的简并基矢态线性叠加构成。谷间退耦合导致了很多有趣的边界输运现象。

(1)边缘态的宇称选择性激发。图7(a)模拟了一个高斯束垂直入射到ABA样品上所产生的声压场分布。高斯束足够宽，可同时覆盖AB和BA两个界面通道。对比于下通道边缘态 ϕ_{AB}^+ 的高效激发，上通道边缘态 ϕ_{BA}^+ 被显著地抑制。为理解该现象，考察边缘态的宇称。对于模式 ϕ_{AB}^+ ，其态形式主要来自于 K' 谷的贡献，除一指数衰减因子外，其空间部分可以表示为 $\psi_{p^-} - \psi_{q^-}$ 。考虑到谷赝自旋 ψ_{p^-} 和 ψ_{q^-} 关于水平方向成镜面对称，可知边缘态在每个单胞内都是反对称的，和 x 方向入射的声波无法耦合。与之相反，边缘模式 $\phi_{BA}^+ \propto \psi_{p^-} + \psi_{q^-}$ 在原胞范围内是对称的，可以很好地和外来入射波耦合。显然，这种宇称选择性激发在整个边缘态频率范围都成立。

(2)边缘态的动量选择性激发。对于更一般的界面情形，可以建立动量激发条件，即入射角 γ 应满足 $k_{\parallel} = k_0 \sin \gamma$ ，其中 k_{\parallel} 表示 K 或 K' 点在样品入射边界上的投影分量。为证实这一点，考虑图7(b)所示构型，晶体的界面沿 y 方向。上图显示，对于垂直入射的高斯束($\gamma=0^\circ$)，边缘态没有被激发；而下图显示，对于某特定入射角 $\gamma=$

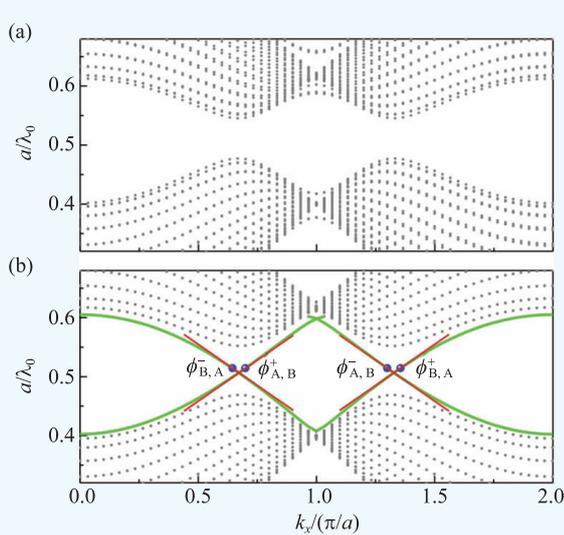


图6 (a)由转角 $\alpha=10^\circ$ 和 50° 的散射体构成的两个不同声子晶体之间的界面带结构，显示相同谷霍尔相晶体界面不支持边缘态；(b)同上，转角变为 $\alpha=-10^\circ$ 和 10° ，显示不同谷霍尔相晶体界面支持边缘态。在以上计算中，假定晶体边界沿 ΓK 方向

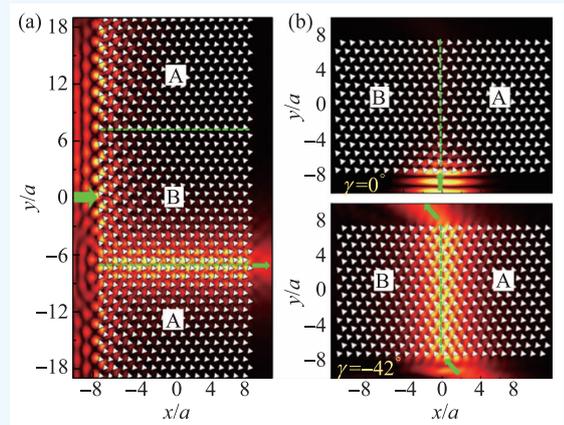


图7 边缘态的选择性激发 (a)宽高斯束垂直入射到ABA堆垛的水平界面样品，只激发了下边界所支持的边缘态；(b)高斯束以不同角度 γ 入射到具有垂直界面的样品上。上图显示 $\gamma=0^\circ$ 时边缘态被抑制，而下图显示 $\gamma=-42^\circ$ 时边缘态被显著激发

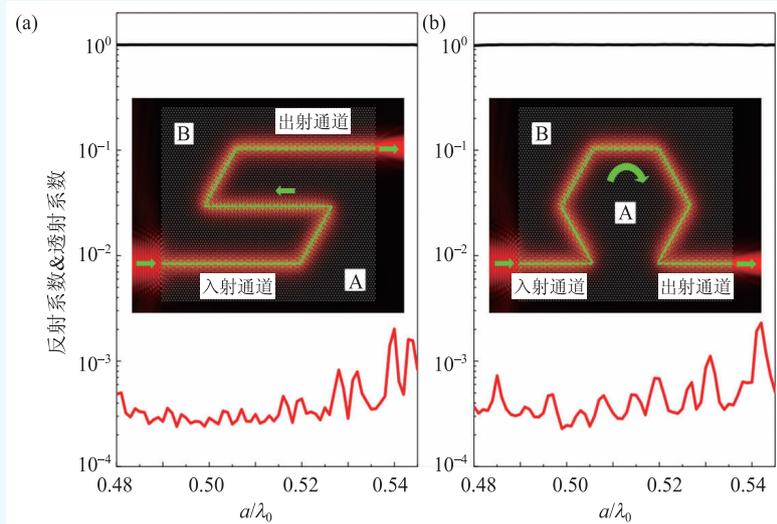


图8 拐弯无反射的拓扑谷输运。黑线和红线表示声波经过所有拐角后的透射和反射系数。插图为某特定频率的声幅度场分布

$\sin^{-1}(k_{\parallel}/k_0) \approx -42^\circ$ ，边缘态被显著激发，且出射方向和入射方向平行。这里 k_{\parallel} 取为 K 点在样品边界上的投影分量；若取为 K' 点的投影分量，可知 $\gamma \approx +42^\circ$ 时将激发 K' 谷投影的边缘态。注意，在图 7(a) 中，对于水平入射的高斯束，两个界面通道的边缘态均满足动量选择规则。

(3) 边缘态的抗反射效应。图 8 展示两种不同形状的弯曲通道，可以看到，入射声波顺利通过各种拐角。为定量刻画拐角对声波的抗反射效应，我们分别在入射通道和出射通道上提取声压信息，利用散射矩阵方法严格计算所有拐角整体上对声波的反射、透射系数。谱线显示，在整个边缘态频率范围内，反射几乎可忽略。本质上，这里观察到的抗散射效应来自于边缘态的谷投影特性。从连续性模型可以看出，在声波的前进路

径上，只要边界左右两侧的声霍尔绝缘相保持不变，向前传播的边缘态将始终由同一个谷投影得到。也就是说，两个毗邻通道内的边缘态在场形态上可以很好地匹配，从而使声场顺利通过连接处。这种宽频抗反射特性在传统声波导或者基于声子晶体设计^[9]的声波导中都没有被观察到。利用声子晶体的宏观特性，可以精确设计各种边界构型，我们最近已经在实验上观察到了声谷态的边界拓扑输运行为^[32]。

3 结束语

利用简单的正三角形散射体，我们方便地实现了二维声子晶体中的狄拉克锥、谷态以及谷霍尔相变。调节散射体角度不仅可以调控工作频率，也可以实现各种界面形态，从而灵活调控声波在晶体内及界面上的传播。得益于声子晶体的宏观特性，人们可以直接实验激发、探测谷涡旋态，从而提供崭新的声波调控方式。基于谷态的拓扑边界输运，人们可进一步设计宽频无反射的声波波导等新型声学器件。该研究也可以推广到其他经典波人工晶体中，特别是矢量波体系(如弹性波、表面等离子体元体系等)。考虑到谷手征性和内禀极化的耦合，这类推广可进一步丰富谷态相关的物理，也为实现微马达、二维集成通讯等令人激动的应用提供可能。

参考文献

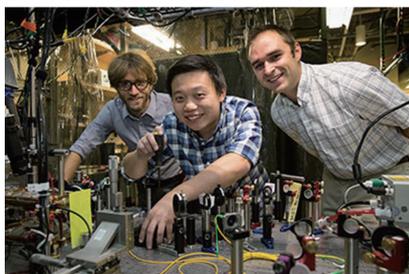
- [1] Rycerz A, Tworzydło J, Beenakker C W J. *Nature Phys.*, 2007, 3: 172
- [2] Xiao D, Yao W, Niu Q. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99: 236809
- [3] Gorbachev R V, Song J C W, Yu G L *et al.* *Science*, 2014, 346: 448
- [4] Xu X, Yao W, Xiao D *et al.* *Nature Phys.*, 2014, 10: 343
- [5] Mak K F, McGill K L, Park J *et al.* *Science*, 2014, 344: 1489
- [6] Yablonovitch E. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58: 2059
- [7] Sigalas M M, Economou E N. *J. Sound and Vib.*, 1992, 158: 377
- [8] Painter O. *Science*, 1999, 284: 1819
- [9] Khelif A, Choujaa A, Benchabane S *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 84: 4400

- [10] Wu F G, Liu Z Y, Liu Y Y. *Phys. Rev. E*, 2004, 69:066609
- [11] Qiu C Y, Zhang X D, Liu Z Y. *Phys. Rev. B*, 2005, 71:054302
- [12] Huang X Q, Lai Y, Hang Z H *et al.* *Nat. Mater.*, 2011, 10:582
- [13] Schwartz T, Bartal G, Fishman S *et al.* *Nature*, 2007, 446:52
- [14] Trompeter H, Krolikowski W, Neshev D N *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:053903
- [15] Zhang X D. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100:113903
- [16] Lu L, Joannopoulos J D, Soljačić M. *Nat. Photonics*, 2014, 8:821
- [17] Lu J Y, Qiu C Y, Ke M Z *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 116:093901
- [18] Semenoff G W, Semenoff V, Zhou F. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101:087204
- [19] Martin I, Blanter Y M, Morpurgo A F. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100:036804
- [20] Zhang F, Jung J, Fiete G A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 106:156801
- [21] Qiao Z, Jung J, Niu Q *et al.* *Nano Lett.*, 2011, 11:3453
- [22] Zhang F, MacDonald A H, Mele E J. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2013, 110:10546
- [23] Vaezi A, Liang Y, Ngai D H *et al.* *Phys. Rev. X*, 2013, 3:021018
- [24] Ju L, Shi Z, Nair N *et al.* *Nature*, 2015, 520:650
- [25] Li J, Wang K, McFaul K *et al.* *Nature Nanotech.*, doi: 10.1038/nnano.2016.158
- [26] Lu J Y, Qiu C Y, Liu Z Y *et al.* Valley-projected optic edge modes in photonic crystals. 2016, in submission
- [27] Chen X D, Chen M, Dong J W. 2016, arXiv:1606.08717
- [28] Lu J Y, Qiu C Y, Xu S J *et al.* *Phys. Rev. B*, 2014, 89:134302
- [29] Zhang L F, Niu Q. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112:085503
- [30] Volke-Sepulveda K, Santillan A O, Boulloussa R R. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100:024302
- [31] Anhauser A, Wunnenburger R, Brasselet E. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 109:034301
- [32] Lu J Y, Qiu C Y, Ye L P *et al.* Observation of topological valley transport of sound in sonic crystal. *Nat. Phys.* 2016, DOI: 10.1038/nphys3999

用频率梳技术捕获并冷却原子

一种新的捕获和冷却原子的方法，已经由加利福尼亚大学(位于洛杉矶)的物理学家们发现。他们使用了被称为频率梳的脉冲激光技术，用以冷却原子云样品；并且可以预计：有朝一日该技术将被用来研究某些至今尚未冷却至0 K附近的原子(如氢、碳、氮和氧，它们在生物学和天文学中很重要)之量子行为。这些原子不能使用传统的方法冷却，因为这将需要高功率的紫外线激光器，目前难于装备。

激光冷却首先在1985年实现，过程涉及减缓原子的运动，直到其温度接近0 K。在标准的激光冷却中，设置多束激光，它们相互交叉于原子云样品。以冷却铷原子为例，首先激光频率调谐到略低于铷的谐振频率；由于多普勒频移，这使得原子激发主要靠吸收迎面射来的光。每一个激发的原子，之后在一个随机的方向自发发射，返回低能级。这导致原来正对激光入射方向的原子动量净损失。正负



Wesley Campbell, Xueping Long 和 Andrew Jayich 在实验中

x, y, z 六个方向

物理新闻和动态

都损失动量，结果原子云总体的运动放缓，温度降低。

为了冷却氢、碳、氮、氧以及类似的原子，Wesley Campbell, Xueping Long 和 Andrew Jayich 等研究了频率梳技术用于激光冷却的潜力(见图)。不同于标准激光冷却中的连续波激光器，频率梳在一个宽的频谱上发射光的短脉冲。这种宽的频谱源于海森伯的不确定性原理：一个时间短脉冲必然有一个大的能量不确定性，后者转化为一个宽的频率分布。频率梳频谱由成千上万个均匀分布的离散峰组成，因看起来像一排梳子齿而得名。

研究者用他们的频率梳冷却约1000万个铷原子至60 μ K，并且将新方法与传统激光冷却方法作比较。这个团队开发了一个理论模型，表明频率梳也可以用来冷却反氢原子、氢、碳、氧和氮原子。

频率梳技术提供两个不同频率的光子，其能量加起来等于紫外光子，从而能代替使用一个单一紫外光子激发氧原子。第一光子来自一个梳齿，激发原子到中间态。然后第二光子来自另一个梳齿，激发原子从中间态到最终的激发态。在频率梳中可用的配对频齿有许多，确保可以提供必要的能量组合，完成两步激发。

有评论说，新的频率梳技术将有助于原子、分子和光物理诸领域的先进技术，用于解决化学和生物学中的重要问题。

(戴闻 编译自 *Physics World*, October 12, 2016)