arXiv:2301.02526v1 [physics.app-ph] 6 Jan 2023

三维手性超材料中的声学圆二色性

Qing Tong, [1] Jensen Li, [2] 和 Shubo Wang[1], *[1] *Department of Physics, City University of Hong Kong, Tat Chee Avenue, Kowloon, Hong Kong, China* [2] *Department of Physics, The Hong Kong University of Science and Technology, Kowloon, Hong Kong, China*(日期：2023年1月9日)

圆二色性（CD）是一种引人入胜的手性光学现象，与手性结构和圆偏振光之间的相互作用有关。尽管圆二色性效应已在光学领域得到广泛研究，但在声学系统中尚未得到证实。本文展示了能够支持圆偏振横向声的三维手性超材料中的声学圆二色性效应。我们发现，在具有 C_4旋转对称性的有损超材料中，该效应微乎其微；而在具有非均匀损耗的 C_2对称系统中，该效应则会显著增强。这些现象可根据超材料的复能带结构特性及其本征模的品质因数加以理解。我们表明，C_2对称系统中增强的圆二色性归因于偏振带隙，以及布里渊区中心和边界附近出现的非厄米例外点。这些结果有助于理解手性声-物质相互作用，并可应用于手性结构的声学传感以及基于声波矢量性质的声波操控。

一、引言

手性结构因镜像对称性破缺 [1, 2] 而具有新颖的特性，并被广泛用于实现偏振转换 [3, 4], 、非寻常光力 [5–7], 和合成规范场[8]。手性结构与手性光（即携带自旋和/或轨道角动量（OAM）的光）之间的相互作用可产生圆二色性（CD） [2, 9, 10]和螺旋（或涡旋）二色性 [11, 12], ，分别对应于对手性相反的光的差分吸收。圆二色性效应已在各种光学结构中得到研究，涵盖双层手性结构 [13, 14], 、非平面三维（3D）手性结构 [15], 以及螺旋体结构 [16, 17]。近期研究揭示了圆二色性与超原子的欧姆耗散 [18] 以及连续谱束缚态 [19], 之间微妙的联系，从而加深了对手性光与物质相互作用的理解。圆二色性效应已广泛应用于分析分子结构 [20, 21] 和实现手性判别[22, 23]。

众所周知，声波可以以涡旋的形式携带轨道角动量 [24–26]。声学轨道角动量能够引发手性声-物质相互作用，并产生一些引人入胜的现象，例如声学几何相位 [27]和声学轨道霍尔效应 [28, 29]。手性声-物质相互作用能够实现对声涡旋的丰富操控，包括非对称透射/反射 [30], 、轨道角动量反转 [31], 以及声学螺旋二色性 [32]。此外，手性声-物质相互作用还可用于操控物质，实现声悬浮[33, 34], 、声镊 [35–37], 和声学力矩[38, 39]。虽然空气声波是纵波，但研究表明，非均匀声场可以携带非零声学自旋密度，其特征是旋转速度矢量场 [40, 41]。值得注意的是，在能够在空气中产生合成剪切力的微极性超材料中，可以出现自旋为 1 的横向声波 [42]。与传统纵波声不同，横向声波具有与电磁波类似的完整矢量性质。具体而言，它既能携带自旋，也能携带轨道角动量，并呈现引人入胜的自旋轨道相互作用。探索这种新型声波及其反直觉的性质，能够为声学应用带来新的功能。

在此，我们首次展示了能够支持圆偏振横向声波的三维手性超材料中的声学圆二色性效应。通过全波数值模拟，我们计算了有损超材料对左旋圆偏振（LCP）声波和右旋圆偏振（RCP）声波的吸收。我们发现，圆二色性效应强烈依赖于超材料的旋转对称性。对于满足 C_4 旋转对称性且具有均匀损耗的超材料，圆二色性效应可以忽略不计。相反，对于满足 C_2 旋转对称性且具有非均匀损耗的超材料，圆二色性效应会显著增强。通过研究超材料的复能带结构及其本征模的品质因数，我们发现，这些特性源于超材料的偏振带隙和非厄米例外点（EP）。

本文结构安排如下。在第II节中，我们介绍声学手性超材料并讨论其本征模特性。在第III节中，我们展示两种分别遵循C_4 和 C_2 旋转对称性的有损超材料中左旋圆偏振声和右旋圆偏振声吸收的数值结果。第IV节呈现有损超材料的复能带结构，并讨论偏振带隙和例外点，以理解圆二色性效应。我们在第V节总结全文。

* shubwang@cityu.edu.hk

II. 手性超材料

我们考虑一种三维超材料，其立方体单胞如图1(a)所示。该晶胞由三个通过管道相互连接的手性谐振器组成，并且相对于 C_4 旋转对称性遵循x、 y、和 z 轴。图1(b)显示了半个手性谐振器，其半径为 $R = 5$ 厘米，高度为 $h = 1$厘米。橙色叶片与中心柱相连，灰色叶片与谐振器外壳相连。我们假设谐振器内部充满空气，且所有空气-材料界面均为硬边界。在所考虑的频率范围内，每个谐振器都支持亚波长共振。这些共振赋予超材料引人入胜的宏观声学性质。

我们首先使用有限元软件包 COMSOL Multiphysics 计算超材料的能带结构。结果如图 1(c) 所示，对应的波矢沿 z 方向。从下往上数，第 4 至第 9 条能带对应的本征模主要由手性谐振器的偶极共振主导。这里，我们重点关注标记为 B4、B6、B7 和 B9 的能带。这些能带的本征模是圆偏振横向声波 [42], ，其压力场如图 1(d) 所示，对应 $ka/\pi = 0.2$。如图所示，这些场代表沿垂直于谐振器轴线的方向振荡的声学偶极子。带箭头的圆圈表示本征场的旋转方向。红色和蓝色带箭头的圆圈分别对应右旋圆偏振（RCP）态和左旋圆偏振（LCP）态。对晶胞取平均后的速度场也沿相同方向旋转。声学偶极子的集体运动在宏观上产生圆偏振横向声波。B4 和 B6（B7 和 B9）能带的横向声波具有相反的手性，并携带相反的自旋角动量。

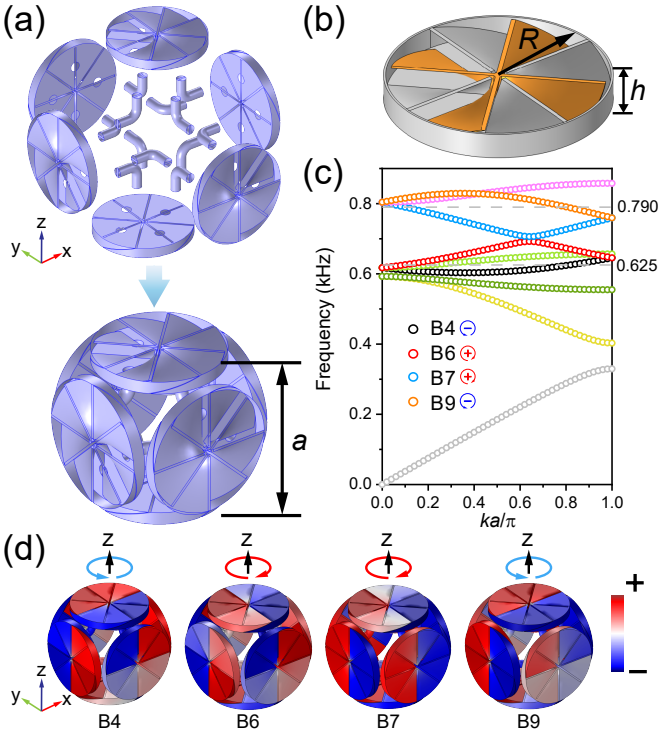


图 1。（a）三维声学超材料的晶胞。（b）谐振器的内部结构。几何参数为 $R = 5$ cm、 $h = 1$ cm、 $a = 12.1$ cm。（c）超材料的能带结构。B4、B6、B7 和 B9 表示具有圆偏振本征态的最低四条能带。（d）B4、B6、B7 和 B9 在 $ka/\pi = 0.2$ 处的压力场。蓝色和红色箭头分别表示左旋圆偏振态和右旋圆偏振态本征压力场的环绕方向。

为了展示圆偏振横向声的产生，我们考虑沿 z 方向具有 15 个单胞的超材料，如图2(a) 所示。在 x 和 y 方向施加周期性边界条件。为激发该系统，我们在图2(a) 中单元左侧的四根管道处设置四个输入端口，其相位分别为 0、 0.5π、 π和 1.5π。相位的方位角梯度决定了激发的圆偏振横

向声波。此外，我们在超材料右侧另外设置了四个输出端口，以确定透射情况。我们考虑 0.625 kHz 和 0.79 kHz 两个频率，它们对应于图 1(c) 中虚线标示的频率，此时可以激发四个本征态（其中两个为左旋圆偏振，两个为右旋圆偏振）。为可视化横向声波，我们对每个晶胞内的速度场取平均，并绘制图 2(b)-(e) 中 15 个晶胞的平均速度矢量（以红色和蓝色箭头表示）。我们观察到，速度矢量确实在 xy 平面内旋转，对应于自旋

纵向的角动量（即 z 方向）。带箭头的黄色圆圈表示速度矢量随时间的演化，箭头表示环流方向。在这两个频率下，两种横向声波均携带方向相反的自旋，因此可以探究它们在超材料中的不同吸收特性。

III. 声学圆二色性

现在，我们考虑具有损耗的超材料，以研究横向声波的圆二色性效应。如图3(a)所示，我们采用三层夹层结构：底层和顶层为无损层，中间层（以蓝色标出）则包含损耗。通过在声速 $v(1 + i\alpha)$中添加虚部，将损耗引入晶胞，其中 α 表征损耗强度。我们从晶格底部施加端口以激励系统（与图2中的方式相同）。激发的横向声波穿过中间有损层，并在顶层测量，以确定其透射。这与光学圆二色性的常见配置直接对应：光学结构夹在空气层之间，并在空气中测量反射/透射；

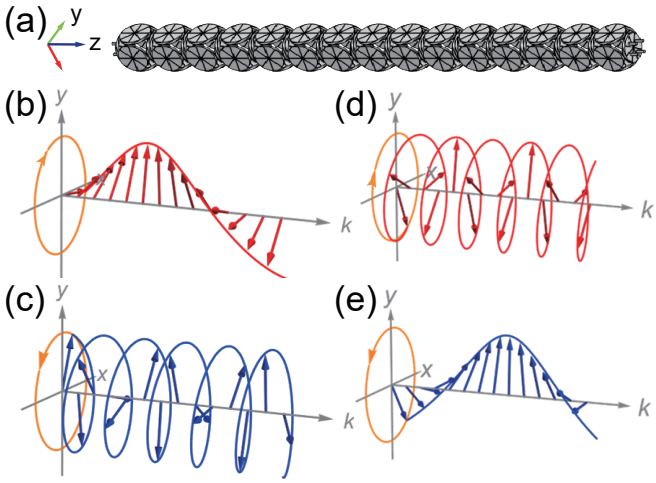


图 2. (a) 沿 z 方向包含 15 个单元、并在 x 和 y 方向周期排列的超材料。横向声波由超材料左端的端口激发。(b-e) 频率为 $f = 0.625$ 0.79 kHz (b,c) 和 kHz (d,e) 时超材料中的平均速度矢量。带箭头的黄色圆圈表示 xy—平面上速度场的环流方向。

我们使用 COMSOL 对系统进行仿真，并计算入射声波的反射（$R_{\pm}$）和透射（$T_{\pm}$）。随后可确定吸收率：

$$A_{\pm} = 1 - R_{\pm} - T_{\pm}, \quad (1)$$

$$\Delta A = |A_{+} - A_{-}|, \quad (2)$$

其中，“+”（“–”）表示右旋圆偏振（左旋圆偏振）态， ΔA表示右旋圆偏振声波和左旋圆偏振声波的差分吸收。

我们首先考虑在中间蓝色层的所有手性谐振器中均匀加入损耗的情况。图 3(b) 展示了反射（实线）和透射（虚线）的数值结果。插图显示了晶胞，其中蓝色区域包含损耗 $\alpha = 0.006$，且具有 C_4 旋转对称性。如图所示，反射 R_+ 与 R_-几乎完全相同，而透射 T_+和 T_-之间只有微小差异。利用方程(1)计算得到的吸收如图 3(c) 中蓝色和红色实线所示。我们注意到，左旋圆偏振声波和右旋圆偏振声波的吸收几乎相等。因此，在这种具有均匀损耗的情况下，圆二色性效应可以忽略不计。图 3(d) 展示了频率为 α 、在 $f = 0.65$ kHz 时，左旋圆偏振声和右旋圆偏振声的吸收随损耗强度 A_+ 和 A_-的变化。我们注意到，两者几乎完全相同。差分吸收 ΔA 小于 0.01，最大值出现在 $\alpha = 0.006$，如橙色虚线所示，该虚线已放大 10 倍。

光学圆二色效应强烈依赖于结构的旋转对称性 [43, 44]。为了探究声学圆二色性的这种对称性依赖关系，我们打破了

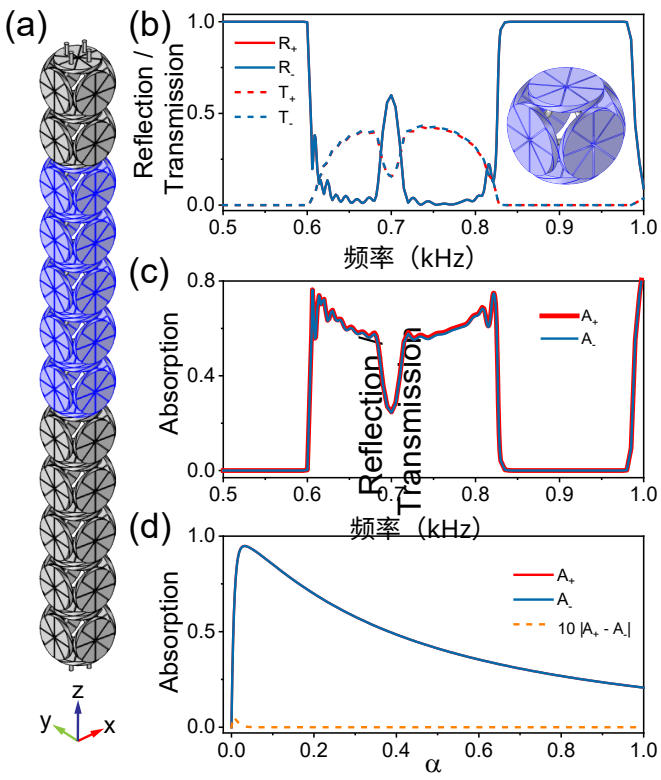


图3。（a）在中间层（黄色部分）均匀加入损耗的三层超材料。（b）反射、透射和（c）吸收随频率的变化，其中声波分别为右旋圆偏振声波（+）和左旋圆偏振声波（-），且 $\alpha = 0.006$。（b）中的插图显示了包含损耗的区域（蓝色部分），该区域满足 C_4 对称性。（d）在 0.65 kHz 时，左旋圆偏振声波和右旋圆偏振声波的吸收随损耗 α 的变化。在（c）和（d）中，为便于观察，吸收差（ΔA）放大了十倍。

C_4 通过有选择地在晶胞中加入损耗来改变超材料的对称性。如图4(a)插图所示，我们仅在侧谐振器（即图中蓝色突出显示的两个相对半谐振器）中加入损耗，其中心轴沿 x方向，使超材料的对称性从 C_4 降低至 C_2。我们对该 C_2 系统的透射和反射进行了数值计算，结果如图4(a)所示，损耗为 $\alpha = 0.1$。我们观察到，在频率范围 [0 0.600 kHz 至 0.825 kHz], 内，左旋圆偏振声和右旋圆偏振声的透射和反射存在显著差异；该范围对应图1(c)中的相关能带。根据方程（1）计算的吸收如图4(b)所示。可以看到，右旋圆偏振声的吸收（A_+）与右旋圆偏振声的吸收（A_-）之间存在显著差异。差分吸收 ΔA （橙色虚线表示）远大于图3中的情况，并在 0.65 kHz 和 0.80 kHz 处出现两个约为 0.5 的局部最大值。这表明该 C_2 超材料中存在强烈的圆二色现象。我们还研究了圆二色性对损耗幅度 α的依赖关系，结果如

图4(c)展示了 $f = 0.65$ kHz 时的结果。对于 A_+ 和 A_-，其变化趋势与 C_4 系统相似，但吸收差 ΔA （橙色虚线表示）要大得多，在 $\alpha = 0.3$处达到最大值 0.46（以虚线标出）。

圆二色性表征了在相同频率下左旋圆偏振声波和右旋圆偏振声波吸收的差异。我们注意到，由于色散不同，在相同频率下，左旋圆偏振声波和右旋圆偏振声波在手性超材料内部具有不同的波长。因此，比较它们在超材料内部波长（或波数）相同情况下的吸收很有意义。图 4（d）展示了图 1（c）中对应于能带 B4、B6、B7 和 B9 的横向声波的吸收。我们只考虑 $0 \le ka/\pi \le 0.2$ 范围内的情况，此时有效波长定义明确；由于在该范围内群速度为负，能带 B4 和 B7 的激发态分别为右旋圆偏振和左旋圆偏振。如图所示，右旋圆偏振声波（对应红色实线和虚线）的吸收通常大于左旋圆偏振声波（对应蓝色实线和虚线）。这表明，波长相同（但频率不一定相同）的圆偏振横向声波也会产生显著的圆二色性效应。

为了直观地理解左旋圆偏振声波和右旋圆偏振声波吸收的差异，我们随后研究了具有 C_2 对称性的三层超材料中的平均速度场（在一个晶胞范围内取平均）。图5(a)展示了超材料的侧视图，其中由5个晶胞组成的中间层加入了损耗（蓝色标记含有损耗的谐振器）。底层中的红色和蓝色螺旋曲线分别表示入射右旋圆偏振声波和左旋圆偏振声波的速度矢量时间轨迹。顶层中的螺旋曲线表示透射声波的速度矢量时间轨迹；由于吸收层中左旋圆偏振声波与右旋圆偏振声波之间的耦合，透射声波通常呈椭圆偏振。图5(b)和(c)分别展示了右旋圆偏振声波和左旋圆偏振声波入射时，透射速度场的数值结果，对应于 $f = 0.635$kHz和$\alpha = 0.1$。较大的带箭头圆形表示入射速度场的时间演化轨迹，而较小的椭圆表示透射速度场的时间演化轨迹。图5(d)比较了透射速度场.....

在左旋圆偏振和右旋圆偏振声波入射时（对应于图 5(b) 和 (c) 结果的放大图），二者在振幅和椭圆率上均有所不同。反射场也具有类似的性质。

IV. 复能带结构与例外点

我们研究了该系 C_2 和 C_4 统的复能带结构，以揭示声学圆二色性的起因，以及6(a)

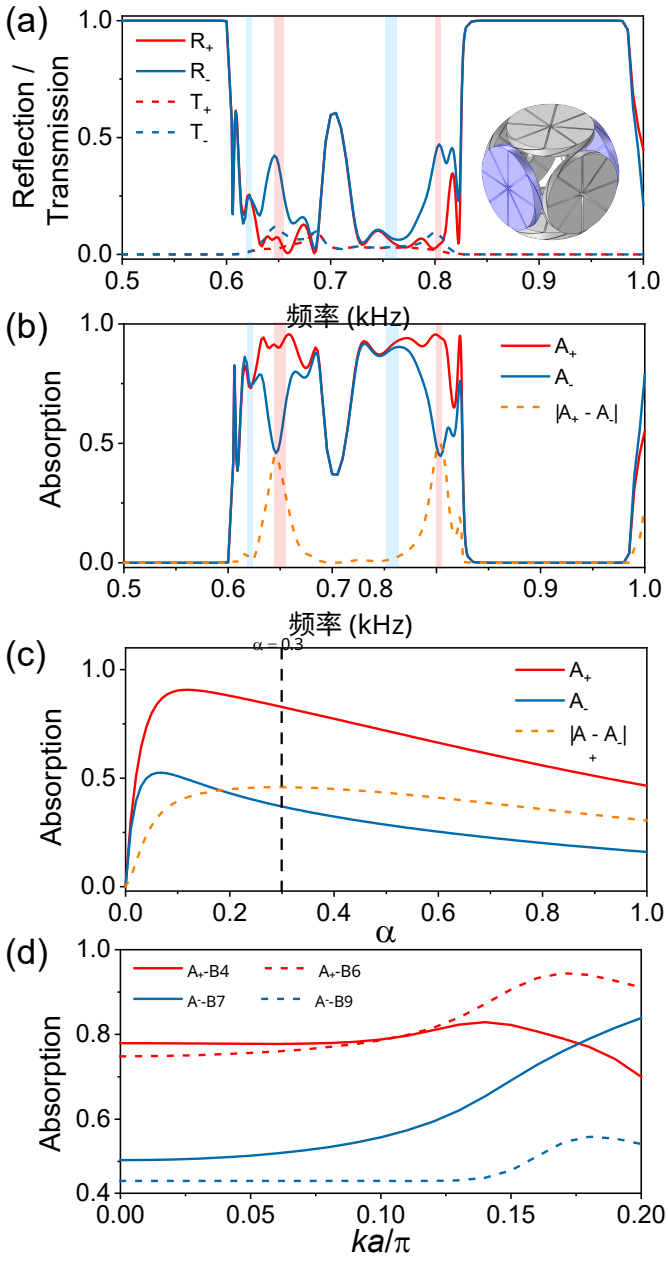


图 4. (a) 右旋圆偏振（+）和左旋圆偏振（-）声波的反射、透射，以及 (b) 吸收，参数为 $\alpha = 0.1$。(a) 中的插图显示了具有损耗（蓝色区域）的区域，这些区域满足 C_2 对称性。(c) 在 0.65 kHz 下，左旋圆偏振和右旋圆偏振声波的吸收随损耗参数 α 的变化。(d) 能带 B4、B6、B7 和 B9 中，左旋圆偏振和右旋圆偏振声波的吸收随归一化波数 ka/π 的变化。

和(b)展示了 C_4 有损系统 $\alpha = 0.006$(对应于图3的情况)。由于采用了 COMSOL 中的时间约定，虚部取正值 $e^{i\omega t}$。右侧的插图（标记为 A、B、C 和 D）展示了虚线矩形框内能带的放大图。插图 A 和 B 分别描绘了 B4 和 B6 在布里渊区中心及

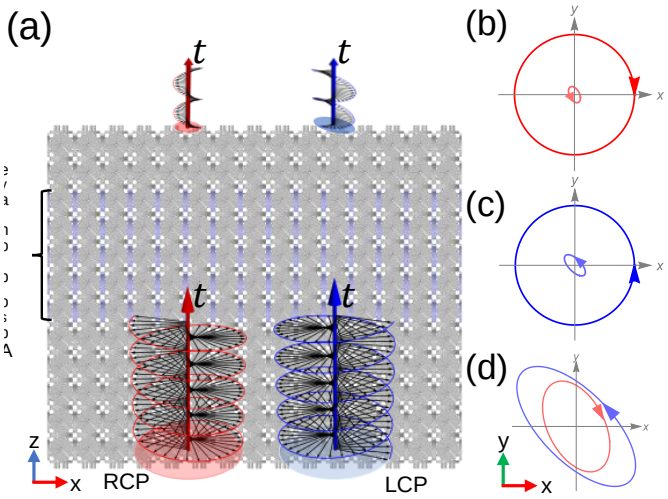


图5。（a）声学超材料中圆二色性效应的示意图。红色和蓝色螺旋曲线分别表示入射侧（底部）和透射侧（顶部）右旋圆偏振声波与左旋圆偏振声波的速度矢量随时间变化的轨迹。（b、c）较大（较小）的圆圈表示入射（透射）右旋圆偏振声波和左旋圆偏振声波的速度场演化轨迹。透射声波呈椭圆偏振。（d）右旋圆偏振（红色）和左旋圆偏振（蓝色）声波入射时，透射速度场轨迹的放大对比。频率设为 $f = 0.635$ kHz，损耗设为 $\alpha = 0.1$。

边界附近的能带。同样，插图 C 和 D 分别展示了 B7 和 B9 在布里渊区中心及边界附近的能带。我们注意到，受 C_4 对称性保护，能带简并不受损耗影响。

图 7展示了具有相同损耗的 C_2系统的复能带结构 $\alpha = 0.006$，以便与 C_4 系统进行比较。有趣的是，在布里渊区中心和边界处，能带的实部在一定范围的 k 取值内仍保持简并，而虚部则在同一范围内分裂，如右侧插图所示。这表明非厄米例外点的出现 [45–47]。显然，这些例外点源自图 1 （c）中原无损系统的二重简并点。尽管这里的现象类似于二维光子晶体中由狄拉克点产生的例外点 [45]，，其背后的物理机制却有所不同。这些例外点的出现归因于对称性破缺所导致的左旋圆偏振和右旋圆偏振横向偶极模式之间的耦合及损耗差异。稍后我们将借助解析模型详细阐述这一点。

图8（a）和（b）展示了损耗较大的 C_2 系统的复能带结构 $\alpha = 0.1$，对应于图4（a）和（b）所示的情形，其圆二色性效应强得多。我们注意到，例外点特征仍位于布里渊区中心和边界处。同时，在例外点的频率处出现了小的部分带隙，如插图中的蓝色和红色带状区域所示

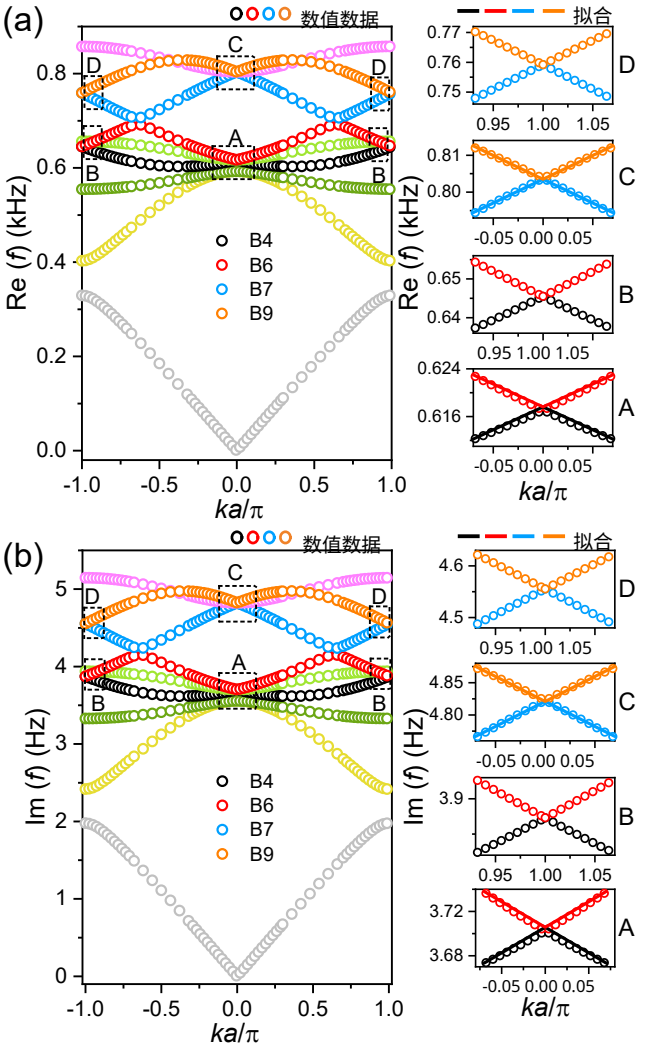


图6. C_4 系统在 $\alpha = 0.006$处复能带结构的实部（a）和虚部（b）。右侧插图放大显示了布里渊区中心和边界附近的能带，对应于（a）和（b）中的虚线矩形。插图中的实线表示解析拟合结果。

图 8(a)。在蓝色带状区域（红色带状区域）的频率下，只有左旋圆偏振声（右旋圆偏振声）能够通过超材料传播 [16, 47]。因此，在频率 $f = 0.62$ kHz 和 $f = 0.76$ kHz 下，右旋圆偏振声无法通过超材料传播。同样，在频率 $f = 0.65$ kHz 和 $f = 0.80$ kHz 下，左旋圆偏振声无法通过超材料传播。然而，由于超材料的非厄米特性，这并不一定意味着这些频率下左旋圆偏振声和右旋圆偏振声的反射存在很大差异。在部分偏振带隙处是否会出现强反射，取决于相应本征模的阻尼。下文将说明，本征模的阻尼特性会显著影响反射和圆二色性效应。

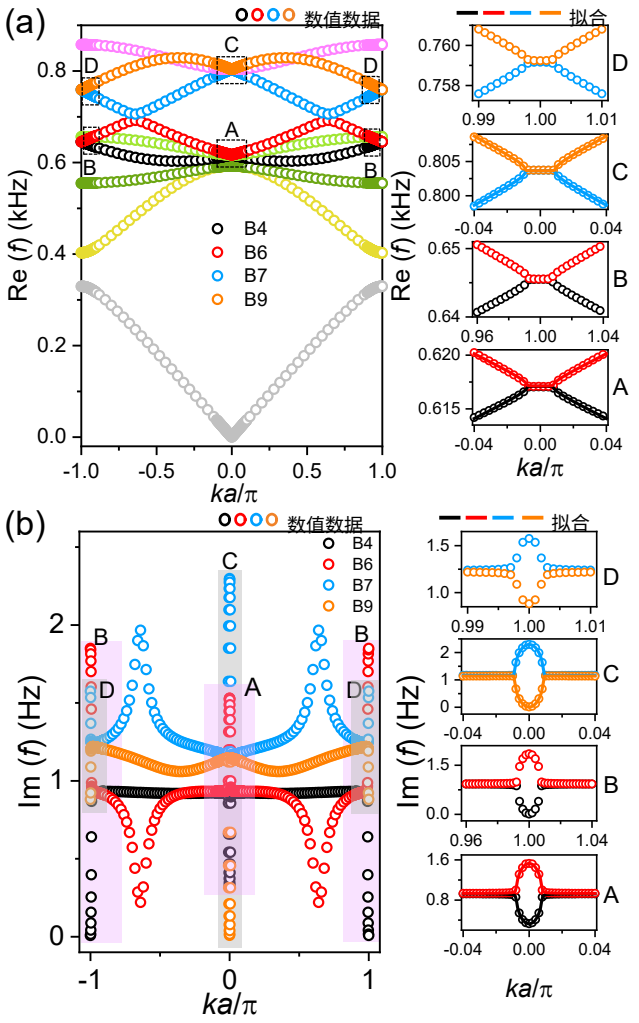


图7. C_2 系统在 $\alpha = 0.006$处复能带结构的实部（a）和虚部（b）。右侧插图展示了布里渊区中心和边界附近能带的放大图，分别对应（a）中的虚线矩形和（b）中的阴影矩形。插图中的实线表示解析拟合结果。

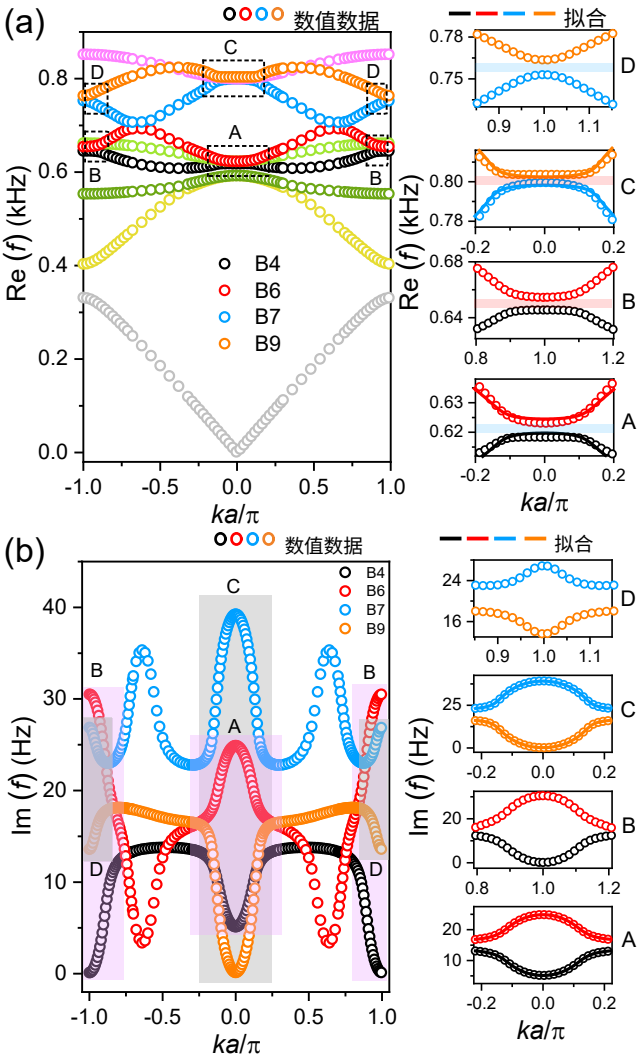


图8. C_2 系统在 $\alpha = 0.1$处复能带结构的实部（a）和虚部（b）。右侧插图展示了布里渊区中心和边界附近能带的放大图，分别对应（a）中的虚线矩形和（b）中的阴影矩形。插图中的色带表示部分带隙。插图中的实线表示解析拟合结果。

为了解本征模的阻尼，我们研究了对应于能带 B4、B6、B7 和 B9 的模式品质因数 Q，分别针对 C_4 和 C_2系统。品质因数的计算公式为 $Q = \mathrm{Re}(f)\ 2\mathrm{Im}(f)$[48]。结果如图 9(a) 和 (b) 所示，并以本征频率的实部为函数绘制。我们注意到，每条能带的本征模可以是左旋圆偏振或右旋圆偏振，具体取决于其群速度相对于相速度的符号。因此，每条能带的品质因数 Q 可分别分为左旋圆偏振（“–”）和右旋圆偏振（“+”）状态两部分。如图 9(a) 所示，C_4 系统的所有本征模具有近似相同的品质因数。这解释了具有均匀损耗的 C_4 系统中圆二色性效应可以忽略不计。相比之下，C_2 系统中左旋圆偏振模和右旋圆偏振模的品质因数差异很大，尤其是尤其是在红色带状区域标示的偏振带隙附近。品质因数的巨大差异表明左旋圆偏振模式和右旋圆偏振模式的阻尼差异很大，因此解释了偏振带隙附近强烈的圆二色性效应，这与图4（b）中的数值结果一致。对于蓝色带状区域带隙附近的左旋圆偏振和右旋圆偏振模式，其品质因数远小于红色带状区域附近模式的品质因数，且两者品质因数的差异也小得多。因此，蓝色带状区域频率处的左旋圆偏振声波和右旋圆偏振声波均被强烈吸收，反射较弱，从而导致圆二色性效应较弱，这也得到了图4（b）中的数值结果证实。

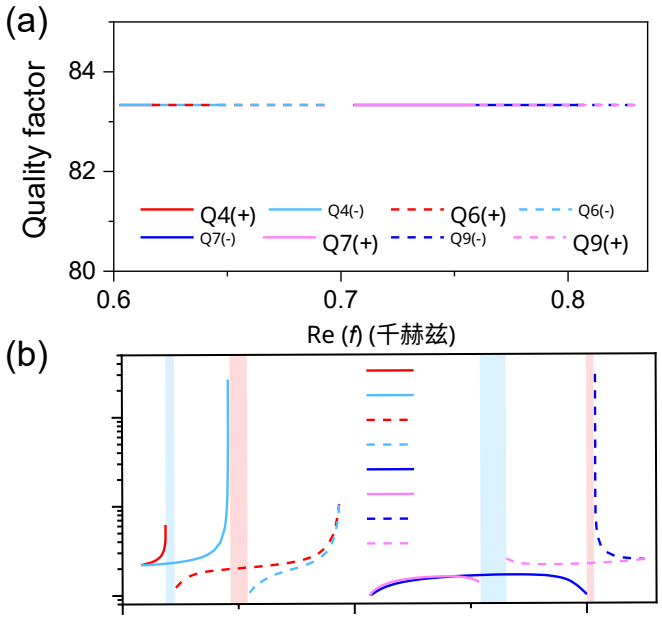


图9. (a) C_4 和(b) C_2 系统中本征模的品质因数 Q ，分别对应图6和图8所示的情形。蓝色和红色带状区域表示偏振带隙。

为了理解 C_2系统中例外点的出现，我们采用有效哈密顿量来描述布里渊区中心 [45, 46, 49, 50]附近左旋圆偏振和右旋圆偏振模式之间的耦合。对于 C_4 均匀损耗系统，有效哈密顿量可表示为:

$$H_{C_4} = \begin{pmatrix} \omega_0 - i\gamma & (v_R + iv_I)k \\ (v_R + iv_I)k & \omega_0 - i\gamma \end{pmatrix} \tag{3}$$

其复本征值为:

$$\omega = \omega_0 - i\gamma \pm k(v_R + iv_I). \tag{4}$$

这里， ω_0 是 $k = 0$处的本征频率，此时左旋圆偏振和右旋圆偏振模式简并； v_R 和 v_I 分别是复群速度的实部和虚部； γ 表示损耗。

在 C_2 系统中，每个晶胞中仅对一个谐振器选择性地引入损耗。 C_4 对称性的破缺会在 $k = 0$处打开带隙，这可由哈密顿量中的扰动项 $\delta/2$ 表征。 $k = 0$ 处的左旋圆偏振和右旋圆偏振模式现在具有不同的损耗 γ_1 和 $\gamma_2(\gamma_1 \neq \gamma_2)$:

$$H_{C_2} = \begin{pmatrix} \omega_0 - i\gamma_1 + \frac{\delta}{2} & (v_R + iv_I)k \\ (v_R + iv_I)k & \omega_0 - i\gamma_2 - \frac{\delta}{2} \end{pmatrix}, \tag{5}$$

其复本征值为:

$$\begin{aligned} \omega =& \omega_0 - i\frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{2} \\ & \pm \frac{1}{2}\sqrt{[\delta - i(\gamma_1 - \gamma_2)]^2 - 4k^2(v_I - iv_R)^2}. \end{aligned} \tag{6}$$

方程(4)和(6)中的复本征值解析表达式用于拟合实部和虚部的数值结果。相应的拟合结果以实线显示在图6-8的插图中。我们发现解析结果与数值结果具有良好的定量一致性。尤其是，有效哈密顿量正确捕捉了 C_2 系统中的例外点特征。不同损耗下 C_4 和 C_2 系统的拟合参数汇总于表I。需要指出的是，由于采用了 COMSOL 中的时间约定 $e^{i\omega t}$ ，模式阻尼参数$\gamma_{1,2}$ 为负值。

表I. C_4 和 C_2 系统的拟合参数

系统	α	ω_0	γ	v_R	v_I		插图
C_4	0.006	617.61	-3.71	2.96	0.018		A（图6）
		803.5	-4.82	4.97	0.03		C（图6）
	α	ω_0	γ_1	γ_2	v_R	v_I	δ	插图
C_2	0.006	617.12	-1.53	-0.33	2.96	0.0011	0.036	A（图7）
		803.66	-0.01	-2.30	4.99	-0.013	0.0075	C（图7）
	0.1	622.12	-24.87	-5.13	2.98	0.03	4.77	A（图8）
		800.40	-0.22	-39.12	4.98	-0.21	4.22	C（图8）

上述有效哈密顿量很好地解释了例外点的出现以及例外点对圆二色性的增强。在 C_4 系统中，B4能带的左旋圆偏振模式与B6能带的右旋圆偏振模式在 $k = 0$ 处相互正交，耦合消失。由于对晶胞中的所有谐振器都加入了均匀损耗，左旋和右旋圆偏振模式在相同激发频率下的阻尼近似相等。因此，它们的品质因数几乎相同（与图9(a) 中的结果相对应）。在 C_2 系统中，非均匀损耗打破了 C_4 旋转对称性，并在 $k = 0$处使原本的左旋和右旋圆偏振模式发生耦合，从而产生偏振带隙。此外，由于材料损耗不均匀，这两种模式具有不同的阻尼。这些因素共同导致了例外点以及本征频率虚部的分岔，使得相同激发频率下左旋和右旋圆偏振模式的阻尼对比增大，进而使它们的品质因数差异更大（与图9(b) 中的结果相对应）。因此， C_2 系统中的强圆二色性效应归因于偏振带隙和例外点的共同作用。

V. 结论

总之，我们展示了一种支持圆偏振横向声的三维手性超材料中的声学圆二色性效应。

我们分别研究了具有 C_4 和 C_2 旋转对称性的两类系统中的这一效应。在所有晶胞谐振器中均匀加入损耗的 C_4 系统中，我们观察到声学圆二色性效应微乎其微。另一方面，通过选择性地在晶胞的部分区域加入损耗，将系统的旋转对称性从 C_4 降低至 C_2，圆二色性效应显著增强。通过分析其复能带结构和本征模的品质因数，我们发现， C_2 系统中的强声学圆二色性源于偏振带隙以及非厄米例外点的出现。偏振带隙会使具有特定手性的圆偏振横向声产生选择性透射和吸收。例外点会导致本征频率虚部发生分岔。这些因素共同增强了 C_2 系统中的圆二色性效应。通过实验展示上述现象将十分有趣。这些超材料结构可以制备采用3D打印制成。通过加入海绵可在结构中引入损耗。利用扬声器阵列可以激发横向声波，并可用麦克风测量反射/折射。声学圆二色性效应可应用于基于其矢量自由度的声音操控，以及手性结构的声学传感。研究结果有助于理解超材料和声子晶体中的手性声-物质相互作用。

致谢

本文所述研究获得中国香港特别行政区研究资助局的资助（编号：CityU 21302018和C6013-18G）。

[1] M. Hentschel、M. Sch¨aferling、X. Duan、H. Giessen和N. Liu，手性等离激元学，《科学进展》3，e1602735（2017）。[2] J. Mun、M. Kim、Y. Yang、T. Badloe、J. Ni、Y. Chen、C.-W. Qiu和J. Rho，电磁手性：从基础到非传统手性光学现象，Light: Sci. Appl. 9，139（2020）。[3] J. K. Gansel、M. Thiel、M. S. Rill、M. Decker、K. Bade、V. Saile、G. von Freymann、S. Linden和M. Wegener，作为宽带圆偏振片的金螺旋光子超材料，《科学》325，1513（2009）。[4] C. Wu、H. Li、X. Yu、F. Li、H. Chen和C. T. Chan，作为宽带波片的金属螺旋阵列，《物理评论快报》107，177401（2011）。[5] S. B. Wang和C. T. Chan，表面附近手性粒子的横向光力，《自然·通讯》5，3307（2014）。[6] A. Hayat、J. P. B. Mueller和F. Capasso，横向手性分选光力，《美国国家科学院院刊》112，13190（2015）。[7] A. Rahimzadegan、M. Fruhnert、R. Alaee、I. Fernandez-Corbaton和C. Rockstuhl，偶极双重手性粒子所受的光力和力矩，《物理评论B》94，125123（2016）。[8] M. C. Rechtsman、J. M. Zeuner、Y. Plotnik、Y. Lumer、D. Podolsky、F. Dreisow、S. Nolte、M. Segev和A. Szameit，光子弗洛凯拓扑绝缘体，《自然》（伦敦）496，196（2013）。[9] S. S. Oh和O. Hess，手性超材料：旋光性和圆二色性的增强与调控，Nano Convergence 2，24（2015）。[10] V. K. Valev、J. J. Baumberg、C. Sibilia和T. Verbiest，等离激元纳米结构中的手性与手性光学效应：基础、最新进展与展望，Adv. Mater. 25，2517（2013）。[11] W. Brullot、M. K. Vanbel、T. Swusten和T. Verbiest，利用扭曲光的光学角动量分辨对映异构体，《科学进展》2，e1501349（2016）。[12] K. A. Forbes和D. L. Andrews，光学轨道角动量：扭曲光与手性，《光学快报》43，435（2018）。[13] A. V. Rogacheva、V. A. Fedotov、A. S. Schwanecke 和 N. I. Zheludev，《双层手性结构中电磁场耦合产生的巨旋光性》，《物理评论快报》97，177401（2006）。[14] Y. Cheng、F. Chen 和 H. Luo，《基于光学频率下共轭双层扭曲半圆纳米结构的多频带巨圆二色性》，Phys. Lett. A 384，126398 2020( )。[15] B. Wang、J. Zhou、T. Koschny 和 C. M. Soukoulis，《具有负折射率的非平面手性超材料》，《应用物理快报》94，151112（2009）。[16] M. Saba、M. Thiel、M. D. Turner、S. T. Hyde、M. Gu、K. Grosse-Brauckmann、D. N. Neshev、K. Mecke 和 G. E. Schr¨oder-Turk，《生物光子晶体和立方手性网格中的圆二色性》，《物理评论快报》106，103902（2011）。[17] C. Kilchoer、N. Abdollahi、J. A. Dolan、D. Abdelrahman、M. Saba、U. Wiesner、U. Steiner、I. Gunkel 和 B. D. Wilts，《单陀螺光学超材料中的强圆二色性》，Adv. Opt. Mater. 8，1902131（2020）。[18] A. B. Khanikaev、N. Arju、Z. Fan、D. Purtseladze、F. Lu、J. Lee、P. Sarriugarte、M. Schnell、R. Hillenbrand、M. A. Belkin 和 G. Shvets，《二维超材料中圆二色性微观起源的实验证明》，《自然·通讯》7，12045（2016）。[19] T. Shi、Z.-L. Deng、G. Geng、X. Zeng、Y. Zeng、G. Hu、A. Overvig、J. Li、C.-W. Qiu、A. Al`u、Y. S. Kivshar 和 X. Li，《由连续谱束缚态驱动、响应最大且可调的平面手性超表面》，《自然·通讯》13，4111（2022）。[20] N. Berova、K. Nakanishi 和 R. W. Woody，*Circular Dichroism: Principles and Applications*（威利出版社，纽约，2000）。[21] A. Micsonai、F. Wien、L. Kernya、Y.-H. Lee、Y. Goto、M. R´efr´egiers 和 J. Kardos，《面向圆二色光谱学的准确二级结构预测与折叠识别》，《美国国家科学院院刊》112，E3095

（2015）。[22] E. Vinegrad、D. Vestler、A. Ben-Moshe、A. R. Barnea、G. Markovich 和 O. Cheshnovsky，《单颗粒的圆二色性》，ACS Photonics 5，2151（2018）。[23] S. Jia、J. Peng、Y. Cheng 和 S. Wang，《通过金属球的偏振奇点实现手性判别》，《物理评论A》105，033513（2022）。[24] X. Jiang、Y. Li、B. Liang、J.-c. Cheng 和 L. Zhang，《将声学共振转换为轨道角动量》，《物理评论快报》117，034301（2016）。[25] H. Esfahlani、H. Lissek 和 J. R. Mosig，《利用超表面生成声学螺旋波前》，《物理评论B》95，024312（2017）。[26] H. Zhou、J. Li、K. Guo 和 Z. Guo，《利用设计的费马螺线衍射光栅生成声涡旋波束》，《美国声学学会杂志》146，4237（2019）。[27] S. Wang、G. Ma 和 C. T. Chan，《自旋重定向几何相位介导的声波拓扑输运》，《科学进展》4，eaaq1475（2018）。[28] W. Wang、Y. Tan、B. Liang、G. Ma、S. Wang 和 J. Cheng，《超表面处声涡旋波束的广义动量守恒与费多罗夫-伊姆贝尔特线性位移》，《物理评论B》104，174301（2021）。[29] X.-D. Fan 和 L. Zhang，《声学轨道角动量霍尔效应及其基于超表面的实现》，Phys. Rev. Research 3，013251（2021）。[30] Y. Fu、C. Shen、X. Zhu、J. Li、Y. Liu、S. A. Cummer 和 Y. Xu，《相位梯度超光栅中基于拓扑荷的声涡旋衍射》，《科学进展》6，eaba9876（2020）。[31] Z. Zou、R. Lirette 和 L. Zhang，《声涡旋波束反射中的轨道角动量反转与不对称性》，《物理评论快报》125，074301（2020）。[32] Q. Tong 和 S. Wang，《手性谐振器一维晶格中的声学螺旋二色性》，《物理评论B》105，024111（2022）。[33] Z. Y. Hong、J. F. Yin、W. Zhai、N. Yan、W. L. Wang、J. Zhang 和 B. W. Drinkwater，《声涡旋场中悬浮物体的动力学》，《科学报告》7，7093（2017）。[34] Z. Y. Hong、J. F. Yin、B. W. Zhang 和 N. Yan，《管道中的涡旋场声悬浮》，《应用物理杂志》128，104901 2020( )。[35] A. Marzo、M. Caleap 和 B. W. Drinkwater，《用于捕获米氏粒子的可调轨道角动量声学虚拟涡旋》，《物理评论快报》120，044301 2018( )。[36] M. Baudoin、J.-C. Gerbedoen、A. Riaud、O. B. Matar、N. Smagin 和 J.-L. Thomas，《在平面全息换能器上折叠聚焦声涡旋：微型化化的选择性声镊，《科学进展》5，eaav1967（2019）。[37] W.-C. Lo、C.-H. Fan、Y.-J. Ho、C.-W. Lin 和 C.-K. Yeh，龙卷风启发式声涡旋镊：捕获和操控微气泡，《美国国家科学院院刊》118，e2023188118（2021）。[38] Y. Li、G. Guo、J. Tu、Q. Ma、X. Guo、D. Zhang 和 O. A. Sapozhnikov，声涡旋扳手对轴对称物体施加的声辐射力矩，《应用物理快报》112，254101（2018）。[39] R. Wunenburger、J. I. V. Lozano 和 E. Brasselet，通过手性散射将声轨道角动量传递给物质，《新物理学杂志》17，103022（2015）。[40] K. Y. Bliokh 和 F. Nori，声束的自旋角动量与轨道角动量，《物理评论B》99，174310（2019）。[41] Y. Long、D. Zhang、C. Yang、J. Ge、H. Chen 和 J. Ren，在超表面波导中实现声自旋输运，《自然·通讯》11，4716（2020）。[42] S. Wang、G. Zhang、X. Wang、Q. Tong、J. Li 和 G. Ma，横向声波的自旋轨道相互作用，《自然·通讯》12，6125（2021）。[43] M. Decker、R. Zhao、C. M. Soukoulis、S. Linden 和 M. Wegener，具有巨大旋光性的扭曲开口环谐振器光子超材料，《光学快报》35，1593（2010）。[44] B. Hopkins、A. N. Poddubny、A. E. Miroshnichenko 和 Y. S. Kivshar，平面手性低聚体中由法诺谐振诱导的圆二色性，《激光与光子学评论》10，137（2015）。[45] B. Zhen、C. W. Hsu、Y. Igarashi、L. Lu、I. Kaminer、A. Pick、S.-L. Chua、J. D. Joannopoulos 和 M. Solja˘ci´c，从狄拉克锥中产生例外点环，《自然》（伦敦）525，354（2015）。[46] M.-A. Miri 和 A. Al`u，光学与光子学中的例外点，《科学》363，eaar7709（2019）。[47] J. C. W. Lee 和 C. T. Chan，螺旋光子晶体中的偏振带隙，《光学快报》13，8083（2005）。[48] T. Christopoulos、O. Tsilipakos、G. Sinatkas 和 E. E. Kriezis，论当代光子谐振结构中品质因数的计算，《光学快报》27，14505（2019）。[49] L. Verslegers、Z. Yu、Z. Ruan、P. B. Catrysse 和 S. Fan，从电磁诱导透明到单一结构实现的超散射：双重谐振结构的耦合模理论，《物理评论快报》108，083902 2012（）。[50] J. Gear、F. Liu、S. T. Chu、S. Rotter 和 J. Li，通过堆叠纯介电与磁性薄层实现宇称—时间对称性，《物理评论A》91，033825（2015）。