

声学超构材料及其物理效应的研究进展

田源 葛浩 卢明辉 陈延峰

Research advances in acoustic metamaterials

Tian Yuan Ge Hao Lu Ming-Hui Chen Yan-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 194301 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190850

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190850>

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

声学超材料与超表面研究进展

Research advances in acoustic metamaterials and metasurface

物理学报. 2018, 67(19): 194301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180963>

空间盘绕型声学超材料的亚波长拓扑谷自旋态

Subwavelength topological valley–spin states in the space–coiling acoustic metamaterials

物理学报. 2017, 66(22): 228101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.228101>

基于压电材料的薄膜声学超材料隔声性能研究

Sound insulation performance of thin–film acoustic metamaterials based on piezoelectric materials

物理学报. 2019, 68(13): 134302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190245>

变换热学:热超构材料及其应用

Transformation thermotics: thermal metamaterials and their applications

物理学报. 2016, 65(17): 178103 <https://doi.org/10.7498/aps.65.178103>

基于声学超材料的低频可调吸收器

A kind of tunable acoustic metamaterial for low frequency absorption

物理学报. 2019, 68(3): 034301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181908>

局域共振型声学超材料机理探讨

Mechanism for local resonant acoustic metamaterial

物理学报. 2015, 64(15): 154302 <https://doi.org/10.7498/aps.64.154302>

特邀综述

声学超构材料及其物理效应的研究进展*

田源¹⁾ 葛浩¹⁾ 卢明辉^{1)2)†} 陈延峰¹⁾²⁾

1) (南京大学材料科学与工程系, 南京 210093)

2) (人工微结构科学与技术协同创新中心, 南京 210093)

(2019年5月31日收到; 2019年7月3日收到修改稿)

声学超构材料作为一种新型的人工结构材料, 拥有天然材料所不具备的超常物理特性, 进一步拓展了材料的声学属性. 同时, 声学超构材料可以实现对声波精准的、可设计的操控, 以及许多新颖奇特的物理现象, 如声准直、声聚焦、声场隐身、声单向传输、声学超分辨成像等, 具有重要的理论研究意义和应用价值. 另外, 拓扑材料的研究已延伸至声学领域, 声学超构材料的拓扑性质成为近年的研究热点, 受到人们的广泛关注. 其鲁棒性边界态具有缺陷免疫、背散射抑制的特性, 应用潜力巨大. 本文综述了近十几年来声学超构材料的研究概况, 介绍了相关的代表性工作, 包括奇异等效声学参数的超构材料、声学超构表面、吸声超构材料、声学超分辨成像、宇称时间对称性声学 and 拓扑声学等, 阐述了声学超构材料的设计理念和方, 并对其技术挑战和应用前景进行了讨论和总结.

关键词: 声学超构材料, 声子晶体, 拓扑声学, 超分辨成像

PACS: 43.20.+g, 43.28.+h, 43.40.+s

DOI: 10.7498/aps.68.20190850

1 引言

作为现代科学的重要分支, 声学是研究声波(弹性波)的产生、传播与探测的一门科学, 它不仅与航空航天、国防、医疗等领域密切相关, 也与我们的生活密不可分. 实现简单高效的声波调控是声学研究的首要目标. 然而, 对于声波的调控往往并不容易实现. 普通天然材料的声学属性通常存在一些限制, 如无法通过小尺寸结构调控低频的声波等, 因此人们迫切需要一种可以有效调控声波传播的人工材料. 通过人工地设计材料的结构, 可以使其具有更复杂的性质, 实现更奇异的功能. 声学超构材料就是设计实现这种材料的一门学科, 其核心是利用人工结构的复合声学材料实现对声波的有效调控.

在过去的十多年, 声学超构材料在多个领域迅猛发展, 为调控声波提供了新途径, 具有重要的理论意义和应用价值. 作为一种人工设计的材料, 超构材料通常由周期排布的结构单元组成, 并具有新颖奇特的声学响应性质. 例如, 声子晶体作为一类重要的超构材料, 它与微观的晶体结构类似, 同样具有能带结构. 基于能带调控, 可有效操纵声波. 具有亚波长尺度的共振单元能够引起局域共振效应, 表现出特殊的声学性质^[1]. 另外, 随着“拓扑”概念的发展, 声学超构材料由于其设计自由度高, 可实现电子系统中难以实现的拓扑效应. 受到光学、电磁学相关工作^[2]的启发, 声学超构材料这一领域在过去十多年得到了快速的发展, 呈现出众多新颖奇特的性质, 使亚波长尺度范围内操纵声波成为可能, 为调控声波提供了新的方式.

本文概述了该领域近年的发展, 介绍了几种代

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303702, 2018YFA0306200)、国家自然科学基金 (批准号: 51732006, 11474158, 11804149) 和自然科学基金杰出青年基金 (批准号: 11625418) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: luminghui@nju.edu.cn



卢明辉,男,1979年生.2002年毕业于南京大学材料科学与工程系,2007年南京大学材料科学与工程系材料物理学博士.现任南京大学现代工程与应用科学学院教授.入选2010年度教育部“新世纪优秀人才”,入选2013年中组部首批青年拔尖人才;获得2016年度国家自然科学基金杰出青年基金资助;入选2017年度科技部创新人才推进计划“中青年科技创新领军人才”;2018年度江苏特聘教授.主要研究领域是人工结构材料的物理效应和器件性能.在973计划,重点研发专项和量子调控重大计划的支持下,已发表SCI论文140余篇,包括*Nature Materials*, *Science*, *Nature Physics*, *Nature Communications*, *PNAS*和PRL等高水平期刊论文多篇.作为第一发明人申请中国发明专利20余项,获授权美国专利1项.其研究成果“在声子晶体中实现声波双负折射”入选“2007年度中国基础研究十大新闻”.作为第二完成人,获得2015年国家自然科学二等奖(声子晶体等人工带隙材料的设计、制备和若干新效应的研究).现为南京大学光声超构材料研究院院长,中国材料协会超材料分会的常务理事,中国声学学会物理声学分会委员,中国仪器仪表协会显微镜分会委员,国家科技专家库成员.

代表性的声学超构材料,阐述了它们的物理原理、应用前景、技术挑战以及未来可能的发展方向.本文重点关注的是流体介质(空气)中声波的传播,介绍了关于具有奇异声学参数的超构材料、声学超构表面、吸声超构材料、声学超分辨率成像、宇称时间对称性声学以及拓扑声学等方面的研究.

2 声学超构材料和奇异的等效声学参数

质量密度 ρ 和体弹性模量 K 是声学材料的两个关键参数,它们决定了声波在介质中的传播特性^[3].例如,介质的声速和声特性阻抗都由这两个参数表示:声速 $c = \sqrt{K/\rho}$,介质的特性阻抗 $Z = \sqrt{K\rho}$.在天然介质中,二者通常都为正值,并由介质的材料组分和微观结构决定.然而,如果在材料中引入局域共振单元,增强声-物质相互作用,就可能引入天然材料中无法实现的等效参数,即奇异的声学参数.基于共振的机理,我们可以引入负的等效质量密度和体弹性模量,以及零折射率等奇异的声学参数.由此带来新奇的物理效应,有望突破经典声学的理论限制,构造新功能声学器件,应用至声聚焦、超分辨率成像等方面^[4,5].

研究表明,结构单元的共振模式会影响介质的等效质量密度和体弹性模量.其中,偶极共振模式

会引起质量密度的共振响应,单级共振会引起体弹性模量的共振响应.若声质点运动的加速度与声学驱动力反相,就可能产生负的质量密度.图1(a)所示结构^[1]是一种负等效质量密度的声学超构材料,它的结构单元为包覆有硅胶层的小铅球,并镶嵌在基体材料中,构成简单立方晶格,其局域共振带隙对应的频段远低于传统布拉格散射带隙对应的频段.在共振频率附近,铅球和基体材料发生反相的运动,从而产生负的等效质量密度的响应.薄膜结构^[6]同样可实现该声学效应,并且通过改变薄膜的尺寸或是薄膜上缀加质量负载能够很大程度上改变薄膜的共振响应.另一种共振模式-单级共振会引起体弹性模量的共振响应.图1(d)所示结构^[7]由集成有亥姆赫兹共振腔的波导管构成,它在低频段处形成带隙,其原因在于产生了负的等效体弹性模量 K .通过设计腔体的尺寸,可以灵活地调控带隙的频段,能够应用至噪声隔离器^[8].当介质的质量密度 ρ 和体弹性模量 K 二者其中一个参数为负值时,声的相速度为纯虚数,此时声能无法传播.然而,如果同时引入单极共振和偶极共振模式,就可以构造双负参数(等效质量密度和体弹性模量同时为负值)的超构材料^[9].例如,结合亥姆赫兹共振腔和薄膜结构^[10],就可以同时实现单极共振与偶极共振,构成双负超构材料,如图1(c).此时,介质具有负的折射率,声波可以传播,且声波能流的方向与相速度的方向相反.基于米氏共振效应,水-橡

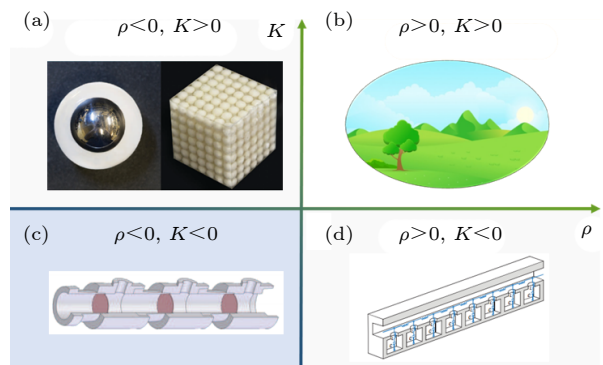


图1 弹性模量 ρ 和体弹性模量 K 的参数空间图 (a) 负质量密度超构材料, $\rho < 0, K > 0$; (b) 天然材料, $\rho > 0, K > 0$; (c) 双负超构材料, $\rho < 0, K < 0$; (d) 负体弹性模量超构材料, $\rho > 0, K < 0$

Fig. 1. Parameter space for mass density ρ and bulk modulus K : (a) Metamaterials with negative effective mass density, $\rho < 0, K > 0$; (b) natural materials, $\rho > 0, K > 0$; (c) double-negative metamaterials, $\rho < 0, K < 0$; (d) metamaterials with negative effective bulk modulus, $\rho > 0, K < 0$.

胶球柔性复合结构也可以同时实现负的质量密度、体弹性模量以及类似的负折射效应^[11]. 这些材料与天然材料的声学属性不同, 为操纵声波提供了一种新的方式.

此外, 还有几种其他方法可以实现反常参数. 空间卷曲结构^[12,13]可以使能带折叠, 产生负的色散关系, 从而实现负折射. 这种结构相对简单, 易于实现, 并且不依赖于共振效应. 具有双曲色散的各向异性结构^[14,15], 由于其等频线是双曲线型, 几乎可以实现全角度的负折射. 此外, 零折射率超构材料^[16-18]也是一个有趣的研究领域, 可用于精确的相位调控. 声波通过这种材料不会发生相位的改变, 可以应用至声学成像、声检测方面.

3 声学超构表面

声学超构表面是一种新型的二维人工结构材料, 也是声学超构材料的重要一支. 与传统的三维声学超构材料相比, 它在空间中的某一个维度尺寸很小, 具有亚波长的厚度, 呈“平面”型. 声学超构表面的设计理念就是利用尽可能小的结构来操纵声波, 其紧凑的结构在实际应用中具有优势.

3.1 广义斯涅耳定律

根据经典的声学理论, 平面声波从一种介质进入另一种介质时, 它的传播行为遵循斯涅耳定律 (Snell's law), 如图 2(a) 所示. 然而, 如果两种介质界面处存在额外的相位分布, 即波的传播于界面处产生相位突变, 反射角、折射角与入射角之间存在新的关系^[19]:

$$\sin\theta_r - \sin\theta_i = \frac{\lambda_1}{2\pi} \frac{d\varphi(x)}{dx}, \quad (1)$$

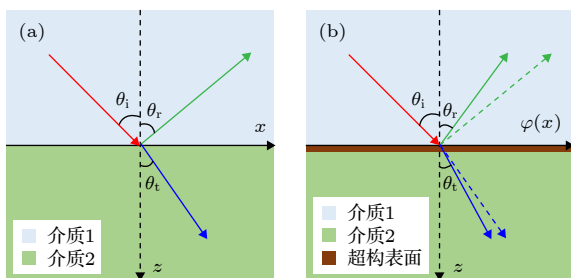


图 2 (a) 斯涅耳定律; (b) 广义斯涅耳定律
Fig. 2. (a) Snell's law; (b) generalized Snell's law.

$$\frac{1}{\lambda_2} \sin\theta_t - \frac{1}{\lambda_1} \sin\theta_i = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(x)}{dx}, \quad (2)$$

上式即为广义斯涅耳定律 (generalized Snell's law)^[20], 其中 $\theta_{i,r,t}$ 为声波的入射角、反射角和折射角, $\lambda_{1,2}$ 为声波在介质 1 和介质 2 中的波长, $\varphi(x)$ 为界面处的相位分布, $d\varphi(x)/dx$ 即为沿界面切向的相位梯度. 根据广义斯涅耳定律, 若 $d\varphi(x)/dx$ 不为零, 额外的相位分布会引起异常的反射和折射现象, 如图 2(b) 所示. 通过调制 $\varphi(x)$ 可以任意控制反射角和透射角的值. 此外, 如果 $\varphi(x)$ 设计为 x 的非线性函数, 那么反射和折射的角度取决于沿界面的位置, 使界面各点对入射声波呈现出不同的局部响应, 从而能够灵活地操控反射和透射声束, 实现各种复杂声场.

3.2 声学超构表面的形式及应用

界面处额外的相位分布可以使用亚波长的人工结构 (声学超构表面) 来构建. 声学超构表面通常由多个亚波长的结构单元组成. 通过改变结构单元的尺寸或材料, 每个结构单元能够独立地对声波进行 $0-2\pi$ 范围内的相位调制, 从而在超表面的出射面上形成特定的相位分布. 基于这种对波阵面的调控方法, 可以形成传统方法难以实现的复杂声束, 如自弯曲声束、声涡旋等.

目前, 声学超构表面主要有以下三种典型的形式, 分别为: 反射型声学超构表面、透射型声学超构表面以及吸收型声学超构表面, 如图 3(a)–(c) 所示. 反射型声学超构表面可以实现对反射声波的有效调控, 透射型声学超构表面则能操控透射声波, 吸收型声学超构表面是利用声波在结构中的耗散, 实现声能的吸收. 声学超构表面的常用结构单元有空间卷曲结构、局域共振结构、薄膜结构等形式^[19].

图 3(a) 为典型的空间卷曲结构^[21], 当入射声波从一侧进入卷曲结构后经另一侧的刚性壁的全反射回传到出口, 通过调节声程差来调控相位延迟. 其相位延迟的表达式为: $\varphi = kL$, 其中 k 为空气的波矢, L 为声波的传播距离. 因此, 我们可以调控卷曲空间的结构, 即调控参数 L , 实现声波的相位调控. 同理, 空间卷曲结构也可以构成透射型超构表面, 实现对透射声波的调控. 超构表面满足广义 Snell 定律, 可以实现传统的声学器件所不能实现的特殊声学效应. 例如, 图 3(d) 为声学超构表面

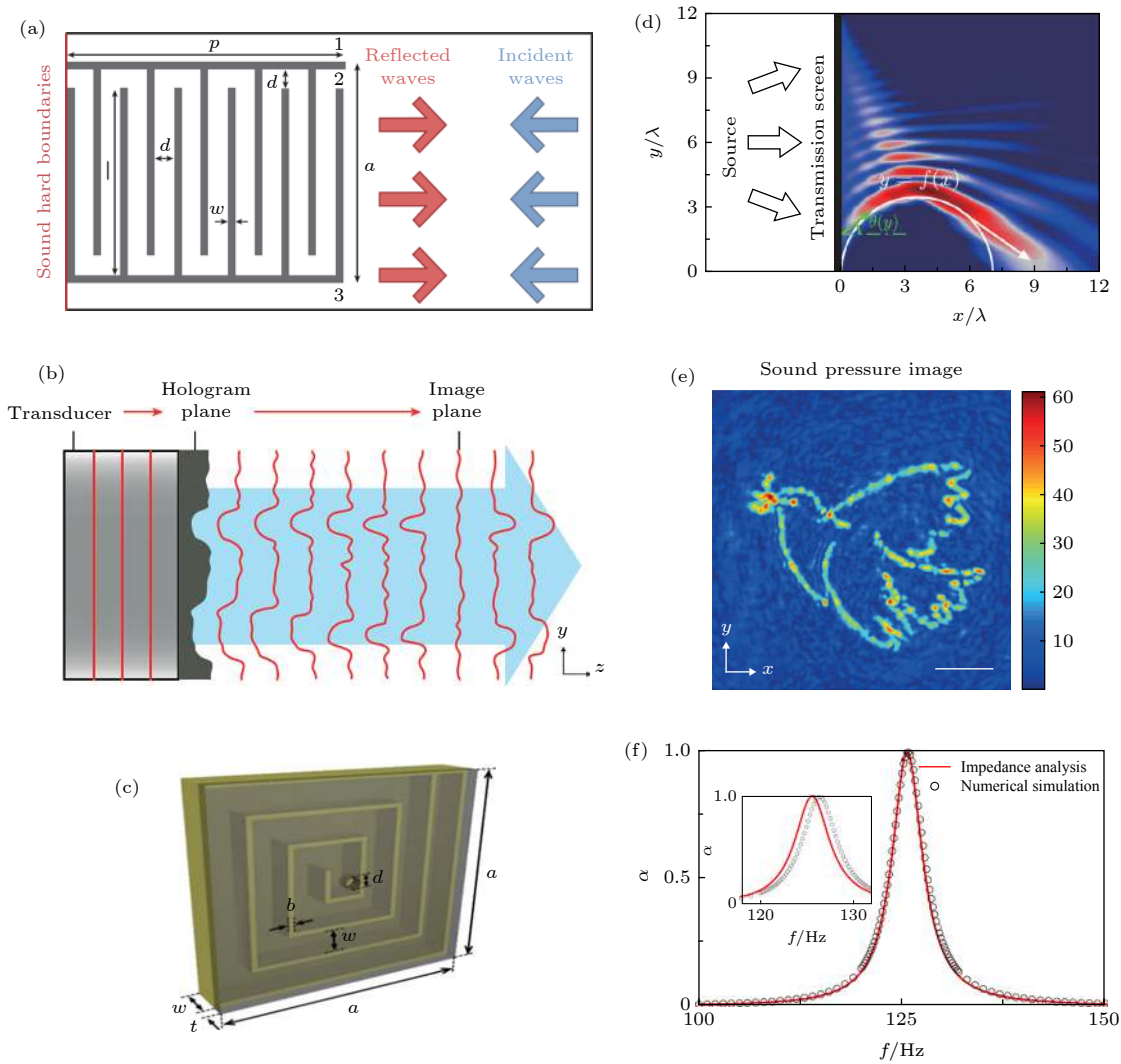


图 3 声学超构表面的三种典型形式及其物理效应 (a) 反射型超构表面; (b) 透射型超构表面; (c) 吸收型超构表面; (d) 自弯曲波束调控; (e) 声学全息成像; (f) 低频完美吸声体

Fig. 3. Three typical forms of acoustic metasurfaces and their physical effects: (a) Reflective metasurfaces; (b) transmissive metasurfaces; (c) absorbing metasurfaces; (d) the self-bending beam; (e) acoustic holographic imaging; (f) perfect sound absorber at low frequency.

对自弯曲波束的调制^[22]. 另外, 声学超构表面还可以应用于声学全息成像^[23–25]. Melde 等^[23] 利用精密的 3D 打印技术制造出分辨率很高的声学超构表面, 如图 3(e) 所示. 每一个像素点的相位延迟取决于它的厚度, 声波在出射面形成一定的相位分布, 这种含特定相位信息的声波承载了我们设计的图案的信息, 最终在特定平面上可反演出成像信息. 值得一提的是, 该方法调制的全息图分辨率非常高, 像素精度高达 20 μm , 共 15000 个像素点阵列. 实现具有螺旋相位分布的声涡旋场具有重要的理论意义和应用价值^[26]. 携带不同拓扑荷的涡旋声束可应用于水下的高速通信^[27]. Jiang 等^[28] 利用腔体和管道结构, 使得入射平面波的波阵面“拧”

成螺旋形, 使之携带轨道角动量. 通过调整声学共振体的几何参数可以实现对轨道角动量阶数的精确控制. 另外, 超构表面结构单元通常无法同时独立地调节声波的幅值和相位, 这限制了超构表面对声场的调控能力. Zhu 等^[25] 研究了管道结构参数对反射声波幅值-相位的退耦合效应, 设计了任意调节声波幅值和相位的结构单元, 提高了超构表面对声场调控的质量和灵活性. 主动式的声学超构材料具有灵活可调的特性, 也是超构表面的一个发展趋势. Ma 等^[29] 研究了主动式的薄膜型超构表面, 为室内混响场的调控这一复杂问题提供了解决方案. 此外, 关于声学超构表面研究人员还在声吸收^[30–32]、声聚焦^[33]、粒子操控^[23]、声隐身^[34] 等方

面取得了一系列的成果. 近期, 研究人员提出了一种高效的声学超构表面的设计方案, 使其具有超过 90% 的能量转换效率^[35,36]. 这一优异性能源自 Willis 耦合所引入的双各向异性, 从而使材料满足等效的阻抗匹配条件. 高的能量转换效率大大提高了声学超构表面的实用价值.

声学超构表面对于声波调制的方式与声学相控阵这一电声器件的思路是一致的, 但它更具有独特的优势: 一方面, 声学超构表面通常具有亚波长的尺度, 小尺寸器件更有利于实际的应用; 另一方面, 有源声学相控阵涉及大量的声源器件, 每个声源都需要匹配电路单独调控相位, 造价昂贵. 相比之下声学超构表面的成本更低. 声学超构表面操控声波的方法无需复杂的数字电路系统, 可以有效降低系统的复杂性和成本. 一个直观的应用就是利用声学超构表面调控声场, 实现与换能器阵列类似的效果. 超构表面还可以与电声器件结合起来, 进一步灵活的调控声波. 例如, 声学超构表面与扬声器结合起来, 改善扬声器的指向性或其产生的平面波的特性; 或是超构表面与传声器结合起来, 改善其指向性或提高其信噪比.

因此, 声学超构表面这一无源相控阵的方法具有简单高效、成本低廉、灵活调控等优势, 具有广泛的应用前景, 对于声学领域的基础研究和新型声学器件的拓展具有重要的指导意义.

4 吸声超构材料

近年来, 随着人们对于振动噪声问题的日益关注, 对于吸声材料 (尤其是低频吸声材料) 的研究具有重要的意义. 由于声能耗散的物理过程: 黏滞耗散和热传导, 二者对声能耗散的贡献皆与频率的平方近似成正比, 因此高频声波在媒质中的耗散更显著. 传统的吸声材料 (如泡沫海绵, 多孔纤维等) 通常只能高效地吸收高频声波, 而对于低频声波的吸收性能较差. 另一方面, 环境噪声通常是由机械振动产生的低频声波, 传统的吸声材料由于低频段吸声系数比较低, 用于吸声降噪就需要尺寸庞大的结构. 因此, 研究可以有效控制低频噪声并且尺寸小巧的吸声结构是一项非常具有挑战性的工作. 声学超构材料在这一领域取得了卓越的成绩.

声子晶体由于布拉格散射具有带隙的特性, 可

以对特定频段的声波进行阻隔, 这一特性可以应用至隔声隔振方面, 但是这种布拉格散射一般要求晶格周期与波长尺度位于同一数量级^[37,38]. 声学超构材料则具有局域共振的特性, 这种材料的结构单元尺度可以显著小于所调控的波长. 材料所耗散的声能可以表示为 $E_{\text{能量}} = \int_V \rho_{\text{能量}} \cdot \beta_{\text{能量}} dV$, 可以看出材料中的能量密度与能量耗散系数乘积的体积分即为材料耗散的总能量. 当入射声波引起结构单元共振时, 共振单元内部能量密度很高, 利用此特性可以使超构材料表现出优异的吸声性能^[39].

按照共振单元的结构进行分类, 吸声超构材料主要有以下几种形式: 薄膜型^[40,41]、亥姆赫兹共振腔型^[42,32]以及 Fabry-Pérot 共振管型^[43,44]. 通过将薄膜固定于刚性壁并缀加质量, 可以构建一个低频共振的结构. 该结构在共振频率下具有吸声特性. 这种单一的结构在此几何约束下只能产生偶极共振, 对于单方向入射的声波最多只能耗散一半的能量. 通过构建简并的亚波长共振结构, 即在单一频率下同时激发单极共振和偶极共振, 可以实现声能的全部吸收, 如图 4(a) 所示^[40]. 除薄膜外, 亥姆赫兹共振腔和 Fabry-Pérot 共振管同样可以产生共振并表现出吸收声波的行为. 由于共振特性, 共振吸声材料通常具有窄带宽的特性. 通过组合不同共振响应的结构单元, 可以实现宽频范围内的声吸收, 如图 4(b) 和图 4(c) 所示^[42,44]. 基于折叠的 Fabry-Pérot 管阵列, Yang 等^[44] 在半无限的频率范围内实现了接近理论极限的吸收谱, 如图 4(d) 所示.

在吸声领域, 与传统的吸声材料相比, 声学超构材料具有以下优势: 一方面, 其具有亚波长的尺度, 体积小, 工作频段可以很低, 有利于实际的工程应用; 另一方面, 由因果律得知, 对于特定的吸声谱, 吸声材料具有极限的厚度尺寸. 超构材料的优势还在于可以利用有限的尺寸定制吸声谱, 通过精细设计共振模式分布达到吸声性能的最优化^[44,39]. 目前, 针对不同的使用场合, 人们对吸声材料的需求也不同. 例如, 航天器里的吸声材料应在保证吸声性能的情况下减轻重量; 室内建筑中大面积铺排的吸声材料还需兼顾力学性能、热学性质和环保要求. 在吸声领域, 声学超构材料可以向小型化、轻型化、功能化方面发展, 具有灵活可调吸声性能的同时还可定制化生产.

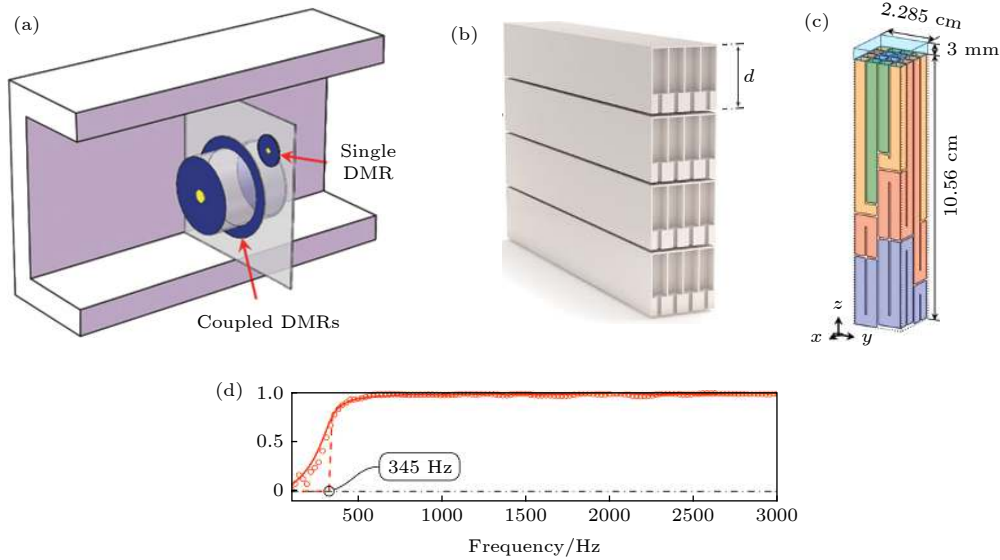


图 4 吸声超构材料 (a) 薄膜型结构; (b) 亥姆赫兹共振结构; (c) Fabry-Pérot 共振结构; (d) 优化的宽频吸声谱

Fig. 4. Sound absorbing metamaterial: (a) Membrane-type structure; (b) Helmholtz resonator structure; (c) Fabry-Pérot resonator structure; (d) optimized broadband sound absorption spectrum.

5 声学超构材料与超分辨成像

5.1 倏逝波与成像分辨率

声学成像是实现高分辨率成像的重要方法之一, 在医学诊断、无损检测、光声成像等领域具有广泛的应用, 获取的更高成像分辨率一直都是相关科学与技术领域的一项重要挑战。

传统的成像分辨率受限于衍射极限, 因为传播现象可以看作是一个具有有限带宽的线性色散的空间滤波器, 而携带被观测物体细节信息的倏逝波在自由空间中迅速衰减。我们从傅里叶空间能够直观地讨论这个问题, 波的传播看做角谱 (angular spectrum) 的传播 (以 z 方向的传播为例), 表示为:

$$A(k_x, k_y, z) = A(k_x, k_y, z=0) \cdot e^{ik_z z}, \quad (3)$$

式中 $e^{ik_z z}$ 为角谱的传递函数, 其中

$$k_z = \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)}.$$

当横向波矢 $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2 > k^2$ 时,

$$k_z = i\sqrt{(k_x^2 + k_y^2) - k^2} = i\alpha \quad (\alpha > 0),$$

此时 k_z 为纯虚数, 传递函数 $e^{ik_z z} = e^{-\alpha z}$ 。可以看出, 角谱随着传播距离 z 的增加呈指数衰减, 该部分波为倏逝波。因此, 物体的细节信息 (尺度小于波长) 在远场中丢失, 对成像没有贡献, 这也是衍射极限的由来^[45]。

为了克服衍射极限, 我们需要获得倏逝波所代表的细节信息, 声学超构材料是解决这一技术瓶颈的重要途径之一。存在两种可行的方法: 一种方法是放大倏逝波然后在近场收集它们; 另一种方法是在近场介质中提供额外的波矢来维持倏逝波或将倏逝波转换成传播的行波。

5.2 声学超构材料与超分辨成像

为了拓展超分辨技术, 超构材料领域做了大量的有益探索, 发展出了一系列高分辨的聚焦、成像技术。理论表明, 通过声学超透镜、双曲透镜等超构材料器件可以突破衍射极限, 实现亚波长的聚焦和成像。

Pendry 教授^[4]首先从理论上提出了可以使用负折射的介质来放大含有物体细节信息的倏逝波, 从而实现超分辨率成像, 这种结构又称为超透镜 (superlens)。负折射的超透镜能够有效地放大倏逝波, 补偿倏逝波在空气中传播损耗, 实现倏逝波耦合传输成像。这类透镜首先在光学领域中研究, 随后引至声学领域, 并得到证实, 如图 5(a) 所示^[5]。图 5(a) 为一种由亥姆赫兹共振腔 (易拉罐) 组成的负折射的声学超透镜。一般而言, 亥姆赫兹共振腔只能引入单级共振, 具有负的等效体弹性模量。但该研究设计了双周期的蜂窝晶格, 由于相邻谐振腔之间的多重散射, 形成了负折射的能带结构。由此带来的亚波长聚焦成像效应得到进一步证实^[46,47]。

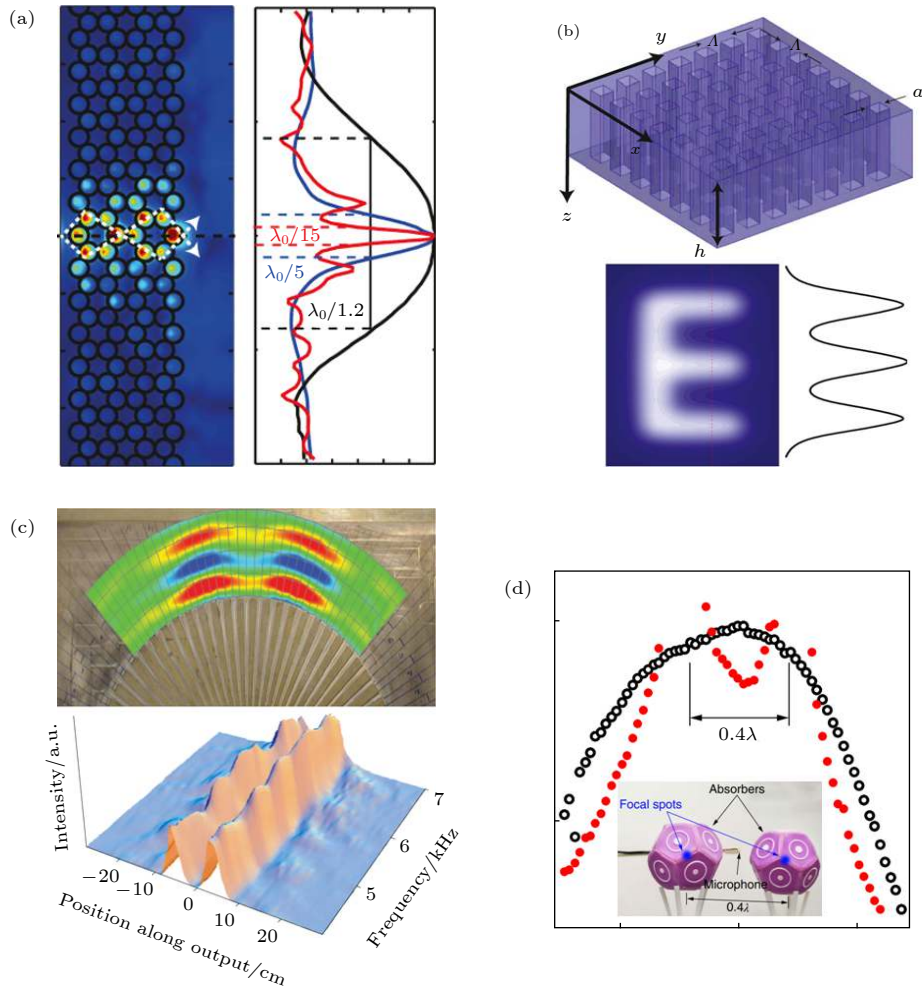


图 5 (a) 负折射声学超透镜; (b) 管道结构透镜; (c) 扇形声学透镜; (d) 薄膜结构超材料

Fig. 5. (a) Acoustic superlens with negative refractive; (b) holey-structured metamaterial lens; (c) fin-shaped acoustic lens; (d) membrane-type metamaterial.

值得一提的是, 负的折射率并不是放大倏逝波的必要条件. 研究表明, 由于倏逝波与表面态的相互作用, 负的等效质量密度的超构材料同样可以放大倏逝波 [48–50]. 这种完美透镜理论上可以实现任意分辨率的成像, 但也受限于材料本身的损耗以及近场的限制. Fabry-Pérot 共振 (F-P 共振) 在很宽的波矢范围内具有平坦的色散, 其波矢可以取很大的值. 利用该性质, Zhu 等 [51] 设计了一种三维管道结构的超材料, 实现了分辨率为 $\lambda/50$ 的声学成像, 如图 5(b) 所示. 这种周期性的管道结构在共振频率下可以激发出 F-P 共振模式. 由于亚波长物体散射出的倏逝波 (具有大的横向波矢) 能够有效地与 F-P 共振模式耦合, 然后传播至附近的像平面. 因此携带物体细节的高频信息可以在像平面处被收集, 从而实现了深亚波长尺度的成像.

此外, 声学双曲透镜 (hyperlens) 也是一类能

够实现超分辨成像的结构. 在二维极坐标下, 介质中声波的色散关系可表示为: $k_r^2/\rho_r + k_\theta^2/\rho_\theta = \omega^2/K$, 式中 k_r 和 k_θ 分别为声波沿径向和角向的波矢, K 为体弹性模量, ρ_r 和 ρ_θ 分别为介质沿径向和角向的等效质量密度. 当 ρ_r 和 ρ_θ 中的一个取负值时, 该色散关系呈双曲线型. 原则上, 任意大的波矢均可满足双曲色散关系, 因此这种介质能够实现亚波长的超分辨成像. 然而, 负的介质参数往往依赖共振结构的设计, 进而引起较窄工作带宽以及较大能量损耗等缺点. 为了实现宽带的亚波长成像, 可以考虑引入非共振结构的设计. Li 等 [52] 设计了由空气和黄铜层交替排布的扇形声学透镜结构, 如图 5(c) 所示. 尽管该结构的 ρ_r 和 ρ_θ 都为正值, 但是二者的值相差很大. 所以声波的色散关系呈较大离心率的椭圆形, 该透镜仍然支持较大波矢的声波的传播. 实验中, 声源产生的倏逝波模式与该透镜结构

发生耦合作用,并在传播的过程中逐渐转化为传播模式,从透镜的另一侧传出.因此,在远场处(透镜的另一侧)能够观察到声源的亚波长特征.由于其非共振的特性,这种结构具有宽带宽以及低损耗的优势. Ma 等^[53]利用膜型结构构建了亚波长的球形完美吸声体,其可以有效地吸收聚焦点附近的发散波 (diverging wave),实现了突破衍射极限的球面波的聚焦,如图 5(d) 所示.此外时间反演成像技术^[54,55]也为超分辨成像技术拓展了新思路.

尽管目前的研究中仍然存在材料本征损耗大、适用频段窄等问题,但是这种人工结构材料在该领域展现出了很大的潜力,有望应用至生物医疗、无损检测、水声探测等应用方面.

6 宇称时间对称性声学

声学超构材料通常面临材料的本征损耗过大问题,这极大地限制了超构材料的应用.由此产生一个问题:是否能够在声的传播路径上引入增益介质,以补偿材料的本征损耗,从而实现声波的无损传播.与此相关的研究,如声学系统的宇称时间对称性 (parity-time symmetry),简称 PT 对称性,引起了研究人员的关注. PT 对称性的研究起源于量子力学.由于厄米算子具有实的本征值,一般情况下,如果整个系统有实的能量本征值,那么系统的哈密顿应该是厄米的.但是后来发现,对于非厄米系统,只要满足 PT 对称性,系统的本征值仍可以为实数^[56]. PT 对称性是指系统在宇称和时间反演操作下保持不变的性质.一般地, \hat{P} 为宇称算符,定义为: $\hat{p} \rightarrow -\hat{p}$, $\hat{x} \rightarrow -\hat{x}$, 而 \hat{T} 为时间反演算符,定义为: $\hat{p} \rightarrow -\hat{p}$, $\hat{x} \rightarrow \hat{x}$, $i \rightarrow -i$.

PT 对称系统是一类特殊的非厄米系统,声学系统的 PT 对称性可以实现一些新奇有趣的现象,对于物理和应用的研究都具有启发性.一方面,PT 对称系统是开放系统,在奇异点附近,系统会呈现有趣的特性,如非零的几何相位、单向无反射、激射与完美吸收共存体等^[57-60].另一方面,PT 对称系统可以将损耗这一因素利用起来,这在实际应用中也是有利的.

构建 PT 声学系统的关键是调节增益和损耗使之平衡^[61].例如:空气中的声波可以通过电声器件,如带有反馈电路的扬声器,实现增益和损耗的调控^[62-64];对于管道流体中的声波,不连续边界处

的涡旋-声相互作用可以引起有效的增益和损耗^[64].此外,压电半导体材料中的弹性波可以通过外加电信号的方法调节增益损耗^[65].当然,目前已有的 PT 声学的研究主要集中在一维的声学系统,更高维度的 PT 对称系统的研究仍待探索.通过灵活地同时调节材料折射率的实部和虚部,将可能有更丰富的物理现象的出现和新一代声学器件的诞生.

7 拓扑声学

7.1 声子晶体

声子晶体是弹性模量和质量密度周期性调制的人工结构复合材料.由于晶格的平移对称性,声子晶体具有类似于电子材料的能带结构.周期性的布拉格散射或局域共振作用可以形成能带带隙.通过在声子晶体中引入结构缺陷(点、线、面缺陷),带隙中会出现缺陷态,声波可以被束缚在缺陷处,实现声波的局域化传播.通过精准地调控能带结构,声子晶体为人们提供了有效操纵声波的手段,可实现许多奇特的声学传播现象,如负折射^[66]、声异常透射^[67]等.

近年来,拓扑物理引起人们的极大重视,成为研究的热门领域.拓扑是数学的一个重要分支,主要研究了空间在连续变化后保持不变的整体性质.实空间的拓扑数由 Gauss-Bonnet 定理描述,对应于高斯曲率的表面积分.随着 20 世纪 80 年代量子霍尔效应的发现,人们发现动量空间的电子能带结构同样可以具有类似实空间的拓扑性质.一系列拓扑材料的发现,相继揭示了电子的整数量子霍尔效应、量子自旋霍尔效应、量子谷霍尔效应等拓扑效应.随即,研究人员发现在玻色子(光、声)系统中同样可能实现类似的拓扑现象.声子晶体由于其缺陷可控、结构可调、易于制备与观测的特点,成为实现和检验拓扑声学效应的理想平台.

7.2 声学拓扑态

对于二维电子气体,外加磁场破坏了系统的时间反演对称性,霍尔电阻与垂直磁场的关系在总体的上升趋势中会出现台阶化的平台,此即电子的整数量子霍尔效应.实现该效应,必须通过引入外场打破系统的时间反演对称性.2005 年, Haldane 等^[68]提出在磁光材料光子晶体中,通过外加磁场破缺时间反演对称性,打开狄拉克点简并,可以实

现整数量子霍尔效应的光学类比, 构造一条连接上下体态的无能隙边界态. 边界态具有拓扑保护的单向传输、背散射抑制的特性. 随后, 麻省理工学院的研究组在四方晶格光子晶体中, 通过外加磁场打开二次简并点, 实验上观测到了单向传输的光学拓扑边界态 [69]. 然而, 流体声波不受磁场的影响, 声学体系中很难破缺其时间反演对称性. 直到 2014 年, Fleury 等 [70] 提出通过构造环形结构并在其中引入环形气流的方式可以产生针对声波的“有效磁场”, 从而打破系统的时间反演对称性. 随后, Ni 等 [71] 研究了蜂窝晶格中引入环形气流的声学拓扑模型, 如图 6(a) 所示. 引入环形气流后, 能带中的狄拉克简并点打开, 产生拓扑非平庸的带隙, 实现了流体声中的类量子霍尔效应 (声学陈绝缘体). 近期, Ding 等 [72] 利用环形气流在实验上验证了声学陈拓扑绝缘体, 观测到背散射抑制的声波单向传输特性.

整数量子霍尔效应依赖引入外场打破时间反演对称性. 而对于时间反演保护的体系, 研究人员实现了声的类量子自旋霍尔效应或声学拓扑绝缘体. 拓扑绝缘体的标志是存在受时间反演对称性保护的鲁棒性边界态. 电子作为费米子满足时间反演导致的 Kramers 简并, 利用自旋轨道耦合, 可在零磁场下获得一对共轭的自旋相反的无能隙边界

态 [73,74]. 尽管声作为玻色系统满足不同的时间反演对称操作, 但可以通过特殊的空间对称性构建类似于电子的赝时间反演对称性和赝自旋态, 实现声学中的类量子自旋霍尔效应. He 等 [75] 利用简并布洛赫态的模式杂化构造赝自旋, 利用赝自旋-轨道相互作用实现了 p 带和 d 带间的能带反转, 首次实验上实现了声学拓扑绝缘体, 并验证了边界态的鲁棒性传输特性. 能带反转的拓扑转变过程于带隙内引入两条自旋相反的拓扑边界态, 分别对应声的赝自旋向上和赝自旋向下, 如图 6(b) 所示. 与普通波导相比, 拓扑边界态的波导即使存在空穴、无序和弯折等缺陷, 仍具有背散射抑制的声波传播特性. 此外, 已有相关工作将声的量子自旋霍尔效应推广至弹性波体系. Yu 等 [76] 利用激光干涉测量的实验手段直接观测到布洛赫态的时空间演化模式, 实验上验证了弹性声波的量子自旋霍尔效应.

近年来, 研究人员在 C_{6V} 结构 (石墨烯、双层石墨烯、过渡金属二硫化物等) 中发现了新的拓扑态, 即量子谷霍尔效应. 反演对称性的破缺导致了非零的贝利曲率, 且于 K 点和 K' 点的符号相反, 从而构造了两个具有不同手性的谷赝自旋态. 谷赝自旋态传输同样具有缺陷免疫且背散射抑制的特性. Lu 等 [77] 设计了由正三角形散射体构成的六角晶格声子晶体, 通过调控三角形散射体的旋转角度

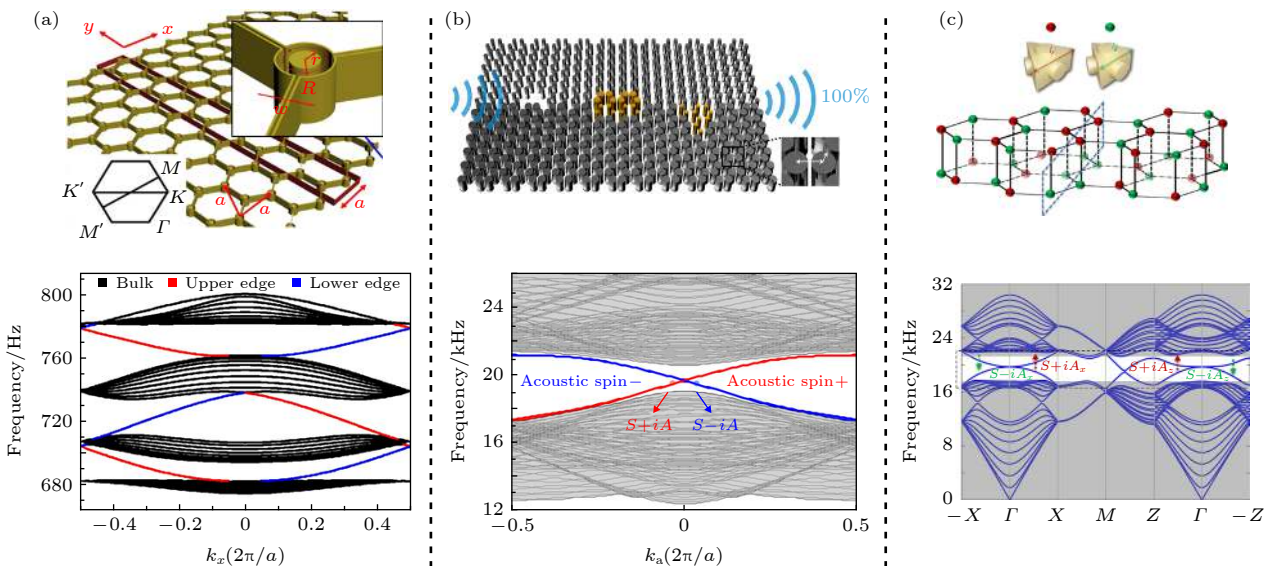


图 6 (a) 引入环流的声学陈绝缘体及其投影能带; (b) 基于模式杂化的声学拓扑绝缘体结构及其投影能带; (c) 引入滑移对称性的三维拓扑声子晶体及其投影能带

Fig. 6. (a) Acoustic topological Chern insulator by incorporating the circulating flow and its projected energy band; (b) acoustic topological insulator based on hybridized modes and its projected energy band; (c) three-dimensional topological acoustic crystals with glide symmetry and its projected energy band.

产生拓扑相变, 实现了二维声子晶体的谷赝自旋态. Wang 等^[78,79] 基于弹性波体系研究了板波和表面波的谷赝自旋态输运性质. 对于三维拓扑声子晶体, He 等^[80] 构造了由双层六角晶格堆砌而成的三维微腔结构, 如图 6(c) 所示. 通过引入滑移对称性, 构造了赝自旋以及赝自旋-能谷耦合表面态. 声谷赝自旋态作为新的自由度可搭载信息, 具有重要的研究价值.

目前关于声学拓扑态的研究主要集中在二维体系, 后续的声学拓扑工作, 尤其是三维拓扑, 值得进一步的深入研究. 声学拓扑材料的鲁棒性传输特性, 为新型声学器件的设计提供了新的思路, 例如非互易传输的声波导、声分束器、高品质因子的声腔、新型声开关等, 具有广泛的应用前景.

8 总结与展望

声学超构材料突破了传统材料的束缚, 极大地拓展了自然界中现有材料的声学属性, 为调控声波带来了全新的自由度. 声学超材料表现出的奇特新颖的物理现象和原理可以应用于工业生产的隔声降噪减振、声无损检测、生物医疗、通讯器件、声水下探测等领域. 除了上文介绍的内容, 还有很多有趣的领域值得进一步探索, 如声隐身^[81,82]、声的非互易传输^[83] 等. 声子晶体为研究复杂的凝聚态理论提供了新的平台. 拓扑材料具有鲁棒性的边界态, 其有着缺陷免疫、背散射抑制的特性, 具有重要的研究意义. 此外, 声学超构材料的设计理念同样对光学超构材料^[84,85]、电磁超构材料^[86,87]、弹性力学超构材料^[88,89]、热学超构材料^[90,91] 等研究具有启发意义. 随着更加深入的研究, 相信会有更多创新实用的内容展现在我们面前.

目前, 声学超构材料领域正在如火如荼地发展, 但该领域仍然存在许多挑战等待人们去解决. 例如, 伴随着共振效应的较窄工作带宽以及材料的固有损耗是超构材料面向应用的限制因素. 为了解决这个不利因素, 一种设计思路是集成多个不同的共振单元, 但这种方法会增加结构的尺寸. 另一种设计思路是引入额外的物理场 (如电场、磁场) 来设计主动式的声学超构材料. 这种主动式的超构材料根据需求灵活地调控声波, 也是声学超构材料的一种发展趋势. 另一方面, 声学超构材料得益于先进的机械制造和材料加工技术. 近年来, 增材制造

技术 (如 3D 打印) 的技术进步同样促进了声学超构材料领域的发展, 其材料、加工尺寸及精度非常适合空气声超构材料. 高频的弹性波超构材料就需要更高精度的微纳加工技术. 此外, 水下超构材料的研究是一项相当有挑战性的工作, 它具有重要的应用价值, 可以用于水下声学学和医学超声成像等领域. 由于水和固体材料之间的低阻抗比 (相比空气和固体材料), 这导致大量的入射声能会耦合至固体材料中. 解决这一问题需要新的设计方案和进一步的深入研究.

综上所述, 声学超构材料是操纵声场、调控声波强有力的工具, 为声学领域这一经典学科注入了新鲜的血液, 由它带来的新奇物理效应有望应用于新型的声学功能器件. 它的研究具有重要的理论意义和实用价值. 在未来, 相信声学超构材料可以做到实用化和产业化, 为我国的现代化建设提供先进的技术支持和产品支撑.

参考文献

- [1] Liu Z Y, Zhang X X, Mao Y W, Zhu Y Y, Yang Z, Chan C T, Sheng P 2000 *Science* **289** 1734
- [2] Zheludev N I, Kivshar Y S 2012 *Nat. Mater.* **11** 917
- [3] Cummer S A, Christensen J, Alù A 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16001
- [4] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [5] Kaina N, Lemoult F, Fink M, Lerosey G 2015 *Nature* **525** 77
- [6] Yang Z Y, Mei J, Yang M, Chan N, Sheng P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 204301
- [7] Fang N, Xi D, Xu J, Ambati M, Srituravanich W, Sun C, Zhang X 2006 *Nat. Mater.* **5** 452
- [8] Christensen J, Martín-Moreno L, García-Vidal F J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 134106
- [9] Li J, Chan C T 2004 *Phys. Rev. E* **70** 055602
- [10] Lee S H, Park C M, Seo Y M, Wang Z G, Kim C K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 054301
- [11] Brunet T, Merlin A, Mascaro B, Zimny K, Leng J, Poncelet O, Aristégui C, Mondain-Monval O 2015 *Nat. Mater.* **14** 384
- [12] Liang Z X, Li J S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 114301
- [13] Xie Y B, Popa B, Zigoneanu L, Cummer S A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 175501
- [14] Christensen J, de Abajo F J G 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 124301
- [15] García-Chocano V M, Christensen J, Sánchez-Dehesa J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 144301
- [16] Fleury R, Alù A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 055501
- [17] Liberal I, Engheta N 2017 *Nat. Photon.* **11** 149
- [18] Dubois M, Shi C Z, Zhu X F, Wang Y, Zhang X 2017 *Nat. Commun.* **8** 14871
- [19] Assouar B, Liang B, Wu Y, Li Y, Cheng J C, Jing Y 2018 *Nat. Rev. Mater.* **3** 460
- [20] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [21] Li Y, Liang B, Gu Z M, Zou X Y, Cheng J C 2013 *Sci. Rep.* **3** 2546

- [22] Li Y, Jiang X, Liang B, Cheng J C, Zhang L K 2015 *Phys. Rev. Appl.* **4** 024003
- [23] Melde K, Mark A G, Qiu T, Fischer P 2016 *Nature* **537** 518
- [24] Xie Y, Shen C, Wang W, Li J, Suo D, Popa B I, Jing Y, Cummer S A 2016 *Sci. Rep.* **6** 35437
- [25] Zhu Y, Hu J, Fan X, Yang J, Liang B, Zhu X, Cheng J 2018 *Nat. Commun.* **9** 1632
- [26] Shi C Z, Dubois M, Wang Y, Zhang X 2017 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **114** 7250
- [27] Jiang X, Liang B, Cheng J C, Qiu C W 2018 *Adv. Mater.* **30** 1800257
- [28] Jiang X, Li Y, Liang B, Cheng J C, Zhang L K 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 034301
- [29] Ma G C, Fan X Y, Sheng P, Fink M 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **115** 6638
- [30] Li Y, Assouar B M 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 063502
- [31] Shen C, Cummer S A 2018 *Phys. Rev. Appl.* **9** 054009
- [32] Jiménez N, Huang W, Romero-García V, Pagneux V, Groby J P 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 121902
- [33] Chen J, Xiao J, Lisevych D, Shakouri A, Fan Z 2018 *Nat. Commun.* **9** 4920
- [34] Ma F Y, Huang M, Xu Y C, Wu J H 2018 *Sci. Rep.* **8** 5906
- [35] Li J F, Shen C, Díaz-Rubio A, Tretyakov S A, Cummer S A 2018 *Nat. Commun.* **9** 1342
- [36] Quan L, Ra'di Y, Sounas D L, Alù A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 254301
- [37] Lu M H, Feng L, Chen Y F 2009 *Mater. Today* **12** 34
- [38] Ge H, Yang M, Ma C, Lu M H, Chen Y F, Fang N, Sheng P 2018 *Natl. Sci. Rev.* **5** 159
- [39] Yang M, Sheng P 2017 *Annu. Rev. Mater. Res.* **47** 83
- [40] Yang M, Meng C, Fu C X, Li Y, Yang Z Y, Sheng P 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 104104
- [41] Ma G C, Yang M, Xiao S W, Yang Z Y, Sheng P 2014 *Nat. Mater.* **13** 873
- [42] Jiménez N, Romero-García V, Pagneux V, Groby J P 2017 *Phys. Rev. B* **95** 014205
- [43] Jiang X, Liang B, Li R Q, Zou X Y, Yin L L, Cheng J C 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 243505
- [44] Yang M, Chen S Y, Fu C X, Sheng P 2017 *Mater. Horiz.* **4** 673
- [45] Ma G C, Sheng P 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501595
- [46] Lemoult F, Fink M, Lerosey G 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 064301
- [47] Lemoult F, Kaina N, Fink M, Lerosey G 2013 *Nat. Phys.* **9** 55
- [48] Park J J, Park C M, Lee K J B, Lee S H 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 051901
- [49] Ambati M, Fang N, Sun C, Zhang X 2007 *Phys. Rev. B* **75** 195447
- [50] Park C M, Park J J, Lee S H, Seo Y M, Kim C K, Lee S H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 194301
- [51] Zhu J, Christensen J, Jung J, Martin-Moreno L, Yin X, Fok L, Zhang X, Garcia-Vidal F J 2011 *Nat. Phys.* **7** 52
- [52] Li J, Fok L, Yin X, Bartal G, Zhang X 2009 *Nat. Mater.* **8** 931
- [53] Ma G C, Fan X Y, Ma F Y, de Rosny J, Sheng P, Fink M 2018 *Nat. Phys.* **14** 608
- [54] Lanoy M, Pierrat R, Lemoult F, Fink M, Leroy V, Tourin A 2015 *Phys. Rev. B* **91** 224202
- [55] Lemoult F, Fink M, Lerosey G 2011 *Waves in Random and Complex Media* **21** 614
- [56] Bender C M, Boettcher S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5243
- [57] Chong Y D, Ge L, Stone A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093902
- [58] Feng L, Xu Y L, Fegadolli W S, Lu M H, Oliveira J E B, Almeida V R, Chen Y F, Scherer A 2013 *Nat. Mater.* **12** 108
- [59] Chang L, Jiang X S, Hua S Y, Yang C, Wen J M, Jiang L, Li G, Wang G Z, Xiao M 2014 *Nat. Photon.* **8** 524
- [60] Feng L, Wong Z J, Ma R M, Wang Y, Zhang X 2014 *Science* **346** 972
- [61] Zhu X F, Ramezani H, Shi C Z, Zhu J, Zhang X 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031042
- [62] Shi C Z, Dubois M, Chen Y, Cheng L, Ramezani H, Wang Y, Zhang X 2016 *Nat. Commun.* **7** 11110
- [63] Fleury R, Sounas D L, Alù A 2016 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **22** 121
- [64] Aurégan Y, Pagneux V 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 174301
- [65] Christensen J, Willatzen M, Velasco V R, Lu M H 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 207601
- [66] Lu M H, Zhang C, Feng L, Zhao J, Chen Y F, Mao Y W, Zi J, Zhu Y Y, Zhu S N, Ming N B 2007 *Nat. Mater.* **6** 744
- [67] Lu M H, Liu X K, Feng L, Li J, Huang C P, Chen Y F, Zhu Y Y, Zhu S N, Ming N B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 174301
- [68] Haldane F D M, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904
- [69] Wang Z, Chong Y, Joannopoulos J D, Soljačić M 2009 *Nature* **461** 772
- [70] Fleury R, Sounas D L, Sieck C F, Haberman M R, Alù A 2014 *Science* **343** 516
- [71] Ni X, He C, Sun X C, Liu X P, Lu M H, Feng L, Chen Y F 2015 *New J. Phys.* **17** 053016
- [72] Ding Y J, Peng Y G, Zhu Y F, Fan X D, Yang J, Liang B, Zhu X F, Wan X G, Cheng J C 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 014302
- [73] Kane C L, Mele E J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 146802
- [74] König M, Wiedmann S, Brüne C, Roth A, Buhmann H, Molenkamp L W, Qi X L, Zhang S C 2007 *Science* **318** 766
- [75] 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
- [76] Yu S Y, He C, Wang Z, Liu F K, Sun X C, Li Z, Lu H Z, Lu M H, Liu X P, Chen Y F 2018 *Nat. Commun.* **9** 3072
- [77] Lu J Y, Qiu C Y, Ye L P, Fan X Y, Ke M Z, Zhang F, Liu Z Y 2017 *Nat. Phys.* **13** 369
- [78] Wang Z, Yu S Y, Liu F K, Tian Y, Gupta S K, Lu M H, Chen Y F 2018 *Appl. Phys. Express* **11** 107301
- [79] Wang Z, Liu F K, Yu S Y, Yan S L, Lu M H, Jing Y, Chen Y F 2019 *J. Appl. Phys.* **125** 044502
- [80] He C, Yu S Y, Ge H, Wang H Q, Tian Y, Zhang H J, Sun X C, Chen Y B, Zhou J, Lu M H, Chen Y F 2018 *Nat. Commun.* **9** 4555
- [81] Popa B I, Zigoneanu L, Cummer S A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 253901
- [82] Zigoneanu L, Popa B I, Cummer S A 2014 *Nat. Mater.* **13** 352
- [83] Li X F, Ni X, Feng L, Lu M H, He C, Chen Y F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 084301
- [84] Valentine J, Zhang S, Zentgraf T, Ulin-Avila E, Genov D A, Bartal G, Zhang X 2008 *Nature* **455** 376
- [85] Xiao S, Drachev V P, Kildishev A V, Ni X, Chettiar U K, Yuan H-K, Shalaev V M 2010 *Nature* **466** 735
- [86] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [87] Watts C M, Liu X, Padilla W J 2012 *Adv. Mater.* **24** OP98
- [88] Berger J B, Wadley H N G, McMeeking R M 2017 *Nature* **543** 533
- [89] Frenzel T, Kadic M, Wegener M 2017 *Science* **358** 1072
- [90] Han T C, Bai X, Liu D, Gao D L, Li B, Thong J T L, Qiu C W 2015 *Sci. Rep.* **5** 10242
- [91] Han T C, Bai X, Thong J T L, Li B W, Qiu C W 2014 *Adv. Mater.* **26** 1731

INVITED REVIEW

Research advances in acoustic metamaterials*Tian Yuan¹⁾ Ge Hao¹⁾ Lu Ming-Hui^{1)2)†} Chen Yan-Feng¹⁾²⁾

1) (*Department of Materials Science and Engineering, College of Engineering and Applied Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

(Received 31 May 2019; revised manuscript received 3 July 2019)

Abstract

Acoustic metamaterials have opened up unprecedented possibilities for wave manipulation, and can be utilized to realize many novel and fascinating physical phenomena, such as acoustic self-collimation, cloaking, asymmetric transmission, and negative refraction. In this review, we explore the fundamental physics of acoustic metamaterials and introduce several exciting developments, including the realization of unconventional effective parameters, acoustic metasurface, total sound absorption, high-resolution imaging, parity-time-symmetric materials, and topological acoustics. Acoustic metamaterials with negative effective parameters that are not observed in nature expand acoustic properties of natural materials. Acoustic metasurfaces can exhibit wavefront-shaping capabilities, with thickness being much smaller than the wavelength. The precisely designed metamaterials provide the new possibility of steering waves on a subwavelength scale, which can be used for acoustic high-resolution imaging beyond the diffraction limit. The metamaterial absorbers can achieve total sound absorption at low frequencies and exhibit broadband absorption spectrum. Moreover, structure designs guided by the topological physics further broaden the whole field of acoustic metamaterials. Phononic crystals have become a flexible platform for studying new physics and exotic phenomena related to topological phases. Finally, we conclude the developments of acoustic metamaterials, discuss the technical challenges, and introduce potential applications in this emerging field.

Keywords: acoustic metamaterials, phononic crystals, topological acoustics, high-resolution imaging

PACS: 43.20.+g, 43.28.+h, 43.40.+s

DOI: [10.7498/aps.68.20190850](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190850)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFA0303702, 2018YFA0306200), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51732006, 11474158, 11804149), and the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11625418).

† Corresponding author. E-mail: luminghui@nju.edu.cn