

# 声学超构表面\*

李勇<sup>†</sup>

(同济大学物理科学与工程学院 声学研究所 上海 200092)

2017-08-23收到

<sup>†</sup> email: yongli@tongji.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20171102

## Acoustic metasurfaces

LI Yong<sup>†</sup>

(Institute of Acoustics, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

**摘要** 声学超构表面是当前声学领域的研究热点,其是一种由人工微单元构成的超薄平面结构,由于其具备平面、超薄等独特物理特性及对声波的灵活调控能力,使得其在降噪隔振、隐身技术、非接触操控物体等诸多声学领域具有重要的应用前景。文章以反射型、吸收型、透射型声学超构表面为框架,深入介绍超构表面高效调控声波的物理机制并举例展示了其构建复杂声场的能力,包括任意点反射聚焦、低频完美吸声、自弯曲声束、螺旋声波以及声能量非对称传输。

**关键词** 超构表面,超构材料,声场调控,低频完美吸声,无源相控阵

**Abstract** The study of acoustic metasurfaces is a hot research topic involving novel planar structures composed of artificial acoustic micro-units. Due to its planar, ultrathin physical features and the great capabilities of wavefront control, acoustic metasurfaces show great promise in various applications such as noise and vibration control, cloaking, and non-contact particle manipulation. The purpose of this review is to give a brief introduction to the capabilities of metasurfaces for reflection, absorption, and transmission. We will describe the underlying physics of wavefront control and show some intriguing examples of wave manipulation based on acoustic metasurfaces, such as focusing with a designed focal spot, perfect acoustic absorbers for low frequency sound, self-bending beams, vortex beams, and asymmetric acoustic transmission.

**Keywords** metasurfaces, metamaterial, wavefront control, perfect absorber, passive phased array

## 1 引言

声学是研究声波的产生、传播、接收以及处理的学科。简单高效地调控声波是声学研究的基本问题和追求目标。随着工业化的迅猛发展和人口的急剧增长,在航天航空、国防等领域以及人们的现实生活中涌现出大量的声学问题,比如飞

机、潜艇中的降噪隔振问题、水下主动声呐对复杂声场处理问题、音乐厅等现代观演建设的声学设计问题以及日趋严重的噪音污染问题。根据经典声学理论,通过自然材料的声学属性来调控声波存在一些限制,如无法使用小尺寸结构来调控大波长声波等。这点在人们的日常生活中也有所体现,如常规的隔声材料(墙等)可隔绝高频声波却无法有效隔绝波长较长的低频声波;吸声棉在低频区的吸声能力比较微弱等。这一限制使得在

\* 国家自然科学基金(批准号:11704284)、上海市浦江人才计划(批准号:17PJ1409000)资助项目

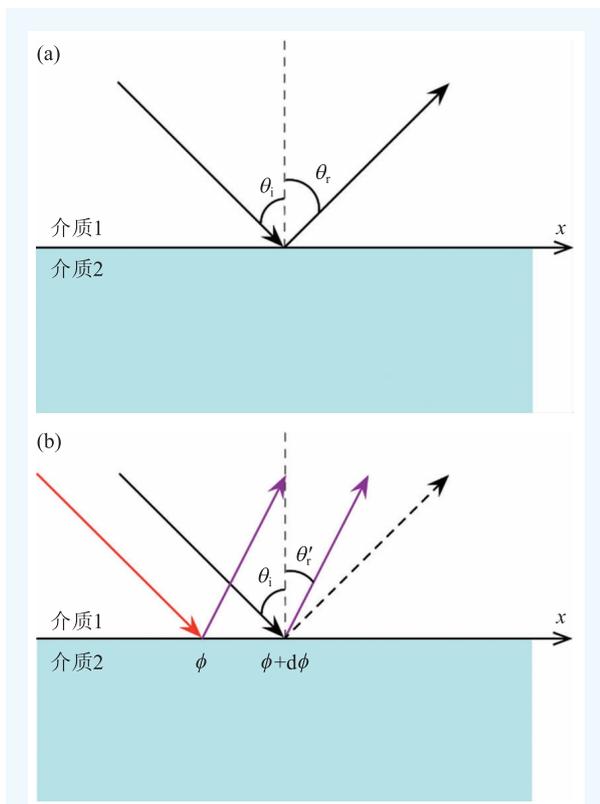


图1 (a)斯涅耳定律和(b)广义斯涅耳定律示意图

许多空间有限情况下的低频声学问题无法得到较好的处理,如潜艇、战车中的低频噪声控制等。实现利用小尺寸结构高效调控低频声波是声学领域极具挑战和急需解决的科学难题。

近20多年来,声学人工结构(超构材料)的出现极大地拓展了声学学科的研究领域。通过引入声学共振结构<sup>[1-6]</sup>可实现动态负质量密度、负体积模量、零折射率等自然界材料不具备的极端声学参数,为调控声波带来全新的自由度和极大的可能性。合理地设计并实现拥有此类特异声学参数的结构,可突破经典声学的理论限制,构造新功能声学材料并引领声学器件的革新。声学超构表面<sup>[7-19]</sup>是近五年提出的一种新型的超薄声人工结构,相比传统的三维声学超构材料,它拥有超薄、平面特性和可完全操控声波传播等优势。对声学超构表面的研究不仅对拓展基础声学领域有着重大的科学意义,也有望克服传统材料的缺点,实现利用超薄结构高效调节声波的反射、透射和吸收特性。在国防领域可为航天器、大飞

机、潜艇等现代装备提供更加卓越声学性能的同时节约大量空间,提升我国在该领域的核心竞争力。在与人们生活息息相关的噪声控制中也有着极大的应用价值,有望降低环境噪声污染,改善人们的生活质量,提升人们的幸福指数。

## 2 反射型声学超构表面

### 2.1 广义斯涅耳定律

复杂声场的构建等诸多声学问题都可归为有效调控声波波阵面。根据斯涅耳定律(Snell's Law),当声(光)波入射到两种不同介质的界面时,入射角等于反射角( $\theta_r = \theta_i$ ),如图1(a)所示,这是切向动量连续的必然结果。2011年哈佛大学的Federico Capasso课题组提出广义斯涅耳定律(Generalized Snell's Law)的概念,通过在材料界面处引入共振单元带来局域化动量并设计界面处的相位突变,实现了可任意调控的电磁波反射(透射)性质<sup>[20]</sup>。其原理如图1(b)所示,由于介质界面处存在额外相位分布 $\phi(x)$ ,反射角与入射角的关系需改写为

$$\sin \theta'_r = \sin \theta_i + \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\phi(x)}{dx}, \quad (1)$$

其中 $\lambda_0$ 为介质1中的波长, $d\phi(x)/dx$ 是沿界面切向的相位梯度。从(1)式可以看出,引入合适的相位分布 $\phi(x)$ 可任意调控反射角。如果不存在相位分布, $d\phi(x)/dx = 0$ , (1)式可简化为 $\sin \theta'_r = \sin \theta_i$ ,即是传统意义上的斯涅耳定理表达式。

### 2.2 反射声场调控

研究者们利用等离子共振的特性实现了电磁波超构表面(广义斯涅耳定律)的概念<sup>[20]</sup>,然而在声学领域中并不存在此类共振,那么如何才能实现声学超构表面呢?考虑到与电磁波有所不同的是,声学是标量波,其在直管中传播没有截止频率,声波可在弯曲的管中自由传播。图2给出了基于空间折叠的声人工结构单元<sup>[4, 7, 12, 17, 21-23]</sup>,

其厚度和高度分别 $t$ 和 $a$ ，白色部分是迷宫型空气管道，灰色部分是固体介质。在自由空间中，声波从A点传播到B点的直线距离是 $t$ ，引入迷宫结构后，声波从入口A进入结构后会大致沿着蓝色箭头方向传播，最终从出口B出射，相比于直线距离 $t$ 其传播距离被极大地延长，然而迷宫结构的厚度仍为 $t$ ，因此迷宫型的管道可被等效为由低声速(高折射率)介质构成的直管(如图2右半部分所示)。

为了实现对反射声波的有效调控，可将图2中B出口封闭，入射声波进入迷宫结构后，经B处的全反射回传到A出口。声波的相位延迟表达式为 $\varphi = kL$ ，其中 $k$ 是空气的声波波矢， $L$ 是传播距离。从相位的公式可看出，调节传播距离 $L$ 可有效控制声波的相位延迟，这是利用迷宫型结构调控相位的基本原理。图3(a)给出了用于调控反射声波的超构表面人工结构的基本单元<sup>[7, 12]</sup>，是由5根柱子(灰色部分，其中上部分为3个，下部分为2个)交叉排列和上下2根横向平板(深黑部分，厚度为 $t$ )构成空气管道厚度为 $d$ 的迷宫。入射声波 $P_i$ 沿 $-x$ 方向传播，由A区域进入迷宫，传播至J区域后被硬边界全反射返回至A区域，形成反射波 $P_r$ 。通过调节横向平板的厚度 $t$ 以及柱子的数量，反射声波相位可以覆盖 $2\pi$ 范围(图3(b))，其中(3, 2)代表基本单元上部分和下部分的柱子数量分别为3和2。通过图3(b)中8个点对应的 $t$ 值可构建8个基本单元，具体几何结构如图3(c)中3D打印样品所示，1—8号单元分别实现0到 $2\pi$ 范围内间隔为 $\pi/4$ 的相位调控。这里需要说明的是，单单采用(3, 2)构型即可实现 $2\pi$ 范围的相位，然而采用数量较多的柱子构建的迷宫空气管道厚度 $d$ 较小，根据声学理论，细管中的粘滞损耗较大，导致

结构中的损耗不可忽略。这里设计的原则是使用尽量少的柱子数量来达到需要的相位。图3(d)是实验测量装置图，超构表面单元放置于由两块平板构成的平面波导中(其中波导的高度为2.1 cm，确保在 $z$ 方向不存在高次模式)，平面波导四周放置吸声材料构建无反射边界，扬声器发生声波，通过在扫描区域内移动传声器2并参考传声器1所测的声压相位可得到经超构表面的反射声场。

在选定8个基本单元后，即可构建形成特定声场的超构表面，构建方式如下：(1)根据所需形成的声场反推超构表面需提供的空间相位分布。如图4(a)所示聚焦于 $(f_x, f_y)$ 的反射声场，其波前等值线为灰色圆，通过声线理论可得到超构表面的界面处所需提供的相位分布为

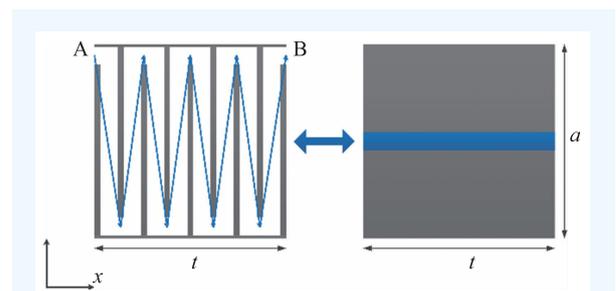


图2 折叠空间构成的迷宫型声人工结构，其可被等效为填充低声速(高折射率)介质的直管道

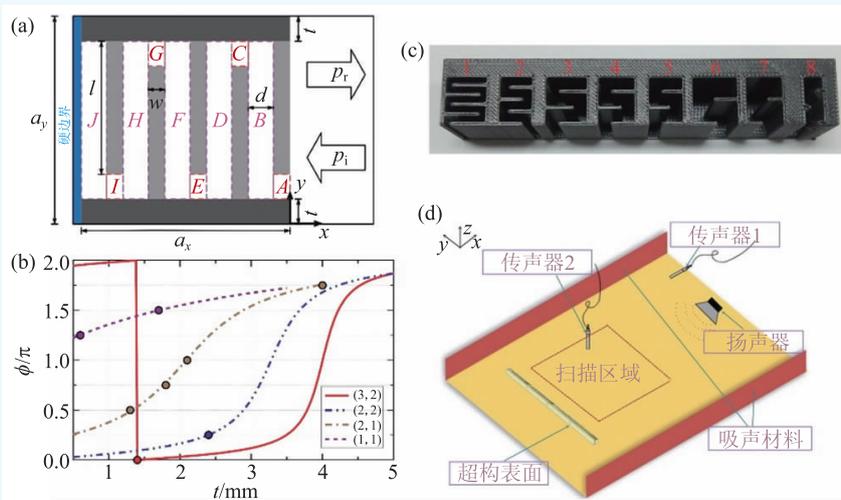


图3 (a)基于空间折叠的迷宫型超构表面结构单元示意图；(b)超构表面的反射相位图，声波频率固定于3430 Hz；(c)构成完全可控相位所需的8个迷宫型单元样品图；(d)实验测量示意图

$$\phi(y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left( \sqrt{f_x^2 + (y - f_y)^2} - (f_x^2 + f_y^2) \right). \quad (2)$$

图4(b)给出了(2)式描述的沿 $y$ 方向的相位分布图；(2)得到所需空间相位分布后，根据基本单元的厚度 $a_y$ 对相位分布进行离散化，并使用图3(c)中8个相应基本单元沿 $y$ 方向进行填充以拟合所需相位分布，最终构建声学超构表面。图4(c—e)给出了经超构表面的反射声场分布图，可以看出当声波入射到超构表面时，基本单元可提供局域化切向动量，使得相位在空间上产生不同的延迟，形成所需波阵面，得到理论上设计的聚焦声场。解析、数值模拟和实验测量的结果相符合，验证了超构表面对声场调控的精确性和灵活性。

另一个重要的反射型声学超构表面的应用是产生高效扩散声场，传统声学理论中通过按照特殊的数列来设计各个单元的深度，产生优化可控的漫反射效果，这个结构是经典施罗德扩散体(Schroeder diffuser)。由于超构表面具有超薄、平面、相位可完全调控等优势，基于声超构表面构建的人工施罗德扩散体<sup>[24]</sup>可将传统施罗德扩散体的厚度由波长的1/2减小至1/20，解决了传统施罗德扩散体长期以来在器件尺寸和几何形状方面

受到的基本制约，有望在建筑声学及噪声控制等领域带来技术变革，并产生显著的社会效益与经济价值。

### 3 吸收型声学超构表面

低噪声品质是衡量现代装备性能的一个重要指标。过强的噪声会影响设备的性能、精度以及安全性和可靠性。改革开放以来，中国在航天航空领域取得了一系列令人瞩目的成果，近期天宫二号发射的圆满成功和商用大飞机C919的试飞成功标志着中国航天航空领域的一次重大突破。然而，在这些领域，噪声问题是长久以来困扰着行业发展和进步的主要瓶颈。在国防工业领域，潜艇、战机、军舰等各种武器装备面临的噪声问题更为突出，目前我国上述装备的噪声比较剧烈，使得其战场适应能力有所降低。另外，过大的噪声会降低装备中精密仪器的精度，影响其使用性能。

在实际噪声振动控制中，由于普通材料的固有耗散在低频区域很微弱，很难利用常规声学材料来有效调控低频声波振动。根据经典声学理

论，声学材料的结构尺寸须与工作波长处于同一数量级，这也就意味着为了较好地吸收低频噪声振动，需要采用厚度为分米甚至米量级的材料，而现代装备系统需要在一定的空间内装备大量的元件，使用如此厚的结构在现代装备等空间有限的情况下不具备实际应用可能。因此，利用小尺寸结构来实现对低频声波和振动的高效调控是极具挑战和亟待解决的科学难题，也是设计现代装备长期追求的目标。

为了尝试解决低频噪声控制难题，我们提出了基于

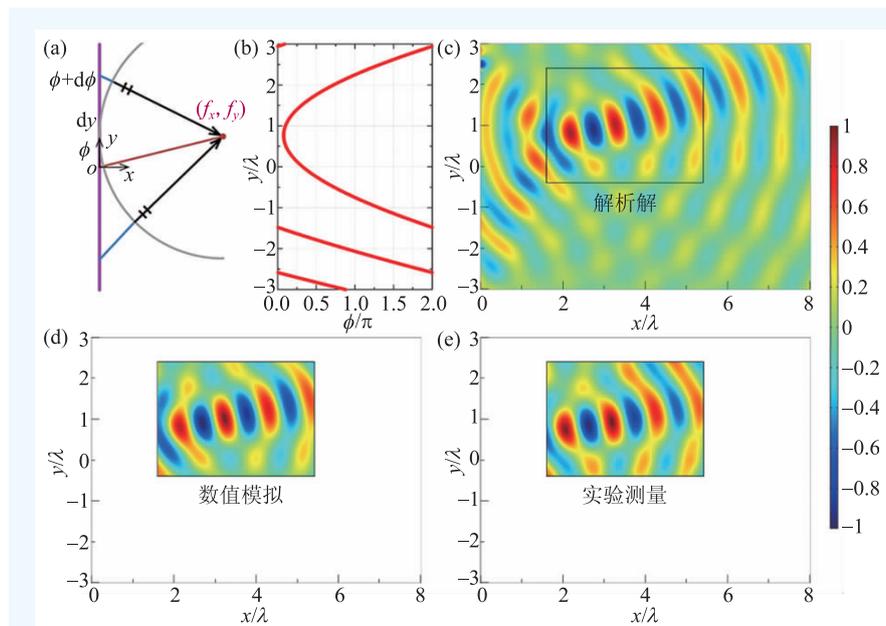


图4 (a) 聚焦到 $(f_x, f_y)$ 原理示意图；(b)沿 $y$ 方向所需相位分布图；(c)解析、(d)数值模拟、(e)实验测量得到经超构表面反射后形成的聚焦声场对比图

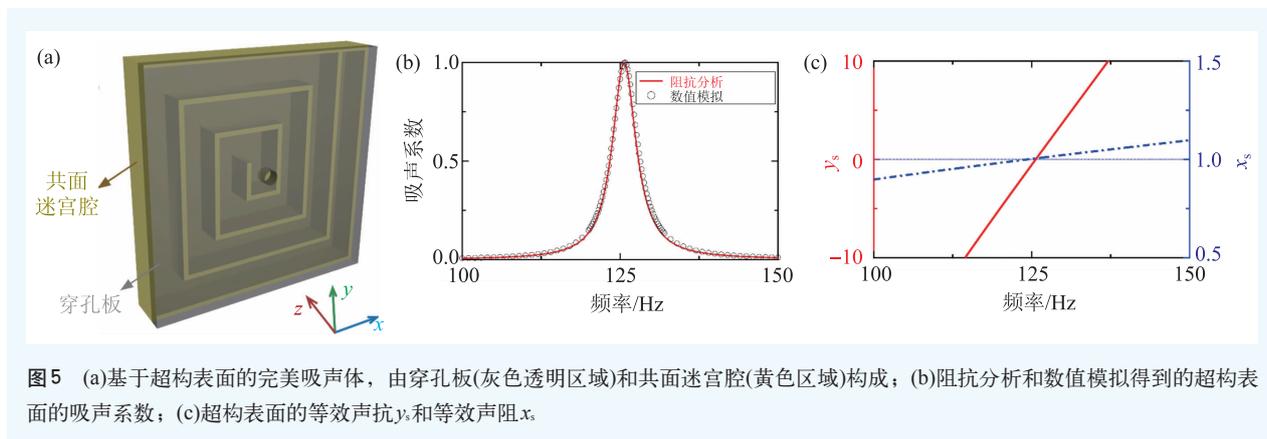


图5 (a)基于超构表面的完美吸声体,由穿孔板(灰色透明区域)和共面迷宫腔(黄色区域)构成;(b)阻抗分析和数值模拟得到的超构表面的吸声系数;(c)超构表面的等效声抗 $y_s$ 和等效声阻 $x_s$ 。

超构表面的低频完美吸声体<sup>[25]</sup>,如图5(a)所示,其由穿孔板(灰色部分)和共面迷宫腔构成(黄色部分)构成,平面声波沿 $z$ 方向传播,声波经由穿孔板上的孔进入共面迷宫腔,并由迷宫腔末端全反射再从穿孔中出射,形成反射波。从声学原理来看,该结构的声学特性可用等效阻抗边界表示,这也就意味着反射声波的特性可由阻抗边界来完全确定。阻抗边界 $z_s$ 可表示为

$$z_s = x_s + iy_s, \quad (3)$$

其中 $x_s$ 为声阻,作用于反射声波的幅值, $y_s$ 为声抗,表现为延迟反射声波的相位。在利用反射型超构表面调控反射波波阵面时,由于采用了较宽的迷宫管道,超构表面中的损耗可忽略,入射能量经历全反射过程,超构表面可等效为纯抗边界。可以想象,如果可进一步有效调节声阻,也就意味着可同时自由控制反射声波的相位和幅值,实现对反射声波的完全操控。一个有趣的例子是,如果超构表面的等效阻抗与空气匹配,声波入射到超构表面后没有任何反射波,这也就意味着入射波能量被完全耗散,该超构表面是完美吸声体。根据声学原理,等效阻抗为 $z_s$ 的结构吸声系数可表示为

$$\alpha = \frac{4x_s}{(1+x_s)^2 + y_s^2}. \quad (4)$$

从(4)式可以看出,实现完美吸声需同时满足两个条件:(1)声抗为0, $y_s=0$ ;(2)声阻与空气匹配, $x_s=1$ 。

从数值模拟的结果可以看出,图5(a)中所示的超构表面的吸声系数在125 Hz附近可达1,入

射波的能量会被超构表面完全耗散掉,实现完美吸声(图5(b))。为了验证数值模拟的可靠性,我们又采用传统穿孔板理论进行分析<sup>[26]</sup>,首先可分别得到穿孔板和共面迷宫腔的等效阻抗,并通过串联最终得到整个结构的等效阻抗,从图5(b)可以看出,基于阻抗分析和数值模拟的吸声系数吻合。图5(c)给出了超构表面等效声阻和声抗的曲线图,在完美吸声的频率,声抗为0,声阻为1,满足(4)式达到完美吸声的条件。

该结构的吸声机理在于,穿孔板的孔径尺寸与边界粘滞层的厚度可比拟,故而穿孔中的粘滞损耗无法忽略,并可被等效为声阻 $x_h$ 和声抗 $y_h$ ,共面迷宫腔可通过调节迷宫折叠的程度得到合适的声抗 $y_c$ ,使得结构总声抗为0, $y_s = y_h + y_c = 0$ ,在满足这个条件下,调节穿孔的孔径可使得整体的声阻与空气匹配, $x_s = x_h = 1$ ,最终实现完美吸声。

这里值得指出的是,如果采用传统吸声材料,完美吸收125 Hz(波长约为2.7 m)的声波需使用厚度达米量级的吸声材料,而在该设计中,十几毫米厚度的超构表面即可完美吸收波长约为2.7 m的声波,克服了传统噪声控制中无法使用小尺寸结构调控大波长声波的科学难题。超薄的低频完美吸声结构可为航天器、大飞机、潜艇等现代装备提供新型更小更轻却具有更卓越声学性能器件的可能,提升中国在航天航空、国防领域的国际竞争力,在实际的民用噪声控制应用中可以降低环境噪声污染,改善人类的生活质量,提升人类的幸福指数。

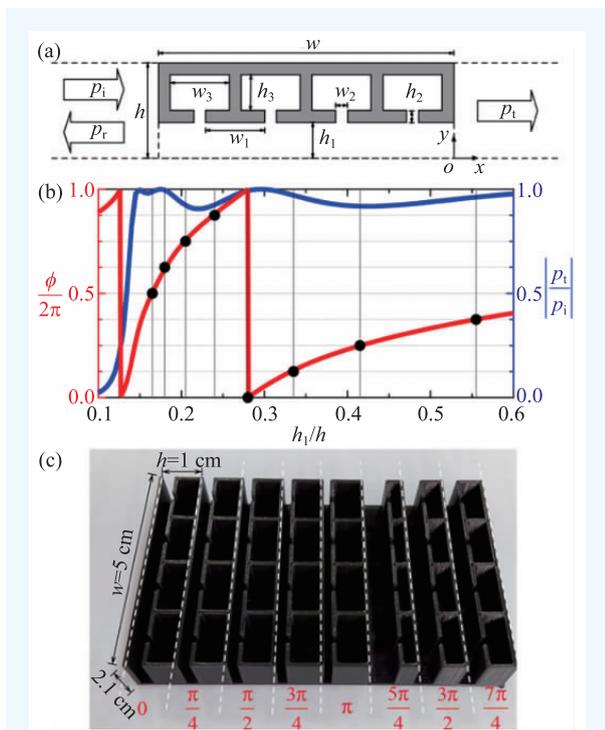


图6 (a)透射型超构表面的基本单元,由4个亥姆霍兹共振腔串联和相邻单元之间形成的直管(高度为 $h$ )构成;(b)基本单元的透射和反射谱图;(c)构建超构表面的8个基本单元,可实现0到 $2\pi$ 范围内间隔为 $\pi/4$ 的相位调控

## 4 透射型声学超构表面

在反射型超构表面的设计中很容易实现较强的反射能量,因为只需要采用硬边界条件以及采用足够宽的迷宫管道即可实现全反射。然而设计透射型声学超构表面完全是不同的思路,在同样要求透射声波相位完全调控的基础上,还需要实现较高的透射幅值。可以想象,如果透射声波能量微弱,意味着大多数能量被反射或耗散,使得所设计器件的效率低下,极大地限制了其应用前景。实现高透射能量的声学条件是让结构的等效阻抗与空气的阻抗匹配。阻抗的定义为等效密度乘以等效声速。从前面的分析可知,对相位的调控本质上是调控超构表面的等效声速(或折射率),而高透射能量则要求阻抗匹配,这也就意味着在调控等效声速的同时等效密度需以相反趋势变化才可能实现等效阻抗匹配,这个条件在自然界材料中无法实现。举例来说,空气的密度和声

速分别是  $1.21 \text{ kg/m}^3$  和  $343 \text{ m/s}$ , 水的相应密度和声速为  $1000 \text{ kg/m}^3$  和  $1500 \text{ m/s}$ , 钢的密度和声速分别是  $7800 \text{ kg/m}^3$  和  $6100 \text{ m/s}$ 。可以看出,自然材料的密度和声速基本上同趋势增加或减小,在增加声速的情况下,无法保证阻抗不变。

### 4.1 自弯曲声束

为了解决这一难题,我们提出了耦合共振型超构表面单元<sup>[13]</sup>,其由4个亥姆霍兹共振腔串联排布和一个矩形直管道构成,横向宽度为  $h = \lambda/10$ ,沿传播方向的厚度为  $w = \lambda/2$ ,如图6(a)所示。利用直管中的Fabry—Pérot共振和4个亥姆霍兹共振腔的共振之间的耦合,这种超构表面单元仅需通过调节矩形直管的高度 $h_1$ ,即可实现在全相位范围内调控透射声波相位的同时具有接近于1的透射率,如图6(b)所示,克服了传统材料中无法同时实现声速可控和阻抗匹配的条件困难。值得一提的是,基本单元的高度 $h = \lambda/10$ 仅为波长的 $1/10$ ,意味着在构建超构表面结构时,一个波长的空间内可容纳10个基本单元,实现 $1/10$ 波长的空间分辨率,为形成高性能的复杂声场提供了保证。图6(c)给出了图6(b)中所示8个点对应的样品图,可实现0到 $2\pi$ 范围内间隔为 $\pi/4$ 的相位调控并保持92%以上的透射能量。

为了验证透射型超构表面的可靠性和高空间分辨率的优势,我们选择了挑战性实现非旁轴自弯曲声束。图7(a)中黑线是非旁轴自弯曲声束的理论所需相位分布,结合这一分布和所选定的8个单元,可在空间内沿 $y$ 方向构建超构表面。可以看出,超构表面提供的相位分布与理论值吻合。图7(b),(c)分别给出了实验测量和数值模拟的结果。可以看出,线源发射柱面波后,经过超构表面的调制,透射声场沿弯曲路径传播,与测量的声场吻合。图7(d)定量地给出了沿传播路径上的声压级分布图。可以看出,实验测量结果与数值模拟结果相吻合,证明了超构表面在调控复杂透射声场的可靠性。

除了耦合共振机理外,国内外相关课题组也用折叠空间构建的迷宫结构实现了对透射声场的

调控。如武汉大学刘正猷教授和邱春印教授课题组利用迷宫结构实现了异常折射<sup>[10]</sup>；杜克大学 Steven Cummer 教授课题组利用变截面的迷宫结构实现了传播态到表面态的转化和高阶衍射模式的产生<sup>[9]</sup>；华中科技大学祝雪丰教授、黑龙江大学刘盛春教授和香港理工大学祝捷教授提出了螺旋形结构实现了非衍射自加速声束<sup>[27]</sup>。

值得一提的是，在传统声学设计中利用有源声学相控阵也可以实现对声场的调控，然而有源相控阵需采用大量的声源，而且每个声源需要匹配电路来单独调控相位，这无疑极大地增加了器件成本和系统复杂度。同时，每个声源都具有一定的体积，这将严重限制该方法在产生高频率声波中的应用，因为当单个换能器的尺寸达到声波波长的数量级时，声学阵列的方法将失效。超构表面构建的无源相控阵具有平面、易加工、低成本和效率等优势，因而具有巨大的应用前景。

## 4.2 螺旋声波

带轨道角动量(OAM)、具有螺旋相位分布的螺旋声场在基础物理领域及实际应用领域有着重要的研究意义<sup>[28-32]</sup>。螺旋场的最显著特点是其相位沿角度 $\theta$ 方向呈螺旋分布；轴向中心的场强为零。声螺旋波轨道角动量可用拓扑阶数 $m$ 来表征。由于声螺旋场携带轨道角动量的特征，其在众多领域有着潜在的应用价值，例如在生物医学超声领域可实现对微粒、细胞的无接触定位、旋转等操作。由此，如何简单有效地产生声螺旋场成为国内外研究的一个热点。目前产生声螺旋波的方法是引入在 $\theta$ 方向用螺旋相位分布的主动声源阵列<sup>[28,31]</sup>，或采用依赖于在 $\theta$ 方向螺旋分布的传

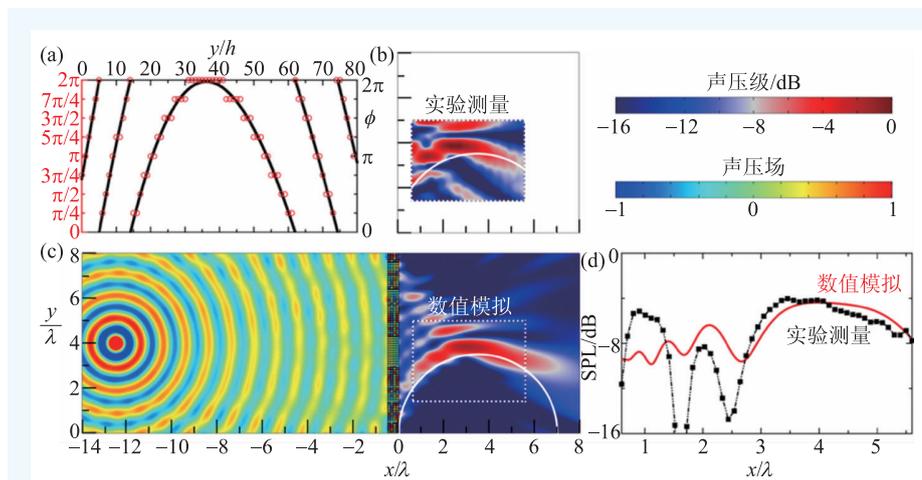


图7 (a)形成自弯曲声束所需的相位分布，其中黑色线为理论模型，红色点由超构表面单元提供；(b)实验测量区域的声压级分布；(c)数值模拟的入射波声压分布和透射波声压级分布图；(d)沿弯曲路径上理论模拟和实验测量的声压级分布对比图

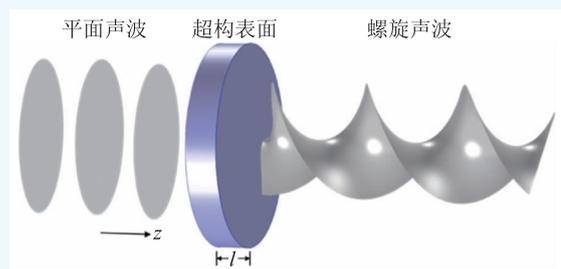


图8 利用声学超构表面产生轨道角动量的原理示意图

播路径的特殊结构<sup>[15]</sup>。第一种原理要求使用成百上千个独立的换能器构成声学阵列以及繁杂的电路控制，带来的高成本和复杂的调控限制了其在现实中的应用。而在第二种方法中，所使用的螺旋形状的结构具有非常大的体积，其尺寸一般在几十个声波波长的数量级，庞大的体积同样限制了这种方法在实际中的应用，特别是在产生低频率的声学螺旋场的应用。

我们提出了产生声学轨道角动量的一种全新思路<sup>[15]</sup>，通过亚波长厚度的声学超构表面产生沿角度 $\theta$ 方向分布的等效声波矢量<sup>[33]</sup>。利用超构表面产生声学螺旋场的原理如图8所示。当平面声场入射到超构表面后，超构表面可有效地调控声波传播快慢，使出射端声场相位沿 $\theta$ 方向呈螺旋分布，进而产生声学螺旋场。以产生一阶声螺旋场(相位沿 $\theta$ 方向一周变化 $2\pi$ )为例，其透射端螺旋相位分布为 $\phi(\theta) = \exp(i\theta)$ 。根据关系 $\phi = kl$ ， $l$ 为固

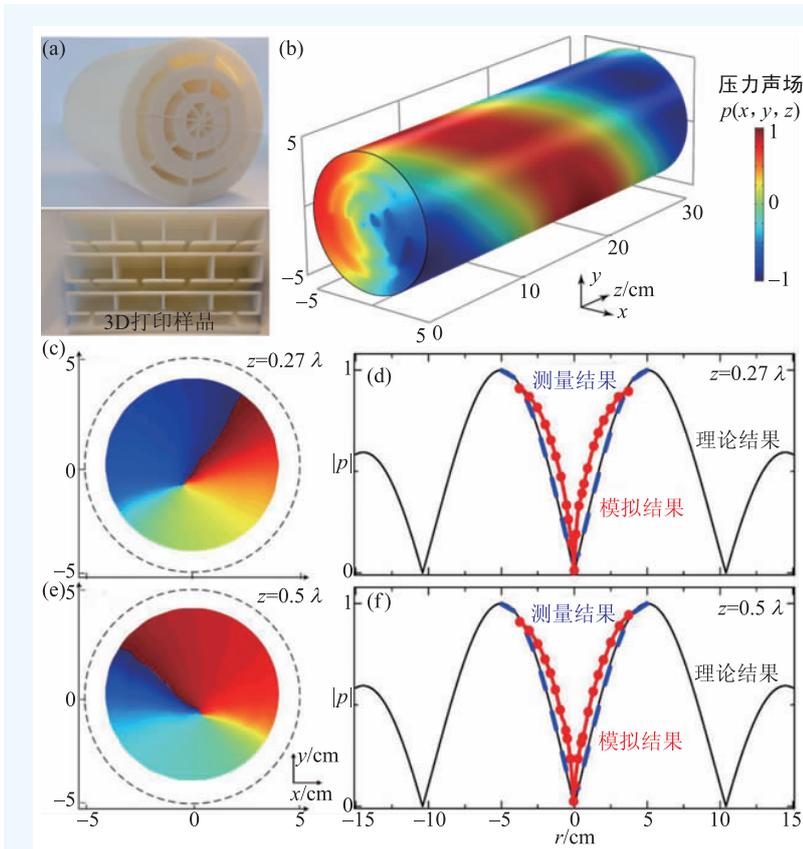


图9 (a)产生一阶螺旋声场的声学超构表面样品(上半部分), 其由沿径向的8个扇形部分构成, 每个扇形部分可提供递进步长为 $1/4$ 的等效波数。每个扇形部分的具体构造(下半部分); (b)平面波透过超构表面后的透射螺旋声场; (c)–(f)离超构表面特定距离( $z=0.27\lambda$ 和 $z=0.5\lambda$ )的平面内声场相位分布的实验测量结果, 以及对应径向上理论、模拟和测量声强分布的对比

定值 $\lambda/2$ , 得到在8个不同角度上的扇形区域中所需的等效波数 $k^{\text{eff}}/k_0$ 分别为 $0, 1/4, 1/2, 3/4, 1, 5/4, 3/2, 7/4$ 。图9(a)显示了由这8个扇形区域构成的3D打印样品。图9(b)给出了数值模拟得到的平面波入射到超构表面后的透射三维声压场分布图, 其中声场沿着传播方向呈现出明显的螺旋状分布。为了进一步验证通过超构表面产生声螺旋场的效果, 我们开展了具体的实验测量工作。图9(c), (e)分别是在距离出射端 $0.27\lambda$ 和 $0.5\lambda$ 的平面内, 实验测量的声场相位分布结果。从图中可以看出声波的相位分布在一个圆周内出现 $2\pi$ 的突变, 与一阶声学螺旋场的性质吻合, 验证了超构表面能够完美地产生出携带特定轨道角动量的螺旋声场。图9(d), (f)是理论、仿真和实验中声压绝对值沿径向上的对比图, 三者几乎完美吻

合, 在声场中心处的声压绝对值都几乎为零。此外, 截面上测量得到的声强透射系数为88.4%, 进一步证明了所提出的设计原理的高效性。

在这一部分, 我们提出利用超构表面产生轨道角动量的概念, 以新的设计思路实现了声学螺旋场。通过构建8个超构表面扇形单元, 产生沿角度 $\theta$ 方向分布的等效声波矢量, 在理论和实验中产生拓扑阶数 $m=1$ 的声学螺旋场。相比于其他几种产生螺旋声场的结构, 超构表面具有高透射率和亚波长、平面状的几何特点, 为使用微型化、集成化的声学结构产生任意拓扑阶数 $m$ 的声学轨道角动量提供了崭新的设计可能性, 因而具有广阔的应用前景, 如武汉大学刘正猷教授和邱春印教授课题组利用超构表面成功产生了螺旋声波, 并利用螺旋声波携带的旋转角动量的转矩, 实现了对物体的旋转<sup>[34]</sup>。

### 4.3 声能量非对称传输

当声波在亚波长尺寸管道中传播时, 由于管中存在速度梯度, 媒质质点间的粘滞摩擦以及热传导效应会带来声能量的损耗。声能量损耗在实际声学器件中一直存在, 有时甚至会严重破坏器件所预想的功效。在前期声人工结构的设计中通常采用较宽的管道等方式来尽量降低结构中的粘滞因子, 达到较小甚至可被忽略的能量损耗。之前设计的透射型超构表面中都没有考虑管道中的粘滞效应。

考虑到相位函数 $e^{i\phi}$ 存在 $2\pi$ 的周期, 因此通过线性相位构建的超构表面结构也呈现一定的周期性。当声波入射到周期性结构时会产生类似光栅

的效应，产生高次衍射模式。因此，广义斯涅耳定义可写为

$$k_0 \sin \theta_t = \zeta + nG + k_0 \sin \theta_i, \quad (5)$$

其中  $\zeta = d\phi/d\tau$  为超构表面提供的切向动量， $G = 2\pi/\Lambda$ ， $\Lambda$  为超构表面内单元周期长度。在前面章节中，只考虑入射声波经超构表面反射和透射的主束( $n=0$ )，反射和透射声场由超构表面引入的相位梯度  $d\phi/d\tau$  来调控。

考虑超构表面中的周期调制后，如图 10(a) 结构，由于正向入射和反向入射都垂直于超构表面， $\theta_i = 0$ ，正向入射和反向入射情况下的透射性质完全相同，其透射角与相位梯度的关系为  $k_0 \sin \theta_t = \frac{d\phi}{d\tau} + nG$ ，与入射角无关。然而由于引入的相位梯度有方向性，当将超构表面倾斜之后，如图 10(b) 所示，入射角的透射角为

$$\begin{aligned} k_0 \sin \theta_{t+} &= \zeta + nG - k_0 \sin \theta_i, \\ k_0 \sin \theta_{t-} &= \zeta + nG + k_0 \sin \theta_i. \end{aligned} \quad (6)$$

从(6)式可以看出，若不考虑周期调制，当选择合适的相位梯度  $\zeta$  和入射角  $\theta_i$  时，可使得正向和反向透射角为

$$\begin{aligned} k_0 \sin \theta_{t+} &= \zeta - k_0 \sin \theta_i < k_0, \\ k_0 \sin \theta_{t-} &= \zeta + k_0 \sin \theta_i > k_0. \end{aligned} \quad (7)$$

可以看出，在反向入射时，不存在透射角，主束透射声波为倏逝波，然而由于存在周期调制，透射声波能够以高次模式传播，如  $n=-1$ 。然而在同样的情况下，正入射仍以零次衍射模式传播， $n=0$ 。可以证明，在不考虑损耗的情况下，正向的透射声能量和反向透射声能量几乎一致<sup>[18]</sup>。

为了实现声能量的非对称传输效应，我们

通过引入合适粘滞耗散提出了损耗型声学超构表面的概念<sup>[18]</sup>。当声波正向入射时，由于梯度相位的调制，零阶透射声波按照设定的角度出射，形成声学导通态(图 11(a)左侧)。在反向入射的情况下，零阶透射声波为倏逝波无法传播，超构表面结构中能量密度急剧增加，在无损耗的情况下，最终以高阶衍射模式传播。通过引入合适的粘滞耗散，加上超构表面结构中的高能量密度，可使得高次衍射模式的能量大大耗散，最终导致声学截止态(图 11(a)右侧)。实验中采用的样品如图 11(b) 下半部分所示，从实验测量的正向和反向声压和声强对比可以验证，该损耗型超构表面实现了声能量的非对称传输。与之前的相关声非对称传

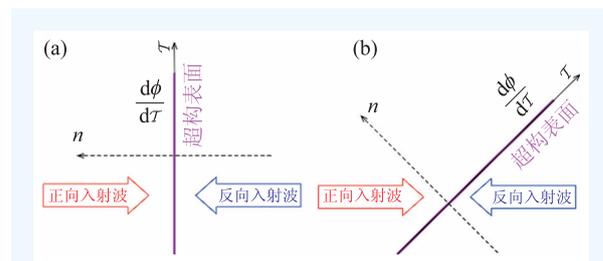


图 10 (a)对称和(b)非对称声传输示意图

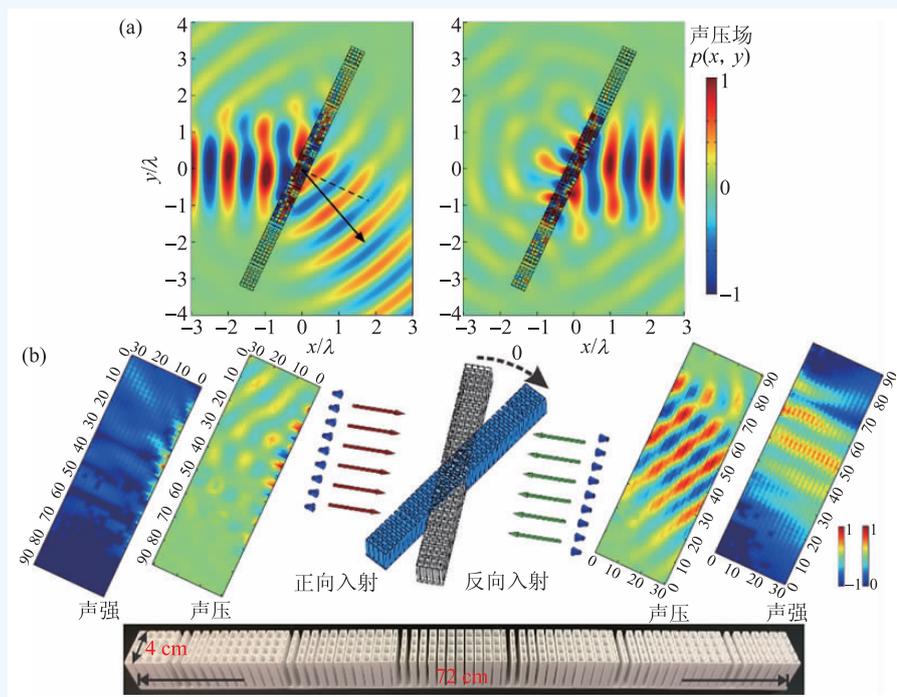


图 11 (a)数值模拟得到的声能量非对称传输现象；(b)实验样品和实验测量的声能量非对称传输现象

输系统通需要两个不同功能器件相结合的复杂结构对比, 基于损耗机理的超构表面具有结构简单、亚波长厚度、平面特性以及可通过旋转样品调控透射性质等优势。进一步的, 调控损耗可为声学超构材料和超构表面的设计提供全新的自由度, 有望设计实现一系列新的声学现象和声波调控方式。

## 5 结束语

声学超构表面由于其独特的物理性质和自由调控声波的能力受到了国内外研究者的广泛关

注。本文以反射型、吸收型、透射型超构表面为框架, 详细探讨了其调控声场的物理机理并展现了其操控声场的可靠性和精确性, 希望为声学超构表面的研究者们提供较为清晰的物理图像。

然而, 在超构表面领域, 还有尚需解决的诸多问题, 如基本单元之间的耦合作用对声场性能的影响; 非厄米系统中损耗在超构表面中作用; 如何构建超宽带的超构表面结构等。声学超构表面的研究正方兴未艾, 对拓展声学系统中的新物理概念和研制新型声学器件具有重要指导意义。

## 参考文献

- [1] Liu Z *et al.* *Science*, 2000, 289: 1734
- [2] Fang N *et al.* *Nat. Mater.*, 2006, 5: 452
- [3] Yang Z *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101: 204301
- [4] Liang Z, Li J. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108: 114301
- [5] Ma G, Sheng P. *Sci. Adv.*, 2016, 2: e1501595
- [6] Cummer S A *et al.* *Nat. Rev. Mat.*, 2016, 1: 16001
- [7] Li Y *et al.* *Sci. Rep.*, 2013, 3: 2546
- [8] Zhao J *et al.* *Sci. Rep.*, 2013, 3: 2537
- [9] Xie Y *et al.* *Nat. Commun.*, 2014, 5: 5553
- [10] Tang K *et al.* *Sci. Rep.*, 2014, 4: 6517
- [11] Mei J, Wu Y. *New J. Phys.*, 2014, 16: 123007
- [12] Li Y *et al.* *Phys. Rev. Applied*, 2014, 2: 064002
- [13] Li Y *et al.* *Phys. Rev. Applied*, 2015, 4: 024003
- [14] Li Y, Assouar M B. *Sci. Rep.*, 2015, 5: 17612
- [15] Jiang X *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2016, 117: 034301
- [16] Li Y *et al.* *New J. Phys.*, 2016, 18: 043024
- [17] Qi S *et al.* *Phys. Rev. Applied*, 2017, 7: 054006
- [18] Li Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 119: 035501
- [19] Ma G *et al.* *Nat. Mater.*, 2014, 13: 873
- [20] Yu N *et al.* *Science*, 2011, 334: 333
- [21] Li Y *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2012, 101: 233508
- [22] Li Y *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2013, 103: 053505
- [23] Li Y *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2013, 103: 063509
- [24] Zhu Y *et al.* *Phys. Rev. X*, 2017, 7: 021034
- [25] Li Y, Assouar B M. *Appl. Phys. Lett.*, 2016, 108: 063502
- [26] Maa D Y. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1998, 104: 2861
- [27] Zhu X *et al.* *Nat. Commun.*, 2016, 7: 11731
- [28] Hefner B T, Marston P L. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1999, 106: 3313
- [29] Zhang L, Marston P L. *Phys. Rev. E*, 2011, 84: 065601
- [30] Demore C E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2012, 108: 194301
- [31] Marchiano R, Thomas J L. *Phys. Rev. E*, 2005, 71: 066616
- [32] Shi C *et al.* *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, 2017, 114(28): 7250
- [33] Jiang X *et al.* *J. Acoust. Soc. Am.*, 2017, 141: EL363
- [34] Ye L P *et al.* *AIP Adv.*, 2016, 6: 085007

## 读者和编者

## 《物理》有奖征集 封面素材

为充分体现物理科学的独特之美, 本刊编辑部欢迎广大读者和作者踊跃投寄与物理学相关的封面素材。要求图片清晰, 色泽饱满, 富有较强的视觉冲击力和很好的物理科学内涵。

一经选用, 均有稿酬并赠阅该年度《物理》杂志。

请将封面素材以附件形式发至: [physics@iphy.ac.cn](mailto:physics@iphy.ac.cn); 联系电话: 010-82649470; 82649029

《物理》编辑部