

低频声波的定向辐射*

刘晓宙[†] 全力 丁二亮 鲁庚熹

(南京大学声学研究所 物理学院 人工微结构科学与技术协同创新中心
近代声学教育部重点实验室 南京 210093)

2017-07-11 收到

[†] email: xzliu@nju.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20171003

Directional radiation of low-frequency acoustic waves

LIU Xiao-Zhou[†] QUAN Li DING Er-Liang LU Geng-Xi

(Key Laboratory of Modern Acoustics, Institute of Acoustics and School of Physics, Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

摘要 实现低频声波在空间中的定向传播, 是一个迫切需要解决的关键科学问题。为实现低频声波的定向传播, 要考虑影响声波指向性的因素: 声源辐射面积、辐射面结构和所辐射声波的频率。而影响声波传播的因素有: (1) 媒质的性质, 例如声阻抗、声衰减; (2) 边界条件, 不同的边界会产生声波不同的传播模式, 例如点源在不同边界附近的辐射表现(点声源在声学硬边界表现为单级子的指向性, 即全指向性; 点声源在声学软边界为偶极子的指向性, 呈现为八字型, 具有一定的指向性); (3) 结构的控制, 例如通过米氏共振结构来控制低频声波的传播。文章简要介绍了影响声波传播的因素和控制声波传播的方法, 并主要从边界条件和结构控制两方面来说明如何实现低频声波的定向辐射。

关键词 低频声波, 边界条件, Mie 共振结构

Abstract How to realize the directional propagation of low frequency acoustic waves in space is an important scientific issue. The factors that affect the directivity are: the area of the radiation source, the structure of its surface, and the acoustic frequency. The factors that influence wave propagation are: (1) Properties of the transmission medium such as acoustic impedance and attenuation; (2) Boundary conditions, different boundaries will produce different propagation modes, for example, at a rigid boundary a point source will behave as a monopole and radiate in all directions, whereas at a soft boundary it behaves like a dipole, emitting with splay type. (3) Structural control, for example, by means of a Mie resonance structure. This paper presents a brief introduction to the factors that influence the propagation of sound waves and their methods of control, with emphasis on how to realize the directional radiation of low frequency acoustic waves through control of the boundary conditions and structure.

Keywords low frequency acoustic wave, boundary condition, Mie resonance structure

* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0303702), 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB921504)和国家自然科学基金(批准号: 11474160)资助项目

1 引言

声波具有一般波动所共有的特征,存在反射、折射、衍射、干涉等物理现象。比如,声波遇到边界会发生反射和折射,声波遇到小孔会发生衍射,声波遇到两个小孔会发生干涉现象。从理论上由于声波在介质中传播时会发生衍射效应,声波波束会逐渐发散。高频声波与在同样介质中低频声波相比,波长要短得多,衍射现象不明显,所以高频声波的传播指向性好。具有强指向性的声源,发出的声波会以波束的形式传播,即所谓声波的定向传播。比如蝙蝠就能利用它发出的超声信号定位方向,识别障碍物。低频声波由于其波长大,衍射效应明显,采用不同声源均很难实现声波的定向传播。但是低频声波的定向传播技术在军事和民用等领域却有着广阔的应用前景:低频定向声波技术用于水下声纳,可发挥探测鱼群、海底环境监测、水下通信等功能,更是水下潜艇探测目标的重要手段;低频定向声波技术用于飞机等公共场所,不仅能够节省声波传输的能量,而且可以提高声波传输信号的保密性。

实现低频声波在空间中的定向传播,是一个迫切需要解决的关键科学问题。为实现低频声波的定向传播,要考虑影响声源指向性的因素:在均匀介质中,声源的指向性由其辐射面积、辐射面结构和所辐射声波的频率这三个因素确定。声源的辐射面积越大,其波束宽度越窄,指向性越强,当声源的有效孔径远大于要传播声波的波长时,大部分声波会集中在一条窄带内。但是对于低频声波,为了形成这种波束,需要很大孔径的声源。声源的辐射面结构可以改变声波的传播形式,通过声波的聚焦方式可以实现声波的定向传播。最著名的非衍射波束是Bessel(贝塞尔)型波束^[1],其辐射器的辐射分布呈贝塞尔函数形式。产生这样的波束,对于辐射器的设计要求非常高,而且理论上要获得此形式的波束,辐射器所需要辐射的能量是无限大。频率越高,声波的发散角就越小,其指向性就越强。提高声波的频

率,把声波的波长变得更小,可以获得良好的指向性。对于低频声波,由于其波长很长,指向性通常很差。为提高低频声波的指向性,常采取两个方法:(1)通过设计不同种类的声柱来实现强指向性声波的传输,利用多个扬声器组成线性阵列,扬声器单元辐射一个平面的同相位波阵面,多个单元的组合就可提供单一的主扩展声源,通过在整个音频范围内的耦合,在一定区域范围内可产生品质一致的声音;物理本质是利用阵列之间的声程差,使得主瓣的能量增强,旁瓣的能量减弱,达到强指向性的目的。这些设计都是以复杂的设计结构作为代价的,随着频率的降低,其指向性变得越来越差,而且这类设计中,其辐射器的尺度都是和波长在相同数量级。(2)实现强指向性波束方法是利用声波的非线性效应,进行声参量发射阵的设计来实现差频波的强指向性传输特性,原理是利用两束超声波的非线性相互作用,产生低频声波。水声采用参量阵来实现声纳技术,达到水下声波的定向传播。例如利用声呐信号来探测潜艇。音频采用将声频信号和超声波相互作用,将声频信号转换为调幅超声波信号,再利用空气在声音传播过程中的非线性作用来还原出原声频信号,进而产生出具有强指向性的声波波束。采用参量阵方法的优点是:(1)差频波几乎没有旁瓣,避免了在传播中由于边界不均匀性所带来的干扰和信号处理的复杂性;(2)与常规换能器相比较,参量阵换能器尺度小。缺点为效率低,需要高强度的声波,是以损失能量的代价来换取低频声波的定向传输。

超材料是目前国际上的研究热点之一,所谓“超材料”是指的一些人工复合材料,其具有天然材料所不具备的超常物理性质,原理是通过在材料的关键物理尺度上的结构有序设计,可以突破某些自然规律的限制,从而获得超出自然界固有普通性质的超常材料功能。超材料在对声波传输行为的调控方面起重要作用:声波在超材料中的传播特性不仅与基体材料本身的声学性能有关,很大程度上还取决于亚波长或波长尺度层次上特殊微结构单元的调制作用,因而会表现出各

种奇特现象和物理效应,如声带隙、负折射、反向多普勒频移等^[2-4];这些极具利用价值的奇异特性突破了传统声传输理论的一些重要概念,给人们提供了自由控制声波传输的手段,为新型声波功能器件的设计提供了全新的思维模式。采用超材料来实现低频声波的定向传输,以往的采用超材料实现声波的定向传播研究主要集中在两方面:一是研究者通过材料的各向异性的设计来实现声波的定向传播^[5-11],其物理机制是利用材料的各向异性的特性来抵消声波传播过程中的衍射效应,从而实现定向传播特性;二是研究者通过在金属块上周期性打孔或刻槽来实现声波的定向传播^[12-14],其物理机制是通过入射声波与表面波的相互耦合来实现声波的定向传播,这两种方法的缺点是样品尺度大,声波频率高和旁瓣多,低频声波的定向传播很难靠这两种方法来实现。影响声波传播的因素:(1)媒质的性质,例如声阻抗、声衰减;(2)边界条件,不同的边界会产生声波不同的传播模式,以往考虑主要是改变媒质的性质来影响声波的传播,主要考虑利用改变声波传播的边界条件来改变声波的传播^[15、16]。例如,点源在不同边界附近的辐射表现(点声源在声学硬边界表现为单极子的指向性,即全指向性;点声源在声学软边界为偶极子的指向性,呈现为八字型,具有一定的指向性);(3)结构的控制,通过Mie共振结构来控制低频声波的传播^[17]。

2 低频声波指向性的实现

2.1 边界条件

可以通过一定的边界条件的设置来获得声波的指向性传播。设计难点:一是如何将声学硬边界变为声学软边界;二是偶极子的辐射效率很低,如何提高偶极子的辐射效率。

2.1.1 等效边界阻抗理论

在人工微结构的尺度远小于波长时,可将媒质看成等效均匀媒质,从而采用等效媒质理论来进行理论分析;同样,当人工边界尺度远小于波

长尺度,可将边界看成等效均匀边界,也可使用等效媒质理论来进行研究。

在频域中,声波的边界条件是由声阻抗率决定的,声阻抗率定义为: $Z_s = \frac{P}{v_n}$,即声压与振动速度之比。当声阻抗率 $Z_s \rightarrow 0$ 时,我们称这时候的边界条件为自由边界,也就是软边界;当声阻抗率 $Z_s \rightarrow \infty$ 时,我们称这时候的边界条件为刚性边界,也就是硬边界。在我们的样品中,在铁块的表面引入了声阻抗为 Z_{a2} 的微结构,边界的等效声阻抗率: $Z'_s = \frac{Z_{a2}Z_s S}{Z_{a2}S_1 + Z_s}$ 。如果不考虑耗散因素,亥姆霍兹共鸣器的声阻抗可以表示为: $Z_{a2} = i\left(\frac{1}{\omega C_a} - \omega M_a\right)$ 。其中 ω 为声波的角频率。 C_a 和 M_a 分别为亥姆霍兹共鸣器的声容以及声质量。我们可以发现,当满足共振条件时,也就是当 $\omega = \frac{1}{\sqrt{C_a M_a}}$ 时,亥姆霍兹共鸣器的声阻抗 $Z_{a2} = 0$,从而导致等效边界的声阻抗率为0。这就解释了亥姆霍兹共鸣器是如何将铁块表面的硬边界转变为软边界的。

2.1.2 偶极子辐射

我们制作的样品是平行放置的两块刻有周期的二维亥姆霍兹共鸣器的铁块,在两块铁块的中间留有一条细缝。从图1(c)中可以发现,这是一个准偶极子并且没有旁瓣的声场分布图。这样的声场分布与传统的声波理论有所区别。根据传统理论,声波透过带有小缝的平板的声强分布应该是类似于无指向性的单极子分布。在图1(d)中,我们通过有限元计算方法,呈现了声波透过样品后的声强分布图的数值计算结果。由于铁块与空气的声阻抗的巨大差异,在有限元计算中,我们将样品的边界设定为硬边界。我们可以发现,实验结果与数值模拟结果吻合的非常好。注意到准偶极子辐射图案的现象是发生在声波的波长($\lambda = 40 \text{ mm}$)远大于亥姆霍兹共鸣器的周期($d = 8 \text{ mm}$)的情况下,因此这一发现将能够促进声学器件的小型化设计。由于透射图案中并没有旁瓣存在,因此这个准偶极子辐射现象产生的机理不是由于只

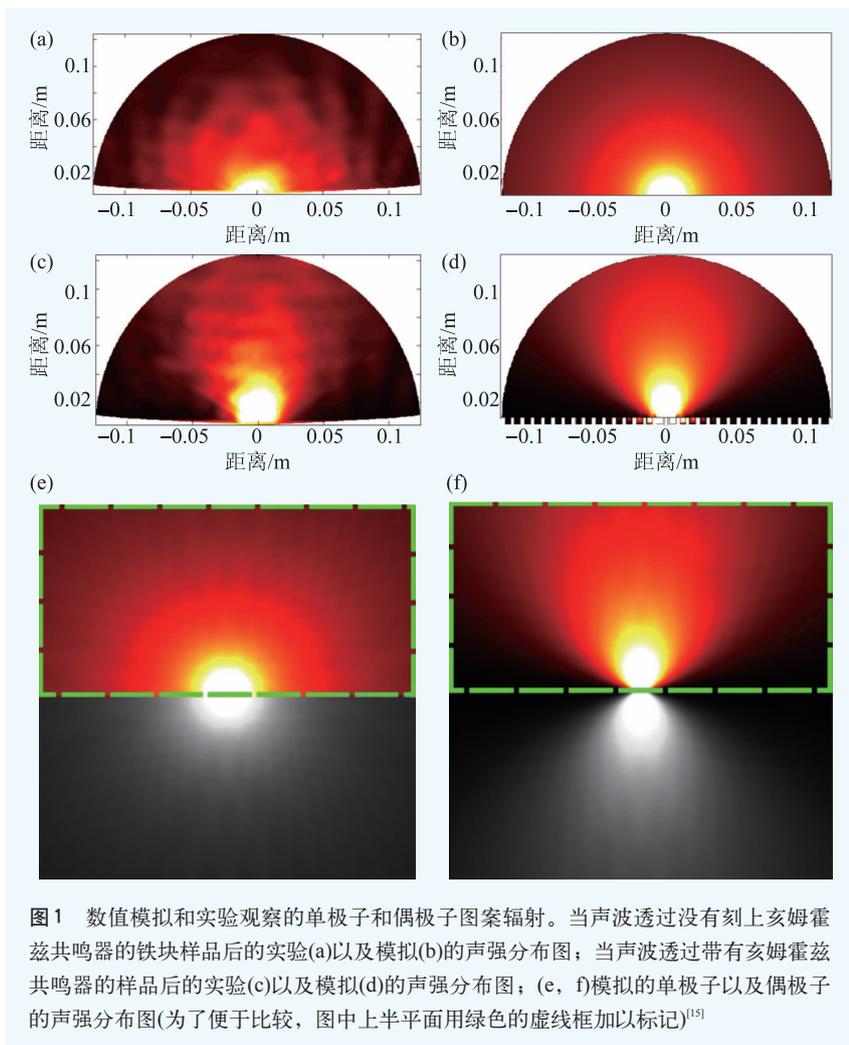


图1 数值模拟和实验观察的单极子和偶极子图案辐射。当声波透过没有刻上亥姆霍兹共鸣器的铁块样品后的实验(a)以及模拟(b)的声强分布图;当声波透过带有亥姆霍兹共鸣器的样品后的实验(c)以及模拟(d)的声强分布图;(e, f)模拟的单极子以及偶极子的声强分布图(为了便于比较,图中上半平面用绿色的虚线框加以标记)^[15]

在共振传输特性产生时候激发出的声表面波引起的。为了更好的对比,在图1(a)和(b)中,我们分别给出了声波透过没有刻上亥姆霍兹共鸣器的铁块的样品的声强分布实验图以及数值模拟图。从图中的声场分布可以看到,当细缝的尺度远小于声波波长的时候,声波透过细缝后的透射场不存在指向性。实验与理论的一致性说明了,亥姆霍兹共鸣器是产生辐射指向性的主要原因。在图1(e)中,我们给出了偶极子的声强分布图,并且为了便于比较,将上半平面框了出来。对比图1(a),(c)以及(e)可以发现,这三张透射声强分布图几乎完全相同,这说明了声波透过刻有亥姆霍兹共鸣器的铁块后,确实产生了具有偶极子图案的声场辐射。对于声波透过没有刻有亥姆霍兹共鸣器的铁块,透射声场与单极子产生的声场的半平

面非常相似。图1(f)为单极子的声场分布图(供对比)。

2.1.3 声波准直辐射

我们提出了一种可行的方案在亚波长尺度下来实现声波准直效果,也就是在声子晶体的点阵常数远小于声波波长的时候来实现准直效果,这样将为实现声学器件的小型化提供思路。如果在每个亥姆霍兹共鸣器的腔体底部引入压电薄膜,那么无源亥姆霍兹共鸣器就转变为有源亥姆霍兹共鸣器。有源材料的一个主要特点就是其阻抗可以为负值。如果选择合适的压电薄膜并且加上相应的电压,便可以获得特定的等效声阻抗率。在我们接下去的数值模拟中,我们将由有源亥姆霍兹共鸣器引起的等效声阻抗率设定为 $Z'_s = -426 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$,并且,空气的密度以及声速分别为 $\rho = 1.25 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 和 $c_0 = 343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。由于等效声阻抗率为负值,图2(a)以及(b)分别给出了点源在声

阻抗率为负的表面附近辐射出的声波的数值模拟声强分布图以及理论计算的远场指向性图,可以看出,远离点声源 2.5 m (60 个波长) 处,声波依然具有非常好的指向性,并且准直声波不存在旁瓣。

2.1.4 偶极子阵列

我们进一步研究了偶极子阵列的指向性。偶极子线性阵列由 n 个偶极子源构成,相邻偶极子源之间的距离为 l 。所有偶极子源具有相同的相位和体积速度。每个偶极子源的声压可以表示为 $p = \frac{Ak_0 l_0}{r} \cos \theta e^{j(\omega t - k_0 r)}$, 其中压力的大小是 $|A|$, $k_0 = \omega/c_0$, ω 是角频率, r 是从源到观察点的距离,并且 l_0 是具有相反相位的两个点源之间的距离。因此,总压力可以表示为 $p_t = \sum_{i=1}^n \frac{Ak_0 l_0}{r_i} \cos \theta e^{j(\omega t - k r_i)}$ 。如果 $r \gg (n-1)l$, 来自不同

声源的声波到达观察点可以认为是具有相同的幅度，从线阵列的参考点到观察点的距离为 r_0 ，那么第 n 个阵元到观察点的距离为 $r_0 + (n-1)l/\sin\theta$ 。 $\theta=0$ 方向与 y 方向同向， θ 范围是 $(-\pi/2, \pi/2)$ 。所以

$$p_t = \frac{Ak_0 l_0}{r_0} \cos\theta e^{j(\omega t - k_0 r_0)} \frac{\sin k_0 n \Delta}{\sin k_0 \Delta},$$

其中 $\Delta = l \sin\theta/2$ 。偶极子阵列的方向性定义为

$$D_t(\theta) = \frac{(p_t)_\theta}{(p_t)_{\theta=0}} = \left| \cos\theta \frac{\sin[n\pi(l/\lambda)\sin\theta]}{n \sin[\pi(l/\lambda)\sin\theta]} \right|.$$

假设 n 等于 1, 3 或 5，相邻狭缝之间的距离为 6 cm，亥姆霍兹共鸣器(HR)的颈部宽度为 0.08 cm。

其他参数与图 1 相同。在此，有效边界阻抗满足 $|Z_s/\rho c_0| \approx 1.0$ 。为了避免线阵列次极大值的出现，两个相邻狭缝之间的总长度应该小于 $\lambda/2$ 。如图 3(a)所示，入射平面波从没有 HR 的表面入射。在这里，狭缝的数量对应于偶极子源的数量。在有限元仿真模拟中，图 3(b)–(d)分别显示了 1 个偶极子源(1 个狭缝)，3 个偶极子源(3 个狭缝)和 5 个偶极子源(5 个狭缝)的远场方向性。如图 3(b)–(d)所示，其中实线表示理论结果，虚线表示数值模拟结果。显然，5 个偶极子源的远场方向性可以比 1 个偶极子源或 3 个偶极子源的远场方向性更好。具有不同狭缝的声强度的偶极子辐射图如图 3(e), (f), (g)所示，对应于图 3(b), (c), (d)中的理论预测。偶极子阵列具有比一个偶极子源更高的辐射效率。这些结果表明，可以用周期性的 HR 和几个狭缝来实现偶极子的阵列。

图 4(a), (b), (c)显示了偶极阵列(实线)和单极子线阵(虚线)的方向性函数的理论结果；图 4(d), (e), (f)偶极阵列(周期性 HR)和单极子线阵阵列(无周期性 HR)的指向性的有限元仿真结果。这些结果表明，出现在单极子

阵列中的次极大值可以为零，并且其他角度的次极大值可以在偶极子阵列中被削弱。换句话说，出现在单极子阵列中的次极大值可以被削弱或者甚至消除。因此，偶极阵列在更宽的频率范围内具有更好的方向性，并且具有比单极子阵列更小的旁瓣。

2.2 利用 Mie 共振结构提高低频声波的指向性

2.2.1 结构设计与等效模型

二维米氏(Mie)共振结构单元如图 5(a)所示，图 5(b)为三维圆柱体 Mie 共振单元。二维 Mie 共

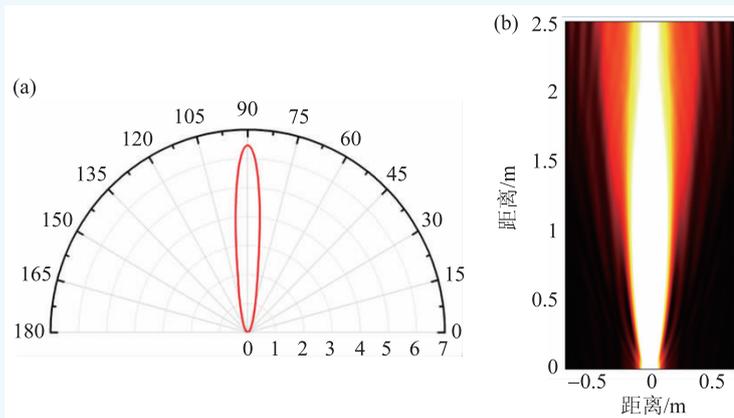


图 2 准直声束 (a)具有负的阻抗边界情况下的点源辐射的理论计算指向性图；(b)具有负的阻抗边界情况下的点源辐射出的声波的数值模拟声强分布图^[15]

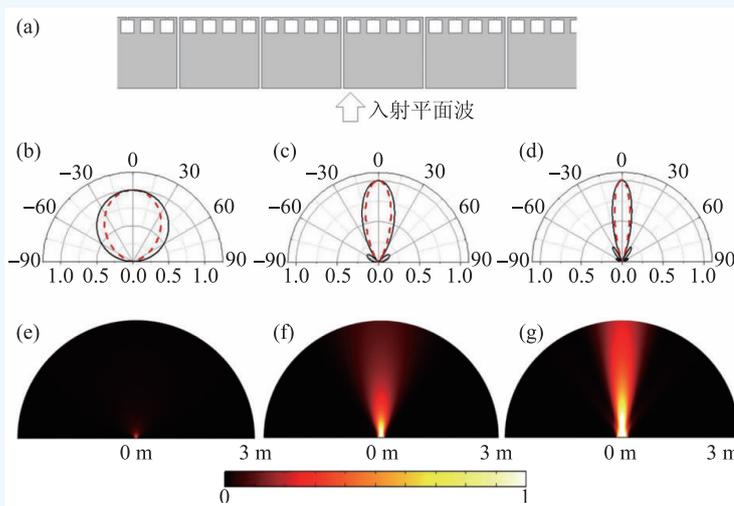


图 3 (a)HRs 级联的二维模型；(b), (c)和(d)分别对应于 1, 3, 5 个偶极子声源的指向性图；(e), (f)和(g)分别对应着 1 个狭缝, 3 个狭缝和 5 个狭缝的声强辐射分布图(声源的频率为 2950 Hz)^[16]

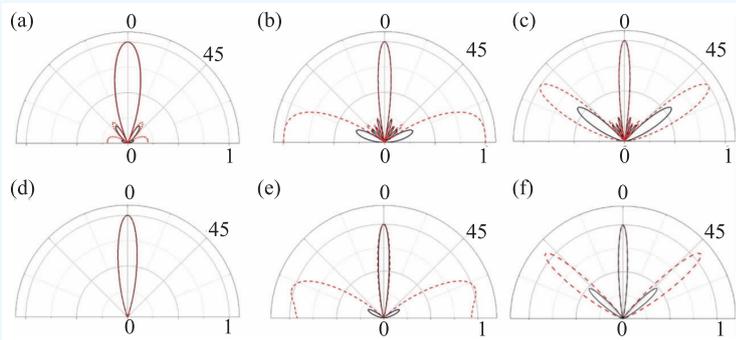


图4 5个偶极子组成的线阵和5个单极子组成的线阵指向性的理论结果对比图 (a), (b)和(c)分别对应着 $l/\lambda=0.5$, $l/\lambda=1.0$ 和 $l/\lambda=1.2$ 有限元仿真结果; (d), (e)和(f)分别对应着 $l/\lambda=0.5$, $l/\lambda=1.0$ 和 $l/\lambda=1.2$ 有限元仿真结果; 红线对应着单极子阵列, 黑线对应着偶极子阵列^[16]

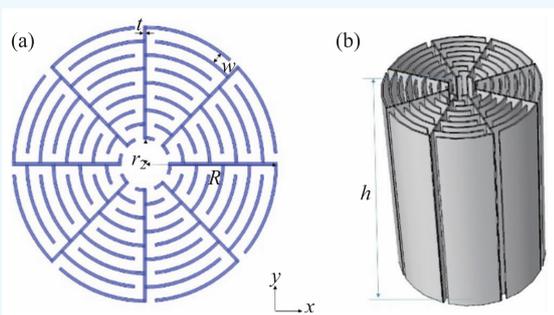


图5 (a)二维 Mie 共振结构单元; (b)三维圆柱体 Mie 共振单元^[17]

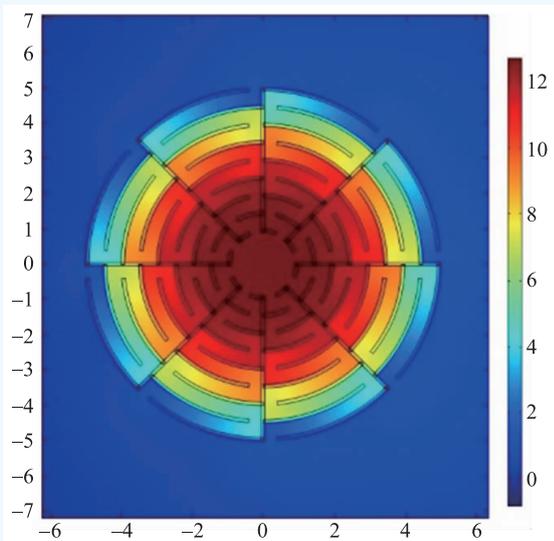


图6 Mie结构的单极子共振模式

振结构按角度分为8块完全相同的部分, 蓝色部分是厚度为 t 的固体材料构成的墙, 背景介质为空气。将这些多分支的墙插入空气中就产生了宽

度为 w 的Z字型空气通道, 由于固体墙可近似为硬边界, 所有空气中的声波被强制沿着曲折的Z字通道传播, 这样就延长了声波从结构外部传入结构内部的路径, 而空气中的声速不会变化, 因此传播时间也就相应的变长了。整个结构的外半径为 R , 内部空心处的半径为 r_2 , 均远小于波长。由于Mie结构的尺寸远小于波长, 因此在长波近似下等效地看来, 距离不变时间变长, 声波从外部传到内部的等效速度就变慢了, 由此, 将Mie结构视为一个

整体就得到了等效折射系数远大于空气的超慢流速材料。

2.2.2 Mie共振结构的模拟和实验验证

我们使用有限元模拟软件的声固结构耦合模块进行模拟。在模拟中, 我们使用的Mie结构材料为环氧树脂, 固体墙厚度为2 mm, Z字型通道宽度为6 mm, 弯折次数 $N=4$, 结构外半径为40 mm, 内半径为14 mm, 等效减慢声速约2.6倍。具有该几何参数的结构的单极子共振频率约为1300 Hz。在模拟中, 我们在左侧给出一个向右传播的平面波来作为入射波, 发现在1360 Hz附近得到了最为理想的单极子Mie共振现象, 这和理论计算结果符合的非常好。图6展示了单极子共振模式的特点: 声压聚集在Mie结构中心, 且中心处声压大小是入射波声压的数倍, 但这个汇聚的能量沿径向迅速衰减, 而它们的法向分布大致均匀。在找到了共振频率并验证了理论推导的正确性之后, 我们继续关注这个Mie结构的散射声场, 如图7所示, 该Mie结构的散射声场非常显著, 在入射波声压绝对值只为1的情况下, 它的散射场声压幅值在0.7左右。我们必须注意到, 该Mie结构的半径尺寸只有40 mm, 而1360 Hz下空气中声波波长为250 mm, 也就是说, 该Mie结构可以在自身尺寸远远小于波长的情况下显著地散射声波, 这是任何通常材料都无法做到的事情, Mie共振正是我们不断寻找的、能够帮助我们调控低

频声波的新型材料。

2.2.3 指向性声波和准直波束

在之前学者们工作的基础上，我们提出了利用 Mie 共振结构实现声波的高效率指向性传播和准直波束的方法，并进一步讨论了 Mie 共振特性与几何参数之间的关系。

如图 8(a)所示，我们将两个 Mie 共振单元对称地放在一个点声源的两边，间距 15 cm。此时使用的是更易于加工的 Mie 结构单元，它的弯折系数 N 较小，仅为 4，半径为 40 mm，共振频率以及点声源辐射的声波频率均为 1360 Hz，单元尺寸远小于波长。图 8(b)是点声源辐射声场，在实心圆和相同尺寸的 Mie 共振单元的影响下，声场不再是各向同性的分布，但由于实心圆尺寸太小，对声场的干扰很有限，各个方向均有较强的声场分布，总体指向性不明显。而受 Mie 共振单元影响的声场在 y 方向的指向性非常明显， x 方向仅有很少的能量透过。至此，我们在数值模拟上证明了 Mie 共振结构可以作为一种新型的、小型的、灵活的声学指向性器件。我们进一步在实验上证明这一结论，我们将两个使用 3D 打印技术打印出来的、由环氧树脂构成的 Mie 共振结构单元放在一个小型扬声器两边，间距 15 cm。由于扬声器尺寸只有 3 cm，远小于波长，因此可用来模拟点声源。整个实验在消声室中进行，声信号由信号发生器产生，通过功放加载到扬声器上。在距离扬声器 9 cm 至 22 cm，左右宽度从 -15 cm 到 15 cm 宽度的区域，我们使用自由场传声器扫描声场，传声器测得的数据被数据采集卡收集然后传入电脑处理。图 8(c)展示了实心圆柱和 Mie 结构时的声场分布图的实验结果，我们可以明显看到，使用 Mie 共振单元时声场分布更汇聚更尖锐，指向性更明显。

最后，我们还利用 Mie 共振结构能够抑制波矢的特点提出了一种实现准直声束的简单方法，同时由于 Mie 结构单元亚波长的特性，这种方法

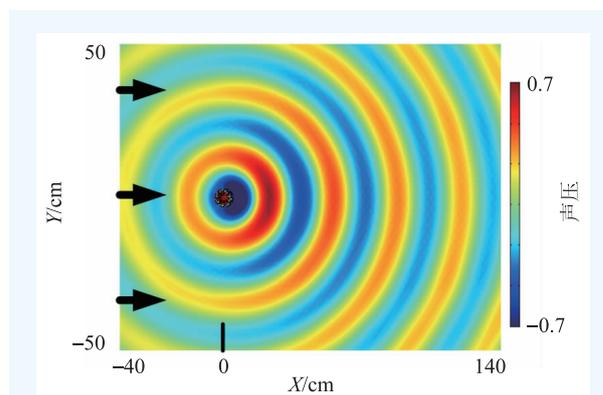


图7 Mie结构的单极子共振散射场^[17]

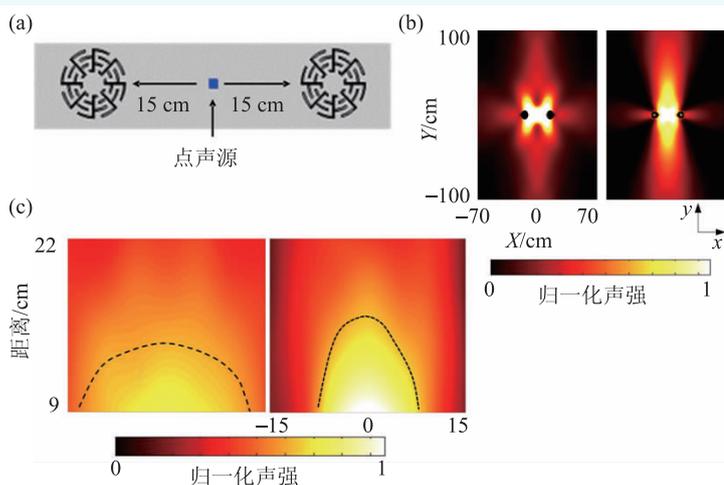


图8 (a)全指向点声源和离声源 15 cm 处的两个对称放置的相同的米氏结构；(b)固体结构和亚波长米氏共振结构的声强分布的模拟结果；(c)固体圆柱结构和亚波长米氏共振结构的实验结果^[17]

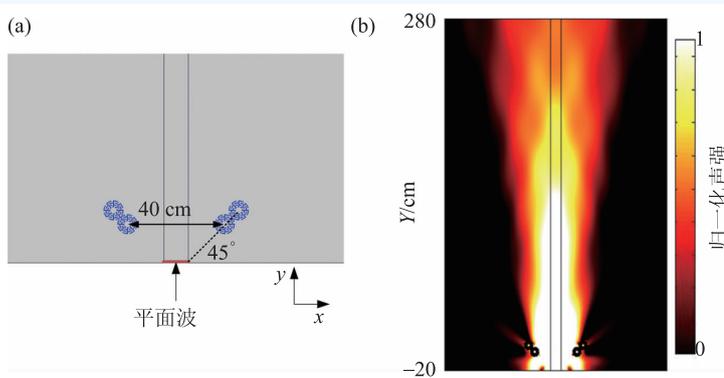


图9 (a)利用 Mie 结构单元实现准直声束的几何排布；(b)Mie 结构的声场分布^[17]

还能大大促进声学器件小型化的发展。如图9所示, (a)图中展示了利用Mie结构单元实现不扩散声束的几何排布: 将4个Mie单元2个一组在声源两侧对称放置, 间距40 cm, 在 y 方向与声源间的距离也是20 cm, 同一组中的两个单元紧密相接, 成 45° 角。平面声源长10 cm远小于波长, 它辐射的平面波本应该扩散衍射, 但由于Mie结构的调控, 该声波在 x 方向的传播被限制, 只能沿 y 方向准直的传播, 如图9(b)所示, 即使已经到距离声源2.8 m(11λ)远处的位置, 该波束仍然保持着良好的准直特性, 衰减不大。根据模拟时的试验的其他结果我们可以知道, Mie结构与声源之间的夹角变小时, 波束会变宽, 指向性变弱; 而当夹角变大时, 波束变窄, 指向性增强, 但更多的旁瓣会出现, 反而导致效果变差(给出不同角度的仿真结果)。我们必须强调的是, 这种利用Mie共振结构实现准直声束的办法具有许多卓越的优点, 它整体大小甚至小于一个波长, 小巧方便; 而且空间分布稀疏, 远离声源, 在改变声源辐射的声场的同时不会对声源产生其他不好的影响, 这些特性大大提高了它的可应用范围。比如在舞台上, 我们希望声学器件能提供一个低衰减、不扩散的声场, 但同时又要求这个器件不能对舞台上的演员造成妨碍, 也不能阻挡观众欣赏演员的表演, 这些要求是传统方法无法满足, 而Mie共

振结构超材料有可能做到的。

3 结束语和展望

在超构材料表面的研究中, 我们将超构材料应用于二维情况, 顺利改变了铁块表面的等效声阻抗率。研究表明, 在铁块表面周期的刻上亥姆霍兹共鸣器后, 在亥姆霍兹共鸣器的共振频率附近, 可以将金属表面的硬边界转变成软边界, 从而实现准偶极子辐射; 偶极子阵列由镶嵌有HR结构的板子和狭缝进行级联构成, 与单极子线阵列相比, 偶极子阵列在更宽的频率范围具有更好的方向性同时具有更小的旁瓣; 利用Mie共振结构实现低频准直声束的办法具有许多卓越的优点, 它整体大小甚至小于一个波长, 小巧方便, 而且空间分布稀疏, 远离声源, 在改变声源辐射的声场的同时不会对声源产生其他不好的影响。

我们的低频声波的定向研究将有很多潜在的应用, 比如高增益强指向性的扬声器, 以及超声医学系统, 厅堂声学的应用等等。另外, 以下几个方面的研究还可以继续进行下去: 比如如何利用非线性超材料实现低频声波的定向传播, 如何在水下实现低频声波的定向传播等等。低频声波的研究路还很长, 但前景一片光明。

参考文献

- [1] Durnin J, Miceli J J, Eberly J H. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58: 1499
- [2] Liu Z, Zhang X, Mao Y *et al.* *Science*, 2000, 289: 1734
- [3] Lee S H, Park C M, Seo Y M *et al.* *Phys. Rev. B*, 2010, 81: 241102
- [4] Zhang S, Yin L, Fang N. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102: 194301
- [5] Perez-Arjona I, Sanchez-Morcillo V J, Redondo J *et al.* *Phys. Rev. B*, 2007, 75: 014304
- [6] Cebrecos A, Romero-Garcia V, Pico R *et al.* *J. Appl. Phys.*, 2012, 111: 104910
- [7] Li B, Deng K, Zhao H *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2011, 99: 063106
- [9] Ke M, Liu Z, Pang P *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 90: 083509
- [10] Soliveres E, Espinosa V, Perez-Arjona I *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2009, 94: 164101
- [11] Hakansson A, Torrent D, Cervera F *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2007, 90: 224107
- [12] Christensen J, Fernandez-Dominguez A I, de Leon-Perez F *et al.* *Nat. Phys.*, 2007, 3: 851
- [13] Christensen J, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J. *Phys. Rev. B*, 2010, 81: 174104
- [14] Zhou Y, Lu M, Feng L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 104: 164301
- [15] Quan L, Zhong X, Liu X Z *et al.* *Nature Communications*, 2015, 5: 3188
- [16] Ding E L, Mao Y W, Liu X Z. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2017, 141: 1936
- [17] Lu G X, Ding E L, Wang Y Y *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2017, 110: 123507