

低频声学全吸收点

——解决低频噪音的一种有效方法

杨旻¹ 马冠聪¹ 杨志宇¹ 沈平^{1,2,†}

(1 香港科技大学物理学系 香港九龙清水湾)

(2 香港科技大学高等研究院 香港九龙清水湾)

Low frequency acoustic sinks

YANG Min¹ MA Guan-Cong¹ YANG Zhi-Yu¹ SHEN Ping^{1,2,†}

(1 Department of Physics, Hong Kong University of Science and Technology, Clear Water Bay, Kowloon, Hong Kong, China)

(2 Institute of Advanced Study, Hong Kong University of Science and Technology, Clear Water Bay, Kowloon, Hong Kong, China)

2015—09—09收到

† email: sheng@ust.hk

DOI: 10.7693/wl20160806

摘要 低频噪音以其超强的穿透力和难以吸收的特性成为一个令人烦恼的工程技术难题。作者在最近的研究工作中发现的低频声学全吸收点是解决低频噪音问题的一种有效方法,即经过一些简单的设计,原本声学上的全反射表面可以借助于一种特别的表面杂化共振实现对空气中声音的阻抗匹配,从而在一些可调的特定频率不产生反射。与此同时,由于也不存在任何透射,声音在这样的表面要么全部被耗散吸收,要么转化为其他形式的能量,比如电流。在实验中,这样的“声—电”能量的转化效率可以高达23%。需要特别指出的是,在这种被设计了亚波长结构的表面(又称“超表面”)上,每一个吸收单元对于声波都如同尺寸可以忽略的“点”,这样的特性不论是在实际应用还是理论上(比如时间反演声学)都有着非常重要的意义。文章介绍了这种低频声学全吸收点的原理和实现方法。

关键词 超材料, 超表面, 亚波长全吸收, 镶嵌膜共振器, 杂化共振, 声—电能量转化, 超分辨率, 时间反演声学

Abstract An impedance-matched surface has the property that an incident wave generates no reflection. Here we demonstrate that, by using a simple construction, an acoustically reflecting surface can acquire hybrid resonances and become impedance-matched to airborne sound at tunable frequencies, such that no reflection is generated. As there can be no transmission, the impedance-matched acoustic wave is hence either completely absorbed at one or multiple frequencies, or converted into other forms of energy, such as an electrical current. A high acoustic-electrical energy conversion efficiency of 23% has been achieved. Each resonant cell of the metasurface is deep-subwavelength in all its spatial dimensions. With its thickness less than the peak absorption wavelength by two orders of magnitude, the resonant cell itself can be treated as an acoustic sink, acting as a time-reversal counterpart for an acoustic point source.

Keywords metamaterial, metasurface, subwavelength total absorption, decorated membrane resonator, hybrid resonance, acoustic-electrical energy conversion, super resolution, time-reversal acoustics

1 研究目的和背景

21 世纪的科技日新月异,各种新兴技术不断改变着我们的生活模式,提供着前所未有的舒适与便利。然而时至今日我们却依然频繁经受着低频噪音的困扰。从办公室外的喧嚣车流,到邻居深夜的低音音响,从地铁在隧道中的低沉鸣响,到飞机引擎在航行中的持续轰鸣,低频噪音以其超强的穿透能力和顽固难以吸收的特性始终都是一个难以削弱的恼人工程技术难题。究其原因,一方面,相比于动辄长达数米的低频声波波长,通常的建筑墙壁都显得非常轻薄,从而无法有效地将其阻挡和反射。另一方面,由于一般线性系统对振动的吸收能力正比于材料内部的相对运动速度的平方,因此对应介质在空间和时间上缓慢变化的低频声音就很难被有效地耗散和吸收。

在最近的研究工作中我们发现了一种名为“声学全吸收点”的有效方法以解决低频噪音问题^[1]。之所以称之为“点”,是由于在我们的设计中,对声音的全吸收是在一个各尺度都远小于相应声波波长的结构中实现的。实验显示,对于空气中波长为 2.25 m 的声波,一层厚度仅 17 mm 的结构就可以实现高达 99.4% 的吸收效率。需要指出的是,虽然这里实现的吸收峰值非常尖锐(仅宽 1.2 Hz),但是考虑到低频噪音窄频的特征(如机舱中噪音的频率主要取决于引擎相对恒定的转速),如此的效果对于低频噪音的防治已然是一个非常有效的解决方案。下面我们简单介绍这种“声学全吸收点”的发现背景和思路。

在传统声学中,以吸收的方式削弱低频声音通常都需要能和声波波长比拟的厚吸收材料(约为 1—10 m)。一个小巧紧凑的深亚波长吸收装置不光对于隔绝声音有重要意义,更可作为组件实现对声音能量的利用和转化,如通过声能发电。此外,这样一个深亚波长的全吸收器也可能是克服声波衍射极限、实现超分辨率成像的一个巧妙方案。

为了理解深亚波长完美吸收器的意义和重要

性,我们需要回忆均匀介质中衍射极限的来源。由于衍射极限的存在,一个完美汇聚的球面波却不能聚焦于一点,而只能至多产生一个尺度为 $1/2$ 波长的斑点。在这个斑点区域,入射的汇聚波会转变为出射波发散开来。一种理论上克服这一基本限定的方法是,利用放置在焦点的吸收器削弱出射发散波的贡献,从而减小聚焦斑点的尺度。如此的吸收器需要在深亚波长尺度吸收入射波的能量并避免产生任何形式的反射,从而表现的就像是一个点波源在时间反演下的对应^[2-4]。

传统的声学吸收技术多是利用多孔纤维材料结合渐变材料性质^[5],或借助毫米甚至微米级多孔筛配以共振后腔^[6-8],实现对空气中声音的吸收。这类方法要么难以匹配空气阻抗,要么需要可比拟声波波长的巨大的尺度,都无法从真正意义上实现声学点波源在时间反演下的对应。新兴的“空间卷绕”技术提供了一种减小尺度的可能方案^[9-11],但其目前仍然面临着匹配介质阻抗的挑战^[9-12]。另一方面,“主动吸收器”作为一个可行的候选则要求复杂的电路设计和对环境声场的预知^[13],这在实用和可靠性上有着很大的局限。近年来,人们发现通过对两种介质交界面的结构改造,电磁波传播的操控可以直接在这样的“超表面”上实现,进而产生诸如相位突变、反常折射/反射,或是自由偏振控制等功能^[14-17]。特别是利用在耗散介质中人为匹配两束反向传播光线的相位,人们实现了光学的“完美相干吸收”(coherent perfect absorption, CPA)^[18]。不过简单地移植这些概念于声学上,要么需要材料厚达若干声波波长^[19],要么虽在亚波长尺度却要求材料有着如同金属对于电磁波那样的极大耗散^[20]。这些对于低频声音都是极不现实的。另外,所有这些方法为了获得理想的吸收效果,都非常苛刻地要求材料具有某些特定的耗散性质或 Q 因子,这使得它们在可靠性和灵活性上大打折扣。

本文随后的具体内容可以简单地归纳为如下思路:我们首先尝试在很薄的一层弱吸收材料上制造两种横向尺度都是深亚波长的共振模式(见本

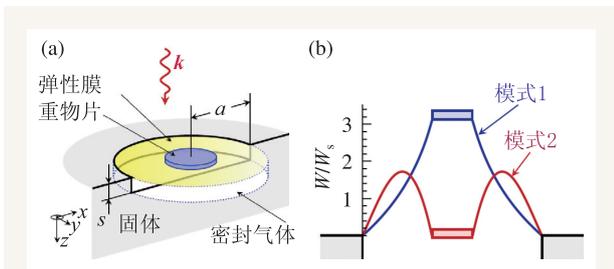


图1 超表面的几何结构和共振特征 (a) 共振单元的组成和结构示意图。这里 a 是弹性膜的半径, s 是密封气体的厚度, k 是入射波的波矢量; (b) 镶嵌膜的两个最低共振模式的截面示意图。图中两个振动模式的相位相对于相同的入射波, 而振幅 W 则以入射声波振幅 W_s 为单位。扁平长方形表示硬片, 红色和蓝色实线则表示弹性膜

文第 2.1 节: 镶嵌膜共振器), 而后通过把这层材料置于与全反射面相隔仅薄薄一层气体的位置, 将这两种共振模进行杂化(见本文第 2.2 节: 超表面的结构单元和完美吸收)。基于原本两个共振态, 新的杂化共振拥有两个可独立调节的自由度——表面法向位移的平均强度和相应的法向位移的空间涨落分量(见本文第 2.3 节: 杂化共振及其特征)。在后文中我们会看到, 鉴于这里的涨落分量并不会和空气中的传播模态直接耦合(所以是“哑”的), 因而只贡献于能量耗散(见本文第 2.4 节: 经由“哑”模式的能量耗散), 同时通过调节位移的平均分量则可实现对背景介质的阻抗匹配, 其结果就是一个可靠且易于实现的声学全吸收“点”。而一个由这样的吸收点所组成的阵列, 便是一种拥有完美吸收外加“声—电”转换功能的声学超表面(见本文第 2.5 节: 声—电能量转换)。接下来, 我们将要展现如何利用薄膜型超材料实现这样的构想及其背后的理论理解。

2 低频声学全吸收点的方法和实施

2.1 镶嵌膜共振器

基于各种镶嵌膜共振器(decorated membrane resonator, DMR)的薄膜型超材料在以往的研究中已经展示出了许多新颖的特性。我们知道, 一个这

样的 DMR 在其共振频率处会使声波完全透过^[21, 22], 而在所谓的反共振频率处不和入射波耦合, 从而将能量全部反射^[23–26]。如果将两个 DMR 耦合起来, 则可以实现声学的负折射率^[27]。进一步, 利用振动能量在不对称嵌片边缘的聚集, 还可以在共振频率处实现非常高的声学能量吸收^[28]。不过以往研究对于杂化共振和声学完美吸收点却没有预料到。

2.2 超表面的结构单元和完美吸收

图 1(a)描绘了我们对超表面结构单元的设计。它由三部分组成: 一是 DMR, 二是全反射的铝板表面, 三是一层密封的气体。DMR 是一个半径 $a = 45 \text{ mm}$ 厚约 $d \leq 0.2 \text{ mm}$ 均匀张紧的弹性膜, 在其中心镶嵌有一半径 $r = 10 \text{ mm}$ 重约 $m = 0.8 \text{ g}$ 的圆形硬片。弹性膜的边缘被固定于相对刚性的框架上。该 DMR 的第一本征态是中心硬片的振动, 其频率约为 112 Hz ; 而在 888 Hz 的第二本征态则几乎不包含硬片的运动, 反而是周围的弹性膜振动剧烈^[23](图 1(b))。作为全反射面, 一个铝板被置于膜的后方约 $s = 17 \text{ mm}$ 处。一层气体被密封其间, 其压强为一个大气压。我们在实验中选择了六氟化硫(SF_6 , 后文将要讨论, 这里是为了利用它很小的绝热指数), 并测量了一个这样结构单元的吸收系数, 其结果作为频率的函数绘于图 2(a)中。一个在 152 Hz 附近的吸收系数大于 0.99 峰值的尖锐吸收峰说明该结构在这一频率实现了和空气阻抗的完全匹配。惊人的是, 此时整个结构的厚度仅为 $s \approx \lambda/133$, 其中 $\lambda \approx 2.25 \text{ m}$ 是空气声波于 152 Hz 时的波长。而其仅为 1.2 Hz 的极小吸收峰宽则归因于材料本身微弱的耗散, 这反映了我们的设计与利用高耗散介质实现吸收的传统机制的截然不同。更令人惊异的是, 这一吸收峰并不位于 DMR 的任一共振频率, 反而非常靠近其反共振态。这可以从图 2(a)看出, 其中 DMR 的共振和反共振频率由两个不同箭头标出。在随后的文章中, 我们将会说明这样一个不同寻常的吸收峰是杂化共振的直接结果。

2.3 杂化共振及其特征

DMR 后的密封气体与反射面为弹性膜的运动增加了一个额外阻抗,从而改变了其共振条件。前述 DMR 的两个本征态会因此而被迫杂化成为一新的共振态,位于二者本征频率之间。这样的杂化共振本身就是原本两邻近本征态的线性叠加,因而同时保有了它们彼此的特征。

理解杂化共振特性的关键是要注意到唯有其类似于活塞运动的平均位移分量 $\langle W \rangle$ 会与透射和反射耦合。这里 W 是如图 1(b) 所示的弹性膜的法向位移场,而角括号则表示

在整个膜表面的面平均。另一方面,定义为 $\Delta W = \sqrt{\langle (\delta W)^2 \rangle}$ 的空间位移涨落强度则完全不与辐射模式耦合,因而是“哑”的,其中 $\delta W = W - \langle W \rangle$ 。我们可以通过位移场 W 的径向傅里叶变换波矢 k_{\parallel} 来理解这种退耦合现象。对于 δW , 因 $a \ll \lambda$, 不等式 $|k_{\parallel}| > 2\pi/\lambda$ 总是成立。考虑到位移连续和声音在空气中的波动方程, 我们有 $|k_{\parallel}|^2 + (k_{\perp})^2 = (2\pi/\lambda)^2$, 其中 k_{\perp} 是声波波矢垂直于膜的分量。因此, 由于对应的 k_{\perp} 总是虚数, 弹性膜的 δW 运动分量只会耦合于衰减波模式^[25, 27]。与之相反, 由于对应于 $\langle W \rangle$ 的径向波矢 $|k_{\parallel}| = 0$, 其运动总是和辐射的透射或反射波耦合。所以如果我们只考虑辐射模态, 这个超表面完全可以等效地被当作一维问题处理。基于此, 为了与空气匹配的表面阻抗可以简单地由 $\langle W \rangle$ 定义为 $Z = \langle \delta p \rangle / \langle \dot{W} \rangle$, 其中 δp 是空气压强在声波传播过

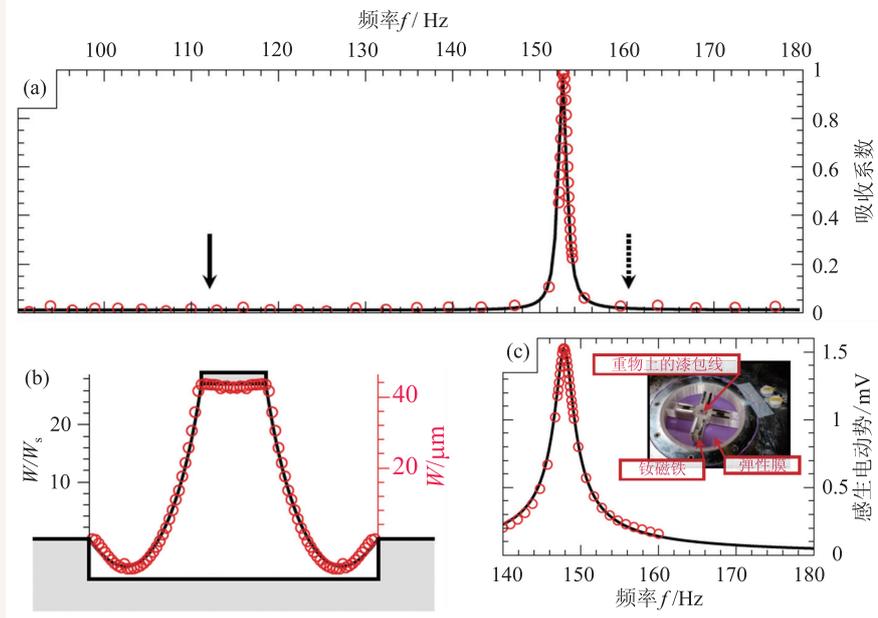


图2 杂化共振的实现和能量转换 (a)测量得的吸收系数与频率的关系,在152 Hz附近存在一个尖锐的吸收峰,其峰值可达0.994,虚实两个箭头分别表示DMR本身的反共振和第一个共振频率的位置;(b) DMR在杂化共振吸收峰值(152 Hz)时的法向位移场 W (由一侧的测量值对称地画出), W 以入射声波强度为1 Pa时的振幅 W_s ($=2.5 \mu\text{m}$) 为单位,通过对比图1(b),这一杂化共振很明显拥有更大的振幅;(c)由中心圆片振动产生的感生电动势(EMF),插图为相应的实验装置照片,在这一装置中,我们测得了23%的声—电能量转换率。所有的实验测量结果均以红色圆圈表示,而实线则表示理论计算的结果

程中的变化,而变量顶端的圆点则表示对时间的求导数。考虑到表面平均格林函数的定义: $\langle G \rangle = \langle W \rangle / \langle p \rangle$, 对于以频率 ω 振动的系统,我们就有了这样简单的关系式: $Z = (-i\omega \langle G \rangle)^{-1}$ 。

为了更好地理解杂化共振的起源以及其与空气阻抗的匹配,我们先来考虑DMR的表面平均格林函数 $\langle G_M \rangle$ 。为简单起见,我们只考虑图1(b)所示的最低两个本征模态 W_1 (蓝色)和 W_2 (红色) (在图2和图4所示的实际计算中则包含了更高阶的共振), 从而^[27, 29]

$$\langle G_M \rangle = \sum_{i=1}^2 \frac{|\langle W_i \rangle|^2}{\rho_i(\omega_i^2 - \omega^2)} + 2i\beta \sum_{i=1}^2 \frac{|\langle W_i \rangle|^2 \omega}{\rho_i(\omega_i^2 - \omega^2)^2}, \quad (1)$$

其中 $\rho_i \equiv 2\pi d \int_0^a |W_i(r)|^2 \rho(r) r dr$ 是对应第 i 个本征态以位移为权重的平均密度, $a=45 \text{ mm}$ 和 $d=0.2 \text{ mm}$ 分别为弹性膜的半径和厚度, $\rho(r)$ 则是其密度分布。 $\omega_1 = 2\pi \times 112 \text{ Hz}$, $\omega_2 = 2\pi \times 888 \text{ Hz}$ 是相应的本征圆频率。在(1)式中, 我们假设耗散系数 β 很

小, 从而无量纲的 $\beta/\omega \ll 1$, 这里 β 的具体数值会根据实验数据拟合而得。基于此便可以得到 DMR 的表面阻抗 $Z_M = (-i\omega \langle G_M \rangle)^{-1}$ 。

如 $|Z_M| \rightarrow \infty$ (忽略耗散 $\beta=0$), 则系统阻抗与空气完全不匹配, 从而相应的 DMR 无法与入射波耦合, 这正是反共振态的特征。我们因此可以根据 $\text{Re}\langle G_M \rangle = 0$ 确定该 DMR 的反共振频率为 $\tilde{\omega} = 2\pi \times 163 \text{ Hz}$ 。考虑到杂化共振总是出现在反共振附近, 我们将通过对 $\Delta = \tilde{\omega} - \omega$ 的微扰展开, 进一步简化(1)式。记 $\text{Re}\langle G_M \rangle$ 在 $\tilde{\omega}$ 对频率的导数为 2Ξ , 则(1)式有以下简单的形式: $\langle G_M \rangle \approx 2\Xi(i\beta - \Delta\omega)$, 其中 $\Xi \equiv \sum_{i=1}^2 |\langle W_i \rangle|^2 \tilde{\omega} / [\rho_i(\omega_i^2 - \tilde{\omega}^2)^2]$ 。

密封气体层提供给弹性膜以额外阻抗 $Z' = \langle \delta \rangle / \langle \dot{W} \rangle$, 使其原本的两个本征态杂化。考虑到气体层的厚度远小于声波波长的厚度, 其中的气体在弹性膜的策动下仅会经历简单的绝热膨胀和压缩过程, 因而 $\delta p = -\gamma(p/s)\delta s$, 其中 δs 是气体层厚度的变化, γ 则是气体的绝热指数。根据位移连续的要求 $\langle \dot{W} \rangle = -i\omega(-\delta s)$ (定义正法向位移 W 沿入射波方向), 我们有 $Z' = i\gamma p / (s\omega)$ 。因此这个弹性膜和密封气体的系统的整体阻抗为 $Z_h = Z_M + Z'$, 而相应的整体格林函数便是

$$\langle G_h \rangle = (-i\omega Z_h)^{-1} \quad (2)$$

通过考察(2)式中 $\langle G_h \rangle$ 的虚部, 我们很容易发现, 原本在 ω_1 和 ω_2 的本征态被一个位于 ω_h 的新共振模式所取代。系统在该频率满足条件 $\text{Im}(Z_h) = 0$, 因而

$$\text{Im}\langle G_h \rangle = \frac{1}{\omega} \frac{\text{Re} Z_M}{\text{Re}(Z_M)^2 + \text{Im}(Z_h)^2} \quad (3)$$

达到峰值。一个格林函数虚部的峰值意味着一个(共振)模式的存在, 而在这里就是前文所指的杂化共振态。

由于阻抗虚部为零, 我们得以在杂化共振时实现对空气阻抗 Z_0 的完美匹配。相应的条件是:

$$\text{Im}(Z_h/Z_0) = \frac{1}{\bar{s}} - \frac{1}{2\bar{\Xi}} \frac{\Delta\bar{\omega}_h}{\bar{\beta}^2 + \Delta\bar{\omega}_h^2} = 0; \quad (4)$$

$$\text{Re}(Z_h/Z_0) = \frac{1}{2\bar{\Xi}} \frac{\bar{\beta}}{\bar{\beta}^2 + \Delta\bar{\omega}_h^2} = 1. \quad (5)$$

在这里我们采用了各参量的无量纲形式: $\bar{\Xi} = \Xi/(\tilde{\omega}^2 Z_0^{-1})$, $\bar{\beta} = \beta/\tilde{\omega}$, $\bar{s} = s/(\gamma p Z_0^{-1} \tilde{\omega}^{-1})$ 和 $\Delta\bar{\omega}_h = 1 - \omega_h/\tilde{\omega}$ 。尽管材料的耗散系数 β 一般并不容易调节, 这个杂化共振下的阻抗匹配条件仍然是可满足的, 因为我们还有两个参数 \bar{s} 和 $\Delta\bar{\omega}_h$ 可以调整^[23], 从而使得(4)式和(5)式总可以满足。

根据 DRM 的最低四个本征态, 我们得到无量纲的 $\bar{\Xi} = 0.59$ 。基于此, 我们将满足阻抗匹配条件的 $\bar{\beta}$ (黑线) 和 \bar{s} (红线) 以 $\Delta\bar{\omega}_h$ 函数的形式绘于图 3(a) 中。尤其应该注意的是, 实验观测到位于 $\omega_h = 2\pi \times 152 \text{ Hz}$ 的吸收峰对应于 $\Delta\bar{\omega}_h =$

0.065 (由箭头标明)。根据图 3(a), 我们马上可以得到拟合的耗散系数 $\bar{\beta} = 0.00502$ ($\beta = 5.14 \text{ Hz}$) 和预言的 SF₆ ($\gamma = 1.0948$) 气体层的厚度 $\bar{s} = 0.0772$ ($s = 17.2 \text{ mm}$)。我们注意到后者极好地符合实验参数 $s = 17 \text{ mm}$ 。需要指出的是, 在实验中选用 SF₆ 是因为它较小的绝热系数使得 s 较使用空气 ($\gamma = 1.4$) 减少了约 27%。我们进一步根据取值为 $R = (Z_0 - Z_h)/(Z_0 + Z_h)$ 的反射系数, 计算了整体的吸收系数 $1 - |R|^2$, 并把结果用黑线绘于图 2(a) 中。可以看到, 理论预言极好地符合了实验测量的结果。

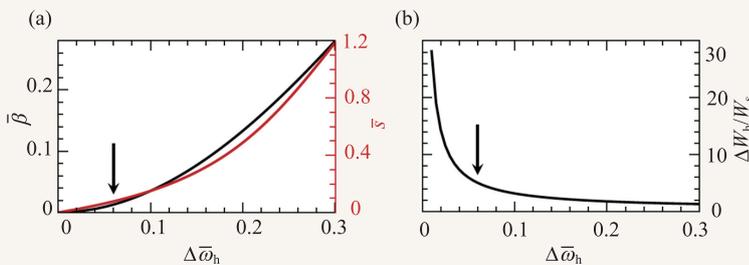


图3 在阻抗匹配的杂化共振时各个参数间的关系 (a)无量纲参数 $\bar{\beta}$ (黑线)和无量纲的密封气体厚度 \bar{s} (红线)作为杂化共振频率的无量纲相对位置 $\Delta\bar{\omega}_h$ 的函数; (b)在杂化共振时法向位移的涨落强度 ΔW_h 作为 $\Delta\bar{\omega}_h$ 的函数。阻抗匹配意味着表面平均法向位移必须与入射声波位移一致, 也就是 $\langle W_h \rangle = \langle W_1 \rangle - \langle W_2 \rangle = W_s$ 。接近反共振频率 $\tilde{\omega}$, 则意味着 $\langle W_1 \rangle \approx \langle W_2 \rangle$ 。这两个条件共同要求一个相比于其平均位移大很多的 W_h , 而这则表现为它很大的分量 ΔW_h 。特别是小的耗散系数与大的 ΔW_h 自洽地满足了全吸收的条件。图中的两个箭头标明了对应于图 2 实验条件下的各个参数值

2.4 经由“哑”模式的能量耗散

我们在实验中仅仅利用薄薄一层弱耗散材料(很小的 β)就实现了对声波的全吸收似乎是一件非常惊人的事情。其原因是作为“哑”模式的弹性膜涨落位移强度 ΔW 在全吸收过程中可以非常剧烈。当小耗散系数乘以很大的能量密度,能量吸收依然会非常可观。在图3(b)中我们绘制了计算得到的作为 $\Delta\bar{\omega}_h$ 函数的 $\Delta W_h/W_s$ 。正如我们所料, ΔW_h 的强度发散于反共振频率 $\bar{\omega}$ ($\Delta\bar{\omega}_h=0$),与此同时, $\bar{\alpha}$ 和 $\bar{\beta}$ 则都趋向于零。如果我们注意到杂化模式是原本两个弹性膜本征态的线性叠加因而保有二者原本的特征,那么这种剧烈的运动就不难理解了。一方面,在靠近反共振频率 $\bar{\omega}$ 的 ω_h 时,两个弹性膜本征态的强度 $\langle W_1 \rangle$ 和 $\langle W_2 \rangle$ 必然可以比拟,也就是说 $\langle W_2 \rangle / \langle W_1 \rangle \approx 1$ 。而另一方面,阻抗匹配则意味着 $\langle W_1 \rangle - \langle W_2 \rangle = \langle W_h \rangle = W_s$ 。要同时满足这两个条件,唯有当 $\langle W_{1,2} \rangle \gg W_s$,也就是 $1 - \langle W_2 \rangle / \langle W_1 \rangle = W_s / \langle W_1 \rangle$ 是一个很小的量时才可以实现。

为了进一步确认上述分析的结果,我们测量了镶嵌膜在全吸收频率的振动模态。在使用强度为1 Pa(也就是94 dB)的入射声波时,实验测量的结果以红圈标绘于图2(b)中。这个杂化共振模态很明显是弹性膜原本两个本征态的线性叠加。在同一图中,我们还以黑线画出了数值模拟的结果,其与实验测量符合得很好。根据实验测量结果,我们可以得到很接近入射声波强度 $W_s = 2.5 \mu\text{m}$ 的杂化态平均位移 $\langle W_h \rangle \approx 2.8 \mu\text{m}$,这再一次佐证了整个结构对于空气阻抗的匹配。而相比于中心圆片的最大位移(约 $40 \mu\text{m}$) $\langle W_h \rangle$ 则小了将近一个量级。我们可以进一步得到测量的 $\Delta W_h \approx 5.2 \langle W_h \rangle \approx 14.5 \mu\text{m}$,这也与图3(b)中的理论预测(以箭头标出)一致。如此一个在反共振频率附近的极大位移分量不但解释了利用弱吸收性能的弹性膜实现全吸收的机制,同时也使这一现

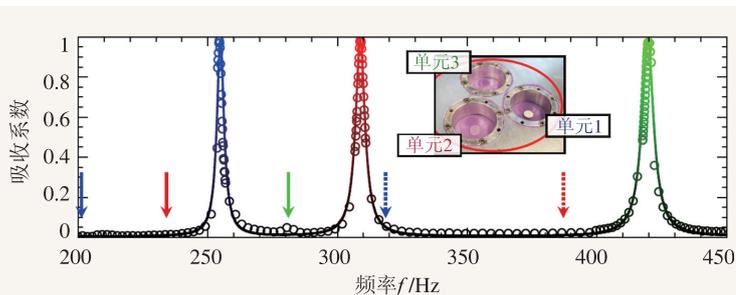


图4 在多个可调频率下实现的全吸收(>0.99)。如插图所示,3个杂化共振单元被并排排列。插图中的红色圆圈表示阻抗管截面的覆盖区域。将3个单元的阻抗视为并联关系,理论(实线)很好地预测了实验测量结果(圆圈)。数据点的颜色对应于相应颜色的单元。实线箭头标记了相应的第一个本征态的频率,虚线箭头则是相应的反共振的频率。第三个单元的反共振频率为514 Hz,超出了图示范围

象本质上区别于完美相干吸收(coherent perfect absorbers, CPAs):这里的能量耗散集中在弹性膜的横向尺度上,而CPAs则是利用了传播方向耗散和干涉的对向传播的波,因此是严格意义上的一维问题。在我们的设计中,耗散系数 $\bar{\beta}$ 本身是很小的,是中心圆片在杂化共振时的极大位移促成了对声波的全部吸收。进一步地,我们希望能够演示通过压电或电磁感应的方法,利用这样巨大的位移强度可以有效地将声波能量转换为电流。

2.5 声—电能量转换

声—电能量转换是一个颇受关注的问题。其应用涵盖了从换能器、驱动器和感应器到功率收集器和转换器。杂化共振的阻抗匹配特性,结合其由强位移 ΔW_h 所产生的能量集中效应,使得我们的超表面成为了能量转换的完美候选。电磁感应、压电效应和摩擦起电是动能向电能转换的三种常用机制。考虑到后两者需要复杂的微米/纳米级别的制备技术,我们在这里选用以最简单的反转喇叭的设计演示利用电磁感应对声音能量进行提取。插入图2(c)的照片展示了我们的实验装置:漆包铜线经由塑料支架固定于中心硬圆片上,沿着铜线有四对钕磁铁产生垂直于导线和圆片运动方向、强度为0.6 T的磁场,而铜线处于磁场中的总长度约为80 mm。在这样一个简单设计

中, 经由中心圆片的带动, 铜线以活塞运动的方式快速切割磁感线。根据法拉第电磁感应定律, 我们期望能够在导线中得到振荡的感生电流, 从而转化声波为电能。如图2(c)所示, 在1 Pa的入射强度下, 我们在杂化共振时得到了约1.5 mV的感生电动势(electromotive force, EMF)。这里由于导线和支架增加了约7.8%的额外重量, 杂化共振的频率稍微向低频移动至147 Hz。当配以0.6 Ω 的负载后, 系统产生了3.9 μ W的电能。考虑到此时入射声波的功率为17 μ W, 我们实现的转换率为23%。而这样的转换率在入射波强度变化了三个数量级的情况下(2.5 mPa—4 Pa)都保持了不变。如果我们增强磁场、增长导线并配以相应的负载以对电路阻抗进行更好的匹配, 这一转化率应该可以得到进一步地提高。

2.6 多频率全吸收的实现

这样的超表面还可以同时在多个频率产生全吸收。作为演示, 我们在其一个结构单元中制造了三个不同的杂化共振单元。由于实验条件的限制, 所有的杂化共振单元的半径都缩小至 $a=17$ mm, 而镶嵌的圆片半径则为 $r=3$ mm。每一个共振单元的圆片重量不同, 因此独立的后腔深度以及杂化共振频率 ω_h 也相应不同。中心圆片在第一个共振单元重0.18 g, 密封有一个大气压强下SF₆气体的后腔则深30 mm。第二个单元有0.12 g的圆片, 后腔深度为25 mm。第三个单元则有0.06 g的圆片和15 mm深的后腔。我们测量得到的吸收系数见图4, 其中三个全吸收峰分别位于255、309和420 Hz。因为三个单元同时面对入射波, 类比于电路中的三个并联阻抗, 它们的总体阻抗可以简

单地由公式 $Z_{\text{tot}}^{-1} = Z_1^{-1} + Z_2^{-1} + Z_3^{-1}$ 计算。由于杂化共振本身非常尖锐, 当远离共振频率 $\omega_h^{(i)}$ 时, $1/Z_i$ 会迅速衰减, 因此这三个拥有不同共振频率的单元基本上是彼此独立的。值得注意的是, 由于杂化共振本身极高的态密度, 对于每一个共振单元而言, 其吸收截面在这里都达到了自己几何截面的9倍。另一方面, 由于每一个杂化共振单元的横向尺度都远小于空气中的声波波长, 改变入射波入射角度并不会明显影响其吸收行为。因此, 一个由一系列阻抗为 Z_i 的单元所组成的超表面之行为便可以简单地由所有 $1/Z_i$ 的叠加来描述。

3 结束语

在这篇文章中我们利用杂化共振设计的声学超表面实现了非常可靠的阻抗匹配以及对低频声音的全吸收。而这一设计本身深亚波长的尺度则使其成为了点波源的时间反演对应, 这对于时间反演声学 and 超分辨率成像的实现有着重要的意义。另一方面, 该超表面可以自由调节的尖锐吸收峰也使得它在对频率过滤的应用中有着得天独厚的优势, 比如滤波器、感应器或传感器。进一步讲, 这一概念也可以直接从空气声学延伸至其他流体介质, 从而应用于超声、水声和弱声的探测。而其简单的结构也使之很容易与现有的很多技术相结合, 从而实现更广泛的应用, 如压电微电机系统(MEMS)^[30, 31]、纳米线器件^[32–34]、摩擦起电器件^[35, 36]和声学成像显微镜^[37]。

致谢 非常感谢肖松文先生对于文中实验测量的贡献和协助。同时我们在与吴莹博士和梅军博士的讨论中也受益颇丰, 在此致以诚挚的谢意。

参考文献

- [1] Ma G, Yang M, Xiao S *et al.* Nature Materials, 2014, 13: 873
- [2] De Rosny J, Fink M. Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 124301
- [3] Derode A, Roux P, Fink M. Phys. Rev. Lett., 1995, 75: 4206
- [4] Fink M. Phys. Today, 1997, 50(3): 34
- [5] Arenas J P, Crocker M J. J. Sound Vib., 2010, 44: 12
- [6] Maa D Y. J. Acoust. Soc. Am., 1998, 104: 2861
- [7] Fuchs H V, Zha X. Acta Acust. United Acc., 2006, 92: 139
- [8] Maa D Y. Int. J. Acoust. Vib., 2007, 12: 3
- [9] Liang Z, Li J. Phys. Rev. Lett., 2012, 108: 114301
- [10] Liang Z, Feng T, Lok S *et al.* Sci. Rep., 2013, 3: 1614
- [11] Xie Y, Popa B I, Zigoneanu L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 175501

- [12] Xie Y, Konneker A, Popa B I *et al.* Appl. Phys. Lett., 2013, 103:201906
- [13] Scheuren J. Handbook of Engineering Acoustics. Springer, 2013. 301—334
- [14] Yu N, Genevet P, Kats M A *et al.* Science, 2011, 334:333
- [15] Ni X, Emani N K, Kildishev A V *et al.* Science, 2012, 335: 427
- [16] Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M. Science, 2013, 339: 1232009
- [17] Yin X, Ye Z, Rho J *et al.* Science, 2013, 339: 1405
- [18] Chong Y, Ge L, Cao H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 105: 053901
- [19] Wan W, Chong Y, Ge L *et al.* Science, 2011, 331: 889
- [20] Pu M, Feng Q, Wang M *et al.* Opt. Express, 2012, 20: 2246
- [21] Park J J, Lee K J B, Wright O B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 244302
- [22] Fleury R, Alù A. Phys. Rev. Lett., 2013, 111: 055501
- [23] Yang Z, Mei J, Yang M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101: 204301
- [24] Yang Z, Dai H, Chan N *et al.* Appl. Phys. Lett., 2010, 96: 041906
- [25] Mei J, Ma G, Yang M *et al.* Dynamic Mass Density and Acoustic Metamaterials. In: Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals. Springer, 2013. 159—199
- [26] Ma G, Yang M, Yang Z *et al.* Appl. Phys. Lett., 2013, 103: 011903
- [27] Yang M, Ma G, Yang Z *et al.* Phys. Rev. Lett., 2013, 110: 134301
- [28] Mei J, Ma G, Yang M *et al.* Nature Commun., 2012, 3: 756
- [29] Yang M, Ma G, Wu Y *et al.* Phys. Rev. B, 2014, 89: 064309
- [30] Horowitz S B, Sheplak M. J. Acoust. Soc. Am., 2013, 134: 4155
- [31] Horowitz S B, Sheplak M, Cattafesta L N *et al.* J. Micro-mech. Microeng., 2006, 16: S174
- [32] Cha S N, Seo J S, Kim S M *et al.* Advanced Materials, 2010, 22(42): 4726
- [33] Qin Y, Wang X, Wang Z L. Nature, 2008, 451: 809
- [34] Wang X, Song J, Liu J *et al.* Science, 2007, 316: 102
- [35] Fan F R, Tian Z Q, Wang Z L. Nano Energ., 2012, 1: 328
- [36] Zhu G, Lin Z H, Jing Q *et al.* Nano Lett., 2013, 13(2): 847
- [37] Fox J D, Kino G S, Khuri-Yakub B T. Appl. Phys. Lett., 1985, 47: 465

CIOE | 中国光博会

18th

中国国际光电博览会
CHINA INTERNATIONAL
OPTOELECTRONIC
EXPO

精密光学展

镜头及摄像模组展

PRECISION OPTICS,
LENS & CAMERA MODULE EXPO

2016.9.6-9

深圳会展中心

CIOE官方应用

CIOE官方微信

全球规模领先的 光学大展

同期展会

OPTICAL COMMUNICATIONS EXPO
光通信展

LASERS INFRARED APPLICATIONS EXPO
激光红外展

LED Technica
技术及应用展

Smartcity China
中国智慧城市
创新产业大会

同期论坛

中国国际光电高峰论坛
CHINA INTERNATIONAL OPTOELECTRONIC CONFERENCE

了解更多展会信息, 请详询:

0755-86290901

CIOE@CIOE.CN

Ufi Approved Event

BPA

WWW.CIOE.CN

物理·45卷(2016年)8期

· 527 ·