

# 基于电子调控的可重构声学编码超表面\*

梅子恒 李滢翔 莫添立 刘砚一 胡洁†

(南京林业大学信息科学技术学院, 人工智能学院, 南京 210037)

(2025 年 12 月 11 日收到; 2026 年 1 月 8 日收到修改稿)

本文提出一种基于压电复合结构单元的主动可调谐超薄声学编码超表面, 单元采用压电复合片 (PZT-5H) 耦合双亥姆霍兹谐振腔设计, 通过简单切换外接电路的开/短路状态, 即可主动、瞬时地控制单元在“0”/“1”两种编码态之间转换, 基于此实现超薄声超表面的多功能动态重构. 通过灵活设计相位编码序列, 成功构建可精准操控波束偏转的分束型超表面 (单束、二分束、四分束)、可实现任意焦点声能汇聚的声学菲涅耳透镜, 以及可灵活生成并调控的高质量声学涡旋束. 该设计以电子调控突破传统声学超表面瓶颈, 为主动可调声场操控 (如声学隐身、定向传声及粒子操控) 提供了新思路.

**关键词:** 压电复合结构, 主动调控, 编码超表面, 声场操控**DOI:** 10.7498/aps.75.20251705**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251705

## 1 引言

声学超表面作为一种二维形式的声学超材料, 凭借其亚波长尺度的结构单元能够突破传统衍射极限, 实现对声波的灵活调控<sup>[1-8]</sup>. 传统声学超表面主要依赖空间卷曲通道、亥姆霍兹谐振腔等被动结构实现固定的声学响应<sup>[9-14]</sup>. 这类结构通过精心设计单元几何形状, 可在特定频率下有效操控波前, 实现复杂的声场分布. 然而, 由于其声学性能在加工完成后即被固化, 难以适应动态场景的应用需求, 限制了其进一步发展和实用化.

为突破被动超表面的固有限制, 数字编码超表面的概念于 2014 年从电磁学领域引入<sup>[15]</sup>. 该理念将超表面单元的电磁响应离散化为数字状态, 例如用“0”和“1”两种相位状态定义 1 比特编码单元, 通过编程控制这些单元的编码排布, 可动态合成所需的波前分布, 实现可重构的电磁波束调控. 这一思想迅速延伸至声学领域, 催生了声学数字编码超表面. 以声学 1 比特单元为例, 通过控制两个单元状

态间的相位差, 结合编码序列设计, 实现了声散射调控、动态声聚焦、声涡旋生成和声投影等复杂功能<sup>[16-21]</sup>, 显著拓展了声学超表面的应用潜力.

然而, 以往大多数声学编码超表面的研究仍建立在固定结构基础上, 即通过设计具有不同几何参数的结构单元 (如不同长度的曲折通道或参数不一的谐振腔) 来实现离散的相位状态. 这种方法不仅显著增加了超表面的设计与制造复杂度——每个数字单元需对应特定结构, 且一旦制备完成, 单元结构便无法调整, 可实现的功能较为单一<sup>[22-24]</sup>. 为了提升灵活性, 部分研究尝试引入机械移动部件来改变腔体体积或路径长度, 从而实现单元谐振特性或相位响应的重构<sup>[25-28]</sup>. 这类机械调控方式在一定程度上弥补了固定结构的灵活性不足, 允许有限的编码状态切换. 然而, 它们通常存在响应速度慢、结构复杂、易磨损, 以及难以实现快速动态控制等缺陷. 压电智能超材料的引入为主动控制型超表面的设计提供了新的思路, 目前的研究主要通过外部分流电路实现对单元声阻抗的局部调控, 例如通过调节压电片上的电阻与电容等参数以改变结

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12374416, 12504518) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [hujie@njfu.edu.cn](mailto:hujie@njfu.edu.cn)

构的等效刚度或阻尼特性. 此类方法虽在一定程度上改善了传统被动超表面的限制, 提升了声波调控的灵活性, 但通常需要依赖外部复杂的电路, 无法满足实时且简单的声场操控需求<sup>[29-31]</sup>. 因此未来发展关键在于创新设计兼具动态响应高效性、操作简易性与耐久性的新一代主动单元.

为解决上述问题, 本文设计并实现了一种基于压电复合结构单元的超薄声学编码超表面. 该超表面通过主动调控与动态重构, 实现了对声波信号的精准编码与高效操控. 其核心单元采用压电片 PZT-5H 与双亥姆霍兹谐振腔的耦合设计, 仅通过外部电路的开/关切换, 就可在深亚波长厚度下实现对透射声波的实时、精确相位调制, 从而在“0”和“1”两种编码状态之间进行高响应电子切换, 为波前调控提供了高度灵活的数字基础. 相较依赖于静态结构或机械调谐的传统声学超表面, 本设计采用的电子调控机制无需可动部件、响应速度快、集成度高, 解决了传统装置功能单一、响应迟缓、体积庞大和重构能力差的问题. 本文采用上述简单可调的编码单元, 设计并验证了可精准操控波束偏转的分束型超表面、具备任意焦点汇聚能力的声学菲涅耳透镜, 以及能够灵活生成与调控的高质量声涡旋波束, 展现出了重要的工程应用前景与科学研究价值.

## 2 声学模型

编码单元的三维示意图和剖面图如图 1(a) 所示, 结构中包含一片压电复合圆板, 由 PZT-5H(深灰色) 和铜(黄色) 组成, 厚度分别为  $h_1 = 0.1$  mm 和  $h_2 = 0.1$  mm, 直径分别为  $l_1 = 15$  mm 和  $l_2 = 20$  mm. 两圆板使用极薄胶层粘合, 其表面覆盖了超薄镀银电极层, 便于连接外部电路. 圆板的铜边框被固定在一两端开口的 3D 打印外壳内. 由于该外壳内部中空且边界接近刚性, 其与压电复合圆板共同形成了两个亥姆霍兹谐振器. 每个亥姆霍兹谐振器由喉管和腔体构成. 喉管直径  $l_0 = 4$  mm, 高度  $d_1 = 0.6$  mm. 腔体为圆柱形, 直径  $l_3 = 17.5$  mm, 高度  $d_2 = 1$  mm. 在模拟中, 由于腔高  $d_2$  远大于  $h_1$ , 因此上下腔体可视为对称. 整个结构对称的亥姆霍兹谐振器能在入射声场和透射声场处提供阻抗匹配, 增强压电复合圆板的声固耦合效应.

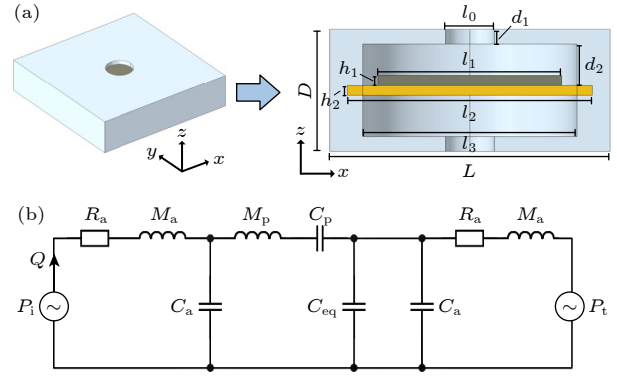


图 1 (a) 编码单元的三维结构和剖面示意图; (b) 压电复合声学传输系统等效电路模型

Fig. 1. (a) 3D structure and cross-sectional schematic of the coding unit; (b) equivalent circuit model of a piezoelectric composite acoustic transmission system.

图 1(b) 展示的压电复合声学传输系统等效电路模型中, 输入声压  $P_i$  驱动声学回路, 其激励能量以体积速度  $Q$  为表征贯穿系统并最终输出为透射声压  $P_t$ . 电路核心包含三部分动态元件, 其中声学谐振单元由串联的声阻  $R_a$  与声质量  $M_a$  及并联的声容  $C_a$  组成, 共同构成基础的声阻抗调节网络; 压电机机械耦合模块包含等效机械声质量  $M_p$  和等效机械声顺  $C_p$ , 直接参与机械-声能转换; 主动调控单元的关键元件为等效声容  $C_{eq}$ , 其综合了压电逆效应的调控作用且与输出端阻抗形成并联结构. 因此, 单元  $Z_{PCS}$  的复声输入阻抗由下式给出:

$$Z_{PCS} = \frac{P_i}{Q} = R_a + i\omega M_a + \frac{Z_p}{1 + i\omega C_a Z_p}, \quad (1)$$

其中,  $Z_p$  为压电复合片的等效声阻抗,  $Z_0$  为亥姆霍兹谐振器的声阻抗,  $\omega$  为入射波的角频率,  $i$  为虚数单位.

$$Z_p = i\omega M_p + \frac{1}{i\omega C_p} + \frac{Z_0}{1 + i\omega C_{eq} Z_0}, \quad (2)$$

$$Z_0 = \frac{R_a + i\omega M_a}{1 + i\omega C_a (R_a + i\omega M_a)}. \quad (3)$$

根据声阻抗, 可以得到透射波和入射波之间的相位差:

$$\varphi_t = \arctan \left[ \frac{Z_{PCS}^2 + Z_0^2}{2Z_{PCS} Z_0} \tan \left( -\frac{2\pi}{\lambda} D \right) \right], \quad (4)$$

其中,  $\lambda$  为入射波的波长.

复合结构的声阻抗具有由电声耦合决定的极点, 由此极点可以求得其共振频率. 当外接电路选择电容值为  $C_0$  的电容器时, 该结构共振频率为

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{M_p} \left( \frac{1}{C_a} + \frac{1}{C_p} + \frac{\phi^2}{C_e + C_0} \right)}, \quad (5)$$

其中,  $\phi$  代表有效声压电转化比,  $C_e$  为 PCS 单元的电阻塞电容.

当外电路处于开路状态时,  $C_0$  趋向于 0, 电路阻抗极高, 相当于断路, 共振频率可以写成:

$$f_{OC} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{M_p} \left( \frac{1}{C_a} + \frac{1}{C_p} + \frac{\phi^2}{C_e} \right)}. \quad (6)$$

当外电路处于短路状态时,  $C_0$  趋向于无穷, 电路阻抗极低, 相当于短路, 共振频率可以写成:

$$f_{SC} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{M_p} \left( \frac{1}{C_a} + \frac{1}{C_p} \right)}. \quad (7)$$

在编码超表面中, 工作频率应选开/短路两种不同情况下, 透射率尽量接近且相位差接近  $\pi$  的点, 以确保“0”和“1”编码态之间的切换效果. 基于此, 通过系统扫描开/短路时透射相位与振幅响应随频率的变化情况, 最终可以确定使相位差最大且透射振幅保持一致的最佳工作频率.

### 3 仿真结果及分析

在有限元分析软件中构建了单元仿真结构模型如图 2(a) 所示, 背景介质为空气. 采用周期性边界条件处理背景声场左右两侧界面, 以准确模拟超

表面单元的周期排列特性, 确保声场在横向上的连续性, 有效模拟无限大周期结构中的波传播行为, 同时消除边界反射带来的干扰. 在上下两侧施加平面波辐射边界条件, 模拟自由场环境, 抑制非物理反射引起的驻波效应, 确保平面波入射条件下透射声场响应的计算精度, 平面声波从单元底部入射. 通过改变外接电路开/短路状态, 我们从透射压力场的同一位置得到透射相位和透射率, 其随频率变化的关系如图 2(b) 所示. 可以观察到在 3050 Hz 处, 开路 and 短路之间具有最大的相位差, 约为  $0.9\pi$ , 同时透射振幅基本一致. 该频率下两种单元的透射端声场仿真图如图 2(c) 所示, 此时, 开路和短路时对应的声场相位接近反相. 因此, 我们选定 3050 Hz 作为工作频率, 该频率下短路状态的单元结构定义为“1”单元, 开路状态定义为“0”单元. 仅通过简单切换外接电路的开/短路状态, 即可实现单元在“0”和“1”两种编码态之间的瞬时变换, 这种调控方式无需机械移动部件, 仅依赖电子开关的快速操作, 允许在短时间内完成结构中不同单元的状态切换, 体现了结构的高度可重构性, 适应动态声场应用需求.

### 4 可调编码菲涅耳透镜设计

声学聚焦是声学成像、定向传声等领域的核心功能, 传统声学透镜多依赖固定结构, 难以实现焦

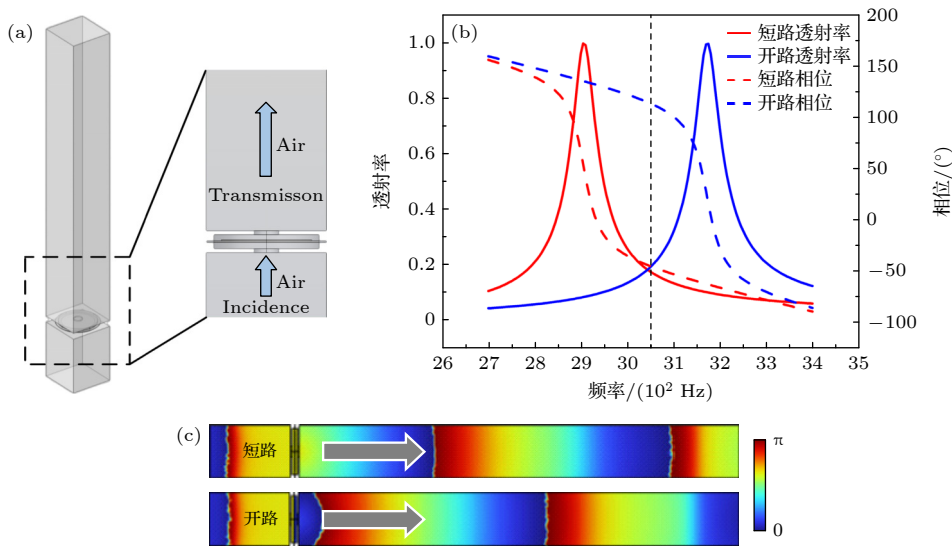


图 2 (a) 单元仿真结构模型; (b) 编码单元的透射相位随外接电路开/短路变化的关系图; (c) “0”和“1”编码单元中平面声波入射频率为 3050 Hz 时的声压分布

Fig. 2. (a) Element simulation structural model; (b) diagram of transmission phase vs. external circuit (open/short) for the coding unit; (c) acoustic pressure distribution in the “0” and “1” coding units under 3050 Hz plane wave incidence.

点动态调整. 本文设计的可调编码菲涅耳透镜, 基于 PCS 单元的“0”/“1”态电子切换特性, 通过灵活编程编码序列, 实现了可调聚焦的动态重构.

图 3(a) 展示了声波通过编码超表面透镜实现可调声学聚焦的原理. 设计的编码超表面由“0”和“1”两种子单元组成. 这些编码单元用于确保相邻段之间具有接近  $\pi$  的相位差. 此外, 为了在焦点处产生相干叠加, 两个相邻连续区域之间的路径差应满足条件:

$$l_{\pm(i+1)} - l_{\pm i} = \lambda/2, \quad i = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

设定结构中心处  $x_0 = 0$ , 式中  $l_{\pm i} = \sqrt{f_y^2 + (f_x - x_{\pm i})^2}$  是  $\pm i$  区到焦点的路程,  $x_{\pm i}$  为  $\pm i$  区中心位置的坐标,  $(f_x, f_y)$  为焦点坐标.  $\lambda = c/f$  为声波工作频率对应的波长,  $c$  表示空气中的声速,  $f$  是声波工作频率, 然后可以得到相邻区域间的递推公式为

$$x_{\pm(i+1)} = \pm \left\{ \sqrt{\left[ \frac{\lambda}{2} + \sqrt{f_y^2 + (f_x - x_{\pm i})^2} \right]^2 - f_y^2} \pm f_x \right\}. \quad (9)$$

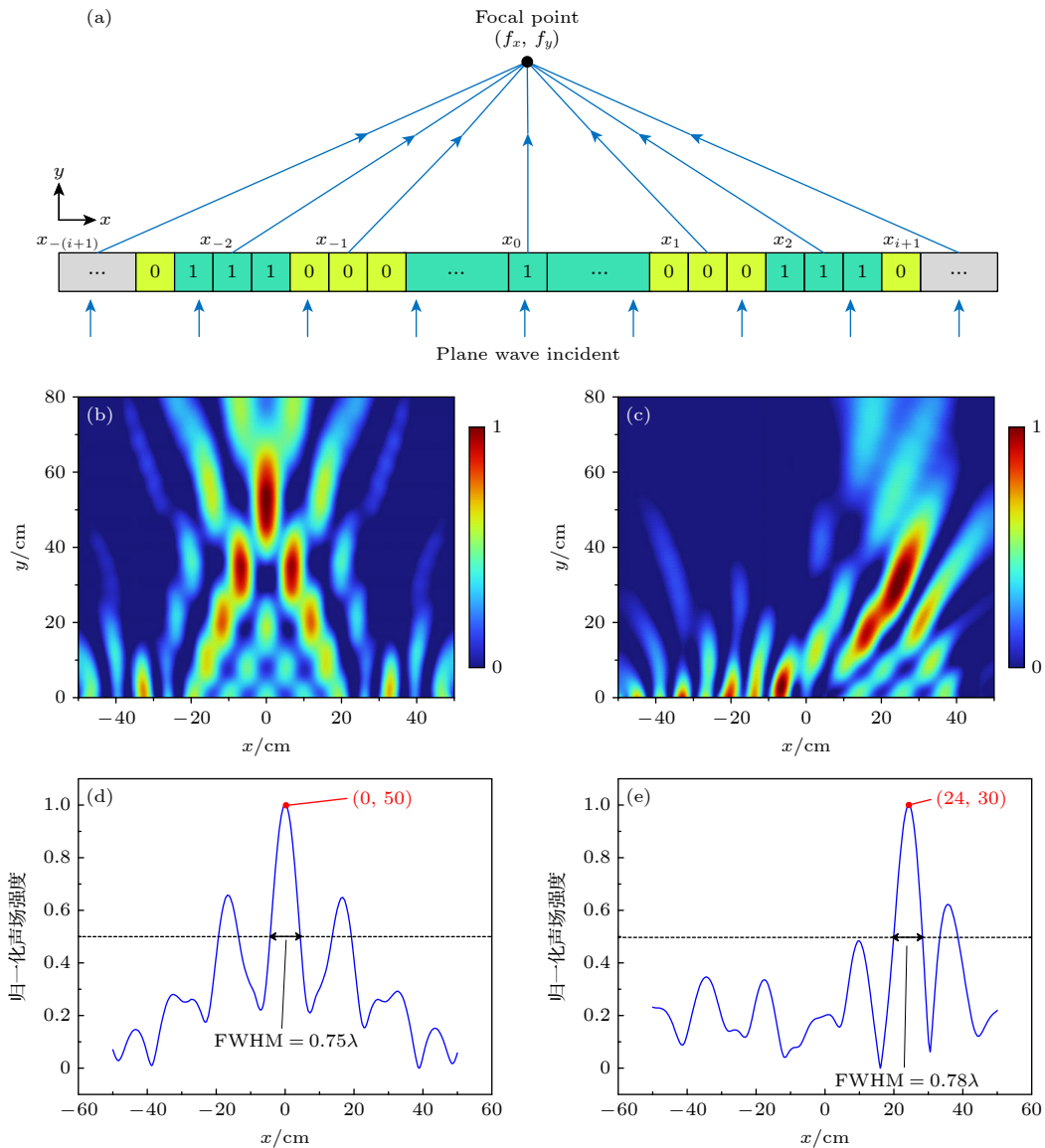


图 3 (a) 声透镜聚焦原理图; (b) 3050 Hz 频率下, 焦点位于 (0 cm, 50 cm) 时的模拟声强分布; (c) 3050 Hz 频率下, 焦点位于 (24 cm, 30 cm) 时的模拟声强分布; (d) 居中聚焦时沿  $y = 50$  cm 线方向的声强分布图; (e) 偏移聚焦时沿  $y = 30$  cm 线方向的声强分布图  
 Fig. 3. (a) Schematic of the acoustic lens focusing principle; (b) simulated acoustic intensity distribution at 3050 Hz with the focus at (0 cm, 50 cm); (c) simulated acoustic intensity distribution at 3050 Hz with the focus at (24 cm, 30 cm); (d) acoustic intensity distribution along the line  $y = 50$  cm under centered focusing; (e) acoustic intensity distribution along the line  $y = 30$  cm under off-axis focusing.

在  $x_0$  区域 (即编码超表面的中心位置) 放置了编码单元“1”, 相邻的  $x_{\pm 1}$  区域放置编码单元“0”. 当焦点位置位于编码中心轴上即  $f_x = 0$  时, 可以改写为

$$x_{\pm(i+1)} = \pm \sqrt{\left[ \frac{\lambda}{2} + \sqrt{f_y^2 + x_{\pm i}^2} \right]^2 - f_y^2}. \quad (10)$$

首先我们设计了一个焦距为 50 cm 的非涅耳透镜, 焦点坐标为 (0, 50 cm). 根据公式计算每个编码区域内结构单元的排列方式. 在  $x_0$  区域放置了编码为“1”的单元. 对于  $x_1-x_4$  区域, 编码单元按照“0”/“1”的顺序交替排列. 由于轴对称性, 因此  $x$  轴负方向的编码区域排列方式与正半轴部分相同. 整个编码单元区域的排布为“101011110101”. 图 3(b) 展示了在 3050 Hz 处, 声波经过编码超表面后的归一化声强分布, 图 3(d) 则提供了沿  $y = 50$  cm 处的声强截面曲线. 可以看出聚焦区域的半高全宽 (FWHM) 约为  $0.75\lambda$ , 且仿真得到的焦点位置与设计位置高度吻合, 充分验证了本研究编码超表面透镜优异的分辨率与聚焦性能.

在结构不变的情况下, 改变单元的开/短路状态可以对整个编码超表面重新编程, 实现离轴聚焦. 将焦点坐标预设为 (24 cm, 30 cm). 根据公式计算出相应的值, 并依据结果分析出每个编码区域内结构单元的排列方式. 偏移聚焦过程中整个编码单元区域排列方式为“010101111010”.

图 3(c) 展示了声波经过编码超表面后的归一化声强分布, 图 3(e) 则提供了沿  $y = 30$  cm 处的声强变化曲线. 从图中能够观测到聚焦区域的半高全宽约为  $0.78\lambda$ , 仿真所展示的焦点位置与预先设定的焦点位置基本吻合. 上述仿真结果表明, 该可调编码非涅耳透镜不仅表现出卓越的聚焦性能, 而且在控制焦点在平面内的位置方面具有动态可控性. 该透镜通过一种非机械的电子调控方式, 无需改变单元物理位置, 仅需控制外接电路状态即可改变其编码序列, 精确、动态地调整焦点, 从而极大地提升了声场操控的灵活性.

## 5 可调编码声波分束

声波分束在声信号多路传输、声学探测等场景具有重要应用前景, 本文基于 PCS 单元构建可重构数字编码声学超表面, 通过编程二维编码序列实

现单束、二分束、四分束的动态调控, 结构超薄且响应迅速.

图 4(a) 为超表面分束示意图, 该超表面采用二进制编码, 声波从底部入射, 通过对其空间排布进行设计, 可实现特定的透射声波分束功能. 利用设计的两种编码单元来对超表面进行编程. 假设该方形编码超表面由“0”或“1”单元组成  $m \times n$  的阵列. 其中第  $(m, n)$  个单元的散射相位表示为  $\varphi(m, n)$ , 其相位值取 0 或  $\pi$ . 当平面波法向入射时, 该超表面的远场散射方向函数可表示为

$$f(\theta, \beta) = f_e(\theta, \beta) \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \exp(-i\{\varphi(m, n) + kL \sin \theta [(m-1/2) \cos \beta + (n-1/2) \sin \beta]\}), \quad (11)$$

式中,  $\theta$  和  $\beta$  分别代表任意方向的俯仰角与方位角, 其中  $f_e(\theta, \beta)$  表示单元的模式函数,  $k$  是波数,  $L$  表示压电复合结构单元的长度. 最简单的编码超表面是全“0”或全“1”结构, 即由纯“0”或“1”组成的二维阵列. 此时方程的通式可简化为

$$|f_1(\theta, \beta)| = C_1 |\cos \psi_1 + \cos \psi_2| = 2C_1 \left| \cos \frac{\psi_1 + \psi_2}{2} \cos \frac{\psi_1 - \psi_2}{2} \right|, \quad (12)$$

其中,

$$\psi_1 = kL(\sin \theta \cos \beta + \sin \theta \sin \beta)/2,$$

$$\psi_2 = kL(-\sin \theta \cos \beta + \sin \theta \sin \beta)/2.$$

这里,  $C_1$  为常数, 表示当所述编码序列全为编码单元 0 或全为编码单元 1 时, 与声场特性相关的幅度因子.

为了获得最大的散射,  $\theta = 0$ , 即透射场将产生单个波束. 编码序列编码为“00000/00000...”时, 经超表面出射的波束维持沿  $z$  轴的传播方向, 不会向其他方向散射, 其透射场会形成单一波束. 如果超表面被编码为 010101.../010101... 或者 101010.../010101... 时, 那么方程 (11) 可分别简化为

$$|f_2(\theta, \beta)| = C_2 |\sin \psi_1 + \sin \psi_2| = 2C_2 \left| \sin \frac{\psi_1 + \psi_2}{2} \cos \frac{\psi_1 - \psi_2}{2} \right|, \quad (13)$$

$$|f_3(\theta, \beta)| = C_3 |\cos \psi_1 - \cos \psi_2| = 2C_3 \left| \sin \frac{\psi_1 + \psi_2}{2} \sin \frac{\psi_1 - \psi_2}{2} \right|. \quad (14)$$

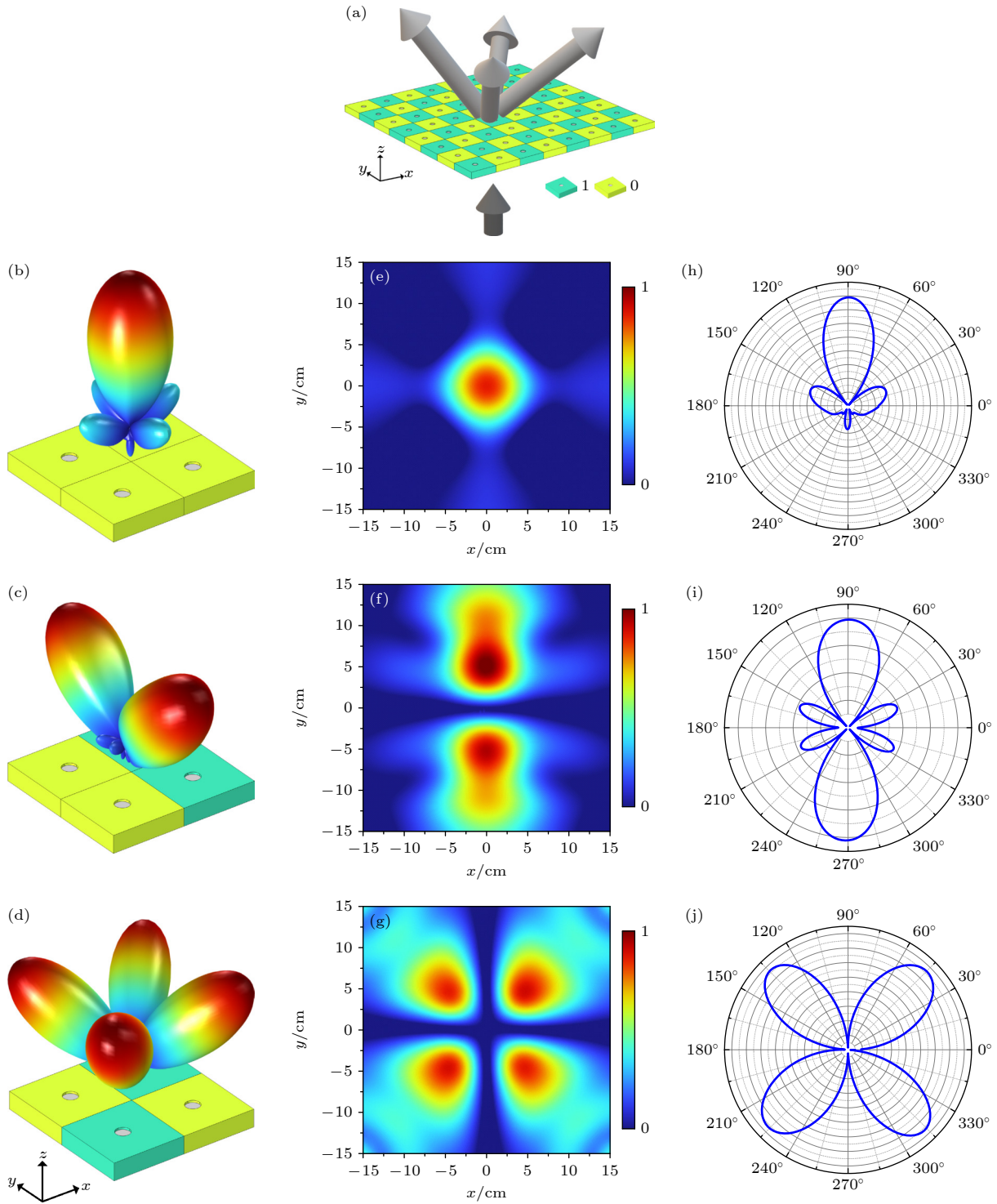


图 4 (a) 超表面分束示意图; (b)–(d) “00/00” “01/01” 和 “01/10” 编码的三维结构与声压方向分布图; (e)–(g) “00/00” “01/01” 和 “01/10” 编码  $xy$  平面上方 5 cm 处的模拟声压分布图; (h)–(j) “00/00” “01/01” 和 “01/10” 编码的辐射方向图

Fig. 4. (a) Schematic diagram of the beam-splitting metasurface; (b)–(d) 3D structures and sound pressure directivity pattern for “00/00”, “01/01”, and “01/10”; (e)–(g) simulated acoustic pressure distribution at a height of 5 cm above the  $xy$ -plane for “00/00”, “01/01”, and “01/10”; (h)–(j) radiation patterns for “00/00”, “01/01”, and “01/10”.

由 (13) 式和 (14) 式可以推导出极值点: 对于 010101.../010101... 编码, 极值点为  $\varphi_2 = 90^\circ$  和  $270^\circ$ , 以及  $\theta_2 = \arcsin(\lambda/2L)$ ; 对于 101010.../010101... 编码, 极值点为  $\varphi_3 = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ ,

以及  $\theta_3 = \arcsin[\lambda/(\sqrt{2} \cdot L)]$ ; 在这些情况下, 入射波束会散射形成 2 个或 4 个对称分布的辐射瓣。

由于分束功能对空间分辨率要求较低, 且仅依赖简单的周期性编码, 小规模阵列即可验证该功

能, 因此本文采用  $2 \times 2$  单元构建一个可重构数字编码声学超表面, 在 3050 Hz 下对其散射声场进行仿真计算, 通过观察透射声波的分束效果, 确认其声学性能. 仿真结果如图 4(b)–(j) 显示, 采用不同编码序列的超表面在表面上方 5 cm 处  $xy$  平面的振幅分布及辐射方向图均呈现波束分裂特征. 具体而言, 当编码序列为“00/00”时, 超表面产生单分束模式, 主瓣宽度为  $38^\circ$ ; 编码序列为“01/01”时, 实现二分束, 主瓣宽度约为  $47^\circ$ ; 编码序列为“01/10”时, 生成四分束, 主瓣宽度约为  $40^\circ$ , 体现了编码序列对波前形状的精细调控能力, 验证了该结构调控机制的有效性. 该器件基于电子化调控, 仅通过外部电路对单元施加“开路”或“短路”状态, 即可实现编码模式的瞬时切换, 从而精确控制透射声波的散射方向. 超表面结构超薄, 厚度仅为目标波长的约  $1/34$ , 且无机械运动部件, 避免了机械磨损问题, 有效改善了传统分束装置功能固定、响应迟缓的局限. 该可编程架构展现出优异的可重构性与波控能力, 能够在微小尺度上实现灵活的分束功能

切换, 为动态声场调控提供了实用化的解决方案.

## 6 可调声涡旋编码超表面

声学涡旋束具有螺旋相位分布和轨道角动量, 在声学通信、粒子操控等领域具有独特优势, 传统涡旋束生成装置多依赖固定相位结构, 难以实现涡旋阶数与聚焦位置的灵活调控. 本文基于 PCS 单元的主动调控特性, 通过单元的“0”/“1”态电子切换, 实现不同阶数声学涡旋束的灵活生成与精准聚焦, 且调控过程高效、稳定.

涡旋束的典型特征是在垂直于传播方向的横截面上, 相位随方位角呈线性递增. 为将入射平面波转换为具备螺旋相位分布的目标涡旋束, 需在超表面构建相应相位轮廓; 同时, 为保留轨道角动量 (OAM) 的手性特性, 需加入额外的径向相位调制. 通过施加兼具螺旋与径向调制的特定相位图案, 可调控出射波前的相位分布, 使涡旋束会聚至任意预设空间位置. 超表面所需的理论相位  $\varphi_a$  由螺旋相

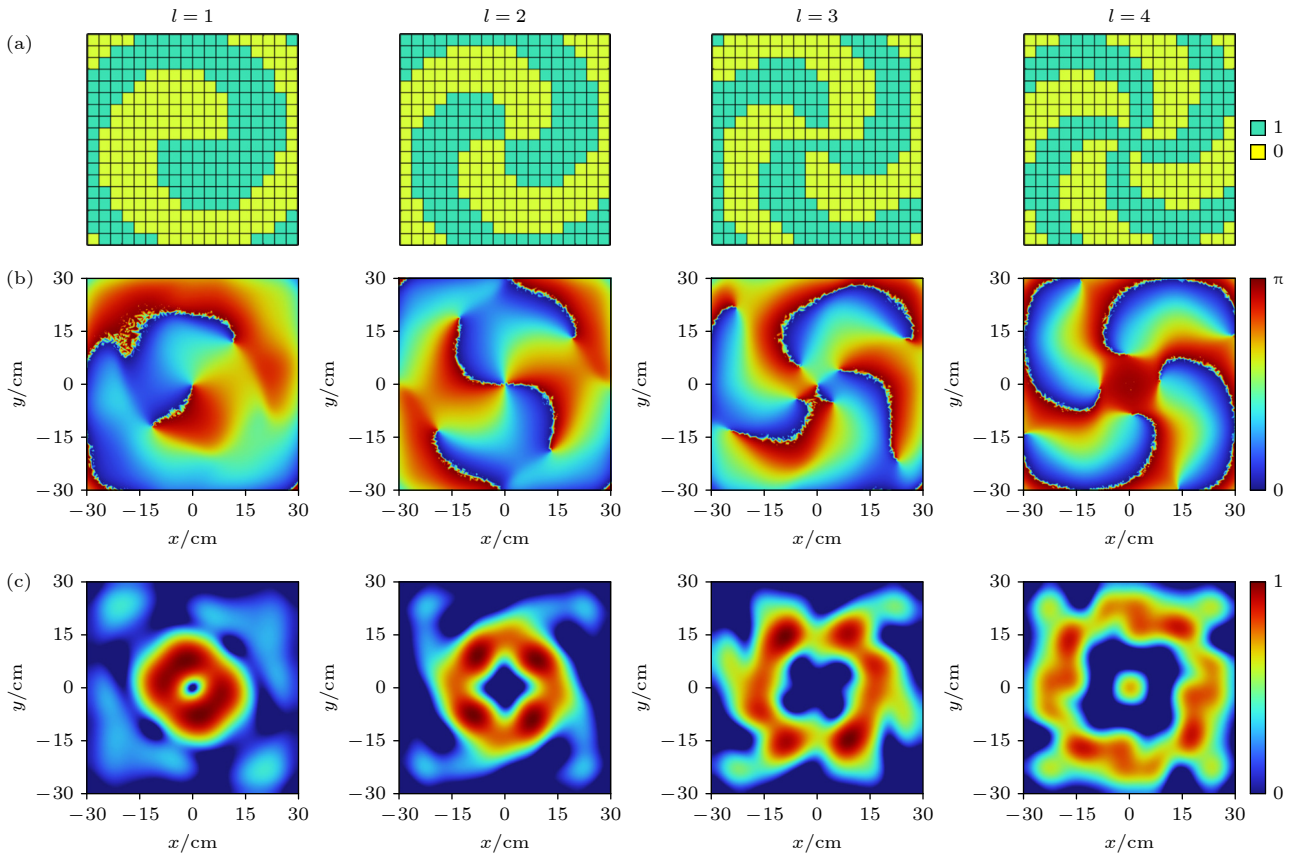


图 5 (a) 不同阶数声涡旋束二进制相位分布示意图; (b) 预设平面  $z = 50$  cm 上的模拟相位分布图; (c) 预设平面  $z = 50$  cm 上的模拟振幅分布图

Fig. 5. (a) Schematic of the binary phase distributions for acoustic vortex beams of different orders; (b) simulated phase distribution on the specified plane at  $z = 50$  cm; (c) simulated amplitude distribution on the specified plane at  $z = 50$  cm.

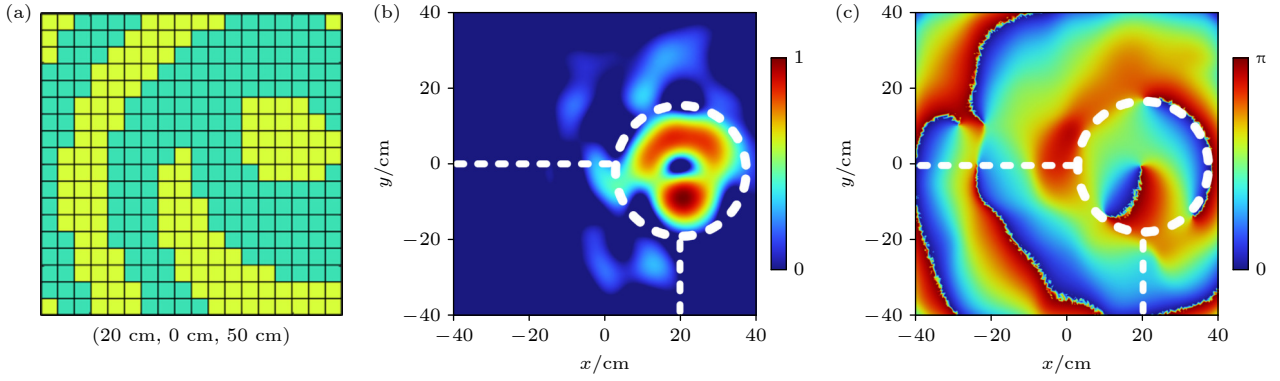


图 6 (a) 偏心一阶声涡旋束二进制相位分布示意图; (b) 偏心聚焦点位于 (20 cm, 0 cm, 50 cm) 时的模拟振幅分布图; (c) 偏心聚焦点位于 (20 cm, 0 cm, 50 cm) 时的模拟相位分布图

Fig. 6. (a) Schematic of the binary phase distribution for a first-order off-center acoustic vortex beam; (b) simulated amplitude distribution with an off-center focus at (20 cm, 0 cm, 50 cm); (c) simulated phase distribution with an off-center focus at (20 cm, 0 cm, 50 cm).

位与径向调制相位叠加得到:

$$\varphi_a = k \cdot \sqrt{(x-x_f)^2 + (y-y_f)^2 + (z-z_f)^2} + l \cdot \tan^{-1}(y/x), \quad (15)$$

其中,  $k$  是波数,  $l$  是拓扑荷数,  $(x_f, y_f, z_f)$  是焦点的空间位置, 然后, 可以获得上述连续相位的二进制离散化形式如下:

$$\varphi_b = \begin{cases} 0, & \varphi_a \in (0 + 2n\pi, \pi + 2n\pi], & n \in \mathbb{Z}, \\ \pi, & \varphi_a \in (\pi + 2n\pi, 2\pi + 2n\pi], & n \in \mathbb{Z}. \end{cases} \quad (16)$$

为验证所设计超表面的性能, 通过仿真分析了该可重构数字编码结构在生成声学涡旋束方面的效果. 由于涡旋束功能要求高空间采样以保持相位连续性, 为避免导致涡旋模式失真或聚焦效果下降, 这里使用  $18 \times 18$  个编码单元构建超表面, 工作频率为 3050 Hz.

我们以拓扑荷数  $l = 1, 2, 3, 4$  为例, 展示了单模涡旋束的生成情况. 所产生的涡旋束能够会聚于预设位置 (0 cm, 0 cm, 50 cm). 不同阶数涡旋束所对应的二值相位分布由公式计算得到, 如图 5(a) 所示, 从相位分布结果可以看出, 尽管采用二值离散相位, 但由于引入了额外的径向调制, 涡旋的手性仍得以良好保持. 图 5(b), (c) 同时给出了  $z = 50$  cm 平面上相位和声压的分布情况, 其呈现出的螺旋相位分布与环形声场结构清晰显示出典型的涡旋场特征, 并在指定聚焦区域内实现有效的声场增强.

为进一步验证编码单元有效重构性, 以一阶为例, 展示了偏心一阶涡旋束的生成情况, 通过改变

方程中的聚焦位置, 如图 6(a) 所示重新设计二进制编码超表面的相位轮廓, 图 6(b), (c) 显示了涡旋光束在预定位置处的能量聚焦和相位分布. 上述仿真结果表明, 即便仅使用“0”和“1”两种编码单元, 该超表面仍可灵活生成不同阶数的高质量声学涡旋束, 并实现涡旋束的精准聚焦. 本结构通过电子调控可快速切换  $l = 1, 2, 3, 4$  等多种涡旋阶数, 相当于在工作频率处同步构建了 4 条相互独立的轨道角动量信道, 实现了声波在空间维度上的复用传输, 从而在不增大频谱带宽的前提下显著提升了通信容量. 与传统固定阶数的涡旋生成装置相比, 本结构无需机械改动或硬件更换, 仅通过编码序列的实时重编程, 即可动态调整涡旋的阶数、聚焦位置与传播方向, 有效适应移动通信场景. 由此可见, 基于 PCS 单元的电子调控机制提升了声波调控的实时性与适应性, 为下一代高容量、可重构声学涡旋通信系统提供了高效的硬件实现平台.

## 7 结 论

本研究构建了一种基于 PCS 单元的主动可调谐超薄声学编码超表面, 实现了对声学波束的高效操控, 该结构厚度约为工作波长的  $1/34$ , 通过切换外接电路的开/短路状态实现了“0”与“1”两种编码态的高效、可重构切换. 仿真结果表明, 借助对编码序列的灵活精准调控, 实现了对声波聚焦特性的精细调控, 能够在指定位置 (包括居中和离轴位置) 形成高度聚焦的声学焦点. 此外, 通过设计不同的单元编码空间排布方案, 所设计的声学编码超

表面能够有效调控工作频率处的入射声波, 实现多样化的声学分束功能以及可灵活生成并调控的高质量声学涡旋束. 本研究通过电子化调控机制, 使声学超表面具备了动态可重构、快速响应与轻量紧凑的显著优势, 为开发新一代动态可调的声学器件提供了新思路, 尤其在声学隐身、定向声传播、大容量声涡旋通信等前沿应用领域展现出广阔前景.

## 参考文献

- [1] Cummer S A, Christensen J, Alù A 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16001
- [2] Ma F Y, Huang Z, Liu C R, Wu J H 2022 *J. Appl. Phys.* **131** 011103
- [3] Shi K K, Jin G Y, Liu R J, Ye T G, Xue Y Q 2019 *Results Phys.* **12** 132
- [4] Palma G, Mao H, Burghignoli L, Göransson P, Iemma U 2018 *Appl. Sci.* **8** 971
- [5] Huang S B, Zhou Z L, Li D T, Liu T, Wang X, Zhu J, Li Y 2020 *Sci. Bull.* **65** 373
- [6] Sui Y M, He Z J, Bi R G, Kong P, Wu J E, Zhao H P, Deng K 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 064301 (in Chinese) [隋玉梅, 何兆剑, 毕仁贵, 孔鹏, 吴吉恩, 赵鹤平, 邓科 2024 物理学报 **73** 064301]
- [7] Song X P, Chen T N, Huang W K, Chen C 2021 *Phys. Lett. A* **394** 127145
- [8] Chiang Y K, Oberst S, Melnikov A, Quan L, Marburg S, Alù A, Powell D A 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 064067
- [9] Jia Z T, Li J F, Shen C, Xie Y B, Cummer S A 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 025101
- [10] Shen C, Xie Y B, Li J F, Cummer S A, Jing Y 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 223502
- [11] Zuo S Y, Tian Y, Wei Q, Cheng Y, Liu X J 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 091704
- [12] Langfeldt F, Khatokar A J, Gleine W 2022 *Appl. Acoust.* **199** 109019
- [13] Romero-García V, Jiménez N, Theocharis G, Achilleos V, Merkel A, Richoux O, Tournat V, Groby J P, Pagneux V 2021 *C. R. Phys.* **21** 713
- [14] Huang S B, Fang X S, Wang X, Assouar B, Cheng Q, Li Y 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **145** 254
- [15] Gao L H, Cheng Q, Yang J, Ma S J, Zhao J, Liu S, Chen H B, He Q, Jiang W X, Ma H F, Wen Q Y, Liang L J, Jin B B, Liu W W, Zhou L, Yao J Q, Wu P H, Cui T J 2015 *Light: Sci. Appl.* **4** e324
- [16] Tang Y G, Zhang Y, Xie B Y, Liu H, Cheng H, Tian J G, Chen S Q 2023 *Phys. Rev. B* **107** 214107
- [17] Chen D C, Zhu X F, Wei Q, Yao J, Wu D J 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 255501
- [18] Fang X S, Wang X, Li Y 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 064033
- [19] Zhang N L, Zhao S D, Dong H W, Wang Y S, Zhang C 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 142201
- [20] Zuo S Y, Tian Y, Cheng Y, Deng M X, Hu N, Liu X J 2019 *Phys. Rev. Mater.* **3** 065204
- [21] Wu K, Liu J J, Liang B, Cheng J C 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 211702
- [22] Xie B Y, Tang K, Cheng H, Liu Z Y, Chen S Q, Tian J G 2017 *Adv. Mater.* **29** 1603507
- [23] Li W B, Meng F, Huang X D 2020 *Appl. Phys. Lett.* **117** 021101
- [24] Zhang Y, Cheng H, Tian J G, Chen S Q 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 064057
- [25] Cui Q H, Wang J L, Tang X F, Li Q H, Men J H, Wan Y 2024 *J. Appl. Phys.* **135** 133103
- [26] Zuo S Y, Cheng Y, Liu X J 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 203505
- [27] Cao W K, Zhang C, Wu L T, Guo K Q, Ke J C, Cui T J, Cheng Q 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 024026
- [28] Xue R G, Zhu X F, Yao J, Wei Q, Wu D J 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 022203
- [29] Ji G S, Huber J 2022 *Appl. Mater. Today* **26** 101260
- [30] Dai S B, Zheng Y S, Mao J W, Qu Y G 2023 *Int. J. Mech. Sci.* **255** 108475
- [31] Chen Q, Gu L M, Zhao C Y, Wang X L, Huang Z Y 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 044031

# Electronically reconfigurable piezoelectric acoustic coding metasurface\*

MEI Ziheng LI Haoxiang MO Tianli LIU Yanyi HU Jie<sup>†</sup>*(School of Information Science and Technology, School of Artificial Intelligence, Nanjing Forestry University, Nanjing 210037, China)*

( Received 11 December 2025; revised manuscript received 8 January 2026 )

## Abstract

To overcome the limitations of traditional acoustic metasurfaces in dynamic wave manipulation, this study proposes an active, tunable, and ultra-thin acoustic coding metasurface based on a piezoelectric composite structure (PCS) unit. Conventional designs mostly rely on static structures such as space-coiling channels or Helmholtz resonators, whose acoustic functionality is fixed once fabricated. Although mechanical tuning methods have been introduced to adjust the acoustic response, they generally suffer from slow response, complex structure, and mechanical wear. Digital coding metasurfaces, even those conceptually derived from electromagnetics, largely adhere to a paradigm of fixed geometric units. This fundamental constraint escalates design complexity and curtails reconfigurability. Our design realizes efficient, real-time, and multifunctional dynamic reconstruction of acoustic fields through an electronic tuning mechanism. The core PCS unit integrates a piezoelectric composite patch and dual Helmholtz resonators, forming an ultra-thin structure with a thickness of only about  $1/34$  of the operating wavelength. By simply switching the external circuit between open and short states, the unit can achieve instantaneous and reversible switching between the “0” and “1” coding states without any mechanical movement, producing a phase difference of about  $0.9\pi$  at the specific frequency while keeping the transmission amplitude stable. An equivalent circuit model is established to reveal the resonant frequency tuning mechanism dominated by electro-acoustic coupling, which provides theoretical support for the coding reliability. To validate the performance, we realized three types of acoustic field manipulation through coding sequence programming: 1) A tunable coding Fresnel lens that achieves precise convergence of the acoustic energy at a preset focus, with a full width at half maximum of only about 0.75 wavelengths, and off-axis focusing is also demonstrated by reprogramming; 2) A sound beam splitting function implemented using a  $2\times 2$  unit array and coding sequences such as “00/00”, “01/01”, and “01/10”, which successfully generates single, dual, and quadruple far-field beam distributions, respectively; 3) Acoustic vortex regulation using a binary phase profile generated by an  $18\times 18$  array, which excites vortex beams with topological charges of 1, 2, 3, and 4, and enables precise control including off-center focusing. Simulation results show that the metasurface achieves accurate dynamic control of the acoustic field electronically, with advantages such as an ultra-thin size, fast response, high integration, and no mechanical wear, effectively overcoming the drawbacks of conventional devices including single function, slow response, and poor reconfigurability. This study provides an innovative technical solution for the new generation of tunable acoustic devices, with promising application prospects in high-capacity acoustic vortex communication, acoustic invisibility, directional sound transmission, and other cutting-edge fields.

**Keywords:** piezoelectric composite structure, active control, coding metasurface, acoustic field manipulation**DOI:** [10.7498/aps.75.20251705](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251705)**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251705](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251705)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12374416, 12504518).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [hujie@njfu.edu.cn](mailto:hujie@njfu.edu.cn)

## 基于电子调控的可重构声学编码超表面

梅子恒 李澔翔 莫添立 刘砚一 胡洁

### Electronically reconfigurable piezoelectric acoustic coding metasurface

MEI Ziheng LI Haoxiang MO Tianli LIU Yanyi HU Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 071004 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251705

CSTR: 32037.14.aps.75.20251705

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251705>

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

#### 基于VO<sub>2</sub>的太赫兹各向异性编码超表面

VO<sub>2</sub> based terahertz anisotropic coding metasurface

物理学报. 2023, 72(12): 124204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222171>

#### 基于二氧化钒的太赫兹双频多功能编码超表面

Vanadium dioxide based terahertz dual-frequency multi-function coding metasurface

物理学报. 2023, 72(9): 098101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222321>

#### 基于双极化编码超表面生成的双模式轨道角动量

Dual-mode orbital angular momentum generated based on dual-polarization coding metasurface

物理学报. 2023, 72(14): 148101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230457>

#### 基于遗传算法的太赫兹多功能可重构狄拉克半金属编码超表面

Genetic algorithm based terahertz multifunctional reconfigurable Dirac semi-metallic coded metasurface

物理学报. 2024, 73(14): 144204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240225>

#### 太赫兹多波束调控反射编码超表面

Terahertz multibeam modulation reflection-coded metasurface

物理学报. 2023, 72(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221962>

#### 复合相位调控的波束转向可控反射型超表面

Composite phase modulated beam steering controllable reflective metasurface

物理学报. 2024, 73(22): 224201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240764>