

基于时空编码超表面的声学无旁瓣聚焦*

胡伟, 陈安, 杨京[†], 梁彬, 程建春

(南京大学物理学院, 近代声学教育部重点实验室, 南京 210093)

摘要

在声聚焦的实际应用中, 旁瓣抑制对于降低非目标区域能量泄露与信号干扰具有重要意义。声学超表面凭借对声波幅值与相位的精确调控能力, 为旁瓣抑制提供了有效的实现途径。然而, 传统的声学超表面多为被动结构, 或依赖复杂馈电网络实现幅相联合调制, 难以灵活构建满足不同应用场景需求的幅值权重分布, 从而限制了无旁瓣聚焦的可控性与适应性。为此, 本文提出一种基于时空编码超表面的声学无旁瓣聚焦方法, 可以在不同聚焦位置实现高效旁瓣抑制。该方法基于旁瓣抑制理论模型, 通过现场可编程门阵列调控超构单元的时变参数, 在超表面上同步构建高斯型幅值分布与聚焦所需的相位梯度, 使声场能量在目标位置高效汇聚, 同时显著削弱旁瓣分量(峰值旁瓣比降低可达 81.0%)。该方法为超声治疗、无损检测等领域中可控声学旁瓣抑制提供了新的技术思路与实现途径。

关键词: 声聚焦, 时空编码超表面, 旁瓣抑制, 声场操控

PACS: 43.90.+v, 43.38.+n

基金: 国家自然科学基金(批准号: 12574483; 12174190)

[†] 通信作者. E-mail: yangj@nju.edu.cn

第一作者. E-mail: 502023220073@smail.nju.edu.cn

21 1 引言

22 声聚焦作为声学波前调控的核心研究方向, 凭借声能量定向汇聚的特性, 在
23 生物医学成像、高强度超声治疗、工业无损检测等领域展现出重要应用价值^[1-7]。
24 目前, 稀疏换能器阵列是实现声聚焦的主要技术手段, 其通过对阵元发射信号施
25 加电控相位延迟, 使各阵元辐射声波在空间焦点处相干叠加, 从而实现声能量的
26 定向汇聚^[8,9]。然而, 由有限孔径及阵列离散性引起的旁瓣不可避免地存在于聚焦
27 声场中, 导致部分声能量泄露至非目标区域, 不仅降低能量利用效率, 还可能引
28 入额外热效应和声学干扰。例如, 在高强度聚焦超声治疗等精密应用中, 旁瓣引
29 发的非靶向能量沉积甚至会造成正常组织损伤, 严重制约聚焦精度与应用安全性
30 ^[10-13]。因此, 实现无旁瓣的高性能声学聚焦, 已成为声学波前调控领域的重要研
31 究需求与技术难题。

32 近年来, 声学超表面的快速发展为突破传统聚焦方法的限制提供了新的技术
33 路径^[14-17]。超表面通过亚波长尺度的结构单元对波前进行人工调控, 已实现超分
34 辨聚焦^[18]、宽带聚焦^[19]等诸多新颖的功能^[20-24]。由于其能够同时调控透射或反射
35 声波的幅值与相位, 声学超表面为旁瓣抑制型声聚焦提供了理想的实现平台^[25-29]。
36 现有研究表明, 在超表面阵列上施加非均匀幅度加权, 使阵列边缘的辐射强度呈
37 梯度衰减, 可有效削弱非目标方向的声波干涉增强效应, 进而实现旁瓣抑制^[30]。
38 然而, 现有的大多数声学超表面仍为被动结构, 其声学响应在设计完成后即固定
39 不变; 部分可重构结构虽具备功能调节能力, 但通常依赖复杂的馈电或控制网络,
40 难以在不同聚焦条件下实现幅值和相位分布的实时、灵活调整^[31-34]。这导致旁瓣
41 抑制能力的动态调节性与场景适应性严重受限, 无法满足实际应用中任意焦点位
42 置下的无旁瓣聚焦需求。

43 针对上述问题，本文提出一种基于时空编码超表面的声学无旁瓣聚焦方法，
44 实现任意焦点位置下旁瓣的高效动态抑制。该方法通过现场可编程门阵列（Field
45 Programmable Gate Array，简记为 FPGA）调控超构单元的时变参数，实现谐波
46 通道内声波幅值和相位的独立、灵活操控。基于这一幅相协同调制机制，我们可
47 以在时空编码超表面的等效孔径上同步加载声聚焦所需的相位梯度分布，以及适
48 配旁瓣抑制需求的高斯型幅值加权分布，从而实现对聚焦声场旁瓣的有效抑制。
49 仿真结果表明，通过实时调节时变参数可实现不同聚焦目标之间的快速切换，并
50 在各焦点位置下均保持稳定且显著的旁瓣抑制效果。该方法充分发挥了可编程时
51 空超表面的动态调控能力，有效突破了传统被动声学超表面在旁瓣抑制灵活性及
52 聚焦场景适应性方面的限制，为多场景高精度无旁瓣声学聚焦提供了一种新的实
53 现方案。

54

55 2 旁瓣抑制理论

56 图 1(a)展示了基于幅值加权的旁瓣抑制示意图。通过在阵列的等效孔径上施
57 加特定的幅值加权函数，可以在保持焦点位置不发生偏移的前提下，有效降低焦
58 点以外区域的多余旁瓣能量，从而提升聚焦质量并减少对非目标区域的能量沉积。
59 为定量分析阵列孔径幅值分布对聚焦声场旁瓣特性的影响，我们对该聚焦系统建
60 立声学理论模型。在均匀无源介质中，稳态声压场满足亥姆霍兹方程

$$61 \quad (\nabla^2 + k^2)p(\mathbf{r}) = 0 \quad (1)$$

62 其中， ∇^2 表示拉普拉斯算子， $k = 2\pi/\lambda$ 为波数， $p(\mathbf{r})$ 为复声压幅值。根据格林
63 定理，并考虑一维线源的简单情况，即对于沿 x 轴方向分布的有限长线源，其在

64 目标点 (r_0, φ_x) 处的声压可表示为^[30]

$$65 \quad p_{r_0} = \frac{e^{jk r_0}}{j\lambda r_0} \int_l w(x) a(x) e^{jkx\delta} dx = \frac{e^{jk r_0}}{j\lambda r_0} F\{w(x)\} * F\{a(x)\} \quad (2)$$

66 其中, r_0 为测量点到线源中心之间的距离, $w(x)$ 和 $a(x)$ 分别为激励函数和孔径
67 函数, 两者的乘积 $p(x) = w(x)a(x)$ 即为线源在孔径上的等效声压分布。式中
68 $\delta = \sin\varphi_x$ 为方向参数, 用于描述观测方向与主轴之间的夹角关系。由(2)式可知,
69 远场声压分布本质上是孔径等效声压分布的空间傅里叶变换。根据傅里叶变换的
70 卷积定理, 该式可进一步写为孔径函数与激励函数频谱的卷积形式, 即阵列远场
71 声场分布由 $w(x)$ 与 $a(x)$ 的空间傅里叶变换耦合决定。考虑实际情况下线源通常
72 由离散的阵列单元构成, 此时孔径函数可表示为

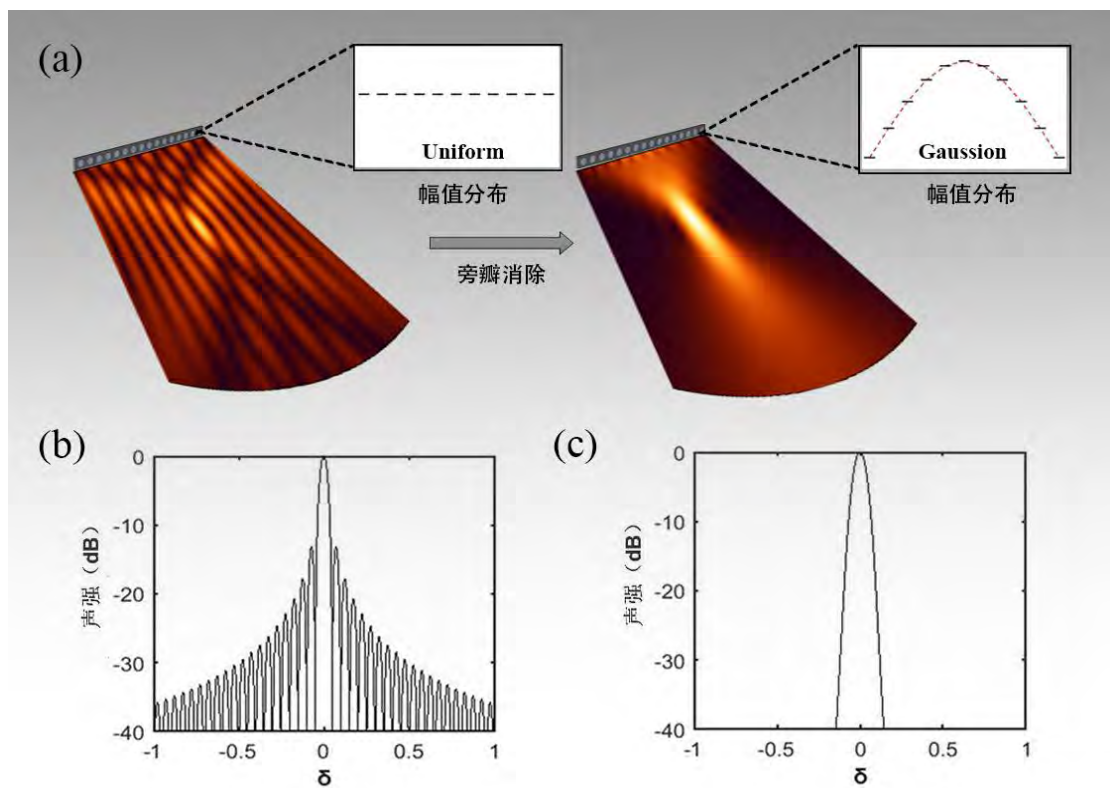
$$73 \quad a(x) = \left(\frac{1}{g}\right) \text{comb}\left(\frac{x}{g}\right) \times \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) * \text{rect}\left(\frac{x}{b}\right) \quad (3)$$

74 其中, L 为线源总长度, g 为阵列单元间距, b 为单个阵列单元的等效长度。梳
75 状函数 $\text{comb}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x-n)$ 用于描述阵列单元在空间上的周期性离散分布, 当
76 其自变量为 x/g 时, 表示阵元以间距 g 在空间中均匀排布。矩形函数 $\text{rect}(x)$ 定义
77 为: 当 $|x| \leq 1/2$ 时取值为1, 当 $|x| > 1/2$ 时, 取值为0。从物理构造角度来看, 该孔
78 径函数可以理解为两个步骤的组合, 首先通过 $(1/g)\text{comb}(x/g) * \text{rect}(x/b)$ 构造出
79 有限尺寸阵元按照周期 g 复制形成的无限长离散阵列, 随后, 再与整体孔径窗口
80 函数 $\text{rect}(x/L)$ 相乘, 对该无限阵列进行空间截断, 从而得到实际具有有限长度的
81 阵列结构孔径函数。

82 在一般情况下, 各阵列单元具有相同的激励幅值, 即 $w(x) = p_0$ 。将上述 $w(x)$
83 与 $a(x)$ 代入(2)式, 我们将获得均匀激励线阵的辐射模式

84
$$p_u = p_0 \frac{e^{jk_0 r_0}}{j\lambda r_0} L \text{sinc}\left(\frac{L\delta}{\lambda}\right) * \text{comb}\left(\frac{g\delta}{\lambda}\right) \times b \text{sinc}\left(\frac{b\delta}{\lambda}\right) \quad (4)$$

85 (4)式表明，离散线阵列的声场分布由线源总长度、单元间距以及单元等效长度三
 86 个参数共同决定。上述因素的耦合作用共同决定了聚焦声场方向图中的主瓣与旁
 87 瓣结构。图 1(b)给出了当 $f = 1000\text{Hz}$ 、 $g = b = 0.1\lambda$ 、 $L = 20\lambda$ 条件下，声强随方
 88 向参数 δ 变化的分布曲线。可以看出，在幅值均匀分布情况下，受有限孔径效应
 89 与周期离散采样效应的共同影响，方向图中不可避免地产生较为显著的旁瓣结构。



90
 91 图 1 (a) 基于幅值加权的声学聚焦旁瓣抑制示意图；(b) 均匀幅值分布条件下声强随方向参
 92 数 δ 的变化曲线；(c) 高斯幅值加权下声强随方向参数 δ 的变化曲线

93 Fig. 1. (a) Schematic illustration of sidelobe suppression in acoustic focusing based on amplitude
 94 weighting; (b) Variation of sound intensity with respect to the direction parameter δ under the
 95 uniform amplitude distribution; (c) Variation of sound intensity with respect to the direction
 96 parameter δ after introducing Gaussian amplitude weighting.

97 为实现旁瓣的高效抑制，我们考虑在激励函数 $w(x)$ 中引入高斯型幅值调制。

98 具体而言，调制后的激励函数可表示为

$$99 \quad w(x) = p_0 \exp\left(-\frac{x^2}{\tau^2}\right) \quad (5)$$

100 其中，参数 τ 表征幅值调制的强度，当 τ 取值较小时，阵列中心与边缘单元之
101 间的幅值衰减更加明显，等效孔径呈现更强的边缘压缩效应，从而增强加权作
102 用。将(5)式所示的高斯加权激励函数与(3)式给出的离散孔径函数共同代入(2)
103 式，即可得到具有高斯调制激励幅度的离散线源的辐射模式

$$104 \quad p_G = \tau \sqrt{\pi} e^{-\pi^2 \tau^2 \delta^2 / \lambda^2} * p_u \quad (6)$$

105 由此可见，高斯幅值加权后的远场方向图，等价于高斯窗函数的频谱与均匀激励
106 下声压分布的卷积。图 1(c)给出了相同阵列参数下，引入高斯幅值加权后的声场
107 强度分布曲线。此时高斯调制强度 $\tau = 5\lambda$ ，单元周期 $g = 0.1\lambda$ ，单元长度 $b = 0.1\lambda$ ，
108 阵列尺寸 $L = 20\lambda$ 。结果表明，高斯幅值加权可有效抑制旁瓣，在一定角度范围
109 内仅保留主瓣结构，旁瓣能量大幅衰减，验证了孔径加权策略在旁瓣控制中的有
110 效性。

111 需要指出的是，幅值加权虽然能够有效降低旁瓣水平，但若要实现指定空间
112 位置的无旁瓣聚焦，还需要在满足幅值加权条件的同时，为阵列单元引入与目标
113 焦点相匹配的相位分布。对于焦点位于 (f_x, f_y) 的声聚焦，线阵列所需的相位分
114 布满足

$$115 \quad \varphi(x) = k \sqrt{(f_x - x)^2 + f_y^2} \quad (7)$$

116 其中， k 为波数， x 为阵列单元的空间坐标。因此，在实际声学调控体系中，需
117 要一种能够对幅值与相位实现解耦独立控制，并支持实时编程调制的物理平台，

118 以在同一等效孔径上同步构建预设的幅值加权函数与聚焦所需的相位梯度，从而
119 实现声学无旁瓣聚焦。

120 3 声学时空编码超表面设计

121 为了在同一等效孔径上同时实现幅值加权与聚焦相位调控，本文设计了一种
122 声学时空编码超表面，通过对超构单元等效声阻抗的时空调制，实现谐波声场幅
123 值与相位的独立调控，从而为无旁瓣声聚焦提供物理实现平台。图 2(a)展示了所
124 提出时空编码超表面的工作原理。该结构以亚波长振膜为基本单元，并结合可编
125 程电控电路，通过继电器切换线圈回路状态以改变电声耦合强度，从而实现单元
126 等效声阻抗的快速切换。进一步地，通过对各单元调制占空比与初始时延进行独
127 立编程，可分别调控目标谐波的幅值与相位响应，使阵列等效孔径同时满足声学
128 聚焦与旁瓣抑制的双重要求。具体实现上，在 FPGA 的控制下，脉宽调制（Pulse-
129 width modulation，简记为 PWM）信号驱动继电器周期性切换单元等效声阻抗，
130 从而实现快速时域调制。当继电器导通时，单元的等效声阻抗由初始值 Z_i 突变为
131 $Z_i + \Delta Z$ ，当继电器关闭时，阻抗恢复为 Z_i 。由于薄膜满足活塞式振动，我们可
132 以方便地采用集总参数方法对其进行建模，即 $Z_i = [\delta_m + i(M_m \omega - K_m / \omega)] / S_d$ 以及
133 $\Delta Z = (BL)^2 / Z_e S_d$ ，其中 δ_m 、 M_m 、 K_m 分别是薄膜的机械阻尼系数、质量和刚度，
134 $S_d = \pi d^2 / 4$ 是由直径 d 确定的有效辐射面积， Z_e 是它的电阻抗，力因数 BL 可以
135 实现对电-声耦合强度的调制。因此，每个单元的声阻抗在调制频率 ω_m 下呈周期
136 性方波变化，其表达式可写为

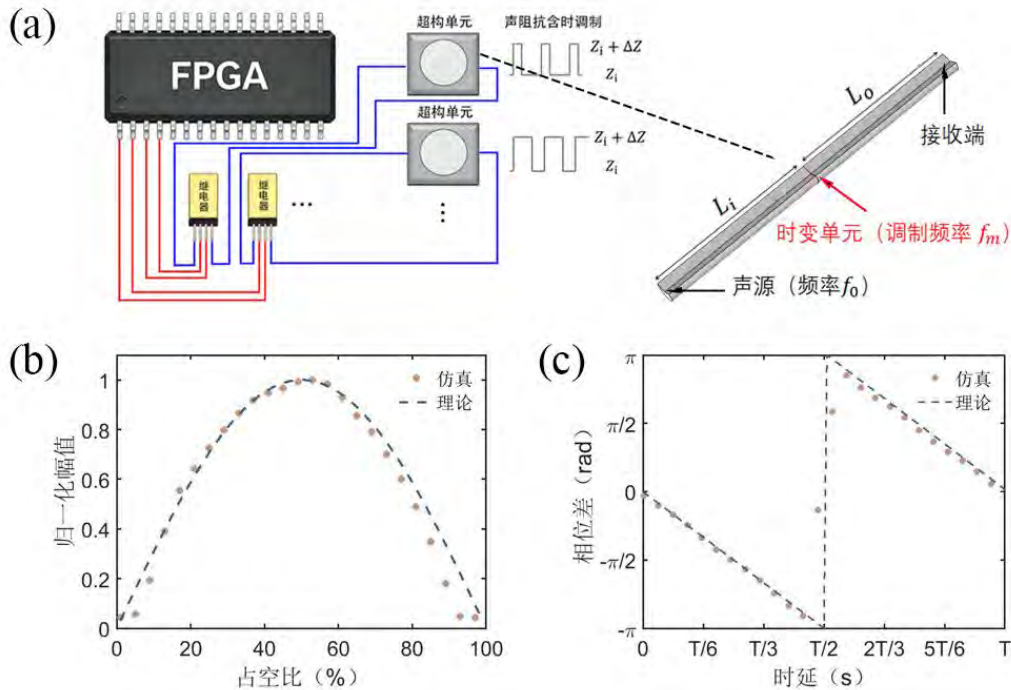
$$137 \quad Z(t) = \begin{cases} Z_i + \Delta Z, & \cos[\omega_m(t - t_0)] > \cos(\alpha\pi) \\ Z_i, & \cos[\omega_m(t - t_0)] < \cos(\alpha\pi) \end{cases} \quad (8)$$

138 其中， α 为占空比，表示在一个调制周期内阻抗处于高值状态的时间比例； t_0 为

139 施加于各单元的时间延迟参数。对(8)进行傅里叶级数展开, 可将周期性调制的声
 140 阻抗表示为不同阶谐波分量的叠加形式

$$141 \quad Z(t) = Z_i + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\Delta Z}{n\pi} \sin(n\alpha\pi) e^{jn\omega_m(t-t_0)} \quad (9)$$

142 由式(9)可见, 第 n 阶谐波分量的幅值由 $\sin(n\alpha\pi)/(n\pi)$ 决定, 而其相位由时间延
 143 迟参数 t_0 决定。这表明, 通过对占空比 α 与初始时延 t_0 的独立调控, 可实现各阶
 144 谐波幅值与相位的解耦控制。以一阶谐波为例, 当 $n=1$ 时, 其幅值与 $\sin(\alpha\pi)$ 成
 145 正比, 而相位可通过调节初始时延 t_0 实现连续可控。其中, 占空比 α 的可取范围
 146 为 $[0,1]$, 对应归一化幅值在 0 到 1 之间连续可调, 初始时延 t_0 的取值范围为一个
 147 调制周期内, 即 $[0,T]$, 从而实现相位在 0 到 2π 范围内的全覆盖调控。该特性为
 148 在指定谐波通道中独立构建预设幅值分布与相位梯度提供了理论基础。



149
 150 图 2 (a) 时空编码超表面的工作原理; (b) 理论/仿真结果的归一化幅值随参数 α 变化曲

151 线: (c)理论/仿真结果的相位随参数 t_0 变化曲线

152 Fig.2. (a) Working principle of the space–time coding metasurface; (b) Normalized amplitude as a
153 function of parameter α (theoretical/simulated results); (c) Phase Difference as a function of
154 parameter t_0 (theoretical/simulated results).

155 为进一步验证时变参数对谐波幅值与相位的独立调控能力,我们采用有限元
156 分析软件 COMSOL Multiphysics 瞬态声学模块对单个时变超构单元进行了时域
157 仿真分析。在总长度为 $L_0 + L_1 = 10\text{cm}$ 的阻抗管中建立声场模型,其中 L_1 表示声源
158 到时变单元的距离, L_0 表示时变单元到接收端的距离。发射端声源频率设为
159 $f_0 = 1000\text{Hz}$,时变单元的调制频率设为 $f_m = 100\text{Hz}$,并选取一次谐波分量作为
160 分析对象。图 2(b)与图 2(c)分别给出了数值仿真结果与理论计算结果的对比。结
161 果表明,一次谐波的幅值随占空比 α 呈正弦规律变化,相位随时间延迟 t_0 近似线
162 性变化,与理论预测结果一致。仿真结果与理论分析高度吻合,验证了该时空调
163 制策略在幅值与相位独立控制方面的有效性。基于上述调制特性,所设计的时空
164 编码超表面能够通过调节占空比构建预设的幅值加权分布,通过控制时间延迟形
165 成所需的相位梯度分布。在阵列层面,该幅相独立调制机制为等效孔径加权提供
166 了实现途径,使得在保持聚焦位置不变的条件下可有效抑制旁瓣能量并提升主瓣
167 能量集中度,为实现无旁瓣声学聚焦奠定了基础。

168

169 4 声学动态无旁瓣聚焦实现

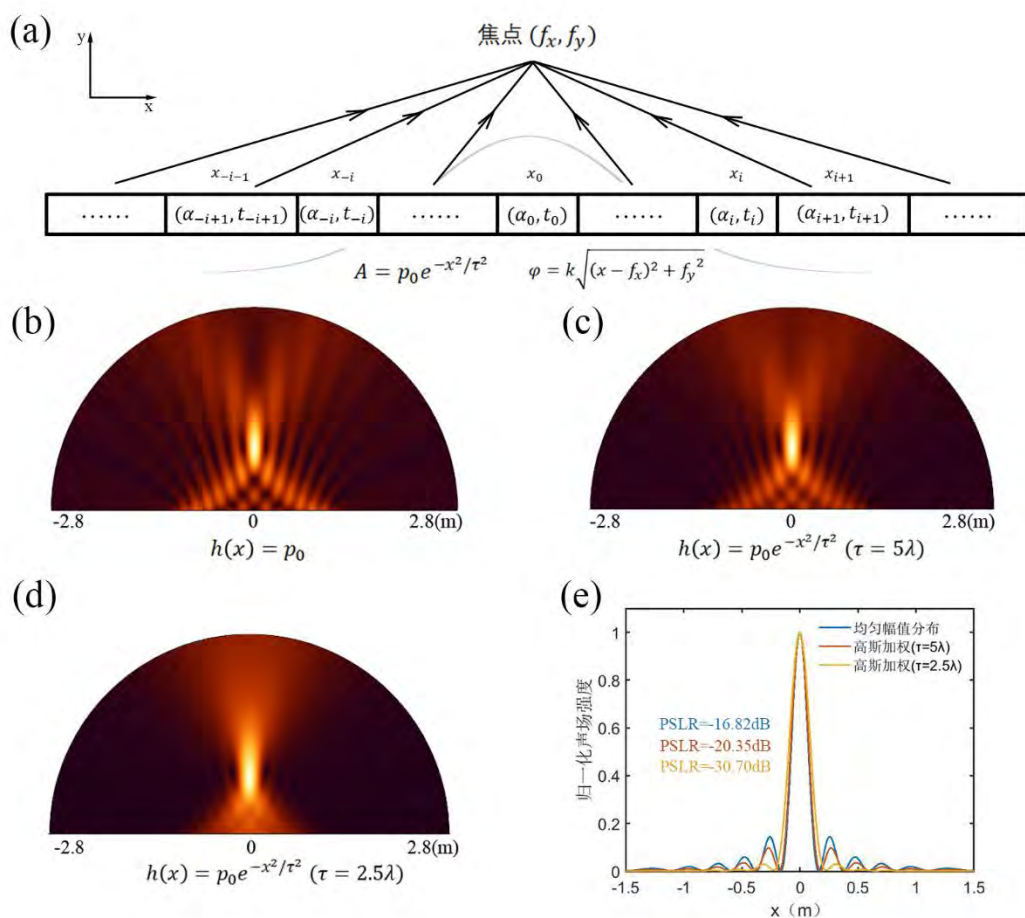
170 为验证所提出的基于时空编码超表面的幅值加权旁瓣抑制方法的可行性,本
171 文利用有限元分析软件 COMSOL Multiphysics 构建相应的超表面模型并进行二
172 维声场仿真分析。如图 3(a)所示,仿真模型采用由时变超表面单元构成的线阵结

173 构,各单元通过时变参数 α 和 t_0 进行独立控制,从而实现目标谐波分量幅值与相
174 位的解耦控制。为对旁瓣抑制效果进行定量评估,本文引入峰值旁瓣比(Peak Side
175 Lobe Ratio,简记为PSLR)作为评价指标。峰值旁瓣比定义为最大旁瓣幅值与主
176 瓣峰值幅值之比,并以分贝表示

$$177 \quad PSLR = 20 \log_{10} \frac{|P_{sidelobe}|}{|P_{mainlobe}|} \quad (10)$$

178 由(10)式可知,PSLR能直接反映方向图中能量的集中程度。仿真中,超构单元
179 尺寸设为 $b = 0.04m$,单元间距 $g = 0.04m$ 。传播介质为空气,其质量密度与声速
180 分别取 $\rho = 1.21kg/m^3$ 和 $c = 343m/s$ 。为避免有限计算区域边界反射对聚焦结果造
181 成干扰,在求解区域外围设置完美匹配层(Perfectly Matched Layer,简记为PML),
182 以有效吸收入射声波并近似模拟无限自由空间传播条件。

录用稿件,非最终出版稿



183

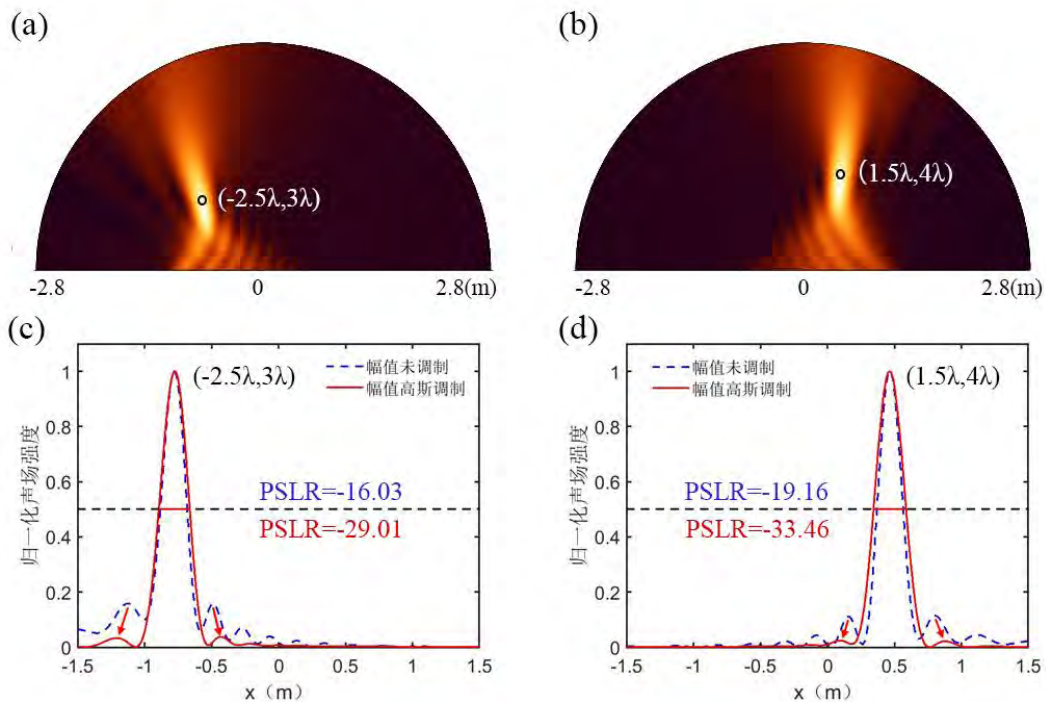
184 图 3 (a) 基于时空编码超表面的声学聚焦模型示意图；(b) 幅值均匀分布时声场
 185 强度分布仿真结果；(c)引入高斯加权 ($\tau = 5\lambda$) 后的声场强度分布仿真结果；(d)
 186 引入高斯加权 ($\tau = 2.5\lambda$) 后的声场强度分布仿真结果；(e) 幅值均匀分布及不同
 187 强度高斯加权下，归一化声场强度随横坐标 x 的变化曲线

188 Fig.3. (a) Schematic of the acoustic focusing model based on the space-time-coding
 189 metasurface; (b) Simulated acoustic field intensity distribution under uniform
 190 amplitude distribution; (c) Simulated acoustic field intensity distribution with
 191 Gaussian weighting ($\tau = 5\lambda$); (d) Simulated acoustic field intensity distribution with
 192 Gaussian weighting ($\tau = 2.5\lambda$); (e) Normalized acoustic field intensity versus the
 193 horizontal coordinate x for the uniform amplitude distribution and Gaussian

194 weighting with different intensities.

195 为了验证高斯型幅值分布在旁瓣抑制中的有效性,本文在保持阵列结构参数
196 与焦点位置不变的条件下,对幅值均匀分布与高斯加权两种情形进行仿真对比分
197 析。入射平面声波频率设为 $f_0 = 1000\text{Hz}$, 时变超构单元调制频率为 $f_m = 100\text{Hz}$,
198 焦点位置设置为 $(0, 4\lambda)$, 并选取一次谐波频率 $f_0 + f_m = 1100\text{Hz}$ 作为聚焦频率。仿
199 真结果如图 3(b)至图 3(d)所示。图中分别给出了激励函数为均匀分布以及引入不
200 同高斯加权强度 τ 时的声场强度分布情况。可以观察到,在幅值均匀分布(即未
201 进行加权)条件下,焦点区域除主瓣外仍存在较为明显的旁瓣结构。当在幅值分
202 布中引入高斯型权重后($\tau = 5\lambda$),阵列边缘单元的激励幅值受到抑制,旁瓣强
203 度明显降低。随着高斯调制强度进一步增强($\tau = 2.5\lambda$),幅值分布更加集中于阵
204 列中心区域,方向图中的旁瓣几乎完全消失。在观测区域内仅保留主瓣结构,实
205 现了近似无旁瓣聚焦效果。需要指出的是,尽管减小 τ 有助于进一步抑制旁瓣,
206 但当其过小时,高斯幅值分布将过度集中于阵列中心区域,导致有效辐射孔径显
207 著缩小,从而引起主瓣展宽并降低聚焦分辨率,即主瓣半高全宽(Full Width at
208 Half Maxima, 简记为 FWHM)呈单调增大趋势。因此, τ 的选取受到旁瓣抑制
209 能力与主瓣分辨率之间权衡关系的约束。本文选取的 $\tau = 2.5\lambda$ 作为代表性参数,
210 在保持较强旁瓣抑制能力的同时,仍能维持相对可接受的主瓣宽度(FWHM 相
211 较于均匀加权增加约 0.275λ)。图 3(e)给出了上述三种情况下归一化声场强度随
212 横坐标 x 的变化曲线。可以看出,在未引入幅值加权时,旁瓣最为明显,其峰值
213 旁瓣比为 $\text{PSLR} = -16.82\text{dB}$ 。而当引入高斯幅值分布后,旁瓣得到显著抑制,PSLR
214 约为 -30.7dB ,相比均匀分布情形降低了约 13.9dB ,表明所引入的高斯型幅值加权
215 能够有效提升声场能量的空间集中程度。

216 为了进一步评估所提出时空编码超表面在不同焦点位置下的旁瓣抑制性能，
 217 我们选取多个空间位置作为目标焦点，以验证该阵列的空间适应性与可调控能力。
 218 图 4(a)和图 4(b)分别给出了焦点位于 $(-2.5\lambda, 3\lambda)$ 和 $(1.5\lambda, 4\lambda)$ 时基于高斯幅值加
 219 权 ($\tau = 2.5\lambda$) 的声场聚焦结果。可以观察到，在不同横向与纵向偏移条件下，
 220 阵列均能够在目标位置形成清晰的主瓣结构，同时有效抑制焦点周围的旁瓣分量，
 221 表明所提出的时空编码超表面具有良好的空间重构能力和稳定的旁瓣控制性能。
 222 图 4(c)和图 4(d)分别展示了对应聚焦位置处的归一化声场强度随横坐标 x 的变化
 223 曲线。相比于未进行幅值调制的情形，采用高斯型加权后旁瓣分量得到显著抑制，
 224 其平均峰值旁瓣比分别降低约 81.0%和 74.6%。结果表明，该方法在不同焦点位
 225 置下均能保持稳定而有效的旁瓣抑制性能。



226
 227 图 4 (a) 焦点位置为 $(-2.5\lambda, 3\lambda)$ 时的声场强度分布仿真结果图；(b) 焦点位置为
 228 $(1.5\lambda, 4\lambda)$ 时的声场强度分布仿真结果图；(c) 焦点位置为 $(-2.5\lambda, 3\lambda)$ 时归一化

229 声场强度随横坐标 x 的变化曲线; (d) 焦点位置为 $(1.5\lambda, 4\lambda)$ 时归一化声场强度
230 随横坐标 x 的变化曲线

231 Fig.4. (a) Simulated sound field intensity distribution at the focal position
232 $(-2.5\lambda, 3\lambda)$; (b) Simulated sound field intensity distribution at the focal position
233 $(1.5\lambda, 4\lambda)$; (c) Normalized sound intensity along the transverse direction at the focal
234 position $(-2.5\lambda, 3\lambda)$; (d) Normalized sound intensity along the transverse direction at
235 the focal position $(1.5\lambda, 4\lambda)$

236 5 结论

237 本文针对声学聚焦中旁瓣抑制困难、传统超表面幅相调控灵活性不足的问题,
238 提出基于可编程时空编码超表面的声学无旁瓣聚焦方法,实现不同焦点位置聚焦
239 声场旁瓣的动态高效抑制。通过旁瓣抑制理论分析,明确高斯型幅值加权对有限
240 孔径引发旁瓣的抑制机制。同时,设计可编程时空编码超表面阵列结构,通过周
241 期性时域调制超构单元等效声阻抗,实现谐波通道内声波幅值与相位的独立调控,
242 其中占空比构建预设幅值加权分布,时间延迟形成目标相位梯度,使同一阵列平
243 台同步满足聚焦与旁瓣抑制双重需求。该时空编码超表面方法充分发挥动态可编
244 程调制优势,突破传统被动声学超表面在幅相联合调控与场景适应性上的局限,
245 为任意焦点位置的无旁瓣声学聚焦提供可行路径,可为高精度超声治疗、精密无
246 损检测及可重构声场操控等应用提供理论依据与技术方案。

247

248 参考文献

249 [1] Wooh S C, Shi Y 1998 *Ultrasonics* **36** 737

- 250 [2] Guan Y J, Sun H X, Liu S S, Yuan S Q, Xia J P, Ge Y 2016 *Chin. Phys. B* **25**
251 104302
- 252 [3] Zhong J X, Ji J, Xia X, Heo H, Jing Y 2025 *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.* **122**
253 e2408975122.
- 254 [4] Liu C, Sun H X, Yuan S Q, Xia J P, Qian J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 154302 (in
255 Chinese) [刘宸, 孙宏祥, 袁寿其, 夏建平, 钱皎 2017 物理学报 **66** 154302]
- 256 [5] Hynynen K, Jones R M 2016 *Phys. Med. Biol.* **61** 206
- 257 [6] Yaakub S N, White T A, Roberts J, Martin E, Verhagen L, Stagg C J, Hall S,
258 Fouragnan E F 2023 *Nat. Commun.* **14** 5318
- 259 [7] Bu M X, Gu W T, Li B Y, Zhu Q C, Jiang X, Ta D A, Liu X 2024 *Acta Phys. Sin.*
260 **73** 234301 (in Chinese) [卜梦旭, 顾文庭, 李博艺, 朱秋晨, 江雪, 他得安, 刘
261 欣 2024 物理学报 **73** 234301]
- 262 [8] Yin Y X, Yan S G, Huang J, Zhang B X 2023 *Sensors* **23** 9702
- 263 [9] Hou A R, Gao W T, Qian J, Sun H X, Ge Y, Yuan S Q, Si Q R, Liu X J 2018
264 *Chinese Phys. B* **27** 124301
- 265 [10] Lee W, Kim H C, Jung Y, Chung Y A, Song I U, Lee J H, Yoo S 2016 *Sci. Rep.* **6**
266 34026
- 267 [11] Kim H, Chiu A, Lee S D, Fischer K, Yoo S S 2014 *Brain Stimul.* **7** 748
- 268 [12] Hughes A, Huang Y, Schwartz M L, Hynynen K A 2018 *Med Phys.* **45** 2925
- 269 [13] Martínez-Graullera O, Martín C J, Godoy G, Ullate L G 2010 *Ultrasonics* **50** 280
- 270 [14] Qian J, Liu B Y, Sun H X, Yuan S Q, Yu X Z 2017 *Chin. Phys. B* **26** 114304
- 271 [15] Zhang S, Yin L L, Fang N 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 194301

- 272 [16] Chen D C, Zhu X F, Wei Q, Wu D J 2018 *Chin. Phys. B* **27** 124302
- 273 [17] Tan Y, Liang B, Cheng J C 2022 *Chin. Phys. B* **31** 034303
- 274 [18] Chen A, Xia Y F, Chen Z X, Su H J, Liu J J, Yang J, Zhu X F, Liang B, Cheng J C
275 2025 *Adv. Funct. Mater.* **35** 2425833
- 276 [19] Yu Y P, Chen A, Xia Y F, Cheng Z Q, Yang J, Liang B, Cheng J C 2025 *J. Phys.*
277 *D: Appl. Phys.* **58** 385103
- 278 [20] Lv S Y, Li X H, Luo W F, Jia J 2022 *Chin. Phys. B* **31** 124206
- 279 [21] Weng J K, Ding Y J, Hu C B, Zhu X F, Liang B, Yang J, Cheng J C 2020 *Nat.*
280 *Commun.* **11** 6309.
- 281 [22] Liu J J, Li Z W, Liang B, Cheng J C, Alù A 2023 *Adv. Mater.* **35**, 2301799.
- 282 [23] Yang R S, Lou J, Zhang F L, Zhu W, Xu J, Cai T, Fu Q H, Li H Q, Fan Y C 2021
283 *Adv. Photonics Res.* **2** 2100103.
- 284 [24] Zhao S Q, Fan Y C, Yang R S, Ye Z H, Zhang F L, Wang C, Luo W J, Wen Y Z,
285 Zhou J 2025 *Opto-Electron. Adv* **8** 240109.
- 286 [25] Liu Z, Zhang X, Mao Y, Zhu Y Y, Yang Z, Chan C T, Sheng P 2000 *Science* **289**
287 1734
- 288 [26] Fang N, Xi D, Xu J, Ambati M, Srituravanich W, Sun C, Zhang X 2006 *Nat.*
289 *Mater.* **5** 452
- 290 [27] Cummer S A, Christensen J, Alù A 2016 *Nat. Rev. Mater.* **1** 16001
- 291 [28] Assouar B, Liang B, Wu Y, Li Y, Chen J C, Jing Y 2018 *Nat. Rev. Mater.* **3** 460
- 292 [29] Liu J J, Li Z W, Liang B, Cheng J C, Alù A 2023 *Adv. Mater.* **35** 2301799
- 293 [30] Shen Y X, Zhu X F, Cai F Y, Ma T, Li F, Xia X X, Li Y C, Wang C Z, Zheng H R

- 294 2019 *Phys. Rev. Applied* **11** 034009
- 295 [31] Tian Z H, Shen C, Li J F, Reit E, Gu Y Y, Fu H, Cummer S A, Huang T J 2019
- 296 *Adv. Funct. Mater.* **29** 1808489
- 297 [32] Lu X L, Twiefel J, Ma Z C, Yu T T, Wallaschek J, Fischer P 2021 *Adv. Sci.* **8**
- 298 2100888
- 299 [33] Zhou H, Li C, Zhu J, Hu C, Wang Y, Wang Y, Qiu C 2024 *Adv. Mat.* **36** 2313004
- 300 [34] Chen Z, Peng Y, Li H, Liu J, Ding Y, Liang B, Zhu X, Lu Y, Cheng J, Alù A 2024
- 301 *Sci. Adv.* **10** adm9673

302 **Acoustic Sidelobe-Free Focusing Based on Space-Time-**

303 **Coding Metasurfaces***

304 Wei Hu, An Chen, Jing Yang[†], Bin Liang, Jianchun Cheng

305 (Key Laboratory of Modern Acoustics of Ministry of Education, School of Physics, Nanjing

306 University, Nanjing, 210093)

307 Abstract

308 Sidelobe elimination is essential in practical acoustic focusing applications

309 for reducing energy leakage and signal interference in non-target regions.

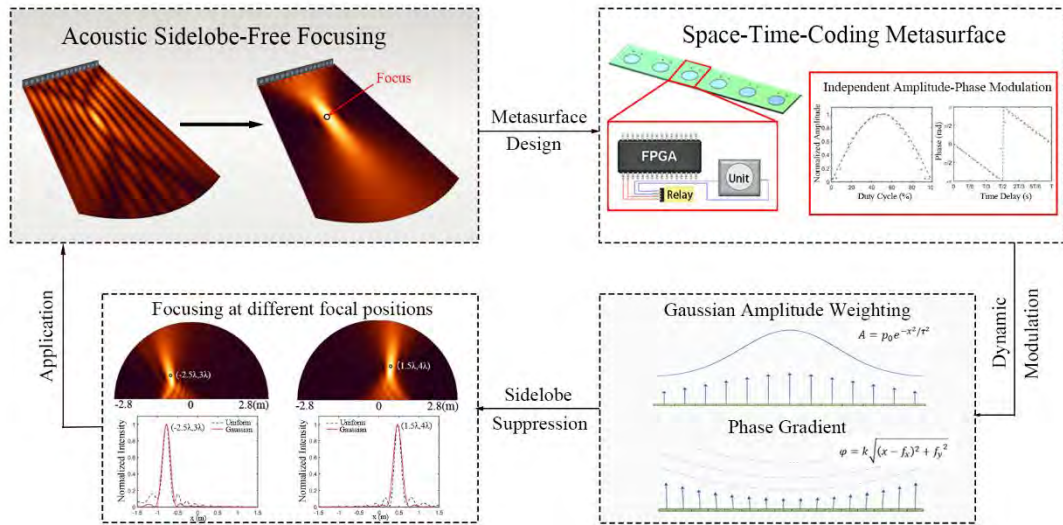
310 Acoustic metasurfaces (AMs) provide an effective platform for sidelobe

311 suppression due to their abilities to precisely manipulate the amplitude and

312 phase of incident waves. However, most existing AMs are either passive or

313 rely on complex feeding networks for simultaneous amplitude and phase

314 modulation (APM), which severely limits their flexibility in implementing
315 optimized amplitude-weighting schemes for effective suppression. Here,
316 we propose a sidelobe-free acoustic focusing strategy based on a space-
317 time-coding (STC) metasurface, enabling efficient sidelobe elimination at
318 different focal positions. By exploiting spatiotemporal acoustic impedance
319 modulation, the STC metasurface achieves simultaneous and precise APM,
320 with a continuously tunable amplitude range of 0-1 and a full 0-2 π phase
321 coverage. Based on the amplitude-weighted sidelobe suppression theory,
322 the time-varying parameters of the metasurface unit cells are dynamically
323 engineered to synthesize a Gaussian amplitude distribution and the phase
324 gradient required for acoustic focusing across the metasurface aperture. As
325 a result, acoustic energy can be efficiently concentrated at the desired focal
326 location, with sidelobe components significantly suppressed. Specifically,
327 we demonstrate high-quality sidelobe-free focusing at different positions,
328 such as $(-2.5\lambda, 3\lambda)$ and $(1.5\lambda, 4\lambda)$, where the average peak sidelobe ratio
329 (PSLR) is reduced by approximately 81.0% and 74.6%, respectively. This
330 work provides a versatile and reconfigurable approach for controllable
331 acoustic sidelobe suppression and facilitates precise acoustic focusing in
332 applications such as ultrasonic therapy and nondestructive testing.



333

334 Keywords: Acoustic focusing, Space-time-coding metasurfaces, Sidelobe
 335 suppression, Acoustic wave manipulation

336 *Project supported by the National Natural Science Foundation of China
 337 (Grant Nos. 12574483, 12174190)

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

339 The first author. E-mail: 502023220073@smail.nju.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿