

基于粒子群算法的超振荡超分辨聚焦声场设计*

李鑫鹏 曹睿杰 李铭 郭各朴 李禹志 马青玉†

(南京师范大学计算机与电子信息学院, 南京 210023)

(2022 年 5 月 7 日收到; 2022 年 6 月 10 日收到修改稿)

针对传统声束的衍射极限问题, 如何构建具有更高分辨率的聚焦声场, 是实现超分辨声成像和声操控领域的重大挑战之一. 本文在考虑成像分辨率同时兼顾声场可控制性, 提出了一种基于粒子群优化算法的多频超振荡超分辨聚焦声场设计方法. 基于常规换能器声场的衍射效应, 利用半波带法设计中心频率菲涅耳透镜, 并以中心频率为基准在换能器带宽范围内设置多频信号来构建超振荡声场, 进一步通过粒子群算法对多频声束的振幅和相位进行优化, 在远场构建了焦域半径能够小于中心频率半波长的超振荡声场, 还发现其尺寸小于最高频率声场的所形成焦域半径, 进一步证明其焦域半径随着中心频率和超振荡频率数的增大而减小. 研究结果为可控超分辨声聚焦提供了一种简便易行的方法.

关键词: 超分辨声聚焦, 超振荡, 粒子群算法, 菲涅耳透镜**PACS:** 43.80.Ev, 43.35.Yb**DOI:** 10.7498/aps.71.20220898

1 引言

超声成像^[1,2]是重要的医学成像方法之一, 相较于 X 射线计算机断层成像 (X-ray computed tomography, X-CT)^[3]、磁共振成像 (magnetic resonance imaging, MRI)^[4] 以及核医学成像^[5], 超声成像具有安全性高、实时性强、成本低、无创等优点, 在临床诊疗中被广泛应用. 但超声成像长期受限于衍射极限, 空间分辨力较低^[6], 因此突破衍射极限, 实现具有更小焦斑的声聚焦是声学成像领域的重大挑战之一^[6–8]. 目前突破声学衍射极限的方法主要包括负折射率声学超材料聚焦技术^[9–12]、微泡对比增强技术^[6,13]与超透镜技术^[14–17]等. 声学超材料是一种人工设计的结构材料, 具有超越自然界材料行为的特性, 如负折射率、反常多普勒效应和平面聚焦等, 在声学领域关注的重点是如何实现负质量密度、负弹性模量以及负折射聚焦^[9]等. 2000 年,

Liu 等^[10]首次提出利用局域共振型的结构单元构建声学超材料, 这一思想为声学超材料的研究开辟了新的途径. Zhu 等^[11]利用周期性排列的孔洞结构产生的法布里-珀罗共振耦合可以将声倏逝波放大, 虽然实现了近场超分辨成像, 但工作频率带宽较窄. Deng 等^[12]利用两种浸入液体基质中的单和双负折射率声学超材料实现了超分辨成像, 尽管负折射率声学超材料能够在很宽的频率范围发挥作用, 但由于单元尺寸和结构耗散, 分辨率仍然受到限制. Kim 等^[6]使用微泡造影剂来增强超声成像技术中血管的对比度, 有效地抑制了周围组织的散射信号, 并通过微泡的中心定位实现了超出声学衍射极限的高空间分辨率. 然而, 单个微泡的中心定位需要大量的成像帧, 特别是当微泡聚集时, 扫描时间较长, 这对于生理条件下的体内扫描并不理想. Errico 等^[13]结合超快超声成像和微泡示踪技术, 实现了分辨率达到十几微米的超分辨率脑血流成像, 突破了传统超声成像衍射极限, 使超声血流

* 国家自然科学基金 (批准号: 11934009, 11974187, 12174198) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: maqingyu@njnu.edu.cn

成像的分辨率提高了 1 个数量级, 然而该技术在实际应用时仍需要解决耗时过长和超声波束过宽的问题.

近年来, 通过共振腔和相位补偿机制来设计超透镜, 实现超分辨声聚焦已成为声学成像的重要研究领域^[14]. 为突破传统声波的衍射极限, Dong 等^[15]将一系列相同尺寸的共振腔组合构建声学超透镜, 将近场信息转化到远场, 并结合多重信号分类算法 (multiple signal classification, MUSIC) 实现了远场超分辨成像. 基于波束叠加原理的超振荡^[16]在光学也受到广泛关注, 可在远场获得超分辨聚焦光斑, 在生物医学成像中具有重大的应用潜力. Shen 等^[17]从声波动方程出发, 通过求解目标轴线上的非线性方程组, 设计出了厚度小于 $1/5$ 波长的平面声学透镜, 构造了具有时间周期特性的超振荡函数, 实现了远场超分辨声聚焦. 然而由于仅仅考虑轴线上的声压分布, 设计的超分辨区域和实际的焦点区域存在一定的偏差.

球面声透镜可以在高频下工作, 并已成功应用于固体材料检测^[18]和可视化中, 但其在物体内部的固定焦点位置难以自由调整. 相控换能器阵列可以通过改变阵元的相位来控制其焦点, 但对高频大阵列阵元的精确相控相对困难^[19]. 声学菲涅耳透镜 (Fresnel zone plane, FZP)^[20]不仅可以调控高频超声, 还能够通过改变激发信号的频率来调节焦点深度, 可以实现物体内部的焦点扫描. Zhao 等^[21]利用二进制粒子群算法 (binary particle swarm optimization, BPSO) 优化有源菲涅耳波带片, 实现了大焦深和多焦点的远场声聚焦, 虽然其分辨率受到一定限制, 但通过调整透镜尺寸可以实现声聚焦的自由调控.

总之, 基于声学超材料的超分辨成像受限于工作频率带宽和结构耗散, 而基于微泡的增强技术仍然存在耗时过长和声束过宽的问题, 超透镜成像技术需要在分辨率和聚焦自由度之间取舍. 本文基于多频超振荡声束的声场声压叠加, 提出了一种基于粒子群算法的超振荡超分辨聚焦声场设计方法. 首先基于超声衍射原理, 利用半波带法设计中心频率菲涅耳透镜, 然后在考虑传统平面活塞换能器带宽的前提下, 以中心频率为基准设置多频信号, 并通过粒子群算法优化多频超振荡声束的振幅和相位, 在远场形成焦域半径 (主瓣半径) 小于中心频率半波长的超分辨焦域, 其尺寸甚至小于最高频率声场

所形成的焦域半径, 并进一步证明焦域半径随着超振荡中心频率和频率数的增大而减小. 本方法通过在换能器带宽范围内设置的多频声束进行振幅和相位优化来调控超振荡焦域的位置和大小, 具有结构简单和可控性强的优势, 为聚焦声场的超分辨成像和操控及其在无损检测中的应用提供了一种简便易行的方法.

2 原理与方法

超分辨聚焦的原理如图 1 所示, 所设计的菲涅耳声透镜为一个 $N + 1$ 环 (灰色) 不透声材料与 N 环透声材料 (白色) 组合, 其白色透声区域为中空结构, 第 n 环透声介质的内外径分别为 R_{2n-1} 和 R_{2n} . 当在透镜底部放置一个传统的平面活塞换能器, 其发射频率 f_m 和振幅 A_0 的声波, 第 n 环透声区域内任一位置的极坐标为 $(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta, 0)$, 其面元为 $dS = \rho d\rho d\theta$, 则该面元在声场中任意一观测点 $Q(x, y, z)$ 所产生的声压为

$$dp_n(x, y, z) = A_0 \frac{jk\rho_0 c_0}{2\pi h} e^{-jk_m h} \rho d\rho d\theta, \quad (1)$$

其中 $k_m = 2\pi f_m/c$ 为声波在声速为 c 介质中的波数, $\omega_m = 2\pi f_m$ 为声波角频率,

$$h = \sqrt{(x - \rho \cos \theta)^2 + (y - \rho \sin \theta)^2 + z^2}$$

为面元到观测点 Q 的距离.

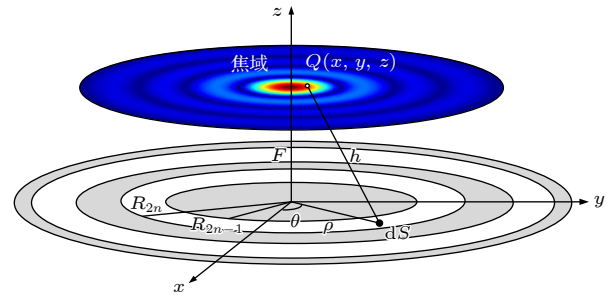


图 1 基于菲涅耳声透镜的声场聚焦示意图

Fig. 1. Sketch map of the acoustic focusing based on the acoustic lens of Fresnel zone plane.

在频率 f_m 声波的激励下, 第 n 环内所有面元在 Q 点产生的声压为

$$p_{mn}(x, y, z) = A_0 \frac{jk\rho_0 c_0}{2\pi} \int_{R_{2n-1}}^{R_{2n}} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk_m h}}{h} \rho d\rho d\theta. \quad (2)$$

因此, N 个透声环在观测点 Q 的总声压为

$$p_m(x, y, z) = A_0 \frac{jk\rho_0 c_0}{2\pi} \sum_{n=1}^N \int_{R_{2n-1}}^{R_{2n}} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk_m h}}{h} \rho d\rho d\theta. \quad (3)$$

为了构建聚焦声场,使相邻的第 n 和 $n+1$ 环距离焦点 $(0, 0, F)$ 的声程差为 $n\lambda/2$ (其中 λ 为声波波长), 则第 n 环的声程为 $F + n\lambda/2$ 时引入了 π 相移, 使得相邻圆环的声波得以同相干涉, 则透声环的半径 R_n 满足

$$F^2 + R_n^2 = (F + n\lambda/2)^2. \quad (4)$$

超振荡^[22]利用空间频率较低声束的声场叠加, 在聚焦区域形成快速振荡声场, 其振荡频率可以远大于入射声波的最高频率, 能够形成半径小于中心频率衍射极限的焦域, 超振荡声场的声压可以通过声压求和来计算:

$$P(x, y, z) = \sum_{m=1}^M A_m e^{j\varphi_m} p_m(x, y, z), \quad (5)$$

其中超振荡声场的声压 P 是 M 个不同频率声波声压的线性相加, A_m 和 φ_m 分别为第 m 个频率信号的幅度和相位. 基于多频声束超振荡的超分辨聚焦声场的径向声压分布示意图如图 2 所示, 如红色箭头指示, 将焦平面中心到第一个极小值的距离定义为焦域半径^[17], 即主瓣半径. 基于换能器的带宽, 合理设计频率 f_m 声束的复振幅 A_m 和相位 φ_m , 可以使声场轴线附近空间形成局部高频振荡, 复合声场的焦域半径可以小于中心频率的衍射极限, 甚至小于最高频率声场的焦域半径; 同时, 超振荡声场并不局限于近场区域, 理论上利用合理的透镜设计

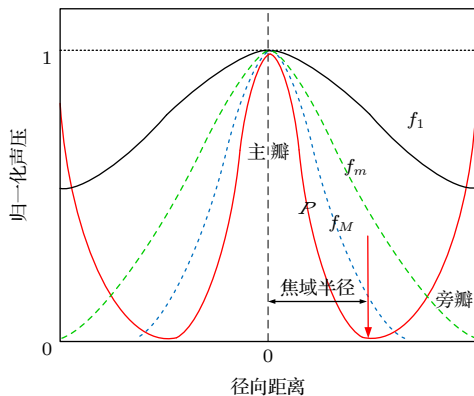


图 2 基于多频超振荡的超分辨声场焦域的径向声压分布示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the radial pressure distributions in the focal plane for the super-resolution acoustic focusing based on the multi-frequency super-oscillation.

可以在远场实现超分辨声场的构建^[23]. 另外, 这种基于超振荡的复合声场构建方法还可以应用到普通的聚焦声场, 通过调控激励声束的频率、振幅和相位在焦域附近实现超分辨聚焦.

基于超振荡原理, 利用半波带法设计菲涅耳透镜可以实现聚焦声场. 通过多频声束的声压叠加, 并利用粒子群算法进行多频声束振幅和相位的优化, 可以实现远场超振荡, 获得焦域半径小于最高频率声场焦域半径的超分辨聚焦声场. 粒子群优化算法是一种生物启发式进化算法^[24,25], 采用迭代寻优方式寻找最优解, 其质量用适应度函数值^[26]来评价. 由 (5) 式可知, A_m 和 φ_m 的改变会使声场发生显著变化, 因此, 利用粒子群算法可以将超振荡超分辨焦域的构建问题转化成对 A_m 和 φ_m 的优化问题.

如图 1 所示, 平面活塞换能器和菲涅耳透镜所形成的复合声场具有轴对称性, 可在 xoz 平面内设置一个以 (x_0, z_0) 为中心, 以 l 为边长的方形焦域, 通过径向 (x 方向) 声压分布来分析声场的聚焦特性. 利用粒子群算法进行声场优化, 其流程如图 3 所示, 在聚焦范围确定后, 以复合声场的焦域半径 r 作为适应度, 即

$$\text{Fitness} = r. \quad (6)$$

在每一次迭代过程中, 产生若干个 A_m 和 φ_m 集合, 通过适应度来评价每一个 A_m 和 φ_m 集合的优劣.

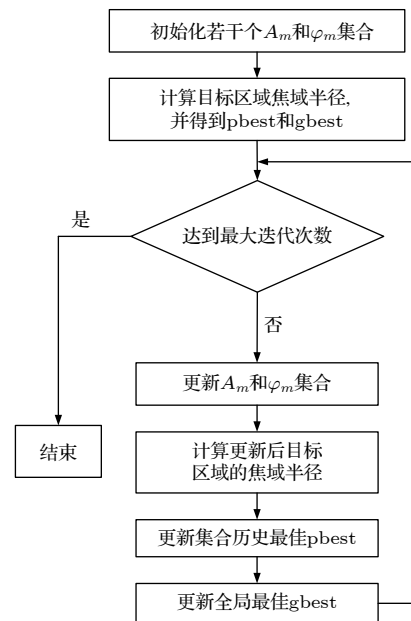


图 3 粒子群算法流程图

Fig. 3. Flow chart of the Particle Swarm Optimization algorithm.

在第 k 次迭代过程中, 跟踪 $(\text{pbest}_i^k, \text{gbest}^k)$ 的“极值”来更新第 i 个 A_{mi} 和 φ_{mi} 集合, 其中 pbest_i^k 为截止第 k 次迭代过程中适应度最佳的 A_{mi} 和 φ_{mi} 集合, 称为集合自身历史最优; gbest^k 为截止第 k 次迭代过程中适应度最佳的 A_m 和 φ_m 集合, 称为全局历史最优. 在找到这两个最优值后, A_{mi} 和 φ_{mi} 的第 $k+1$ 次迭代值可以通过公式^[24–26]来更新, 具体如下:

$$\begin{aligned} v_{Ai}^{k+1} &= \mu \cdot v_{Ai}^k + c_1 \cdot \text{rand}(0, 1) \cdot (\text{pbest}_i^k - A_{mi}^k) \\ &\quad + c_2 \cdot \text{rand}(0, 1) \cdot (\text{gbest}^k - A_{mi}^k), \\ A_{mi}^{k+1} &= v_{Ai}^{k+1} + A_{mi}^k, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} v_{\varphi i}^{k+1} &= \mu \cdot v_{\varphi i}^k + c_1 \cdot \text{rand}(0, 1) \cdot (\text{pbest}_i^k - \varphi_{mi}^k) \\ &\quad + c_2 \cdot \text{rand}(0, 1) \cdot (\text{gbest}^k - \varphi_{mi}^k), \\ \varphi_{mi}^{k+1} &= v_{\varphi i}^{k+1} + \varphi_{mi}^k, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 v_{Ai} 和 $v_{\varphi i}$ 分别为 A_{mi} 和 φ_{mi} 的迭代变化量; μ 为非负权重, 越大则全局寻优能力越强, 越小则局部寻优能力越强; c_1 为粒子的个体学习因子; c_2 为粒子的社会学习因子; $\text{rand}(0, 1)$ 为 $(0, 1)$ 之间的随机浮点数. 利用粒子朝当前最优解的方向不断迭代, 可以寻找全局最优解.

3 声场模拟和结果

基于平面活塞换能器和菲涅耳透镜以及声传播的对称性, 利用 MATLAB 对 xoz 平面内的声场进行模拟. 仿真中, 换能器的半径和中心频率分别设置为 50 mm 和 1.0 MHz. 菲涅耳透镜贴附在换能器表面, 其中空结构 (R_{2n-1} 和 R_{2n}) 填充可透声介质, 其余部分设置为理想的不透声材料. 将换能器和菲涅耳透镜完全放置于水中, 水的密度和声速分别设为 $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$ 和 $c_0 = 1500 \text{ m/s}$. 考虑到实际换能器的工作带宽限制 (以宽带换能器相对带宽 80% 为例), 以 0.1 MHz 为步进从 0.6 到 1.4 MHz 设置 9 个频率参数, 通过调整换能器表面振幅和相位以及菲涅耳透镜尺寸来计算超振荡聚焦声场的声压分布.

根据 (4) 式, 以中心频率 1.0 MHz (波长 $\lambda = 1.5 \text{ mm}$) 来设计具有不同焦距的菲涅耳透镜尺寸, 进一步模拟平面活塞换能器的辐射声场经过透镜后所形成的聚焦声场, 得到如图 4 所示的归一化焦域半径 r/λ 和透镜焦距 F 的关系曲线, 二者近似线

性的分布为远场的超分辨聚焦带来困难. 另外, 即使在 $F = 20 \text{ mm}$ 时, 所构建声场的焦域半径约为 0.56λ , 也不能突破半波长衍射极限, 说明单纯的菲涅耳透镜不能实现超分辨聚焦.

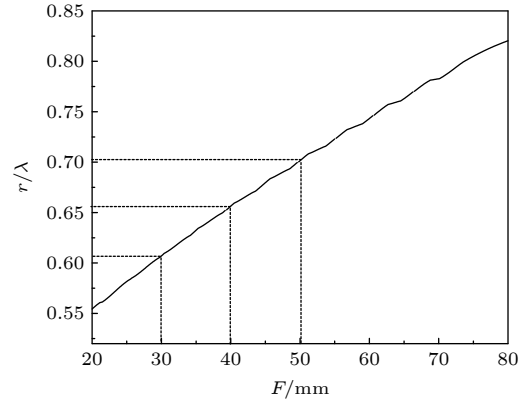


图 4 中心频率 1.0 MHz 的菲涅耳透镜所形成聚焦声场的归一化焦域半径 (r/λ) 和焦距 (F) 的关系

Fig. 4. Relationship between the normalized focal radius (r/λ) and the focal length (F) for the Fresnel lens at the center frequency of 1.0 MHz.

根据焦域半径和透镜焦距的关系曲线, 分别选取 $F = 50, 40$ 和 30 mm 来设计菲涅耳透镜, 设定透声环数 $N = 18$, 计算得到最大透声环的外径分别为 48.47, 53.75 和 58.56 mm, 进一步将利用粒子群算法对多频声束的幅度和相位进行优化. 图 5、图 6 和图 7 分别显示了 9 个频率声束分别经过 3 种焦距的声透镜后所形成聚焦声场的轴向声压分布, 可见声场焦距随声束频率的提高而增大, 而其焦域半径减小, 同时中心频率声束所产生焦域的轴向长度最小. 为了在远场形成超振荡超分辨聚焦, 设定 $F = 50 \text{ mm}$ 声透镜的聚焦中心在 $(0, 50) \text{ mm}$, 用粒子群算法对 A_m 和 φ_m 进行优化, 根据 (5) 式求解每次迭代的超振荡声场分布, 通过 (7) 式和 (8) 式更新获得新的 A_m 和 φ_m 集合, 得到优化超振荡声场的轴向声压剖面如图 8(a1) 所示, 其最小的焦域半径 $r = 0.49\lambda$, 小于中心频率半波长. 相应的迭代过程如图 8(b1) 所示, 可见迭代计算收敛迅速, 当迭代次数达到 12 次时, 获得如表 1 所列的稳定优化结果. 为了进一步比较优化效果, 分别计算了不同频率聚焦声场和超振荡声场的焦域半径以及实际焦距, 其结果如表 2 所列, 可见聚焦声场的焦域半径随着信号频率的升高而减小, 而所形成超振荡声场的焦域半径比最高频率 (1.4 MHz) 声场的焦域半径 (0.65λ) 减小了约 0.16λ .

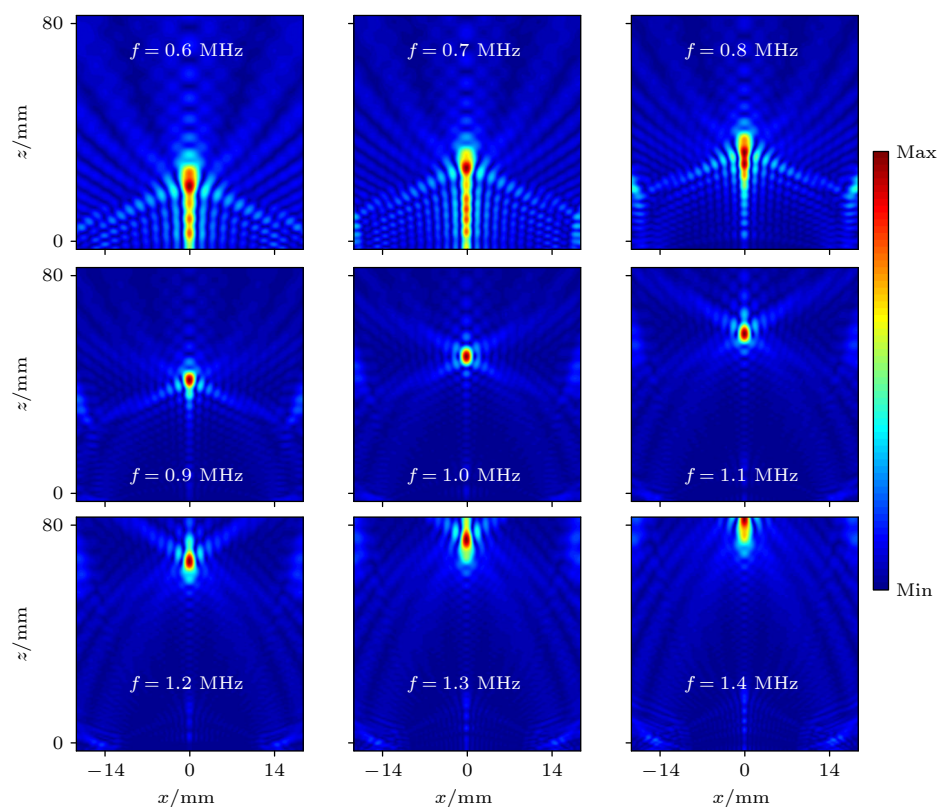


图 5 频率 0.6—1.4 MHz 多频声束经过 $F = 50$ mm 的非涅耳透镜形成聚焦声场的轴向声压剖面分布
Fig. 5. Axial pressure profiles focused by the Fresnel lens ($F = 50$ mm) for acoustic beams at the frequencies of 0.6–1.4 MHz.

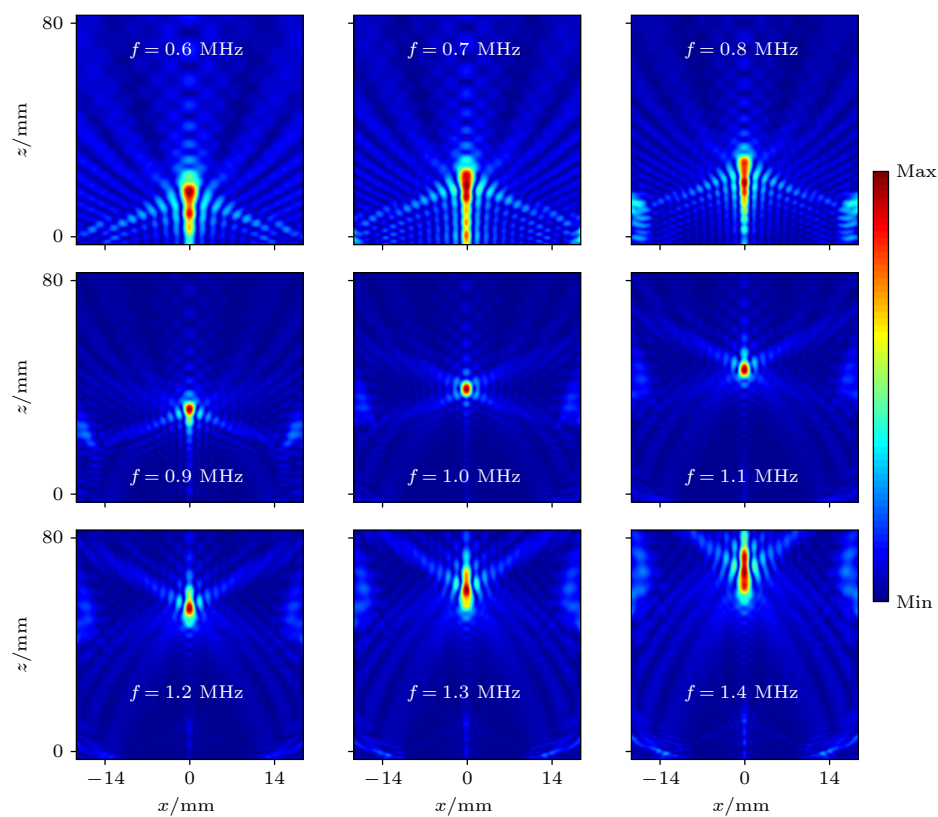


图 6 频率 0.6—1.4 MHz 多频声束经过 $F = 40$ mm 的非涅耳透镜所形成聚焦声场的轴向声压剖面分布
Fig. 6. Axial pressure profiles focused by the Fresnel lens ($F = 40$ mm) for acoustic beams at the frequencies of 0.6–1.4 MHz.

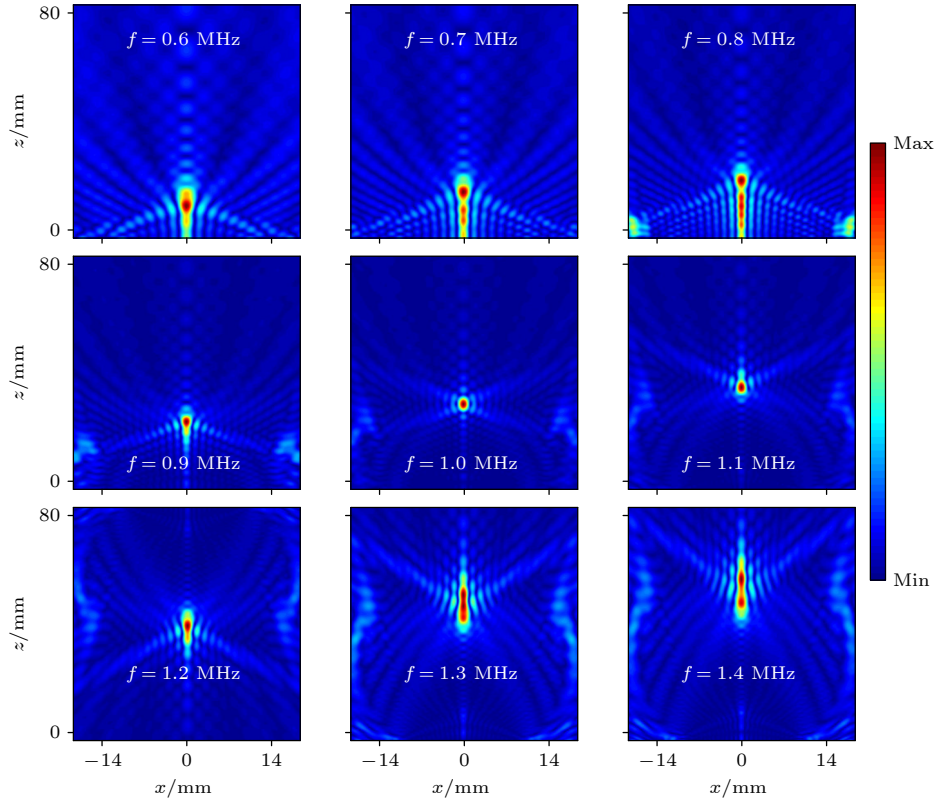


图 7 频率 0.6—1.4 MHz 多频声束经过 $F = 30$ mm 的非涅耳透镜所形成聚焦声场的轴向声压剖面分布
Fig. 7. Axial pressure profiles focused by the Fresnel lens ($F = 30$ mm) for acoustic beams at the frequencies of 0.6–1.4 MHz.

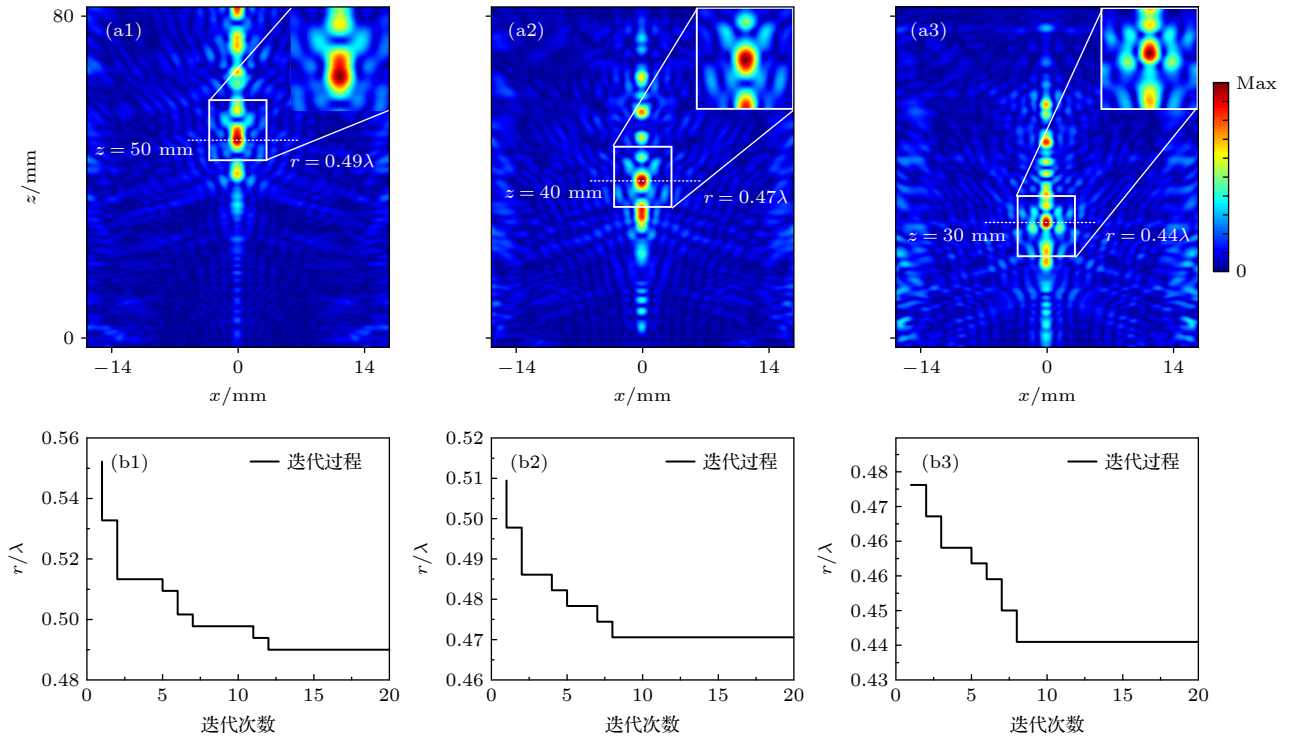


图 8 (a1)—(a3) 多频声束经过 $F = 50, 40, 30$ mm 的三种菲涅耳透镜所构建超振荡聚焦声场的轴向剖面声压分布 (b1)—(b3) 相应的粒子群算法的迭代优化过程

Fig. 8. (a1)–(a3) Axial pressure profiles of super-oscillation super-resolution acoustic fields; (b1)–(b3) the corresponding iteration processes of the PSO for three kinds of Fresnel lenses with $F = 50, 40$ and 30 mm.

表 1 粒子群算法优化后所得的参数

Table 1. Parameters optimized by the PSO algorithm.

频率	菲涅耳透镜的焦距		
f/MHz	50 mm	40 mm	30 mm
0.6	$2.68\text{e}^{-\text{j}0.958}$	$2.86\text{e}^{\text{j}0.834}$	$9.38\text{e}^{\text{j}0.396}$
0.7	$2.48\text{e}^{-\text{j}2.122}$	$1.25\text{e}^{-\text{j}1.45}$	$9.13\text{e}^{\text{j}0.706}$
0.8	$5.26\text{e}^{-\text{j}2.646}$	$1.93\text{e}^{\text{j}1.470}$	$4.91\text{e}^{\text{j}0.274}$
0.9	$6.34\text{e}^{\text{j}1.448}$	$3.54\text{e}^{\text{j}0.020}$	$7.49\text{e}^{\text{j}1.366}$
1.0	$5.25\text{e}^{-\text{j}2.652}$	$3.27\text{e}^{-\text{j}0.685}$	$8.52\text{e}^{-\text{j}0.465}$
1.1	$1.95\text{e}^{-\text{j}0.082}$	$2.10\text{e}^{-\text{j}1.221}$	$5.89\text{e}^{\text{j}0.879}$
1.2	$4.11\text{e}^{\text{j}0.725}$	$1.59\text{e}^{-\text{j}1.905}$	$0.57\text{e}^{\text{j}0.493}$
1.3	$4.82\text{e}^{\text{j}2.031}$	$2.43\text{e}^{\text{j}1.160}$	$4.16\text{e}^{\text{j}0.684}$
1.4	$5.34\text{e}^{-\text{j}2.808}$	$1.67\text{e}^{\text{j}1.022}$	$6.56\text{e}^{-\text{j}0.299}$

表 2 不同频率声束和超振荡声场的焦域半径和实际焦距

Table 2. Focal radii and focal lengths for the focused beams at different frequencies and the super-oscillation field.

频率	菲涅耳透镜焦距					
f/MHz	50 mm		40 mm		30 mm	
	r/λ	F/mm	r/λ	F/mm	r/λ	F/mm
0.6	0.91	22.6	0.87	19.5	0.82	12.2
0.7	0.82	28.7	0.79	21.4	0.75	16.9
0.8	0.73	33.9	0.56	22.5	0.69	20.8
0.9	0.72	41.3	0.67	33.2	0.58	24.1
1.0	0.71	50.0	0.65	40.0	0.58	30.0
1.1	0.68	56.9	0.63	46.8	0.56	35.8
1.2	0.67	65.2	0.63	53.3	0.55	41.3
1.3	0.65	72.6	0.60	59.6	0.51	50.5
1.4	0.65	78.9	0.58	65.9	0.50	55.9
超振荡	0.49	49.5	0.47	40.0	0.44	30.0

同理, 分别计算了 $F = 40 \text{ mm}$ 和 $F = 30 \text{ mm}$ 时, 聚焦中心分别为 $(0, 40)$ 和 $(0, 30)$ 超振荡声场

的声压分布, 结果如图 8(a2) 和图 8(a3) 所示. 可见, 超振荡声场的焦域半径分别为 0.47λ 和 0.44λ , 均突破了中心频率的衍射极限, 同时也小于最高频率声场的焦域半径. 相应的迭代过程如图 8(b2) 和图 8(b3) 所示, 第 9 次迭代后出现最优值并趋于稳定, 相应的优化 A_m 和 φ_m 如表 1 所示, 不同频率声束经过这两种透镜后所形成的聚焦声场及超振荡声场的焦域半径和实际焦距如表 2 所列, 发现超振荡声场的焦域半径比最高频率声场的焦域半径分别减少了 0.11λ 和 0.06λ .

模拟结果表明, 通过粒子群算法优化得到超振荡声场的最小焦域半径随着焦距的减小而减小, 同时其相对于最高频率声场的焦域半径减少, 其减小速度逐渐降低, 表明其优化效果随着焦距的减小而降低. 此外, 由于激励信号频率的变化, 菲涅耳透镜会产生焦距的前后移动, 因此多频声束所形成超振荡声场可能会在不同距离上产生多个附加焦点, 其位置、大小以及声压取决于优化后多频声束的振幅和相位.

为了进一步探究多频声束的频率范围对所形成聚焦声场的影响, 改变多频声束的中心频率和频率数量, 利用 $F = 50 \text{ mm}$ 和 $f = 1.0 \text{ MHz}$ 的菲涅耳透镜模拟所形成的聚焦声场, 计算得到如图 9(a) 和图 9(b) 所示的超振荡声场的最小焦域半径和多频声束频率数以及中心频率的关系. 首先, 保持中心频率 1.0 MHz , 分别设置 1, 3, 5, 7, 9 个频率来计算超振荡声场的最小焦域半径, 如图 9(a) 所示结果证明超振荡声场的最小焦域半径随着多频声束数量的增大而减小, 其优化效果增强. 然后, 分别在 $0.6\text{--}1.0$, $0.7\text{--}1.1$, $0.8\text{--}1.2$, $0.9\text{--}1.3$ 和 $1.0\text{--}1.4 \text{ MHz}$ 频率范围内设置 5 个频率, 得到如图 9(b) 所示的关系曲线, 结果表明超振荡声场的最小焦域

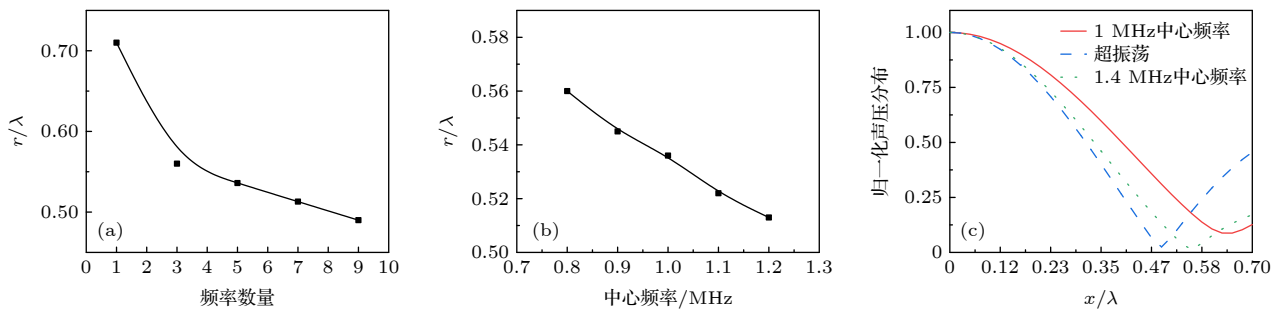


图 9 超振荡声场的焦域半径与 (a) 多频声束频率数和 (b) 中心频率的关系, 以及 (c) 三种聚焦声场焦平面内的径向声压分布

Fig. 9. Distributions of the focal radius of the super-oscillation acoustic field with respect to (a) the number of multiple frequencies and (b) the center frequency, and (c) the radial pressure distributions in the focal plane for three acoustic fields.

半径随着中心频率的升高而减小, 其优化效果得到有效提高. 最后, 单独设计了 $F = 50$ mm 和 $f = 1.4$ MHz 的非涅耳透镜, 并计算得到如图 9(c) 所示的 1.4 MHz 单频声束焦域的径向声压分布 (绿色), 同时计算最高频率 1.4 MHz 单频声束和多频声束经中心频率 1.0 MHz 非涅耳透镜后的聚焦声场, 得到如图 9(c) 所示的中心频率 (1 MHz, 红色)、最高频率 (1.4 MHz, 绿色) 和超振荡 (蓝色) 三种声场焦域的径向声压分布, 可见超振荡声场的焦域半径明显小于另外两种, 并且突破了中心频率 1.0 MHz 声束的衍射极限.

4 讨 论

本研究通过粒子群算法结合非涅耳透镜和超振荡现象, 在远场形成了焦域半径小于中心频率半波长的超分辨聚焦, 可以在保证相对较高声压的基础上, 有效地提高聚焦的可控性和成像的准确性, 在精准声场构建和调控等领域具有显著的超分辨优势, 在超声成像以及无损检测领域有着广泛的应用前景 [27,28]. 但其实际优化结果仍然存在次焦点和旁瓣强度随焦域半径减小而增大等问题, 因此, 如何减小次焦点的影响, 优化声场的能量分布, 具有进一步的研究价值. 同时, 所采用的粒子群算法虽然具有良好的收敛性质, 其需要调整的参数较少, 易于实现和应用, 但由于参数的选择会对优化结果产生较大的影响, 易于陷入局部最优解, 因此需要进一步优化参数和改进算法, 以获得更好的结果. 另外, 数值计算精度对实际的优化也存在一定影响, 本研究中采用的声场计算精度为 0.025 mm, 可以取得较好的优化效果, 进一步提高计算精度将

获得更加准确的结果.

众所周知, 菲涅耳透镜是按照中心频率和焦距来设计, 其他频率声束通过该透镜会产生焦域移动. 以焦距 $F = 50$ mm 和中心频率 $f = 1.0$ MHz 的非涅耳透镜为例, 当 9 个激励信号的频率范围较大 (80%) 时, 其轴向距离变化范围为 ± 27.95 mm, 而当频率范围较小 (20%) 时, 其轴向距离变化范围为 ± 7.8 mm, 因此, 通过对激励信号的频率范围进行优化, 可以在较长的焦域长度范围 (8—12 mm) 内形成超分辨聚焦声场, 其结果如图 10 所示, 可见超振荡超分辨聚焦声场的最小焦域半径都可达到 0.49λ , 同时焦域的轴向长度随着激励信号频率范围的增大而减小, 证明在确定换能器中心频率和多频信号数的前提下, 增大换能器的相对带宽可以减小焦域的轴向大小, 提高轴向聚焦精度. 在前人的报道中提出了一种通过改变单频激励的同环圆透镜尺寸来实现长聚焦的方法 [21], 其焦域长度范围虽然可以达到 20 mm, 然而焦域半径远不能突破衍射极限. 因此, 本文所提出的多频超振荡优化方法可以在较长范围内形成超分辨焦域, 其焦域的轴向分布更均匀, 为固定焦距范围内的大焦深超分辨焦域的构建提供了新方法.

进一步改变透镜焦距, 计算得到如表 3 所列的焦平面内最小焦域半径和焦距的关系, 可见当 $F > 50$ mm 时, 在焦距目标区域内无法通过同样数量的多频声束构建突破衍射极限的超分辨声聚焦. 随着焦距的增大, 不同频率声束的焦域半径相应增大, 因此当焦距超过一定范围时, 即使经过振幅和相位的优化仍然无法形成超分辨聚焦. 为了保持目标区域不变, 可以进一步提高多频声束的数量, 从而获得更小的焦域半径. 另外, 当 $F < 20$ mm 时,

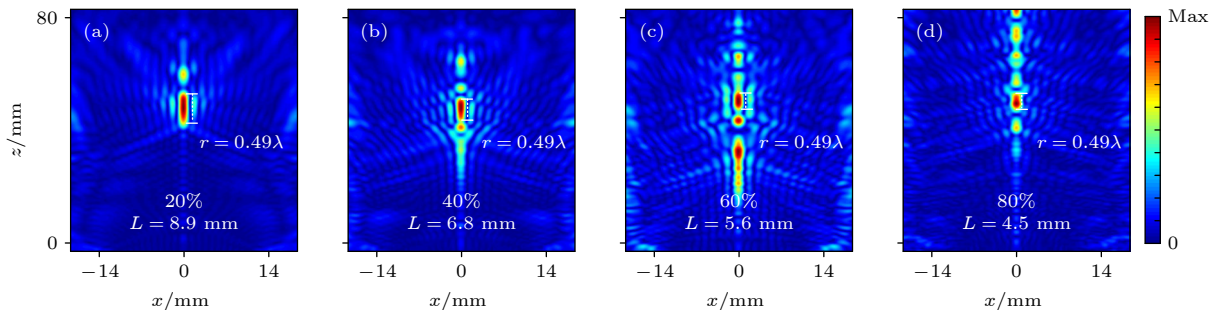


图 10 中心频率 1.0 MHz, 相对带宽分别为 (a) 20%, (b) 40%, (c) 60% 和 (d) 80% 的多频声束经 $F = 50$ mm 的非涅耳透镜所构建超振荡声场的轴向声压分布

Fig. 10. Axial pressure profiles of super-oscillation acoustic fields formed by the Fresnel lens with $F = 50$ mm for multi-frequency beams with the relative bandwidths of (a) 20%, (b) 40%, (c) 60%, and (d) 80% at the center frequency of 1.0 MHz.

虽然可以获得更小的焦域半径, 但过小的焦距可能会给实际应用带来限制. 因此, 可以在保持透镜尺寸和多频声束数量的基础上, 通过提高声束的中心频率来解决透镜焦距和焦域半径的矛盾, 从而获得更有实际应用价值的超分辨聚焦声场.

表 3 多频声束经不同焦距的非涅耳透镜后所形成的声场的焦域半径

Table 3. Focal radii for Fresnel lenses with different focal lengths.

非涅耳透镜焦距 F/mm	焦平面内的最小焦域半径 r/λ
20	0.40
30	0.44
40	0.47
50	0.49
60	0.51
70	0.54

此外, 本文选用中心频率 1.0 MHz, 相对带宽 80% 的平面活塞换能器进行研究, 可以在远场产生较好的超振荡超分辨聚焦效果. 然而在实际应用中, 换能器的中心频率、带宽、表面一致性和均匀性, 以及工作效率等因素都会对声场产生实验误差, 因此需要进行相应的参数修正来获得更加准确的优化效果, 促进超分辨聚焦声场的实际应用.

5 结 论

本研究针对远场超分辨聚焦声场的构建问题, 提出了一种基于多频声束叠加和粒子群算法优化的超振荡超分辨聚焦声场设计方法. 基于超声衍射, 利用半波带法设计了中心频率 1.0 MHz 的非涅耳透镜, 以实际换能器的中心频率和工作带宽激发多频声束, 通过粒子群算法对不同频率声束进行振幅和相位优化, 在远场构建了超振荡超分辨聚焦声场, 其焦平面内的焦域半径小于最高频率声场的焦域半径, 并突破了中心频率半波长衍射极限, 还发现其大小随着中心频率和超振荡频率数的增大而减小. 研究结果有效提高了超分辨聚焦声场的可控性和分辨率, 为其在超声成像和声操控以及无损检测中的应用提供了新思路.

参考文献

- [1] Gettle L M, Revzin M V 2020 *Radiol. Clin. North. Am.* **58** 653
- [2] Chen Q Y, Song H J, Yu J, Kim K 2021 *Sensors (Basel)*. **21** 2417
- [3] Liu Y L, L Liu J H, Ai K, Yuan Q H, Lu L H 2014 *Contrast Media Mol. Imaging* **9** 26
- [4] Tzourio-Mazoyer N, Landeau B, Papathanassiou D, Crivello F, Etard O, Delcroix N, Mazoyer B, Joliot M 2002 *Neuroimage*. **15** 273
- [5] Boellaard R, O'Doherty M J, Chiti A 2010 *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging* **37** 181
- [6] Kim K, Chen Q Y, Yu J 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **145** 1703
- [7] Lin F L, Tsuruta J K, Rojas J D, Dayton P A 2017 *Ultrasound Med. Biol.* **43** 2488
- [8] Soulioti D E, Espindola D, Dayton P A, Pinton G F 2020 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **67** 25
- [9] Ding C L, Dong Y B, Zhao X P 2018 *Acta. Phys. Sin.* **67** 194301 (in Chinese) [丁昌林, 董仪宝, 赵晓鹏 2018 物理学报 **67** 194301]
- [10] Liu Z, Zhang X, Mao Y, Zhu Y Y, Yang Z, Chan C T, Sheng P 2000 *Science* **289** 1734
- [11] Zhu J, Christensen J, Jung J, Martin-Moreno L, Yin X, Fok L, Zhang X, Garcia-Vidal F J 2011 *Nat. Phys.* **7** 52
- [12] Deng K, Ding Y Q, He Z J, Zhao H P, Shi J, Liu Z Y 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 124909
- [13] Errico C, Pierre J, Pezet S, Desailly Y, Lenkei Z, Couture O, Tanter M 2015 *Nature* **527** 499
- [14] Yuan B G, Liu J Y, Liu C, Cheng Y, Liu X J 2021 *Appl. Acoust.* **178** 107993
- [15] Dong Y K, Wang P F, Yu G K 2018 *Tech. Acoust.* **37** 146 (in Chinese) [董永康, 王培峰, 郁高坤 2018 声学技术 **37** 146]
- [16] Berry M V, Popescu S 2006 *J. Phys. A: Math. Gen.* **39** 6965
- [17] Shen Y X, Peng Y G, Cai F Y, Huang K, Zhao D G, Qiu C W, Zheng H R, Zhu X F 2019 *Nat. Commun.* **10** 3411
- [18] Hashimoto H, Tanaka S, Sato K 1991 *TRANSDUCERS '91 International Conference on Solid-State Sensors and Actuators* San Francisco CA, USA, June 24–27, 1991 p853
- [19] Ellens N P K, Lucht B B C, Gunaseelan S T, Hudson J M, Hynynen K H 2015 *Phys. Med. Biol.* **60** 2195
- [20] Yamada K, Shimizu H 1985 *IEEE 1985 Ultrasonics Symposium* San Francisco, USA, Oct 16–18, 1985 p745
- [21] Zhao J J, Ye H P, Huang K, Chen Z N, Li B, Qiu C W 2014 *Sci. Rep.* **4** 6257
- [22] Huang F M, Chen Y F, de Abajo F J G, Zheludev N I 2007 *J. Opt. A: Pure. Appl. Opt.* **9** S285
- [23] Dennis M R, Hamilton A C, Courtial J 2008 *Opt. Lett.* **33** 2976
- [24] Venkatesh S S, Mishra D 2021 *Int. J. Intell. Syst.* **30** 142
- [25] Sabat S L, Ali L, Udgata S K 2011 *Appl. Soft. Comput.* **11** 574
- [26] Xu G, Liu B B, Song J, Xiao S J, Wu A J 2019 *Nat. Comput.* **18** 313
- [27] Li C X, Wang J J, Ma Z H, Li B, Kang K, Wei L, Zhang W 2020 *World J. Surg. Oncol.* **18** 103
- [28] Zhang J B, Li N, Dong F H, Liang S Y, Wang D, An J, Long Y F, Wang Y X, Luo Y K, Zhang J 2020 *J. Ultrasound Med.* **39** 1507

Super-resolution acoustic focusing based on the particle swarm optimization of super-oscillation^{*}

Li Xin-Peng Cao Rui-Jie Li Ming Guo Ge-Pu
Li Yu-Zhi Ma Qing-Yu[†]

(*School of Computer and Electronic Information, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China*)

(Received 7 May 2022; revised manuscript received 10 June 2022)

Abstract

The spatial resolution of conventional waves is restricted by the diffraction limit of half wavelength. Hence, how to construct super-resolution acoustic beams with a smaller focal radius is one of the major challenges in recent studies. In the present paper, the super-resolution acoustic focusing method is proposed based on the superposition of multi-frequency super-oscillation beams and the Particle Swarm Optimization (PSO), which can improve the spatial resolution concurrently with good controllability. Based on the diffraction effect of traditional ultrasound fields, the acoustic lens of Fresnel zone plane (FZP) at the center frequency is designed by the half-wave zone method. Multiple acoustic beams at several preset frequencies within the transducer bandwidth are sent out to build the super-oscillation focal area by the pressure superposition. The radius of the super-resolution focal spot constructed by the PSO algorithm with optimized amplitudes and phases is less than the half wavelength at the center frequency, which is even smaller than the focal radius at the highest frequency. Furthermore, the focal radius is also proved to decrease with the increase of the number of multiple frequencies and the center frequency. The favorable results demonstrate the feasibility of super-resolution acoustic focusing based on the PSO of super-oscillation, and provide an applicable strategy for the high-resolution acoustic imaging and manipulation.

Keywords: super-resolution acoustic focusing, super-oscillation, particle swarm optimization, Fresnel zone plane

PACS: 43.80.Ev, 43.35.Yb

DOI: 10.7498/aps.71.20220898

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11934009, 11974187, 12174198).

[†] Corresponding author. E-mail: maqingyu@njnu.edu.cn



基于粒子群算法的超振荡超分辨聚焦声场设计

李鑫鹏 曹睿杰 李铭 郭各朴 李禹志 马青玉

Super-resolution acoustic focusing based on the particle swarm optimization of super-oscillation

Li Xin-Peng Cao Rui-Jie Li Ming Guo Ge-Pu Li Yu-Zhi Ma Qing-Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 204304 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220898

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220898>

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

基于宽带立体超透镜的远场超分辨率成像

Far-field super-resolution imaging based on wideband stereo-metalens

物理学报. 2018, 67(9): 094101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172608>

基于一体化微球物镜的超分辨成像系统

Super-resolution imaging system based on integrated microsphere objective lens

物理学报. 2020, 69(13): 134201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191994>

激光照明条件对超振荡平面透镜聚焦性能的影响

Effect of laser illumination conditions on focusing performance of super-oscillatory lens

物理学报. 2020, 69(18): 184215 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200577>

基于石墨烯的太赫兹漫反射表面快速设计方法

A method of rapidly designing graphene-based terahertz diffusion surface

物理学报. 2021, 70(3): 034102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201034>

基于分形谐振器的远场超分辨率扫描成像

Far-field super-resolution scanning imaging based on fractal resonator

物理学报. 2019, 68(24): 244102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190620>

受激辐射损耗超分辨显微成像系统研究的新进展

New advances in the research of stimulated emission depletion super-resolution microscopy

物理学报. 2020, 69(10): 108702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200168>