doi:10.3969/j.issn.1001-4616.2025.04.001

基于斜入射聚焦声场干涉的粒子悬浮操控研究

严文伟,冯庭桢,陈　伟,马青玉

(南京师范大学计算机与电子信息学院/人工智能学院,江苏 南京 210023)

[**摘要**]　作为近年来新兴的粒子操控技术,声镊以其无标记性、无接触性、无损性、安全性高和操控材料广泛等诸多优点,在医学、生物学、材料学等学科领域表现出强大的应用潜力. 目前主流的声镊技术中,行波声镊的声辐射力普遍较小,轴向粒子操控能力较差,且需要复杂的电路和算法,代价较大;驻波声镊的粒子操控只能在成套声学器件中间区域实现,应用场景和机动性有限. 针对上述问题,本研究提出了基于斜入射聚焦声场干涉的三维粒子悬浮操控方法,构建斜入射聚焦边位错干涉声场,在实现水中粒子的稳定悬浮和三维操控的同时,使操控区域不再局限于换能器对或换能器阵列中心区域,且驱动系统相对简单,为水中粒子的悬浮及三维操控提供了新的架构. 研究表明,模态为 m 的聚焦边位错声场经斜入射干涉后能够在焦平面内形成 $2m$ 个沿椭圆轨迹等间隔排列分布的低声压势阱,当换能器偏转角为 45°,换能器表面振速为 0.03 m/s 时,可为半径 150 μm 的聚苯乙烯粒子提供峰值为 18 μN 的轴向辐射力和峰值为 0.3 μN 的径向辐射力,实现粒子悬浮捕获. 与此同时,声辐射力与模态、偏转角均呈负相关关系,且干涉声场中的声阱分布与边位错模态、初始相位差、换能器偏转角和初始相位的反相方位等参数密切相关,通过偏转角和初始相位可直接调控捕获粒子的排布致密度和轴向捕获位置,进而实现声阱的三维调控. 最后,搭建斜入射聚焦干涉声场的实验平台,进行了声场测量与粒子操控实验. 声场测量结果与数值仿真结果具有良好的一致性,对聚苯乙烯粒子的稳定操控和捕获实验证明了该干涉声场对粒子的悬浮和实时操控能力.

[**关键词**]　斜入射聚焦声场干涉,聚焦换能器阵列,聚焦边位错声束,粒子悬浮与操控
[**中图分类号**]O426　[**文献标志码**]A　[**文章编号**]1001-4616(2025)04-0001-13

Research on Particle Suspension Manipulation Based on Obliquely Incident Focused Acoustic Field Interference

Yan Wenwei, Feng Tingzhen, Chen Wei, Ma Qingyu

(School of Computer and Electronic Information & School of Artificial Intelligence, Nanjing Normal University, Nanjing 210023, China)

Abstract: As a newly emerging particle manipulation technology in recent years, acoustic tweezers show strong application potential in medicine, biology, materials science and other disciplines due to its many advantages such as non-labeling, non-contact, non-destructive, high safety and a wide range of manipulative materials. At present, among the mainstream acoustic tweezers, the acoustic radiation force of traveling wave acoustic tweezers is generally small, the axial particle control ability is poor, and complex circuits and algorithms are required, and the cost is high. The particle control of standing wave acoustic tweezers can only be realized in the middle area of the complete set of acoustic devices, and the application scenarios and maneuverability are limited. Therefore, this study proposes a three-dimensional particle suspension control method based on oblique incidence focused acoustic field interference, constructs oblique incidence focused edge phase dislocation interference acoustic field, and generates sufficient acoustic radiation force. While stable suspension and three-dimensional control of particles in water can be realized, the control area is no longer limited to the transducer pair or the center area of the transducer array, and the drive system is relatively simple. It provides a new framework for the suspension and three-dimensional control of particles in water. The research shows that $2m$ low sound pressure potential wells can be formed in the focal plane by oblique incidence interference of the focused edge dislocation with mode m. When the deflection angle of the transducer is 45° and the surface vibration velocity of the transducer is 0.03 m/s, It can provide a

收稿日期:2024-04-12.
基金项目:国家自然科学基金项目(11974187)、江苏省自然科学基金项目(BE2022814).
通讯作者:马青玉,博士,教授,研究方向:声学,电子技术和生物超声医学. E-mail:maqingyu@njnu.edu.cn

peak axial radiation force of 18 μN and a peak radial radiation force of 0.3 μN for polystyrene particles with a radius of 150 μm to achieve particle suspension capture. At the same time, the acoustic radiation force is negatively correlated with the mode and deflection Angle, and the acoustic well distribution in the interference sound field is closely related to the side dislocation mode, the initial phase difference, the deflection angle of the transducer and the inverse orientation of the initial phase, etc., through the deflection angle and the initial phase, the arrangement density of the captured particles and the axial capture position can be directly regulated, so as to realize the three-dimensional control of the acoustic well. Finally, the experimental platform of oblique incidence focusing interferometric sound field is built, and the experiment of sound field measurement and particle manipulation is carried out. The acoustic field measurement results are in good agreement with the numerical simulation results. The stable control and capture experiments of polystyrene particles demonstrate the suspension and real-time control ability of the interferometer acoustic field.

Key words: obliquely incident focused acoustic field interference, focused sector transducer array, focused edge phase dislocation field, particle suspension and manipulation

随着光镊及其在生物系统中的应用获得诺贝尔物理学奖,非接触操控的科学研究及应用逐渐成为研究热点. 声镊是一种创新的非接触式操控微小物体的重要技术[1]. 在生物医学领域,相比较光场、电场和磁场操控技术,声镊具备辐射力大、热损伤小、穿透性强、可在非透明介质中应用和无需对生物样本标记等优势[2-4],更适合在活体中进行应用,在靶向给药、细胞治疗、无创手术等方面具有广阔的前景. 目前,主流的声镊主要分为行波声镊和驻波声镊两种.

行波声镊是利用单边换能器或阵列形成波束来操控粒子,Anhäuser 等[4]用 8 扇 1.5 MHz 的凹球形聚焦换能器阵列在水中产生了聚焦涡旋以实现水面上的小圆盘的稳定捕获和旋转. Li 等[5-6]利用单侧环形分布的奇偶声源分别产生两束同频的共轴涡旋声束,形成了复合涡旋声场,为离轴多涡旋声场的形成和相位调控及其在多区域粒子捕获中的应用提供了理论依据. Marzo 等[7]通过调控 64 阵元阵列中每个阵元激发的信号来改变声阱位置,实现对空气中膨胀的聚苯乙烯粒子的三维动态操控. 虽然能够实现灵活的操控,但 Marzo 指出,该工作中物体所受到的轴向声辐射力比径向辐射力弱 30 倍,这大大限制了粒子操控能力. Baresch 等[8]也证明了聚焦超声涡旋的轴向声辐射力要远小于径向声辐射力. 因此轴向捕获能力不够. 2022 年,深圳先进院 Yang 等[9-10]通过类似的方式,搭建 256 个阵元的阵列,利用反向迭代算法和全息声学元素构架方法在空间上生成了多点聚焦声场,并通过时间上对发射脉冲顺序的灵活控制,实现对声场三维移动的精准调控,从而实现水中多个粒子的三维操控. 虽然能够通过有源信号调控实现物体的实时操控,但上述行波声镊普遍存在轴向声辐射力较小的问题,因此大部分研究只局限二维操控. 若要实现基于行波的三维操控,则有赖于复杂的多路相控电路系统、时间反演算法和大功率的超声换能器驱动设备,代价较大.

驻波声镊是利用声波在对称的谐振腔中反复叠加形成驻波声场,物体悬浮在声压节点附近. 最初的研究是基于单轴声换能器发生声波和反射面反射产生驻波声场,实现粒子悬浮[11]. Jiang 等[12]、Hong 等[13]和 Xie 等[14]基于该理论设计了多种利用驻波声场的操控装置,分别实现了在空气中对固体颗粒、液滴以及昆虫(活体生物)的悬浮. Courtney 等[15]通过调节正对放置换能器两端信号的相对相位,成功实现了直径 5 μm 的聚苯乙烯小球的稳定悬浮,并在一维平面内移动 140 μm. Park 等[16]利用两个凹球面换能器产生两个行波形成驻波,实现了对聚苯乙烯小球的稳定悬浮和跳跃运输,运输距离在 10 mm 以内. 同时,设置了非轴对称超声悬浮装置,对交叉声束形成的声场声压分布进行了有限元模拟,实现聚苯乙烯小球的正弦型传输. 2024 年,Contreras 等[17]在此基础上通过将不同扇区赋予大小为 π 的相位延迟,在空气中实现了多位置不同半径大小的粒子悬浮实验. 驻波声镊粒子操控区域必须局限在成对的换能器中心,虽然 Park 的工作也对倾斜 15°的换能器进行有限元仿真和实验,但没有对不同偏转角度进行系统讨论,没有深入研究和系统总结声阱位置和声辐射力大小受偏转角等参数变化的影响.

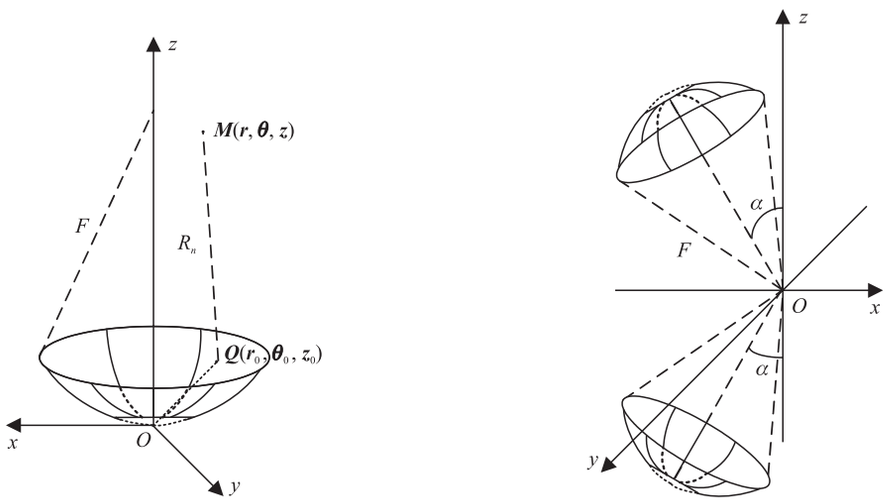
由此可见,行波声镊存在轴向声辐射力较小的缺陷,驻波声镊在声辐射力量级上有着明显的优势,但其粒子操控仅局限于成对的换能器或换能器阵列的中间区域,受空间限制较大,应用场景和机动性十分有限. 为此,需要构建一种声源结构简单,声阱位置和数量可控,粒子操控区域不局限于成对换能器或换能器阵列的中间区域的三维粒子操控技术.

1 原理与方法

基于凹球面中空扇形换能器的声场构建示意图如图 1(a)所示,将几何焦距为 F,开口半径为 a,中空半径为 b 的 N 扇区凹球面聚焦换能器的顶点放置在坐标原点处. 若将凹球面扇形换能器表面微元点 Q 的坐标表示为(r_0,θ_0,z_0),三维空间内任意观测点 M 的坐标表示为(r,θ,z),点源 Q 到观测点 M 的距离为 R_n,则凹球面扇形换能器产生的聚焦声束在 M 点的声压可表示为:

$$P(r,\theta,z)=\frac{jk\rho_0c_0}{2\pi}A_0\sum_1^N\int_b^a\int_{\varphi_n}^{\varphi_n+\Delta\varphi}r\frac{e^{j(\omega t-\phi_n-kR_n)}}{R_n}\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta, \tag{1}$$

其中,A_0 为换能器表面振速幅,ω 为角频率,ρ_0 为传播媒质的密度,c_0 为声波在媒质中的传播速度,$k=\omega/c_0$ 为传播介质中的波数. $\Delta\varphi=2\pi/N$ 为换能器阵列中各扇区的中心角,$\varphi_n=2\pi(n-1)/N$ 为第 n 个扇区所在方位角,ϕ_n 为第 n 扇区所发射声束的初始相位.



(a) 单个凹球面中空扇形换能器的声场构建示意图　　(b) 基于双凹球面中空扇形换能器的斜入射声场构建示意图

图 1　声场构建示意图

Fig. 1　Schematic diagram of acoustic field construction

将两凹球面换能器先分别绕 y 轴顺时针旋转 α 和 $\pi-\alpha$ 角度,再同时向 x 轴负方向平移 $F\cdot\sin\alpha$,最后分别沿 z 轴正负方向平移 $F\cdot\cos\alpha$,即可得到倾斜共聚焦的凹球面换能器对,如图 1(b)所示. 根据矩阵旋转[18]理论,对于旋转前凹球面扇形换能器上任意一点 $Q(x_0,y_0,z_0)$,其经旋转 α 角度后的新位置坐标 $Q'(x_\alpha,y_\alpha,z_\alpha)$ 可表示为:

$$(x_\alpha\quad y_\alpha\quad z_\alpha)=(x_0\quad y_0\quad z_0)\begin{pmatrix}\cos\alpha & 0 & -\sin\alpha\\ 0 & 1 & 0\\ \sin\alpha & 0 & \cos\alpha\end{pmatrix}. \tag{2}$$

进一步,沿 x 轴与 z 轴平移后,新坐标 $Q''(x_\alpha,y_\alpha,z_\alpha)$ 可表示为:

$$\begin{aligned}x_\alpha&=x_0\cos\alpha+z_0\sin\alpha-F\sin\alpha\\ y_\alpha&=y_0\\ z_\alpha&=-x_0\sin\alpha+z_0\cos\alpha-F\cos\alpha\end{aligned}, \tag{3}$$

其中 $x_0=r_0\cos\theta_0,y_0=r_0\sin\theta_0,z_0=F-\sqrt{F^2-x_0^2-y_0^2}$.

因此,Q''到观测点 M 的距离可表示为:

$$R_{n\alpha}=\sqrt{(r\cos\theta-x_\alpha)^2+(r\sin\theta-y_\alpha)^2+(z-z_\alpha)^2}. \tag{4}$$

那么,对于图 1(b)中任一凹球面换能器,其产生的聚焦波束可表示为:

$$P_\alpha(r,\theta,z)=\frac{jk\rho_0c_0}{2\pi}A_0\sum_1^N\int_b^a\int_{\varphi_n}^{\varphi_n+\Delta\varphi}r\frac{e^{j(\omega t-\phi_n-kR_{n\alpha})}}{R_{n\alpha}}\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta. \tag{5}$$

由一对凹球面换能器产生的斜入射聚焦干涉声场可表示为:

$$P(r,\theta,z)=P_{\alpha}(r,\theta,z)+P_{\pi-\alpha}(r,\theta,z)=\frac{jk\rho_0c_0}{2\pi}A_0\sum_1^N\int_b^a\int_{\varphi_n}^{\varphi_n+\Delta\varphi}r\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\phi_n-kR_{n\alpha})}}{R_{n\alpha}}\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta+$$
$$\frac{jk\rho_0c_0}{2\pi}A_0\sum_1^N\int_b^a\int_{\varphi_n}^{\varphi_n+\Delta\varphi}r\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\phi_n-kR_{n\pi-\alpha}+\beta)}}{R_{n\pi-\alpha}}\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta,\tag{6}$$

其中 β 代表上下两侧换能器之间的相位差,一般情况下 $\beta=0$.

引入聚焦边位错声束是为了同时捕获多列粒子,从而实现多点粒子悬浮和操控. 边位错是指在与波传播方向相垂直平面上,波的相位沿一条线突变 π,这调相位跳变的分界线称之为位错线[19-21]. 边位错常用两束相反拓扑荷的涡旋共轴叠加产生,其中边位错的模态 m 为两涡旋拓扑荷的绝对值,代表位错线的数量. 边位错声场常用于双阱声镊的构建[22],是粒子捕获的常用声场之一.

将聚焦换能器分成 $2m$ 个扇区并使相邻扇区存在大小为 π 的相位延迟,即可以形成不同模态 m 的聚焦边位错声束. 此种情况下,聚焦边位错斜入射干涉声场可用式(6)表示,将换能器表面平均分成 n 个扇区,令其中第 n 扇的初始相位 ϕ_n 为:

$$\phi_n=\begin{cases}\pi & n\text{ 为奇数}\\ 0 & n\text{ 为偶数}\end{cases},n=1,\cdots,2m.\tag{7}$$

由于粒子是一个直径远小于波长的球体,在理想流体中的戈里科夫势能[23-24]表达式为:

$$U=\pi a_p^3\left(f_0\frac{|p|^2}{3\rho_0c_0^2}-f_1\frac{\rho_0|v|^2}{2}\right),\tag{8}$$

其中 $f_0=1-\dfrac{c_0^2\rho_0}{c_p^2\rho_p}$,$f_1=\dfrac{2(\rho_p-\rho_0)}{2\rho_p+\rho_0}$,$a_p$ 表示球形粒子的半径,ρ_0 和 ρ_p 分别表示介质与粒子材料的密度,c_0 和 c_p 分别表示在介质与在粒子中的声速.

施加在一个球体微粒上的声辐射力可通过对戈里科夫势能求梯度获得[25]:

$$F=-\nabla U=-\pi a^3\left(f_0\frac{\nabla|p|^2}{3\rho_0c_0^2}-f_1\frac{\rho_0\nabla|v|^2}{2}\right).\tag{9}$$

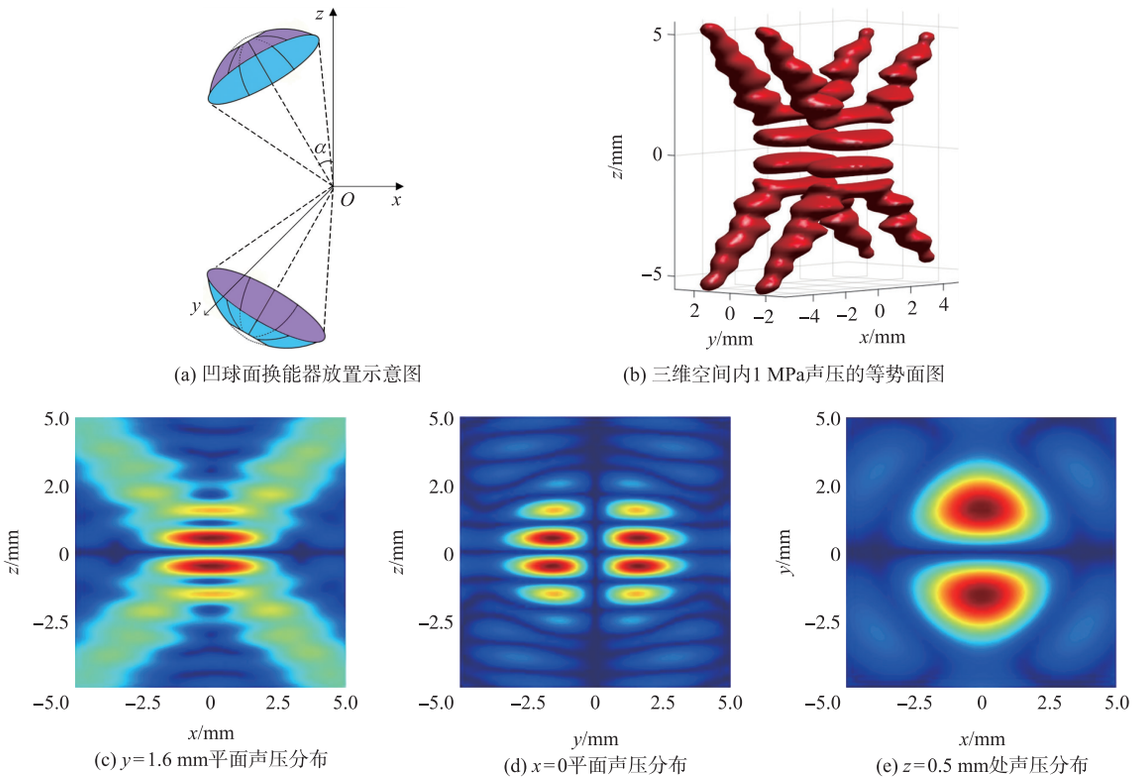
参考戈里科夫势能的概念,可将声场中粒子的运动与声压分布联系起来,认为通过构建位置可控的类似驻波低声压节点的低声压区域可实现对粒子的捕获.

2　数值仿真

数值仿真计算中选用实验参数为:8 扇凹球面扇形换能器阵列的中心频率为 1 MHz,换能器开口半径 $a=50$ mm,中空半径 $b=5$ mm,几何焦距 $F=130$ mm,换能器表面振速 $u_a=30$ mm/s,共焦点位置设置在原点. 选用水作为传输介质,其声速 $c=1\ 459$ m/s,密度 $\rho=1\ 000$ kg/m^3. 偏转角 α 设置为 45°,初始相位差 β 设置为 π,模态 m 设置为 1,初始相位差 β 设置为 π.

图 2(a)显示的是换能器的相位配置,蓝色和粉色分别代表相位为 0 和 π. 图 2(b)展示了共聚焦区域内声压 1 MPa 的等势面,可以看出左下和左上分别发射出 $m=1$ 的聚焦边位错声束,表现为两束近似平行的聚焦声束,在中心共焦区域形成斜入射干涉声场. 由于 $m=1$ 的声束本身就是沿 $y=0$ mm 剖面对称的两束高声压分布,上下两换能器发出的声场又一致,因此两声束在相交处会产生一对高声压干涉条纹,这些高声压条纹也是沿 y 轴对称的两部分. 图 2(c),(d),(e)绘制不同截面的声压分布,不难发现在 $z=0.5$ mm 处存在两团高声压,中间 $z=0$ 处低声压势阱可以用来粒子捕获. 在三维空间中焦点附近形成两段对称的高声压干涉条纹和驻波声场相似,理论上可以在两高声压条纹中间的低声压处即戈里科夫势能最低处,实现粒子的悬浮和捕获.

为了证明聚焦边位错斜入射干涉声场的粒子捕获能力,我们计算了干涉声场中的轴向和径向声梯度力,计算中选取粒子半径大小为 0.15 mm($\lambda/10$)的聚苯乙烯粒子. 通过式(6)计算得到如图 3(a),(b)所示的 $x=0$ 和 $y=1.6$ mm 处轴向剖面的戈里科夫势能分布,戈里科夫势的谷值点对应声阱的位置,即理论悬浮点,用红圈标出. 白色箭头代表该点处粒子所受声梯度力的大小和方向,可以看到,声梯度力从势能最高处指向势能谷值处. 如图 3(c),(d),(e)所示,绘制了 x,y,z 三个方向的声梯度力曲线,红点代表声场中的声阱. 根据

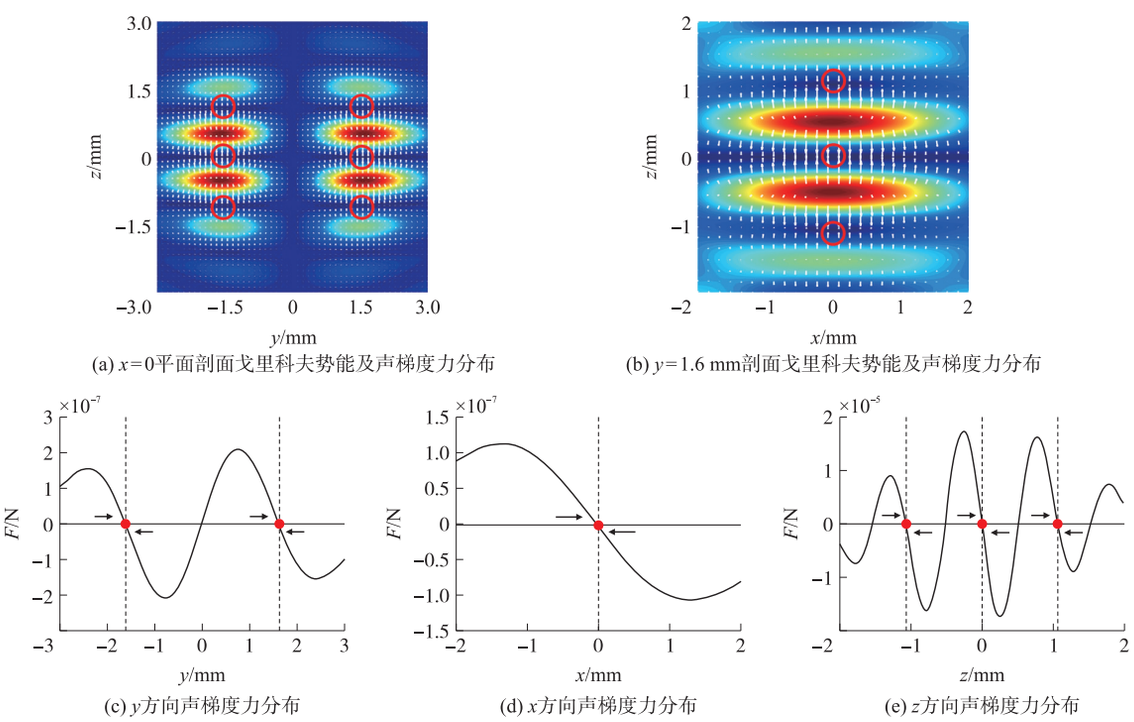


(a) 凹球面换能器放置示意图　(b) 三维空间内1 MPa声压的等势面图

(c) y=1.6 mm平面声压分布　(d) x=0平面声压分布　(e) z=0.5 mm处声压分布

图 2　斜入射聚焦边位错声场

Fig. 2　Oblique incidence focused edge dislocation acoustic field



(a) x=0平面剖面戈里科夫势能及声梯度力分布　(b) y=1.6 mm剖面戈里科夫势能及声梯度力分布

(c) y方向声梯度力分布　(d) x方向声梯度力分布　(e) z方向声梯度力分布

图 3　干涉声场中声梯度力示意图及曲线

Fig. 3　Schematic diagram and curve of acoustic gradient force in interference sound field

箭头可以得到 6 个可以实现粒子悬浮和操控的位置,分别对应 6 个低声压势阱的位置,具体坐标位置为(0,1.6,0),(0,1.6,1.07),(0,1.6,−1.07),(0,−1.6,0),(0,−1.6,1.07),(0,−1.6,−1.07). 仿真范围内,最大轴向声梯度力可达 1.8×10^{-5} N,其对应轴向位置为 $z=\pm0.25$ mm,这个幅度远远大于基于声透镜行波声镊和聚焦涡旋声束(4.1×10^{-10} N)等行波声镊所能产生的轴向声辐射力[26],也远大于粒子本身的重力,因此有能力在轴向上悬浮粒子. 仿真范围内,最大径向声梯度力可达 3×10^{-7} N,也与传统聚焦涡旋的径向声

梯度力(8×10^{-7} N)处于同一量级[27],足以实现径向平面内的粒子捕获.

斜入射聚焦边位错干涉声场可通过边位错模态、初始相位差、换能器偏转角和初始相位的反相方位进行调控,下面将依次分析各参数对斜入射聚焦边位错干涉声场的影响.

通过改变边位错模态 m 的大小,可以使得横截面内声场模态发生变化,从而改变用于捕获粒子的低声势阱的数量. 将偏转角 α 设置为 45°,上下两换能器初始相位差 β 设置为 π,如图 4 所示,当 $m=1$,2 和 4 时,仿真区域内分别产生了 2,4 和 8 个花瓣状高声压分布. 与之对应的,在 1.2 MPa 三维声压等势面分布中,由于两换能器间存在幅度为 π 的初始相位差,$z=0$ 的中心横截面上不存在高声压势阱,为粒子被捕获在高声压条纹之间的低声压势阱提供条件. 但不难发现随之模态增大,高声压分布的等势面大小在变小,进一步,通过对不同模态的干涉声场势阱处的轴向和径向声辐射力的计算发现,模态的增大会导致势阱处轴向和径向的捕获力减小. 同样偏转角为 45°的条件下,模态为 4 的斜入射聚焦边位错干涉声场声阱处轴向声辐射力峰值为 3×10^{-7} N,径向声辐射力峰值为 2×10^{-9} N,相比于模态为 1 的轴向和径向声辐射力峰值降低了两个量级. 由此总结,随着模态 m 变大,花瓣状高声压区域数量随之变多,夹在两高声压之间的低声压势阱的数量也随之增多,但声阱范围随之变小. 与此同时,声辐射力与模态成负相关的关系,模态增大,声梯度力会降低,粒子捕获的能力降低.

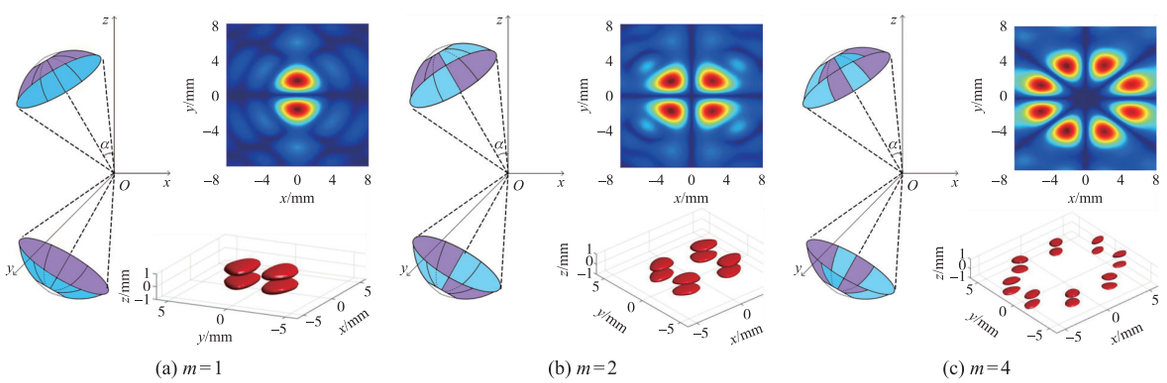


图 4　模拟模态 $m=1$,2 和 4 时换能器示意图,径向声压分布以及 1.2 MPa 三维声压等势面图

Fig. 4　Schematic diagram of the transducer for simulated modes $m=1$, 2, and 4, radial sound pressure distribution, and 1.2 MPa three-dimensional sound pressure equipotential surface diagram

通过两换能器初始相位差也可实现斜入射聚焦边位错干涉声场的调控. 保持模态 $m=1$,偏转角 $\alpha=45°$等其他条件一致,对不同初始相位差 β 条件下,聚焦边位错斜入射干涉声场进行仿真,图 5 绘制初始相位差为 0、$\pi/2$、π 条件下,$y=1.6$ mm 轴向剖面的声压分布,上方黑色虚线代表相位差为 0 时的声阱轴向位置,下方黑色虚线代表相位差为 π 时的声阱轴向位置. 可以发现,随着相位差变大,低声压势阱向下移动,当相位变化量为 π 时,声阱移动约 0.53 mm. 通过对不同相位差的轴向径向声辐射力进行模拟,发现虽然有所波动但基本保持一致,因此,相位差改变对轴向径向声辐射力峰值的影响基本可以忽略. 理论上相位差变化 2π,斜入射声场中声压势阱轴向移动距离约等于 $\dfrac{\lambda}{2\cos\alpha}$,该规律与驻波声场中声压节点随相位的变

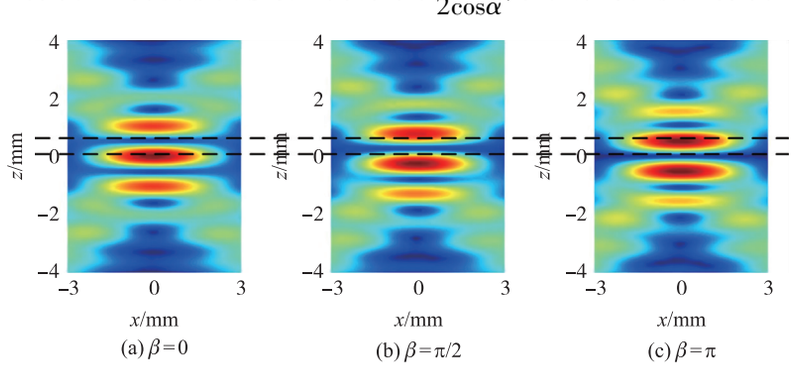


图 5　不同相位差下 $y=1.6$ mm 处轴向声压分布($m=1$,$\alpha=45°$)

Fig. 5　Axial acoustic pressure distribution at $y=1.6$ mm under different phase differences ($m=1$, $\alpha=45°$)

化规律类似. 因此,通过对上下换能器的相位差进行调节,可以实现粒子的轴向移动.

随后,讨论换能器偏转角 α 对聚焦边位错斜入射干涉声场的影响. 同样固定模态 $m=1$,相位差 $\beta=0$ 等参数,对不同偏转角度 α 的干涉声场进行仿真. 偏转角 $\alpha=60°$,45°和 30°条件下 $y=1.6$ mm 轴向剖面处的声压分布分仿真结果如图 6(a)~(c)所示. 在偏转角为 60°时,可以观察到在焦点上下方各有一个低声压势阱,其他低声压势陷阱则不明显;在偏转角为 45°时,可以明显观察到轴向上有四个低声压势阱;偏转角为 30°时则发现会出现更多的低声压势阱. 因此,偏转角的增大,会使得在轴向上可以捕获粒子的势阱数量有所减少.

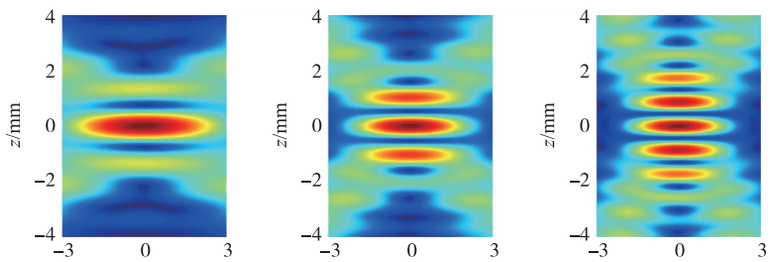


图 6　不同偏转角度下的 $y=1.6$ mm 轴向切面声压分布图

Fig. 6　Acoustic pressure distribution of $y=1.6$ mm axial section at different deflection angles

根据图 7(a)不同偏转角下的轴向声压分布曲线可以看出,随着偏转角的增大,声压峰值之间的距离将随之增大,这意味着声阱之间的轴向间隔会也增大. 此外,中心焦点处声压峰值保持不变,但次级高声压条纹的峰值会降低. 根据图 7(b)所示轴向声梯度力曲线可以发现,偏转角的增大将导致轴向上可用于捕获粒子的低声压势阱的数量减少,且轴向捕获力将有所降低.

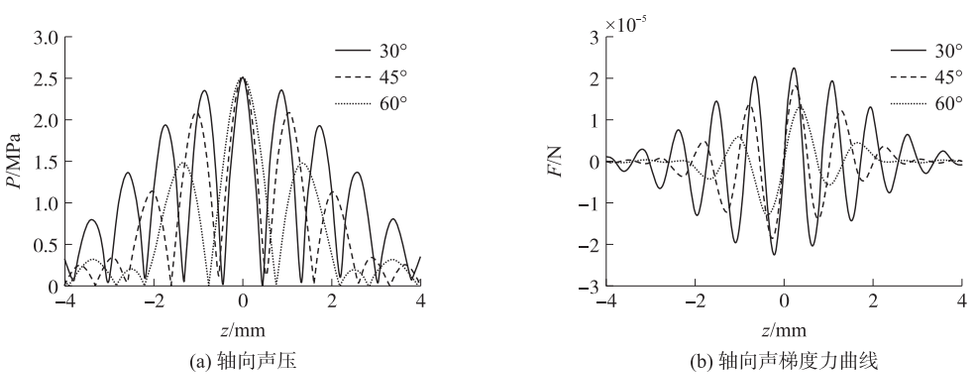


图 7　不同偏转角度下的轴向声压和轴向声梯度力曲线

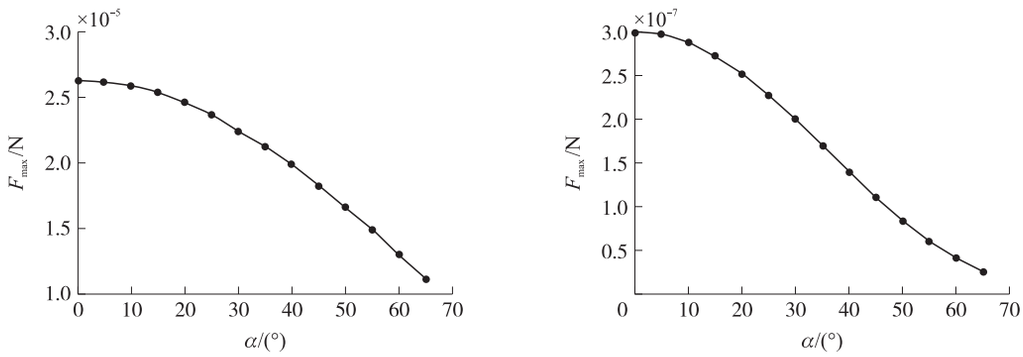
Fig. 7　Axial acoustic pressure and axial acoustic gradient force curve at different deflection angles

基于上述的声场分布,计算得到轴向声辐射力峰值随偏转角 α 的变化关系. 图 8(a)显示小球所受的最大轴向声辐射力随着偏转角 α 的增大而单调减小. 通过模拟计算,当偏转角为 0°时,两换能器正对产生驻波声场,此时轴向最大声辐射力约为 2.6×10^{-5} N,当偏转角为 45°时,轴向最大声辐射力约为 1.8×10^{-5} N,轴向力虽然降低了 30.8%,但轴向辐射力量级上基本一致,对粒子有着较好的操控能力. 图 8(b)显示最大轴向声辐射力随偏转角 α 的增大而单调减小,因此偏转角不宜过大. 实际中由于两换能器本身存在尺寸大小,换能器位置无法重叠,通过计算得出偏转角不能超过 67°.

此外,改变偏转角度还会导致声阱的径向位置发生改变. 设置模态 $m=4$,可以在干涉声场焦平面产生 8 瓣高声压声场,相比于换能器正对产生的驻波声场,斜入射产生的高声压花瓣是椭圆分布,不同偏转角如图 9 所示,分别是 60°,45°和 30°所对应的径向高声压分布,可以发现随着偏转角的增大,椭圆形分布轨迹的短半轴不变,长半轴不断增大,椭圆程度逐渐明显,径向声阱分布更加分散.

因此,偏转角除了与声辐射力呈负相关,改变偏转角还会导致声阱之间轴向和径向的间距增大,从而使得粒子捕获位置更加分散,通过调整偏转角可以调控粒子捕获疏密程度.

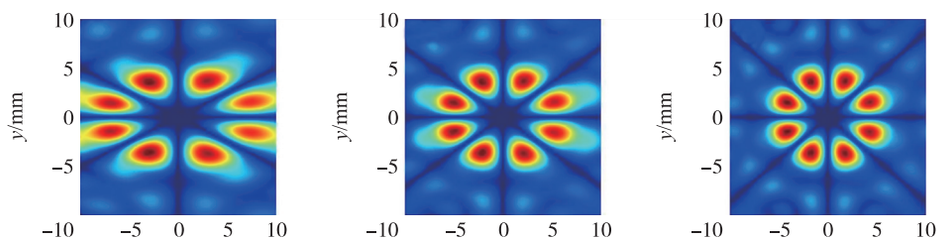
最后,讨论了初始相位的反相方位对聚焦边位错斜入射干涉声场的影响. 如图 10 所示,通过同时改



(a) 轴向声辐射力峰值　　(b) 径向声辐射力峰值

图 8　模拟 $m=1,\beta=0$ 条件下轴向声辐射力峰值和径向声辐射力峰值

Fig. 8　Simulates the peak values of axial acoustic radiation force and radial acoustic radiation force under the conditions of $m=1$ *and* $\beta=0$

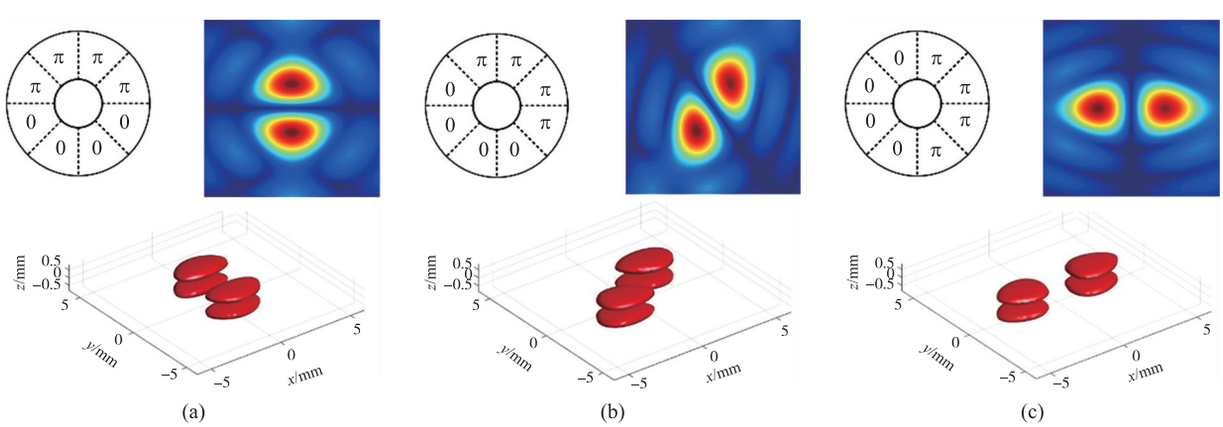


(a) $\alpha=60°$　　(b) $\alpha=45°$　　(c) $\alpha=30°$

图 9　斜入射聚焦边位错干涉声场焦平面上的声压分布图($m=4$,偏转角 $\alpha=60°$,45°和 30°)

Fig. 9　Acoustic pressure distribution on the focal plane of oblique incidence focused edge dislocation interference acoustic field($m=4$, deflection angles $\alpha=60°$, 45°, and 30°)

变上下两扇形换能器扇面激发 0 和 π 相位分界的位置,可以使得 *xoy* 面的声场绕中心原点旋转. 在三维声压图中可以看到,两对高声压角向位置发生改变,运动轨迹符合椭圆轨迹. 因此通过同时调节位错线的角向位置,可以改变声阱的径向位置,从而改变粒子被捕获的径向位置. 由于目前换能器分扇数只有 8 扇,因此移动位置有限,假设当扇面个数无限多时,可以通过实时相位调节,实现粒子的径向椭圆轨迹操控.



(a)　　(b)　　(c)

图 10　不同初始相位的反相方位下的中心截面声压分布和 1.2 MPa 三维等势面图

Fig. 10　Central section acoustic pressure distribution and 1.2 MPa three-dimensional equipotential surface at different initial phases in opposite directions

3　实验结果与分析

为验证所提出的基于斜入射聚焦声场干涉的三维粒子悬浮操控的可行性及理论分析的正确性,设计了如图 11 所示的斜入射聚焦声场干涉的实验系统,开展了声场测量和粒子操控实验研究. 其中 8 扇区中

空凹球面聚焦扇形换能器阵列由重庆海融超声医学工程研究中心有限公司制造,其开口半径 50 mm,中空半径 5 mm,中心频率 1 MHz. 通过计算机编程控制 FPGA 输出 16 路相控方波信号(1 MHz),经过截止频率为 1.5 MHz 的低通滤波后得到了 16 路初相位可控的正弦信号,经带宽电压反馈型放大器(THS4061)进行功率放大,形成了幅值在 0 V 到 32 V 之间可调,相位可控的正弦信号,驱动两个 8 路环形分布的凹球面扇形超声换能器(1 MHz)输出 16 路声波,打造换能器支架将两换能器各倾斜 15°后共焦点,实物图如图 11 所示.

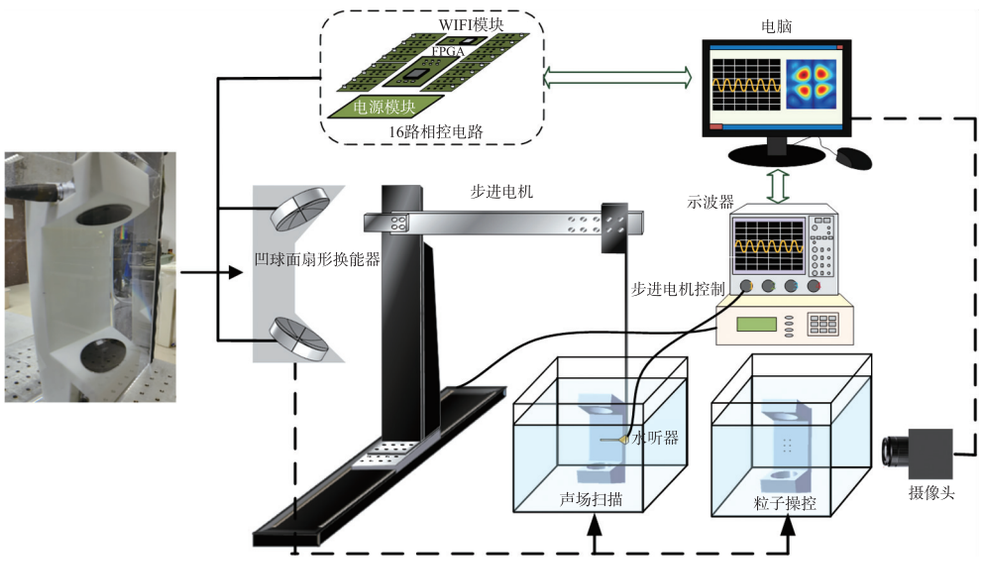


图 11　基于凹球面扇形换能器斜入射干涉声场的扫场系统和粒子操控系统示意图

Fig. 11　Schematic diagram of scanning system and particle manipulation system based on oblique incidence interference acoustic field of concave spherical sector transducer

首先,产生并测量了聚焦边位错斜入射干涉声场,将两换能器偏转角设置为 45°,初始相位差设置为 π,$m=1$,通过三维电机移动水听器到 $y=1.6$ mm 处,在 xoz 面内以 0.2 mm 步进进行二维扫描,得到如图 12(a),(b)所示的声场,可以清晰看出两束偏转角为 15°和 45°的声束,入射声束的中心轴用虚线标出,汇聚到交点处,形成明显的干涉条纹. 随着偏转角从 15°增加到 45°,高声压条纹间距明显增大,和图 2(c)中的仿真结果完全一致,验证了聚焦边位错斜入射干涉声场系统构建和理论的正确性.

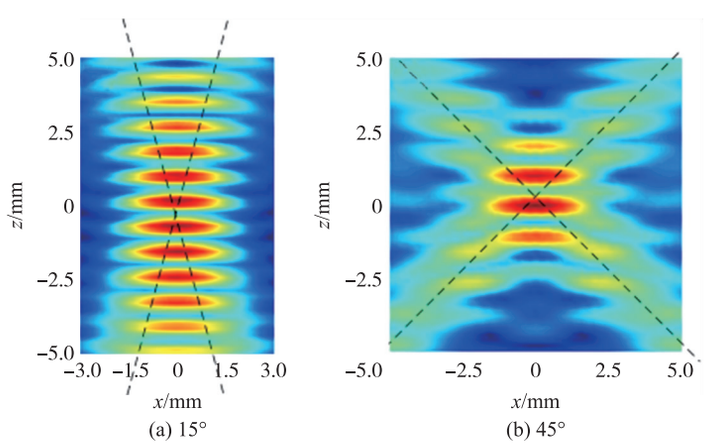
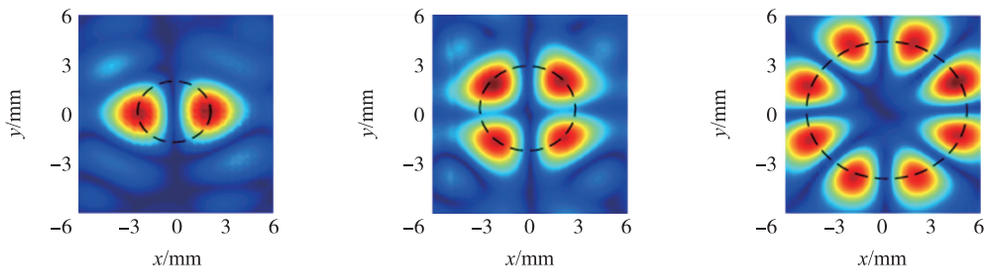


图 12　偏转角 15°和 45°条件下实验的轴向剖面声压分布

Fig. 12　Axial profile acoustic pressure distribution of experiments under deflection angles of 15° and 45°

之后设置偏转角为 15°,初始相位差为 0,利用水听器在 $z=0$ 的横截面内以 0.2 mm 步进进行二维扫描,得到如图 13 所示的模态为 $m=1,2,4$ 的声压分布. 可以看到形成了与仿真一致的 2 瓣,4 瓣和 8 瓣的花瓣状高声压势阱分布,且随着模态 m 的增大,花瓣状高声压分布位置的半径会增大,花瓣个数等于 2 倍的模态数. 由于偏转角的存在,高声压点呈椭圆轨迹分布(用虚线标出),x 方向为长半轴.

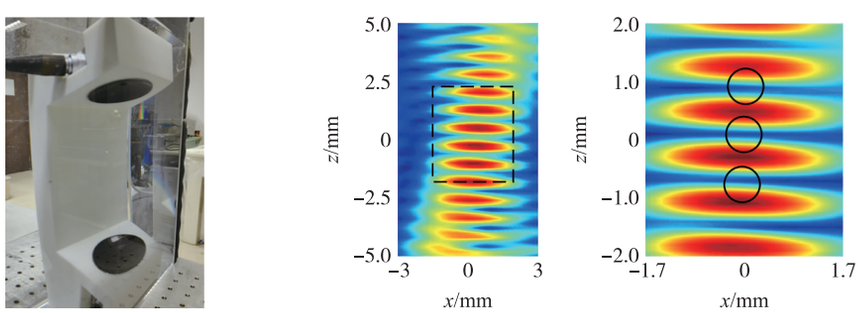
采用半径为 150 μm 聚苯乙烯颗粒作为操控目标,进行了基于斜入射聚焦边位错干涉声场的粒子操控,如图 14(a)所示. 实验中偏转角设置为 15°,换能器输入电压 20 V. 图 14(b)是通过水听器扫场得到的声压分布图,呈现干涉条纹状声压,与仿真结果基本保持一致. 通过换能器中空的小孔滴加聚苯乙烯颗粒溶液,颗粒会在水中慢慢落下,进而被低声压势阱捕获,声阱的位置已用黑色圆圈标出,待颗粒的状态稳定后进行实验记录. 如图 14(c)所示,粒子受到声辐射力的作用集聚成多个较大的粒子团,并稳定捕获在三个红圈的位置. 可以清晰地发现,随着聚苯乙烯微粒的不断加入,三团粒子始终被等间距、略微倾斜的固定悬浮住,与实验测量到声场的声阱位置相对应,证明了斜入射聚焦边位错干涉声场中的势阱可以提供稳定的悬浮和捕获能力.



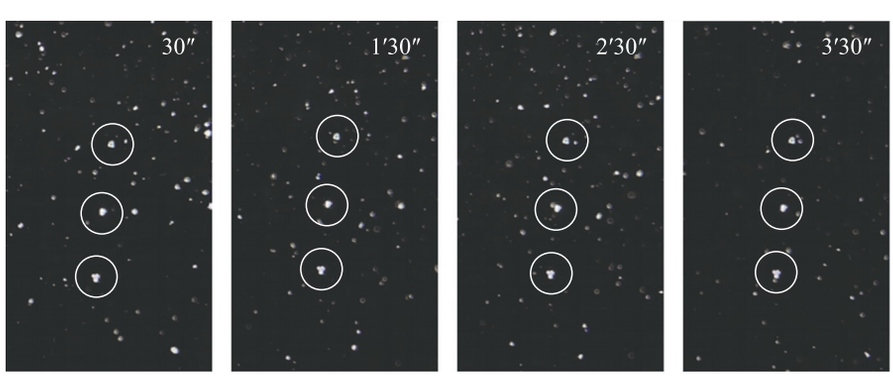
(a) $m=1$　(b) $m=2$　(c) $m=4$

图 13　实验测量模态 $m=1,2$ 和 4 时的干涉声场焦平面上的声压分布

Fig. 13　Experimental measurement of sound pressure distribution on the focal plane of the interference acoustic field for modes $m=1,2$, and 4



(a) 偏转角为15°的实验装置图　(b) 实验测量的斜入射干涉声场的轴向剖面声压分布



(c) 实验中同一区域不同时间粒子集聚状态

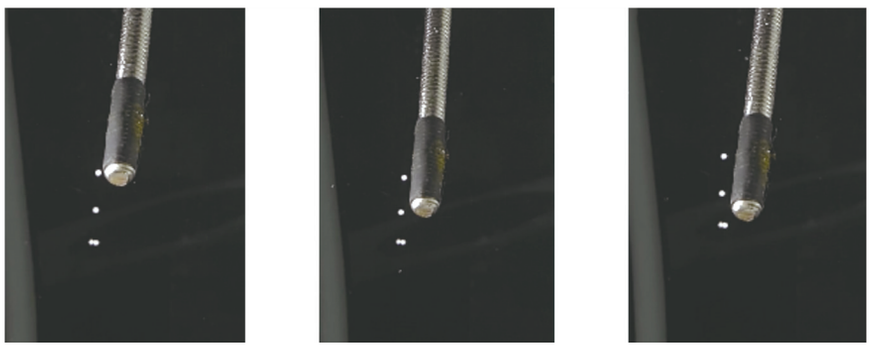
图 14　斜入射干涉声场扫场及粒子悬浮实验

Fig. 14　Scanning and particle suspension experiment of oblique incidence interference acoustic field

经过一段时间的等待,待粒子捕获稳定后,三个粒子等间隔排列在水中,通过将细铁棒伸入水中,通过轻轻拨动被稳定悬浮捕获的粒子,如图 15 所示,发现粒子只出现轻微移动后又马上回到原本的位置,其粒子捕获效果悬浮捕获非常稳定. 证明斜入射干涉声场中的粒子所受的声辐射力非常强,粒子捕获具有较强的稳定性.

进一步改变聚焦边位错干涉声场中的模态,分别进行了 $m=0,1$ 和 2 的实验,可以发现,如图 16(a)所示,模态为 0 即两束纯聚焦声束斜入射干涉,形成一列等间隔排列的粒子,图 16(b)和(c)显示,模态为 1

和 2 的实验中,粒子呈现两列和四列的等间隔粒子排列,与模拟仿真中声阱的分布位置相对应. 当 m 设置为 4 时,应该存在 8 列,但此时粒子捕获实验效果不好,这是因为模态为 8 时干涉声场中的声辐射力相比于其他模态非常小,粒子悬浮捕获能力较差.



(a) (b) (c)

图 15 斜入射干涉声场粒子悬浮稳定性测试

Fig. 15 Particle suspension stability test of oblique incident interference acoustic field

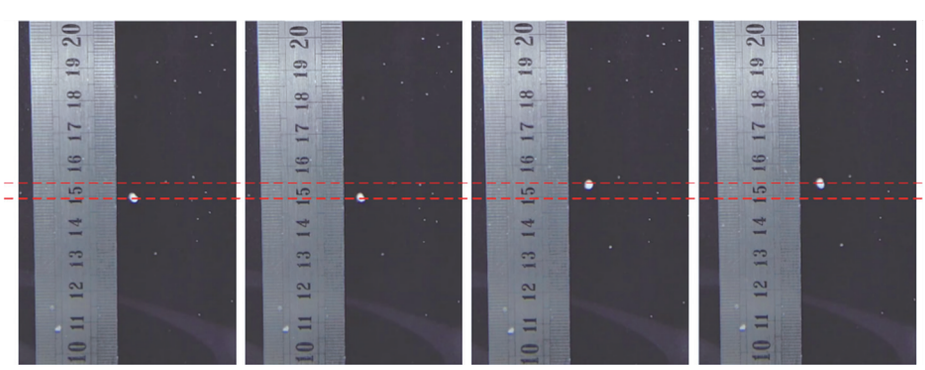


(a) $m=0$ (b) $m=1$ (c) $m=2$

图 16 $m=0$、$m=1$ 和 $m=2$ 模态下斜入射干涉声场的粒子捕获结果

Fig. 16 Particle capture results of oblique incidence interference sound field under modes of $m=0$, $m=1$, and $m=2$

在相同条件下,我们又将一个半径 0.5 mm 的聚苯乙烯粒子稳定捕获在声陷处,通过同时调节上方 8 扇换能器的相位从 0 逐渐变化到 2π,成功实现了粒子的轴向移动. 如图 17 所示,0 和 20 s 时,粒子被稳定捕获在 15 cm 处的位置,随着初始相位缓慢改变,粒子逐渐向上方移动,于 40 至 60 s 区间内该粒子都被稳定捕获在新的位置,其中 40 s 时粒子的向上移动距离约为 0.9 mm,这与理论推导的相位变化 2π 所对应的轴向移动距离近似. 该实验验证了通过相位变化,可以调节聚焦边位错斜入射干涉声场中粒子的轴向捕获位置,实现粒子轴向的实时移动.



(a) 0 s (b) 20 s (c) 40 s (d) 60 s

图 17 $t=0$ s、20 s、40 s 和 60 s 时粒子的轴向位移实验结果

Fig. 17 Experimental results of axial displacement of particles at $t=0$ s, 20 s, 40 s, and 60 s

4 结论

研究表明,通过斜入射聚焦边位错声场干涉,可以在水中实现多列粒子的捕获和操控. 本研究通过计算和分析干涉声场中声阱处轴向和径向声辐射力大小,证明了斜入射聚焦声场悬浮粒子的可行性. 研究结果显示改变声束模态 m,可以改变捕获粒子的数量,捕获至少 $2m$ 个粒子. 随着偏转角增大,轴向和径向声辐射力会降低,粒子捕获能力降低,声阱数量会减少. 此外,偏转角变大,声阱与声阱之间的轴向间距和径向间距都会变大,可以使捕获的多个粒子更加分散. 通过改变设置相位突变的扇区分界位置,可以调整声阱的径向位置. 通过实时调控上下两个换能器的相位差,可以实现声阱的轴向移动,从而在轴向上实现粒子的移动.

本研究提出了一种基于斜入射聚焦声场干涉的三维粒子操控方法. 通过倾斜放置的聚焦扇形换能器形成斜入射聚焦边位错干涉声场,实现了多粒子悬浮与操控,并能够通过调节边位错模态、初始相位差、换能器偏转角和初始相位的反相方位等参数,实现对粒子的三维调控. 本研究结果为基于换能器阵列的水中粒子三维操控提供了新的简化方法,粒子操控区域不再局限于成对换能器或换能器阵列的中间区域,粒子移动方向和路径可控,为在生物组织体内实现靶向给药提供了新的思路.

[参考文献]

[1] ASHKIN A,DZIEDZIC J M. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria[J]. Science,1987,235(4795):1517-1520.

[2] LEE J,TEH S Y,LEE A,et al. Single beam acoustic trapping[J]. Applied physics letters,2009,95(7):073701.

[3] LAM K H,HSU H S,LI Y,et al. Ultrahigh frequency lensless ultrasonic transducers for acoustic tweezers application[J]. Biotechnology and bioengineering,2013,110(3):881-886.

[4] ANHÄUSER A,WUNENBURGE R,BRASSELET E,et al. Acoustic rotational manipulation using orbital angular momentum transfer[J]. Physical review letters,2012,109(3):034301.

[5] LI W,DAI S J,MA Q Y,et al. Multiple off-axis acoustic vortices generated by dual coaxial vortex beams[J]. Chinese physics B,2018,27(2):024301.

[6] LI Y Z,LI W,MA Q Y,et al. Regulation of multiple off-axis acoustic vortices with a centered quasi-plane wave[J]. Journal of applied physics,2018,124(11):114901.

[7] MARZO A,DRINKWATER B W. Holographic acoustic tweezers[J]. Proceedings of the national academy of sciences,2019,116(1):84-89.

[8] BARESCH D,THOMAS J L,MARCHIANO R. Observation of a single-beam gradient force acoustical trap for elastic particles: acoustical tweezers[J]. Physical review letters,2016,116(2):024301.

[9] YANG Y,MA T,LI S,et al. Self-navigated 3D acoustic tweezers in complex media based on time reversal[J]. Research,2021:9781394.

[10] YANG Y,MA T,ZHANG Q,et al. 3D acoustic manipulation of living cells and organisms based on 2D array[J]. IEEE transactions on biomedical engineering,2022,69(7):2342-2352.

[11] FORESTI D,NABAVI M,KLINGAUF M,et al. Acoustophoretic contactless transport and handling of matter in air[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences,2013,110(31):12549-12554.

[12] JIANG L,WANG Y,FAN S,et al. Transfer function modeling and dynamic performance analysis of single-axis acoustic-levitation systems[J]. Mechatronics. 2023,92:102984.

[13] HONG Z Y,YIN J F,ZHAI W,et al. Dynamics of levitated objects in acoustic vortex fields[J]. Scientific reports,2017,7(1):7093.

[14] XIE W J,CAO C D,LÜ Y J,et al. Acoustic method for levitation of small living animals[J]. Applied physics letters,2006,89(21):214102.

[15] COURTNEY C R P,ONG C K,DRINKWATER B W,et al. Manipulation of microparticles using phase-controllable ultrasonic standing waves[J]. The journal of the Acoustical Society of America,2010,128(4):EL195-EL199.

[16] PARK J,RO P I. Noncontact manipulation of light objects based on parameter modulations of acoustic pressure nodes[J]. Journal of vibration and acoustics,2013,135(3):031011.

[17] CONTRERAS V,VOLKE-SEPÚLVEDA K. Enhanced standing-wave acoustic levitation using high-order transverse modes in phased array ultrasonic cavities[J]. Ultrasonics,2024:107230.

[18] CHOOMDAENG S,CHATTHAM N,PATTANAPOKRATANA A. Characteristics of fork fringes formed by two obliquely-incident vortex beams with different topological charge number[J]. Journal of physics conference series,2018,1144:012158.

[19] NYE J F,BERRY M V. Dislocations in wave trains[J]. Proceedings of the royal society a mathematical physical & engineering sciences,1974,336(1605):165-190.

[20] DONG L,YE F,WANG J,et al. Interaction between optical vortices carrying opposite topological charges[J]. Acta physica sinica,2004,53(10):3353-3357.

[21] JESACHER A,FÜRHAPTER S,BERNET S,et al. Size selective trapping with optical "cogwheel" tweezers[J]. Optics express,2004,12(17):4129-4135.

[22] 金焱. 基于声学双阱的微颗粒轨迹移动控制研究[D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学,2020.

[23] HONG Z,YIN J,ZHAI W,et al. Dynamics of levitated objects in acoustic vortex fields[J]. Scientific reports,2017,7(1):7093.

[24] ASIER M,ANN S S,DRINKWATER B W,et al. Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects[J]. Nature communications,2015,6(1):8661.

[25] BRUUS H. Acoustofluidics 7:the acoustic radiation force on small particles[J]. Lab on a chip,2012,12(6):1014-1021.

[26] 周宸宸. 基于声透镜的聚焦超声涡旋及物体操控研究[D]. 南京:南京师范大学,2021.

[27] GONG Z X,BAUDOIN M. Single beam acoustical tweezers based on focused beams:a numerical analysis of two-dimensional and three-dimensional trapping capabilities[J]. Physical review applied,2022,18(4):044033.

[责任编辑:杜忆忱]