

基于亚波长管道增强的漩涡声场悬浮操控微粒和液滴的实验研究

陈聪¹⁾ 张若钦¹⁾ 李锋³⁾ 李志远^{1)2)†}

1) (华南理工大学物理与光电学院, 广州 510640)

2) (华南理工大学, 发光材料与器件国家重点实验室, 广州 510640)

3) (北京理工大学物理学院, 北京 100089)

(2023年3月13日收到; 2023年4月12日收到修改稿)

声悬浮技术可以在无接触的情况下操控微粒和液滴, 因此已被广泛应用于化学分析、液滴动力学和生物反应器等领域. 目前声悬浮技术的主要工作是在开放环境中进行悬浮等操控. 本文提出了亚波长管道增强型空气声镊的概念, 利用亚波长声波导管进行声场操控及微粒和液滴悬浮. 通过4个小型换能器激发有限长度亚波长圆波导管的单一低阶声学模式, 可以在有限长度的波导管内产生漩涡声场. 实验发现由于亚波长结构对声场的增强作用, 亚波长管道增强的漩涡声场在径向和轴向悬浮力大小上均有较大提升, 因此可对发泡聚苯乙烯颗粒和水滴实施悬浮和自转等操控. 这项工作将亚波长声波导管的概念引入声场操控中, 有望加深对声场和物质相互作用的物理解, 开发新型小型化悬浮微粒和液滴的声学操纵器件.

关键词: 声辐射力, 声操控, 亚波长十字管道

PACS: 43.25.+y, 43.35.+d

DOI: 10.7498/aps.72.20230383

1 引言

声波在介质中的非线性传播会产生声辐射力, 利用声辐射力, 可以对气体中的微粒和液滴进行悬浮操控^[1–3]. 这种声悬浮技术可以无接触地操控介质中较大的物体^[4–6], 因此已被广泛应用于化学分析^[7]、液滴动力学^[8,9]和生物反应器^[10–12]等领域.

在气体中悬浮液滴, 传统的装置是使用高功率换能器在发射面和反射面之间形成一维驻波声场, 将液滴俘获在波节点中^[13]. 这些驻波节点相隔半个波长, 对应声场势能的最小值, 因此也被称为势阱. 如西北工业大学解文军团队^[14]使用单个磁致伸缩换能器, 在发射面和反射面之间形成单个波节点, 成功在空气中悬浮了地面上固体密度最重的金

属铱和液体密度最重的金属汞, 为低熔点合金的无接触加工^[15,16]提供了实验理论支撑. 但是, 使用单个换能器产生的一维驻波声场, 在轴向上声辐射力很大, 而侧向声辐射力很小, 液滴受到不均匀的声辐射力易发生形变, 会扭曲成扁平的圆盘状并振荡, 这容易导致液滴在一维驻波声场中雾化^[17]. 因此一维驻波声场不能稳定地悬浮液滴.

最近学术界提出了各种新的声悬浮器装置, 以克服一维驻波声场中的一些限制. 西北工业大学洪振宇团队^[18]通过在开放环境中引入多个高功率压电换能器, 在换能器中央产生了三维的一阶贝塞尔函数形状的声场, 成功在空气中悬浮了硅油和水滴等多种液体. 北京大学裴永茂团队^[19]通过设计人工拓扑结构, 使用高功率压电换能器作为声源, 通过二维声学拓扑结构产生伪自旋声场, 在结构表

† 通信作者. E-mail: phzyli@scut.edu.cn

面悬浮并旋转了 3 mm 直径的液滴. 日本筑波大学 Watanabe 等^[20]通过设计 7×7 的小型换能器阵列, 使用超声相控阵产生位置可变化的三维局域声势阱, 对液滴进行了悬浮和移动操作. 综上所述, 目前声悬浮技术的主要工作是在开放环境中进行悬浮等操控. 通常需要用到高功率换能器或小型换能器阵列. 这些高功率换能器包括磁致伸缩换能器和郎之万型压电陶瓷换能器等种类^[21].

本文提出了亚波长管道增强型空气声镊的概念, 在亚波长声波导管内进行声场操控. 利用声波的共振及聚焦等物理效应, 以显著增强声波和微粒等物质的相互作用. 类似的亚波长光波导及谐振腔概念及其效能已经在光学领域为人熟知并得到广泛应用了. 本文通过 4 个小型换能器激发圆波导管的单一低阶模态, 利用波导管内产生的漩涡声场来悬浮操控空气中的微粒和液滴. 由于亚波长结构对声场的增强作用, 亚波长管道增强的漩涡声场在径向和轴向悬浮力大小上均有较大提升. 同前人在开放环境中的工作相比^[18], 本文借助亚波长管道的声学共振效应显著地增强了声辐射力, 可以使用体积更小、功率更低的换能器来达到类似的实验效果. 本文首先在理论上解释了亚波长管道增强型声镊尺寸设计的依据, 接着仿真对比了亚波长管道增强型声镊和开放环境型声镊在声场分布和声辐射力大小上的差异, 最后系统性地开展了亚波长管道增强型声镊中液滴和微粒的悬浮及自转等操控实验.

2 理论模拟

2.1 亚波长管道增强型声镊结构

与自由空间中传递声波的情形相比, 在圆柱形波导中传递声波需要考虑波导管的模态. 在已知刚性圆柱形波导管内壁内径为 r_0 的前提下, 圆柱形波导管内的声压解 p_{mn} 可以写成以下形式:

$$p_{mn} = A_{mn} J_{mn}(k_{mn}r) e^{j(\omega t - k_z z + m\theta)}, \quad (1)$$

其中, m 和 n 分别为波导管传输模态径向和圆周上的阶数, θ 是圆周角, ω 是声波的角频率, r 是柱坐标系的内径, k_z 是轴向的波数, k_{mn} 为对应波导管尺寸下的柱贝塞尔函数的根值, $J_{mn}(k_{mn}r)$ 是以 $k_{mn}r$ 为根值的 m 阶柱贝塞尔函数, A_{mn} 是对应不同的模态的系数. 代入波导管内壁条件 $r = r_0$,

令 $J_{mn}(k_{mn}r_0) = 0$ 可以得到圆柱形波导管中的截止频率 f_c 表达式为

$$f_c = k_{mn} \frac{c_0}{2\pi}. \quad (2)$$

其中 c_0 是空气中的声速. 代入波导管内径 $r_0 = 2.52$ mm 的条件进行计算, 得到该条件下圆波导管 (1, 0) 阶模态对应的截止频率为 39.91 kHz, (2, 0) 阶模态对应的截止频率为 66.20 kHz. 波导管 (1, 0) 阶模态和 (2, 0) 阶模态都对应着 2 个同时存在的简并态.

使用 4 个相位相差 $\pi/2$ 的换能器在亚波长声波导管内激发的声场, 实际上就是波导管的不同模态的叠加. 由 (1) 式可知, 当入射的超声波频率超过了 $r_0 = 2.52$ mm 内径的圆波导管对应模态下的截止频率, 会在径向上存在一个波矢分量^[22]. 这种情况下声波的相位分布会随着 θ 角变化, 具体表现为 XY 截面上相位分布会绕着中心点从 $-\pi$ 变化到 π .

当换能器频率为 40 kHz 时, 在亚波长声波导管内激发的模态是 (1, 0) 阶模态及其简并态, 此时在管道内激发的声场是漩涡声场. 当换能器频率为 67 kHz 时, 在亚波长声波导管内会同时激发 (1, 0) 阶模态和 (2, 0) 阶模态的简并态. 此时在管道内激发的声场虽然不是典型的漩涡声场, 但是同样具备了漩涡声场部分性质. 为方便管道增强型声镊的结构设计, 本文仅在亚波长圆波导管内激发单一低阶模态及其简并态, 并成功在实验上对微粒和液滴进行了悬浮和旋转操控.

基于以上理论分析, 设计了如图 1(a) 所示的亚波长管道增强型空气声镊. 使用有限元差分方法, 建立亚波长管道增强型空气声镊的结构模型. 图 1(a) 展示了亚波长管道增强型空气声镊的尺寸, 其中波导管的长度设置为 40 kHz 声波的 2 倍波长, 即 17.15 mm, 波导管内径设置为 2.52 mm. 4 个相同的超声入射通道的长度为 4 mm, 通道的内径设置为 1 mm. 仿真模型的几何参数均与实际实验参数相一致. 建模中涉及的材料声学参数如表 1 所列.

表 1 材料声学参数
Table 1. Material acoustic parameters.

参数	空气	发泡塑料
密度/(kg·m ⁻³)	1.29	100
纵波声速/(m·s ⁻¹)	343	820
横波声速/(m·s ⁻¹)		550

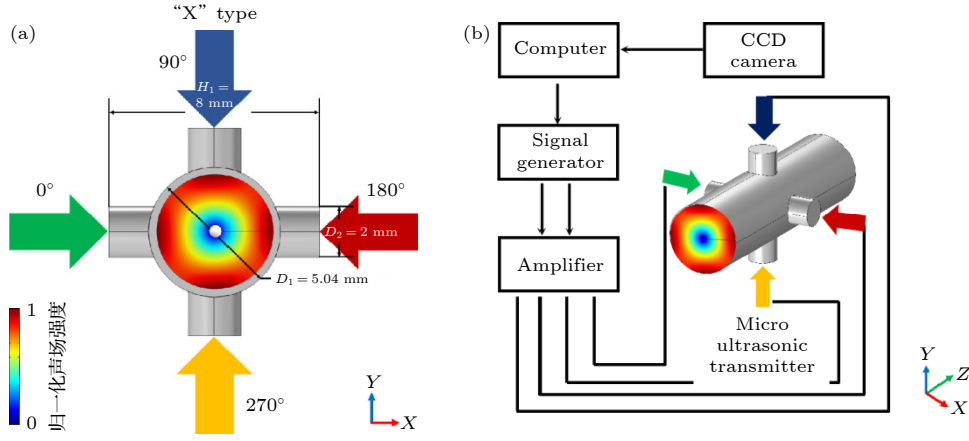


图 1 亚波长管道增强型空气声镊 (a) 亚波长管道增强型空气声镊的尺寸, D_1 是管内壁内径, D_2 是超声入射通道直径, H_1 是超声入射通道的长度; (b) 亚波长管道增强型空气声镊操控实验示意图

Fig. 1. Subwavelength pipe-enhanced acoustic air tweezers: (a) Dimension of subwavelength pipe-enhanced acoustic air tweezers, D_1 is the inner diameter of the tube wall, D_2 is the diameter of the ultrasonic incidence channel, and H_1 is the length of the ultrasonic incidence channel; (b) schematic diagram of subwavelength pipe-enhanced acoustic air tweezers manipulation experiment.

2.2 亚波长管道增强型声镊和开放环境型声镊的比较

使用有限元差分方法模拟有限长波导管内的声场特征. 首先, 分别对开放环境型声镊和亚波长管道增强型声镊进行建模, 有限长波导管模型的两端设为平面波辐射条件, 用以模拟两端开放的空气环境; 有限长波导管模型管壁部分设为硬边界条件, 用以模拟透明树脂制备的波导管的内壁. 同时对开放环境型声镊和亚波长管道增强型声镊设置为一样的声源条件, 超声波入射方向均垂直于管壁. 进一步参考使用的小型超声换能器 TCT40-T 的数据手册, 在仿真设置中 4 个入射平面波的压强设为 1737 Pa, 频率设为 40 kHz, 相位差设置为 $\pi/2$. 使用压力声学模型进行频域仿真.

图 2(a)—(d) 分别展示了开放环境型声镊和亚波长管道增强型声镊的横截面 ($Z = 0$, XY 截面) 和纵截面 ($X = 0$, ZY 截面) 声场强度分布. 结合图 2(a) 和图 2(c) 可以看出, 开放环境型声镊和亚波长管道增强型声镊在横截面上的声场分布存在很多相同之处. 具体表现在原点处都是声压零点, 并且同时都受到指向中心的声辐射力分布. 结合图 2(b) 和图 2(d) 可以看出, 仿真得到的纵截面声场分布类似于驻波场, 低压强区域都沿着 Z 轴分布. 声场的中心处存在声势阱, 可以将物体束缚在声场的中心. 但是亚波长管道增强型声镊在声场压强上要比开放环境型声镊高, 其最大声压是开放环境下的 5.3 倍. 这是因为亚波长管道增强型声镊中声场以特定模式传播, 能量的分布较开放环境更加集中.

以上仿真结果表明, 与开放环境中的漩涡声场相比较, 基于亚波长管道增强的漩涡声场拥有更大的声场强度梯度和更小的低压强区域. 这说明亚波长管道增强型声镊具备稳定地把物体悬浮在声场中心的能力.

以发泡聚苯乙烯材质 (expanded polystyrene, EPS) 的小球为研究对象, 进一步研究物体在漩涡声场中的受力情况. 本实验受操控对象分别为直径 1 mm 的 EPS 小球和直径约 1 mm 的小液滴. 实验所用换能器的工作频率在 40 kHz, 在空气中, 其声波的波长 $\lambda = 8.5$ mm. 虽然 EPS 小球直径没有远小于超声波长 λ , 但是该频率下 EPS 小球不会因为共振而产生反常声辐射力^[5], 因此可以使用 Gor'Kov 理论来近似模拟 EPS 小球在声场中受到的声辐射力^[23]. 当近似认为目标颗粒为球形时, Gor'Kov 表达式为

$$F = -\nabla U \quad (r < \lambda), \quad (3)$$

$$U = \frac{4\pi r^3}{3} \left(\frac{\langle p_{im}^2 \rangle}{2\rho_0 c_0^2} f_1 - \frac{3\langle v_{im}^2 \rangle}{4} \rho_0 f_2 \right), \quad (4)$$

$$f_1 = 1 - \frac{\rho_0 c_0^2}{\rho c^2}, \quad (5)$$

$$f_2 = \frac{2(\rho - \rho_0)}{2\rho + \rho_0}, \quad (6)$$

其中, U 为声辐射势, ρ_0 和 c_0 分别为空气的密度和声速, ρ 和 c 分别为 EPS 材质的密度和声速, p_{im} 和 v_{im} 分别代表外加声场在微粒位置的声压和速度在时间上的平均值.

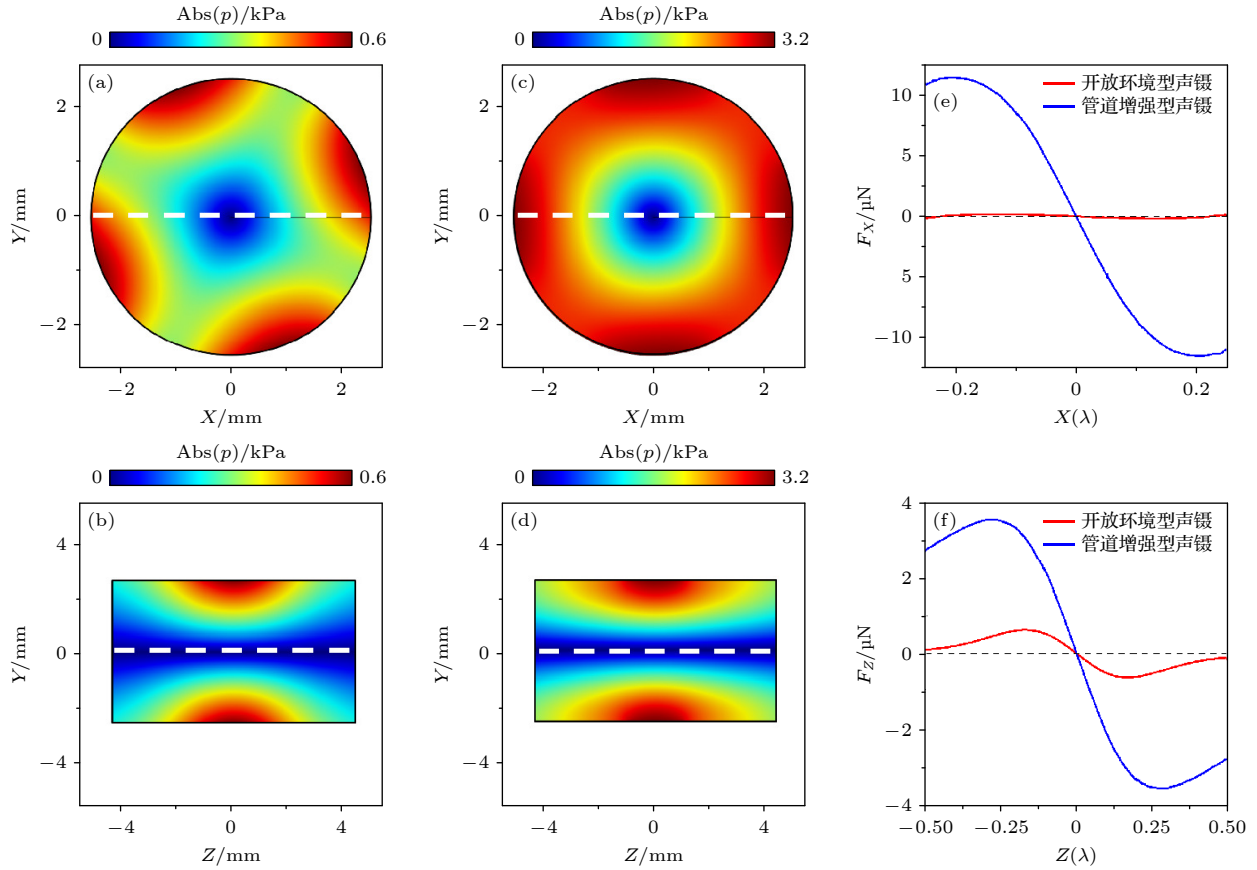


图 2 开放环境型声镊和亚波长管道增强型的声镊声场和声辐射力分布 (a) 开放环境型声镊 XY 截面上声场强度分布; (b) 开放环境型声镊 ZY 截面上声场强度分布; (c) 亚波长管道增强型声镊 XY 截面上声场强度分布; (d) 亚波长管道增强型声镊 ZY 截面上声场强度分布; (e) 2 种声镊在 X 轴上的声辐射力 X 分量分布; (f) 2 种声镊在 Z 轴上的声辐射力 Z 分量分布

Fig. 2. Sound field and acoustic radiation force distributions of open environment tweezers and subwavelength pipe-enhanced tweezers: (a) Sound field intensity distribution on XY cross-section of open environment tweezers; (b) sound field intensity distribution on ZY cross-section of open environment tweezers; (c) sound field intensity distribution on XY cross-section of subwavelength pipe-enhanced tweezers; (d) sound field intensity distribution on ZY cross-section of subwavelength pipe-enhanced tweezers; (e) X-component distribution of acoustic radiation force on X-axis of both tweezers; (f) Z-component distribution of acoustic radiation force on Z-axis of both tweezers.

图 2(e) 展示了亚波长管道增强型声镊和开放环境型声镊的径向声辐射力 F_X 分布, 其数据来源于图 2(a) 和图 2(c) 所示的白色虚线. 图 2(f) 展示了亚波长管道增强型声镊和开放环境型声镊的轴向声辐射力 F_Z 分布, 其数据来源于图 2(b) 和图 2(d) 所示的白色虚线. 其中蓝线表示亚波长管道增强型声镊的声辐射力大小, 红线表示开放环境型声镊的声辐射力大小. 从图 2(e) 和图 2(f) 可以看出, 由于管道结构对于声场分布的增强作用, 因此在管道结构内存在更高梯度分布的局域声场, 导致亚波长管道增强型声镊在悬浮力上有了显著提升. 已知 1 mm 直径 EPS 小球的重力约 0.5 μN , 因此在同等声功率条件下, 亚波长管道增强型声镊可以稳定地束缚 EPS 小球等物体. 上述仿真预测了管道对声辐射力的增强效果, 将在第 3 节实验予以证实.

值得指出的是, 实验中所用 1 mm 直径的泡沫球为蜂窝状多孔结构, 具备极轻的密度、较小的直径等特点, 因此国内外很多课题组均采用类似的微粒来表征声辐射力的作用. 实验使用的 40 kHz 频率处没有因微球共振导致的反常声辐射力产生, 也不会显著地干扰和改变管道内声场的分布. 因此使用约 1 mm 直径的泡沫球来验证声辐射力和声镊的作用不会产生明显的误差.

进一步设计了如图 3 所示的十字管道增强型声镊和开放环境型声镊结构, 并使用相同的驱动电路进行声场悬浮. 当电源电压峰峰值 V_{pp} 下降到 1.7 V 时, 开放环境型声镊不能再有效悬浮 EPS 小球. 当电源电压峰峰值 V_{pp} 下降到 0.4 V 时, 十字管道增强型声镊才不再有效悬浮 EPS 小球. 上述实验结果表明, 管道增强型声镊增强了声辐射力

分布, 因此可以使用功率更低的声源来悬浮同样的物体.

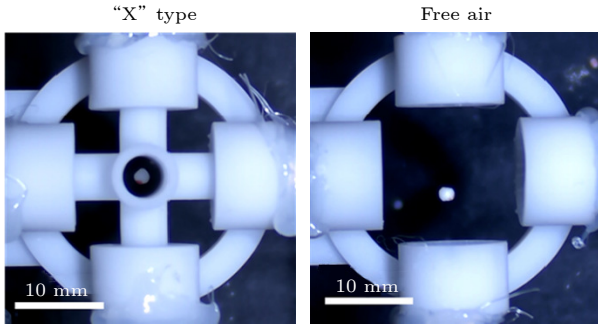


图 3 十字管道增强型声镊和开放环境型声镊悬浮效果对比

Fig. 3. Comparison of the suspension effect of cross-type pipe enhanced acoustic tweezers and open environment acoustic tweezers.

3 实验

本文搭建的实验平台如图 1(b) 所示. 中心频率为 40 kHz 的小型超声换能器连接至功率放大器 and 信号发生器, 用于在波导管内激励漩涡声场; CCD

相机固定在波导管上方, 用于观察和拍摄微粒和液滴的运动情况. 实验时通过改变信号发生器输出的信号幅度和相位, 来控制超声换能器的功率和相位. 波导管使用透明树脂材料制造, 方便 CCD 相机进行观察和拍摄.

实验先将 4 个超声换能器开启, 并设置相位差为 $\pi/2$, 此时换能器会在波导管内产生漩涡声场, 声场的中心点为声悬浮点. 图 4(a) 展示了开启换能器后波导管内的声场的相位分布, 其中箭头表示归一化后的声场能流方向. 此时使用镊子轻轻夹住 EPS 小球放入波导管口, 小球会在下落过程中稳定俘获在声悬浮点并开始旋转. 图 4(b) 展示了 EPS 小球的旋转情况. 接着关闭 2 个超声换能器, 此时小球会停止旋转并静止在悬浮点. 图 4(c) 展示了 EPS 小球的静止悬浮现象. 结合图 4(b) 和图 4(c) 可以看到, EPS 小球稳定悬浮在波导管的中心点位置, 获得了与理论分析一致的结果.

重复以上实验条件, 使用小液滴代替 EPS 小球. 最终在空气中成功稳定悬浮了直径约为 1 mm 的小液滴, 图 4(d) 和补充视频 1 (online) 中展示了

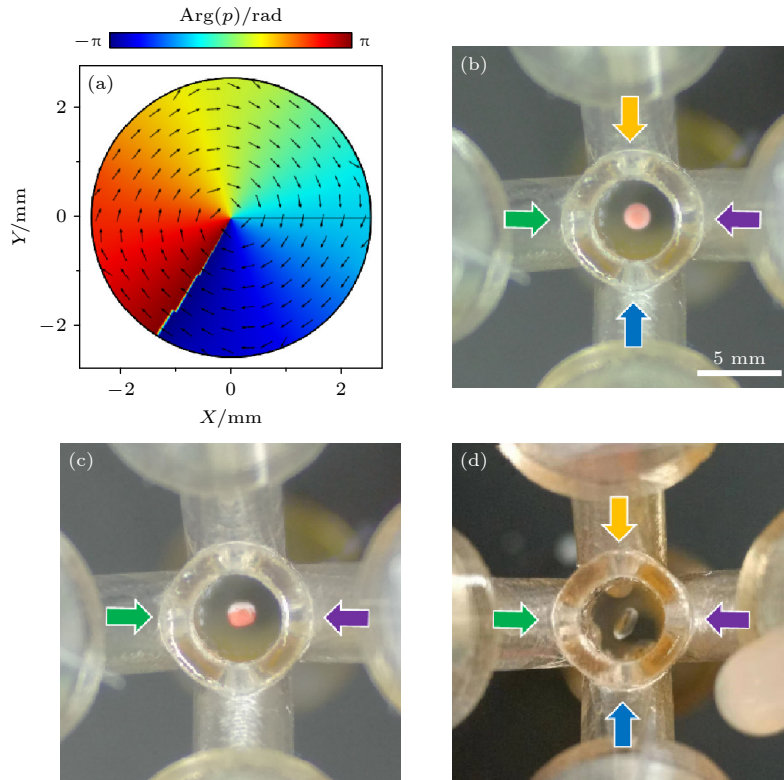


图 4 亚波长管道增强型声镊微粒和液滴操控实验结果 (a) 亚波长管道增强型声镊相位分布图; (b) 控制 EPS 小球旋转运动的效果图; (c) 控制 EPS 小球静止悬浮的效果图; (d) 悬浮液滴的效果图

Fig. 4. Experimental results of particle and droplet manipulation with subwavelength pipe-enhanced acoustic tweezers: (a) Phase distribution of subwavelength pipe-enhanced acoustic tweezers; (b) effect of controlling rotational motion of EPS spheres; (c) effect of controlling static suspension of EPS spheres; (d) effect of suspending droplet.

悬浮液滴的效果图. 从补充视频 1 ([online](#)) 可以观察到, 液滴俘获在声悬浮点时会发生旋转和振荡, 由于存在液滴旋转和振荡的组合运动, 难以直接观察测出水滴的旋转速率.

进一步观察 EPS 小球的旋转运动状态. 调整高速运动相机的拍摄间隔为 0.3 ms, 拍摄 1 组小球的旋转状态, 图 5(a) 展示了驱动电压 V_{pp} 为 0.3 V 下拍摄的 1 组小球的旋转状态. 通过对比 EPS 小球表面标记点的位置变化, 可以得到 EPS 小球在声场中的旋转角度和时间的关系. 图 5(b) 同样展示驱动电压 V_{pp} 为 0.3 V 下, 2 个周期内小球旋转角度随时间的变化, 红色的数据点代表小球运动状态. 改变信号发生器输出的信号幅度, 使用高速运动相机拍摄不同信号源幅度下的小球运动状态, 可以得到 EPS 小球在声场中的旋转速度和信号源幅度的关系. 将不同信号源幅度对应下的 EPS 小球旋转速度绘制在图 5(c) 中, 使用一次函数对数据点进行拟合. 图 5(c) 中的星号标记, 就是对图 5(a) 和图 5(b) 进行数据处理后得到数据点.

结合分析图 5(b) 和图 5(c) 可得知, 当 EPS 小球处于图 4(a) 所示的漩涡声场时, 会被俘获到声

场中心做稳定的自旋运动; 提高漩涡声场的强度, 小球的旋转速度会加快. 这是因为漩涡声场会携带轨道角动量, 其轨道角动量会传递给涡轴处的微粒, 表现为声场会对微粒施加旋转扭矩. 进一步分析图 5(c) 可以看出, EPS 小球旋转速度与信号源幅度近似成正相关. 这种关系表明声场施加的扭矩和声功率成正比, 这为之后精确控制小球转速提供了理论支撑.

综合以上实验结果, 成功观察到基于亚波长管道增强的漩涡声场对微粒和液滴的悬浮操控. 微粒和液滴悬浮在声场的中心点处, 与第 2 节仿真结果相吻合. EPS 小球通过声源幅度调控可以控制转动速度, 这表明管道增强的漩涡声场与物体进行轨道角动量交换的机制与开放环境下类似. 实验使用 TCT40-T 小型换能器作为亚波长管道增强型声镊的声源, 成功悬浮了直径约 1 mm 的水滴. 与前人的工作相比, 本文借助有限长管道增强声辐射力, 可以使用体积更小、功率更低的换能器达到类似的实验效果.

进一步提出设想: 基于管道增强型声镊可以用于液滴动力学研究. 由于在亚波长声波导管内悬浮

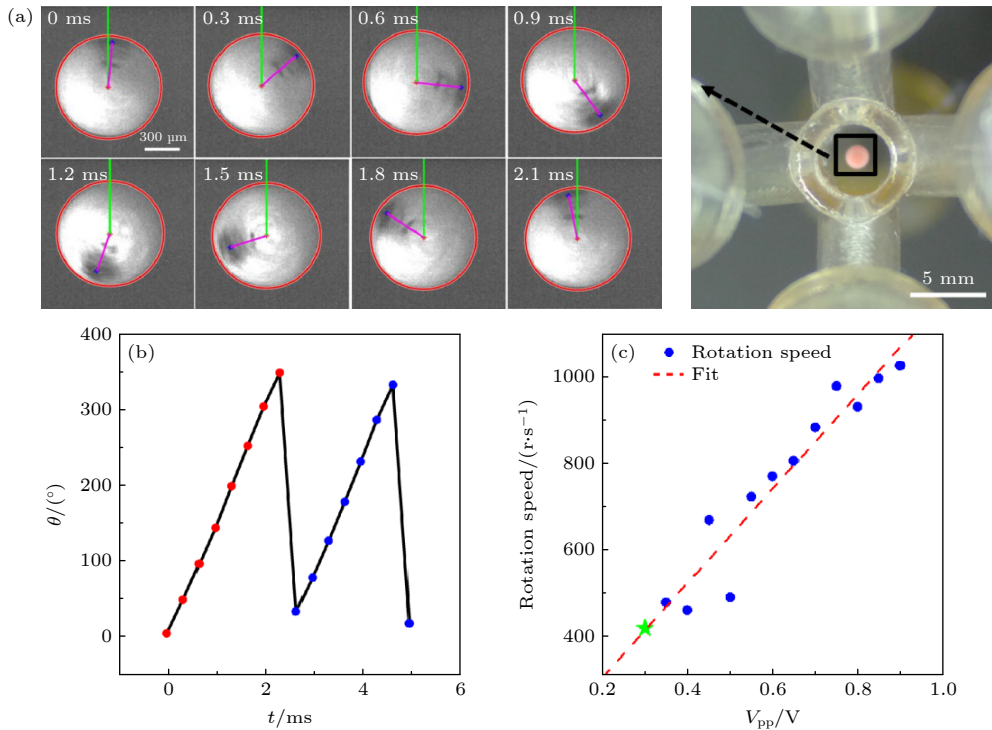


图 5 EPS 小球旋转情况 (a) 使用高速 CCD 相机拍摄 EPS 小球旋转; (b) EPS 小球旋转角度和时间的关系; (c) EPS 小球旋转速度和换能器驱动电压的关系

Fig. 5. Rotation of EPS ball: (a) Photograph of EPS ball rotating obtained by high-speed CCD camera; (b) relationship between time and rotation angle of EPS ball; (c) relationship between rotation speed of EPS ball and driving voltage of transducer.

液滴的同时, 漩涡声场会对液滴施加一个旋转力矩使得液滴旋转起来, 因此在液滴内存在着涡流的分布. 可以向液滴内滴加颜料, 通过观察颜料在液滴中的流动特性, 进一步分析液滴在漩涡声场中的动力学特征.

4 结 论

本文将声波导管的概念引入声场操控中, 提出了亚波长管道增强型空气声镊的概念, 并系统开展了亚波长管道增强的漩涡声场对微粒和液滴的悬浮操控实验. 输入的 40 kHz 超声信号其频率略高于 $r_0 = 2.52$ mm 内径的圆波导管所对应的 (1, 0) 模式的截止频率 39.88 kHz, 因此输入超声波可以通过激发单一低阶模式, 在有限长波导管内产生漩涡声场. 由于亚波长结构对声场有增强作用, 亚波长管道增强的漩涡声场在径向和轴向悬浮力大小上均有较大提升. 与前人开放环境型声镊的工作相比, 本文借助有限长管道增强声辐射力, 可以换用体积更小、功率更低的换能器来达到类似的实验效果. 这项工作将亚波长声波导管的概念引入声场操控中, 有望加深对声场和物质相互作用的物理理解, 开发新型小型化的悬浮微粒和液滴的声学操纵器件.

参考文献

- [1] Brandt E H 2001 *Nature* **413** 474
- [2] Wu J 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 2140
- [3] Zhu J L, Gao D B, Zeng X W 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 214302 (in Chinese) [朱纪霖, 高东宝, 曾新吾 2021 物理学报 **70** 214302]
- [4] Xie W J, Cao C D, Li Y J, Hong Z Y, Wei B 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 214102
- [5] Qi S F, Cai F Y, Tian Z, Huang X Y, Zhou J, Wang J P, Li W C, Zheng H R, Deng K 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 024301 (in Chinese) [齐绍富, 蔡飞燕, 田振, 黄先玉, 周娟, 王金萍, 李文成, 郑海荣, 邓科 2023 物理学报 **72** 024301]
- [6] Ozelik A, Rufo J, Guo F, Gu Y, Li P, Lata J, Huang T J 2018 *Nat. Methods* **15** 1021
- [7] Santesson S, Nilsson S 2004 *Anal. Bioanal. Chem.* **378** 1704
- [8] Jin H, Wang W, Liu F, Yu Z, Chang H, Li K, Gong J 2017 *Int. J. Multiphase Flow* **94** 44
- [9] Foresti D, Poulikakos D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 024301
- [10] Bouyer C, Chen P, Güven S, Demirtaş T T, Nieland T J F, Padilla F, Demirci U 2016 *Adv. Mater.* **28** 161
- [11] Zhang R, Guo H, Deng W, Huang X, Li F, Lu J, Liu Z 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 123503
- [12] Ahmed D, Ozelik A, Bojanala N, Nama N, Upadhyay A, Chen Y, Hanna-Rose W, Huang T J 2016 *Nat. Commun.* **7** 11085
- [13] Priego-Capote F, de Castro L 2006 *TrAC Trends Anal. Chem.* **25** 856
- [14] Xie W J, Cao C D, Lu Y J, Wei B 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 104304
- [15] Nordine P C, Merkley D, Sickel J, Finkelman S, Telle R, Kaiser A, Prieler R 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 125107
- [16] Yan N, Hong Z Y, Geng D L, Wei B 2015 *Appl. Phys. A* **120** 207
- [17] Anilkumar A V, Lee C P, Wang T G 1993 *Phys. Fluids A: Fluid Dyn.* **5** 2763
- [18] Hong Z Y, Yin J F, Zhai W, Yan N, Wang W L, Zhang J, Drinkwater B W 2017 *Sci. Rep.* **7** 7093
- [19] Liu P, Li H, Zhou Z, Pei Y 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 222202
- [20] Watanabe A, Hasegawa K, Abe Y 2018 *Sci. Rep.* **8** 10221
- [21] Li X P, Cao R J, Li M, Guo G P, Li Y Z, Ma Q Y 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 204304 (in Chinese) [李鑫鹏, 曹睿杰, 李铭, 郭各朴, 李禹志, 马青玉 2022 物理学报 **71** 204304]
- [22] Chen X C 2019 *M. S. Thesis* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [陈心成 2019 硕士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]
- [23] Gor'kov L P 1962 *Sov. Phys. Dokl.* **6** 773

Experimental study on levitation control of particles and liquid droplets by vortex acoustic field enhanced by subwavelength pipe

Chen Cong ¹⁾ Zhang Ruo-Qin ¹⁾ Li Feng ³⁾ Li Zhi-Yuan ¹⁾²⁾†

¹⁾ (*School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China*)

²⁾ (*State Key Laboratory of Luminescent Materials and Devices, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China*)

³⁾ (*School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100089, China*)

(Received 13 March 2023; revised manuscript received 12 April 2023)

Abstract

The nonlinear propagation of acoustic waves in a medium generates acoustic radiation force. Using acoustic radiation force, particles and liquid droplets in gases can be levitated and manipulated. Acoustic levitation techniques can manipulate larger objects in the medium without contact, and therefore have been widely used in chemical analysis, droplet dynamics, and bioreactors. The acoustic levitation researches mainly focus on manipulating particles and droplets in an open environment, which provides flexibility in its use. However, this approach has limitations in terms of its efficiency in utilizing acoustic field energy. In this work we propose a concept of subwavelength pipe-enhanced acoustic tweezers, in which the acoustic field is used to manipulate expanded polystyrene particles (EPS) and droplets inside an acoustic pipe with an inner diameter smaller than the wavelength. In this work, we use four small transducers to excite a single low-order mode of a circular waveguide and its simplex state, and we also use the vortex sound field generated inside the waveguide to levitate and manipulate expanded polystyrene particle and droplet in the air. Compared with previous work in an open environment, we significantly enhance the acoustic radiation force by means of the acoustic resonance effect of the subwavelength duct, with both radial and axial suspension force magnitude increasing considerably. Similar concepts of subwavelength optical waveguides and resonant cavities and their effectiveness were already well known and widely used in the field of optics. In this work we first explain theoretically the basis for the design of subwavelength pipe-enhanced acoustic tweezer dimensions. Then, we point out in simulation that the pipe-enhanced acoustic tweezers, compared with the open environment acoustic tweezers, have strong sound field gradient distribution and acoustic radiation force distribution in the pipe. This conclusion is demonstrated experimentally. Finally, the manipulation of droplet and particle levitation and rotation in subwavelength-pipe-enhanced acoustic tweezers is systematically carried out. In this work we introduce the concept of subwavelength acoustic pipe for acoustic manipulation, which is expected to deepen the physical understanding of the interaction between acoustic fields and matter, and to develop new miniaturized acoustic manipulation devices for levitating particles and droplets.

Keywords: acoustic radiation force, acoustic control, subwavelength cross pipe

PACS: 43.25.+y, 43.35.+d

DOI: 10.7498/aps.72.20230383

† Corresponding author. E-mail: phzyli@scut.edu.cn

基于亚波长管道增强的漩涡声场悬浮操控微粒和液滴的实验研究

陈聪 张若钦 李锋 李志远

Experimental study on levitation control of particles and liquid droplets by vortex acoustic field enhanced by subwavelength pipe

Chen Cong Zhang Ruo-Qin Li Feng Li Zhi-Yuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 124302 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230383

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230383>

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

零阶Bessel驻波场中任意粒子声辐射力和力矩的Born近似

Born approximation of acoustic radiation force and torque for an arbitrary particle in a zero-order standing Bessel beam

物理学报. 2022, 71(10): 104302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212251>

基于相位变换声镊的单个微粒平面移动操控

In-plane manipulation of single particle based on phase-modulating acoustic tweezer

物理学报. 2021, 70(21): 214302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210981>

Gauss声束对离轴椭圆柱的声辐射力矩

Acoustic radiation torque on an off-axis elliptical cylinder in Gauss beams

物理学报. 2021, 70(8): 084301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201635>

暗声学超材料型充液管道的低频消声特性

Characteristics of low-frequency noise elimination in a fluid-filled pipe of dark acoustic metamaterial type

物理学报. 2019, 68(14): 144301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190311>

超声悬浮甲醇液滴的热诱导雾化现象

Phenomenon study on heat induced atomization of acoustic levitated methanol droplet

物理学报. 2020, 69(18): 184702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200562>

金属亚波长结构的表面增强拉曼散射

Surface-enhanced Raman scattering of subwavelength metallic structures

物理学报. 2019, 68(14): 147401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190458>