使用螺旋反射器对声悬浮粒子进行可逆垂直定位

Yusuke Koroyasu, [1] Takayuki Hoshi, [2] Yoshiki Nagatani, [2] Daichi Tagami, [1] Yoichi Ochiai, [2,3,4,5] 和 Tatsuki Fushimi[3,4,5]
1)筑波大学综合人文科学研究科，日本茨城县筑波市 *305-8550*
2)*Pixie Dust Technologies, Inc.*，日本东京都中央区 *104-0028*
3)筑波大学数字自然研发中心，日本茨城县筑波市 *305-8550*
4)筑波大学图书馆、信息与媒体科学研究所，日本茨城县筑波市 *305-9550*
5)筑波大学筑波高级研究院（*TIAR*），日本茨城县筑波市 *305-8577*

（电子邮件：koroyu@digitalnature.slis.tsukuba.ac.jp）

（日期：2026年1月9日）

声悬浮中的动态定位通常依赖于对换能器相位的主动控制，这需要复杂的驱动电子设备。机械驱动的反射器提供了一种更简单的替代方案，但仅通过机械驱动实现沿垂直轴的可逆输运仍然具有挑战性。本文展示了使用螺距为半个波长的旋转螺旋反射器实现粒子垂直平移的方法。当旋转轴相对于声学焦点横向偏移时，螺旋表面会形成一系列平移斜面。实验和数值结果证实了稳定的双向输运：每旋转一周，垂直位移约为 0.58λ，最大高度为 3.18λ，同时径向约束保持在 0.24λ 以内。这种方法无需主动相位控制，即可为非接触式样品处理提供一种经济高效的解决方案。

arXiv:2601.04595v1 [physics.app-ph] 8 Jan 2026

使用螺旋反射器对声悬浮粒子进行可逆垂直定位

空中声悬浮是一种利用声辐射力在空气中悬浮和操控物体、无需物理接触的技术。该技术具备广泛的应用潜力，包括分析化学[1,2]，材料科学[3–5]、生物医学研究[6–8]、实验室自动化[9–11]以及增材制造[12–14]。标准的单轴配置会在超声发射器与对置反射器[15–17]之间，或两个相对的发射器[5,18,19]之间建立驻波场。在驻波场中，粒子会被捕获在沿垂直轴每隔半个波长分布的压力节点处。

声悬浮物体的动态定位通常通过两种不同的方法实现：调制声源或机械驱动反射器。前者通常利用相控阵换能器，通过动态调节各个发射换能器的相位延迟和振幅来合成多种声场[19–26]。尽管相控阵换能器能够合成复杂声场，但它们需要成本高昂的多通道驱动电路，从而增加了硬件复杂性[18]。后者则通过机械驱动反射器来重新配置驻波场[16,17]。这种机械方法无需复杂的电子控制系统，因此提供了一种经济高效的解决方案，适用于实际的实验室和工业应用。

例如，Qin 等人采用螺距为四分之一波长的螺旋形反射器实现了粒子输运，该反射器与平面发射器[17]同轴放置。在这种配置中，垂直平移反射器会形成方位角相关的节点图案，引导粒子沿圆锥表面上的螺旋轨迹运动。虽然这证明了机械驱动反射器的可行性，但该输运机制本质上不可逆，且会耦合径向和垂直位移。因此，尚未实现一种由简单机械旋转驱动、严格沿垂直轴进行可逆定位的方法。

在本快报中，我们提出采用旋转螺旋反射器实现粒子垂直平移。如图 1 所示，反射器由螺距为半波长的螺旋表面轮廓 $H(\varphi)$ 定义：

$$H(\varphi) = \frac{\lambda}{4\pi}(\varphi \bmod 2\pi). \tag{1}$$

与 Qin 等人[17] 会诱发螺旋轨迹的同轴配置不同，我们的装置将旋转轴相对于声学焦点横向偏置（图 1(b)）。这一偏置使旋转螺旋反射器能够充当一系列平移斜面，将机械旋转直接转化为双向垂直输运。

基本设计概念如图 1(a) 所示。由于压力节点在空间上

锁定在反射器上时，水平移动斜坡会引起垂直陷阱位移。因此，悬浮在第n个节点上的粒子会在高度为 $\frac{\lambda}{2}$ 的斜坡从其下方经过时，被输运至第$n+1$个节点[27]。将此类斜坡串联排列可实现连续输运，但线性布局需要过大的横向空间。为实现节省空间的设计，我们将几何形状映射为旋转螺旋结构。此处，阶跃高度设为 $\frac{\lambda}{2}$，以确保压力节点在几何不连续处无缝连接。

图1(b)展示了实验装置。声场由一个基于 TinyLev 设计[18]的单侧阵列产生，该阵列包含36个超声换能器（UT1007-Z325R，SPL）。换能器由 Arduino Nano 产生的40 k Hz方波信号驱动，并通过双全桥驱动器（L298N）放大至24 V_{PP} 。阵列位于反射器上方60 mm处，其几何焦点与底座高度对齐。旋转轴相对声学焦点横向偏移25 mm。直径为100 mm的反射器采用立体光刻技术（Form 4，Formlabs Inc.）制造，并安装在电动旋转台（PRMTZ8/M，Thorlabs Inc.）上。悬浮粒子为一个发泡聚苯乙烯（EPS）球体（$a = 0.78\,\mathrm{mm}$，$\rho_p = 32.4\,\mathrm{kgm^{-3}}$），使用数码显微镜和超微量天平（MSA2.7S-000-DM，Sartorius）进行表征。两台正交放置的工业相机（BFS-U3-16S2C-CS，Teledyne FLIR）配备焦距分别为12 mm（FL-BC1220-9M，Optowl）和12.5 mm（LM12HC，Kowa）的镜头，以30 fps记录xz平面和yz 平面中的粒子运动，用于轨迹重建。在每一帧中，通过背景扣除和 OpenCV 函数 minEnclosingCircle 提取粒子质心。

压力场采用边界元法 (BEM)[27] 通过开源库 AcousTools[28]计算得到。换能器建模为圆形活塞，反射器则建模为硬声边界，并离散为单元尺寸为 $\approx \frac{\lambda}{10}$ 的三角网格。声学介质采用室温下空气的标准属性：声速 $c_0 = 341\,\mathrm{m\,s^{-1}}$，密度为 $\rho_0 = 1.21\,\mathrm{kg\,m^{-3}}$。

图 2 展示了数值计算得到的压力场随旋转角 φ 的变化。当反射器从 $\varphi = 0$ 旋转至 2π （图 2(a)–(e)）时，垂直轴处上升的螺旋表面会驱动压力节点沿轨迹（青色虚线）向上移动。在 $\varphi = 2\pi$ 时，节点垂直移动了 $\frac{\lambda}{2}$，与 $\varphi = 0$ 处相邻的节点重合（青色实线）。这种周期性确保粒子能够跨越几何阶跃实现无缝输运。

为了对粒子轨迹进行数值模拟，我们采用了戈尔科夫势U ，在

the 瑞利区（$a \ll \lambda$）[29,30]。时间平均势表示为：

$$U = V_p \left(\frac{1}{2} \kappa_0 f_1 \langle p^2 \rangle - \frac{3}{4} \rho_0 f_2 \langle \boldsymbol{v}^2 \rangle \right), \tag{2}$$

其中，$V_p = \frac{4}{3}\pi a^3$ 为粒子体积，$\boldsymbol{v} = \frac{\nabla p}{j\omega\rho_0}$ 为声学粒子速度，$\langle \cdot \rangle$ 表示时间平均。单极和偶极散射系数分别定义为 $f_1 = 1 - \frac{\kappa_p}{\kappa_0}$ 和 $f_2 = \frac{2(\rho_p - \rho_0)}{2\rho_p + \rho_0}$，其中 ρ 和 κ 分别表示密度和压缩率，下标 0 和 p 分别表示介质和粒子。通过跟踪平衡位置序列，重建了由反射器旋转诱导的粒子轨迹。假设粒子始终被捕获在局部势能最小值处，通过使用 L-BFGS-B 算法（SciPy库）对三维势场 U 进行数值最小化，确定每个旋转角 φ 处的位置。为模拟连续运动，将 φ 以 12°为阶跃递增，其中上一步的平衡位置作为后续最小化的初始猜测值。

为通过实验演示向上输运，最初将一个粒子悬浮在最靠近反射器表面的压力节点处（$z \approx \frac{\lambda}{2}$）。反射器以 6 rpm 的低速顺时针旋转了整整四周（$\varphi = \pi$ 至 9π）。图 3(a) 展示了悬浮粒子的合成图像，呈现出其连续向上运动的过程（多媒体视图）。图 3(b) 将重建的三维轨迹与数值预测进行了比较。实验数据与数值结果吻合良好，证实粒子在垂直方向上稳定输运的同时，始终被限制在中心轴附近。

图 3(c) 和 (d) 分别给出了垂直（z）和径向（$r = \sqrt{x^2 + y^2}$）位移随反射器旋转次数的变化。如图 3(c) 所示，粒子从初始位置单调向上移动。实验测得的垂直输运速率为每旋转一周 0.58λ，与 0.55λ 的数值结果一致；两者均超过 0.50λ 的理想几何螺距，表明其偏离了几何预测。与近似线性的数值预测相比，实验垂直轨迹在半整数间隔处（即 0.5、1.5、2.5 和 3.5 个周期）呈现周期性波动。这些波动与粒子经过反射器台阶的时刻相吻合，此时径向位移中也会出现瞬态峰值（图 3(d)）。尽管数值模型预测这些扰动会产生尖锐峰值，但实验径向响应明显更加平滑。在较高位置处，可以观察到逐渐增大的径向漂移；这一行为与数值结果一致，并归因于压力节点固有的离轴偏差（图 2）。至关重要的是，尽管存在这些因素，最大

使用螺旋反射器对声悬浮粒子进行可逆垂直定位的径向位移仍保持在 0.24λ 以内，证实了其在 ver 附近的有效约束

直轴。

为研究可逆性，我们将反射器从 $\varphi = 9\pi$逆时针旋转（6 rpm）至 $\varphi = \pi$。图 3(e)–(h) 展示了向下输运的结果（多媒体视图）。合成图像（图 3(e)）和三维轨迹（图 3(f)）表明，粒子沿向下路径运动，与向上轨迹呈镜像关系。垂直位移（图 3(g)）证实，向下运动是单调的，且与向上运动对称。实验测得的向下速率为每旋转一周 -0.58λ，与数值 -0.55λ 一致；这两个数值与向上输运过程中观察到的数值相符。径向位移（图 3(h) ）显示，尽管在半整数间隔处存在瞬态偏差，粒子仍被限制在垂直轴附近，最大径向位移为 0.22λ。这些结果表明，螺旋反射器仅依靠机械旋转即可实现稳定的双向垂直定位。

垂直输运范围主要受较高垂直位置处陷阱质量下降的限制。与图 3 中的演示不同，我们通过进行五次向上输运试验来量化运行极限：顺时针旋转反射器，直至粒子被弹出。在这些试验中，粒子始终达到 3.18λ 的最大高度（标准差为 $< 0.01\lambda$）。为研究无旋转时的陷阱稳定性，我们在反射器固定于 $\varphi = \pi$ 时进行了静态悬浮测试。这些测试表明，超过第五个压力节点（$z \approx 2.50\lambda$）后，即使手动放置，也无法实现稳定捕获。这些结果证实，输运上限由驻波场的畸变决定（图 2(c)）；畸变会使压力节点偏离轴线，导致捕获力不足以抵消重力或抵御扰动。这种畸变归因于本研究所用发射器阵列的焦距较短（60 mm；TinyLev[18]）。因此，要扩大垂直输运范围，需要采用焦距更长、放置距离更远的发射器阵列，以确保较高位置处的压力节点仍位于垂直轴上。

反射器的几何设计需要在设备紧凑性与输运稳定性之间权衡。本研究采用的反射器半径为 50 mm（5.87λ）。然而，减小这一半径会引入两种导致不稳定的机制。首先，当反射器尺寸接近入射光束宽度时，会产生不必要的反射，从而扰乱声学陷阱。其次，为保持 $\frac{\lambda}{2}$ 的固定垂直螺距，半径减小就需要更陡的螺旋斜率。这种更大的倾斜度会增大反射波相对于垂直轴的角偏差，导致压力节点发生径向偏移。保持足够大的反射器半径是

t这对于防止此类离轴偏差并确保稳定约束至关重要。

输运动力学取决于反射器螺距与驻波周期的相对关系。在本研究中，选择了 $\frac{\lambda}{2}$ 的螺距，使其与节点间距相匹配，从而每旋转一周产生约 0.58λ 的垂直位移。尽管将螺距增大至半波长的整数倍（例如 1λ）理论上可以提高输运速度，但阶跃高度的增加会引发散射，破坏节点连续性，进而影响粒子的稳定性。此外，较大的阶跃会降低垂直定位分辨率。因此， $\frac{\lambda}{2}$ 螺距是一种保守的设计选择，优先考虑稳定输运和精确控制。

–

总之，我们展示了一种机械方法，利用螺旋螺距为 $\frac{\lambda}{2}$的旋转螺旋反射器，实现粒子的连续、可逆垂直定位。通过使旋转轴横向偏移，该配置可通过机械旋转反射器，实现沿垂直轴的线性输运。实验验证结合数值模拟，证实了具有径向约束的稳定双向输运。这些发现提供了一种经济高效的替代方案，可取代复杂的电子相位控制，为单轴声学操控提供简化的解决方案。

致谢

本项目由 JSPS KAKENHI（资助编号：17H04688）资助。作者声明与本文相关的利益冲突。我们使用了 OpenAI 的 GPT-5.1/5.2 和 Google 的 Gemini 3 Pro 进行轻度语言编辑。

数据可用性声明

支持本研究结论的数据已在 Zenodo 上公开，网址为 XXXXXX。

参考文献

[1]S. Santesson 和 S. Nilsson，《空气化学：化学分析中的声悬浮》，Anal. Bioanal. Chem. **378**，1704–1709（2004）。

[2]M. S. Westphall、K. Jorabchi 和 L. M. Smith，《声悬浮液滴的质谱法》，《分析化学》**80**，5847–5853（2008）。

利用螺旋反射器对声悬浮粒子进行可逆垂直定位[3]E. Trinh，《用于实验室和微重力环境下流体动力学与材料科学研究的紧凑型声悬浮装置》，《科学仪器评论》**56**，2059–2065（1985）。[4]R. J. Weber、C. J. Benmore、S. K. Tumber、A. N. Tailor、C. A. Rey、L. S. Taylor 和 S. R. Byrn，《声悬浮：生物材料研究的最新进展与新兴机遇》，《欧洲生物物理学杂志》**41**，397–403（2012）。[5]J. W. Drewitt、B. Emmens、Z.-H. Kong、B. W. Drinkwater 和 A. C. Barnes，《Mightylev：用于中高密度材料高温无容器加工的声悬浮器》，《科学仪器评论》**95**，103903（2024）。[6]T. Vasileiou、D. Foresti、A. Bayram、D. Poulikakos 和 A. Ferrari，《迈向非接触式生物学：声泳 DNA 转染》，《科学报告》**6**，20023（2016）。[7]L. Puskar、R. Tuckermann、T. Frosch、J. Popp、V. Ly、D. McNaughton 和 B. R. Wood，《红细胞与恶性疟原虫滋养体的拉曼声悬浮光谱学》，《芯片实验室》**7**，1125–1131（2007）。[8]M. Sundvik、H. J. Nieminen、A. Salmi、P. Panula 和 E. Hæggström，《声悬浮对斑马鱼（Danio rerio）胚胎发育的影响》，《科学报告》**5**，13596（2015）。[9]D. Foresti、M. Nabavi、M. Klingauf、A. Ferrari 和 D. Poulikakos，《空气中的声泳非接触式运输与物质操控》，《美国国家科学院院刊》**110**，12549（2013）。[10]M. A. B. Andrade、T. S. A. Camargo 和 A. Marzo，《利用多焦点声悬浮器自动非接触式注入、运输、合并和喷出液滴》，《科学仪器评论》**89**，125105（2018）。[11]A. Watanabe、K. Hasegawa 和 Y. Abe，《空气中的非接触式流体操控：通过声悬浮实现液滴聚并与主动混合》，《科学报告》**8**，10221（2018）。[12]I. Ezcurdia、R. Morales、M. A. B. Andrade 和 A. Marzo，《Leviprint：利用对细长部件进行全面声学捕获实现非接触式制造》，载于*ACM SIGGRAPH 2022* 会议论文集 （美国计算机协会，纽约，2022年），第1–9页。[13]H. Chen、J. Hardwick、L. Gao、D. Martinez Plasencia、S. Subramanian 和 R. Hirayama，《增材制造中的声学：迈向非接触式、可扩展的高精度制造》，《应用物理评论》**12**，031305（2025）。[14]H. Chen、S. Bansal、D. Martinez Plasencia、L. Di-Silvio、J. Huang、S. Subramanian 和 R. Hirayama，《利用声悬浮实现全向多材料原位 3D 打印》，《先进材料技术》**10**，2401792（2025）。

利用螺旋反射器对声悬浮粒子进行可逆垂直定位[15]W. Xie 和 B. Wei，“单轴声悬浮的参数研究”，《应用物理快报》**79**，881–883（2001年）。[16]M. A. Andrade、N. Pérez 和 J. C. Adamowski，“利用非共振声悬浮器操控粒子”，《应用物理快报》**106**，014101（2015年）。[17]X. Qin、D. Geng、W. Xie 和 B. Wei，“螺旋形反射面声悬浮粒子的声操控动力学”，《科学仪器评论》**93**，064506（2022年）。[18]A. Marzo、A. Barnes 和 B. W. Drinkwater，“TinyLev：一种多发射器单轴声悬浮器”，《科学仪器评论》**88**，085105（2017年）。[19]Y. Ochiai、T. Hoshi 和 J. Rekimoto，“利用超声相控阵实现三维空中声操控”，《公共科学图书馆·综合》**9**，e97590（2014年）。[20]T. Hoshi、M. Takahashi、T. Iwamoto 和 H. Shinoda，“基于空气超声辐射压力的非接触式触觉显示器”，《IEEE触觉学汇刊》**3**，155–165（2010年）。[21]A. Marzo、T. Corkett 和 B. W. Drinkwater，“Ultraino：用于窄带空气超声传输的开放式相控阵系统”，《IEEE超声、铁电与频率控制汇刊》**65**，102–111（2017年）。[22]R. Morales、I. Ezcurdia、J. Irisarri、M. A. Andrade 和 A. Marzo，“利用开放硬件相控阵生成空气超声振幅图案”，《应用科学》**11**，2981（2021年）。[23]R. Montano-Murillo、R. Hirayama 和 D. Martinez Plasencia，“Openmpd：用于多模态粒子显示器的底层呈现引擎”，《ACM图形学汇刊》**42**，1–13（2023年）。[24]S. Kondo 和 K. Okubo，“利用多通道控制超声换能器阵列实现非接触式拾取的空中声镊”，《日本应用物理学杂志》**60**，SDDD16（2021年）。[25]T. Fushimi、A. Marzo、B. W. Drinkwater 和 T. L. Hill，“利用快速移动的悬浮粒子的声泳体积显示器”，《应用物理快报》**115**，064101（2019年）。[26]R. Hirayama、D. Martinez Plasencia、N. Masuda 和 S. Subramanian，“利用声学捕获实现视觉、触觉和听觉呈现的体积显示器”，《自然》（伦敦）**575**，320（2019年）。[27]R. Hirayama、G. Christopoulos、D. Martinez Plasencia 和 S. Subramanian，“利用任意散射物体实现高速声全息”，《科学进展》**8**，eabn7614（2022年）。[28]J. Mukherjee、G. Christopoulos、Z. Shen、S. Subramanian 和 R. Hirayama，“AcousTools：基于 Python 的全栈声全息库”，arXiv 预印本 arXiv:2511.07336（2025年）。

利用螺旋反射器对声悬浮粒子进行可逆垂直定位[29]L. P. Gor'kov, "理想流体声场中作用于小粒子的力", 苏联科学院院报**140**, 88（1961年）, [《苏联物理学文献通报》6, 773（1962年）]。[30]H. Bruus, "声流体学 7：作用于小粒子的声辐射力", 《实验室芯片》**12**, 1014（2012年）。

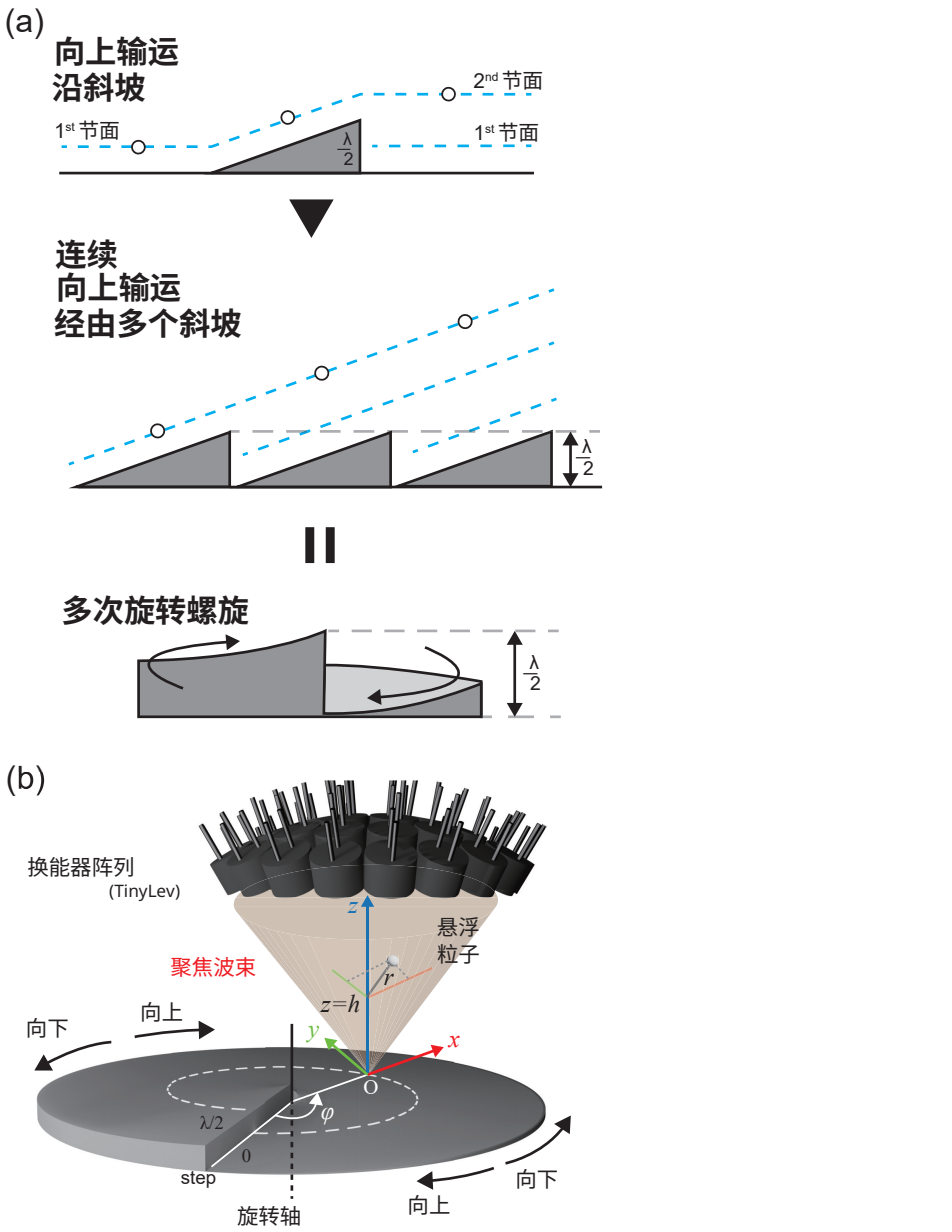

图 1. 所提出的垂直输运机制与实验装置。（a）概念示意图：在粒子下方平移的斜坡会诱导连续的节点上升（上）。该原理被扩展为周期序列（中），并映射到旋转坐标系（下），从而在紧凑占地范围内实现连续输运。（b）实验几何结构：原点 O 对应于换能器阵列的声学焦点。x轴和y轴分别定义为反射器中心线圆（白色虚线圆）的法向方向和切向方向，从而将垂直轴到$r = \sqrt{x^2 + y^2}$的径向距离定义为。螺旋反射器的旋转轴横向偏移$x = -25\,\mathrm{mm}$，以使入射波束与中心线圆对齐。反射器表面高度$H(\varphi)$随旋转角度 φ线性增加，螺旋螺距为$\frac{\lambda}{2}$。

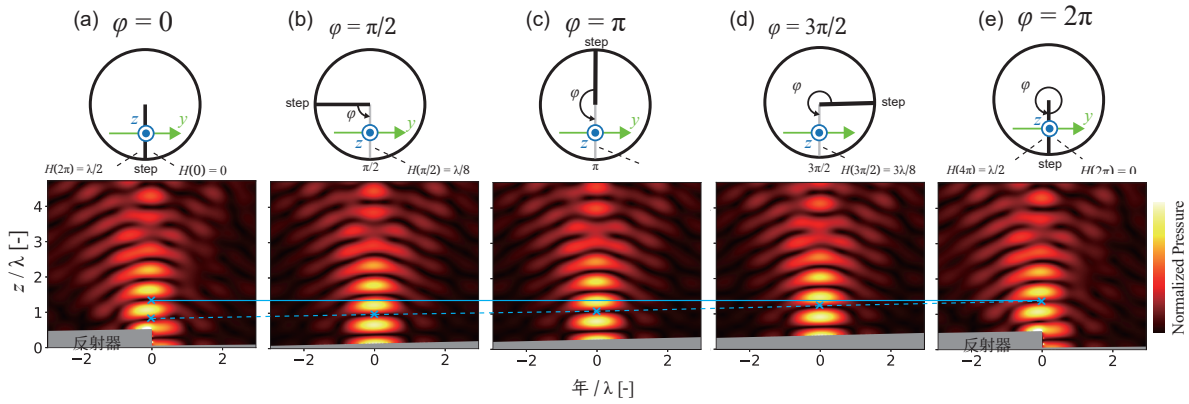

图 2. 一次完整旋转过程中连续垂直输运的数值演示。（a）–（e）分别为使用边界元法（BEM）计算得到的、在旋转角度 $\varphi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$, 和 2π 时 y–z 平面内归一化的声压分布。蓝色十字标记垂直轴上的压力节点。青色虚线描绘过渡节点向上的轨迹。青色实线将 $\varphi = 2\pi$ 处的节点与位于相同垂直高度的 $\varphi = 0$ 处节点连接起来，展示了粒子如何无缝交接至后续节点周期。

可逆 声悬浮粒子的可逆垂直定位，使用螺旋反射器 or

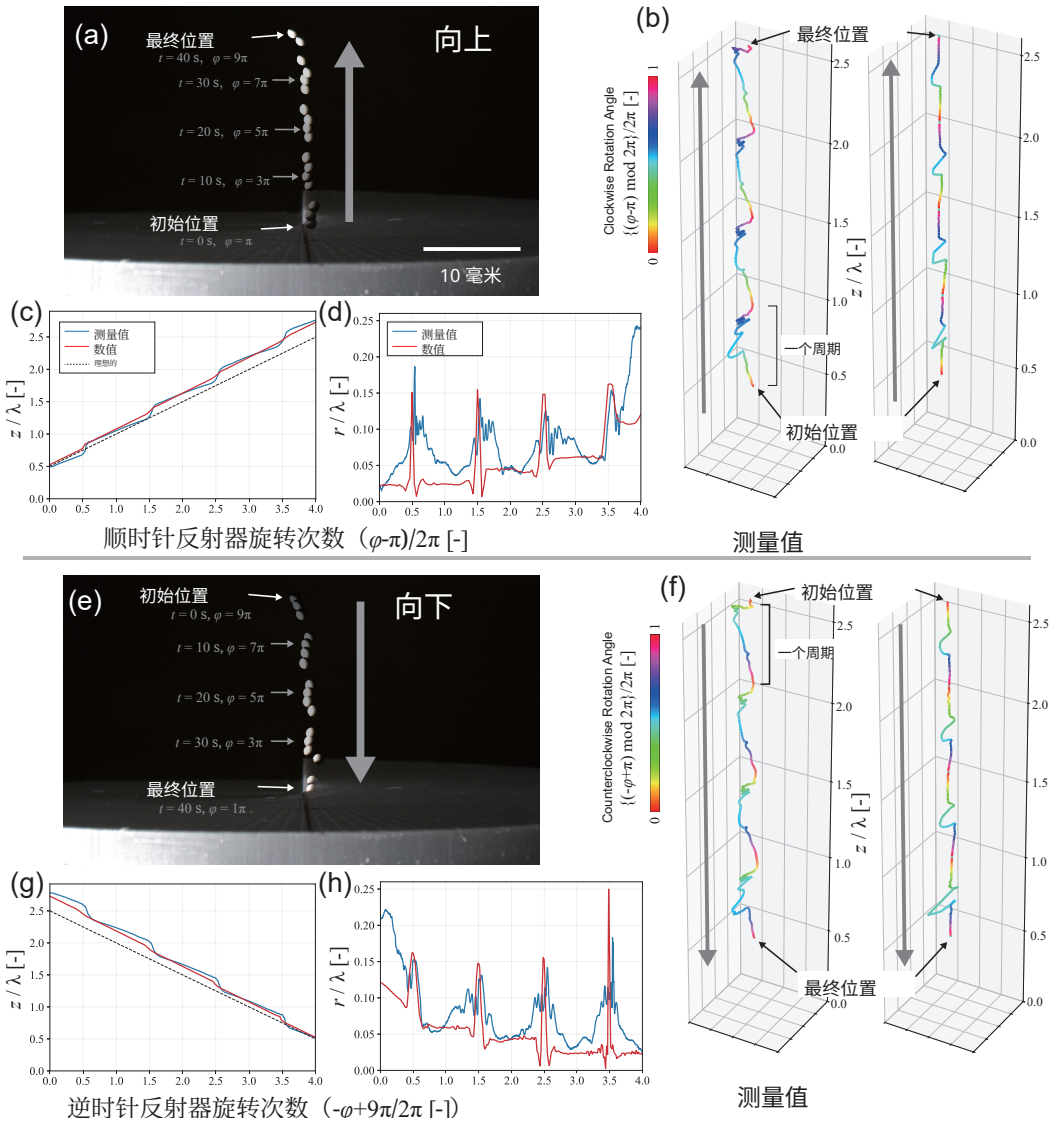

图 3. 可逆垂直输运的实验验证与数值分析。(a)–(d) 由螺旋反射器顺时针旋转诱导的向上输运（从 $\varphi = \pi$ 到 9π），以及 (e)–(h) 由逆时针旋转诱导的向下输运（从 $\varphi = 9\pi$ 到 π）。(a)、(e) 展示垂直运动的合成图像。从单帧图像中提取粒子图像，并叠加到背景上；初始位置处的亮度为 30%，并线性增加至最终位置处的 100%，以表示时间演化。(b)、(f) 对比实验测量与边界元法模拟得到的三维轨迹。颜色渐变表示一个周期内的旋转角。(c)、(g) 归一化垂直位置 $z\,\lambda$ 随反射器旋转次数的变化。黑色虚线表示每旋转一周的理想垂直位移（$\frac{\lambda}{2}$）。(d)、(h) 表示距垂直轴的归一化径向位移 $r\,\lambda$。多媒体视图展示了向上和向下输运视频（多媒体视图）。