

真空光镊系统及其在精密测量中的研究进展

韩翔, 陈鑫麟, 熊威, 邝腾芳, 陈志洁, 彭妙, 肖光宗*, 杨开勇, 罗晖

国防科技大学前沿交叉学科学院, 湖南 长沙 410073

摘要 光镊具有非接触、低损伤和适用范围广等特性,被广泛应用于生命科学、纳米科技等领域。光镊系统通过调制束缚光场操控机械振子的运动,借助光动量和角动量的检测获取振子的运动状态,以实现振子物理参量的精密测量。与传统液体光镊系统不同,真空光镊系统中的机械振子可获得与外界环境近乎完全隔离的状态,具有超高灵敏度的探测能力,是精密测量和基础物理研究的理想平台。首先介绍了真空光镊系统相关的基础理论,然后介绍了真空光镊系统的实验配置方案及其在精密测量中的典型应用,最后总结了真空光镊系统的发展现状,并给出了未来的发展建议。

关键词 激光光学; 真空光镊系统; 精密测量; 反馈冷却

中图分类号 O436 **文献标志码** A

doi: 10.3788/CJL202148.0401011

1 引言

1905年, Einstein^[1]首次利用光量子理论成功解释了光电效应,证实了光的粒子性。光子同时具有能量和动量,可在物体上产生辐射压力。自然界光源光动量传递导致的力学效应非常微弱,很难直接观测和利用,因此,光辐射压的研究进展非常缓慢^[2-3]。20世纪60年代,激光的出现为光辐射压的研究提供了强准直光源,极大推动了其研究进展,为光镊技术的诞生和发展奠定了关键的技术基础^[3-4]。

1970年, Ashkin^[5]使用双光束激光成功捕获并悬浮 SiO₂ 微粒; 1974年, Ashkin 等^[6]成功在空气环境和气压约为 133 Pa 的环境中捕获了 SiO₂ 微粒; 1976年, Ashkin 等^[7]在气压为 10⁻⁴ Pa 的环境中捕获了油滴,并指出在高真空环境中悬浮颗粒可获得超高灵敏度和极低耗散损耗的谐振子系统; 1986年, Ashkin 等^[8]使用单束高度会聚的激光束实现了微粒的捕获,这项技术也被称为光镊技术。随后, Ashkin 将光镊技术应用于生物领域,并于 2018 年被授予诺贝尔物理学奖^[9]。

20 世纪 90 年代以来,光镊技术的形式日益丰

富,在生命科学^[10-12]、微纳器件组装^[13-15]、基础物理^[16-19]和精密测量^[20-23]等领域均取得了突出的成绩。其中,真空光镊技术的兴起和快速发展,吸引了越来越多研究团队的加入^[16-29]。Li^[16]和 Gieseler 等^[17]分别于 2011 年和 2012 年在高真空环境中实现了 μm 和 nm 尺寸微粒的稳定悬浮,并将光镊悬浮颗粒质心运动的等效温度冷却到 mK 量级。研究表明,真空光镊系统中的悬浮颗粒基本隔离了与外界环境的能量交换,可近似为理想状态的简谐振子,被认为是物理量精密测量的理想平台。Ranjit 等^[30]和 Monterio 等^[23]分别在不同的真空光镊系统中实现了 $1.6 \times 10^{-18} \text{ N/Hz}^{1/2}$ 的微力分辨率和 $1 \times 10^{-7} \text{ g/Hz}^{1/2}$ 的加速度分辨率(g 为重力加速度),充分展示了真空光镊系统在精密测量领域的广阔应用前景。

随着真空光镊技术的快速发展,国内外大量学者持续追踪真空光镊系统的研究进展。2013年, Yin 等^[25]介绍了真空光力悬浮介观颗粒的冷却方案、量子效应和应用前景。2018年, Jin 等^[29]报道了光悬浮纳米球的实验进展,并介绍了其高达 100 kHz 量级谐振频率的特性;熊威等^[31]介绍了光

收稿日期: 2020-08-10; 修回日期: 2020-09-04; 录用日期: 2020-09-27

基金项目: 国家自然科学基金(61975237, 11904405)

*E-mail: xiaoguangzong@nudt.edu.cn

力惯性技术的基本原理和研究现状,并预测了未来的发展趋势。2019 年, Li 等^[26] 系统性概述了真空光镊技术的基本概念和发展历史。2020 年, Millen 等^[32] 介绍了光悬浮机械振子的发展现状; 路阔等^[33] 概述了基于光阱力的新型传感技术, 并提出了后续发展建议。在此基础上, 本文主要介绍了真空光镊系统的基本理论、实验配置及其在精密测量领域的典型应用, 分析了真空光镊系统用于精密测量的潜在优势。

2 基本理论

2.1 光力计算

光照射到物体表面时会产生辐射压力, 普通光束产生的光压非常微弱, 如太阳光在地球上的光压可估算为 $4.5 \mu\text{Pa}$, 约为大气压的十亿分之一。对于激光光束中的微观颗粒来说, 以功率为 10 mW 的 He-Ne 激光光束为例, 采用数值孔径 NA 为 0.85 的物镜聚焦光束, 在光束焦点处直径为 $1 \mu\text{m}$ 的聚苯乙烯微球会受到约 9.8 pN 的光推力, 并产生约为 $1.8 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ 的加速度^[3]。

光束对微粒产生的作用力可分为两类: 一类是沿光束传播方向的光散射力, 来源于光场散射和吸收等过程引起的光动量转移, 属于非保守力; 另一类是沿光场梯度方向的光梯度力, 主要由光场分布不均匀引起, 属于保守力。一般而言, 光梯度力是光束缚的主要作用力, 应大于散射力, 这是光镊稳定捕获的重要条件。

根据微粒尺度 r 与照射激光波长 λ 的相对关系, 常用的光力计算方法主要有三种: 瑞利区域-偶极子近似 (Rayleigh region, dipole approximation)、几何区域-射线近似 (Geometric region, ray approximation) 和介于二者之间的米氏区电磁模型 (Mie region, electromagnetic theory), 如图 1 所示。

$$\text{optical force model} \begin{cases} r \ll \lambda, & \text{Rayleigh region, dipole approximation} \\ r \approx \lambda, & \text{Mie region, electromagnetic theory} \\ r \gg \lambda, & \text{geometric region, ray approximation} \end{cases}$$

图 1 光力模型的分类

Fig. 1 Classification of the optical force models

2.1.1 瑞利近似电磁模型

当微粒尺寸远小于光波长时, 入射光的电磁矢量某瞬间在散射体中的位置可看作是均匀的, 散射体外场和内场的相位差异可以忽略, 散射微粒可等效成瑞利偶极子。这种近似模型已广泛用于纳米颗

粒, 其偶极矩可表示为^[34]

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}_1, t) = 4\pi n_2^2 \epsilon_0 r^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t), \quad (1)$$

式中, $m = n_1/n_2$ 为微粒与介质的相对折射率, n_1 为微粒折射率, n_2 为环境介质折射率, ϵ_0 为真空介电常数, $\mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t)$ 为坐标矢量 \mathbf{r}_1 在 t 时刻的电场矢量。稳态时纳米颗粒所受的光散射力 \mathbf{F}_{scat} 和梯度力 \mathbf{F}_{grad} 可表示为

$$\mathbf{F}_{\text{scat}} = \frac{8\pi n_2^5 k_0^4 r^6}{3c_0} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 I(\mathbf{r}_1), \quad (2)$$

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \frac{2\pi n_2 r^3}{c_0} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla I(\mathbf{r}_1), \quad (3)$$

式中, c_0 为真空中的光速, k_0 为真空中光束的波数, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为真空中光的波长, $I(\mathbf{r}_1)$ 为 \mathbf{r}_1 处的光强。可以看出, 散射力与 r^6 成正比, 梯度力与 r^3 成正比, 即随着颗粒半径的增大, 散射力相比梯度力增长得更快。

2.1.2 射线光学模型

射线光学模型也被称为几何光学(GO)模型, 该模型中, 入射光束被分解为许多强度和极化状态相近但方向不同的单根光线, 微粒所受光力可看成这些光线对微粒作用力的叠加。这些光线在同种介质中沿直线传播, 在介质交界面反射、折射的规律遵循菲涅耳定律。1992 年, Ashkin^[35] 采用该模型详细研究了光镊中微球分别在横向、轴向和任意位移后的受力情况。

射线光学模型计算简单, 不仅适用于尺寸远大于光波长的微粒, 也对尺寸接近波长的微粒具有一定的参考价值, 因此被广泛应用于微球动力学分析^[36-37]、细胞受力^[38]、微球散射光后焦面干涉^[39] 等方向, 并发展出了普适性更好的矢量光线追迹方法^[40]。2015 年, Callegari 等^[41] 开发了一套采用射线模型计算光力的 Matlab 工具箱软件。

2.1.3 米氏区电磁模型

早期的光力计算模型主要以射线模型为主, 21 世纪后发展出了多种电磁理论的计算模型, 如时域有限差分方法^[42]、广义洛伦兹米氏理论^[43]、有限元法^[44]、T 矩阵法^[45-46]、离散偶极子近似法^[47], 可以更精确地模拟光镊实验, 极大促进了光镊参数的优化设计。

这些电磁模型原则上适用于所有尺度的微粒, 但常被用于计算米氏区微粒受力。主要利用电磁场对微粒作用的洛伦兹力研究微粒的受力情况, 一般需要先确定入射光场的表述, 然后分析微粒对入射

光场的散射场分布,最后通过微粒周围的光场分布计算微粒所受的光力 \mathbf{F} ,即采用麦克斯韦应力张量在闭合曲面上进行积分来求解光力^[48],可表示为

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \oint_S \langle \mathbf{T} \rangle \cdot \mathbf{n} dS, \quad (4)$$

式中, \mathbf{n} 为环绕该物体闭合曲面 S 的法向单位向量, $\langle \mathbf{T} \rangle$ 为麦克斯韦应力张量 \mathbf{T} 的时间平均,可表示为

$$\langle \mathbf{T} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{D}\mathbf{E}^* + \mathbf{B}\mathbf{H}^* - \mathbf{I}_t(\mathbf{D}\mathbf{E}^* + \mathbf{B}\mathbf{H}^*)/2], \quad (5)$$

式中, \mathbf{D} 为电位移矢量, \mathbf{E} 为电场强度, \mathbf{B} 为磁感应强度, \mathbf{H} 为磁场强度, \mathbf{I}_t 为单位张量。(5)式中麦克斯韦应力张量中的电磁场为总电磁场,包括入射场和散射场。

2.2 微观热力学

真空光镊中悬浮的微纳颗粒并不处于静止状态,在环境气体分子热运动的碰撞下会发生布朗运动,与环境温度波动下气体分子的热涨落耦合相关联。环境气压 P_{gas} 的调控为研究者提供了调整这种关联程度和环境阻尼的方法,使悬浮颗粒可以在过阻尼和欠阻尼状态之间自由切换。如在室温条件下,一个标准大气压对应的气体阻尼率 Γ_0 为 MHz 量级,而 10^{-4} Pa 气压对应的气体阻尼率 Γ_0 可达到 mHz 量级;通常半径为 100 nm 的 SiO_2 纳米球谐振频率 Ω_0 可达 100 kHz 量级,半径为 $5 \mu\text{m}$ 的 SiO_2 微球谐振频率可达 100 Hz 量级;当 $\Gamma_0 < \Omega_0$ 时,悬浮颗粒处于欠阻尼状态,反之则处于过阻尼状态。这一特点使真空光镊系统成为微观热力学观测的重要工具^[49-50]。

2.2.1 布朗运动

布朗运动是一种常见的随机过程,可作为微观热力学典型的研究对象。

1) 自由布朗运动

考虑 t 时刻单轴位移 $x(t)$, 质量为 M 的自由颗粒运动满足朗之万方程,可表示为

$$M \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \gamma \frac{dx(t)}{dt} = \sqrt{2k_B T_0} \gamma \zeta(t), \quad (6)$$

式中, γ 为气体粘度, k_B 为玻尔兹曼常数, T_0 为气体环境温度, $\zeta(t)$ 为均值为 0、方差为 1 的白噪声。(6)式所示的微分方程求解比较容易^[20],相对而言,人们对均方位移(MSD)更感兴趣,可表示为

$$\langle x(t)^2 \rangle = \frac{2k_B T_0}{M\Gamma_0^2} [\Gamma_0 t - 1 + \exp(-\Gamma_0 t)]. \quad (7)$$

设驰豫时间 $\tau = 1/\Gamma_0$, 当时间尺度远大于 τ 时, MSD 可表示为

$$\langle x(t)^2 \rangle = \frac{2k_B T_0}{M\Gamma_0} t, \quad (8)$$

(8)式和爱因斯坦的扩散理论结果一致。当时间尺度远小于 τ 时, MSD 可表示为

$$\langle x(t)^2 \rangle = \frac{2k_B T_0}{M} t^2, \quad (9)$$

(9)式中的布朗运动为弹道运动。可以发现,改变环境气压 P_{gas} 可以调整气体阻尼率 Γ_0 , 进而改变动量驰豫时间 τ , 并在同一套系统中观察到上述两种运动模式^[20]。

2) 受限布朗运动

光镊中捕获颗粒所受的布朗运动通常称为受限布朗运动,其运动的朗之万方程可表示为

$$M \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + M\Gamma_0 \frac{dx(t)}{dt} + M\Omega_0^2 x = \sqrt{2k_B T_0} \gamma \zeta(t), \quad (10)$$

其中,捕获颗粒的谐振频率满足

$$\Omega_0 = \sqrt{\kappa/M}, \quad (11)$$

式中, κ 为光镊刚度。捕获颗粒的均方位移 MSD 满足

$$\langle x(t)^2 \rangle = \frac{2k_B T_0}{M\Omega_0^2} \left[1 - \exp(-t/\tau) (\cos \omega_1 t + \frac{\sin \omega_1 t}{2\omega_1 \tau}) \right], \quad (12)$$

式中,带阻尼谐振子的谐振频率 ω_1 满足

$$\omega_1 = \sqrt{\Omega_0^2 - \Gamma_0^2}. \quad (13)$$

3) 热逃逸与跃迁

以一维运动为例,光镊中捕获颗粒在受限布朗运动作用下位置 x 的分布概率满足

$$p(x) = p_0 \exp \left[-\frac{U(x)}{k_B T_0} \right], \quad (14)$$

式中, p_0 为归一化常数, $U(x)$ 为势能分布。通常将势能的最大值视为势阱深度 U_0 , 可由势阱边界和势阱刚度来限定。在布朗运动作用下,捕获颗粒从势阱中逃逸的概率与势阱形状和深度等因素有关。从(14)式可以看出,即使势阱深度 U_0 远大于布朗运动的平均机械能 $k_B T_0$, 捕获颗粒仍有概率获得能量跨越边界势垒,从而逃逸出去。在准稳态多势阱中,这种逃逸行为可演变成势阱之间的跃迁行为^[32]。

1940年, Kramers^[51] 指出势阱中颗粒的跃迁速率对环境阻尼存在显著的依赖关系。在过阻尼状态下,跃迁速率随阻尼的增大而减小,在欠阻尼状态下则正好相反。两种状态下跃迁速率随环境阻尼变

化的规律不同,因此存在过渡区域,通常被称为克莱姆斯过渡(Kramers turnover)。2017年,Rondin等^[52]在真空光镊系统中构建了准稳态双势阱,通过调整环境气压 P_{gas} 改变捕获纳米颗粒感受的阻尼状态,直接测量克莱姆斯过渡区域内的跃迁率。

2.2.2 光镊悬浮颗粒的反馈冷却

在布朗运动作用下,光镊中悬浮颗粒存在的位置波动会降低颗粒的位置稳定性和捕获寿命。1977年,Ashkin等^[53]通过反馈控制措施提升捕获颗粒的位置稳定性。随后,人们在液体环境光镊中实现了微球位置的反馈控制,并实现了布朗运动的有效抑制和捕获寿命的提升^[54-59]。在真空环境中,光镊悬浮介电颗粒所受阻尼大幅降低,表现为高速的热运动,颗粒更容易从光镊中逃逸。2011年,Li等^[16]在真空光镊系统中用光辐射压产生额外的阻尼冷却悬浮颗粒的质心运动,将直径为 $3\ \mu\text{m}$ 的 SiO_2 微球冷却至 $3\ \text{mK}$,大幅提高了真空光镊的稳定性和捕获寿命。

反馈冷却光镊悬浮颗粒的实质是有效抑制其均方位移,即质心运动冷却。与激光冷却原子时操控原子内部自由度不同,对捕获颗粒的反馈冷却是对其外部自由度的操控^[26]。

2.2.3 光镊悬浮颗粒的温度

在反馈冷却实验中,人们提到的光镊悬浮颗粒温度是质心运动等效温度,并假定颗粒整体温度分布均匀。但实际上在高真空度光镊系统中,捕获颗粒受激光加热效应影响,与外界能量交换效率极低。

2010年,Chang等^[60]从黑体辐射理论出发,得到了真空光镊系统中悬浮颗粒温度变化的微分方程。2013年,Li^[61]探索了捕获微米颗粒的激光加热效应。2014年,Millen等^[62]发现,在内部透镜效应作用下 SiO_2 微球表面温度分布并不均匀,这种不均匀分布使捕获微球在光热泳效应下偏离光强最大处;同时发现,在气压为 $100\ \text{Pa}$ 的环境下捕获 SiO_2 微球可达到其熔点 $1873\ \text{K}$ 。2015年,Jauffred等^[63]在标准大气压下捕获了金纳米球,在 $340\ \text{mW}$ 的捕获功率下纳米球的温度可达到 $7000\ \text{K}$ 。2016年,Jain等^[64]通过实验测量了真空光镊系统中纳米颗粒的光反冲效应。2018年,Hebestreit等^[21]在反馈冷却悬浮颗粒后,关闭冷却措施,通过观察质心运动温度上升速率与体温的关系测量颗粒的体温。2020年,Millen等^[32]采用一种在不同温度下可以辐

射不同频率光的样品测量捕获颗粒的体温,如通过金刚石NV色心^[65]的荧光测量纳米晶体的温度。在高真空环境的光镊系统中,捕获颗粒可选用低吸收材质,且可采取间歇性关闭捕获激光束的方式降低激光热效应的影响。

3 真空光镊系统

相比液体环境光镊,微球在真空环境中与环境介质的折射率差异更大,环境介质阻尼更低,光力悬浮捕获的难度也更大。真空光镊系统需要具备合理的光镊结构、高效的起支捕获机制、精密的位移测量方法和微球质心运动的有效冷却措施等要素以实现单微球的稳定捕获。

3.1 光镊结构

按照捕获光束的数量,真空光镊主要分为单光束光镊和双光束光镊,如图2所示。

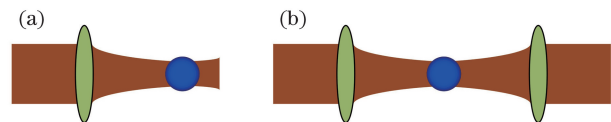


图2 真空光镊示意图。(a)单光束光镊;(b)双光束光镊

Fig. 2 Schematic diagram of the optical tweezers in vacuum. (a) Single-beam optical tweezers; (b) dual-beam optical tweezers

单光束光镊系统通常需要采用高数值孔径的透镜实现激光束的高度会聚,以产生足够强的梯度力来捕获颗粒。但在真空环境中,普通单光束光镊更适合纳米球的捕获,对微米级颗粒的捕获效率较低。因此,人们改良了其系统结构,包括竖直向上单光束光镊和抛物面镜会聚型单光束光镊。2014年,Moore等^[66]采用竖直向上的单光束光镊,借助微球重力抵消单光束的散射力,如图3所示,可实现对较

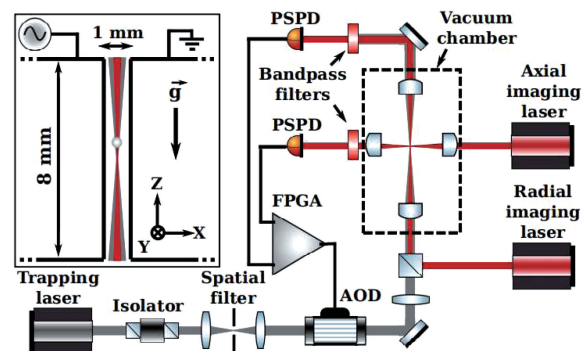


图3 竖直向上单光束光镊系统示意图^[66]

Fig. 3 Schematic diagram of the single-beam optical tweezers system with vertical upward^[66]

大直径微球的稳定捕获,其中,AOD为声光偏转器,PSPD为位移探测器,FPGA为现场可编程门阵列电路。2017年,Vovrosh等^[67]实现了一种抛物面镜会聚型单光束光镊,如图4所示,平行光束照射到抛物面镜后反射形成高会聚型捕获光束,捕获光束的梯度力远大于平行光束的散射力。该系统装置简单,且抗干扰能力更强,但对于微米级颗粒捕获效率的提升并不明显。

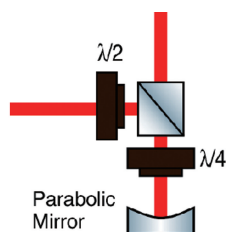


图 4 抛物面镜会聚型单光束光镊系统示意图^[67]

Fig. 4 Schematic diagram of the single-beam optical tweezers system with a parabolic mirror^[67]

不同于单光束光镊,在相向传播的双光束光镊中,作用在捕获颗粒上的散射力被相互抵消,可捕获颗粒的粒径范围大幅拓展,对聚焦透镜数值孔径的要求也有所降低,势阱的线性区域大幅增大。但该系统的复杂度更高,双光束的对准状态必须精密调整,光束的错位失准可能会导致微球发生旋转而大幅降低捕获的稳定性。2016年,Chen等^[36]通过仿真发现,在双光束光镊中,随着横向失准距离的增大,被捕获微球会依次出现稳定捕获、螺旋运动、轨道旋转和逃逸等行为,如图5所示。同时在实验中观察到微球、细胞和微球链等颗粒的旋转行为^[37,68],这可作为一种光致轨道旋转的新方法。

随着微纳加工技术的飞速发展,一种与空间光束光镊和光纤光束光镊不同的光镊形式逐渐引起研究者的广泛关注,这就是集成光镊(On-chip optical tweezers),也被称为片上光镊。这种光镊采用集成光学波导的形式传输捕获光束并形成势阱。图6为2014年Boerkamp等^[69]制作的波导光阱芯片,图6(a)的梯形盒为Si₃N₄,盒内部区域和周围包层均为SiO₂。尽管这类光镊多与微流控技术结合构建液体环境光镊^[70],但这种光镊体型小巧,是未来真空光镊系统小型化、集成化的重要方向。

3.2 起支捕获

在液体环境中,悬浮微粒在捕获光束照射下容易被捕获,但在空气或真空环境中,微粒通常被存放于载体上,位于载体表面的微粒样品会受到范德华力、毛细力和静电力等粘附力的作用,这些作用力通

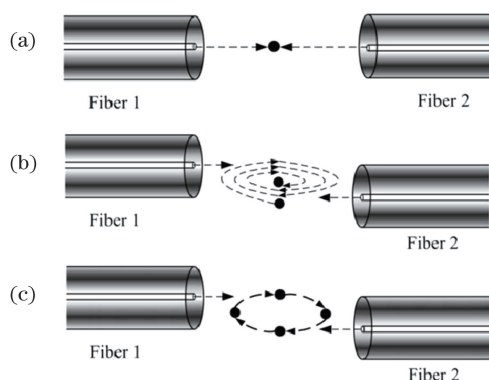


图 5 双光束光镊中失准距离 d 对捕获微球行为的影响。(a) $d=0$ 时,微球稳定捕获于光镊中心;(b) $0 < d < d_1$ 时,微球螺旋运动至光镊中心;(c) $d \geq d_1$ 时,微球绕光镊中心轨道旋转^[36]

Fig. 5 Influence of the misalignment distance d in the double-beam optical tweezers on the behavior of capturing microspheres. (a) When $d = 0$, the microsphere is stably captured at the center of the optical tweezers; (b) when $0 < d < d_1$, the microsphere spirals to the center; (c) when $d \geq d_1$, the microsphere rotates around the center^[36]

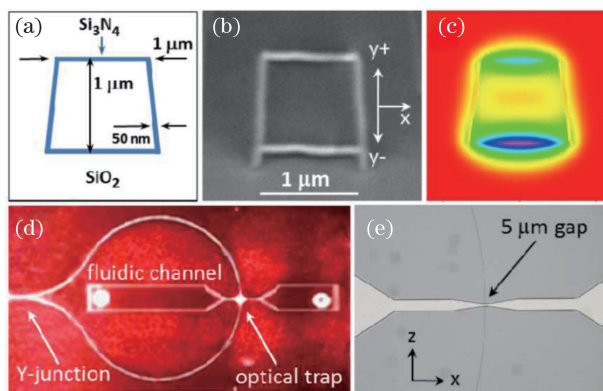


图 6 集成光镊示意图。(a)波导横截面;(b)波导横截面的扫描电子显微镜;(c)波导中的光斑模式;(d)耦合红光时波导光镊的俯视图;(e)波导光镊的显微视图^[69]

Fig. 6 Principle diagram of the integrated optical tweezers. (a) Cross-section of the waveguide; (b) image of the waveguide cross-section by scanning electron microscopy; (c) spot pattern in the waveguide; (d) top view of optical tweezers using waveguides when coupling red light; (e) microscopic view of optical tweezers using waveguides^[69]

常要比微球重力或常规激光功率(小于1W)下的光力高数个量级,因此微粒难以直接在光力作用下脱离载体表面。可通过压电陶瓷(PZT)振动法^[16,71]、喷雾法^[17]和脉冲激光分离法^[72]克服粘附效应实现起支捕获。

压电陶瓷振动法是借助压电陶瓷的高频振动为微粒提供足够大的加速度使其脱离载体表面。1974 年, Ashkin^[6]最早使用压电陶瓷实现了空气环境中微球的起支捕获, 这种方法在微米级颗粒的起支实验中得到了广泛的应用^[16, 71]。2020 年, Xiao 等^[71]针对双光束光纤光镊提出了一种微粒可重复起支使用的压电陶瓷振动方法, 使微球以合适的速率进入光镊的有效区域, 其系统结构如图 7 所示。其中, 圆形石英玻片粘附于管状压电陶瓷上, 选取适当的激励模式放大石英玻片对压电陶瓷的振动, 石英玻片中心处的微粒借助振动瞬时加速度克服粘附力向上弹起并装载入光镊中。

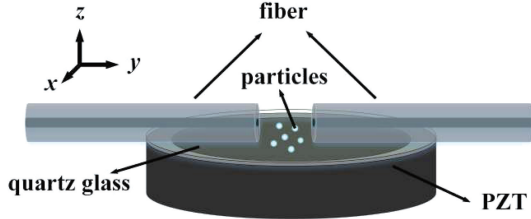


图 7 压电陶瓷微粒装载结构示意图^[71]

Fig. 7 Schematic diagram of the particle loading structure by piezoelectric ceramics^[71]

在正弦电压信号的激励下, 微粒受到的惯性力 F_{inertial} 瞬时最大值可表示为

$$F_{\text{inertial_max}} = m_0 u_0(x, y) \omega^2 = m_0 v_0(x, y) \omega, \quad (15)$$

式中, m_0 为微粒的质量, $u_0(x, y)$ 为位置 (x, y) 处石英玻片的振幅, ω 为压电陶瓷的振动频率, $v_0(x, y)$ 为位置 (x, y) 处微粒克服粘附力脱离石英玻片时的速度。可以看出, 在相同的惯性力情况下, 调节振动频率 ω 可以操控微粒的起支速度以及微粒进入光镊捕获区域的速度。

对于纳米级颗粒, 压电陶瓷振动法收效甚微, 往往需要借助超声雾化器将稀释后的微粒溶液转换成细微的液滴, 喷洒到光镊捕获区域后等待溶液组分蒸发后实现捕获, 即喷雾法。喷雾法中溶液组分通常为易挥发的液体, 如乙醇、丙醇。2012 年, Gieseler 等^[17]使用喷雾法在单光束真空光镊系统中实现了单纳米球的捕获。

脉冲激光分离法利用脉冲激光的光动量为微球提供足够高的瞬时加速度, 以脱离载体表面实现捕获。2018 年, Fu 等^[72]提出了一种通过优选激光参数以实现光镊中单微球起支的方法, 其系统结构如图 8 所示。

在空气或真空环境中如何快速起支和捕获微球

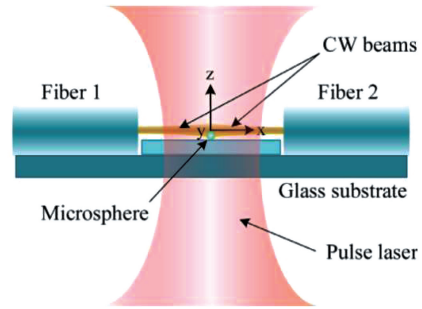


图 8 脉冲激光分离法起支单微球的原理示意图^[72]

Fig. 8 Schematic diagram of the single-microsphere launching by pulsed lasers^[72]

是一个复杂的技术问题, 这在光力悬浮传感的应用中极为重要。上述三种方法中, 压电陶瓷振动法和脉冲激光分离法有望实现单微球的起支捕获和重复使用^[26, 71-72], 而喷雾法本质上是随机过程, 可控性较低, 难以精准捕获单目标微粒, 还可能会出现多个微粒同时捕获的情形。由于喷雾过程中需要大量的微粒样品来保障捕获效率, 除捕获微粒外的空闲微粒必然会污染样品室内壁, 且会干扰正常实验的进行。

3.3 位移测量

对捕获微粒的位移测量是真空光镊系统中获取微粒质心运动状态的主要途径, 可作为参考量反馈冷却微粒的质心运动。因此, 位移测量是真空光镊系统中必不可少的要素, 也是实现高灵敏度测量的重要基础。按照测量机理的不同, 真空光镊系统中捕获微粒位移测量的方法主要可以分为四类: 图像传感器 (CCD 和 CMOS 相机) 方法、四象限探测器 (QPD) 方法、平衡探测器方法和回光干涉方法。

3.3.1 图像传感器方法

1996 年, Crocker 等^[73]通过视频中的图像序列分析了光镊中捕获微粒的扩散运动。这种方法利用透镜系统将微粒成像于 CCD 或 CMOS 相机的光敏面上, 然后通过图像解析方法确定微粒的像素位置, 并借助像素的位置变化和已标定的相邻像素间距获得微粒的位移。这种方法简单直观, 可追踪不同形状微粒或同时追踪多个微粒的位移^[14, 74], 但一般情况下图像传感器的曝光时间和帧率受到限制, 采样频率多在 1 kHz 量级以内。

图像传感器方法中图像坐标系与光镊坐标系的对准比较重要, 但也容易被研究者忽视。2018 年, Luan 等^[75]通过捕获微球动力学仿真证实了微球位置探测器 (如图像传感器) 坐标系与光镊坐标系存在失准角时, 不同方向位置之间存在耦合效应。当光

镊坐标系中沿不同轴的刚度差异较大时,该耦合效应会为位置测量和刚度标定带来显著误差,可通过光学结合(Optical binding)或功率失衡等方法来标定该失准角。

3.3.2 四象限探测器方法

四象限探测器方法主要借助透镜系统收集捕获微粒的散射光,通过散射光在探测器上的分布变化确定微粒的位移。利用四象限探测器进行微粒位移测量的光路中,按照散射光类型可分为前向散射光探测、后向散射光探测和侧向散射光探测^[32,76-77],按照散射光收集光路的特点可分为成像型^[76]和干涉型^[77]。光镊中捕获微粒的散射光分布与微粒的粒径息息相关,合理选择散射光类型和设计收集光路,可以提升位移测量的信噪比,获得较好的带宽。

2002 年, Rohrbach 等^[78-79] 提出在光镊系统中使用后向散射光干涉测量捕获微粒位置的方案^[78]。随后,后焦面位移测量方案被广泛使用^[79-80]。2015 年,刘海军等^[80]采用后焦面位移测量方案进行了微球位移的测量,其原理如图 9 所示。其中, QPD 为量化概率设计, E_i 为入射光束电场分量, E_s 为散射光电场分量, b 为微粒位移, I_D 为探测器上的光强分布。探测激光通过透镜聚焦到微球上后,其散射光被透镜 2 收集并入射到四象限探测器靶面上。四象限探测器位于透镜 2 的后焦面上,可通过监测不同象限上的光强大小求出光斑的相对位置。

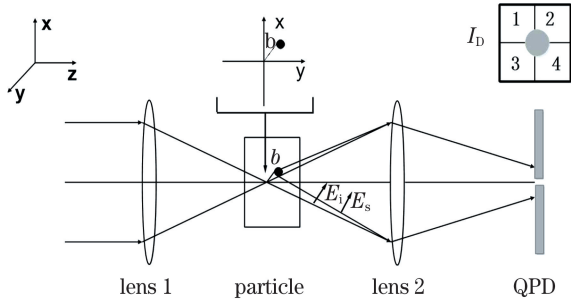


图 9 后焦面位移测量原理图^[80]

Fig. 9 Principle diagram of the back focal plane displacement measurement^[80]

在双光纤光镊系统中,捕获激光从相向放置的两条单模光纤出射,照射到微球后的前向或后向散射光难以被聚光镜收集从而进行有效的位移测量。2017 年, Xiong 等^[39]在双光纤光镊系统中将垂直于光束传播方向的侧向散射光用于后焦面位移测量(系统结构如图 10 所示),成功测量了微球在短时间内的位置波动,并分析了多重因素对位置测量灵敏度的影响。2019 年, Blakemore 等^[22]采用四象限探

测器测量了微球位置并实现真空光镊中的反馈冷却,在此基础上还精确测量了微米级球体的尺寸与 10^{-12} g 级质量。

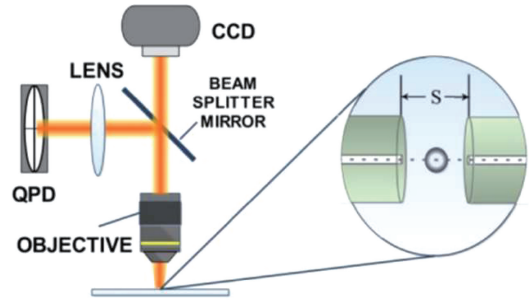


图 10 基于侧向散射光的后焦面位移测量方法^[39]

Fig. 10 Displacement measurement using lateral scattered laser on back focal plane^[39]

3.3.3 平衡探测器方法

在真空环境中,介质阻尼显著降低,微粒表现为高速的随机热运动,要求光镊系统具有非常高的响应速度。因此,图像传感器方法通常仅被用于辅助监测微粒捕获状态;尽管四象限探测器比图像传感器具有更高的时间分辨率,但工作带宽往往低于 1 MHz。

2010 年, Li 等^[20]利用 D 形镜将微球散射光束分割后再用分支光束的光强差进行位置测量,其原理如图 11 所示。其中, PBS 为偏振分束镜, BS 为 50/50 分束镜, LZ 为 Z 方向位移探测的收集透镜, ND 为中性滤波片。在 X 和 Y 方向的位移探测中,捕获微粒的前向散射光被 D 型镜(MX 和 MY)分为两部分,会聚后分别进入各个平衡探测器的两个端口,各端口的输出电压差对应相应的位移; X 和 Y 两个方向上 D 型镜的尖锐边缘对应方向互相正交。

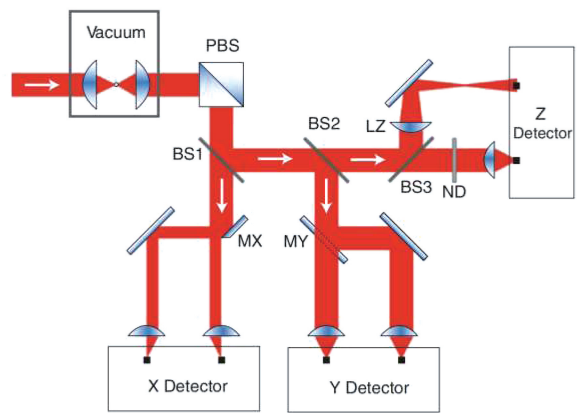


图 11 平衡探测器位移测量方法原理示意图^[16]

Fig. 11 Schematic diagram of the displacement detection by balanced detectors^[16]

在 Z 方向的位移探测中,平衡探测器的两个端口分别接收散射光分束后的会聚光和发散光。这种方法中平衡探测器的响应带宽可达到 75 MHz,且可以获得较高的信噪比。2012 年,Gieseler 等^[17]改良了 Z 方向位移探测的光路结构,并将其用于纳米颗粒的位置测量中,利用平衡探测器的位置探测方法在真空光镊系统得到了广泛的应用^[26]。相比四象限探测器,该方法的时间分辨率和探测信号信噪比更高,但结构也更复杂、成本更高。

3.3.4 回光干涉方法

2011 年,Garbos 等^[81]采用微球散射光与光纤端面反射光干涉信号和激光多普勒效应测量了中空光子晶体光纤内部光捕获微球的位置和速度。2014 年,Zhang 等^[82]使用该方法测量了双光纤光镊中捕获微球的速度,以用于液体环境温度的传感。在此基础上,2019 年,Xiong 等^[83]提出了一种利用零差相位干涉信号测量光镊中捕获微球位置的方法,基本原理如图 12 所示。光纤出射的激光(Laser1)入射到被捕获的微球上后,反射光又沿原光纤光路返回。反射光的相位随微球位移的变化而变化,在平面 PL 上与另一束参考光(Laser2)产生干涉,利用该结构还可以观察到微球从点 M 移动到点 N 时产生的多普勒效应,并通过对干涉相位变化 $\Delta\phi$ 进行相位解调获得微球的位移信号。

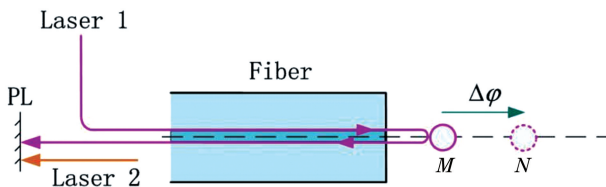


图 12 回光干涉位移测量方法的原理^[83]

Fig. 12 Principles of back-light interference displacement measurement method^[83]

3.3.5 位移探测器的标定

在上述四种位移测量方法中,图像传感器方法测得的是像素变化信息,需要标定像素与位移器电压和位移之间的对应关系^[3];其余三种方法测得的信号是电压信号,需要标定探测之间的对应关系。

一般而言,像素与位移或电压与位移对应关系的标定可分为直接标定和间接标定两种方法。直接标定法采用已知位移量标定,如使光镊中微粒处于已知流速的稳恒流体中,微粒因流体粘滞力发生平衡位置的变化,并获得一个已知位移量,从而标定探测器信号与实际位移之间的对应关系。这种标定方

法可以衍生为使用压电平台提供位移驱动样品室内微粒往复运动的标定方法^[3]、使用像素已标定的图像传感器提供位移的标定方法^[39]、在光驻波场中使用光波长和微粒穿越相邻波节时探测器信号变化提供位移的标定方法^[30]、在静电场中使用已知电场驱动带电微粒提供位移的标定方法^[66]等多种形式。间接标定法通常假定被捕获微粒处于热平衡状态,通过所测电压信号的功率谱密度或位移方差标定探测器电压与微粒位移的对应关系^[16-17]。间接标定法较为通用,但受限于热平衡状态和简谐势阱的假设^[32]。

3.4 光阱刚度的标定

在光镊平衡位置附近,束缚微粒的光势阱近似于简谐势阱。当微粒偏离平衡位置时,所受光力与偏离位移成线性关系,其比例系数也被称为光阱刚度。光阱刚度是光镊系统中光束束缚能力的主要表征参数,其标定方法大致可分为两类:一类是主动法,如流体力偏移法、外加周期驱动法、台阶响应法;另一类是被动法,如均方位移法、玻尔兹曼统计法、功率谱法、自相关法、最大似然估计法^[3-4,84]。

流体力偏移法是最直接的一种实验方法,即在已知流速的稳恒流体中,以孤立微球受到的流体粘滞力作为标准力,使微球偏离原平衡位置,直至光力和粘滞力匹配平衡,随后通过斯托克斯公式获得粘滞力大小来标定光阱刚度。外加周期驱动法可分为正弦波驱动和三角波驱动,光镊系统在压电平台控制下往复运动,微球在流体粘滞力的带动下开展与驱动方式对应的受迫运动,通过对比微球受迫运动与周期驱动之间的相位差或转换位置,可求出光阱刚度。台阶响应法则是在快速移动光镊系统一个小的偏移量后测量微粒的位移响应来标定光阱刚度的一种方法。

与主动法不同,被动法主要依赖于对微粒布朗运动的分析。均方位移法是在热平衡状态下开展的,在假定平衡位置坐标为 0 的光镊系统中,微粒单自由度上的均方位移满足

$$\langle x^2 \rangle = \frac{k_B T_0}{\kappa}. \quad (16)$$

由于微球位置方差与均方位移相等,因此,通过微球位置波动的方差可以得到光阱刚度。玻尔兹曼统计法也是在热平衡状态下开展的,此时微球位置分布的概率密度 $p(x)$ 满足玻尔兹曼定律,可表示为

$$p(x) = c_p \exp\left(-\frac{x^2}{2k_B T_0 / \kappa}\right), \quad (17)$$

式中, c_p 为归一化常数。通过对微粒位置分布进行拟合便可以得到光阱刚度。功率谱法分为过阻尼和欠阻尼两种情况, 在过阻尼状态下, 微球在布朗运动作用下位置波动的功率谱曲线满足洛伦兹分布, 通过洛伦兹线型拟合得到拐角频率, 再通过拐角频率与光阱刚度之间的线性对应关系标定光阱刚度; 在欠阻尼状态下, 微球位置的功率谱曲线中存在显著的谐振频率峰, 通过谐振频率和微粒质量可以得到光阱刚度。自相关法主要是在过阻尼状态下开展的, 对于受限布朗运动微粒的位移而言, 在任意时间 τ 下, 位移的自相关函数满足

$$\langle x(0)x(\tau) \rangle = \frac{k_B T}{\kappa} \exp\left(-\frac{\kappa}{\gamma} \tau\right), \quad (18)$$

通过位移自相关函数指数衰减的特征时间和流体粘度等信息可以标定光阱刚度。最大似然估计法将过阻尼状态下微球在受限布朗运动作用下的位置波动视为统计样本, 然后用最大似然估计快速获得光阱刚度。

上述光阱刚度的标定方法大多数适用于过阻尼状态。在真空光镊系统中, 特别是高真空条件下, 气体分子热运动大幅减弱, 捕获颗粒处于欠阻尼状态, 从而体现出简谐运动状态, 可先完成光阱刚度的标定, 再调整环境气压进入欠阻尼状态。

3.5 反馈冷却方案

目前主要有光动量反馈冷却方案^[16]、参数反馈冷却方案^[17]、静电力反馈冷却方案^[19]和光腔冷却方案^[16]四种冷却方案。这些冷却方案都在真空光镊系统中施加了反馈控制环路, 如图 13 所示, 该环路通常由位置测量系统、反馈控制系统、反馈控制方式和反馈控制对象等要素构成。其中, 位置测量系统为反馈控制系统提供反馈参考信号, 反馈控制系统为反馈控制对象提供反馈控制信号。

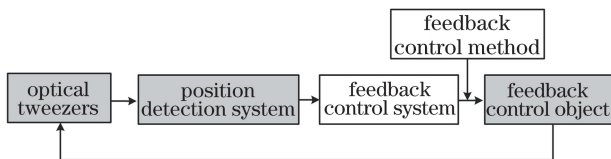


图 13 光镊反馈控制的基本流程

Fig. 13 Basic process of optical tweezers feedback control

3.5.1 光动量反馈冷却方案

光动量反馈冷却方案由 Li 等^[16]提出, 其基本原理如图 14 所示。相向传播的双激光束构成了双光束光镊, 分别施加三束光轴相互正交、功率独立调

节的激光束作为冷却光束。由位置探测系统提供微球位移时序变化信息, 借此解算微球速度信息后反馈调控相应方向(X、Y、Z)冷却光束的激光功率, 从而改变冷却光束的散射力, 产生与微球速度方向相反的额外阻尼作用, 以冷却微球的质心运动。

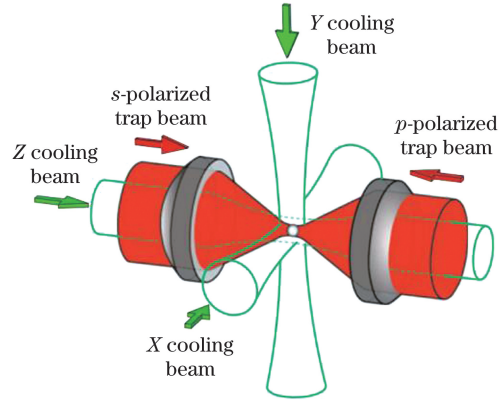


图 14 光动量反馈原理示意图^[16]

Fig. 14 Principle of the optical momentum feedback^[16]

在热平衡状态下, 施加光动量反馈冷却前, 微球位移的功率谱密度为

$$S_x(\omega) = \frac{2k_B T_0}{M} \frac{\Gamma_0}{(\Omega_x^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_0^2}, \quad (19)$$

式中, Ω_x 为 x 方向上微球振动的谐振频率。在施加冷却的情况下, 微球位移的功率谱密度为

$$S_x^{\text{cool}}(\omega) = \frac{2k_B T_0}{M} \frac{\Gamma_0}{(\Omega_x^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 (\Gamma_0 + \delta\Gamma_x)^2}, \quad (20)$$

式中, $\delta\Gamma_x$ 为附加阻尼。冷却后质心运动的等效温度为

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_0 \Gamma_0}{\Gamma_0 + \delta\Gamma_x}. \quad (21)$$

3.5.2 参量反馈冷却方案

参量反馈冷却方案由 Gieseler 等^[17]提出, 其基本原理如图 15 所示, 在单光束光镊中, 由三个位置探测器获得捕获纳米球体三维位移时序信息, 当微球远离光镊平衡位置运动时增大捕获光功率, 当微球向光镊平衡位置运动时降低捕获光功率。借助这种光功率调制作用控制捕获激光束施加在微球上的梯度力, 逐渐降低微球的机械能来冷却其质心运动。这种方案中功率调制信号 $S(\Omega)$ 的频率是位移信号的两倍, 需要通过相位匹配使两个信号之间的相位差 $\Delta\phi = 0$, 以达到最好的冷却效果。处理纳米球质心的三维运动时, 可将三个方向位移对应的调制信号进行求和。

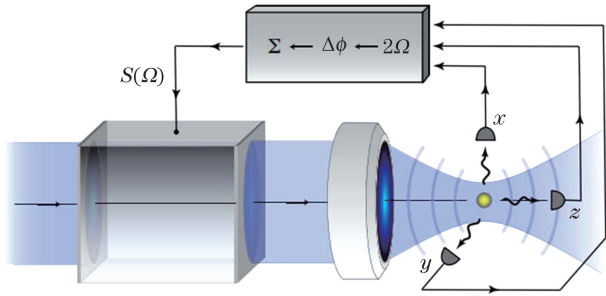


图 15 参数反馈方案示意图^[17]

Fig. 15 Schematic diagram of the parameter feedback scheme^[17]

目前主流的光功率调制方式主要有模拟式正弦波调制和数字式方波调制。2019 年, Zheng 等^[27]证实数字式方波调制效率略高于模拟式正弦调制效率。理论上来说, 数字式方波调制方式下可达到的等效温度极限为

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_0 \Gamma_0}{\Gamma_0 + \eta \Omega_0 / \pi}, \quad (22)$$

式中, η 为调制深度, 由最大调制功率 P_{max} 和最小调制功率 P_{min} 确定, 可表示为

$$\eta = \frac{P_{\text{max}} - P_{\text{min}}}{P_{\text{max}} + P_{\text{min}}}. \quad (23)$$

由于参量反馈冷却方案中捕获光束和冷却光束为同一束激光, 因此, 微球三维运动冷却会受到交叉加热效应影响, 主流的应对策略有三轴运动求和^[17]和少数服从多数^[27]两种。

3.5.3 静电力反馈冷却方案

静电力反馈冷却方案由 Tebbenjohanns 等^[19]提出, 基本原理如图 16 所示。在单光束光镊中, 由位移探测系统提供的捕获带电纳米颗粒经过增益 H

的位置信息 (y_{\parallel}), 反馈控制位于颗粒两侧平行电容极板上的电压, 以调控颗粒所处的静电场强度和所受静电力, 从而产生额外阻尼冷却其质心运动。该方案与光动量反馈冷却方案的基本原理相近, 不同的是调控的力, 因此需要捕获颗粒带有一定的电荷。

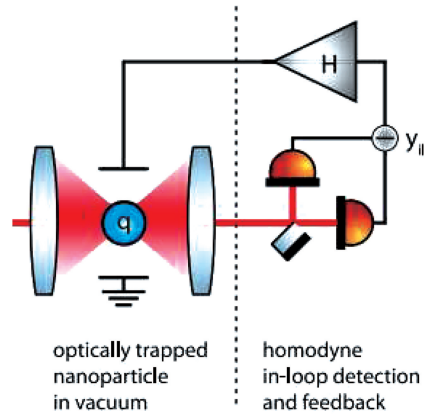


图 16 静电力反馈冷却方案示意图^[19]

Fig. 16 Diagram of the feedback cooling scheme by electrostatic forces^[19]

3.5.4 光腔反馈冷却方案

光腔反馈冷却方案的基本原理如图 17 所示^[16], 图 17(a) 中微球被捕获于光轴沿竖直方向的双光束光镊中。设外腔谐振频率 ω_c 与冷却激光频率 ω_L 的差值为微球谐振频率 ω_M , 在多普勒效应作用下, 当微球运动与冷却光束同向时, 散射激光频率会更接近腔谐振频率; 反之, 散射激光频率远离腔谐振频率; 从而形成了频率边带 $\omega_L \pm \omega_M$, 如图 17(b) 所示。其中, 偏离腔谐振频率的散射光被耗散掉, 并带走微球的部分机械能, 从而达到冷却微球的效果。

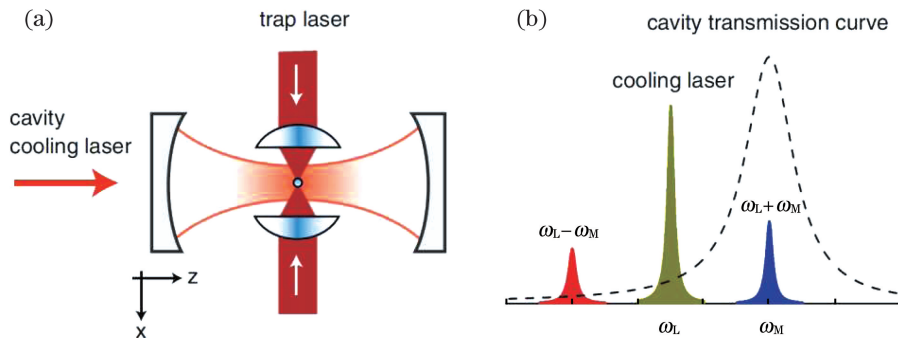


图 17 腔反馈冷却方案示意图。(a) 腔反馈冷却方案的光路; (b) 光透射谱线^[16]

Fig. 17 Diagram of the cavity feedback cooling scheme. (a) Light path of the feedback cooling scheme; (b) light transmission^[16]

3.5.5 反馈冷却方案的对比

在上述四种反馈冷却方案中, 光动量反馈冷却方案原理简单, 不限于光镊形式, 但实验系统复杂;

参量反馈冷却方案中捕获光束与冷却光束为同一激光束, 实验系统简单便利, 但原理复杂, 且只在单光束光镊中实施过; 静电力反馈控制方案在微球受力

调控上与光动量控制方式相似,要求捕获微球带有电荷;光腔反馈控制方案是唯一一种被动式反馈冷却方案,可将捕获颗粒冷却至量子基态,但捕获颗粒三维运动之间的耦合程度较高。

除了这四种反馈冷却方案之外,近年来出现了一些新型的自反馈方案,具有冷却捕获微球质心运动的潜力。2013 年,Sayed 等^[85]提出了自反馈内腔光镊的概念;2019 年,Kalantarifard 等^[86]实现了该光镊方案,基本原理如图 18 所示,这种光镊利用激光功率与微粒位置的耗散耦合实现自反馈控制。如图 18(a)所示,当无微粒捕获于光阱时,环形激光器的损耗较小,腔内拥有较大的光势能深度。如

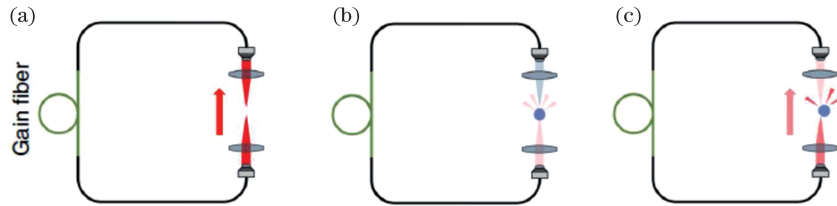


图 18 自反馈内腔光镊的原理图。(a)无捕获微粒时的内腔光镊;(b)捕获微粒位于光镊中心时;(c)捕获微粒偏移光镊中心时^[86]

Fig. 18 Schematic diagram of the self-feedback intracavity optical tweezers. (a) Intracavity optical tweezers without trapped particles; (b) when trapped particles are located in the center of optical tweezers; (c) when trapped particles are offset from the center of optical tweezers^[86]

4 真空光镊系统在精密测量中的应用

众所周知,品质因数是衡量精密测量系统性能指标的重要参数之一。在 Imboden 等^[87]工作的基础上,2020 年,Millen 等^[32]整理总结了不同体积谐振子系统的品质因数范围,如图 19 所示。其中,

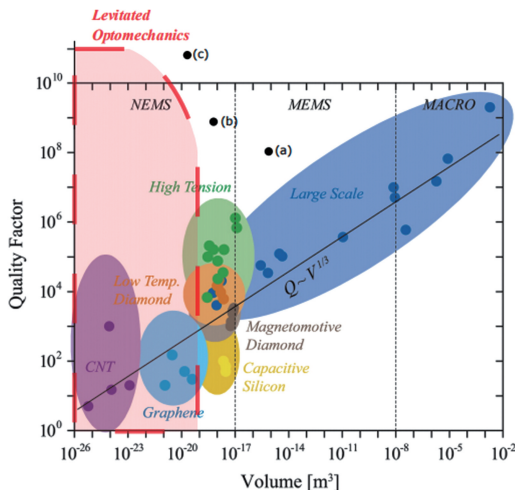


图 19 不同谐振子系统的品质因数^[32]

Fig. 19 Quality factors of the different resonance subsystems^[32]

图 18(b)所示,当微粒捕获于光镊中心时,激光被微粒散射使腔内损耗变大,损耗大于激光器启动阈值时会关闭。当微粒偏移光镊中心时,微粒对激光的散射减少,使腔内损耗降低,激光功率随之增大,微粒被光力作用拉回到光阱中心。这种自反馈特性使内腔光阱在低数值孔径透镜下也能捕获微粒,且可实现比传统光镊高两个量级以上的束缚效率。2019 年,Xiao 等^[28]的研究表明,这种单光束内腔光镊在轴向上的稳定方式会导致微粒径向和轴向的位置波动产生耦合作用。这种现象会一定程度上降低微粒的轴向束缚效率,选取低数值孔径的透镜与合适的阻尼参数可以降低这种耦合效应。

虚线区域表示光悬浮谐振子系统的预期范围,该范围可兼顾当前谐振子系统最高的品质因数和最小的体积,为超高精度传感器的实现指明方向。

4.1 极弱力测量

对于机械振子力学传感系统,受热噪声限制的最小可探测力可表示为

$$F_{\min} = \sqrt{\frac{4k_B T_0 M \Omega_0 B}{Q}}, \quad (24)$$

式中, B 为探测带宽, Q 为谐振子品质因数。显然,高品质因数和低温是力学传感系统获得超高灵敏度的关键因素。

通常微悬臂梁和纳米膜等固态机械谐振传感器,已达到 $10 \sim 100 \text{ aN/Hz}^{1/2}$ 范围的力学灵敏度,可用于探测固体中单电子的自旋和 $10 \mu\text{m}$ 尺度的非牛顿引力等。但这些传感器系统中,探测质量块在机械支承下会发生损耗,使机械振子的品质因数不高(低于 10^6),限制了传感性能的进一步提升^[25]。

真空光镊中悬浮微球与外界环境几乎隔离,且避免了机械支承损耗,有望在室温环境下实现极高的品质因数(约为 10^{12}),是超高灵敏度力学传感系

统的绝佳方案。2016 年, Ranjit 等^[30] 在双光束光镊系统中使用光动量反馈方案将直径为 300 nm 的带电微球冷却至约 400 mK, 并实现了 1.6×10^{-18} N/Hz^{1/2} 的微力灵敏度, 该系统在数小时的积分时间上实现了 6×10^{-21} N 量级的微力传感, 其实验装置简图如图 20(a) 所示。两束功率相等、相向传输、波长为 1064 nm 的捕获光束干涉形成驻波场光镊(光束沿 z 轴传输), 以捕获直径为 300 nm 的 SiO₂ 微球, 三束波长为 780 nm 的激光束用于光动量反馈冷却捕获微球(分别沿 x、y、z 轴传输)。图 20(b) 是在捕获光总功率为 2.2 W、腰斑半径为 8 μm、干涉所致光强调制比为 0.2% 的情况下计算得到的轴向(z 轴) 偏移对应的光镊力。可以看出, 因驻波场形成了许多相邻排布的小势阱, 两个相邻小势阱之间的间距约为捕获光波长的 1/2。如图 20(c) 所示, 捕获微球出现了相邻捕获位置的跳变。这些势阱捕获位置的间距与波长存在对应关系, 可为捕获微球位移信号的标定提供标尺^[30,88]。

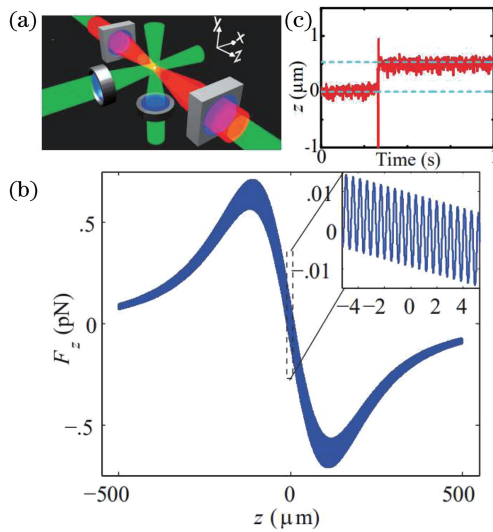


图 20 真空光镊的传感系统。(a) 实验装置; (b) 轴向偏移对应的光镊力; (c) 捕获微球的轴向位移时序曲线^[30]

Fig. 20 Sensing system of the vacuum optical tweezers. (a) Experimental device; (b) optical tweezers force corresponding to axial offset; (c) time series curve of axial displacement of captured particles^[30]

在真空环境中, 品质因数可定义为 $Q = \Omega_0 / \Gamma_0$, (24) 式可以变换为

$$F_{\min} = \sqrt{4k_B T_0 \Gamma_0 M B} = \sqrt{4k_B T_{\text{eff}} \Gamma_{\text{eff}} M B}, \quad (25)$$

式中, T_{eff} 为颗粒质心运动等效温度, Γ_{eff} 为颗粒质心运动等效阻尼因数。可以发现, 在光镊悬浮颗粒

力学传感方案中, 超高真空环境是保证超高品质因数并实现超高灵敏度探测的关键因素, 但在超高真空环境中, 悬浮颗粒极易脱落, 反馈冷却措施虽不能提升灵敏度, 但却是必不可少的, 可将微粒的捕获时长提升到数天。真空光镊系统因其在力学传感中可达到的超高灵敏度, 有望在微尺度非牛顿引力和短程力(如范德华力、卡西米尔力)的精密测量等方面取得突破性进展。

2018 年, Hebestreit 等^[21] 提出了一种测量静态力的方案, 即在高真空环境中捕获微粒并反馈冷却其质心运动, 关断捕获光和冷却光使微粒在静态力场作用下离开原平衡位置, 然后再开启捕获光和冷却光, 但微球位置已出现偏移, 同时因机械能的变化而出现振荡状态。通常静态力场可以是重力或静电力, 因此, 这种方案可用来测量微尺度的重力或静电力, 且可以得到重力加速度或颗粒带电量。

4.2 加速度测量

加速度是表征运载体线运动状态的关键参数, 在惯性导航中非常重要。可用于加速度测量的方案较多, 悬浮式方案因避免了机械支承导致的损耗, 是高精度加速度计的理想方案。2015 年, Geraci 等^[89] 指出, 对处于量子基态的悬浮纳米颗粒, 通过动量检测有望在亚秒积分时间内实现优于 1×10^{-19} g 的分辨率。

与力学传感相似, 捕获颗粒加速度传感也受限于热噪声, 由(24)式得到可探测的最小加速度为

$$a_{\min} = \sqrt{\frac{4k_B T \Omega_0 B}{MQ}}. \quad (26)$$

超高真空环境是保证超高品质因数并实现超高灵敏度探测的关键因素, 而反馈冷却是超高真空度光镊系统中必不可少的一环。2017 年, Monteiro 等^[90] 使用竖直向上的单光束光镊悬浮直径约为 23 μm 的 SiO₂ 微球, 实验装置如图 21 所示, 其中波长为 1064 nm 的光束为捕获光束。三束波长为 532 nm 的冷却光束通过光动量反馈方案冷却捕获微球, 在高真空条件下达到了 4×10^{-7} g/Hz^{1/2} 的加速度分辨率, 并在数小时的积分时间下实现了 1 ng 的加速度测量。这种竖直向上的光镊结构克服了单光束光镊对微米颗粒捕获效率偏低的缺陷, 并通过小数值孔径透镜会聚捕获光束来降低捕获光的光镊力和刚度。在光镊足够稳定的状态下, 该套装置中微球可维持约 1 个月的捕获寿命。随后,

该团队进一步优化了系统光路的稳定性,将直径为 $10\ \mu\text{m}$ 的微球冷却到约 $50\ \mu\text{K}$,实现了优于 $10^{-7}\ \text{g}/\text{Hz}^{1/2}$ 的加速度分辨率和 $10^{-18}\ \text{N}/\text{Hz}^{1/2}$ 的微力分辨率^[23]。

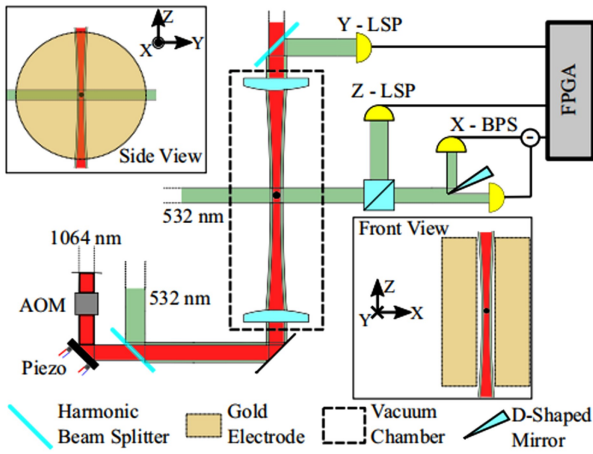


图 21 用于加速度传感的真空光镊系统示意图^[90]

Fig. 21 Diagram of the optical tweezers system in vacuum for acceleration sensing applications^[90]

4.3 陀螺效应

当陀螺在地面上高速转动时,其对称轴会发生倾斜,但重力对支撑点的力矩没有使其倾倒下,而是陀螺一边绕自身对称轴自旋,一边绕竖直轴进动,这种现象通常被称为陀螺效应,可理解为旋转刚体有维持其旋转方向的惯性。借助陀螺效应进动性和定轴性研制的陀螺仪,可用于测量运载体的角速度,是惯性导航中必不可少的元件之一。

2013年,Arita等^[91]在高真空环境中采用圆偏振光悬浮微球并使其转动,其旋转频率达到 MHz 量级。2018年,Reimann等^[92]通过被捕获的 SiO_2 纳米颗粒在 $10^{-3}\ \text{Pa}$ 高真空环境中实现了超过 1 GHz 的旋转速率。高速旋转会带来该尺寸下的陀螺效应,并为旋转角速度的测量提供了一种新的途径。Ahn等^[93]使用圆偏振光束操控哑铃状纳米颗粒实现了约 1.1 GHz 的旋转速率。2020年,Ahn等^[94]在相似系统中实现了高达 5 GHz 的转速,如图 22 所示。其中,DM 为二向色镜,OBJ 为物镜,NP 为悬浮的纳米颗粒,DET 为光电探测器。图 22(b) 中悬浮颗粒旋转信号的功率谱密度曲线在 10 GHz 附近有明显的尖峰,此时颗粒旋转速率分别约为 5.2 GHz 和 5.0 GHz。这些被光镊捕获颗粒的旋转速率可以通过施加的光力矩控制,而光力矩可以通过光强、光束椭圆偏振度、环境气压和悬浮颗粒的双折射特性来调节。

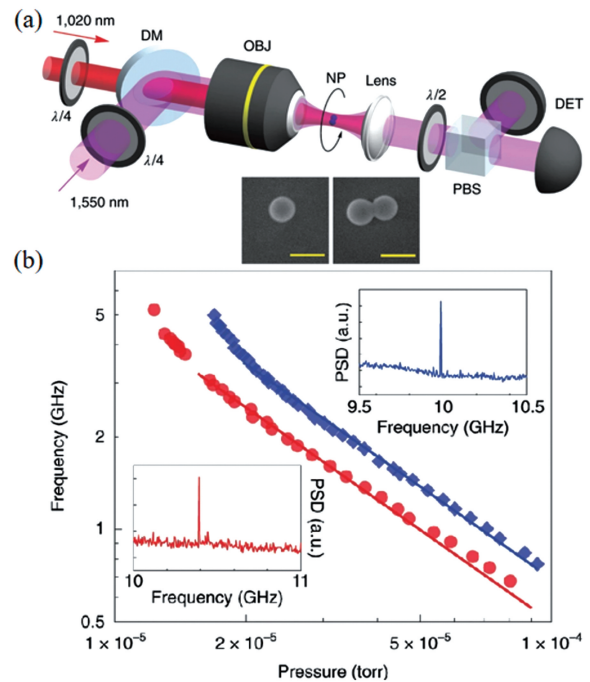


图 22 真空光镊中圆偏振光束悬浮纳米颗粒的高速旋转。(a)实验配置;(b)被捕获颗粒旋转速率与环境气压的关系曲线^[94]

Fig. 22 Rapid spinning of the nanoparticles suspended by a circularly polarized laser beam in optical tweezers in vacuum. (a) Experimental setup; (b) relationship curves between the rotation rate of the captured particles and the ambient air pressure^[94]

4.4 微观质量的测量

纳米颗粒质量的范围为 $10^{-12} \sim 10^{-15}\ \text{g}$,传统方法难以测量。通常利用微机械系统,如微悬臂梁^[95-96]将质量转换为共振频率来进行测量;但这些系统需要紧密接触式测量,重复使用时容易产生污染。真空光镊系统中纳米颗粒则是一种非接触式的微观共振体系,可用于纳米颗粒的质量检测,并避免重复使用时可能的污染和物理紧密接触等问题。

2019年,Blakemore等^[22]使用电场力和颗粒重力平衡测量了其质量,约为 $10^{-12}\ \text{g}$ 量级。Ricci等^[97]在真空光镊系统中使用静电场驱动带电纳米球并测量了其质量。2020年,Zheng等^[98]采用数字化反馈控制技术,在高精度校准的真空光镊系统中实现了亚 pm 级灵敏度的位置测量和飞克量级微粒质量的测量,其测量结果的相对不确定度分别可达 1% 和 2.2%。该位置与质量测量不确定度是当前相关测量体系获得的最好水平,为与质量相关的力和加速度精密测量打下了基础。

4.5 分数电荷量测量

分数电荷是指小于元电荷 e 的电荷量,带有分

数电荷的颗粒可能是宇宙暗物质的证据之一。传统搜寻分数电荷颗粒的方法有磁悬浮法和 Millikan 油滴法,可实现对 $1/3$ 元电荷 e 的搜寻,但其灵敏度局限于 $e/10$ 量级。

2014 年,Moore 等^[66]提出了一种使用真空光镊系统检测分数电荷的高灵敏度方案,最小可感知约 $10^{-5}e$ 的电荷量。其实验装置如图 3 所示,在竖直向上的光镊中悬浮直径约为 $5\ \mu\text{m}$ 的 SiO_2 微球,微球带电量已采用紫外光处理为电中性,但仍然残留有少量的分数电荷量。微球位置由位移探

测器(PSD)探测后作为参考信号反馈控制 AOD,以冷却微球并维持高真空环境中微球的稳定捕获。悬浮微球两侧由平行极板施加高强度均匀交变静电场,中和带电电荷过程中微球在电场作用下的位移响应如图 23 所示。其中,两侧离散的数据点表示静电场电压为 $10\ \text{V}$ 标定微球电荷量时微球的位移波动;中间聚集的数据点表示微球净电荷很小且静电场电压为 $500\ \text{V}$ 时微球的位移波动。这套方案不仅可用于检测分数电荷,也可用于标定微力测量的灵敏度。

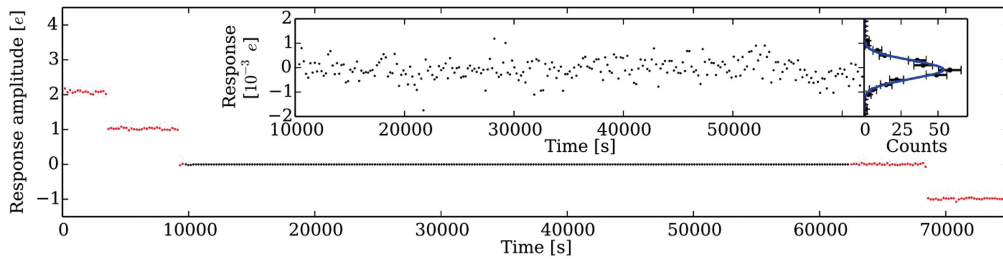


图 23 捕获微球因残余电荷在电场中的位移响应^[66]

Fig. 23 Responses of the trapped microsphere in the electric field due to residual charges^[66]

4.6 微力矩测量

当各向异性颗粒在其朝向的摆动被限制在简谐势阱中时,其运动状态将与外力矩相关。与光镊悬浮颗粒质心运动相似,受限于热噪声的最小可探测力矩可表示为

$$N_{\theta}^{\min} = \sqrt{\frac{4k_{\text{B}}T_{\theta}I\Omega_0 B}{Q_{\theta}}}, \quad (27)$$

式中, T_{θ} 、 Q_{θ} 分别为摆动质心温度和品质因数, I 为转动惯量。2020 年, Ahn 等^[94]在室温环境下使用真空光镊中悬浮的纳米颗粒实现了高达 $4.2 \times 10^{-27}\ \text{Nm/Hz}^{1/2}$ 的扭矩灵敏度,与先前在 mK 级低温环境中实现的 $2.9 \times 10^{-24}\ \text{Nm/Hz}^{1/2}$ 扭矩传感^[99]相比更具发展潜力,同时可用于微尺度磁力学和卡西米尔效应等方面的研究^[32,94]。

4.7 高频引力波测量

2013 年, Arvanitaki 等^[100]提出了一种利用光腔悬浮纳米球探测高频引力波的方案。该方案在引力波作用下,悬浮球体与腔镜之间的距离和悬浮球体的平衡位置都会发生变化,且均可通过检测悬浮球体的位置得到,这种方案对器件的参数需求比现行测量引力波方案要低得多。在 $100 \sim 300\ \text{kHz}$ 范围内,该方案比 LIGO 方案的灵敏度约高 3 个数量级。2020 年, Millen 等^[32]认为 Pontin 等^[101]提出的光纤腔实验配置更适合开展相关实验。

4.8 室温条件下宏观量子态的操控

在基础物理领域,光镊悬浮颗粒可用于研究宏观机械谐振子的量子行为,借助反馈控制措施不断降低颗粒质心运动的等效温度,从而接近量子基态观察宏观量子现象。

量子基态冷却是实现宏观量子态的方法之一,通常采用颗粒质心运动的等效声子数 $\langle n \rangle$ 评估冷却效果。当等效声子数小于 1 时,颗粒被冷却到量子基态。2011 年, Teufel 等^[102]和 Chan 等^[103]分别独立实现了小于 1 的平均声子数,使纳米谐振子实现量子基态冷却;但这类冷却实验需要借助巨大的制冷设备,成本较高。另一种在真空光镊中利用悬浮谐振子的方案可以在室温下开展,具有很高的品质因数,可用于获取量子基态冷却和研究宏观量子效应。

2011 年, Li 等^[16]在 $5.2 \times 10^{-3}\ \text{Pa}$ 气压下,利用三束额外的激光将直径为 $3\ \mu\text{m}$ 的光捕获 SiO_2 微球冷却到 $1.5\ \text{mK}$,声子数达到 3400。2012 年, Gieseler 等^[17]在单光束光镊中使用参数反馈冷却法,并于 2016 年采用参数反馈将微球冷却到 $450\ \mu\text{K}$,声子数达到 63 ^[64]。随后, Jain 等^[104]换用光电探测器后将质心温度进一步冷却到 $145\ \mu\text{K}$ (声子数约 21)。2019 年, Tebbenjohanns 等^[19]利用静电力冷却将纳米颗粒质心运动温度降低到 $100\ \mu\text{K}$,

声子数低于 20。同年, Delic 等^[105]使用腔冷却方式将纳米颗粒冷却到 12 μK , 声子数约为 0.43, 在室温条件下实现了量子基态冷却, 这是迄今为止冷却效果最好的报道。2020 年, Monteiro 等^[23]将直径为 10 μm 的微球质心运动等效温度冷却到 50 μK , 并使用真空光镊系统开展了暗物质的搜寻^[66,106]。

5 结 论

近年来, 随着实验技术的不断进步, 真空光镊系统中谐振子的品质因数越来越高, 捕获寿命越来越长, 在极弱力和加速度超高灵敏度传感、陀螺效应操控、微观质量和分数电荷量校准、微力矩和高频引力波检测等精密测量方面展现出巨大潜力, 可用来观察介观尺度热力学规律、探索暗物质和研究宏观系统的量子特性, 而宏观量子态的实现又能发挥纳米机械振子量子态操控的作用, 进一步提升精密测量的灵敏度。此外, 真空光镊系统作为极弱力和加速度等物理量的超灵敏探测器, 可工作在室温状态, 无需额外的制冷装置, 具有其独特的发展优势。Monteiro 等^[23]指出在超高真空环境中, 若系统噪声足够低, 无需主动反馈冷却措施也可以稳定悬浮微球。这会使真空光镊系统更加简洁高效, 具有更广阔的应用前景, 并推动基础物理和精密测量等领域相关前沿研究的飞速发展。

目前真空光镊系统发展的思路主要有两种: 第一种是利用空间光路元件搭建的系统, 随着理论和技术的不断突破朝着超高精度精密测量、多学科前沿探索等方向发展, 仍然面临着微纳介质粒子质心运动的等效冷却、位移的高精度测量、捕获介质粒子的寿命等问题, 其中, 如何实现微纳介质质心的高效冷却, 从而降低系统噪声依然是未来研究的重点之一; 第二种是光纤类和片上集成类系统, 随着微纳加工技术和集成光学的飞速发展不断朝着小体积、微型化、低功耗等方向迈进, 是未来走向实用化的重要技术路线。现阶段仍然面临单微纳介质微粒可重复装载和微粒位移片上测量方法等问题。

尽管真空光镊系统在精密测量领域已展现出惊人的潜力和广阔的前景, 但微球质量在超过 10 ng 时因热辐射效应的存在而发生损耗, 被限定了高真空度下当前最大可捕获微球的尺寸, 导致其惯性传感性能受到一定程度的制约, 未来应注重采用低吸材料质和优选微球制作工艺以降低热效应的累积。与此同时, 真空光镊系统的超高灵敏度主要依赖于高性能、低噪声实验系统的保障, 介质微球大多带有

残余电荷, 对电磁环境的抗干扰能力尚不够高, 未来的应对策略主要有添加主动屏蔽加强保障能力和添加自动清除方法加强抗干扰能力两大类。

与国外研究相比, 我国在真空光镊系统方面的研究起步相对较晚, 研究队伍还不够壮大, 对工程化应用重视不足。因此, 在不断完善基础理论的同时, 也应重视真空光镊系统的工程化发展进程, 促进多学科深入交叉融合, 加速推进高性能真空光镊系统及其应用研究, 力争早日在基础物理和精密测量方面大放异彩。

参 考 文 献

- [1] Einstein A. Concerning an heuristic point of view toward the emission and transformation of light[J]. *Annalen der Physik*, 1905, 17(6), 132-148.
- [2] Zhang W P. *Advances in quantum optics* [M]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press, 2014: 127-129.
张卫平. 量子光学研究前沿[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 2014: 127-129.
- [3] Li Y M, Yao K. *Optical tweezers* [M]. Beijing: Science Press, 2015: 6-17.
李银妹, 姚焜. 光镊[M]. 北京: 科学出版社, 2015: 6-17.
- [4] Jones P H, Marago O, Volpe G. *Optical tweezers: principles & applications*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2015: 2-11.
- [5] Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure [J]. *Physical Review Letters*, 1970, 24(4): 156-159.
- [6] Ashkin A, Dziedzic J M. Stability of optical levitation by radiation pressure [J]. *Applied Physics Letters*, 1974, 24(12): 586-588.
- [7] Ashkin A, Dziedzic J M. Optical levitation in high vacuum [J]. *Applied Physics Letters*, 1976, 28(6): 333-335.
- [8] Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, et al. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles [J]. *Optics Letters*, 1986, 11(5): 288-290.
- [9] The Nobel prize in physics 2018 [EB/OL]. [2020-07-27]. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/ashkin/facts/>.
- [10] Wang M D, Yin H, Landick R, et al. Stretching DNA with optical tweezers [J]. *Biophysical Journal*, 1997, 72(3): 1335-1346.
- [11] Guck J, Ananthakrishnan R, Mahmood H, et al. The optical stretcher: a novel laser tool to micromanipulate cells [J]. *Biophysical Journal*, 2001,

- 81(2): 767-784.
- [12] Cecconi C, Shank E A, Bustamante C, et al. Direct observation of the three-state folding of a single protein molecule [J]. *Science*, 2005, 309 (5743): 2057-2060.
- [13] Dholakia K, Zemánek P. Colloquium: gripped by light: optical binding [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(2): 1767-1791.
- [14] Han X, Jones P H. Evanescent wave optical binding forces on spherical microparticles[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(17): 4042-4045.
- [15] Donato M G, Brzobohatý O, Simpson S H, et al. Optical trapping, optical binding, and rotational dynamics of silicon nanowires in counter-propagating beams[J]. *Nano Letters*, 2019, 19(1): 342-352.
- [16] Li T C, Kheifets S, Raizen M G. Millikelvin cooling of an optically trapped microsphere in vacuum [J]. *Nature Physics*, 2011, 7(7): 527-530.
- [17] Gieseler J, Deutsch B, Quidant R, et al. Sub-Kelvin parametric feedback cooling of a laser-trapped nanoparticle[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109 (10): 103603.
- [18] Conangla G P, Ricci F, Cuairan M T, et al. Optimal feedback cooling of a charged levitated nanoparticle with adaptive control[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(22): 223602.
- [19] Tebbenjohanns F, Frimmer M, Militarú A, et al. Cold damping of an optically levitated nanoparticle to microkelvin temperatures [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(22): 223601.
- [20] Li T C, Kheifets S, Medellin D, et al. Measurement of the instantaneous velocity of a Brownian particle [J]. *Science*, 2010, 328(5986): 1673-1675.
- [21] Hebestreit E, Reimann R, Frimmer M, et al. Measuring the internal temperature of a levitated nanoparticle in high vacuum[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(4): 043803.
- [22] Blakemore C P, Rider A D, Roy S, et al. Precision mass and density measurement of individual optically levitated microspheres[J]. *Physical Review Applied*, 2019, 12(2): 024037.
- [23] Monteiro F, Li W Q, Afek G, et al. Force and acceleration sensing with optically levitated nanogram masses at microkelvin temperatures [J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 053835.
- [24] Barker P F. Doppler cooling a microsphere [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(7): 073002.
- [25] Yin Z Q, Geraci A A, Li T C. Optomechanics of levitated dielectric particles[J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2013, 27(26): 1330018.
- [26] Li N, Zhu X M, Li W Q, et al. Review of optical tweezers in vacuum [J]. *Frontiers of Information Technology & Electronic Engineering*, 2019, 20(5): 655-673.
- [27] Zheng Y, Guo G C, Sun F W. Cooling of a levitated nanoparticle with digital parametric feedback [J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 115(10): 101105.
- [28] Xiao G Z, Kuang T F, Luo B, et al. Coupling between axial and radial motions of microscopic particle trapped in the intracavity optical tweezers[J]. *Optics Express*, 2019, 27(25): 36653-36661.
- [29] Jin Y B, Yu X D, Zhang J. Optically levitated nanosphere with high trapping frequency[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2018, 61 (11): 114221.
- [30] Ranjit G, Cunningham M, Casey K, et al. Zeptonewton force sensing with nanospheres in an optical lattice [J]. *Physical Review A*, 2016, 93(5): 053801.
- [31] Xiong W, Yin Z Q, Zhang X B, et al. Advance of optomechanical inertial sensing technology [J]. *Navigation Positioning and Timing*, 2018, 5(6): 1-8. 熊威, 尹璋琦, 张晓宝, 等. 光力惯性传感技术研究进展[J]. *导航定位与授时*, 2018, 5(6): 1-8.
- [32] Millen J, Monteiro T S, Pettit R, et al. Optomechanics with levitated particles[J]. *Reports on Progress in Physics*. 2020, 83(2): 026401.
- [33] Lu K, Li Q S, Zhou X, et al. Advanced sensing technology based on the optical trapping force [J]. *Journal of Mechanical Engineering*, 2020, 56(13): 16-31. 路阔, 李青松, 周鑫, 等. 基于光阱力的新型传感技术[J]. *机械工程学报*, 2020, 56(13): 16-31.
- [34] Harada Y, Asakura T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime[J]. *Optics Communications*, 1996, 124(5/6): 529-541.
- [35] Ashkin A. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime[J]. *Biophysical Journal*, 1992, 61(2): 569-582.
- [36] Chen X L, Xiao G Z, Luo H, et al. Dynamics analysis of microsphere in a dual-beam fiber-optic trap with transverse offset [J]. *Optics Express*, 2016, 24(7): 7575-7584.
- [37] Chen X L, Xiao G Z, Yang K Y, et al. Characteristics of the orbital rotation in dual-beam fiber-optic trap with transverse offset [J]. *Optics Express*, 2016, 24(15): 16952-16960.
- [38] Chang Y R, Hsu L, Chi S E. Optical trapping of a spherically symmetric sphere in the ray-optics regime: a model for optical tweezers upon cells[J]. *Applied Optics*, 2006, 45(16): 3885-3892.
- [39] Xiong W, Xiao G Z, Han X, et al. Back-focal-plane displacement detection using side-scattered light in

- dual-beam fiber-optic traps [J]. *Optics Express*, 2017, 25(8): 9449-9457.
- [40] Zhou J H, Ren H L, Cai J, et al. Ray-tracing methodology: application of spatial analytic geometry in the ray-optic model of optical tweezers[J]. *Applied Optics*, 2008, 47(33): 6307-6314.
- [41] Callegari A, Mijalkov M, Burak Gököz A, et al. Computational toolbox for optical tweezers in geometrical optics[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2015, 32(5): B11-B19.
- [42] Gauthier R C. Computation of the optical trapping force using an FDTD based technique [J]. *Optics Express*, 2005, 13(10): 3707-3718.
- [43] Gouesbet G, Lock J A. On the electromagnetic scattering of arbitrary shaped beams by arbitrary shaped particles: a review[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2015, 162: 31-49.
- [44] Atia K S, Heikal A M, Obayya S S. Efficient smoothed finite element time domain analysis for photonic devices[J]. *Optics Express*, 2015, 23(17): 22199-22213.
- [45] Nieminen T A, Loke V L Y, Stilgoe A B, et al. Optical tweezers computational toolbox [J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2007, 9(8): S196-S203.
- [46] Zhang Y K, Chen X L, Xiao G Z, et al. Simulation and optimization design of dual beam optical trap based on T-matrix[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(z2): s214004.
张尧楷, 陈鑫麟, 肖光宗, 等. 基于 T 矩阵双光束光阱的模拟仿真与优化设计 [J]. *光学学报*, 2014, 34(z2): s214004.
- [47] Wong V, Ratner M A. Gradient and nongradient contributions to plasmon-enhanced optical forces on silver nanoparticles[J]. *Physical Review B*, 2006, 73(7): 075416.
- [48] Li H, Cao Y Y, Zhou L M, et al. Optical pulling forces and their applications [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2020, 12(2): 288-366.
- [49] Gieseler J, Quidant R, Dellago C, et al. Dynamic relaxation of a levitated nanoparticle from a non-equilibrium steady state[J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9(5): 358-364.
- [50] Hoang T M, Pan R, Ahn J, et al. Experimental test of the differential fluctuation theorem and a generalized Jarzynski equality for arbitrary initial states[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(8): 080602.
- [51] Kramers H A. Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions [J]. *Physica*, 1940, 7(4): 284-304.
- [52] Rondin L, Gieseler J, Ricci F, et al. Direct measurement of Kramers turnover with a levitated nanoparticle [J]. *Nature Nanotechnology*, 2017, 12(12): 1130-1133.
- [53] Ashkin A, Dziedzic J M. Feedback stabilization of optically levitated particles [J]. *Applied Physics Letters*, 1977, 30(4): 202-204.
- [54] Wulff K D, Cole D G, Clark R L. Adaptive disturbance rejection in an optical trap [J]. *Applied Optics*, 2008, 47(20): 3585-3589.
- [55] Tauro S, Bañas A, Palima D, et al. Dynamic axial stabilization of counter-propagating beam-traps with feedback control [J]. *Optics Express*, 2010, 18(17): 18217-18222.
- [56] Wallin A E, Ojala H, Hæggström E, et al. Stiffer optical tweezers through real-time feedback control [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(22): 224104.
- [57] Ojala H, Korsbäck A, Wallin A E, et al. Optical position clamping with predictive control [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(18): 181104.
- [58] Visscher K, Block S M. Versatile optical traps with feedback control [J]. *Methods in Enzymology*, 1998, 298: 460-489.
- [59] Wulff K D, Cole D G, Clark R L. Servo control of an optical trap [J]. *Applied Optics*, 2007, 46(22): 4923-4931.
- [60] Chang D E, Regal C A, Papp S B, et al. Cavity optomechanics using an optically levitated nanosphere [J]. *PNAS*, 2010, 107(3): 1005-1010.
- [61] Li T C. *Towards quantum ground-state cooling* [M]. New York: Springer, 2012: 111-122.
- [62] Millen J, Deesuwat T, Barker P, et al. Nanoscale temperature measurements using non-equilibrium Brownian dynamics of a levitated nanosphere [J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9(6): 425-429.
- [63] Jauffred L, Taheri S M R, Schmitt R, et al. Optical trapping of gold nanoparticles in air [J]. *Nano Letters*, 2015, 15(7): 4713-4719.
- [64] Jain V, Gieseler J, Moritz C, et al. Direct measurement of photon recoil from a levitated nanoparticle [J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(24): 243601.
- [65] Hoang T M, Ahn J, Bang J, et al. Electron spin control of optically levitated nanodiamonds in vacuum [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 12250.
- [66] Moore D C, Rider A D, Gratta G. Search for millicharged particles using optically levitated microspheres [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(25): 251801.

- [67] Vovrosh J, Rashid M, Hempston D, et al. Parametric feedback cooling of levitated optomechanics in a parabolic mirror trap[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34(7): 1421-1428.
- [68] Chen X L, Xiao G Z, Han X, et al. Observation of spin and orbital rotation of red blood cell in dual-beam fibre-optic trap with transverse offset[J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(5): 055612.
- [69] Boerkamp M, van Leest T, Heldens J, et al. On-chip optical trapping and Raman spectroscopy using a Triplex dual-waveguide trap [J]. *Optics Express*, 2014, 22(25): 30528-30537.
- [70] Paiè P, Zandrini T, Vázquez R M, et al. Particle manipulation by optical forces in microfluidic devices [J]. *Micromachines*, 2018, 9(5): 200.
- [71] Xiao G Z, Kuang T F, Xiong W, et al. A PZT-assisted single particle loading method for dual-fiber optical trap in air[J]. *Optics & Laser Technology*, 2020, 126: 106115.
- [72] Fu Z H, She X, Li N, et al. Launch and capture of a single particle in a pulse-laser-assisted dual-beam fiber-optic trap [J]. *Optics Communications*, 2018, 417: 103-109.
- [73] Crocker J C, Grier D G. Methods of digital video microscopy for colloidal studies[J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1996, 179(1): 298-310.
- [74] Han X, Luo H, Xiao G, et al. Optically bound colloidal lattices in evanescent optical fields [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(21): 4935-4938.
- [75] Luan Q J, Han X, Xiao G Z, et al. Coupling effects in position observations due to residual misalignments of imaging axes in counter-propagating dual-beam optical traps [J]. *Optics Communications*, 2018, 426: 642-647.
- [76] Finer J T, Simmons R M, Spudich J A. Single myosin molecule mechanics: piconewton forces and nanometre steps[J]. *Nature*, 1994, 368(6467): 113-119.
- [77] Gittes F, Schmidt C F. Interference model for back-focal-plane displacement detection in optical tweezers [J]. *Optics Letters*, 1998, 23(1): 7-9.
- [78] Rohrbach A, Stelzer E H K. Three-dimensional position detection of optically trapped dielectric particles[J]. *Journal of Applied Physics*, 2002, 91(8): 5474-5488.
- [79] Huisstede J H G, van der Werf K O, Bennink M L, et al. Force detection in optical tweezers using backscattered light [J]. *Optics Express*, 2005, 13(4): 1113-1123.
- [80] Liu H J, Chen X L, Xiao G Z, et al. Particle's sub-nanometer displacement measurement based on the back-focal-plane method in optical trap[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(7): 071204.
- 刘海军, 陈鑫麟, 肖光宗, 等. 基于后焦点法的光阱中微球亚纳米级位移测量方法[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(7): 071204.
- [81] Garbos M K, Euser T G, Schmidt O A, et al. Doppler velocimetry on microparticles trapped and propelled by laser light in liquid-filled photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(11): 2020-2022.
- [82] Zhang Y, Liang P B, Liu Z H, et al. A novel temperature sensor based on optical trapping technology [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, 32(7): 1394-1398.
- [83] Xiong W, Xiao G Z, Han X, et al. All-fiber interferometer for displacement and velocity measurement of a levitated particle in fiber-optic traps [J]. *Applied Optics*, 2019, 58(8): 2081-2084.
- [84] García L P, Pérez J D, Volpe G, et al. High-performance reconstruction of microscopic force fields from Brownian trajectories[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 5166.
- [85] Sayed R, Kalantarifard F, Elahi P, et al. Intracavity optical trapping with ytterbium doped fiber ring laser [J]. *Proceedings of SPIE*, 2013, 8810: 88102S.
- [86] Kalantarifard F, Elahi P, Makey G, et al. Intracavity optical trapping of microscopic particles in a ring-cavity fiber laser[J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 2683.
- [87] Imboden M, Mohanty P. Dissipation in nanoelectromechanical systems[J]. *Physics Reports*, 2014, 534(3): 89-146.
- [88] Ranjit G, Atherton D P, Stutz J H, et al. Attonewton force detection using microspheres in a dual-beam optical trap in high vacuum [J]. *Physical Review A*, 2015, 91(5): 051805.
- [89] Geraci A, Goldman H. Sensing short range forces with a nanosphere matter-wave interferometer [J]. *Physical Review D*, 2015, 92(6): 062002.
- [90] Monteiro F, Ghosh S, Fine A G, et al. Optical levitation of 10-ng spheres with nano-*g* acceleration sensitivity[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(6): 063841.
- [91] Arita Y, Mazilu M, Dholakia K. Laser-induced rotation and cooling of a trapped microgyroscope in vacuum[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2374.
- [92] Reimann R, Doderer M, Hebestreit E, et al. GHz rotation of an optically trapped nanoparticle in vacuum[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(3): 033602.
- [93] Ahn J, Xu Z J, Bang J, et al. Optically levitated

- nanodumbbell torsion balance and GHz nanomechanical rotor [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(3): 033603.
- [94] Ahn J, Xu Z J, Bang J, et al. Ultrasensitive torque detection with an optically levitated nanorotor [J]. *Nature Nanotechnology*, 2020, 15(2): 89-93.
- [95] Li C Y, Chou T W. Mass detection using carbon nanotube-based nanomechanical resonators [J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(25): 5246-5248.
- [96] Endo D, Yabuno H, Higashino K, et al. Self-excited coupled-microcantilevers for mass sensing [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(22): 223105.
- [97] Ricci F, Cuairan M T, Conangla G P, et al. Accurate mass measurement of a levitated nanomechanical resonator for precision force-sensing [J]. *Nano Letters*, 2019, 19(10): 6711-6715.
- [98] Zheng Y, Zhou L M, Dong Y, et al. Robust optical-levitation-based metrology of nanoparticle's position and mass [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(22): 223603.
- [99] Kim P H, Hauer B D, Doolin C, et al. Approaching the standard quantum limit of mechanical torque sensing [J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 13165.
- [100] Arvanitaki A, Geraci A A. Detecting high-frequency gravitational waves with optically levitated sensors [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(7): 071105.
- [101] Pontin A, Mourounas L S, Geraci A A, et al. Levitated optomechanics with a fiber Fabry-Perot interferometer [J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20(2): 023017.
- [102] Teufel J D, Donner T, Li D, et al. Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state [J]. *Nature*, 2011, 475(7356): 359-363.
- [103] Chan J, Alegre T P, Safavi-Naeini A H, et al. Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state [J]. *Nature*, 2011, 478(7367): 89-92.
- [104] Jain V, Tebbenjohanns F, Novotny L. Microkelvin control of an optically levitated nanoparticle [C]// *Frontiers in Optics 2016*, October 17-21, 2016, Rochester, New York. Washington, D.C.: OSA, 2016: FF5B.2.
- [105] Delić U, Reisenbauer M, Dare, et al. Motional quantum ground state of a levitated nanoparticle from room temperature [EB/OL]. [2020-07-22]. <https://arxiv.org/abs/1911.04406>.
- [106] Monteiro F, Afek G, Carney D, et al. Search for composite dark matter with optically levitated sensors [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(18): 181102.

Vacuum Optical Tweezers System and its Research Progress in Precision Measurement

Han Xiang, Chen Xinlin, Xiong Wei, Kuang Tengfang, Chen Zhijie, Peng Miao, Xiao Guangzong*, Yang Kaiyong, Luo Hui

College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China

Abstract

Significance Photons can generate radiation pressure on objects due to optical momentum transfer. For light sources existing in nature, the mechanical effects are very weak, and thus difficult to be directly observed and utilized. Until the 1960s, the emergence of laser has provided strong collimating light sources for the study of optical radiation pressure, which finally resulted in the birth and development of optical tweezers technology.

As a pioneer of optical tweezers, Arthur Ashkin from Bell Laboratories successfully captured SiO₂ particles in water with double laser beams in 1970. Later, he successfully captured SiO₂ microspheres in air environments, and oil droplets in the environments of low gas pressures. In 1986, Ashkin used a highly converged single laser beam to trap the particles, which is well known as optical tweezers nowadays. The technology of optical tweezers is subsequently applied in biology, and Ashkin received the Nobel Prize in Physics in 2018.

In the past three decades, optical tweezers have been diversified into many schemes, including holographic optical tweezers, time-modulated optical tweezers, femtosecond optical tweezers, optical tweezers in vacuum, etc. Due to the features of non-contact and low damages, this manipulation technology has reached outstanding achievements in biology, nanotechnology, fundamental physics, quantum science, precision measurement, and so

on. Especially in the last decade, the rapid development of optical tweezers in vacuum has attracted many top research teams. In 2010, the instantaneous velocity of Brownian particles have been measured in the experimental system of optical tweezers for the first time since Einstein's conclusions in 1907. Later, particles in micron-sizes are stably trapped in dual-beam optical tweezers in high vacuum, and the equivalent temperatures of the mass center motions can be cooled into several mK by the scheme of optical momentum modulations. At almost the same time, nanospheres are also stably trapped in single-beam optical tweezers in high vacuum, and a quite different scheme known as parametric feedback cooling is proposed and employed to decrease the center-of-mass temperatures into sub-Kelvin. For the particles, both in micron-scales and nano-scales, trapped in vacuum optical tweezers, the absence of collisions from the fluid molecules will provide robust decoupling from the heat bath of the fluid environments and no longer need cryogenic precooling. Thus center-of-mass temperatures close to the quantum ground state can be within reach in relatively miniaturized systems in room temperatures. Meanwhile, the trapped particles can be approximated as ideal harmonic oscillators, which is considered as the "ideal platform" for many physical quantity precise measurements, including weak force detection with resolutions in almost $1 \text{ aN/Hz}^{1/2}$, acceleration sensing with resolutions of about $100 \text{ ng/Hz}^{1/2}$, milli-charge measurements, torque detection with a new sensitivity of $4.2 \times 10^{-27} \text{ Nm/Hz}^{1/2}$, measurements of high frequency gravitational waves, and so on.

Progress Here we will introduce the fundamental theories, the main experimental setups, and typical applications of optical tweezers in vacuum. First, the introduction of the theories are described in two parts: the calculation models of optical forces and the principles of thermodynamics in optical tweezers. Later, the main experimental setups are introduced including optimized optical structures, efficient particle loading, precise position detection, reasonable stiffness calibrations and effective cooling schemes for center-of-mass temperatures. At last, recent applications in precision measurement are summarized.

Conclusion and Prospect In the past ten years, the quality factors and the trapping duration of the oscillators in optical tweezers in vacuum increase with the advance of experimental technologies. Great potentials have been shown in the following applications including sensing extremely weak forces and accelerations, rapid spinning control, fractional charge calibration, micro torque detection, and high frequency gravitational waves detection, etc. Thus the harmonic oscillators can be used to test the laws of thermodynamics, or to search the evidence of dark matter, or to explore macroscopic quantum effects. The realization of the macroscopic quantum states can further enhance the sensitivity of the precision measurement. In addition, optical tweezers in vacuum can work at room temperatures, without the need for additional refrigeration equipment. Recently, it is predicted that feedback cooling schemes might be eliminated to achieve stably trapped particles when the noise is low enough in ultra-high vacuum environments. This will make the whole system more concise and efficient to have more broad application prospects.

Currently, there are two main ideas for the future development of optical tweezers in vacuum: one is the system consisting of common optical components (named common system) and the other is the system to be built based on optical fibers and integrated optics (named integrated system). The common system will continue to pursue sensitivity breakthroughs in high precision measurement, and find possible applications in the exploration of multidisciplinary frontiers and cutting-edge technologies. Several issues are still waiting for better solutions, including further cooling of center-of-mass temperatures, more precise position detection of the particles, longer trapping duration, fewer laser trapping powers, and so on. A main focus could be how to realize a possibly simpler and more efficient cooling scheme for almost all particles, and thus reduce the system noises in a near future. At the same time, with the rapid development of fiber communications and the etching technologies in integrated optics, the integrated system can be made towards small volumes, miniaturization and low-power consumption. It is an important technical route for practical applications in the future human life. At present, there are still some unsolved problems, such as repeatable loading of single particles and integratable position detection of particles in chip-scale systems.

Key words laser optics; vacuum optical tweezers system; precision measurement; feedback cooling

OCIS codes 350.4855; 120.0120; 140.3320