



山西大學
Shanxi University

2021 届 博 士 学 位 论 文

光悬浮纳米粒子的实验研究

作者姓名 靳元彬

指导教师 张 靖 教 授
于旭东 副教授

学科专业 光学

研究方向 量子光学

培养单位 量子光学与光量子器件国家重点实验室
光电研究所

学习年限 2016 年 9 月至 2021 年 6 月

二〇二一年六月

山西大学

2021 届博士学位论文

光悬浮纳米粒子的实验研究

作者姓名	靳元彬
指导教师	张 靖 教 授 于旭东 副教授
学科专业	光学
研究方向	量子光学
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室 光电研究所
学习年限	2016 年 9 月至 2021 年 6 月

二〇二一年六月

Thesis for Doctor' s degree, Shanxi University, 2021

Experimental Study on Optically Levitated Nanoparticle

Student Name	Yuanbin Jin
Supervisor	Prof. Jing Zhang A. P. Xudong Yu
Major	Optics
Specialty	Quantum Optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Optics Devices Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2016.09-2021.06

June, 2021

目 录

中 文 摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪论	1
1.1 光俘获粒子的方法	1
1.1.1 液体环境中光镊	2
1.1.2 光学腔驻波阱	3
1.1.3 自由空间梯度力阱	3
1.2 粒子质心运动的冷却	5
1.2.1 速度反馈冷却	5
1.2.2 参量反馈冷却	5
1.2.3 电场反馈冷却	6
1.2.4 光学腔辅助冷却	6
1.3 光悬浮粒子的应用	6
1.3.1 粒子材料性质的测量	7
1.3.2 微弱力的测量	7
1.3.3 温度的测量	7
1.4 论文主要工作	7
参考文献	11
第二章 光俘获原理与粒子质心运动	17
2.1 引言	17
2.2 光俘获原理	18
2.2.1 几何光学	18
2.2.2 瑞利近似	19
2.2.3 洛伦兹-米氏散射理论	21
2.3 粒子的质心运动	25
2.3.1 光俘获粒子的运动	25
2.3.2 粒子运动的阻尼率	27
2.4 小结	27

参考文献.....	29
第三章 真空中光悬浮纳米粒子系统.....	33
3.1 引言.....	33
3.2 真空系统.....	33
3.3 纳米粒子.....	35
3.4 平衡零拍探测系统.....	37
3.4.1 径向探测.....	38
3.4.2 轴向探测.....	40
3.4.3 平衡零拍探测器.....	41
3.5 小结.....	43
参考文献.....	45
第四章 深势阱中纳米粒子的俘获.....	47
4.1 引言.....	47
4.2 光悬浮纳米粒子实验装置.....	47
4.3 强聚焦光束腰斑的测量.....	48
4.4 纳米粒子的装载.....	49
4.5 纳米粒子质心运动信号的测量.....	50
4.6 小结.....	54
参考文献.....	55
第五章 偏振依赖的光悬浮纳米粒子动力学性质.....	57
5.1 引言.....	57
5.2 矢量场衍射.....	57
5.3 焦平面强度分布.....	59
5.3.1 圆高斯光束.....	59
5.3.2 椭圆高斯光束.....	64
5.4 偏振依赖的纳米粒子动力学性质.....	66
5.4.1 光俘获纳米粒子.....	66
5.4.2 偏振依赖的纳米粒子动力学性质的测量.....	69
5.5 小结.....	70

参考文献.....	71
第六章 光悬浮纳米粒子的模式分裂.....	73
6.1 引言.....	73
6.2 谐振子耦合系统.....	74
6.2.1 厄米耦合.....	74
6.2.2 非厄米耦合.....	76
6.3 正交模式分裂.....	78
6.3.1 纳米粒子的俘获与测量.....	78
6.3.2 相位锁定环路.....	79
6.3.3 模式分裂的测量.....	82
6.4 小结.....	84
参考文献.....	85
第七章 光悬浮纳米粒子的偶极散射.....	89
7.1 引言.....	89
7.2 偶极散射光强的空间分布.....	89
7.3 纳米粒子俘获与散射成像.....	93
7.3.1 纳米粒子的俘获.....	93
7.3.2 散射成像.....	96
7.4 偶极散射光强空间分布的测量.....	96
7.4.1 偶极子散射成像.....	96
7.4.2 偶极子散射光偏振特性.....	98
7.5 小结.....	100
参考文献.....	101
第八章 真空中光悬浮纳米粒子的超高速旋转.....	103
8.1 引言.....	103
8.2 光悬浮纳米粒子的旋转运动.....	103
8.3 纳米粒子旋转运动的测量.....	104
8.3.1 光悬浮实验装置.....	104
8.3.2 无反馈冷却的旋转测量.....	106

8.3.3 有反馈冷却的旋转测量	108
8.4 小结	112
参考文献	113
第九章 总结与展望	117
攻读学位期间取得的研究成果	119
致 谢	120
个人简况及联系方式	122
承 诺 书	123
学位论文使用授权声明	124

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter1 Introduction	1
1.1 Methods of optically trapped particles.....	1
1.1.1 Optical tweezers in liquid environment.....	2
1.1.2 Cavity levitation of nanoparticles.....	3
1.1.3 Free space gradient force traps.....	3
1.2 Cooling of particle CoM motion.....	5
1.2.1 Speed feedback cooling.....	5
1.2.2 Parameter feedback cooling.....	5
1.2.3 Electric field feedback cooling.....	6
1.2.4 Optical cavity assisted cooling.....	6
1.3 Application of optically tapping particle.....	6
1.3.1 Measurement of particle material properties.....	7
1.3.2 Measurement of weak force.....	7
1.3.3 Measurement of temperature.....	7
1.3 Thesis outline.....	7
References.....	11
Chapter2 Principle of optical tweezers and CoM motion of nanoparticle	17
2.1 Introduction.....	17
2.2 Principle of optical tweezers.....	18
2.2.1 Ray optics.....	18
2.2.2 Rayleigh approximation.....	19
2.2.3 Lorentz-Mie scattering theory.....	21
2.3 CoM motion of nanoparticle.....	25
2.3.1 Motion of optically trapped nanoparticle.....	25
2.3.3 Damping rate of CoM motion.....	27
2.4 Summary.....	27

References	29
Chapter3 System of optically levitated nanoparticle in vacuum	33
3.1 Introduction	33
3.2 Vacuum system.....	33
3.3 Nanoparticle	35
3.4 Balanced homodyne detection system.....	37
3.4.1 Radial detection.....	38
3.4.2 Axial detection.....	40
3.4.3 Balanced homodyne detector	41
3.5 Summary	43
References	45
Chapter4 Optically trapped nanoparticle in deep potential well.....	47
4.1 Introduction	47
4.2 Experimental setup of optically levitated nanoparticle	47
4.3 Measurement of waist of Strongly focused beam	48
4.4 Loading of nanoparticle.....	49
4.5 Measurement of CoM motion signal.....	50
4.6 Summary	54
Referances	55
Chapter5 Polarization-dependent center-of-mass motion of nanoparticle	57
5.1 Introduction	57
5.2 Vector field diffraction.....	57
5.3 Intensity distribution at focus plane	59
5.3.1 Circular Gaussian beam.....	59
5.3.2 Elliptical Gaussian beam	64
5.4 Polarization-dependent center-of-mass motion.....	66
5.4.1 Optically trapped nanoparticle	66
5.4.2 Measurement of polarization-dependent center-of-mass motion.....	69
5.5 Summary	70

References	71
Chapter6 Normal-mode splitting in an optically levitated nanoparticle.....	73
6.1 Introduction	73
6.2 Harmonic oscillator coupling system	74
6.2.1 Hermitian coupling	74
6.2.2 Non-Hermitian coupling.....	76
6.3 Normal-mode splitting	78
6.3.1 Levitation and measurement of nanoparticle	78
6.3.2 Phase-locking-loop	79
6.3.3 Measurement of normal-mode splitting	82
6.4 Summary	84
References	85
Chapter7 Dipole scattering of an optically levitated nanoparticle	89
7.1 Introduction	89
7.2 Intensity distribution of dipole scattering.....	89
7.3 Trapping and imaging of nanoparticle.....	93
7.3.1 Optically trapping nanoparticle	93
7.3.2 Imaging of diople scattering.....	96
7.4 Measurement of dipole scattering intensity distribution	96
7.4.1 Imaging of scattering light.....	96
7.4.2 Polarization of scattering light	98
7.5 Summary	100
References	101
Chapter8 Hyperfast rotation of an optically levitated nanoparticle in vacuum.....	103
8.1 Introduction	103
8.2 Rotation motion of levitated nanoparticle	103
8.3 Measurement of rotation of nanoparticle	104
8.3.1 Experimental setup of system.....	104
8.3.2 Rotation without using feedback cooling.....	106

8.3.3 Rotation with feedback cooling.....	108
8.4 Summary	112
References	113
Chapter9 Summary and outlook.....	117
Research achievement	119
Acknowledgement	120
Personal profiles	122
Letter of commitment.....	123
Authorization statement	124

中文摘要

光镊是一种利用光场辐射压来俘获微小粒子的技术，比如原子分子、微米纳米尺度粒子、细胞等，是目前基础科学研究中的一个重要方向，被广泛的应用于物理和生命科学等领域。其中，光悬浮纳米粒子是一个典型的应用。与通过悬臂连接的力学谐振子相比，光俘获的粒子只与周围环境接触，消除了由悬臂引入的加热效应和退相干限制。在高真空中，光悬浮纳米粒子系统的质量因子预期可以达到 10^{12} ，对周围环境的变化非常敏感，常用于一些超精密测量。此外，将纳米粒子的运动冷却至量子基态，预期可以产生宏观量子叠加态和测量退相干机理等。

在本论文中，首先分析光悬浮微米纳米量级粒子的实验原理。根据粒子相对于激光波长的大小，分别用线性光学、瑞利近似和一般性洛伦兹-米氏散射理论分析粒子的大小和折射率、俘获激光的波长和数值孔径对光悬浮系统的影响。一束聚焦激光在焦点区域产生一个稳定的三维势阱从而俘获粒子。基于朗之万方程和涨落耗散定理，计算粒子质心运动的功率谱密度和阻尼率随压强的变化关系。

设计一套真空系统，用于实现真空环境下光悬浮纳米粒子。介绍实验中纳米粒子的选择、存储、溶液配置和装载方法。基于平衡零拍探测原理，测量俘获的粒子三个正交本征运动方向的质心运动信号。作为探测系统的核心，自制高增益、高带宽、高共模抑制比的电流减探测器，实现高精度粒子运动信号的测量。

搭建一套在真空环境下光俘获纳米粒子的实验装置。利用一个高数值孔径的物镜强聚焦一束 532nm 激光，实验上实现单个纳米粒子的稳定俘获。详细介绍真空气中纳米粒子的装载和俘获过程。设计一套平衡零拍探测系统，分别测量粒子三个方向的质心运动信号，描绘粒子三维空间质心运动的轨迹。测量纳米粒子的本征运动频率与激光功率的关系。

测量俘获激光为椭圆 TEM₀₀ 模高斯光束时，入射偏振对光悬浮纳米粒子质心运动的影响。根据矢量衍射理论，强聚焦激光在焦点区域的场强分布依赖于入射偏振。因此，纳米粒子的运动由入射激光轮廓的椭圆度和偏振共同决定。俘获激光为线性偏振时，粒子径向的本征运动频率和相应的功率谱随着线性偏振方向的旋转周期性变化。通过控制椭圆轮廓和椭圆偏振的相对方向和椭圆度可以增强或者抵消这些影响。

研究光悬浮纳米粒子系统中在强耦合情况下的厄米和非厄米正交模式分裂现象。俘获的纳米粒子在自由空间中做谐振运动，将一个外部正弦信号相位锁定在纳米粒子的运动信号上，并利用其反馈控制俘获激光的强度，实现两个谐振子之间的强耦合。测量厄米和非厄米耦合条件下悬浮纳米粒子运动信号的正交模式分裂。此外，正交模式分裂现象伴随有冷却和加热效果。

利用一套高数值孔径的成像系统观测光悬浮纳米粒子的偶极散射，避免了粒子与基片之间的相互影响。利用一束 532nm 激光沿俘获激光的垂直方向照明纳米粒子，测得高信噪比的偶极散射图像。通过测量像空间和傅里叶空间的散射光强分布研究偶极子定向。偶极散射强度的空间分布是三维面包圈形状，其随着照明光入射线性偏振的方向变化而旋转。测量照明光线性偏振在特定方向时粒子散射光的偏振特性。

在真空光悬浮纳米粒子系统中，测量纳米粒子的超高速旋转运动。利用一束竖直向上的强聚焦激光俘获纳米粒子，补偿中间气压下散射力和光涌力对粒子的影响，在无反馈冷却质心运动条件下实现从大气压到高真空的稳定俘获。在无反馈冷却和有反馈冷却的条件下分别测得 4.3GHz 和 6GHz 的超快旋转信号，打破了目前机械旋转方面的记录。

关键词：光镊；纳米粒子；质心运动；偶极散射；旋转运动

ABSTRACT

Optical tweezers is a technology that using light field radiation pressure to levitate tiny particles, such as atoms, molecules, micro- and nano- scale particles, cells and so on. It is an important direction in basic scientific research, and is widely used in physics and biology. Optically trapping nanoparticle is a typical application among them. Optically levitated nanoparticle is isolated from the thermal environment comparing with the mechanical oscillator connected by a cantilever. Thus the limitation of the thermalization and decoherence introduced by the cantilever are cancelled. The Q-factor of the system is predicted to approach 10^{12} in high vacuum, which is extremely sensitive to some changes in the surrounding environment. It is expected to ultra-precision measurement. Moreover, if the nanoparticle is cooled down to the quantum ground state, it can be used to produce the quantum macroscopic superposition state and test the decoherence mechanism.

In this paper, the experimental principle of optically levitated micro- and nano- particle is introduced firstly. According to the size of the trapped particle relative to the laser wavelength, the principle can be analysed by linear optics, Rayleigh approximation and general Lorentz-Mie scattering theory. Based on these theories, the effects of particle size and refractive index, the trapping laser wavelength and numerical aperture on the optically levitated particles are analyzed. A strongly focused laser beam generate a stable three-dimensional potential well at the focal region. Based on the Langevin's equation and the fluctuation-dissipation theorem, the power spectral density of center-of-mass motion of the particle and the relationship between the damping rate and pressure are given.

A vacuum system is designed to optically trap nanoparticle in vacuum. The selection, storage, solution configuration and loading method of

nanoparticle is important. The CoM motion signals of nanoparticle in three orthogonal directions can be measured based on the principle of balanced homodyne detection. As the core of the detection system, a self-made balanced homodyne detector with high gain, high bandwidth and high common mode rejection ratio is used to realize the measurement of particle motion signals with high-precision.

An experimental device for optically trapping nanoparticle in vacuum is built. The optically trapping nanoparticle is realized experimentally using a high numerical aperture objective lens to focus a 532 nm laser beam. The loading and trapping process of nanoparticle in vacuum chamber is introduced. A balanced homodyne detection system is designed to measure the CoM motion signals of nanoparticle in three directions, and the motion trajectory in three-dimensional is described. The relationship between the eigen-motion frequencies and laser power is measured.

The influence on the center-of-mass translational motion of a levitated nanoparticle in the case of the combination of an elliptical polarization and elliptical TEM₀₀-mode Gaussian beam is measured. The field distribution of the strongly focused laser in the focus region depends on its polarization according to vector diffraction theory. Therefore, the motion of the nanoparticle depends on the relative orientation and ellipticity of the two ellipses parameters. For a linearly polarized light field, the eigen-frequencies and corresponding power spectra of the radial motions change periodically with the rotation of the linear polarized direction relative to the orientation of the elliptical TEM₀₀-mode Gaussian beam. It is demonstrated that the effects could be enhanced or canceled by controlling the relative orientation and ellipticity of the two ellipses parameters.

The hermitian and non-Hermitian normal-mode splitting in an optically levitated nanoparticle is realized. A nanoparticle is trapped by a strongly

focused laser beam in free space, and could be regarded as a harmonic oscillator. An external oscillator is phase-locked to the nanoparticle motion as another harmonic oscillator, which is modulated on the power of trapping laser to feedback and interacts with the nanosphere. Therefore, the normal-mode splitting in an optically levitated nanoparticle is realized with strong coupling. Moreover, the normal mode splitting following the cooling or heating effect simultaneously is observed.

The dipole scattering of a nanoparticle is observed using a high numerical aperture imaging system, which provides an environment free of particle-substrate interaction. We illuminate the optically levitated silica nanoparticle in vacuum with a 532 nm laser beam from the normal to the propagation direction of the strongly focused 1064 nm trapping laser beam, which results in a dark background and high signal-noise ratio for detecting the dipole scattering. The dipole orientations of the nanoparticle are studied by measuring scattering light distribution in the image and the Fourier space (k-space). The 3D doughnut shaped dipole scattering is rotated by rotating the linear polarization of the incident 532 nm laser, whose orientations can be determined by the measured scattering light pattern. The polarization vortex (vector beam) is observed for the special case, when the dipole orientation of the nanoparticle is aligned along the optical axis of the objective lens.

A record-breaking ultra-high rotation frequency about 6GHz in an optically levitated nanosphere system is observed. We optically trap a nanosphere in the gravity direction with a high numerical aperture objective lens, which shows significant advantages in compensating the influences of the scattering force and the photophoretic force on the trap, especially at intermediate pressures. This allows us to trap a nanoparticle from atmospheric to low pressure without using feedback cooling. We measure a highest rotation frequency about 4.3GHz of the trapped nanosphere without feedback cooling

and a 6GHz rotation with feedback cooling, which is the fastest mechanical rotation ever reported to date.

Key words: Optical levitation; Nano-particle; Center-of-mass motion;
Dipole scattering; Rotation motion

第一章 绪论

光镊是一种利用强聚焦激光焦点处的光场辐射压来俘获和操纵微小尺度粒子的光学技术。1970年,贝尔实验室 Arthur Ashkin 首次在实验上实现了光镊技术^[1],在水环境下,利用一束强聚焦激光成功俘获到单个微米量级介电质粒子。随着激光技术的发展,光镊的应用范围逐渐扩大。1987年, Ashkin 利用光镊成功俘获单个烟草花叶病毒或者大肠杆菌,并且不会对其活性产生伤害,这是光镊技术发展历史上的一个重大突破^[2]。Ashkin 因光镊技术获得了 2018 年诺贝尔物理学奖。光镊在生命科学领域有着广泛的应用,比如细胞内大分子的运动、构建人造细胞的组织网络以及细胞分选领域等^[3]。此外,光镊还可以应用于原子与分子方面。1985年, Steven Chu 利用光镊首次实现了中性原子的冷却和俘获^[4]。1995年,科罗拉多大学博尔德分校的 Eric Cornell 和 Carl Wieman 在铷原子中实现了玻色爱因斯坦凝聚态^[5],并获得了 2001 年诺贝尔物理学奖。

近年来,利用光镊在真空中俘获微米纳米量级的介电质粒子成为新的研究热点。在传统的机械系统中,由于机械悬臂的直接接触和固定,不可避免的导致能量的损耗和严重的退相干性^[6,7],以及引入热噪声。与之相比,在光悬浮系统中,利用光场辐射压来俘获粒子,与粒子接触的只有周围环境。因此,系统从本质上隔离了外界的影响,消除了由悬臂引入的加热效应和退相干的限制。在高真空中,光悬浮纳米粒子系统的质量因子预期可以达到 10^{12} ,并且对外部环境的变化非常灵敏^[8-11],可以用来测量小尺度的非牛顿引力^[12]、单个空气分子的影响^[13]、纳米级的温度^[14]以及磁自旋共振^[15]等。此外,将光悬浮纳米粒子系统冷却至量子力学基态,预期可以产生一些宏观量子现象,并且可以用于测量退相干机理^[16-18]。

1.1 光俘获粒子的方法

利用激光来俘获粒子,需要产生一个足够强的光学力来抵消重力以及其他力对粒子的影响。最简单的方法是通过一个高数值孔径透镜来聚焦一束 TEM₀₀ 模高斯光束。在这样的系统中,作用在粒子上的光学力可以分为两部分,分别为梯度力 F_{grad} 和散射力 F_{scat} 。梯度力指向强聚焦光束的焦点用来俘获粒子,而散射力沿光束传播方向将粒子推出光学势阱,如图 1.1 所示。

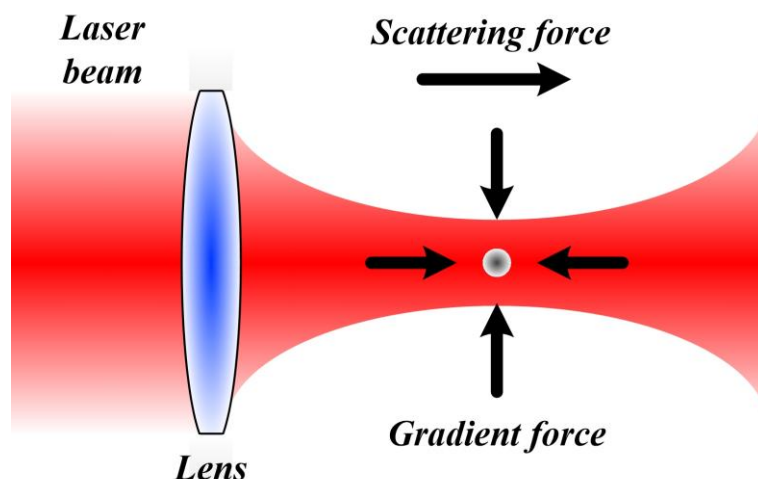


图 1.1 光学势阱中作用在粒子上的光学力

一般的有两种方式可以产生一个稳定的光学势阱。第一种方式是消除散射力对粒子的影响。有以下几种方法可以实现：利用粒子的重力来补偿散射力^[19]；利用两束功率和形状相同但传播方向相反的激光来抵消对粒子的散射力^[1,20]；通过一个反射镜反射在自由空间内形成稳定的驻波抵消散射力^[21,22]。第二种方式是利用单束强聚焦激光对粒子产生较大的梯度力，足够克服散射力的影响，这样也可以稳定的俘获粒子^[23,24]。根据以上两种方式，下面介绍几种常用的光俘获粒子的方法。

1.1.1 液体环境中光镊

液体环境中光镊是指在水环境或者其他液体环境中，利用聚焦激光来俘获微米纳米粒子或者其他粒子^[25-27]。液体中的光镊是一种重要的研究工具，被广泛的应用于各个研究领域，比如生物化学、生物物理学等^[28-32]。光镊相当于反向的光学显微镜，可以通过探测器或者摄像机来实时监测俘获粒子的位置^[33]。其俘获原理如图 1.2 (a) 所示。

在液体环境中利用光镊来俘获粒子有以下一些优点。在液体中，粒子受到浮力的作用，可以抵消一部分自身的重力，从而可以减小竖直方向梯度力的需求^[19]。在液体环境中，一个高数值孔径的透镜聚焦激光可以产生相对较强的梯度力来俘获粒子。此外，一些生物样品的研究也需要在溶液中进行^[28]。液体环境还可以提供一定的阻尼率，减小粒子的运动速度和幅度，这样便于粒子的跟踪和俘获。但是，由于液体的布朗运动淹没了光学势阱对粒子的影响，所以不能用来进行经典光学或者量子光学方面的相关研究。

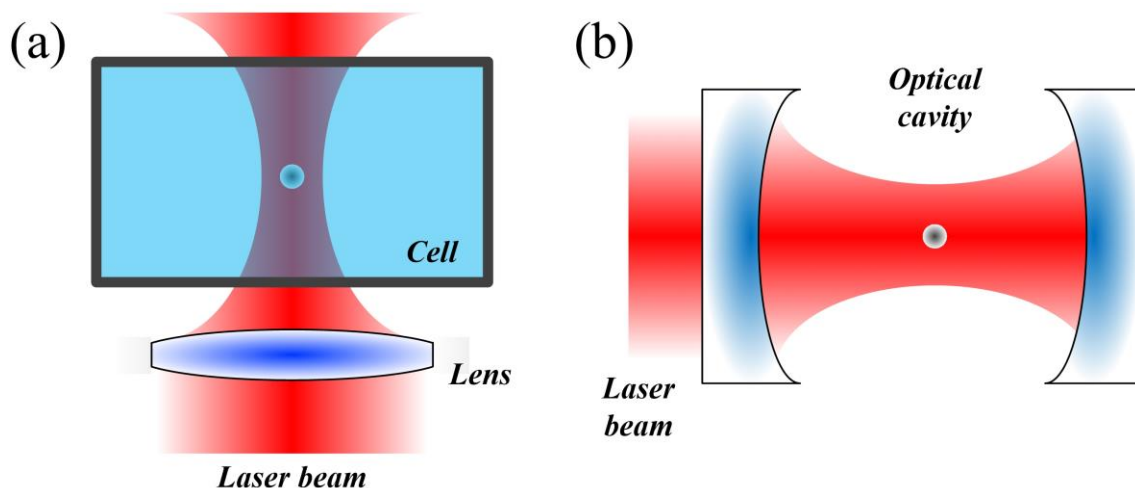


图 1.2 液体环境与光学腔中光镊原理图

1.1.2 光学腔驻波阱

在光学腔中，可以使用驻波共振模式来俘获粒子，如图 1.2 (b) 所示。由于光学腔的对称性，激光对粒子的平均散射力为零，这样可以利用驻波波腹处的梯度力来俘获粒子^[34]。在光学腔驻波阱中，轴向的束缚力较大，但因为光学腔内腰斑较大，径向束缚力较小。与单束聚焦激光相比，光学腔中每个波腹处都可以产生一个三维势阱，因此可以实现多粒子的同时俘获，并且粒子之间间隔很小。此外，超高精细度的光学腔还可以用于反馈冷却俘获粒子的质心运动^[35-38]。

1.1.3 自由空间梯度力阱

在空气或者真空中，利用强聚焦光束产生的梯度力阱可以俘获介电质粒子。由于粒子所处环境的阻尼率很小，系统可以用来研究光学势阱的性质和粒子的质心运动。常用的梯度力阱有以下几种，其原理如图 1.3 所示。

利用一个高数值孔径的物镜或者非球面镜聚焦一束激光，在焦点区域可以产生一个较强的三维光学势阱，对粒子的梯度力远大于散射力和粒子的重力，能够稳定的俘获粒子。其俘获原理如图 1.3 (a) 所示，详细的原理会在本论文后面章节中分析讨论。这是最常用来产生光镊的一种方法，操作相对简单，目前光悬浮粒子研究方向的很多工作都是基于这种方法实现的^[9,39-43]。但是这种方法对聚焦透镜的要求较高，需要有较大的数值孔径。此外，聚焦透镜的像散需要非常小，否则不能够稳定的俘获粒子。

利用一个高数值孔径的抛物面镜聚焦激光也可以实现粒子的俘获，其原理如图 1.3 (b) 所示。一束激光入射到抛物面镜上，反射光聚焦后在抛物面焦点区域形成一

个稳定的三维势阱，从而可以俘获粒子^[24,44-48]。抛物面镜结构比较简单，具有较大的数值孔径，其成本相对于高数值孔径的物镜较低。此外，入射激光和抛物面镜聚焦激光对粒子的散射力方向相反，可以相互抵消一部分。因此，利用高数值孔径的抛物面镜可以稳定的俘获纳米粒子。

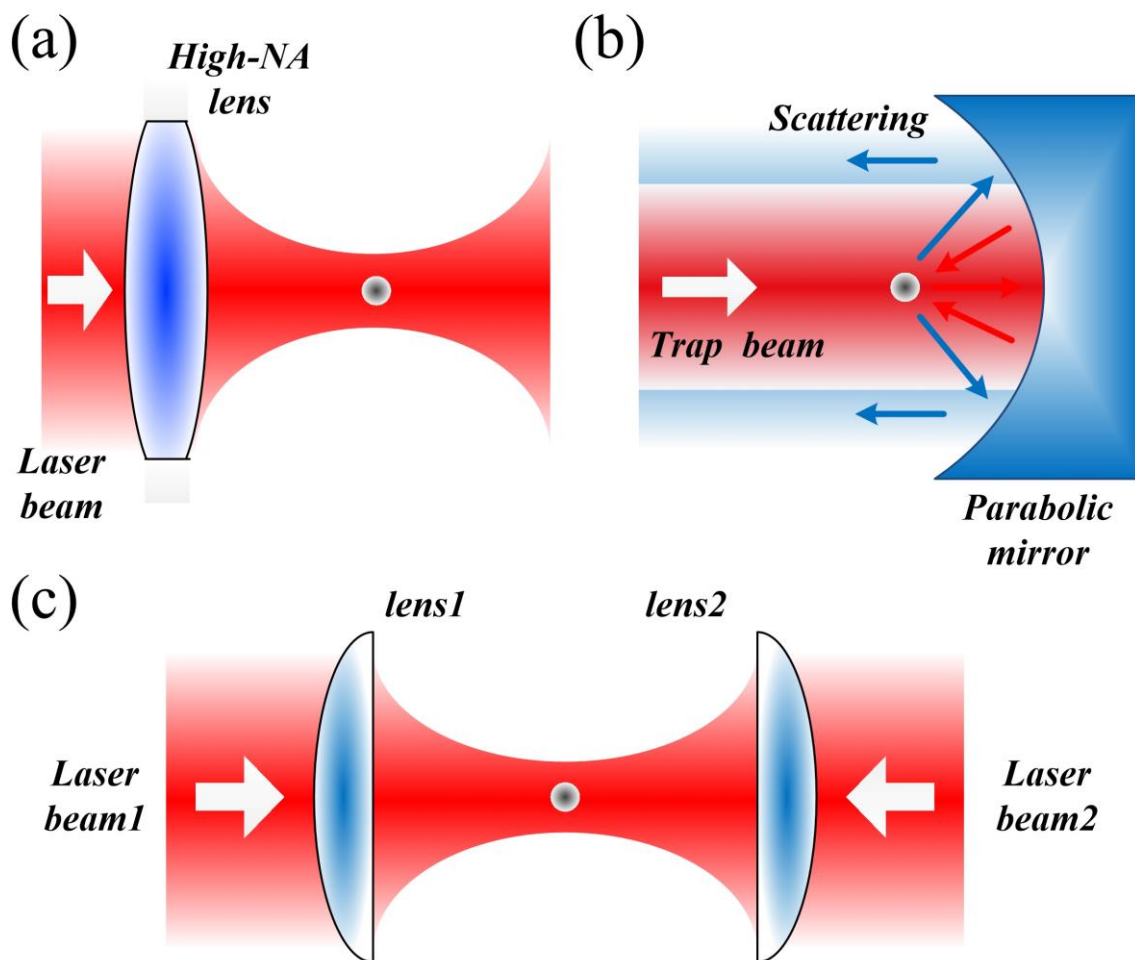


图 1.3 自由空间梯度力阱原理图

另外一种常用方法是利用两束对向传播的光束分别通过一个相同的透镜聚焦来俘获粒子，其原理如图 1.3(c)所示。这种方法要求两束激光焦点处功率和形状相同，并且光轴和焦点位置重合很好，这样两束激光对粒子的散射力大小相等、方向相反，可以完全抵消。因此，这种方法不需要聚焦透镜有较大的数值孔径就可以稳定俘获粒子^[7,20]。两束激光的功率可以调节到很低，一般的两束几毫瓦的激光就可以实现粒子的俘获^[20]，减弱了由粒子吸收光子导致的加热效应。

1.2 粒子质心运动的冷却

在上面介绍的多种光俘获粒子方法中，其原理都是基于光束聚焦产生的光场辐射压来俘获粒子。一束聚焦激光会在焦点区域产生一个稳定的三维抛物势阱，俘获的粒子在光学势阱中做谐振运动。在真空环境下，光悬浮粒子的阻尼率很小，可以用来进行一些超精密测量。冷却粒子的质心运动，可以进一步提高测量灵敏度^[39,43]，同时也是制备宏观量子态的一种有效途径^[10,49]。将光悬浮粒子的质心运动冷却到量子力学基态，可以用于研究一些较大质量范围的量子现象^[50,51]。目前，国际上已经有许多利用光俘获粒子系统产生宏观量子叠加的方案。比如 Bateman 等人提出的基于非基态温度的纳米物质波干涉仪^[52]，其需要将直径为 20nm 的粒子冷却到 20mK。Romero-Isart 等人设计了一种极低气压下在高精细度光学腔中，冷却亚波长量级介电质物体和产生量子叠加的方法^[10]。此外，除了量子物理方面的研究之外，还可以用于奇异力的探测^[12,39,43,53]，如高频引力波测量等^[54]。

1.2.1 速度反馈冷却

光俘获微小粒子系统中，粒子质心运动的冷却是 2011 年美国德克萨斯大学奥斯汀分校的李统藏等人首次在实验上实现的^[7]。三束正交方向的冷却激光分别沿粒子三个本征运动方向入射，将粒子运动的速度信号反馈到声光调制器上，通过改变冷却激光的功率来冷却粒子的质心运动。在压强为 5.2mPa 下，将粒子一个方向的温度由室温冷却到了 1.5mK，相应的声子数由 6.8×10^8 降到了 3400。

1.2.2 参量反馈冷却

2012 年西班牙地中海科技园的 Gieseler 等人提出了通过参量反馈冷却粒子质心运动的方法^[8]。利用一束强聚焦激光俘获单个直径约 70nm 的二氧化硅粒子，将粒子的运动信号倍频移项后反馈到声光调制器上，改变俘获激光的功率，从而影响光学势阱的深度，实现粒子质心运动的冷却。在压强为 2.5×10^{-6} mBar 下，将粒子一个本征运动方向的温度由室温降到了 50mK，并证明了其他反馈参量相同情况下粒子质心运动的温度与空气压强成正比。

此外，2017 年英国南安普顿大学的 Hendrik Ulbricht 小组利用高数值孔径的抛物面镜俘获到直径为 102nm 的二氧化硅粒子。将粒子三个本征运动方向的信号叠加，通过参量反馈实现了粒子三个运动方向的同时冷却^[24]。在 6×10^{-6} mbar 下测得粒子三

个方向的温度分别为 13mK、6mK 和 3mK。此时，光悬浮纳米粒子系统的质量因子达到了 10^9 。

1.2.3 电场反馈冷却

2019 年日本东京工业大学的 Iwasaki 等人提出了一种新的方法来冷却粒子的质心运动。在聚焦激光焦点即俘获粒子的区域附近添加一对平行电极，这对平行电极会产生一个电场，从而对带电粒子有一个电场力的作用。将测到的粒子运动信号反馈给电极，通过作用在粒子上电场力的变化来实现粒子质心运动的冷却。这种方法称为电场反馈冷却。在压强为 4×10^{-3} Pa 时，将粒子三个本征运动方向的温度冷却至 6mK 到 10mK 之间，相应的声子数分别为 2500、1300 和 610^[55]。在同样压强下电场反馈冷却效果要比参量反馈冷却好一个量级左右。

同年，西班牙地中海科技园 Conangla 等人用同样的方法实现了光悬浮纳米粒子质心运动的冷却^[56]。在压强为 3×10^{-7} mbar 下，测得粒子质心运动的温度为 5mK。目前，利用电场反馈冷却粒子质心运动最好的是瑞士苏黎世联邦理工学院的 Lukas Novotny 小组，在压强为 10^{-8} mbar 的超高真空中，将粒子的温度降到了 100 μ K^[57]。

1.2.4 光学腔辅助冷却

2019 年 Lukas Novotny 小组和奥地利维也纳大学的 Markus Aspelmeyer 小组同时利用光学腔的相干散射实现了光悬浮纳米粒子质心运动的冷却^[58,59]。在空气压强为 3×10^{-7} mbar 下，将粒子质心运动温度冷却到 10mK。此时，激光相位噪声成为进一步冷却的主要限制^[60]。2020 年，Markus Aspelmeyer 小组通过对光学腔的频率和位置的精确控制，将一个光俘获的纳米粒子从室温冷却到它的量子基态，声子数降到了 0.43，相应温度为 12 μ K^[61]。

1.3 光悬浮粒子的应用

纳米力学谐振子被广泛的用于力传感器^[62]、质量传感器^[63]、电荷传感器^[64]等，其灵敏度主要受环境热噪声的限制^[65,66]。因此，机械固定的谐振子一般工作在低温环境下^[67]。然而由于光悬浮粒子系统与环境的去耦合特性，在室温环境下就可以达到低温环境机械固定的谐振子的灵敏度^[8,68]，并且装置非常简单。下面介绍一些目前实验上光悬浮系统的超精密测量。

1.3.1 粒子材料性质的测量

在许多实验中，纳米粒子的质量是一个重要的参数，受其形状、密度、环境因素等的影响，质量的测量有较大的误差。2019年，西班牙巴塞罗那理工学院 Quidant 小组提出了一种不受上面因素影响的方法去测量纳米粒子的质量。在光学势阱附件加一对平行电极，通过分析粒子对电场变化的响应可以测量带电粒子的质量，这种方法测量质量的统计误差在 1% 以下，系统误差在 2% 以内^[69]。

此外，2019年美国斯坦福大学 Blakemore 小组通过静电力平衡粒子重力来悬浮粒子，测量了直径约为 $4.7\mu\text{m}$ 的微米球的质量，其系统总的不确定性为 1.8%^[70]。回收粒子后利用电镜成像测量的粒子的直径，得到了粒子的密度为 1.55g/cm^3 。

1.3.2 微弱力的测量

2018年，Lukas Novotny 小组提出了一种测量微弱静电力的方法，首先俘获纳米粒子后反馈冷却其质心运动幅度，然后关闭俘获激光，在静电场中纳米粒子做自由落体运动，极短时间后重新打开激光俘获粒子。通过测量粒子的运动幅度前后对比，测得了 nN 量级的静电力^[43]。Hendrik Ulbricht 小组也在 2018 年测量了光悬浮带电纳米粒子与薄膜表面的相互作用^[46]。

1.3.3 温度的测量

2014年，伦敦大学 Anders 小组通过加热的光俘获纳米粒子测量了周围空气的非平衡性质。通过分析粒子的布朗运动可以得到粒子的质心运动温度、表面温度和周围环境温度^[14]。2018年，Lukas Novotny 小组利用一束弱的红外激光加热俘获的纳米粒子，通过测量不同加热条件下粒子质心运动的幅度得到了粒子相应的内部温度^[39]。

1.4 论文主要工作

在本论文中，基于光镊原理主要研究一些关于光悬浮纳米粒子质心运动、旋转运动的测量和操控相关方面的工作。在真空中，利用一个高数值孔径的物镜或者非球面镜聚焦一束 TEM00 模高斯光束，利用光场辐射压实现纳米粒子的稳定俘获。在真空中系统的阻尼率很小，可以研究三维光学势阱中纳米粒子的一些动力学性质。通过平衡零拍探测系统分别测量粒子三个正交方向的本征运动信号。俘获粒子的质心运动也可以反映出光学势阱的性质。下面简要介绍一下本论文中的工作：

在第二章中，通过线性光学、瑞利近似以及一般性的洛伦兹-米氏散射理论分析

粒子相对激光波长不同大小情况下的光俘获原理。计算粒子的大小和折射率、俘获激光的波长和数值孔径对光悬浮系统的影响，根据计算结果选择合适的相关参数可以稳定的俘获粒子。在激光强聚焦系统中，光学势阱产生的梯度力远大于粒子的重力，因此重力对粒子的影响一般情况下可以忽略。根据郎之万方程和涨落耗散定理，计算粒子质心运动的功率谱密度，以及阻尼率与粒子性质和所处环境压强的关系。

在第三章中，详细介绍实验中所用的真空系统的结构和参数配置，以及相应的工作原理。在高真空中稳定的光俘获系统对纳米粒子的要求较高，实验中选用纳米二氧化硅粒子作为研究对象，介绍纳米粒子的选择、存储、溶液配置和装载方法。基于平衡零拍探测原理，介绍光俘获纳米粒子三个本征方向运动信号的测量原理。通过纳米粒子对俘获激光的散射和非散射两部分激光的干涉，可以放大粒子的质心运动信号。根据粒子径向和轴向的运动对俘获激光调制原理的区别采用不同的平衡零拍探测方法。设计一个高增益高共模抑制比的电流减探测器，用于粒子运动信号的超灵敏测量。

在第四章中，利用一个高数值孔径的物镜聚焦一束高斯光束，在焦点区域产生一个较深的光学势阱，实现单个纳米粒子的稳定俘获。详细介绍真空环境下纳米粒子的装载和俘获过程。搭建一套平衡零拍探测系统，分别测量纳米粒子在三个正交方向的质心运动信号。根据测得的纳米粒子三个方向的位移信息，计算粒子的大小，并描绘出粒子三维质心运动的轨迹。测量纳米粒子本征运动频率与俘获激光功率的关系。

在第五章中，研究俘获激光为椭圆 TEM₀₀ 模高斯光束时，入射偏振对光悬浮纳米粒子质心运动的影响。根据矢量衍射理论，强聚焦激光在焦点区域的场强分布与其入射激光偏振有关。因此，纳米粒子的质心运动由入射光束横截面椭圆度和入射偏振共同决定。计算俘获激光入射横截面为圆和椭圆时，不同偏振下焦平面上的场强分布和相应的粒子质心运动功率谱密度。实验上测量俘获激光为线性偏振时，粒子径向的本征频率和相应的功率谱随着线性偏振方向的旋转周期性变化的关系。通过控制椭圆轮廓和椭圆偏振的相对方向和椭圆度可以控制和抵消这种影响。

在第六章中，研究光悬浮纳米粒子系统中强耦合作用下的正交模式分裂现象。提出一种相位和带宽可调的相位锁定技术，将一个正弦信号相位锁定到纳米粒子的运动信号上，从而得到一个有阻尼的谐振运动信号。利用这个信号反馈调制俘获激光的功率，实现了与纳米粒子之间的强耦合相互作用。测量光悬浮纳米粒子在厄米和非厄

米强耦合条件下的正交模式分裂和其伴随的冷却和加热效果。

在第七章中，利用一套高数值孔径的成像系统观测光悬浮纳米粒子偶极散射强度的空间分布，可以避免周围环境中粒子与基片之间的相互影响。利用一束 532nm 激光从垂直俘获激光方向照明纳米粒子，照明光的波长和光斑远大于粒子的半径和质心运动幅度，粒子对照明光的散射满足瑞利散射条件。利用同一个高数值孔径物镜收集粒子的散射光，通过测量像空间和傅里叶空间（ k -空间）的散射光强分布研究偶极子散射特性。偶极散射强度的空间分布是三维面包圈形状，其随着照明光入射线性偏振的方向变化而旋转。此外，测量照明光为竖直和水平线性偏振时，粒子散射光的偏振特性。

在第八章中，在真空光悬浮纳米粒子系统中，测量纳米粒子的超高速旋转运动。利用一束竖直向上的激光强聚焦俘获单个纳米粒子，有效减小了中间气压（约 100Pa）下散射力和光涌力对粒子的影响，在没有反馈冷却质心运动情况下实现从大气压到高真空（低于 10^{-3} Pa）的稳定俘获。在无反馈冷却和有反馈冷却的条件下分别测得了 4.3GHz 和 6GHz 的超快旋转频率，打破了目前机械旋转方面的记录。

参考文献

- [1] Arthur Ashkin. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure. *Physical Review Letters*, 1970, 24, 156-159.
- [2] A. Ashkin, and J. M. Dziedzic. Optical Trapping and Manipulation of Viruses and Bacteria. *Science*, 1987, 235, 1517-1520.
- [3] Guido Bolognesi, Mark S. Friddin, Ali Salehi-Reyhani, Nathan E. Barlow, Nicholas J. Brooks, Oscar Ces, and Yuval Elani. Sculpting and Fusing Biomimetic Vesicle Networks Using Optical Tweezers. *Nature Communications*, 2018, 9, 1882.
- [4] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure. *Physical Review Letters*, 1985, 55, 48-51.
- [5] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, 269, 198-201.
- [6] S. Singh, G. A. Phelps, D. S. Goldbaum, E. M. Wright, and P. Meystre. All-Optical Optomechanics: An Optical Spring Mirror. *Physical Review Letters*, 2010, 105, 213602.
- [7] Tongcang Li, Simon Kheifets, and Mark G. Raizen. Millikelvin Cooling of an Optically Trapped Microsphere in Vacuum. *Nature Physics*, 2011, 7, 527-530.
- [8] Jan Gieseler, Bradley Deutsch, Romain Quidant, and Lukas Novotny. Subkelvin Parametric Feedback Cooling of a Laser-Trapped Nanoparticle. *Physical Review Letters*, 2012, 109, 103603.
- [9] Jan Gieseler, Lukas Novotny, and Romain Quidant. Thermal Nonlinearities in a Nanomechanical Oscillator. *Nature Physics*, 2013, 9, 806-810.
- [10] Oriol Romero-Isart, Mathieu L Juan, Romain Quidant, and J Ignacio Cirac. Toward Quantum Superposition of Living Organisms. *New Journal of Physics*, 2010, 12, 033015.
- [11] F. Ricci, R. A. Rica, M. Spasenovic, J. Gieseler, L. Rondin, L. Novotny, and R. Quidant. Optically Levitated Nanoparticle as a Model System for Stochastic Bistable Dynamics. *Nature Communications*, 2017, 8, 15141.
- [12] Andrew A. Geraci, Scott B. Papp, and John Kitching. Short-Range Force Detection Using Optically Cooled Levitated Microspheres. *Physical Review Letters*, 2010, 105, 101101.
- [13] Zhang-Qi Yin, Tongcang Li, and M. Feng. Three-Dimensional Cooling and Detection

- of a Nanosphere with a Single Cavity. *Physical Review A*, 2011, 83, 013816.
- [14] J. Millen, T. Deesuwan, P. Barker, and J. Anders. Nanoscale Temperature Measurements Using Non-Equilibrium Brownian Dynamics of a Levitated Nanosphere. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9, 425-429.
- [15] Levi P. Neukirch, Eva von Haartman, Jessica M. Rosenholm, and A. Nick Vamivakas. Multi-Dimensional Single-Spin Nano-Optomechanics with a Levitated Nanodiamond. *Nature Photonics*, 2015, 9, 653-658.
- [16] J. Li, I. Moaddel Haghghi, N. Malossi, S. Zippilli, and D. Vitali. Generation and Detection of Large and Robust Entanglement Between Two Different Mechanical Resonators in Cavity Optomechanics. *New Journal of Physics*, 2015, 17, 103037.
- [17] Jing Zhang, Tiancai Zhang, and Jie Li. Probing Spontaneous Wave-Function Collapse with Entangled Levitating Nanospheres. *Physical Review A*, 2017, 95, 012141.
- [18] Angelo Bassi, Kinjalk Lochan, Seema Satin, Tejinder P. Singh, and Hendrik Ulbricht. Models of Wave-Function Collapse, Underlying Theories, and Experimental Tests. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85, 471-527.
- [19] A. Ashkin, and J. M. Dziedzic. Optical Levitation by Radiation Pressure. *Applied Physics Letters*, 1971, 19, 283-285.
- [20] Tongcang Li, Simon Kheifets, David Medellin, and Mark G. Raizen. Measurement of the Instantaneous Velocity of a Brownian Particle. *Science*, 2010, 328, 1673-1675.
- [21] Pavel Zemánek, Alexandr Jonáš, Libor Šrámek, and Miroslav Liška. Optical Trapping of Rayleigh Particles Using a Gaussian Dstanding Wave. *Optics Communications*, 1998, 151, 273-285.
- [22] Pavel Zemánek, Alexandr Jonáš, Libor Šrámek, and Miroslav Liška. Optical Trapping of Nanoparticles and Microparticles by a Gaussian Standing Wave. *Optics Letters*, 1999, 24, 1448-1450.
- [23] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a Single-Beam Gradient Force Optical Trap for Dielectric Particles. *Optics Letters*, 1986, 11, 288-290.
- [24] Jamie Vovrosh, Muddassar Rashid, David Hempston, James Bateman, Mauro Paternostro, and Hendrik Ulbricht. Parametric Feedback Cooling of Levitated Optomechanics in a Parabolic Mirror Trap. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34, 1421-1428.
- [25] Keir C. Neuman, and Steven M. Block. Optical Trapping. *Review of Scientific*

Instruments, 2004, 75, 2787-2809.

[26] Justin E. Molloy, and Miles J. Lights, Action: Optical Tweezers. Contemporary Physics. 2002, 43, 241-258.

[27] Simon Kheifets, Akarsh Simha, Kevin Melin, Tongcang Li, and Mark G. Raizen. Observation of Brownian Motion in Liquids at Short Times: Instantaneous Velocity and Memory Loss. Science, 2014, 343, 1493-1496.

[28] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, and T. Yamane. Optical Trapping and Manipulation of Single Cells Using Infrared Laser Beams. Nature, 1987, 330, 769-771.

[29] Praveen C. Ashok, and Kishan Dholakia. Optical Trapping for Analytical Biotechnology. Current Opinion in Biotechnology, 2012, 23, 16-21.

[30] T. T. Perkins. Optical Traps for Single Molecule Biophysics: a Primer. Laser & Photonics Reviews, 2009, 3, 203-220.

[31] Keir C. Neuman, and Attila Nagy. Single-Molecule Force Spectroscopy: Optical Tweezers, Magnetic Tweezers and Atomic Force Microscopy. Nature Methods, 2008, 5, 491-505.

[32] Karel Svoboda, and Steven M. Block. Biological Applications of Optical Forces. Annual Review of Biophysics and Biomolecular Structure. 1994, 23, 247-285.

[33] Frederick Gittes, Christoph F. Schmidt. Interference Model for Back-Focal-Plane Displacement Detection in Optical Tweezers. Optics Letters, 1998, 23, 7-9.

[34] D. E. Chang, C. A. Regal, S. B. Papp, D. J. Wilson, J. Ye, O. Painter, H. J. Kimble, and P. Zoller. Cavity Opto-Mechanics Using an Optically Levitated Nanosphere. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2010, 107, 1005-1010.

[35] Nikolai Kiesel, Florian Blaser, Uroš Deli, David Grass, Rainer Kaltenbaek, and Markus Aspelmeyer. Cavity Cooling Of an Optically Levitated Submicron Particle. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2013, 110, 14180-14185.

[36] Peter Asenbaum, Stefan Kuhn, Stefan Nimmrichter, Ugur Sezer, and Markus Arndt. Cavity Cooling of Free Silicon Nanoparticles in High Vacuum. Nature Communications, 2013, 4, 3743.

[37] J. Millen, P. Z. G. Fonseca, T. Mavrogordatos, T. S. Monteiro, and P. F. Barker. Cavity Cooling a Single Charged Levitated Nanosphere. Physical Review Letters, 2015, 114, 123602.

[38] P. Z. G. Fonseca, E. B. Aranas, J. Millen, T. S. Monteiro, and P. F. Barker. Nonlinear Dynamics and Strong Cavity Cooling of Levitated Nanoparticles. Physical Review Letters,

2016, 117, 173602.

[39] Erik Hebestreit, René Reimann, Martin Frimmer, and Lukas Novotny. Measuring the Internal Temperature of a Levitated Nanoparticle in High Vacuum. *Physical Review A*, 2018, 97, 043803.

[40] Martin Frimmer, Karol Luszcz, Sandra Ferreira, Vijay Jain, Erik Hebestreit, and Lukas Novotny. Controlling the Net Charge on a Nanoparticle Optically Levitated in Vacuum. *Physical Review A*, 2017, 95, 061801.

[41] Gerard P. Conangla, Andreas W. Schell, Raúl A. Rica, and Romain Quidant. Motion Control and Optical Interrogation of a Levitating Single Nitrogen Vacancy in Vacuum. *Nano Letters*, 2018, 18, 3956–3961.

[42] Yuanbin Jin, XuDong Yu, and Jing Zhang. Optically levitated nanosphere with high trapping frequency. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2018, 61, 114221.

[43] Erik Hebestreit, Martin Frimmer, Rene Reimann, and Lukas Novotny. Sensing Static Forces with Free-Falling Nanoparticles. *Physical Review Letters*, 2018, 121, 063602.

[44] Muddassar Rashid, Tommaso Tufarelli, James Bateman, Jamie Vovrosh, David Hempston, M. S. Kim, and Hendrik Ulbricht. Experimental Realization of a Thermal Squeezed State of Levitated Optomechanics. *Physical Review Letters*, 2016, 117, 273601.

[45] Ashley Setter, Marko Toroš, Jason F. Ralph, and Hendrik Ulbricht. Real-Time Kalman Filter: Cooling of an Optically Levitated Nanoparticle. *Physical Review A*, 2018, 97, 033822.

[46] George Winstone, Robert Bennett, Markus Rademacher, Muddassar Rashid, Stefan Buhmann, and Hendrik Ulbricht. Direct Measurement of the Electrostatic Image Force of a Levitated Charged Nanoparticle Close to a Surface. *Physical Review A*, 2018, 98, 053831.

[47] Muddassar Rashid, Marko Toroš, Ashley Setter, and Hendrik Ulbricht. Precession Motion in Levitated Optomechanics. *Physical Review Letters*, 2018, 121, 253601.

[48] Luca Feriardi, Ashley Setter, Marko Toroš, Chris Timberlake, and Hendrik Ulbricht. Optimal Control for Feedback Cooling in Cavityless Levitated Optomechanics. *New Journal of Physics*, 2019, 21, 073019.

[49] M. Poggio, C. L. Degen, H. J. Mamin, and D. Rugar. Feedback Cooling of a Cantilevers Fundamental Mode Below 5 mk. *Physical Review Letters*, 2007, 99, 017201.

[50] Angelo Bassi, Kinjalk Lochan, Seema Satin, Tejinder P. Singh, and Hendrik Ulbricht. Models of Wave-Function Collapse, Underlying Theories, and Experimental Tests. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85, 471.

- [51] O. Romero-Isart, A. C. Pflanzer, M. L. Juan, R. Quidant, N. Kiesel, M. Aspelmeyer, and J. I. Cirac. Optically Levitating Dielectrics in the Quantum Regime: Theory and Protocols. *Physical Review A*, 2011, 83, 013803.
- [52] James Bateman, Stefan Nimmrichter, Klaus Hornberger, and Hendrik Ulbricht. Near-Field Interferometry of a Free-Falling Nanoparticle from a Point-Like Source. *Nature Communications*, 2014, 5, 4788.
- [53] A. Manjavacas, and F. J. Garcia de Abajo. Vacuum Friction in Rotating Particles. *Physical Review Letters*. 2010, 105, 113601.
- [54] Asimina Arvanitaki, and Andrew A. Geraci. Detecting High-Frequency Gravitational Waves with Optically Levitated Sensors. *Physical Review Letters*, 2013, 110, 071105.
- [55] M. Iwasaki, T. Yotsuya, T. Naruki, Y. Matsuda, M. Yoneda, and K. Aikawa. Electric Feedback Cooling of Single Charged Nanoparticles in an Optical Trap. *Physical Review A*, 2019, 99, 051401.
- [56] Gerard P. Conangla, Francesco Ricci, Marc T. Cuairan, Andreas W. Schell, Nadine Meyer, and Romain Quidant. Optimal Feedback Cooling of a Charged Levitated Nanoparticle with Adaptive Control. *Physical Review Letters*, 2019, 122, 223602.
- [57] Felix Tebbenjohanns, Martin Frimmer, Andrei Militaru, Vijay Jain, Lukas Novotny. Cold Damping of an Optically Levitated Nanoparticle to Microkelvin Temperatures. *Physical Review Letters*, 2019, 122, 223601.
- [58] Dominik Windey, Carlos Gonzalez-Ballester, Patrick Maurer, Lukas Novotny, Oriol Romero-Isart, and René Reimann. Cavity-Based 3D Cooling of a Levitated Nanoparticle via Coherent Scattering. *Physical Review Letters*, 2019, 122, 123601.
- [59] Uroš Delić, Manuel Reisenbauer, David Grass, Nikolai Kiesel, Vladan Vuletić, and Markus Aspelmeyer. Cavity Cooling of a Levitated Nanosphere by Coherent Scattering. *Physical Review Letters*, 2019, 122, 123602.
- [60] Nadine Meyer, Andrés de los Rios Sommer, Pau Mestres, Jan Gieseler, Vijay Jain, Lukas Novotny, and Romain Quidant. Resolved-Sideband Cooling of a Levitated Nanoparticle in the Presence of Laser Phase Noise. *Physical Review Letters*, 2019, 123, 153601.
- [61] Uroš Delić, Manuel Reisenbauer, Kahan Dare, David Grass, Vladan Vuletić, Nikolai Kiesel, and Markus Aspelmeyer. Cooling of a Levitated Nanoparticle to the Motional Quantum Ground State. *Science*, 2020, 367, 892-895.
- [62] J. Moser, J. Güttinger, A. Eichler, M. J. Esplandiu, D. E. Liu, M. I. Dykman, and A.

- Bachtold. Ultrasensitive Force Detection with a Nanotube Mechanical Resonator. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8, 493-496.
- [63] J. Chaste, A. Eichler, J. Moser, G. Ceballos, R. Rurali, and A. Bachtold. A Nanomechanical Mass Sensor with Yoctogram Resolution. *Nature Nanotechnology*, 2012, 7, 301-304.
- [64] A. N. Cleland, and M. L. Roukes. A Nanometre-Scale Mechanical Electrometer. *Nature*, 1998, 392, 160-62.
- [65] Zhang-Qi Yin, Andrew A. Geraci, and Tongcang Li. Optomechanics of Levitated Dielectric Particles. *International Journal of Modern Physics B*, 2013, 27, 1330018.
- [66] R. A. Norte, J. P. Moura, and S. Gröblacher. Mechanical Resonators for Quantum Optomechanics Experiments at Room Temperature. *Physical Review Letters*, 2016, 116, 147202.
- [67] T. P. Purdy, R. W. Peterson, P-L Yu, and C. A. Regal. Cavity Optomechanics with Si_3N_4 Membranes at Cryogenic Temperatures. *New Journal of Physics*, 2012, 14, 115021.
- [68] Vijay Jain, Jan Gieseler, Clemens Moritz, Christoph Dellago, Romain Quidant, and Lukas Novotny. Direct Measurement of Photon Recoil from a Levitated Nanoparticle. *Physical Review Letters*, 2016, 116, 243601.
- [69] F. Ricci, M. T. Cuairan, G. P. Conangla, A. W. Schell, and R. Quidant. Accurate Mass Measurement of a Levitated Nanomechanical Resonator for Precision Force-Sensing. *Nano Letters*, 2019, 19, 6711-6715.
- [70] Charles P. Blakemore, Alexander D. Rider, Sandip Roy, Alexander Fieguth, Akio Kawasaki, Nadav Priel, and Giorgio Gratta. Precision Mass and Density Measurement of Individual Optically Levitated Microspheres. *Physical Review Applied*, 2019, 12, 024037.

第二章 光俘获原理与粒子质心运动

2.1 引言

光场辐射压理论是 1873 年英国物理学家麦克斯韦基于其电磁辐射理论提出的^[1]。一束光照射到物体上时，由于光子的碰撞，物体表面会受到一个力的作用^[2]。在 1900 年俄罗斯物理学家 Lebedew^[3]和 1901 年 Nichols 和 Hull^[4]先后在实验上测量了光场辐射压。对于一个全反射的物体，其表面上的光学力为 $F = 2P/c$ ^[5]。其中， P 为光的功率， c 为真空中的光速。一束弱聚焦或者发散的激光，其作用在物体上的光学力非常小，一般情况是可以忽略掉的。只有强聚焦激光作用在一个微小的粒子上时，才会影响粒子的运动状态。

光镊系统中，激光对粒子的光场辐射压与粒子对光的散射情况有关。光的散射可以被认为是电磁波(入射光线)遇到障碍物或非均匀介质(散射粒子)时偏离原传播方向的现象。当电磁波与离散粒子相互作用时，粒子内部分子的电子轨道受到与入射波的电场频率相同的周期性地扰动。电子云的这种振荡或微扰导致分子内部电荷的周期性分离，这被称为诱导偶极矩。诱导偶极矩是电磁波辐射的一个来源，从而导致了散射光。粒子的大部分散射光与入射光频率相同，这一过程称为弹性散射。因此，光的散射是入射电磁波与散射粒子的分子原子结构之间复杂的相互作用过程，不仅仅是入射光子或电磁波遇到物体表面反弹的问题。

光的散射模式基于一个无量纲参数 α 的大小可以分为三个领域，其定义为^[6]：

$$\alpha = \frac{2\pi R}{\lambda_m} \quad (2.1)$$

式中， R 是球形散射粒子的半径， $\lambda_m = \lambda_0/n_m$ 是周围介质中散射光的相对波长，即真空中散射光波长 λ_0 和介质折射率 n_m 的比值。首先， $\alpha \ll 1$ 即粒子尺度远小于散射光波长时，适用瑞利散射理论^[7-11]，一般的粒子直径上限为十分之一波长 ($d < \lambda_m/10$)。在这种尺度下，粒子的精确形状通常是没有意义的，可以看作是一个等效体积的球体。对于较大直径的散射粒子 $\alpha \approx 1$ ，适用米氏散射理论^[6,12,13]。该理论提出了一般的球形散射解，对粒子的大小没有特定限制。因此，米氏散射理论没有尺寸限制，收敛到大粒子的几何光学极限。米氏散射理论可以用来描述大多数球形粒子散射系统，包括瑞利散射。然而，由于米氏散射公式的复杂性，一般首选瑞利散射理论。粒子直径

是散射光波长的十倍甚至更大时 ($d > 10\lambda_m$), $\alpha \gg 1$, 使用几何光学定律就可以描述光与粒子间的相互作用, 这种情况下相互作用一般不在称为散射。

本章中主要介绍利用一束强聚焦激光的光场辐射压来俘获微小介电质粒子的实验原理。根据粒子相对俘获激光波长的大小, 利用几何光学、瑞利近似和一般性的洛伦兹-米氏散射理论三种理论分别讨论光镊俘获的原理。理论计算粒子大小和折射率以及激光数值孔径对光学势阱和光学力的影响。俘获的粒子在光学势阱中做谐振运动, 通过朗之万方程给出粒子的质心运动动力学方程并计算功率谱密度。根据涨落耗散定理, 分析粒子的质心运动阻尼率与粒子大小和周围环境的关系。

2.2 光俘获原理

光悬浮系统中, 作用在粒子上的光学力决定于粒子对光的散射。根据光的散射理论, 对于不同大小的介电质粒子, 其俘获原理可以分为以下三种情况。当粒子的直径远大于俘获激光波长时 ($d \gg \lambda_m$), 俘获原理可以用线性几何光学来解释^[14]; 当粒子的直径远小于俘获激光波长时 ($d \ll \lambda_m$), 满足瑞利散射条件, 这时粒子可以视为一个偶极子, 用瑞利近似来计算作用在粒子上的光学力; 当粒子半径与激光波长相近时 ($d \sim \lambda_m$), 需要用一般性的洛伦兹-米氏散射理论来分析计算。

2.2.1 几何光学

粒子的直径相对俘获激光波长较大时, 可以用几何光学来简单阐述光俘获原理。图 2.1 为几何光学俘获较大粒子的原理图^[14,15]。图中激光的传播方向向上, 在不考虑粒子表面反射的情况下, 图 (b) 是粒子在平衡位置的情况。

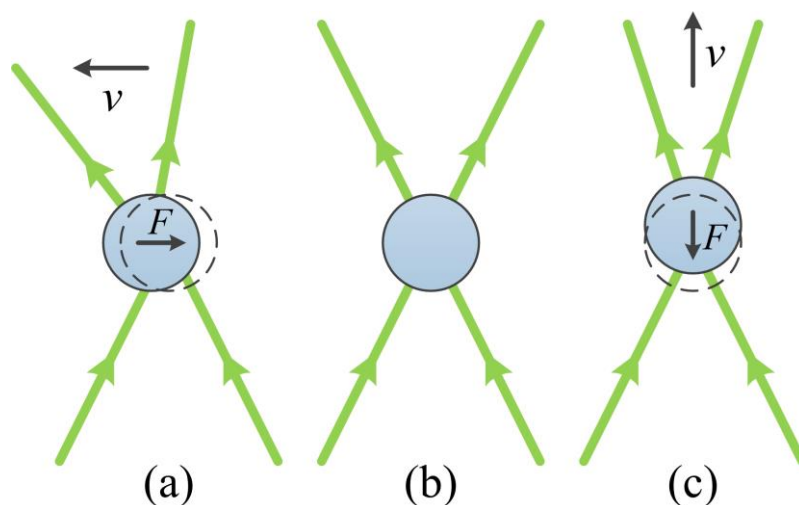


图 2.1 几何光俘获粒子原理图

当粒子偏离平衡位置时，任意方向光子对粒子的总光学力都指向平衡位置，这样聚焦激光就会在平衡位置处形成了一个稳定的三维光学势阱。实际中，粒子表面对光子的反射是必须考虑的。由此导致的光子对粒子总的反作用力沿光束传播方向，会将粒子推出光学势阱。稳定的俘获粒子需要回复力大于这个力。这个反作用力的大小与粒子相对于环境介质的折射率 $n = n_p/n_m$ 有关， n_p 是粒子的折射率， n_m 是环境介质的折射率。相对折射率 n 较大时，反作用力更大，很难稳定的俘获粒子。因此选择粒子时需要折射率要较小的材料。

2.2.2 瑞利近似

粒子的尺度远小于俘获激光波长时，粒子可以近似为一个偶极子，光学力的大小可以根据瑞利近似来计算^[15,16]。这里考虑用一束沿 z 轴正向传播的 TEM₀₀ 模高斯光束俘获纳米粒子的情况，如图 2.2 所示。真空中激光波长为 λ_0 ，聚焦后焦点在原点上，功率为 P ，腰斑大小为 ω_0 。纳米粒子的半径为 R ，折射率为 n_p 。俘获的粒子在原点附近运动，瞬时位置坐标为 (x, y, z) 。下面分析这种情况下，俘获的纳米粒子上的光学力。

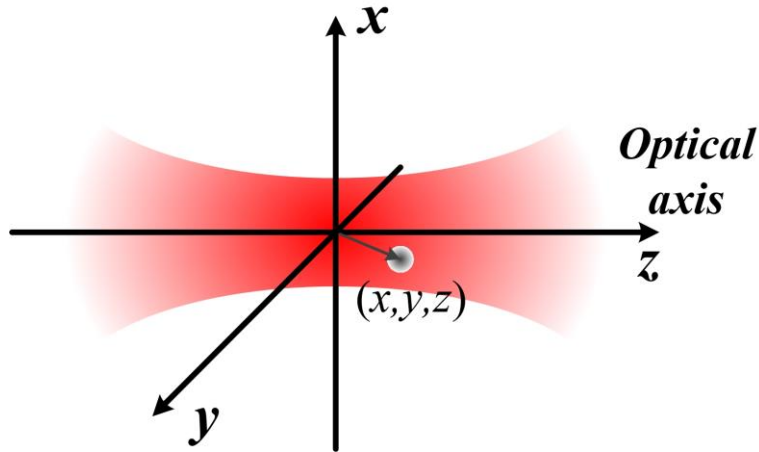


图 2.2 瑞利散射原理图

高斯光束沿传播方向的光斑大小分布满足以下方程：

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_m z}{\pi \omega_0^2} \right)^2} \quad (2.2)$$

式中， $z_R = \pi \omega_0^2 / \lambda_m$ 是瑞利长度。在光束焦平面上，强度分布满足高斯分布，表达式

可以写为:

$$I(x, y) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega_0^2}\right] \quad (2.3)$$

因此, 可以得到高斯光束的空间强度分布为:

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2 + \lambda_m z} \exp\left[-\frac{2\pi(x^2 + y^2)}{\pi\omega_0^2 + \lambda_m z}\right] \quad (2.4)$$

光场对粒子的辐射压根据性质可以分为两部分, 分别是梯度力 F_{grad} 和散射力 F_{scat} 。其中梯度力指向焦点位置, 会产生一个三维抛物势阱, 用来俘获粒子, 梯度力的大小正比于光强分布的梯度。而散射力沿光束传播方向, 会将粒子推出势阱, 其大小与光强分布成正比。这两个力的表达式分别为^[16]:

$$F_{grad}(x, y, z) = \frac{2\pi n_m r^3}{c} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)^2 \nabla I(x, y, z) \quad (2.5)$$

$$F_{scat}(x, y, z) = \frac{128\pi^5 n_m^5 r^6}{3c\lambda_0^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right) I(x, y, z) \quad (2.6)$$

式中, c 是真空中光速, $n = n_p / n_m$ 是粒子相对于环境介质的折射率。从这两个公式可以看出, 梯度力与粒子半径的 3 次方成正比, 散射力与粒子半径的 6 次方成正比。俘获粒子需要梯度力大于散射力, 因此较小的粒子比较容易俘获。

梯度力产生的势阱为:

$$V(x, y, z) = -\frac{2\pi n_m r^3}{c} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right) I(x, y, z) \quad (2.7)$$

粒子在热环境中具有一定的动能, 稳定的俘获粒子需要势阱的势能远大于粒子的平均动能。根据能量均分定理, 热平衡条件下粒子每个方向的平均动能为 $k_B T / 2$, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是环境介质温度。粒子的动能与粒子大小无关, 而势阱深度正比于粒子半径的 3 次方, 因此粒子也不能太小。

高斯光束聚焦后腰斑 ω_0 的大小与数值孔径 NA 有关, 其关系为:

$$\omega_0 = \frac{\lambda_0}{\pi \tan(\arcsin NA)} \quad (2.8)$$

根据上述方程, 选取较大数值孔径的透镜, 聚焦后激光腰斑更小, 可以产生相对较大的梯度力和势阱深度, 能够更稳定的俘获粒子。考虑实验中所用的纳米二氧化硅粒子

的密度约为 $\rho = 2g/cm^3$ ，粒子的重力远小于梯度力，因此这种情况下重力对粒子的影响可以忽略。

2.2.3 洛伦兹-米氏散射理论

当粒子的大小与激光波长相近时，几何光学与瑞利散射不再适用，需要用一般性的洛伦兹-米氏散射理论来计算。作用于粒子上的辐射压本质上是来自于激光光子的动量，因此可以根据粒子对电磁场动量的改变来计算光学力的大小。

在球坐标系中，入射场 \mathbf{E}_{in} 和出射场 \mathbf{E}_{out} 即粒子的散射场可以用矢量球面波函数来表示^[17]:

$$\mathbf{E}_{in} = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=-i}^i a_{ij} \mathbf{M}_{ij}^{(2)}(\mathbf{kr}) + b_{ij} N_{ij}^{(2)}(\mathbf{kr}) \quad (2.9)$$

$$\mathbf{E}_{out} = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=-i}^i p_{ij} \mathbf{M}_{ij}^{(1)}(\mathbf{kr}) + q_{ij} N_{ij}^{(1)}(\mathbf{kr}) \quad (2.10)$$

式中， $\mathbf{M}_{ij}^{(1)}(\mathbf{kr})$ 和 $N_{ij}^{(1)}(\mathbf{kr})$ 分别是出射方向的 TE 波和 TM 波，相应的 $\mathbf{M}_{ij}^{(2)}(\mathbf{kr})$ 和 $N_{ij}^{(2)}(\mathbf{kr})$ 分别是入射方向的 TE 波和 TM 波。通过对动量和角动量的积分，可以有效的计算出粒子在轴向所受的光学力为^[17,18]:

$$F_z = \frac{2n_m P}{cS} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=-i}^i \frac{j}{i(i+1)} \text{Re}(a_{ij}^* b_{ij} - p_{ij}^* q_{ij}) \\ - \frac{1}{i+1} \sqrt{\frac{i(i+2)(i-j+1)(i+j+1)}{(2i+1)(2i+3)}} \\ \times \text{Re}(a_{ij}^* a_{i+1,j}^* + b_{ij}^* b_{i+1,j}^* - p_{ij}^* p_{i+1,j}^* - q_{ij}^* q_{i+1,j}^*) \quad (2.11)$$

式中，

$$S = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=-i}^i \left(|a_{ij}|^2 + |b_{ij}|^2 \right) \quad (2.12)$$

同理，通过旋转 90 度坐标系，可以计算出径向的光学力和扭矩^[19]。此外，也可以直接计算粒子在径向所受的光学力^[20]，但是计算相对复杂。

给定俘获激光和粒子的一些参数，通过数值计算来比较瑞利近似和洛伦兹-米氏散射理论的区别。假设激光波长为 532nm，功率为 200mW，数值孔径为 $NA = 0.95$ ，相应的腰斑半径为 $\omega_0 = 0.056\mu m$ ，粒子半径为 $R = 100nm$ 。分别根据瑞利近似和洛伦兹-米氏散射理论来计算粒子在径向和轴向所受的光学力。其中，洛伦兹-米氏散射理

论计算是基于 Nieminen 等人开发的 Matlab 程序^[17]来计算的。如图 2.3 所示，图 (a) 和 (b) 分别是根据洛伦兹-米氏散射理论计算得到的粒子在径向和轴向上所受的光学力。原点为激光聚焦焦点，曲线与横轴的交点为俘获粒子的平衡位置。在径向上光学力的大小关于原点对称，而轴向上的光学力是明显不对称的，并且粒子的平衡位置偏离了原点，这是由于轴向的散射力导致的。图 (c) 和 (d) 是同样参数下根据瑞利近似计算得到的，与洛伦兹-米氏散射理论计算结果相差较大，这种情况下瑞利近似不再适用。

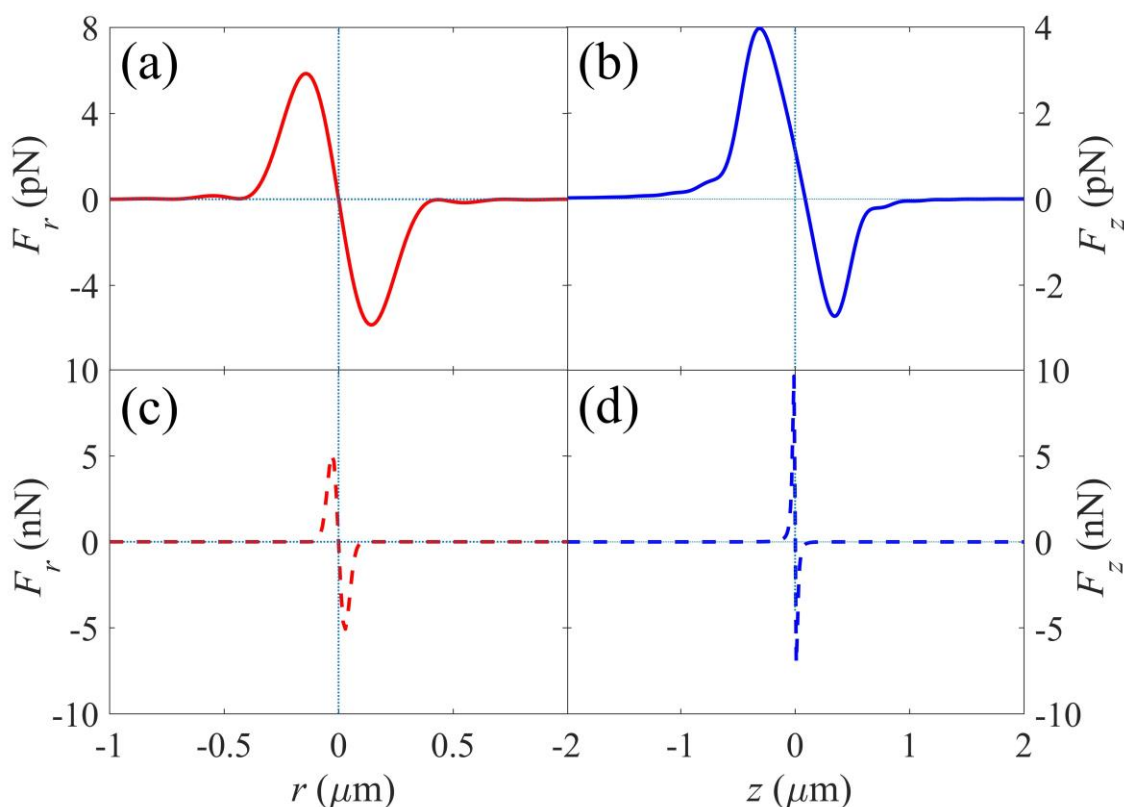


图 2.3 径向和轴向粒子上的光学力

根据洛伦兹-米氏散射理论，改变聚焦透镜的有效数值孔径，其他参数保持不变，计算粒子在径向和轴向上的光学力与数值孔径的关系。如图 2.4 所示，图 (a) 和 (b) 分别为粒子在径向和轴向上光学力的大小，图中蓝色实线是数值孔径为 0.95 时计算得到的，绿色实线对应的数值孔径为 0.68。通过比较这两条曲线可以看出，利用有效数值孔径大的透镜聚焦产生的光学力较大，能够更稳定的俘获纳米粒子。在轴向上，聚焦透镜的有效数值孔径为 0.68 时，光学力的大小没有零点，即在焦点附近粒子上的散射力大于梯度力，这时粒子会被散射力沿光的传播方向推出势阱，不会俘获粒子。

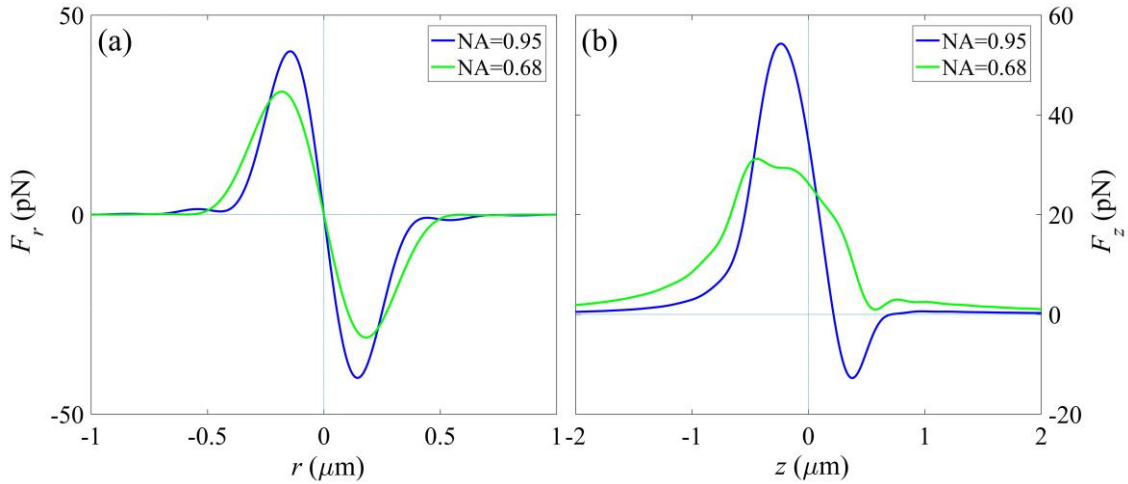


图 2.4 不同数值孔径径向和轴向粒子上的光学力

在轴向上，稳定的俘获粒子需要有平衡位置即光学力的大小具有零点，则光学力的最小值应为负值。当俘获激光波长确定时，利用不同有效数值孔径的透镜聚焦产生的光学势阱对粒子的俘获是有选择性的。下面计算激光波长为 532nm，功率为 200mW 时，轴向上光学力的最小值与粒子直径和折射率的关系，如图 2.5 中 (a) 和 (b) 所示。

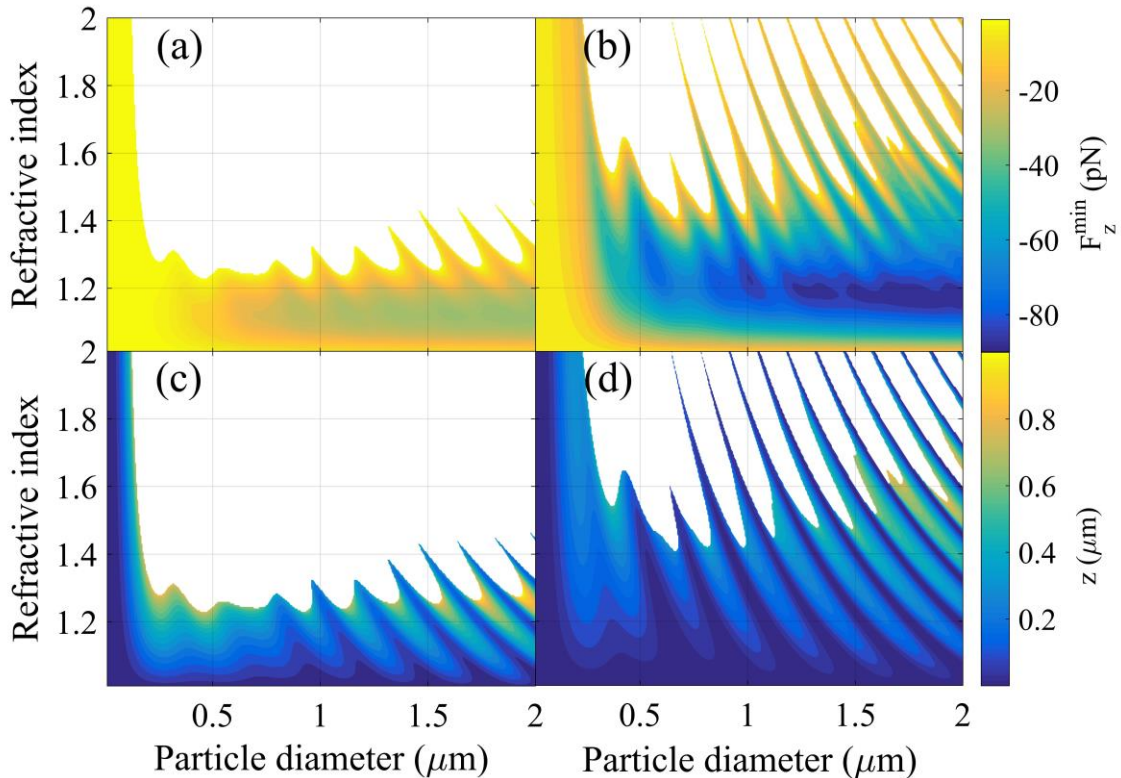


图 2.5 轴向粒子上光学力的最小值和平衡位置

图 (a) 和图 (b) 分别是数值孔径分别为 0.68 和 0.95 时计算得到的轴向上光学力的最小值。图中空白部分表示轴向上光学力的最小值大于零，即这种情况下不能俘获粒子。粒子折射率较小时，光学力的最小值均为负值，并且绝对值较大，能够更稳定的俘获粒子。图 (c) 和图 (d) 是数值孔径分别为 0.68 和 0.95 时粒子运动的平衡位置偏离焦点的距离。

此外，在平衡位置光学势阱的梯度也是稳定俘获纳米粒子的一个重要参数。在相同条件下分别计算数值孔为 0.68 和 0.95 时，粒子径向和轴向上的弹性系数，如图 2.6 所示。对于相同的粒子大小和折射率，数值孔径较大时平衡位置光学势阱的梯度更大，即聚焦激光对粒子的俘获力更大。从图 2.5 和图 2.6 中可以看出，粒子径向和轴向上的光学力、平衡位置以及弹性系数随着粒子大小的变化具有同样的变化规律。因此，这里选定一个粒子的折射率，计算粒子大小对光俘获系统的影响。

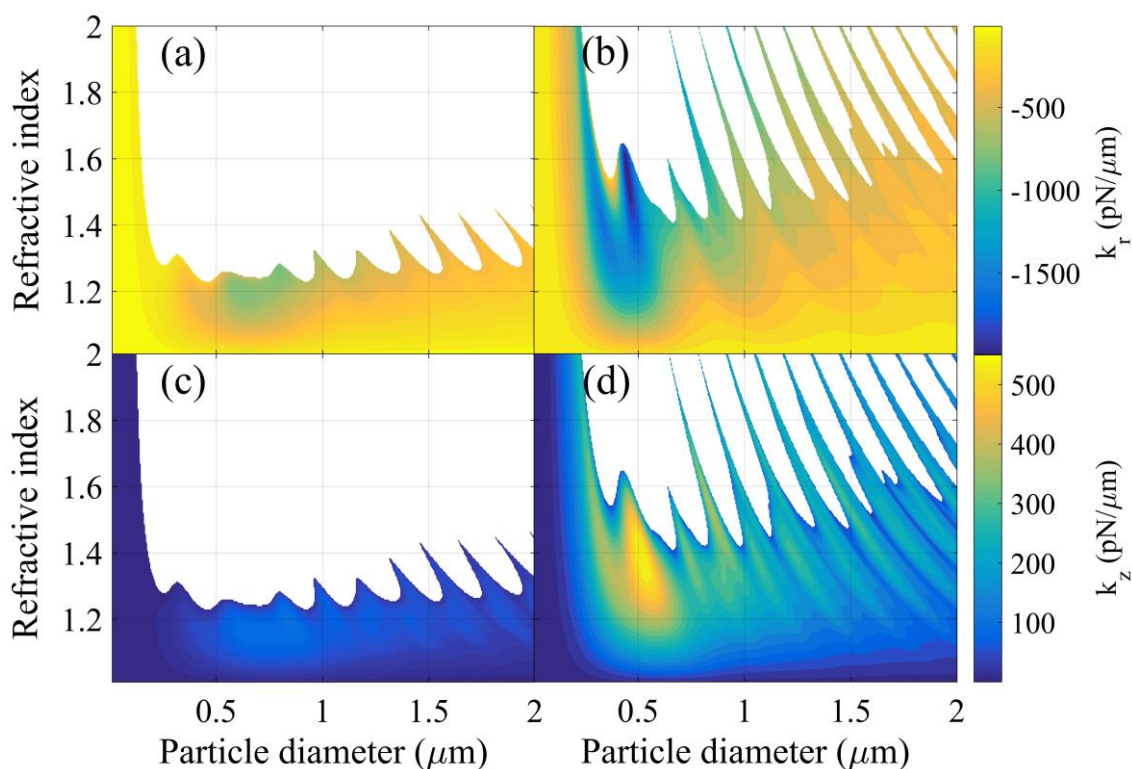


图 2.6 粒子径向和轴向上的弹性系数

对于纳米二氧化硅粒子，其折射率为 1.46，计算不同数值孔径情况下轴向上光学力的最小值与粒子半径的关系，如图 2.7 所示。图中红色实线对应的有效数值孔径为 0.68，光学力最小值都为正值，是不能够俘获粒子的。蓝色实线对应的有效数值孔径为 0.95，对于大多数粒子的直径，光学力的最小值都为负值，俘获粒子较为容易。有效数值孔径为 0.85 时，对应图中绿色实线，光学力的最小值有正有负，在负值对

应的区间可以俘获粒子，正值对应的区间不能俘获粒子。在三种不同有效数值孔径下，轴向光学力的最小值都随粒子的直径呈现出周期性的变化，这是因为粒子对俘获激光的散射光和非散射光干涉导致的，变化的周期是激光波长的一半。

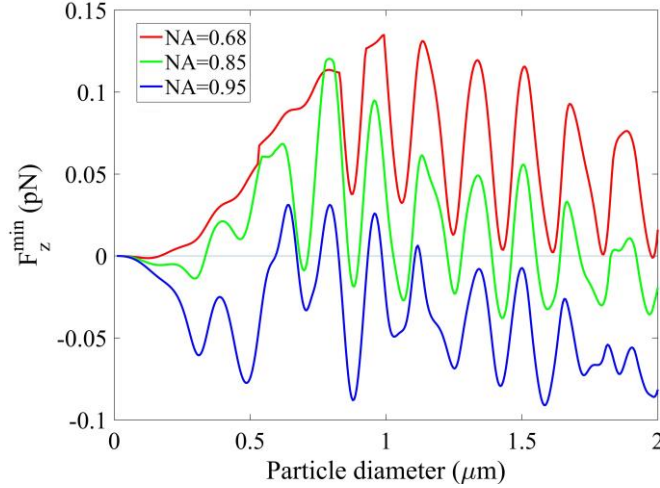


图 2.7 轴向光学力最小值与粒子大小的关系

2.3 粒子的质心运动

布朗运动是 1827 年英国植物学家布朗发现的^[21]，是指微小粒子悬浮于液体中的一种无规则运动，是由液体中高速运动的分子碰撞导致的。爱因斯坦于 1905 年提出了布朗运动的动能定理^[22]，这是统计力学中的一个基本理论。因布朗运动的高速和无规则性，其轨迹和瞬时速度是难以测量的。一直到 2010 年，李统藏等人利用光俘获微米粒子系统测量了空气中布朗运动的瞬时速度^[23]。

2.3.1 光俘获粒子的运动

一束激光通过透镜聚焦，会在焦点处形成一个稳定的三维抛物势阱，从而可以俘获微小的粒子。粒子在势阱中做谐振运动，其平动具有三个方向的自由度，分别为 x 、 y 、 z 三个方向。粒子运动过程中，受到的光学力可以写为：

$$\mathbf{F}_u = -k_u \mathbf{u} \quad (2.13)$$

式中， $u = x, y, z$ 分别表示三个自由度， $k_u = m\omega_u^2$ 是三个方向的弹性系数， ω_u 为三个方向的本征运动频率。

首先简单考虑粒子在一维 x 方向的质心运动，根据郎之万方程可以给出运动方程为^[24-26]：

$$\ddot{x}(t) + \gamma \dot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) = \frac{F_{th}(t)}{m} \quad (2.14)$$

式中, γ 是粒子运动的阻尼率, ω_0 是 x 方向的本征运动频率, $F_{th}(t) = \sqrt{2k_B T m \gamma} \alpha(t)$ 是粒子运动过程中的随机力, 对于所有的 t 和 t' 满足:

$$\langle \alpha(t) \rangle = 0, \langle \alpha(t) \alpha(t') \rangle = \delta(t - t') \quad (2.15)$$

粒子运动信号的功率谱包含有光俘获系统的许多信息, 通过对动力学方程(2.14)进行傅里叶变换可以得到^[27]。对 $x(t)$ 和 $\alpha(t)$ 取傅里叶变换:

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.16)$$

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.17)$$

方程 (2.14) 傅里叶变换得到:

$$-\omega^2 X(\omega) - i\omega\gamma X(\omega) + \omega_0^2 X(\omega) = \sqrt{\frac{2k_B T \gamma}{m}} A(\omega) \quad (2.18)$$

则

$$X(\omega) = \sqrt{\frac{2k_B T \gamma}{m}} A(\omega) \frac{1}{-\omega^2 - i\omega\gamma + \omega_0^2} \quad (2.19)$$

根据方程 (2.15) 可以得到:

$$\langle X(\omega) \rangle = 0, \langle A(\omega)^* A(\omega') \rangle = \delta(\omega - \omega') \quad (2.20)$$

则功率谱密度为:

$$S_x(\omega) = \frac{2k_B T}{m} \frac{\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (2.21)$$

根据方程 (2.21), 可以给出粒子运动的频谱信号。

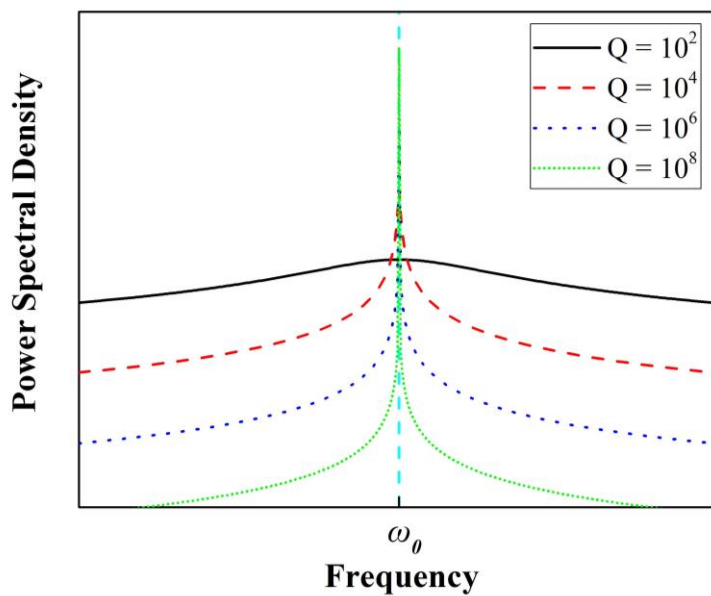


图 2.8 粒子质心运动功率谱密度

这里定义粒子质心运动的质量因子为 $Q = \omega_0 / \gamma$ ，是粒子本征运动频率与阻尼率的比值。利用 Origin 可以画出不同质量因子下的功率谱密度，如图 2.8 所示。

2.3.2 粒子运动的阻尼率

在空气或者真空环境中，粒子运动的阻尼率与空气分子热运动有关。假设空气分子在粒子表面均匀分布，并且空气分子热运动与粒子的碰撞为弹性碰撞。根据涨落耗散定理，阻尼率可以写为^[28]：

$$\gamma = \frac{6\pi\eta R}{m} \frac{0.619}{0.619 + Kn} (1 + c_k) \quad (2.22)$$

式中， η 是空气粘滞系数， R 是粒子半径， $Kn = l/R$ 是克努森常数，是空气分子平均自由程 l 与粒子半径 R 的比值。 c_k 是关于 Kn 的一个函数^[28]：

$$c_k = \frac{0.31Kn}{0.785 + 1.152Kn + Kn^2} \quad (2.23)$$

当空气压强较低时， $Kn \gg 1$ ，对方程 (2.22) 取泰勒展开的一级近似可以得到：

$$\gamma = 0.619 \frac{9\pi\eta d^2}{\sqrt{2}\rho k_B T} \frac{p}{r} \quad (2.24)$$

式中， d 是空气分子的平均直径， ρ 是粒子的密度， p 是空气压强。从方程 (2.24) 中可以看出，阻尼率与空气压强成正比。

当压强较大时， $Kn \ll 1$ ，阻尼率可以简化为：

$$\gamma = \frac{6\pi\eta r}{m} \quad (2.25)$$

其满足斯托克斯定理。

2.4 小结

根据粒子相对于俘获激光波长的大小，分别根据相应的几何光学、瑞利近似和一般性的洛伦兹-米氏散射理论详细介绍和计算了光俘获介电质粒子的原理。在粒子直径远大于俘获激光波长条件下，由于光子与介电质粒子的弹性碰撞，粒子折射率较小时容易俘获。粒子直径远小于激光波长即满足瑞利散射情况下，根据瑞利近似给出了粒子上光学力的大小和势阱深度，其中梯度力正比于粒子半径的三次方，散射力正比于半径的六次方。根据能量均分定理，粒子每个方向的平均动能与大小无关。稳定的俘获粒子需要梯度力大于散射力，并且势阱深度远大于平均动能，因此选择合适大小的粒子更容易俘获。粒子大小与激光波长相近时，瑞利近似和几何光学不再适用，需

要用一般性的洛伦兹-米氏散射理论来计算。这里计算了粒子大小和折射率以及强聚焦光束数值孔径对光俘获系统中光学力、平衡位置和弹性系数的影响。根据郎之万方程计算了俘获粒子的动力学方程和位移功率谱密度函数。根据涨落耗散定理,粒子周围环境空气压强较小时,粒子运动的阻尼率与压强成正比,比例系数与粒子半径和密度相关。

参考文献

- [1] James Clerk-Maxwell. A Treatise on Electricity and Magnetism. Nature, 1873, 7, 478-480.
- [2] E. F. Nichols, and G. F. Hull. The Pressure due to Radiation. The Astrophysical Journal, 1903, 17, 315.
- [3] Peter Lebedew. Untersuchungen Über Die Druckkräfte des Lichtes. Annalen der Physik, 1901, 311, 433-458.
- [4] E. F. Nichols, and G. F. Hull. A Preliminary Communication on the Pressure of Light and Heat Radiation. Physical Review (series I), 1901, 13, 307.
- [5] A. Ashkin. History of Optical Trapping and Manipulation of Small-Neutral Particle, Atoms, and Molecules. IEEE Journal on selected topics in quantum electronics, 2000, 6, 841-856.
- [6] David W. Hahn. Light Scattering Theory. University of Florida, 2009.
- [7] J. W. Strutt. XV. On the Light from the Sky, Its Polarization and Colour. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1871, 271, 107-120.
- [8] J. W. Strutt. XXXVI. On the Light from the Sky, Its Polarization and Colour. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1871, 273, 274-279.
- [9] J. W. Strutt. LVIII. On the Scattering of Light by Small Particles. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1871, 275, 447-454.
- [10] Lord Rayleigh. X. On the Electromagnetic Theory of Light. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1881, 73, 81-101.
- [11] Lord Rayleigh. XXXIV. On the Transmission of Light through an Atmosphere Containing Small Particles in Suspension, and on the Origin of the Blue of the Sky. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1881, 287, 375-384.
- [12] Gustav Mie. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Annalen der Physik, 1908, 330, 377-445.
- [13] H. C. van de Hulst. Light Scattering by Small Particles. New York, John Wiley and Sons, 1957, 28-30.
- [14] A. Ashkin. Forces of a Single-Beam Gradient Laser Trap on a Dielectric Sphere in the Ray Optics Regime. Biophysical Journal, 1992, 61, 569-582.
- [15] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a Single-

Beam Gradient Force Optical Trap for Dielectric Particles. *Optics Letters*, 1986, 11, 288-290.

[16] Yasuhiro Harada, and Toshimitsu Asakura. Radiation Forces on a Dielectric Sphere in the Rayleigh Scattering Regime. *Optics Communications*, 1996, 124, 529-541.

[17] Timo A Nieminen, Vincent L Y Loke, Alexander B Stilgoe, Gregor Knöner, Agata M Bránczyk, Norman R Heckenberg, and Halina Rubinsztein-Dunlop. Optical Tweezers Computational Toolbox. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2007, 9, S196-S203.

[18] James H. Crichton, and Philip L. Marston. The Measurable Distinction Between the Spin and Orbital Angular Momenta of Electromagnetic Radiation. *Electronic Journal of Differential Equations*, Conf. 04, 2000, 37-50.

[19] Cheol Ho Choi, Joseph Ivanic, Mark S. Gordon, and Klaus Ruedenberg. Rapid and Stable Determination of Rotation Matrices Between Spherical Harmonics by Direct Recursion. *Journal of Chemical Physics*, 1999, 11, 8825-8831.

[20] Ø. Farsund, and B.U. Felderhof. Force, Torque, and Absorbed Energy for a Body of Arbitrary Shape and Constitution in an Electromagnetic Radiation Field. *Physica A*, 1996, 227, 108-130.

[21] Robert Brown F.R.S., Hon. M.R.S.E., and R.I. Acad. V.P.L.S. A Brief Account of Microscopical Observations Made in the Months of June, July and August 1827, on the Particles Contained in the Pollen of Plants; and on the General Existence of Active Molecules in Organic and Inorganic Bodies. *The Philosophical Magazine Series 2*, 1928, 4, 161-173.

[22] A. Einstein. Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. *Annalen der Physik*, 1905, 322, 549-560.

[23] Tongcang Li, Simon Kheifets, David Medellin, and Mark G. Raizen. Measurement of the Instantaneous Velocity of a Brownian Particle. *Science*, 2010, 328, 1673-1675.

[24] G. E. Uhlenbeck, and L. S. Ornstein. On the Theory of the Broknian Motion. *Physical Review*, 1930, 36, 832-841.

[25] Ming Chen Wang, and G. E. Uhlenbeck. On the Theory of the Broknian Motion II. *Reviews of Modern Physics*, 1945, 17, 323-342.

[26] Simon F. Nørrelykke, and Henrik Flyvbjerg. Harmonic Oscillator in Heat Bath: Exact Simulation of Time-Lapse-Recorded Data and Exact Analytical Benchmark Statistics. *Physical Review E*, 2011, 83, 041103.

[27] Kirstine Berg-Sørensen, and Henrik Flyvbjerg. Power Spectrum Analysis for Optical Tweezers. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75, 594-612.

[28] S. A. Beresnev, V. G. Chernyak, and G. A. Fomyagin. Motion of a Spherical Particle in a Rarefied Gas. Part 2. Drag and Thermal Polarization. *Journal of Fluid Mechanics*, 1990, 219, 405-421.

第三章 真空中光悬浮纳米粒子系统

3.1 引言

在 1971 年,美国贝尔实验室 A.Ashkin 和 J.M.Dziedzic 首次在空气中利用光场辐射压实现了光悬浮介电质粒子^[1]。1976 年,他们小组在高真空环境下实现了微米粒子的光俘获,压强从大气压降到了 10^{-6} Torr^[2]。其俘获原理都是基于激光对粒子竖直向上的散射力平衡粒子的重力来实现光悬浮的。利用这种方法俘获的粒子的本征运动频率很低,一般在几赫兹左右^[2]。A.Ashkin 小组在 1986 年提出了利用单光束梯度力来俘获微米粒子的方法,并且在水环境下成功俘获到粒子^[3]。一直到 1997 年,日本东京大学 Ryota Omori 小组才在空气中利用单光束梯度力势阱俘获到微米介电质粒子^[4]。相比于水环境下,在空气中俘获粒子要困难很多。首先,空气粘滞系数相对于水较小,粒子在空气中运动的阻尼率小,运动范围大,速度快,需要更大的梯度力势阱来克服粒子的动能。其次,在空气中粒子的相对折射率较大,激光对粒子的散射力更大。此外,粒子的重力也是一个影响因素,在水环境下可以提供一定的浮力来克服部分重力。2010 年,Mark G. Raizen 小组首次利用梯度力在真空环境下实现了光俘获微米粒子^[5]。由于真空环境下,粒子质心运动的阻尼率很小,系统具有较高的质量因子,可以用于一些精密测量和操控^[6-9]。因此,在真空中光悬浮微小粒子成为了当前的一个热门研究方向。

本章中,我们首先设计一套用于真空环境下俘获纳米粒子的真空系统,介绍其各个组成部分和相关参数。根据第二章中粒子大小和折射率对光俘获系统的影响,实验中选择使用纳米二氧化硅粒子作为研究对象,详细介绍纳米粒子的选择、存储、溶液配置和装载方法。在真空气室中俘获纳米粒子后,根据平衡零拍探测原理可以测量纳米粒子三个正交本征运动方向的质心运动信号,详细介绍其测量方法和原理。作为探测系统的核心,自制高增益、高带宽、高共模抑制比的平衡零拍探测器,可以实现高精度粒子运动信号的测量。

3.2 真空系统

真空一般是指在一个密闭的空间中气体的压强低于一个大气压的状态,具有气体稀薄,粘滞系数低,空气分子热运动碰撞弱等特性,被广泛的应用于物理、材料、

生命科学和精密仪器等各个研究领域。

如图 3.1 所示，是实验真空系统的原理示意图。其主要包含有真空气室、真空阀门、真空管道、真空计和真空泵这几个组成部分。其中，真空气室是由 Kimball Physics 公司生产的一种八边形超高真空气室（6 Multi-CF Spherical Octagon: MCF600-SphOct-F2C8），其周围包含八个窗口，便于其他真空组件的连接和实验操作观测。真空气室内部是一个较大的圆柱形空间，用来放置实验所需光学元件。在真空气室窗口上安装有六个真空窗口镜片（MDC Zero Profile Viewport）。真空窗口镜片上镀有 532nm 和 1064nm 双波长零度增透膜，可以减少实验中激光功率损耗。另外两个窗口通过真空管道连接其他真空组件。

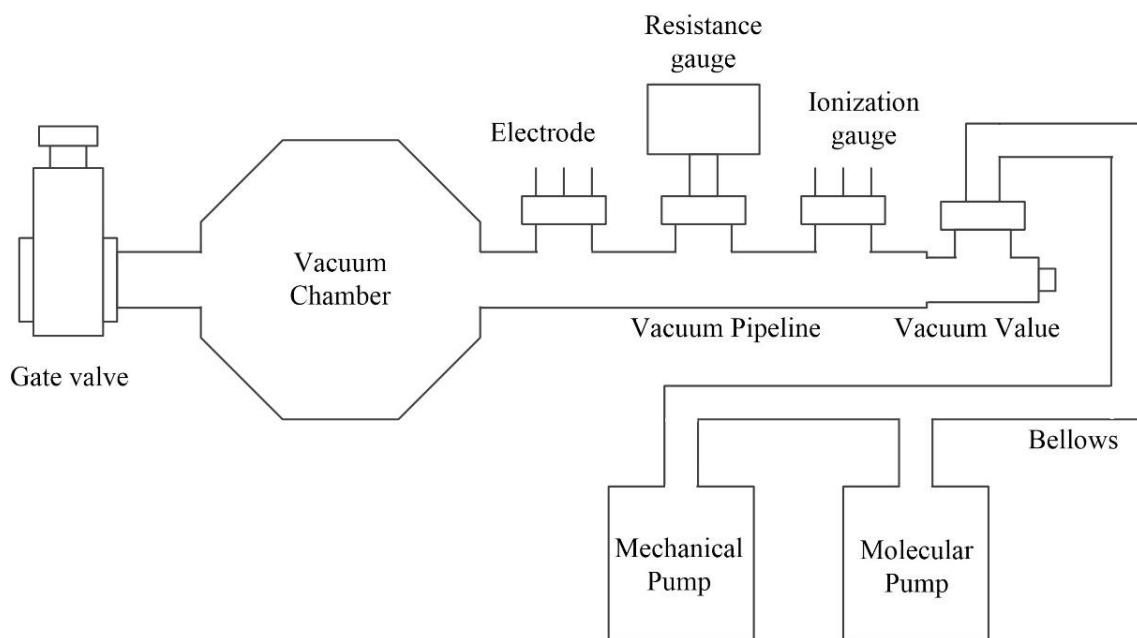


图 3.1 真空系统示意图

真空气室右侧是一系列真空连接管道，其上分别连接有真空电极、电阻真空计、电离真空计、真空阀门这四个组件。真空电极上有六个接线端，可以将外部电信号导入到真空气室里，可以进行电场方面的相关研究。真空计采用了电阻规和电离规两种，其中电阻规测量空气压强范围为 $10^5 \sim 10^{-2}$ Pa，电离规测量范围为 $10^{-1} \sim 10^{-8}$ Pa，这样可以满足从大气压到高真空范围内压强的测量。由于电离真空计工作时会产生电晕放电，会对实验测量造成一定的影响，因此电离规需要与真空气室相隔一定距离。但也不能距离太远，否则真空度测量误差较大。在测量时也可以将电离规关闭测量结束后再次打开。真空阀门通过波纹管与真空泵相连接，可以用来控制真空系统抽真空时的空气流速及空气压强。真空泵由机械泵和分子泵组成，可以将整个真空系统

内压强降到 10^{-3} Pa，满足实验目前所需真空度。

真空气室左侧是一个真空闸板阀，打开阀门后有较大的通道。实验中需要通过这个阀门来装载纳米粒子。整个真空系统（除真空泵以外）放置于一个气悬浮光学平台（Newport）上，可以有效隔离外界振动，提高系统稳定性。图 3.2 中（a）-（d）分别是真空气室、电阻真空计、电离真空计和闸板阀实物图。图 3.3 是整个真空系统的实物图。

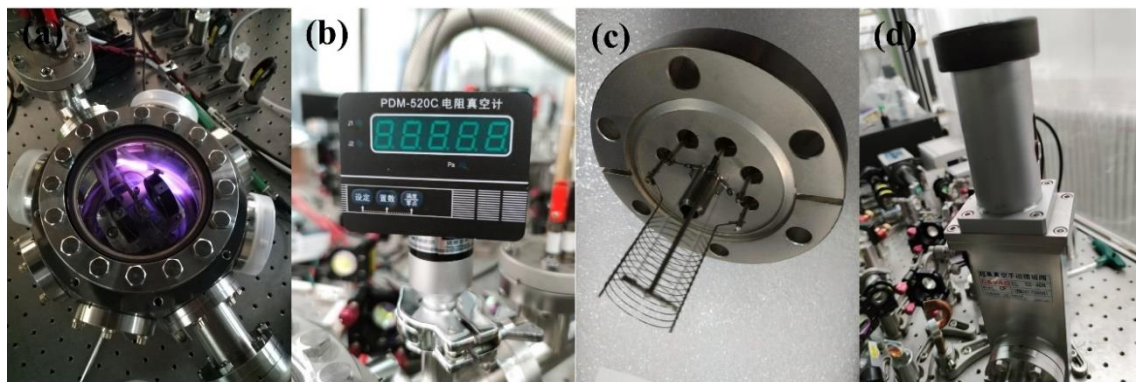


图 3.2 真空系统组件实物图

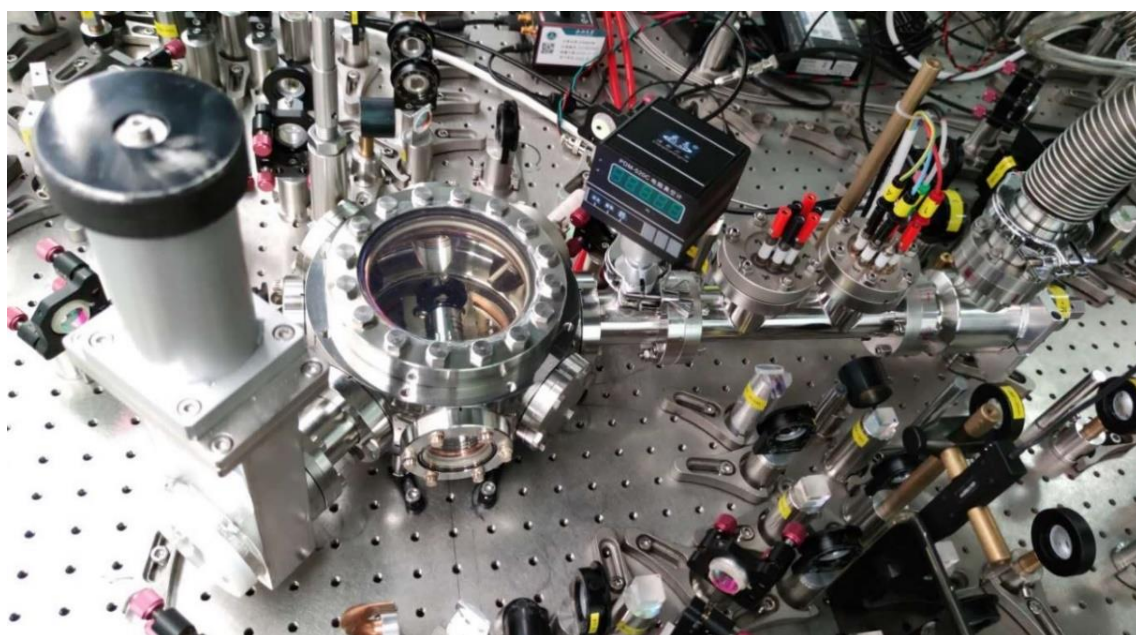


图 3.3 真空系统实物图

3.3 纳米粒子

根据粒子大小和折射率对光俘获系统的影响，实验中选择的粒子是纳米二氧化硅粒子，是由美国 Bangs Laboratories, Inc.生产的。图 3.4 是在扫描电子显微镜下观测

到的单分散纳米二氧化硅粒子粉末。从图中可以看出，二氧化硅粒子是球形的，并且大小分布均匀，其直径在 170nm 左右。对于非球形的纳米粒子，比如哑铃状或者棒状的粒子，在光学势阱中的运动除包含三个自由度的平移运动外，还会产生扭摆和自旋^[10-14]。此外，在高真空下球形的纳米粒子更容易俘获，非球对称的粒子会随着空气的压强降低而丢失。因此，选择球形的纳米二氧化硅粒子来进行实验研究。

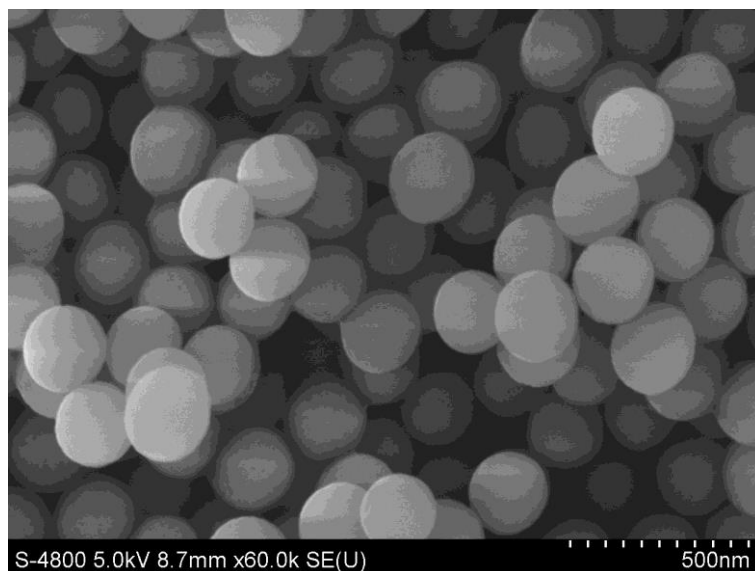


图 3.4 纳米二氧化硅粒子扫描电镜图

直接购买的单分散纳米二氧化硅粒子是水溶液的，表面官能团为羟基（-OH），浓度为 2.5% w/v，其表示 100ml 溶液内含有 2.5g 纳米二氧化硅粒子。纳米二氧化硅粒子水溶液存放时间较长时，内部容易滋生细菌等导致变质，影响光俘获和实验测量。将水溶液稀释在高纯度乙醇中可以有效的避免这种情况。稀释时注意不要引入杂质，实验中所用乙醇为色谱纯级，纯度为 99.9%。配置好之后将溶液保存到冰箱冷藏室中，温度维持在 4 摄氏度左右，这样可以存放较长时间。如果长时间不使用，可以用保鲜膜一类材料将其密封保存。

在真空系统中装载纳米二氧化硅粒子时，首先通过超声雾化器将纳米二氧化硅粒子乙醇溶液雾化，形成的雾滴中会包含有单个纳米二氧化硅粒子，然后将其输送进真空系统中。实验中所用的超声雾化器是欧姆龙网式雾化器 NE-U22，图 3.5 是实物图。

为了能够俘获单个纳米二氧化硅粒子，需要控制其乙醇溶液的浓度。雾化器雾化后乙醇雾滴的直径在 $5\mu\text{m}$ 左右，1ml 乙醇雾化后约有 1.5×10^{10} 个雾滴。俘获粒子时，将雾滴与纳米二氧化硅粒子的比例保持在 100:1 较为合适。因此需要将纳米二氧化硅

粒子乙醇溶液的浓度稀释到 $1.5 \times 10^8 / ml$ 。稀释溶液时，应先将初始高浓度溶液螺旋式摇匀，然后放置于一个超声清洗机中进行超声，使二氧化硅粒子均匀单分散在溶液中。然后通过移液器取微量体积的溶液稀释到高纯度乙醇中，再次超声使其均匀分散。整个配置纳米二氧化硅粒子乙醇溶液的过程中，需在超净室中进行，保证无污染源接触。



图 3.5 雾化器 NE-U22 实物图

将配置好的溶液注入欧姆龙网式雾化器 NE-U22 药瓶中，通过超声雾化输送进真空气室中。使用雾化器时，应注意以下几点：溶液不可长时间存放在雾化器中，应当每天更换一次溶液，防止二氧化硅粒子沉淀聚集；每隔一段时间需要清洗雾化器，金属喷头和药瓶可用超声清洗机清洗。

3.4 平衡零拍探测系统

利用一束强聚焦激光俘获的纳米粒子，在光学势阱中做谐振运动，其具有三个正交方向的自由度，对应的本征运动频率分别为 ω_x 、 ω_y 和 ω_z 。在真空环境下，由于空气分子热运动的碰撞导致粒子做有阻尼的谐振运动，具有高速性和无规则性。同时，俘获的纳米粒子运动幅度较小，最大位移在百纳米量级。因此，测量纳米粒子的质心运动需要一个高分辨率、高带宽、高增益的探测系统。这里，选用平衡零拍探测技术来测量纳米粒子的质心运动信号^[5,15]。下面详细介绍粒子质心运动信号的测量原理和方法。

图 3.6 是利用一束 1064nm 强聚焦激光俘获纳米粒子后的散射光示意图。利用一个高数值孔径的透镜准直强聚焦光束，使出射光为平行光。出射光可以分为两部分，一部分是粒子的散射光（蓝色光束），另一部分是俘获激光的非散射光（红色光束）。纳米粒子的直径和运动幅度要小于甚至远小于聚焦光束的腰斑和波长。散射光以纳米粒子为中心向周围立体空间辐射，其携带有粒子的质心运动信息，利用一个较大数值孔径的透镜尽可能多的收集粒子的散射光。透镜到粒子的距离刚好为透镜的焦距，这样收集的粒子的散射光是平行的。但是粒子的散射光非常微弱，不能够直接用来测量粒子的质心运动信号。

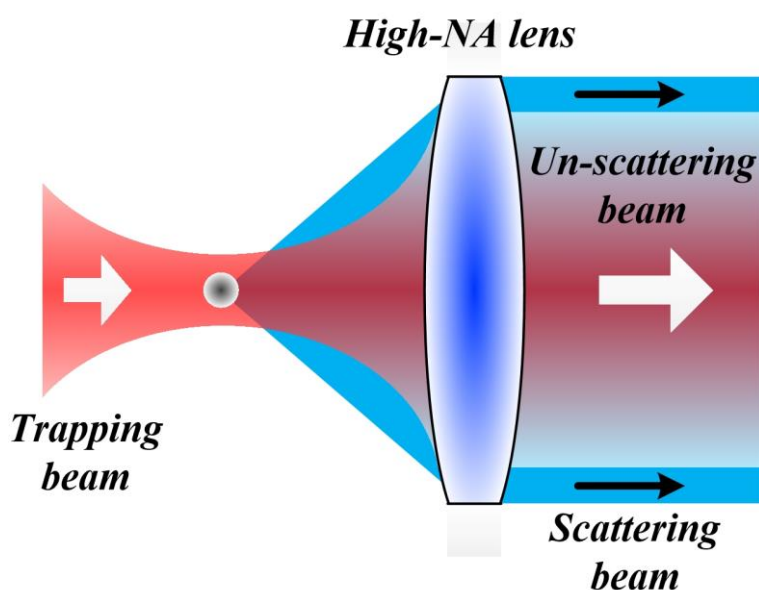


图 3.6 粒子散射光示意图

由于粒子的大小远小于聚焦激光的腰斑，因此大部分俘获激光是没有被纳米粒子散射的。通过同一个高数值孔径的透镜会聚，这部分出射光也是平行的。由于粒子的散射光和非散射光具有相同的频率，并且具有很好的空间重合性，因此这两部分出射光会发生干涉，其干涉强度与纳米粒子的位移有关。这样总的出射光含有放大后的粒子运动信息，可以用来测量粒子的质心运动。

光学势阱中纳米粒子的质心运动可以分解到光束横截面内和沿光束传播方向，即径向和轴向上。这两个方向粒子的质心运动信号分别用以下方法来探测。

3.4.1 径向探测

粒子在径向上有两个正交的本征运动，假设这两个运动分别沿水平和竖直方向，用 x 和 y 来表示。这两个方向的本征运动信号的测量方法相同，下面以粒子 y 方向

的质心运动的测量为例来分析。

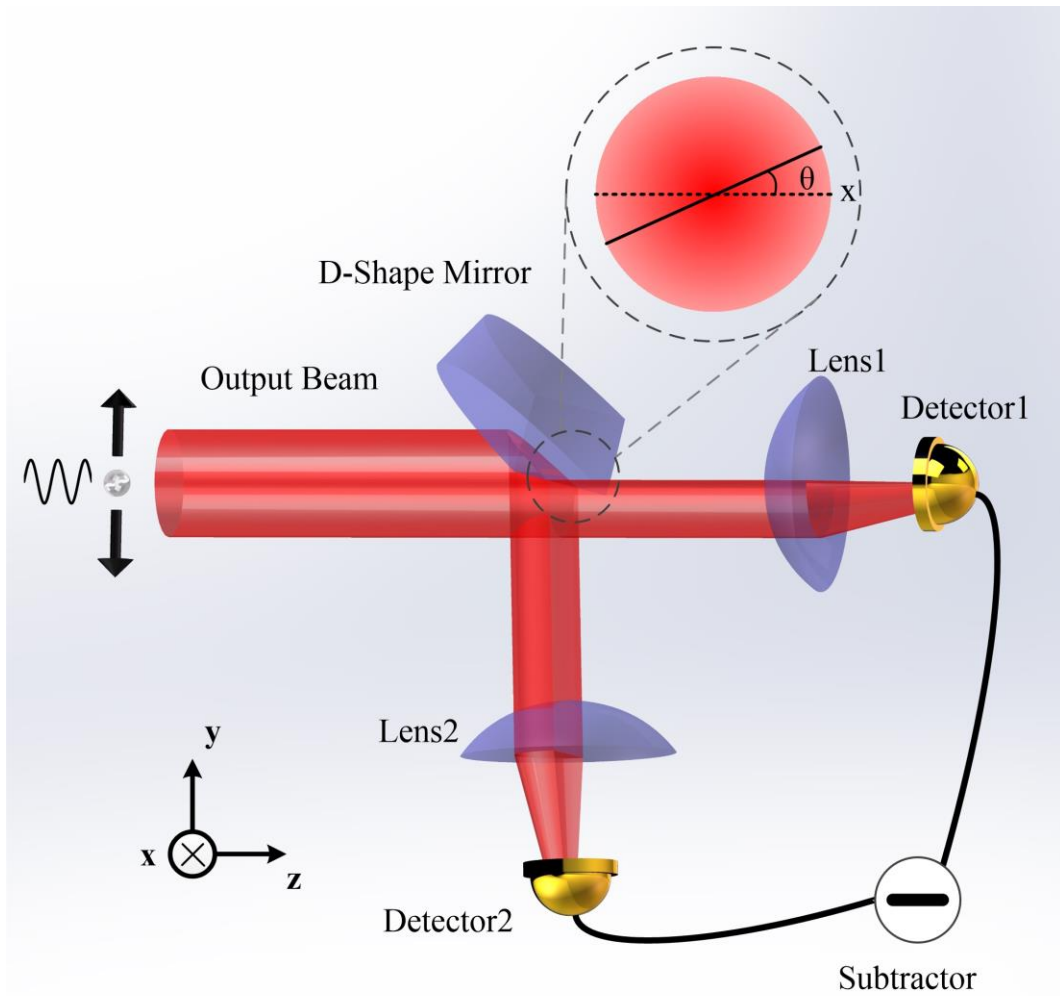


图 3.7 粒子径向运动信号测量原理图

图 3.7 是粒子 y 方向本征运动的平衡零拍探测原理图。粒子散射光和非散射光干涉形成的出射光，携带有粒子质心运动的信息。利用一个带锐边的 D 形反射镜（Thorlabs BBD1-E03-D 形反射镜， $\varnothing 1$ 英寸，宽带介质膜，750-1100nm）将出射光横截面等分为两部分，分别通过一个球面镜会聚进入两个光电二极管测量。透镜的焦距为 $f = 30\text{mm}$ ，聚焦后光束腰斑大小约为 $\omega_0 = 30\mu\text{m}$ 。实验所用的光电二极管是 JDSU 公司生产的铟镓砷光电二极管 ETX500，其感光面的有效直径为 $500\mu\text{m}$ ，在 800-1700nm 波段量子效率高，暗电流小，可以满足高精度的粒子运动信号的测量。

将两个光电二极管测到的信号通过减法器相减可以获得两束光振幅的差信号。图 3.7 中虚线圆圈内是 D 形反射镜处出射光横截面的示意图，其中虚线表示水平 x 方向，实线是 D 形反射镜锐边的位置，将出射光沿实线位置等分为两部分。D 形反射镜锐边与 x 运动方向的夹角为 θ 。由于非散射光的旋转对称性，两束光的差信号中

非散射光部分会全部抵消，只剩下与粒子运动信号相关的部分，测得的信号噪声基底低，信噪比相对较大。此时，差信号可以写为：

$$D(t) = D_x(t)\sin\theta + D_y(t)\cos\theta \quad (3.1)$$

式中， $D_x(t)$ 、 $D_y(t)$ 分别是粒子 x、y 方向的运动信号。当 $\theta = 0$ 即 D 形反射镜沿竖直方向将出射光等分为两部分时，差信号中只包含有粒子 y 方向的运动信号。同样的， $\theta = \pi/2$ ，D 形反射镜沿水平方向将出射光等分为两部分时，测到的信号只有粒子 x 方向的运动信号。这样，就可以分别测得了粒子径向上的两个本征运动信号。

3.4.2 轴向探测

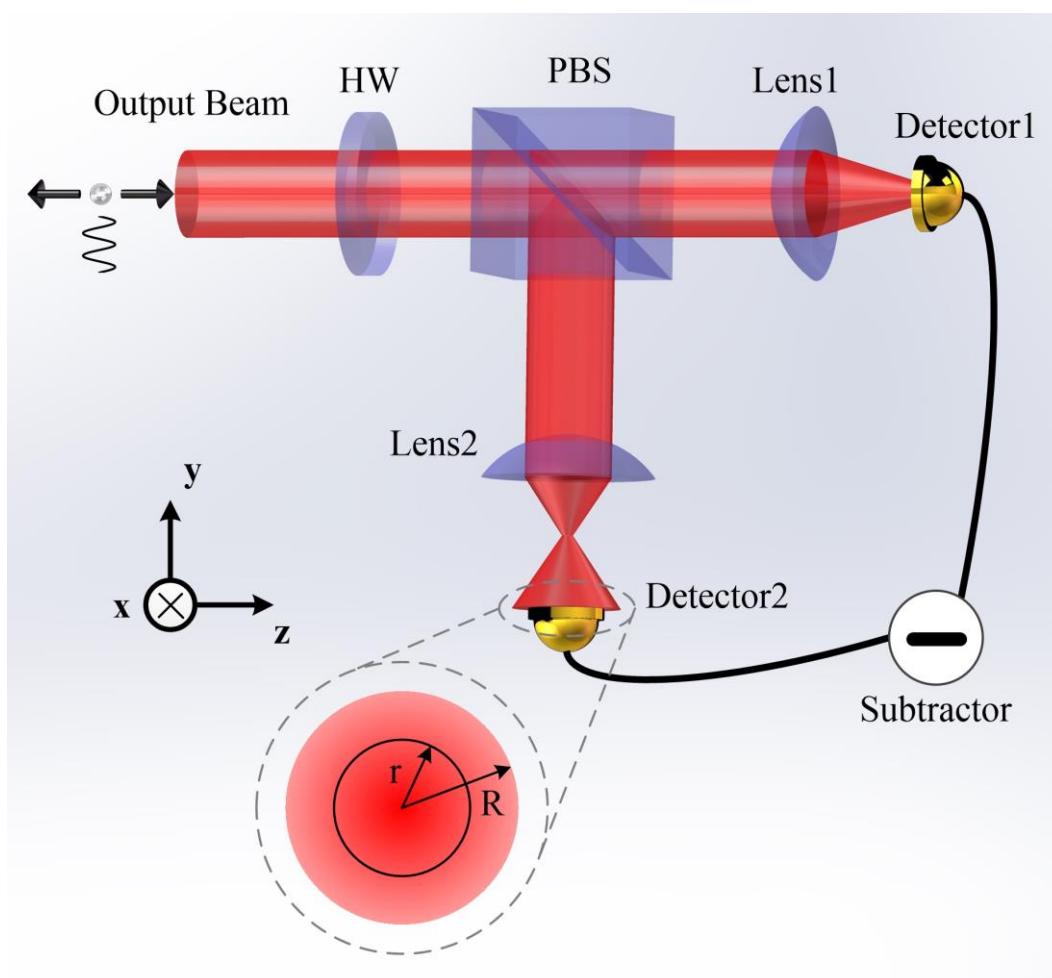


图 3.8 粒子轴向运动信号测量原理图

粒子轴向质心运动信号的探测方法与径向不同，取部分粒子散射光与非散射光干涉产生的出射光来进行测量。图 3.8 是粒子轴向运动信号平衡零拍探测原理图。利用一个半波片和一个偏振分束棱镜将出射光分为两部分，其中透射光通过球面镜聚焦，腰斑小于光电二极管的感光面积，可以测得全部的光束强度。与之相比，反射光

则通过一个短焦距的球面镜会聚后扩束，使得光束横截面大于光电二极管的感光面积，如图 3.8 中虚线圆圈内所示，是扩束后光束横截面相对于光电二极管感光面积大小的示意图。 r 为光电二极管感光面积的半径， R 为测量处光束横截面光斑的半径， $r < R$ ，第二个光电二极管只测得反射光束中心部分的强度。俘获纳米粒子后，粒子在轴向的运动改变出射光的会聚程度。因此，第二个光电二极管测得的反射光的强度信号与粒子轴向的位移有关。选择合适的 r 与 R 的比值，以及透射光与反射光强度的相对大小，可以使得两个光电二极管测得的非散射光的强度信号相同。通过一个减法器相减，可以将非散射光部分全部抵消，只剩下与粒子轴向运动信号相关的部分。实验中，透射光与反射光强度的相对大小为 1:2，此时测得的粒子轴向的运动有较大的信噪比。

3.4.3 平衡零拍探测器

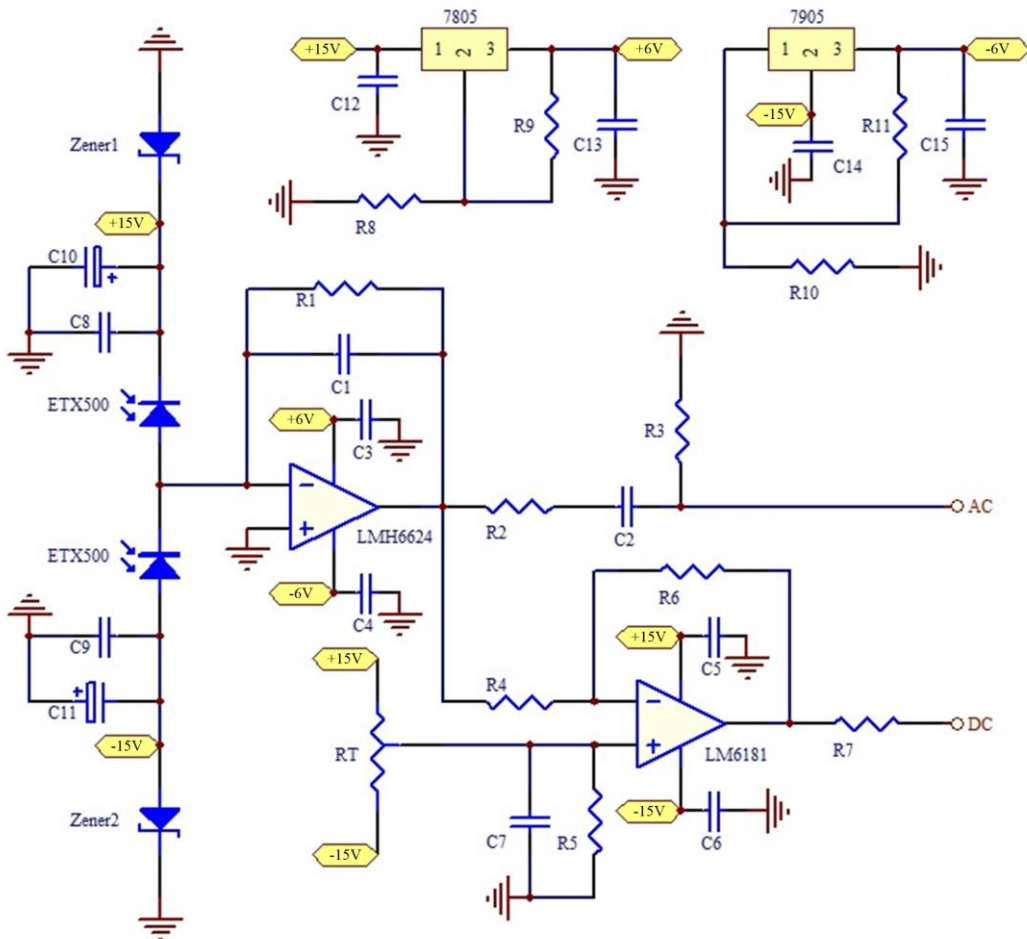


图 3.9 电流减探测器原理图

作为平衡零拍探测系统的核心，平衡零拍探测器对于粒子质心运动信号的测量至关重要。平衡零拍探测器将粒子运动信号测量原理中的两个光电二极管和减法器

以及信号的处理集成到一个电路中，便于信号的测量和分析。图 3.9 是我们设计的一种平衡零拍探测器的原理图。将两个光电二极管直接串联，在节点处可以得到其电流差信号，然后通过一个运算放大器进行信号处理。这种设计避免了探测器元器件的不同和信号处理过程中引入的其他额外噪声等问题，具有较大的共模抑制比。放大后的电压信号可以分为两部分，一部分通过由 C2 和 R3 组成的高通滤波电路获得交流信号，截止频率为：

$$f = \frac{1}{2\pi R_3 C_2} \quad (3.2)$$

另一部分用于直流信号的探测。我们将这种设计的探测器称为电流减探测器。

光电二极管使用的是 JDSU 公司生产的砷化镓 PIN 光电探测器 ETX500，在 800nm 到 1700nm 光谱区域有较高的量子效率和灵敏度。对于入射光功率，有着较宽范围的线性光谱响应率。在一般工作模式下，其暗电流为 1.7nA，结电容为 44pF，响应带宽为 140MHz，噪声电流密度约为 $10 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，可以满足高精度纳米粒子质心运动信号的测量。

为了获得较大增益和较大带宽的信号，探测器采用了两级放大。第一级采用跨接电阻式方法，运算放大器型号为 LMH6624，单位增益带宽为 1.3GHz。第一级放大电路增益为 $-1 \times 10^4 \text{ V/A}$ 。第一级放大电路输出信号分为两部分，分别进行直流信号和交流信号的探测。实验中，为了测量纳米粒子低频的质心运动信号，需要分析直流输出信号。因此，这里只对直流信号进行二级放大。直流信号第二级放大电路采用一般的减法器电路设计。由于运算放大器使用时的电压不平衡和负载的原因，导致无光信号输入时，直流输出信号会有一定的偏压。为了不影响粒子运动信号的测量，在第二级放大电路中添加了一个反向电压输入，使得无光信号输入时直流输出信号为零。第二级放大电路中运算放大器型号为 LM6181，单位增益带宽为 100MHz，放大倍数为 $-R_6/R_4 = -5$ 。因此，探测器总的放大倍数为：

$$TF = \frac{R_6}{R_4} \times (I_1 - I_2) R_1 \quad (3.3)$$

式中， I_1 和 I_2 分别为两个光电二极管产生的电流。探测器增益为 $5 \times 10^4 \text{ V/A}$ ，带宽约为 20MHz。

图 3.10 是测得的电流减探测器的噪声信号。图中，黑色曲线是频谱分析仪的噪

声基底，蓝色曲线是电流减探测器无光信号输入时的噪声信号即暗电流噪声，红色曲线为两个光电二极管输入光功率都为 2mW 时测得的激光噪声。所有测量的分辨率带宽为 $RBW = 500\text{Hz}$ ，视频带宽为 $VBW = 500\text{Hz}$ 。从图中可以看出，探测器带宽约为 18MHz 。

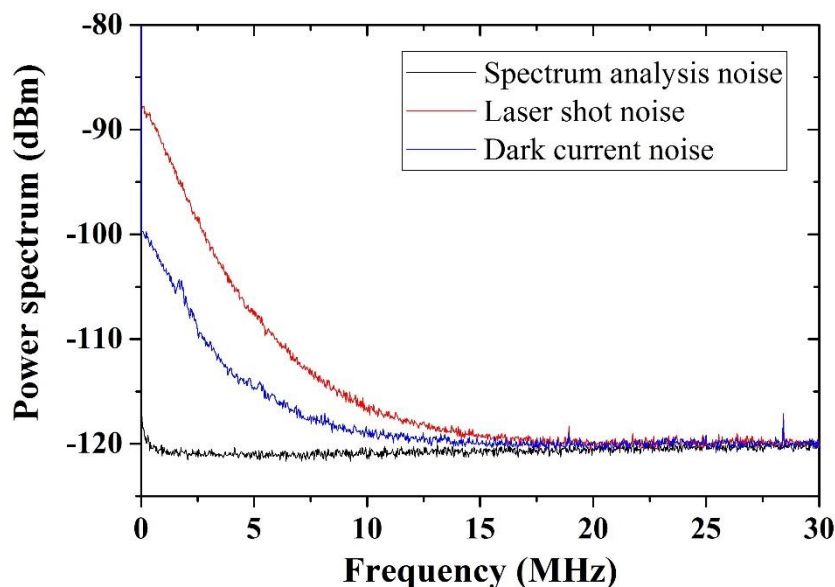


图 3.10 电流减探测器噪声信号

3.5 小结

我们设计了一套由真空气室、真空阀门、真空管道、真空电极、真空计和真空泵组成的真空系统，用于真空环境下光俘获纳米粒子的实验研究。为了测量从大气压到高真空的空气压强，使用了电阻规和电离规两个真空计。真空闸板阀有较大的通孔，便于纳米粒子的输入和俘获。根据粒子的大小和折射率以及高真空下的稳定性，选择球形纳米二氧化硅粒子作为研究对象。高浓度的纳米二氧化硅粒子溶液首先利用超高纯度的无水乙醇将浓度稀释到 $1.5 \times 10^8 / \text{ml}$ ，通过一个超声雾化器雾化后可以得到单分散的纳米粒子。由于光悬浮纳米粒子系统中粒子的质心运动信号非常微弱，采用了平衡零拍探测方法来测量，详细分析了粒子不同本征运动方向信号的测量原理。在径向上，利用一个 D 形反射镜将出射光束横截面空间等分为两部分，用一个电流减探测器来测量两部分光束的差信号，从而获得粒子径向本征运动信号。通过旋转 D 形反射镜的角度，可以分别测得粒子 x、y 两个方向的运动信号。在轴向上，将出射光功率分为两部分，一束光全部进入电流减探测器的一个光电二极管，另一束光部分进入另一个光电二极管，这样可以测得粒子轴向的运动信号。作为平衡零拍探测系统

的核心，我们自制了高增益、高带宽、高共模抑制比的电流减探测器，实现了高精度粒子运动信号的测量。

参考文献

- [1] A. Ashkin, and J. M. Dziedzic. Optical Levitation by Radiation Pressure. *Applied Physics Letters*, 1971, 19, 283-285.
- [2] A. Ashkin, and J. M. Dziedzic. Optical Levitation in High Vacuum. *Applied Physics Letters*, 1976, 28, 333-335.
- [3] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a Single-Beam Gradient Force Optical Trap for Dielectric Particles. *Optics Letters*, 1986, 11, 288-290.
- [4] Ryota Omori, Tamiki Kobayashi, and Atsuyuki Suzuki. Observation of a Single-Beam Gradient-Force Optical Trap for Dielectric Particles in Air. *Optics Letters*, 1997, 22, 816-818.
- [5] Tongcang Li, Simon Kheifets, David Medellin, and Mark G. Raizen. Measurement of the Instantaneous Velocity of a Brownian Particle. *Science*, 2010, 328, 1673-1675.
- [6] Erik Hebestreit, René Reimann, Martin Frimmer, and Lukas Novotny. Measuring the Internal Temperature of a Levitated Nanoparticle in High Vacuum. *Physical Review A*, 2018, 97, 043803.
- [7] Gerard P. Conangla, Andreas W. Schell, Raúl A. Rica, Romain Quidant. Motion Control and Optical Interrogation of a Levitating Single Nitrogen Vacancy in Vacuum. *Nano Letters*, 2018, 18, 3956-3961.
- [8] Erik Hebestreit, Martin Frimmer, Rene Reimann, and Lukas Novotny. Sensing Static Forces with Free-Falling Nanoparticles. *Physical Review Letters*, 2018, 121, 063602.
- [9] George Winstone, Robert Bennett, Markus Rademacher, Muddassar Rashid, Stefan Buhmann, and Hendrik Ulbricht. Direct Measurement of the Electrostatic Image Force of a Levitated Charged Nanoparticle Close to a Surface. *Physical Review A*, 2018, 98, 053831.
- [10] Zhujing Xu, and Tongcang Li. Detecting Casimir Torque with an Optically Levitated Nanorod. *Physical Review A*, 2017, 96, 033843.
- [11] Lei Shao, Daniel André, Steven Jones, Peter Johansson, and Mikael Käll. Optically Controlled Stochastic Jumps of Individual Gold Nanorod Rotary Motors. *Physical Review B*, 2018, 98, 085404.
- [12] Thai M. Hoang, Yue Ma, Jonghoon Ahn, Jaehoon Bang, F. Robicheaux, Zhang-Qi Yin, and Tongcang Li. Torsional Optomechanics of a Levitated Nonspherical Nanoparticle. *Physical Review Letters*, 2016, 117, 123604.

- [13] Yuanbin Jin, Jiangwei Yan, Shah Jee Rahman, Jie Li, Xudong Yu, and Jing Zhang. 6 GHz hyperfast rotation of an optically levitated nanosphere in vacuum. arXiv, 2020, 2012.09693.
- [14] Jonghoon Ahn, Zhujing Xu, Jaehoon Bang, Yu-Hao Deng, Thai M. Hoang, Qinkai Han, Ren-Min Ma, and Tongcang Li. Optically Levitated Nanodumbbell Torsion Balance and GHz Nanomechanical Rotor. *Physical Review Letters*, 2018, 121, 033603.
- [15] Yuanbin Jin, XuDong Yu, and Jing Zhang, Optically levitated nanosphere with high trapping frequency. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2018, 61, 114221.

第四章 深势阱中纳米粒子的俘获

4.1 引言

在真空光悬浮纳米粒子系统中,由于纳米粒子周围空气粘滞系数较小,粒子在光学势阱中做有阻尼的谐振运动,其本征运动状态决定于光学势阱的深度和梯度。相应的,通过测量俘获纳米粒子的质心运动可以得到光学势阱的一些性质^[1]。在此基础上,给纳米粒子施加一个外力,会影响粒子的质心运动状态。在高真空环境下,因光悬浮系统的高 Q 值,纳米粒子的运动对外部力的变化非常敏感,可以用于一些超精密测量^[2-4]。目前报道的大多数实验中,纳米粒子的本征运动频率都在 1kHz 到 200kHz 之间^[5-8]。但是,在这个频率范围内,有较大的经典噪声和激光散粒噪声,会对测量产生一定的影响。在纳米粒子质心运动反馈冷却条件下,甚至会成为测量误差的主要影响之一^[9]。此外,粒子运动信号测量系统中,探测器在低频范围内共模抑制比较小、电子学噪声大等一些因素也限制了测量精度。使用压缩态光场代替相干光俘获纳米粒子和测量其质心运动,可以进一步提高测量灵敏度,目前实验上在高频范围内 (MHz 量级) 已经获得较高的压缩度^[10-14],但是在低频范围内激光的噪声是很难压缩的。因此,提高光悬浮纳米粒子的本征运动频率是非常有意义的。

本章中,设计一套在真空环境下光俘获纳米粒子的实验装置。利用一个高数值孔径的物镜聚焦单束激光,产生一个较深的三维光学势阱,用于单个纳米粒子的稳定俘获。详细介绍真空环境下纳米粒子的装载和俘获过程。设计一套平衡零拍探测系统分别测量俘获的粒子在三个正交本征运动方向的质心运动信号。并且根据测得的粒子三个方向的位移信息,描绘出粒子三维质心运动的轨迹。

4.2 光悬浮纳米粒子实验装置

图 4.1 是光悬浮纳米粒子系统实验装置的原理图。由单频半导体泵浦激光器出射一束 532nm 激光,通过一个半波片和偏振分束棱镜来调节激光功率,并使得透射光偏振为水平线性偏振。利用一个高数值孔径物镜聚焦激光,在焦点区域形成一个稳定的三维势阱来俘获纳米粒子。物镜型号为 Nikon CF IC EPI Plan 100x,数值孔径为 $NA = 0.95$,工作距离为 $WD = 0.3\text{mm}$ 。为了充分有效利用物镜的高数值孔径,物镜前通过一组透镜来调节激光为一束平行光,其横截面光斑半径为 $\omega = 2\text{mm}$ 。入射激光功

率为 200mW，经物镜聚焦后，532nm 激光的透射率约为 80%。并且在焦点处测得腰斑半径为 $\omega_0 = 0.26\mu\text{m} \times 0.27\mu\text{m}$ ，后面会详细介绍测量腰斑大小的方法。聚焦后的俘获光通过另外一个高数值孔径的透镜来准直激光，实验中使用的透镜的焦距为 $f = 20\text{mm}$ 。收集的出射光进入一个平衡零拍探测系统，测量俘获纳米粒子的质心运动。

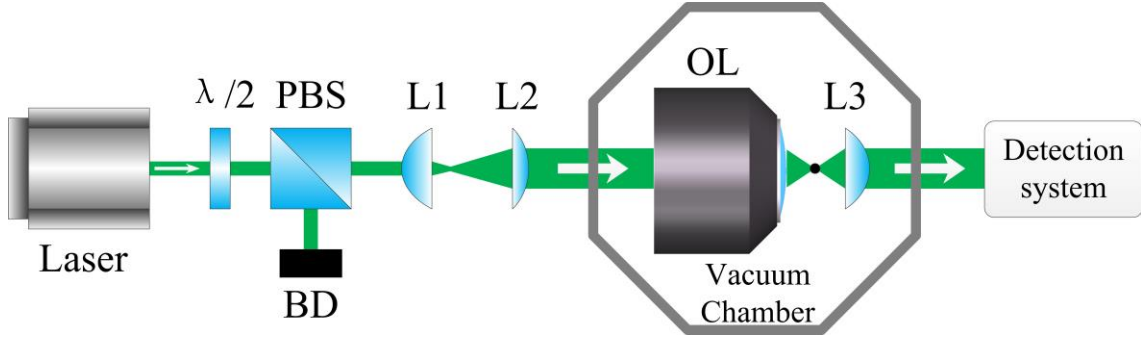


图 4.1 光悬浮纳米粒子实验装置原理图

4.3 强聚焦光束腰斑的测量

利用一个高数值孔径的物镜聚焦激光，其焦点处腰斑的大小是光悬浮系统稳定性的一个重要参数。目前，有很多种方法可以用来测量光束横截面光斑的大小，比如刀片法、狭缝法、高分辨率 CCD 成像方法等。Thorlabs 开发了一种用于测量近高斯光束质量的仪器 BP209，其测量原理是基于扫描狭缝法的。通过高刷新率可以实时监控光束质量。

一束通过高数值孔径物镜（ $NA = 0.95$ ）聚焦的激光，根据方程（2.8）可以计算出其腰斑大小 $\omega_0 = \lambda / \pi \tan[\arcsin(NA)] = 0.056\mu\text{m}$ 。强聚焦光束腰斑小于衍射极限，并且发散角较大，没有足够的空间可以用光束质量分析仪或者 CCD 来测量。因此，这里选择简单的刀片法来测量光束腰斑大小。

根据方程（2.4）高斯光束横截面内强度分布为：

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi\omega^2} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2}\right] \quad (4.1)$$

式中， ω 是光束横截面半径。将一个刀片锐边垂直于 x 方向放置，并且沿 x 轴方向移动来遮挡部分光束。此时，透过部分光束功率为：

$$P(x) = \int_x^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2P}{\pi\omega^2} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2}\right] dy \quad (4.2)$$

则透射光功率与总功率的比值为：

$$\frac{P(x)}{P} = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega^2}} \int_x^{+\infty} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega^2}\right) dx \quad (4.3)$$

这样，可以得到刀片移动到 $x = \pm\omega$ 处时，透射光功率占总功率的比值分别为 0.94 和 0.06。因此，测量时只需要记录透射光强为总功率的 0.94 和 0.06 时的 x 值，可以得到光束横截面光斑大小。

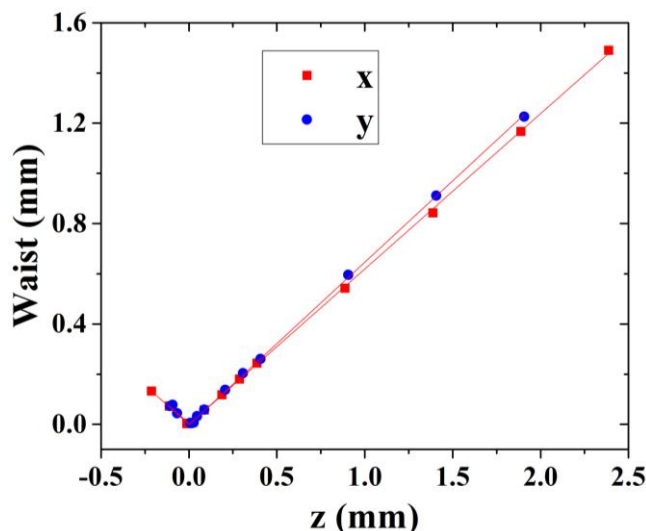


图 4.2 聚焦光束腰斑的测量

根据以上分析，测量了沿光束传播方向不同位置的横截面光斑大小，如图 4.2 所示。图中红色和蓝色点分别是在 x 和 y 方向测得的光斑大小。利用方程 (2.2) 高斯光束光斑大小分布拟合，可以得到强聚焦光束的腰斑大小为 $\omega_0 = 0.26\mu\text{m} \times 0.27\mu\text{m}$ 。测得的腰斑大于方程 (2.8) 理论计算结果，这是由于没有充分利用物镜的数值孔径、物镜聚焦光束本身限制以及物镜的激光透射率等导致的。

4.4 纳米粒子的装载

调节好光悬浮纳米粒子系统的实验装置后，下一步进行纳米二氧化硅粒子的装载，需要准备以下一些仪器和材料。

纳米二氧化硅粒子乙醇溶液：选择合适大小的纳米二氧化硅粒子，采用前面介绍方法，将其配置到浓度约为 1ml 乙醇溶解有 1.5×10^8 个纳米粒子。

超声雾化器：这里使用欧姆龙网式超声雾化器 NE-U22，首先将雾化器药瓶放入超声清洗机中，用高纯度乙醇超声清洗，防止引入杂质。然后将配置好的纳米粒子乙醇溶液注入到雾化器药瓶中，将乙醇溶液雾化。

聚四氟乙烯细导管：选择粗细合适的导管，用于将雾化后的含有单个纳米二氧化硅粒子的雾滴导入真空气室中，将雾滴释放在物镜焦点附近。

净化单元：通过净化单元将空气净化，用来将雾滴推送进真空气室中。需要能精确控制空气流速，使得进入真空气室中的雾滴具有一定的初速度，便于纳米粒子的俘获。

将以上仪器和材料准备好之后，打开真空系统的闸板阀，其具有较大的通道，可以将雾化后的纳米粒子送入真空气室中，从而进行光俘获。图 4.3 为光俘获纳米粒子的示意图。成功俘获纳米粒子后，将闸板阀关闭，开始进行抽真空。

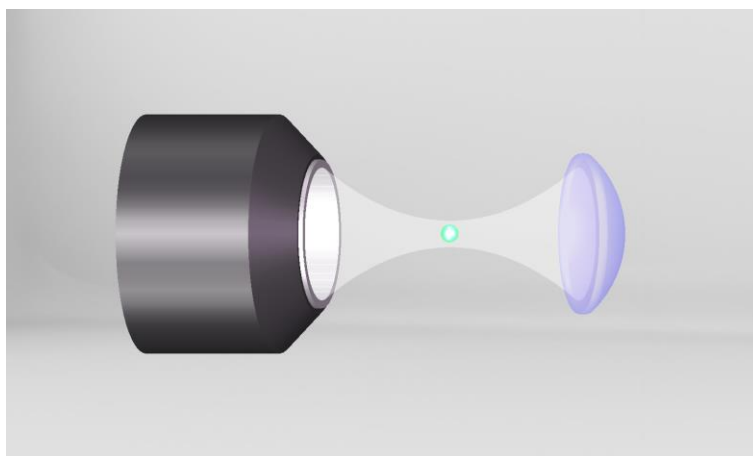


图 4.3 光俘获纳米粒子示意图

4.5 纳米粒子质心运动信号的测量

如图 4.4 所示，是粒子质心运动探测系统原理图。探测系统由三部分组成，分别用来测量纳米粒子三个维度的运动信号。在左侧第一部分中，利用偏振分束棱镜取部分出射光来测量 x 方向的运动信号。图中 MX 是一个带锐边的 D 形反射镜，可以将光束横截面水平等分为两部分，这两束激光分别进入平衡零拍探测器的两个光电二极管，测量这两部分光的差信号。俘获粒子后，粒子的运动会导致这两束光发生相对变化，这两束光在 y 和 z 方向的变化会相互抵消，而在 x 方向的变化会叠加，因此探测器只测得 x 方向粒子的运动信号。中间部分是用来测量 y 方向运动信号的，测量原理与第一部分相同。在第三部分中，利用偏振分束棱镜将激光分成两束，其中一束光全部会聚进入一个探头，另一束光经过透镜扩束只有部分光进入另外一个探头。粒子在轴向运动时，会改变出射光的聚焦情况，这个探头上测到的信号会发生变化，通过两个探头差信号可以得到粒子在 z 轴方向的运动信息。

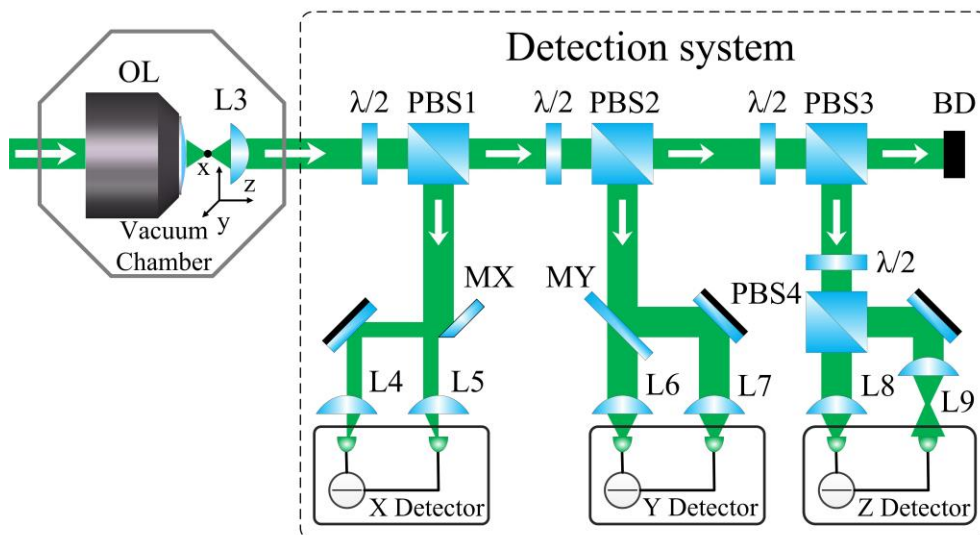


图 4.4 平衡零拍探测系统原理图

根据光俘获粒子一维运动的功率谱密度方程 (2.21) 可知，探测器测到的信号可以写为：

$$S_x(\omega) = A^2 \frac{2k_B T}{m} \frac{\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (4.4)$$

式中， A 是探测器所测得信号的幅度与粒子位移的比值，单位为 V/m 。粒子质心运动的功率谱密度实际单位为 m^2/Hz ，探测器测得的是电信号，因此这里增加了一项电压与位移的比例系数 A 。

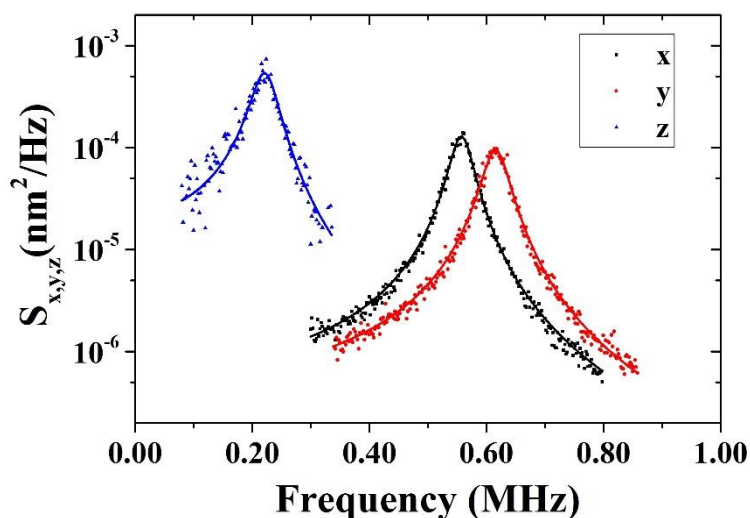


图 4.5 粒子质心运动的功率谱密度

在压强为 $6.8kPa$ 时，测得光悬浮纳米粒子质心运动的功率谱密度如图 4.5 所示。图中黑、红、蓝三种颜色的点分别对应实验测得的 x 、 y 、 z 三个维度的运动信号，相应的三种颜色的实线是根据方程 (4.4) 的拟合结果。纳米粒子运动径向上的两个本

征频率分别为 $\omega_x = 2\pi \times 558.2\text{kHz}$ 、 $\omega_y = 2\pi \times 616.7\text{kHz}$ ，轴向上的本征频率为 $\omega_z = 2\pi \times 223.6\text{kHz}$ 。三个正交方向粒子运动的阻尼率分别为 $\gamma_x = 2\pi \times 41.7\text{kHz}$ 、 $\gamma_y = 2\pi \times 47.3\text{kHz}$ 、 $\gamma_z = 2\pi \times 46.9\text{kHz}$ 。

此外，测量了在不同压强下粒子轴向运动的功率谱密度，如图 4.6 (a) 所示。图中黑、红、蓝、绿四种颜色的数据点分别对应的压强为 13.1kPa 、 6.55kPa 、 3.42kPa 、 1.89kPa 。相应颜色的实线是根据方程 (4.4) 拟合得到的。根据拟合结果可以知道粒子运动相应的阻尼率。同理，可以测得粒子三个本征运动方向质心运动的阻尼率与压强的关系，如图 4.6 (b) 所示。根据方程 (2.24) 可得：

$$r = 0.619 \frac{9\pi\eta d^2}{\sqrt{2\rho k_B T}} \frac{p}{\gamma} \quad (4.5)$$

从方程中可以得出，粒子运动的阻尼率与压强成正比。根据方程 (4.5) 进行拟合，可以计算出粒子的半径为 $r = 93.8\text{nm}$ ，质量为 $m = 6.9 \times 10^{-18}\text{kg}$ 。

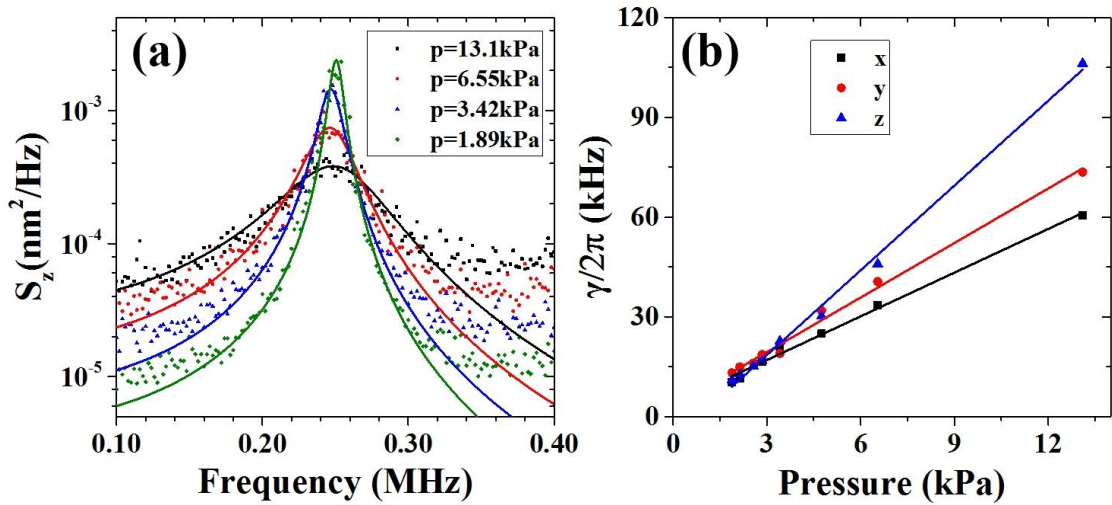


图 4.6 粒子阻尼率与压强关系

用平衡零拍探测系统测量光悬浮纳米粒子质心运动的一个重要指标就是电流减探测器的位移分辨率。利用频谱分析仪可以直接测得探测器分辨率的等效电压噪声功率，常用单位是 dBm，可以变换为 V^2/Hz ，转换公式为：

$$V^2/\text{Hz} = 2 \times 10^{\frac{\text{dBm}-30}{10}} / \text{RBW} \quad (4.6)$$

通过探测器的信号幅度与粒子位移的比值 A 即可得到探测器的位置分辨率，其单位为 V/m 。

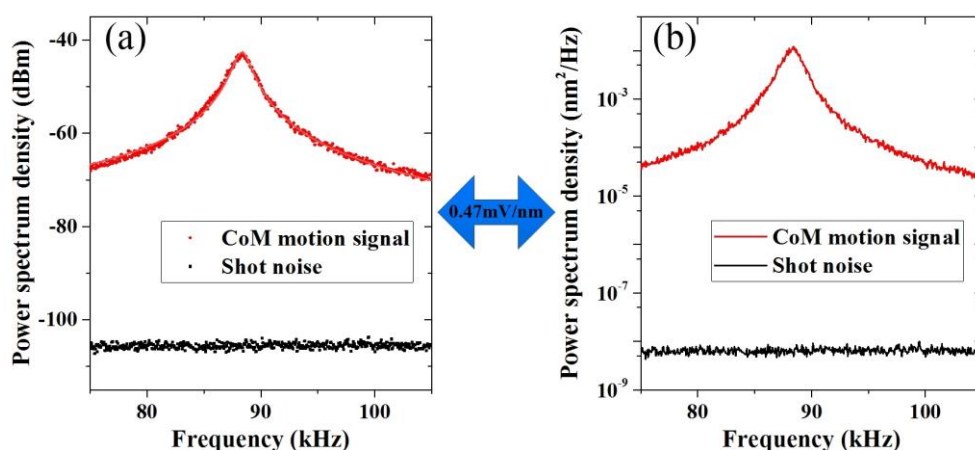


图 4.7 电流减探测器测量的粒子运动信号

根据方程 (4.4) 可知, 通过对光俘获纳米粒子的本征运动拟合可以得到探测器的电压位移比例系数 A 。图 4.7 (a) 是用频谱分析仪直接观测的电流减探测器输出的噪声信号, 图中红色点为在压强 $p = 390 Pa$ 下测得的粒子本征运动信号, 相应的红色实线是方程 (4.4) 的拟合结果, 黑色点为激光散粒噪声。根据拟合结果得到电压位移比例系数为 $A = 0.47 mV/nm$ 。这样, 就可以将纳米粒子的电压功率谱转换为位移功率谱, 如图 4.7 (b) 所示。红色曲线为粒子本征运动位移功率谱密度, 黑色曲线为探测器位移分辨率功率谱密度, 可以计算得到电流减探测器的位移分辨率为 $PR = 77 fm/\sqrt{Hz}$ 。

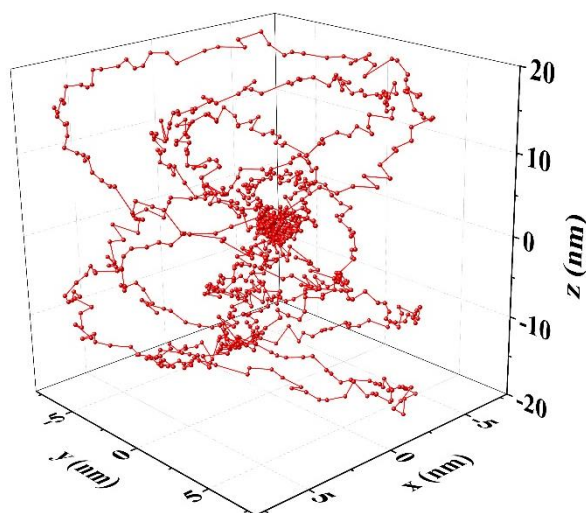


图 4.8 粒子质心运动轨迹

粒子在光阱中的质心运动是由空气分子热运动碰撞导致的, 在极短时间内可以认为粒子的运动是弹道的。利用示波器同时测得粒子在 x 、 y 、 z 三个方向运动的时域

信号。平衡零拍探测系统中的 x 、 y 、 z 三个探测器的电压与位移比例系数分别为 15.5mV/nm 、 5.56mV/nm 、 0.287mV/nm 。根据三个方向的粒子的运动信号可以描绘出粒子的质心运动轨迹如图 4.8 所示。

激光聚焦形成的光阱是一个三维抛物势阱，俘获的粒子在光阱中做谐振运动。粒子质心运动的本征频率满足：

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (4.7)$$

式中， $k \propto P$ 为光学势阱三个方向的弹性系数，与激光功率成正比。 m 为粒子的质量。因此，粒子的本征频率正比于俘获激光功率的平方。测得在不同俘获激光功率下，粒子三个方向的本征运动频率如图 4.9 所示。图中黑、红、蓝三种颜色点分别表示实验测得的 x 、 y 、 z 三个方向的本征运动频率。相应的实线是方程 (4.7) 的拟合结果。

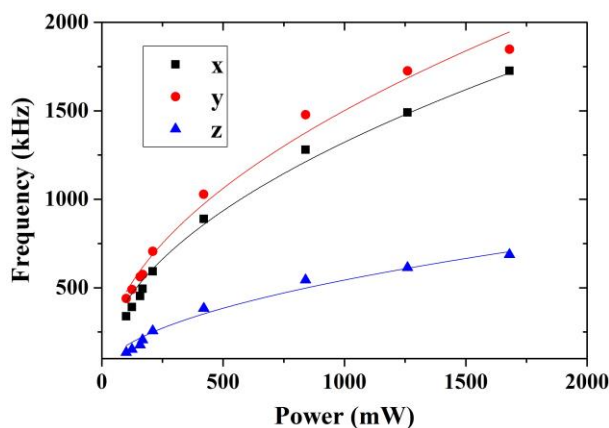


图 4.9 粒子本征运动频率与俘获激光功率的关系

4.6 小结

我们搭建了一套在真空条件下光悬浮纳米粒子的实验装置，利用一个高数值孔径的物镜聚焦一束 532nm 激光，形成稳定的三维抛物势阱，成功俘获到单个纳米二氧化硅粒子。利用平衡零拍探测系统分别测得了粒子三个本征运动方向的质心运动。在俘获激光功率为 200mW 时测得一个方向本征运动频率为 $2\pi \times 616.7\text{kHz}$ 的高频谱谐振运动。根据动能定理，测量了不同压强下的粒子的质心运动功率谱密度，计算出了粒子的半径为 93.8nm 。俘获的粒子在光学势阱中的运动在极短时间内可以认为是弹道的，通过分别测量粒子三个本征运动方向的位移信号给出了粒子的空间运动轨迹。粒子的本征运动频率正比于俘获激光功率的平方，在功率为 1.7W 的条件下测得 1.85MHz 的高频振荡。

参考文献

- [1] Yuanbin Jin, XuDong Yu, and Jing Zhang, Polarization-dependent center-of-mass motion of an optically levitated nanosphere. *Journal of the Optical Society of America B*, 2019, 36, 2369-2377.
- [2] Erik Hebestreit, René Reimann, Martin Frimmer, and Lukas Novotny. Measuring the Internal Temperature of a Levitated Nanoparticle in High Vacuum. *Physical Review A*, 2018, 97, 043803.
- [3] Erik Hebestreit, Martin Frimmer, Rene Reimann, and Lukas Novotny. Sensing Static Forces with Free-Falling Nanoparticles. *Physical Review Letters*, 2018, 121, 063602.
- [4] George Winstone, Robert Bennett, Markus Rademacher, Muddassar Rashid, Stefan Buhmann, and Hendrik Ulbricht. Direct Measurement of the Electrostatic Image Force of a Levitated Charged Nanoparticle Close to a Surface. *Physical Review A*, 2018, 98, 053831.
- [5] Tongcang Li, Simon Kheifets, and Mark G. Raizen. Millikelvin Cooling of an Optically Trapped Microsphere in Vacuum. *Nature Physics*, 2011, 7, 527-530.
- [6] Jan Gieseler, Bradley Deutsch, Romain Quidant, and Lukas Novotny. Subkelvin Parametric Feedback Cooling of a Laser-Trapped Nanoparticle. *Physical Review Letters*, 2012, 109, 103603.
- [7] Jamie Vovrosh, Muddassar Rashid, David Hempston, James Bateman, Mauro Paternostro, and Hendrik Ulbricht. Parametric Feedback Cooling of Levitated Optomechanics in a Parabolic Mirror Trap. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34, 1421-1428.
- [8] Gerard P. Conangla, Andreas W. Schell, Raúl A. Rica, and Romain Quidant. Motion Control and Optical Interrogation of a Levitating Single Nitrogen Vacancy in Vacuum. *Nano Letters*, 2018, 18, 3956–3961.
- [9] Nadine Meyer, Andrés de los Rios Sommer, Pau Mestres, Jan Gieseler, Vijay Jain, Lukas Novotny, and Romain Quidant. Resolved-Sideband Cooling of a Levitated Nanoparticle in the Presence of Laser Phase Noise. *Physical Review Letters*, 2019, 123, 153601.
- [10] Wei Li, Yuanbin Jin, Xudong Yu, and Jing Zhang. Enhanced Detection of a Low-Frequency Signal by Using Broad Squeezed Light and a Bichromatic Local Oscillator. *Physical Review A*, 2017, 96, 023808.
- [11] Xudong Yu, Wei Li, Shiyao Zhu, and Jing Zhang. Mach–Zehnder Interferometer with Squeezed and EPR Entangled Optical Fields. *Chinese Physics B*, 2016, 25, 020304.

- [12] Wei Li, Xudong Yu, and Jing Zhang. Measurement of the squeezed vacuum state by a bichromatic local oscillator. *Optics Letters*, 2015, 40, 5299-5302.
- [13] Xudong Yu, Wei Li, Yuanbin Jin, and Jing Zhang. Controllable Coupled-Resonator-Induced Transparency in a Dual-Recycled Michelson Interferometer. *Physical Review A*, 2018, 98, 053854.
- [14] Wenhai Yang, Shaoping Shi, Yajun Wang, Weiguang Ma, Yaohui Zheng, and Kunchi Peng. Detection of Stably Bright Squeezed Light with the Quantum Noise Reduction of 12.6 dB by Mutually Compensating the Phase Fluctuations. *Optics Letters*, 2017, 42, 4553-4556.

第五章 偏振依赖的光悬浮纳米粒子动力学性质

5.1 引言

在光悬浮纳米粒子的实验研究中,光学势阱的深度和梯度是一个重要因素。俘获粒子需要提供较大的光学力,尤其是沿光束传播方向,一般使用一个较大数值孔径的透镜来聚焦激光产生三维稳定势阱。激光在强聚焦的情况下,傍轴近似不再适用。考虑一束线性偏振的激光,其聚焦后轴向的组分场不为零^[1-3],因此需要考虑偏振对光束聚焦的影响。矢量衍射理论^[1,2,4-6]可以很好地解决这个问题,其广泛的应用于高分辨率成像^[7]、光捕获^[8]、纳米制造^[9]和近场光学^[10]等。强聚焦激光在焦点区域场的分布依赖于激光的偏振特性^[11,12]。因此,场的梯度和粒子的质心运动与偏振有关^[13]。圆偏振光或者椭圆偏振光与纳米粒子的自旋角动量之间的相互交换可以诱导纳米粒子的旋转^[14,15]。

本章中,研究俘获激光为椭圆 TEM00 模高斯光束时,入射偏振对光悬浮纳米粒子质心运动的影响。根据矢量衍射理论,强聚焦激光在焦点区域的场强分布与其入射激光偏振有关。因此,纳米粒子的质心运动由入射光束横截面椭圆轮廓和入射偏振共同决定。测量俘获激光为线性偏振时,粒子径向的本征频率和相应的功率谱随着线性偏振方向的旋转周期性变化的关系。通过控制椭圆轮廓和椭圆偏振的相对方向和椭圆度实现粒子径向本征运动频率的简并。

5.2 矢量场衍射

利用一个高数值孔径透镜聚焦一束平行 TEM00 模高斯光束,在焦点区域 xyz 三个组分场的分布与入射光偏振有关。图 5.1 是一束平行的线性偏振激光通过透镜强聚焦的一个立体示意图。光束沿高数值孔径非球面透镜的光轴方向传播, x_0, y_0, z_0 是入射光的横截面, \mathbf{P}_0 和 \mathbf{k}_0 分别是入射光的单位偏振矢量和波矢。图中用蓝色实线来表示透镜聚焦效果,聚焦后光线向光轴方向偏折。因此出射光线的偏振矢量 \mathbf{P} 可以沿 xyz 方向分解为三个组分。蓝色实线与光轴的交点代表几何焦点,不考虑聚焦的像差,所有光线在焦点上有相同相位,而在焦点区域相位不同,导致各组分场发生相长和相消干涉,从而决定焦点区域场的强度分布。图中 α 是衍射角,满足 $0 \leq \alpha < \alpha_0$, 其中 $\alpha_0 = \arcsin(NA)$ 。 β 是方位角, $0 \leq \beta < 2\pi$ 。

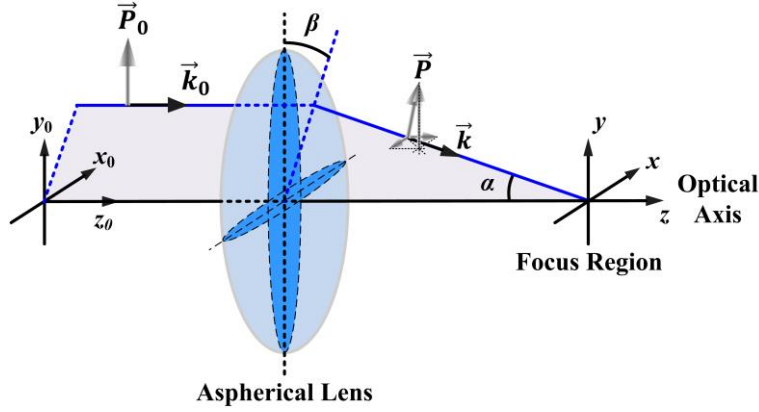


图 5.1 线性偏振激光强聚焦立体示意图

根据系统能量守恒条件和矢量德拜积分理论，焦平面上电场的各组分量可以写为^[12,16]：

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = ic \int_0^{\alpha_0} \int_0^{2\pi} A_{in}(\alpha, \beta) C_M \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{x_0} \\ \mathbf{P}_{y_0} \\ \mathbf{P}_{z_0} \end{pmatrix} \cdot \exp\{ik[z \cos \alpha + r \sin \alpha \cos(\beta - \varphi)]\} \sqrt{\cos \alpha} \sin \alpha d\alpha d\beta \quad (5.1)$$

式中， r 、 φ 、 z 是焦点区域的柱坐标系， c 为常数， $(\mathbf{P}_{x_0} \ \mathbf{P}_{y_0} \ \mathbf{P}_{z_0})^T$ 是偏振矩阵的单位矢量， C_M 是非球面透镜的传输矩阵^[12,16]：

$$C_M = \begin{pmatrix} 1 + (\cos \alpha - 1) \cos^2 \beta & (\cos \alpha - 1) \cos \beta \sin \beta & -\sin \alpha \cos \beta \\ \cos \beta \sin \beta (\cos \alpha - 1) & 1 + (\cos \alpha - 1) \sin^2 \beta & -\sin \alpha \cos \beta \\ \sin \alpha \cos \beta & \sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

$A_{in}(\alpha, \beta)$ 为入射场模式。考虑入射场为横截面略微椭圆的 TEM00 模高斯光束，其表达式可写为：

$$A_{in}(\alpha, \beta) = E_0 \exp\left[-f^2 \sin^2 \alpha \left(\frac{\cos^2 \beta}{\omega_x^2} + \frac{\sin^2 \beta}{\omega_y^2}\right)\right] \quad (5.3)$$

式中， f 为场点到参考面的距离， ω_x 和 ω_y 分别为入射光束椭圆横截面的长半轴和短半轴。定义椭圆度为 $\delta = (\omega_x - \omega_y) / \omega_x$ ，满足 $0 \leq \delta \ll 1$ 。因此，可以取方程（5.3）的一级近似为：

$$A_{in}(\alpha, \beta) \approx E_0 \left[1 - 2 \frac{f^2 \sin^2 \alpha}{\omega_x^2} \sin^2 \beta \delta\right] \exp\left[-\frac{f^2 \sin^2 \alpha}{\omega_x^2}\right] \quad (5.4)$$

可以看出这个方程是在理想 TEM00 模高斯光束上增加一个小的修改。根据相关的第

一类 n 阶贝塞尔方程^[16]:

$$\int_0^{2\pi} e^{in\beta} e^{is\cos(\beta-\varphi)} d\beta = 2\pi i^n J_n(s) e^{in\varphi} \quad (5.5)$$

将方程 (5.2)、(5.4)、(5.5) 带入方程 (5.1) 中, 可以得到焦点区域 xyz 三个组分场的强度分布为:

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \begin{pmatrix} \sin\theta(E_{00} - \delta E_{01} - \delta E_{02}) + (E_{20} - \delta E_{22})\sin(\theta + 2\varphi) - \delta E_{21}\sin\theta\cos(2\varphi) \\ \cos\theta(E_{00} - \delta E_{01} + \delta E_{02}) - (E_{20} - \delta E_{22})\cos(\theta + 2\varphi) - \delta E_{21}\cos\theta\cos(2\varphi) \\ 2iE_{10}\sin(\theta + \varphi) - i\delta E_{11}[2\sin(\theta + \varphi) - \sin(\theta - \varphi)] \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

式中, 矩阵中三项分别是 x 、 y 、 z 三个组份场的场强分布。 θ 是入射光偏振方向和 y_0 轴的夹角。 E_{00} 、 E_{01} 、 E_{02} 是关于贝塞尔函数零次项的积分, E_{10} 、 E_{11} 是关于贝塞尔函数一阶项的积分, E_{20} 、 E_{21} 、 E_{22} 是关于贝塞尔函数二次项的积分, 其具体形式为:

$$\begin{aligned} E_{00}(r, z) &= \int_0^{\alpha_0} E_{c1}(\alpha)(1 + \cos\alpha)J_0(s)d\alpha \\ E_{01}(r, z) &= \int_0^{\alpha_0} E_{c2}(\alpha)(1 + \cos\alpha)J_0(s)d\alpha \\ E_{02}(r, z) &= \int_0^{\alpha_0} \frac{1}{2}E_{c2}(\alpha)(1 - \cos\alpha)J_0(s)d\alpha \\ E_{10}(r, z) &= \int_0^{\alpha_0} E_{c1}(\alpha)\sin\alpha J_1(s)d\alpha \\ E_{11}(r, z) &= \int_0^{\alpha_0} E_{c2}(\alpha)\sin\alpha J_1(s)d\alpha \\ E_{20}(r, z) &= \int_0^{\alpha_0} E_{c1}(\alpha)(1 - \cos\alpha)J_2(s)d\alpha \\ E_{21}(r, z) &= \int_0^{\alpha_0} E_{c2}(\alpha)(1 + \cos\alpha)J_2(s)d\alpha \\ E_{22}(r, z) &= \int_0^{\alpha_0} E_{c2}(\alpha)(1 - \cos\alpha)J_2(s)d\alpha \end{aligned} \quad (5.7)$$

式中, $s = kr \sin\alpha$,

$$\begin{aligned} E_{c1}(\alpha) &= iC\pi E_0 \exp\left(-\frac{f^2 \sin^2 \alpha}{\omega_x^2}\right) \sqrt{\cos\alpha} \sin\alpha \exp(ikz \cos\alpha) \\ E_{c2}(\alpha) &= \frac{f^2 \sin^2 \alpha}{\omega_x^2} E_{c1}(\alpha) \end{aligned} \quad (5.8)$$

5.3 焦平面强度分布

5.3.1 圆高斯光束

先考虑简单的一种情况, 当入射光束是理想的圆 TEM00 模高斯光束时, 椭圆度

$\delta = 0$ ，入射模式 A_{in} 的强度分布是旋转对称的。这时焦点区域 xyz 三个组分场的强度分布为：

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \begin{pmatrix} E_{00} \sin \theta + E_{20} \sin(\theta + 2\varphi) \\ E_{00} \cos \theta - E_{20} \cos(\theta + 2\varphi) \\ 2iE_{10} \sin(\theta + \varphi) \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

图 5.2 是根据方程 (5.9) 在入射光不同偏振下计算得到的焦平面上各组分场的强度分布。图中左侧为入射光横截面上的强度分布，右侧分别对应为焦平面上 y 、 x 、 z 三个组分场及三个场叠加总的强度分布。

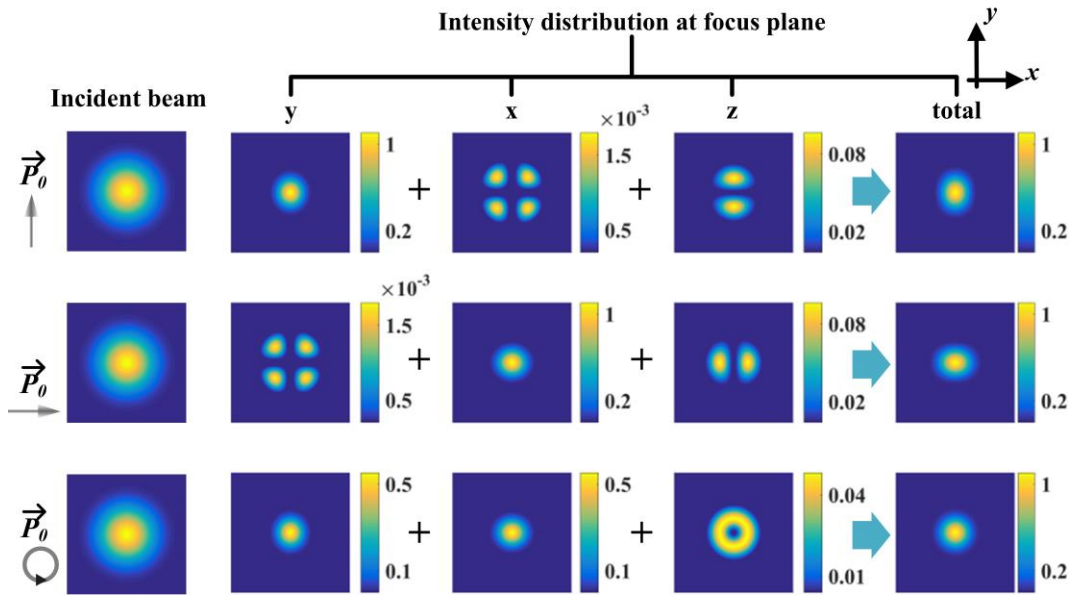


图 5.2 入射激光横截面和焦点平面上的强度分布

当入射光的线性偏振平行于 y_0 轴时， $\theta = 0$ ，则各组分场的场强分布方程 (5.9) 可以写为：

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \begin{pmatrix} \int_0^{\alpha_0} E_{c1}(\alpha)(1 - \cos \alpha) J_2(s) d\alpha \sin(2\varphi) \\ \int_0^{\alpha_0} E_{c1}(\alpha)(1 + \cos \alpha) J_0(s) d\alpha - \int_0^{\alpha_0} E_{c1}(\alpha)(1 - \cos \alpha) J_2(s) d\alpha \cos(2\varphi) \\ 2i \int_0^{\alpha_0} E_{c1}(\alpha) \sin \alpha J_1(s) d\alpha \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

矩阵中第二项为 y 组分场的强度分布，是关于第一类贝塞尔函数零阶项的积分和二阶项积分的叠加。其中零阶项的积分与方位角无关，其强度分布是圆形的，二阶项是二倍方位角的余弦函数，加上第二项会导致 y 组分场的强度分布变为椭圆，其长轴平行于 y 轴。 x 组分场为矩阵中第一项，是一个关于第一类贝塞尔函数二阶项的

积分，同时也是二倍方位角的正弦函数，其强度分布由四部分组成，分别位于 xy 平面内的四个象限，其强度分布关于原点中心对称。矩阵第三项即 z 组分场是关于第一类贝塞尔函数一阶项的积分，其强度分布分为两部分，关于 x 轴对称。三个组分场 x 、 y 、 z 的强度比是 $0.0015:0.9:0.1$ 。三组分场叠加后可以得到焦平面上总的强度分布，轮廓为一个长轴沿 y 方向的椭圆。

入射光的线性偏振平行于 x_0 轴时， y 组分场强度分布的四部分关于原点中心对称， x 组分场强度分布为长轴平行于 x 轴的椭圆， z 组分场强度分布的两部分关于 y 轴对称，因此，焦平面上强度分布的椭圆轮廓长轴平行于 x 轴。入射光偏振为圆偏时，可以将偏振沿 x_0 轴和 y_0 轴分成两部分，即焦平面上总的强度分布为这两部分场的叠加，强度分布轮廓是圆形的。

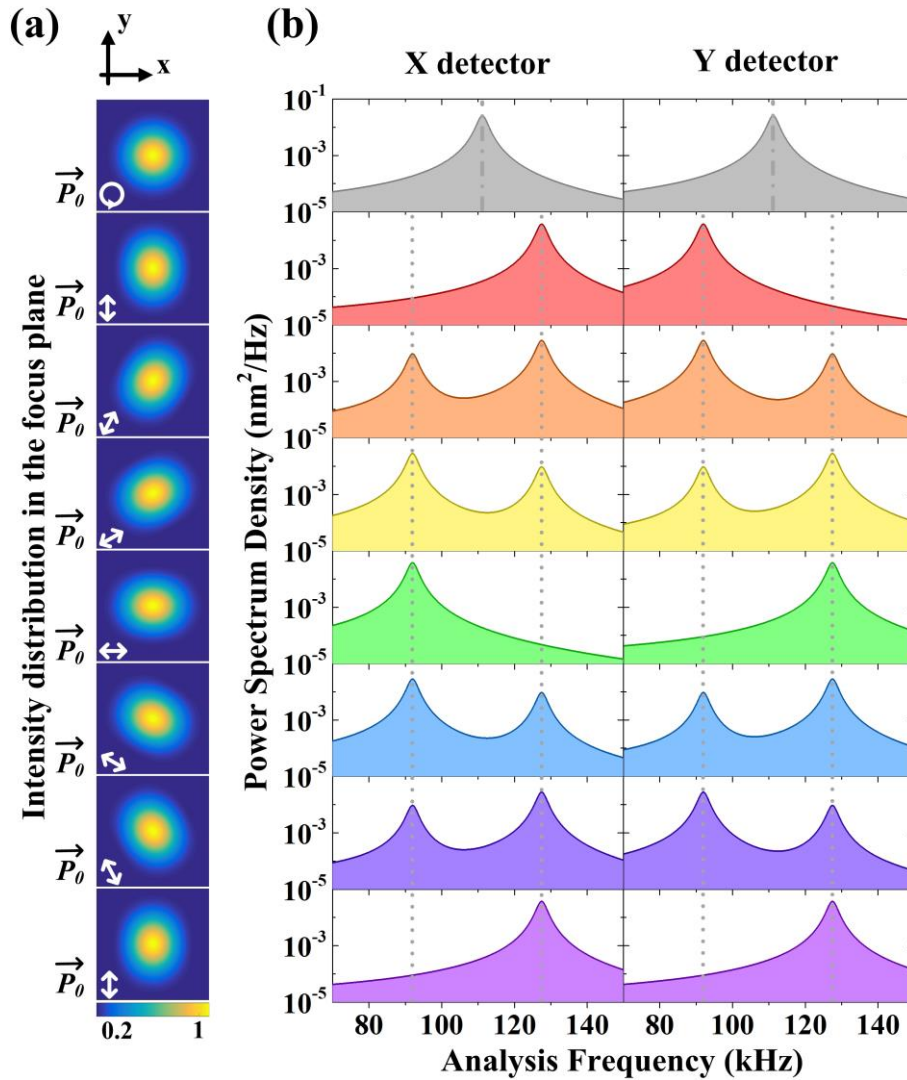


图 5.3 焦平面上强度分布和相应粒子质心运动

焦平面上的强度分布随着入射光线性偏振方向的旋转而变化，其轮廓都是椭圆的，并且椭圆长轴始终平行于线性偏振方向，如图 5.3 (a) 所示。但是因为入射光的横截面强度分布是中心对称的，因此焦平面上强度分布的椭圆度不随线性偏振的方向而改变。

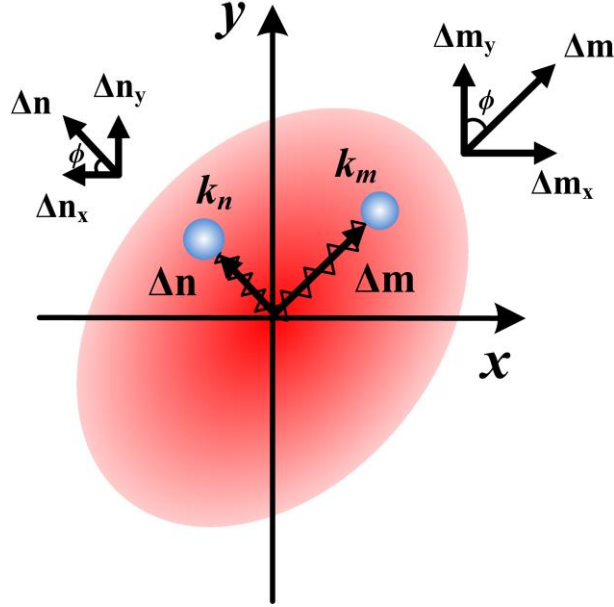


图 5.4 粒子运动信号测量原理图

图 5.4 是测量纳米粒子运动信号的原理图。图中椭圆表示聚焦激光在焦平面上的强度部分。光俘获的粒子在径向有两个本征运动，运动方向分别为 \mathbf{k}_m 和 \mathbf{k}_n ，其中 \mathbf{k}_m 与 y 轴的夹角为 ϕ 。 Δm 和 Δn 是粒子在两个本征运动方向的位移，将其沿 x 轴和 y 轴分解，可得在 x 方向的分量为 Δm_x 、 Δn_x ，在 y 方向的分量为 Δm_y 、 Δn_y 。在 x 轴和 y 轴方向分别有一个平衡零拍探测器，这两个探测器测到的信号为：

$$\begin{aligned} D_x(t) &= \Delta m(t) \sin \phi + \Delta n(t) \cos \phi \\ D_y(t) &= \Delta m(t) \cos \phi + \Delta n(t) \sin \phi \end{aligned} \quad (5.11)$$

则测得的位移功率谱为：

$$\begin{aligned} S_x &= |\Delta m(f)|^2 \sin^2 \phi + |\Delta n(f)|^2 \cos^2 \phi \\ S_y &= |\Delta m(f)|^2 \cos^2 \phi + |\Delta n(f)|^2 \sin^2 \phi \end{aligned} \quad (5.12)$$

方程 (5.12) 表示， X 探测器测到的功率谱为粒子径向两个本征运动在 x 方向分量的叠加， Y 探测器测得的是两个本征运动在 y 方向分量的叠加。根据粒子质心运动的功率谱密度方程 (2.21)：

$$S_x(\omega) = \frac{2k_B T_0}{m} \frac{\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (5.13)$$

可以计算得到 X、Y 两个探测器测得的粒子在径向运动的功率谱，如图 5.3 (b) 所示。计算时所用入射光波长为 1064nm，功率为 50mW，聚焦透镜的数值孔径为 0.95。纳米粒子的密度为 $2g/cm^3$ ，折射率为 1.46。当入射光偏振方向改变时，在焦平面上的椭圆强度分布随着偏振方向旋转，粒子在径向的本征运动方向也随之变化，因此 X、Y 两个探测器测得的粒子功率谱信号高度是变化的，其变化规律满足偏振角度变化的二次余弦函数。改变入射光偏振不会影响焦平面上强度分布的椭圆度，因此粒子在径向的两个本征运动频率是不变的。

一束理想的横截面为圆形轮廓的 TEM00 模高斯光束，经过一个高数值孔径透镜聚焦，因线性偏振的影响，导致焦平面上的强度分布变为椭圆，粒子径向的两个本征运动频率去简并，其频率差与透镜的数值孔径有关。图 5.5 是理论计算得到的粒子径向弹性系数与透镜数值孔径的关系图。对于同一个粒子弹性系数与本征频率是一一对应的。图中菱形点和方形点分别对应于入射光为线性偏振时粒子径向的两个本征运动。聚焦透镜数值孔径较小时，粒子的两个本征频率是简并的，随着数值孔径的增大，其频率差变大。圆点是入射光为圆偏振时粒子径向的本征运动，两个本征频率是简并的。

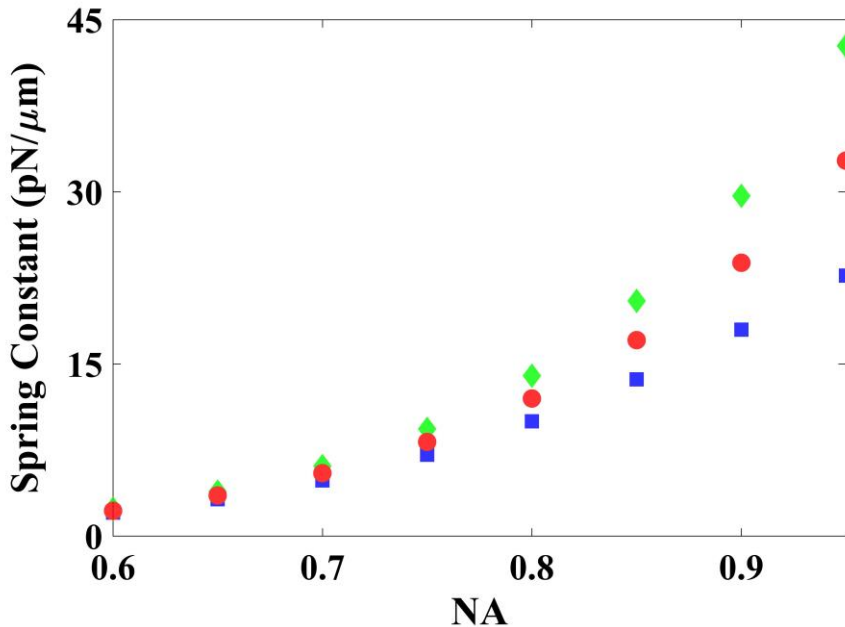


图 5.5 粒子径向弹性系数与数值孔径的关系

5.3.2 椭圆高斯光束

实验中 TEM00 模高斯光束横截面轮廓一般都不是完美的圆形，会稍微有一些椭圆度，入射光束横截面上强度分布不再满足旋转对称性。假设入射高斯光束横截面椭圆长轴方向平行于 x_0 轴，根据焦点区域各组分量场强度分布方程 (5.6) 可以计算出焦平面上的强度分布。入射光横截面椭圆度较小时，理论计算出的焦平面上强度分布的椭圆相差较小，为了比较不同入射偏振下的区别，下面给出焦平面上强度分布的示意图。

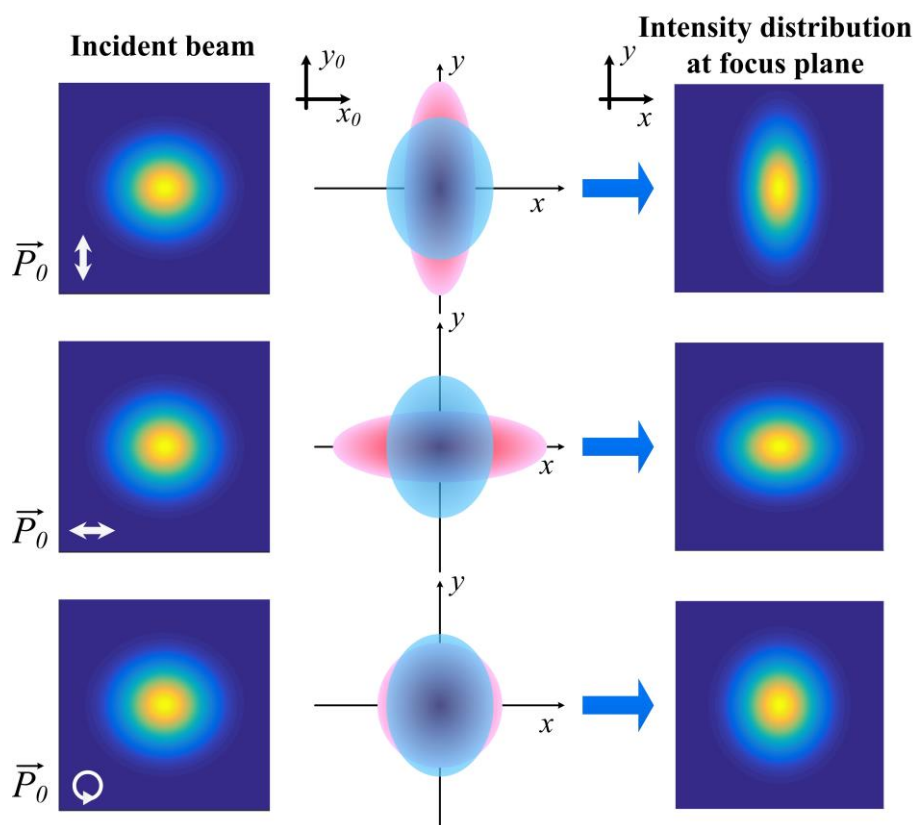


图 5.6 椭圆高斯光束焦平面上强度分布叠加示意图

入射光束的横截面为椭圆时，聚焦后焦平面上强度分布的椭圆度是由两个因素共同决定的，一个因素是焦点区域轴向场引起的沿偏振方向强度分布的拉长，另外一个因素是入射光自身横截面的椭圆度。如图 5.6 所示，入射光束横截面的椭圆长轴沿 x_0 方向时，在焦平面上会产生一个长轴沿 y 方向的椭圆强度分布，图中用蓝色椭圆表示。入射光偏振为沿 y_0 轴的线性偏振时，焦平面上的强度分布沿偏振方向拉长，即强度分布椭圆长轴平行于 y 方向（图中红色椭圆）。这样两个因素对焦平面上强度分布的影响都是沿 y 轴方向的拉长，所以总的强度分布是长轴沿 y 方向的椭圆，并

且具有较大的椭圆度。入射光线性偏振平行于 x_0 轴时，焦平面上的强度分布沿 x 轴方向拉长，与入射光束自身椭圆度对强度分布的影响相比是正交的，因此这种情况下焦平面上强度分布的椭圆度较小。由于偏振产生的影响较大，椭圆分布长轴沿 x 方向。入射光偏振为圆偏振时，只有入射光束椭圆度对焦平面上强度分布产生影响，强度分布椭圆长轴平行于 y 轴，并且其椭圆度小于入射偏振为线性偏振的椭圆度。

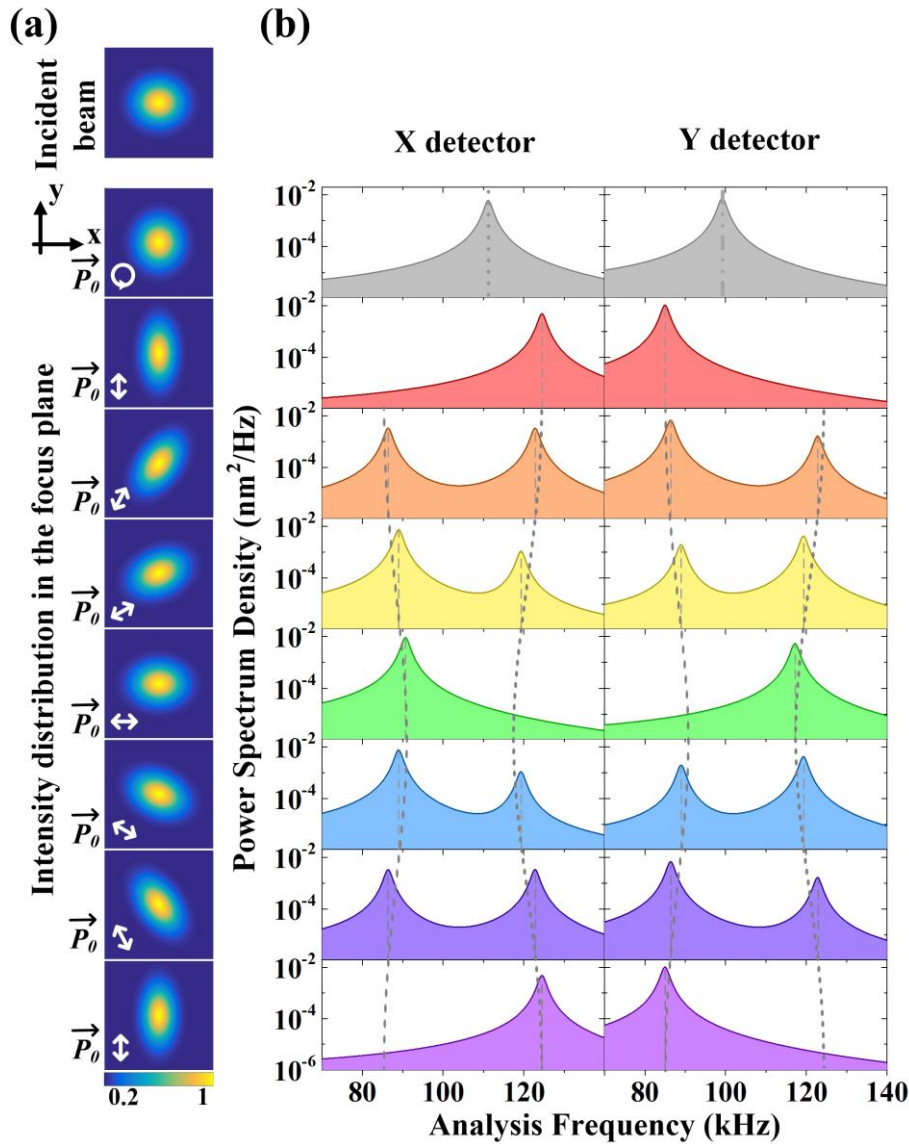


图 5.7 焦平面上的强度分布和粒子相应的质心运动

图 5.7 (a) 是不同入射偏振下焦平面上的强度分布。入射光偏振为线性偏振时，随着偏振方向的改变，焦平面上椭圆强度分布的长轴方向和椭圆度都发生变化。由于焦平面上强度分布是由入射偏振和横截面椭圆度两个因素同时影响的，因此椭圆长轴方向与入射光偏振方向是不平行的。

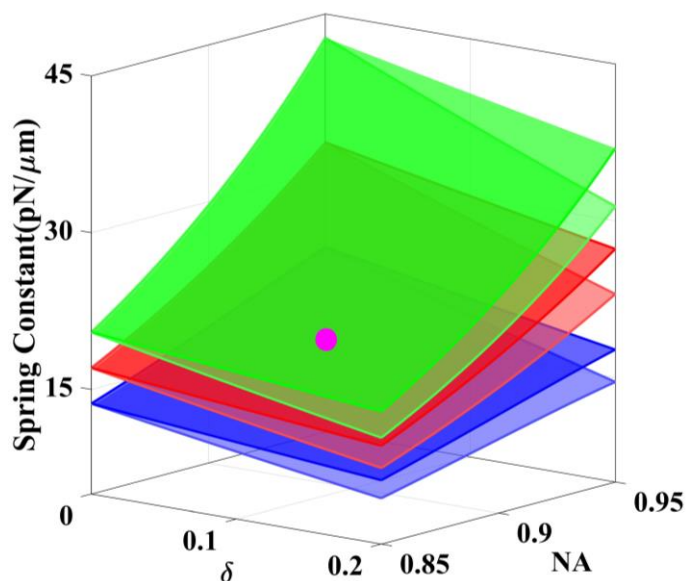


图 5.8 焦点区域弹性系数与入射光椭圆度和数值孔径的关系

入射高斯光束横截面轮廓为椭圆时，X、Y 两个平衡零拍探测器采用与前面相同的测量方法，则可以计算出 X、Y 探测器测得的粒子质心运动的功率谱，如图 5.7(b) 所示。由于入射偏振改变时焦平面上强度分布的椭圆长轴和椭圆度都发生变化，因此粒子径向运动功率谱信号的高度和本征频率也随着改变。其中，功率谱信号的高度变化满足偏振角的二次余弦函数。图中两条点线表示两个本征频率的变化，其变化规律服从偏振角的余弦函数。入射光偏振为圆偏时，粒子的两个本征运动频率不简并。

图 5.8 是焦点区域粒子本征运动的弹性系数与入射光束椭圆度和透镜数值孔径的关系图。图中绿色和浅绿色这两个曲面代表入射光是线性偏振时较大本征运动频率方向弹性系数的最大值和最小值，蓝色和浅蓝色这两个曲面是较小本征运动频率方向弹性系数的最大值和最小值。红色和浅红色代表入射光为圆偏振时两个本征运动的弹性系数。图 5.7 中粒子的质心运动功率谱密度是在图中圆点标记的条件下计算得到的。

5.4 偏振依赖的纳米粒子动力学性质

5.4.1 光俘获纳米粒子

如图 5.9 所示，是光悬浮纳米粒子实验装置的原理图。一个单频半导体泵浦激光器出射一束 1064nm 线性偏振基模高斯光束，光束横截面轮廓为椭圆形，光斑大小为 $2\omega_x \times 2\omega_y = 3.38\text{mm} \times 3.16\text{mm}$ 。光束先后穿过一个四分之一波片 L1 和半波片 L2，根据斯托克斯定理，可以将入射激光调节到任意偏振。利用一个高数值孔径物镜聚焦激

光产生一个稳定的三维势阱，用来俘获纳米粒子。物镜是数值孔径为 $NA = 0.95$ ，工作距离为 $WD = 0.3mm$ 。实验中所用的纳米粒子是二氧化硅粒子，其半径大约为 $120nm$ 。利用一个高数值孔径的非球面镜来收集强聚焦激光，用来测量粒子的质心运动信号。非球面镜数值孔径为 0.68 ，型号为 Thorlabs C330TMD-C。物镜和非球面镜放置于一个真空气室中。图中右侧部分为平衡零拍探测系统，由三部分组成，分别用来测量粒子 x 、 y 、 z 三个自由度的质心运动信号。

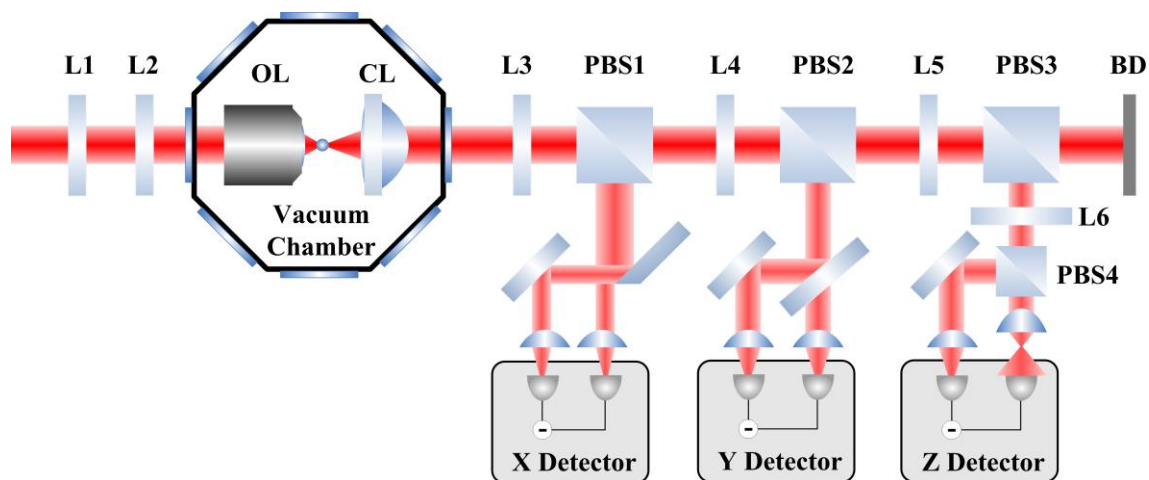


图 5.9 光悬浮纳米粒子实验装置原理图

装载粒子时，利用超声雾化器将浓度为 $1.5 \times 10^8 / ml$ 的纳米二氧化硅粒子乙醇溶液雾化，然后将包含有纳米粒子的乙醇雾滴输送到真空气室激光焦点附近，即可成功俘获。俘获的纳米二氧化硅粒子可以保持一天时间以上。

图 5.10 和图 5.11 分别是真空系统实物图和测量粒子质心运动的平衡零拍探测系统光路图。

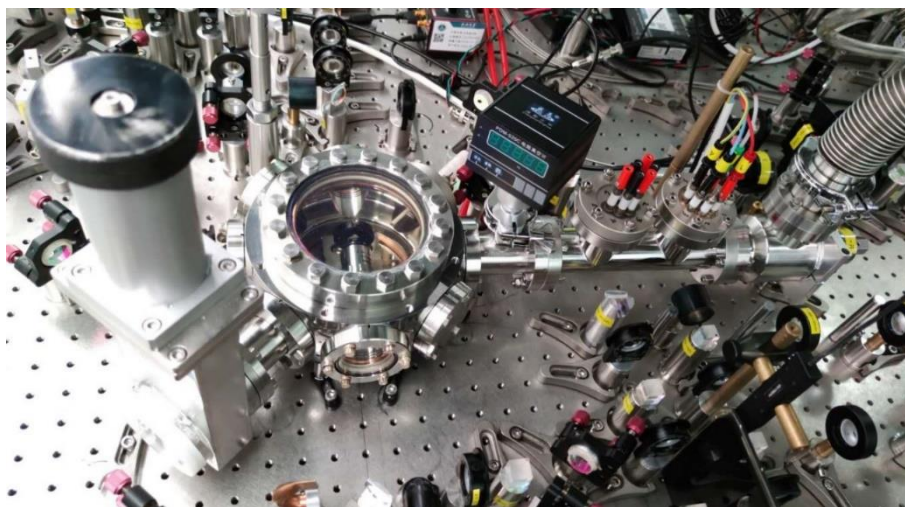


图 5.10 真空系统实物图

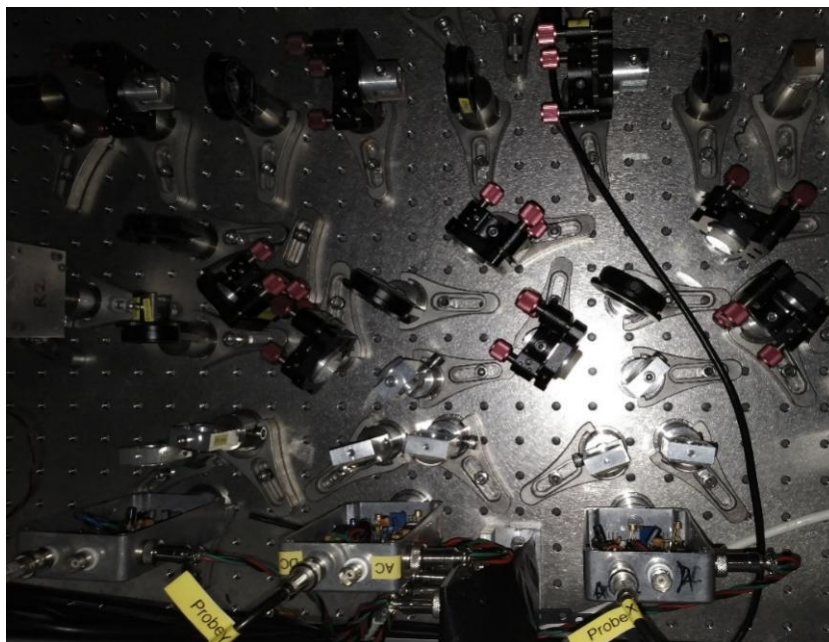


图 5.11 平衡零拍探测系统实物图

俘获纳米二氧化硅粒子后进行抽真空。随着真空气室内压强的减小，测量了不同压强下的粒子在 x 方向质心运动的功率谱密度，如图 5.12 (a) 所示。俘获激光功率为 50mW 。图中绿、蓝、紫、红、黑颜色数据点分别是在压强为 9kPa 、 5kPa 、 3kPa 、 1kPa 和 0.4kPa 时测得的。相应颜色的实线是根据方程 (4.4) 的拟合结果，可以计算出不同压强下 x 方向粒子质心运动的阻尼率。同理可以测得 y 和 z 方向的质心运动的阻尼率，如图 5.12 (b) 所示。从图中可以看出粒子运动阻尼率与压强成正比。根据运动波动耗散定理方程 (2.24)，可以计算出纳米二氧化硅粒子半径为 $r = 150\text{nm}$ 。

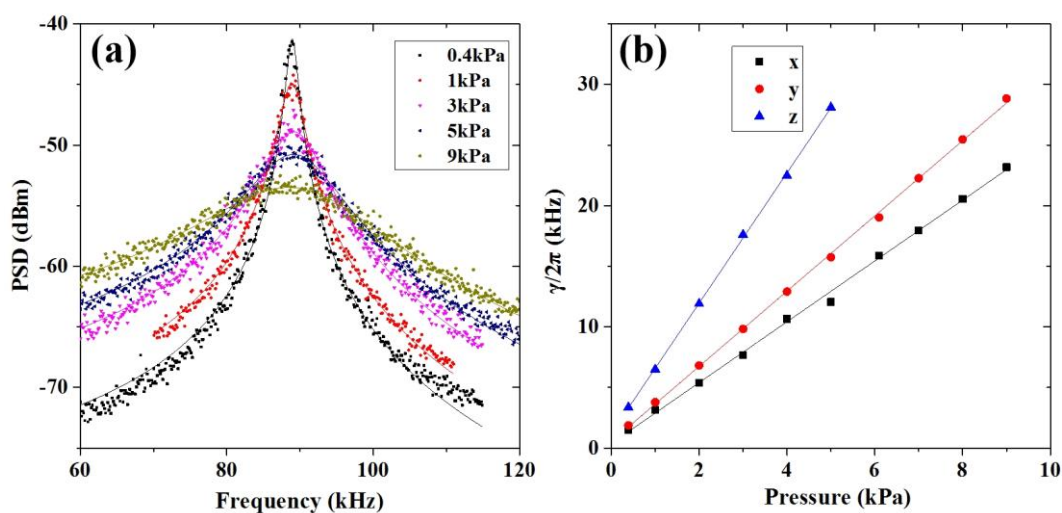


图 5.12 粒子功率谱密度与压强关系

5.4.2 偏振依赖的纳米粒子动力学性质的测量

空气压强为 300Pa 时，利用频谱分析仪测量了不同入射偏振下纳米粒子质心运动的功率谱密度，如图 5.13 (a) 所示。分辨率带宽为 $RBW = 10\text{Hz}$ ，视频带宽为 $VBW = 10\text{Hz}$ 。入射光线性偏振平行于 y_0 轴时，测得粒子径向最大的本征运动频率为 122.1kHz，最小的本征运动频率为 89kHz。随着线性偏振方向的改变，粒子径向的两个本征频率呈现一个余弦函数的周期性变化，如图 5.13 (b) 所示。较大本征频率变化范围为 116kHz 到 122.1kHz，较小本征频率变化范围为 89kHz 到 97.3kHz。

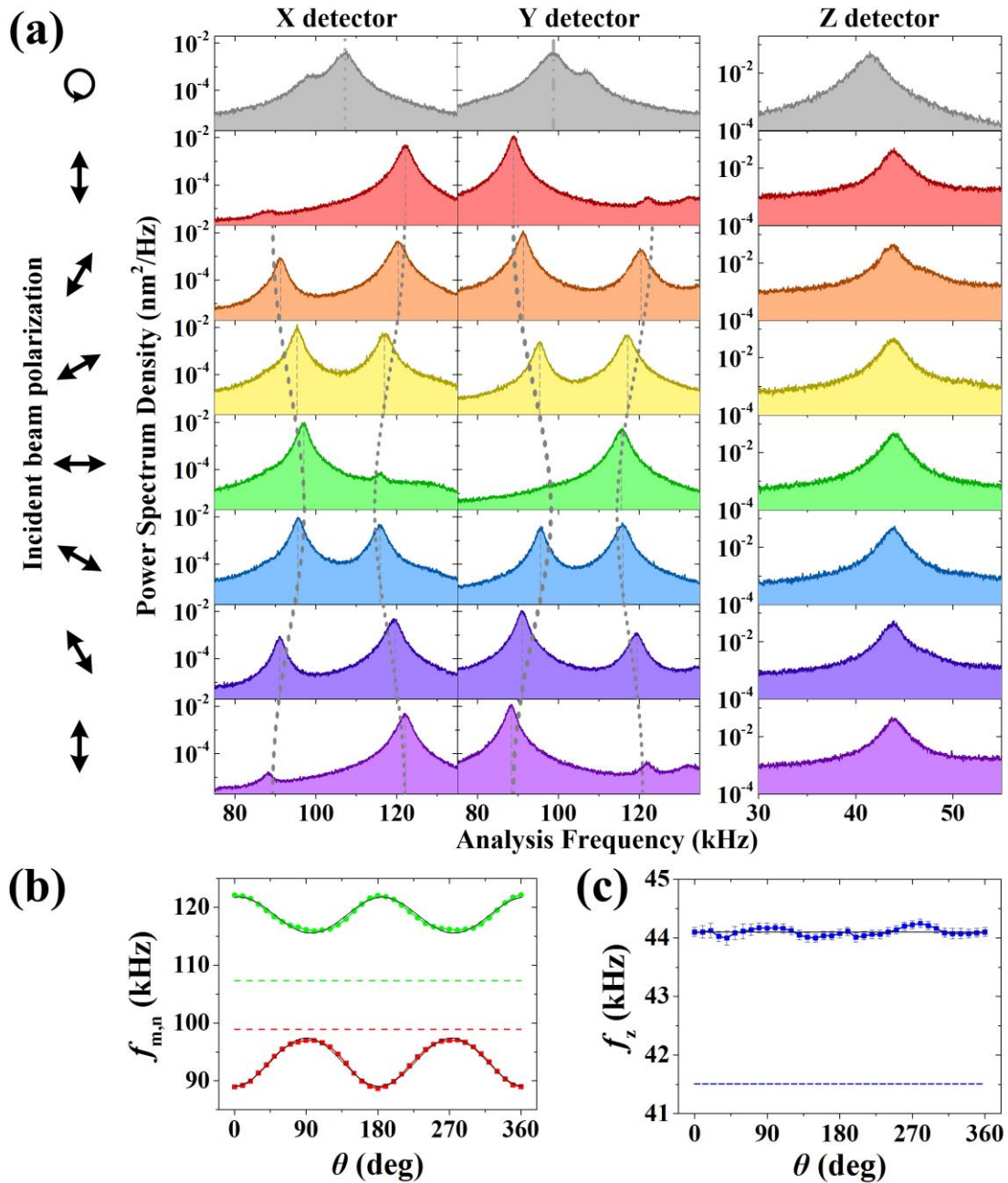


图 5.13 粒子质心运动随入射偏振变化关系

由于探测器测量的是两个本征运动信号分量的叠加，因此测得的功率谱信号的高度也发生变化，这与前面理论计算相符合。在轴向上，粒子的本征频率为 44.1kHz，不随线性偏振角度变化。入射光偏振为圆偏时，粒子径向的两个本征频率分别是 107.6kHz 和 98.7kHz，是介于线性偏振的两个本征频率之间的，粒子轴向本征频率为 41.5kHz。

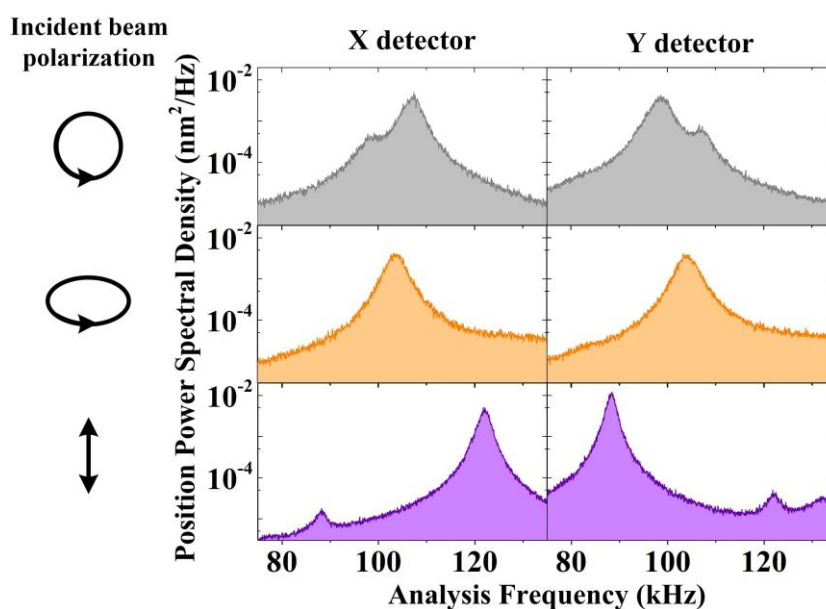


图 5.14 粒子径向本征频率的简并

根据上面一系列分析和实验测量，发现俘获激光选择一种合适的椭圆偏振时，可以使纳米粒子径向上的两个本征运动频率简并，如图 5.14 所示，本征运动频率均为 104.0kHz。

5.5 小结

我们研究了具有椭圆轮廓的 TEM₀₀ 模高斯光束的偏振对光俘获纳米粒子动力学性质的影响。根据矢量衍射理论，计算了入射光束轮廓为圆形和椭圆时强聚焦光束焦平面上的强度分布。对于理想圆基模高斯光束，焦平面上强度分布为椭圆形，椭圆长轴平行于线性偏振方向，偏振角度不影响其椭圆度。对于微椭圆高斯光束，焦平面上强度分布由入射光偏振和光束横截面椭圆轮廓共同决定。实验上测量了光悬浮纳米粒子的质心运动的功率谱密度，证明了随着线性偏振方向的改变，粒子径向的两个本征频率呈现一个余弦函数的周期性变化。该研究提供了一种精确操控光悬浮纳米粒子的方法。此外，也可以根据粒子动力学性质来评估强聚焦光束焦点区域的强度分布。

参考文献

- [1] E. Wolf. Electromagnetic Diffraction in Optical Systems - I. An Integral Representation of the Image Field. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1959, 253, 349–357.
- [2] B. Richards, and E. Wolf. Electromagnetic Diffraction in Optical Systems - II. Structure of the Image Field in an Aplanatic System. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1959, 253, 358–379.
- [3] R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs. Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam. *Physical Review Letters*, 2003, 91, 233901.
- [4] L. M. Davis. Theory of Electromagnetic Beams. *Physical Review A*, 1979, 19, 1177–1179.
- [5] A. Wünsche. Transition from the Paraxial Approximation to Exact Solutions of the Wave Equation and Application to Gaussian Beams. *Journal of the Optical Society of America A-Optics Image Science and Vision*, 1992, 9, 765–774.
- [6] Baida Lü, and Kailiang Duan. Nonparaxial Propagation of Vectorial Gaussian Beams Diffracted at a Circular Aperture. *Optics Letters*, 2003, 28, 2440–2442.
- [7] Bo Huang, Mark Bates, and Xiaowei Zhuang. Super-resolution Fluorescence Microscopy. *Annual Review of Biochemistry*, 2009, 78, 993–1016.
- [8] Gabriel Schnoering, Lisa V. Poulikakos, Yoseline Rosales-Cabara, Antoine Canaguier-Durand, David J. Norris, and Cyriaque Genet. Three-Dimensional Enantiomeric Recognition of Optically Trapped Single Chiral Nanoparticles. *Physics Review Letters*, 2018, 121, 023902.
- [9] Mai Trang Do, Thi Thanh Ngan Nguyen, Qinggele Li, Henri Benisty, Isabelle Ledoux-Rak, and Ngoc Diep Lai. Submicrometer 3D Structures Fabrication Enabled by One-Photon Absorption Direct Laser Writing. *Optics Express*, 2013, 21, 20964–20973.
- [10] Eric Betzig, and Robert J. Chichester. Single Molecules Observed by Near-Field Scanning Optical Microscopy. *Science*, 1993, 262, 1422–1425.
- [11] S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Glöckl, and G. Leuchs. Focusing Light to a Tighter Spot. *Optics Communication*, 2000, 179, 1–7.
- [12] Xiang Hao, Cuifang Kuang, Tingting Wang, and Xu Liu. Effects of Polarization on the De-Excitation Dark Focal Spot in STED Microscopy. *Journal of Optics*, 2010, 12, 115707.
- [13] Martin Frimmer, Jan Gieseler, and Lukas Novotny. Cooling Mechanical Oscillators by

Coherent Control. *Physics Review Letters*, 2016, 117, 163601.

[14] René Reimann, Michael Doderer, Erik Hebestreit, Rozenn Diehl, Martin Frimmer, Dominik Windey, Felix Tebbenjohanns, and Lukas Novotny. GHz Rotation of an Optically Trapped Nanoparticle in Vacuum. *Physics Review Letters*, 2018, 121, 033602.

[15] Jonghoon Ahn, Zhujing Xu, Jaehoon Bang, Yu-Hao Deng, Thai M. Hoang, Qinkai Han, Ren-Min Ma, and Tongcang Li. Optically Levitated Nanodumbbell Torsion Balance and GHz Nanomechanical Rotor. *Physics Review Letters*, 2018, 121, 033603.

[16] A. S. van de Nes, L. Billy, S. F. Pereira, and J. J. M. Braat. Calculation of the vectorial field distribution in a stratified focal region of a high numerical aperture imaging system. *Optics Express*, 2004, 12, 1281–1293.

第六章 光悬浮纳米粒子的模式分裂

6.1 引言

谐振子耦合相互作用系统中的相干性在基础物理问题的研究中具有重要意义和广泛的应用。在两个谐振子的弱耦合条件下,一个三能级原子中 Fano 效应会导致电磁感应透明(EIT)^[1-4],由于电磁感应透明窗口的低吸收性,被广泛的应用于光冷却、相干光信息存储^[5-9]甚至是量子态的存储等研究中^[10-12]。当两个谐振子系统之间的能量交换速率大于阻尼速率时,系统处于一个强耦合状态,强相互作用会导致系统本征频率分裂,这种相干现象被称为正交模式分裂或 Autler-Townes 分裂。它通常可以作为一个强耦合的标准,比如在探索原子辐射本质^[13-16]和量子信息过程中单光子源^[17-19]、量子逻辑门^[20,21]甚至量子开关^[22]等相关研究中。

在两个谐振子系统的弱耦合情况下,环形微谐振腔和二氧化硅微球光力学系统中的光力诱导透明和光力学暗态的相干效应已经被证明^[23,24]。但是力学量子态和光子与力学模式之间的态转换是必须在强耦合状态下才可以实现的^[25-27]。在光力学系统中,实验上观察到了正交模式分裂^[26]。这些研究激发了在光力学系统和粒子领域的长寿命激发中光脉冲的延迟、减速和存储^[28-31]等。最近,在腔耦合光力学系统中通过反馈增强弱耦合相互作用,转变成强耦合状态,实现正交模式的分裂^[32,33]。

近年来,量子动力学中非厄米系统成为量子信息处理和计量学的研究热点。在原子^[34-38]和光力学系统中^[39-41],非厄米物理和时间对称性^[34]受到越来越多的关注。非厄米系统引起的非么正变化变换^[38]和非互易变化^[39-41]等许多有趣的现象已经被证明。对于光悬浮纳米粒子这一光力学系统,其本质上与热浴相隔离,消除了由悬臂引入的加热和退相干的限制。在高真空中,该系统的质量因子预期可以达到 10^{12} 。最近许多小组在实验上实现了微米和纳米尺度粒子的俘获和冷却^[42-46],俘获粒子的寿命可以维持几天时间。然而到目前为止,仍然没有观测到光悬浮纳米粒子质心运动的正交模式分裂。

本章中,主要研究光悬浮纳米粒子系统中强耦合作用下的正交模式分裂现象。通过相位锁定技术,将一个正弦信号相位锁定到纳米粒子的运动信号上,从而得到一个有阻尼的谐振运动信号。将这个信号反馈到俘获激光的功率调制上,实现了与纳米粒子之间的强耦合相互作用。由于两个谐振子之间的耦合是由反馈引起的,伴随有加热

和冷却效果。测量光悬浮纳米粒子在厄米和非厄米强耦合条件下的正交模式分裂和其伴随有的冷却和加热效果。

6.2 谐振子耦合系统

用一个谐振子耦合系统来介绍光悬浮纳米粒子正交模式分裂的原理。在一个耦合谐振子系统中，包含有两个谐振子。对于光悬浮纳米粒子系统，其中一个是因空气分子热运动碰撞导致纳米粒子在光学势阱中的运动。另一个是外部谐振子，是通过相位锁定纳米粒子的质心运动产生的。将外部谐振子信号通过反馈加载到俘获激光上，与纳米粒子相互作用，这样可以实现两个谐振子之间的耦合。其中，外部谐振子的阻尼率可以通过调节相位锁定环路的带宽来调节。图 6.1 是两个谐振子耦合系统原理图。两个弹性系数分别为 k_1 、 k_2 的弹簧，其中一端固定到墙上，另一端分别连接有一个粒子 m_1 、 m_2 ，两个粒子质量为 $m_1 = m_2 = m$ 。对于两个独立的谐振子，弹性系数都为 $k_1 = k_2 = k$ 时，则两个谐振子具有相同的本征频率， $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0 = \sqrt{k/m}$ 。考虑这两个粒子之间的相互作用时，弹性系数为 k_c ，对应的耦合强度为 $g = \sqrt{k_c/m}$ 。下面分别讨论两个谐振子之间的厄米耦合和非厄米耦合两种情况。

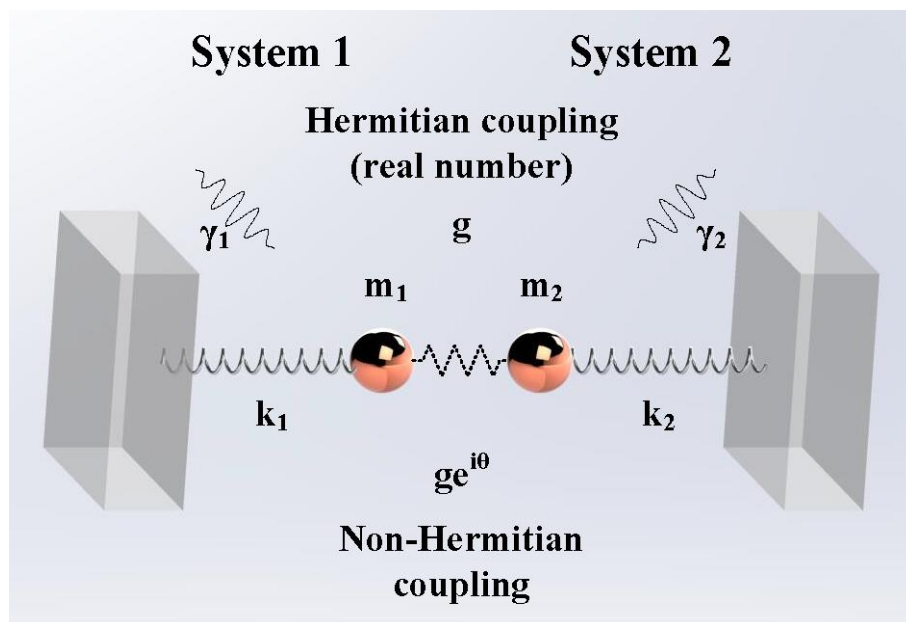


图 6.1 谐振子耦合系统原理图

6.2.1 厄米耦合

在厄米耦合谐振子系统中，两个谐振子之间的耦合强度 $g_{12} = g_{21}^* = g e^{-i\phi}$ ，其满足厄米哈密顿函数：

$$H = \hbar\omega_1 a^\dagger a + \hbar\omega_2 b^\dagger b - \hbar g e^{-i\phi} a b^\dagger - \hbar g e^{i\phi} a^\dagger b = \begin{pmatrix} \omega_1 & -g e^{-i\phi} \\ -g e^{i\phi} & \omega_2 \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

式中， $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ 。相位 ϕ 可以利用么正变换提取出来，

$$U = \begin{pmatrix} e^{-i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\phi/2} \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

通过么正变换，得到等效哈密顿函数：

$$\tilde{H} = U^\dagger H U = \hbar\omega_1 a^\dagger a + \hbar\omega_2 b^\dagger b - \hbar g a b^\dagger - \hbar g a^\dagger b \quad (6.3)$$

根据方程（6.3）等效哈密顿函数，系统的运动方程可以写为：

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1(t) + \gamma_1 \dot{x}_1(t) + \omega_0^2 x_1(t) - g \omega_0 x_2(t) &= \frac{F_{th}}{m} \\ \ddot{x}_2(t) + \gamma_2 \dot{x}_2(t) + \omega_0^2 x_2(t) - g \omega_0 x_1(t) &= 0 \end{aligned} \quad (6.4)$$

式中， $x_1 = a^\dagger + a$ 和 $x_2 = b^\dagger + b$ 是两个谐振子的位移， γ_1 和 γ_2 是两个谐振子的阻尼率。

随机项 F_{th} 是由空气分子热运动碰撞导致的，引入郎之万驱动力和阻尼，满足方程：

$$\langle F_{th}(t) F_{th}(t') \rangle = 2m\gamma_1 k_B T \delta(t-t') \quad (6.5)$$

式中， k_B 是玻尔兹曼常数， T 是环境温度。

在谐振子耦合系统中，关注谐振子 1 运动的功率谱密度，即方程（6.4）的解。通过傅里叶变化，整理可以得到谐振子 1 质心运动功率谱密度为：

$$S_1^x(\omega) = \frac{2k_B T}{m} \frac{\gamma_1}{\left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - A \right]^2 + [\gamma_1 \omega + B]^2} \quad (6.6)$$

式中， A 和 B 分别为：

$$\begin{aligned} A &= \frac{(\omega_0 g)^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2 \omega^2} \\ B &= \frac{(\omega_0 g)^2 \gamma_2 \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2 \omega^2} \end{aligned} \quad (6.7)$$

式中， ω 为分析频率。

图 6.2 是厄米耦合谐振子系统中谐振子 1 的功率谱密度的理论计算结果。两个谐振子的阻尼率相同， $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ 。改变耦合强度分别为 $g = 0$ 、 $g = 0.6\gamma_2$ 、 $g = \gamma_2$ 和 $g = 1.5\gamma_2$ 时计算结果如图 (a1) - (a4) 所示。从图中可以看出，在强耦合系统中，随

着耦合强度的增大, 出现正交模式分裂, 并且两个峰的频率差逐渐增大。当两个谐振子阻尼率关系为 $\gamma_1 = 5\gamma_2$ 时, 改变耦合强度分别为 $g = 0$ 、 $g = \gamma_2$ 、 $g = 2\gamma_2$ 和 $g = 2.5\gamma_2$ 时计算结果如图 (b1) - (b4) 所示。耦合强度较小时, 功率谱密度呈现一个类 EIT 形状。增大耦合强度, 系统进入强耦合状态, 出现模式分裂。

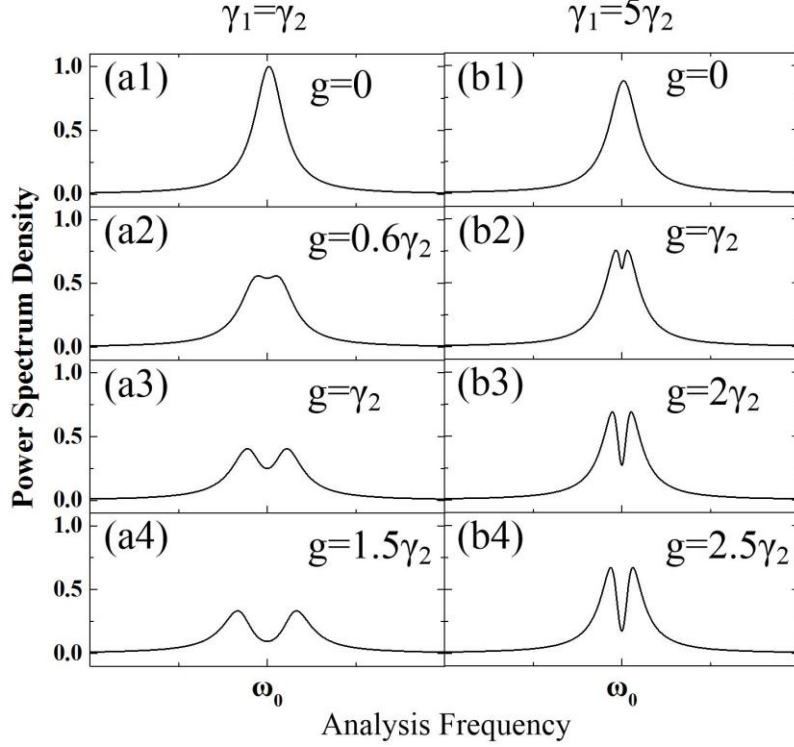


图 6.2 厄米耦合谐振子系统正交模式分裂

6.2.2 非厄米耦合

谐振子耦合系统处于非厄米耦合状态下时, 耦合强度 $g_{12} \neq g_{21}^*$, 这里定义 $g_{12} = ge^{-i2\theta}$, $g_{21} = g$, 相应的非厄米哈密顿函数为:

$$NH = \hbar\omega_1 a^\dagger a + \hbar\omega_2 b^\dagger b - \hbar ge^{-i2\theta} ab^\dagger - \hbar ga^\dagger b = \begin{pmatrix} \omega_1 & -ge^{-i2\theta} \\ -g & \omega_2 \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

仍然利用方程 (6.2) 么正变换, 得到的等效哈密顿函数可以写为:

$$N\tilde{H} = U^\dagger NHU = \hbar\omega_1 a^\dagger a + \hbar\omega_2 b^\dagger b - \hbar ge^{-i\theta} ab^\dagger - \hbar ge^{-i\theta} a^\dagger b \quad (6.9)$$

因此, 非厄米耦合谐振子系统的运动方程为:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1(t) + \gamma_1 \dot{x}_1(t) + \omega_0^2 x_1(t) - g\omega_0 e^{-i\theta} x_2(t) &= \frac{F_{th}}{m} \\ \ddot{x}_2(t) + \gamma_2 \dot{x}_2(t) + \omega_0^2 x_2(t) - g\omega_0 e^{-i\theta} x_1(t) &= 0 \end{aligned} \quad (6.10)$$

通过傅里叶变换, 可以得到谐振子 1 的功率谱密度为:

$$S_1^x(\omega) = \frac{2k_B T}{m} \frac{\gamma_1}{\left[(\omega_0^2 - \omega^2) - A \right]^2 + [\gamma_1 \omega + B]^2} \quad (6.11)$$

式中，A 和 B 分别为：

$$A = \cos \theta \frac{\omega_0^2 g^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2 \omega^2} + \sin \theta \frac{\omega_0^2 g^2 \gamma_2 \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2 \omega^2}$$

$$B = \cos \theta \frac{\omega_0^2 g^2 \gamma_2 \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2 \omega^2} - \sin \theta \frac{\omega_0^2 g^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2 \omega^2} \quad (6.12)$$

耦合相位 $\theta = 0$ 时，两个谐振子厄米耦合。相位 θ 偏离零点时，出现非对称的模式分裂，如图 6.3 所示。两个谐振子阻尼率相同，并且两个谐振子的耦合强度等于阻尼率时，改变耦合相位为 $\theta = -40 \text{ deg}$ 、 $\theta = -20 \text{ deg}$ 、 $\theta = 0 \text{ deg}$ 、 $\theta = 20 \text{ deg}$ 和 $\theta = 40 \text{ deg}$ 时，计算结果如图 (a1) - (a5) 所示。谐振子 1 的功率谱密度分裂后的两个峰高度不同，其高度差决定于相位差的大小。峰值的大小代表系统的增益和损耗。图 (b1) - (b5) 中两个谐振子的阻尼率关系为 $\gamma_1 = 5\gamma_2$ ，耦合强度 $g = 2\gamma_2$ 时的计算结果。从上到下耦合相位依次是 $\theta = -40 \text{ deg}$ 、 $\theta = -20 \text{ deg}$ 、 $\theta = 0 \text{ deg}$ 、 $\theta = 20 \text{ deg}$ 和 $\theta = 40 \text{ deg}$ 。

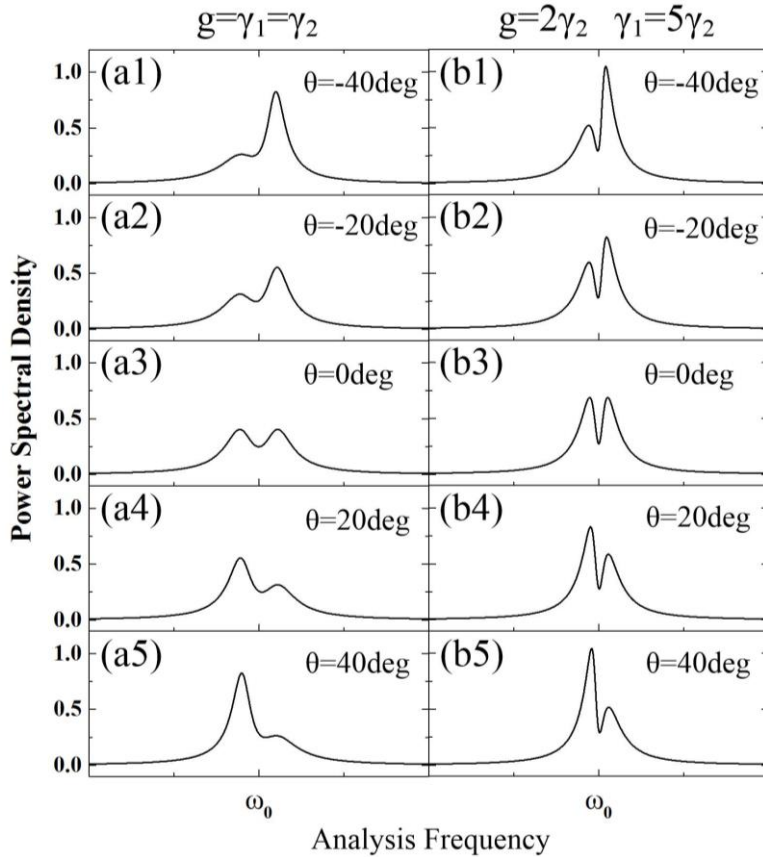


图 6.3 非厄米耦合谐振子系统正交模式分裂

在两个谐振子耦合系统中，作用在粒子上的变化力 F_{th} 可以被测量到，然后将其反馈到粒子上，这样就可以产生正交模式分裂，同时伴随有对粒子运动的冷却和加热效应。对于厄米耦合谐振子系统，变化力 F_{th} 会减小，这时系统处于冷却状态。当耦合相位 θ 偏离零点，系统处于非厄米耦合状态时，随着相位的增大，系统由冷却逐渐变为加热状态。

6.3 正交模式分裂

6.3.1 纳米粒子的俘获与测量

图 6.4 是实验装置原理图。从一个单频半导体泵浦激光器出射一束波长为 1064nm 的平行 TEM00 模高斯光束，光束横截面光斑大小为 $2\omega_x \times 2\omega_y = 3.38mm \times 3.16mm$ 。光束经过一个声光调制器 (AOM) 来移频，调制频率为 110MHz。入射光偏振为水平线性偏振。利用一个高数值孔径的非球面镜 (Thorlabs C330TMDC) 来聚焦激光，产生一个稳定的三维势阱，用来俘获纳米粒子。非球面镜数值孔径为 0.68。实验测得在焦点处腰斑大小为 $\omega_{0x} \times \omega_{0y} \times \omega_{0z} = 0.80\mu m \times 0.83\mu m \times 1.9\mu m$ ，光束传播方向的腰斑为瑞利长度。然后使用另一个同样的非球面镜准直这束聚焦激光。这两个非球面镜放置于一个真空气室中。

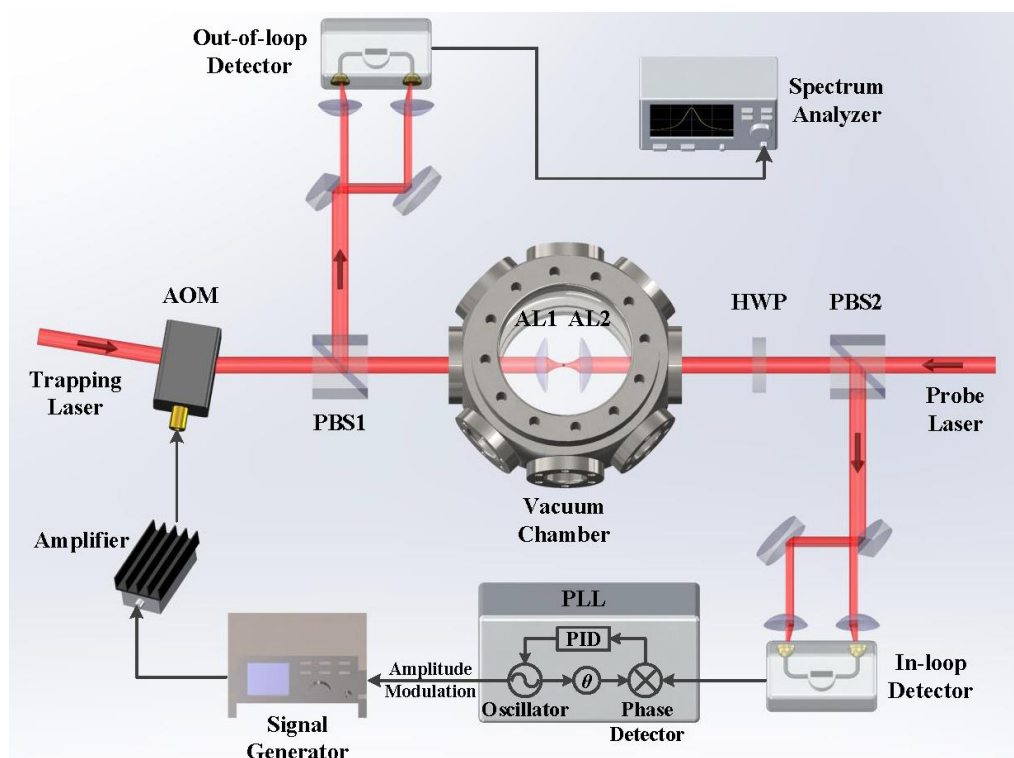


图 6.4 实验装置原理图

真空气室的出射光可以分为两部分，分别为粒子的散射光和非散射光。这两部分光的干涉强度正比于光阱中粒子的位移，因此出射光可以用来测量粒子的运动信号。用一个 D 形反射镜将光束沿横截面等分为两部分，这两部分光分别进入一个平衡零拍探测器的探头，测量其差信号可以得到粒子的质心运动信号。这个探测器称为环路内探测器。在真空气室右侧，通过一个偏振分束棱镜耦合入射一束探测激光，其频率相对俘获光移频 110MHz，偏振为垂直线性偏振，与俘获光偏振垂直。探测光功率相对于俘获光非常微弱，对俘获粒子质心运动的影响可以忽略不计。用这束光来测量粒子的质心运动信号，其探测原理与环路内探测器相同，这个探测器称为环路外探测器。

俘获激光功率为 200mW，压强为 300Pa 时，用环路内探测器测得粒子质心运动的功率谱密度如图 6.5 所示。测量分辨率带宽为 $RBW = 5\text{Hz}$ ，视频带宽为 $VBW = 5\text{Hz}$ 。此时，光俘获纳米粒子的质心运动的功率谱是洛伦兹形的。在径向和轴向粒子的三个本征运动频率分别为 $\omega_x = 2\pi \times 96.0\text{kHz}$ 、 $\omega_y = 2\pi \times 118.9\text{kHz}$ 、 $\omega_z = 2\pi \times 32.2\text{kHz}$ 。相应的三个方向本征运动的阻尼率分别为 $\gamma_x = 2\pi \times 0.80\text{kHz}$ 、 $\gamma_y = 2\pi \times 0.74\text{kHz}$ 、 $\gamma_z = 2\pi \times 0.65\text{kHz}$ 。

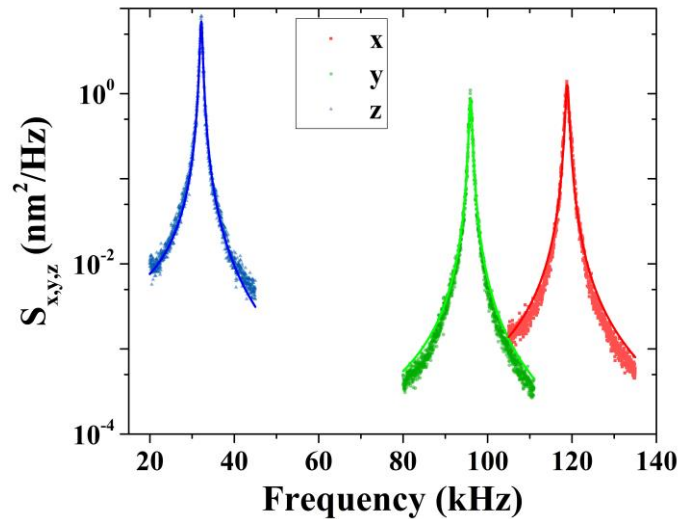


图 6.5 粒子质心运动的功率谱密度

6.3.2 相位锁定环路

为了实现两个谐振子之间的强耦合，将一个外部的正弦信号通过相位锁定技术，与环路内探测器测到的粒子 x 方向的运动信号同步。正弦信号的频率与粒子 x 方向的本征频率相同， $\omega = 2\pi \times 96.0\text{kHz}$ 。相位锁定环路内，相位和带宽可以很简单的调节。这样外部正弦信号成为了一个有阻尼的谐振子。这个外部谐振子相当于粒子谐振

子的复制，但是通过调节相位锁定环路的带宽可以改变外部谐振子的阻尼率。此外，调节相位锁定环路的相位可以改变两个谐振子之间的耦合相位。

实验中相位锁定是通过一个锁相放大器来实现的，型号为 Zurich Instruments HF2LI 50 MHz Lock-in Amplifier。锁相放大器需要用软件 LabOne 来控制。图 6.6 是软件 LabOne 的相位锁定环路控制界面，图 6.7 为相应的原理图（参考 Zurich instruments HF2 User Manual）。相位锁定环路可以分为三部分，分别为数字信号源、混频解调器、比例积分微分（PID）控制器。输入信号为俘获粒子在 x 方向的质心运动信号。锁相放大器数字信号源产生的正弦信号作为外部信号，与输入信号混频，通过一个低通滤波器滤掉高频信号，可以得到误差信号。低通滤波器的带宽需要根据目标带宽来设置，一般是目标带宽的 2 倍左右。如果低通滤波器的带宽太小，可能导致滤掉部分有用的误差信号，如果带宽太大，会引入较多的额外噪声。这里，可以通过调节目标带宽来改变外部谐振子的阻尼率。将误差信号通过 PID 控制器反馈到数字信号源上，可以将外部正弦信号锁定到输入信号上。在 PID 控制器中，一般使用比例积分（PI）模式。使用相位锁定环路控制界面右侧的 Advisor，可以根据设定的目标带宽和相位探测器相关参数计算出最佳的 P、I、D 值。通过 Setpoint 来改变误差信号的相位，可以调节两个谐振子之间的相对耦合相位。

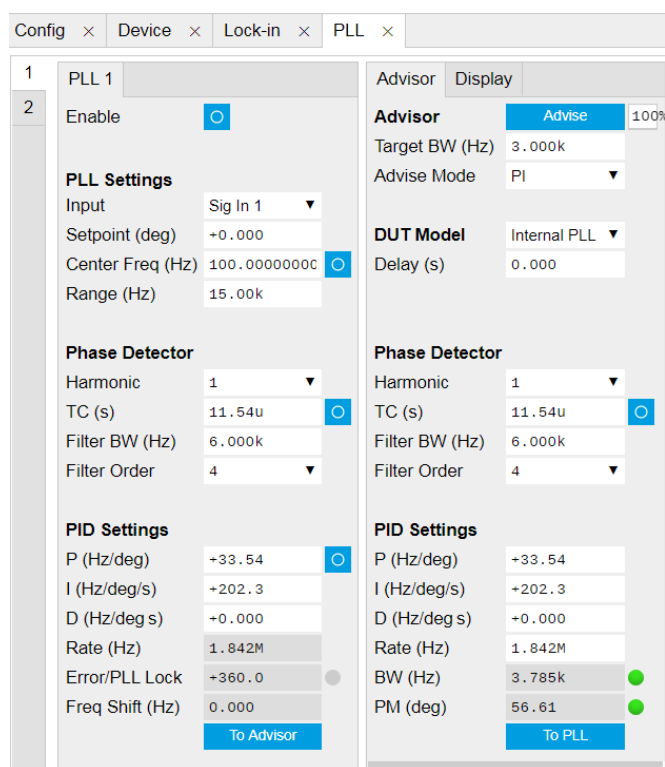


图 6.6 LabOne 相位锁定环路控制界面

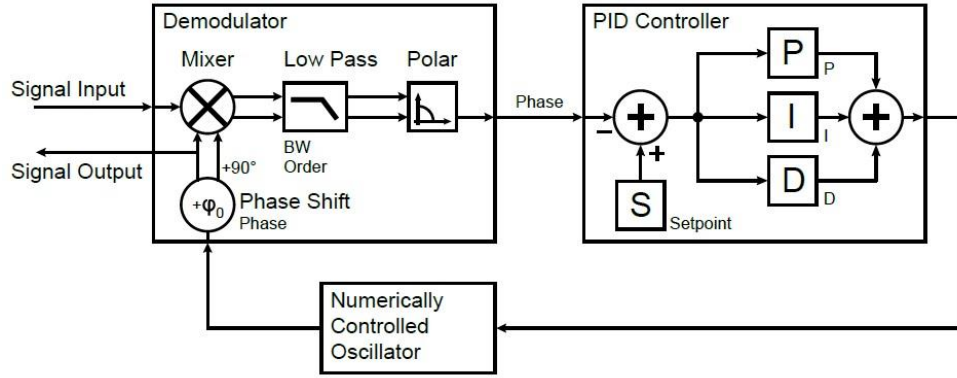


图 6.7 LabOne 相位锁定环路原理图

将环路内探测器测到的粒子 x 方向的运动信号作为输入信号，通过相位锁定环路产生的外部谐振子功率谱密度如图 6.8 所示。图 (a) 为粒子在 x 方向本征运动的功率谱密度，通过方程 (4.4) 拟合可以得到粒子运动的阻尼率为 $\gamma_x = 2\pi \times 0.80\text{kHz}$ 。图 (b) 为锁相放大器数字信号源产生的正弦信号，角频率为 $\omega = 2\pi \times 96.0\text{kHz}$ ，与粒子 x 方向的本征频率相同。将外部正弦信号相位锁定在粒子 x 方向的运动信号上。相位锁定环路带宽 $BW > \gamma_x$ 时得到的输出信号即外部谐振子功率谱密度如图 (c) 所示，相位锁定环路带宽为 $BW = 2\pi \times 3\text{kHz}$ ，得到的输出信号阻尼率为 $\gamma_{out1} = 2\pi \times 0.76\text{kHz}$ ，与粒子 x 方向运动阻尼率基本相同。图 (d) 为相位锁定环路带宽为 $BW = 2\pi \times 0.5\text{kHz}$ 时得到的输出信号功率谱密度，其阻尼率为 $\gamma_{out2} = 2\pi \times 0.31\text{kHz}$ ，小于粒子 x 方向运动阻尼率。

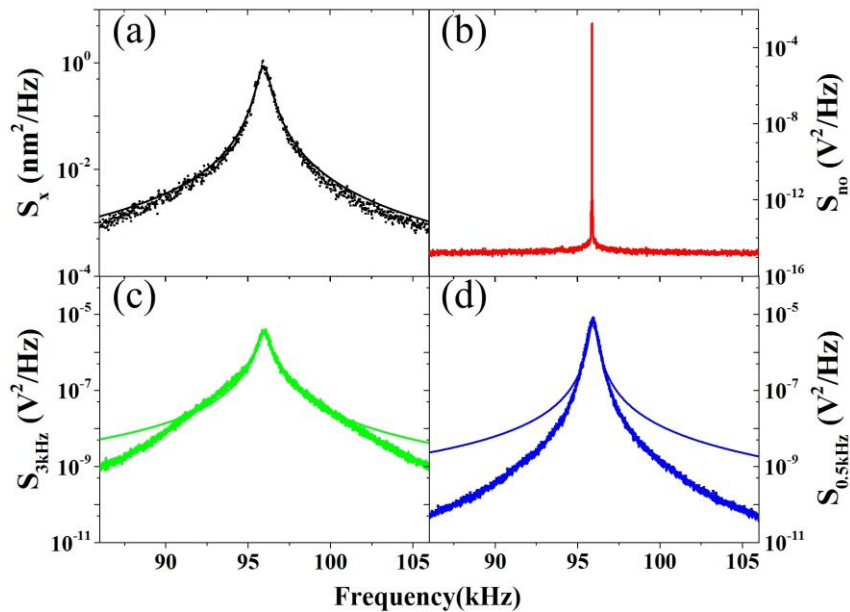


图 6.8 相位锁定环路产生的外部谐振子

6.3.3 模式分裂的测量

将通过相位锁定技术获得的外部谐振子反馈到的俘获激光声光调制器的驱动信号源上 (SMB 100A R&S), 通过振幅调制可以改变俘获光的功率, 从而实现外部谐振子和粒子之间的相互作用。驱动信号源有较大的振幅调制带宽 ($BW = 1MHz$), 可以满足实验需求。这样, 光悬浮纳米粒子系统成为了一个谐振子耦合系统, 并且可以实现谐振子之间的强耦合。这个系统中, 两个谐振子之间的耦合强度和相位调节都比较简单, 并且外部谐振子的阻尼率也可以改变。

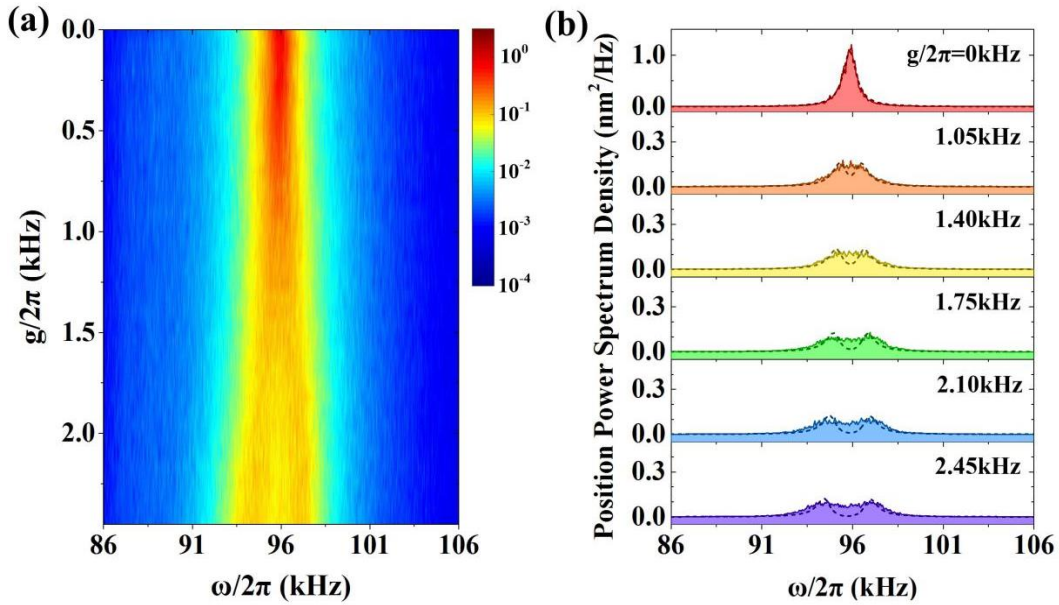


图 6.9 两个谐振子阻尼率 $\gamma_{out1} = \gamma_x$ 的正交模式分裂

图 6.9 是环路外探测器测得的加上反馈后粒子 x 方向质心运动的功率谱密度。此时, 两个谐振子之间满足厄米耦合, 相对耦合相位为 $\theta = 0$ 。锁相环路低通滤波器带宽为 3kHz, 大于粒子 x 方向运动阻尼率, 则外部谐振子功率谱密度如图 6.8 (c) 所示, 其阻尼率与粒子 x 方向阻尼率相同。测量过程中, 改变声光调制器驱动信号源的振幅调制深度, 即改变两个谐振子之间的耦合强度, 测得结果如图 (b) 所示, 从上到下耦合强度依次为 $g/2\pi = 0kHz$ 、 $g/2\pi = 1.05kHz$ 、 $g/2\pi = 1.4kHz$ 、 $g/2\pi = 1.75kHz$ 、 $g/2\pi = 2.1kHz$ 、 $g/2\pi = 2.45kHz$ 。从图中可以看出, 在这种情况下, 粒子质心运动功率谱出现正交模式分裂, 并且随着两个谐振子之间耦合强度的增大, 功率谱密度中的两个峰间距逐渐变大, 峰高度降低。利用方程 (6.4) 拟合, 可以得到不同耦合强度下对应的粒子质心运动的温度为 300K、120K、115K、110K、120K、120K。因此, 谐振子处于厄米耦合状态时, 会出现正交模式分裂, 并伴随有

冷却效应。图 (a) 是不同耦合强度下测得的功率谱密度的俯视图，图中颜色梯度表示功率谱密度的幅度，从中可以明显看出正交模式分裂现象。

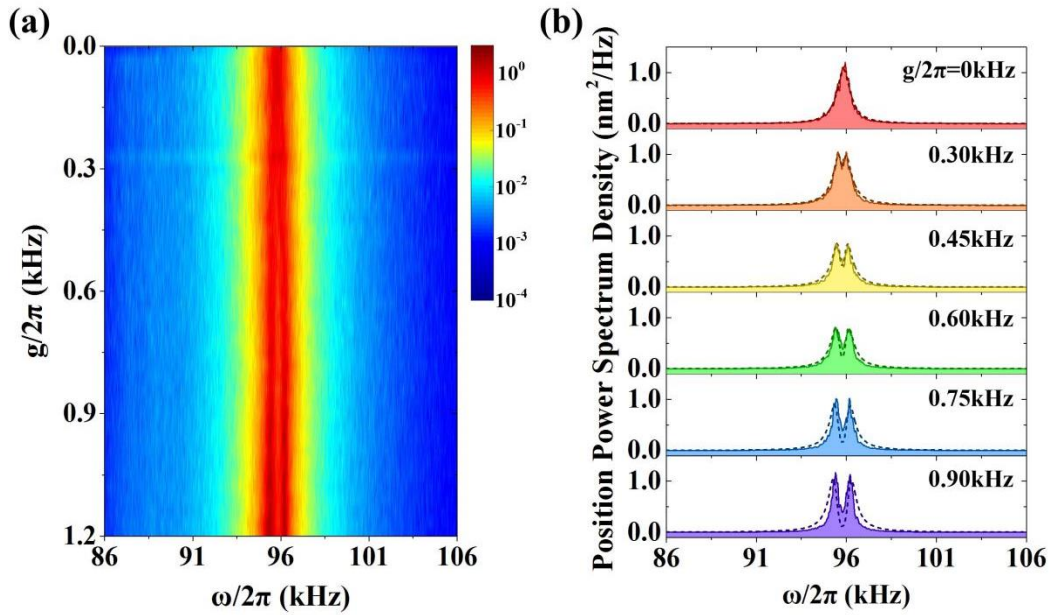


图 6.10 外部谐振子阻尼率 $\gamma_{out2} < \gamma_x$ 的正交模式分裂

减小锁相环路低通滤波器带宽，使得外部谐振子阻尼率小于粒子 x 方向运动阻尼率。此时，外部谐振子功率谱密度如图 6.8(d) 所示，阻尼率为 $\gamma_{out2} = 2\pi \times 0.31 \text{kHz}$ 。同样，测量不同谐振子耦合强度下粒子运动功率谱密度如图 6.10 所示。图 (b) 中从上到下耦合强度依次为 $g/2\pi = 0 \text{kHz}$ 、 $g/2\pi = 0.3 \text{kHz}$ 、 $g/2\pi = 0.45 \text{kHz}$ 、 $g/2\pi = 0.6 \text{kHz}$ 、 $g/2\pi = 0.75 \text{kHz}$ 、 $g/2\pi = 0.9 \text{kHz}$ 。耦合强度较小时，功率谱密度呈现类 EIT 现象，中间有小的凹陷窗口。不同耦合强度下对应的粒子质心运动的温度为 300K、350K、350K、350K、400K、480K。这种情况下，随着耦合强度的增大，拟合得到的温度逐渐变高，是因为相位锁定环路中的低通滤波器带宽边界的相位平移导致的。

最后，测量了非厄米耦合情况下，粒子质心运动的功率谱密度，如图 6.11 所示。相位锁定环路带宽为 3kHz，外部谐振子阻尼率与粒子 x 方向运动阻尼率基本上相同。两个谐振子之间的耦合强度为 $g/2\pi = 2.1 \text{kHz}$ 。相对耦合相位偏离零点时，正交模式分裂出现非对称形状，其中一个峰放大，另外一个峰减小。并且随着相对耦合相位的增大，两个峰高度差变大。耦合相位正负变化时，功率谱密度的非对称形状也会反转。当耦合相位从 0 到 15 度时，系统冷却的温度保持在 120K 不变。继续增大相对耦合相位时，系统温度会逐渐升高，一直到系统变为加热状态。

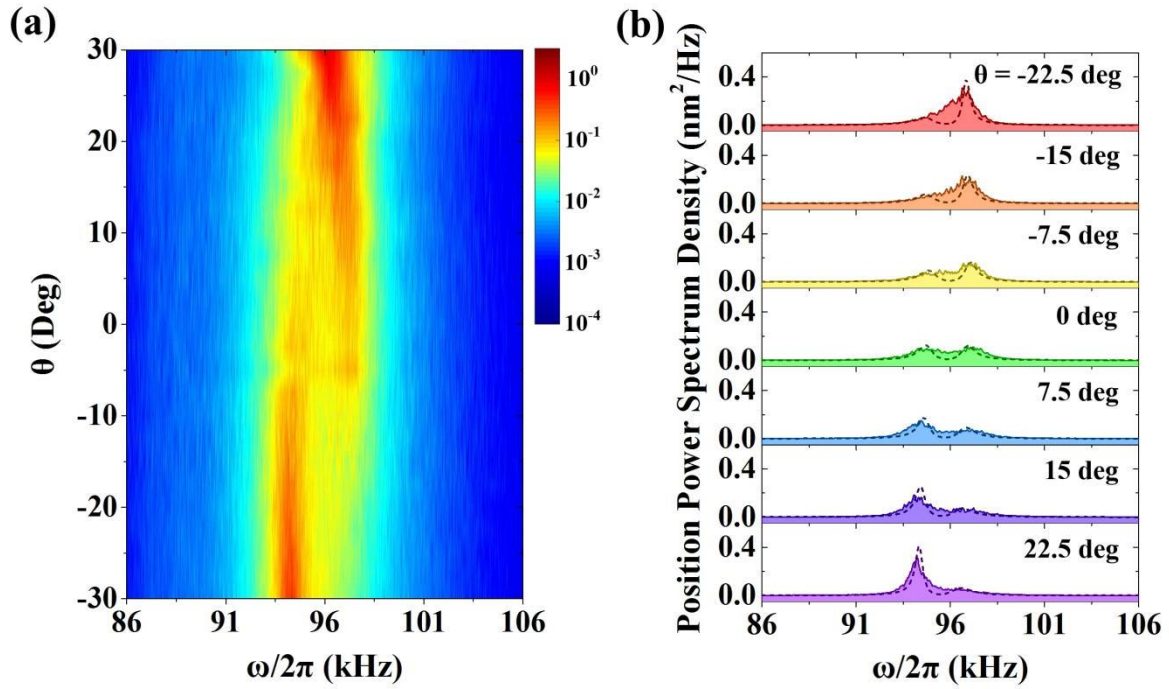


图 6.11 非厄米耦合模式分裂

6.4 小结

在自由空间光悬浮谐振子系统中，我们通过反馈控制实现了强耦合体系下的正交模式分裂。将外部谐振子相位锁定到纳米粒子的质心运动上，反馈俘获激光功率，与纳米粒子相互作用。这种方案与以前的工作不同^[33]，将测量的质心运动信号直接反馈到纳米粒子上来实现冷却。因此，这个系统可以视为一个耦合谐振子系统，同时伴随有冷却和加热效应。此外，通过调节反馈幅度和相对耦合相位可以实现厄米耦合和非厄米耦合的正交模式分裂。这项工作可以用于经典或者量子领域的信号存储和检索，以及研究基态光悬浮纳米粒子的量子力学现象。

参考文献

- [1] Stephen E. Harris. Electromagnetically Induced Transparency. *Physics Today*, 1997, 50, 36-42.
- [2] J. P. Marangos. Electromagnetically Induced Transparency. *Journal of Modern Optics*, 1998, 45, 471-503.
- [3] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, and Jonathan P. Marangos. Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77, 633-673.
- [4] K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris. Observation of Electromagnetically Induced Transparency. *Physics Review Letters*, 1991, 66, 2593-2596.
- [5] Lene Vestergaard Hau, S. E. Harris, Zachary Dutton, and Cyrus H. Behroozi. Light Speed Reduction to 17 Metres Per Second in an Ultra-Cold Atomic Gas. *Nature*, 1999, 397, 594-598.
- [6] Michael M. Kash, Vladimir A. Sautenkov, Alexander S. Zibrov, L. Hollberg, George R. Welch, Mikhail D. Lukin, Yuri Rostovtsev, Edward S. Fry, and Marlan O. Scully. Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas. *Physics Review Letters*, 1999, 82, 5229-5232.
- [7] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk. Nonlinear Magneto-optics and Reduced Group Velocity of Light in Atomic Vapor with Slow Ground State Relaxation. *Physics Review Letters*, 1999, 83, 1767-1770.
- [8] Chien Liu, Zachary Dutton, Cyrus H. Behroozi, and Lene Vestergaard Hau. Observation of Coherent Optical Information Storage in an Atomic Medium Using Halted Light Pulses. *Nature*, 2001, 409, 490.
- [9] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin. Storage of Light in Atomic Vapor. *Physics Review Letters*, 2001, 86, 783-786.
- [10] Kazuhito Honda, Daisuke Akamatsu, Manabu Arikawa, Yoshihiko Yokoi, Keiichirou Akiba, Satoshi Nagatsuka, Takahito Tanimura, Akira Furusawa, and Mikio Kozuma. Storage and Retrieval of a Squeezed Vacuum. *Physics Review Letters*, 2008, 100, 093601.
- [11] Jürgen Appel, Eden Figueroa, Dmitry Korystov, M. Lobino, and A. I. Lvovsky. Quantum Memory for Squeezed Light. *Physics Review Letters*, 2008, 100, 093602.
- [12] Zhongxiao Xu, Yuelong Wu, Long Tian, Lirong Chen, Zhiying Zhang, Zhihui Yan, Shujing Li, Hai Wang, Changde Xie, and Kunchi Peng. Long Lifetime and High-Fidelity

Quantum Memory of Photonic Polarization Qubit by Lifting Zeeman Degeneracy. *Physics Review Letters*, 2013, 111, 240503.

[13] E. M. Purcell. *Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies*. Springer, 1995, 839.

[14] A. Ganesh Vaidyanathan, William P. Spencer, and Daniel Kleppner. Inhibited Absorption of Blackbody Radiation. *Physics Review Letters*, 1981, 47, 1592-1595.

[15] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche. Observation of Cavity-Enhanced Single-Atom Spontaneous Emission. *Physics Review Letters*, 1983, 50, 1903-1906.

[16] W. Jhe, A. Anderson, E.A. Hinds, D. Meschede, L. Moi, and S. Haroche. Suppression of Spontaneous Decay at Optical Frequencies: Test of Vacuum-Field Anisotropy in Confined Space. *Physics Review Letters*, 1987, 58, 666-669.

[17] Markus Hijlkema, Bernhard Weber, Holger P. Specht, Simon C. Webster, Axel Kuhn, and Gerhard Rempe. A Single-photon Server with Just One Atom. *Nature Physics*, 2007, 3, 253-255.

[18] Axel Kuhn, Markus Hennrich, and Gerhard Rempe. Deterministic Single-Photon Source for Distributed Quantum Networking. *Physics Review Letters*, 2002, 89, 067901.

[19] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, R. Miller, J. R. Buck, A. Kuzmich, and H. J. Kimble. Deterministic Generation of Single Photons from One Atom Trapped in a Cavity. *Science*, 2004, 303, 1992-1994.

[20] Wenlan Chen, Kristin M. Beck, Robert Bücke, Michael Gullans, Mikhail D. Lukin, Haruka Tanji-Suzuki, and Vladan Vuletić. All-Optical Switch and Transistor Gated by One Stored Photon. *Science*, 2013, 341, 768-770.

[21] S. Debnath, N. M. Linke, C. Figgatt, K. A. Landsman, K. Wright, and C. Monroe. Demonstration of a Small Programmable Quantum Computer with Atomic Qubits. *Nature*, 2016, 536, 63-66.

[22] T. G. Tiecke, J. D. Thompson¹, N. P. de Leon, L. R. Liu, V. Vuletic, and M. D. Lukin. Nanophotonic Quantum Phase Switch with a Single Atom. *Nature*, 2014, 508, 241-244.

[23] Stefan Weis, Rémi Rivière, Samuel Deléglise, Emanuel Gavartin, Olivier Arcizet, Albert Schliesser, and Tobias J. Kippenberg. Optomechanically Induced Transparency. *Science*, 2010, 330, 1520-1523.

[24] Chunhua Dong, Victor Fiore, Mark C. Kuzyk, and Hailin Wang. Optomechanical Dark Mode. *Science*, 2012, 338, 1609-1613.

[25] Jing Zhang, Kunchi Peng, and Samuel L. Braunstein. Quantum-State Transfer from

- Light to Macroscopic Oscillators. *Physics Review A*, 68, 013808.
- [26] Young-Shin Park, and Hailin Wang. Resolved-sideband and Cryogenic Cooling of an Optomechanical Resonator. *Nature Physics*, 2009, 5, 489-493.
- [27] Markus Aspelmeyer, Tobias J. Kippenberg, and Florian Marquardt. Cavity Optomechanics. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 86, 1391-1452.
- [28] Albert Schliesser, and Tobias J. Kippenberg. Cavity Optomechanics with Whispering-Gallery Mode Optical Micro-Resonators. *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2010, 58, 207-323.
- [29] D. E. Chang, A. H. Safavi-Naeini, M. Hafezi, and O. Painter. Slowing and Stopping Light Using an Optomechanical Crystal Array. *New Journal of Physics*, 2011, 13, 023003.
- [30] Ying-Dan Wang, and Aashish A. Clerk. Using Interference for High Fidelity Quantum State Transfer in Optomechanics. *Physics Review Letters*, 2012, 108, 153603.
- [31] Lin. Tian. Adiabatic State Conversion and Pulse Transmission in Optomechanical Systems. *Physics Review Letters*, 2012, 108, 153604.
- [32] Simon Gröblacher, Klemens Hammerer, Michael R. Vanner, and Markus Aspelmeyer. Observation of Strong Coupling between a Micromechanical Resonator and an Optical Cavity Field. *Nature*, 2009, 460, 724-727.
- [33] Massimiliano Rossi, Nenad Kralj, Stefano Zippilli, Riccardo Natali, Antonio Borrielli, Gregory Pandraud, Enrico Serra, Giovanni Di Giuseppe, and David Vitali. Normal-Mode Splitting in a Weakly Coupled Optomechanical System. *Physics Review Letters*, 2018, 120, 073601.
- [34] Ramy El-Ganainy, Konstantinos G. Makris, Mercedeh Khajavikhan, Ziad H. Musslimani, Stefan Rotter, and Demetrios N. Christodoulides. Non-Hermitian Physics and PT Symmetry. *Nature Physics*, 2018, 14, 11-19.
- [35] Peng Peng, Wanxia Cao, Ce Shen, Weizhi Qu, Jianming Wen, Liang Jiang, and Yanhong Xiao. Anti-parity-time Symmetry with Flying Atoms. *Nature Physics*, 2016, 12, 1139-1145.
- [36] Zhaoyang Zhang, Yiqi Zhang, Jiteng Sheng, Liu Yang, Mohammad-Ali Miri, Demetrios N. Christodoulides, Bing He, Yanpeng Zhang, and Min Xiao. Observation of Parity-Time Symmetry in Optically Induced Atomic Lattices. *Physics Review Letters*, 2016, 117, 123601.
- [37] Jiaming Li, Andrew K. Harter, Ji Liu, Leonardo de Melo, Yogesh N. Joglekar, and Le Luo. Observation of Parity-Time Symmetry Breaking Transitions in a Dissipative Floquet

- System of Ultracold Atoms. *Nature Communication*, 2019, 10, 855.
- [38] Rong Wen, Chang-Ling Zou, Xinyu Zhu, Peng Chen, Z. Y. Ou, J. F. Chen, and Weiping Zhang. Non-Hermitian Magnon-Photon Interference in an Atomic Ensemble. *Physics Review Letters*, 2019, 122, 253602.
- [39] H. Xu, D. Mason, Luyao Jiang, and J.G.E. Harris. Topological Energy Transfer in an Optomechanical System with Exceptional Points. *Nature*, 2016, 537, 80-83.
- [40] Freek Ruesink, Mohammad-Ali Miri, Andrea Alù, and Ewold Verhagen. Nonreciprocity and Magnetic-Free Isolation based on Optomechanical Interactions. *Nature Communication*, 2016, 7, 13662.
- [41] H. Xu, Luyao Jiang, A. A. Clerk, and J. G. E. Harris. Nonreciprocal Control and Cooling of Phonon Modes in an Optomechanical System. *Nature*, 2019, 568, 65-69.
- [42] Tongcang Li, Simon Kheifets, David Medellin, and Mark G. Raizen. Measurement of the Instantaneous Velocity of a Brownian Particle. *Science*, 2010, 328, 1673-1675.
- [43] Jan Gieseler, Bradley Deutsch, Romain Quidant, and Lukas Novotny. Subkelvin Parametric Feedback Cooling of a Laser-Trapped Nanoparticle. *Physical Review Letters*, 2012, 109, 103603.
- [44] P. Z. G. Fonseca, E. B. Aranas, J. Millen, T. S. Monteiro, and P. F. Barker. Nonlinear Dynamics and Strong Cavity Cooling of Levitated Nanoparticles. *Physical Review Letters*, 2016, 117, 173602.
- [45] Muddassar Rashid, Tommaso Tufarelli, James Bateman, Jamie Vovrosh, David Hempston, M. S. Kim, and Hendrik Ulbricht. Experimental Realization of a Thermal Squeezed State of Levitated Optomechanics. *Physical Review Letters*, 2016, 117, 273601.
- [46] Yuanbin Jin, XuDong Yu, and Jing Zhang, Optically levitated nanosphere with high trapping frequency. *SCIENCE CHINA Physics, Mechanics & Astronomy*, 2018, 61, 114221.

第七章 光悬浮纳米粒子的偶极散射

7.1 引言

瑞利散射是指粒子对光或者其他电磁波的弹性散射，其中粒子远小于辐射波长。对于正常色散状态即光频率远大于散射粒子的共振频率，散射强度反比于辐射波长的四次方^[1-5]。瑞利散射是由粒子的电极化性质引起的。光波的振荡电场组分作用于粒子内部的电荷，使它们以一定的频率运动。此时，可以将粒子视为一个偶极子，其辐射光为散射光。粒子的大小与辐射光波长相近或者大于波长时，需要用米氏散射理论^[6-8]、离散偶极近似^[9-12]或者其他理论来处理。瑞利散射适用于相对于光波长较小的粒子，一般的粒子半径小于波长的十分之一，并且粒子的折射率要小，接近于 1。瑞利散射在许多研究中都有着广泛的应用，比如利用共振瑞利散射法来检测物质间相互作用，以及基于瑞利散射设计的分布式光纤等。

在光悬浮系统中，纳米粒子的散射是一个很重要的过程，有着广泛的应用，比如表面增强光谱学、检测、一些非线性现象的研究等^[13-16]。近年来，纳米天线因可以修改其辐射特性和辐射模式受到越来越多的关注^[17-21]。根据米氏理论，高折射率介质纳米粒子内部的电偶极子和磁偶极子共振的干涉可以强烈地影响其散射模式，并依赖于激光的波长，从而产生一些有趣的现象，如零后向散射的 Kerker 型散射^[17]。但是，光的散射研究通常是基于超表面或者基片上的纳米粒子，这种系统中光的散射会受到基片的干扰。

本章中，我们在光悬浮纳米粒子系统中研究偶极子散射成像，可以避免基片对粒子的影响等外界环境的干扰。沿俘获激光的垂直方向，用一束 532nm 激光照明俘获的纳米粒子，利用同一个物镜收集粒子的散射光，通过一个望远镜成像系统进入一个高分辨率的高速 CCD。照明光的波长和光斑远大于俘获粒子的半径和质心运动幅度，粒子对照明光的散射满足瑞利散射条件。改变照明光入射线性偏振的方向，测量偶极子散射成像的样式。同时，研究了特定照明光入射偏振下纳米粒子散射光的偏振特性。

7.2 偶极散射光强的空间分布

电磁辐射的基本方程麦克斯韦方程组为：

$$\begin{aligned}
\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
\nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \\
\nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
\end{aligned} \tag{7.1}$$

式中， $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E}$ ， $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ 。 ε_0 是真空介电常数， μ_0 是真空磁导率，满足：

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2} \tag{7.2}$$

式中， c 为真空中光速。

由于磁感应强度 \mathbf{B} 是无源的，这里引入一个矢量 \mathbf{A} ^[22,23]：

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \tag{7.3}$$

矢量 \mathbf{A} 称为磁场的矢势，其表示在任一时刻， \mathbf{A} 沿任一闭合回路的线积分等于该时刻通过回路内的磁通量。把方程 (7.3) 代入麦克斯韦方程组 (7.1) 第一式，整理可以得到：

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \tag{7.4}$$

式中，矢量 $\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ 是无旋的，可以用电磁场标势 φ 的负梯度来表示，

$$-\nabla \varphi = \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \tag{7.5}$$

则电场可以写为：

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \varphi \tag{7.6}$$

矢势 \mathbf{A} 和标势 φ 都具有规范不变性，即对于同一个电磁场，矢势 \mathbf{A} 和标势 φ 不是唯一的。这里采用洛伦兹规范作为辅助条件^[23]：

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \tag{7.7}$$

将方程 (7.3) 和方程 (7.6) 代入麦克斯韦方程组 (7.1) 第二式，整理可以得到：

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = -\mu_0 \mathbf{J} \tag{7.8}$$

根据方程 (7.7) 洛伦兹规范可得：

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (7.9)$$

方程 (7.9) 称为达朗贝尔方程^[24]。通过求解方程得到矢势 \mathbf{A} ，就可以计算出电磁场磁感应强度 \mathbf{B} 和电场 \mathbf{E} ，从而得到辐射场的空间分布。

下面求解方程 (7.9)。根据场叠加原理可以得到^[24]：

$$\mathbf{A}(\mathbf{n}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{m}, t - \frac{l}{c})}{l} dV \quad (7.10)$$

式中， \mathbf{m} 和 \mathbf{n} 分别为源点矢量和场点矢量， $l = |\mathbf{m} - \mathbf{n}|$ 为场点到源点的距离。电流密度 \mathbf{J} 是以一定频率周期性变化的，这里可以写为：

$$\mathbf{J}(\mathbf{m}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{m}) e^{-i\omega t} \quad (7.11)$$

则方程 (7.10) 可以简化为：

$$\mathbf{A}(\mathbf{n}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{m}) e^{-ikl}}{l} dV \quad (7.12)$$

式中， $k = \omega / c$ 为波数。

考虑远场区域的辐射场空间分布，场点到原点的距离 $r = |\mathbf{n}|$ 远大于俘获粒子的半径和运动幅度。因此，这里可以取近似：

$$l \approx r - \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{m} \quad (7.13)$$

式中， \mathbf{e}_n 为场点矢量方向的单位向量。

将方程 (7.13) 代入方程 (7.12) 中，只保留第一项，可以得到：

$$\mathbf{A}(\mathbf{n}) = \frac{\mu_0 e^{ikr}}{4\pi} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{m}) (1 - ike_n \cdot \mathbf{m} + \dots) dV \quad (7.14)$$

式中，第一项是电偶极辐射项，第二项是磁偶极辐射和电四极辐射的叠加项。考虑到纳米粒子的折射率较低，对光的散射高阶项远小于第一项，因此可以忽略。

下面分析电偶极辐射项：

$$\mathbf{A}(\mathbf{n}) = \frac{\mu_0 e^{ikr}}{4\pi} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{m}) dV = \frac{\mu_0 e^{ikr}}{4\pi} \dot{\mathbf{p}} \quad (7.15)$$

式中，

$$\dot{\mathbf{p}} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \int_V \mathbf{J}(\mathbf{m}) dV \quad (7.16)$$

\mathbf{p} 为电偶极矩。因此，辐射场的磁感应强度 \mathbf{B} 和电场 \mathbf{E} 可以写为^[24]：

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{i\mu_0 k e^{ikr}}{4\pi r} \mathbf{e}_n \times \dot{\mathbf{p}} = \frac{e^{ikr}}{4\pi\epsilon_0 c^3 r} \ddot{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_n = \frac{e^{ikr}}{4\pi\epsilon_0 c^3 r} |\ddot{\mathbf{p}}| \sin \Theta \mathbf{e}_B \quad (7.17)$$

$$\mathbf{E} = \frac{ic}{k} \nabla \times \mathbf{B} = \frac{e^{ikr}}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} (\ddot{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_n) \times \mathbf{e}_n = \frac{e^{ikr}}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} |\ddot{\mathbf{p}}| \sin \Theta \mathbf{e}_E \quad (7.18)$$

式中， Θ 为电场矢量 \mathbf{E} 和场点矢量 \mathbf{n} 之间的夹角。根据方程 (7.17) 和方程 (7.18) 可以计算出辐射场的强度空间分布为^[24]：

$$\mathbf{I} = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) = \frac{c}{2\mu_0} \text{Re}[(\mathbf{B}^* \times \mathbf{e}_n) \times \mathbf{B}] = \frac{|\ddot{\mathbf{p}}|^2}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3 r^2} \sin^2 \Theta \mathbf{e}_r \quad (7.19)$$

通过面积分可以得到总的辐射强度为：

$$I_{total} = \int |\mathbf{P}| r^2 d\Omega = \frac{|\ddot{\mathbf{p}}|^2}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3} \int \sin^2 \Theta d\Omega = \frac{|\ddot{\mathbf{p}}|^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} \quad (7.20)$$

则

$$\mathbf{I} = \frac{3}{8\pi} P_{total} \cdot \frac{1}{r^2} \sin^2 \Theta \mathbf{e}_n \quad (7.21)$$

在光悬浮纳米粒子系统中，一束强聚焦 1064nm 激光沿 z 轴方向俘获单个纳米粒子，俘获的粒子在焦点区域内的做质心运动，可以看成为一个三维的谐振振子，其位移幅度小于 50nm。另外一束 532nm 激光沿垂直俘获激光方向 (y 轴) 照明粒子，纳米粒子的大小和幅度都远小于照明激光波长。各矢量场在直角坐标系中的分布如图 7.1 (a) 所示，电场方向与 z 轴的夹角为 α ，场点矢量与 z 轴的夹角为 θ ，在 xy 平面内的投影与 x 轴夹角为 φ 。则偶极子散射在自由空间中的分布可以写为：

$$I = \frac{3}{8\pi} I_{total} \left[1 - (\cos \theta \cos \alpha + \sin \theta \sin \alpha \cos \varphi)^2 \right] \quad (7.22)$$

其方向为由原点向周围辐射。

偶极子的散射光利用同一个物镜收集，由于纳米粒子在物镜焦点上，其出射光是平行的。在物镜的后光圈面上 (傅里叶平面)，光强分布可以写为^[25]：

$$I(\theta, \varphi, \alpha, \beta) \propto \frac{1}{\cos \theta} \left(|e_p|^2 + |e_s|^2 \right) \quad (7.23)$$

式中， $e_p = \cos \alpha \sin \theta - \sin \alpha \cos \theta \cos(\varphi - \beta)$ 和 $e_s = -\sin \alpha \sin(\varphi - \beta)$ 分别为电场的 p 偏振和 s 偏振组分。

物镜后光圈出射的平行光用一个球面镜聚焦进入一个高分辨率的 CCD，可以测量偶极子在像空间的强度分布。利用 4f 成像系统可以将傅里叶平面上的强度分布等

比成像到 CCD 里，这样可以测得傅里叶空间的强度分布。图 7.1 (b) 上下两行图分别是根据方程 (7.22) 和方程 (7.23) 理论计算的偶极子散射空间分布和傅里叶空间的强度分布。

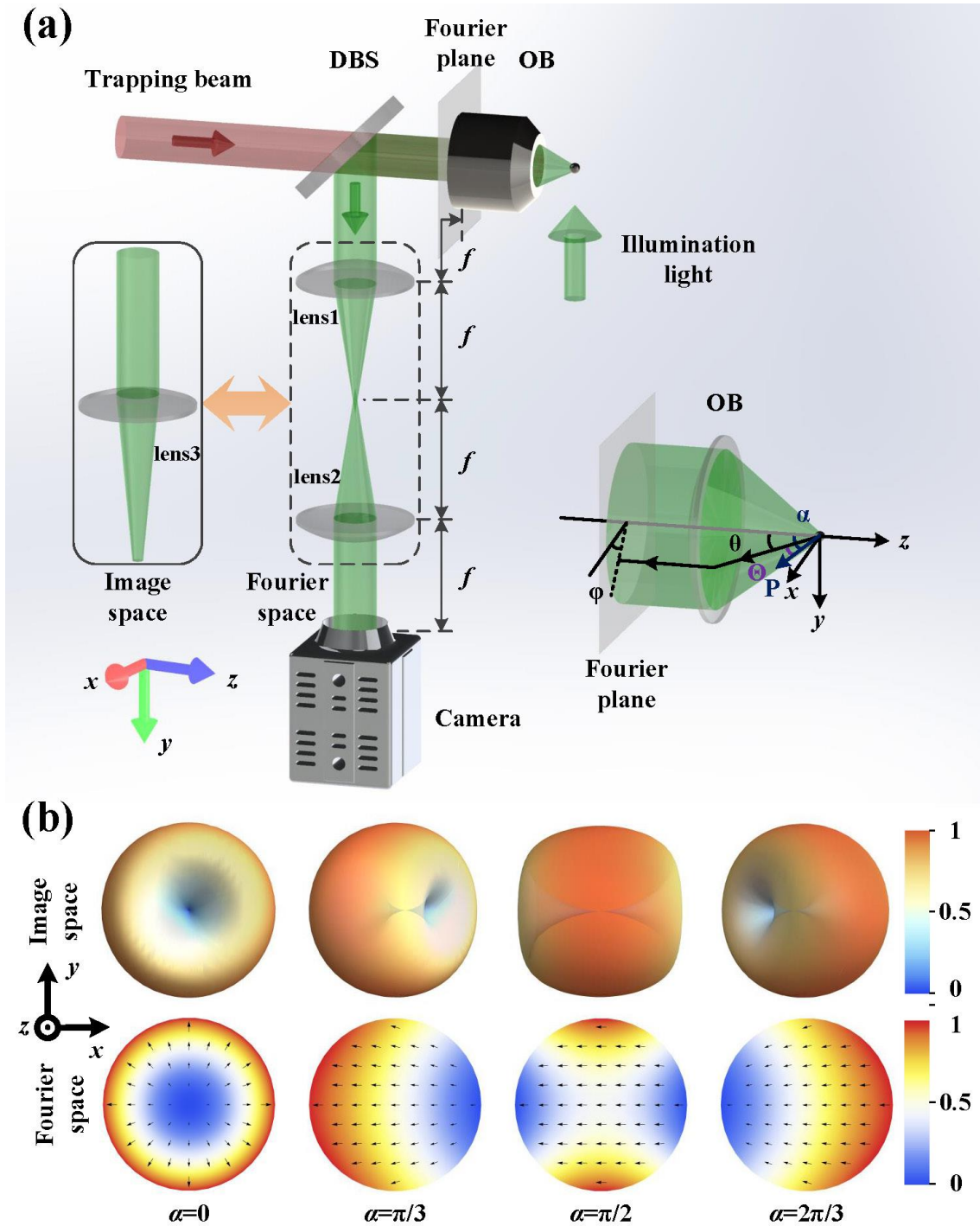


图 7.1 偶极散射测量原理图和空间强度分布

7.3 纳米粒子俘获与散射成像

7.3.1 纳米粒子的俘获

图 7.2 是光悬浮纳米粒子以及偶极子散射成像实验装置原理图。一个单频半导体泵浦激光器出射一束 1064nm 平行 TEM₀₀ 模高斯光束。通过一个半波片 HW1，调节激光入射偏振为水平线性偏振。然后利用一个高数值孔径物镜（ $NA = 0.95$ ）聚焦激光，用来俘获单个纳米二氧化硅粒子。强聚焦激光通过一个高数值孔径的非球面镜（ACL12708U-B）来准直，其出射光用于粒子质心运动信号的测量。非球面镜数值孔径为 $NA = 0.68$ ，通光孔径为 12.7mm。实验中，所用的纳米二氧化硅粒子的半径约为 50nm。

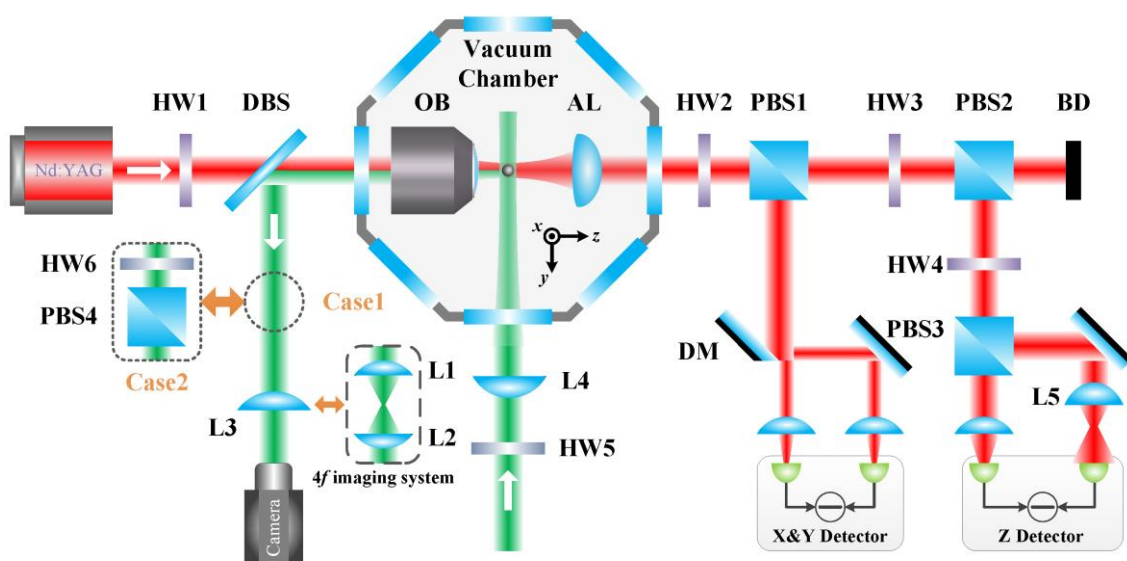


图 7.2 实验装置原理图

真空气室的出射光进入一套平衡零拍探测系统来测量粒子的质心运动信号。平衡零拍探测系统分为两个部分。第一部分用来测量纳米粒子在径向的运动信号。出射光通过一个偏振分束棱镜 PBS1 分出部分激光，利用一个 D 形反射镜将光束沿横截面等分为两部分，分别进入一个平衡零拍探测器的两个光电二极管，通过这两部分光的差信号来测量粒子径向的运动信号。此时，根据方程 (3.1) 可知，X、Y 探测器测到的信号为：

$$D(t) = D_x(t) \cos \alpha + D_y(t) \sin \alpha \quad (7.24)$$

式中， α 是 D 形反射镜的锐边和粒子径向的一个本征运动方向的夹角。因此，通过旋转 D 形反射镜，可以分别得到粒子在径向的两个本征运动信号。探测系统第二部分用来测量纳米粒子轴向的质心运动信号。

图 7.3 是测得的纳米粒子在 x、y、z 三个方向质心运动信号的功率谱密度。真空气室的压强为 500Pa，俘获激光功率为 150mW。图中，红绿蓝三种颜色的点分别是

测量的 x、y、z 三个方向的功率谱密度。相应的实线是根据方程 (4.4) 的拟合结果。

$$S_x(\omega) = A^2 \frac{2k_B T_0}{m} \frac{\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \quad (7.25)$$

粒子三个方向的本征频率分别为 $\omega_x = 2\pi \times 212\text{kHz}$ 、 $\omega_y = 2\pi \times 195\text{kHz}$ 、 $\omega_z = 2\pi \times 84.2\text{kHz}$ ，阻尼率为 $\gamma_x = 2\pi \times 6.8\text{kHz}$ 、 $\gamma_y = 2\pi \times 6.3\text{kHz}$ 、 $\gamma_z = 2\pi \times 5.7\text{kHz}$ 。

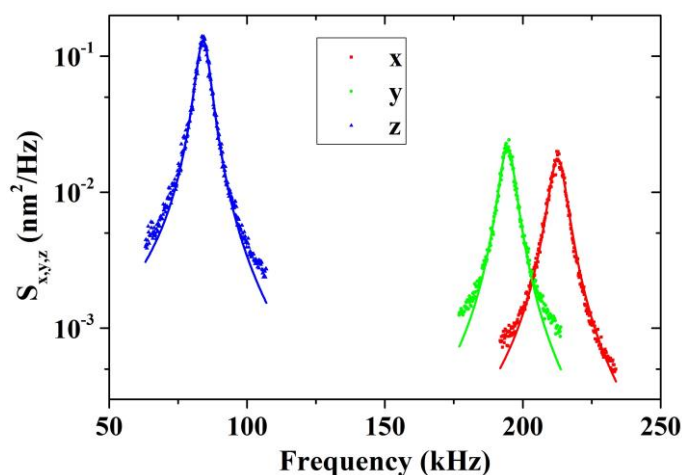


图 7.3 粒子质心运动的功率谱密度

此外，测量了不同压强下粒子三个方向的功率谱密度，通过拟合可以得到相应的阻尼率。图 7.4 是粒子三个方向运动阻尼率随压强变化的关系图。从图中可以看出，阻尼率与压强成正比。根据方程 (2.24) 能量起伏定理：

$$\gamma = 0.619 \frac{9\pi\eta d^2}{\sqrt{2\rho k_B T}} \frac{p}{r} \quad (7.26)$$

拟合可以得到粒子的半径为 $r = (55 \pm 4)\text{nm}$ ，质量为 $m = (1.4 \pm 0.3) \times 10^{-18}\text{kg}$ 。

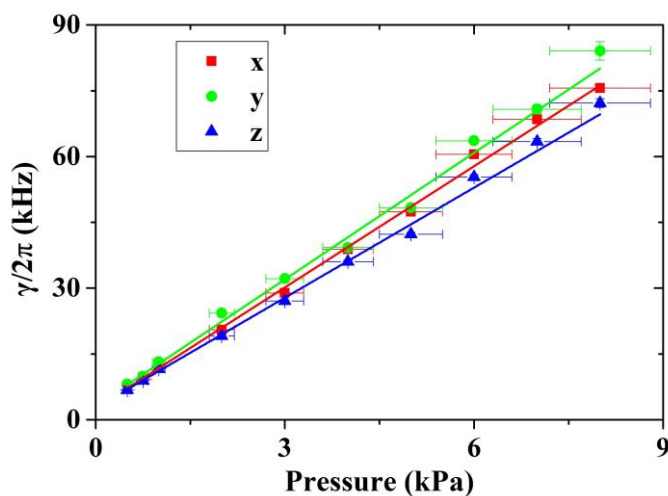


图 7.4 粒子运动阻尼率与压强的关系

7.3.2 散射成像

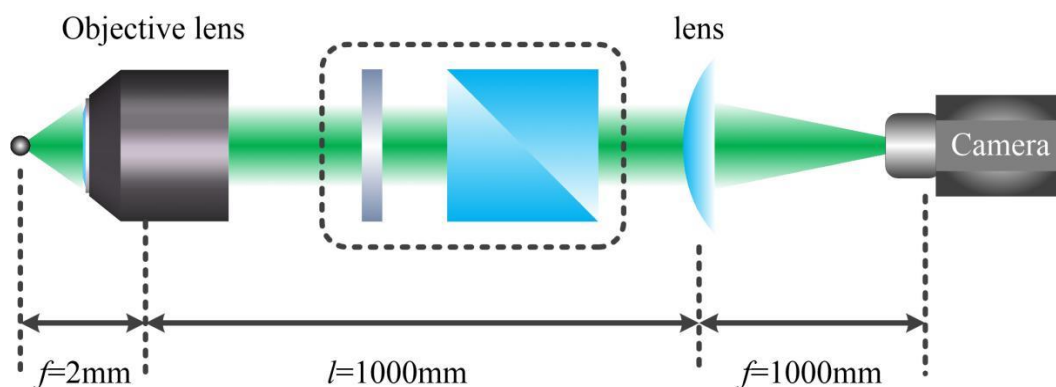


图 7.5 偶极散射成像原理图

利用一束 532nm 的激光来照明光悬浮的纳米粒子，通过一个成像系统来观测偶极子散射，实验装置如图 7.2 所示。这束 532nm 激光是由 1064nm 激光通过倍频产生。照明光经过一个半波片 HW5，可以调节入射光线性偏振的方向。然后通过一个球面透镜 L1 聚焦到纳米粒子上，透镜的焦距是 175mm ，其传播方向沿 y 轴方向。在纳米粒子处的光斑直径大小约为 $100\mu\text{m}$ 。用同一个物镜来收集粒子的散射光。通过一个二色分束镜 DBS 将散射光入射到一个 CCD 中。这里用到了一个望远镜成像系统，其原理如图 7.5 所示。第一个透镜是高数值孔径物镜，有效焦距为 2mm ，第二个是一个球面镜，为了尽可能放大成像，选用的焦距为 1000mm 。根据透镜成像原理，像放大倍数约为 500 倍。CCD 是一个高分辨率高速成像的摄像机，型号是 Andor Zyla 4.0 sCOMS，感光面单个像素点大小为 $6.5\mu\text{m}\times 6.5\mu\text{m}$ 。下面所有成像所用的曝光时间为 0.1s 。

7.4 偶极散射光强空间分布的测量

7.4.1 偶极子散射成像

根据前面理论分析，可知通过改变照明光入射偏振，可以得到各种角度下的散射光成像，从而得到散射光的空间分布。首先通过旋转半波片 HW5 来测量照明光不同入射偏振下纳米粒子的散射光，结果如图 7.6 所示，成像像素点为 128×128 ，因此每张成像图大小为 $0.832\text{mm}\times 0.832\text{mm}$ 。图中箭头表示在 xz 平面内线性偏振的方向。图（a）是在入射偏振为竖直线性偏振时测得的像平面上的散射光成像，定义此时偏振角度为 $-\pi/2$ 。散射光成像的轮廓是圆形的，并且它的强度分布满足高斯分布。然后逆时针旋转偏振角度，每隔 $\pi/12$ 记录了不同入射偏振下的散射成像，如图中（a）-

(m) 所示。偏振从 $-\pi/2$ 到 0 之间，后向散射光强度逐渐变弱。在入射光偏振为水平偏振时，散射光强度最弱，轮廓变为圆环，空心在圆环正中间，如图 (g) 所示。与之相比，偏振角度为 $-\pi/12$ 和 $\pi/12$ 时圆环的空心分别偏左和偏右，如图 (f) 和 (h) 所示。实际测量得到的成像不是很对称，是由于俘获光相对于聚焦物镜光轴有一定的偏移导致的。偏振角度从 0 到 $\pi/2$ 之间，散射光强度逐渐增强，与偏振角度在 $-\pi/2$ 到 0 之间的变化是对称的。

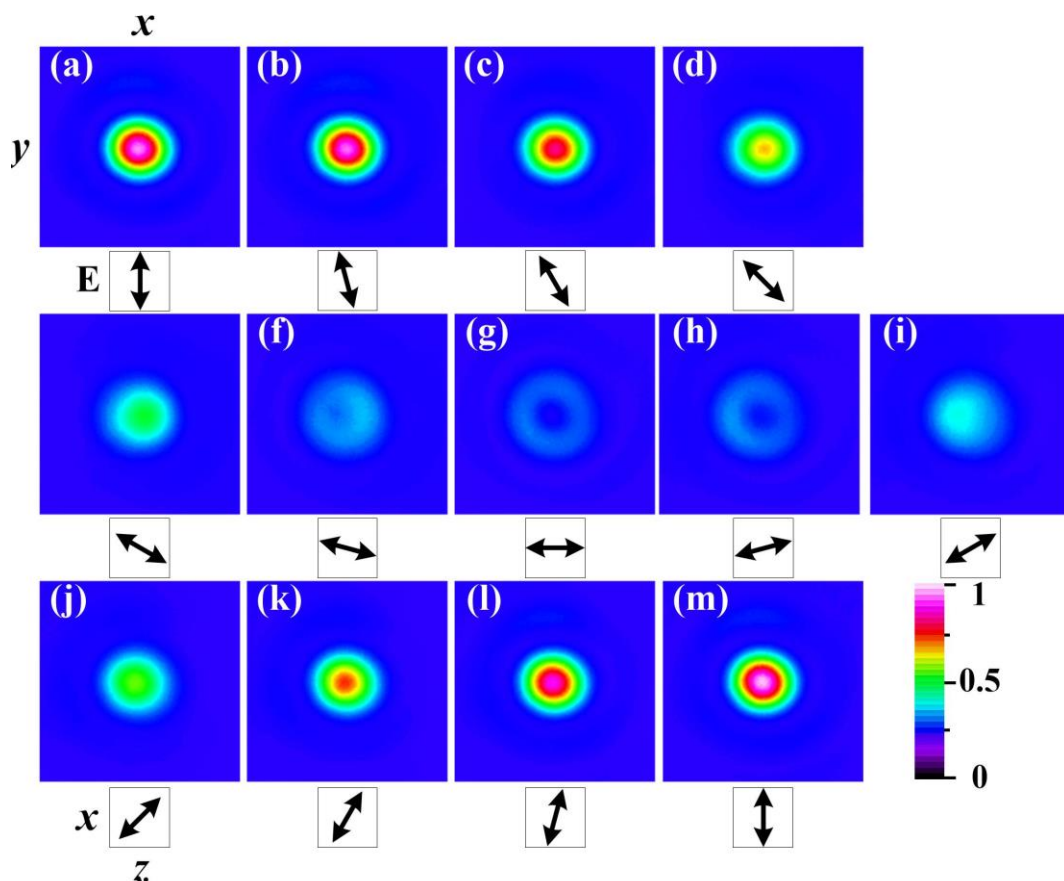


图 7.6 像平面上偶极散射成像

此外，利用图 7.1 (a) 中的 $4f$ 成像原理测量了傅里叶空间的强度分布，如图 7.7 所示。图 (a) - (m) 是照明光入射偏振分别为 $-\pi/2$ 到 $\pi/2$ 之间，每隔 $\pi/12$ 记录了不同入射偏振下的散射成像，与图 7.6 中的成像相对应。其强度分布和图 7.1 (b) 中的理论计算结果相一致。从像空间的成像中是不能够确定偶极子的极化方向的，相对的，傅里叶空间的成像完美的呈现了偶极子的极轴方向。在图 7.7 中有一些斑点，这是由于收集散射光的物镜上的灰尘导致的。

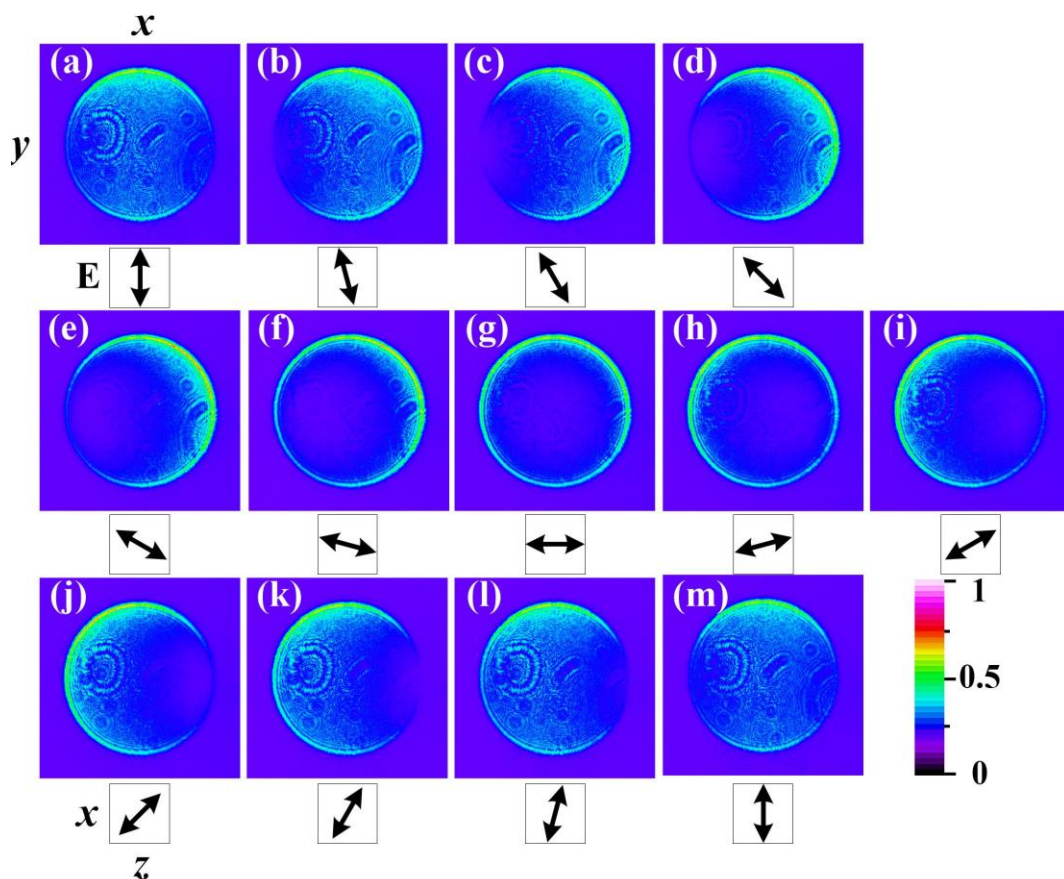


图 7.7 傅里叶平面上偶极散射强度分布

7.4.2 偶极子散射光偏振特性

在照明激光入射偏振为竖直和水平线性偏振时，分别测量了物镜收集的偶极子散射光的偏振特性。如图 7.2 中虚线框内所示，在成像光路中 CCD 前加上一个半波片 HW6 和一个偏振分束棱镜 PBS4。通过旋转半波片 HW6，可以提取出散射光任意方向的偏振成份。为了获得较纯的偏振，这里使用的偏振分束棱镜消光比达到 2000:1。首先测量照明激光入射偏振为竖直线性偏振时散射光的偏振组成成份。图 7.8 (a) 是没有偏振元件时测得像空间总的散射强度分布。旋转半波片 HW6，每隔 $\pi/6$ 偏振角度记录一次散射光经棱镜 PBS4 后的透射光成像信息，测量结果如图 7.8 (c) 所示。图中箭头表示散射光提取出的偏振组分方向。图 (c) 中，水平方向偏振组分的透射光成像强度与总的散射光强度基本相同。透射光成像强度从 0 到 $\pi/2$ 逐渐变弱，从 π 到 $\pi/2$ 逐渐增强。由此，可以得出照明激光入射偏振为竖直线性偏振时粒子散射光的偏振如图 (b) 所示。

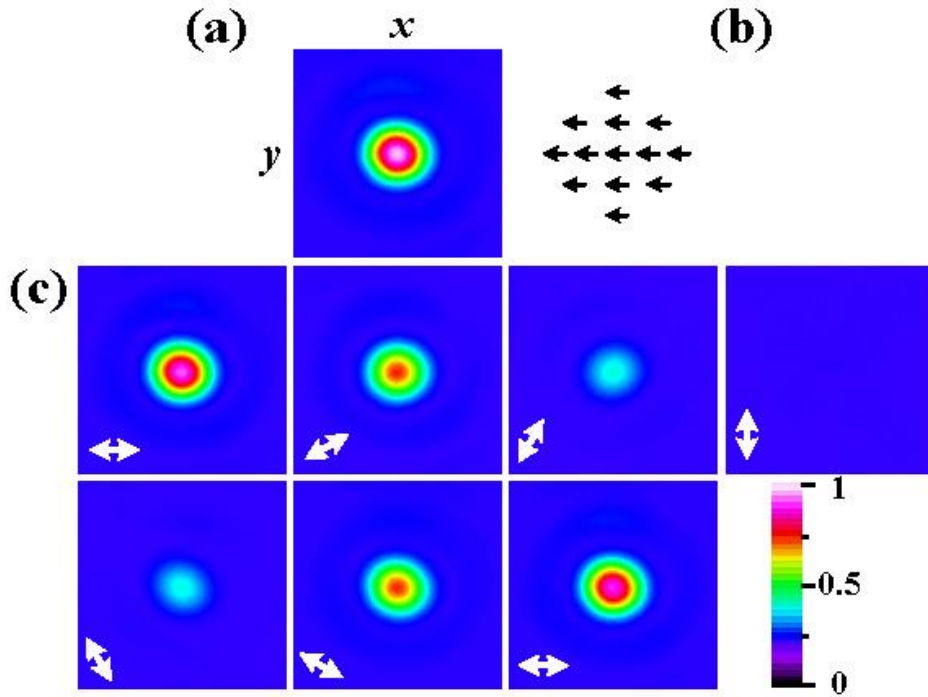


图 7.8 竖直偏振时散射光的偏振特性

同样的，测量了照明激光入射偏振为水平线性偏振时散射光的偏振组成成份。测量结果如图 7.9 所示。图 (a) 是没有加 HW6 和 PBS4 时测量的散射光成像。图 (c) 是旋转半波片 HW6 测得的结果，从图中可以看出，透射光的成像分为两瓣，并且两部分的分布方向与对应的偏振方向平行。由此可以得出散射光的偏振如图 (b) 所示。

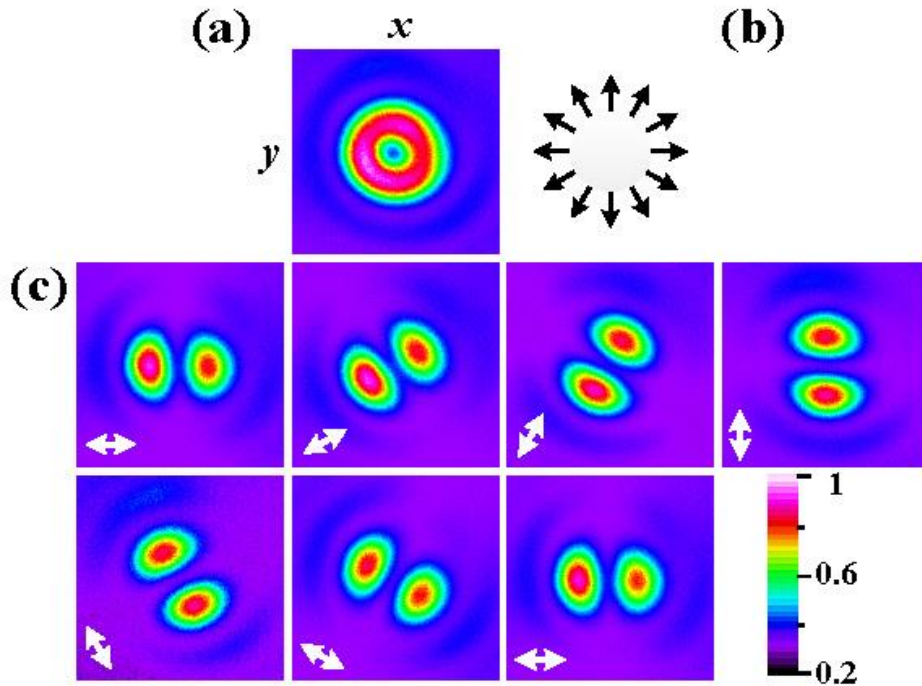


图 7.10 水平偏振时散射光的偏振特性

7.5 小结

我们从电磁辐射的麦克斯韦方程组出发，计算了偶极子散射的空间分布。实验上利用一个高数值孔径物镜聚焦一束 1064nm 高斯光束，在真空条件下俘获到半径约为 50nm 的二氧化硅粒子。利用一束 532nm 弱聚焦激光照明俘获的纳米粒子，照明光波长和光斑远大于俘获粒子的半径和质心运动幅度，粒子对照明光的散射满足瑞利散射。用同一个物镜收集粒子的散射光，通过一个望远镜成像系统进入一个高分辨率的 CCD。通过调节照明光入射线性偏振方向测量了偶极子散射的空间分布。此外，测量了照明光入射偏振为竖直和水平线性偏振时，偶极子散射光的偏振特性。这项工作有助于直观的了解偶极子散射分布特性，同时也可以用来检测纳米粒子的运动状态，便于以后相关方面的实验研究。

参考文献

- [1] J. W. Strutt. XV. On the Light from the Sky, Its Polarization and Colour. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1871, 271, 107-120.
- [2] J. W. Strutt. XXXVI. On the Light from the Sky, Its Polarization and Colour. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1871, 273, 274-279.
- [3] J. W. Strutt. LVIII. On the Scattering of Light by Small Particles. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1871, 275, 447-454.
- [4] F.R.S. Lord Rayleigh. X. On the Electromagnetic Theory of Light. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1881, 73, 81-101.
- [5] F.R.S. Lord Rayleigh. XXXIV. On the Transmission of Light through an Atmosphere Containing Small Particles in Suspension, and on the Origin of the Blue of the Sky. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1881, 287, 375-384.
- [6] Gustav Mie. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Annalen der Physik, 1908, 330, 377-445.
- [7] H. C. van de Hulst. Light Scattering by Small Particles. New York: John Wiley and Sons, 1957.
- [8] Hahn, W. David. Light Scattering Theory. University of Florida, 2009, Department of Mechanical and Aerospace Engineering.
- [9] DeVoe, Howard. Optical Properties of Molecular Aggregates. I. Classical Model of Electronic Absorption and Refraction. The Journal of Chemical Physics, 1964, 41, 393-400.
- [10] E. M. Purcell, and C. R. Pennypacker. Scattering and Absorption of Light by Nonspherical Dielectric Grains. Astrophysical Journal, 1973, 186, 705.
- [11] Shermila B. Singham, and Gary C. Salzman. Evaluation of the Scattering Matrix of an Arbitrary Particle Using the Coupled Dipole Approximation. The Journal of Chemical Physics, 1986, 84, 2658-2667.
- [12] Shermila B. Singham, and Craig F. Bohren. Light Scattering by an Arbitrary Particle: a Physical Reformulation of the Coupled Dipole Method. Optics Letters, 1987, 12, 10-12.
- [13] Martin Moskovits. Surface-Enhanced Spectroscopy. Reviews of Modern Physics, 1985, 57, 783-826.
- [14] Dmitry Kurilovich, Alexander L. Klein, Francesco Torretti, Adam Lassise, Ronnie Hoekstra, Wim Ubachs, Hanneke Gelderblom, and Oscar O. Versolato. Plasma Propulsion

of a Metallic Microdroplet and its Deformation upon Laser Impact. *Physical Review Applied*, 2016, 6, 014018.

[15] Dmitry Kurilovich, Tiago de Faria Pinto, Francesco Torretti, Ruben Schupp, Joris Scheers, Aneta S. Stodolna, Hanneke Gelderblom, Kjeld S.E. Eikema, Stefan Witte, Wim Ubachs, Ronnie Hoekstra, and Oscar O. Versolato. Expansion Dynamics after Laser-Induced Cavitation in Liquid Tin Microdroplets. *Physical Review Applied*, 2018, 10, 054005.

[16] R. Schupp, F. Torretti, R.A. Meijer, M. Bayraktar, J. Scheers, D. Kurilovich, A. Bayerle, K.S.E. Eikema, S. Witte, W. Ubachs, R. Hoekstra, and O. O. Versolato. Efficient Generation of Extreme Ultraviolet Light From Nd:YAG-Driven Microdroplet-Tin Plasma. *Physical Review Applied*, 2019, 12, 014010.

[17] Yuan Hsing Fu, Arseniy I. Kuznetsov, Andrey E. Miroshnichenko, Ye Feng Yu, and Boris Luk'yanchuk. Directional Visible Light Scattering by Silicon Nanoparticles. *Nature Communications*, 2013, 4, 1527.

[18] G. Vecchi, V. Giannini, and J. Go'mez Rivas. Shaping the Fluorescent Emission by Lattice Resonances in Plasmonic Crystals of Nanoantennas. *Physical Review Letters*, 2009, 102, 146807.

[19] R. Esteban, T.V. Teperik, and J. J. Greffet. Optical Patch Antennas for Single Photon Emission Using Surface Plasmon Resonances. *Physical Review Letters*, 2010, 104, 026802.

[20] Martín Caldarola, Pablo Albella, Emiliano Cortés, Mohsen Rahmani, Tyler Roschuk, Gustavo Grinblat, Rupert F. Oulton, Andrea V. Bragas, and Stefan A. Maier. Non-plasmonic Nanoantennas for Surface Enhanced Spectroscopies with Ultra-Low Heat Conversion. *Nature Communications*, 2015, 6, 7915.

[21] Linhan Lin, and Yuebing Zheng. Optimizing Plasmonic Nanoantennas via Coordinated Multiple Coupling. *Scientific Reports*, 2015, 5, 14788.

[22] Chen Ning Yang. The conceptual origins of Maxwell's equations and gauge theory. *Physics Today*, 2014, 67, 45.

[23] Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands, and S. B. Treiman. *The Feynman Lectures on Physics*. Princeton University, 1964.

[24] Shuohong Guo. *Electrodynamics*. Beijing, Higher Education Press, 2008, 153-165.

[25] M. Andreas Lieb, James M. Zavislan, and Lukas Novotny. Single-Molecule Orientations Determined by Direct Emission Pattern Imaging. *Journal of the Optical Society of America B*, 2004, 21, 1210-1215.

第八章 真空中光悬浮纳米粒子的超高速旋转

8.1 引言

近年来,真空中光悬浮纳米粒子吸引了广泛的研究兴趣,已经成为了超灵敏力的探测^[1-3]、宏观量子现象^[4-6]、非平衡热力学^[7-10]等方面的一个重要研究平台。其中许多研究都是基于俘获纳米粒子的质心运动自由度来进行的,例如室温环境下俘获纳米粒子运动的冷却^[11-14]、微弱力的探测^[15,16]等。最近,光悬浮纳米粒子的其他自由度的运动也引起了关注,例如扭摆^[17]、进动^[18]、旋转^[19-24]。悬浮纳米粒子的旋转运动在研究连续自发局部塌缩理论方面有的极大的优势^[25,26]。此外,超快旋转还有许多其他方面的应用,可以测量极端条件下材料的性能^[27]以及量子旋转摩擦因子^[28]。目前,实验室实现的纳米粒子的最快旋转频率为 0.7GHz^[24]。相比于纳米粒子,哑铃状纳米粒子在同样的光阱和压强下有更大的光学扭矩,目前最快的旋转频率为 5.2GHz^[24]。

光悬浮纳米粒子在低真空和高真空环境下都可以稳定的存在,不需要反馈冷却粒子的质心运动。但是,在压强约为 100Pa 时,由于光涌力、抽真空时的空气流动以及一些外部的噪声源等会导致俘获粒子的丢失,需要反馈冷却粒子的质心运动来提高系统的稳定性^[29]。本章中,提出了一种新的简单方法,可以在无反馈冷却的条件下实现从大气压到高真空纳米粒子的稳定俘获。测量了高真空环境下,光悬浮纳米粒子的超高速旋转运动,打破了目前机械转子旋转频率的记录。

8.2 光悬浮纳米粒子的旋转运动

在光悬浮纳米粒子系统中,纳米粒子对俘获光的吸收、粒子的双折射和粒子形状的非对称性会使得俘获光光子的角动量传递给纳米粒子,这个角动量会对粒子产生一个扭矩,从而使得粒子产生旋转运动。这里,定义俘获光对粒子的总扭矩为 M_o 。同时,真空气室中空气分子与纳米粒子的相互作用会对粒子的旋转运动产生阻尼,定义这个阻尼力矩为 M_d 。纳米粒子在驱动力和阻尼力的同时作用下,其旋转运动方程为^[22]:

$$2\pi I \frac{df_r}{dt} = M_o + M_d \quad (8.1)$$

式中, $I \propto mR^2$ 是纳米粒子的转动惯量, m 是粒子的质量, R 是粒子的半径。在一定

的压强下，阻尼力矩 M_d 正比于纳米粒子的旋转频率^[30]：

$$M_d = -2\pi I f_r \gamma_d \quad (8.2)$$

式中， $\gamma_d = pR^2 / \eta m v$ 是粒子旋转运动的阻尼率， η 是空气分子与粒子碰撞角动量的传递效率， v 是空气分子的平均速度。从方程 (8.2) 中可以看出，随着纳米粒子旋转频率的加快，阻尼力矩也会变大。在一定压强下，纳米粒子旋转频率逐渐增加到一定值后保持稳定，此时俘获光对粒子的驱动力矩与空气分子对粒子的阻尼力矩达到了平衡。据此可以得到纳米粒子旋转频率稳定时的值为：

$$f_r = \frac{1}{2\pi\gamma_d} \frac{M_o}{I} \quad (8.3)$$

俘获激光的入射偏振固定时，纳米粒子旋转运动的驱动力矩 M_o 正比于俘获激光在粒子平衡点处的强度 I_e ，因此粒子旋转频率正比于俘获激光功率。

此外，纳米粒子的旋转运动与俘获激光的偏振特性有关。对于一个椭圆的偏振，可以分解为圆偏振和线性偏振两个组分，粒子的双折射效应和形状的不对称性都会使得粒子沿线性偏振的方向排列，而圆偏振组分会驱动粒子旋转^[31]。因此，粒子的运动同时由两个偏振组分决定。如果圆偏振组分对纳米粒子的影响大于线性偏振组分时粒子开始旋转，反之则不会旋转。

8.3 纳米粒子旋转运动的测量

8.3.1 光悬浮实验装置

图 8.1 是光悬浮纳米粒子系统以及纳米粒子运动测量的实验装置原理图。在真空中，沿重力方向利用一束 1064nm 激光聚焦来俘获单个二氧化硅纳米粒子。首先，一束激光通过一个声光调制器 (AOM) 来移频和调节激光功率。然后，移频光耦合进入一个单模保偏光纤，其出射光通过一个四分之一玻片和一个半波片，实现激光任意偏振的调节。这束激光作为俘获激光沿竖直方向利用一个高数值孔径的物镜 (NA=0.95) 聚焦,用于纳米粒子的俘获。在真空气室前，俘获激光功率为 300mW，经过窗口片和物镜时会有一定的损耗，总透射率为 52%，因此在焦点区域有效的俘获激光功率为 156mW。俘获激光横截面光斑直径为 3.2mm，经物镜聚焦后测量焦点处光斑直径的大小约为 $1.1\mu\text{m}$ 。由于入射激光矢量衍射和光斑横截面椭圆度的影响使焦平面上的强度分布有轻微的不对称^[32]。在焦平面后用另外一个高数值孔径

($NA=0.68$) 的非球面镜来准直激光，出射光通过两个 PBS 分为三部分，分别进行纳米粒子质心运动、扭摆运动和旋转运动的测量。纳米粒子旋转运动信号的测量使用一个高速的光纤探测器 (New focus 1554-A)，测量带宽为 DC-12GHz 范围，增益约为 $10^3 V/A$ 。粒子质心运动的探测方法与前面章节中介绍的一致。纳米粒子可以看作是一个半波片，粒子的旋转运动会对激光的偏振产生调制。因此，可以通过测量出射激光的偏振来获得旋转运动信号。粒子旋转一个周期 (2π) 会对激光偏振产生 4π 的调制，频谱分析仪直接测量的信号频率为 $2f_r$ 。

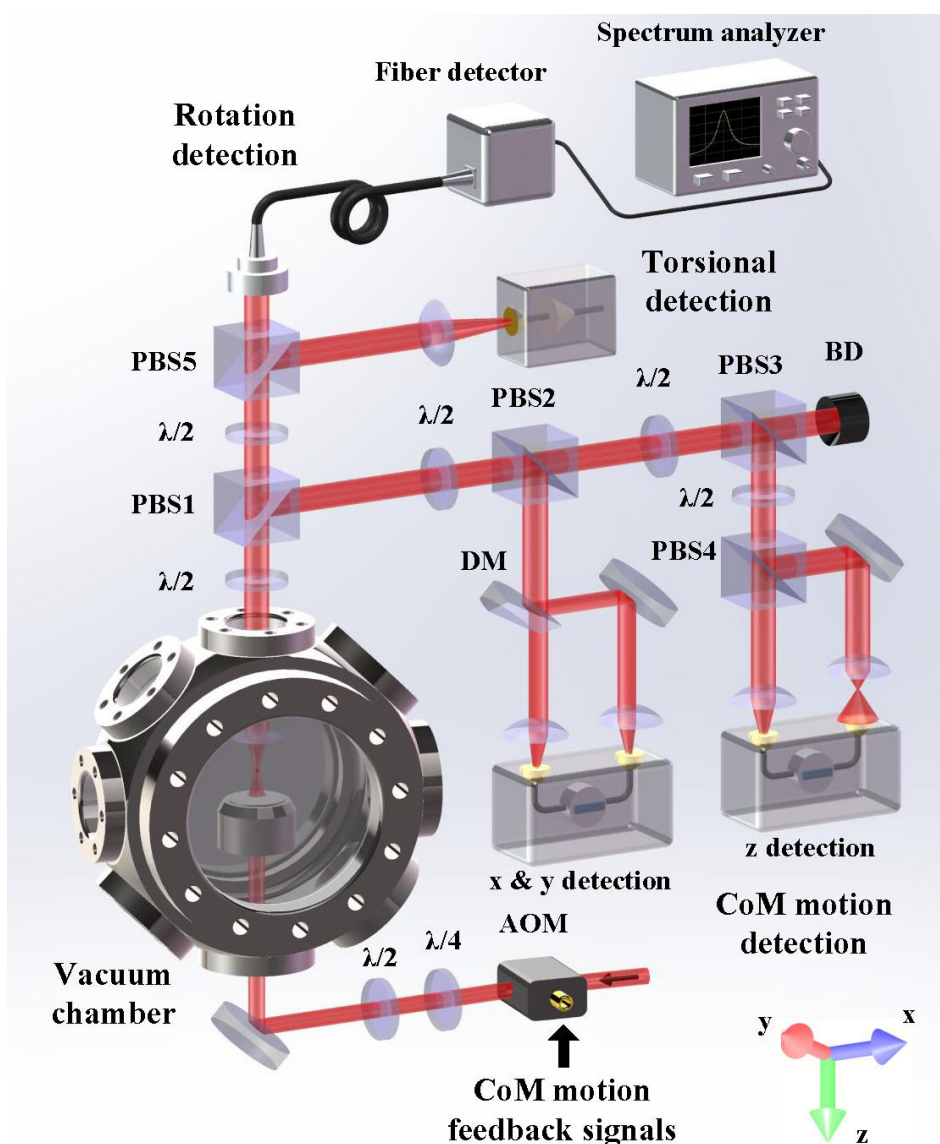


图 8.1 实验装置原理图

用一束强聚焦激光产生的三维光阱俘获单个纳米介电质粒子，需要考虑以下两个因素的影响。首先，纳米粒子在轴向的梯度力要小于径向的梯度力，并且在轴向有散射力的作用，散射力沿光束传播方向将纳米粒子推出势阱，一般情况下粒子的平衡

位置离开了焦点，减小了轴向的势阱深度。其次，在高真空环境下粒子与环境气体分子之间的热传递达到了一个平衡，使得粒子被加热到了一个高的均匀的内部温度。相对的，在低真空下由于粒子与空气分子高速均匀的热交换，粒子的内部温度较低。但是在中间气压下，纳米粒子内部会产生一个温度梯度差，粒子表面的温度分布不均匀。空气分子与纳米粒子碰撞时，在粒子热的一边的能量高于冷的一边的能量，这会产生一个压力差，称之为光涌力，在光悬浮系统中其方向沿竖直向上。这个力容易将纳米粒子推出势阱，尤其是在中间气压下。为了抑制这个效应，这里把俘获激光方向改为竖直向上，利用纳米粒子的重力来平衡散射力和光涌力。这样可以在不使用质心运动冷却的情况下，实现从大气压到高真空纳米粒子的稳定俘获。使用这种方法，我们有 50% 的成功概率实现中间气压（约 100Pa）以及更低气压下纳米粒子的稳定俘获。此外，俘获的纳米粒子会散射一部分俘获激光，其散射强度与粒子的大小有关，通过一个 CCD 检测纳米粒子的散射光强，选择合适大小的粒子，可以进一步提高成功率超过 90%。

8.3.2 无反馈冷却的旋转测量

纳米粒子的旋转运动与俘获激光的偏振特性有关。通过调节四分之一波片的的角度可以改变入射激光偏振的椭圆度。图 8.2 是纳米粒子的旋转频率与四分之一波片的角度的关系图，图中红、绿、蓝三组数据点分别在压强为 5Pa、0.5Pa 和 0.1Pa 下测得的，相应颜色的实线是根据方程^[33]：

$$f_r = \text{Re}[a\sqrt{(1-\cos b)^2 \sin^2 2\theta - \sin^2 b \cos^2 2\theta}] \quad (8.4)$$

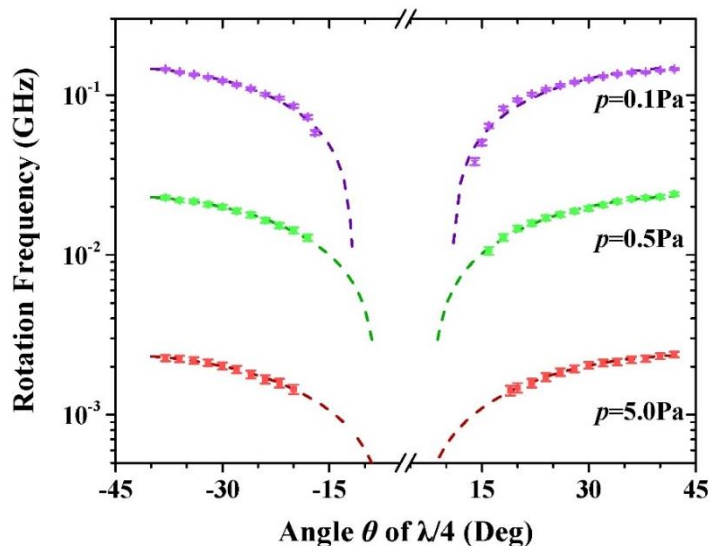


图 8.2 旋转频率与偏振的关系

的拟合结果，式中， a 依赖于空气压强， b 是介质中的相位差， θ 是四分之一玻片的角度。角度为 0° 时，俘获激光为线性偏振， -45° 和 45° 分别对应左旋圆偏和右旋圆偏。从图中可以看出，纳米粒子的旋转频率随着俘获激光偏振椭圆度的增大而变大。调节四分之一玻片的角度，在一定范围内，纳米粒子没有旋转运动。表明在临界情况下俘获激光的椭圆偏振，分解成的圆偏振组分和线性偏振组分对纳米粒子的影响相同。

图 8.3 是在压强为 1Pa 时测得的纳米粒子旋转频率与俘获激光功率的关系。横轴是真空气室前的激光功率，从图中可以看出纳米粒子旋转频率正比于激光功率。

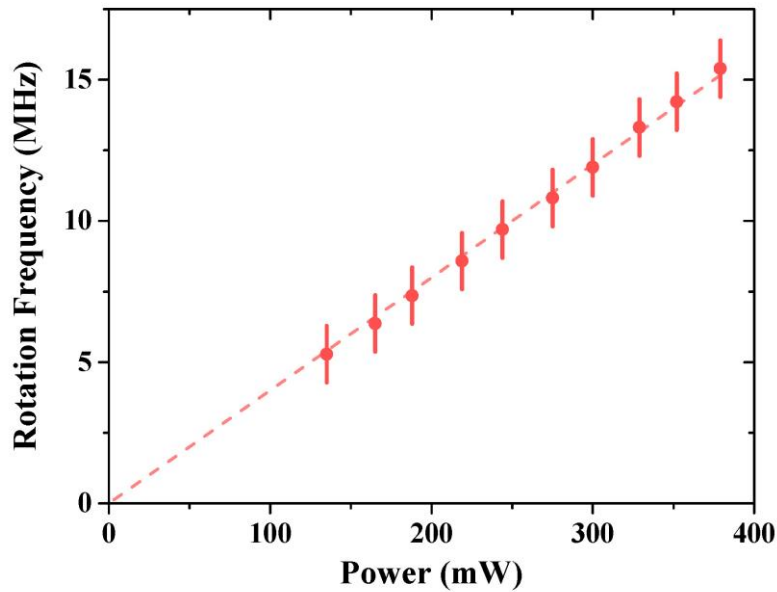


图 8.3 旋转频率与俘获激光功率的关系

此外，在俘获激光偏振为近圆偏的情况下测量了纳米粒子的旋转频率与空气压强的关系。在低气压下，测得的粒子有旋转运动的概率约为 90%。图 8.4 是我们测量的三个纳米粒子的旋转频率与压强的关系。俘获激光功率均为 300mW ，四分之一玻片的角度均为 40° 。测量中使用了两个真空计，其中一个为电阻规，测量范围为 $5 \times 10^{-2}\text{Pa}$ 到 10^5Pa ，另外一个为热阴极电离规，测量范围为 10^{-7}Pa 到 0.2Pa 。由于两个真空计有一定的测量误差，在压强为 0.2Pa 左右时，测量的两条轨迹有一定的偏差。从图 8.4 (a) 中可以看出，纳米粒子的旋转频率反比于空气压强。在压强为 0.01Pa 时，测得了最快的旋转信号为 8.6GHz ，如图 (b) 所示。实际测量的纳米粒子的旋转频率为 4.3GHz 。图 (c) 为其中一个纳米粒子旋转频率的方差与压强的关系，随着压强的减小，频率起伏增大。图 (a) 和图 (c) 中的点虚线表示两个真空计测量范围的边界线。图 (d) 和图 (e) 是俘获激光入射偏振为线偏时测得的两个粒子的质心运动

信号和扭摆运动信号，分别对应与图 (a) 中的蓝色和绿色轨迹的粒子，测量压强为 500Pa。图(d)中, x、y、z 三个方向的阻尼率分别为 $\gamma_x = 2\pi \times 2.69\text{kHz}$ 、 $\gamma_y = 2\pi \times 2.78\text{kHz}$ 、 $\gamma_z = 2\pi \times 2.83\text{kHz}$ ，因此阻尼率比值为 $\gamma_y/\gamma_x = 1.03$ 、 $\gamma_z/\gamma_x = 1.05$ 。图 (e) 中, x、y、z 三个方向的阻尼率分别为 $\gamma_x = 2\pi \times 2.34\text{kHz}$ 、 $\gamma_y = 2\pi \times 2.80\text{kHz}$ 、 $\gamma_z = 2\pi \times 2.67\text{kHz}$ ，因此阻尼率比值为 $\gamma_y/\gamma_x = 1.20$ 、 $\gamma_z/\gamma_x = 1.14$ 。粒子三个方向的阻尼率不同，表示粒子不是一个完美的球形。

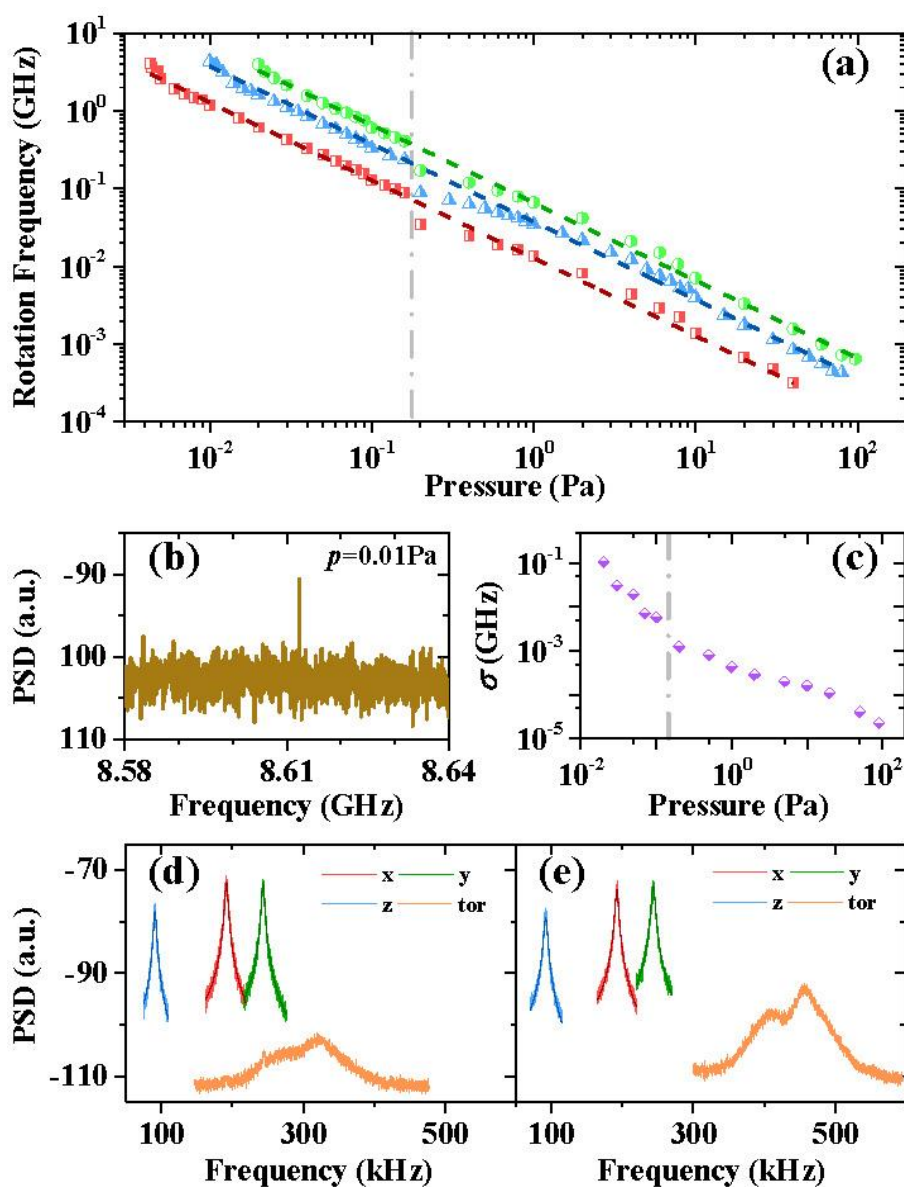


图 8.4 无反馈冷却纳米粒子的旋转运动

8.3.3 有反馈冷却的旋转测量

在较低气压下，纳米粒子的旋转运动非常快，这会导致旋转和质心运动之间的耦

合^[19], 影响俘获纳米粒子的稳定性。一方面, 较大幅度的质心运动幅度, 会导致粒子所感受到的光强发生变化, 从而影响旋转频率; 另一方面, 当旋转频率远大于质心运动频率时, 旋转频率的起伏大于质心运动频率会使得能量传递到质心运动上。因此, 质心运动和旋转运动的起伏变化是相关的。为了减小这种耦合, 可以通过参量反馈来冷却纳米粒子三维的质心运动。将测量的纳米粒子三个方向的位移信号输送进入高带宽的锁相放大器 (型号为 Zurich Instruments HF2LI 50 MHz Lock-in Amplifier), 利用相位锁定环路产生三个相应的倍频信号, 将倍频信号反馈到 AOM 的信号发生器上, 通过振幅调制来改变俘获激光的功率, 从而实现纳米粒子质心运动的冷却。参量反馈冷却的详细原理参考第六章中的详细介绍。

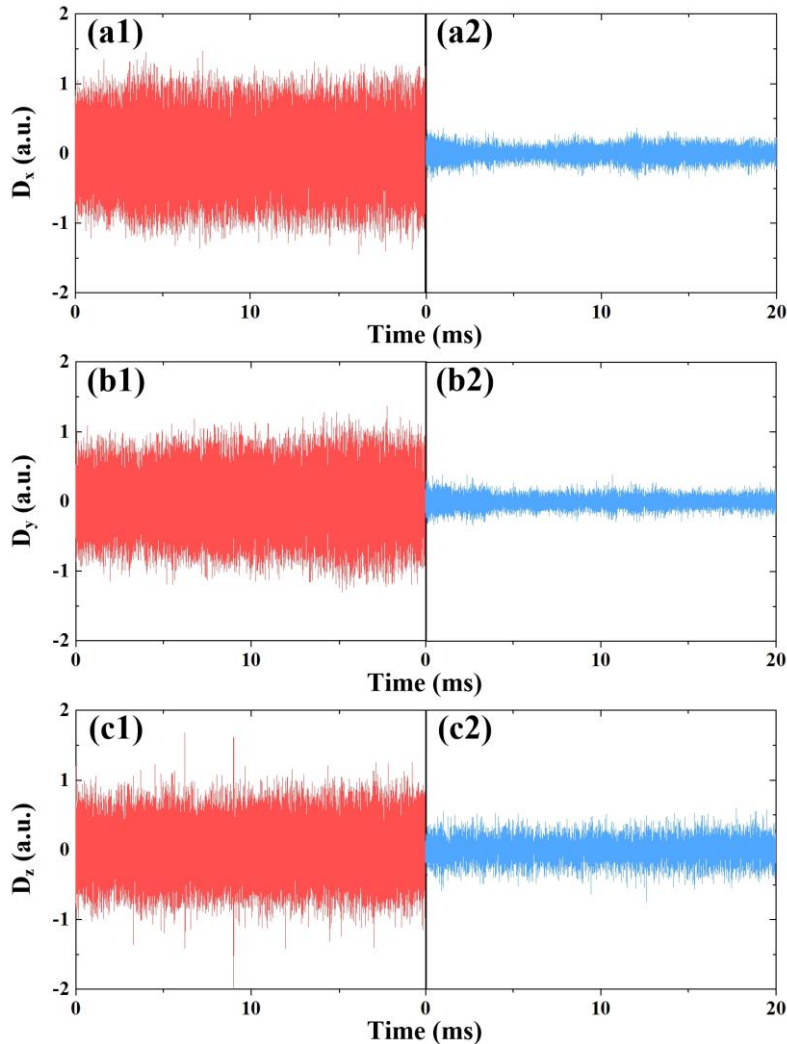


图 8.5 反馈冷却前后纳米粒子位移信号对比

图 8.5 是在空气压强为 0.16Pa 下测得的反馈冷却前后纳米粒子位移信号的对比。其中, 图 (a1)、(b1)、(c1) 分别为反馈冷却前纳米粒子在 x 、 y 、 z 三个方向的质心

运动信号，图 (a2)、(b2)、(c2) 分别为相应的反馈冷却后的位移信号。通过对比可以看出，反馈冷却后纳米粒子的位移幅度有明显的减小。

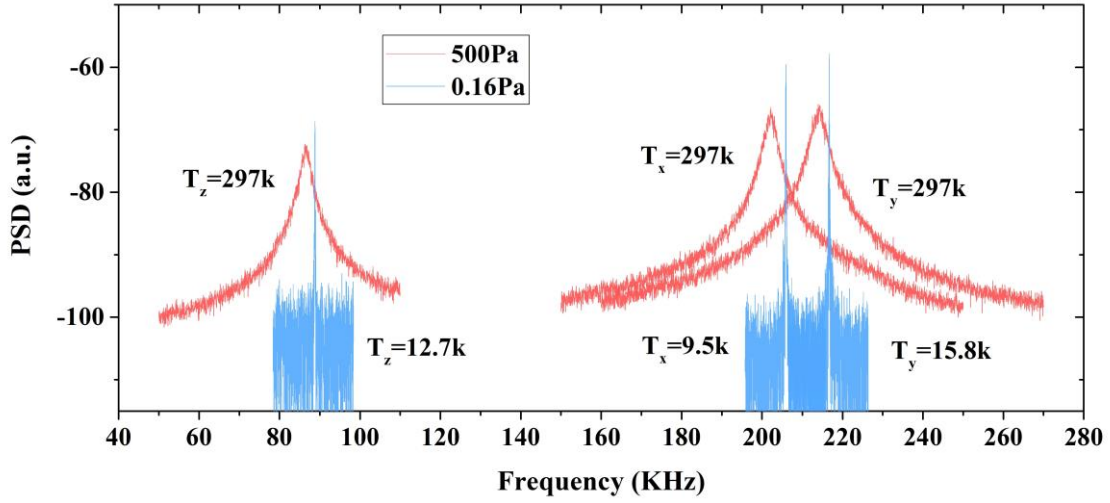


图 8.6 参量反馈冷却下纳米粒子质心运动的功率谱密度

为了计算反馈冷却后纳米粒子的质心运动温度，用频谱分析仪分别测量了无反馈冷却和有反馈冷却时的纳米粒子三个方向的质心运动功率谱密度，如图 8.6 所示。图中，红色曲线是在压强为 500Pa 下无反馈冷却时测得的功率谱密度，周围环境介质处于室温下，纳米粒子三个方向质心运动的温度均为 $T_x = T_y = T_z = 297k$ 。在压强为 0.16Pa 时，用参量反馈方法冷却纳米粒子的质心运动，测得的三个方向的功率谱密度如图中蓝色曲线所示。在参量反馈条件下，纳米粒子一维方向的质心运动的功率谱密度仍然满足方程^[11]：

$$S_x(\omega) = \frac{2k_B T}{m} \frac{\gamma}{\left[(\omega_0 + \delta\omega)^2 - \omega^2 \right]^2 + \omega^2 (\gamma + \delta\gamma)^2} \quad (8.5)$$

根据能量均分定理：

$$E_k = \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2 = \frac{1}{2} k_B T_{CoM} \quad (8.6)$$

式中， m 是纳米粒子的质量， ω_0 是三个方向的本征运动频率， x 是相应的位移， T_{CoM} 是质心运动的等效温度。根据方程 (8.5) 和方程 (8.6) 拟合可以得到反馈冷却后纳米粒子三个方向质心运动的温度分别为 $T_x = 9.5k$ ， $T_y = 15.8k$ ， $T_z = 12.7k$ 。在一定的压强范围内，反馈冷却后质心运动的温度正比于空气压强^[11]。在压强为 $10^{-3} Pa$ 时，质心运动的温度预期可以冷却到几十 mk，满足本实验的要求，因此没有进一步优化冷却效果。

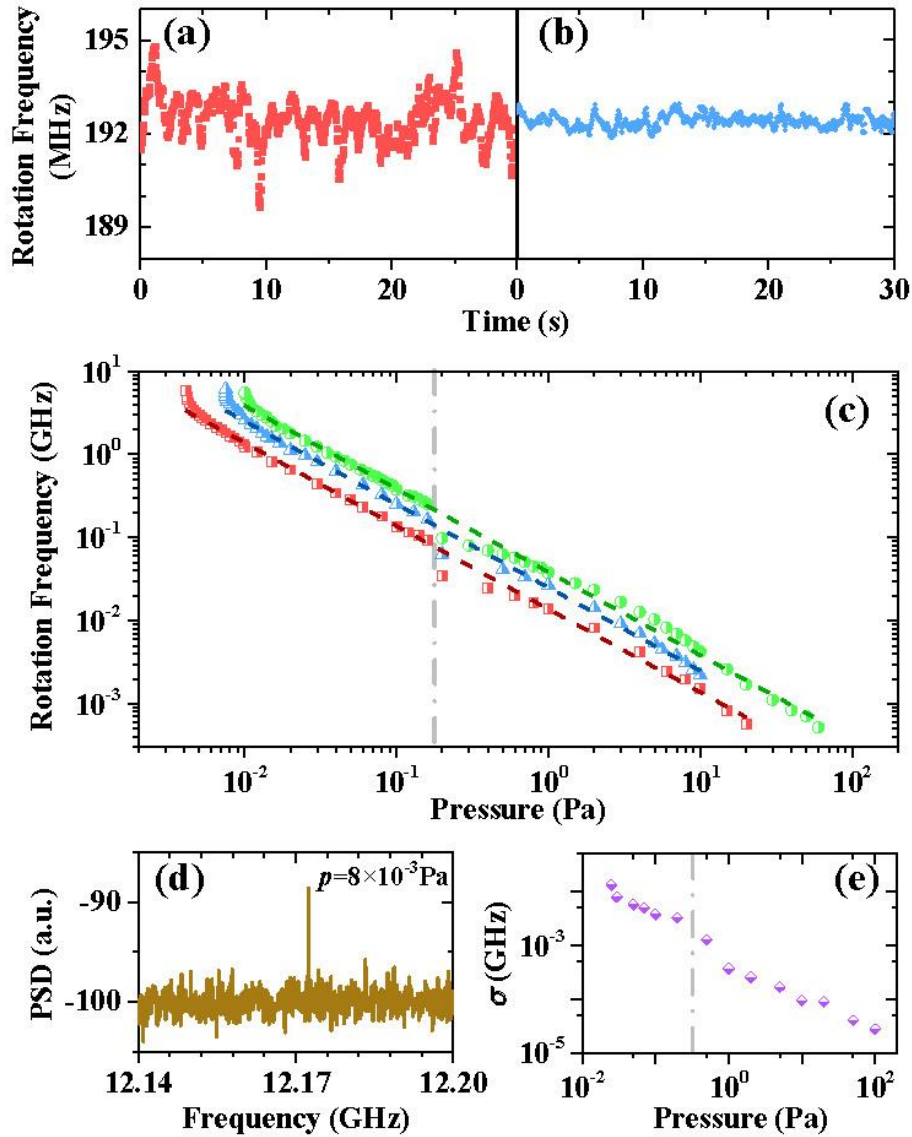


图 8.7 参量反馈冷却下纳米粒子的旋转运动

图 8.7 是测量的有反馈冷却情况下三个不同的纳米粒子的旋转运动。图 (a) 和图 (b) 是在压强为 0.16Pa 下测得的参量反馈冷却前后纳米粒子旋转频率的变化起伏。图 (c) 是三个不同纳米粒子旋转频率与压强的关系。压强为 $8 \times 10^{-3}\text{Pa}$ 时, 测得最快的旋转信号为 12.17GHz , 如图 (d) 所示, 相应的旋转频率约为 6GHz , 这是目前报道的机械转子中最高的旋转频率。图 (e) 是其中一个纳米粒子在不同压强下旋转频率起伏的方差。与图 8.4 (c) 相比, 相同压强下, 通过参量反馈冷却可以减小旋转频率起伏的一个量级以上。纳米粒子的旋转频率大于 4GHz 时, 与空气压强不在满足反比关系, 从图 8.7 (c) 中可以看出斜率变得更加陡峭。因此, 为了获得更快的旋转频率, 需要精细控制真空泵抽气速率。

8.4 小结

在光悬浮纳米粒子系统中，我们利用一束竖直向上的聚焦激光来俘获单个纳米粒子，在无粒子质心运动参量反馈冷却的情况下实现了从大气压到高真空的稳定俘获。俘获纳米粒子后，通过参量反馈冷却方法减小了在高真空下粒子旋转运动与质心运动之间的耦合，测得了 6GHz 的旋转频率，打破了目前机械转子旋转频率的记录。实验中，纳米粒子的超快旋转运动产生的内部力已经接近于可以破坏材料结构。这个工作为测量真空摩擦力和极限条件下材料特性提供了一个重要的研究平台。这个系统还可以用于超灵敏力矩探测和超高精度的压强计。此外，这个工作还可以用于测量连续自发局部塌缩理论。

参考文献

- [1] Gambhir Ranjit, David P. Atherton, Jordan H. Stutz, Mark Cunningham, and Andrew A. Geraci. Attonewton Force Detection Using Microspheres in a Dual-Beam Optical Trap in High Vacuum. *Physical Review A*, 2015, 91, 051805(R).
- [2] Gambhir Ranjit, Mark Cunningham, Kirsten Casey, and Andrew A. Geraci. Zeptonewton Force Sensing with Nanospheres in an Optical Lattice. *Physical Review A*, 2016, 93, 053801.
- [3] Vijay Jain, Jan Gieseler, Clemens Moritz, Christoph Dellago, Romain Quidant, and Lukas Novotny. Direct Measurement of Photon Recoil from a Levitated Nanoparticle. *Physical Review Letters*, 2016, 116, 243601.
- [4] Markus Aspelmeyer, Tobias J. Kippenberg, and Florian Marquardt. Cavity Optomechanics. *Reviews of Modern Physics*, 2014, 86, 1391-1452.
- [5] Markus Arndt, and Klaus Hornberger. Testing the Limits of Quantum Mechanical Superpositions. *Nature Physics*, 2014, 10, 271-277.
- [6] Uroš Delić, Manuel Reisenbauer, Kahan Dare, David Grass, Vladan Vuletić, Nikolai Kiesel, and Markus Aspelmeyer. Cooling of a Levitated Nanoparticle to the Motional Quantum Ground State. *Science*, 2020, 367, 892–895.
- [7] Tongcang Li, Simon Kheifets, David Medellin, and Mark G. Raizen. Measurement of the Instantaneous Velocity of a Brownian Particle. *Science*, 2010, 328, 1673-1675.
- [8] Thai M. Hoang, Rui Pan, Jonghoon Ahn, Jaehoon Bang, H. T. Quan, and Tongcang Li. Experimental Test of the Differential Fluctuation Theorem and a Generalized Jarzynski Equality for Arbitrary Initial States. *Physical Review Letters*, 2018, 120, 080602.
- [9] Jan Gieseler, Romain Quidant, Christoph Dellago, and Lukas Novotny. Dynamic Relaxation of a Levitated Nanoparticle from a non-Equilibrium Steady State. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9, 358-364.
- [10] J. Millen, T. Deesuwan, P. Barker, and J. Anders. Nanoscale Temperature Measurements using non-Equilibrium Brownian Dynamics of a Levitated Nanosphere. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9, 425-429.
- [11] Jan Gieseler, Bradley Deutsch, Romain Quidant, and Lukas Novotny. Subkelvin Parametric Feedback Cooling of a Laser-Trapped Nanoparticle. *Physical Review Letters*, 2012, 109, 103603.
- [12] M. Iwasaki, T. Yotsuya, T. Naruki, Y. Matsuda, M. Yoneda, and K. Aikawa. Electric

Feedback Cooling of Single Charged Nanoparticles in an Optical Trap. *Physical Review A*, 2019, 99, 051401.

[13] Dominik Windey, Carlos Gonzalez-Ballester, Patrick Maurer, Lukas Novotny, Oriol Romero-Isart, and René Reimann. Cavity-Based 3D Cooling of a Levitated Nanoparticle via Coherent Scattering. *Physical Review Letters*, 2019, 122, 123601.

[14] Uroš Deliđ, Manuel Reisenbauer, Kahan Dare, David Grass, Vladan Vuletić, Nikolai Kiesel, and Markus Aspelmeyer. Cooling of a Levitated Nanoparticle to the Motional Quantum Ground State. *Science*, 2020, 367, 892-895.

[15] Erik Hebestreit, René Reimann, Martin Frimmer, and Lukas Novotny. Measuring the Internal Temperature of a Levitated Nanoparticle in High Vacuum. *Physical Review A*, 2018, 97, 043803.

[16] Erik Hebestreit, Martin Frimmer, Rene Reimann, and Lukas Novotny. Sensing Static Forces with Free-Falling Nanoparticles. *Physical Review Letters*, 2018, 121, 063602.

[17] Thai M. Hoang, Yue Ma, Jonghoon Ahn, Jaehoon Bang, F. Robicieux, Zhang-Qi Yin, and Tongcang Li. Torsional Optomechanics of a Levitated Nonspherical Nanoparticle. *Physical Review Letters*, 2016, 117, 123604.

[18] Muddassar Rashid, Marko Toroš, Ashley Setter, and Hendrik Ulbricht. Precession Motion in Levitated Optomechanics. *Physical Review Letters*, 2018, 121, 253601.

[19] Yoshihiko Arita, Michael Mazilu¹, and Kishan Dholakia. Laser-Induced Rotation and Cooling of a Trapped Microgyroscope in Vacuum. *Nature Communications*, 2013, 4, 2374.

[20] Stefan Kuhn, Benjamin A. Stickler, Alon Kosloff, Fernando Patolsky, Klaus Hornberger, Markus Arndt, and James Millen. Optically Driven Ultra-Stable Nanomechanical Rotor. *Nature Communications*, 2017, 8, 1670.

[21] Fernando Monteiro, Sumita Ghosh, Elizabeth C. van Assendelft, and David C. Moore. Optical Rotation of Levitated Spheres in High Vacuum. *Physical Review A*, 2018, 97, 051802(R).

[22] René Reimann, Michael Doderer, Erik Hebestreit, Rozenn Diehl, Martin Frimmer, Dominik Windey, Felix Tebbenjohanns, and Lukas Novotny. GHz Rotation of an Optically Trapped Nanoparticle in Vacuum. *Physics Review Letters*, 2018, 121, 033602.

[23] Jonghoon Ahn, Zhujing Xu, Jaehoon Bang, Yu-Hao Deng, Thai M. Hoang, Qinkai Han, Ren-Min Ma, and Tongcang Li. Optically Levitated Nanodumbbell Torsion Balance and GHz Nanomechanical Rotor. *Physical Review Letters*, 2018, 121, 033603.

[24] Jonghoon Ahn, Zhujing Xu, Jaehoon Bang, Peng Ju, Xingyu Gao, and Tongcang Li.

- Ultrasensitive Torque Detection with an Optically Levitated Nanorotor. *Nature Nanotechnology*, 2020, 15, 89–93.
- [25] Björn Schriniski, Benjamin A. Stickler, and Klaus Hornberger. Collapse-Induced Orientational Localization of Rigid Rotors [Invited]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34, c1-c7.
- [26] Matteo Carlesso, Mauro Paternostro, Hendrik Ulbricht, Andrea Vinante, and Angelo Bassi. Non-Interferometric Test of the Continuous Spontaneous Localization Model Based on Rotational Optomechanics. *New Journal of Physics*, 2018, 20, 083022.
- [27] Marcel Schuck, Daniel Steinert, Thomas Nussbaumer, and Johann W. Kolar. Ultrafast Rotation of Magnetically Levitated Macroscopic Steel Spheres. *Science Advances*, 2018, 4, e1701519.
- [28] Rongkuo Zhao, Alejandro Manjavacas, F. Javier García de Abajo, and J. B. Pendry. Rotational Quantum Friction. *Physics Review Letters*, 2012, 109, 123604.
- [29] Fernando Monteiro, Wenqiang Li, Gadi Afek, Chang-ling Li, Michael Mossman, and David C. Moore. Force and Acceleration Sensing with Optically Levitated Nanogram Masses at Microkelvin Temperatures. *Physical Review A*, 2020, 101, 053835.
- [30] JK Fremerey. Spinning rotor vacuum gauges. *Vacuum*, 1982, 32, 685.
- [31] Lei Shao, Daniel Andrés, Steven Jones, Peter Johansson, and Mikael Käll. Optically Controlled Stochastic Jumps of Individual Gold Nanorod Rotary Motors. *Physical Review B*, 2018, 98, 085404.
- [32] Yuanbin Jin, Xudong Yu, and Jing Zhang. Polarization-Dependent Center-of-Mass Motion of an Optically Levitated Nanosphere. *Journal of the Optical Society of America B*, 2019, 36, 2369-2377.
- [33] M. E. J. Friese, T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop. Optical Alignment and Spinning of Laser-Trapped Microscopic Particles. *Nature*, 1998, 394, 347-350.

第九章 总结与展望

光悬浮纳米粒子作为光力学研究方向中一个重要课题，目前在国际上引起了新的研究热潮，广泛的应用于物理和生命科学等领域。近年来，光悬浮纳米粒子系统已经成为基础物理研究中的一个重要平台。在高真空中，可以用于一系列微弱力的精密测量和基本物理问题的研究。将纳米粒子的运动冷却至量子基态，预期可以用于产生宏观量子叠加态和测量退相干机理等。

在本论文中，首先简要介绍了目前国际上常用的几种用于光悬浮微小尺度粒子的方法和装置，分别是液体环境光镊、光学腔驻波阱和自由空间的梯度力势阱，这几种装置各有优缺点。冷却粒子的质心运动，可以进一步提高测量灵敏度，同时也是制备宏观量子态的一种有效途径。常用的反馈冷却机制有速度反馈冷却、参量反馈冷却、电场反馈冷却和光学腔耦合反馈冷却，分别介绍了国际上利用这几种冷却方法所取得的成果。其中，利用光学腔耦合反馈已经将光俘获的纳米粒子冷却到量子力学基态。介绍了一些目前实验上利用光悬浮系统的超精密测量方案。

根据俘获粒子相对于激光波长的大小，利用线性光学、瑞利近似以及洛伦兹-米氏散射理论分析了光悬浮微米纳米粒子的实验原理。计算了粒子的大小和折射率、俘获激光的波长和数值孔径对系统稳定的影响。一束聚焦激光在焦点处形成一个稳定的三维抛物势阱，俘获的粒子在势阱中做谐振运动，具有三个正交的本征运动，计算了俘获粒子的质心运动功率谱以及阻尼率与环境介质之间的关系。

设计了一套用于真空环境下光悬浮纳米粒子的真空系统。详细介绍了实验中所用的纳米二氧化硅粒子的选择、存储、溶液配置和装载方法。基于平衡零拍探测原理，介绍了测量纳米粒子质心运动信号的方法和原理。自制了高增益、高带宽、高共模抑制比的电流减探测器，可以实现高精度粒子运动信号的测量。

利用一个高数值孔径的物镜聚焦激光实现了单个纳米粒子的稳定俘获。通过一套平衡零拍探测系统测量了粒子在三个正交方向的质心运动信号。在俘获激光功率为 200mW 时，测得了 $2\pi \times 616.7\text{kHz}$ 的高频本征运动信号。根据测得的粒子三个方向的位移信息，描绘出了粒子三维质心运动的轨迹。

介绍了俘获激光为椭圆 TEM00 模高斯光束时，入射偏振对光悬浮纳米粒子质心运动的影响。根据矢量衍射理论，纳米粒子的运动取决于椭圆轮廓和椭圆偏振的相对

方向以及椭圆度。实验上测量了光悬浮纳米粒子的质心运动的功率谱密度，证明了随着线性偏振方向的改变，粒子径向的两个本征频率呈现一个余弦函数的周期性变化。通过控制椭圆轮廓和椭圆偏振的相对方向和椭圆度实现了粒子径向两个本征运动频率的简并。

在自由空间光悬浮谐振子系统中，通过反馈控制实现了强耦合体系下的正交模式分裂。将外部谐振子相位锁定到纳米粒子的质心运动上，反馈俘获激光功率，与纳米粒子相互作用。这个系统可以视为一个耦合谐振子系统，同时伴随有冷却和加热效应。此外，通过调节反馈幅度和相对耦合相位实现了厄米耦合和非厄米耦合的正交模式分裂。

光悬浮纳米粒子系统中，利用一束 532nm 弱聚焦激光照明俘获的纳米粒子。利用一个高数值孔径的成像系统收集散射光进入一个高分辨率 CCD。通过调节照明光入射线性偏振方向测量了偶极子散射光强度的像空间和傅里叶空间分布。此外，测量了照明光入射偏振为竖直和水平线性偏振时，偶极子散射光的偏振特性。

利用一束竖直向上的聚焦激光来俘获单个纳米粒子，在无粒子质心运动参量反馈冷却的情况下实现了从大气压到高真空的稳定俘获。俘获纳米粒子后，通过参量反馈冷却方法减小了在高真空下粒子旋转运动与质心运动之间的耦合。在无反馈冷却和有反馈冷却的条件下分别测得 4.3GHz 和 6GHz 的超快旋转信号，打破了目前机械旋转方面的记录。

目前关于光悬浮纳米粒子的旋转运动是一个热门的研究方向，并且还有一些问题需要去验证，比如粒子不同旋转运动状态和粒子自身性质的关系等。此外，国际上这方面研究都是基于单个纳米粒子的，我们下一步计划研究是测量两个甚至多个谐振子之间的耦合和相互作用，以及多个纳米粒子的操控和组装等，论文中的俘获、测量和成像系统为此提供了一定的基础。光俘获的粒子在一定的条件下也可以实现自旋和轨道运动耦合，这是另外一个主要研究方向。

攻读学位期间取得的研究成果

- [1] **Yuanbin Jin**, Jiangwei Yan, Shah Jee Rahman, Jie Li, Xudong, and Jing Zhang. 6 GHz hyperfast rotation of an optically levitated nanoparticle in vacuum. *Photonics Research*, 2021 (accept).
- [2] **Yuanbin Jin**, Jiangwei Yan, Shah Jee Rahman, Xudong Yu, and Jing Zhang. Imaging the dipole scattering orientations of an optically levitated dielectric nanosphere. (under review).
- [3] **Yuanbin Jin**, XuDong Yu, and Jing Zhang. Polarization-dependent center-of-mass motion of an optically levitated nanosphere. *Journal of the Optical Society of America B*, 2019, 36, 2369-2377.
- [4] **Yuanbin Jin**, XuDong Yu, and Jing Zhang. Optically levitated nanosphere with high trapping frequency. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2018, 61, 114221.
- [5] Xudong Yu, Wei Li, **Yuanbin Jin**, Jing Zhang, Controllable coupled-resonator-induced transparency in a dual-recycled Michelson interferometer. *Physical Review A*, 2018, 98, 053854.
- [6] Wei Li, **Yuanbin Jin**, Xudong Yu, and Jing Zhang, Enhanced detection of a low-frequency signal by using broad squeezed light and a bichromatic local oscillator. *Physical Review A*, 2017, 96, 023808.
- [7] Wei Li, **Yuanbin Jin**, and Xudong Yu. Characterization of squeezed states with controllable coherent light injection at sidebands. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2017, 60, 050321.
- [8] Wei Li, Xudong Yu, Zengming Meng, **Yuanbin Jin**, Jing Zhang. Experimental study of balanced optical homodyne and heterodyne detection by controlling sideband modulation. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2015, 58, 104201.
- [9] Xudong Yu, Wei Li, **Yuanbin Jin**, and Jing Zhang. Experimental measurement of covariance matrix of two-mode entangled state. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2014, 57, 875-879.

致 谢

从 2010 年 9 月入学到现在,我在山西大学校园的时间不知不觉已经过去了十年,在从物理电子工程学院到光电研究所的学习期间,经历了彷徨、失败和成功。但在我写下致谢语时,也标志着我与这段青春的别离。因为有大家的支持和鼓励,使我能够顺利完成学业和论文的工作,在此感谢在我成长道路上帮助扶持指点过我的人。

感谢光电所,从大三的时候就来到这里,良好的环境和浓厚的学术氛围永远吸引着我。墙上的攀登奉献四个字永远刻在我脑海里。感谢彭堃堃院士和谢常德教授,你们敏锐而广阔的科研视野,攀登奉献和追求卓越的科研精神为我们每一个学子指明了方向。是你们创造了优越的实验条件,使我们能够专心去做科研,由衷的感谢。

感谢我的导师张靖教授,张老师严谨的治学态度,开阔的思维,深厚的学术功底令我敬仰。每天都会去实验室与我们讨论实验上遇到问题,分享自己的想法,大家一起讨论的情景深深影响着我。无论多晚走在校园,看到张老师办公室的灯永远是亮着的。这种对科研的热爱,富有激情的工作和生活态度给我们树立了一个学者的榜样,学到的知识和态度让我终生受益。我所有的学术成果和论文的完成都是在张老师的指导下完成的,里面有张老师的辛勤付出。

感谢我的指导老师于旭东副教授在学习、工作和生活中的鼓励和帮助,从大四做毕业设计开始进入实验室就跟着于老师做实验,于老师知识渊博,扎实的理论功底,以及对待实验的严谨使我在六年的时间里受到严格的训练和成长,并且取得丰硕的成果。于老师不仅解答我实验在过程中的疑惑,教导理论知识,在生活中也给予了我许多帮助。他严谨细致的工作是我学习的最好的榜样。我们一起从量子信息转变到现在的光学研究方向,让我能够沉着冷静坚持科研工作,静下心来去处理面对遇到的一次又一次困难。

感谢已经毕业的李卫,黄良辉,孟增明、陈良超、彭鹏师兄在实验过程中的帮助和讨论,从他们身上学到很多知识。有他们营造的愉快的工作环境,在实验室中做科研不再感到枯燥无味,有解决问题后的开心,有论文发表后的充实。感谢闫江伟、王彦、高晨力以及巴基斯坦留学生 Shahjee Khan,有幸能和你们一起奋斗。感谢同一届李东豪、任珂娜以及杨广玉、文凯、李子亮、边国旗、米成栋、王良伟、苗杰、刘方德、聂亮和王星宇师弟在实验上的帮忙,感谢大家在实验上的一起陪伴。

感谢光电研究其他老师对我科研学习中的帮助和指导。感谢办公室、机加工车间、电子车间和激光车间各位老师、师傅的积极帮助，因为有你们的帮助和配合，我们的实验才得以顺利进行。

最后感谢我的父母家人和师振莲，是你们一直以来的鼓励和支持，给了我追求学业的坚强后盾。

个人简历及联系方式

个人简历：

姓 名：靳元彬

性 别：男

籍 贯：山西省吕梁市交城县

联系电话：18734800193

电子信箱：jinyb92@163.com

学习与受教育经历

2014.9-2021.6 山西大学量子光学与光量子器件国家重点实验室光电研究所，
专业：光学，硕博连读。

2010.9-2014.6 山西大学物理电子工程学院，
专业：光信息科学与技术，本科。

承 诺 书

本人郑重声明：所提交的学位论文，是在导师指导下独立完成的，学位论文的知识产权属于山西大学。如果今后以其他单位名义发表与在读期间学位论文相关的内容，将承担法律责任。除文中已经注明引用的文献资料外，本学位论文不包括任何其他个人或集体已经发表或撰写过的成果。

作者签名： 靳元彬

2021年5月21日

学位论文使用授权声明

本人完全了解山西大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关机关或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅，可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名： 靳元彬

导师签名： 张靖

2021年5月21日