

单位代码	10445
学号	20052711
分类号	O439

山东师范大学

硕士学位论文

论文题目 粒子在高斯光束中所受势阱力分析

学科专业名称 光 学

申请人姓名 王于刚

指导教师 徐建波 教授

论文提交时间 2008 年 4 月 10 日

单位代码	10445
学 号	20052711
分 类 号	O439

山东师范大学

硕士学位论文

论 文 题 目 粒子在高斯光束中所受势阱力分析

学科专业名称 光 学

申 请 人 姓 名 王于刚

指 导 导 师 徐建波 教授

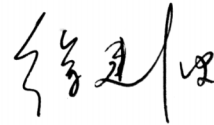
论文提交时间 2008 年 4 月 10 日

独 创 声 明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得_____（注：如没有其他需要特别声明的，本栏可空）或其他教育机构的学位或证书使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名：王于刚

导师签字：




学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解山东师范大学有关保留、使用学位论文的规定，有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权山东师范大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：王于刚

导师签字：



签字日期：2008年4月23日

签字日期：2008年6月23日

目 录

第一章 绪论.....	1
§1.1 光镊技术发展的背景.....	1
§1.2 国内外光镊技术的发展及研究现状.....	2
§1.3 本文研究的目的和意义.....	6
第二章 光镊技术的基本原理研究.....	7
§2.1 光辐射压力.....	7
§2.2 光学散射力和梯度力的简要分析.....	12
§2.3 光学势阱.....	14
第三章 高斯光束的特性.....	17
§3.1 激光的特性.....	17
§3.2 基模高斯光束.....	20
§3.3 高阶高斯光束.....	26
第四章 微粒在高斯光束中所受光阱力的计算和分析.....	29
§4.1 米氏微粒在高斯光束光场中所受光阱力的计算与分析.....	29
§4.2 瑞利微粒在高斯光束光场中所受光阱力的计算与分析.....	37
§4.3 光阱力计算的 T 矩阵方法.....	42
第五章 光镊系统装置的组建方案.....	45
§5.1 光镊系统的基本组成.....	45
§5.2 光镊系统中各装置的选取.....	46
第六章 总结与展望.....	49
参考文献.....	51
攻读硕士学位期间发表的文章.....	55
致 谢.....	57

粒子在高斯光束中所受势阱力分析

摘 要

光镊利用激光微束的动力学效应产生的力去操纵和捕获从几十纳米到几十微米微粒,它可以将微粒捕获在激光微束的焦点附近。由于光镊可以实现对生物活体细胞的亚接触和无损伤的捕获和操纵,所以光镊在研究生物学、物理化学和医学等方面已成为一个重要工具。

到目前为止,研究微粒所受势阱力的理论模型主要有两种:几何光学模型(RO)和电磁模型(EM)。本文基于几何光学模型和电磁模型,分别对几何尺寸远大于激光波长的米氏球形微粒和几何尺寸远小于激光波长的瑞利粒子所受的光阱力进行了定量计算,分析了它们所受的势阱力与折射率、微粒半径、光束束腰半径、激光光束波长、激光功率、吸收系数等参数的关系;为实验中各种参数的选择提供了依据。

全文共分六章。第一章介绍了光镊技术的背景,光镊技术的产生与发展以及国内外研究现状及应用。第二章介绍了激光捕获技术的基本原理,包括光辐射压力、光学散射力和梯度力及光学势阱。第三章主要介绍了激光的性质、基模高斯光束和高阶高斯光束的一些特性。第四章对米氏粒子和瑞利粒子所受的激光光阱力进行了数值计算,根据计算结果分析了微粒所受光阱力与主要仪器参数的关系,并简要介绍了计算光阱力的T—矩阵方法。第五章简要介绍了单光束光阱系统的结构及对各主要组成部分的选择问题。第六章对全文进行了总结和展望。

关键词: 光镊; 光阱力; 光吸收

分类号: O439

Analyses for Trapping Force to Micro-particles in Gauss Beam

ABSTRACT

Optical tweezers use the forces exerted by a strongly focused beam of light to capture and manipulate micro-particles ranging in size from tens of nanometers to tens of micrometers, or can trap the micro-particles near the focus. Because of optical tweezers can non-contact and no invasion operate active cells, it have become an important tool for research in the fields of biology, physical chemistry and medicine.

In present, there are two theoretical modes for calculation of the trapping force: Ray-Optics Model (RO) and Electromagnetic Model (EM). In this paper, the optical trapping forces exerting on the Mie particles by using the RO model and the Rayleigh particles based on EM Model are calculated quantitatively. According to the calculation results, the relationship between the optical trapping force and some parameters, including refractive index, radius of the particle, beam waist, laser wave-length, laser power, absorption coefficient of microscopic particles and so on, are discussed. These conclusions are useful for choosing parameters in experiments.

This paper is consisted of six chapters. In chapter one, we introduce the researching history, researching background and the researching progress of optical tweezers. The research actuality and application of optical tweezers in domestic and overseas are also introduced. In chapter two, the rudimental principles of the laser trapping technique, including radiation pressure, scattering force, gradient force and optical trap, are analyzed. In chapter three, the character of laser, fundamental-mode Gaussian beam and high-order Gaussian beam are analyzed. In chapter four, the optical trapping forces exerting on Mie particles and Rayleigh particles are calculated, the results show the relationship between the optical trapping force and some parameters of instrument. We also simply introduce the T-matrix method for calculating optical trapping force. In chapter five, we briefly introduce the single-beam optical trap system and discuss the question of choosing the major components of instrument. In chapter six, we give the conclusion of this paper and prospect future of optical tweezers.

Key Words: optical tweezers; optical trapping force; optical absorption

CLC Number: O439

第一章 绪论

随着科学技术迅速发展,为适应科学的自身发展和满足生产发展的需求,多学科、多角度的交叉联合研究已经成为自然科学发展中不可阻挡的大趋势。尤其是生命科学的研究不断向数学、物理、化学等学科提出更多更深层次的新问题,这就要求发展新的研究方法和开拓新的研究领域^[1]。生命科学的发展已经深入到生物大分子层次,而所研究的纳米生物体系主要是生物大分子及其复合体,要认识生物大分子及其复合体的特性行为,就需要对具有生命活性的单个生物大分子在生命过程中的行为进行研究,即从生物大分子群体行为的研究深入到对生物单个大分子及其聚集行为的研究,从而达到更深入地认识生命本质的目的。但很长时间以来,由于研究手段的制约,缺乏对纳米微粒和生命细胞操纵的有效实验方法。对纳米微粒和生命细胞的机械操纵,在一定程度上破坏了被操作物体本身或者影响了周围的环境,尤其对生命细胞来说,可能由于机械操纵改变了其活性,使研究者不能准确地了解其活体特性。为了能不加损伤地操纵研究对象,发展无损伤微操纵技术就显得尤为必要,光镊技术就是在此要求下出现的。

§ 1.1 光镊技术发展的背景

因为光可以以多种形式在空间和时间上得到高精度的控制,从而使光有可能成为研究生物物理现象的基本工具。在微观领域,显微观察技术由光学显微镜开始发展至今已经历了近四个世纪。1590年,荷兰和意大利的眼镜制造者已经造出类似显微镜的放大仪器。1610年前后,意大利的伽利略和德国的开普勒在研究望远镜的同时,改变物镜和目镜之间的距离,得出合理的显微镜光路结构。1665年,英国的胡克使用显微镜发现了“细胞”。1673—1677年期间,荷兰的列文胡克制成单组元放大镜式的高倍显微镜,直到1935年荷兰物理学家泽尔尼克创造了相衬显微术,他为此在1953年获得了诺贝尔物理学奖^[2]。20世纪70年代出现了低温电镜技术与冰冻切片技术的结合,在研究含水生物材料的结构方面作出了努力。基于激光技术,人们还发展了具有更高分辨率的扫描探针显微术。在此过程中,显微操作技术一直是人们梦寐以求的理想。当人们看到了微米、纳米尺度分辨率的客观事物后,自然想在可分辨的尺度内控制、操纵它们;然而如何控制和操纵所研究的微粒,尤其是在生命科学上保持细胞正常生命活性的条件下捕获和操纵细

胞,是所有活细胞研究等研究首先要解决的问题。传统的机械镊子方法采用直接接触的方式来研究细胞,往往破坏了细胞的结构和活性或者影响了其周围的环境,不利于对其真实特性的研究。随着微米尺度研究的发展,就需要有新的操纵手段。正是在此要求下,人们发明了一种无损伤地操纵活细胞、细胞器的微操纵技术即光镊技术。它产生的皮牛量级的力正好适合于生物微米量级结构的研究。

光镊的发明使得人们在许多研究中可以从被动的观察变成主动的操控,由于其具有精确定位、可实现对生物活体样品非接触、无损伤性操作,以及光镊产生的皮牛顿量级的力和纳米量级的位移测量,随着激光光镊技术的发展,使光镊的应用不仅仅停留在进行捕获、分选、操纵细胞、细胞器及染色体,弯曲细胞骨架等微操纵方面,而使其应用已拓展到精确测定细胞及分子之间的微小作用力及运动步幅等方面,如测定马达蛋白作用力及运动步幅、克服分子马达力引起的细菌的旋转动力以及对膜体系力学特性进行定量研究等。光镊对于生命科学,正如 Ashkin 所说的那样,光镊“将细胞器从它们正常位置移去的能力,为我们打开了精确研究细胞功能的大门”。伴随着研究的深入发展,光镊和其它技术的组合已经产生出和将要产生出更多的新的研究领域和研究方法,从而有效地促进了生命科学、材料科学、物理学、化学、医学及纳米技术等领域的交叉研究与发展。

§ 1.2 国内外光镊技术的发展及研究现状

1 国外光镊技术的产生、发展状况及应用

对光作用力最早的认识要属德国的天文学家开普勒,他在17世纪初解释彗尾之所以背向太阳的原因时,就指出这是受到太阳光的辐射作用所致。19世纪英国数学物理学家麦克斯韦创立了电磁场理论,指出光的本质是电磁波。他还预言:光照射到物体表面时,将对表面施加压力。1901年,俄国物理学家列别捷夫设计了一个实验,首次发现了光压,并且测量了数据。1909年,德拜给出了线偏振平面电磁波作用于均匀球形粒子所产生的辐射压力的理论;但由于光辐射压力极其微弱,同时也因缺少足够强的光,毫瓦级功率的光仅可产生皮牛顿级($1\text{pN} = 10^{-12}\text{N}$)的作用力,所以当时无法进行实验研究^[3]。直到20世纪60年代,激光的发明给辐射压力的研究提供了高强度、高准直度的光源,从而使从实验上验证光辐射压的存在成为可能。

贝尔实验室的 Arthur Ashkin 是对此进行研究的先驱。Ashkin 等人通过将激光高度聚焦形成窄的激光微束,证明光压可使微粒,比如直径为几个微米的聚苯乙

烯小球，进行移动或逆着重力对其进行提升。他们在光辐射压力对粒子影响方面所做的工作，给以后光镊技术的发展奠定了基础。1970年，Ashkin用一束1w的连续亚离子激光实现了球形颗粒的二维囚禁，成功地观察到激光在垂直于光传播方向上，对水中直径 $1\mu\text{m}$ 的乳胶颗粒的束缚^[4]。之后的几年中，Ashkin等人逐步拓展其应用领域，如将粒子、液滴等提起以对抗重力等方面的应用研究^[5-8]。这套方法后来发展成激光制冷技术，使得其不仅可以应用在微米级的粒子上，还可以推广到原子分子的尺度^[9-11]，激光制冷技术也使朱棣文(Steven Chu)获得1997年的诺贝尔物理奖。但最早的光学势阱或是由多束光会聚在一点上实现，或是由与激光传播方向相反的力与激光共同作用实现，比如在重力场下实现对空气或液体中微粒的悬浮。1986年，Ashkin等人用单束高度聚焦的激光形成三维稳定的光学势阱，吸引电介质粒子并将其束缚在光腰中央，并指出负光压是由于梯度力产生的，且对瑞利粒子的捕获力进行了分析，这个装置被称为光镊，于是世界上第一个光镊诞生，也因此光镊的正式名称为单光束梯度力阱，它可以用来捕获并移动从数十纳米到数十微米的微小粒子^[12]。

随着对粒子操纵、三维捕获的实现，人们逐步认识到这种技术将对研究生物学、物理化学、医学等发挥越来越重要的作用，为此许多研究人员不断改进光镊的实验技术，从理论上对粒子捕获的原因进行解释，揭示激光与粒子相互作用的本质^[13]。J.S.Kim等用复源点场理论描述了当基模高斯光束照射到均匀球上时，均匀球对基模高斯光束的散射，用粒子散射理论分析了高斯光束对透明球状粒子的作用力^[14]。G.Gouesbet等人根据Davis发展的高斯波束的一阶近似，利用Bromwich公式深入研究了均匀球形粒子对高斯波束的散射，提出了广义米理论(generalized Lorenz-Mie theory)，并且推导出了消光截面、散射截面、纵向和横向辐射压力截面的表达式，给出了计算波束因子的局域近似方法^[15-16]。Martinot-Lagarde等利用广义米理论对粒子在轴和离轴情况下的消光截面、散射截面、纵向和横向辐射压力截面进行了数值模拟^[17-18]。F.Onofri等利用广义米理论分析了多层球对任意波束的散射问题，对散射振幅和辐射压力截面进行了讨论^[19]。H. Polaert等讨论了在不同吸收情况下，多层球形粒子在线极化和圆极化聚焦高斯光束中的力矩和辐射压力截面^[20]。J.P.Barton和D.R.Alexander研究了均匀球内场和近表面场的分布，导出了高斯波束中电磁场分量的高阶近似表达式，推导了聚焦高斯光束照射球形粒子时的辐射压力和力矩的表达式，对 $5\mu\text{m}$ 直径的水滴在空气中的悬浮进行了计算分

析；讨论了粒子的重力与辐射压力平衡实现悬浮时，在光轴不同位置电波(磁波)共振粒子所需激光功率的变化，且在束腰中心前后两个位置都能实现稳定悬浮^[21-23]。1992年，A.Ashkin给出了当球形微粒尺寸远大于激光波长（米氏粒子）时，球形粒子所受辐射捕获力的射线光学模型^[24]。1996年Yasuhiro Harada讨论了当微粒尺寸远小于激光波长（瑞利粒子）时，电介质小球所受的辐射捕获力^[25]。Bakker Schut等对几何光学方法在计算光阱稳定性方面的有效性进行了理论和实验研究^[26]。之后，Shojiro Nemoto等研究了在聚焦高斯光束中电介质球所受的轴向捕获力，给出一种测量在水中悬浮的聚苯乙烯粒子的轴向力的简易实验方法^[27]。P. C. Chaumet等对在时谐场中亚波长尺寸粒子的平均力进行了研究^[28]。J. A. Lock利用广义米理论计算了光镊中粒子在轴情况下的辐射捕获力，讨论了球形象差对捕获力的影响^[29-30]。Erik Hillman等研究了光镊在轴捕获微米尺寸球形粒子时玻璃和水分界面的影响^[31]。R. C. Gauthier以射线光学模型为基础研究了双层球的径向捕获力^[32]。T. A. Nieminen等应用T矩阵法，对光镊系统中椭球形、圆柱形粒子在不同形状时所受的光捕获力进行了分析^[33]。

光镊作为一种崭新的光学微操纵手段，其广泛的用途使光镊技术得到了足够的重视。近年来，国际上对光镊技术的基础应用研究主要集中在欧美国家的一些著名大学和实验室，如美国的哈佛大学、普林斯顿大学、芝加哥大学、华盛顿大学和贝尔实验室^[34-38]、瑞典的 Umea 大学，丹麦的哥本哈根大学，德国的 Regensburg 大学，瑞士的 Fribourg 大学和法国的居里研究所^[39-42]等。目前光镊技术的应用研究的热点主要集中在生物学方面；A.Ashkin 首先将光镊技术应用到了生物领域，第一次实现了对病毒、细菌的捕获与操纵^[43]；为了减少对生物样品的损伤，他又将红外激光器应用到光镊系统中实现了对活体细胞的无损伤操纵^[44]和进行了微管内细胞器运输力的研究^[45]。随后人们逐渐将这一技术广泛地运用到了生物学的研究领域。当然，光镊的应用并不局限于生物领域，目前它已在表面科学及凝聚态物理等很多领域得到了应用与发展^[46-53]。例如，日本的 Missawa 等人研究设计了一种光镊分时操作装置使一束光可形成多达 8 个独立的光阱，他们利用这一装置对乳胶微粒操作技术进行了多方面的研究，这种装置能有效地控制粒子的流动方向、选择颗粒的大小以及空间图案的排布等；他们还发现表面结合了极性或非极性功能分子团的聚苯乙烯小球与溶液中的荧光探针分子相互作用，可使后者发射的荧光波长和强度发生变化，从而通过荧光信号可以探知小球表面的

化学性质^[54]。这种荧光分析法过去是将小球与溶液作为一个整体加以研究，只能得到样品的平均荧光信息。现在结合光谱测量技术，光镊可以随意地操纵或固定单个小球的空间位置，因此可以探测单个小球表面结合物发射荧光的细节，从而确定小球表面的分子结构。

2 国内光镊技术的研究与发展状况

中国科技大学光镊微操作研究室是国内最早(1989年)研究光镊及其生物应用的单位，也是国际上较早的单位。他们不仅对光作用力进行了理论分析^[55-57]，还对适合于在细胞、亚细胞层次研究的光镊微操作系统进行了构建及改进，并通过了国家的鉴定^[58-59]。十几年来，在李银妹教授的领导和努力下，他们研究室已在光镊技术的物理基础、实验技术和实验系统研究方面取得很大进展，并对这一技术在生物研究中的应用进行了积极的探索。他们针对生物样品的特点，利用不同工作波长激光器研制了近红外光镊系统，实现了对不同类别、形状、大小各异的细胞及细胞器的捕获与操纵，并把光镊和光刀这两个各具特点的工具结合在一起，为有效地进行生物学研究打下了较好的基础。

中科院物理所光物理实验室是我国首家建成可以测量纳米量级位移和皮牛顿量级力的光镊系统的单位。他们设计、研制成了国内第一台能精确测定微小位移及作用力的双光镊系统，该系统对微米对象的操纵精度达纳米量级；位移和力的测量精度分别达纳米量级和亚皮牛顿量级，最大测力范围可达 30pN。在生物方面，他们对调控微管和微丝的一些结合蛋白进行了研究，建立了微管和微丝的体外测定系统，研究和实现了聚苯乙烯小球的包被、微珠和微管的连接^[60-63]。

此外，天津大学对飞秒激光光镊进行了研究^[64-65]。北京工业大学的将He-Ne激光器与显微镜系统耦合构建了一套显微镜物镜正置光镊系统，进行光子晶体的制备，成功地实现了微米聚苯乙烯球体、二氧化硅球体样品的操纵^[66]。浙江大学把激光捕捉技术应用于微细加工^[67]。中国农业大学用光镊研究了微管系统的分子力学特征^[68]，北京大学进行了光镊的研究与构建^[69]，南开大学^[70]、南昌大学、燕山大学^[71-72]等单位也分别对光镊的机理与应用进行了分析与阐述。

与国外相比，我国虽然也较早地介入了光镊的研制与应用研究，并取得了一定的研究成果，但光镊技术在国内的应用面还很窄、研究者相对较少。不过，由于光镊技术在生物学等领域的独特优势和广阔的应用前景，近年来光镊技术已逐渐得到我国学者的重视，这些年我国加大了光镊技术应用方向研究经费的投入，

在光镊的实验技术和捕获力的测量方面取得了不少研究成果。

§ 1.3 本文研究的目的及意义

随着科学技术不断地向前发展，人们认识水平的不断提高，要求人们更深入地去研究微观物体；这就需要借助于能精细操纵和测量的工具。但在很长一段时间里一直没有十分令人满意的技术手段供人们研究各种微观物体的结构和功能。随着激光器的出现，人们研制出了具有精确的选择性、能产生皮牛量级作用力、无损伤亚接触等功能的光镊，为研究微观世界提供了强有力的工具。

本文主要运用几何光学模型和电磁模型对微粒在高斯光束中的受力进行了精确计算和细致分析，讨论了介质微粒的半径、折射率、吸收系数，激光的波长、束腰半径、功率等实验参数对激光捕获能力的影响；为搭建光镊系统提供了具体的理论指导，为实际实验中参数的选择提供了重要依据。

总之，光镊技术已受到世界各国，特别是技术发达国家和地区科技工作者的广泛关注，这一技术已被广泛地应用于众多领域中。伴随着人们对光镊研究的不断深入，光镊技术与其它技术的组合应用将会引申出更多的新的研究方法和研究领域，这必将会促进生命科学、材料科学、物理学、化学、医学及纳米技术等领域的交叉研究和发展，光镊技术必将得到越来越广泛的应用。

第二章 光镊技术的基本原理研究

光镊是利用光与物质间动量传递的力学效应形成的三维梯度光学势阱，把具有一定强度和模式的激光束会聚到微米量级，形成激光微束。如果把大小从 nm 到 μm 量级的微小粒子放入形成光镊的激光光束的焦点为中心的一定区域内，则微粒就会自动移向激光光束会聚中心，并在焦点附近被稳定地捕获住。这是因为会聚激光光束不仅会对微粒产生沿光束传播方向上的散射力，同时还产生一个指向激光微束焦点的力，该力的大小正比于光的强度梯度，因而又称之为梯度力；应用该力，在一定条件下，当微粒在一定范围内偏离激光光束会聚中心时也会很快地恢复原位，使微粒稳定在光束焦点附近，随光束焦点的移动而移动。

光镊是对光的势阱效应的一种形象的描绘，它可以像传统机械镊子一样用来挟持和操纵微小粒子，使粒子受到光的束缚达到“钳”的效果。传统的机械镊子用来操纵微粒时必须接触到物体，施加一定的力在物体上，物体才会被嵌住，然后保持物体不动或对它进行翻转和移动等操作；而光镊是以一种温和的非机械接触的方式来完成对微小粒子的挟持和操纵的，这就像一把无形的镊子，把粒子镊住了，故而形象地称之为光镊。通常在研究光镊自身的物理性质时往往光镊也往往被称为“光学势垒”，“光捕获阱”，“光梯度力阱”，“光钳”或“光学势阱”等。

§ 2.1 光辐射压力

1 光的压力效应

光从本质上来说是一种电磁波；电磁波在传播的过程中，传送能量的同时也在传递动量；所以光在传播的过程中不仅携带能量，而且也携带动量。光的动量是光的基本属性，携带动量的光与物质相互作用伴随着动量的交换，也就是说会对被照射的物体施加一定的压力，该作用力引发物体的速度和位移的变化，称之为光的力学效应。由于光辐射对物体产生的力常常表现为压力，所以被称为光辐射压力，简称光压。从光的量子理论来说，光是由光子组成的，我们也可以说光压就是光子流产生的压强。

光子携带的能量 E 与动量 P 之间有一简单的关系，它的动量大小为 $P = E/c$ (c 是光速)，其方向为沿光传播的方向。设一束平行光垂直入射到物体上，若物体是理想黑体（如图 2.1A），即入射光将被物体全部吸收。设吸收的光能量为 E ，则由

动量守恒定律可知,这份入射光把它的动量 $P = E/c$ 也全部转移给物体了,方向沿光传播的方向。

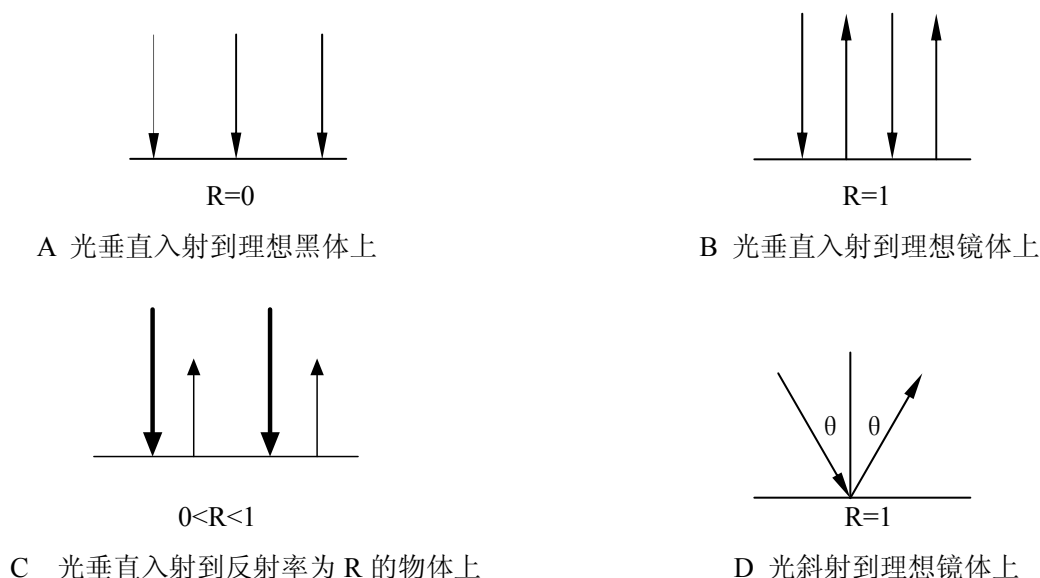


图 2.1 光入射到不同物体表面时动量的改变

如果物体是理想镜体(图 2.1B),则入射光全部被反射,这时光的动量大小不变而方向与入射时相反。即这份能量为 E 的入射光,其动量改变了 $P = 2E/c$,方向与入射方向相反。于是,按动量守恒定律,物体在入射光方向上的动量增大了 $2E/c$,是全部吸收情形时的 2 倍。

一般的物体是介于理想黑体 $R=0$ 和理想镜体 $R=1$ 之间(图 2.1C),当光垂直入射到具有反射率为 R ($0 < R < 1$)的物体上时,该物体得到的动量将为:

$$P = (1-R)E/c + 2ER/c = (1+R)E/c$$

当光斜入射到理想镜体上时(图 2.1D),反射光与入射光动量的切向分量(水平分量)没变,法向分量 $E \cos \theta$ 的大小没变,方向相反,这时光传给物体的动量为 $2E \cos \theta / C$ 。

在上述几种情况下,我们看到由于光传递给物体一个动量,根据牛顿第二定律,单位时间内光引起的物体动量的变化就等于作用在物体上的力。设光入射到物体上时,经过的时间为 t ,由此可得光作用在物体上的力为

$$F = P/t$$

如果光束作用的面积为 S ,则单位面积上受到的力即为光压。

$$p = F/S$$

根据以上的理论,当太阳光垂直照射到地球表面时,地球表面的光压约为 $p = 0.5 \text{ dyn/m}^2$ 。这个光压是非常微小的,以至于我们根本感觉不到它的存在。有史

以来，人们充分研究利用光的能量造福于人类，却难以挖掘光的动量为人类服务。这个禁区直到 20 世纪 60 年代激光的问世以后才被打开，光具有动量的属性才充分得到展示与应用^[73]。

与普通光源相比，激光是一种高亮度，方向性极好的单色光源。对于一台光强呈高斯型分布，功率为 10mw 的氦氖激光器发射的激光束，若光束发散角为 $2'$ ，由此获得光束方向上的辐射亮度是太阳光的一万倍。若把激光聚焦到光学衍射极限光斑(约 10^{-8} cm)，其单位面积的光功率密度将是太阳光的 10^8 倍，把一个微米量级的电介质小球置于此氦氖激光聚焦点处，小球将受到 10^6 达因的辐射压力，从而产生 $10^8 \text{ cm/s}^2 \approx 10^5 g$ 的加速度(g 为重力加速度)。每个光子的动量虽小，但在这样的高密集能流密度下就可以显示出它的力量了。因此随着激光这种高亮度的新光源诞生之后，激光动力学的开发应用成为可能。由于粒子对光都具有一定的吸收，激光就有可能烧伤物体，所以光镊作用的粒子都是浸入液体中的。粒子被周围的液体冷却着，因此粒子吸收光而产生的热能能迅速向周围环境中扩散。

2 光线与介质表面相互作用产生的辐射压力

设光束在折射率为 n 的介质中传播，由光的量子理论可知，光束可以看作是由大量光子组成，光束的动量就是所有光子动量之和。每个光子动量为 $hk/2\pi$ 式中 h 为普朗克常量， k 是波数且 $k = 2n\pi/\lambda$ ， λ 为光在真空中的波长， n 是介质折射率。单位时间能量为 I ，频率为 ν 的光束中的粒子数为 $I/h\nu$ ，则单位时间能量为 I 的光线的动量为 nI/c ；动量方向与光束传播方向一致。当光束入射到微粒上时，光与微粒发生相互作用，光束单位时间动量的变化转移到了微粒上，即有力作用在物体上。

假定粒子为理想透明粒子（如图 2.2 所示），周围介质均匀，设入射光单位时间能量为 I ，即功率为 I ，其中 P 偏振光和 S 偏振光功率分别为 I_p ， I_s ；令 R_p ， T_p ； R_s ， T_s 分别为 P 偏振光和 S 偏振光的反射率和透射率； i ， i' ， γ 分别为入射角、反射角和折射角； n_1 、 n_2 分别为入射介质和折射介质的折射率，坐标轴 X 正方向为垂直于介质分界面且由入射介质指向折射介质。 F_{xp} 、 F_{yp} 表示 P 光在 X、Y 方向产生的辐射压力， F_{xs} 、 F_{ys} 表示 S 光在 X、Y 方向产生的辐射压力^[67]。

由上述讨论可得，单位时间入射光中 P 光和 S 光动量分别为：

$$P_p = \frac{n_1 I_p}{c} \quad P_s = \frac{n_1 I_s}{c} \quad 2.1$$

单位时间反射光中 P 光和 S 光的动量分别为

$$P_{pr} = \frac{n_1 R_p I_p}{c} \quad P_{sr} = \frac{n_1 R_s I_s}{c} \quad 2.2$$

单位时间透射光中 P 光和 S 光的动量分别为

$$P_{pt} = \frac{n_2 T_p I_p}{c} \quad P_{st} = \frac{n_2 T_s I_s}{c} \quad 2.3$$

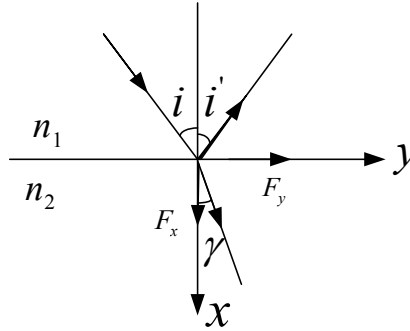


图 2.2 光入射到介质上的光路图

P 光和 S 光的反射率和透射率分别为：

$$R_p = |r_p|^2 \quad R_s = |r_s|^2 \quad 2.4$$

$$T_p = \frac{n_2 \cos \gamma |t_p|^2}{n_1 \cos i} \quad T_s = \frac{n_2 \cos \gamma |t_s|^2}{n_1 \cos i} \quad 2.5$$

其中： r_p , t_p , r_s , t_s 分别为 P 光和 S 光的反射系数和透射系数，根据菲涅耳公式，有

$$r_p = \frac{\tan(i - \gamma)}{\tan(i + \gamma)} = \frac{\sin i \cdot \cos i - \sin \gamma \cdot \cos \gamma}{\sin i \cdot \cos i + \sin \gamma \cdot \cos \gamma} \quad 2.6$$

$$r_s = -\frac{\sin(i - \gamma)}{\sin(i + \gamma)} = \frac{-\sin i \cdot \cos \gamma + \sin \gamma \cdot \cos i}{\sin i \cdot \cos \gamma + \sin \gamma \cdot \cos i} \quad 2.7$$

$$t_p = \frac{2 \sin \gamma \cos i}{\sin(i + \gamma) \cos(i - \gamma)} = \frac{2 \sin \gamma \cos i}{\sin i \cdot \cos i + \sin \gamma \cdot \cos \gamma} \quad 2.8$$

$$t_s = \frac{2 \sin \gamma \cos i}{\sin(i + \gamma)} = \frac{2 \sin \gamma \cos i}{\sin i \cdot \cos \gamma + \sin \gamma \cdot \cos i} \quad 2.9$$

将入射光的动量分解为 X、Y 方向两个分量，则 X、Y 方向动量分量分别为

$$P_{px} = P_p \cos i \quad P_{sx} = P_s \cos i \quad 2.10$$

$$P_{py} = P_p \sin i \quad P_{sy} = P_s \sin i \quad 2.11$$

把 2.1 代入 2.10, 2.11 得到入射光的 P 光和 S 光在 X、Y 两个方向的单位时间动量分量分别是

$$P_{px} = \frac{n_1 I_p}{c} \cos i \quad P_{sx} = \frac{n_1 I_s}{c} \cos i \quad 2.12$$

$$P_{py} = \frac{n_1 I_p}{c} \sin i \quad P_{sy} = \frac{n_1 I_s}{c} \sin i \quad 2.13$$

同理我们可以得到反射光和透射光中的 P 光、S 光在 X 方向的单位时间动量分量分别为：

$$P_{pxr} = \frac{n_1 R_p I_p}{c} \cos i' \quad P_{sxr} = \frac{n_1 R_s I_s}{c} \cos i' \quad 2.14$$

$$P_{pxt} = \frac{n_2 T_p I_p}{c} \cos \gamma \quad P_{sxt} = \frac{n_2 T_s I_s}{c} \cos \gamma \quad 2.15$$

反射光和透射光中的 P 光、S 光在 Y 方向的单位时间动量分量分别为：

$$P_{pyr} = \frac{n_1 R_p I_p}{c} \sin i' \quad P_{syr} = \frac{n_1 R_s I_s}{c} \sin i' \quad 2.3.16$$

$$P_{pyt} = \frac{n_2 T_p I_p}{c} \sin \gamma \quad P_{syt} = \frac{n_2 T_s I_s}{c} \sin \gamma \quad 2.17$$

X、Y 两个方向由动量守恒定律的微粒收到的作用力为：

$$F_{px} = P_{px} + P_{pxr} - P_{pxt} \quad 2.18$$

$$F_{sx} = P_{sx} + P_{sxr} - P_{sxt} \quad 2.19$$

$$F_{py} = P_{py} - P_{pyr} - P_{pyt} \quad 2.20$$

$$F_{sy} = P_{sy} - P_{syr} - P_{syt} \quad 2.21$$

将式 2.10—2.17 代入 2.18—2.21 得

$$F_{px} = \frac{I_p}{c} (n_1 \cos i + n_1 R_p \cos i' - n_2 T_p \cos \gamma) \quad 2.22$$

$$F_{sx} = \frac{I_s}{c} (n_1 \cos i + n_1 R_s \cos i' - n_2 T_s \cos \gamma) \quad 2.23$$

$$F_{py} = \frac{I_p}{c} (n_1 \sin i - n_2 T_p \sin \gamma - n_1 R_p \sin i') \quad 2.24$$

$$F_{sy} = \frac{I_s}{c} (n_1 \sin i - n_2 T_s \sin \gamma - n_1 R_s \sin i') \quad 2.25$$

$$n_1 \sin i = n_2 \sin \gamma \quad 2.26$$

2.26 式为 Snell 公式

由 2.22, 2.23 得 P 光和 S 光在 X 方向对微粒的作用力为

$$F_{py} = \frac{I_p}{c} \frac{2 \sin(2\gamma) \cos i \cos \gamma (n_1 \sin \gamma - n_2 \sin i)}{\sin^2(i + \gamma) \cos^2(i - \gamma)} \quad 2.27$$

$$F_{sy} = \frac{I_s}{c} \frac{\sin(2i) \sin(2\gamma) (n_1 \cos i - n_2 \cos \gamma)}{\sin^2(i + \gamma)} \quad 2.28$$

由 2.24, 2.25 得 P 光和 S 光在 Y 方向对微粒的作用力为

$$F_{px} = \frac{I_p}{c} \frac{2n_1 \sin^2 i \cos i (n_1^2 - n_2^2) (\sin^2 i + \cos^2 \gamma)}{n_2^2 (\sin i \cos i + \sin \gamma \cos \gamma)^2} \quad 2.29$$

$$F_{sx} = \frac{I_s}{c} \frac{2n_1 \sin^2 i \cos i (n_1^2 - n_2^2)}{n_2^2 (\sin i \cos i + \sin \gamma \cos \gamma)^2} \quad 2.30$$

§ 2.2 光学散射力和梯度力的简要分析

在上面的讨论中, 光对物体的作用力都是推力, 并不会产生光阱力来束缚微粒。为了阐明光镊的工作原理, 我们以透明电介质小球为模型进一步来讨论光与物体的相互作用力。我们选用一透明球形电介质微粒作为模型, 一方面是考虑到球形物体的对称性便于讨论和计算, 而其它形状的微粒所受光阱力难于计算; 另一方面是由于生物细胞大多数(特别是脱了壁的原生质体)近乎是透明的球状体, 所以选用透明球形物体为模型与实际应用也相吻合。为了形象地揭示出光辐射是如何产生对微小粒子的束缚力的, 我们采用几何光学近似, 通过考察光穿过介质球的行为来分析光作用于物体的力。对尺寸为微米量级的小球(直径远大于光波长), 可以采用几何光学近似, 这在计算精度上是完全可以接受的^[74], 设小球折射率 n_1 大于周围介质折射率 n_2 。

1 均匀光场与小球的相互作用

当一束光穿过小球时, 由几何光学可确定光线传播的路径, 如图 2.3(a)所示, 以 a、b 两条光线为代表, 光线在进入和离开球表面时发生折射(实线表示), 同时在表面也产生一定的反射(虚线表示), 我们着重来分析光与小球折射作用而引起的施加在小球上的力。图中画出了光束中有代表性的 2 条光线 a 和 b。当入射光穿过

小球时,在球的表面光的传播方向发生改变,即光的动量有了改变如图 2.3(b)所示。由于动量守恒,这些光传递给小球一个与该动量改变等值,但方向相反的动量,与之相应的有力 F_a 和 F_b 施加在小球上。小球受到的光对它的总作用力就是光束中所有光线作用与小球的力之合力。在均匀光场中,各小光束(光线)给予小球的合力在横向将完全抵消,但有一沿 z 方向的推力。

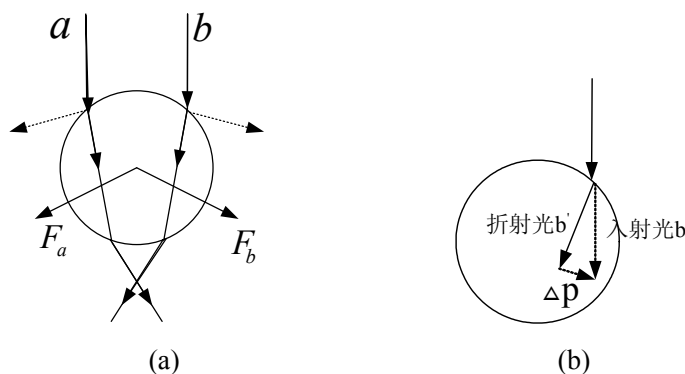


图 2.3 均匀光场与小球相互作用

2 非均匀光场与小球的相互作用

如果小球处在平行、非均匀、自左向右增强的光场中,如图 2.4 所示。与左边的光线 a 相比,右边较强的光线 b 作用于小球,在小球表面发生折射时传递给小球的动量较大,从而小球受到较大的力 F_b ,这样,散射到小球上的所有光束的合效应在横向也不再完全抵消,总的合力是把小球推向右边略偏下处。如果光束轴线处光强大,粒子将被推向光轴,也即在横向粒子被捕获。因此,由于光场强度分布不均匀(存在梯度),光束在介质小球处折射时动量发生改变时,由于折射作用给介质小球相应产生的力是一个指向光最亮处的力,我们将这个力称之为梯度力。这一结论可以推广到一般的存在光场强度分布不均匀的情况,特别是存在光场强度最大点的情形,例如被透镜会聚的光束焦点附近。在合适的条件下,在一个存在光场强度分布不均匀的光场中的粒子(其粒子折射率 n_1 大于周围介质的折射率 n_2)将受到一个指向光的最亮点的力,也就是说光对粒子不仅有推力还可以有拉力。这样,粒子就可能被约束在最亮点附近。

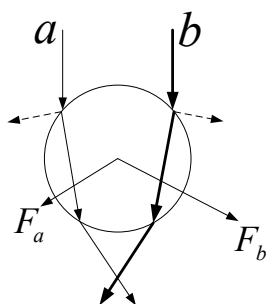


图 2.4 非均匀光场与小球相互作用

§ 2.3 光学势阱

通过对图 2.4 光场中的小球进行受力分析,可以得出小球在垂直于光线传播方向的平面内得到一个横向动量,即横向光压。小球在这个横向光压的作用下的运动趋向于光场最强处,即小球在垂直于光线传播方向的平面内受到了光的束缚,我们称此情形为二维光学势阱。可以产生横向梯度力的二维光学势阱的光源较容易得到;高斯光束的光强随偏离光轴的距离的增大而减小,它在垂直于光轴的平面内存在光场强度的梯度分布,可以用来作为二维光学势阱的光源。在高斯光束的照射下,当小球在横向偏离光轴时,小球将受到一个指向光轴的回复力,即小球将被束缚在光轴上。二维光阱在某些条件下也可以用于捕获粒子(如图 2.5)^[75]。

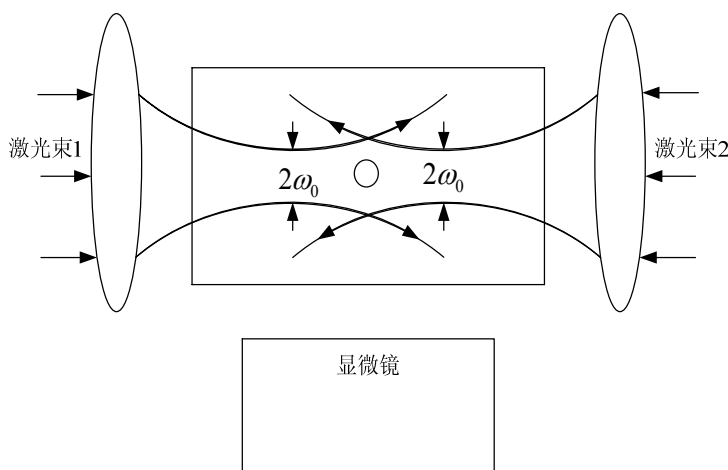


图 2.5 二维光学势阱对粒子的捕获

虽然二维光学势阱实现了对粒子在垂直于光传播方向上的平面内的束缚;但是由于粒子还受到一个沿光束传播方向的力,因而在这个方向上微粒依然是不稳定的。如果要光阱在光束传播方向上也能产生对粒子的束缚,必须设法当粒子在某些位置时,使光束能对微粒产生一个逆向光束传播方向的力;这样粒子便能在光轴上某一位置达到平衡,从而实现对微粒的完全束缚。事实上这种三维梯度力

势阱是存在的，1986 年，A Ashkin 用一束强聚焦激光实现了在垂直于光轴的平面内和光轴方向上同时形成梯度力势阱，从而稳定地俘获了生物微粒。由于该光阱仅仅只用了一束激光，所以称之为单光束梯度力光阱，也就是人们通常所说的光镊（如图 2.6 所示）。

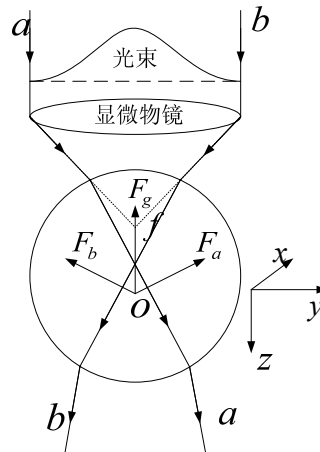


图 2.6 单光束梯度力光阱原理图

三维光阱与二维光阱之区别在于，入射到粒子上的光是强会聚的。此时，轴外光线具有一定的横向（X—Y）动量和较小的纵向（Z）动量。当光进入小球后，经过球对光的折射，出射光偏离入射光的方向，改变了纵向动量。由于 Z 方向的动量守恒，小球必产生相应的动量改变。依赖这动量改变的方向小球受到推力或拉力。

三维光学势阱与二维光学势阱的区别在于，形成二维光学势阱的光源是激光高斯光束，而形成三维光阱的光源是激光微束，高度聚焦的激光束称为激光微束。激光微束实际中可以由一束激光通过一个短焦距透镜会聚来实现，例如用一个高数值孔径(NA)的显微物镜，将激光会聚成光波长量级的衍射极限光斑，产生足够陡的梯度场。为了阐明光镊的轴向俘获能力，我们来具体分析一下激光微束产生的三维梯度光场对处在轴上焦点附近的粒子的作用，我们仍以透明电介质小球为模型来进行说明。

入射的高斯光束经过透镜，形成高度会聚的激光微束，激光微束的轴外光线具有一定的横向动量和纵向动量。我们首先以图 2.7(a)中介质小球受到梯度力的作用而被拉向光束焦点处为例来进行分析，介质小球球心处于激光束焦点下方。当轴外光线（图 2.7(a)中的 a、b 光线）穿过小球时被折射，折射后传播方向趋向更平行于光轴，即光线增大了纵向的动量。由动量守恒原理知，小球相应的获得沿

光轴负方向的动量，即小球受到的纵向力为拉力；即图中光束 a 、 b 施加在小球上的力为 F_a 、 F_b ，其合力沿负光轴方向。所有照射到小球上的光被其折射后都贡献一份逆轴向的力，其合力趋向于把小球拉向焦点。这就是光束对处于激光束焦点下方的介质小球产生与光束传播方向相反的拉力的来源。小球表面反射光动量改变很小，相应地，产生的沿光束传播方向的散射力也很小。

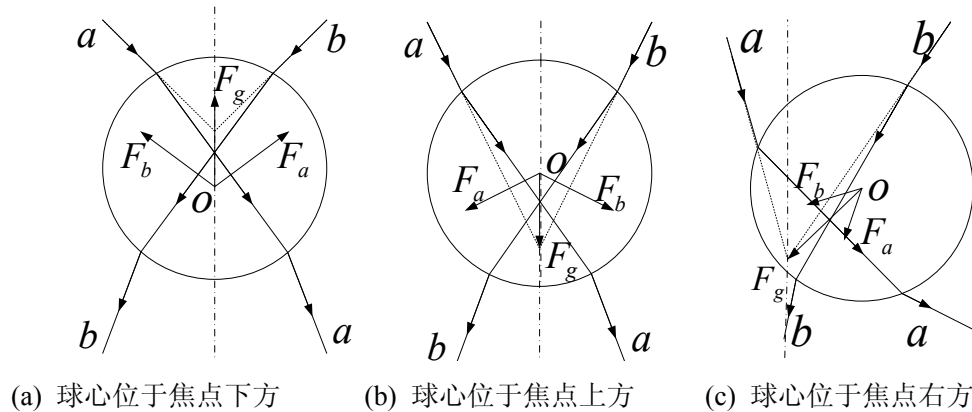


图 2.7 激光微束对焦点附近粒子的作用

对于球心处在光束焦点上方和光束焦点右方的小球，如图 2.7(b)和图 2.7(c)所示。利用上面类似的方法分析可以得出，光通过小球折射后，小球将分别受到指向正光轴和向左的梯度力作用，都使小球趋向于向光束焦点运动。因此，在单光束梯度力光阱中，球心处于焦点之前、之后或左或右的介质小球，由于激光微束与小球折射作用产生的梯度力，都使小球趋向于焦点。梯度力阱中任何横向(x - y 平面)偏离都会导致因横向上梯度力产生回复力，而任何纵向(z 方向)的偏离都会导致纵向梯度力产生回复力。梯度力起着使小球停止在焦点附近的类似弹簧力的作用，所以在焦点附近的小球将会受到这三维空间的回复力而被稳定地束缚于阱中。沿光传播的负向梯度力更为重要，它主宰着轴向平衡的稳定性。俘获强度是稳定俘获可能范围内的最大力来估计，具有大数值孔径且会聚角大的场合，可实现大俘获力、大弹簧刚度，进而实现大的俘获范围。

第三章 高斯光束的特性

§ 3.1 激光的特性

激光广泛应用的基础在于它的特性，一般来说激光具有单色性、相干性、方向性和高亮度四个方面的特性。实际上，这四个特性在本质上可归结为一性，即激光具有很高的光子简并度；也就是说，激光可以在很大相干体积内有很高的相干光强。激光的这一特性正是由于受激辐射的本性和光腔的选模作用才得以实现的。以下我们将激光的相干性分为空间相干性、时间相干性和相干光强 3 方面讨论^[76]。

1、激光的空间相干性和方向性

光束的空间相干性和它的方向性（用光束发散角描述）是紧密联系的。对于普通光源，只有当光束发散角（ $\Delta\theta$ ）小于某一限度，即 $\Delta\theta \leq \lambda/\Delta x$ 时（ λ 是激光束波长， Δx 是光源的线度），光束才具有明显的空间相干性。例如，一个理想的平面光波是完全空间相干光，同时它的发散角为零。

对于激光器也有类似的关系。通常把光波场的空间分布分解为沿传播方向（腔轴方向）的分布 $E(z)$ 和在垂直于传播方向的横截面上的分布 $E(x, y)$ 。因而光腔模式可以分解为纵模和横模。它们分别代表光腔模式的纵向（腔轴方向）光场分布和横向光场分布。用符号 TEM_{mn} 标志不同横模的光场分布。 TEM 代表光波是横电磁波， m 、 n 分别表示在 x 和 y 方向（轴对称情况）光场通过零值的次数。 TEM_{00} 模称为基模，其他称为高次模。激光束的空间相干性和方向性都与激光的横模结构相联系。如果激光是 TEM_{00} 单横模结构，则由于同一模式内的光波场是空间相干的，另一方面，单横模结构又具有最好的方向性；所以激光具有很好的空间相干性和方向性。反之，如果激光为多横模结构，由于不同模式的光波场是非相干的，所以激光的空间相干性程度减小，而另一方面，多横模就意味着方向性变差（高次模发散角加大）。这表明，激光的方向性越好，它的空间相干性程度就越高。

激光的高度空间相干性在物理上是容易理解的。以平行平面腔 TEM_{00} 单横模激光器为例，工作物质内所有激发态原子在同一 TEM_{00} 模光波场激发（控制）下受激辐射，并且受激辐射光与激发光波场同相位、同频率、同偏振和同方向，即所有原子的受激辐射都在 TEM_{00} 模内，因而激光器发出的 TEM_{00} 模激光束接近于沿腔轴

传播的平面波，即接近于完全空间相干光，并具有很小的光束发散角。

由此可见，为了提高激光器的空间相干性，首先应限制激光器工作在 TEM_{00} 单横模下；其次，合理选择光腔的类型以及增加腔长以利于提高光束的方向性。另外，许多实际因素，如工作物质的不均匀性、光腔的加工和调整误差等都会导致方向性变差。

激光所能达到的最小光束发散角还要受到衍射效应的限制，它不能小于激光通过输出孔径时的衍射角 θ_m 。 θ_m 称为衍射极限。设光腔输出孔径为 $2a$ ，则衍射极限 θ_m 为 $\theta_m \approx \frac{\lambda}{2a} [\text{rad}]$

$$\theta_m \approx \frac{\lambda}{2a} [\text{rad}]$$

例如对氦氖气体激光器， $\lambda=0.63\mu\text{m}$ ，取 $2a=3\text{mm}$ ，则 $\theta_m \approx 2 \times 10^{-4} \text{rad}$ 。

不同类型激光器的方向性差别很大，它与工作物质的类型和均匀性、光腔类型和腔长、激励方式以及激光器的工作状态有关。气体激光器由于工作物质有良好的均匀性，并且腔长一般较大，所以有最好的方向性，可达到 $\theta \approx 10^{-3} \text{rad}$ ，He-Ne 激光器甚至可达 $3 \times 10^{-4} \text{rad}$ ，这已十分接近其衍射极限 θ_m 。固体激光器方向性较差，一般在 10^{-2}rad 量级。其主要原因是，有许多因素造成固体材料的光学非均匀性，以及一般固体激光器使用的腔长较短和激励的非均匀性等。半导体激光器的方向性最差，一般在 $(5 \sim 10) \times 10^{-2} \text{rad}$ 量级。

激光束的空间相干性和方向性对它的聚焦性能有重要影响。可以证明，当一束发散角为 θ 的单色光被焦距为 F 的透镜聚焦时，焦面光斑直径 D 为

$$D=F\theta$$

$$\text{在 } \theta \text{ 等于衍射极限 } \theta_m \text{ 的情况下，则有 } D_m \approx \frac{F}{2a} \lambda$$

这表示，在理想情况下有可能将激光的巨大能量聚焦到直径为光波波长量级的光斑上，形成极高的能量密度。

2、时间相干性和单色性

激光的相干时间 τ_c 和单色性 $\Delta\nu$ 存在简单的关系： $\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$ ，即单色性越高，相干时间越长。对于单横模（ TEM_{00} ）激光器，其单色性取决于它的纵模结构和模式的频带宽度。如果激光在多个纵模上振荡，则激光由多个相隔 $\Delta\nu_q$ （纵模间隔）的不同频率的光所组成，故单色性较差。

理论分析证明，单模激光器的谱线宽度 $\Delta\nu_s$ （纵模间隔）极窄。例如，对单模输出功率 $P_0=1\text{mW}$ 的 He-Ne 激光器，取 $\delta=0.01$ ， $L=1\text{m}$ ，则 $\Delta\nu_s \approx 5 \times 10^{-4} \text{Hz}$ ，这显然是极高的单色性。但实际上很难达到这一理论极限。在实际的激光器中，有一系列不稳定因素（如温度、振动、气流激励等）导致光腔谐振频率的不稳定，因此单纵模激光器的单色性主要由其频率稳定性决定。

单模稳频气体激光器的单色性最好，一般可达 $10^6 \sim 10^3 \text{Hz}$ ，在采用最严格稳频措施条件下，曾在 He-Ne 激光器中观察到约 2Hz 的带宽。固体激光器的单色性较差，主要是因为工作物质的增益曲线很窄，故很难保证单纵模工作。半导体激光器的单色性最差。

综上所述，激光器的单模工作（选模技术）和稳频对于提高相干性十分重要。一个稳频的 TEM_{00} 单纵模激光器发出的激光接近于理想的单色平面波，即完全相干光。

3、激光的高亮度（强相干光）

提高输出功率和效率是发展激光器的重要课题。目前，气体激光器（如 CO_2 ）能产生最大的连续功率，固体激光器能产生最高的脉冲功率，尤其是采用光腔 Q 调制技术和激光放大器后，可使激光振荡时间压缩到极小的数值（例如 10^{-9} 量级），并将输出能量放大，从而获得极高的脉冲功率。采用锁模技术和脉宽压缩技术，还可进一步将激光脉宽压缩到 10^{-15}s 。尤其重要的是激光功率（能量）可以集中在单一（或少数）模式中，因而具有极高的光子简并度。这是激光区别于普通光的重要特点。

激光的这一特点表现为高亮度。光源的单色亮度 B_ν 定义为单位截面、单位频带宽度和单位立体角内发射的光功率。

$$B_\nu = \frac{\Delta P}{\Delta s \Delta \nu \Delta \Omega}$$

式中 ΔP 为光源的面元 Δs 在频带宽度 $\Delta \nu$ 中，在立体角 $\Delta \Omega$ 内所发射的光功率。对基模单模激光束而言，上式可改写为

$$B_\nu = \frac{\Delta P}{A \Delta \nu_s (\pi \theta_0^2)} \quad (3.1)$$

式中 P 为激光束功率； A 为激光束截面面积； θ_0 为基横模的远场发散角； $\Delta \nu_s$ 为激光线宽。由上式可知

$$\Delta\nu_s = \frac{1}{2\pi\tau_R'}$$

式中 τ_R' 为由谐振腔及工作物质决定的有源腔中的光子寿命。由于单模激光是完全相干的，其截面积及发散角应满足 $\Delta\theta \leq \lambda/\Delta x$ ，遂有

$$A\theta_0^2 = \lambda^2 \quad (3.2)$$

激光器在单位时间内从这一模式输出的光子数为 $P/h\nu$ 。考虑到光在有源腔内的平均寿命为 τ_R' ，即该模式中的光子平均在 τ_R' 时间内全部输出腔外，则可得该模式中的光子总数（即光子简并度）

$$\bar{n} = \frac{P\tau_R'}{h\nu} = \frac{P}{2\pi h\nu\Delta\nu_s} \quad (3.3)$$

由式 (3.1)、(3.2)、(3.3) 可得

$$B_\nu = \frac{2h\nu}{\lambda^2} \bar{n}$$

光源的单色亮度正比于光子简并度。由于激光具有极好的方向性（ θ_0 小）和单色性（ $\Delta\nu_s$ 小），因而具有极高的光子简并度和单色亮度。例如一台波长为 632.8nm 的 He-Ne 激光器，若 $P=1\text{mW}$ ， $\tau_R'=1.3\times 10^{-4}\text{s}$ （对应 $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-11}$ ），则 $\bar{n}=4\times 10^{10}$ 。和普通光源的光子简并度相比，激光的单色亮度或光子简并度实现了重大的突破。一台高功率调 Q 固体激光器的亮度比太阳表面高出几百万倍。

充分利用上面所述激光器的所有特性，即高单模功率、高单色性和方向性，可获得极高的功率密度。例如，将一个千兆瓦级（ 10^9W ）的调 Q 激光脉冲聚焦到直径为 $5\mu\text{m}$ 的光斑上，则所获得的功率密度可达 $10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ 。这是普通光源根本无法做到的。

§ 3.2 基模高斯光束

研究光的辐射捕获力需要高强度、高准直度的光源，激光的发明满足了这一需求，从而使利用光束来捕获粒子才成为现实。现在光镊技术中广泛使用的就是各种不同类型激光器发出的各个波长的激光高斯光束。我们要研究激光束与粒子的相互作用，就首先要对光束的传输变换性质进行研究。电磁场的基本属性和运动规律由麦克斯韦方程组：

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \end{array} \right.$$

和介质中的物质方程

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$$

来描述。式中 \mathbf{E} 为电场强度矢量， \mathbf{D} 为电位移矢量， \mathbf{H} 为磁场强度矢量， \mathbf{B} 为磁感应强度矢量， ρ 为自由电荷密度， \mathbf{J} 为自由电荷的电流密度。 ϵ 为介电常数(ϵ 通常是频率的函数， ϵ 随频率的变化导致了色散现象。在有损耗的介质中， ϵ 表示为复数形式。在各向异性介质中， ϵ 表示为张量形式。在强场作用下， ϵ 是场强的函数，引起非线性光学效应)， μ 为磁导率(在我们讨论的光频范围内，各种介质的磁导率 μ 都近似地等于真空的磁导率 μ_0)。 σ 为电导率(在激光光学中作为等效损耗处理， $\sigma=0$ 的介质我们称为绝缘介质或电介质)。

在非磁、无损耗、各向同性均匀介质中，由麦克斯韦方程组和物质方程可推出稳态传输电磁场满足的矢量亥姆霍兹方程：

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0$$

k 为电磁波所在媒质中的波数，为实数。 \mathbf{E} ， \mathbf{H} 为复电场，复磁场。在标量场假设下，电场满足标量亥姆霍兹方程：

$$\nabla^2 E(r, \varphi, z) + k^2 E(r, \varphi, z) = 0 \quad (3.4)$$

本文采用时间因子 $\exp(-i\omega t)$ ，上式中 $E(r, \varphi, z)$ 与电场强度的复数表示 $E(r, \varphi, z, t)$ 间的关系为

$$E(r, \varphi, z, t) = E(r, \varphi, z) \exp(-i\omega t)$$

高斯光束是 (3.4) 式在缓变振幅近似下的一个特解，基模高斯光束的形式为

$$E_{00}(r, z) = \frac{C}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{-i[k(z + \frac{r^2}{2R}) - \arctan \frac{z}{f}]} \quad (3.5)$$

式中 C 为常数因子，其余各符号的意义为

$$\left. \begin{aligned} r^2 &= x^2 + y^2 \\ k &= \frac{2\pi}{\lambda} \\ w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2} \\ R = R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2 \right] = f \left(\frac{z}{f} + \frac{f}{z} \right) = z + \frac{f^2}{z} \\ f &= \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, w_0 = \sqrt{\frac{\lambda f}{\pi}} \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

w_0 为基模高斯光束的腰斑半径； f 称为高斯光束的共焦参数； $R(z)$ 为与传播轴线相交于 z 点的高斯光束等相位面的曲率半径； $w(z)$ 是与传播轴线相交于 z 点的高斯光束等相位面上的光斑半径。由上式可以看出，当 $z=f$ 时， $w(z)=\sqrt{2}w_0$ ，即 f 表示光斑半径增加到腰斑的 $\sqrt{2}$ 倍处的位置。由共焦腔振荡模的知识可知，焦距为 f 或曲率半径为 $R=2f$ 的对称共焦腔所产生的高斯光束的腰斑半径恰为 w_0 ，由式 (3.6) 最后一式给出了 f 和 w_0 的联系。对于由一般稳定球面腔 (R_1 、 R_2 、 L) 所产生的高斯光束，参数 w_0 及 f 与 R_1 、 R_2 、 L 的关系为

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}$$

$$f^2 = \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}$$

一、基模高斯光束在自由空间的传输规律

式 (3.5) 和 (3.6) 描述了高斯光束在自由空间中的传输规律。从这两个式子中可以看出：

(1) 在研究普通光束的传输时，我们都可以假定物体所发出的光束波面上各点的振幅相同，但激光束波面上各点的振幅是不同的。如用 $A(r,z)$ 来表示某点的振幅，则由式 (3.5) 得：

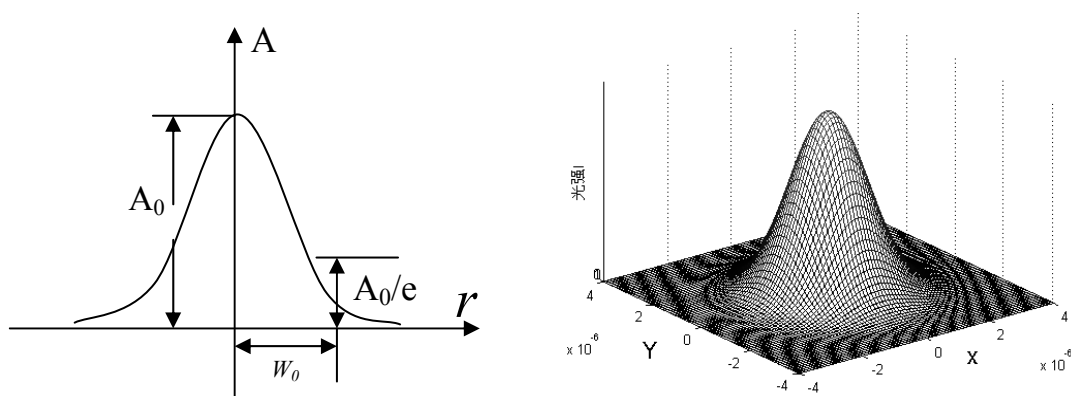
$$A(r,z) = \frac{C}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right]$$

式中 r 是光束截面半径，上式说明在任意一个确定的截面上 (z 为常数)，振幅的横向分布是高斯型的，如图 3.1 (a) 所示，在中心振幅最大，记作 A_0 。离开中心，振幅迅速下降，直到光束边缘振幅下降又变的十分缓慢，一直延伸到无限远。因此整个光束不存在一个鲜明的光束边界，也就没有一个确定的光束半径。

一般规定当振幅减小到极大值的 $1/e$ 时对应的光束截面半径作为激光束的名义光束截面半径，简称光束截面半径，记为 $w(z)$ 。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{f}\right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (3.7)$$

通常用半径为 $r=w(z)$ 的圆来确定基模高斯光束光斑的大小。从上式可以看出， $w(z)$ 不是一个常量，而是 z 的函数。光斑半径随坐标 z 按双曲线的规律而扩展，在 $z=0$ 处， $w(z) = w_0$ ，它对应光束最细部分，通常我们成为束腰。



(a)基模高斯光束在截面内的振幅分布曲线 (b)基模高斯光束在 X-Y 平面内的光强分布

图 3.1 基模高斯光束的振幅、光强图

由以上分析可知，高斯光束在垂直于光轴（Z 轴）的平面（X-Y 平面）内存在光强度的梯度分布（如图 3.1(b)所示）。因此对于强聚焦的激光光场来说，粒子在光场中任何横向的偏离都会导致因横向上的梯度力而产生回复力，而任何纵向的（Z 方向）偏离都会导致因纵向上的梯度力而产生回复力。故在高度会聚的激光焦点附近，微粒将会受到这三维空间的回复力而被稳定的束缚于焦点附近。

（2）基模高斯光束的相移特性由相位因子

$$\Phi_{00}(x, y, z) = k\left(z + \frac{r^2}{2R}\right) - \arctg \frac{z}{f}$$

所决定，它描述高斯光束在点 (x, y, z) 处相对于原点 $(0, 0, 0)$ 处的相位滞后。其中 kz 描述几何相移； $\arctg(z/f) = \arctg(z\lambda/\pi w_0^2)$ 描述高斯光束在空间行进距离 z 时相对几何相移的附加相位超前；因子 $kr^2/2R$ 表示与横向坐标 (x, y) 有关的相位移动，它表明高斯光束的等相位面是以 R 为半径的球面， R 由下式给出：

$$R(z) = z\left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right] \quad (3.8)$$

由上式可以看出：

当 $z=0$ 时, $R(z) \rightarrow \infty$, 表明束腰所在处的等相位面为平面;

当 $z = \pm\infty$ 时, $|R(z)| \approx |z| \rightarrow \infty$, 表明离束腰无限远处的等相位面亦为平面, 且曲率中心就在束腰处;

当 $z = \pm f$ 时, $|R(z)| = 2f$, 且 $|R(z)|$ 达到极小值;

当 $0 < z < f$ 时, $R(z) > 2f$, 表明等相位面的曲率中心在 $[-f \sim \infty]$ 区间上;

当 $z > f$ 时, $z < R(z) < z + f$, 表明等相位面的曲率中心在 $[-f, 0]$ 区间上。

(3) 定义在基模高斯光束强度的 $1/e^2$ 点的远场发散角为

$$\theta_0 = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w(z)}{z} = 2 \frac{\lambda}{\pi w_0} = 0.6367 \frac{\lambda}{w_0} = 2 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi f}} = 1.128 \sqrt{\frac{\lambda}{f}}$$

总之, 高斯光束在其传输轴线附近可近似看作是一种非均匀球面波。其曲率中心随着传输过程而不断改变, 但其振幅和强度在横截面内始终保持高斯分布特性, 且等相位面始终保持为球面。

二、基模高斯光束的特征参数

1、用参数 w_0 (或 f) 及束腰位置表征高斯光束

从式 (3.5) 与 (3.6) 可以看出, 一旦腰斑 w_0 的大小和位置给定了, 整个高斯光束的结构也就随之确定下来。由此可以确定与束腰相距 z 处的光斑大小 $w(z)$ 、等相位面的曲率半径 $R(z)$ 、该点相对于束腰处的相位滞后以及整个光束的法三角。由于在 w_0 与 f 之间存在着确定的关系, 因此可以用共焦参数 f 及束腰的位置来表征特定的高斯光束。

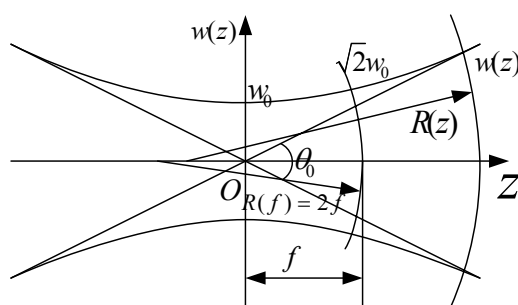


图 3.2 高斯光束及其参数

2、用参数 $w(z)$ 和 $R(z)$ 表征高斯光束

由式 (3.7) 及式 (3.8) 式可知, 如果知道了某给定位置 (设其坐标为 z) 处的光斑半径 $w(z)$ 及等相位面曲率半径 $R(z)$, 则可决定高斯光束腰斑半径的大小和位置

$$w_0 = w(z) \left[1 + \left(\frac{\pi w^2(z)}{\lambda R(z)} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

$$z = R(z) \left[1 + \left(\frac{\lambda R(z)}{\pi w^2(z)} \right)^2 \right]^{-1}$$

可见，我们也可以用给定位置 z 处的 $w(z)$ 和 $R(z)$ 表征特定的高斯光束。

3、高斯光束的 q 参数

将式 (3.5) 中与横向坐标 r 有关的因子放在一起，则式 (3.5) 可以写成

$$E_{00}(r, z) = \frac{C}{w(z)} e^{-ik \frac{r^2}{2} \left[\frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \right]} e^{-i[kz - \arctg \frac{z}{f}]}$$

引入一个新的参数 $q(z)$, 其定义为

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (3.9)$$

则前式可写成

$$E_{00}(r, z) = \frac{C}{w(z)} e^{-ik \frac{r^2}{2} \frac{1}{q}} e^{-i[kz - \arctg \frac{z}{f}]}$$

式 (3.9) 所定义的参数 q 将描述高斯光束基本特征的两个参数 $w(z)$ 和 $R(z)$ 统一在一个表达式中，它是表征高斯光束的又一个重要参数。一旦知道了高斯光束在某位置处的 q 参数值，则可由下式求出该位置处 $w(z)$ 和 $R(z)$ 的数值：

$$\frac{1}{R(z)} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{q(z)} \right\}$$

$$\frac{1}{w^2(z)} = -\frac{\pi}{\lambda} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{q(z)} \right\}$$

如果以 $q_0 = q(0)$ 表示 $z=0$ 处的 q 参数值，并注意到 $R(0) \rightarrow \infty$ ， $w(0) = w_0$ ，则按式

(3.9) 有

$$\frac{1}{q_0} = \frac{1}{q(0)} = \frac{1}{R(0)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(0)}$$

由此得出

$$q_0 = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = if$$

此式将 q_0 、 w_0 及 f 联系起来。

总之，上述三组参数都可以确定基模高斯光束的具体结构。因此，我们可以根据实际灵活地选择最合适的参数来表征高斯光束。

§ 3.3 高阶高斯光束

我们通常所说的高斯光束是指基模高斯光束；除此以外，还存在高阶高斯光束，相应于高阶横模（ TEM_{mn} ）。在这里我们简单讨论一下厄米—高斯光束和拉盖尔—高斯光束。

1、厄米—高斯光束

在方形孔径共焦腔或方形孔径稳定球面腔中，除了存在由式(3.5)所表示的基模高斯光束以外，还可以存在各高阶高斯光束，其横截面内的场分布可由高斯函数与厄米多项式的乘积来描述。沿 z 方向传输的厄米—高斯光束可以写成如下的一般形式：

$$\begin{aligned} E_{mn}(x, y, z) &= C_{mn} \frac{1}{w} H_m \left(\frac{\sqrt{2}}{w} x \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}}{w} y \right) \bullet e^{-\frac{r^2}{w^2}} e^{-i[k(z+\frac{r^2}{2R})-(1+m+n)\text{arctg}\frac{z}{f}]} \\ &= C_{mn} \frac{1}{w} H_m \left(\frac{\sqrt{2}}{w} x \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}}{w} y \right) \bullet e^{-i[k(z+\frac{r^2}{2q})-(1+m+n)\text{arctg}\frac{z}{f}]} \end{aligned}$$

式中 $w=w(z)$ 、 $R=R(z)$ 的意义与以前一样， $H_m \left(\frac{\sqrt{2}}{w} x \right)$ 、 $H_n \left(\frac{\sqrt{2}}{w} y \right)$ 分别表示 m 阶和 n 阶厄米多项式。

厄米—高斯光束与基模高斯光束的区别在于：厄米—高斯光束的横向场分布由高斯函数与厄米多项式的乘积

$$e^{-\frac{r^2}{w^2}} H_m \left(\frac{\sqrt{2}}{w} x \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}}{w} y \right)$$

决定，厄米—高斯光束沿 x 方向有 m 条节线，沿 y 方向有 n 条节线；沿传输轴线相对于几何相移的附加相位超前

$$\Delta\Phi_{mn} = (m+n+1)\text{arctg}\frac{z}{f}$$

随阶数 m 和 n 的增大而增大。由高阶横模的光斑尺寸定义可以推论，其 x 方向和 y 方向的光腰尺寸

$$\left. \begin{aligned} w_m^2 &= (2m+1)w_0^2 \\ w_n^2 &= (2n+1)w_0^2 \end{aligned} \right\}$$

在 z 处的光斑尺寸为

$$\left. \begin{aligned} w_m^2(z) &= (2m+1)w^2(z) \\ w_n^2(z) &= (2n+1)w^2(z) \end{aligned} \right\} \quad (3.10)$$

式中 w_0 和 $w(z)$ 分别为基模光腰半径和 z 处光斑半径。在 x 方向和 y 方向的远场发散角：

$$\left. \begin{aligned} \theta_m &= \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w_m(z)}{z} = \sqrt{2m+1} \frac{2\lambda}{\pi w_0} = \sqrt{2m+1} \theta_0 \\ \theta_n &= \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w_n(z)}{z} = \sqrt{2n+1} \frac{2\lambda}{\pi w_0} = \sqrt{2n+1} \theta_0 \end{aligned} \right\} \quad (3.11)$$

式中 θ_0 为基模高斯光束远场发散角。

由式 (3.10) 与 (3.11) 可见，光斑尺寸和光束发散角均随 m 和 n 的增大而增大。

2、拉盖尔—高斯光束

在柱对称稳定腔（包括圆形孔径共焦腔）中，高阶横模由缔合拉盖尔多项式和 高斯分布函数的乘积来描述，沿 z 方向传输的拉盖尔—高斯光束可表为如下的一般形式：

$$E_{mn}(r, \varphi, z) = \frac{C_{mn}}{w} \left(\sqrt{2} \frac{r}{w} \right)^m L_n^m \left(2 \frac{r^2}{w^2} \right) e^{-\frac{r^2}{w^2}} \times e^{-i[k(z + \frac{r^2}{2R}) - (m+2n+1)\arctg \frac{z}{f}]} \begin{cases} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{cases}$$

式中 (r, φ, z) 表示场点的柱坐标； $w=w(z), R=R(z)$ 的意义与 (3.5) 一样； $L_n^m(2 \frac{r^2}{w^2})$ 为 缔合拉盖尔多项式。

与基模高斯光束比较，柱对称系统中的高阶高斯光束的横向场分布由函数

$$L_n^m \left(2 \frac{r^2}{w^2} \right) e^{-\frac{r^2}{w^2}} \begin{cases} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{cases}$$

描述，它沿半径 r 方向有 n 个节线圆，沿辐角 φ 方向有 m 根节线；而拉盖尔—高斯光束的附加相移为

$$\Delta\Phi_{mn} = (m+2n+1)\arctg \frac{z}{f}$$

由上式可见 $\Delta\Phi_{mn}$ 随 n 的增加比随 m 更快；可以证明，其光斑半径

$$w_{mn}(z) = \sqrt{m+2n+1} w(z)$$

发散角

$$\theta_{mn} = \sqrt{m+2n+1} \theta_0$$

第四章 微粒在高斯光束中所受光阱力的计算和分析

微粒在高斯光束中所受光阱力的理论研究还在发展中，特别是当高斯光束的波长与微粒的直径相近时的理论更是很少。到目前为止，还没有建立起能适用于所有尺寸、所有形状的一种普适模型。从原理上说光镊是激光与微粒之间复杂的交互作用，这种交互作用与激光的强度分布、光束的波长、聚焦角度、以及微粒的大小、形状、吸收率、折射率和周围介质的特性等都有很密切的关系。所以对微粒在高斯光束中所受光阱力的理论计算与分析，对于在实验中操纵对象时为了改善光镊的性能各种参数的选择都有着不可忽视的指导意义。

到目前为止，研究微粒在高斯光束中所受光阱力的理论模型主要有两种：(a) 几何光学模型(Ray-Optics Model : RO Model)^[54,77]，以几何光学和光子的动量转移为基础，适用于粒子直径远大于光波波长的情况；(b) 电磁模型(Electromagnetics Model : EM Model)^[78]，以 Maxwell 电磁波方程和粒子极化原理为基础，适用于微粒直径远小于光波波长的情况。本章基于几何光学模型和电磁场模型，对几何尺寸远大于光波长(Mie 散射区)的米氏微粒以及尺寸远小于光波长的瑞利微粒所受的光阱力进行了数学推导；并对在一定参数条件下微粒在高斯光束中所受光阱力的大小进行了计算与分析。

对微粒在光束中所受光阱力的理论计算，通常都把微粒理想化为透明的介质小球，这主要有两方面的原因：一是由于大多数的生物细胞的形状是球形，与实际操作微粒相似；一是由于把微粒看作其它形状时对其进行受力计算时比较难，而把微粒看作球形时理论计算比较简单。本章对微粒在光束中所受光阱力的计算与分析都是采用球形。

§ 4.1 米氏微粒在高斯光束光场中所受光阱力的计算与分析

一束极细高斯光束射入透明球体时，除了在界面处的少部分反射外，其余光线将折射进入球体，并在球体中不断反射、透射，如图 1 所示。高斯光束用发散球面模型来处理， A_0 为发散球面波的曲率中心， $R_{(z)}$ 为光束波面曲率半径， n_1 ， n_2 分别为周围介质的折射率和小球的折射率， ρ 为微粒半径， i 、 γ 分别为入射角和折射角， ω_0 为聚焦基模高斯光束束腰半径， z_0 为光腰到球心的距离， φ 、 θ 为球坐标积分角。

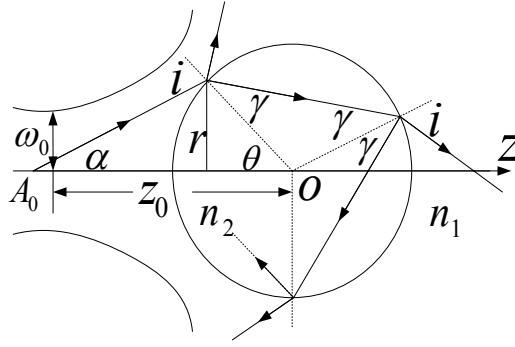


图 4.1 单个光线在微粒小球上的传播光路图

先不考虑微粒对光的吸收，设入射光为单色的基模高斯光束，得到微粒在轴向所受合力为：

$$F(z) = \frac{n_1^2 \rho^2}{2\mu_0 c^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_m} d\theta E^2 \sin \theta \cos i \left[\cos \alpha + R \cos(i + \theta) - T^2 \frac{\cos(i + \theta - 2\gamma) + R \cos(i + \theta)}{1 + R^2 + 2R \cos(2\gamma)} \right]$$

根据图 4.1，可以得到

$$z = z_0 - \rho \cos \theta, \quad r = \rho \sin \theta, \quad n_1 \sin i = n_2 \sin \gamma, \quad \sin \alpha = \frac{r}{R(z)},$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \quad E^2(x, z) = E_0^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right), \quad \omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

其中 E 为激光高斯光束 z 处的电场强度， μ_0 为真空中的磁导率， c 为真空中的光速， λ 为激光高斯光束波长。此处对 θ 的积分上限不是 $\pi/2$ ，而是会随着光束束腰、微粒尺寸、束腰到微粒小球球心距离变化而变化，比 $\pi/2$ 略小的一个数值^[79]。

在球表面菲涅耳反射系数 R 与透射系数 T 分别为：

$$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i - \gamma)}{\sin^2(i + \gamma)} + \frac{\tan^2(i - \gamma)}{\tan^2(i + \gamma)} \right], \quad T = 1 - R$$

根据上面所得轴向力与各参数的关系式，对轴向力在不同参数情况下的 size 分别进行了计算。当束腰半径 $\omega_0 = 0.5 \mu\text{m}$ ，小球半径 $\rho = 5 \mu\text{m}$ ，波长 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ，激光功率 $P_0 = 100 \text{mw}$ 时，在微粒的不同折射率下，轴向力随小球球心与光束焦点的距离 z_0 的变化曲线如图 4.2 所示。图中 A 点是轴向力为零的点（在此点曲线的斜率为负），该点是微粒的稳定捕获点即平衡点，当微粒在平衡点左方时，力为正值，即把微粒推向 A 点；当微粒在平衡点右方时，力为负值，即把微粒拉向 A 点。从图中可以看出平衡点在光束束腰到球心的距离略大于粒子半径处，平衡点位置随

微粒的折射率的增加有远离焦点的趋势，但变化并不是很明显。从图中还可以看出在上述参数条件下，当折射率小于 1.45 时，势阱随着折射率的增大而变深；当折射率大于 1.45 时，随着折射率的增大势阱反而变浅。

当折射率 $n_2=1.4$ ，小球半径 $\rho=5\mu\text{m}$ ，波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$ ，激光功率 $P_0=100\text{mw}$ 时，在不同的束腰参数条件下，轴向力随小球球心与光束焦点的距离 z_0 的变化曲线如图 4.3 所示。从图中可以看出束腰越小势阱越陡，对小球的捕获越稳定；随着束腰的增大，势阱变浅，当束腰很大时，势阱可能消失。

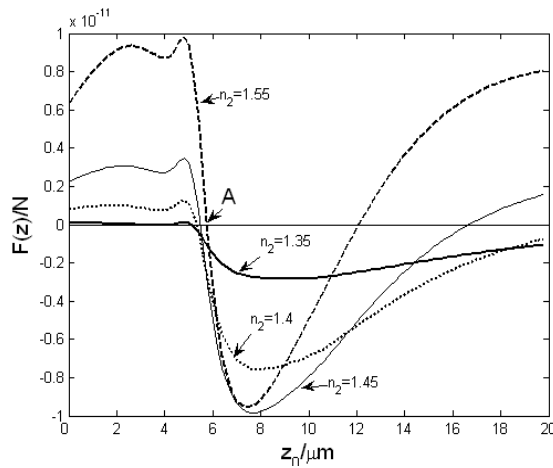


图 4.2 折射率不同时轴向力与距离的关系

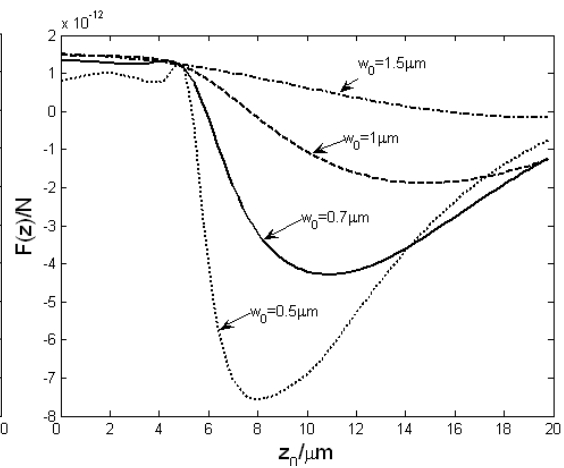


图 4.3 束腰不同时轴向力与距离的关系

当束腰半径 $w_0=0.5\mu\text{m}$ ，折射率 $n_2=1.4$ ，波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$ ，激光功率 $P_0=100\text{mw}$ 时，在不同的微粒半径参数条件下，轴向力随小球球心与光束焦点的距离 z_0 的变化曲线如图 4.4 所示。从图中可以看出随着微粒半径的增加势阱变深。但产生势阱的位置到光束束腰的距离都是在微粒半径尺寸附近，比微粒半径稍微大点的位置，这与对图 2 的讨论是相符合的。

当束腰半径 $w_0=0.5\mu\text{m}$ ，折射率 $n_2=1.4$ ，小球半径 $\rho=5\mu\text{m}$ ，波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$ 时，在不同的激光功率参数条件下，轴向力随小球球心与光束焦点的距离 z_0 的变化曲线如图 4.5 所示。从图中可以看出随着激光功率的增大，势阱变深；但随着激光功率的增大，对微粒的热损伤也越大，所以应当根据试验条件选择合适功率的激光器提供光源。

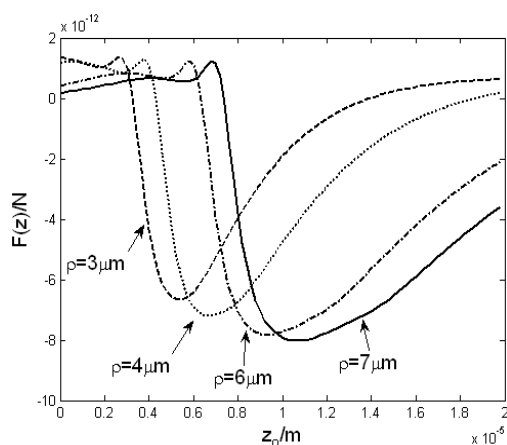


图 4.4 半径不同时轴向力与距离的关系

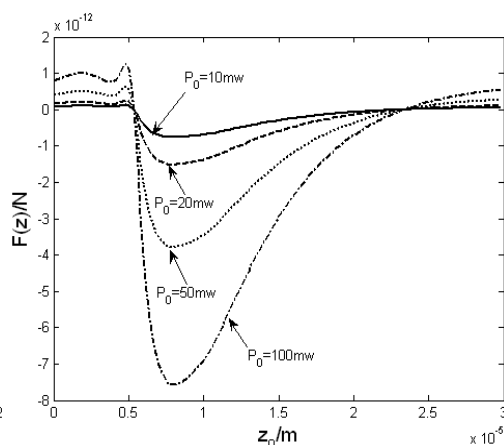


图 4.5 功率不同时轴向力与距离的关系

上面对轴向光阱力的分析都是随一个变量的变化关系，没有考虑当两个变量同时变化时，微粒所受轴向力的变化。下面我们就讨论一下当两个变量同时变化时与轴向力的关系。

当束腰半径 $\omega_0=0.5\mu\text{m}$ ，折射率 $n_2=1.4$ ，小球半径 $\rho=5\mu\text{m}$ ，激光功率 $P_0=100\text{mw}$ 时，高斯光束的波长、微粒到光束中心的距离 z_0 和轴向力的关系如图 4.6 所示。从图中可以看出，微粒所受的轴向力随激光波长的变化而变化；在现在所出现的激光器中，并不能得到任意波长的光束，而是只能得到某些特定波长的光束，因此在实验中应当根据实验条件选择合适波长的光束来操纵微小物体。

当波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$ ，其它参数和图 4.6 相同时，高斯光束束腰半径、微粒到光束中心的距离 z_0 和轴向力的关系如图 4.7 所示。从图中可以看出，在所选的光束束腰半径范围内，当光束束腰半径小时，产生的势阱陡且深；随着光束束腰半径的增大，产生的势阱变的平缓且浅；并且当束腰半径增大到一定程度时，就不能产生势阱，即在轴向方向上不能嵌住微粒。

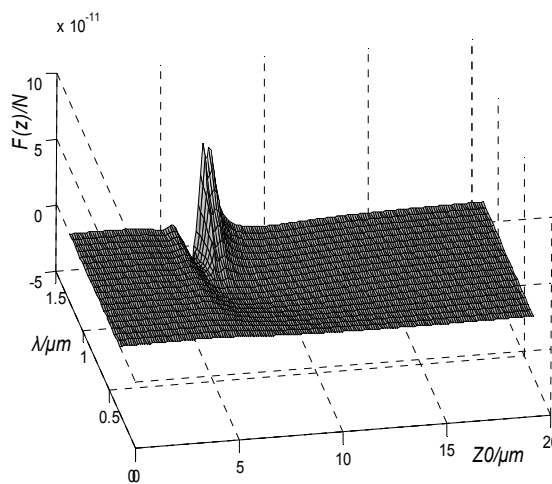


图 4.6 轴向力与波长，距离的关系

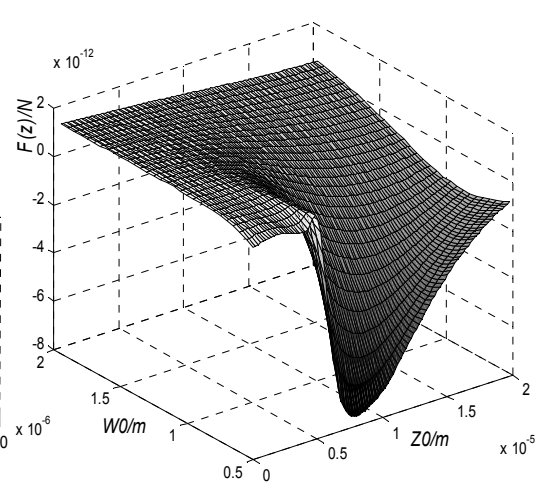


图 4.7 轴向力与光束束腰半径，距离的关系

当波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$,其它参数和图 4.6 相同时,微粒小球的折射率、微粒到光束中心的距离 z_0 和轴向力的关系如图 4.8 所示。从图中可以看出,在所选的微粒折射率变化范围内,当微粒的折射率比较小(大于周围介质的折射率)时,产生的势阱浅;当折射率增大时,势阱开始变深,且势阱深度随折射率的变化而变化;当折射率增大到一定程度时,折射率对势阱深度的影响不太明显。

当波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$,其它参数和图 4.6 相同时,微粒小球的半径、微粒到光束中心的距离 z_0 和轴向力的关系如图 4.9 所示。从图中可以看出,微粒半径比较小时,产生的势阱浅;随着微粒半径的增大,产生的势阱变深,产生势阱处离光束束腰的距离随微粒半径的增大而变远,当微粒半径增大到一定程度时,势阱最深处轴向力随微粒半径的变化不明显。

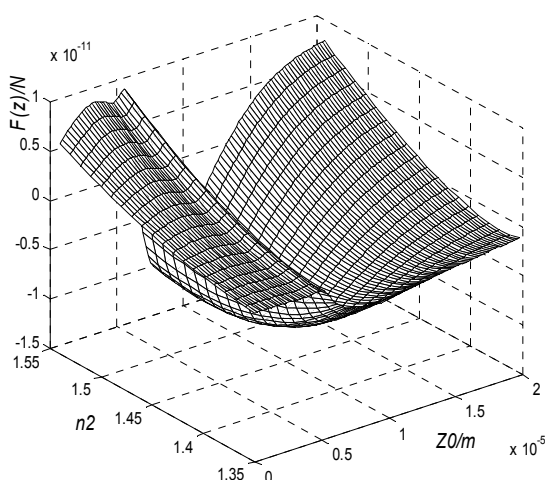


图 4.8 轴向力与微粒折射率,距离的关系

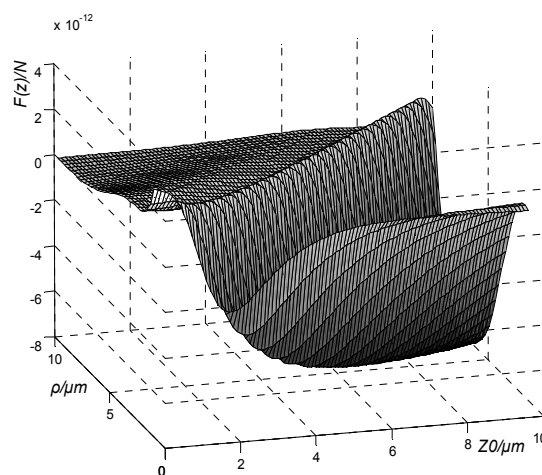


图 4.9 轴向力与微粒半径,距离的关系

当波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$,其它参数和图 4.6 相同时,光束功率、微粒到光束中心的距离 z_0 和轴向力的关系如图 4.10 所示。从图中可以看出,当功率小时,势阱浅;功率增大时,势阱深,且势阱最深处轴向力随着功率的增大而均匀的变化,功率对产生势阱的位置影响不明显。在实际的操作过程中,增大功率,可能对生物微粒造成损伤,因此,在实验中,应当根据研究对象选择合适功率的激光光束操纵微粒。

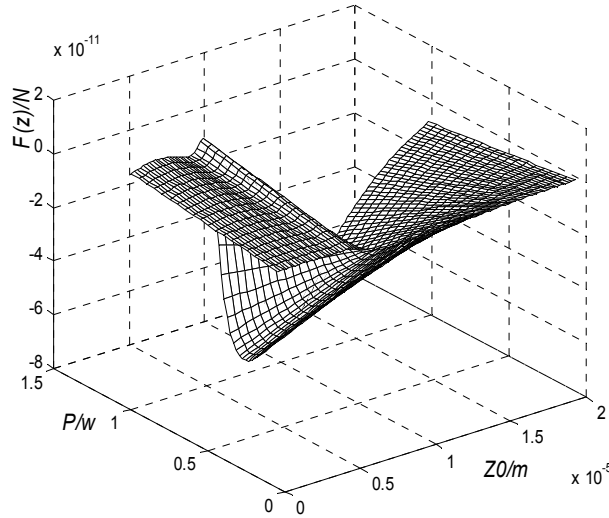


图 4.10 轴向力与光束功率，距离的关系

上述所求轴向力是在不考虑微粒小球对光的吸收时得到的。事实上，光通过物质微粒时，光波的电矢量使物质微粒结构中的带电微小粒子做受迫振动，光的一部分能量用来供给这种受迫振动所需要的能量，这时物质微粒中的微小粒子若和其他原子或分子碰撞，振动能量就可能转变成平动动能，使分子热运动的能量增加，因而物体发热。在这种情况下这部分光能量被吸收而转化为热能消失，因此各种物质微粒都对光有一定的吸收，特别是一些物质微粒对某些特定波长的光吸收系数可能很大，这时由于微粒对光的吸收所引起光学势阱的变化将不得不考虑^[80]。根据朗伯定律可知，光通过物质微粒时，光强度为 $I = I_0 e^{-kl}$ ，其中 I_0 为入射光强， k 为物质微粒对光的吸收系数， l 为入射光在物质微粒中通过的距离。

在几何光学近似下，考虑到物质微粒对光的吸收^[56]，可得轴向力为：

$$F(z) = \frac{n_1^2 \rho^2}{2\mu_0 c^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_m} d\theta E^2 \sin \theta \cos i \{ \cos \alpha + R \cos(i + \theta) \\ + \frac{(T - T') [\cos(\theta - \gamma) + R' \cos(\theta - \gamma)] - TT' [\cos(i + \theta - 2\gamma) + R' \cos(i + \theta)]}{1 + R'^2 + 2R'^2 \cos(2\gamma)} \}$$

式中： $R' = R e^{-2k\rho \cos \gamma}$ ， $T' = T e^{-2k\rho \cos \gamma}$ ，其余各量之间的关系与前面相同。

根据上面存在吸收时轴向力与各参数的关系式，对轴向力在不同参数情况下的大小分别进行了计算。当束腰半径 $\omega_0 = 0.5 \mu\text{m}$ ，折射率 $n_2 = 1.45$ ，小球半径 $\rho = 5 \mu\text{m}$ ，波长 $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ，激光功率 $P_0 = 100 \text{mw}$ ，吸收系数分别为 $0 \mu\text{m}^{-1}$ ， $10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$ ， $5 \times 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$ ， $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ ， $1.5 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ 时，轴向力随小球球心与光束焦点的距离 z_0 的变化曲线如图 4.11 所示。从图中可以看出物质微粒的吸收系数对势阱的影响——随着吸收系数的增大，势阱变得越来越浅，当吸收系数大到某一值时，势阱消失。

当束腰半径 $\omega_0=0.5\mu\text{m}$ ，折射率 $n_2=1.4$ ，小球半径 $\rho=5\mu\text{m}$ ，波长 $\lambda=0.633\mu\text{m}$ ，激光功率 $P_0=100\text{mw}$ 时物质微粒的吸收系数、光束焦点到微粒中心距离 z_0 和轴向力的关系如图 4.12 所示。从图中可以看出势阱随吸收系数的变化是均匀变化的；在上述参数下，势阱消失时吸收系数约为 $1.35\times 10^{-3}\mu\text{m}^{-1}$ 。

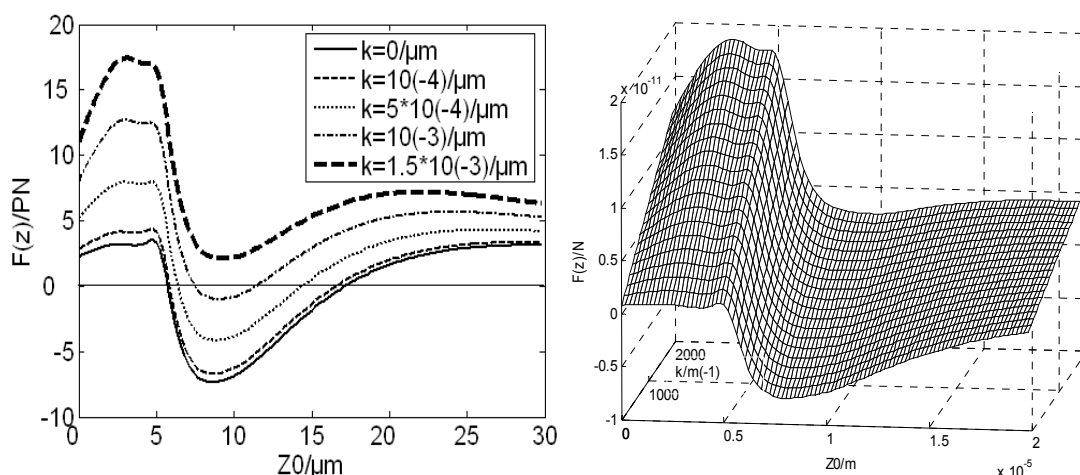


图 4.11 吸收系数不同时轴向力与距离的关系 图 4.12 轴向力与吸收系数，距离的关系

在其它参数和图 4.12 相同时，势阱最深处轴向力和微粒的吸收系数、光束功率的关系如图 4.13 所示。从图中可以看出功率小时，势阱浅，此时若吸收系数增大，势阱随吸收系数的变化比较缓慢；功率大时，势阱深，此时若吸收系数增大，势阱随吸收系数的变化比较快。在产生势阱时，功率越大，势阱越深，但当势阱消失后，即使再增加功率也不会产生势阱；并且随着功率的增加，可能会对生物微粒造成损伤，因此在实际操作过程中应当根据研究对象选择合适功率的激光光束操纵生物粒子。

在其它参数和图 4.12 相同时，势阱最深处轴向力与激光光束波长、微粒吸收系数的关系如图 4.14 所示。从图中可以看出势阱深浅不是激光波长的单调函数，激光波长太长或太短都会使势阱变浅；并且在波长较短时，随着吸收系数的增加势阱变浅的比较快；在波长较长时，随着吸收系数的增加势阱变浅的比较慢。另外，物质微粒对某些特定波长的光吸收很强，因此在实际操纵微小粒子时，应当根据实际情况选择合适的波长，以获得更好的光阱力。

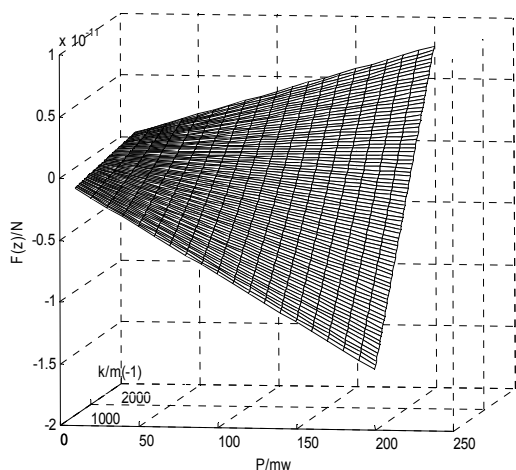


图 4.13 轴向力与吸收系数，功率关系

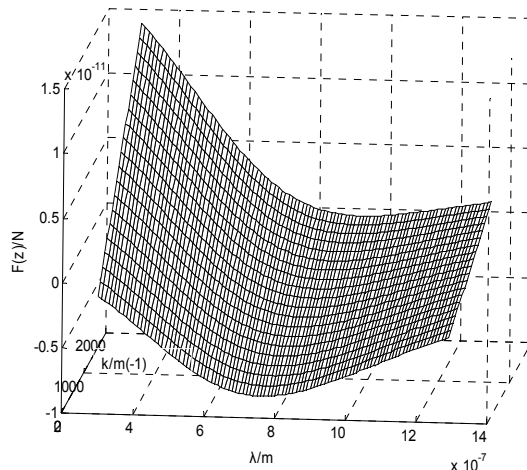


图 4.14 轴向力与吸收系数，波长关系

上面是对微粒在光束轴向上所受光阱力的计算与分析；当光束入射到微粒上时，也会把与传播方向垂直的横向动量传递给微粒，因此在横向平面内，粒子与光束作用过程中也产生梯度力与散射力。在横向平面内，粒子所受光阱力关于 z 轴对称，因此我们仅需对 y 轴上的光阱力进行分析。当球心在光束轴上时，小球在 y 轴方向上的受力同前面轴向光阱力的计算类似。此处仍假设光束为基模高斯光束，可以得出沿 y 轴方向的光阱力的大小为：

$$dF_y = - \frac{n_1^2 E^2 \cos \alpha_1 \sin \phi}{2 \mu_0 c^2} [\sin \alpha + R \sin(\alpha_1 + \theta)] - \frac{T^2 [\sin(\alpha_1 + \theta - 2\alpha_2) + R \sin(\alpha_1 + \theta)]}{1 + R^2 + 2R \cos 2\alpha_2}$$

为考察小球在偏离光轴时光阱横向的稳定性，重新对此时沿 y 轴方向的光阱力进行计算。设小球球心偏离 z 轴向 y 轴正方向有一微小位移为 ρ_0 ，如图 3.9 所示：

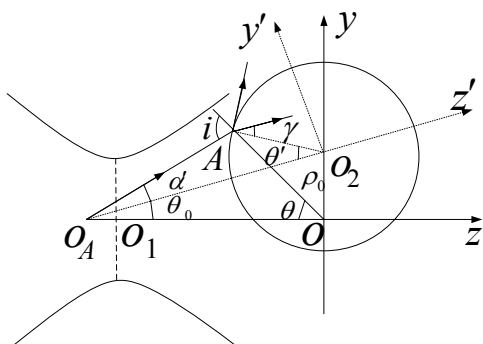


图 4.15 光线入射图

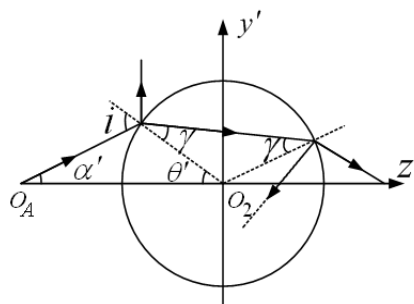


图 4.16 光入射到粒子上的平面图

采用与数值计算轴向光阱力相同的方法，可以得到粒子所受的横向力：

$$F(y) = \frac{\rho^2}{2\mu_0 c^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_m} d\theta E^2 \sin \theta \cos i \{ [\sin \alpha' - R \sin(i + \theta')] \\ + T^2 \frac{\sin(i + \theta' - 2\gamma) + R \sin(i + \theta')}{1 + R^2 + 2R \cos(2\gamma)}] \cos \theta_0 \sin \varphi \\ + [\cos \alpha' + R \cos(i + \theta')] \\ - T^2 \frac{\cos(i + \theta' - 2\gamma) + R \cos(i + \theta')}{1 + R^2 + 2R \cos(2\gamma)}] \sin \theta_0 \}$$

上面两式中各个参量之间的几何关系为：

$$i = \alpha' + \theta', \quad z = z_0 - \rho \cos \theta, \quad R(z) = z + \frac{\pi^2 \omega_0^4}{\lambda^2 z^2}$$

$$\sin \alpha' = \frac{\rho \sin \theta'}{R(z)}, \quad \sin \theta_0 = \frac{\rho_0}{R(z) \cos \alpha' + \rho \cos \theta'}$$

$$\cos \theta' = \cos \theta \cos \theta_0 - \sin \theta \sin \varphi \sin \theta_0$$

$$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i - \gamma)}{\sin^2(i + \gamma)} + \frac{\tan^2(i - \gamma)}{\tan^2(i + \gamma)} \right], \quad T = 1 - R$$

§ 4.2 瑞利微粒在高斯光束光场中所受光阱力的计算与分析

对于微粒尺寸远大于光波长的米氏粒子，用几何光学模型就可对其进行受力分析；而对于微粒尺寸远小于光波长的瑞利粒子来说，应该用电磁模型来讨论——即在电磁理论中处理瑞利粒子时运用电偶极子模型。就电磁模型来说，当强聚焦激光光束的光斑直径比微粒直径大时，可视为微粒在一非均匀电场中，而非均匀电场来自于激光束的强度分布，一般来说激光束的强度呈高斯函数分布，光束中心最强然后向外减弱，又因为光强与电场的物理关系为 $I \propto E^2$ ，因此光束中心的电场最强然后向外衰减。微粒在一均匀电磁场中会受到电磁场的分布影响而产生极化现象。但若微粒是在一非均匀电磁场中，不仅会产生极化，并且会因为本身的极化与电场分布作用，而受到电磁场的电场力作用，朝电场较强的方向移动，因此若微粒在激光光束中，亦会朝电场较强处移动，即微粒会朝光束中心移动如 4.17 图所示。所以当激光被聚焦时，其聚焦点强度在整个光束中是最强的，微粒就会朝焦点处移动，进而被嵌住。

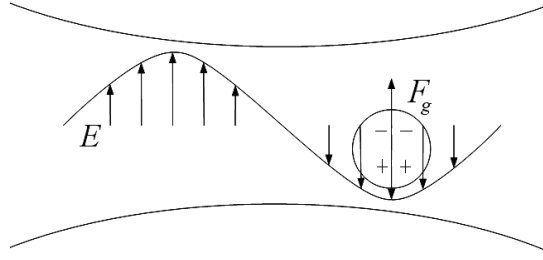


图 4.17 瑞利粒子在电磁场中受力图

下面用电磁理论模型计算高斯光束中瑞利粒子的梯度力和散射力^[81]。粒子折射率和周围介质折射率的比值用 m 来表示，即 $m = \frac{n_1}{n_2}$ 。假设在近轴高斯光束的零级近似下，高斯光束的束腰半径为 ω_0 ， x ， y ， z 坐标系的坐标原点在激光光束束腰中心。 \mathbf{r} 处电场强度的表达式可以写成（如图 4.18 所示）：

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \hat{x}E(\mathbf{r}) = \hat{x}E_0 \frac{ikw_0^2}{ikw_0^2 + 2z} \exp(-ikz) \\ \times \exp\left[-i \frac{2kz(x^2 + y^2)}{(kw_0^2)^2 + (2z)^2}\right] \times \exp\left[-\frac{(kw_0^2)^2(x^2 + y^2)}{(kw_0^2)^2 + (2z)^2}\right] \end{aligned}$$

式中 \hat{x} 为极化方向的单位矢量， $k=2\pi/\lambda$ 为介质中的波数， E_0 为光束束腰中心 O_G ($x=y=z=0$) 处的电场强度。点 (x,y,z) 为微粒中心的位置。

则 \mathbf{r} 处高斯光束的光强分布可以写为：

$$I(r) = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{1+4\tilde{z}^2} \exp\left[-\frac{2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1+(2\tilde{z})^2}\right] \quad (4.1)$$

式中 $P=\pi\omega_0^2 n_2 \epsilon_0 c E_0^2/4$ 为光束的功率；此处定义了一个新的坐标系 $\tilde{x} = \frac{x}{\omega_0}$ ， $\tilde{y} = \frac{y}{\omega_0}$ ，

$$\tilde{z} = \frac{z}{k\omega_0^2}。$$

在 4.18 所示的图中，当瑞利粒子处在光束中时，将会被光束的电磁场所极化，其电偶极矩为

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{p}}(r,t) &= 4\pi\epsilon_2 a^3 \left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2}\right) \mathbf{E}(\mathbf{r},t) \\ &= 4\pi n_2^2 \epsilon_0 a^3 \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \mathbf{E}(\mathbf{r},t) \end{aligned} \quad (4.2)$$

式中 $m = \frac{n_1}{n_2}$ 为粒子折射率和周围介质折射率的比值，即相对折射率。

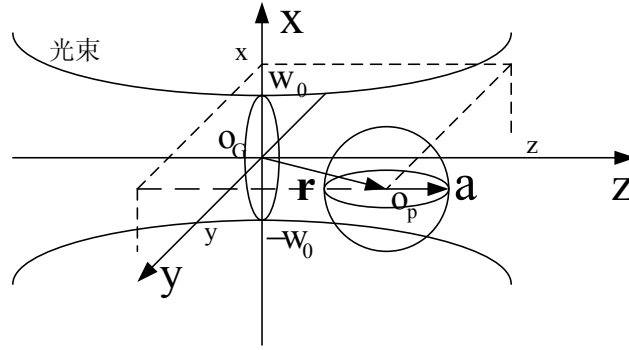


图 4.18 瑞利粒子在光束中的示意图

瑞利粒子在高斯光束电磁场中所受到的散射力为：

$$\mathbf{F}_{scat}(\mathbf{r}) = \frac{C_{pr} \langle \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) \rangle_T}{c/n_2} = \hat{z} \left(\frac{n_2}{c} \right) C_{pr} I(\mathbf{r})$$

其中 $C_{pr} = \frac{8}{3} \pi (ka)^4 a^2 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2$ ，把式 (4.1) 代入上式得

$$\mathbf{F}_{scat}(\mathbf{r}) = \hat{z} \frac{n_2}{c} \frac{8}{3} \pi (ka)^4 a^2 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{2P}{\pi \omega_0^2} \frac{1}{1 + (2\tilde{z})^2} \exp\left[-\frac{2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2}\right]$$

由式 (4.2) 可得微粒受光束作用所产生的随时间变化的梯度力为：

$$\mathbf{F}_{grad}(\mathbf{r}, t) = [p(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla] \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 4\pi n_2^2 \epsilon_0 a^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{1}{2} \nabla E^2(\mathbf{r}, t)$$

对时间进行求平均，可得平均梯度力（即平常所说的梯度力）：

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{grad}(\mathbf{r}) &= \langle \mathbf{F}_{grad}(\mathbf{r}, t) \rangle_T = 4\pi n_2^2 \epsilon_0 a^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{1}{2} \nabla \langle E^2(\mathbf{r}, t) \rangle_T \\ &= \pi n_2^2 \epsilon_0 a^3 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 = \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla I(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

式中 $\langle E^2(\mathbf{r}, t) \rangle_T = \frac{1}{2} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$ 。

根据上式，可得瑞利粒子在 x ， y ， z 方向的梯度力分别为：

$$\mathbf{F}_{grad,x}(\mathbf{r}) = -\hat{x} \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \frac{4\hat{x}/\omega_0}{1 + (2\tilde{z})^2} \frac{P}{\pi \omega_0^2} \frac{1}{1 + (2\tilde{z})^2} \exp\left[\frac{-2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2}\right]$$

$$\mathbf{F}_{grad,y}(\mathbf{r}) = -\hat{y} \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \frac{4\hat{y}/\omega_0}{1 + (2\tilde{z})^2} \frac{P}{\pi \omega_0^2} \frac{1}{1 + (2\tilde{z})^2} \exp\left[\frac{-2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2}\right]$$

$$F_{grad,z}(\mathbf{r}) = -\hat{z} \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \frac{8\tilde{z}/(k\omega_0^2)}{1 + (2\tilde{z})^2} \left[1 - \frac{2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2} \right] \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \frac{1}{1 + (2\tilde{z})^2} \exp\left[\frac{-2(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2)}{1 + (2\tilde{z})^2}\right]$$

根据上面所给公式，对在不同参数条件下，微粒所受的轴向梯度力和散射力进行了计算。在 $m=1.4, a=5\text{nm}, \lambda=632.8\text{nm}, p=0.1w$ 时，微粒在不同光束束腰条件下所受的轴向梯度力如图 4.19 所示，从图中可以看出，如果瑞利粒子沿 z 轴正向偏离焦点将受到一个沿 z 轴负向的梯度力；如果沿 z 轴负向偏离焦点将受到一个沿 z 轴正向的梯度力；因此，微粒可以被束缚在势阱中。从图中还可以看出，在其它参数条件不变的情况下，光束束腰半径越小，微粒所受的轴向梯度力越大，势阱越深。

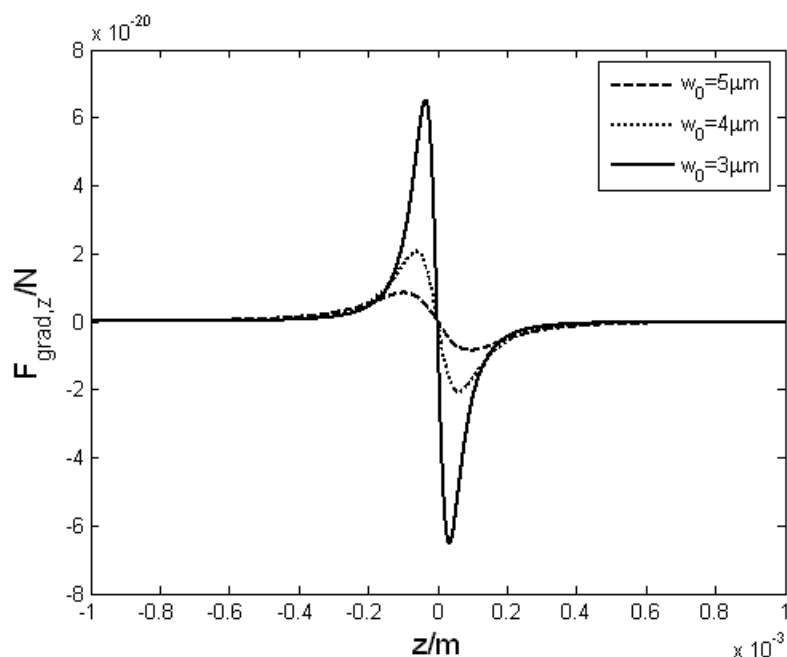


图 4.19 束腰不同时，轴向梯度力随 z 的变化

图 4.20 是在其它参数和图 4.19 相同， $w_0=5\mu\text{m}$ 时，微粒在不同的相对折射率条件下所受的轴向梯度力。从图中可以看出，相对折射率变大时，微粒所受的轴向梯度力变大，势阱变深。

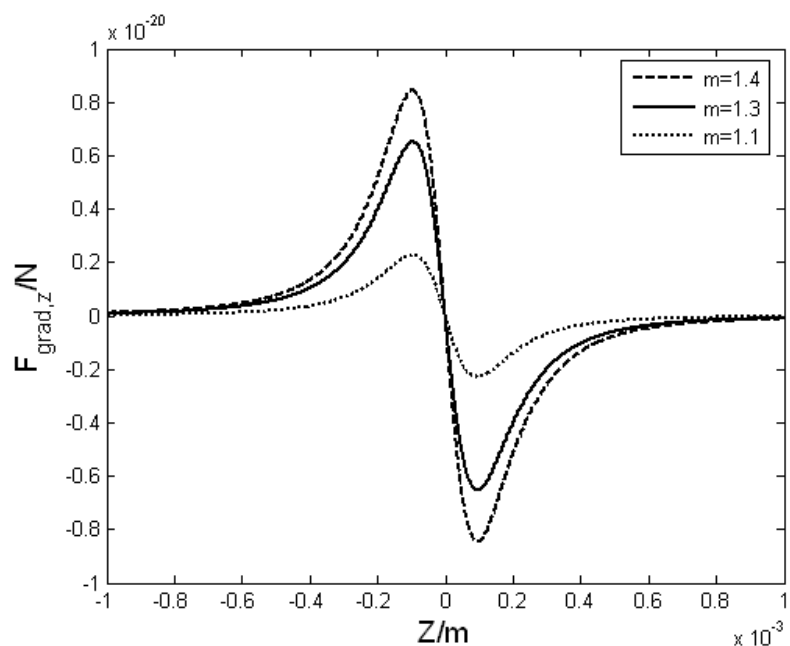


图 4.20 相对折射率不同时, 轴向梯度力随 z 的变化

图 4.21 是在 $m=1.3, a=50\text{nm}, \lambda=632.8\text{nm}, p=0.1w$ 时, 在不同光束束腰条件下, 微粒所受的散射力。从图中可以看出, 在光束束腰中心处, 微粒所受的散射力最大, 并且所受到的最大散射力不随光束束腰的变化而变化。从图中还可以看出, 当微粒偏离光束束腰中心时, 随着光束束腰的变大, 散射力的变化趋势变小。

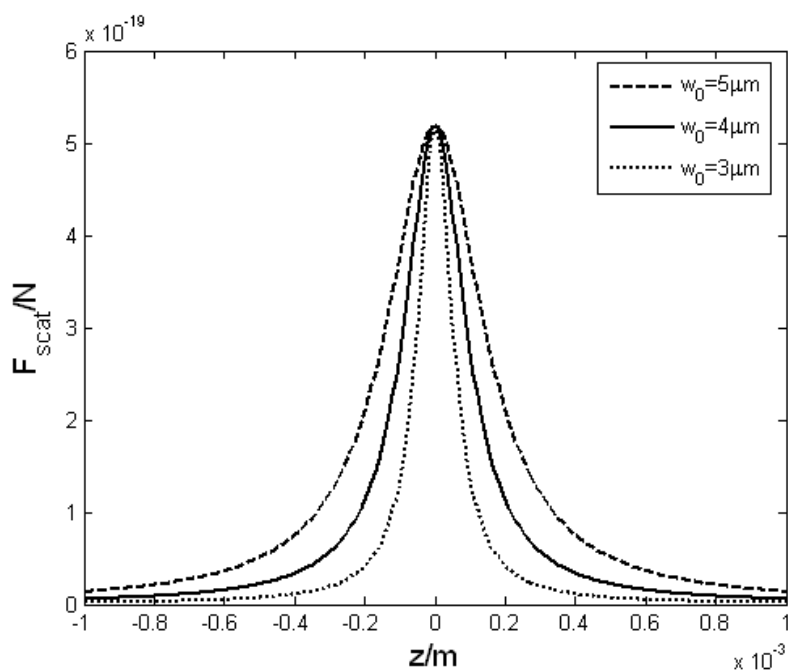


图 4.21 束腰不同时, 散射力随 z 的变化

图 4.22 是在其它参数和 4.21 相同, $w_0=50\text{nm}$ 时, 微粒在不同的相对折射率条件下微粒所受的散射力。从图中可以看出, 相对折射率越大, 微粒所受的散射力

越大。

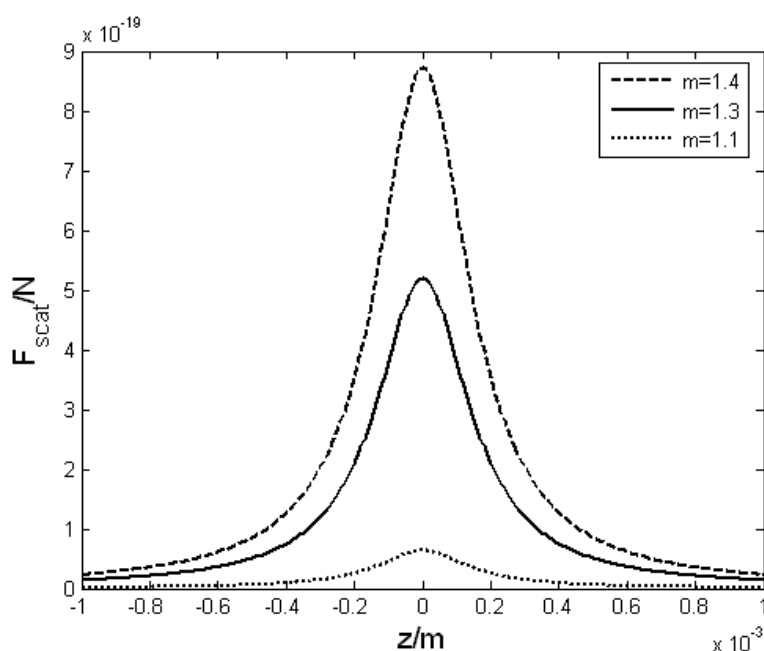


图 4.22 相对折射率不同时，散射力随 z 的变化

§ 4.3 光阱力计算的 T 矩阵方法

在上面两节中，我们计算和分析了微粒尺寸比光波长大得多的米氏粒子和微粒尺寸比光波长小得多的瑞利粒子在激光高斯光束中所受的光阱力。然而，在自然界中还存在着大量与光波长尺寸相近的生物微粒，已经证明这些与波长尺寸相近的微粒也能被稳定的捕获。此外，在上述讨论中我们都是把微粒看作是理想的均匀球体，并且各向同性。然而在自然界中，存在许多非球体粒子和各向异性的粒子。在实验中，经常使用这些粒子作为研究对象，但是，在此尺度内，我们缺少与之相配的理论，这就给我们带来了数值计算上的困难。近年来理论发展的方向是，将光阱中的光的散射过程视为电磁散射问题，则通过求解麦克斯韦方程求解光的散射场，进而可以计算粒子所受的光阱力。

T 矩阵方法被广泛地应用于粒子的光散射计算中，是计算粒子光散射的一种有效方法。它是基于对大量随机取向上的粒子的计算，可用于系统测量非球面散射。只要粒子在某一取向上的 T 矩阵被确定，那么依据矩阵间的转换可求出粒子任意取向上对应的 T 矩阵，然后就能计算出特定入射场下各个取向上的散射场。因此，对一个给定的散射体和波长，T 矩阵法只需计算一次，而且能够用于重复计算^[82]。由于 T 矩阵法的这个重要特征，在诸多光学力的计算方法中，T 矩阵方法可以方

便的应用在计算非球体微小粒子所受的光捕获力。

T-矩阵算法的原理^[83]:

在所要计算的位置及方向上, 将入射光束分解为球面矢量波函数(Vector Spherical Wave Function), 入射光束用球面矢量波表示为:

$$E_{inc}(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [a_{mn} RgM_{mn}(kr) + b_{mn} RgN_{mn}(kr)] \quad (4.3.1)$$

其中

$$RgM_{mn}(kr) = (-1)^m d_n \exp(im\phi) j_n(kr) C_{mn}(\theta) \quad (4.3.2)$$

$$RgN_{mn}(kr) = (-1)^m d_n \exp(im\phi) \times \left\{ \frac{n(n+1)}{kr} j_n(kr) P_{mn}(\theta) + \left[j_{n-1}(kr) - \frac{n}{kr} j_n(kr) \right] B_{mn}(\theta) \right\} \quad (4.3.3)$$

式中的各个参量分别为

$$B_{mn}(\theta) = \hat{\theta} \frac{d}{d\theta} d_{0m}^n(\theta) + \hat{\phi} \frac{im}{\sin \theta} d_{0m}^n(\theta)$$

$$C_{mn}(\theta) = \hat{\theta} \frac{d}{d\theta} d_{0m}^n(\theta) - \hat{\phi} \frac{im}{\sin \theta} d_{0m}^n(\theta)$$

$$P_{mn}(\theta) = \hat{r} d_{0m}^n(\theta)$$

$$d_n = \left(\frac{2n+1}{4\pi n(n+1)} \right)^{1/2}$$

$j_n(kr)$ 为球贝塞尔函数, $d_{0m}^n(\theta)$ 为魏格纳 d 函数。

同样, 散射矩阵也可以用球面矢量波来表达, 在光阱中, 远场必定是向外辐射的。

$$E_{scat}(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n [p_{mn} M_{mn}(kr) + q_{mn} N_{mn}(kr)]$$

其中, $M_{mn}(kr)$, $N_{mn}(kr)$ 是用第一类球汉克尔函数 $h_n^{(1)}(kr)$ 取代 $RgM_{mn}(kr)$, $RgN_{mn}(kr)$ 中的球贝塞尔函数得到的。

由于麦克斯韦方程具有线性关系, 所以入射场系数和散射场系数之间存在线性关系:

$$P_{mn} = \sum_{m'n'} T_{mnm'n'}^{11} a_{m'n'} + T_{mnm'n'}^{12} b_{m'n'}$$

$$q_{mn} = \sum_{m'n'} T_{mnm'n'}^{21} a_{m'n'} + T_{mnm'n'}^{22} b_{m'n'}$$

矩阵元的依赖于粒子的大小、形状、位置和方位, 与入射场和散射场无关, 它可以用扩展边界条件法求出。入射场系数和散射场系数之间的线性关系可以写成紧凑形式:

$$\begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^{11} & T^{12} \\ T^{21} & T^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$$

$$T = \begin{pmatrix} T^{11} & T^{12} \\ T^{21} & T^{22} \end{pmatrix}, \text{ 就是入射场与散射场相联系的传输矩阵。}$$

第五章 光镊系统装置的组建方案

§ 5.1 光镊系统的基本组成

目前市场上已经有了商品化的光镊，既有以倒置生物显微镜为基础的光镊系统，又有以正置生物显微镜为基础的光镊系统；既有单光束光阱操作系统，又有双光束光阱操作系统。但由于不同实验室科研人员对自己需要的光镊系统都有自己的要求，因此他们大都是根据自己研究需要组建符合自己要求的光镊系统。本章根据前面讲的光镊的具体理论分析，主要讨论一下以倒置生物显微镜为基础的单光束光阱操作系统。

单光束光阱操作系统主要有激光器光源、光路耦合器、显微镜光阱微操作系统以及实时监测与图像处理系统等四部分组成。图 5.1 为单光束光阱系统的典型结构图。如图所示，激光束经过光路耦合器后，由反射镜、分束镜反射，填满显微物镜入瞳，在物镜焦平面上形成最小光斑以捕获微粒。光阱对微粒的操作过程由 CCD 摄像系统进行图像采集，并由显示器屏幕显示进而实现对微粒的实时控制^[84]。

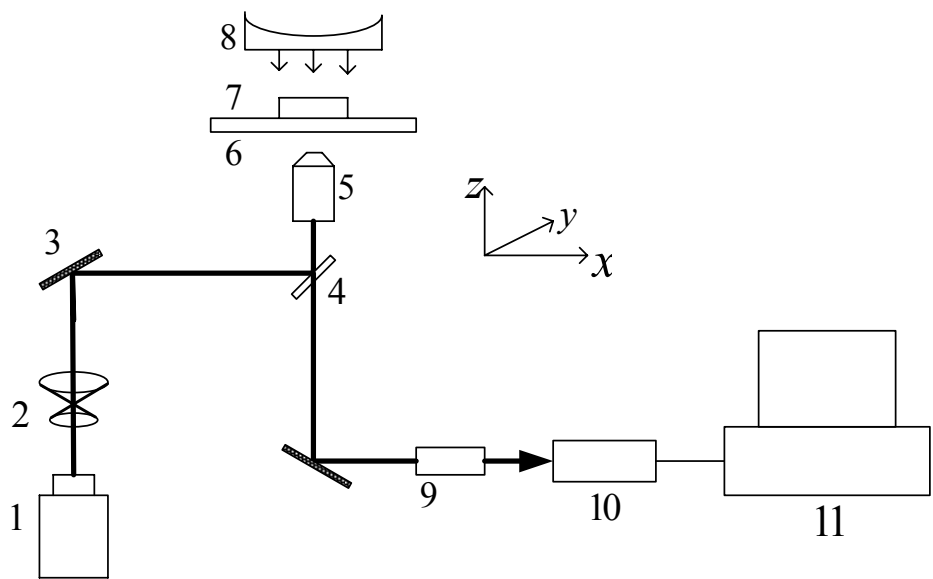


图 5.1 单光束光阱系统装置图

1—激光光源；2—光学耦合器；3—全反射镜；4—双向分束板；5—会聚透镜/高倍物镜；6—样品台；7—样品池；8—样品照明系统；9—激光滤波片；10—数码摄像头；11—图像显示与处理系统

§ 5.2 光镊系统中各装置的选取

在上节中我们提出了组建光镊系统的方案，然而在实际组建的过程中不同实验对仪器有不同的要求，下面将具体讨论分析如何在光镊系统组建过程中根据需要选取光学仪器^[85]，使组建的光镊系统达到实用的目的。

5.2.1 激光光源

激光器发出的激光束经显微物镜聚焦后形成激光微束，激光微束与生物粒子相互作用形成光阱，因此激光器是形成光阱的光源。激光器作为光镊系统中光阱形成的光源，对形成光阱的质量和整个光镊系统的稳定性都具有十分重要的作用。总体分析，激光器的选取主要考虑到以下三个方面，即出射激光束的功率、激光的波长以及激光器的稳定性。

(1)激光束的功率：激光功率与粒子受力成正比，激光功率大小的选择一方面要考虑能够产生稳定的捕获和操作；另一方面，在满足稳定捕获的前提下，功率应尽量降至最小，以减小光损失。几十毫瓦的激光器所发出的光束在微米级尺寸上将产生几十到几百皮牛的力，这足以克服微米级粒子的重力、布朗运动等产生的几皮牛的力；但实用中所需要的激光器的输出功率也不能过大，因为当激光器的输出功率过大时，发出的强光由于热效应等可能对粒子造成损伤。所以在实际操作过程中，所需要的激光器的功率既不能过大也不能过小。

(2)激光束的波长：捕获微粒选择合适波长的激光器主要依赖于被捕获微粒的尺寸和微粒对不同波长光束的吸收不同。光阱的刚度，即光阱力的大小同被捕获颗粒偏离光阱中心距离的比值，它是通常所关注的重要指标。从一般意义上讲，激光束可达到的最小束腰半径大致与激光波长相当，当同样尺寸的微粒被光阱捕获时，光阱的刚度达到最强。若捕获微粒的直径相对光波长减小的话，光阱刚度将急剧减小；而若被捕获微粒尺寸相对光波长增大的话，光阱刚度只是逐渐地减小^[86]。不同的物质微粒对光的吸收波段和吸收强弱也不尽相同，故每一种物质都有其特征的吸收光谱。如果使用微粒吸收比较强的激光波长来操纵微粒，则微粒很可能会因为光吸收而变得过热从而使微粒受到损害。例如，Ashkin 等人发现当氩离子激光器在 514.5 nm 的光波长处工作时，很小的功率便会使所操纵的细菌爆裂^[87]。因此在实际应用中，应该根据不同的操作对象选择适当波长的激光器作为光源。

(3)激光器的稳定性：激光器稳定性的考虑激光器的可靠性势必同光镊的稳定性及线性度有着直接的关联。 nm 级位移及 pN 级作用力的测定要求光镊在样品面的位置稳定度达到 1nm ，这样要求激光要有较好的指向精度，因为光束 mrad 级的变化将引起光镊在样品面 nm 级的移动。

5.2.2 光路耦合器

光镊的组建过程中，首要的就是要通过光通道把激光引入到显微镜物镜，在建立激光通道的过程中要考虑激光光源等仪器与显微镜等光学系统的耦合问题，这时用到的附加光学仪器就是光耦合器。耦合要求输入光源及光路中的光学元件在不影响显微镜原来的成像系统保持其分辨率和清晰度的同时实现自己的功能并与显微镜齐焦。

导入激光而且保持显微镜的正常成像和进行观察需要在显微镜中适当的位置放置一个双色分束板；双色分束板是一个与光轴（或样品平面）成 45° 角放置的光学平板，它上面镀有对一定波长反射和透射的光学薄膜。所镀膜的要求根据实际所用波长和透光比设计。主要从保证光阱足够的功率和做到不影响观察视场以及成像质量等方面综合考虑。

耦合器中其它光学元件，如用不同光波长的激光与显微镜齐焦所需的修正色差的透镜组，保持外摄像系统成像清晰并与显微镜齐焦的光路修正元件，以及由于加了附加设备影响了原光学装置所需的补偿光学元件等，对这些元件的具体参数要求都会因各自设计而不同^[88]。

5.2.3 倒置显微镜的选取

激光器发出的激光是通过显微物镜会聚而形成激光微束来产生光学势阱的在本部分只讨论倒置显微镜的选取问题，在选取时主要考虑以下几点：

(1) 高数值孔径物镜，以获得高度会聚的激光焦点，产生足够的光阱梯度力；为了达到大的数值孔径，大多数显微镜物镜都采用一种特殊的油浸或水浸物镜，这是因为油或水可直接进入透镜与样品间的间隙。

(2) 光学系统能较好透射成像光线和形成光阱的激光，以保证成像及光阱质量，提高照明光和激光的利用效率；

(3) 显微镜应有良好的机械稳定性，以保证光镊系统的操纵精度和可重复性。

5.2.4 实时监测与图像处理系统

显微镜物镜不仅可以产生高度会聚的光学梯度力场，而且还是微粒成像系统

中重要的组成部分。在实验中为了更好地分析、研究和随时调整被操控的微粒，就需要建立一个运动过程的实时显示装置来对微粒进行时间和空间的动态监测。CCD 摄像与图象处理系统具有上面的功能，它可以对粒子进行实时观察、连续记录，以便随时对系统进行参数调整。在组建实时监测与图像处理系统时，要求 CCD 摄像系统具有很高的时间和空间分辨率，能够进行静态和动态记录；图像处理系统能够完成对采集图像的相应处理与分析。时间分辨率的提高对于运动演化过程的分析具有重要意义，它的提高可以详细的获取光镊操纵粒子在时间序列上的一系列的变化。空间分辨率的极限取决于显微物镜的数值孔径，同时也受显微镜放大倍率的影响。颜色可以提高人的视觉效果并且可以区分在同等灰度下的物体，这在分辨生物结构组织方面是非常重要的。当空间分辨率达到极限时，加上色彩可以增强观察者对显微视场的观察能力。提高色分辨率可通过彩色摄像，计算机辅以伪彩色处理或用光学显色偏振方法实现。实验中实验室的光照不能满足清晰观察微粒的需要，必须要用一个光源照明，以增强观察视场的清晰度，而且照明光是发散的不会影响到聚光场对微粒的捕获。

第六章 总结与展望

本论文从理论上分析了微粒在单束激光高斯光束中所受的光阱力，简要的说明了一下光镊系统的组建方案及各系统的选择；分别利用几何光学模型对微粒尺寸比激光波长大的多的米氏粒子和利用电磁学模型对微粒尺寸比激光波长小的多的瑞利粒子所受的光阱力进行了计算和分析。在以往的计算和分析中，都是考虑一个变量变化时所受光阱力的变化，本论文对当两个变量同时变化时，微粒所受的轴向力进行了计算和分析；并且对存在吸收时当两个变量同时变化时微粒所受的轴向力进行了计算和分析。根据数值计算的结果表明：

1、在所选的微粒折射率变化范围内，当微粒的折射率比较小（大于周围介质的折射率）时，产生的势阱浅；当折射率增大时，势阱开始变深，且势阱深度随折射率的变化而变化；当折射率增大到一定程度时，折射率对势阱深度的影响不太明显。

2、激光的波长对光阱力有一定的影响，在实际的实验中考考虑到微粒对不同波长光的吸收，对不同的操作微粒应选择不同波长的激光器以获得较深的光学势阱。

3、聚焦的激光光束束腰对稳定捕获起着重要作用，束腰越小势阱越深；束腰增大势阱变浅，稳定性变差。

4、微粒半径比较小时，产生的势阱浅；随着微粒半径的增大，产生的势阱变深，产生势阱处离光束束腰的距离随微粒半径的增大而变远，当微粒半径增大到一定程度时，势阱最深处轴向力随微粒半径的变化不明显。

5、微粒对光的吸收系数对势阱的影响很大；随着吸收系数的增大，势阱变得越来越浅，当吸收系数大到某一值时势阱消失。激光功率对稳定捕获也有一定影响。

本文对在不同的相对折射率、激光高斯光束束腰半径等参数条件下的瑞利粒子所受的光阱力也进行了讨论。

在论文的最后，提出了对单光束光阱系统的组建方案及各主要组成部分的选取原则，这有助于研究者根据实验的具体要求选择合适的实验仪器，组建出符合实验要求的光镊装置。

在本论文中，我们都是把粒子看作是理想的、各向同性的、均匀球体来进行讨论的。然而在自然界中，存在着许多非球体和各向异性的粒子，由于还没有建

立起能适合于所有情况的普适模型，对这些粒子所受光阱力的计算十分困难；因此发展一种对所有粒子成分(包括透明的、传导性的、吸收性的等等)、大小、形状以及对任意捕获场的合适通用理论就显得非常重要，这也是以后微粒所受光阱力理论研究的重点方向。

参考文献

- [1] 李银妹, 楼立人, 等. 纳米光镊技术. 激光与光电子学进展, 2003, 40 (1) : 1-5
- [2] 唐福元. 泽尔尼克与相称显微镜. 物理工程, 2004, 14(4):45-47
- [3] 降雨强. 激光生物学效应. 博士论文, 2004.
- [4] A. Ashkin. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 156-159
- [5] A. Ashkin, Dziedzic J.M. Optical levitation by radiation pressure. Appl.Phys.Lett., 1971, 19, 283-285
- [6] A. Ashkin, Dziedzic J.M. Stability of optical levitation by radiation pressure. Appl.Phys.Lett., 1974, 24, 586-588
- [7] A. Ashkin, Dziedzic J.M. Optical levitation of liquid drops by radiation pressure. Science, 1975, 187, 1073-1075
- [8] A. Ashkin, Dziedzic J.M. Optical levitation in high vacuum. Appl.Phys.Lett., 1976, 28, 333-335
- [9] A. Ashkin. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. Appl.Phys.Lett., 1978, 40, 729-732
- [10] A. Ashkin. Application of laser radiation pressure. Science, 1980, 210, 1081-1087
- [11] Chu S. Laser manipulation of atoms and particles. Science, 1991, 253, 861-866
- [12] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particle. Optics Letters, 1986, 11(5):288-290
- [13] 杜云刚. 光镊中粒子的辐射捕获力的研究. 硕士论文, 2006.
- [14] J. S. Kim and S. S. Lee. Scattering of laser beams and the optical potential well for a homogeneous sphere. J. Opt. Soc. Am., 1983, 73:303-312
- [15] G. Gouesbet, B. Maheu and G. Grehan. Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formalism. J. Opt. Soc. Am.A., 1988, 5:1427-1443
- [16] G. Gouesbet, G. Grehan and B. Maheu. Localized interpretation to compute all the coefficients g_n^m in the generalized Lorenz-Mie theory. J. Opt. Soc. Am. A., 1990, 7:998-1007
- [17] K. F. Ren, G. Grehan and G. Gouesbet. Radiation pressure forces exerted on a

- particle arbitrarily located in a Gaussian beam by using the generalized Lorenz-Mie theory, and associated resonance effects. *Opt. Commun.*, 1994, 108:343-354
- [18] K. F. Ren, G. Grehan and G. Gouesbet. Prediction of reverse radiation pressure by generalized Lorenz-Mie theory. *Appl. Opt.*, 1996, 35:2702-2710
- [19] F. Onofri, G. Grehan and G. Gouesbet. Electromagnetic scattering from a multilayered sphere located in an arbitrary beam. *Appl. Opt.*, 1995, 34:7113-7124
- [20] Hubert Polaert, Gerard Grehan, Gerard Gouesbet. Forces and torques exerted on a multilayered spherical particle by a focused Gaussian beam. *Opt. Commun.*, 1998, 155:169-179
- [21] J. P. Barton. Internal and near-surface electromagnetic fields for a spherical particle irradiated by a focused light beam. *J. Appl. Phys.*, 1988, 64:1632-1639
- [22] J. P. Barton, D. R. Alexander. Fifth-order corrected electromagnetic field components for a fundamental Gaussian beam. *J. Appl. Phys.*, 1989, 66:2800-2802
- [23] J. P. Barton, D. R. Alexander and S. A. Schaub. Theoretical determination of net radiation force and torque for a spherical particle illuminated by a focused laser beam. *J. Appl. Phys.*, 1989, 66:4594-4602
- [24] A. Ashkin. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys. J.*, 1992, 61:569-582
- [25] Yasuhiro Harada, Toshimitsu Asakura. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime. *Optics Communications*, 1996, 124:529-541
- [26] T. C. Bakker Schut, G. Hesselink, Bart G. De Grooth and J. Greve. Experimental and theoretical investigations on the validity of the geometrical optics model for calculating the stability of optical traps. *Cytometry*, 1991, 12:479-485
- [27] Shojiro Nemoto and Hiroyoshi Togo. Axial force acting on a dielectric sphere in a focused laser beam. *Appl. Opt.*, 1998, 37:6386-6394
- [28] P. C. Chaumet and M. Nieto-vesperinas. Time-averaged total force on a dipolar sphere in an electromagnetic field. *Opt. Lett.*, 2000, 25:1065-1067
- [29] James A. Lock. Calculation of the radiation trapping force for laser tweezers by use of generalized Lorenz-Mie theory. I. Localized model description of an on-axis tightly focused laser beam with spherical aberration. *Appl. Opt.*, 2004, 43:2532-2544
- [30] James A. Lock. Calculation of the radiation trapping force for laser tweezers by use of generalized Lorenz-Mie theory. II. On-axis trapping force. *Appl. Opt.*, 2004,

43:2545-2554

- [31] Erik Fallman and Ove Axner. Influence of a glass-water interface on the on-axis trapping of micrometer-sized spherical objects by optical tweezers. *Appl. Opt.*, 2003, 42:3915-3926
- [32] Robert C. Gauthier. Laser-trapping properties of dual-component spheres. *Appl. Opt.*, 2002, 41:7135-7144
- [33] T. A. Nieminen, H. Rubinsztein-Dunlop, N. R. Heckenberg. Numerical modelling of optical trapping. *Computer Physics Communications*, 2001, 142:468-471
- [34] G. Weber. Uptake of DNA in Chloroplasts of *Brassica napus* facilitated by a UV Laser Microbeam. *Eur. J. Cell. Boil.*, 1989, 49:4658-4662
- [35] S. Seeger, S. Monajembashi, K. J. Hutter, et al. Application of Laser Optical Tweezers in Immunology and Molecular Genetics. *Cytometry*, 1991, 12:479-504
- [36] A. Ashkin. Optical Trapping and Manipulation of Single Cells using Infrared Laser Beams. *Nature*, 1987, 33:256-267
- [37] A. Ashkin. Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.*, 1986, 94:1687-1695
- [38] K. O. Greulich, J. Wolfrum. Laser Micro-Beam and Optical Tweezers. *LaborPraxis Labor.*, 2000, 1990, 32:675-663
- [39] H. Tashiro, J. Scheet, A. Harim. Three-dimensional Cell Manipulator by means of Optical Trapping for the Specification of Cell-to-Cell Adhesion. *Optical Engineering*, 1993, 32:1247-1256
- [40] Y. Tadir, H. C. Berg. Micromanipulation of Sperm by a Laser Generated Optical Trap. *Fertility and Sterility*, 1989, 52:2356-2364
- [41] N. Ponelies, D. Wilson, R. Simmons, et al. Laser Micromanipulations for Biotechnology and Genome Research. *Journal of Biotechnology*, 1994, 35:321-325
- [42] G. Leitz, H. Tashiro. The Laser Microbeam Trap as an Optical Tool for Living Cells. *Physiological Chemistry and Physics and Medical NMR*, 1994, 23:2213-2216
- [43] Ashkin. A., Dziedzic J. M. Optical trapping and manipulation of viruses and Bacteria. *Science*, 1987, 235:1517-1520
- [44] Ashkin. A., Dziedzic J. M and Yamane T. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, 1987, 330:769-771
- [45] Bonder EM., J. Colon, JM. Dziedzic, and A. Ashkin. Force Production by swimming sperm-analysis using optical tweezers. *J. Cell Biol*, 1990, 111:421A

- [46] Furst E.M, Gast A. P. Micromechanics of dipolar chains using optical tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, 1999,82:4130-4133
- [47] Kitamura N., Sekiguchi N, Haeng-Boo K. Optical transformation and fission of single giant vesicles in water by radiation pressure. *J. Am. Chem. Soc.*, 1998, 120:1942-1943
- [48] Lankers M., Khaled E.E.M., Popp J., Rössling G., Stahl H., Kiefer W. Determination of size changes of optically trapped gas bubbles by elastic light Backscattering. *Appl. Opt.*, 1997, 36:1638-1643
- [49] Meiners J.-C., Quake S.R. Direct measurements of hydrodynamic cross correlations between two particles in an external potential. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82:2211-2214
- [50] Nakatani K., Chikama K., Kitamura N., Laser trapping-spectroscopy-electrochemistry of individual microdroplets in solution, *Advances in photochemistry*, 1999, 25:173-223
- [51] Wie Q.-H., Bechinger C., Leiderer P., Experimental observation of single-file diffusion of brownian particles, *Progr. Colloid. Polym. Sci.*, 1999, 112:227-230
- [52] Wurlitzer S., Fischer T M Steffen P., Line tension of langmuir monolayer phase boundaries determined with optical tweezers, *J. Chem. Phys.*, 2000, 112:5915-5918
- [53] Bowen W R, Sharif A O., Long-range electrostatic attraction between like-charge spheres in a charged pore, *Nature*, 1998, 393:663-665
- [54] Ashkin A., Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophys. J.*, 1992, 61:569-582
- [55] 韩正甫, 郭光灿. 单光束激光阱中的瑞利粒子. *中国科学技术大学学报*, 1991, 21(2):146- 150
- [56] 韩正甫, 郭光灿. 粒子在单束激光势阱中的束缚力. *中国激光*, 1992, 19(7): 517~522
- [57] 崔国强, 李银妹. 环形光对光阱有效捕获力的提高 *中国激光*, 2001, 28:89-92
- [58] 李银妹等, “细胞激光微操作系统” 1996.10, 中国科学院科技成果鉴定.
- [59] 李银妹等, “光学操作微加工装置与技术” 2000.8, 中国科学院科技成果鉴定.
- [60] 郭红莲, 姚新程, 李兆霖, 程丙英, 等. 光镊系统中微小颗粒的位移和所受力的测量, *中国科学*, 2002,32(2):97-102
- [61] HL Guo, HY Chen, PG Ni, Q Zhang, BY Cheng and DZ Zhang, Transmission modulation in the pass band of polystyrene photonic crystals, *Applied Physics*

- Letters, 2003, 82(3):373-375
- [62] XC Yao, ZL Li, HL Guo, BY Cheng, XH Han, DZ Zhang, Effect of spherical Aberration Introduction by Water Solution on Trapping Force, Chinese Physics, 2000, 9(11):824-826
- [63] 陈红艺, 郭红莲, 倪培根, 张琦, 程丙英, 张道中, 聚苯乙烯微粒光子晶体的反常透过特性, 物理学报, 2003
- [64] 毛方林, 邢岐荣, 王锴, 等. 飞秒激光光镊横向光学力的理论分析, 光子学报, 2004, 33(5):513- 516
- [65] 邢岐荣, 毛方林, 等. 飞秒激光光镊轴向力的计算与分析. 中国激光, 2004, 31(4):445-448
- [66] 田洁. 光镊技术在光子晶体领域应用中的探索. 硕士论文, 2003.
- [67] 王晓娜. 基于激光捕捉技术的微细加工. 硕士论文, 2004
- [68] 徐春华. 用光镊研究微管系统的分子力学特征. 博士论文, 2005
- [69] 吉望西, 王义道. 激光光钳在生物技术中的应用新进展. 物理, 1996, 25(12):707-712
- [70] 汪洲, 张春平. 激光光镊中有关参数对球形微粒所受光压的影响. 光电子.激光, 1993, 4(6):350-354
- [71] 朱艳英, 丁喜峰, 高秋娟, 王明利. 单光束光镊横向光阱力的计算与仿真分析. 激光杂志, 2006, 27(1):69-70,72
- [72] 谈爱玲, 赵勇, 史锦珊. 基于 MATLAB 的单光阱光镊中光阱力的分析. 激光技术, 2004, 28(4):373-375,400
- [73] A. Ashkin. The pressure of laser light. Scient. Amer., 1972, 262(2): 63-72
- [74] 袁银权, 光钳的力学原理, 大学物理 1997, 16 (11) 40-42
- [75] G. Roosen, A theoretical and experimental study of the stable equilibrium positions of spheres levitated by two horizontal laser beams, J. Opt. Commun.,1977, 21, 189-194
- [76] 周炳琨, 高以智, 等. 激光原理. 北京, 国防工业出版社, 2004
- [77] Visscher K, Brakenhoff G J. Theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap II:Mie scatters. Optik, 1992, 90(2): 57~60
- [78] Visscher K, Brakenhoff G J. Theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap I : Rayleigh scatterers. Optik, 1992,

89(4):174-180

- [79] Shojiro Nemoto and Hiroyoshi Togo. Axial force acting on a dielectric sphere in a focused laser beam. *Applied Optics*, 1998, 37(27): 6386~6394
- [80] 姚启钧 著. 光学教程. 高等教育出版社. 2002
- [81] Yasuhiro Harada, Toshimitsu Asakura. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime. *Optics Communications*. 1996,124:529-541
- [82] I.Michael, N.R.Heckenberg. T-Matrix Computations of Light Scattering by Nonspherical Particles. *J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*,1996,55:535-575
- [83] T. A. Nieminen, H. Rubinsztein-Dunlop, N. R. Heckenberg and A. I. Bishop. Numerical Modelling of Optical Trapping. *Computer Physics Communications*. 2001, 142, 468-471
- [84] Z. Ulanowski, I. R. Williams, Optical tweezers. *Phys. Education*.1996,31: 179-182
- [85] 龙海峰. 光镊设计及其捕获特性分析与仿真. 硕士论文, 2004.
- [86] R.Simmons, J.T.Finer, S.Chu, J.A.Spudich.M. Quantitative Measurements of Force and Displacement Using an Optical Trap. *Biophys.J.*,1996,70: 1813-1822
- [87] A.Ashkin, J.M.Dziedzic, K.Schutze. Force Generation of Organelle Transport Measured in Vivo by An Infrared Laser Trap. *Nature*,1990,348:346-348
- [88] Svoboda K, Schmidt CF, Schnapp BJ, Block SM. Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry. *Nature*, 1993, 365:721-727

攻读硕士学位期间发表的文章

- 1、《光镊轴向力与吸收系数等参数的关系研究》，山东师范大学学报(自然科学版)，2007, 22(3): 44~46, 1/5
- 2、《光镊中轴向光阱力的研究》，激光与红外， 2008 年第 2 期
- 3、《Analysis for the axial Force Exerted on a Micro-particle in the Optical vortex》，Optoelectronics Letters, 2007, 3(6):0477~0480, 2/7.
- 4、《微粒在会聚高斯光束中的受力分析》，徐州师范大学学报(自然科学版)，2007, 25(1):41~45, 3/4

致 谢

本论文是在我的导师徐建波教授的悉心指导下完成的，从论文的选题、撰写到论文的成稿，每一阶段都倾注着徐导师的心血。徐老师治学的严谨，学识的渊博，思想的深邃永远是我今后学习和工作的榜样。在读硕士的三年中，徐老师对我的学习和生活给予了无微不至的关爱。论文完成之际，谨向我的导师徐老师表示诚挚的谢意。

衷心感谢现代光学实验室的国承山教授、程传福教授、孙平副教授、何京良教授、刘杰教授、李健教授、卓壮教授等在我论文写作中对我的指点和帮助。

感谢我的同学吴福燕、黄海涛、朱林伟、黄珍献、王广刚、张帅一、井绪峰、谭玉贵、刘士华、尹霞、刘菲、于果蕾三年来对我的帮助和关心。

感谢我的师哥赵海军、朱占收，师弟李杰、窦会庆、王强，师妹张敏，李晓青在学习、生活中给我的帮助和支持。

感谢所有曾经给予我帮助的老师、同学和朋友。

最后深深感谢辛勤培育我的父母和我的姐姐、哥哥对我的关爱和鼓励；求学期间他们的鼓励、关爱和支持是我能够前进的动力。