

中国科学技术大学

University of Science and Technology of China

博士学位论文



论文题目 自加速光场和阵列光场的研究
及在光捕获中的应用

作者姓名 刘伟伟

学科专业 光 学

导师姓名 欧阳钟灿 教授 李银妹 教授

完成时间 二 〇 一 六 年 五 月

中国科学技术大学 博士学位论文



自加速光场和阵列光场的研究 及在光捕获中的应用

作者姓名：刘伟伟
学科专业：光学
导师姓名：欧阳钟灿 教授 李银妹 教授
完成时间：二〇一六年四月

University of Science and Technology of China
A dissertation for doctor's degree



**The investigation of the
self-accelerating beams and Array
beams and their applications in
optical manipulation**

Author's Name: Wei Wei Liu

Speciality: Optics

Supervisor: Prof. Zhongcan Ouyang Prof. Yinmei Li

Finished time: April, 2016

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: 刘伟伟

签字日期: 2016.6.1

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等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。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密(____年)

作者签名: 刘伟伟

导师签名: 李银来

签字日期: 2016.6.1

签字日期: 2016.6.1

摘要

光镊是基于光的力学效应捕获和操控微观粒子的工具。光镊最早由 Ashkin 发明，它通过会聚高斯光形成的三维光势阱来实现微粒捕获。光镊的作用力和作用尺度分别为皮牛和微纳量级，这使得它在软物质，分散体系和单分子等领域研究中具有广泛应用。然而随着新兴领域的发展和对光镊操控新要求的提出，传统高斯光镊也面临着诸多应用困境，如对系宗微粒的同时操控或者选择性捕获，异质体粘弹性测量，低折射率或吸热粒子三维捕获以及生物组织内的深度捕获等。这些问题的解决有赖于发展新型光镊捕获技术，同时对推动软物质和生物物理等领域的研究进展也具有重要意义。

自加速光场和阵列光场是目前衍射光学领域的研究热门，通过在光镊系统中引入这些新型光场有望解决传统高斯光的捕获困境。自加速光场是新近研究的一个热点，它是一类光场的总称，典型代表有艾利光和圆对称艾利光等，它们一般都是波动方程的解，都能通过衍射光学元件实验生成。相较会聚高斯光，自加速光场具有特殊的光场结构和传输轨迹，因此应用在光捕获领域有望捕获特殊粒子或开发出新的光捕获形式。阵列光场的典型代表是阵列高斯光，一般通过空间光调制器对高斯光相位调制生成，目前人们已经建立了完善的阵列高斯光生成算法。阵列高斯光阱的特点是能对不同体系的多微粒进行同时捕获和操控，它有望解决软物质领域中的自组装和异质体粘弹性测量等问题。

本人博士阶段工作主要集中在自加速光场和阵列光场的特性研究以及发展它们在光镊捕获和软物质粘弹性测量等领域的应用。

本文主要有以下几部分内容：

1. 综述了自加速光场和阵列光场的理论基础和发展现状，以及液晶空间光调制器的复振幅调制技术。
2. 基于角谱理论，提出了两种振幅模板并研究了它们对对称艾利光的振幅调制。第一种为指数振幅模板，它能在角谱面上抑制对称艾利光的相关频谱分量，据此我们得到了一种新的补偿加速光场。这种加速光场能在不同损耗介质保持主瓣光强传输不变，还兼有衰减震荡传输特性，具有这些性质的自加速光场是我们首次报道的，它有望应用于损耗介质（如生物组织）的深度光操控中。第二种为对称振幅模板，我们理论和实验研究了这种振幅模板对对称艾利光的振幅调制，发现它能增强光场的高频频谱分量，进而提高对称艾利光的自聚焦特性和轴向梯度力，这种新型振幅调制的对称艾利光能提高光镊对系宗微粒的捕获稳定性。

3. 通过对称化三阶多边形光场角谱, 提出了一种新的对称多边形加速光场。理论和实验研究了这种加速光场的传输特性, 发现该光场除具有自聚焦特性外, 还有针形中心光瓣和对称多通道旁瓣的光场结构, 实验也发现它具有强自修复特性。进一步的, 我们将该光场耦合进光镊系统, 实现了这种对称加速光场能对不同空间位置微粒的选择性输运和捕获, 这种多通道结构的自加速光场有望在光流体等领域得到重要应用。
4. 利用一种新的可调控光瓶实现了对水溶液中吸热粒子的可调控捕获。光瓶由修正贝塞尔函数叠加生成, 通过改变几何参量能调控光瓶的暗区大小和暗度。实验基于液晶空间光调制器的复振幅调制技术来实验生成光瓶并用于光捕获。我们分析了不同暗区暗度的光瓶对吸热粒子的光泳力影响, 并通过调节几何参量大小, 实现了不同暗度光瓶对吸热粒子的可调控捕获。光瓶光场能解决光镊对特殊粒子如吸热粒子的捕获问题。
5. 搭建了消像差的阵列高斯光镊装置, 实现了阵列高斯光阱对软物质粘弹性的多微区并行测量。实验首先利用相位补偿技术对阵列高斯光镊光路进行了像差校正, 实验使得阵列光阱刚度提高了 40%。基于前期像差校正工作, 我们改进了阵列高斯光镊光路。同时通过 GS 算法生成了高质量阵列多光阱并用于测量软物质的多微区粘弹性。实验结果说明了阵列多光阱的并行测量能提高实验精度, 同时也验证了它的多微区测量能力, 我们工作为后续利用阵列多光阱测量异质体粘弹性打下了良好基础。

基于以上工作, 我们建立了新型光场光镊捕获和应用的一些计算和实验研究方法。并从传统高斯光镊的应用困境出发, 分别对自加速光场和阵列光场的传输特性进行了较为深入研究和进一步优化, 提出了一些新的自加速光场并演示了它们在光捕获中的应用。我们相信这些工作对光镊在软物质, 生物医学等领域的研究具有一定借鉴意义。

关键词: 光镊 自加速光场 阵列光场 自聚焦光场 光瓶 微流变

ABSTRACT

Optical tweezers (OTs) are based on optical mechanical effect which could trap and manipulate microparticles. The primary OTs were invented by Ashkin that are formed with highly focused Gaussian beam and own the three-dimensional optical potential structure. The scale of OTs acting force and operating distance range are in the orders of pN and micron, which makes the OTs rather adaptable to apply in the researches of soft matter, disperse system or single molecule regions etc. However, as the newly emerging fields rising or additional requirements for the optical manipulation proposing, the traditional Gaussian beam OTs suffer limitation, such as in the fields of simultaneous trapping or selective transportation of uniform particles, the viscoelasticity measurement for the heterogeneous, absorbing particles trapping and also the cell trapping in the deep biological tissue. All these problems' solutions are dependent on the development of the advanced optical trapping technology, and their solving may also promote the research progress of soft matter and biophysics regions.

The self-accelerating beams and array beams are the current research hotspot in the diffractive optics, and applying them in OTs system may overcome the trapping dilemma of the traditional Gaussian beam. The accelerating beams are the generic terms for a series of caustics beam, and the typical ones include Airy beam and circular Airy beam etc. Generally, they are all the solutions of helmholtz equation and could be experimentally generated by the diffractive optical elements. While the array Gaussian beams are the typical case of array beams, which could be generated by the phase modulation with the spatial light modulators. So far, many algorithms were proposed to design the phase diagram of the Array Gaussian beam. And the array optical tweezers are rather adaptable to study the issues of self-assembly or measure the viscoelasticity of heterogeneous.

My doctoral dissertation focuses on the research of the propagation properties of the self-accelerating beams and array beams as well as their multifunctional applications in the optical trapping or the viscoelasticity measurement of soft matter. The main content of this thesis includes:

1. We summarized the theoretical basis and development of the self-accelerating beams and array beams, as well as the complex fields modulation of the

liquid-crystal spatial light modulator (LC-SLM).

2. Based on the angular spectrum theory, we proposed two kinds of amplitude masks and investigated their amplitude modulation of symmetric Airy beam in the angular spectrum plane. The first one is the exponential amplitude mask which can enhance one side angular spectral components of the symmetric Airy beam but restrain the other side's. Hereby, a new kind of compensating self-accelerating beam was proposed. By setting appropriate mask parameter, the beam can not only keep its main-lobe intensity invariant in different absorbing media, but also inherit the beam structure from the symmetric Airy beam with damped oscillating property. The proposed accelerating beam is expected to benefit the optical manipulation in deep biological tissue. The second one is a symmetric amplitude mask, we theoretically and experimentally studied its amplitude modulation for the symmetric Airy beam. The mask can modulate the beam's high frequency spectrum components and it's found that the autofocusing property and axial gradient force of the symmetric Airy beam can be enhanced by the mask. The newly amplitude modulated symmetric Airy beam can improve the OTs' trapping performance for large amounts of particles.
3. We proposed a new kind of symmetric self-bending beams by symmetrization of the triple-cusp beams' angular spectrum. The propagation properties of this new symmetric beam was investigated theoretically and experimentally, and it was found that the beam not only owns the autofocusing property but also gets a needle-like central lobe and multichannel beam structure. Through the beam's apodization experiment, it's also found the beam possess the strong self-healing property. Furthermore, we coupled the beam into the OT system and realized the optical multi-functional manipulation that selective transportation or trapping the particles in separate spatial positions. The beam was believed to get special application in microfluidic regions etc.
4. We utilized a controllable optical bottle to realize controllable trapping absorbing particles in the aqueous solutions. The optical bottle was generated by the superposition of modified Bessel functions. And its darkness size and degree can be controlled continuously by adjusting the geometry parameter. Based on the complex field modulation technology of the LC-SLM, the optical bottle was generated in experiment and was applied in optical trapping. We analyzed the photophoresis force functioning on the absorbing particles from the optical bottle

with different darkness degree, and through adjusting the geometry parameter we realized the controllable trapping of the absorbing particles by the optical bottle. The optical bottle can help the OT solve the absorbing particles trapping issue.

5. We constructed an aberration-eliminated array holographic optical tweezers set-up which was used to conduct the multi-localization area viscoelasticity measurement of soft matter. We first conducted aberration correction for the array holographic optical tweezers with phase compensation technique of the zernike polynomials, which enhances the stiffness of array optical traps by 40%. Based on these aberrations correction results, we improved the equipment by eliminating its aberrations. And the high-quality array optical traps were designed by the GS algorithm and were applied to measure the multi-localized areas viscoelasticity of the soft matter. The experimental results illustrate that the parallel detection of array optical traps can improve the measurement accuracy, meanwhile its capability of multi-localization measurement was also verified. Our work formed a good foundation for the viscoelasticity measurement of the heterogeneous by the array holographic optical traps.

In conclusion, we have built the theoretical and experimental methods to investigate the novel beams' trapping and their application. Aiming at trapping dilemma of traditional OT, we studied or optimized the propagation property of the self-accelerating beams and array beams. We also proposed some newly self-accelerating beam and explored their multifunctional applications in optical manipulation. Our work was believed to benefit the OT to get better applications in soft matter or biomedicine regions etc.

Key Words: optical tweezers, self-accelerating beams, self-focusing beams, optical bottle, array optical beam, microrheology

目录

第 1 章 绪论	1
1.1 光镊技术	1
1.2 传统高斯光镊的应用困境	2
1.3 自加速光场和阵列光场	4
1.4 新型光场与光镊的结合及应用	11
1.4.1 自加速光场对微粒的光加速	11
1.4.2 自聚焦光场对系宗微粒的捕获	12
1.4.3 光瓶捕获吸热粒子	13
1.4.4 阵列高斯光对软物质性质的研究	14
1.5 本文内容安排	15
第 2 章 相位型空间光调制器的复振幅调制	16
2.1 空间光调制器	16
2.2 复振幅调制技术	17
2.2.1 光栅衍射法	17
2.2.2 双相位图干涉法	20
2.3 总结	23
第 3 章 对称艾利光的振幅调制	25
3.1 对称艾利光的振幅调制理论	26
3.2 指数模板振幅调制对称艾利光	27
3.2.1 补偿加速光场在自由空间中传输	27
3.2.2 补偿加速光场在损耗介质中传输	29
3.2.3 补偿加速光场与艾利光的传输特性比较	31
3.3 对称模板振幅调制对称艾利光	34
3.3.1 数值结果	34
3.3.2 实验装置	37
3.3.3 实验结果	38
3.3.4 讨论	40

3.4	总结	41
第4章	对称多边形光场及对微粒的多通道捕获	42
4.1	对称多边形光场的理论产生	42
4.2	数值计算结果	43
4.3	对称多边形光场的实验生成	45
4.3.1	实验装置	45
4.3.2	实验结果	46
4.4	对称多边形光场的自修复特性	47
4.5	对称多边形光场对微粒的多通道捕获和输运	49
4.6	总结	50
第5章	光瓶捕获磁性小球	51
5.1	光瓶生成原理和数值结果	51
5.2	光瓶捕获光路和实验生成结果	54
5.3	光瓶捕获磁性小球结果	56
5.3.1	磁性小球样品	56
5.3.2	零阶光瓶捕获	57
5.3.3	零阶光瓶分离磁性小球	59
5.3.4	光瓶对磁性小球的可控捕获	59
5.4	总结	60
第6章	阵列高斯光镊的像差校正	62
6.1	阵列高斯光镊的原理和算法	62
6.1.1	GL 算法	64
6.1.2	GS 迭代算法	64
6.2	泽尼克多项式像差校正原理和光路	66
6.2.1	泽尼克多项式的像差校正原理	66
6.2.2	实验光路	67
6.2.3	像差校正效果的检测	68
6.3	实验结果和分析	69
6.3.1	Z_3^{-1} 项校正由 GL 算法引起的慧差	69

6.3.2	Z_0^0 和 Z_2^0 项校正光路中的球差和失焦	70
6.3.3	Z_3^{-1} 项与 Z_0^0 和 Z_2^0 两项的像差校正结果比较	71
6.3.4	Z_1^{-1} 和 Z_1^1 项校正 GL 算法的一阶泽尼克像差	71
6.4	总结	72
第 7 章 阵列高斯光阱在微流变学中的应用		74
7.1	光镊测量软物质粘弹性的理论	74
7.2	实验装置和样品	76
7.2.1	实验装置	76
7.2.2	嵌段共聚物溶液制备	77
7.3	实验结果和分析	77
7.3.1	多光阱测量水的粘弹性	78
7.3.2	多光阱测量 PEP 溶液的粘弹性	79
7.4	总结	81
第 8 章 总结和展望		83
参考文献		85
缩写词索引		102
致 谢		103
在读期间发表的学术论文与取得的其他研究成果		

第 1 章 绪论

1.1 光镊技术

光具有能量和动量。光与物质相互作用时,会将动量传递给物体而产生力的作用。关于光力学效应的发现,可以追溯到 400 年前的开普勒和牛顿时代。1619 年,德国天文学家开普勒指出彗星移动时其尾巴偏离太阳光方向是由太阳辐射力作用引起的;到了 19 世纪,麦克斯韦建立的电磁理论进一步验证和发展了上述假说,并从电磁角度给出了光辐射力的定量表达式。而由于常规光源的辐射力极其微弱(~ 1 皮牛/瓦),直到 1958 年激光器发明后,光的力学效应才在实验上得到精确验证和普遍应用。Arthur Ashkin 最早使用激光来研究光的力学特性,并做了许多开创性工作。1975 年,他首次利用激光辐射力实现了微粒光悬浮 [1];之后,他又通过两束对射激光对粒子进行了捕获,并提出“光捕获”概念。1986 年,Ashkin 通过单高斯会聚光束构成的三维势阱,实现了对微粒捕获[2, 3],这种光势阱即为后来所称的单光束梯度力光阱,简称“光镊”。自此以后,光镊作为微观粒子的操控工具在许多领域得到了迅速应用。

光镊是研究跨学科科学问题的重要工具,它的作用力和作用尺度分别在皮牛和微纳量级,使得尤其适用在单分子物理,分散体系,软物质等领域开展研究。光镊发明的首个开创意义在于能使人们从物理角度出发,站在单分子和细胞的尺度上来研究生命的运行机制。例如 20 世纪 80 年代末,Steven block 用光镊研究细菌鞭毛马达并测量了其弹性[4]。90 年代初,朱棣文和 Karl Greulich 文献报道了关于利用光镊来操控 DNA 和分选染色体的工作[5]。截止目前,光镊在单分子领域的开拓性成果还在不断涌现,例如利用光镊研究蛋白质/RNA/DNA 分子折叠[6-10]或核糖体转录[11, 12]等这些激动人心的基础生物学问题。同时光镊在细胞层次的研究也多有建树,例如通过光镊研究细胞的粘弹性来揭示细胞的病变特性[13, 14]。而国内我们实验室利用光镊实现了活体内细胞捕获和体外细胞间的作用力测量[15-17]。

光镊也是研究软物质特性的重要工具。软物质概念最早由法国物理学家 De Gennes 提出,它是一种同时具有固体的弹性和液体的粘性的粘弹性中间态物质。软物质的包含范围很广,如生物体的组织器官,细胞,生物大分子和组织液等,分散体系中的高聚物,表面活性剂和胶体溶液,以及人工合成的液晶和橡胶等都属于软物质范畴。目前,光镊已能从微观尺度对软物质的关键性质进行测量。例如徐升华等人通过光镊测量胶体粒子间的相互作用,来研究胶体体系的稳定

性和老化机制[18-20]，光镊也能测量不同细胞的膜弹性[21-28]，而基于光镊发展而来的微流变法则被广泛用于测量软物质的宽频粘弹性质[29-47]。

光镊是一种集成激光技术，显微成像技术和光电探测技术于一体的高精尖装置，具有高位置探测和力测量精度，因而它能解决许多基础物理问题。例如通过光镊可以测量布朗运动的瞬时速率，这对百余年前的爱因斯坦猜想进行了考证[48]；以及用于冷却捕获粒子[49]。此外也能从微观角度证明一些物理定律，如热力学第二定律[50, 51]和耗散-涨落定理[52]等。随着应用需求增加和技术发展，光镊也越来越多与其他技术相结合来解决相关领域的具体问题。例如光镊与拉曼技术相结合，可以用来研究囊泡组织的结构演化[53, 54]。而光镊与共焦显微技术或单分子荧光技术结合，可以用来测量和研究马达蛋白的行走[55, 56]。以上例子是将外部技术移植到光镊系统来开展应用，所用光场仍为高斯会聚光。而光镊的另一发展方向是通过改变捕获光场本身来拓展其应用范围，例如借助空间光调制技术对单高斯光进行调制，可以分别生成阵列高斯光，涡旋光，贝塞尔光等特殊光场，这使得光镊能在多体相互作用力测量[57, 58]和测量马达分子扭矩[59]等特殊领域得到应用。

1.2 传统高斯光镊的应用困境

传统光镊基于会聚高斯光的三维光势阱对微粒进行捕获，粒子在光阱中的梯度力受力分析如图 1.1。

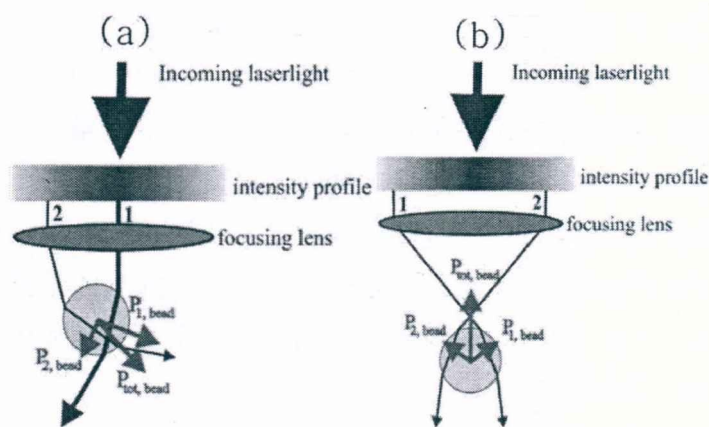


图 1.1 微粒在会聚高斯光场中受到的梯度力作用

微粒 (a) 横向和 (b) 纵向偏离光焦点时，受到指向光阱中心的梯度力。

根据几何光学近似模型[60, 61]，当粒子处于激光焦点时，入射光线经过多

次折反射而穿过微粒，光子损失的动量将对微粒产生梯度力和散射力作用。其中散射力指向光线传输方向，而梯度力包含横向和轴向梯度力，指向光阱中心，构成对粒子的捕获力。设激光功率为 P ，微球的折射率为 n_1 ，光速为 c ，又设 R 和 T 分别是微球的折射率和反射率，光线入射角为 θ 。则粒子分别在 z 方向和 x 方向受到的散射力和梯度力为：

$$F_z = F_{scat} = \frac{n_1 P}{c} \left\{ 1 + R \cos(2\theta) - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2\gamma) + R \cos(2\theta)]}{1 + R^2 + 2R \cos(2\gamma)} \right\}; \quad (1.1)$$

$$F_x = F_{grad} = \frac{n_1 P}{c} \left\{ R \sin(2\theta) - \frac{T^2 [\sin(2\theta - 2\gamma) + R \sin(2\theta)]}{1 + R^2 + 2R \cos(2\gamma)} \right\}. \quad (1.2)$$

可以看到粒子所受梯度力大小与折射率相关，粒子折射率越高，越容易被捕获。而低折射率粒子在光阱中受到的梯度力较小，提高激光功率又将导致散射力相应增加，因此会聚高斯光较难捕获低折射率微粒。实际上，虽然传统高斯光镊的应用还在不断拓展，但其局限性也逐渐暴露出来。主要表现在以下几方面：

1) 吸热粒子和低折射率粒子的捕获

会聚高斯光形成的三维光阱可以轻松捕获高折射率介电微球，但对于空心小球，气泡和气溶胶等这类低折射率粒子则难以捕获，而实现这类粒子的捕获对分散体系和细胞特性的研究都具有重要意义。另一方面，高斯光镊最初用于光捕获即设定条件要求捕获对象为中性粒子[2]。事实上吸热粒子广泛存在于生物物理等领域，例如用来诊断和加热细胞的磁性小球[62]。而生物体内的红细胞，白细胞和 T 细胞等淋巴细胞除折射率较低外，同时也有吸热特性。吸热小球与激光作用时，粒子由于吸热所受的光泳力较光梯度力要大几个量级[63, 64]，且通常与光散射力方向同向，因此理论上高斯光很难捕获此类粒子。

2) 系宗微粒的同时操控或选择性捕获

光镊在微观领域的处理对象并非总为单粒子。典型的，例如测量 DNA 的拉伸弹性需要在分束激光构建的双光镊中完成[65]。在光流体领域，需要对不同空间分布的粒子进行同时输运或者选择性聚集[66, 67]。在粒子清理领域，需要单次移动大量微粒[68]。在粒子分选领域，需要针对不同粒子的特性如尺寸，质量或吸热率来做快速分选[69, 70]。另一方面，在研究软物质体系的自组装，自聚集等特性时，对操控大量粒子的需求也很迫切[71]。这些都是具有良好应用前景且通过微观操控能开展深入研究的领域，但对光镊的操控形式却提出了诸多新要求。

3) 异质体的粘弹性测量

软物质的另一重要特性是具有粘弹性质，光镊技术目前已广泛用来测量软物质的宽频粘弹性。微流变的测量对象有匀质体和异质体。匀质体包括纯分子

液体, 胶体以及高分子共聚物溶液等, 如水, 聚苯乙烯溶液或 PEO-PEP-PEO 嵌段共聚物溶液都是匀质体。异质体是具有各向异性粘弹性的软物质, 它包括大部分的生物聚集体, 如细胞质, λ -DNA 溶液, 以及一些多聚凝胶物质等[44, 72-74]。单光镊可以准确测量匀质体的宽频粘弹性[30, 40, 41, 46], 在低频段的测量结果也与传统流变仪很好的保持一致[37]。而当对变化异质体的局部 (localised) 特性进行快速测量, 或对其粘弹性进行整体评估时, 一般前提也是首先实现对样品的多微区测量, 这也是单光镊所无法胜任的[73]。

4) 生物组织内的细胞捕获

活体组织为现在的生物物理学提供了一个很好的交叉学科研究模型。从物理角度来看, 生物组织既存在像差, 又对光产生散射或能量吸收作用; 因此研究光场在生物体内的传输和聚焦, 需针对这些因素考虑进行具体探究。从生物医学角度, 活体组织也涵盖了光镊可触及范围内的多种微观生命机制, 如血栓形成, 免疫应答等。因此研究激光与活体组织的相互作用将使人们能从微观尺度认识 and 解决许多生物学问题, 这对推动生物医学的发展具有重要作用。例如光镊能对血管中的红细胞进行捕获, 通过光镊在血管中做微区手术, 可以治疗血栓等疾症[15]。理论上, 通过光镊捕获体内淋巴细胞也能对生物体的免疫机制进行研究[75, 76]。但由于生物组织的物理光学性质, 使得光场通常难以在生物组织内实现有效传输和聚焦。例如作为像差系统或散射介质, 将使得入射高斯光发生畸变或者完全被散射, 而无法在更深的组织内进行会聚; 而作为吸收介质, 也将损耗传输光能量, 若提高激光功率又将导致光损伤。所以目前高斯光镊在生物组织内的最大光操控深度被限制在表皮层[15], 而光镊在深度组织细胞和神经等方面研究开展, 还需借助一些新型光场或新技术如像差校正或波前调制技术来实现。

1.3 自加速光场和阵列光场

由 1.2 节可知, 传统高斯光镊已不能满足许多新兴领域对微观操控提出的新要求。新型光场的出现有望解决单高斯光镊的上述困境, 并能给光镊带来新的强有力发展。例如光瓶可以捕获低折射率和吸热小球。自加速或自聚焦光场可以对大量微粒进行选择性的捕获或同时操控, 另外由于这类光场往往具有自修复特性, 也有望在深度生物组织内实现光操控研究。阵列光阱是基于对单束激光空间光调制生成的一种多光阱, 它是一种用途非常广泛的新型光阱, 阵列光阱的出现能有效解决软物质自组装特性的研究和异质体粘弹性测量等问题, 我们将在 1.4 节给出这些光场的应用实例, 下面对本文要研究的自加速光场包括

自弯曲光场, 自聚集光场和光瓶以及阵列高斯光等这些新型光场的理论解和它们的传输性质做具体介绍。

自加速光场是指具有曲线传播轨迹的光场, 它打破了人们对光沿直线传播的固有认识。艾利光是最早发现的自加速光场, 它沿抛物线轨迹的传输类似于物体在重力场中的加速运动, 因此一般称这类具有曲线传输轨迹的光场为自加速光场。自加速光场的曲线传输特性可以用几何光学的焦散线概念来解释, 实际上它能看成是由初始面上的一系列具有共同曲线传输轨迹取向的焦散线叠加产生的。目前来看, 自加速光场是一类光场的总称, 包括具有曲线传输轨迹的自弯曲光场, 具有空间对称焦散线分布的自聚焦光场, 以及能实现多次自加速和自会聚的光瓶光束等。

1) 自弯曲光场

艾利光是最早发现的自弯曲光场, 它是薛定谔方程的解[77]。自弯曲光场除具有艾利光的抛物线传输轨迹外[78, 79], 人们通过研究赫姆霍兹方程又发现了许多其它传输轨迹甚至任意轨迹的自弯曲光场[80-84], 如圆弧型[85], 椭圆型[86]和周期震荡型[85, 87]等。通常自加速光场的赫姆霍兹方程的非傍轴解也包含傍轴情形, 这里我们给出这些光场的赫姆霍兹方程解, 并介绍它们傍轴或非傍轴传输特性。

根据传输不变定律要求[85], 通过求解不同坐标下的赫姆霍兹方程可以得到不同传输轨迹的自加速光场。在笛卡尔坐标系的 x - z 维的赫姆霍兹方程为:

$$\nabla^2 E(x, z) + k^2 E(x, z) = 0. \quad (1.3)$$

其中 k 为波矢。椭圆轨迹自加速光场是在椭圆坐标系下求得的[86], 将坐标变换式 $x = h \sinh \xi \sin \eta$, $z = h \cosh \xi \cos \eta$ 和 $E(\xi, \eta) = R(\xi)\Theta(\eta)$ 代入(1.3)式, 得到椭圆坐标系下的径向和角向赫姆霍兹方程分别为:

$$\frac{d^2 R(\xi)}{d\xi^2} - (\beta - 2q \cosh 2\xi) R(\xi) = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{d^2 \Theta(\eta)}{d\eta^2} - (\beta - 2q \cosh 2\eta) \Theta(\eta) = 0. \quad (1.5)$$

其中径向和角向坐标范围分别为 $\xi \in [0, \infty)$, $\eta \in [0, 2\pi)$; $h = |a^2 - b^2|^{1/2}$, $k = 2\pi / \lambda$ 为波矢, $q = k^2 h^2 / 4$ 为椭偏率, β 是分离常数。在该坐标系的传输不变条件约束下, 得到非傍轴椭圆加速光场 (Mathieu 光场) 的解为[86]:

$$M(\xi, \eta) = R_m(\xi; q)(ce_m(\eta; q) - ise_m(\eta; q)). \quad (1.6)$$

其中 $R_m(\xi; q)$ 为径向 Mathieu 函数, $ce_m(\eta; q)$ 和 $se_m(\eta; q)$ 分别是阶数为 m 的角向 Mathieu 函数 [88, 89]。通过引入高斯振幅和坐标转换, 求得有限能量的非傍轴椭圆光场在 $z=0$ 位置的光场复振幅和在傅里叶空间的频谱函数分别为:

$$M_1(x) = \exp(-\alpha x) H(x + \sqrt{m^2 - 2q/k}) \times R_m(\text{Re}(\text{arccosh}(i(\sqrt{m^2 - 2q/k})/h)); q), \quad (1.7)$$

$$\psi_1(f_x) = (k^2 - f_x^2)^{-1/2} \exp(i f_x \sqrt{m^2 - 2q/k} + i \arctan(\frac{se_m(\arccos(f_x/k); q)}{ce_m(\arccos(f_x/k); q)}))。 \quad (1.8)$$

其中 $H(x)$ 是 Heaviside 函数, α 为正实数, 而 f_x 为空间频谱坐标。此后通过角谱传输理论, 可以求得该非傍轴椭圆光场在任意位置的传输模式。

类似的在传输不变条件约束下, 可求得在抛物线坐标系中的非傍轴抛物线加速光场 (Webber 光场) 在 $z=0$ 位置的表达式和傅里叶空间的角谱函数 [86], 分别为:

$$W(x) = \exp(-\alpha x) W_p(\sqrt{x + \gamma/k}; \gamma), \quad (1.9)$$

$$\phi(f_x) = \frac{\exp(i \gamma f_x/k + i \gamma \ln(\tan(\arccos(f_x/k)/2)))}{\sqrt{k^2 - f_x^2}}。 \quad (1.10)$$

典型的非傍轴椭圆和抛物线加速光场的传输模式如图 1.2 (a) 和 (b) 所示。

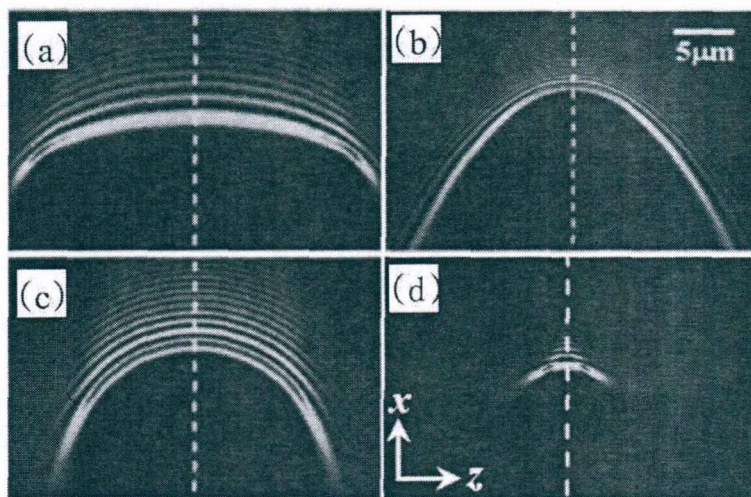


图 1.2 非傍轴 (a) 椭圆型加速光场和 (b) 抛物线型加速光场; 非傍轴 (c) 圆型加速光场和 (d) 傍轴抛物线形加速光场-艾利光; [86]。

这里介绍式 (1.7) 和 (1.9) 的两种特殊情况。对 (1.7) 式, 当 $a=b$ 时, 椭圆加速光场将变为非傍轴圆加速光场。而对 (1.9) 式, 当做傍轴近似时, 抛物线型加速光场变换为艾利光。分别地, Mordechai Segev 等人求得非傍轴圆加速光场在 $x-z$ 面的表达式为 [85]:

$$E_y^+(x, z) = \int_0^\pi e^{i \alpha k_\theta} e^{i k [x \cos(k_\theta) + z \sin(k_\theta)]} dk_\theta = J_\alpha^+(kx, kz), \quad (1.11)$$

而艾利光在 $x-z$ 面的表达式是[78]:

$$\phi(\xi, s) = \text{Ai}(s - (\xi/2)^2) \exp(i(s\xi/2) - i(\xi^3/12)) \quad (1.12)$$

其中 (1.11) 式中 J_z^+ 为半贝塞尔函数, (1.12) 式的 s, ξ 为直角坐标系的归一化横向和纵向坐标分别是 $s = x/x_0, \xi = z/kx_0^2$, x_0 为横向尺度常数[77]。图 1.3 (c), (d) 分别显示这两种光场在 $x-z$ 面上的圆弧型和傍轴抛物线型传输轨迹。从式 (1.11) 和 (1.12) 可以看出, 无论是傍轴还是非傍轴自加速光场, 它们在直角坐标系下的光场强度均随横向坐标 x 和传输距离 z 的变化而变化。实际上, 通过给定光束的光线方程 $x=f(z)$, 结合赫姆霍兹方程可求得任意传输轨迹的自加速光场。例如通过在笛卡尔坐标系下建立光线传输方程, 可以重新算得上述非傍轴圆型, 椭圆型和抛物线加速光场[90-93]。另外在给定光线传输方程的基础上, 通过叠加涡旋相位也能得到多种传输轨迹的涡旋自加速光场[94]。而通过设定光场的矢量传输路径, 甚至可以得到在弯曲空间传输的自加速光场[95]。

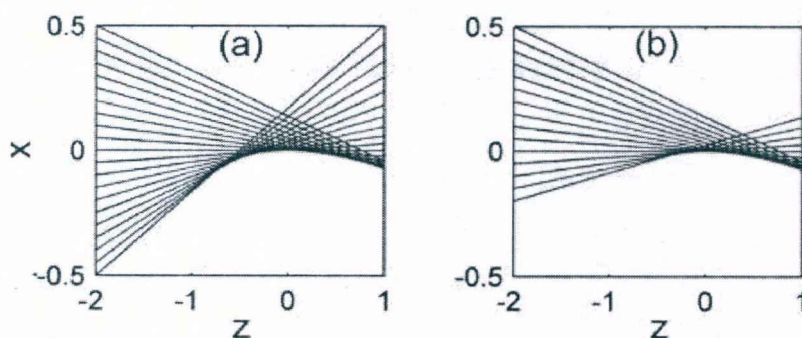


图 1.3 艾利光的几何光场焦散线传输分布

在初始面位置 $z=0$, (a) 未遮挡, (b) 遮挡时的情形。[96]。

自加速光场具有曲线传输轨迹, 其成因可以通过几何光学的光线传输来定性解释。图 1.3 (a) 和 (b) 分别是初始面 $z=0$ 位置未遮挡和遮挡艾利光的几何光线传输图[96]。从图 1.3 (a) 可以看到, 艾利光具有抛物线轨迹的加速主瓣是因为在立方相位调制下, 由初始面发出的不同方向光线凝结形成的。一般的, 我们把自加速光场中具有共同传输轨迹指向的光线称作焦散线[96]。图 1.3 (b) 为在初始面做部分遮挡时艾利光的传输情形; 可以看到光束在传输过程中, 因遮挡作用, 抛物线的前段结构未出现; 但余下焦散线的传输方向未受影响, 仍然可以恢复抛物线轨迹的后续结构, 其现象解释了自加速光场也具有自修复特性的原因[97-100]。

2) 自聚焦光场

自聚焦光场一般是指在自由空间传输, 不经过透镜聚焦能自发会聚的一种

新型光场，自聚焦光场具有对称的焦散线分布，可看作是一种特殊的自加速光场[101-110]。圆对称[101]和矩形对称[111]是两种常见对称形式的自聚焦光场。最早提出的自聚焦光为傍轴圆对称艾利光，它是傍轴波动方程的解[101]。近期 N. K. Efremidis 等人在提出非傍轴加速光场的基础上[90]，又基于光线方程函数给出了非傍轴圆对称自聚焦光场的赫姆霍兹方程解[112]。和自弯曲光场类似，这类光场在聚焦过程中也具有不同的聚焦轨迹[102]。非傍轴的自聚焦光场相对傍轴光有更好的聚焦效果，更短的聚焦距离以及更强的聚焦效果。在计算圆对称自聚焦光场的解时，需借助辅助向量势 F 计算得到[112]。在无源条件下，电场分布满足高斯定律 $\nabla \cdot D = 0$ ，此时光场电分量与辅助向量势的关系为：

$$E = -\frac{1}{\epsilon} \nabla \times \vec{F}, \quad (1.13)$$

ϵ 为介电常数，将 (1.13) 式代入 (1.3) 式赫姆霍兹方程可得：

$$\nabla^2 \vec{F} + k^2 \vec{F} = 0, \quad (1.14)$$

即辅助向量势也满足赫姆霍兹方程。根据所求光场具有圆对称性以及对方程 (1.14) 做几何近似，可将非傍轴自会聚光场在 x - z 面的近似解写成如下形式[112]：

$$E \approx (i/\epsilon)[\hat{x}k_z F - \hat{z}k_x F], \quad (1.15)$$

与非傍轴自弯曲光场的计算类似，通过将光场轨迹方程 $x=f(z)$ 和矢量势 F 代入格林函数的赫姆霍兹方程中，求解出预设加速轨迹的非傍轴自聚焦光场[90]。

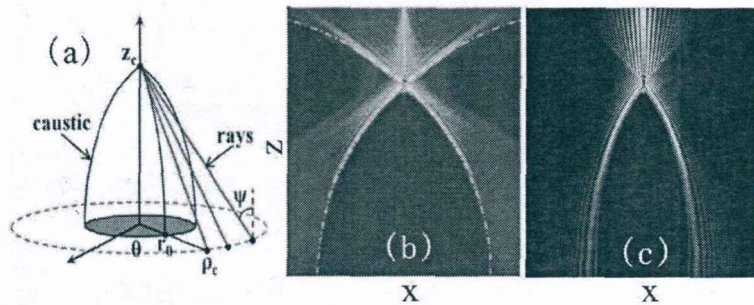


图 1.4 (a) 圆对称自聚焦光场的几何光学模型；(b) 非傍轴和 (c) 傍轴圆对称自聚焦光场在 x - z 面的传输模式[102, 112]。

图 1.4 (a) 为典型圆对称自聚焦光场的几何光学模型[102]，由图可以看出，自聚焦光场的焦散线分布在半径 $[r_0, \rho_c]$ 内，与自加速光场类似，这些光线也具有共同的传输轨迹指向，在轴上 $z = z_c$ 位置发生交集，使得光场能量在此坍塌形成自聚焦点。图 1.4 (b) 为非傍轴圆对称自聚焦光场的传输模式，可以看到光束焦散线能量均向轴上某点汇集并发生突然自聚焦 (abruptly autofocusing, AAF)。实际上自聚焦光场可以看做是一系列具有共同能量指向的自弯曲光场集合，因

此理论上自聚焦光场也具有类似自弯曲光场自修复特性。对 (1.15) 做傍轴近似，可得傍轴自聚焦光场——圆对称艾利光 (circular Airy beam, CAB)，它在初始面 $z=0$ 上的光场复振幅表达式为[103]:

$$u(r) = C \cdot \text{Ai}\left(\frac{r_0 - r}{x_0}\right) \exp\left(a \frac{r_0 - r}{x_0}\right) \quad (1.16)$$

图 1.4 (c) 为 CAB 在 r - z 面的传输模式，相对 1.4 (b)，可以看到它的焦散线与纵轴的夹角明显减小，自聚焦特性也小于非傍轴的情形[112]。

矩形对称艾利光 (symmetric Airy beam, SAB) 是另一种对称形式的自聚焦光场[111, 113-115]。SAB 通过偶宇称艾利光 (Airy beam) 的角谱得到，它在频谱空间的角谱函数以及基于角谱传输理论在空间传输的积分表达式为[111]:

$$U_0 = x_0 e^{\frac{a^3}{3}} e^{-\frac{1}{3} |K|^3 x_0^3} \quad (1.17)$$

$$u_0(x, z) = C \int_{-\infty}^{+\infty} dK U_0(K) e^{-aK^2 x_0^2} e^{ikz \sqrt{1 - (\lambda K)^2}} e^{iKx} \quad (1.18)$$

其中 C 为常数， a 为高斯振幅参数， x_0 为光场的横向扩展系数[77]以及 K 是频谱空间坐标。随后 P. A. Quinto-Su 等人从 (1.18) 式出发求解出了 SAB 在 $z=0$ 位置的复振幅解析表达式[113]:

$$\Phi_0^{(1)} = \frac{1}{2} [(\text{Ai}(s) + i\text{Gi}(s)) + (\text{Ai}(-s) + i\text{Gi}(-s))] \quad (1.19)$$

其中 $s=x/x_0$ 为归一化横坐标，而

$$\text{Gi}(\eta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \sin\left(\frac{1}{3} t^3 + \eta t\right) dt \quad (1.20)$$

$$\text{Ai}(\eta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{1}{3} t^3 + \eta t\right) dt \quad (1.21)$$

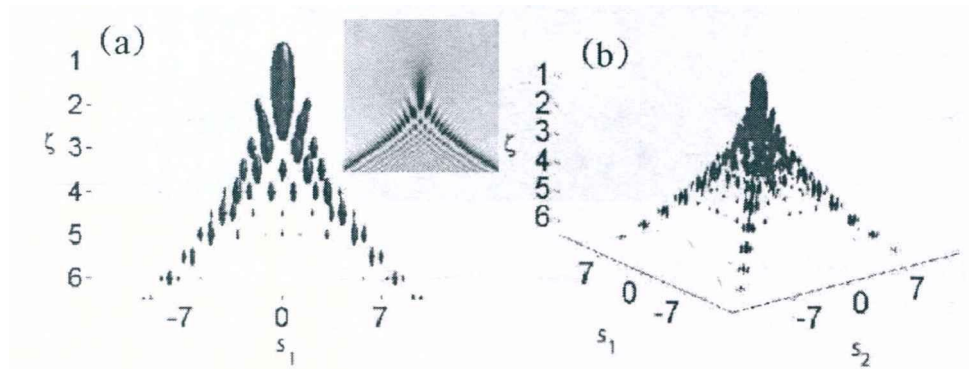


图 1.5 矩形对称自聚焦光场在 (a) x - z 面和 (b) 三维空间的光场传输模式图[113]。

图 1.5 是基于 (1.18) 式算得的 SAB 在 x - z 面和三维空间的光场传输模式。由

图 1.5 (a) 可见和圆对称自聚焦光场类似, SAB 也有典型的自聚焦特性;而从图 1.5 (b) 可以进一步看到, SAB 的三维矩形传输模式具有类似金字塔的光场结构,光场能量在“金字塔”顶端坍塌,形成高能量集中的自聚焦点。实际上“金字塔”顶端是一种大容量的光梯度场结构,可以单次捕获大量粒子[114],我们将在 1.4 节给出应用实例。

3) 光瓶

光瓶是一种具有封闭暗场结构的光场。一般是通过中空光束相干叠加产生,例如, M. J. Padgett 和 J. Arlt 最早通过叠加涡旋光生成光瓶[116], 随后人们又实现了许多其它叠加方案包括高阶高斯光[117]和贝塞尔光[118]。Vladlen G. Shvedov 等人则发现球差也会导致透镜在焦点附近形成封闭暗区结构,可作为傍轴光瓶[119]。图 1.6 (a) 为典型光瓶几何光学描述,可以看到为形成封闭的暗场结构,它的焦散线也具有共同的加速轨迹取向且在暗场结构两端发生了自聚焦,因此光瓶也是一种自加速光场。实际上,加州大学伯克利分校的 Zhangpeng 等人通过直接对称旋转非傍轴加速光场来得到非傍轴光瓶[120]。据此可以设想,若通过设定不同的加速光场轨迹,理论上也能得到形态各异的非傍轴光瓶。

图 1.6 (b) 分别是典型非傍轴光瓶在 $x-z$ 面上的传输模式图,可以看到来自不同方向的光线在经历聚焦,发散和再聚焦过程后,最终在光场模式中心形成了具有封闭的圆型暗场结构光瓶。光瓶的在封闭暗场区和周边具有和会聚高斯光相反的光强分布,这在光捕获,离子体,声波等领域都具有特殊意义,我们将在 1.4 节给出具体应用实例。

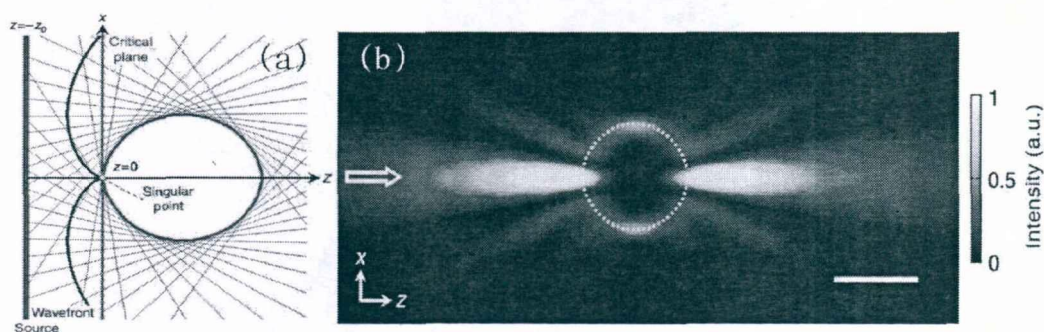


图 1.6 典型非傍轴光瓶的 (a) 焦散线分布和 (b) 在 $x-z$ 面上的传输强度分布[120]。

4) 阵列光场

阵列光场的兴起主要为了满足微观领域对多目标的操控研究需要,它包括阵列光瓶[121],阵列涡旋光场[122]和阵列高斯光场[123]等。阵列高斯光是目前使用最广泛的阵列光,它最先用在全息光镊中的多粒子三维捕获[124],这给分

散体系稳定性[125]和软物质的粘弹性等问题的研究提供了极佳工具[73]。此外阵列高斯光也能用于激光照明和激光通信等领域[126]。本文关于多目标体系研究主要采用的是阵列高斯光，这里对该光场做具体介绍。

阵列高斯光是利用相位衍射法对单光束进行分束得到，所产生的子光束为相干光，但在光捕获领域中，因光束间距远而能各自独立传播，不会互相干涉[126]。聚焦阵列高斯光是关于光束数和空间位置变量的 δ 函数。目前主要借助空间光调制器和基于傅里叶变换的相位算法来实验产生阵列高斯光。构建阵列高斯光的相位算法有很多，最常使用的为棱镜透镜算法（GL 算法）和 Gerchberg-Saxton 迭代算法（GS 算法）[127, 128]。GL 算法基于棱镜偏转和透镜聚焦的原理能对各子光束空间位置进行单独调控，该算法具有干扰小，速度快的优点，弊端是相位图衍射效率不高。而 GS 算法的情形与之相反，它通过多次迭代能够提高相位图的衍射效率和分束时各束光的能量均一性，需要耗费更长的计算时间。关于这两种算法的具体计算流程和相位表达式我们将在第六章介绍。

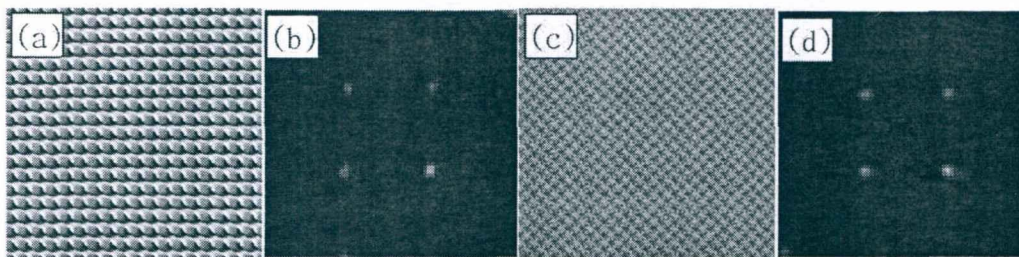


图 1.7 (a), (b) GL 算法和 (c), (d) GS 算法算得的阵列四光束在频谱面上的相位图和傅里叶变换后的光强分布图

图 1.7 (a) - (d) 分别是由 GL 算法和 GS 算得的阵列四光阱在角谱面的相位分布和衍射聚焦后的光强分布图，可以看到由 GS 算法得到的阵列光束具有更好的衍射效率和能量均一性。关于阵列光阱的广泛应用将在 1.4 节介绍。

1.4 新型光场与光镊的结合及应用

自从自加速光场和阵列光场等新型光场提出后，基于它们奇特的光场结构便迅速与光镊技术结合，衍生出了许多新的微观粒子操控方式。这些光场能够解决传统高斯光镊（1.2 节）遇到的困境，将光镊推广到更多新兴领域应用中。以下从光捕获角度出发，分别给出新型光场的光操控实例和对应应用。

1.4.1 自加速光场对微粒的光加速

光镊捕获微粒,除用于囚禁粒子外,另一目的是实现对微粒的操控和移动,这在生物物理和等离子体等领域研究中具有重要意义。自加速光场具有不同的传输轨迹,可以想象当微粒与自加速光场相互作用时,光场会把动量传递给微粒而驱使粒子沿曲线轨迹做加速运动。例如 J. Baumgartl 首先利用艾利光实现了对系宗微粒的光清理 [68]; 艾利光在不同轴向位置也能对多粒子进行捕获 [129]。

光在吸收介质中传输不仅损耗能量,其结构也可能会被破坏,对加速光场在吸收介质中传输进行补偿是近期研究的另一热点,也是本文研究内容之一。光场补偿技术基于对光场角谱的振幅调控,它不仅能对光场能量进行补偿,同时也能使光场结构在吸收介质中保持传输不变 [130]。2014 年, Mordechai Segev 等人通过高倍物镜会聚和荧光成像技术,实现了非傍轴补偿加速光场对微粒的加速和观察。他的实验也验证了补偿加速光场相较普通光场具有更远的传输距离,对微粒有更好的加速效果 [131]。实验装置和结果如图 1.8 所示。

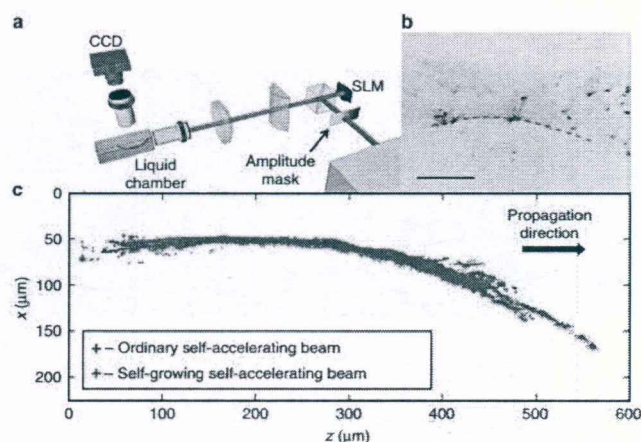


图 1.8 非傍轴补偿加速光场加速微粒。

(a) 实验装置; (b) 粒子在加速光场轨迹中运行图像; (c) 非傍轴补偿加速光场和一般加速光场的对微粒加速的对比结果图 [131]。

1.4.2 自聚焦光场对系宗微粒的捕获

自聚焦光场从自弯曲光场发展而来,具有对称的焦散线分布,它们形成的自聚焦结构构成大容量梯度光场,可对系宗微粒进行同时捕获和操控。例如利用圆对称艾利光 (circular Airy beam, CAB) 可在不同横向截面圆环排布多粒子,并利用轴向光压作用,将多粒子运输到光场自聚焦位置,实现对多微粒的同时捕获 [132]。图 1.9 (a) 和 (b) - (f) 分别是 CAB 对捕获多粒子的运输示意图和在不同横向位置的实验捕获结果。

矩形对称艾利光 (symmetric Airy beam, SAB) 是另一种典型的可用于光

捕获的自聚焦光场，它具有类似金字塔的三维多通道光场结构，光场的“金字塔顶端”构成大容量梯度场，能同时捕获大量粒子。图 1.9 (g) 和 (h, i) 分别是 SAB 的三维光场结构和对多个二氧化硅小球的捕获结果[114]。可以看到粒子在由四个通道进入光场顶端时，也是按金字塔形状进行排布的。矩形对称自聚焦光场的多通道和大容量的梯度光场结构，能解决传统高斯光镊无法完成的对系宗微粒的同时捕获或者选择性输运等问题，但缺点是轴向梯度力弱，我们将在本文第三章具体讨论该问题并给出解决方案。在第四章提出一种新的矩形对称自聚焦光场，介绍它的传输特性和演示该多通道光场对微粒的新型操控方式，即实现对不同空间位置微粒的选择性输运和捕获。

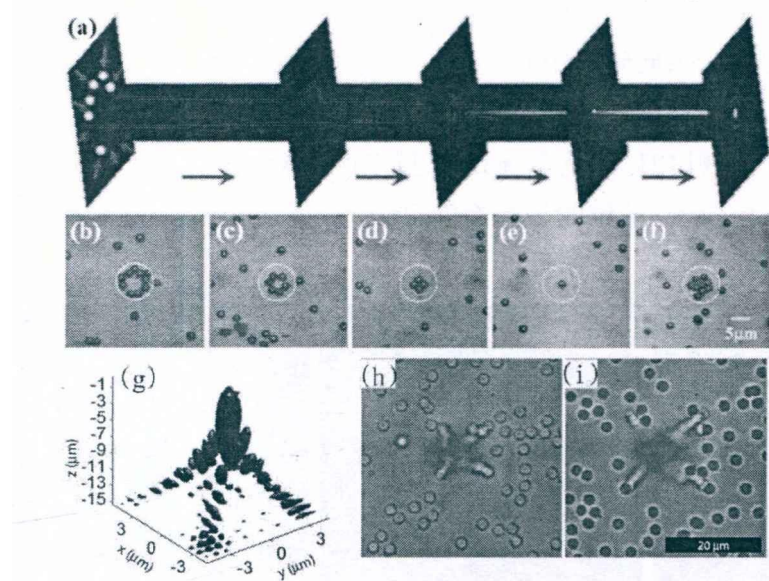


图 1.9 自聚焦光场对系综微粒的捕获

(a) CAB 对捕获多粒子的输运示意图和 (b) - (f) 在不同横向截面的实验捕获结果；(g) 和 (h, i) 分别是 SAB 的三维光场结构以及捕获多个二氧化硅微球的实验结果[114, 132]。

1.4.3 光瓶捕获吸热粒子

与会聚高斯光相比，光瓶在其暗场结构附近具有相反的光强分布。基于这种特殊结构，光瓶可以用来捕获传统高斯光难以捕获的吸热小球和低折射率小球。激光对低折射率小球，如气泡，气溶胶等的捕获仍是基于光辐射力的梯度作用，但方向一般指向光强较弱处，所以光瓶的暗区结构恰好可以很好实现对这类粒子的稳定捕获。而对于吸热粒子，光瓶是通过光泳力作用来实现捕获的。当激光与吸热粒子相互作用时，不仅将动量传递给微粒而具有辐射力作用，还

因粒子的吸热性而将产生光泳力作用。光泳力的产生是由于环境中的热运动分子（如气体分子，水分子）对受热不均匀的吸热粒子碰撞而引起的，一般要远大于光对粒子的辐射力作用，约为 $2\sim 4$ 个数量级[63]。在气体中，平面波激光对吸热粒子的光泳力作用大小为[63]：

$$F_{pp} = -J_1 \frac{9\pi\mu_a^2 a I I}{2\rho_a T(k_f + 2k_a)} \quad (1.22)$$

其中 I 为激光光强， a 为微粒半径， μ_a 为气体粘度， ρ_a 为气体质量密度， T 为温度， J_1 为粒子非对称度以及 k_a 和 k_f 分别为气体和微球的热导系数。可以看到激光对吸热粒子的光泳力大小与诸多因素（粒子尺寸，激光功率等）相关，而作用方向和粒子形状有关，一般指向激光光强较弱处[64]。因此光瓶捕获吸热粒子时，光泳力方向指向暗场中心能三维稳定捕获吸热粒子。目前人们已经较多的实现了光瓶在气体中的捕获。例如通过涡旋光叠加生成的阵列光瓶可对多个石墨薄片进行捕获[121]，基于 moiré 技术产生的光瓶也能捕获 c_{60} 粒子，并通过移动物镜操控粒子，能够验证光瓶能对吸热粒子进行三维稳定捕获[133]。

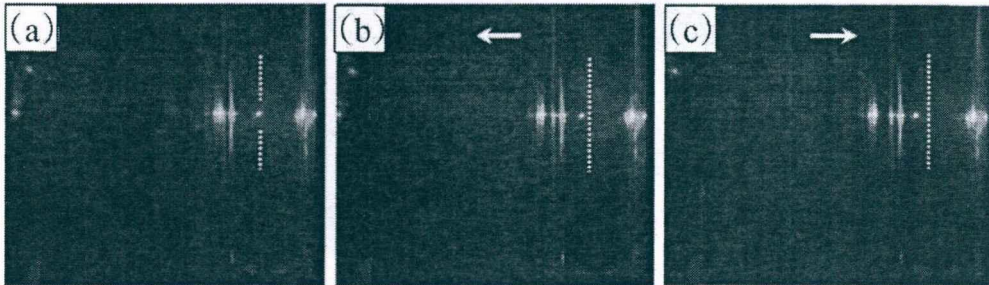


图 1.10 光瓶 (a) 捕获和 (b, c) 操控 C_{60} 粒子的实验结果[133]。

图 1.10 (a) 和 (b, c) 分别是光瓶捕获和操控 c_{60} 粒子的实验结果。本文我们基于贝塞尔函数生成了一种新的可调控光瓶，并利用该光场实现了在液体环境中对吸热粒子的可调控捕获，具体将在第五章介绍。

1.4.4 阵列高斯光对软物质性质的研究

阵列高斯光经会聚产生的多光阱能捕获和操控多粒子，相对于一些自会聚光场对系宗微粒的整体操控，阵列高斯光阱可对多粒子进行单独操控和捕获，它是测量粒子相互作用力，软物质粘弹性以及研究软物质自组装特性等问题的有效工具。纽约大学的 David Grier 是全息光镊的发明人，他最早利用阵列多光阱来研究胶体粒子间的相互作用力，并建立了完善的测量胶体作用力的实验

和数据处理方法[134-136]。根据热运动理论,热运动体系的稳定态由最小自由能 $F = E - TS$ 决定。通常软物质体系的内能 E 不受外界影响,因此根据熵最大原理,软物质通过自组织形成有序结构来达到稳定状态。原则上阵列多光阱能用来研究软物质自组装的熵致相变行为。

测量软物质粘弹性是光镊应用的另一个重要分支。相较传统流变仪法,光镊测量具有样品损耗小,速度快以及带宽高的优点。目前这方面有许多杰出工作,例如英国 glasgow 大学的 Manlio Tassieri 率先利用光镊发展了宽频流变学测量法[37],用双光阱对共聚物溶液的低频粘弹性进行了测量[46]。异质体是自然界中另一种广泛存在的软物质,具有各向异性粘弹性。无论对异质体的粘弹性进行整体评估[73]还是对各微区性质的监测[72]都需要多点测量,这也是阵列多光阱所胜任的。本文将在第七章通过介绍阵列多光阱对嵌段共聚物粘弹性的多微区并行测量,来阐释和发展阵列光阱测量异质体粘弹性的方法。

1.5 本文内容安排

尽管光镊已经在单分子,软物质等领域获得了广泛应用,但面对着诸多新兴领域对微观操控的新需求,传统的高斯光镊还存在着许多应用困境。本文从研究光镊捕获光场的本身出发,分别对自加速光场和阵列高斯光两类新型光场的传输特性和在捕获中的应用进行了研究。自加速光场和阵列光场能够克服传统高斯光镊的局限性,具有新的捕获形式以及能拓展光镊的应用范围。本文内容安排如下,第一章为绪论。鉴于这些光场的实验生成均涉及振幅相位的单独或者同时调制,第二章将介绍空间光调制器的复振幅调制技术。第三章将基于对对称艾利光的振幅调制包含两部分工作,第一是通过指数振幅调制提出一种新的补偿加速光场并研究它的传输特性。第二部分是介绍对称振幅模板对矩形自聚焦光场的轴向捕获力提高。第四章提出一种新的多通道矩形对称自聚焦光场,研究其传输特性并给出它的多通道结构对不同空间分布粒子的选择性输运和捕获。第五章介绍一种可调控光瓶在液体环境下对吸热粒子的捕获。第六和第七章分别介绍通过相位补偿技术对阵列高斯光阱光路的像差校正以及在微流变学测量上的应用。第八章为总结和展望。

第 2 章 相位型空间光调制器的复振幅调制

加速光场和阵列光场的实验生成通常涉及光场的复振幅调控。例如基于艾利函数的傍轴自加速光场，和基于贝塞尔高斯函数的光瓶光束，这些光场的表达式均含有振幅相位信息。早期人们使用全息衍射干板产生复振幅光场，这种衍射器件具有很多优点，例如衍射效率和稳定性都较高，但制作工艺复杂，且加工好的衍射干板只能对固定光场进行生成，这限制了它在全息光场调制中的进一步应用。可编程空间光调制器（SLM）的出现极大推动了全息技术的发展，借助计算机这种 SLM 可以灵活加载和生成多种全息图，发展可编程 SLM 的复振幅调制技术也是目前光场调制方面的研究热点。本章介绍相位型 SLM 的两种典型复振幅调制方法。

2.1 空间光调制器

常见的可编程空间光调制器（SLM）有相位型液晶空间光调制器（LC-SLM）和振幅型调制器件——数字微镜（DMD），它们均是可编程的空间光调制器件，是目前推动数字全息技术发展的核心元件。DMD 的调制原理是通过改变微镜的反射角来实现对光场振幅的二进制调控，它的优点是响应速度快，能用于涡旋光通信或动态介质的波前调制[137-139]，但局限是衍射效率低[140]。LC-SLM 是一种基于液晶相位延迟原理制成的相位型空间光调制器件，它能在响应速度和衍射效率的两种特性间取得较好的平衡，因此特别适用于新型光场的生成和光捕获[141-144]。LC-SLM 通常是由向列排布的棒状液晶分子制成，具体通过电场调节液晶分子取向的电光效应，实现对入射光场的相位调制[145]。通常构成 LC-SLM 的液晶分子排布如图 2.1 (a) 所示。

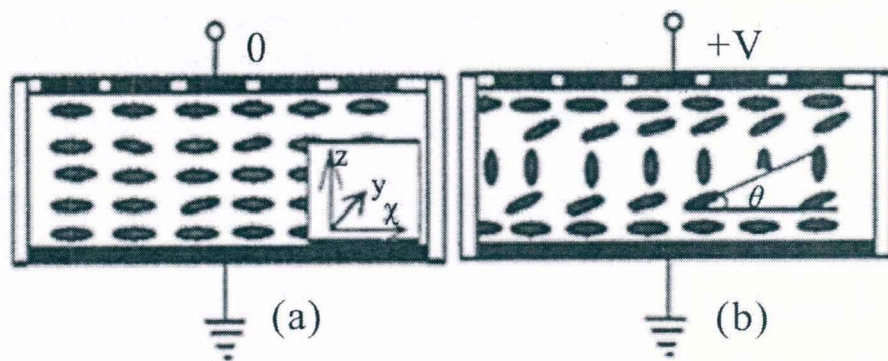


图 2.1 LC-SLM 在 (a) 断电和 (b) 通电状态下的液晶分子排布

向列型液晶分子类似单轴晶体, 设其寻常光和非寻常光折射率分别为 n_o 和 n_e ; 图 2.1 (a) 中, 分子长轴方向 (z 轴) 为非寻常光方向, 折射率为 n_e ; 垂直分子长轴方向 (x 轴) 的折射率为 n_o 。在不加电压时 (图 2.1 (a)), 光束通过 LC-SLM 的折射率由正常光折射率 n_o 决定; 当液晶板两端通电时, 向列型液晶分子将在电场作用下发生偏转 (图 2.1 (b)), 此时光束通过液晶分子的折射率将由寻常光和非寻常光的折射率共同决定。设液晶分子长轴与 x 轴夹角为 θ , 当光垂直面板入射时, 液晶分子的有效折射率 n_{eff} 为:

$$n_{eff}(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}}, \quad (2.1)$$

设 LC-SLM 的液晶分子厚度为 d , 可算得光束通过液晶面板产生的相位差为:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-d/2}^{d/2} [n_{eff}(\theta) - n_o] dz. \quad (2.2)$$

可见通过改变 SLM 面板在不同位置的液晶分子有效折射率, 能实现对入射光的相位调制, LC-SLM 的相位调制范围是 $[0, 2\pi]$ 。

2.2 复振幅调制技术

可编程空间光调制器基于它们的工作原理, 最先只能对单一光场信息进行调制, 如 DMD 基于数字微镜反射调制光场振幅, 液 LC-SLM 通过液晶的相位延迟来调制光场相位。事实上, 许多全息应用领域需要同时调制光场的振幅相位信息, 如模式识别[146], 光学加密[147], 动态波前调制[137]以及新型光场的实验生成等领域。本文采用相位型 LC-SLM 来实验生成新型光场并用于光捕获, 因此将介绍相位型 SLM 的复振幅调制技术。相位型 SLM 实现复振幅调制的基本思路是通过一些数学变换和等效关系, 将复振幅场信息变换到相位场中。目前最常用的有光栅衍射法和双相位图 (double phase holograms, DPHs) 干涉法。

2.2.1 光栅衍射法

光栅衍射法由 J. A. Davis 于 1999 年提出, 它通过控制相位光栅的一级衍射级次的空间衍射效率来实现对光场的复振幅调制[148]。典型一维光栅的相位表达式为:

$$T(u) = \exp [i2\pi MuA], \quad (2.3)$$

其中 u 为空间频率坐标, $1/A$ 为光栅空间周期; 参数 $M \in [0,1]$ 是光栅的位相加权因子, 它影响光栅在不同级次的衍射效率。将 (2.3) 式在傅里叶级数中展开:

$$T(u) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \exp(i2\pi nuA), \quad (2.4)$$

其中系数 T_n 是 M 的函数:

$$T_n = \exp[i(n-M)\pi] \frac{\sin((n-M)\pi)}{(n-M)\pi}. \quad (2.5)$$

将 (2.4) 式做傅里叶变换, 得到上述光栅的衍射图样函数为:

$$t(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \delta[x - nA]. \quad (2.6)$$

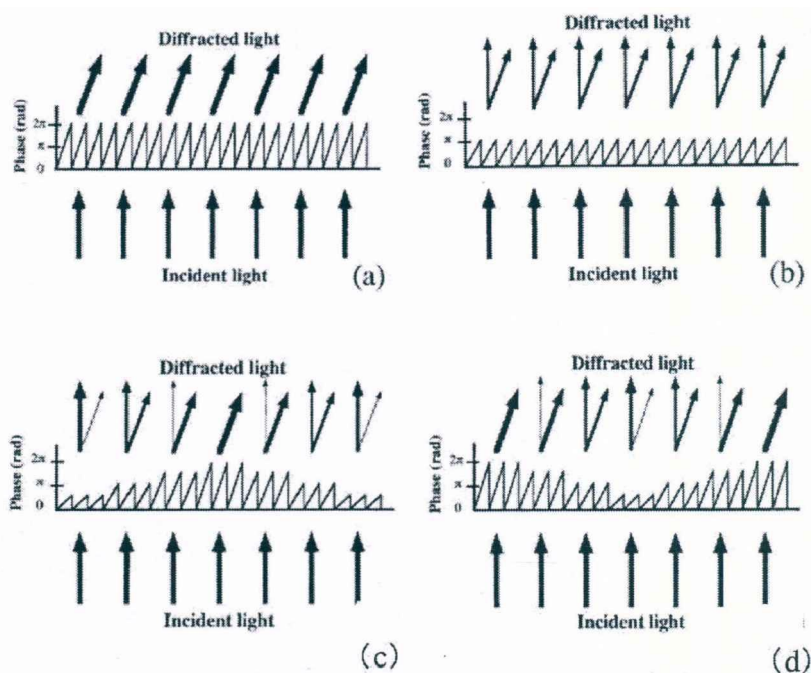


图 2.2 一维光栅衍射级随相位调制因子 M 的变化 (a) $M=1$; (b) $M<1$; (c) 和 (d) $M(u)$ 分别作为低通和高通滤波器时的相位光栅衍射级次分布。

可以看到一维光栅的衍射模式是振幅由 (2.5) 式决定的一系列 delta 函数。图 2.2 (a) 和 (b) 分别是 $M=1$ 和 $M<1$ 时的光栅衍射级次。当 $M=1$ 时, 入射光仅有 +1 级衍射光, 当 $M<1$ 时, 衍射光能量从 +1 级部分转移到 0 级衍射光, 而当 $M=0$ 时, 仅有 0 级衍射光。虽然相位光栅也存在其它级次衍射光, 但是它的衍射光能量主要集中在 0 级和 +1 级, 通过调节 M 值大小可以改变衍射光能量在这两个衍射级次的分配。

光栅衍射法对光场的振幅调控基于空间函数 $M(u)$ 对相位光栅一级衍射级次的影响, 设相位光栅的透过率函数为:

$$T(u) = \exp [i2\pi M(u)uA], \quad (2.7)$$

当 M 值在光栅两端小中间大时, $+1$ 级衍射光在中心区域能量较集中, 而光栅两端的衍射光能量趋向一级光的较少。当 M 值两端大中间小时, 一级衍射光也和空间函数 $M(u)$ 具有相对应的能量分布。因此通过设定空间函数 $M(u)$ 为光场振幅项, 利用相位光栅能实现对光场的振幅调控, 调制结果反映在一级衍射光中。图 2.2 (c) 和 (d) 为 $M(u)$ 分别在上述两种空间分布即对一级衍射光作为低通和高通滤波器时的相位光栅衍射级次分布。 $M(u)$ 作为低通滤波器时(图 2.2 (c)), $+1$ 级衍射光透过率较小且与 $M(u)$ 具有相似的空间光场能量分布, 而零级光透过率较高; $M(u)$ 作为高通滤波器(图 2.2 (d))的衍射光能量分布与高通时的情形(图 2.2 (c))相反, 因此利用相位光栅衍射能实现对光场的振幅调控。

利用相位光栅也能实现对光场的振幅相位同时调控。设复振幅光场的表示式为:

$$F(u) = A(u)\exp [i\varphi(u)]. \quad (2.8)$$

其中 $A(u)$ 和 $\varphi(u)$ 分别为光场的振幅和相位项, 均是空间频率 u 的函数。设基于光场振幅和相位项相乘得到的相位光栅函数为:

$$T(u) = \exp [iA(u)\varphi(u)], \quad (2.9)$$

傅立叶展开得:

$$T(u) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n(u) \exp [in\varphi(u)], \quad (2.10)$$

其中, 系数 $T_n(u)$ 为:

$$T_n(u) = \exp [i(n - A(u))\pi] \frac{\sin((n-A(u))\pi)}{(n-A(u))\pi}. \quad (2.11)$$

可以看到, 各傅里叶衍射级次 $T_n(u)$ 既是振幅项 $A(u)$ 也是相位项 $\exp[in\varphi(u)]$ 的函数。同时 0 级和 $+1$ 级仍是强度最明显的衍射级, 其它衍射级能量随衍射级次的增加而迅速衰减。 $+1$ 级衍射光 $T_1(u)$ 同样能够对光场振幅的 $A(u)$ 进行近似再现, 例如在 $A(u)$ 近似 0 时 $T_1(u)$ 接近 0, 在 $A(u)$ 近似 1 时 $T_1(u)$ 也接近 1, 结合 $+1$ 级衍射光也包含相位项信息 $\exp[i\varphi(u)]$, 因此 $+1$ 级衍射光可以还原出光场的复振幅信息, 利用相位光栅 $\exp [iA(u)\varphi(u)]$ 能实现对光场的振幅相位同时调控。0 级光的衍射振幅与 $+1$ 级光相反, 为 $(1 - A(u))$ 。为得到衍射图样, 将傅里叶级数展开的 (2.10) 式傅立叶变换得:

$$t(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F[T_n(u)] * F[\exp (in\varphi(u))], \quad (2.12)$$

式中各项均为两个傅立叶变换的卷积。用 $t_n(x)$ 表示 $T_n(u)$ 的傅立叶变换, (2.11) 式变换为:

$$t(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} t_n(x) * \delta(x - nA). \quad (2.13)$$

所以通过在衍射平面滤波出+1级光，能得到我们所需的复振幅场。为避免相位光栅的其它衍射级可能对+1级衍射光的影响，通过在相位光栅上叠加 $\phi_L(u) = 2\pi uA$ 相位可以增大各级衍射光的距离，叠加相位 $\phi_L(u)$ 后的相位光栅为：

$$T_L(u) = \exp\{iA(u)[\phi(u) + \phi_L(u)]\}, \quad (2.14)$$

在傅立叶级数中展开得：

$$T_L(u) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n(u) \exp\{in[\phi(u) + \phi_L(u)]\}. \quad (2.15)$$

由此可见，各傅里叶衍射级在叠加了线性相位项 $n\phi_L(u)$ 后，衍射光间距提高到了 nA ，实现了各衍射级光的进一步分离。

2.2.2 双相位图干涉法

双相位图干涉法基于数学上复数场能被分解为两个相位场叠加的原理。设复振幅场在笛卡尔坐标系中的表达式为 $U(x, y) = A(x, y)e^{i\varphi(x, y)}$ ，其中 $A(x, y)$ 为振幅， $\varphi(x, y)$ 为相位，则复振幅场 $U(x, y)$ 可写为：

$$U(x, y) = Be^{i\theta(x, y)} + Be^{i\vartheta(x, y)}, \quad (2.16)$$

$$\theta(x, y) = \varphi(x, y) + \cos^{-1}[A(x, y) / A_{\max}], \quad (2.17)$$

$$\vartheta(x, y) = \varphi(x, y) - \cos^{-1}[A(x, y) / A_{\max}]. \quad (2.18)$$

$\theta(x, y)$ 和 $\vartheta(x, y)$ 分别是空间相位分布函数， $B = A_{\max} / 2$ ，而 A_{\max} 是 $A(x, y)$ 的最大值。实际上，这种等价关系从下面的复数分解相量图2.3中能直观看出。

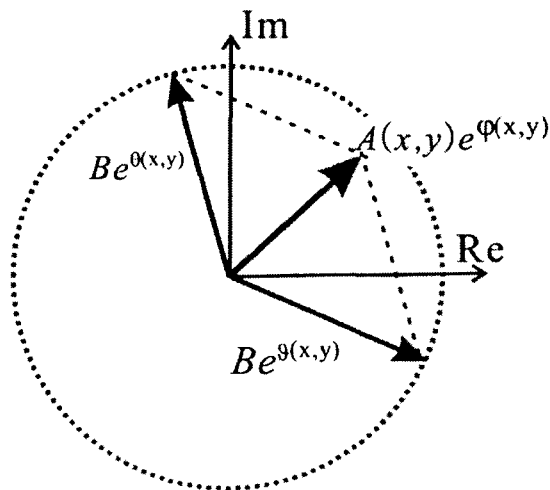


图 2.3 复振幅场 $U(x, y)$ 分解为两个相位场 $Be^{i\theta(x, y)}$ 和 $Be^{i\theta(x, y)}$ 的相量图表示。

早期人们通过双衍射元件的相位场相叠加来实现双相位图法的复振幅调制, 这种方法的光路复杂, 实验误差较大。之后人们考虑通过一些像素分配的编码方法来实现单 LC-SLM 的复振幅调制, 有单像素法和巨像素法[149-152]。单像素法是指按一定空间分布将两种相位场分配到 SLM 每一像素点, 使它们发生干涉的方法; 巨像素法借鉴单像素法的相位分配方式, 但是将若干像素作为一个单元来处理, 常用单元有 2×2 , 3×3 和 4×4 等这些子像素组合 (subpixels)。相对单像素法, 巨像素法具有误码率小, 保真度较高等优点, 缺点是降低了 SLM 的空间分辨率, 这将直接影响相位场的衍射效率[152-155]。在轴单像素法是目前研究的比较多的编码方法, 典型代表是棋盘法[156], 它较好的平衡了编码相位场的保真度和衍射效率问题, 且在轴传输特性也使它具有良好的应用前景[151, 152, 156]。本文第三章用棋盘法对矩形对称自聚焦光场进行实验生成, 下面对棋盘法的编码原理做具体介绍。

为保证相位场 $e^{i\theta(x, y)}$ 和 $e^{i\theta(x, y)}$ 发生干涉, 棋盘法采用两个互补的二进制振幅光栅 $M_1(x, y)$, $M_2(x, y)$ 对相位场在 SLM 上分配, 采样值分别为 $M_1(x, y)e^{i\theta(x, y)}$ 和 $M_2(x, y)e^{i\theta(x, y)}$, 其中 $M_1(x, y) + M_2(x, y) = 1$ 。分配函数 $M_i(x, y)$ ($i = 1, 2$) 的表达式为:

$$M_{1,2}(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Lambda_{1,2}(n, m) e^{i \frac{2\pi nx}{p}} e^{i \frac{2\pi my}{p}}, \quad (2.19)$$

$$\Lambda_{1,2}(n, m) = \cos\left[\frac{\pi(n \pm m)}{2}\right] \text{sinc}\left(\frac{n}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{m}{2}\right)。 \quad (2.20)$$

其中 $\text{sinc}(\xi) = \sin(\pi\xi) / \pi\xi$, ξ 是变量坐标, p 是二进制光栅周期, 参数 m, n 分别是衍射级次, $M_1(x, y)$, $M_2(x, y)$ 体现在 (2.20) 式的 \cos 函数符号中。当 $p=16$ 微米时, 由图 2.4 能看到分配函数 $M_i(x, y)$ ($i = 1, 2$) 具有互补的棋盘振幅分布。

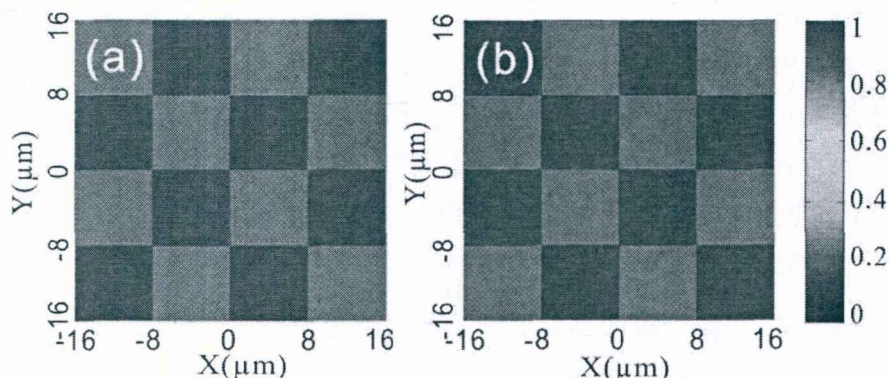


图 2.4 分配函数 (a) $M_1(x, y)$ (b) $M_2(x, y)$ 的棋盘振幅分布。

当两种相位场将被互补分配到棋盘模式中, SLM 调制的仍是相位场, 既有:

$$M_1(x, y)e^{i\theta(x, y)} + M_2(x, y)e^{i\vartheta(x, y)} = e^{i\alpha(x, y)}, \quad (2.20)$$

$$\alpha(x, y) = M_1(x, y)\theta(x, y) + M_2(x, y)\vartheta(x, y)。 \quad (2.21)$$

其中 $\alpha(x, y)$ 为设计的编码相位场, 相位场 $e^{i\theta(x, y)}$ 和 $e^{i\vartheta(x, y)}$ 的干涉发生在调制光场传输过程中, 在 SLM 面上相位场 $\alpha(x, y)$ 与复振幅场 $U(x, y)$ 不能构成等价关系。

对 (2.20) 式做傅里叶变换:

$$H(u, v) = F\{e^{i\alpha(x, y)}\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\alpha(x, y)} e^{-i\frac{2\pi(x'x+y'y)}{f\lambda}} dx dy。 \quad (2.22)$$

其中 f 为傅里叶变换透镜焦距, λ 为波长, u 和 v 为频谱空间坐标 $u = x'/f\lambda$, $v = y'/f\lambda$; 根据 (2.21) - (2.22) 式和卷积定理算得频谱 $H(u, v)$ 的表达式为:

$$H(u, v) = \frac{1}{2}[H_1(u, v) + H_2(u, v)], \quad (2.23)$$

$$H_1(u, v) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Lambda_1(n, m) \Psi(u - \frac{n}{p}, v - \frac{m}{p}), \quad (2.24)$$

$$H_2(u, v) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Lambda_2(n, m) \Omega(u - \frac{n}{p}, v - \frac{m}{p})。 \quad (2.25)$$

可以看到由棋盘法编码的复振幅场的傅里叶变换场为多级衍射光, 方程(2.24), (2.25) 中, $\Psi(u, v) = F\{e^{i\theta(x, y)}\}$, $\Omega(u, v) = F\{e^{i\vartheta(x, y)}\}$ 。由于 SLM 带宽所限, 角谱 $H(u, v)$ 的非零衍射光存在于有限的频谱空间。通常棋盘光栅周期 p 越小, 衍射级的空间间距 $1/p$ 也相应越大; 因此通过设定合适的光栅周期, 可以保证各级衍射光互不影响; 根据奈奎斯特——香农定律, 为复原目标光场信息, 上述衍射级的间距也存在一个最小值[156]。根据 (2.24) - (2.26) 式并通过滤波函数 $P(u, v)$ 可选出零级衍射光, 滤波选出的零级光表示式为:

$$H(u, v)P(u, v) = \frac{1}{2}F\{U(x, y)\}, \quad (2.26)$$

$$\text{其中} \quad F\{U(x, y)\} = \Psi(u, v) + \Omega(u, v)。 \quad (2.27)$$

可见 (2.24) 式的零级衍射光是复振幅场 $U(x, y)$ 的角谱, 对该级衍射光再次傅里叶变换可得到目标复振幅场为 $U(-x/\text{Mag}, -y/\text{Mag}) \otimes F\{P(u, v)\}$, g 为复原光场距离傅里叶平面的距离, 相应的放大因子为 $\text{Mag} = g/f$ 。可以看到复原出的光场会受到卷积项滤波函数 $p(u, v)$ 的影响。考虑二维矩形滤波器 $P(u, v) = \text{rect}[u/(\varepsilon/f\lambda), v/(\varepsilon/f\lambda)]$, 其中 $\varepsilon = f\lambda/p$, ε 为一阶衍射光和光轴距离, 对该矩形滤波函数傅里叶变换可得:

$$F\{\text{rect}(x'/\varepsilon, y'/\varepsilon)\} \propto \frac{\sin(\frac{\pi}{p\text{Mag}}x)}{\pi x} \frac{\sin(\frac{\pi}{p\text{Mag}}y)}{\pi y}, \quad (2.28)$$

当参数 $\pi/p\text{Mag}$ 趋向于从十到无穷大时, (2.29) 式近似为 delta 函数 $\delta_{\text{Dirac}}(x, y)$, 此时通过矩形滤波器能够完全恢复出目标复振幅场, $U(-x/\text{Mag}, -y/\text{Mag}) \otimes \delta_{\text{Dirac}}(x, y) = U(-x/\text{Mag}, -y/\text{Mag})$ 。事实上, 由于卷积操作无法避免, 由棋盘法得到的复振幅场空间分辨率将小于原场, 但相较于巨像素法起先即采用像素合并导致降低了光场分辨率, 它仍具有一定优势 [155, 156]。

2.3 总结

综上, 我们介绍了相位型 LC-SLM 的两种典型复振幅调制方法, 光栅衍射法和双相位图干涉法。光栅衍射法被较早提出, 它借助相位光栅的一级衍射光可还原出编码的目标复振幅场, 同时各级衍射光间距能通过叠加线性相位加以调节, 具有一定的灵活性且衍射效率较高, 目前仍应用在多个领域, 但缺点是恢复出的复振幅场为近似的。双相位图干涉法基于复数的相量图分解原理, 该方法的关键是确定复振幅场的两个等效相位图在同一 SLM 上的分配。棋盘振幅分配是双相位图干涉法的典型代表, 它能使两种相位场较好干涉很好的还原出目标复振幅场, 同时也具有在轴特性, 但相较光栅衍射法, 棋盘法的衍射效率偏低。

从光路原理上考虑, 若均是对新型光场原场进行编码, 则光栅衍射法通过 $2f$ 傅里叶变换系统可完成复振幅光场的生成; 而双相位图干涉法则需借助 $4f$ 系统经过两次傅里叶变换来实现。这两种方法各有优缺点, 考虑到它们的各自特性, 本文将根据不同光场和应用场合使用不同的复振幅编码方法。例如自聚焦光场的实验生成和传输特性测量需要较高的调制精度, 在第三章我

们采用双相位图干涉法来生成振幅调控的矩形自聚焦光场；而当新型光场用于光捕获需要较高的衍射效率时，在第五章我们采用光栅衍射法来调制生成光瓶并用于捕获。关于新型光场与光镊的耦合光路，不同的编码方法对应不同的耦合方法，我们将在以下各章具体问题具体介绍。

第3章 对称艾利光的振幅调制

自加速光场的研究起源于艾利光的发现和实验生成[77, 78], 它打破了人们对“光沿直线传输”的固有认识。之后许多其它加速光场也相继被发现, 如非傍轴的 Mathieu 和 Weber 光束[86], 任意形状的横向加速光场[84]以及三维和非线性加速光场[93, 157, 158]等, 这些光场均沿特定或任意曲线轨迹传输, 并被广泛应用在微观粒子操控[68], 等离子体[159]或超分辨成像[160]等众多新兴领域。空间对称的自加速光场往往也具有自聚焦特性, 所谓自聚焦是指光束在自由空间传输能够自发会聚的一种奇特现象, 常见的有圆对称艾利光[101]以及零阶光瓶光束[117]等。自加速光场在不同介质中的传输特性研究以及应用于光捕获是目前光镊领域的研究热门[130, 131]。对称艾利光 (symmetric Airy beam, SAB) 是新近发现的另一种典型矩形对称自聚焦光场, 它通过对艾利光 (Airy beam, AiB) 的立方相位角谱偶宇称化得到。光场结构上, SAB 由自会聚的中心主瓣和四条离轴旁瓣组成, 在传输方向上有类似金字塔的矩形对称光强分布 (见第一章图 1.5)。与传统高斯光相比, 它在光场的金字塔顶端具有大容量的光梯度场分布, 因此能够实现同时对系宗微粒的同时捕获和操控 [114], 第一章图 1.9 (h, i) 为 SAB 在捕获上的应用例子。

在角谱面上振幅调制非衍射光一般用来实验生成非衍射光或者用于优化光场的传输性质。例如高斯光照明立方相位或者进行频谱截断, 可实验产生有限能量的艾利光[78, 161]。对艾利光频谱进行指数振幅调制, 可减少光束的旁瓣焦散线[96], 这使得艾利光超分辨成像和 light-sheet 显微技术领域有更好应用前景。最近, M. A. Preciado 和 M. Segev 提出一种振幅调制模板能够补偿自加速光场的主瓣能量, 使得光场能在损耗介质保持能量传输不变[130, 131]。对自加速光场进行振幅调制, 一方面可以优化光束性质, 同时也能使它们在一些应用领域受益。虽然对称艾利光可单次捕获大量粒子, 但相较圆对称艾利光, 它的自聚焦特性较弱, 这将影响它的轴向梯度力进而对系宗微粒的捕获[114]; 另一方面对称艾利光具有对称的焦散线分布, 通过振幅调制对称艾利光有望得到新的传输特性或者优化已有的自聚焦特性。

本章提出两种振幅模板在角谱面上对对称艾利光进行振幅调制: 第一种为指数振幅模板, 第二种为对称振幅模板。其中指数型模板能将对称艾利光的能量集中到单一离轴主瓣而生成一种新的自加速光场, 该光场能在不同损耗介质中保持能量传输不变, 同时也继承了对称艾利光的主瓣光场结构, 在不同介质中具有新的过阻尼震荡传输性质。对称振幅模板能够提高对称艾利光的高频焦

散线分量, 进而提高它的自聚焦特性以及对系宗微粒的捕获效果。这两部分工作我们已经分别投稿期刊 physics review A 和发表在期刊 Journal of optics 上。

3.1 对称艾利光的振幅调制理论

首先介绍振幅模板在角谱面振幅调制对称艾利光的理论。根据角谱方程, 一维对称艾利光沿 z 轴传输的积分表达式为:

$$u_0(x, z) = C \int_{-\infty}^{+\infty} dK U_0(K) e^{-aK^2 x_0^2} e^{iz\sqrt{k^2 - K^2}} e^{iKx}, \quad (3.1)$$

其中 $C = x_0 e^{a/3}$ 是常数, $U_0(K) e^{-aK^2 x_0^2} = F\{u_0(x, 0)\}$ 是 $z=0$ 处光场 $u_0(x, z)$ 傅里叶变换, K 为空间频域坐标。常量 x_0 为光场横向特征参量, $k = 2\pi / \lambda$ 为真空中的波矢。特别的, $e^{-aK^2 x_0^2}$ 为高斯振幅, 其中 $a > 0$ 可以保证方程 (3.1) 的可积性以及用来控制对称艾利光的横向延展。 $U_0(K)$ 是对称艾利光的角谱偶立方相位 (even cubic phase, ECP), 它通过对艾利光的立方相位对称化得到为

$$U_0(K) = e^{\frac{i|K|^3 x_0^3}{3}}. \quad (3.2)$$

根据突变场理论, 对称艾利光的自聚焦特性源于它的空间对称焦散线分布。实际上, 对自加速光场的角谱进行振幅调制可以改变光场的焦散线分布甚至最终影响它们的传输特性。首先介绍第一种指数振幅模板 $\exp(-bK)$ 对对称艾利光的振幅调制, b 为可变实数。该振幅模板可在角谱面上使光场能量沿横向指数分布, 促使光场焦散线在单一离轴主瓣上更加集中, 因此可以生成一种新的加速光场并达到能量补偿效果。设该振幅模板在角谱面上调制对称艾利光并经线性损耗介质传播距离 z 后, 得到空间频谱场为:

$$U(K, z) = U_0 \exp(bK) \exp(iz\sqrt{k^2 - K^2} - \alpha z). \quad (3.3)$$

其中 α 是介质吸收系数。需要强调的是该指数模板是对有限能量的对称艾利光进行调制。将 (3.3) 式代入 (3.1) 式, 由角谱理论可得生成的新型加速光场的傍轴表达式为:

$$u(x, z) = C \int_{-\infty}^{+\infty} dK U(K, z) e^{-aK^2 x_0^2} e^{iKx}. \quad (3.4)$$

(3.4) 式表述的加速光场继承了对称艾利光的主瓣光场结构, 类似于艾利光仅有单个主瓣, 在自由空间和损耗介质中均能表现出衰减震荡传输特性。另外通过设置合适的参数 b , 该补偿光场的主瓣强度能在不同损耗介质中保持不变。

3.2 节将具体介绍该补偿加速光场在自由空间和不同损耗介质中的传输性质。

我们提出的第二种对称振幅模板的表达式为:

$$U_{\pm}(K) = \frac{e^{b|K|}}{\max(e^{b|K|})} \quad (3.5)$$

其中 b 为可变实参数, $U_{\pm}(K)$ 正负下标分别表示 $b > 0$ 和 $b < 0$ 情形, 可以看出该模板模值介于 $[0,1]$ 。该对称模板在角谱面上振幅调制偶立方相位 (AMECP) 的表达式为:

$$U_{\pm}^A(K) = U_{\pm}(K)U_0(K) \quad (3.6)$$

由方程 (3.5) 式可看出, 模板 U_{\pm} 在对称艾利光的角谱面做横向指数衰减, 使得 AMECP U_{\pm}^A 相较 ECP 的高频焦散线分量要低; 由于 U_{\pm} 在模板边缘有最大通过率, AMECP U_{\pm}^A 具有较高比例的高频焦散线分量, 它的低频分量被模板遮挡。对称艾利光的高频焦散线分量可以通过参量 b 大小来调节, 在合理范围内, b 值越大, 来自高频分量的焦散线所占比例就越大, 当 $b=0$ 时, 振幅调制偶立方相位还原为偶立方相位。和指数振幅模板相似, 对称振幅模板也是对有限能量的对称艾利光进行调制。基于角谱理论, 将方程 (3.6) 式代入 (3.1) 式得到振幅调制的对称艾利光 (AMSAB) 的傍轴解 $u_{\pm}^A(x, z)$ 为:

$$u_{\pm}^A(x, z) = C \int_{-\infty}^{+\infty} dK U_{\pm}^A(K) e^{-aK^2 x_0^2} e^{iz\sqrt{k^2 - K^2}} e^{iKx} \quad (3.7)$$

其中振幅调制的偶立方相位 U_{\pm}^A 仍是偶宇称, 因此由偶函数的傅里叶变换性质可知, 振幅调制对称艾利光 $u_{\pm}^A(x, z)$ 的横向强度分布仍为矩形对称, 3.3 节我们将给出这种对称模板对对称艾利光振幅调制的数值和实验结果。

3.2 指数模板振幅调制对称艾利光

根据 3.1 节的振幅模板调制理论, 我们可以得到经指数振幅模板 $\exp(-bK)$ 调制生成的新型补偿加速光场 $u(x, y)$ (compensating accelerating beams, compB) 分别在自由空间和损耗介质中的传输特性。

3.2.1 补偿加速光场在自由空间中传输

基于式 (3.1) 和 (3.4) 式的数值分析, 图 3.1 给出了 SAB 和补偿加速光场 ($b = 48\mu\text{m}$) 在自由空间的传输结果。图 3.1 (a) 和 (b) 是一维 SAB 和补偿加速光场随坐标 (s, ξ) 变化的强度分布, 而图 3.1 (c) 和 (d) 是一维光场在位置 $\xi = 2.5, 6$ 的横向光场强度随坐标 s 的变化。这里 s 和 ξ 分别是无量纲的横向和纵向坐标 $s = x/x_0$, $\xi = z/kx_0^2$ 。

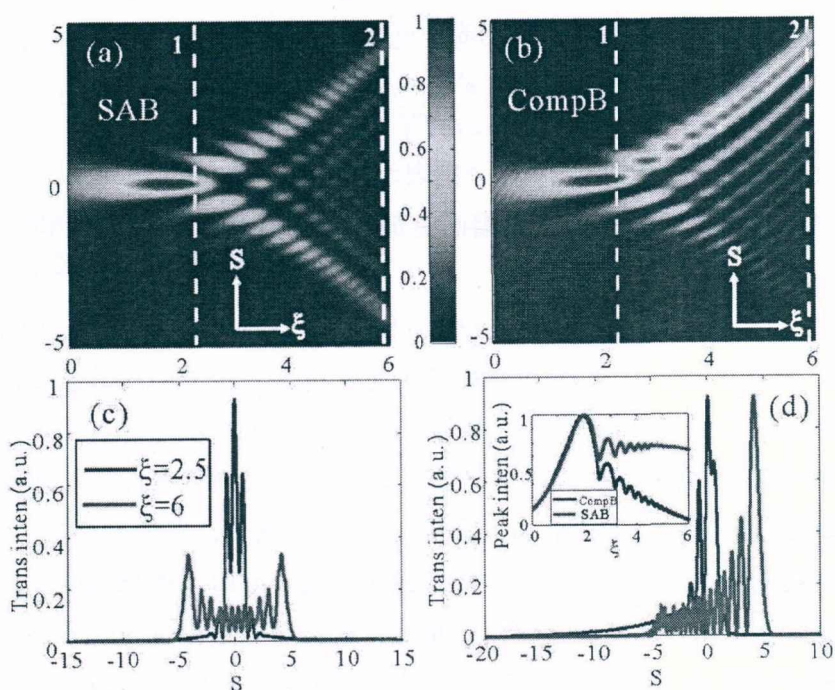


图 3.1. 一维 (a) SAB 和 (b) 补偿加速光场 ($b = 48\mu\text{m}$) 在自由空间传输随坐标 (s, ξ) 变化的强度分布, 其中横坐标 $\xi \in [0, 6]$, 纵坐标 $s \in [-5, 5]$ 。图中光场强度均对各图最大值做了归一化。上述一维 (c) SAB 和 (d) 补偿加速光场在位置 $\xi = 2.5, 6$ 的光场横向强度随坐标 s 变化; (d) 插图: 一维 SAB 和补偿加速光场的峰值光强随坐标 ξ 变化。上述一维光场的相关参数相同均为 $\lambda = 532\text{nm}$, $x_0 = 200\mu\text{m}$ 和 $a = 0.05$ 。

从图 3.1 (a) 可以看出, SAB 除具有自聚焦特性的中心主瓣外; 它的两侧离轴主瓣和艾利光一样也沿抛物线轨迹传输, 不同的是 SAB 的离轴主瓣能量是分立的。受有限能量条件的限制, 从图 3.1 (c) 可以看出 SAB 的离轴旁瓣光强随传输而迅速衰减。

补偿加速光场具有类似艾利光的单一主瓣结构, 且该主瓣在沿抛物线传输能保持光强和光场结构不变 (图 3.1 (b))。对比 SAB (图 3.1 (c)), 新型加速光场主瓣在传输面 $\xi = 2.5, 6$ 的峰值强度相等 (图 3.1 (d)), 因此该补偿加速光场具有传输不变性。实际上这是由于在指数振幅模板的调制下, 使得更多来自横向位置 $s \in [-5, 0]$ 的焦散线贡献到 SAB 的一侧离轴主瓣, 导致该侧主瓣能量增加而另外一侧主瓣能量被衰减至消失而引起的。补偿加速光场也继承了 SAB 的在轴中心主瓣和沿抛物线传输的离轴主瓣结构 (图 3.1 (b))。特别是, 由于 SAB 离轴主瓣的分立能量分布, 使得该补偿加速光场的主瓣具有阻尼震荡传输特性, 我们首次发现了自加速光场具有这种传输性质。图 3.1 (d) 插图为一维 SAB 和补偿加速光场在自由空间的峰值光强随坐标 ξ 的变化, 可以看出它们的峰值光强最大值均出现在中心光瓣区域, 随着光束传输, SAB 的离轴主瓣光强沿传输方向将快速衰减, 而补偿加速光场能保持光强总体不变以及衰减震

荡传输特性直至传输面 $\xi = 6$ 。

3.2.2 补偿加速光场在损耗介质中的传输

根据 3.2.1 节，指数振幅模板能在自由空间中有效调节光的传输特性，由此可以推断，增大参量 b 值可以进一步增强补偿效果，进而使自加速光场在损耗介质中也具有上述传输不变性质。

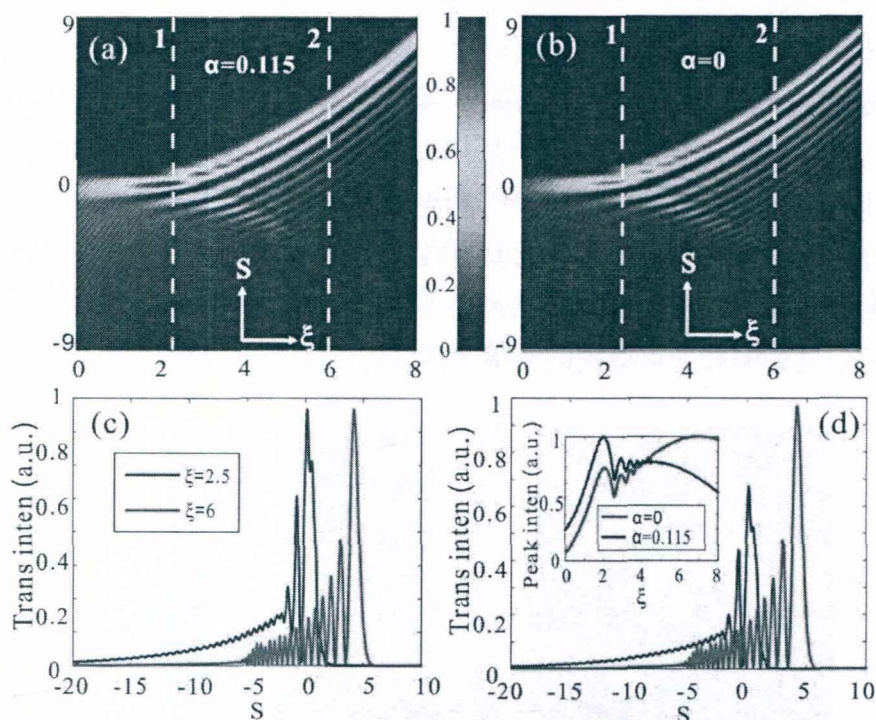


图 3.2 一维补偿加速光场 ($b = 70\mu\text{m}$) 分别在吸收系数为 $\alpha = 0.117\text{dB/m}$ 的损耗介质和自由空间传输强度随坐标 (s, ξ) 变化，其中横坐标 $\xi \in [0, 8]$ ，纵坐标 $s \in [-9, 9]$ 。图中光场强度均对各图最大值做了归一化。上述一维补偿加速光场分别在 (c) 损耗介质和 (d) 自由空间中在平面 $\xi = 2.5, 6$ 的横向光强随坐标 s 的变化结果；(d) 插图：上述补偿加速光场在相应介质中传输的归一化峰值强度随坐标 ξ 的变化。光场相关参数与图 3.1 保持一致。

图 3.2 (a) 和 (b) 分别给出了补偿加速光场 ($b = 70\mu\text{m}$) 在吸收系数 $\alpha = 0.117\text{dB/m}$ 的损耗介质和自由空间的传输模式。从图 3.2 (a) 可以看出，由于补偿增强，该调制加速光场在损耗介质中具有传输不变性，同时它也继承了 SAB 的光束结构以及阻尼震荡传输特性。

图 3.2 (c) 为该补偿加速光场在传输面 $\xi = 2.5, 6$ 随坐标 s 变化的横向光强分布，可以看出光场在这两个位置具有相同的峰值光强。另一方面，注意到补偿光场的离轴主瓣上的分立光瓣间的界限较图 3.2 (b) 模糊，这些由于指数振幅模板的调制，使得更多焦散线集中在补偿主瓣上造成的。

有趣的是，当上述补偿加速光场 ($b = 70\mu\text{m}$) 在自由空间传输时，光束将呈现“过补偿”的传输性质，既光场离轴主瓣仍然具有震荡传输特性，但强度将随传输距离的增加而增强(图 3.2(b),(d))。这也是由于振幅模板($b = 70\mu\text{m}$)调制，使得更多来自横向位置 $s \in [-5, 0]$ 的焦散线对补偿离轴主瓣的贡献引起的。图 3.2 (d) 插图是补偿加速光场 ($b = 70\mu\text{m}$) 在自由空间和损耗介质中的轴向峰值强度分布。可以看到，补偿光场在不同传输介质中仍继承了 SAB 的离轴主瓣结构而具有震荡传输特性；对于自由空间的过补偿光场，它除了在中心主瓣位置有强度起伏外，其离轴主瓣的光强可维持震荡增长至传输面 $\xi = 7$ 。而在损耗介质中的传输不变补偿光场 ($b = 70\mu\text{m}$ ，图 3.2 (a)) 与在自由空间中的传输不变光场 ($b = 48\mu\text{m}$ ，图 3.1 (b)) 的传输特性相一致。这种传输不变加速光场的震荡传输特性有望得到特殊的应用，例如在光操控中可以模拟粒子的衰减震荡传输行为；在做粒子加速时，它具有较大光梯度的中心主瓣，能对进入光场起始端的微粒做扭矩放大加速运动；另外在活体细胞操控领域，利用该补偿加速光场的较远传输能力可望提高光镊在活体组织中的光操控深度。

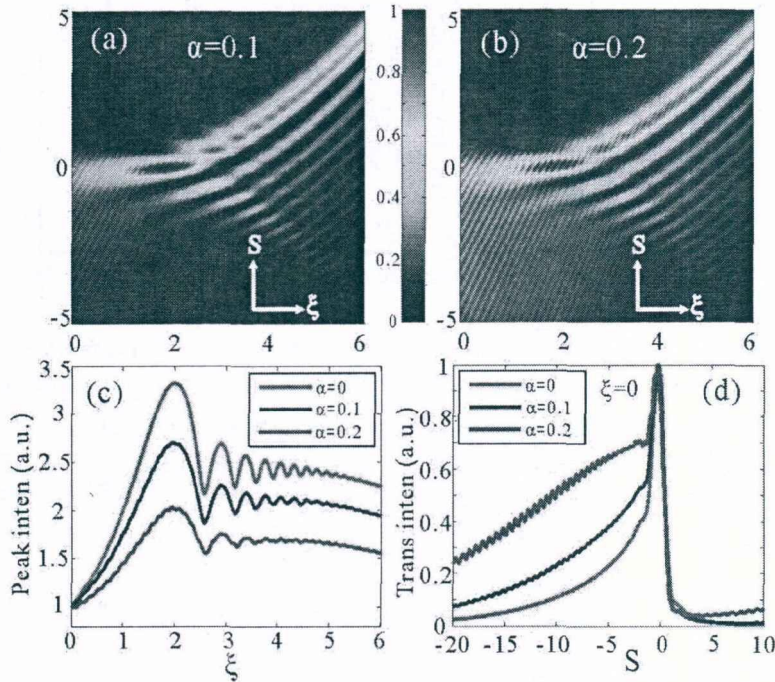


图3.3 一维传输不变补偿加速光场在不同介质中随坐标 (s, ξ) 变化的强度分布，(a) $b = 63\mu\text{m}, \alpha = 0.1\text{dB/m}$ ，(b) $b = 84\mu\text{m}, \alpha = 0.2\text{dB/m}$ ，其中纵坐标 $s \in [-5, 5]$ ，横坐标 $\xi \in [0, 6]$ 。图中光场强度均对各图最大值做了归一化。(c) 一维传输不变补偿光场在吸收率为 $\alpha = 0.1, 0.2\text{dB/m}$ 损耗介质中对初始面 $\xi = 0$ 归一化的峰值强度随坐标 ξ 的变化结果。(d) 上述一维传输不变光场在初始面 $\xi = 0$ 随坐标 s 变化的横向强度分布。光场相关参数与图3.1保持一致。

实际上，通过设定合适的参数 b 值，我们可以在任意吸收介质中生成这种传

播不变震荡光场。这里我们比较它们在不同介质中光场的传输行为。图3.3 (a) 和 (b) 为另外两种一维传输不变补偿光场在吸收率为 $\alpha = 0.1\text{dB}/m$ 和 $\alpha = 0.2\text{dB}/m$ 两种损耗介质中随坐标 (s, ξ) 变化的强度分布，相应的补偿参数 b 为 $b = 63\mu\text{m}, 84\mu\text{m}$ 。首先可以看出它们也继承了SAB离轴主瓣的震荡传输特性；值得注意的是，由于指数模板调制使得更多焦散线集在补偿主瓣来弥补更大吸收率介质的能量吸收，图3.3 (b) 光场主瓣上分立瓣间的界限较图3.3 (a) 的更模糊。为阐明这些光场传输动态，图3.3 (c) 给出了上述光场以及补偿光场在自由空间传输的轴向归一化峰值强度随坐标 ξ 的变化结果。可以看到传输不变补偿光场在无损耗介质中具有最大的中心和离轴主瓣的震荡振幅，随着介质吸收率增加，这些光场的震荡振幅尤其是中心主瓣将相应被衰减（图3.3 (c)）。另一方面，图3.3 (d) 给出上述光场在初始位置 $\xi = 0$ 随坐标 s 变化的横向强度分布，可以看到光场在横向位置 $s \in [-20, 0]$ 的强度分布明显正比于介质吸收率。这表明为使补偿加速光场具有传输不变性，介质吸收率越高，则越需要来自 $s \in [-20, 0]$ 区域更多焦散线贡献，而这可以通过我们提出的指数模板的振幅调制来实现。

3.2.3 补偿加速光场与艾利光的传输特性比较

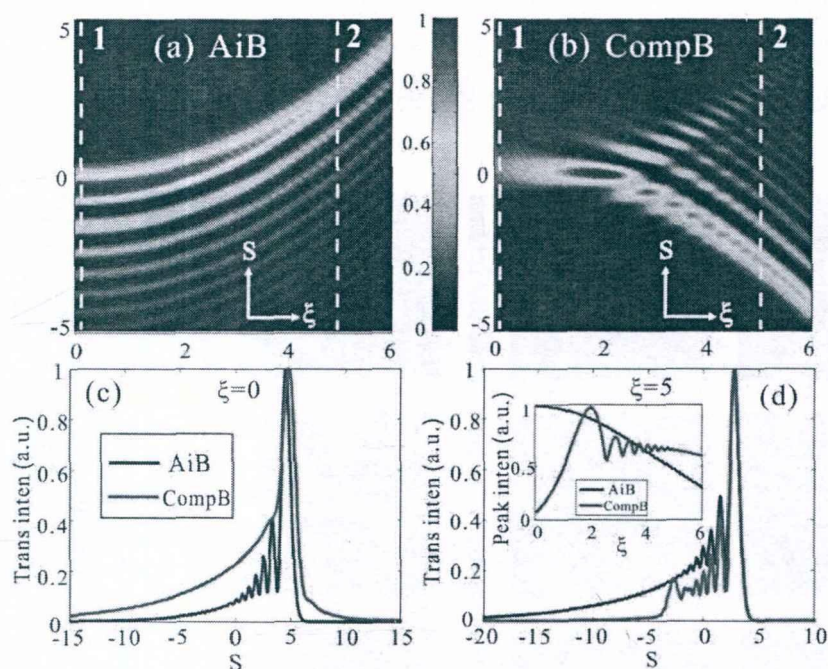


图3.4. 一维 (a) 艾利光和 (b) 传输不变补偿加速光场 ($b = -48\mu\text{m}$) 在自由空间传输随坐标 (s, ξ) 变化的强度分布，其中横坐标 $\xi \in [0, 6]$ ，纵坐标 $s \in [-5, 5]$ 。图中光场强度对各图最大值均做了归一化。一维艾利光和补偿加速光场在传输面 (c) $\xi = 0$ 和 (d) $\xi = 5$ 随坐标 s 变化的归一化横向强度分布；(d) 插图：一维艾利光和补偿加速光场 ($b = 48\mu\text{m}$) 的随坐标 ξ 变化的峰值光强变化。光场参数与图3.1一致。

为进一步揭示上述补偿加速光场的性质，这里比较它和艾利光的传输。图 3.4 (a), (b) 分别是一维有限能量艾利光和传输不变补偿光场 ($b = -48\mu\text{m}$) 在自由空间随坐标 (s, ξ) 的强度分布，其它光场参数与图 3.1 保持一致。首先，该补偿加速光场主瓣与艾利光具有相同的抛物线传输路径。不同的是，艾利光的主瓣能量分布是平滑的且随着传输距离增加而衰减 (图 3.4 (a))，而补偿加速光场的离轴主瓣能量是分立震荡分布的，同时由于指数振幅模板的调制，它的主瓣强度沿传输方向保持总体不变 (图 3.4 (b))。对比图 3.4 (b) 和 3.1 (b)，可以发现在相同绝对值参量 b 的指数模板调制出的补偿加速光场，它们的主瓣能量分布是一致的，但由于调制出的焦散线方向不同，使得这两种加速光场具有相反的横向传输分量。这启发我们通过改变焦散线的空间位置分布可以调节补偿加速光场的主瓣方向，以下二维光场调制结果中将对此详细介绍。为了对比焦散线分布，图 3.4 (c), (d) 分别给出了一维艾利光和补偿加速光场 ($b = 48\mu\text{m}$) 在传输面 $\xi = 0, 5$ 随坐标 s 变化的归一化强度分布。

可以看到补偿加速光场的光强分布与艾利光类似，但纵向位置 $s \in [-15, 0]$ 的光强在初始面 $\xi = 0$ 高于艾利光 (图 3.4 (c))，而在 $\xi = 5$ 面要较小 (图 3.4 (d))。这表明因指数振幅模板的调制，焦散线对补偿加速光场主瓣的贡献以及它的主瓣能量集中度均高于艾利光。图 3.4 (d) 的插图是上述两种光场在自由空间随横坐标 ξ 变化的峰值光强分布。相较于艾利光的衰减趋势，传输不变光场的峰值强度分布验证了指数振幅模板对离轴主瓣的能量补偿作用。

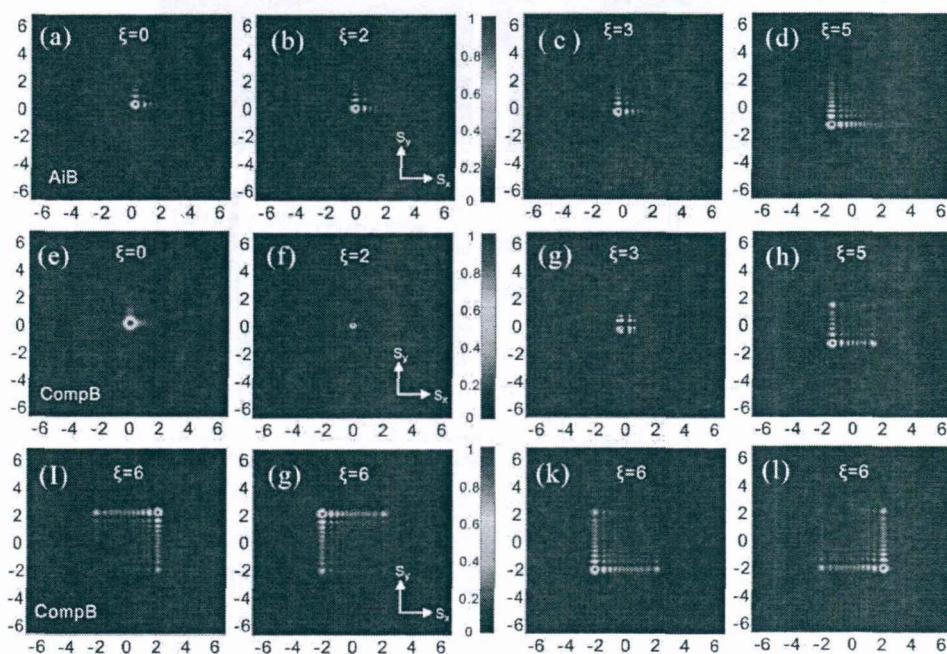


图3.5 二维艾利光 (第一列) 和补偿加速光场 ($b = 48\mu\text{m}$) 在传输面 $\xi = 0, 2, 3, 5$ 随坐

标 (s_x, s_y) 变化的强度分布。通过不同振幅模板 $\exp(\pm bK_x \pm bK_y)$ 调制生成的主瓣方位不同的二维补偿加速光场。图中光场强度均对各图最大值做了归一化。光场参数分别为 $\lambda = 532\text{nm}$, $x_0 = 200\mu\text{m}$ 和 $a = 0.08$ 。

图 3.5 是二维有限能量艾利光和补偿加速光场 ($b = 48\mu\text{m}$) 在传输面 $\xi = 0, 2, 3$, 随横向坐标 (s_x, s_y) 变化的强度分布。可以看出二维补偿光场和 SAB 一样, 它的中心主瓣仍在 $\xi = 2$ 附近自聚焦 (图 3.5 (f)); 另一方面和艾利光的能量分布相似 (图 3.5 (a) - (d)), 它的主瓣能量主要集中在第三象限; 同时在自聚焦位置之后, 它的主瓣能量在横向上向四周扩散 (图 3.5 (e) - (h))。注意到二维补偿光场在初始面 $\xi = 0$ 横向宽度大于艾利光, 而在其它平面 $\xi = 2, 3, 5$ 窄于艾利光。这与图 3.4 (c) 和 (d) 中的一维的结果是相符合的, 这是因为指数振幅模板的调制使得焦散线对补偿加速光场的离轴主瓣贡献以及该主瓣的能量集中度均较艾利光高引起的。进一步, 由于改变焦散线的分布可以调节补偿光场的能流方向 (图 3.4 (b)), 这里我们通过改变指数振幅模板的符号来生成不同主瓣方位的二维补偿加速光场。图 3.5 (i) - (l) 为四种指数模板 $\exp(\pm bK_x \pm bK_y)$ 调试生成的光场, 其中 $b = 48\mu\text{m}$ 。可以看到通过指数振幅模板的可调控调制, 能将补偿加速光场的主瓣调制在任意空间象限中, 而这对于超分辨成像等一些对光场空间取向有要求的领域具有潜在应用价值。

3.3 对称模板振幅调制对称艾利光

对称振幅模板可以优化对称艾利光的传输特性，下面我们分别从数值计算和实验生成两个角度来研究振幅调制对称艾利光的传输特性。

3.3.1 数值结果

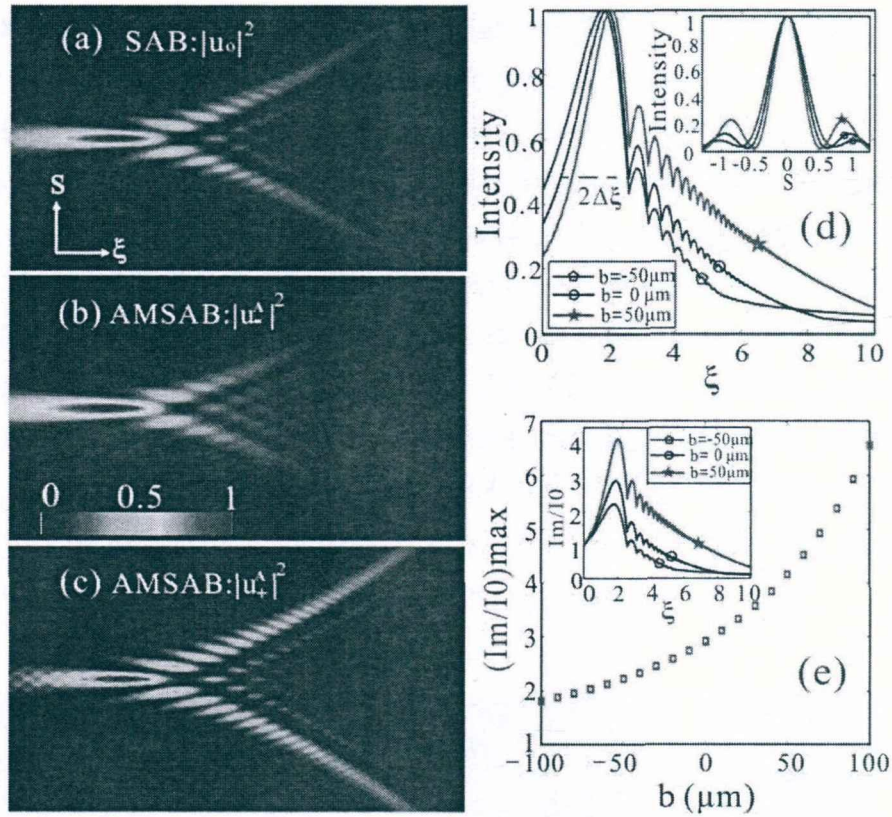


图3.6. 一维对称艾利光 (SAB) (a) u_0 和振幅调制对称艾利光 (AMSAB) (b) u_-^1 ($b = -50\mu\text{m}$), (c) u_+^1 ($b = 50\mu\text{m}$) 在 $s - \xi$ 面的强度分布, 其中 $s \in [-6, 6]$, $\xi \in [0, 8]$ 。图中光场强度针对各图最大值做了归一化。(d) 上述一维SAB和AMSAB峰值强度随轴向坐标 ξ 变化; 插图: 上述一维光场在自聚焦平面主瓣光强随横向坐标 s 的变化。(e) 上述振幅调制对称艾利光的自聚焦峰值随参数 b 的变化。插图是上述三种光束的峰值强度对比值 I_m / I_0 随坐标 ξ 变化; 其中 I_m 是沿传输方向的峰值光强, I_0 为初始位置 $\xi = 0$ 峰值光强。图中采样点是不同参量 b 下的AMSAB的峰值强度对比值 I_m / I_0 最大值, b 取值范围是 $[-100, 100]\mu\text{m}$ 。上述一维光束的光场参数均相同为 $\lambda = 532\text{nm}$, $x_0 = 200\mu\text{m}$ 和 $a = 0.08$ 。

基于式 (3.7) 的数值分析, 图3.6分别是一维 (a) 对称艾利光 (SAB) $|u_0|^2$, 和振幅调制对称艾利光 (AMSAB) (b) $|u_-^1|^2$, (c) $|u_+^1|^2$ 在 (s, ξ) 面的强度分布。这里 s 和 ξ 分别是无量纲的横向和纵向坐标: $s = x/x_0$, $\xi = z/kx_0^2$, AMSAB的参数 b 为

$|b| = 50 \mu\text{m}$ 。一维光场在传输平面 ξ 的峰值光强定义为： $I_m = I_m(\xi)$ 。由于振幅模板 U_{\pm} 会在角谱面产生能量损失，这里我们通过对图3.6(a) - (c)的强度分布做归一化处理，来研究振幅调制对SAB光场结构和能量分布的影响。从图3.6(b)，(c)可以看出，AMSAB依然关于 ξ 轴对称；同时它们的中心光瓣和两个离轴主瓣与SAB(图3.6(a))一样，都具有自会聚和自弯曲特性。

然而，对称振幅模板将改变SAB的能量分布。由于受 U_{+} 模板调制而来自角谱面较高比例的高频分量焦散线贡献，AMSAB u_{+}^A 的光束能量将更加集中在中心光瓣和离轴主瓣区域(图3.6(c))；从图3.6(c)可看出，该光场的离轴旁瓣的光强明显增强，且相较于SAB传输距离也相应更长；同时它的中心光瓣的轴向宽度更窄，表明能量在此区域更加集中。相反的， u_{-}^A 的能量较少集中在离轴旁瓣而更多的扩展分布在中心光瓣区域内；因此它的离轴旁瓣光强衰减较快，同时伴随着较短传输距离。但是相对SAB， u_{-}^A 具有更长的中心光瓣轴向长度(图3.6(b))。为定量说明AMSAB的能量重新分配对光束结构的影响，图3.6(d)给出了上述一维光场的归一化峰值光强随坐标 ξ 变化。可以看到这些光场均在平面 $\xi=2$ 附近发生自聚焦，但各自的聚焦位置不同。对于光场SAB， u_{-}^A ， u_{+}^A ，它们的自聚焦位置分别为1.9，1.79，2.06；因此我们通过对称振幅模板能对AMSAB的自聚焦位置进行调节。

接下来我们计算AMSAB的中心光瓣宽度 $2\Delta\xi$ ，图示宽度标注如图3.6(d)，具体定义将在3.4.3小节说明。经计算，光场SAB， u_{-}^A 和 u_{+}^A 的中心主瓣宽度分别为2.07，2.6和1.52。图3.6(d)的插图为上述一维光场在自聚焦面的中心光瓣横向强度随坐标 s 的变化结果，可以看到 u_{+}^A 的中心光瓣横向宽度窄于SAB，而 u_{-}^A 的情形相反。综上所述我们可以得出结论：受对称振幅模板的调制作用，越多来自角谱面的高频分量焦散线贡献，则光场的中心光瓣能量就越集中。当 $\xi > \xi_f$ ，图3.6(d)的光场离轴旁瓣峰值光强变化与图3.6(a) - (c)的结果相符合， ξ_f 是光束自聚焦位置。可以看出 u_{+}^A 的离轴旁瓣光强在 $\xi \in [2, 10]$ 位置均强于SAB；然而对于 u_{-}^A ，它的离轴旁瓣光强随传输距离增加将快速衰减，例如在 $\xi=6$ 处的光强仅和 u_{+}^A 在更远位置 $\xi=10$ 处的光强大小相当。

由于SAB自聚焦特性和光场的能量分布有关，因此该对称振幅模板实际上也是对SAB的自聚焦特性进行调控。图3.6(e)给出了图3.6(a) - (c)三种光场的归一化峰值强度 I_m/I_0 随坐标 ξ 的变化。归一化强度 I_m/I_0 用来反映光束的自聚焦特性，其中 I_m 为轴向位置 ξ 的峰值光强， I_0 为初始位置 $\xi=0$ 的峰值光强。从图中可以看出， u_{+}^A 在自聚焦平面的 I_m/I_0 最大值为4.5，要明显大于未调制的SAB，而 u_{-}^A 为2小于SAB。因此振幅模板 U_{+} 和 U_{-} 可以分别提高或衰减SAB的自聚焦特性。而从图3.6(e)的采样点可以看出，AMSAB的归一化峰值强度 I_m/I_0 随参数 b 的增

加而指数增加。这表明通过对称振幅模板能调控SAB的焦散线分布，且可以显著提高SAB的自聚焦特性。当模板参数 b 为正时，伴随光场能量在中心光瓣上更集中，SAB的自聚焦特性也将相应增强。另外需要强调的是，当 $\xi > \xi_f$ 时，由图3.6(e)可以看出光场的 I_m/I_0 值仍然大于SAB和 u_+^A ；这意味着光场在初始位置具有相同峰值光强时，自聚焦得到增强的 u_+^A 其旁瓣同样也能传输更远。

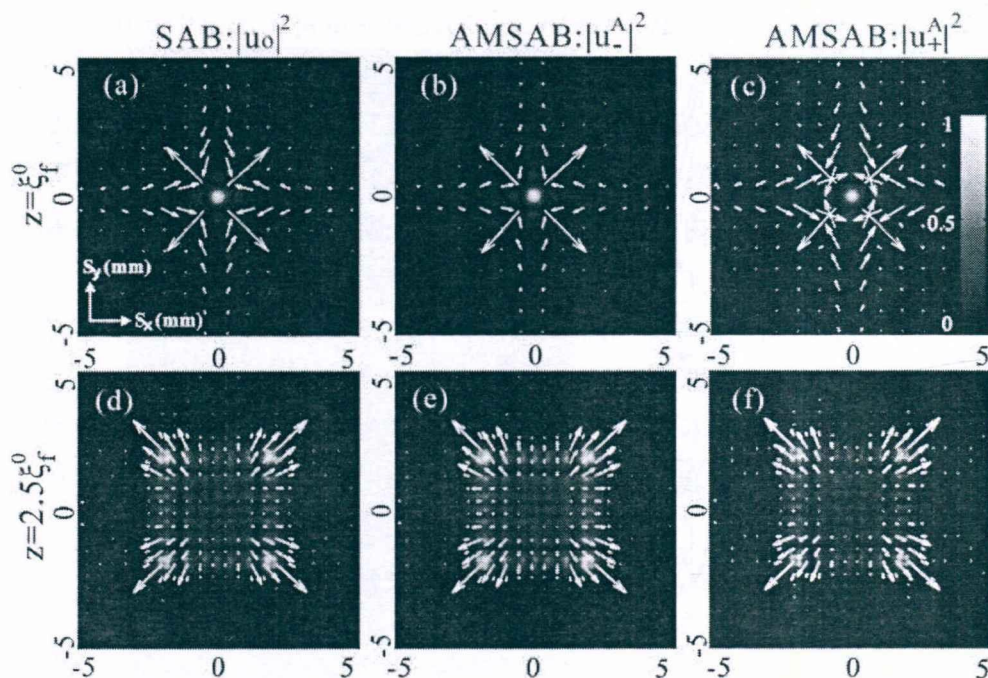


图3.7 二维SAB和AMSAB在传输面 $\xi = \xi_f^0$ （第一列）和 $\xi = 2.5\xi_f^0$ （第二列）随坐标 (s_x, s_y) 变化的横向光强和能流分布，其中 ξ_f^0 为SAB初始平面到自聚焦面的距离。(a) (d) 2D SAB, (b) (e) u_+^A ($b = -50\mu\text{m}$), (c) (f) u_+^A ($b = 50\mu\text{m}$)。光场参数分别为 $\lambda = 532\text{nm}$, $x_0 = 200\mu\text{m}$ 和 $a = 0.05$ 。图中光场光强均针对各自最大值做了归一化。

图3.7给出了二维SAB和AMSAB分别在传输位置 $\xi = \xi_f^0, 2.5\xi_f^0$ 随坐标 (s_x, s_y) 变化的横向光强分布，其中 $\xi_f^0 = 1.9$ 为SAB从初始位置到自聚焦平面的距离。可以看出二维SAB和AMSAB的横向光场分布均是矩形对称的，需指出的是由于 $u_{\pm}^A(x, z)$ 为偶函数，AMSAB在其它传输面和SAB一样也是矩形对称的。这里我们选取上述两种典型传输位置的光场分布来说明对称振幅模板 U_{\pm} 对二维AMSAB的横向能量分布影响。

为此，图3.7也计算耦合进了这些横向光场相应能流分布[97, 162]。在 $\xi = \xi_f^0$ 平面，可以看出SAB的外围能量流向光束中心，与此同时中心光瓣的能量也向外扩散（图3.7 (a)）；对于 u_+^A ，它的能流方向与SAB保持一致，但在中心光瓣旁的能流密度较SAB要低（图3.7 (b)）；然而 u_+^A 在其中心光瓣附近的能量密度明

显大于SAB, 图3.6(c)也显示该光场在自聚焦位置附近的焦散线更集中, 这一维传输模式和二维能流结果是相符合的。当在位置 $\xi = 2.5\xi_f^0$, 由图3.7第二列可以看出SAB和AMSAB的能流方向均指向外侧, 这表明这些光场在该位置能量向外扩散, 正处在自弯曲(self-bending)阶段。具体的, 它们有着不同能量分布: u_1^A 的能量均匀分布在横向模式(图3.7(e)), 而在模式中心的光场强度高于SAB(图3.7(d)); 相反的, u_2^A 的能量更加集中在模式的四个顶点上, 在其横向光场的中心区域强度则弱于SAB(图3.7(f))。

综上, 通过模板 U_4 的振幅调制可以提高来自高频分量的焦散线对SAB高的贡献, 使得光场能量更加集中在SAB的中心光瓣并提高它的自聚焦特性。事实上, 拥有更强自聚焦特性和更窄中心主瓣的光场 u_1^A 将在光捕获中更好应用前景。而对于 u_2^A , 因具有较长的中心主瓣, 也使得该光场有望在需要较宽光场能量分布的平面印刷领域得到应用[163]。

3.3.2 实验装置

为证实振幅调制对称艾利光(AMSAB)的传输特性, 本节介绍二维AMSAB的实验产生。这里采用第二章介绍的棋盘法对振幅调制的偶立方相位(AMECP)进行编码。棋盘法采用振幅透过率为0, 1的互补二进制光栅函数 $M_1(x, y)$ 和 $M_2(x, y)$ 来进行振幅分配, 其表达式满足 $M_1(x, y) + M_2(x, y) = 1$, 振幅透过模式分别如图3.8(a)和(b)所示。根据第二章所述, 棋盘法在SLM面上编码复振幅场的相位表达式为 $\alpha(x, y) = M_1(x, y)\theta(x, y) + M_2(x, y)\vartheta(x, y)$, 函数 $\theta(x, y)$ 和 $\vartheta(x, y)$ 分别为复振幅场 $A(x, y)e^{i\varphi(x, y)}$ 在相量图中的两个等效相位场。作为示例, 图3.8(c)给出了二维复振幅场AMECP U_4^A 的相位编码场; 由图可见相位场中心为消相干的棋盘模式, 这表明低频分量被遮挡, 因而编码场具有更高比例的高频分量焦散线。

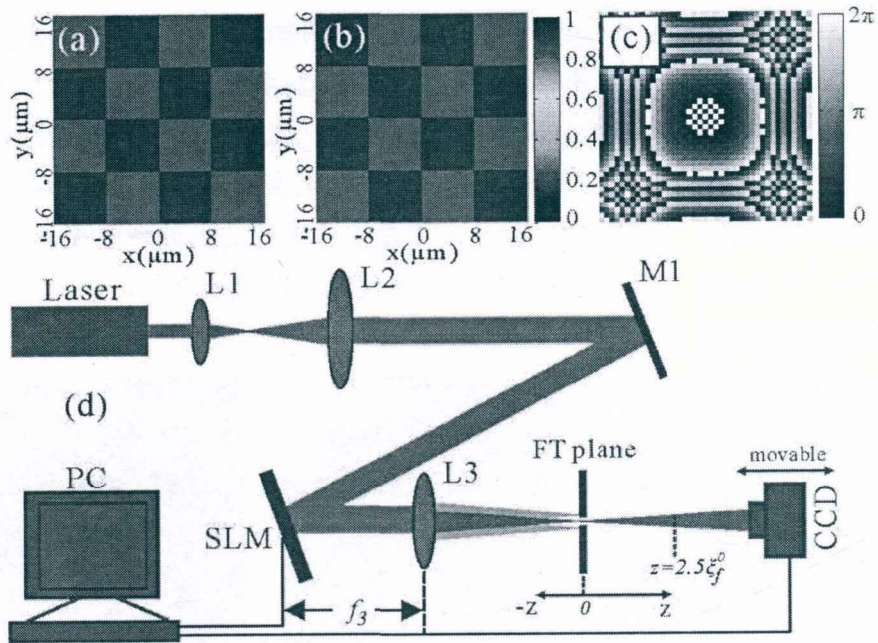


图3.8 棋盘法编码法分配函数模式 (a) $M_1(x,y)$ 和 (b) $M_2(x,y)$ ，振幅透过率为0或者1；(c) 利用棋盘编码法生成的振幅调制偶立方相位 $U_+^A (b=50\mu m)$ 全息图。(d) 实验装置。激光波长为532纳米；SLM，液晶空间光调制器；L1, L2, L3, L4, 透镜；M1, 反射镜。实验采用2f系统和空间滤波器产生二维AMSAB；L3是傅里叶变换透镜。CCD相机用来记录滤波后的光束传输模式。图中虚线部分分别是实验生成的SAB在传输过程中的两个典型位置 $z=0$ 和 $z=2.5\xi_f^0$ ，其中 ξ_f^0 是对称艾利光从初始位置到自聚焦位置的距离为 $\xi=5$ 。

实验基于2f系统通过对编码场AMECP傅里叶变换生成二维AMSAB，实验装置如图3.8 (d)。实验使用纯相位液晶空间光调制器 (LC-SLM) 加载编码相位场。由固体激光器发出的532nm激光经透镜L1和L2 ($f_1=60mm, f_2=240mm$) 扩束后以小角度入射SLM，调制光经透镜L3傅里叶变换后在焦点位置产生多阶衍射光。参考文献[156]，零阶光斑即是生成的目标AMSAB，因此焦点位置的滤波器用于选择出该级光。光束的传输模式通过CCD相机记录，图3.8 (d) 标出了SAB在传输中的两个典型位置 $z=0$ 和 $z=2.5\xi_f^0$ 。

3.3.3 实验结果

为实验产生AMSAB和揭示振幅模板 U_+ 的作用，实验利用棋盘法分别编码AMECP $U_+^A (b=50\mu m)$ 和 $U_-^A (b=-10\mu m)$ 并加载到SLM中。图3.9 (a) - (e) 为二维SAB和AMSAB分别在位置 $z=\xi_f^0$ 和 $z=2.5\xi_f^0$ 随坐标 (s_x, s_y) 变化的实验测量结果，其中 $\xi_f^0=28mm$ 为SAB从初始位置 $z=0$ 到自聚焦面的距离。

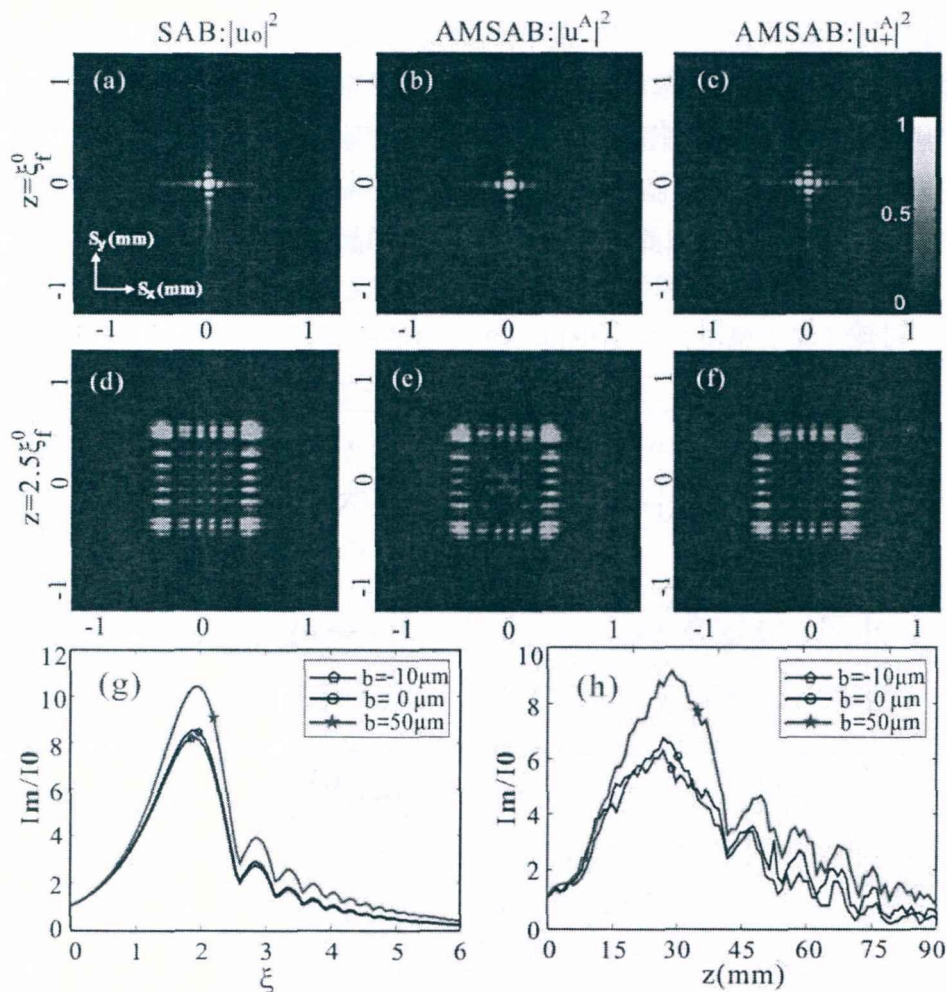


图3.9 二维SAB和AMSAB在平面 $z = \xi_f^0$ (第一列) 和 $z = 2.5\xi_f^0$ (第二列) 随坐标 (s_x, s_y) 变化的强度分布实验结果, 其中 $\xi_f^0 = 28\text{mm}$ 为SAB从 $z=0$ 到自聚焦面的距离。(a), (d) SAB; (b), (e) u_-^A ($b = -10\mu\text{m}$); (c), (f) u_+^A ($b = 50\mu\text{m}$)。图中光场强度均针对各图最大值做了归一化。上述二维SAB和AMSAB的归一化峰值强度 I_m/I_0 随坐标 ξ 变化的 (g) 理论和 (h) 实验结果。 I_0 是初始平面在 $z=0$ 处的光场强度, 光束参数与图3.7保持一致。

由图可以看出, 实验生成的光场也是矩形对称的; 另外 u_+^A 在 $z = \xi_f^0$ 和 $z = 2.5\xi_f^0$ 平面相较SAB能量更多的集中在中心主瓣和四个顶点上 (图3.9 (c) 和 4.9 (f)); 而对于 u_-^A , 能量则主要分散在光场模式中 (图3.9 (b) 和 3.9 (e))。这些结果与图3.7的数值计算结果相一致, 我们从实验上验证了对称振幅模板 U_{\pm} 对二维AMSAB的能量分布影响。

特别的, 我们也研究了这种振幅调制模板对二维AMSAB自聚焦特性的影响。图3.9 (g), (h) 分别给出了二维SAB和AMSAB的归一化峰值强度 I_m/I_0 的理论和实验结果。可以看出, 二维SAB和AMSAB的归一化峰值光强 I_m/I_0 随坐标 ξ 变化与图3.6 (e) 的结果相一致, 但 I_m/I_0 值要高于一维情形, 例如二维SAB在自聚焦面的

I_m/I_0 值约是一维SAB的三倍, 这与文献[111]的结果一致。由图3.9 (h) 的结果可以看出, 实验验证了振幅模板 U_+ 对AMSAB自聚焦特性的提高作用以及模板 U_- 对自聚焦特性的衰减。根据图3.9 (h), 实验也分别测得二维光场 u_-^A , SAB, u_+^A 的中心主瓣宽度分别为33.6 mm, 33.0 mm 和 30.7 mm; 作为比较, 测得的理论值为2.12, 2.06 和 1.79。因此该实验结果与图3.6的计算结果具有很好的一致性。

3.3.4 讨论

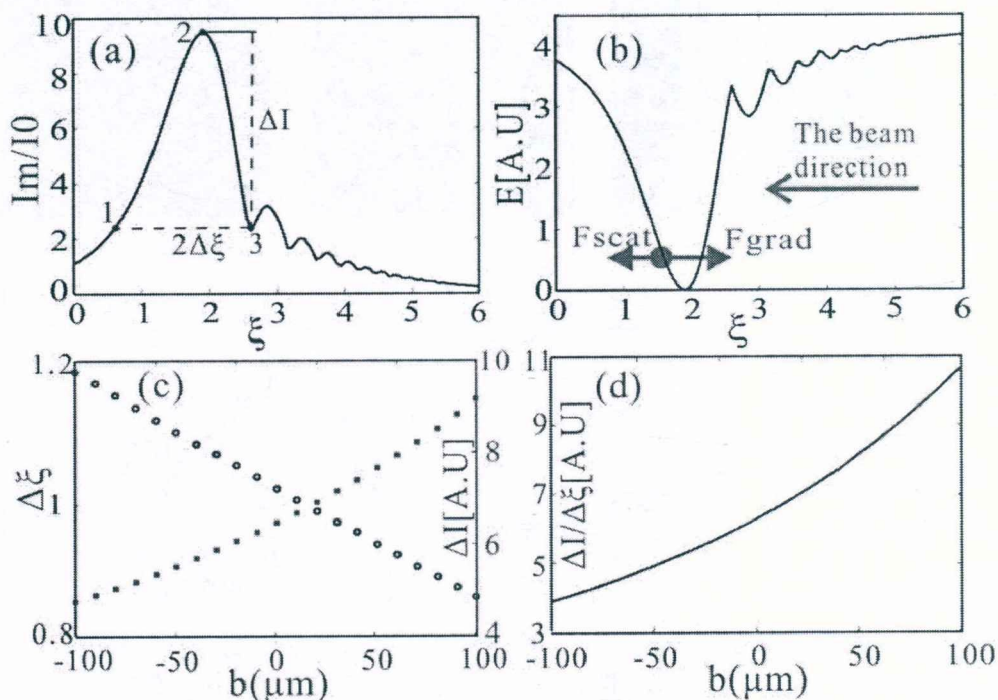


图 3.10 (a) 图示归一化的SAB的中心光瓣宽度 $2\Delta\xi$ 和强度差 ΔI ; (b) SAB轴向梯度力的势能曲线以及示意了捕获小球偏离SAB中心光瓣中心的受力分析, F_{scat} 激光散射力, F_{grad} 中心光瓣梯度力。(c) 二维AMSAB中心主瓣半宽度 $\Delta\xi$ 和强度差 ΔI 随参量 b 的变化, b 在区间 $[-100, 100]\mu\text{m}$ 中。(d) AMSAB的中心主瓣的轴向光强梯度 $\Delta I/\Delta\xi$ 随参量 b 的变化, 光束参数与图3.6保持一致。

SAB 在自聚焦面附近具有类似金字塔的光场结构并能捕获大量粒子[114]。然而由于 SAB 中心主瓣的针形结构(needle-like structure)使得其轴向捕获力弱于横向捕获力, 造成在激光散射力的作用下, SAB 的轴向较难捕获低折射率粒子。这里针对振幅调制能提高 SAB 的自聚焦特性, 我们主要来讨论对称振幅模板 U_+ 对 AMSAB 的捕获效果影响。

通常激光对粒子的捕获力与光场的光强梯度 ∇I 成正比 (I 是激光强度)。为了表征 AMSAB 的轴向梯度力, 图 3.10 (a) 是 SAB 沿轴向的峰值强度分布, 图中的三个特征点分别是中心光瓣的强度最大点 (点 2), 沿传输方向的第一谷

点（点 3）；在自聚焦位置前与点 3 光强相同的点（点 1）。假设和图 3.9 (g) 一样，不同调制参量 b 的 AMSAB 在初始平面 $z=0$ 具有相同 I_0 ；这样 AMSAB 的自聚焦轴向梯度力 F_{grad} 可以很好的近似为中心主瓣的轴向光强梯度 $\nabla I = \Delta I / \Delta \xi$ ，其中 ΔI 为点 2 和点 3 间的中心主瓣强度差， $\Delta \xi = (\xi_3 - \xi_2) / 2$ 为点 1 到点 3 间的中心主瓣半宽度。基于做功原理 $W = \vec{F} \cdot \vec{S}$ ， \vec{F} 为力， \vec{S} 是位移，图 3.10 (b) 给出了 SAB 的轴向梯度力势能曲线以及示意了捕获小球偏离自聚焦中心的受力分析，包括朝向势能中心位置的轴向梯度力 F_{grad} 和相反方向的激光散射力 F_{scat} 作用。图 3.10 (c) 是 $\Delta \xi$ 和 ΔI 随参量 b 的数值变化结果。可以看出，中心主瓣半宽度 $\Delta \xi$ 随 b 增大而线性减小，当 b 在区间 $[-100, 100] \mu\text{m}$ 内， $\Delta \xi$ 从 1.2 减小到了 0.85。相反的，中心主瓣强度差 ΔI 随 b 的增加而指数增长，例如当 $|b| = 100 \mu\text{m}$ 时， u_+^4 的 ΔI 大小约是 u_-^4 的两倍。

光阱的捕获效果由梯度力和散射力等共同决定。由于先前假设光场在初始面具有相同强度，所以在上述光场调制中，我们可以忽略振幅调制对激光散射力的影响，通过中心主瓣的强度梯度 $\Delta I / \Delta \xi$ 值能用来反映振幅调制对 SAB 捕获效果的影响。由图 3.10 (d) 可明显看出中心主瓣的强度梯度值 $\Delta I / \Delta \xi$ 随 b 的增加而指数增加，特别的，当 $b = 100 \mu\text{m}$ 时， u_+^4 的轴向梯度力约是 SAB 的两倍。因此通过对称模板 U_{\perp} 对 SAB 进行振幅调制，可以有效提高 SAB 的光阱捕获效果。

3.4 总结

本章提出两种振幅模板在角谱面上对 SAB 进行振幅调制。第一种为指数振幅模板，它通过在角谱面上对 SAB 振幅调制能够使光场焦散线汇聚到单侧离轴主瓣上，进而产生一种新的类似艾利光的补偿加速光场。数值结果显示该补偿加速光场能够在不同吸收率的损耗介质中保持离轴主瓣的总体强度传输不变；同时也继承了 SAB 的离轴主瓣结构，在传输过程中具有衰减震荡传输特性。而第二种为对称型指数振幅模板，它通过在角谱面上的振幅调制能提高高频分量焦散线对 SAB 的贡献，使光场能量在中心光瓣和离轴主瓣上更加集中，这能提高 SAB 的自聚焦特性和轴向梯度力，进而有望提高 SAB 对系宗微粒甚至是低折射率粒子的捕获效果。综上，我们发现通过对自加速光场振幅调制，可以优化它们的传输特性甚至得到新的传输结果，使得自加速或者自聚焦光场能在光捕获等领域得到更好的应用。

第 4 章 对称多边形光场及对微粒的多通道捕获

第三章我们介绍了振幅调制对称艾利光 (symmetric Airy beam, SAB) 传输特性的优化, 可以看到 SAB 兼具自弯曲和自聚焦特性, 同时也能捕获和操控系宗微粒。实际上在光流体等领域也需要光镊对不同空间位置的微粒做选择性输运或捕获, 此时自加速光场的奇特多功能结构有望巧妙的实现这类操作, 但这要求光场要有更为精细结构[164-167]。多边形加速光场 (accelerating regular polygon beams, ARPB) 是近期提出的另一种新型加速光场[168-173], 它的出现有望实现光镊对微粒的选择性输运和捕获。

ARPB 横向等距分布着若干强度最大点, 具有多边形的光强分布图样; 同时光场强度最大点对应的加速主瓣也具有曲线传输轨迹。类似于 SAB, ARPB 也是一种加速光场, 且加速主瓣具有自弯曲, 自修复和能量集中度高等特点。Barwick 等人最早通过数值计算提出了奇数阶 ARPB[173], 而 Ren 等人在此基础上实验生成了这些奇数阶 ARPB 并研究了它们的传输性质[171]。最近人们通过求解极坐标下的拉普拉斯方程也提出和实验生成了偶数阶 ARPB[168]。这类加速光场往往具有多个加速主瓣通道且纵向中心区域光强是针形分布的, 这使得它们在粒子输运, 超分辨成像等许多领域具有潜在应用。本文通过对称化三边 ARPB 的角谱, 提出了一种新的多边形光场, 即对称多边形光场 (symmetric cusp beam, SCB) [170], 它也是一种加速光场具有偶数个加速主瓣; 由于 SCB 的空间对称焦散线分布, 使得该光场除像一般 ARPB 具有自加速特性, 还和 SAB 一样具有自聚焦特性, 但较 SAB 有更加细长的中心针形光瓣结构和前后完整的多通道加速主瓣结构; 通过光束遮挡实验我们发现 SCB 具有很好的自修复特性; 实验中也我们将 SCB 耦合进光镊系统中, 实现了它对微粒的多通道选择性捕获。

本章工作包括数值计算和实验生成由本人和合作者龚雷同等贡献共同完成, 这部分工作的主要结果我们已经发表在期刊 *applied physics letters* 上[170]。

4.1 对称多边形光场的理论产生

突变理论是数学上的一个分支, 用以研究函数在奇点附近的行为。一般函数受奇点扰动的影响, 将形成相应的突变拓扑结构[173-176]。突变理论依据光场横向模式不同将光场分为典型和非典型突变光场。艾利光和零阶抛物线光为双曲线的横向光场分布 (hyperbolic umbilics, HUs), 是典型的突变光场;

而本章研究的 ARPB 是非典型的椭圆突变光场(elliptic umbilics, EUs)[173]。根据衍射突变理论, ARPB 在突变多项式中展开得到的积分表达式为:

$$E(x, y, z) = A \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \exp[ik\psi(\xi, \eta, x, y, z)], \quad (4.1)$$

$E(x, y, z)$ 是 ARPB 在笛卡尔坐标系下的表达式, $k=2\pi/\lambda$ 为波矢。 $\psi(\xi, \eta, x, y, z) = \phi(\xi, \eta) - z(\xi^2 + \eta^2) - (x\xi + y\eta)$, $\phi(\xi, \eta)$ 为突变多项式[171]。 (x, y) 为成像面坐标, (ξ, η) 为频谱面坐标。 $z = u/2f(f + u)$ 为失焦距离, 其中 u 是从焦平面算起的轴向坐标, f 为透镜焦距。对于三阶 ARPB 光场, 它的突变相位表达式 $\phi(\xi, \eta)$ 为:

$$\phi(\xi, \eta) = \xi^3 - 3(\xi^2\eta + \xi\eta^2) + \eta^3. \quad (4.2)$$

该光束最早在 2010 年提出, Ren 等人最近实验生成了 ARPB 并观察到三个具有强度最大值的加速主瓣[171]。由第三章介绍可知, 具有对称焦散线分布的自加速光场也有自聚焦特性, 从而在光捕获和光操控领域有着很好的应用前景。SCB 是通过对三阶 ARPB 做对称化得到的, 由于三阶 ARPB 没有解析表达式, 这里我们通过对三阶 ARPB 在角谱面上的相位场 (4.2) 式做对称化来实现生成对称多边形光场。对 (4.2) 式做对称化得到新的相位场为:

$$\phi(\xi, \eta) = |\xi|^3 - 3(|\xi|^2|\eta| + |\xi||\eta|^2) + |\eta|^3. \quad (4.3)$$

图 4.2 (b) 为 (4.3) 式计算得到的角谱面上的相位场, 可以看出该相位场的空间分布是对称的。通过对 (4.3) 式相位场的传输角谱进行傅里叶变换, 既能得到我们所需的 SCB 和它的传输特性。下面将分别给出该光场的数值计算和实验生成结果。

4.2 数值计算结果

根据方程(4.1)和(4.3), 图 4.1 给出了对称多边形光场(SCB)传输模式的数值结果。为了简化数值计算, 我们采用无量纲的横向和纵向坐标, 分别为 $s_x = x/x_0$, $s_y = y/y_0$ 和 $\zeta = z/(kx_0^2)$, x_0 和 y_0 是特征长度常数。图 4.1 (a) - (c), (e) 为 SCB 分别在不同传输位置 ζ 随坐标 (s_x, s_y) 变化的横向强度分布。

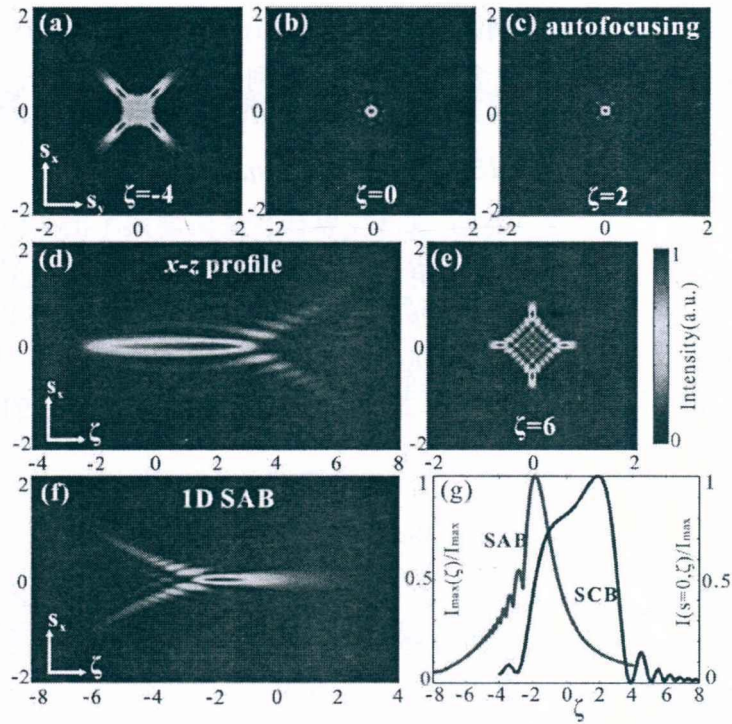


图 4.1 对称多边形光场 (SCB) 传输模式数值结果。

(a) - (c) 和 (e) 分别是 SCB 在不同传输位置随横向坐标 (s_x, s_y) 变化的强度分布, $\zeta=0$ 是傅里叶变换透镜焦平面位置。采用无量纲的横向和纵向坐标, 分别为 $s_x = x/x_0$, $s_y = y/y_0$ 和 $\zeta = z/(kx_0^2)$, 其中 k 为波矢, x_0 和 y_0 为特征尺度常量。一维 (d) SCB 和 (f) SAB 在 (x, z) 平面的强度分布。(g) 一维 SCB (蓝线) 和 SAB (红线) 的纵向在轴归一化强度分布。

由图 4.1 (e), 当 ζ 较大为 $\zeta=6$ 时, 光场是对称分布结构且有四个强度最大顶点 (cusps)。当 SCB 处在相反方向位置 $\zeta=-4$ 时, 可以看到光束结构也是对称的, 但四个强度最大值顶点指向对角线方向 (图 4.1(a))。在焦平面位置 $\zeta=0$, 光束能量主要集中在中心主瓣上 (图 4.1 (b))。从 SCB 在 $x-z$ 平面的传输模式可以看出 (图 4.1 (d)), 该主瓣在光场中心区域维持传输了较远距离并形成了一段针状光场结构。作为对比, 图 4.1 (f) 和 (g) 分别是一维 SAB 在 $x-z$ 面上的传输模式以及 SAB 和 SCB 的归一化在轴强度的对比结果。图 4.1 (g) 中的蓝色曲线表示 SCB 在焦平面前开始聚焦并随着传输距离增长而光强迅速增强。有趣的是, SCB 的强度最大值没有出现在焦平面上, 和 SAB 一样是出现在 $\zeta=2$ 位置附近, 这是由于焦散线的对称分布使得光束发生自聚焦而引起的, 如图 4.1 (b) 和 (c) 所示。自聚焦之后, 中心主瓣将随即坍塌并分束成四个离轴主瓣, 光场在相应位置 $\zeta=6$ 的横向强度分布如图 4.1 (e) 所示。进一步由 SCB 在 $x-z$ 面的传输模式 (沿 z 轴) 可以看出 (图 4.1 (d)), 这些离轴主瓣是沿抛物线

轨迹传播，相对在焦面前指向拓扑结构的对角线方向（（图 4.1 (a)）），在 SCB 焦平面后的离轴主瓣指向整体旋转改变了 45 度（图 4.1 (d)）。

对称艾利光（SAB）也是一种具有对称焦散线分布的自聚焦光场。从一维 SAB 在 $x-z$ 面的传输模式可以看出（图 4.1 (f)），它和 SCB 有着相似的自聚焦过程，也在焦平面 $\zeta = 0$ 之前开始聚焦。值得注意的是，SAB 的中心主瓣并没有像 SCB 一样继续分化为多个离轴主瓣，而是随着传输而弥散消失。另外 SAB 在自聚焦面附近也具有针形光束结构（图 4.1 (f)），从图 4.1 (g) SAB 和 SCB 的在轴峰值光强的对比结果中可以看出，SCB 的针形光束结构长度较 SAB 要长许多，约为两倍。实际上，这种罕见的，较难生成的能量集中度较高的针形光束在许多领域都有着潜在的应用，如微纳探测，粒子加速或超分辨率成像等[177]。

4.3 对称多边形光场的实验生成

4.3.1 实验装置

根据式 (4.3) 和 (4.1) 分析可知，原理上我们通过调制 (4.3) 式的相位场即能产生 SCB，因此我们选用纯相位液晶空间光调制器（phase-only LC-SLM）对光场进行调制。由 (4.3) 式计算得到的相位场分布如图 4.2 (b)。

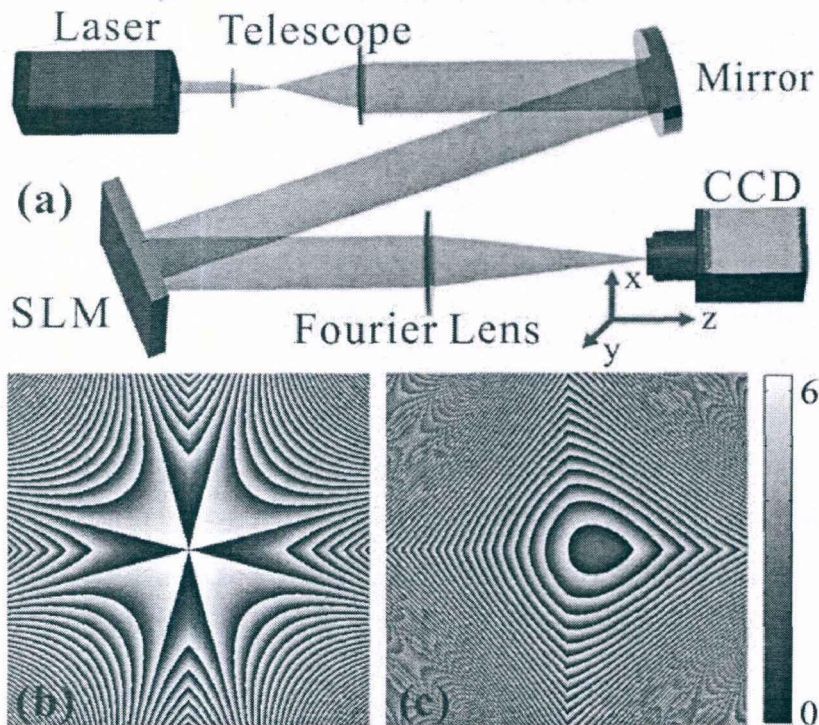


图 4.2 实验装置图和 SCB 频谱相位场

(a) 2f 系统的实验装置图, 包括激光器 (laser), 望远系统 (telescope), 反射镜 (mirror), 液晶空间光调制器 (Holoeye SLM), 傅里叶变换透镜 ($f=250\text{mm}$) 和可移动的 CCD 成像系统。(b) 由 5.3 式算得的 SCB 频谱相位图。(c) 通过光栅相位和离焦相位优化的 SCB 频谱相位图。

另一方面, 由 SLM 衍射结构引起的零级光斑会对实验测量产生影响, 为此我们在 SCB 频谱相位上叠加光栅透镜相位将目标光场偏移至一级衍射光[178], 以此消除零级光斑的影响, 优化后的 SCB 频谱相位场如图 4.2 (c) 所示。

实验利用基于傅里叶变换的 2f 系统生成 SCB, 实验装置与第四章生成 SAB 光路类似, 如图 4.2 (a)。由 Nd:YAG 固体激光器 (HPG-5000, Elforlight, 532nm) 发出的高斯光经透镜 L1 和 L2 ($f_1=60\text{mm}, f_2=240\text{mm}$) 扩束后以小角度入射 LC-SLM (Holoeye, Pluto, 像素分辨率 1920x1080), SLM 加载和调制如图 4.2 (c) 的相位场; 调制光经 L3 透镜 ($f_3=250\text{mm}$) 傅里叶变换后会在焦平面附近产生多级衍射光。由上可知, 一级衍射光为目标光场, 因此在焦点位置采用滤波器将该级衍射光选出, 通过可移动相机来测量出 SCB 的传输模式。为使理论和实验结果相对应, 实验将 L3 的焦平面设为初始位置 $z=0$ 。

4.3.2 实验结果

沿光轴移动的 CCD 相机测得 SCB 实验结果如图 4.3 所示。图 4.3 (a)-(f) 分别是 SCB 在典型位置 $z=-50\text{mm}, -25\text{mm}, 0\text{mm}, 26\text{mm}, 40\text{mm}$ and 60mm 的横向强度分布, 同时每隔 1mm 测量不同位置的传输模式并进行三维合成, 截取到的 SCB 在 x-z 平面传输模式和算得的在轴强度如图 4.3 (g) 所示。

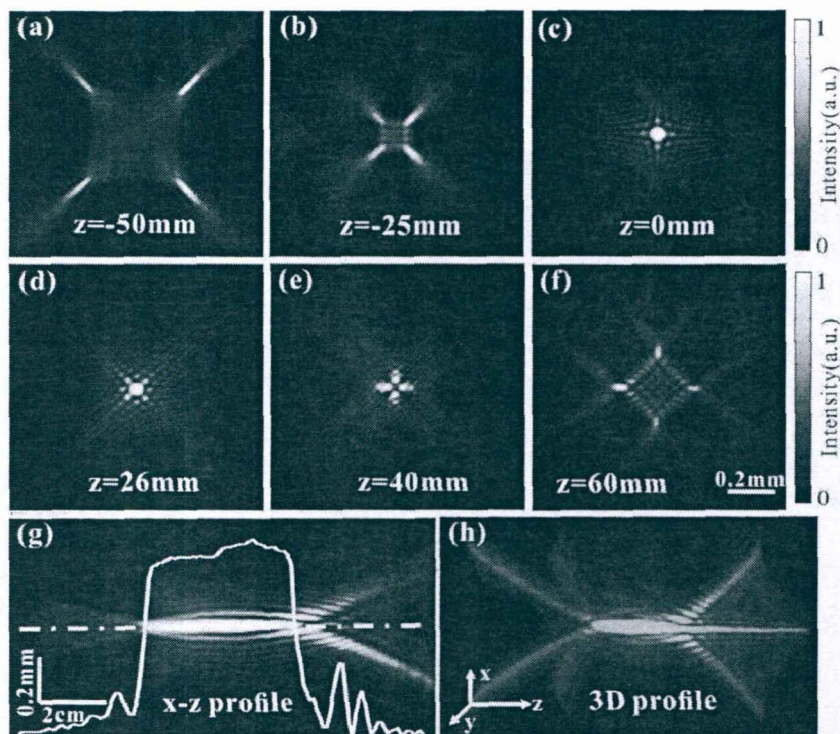


图 4.3 SCB 的实验生成结果

(a) - (f) 为 SCB 在焦平面附近不同位置的横向强度模式。(g) 为二维 SCB 的 x - z 面的强度分布以及在轴强度, 可以看到 SCB 的中心主瓣明显具有针形光束结构。(h) 为实验合成 SCB 的三维光场结构图。

从实验结果可看出, SCB 最明显的特征是具有对称的四个加速顶点以及在焦平面附近具有自聚焦特性, 以及 SCB 的加速主瓣在透镜焦平面前后的横向加速方向不同。区别于已报道的三阶 ARPB[171] 和 SAB[111], 从图 4.3 (g) 可以看到 SCB 在其自聚焦区域有明显的针形光束结构, 其具有强度最大值的加速主瓣也将沿着传播方向偏离光轴, 具有自弯曲的传输特性。实际上, 通过改变透镜的焦距也能适当调整光场主瓣的传输轨迹。另外, 虽然 SCB 的加速主瓣沿着传输方向将扩展, 但可以维持其光束轮廓不变而传至较远距离。通过对 CCD 拍摄的图像进行堆叠, 图 4.3 (h) 给出了 SCB 的三维光场结构图, SCB 具有四个加速主瓣和针形中心光瓣的多通道光场结构。这种特殊结构的光场在许多领域具有潜在应用, 如可以在光流体和粒子操控等领域对粒子进行多通道加速和会聚[165, 167]。综上, SCB 具有很好的多通道和针形光场结构以及奇特的自加速, 自弯曲等传输特性, 通过实验我们很好的验证了该光场性质。

4.4 对称多边形光场的自修复特性

这里我们通过传输遮挡实验来研究 SCB 的结构稳定性。图 4.4 给出了该光场在穿过不同障碍物后的自修复实验结果。

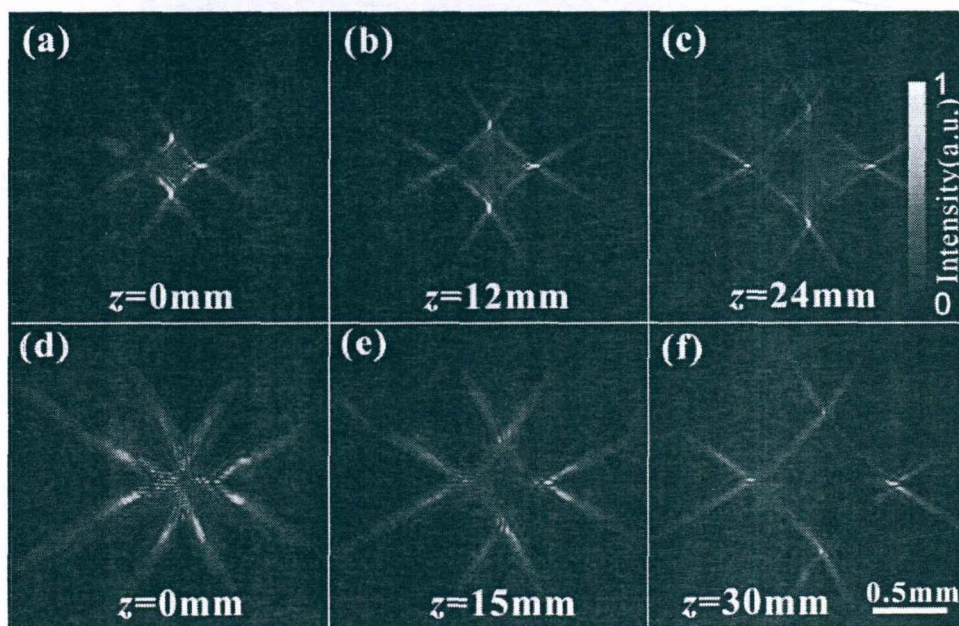


图 4.4 SCB 的自修复实验

遮挡一个主瓣时，分别测量到的位于障碍物后 (a) 0cm, (b) 12cm, (c) 24cm 的 SCB 横向传输模式；当遮挡所有主瓣时，测量到的位于障碍物后 (d) 0mm, (e) 15mm, (f) 30mm 的 SCB 自修复传输模式。

首先，我们遮挡 SCB 的一个加速主瓣，图 4.4 第一列为测量到的光场在障碍物后的传输模式。我们定义正位于障碍物后的位置为测量起始点 $z=0$ 。在图 4.4 (a) 中，SCB 在初始位置 $z=0$ 的一个主瓣已被完全遮挡；随着传输演化，被遮挡主瓣在 $z=12\text{cm}$ 位置又重新出现了（图 4.4 (b)）；当 $z=24\text{cm}$ 时，SCB 的这一主瓣已基本恢复，强度大小与其它主瓣光强相近（图 4.4 (c)）。因此 SCB 具有自修复特性。进一步，当遮挡住 SCB 的所有主瓣时，发现光场虽然需要更远的修复距离，但最终仍能够很好的进行自我修复（图 4.4 (d) - (f)）。

关于自修复现象的机理，可用类似艾利光的焦散线概念来解释 [68, 96]：SCB 的每一个主瓣可以理解为由许多弯曲包络焦散线组成，实际上这些焦散线都可以部分或完整表达自加速光场的传输轨迹。自修复实验中，当部分光线被遮挡时，未被遮挡的光线能够继续传播；经过足够长距离后，通过它们之间的相互叠加来重构出 SCB 的后续光场结构，这段恢复距离被称为光场的自修复距离。自修复的实验结果表明 SCB 具有很好的结构稳定性。突变理论先前已预测，

具有特定结构的突变光场往往具有自修复特性；从上述实验结果可看出，具有对称焦散线分布的 SCB 也满足该理论。

4.5 对称多边形光场对微粒的多通道输运和捕获

通过对比三维 SCB（图 4.3（h））与光流体中的微流道样品池[164]发现，两者有相似的功能结构：如 SCB 在做粒子操控时，加速主瓣可看作是样品池的两端流入流出通道；而因中心主瓣具有自会聚特性，在进行粒子捕获时可充当样品池的作用，并且能同时捕获多个粒子。下面我们通过 SCB 对二氧化硅微球的操控来说明 SCB 的中心光瓣对多粒子捕获，以及多通道结构对不同空间位置的粒子选择性输运作用。

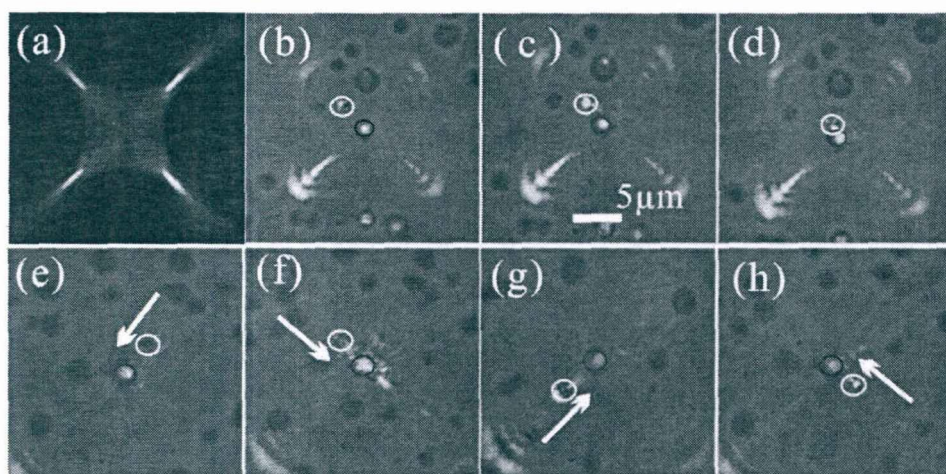


图 4.5 SCB 通过加速主瓣通道对微粒的捕获和输运的过程

(a) SCB 在焦平面前的理论横向光强分布；(b) - (c) SCB 通过左上角主瓣捕获 3 微米小球的动态过程，红色标记为沿 SCB 主瓣运动的小球，而蓝色标记为一直被 SCB 稳定捕获的小球。(e) - (h) SCB 通过多通道结构对不同空间位置微球的选择性输运和捕获结果。

实验光路与文献[114]相同。图 4.5 给出了 SCB 通过加速主瓣通道对微粒进行捕获和输运的过程。图 4.5 (a) 为 SCB 在焦平面前的光场横向光强分布，实验操控对象是 3 微米的二氧化硅小球。图 4.5 (b) - (c) 为 SCB 通过左上角主瓣捕获微粒的过程。从图中可以看到由玻片反射的光场图样与图 5.5(a)一致；首先粒子被主瓣俘获并沿传输方向加速（图 4.5 (b) - (c)）；而当到达中心位置时，粒子进入中心主瓣的自聚焦区域并被成功捕获（图 4.5 (d)）。另外我们也演示了不同主瓣对微粒的加速和输运过程，如图 4.5 (e) - (h) 所示。

这表明通过 SCB 加速主瓣可以对不同空间位置的微粒进行选择性的输运进而实现捕获。图中被加速粒子的灰度变化可以用来确认粒子是朝向光场中心光瓣方向移动。综上, SCB 具有类似于微流道样品池的光场结构, 同时具有微流道样品池的功能, 因而从光操控角度来看 SCB 可作为一种“光学微流变样品池”。

4.6 总结

本章我们通过对称化三阶多边形光场 (ARPB) 角谱扩展了自加速光场的种类和功能性, 得到了一种新的对称多边形光场 (SCB)。区别常规 APRB 和对称艾利光 (SAB), 该光场具有完美对称的光场结构和奇特的传输特性。数值计算发现, SCB 除了焦平面前后具有四个对称的加速主瓣外, 其中心光瓣光强也是针形分布具有自聚焦性质。我们通过 LC-SLM 调制对称化的三阶多边形光场的频谱相位场, 生成了 SCB; 实验结果很好的验证了该光场的上述结构和性质。同时, 通过光束传输遮挡实验, 我们发现 SCB 也具有强自修复性。SCB 可以看作是一种新的“光学微流道”或“样品池”。我们期待这种新型对称光场能在生物物理或光流体等领域得到应用, 同时使得自加速光场在超分辨成像, 拉曼光谱, 等离子体等其它领域也能得到更广泛应用。

第 5 章 光瓶捕获磁性小球

参考免疫学上抗体抗原结合，光场对微粒的捕获也可看成是一种特异性作用，例如高斯光只能稳定捕获高折射率粒子，难以捕获吸热粒子或者低折射率粒子等。随着新型光场研究和光场调控技术的发展，光瓶的出现能够很好的解决吸热粒子的捕获问题。光瓶概念最早由 Arlt 和 Padgett 于 2000 年首次提出 [116]，它是由暗场光外层包围一层较强光场结构的新型光束。一般，激光对吸热粒子的光泳力作用力大小较梯度力或散射力高几个数量级 [63, 64]，借助光瓶对粒子的光泳力作用，一些研究已经实现了光瓶对吸热粒子的捕获 [119, 133, 179, 180]。相较于高斯光场捕获，被囚禁在光瓶暗场区的粒子所受到的热损伤小，利于研究活体细胞 [15]，将推动光瓶在光镊和生物医学成像等领域的发展。光瓶概念也被推广至声学 and 表面等离子体等领域范畴 [120]。

目前已有多种生成光瓶的方法，一类是通过相干光的相干叠加生成，例如共轴高斯光的叠加 [117] 和轴向错位涡旋光 (LG 光) [63, 116, 121] 的相干叠加，这类方法是用迈克尔逊干涉仪光路完成干涉叠加；一类是根据全息光场调制或巧妙的利用一些光学原理而生成，如 moiré 法 [133]，自加速光场变换法 [181]，锥镜法和散斑法 [180, 182]。还有利用球差透镜，通过设定合理的透镜参数，在焦点附近也能产生光瓶结构的光场 [119]。这些方法产生的光瓶均为标量光场，另外人们通过偏振技术也产生了各种矢量光瓶，如线偏振 [183] 和径向和角向偏振光瓶 [184]。这些方法都能产生质量较佳的单个甚至同时产生多个光瓶，但实验装置都较复杂。另外囿于生成原理的限制，所生成光瓶的参数无法调控，如暗场区大小或容积 (volume)，从而影响光瓶的使用价值。

我们基于修正贝塞尔高斯函数，提出一种新的生成可控光瓶的方法。通过对贝塞尔高斯函数设定合适的拓扑和和孔径大小，发现它在轴向传输过程中可以产生较完美的光瓶结构，光瓶的容量和几何形状也能进行连续调节。该方法简单，实验光路也容易实现，这些特点使得该光瓶特别在可控光捕获领域得到应用。我们重点研究了光瓶的生成和对磁性小球的可控光捕获。本章工作和合作者龚雷同学共同完成，本章 5.1 节涉及到的数值结果由龚雷先期完成，实验生成和捕获方面工作由本人完成，这部分工作我们已经投稿期刊 *scientific report*。

5.1 光瓶生成原理和数值结果

广义贝塞尔高斯函数由厄米高斯函数叠加而成，在柱坐标下的表达式为

[185-187]:

$$V_{ml}(r, \theta, z) = \frac{2\pi}{\omega} \exp(ikz) \exp(-i\phi \cdot (m+1)) \exp(i\varphi) \exp\left[\frac{ik}{2q}(r^2 + r_d^2)\right] \mathcal{J}_{ml}, \quad (5.1)$$

其中 k 为波矢, q 是高斯函数参数, $\omega = \sqrt{2/k/\text{Im}(1/q)}$ 为高斯束腰半径, 参数 φ 定义常熟相位 $\exp(i\varphi)$, $\exp(-i\phi \cdot (m+1))$ 是高斯 Gouy 相位。

\mathcal{J}_{ml} 项为:

$$\mathcal{J}_{ml} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\gamma H_m(a \cos(\theta - \gamma) - b) \cdot \exp(i\alpha \cos(\theta - \gamma) \cdot \exp(i\gamma)), \quad (5.2)$$

$$\text{其中} \quad \alpha = kr(\varepsilon - (r_d/q)); a = \sqrt{2}r/\omega; b = \sqrt{2}r_d/\omega. \quad (5.3)$$

l, m 表示厄米高斯函数的阶数, 而参数 r_d 、 ε 与初始量 r_{d0} 、 ε_0 和光场 ABCD 传播矩阵相关, 分别为 $r_d = Ar_{d0} + B\varepsilon_0$ 和 $\varepsilon = Cr_{d0} + D\varepsilon_0$ 。初始矢量 r_{d0} 和 ε_0 定义厄米高斯函数的偏心度, 其中 r_{d0} 定义厄米高斯光束中心在 x - y 平面的位移, 而 ε_0 定义光束传播方向相对 z 轴的倾斜量。当参量 r_{d0} 和 ε_0 共轴且都为常数时, 得到上述广义贝塞尔高斯函数 (5.1) 式。

当参量 r_{d0} 和 ε_0 共轴且模量满足条件 $r_{d0} \neq 0, \varepsilon_0 = 0$ 时, 既能得到我们所需的修正贝塞尔函数。具体, 根据传播矩阵 $A=D=1, B=z, D=0$, 算得修正贝塞尔高斯函数在自由空间的零阶 ($m=0, l=0$) 和一阶 ($m=0, l=1$) 表达式分别为:

$$V(r, \theta, z) = \frac{\exp(ikz)}{\omega_0 \sqrt{1+\xi^2}} \exp\left(\frac{\xi i - 1}{1+\xi^2}(R^2 + \sigma^2)\right) J_0\left(-\frac{\xi+i}{1+\xi^2} 2\sigma R\right), \quad (5.4)$$

$$V(r, \theta, z) = \frac{\exp(ikz + i\theta)}{\omega_0 \sqrt{1+\xi^2}} \exp\left(\frac{\xi i - 1}{1+\xi^2}(R^2 + \sigma^2)\right) J_0\left(-\frac{\xi+i}{1+\xi^2} 2\sigma R\right). \quad (5.5)$$

其中

$$R = r/\omega_0, \xi = z/L, \sigma = r_{d0}/\omega_0, L = k\omega_0^2/2, \quad (5.6)$$

ω_0 为高斯光束束腰半径。

首先研究通过 (5.4) 式来产生光瓶, (5.4) 式在束腰平面的强度分布为:

$$I(R) = A_0 \exp[-2(R^2 + \sigma^2)] I_0^2(2\sigma R), \quad (5.7)$$

函数 $I_0(x)$ 是零阶修正贝塞尔函数, 其中函数的横向强度模式由几何参量 σ 决定, 通过求导 (5.7) 式可以发现, 当 $\sigma > 1$ 时, (5.7) 式中心强度将下凹, 同时两端出现强度极大值。另一方面, (5.4) 式的在轴强度分布为:

$$I(\xi) = \frac{1}{1+\xi^2} \exp\left[-2\sigma^2 \frac{1}{1+\xi^2}\right]. \quad (5.8)$$

通过求导 (5.8) 式发现, $\sigma > \sqrt{2}/2$ 时, 在轴起点位置存在强度最小值。

综上可得,当 $\sigma > 1$ 时,由(5.4)式可产生光瓶。同样对(5.5)式做求导分析后可知,几何参量 σ 同样满足条件 $\sigma > 1$ 也能产生光瓶。图5.1是分别由(5.4)和(5.5)式算得的光瓶光强分布图。

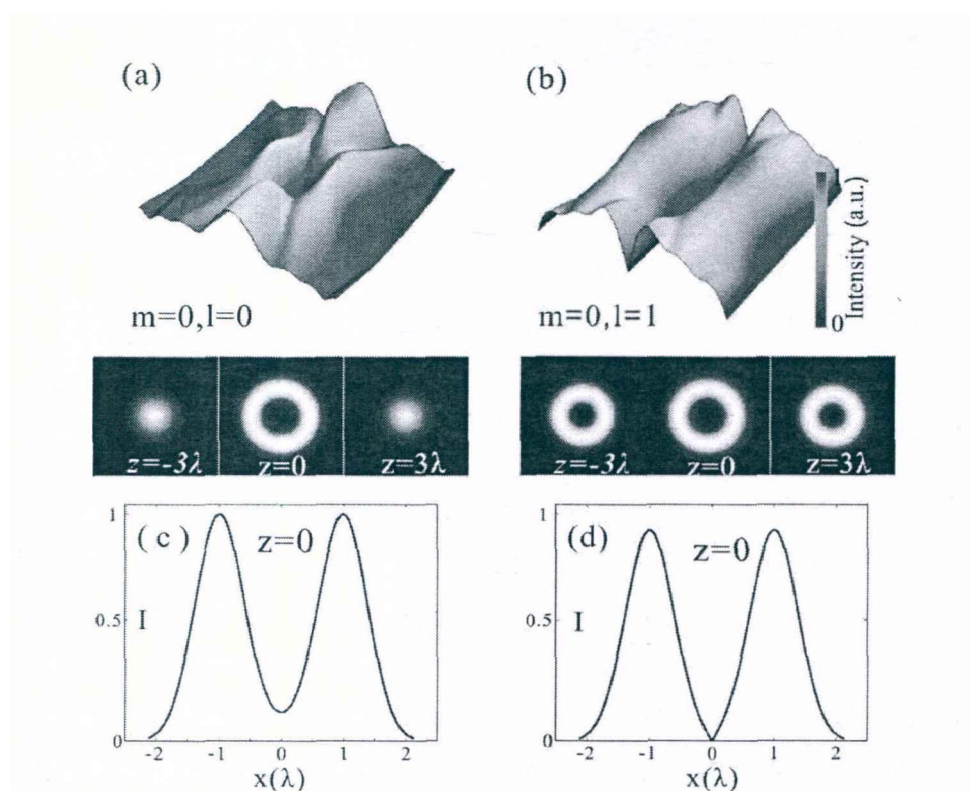


图5.1 零阶和一阶光瓶的数值结果

(a) 零阶 ($m=0, l=0$) 和 (b) 一阶 ($m=0, l=1$) 光瓶在 x - z 平面以及对应的在横向位置 $z=0, \pm 3\lambda$ 的光强分布, $x, z \in [-3\lambda, 3\lambda]$; (c) - (d) 零阶和一阶光瓶位置 $z=0$ 的横向光场分布。光束参数分别为 $\sigma=2.5$ 和 $\omega_0 = \lambda$ 。

由图5.1 (a) 可以看出,由零阶修正贝塞尔高斯函数可以构建标准的封闭光瓶:外围光场对光瓶中心区域进行合围产生了几近完美的暗场区;通过一阶贝塞尔高斯函数,形成了如图5.1 (b) 所示的中空光瓶,光束的中心区域也形成了被包围的暗场区,但由于涡旋相位作用,该光瓶的暗场区在 z 方向是贯通的。

图5.1 (c) 和 (d) 为零阶和一阶光瓶分别在 $z=0$ 位置的横向光强分布,一阶光瓶在中心区域的暗场强度为零,较零阶光瓶具有更好的暗区暗度。除了光场的拓扑和能调节光瓶的暗区暗度外,通过设定修正贝塞尔高斯函数的几何参数在 $\sigma > 1$ 范围内的任意值,我们能对光瓶的暗区大小 (darkness volume) 和暗度 (darkness degree) 进行连续调控。暗区大小表示光瓶容量,图5.2 (a) 和 (b) 分别给出了 $\sigma=1.1$ 和 $\sigma=2.5$ 两种情况下的零阶光瓶在相同坐标尺度下 x - z 平面的光强分布。

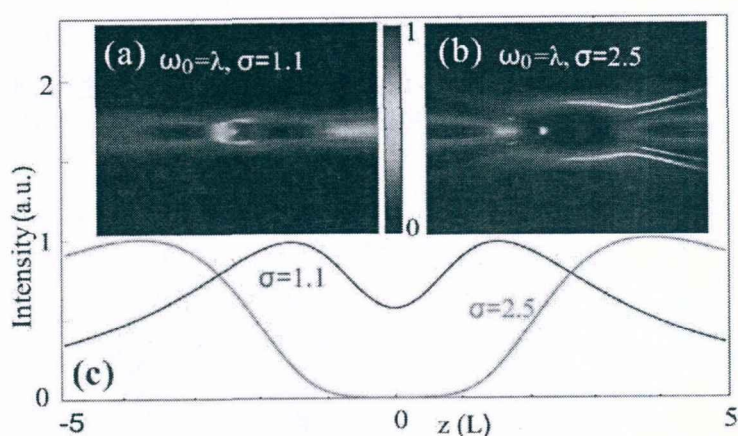


图5.2 光瓶的容量 (volume) 和暗度 (darkness degree) 调控。

零阶光瓶在几何参量 (a) $\sigma=1.1$ (b) 和 $\sigma=2.5$ 下的 x - z 平面光强分布。(c) 光瓶在 z 轴的归一化强度对比。

对比图 5.2 (a) 和 (b) 可以发现, 光瓶暗区的横向和纵向长度都随几何参量 σ 增大而增大, 因此光瓶容量随 σ 大小呈正比关系。我们不仅可以调控由贝塞尔高斯函数生成的光瓶尺寸, 参量 σ 同时也能对光瓶的暗场区暗度进行调控。图 5.2 (c) 给出了两种零阶光瓶 ($\sigma=1.1$, $\sigma=2.5$) 在 z 轴的归一化强度对比。在 $\sigma=1.1$ 时, 光瓶强度随着靠近暗区中心而快速下降, 但在暗区中心仍有一定光强大小; 当增大几何参量为 $\sigma=2.5$ 时, 光瓶暗场区在一定区域的光强为零, 这从强度分布图 5.2 (a) 和 (b) 中也可以看出。因此我们得到参量 σ 能调控光瓶的暗场区暗度, 这对光捕获具有实际意义。这是因为当光瓶的暗区暗度越小, 相应的粒子在光瓶中受到的光场热扰动就越小, 光瓶就越能稳定吸热粒子。因此通过调控光瓶的暗区大小可以实现光镊对磁性小球的可控光捕获。

5.2 光瓶捕获光路和实验生成结果

实验采用 LC-SLM 对光场进行调制, 相较 DMD 或者其它全息衍射元件, 纯相位 LC-SLM 具有衍射效率高和相位图切换速度快的优点, 特别适合对激光功率要求高的光捕获领域。光瓶的实验生成涉及到光场复振幅调制, 本章采用第二章介绍的光栅衍射法对 $z=0$ 处的光瓶光场进行编码, 用来生成光瓶并捕获磁性小球。实验通过 $4f$ 系统实现光场生成并通过另一透镜将光瓶光束耦合至显微镜中, 实验装置如图 5.3 (a)。

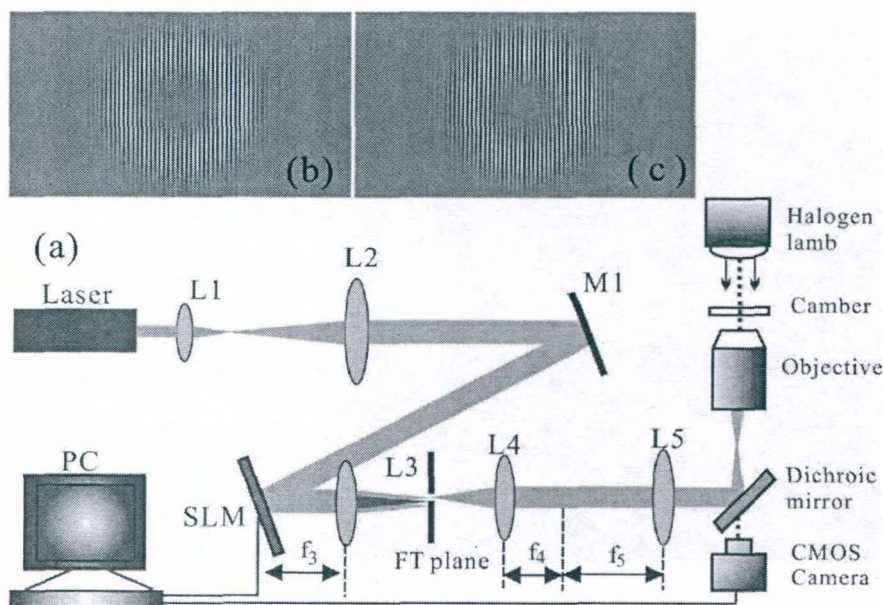


图5.3 光瓶生成及光捕获的实验装置

(a) 为光路图, (b) 和 (c) 分别为光栅衍射法对零阶 ($m=0, l=0$) 和一阶 ($m=0, l=1$) 光瓶在 $z=0$ 处的编码相位图, 光束参数分别为 $w_0 = 250\mu\text{m}$ 和 $\sigma = 2.5$ 。

实验采用 Nd: YAG 固体激光器 (HPG-5000, ELFORLIGHT, 5 W, CW) 发射的 532nm 激光。出射激光经透镜组 L1 和 L2 ($f_1=60\text{mm}$, $f_2=250\text{mm}$) 扩束后经反射镜 M1 反射入射到纯相位 LC-SLM (Holoeye PLUTO, 8 比特灰阶, 像素大小 $8\mu\text{m}$, 分辨率 1920×1080)。实验使用光栅衍射法对目标光瓶在 $z=0$ 处的振幅相位场进行编码, 得到关于目标零阶和一阶光瓶的相位图如图 5.3 (b) 和 (c) 所示。因为对原场进行编码, 这里需要利用透镜 L3 和 L4 构成的 $4f$ 系统进行傅里叶变换和滤波生成光瓶。其中透镜 L3 为傅里叶变换透镜, 位于透镜 L3 后焦面的小孔用于滤波出一级衍射光, 该级衍射光最终经透镜 L4 傅式变换后在其后焦面上形成光瓶。通过透镜 L5 ($f=250\text{mm}$) 与显微镜 (Olympus IX70, 倒置) 物镜 (Olympus, $100\times$, $\text{NA}=1.3$) 构成共焦系统, 将经 L4 生成的光瓶耦合至物镜的捕获面上。图 5.4 是通过调节物镜高度, 分别获得由玻片底面反射的零阶和一阶光瓶在中心和上下 10 微米处的光斑图。光瓶光斑图和光捕获录像通过耦合在显微镜成像通道的 CMOS 相机 (DALSA 1.4 M100) 记录。实验中我们通过 PI 的手动平台 (M545, Physik Instrumente) 移动磁性小球样品。

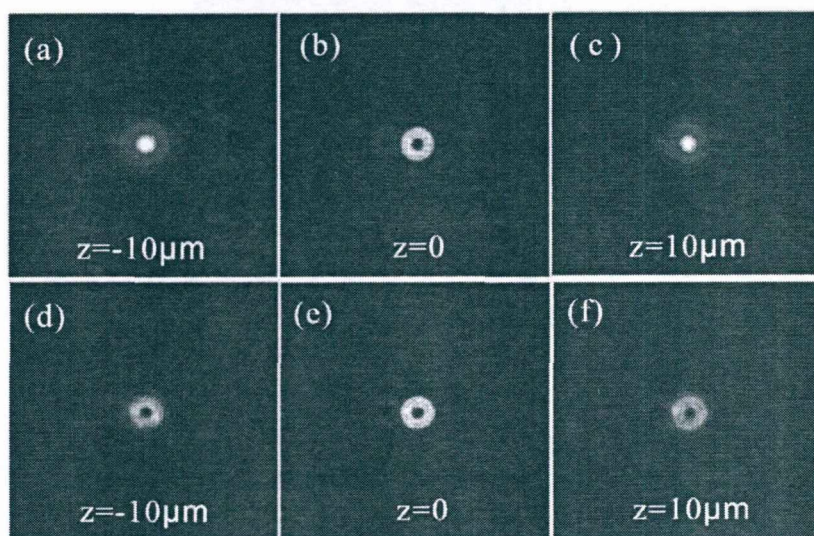


图5.4 物镜焦平面附近的光瓶光斑图

图(a) - (c)和(d) - (f)分别是零阶和一阶光瓶分别距离光瓶中心 $-10\mu\text{m}$, $0\mu\text{m}$ 和 $10\mu\text{m}$ 位置的光斑图。光瓶基本参数均为 $w_0 = 250\mu\text{m}$ 和 $\sigma = 2.5$ 。

图5.4是光瓶在物镜焦平面附近经样品池玻片底面反射的光斑图。从图5.4可以看出,通过设定几何参量 $\sigma = 2.5$ 和拓扑和为1,实验上可以分别得到完美的封闭光瓶(图5.4(a) - (c))和中空光瓶(图5.4(d) - (f)),这与图5.1的数值结果相一致。因而根据修正贝塞尔高斯函数,我们可以灵活生成各种几何形状的光瓶光束。

5.3 光瓶捕获磁性小球

实验样品是核壳式的吸热物质包被的二氧化硅磁性小球。实验分别利用零阶光瓶对磁性小球做了三维捕获和分离磁性小球的实验,对比零阶和一阶光瓶的捕获结果,我们实现了光瓶对磁性吸热小球的可控捕获。

5.3.1 磁性小球样品

磁性小球在体内成像,医学诊断和药物递送等许多领域都有着重要应用[62]。实验用 Fe_3O_4 磁性物质包被的 SiO_2 磁性小球(SLC, $\text{SiO}_2@\text{Fe}_3\text{O}_4$,直径 $4.0 - 5.0\mu\text{m}$, 贝斯乐公司),具有较强吸热性,它的化学修饰层为羧基($-\text{COOH}$),小球结构如图5.5所示。下面我们基于吸热粒子与激光的光泳力作用,来实现光瓶对磁性小球的可控捕获。实验中将磁性小球稀释到合适的水溶液浓度,加载到物镜上方的样品池中。

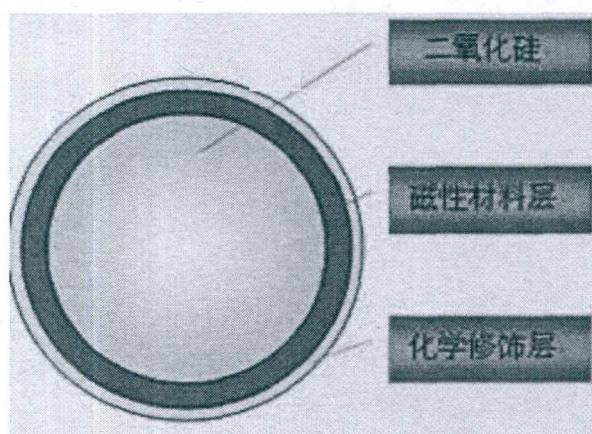


图5.5 核壳式二氧化硅磁性小球结构[62]。

捕获时，为直观对比小球尺寸与光瓶大小，图 5.6 (a) 和 (b) 分别给出了图 5.4 的零阶和一阶光瓶在其中心位置的光环图（白线），相同几何参量 σ 下，两种光瓶的中心位置大小一样，且光瓶暗场区大小（白线）与磁性小球（灰线）直径相当，该尺寸的光瓶将利于对磁性小球的稳定捕获。通过测量，零阶光瓶在中心位置的宽度和纵向长度分别为 8 微米和 25 微米。

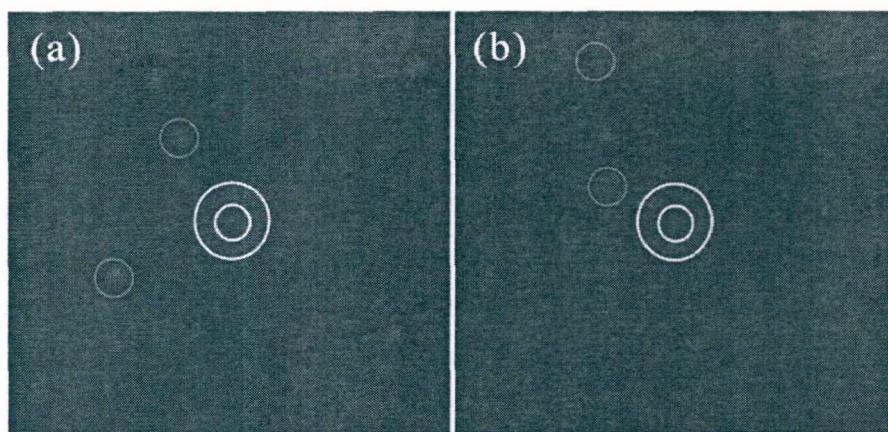


图 5.6 (a) 零阶和 (b) 一阶光瓶在中心位置的光环与磁球大小比较

5.3.2 零阶光瓶捕获

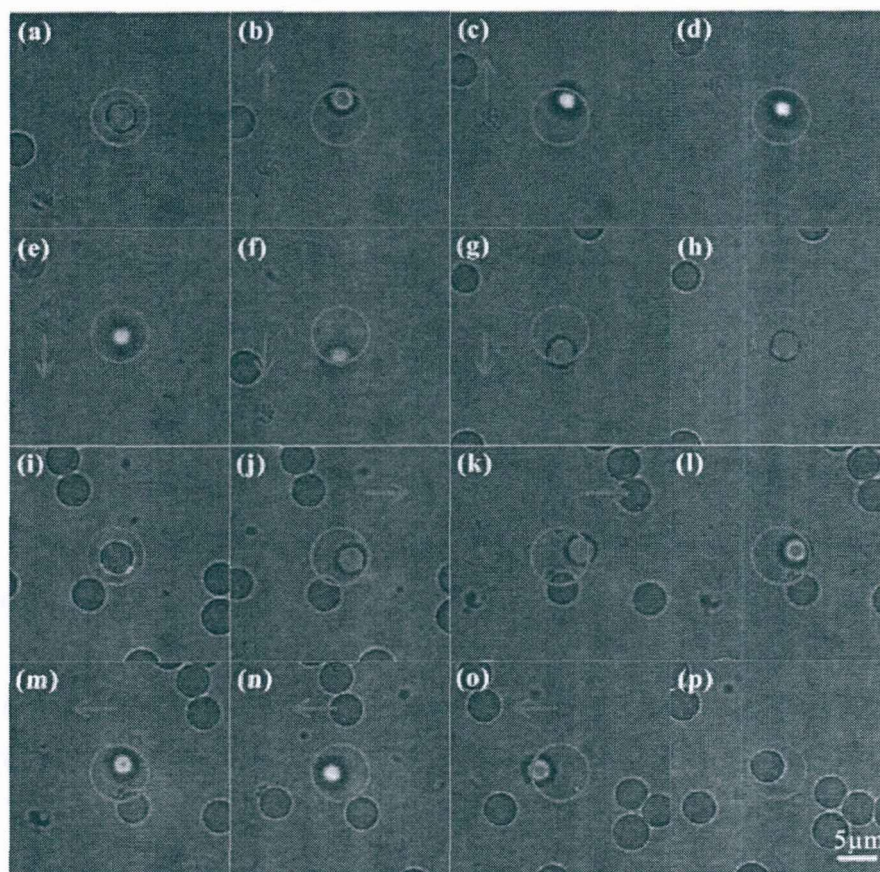


图5.7 零阶光瓶对磁球的三维捕获。

(a) 磁球被捕获在光瓶中心。移动平台，磁性小球随平台向上 (b) - (c) 或向下 (e) - (g) 偏离光瓶中心，但受热泳力作用，被捕获磁球始终被束缚在光瓶里。(d)，(h) 平台停止运动后，小球被光瓶壁的光泳力作用推向光瓶内侧，并停留在光瓶壁内侧。平台在水平方向做左右运动，并停止后，小球和平台在竖直方向运动有相似运动行为 (如图 (i) - (p) 所示)。图中圆圈表示光瓶在最大半径处的大小；箭头代表平台移动方向。光瓶参数为 $w_0 = 250\mu\text{m}$ 和 $\sigma = 2$ 。

图 5.7 是零阶光瓶对磁性小球的捕获结果。通过移动平台，首先将磁性小球移至光瓶中心，如图 5.7 (a) 所示。当向上或向下移动平台时，发现磁性小球也随着平台向上 (图 5.7 (b), (c)) 和向下 (图 5.7 (e) - (g)) 偏离光瓶中心，但由于光瓶壁对磁性小球指向光瓶中心的光泳力作用 [63]，小球始终被束缚在光瓶里；当平台停止移动，位于光瓶环上的小球因受光泳力作用将被推向环内侧，并停留在光瓶壁附近，如图 5.7 (d) - (h) 所示。另一方面，虽然光瓶具有较大的纵向暗场深度，当被捕获小球随平台横向移动时，因扰动在纵向也有较大的上下起伏 (图 5.7 (b) - (g))，但小球始终被捕获在光瓶暗场中，因此零阶光瓶实现了对磁性小球的三维捕获。

5.3.3 零阶光瓶分离磁性小球

为演示光瓶对吸热粒子的操控，我们利用零阶光瓶来对会聚小球进行分离操作，如图 5.8 所示。首先通过平台将两个磁球移向光瓶（图 5.8 (a)），被光瓶捕获的右侧磁性小球如图 5.8 (b) 所示，将平台向左移动，两个小球在光瓶的热泳力作用下，能够克服小球间的氢键或分子作用力而最终被分开，如图 5.8 (c) 所示。

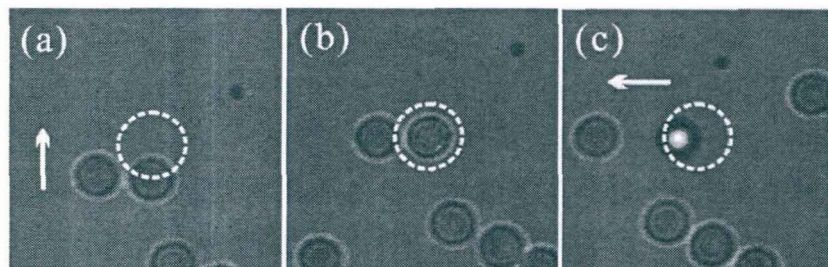


图 5.8 零阶光瓶分离磁性小球。

(a) 为两个小球移向光瓶；(b) 光瓶捕获和固定右侧磁性小球；(c) 平台向左移动，利用光瓶的热泳力作用成功将两小球分开。光瓶基本参数为 $w_0 = 250\mu\text{m}$ 和 $\sigma = 2$ 。图中箭头指示平台运动方向。

5.3.4 光瓶对磁性小球的可控捕获

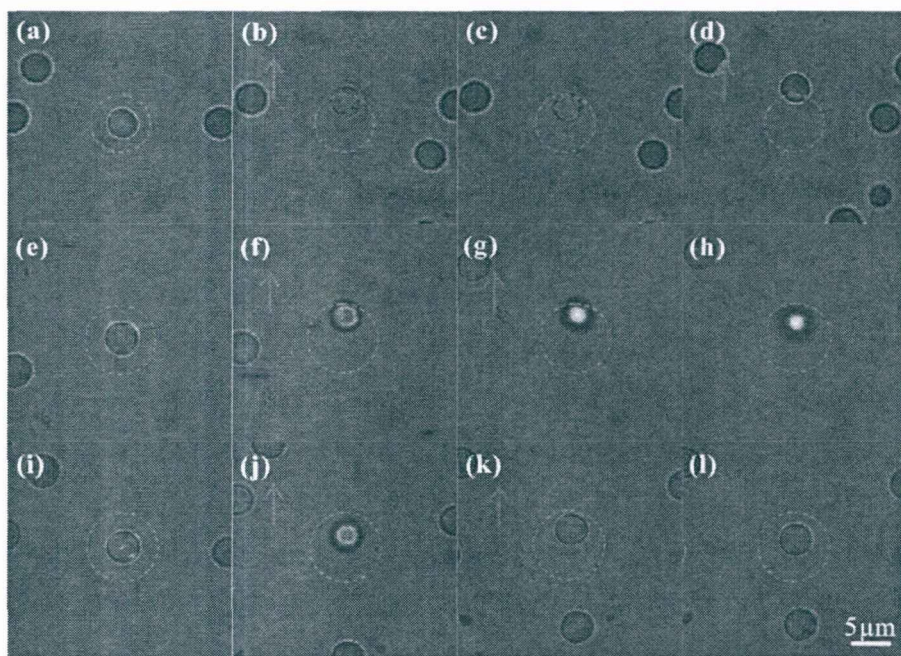


图 5.9 不同暗场度光瓶对磁性小球的可控光泳力捕获

参量分别为 (a-d) $\sigma = 1.5, l = 0, m = 0$; (e-h) $\sigma = 2.5, l = 0, m = 0$; (i-l) $\sigma = 2.5, l = 1, m = 0$

三种不同暗区光瓶对磁性小球的捕获结果。图中圆圈表示光瓶在最大半径处的大小；箭头代表平台移动方向。实验中激光功率和平台移动速度均保持一致，分别为 $p=10mW$ 和 $v=3\mu m/s$ 。光瓶其它参数与图 5.7 一致。

根据图 5.2 的分析，通过调节几何参量 σ 可以改变光瓶暗场区的暗度，实际上暗场暗度直接决定光瓶能否对吸热粒子的稳定捕获，这是因为光瓶的暗区暗度越大，则捕获微粒受激光的热扰动就越小，因此就能够越越稳定的捕获吸热小球[63]。图 5.9 分别给出了三种不同暗场暗度的光瓶对磁性小球的捕获结果。

图 5.9 (a)–(d) 是几何参量 $\sigma=1.5$ 的情形，此时暗度较小(图 5.2 (a))，从捕获图可以看出零阶光瓶对磁性小球的光泳力作用微弱。当把磁性小球移至光瓶壁附近时，粒子在光泳力作用下能逐渐移向光瓶中心((图 5.9(a)–(c)))；而以图 5.7 相同速度 $v=3\mu m/s$ 移动平台时，磁性小球则轻易从光瓶中逃出。当 $\sigma=2.5$ 较大时，光瓶暗场区具有更好暗度(图 5.2 (a))，此时零阶光瓶对磁性小球的捕获作用显著增强；从图 5.9 (e)–(h) 可看出，光瓶可以稳定的三维捕获磁性小球。

图 5.9 (i)–(l) 是一阶光瓶捕获结果，由于涡旋相位会引起光束中空，因而相对于零阶光瓶，其暗场区的暗度接近完全黑暗。从图 5.9 第三列捕获结果可以看出，当平台以相同速度 $v=3\mu m/s$ 移动，小球偏离光瓶中心的距离和纵向扰动幅度都更小，所以一阶光瓶能够更好的三维稳定捕获磁性吸热小球。综上所述我们可以得出结论：光瓶的暗场区域暗度越大，吸热小球在光瓶暗区受到的热扰动就越小，在热泳力作用下光瓶就越能稳定捕获吸热粒子。因热泳力大小与激光强度和粒子吸热率均相关，利用同一种光瓶光捕获时也能实现对不同吸热率小球的粒子分选。因此利用这种可调控光瓶，一方面可以用来甄别不同吸热率粒子，同时也能对吸热小球做粒子分选。

5.4 总结

本章基于修正贝塞尔高斯函数，我们提出了一种新型光瓶光场并首次用于对吸热小球在液体环境下的可控捕获。与其它方法相比，这种方法简单，所涉及实验光路容易实现，光瓶的几何形状和暗场区暗度可以通过几何参量和拓扑和等参数进行连续调节，这些特点使得该光瓶特别适用于光镊对吸热粒子的可控光捕获。作为验证，我们采用光栅衍射法和 4f 系统来实验生成该光场，将光瓶耦合至全息光镊系统中用于光捕获。成功实现了零阶光瓶对磁性吸热小球的三维捕获，演示了零阶光瓶在分离会聚小球上的应用。实验重点验证了不同暗

场暗度的光瓶对磁性小球的可控光捕获, 结果表明, 光瓶暗场区暗度越大, 越能稳定捕获吸热粒子。这可以通过光泳力大小与粒子吸热率和激光强度正相关的原理来解释。因此光瓶做捕获时, 可以用来甄别不同吸热率的粒子, 同时也能针对粒子吸热率做粒子分选, 这对于光瓶能在生物医学等领域得到应用具有重要意义。

第 6 章 阵列高斯光镊的像差校正

阵列高斯光镊是在单光镊的基础上发展起来的，它是光镊技术和全息技术结合的产物，阵列高斯光阱可以同时操纵多个微粒[123, 134, 135, 188]。对比单光镊，阵列高斯光具有很多优势，例如它能在胶体多体相互作用[58][57]和软物质粘弹性测量[42]中发挥独特作用。阵列多光阱最早是用全息衍射干板来产生[135]。随着计算全息技术和可编程显示器件的发展，液晶空间光调制器（LC SLM）成为主流元件，这种器件产生的多光阱具有操纵方便，光阱实时动态可控等优点[189]。

然而阵列多光阱的轴外空间分布特性导致它的捕获稳定性易受像差影响，再者基于 LC-SLM 的阵列多光阱光路也存在多种像差。例如 SLM 的表面弯曲产生像散像差[190]；透镜、反射镜的加工误差、空气热扰动会导致随机像差；油浸物镜捕获时，玻片与水溶液界面的折射率失配也会产生球差等像差[191]。目前采用波前调制技术践行相差校正，来提高阵列光镊的捕获效果是研究热点，如 D. G. Grier 通过 SLM 来校正全息光镊中的球差、像散等像差[192]。K. D. Wulff 等人在像差校正实验中发现光路中的像散由 SLM 表面弯曲引起，通过消除像散能有效提高阵列多光阱的刚度[193]；C. L. Quesada 和 R. W. Bowman 等人则通过 Shack - Hartmann 波前探测器精确探测了阵列光镊光路中的像差，并通过 SLM 进行了校正[190, 194]。

实际上，在设计全息多光阱的算法中，由于算法本身的局限也能导致多光阱波前与理想玻面存在畸变，有相位差。例如光栅棱镜算法（GL算法）是常用的一种阵列多光阱算法，具有计算速度快，改变光阱位置时扰动小等优点，适用于动态多光阱的实时生成，是一种很有前景的算法，但缺点是各光阱的均一性和光阱质量没有迭代算法高。因此为了提高由GL算法生成的多光阱捕获效果，同时也为了探究我们全息阵列光镊装置中存在的像差，本章基于相位补偿技术利用 Zernike 像差多项式对阵列多光阱光路进行了像差校正，实验结果表明由GL算法设计的多光阱相位图存在慧差，同时玻片和水溶液折射率失配或显微镜管镜等因素也导致像差，通过SLM加载像差校正相位图，实验使阵列高斯光阱的捕获刚度提高了40%，这部分工作的主要实验结果来源于我们已发表文章[200]中。

6.1 阵列高斯光镊的原理和算法

阵列高斯光镊是通过计算傅里叶型全息图对单高斯光进行相位调制生成阵

列多光阱。基于LC-SLM构建多光阱的关键是设计出快速的相位调制算法。常见的相位图算法可分为以下几类，一类是基于傅里叶变换的迭代方法，如典型的Gerchberg-Saxton算法(GS算法)[128]；第二类是基于搜索极值的优化算法，如直接二元搜索法(direct binary search, DBS)[195]，模拟退火法[196]和基因遗传算法[197]等；另外还有一种基于光栅衍射和透镜聚焦原理的光栅透镜算法(GL算法, gratings and lens algorithm)[127]。其中GS算法和AA算法通过多次迭代和优化，来得到质量较高的多光阱相位图，但耗时较长，一般难以实时生成全息多光阱。GL算法是最常用的阵列多光阱算法，利用普通计算机既能计算调控和实时产生阵列多光阱，但所算得的相位图衍射效率和光阱的能量均一性还有提升空间。下面分别介绍常用的GL算法，GS迭代算法。

6.1.1 GL算法

GL算法通过光栅型和透镜型两种相位图对各光阱的横向和轴向位置分别进行调控，如图6.1所示。GL算法设计的阵列多光阱相位图实际上是由一系列单光阱相位图叠加生成的[127]。GL算法具有简单速度快，改变光阱位置时扰动小等优点。

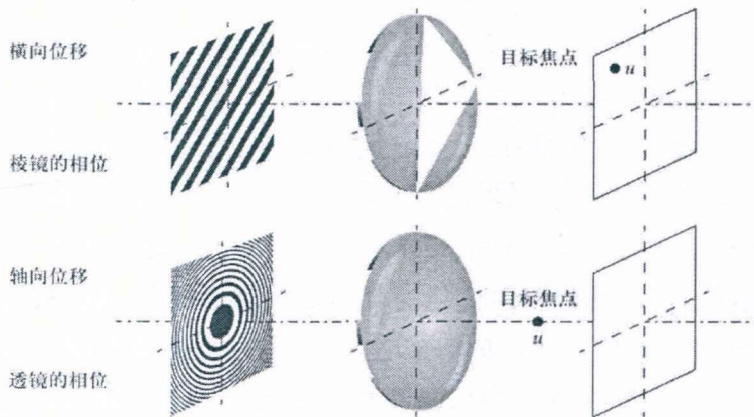


图 6.1 棱镜透镜算法原理

由图6.1可以看到光栅型相位图具有类似于光栅的周期性相位分布，能调节光阱的横向位置；而透镜组型相位图则是对光阱的轴向位置进行调节。光栅型相位图的相位分布为：

$$\phi_{gratings}(x, y) = a(\Delta x x_h + \Delta y y_h) \quad (6.1)$$

它能对物镜焦点处的光阱实现位移为 $(\Delta x, \Delta y)$ 的横向偏移， a 为比例系数，大小与光学系统的成像特性和激光波长有关， (x_h, y_h) 为全息面上的位置坐标。透镜型相位图的相位分布为：

$$\phi_{lens}(x_h, y_h) = -\frac{k}{2f(\Delta z)}(x_h^2 + y_h^2) \quad (6.2)$$

透镜组型相位片对光阱实现轴向偏移为 Δz 的操作, k 为光波波矢, $f(\Delta z)$ 为透镜型相位图的等效焦距, 大小与光阱轴向偏移量 Δz 和光学系统的成像特性有关。偏离物镜焦点位移为 $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ 的单光阱相位图为上述两种相位分布 $\phi_{gratings}$ 和 ϕ_{lens} 的叠加

$$\phi_i = (\phi_{gratings} + \phi_{lens}) \bmod 2\pi \quad (6.3)$$

通过叠加各光阱在频谱面上的相位场 $u_{h,n}$, 可得到任意空间位置分布的多光阱相位图:

$$\phi_h = \arg\left(\sum_{n=1}^N u_{h,n}\right). \quad (6.4)$$

GL算法是对各光阱位置进行独立设定的, 当对光阱位置分布对称性要求不高时, 光阱的均一性较好。但是对于对称分布的多光阱, 它算得的相位图衍射效率较低且各光阱间的能量分配也较不均衡。

6.1.2 GS 迭代算法

GS算法是基于傅里叶变换(FFT)的一类典型迭代算法[128]。GS算法最早用于推断已知强度分布的电子束在另一平面的相位分布, 它同样适用于光场, 尤其适合计算阵列多光阱在频谱面上的相位分布。GS算法能计算任意二维或三维光场所需的频谱相位图, 其中二维法是三维计算的基础。因第七章采用GS算法生成的多光阱位于同一焦平面上, 这里重点介绍GS算法对二维多光阱相位图的计算。区别GL算法, GS算法是通过多次迭代整体优化而得到多光阱相位图。设目标多光阱在焦平面上的光强为 $I_i(x_i, y_i)$, 为了求得满足方程 $(F\{\exp(i\phi_h)\})^2 = I_i$ 的相位分布 $\phi_h(x_h, y_h)$, 设第一次迭代频谱面上的振幅和相位分布分别为常数1和随机相位 ϕ_r :

$$u_{h,1} = \exp(i\phi_r) \quad (6.5)$$

因频谱面上的场振幅为常数1, 则第 l 次迭代焦平面上的场为:

$$u_{i,l} = F\{u_{h,l}\} \quad (6.6)$$

$u_{i,l}$, $u_{h,l}$ 分别记为焦平面和频谱面的场, 且满足傅里叶关系。关于迭代过程中的相位场优化, 在第 l 次迭代结束后, 焦平面上的相位场取迭代结果, 振幅用目标多光阱的振幅替代:

$$\phi_{i,l} = \arg(u_{i,l}) \quad (6.7)$$

$$u_{i,l} = \sqrt{I_i} \exp(i\phi_{i,l}) \quad (6.8)$$

将被迭代的焦平面场逆傅里叶变换得

$$u_{h,l} = F^{-1}\{u_{i,l}\} \quad (6.9)$$

修改 (6.9) 式的振幅为 1 并取逆变换后的相位, 则完成一次迭代, 其中

$$\phi_{h,l+1} = \arg(u_{h,l}), \quad (6.10)$$

$$u_{h,l+1} = \exp(i\phi_{h,l+1}), \quad (6.11)$$

经过数次迭代使得相位场收敛后, 所产生的相位图既能在焦平面上产生所需的目标多光阱。需注意的是, 实验一般采通过生成相位图对高斯光进行调制, 因此焦平面上产生的是阵列高斯多光阱。频谱面上所需相位图是:

$$\phi_h = \arg(u_h). \quad (6.12)$$

GS 算法的特点是收敛速度较快, 设计灵活, 但对初始值非常敏感, 易陷入局部极小点, 特殊情况下甚至会陷入收敛停滞区, 主要表现为 GS 算法存在计算和限制模值之间的失配。其原因有二, 一是频谱面上的常数振幅无法替代目标光场逆傅里叶变换的振幅信息; 二是因为纯相位衍射元件是像素化的, 实际计算中也需考虑由这种离散化的相位分布所引起的收敛变慢甚至停滞等问题。因为 GS 算法对初始值敏感, 为使算法快速收敛, 通常对迭代的初始频谱相位进行伪随机编码[198]。伪随机相位编码是一种统计概率上的编码技术, 它是将某一复数的信息按照大数定律编码到纯相位复数中。具体的, 首先将目标多光阱的复振幅进行傅里叶变换, 得到频谱面上的全息光场, 记振幅和相位分别为 a_{ci} 和 $\bar{\phi}_i$, 然后通过下式完成全复数到纯相位复数的编码:

$$\phi_i = \bar{\phi}_i + 2\pi(N_{iran} - 1/2)\sin c^{-1}(a_{ci}). \quad (6.13)$$

其中, ϕ_i 是 SLM 上第 i 个像素的相位编码值, N_{iran} 为服从均匀分布的随机数。利用伪随机技术编码初始相位的 GS 算法, 经过较少次数的迭代既能产生所需的多光阱相位图, 它的远场衍射图也有望生成较理想多光阱。

还有一种 AA 迭代算法, 计算流程和 GS 算法相同, 但在做逆傅里叶变换时是将目标光场振幅改成计算值和理想值的叠加, 可望能进一步提高算法的精度, 但代价是耗时增加。

GS 算法和 AA 迭代算法均能设计生成质量较佳的全息多光阱, 缺点是算法耗时长, 无法实时生成和调控多光阱。GL 算法具有计算速度快、改变光阱位置扰动小等优点, 可实时动态生成和调控多光阱。但 GL 算法的缺点是精度不够高, 可能导致波前畸变[124, 127]。本文针对 GL 算法可能产生的像差, 利用 Zernike 多项式对阵列多光阱光路中的像差进行校正, 使得由 GL 算法生成的阵列多光阱捕获刚度得到了有效提高。

6.2 泽尼克多项式的像差校正原理和光路

6.2.1 泽尼克多项式的像差校正原理

泽尼克多项式是一组完备的正交多项式组合，由生物物理学家Zernike提出。光路中由算法和光学元件引起的畸变波前可用泽尼克多项式的线性组合来表示。使用泽尼克多项式来描述多光阱光路中的畸变波前，具有很高的精度[199]。圆内泽尼克多项式在二维极坐标下的表达式为：

$$Z_n^m(\rho, \theta) = \begin{cases} N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \cos(m\theta) & m \geq 0, \\ -N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \sin(m\theta) & m \leq 0, \end{cases} \quad (6.14)$$

其中,
$$N_n^m = \sqrt{\frac{2(n+1)}{1+\delta_{m0}}}, \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i=j, \\ 0 & i \neq j. \end{cases} \quad (6.15)$$

$$R_n^{\pm m}(\rho) = \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left[\frac{n+m-s}{2} \right]! \left[\frac{n-m-s}{2} \right]!} \rho^{n-2s} \quad (6.16)$$

式中 ρ, θ 为极坐标轴, δ_{ij} 为克罗内克符号, m, n 为泽尼克多项式的角向频率数和径向频率数, 是反映多项式空间频率的重要参数, 满足关系式: $n-|m| = \text{even}, m < n$ 。泽尼克多项式 Z_n^m 的下标 n 代表多项式阶数, 上标 m 表示该阶数下的模。泽尼克多项式表示像差时, 也叫泽尼克像差, 当 $n=m=0$ 时, Z_0^0 为常数项像差。泽尼克多项式是一个正交的完备集, 实际光路中的像差正是这些完备基矢所构成 Hilbert 空间的各基矢分量叠加生成。图 6.2 为部分项的径向函数和全息相位图, 其中 (a) 为其中五项的径向函数随归一化半径 r 的变化曲线, (b) 为前九项的全息相位图, 图中灰度代表相位值的大小。

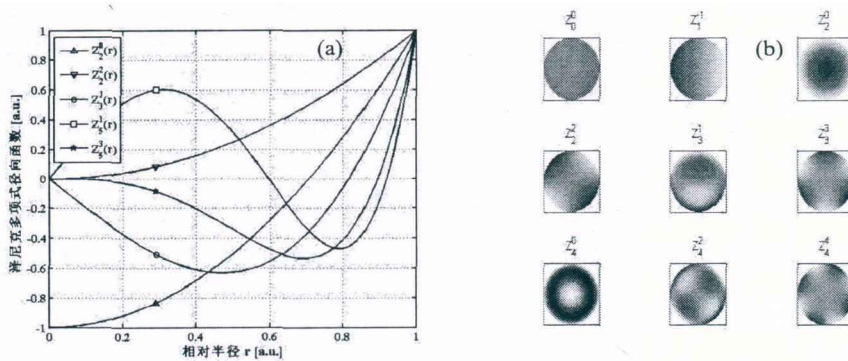


图 6.2 泽尼克多项式的径向函数和全息相位图

(a) 其中五项泽尼克多项式的径向函数的变化曲线; (b) 前四阶九项泽尼克多项式的全息相位图

在泽尼克多项式表示的像差波前中，像差校正旨在消除畸变波前中的各泽尼克像差分量。LC-SLM 是一种动态元件，在计算机的控制下既能加载全息光阱相位图，也能加载像差校正相位图而起到波前校正作用。所以在阵列高斯光镊光路中，我们通过 SLM 加载合适校正系数的泽尼克相位图以消除光路中的各泽尼克像差分量，达到对光路像差校正目的。通常低阶像差是引起波前畸变的主要像差。五种常见的低阶像差的泽尼克表达式见表 6.1，归一化半径和方位角 ρ, θ 在 SLM 面上的取值分别为 $\rho \in (0, 1), \theta \in (-\pi, \pi)$ 。

表 6.1 五种初级像差的泽尼克表达式[200]

像差类型	l	n	m	泽尼克表达式
球差	0	4	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} A_{040} R_4^0(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2}} A_{040} (6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$
慧差	0	3	1	$A_{031} R_3^1(\rho) \cos(\theta) = A_{031} (3\rho^3 - 2\rho) \cos\theta$
像散	0	2	2	$A_{022} R_2^2(\rho) \cos(2\theta) = A_{022} \rho^2 (2\cos^2\theta - 1)$
场曲	1	2	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} A_{120} R_2^0(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2}} A_{120} (2\rho^2 - 1)$
畸变	1	1	1	$A_{111} R_1^1(\rho) \cos(\theta) = A_{111} \rho \cos\theta$

本文选取 Z_0^0 、 Z_2^0 、 Z_1^1 、 Z_1^{-1} 、 Z_3^{-1} 五项泽尼克多项式对阵列光镊中由 GL 算法引起的像差进行校正。表 6.1 中的一些项与初级赛德尔像差存在对应关系，如 Z_2^0 项对应场曲， Z_3^{-1} 项对应慧差等。

6.2.2 实验光路

利用 LC-SLM 构建的阵列多光阱光路具有结构简单、调节方便以及衍射效率高优点，实验装置如图 6.3(a) 所示。Nd:YAG 激光器 (HPG-5000, ELFORLIGHT, 5W, CW, 532nm) 激光器发出的线偏光经透镜 f_1 、 f_2 扩束入射至 SLM；调制光经透镜 f_3 傅里叶变换，并由两片 45° 反射镜耦合经由显微镜 (Olympus IX-70, JAPAN) 管镜，入射到高倍油浸物镜 (NA=1.3, 100 倍) 中，最终在物镜焦平面形成阵列四光阱。入射激光与 LC-SLM 液晶分子长轴方向一致，以保证 SLM 对入射光的相位调制精度。同时采用反射型纯相位 LC-SLM 加载阵列多光阱的相位图和泽尼克像差。SLM 由计算机控制并加载由 GL 算法设计的四光阱相位图，相位图如图 6.3(b) 所示。阵列光阱分别捕获直径 $2\mu\text{m}$ 的聚苯乙烯小球，通过 CMOS 相机 (DALSA 1.4M100) 记录的捕获图像如图 6.3(c) 所示，相机采集频率 50.0Hz，曝光时间 10ms。图中 T1、T2、T3、T4 为光阱编号。

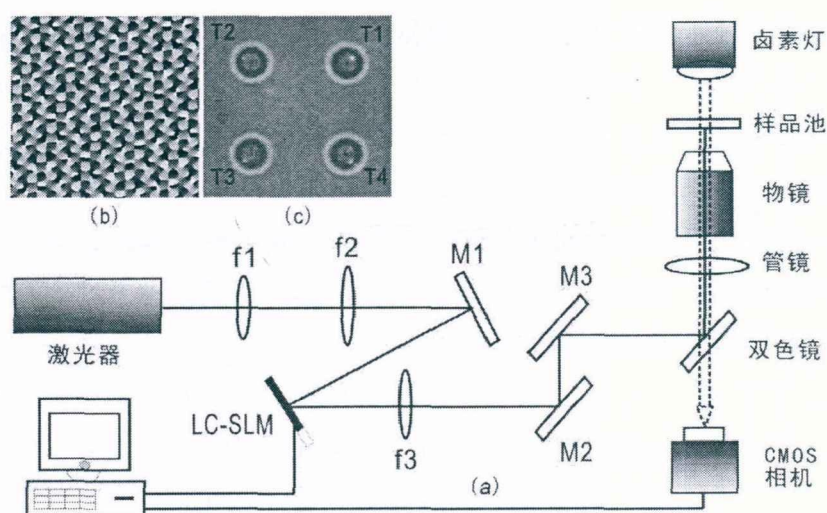


图 6.3 阵列高斯光镊原理图

(a) 全息阵列光镊光路图；(b) 阵列四光阱的全息相位图；(c) 阵列四光阱的粒子捕获图，各光阱按所在象限编号为 T1, T2, T3, T4。

实验中像差校正相位图由 Labview 程序控制生成并加载至 SLM 中，控制界面如图 6.4 所示。

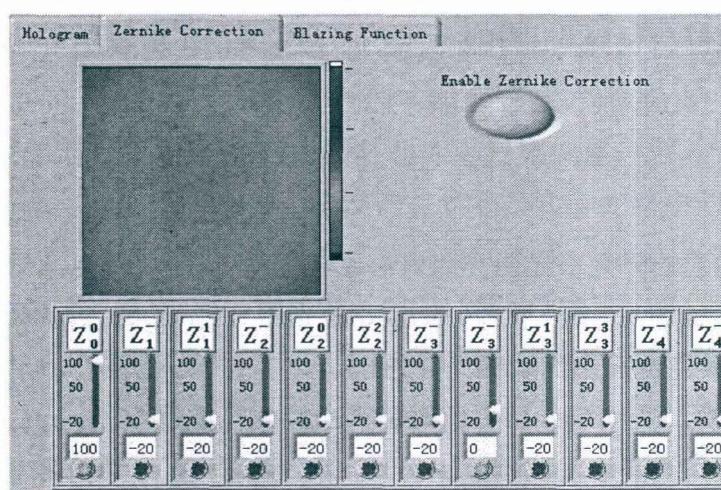


图 6.4 像差校正相位图生成的 labview 控制界面[200]。

6.2.3 像差校正结果的检测

对像差校正结果的检测即是对畸变波前校正结果检测。通常采用夏克-哈特曼传感器 (Shack-Hartmann sensor) 对畸变波前的相位进行测量，通过加载探测到的畸变相位共轭波至 SLM，可实现对光路像差的探测与校正[190, 194]。

由于光阱刚度是反映光阱捕获效果的重要参数，通常刚度越大，光阱捕获

粒子则越稳定。针对泽尼克多项式对阵列高斯光镊的像差校正，我们采用热运动法测量多光阱的刚度来反映像差校正效果[200]。热运动法具有较高的测量精度，通过热运动法测量的四光阱横向刚度随像差系数的变化定量反映各泽尼克多项式的像差校正结果。

热运动法中，根据小球在光阱中做受限布朗运动满足郎之万方程可推得 $k_x \langle x^2 \rangle = k_B T$ [135]，其中 x 为光阱横向坐标，原点位于光阱中心， k_B 为玻尔兹曼常数。可以看出通过测量小球均方位移 $\langle x^2 \rangle$ 和溶液温度 T ，可算得光阱在 x 方向上的刚度 k_x ，同理求得 y 方向上的刚度 k_y 。实验利用 CMOS 相机同时追踪四光阱中的小球轨迹，小球位置通过相关运算法对图像分析得到[124]。溶液温度 T 为室温值。为保证小球均方位移 $\langle x^2 \rangle$ 的准确性，相机在每一像差系数下采集 1000 幅多光阱的捕获图像。

6.3 实验结果和分析

实验选取 Z_0^0 、 Z_2^0 、 Z_1^1 、 Z_1^{-1} 和 Z_3^{-1} 五项泽尼克多项式对全息光镊中由 GL 算法引起的像差进行校正。各多项式项的像差系数范围从 -20 至 100，实验采集间隔为 10，实验温度为 26℃。通过 SLM 向光路中加载不同像差系数的泽尼克像差相位图。需指出的是，实验由 GL 算法生成空间对称的四光阱，各项校正结果可直观反映光路像差对多光阱捕获效果的影响。像差校正结果中，各项分别在最佳校正系数有着最好的像差校正效果；泽尼克多项式对光阱刚度提高越大，表明光路中对应泽尼克像差对多光阱捕获的影响就越大。

6.3.1 Z_3^{-1} 项校正由 GL 算法引起的慧差

单光镊的光阱一般位于物镜焦点处，与之不同的是，全息光镊的光阱多分散在光轴附近，这使得多光阱容易受到光路中的慧差，像散等轴外像差的影响[192]。 Z_3^{-1} 项与慧差对应，实验首先选取 Z_3^{-1} 项对光镊全息中可能存在的慧差进行校正，结果如图 6.5 (a) 所示。图中 X 轴为 Z_3^{-1} 项的像差系数 a_{3-1} ，Y 轴为各光阱 X、Y 方向的刚度平均值，曲线 5 表示四光阱的刚度平均值随像差系数的变化。每一像差系数下的四点代表一次实验结果，X 轴起始处的刚度值为未像差校正时的光阱刚度。

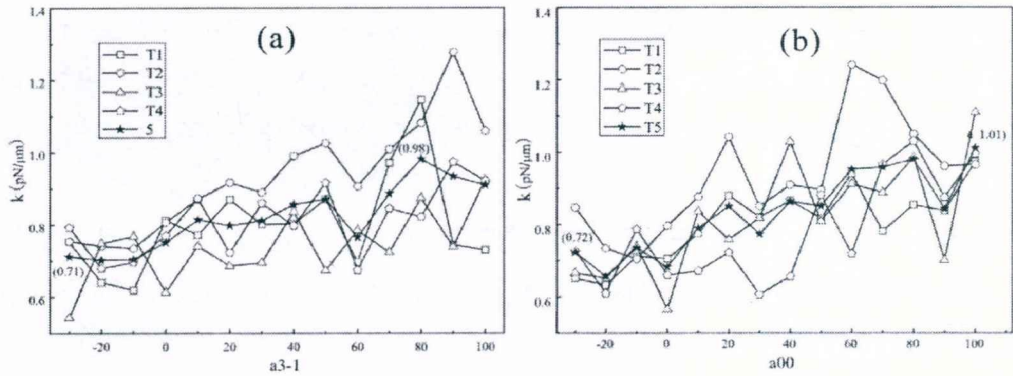


图 6.5 像差校正结果 (a) 为 Z_3^{-1} 项; (b) 为 Z_0^0 项

由图 6.5 (a) 可看出, 随像差系数的增大, 四光阱的刚度也随之提高, 各光阱刚度随像差系数的变化关系相近。至系数 80 时, 阵列光阱的刚度平均值达最大。由曲线 5, 对比校正系数为 80 和未像差校正时的多光阱刚度平均值可知: Z_3^{-1} 项在其最佳校正系数 80 处, 四光阱的刚度提高了约 40%。这说明全息光镊光路中存在较严重的慧差。全息阵列光镊光路中有两种慧差来源因素: 光学元件和由 GL 算法设计的阵列光阱相位片。先前文献已指出, SLM 的表面弯曲在光路中引入轴外像差[192], 且这些轴外像差主要为像散, 而引起的慧差和其它高阶项像差所占的比重很小, 影响可以忽略[193]。因此结合本实验的校正结果可知, 光路中的慧差应该来自自由 GL 算法设计的全息相位图, 慧差的存在对阵列多光阱的捕获效果产生了较大影响。

6.3.2 Z_0^0 和 Z_2^0 项校正光路的球差和失焦

通常光镊装置中由玻片和水溶液界面折射率失配引起的球差、失焦点差会对光阱的捕获效果产生较大影响。全息光镊中, 为比较由 GL 算法和光学系统局限两种因素引起的像差对阵列多光阱捕获效果的影响, 实验又利用 Z_0^0 和 Z_2^0 两项对光学系统中由折射率失配所引起的像差进行校正。 Z_0^0 项的像差校正结果如图 6.5 (b) 所示, 在 Z_0^0 项的校正下, 阵列四光阱刚度随像差系数的变化也基本保持一致; 当系数取 100 时四光阱的刚度值达最大, 由曲线 5 可知 Z_0^0 项有效提高了阵列四光阱刚度。 Z_0^0 为常数项像差, 其最佳校正系数为 100 表明光路中存在着较严重的负 Z_0^0 像差。根据像差函数分析可得[201], 这主要是由玻片和水溶液界面的折射率失配引起波前负相位移动造成的。角向频率数同为 0 的 Z_2^0 像差项也是对光路中由光学系统折射率失配引起的像差进行校正, 其像差校正结果与 Z_0^0 项相似, 同在像差系数 100 时多光阱的刚度值达最大。避免赘述, 不再列出 Z_2^0 项的各光阱像差校正结果, 图 6.6 给出在 Z_2^0 项校正下四光阱刚度的平

均值变化。

6.3.3 Z_3^{-1} 项与 Z_0^0 和 Z_2^0 两项的像差校正结果比较

比较 Z_3^{-1} 项与 Z_0^0 和 Z_2^0 两项的像差校正结果,四光阱刚度平均值曲线绘于图 6.6 中。由图可见,在 Z_0^0 和 Z_2^0 的校正下光多阱的刚度平均值随像差系数的变化相近,这两项有着相似的像差校正效果;且 Z_0^0 项的校正效果优于 Z_2^0 项。同时对比 Z_3^{-1} 项与 Z_0^0 项的像差校正结果可知, Z_0^0 项在像差系数 100 时可大幅提高阵列光阱刚度,像差校正效果最好;而 Z_3^{-1} 项与 Z_0^0 项一样,在其最佳校正系数 80 处也可以同等大幅度的提高多光阱刚度,这说明阵列光镊中由 GL 算法引起的慧差和光学系统中由玻片与水溶液界面的折射率失配引起的球差等像差一样,都对阵列多光阱的刚度产生了较大影响,会使多光阱的捕获效果变差。

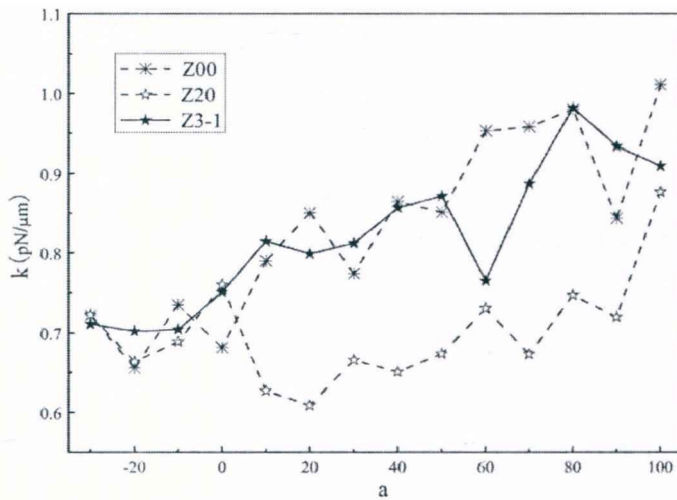


图 6.6 Z_3^{-1} 项与 Z_0^0 和 Z_2^0 三项校正下的阵列四光阱刚度平均值变化

通过 SLM 加载 Z_3^{-1} 项的校正相位图可有效消除光路中的慧差,提高阵列各光阱刚度。这也说明在加载像差校正相位图后,由 GL 算法生成的阵列四光阱相位图性能得到了优化。这启发我们在做多光阱相位图算法设计时,通过在现有算法的基础上加载校正相位图也可考虑作为优化算法性的一条有效途径。

6.3.4 Z_1^1 和 Z_1^{-1} 项校正一阶泽尼克像差

Z_1^1 和 Z_1^{-1} 像差作为一阶泽尼克像差,由表 6.1 可知是一类轴外像差,原则上也对分散于光轴附近的阵列多光阱产生影响。实验通过 SLM 加载 Z_1^1 和 Z_1^{-1} 项的校正相位图也对 GL 算法进行一阶泽尼克像差校正,结果如图 6.7(a)、(b)所示。图中曲线 5 仍为四光阱刚度随像差系数变化的平均值。

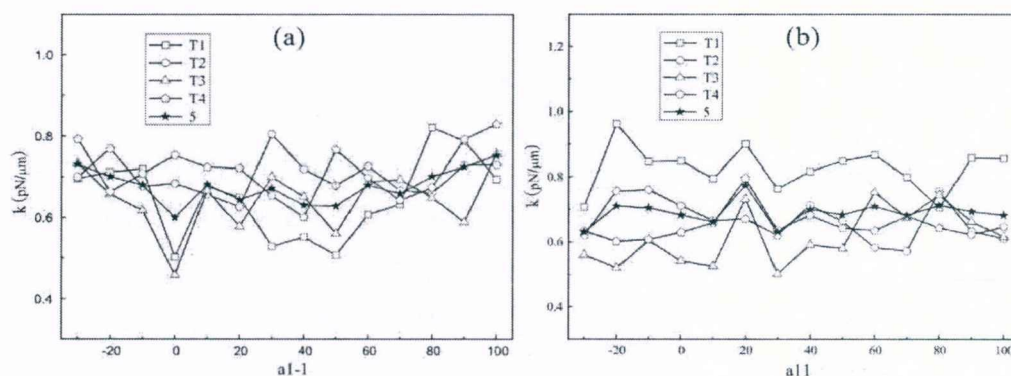
图 6.7 像差校正结果 (a) Z_1^{-1} 项; (b) Z_1^1 项

图 6.7 (a) 表明, Z_1^{-1} 项校正下的各光阱刚度随像差系数变化基本同步, 且起伏不大、无明显的刚度极大值出现; 在图 6.7 (b) 中, Z_1^1 项虽然能在像差系数 20 处小幅度的提高阵列四光阱刚度, 但由曲线 5 不难发现该项对光路中一阶像差的校正作用依然很有限。因而由上述结果可知, Z_1^1 和 Z_1^{-1} 项不能有效提高阵列多光阱刚度。另一方面, 考虑 Z_1^1 和 Z_1^{-1} 两项是作为像差引入光路时, 阵列光阱刚度未发生明显变化也表明一阶泽尼克像差对阵列光阱的捕获效果影响可以忽略。该结果区别通常像差对光阱捕获效果影响较大的情形, 具有反常性, 但这对全息阵列光镊算法进行像差校正却有特殊意义, 以下做简要说明。由上述结果可知, 光路中可能来自多光阱相位图的一阶泽尼克像差不会对阵列多光阱的捕获效果产生较大影响, 这从另一方面也反映了由 GL 算法设计生成的阵列多光阱可以很好的抵抗来自光路中一阶泽尼克像差的干扰, 因此 GL 算法对于一阶泽尼克像差具有鲁棒性 (robustness)。

6.4 总结

本章主要是利用 SLM 加载泽尼克多项式相位图, 对全息光镊中由 GL 算法引起的像差进行校正; 并采用热运动法测量光阱横向刚度随像差系数的变化来反映各项的像差校正结果, 实验得到了五项泽尼克多项式的像差校正结果。结果显示 GL 算法会在全息阵列光镊光路中产生较严重的慧差, 利用 Z_3^{-1} 项可以有效消除光路中的慧差, 提高阵列各光阱刚度, 刚度提高幅度可达 40%。实验也利用 Z_0^0 和 Z_2^0 两项对光路中由光学系统局限可能引起的像差进行了校正, 通过比较 Z_3^{-1} 项与这两项的像差校正结果发现, 光路中由 GL 算法引起的慧差和光学系统中由玻片和水溶液界面的折射率失配引起的像差一样, 也会较大程度的影响多光阱对粒子的稳定捕获。同时在利用 Z_1^1 和 Z_1^{-1} 两项对 GL 算法进行一阶泽尼克像差的校正实验中, 由实验结果也得到了 GL 算法对于一阶泽尼克像差具有鲁棒

性。

综上，利用相位补偿技术对阵列高斯光镊中由算法和系统引起的像差进行校正具有重要意义：一方面可以拓展我们对算法特性的认识和了解光路中存在的像差；同时也可以改善算法的性能，有效提高阵列光阱的捕获效果。这意味着在全息光镊中利用较低功率的激光即能实现对多个微粒的稳定捕获，从而减小了高功率激光对捕获粒子尤其是生物粒子的伤害，而这无疑会有力促进全息多光阱在胶体多体相互作用等领域得到更广泛而富有成效的应用。

第7章 阵列高斯光阱在微流变中的应用

微流变学是在微观尺度研究软物质粘弹性的科学。粘弹性是表征软物质特性的基本力学参量,研究软物质的粘弹性是认识这类物质性质的基础,也是推广粘弹性材料在相关领域应用的基础。测量软物质粘弹性的方法有很多,早期人们采用流变仪在宏观尺度进行测量[202],但转动频率只达十数赫兹,测不出材料的高频粘弹性。另外由于单次测量消耗样品量大以及测量原理的限制,也导致流变仪无法测量细胞或生物组织粘弹性[45]。微流变测量法在这样的应用背景下产生,微流变法的优势体现在微米量级的测量尺度,使得样品耗用量极少(~10微升),测量响应频率高,因此特别适于对高聚物溶液或生物组织的高频粘弹性测量。

微流变法一般借助微米探针小球来进行测量。根据微球是否受外力作用,分为被动和主动测量法[33]。被动法通过监测探针小球在被测样品中的布朗运动来实现测量,主动法基于探针小球受外力作用时在样品中的运动响应。根据微流变的测量理论,这两种方法都是通过分析探针小球在样品中的时域位置信号来得到被测样品的粘弹性。目前人们已经发展了多种微流变测量技术,如粒子视频追踪技术[203],动态光散射法[204, 205],原子力显微镜法[206],磁镊法[207]和光镊法[36, 40, 41, 46]。与磁镊和原子力显微镜一样,光镊也是既能主动也能进行被动测量[37]。光镊用被动测量法测量软物质粘弹性更有优势,利用它的高位置操控精度(nm量级)和高时间分辨率(KHz),使得光镊的微流变测量带宽能达到 10^4 Hz。

根据线性粘弹性(LVE, linear viscoelasticity)理论,光镊采用被动法测量软物质粘弹性是统计平均的过程。为得到探针小球布朗运动的均方位移或自相关函数,需对小球位置信号做长时间采集。通常单光阱测量法的效率和准确率都偏低,无法实现对动态变化物质粘弹性测量或异质体的多微区粘弹性测量。本文基于全息光场调制技术和消像差的阵列高斯光镊,通过GS算法生成阵列多光阱来对水和高聚物PEO-PEP-PEO(PEP)的粘弹性进行多点并行测量,以此验证阵列多光阱对软物质粘弹性的并行和多微区测量能力。

7.1 光镊测量软物质粘弹性的理论

流体的线性粘弹性用频率相关的动态复数模量 $G^*(\omega) = G'(\omega) + iG''(\omega)$ 来表示,其中实部和虚部分别是与频率相关的物质弹性模量和粘性模量[41]。光镊的优势是被动测量法,通过探测微球在光阱中的热运动来定点测量样品的微区粘弹性。

直观上, 这可以理解为样品的微区流变学性质反馈在微球的布朗运动中。设光阱刚度为 κ , 当探针微球在被测样品的光阱中达到热平衡时, 小球的布朗运动位置 $\bar{r}(t)$ 满足朗之万方程

$$m\bar{a}(t) = \bar{f}_R(t) - \int_0^t \zeta(t-\tau)\bar{v}(\tau)d\tau - \kappa\bar{r}(t), \quad (7.1)$$

其中 m 是粒子质量, $\bar{a}(t)$ 是微粒运动加速度, $\bar{v}(t)$ 是微粒运动速度, $f_R(t)$ 是液体对微粒运动的粘滞阻力; 积分项由记忆函数 $\zeta(t)$ 和速度 $\bar{v}(t)$ 组成, 表示液体的粘弹拖拽力。光阱刚度 κ 根据能量均分原理测得

$$\frac{3}{2}K_B T = \frac{1}{2}\kappa\langle r_i^2 \rangle, \quad (7.2)$$

其中 K_B 为玻尔兹曼常量, T 为温度, $\langle r_j^2 \rangle$ 为微粒偏离光阱中心位移的位置均方值。对比功率谱或水测量冲法 [208], 该方法测得的光阱刚度与样品性质无关, 具有较高的精度 [200]。样品的粘弹性模量 $G^*(\omega)$ 需通过小球布朗运动的自相关函数 $A(\tau)$ 分析得到, $A(\tau)$ 定义式为

$$A(\tau) = \frac{\langle \bar{r}(t)\bar{r}(t+\tau) \rangle_{t_0}}{\langle r^2 \rangle_{t_0}}. \quad (7.3)$$

$A(\tau)$ 是关于时间间隔变量 τ 的函数, $\langle \dots \rangle_{t_0}$ 是对所有时刻 t_0 计算的平均值。将方程 (7.1) 两边同乘以 $\bar{r}(t_0)$ 并对时间 t_0 做平均可得到

$$\tilde{A}(s) = \left(s + \frac{k_i}{ms + \zeta(s)} \right)^{-1}, \quad (7.4)$$

变换时 $\langle \bar{r}(t_0)\bar{v}(t_0) \rangle_{t_0}$ 和 $\langle \bar{r}(t_0)\bar{f}_R(t_0+\tau) \rangle_{t_0}$ 很小可忽略, $\tilde{A}(s)$ 是 $A(\tau)$ 的拉普拉斯变换, s 为拉普拉斯频率。对牛顿型流体, $\zeta = 6\pi\eta a$ (η 为粘度), 一般 $ms \ll \zeta(s)$ (当 s 为 MHz, ms 大小与 $\zeta(s)$ 相当), 此时被捕获微粒在牛顿型流体中的自相关函数为

$$A(\tau) \rightarrow \exp(-\Gamma_i\tau), \quad (7.5)$$

$\Gamma_i = k_i / 6\pi a \eta$ 是系统的特征松弛率。由此也见, 在测得牛顿型流体 Γ_i 后, 通过测量光阱刚度 κ 和小球半径 a , 可求得溶液的粘度 η 。对于非牛顿型流体, 根据 Mason 和 Weitz 的研究 [44], 溶液粘度是时间的变量 $\eta(t)$ 。此时溶液的粘度拉普拉斯变换 $\tilde{\eta}(s)$ 与记忆函数 $\zeta(s)$ 满足 $\zeta(s) = 6\pi a \tilde{\eta}(s)$, 方程 (7.4) 可写为

$$\tilde{\eta}(s) = \frac{\kappa_i}{6\pi a} \left[\frac{\tilde{A}(s)}{1 - s\tilde{A}(s)} - \frac{ms}{\kappa_i} \right]. \quad (7.6)$$

考虑到 $G^*(\omega) = s\tilde{\eta}(s)|_{s=i\omega}$, 且实验采样频率 $\omega \leq MHz$, 因此可忽略 $m\omega^2$ 项。

此时根据微球自相关函数 $A(\tau)$ 求得的溶液粘弹性模量为

$$G^*(\omega) = \frac{\kappa_i}{6\pi a} \left(\frac{1}{i\omega \hat{A}(\omega)} - 1 \right)^{-1}, \quad (7.7)$$

其中 $\hat{A}(\omega)$ 是 $A(\tau)$ 的傅里叶变换。实际上被捕获微球的自相关函数 $A(\tau)$ 和均方位移函数 $\Pi(t)$ 存在等价关系[37]，具体为

$$\Pi(\tau) = \frac{\langle \Delta r^2(\tau) \rangle}{2\langle r^2 \rangle} = \frac{\langle r^2(\tau) \rangle + \langle r^2(t_0) \rangle - 2\langle \vec{r}(t_0)\vec{r}(\tau) \rangle}{2\langle r^2 \rangle} = 1 - A(\tau)。 \quad (7.8)$$

将方程 (7.8) 傅里叶变换可得

$$\hat{\Pi}(\omega) = \frac{\langle \Delta \hat{r}^2(\omega) \rangle}{2\langle r^2 \rangle} = \frac{1}{i\omega} - \hat{A}(\omega), \quad (7.9)$$

将 (7.9) 式代入方程 (7.7)，可发现粘弹性模量也可写成均方位移函数的形式：

$$G^*(\omega) = \frac{\kappa_i}{6\pi a} \left(\frac{1}{i\omega \hat{\Pi}(\omega)} - 1 \right)。 \quad (7.10)$$

因而我们发现，通过计算被捕获小球的位置信号 $\vec{r}(t)$ 的自相关函数或者均方位移函数可以测得被测样品的弹性模量 $G'(\omega)$ 和粘性模量 $G''(\omega)$ 。阵列多光阱的微流变测量也是基于这个原理，通过对各单光阱数据分析来得到阵列多光阱的多微区测量结果，通过对各光阱所测参量做平均拟合可得到阵列多光光阱的并行优化测量结果。

7.2 实验装置和样品

7.2.1 实验装置

阵列高斯光镊用于微流变测量的实验装置如图 7.1 所示，与第六章图 6.3 类似，不同的是，为得到高质量多光阱，SLM 调制的激光能绕开显微镜管镜结构，由荧光通道入射至物镜处，消除由显微镜中成像通道带来的像差影响，实验通过 GS 算法来产生能量均一性较好的阵列多光阱。

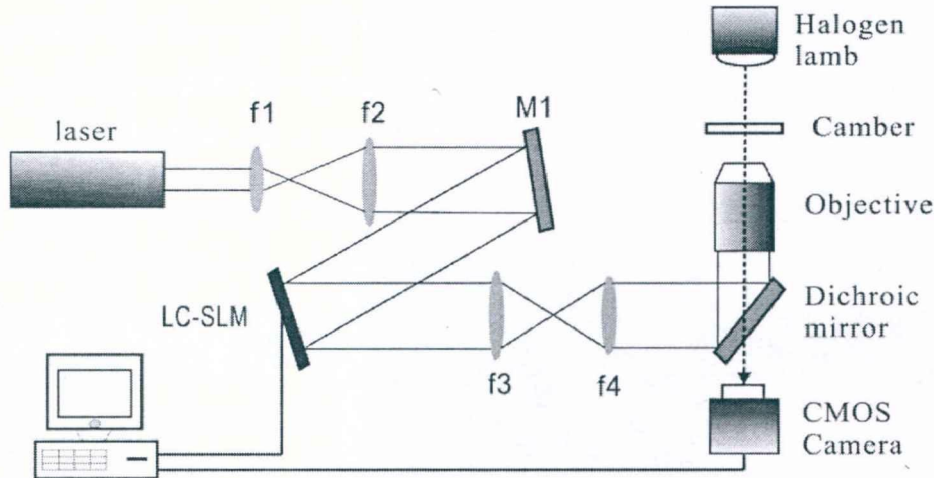


图 7.1 阵列高斯光镊用于微流变测量的实验光路图

实验所用激光仍为 Nd:YAG 固体激光器, SLM 为反射型的纯相位 LC-SLM, 物镜为 100 倍油浸物镜。由激光发射的线偏高斯光经 L1, L2 扩束后入射至 SLM, 被 SLM 调制的激光再次经过 1:1 扩束后由显微镜荧光通道入射至物镜中聚焦生成阵列高斯光阱。为实现多光阱对样品的多微区粘弹性测量, 实验采用 CMOS 相机拍摄被捕获阵列微球的布朗运动信号, 采样频率为 100Hz。

7.2.2 嵌段共聚物溶液制备

实验选择嵌段共聚物 PEP 作为粘弹性测量样品。关于它的性质和应用前景, 文献[209]已做了详细介绍。实验配置的嵌段共聚物 PEP 溶液是一种典型的粘弹性物质 (Viscoelastic Material)。这种双亲三嵌段共聚物聚由交替的聚氧乙烯 (PEO) 和聚氧丙烯 (PPO) 嵌段分子团构成, 商业名称为 Pluronic, 它在选择性溶剂中具有丰富的相行为。它的分子式为 $(EO)_n-(PO)_m-(EO)_n$, n 和 m 分别代表 EO 和 PO 单体单元数目。环境温度的变化会显著影响它的临界胶团浓度 (critical micellization concentration, CMC), 而这会导致 PEP 溶液的粘弹性质发生改变, 因此对 PEP 溶液在特定温度下做粘弹性快速测量具有实际意义。

PEP 粘弹性溶液的制备流程:

1. 制备 1%ww 浓度的 3 μ m 二氧化硅探针小球;
2. 分别配置不同浓度的 F68 PEP 嵌段共聚物溶液;
3. 将配置好的探针小球按 1:100 的比例混入配好的 PEP 溶液和水中, 既得到我们所需的合适探针浓度的粘弹性测量样品。

7.3 实验结果和分析

实验首先用阵列光阱测量水的粘弹性，验证它在微流变应用中的可行性和并行测量能力。然后我们利用阵列多光阱精确测量不同浓度的PEP嵌段共聚物溶液粘弹性，同时给出阵列各光阱测量结果来阐述阵列光阱的多微区测量能力。

7.3.1 多光阱测量水的粘弹性

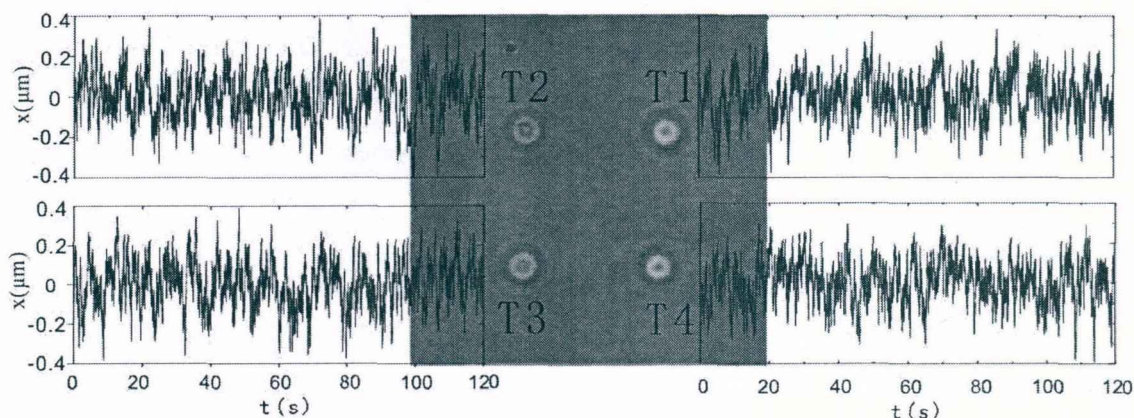


图 7.2 阵列四光阱捕获 2 微米二氧化硅小球示意图

光阱按所在象限分别标记为 T1, T2, T3, T4。图中对应位置分别给出了捕获小球在各光阱 x 方向的布朗运动信号。

图7.2为阵列四光阱通过捕获2微米二氧化硅小球测量水粘弹性的示意图，四光阱按所在象限分别标记为T1, T2, T3, T4。通过均方位移法[200]，测得各光阱在x方向的刚度分别为0.260N/m, 0.245 N/m, 0.244 N/m, 0.255 N/m。可以看到，由于采用GS算法以及避开了显微镜管镜中的像差影响[200]，各光阱具有很好的均一性，因此生成的多光阱满足对样品多微区粘弹性的无差别测量需要。根据(7.6)式，当光阱刚度较低时，刚度对粘弹性的测量结果影响可以忽略[41]。图7.2给出了各光阱捕获小球在x方向的布朗运动信号，可以看到在相同的坐标尺度下，各小球的布朗运动振幅相当。

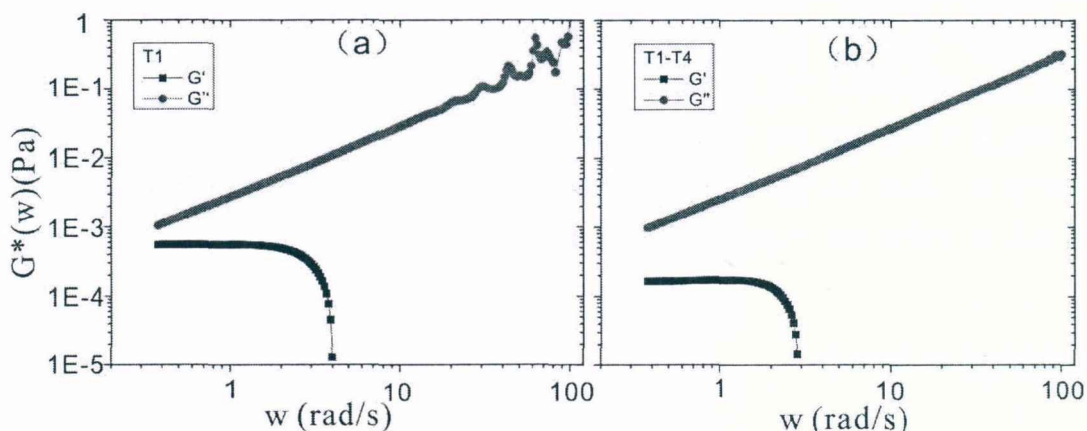


图 7.3 阵列四光阱和单光阱对水的粘弹性测量结果比较

(a)和(b)分别为 T1 光阱测量和四光阱并行测量得到的水的粘弹性模量 $G'(w)$ 和 $G''(w)$ 。

T1光阱和四光阱并行测量得到的水的粘弹性模量 $G'(w)$ 和 $G''(w)$ 结果如图 7.3所示。从7.3(a)可以看到，水的粘性模量 $G''(w)$ 与频率 w 具有线性变化关系，这与先前文献报道结果是一致的[41]。同时由于单次测量误差的影响，我们可以看到在频率 w 较高时， $G''(w)$ 的噪声使得结果有偏差。另一方面，由于水作为液体只有粘性，可看到弹性模量 $G'(w)$ 不随频率 w 变化而为一条直线。

需要说明的是，由于采样率和实际计算中的插值影响[41]，使得水的 $G'(w)$ 结果终止于低频段；文献[41]也指出了该问题并说明该问题仅针对牛顿体，这不会影响我们对水弹性判断同时以及对粘弹性物质的弹性模量测量造成影响。图7.3

(b)是阵列四光阱并行测量得到的结果，即将每一光阱测得的模量分立值做平均后重新拟合得到的。可以看到通过四光阱的平均测量结果，消除了粘性模量 $G''(w)$ 存在的噪声，实验结果与水的粘弹性理论结果很好的相符合[37]。由此可见，阵列光阱的并行测量方法，不仅提高实验效率，还能对测量结果做系宗平均从而提高结果的准确性。

7.3.2 多光阱测量 PEP 溶液的粘弹性

复杂流体溶液的弹性性质，一般是因为分散分子具有纤维状结构，能在溶液中构成网状结构而导致的[44]。微粒在粘弹性溶液中的布朗运动也在一定程度上反映这种结构，囿于相机采集频率的限制，这里我们借鉴 G. Pesce 等人的测量结果来说明该问题[36]。

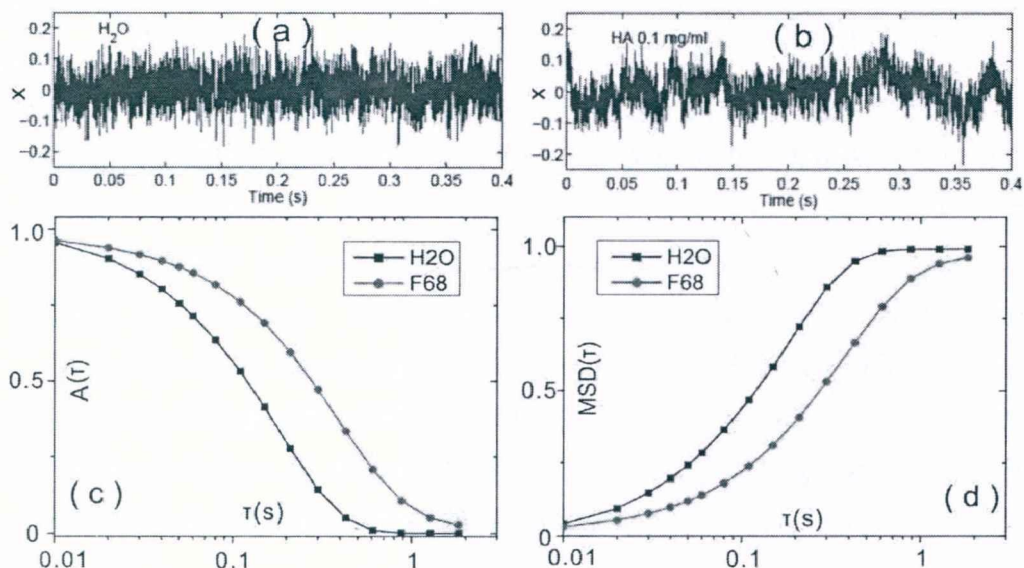


图 7.4 微球在 (a) 水中和 (b) 0.1mg/ml 的玻璃胶溶液中的高时间分辨率布朗运动信号[36]; 2.5 微米二氧化硅微球在水中和质量分数为 3%/w F68 嵌段共聚物溶液中布朗运动信号的 (c) 自相关函数和 (d) 均方位移 (MSD) 对比结果。

图 7.4 (a), (b) 分别给出了他们利用 PSD 测量到的微球在水和玻璃胶溶液中的高时间分辨率布朗运动信号。可以看到在水溶液中, 微粒的布朗运动信号较稳定; 而在玻璃胶溶液中, 由于溶液中网状纤维结构的存在, 微粒的布朗运动存在跳跃现象。图 7.4 (c) 是我们通过阵列四光阱的并行测量得到的探针微球在水和 PEP 嵌段共聚物溶液中布朗运动信号的自相关函数, 可以看到微球在粘弹性溶液中因网状结构影响, 信号的自相关性较在水中较强, 这也反映了溶液的弹性性质。根据 7.8 (式), 算得的均方位移 MSD 对比结果如图 7.4 (d) 所示。

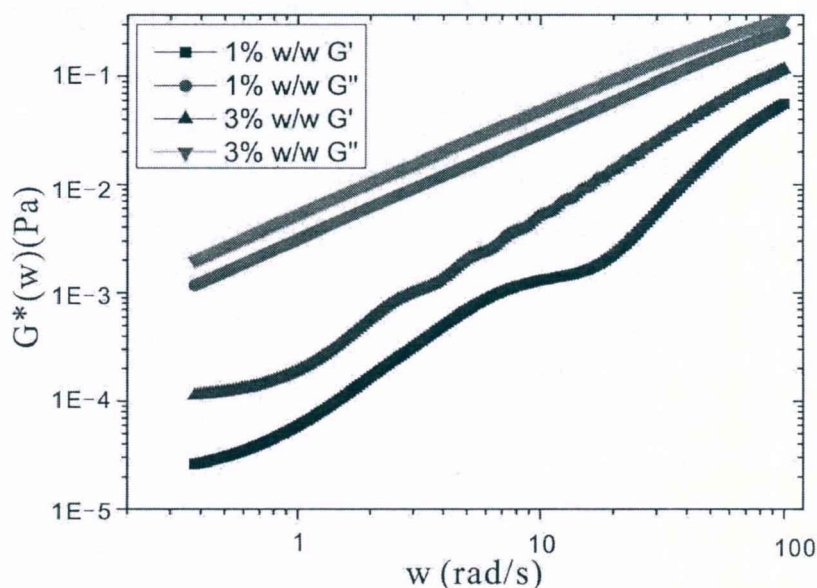


图 7.5 阵列多光阱对不同浓度嵌段共聚物溶液粘弹性的并行测量结果

通过阵列多光阱并行测量得到的浓度为 1% w/w 和 3% w/w 的 F68 嵌段共聚物溶液的粘弹模量 $G'(w)$ 和 $G''(w)$ 结果。

阵列四光阱并行测量得到的浓度为 1% w/w 和 3% w/w f68 嵌段共聚物溶液的粘弹性结果如图 7.5 所示。图中的黑线和蓝线表示, f68 嵌段共聚物溶液区别水具有弹性, 浓度越高, 它的弹性模量 $G'(w)$ 越大。粘性模量 $G''(w)$ 也随着溶液浓度有相似的变化趋势, 但变化量较弹性模量 $G'(w)$ 小。与图 7.3 做对比发现, f68 溶液和水的粘性模量 $G''(w)$ 处在同一量级, 基本相同。另一方面, 注意到在测量频率段 $w < 100 \text{ rad/s}$, f68 溶液的弹性模量 $G'(w)$ 较粘性模量 $G''(w)$ 的变化速率快, 这与高分子聚合物溶液在中低频率段粘弹性的理论变化趋势 $G' \propto w^2$, $G'' \propto w$ 是一致的[37]。因此, 借助阵列多光阱可准确而快速的测量嵌段共聚物溶液的粘弹

性质。

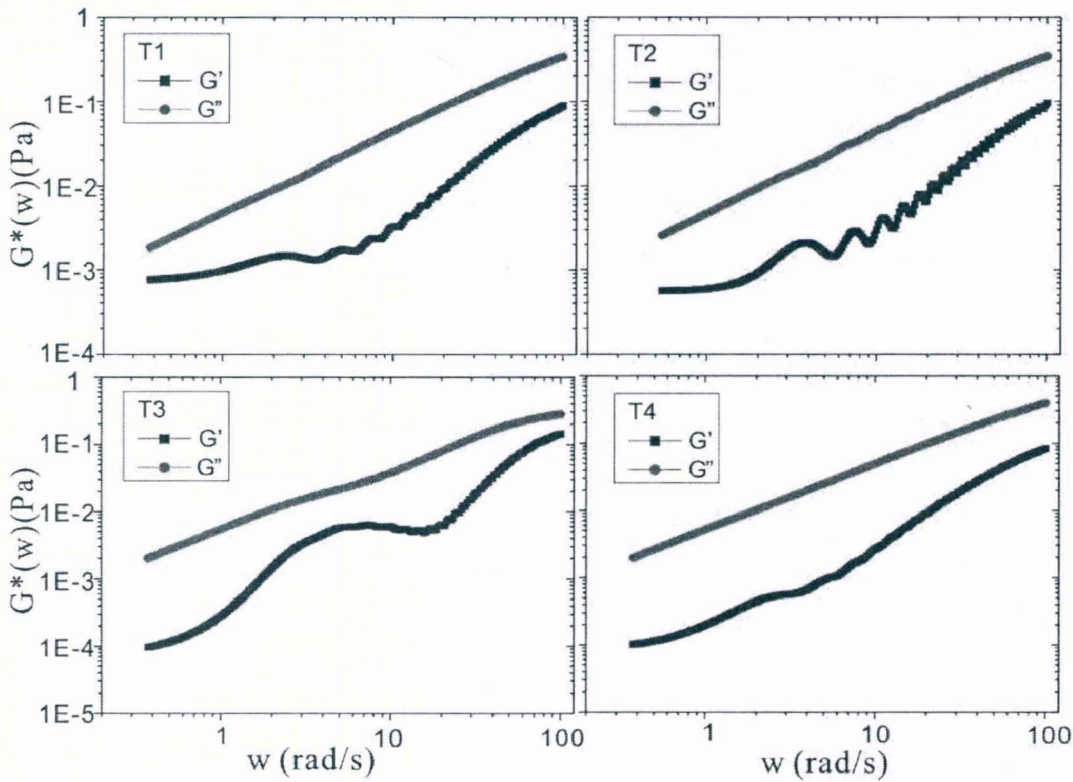


图 7.6 阵列多光阱的多微区测量结果

T1-T4 光阱测量出的浓度为 3% w/w F68 嵌段共聚物溶液的粘弹模量 $G'(w)$ 和 $G''(w)$ 结果。

为说明阵列多光阱的多微区测量能力,图 7.6 给出了 T1-T4 光阱关于 3% w/w 浓度 F68 嵌段共聚物溶液的粘弹模量 $G'(w)$ 和 $G''(w)$ 的结果。可以看到,虽然单光阱因为统计平均的局限,使得各光阱的测量结果不完全相同;但总体,由 T1-T4 光阱得到的 F68 溶液粘弹性结果以及变化趋势和所在量级与图 7.5 的结果一致,这也验证了 F68 溶液的各向同性的粘弹性质。因此利用阵列光阱的多微区测量能实现对软物质空间性质的综合探测和判断,而这尤其适用于如生物组织等异质体材料的粘弹性测量。

7.4 总结

本章详细介绍了光镊测量软物质粘弹性的原理,方法以及实验测量装置,指出了由 GS 算法生成的阵列多光阱能用于软物质粘弹性的并行和多微区测量。研究了阵列光阱分别对水和嵌段共聚物 PEP 溶液的粘弹性测量。通过对比单光阱和多光阱对水的粘弹性测量结果发现,阵列高斯光阱的并行测量法其结果具有更高

的准确性。实验也利用阵列多光阱测量了不同浓度 F68 嵌段共聚物溶液粘弹性，实验结果理想且与理论变化趋势相符合。对 F68 溶液的各光阱测量验证了嵌段共聚物具有各向同性粘弹性质。因此利用阵列光阱的多微区测量可用于软物质的空间性质的综合探测和判断，以及异质体材料的粘弹性测量等领域。

第八章 总结和展望

本论文围绕研究自加速光场和阵列光场的传输特性以及发展它们在光镊捕获中的应用而展开。我们从传统高斯光镊的应用困境出发，分别研究了自聚焦光场的振幅调制，新型多边形光场的实验生成和多通道捕获，光瓶捕获磁性小球以及阵列高斯光镊的像差校正和在微流变测量中的应用等内容。这些研究对解决传统高斯光镊的应用局限，以及拓展光镊的捕获方式和应用领域都有重要意义。

本文创新点：

(1) 提出了两种在角谱面调制对称艾利光的振幅模板。通过指数模板得到了一种具有传输不变和衰减震荡传输特性的新型补偿加速光场。通过对称模板优化了矩形对称自聚焦光场的传输特性，提高了它的自聚焦特性和轴向梯度力。这些经过振幅调制优化的自加速光场能提高光镊对系宗微粒的捕获稳定性并拓展光镊在损耗介质中的光操控应用。

(2) 通过对称化三阶多边形光场的角谱，提出一种新的多通道矩形对称自聚焦光场，这种光场具有典型的自加速和自修复特性，它能帮助光镊实现对不同空间分布微粒的选择性输运和同时捕获，这种光场有望使光镊在光流体领域得到重要应用。

(3) 基于 LC-SLM 的复振幅调制技术，实验生成了一种新的可调控光瓶，我们研究了它的光场传输特性并在液体环境中实现了该光瓶对吸热小球的可控光泳力捕获，这种光瓶光束能帮助光镊实现对特殊粒子的捕获。

(4) 利用相位补偿技术对全息阵列光镊中的像差进行了校正，并据此改进了阵列高斯光镊。通过阵列光阱的多粒子捕获能力，实验实现了阵列高斯光阱对软物质粘弹性的并行和多微区测量，该工作为后续利用阵列多光阱测量异质体粘弹性打下了良好基础。

光镊是基于光的力学效应伴随激光发明以后才发展起来的一个光学分支，但它对物体这种突破人们常规感知的力作用却是人们长久以来的研究兴趣。自加速光场和阵列光场的出现拓展了光镊对物体的操控形式，也拓展了光镊的应用领域。光场的复振幅调制技术为这些新兴光场的实验生成和应用于光捕获提供了很好的技术实现手段。这些光场都是在上世纪末和本世纪初发现的，特别是自加速光场直到 2007 年才被正式提出和实验生成，目前自加速光场已经沿着曲线传输这条研究主线衍射出了多种形式，例如按照焦散线分布从简单到复杂这种递进顺序可以排序为自弯曲光场，自聚焦光场和光瓶。从自加速光场本身

的发展阶段来看，个人认为还有许多可以继续完善和发展的理论，例如非傍轴的矩形对称自聚焦光场，以及对这一类光场的理论统一解释等。而从本文研究内容来看，还有以下可以开展或继续深入的工作：

1. 测量基于 LC-SLM 的不同复振幅调制技术对新型光场调制的衍射效率和准确度，摸索衍射效率或准确率更高的编码方法。
2. 利用光镊实现任意轨迹自弯曲光场或非傍轴自聚焦光场和光镊对粒子的光加速或光捕获，非傍轴自聚焦光场较傍轴光具有更好的聚焦效果，可望更利于光镊对系统微粒或特殊粒子的捕获。
3. 通过新技术如波前调制技术实现自加速光场或阵列光场在多种介质中的有效传输，借助新型光场进一步拓展光镊的捕获形式和应用领域。
4. 利用阵列多光阱的多微区测量能力研究异质体软物质的粘弹性。

参考文献

1. A. Ashkin and J. M. Dziedzic, "Optical Levitation of Liquid Drops by Radiation Pressure," *Science* **187**, 1073-1075 (1975).
2. A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, "Observation of a Single-Beam Gradient Force Optical Trap for Dielectric Particles," *Optics Letters* **11**, 288-290 (1986).
3. A. Ashkin, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, "Caught in a Trap," *Nature* **323**, 585-585 (1986).
4. S. M. Block, D. F. Blair, and H. C. Berg, "Compliance of Bacterial Flagella Measured with Optical Tweezers," *Nature* **338**, 514-518 (1989).
5. C. Lengauer, A. Eckelt, A. Weith, N. Endlich, N. Ponelies, P. Lichter, K. O. Greulich, and T. Cremer, "Painting of Defined Chromosomal Regions by Insitu Suppression Hybridization of Libraries from Laser-Microdissected Chromosomes," *Cytogenet Cell Genet* **56**, 27-30 (1991).
6. R. W. Friddle, J. E. Klare, S. S. Martin, M. Corzett, R. Balhorn, E. P. Baldwin, Y. P. Chang, R. Case, C. Bustamante, R. J. Baskin, and A. Noy, "Mechanism of DNA compaction by Abf2p studied by atomic force microscopy and optical tweezers.," *Abstr Pap Am Chem S* **228**, U216-U216 (2004).
7. R. W. Friddle, Y. P. Chan, S. S. Martin, E. P. Baldwin, C. Bustamante, R. J. Baskin, and A. Noy, "Mitochondrial DNA packaging in yeast: Interactions of Abf2p with DNA studied by atomic force microscopy and optical tweezers," *Biophys J* **88**, 382a-382a (2005).
8. M. Manosas, J. D. Wen, P. T. X. Li, S. B. Smith, C. Bustamante, I. Tinoco, and F. Ritort, "Force unfolding kinetics of RNA using optical tweezers. II. Modeling experiments," *Biophys J* **92**, 3010-3021 (2007).
9. J. D. Wen, M. Manosas, P. T. X. Li, S. B. Smith, C. Bustamante, F. Ritort, and I. Tinoco, "Force unfolding kinetics of RNA using optical tweezers. I. Effects of experimental variables on measured results," *Biophys J* **92**, 2996-3009 (2007).
10. C. Cecconi, E. A. Shank, F. W. Dahlquist, S. Marqusee, and C. Bustamante, "Protein-DNA chimeras for single molecule mechanical folding studies with the optical tweezers," *Eur Biophys J Biophys* **37**, 729-738 (2008).

11. E. A. Abbondanzieri, W. J. Greenleaf, J. W. Shaevitz, R. Landick, and S. M. Block, "Direct observation of base-pair stepping by RNA polymerase," *Nature* **438**, 460-465 (2005).
12. X. H. Qu, J. D. Wen, L. Lancaster, H. F. Noller, C. Bustamante, and I. Tinoco, "The ribosome uses two active mechanisms to unwind messenger RNA during translation," *Nature* **475**, 118-121 (2011).
13. Z. W. Li, B. Anvari, M. Takashima, P. Brecht, J. H. Torres, and W. E. Brownell, "Membrane tether formation from outer hair cells with optical tweezers," *Biophys J* **82**, 1386-1395 (2002).
14. P. Xia, X. Song, Z. Wang, H. Yu, X. Liu, Z. Guo, and X. Yao, "Aurora A orchestrates entosis by regulating a dynamic MCAK-TIP150 interaction," *Mol Biol Cell* **24**(2013).
15. M. C. Zhong, X. B. Wei, J. H. Zhou, Z. Q. Wang, and Y. M. Li, "Trapping red blood cells in living animals using optical tweezers," *Nat Commun* **4**(2013).
16. P. Xia, J. H. Zhou, X. Y. Song, B. Wu, X. Liu, D. Li, S. Y. Zhang, Z. K. Wang, H. J. Yu, T. Ward, J. C. Zhang, Y. M. Li, X. N. Wang, Y. Chen, Z. Guo, and X. B. Yao, "Aurora A orchestrates entosis by regulating a dynamic MCAK-TIP150 interaction," *J Mol Cell Biol* **6**, 240-254 (2014).
17. Y. Yuan, D. Li, J. Zhang, X. M. Chen, C. Zhang, Z. L. Ding, L. Wang, X. Q. Zhang, J. H. Yuan, Y. M. Li, Y. B. Kang, and G. L. Liang, "Bridging cells of three colors with two bio-orthogonal click reactions," *Chem Sci* **6**, 6425-6431 (2015).
18. Z. Sun, S. Xu, G. Dai, Y. Li, L. Lou, Q. Liu, and R. Zhu, "A microscopic approach to studying colloidal stability," *J Chem Phys* **119**, 2399-2405 (2003).
19. S. H. Xu, Y. M. Li, and L. R. Lou, "Systematical study of the trapping forces of optical tweezers formed by different types of optical ring beams," *Chinese Phys* **15**, 1391-1397 (2006).
20. S. H. Xu, Y. M. Li, L. R. Lou, H. T. Chen, and Z. W. Sun, "Steady patterns of microparticles formed by optical tweezers," *Jpn J Appl Phys* **41**, 166-168 (2002).
21. M. Khan, H. Soni, and A. K. Sood, "Optical tweezer for probing erythrocyte membrane deformability," *Appl Phys Lett* **95**(2009).
22. E. V. Lyubin, M. D. Khokhlova, M. N. Skryabina, and A. A. Fedyanin, "Cellular viscoelasticity probed by active rheology in optical tweezers," *J Biomed Opt* **17**(2012).
23. H. D. Ou-Yang and M. T. Wei, "Complex Fluids: Probing Mechanical Properties of Biological Systems with Optical Tweezers," *Annu Rev Phys Chem* **61**, 421-440 (2010).

24. G. Pesce, L. Selvaggi, G. Rusciano, and A. Sasso, "High- and low-frequency mechanical properties of living starfish oocytes," *J Biophotonics* **4**, 324-334 (2011).
25. M. Puig-De-Morales-Marinkovic, K. T. Turner, J. P. Butler, J. J. Fredberg, and S. Suresh, "Viscoelasticity of the human red blood cell," *Am J Physiol-Cell Ph* **293**, C597-C605 (2007).
26. F. Tavano, S. Bonin, G. Pinato, G. Stanta, and D. Cojoc, "Custom-Built Optical Tweezers for Locally Probing the Viscoelastic Properties of Cancer Cells," *Int J Optomechatroni* **5**, 234-248 (2011).
27. M. T. Wei, A. Zaorski, H. C. Yalcin, J. Wang, M. Hallow, S. N. Ghadiali, A. Chiou, and H. D. Ou-Yang, "A comparative study of living cell micromechanical properties by oscillatory optical tweezers," *Optics Express* **16**, 8594-8603 (2008).
28. S. Zhang, L. Gibson, D. Preece, T. A. Nieminen, and H. Rubinsztein-Dunlop, "Viscoelasticity Measurements inside Liposomes," *Optical Trapping and Optical Micromanipulation Xi* **9164**(2014).
29. M. Atakhorrami, J. I. Sulkowska, K. M. Addas, G. H. Koenderink, J. X. Tang, A. J. Levine, F. C. MacKintosh, and C. F. Schmidt, "Correlated fluctuations of microparticles in viscoelastic solutions: Quantitative measurement of material properties by microrheology in the presence of optical traps," *Phys Rev E* **73**(2006).
30. R. R. Brau, J. M. Ferrer, H. Lee, C. E. Castro, B. K. Tam, P. B. Tarsa, P. Matsudaira, M. C. Boyce, R. D. Kamm, and M. J. Lang, "Passive and active microrheology with optical tweezers," *J Opt a-Pure Appl Op* **9**, S103-S112 (2007).
31. M. Fischer and K. Berg-Sorensen, "Calibration of trapping force and response function of optical tweezers in viscoelastic media," *J Opt a-Pure Appl Op* **9**, S239-S250 (2007).
32. G. H. Koenderink, M. Atakhorrami, F. C. MacKintosh, and C. F. Schmidt, "One and two particle microrheology of entangled actin solutions," *Biophys J* **86**, 360a-360a (2004).
33. F. C. MacKintosh and C. F. Schmidt, "Microrheology," *Curr Opin Colloid In* **4**, 300-307 (1999).
34. D. Mizuno, D. A. Head, F. C. MacKintosh, and C. F. Schmidt, "Active and Passive Microrheology in Equilibrium and Nonequilibrium Systems," *Macromolecules* **41**, 7194-7202 (2008).
35. S. J. W. Parkin, G. Knoener, T. A. Nieminen, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, "Microrheology of microlitre samples: Probed with rotating optical tweezers," *P Soc Photo-Opt Ins* **6644**(2007).

36. G. Pesce, A. C. De Luca, G. Rusciano, P. A. Netti, S. Fusco, and A. Sasso, "Microrheology of complex fluids using optical tweezers: a comparison with macrorheological measurements," *J Opt a-Pure Appl Op* **11**(2009).
37. D. Preece, R. Warren, R. M. L. Evans, G. M. Gibson, M. J. Padgett, J. M. Cooper, and M. Tassieri, "Optical tweezers: wideband microrheology," *J Optics-Uk* **13**(2011).
38. L. Starrs and P. Bartlett, "One- and two-point micro-rheology of viscoelastic media," *J Phys-Condens Mat* **15**, S251-S256 (2003).
39. M. Tassieri, "Linear microrheology with optical tweezers of living cells 'is not an option!'," *Soft Matter* **11**, 5792-5798 (2015).
40. M. Tassieri, F. Del Giudice, E. J. Robertson, N. Jain, B. Fries, R. Wilson, A. Glidle, F. Greco, P. A. Netti, P. L. Maffettone, T. Bicanic, and J. M. Cooper, "Microrheology with Optical Tweezers: Measuring the relative viscosity of solutions 'at a glance'," *Sci Rep-Uk* **5**(2015).
41. M. Tassieri, R. M. L. Evans, R. L. Warren, N. J. Bailey, and J. M. Cooper, "Microrheology with optical tweezers: data analysis," *New J Phys* **14**(2012).
42. M. Tassieri, G. M. Gibson, R. M. L. Evans, A. M. Yao, R. Warren, M. J. Padgett, and J. M. Cooper, "Measuring storage and loss moduli using optical tweezers: Broadband microrheology," *Phys Rev E* **81**(2010).
43. M. Tassieri, T. A. Waigh, J. Trinick, A. Aggeli, and R. M. L. Evans, "Analysis of the linear viscoelasticity of polyelectrolytes by magnetic microrheometry-Pulsed creep experiments and the one particle response," *J Rheol* **54**, 117-131 (2010).
44. T. A. Waigh, "Microrheology of complex fluids," *Rep Prog Phys* **68**, 685-742 (2005).
45. L. G. Wilson, A. W. Harrison, A. B. Schofield, J. Arlt, and W. C. K. Poon, "Passive and Active Microrheology of Hard-sphere Colloids," *J Phys Chem B* **113**, 3806-3812 (2009).
46. A. Yao, M. Tassieri, M. Padgett, and J. Cooper, "Microrheology with optical tweezers," *Lab Chip* **9**, 2568-2575 (2009).
47. F. Zorgebel, M. Bremerich, F. C. MacKintosh, and C. F. Schmidt, "Stiff-Filament Microrheology," *Biophys J* **98**, 557a-557a (2010).
48. T. C. Li, S. Kheifets, D. Medellin, and M. G. Raizen, "Measurement of the Instantaneous Velocity of a Brownian Particle," *Science* **328**, 1673-1675 (2010).
49. M. G. Raizen, S. Kheifets, and T. C. Li, "Optical trapping and cooling of glass microspheres," *Optical Trapping and Optical Micromanipulation Ix* **8458**(2012).

50. A. Mossa, S. de Lorenzo, J. M. Huguet, and F. Ritort, "Measurement of work in single-molecule pulling experiments," *J Chem Phys* **130**(2009).
51. M. Campisi, P. Talkner, and P. Hanggi, "Fluctuation Theorem for Arbitrary Open Quantum Systems," *Physical Review Letters* **102**(2009).
52. D. Collin, F. Ritort, C. Jarzynski, S. B. Smith, I. Tinoco, and C. Bustamante, "Verification of the Crooks fluctuation theorem and recovery of RNA folding free energies," *Nature* **437**, 231-234 (2005).
53. G. Y. Shen, G. S. Xue, J. Cai, G. Zou, Y. M. Li, and Q. J. Zhang, "Photo-induced reversible uniform to Janus shape change of vesicles composed of PNIPAM-b-PAzPy2," *Soft Matter* **9**, 2512-2517 (2013).
54. G. Y. Shen, G. S. Xue, J. Cai, G. Zou, Y. M. Li, M. C. Zhong, and Q. J. Zhang, "In situ observation of azobenzene isomerization along with photo-induced swelling of cross-linked vesicles by laser-trapping Raman spectroscopy," *Soft Matter* **8**, 9127-9131 (2012).
55. P. Gross, N. Laurens, L. B. Oddershede, U. Bockelmann, E. J. G. Peterman, and G. J. L. Wuite, "Quantifying how DNA stretches, melts and changes twist under tension," *Nat Phys* **7**, 731-736 (2011).
56. A. Ishijima, H. Kojima, T. Funatsu, M. Tokunaga, H. Higuchi, H. Tanaka, and T. Yanagida, "Simultaneous observation of individual ATPase and mechanical events by a single myosin molecule during interaction with actin," *Cell* **92**, 161-171 (1998).
57. C. O. Mejean, A. W. Schaefer, E. A. Millman, P. Forscher, and E. R. Dufresne, "Multiplexed force measurements on live cells with holographic optical tweezers," *Optics Express* **17**, 6209-6217 (2009).
58. J. W. Merrill, S. K. Sainis, J. Blawdziewicz, and E. R. Dufresne, "Many-body force and mobility measurements in colloidal systems," *Soft Matter* **6**, 2187-2192 (2010).
59. V. R. Daria, P. J. Rodrigo, and J. Gluckstad, "Dynamic array of dark optical traps," *Appl Phys Lett* **84**, 323-325 (2004).
60. A. Ashkin, "Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime," *Methods in Cell Biology*, Vol 55 **55**, 1-27 (1998).
61. A. Ashkin, "Forces of a Single-Beam Gradient Laser Trap on a Dielectric Sphere in the Ray Optics Regime," *Biophys J* **61**, 569-582 (1992).
62. M. C. Zhong, L. Gong, D. Li, J. H. Zhou, Z. Q. Wang, and Y. M. Li, "Optical trapping of core-shell magnetic microparticles by cylindrical vector beams," *Appl Phys Lett* **105**(2014).

63. A. S. Desyatnikov, V. G. Shvedov, A. V. Rode, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, "Photophoretic manipulation of absorbing aerosol particles with vortex beams: theory versus experiment," *Optics Express* **17**, 8201-8211 (2009).
64. V. G. Shvedov, A. S. Desyatnikov, A. V. Rode, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, "Optical guiding of absorbing nanoclusters in air," *Optics Express* **17**, 5743-5757 (2009).
65. J. R. Moffitt, Y. R. Chemla, D. Izahky, and C. Bustamante, "Differential detection of dual traps improves the spatial resolution of optical tweezers," *P Natl Acad Sci USA* **103**, 9006-9011 (2006).
66. S. K. Lee, S. H. Kim, J. H. Kang, S. G. Park, W. J. Jung, S. H. Kim, G. R. Yi, and S. M. Yang, "Optofluidics technology based on colloids and their assemblies," *Microfluid Nanofluid* **4**, 129-144 (2008).
67. H. C. Hunt and J. S. Wilkinson, "Optofluidic integration for microanalysis," *Microfluid Nanofluid* **4**, 53-79 (2008).
68. J. Baumgartl, M. Mazilu, and K. Dholakia, "Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets," *Nat Photonics* **2**, 675-678 (2008).
69. K. Xiao and D. G. Grier, "Sorting colloidal particles into multiple channels with optical forces: Prismatic optical fractionation," *Phys Rev E* **82**(2010).
70. V. Karasek and P. Zemanek, "Optical sorting due to optical binding," *Optical Trapping and Optical Micromanipulation X* **8810**(2013).
71. R. T. Dame, M. C. Noom, and G. J. L. Wuite, "Bacterial chromatin organization by H-NS protein unravelled using dual DNA manipulation," *Nature* **444**, 387-390 (2006).
72. D. T. Chen, E. R. Weeks, J. C. Crocker, M. F. Islam, R. Verma, J. Gruber, A. J. Levine, T. C. Lubensky, and A. G. Yodh, "Rheological microscopy: Local mechanical properties from microrheology," *Physical Review Letters* **90**(2003).
73. J. C. Crocker, M. T. Valentine, E. R. Weeks, T. Gisler, P. D. Kaplan, A. G. Yodh, and D. A. Weitz, "Two-point microrheology of inhomogeneous soft materials," *Physical Review Letters* **85**, 888-891 (2000).
74. G. Medjahdi, D. Sarazin, and J. Francois, "Theoretical Approach to Enhanced Low-Angle Scattering from Moderately Concentrated Polymer-Solutions," *Macromolecules* **24**, 4138-4141 (1991).
75. P. L. Johansen, F. Fenaroli, L. Evensen, G. Griffiths, and G. Koster, "Optical micromanipulation of nanoparticles and cells inside living zebrafish," *Nat Commun* **7**(2016).

76. L. Evensen, P. L. Johansen, G. Koster, K. Zhu, L. Herfindal, M. Speth, F. Fenaroli, J. Hildahl, S. Bagherifam, C. Tulotta, L. Prasmickaite, G. M. Maelandsmo, E. Snaar-Jagalska, and G. Griffiths, "Zebrafish as a model system for characterization of nanoparticles against cancer," *Nanoscale* **8**, 862-877 (2016).
77. G. A. Siviloglou and D. N. Christodoulides, "Accelerating finite energy Airy beams," *Optics Letters* **32**, 979-981 (2007).
78. G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, "Observation of accelerating airy beams," *Physical Review Letters* **99**(2007).
79. I. Dolev, A. Libster, and A. Arie, "Self-accelerating parabolic beams in quadratic nonlinear media," *Appl Phys Lett* **101**(2012).
80. N. K. Efremidis, "Airy trajectory engineering in dynamic linear index potentials," *Optics Letters* **36**, 3006-3008 (2011).
81. S. P. Zhao, Y. X. Hu, J. Lu, X. J. Qiu, J. C. Cheng, and I. Burnett, "Delivering Sound Energy along an Arbitrary Convex Trajectory," *Sci Rep-Uk* **4**(2014).
82. E. Greenfield, M. Segev, W. Walasik, and O. Raz, "Accelerating Light Beams along Arbitrary Convex Trajectories," *Physical Review Letters* **106**(2011).
83. J. Y. Zhao, P. Zhang, D. M. Deng, J. J. Liu, Y. M. Gao, I. D. Chremmos, N. K. Efremidis, D. N. Christodoulides, and Z. G. Chen, "Observation of self-accelerating Bessel-like optical beams along arbitrary trajectories," *Optics Letters* **38**, 498-500 (2013).
84. A. Ruelas, J. A. Davis, I. Moreno, D. M. Cottrell, and M. A. Bandres, "Accelerating light beams with arbitrarily transverse shapes," *Optics Express* **22**, 3490-3500 (2014).
85. I. Kaminer, R. Bekenstein, J. Nemirovsky, and M. Segev, "Nondiffracting Accelerating Wave Packets of Maxwell's Equations," *Physical Review Letters* **108**(2012).
86. P. Zhang, Y. Hu, T. Li, D. Cannan, X. Yin, R. Morandotti, Z. Chen, and X. Zhang, "Nonparaxial Mathieu and Weber Accelerating Beams," *Physical Review Letters* **109**(2012).
87. Y. Hu, D. Bongiovanni, Z. G. Chen, and R. Morandotti, "Periodic self-accelerating beams by combined phase and amplitude modulation in the Fourier space," *Optics Letters* **38**, 3387-3389 (2013).
88. S. Chavez-Cerda, J. C. Gutierrez-Vega, and G. H. C. New, "Elliptic vortices of electromagnetic wave fields," *Optics Letters* **26**, 1803-1805 (2001).

89. J. C. Gutierrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo, and S. Chavez-Cerda, "Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams," *Optics Letters* **25**, 1493-1495 (2000).
90. R. S. Penciu, V. Paltoglou, and N. K. Efremidis, "Closed-form expressions for nonparaxial accelerating beams with pre-engineered trajectories," *Optics Letters* **40**, 1444-1447 (2015).
91. S. H. Lee, Y. Roichman, and D. G. Grier, "Optical solenoid beams," *Optics Express* **18**, 6988-6993 (2010).
92. J. A. Rodrigo, T. Alieva, E. Abramochkin, and I. Castro, "Shaping of light beams along curves in three dimensions," *Optics Express* **21**, 20544-20555 (2013).
93. I. D. Chremmos, Z. G. Chen, D. N. Christodoulides, and N. K. Efremidis, "Bessel-like optical beams with arbitrary trajectories," *Optics Letters* **37**, 5003-5005 (2012).
94. J. Y. Zhao, I. D. Chremmos, D. H. Song, D. N. Christodoulides, N. K. Efremidis, and Z. G. Chen, "Curved singular beams for three-dimensional particle manipulation," *Sci Rep-Uk* **5**(2015).
95. R. Bekenstein, J. Nemirovsky, I. Kaminer, and M. Segev, "Shape-Preserving Accelerating Electromagnetic Wave Packets in Curved Space," *Phys Rev X* **4**(2014).
96. S. Barwick, "Reduced side-lobe Airy beams," *Optics Letters* **36**, 2827-2829 (2011).
97. J. Broky, G. A. Siviloglou, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, "Self-healing properties of optical Airy beams," *Optics Express* **16**, 12880-12891 (2008).
98. L. Y. Zhang, F. J. Ye, M. T. Cao, D. Wei, P. Zhang, H. Gao, and F. L. Li, "Investigating the self-healing property of an optical Airy beam," *Optics Letters* **40**, 5066-5069 (2015).
99. W. Wen and X. X. Chu, "Quantitative comparison of self-healing ability between Bessel-Gaussian beam and Airy beam," *Ann Phys-New York* **360**, 549-555 (2015).
100. Y. X. Qian and F. Wyrowski, "Evolution of self-healing characteristic on optical Airy beam," *Optik* **125**, 3876-3879 (2014).
101. N. K. Efremidis and D. N. Christodoulides, "Abruptly autofocusing waves," *Optics Letters* **35**, 4045-4047 (2010).
102. I. Chremmos, N. K. Efremidis, and D. N. Christodoulides, "Pre-engineered abruptly autofocusing beams," *Optics Letters* **36**, 1890-1892 (2011).
103. D. G. Papazoglou, N. K. Efremidis, D. N. Christodoulides, and S. Tzortzakis, "Observation of abruptly autofocusing waves," *Optics Letters* **36**, 1842-1844 (2011).

104. I. D. Chremmos, Z. G. Chen, D. N. Christodoulides, and N. K. Efremidis, "Abruptly autofocusing and autodefocusing optical beams with arbitrary caustics," *Phys Rev A* **85**(2012).
105. J. A. Davis, D. M. Cottrell, and D. Sand, "Abruptly autofocusing vortex beams," *Optics Express* **20**, 13302-13310 (2012).
106. Y. F. Jiang, K. K. Huang, and X. H. Lu, "Propagation dynamics of abruptly autofocusing Airy beams with optical vortices," *Optics Express* **20**, 18579-18584 (2012).
107. J. D. Ring, J. Lindberg, A. Mourka, M. Mazilu, K. Dholakia, and M. R. Dennis, "Auto-focusing and self-healing of Pearcey beams," *Optics Express* **20**, 18955-18966 (2012).
108. I. D. Chremmos, G. Fikioris, and N. K. Efremidis, "Accelerating and Abruptly-Autofocusing Beam Waves in the Fresnel Zone of Antenna Arrays," *Ieee T Antenn Propag* **61**, 5048-5056 (2013).
109. J. A. Davis, D. M. Cottrell, and J. M. Zinn, "Direct generation of abruptly focusing vortex beams using a $3/2$ radial phase-only pattern," *Appl Optics* **52**, 1888-1891 (2013).
110. N. K. Efremidis, V. Paltoglou, and W. von Klitzing, "Accelerating and abruptly autofocusing matter waves," *Phys Rev A* **87**(2013).
111. P. Vaveliuk, A. Lencina, J. A. Rodrigo, and O. M. Matos, "Symmetric Airy beams," *Optics Letters* **39**, 2370-2373 (2014).
112. R. S. Penciu, K. G. Makris, and N. K. Efremidis, "Nonparaxial abruptly autofocusing beams," *Optics Letters* **41**, 1042-1045 (2016).
113. R. Jauregui and P. A. Quinto-Su, "On the general properties of symmetric incomplete Airy beams," *J Opt Soc Am A* **31**, 2484-2488 (2014).
114. P. A. Quinto-Su and R. Jauregui, "Optical stacking of microparticles in a pyramidal structure created with a symmetric cubic phase," *Optics Express* **22**, 12283-12288 (2014).
115. P. Vaveliuk, A. Lencina, J. A. Rodrigo, and O. Martinez-Matos, "Intensity-symmetric Airy beams," *J Opt Soc Am A* **32**, 443-446 (2015).
116. J. Arlt and M. J. Padgett, "Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam," *Optics Letters* **25**, 191-193 (2000).
117. L. Isenhower, W. Williams, A. Dally, and M. Saffman, "Atom trapping in an interferometrically generated bottle beam trap," *Optics Letters* **34**, 1159-1161 (2009).

118. L. Li, W. M. Lee, X. S. Xie, W. Krolikowski, A. V. Rode, and J. Y. Zhou, "Shaping self-imaging bottle beams with modified quasi-Bessel beams," *Optics Letters* **39**, 2278-2281 (2014).
119. V. G. Shvedov, C. Hnatovsky, A. V. Rode, and W. Krolikowski, "Robust trapping and manipulation of airborne particles with a bottle beam," *Optics Express* **19**, 17350-17356 (2011).
120. P. Zhang, T. C. Li, J. Zhu, X. F. Zhu, S. Yang, Y. Wang, X. B. Yin, and X. Zhang, "Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering," *Nat Commun* **5**(2014).
121. C. Alpmann, M. Esseling, P. Rose, and C. Denz, "Holographic optical bottle beams," *Appl Phys Lett* **100**(2012).
122. C. F. Kuo and S. C. Chu, "Calculation of the Force acting on a Micro-sized Particle with Optical Vortex Array Laser Beam Tweezers," *Proc Spie* **8637**(2013).
123. J. E. Curtis, B. A. Koss, and D. G. Grier, "Dynamic holographic optical tweezers," *Opt Commun* **207**, 169-175 (2002).
124. D. G. Grier and Y. Roichman, "Holographic optical trapping," *Appl Optics* **45**, 880-887 (2006).
125. S. C. Chapin, V. Germain, and E. R. Dufresne, "Automated trapping, assembly, and sorting with holographic optical tweezers," *Optics Express* **14**, 13095-13100 (2006).
126. P. Zhou, Z. J. Liu, X. J. Xu, and X. X. Chu, "Comparative study on the propagation performance of coherently combined and incoherently combined beams," *Opt Commun* **282**, 1640-1647 (2009).
127. J. Leach, K. Wulff, G. Sinclair, P. Jordan, J. Courtial, L. Thomson, G. Gibson, K. Karunwi, J. Cooper, Z. J. Laczik, and M. Padgett, "Interactive approach to optical tweezers control," *Appl Optics* **45**, 897-903 (2006).
128. G. Sinclair, J. Leach, P. Jordan, G. Gibson, E. Yao, Z. J. Laczik, M. J. Padgett, and J. Courtial, "Interactive application in holographic optical tweezers of a multi-plane Gerchberg-Saxton algorithm for three-dimensional light shaping," *Optics Express* **12**, 1665-1670 (2004).
129. Z. Zheng, B. F. Zhang, H. Chen, J. P. Ding, and H. T. Wang, "Optical trapping with focused Airy beams," *Appl Optics* **50**, 43-49 (2011).
130. M. A. Preciado, K. Dholakia, and M. Mazilu, "Generation of attenuation-compensating Airy beams," *Optics Letters* **39**, 4950-4953 (2014).

131. R. Schley, I. Kaminer, E. Greenfield, R. Bekenstein, Y. Lumer, and M. Segev, "Loss-proof self-accelerating beams and their use in non-paraxial manipulation of particles' trajectories," *Nat Commun* **5**(2014).
132. P. Zhang, J. Prakash, Z. Zhang, M. S. Mills, N. K. Efremidis, D. N. Christodoulides, and Z. G. Chen, "Trapping and guiding microparticles with morphing autofocusing Airy beams," *Optics Letters* **36**, 2883-2885 (2011).
133. P. Zhang, Z. Zhang, J. Prakash, S. Huang, D. Hernandez, M. Salazar, D. N. Christodoulides, and Z. G. Chen, "Trapping and transporting aerosols with a single optical bottle beam generated by moire techniques," *Optics Letters* **36**, 1491-1493 (2011).
134. E. R. Dufresne and D. G. Grier, "Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optics," *Rev Sci Instrum* **69**, 1974-1977 (1998).
135. E. R. Dufresne, G. C. Spalding, M. T. Dearing, S. A. Sheets, and D. G. Grier, "Computer-generated holographic optical tweezer arrays," *Rev Sci Instrum* **72**, 1810-1816 (2001).
136. M. Brunner, J. Dobnikar, H. H. von Grunberg, and C. Bechinger, "Direct measurement of three-body interactions amongst charged colloids," *Physical Review Letters* **92**(2004).
137. J. Jang, J. Lim, H. Yu, H. Choi, J. Ha, J. H. Park, W. Y. Oh, W. Jang, S. Lee, and Y. Park, "Complex wavefront shaping for optimal depth-selective focusing in optical coherence tomography," *Optics Express* **21**, 2890-2902 (2013).
138. D. Kim, W. Choi, M. Kim, J. Moon, K. Seo, S. Ju, and W. Choi, "Implementing transmission eigenchannels of disordered media by a binary-control digital micromirror device," *Opt Commun* **330**, 35-39 (2014).
139. M. Mirhosseini, O. S. Magana-Loaiza, C. C. Chen, B. Rodenburg, M. Malik, and R. W. Boyd, "Rapid generation of light beams carrying orbital angular momentum," *Optics Express* **21**, 30196-30203 (2013).
140. Y. X. Ren, R. D. Lu, and L. Gong, "Tailoring light with a digital micromirror device," *Ann Phys-Berlin* **527**, 447-470 (2015).
141. D. Engstrom, M. Persson, J. Bengtsson, and M. Goksor, "Calibration of spatial light modulators suffering from spatially varying phase response," *Optics Express* **21**, 16086-16103 (2013).
142. A. Hermerschmidt, S. Kruger, T. Haist, S. Zwick, M. Warber, and W. Osten, "Holographic optical tweezers with real-time hologram calculation using a phase-only

- modulating LCOS-based SLM at 1064 nm - art. no. 690508," *Complex Light and Optical Forces Ii* **6905**, 90508-90508 (2008).
143. A. Jesacher, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Combined holographic optical trapping and optical image processing using a single diffractive pattern displayed on a spatial light modulator," *Optics Letters* **39**, 5337-5340 (2014).
144. M. Persson, D. Engstrom, and M. Goksor, "Real-time generation of fully optimized holograms for optical trapping applications," *Optical Trapping and Optical Micromanipulation VIII* **8097**(2011).
145. L. F. Hu, L. Xuan, Y. J. Liu, Z. L. Cao, D. Y. Li, and Q. Q. Mu, "Phase-only liquid-crystal spatial light modulator for wave-front correction with high precision," *Optics Express* **12**, 6403-6409 (2004).
146. J. Campos, A. Marquez, M. J. Yzuel, J. A. Davis, D. M. Cottrell, and I. Moreno, "Fully complex synthetic discriminant functions written onto phase-only modulators," *Appl Optics* **39**, 5965-5970 (2000).
147. P. C. Mogensen and J. Gluckstad, "Phase-only optical encryption," *Optics Letters* **25**, 566-568 (2000).
148. J. A. Davis, D. M. Cottrell, J. Campos, M. J. Yzuel, and I. Moreno, "Encoding amplitude information onto phase-only filters," *Appl Optics* **38**, 5004-5013 (1999).
149. Z. Gorocs, G. Erdei, T. Sarkadi, F. Ujhelyi, J. Remenyi, P. Koppa, and E. Lorincz, "Hybrid multinary modulation using a phase modulating spatial light modulator and a low-pass spatial filter," *Optics Letters* **32**, 2336-2338 (2007).
150. Z. Zalevsky, S. Gaffling, J. Hutter, L. Z. Chen, W. Iff, A. Tobisch, J. Garcia, and V. Mico, "Passive time-multiplexing super-resolved technique for axially moving targets," *Appl Optics* **52**, C11-C15 (2013).
151. S. Reichelt, R. Haussler, G. Futterer, N. Leister, H. Kato, N. Usukura, and Y. Kanbayashi, "Full-range, complex spatial light modulator for real-time holography," *Optics Letters* **37**, 1955-1957 (2012).
152. V. Arrizon, "Complex modulation with a twisted-nematic liquid-crystal spatial light modulator: double-pixel approach," *Optics Letters* **28**, 1359-1361 (2003).
153. T. Ando, Y. Ohtake, N. Matsumoto, T. Inoue, and N. Fukuchi, "Mode purities of Laguerre-Gaussian beams generated via complex-amplitude modulation using phase-only spatial light modulators," *Optics Letters* **34**, 34-36 (2009).
154. Z. Z. Chen, T. T. Zeng, B. J. Qian, and J. P. Ding, "Complete shaping of optical vector beams," *Optics Express* **23**, 17701-17710 (2015).

155. S. Choi, J. Roh, H. Song, G. Sung, J. An, W. Seo, K. Won, J. Ungnapatanin, M. Jung, Y. Yoon, H. S. Lee, C. H. Oh, J. Hahn, and H. Kim, "Modulation efficiency of double-phase hologram complex light modulation macro-pixels," *Optics Express* **22**, 21460-21470 (2014).
156. O. Mendoza-Yero, G. Mínguez-Vega, and J. Lancis, "Encoding complex fields by using a phase-only optical element," *Optics Letters* **39**, 1740-1743 (2014).
157. P. Zhang, Y. Hu, D. Cannan, A. Salandrino, T. C. Li, R. Morandotti, X. Zhang, and Z. G. Chen, "Generation of linear and nonlinear nonparaxial accelerating beams," *Optics Letters* **37**, 2820-2822 (2012).
158. M. A. Bandres, M. A. Alonso, I. Kaminer, and M. Segev, "Three-dimensional accelerating electromagnetic waves," *Optics Express* **21**, 13917-13929 (2013).
159. P. Polynkin, M. Kolesik, J. V. Moloney, G. A. Siviloglou, and D. N. Christodoulides, "Curved Plasma Channel Generation Using Ultraintense Airy Beams," *Science* **324**, 229-232 (2009).
160. T. Vettenburg, H. I. C. Dalgarno, J. Nylk, C. Coll-Llado, D. E. K. Ferrier, T. Cizmar, F. J. Gunn-Moore, and K. Dholakia, "Light-sheet microscopy using an Airy beam," *Nat Methods* **11**, 541-544 (2014).
161. J. D. Ring, C. J. Howls, and M. R. Dennis, "Incomplete Airy beams: finite energy from a sharp spectral cutoff," *Optics Letters* **38**, 1639-1641 (2013).
162. H. I. Sztul and R. R. Alfano, "The Poynting vector and angular momentum of Airy beams," *Optics Express* **16**, 9411-9416 (2008).
163. D. Biasseti, E. Neyra, J. R. V. de Aldana, L. Roso, and G. A. Torchia, "Buried waveguides in Nd:YLF crystals obtained by femtosecond laser writing under double line approach," *Appl Phys a-Mater* **110**, 595-599 (2013).
164. F. Bragheri, P. Minzioni, R. M. Vazquez, N. Bellini, P. Paie, C. Mondello, R. Ramponi, I. Cristiani, and R. Osellame, "Optofluidic integrated cell sorter fabricated by femtosecond lasers," *Lab Chip* **12**, 3779-3784 (2012).
165. L. Rindorf, M. Q. Bu, and J. Gluckstad, "Parallel optical sorting of biological cells using the generalized phase contrast method," *Microfluidics, Biomems, and Medical Microsystems Xii* **8976**(2014).
166. T. Roth and J. Gluckstad, "Bio Optofluidics Cell Sorter - cell-BOCS Concept and Applications," *Complex Light and Optical Forces Vi* **8274**(2012).

167. M. Soltani, J. Lin, R. A. Forties, J. T. Inman, S. N. Saraf, R. M. Fulbright, M. Lipson, and M. D. Wang, "Nanophotonic trapping for precise manipulation of biomolecular arrays," *Nat Nanotechnol* **9**, 448-452 (2014).
168. Y. T. Zhang, Z. G. Zhang, T. Cheng, Q. C. Zhang, and X. P. Wu, "Accelerating Generalized Polygon Beams and Their Propagation," *Chinese Phys Lett* **32**(2015).
169. Y. T. Zhang, F. L. Dong, K. M. Qian, Q. C. Zhang, W. G. Chu, X. Ma, and X. P. Wu, "Study on evolving phases of accelerating generalized polygon beams," *Optics Express* **24**, 5300-5310 (2016).
170. L. Gong, W. W. Liu, Y. X. Ren, Y. Lu, and Y. M. Li, "Self-bending symmetric cusp beams," *Appl Phys Lett* **107**(2015).
171. Z. J. Ren, L. W. Dong, C. F. Ying, and C. J. Fan, "Generation of optical accelerating regular triple-cusp beams and their topological structures," *Optics Express* **20**, 29276-29283 (2012).
172. C. Chen and Z. J. Ren, "Production of optical accelerating regular polygon beams and their optical characteristics," *Holography, Diffractive Optics, and Applications VI* **9271**(2014).
173. S. Barwick, "Accelerating regular polygon beams," *Optics Letters* **35**, 4118-4120 (2010).
174. D. Berlinski, "Catastrophe Theory and Its Applications - Poston,T, Stewart,I," *Behav Sci* **23**, 402-416 (1978).
175. M. Golubitsky, "Introduction to Catastrophe Theory and Its Applications," *Siam Rev* **20**, 352-387 (1978).
176. M. Golubitsky, "An Introduction to Catastrophe-Theory and Its Applications," *Gen Syst* **24**, 65-100 (1979).
177. S. Jia, J. C. Vaughan, and X. W. Zhuang, "Isotropic three-dimensional super-resolution imaging with a self-bending point spread function," *Nat Photonics* **8**, 302-306 (2014).
178. H. Zhang, J. H. Xie, J. Liu, and Y. T. Wang, "Elimination of a zero-order beam induced by a pixelated spatial light modulator for holographic projection," *Appl Optics* **48**, 5834-5841 (2009).
179. M. Woerdemann, C. Alpmann, M. Esseling, and C. Denz, "Advanced optical trapping by complex beam shaping," *Laser Photonics Rev* **7**, 839-854 (2013).
180. V. G. Shvedov, A. V. Rode, Y. V. Izdebskaya, A. S. Desyatnikov, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, "Selective trapping of multiple particles by volume speckle field," *Optics Express* **18**, 3137-3142 (2010).

181. I. Chremmos, P. Zhang, J. Prakash, N. K. Efremidis, D. N. Christodoulides, and Z. G. Chen, "Fourier-space generation of abruptly autofocusing beams and optical bottle beams," *Optics Letters* **36**, 3675-3677 (2011).
182. M. D. Wei, "Generation of bottle beam by focusing a super-Gaussian beam using a lens and an axicon," *Opt Commun* **277**, 19-23 (2007).
183. L. Paterson, M. P. MacDonald, J. Arlt, W. Sibbett, P. E. Bryant, and K. Dholakia, "Controlled rotation of optically trapped microscopic particles," *Science* **292**, 912-914 (2001).
184. H. Ye, C. Wan, K. Huang, T. Han, J. Teng, Y. S. Ping, and C. W. Qiu, "Creation of vectorial bottle-hollow beam using radially or azimuthally polarized light," *Optics Letters* **39**, 630-633 (2014).
185. V. Bagini, F. Frezza, M. Santarsiero, G. Schettini, and G. S. Spagnolo, "Generalized Bessel-Gauss beams," *J Mod Optic* **43**, 1155-1166 (1996).
186. C. Palma, "Decentered Gaussian beams, ray bundles, and Bessel-Gauss beams," *Appl Optics* **36**, 1116-1120 (1997).
187. D. N. Schimpf, J. Schulte, W. P. Putnam, and F. X. Kartner, "Generalizing higher-order Bessel-Gauss beams: analytical description and demonstration," *Optics Express* **20**, 26852-26867 (2012).
188. D. G. Grier, "A revolution in optical manipulation," *Nature* **424**, 810-816 (2003).
189. G. M. Gibson, R. W. Bowman, A. Linnenberger, M. Dienerowitz, D. B. Phillips, D. M. Carberry, M. J. Miles, and M. J. Padgett, "A compact holographic optical tweezers instrument," *Rev Sci Instrum* **83**(2012).
190. C. Lopez-Quesada, J. Andilla, and E. Martin-Badosa, "Correction of aberration in holographic optical tweezers using a Shack-Hartmann sensor," *Appl Optics* **48**, 1084-1090 (2009).
191. M. C. Zhong, L. Gong, J. H. Zhou, Z. Q. Wang, and Y. M. Li, "Optical trapping of red blood cells in living animals with a water immersion objective," *Optics Letters* **38**, 5134-5137 (2013).
192. Y. Roichman, A. Waldron, E. Gardel, and D. G. Grier, "Optical traps with geometric aberrations," *Appl Optics* **45**, 3425-3429 (2006).
193. K. D. Wulff, D. G. Cole, R. L. Clark, R. DiLeonardo, J. Leach, J. Cooper, G. Gibson, and M. J. Padgett, "Aberration correction in holographic optical tweezers," *Optics Express* **14**, 4169-4174 (2006).

194. R. W. Bowman, A. J. Wright, and M. J. Padgett, "An SLM-based Shack-Hartmann wavefront sensor for aberration correction in optical tweezers," *J Optics-Uk* **12**(2010).
195. A. Georgiou, T. DWilkinson, N. Collings, and W. A. Crossland, "An algorithm for computing spot-generating holograms," *J Opt a-Pure Appl Op* **10**(2008).
196. S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt, and M. P. Vecchi, "Optimization by Simulated Annealing," *Science* **220**, 671-680 (1983).
197. A. Prugelbennett and J. L. Shapiro, "Analysis of Genetic Algorithms Using Statistical-Mechanics," *Physical Review Letters* **72**, 1305-1309 (1994).
198. R. W. Cohn and M. H. Liang, "Pseudorandom phase-only encoding of real-time spatial light modulators," *Appl Optics* **35**, 2488-2498 (1996).
199. L. J. Zhu, P. C. Sun, D. U. Bartsch, W. R. Freeman, and Y. Fainman, "Wave-front generation of Zernike polynomial modes with a micromachined membrane deformable mirror," *Appl Optics* **38**, 6019-6026 (1999).
200. W. W. Liu, Y. X. Ren, H. F. Gao, Q. Sun, Z. Q. Wang, and Y. M. Li, "Aberrations in holographic array optical tweezers corrected with Zernike polynomials," *Acta Phys Sin-Ch Ed* **61**(2012).
201. M. Dienerowitz, G. Gibson, R. Bowman, and M. Padgett, "Holographic aberration correction: optimising the stiffness of an optical trap deep in the sample," *Opt Express* **19**, 24589-24595 (2011).
202. E. Spruijt, J. Sprakel, M. Lemmers, M. A. C. Stuart, and J. van der Gucht, "Relaxation Dynamics at Different Time Scales in Electrostatic Complexes: Time-Salt Superposition," *Physical Review Letters* **105**(2010).
203. S. C. Kuo, J. Gelles, E. Steuer, and M. P. Sheetz, "A Model for Kinesin Movement from Nanometer-Level Movements of Kinesin and Cytoplasmic Dynein and Force Measurements," *J Cell Sci*, 135-138 (1991).
204. D. J. Pine, D. A. Weitz, P. M. Chaikin, and E. Herbolzheimer, "Diffusing-Wave Spectroscopy," *Physical Review Letters* **60**, 1134-1137 (1988).
205. D. A. Weitz, J. X. Zhu, D. J. Durian, H. Gang, and D. J. Pine, "Diffusing-Wave Spectroscopy - the Technique and Some Applications," *Phys Scripta* **T49b**, 610-621 (1993).
206. T. Okajima and H. Tokumoto, "Nanorheology of living cells investigated by atomic force microscopy," *Nihon Reorogi Gakk* **36**, 81-86 (2008).
207. A. R. Bausch, W. Moller, and E. Sackmann, "Measurement of local viscoelasticity and forces in living cells by magnetic tweezers," *Biophys J* **76**, 573-579 (1999).

208. M. T. Valentine, L. E. Dewalt, and H. D. OuYang, "Forces on a colloidal particle in a polymer solution: A study using optical tweezers," *J Phys-Condens Mat* **8**, 9477-9482 (1996).
209. I. W. Hamley, "Nanostructure fabrication using block copolymers," *Nanotechnology* **14**, R39-R54 (2003).

缩写词索引

AAF, abruptly autofocusing, 强自聚焦

AiB, Airy beam, 艾利光

AMSAB, amplitude modulated symmetric Airy beam, 振幅调制对称艾利光

ARPB, accelerating regular polygon beams, 多边形加速光场

CAB, circular Airy beam, 圆对称艾利光

DPHs, double phase holograms, 双相位全息图

ECP, even cubic phase, 偶立方相位

GL, gratings and lens algorithm, 棱镜透镜算法

LVE, linear viscoelasticity, 线性粘弹性

MSD, mean square displacement, 均方位移

OT, optical tweezers, 光镊

PEP, PEO-PEP-PEO, PEP 嵌段共聚物

PZT, Piezo-stages, 压电平台

SAB, symmetric Airy beam, 对称艾利光

SCB, symmetric cusp beam, 对称多边形光场

致 谢

在科大的研究生生涯即将结束，这篇博士学位论文主要是对我研究生期间科研工作的总结。论文的完成离不开各位导师的悉心指导以及各位同学朋友的帮助和支持。借此之际，我想表达对他们的真诚谢意。

感谢导师欧阳钟灿院士，欧阳老师在软物质领域研究具有很高的造诣，通过阅读老师的著作和课上学习，使我有机会和兴趣接触软物质这一领域，并最终利用光镊在软物质方面做了一些尝试研究。感谢导师李银妹教授，李老师在光镊技术研究领域深耕多年，具有很深的造诣。我在研究生期间的很多进步和成长，都离不开李老师在科研和生活上的悉心指导和督促。我于2010年进入激光生物实验室学习，虽然在一开始遇到了一些困难和走了弯路，但是李老师的鼓励和鞭策，以及亲自实验指导，使我很快的进入科研角色并确立了研究方向，并最终能够顺利毕业。在科大的六年里，导师们渊博的学识，坚韧不拔的科研探索精神以及高尚的人格，给我留下了深刻印象并激励着我，这也是我人生中不可多得的财富。

感谢实验室同学的帮助和支持。感谢任煜轩师兄在我刚进实验室时带我从事全息光镊方面的工作，任师兄思路开阔灵活，在全息捕获方面给了很多优秀的建议和指导。感谢钟敏成和周金华师兄在微流变实验中提供的测量样品和在数据处理上的指导。感谢薛国胜师兄在光路调节和计算机软件学习上提供的指导和帮助。感谢王浩威老师在论文修改上提供的建议。感谢一起合作的龚雷，我们在光场和光捕获方面的成果使本文内容得到了充实。感谢李迪提供的后焦面探测光路的实验数据供我搭建快速探测光路做对比和参考用。感谢组里已经毕业的李煌师兄，高红芳师姐以及和我一届的周丹丹同学，和你们的共处和科研，也让我收获很多，以及同实验室的呼新尧，赵倩，余盼盼和李宣令同学。另外还有本科生路遥，姜永伦，王一博和徐晓鹏，你们参与到我的科研工作使我的想法得以实施，也减轻了我的压力，在此一并致谢。

感谢王自强老师在设备采购上的帮助，这些工作大大方便了我们实验工作的开展。感谢姚焜老师在测量空间光调制器伽马曲线方面做的工作，这些工作使我们后续光场实验能够顺利进行。同时也感谢浙江农林大学的褚修祥老师在光场调制方面给与的建议和意见。

感谢那些无法在这里一一列举出来的人。

在即将毕业之际，衷心祝愿实验室在各位老师和同学的努力下，能够继续蓬勃发展。同时也祝各位师长导师身体健康，工作顺利！

最后，感谢我家人一贯的理解、支持和鼓励，你们是我追求学业和前进的

坚强后盾和动力。

谨以此文献给我的家人！

刘伟伟

2016年5月

在读期间发表的学术论文与取得的其他研究成果

已发表论文:

1. **Weiwei Liu**, Yao Lu, Yuxuan Ren, Lei Gong, Xiuxiang Chu, Guosheng Xue, Mincheng Zhong, Ziqiang Wang, Jinhua Zhou and Yinmei Li, Dynamic enhancement of autofocusing properties for symmetric airy beam with exponential amplitude masks, 2016, **Journal of optics** (accepted , ID: JOPT-102174).
2. Lei Gong *, **Weiwei Liu** * , Yuxuan Ren, Yao Lu and Yinmei Li, Self-bending symmetric cusp beam, 2015, **Applied Physics Letters**, 107(23), 231110.
(*contributed equally to this work)
3. **Weiwei Liu**, Yao Lu, Lei Gong, Yinmei Li, Abruptly autofocusing properties of approximate dual airy beam generated from symmetric cubic phase, 2015, Digital Holography and 3-D Imaging conference of OSA, DW2A.29.
4. Shulu Wang, **Weiwei Liu**, Anting Wang, An integral imaging method for depth extraction with lens array in an optical tweezer system, 2014, Proceeding of SPIE conference, Vol. 9270.
5. 刘伟伟, 任煜轩, 高红芳, 孙晴, 王自强, 李银妹, 泽尼克多项式校正全息阵列光镊像差的实验研究, **物理学报**[J], 2012, 61(18), 188701.

待发表论文:

6. **Weiwei Liu**, Yonglun Jiang, Panpan Yu, Lei Gong, Haowei Wang, Ziqiang Wang, Yinmei Li, the damped oscillating propagation of the compensating accelerating beams, 2016, arxiv:1605.04392.
7. Lei Gong *, **Weiwei Liu** * et al. Controllable light capsules employing modified Bessel-Gauss beams and binary amplitude holograms, 2016, Scientific reports arXiv:1605.03544. (*contributed equally to this work)