

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 用于动物活体内深度细胞操控的复杂

光场调控和光声显微成像技术研究

作者姓名 燕 雷

学科专业 物理学

导师姓名 郭光灿 教授、李银妹 教授

完成时间 二〇一六年十月

中国科学技术大学

博士学位论文



用于动物活体内深度细胞操控的复杂 光场调控和光声显微成像技术研究

作者姓名： 龚 雷

学科专业： 物 理 学

导师姓名： 郭光灿 教授 李银妹 教授

完成时间： 二〇一六年十月九日

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



**Study of Complex Light
Shaping and Photoacoustic
Microscopy for Optical
Manipulation of Cells into Deep
Tissue in Living Animals**

Author's Name: Lei Gong
Speciality: Physics
Supervisor: Prof. Guang-Can Guo Prof. Yin-Mei Li
Finished time: October 9th, 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: 雷

签字日期: 2016.11.3

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: 雷

导师签名: 李银峰

签字日期: 2016.11.3

签字日期: 2016.11.3

摘要

直接对动物活体内的细胞进行操控和成像对于研究活体环境下细胞的结构和功能、细胞与组织之间的相互作用、研究血栓形成机制和肿瘤细胞转移等生物医学问题具有重要意义。20世纪80年代光镊技术的问世为细胞的无损伤操控和研究提供了极好的工具。光镊技术发展至今已能够操控动物活体内的血细胞,但由于光子在生物组织中的强散射问题和传统高斯光场光镊的局限性,高斯光镊目前还无法实现深层活体组织内的细胞操控,成为光镊技术用于活体研究继而推向实际生物医学应用的壁垒。与此同时,活体光镊技术还涉及到生物组织的深度光学成像问题,它同样受限于生物组织的光散射特性。

研究过程中人们发现,光场的空间调控能够帮助突破传统光镊技术的局限性,抑制生物组织强的光散射特性。通过结合光镊技术和光学成像技术,光场的空间调控为解决活体操控和成像所面临的挑战提供了一个有效的途径。为了实现动物活体内深度细胞操控,本论文实验研究了复杂光场的空间调控和活体光声成像技术,具体研究内容和取得的进展包括:

1. 复杂光场空间调控技术。活体生物组织的光学性质具有复杂和动态变化等特性,为了通过光场调控来克服组织的光散射问题,需要开发动态的复杂光场调控技术。本论文研究了高速空间光调制器件——数字微镜器件(DMD)的复杂波前调制技术,实现了振幅、位相、偏振态、空间相干性等光场性质的灵活调控和光场多个自由度的同时调控,并成功将其应用于各种复杂结构光场的实验研究。
2. 复杂结构光场在新型光学操控中的应用。为突破传统光镊技术的局限性,本文将复杂结构光场与光镊技术相结合,开发了多种新型光学操控方式和功能,实现了吸热磁性微粒的操控和多通道微粒光学输运等新型捕获形式,并进一步探索用于癌细胞杀伤和活体细胞操控等实验研究。
3. 新型活体光声成像技术。为解决生物组织的深度光学成像问题,本文提出了一种基于复杂光场调控的三维活体光声成像技术——合成光针光声显微成像技术(SLN-PAM)。SLN-PAM通过探测入射光子在组织中激发的超声波,极大地克服了光子在生物组织的强散射性,显著增加了生物组织内的成像深度。这种光声成像技术实现了空间不变的亚衍射极限的分辨率,同时拥有超

长的成像焦深。作为验证，我们构建了基于 DMD 的系统原型，并利用这种新型光声成像技术实现了活体斑马鱼的高分辨体成像。

本文的研究进展和成果为突破目前活体光镊技术的瓶颈，进而实现动物活体环境下深层组织内的细胞操控和成像奠定了基础。论文中提出的一些新的技术和理念也可能在光学、生物学以及临床医学等相关领域具有一定的潜在应用价值。

关键词：动物活体内光学操控，复杂光场调制，数字微镜器件，新型结构光场，光声显微成像

ABSTRACT

Direct imaging and manipulation of individual cells in living animals are highly desirable but challenging for biomedical research. Such technologies play a key role in studying the structure and function of cells and the interaction between cells and tissues in a natural environment, further facilitating insights into the thrombogenesis, metastases of tumor, etc. In 1980s, the invention of the laser tweezers provided a great tool for these studies due to its ability of noninvasive manipulation of individual cells. Recently, the optical tweezers technique has enabled the trapping and manipulation of red blood cells within capillaries in living mice, which creates a new area of optical tweezers for in-vivo research. However, all these studies have so far been limited to the superficial layer of tissue because most biological tissues are highly scattering and the focused Gaussian beam cannot go deeper into the tissues, holding back the actual applications. Besides, the in-vivo manipulation technology involves optical imaging in deep tissues, which also suffers the tissue-scattering problem.

It is found that the spatial light engineering brings potential solutions to these issues. In order to achieve optical manipulation in deep tissue *in vivo*, this thesis focused on the studies of complex wavefront shaping and photoacoustic microscopy technologies. The specific work and progresses achieved in this thesis including:

1. Complex light shaping techniques. The dynamic wavefront shaping techniques are desired for optical manipulation *in vivo* because the biological tissue is more complicated and always changes dynamically. In this thesis, we proposed and demonstrated some approaches for complex wavefront shaping with a digital micromirror device. Engineering the amplitude, phase, polarization and spatial coherence of the light fields was demonstrated. These methods were then exploited for experimental generation and characterization of various structured light beams.
2. Novel optical manipulation with structured light beams. To overcome the limitation of conventional optical tweezers, we combined the optical trapping with

structured light beams to realize new trapping configurations. Some new structured beams, for example, optical bottles and symmetric cusp beams, were proposed to trap and manipulate special microparticles. These novel trapping configurations were further exploited for biomedical applications, for example, killing cancer cell.

3. Novel photoacoustic microscopy technique *in vivo*. Based on the complex light shaping, a synthetic-light-needle photoacoustic microscopy (SLN-PAM) was proposed to overcome the strong scattering of biological tissues and to achieve deep tissue imaging. SLN-PAM has a spatially-invariant lateral resolution over a large depth of field. Notably, the lateral resolution of SLN-PAM beats the diffraction limit of the objective lens, achieving sub-diffraction resolution. As a demonstration, a DMD based SLN-PAM prototype was built and applied for volumetric imaging of zebrafish larvae *in vivo*.

The findings and progresses obtained in this thesis will help overcome the limitations of the conventional optical tweezers and lay a foundation for the next step to optical manipulation and imaging of individual cells within deep tissues *in vivo*. In addition, the novel concepts and approaches proposed here will open up new opportunities for potential applications in optics, biomedical and clinical sciences, etc.

Key Words: Optical micromanipulation in living animals, Complex light shaping, Digital micromirror device, Structured light beams, Photoacoustic microscopy

目 录

第 1 章 绪 论.....	1
1.1 活体光镊技术研究进展及其面临的问题.....	2
1.1.1 活体光镊技术的研究进展.....	2
1.1.2 活体光镊技术面临的问题.....	5
1.2 新型结构光场.....	6
1.2.1 高阶激光模式光束.....	6
1.2.2 非衍射光场.....	9
1.2.3 自加速光场.....	13
1.2.4 奇点光场.....	16
1.3 空间光场调控及其方法.....	20
1.4 空间光场调控的应用概述.....	23
1.4.1 光场调制在新型光捕获中的应用.....	23
1.4.2 光场调制在光学成像中的应用.....	26
1.4.3 光场调制在光通信及其他领域中的应用.....	29
1.5 本文主要研究内容.....	31
第 2 章 DMD 的光场调制原理和方法.....	33
2.1 数字微镜器件 (DMD) 简介.....	33
2.1.1 DMD 的结构和特点.....	34
2.1.2 DMD 的光学衍射特性.....	35
2.2 DMD 的光场复振幅调制原理.....	40
2.2.1 振幅型灰度全息图.....	40
2.2.2 振幅型二值化全息图.....	41
2.3 DMD 复振幅调制的新型编码方法.....	43
2.3.1 Lee 方法.....	44
2.3.2 超像素 (super-pixel) 法.....	46
2.3.3 光筛 (photon sieve) 法.....	49
2.4 DMD 光场调制的两种方式.....	52
2.4.1 DMD 位于成像面.....	52

2.4.2 DMD 位于 Fourier 面	54
2.5 基于 DMD 的光场空间相干性调控	56
2.5.1 部分相干光场的相干模式分解	56
2.5.2 基于 DMD 的光场相干特性调控	57
2.6 本章小结	59
第 3 章 基于 DMD 的复杂结构光场的实验研究	60
3.1 高阶激光模式光束的实验研究	60
3.1.1 厄米高斯 (HG) 光束	61
3.1.2 拉盖尔高斯 (LG) 光束	64
3.1.3 因斯高斯 (IG) 光束	66
3.2 非衍射光束的实验研究	68
3.2.1 Bessel-Gauss 光束	68
3.2.2 Parabolic 非衍射光束	73
3.3 新型非衍射叠加光束	75
3.3.1 近场非对称贝塞尔光束	78
3.3.2 远场非对称贝塞尔光束	81
3.4 复杂柱对称矢量涡旋光束	83
3.4.1 S-waveplate 空间偏振转化的原理	83
3.4.2 实验装置	84
3.4.3 实验结果和讨论	85
3.5 本章小结	88
第 4 章 结构光场在新型光捕获中的应用	89
4.1 可调控光瓶捕获吸热磁性微粒	89
4.1.1 基于广义 Bessel-Gauss 光束的新型光瓶	90
4.1.2 基于 DMD 的光瓶实验产生	97
4.1.3 光瓶用于吸热磁性微粒的光学捕获	98
4.2 矢量光镊捕获磁性包被微粒用于癌细胞杀伤	102
4.2.1 矢量光镊的实验装置	102
4.2.2 矢量光束捕获磁性包被微粒的实验研究	104

4.2.3 矢量光束捕获磁性微粒杀死癌细胞.....	106
4.3 自加速对称尖端光束及其在光操控中的应用.....	107
4.3.1 自加速对称尖端光束.....	107
4.3.2 对称尖端光束的实验研究.....	110
4.3.3 光学微流道.....	112
4.4 本章小结.....	113
第5章 基于合成光针的三维活体光声显微成像.....	114
5.1 研究背景.....	114
5.1.1 光声显微成像.....	115
5.1.2 三维光声显微成像存在的问题.....	118
5.2 基于合成光针的光声显微成像原理.....	120
5.2.1 合成光针的理论模型.....	121
5.2.2 三维光声图像重构.....	123
5.3 基于DMD的SLN-PAM系统装置及其标定.....	124
5.3.1 实验装置.....	124
5.3.2 SLN-PAM系统的测试和标定.....	126
5.4 三维物体的光声成像.....	129
5.4.1 空间分布的碳纤维的光声成像.....	129
5.4.2 活体斑马鱼的光声成像.....	130
5.5 SLN-PAM未来发展的讨论.....	132
5.6 本章小结.....	134
第6章 总结与展望.....	135
6.1 论文总结.....	135
6.2 工作展望.....	136
参考文献.....	137
缩写词索引.....	157
致谢.....	159
博士期间发表的学术论文与其他研究成果.....	161

第1章 绪论

在动物活体环境下研究单个细胞的结构和功能以及细胞与组织之间的相互作用可以帮助揭示细胞病变的机理、血栓形成机制和肿瘤细胞迁移特性等，对于生物学基础研究和临床诊断具有重要意义。生物学科学家一直期盼能深入到活体动物内研究细胞的行为，但是长期以来苦于没有合适的非损伤性操控细胞的技术手段。直到 20 世纪 80 年代，光镊技术的诞生[1]为解决这个问题带来了曙光。光镊是一种无损伤的微观操控工具，它利用光与物质间的动量传递产生力的效应，从而实现对微粒的捕获和操控，同时它也是一种微小位移和力的精确测量工具。因此，光镊为活体细胞的操控和测量提供了极好的研究手段。

人们利用光镊技术不仅能研究体外的单细胞行为[2-4]，还可以研究单分子的动力学特性[5-11]，并且在这些研究领域都取得了重要进展。但是如何直接将光镊技术应用于动物活体内的细胞研究依然存在着极大的挑战，这是由于动物活体环境的复杂性以及深入到活体内部研究单个细胞而不损伤组织的特殊要求导致的。直到 2013 年，我们实验室首次将光镊技术应用于动物活体的研究取得突破，成功实现小鼠耳朵血管内红细胞的操控以及对血管的可控阻塞和疏通[12]，这一成果突破了人们对活体细胞无法直接进行无损控制的技术瓶颈，开拓了光镊研究活体内细胞新领域。然而，由于生物组织对于其内部传输光子的强烈散射特性和传统高斯光场光镊本身的局限性，目前活体内细胞的操控还局限于比较表层的组织中。现有的活体光镊技术无法实现深度活体组织内的细胞操控和观测，这成为光镊用于活体研究继而推向实际生物学应用的技术瓶颈。

在研究过程中人们发现，光场的空间调控能够帮助突破传统光镊技术的局限性，抑制生物组织强的光散射特性。特别是，新型结构光场与光操控技术和光学成像技术的结合能够为其提供全新的调控维度，帮助解决新的技术和应用难题。因此，光场的空间调控为解决活体操控和成像所面临的问题提供了一个有效的途径。为了在动物活体环境下实现深层组织内的细胞操控和观测，本论文主要研究了复杂光场的空间调控和活体光声成像技术，本章则简要介绍与本论文研究内容相关的知识背景。

1.1 活体光镊技术研究进展及其面临的问题

传统的光镊是1986年美国物理学家 Ashkin 发明的,它利用一束高度聚焦的高斯光束形成的光陷阱实现了对微观粒子的三维捕获和操控,因此传统的光镊也被称为“单光束梯度力阱”[1]。理论和实验研究表明,单光束梯度力阱可以近似看成一个谐振势阱[13],因此光势阱中的被囚禁微粒类似于弹簧谐振子,始终受到一个指向光阱中心的回复力。在光谐振势阱中,回复力是指微粒所受光强梯度力和散射力的合力。根据胡克定律,回复力的大小正比于微粒偏离光阱中心的距离,这个比例系数被称为光阱刚度(optical stiffness)。只要事先标定了光阱刚度,通过测量微粒偏离光阱中心的位移就可以实时获得微粒受力大小[14],并以此为探针探测外界作用力的大小。得益于现代光电探测技术的发展,目前光镊的位移探测精度可达埃(ångström)米量级[15],力的探测精度则可达亚皮牛顿量级(10^{-12} N) [16]。因此,光镊不仅是一种无损伤的微观操控工具,还是微小位移和力的精确探针。这些优越的性能使光镊诞生以后迅速成为微观领域光与物质相互作用研究的一种重要手段,在物理、化学、生物等学科及其交叉学科领域中发挥了重要作用[17, 18]。特别是,光镊技术发展至今已能够操控动物活体内的细胞,这是生物医学领域一直以来梦寐以求的研究手段,将会极大促进活体环境下细胞的结构和功能以及相关疾病的研究。本节将介绍光镊技术应用于动物活体内细胞操控的研究进展并简要分析活体光镊技术目前面临的主要挑战。

1.1.1 活体光镊技术的研究进展

2013年,我们课题组将光镊技术直接应用于动物活体研究取得了重要进展,首次在动物活体环境下实现了光镊对单个细胞的捕获和操控[12]。我们利用近红外激光光镊在小鼠耳朵深度约50微米的真皮层的毛细血管内实现了对流动红细胞的捕获。如图1.1,在直径较小的毛细血管(约3-5微米)内,光阱固定放在血管中心,当细胞流动经过时,光镊会对流经的细胞施加力的作用导致血液流速减慢,直至光阱的捕获力足够大可以克服流体的作用力从而实现对某个红细胞的稳定捕获。此时,虽然单个细胞被光镊固定在光阱中心,但是液体仍然可以从捕获细胞的周围流动,在流体的作用下其他红细胞将流出显微镜观察视野。

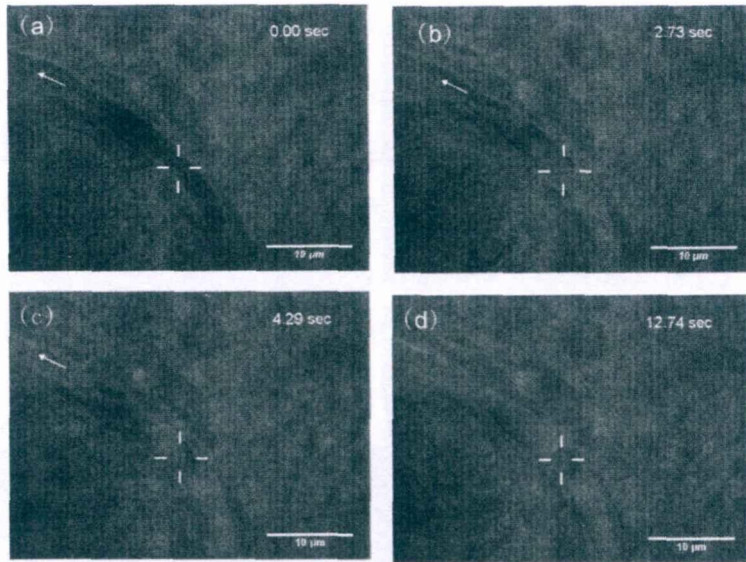


图 1.1 光镊捕获小白鼠活体内单个红细胞。(“+”表示光阱中心，标尺为 10 μm 。箭头所指为细胞运动方向。)(a)实验刚开始，光阱中心对准血管的中心，血液正常流动，此刻分辨不出单个细胞。(b)光镊作用后，血流速度渐渐变慢，可以分辨出单个红细胞逐个流过。(c)光镊作用约 4 秒时的情形。光镊限制住一个红细胞，其他的红细胞继续流动。(d)被捕获的细胞停留在光阱中，其它的红细胞流出显微镜观察视野。

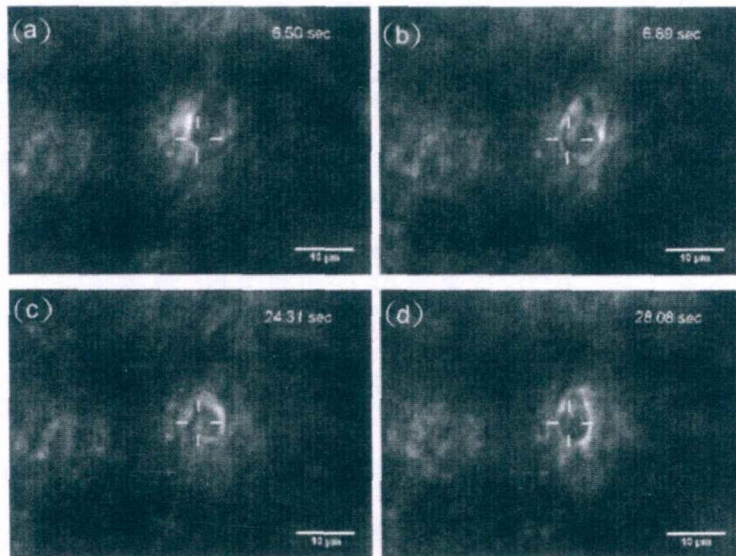


图 1.2 光镊三维操控大血管内的红细胞。(a-b) 光阱横向操控红细胞运动。通过移动样平台红细胞移动至血管壁附近。红线示意血管边沿。(c-d) 光阱纵向操控红细胞运动。在纵向方向移动显微物镜时，光阱会随着物镜运动而运动。箭头所指红细胞周围组织的成像随光阱纵向运动而变模糊，光阱中的细胞一直成像清晰，证明光镊对红细胞的捕获是三维捕获。

在直径较大的毛细血管内，光镊同样可以实现三维稳定捕获流动的红细胞，并可以操控它移动至血管内的任何位置，操控过程如图 1.2。实验结果表明，光镊技术可以直接应用于动物活体内细胞操控，这为活体环境下单个特定细胞的定量研究提供了全新的手段。此外，更有意义的是，光镊还可以在毛细血管内同时捕获多个红细胞堵塞血管形成局部的血栓，如图 1.3。这种光镊诱导形成的微型血栓可以用于研究血栓的形成机制，也可以用于研究动物的微循环机理。因此，活体光镊技术对于生物医学研究非常有意义。

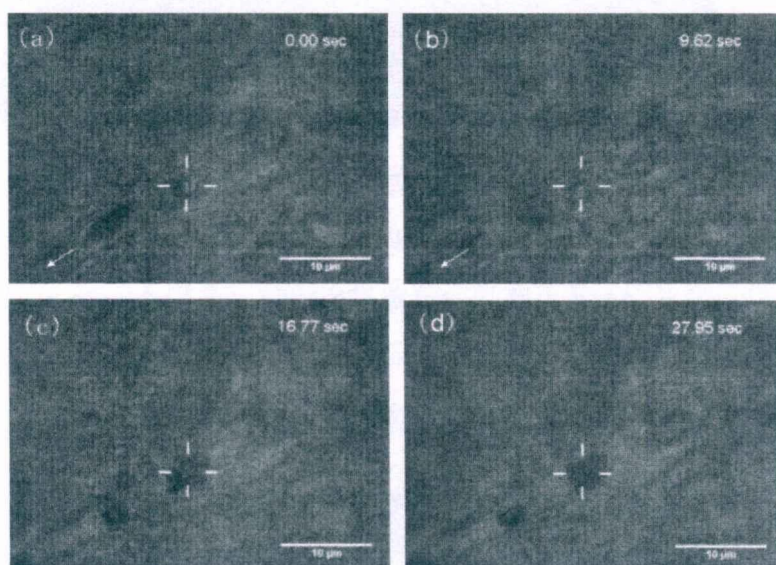


图 1.3 光镊捕获小白鼠活体内多个血红细胞造成局部血栓。(“+”表示光阱中心，标尺为 10 μm 。箭头所指为细胞运动方向。)(a)实验刚开始，光阱中心对准血管的中心，血液正常流动，此刻分辨不出单个细胞。(b)光镊作用后，血流速度渐渐变慢，光镊抓住一个红细胞。(c)光镊同样对其他的红细胞也有吸引作用，同时抓住几个红细胞。(d)被捕获的细胞停留在光阱中，由于血管比较小，光阱抓住的细胞团堵住了血管，血流停滞，形成了微血栓。

光镊还可以作为一种微型的“手术刀”在动物活体身体内进行“微型手术”，这种手术刀可以穿透生物组织而不引起损伤，是未来理想的手术工具。如图 1.4 所示，当毛细血管中多个血红细胞聚集堵塞血管导致局部的血栓，我们可以通过操控光镊主动对堵塞的血管进行“微区手术”，疏通该血管，使得血流恢复流动。光镊操控红细胞沿着血管移动，可以改变血管两端的压强，使得被堵塞的血管逐渐恢复流动。在实验中，光镊从聚集的细胞群中捕获一个细胞，牵引其脱离聚集体沿着血管运动，到血液恢复正常运动状态，整个“手术”仅用了约 37 秒。

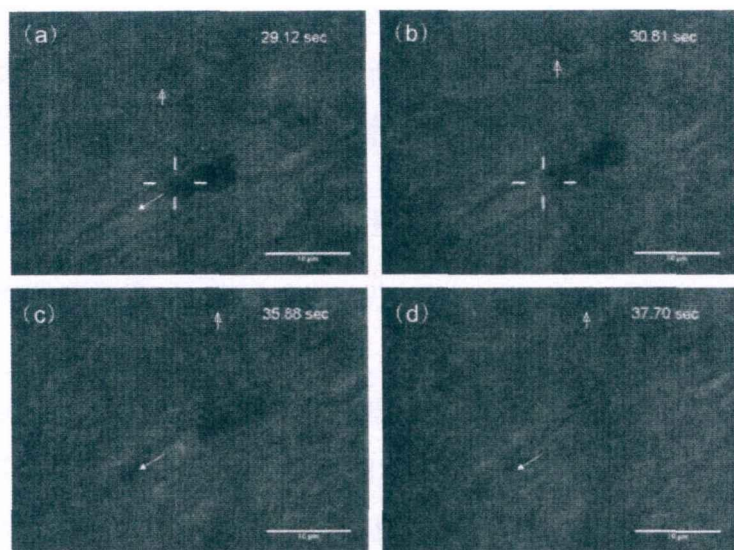


图 1.4 光镊诱导疏通小血管恢复流动。(标尺=10 μm 。“+”表示光阱中心，箭头指示血流方向。) (a)红细胞无法经过血管狭窄处。(b)在光阱的吸引力作用下，红细胞逐渐经过血管狭窄处。(c, d)该红细胞经过血管后，血管上端的血压将血流压入血管，最终恢复血管中的血流。

1.1.2 活体光镊技术面临的问题

光镊技术应用于动物活体环境下的细胞操控，特别是光镊操控红细胞实现对血管进行可控阻塞和疏通，突破了人们对活体细胞无法直接进行无损控制的技术瓶颈，开拓了光镊研究活体内细胞新领域。但是现有的光镊技术只适用于比较浅层的组织血管内的细胞操控，操控深度约 50 微米左右[19]。而大量的生命活动现象发生在更深层的组织内，例如免疫细胞的穿壁运动和癌细胞的迁移等。因此，要将活体光镊技术应用于实际生物医学研究，深层活体组织内的细胞操控是亟待进一步发展的方向。

但是，动物活体环境下深层组织内的细胞操控技术依然面临着很大的挑战，因为光子在生物组织中传播时的强烈散射性，使传统的高斯光场光镊无法在深层组织内形成有效光阱，成为光镊技术用于深度活体研究的技术瓶颈。此外，活体光镊技术需要实时观测细胞的操控过程，因此深层组织内的光学成像技术是活体研究必不可少的技术。然而，活体环境下的光学成像深度同样受限于生物组织的光散射特性。

综上所述,动物活体环境下深层组织内的细胞操控主要面临两个问题,一个是生物组织对光子的强散射性导致高斯光束无法在深层组织内高度聚焦形成有效光阱,另一个是深层组织内的光学成像问题。本论文主要围绕解决这两个问题开展了一系列的实验研究。

1.2 新型结构光场

传统的高斯光镊无法实现深层组织内的细胞操控,一方面是由于生物组织的强散射特性,另一方面是高斯光束本身的衍射特性导致的。研究表明,光场空间调控可以帮助突破传统光镊技术的局限性。特别是,新型结构光场与光操控技术的结合能够为其提供全新的调控维度[13, 20-22],帮助解决新的技术和应用难题。

新型结构光场是具有复杂光场结构或者新颖演化特性的光场。这里我们主要关注的都是自由空间中单波长的光场,它们都是亥姆赫兹方程(Helmholtz equation)的解[23]。这些光场分为两类,一类光场具有理论上的严格的亥姆赫兹方程解的分布形式,我们称为光波,例如 Plane wave、Bessel wave、Weber wave 和 Mathieu wave,它们是波动方程在不同坐标系下具体解的形式。这些光波是严格意义上的非衍射光场,它们在自由空间中是无限延展的,所以实验上是无法产生的。另一类是实验可以生成的,称为光束,它们是傍轴波动方程的解,包括我们熟悉的高阶激光模式光束如厄米高斯光束(Hermite-Gauss, HG) [24]、拉盖尔高斯光束(Laguerre-Gauss, LG) [25]、因斯高斯光束(Ince-Gauss, IG) [26],以及与前面光波对应的具有高斯分布的光束如 Plane-Gauss 光束、Bessel-Gauss 光束、Weber-Gauss 光束和 Mathieu-Gauss 光束,还有光场分布在传播过程中能自行平移的自加速光束如 Airy 光束和非傍轴自加速光束等。

除了上面提到的这些,新型结构光场还包括具有特殊相位和偏振空间分布的奇点光场[27],这些结构光场与物质相互作用时通常展现出新颖的光学效应,在光学微操控、光学显微成像和光学通信中具有重要应用价值。

1.2.1 高阶激光模式光束

我们通常接触的激光大多是高斯基模,但激光谐振腔中可以稳定存在的激光模式很多[28],只要满足特定的条件,就可以产生高阶模式的激光。不论何种激

光模式 $U(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \exp(-ik_z z)$ ，它们都满足标量傍轴波动方程

$$\left(\nabla_t^2 + 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) \Psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.1)$$

其中 ∇_t^2 是横向拉普拉斯算子， \mathbf{r} 是坐标矢量， k 是波数。不考虑谐振时间项，该方程最低阶的解是高斯模式，其分布是[29]

$$\Psi_G(\mathbf{r}) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp \left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i \frac{kr^2}{2R(z)} - i\psi_{GS}(z) \right], \quad (1.2)$$

r 是径向坐标， $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}$ 表示 z 位置光斑大小， $R(z) = z + z_R^2/z$ 光波波前的曲率半径， $\psi_{GS}(z) = \arctan(z/z_R)$ 为轴对称光波的 Gouy 相移， $z_R = k\omega_0^2/2$ 是瑞利距离， ω_0 是激光束腰大小。对于其它激光模式，我们只需要解方程就能得到。在不同坐标系下，方程 (1.1) 的解分别对应厄米高斯模式、拉盖尔高斯模式和因斯高斯模式，具体分布如下（省略传播相位因子 $\exp(ikz)$ ）：

在笛卡尔坐标系下，厄米高斯模式的形式为[30-32]：

$$HG_{m,n}(\mathbf{r}) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega(z)} \right) \exp \left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i \frac{kr^2}{2R(z)} - i\psi_{HG}(z) \right], \quad (1.3)$$

其中 H_m 是厄米多项式， $\psi_{HG} = (m+n+1)\psi_{GS}$ 。

在圆柱坐标系下，拉盖尔高斯模式的形式为[33-37]：

$$LG_{l,p}(\mathbf{r}) = \frac{C_p}{\omega(z)} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{\omega^2(z)} \right) \exp \left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i \frac{kr^2}{2R(z)} + il\phi - i\psi_{LG}(z) \right], \quad (1.4)$$

其中 L_p^l 是拉盖尔多项式， C_p 是归一化参数， $\psi_{LG} = (|l| + 2p + 1)\psi_{GS}$ 。

在椭圆柱坐标系下，因斯高斯模式的形式为[38, 39]：

$$\begin{cases} IG_{p,m}^e(\mathbf{r}; \varepsilon) = \frac{C\omega_0}{\omega(z)} C_p^m(i\xi, \varepsilon) C_p^m(\eta, \varepsilon) \exp \left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i \frac{kr^2}{2R(z)} - i\psi_{IG}(z) \right], \\ IG_{p,m}^o(\mathbf{r}; \varepsilon) = \frac{S\omega_0}{\omega(z)} S_p^m(i\xi, \varepsilon) S_p^m(\eta, \varepsilon) \exp \left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i \frac{kr^2}{2R(z)} - i\psi_{IG}(z) \right], \end{cases} \quad (1.5)$$

其中 C_p^m 和 S_p^m 分别是偶和奇因斯多项式， C 和 S 是归一化参数， ε 是表示光束椭圆度的参数， $\psi_{IG} = (p+1)\psi_{GS}$ 。

以上三种模式光场都有三个特点,首先它们都是激光谐振腔中稳定的特征模式;其次,任意一组模式都构成傍轴波动方程正交完备解集;最后,这些模式光束在传播过程中光场形状保持不变,被称为自相似模式。图 1.5 给出了这三种光场典型的模式平面强度分布,我们可以清楚地看出在不同坐标系下的光场分布的特点以及他们完美的光场结构。其中厄米高斯和拉盖尔高斯的最低阶是高斯模式,拉盖尔高斯模式成环状分布,而厄米高斯和因斯高斯成瓣状分布,但高斯模式因为多一个椭偏程度的调控参数可呈现出更加复杂的光场结构。特别是高阶拉盖尔高斯光场波前拥有螺旋相位 $\exp(il\phi)$, 这种光场携带轨道角动量 (Orbital angular momentum, OAM) [40, 41]。由于光场的中心是相位奇点, 所以光强为零。

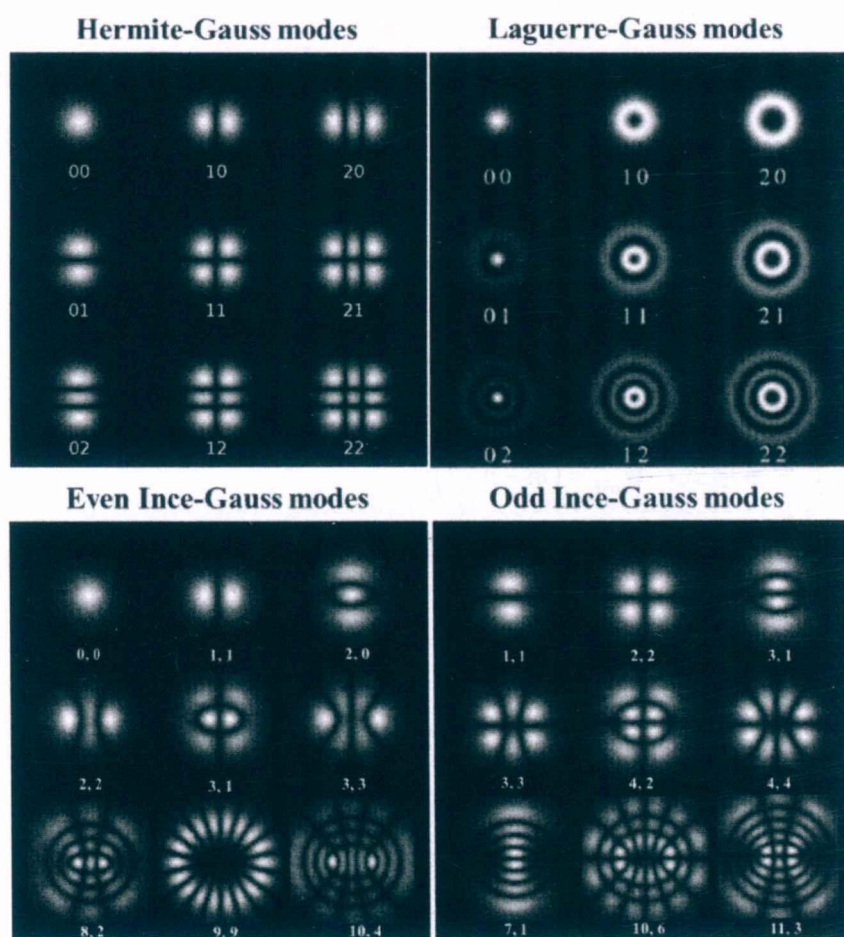


图 1.5 典型的高阶激光模式光场平面强度分布[23, 29]。

那么这三种激光模式之间有什么关系呢? 根据它们都是正交完备解可知, 任意一个模式都可以由其他模式叠加得到。如图 1.6(a) 所示, 拉盖尔高斯模式 LG_{01}

可以由两个厄米高斯模式 HG_{01} 和 HG_{10} 叠加得到，而因斯高斯模式也可以由拉盖尔高斯光束叠加得到，如图 1.6 (d,) 所示，而且拉盖尔高斯模式和厄米高斯模式可以看成是因斯高斯模式对应于 $\epsilon \rightarrow 0$ 和 $\epsilon \rightarrow \infty$ 的两种极限情况。此外，正交完备解还包含另外一层意思，即一组模式中任意模式的线性叠加仍然满足波动方程，而这些模式光场的叠加通常会产生新的结构和特性的光场，如图 1.6 (b) 和 (c) 两个不同角向参数的 LG 光束叠加可产生轮状光场，奇和偶因斯光场叠加可得到含有轨道角动量的涡旋因斯光场 (Helical-Ince mode) [38]。

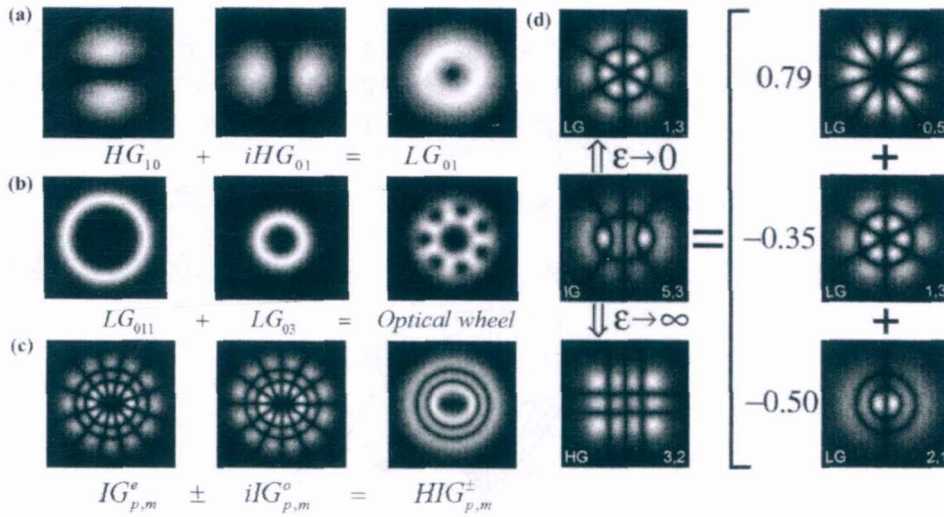


图 1.6 三种激光模式间的相互关系以及模式光束的叠加[38]。

1.2.2 非衍射光场

物理光学原理表明，局域光场在自由空间传播都会受到衍射的影响，导致它们传播过程中光场的平面分布会随传播距离发生改变。典型的例子是 1.2.1 中提到的高斯光束，它在传播过程中很快会发散，所以只能在很短的距离内认为是准直的，这个长度由瑞利距离定义。然而光学中存在另外一类光场，称为非衍射光场 (Non-diffracting wave fields, NDW)，也称为传播不变光场[42, 43]。这类光场在自由空间传播过程中平面分布不随传播距离改变，即不受衍射的影响。本节开始我们提到，严格意义的非衍射光场包括 Plane wave、Bessel wave、Mathieu wave 和 Weber wave，它们分别对应于亥姆赫兹波动方程在直角坐标、圆柱坐标、椭圆柱坐标和抛物线柱坐标下的解[23]，这些光场都是理论上的。因为它们在自由空间是无限扩展的，所以实际并不存在。实验上可以产生的是它们的近似光场，统

称为 Helmholtz-Gauss 光束[29]。Helmholtz-Gauss 光束实际是傍轴波动方程的解，因此，它们不是严格的非衍射光场，但相比于高斯光束，它们能够在很长的传输距离内保持光场分布不变，在实际应用中这些非衍射光束发挥了重要作用。

NDW 是亥姆赫兹方程 $(\nabla^2 + k^2)U(\mathbf{r})=0$ 的解，根据 NDW 传播不变性条件，可推导出一般的 NDW 关于 Whittaker 积分的复振幅为[43, 44]:

$$U(\mathbf{r}) = \exp(-ik_z z) \int_{-\pi}^{\pi} A(\varphi) \exp(-ik_t(x \cos \varphi + y \sin \varphi)) d\varphi, \quad (1.6)$$

其中 $A(\varphi)$ 是光场 $U(\mathbf{r})$ 的角谱，但它的分布被限定在频谱空间一个半径为 k_t 的环上，如图 1.7，这个条件是由非衍射条件根据 McCutchen 理论确定的。 k_t 和 k_z 分别是横向和纵向的波矢分量，他们满足关系 $k_t^2 + k_z^2 = k^2$ 。当然，光场还有一个时间项 $\exp(i\omega t)$ ，下面的公式中都暂不考虑。

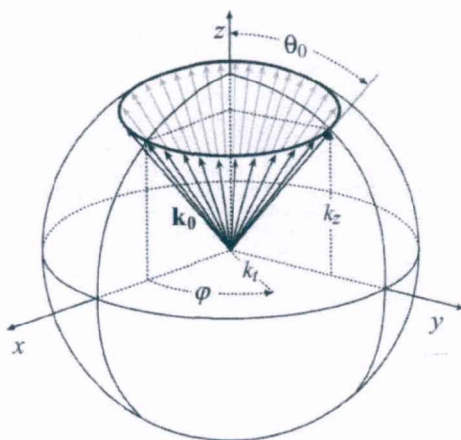


图 1.7 McCutchen 球上非衍射光场频谱特性示意图[43]。

值得注意的是，公式 (1.6) 是 NDW 在任意柱坐标系下的一般表达式，函数 $A(\varphi)$ 确定光场具体的平面分布。这个分布在不同的坐标系下有不同的表达形式。具体的分布需要通过将亥姆赫兹方程变换成该坐标下的形式然后解出来。

在笛卡尔坐标系下，满足非衍射条件的解是平面波，其分布为[23]:

$$U_{PW}(x, y, z) = A \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \psi_0)]. \quad (1.7)$$

两个平面波的干涉场也是一种 NDW，它在平面上呈 \cos 形式分布，被称为 cosine waves。那么有限或者无限个平面波干涉也能产生 NDW，但这些平面波波矢需要满足图 1.7 的条件，即其环状频谱是分立的点。

在圆柱坐标系下，满足非衍射条件的解是 Bessel wave，其分布为[45-48]:

$$U(r, \phi, z) = A_0 \exp(ik_z z) J_n(k_t r) \exp(in\phi), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.8)$$

其中 $J_n(\cdot)$ 是 n 阶第一类 Bessel 函数。类似于 LG 光场，Bessel wave 也包含螺旋相位因子。因此，Bessel 光场也携带轨道角动量。在 $z = 0$ 平面，Bessel 光场对应的角谱分布为:

$$\tilde{U}_{BW}(\varphi) = \frac{i^{-l-1}}{k_t} \exp(in\varphi). \quad (1.9)$$

其振幅是一个常量，因此频谱环上是均匀分布的场。

在椭圆柱坐标下，满足非衍射条件的解是 Mathieu wave，其分布[44, 49, 50]:

$$\begin{cases} U_m^e(\xi, \eta, z; q) = C_m J e_m(\xi, q) c e_m(\eta, q) \exp(ik_z z), \quad m = 0, 1, 2, \dots, \\ U_m^o(\xi, \eta, z; q) = S_m J o_m(\xi, q) s e_m(\eta, q) \exp(ik_z z), \quad m = 0, 1, 2, \dots, \end{cases} \quad (1.10)$$

这分别是偶和奇 Mathieu waves。公式中 $J e_m$ 和 $J o_m$ 分别是第 m 阶偶和奇的径向 Mathieu 函数，而 $c e_m$ 和 $s e_m$ 则是第 m 阶偶和奇的角向 Mathieu 函数。它们的频谱分布为:

$$\begin{cases} \tilde{U}_m^e(\varphi) = c e_m(\varphi; q), \quad m = 0, 1, 2, \dots \\ \tilde{U}_m^o(\varphi) = s e_m(\varphi; q), \quad m = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (1.11)$$

除了奇和偶的 Mathieu waves，还有一类由它们叠加得到的光场，称为 *helical* Mathieu waves，其分布为[51]:

$$U_{HM}^\pm(\xi, \eta, z; \varepsilon) = U_m^e(\xi, \eta, z; \varepsilon) + i U_m^o(\xi, \eta, z; \varepsilon). \quad (1.12)$$

这种光场同 Bessel wave 一样具有螺旋相位波前，因此也携带轨道角动量，但是其相位奇点分布更加复杂，也随着光场参数的不同而改变。

在抛物线柱坐标下，满足条件的解是 Parabolic /Weber wave，其分布为[52]:

$$\begin{cases} U_{Web}^e(\xi, \eta, z; a) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} |\Gamma_1|^2 P_e(\sigma\xi; a) P_e(\sigma\eta; -a) \exp(ik_z z), \\ U_{Web}^o(\xi, \eta, z; a) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} |\Gamma_3|^2 P_o(\sigma\xi; a) P_o(\sigma\eta; -a) \exp(ik_z z), \end{cases} \quad (1.13)$$

这分别是偶和奇的 Weber wave。公式中 $\sigma = (2k_t)^{1/2}$ ， a 是一个范围在 $(-\infty, \infty)$ 中常数参量， $\Gamma_1 = \Gamma(1/4 + ia/2)$ ， $\Gamma_3 = \Gamma(3/4 + ia/2)$ ， $P_e(\nu, a)$ 和 $P_o(\nu, a)$ 分别是抛物

线柱微分方程 $P(v, a) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n v^n / n!, c_{n+2} = ac_n - n(n-1)c_{n-2}/4$ 偶和奇的解。它们的傅立叶频谱分布是：

$$\begin{cases} \tilde{U}_{Web}^e(\varphi; a) = \frac{1}{2(\pi|\sin\varphi|)^{1/2}} \exp(ia \ln \left| \tan \frac{\varphi}{2} \right|), \\ \tilde{U}_{Web}^o(\varphi; a) = \frac{1}{i} \begin{cases} -A_e(\varphi; a), \varphi \in (-\pi, 0) \\ A_e(\varphi; a), \varphi \in (0, \pi) \end{cases} \end{cases} \quad (1.14)$$

类似于 Mathieu waves, 除了奇和偶的 Parabolic wave, 还有一种由它们叠加形成的光场, 称为 Travelling parabolic waves, 其分布为[53]

$$U_T^{\pm}(\eta, \xi; a) = U_{Web}^e(\xi, \eta; a) \pm iU_{Web}^o(\xi, \eta; a). \quad (1.15)$$

区别于 Bessel wave 圆对称螺旋相位, 这个光场的整体相位在传播过程中沿着半平面 ($x \geq 0, z; a > 0$) 移动。在固定横截面上, 相位看起来沿着抛物线轨迹运动。

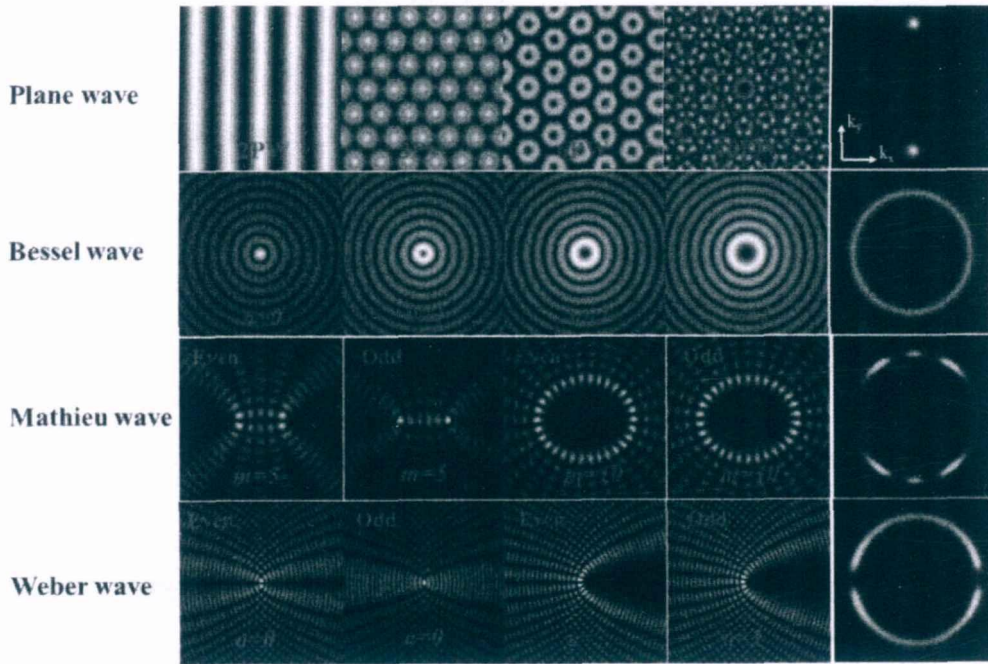


图 1.8. 四种非衍射光束典型模式的平面光场分布和典型频谱分布[23, 42]。

图 1.8 列出了几类光场的典型光场强度分布, 可以很清晰的看出它们是不同的坐标系下解的特点。对应的频谱分布也展示在图 1.8 右列, 可以看出不论具体光场成何种分布, 它们的频谱都限制在一个环上, 而环上频谱分布与光场有关, 这正是 NDW 一般表达式的含义。根据这个原理, 我们可以得到任意分布的非衍射光场, 产生的方法很简单, 只要改变频谱环上的具体分布即可[54]。

接下来,我们讨论下这些非衍射光场的共性。首先,相比于傍轴波动方程的解的激光模式光场,这些光场都是亥姆赫兹方程严格的正交完备解,也就是说任意的非衍射光场都可以由任意一组完备解叠加得到。其次,这些光场在传输过程中都保持光场横向分布严格不变,即非衍射特性。最后,这些光场还有一个特殊性质——自修复[55-57],即光场在遇到障碍物后很快可以自行修复原来的光场结构,这个性质可从频谱面上理解为部分光被挡掉不影响环形频谱上多个平面波的干涉[45]。

1.2.3 自加速光场

几何光学中,光沿着直线传播是一个基本规律。然而,光学中有一类光场在传播过程中却会沿着曲线路径移动,被称为自加速光场(Self-accelerating beams)或者自弯曲光场(Self-bending beams)。这来源于1979年Berry等人发现的一种艾里分布的波包,其传播路径是抛物线[58]。后来在2007年,人们又首次在光学上实验观测到了艾里光束(Airy beam)[59],此后自加速光场的新奇特性引起了人们的广泛关注。艾里光场实际是傍轴波动方程的解。我们首先考虑一维艾里光束,它可由归一化的(1+1)D傍轴波动方程[59]

$$i \frac{\partial \psi(s, \xi)}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi(s, \xi)}{\partial s^2} = 0 \quad (1.16)$$

推导得到,其中 $s = x/x_0$ 和 $\xi = z/kx_0^2$ 分别横向和轴向是归一化的坐标, x_0 是归一化因子。根据能量指数衰减的初始条件 $\psi(s, \xi = 0) = Ai(s) \exp(as) \exp(ivs)$ 可得:

$$\begin{aligned} \psi(s, \xi; a, v) = & Ai \left(s - \frac{\xi^2}{4} - v\xi + ia\xi \right) \exp \left(as - \frac{a\xi^2}{2} - av\xi \right) \times \\ & \exp \left[-i \left(\frac{\xi^3}{12} - \frac{(a^2 - v^2 + s)\xi}{2} - vs + \frac{v\xi^2}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.17)$$

公式中 $Ai(\cdot)$ 代表艾里函数。衰减因子 $a > 0$ 确保函数收敛,即光束的能量有限。光束总能量可根据帕塞瓦尔定理(Parseval's theorem)计算得到,为 $\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(s, \xi = 0)|^2 ds = \sqrt{1/8\pi a} \exp(2a^3/3)$ 。而参数 v 表示加速运动的初始速度。从公式(1.17)我们可以得出,艾里光束在 $x-\xi$ 平面上做弹道轨迹运动。具体的轨迹

由方程 $s = v\xi + (\xi/2)^2$ 来确定，因此可以通过参量 v 来调控光束的具体运动轨迹，如图 1.9 (b)。

类似的，根据 (2+1)D 的傍轴波动方程可以推导出二维的艾里光束分布为：

$$\psi_{Ai}(s, \xi; a, v) = \psi_x(s_x, \xi; a, v) \cdot \psi_y(s_y, \xi; a, v). \quad (1.18)$$

图 1.9 (b) 展示了二维艾里光束在不同传播距离的光强分布，光斑呈现单个象限的点状分布，并有一个强度最大的主光瓣。从不同位置的光瓣分布可以看出，艾里光束虽然在传播过程中横向加速，但是其平面光场分布近似保持不变，这也是一种非衍射现象，因此我们称这类光束为传播不变的自加速光束 (Propagation invariant accelerating beams)。此外，艾里光场也具有自修复 (self-healing) 能力 [60]。即使能量最集中的主光瓣被挡住，很快它就能自行恢复原来的结构。如图 1.9 (c)，我们可以把艾里光束看成是抛物线形状的光线的叠加，当部分光线被挡掉后，剩余的光线仍然可以叠加形成原来的分布。除了直角分布的艾里光束，还有一类是圆对称分布的艾里光束 (Circular Airy beam, CAB)，其分布为[61]：

$$\psi(r, z) = Ai(r_0 - r) \exp(a(r_0 - r)) \quad (1.19)$$

有意思的是，圆艾里光束在自由空间传播过程中会突然产生一个聚焦点，如图 1.9 (d)。这种现象称为自聚焦特性 (Abruptly autofocusing)，自加速光束都可以认为是一种特殊的光学焦散 (Caustics) 现象[62, 63]。

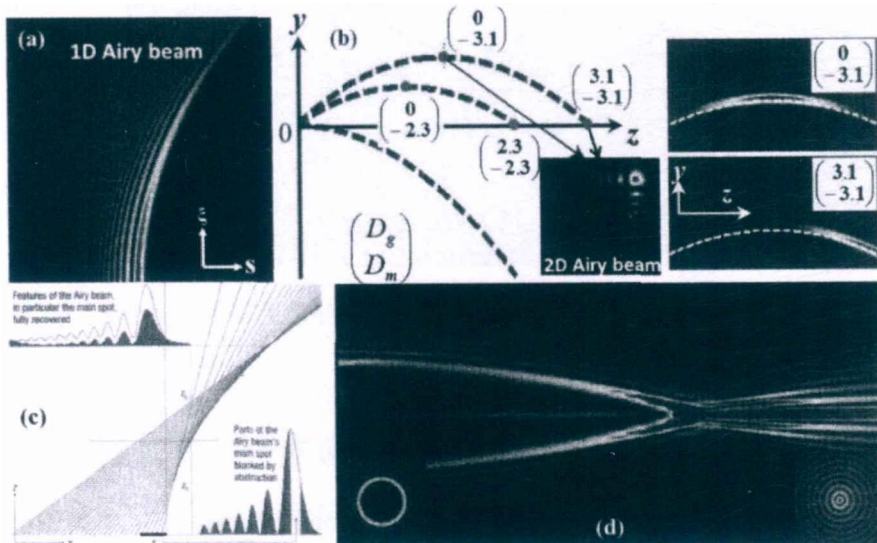


图 1.9 艾里光束及其特性。(a) 1D 艾里光束的演化。(b) 二维艾里光斑及其运动轨迹。(c) 艾里光束的自修复特性[60]。(d) 圆艾里光束的自聚焦特性[61]。

上面介绍的 Airy beam 是傍轴的自加速光场,同样也存在非傍轴自加速光场,它们是严格的波动方程的解。首先考虑 (1+1) D 的波动方程,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (1.20)$$

类似于非衍射光场,在不同的坐标系下,其解具有不同的形式。因此,我们需要首先将这个方程转化成不同坐标系下具体形式,然后得到对应的具体的解。

在极坐标下,非傍轴的自加速光场分布为[64, 65]:

$$E^+(x, z) = \int_0^\pi e^{iak_\theta} e^{ik[x\cos(k_\theta)+z\sin(k_\theta)]} dk_\theta = J_\alpha^+(kx, kz). \quad (1.21)$$

考虑到物理实际,这里只取正向传播的光场,称为 half-Bessel 光场。

在椭圆坐标下,非傍轴的自加速光场分布为[64]:

$$E(\xi, \eta) = R_m(\xi, q)(ce_m(\eta, q) - ise_m(\eta, q)). \quad (1.22)$$

考虑到实际存在的光束,只能取正向传播的场,称为 half-Mathieu 光场。

在抛物线坐标下,非傍轴的自加速光场分布为[64]:

$$E(\sigma, \gamma) = W_p(\sigma, \gamma)(W_e(\tau, -\gamma) - iW_o(\tau, -\gamma)). \quad (1.23)$$

W_p 以及 W_e 和 W_o 分别是径向和角向 Weber 微分方程的解,称之为 Weber 光场。

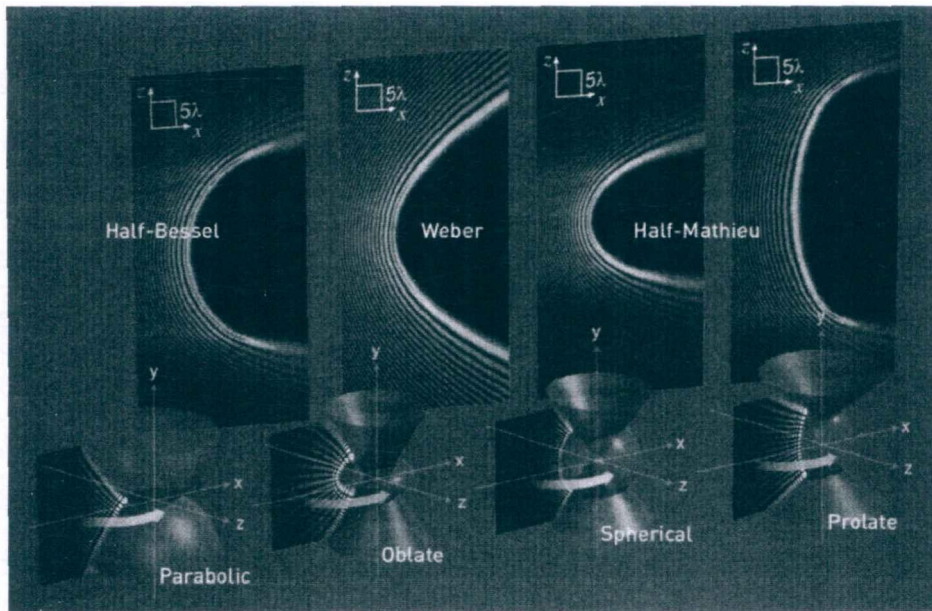


图 1.10 不同坐标系下的非傍轴自加速光场[66]。上图为是沿着 z 轴传播的自加速光场的 2D 分布,下为 3D 光场分布和演化。

公式(1.21)表示的是(1+1)D的光场,我们可以推广到(2+1)D的光场[65,66]。图1.10展示了这几种非傍轴光场的2D和3D分布和演化。相比于傍轴自加速光束,它们具有更大曲率的弯曲路径,而且形状各不相同,这在光学微粒输运具有重要应用。除了上述非傍轴的自加速光场,同样也存在非傍轴的自聚焦光场[67]。特别是我们还可以通过设计和调控光场的初始振幅和相位得到任意路径和平面分布的自加速光场[65,68,69],包括傍轴和非傍轴的,这丰富了自加速光场的种类和应用。

1.2.4 奇点光场

奇点光场指具有相位或者偏振奇点的光场[27]。具有相位奇点(Phase singularity)的光场也称为光学涡旋(Optical vortex),这种光场在位相奇点附近会产生波前的错位和光波前拓扑结构,由于光波前位相不确定性,此处光强度为零。人们较早发现光学相位奇点是在干涉光场中,当三个或者三个以上平面波干涉时,光场中就会出现很多强度零点,这些点的相位不确定,而且它们附近会出现 $(0,2\pi)$ 范围内所有不同的相位值。光学相位奇点也会出现在衍射光场和散斑光场(Speckle field)中,例如灾难衍射(Diffraction catastrophes)中光学焦散尖端附近就会出现相位奇点。

光学相位奇点是标量光场的特性,如果光场中偏振态随空间变化就可能产生偏振奇点(Polarization singularity)。类似于位相奇点,光场中偏振奇点处偏振态也是不确定的。偏振奇点的现象在自然界中也很常见,人们研究最多的是日光的偏振奇点现象。我们知道太阳光是部分偏振光,通常用偏振度来表示其偏振特性。天空中光的偏振分布受大气中微小颗粒的瑞利散射影响。日光穿过大气层经过多次散射导致光的偏振度发生有规律的变化,如在垂直于太阳光线方向的弧线上偏振度最大,而偏振度为零的地方称为中性点(Neutral points)。中性点是偏振度的节点,也是偏振方向的奇点,因为这里的偏振方向是不确定的。随着光场调控技术的发展,人们能够实验产生任意偏振分布的光场,包括偏振奇点光场,如柱对称偏振光场,这极大的促进了偏振奇点的研究。

1) 涡旋光场

自从1992年Allen等人提出具有螺旋相位的光场携带轨道角动量(OAM)

[70], 光学涡旋已经成为现代光学领域一个重要研究方向。区别于与光场偏振有关的自旋角动量 (Spin angular momentum, SAM), OAM 源于角向的特殊相位结构, 它是一个独立的角动量。像光场的能量和动量一样, 光场的角动量也是它的固有属性。研究表明, 如果一个光场拥有螺旋相位结构 $\exp(il\phi)$, 那么光场的相位波前在传输过程中会绕着光轴呈螺旋状旋转, l 可以是任意整数, 称为拓扑荷, 表示一个波长内相位波前旋转的次数, 数值越大表示光波前自旋得越快[71]。拓扑荷有正负之分, 符号表示旋转的方向, 正号为右旋, 负号为左旋。在图 1.11 (a) 中我们展示了几种不同拓扑荷的光学涡旋的相位波前, 可清晰观测到它们的螺旋相位波前。这些涡旋光场被认为携带有轨道角动量, 拓扑荷为 l 的涡旋光场的每个光子携带 $l\hbar$ 轨道角动量。从能流角度, 如果一个光场携带角动量, 它的能流 Poynting 矢量会旋转, 例如携带 SAM 的圆偏振光。同样, 通过计算涡旋光场的 Poynting 矢量, 我们发现传播过程中它绕光轴旋转, 如图 1.11 (b) 所示, 这证明了涡旋光场携带角动量, 不过这个角动量是源于螺旋相位的 OAM[71-73]。

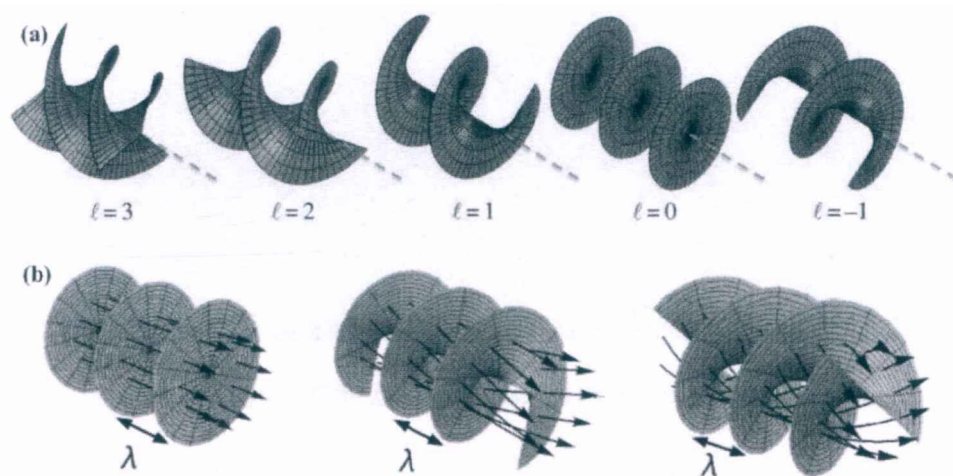


图 1.11 不同拓扑荷的螺旋相位波前及典型的光学涡旋的能流密度矢量分布[73]。

目前, 大家最熟悉的标量涡旋光场是 1.2.1 节中得到的 LG 光场。由公式(1.4)可知其在 $z=0$ 平面上的光场分布为[40, 41]:

$$\psi_{l,p}(r, \phi, z=0) = C_p \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega_0} \right)^{\frac{|l|}{2}} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{\omega_0^2} \right) \exp\left(\frac{-r^2}{\omega_0^2} \right) \exp(il\phi). \quad (1.24)$$

显然 LG 光场也包含螺旋相位结构 $\exp(il\phi)$, 因此 LG 光场也携带 OAM。图 1.12

(a) 展示了两种 LG 光束的振幅和相位分布, 由相位分布可知 LG 光束的相位奇点在其光场的正中心。在 1.2.1 节我们虽然推导得到了 LG 光束的表达式, 但并不清楚公式参量的具体物理含义。这里我们已经了解了角向参数 l 代表拓扑荷, 与光场自身携带的 OAM 直接相关。而从 LG 光束强度分布可以看出, LG 光束始终拥有 $p+1$ 个同心环, 因此径向参数 p 决定光斑径向分布结构。同样, 从公式 (1.8) 可知 Bessel 光场也具有螺旋相位波前, 因此它也是一种涡旋光场, 这个可由图 1.12 (b) 中 Bessel 光束的相位分布证实, 但是 Bessel 光场径向却有无数个同心环, 这是其与 LG 光场的区别。

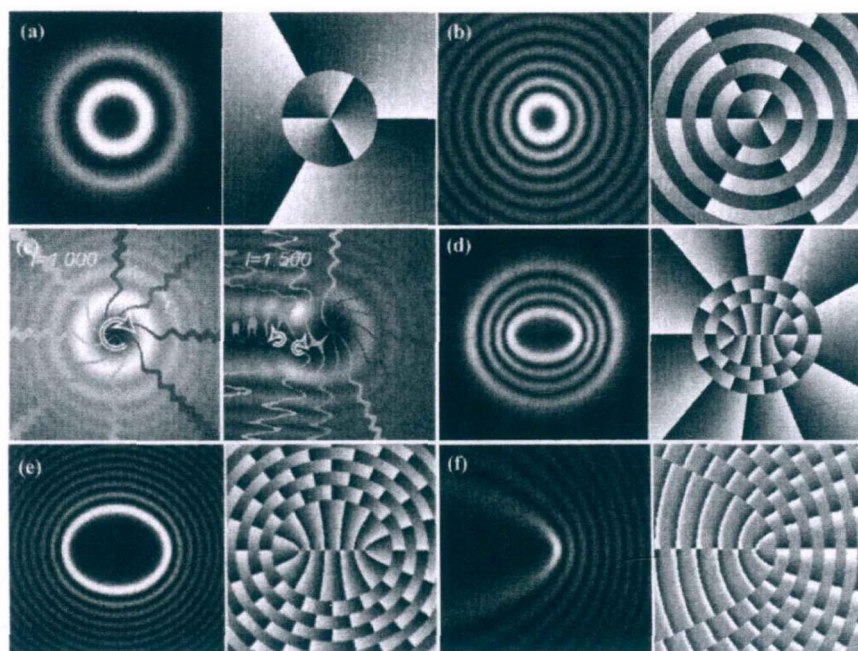


图 1.12 各种涡旋光场及其相位分布[72, 73]。

除 LG 和 Bessel 光场外, 还有很多种涡旋光场。不同于 LG 光场和 Bessel 光场具有分立的整数拓扑荷, 有一类光学涡旋具有分数拓扑荷, 如图 1.12 (c) 所示。此外, 前面两节中介绍的 helical IG、helical Mathieu wave 和 travelling parabolic waves 也具有相位奇点, 它们是由本身的奇偶光场叠加得到的涡旋光场, 这些涡旋光场的拓扑荷可以是任意实数, 相位奇点也不一定在光场中心, 如图 1.12 (d-e) 所示。通过光场叠加是产生光学涡旋的一种重要方法, 而且叠加获得的涡旋光场结构更加复杂, 光学涡旋分布更多样, 例如厄米高斯光场能叠加得到涡旋厄米高斯光场[74], LG 光束叠加可以得到携带任意 OAM 的非对称 LG 光束[75]。

2) 柱矢量光场

矢量光场是指同一波阵面上具有非均匀偏振分布的光场,这个概念是相对于标量光场而言的。线偏振、圆偏振和椭圆偏振等光场属于标量光场,它们有着空间均匀的偏振态分布,即波阵面上任意位置具有相同的偏振态。在矢量光场中有一类特殊偏振分布的光场,它们的偏振态沿着方位角向变化,但在横截面上呈现轴对称分布,被称为柱矢量光场(Cylindrical vector beam, CVB) [76]。这种光场的中心偏振态是不确定的,是偏振奇点,因此它是一种奇点矢量光场。

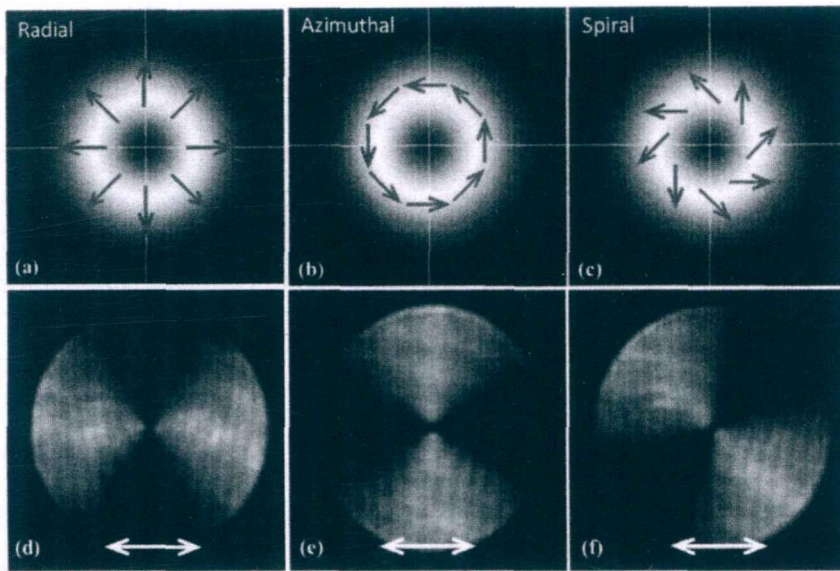


图 1.13 矢量光场的偏振态空间分布及其在检偏器后的消光特性[76]。

CVB 实际是矢量亥姆赫兹方程 $\nabla \times \nabla \times \bar{E} - k^2 \bar{E} = 0$ 在柱坐标下的特征解, 它的电场始终沿着方位角方向变化, 因此 CVB 的场分布可以表示为[76]:

$$\bar{E}(r, z) = U(r, z) \exp[i(kz - \omega t)] \bar{e}_\phi. \quad (1.25)$$

其中 $U(r, z)$ 是方程径向分量的解。最常见的两种 CVB 是径向偏振光场 (Radially polarized fields) 和角向偏振光场 (Azimuthally polarized fields), 它们的偏振态在波阵面上始终分别沿着矢径方向和方位角方向, 如图 1.13 (a-b) 所示。更一般的 CVB 是偏振态在波阵面上与矢径方向保持一个角度, 如图 1.13 (c) 被称为广义柱矢量光场, 它实际可以看成是前面两种特殊矢量光场的线性叠加。在强度分布上, 虽然这几种奇点矢量光场中心光强都为零, 但是看不出其他区别, 只有通过检偏器之后的消光方向才能辨别这几种光场。图中可以看出, 径向偏振光的消光

方向与检偏方向垂直，而角向偏振光的消光方向则与检偏方向平行，而且它们经过检偏器后光强呈互补分布，这是因为在空间任意位置它们的偏振态是正交的。

由于 $U(r, z)$ 的解有多种，因此 CVB 振幅也有多种分布，例如 Bessel-Gauss 和 Laguerre-Gauss 分布等[77]。径向偏振光场和角向偏振光场的振幅分布就和 LG_{01} 模式完全相同。此外，CVB 可看成是两个垂直偏振的厄米高斯光束叠加光场[76]，如

$$\begin{cases} \bar{E}_r = HG_{10}\bar{e}_x + HG_{01}\bar{e}_y, \\ \bar{E}_\phi = HG_{01}\bar{e}_x + HG_{10}\bar{e}_y. \end{cases} \quad (1.26)$$

这为实验产生 CVB 提供了一个可行的办法。CVB 在矢量光场中占有重要地位，这主要是因为它们独特的聚焦场特性[78, 79]。特别是径向偏振光场在高数值孔径聚焦后可获得很强的纵向场分量，这种纵向场可用来实现超衍射极限的聚焦光斑；而角向偏振光聚焦后能得到空心的横向光场。CVB 这些特性都可以用于聚焦场的调控，因此它们在光学各领域都用重要应用。

除了偏振态沿着方位角方向变化的柱矢量光场，矢量光场还包括偏振态沿着径向变化以及同时沿着径向和角向变化的矢量光场，但这些光场的局域偏振态都是线偏振的。还有一类偏振态分布更复杂的矢量光场，其波阵面上同时具有线偏振、圆偏振和椭圆偏振的偏振态分布，称为杂化偏振矢量光场。我们知道光场的偏振态与自旋角动量是直接相关的。标量光场和局域线偏振矢量光场的自旋角动量都是一个常量，因此光场的自旋角动量空间梯度为零，而杂化矢量光场自旋角动量的空间梯度是非零的。特别是沿径向变化的杂化偏振矢量光场还具有空间偏振旋度。研究表明，偏振旋度可以产生光学轨道角动量。区别于众所周知的光学涡旋携带的轨道角动量，这是一种全新的光学轨道角动量。可见，矢量光场具有很多新的特性，与物质相互作用也会产生很多新的效应。国内南开大学王慧田课题组和南京大学丁剑平课题组在矢量光场方面做了深入研究[80]。



1.3 空间光场调控及其方法

伴随着光学与光学技术的发展，人们发现光场调控具有重要的应用价值。光场调控涉及时域和空域两个方面，时域调控主要是指频率调控，最著名的例子是

获得 2005 年诺贝尔物理学奖的光学频率梳技术，这项技术已经被用于高精度时间计量即光学原子钟和基本物理常数的高精度测量；而光场空域调控是指调控光场的振幅、相位、偏振、相干结构等的空间分布。近年来，光场调控引发了大量新颖的光学效应，被广泛应用于光学微操纵、光学显微成像、经典及量子通信、光学数据存储、光学远程传感、激光加工等领域，已经成为光学领域的研究热点。

光场空间调控主要指光场的振幅、相位、偏振、相干结构等的空间分布的调控。目前，这些光场特性的空间调控主要依靠各种调制器件和光学元件实现。表 1.1 列举了目前常用的光场调制器件及其作用。其中，衍射光学元件 (DOE) 能够用于产生均匀分布的点阵光场、环形光场、平顶光场等；而液晶空间光调制器 (Liquid Crystal Spatial Light Modulator, LCSLM) 是目前使用最广泛的相位调制器件；相比于需要复杂加工的衍射光学元件，可编程的 SLM 使用更加方便，特别是它的可擦写能力非常适用于动态光场调控。通过算法 SLM 可以实现在傅里叶平面上的任意强度分布的光场，典型的应用是下面我们即将介绍的全息光镊。通过相位调制，它也能用于产生各种新型光场包括光学涡旋。

表 1.1 常用的空间光场调制器件及其主要用途

类型	实物	功能	案例	说明
衍射光学元件 (DOE)		强度调控		二元光学器件，用于激光束整形，如均匀化、准直、聚焦、形成图案
液晶空间光调制器 (LCSLM)		相位调控		可编程和动态的相位调控，在 Fourier 平面生成特定强度分布的光场
数字微镜器件 (DMD)		振幅调控		二值化器件，直接进行光强调控，产生任意分布的图案
S-waveplate		偏振调控		调节入射光的偏振态可改变出射的偏振分布，也能产生光学涡旋
Q-plate		偏振调控		可编程的偏振调制器，能产生各种空间分布的偏振光场。

数字微镜器件 (DMD) 是一种二值化的振幅型调制器件，由美国德州仪器公司生产，已经被广泛用于商业投影仪[81, 82]。目前由于它可编程、高速切换等优点，DMD 开始在光场调控和成像领域发挥优势[83-85]。本论文主要研究内容之

一就是利用 DMD 进行复杂光场调控，详细内容见第二章。LCSLM 和 DMD 这两种器件分别是调控光场的位相和振幅，而光场偏振态则可以通过特殊设计的光学元件如空变偏振器、空变位相延迟器、液晶、亚波长光栅、光电功能陶瓷和光纤等来实现调控。典型的例子是目前实验中常用的 Q-plate[86-89]和 S-waveplate[90, 91]，它们可用于产生多种空间偏振分布的矢量光场，而且还能实现自旋角动量到轨道角动量的转化产生光学涡旋。此外，通过干涉仪或者不同偏振模式的相干叠加也可以调控偏振，南开大学汪喜林博士利用 4f 系统相干分解与合成实现了任意杂化偏振分布的光场调控。

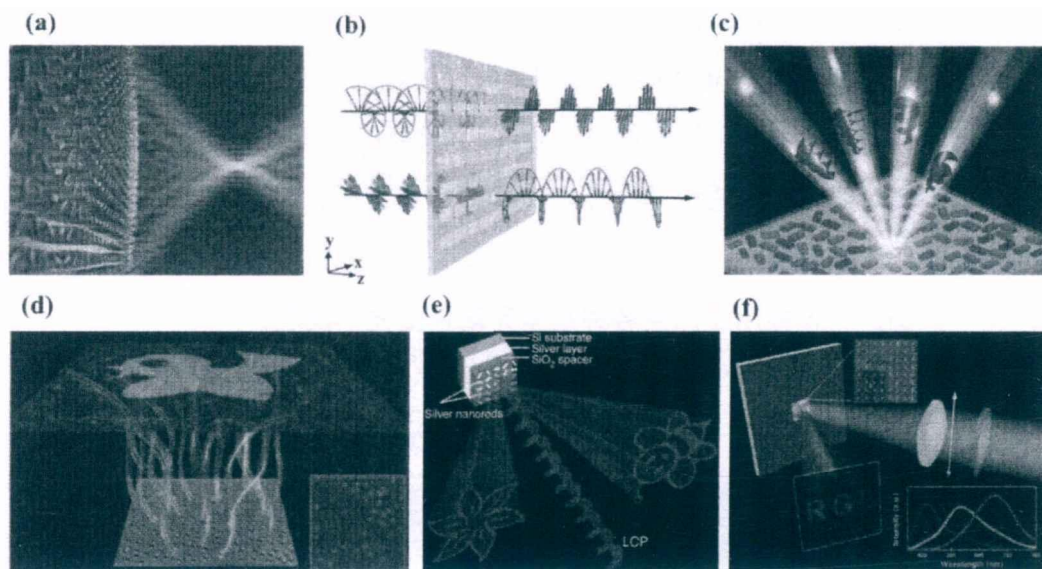


图 1.14 基于超表面材料 (metasurface) 的光场调控[92-97]。(a) 超透镜实现超衍射极限的激光聚焦。(b) 超表面用于光场相位调控。(c) 超表面用于产生光学涡旋。(d-e) 全息超表面材料用于产生任意分布的光场。(d) 超表面材料可实现多波长光场调控。

以上介绍的传统的光场调制器件和方法，近几年来得益于微纳加工技术的发展，光子学领域出现了一种新兴的光场调控方法——超表面材料 (Metasurfaces) [92-97]。超表面是一种由超材料结构单元构造的超薄二维阵列平面，可实现对电磁波相位、极化方式、传播模式等特性的灵活有效调控。特别是通过设计非均匀人工微纳结构来实现亚波长尺度下的任意电磁相位分布，根据惠更斯原理进而实现任意波前调控，这极大地丰富了电磁波调控的方式和手段。在光学领域，通过在表面结构中引入突变的相位间断分布 (Phase discontinuous)，超表面展现出卓越的光场调控能力，例如它可以做成超透镜实现可调控的光束弯曲和超衍射极限

的聚焦,还可以做成调控空间偏振分布的玻璃片,以及用于复杂光束调控的全息片。因此,超表面不仅可以调控光场相位,还能够灵活调控光场偏振分布,而且具有多波长调控能力。这些新颖物理特性使其在新型光场调控和纳米光子学领域占有重要地位。图 1.14 给出了超表面材料用于光场调控的典型示例[92-100]。

使用空间光场调控的主要目的是为了产生具有特定强度、位相、振幅或者相干结构空间分布的光场,这些光场能够帮助解决光学及其应用问题。这包括 1.2 节介绍的新型结构光场,通过光场调制可将高斯光束变换为复杂结构光束。这些新型光场在光学微操控、光学成像以及光通信中具有重要应用。还有一类是聚焦光场,就是在高数值孔径显微物镜聚焦下的光场分布。因为聚焦光场在很多光学技术包括光学成像、光学微操控和表面等离子体激元中都有重要应用,所以聚焦光场的调控也是目前光学领域的一个热点。最后是复杂介质中的光场调控。通常光场调控都是在自由空间或者是透明介质中进行的,然而我们需要研究的物质往往十分复杂,例如生物组织。这些介质对光的传输会产生复杂的效应,如生物组织会对在其内部传输的光产生强烈的散射从而导致光无法在深度组织内部会聚,因此我们需要采用复杂的调控手段来实现特定分布的光场调控。总而言之,光场调控的方法和内容在不断的更新,光场调控对新兴光学技术和光与物质相互作用研究十分重要,特别是光场的调控可以帮助解决深度活体光镊技术和光学成像技术瓶颈,这也是本论文选择光场空间调控作为主要研究内容之一的重要原因。

1.4 空间光场调控的应用概述

光场的振幅、位相、偏振和相干结构等特性的空间调控能够用于产生新型结构光场,也能够调控聚焦场的特性,进而在研究光与物质相互作用中可以提供全新的调控维度,帮助克服光学技术中遇到的新的挑战。本节对光场空间调控在这些领域的主要应用做一个简要的总结。需要说明的是,光场调控的应用案例非常多,而且应用的范围和深度在不断地拓展和提升,这里仅介绍最新的研究进展。

1.4.1 光场调制在新型光捕获中的应用

空间光场调与光镊技术的结合可以突破传统高斯光镊的局限性[13, 20]。典型例子是通过 SLM 调制光场在物镜焦面附近产生任意分布的阵列光阱,全息光

镊能够实现多微粒实时独立操控[101]。如图 1.15 (a) 全息光镊捕获多个微粒形成 nature photonics 字样，这个功能可以用于微观结构组装。除了动态的阵列光阱，全息光镊还可以产生有不同于高斯分布的新型光势阱。特别是，新型结构光场与全息光镊的结合突破了传统的光操控方式，极大地丰富了光学捕获的内容[22]。

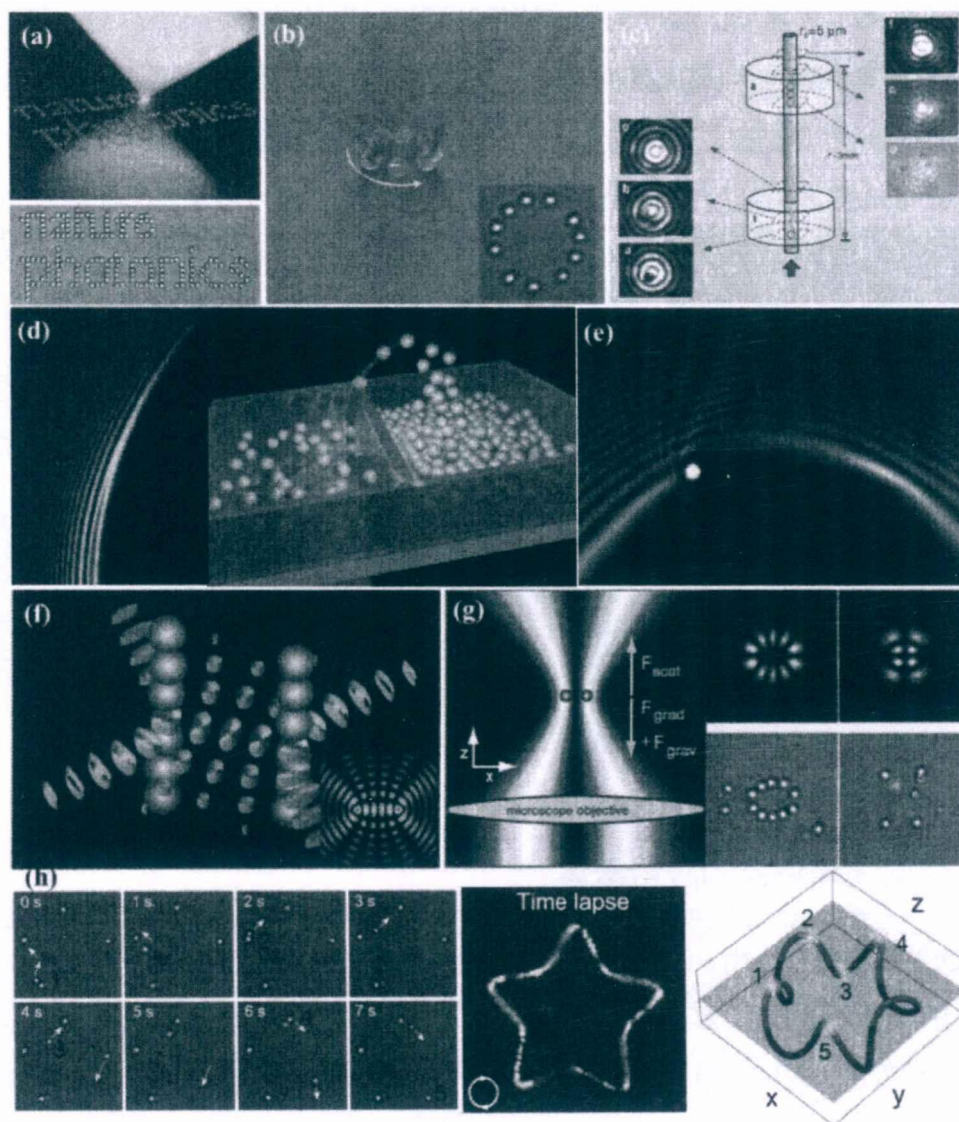


图 1.15 全息光镊多微粒捕获和结构光场在新型光操控中的应用[101-107]。

图 1.15 (b-h) 展示了典型的新型结构光场在光捕获中的应用。首先，含有角动量的光场可以将角动量传递给相互作用的微粒使其旋转如图 (b)，如圆偏振光可使双折射微粒自转，而光学涡旋如 LG 光束由于含有 OAM 可让微粒沿着环转动[102]。同样具有偏振旋度的矢量光场也含有 OAM，因此也能实现微粒转动。

非衍射光束由于其传播变性能用于微粒运输或者长距离捕获，例如 Bessel 光束中心针型光斑能在 3 mm 范围内不同平面捕获多个微粒如图 (c)，而且相互不受影响，这还得益于它的自修复特性[103]。同样是非衍射光束，Mathieu 光束拥有更复杂的可控的结构，能实现不同位置不同平面更多微粒的操控用于微粒叠加如图 (f)。类似地，自相似 Ince 光束可在焦面附近形成各种形状的光阱用于微粒复杂结构组装如图 (g)。更有意思的是，自加速光场可用于空间微粒运输。例如 Airy 光束可将微粒沿着空间曲线运输改变微粒群的空间分布如图 (d) [104]，而非傍轴的自加速光束可以实现更大角度的微粒传输如图 (e) [105]。这些新型光势阱极大地丰富了光操控的方式，但微粒的运输多是沿着平面上的曲线实现，那么是否存在沿空间曲线的微粒运输呢？答案是肯定的。光场调控技术的发展已可以产生空间曲线分布的光场，近来又实现了沿着空间曲线的微粒捕获和运输如图 (h) [107]，这为光学微操控提供了更大的可能性。

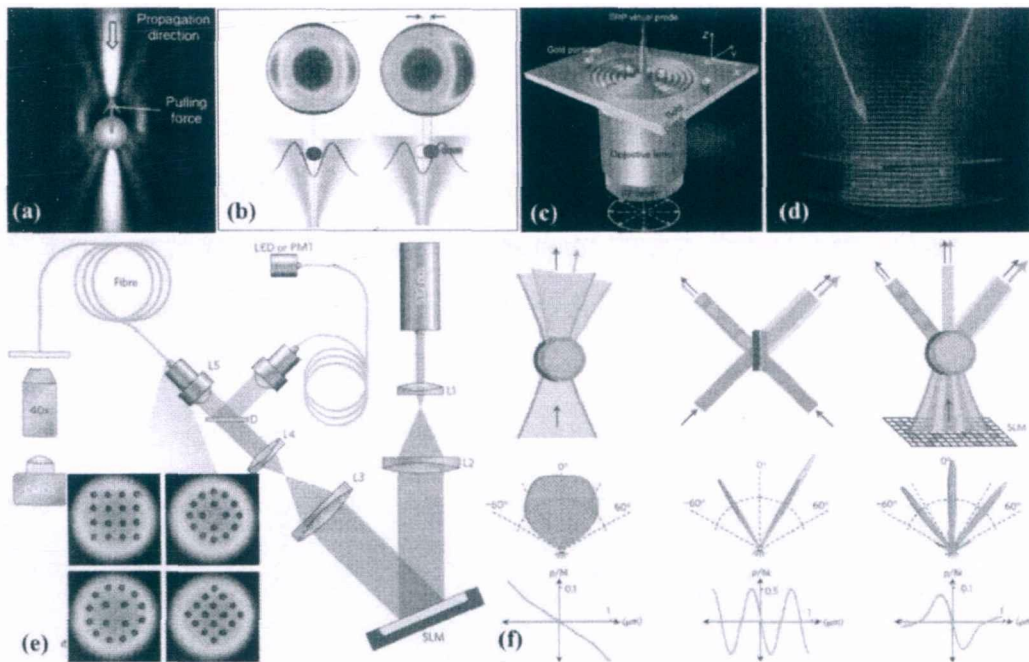


图 1.16 (a-c) 新型光场用于特殊微粒的操控[109-113]。(d) Tractor beam 用于驱动物体反向运动[113]；(e) 通过光场调控实现透过单个多模光纤的会聚和多微粒动态操控[114]；(f) 通过调制光阱中的散射光场的结构提高光阱捕获能力[115]。

光镊通常捕获的微粒是折射率比周围介质高的透明介质微粒或者细胞，对于低折射率微粒或者强吸光微粒，高斯光阱就无法实现稳定捕获。然而，通过光场

调控可以产生空心的光瓶[110]或者光漏斗[111],如图 1.16 (a-b)。它们光场分布特点是中心光强弱甚至为零,而周边强。这使得吸热微粒在光泳力作用下被推向光强弱的中心,从而实现稳定捕获。对于低折射率微粒,它们的梯度力方向是指向光强弱的地方,因此也可以被囚禁在光瓶内部。除了这两种特殊微粒,化学中有一种手性微粒。研究表明,通过选择不同圆偏振的 LG 光束,可以选择性三维捕获不同手性的微粒[116]。然而对于金属微粒,特别是金属纳米微粒,由于它们很强的光散射力,导致传统的高斯光阱不易实现稳定捕获,而矢量光场可帮助解决问题。柱矢量光场具有优越地聚焦特性,特别是径向偏振光场的聚焦场有很强的轴向分量,因此它可用于提高轴向捕获力。柱矢量光场已被成功运用于金属纳米微粒的捕获。特别地,径向偏振光场还能激发出强的表面等离子体波实现近场金属微粒捕获(c)[112]。光操控中,除了稳定捕获物体,人们还渴望另一种操控方式—物体回拉,即光驱动物体沿光束传播的反向运动(d),这种光束称为“tractor beam”[113]。新型光场已被用于实现这个功能,例如两个 Bessel 光束的干涉场就能产生 tractor beam。

由此可见,新型结构光场已经极大地丰富了光操控的功能。然而,人们还在不断的挖掘光场调控能力来提高光捕获的性能和实现多样化的光学操控方式。如图 1.16 (e-f),最近昆士兰大学的 Michael A. Taylor 等人通过调制光阱中微粒散射光场的结构极大地提高了光镊捕获能力[115],而英国科学家 Tomáš Čižmár 则通过复杂的光场调制实现了透过单个多模光纤的可控激光会聚,从而实现了多微粒的动态操控[114]。相比于传统的全息光镊,利用光纤实现动态微粒捕获和操控可应用于活体内细胞操控,在生物医学中有更大的应用价值。

1.4.2 光场调制在光学成像中的应用

随着光学成像技术的发展,人们已经能够突破光学衍射极限,实现低于 200 nm 分辨率的超分辨荧光显微成像技术。因为这个突破性技术,2014 年美国及德国三位科学家 Eric Betzig、Stefan W. Hell 和 William E. Moerner 获得了诺贝尔化学奖。包括超分辨显微成像在内的现代光学显微成像技术极大地促进了人们对于微观物质世界的研究,是目前生命科学、物质科学中最重要的研究手段。研究中人们发现,光场调制在光学显微成像中的应用可提高成像质量,拓展成像功能,

促进新的成像技术的发展。目前光场调制技术在显微成像中的应用主要涉及两个方面，一个是调制产生特殊的照明方式，另一个是调制产生特殊的点扩散函数（point spread function, PSF），这两者在现代成像技术中都具有重要影响。

生命科学中，细胞和生物大分子的生命活动过程和机理的研究，尤其依赖于显微成像技术，对生命体进行显微成像研究往往需要同时考虑空间分辨率、时间分辨率、光毒性和成像深度四个因素，然而这四个因素通常是相互制约的。例如激光共聚焦显微技术，空间分辨率很高，但是具有很强的光毒效应。具有超分辨能力的光活化定位显微技术，虽然在空间分辨率方面有更优秀的表现，但却以牺牲成像速度为代价。研究表明，照明方式的改变可以提高成像性能，例如结构光照明显微技术（Structured-illumination Microscopy, SIM）。用结构光照明明显地降低了光毒效应和提高成像速度，并且同时达到超衍射极限的分辨率，非线性结构光照明技术可进一步提高了分辨率。

近年来，一种新兴的三维成像技术——激光层照荧光显微技术（Light-Sheet Microscopy, LSM）引起了广泛关注[117-123]。如图 1.17（a）所示的 LSM，通过选择性平面扫描激发荧光和垂直探测成像，一次成像一个面，LSM 可以兼顾空间分辨率、时间分辨率与低光毒性。特别是，非衍射光场 Bessel 光束和 Airy 光束与 LSM 的结合，极大地提高了成像的景深（DOF）和视场（FOV）[121-123]。Betzig 课题组进一步优化了非衍射光场的照明，通过光场调控技术实现了非衍射光晶格照明，如图（b）的新型结构光照明方法，使得荧光显微成像同时具有高的时空分辨率，从而能对生物活细胞进行超清晰的三维的动态观察[119]。

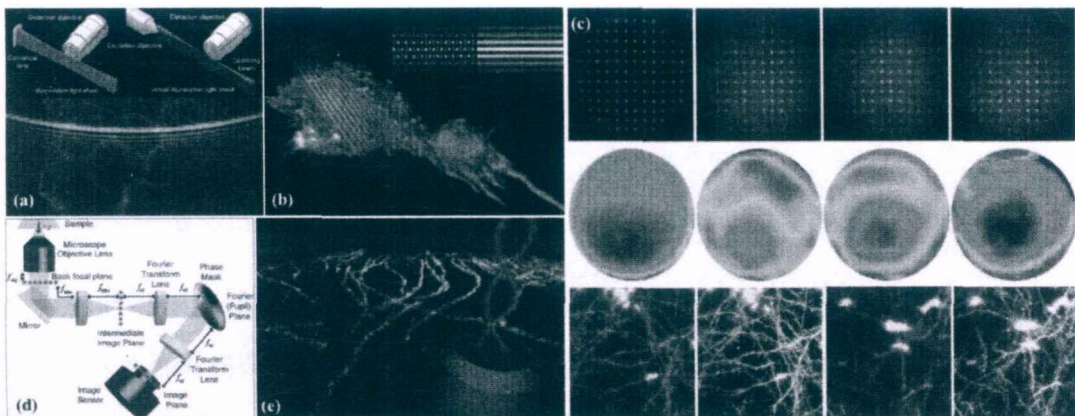


图 1.17 光片照明荧光显微成像和成像系统点扩散函数的调制[119-121, 124-126]。

光学成像中还有一种特殊的照明成像方法，是利用计算机控制的编码照明技

术,通过单个光电二极管探测光强,然后利用相应算法重构原来的图像,这种计算成像方法称为单像素成像(single-pixel imaging),这种成像方法的优势是可以实现近红外成像。由此可见,新型结构光照明技术的实现都依赖于光场调控技术,它们都是光场空间调控的典型应用。

光场空间调控技术可应用于光学成像系统的点扩散函数调制。根据傅里叶光学原理,点扩散函数可以表征一个线性不变成像系统的成像效果。其物理原理是成像系统对于物面上的点光源在成像面上的响应函数,与成像系统出瞳的透过率函数是傅里叶变换对关系,因此瞳函数可以看成是系统频谱面上的一个空间滤波器。对于没有像差的系统,瞳函数是一个二值化的函数,孔径内的函数值是1,孔径外函数值是0。但是,实际成像系统有像差,此时瞳函数变成一个与像差相关的复杂的复函数。系统的像差是会影响成像质量的,但是只要测得系统的像差就可以加以消除,例如显微成像中常用的显微物镜都是经过消像差处理的。然而,在实际成像应用中,成像对象如细胞和生物组织会因为折射率失配导致新的像差,使得成像不能深入或者效果变差。此时我们可以通过调控成像系统 PSF 的办法来消除这些像差提高成像质量。例如,美国霍华德休斯医学研究所的吉娜博士利用自适应光学的方法测得生物厚样品的畸变,通过调制 PSF 消除像差实现了深度高分辨的生物组织成像,如图 1.17 (c) 所示[126]。

此外,我们还可以通过在频谱面调控瞳函数获得特殊分布的 PSF,调控方法如图 1.17 (d) 所示,这些特殊的 PSF 在光学成像中可以发挥重要作用[124]。例如,Stanford 大学 Moerner 课题组利用双螺旋传输的 PSF (e) 实现了荧光单分子轴向纳米精度的定位[125]。哈佛大学庄小威课题组受启发于自加速的 Airy 光束,利用自弯曲的 PSF 实现了高精度单分子三维结构成像[127]。除了在单分子成像中的应用,调控 PSF 还可以用于增加景深和提高成像质量。例如,在瞳函数中加上螺旋相位可以明显提高图像边缘的对比度,如果加上三阶像差则能够显著增加成像系统的 DOF。

上文的应用多涉及位相和振幅调控技术,光场的偏振和空间相干特性的调控在光学成像中也发挥了重要作用。光场偏振态调控可以影响调控聚焦场的特性,这可以帮助解决高度聚焦的成像技术遇到的问题。例如,在纳米微粒追踪和成像中,纳米微粒的偶极辐射会带来定位的误差。如果利用角向偏振光来激发荧光就

可以避免偶极辐射带来的影响以及周围介质失配引起的像差,从而提定位的精度,如图 1.18 (a) 所示[128]。同样,照明光场的空间相干特性的调控也可以提高成像质量。如图 1.18 (b) 在定量相位成像中,相比于相干光照明,部分相干光作为照明光能够降低成像的散斑噪声以及物体间的互扰,同时还能够提高三维成像中光学层析 (optical sectioning) 的能力[129, 130]。

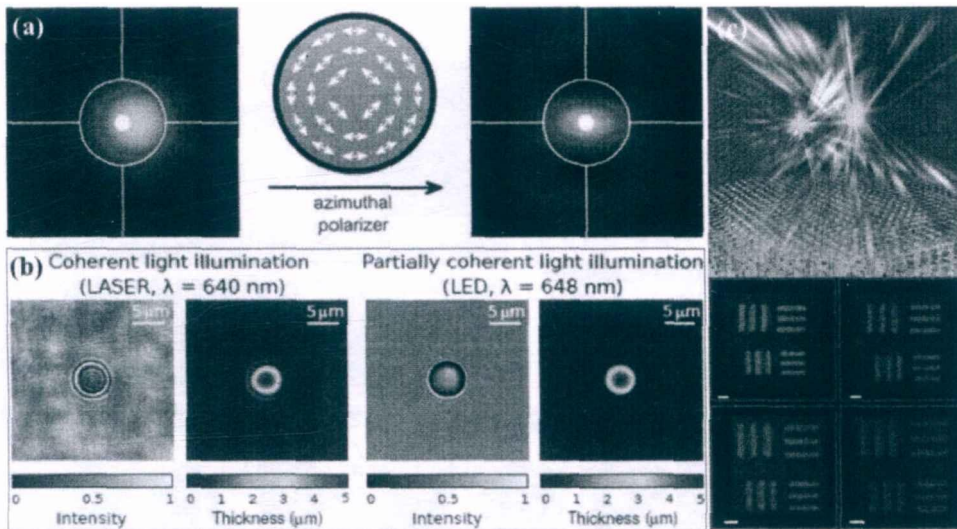


图 1.18 光场的偏振 (a) 和空间相干性调制在光成像中的应用 (b) [128-130]。(c) 为“超级镜头”实现亚波长分辨率成像[99]。

除了调制照明方式和 PSF, 新型光场调制技术还促进了新型成像方法的出现。最近哈佛大学的 Federico Capasso 团队使用高纵横比的二氧化钛纳米阵列构成“超表面(metasurfaces)”以控制其中光波相互作用的方式,得到了数值孔径(NA)高达 0.8 的透镜,实现亚波长分辨率成像,如图 1.18 (c) 所示,人们将其称之为“超级镜头 (Metalens)” [99]。Metalens 就是一个比一张纸还要薄的透镜,可将图像放大 170 倍,图像质量和当前世界上最先进的光学成像系统相当。这项成像技术的革命性在于它可在可见光谱范围内工作,他意味着这种超小、超轻、超薄、柔性的超级镜头可能应用于显微镜、智能手机、相机、可穿戴设备、虚拟现实设备等等。由此可见,新型光场调控技术可以促使产生全新的成像技术,改变人们观察世界的方式,改变人们的日常的生活。

1.4.3 光场调制在光通信及其他领域中的应用

光通信技术中人们一直希望实现超大容量数据传输,因此人们不断利用光的

各种特性包括波长、振幅、位相和偏振等研究新的数据编码和通道寻址的方法。一种典型的提高光通信容量的方法是多个独立数据通道的同步复用技术,例如波分复用(Wavelength-division multiplexing, WDM)、偏分复用(Polarization-division multiplex, PDM)和空分复用(Space-division multiplexing, SDM)等[131, 132]。近年来,空分复用技术由于其自由度的多样性优势迅速发展成为了光通信领域的研究前沿[132],而光场调控技术在空分复用技术占有重要的地位。

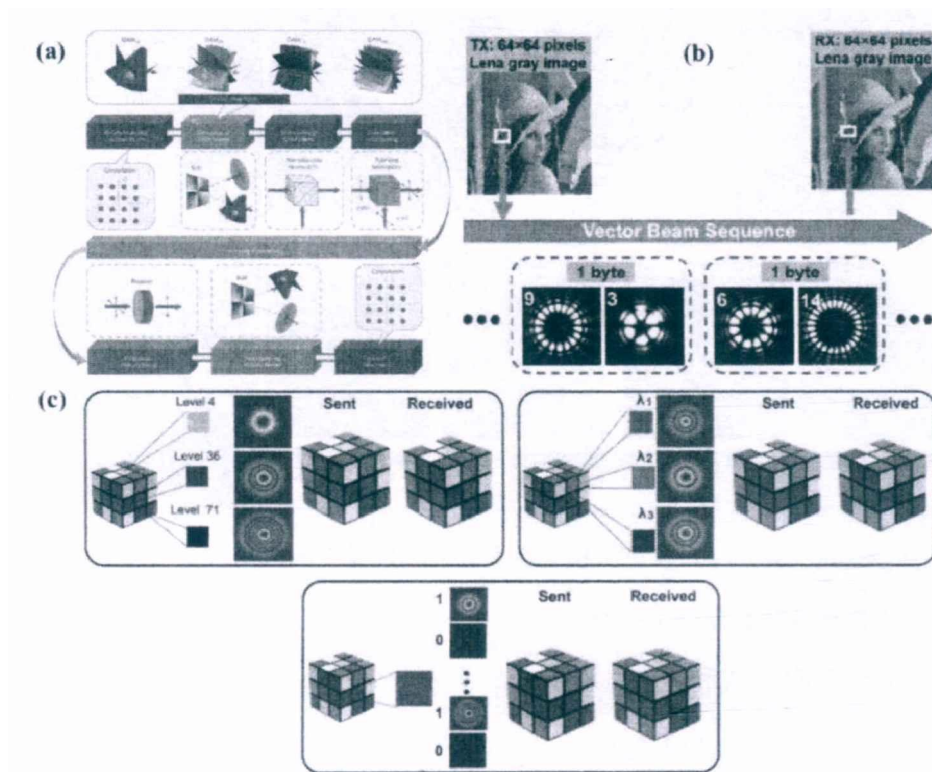


图 1.19 新型结构光场在光通信中的应用[133-135]。

空分复用技术中常用光场的模式来编码信息,称为模分复用(Mode-division multiplexing, MDM),新型结构光场在光通信模分复用技术中发挥了重要作用。例如,具有相位螺旋结构的光学涡旋中每个光子都具有确定的轨道角动量,光场的拓扑荷理论上取值可以无限并且数值可控,因此光学涡旋携带的轨道角动量可用来编码信息用于实现超大容量的数据传输。2012年 Alan E. Willner 团队首次利用轨道角动量编码信息实现了自由空间中太比特(Terabit)量级的数据传输,如图 1.19 (a),这个突破性工作开启了基于轨道角动量的模分复用技术在光通信中应用的先河[136]。此后,人们开始研究多个光学旋涡的独立调制、高效同步复用、解复用技术以及并行检测技术,并努力实现与现有通信系统的有机融合。

除了光场的轨道角动量特性,光场的偏振特性也能用于编码和解码信息,特别是具有空间偏振态分布的矢量光场可用于实现低误码率和高信息通量的光通信,如图 1.19(b)[135]。此外,研究表明矢量光场的不可分割性(nonseparability)也能用于信息编码。因此,如果能够突破单一变量,联合利用光场这些自由度来编码信息将会进一步提高光通信容量。如图 1.19(c)所示,最近南非约翰内斯堡大学 Andrew Forbes 团队同时利用 LG 光束的径向和角向自由度来编码信息,实现了更高的数据传输效率[133]。进一步,他们还结合模分复用和波分复用技术实现了彩色图片信息的自由空间的高效传输。

除了经典光通信领域,新型结构光场如光学涡旋和矢量光束还可应用于量子密钥分配、量子浓缩编码、量子隐形传态、量子纠错码、量子计算等量子信息领域和具有极高的安全性和无限信息容量潜力的自由空间量子保密通信领域。此外,光场的空间调控特别是新型结构光场的新奇特性在光学其他领域如光学传感、光学微纳加工、表面等离激元(SPP)激发、电磁场增强、超快激光等方面也有重要应用。总而言之,光场空间调控及其引发的新颖的光学特性促进了光学各领域和各种光学技术的进展,而且这些调制方法和技术可以进一步拓展至其他波场调制如声波、太赫兹波、微波、X 射线、电子束和物质波等。

1.5 本文主要研究内容

光场的空间调控能够帮助突破传统光镊技术的局限性,抑制生物组织的光散射特性,为解决活体操控和成像所面临的问题提供了一个有效的途径。为了在动物活体环境下实现深层组织内的细胞操控和观测,本论文以光场的复杂调控技术为切入点,研究一种高速空间光调制器件——DMD 的复杂波前调控技术,并在此基础上实验研究了多种新型结构光场,这部分内容在第二章和第三章做了介绍。与此同时,我们还将新型结构光场与光镊技术相结合,开发了多种新型光学操控方式和功能,实现了吸热磁性微粒的操控和多通道微粒光学输运等新型捕获形式,并进一步探索用于癌细胞杀伤和活体细胞操控等实验研究,论文第四章介绍了相关研究成果。为解决生物组织的深度光学成像问题,论文第五章提出了一种基于复杂光场调控的三维活体光声成像技术——合成光针光声显微成像(SLN-PAM),并介绍了这种新型光声成像技术在活体斑马鱼的高分辨体成像中的应用。第六章

简要总结了本文的主要工作和研究成果，并展望了未来的发展方向。

第 2 章 DMD 的光场调制原理和方法

活体生物组织的光学性质具有复杂和动态变化等特性, 为了通过光场调控来克服组织的光散射问题, 需要开发动态的复杂光场调控技术。复杂的光场调控涉及光场的振幅、位相、偏振和空间相干结构等特性, 特别是联合参量的光场调控将成为光场调控未来的重要发展方向。近来, 一种新兴的高速光场调制器件——数字微镜器件 (DMD) 在光场调制领域受到越来越多的关注[137-140]。相比于液晶空间光调制器, DMD 拥有高切换速率、高损伤阈值、宽谱响应特性以及廉价等优势。但由于 DMD 二值化光开关的特性, 它通常只能用作二值化的振幅型空间光调制器, 这限制了它在光场调控中的应用。本文则利用全息的方法开发了 DMD 同时调制光场振幅和相位的能力, 并进一步拓展至光场空间相干结构的调制, 这为其在新型结构光场实验研究和光学成像中的应用奠定了基础。本章将详细介绍 DMD 的复杂光场调制的原理和方法。

2.1 数字微镜器件 (DMD) 简介

数字微镜器件 (DMD) 是美国德州仪器公司开发的数字光处理技术 (Digital Light Processing, DLP) 中的核心显示器件, 它是由上百万个微镜构成的芯片, 每个微镜实际是一种基于半导体元件的二值化光开关。通过电路控制微镜的转动, DMD 可将入射光反射到需要的方向, 同时通过光吸收器吸收不需要的光来实现影像的投影。在投影显示中通常采用非相干照明光源如 LED 光源。对于单色投影, DMD 是通过控制微镜开关的时间长度来实现不同灰度等级的光调制。彩色投影显示方式则采用单块 DMD 芯片和一个匀速转动的滤色轮或者三块 DMD 芯片实现红、绿、蓝三色光调制, 然后经过后续光学系统的会聚、合成, 最后投影形成彩色图像。然而, 当 DMD 应用于光场调制时, 我们通常采用相干的激光作为光源, 此时光场调制效果与 DMD 的光学衍射特性密切相关, 而 DMD 的衍射特性则由它自身的微镜结构确定, 因此本节首先介绍 DMD 的微镜结构以及相关的光学衍射特性[141, 142]。

2.1.1 DMD 的结构和特点

DMD 是一种微电子机械系统 (MEMS) 产品, 它是由上百万个微反射镜组成的阵列, 如图 2.1 (a) 所示[143]。DMD 中的每个镜子被称为它的像素, 镜子可旋转至两个固定角度, 具体的角度因不同产品而有所区别, 可以是 $\pm 10^\circ$ 或者 $\pm 12^\circ$, 光学上等价于控制该像素的透射率分别为 1 或 0, 因此它是个二值化的光开关如图 2.1 (b)。从技术角度看, DMD 芯片包括了电子电路、机械和光学三个部分。其中电子电路为控制电路, 机械部分为控制镜片转动的连接结构, 而光学器件部分则指微镜。DMD 芯片的多层精细结构如图 2.1 (c) 所示, 由下而上的结构依次是 CMOS 内存电路、地址电极、绞链(hinge)、轭(yoke)和反射镜, 在这些结构中间还有着两个硬化光阻层。DMD 芯片的制造是基于标准的半导体加工工艺, 但需要融合 CMOS 电路并且对于镜子的反射率和平整度要求很高, 因此加工过程需要很好的控制溅镀沉积及等离子蚀刻等处理。

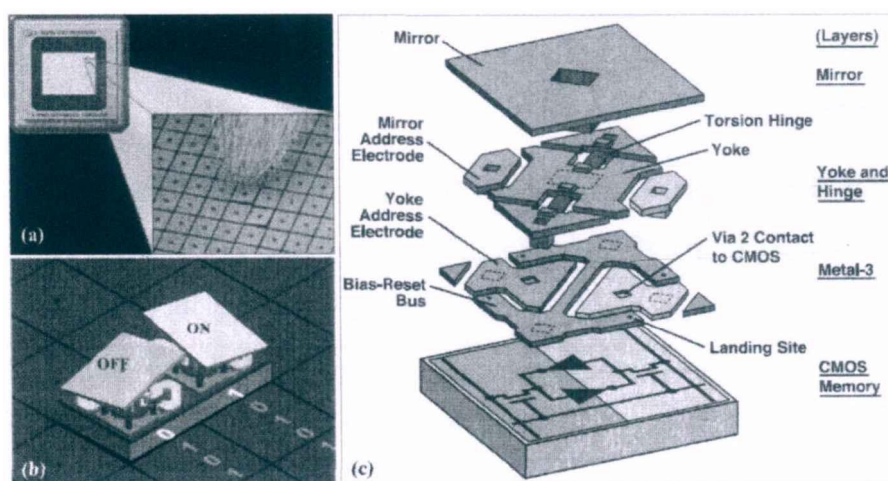


图 2.1 DMD 的整体结构和微镜内部的精细结构图示[143]。

DMD 具有很高的分辨率, 可用于高清数字投影。现有的商业产品主要有两种分辨率: 1024×768 和 1920×1080 。它们的像素非常小, 目前最先进的 DMD 的像素大小为 $10.8 \mu\text{m}$, 常用的是 $13.6 \mu\text{m}$, 它们之间的间隔小于 $1 \mu\text{m}$, 光学有效面积占到整个芯片表面积的 90% 以上。DMD 另一个重要特色在于它是反射型微型数字光学处理器件, 反射镜上镀的金属膜有效地提高了反射效率, 从而提高了光学利用率。这也使其拥用很宽的频谱响应特性, 适用于可见光波段至近红外甚至中红外波段。不同于液晶空间光调制器, 对需要调制的入射光场偏振态没有特

殊要求，因此 DMD 可用于不同偏振光场的调制。

DMD 芯片利用 CMOS 存储单元以二进制信号进行电子化寻址，然后通过静电方式独立控制每个微镜倾斜为开或着关的状态，及其任意调制这两种倾斜状态的时间长短，这种调制技术被称为脉冲宽度调制(Pulse Width Modulation, PWM)，这是光场灰度级调制的基本原理。最重要的是，镜片开和关状态间的切换速度极快，目前分辨率为 1024*768 的 DMD 最高切换速率可达 32.5 kHz，而高清的 DMD 最快切换速率也能达到 23 kHz，切换可通过外触发实现，可用于动态调制。

2.1.2 DMD 的光学衍射特性

DMD 用于光场调制时，其光学衍射特性对于光场调制具有重要影响。在分析 DMD 的光学衍射特性之前，首先我们需要了解它在光场调制中是如何工作的。DMD 镜子有三种工作状态，‘开’态、‘关’态和静态。开和关分别对应镜子的两种倾斜角度。商业的 DMD 两种倾角分别是 10° 和 12° 。以 12° 为例，开和关分别对应 $+12^\circ$ 和 -12° ，静态则表示镜子不转动。每个方镜的旋转沿着自身的对角线进行，整个 DMD 表面有一个主对角线和一个副对角线，它们的交点为 O 点。为了便于后面的计算，我们以 O 为坐标原点，以经过此点的两条与 DMD 边缘平行的直线作为 x 和 y 轴建立坐标系，如图 2.2 (a) 所示。

由于方镜是沿着对角线倾斜的，因此实验中 DMD 要沿着其法线旋转 45° 才能使调制光线沿着水平面方向出射。此外，实验中我们希望经过调制的光束可以垂直于 DMD 屏出射进入后续的光学系统，因此入射光线需要相对于 DMD 表面以一个固定角度入射。如图 2.2 (b) 所示，微镜的旋转角度为 γ ，即镜子处于开状态下其法线与 DMD 法线的角度为 γ ，那么入射光线就需要以 2γ 角度入射，此时处于关态下的镜子将不需要调制的光束以和入射方向 4γ 的角度反射至光吸收体。我们实验中采用的 DMD 是 12° 倾角，因此 $\gamma = 12^\circ$ 。

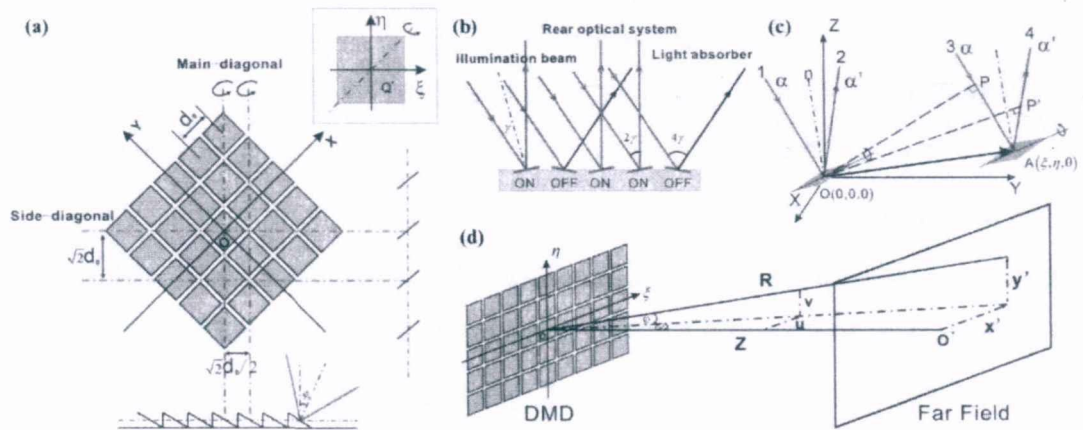


图 2.2 DMD 的光学衍射模型[144]。

DMD 的镜子处于静态时，它构成一个普通的二维光栅，与液晶空间光调制器类似。然而，当 DMD 处于工作状态时，由于镜子倾斜，它的阵列结构则可以看成是一个二维的闪耀光栅，我们可以通过它的远场衍射分布来分析其特性。这里我们建立一个新的物理模型来分析其 Fraunhofer 衍射特性[145]。根据傅里叶光学原理，在单色平面波的照明条件下，一个光栅的远场衍射分布可以由它的透过率函数的傅里叶变换计算得到。一个二维光栅的透过率函数可以表达成如下形式[146]：

$$T(\xi, \eta) = T_{periodic}(\xi, \eta) \otimes T_{element}(\xi, \eta). \quad (2.1)$$

其中， $T_{periodic}(\xi, \eta)$ 表示周期性结构， $T_{element}(\xi, \eta)$ 表示周期性结构中每个单元结构的透过率分布，即整个光栅的透过率函数可以看成是周期性分布与单元透过率分布的卷积。这种数学模型的优势在于它适用于单元结构具有复杂透过率分布的情形。由于这是在标量衍射理论下得到的结论，因此模型成立需要满足周期性结构的尺寸远要大于光波长的条件。利用傅里叶变换计算出该光栅对应的远场衍射分布为：

$$U(x, y) = FT\{T_{periodic}(\xi, \eta)\} \cdot FT\{T_{element}(\xi, \eta)\} \quad (2.2)$$

其中 $FT\{\cdot\}$ 是傅里叶变换， (x, y) 表示远场的坐标，如图 2.2 (d)。

根据公式(2.2)表示的模型分析 DMD 的成像面的衍射分布。为了简化分析，我们假设 DMD 上所有镜片都处于开态。DMD 由 $M \times N$ 个方镜组成，每个镜子的尺寸大小为 d_0 ，光栅周期为 d 。考虑到周期性结构内的透过率是 1，结构外的

透过率是 0，因此周期性分布可以表示为[147]:

$$T_{periodic}(\xi, \eta) = \sum_{m,n} \delta(\xi - md) \delta(\eta - nd) \text{rect}\left(\frac{\xi}{Md}\right) \text{rect}\left(\frac{\eta}{Nd}\right). \quad (2.3)$$

其中 $\delta(\cdot)$ 是狄拉克 δ 函数， $\text{rect}(\cdot)$ 则表示矩形函数。

此外，每个镜面上的反射率是 1，镜子间的反射率为 0。此时，周期性单元结构的透过率函数可以写成:

$$T_{element}(\xi, \eta) = \text{rect}\left(\frac{\xi}{d_0}\right) \text{rect}\left(\frac{\eta}{d_0}\right) \exp[ik\Delta(\xi, \eta)]. \quad (2.4)$$

等式右边的指数项表示由于镜子倾斜引入的相对于它静态时的额外的相位， $\Delta(\xi, \eta)$ 表示对应的光程差。每个镜子引入的光程差由它相对于原点的位置确定。如图 2.2 (c)，如果平面波光线 1 和 3 以相同角度入射到位于 O 和 A 的两个反射镜上后反射，反射光线分别为 2 和 4，那么这两条光线经过两个反射镜反射后的光程差为[148]:

$$\Delta(\xi, \eta) = \mathbf{v}_{OA} \cdot (\mathbf{\alpha}' - \mathbf{\alpha}) = (\xi, \eta, 0) \cdot (\mathbf{\alpha}' - \mathbf{\alpha}) \quad (2.5)$$

其中 $\mathbf{\alpha}$ 和 $\mathbf{\alpha}'$ 分别为入射和反射光线的单位向量:

$$\begin{cases} \mathbf{\alpha} = (\sin \theta_i \cos \phi_i, \sin \theta_i \sin \phi_i, \cos \theta_i), \\ \mathbf{\alpha}' = (\sin \theta_r \cos \phi_r, \sin \theta_r \sin \phi_r, \cos \theta_r), \end{cases} \quad (2.6)$$

其中 (θ_i, ϕ_i) 和 (θ_r, ϕ_r) 分别是入射和反射角。根据反射定律，我们能够推导得到相对于 DMD 平面法线的入射角和反射角间的关系为:

$$\begin{cases} \theta_r = 2\gamma - (\pi - \theta_i), \\ \phi_r + \phi_i = 2\phi_n, \end{cases} \quad (2.7)$$

其中 γ 是 DMD 镜子的倾角， ϕ_n 是 DMD 屏幕边缘与坐标 x 轴的夹角，即初始方位角。通常为了使经过 DMD 调制的光束平行于实验平台出射， $\phi_n = 45^\circ$ 。

由公式 (2.2-2.8)，推导得到 DMD 的 Fraunhofer 衍射分布为:

$$\begin{aligned} U(x, y) &= d_0^2 \sin c\left[d_0\left(x - \frac{a}{\lambda}\right)\right] \sin c\left[d_0\left(y - \frac{b}{\lambda}\right)\right] \\ &\quad \times MNd^2 \sum_{m,n} \sin c\left[Md\left(x - \frac{m}{d}\right)\right] \sin c\left[Nd\left(y - \frac{n}{d}\right)\right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

其中 $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$ ，参数 a 和 b 分别为：

$$\begin{cases} a = -[\sin(\theta_i + 2\gamma)\cos(2\phi_n - \phi_i) + \sin\theta_i \cos\phi_i], \\ b = -[\sin(\theta_i + 2\gamma)\sin(2\phi_n - \phi_i) + \sin\theta_i \sin\phi_i]. \end{cases} \quad (2.9)$$

公式 (2.8) 给出了理论上 DMD 远场衍射分布的数学表达式，光强分布是其模的平方，由此我们可以看出它是一个具有 sinc 函数分布的二维的点阵，其场分布受到镜子数目、微镜尺寸、像素大小、镜子倾斜角度、激光波长、光束入射角度等初始参数的调制。

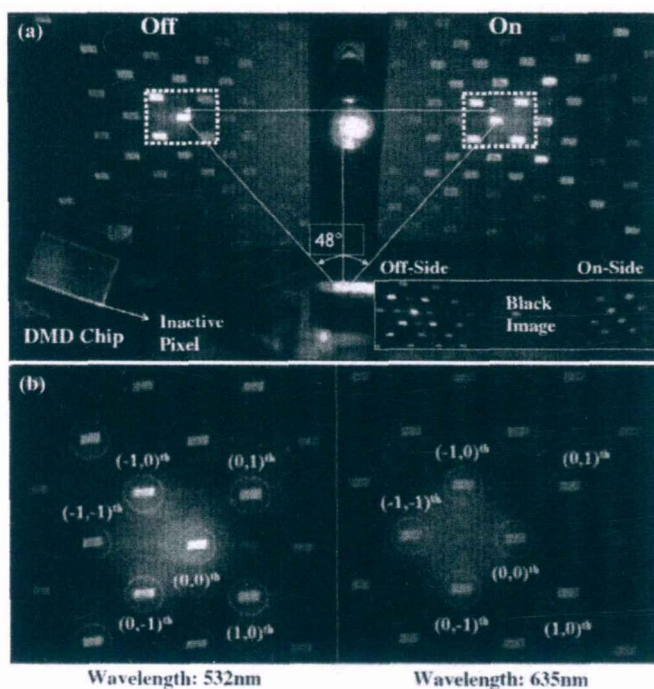


图 2.3 不同波长下 DMD 实验衍射图样[149]。

图 2.3 (a) 展示了 DMD 在不同工作状态下的衍射光场分布，衍射图案与上面理论预测的点阵是一致的。从图中我们发现光斑的能量分布具有较大差异，这是由 DMD 的闪耀光栅的特性决定的。根据光栅方程

$$\sin\theta_i + \sin\theta_d = n\lambda/d, \quad (2.10)$$

其中 θ_i 和 θ_d 分别是相对于光栅表面的入射角和衍射角， n 是衍射级次。对于垂直于 DMD 表面出射的光束， $\theta_d = 0$ 。对于闪耀光栅，需要满足条件 $\theta_i = 2\gamma$ ， γ 是闪耀光栅的闪耀角，即镜子的倾角，因此满足闪耀光栅条件的公式为：

$$\sin 2\gamma = n\lambda/d. \quad (2.11)$$

由公式 (2.11) 可知, 对于具有一定镜子倾角的 DMD, 不是任何波长的光都能满足闪耀条件。例如对于 $\gamma = 12^\circ$ 和 $d = 13.6\sqrt{2}\mu\text{m}$, 对于第 10 级衍射光闪耀波长是 588.0nm, 而第 9 级衍射光对应的闪耀波长是 653.4nm。但实验中常用的波长 532nm 和 633nm 都不是闪耀波长, 因此 sinc^2 包络中心尖峰不会恰好落在某一级次上, 能量分散在附近的级次上, 这个能量的分布与中心尖峰与相邻的级次的相对位置有关, 这就是不同波长的衍射光斑能量分布不一样的原因, 如图 2.11(b) 所示。因此, 在需要高的衍射效率的应用中, 需要选择适合的波长来满足闪耀条件。对于某一特定波长, 需要提高 DMD 的衍射效率, 我们可以通过调节入射角来实现, 此时出射光线会稍微偏离 DMD 表面法线。例如, 对应波长 532nm 的激光, 当入射角度是 24.5° 时, sinc^2 包络中心尖峰不会落恰好落在 $n = 15$ 的衍射级次上[150]。

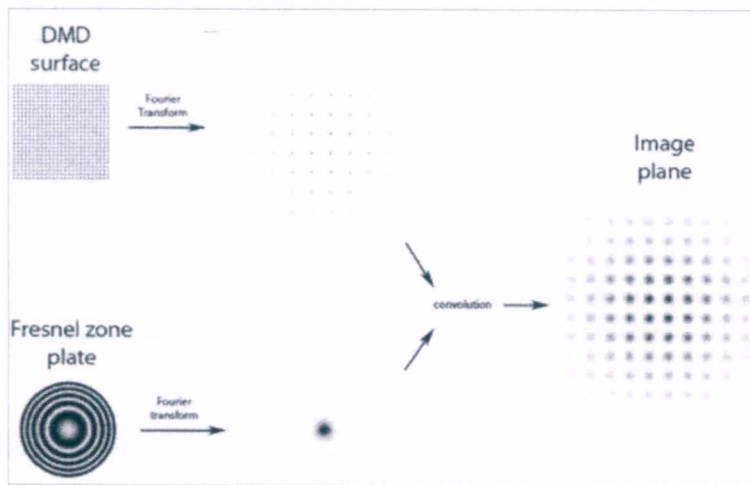


图 2.4 加载全息图的 DMD 远场衍射分布的计算原理。

上面讨论的是 DMD 自身的衍射特性, 当加载上全息图时, 其远场衍射分布则是 DMD 自身衍射和全息图衍射共同作用结果, 这两个衍射是不可分割的, 因此要定量的计算远场分布需要根据每个镜子的状态和位置利用 Fraunhofer 衍射积分计算, 根据 Fraunhofer 衍射原理来定性的分析。例如, 当一个菲涅尔波带片 (Fresnel zone plate) 加载到 DMD 上时, 由于它们是在物面相乘, 因此根据傅里叶光学原理可知它们在成像面上做卷积, 如图 2.4 所示。

2.2 DMD 的光场复振幅调制原理

DMD 是振幅型空间光调制器，它可以直接用于调制光场强度，例如 DLP 投影[151-153]。本文研究的复杂光场调控需要同时调控光场的振幅和相位，采用计算全息方法是一个有效的途径[154]。我们知道，全息图 (Hologram) 是一个记录的光场，它记录的是信号光与参考光干涉的强度信息，然后通过参考光重构出信号光的全部信息，包括振幅和相位。它可以记录三维物体的全部信息用于三维显示。对于计算全息，可以跳过干涉记录这一步骤，直接计算目标光场与参考光的干涉图样，然后利用空间光调制器直接展示全息图。参考光通常是单色平面波，所以重构目标光场时只需要平面波照明即可。相比于传统全息，计算全息的优势是全息图能够实时生成，因此可以实现动态的光场调控。由于全息图记录的是强度信息，因此它是振幅型的。DMD 恰好可用于展示这种全息图并重构目标光场，这也是 DMD 用于复杂光场调制的基本原理。振幅型的全息图有两种，一种是灰度型，一种是二值化的。DMD 本身有两种工作方式，可通过这两种全息图实现复杂光场调制。

2.2.1 振幅型灰度全息图

根据全息原理，如果需要产生具有复振幅分布为

$$s(x, y) = A(x, y) \exp(i\phi(x, y)) \quad (2.12)$$

的目标光场，其中 $A(x, y)$ 是目标光场归一化的振幅分布， $\phi(x, y)$ 表示目标相位分布，我们设定其取值范围为 $[-\pi, \pi]$ 。那么，只需要利用单位平面波 $\exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 和目标光场干涉就能计算得到全息图，其分布为[141]：

$$H = \left| A(x, y) \exp(i\phi(x, y)) + \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \right|^2. \quad (2.13)$$

如果采用单色平面波照明，就可以根据计算的全息图重构出目标光场。

由公式 (2.13) 可知全息图记录的是干涉光强信息，强度是连续变化的，但数字全息图中强度分布需要离散化。人们通常使用 8 位灰度来表示强度变化范围，即灰度全息图具有 256 灰阶。DMD 的镜子只有开和关两种状态，是二值化的振幅型空间光调制器，然而 DMD 仍然可以利用灰度全息图来调制光场。这是

因为 DMD 可以通过脉冲宽度调制技术 (PWM) 任意调制镜子两种倾斜状态的时间长短, 从而实现不同光场强度的调制。

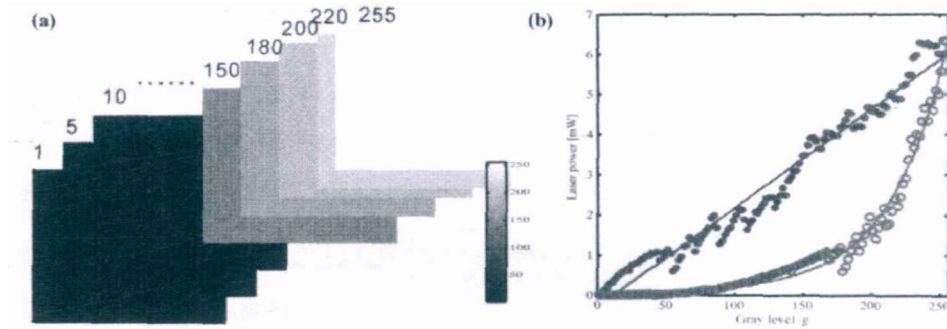


图 2.5 DMD 伽马曲线矫正方法和结果[144]。

实际实验中 DMD 对于不同灰度的强度响应不是线性的, 这种响应特性称之为伽马 (Gamma) 曲线。DMD 的伽马响应特性会影响其光场调制的准确性。为此, 我们通过在 DMD 上加载系列灰度图 (0-255, 图 2.5 (a)), 然后测量不同灰度下的光强信号, 实验测量了 DMD 的伽马曲线, 并利用矫正公式[155]

$$G_{corr} = Tf(C(g)) \equiv ag + b \quad (2.14)$$

矫正伽马曲线, 如图 2.5 (b) 中 a 和 b 是线性系数, T 是转化系数表示能量的损失, C 是矫正函数。经过矫正的伽马曲线成线性的, 这样就可以将矫正函数用于数字生成全息图产生目标光场。我们利用这个方法实验研究了零阶 Bessel-Gauss 光束的生成, 实验结果在第三章详细介绍。

2.2.2 振幅型二值化全息图

灰度型全息图虽然能准确地表达干涉信息, 但是由于 DMD 是通过镜子抖动实现灰度调制的, 因此实际产生的光场是不稳定的。只有当记录光场分布的相机采集频率远小于 DMD 切换频率时, 才能采集到稳定的强度分布。想要利用 DMD 获得稳定的光场, 即只利用镜子两个稳定的工作状态, 我们需要采用适合 DMD 特性的振幅型二值化全息图。其步骤是先根据公式 (2.13) 计算得到的干涉图, 然后通过算法将灰度全息图转化为二值化的全息图。直接将灰度图通过某一个阈值直接二值化会带来很大的转化误差, 可通过算法设计减小转化误差。高精度的图片二值化算法有随机抖动算法 (Random dither algorithms) [156] 和误差扩散算法 (Error diffusion algorithms) [157]。

1) 随机抖动算法

随机抖动算法是将灰度图转化为二值化图片的常用方法。算法流程图如图 2.6 所示。算法通过比较原图中第 m 行 n 列的像素值 $g(m,n)$ 与位于 $[0,1]$ 范围内的随机数 $r(m,n)$ 进行比较，大的赋值 1，小的赋值 0。如此，对每个像素进行比较，最终获得二值化的图片。

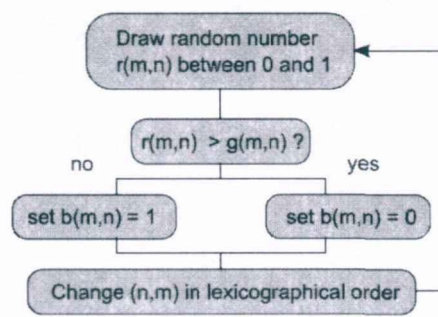


图 2.6 随机抖动算法流程图[157]。

2) 误差扩散算法

灰度图二值化的另一种算法是误差扩散算法，最常用的是 Floyd-Steinberg 误差扩散法[158]，其流程如图 2.7 所示。方块代表原图和二值化图片的像素，算法中对每个像素进行处理，顺序是从上到下，从左到右。原图中的像素值为 $o(m,n)$ ，对应的二值化图片的像素值为 $b(m,n)$ 。先用原像素值与 0.5 比较来确定 $b(m,n)$ 是 1 还是 0。接下来，计算误差 $e(m,n) = b(m,n) - g(m,n)$ ，并按照一定的权重因子 $c(m,n)$ 传递到相邻的四个像素 $(m,n+1)$, $(m+1,n+1)$, $(m+1,n)$ 和 $(m+1,n-1)$ 。如此循环直到所有像素都处理结束得到二值化的全息图。

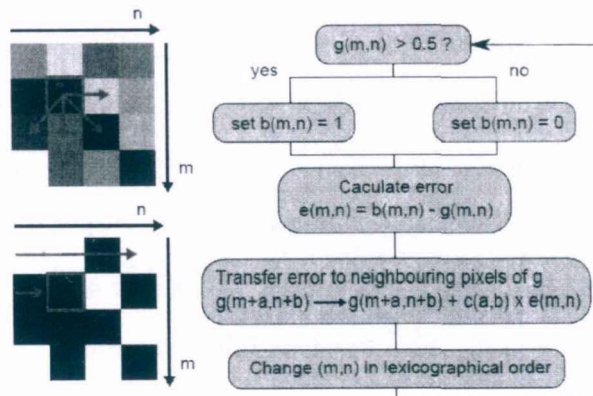


图 2.7 误差扩散算法流程图[157]。

以平面波为目标光场时离轴全息图为正弦分布,如图 2.8 (a) 所示。首先,根据某一固定阈值直接对干涉图样进行二值化,得到如图 2.8 (b) 的分布,然后根据随机抖动算法和误差扩散算法两种算法分别得到抖动算法和误差扩散算法对应的二值化全息图 2.8 (c) 和 (d)。为了分析这几种算法的效果,我们分别计算它们的频谱如图 2.8 (e-h)。由它们的频谱可以看出,相比于保留完整光场信息的灰度全息图,直接进行二值化的全息图的频谱有很多明显的衍生频谱,而且在整个频谱面上都有,这对于目标光场生成会产生很大的干扰。另外两种算法得到的二值化全息图的频谱都比较接近灰度全息图的频谱,但是随机抖动算法会产生比较均匀分布的衍生频谱,而误差扩散算法的衍生频谱多集中在高频部分。相比较而言,误差扩散算法得到的二值化全息图更接近灰度全息图,通过低通空间滤波器就可以较好的滤出目标光场的频谱,从而较为精确地重构出目标光场。

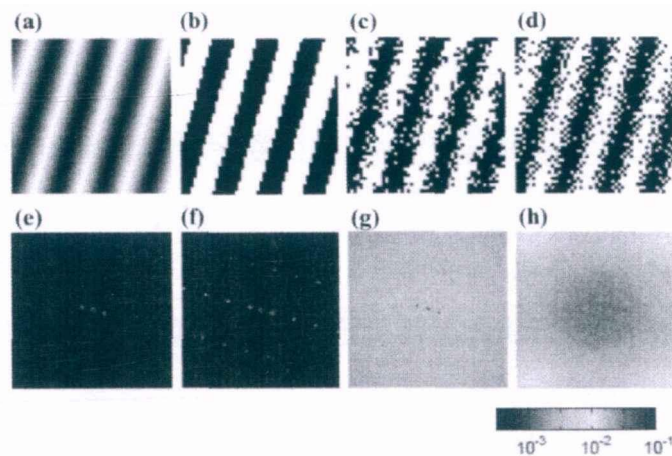


图 2.8 二值化的全息图及其频谱分布[159]。

2.3 DMD 复振幅调制的新型编码方法

用于编码目标光场的二值化全息图的计算除了可以通过灰度全息图的转化,还可以通过一些新的编码方法直接计算得到。人们还开发了一些新型编码算法来实现复振幅调制,这些算法相比于灰度全息图二值化的方法往往更方便、更准确。本论文中研究复杂光场调控,应用于新型光场调制研究,主要是基于这些新型编码方法来生成二值化的全息图。本节先详细介绍几种新型编码算法,包括 Lee 方法、超像素法和光筛法。本文将这些新的编码方法应用于基于 DMD 的新型结构光场的实验研究,实验结果将在第三章具体介绍。

2.3.1 Lee 方法

复杂光场调制可以通过二值化的全息图实现，而常用的编码二值化全息图的方法是生成一个周期性阵列结构的二值化光栅。在数学上，二值化的振幅型光栅表示为傅里叶级数叠加，其形式为[160, 161]:

$$f(x, y) = \sum_n \frac{\sin(\pi n q)}{\pi n} \exp[in(\mathbf{G} \cdot \mathbf{r} + 2\pi\delta)], \quad (2.15)$$

其中 $\mathbf{G} = 2\pi(u_0\mathbf{x}\bar{+} + v_0\mathbf{y}\bar{+})$ ， (u_0, v_0) 是周期性光栅的空间频率， $\delta \in [-1/2, 1/2]$ 表示光栅中每个单元结构的相对位置。假如一个单色平面波入射这个二值化光栅，不考虑相位时它的一级 ($n=1$) 衍射光场为:

$$U_1(x, y) = U_{in} * \frac{\sin(\pi q)}{\pi} \exp(2\pi\delta), \quad (2.16)$$

其中参量 $q \in [0, 1]$ 。

那么，为什么二值化的振幅型光栅可以改变光场的振幅和相位呢？如图 2.9，根据衍射光学原理，光栅结构的整体平移会为其衍射光场引入一个整体的相移从而改变衍射光场的相位分布，而光栅单元结构宽度的改变则会改变衍射效率从而改变衍射光场的振幅分布。由此可见，二值化的振幅型光栅可用于调制复杂光场。

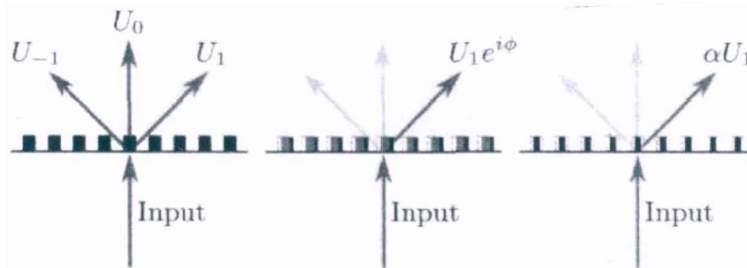


图 2.9 二值化光栅的结构以及光场振幅和相位调制原理[160]。

公式 (2.16) 中的 q 和 δ 是常数参量，它们也可以变为位置坐标的函数，而且只要函数变化比光栅周期小，公式 (2.16) 能保持足够精确。因此，我们可以通过设置这两个函数如下[161]:

$$q(x, y) = \frac{1}{\pi} \arcsin(A(x, y)), \quad \delta(x, y) = \frac{\phi(x, y)}{2\pi}. \quad (2.17)$$

这两个函数分别编码了目标光场的振幅和相位信息, 其中 $\phi \in [-\pi, \pi]$ 。此时二值化光栅的一级衍射光场就代表了目标光场。

由此可知, 我们只需要计算产生公式 (2.15) 表示的振幅型光栅既可实现复杂光场的调制。研究表明, 这个二值化的振幅型光栅可以通过 Lee 方法计算得到, 这个方法是 Wai-Hon Lee 于 1979 年提出的, 因此计算得到的全息图称为 Lee 全息图[162]。Lee 全息图的归一化透过率函数为:

$$h(x, y) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{sgn} \left[\cos(2\pi(u_0x + v_0y) - 2\pi\delta(x, y)) - \cos(\pi q(x, y)) \right], \quad (2.18)$$

其中 $\operatorname{sgn}(\cdot)$ 表示符号函数。根据公式 (2.17) 和 (2.18) 编码计算出全息图, 在 DMD 上加载 Lee 全息图, 在相干光照明条件下, 我们就可精确重构目标光场。

接下来, 我们对 Lee 全息图做进一步的分析。首先, Lee 方法是为了精确产生一个透过率函数为 $T = 1/2 + [\cos(2\pi(u_0x + v_0y) - 2\pi\delta(x, y)) - \cos(\pi q(x, y))]/2$ 的全息图。通过 Fourier 变换得到全息图透过率函数的频谱为:

$$H(u, v) = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{2} S(u + u_0, v + v_0) + \frac{1}{2} S^*(-u + u_0, -v + v_0) \right], \quad (2.19)$$

其中 S 和 S^* 分别表示目标光场的复振幅及其共轭的傅里叶变换。由此可知, Lee 全息图的频谱面上主要有三项, 也就是公式 (2.15) 表示的二值化光栅的 0, ± 1 三个级次的衍射光场, 而 +1 级的衍射光场正是我们所需的目标光场。由公式 (2.19) 可知, 光栅的频谱中心位于空间频率 $(-u_0, -v_0)$ 处。因此, 只要在 Lee 全息图的频谱面上施加一个低通空间滤波器就可以选出目标光场的频谱, 再通过逆傅里叶变换得到目标光场。此外, 根据公式 (2.16) 可知, 作为一级衍射光场, Lee 全息图产生的目标光场的最高能量为 $1/\pi^2 \approx 10\%$ 。

由公式 (2.18) 可知, Lee 全息图可由 $\operatorname{sgn}(\cdot)$ 函数对光栅透过率分布直接进行二值化计算得到。同样, 如上节讨论的那样, 我们也可以通过随机抖动算法和误差扩散算法计算得到二值化的 Lee 全息图。这两种算法计算得到 Lee 全息图更接近理论分布, 因此可实现更精确的光场调制。研究表明, 在实验产生低阶 LG 光束如 LG_{10} 时, 采用随机抖动算法可使生成光场的保真度 (Fidelity) 高于 94%。

2.3.2 超像素 (super-pixel) 法

DMD 是一种二值化的空间光调制器，为了达到振幅和位相的同时调控，往往需要牺牲空间分辨率。为了提高光场调制的准确性，S.A. Goorden 等人近来提出了一种新型光场调制技术——超像素法[163]。超像素方法是通过多个相邻像素组成的超像素和傅立叶平面的低通空间滤波来实现更精确的空间光场调制技术。在这个方法中，每个超像素可以独立地控制光场的振幅和相位。超像素方法在提高光场调制准确性的同时仍然保持很高的分辨率，因此适合复杂光场调制。

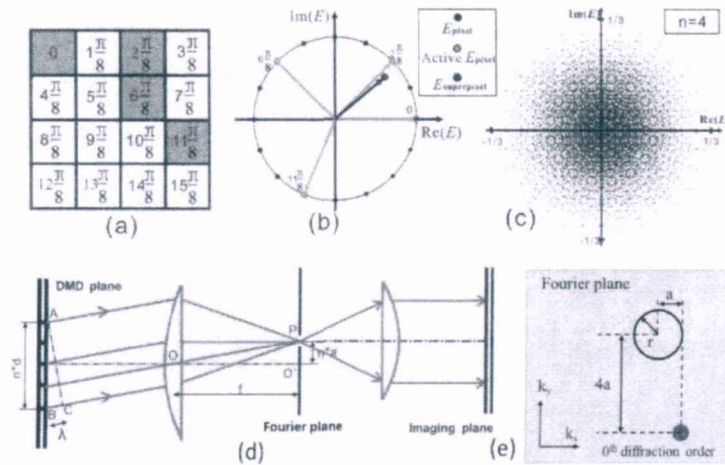


图 2.10 超像素法实现空间光场调制的原理[163, 164]。

超像素法实现空间光场调制的原理如图 2.10 所示：在 DMD 平面上，空间光调制器中相邻的 $n \times n$ 个像素被组合成超像素，通过调控超像素中像素的分布在目标平面构建所需的复杂光场。目标平面与 DMD 平面是共轭面，如图 2.10 (d)，它们通过 $4f$ 系统联系。利用超像素法编码复振幅需要注意两个关键的问题。首先是组成 $4f$ 系统的两个透镜需要稍微相对离轴放置，这是为了使得超像素中每个像素在目标平面的相位响应能够均匀分布在 $[0, 2\pi]$ 之间。例如，我们采用 4×4 的超像素，那么单个像素在目标平面的相位响应分布如图 2.10 (a) 所示，相邻像素的相位差为 $2\pi/n^2 = \pi/8$ 。其次是需要一个低通空间滤波器在傅立叶平面过滤高频信息，使得超像素中单个像素在成像面不能被分辨，从而超像素在成像面的响应由其中所有像素响应的和来确定。如图 2.10 (b) 所示，由 4×4 个微镜组成的超像素中每个像素的响应 E_{pixel} (黑点表示) 均匀地分布在复平面的一个圆上。

此时, 如果我们选择性的打开对应于图 2.10 (a) 中绿色方块的镜子而关闭其他镜子, 该超像素对应的目标响应 $E_{\text{superpixel}}$ (蓝点表示) 就由这些有效的响应 (E_{active} , 绿点表示) 的和来确定。因此, 通过像素的开关组合, 单个超像素可以构建出非常多的目标场分布, 如图 2.10 (c) 所示。所以 4×4 的超像素可以编码构建出 6561 个不同的目标场, 主要得益于超像素精细的相位编码。

超像素法精确的光场复振幅调控对空间滤波器的大小和位置要求很高。我们采用的空间滤波器是圆形的小孔, 小孔的大小由超像素法的空间分辨率或者带宽确定。假设小孔的半径为 r , 超像素法在目标平编码的场的分辨率为[163]

$$\Delta k = \frac{2\pi r}{\lambda f_2} \text{rad} \cdot \text{m}^{-1}, \quad (2.20)$$

其中 f_2 是第二个透镜的焦距, λ 是入射激光的波长。由于目标平面是 DMD 平面的共轭面, 因此分辨率也可由 DMD 平面的像素来表示:

$$\Delta k' = \frac{2\pi d r}{\lambda f} \text{rad} \cdot \text{pixel}^{-1}, \quad (2.21)$$

其中 d 表示两个相邻镜子距离, f 是第一个透镜焦距。根据上面的分析, 如果要使超像素中单个像素在目标平面的响应不能被分辨出来而作为整体起作用, 此时透过空间滤波器的最高频率不能高于 $\pi/2n \text{rad} \cdot \text{pixel}^{-1}$ 。由此, 我们可以计算出空间滤波小孔的半径为

$$r = \frac{\lambda f}{4nd}. \quad (2.22)$$

现在我们来分析小孔的具体位置。超像素法中, 我们希望每个像素在目标平面的相位响应均匀分布, 目标的相位响应分布如图 2.10 (a)。那么, 如果经过这个超像素调制的光场传播到傅里叶平面, 也就是空间滤波器所在平面, 它将会会聚于一点 P , 如图 2.10 (d), 这点应该就是空间滤波器中心所在的位置。在傅立叶平面上, 我们选取 0 级衍射光斑为坐标原点时, 假如 P 点横向上距原点为 a , 那么其纵坐标则为 na 。这是因为 x 方向上相邻像素间的相位差是 $2\pi/n^2$, 而 y 方向上相邻像素间的相位差则是 $2\pi/n$, 即 y 方向上空间变化频率是 x 方向上的 n

倍。因此，小孔在傅立叶平面上的坐标为 $(x, y) = (-a, na)$ ，如图 2.10 (e)。

如果需要通过实现目标的相位分布，一个超像素在 y 方向上两个像素 A 和 B 间的光程差应该是 λ ，如图 2.10(d)所示[164]。根据几何光学原理， $\triangle ABC$ 和 $\triangle OPO'$ 是相似三角形，因此得到关系式

$$\frac{BC}{AB} = \frac{O'P}{OP}. \quad (2.23)$$

根据傍轴近似条件， $OP \approx f$ ，此时

$$\frac{\lambda}{nd} \approx \frac{na}{f}, \quad (2.24)$$

所以我们计算得到小孔距离 0 级光斑的横向距离为：

$$a = \frac{\lambda f}{n^2 d}. \quad (2.25)$$

为了实现复杂光场调制，我们需要事先编码目标光场的振幅和相位。利用超像素法编码目标光场得到全息图过程分三步。第一步，对于一个超像素，需要先计算出它可以构建的所有的光场复振幅，如图 2.10 (c)，并将每种复振幅对应的超像素中的具体像素分布制作成可供搜索的表格 (lookup table)；第二步，在编码过程中，对于目标光场的每个像素对应的复振幅通过查表法找到表中最接近的数，并将此数对应的超像素的镜子开关分布赋给全息图中对应的像素；第三步，对全息图中每个像素重复步骤二直到确定全部像素的值。通过以上三个步骤，我们能够编码任意光场的振幅和相位信息，从而得到产生该目标光场的全息图。由超像素法原理部分可知，它是通过超像素内像素的开关分布实现复杂场的构建的，所以编码后全息图的每个像素值都是二值化的。因此，我们可以直接将编码得到的二值化全息图直接加载到 DMD 上实现光场振幅和位相的同时调制[165]。

超像素法编码产生的光场比 Lee 的方法具有更高的精度。对于生成 LG₁₀ 涡旋光束，S.A. Goorden 模拟了两种方法生成光场的保真度，结果表明超像素法能够提高 18% 的保真度，特别是对于复杂的光场分布这个优势更明显[163]。这可定性的理解为，Lee 全息图实际是利用一维的条纹编码信息，通过条纹的平移和大小调制相位和振幅，而超像素法则是充分利用了超像素中多个像素的多个维度，从而提供了更高的编码精度。

2.3.3 光筛(photon sieve)法

光筛,顾名思义,它是一种按一定规律分布的大量圆形小孔构成的光学器件。光筛是一种平面材料,类似于菲涅尔波带片,都是利用光的衍射和干涉实现光的会聚。相比于菲涅尔波带片,光筛能够实现更好的光聚焦[166, 167]。它的聚焦特性可通过圆孔的大小和分布灵活的调控,加工也非常方便。光筛的概念最早是由 L. Kipp 等人提出,他们利用光筛实现了软 x 射线的聚焦,体现了光筛的另一个优势,它能够用于可见光波段外的电磁波的聚焦[168]。

光筛是由大量可透光的小孔构成的[169],因此它可以看成一种二值化的振幅型调制器件。通常光筛上的小孔是近似符合菲涅尔波带分布从而实现光聚焦,然而我们是否可以通过调控小孔的分布来实现更加复杂的光场调控呢?答案是肯定的。最新的研究表明,通过光筛上小孔分布的设计,我们可以在它的焦点处产生复杂光场[170]。因此,这种二值化小孔分布的设计相当于是对目标光场产生的一种编码,这种思想也可以应用于 DMD 二值化全息图的编码[171]。DMD 是由大量自由开关的微镜构成,这些镜子也可以看成是一种光筛。而且基于 DMD 可编程能力和快速切换优势,这种广义的光筛有潜力实现动态的光场调控。

光筛的设计希望计算得到一个二值化的透过率函数,而能够将目标光场 $s(x, y) = A(x, y)\exp(i\phi(x, y))$ 聚焦在距离 f 的地方,这是一种广义的菲涅尔波带片。为了设计波带片,我们先考虑具有焦距 f 的单个薄透镜组成的光学系统。根据傅立叶光学原理,透镜的前后焦面的光场是傅立叶变换对的关系。为了在透镜的前焦面即目标平面产生目标光场,我们需要先计算其后焦面的光场,即 $\tilde{s}(u, v) = \mathfrak{F}(s(x, y))$ 。这个光学系统中不同位置的光场分布可根据前焦面的初始光场和光学器件的透过率函数通过菲涅尔积分计算得到。这里我们关心的是紧跟着透镜后的那个平面的光场分布,因为这正是广义的菲涅尔波带片所在的位置。因此,只要计算得到透镜后面的光场分布,就可据此设计出具有焦距 f 的广义菲涅尔波带片[171]。

接下来,我们计算对应目标光场的透镜后面的场分布并以此设计出相应的广义菲涅尔波带片。假设透镜前面的光场为 $U(x, y) = C(x, y)\exp(i\phi_c(x, y))$, 根据

菲涅尔衍射积分可得到后焦面场与 $U(x, y)$ 的关系为[146]:

$$U(x, y) = \frac{\exp(ikf)}{i\lambda f} \iint_{\infty} \tilde{s}(u, v) \exp\left\{i \frac{k}{2f} [(x-u)^2 + (y-v)^2]\right\} dudv. \quad (2.26)$$

实际的光场分布可通过光束传播算法计算得到。此时，透镜后面的光场分布为:

$$U_F(x, y) = U(x, y) \exp(i\phi_{lens}(x, y)), \quad (2.27)$$

其中透镜的相位因子 $\phi_{lens}(x, y)$ 是

$$\phi_{lens}(x, y; f) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[f - (f^2 + x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (2.28)$$

继而利用 Lee 的方法来计算对应的二值化光栅，根据公式 (2.18) 即可得到广义菲涅尔波带片的透过率函数为 $T_{ZF}(x, y)$ ，其中需要编码的复振幅是:

$$\begin{cases} A(x, y) = C(x, y), \\ \phi(x, y) = \phi_{lens}(x, y) + \phi_C(x, y). \end{cases} \quad (2.29)$$

根据计算的二值化光栅，我们可以进一步设计得到相应的光筛。最直接的方法是将得到的二值化光栅通过粗粒度 (coarse-grained) 的方法转换为光栅分布的小孔，此时小孔的位置不是非常精确，引入了误差和衍射光斑。

这个问题可以通过两个倾斜但垂直入射的交叉光场干涉来解决，如图 2.11(a) 所示。我们把在目标平面处由上述广义菲涅尔波带片会聚产生的目标光束称为主要光束 (Primary beam)，设定它传播方向与光轴有一定的倾角 θ_1 ，这个角度由公式 (2.18) 中的倾斜相位因子 $\phi_{tilt} = 2\pi(u_0x + v_0y)$ 来确定。设定另一个次要光束 (Secondary beam) 传播方向与光轴成 θ_2 角度与主要光束传播方向垂直，次要光束的振幅和相位分布与主要光束一致。通过这两个垂直传播的光束的相干叠加，我们可以计算得到一个二维的近似周期性的点阵分布。同样，利用 Lee 的方法计算得到相应的二值化的透过率函数 $T_{dualZF}(x, y)$ ，这个二值化的分立的孔状光栅称为双光束菲涅尔波带片，如图 2.11(b) 所示。由干涉计算得到的二值化的孔状结构中的小孔并不都是圆形的，进一步利用面积相同的圆孔在原位置替代它们，从而得到相应的光筛如图 2.11(c)。

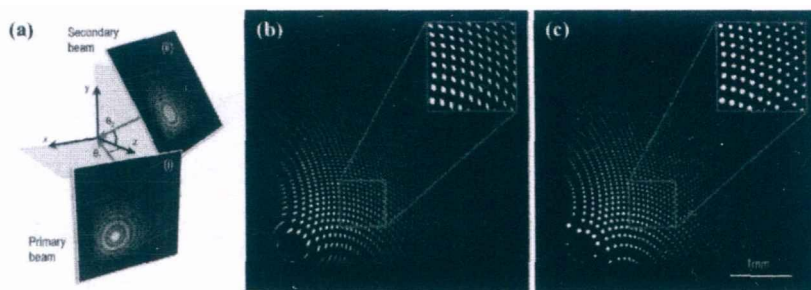


图 2.11 光筛的设计原理[171]。

根据 Lee 全息图原理, 双光束干涉计算得到的这个光筛能够在焦面产生目标光场时会同时出现两个一样分布的衍射光束, 并且它们是关于对角线镜像对称。为了充分利用能量我们只需要一个光束, 所以, 在设计光筛时我们没有必要将次要光束的场分布设置与主要光束一样, 我们可以通过改变次要光束的相位分布, 从而使得光筛的衍射光场中主要光束不受影响而次要光束改变。这个目的可以通过改变次要光束的透镜相位因子焦距参数并去除其目标光场的相位因子实现。此时两个交叉干涉光束的干涉场分布为:

$$D_{Cross}(x, y) = C(x, y) \exp \left[i(\phi_{pri} + \phi_{sec}) \right], \quad (2.30)$$

其中 ϕ_{pri} 和 ϕ_{sec} 分别表示主次两个光束的相位的表达式为

$$\begin{cases} \phi_{pri} = \phi_C(x, y) + 2\pi u_0 x + \phi_{lens}(x, y; f_1), \\ \phi_{sec} = 2\pi v_0 y + \phi_{lens}(x, y; f_2) \end{cases} \quad (2.31)$$

这里我们选择两个不同的透镜相位因子使得主要光束和次要光束不在一个平面同时出现, 因此, 利用 Lee 方法直接对干涉光场 $D_{Cross}(x, y)$ 计算二值化透过率函数即可, 需要注意的是公式 (2.31) 已经考虑了倾斜因子。继而, 用面积相同的圆孔替代 Lee 全息图中相应的结构就能得到产生复杂光场的光筛。

将计算得到全息图加载到 DMD 上就可以用于调制产生复杂光场, 相比于光筛法用于光场调制还有一个优势, 就是这个二值化全息图还替代了透镜的作用, 因为它是基于菲涅尔波带片的原理设计的, 本身就有透镜的会聚作用。因此, 这种基于方法的光学系统非常简单, 只需要 DMD 就可以调制产生目标光场。

2.4 DMD 光场调制的两种方式

空间光调制器应用于光场调制通常有两种方式,一种是在成像面上直接调制光场的振幅和相位,一种是在傅立叶平面上调制光场的频谱[172]。DMD 也同样适用于这两种调制方式。这两种调制方式的联系在于,频谱面上的高频信息调制对应于成像面上的细节信息调制,反过来也成立。因此,对于理想的可连续调节的空间光调制器件,这两种方式的调制效果是一样的。然而,对于 DMD 这样的二值化的光调制器,其调制精度是有限的。具体在应用中采用哪种调制方式,需要根据不同的需求而定。例如,我们需要生成的复杂光场的振幅函数变化得比较快,此时 Lee 的方法的精度就会下降。但是如果我们编码目标光场的频谱分布就有可能得到比较准确度的结果,例如 Airy 光束的生成最早就是通过调制其频谱实现的。此外,在光场调制实验中 DMD 表面的不均匀性 (Curvature) 以及光学系统的像差 (Aberration) 会影响生成光场的保真度[173]。下面我们简要介绍下 DMD 两种光场调制方式以及系统像差的矫正。

2.4.1 DMD 位于成像面

当 DMD 位于光学系统的一个成像面上时,它镜子的状态会被直接成像到最终的成像面上。如果仅仅是调控光场的强度,通过镜子的开关分布就可以直接在成像面上得到目标分布。然而,当涉及到光场相位调控时, DMD 需要采用全息图来实现。我们利用全息图的一级衍射光场来编码信息,需要在频谱面上进行空间滤波挡掉其他衍射级次,故 DMD 在成像面上的调制方式通常是采用 $4f$ 系统来实现。 $4f$ 系统是一种典型的相干光学信息处理系统,其光路如图 2.12 (a) 所示,这个系统最大的优势是可以方便地进行光场频谱信息调制。假设在系统的后焦面,即 DMD 平面,复振幅透过率为 $g(\xi, \eta)$,那么它在空间频谱面上的频谱分布为[159]:

$$G(f_\xi, f_\eta) = \mathfrak{F}\{g(\xi, \eta)\}. \quad (2.32)$$

如果在频谱面上插入一个滤波器,其滤波函数为:

$$H(f_\xi, f_\eta) = H\left(\frac{\xi}{\lambda f}, \frac{\eta}{\lambda f}\right) = \mathfrak{F}\{h(u, v)\}, \quad (2.33)$$

其中函数 $h(u, v)$ 称为滤波器的脉冲响应函数。透过滤波器的光场复振幅是 $G(f_\xi, f_\eta)H(f_\xi, f_\eta)$ ，经过第二个透镜的逆傅立叶变换作用，在最终的成像面上的光场复振幅分布为：

$$U(x, y) = \mathfrak{F}\{G(f_\xi, f_\eta)H(f_\xi, f_\eta)\} = g(x, y) * h(x, y). \quad (2.34)$$

由此可见，数学上 $4f$ 系统的作用是实现函数 g 和 h 的卷积。因此，通过调控成像面光场分布或者频谱面光场分布都可以调控最终的光场分布，原理上这都可以通过 $4f$ 系统实现。此处我们采用 DMD 在成像面上的调制方式实际是调制函数 g ，考虑 DMD 是个二值化的振幅型调制器，想要实现复振幅调制需要采用全息的办法，这就会产生不同的衍射级次，因此在成像面调制光场时需要借助低通滤波小孔在频谱面选择出需要的衍射级次，例如 Lee 的方法和超像素法。至于光场的频谱调控则可通过将 DMD 放置在频谱面实现，这个内容将在下小节介绍。

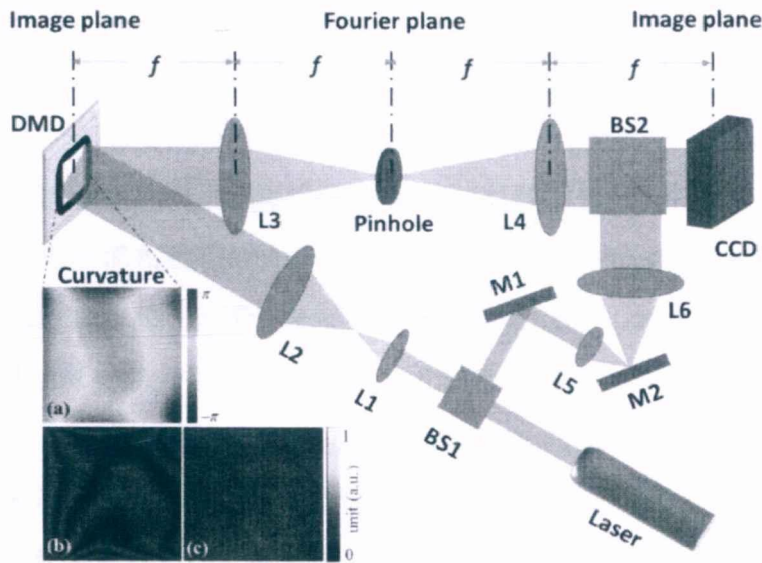


图 2.12 DMD 在成像面上的光学系统及像差校正[172]。

作为空间光调制器，DMD 自身表面的不均匀性会给光场调制带来较大的误差，光学系统的像差也会引入误差。为了矫正这些误差，我们可事先标定光学系统的像差，然后在实验中消除它们的影响，这可以通过在需要编码的目标光场的相位中直接减去测量像差实现。当 DMD 位于成像面时，我们只能通过干涉的方法来测量系统的像差。干涉光路如图 2.12 所示，直接将准直扩束的平面波和经过 DMD 调制得到的光场进行干涉，然后记录其干涉强度。这里主要测量 DMD

表面相位的不均匀性,因此我们采用具有更高相位调制精度的超像素方法进行二值化全息图的编码。

测量过程主要分三步。首先利用超像素法编码目标场为平面波的二值化全息图,加载到 DMD 后产生的光场与准直的平面波干涉。理论上,两个离轴的平面波干涉光场时正弦分布的条纹,而当它们共轴干涉时光场是均匀分布的。实际由于系统像差,干涉光场就会产生不均匀,实验测得的干涉强度分布见图 2.12 的插图(b)。其次,调节两个平面波不共轴干涉,利用干涉条纹提取出系统的像差,将测量得到的像差进行泽尼克多项式拟合得到其分布如插图(a)。然后再将这个像差考虑到目标光场的编码中,消除像差的影响后再进行干涉实验验证,经过矫正后得到的干涉图样如插图(c)。由此可见,通过干涉像差矫正提高了系统的调制性能。

2.4.2 DMD 位于 Fourier 面

当 DMD 位于光学系统的傅立叶平面上时,它需要调制的光场就是目标光场的傅立叶变换。此时,DMD 平面上不同坐标对应着目标光场不同的频谱分量。通过全息方法,DMD 可以在傅立叶平面上同时调控光场的振幅和位相,因此我们能够灵活独立地调控光场的每个频谱分量。我们知道频谱面上的高频信息对应着成像面上的精细结构,因此相比于 DMD 位于成像面上的调制方式,它在傅立叶平面的调制方法能够在目标平面上产生更加精细和锐利的光场结构。当然它的频谱调节精度会受到 DMD 二值化特性以及它的衍射效率影响。

由此可见,DMD 位于傅立叶面上的光学系统最重要的特点是它可以独立调控空间频谱分量,这也意味着我们可以借此调控整个成像系统的点扩散函数,即公式(2.33)表示的系统脉冲响应函数,这将会光学成像中有着重要应用。此外,位于频谱面上的 DMD 还可以被直接用于测量波前畸变从而补偿系统像差,而且这个像差测量过程不需要外加的干涉光路。因此这种系统具有自标定的能力,这种能力能够用于实现衍射极限的激光会聚以及精确地复杂光场调制。

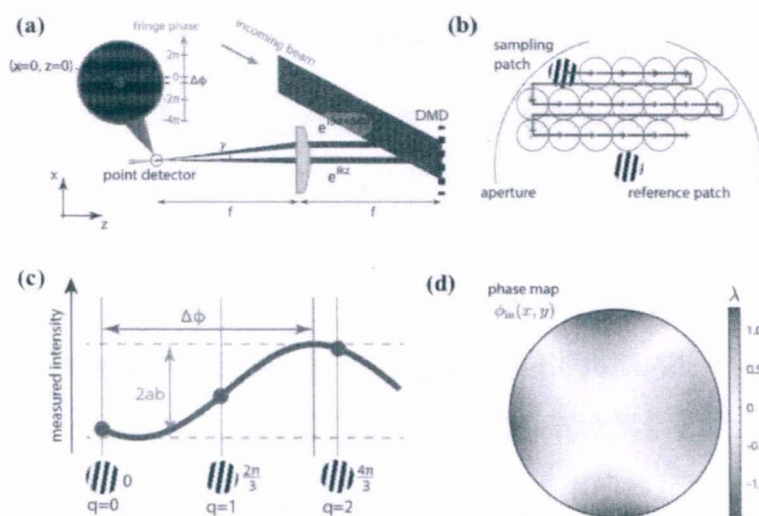


图 2.13 DMD 在傅立叶平面的光学系统及像差矫正原理[159]。

对应于 DMD 位于成像面上的 $4f$ 光学系统，DMD 位于频谱面上的光学系统通常采用单个透镜组成的 $2f$ 系统，即 DMD 位于透镜的后焦面上，而目标光场在透镜前焦面产生，如图 2.13 (a) 所示。DMD 上的不同区域对应着空间不同的频谱分量，因此为了测量系统的像差，我们将 DMD 平面划分成多个小的单元区域，然后逐步测量每个单元在成像面上的响应。这个响应与该单元区域初始位相有关系，如果我们测得每个单元的初始位相延迟，就可以对应的补偿回去。这就是 $2f$ 系统像差标定的原理。但是实际只能测量光场强度，光场位相的测量需要借助干涉才能实现。得益于 DMD 每个像素可以独立控制，我们选择性打开一个固定区域作为参考单元，然后逐个打开剩下的单元区域，如图 2.13 (b)。当平面激光入射时，两个单元区域的反射光将产生干涉，此时只需在成像面探测它们的干涉光强即可。根据常用的三步相移法就能够测量并提取出打开的单元相对于参考单元的相位延迟，如图 2.13 (c)。这里每个单元的相移是通过 Lee 全息图的方法实现的。对每个单元都测量一次，我们就可以测得整个 DMD 平面对应的位相分布，如图 2.13 (d)，然后根据测量的位相矫正 DMD 表面不均匀性响应。

实际实验中我们并不一定只能采用单透镜光学系统，也可以采用三个透镜构成的光学系统。这是因为 DMD 采用全息的方法调制复杂光场，通常需要在傅立叶面插入小孔选取相应的衍射级次，这会影响成像面的观测。我们可以通过再加一个 $4f$ 系统将目标光场成像到方便观测的平面即可。

2.5 基于 DMD 的光场空间相干性调控

空间相干特性是光场调控中另一个重要的自由度,通过调控可以产生具有特殊空间相干结构的光场,例如部分相干光场[174]。研究表明,部分相干光场可以抑制散斑噪声明显提高光学成像质量。这种光场在随机介质中还具有优越的传输性能,在光刻和量子力学中也有重要应用[175]。传统光场空间相干性的调控方法包括在相干光场中引入随机相位或者散斑,本节我们将介绍 DMD 用于调制部分相干光场相干结构的原理和方法。

2.5.1 部分相干光场的相干模式分解

理论上,光场的空间相干性可以由光场的互相干函数 (mutual coherence function) $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)$ 来描述[176]。互相关函数表示一个标量光场 $E(\mathbf{r}, t)$ 在不同的位置 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 以及不同时间 t 和 $t + \tau$ 的相关性[177],

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = \left\langle E(\mathbf{r}_1; \tau)^* E(\mathbf{r}_2; t + \tau) \right\rangle_T, \quad (2.35)$$

其中 $\langle \rangle_T$ 表示时间平均。相对应频谱空间,我们利用交叉谱密度函数 (cross spectral density function) $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ 来描述光场的空间相干性,它是互相关函数的傅立叶变换,

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \int \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (2.36)$$

其中 ω 表示光场的角频率。当 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 表示同一个点时,交叉谱密度就表示光场的功率谱密度,即 $I(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = W(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \omega)$ 。那么,描述光场谱相干度的归一化交叉谱密度函数为

$$\mu_{12}(\omega) = \frac{W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)}{\sqrt{I(\mathbf{r}_1; \omega)I(\mathbf{r}_2; \omega)}}, \quad 0 \leq |\mu_{12}| \leq 1. \quad (2.37)$$

理论上部分相干光场的交叉谱密度函数可以分解为许多统计独立的相干模式的非相干叠加,即

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \sum_n \beta_n(\omega) \psi_n^*(\mathbf{r}_1; \omega) \psi_n(\mathbf{r}_2; \omega), \quad (2.38)$$

其中 $\beta_n(\omega)$ 和 $\psi_n(\mathbf{r};\omega)$ 分别是 Fredholm 积分方程[178]

$$\int W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) \psi_n(\mathbf{r}_1; \omega) = \beta_n(\omega) \psi_n(\mathbf{r}_2; \omega) \quad (2.39)$$

的本征值和本征函数。这个过程被称为部分相干光场交叉谱的相干模式分解 (Coherent Mode Decomposition)[179]。假设部分相干光场是单色波长, 那么所有的公式就只是位置坐标的函数, 我们下面的研究集中在单色部分相干光场。

由公式 (2.38) 可知, 原理上我们需要无数多个相干模式叠加产生部分相干光场, 但实际上当 n 达到一定的值后剩下模式的影响就可以忽略不计了。针对于任意分布的部分相干光场, 需要计算相干模式在叠加中的相对权重来确定模式分解时需要的模式数目, 相干模式的相对权重为 $p_n = \beta_n / \sum \beta_n$ 。常见的部分相干光束有 Gaussian Schell-model beams。这种光场强度为高斯型 $I(\mathbf{r}) = \exp(-r^2/2\sigma_I^2)$, 同时相干度也是高斯型, 即 $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \exp(-|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2/2\sigma_\mu^2)$ 。研究表明, 它相干模式分解时, $N = (\sigma_\mu/\sigma_I)^2$ 个模式的叠加就可得到很好的近似。

由此可见, 只要通过叠加不同的相干模式就可以产生任意相干度分布的部分相干光场。这个叠加是通过不同相干模式的交替产生实现的, 它们的出现时间由相应的相对频率权重 p_n 来确定。实验上为了观测到目标光场, 相干模式间的切换时间 τ_s 需要远小于探测器的探测积分时间 τ_{det} 才能产生时间平均的叠加场。此外, 由于模式间是非相干叠加的, 不同模式在时间上不能相关。因此模式间的切换时间 τ_s 还需要远大于光源自身的相干时间 τ_{coh} 。综合起来, 只要满足条件

$$\tau_{\text{det}} > \tau_s > \tau_{\text{coh}}, \quad (2.40)$$

我们就可以通过相干模式叠加任意调控光场的相干分布。

2.5.2 基于 DMD 的光场相干特性调控

DMD 可以生成任意复振幅分布的相干光场, 这只需要通过振幅型的二值化全息图编码目标光场即可, 特别是它还能够实现在不同的相干模式之间高速切换, 切换速率高达 32.5KHz。在实验上, 这使得 DMD 能够用于实现相干模式叠加从而生成任意相干分布的部分相干光场[160, 180, 181]。根据 Lee 的方法或者超像

素法，可以利用二值化全息图的一级衍射光场产生任意分布的复杂光场。例如，我们可以生成两个波矢对称的平面波 $E_A = \exp(ikx)$ 和 $E_B = \exp(-ikx)$ 的干涉光场，但是两个平面波之间是部分相干的，通过它们的叠加可以产生不同的部分相干的混合模式，

$$\begin{cases} \psi_1(\mathbf{r}) \propto (E_A + f(\mathbf{r})E_B), \\ \psi_2(\mathbf{r}) \propto (f(\mathbf{r})E_A + E_B). \end{cases} \quad (2.41)$$

通过这些相干模式的非相干叠加产生部分相干光场，这里我们取它们相对概率权重为 $p_1 = p_2 = 1/2$ 。两个平面波的干涉分布是条纹，因此 $f(\mathbf{r})$ 是与条纹可见度 (fringe visibility) $V(\mathbf{r})$ 相关的函数

$$f(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r}) / \left(1 + \sqrt{1 - V(\mathbf{r})^2}\right). \quad (2.42)$$

叠加得到的部分相干光束的强度分布为：

$$I(\mathbf{r}) \propto (1 - f(\mathbf{r}))^2 + 4f(\mathbf{r})\cos^2(kx), \quad (2.43)$$

这是一个非相干和相干项的和，而且它的强度分布可以在完全相干 ($f = 1$) 和非相干 ($f = 0$) 之间连续的调控。

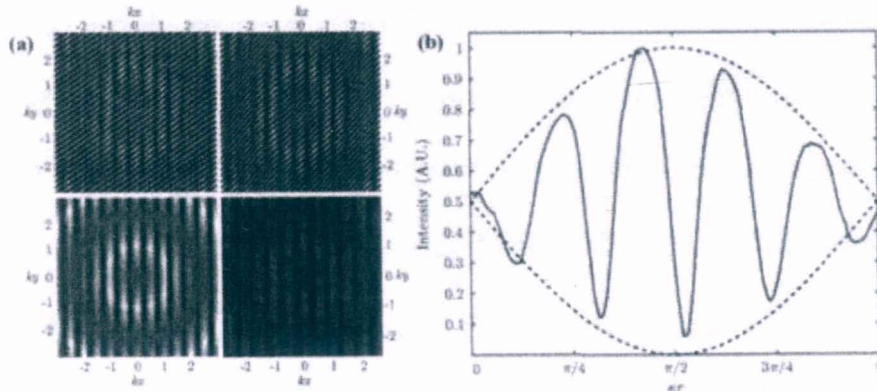


图 2.14 DMD 用于生成任意相干特性的部分相干光场[160]。

这里，我们可以选取条纹可见度函数为 $V(\mathbf{r}) = |\sin(\kappa r)|$ ，其中 $2\pi\kappa = 4k/3$ 。此时，它代表了光场的谱相干度的分布。为了实验生成这样的部分相干光场，我们需要先生成模式光束 $\psi_1(\mathbf{r})$ 和 $\psi_2(\mathbf{r})$ ，然后用 Lee 方法编码得到对应的二值化全息图，如图 2.14 (a) 所示，加载到 DMD 后叠加即可生成相干分布如图 (b)

的部分相干光束，其强度分布如图 (a)。同样，我们可以生成更为复杂的模式光束，通过它们的非相干叠加得到任意相干分布的部分相干光场。由此可见，得益于 DMD 光场复振幅调制能力和高速光场模式切换能力，它可以直接用于调控光场的空间相干特性，这为复杂光场调控中的应用奠定了基础。

2.6 本章小结

DMD 虽然是一种二值化的振幅型光调制器，但是它可以用于振幅、位相、偏振态、空间相干性等光场性质的单个自由度的调控或者多个自由度的联合调控。特别是 DMD 拥有高切换速率、高损伤阈值、宽谱响应等特性，使其非常适合动态的波前校正技术。本文研究了多种基于 DMD 的复杂光场调控技术，这些光场调控技术可以用于克服生物组织的动态散射特性，为深层组织内的细胞捕获奠定基础。此外，基于 DMD 优越的光场调控性能，本文实验研究了各种复杂结构光场的生成，并开发了新型结构光照明方法应用于新型光声成像技术，这些内容将在将在第三章和第五章详细介绍。

第3章 基于 DMD 的复杂结构光场的实验研究

新型结构光场与光操控技术和光学成像技术的结合能够为其提供全新的调控维度,帮助解决新的技术难题,但是这些应用的前提是新型光场的实验产生以及光场演化特性的测量。通常结构光场的调制涉及光场多个自由度的调控,因此联合参量的复杂光场调控是必要的手段。我们在第二章详细介绍了空间光调制器 DMD 用于复杂光场调制的原理和方法,本章将运用这些光场调控方法来实验研究新型结构光场的产生、调控以及光场演化特性的表征。我们实验研究各种已有的结构光场的产生,同时不断探索具有新的结构和功能的结构光场。这些工作将为后面的新型光学操控和光学成像的应用研究奠定基础。

3.1 高阶激光模式光束的实验研究

高阶激光模式光束包括厄米高斯光束、拉盖尔高斯光束、因斯高斯光束。本节将介绍基于 DMD 的这些高阶激光模式光场的调制和生成,并实验研究了这些光场的传输特性。研究了不同激光模式光束的叠加光场,这些叠加的光场展现出特殊的光场结构和性质,是拓展新型结构光场的一种有效的手段。

实验生成高阶激光模式光束装置如图 3.1 (a) 所示,经过扩束的高斯激光以相对于 DMD 法线 24 度角入射其表面。将相应的二值化全息图加载到 DMD 上时, DMD 根据全息图中黑白状态来控制所有微镜的打开和关闭状态,从而调制入射光场。DMD 上加载的全息图是根据目标光场的归一化振幅和相位,采用超像素法编码得到的。为了产生模式为 (3,1) 的厄米高斯光束(图 3.1 (b)),根据超像素法编码得到全息图如图 3.1 (c)。调制过的光场经过 $4f$ 系统成像至目标平面,由 CCD 记录光场的强度分布。其中,在 $4f$ 系统的傅立叶平面上,用一个圆形低通滤波器选择二值化的光栅的一级衍射光斑并对光场进行滤波,以满足超像素法光场调制的带宽条件。利用上述实验装置,我们只需将对应的相位图加载到 DMD 上,就能够调制产生任意的激光模式光束。

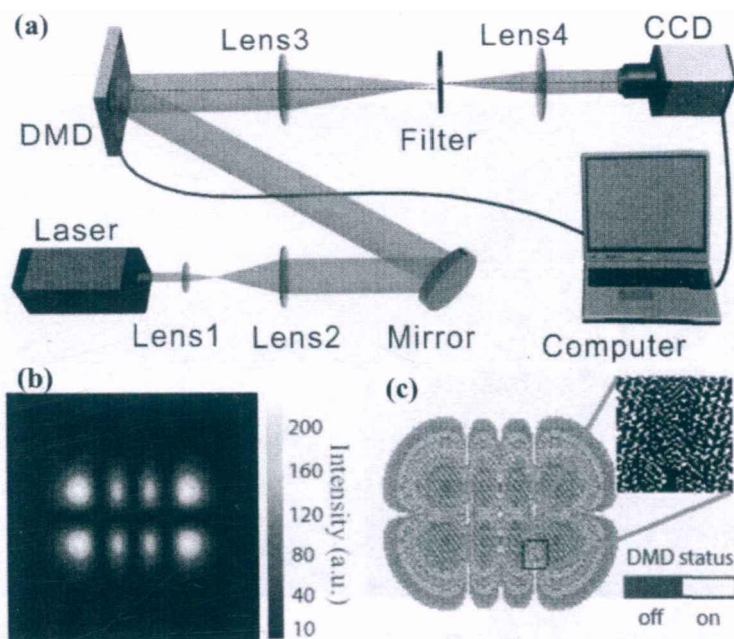


图 3.1 生成高阶激光模式光束。(a) 实验装置示意图；(b) HG_{31} 光束的强度分布；(c) 超像素法编码模式 (3,1) 得到的二值化全息图，插图为全息图局部放大视图[182]。

3.1.1 厄米高斯 (HG) 光束

厄米高斯 (HG) 光束是一种最基本的激光模式光束，厄米高斯模式是傍轴波动方程在笛卡尔坐标下的解，它的基模是我们熟知的高斯光束，普通模式 $HG_{m,n}$ 的复振幅为：

$$HG_{m,n}(\mathbf{r}) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega(z)}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega(z)}\right) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i\frac{kr^2}{2R(z)} - i\psi_{HG}(z)\right], \quad (3.1)$$

其中 H_m 是厄米多项式， $\psi_{HG} = (m+n+1)\tan^{-1}(z/z_R)$ ， z_R 是瑞利距离。厄米高斯光束在结构上关于 x 和 y 轴对称的光斑，参量 m 和 n 表示光束在 x 和 y 方向上的光斑分割线数目。

利用图 3.1 实验装置和超像素法编码的全息图就能够直接生成任意模式的厄米高斯光束。图 3.2 展示了不同模式厄米高斯光束在成像面上的理论强度分布和实验结果，由图可知实验结果和理论结果比较吻合。图 3.3 则展示了 DMD 用于控制厄米高斯光束的动态旋转结果。模式的旋转可以通过连续加载相应的二值化全息图实现，而 DMD 高速切换能力使模式旋转按照可控方式进行。实验中我们

实现了可控速度的顺时针或者逆时针的旋转, 这种模式的动态控制将在动态情景中得到应用。

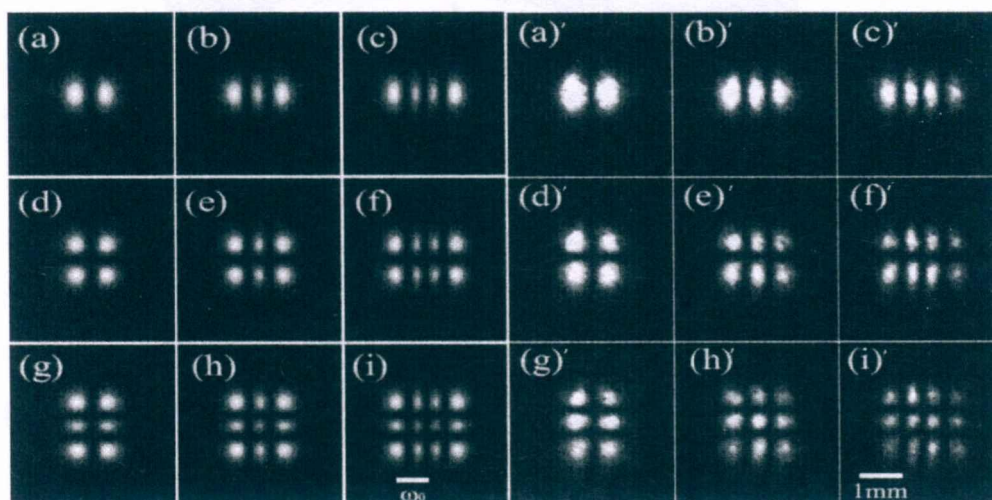


图 3.2 厄米高斯光束理论 (a-i) 和实验 (a'-i') 的平面强度分布。模式参数分别为: (a) (1,0), (b) (2,0), (c) (3,0), (d) (1,1), (e) (2,1), (f) (3,1), (g) (1,2), (h) (2,2), (i) (3,2)。

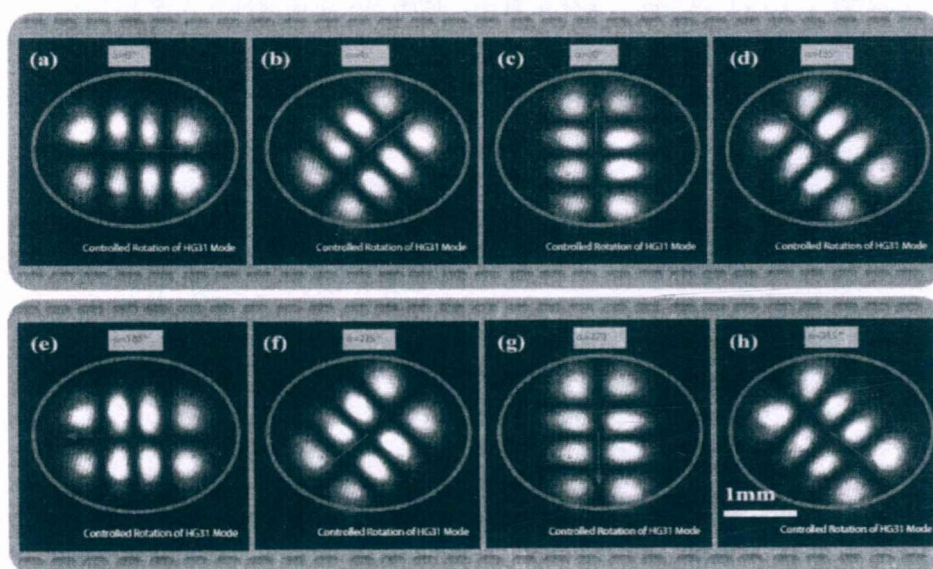


图 3.3 DMD 控制理论厄米高斯光束的动态旋转。对应于模式 (3,1), 41 个二值化的全息图被连续加载到 DMD 上用于产生 9° 旋转间隔的模式光束, 图中箭头表示模式的方向, 对应的角度分别是 (a) 0° , (b) 45° , (c) 90° , (d) 135° , (e) 180° , (f) 225° , (g) 270° , (h) 315° 。

对于实验测得的平面光场强度分布, 根据理论强度分布进行拟合可表征生成光束的束腰大小。如图 3.2 中, 根据 Levenberg-Marquardt (L-M) 拟合算法可以得到各个光束的束腰半径 ω_0 分别为 (a') $531 \mu\text{m}$, (b') $510 \mu\text{m}$, (c') $521 \mu\text{m}$, (d') $510 \mu\text{m}$, (e') $511 \mu\text{m}$, (f') $525 \mu\text{m}$, (g') $508 \mu\text{m}$, (h') $520 \mu\text{m}$, and (i') $530 \mu\text{m}$ 。通过拟合算法我

他们还实验研究了厄米高斯光束沿着 z 轴的演化特性。在图 3.1 的实验装置成像面后加一个共焦的会聚透镜，然后在该透镜焦面附近沿着 z 轴测量光场的分布，实验结果如图 3.4 所示。通过不同轴向位置光场的平面分布可以看出，厄米高斯光束在聚焦后虽然光束束腰大小改变时光场的分布不变，直接证明了它的自相似特性。然后，利用 L-M 算法拟合得到任意轴向位置光束的半径，再根据数学模型 $b(z) = b_0 \left[1 + \left((z - z_0) / z_R \right)^2 \right]^{1/2}$ 确定会聚光束的瑞利距离、束腰半径以及束腰所在平面的位置分别是 $z_R = 13.75\text{mm}$ ， $b = 46\mu\text{m}$ 和 $z_0 = 56.7\text{mm}$ 。

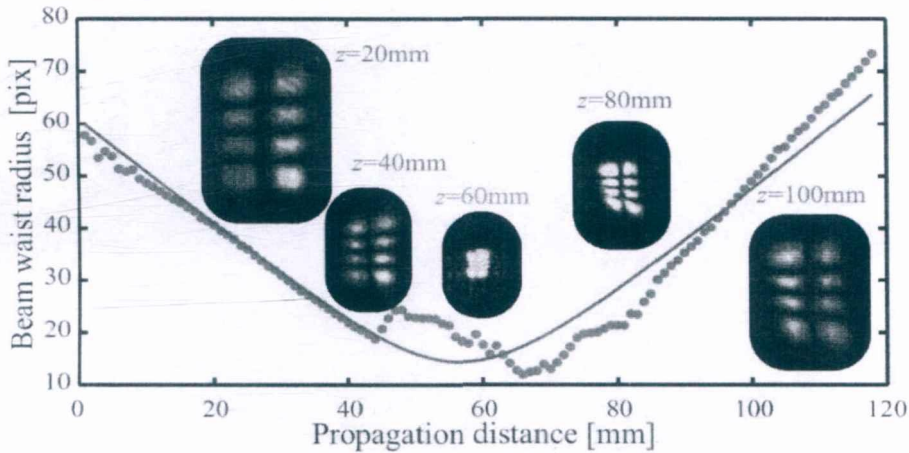


图 3.4 厄米高斯光束的光场演化特性。经过透镜会聚后，在焦面附近不同轴向位置光场的平面分布以及光束半径的大小。根据高斯光束的传播理论模型可拟合得到厄米高斯光束的具体参数分别是：瑞利距离 $z_R = 13.75\text{mm}$ ，束腰半径 $b = 46\mu\text{m}$ 和束腰位置 $z_0 = 56.7\text{mm}$ 。

厄米高斯模式构成傍轴波动方程的一组正交完备的解集，因此任意厄米高斯模式的线性叠加也是傍轴波动方程的解。2014 年 V. V. Kotlyar 等人提出了一类叠加的厄米高斯光束，其复振幅分布为

$$\begin{aligned}
 A_n(x, y, z = 0) &= A_0 \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_x^2} - \frac{y^2}{\omega_y^2}\right) (1+a^2)^{\frac{n}{2}} \sum_{p=0}^n \frac{n!(ia)^p}{p!(n-p)!} H_p\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega_x}\right) H_{n-p}\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_y}\right) \\
 &= A_0 \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_x^2} - \frac{y^2}{\omega_y^2}\right) \times \left(\frac{1-a^2}{1+a^2}\right)^{\frac{n}{2}} H_n\left(\sqrt{2} \frac{ia\omega_y x + \omega_x y}{\omega_x \omega_y \sqrt{1-a^2}}\right).
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

这类光场携带轨道角动量 (OAM)，被称为涡旋厄米高斯光束 (Vortex Hermite-Gaussian beam, vHG) [74, 183]，它的光场强度具有椭圆形状分布，而且在传播过程中保持形状不变，即 vHG 也具有自相似特性。根据公式 (3.2) 计算得到 vHG 光场相对于其强度的归一化的 OAM 为：

$$\frac{J_z}{I} = \frac{-i \iint_{R^2} A_n^* \left(x \frac{\partial A_n}{\partial y} - y \frac{\partial A_n}{\partial x} \right) dx dy}{\iint_{R^2} A_n^* A_n dx dy} = \left(\frac{-a}{1+a^2} \right) \left(\frac{\omega_x^2 + \omega_y^2}{\omega_x \omega_y} \right). \quad (3.3)$$

当 $\omega_x = \omega_y = \omega_0$ 时, $J_z/I = -2na/(1+a^2)$, 由此可见 vHG 光束的 OAM 与参数 n 和 a 直接相关。利用同样的实验方法, 我们方便地生成携带任意 OAM 的 vHG 光束。不同于拉盖尔高斯光束, vHG 光束的 OAM 可以通过参数 a 来连续调控。图 3.5 展示了具有不同 OAM 密度的 vHG 光束, 可以看出光场的 OAM 随着光束的形状在改变, OAM 密度越大光束越趋于圆形分布。

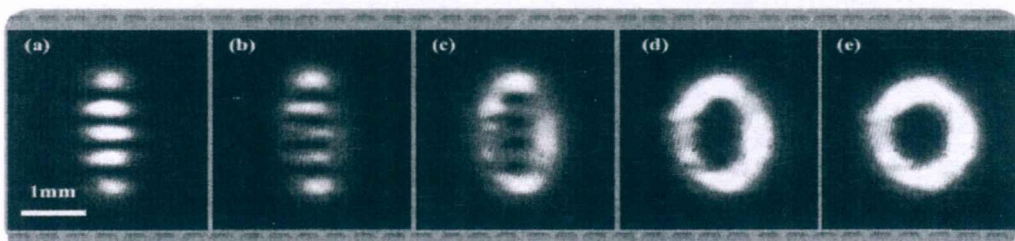


图 3.5 携带不同 OAM 的涡旋厄米高斯 (vHG) 光束的强度分布。vHG 光束的 OAM 可通过参数 a 连续调节, 图中光场的 OAM 在传播光轴上的投影分量分别为: (a) 0, (b) -1.88, (c) -3.20, (d) -3.84, (e) -3.99。这里采用的拓扑荷参数为 $n = 4$ 。

3.1.2 拉盖尔高斯 (LG) 光束

拉盖尔高斯 (LG) 光束是另一类高阶激光模式光束, 它的显著特点在于它具有螺旋的相位波前, 是一类最重要涡旋光束, 光场携带整数的轨道角动量。由于这个特性, LG 光束已经在光学通信、光学成像以及光学操控中得到了广泛应用。

LG 光束是傍轴波动方程在圆柱坐标系下的解的复振幅分布为:

$$LG_{l,p}(\mathbf{r}) = \frac{C_{lp}}{\omega} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{\omega^2} \right) \exp \left[\frac{-r^2}{\omega^2} + i \frac{kr^2}{2R} + il\phi - i\psi_{LG} \right], \quad (3.4)$$

其中 L_p^l 是拉盖尔多项式, C_{lp} 是归一化参数, $\psi_{LG} = (|l| + 2p + 1) \tan^{-1}(z/z_R)$ 。其中 $\exp(il\phi)$ 项表示 LG 光束的螺旋相位, $l = 1, 2, 3, \dots$ 是拓扑荷参数, 表示光束中每个光子携带轨道角动量为 lh 。LG 光束是同心环状分布, 环的数目由径向参数 p 确定, 共 $p+1$ 个环。

LG 光场中每个光子都具有确定的轨道角动量, 而理论上拓扑荷 l 可取任意

整数值并且数值可控,如果光学通信中采用轨道角动量来编码信息可极大地拓展数据传输的容量,这种信息编码技术称为模分复用技术。因此, LG 光束作为最重要的涡旋光束在现代光学通信中占据重要地位。模分复用技术需要能够产生不同拓扑荷的光学涡旋并实现模式间的快速切换,而常用的液晶 SLM 切换速率最高仅 100 Hz,不能够满足光通信的实际应用需求。目前最先进的 DMD 切换速率达 32 kHz,因此如果 DMD 可以生成 LG 光束,那么它将极大促进 LG 光束在光学通信中的应用。

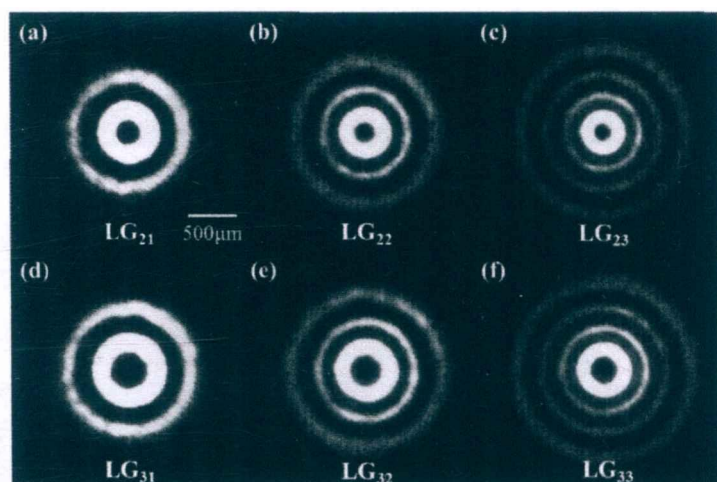


图 3.6 实验生成的拉盖尔高斯光束的平面强度分布。

为此,我们实验研究了基于 DMD 的 LG 光束的生成和快速切换[77]。实验装置和方法同 HG 光束生成一样, DMD 被用于调制高斯光束来产生不同模式的 LG 光束。利用超像素法编码得到的全息图加载到 DMD 后,在系统的成像面上产生 LG 光束。图 3.6 展示了实验产生的几种典型的 LG 光束的横向截面分布图。由图可知,随着径向参数的增大光斑的环数增多,随着拓扑荷的增加中心环的半径增大,结果与理论一致。这直接证明了 DMD 能够生成任意模式的 LG 光束。同时,它还具有不同模式间的快速切换能力。实验上只需要将事先计算好的二值化全息图的数据导入到 DMD 板卡内存上,通过外界的触发信号来触发 DMD 切换从而显示不同的全息图就能实现 LG 模式间的快速切换,而且切换速度是可控的。这种基于 DMD 的光学涡旋的生成和快速切换为动态应用奠定了基础。

3.1.3 因斯高斯 (IG) 光束

因斯高斯 (IG) 光束呈现椭圆形状分布, 它是傍轴波动方程在椭圆柱坐标系下的解。类似于厄米高斯和拉盖尔高斯模式, 所有的 IG 模式构成正交完备解集。IG 模式有两种, 分别是偶模式和奇模式, 它们的光场复振幅分别为:

$$\begin{cases} IG_{p,m}^e(\mathbf{r}; \varepsilon) = \frac{C\omega_0}{\omega(z)} C_p^m(i\xi, \varepsilon) C_p^m(\eta, \varepsilon) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i\frac{kr^2}{2R(z)} - i\psi_{IG}(z)\right], \\ IG_{p,m}^o(\mathbf{r}; \varepsilon) = \frac{S\omega_0}{\omega(z)} S_p^m(i\xi, \varepsilon) S_p^m(\eta, \varepsilon) \exp\left[\frac{-r^2}{\omega^2(z)} + i\frac{kr^2}{2R(z)} - i\psi_{IG}(z)\right], \end{cases} \quad (3.5)$$

其中 C_p^m 和 S_p^m 分别是偶和奇因斯多项式, C 和 S 是归一化参数, ε 是表示光束椭圆度的参数, $\psi_{IG} = (p+1)\tan^{-1}(z/z_R)$ 。IG 光束具有复杂的光场结构, 如图 3.7 (a-f)。IG 光束类似于 HG 光束也具有自相似特性, 这意味着它在透镜会聚后仍然能保持光场的形状不变, 这使其非常适合于多个微粒的光学捕获和组装。

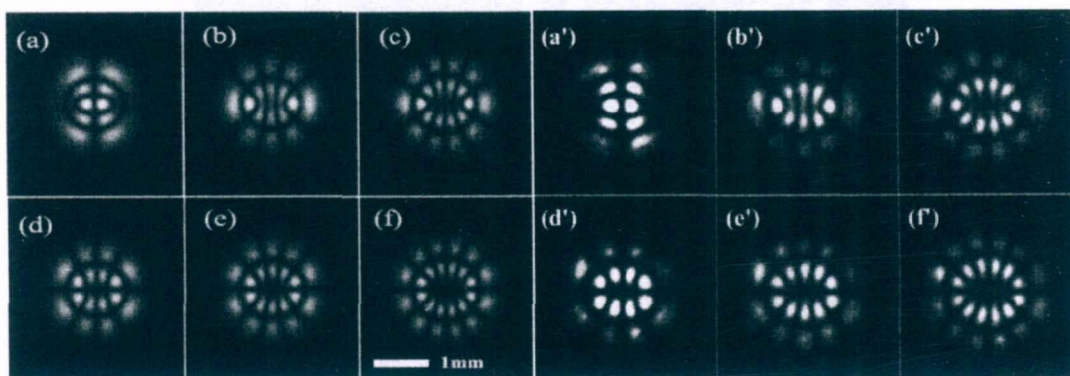


图 3.7 典型的 IG 光束的理论 (a-f) 和实验 (a'-f') 的平面强度分布。模式分别为: (a) $IG_{5,1}^e$, (b) $IG_{6,4}^e$, (c) $IG_{7,5}^e$, (d) $IG_{6,4}^o$, (e) $IG_{7,5}^o$, (f) $IG_{8,6}^o$, 这些 IG 模式的椭圆度为 $\varepsilon = 2$ 。

同样地, 我们使用 DMD 实验生成不同模式的 IG 光束[184], 实验结果如图 3.7 (a'-f') 所示, 与理论的光场分布吻合。接下来, 我们实验研究了 IG 光场分布与参数 ε 关系。通过连续改变 IG 光束的椭圆度, 观测生成光场的结构变化。图 3.8 展示了两种 IG 光束在三个典型椭圆度下 ($\varepsilon = 0.8$, $\varepsilon = 10$ 和 $\varepsilon = 1000$) 的光场强度分布。由图直接展示, 当椭圆度很小时, IG 光束的分布趋向于圆形, 这跟两个相反拓扑荷 LG 模式的叠加形成的场分布类似; 当椭圆度很大时, IG 光束的分布趋于方形, 这类似于 HG 光束的场分布。实验结果反映了 IG 模式是基本的

激光模式，因为 LG 模式和 HG 模式可以看成是因斯高斯模式对应于 $\varepsilon \rightarrow 0$ 和 $\varepsilon \rightarrow \infty$ 的两种极限情况。实验中，DMD 的快速切换能力能够帮助我们实时观测 IG 光场随着参数 ε 的变化，更加直观的反映了三种激光模式光束之间的关系。

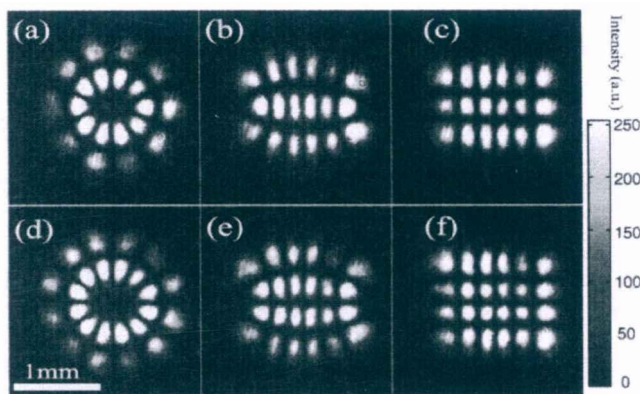


图 3.8 具有不同椭圆度的 IG 光束的平面强度分布。第一行对应模式 $IG_{7,5}^e$ ，第二行对应模式 $IG_{8,6}^o$ ，椭圆度分别为 (a, d) $\varepsilon = 0.8$, (b, e) $\varepsilon = 10$ 和 (c, f) $\varepsilon = 1000$ 。

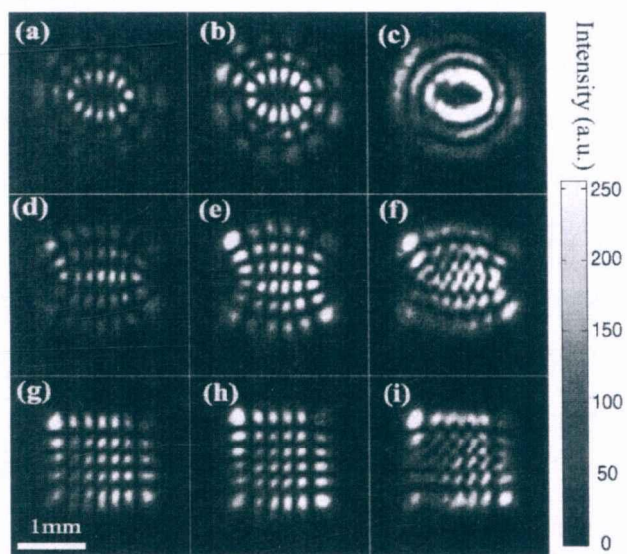


图 3.9 涡旋 IG 光束 ($HIG_{10,6}$) 的实验强度分布。(a), (d), (g)为偶 IG 模式; (b), (e), (h)为奇 IG 模式; (c), (f), (i)为对应的涡旋模式; 三行分别对应不同的椭圆度, $\varepsilon = 2, 10, 100$ 。

由于 IG 模式构成正交完备解，因此任意分布的傍轴光场都可通过 IG 光束的叠加得到。其中有一类叠加光场受到大家的关注，它是通过奇和偶两种因斯高斯模式叠加得到，即[185]

$$HIG_{p,m}^{\pm}(\xi, \eta, \varepsilon) = IG_{p,m}^e(\xi, \eta, \varepsilon) \pm iIG_{p,m}^o(\xi, \eta, \varepsilon). \quad (3.6)$$

这类光束具有螺旋相位波前，因此光场携带轨道角动量，被称为涡旋因斯高斯光

场 (Helical Ince-Gauss beam)。图 3.9 展示了几种典型的涡旋 IG 光束的实验测量的光强分布。

3.2 非衍射光束的实验研究

非衍射光束 (Non-diffraction beam), 也称为传播不变光束, 这类光场在自由空间传播过程中平面分布不随传播距离改变。严格意义的非衍射光场包括 Plane wave、Bessel wave、Mathieu wave 和 Weber wave, 它们分别对应于亥姆赫兹方程在直角坐标、圆柱坐标、椭圆柱坐标和抛物线柱坐标下的严格解。但这些光场实验上是无法产生的, 因为它们在自由空间无限扩展, 能量是无限大的。实验上可以产生的是它们受到高斯分布调制的近似光场, 这些光束实际是傍轴波动方程的解。因此, 它们不是严格意义的非衍射光场, 但相比于高斯光束, 它们能够在远大于瑞利距离的范围内保持光场分布近似不变。非衍射光场除了具有传播不变特性, 还具有自修复特性, 能够在跨越障碍物后很快自行修复原来的光场结构。这些新奇的光场性质使非衍射光束在光学操控和光学显微成像中得到特殊应用, 如 Bessel 光束长距离微粒输运, 基于非衍射栅格光场的栅格激光层照显微镜 (Lattice light sheet microscope) 能够实现快速高分辨率成像, 最小化对细胞的损伤, 动态成像分子、细胞和胚胎的细微三维活动等。然而这些应用都依赖于非衍射光场的生成和调制。本节介绍基于 DMD 的非衍射光束的实验生成和调控研究。DMD 的动态光场调制能力将会进一步拓展非衍射光束在这些实际应用中的功能。

3.2.1 Bessel-Gauss 光束

本小节我们将实验研究贝塞尔高斯 (BG) 光束的生成及光场的非衍射和自修复特性[144]。BG 光束是标量傍轴波动方程的解, 它的复振幅分布为:

$$U(r, \phi, z) = A_0 \frac{1}{q(z)} \exp \left[ik_z z - \frac{r^2}{\omega_0^2 q(z)} - i \frac{\alpha^2 z}{2k} \frac{1}{q(z)} \right] \times J_n \left(\frac{\alpha r}{q(z)} \right) \exp(i n \phi), \quad (3.7)$$

其中 A_0 是归一化常数, $q(z) = 1 + iz/z_R$, $z_R = k\omega_0^2/2$ 是高斯光束的瑞利距离, ω_0 是高斯光束的束腰半径。 $J_n(\cdot)$ 是 n 阶第一类 Bessel 函数, α 是标量因子。BG 光束在传播过程中保持旋转对称的环状分布, 但是能量会在不同的环中重新分布。

在 $z=0$ 平面上, Bessel-Gauss 光束的复振幅分布为:

$$U(r, \phi, z=0) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) J_n(\alpha r) \exp(in\phi). \quad (3.8)$$

当 BG 光束传播的远场时, 它的强度分布趋于单个环。强度分布可由高斯函数和修正贝塞尔函数的乘积来描述。BG 光束的傅立叶频谱的分布为:

$$\tilde{U}(f, \varphi) = (-i)^n \pi \omega_0^2 \exp\left(-\frac{\alpha^2 \omega_0^2}{4}\right) I_n(\pi \omega_0^2 \alpha f) \exp(-\pi^2 \omega_0^2 f^2) \exp(in\varphi), \quad (3.9)$$

其中 f 表示横向空间频率, φ 是傅立叶频谱面上的角向坐标, $I_n(\cdot)$ 代表第 n 阶修正贝塞尔函数 (modified Bessel function)。

由公式 (3.7) 可知, BG 光束具有不同的模式, 这里我们实验研究大家最关注的零阶 BG 光束。它的光场分布可由 (3.7) 公式中 n 取值为 0 得到:

$$E(r, z) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) J_0(\alpha r) \times \exp(ik_z z). \quad (3.10)$$

在前面一节, 超像素法被用于编码目标光场得到二值化的全息图, 这里我们尝试使用灰度全息图来生成了零阶 BG 光束。灰度全息图可通过单位平面波 $\exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 和 $z=0$ 平面的目标光场的干涉来计算得到, 即

$$H = |E(r, z=0) + \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})|^2. \quad (3.11)$$

利用单色平面波照明全息图就可以重构出目标光场。

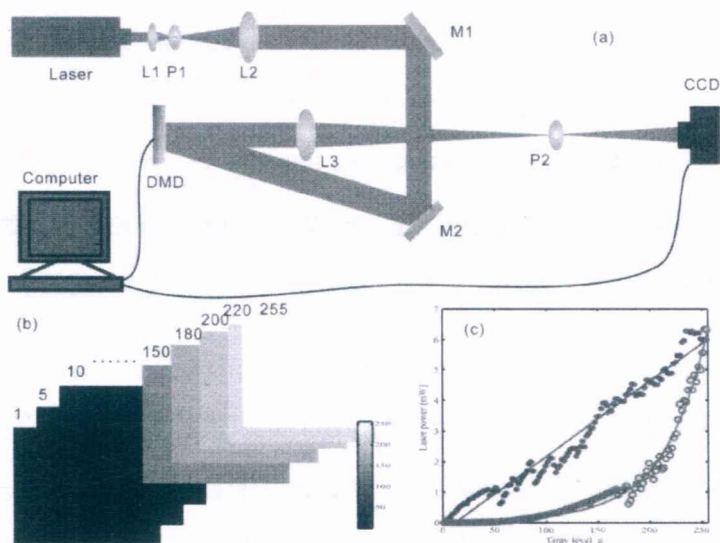


图 3.10 实验生成零阶 BG 光束的实验装置以及系统伽马曲线的矫正。

实验装置如图 3.10 (a) 所示, 经过扩束的激光以 24° 角入射均匀照明 DMD 表面, 然后将计算得到的 256 灰阶的全息图加载到 DMD 上, 此时 DMD 将会通过脉冲宽度调制技术 (PWM) 按照不同灰阶来调制镜子两种倾斜状态的时间长短, 从而实现不同光场强度的调制。在 DMD 后面的透镜调制光场成像至目标位置。由于 DMD 是二值化的光栅, 调制光场会有很多衍射级次, 因此需要一个圆形小孔来选择包含目标光场信息的一级衍射光。在成像平面, 移动的 CCD 相机被用于测量不同平面的强度分布, 这些测量结果用于重构三维光场分布。

然而, 实际实验中 DMD 对于不同灰度的强度响应特性即它的伽马 (Gamma) 曲线不是线性的。DMD 的伽马响应特性会影响光场调制的准确性。为此, 我们通过在 DMD 上加载系列灰度图 (0-255, 图 3.10 (b)), 测量不同灰度下的光强信号, 实验测量并矫正得到了线性的伽马曲线, 如图 3.10 (c)。然后将矫正函数用于所需的全息图的计算, 经过矫正的全息图加载到 DMD 后能准确地调制目标光场。

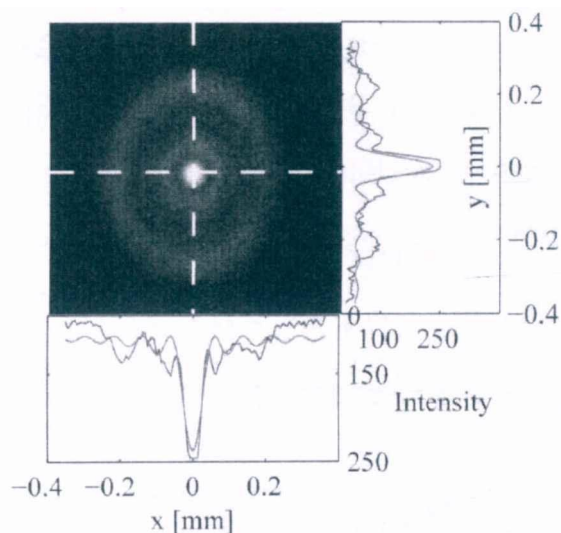


图 3.11 实验生成的零阶 BG 光束的平面光强分布。光斑采集位置位于透镜后焦面后 20 mm 处。光斑右边和下边的曲线分别是纵向和横向的一维强度分布, 蓝线表示测量结果, 红线表示拟合结果。

图 3.11 给出了实验测得的成像面上 BG 光束的平面光强分布。为了验证生成的光束具有贝塞尔分布, 以光斑中心为原点分别计算水平和垂直方向上的一维强度分布 (蓝色曲线), 然后与理论结果 (红色曲线) 比较, 结果表明生成的光束符合 BG 光束的理论分布。为了标定生成光束的实际参数, 数学模型

$I(\rho) = AJ_0^2[k_t(\rho - \rho_0)] + B$ 被用来拟合实验测量的光强分布。拟合得到参数分别为 $A=200, B=40$ (a.u.), $\rho_0=0, k_t=40/\text{mm}$, 这些参数与光束的性质是相关的。原理上, 零阶的 BG 光束的傅立叶频谱是一个环。因此, BG 光束可以看成是一系列波矢位于一个空间锥面上的平面波的叠加。锥角用于表征 BG 光束的发散性质, 锥角一半的角度为 $\theta = \sin^{-1}(k_t/k)$, 其中 k 和 k_t 分别表示光场的波矢及其它的横向分量。而对于零阶 BG 光束, 根据零阶贝塞尔函数的零点计算得到 $\theta \approx 2.405\lambda/(2\pi r_0)$, 其中 r_0 是生成光束光强分布的第一个零点的位置, $\lambda = 633\text{nm}$ 是激光波长。实验测得 $r_0 \approx 60\mu\text{m}$, 因此实验生成的 BG 光束的半锥角约为 4 mrad 。

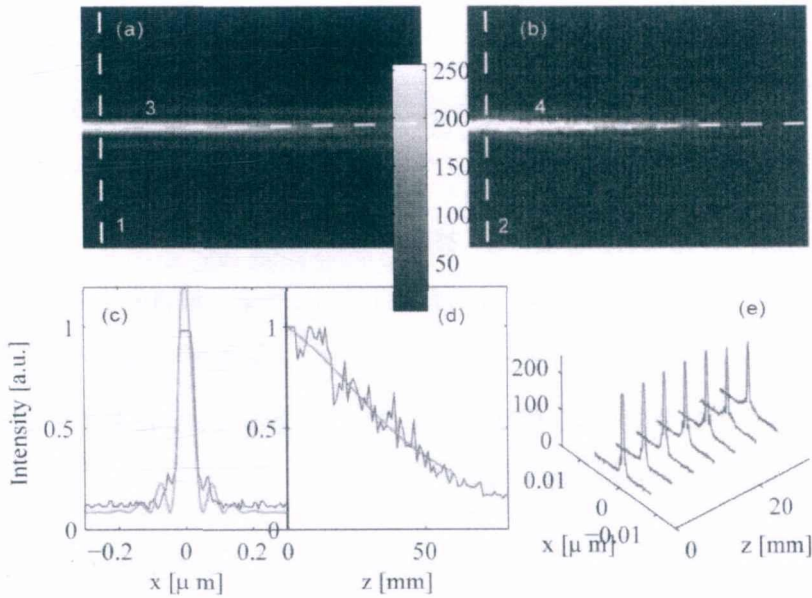


图 3.12 生成 BG 光束的非衍射行为。(a) BG 光场传输的模拟和 (b) 实验结果 (x - z 平面的强度分布); (c) 生成的 BG 光场的一维强度分布, 红色和蓝色曲线分别对应于图 (a) 和图 (b) 中的线 1 和线 2; (d) 理论 (line 3) 和实验 (line 4) 的归一化的光场强度随着传播距离的分布; (e) HG 光场传播的三维视图。

进一步研究生成光束的非衍射传播行为。实验上, 通过测量不同轴向位置的一系列二维光强分布来重构三维光场。利用光束传播算法 (BPM) 模拟生成光束的传播。图 3.12 (a-b) 展示了 BG 光束传播的模拟和实验结果, 模拟和实验得到的结果很好地吻合。为了定量的标定生成光束的非衍射特性, 我们计算了不同横截面的中心光斑的半高宽 (FWHM) 来表征光斑随着传播距离的变化, 如图 3.12

(d) 所示。结果表明生成的 BG 光束能够传播约 50 mm 而保持中心光斑大小基本不变。相比较而言, 同样束腰大小的高斯光束的瑞利距离只有 17.8 mm, 直接证明了生成光束的近似非衍射传播行为。

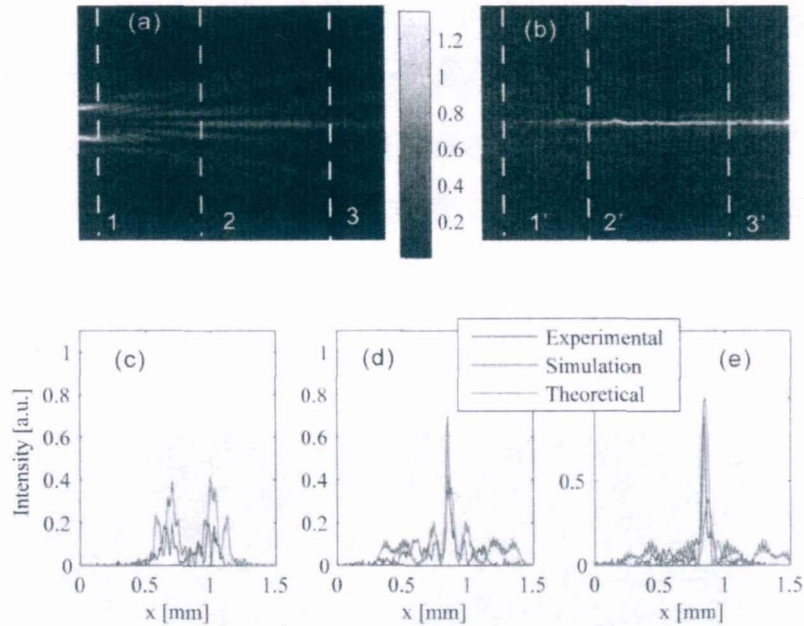


图 3.13 生成 BG 光束的自修复特性。被障碍物破坏的 BG 光束传播的 (a) 模拟和 (b) 实验结果 (x - z 平面的强度分布); (c) 障碍物后面的 BG 光束一维强度分布, 红色和蓝色曲线分别对应于图 (a) 和图 (b) 中的线 1 和线 1'; (d) 障碍物后 14mm 处的光束一维强度分布, 红色和蓝色曲线分别对应于线 2 和线 2'; (e) 障碍物后 33mm 处的光束一维强度分布, 红色和蓝色曲线分别对应于线 3 和线 3'。

我们还实验验证了光束的自修复特性。实验上, 我们利用直径约 $400\ \mu\text{m}$ 的黑色障碍物挡住光束的中心光斑, 然后观测光束往后传播过程中光场结构的变化。同时我们利用光束传播算法来模拟同样的情景, 模拟和实验结果展示在图 3.13 中。可以看出, 生成的光束被障碍物阻挡后能够自行恢复原来的光场结构。实验结果很好地吻合了模拟结果, 直接证明了 BG 光束的自修复特性。

上文介绍了 DMD 用于生成零阶的 BG 光束的实验结果, 同样的方法也可以用于生成高阶 BG 光束。但是由于 DMD 是通过镜子抖动实现灰度调制的, 因此实际产生的光场是不稳定的。想要获得稳定的光场, 需要采用适合 DMD 特性的二值化的全息图。我们将在第 5 小节介绍柱对称矢量涡旋光束的研究中涉及到利用二值化的全息图生成高阶 BG 光束, 所以这里不再详述。

3.2.2 Parabolic 非衍射光束

除贝塞尔光束以外，非衍射光束还包括 Mathieu 光束和 Weber/Parabolic 光束，它们分别是亥姆赫兹方程在椭圆柱坐标系和抛物线柱坐标系下的解。这一小节我们将实验研究平面上具有抛物线形状分布的 Parabolic 非衍射光束 (Parabolic non-diffracting beam, PNDB) [186]。在抛物线柱坐标系下，PND 光束具有奇和偶两种模式，它们的复振幅分别为：

$$\begin{cases} U_{web}^e(\xi, \eta, z; a) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} |\Gamma_1|^2 P_e(\sigma\xi; a) P_e(\sigma\eta; -a) \exp(ik_z z), \\ U_{web}^o(\xi, \eta, z; a) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} |\Gamma_3|^2 P_o(\sigma\xi; a) P_o(\sigma\eta; -a) \exp(ik_z z), \end{cases} \quad (3.12)$$

其中 $\sigma = (2k_t)^{1/2}$ ， a 是一个范围在 $(-\infty, \infty)$ 中常数参量， $\Gamma_1 = \Gamma(1/4 + ia/2)$ ， $\Gamma_3 = \Gamma(3/4 + ia/2)$ ， $P_e(v, a)$ 和 $P_o(v, a)$ 分别是偶和奇的抛物线多项式，它们是抛物线柱微分方程 $P(v, a) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n v^n / n!$, $c_{n-2} = ac_n - n(n-1)c_{n-2}/4$ 的解。

Parabolic 光束的傅立叶频谱分布为：

$$\begin{cases} \tilde{U}_{web}^e(\varphi; a) = \frac{1}{2(\pi|\sin\varphi|)^{1/2}} \exp(ia \ln \left| \tan \frac{\varphi}{2} \right|), \\ \tilde{U}_{web}^o(\varphi; a) = \frac{1}{i} \begin{cases} -A_e(\varphi; a), & \varphi \in (-\pi, 0) \\ A_e(\varphi; a), & \varphi \in (0, \pi) \end{cases} \end{cases} \quad (3.13)$$

非衍射光束的频谱都被限定在频谱空间一个环上，PND 光束也同样。这个性质可以用来验证光束是否具有非衍射特性，实验上只需通过观测远场分布即可。

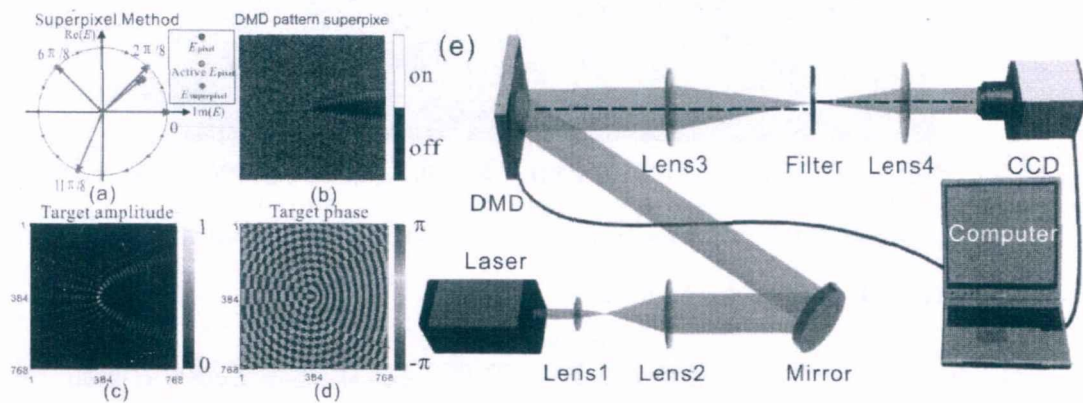


图 3.14 超像素法产生 PND 光束。(a) 超像素法的原理；(b) 超像素法编码得到的二值化全息图；(c-d) 目标光场的归一化振幅和相位；(e) 实验装置图。

接下来，我们利用 DMD 生成 Parabolic 光束如图 3.14 所示。为了准确调控目标光场的振幅 (3.14 (c)) 和位相 (3.14 (d)) 信息，采用超像素法 (3.14 (a)) 来编码光场复振幅得到二值化的全息图 (3.14 (b))。DMD 利用二值化的数字全息图调制光场就能在成像平面产生目标光场，实验装置如图 3.14 (e)。

图 3.15 展示了生成光束的实验结果 (a^*-f^*) 和理论结果 ($a-f$)。其中图 (a, a^*) 和 (b, b^*) 分别是奇和偶的参数 $a=0$ PND 光束，(c, c^*) 和 (d, d^*) 则是 $a=3$ 的 PND 光束。由图可知，理论光场分布和实验测量结果吻合。另外，我们观测到 PND 光斑关于 x 轴对称，这个对称性来源于 $U_{o,e}(x, -y; a) = \mp U_{o,e}(x, y; a)$ ，公式中负号和正号分别对应于奇和偶的 PND 光束。用该方法还可以用于生成 PND 的叠加光束。最典型的是两种模式 PND 的叠加光束，光场分布为： $TU^\pm(\eta, \xi; a) = U_e(\eta, \xi; a) \pm iU_o(\eta, \xi; a)$ 。区别于 PND 点状分布，这种光场是抛物线形条纹分布，如图 3.15 (e-f) 在传播过程中能量会沿着抛物线往一个方向流动，被称为 Travelling PND 光束。图 3.15 (e^*-f^*) 展示了相应的实验结果。

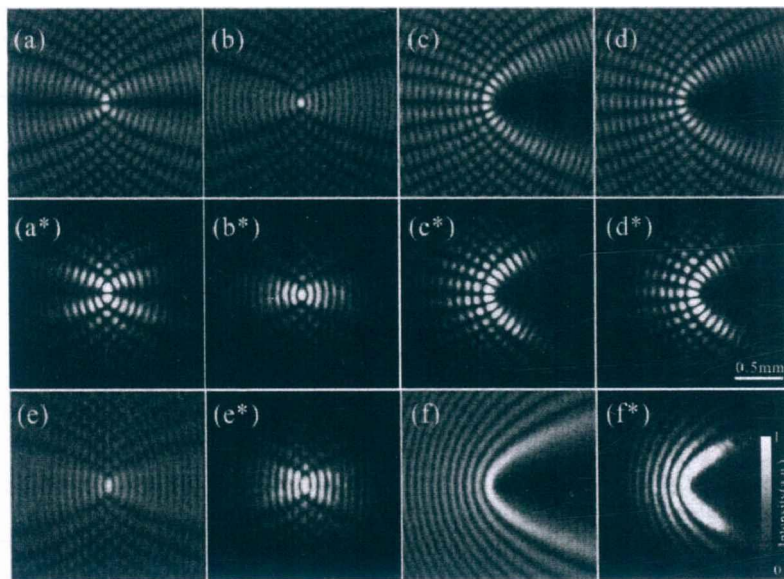


图 3.15 理论 (a-f) 和实验 (a^*-f^*) 的 PND 光场分布。(a), (c) 奇模 PND 光束; (b), (d) 偶模 PND 光束; 模式参数为: (a), (b) $a=0$; (c), (d) $a=3$ 。(e) Travelling PND 光束 ($a=0$); (f) Travelling PND 光束 ($a=3$)。标尺, 0.5 mm。

为了验证实验产生的光束确实是 PND 光束，我们在透镜 Lens4 后面加一个与其共焦的透镜，在该透镜的后焦面观测生成光束的远场分布，实验结果如图 3.16 (a^*-d^*)。模拟计算 PND 光场相应的傅立叶频谱分布如图 3.16 (a-d) 所示。

通过比较我们发现，实验光束的远场与模拟的频谱分布近似吻合，光强分布都是限制在一个环上。而实验产生的远场分布环较粗并且有一些畸变，这是由于实际产生的 PND 光束受到高斯分布的调制，畸变主要是光学系统的像差导致的。实验结果直接证明了 DMD 可以产生不同模式的 PND 光束。

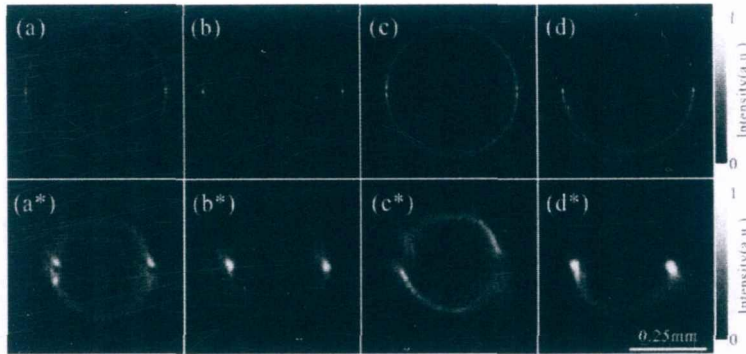


图 3.16 理论 (a-f) 和实验 (a*-f*) 的远场 PND 和 Travelling PND 光场分布。(a), (c) 奇模 PND 光束; (b) 偶模 PND 光束; (d) Travelling PND 光束; 模式参数为: (a), (b) $a=0$; (c), (d) $a=3$ 。标尺, 0.25 mm。

3.3 新型非衍射叠加光束

DMD 用于实验生成非衍射贝塞尔光束和 Parabolic 光束，这两种光束是波动方程的本征模式，它们都构成一组正交完备的解。因此，这些光场的不同模式的叠加光场也是波动方程的解，当满足一定的条件时这些叠加光场仍然具有非衍射特性。本节将研究探索一类新型非衍射叠加光束——非对称 Bessel 光束，通过光场调制实验生成这类新型光束并表征它们的光场结构和传输特性[164]。这些叠加光场在保持非衍射特性的同时，呈现出新的光场结构和特性，极大拓展复杂结构光场的类型和应用。

通过贝塞尔模式的叠加，我们获得一类新型的非衍射光束。这类光束具有三个参数，理论上它们也是非傍轴波动方程在圆柱坐标系下的解，它们的复振幅表达式为[187]:

$$E_n(r, \varphi, z; c) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{c^p \exp(in\varphi + ip\varphi)}{p!} J_{n+p}(\alpha r) \exp\left(i\sqrt{k^2 - \alpha^2} z\right), \quad (3.14)$$

其中 k 是波数， α 是它的横向分量， c 是一个常系数。通过公式可知，它的时间平均强度分布与传播距离无关，因此它具有非衍射特性。这类光束的复振幅表

达式可进一步化简, 根据贝塞尔函数的叠加公式

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{t^k}{k!} J_{k-\nu}(x) = x^{\nu/2} (x-2t)^{-\nu/2} J_{\nu}(\sqrt{x^2-2tx}), \quad (3.15)$$

公式 (3.14) 可化简为:

$$E_n(r, \varphi, z; c) = \left[\frac{\alpha r}{\alpha r - 2c \exp(i\varphi)} \right]^{n/2} \times J_n \left\{ \sqrt{\alpha r [\alpha r - 2c \exp(i\varphi)]} \right\} \exp(i n \varphi + i \sqrt{k^2 - \alpha^2} z). \quad (3.16)$$

假设参数 c 是一个正实数, 这类光束的平面分布呈现出非圆对称的分布, 被称为非对称贝塞尔光束 (Asymmetric Bessel beams, aB-beams), 这与传统的贝塞尔光束具有明显的区别。特别是对于高阶模式 ($n > 0$), aB 光束会呈现出右弦月 (crescent) 的分布, 如图 3.17 (a-c), 而且非对称性会随着参数 c 的增加越来越明显。因此, 这个参数被定义为非对称度。另外, 从光场的平面分布中我们还可以清晰地观测到光强零点分布, 这是对应于光学涡旋。同样, aB 光束还可以展现出左弦月的分布, 如图 3.17 (d), 只是参数 c 的符号改变, 它的表达式为:

$$E_n(r, \varphi, z; -c) = \left[\frac{\alpha r}{\alpha r + 2c \exp(i\varphi)} \right]^{n/2} \times J_n \left\{ \sqrt{\alpha r [\alpha r + 2c \exp(i\varphi)]} \right\} \exp(i n \varphi + i \sqrt{k^2 - \alpha^2} z). \quad (3.17)$$

由上面的讨论可以看出参数 c 影响 aB 光束的具体分布, 这里我们进一步拓展它的范围至复数, 然后讨论其对光束性质的影响。假设 $c = C_0 \exp(i\phi_0)$, 其中 C_0 是复数的模, $\phi_0 \in [0, 2\pi]$ 是它的辐角。那么, aB 光束的复振幅变为:

$$E_n(r, \varphi, z; c) = \left[\frac{\alpha r}{\alpha r - 2C_0 \exp[i(\varphi + \phi_0)]} \right]^{n/2} \times J_n \left\{ \sqrt{\alpha r [\alpha r - 2C_0 \exp[i(\varphi + \phi_0)]]} \right\} \exp(i n \varphi + i \sqrt{k^2 - \alpha^2} z). \quad (3.18)$$

显然, 当 $\phi_0 = 0$ 和 π 时, 公式 (3.18) 分别表示右弦月分布和左弦月分布的 aB 光束。由于光束的强度分布与参数 c 密切相关, 当它拓展到复数时, aB 光束的非对称性随着它的模 C_0 的增加而增加。有意思的是, 当 c 的辐角增加时, aB 光束沿着逆时针转动相应的角度, 呈现出不同角度的弦月分布, 如图 3.17 (e-h)。由

光场的平面强度分布图可知, 虽然 aB 光束不是圆对称分布的, 但是它是轴对称的, 图中的白色虚线表示光场强度分布的对称轴。综上所述, (3.18) 表示更广义的 aB 光束分布, 其中参数 c 的模决定了光束的非对称性, 而它的辐角决定了光束弦月分布的方位。

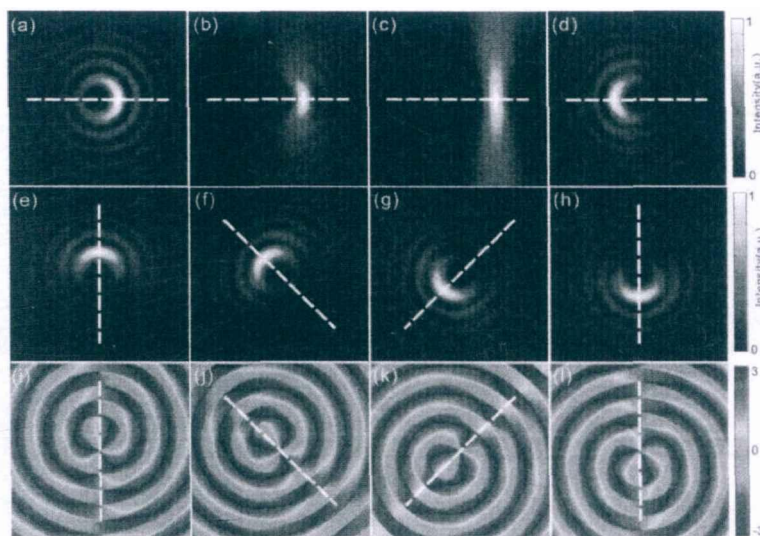


图 3.17 广义的非对称贝塞尔光束在 $z = 0$ 平面上的强度和相位分布。(a-c)右弦月分布的 aB 光束, 参数为 $n = 3$, $\alpha = 0.05 \text{ pixel}^{-1}$, c 分别为 0.5, 2 和 10。(d)左弦月分布的 aB 光束, 参数为 $n = 3$, $\alpha = 0.05 \text{ pixel}^{-1}$, $c = 1$;(e-h)第三阶广义 aB 光束的强度分布, 对应于不同的参数 c , 分别为 i , $-\sqrt{2}/2 + \sqrt{2}i/2$, $-\sqrt{2}/2 - \sqrt{2}i/2$ 和 $-i$;(i-l) 对应于 (e-h) 的光场相位分布。

图 3.17 (i-l) 展示了广义 aB 光束的相位分布。由图可知, 在光场强度分布的对称轴上能够观测到可数的相位奇点, 对应于强度分布中的光强零点。理论上, 这些相位奇点在对称轴上的位置可以通过贝塞尔函数的零点计算出来。假设 n 阶贝塞尔函数的零点为 γ_{np} , 即 $J_n(\gamma_{np}) = 0$, 那么在 $z = 0$ 平面上相位奇点的位置可通过解方程

$$\alpha^2 r^2 - 2C_0 \alpha r \exp[i(\varphi + \phi_0)] = \gamma_{np}^2. \quad (3.19)$$

计算得到。通过对方程的变量进行分解, 我们计算得到相位奇点的位置为

$$\begin{cases} \varphi_{np} = -\phi_0, \\ r_{np} = \frac{1}{\alpha} \left(C_0 \pm \sqrt{\gamma_{np}^2 + C_0^2} \right). \end{cases} \quad (3.20)$$

这些对称轴上的相位奇点分别对应着单位拓扑荷的光学涡旋, 除了中心的光学涡

旋，它的拓扑荷是由 aB 光束的另一个参数 n 来确定的。这些结论都可以通过分析图 3.17 (i-1) 中的相位分布来验证。

我们分析了 aB 光束平面上的相位奇点分布，作为整体，我们可以进一步计算它的 OAM 在光轴上的分量 J_z ，通常是相对于光强的归一化分量，即

$$\frac{J_z}{I} = \frac{\operatorname{Im} \left\{ \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R \int_0^{2\pi} E^* \frac{\partial E}{\partial \varphi} r dr d\varphi \right\}}{\lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^R \int_0^{2\pi} E^* E r dr d\varphi} = n + \frac{\sum_{p=0}^{\infty} \frac{C_0^{2p} p}{(p!)^2} \left[\sum_{p=0}^{\infty} \frac{C_0^{2p}}{(p!)^2} \right]^{-1}}{I_0(2C_0)} = n + \frac{C_0 I_1(2C_0)}{I_0(2C_0)}, \quad (3.21)$$

其中 $I_n(x)$ 表示 n 阶修正贝塞尔函数。由公式 (3.21) 可知，aB 光束的归一化 OAM 由 n 和 c 的模决定，而与 c 的辐角无关。通过调节这两个参数可以调节得到任意实数值的 OAM，这与传统的贝塞尔光束只能携带整数值得 OAM 不一样。

为了验证上述结论，我们实验研究生成不同模式的 aB 光束，然后研究该光场的性质与光场参数的关系。但是 aB 光束是理论上的非傍轴光场，在空间无限扩展，无法实验产生。所以实验生成的是它的近似光场，非对称贝塞尔高斯 (aBG) 光束。它的分布可由高斯函数与 aB 光束分布的乘积来描述，实际是傍轴波动方程的解。在 $z=0$ 平面，aBG 的复振幅为：

$$E_n(r, \varphi, z=0; c) = \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \cdot \left[\frac{\alpha r}{\alpha r + 2C_0 \exp[i(\varphi + \phi_0)]} \right]^{n/2} \times J_n \left\{ \sqrt{\alpha r (\alpha r + 2C_0 \exp[i(\varphi + \phi_0)])} \right\} \exp(in\varphi). \quad (3.22)$$

其中 ω_0 是高斯光束的束腰半径。然后，通过光束传播算法计算得到任意轴向位置的平面光场分布。实验上，加载二值化全息图的 DMD 被用于将扩束的高斯光束调制成为目标光束。二值化全息图的计算方法和实验装置与生成 Parabolic 非衍射光束一样，如图 3.14 所示。下面将详细介绍我们实验生成和测量了 aBG 光束的近场和远场分布实验结果。

3.3.1 近场非对称贝塞尔光束

为了在目标平面 ($z=0$) 产生 aBG 光束，相应的二值化全息图被加载到 DMD 上，在成像面观测生成光场的分布。图 3.18 (d) 展示了一个典型超像素编码得到的二值化全息图，编码的目标光场强度如图 (a)，参数为 $n=5$ ， $\alpha=0.08$ pixel

¹, $c=-1$ 。图 (c) 是在目标平面观测到的生成光束的强度分布。同时我们还模拟了超像素法产生的光场的分布, 模拟是通过先对 DMD 平面的二值化光栅进行傅立叶变换, 然后在傅立叶平面进行空间滤波, 最后再进行逆傅立叶变换计算要生成的光场, 模拟结果如图 (b)。通过比较发现, 模拟结果和实验结果都与理论分布很好的吻合, 这也可以通过它们 x 轴上的一维光强分布曲线 (e) 看出, 研究结果表明超像素法可以较准确地生成高质量的 aBG 光束。

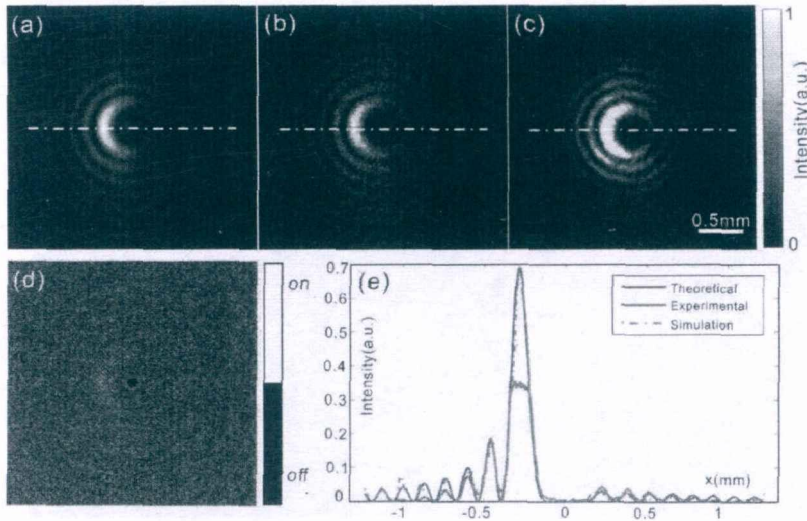


图 3.18 实验生成近场非对称贝塞尔光束 ($n=5$, $\alpha = 0.08 \text{ pixel}^{-1}$, $c=-1$)。 (a)理论光强分布; (b) 模拟光强分布; (c) 实验生成光束的光强分布; (d) 编码目标光场的二值化全息图; (e) x 轴上的一维光强分布理论。

我们还研究了参数 c 对于光场的近场结构的影响, 实验结果如图 3.19 所示。以第五阶的 aBG 光束 ($\alpha = 0.08 \text{ pixel}^{-1}$) 为例, 分别讨论复参数 c 的模和辐角的物理意义。图 3.19 (a-d) 展示了具有相同辐角 ($\phi_0 = 0$) 但是模不同 ($C_0=0, 1, 2, 10$) 的参数 c 所对应的 aBG 光束的理论光强分布, (a'-d') 是对应的实验结果。当 $C_0=0$ 时, aBG 就是传统的贝塞尔高斯光束, 光强分布是圆对称的, 随着 C_0 的增大, aBG 光强结构的非对称性越明显。所有这些理论预测都在实验中得到了验证。由公式 (3.21) 可知, C_0 的改变还可以改变光束的 OAM。

辐角的作用也在实验中得到了验证。图 3.19 (e-h) 展示了不同辐角对应的理论强度分布, 对应的角度分别是 $\phi_0 = \pi/3, \pi/2, 3\pi/4, \pi$, 而 (e'-h') 则是在成像平面上实验观测到的生成光束的强度分布。随着角度的增加, 月牙形光斑的方位按照逆时针旋转。因此, 理论和实验结果都证明光束的参数 c 不仅控制着 aB 光束

光场结构的非对称性，还决定了光束空间分布的方位。特别是我们这里提供了一个简单有效的实验方法来调控光场的空间分布以及它携带的轨道角动量的数值。

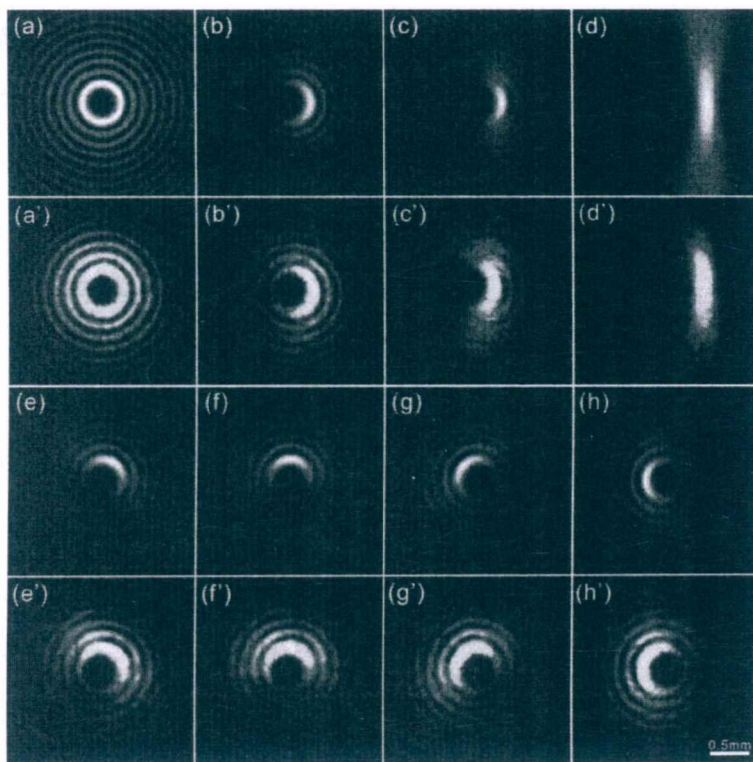


图 3.19 光束参数 c 对于 aBG ($n=5$, $\alpha=0.08 \text{ pixel}^{-1}$) 光场结构影响的理论和实验结果。(a-d) C_0 对于光束强度分布的影响，参数分别为 $C_0=0, 1, 2, 10$; (e-h) ϕ_0 对于光束强度分布的影响，参数分别为 $\phi_0 = \pi/3, \pi/2, 3\pi/4, \pi$ 。(a'-h') 是对应于图 (a-h) 的实验结果。

在绪论部分，我们介绍了非衍射光场在光片照明荧光显微成像中的应用，例如贝塞尔光束可以帮助提升光在组织中的穿透深度和增加成像的 DOF[122]。然后，圆形对称的贝塞尔光束的外环光场会激发出较强的背景信号，从而影响成像的对比度，降低成像质量。研究表明，非对称的荧光激发可以获得更加清晰的成像效果，例如 Airy 光束[188]。这里我们提出的非对称贝塞尔光束，它本身光场就是非对称的，而且还保持了非衍射特性，兼具了贝塞尔光束和 Airy 光束的优点。特别是，我们可以任意调控 aBG 光束的非对称性和光场结构的方位。因此，基于 aB 光束的光片照明成像技术将会极大的抑制边瓣光场激发的背景信号从而产生高的成像对比度，而且基于 DMD 的动态的光片照明方法能够为新型光学成像提供一种全新的可控的照明方式。

3.3.2 远场非对称贝塞尔光束

为了进一步验证生成光束的非衍射特性，我们还实验研究了它的远场特性。远场 aB 光束可以由近场的 aB 光束直接傅立叶变换得到，它的理论分布可以通过在公式 (3.17) 右边代入贝塞尔光束的角谱 $F_n(\theta, \phi) = (-i)^n \exp(in\phi) \delta(\theta - \theta_0)$ 计算得到。理想的 aB 光束 ($z = 0$ 平面) 在傅里叶频谱为:

$$\begin{aligned} A_n(\theta, \phi) &= \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-ic)^p \exp[i(n+p)\phi]}{p!} \delta(\theta - \theta_0) \\ &= \frac{(-i)^n}{2\pi \sin \theta_0} \exp[in\phi - ic \exp(i\phi)] \delta(\theta - \theta_0) \\ &= \frac{(-i)^n}{2\pi \sin \theta_0} \exp[in\phi + C_0 \exp[i(\phi + \phi_0 - \pi/2)]] \delta(\theta - \theta_0). \end{aligned} \quad (3.23)$$

上式描述了 aB 光束的远场分布，我们可以进一步用它来分析远场 aB 光束的特点和性质。通过变量分离 $A(\theta, \phi) = A(\theta)A(\phi)$ ，远场 aB 光束分布可以分为径向和方位角方向两个部分:

$$\begin{cases} A(\theta) = \delta(\theta - \theta_0), \\ A(\phi) = \exp[C_0 \sin(\phi + \phi_0)] \exp[in\phi + iC_0 \cos(\phi + \phi_0)]. \end{cases} \quad (3.24)$$

由公式 (3.24) 可以看出，远场 aB 光束的不为零的分布限制在一个环上，这与非衍射光束的特点一致，间接证明了 aB 光束是非衍射光束。其次，远场 aB 光束的振幅和位相随着方位角改变，导致了它的非对称性。振幅的最大值和最小值分别为 $\exp(C_0)$ 和 $1/\exp(C_0)$ ，它们分别在方位角 $\phi = \pi/2 - \phi_0$ 和 $\phi = 3\pi/2 - \phi_0$ 的位置取得。因此，远场 aB 光束的振幅最大和最小值的比值随着 C_0 增加而增加，意味着光场的非对称性的增加和能量的集中，与近场 aB 光束的性质一致，区别在于远场 aB 光束的方位相对于近场 aB 光束光场分布整体逆时针旋转了 90° ，通过比较图 3.19 (a-d) 和 3.20 (a-b) 看出。因此，aB 光束在自由空间传播时会自动旋转，从 $z = 0$ 到 $z = \infty$ 光束逆时针旋转 90° ，在旋转过程中光束的非对称性保持不变。这些结论都得到了模拟和实验的验证，模拟结果如图 3.20 (a'-d')，实验结果如图 3.20 (a''-d'')。实验结果和模拟结果与理论很好的吻合，中心出现的一点畸变是由超像素法引起的。

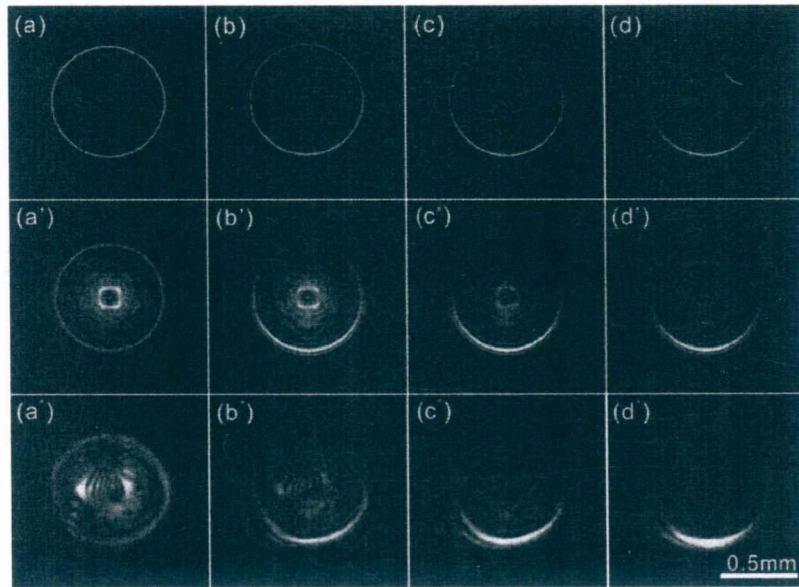


图 3.20 (a-d) C_0 对于远场 aB 光束的光场结构的影响, 参数分别为 $C_0=0, 0.5, 1, 2$; (a'-d') 模拟结果; (a''-d'') 实验结果。

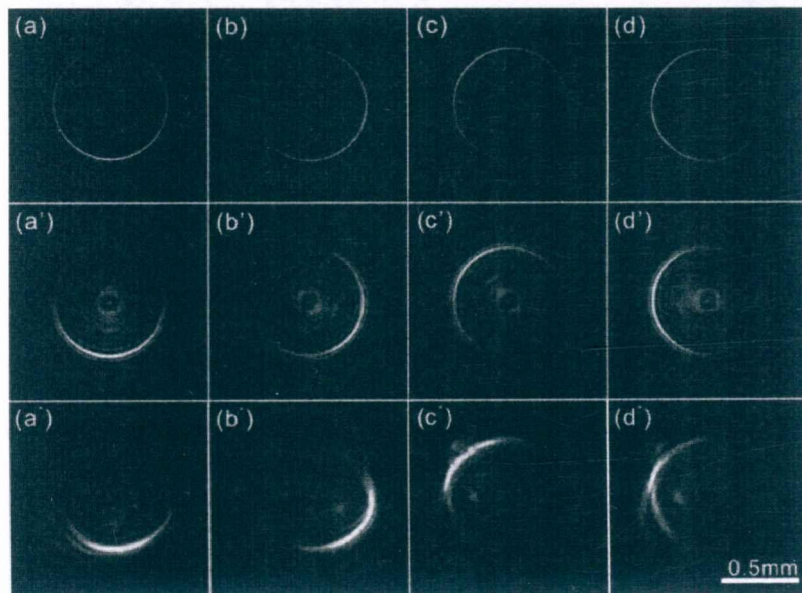


图 3.21 (a-d) ϕ_0 对于光束强度分布的影响, 参数分别为 $\phi_0=0, \pi/3, 5\pi/4, 3\pi/2$; (a'-d') 模拟结果; (a''-d'') 实验结果。

实验上我们还实现了对远场 aB 光束光场方位的连续调控, 通过改变参数 c 的辐角, 如图 3.21 所示, 实验测量结果与理论和模拟结果很好地吻合。由此可见, DMD 提供了一种有效的途径来生成和调制非衍射叠加光束, 特别是它可以实现动态调控, 这将在活体动物研究中发挥重要作用。

3.4 复杂柱对称矢量涡旋光束

奇点光场是指具有相位奇点或者偏振奇点的光场,近年来逐渐成为了光学领域的研究热点[189]。奇点光场具有优越的会聚特性和传输特性[190],在与物质作用时会产生许多新颖的光学效应,引起光学微操控和光学通信等领域高度关注。光学涡旋和柱对称的偏振光场都是典型的奇点光场,另外还有一类奇点光场同时具有相位奇点和偏振奇点,最常见的是矢量涡旋光束(vector-vortex beam)[191-193]。目前,实验中常用 q-plate 和 S-waveplate 来产生矢量涡旋光束[194-196]。本节介绍一类柱对称偏振的复杂矢量涡旋光束,例如偏振拉盖尔高斯(LG)光束、偏振贝塞尔高斯(BG)光束等,它们不仅具有涡旋相位和偏振奇点,而且光场还具有复杂的径向结构。实验生成这些矢量涡旋光束需要同时调制光场的振幅、相位和偏振特性。本节将 DMD 复振幅调制能力与 S 玻片的偏振调制能力相结合来实验生成具有复杂结构的矢量涡旋光束[77]。

3.4.1 S-waveplate 空间偏振转化的原理

理论上,矢量光场的电场分布可以由矢量亥姆赫兹方程来描述。矢量亥姆赫兹方程为:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (3.25)$$

其中 $k = \omega/c$, ω 表示光场的角频率, c 是真空的光速。柱对称矢量光束是矢量波动方程的解,它具有空间变化的偏振分布。两种最常见的柱对称矢量光束为径向偏振光束和角向偏振光束,它们的电场分布为:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_r(x, y, z, t) = U(r) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \exp[-i(kz - \omega t)] \mathbf{e}_r, \\ \mathbf{E}_\phi(x, y, z, t) = U(r) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \exp[-i(kz - \omega t)] \mathbf{e}_\phi. \end{cases} \quad (3.26)$$

我们先生成标量的涡旋光束,包括 BG 和 LG 光束,它们都是标量波动方程在傍轴条件下的解,然后利用 S-waveplate 将线偏振的涡旋光束转化为柱对称偏振的矢量涡旋光束。

S-waveplate 是利用飞秒激光在硅片上通过微纳加工形成的一种空间分布的

半波片，它能够空间调制光场的偏振分布，特别是可以直接将线偏振光场转化为柱对称偏振的光场，转化效率接近 100%[194]。这样一个转化玻片在数学上可以用一个琼斯矩阵（Jones matrix）来描述[195]：

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & -\cos \theta \end{pmatrix}, \quad (3.27)$$

其中 θ 表示极坐标系下的角坐标。对于垂直线偏振的入射光束，经过 S-waveplate 后偏振分布变为：

$$\mathbf{e}_r = \mathbf{M} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \\ -\cos \theta \end{pmatrix}, \quad (3.28)$$

这就是径向偏振分布。同样，对于水平线偏振入射光场，经过转化后变为：

$$\mathbf{e}_\phi = \mathbf{M} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (3.29)$$

这就是角向偏振分布。因此，只需要通过旋转线偏振入射光场的偏振方向，经过 S-waveplate 的转化后就能获得柱对称偏振的矢量光场。当入射光场的偏振方向位于水平和垂直偏振之间，转化的矢量光场的偏振分布就是径向和角向偏振光场的叠加场。这个叠加偏振光场的空间偏振分布仍然是沿着方位角方向变化。

3.4.2 实验装置

本节我们将二值化 DMD 的复振幅调制能力与 S 玻片的偏振调制能力相结合实验生成矢量涡旋光束，实验装置如图 3.22 (a) 所示。这里采用 Lee 全息图的方法来编码目标光场如 LG、BG 光束的复振幅，Lee 方法的详细原理见 2.3.1 小节。编码得到的二值化全息图加载到 DMD，通过傅立叶平面滤波后在成像面上就能生成标量涡旋光场。为了将标量光场转化为矢量光场，S-waveplate (RPC-532-06, Altechna R&D) 被放置在透镜 L4 的后焦面上实现空间偏振转化。成像透镜 L5 和 CCD 相机是用来观测和记录生成光场的强度分布。检偏器插在 S 玻片和透镜 L5 之间用来检验生成光场的空间偏振分布。不同的矢量涡旋光束的切换可通过加载对应的 Lee 全息图来实现，DMD 的切换速率高达 32.5KHz，能够实现动态的模式切换。

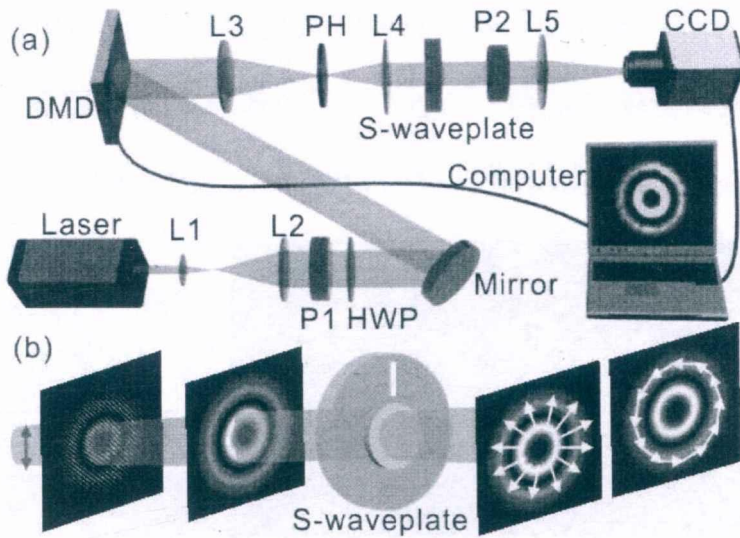


图 3.22 生成复杂矢量涡旋光束的实验装置示意图。

图 3.22 (b) 展示了标量涡旋光束向矢量涡旋光束转化的原理。以 LG 光束为例，将编码得到的二值化 Lee 全息图加载到 DMD 上来产生标量 LG 光束，生成的 LG 光束经过 S 玻片的中心实现偏振转化。通过调节入射偏振光的偏振方向与 S 玻片上的标记线的平行或者垂直，我们获得了径向偏振 LG 光束或者角向偏振 LG 光束。同样的方法可以产生其他矢量涡旋光束。这里需要特别注意的是 DMD 是镀膜的反射镜，经过它调制的光场的线偏振方向旋转了 90 度，因此在与 S 玻片标记线对齐的时候需要考虑到 DMD 这个效应。

3.4.3 实验结果和讨论

我们采用 Lee 的方法实验生成了具有圆对称分布的标量涡旋光场包括 LG 光束和 BG 光束。理论上的光场的复振幅分布分别为：

$$U_{LG}(\mathbf{r}) = a_{pl} \left(\frac{\sqrt{2}r}{\omega} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{\omega^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2} \right) \exp(il\phi), \quad (3.30)$$

$$U_{BG}(\mathbf{r}) = a_l J_l(k_r r) \exp(il\phi), \quad (3.31)$$

其中 ϕ 是柱坐标中的方位角， a_{pl} 和 a_l 都是归一化常数， L_p^l 是连带勒让德多项式， ω 是高斯束腰大小， J_l 是第一类第 l 阶贝塞尔函数， k_r 是横向波矢分量。我们还生成具有椭圆对称性分布的涡旋光束，以涡旋 Mathieu-Gaussian (Helical Mathieu-Gauss, HMG) 光束为例，Mathieu 光场的复振幅分布为：

$$A(\xi, \eta) = [C_m(q)J_e_m(\xi; q)ce_m(\eta; q) + iS_m(q)J_o_m(\xi; q)se_m(\eta; q)], \quad (3.32)$$

其中 (ξ, η) 是椭圆坐标, $J_e_m(\cdot)$, $J_o_m(\cdot)$, $ce_m(\cdot)$ 和 $se_m(\cdot)$ 分别是偶和奇的径向 Mathieu 函数和角向 Mathieu 函数。参数 q 决定了光束的椭偏率, m 是模式系数。

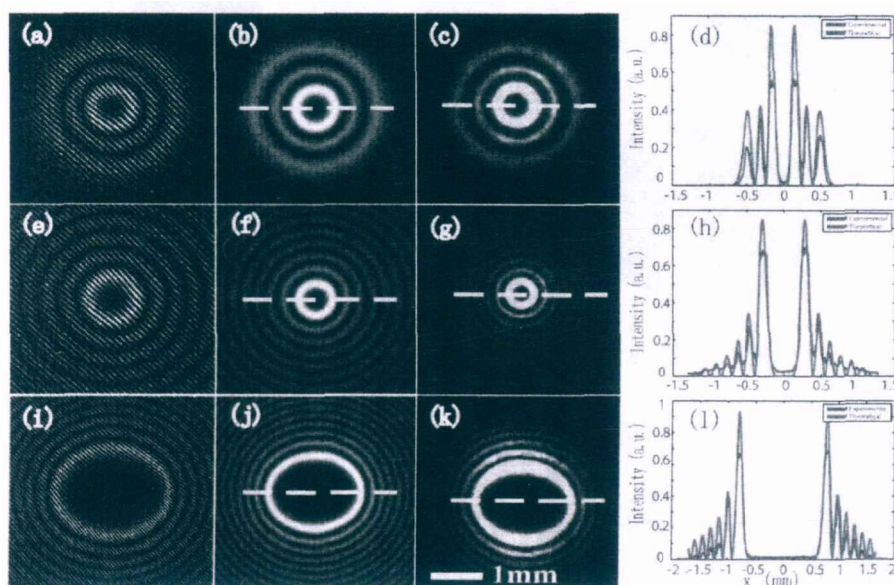


图 3.23 基于 DMD 实验生成任意空间分布的标量涡旋光束。(a, e, i) 二值化的数字 Lee 全息图; (b, f, j) 二维理论强度分布; (c, g, k) 二维实验强度分布; (d, h, l) 对应于图中白色虚线的一维强度理论和实验强度分布。光束的模式和参数: (a)-(d) LG ($p=2, l=3$), (e)-(h) BG ($l=5$), (i)-(l) HMG ($m=16, q=30$)。

由 (3.32) 公式描述的理论上的涡旋光束不存在, 因为它们在自由空间是无限延展的, 实验上能够产生的是具有高斯截断的 LG, BG 和 HMG 光束。为了实验生成这些标量涡旋光束, 我们根据公式 (3.30-3.32) 的分布计算了相应的 Lee 全息图, 如图 3.23 (a, e, i) 所示。根据这些二值化的全息图, DMD 直接将入射的高斯光束直接调制成为想要的标量涡旋光束。这些涡旋光束的理论和实验强度分布分别展示在图 3.23 的第二列和第三列。为了比较理论和实验结果的吻合性, 我们计算和比较了横截面 x 轴上的一维光强曲线分布, 如图 3.23 的第四列。由图可知实验结果和理论结果很好的吻合, 说明 DMD 能够用于实验生成任意分布的涡旋光束, 而且可以通过设计数字全息图实现不同拓扑荷的涡旋光束任意的调控和切换。

接下来, 我们利用 S 玻片将生成的标量涡旋光束转化为矢量涡旋光束。实验

演示标量 LG 光束转化为矢量 LG 光束的结果如图 3.24。图 (a) 和 (b) 分别是径向偏振和角向偏振的 LG_1^2 光束，图 (c) 和 (d) 分别是径向偏振和角向偏振的 LG_2^3 光束。为了验证它们的空间偏振分布，在生成的光束后面加上一个旋转的检偏器，然后记录检偏器后面的光强分布，如图 3.24 的第二至第五列，图中的箭头指检偏器的偏振方向。我们观测到第一行和第三行光强暗线始终和检偏方向垂直，证明了它们是径向偏振光场；而第二和第四行光强暗线始终和检偏方向一致，说明生成的光束具有角向偏振分布。实验结果直接验证了我们的理论预期。

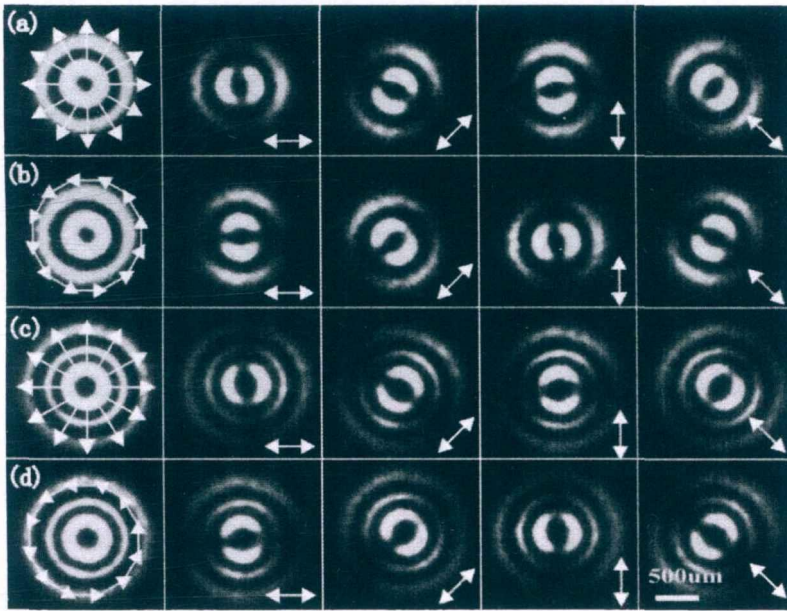


图 3.24 标量 LG 光束转化为矢量 LG 光束的实验结果。(a) 径向偏振的 LG_1^2 光束的二维强度分布及其在检偏器后的光强分布；(b) 角向偏振的 LG_1^2 光束的二维强度分布及其在检偏器后的光强分布；(c, d) LG_2^3 相应的实验结果。第一列的箭头表示光场的偏振空间分布，后面的箭头表示检偏器的偏振方向。

利用相同的实验方法，我们可以将已经生成的标量 BG 光束和 HMG 光束转化为矢量 BG 光束和矢量 HMG 光束，实验结果如图 3.25 所示。图 (a) 和 (b) 分别是径向偏振和角向偏振的第四阶 BG 光束的强度分布以及在检偏器后随着检偏器旋转的光强分布，图 (c) 和 (d) 是 HMG ($m=16, q=30$) 相应的实验结果。如实验测量结果所示，生成的矢量涡旋光束的中心始终是光强零点，这表明它们光场的中心是相位奇点，始终保持着旋转不变的偏振分布，这也符合柱对称

空间偏振分布的特点。因此，实验表明我们的方法的确可以生成柱对称偏振的矢量涡旋光束。前面的实验主要集中在产生径向偏振或者角向偏振的矢量涡旋光束，利用相同的设备我们也产生了广义的柱对称偏振光场，即这两种偏振光场的任意叠加状态，这只需要通过调节入射光场的偏振方向与 S 玻片的刻线角度即可。

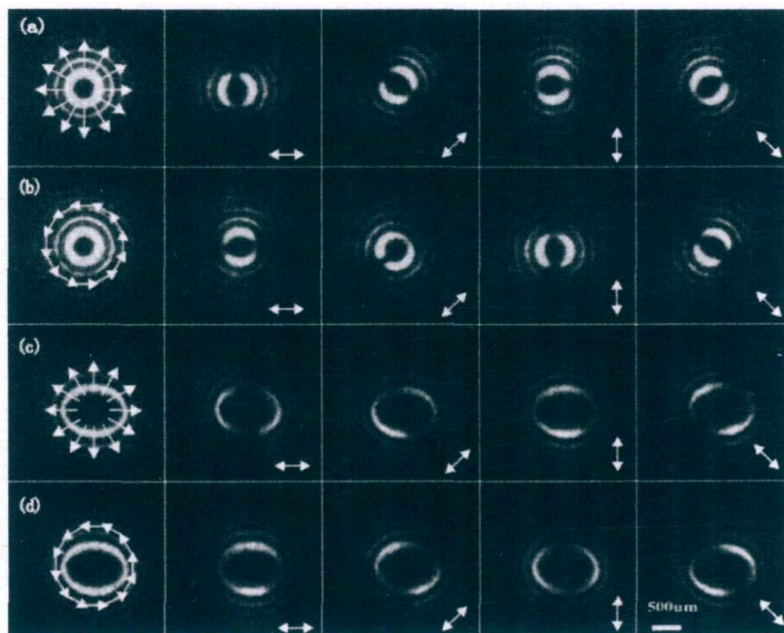


图 3.25 标量 BG 光束和 HMG 光束转化为矢量涡旋光束的实验结果。(a) 径向偏振和 (b) 角向偏振的 BG 光束 ($l=4$) 的强度分布及其在检偏器后的光强分布；(c, d) HMG ($m=16, q=30$) 相应的实验结果。

3.5 本章小结

本章主要介绍了基于 DMD 的复杂结构光场的实验研究结果。首先，我们利用 DMD 复振幅调制能力实验生成了各种复杂结构光场，包括高阶激光模式光束和非衍射光束。其次，我们还探究了光场多参量的联合调控，这是光场空间调控未来发展的趋势。通过结合 DMD 的复振幅调制能力和 S-waveplate 的空间偏振调制能力，我们实验生成了具有复杂空间结构的矢量涡旋光束。此外，DMD 还可以用于调控光场的空间相干特性，多参量的联合调控能力必将促进光场空间调控技术的发展。这些新型结构光场能够在光学领域发挥特殊的作用，例如帮助拓展光学操控和光学成像的功能或者解决它们遇到的难题等，这也是本文研究新型结构光场的主要目的，相关应用研究将在第四章和第五章介绍。

第4章 结构光场在新型光捕获中的应用

传统光镊采用聚焦的高斯光束捕获和操控微粒,已经成为了生物和物理等学科中基本的研究工具,特别是双光阱光镊在单分子生物物理领域得到了广泛应用。然而,基于高斯光束的传统光镊的捕获形式和功能比较单一,已经不能满足多样化的操控需求和实现更先进的操控功能。研究中人们发现,基于复杂结构光场的新型光镊能够突破传统光镊的局限性,满足新的光学操控需求。这是因为新型结构光场通常具有复杂的光场结构和新奇的传输特性,这些特性使它们形成的光势阱具有多样化的形态,从而增加了光操控的调控维度,极大地拓展光学微操控的手段和功能。例如,人们利用非衍射的 Bessel 光束可实现长距离多平面的微粒捕获,利用 Airy 光束可实现多微粒沿着空间曲线输运和微粒空间分布的调控等,这些都是传统高斯光阱无法实现的光捕获形式。人们依旧在不断地探究新类型的结构光场并不断开发新的操控方式和功能。本章介绍一些新型结构光场在光操控中的特殊应用,我们开发了复杂结构光场的一些新颖光学效应实现了吸热磁性微粒捕获和多通道微粒输运等新型捕获形式,并将其拓展至活体细胞操控和癌细胞杀伤等生物学应用。

4.1 可调控光瓶捕获吸热磁性微粒

传统光镊利用高度聚焦的光束将微观微粒吸引并囚禁在光强最大点附近,因此通常能被捕获的多是透明且折射率要高于周围媒介的微粒。但是吸热微粒或者是低折射率微粒的光学捕获和操控仍然是一个比较大的挑战,这直接阻碍了相关光捕获的应用。基于复杂光场的新型光阱为解决这个问题提供了途径。研究中人们发现有一类结构光场具有瓶状的光强分布,低光强的中间区域被周围高光强的区域包围,形成的光阱能够三维稳定捕获吸热微粒或者低折射率微粒。这种光场被称为光瓶(Optical bottle),光瓶在光学微操控领域占有特殊地位[197-200]。本节提出了一种新型可调控光瓶,并实验研究它在磁性吸热微粒的光捕获和操控中的应用。这种可调控光瓶能够将光捕获中激光引起的热损伤降到最低,对于动物活体内无损伤的细胞操控具有重要的潜在应用价值[201]。

4.1.1 基于广义 Bessel-Gauss 光束的新型光瓶

由于光瓶在光操控中的特殊应用，人们提出了多种产生光瓶的方法，包括两个光束如涡旋光束[202, 203]、高斯光束[204]、LG 光束[205]、贝塞尔光束的对射[206]，散斑光场[207]和自聚焦光场[198]也可以用于产生光瓶，但是这些方法都缺乏灵活性和多样性。用光场的偏振特性调控产生矢量光瓶[208, 209]，这个方法能够调控光瓶的形状，但产生空间偏振的矢量光束在实验上比较复杂。这里我们提出一种基于广义 Bessel-Gauss 光束的全新的光瓶产生方法。理论上，只需要选择合适的光场参数，这种光束能够自然地形成瓶状的光场结构。通过简单的参数调控，光瓶能够呈现出不同的几何形状，而且光瓶内部空间和光强都可以连续地调控，这为它在光捕获中应用提供了新的调控维度。

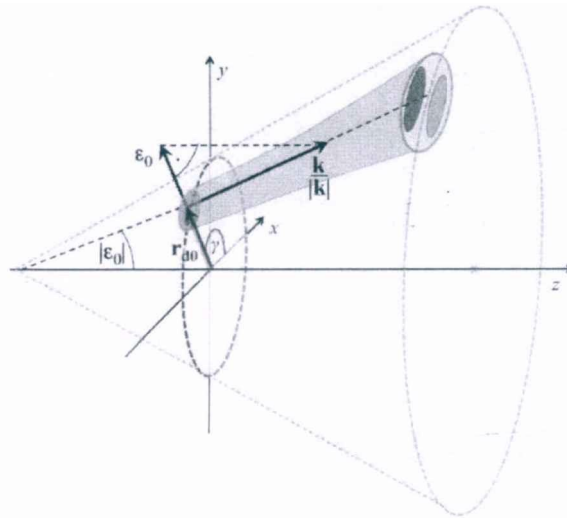


图 4.1 偏心 HG 光束叠加得到广义 Bessel-Gauss 光束的几何示意图[210]。

零阶 BG 光束可以看成是一系列偏心的高斯光束的叠加，这些高斯光束的中心都位于一个环上，而它们的波矢都指向锥面的顶点。因此，广义的 BG 光束也可以利用类似的方法通过叠加偏心的厄米高斯 (HG) 光束得到。首先，偏心的 HG 光束是传统的 HG 光束的中心在 x - y 平面偏离一个向量 $\mathbf{r}_{a0} = (x_{a0}, y_{a0})$ 以及光束传播方向相对于 z 轴偏移一个角度 ε_0 后得到的。它们只是传统 HG 光束的一个拓展形式，仍然是傍轴波动方程的解。在 $z = 0$ 平面，

$$h_{mn}(x, y, z=0) = \frac{1}{\omega_0} H_m \left(\frac{\sqrt{2}(x-x_{d0})}{\omega_0} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}(y-y_{d0})}{\omega_0} \right) \times \exp \left(\frac{ik}{2q_0} \left[(x-x_{d0})^2 + (y-y_{d0})^2 \right] \right) \exp(ik[\varepsilon_{x0}x + \varepsilon_{y0}y]), \quad (4.1)$$

其中 ω_0 是 Gauss 光束的束腰, q_0 是 Gauss 光束的初始参数。我们设定横向坐标矢量为 $\mathbf{r}=(x, y)$, 波矢 $\mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ 在 x - y 平面的投影向量为 $\boldsymbol{\varepsilon}_0=(\varepsilon_{x0}, \varepsilon_{y0})$ 。波矢 $\mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ 相对于 z 轴的角度 $\varepsilon_0=|\boldsymbol{\varepsilon}_0|$ 。图 4.1 展示了偏心 HG 光束这些矢量的定义和关系。知道了 $z=0$ 平面偏心 HG 光束的分布后, 根据 ABCD 传播矩阵的方法就可以计算任意轴向位置的光场分布。

广义 BG 光束是偏心 HG 光束叠加得到的, 这些偏心 HG 光束的 $r_{d0} = \text{const.}$ 和 $\varepsilon_0 = \text{const.}$, 即在 $z=0$ 平面上这些 HG 光束的中心都位于一个半径为 r_{d0} 的圆上, 而它们的波矢都指向角度为 ε_0 的锥面的顶点, 如图 3.22 所示。叠加得到的光束在极坐标系下的表达式为[210]:

$$V_{ml}(r, \theta, z) = \frac{2\pi}{\omega} \exp(ikz) \exp[-i\phi(m+1)] \exp(i\phi) \exp \left[\frac{ik}{2q} (r^2 + r_d^2) \right] \mathcal{J}_{ml}, \quad (4.2)$$

其中 ω 是 Gauss 光束在 z 位置的束腰, q 是 Gauss 光束的参数, 它们之间的关系为 $\omega = \sqrt{2/k/\text{Im}[1/q]}$ 。 ϕ 项是常相位, 含有 ϕ 的是 Gauss Gouy 相位。公式中 \mathcal{J}_{ml} 具体表达式为:

$$\mathcal{J}_{ml} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\gamma H_m(a \cos(\theta-\gamma) - b) \cdot \exp(i\alpha \cos(\theta-\gamma)) \cdot \exp(i\gamma), \quad (4.3)$$

其中

$$\alpha = kr(\varepsilon - (r_d/q)); a = \sqrt{2}r/\omega; b = \sqrt{2}r_d/\omega. \quad (4.4)$$

式中的参数 r_d 和 ε 通过 ABCD 传播矩阵由初始参数计算得到, 计算公式为

$$r_d = Ar_{d0} + B\varepsilon_0 \text{ 和 } \varepsilon = Cr_{d0} + D\varepsilon_0.$$

为了便于后面的分析, 在 HG 光束叠加中引入一个方位角变化的相位变量。这个相位变量由参数 l 来表征, 此时积分 \mathcal{J}_{ml} 就会有解析的表达式。例如, 它的

前三项分别为:

$$\mathcal{J}_{0l} = e^{i\theta} \cdot i^l \cdot J_l(\alpha), \quad (4.5)$$

$$\mathcal{J}_{1l} = \frac{e^{i\theta}}{2} \cdot i^l \cdot \left[2ia \left((-1)^l J_{l-1}(\alpha) + J_{l+1}(\alpha) \right) - 4bJ_l(\alpha) \right], \quad (4.6)$$

$$\mathcal{J}_{2l} = \frac{e^{i\theta}}{2} \cdot i^l \cdot \begin{pmatrix} -2a^2 \left[(-1)^l J_{2-l}(\alpha) + J_{2+l}(\alpha) \right] + (4a^2 + 8b^2 - 4)J_l(\alpha) \\ -8iab \left[(-1)^l J_{l-1}(\alpha) + J_{l+1}(\alpha) \right] \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

显然, 径向参数 m 和方位角参数 l 影响了光场的分布, 同时光场的初始参量 ω_0 , r_{a0} 和 ε_0 也影响光场的具体分布。因此, 通过调节这些光束的参数就可以调控光场的分布。为了简化讨论, 我们首先根据初始参量 r_{a0} 和 ε_0 和它在初始平面的光场分布对广义 BG 光束进行一个分类。当 $r_{a0} = 0, \varepsilon_0 \neq 0$ 时, 初始平面上变量 $\alpha = k\varepsilon_0 r$ 是实数, 公式 (4.2) 描述的是我们熟悉的传统 BG 光束。当 $r_{a0} \neq 0, \varepsilon_0 = 0$ 时, 变量 $\alpha = -i2r_{a0}r/\omega_0^2$ 是纯虚数。根据 $J_n(-i\beta r) = (-i)^n I_n(\beta r)$, 此时光场的平面分布 ($z = 0$) 可由修正贝塞尔函数描述, 因此这个光束被称为修正 BG 光束。显然, 当两个初始参数都不为零时, 公式 (4.2) 表示广义的 BG 光束。

当选择合适的参量时, 修正 BG 光束 ($r_{a0} \neq 0, \varepsilon_0 = 0$) 能够在自由空间传播过程中自然形成瓶状结构的光场分布。那么, 修正 BG 光束形成光瓶的具体条件是什么? 我们先从理论上推导得到零阶修正 BG 光束形成光瓶的条件, 然后再推广至高阶 BG 光束。自由空间的传播矩阵为 $A=D=1, B=z, C=0$, 不考虑常数项的条件下, 零阶修正 BG 光束的复振幅可变换为[201]:

$$V(r, \theta, z) = \frac{\exp(ikz)}{\omega_0 \sqrt{1+\xi^2}} \exp\left(\frac{\xi i - 1}{1+\xi^2} (R^2 + \sigma^2)\right) J_0\left(-\frac{\xi + i}{1+\xi^2} 2\sigma R\right) \quad (4.8)$$

其中 $R = r/\omega_0, \xi = z/L, \sigma = r_{a0}/\omega_0, L = k\omega_0^2/2$ 。为了产生光瓶, 必须要出现一个高强度的屏障包围一个低强度的区域。这意味着不仅需要在平面上光场中心是强度最小值, 在轴向上它也是能量最小值。同时满足这两个条件修正 BG 光束才能形成光瓶。因此, 接下来我们通过分析 BG 光束在束腰平面和沿着 z 轴的光场强度分布来获得产生光瓶的具体条件。

在束腰平面 ($z=0$), 零阶修正 BG 光束的强度分布为:

$$I(R) = A_0 \exp[-2(R^2 + \sigma^2)] I_0^2(2\sigma r), \quad (4.9)$$

其中 $I_0(x)$ 表示零阶修正贝塞尔函数。上式表明该光束的平面光强分布是由参数 σ 确定的, 因此这个参数可以用于调节光强分布。通过计算可知, 当 $\sigma < 1$ 时光强的最大值始终出现在坐标零点处; 当 $\sigma > 1$ 时坐标零点开始出现光强极小值, 而且随着参数的增加这个极小值越小。从物理的角度来看, 零阶修正 BG 光束可以看成是一系列中心在一个圆上而波矢平行于 z 轴的高斯光束的叠加。 σ 值的增加意味着这些高斯分光束的中心在逐渐向外围移动远离其他光束, 因此坐标原点的光强大小由极大值逐渐变为极小值。图 4.2 (a) 展示了三个典型 σ 值对应的一维光强分布和平面光强分布, 从图中可知束腰平面能够出现环状结构光场。

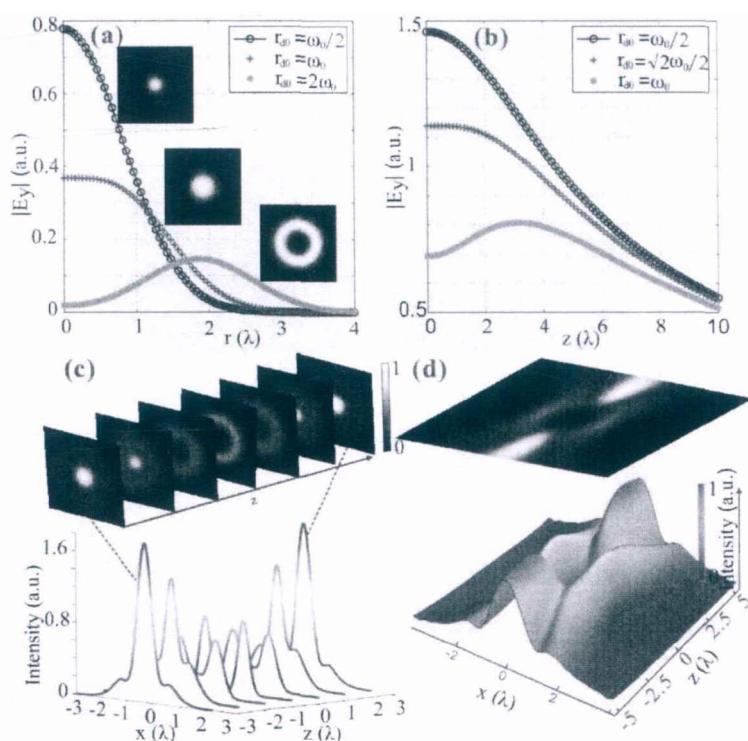


图 4.2 基于零阶修正 BG 光束形成光瓶的条件。(a) 不同参数 σ 下, 修正 BG 光束在束腰平面上的强度分布; (b) 不同参数 σ 下, 光场 z 轴上强度分布; (c) 光瓶在不同界面上的光强分布; (d) 光瓶势能的三维分布。

在 z 轴上, 零阶修正 BG 光束的强度分布:

$$I(\xi) = \frac{1}{1+\xi^2} \exp\left[-2\sigma^2 \frac{1}{1+\xi^2}\right]. \quad (4.10)$$

同样，轴上的光强分布也是由参数 σ 确定的。数学上，通过对函数做微分可知，当 $\sigma > \sqrt{2}/2$ 时，光强的最小值出现在原点，而当 $\sigma < \sqrt{2}/2$ 时，光强的最大值出现在原点。这些结论由图 4.2 (b) 中的轴上光强分布看出。因此，当 σ 取值较大时，在 z 轴上会自然产生一个低光强区域。综合看来，只要满足条件 $\sigma > 1$ ，零阶修正 BG 光束就能够在自由空间传播过程中自然产生瓶状强度分布。这个光瓶在不同平面的截面分布如图 4.2 (c)，而 4.2 (d) 则展示了光瓶相应的三维势能模型，由图可见它是一个马鞍形状的势能分布。因此，理论分析证明只需要选择合适的光场参数，零阶修正 BG 光束能够产生光瓶。

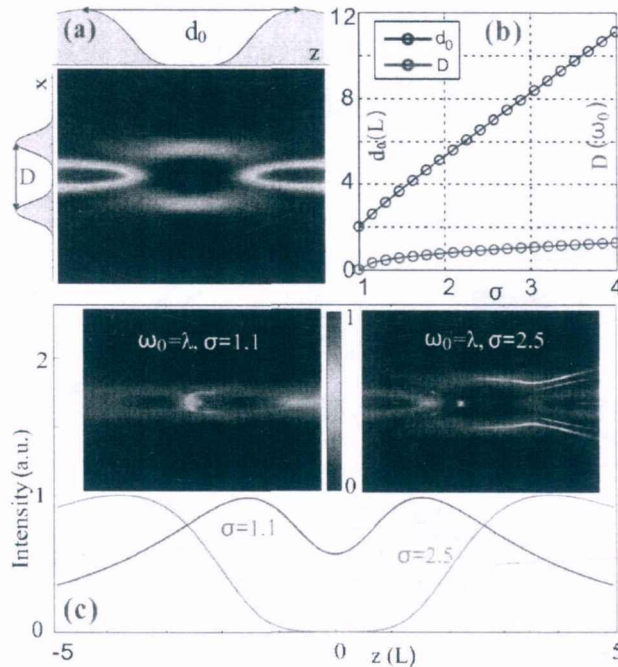


图 4.3 光瓶的尺寸和内部强度的调制。(a) 光瓶径向尺寸和轴向尺寸定义的图示；(b) 光瓶径向尺寸和轴向尺寸随着光场参数的变化；(c) 光瓶内部强度分布的随着参数的变化。

这种基于修正 BG 光束的光瓶内部的尺寸和最小光强都可以连续的调控。首先，我们定义了光瓶内部的径向尺寸 (D) 和轴向尺寸 (d_0) 分别为沿着径向和轴向两个光强极小值之间的距离，如图 4.3 (a) 所示。图 4.3 (b) 展示了光瓶尺寸随着参数 σ 的变化曲线。显然，光瓶轴向和径向尺寸都随着 σ 的增加而增大。因此 σ 可以是任意实数，因此通过调节参数可以连续调节光瓶内部区域的大小。同时，通过计算我们发现，不仅光瓶的尺寸可调控，光瓶内部的光强大小也可以通过参数连续调控。特别是，当 σ 取值较大时，中心具有接近零光强的光瓶也能

够产生,如图 4.3 (c) 所示。这种新颖的可调控的光瓶寄希望在特殊情况下发挥重要作用。区别于传统光瓶的调控通常采用更换会聚透镜数值孔径的方法,我们提出的光瓶可以通过光场参数的改变来连续调控,调控手段非常简便。

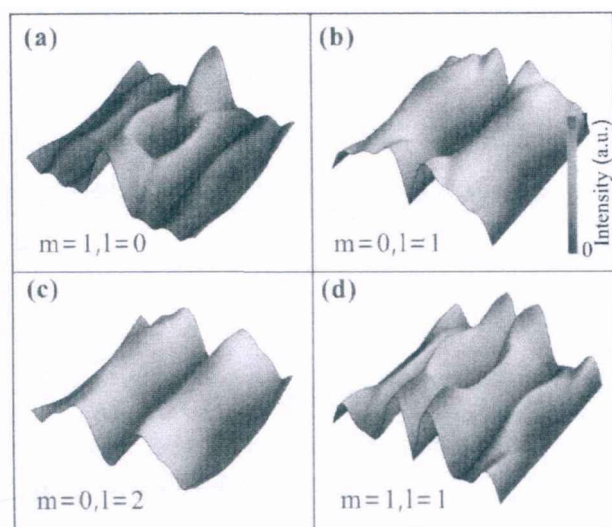


图 4.4 高阶修正 BG 光束形成的不同形状的光瓶。光束相同的参数为: $\sigma = 2.5$, $\omega_0 = \lambda$,

$\lambda = 532nm$.

关于高阶修正 BG 光束形成光瓶的条件,由公式 (4.2) 可知,高阶修正 BG 光束的强度分布由径向系数 m 和角向系数 l 来确定。对于 $l=0$ 但是 $m \neq 0$ 的 BG 光束,即光束没有螺旋相位,光瓶仍然可以形成,但是需要满足的条件不同。例如,当 $m=1$ 和 $m=2$ 这两种情形,满足光瓶形成条件分别是 $\sigma > \sqrt{2}$ 和 $\sigma > \sqrt{3}$ 。对于其他径向系数 m 的 BG 光束,它们形成光瓶的条件同样可以通过数学上分析强度函数在 $r=0$ 出现拐点的条件获得。在光瓶结构上,不同于零阶修正 BG 光束形成的单层结构光瓶,高阶修正 BG 光束能动形成多层结构的光瓶,如图 4.4(a) 所示。这是因为在束腰平面上,随着径向系数 m 的增加,修正 BG 光束呈现出 $(m+1)$ 个环状结构。当 $m=0$, $l \neq 0$ 的 BG 光束,由公式 (4.5-4.7) 可知光场具有涡旋相位,此时 BG 光束形成的光瓶是中空的,如图 4.4 (b) 所示。而且,角向系数 l 可以调控这个中空光瓶的形状,可实现管状的光场结构,如图 4.4 (c) 所示。当公式中两个系数 m 和 n 都不为零时,高阶修正 BG 光束形成的光瓶具有更加复杂的结构。当 $m=1$ 和 $l=1$, BG 光束能够形成具有多层结构的中空光瓶,如图 4.4 (d) 所示。

接下来,我们讨论更加广泛的 BG 光束情形。广义 BG 光束 ($r_{d0} \neq 0, \varepsilon_0 \neq 0$)

是否能够形成光瓶？如果可以，形成光瓶的条件又是什么？相比于修正 BG 光束，这实际上讨论光场的初始参数 ε_0 对光瓶的影响。以零阶的 BG 光束为例，对于给定的初始参数 $\sigma = 2.5$ 和 $\varepsilon_0 = 10^\circ$ ，我们分析它的传输特性与修正 BG 光束的区别。图 4.5 (a) 展示了该光束在传播过程中 x 轴上的光场强度分布随着传播距离的变化。由它的传播特性可以看出，不同传播位置的光强分布是不对称的，虽然在束腰平面仍然会出现环状结构，但是它的光强不会随着传播距离增加到很大的值，这与修正 BG 光束（图 4.2 (c)）具有很大差别。因此，在这种情形下光瓶无法有效形成。从数学的角度来看，当 $\varepsilon_0 \rightarrow 0$ 时，广义 BG 就转化为修正 BG 光束，因此广义 BG 光束的传播行为与修正 BG 光束在 $\varepsilon_0 \rightarrow 0$ 的条件下是类似的。图 4.5 (b) 展示了 $\varepsilon_0 = 0.01^\circ$ 时的广义 BG 形成光瓶，基本与图 4.2 (d) 所示分布一样。因此，只要原来光瓶形成的条件满足，同时 ε_0 很小，广义 BG 光束也可以形成类似的瓶状光场分布。

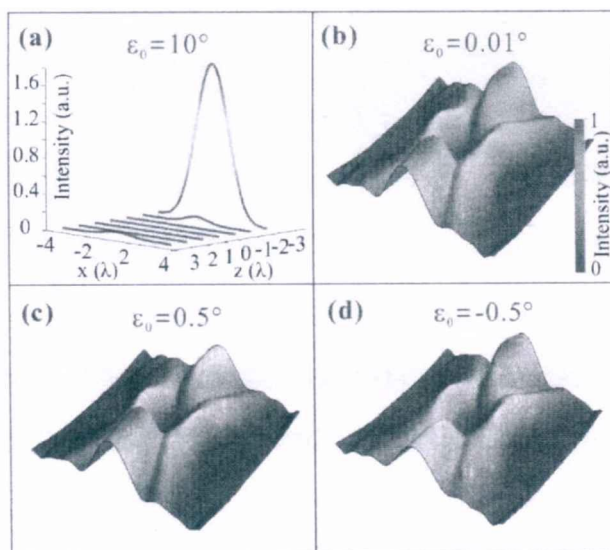


图 4.5 广义 BG 光束形成光瓶的条件。(a) 广义零阶 BG 光束的一维光强分布随着传播距离的变化；(b) 广义 BG 光束形成的光瓶的三维势能分布；(c-d) 广义 BG 光束的参数 ε_0 对于形成的光瓶分布的影响。

实际上，能够形成光瓶的广义 HG 光束可以看成是近似的修正 BG 光束。那么，光场参数 ε_0 对于形成的光瓶有何影响呢？接下来，我们研究不同参数 ε_0 下广

义 BG 光束的形成的光瓶的特点。图 4.5 (c-d) 分别展示了 $\varepsilon_0 = 0.5$ 和 $\varepsilon_0 = -0.5$ 情形下的广义 BG 光场强度分布。有意思的是, 广义 BG 光束形成的光瓶在传播方向上是不对称的; 而且随着 ε_0 值得增加, 不对称性会越来越明显。当 ε_0 的符号由正变负时, 我们发现光强分布的不对称性也变过来了。这个现象同样可以在高阶 BG 光束形成的光瓶中观测到。光瓶的这种非对称性的强度分布将会在光捕获中产生非对称性的光学势阱, 这可能被应用于开发新的光学捕获功能。

4.1.2 基于 DMD 的光瓶实验产生

为了实验证明模拟结果, 我们利用 DMD 实验生成了不同形状的光瓶。实验装置 (图 4.6 (d)) 和实验方法与生成非对称贝塞尔光束一样。利用超像素法编码目标光场的振幅和相位得到对应的二值化全息图, 例如图 4.6 (c) 展示了生成 BG 光束的 DMD 全息图, 编码的是 $m=1, l=1$ 的修正 BG 光束的归一化振幅 (a) 和相位 (b)。首先, 基于 DMD 我们实验生成了不同模式的修正 BG 光束, 实验结果如图 4.6 (e-h)。而且, 实验结果和理论结果 (i-l) 很好的吻合。

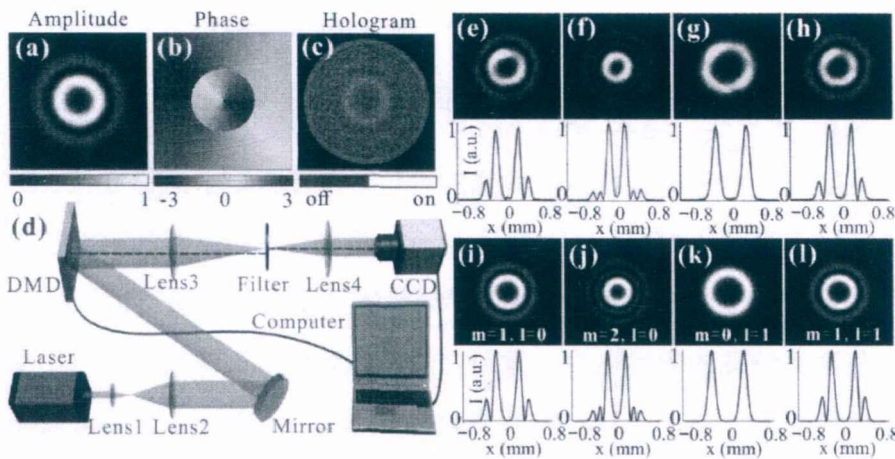


图 4.6 实验生成不同模式的修正 BG 光束。(a) 修正 BG 光束 ($m=1, l=1$) 的归一化振幅; (b) 光束的相位分布; (c) 超像素编码复振幅得到的二值化全息图; (d) 实验装置。(e-h) 实验生成的不同模式 [$(m=1, l=0)$, $(m=2, l=0)$, $(m=0, l=1)$, $(m=1, l=1)$] 的 BG 光束的强度分布; (i-l) 相应的理论光强分布, 光束参数为: $\omega_0 = 250 \mu\text{m}$, $\sigma = 2.5$ 。

为了获得三维的瓶状结构分布, 我们沿着光轴采集了一系列的横截面强度分布图, 如图 4.7 (a-c) 和 (e-g), 它们分别是实验生成的零阶修正 BG 光束和 $m=1$,

$l=1$ 的高阶修正 BG 光束的二维强度分布。根据这些采集的数据，我们可以重构出三维的光瓶强度分布，图 4.7 (d) 和 (h) 分别是生成光瓶的 $x-z$ 平面的强度分布。可以明显看出瓶状的光场结构，实验不仅实现了传统形状的光瓶还生成了中空的光瓶，这仅仅需要将计算好的全息图加载到 DMD 上即可。此外，DMD 的高速切换特性还能实现动态地连续地改变光瓶的形状。

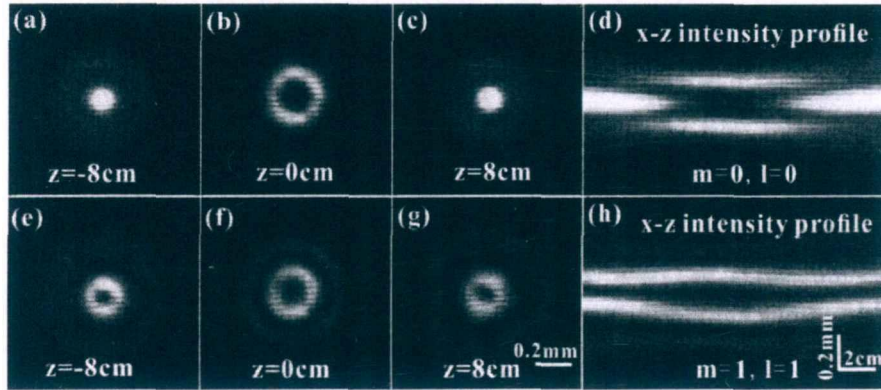


图 4.7 实验生成光瓶的结果。(a-d) 零阶修正 BG 光束形成的光瓶；(a-c) 是光瓶三个典型的横截面的强度分布；(d) 是重构的光瓶 $x-z$ 平面的强度分布。(e-h) 高阶修正 BG 光束 ($m=1, l=1$) 形成的光瓶的结果，光束参数为： $\omega_0 = 200\mu\text{m}$ ， $\sigma = 2.5$ 。

4.1.3 光瓶用于吸热磁性微粒的光学捕获

磁性微粒在生物医学领域占有特殊的地位，它可应用于活体成像、疾病诊断和药物定点输送等[211-213]。磁性微粒的运动通常可以通过施加磁场来实现，但是磁场很难实现单个微粒的捕获和操控。常用的高斯激光光镊可以操控微小微粒，但无法捕获这类特殊的磁性微粒，因为它们吸热而导致无法稳定捕获，这里我们将上述可调控的光瓶应用于这类特殊微粒的光学捕获和操控。光瓶可以操控吸热微粒的原理是吸热微粒在不均匀光场中会因为光致热效应而受到光泳力作用，光泳力指向光强梯度小的方向，因此吸热微粒在具有光强梯度的光场内会被推向光强小的区域[214]。光瓶具有周围强度大中心强度弱的瓶状光场结构，因此吸热微粒在光瓶中始终受到指向光瓶中心的光泳力，从而可以被三维稳定囚禁于光瓶内。上文介绍的这类新型光瓶，它们的形状结构和内部的强度分布都可以被连续的调控，而且调控可通过调节光场的初始参量实现，这些特性将使其在光学操控吸热磁性微粒实验中展现优势。

全息光镊被用于实现光瓶操控微粒实验，为了提高能量利用率，捕获实验采用液晶空间光调制器（SLM）来生成光瓶，但是这种基于修正 BG 光束的光瓶需要光场的振幅和相位同时调制，因此我们采用离轴的全息图来编码调制目标光场的复振幅。实验中 $4f$ 系统和一个位于傅立叶平面的空间滤波小孔（Pinhole）被用于选择一级衍射光斑即目标光场。在此基础上，我们搭建了一个具有光场复振幅调制能力的全息光镊，装置如图 4.8。该全息光镊是基于 Olympus IX71 倒置显微镜构建， $4f$ 系统和一个位于傅立叶平面的空间滤波小孔（Pinhole）被用于选择一级衍射光斑即目标光场。经过 SLM 调制的光场被耦合进入显微镜，在物镜的前焦面附近产生光瓶。这个光瓶可以捕获样品池内的磁性微粒。基于显微镜构建光镊非常便于直接利用其成像光路，因此结合快速的 CMOS 相机就可以观测和记录整个光学捕获和操控过程。

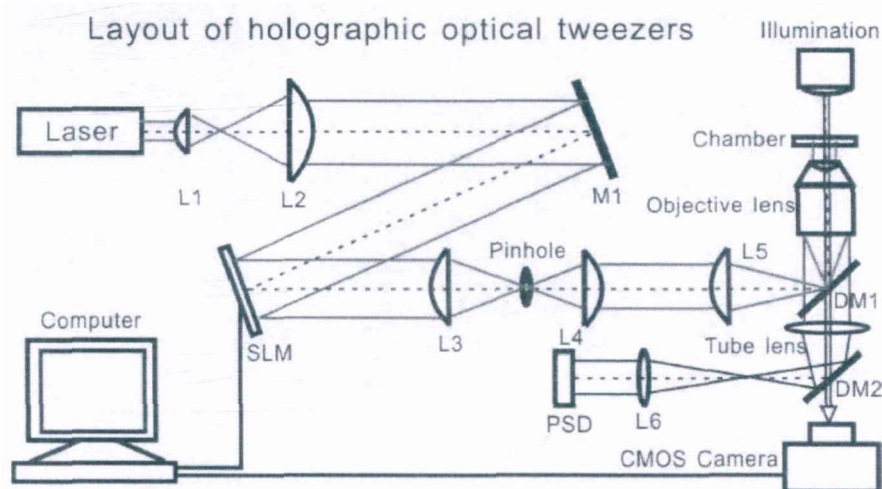


图 4.8 全息光镊装置示意图。

零阶修正 BG 光束形成的光瓶被用于实验捕获吸热磁性微粒。实验中使用的磁性微粒是直径 4-5 微米的 Fe_3O_4 包被的 SiO_2 微粒，它们被稳定地囚禁在光瓶内。利用相机记录了整个微粒的捕获和操控过程，图 4.9 展示了录像中的时间序列图片。由图 4.2 (d) 可以看出，BG 光束产生的光瓶不是圆对称的，径向和轴向具有不同尺寸，分别为 8 微米和 25 微米，因此微粒在轴向具有更大的运动范围，即限制能力较弱。当移动样品池时，微粒在光瓶内不会很稳定的限制在光瓶中心，这可以从微粒离焦的图片得到证实。同时，在水平方向上微粒在粘滞力作用下也会偏离光瓶中心甚至部分越过光瓶的边界。然而，被囚禁的微粒始终不会逃离光瓶的限制区域，我们也通过光瓶可以对微粒进行三维操控。图 4.9 (a-h)

展示了微粒在 y 方向移动样品池时微粒的运动状态，而图 4.9 (i-p) 展示了微粒在横向移动样品池时微粒的运动状态。

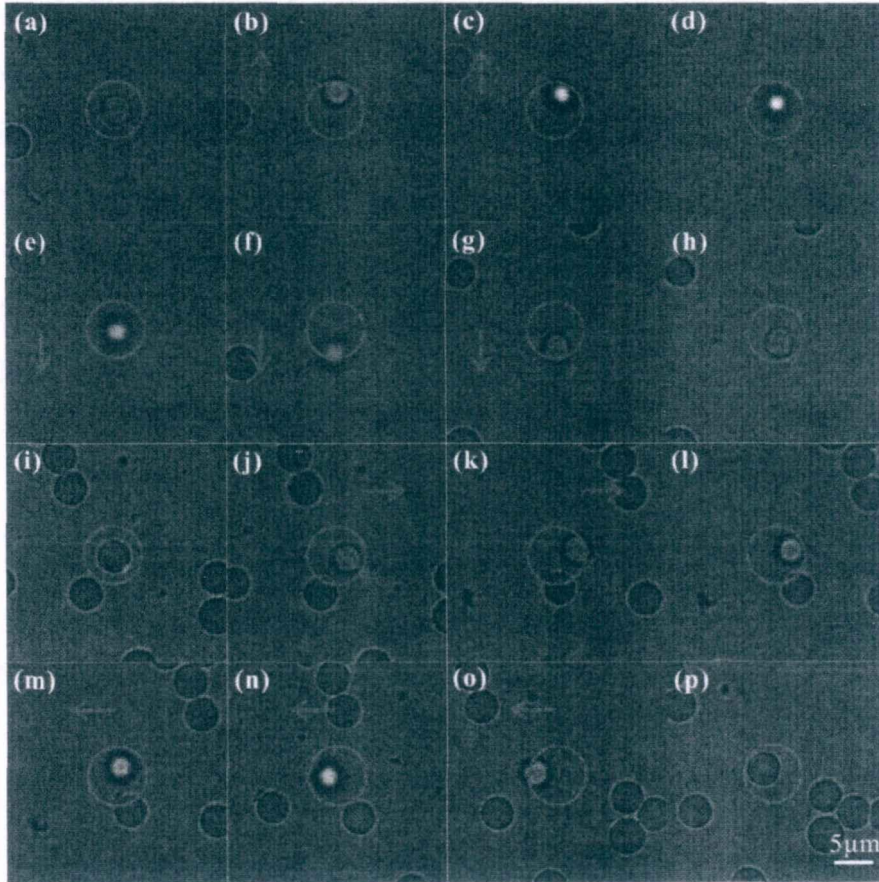


图 4.9 光瓶捕获吸热磁性微粒的实验结果。(a) 磁性微粒被捕获在光瓶中心。当沿着竖直方向上移动样品池时，虽然微粒会随着样品池向上 (b-c) 或者向下 (e-g) 偏离中心，微粒始终没有脱离光瓶的限制。一旦样品池的移动停止，微粒将会在光瓶的上边界 (d) 或者下边界 (h) 附近短暂的停留后移向光瓶中心。(i-p) 光瓶操控微粒沿着水平方向运动的过程。图中红色圆圈表示光瓶的范围，而红色箭头表示流体的运动方向。

我们继续实验研究了光瓶内部强度分布的调控对于磁性微粒捕获的影响。通过调节光束的初始参数，连续调节光瓶内部的强度分布，特别是中心强度的大小。光瓶中心光强的大小决定了形成的光势阱的深度，即囚禁微粒的能力。这里需要说明的是通过调节入射激光强度也可以调节光势阱的深度，然而这里调节的是光瓶内部光强梯度的大小，可以不需要改变入射激光的总能量。由上文可知 σ 影响光瓶内部能量的分布，实验中我们利用不同参量的光瓶来捕获同一种磁性微粒，然后比较捕获效果，实验结果如图 4.10。图中前两行展示了 $\sigma=1.5$ 和 $\sigma=2.5$ 两

种光瓶的光学捕获图像序列。实验结果表明前一种光瓶的捕获力很弱，当微粒被轻微移动离开光瓶中心后，它会缓慢地向中心移动，如图 4.10 (a-c)。当稍微施加一些外力，微粒很容易逃出光瓶，如图 4.10 (d)。相比较而言，后一种光瓶具有更强的捕获能力，它可以将磁性微粒三维稳定地囚禁在光瓶内部，如图 4.10 (e-h)，这是因为第二个光瓶中心的光强更弱从而形成更深的势阱。同样，我们还采用一阶 BG 光束($m=0, l=1, \sigma=2.5$)来捕获同样的微粒，实验结果展示在图 4.10 的最后一行。一阶 BG 光束具有相位奇点，它形成的光瓶中心是光强零点，因此它应该具有更优越的捕获性能。在基本相同的外力下，该光瓶囚禁微粒的范围更小，此时光瓶囚禁范围由图中虚线圆圈的大小表示。实验结果证明了这种可调控的光瓶对于同一种磁性微粒具有不同的捕获能力，因此同一种光瓶对于不同吸热特性的磁性微粒也具有不同的捕获能力。这意味着通过调节光瓶内部的强度分布可以实现不同吸收特性或者折射率分布的微粒的临界捕获，因此这种光瓶可用于这些类型微粒的分选。特别是光瓶可调控性将为此类应用提供新的调控维度。

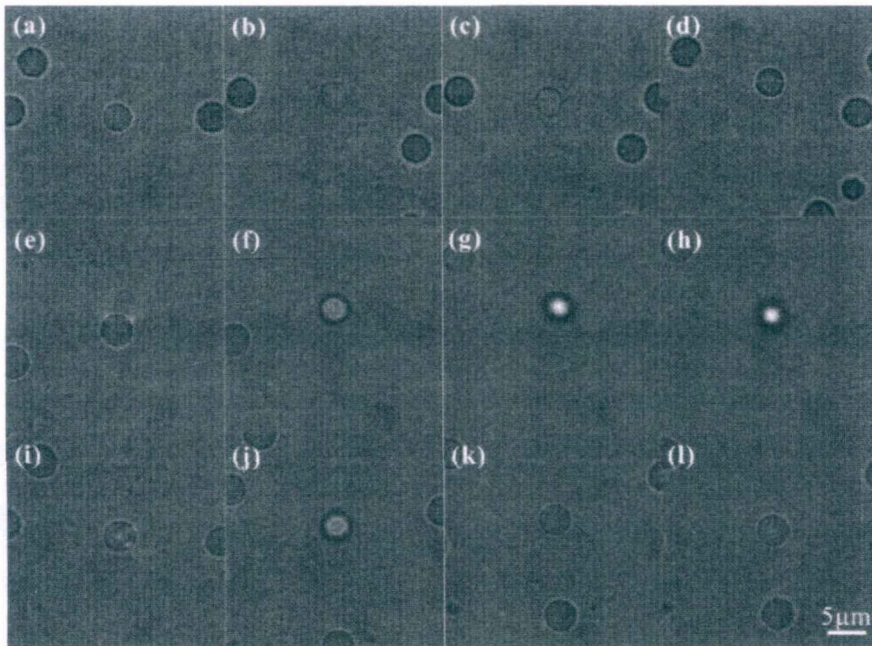


图 4.10 不同参数的光瓶囚禁吸热磁性微粒的实验结果。(a-c) $\sigma=1.5$ 光瓶捕获磁性微粒。这种光瓶对于微粒的捕获力很弱，(d) 微粒在外力下很容易逃离光瓶的限制。(e-h) $\sigma=2.5$ 的光瓶稳定捕获同一种磁性微粒。(i-l) 一阶 BG 光束($m=0, l=1, \sigma=2.5$)的捕获结果，光瓶限制微粒的范围（红色虚线圆圈）表明这种光瓶具有更优越的捕获性能。

4.2 矢量光镊捕获磁性包被微粒用于癌细胞杀伤

新型光瓶捕获和操控磁性微粒的实验研究可以将吸热磁性微粒稳定地囚禁在其低强度区域,极大减少激光对于微粒的热损伤,因此光瓶在活体细胞无损伤操控中具有重要应用价值。然而,有时候我们恰恰需要利用磁性微粒的热效应,比如利用它的热效应杀死不正常的细胞。此时,我们不仅需要能够捕获和操控这种磁性微粒,而且需要同时利用其热效应。传统的高斯光束和光瓶都不能满足这个需求,需要探究新的结构光场来实现这种特殊操控。我们注意到一种特殊的结构光场——柱对称矢量光场,具有优越的强聚焦特性,特别是聚焦场的纵向分量很强,能够明显提高纵向捕获能力,因此可用于捕获吸热微粒。此外,柱对称矢量光束可以实现紧聚焦,仍然可以对捕获的微粒加热,即它的热效应同时能够被应用。本节采用柱对称的矢量光束实现了对于磁性包被微粒的捕获和操控,并成功利用捕获的磁性微粒的热效应杀死了癌细胞,这种技术将在生物医学应用中发挥重要作用。

4.2.1 矢量光镊的实验装置

柱对称矢量光束捕获磁性微粒的光镊装置如图 4.11 (a) 所示。该系统采用 S-waveplate (RPC-532-06, Altechna R&D) 将线偏振入射的高斯光束转化为柱对称矢量光束。矢量光镊采用 1064 nm 激光作为捕获光,入射激光先通过一个线偏振片以获得纯的线偏振光束,然后经过扩束再经过一组透镜像传递致物镜的入瞳,这里采用无穷远校正像差的 100×油浸物镜 (NA=1.25, Olympus, Japan) 来聚焦转化得到的柱对称矢量光束。S-waveplate 的有效转化区域较小,因此我们将它放置在透镜 L1 的焦面附近,从而让激光全部通过转化区域获得最高的能量利用率。在物镜的焦面附近,聚焦的矢量光束可以形成有效的光阱,能够捕获包被的磁性微粒。被捕获的微粒在光阱中做受限布朗运动,它随时间的运动轨迹可通过 CCD 相机和位敏探测器 (PSD) 进行探测,根据探测得到的位移信号可以标定光阱刚度。这里采用功率谱法标定光阱刚度,后面我们将利用该方法定量测量不同捕获光束下的光阱刚度,通过比较光阱刚度可推断光束的捕获性能。

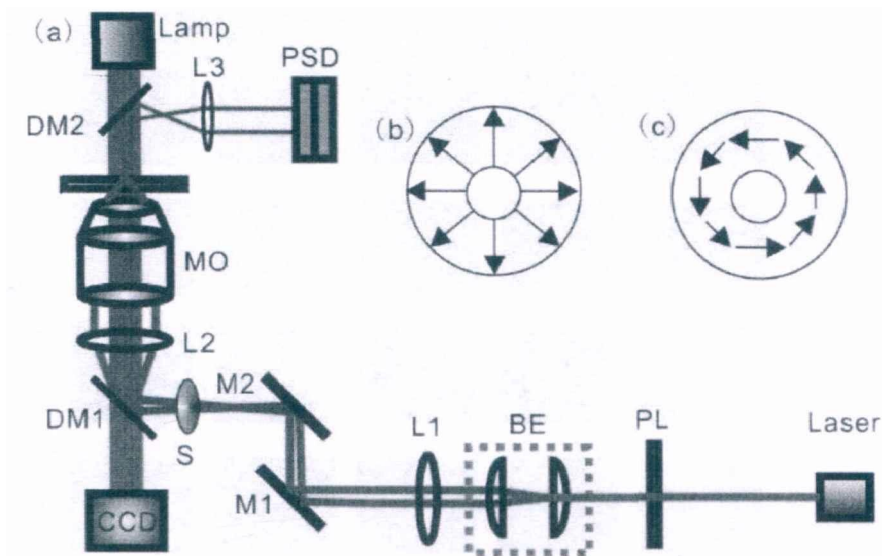


图 4.11 矢量光镊实验装置图。

实验中，我们首先研究了柱对称偏振光束的实验生成。线偏振的高斯光束通过 S-waveplate 的转化后可以产生柱对称矢量光束，它们的空间偏振分布可以通过调节入射光的偏振方向与 S-waveplate 的标记方向的夹角来实现。假设入射线偏振光束的偏振方向与 S-waveplate 的标记方向夹角为 ϕ_0 ，这个角度可以随着 S-waveplate 沿着 z 轴转动而改变。当 $\phi_0 = 0^\circ$ 时，玻片转化得到径向偏振光束，而当 $\phi_0 = 90^\circ$ 时，玻片可以转换得到角向偏振光束，如图 4.11 (b) 所示。在 1064 nm 波长下，径向偏振光束和角向偏振光束的透过率分别为 77.6% 和 68.3%。当 ϕ_0 不是上面两种角度时，S-waveplate 转化得到的光束可以看成是径向偏振和角向偏振光束的叠加光束，它们仍然是柱对称矢量光束。为了检验生成的光束的偏振分布，我们在 S-waveplate 后加了一个检偏器，转动检偏器的偏振方向，然后观测检偏器后的光场强度分布，实验结果展示在图 4.12 中。从第一行的光强分布可以看出，该光束的透光方向始终与检偏器一致，表明它是径向偏振光束，而第三行光束的透光方向始终与检偏器垂直，因此它是角向偏振光束。第二行和第四行分别是 $\phi_0 = 135^\circ$ 和 $\phi_0 = 45^\circ$ 对应得到的柱对称矢量光束的光强分布。

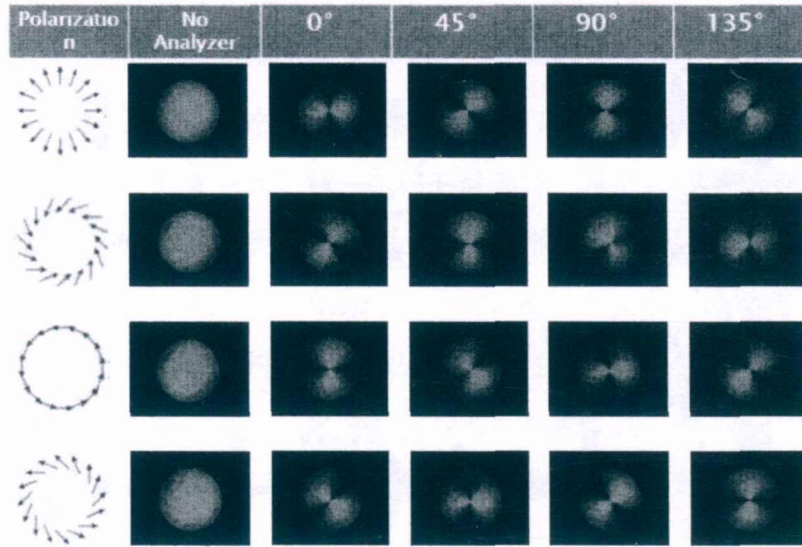


图 4.12 不同空间偏振分布的柱对称矢量光束以及检偏器后的光强分布

4.2.2 矢量光束捕获磁性包被微粒的实验研究

捕获实验用到两种分散在液体中的微球样品，一种是直径 $1\ \mu\text{m}$ 的聚苯乙烯小球 (PS, Duke Scientific, 4009A)，另一种是磁性包被的聚苯乙烯小球 (PSC, PS@Fe₃O₄, 1.0–2.0 μm , BaseLine Company)。实验用到的癌细胞是 Hela 细胞，它们事先被放在加有 10% 牛血清蛋白的 DMEM (Dulbecco's Modified Eagle's Medium) 培养基中进行培养，然后通过离心分离法收集培养得到的细胞。实验前，将微球用 DMEM 溶液进行清洗，并放在样品池中 37° 条件下培养 5 分钟左右，最后再将微球和癌细胞混合在同一个样品池中待用。

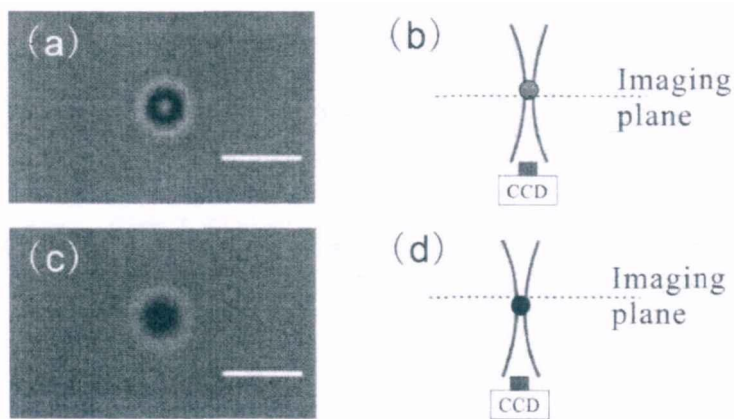


图 4.13 角向偏振光束捕获 PSC 小球和 PS 小球。(a) 捕获聚苯乙烯微球；(b) 捕获的磁性微粒位于成像面上方；(c) 捕获磁性微球；(d) 捕获的 PS 小球位于成像面下方。标尺：

3 μm 。

实验中, 径向偏振光束和角向偏振光束被用于捕获聚苯乙烯 (PS) 小球和包被的聚苯乙烯 (PSC) 小球。实验结果表明, 线偏振、径向偏振和角向偏振光束都可以稳定捕获包被的聚苯乙烯小球。图 4.13 (a) 是角向偏振光束捕获的 $1.2 \mu\text{m}$ 直径的 PSC 小球的图片; 作为比较, 图 4.13 (c) 则给出了同样装置捕获的 $1.0 \mu\text{m}$ 直径的 PS 小球的图片。从实验结果可以明显看出, 这两个被捕获的微粒不是在同一焦面上, 而且与物镜的成像面也不一致, PS 小球的中心要比包被微粒的中心黑一些, 表明 PS 小球的捕获面在物镜成像面下方一点的位置, 如图 4.13 (d); 而包被微粒的中心是白点, 说明它的捕获面要比物镜成像面高一些, 如图 4.13 (b)。实验过程中, 激光的会聚点位置始终没有改变, 而是不同微粒的稳定捕获位置在改变。系统使用的是倒置显微镜, 而包被微粒的捕获面在成像面的上方, 由此可知包被磁性微粒具有更强的散射力, 这与它的吸热特性是一致的。

表 4.1 光镊捕获聚苯乙烯和磁性微球时的捕获效率

$pN/(\mu\text{m}\cdot\text{mW})$	k_x/P	k_z/P	k_x/k_z
Polystyrene beads			
Linear	1.06 ± 0.07	0.10 ± 0.01	10.6
Radial	0.90 ± 0.07	0.12 ± 0.01	7.5
Azimuthal	0.78 ± 0.05	0.18 ± 0.02	4.3
Magnetic beads			
Linear	0.54 ± 0.07	0.15 ± 0.03	3.6
Radial	0.42 ± 0.04	0.14 ± 0.02	3.0
Azimuthal	0.42 ± 0.03	0.21 ± 0.03	2.0

为了定量研究矢量光束的捕获性能, 我们采用流体力学法实验测量了不同偏振光束捕获 PS 小球和 PSC 小球时的光阱刚度, 测量结果如表 4.1, 其中每个测量数据的误差都是 10 次测量的标准误差。为了便于比较捕获性能, 我们对每个测量的光阱刚度根据它的捕获功率进行了归一化处理。由测量结果可以看出, 对于不同的微粒, 线偏振光束在横向捕获效率上都展现了优势。然而, 相比于其他两种偏振光束, 角向偏振光束具有最高的轴向捕获效率。这是因为在强聚焦的条件下, 角向偏振光束中心是光强零点, 可以显著减弱光散射力。通过分析横向和轴向的光阱刚度的比值可知, 径向偏振光束和角向偏振光束的表现都要劣于线偏振光束, 但是矢量光镊的纵向捕获效率比高斯光镊的捕获效率要高。

此外,矢量光镊的纵向捕获效率的提高可以进一步减弱所需的捕获功率阈值。光镊的捕获功率阈值通常由轴向稳定捕获微粒的最小功率决定的,因为光镊的轴向捕获力通常比横向捕获力小。我们实验测量了不同光束稳定捕获磁性微粒所需的在物镜入瞳处的最小激光功率。对于线偏振、径向偏振和角向偏振光束,捕获功率阈值分别为:27.7mW, 17.0 mW, 和 16.5 mW。矢量光镊具有更低的捕获阈值,这对于活体内细胞的捕获具有重要意义,因为活体实验对于入射激光的功率具有严格的限制。

4.2.3 矢量光束捕获磁性微粒杀死癌细胞

研究表明,癌细胞所能承受的最高温度比正常细胞要低,因此温热疗法可以用于杀死癌细胞。磁性微球在光阱中会大量吸收激光,导致微球表面温度很高。这里我们采用矢量光镊操控磁性微球,靠近癌细胞表面,利用其吸热特性杀伤癌细胞,如图4.14所示。实验中光阱是静止的,因此捕获的磁性微粒也是静止,但是我们可以通过移动样品池将目标Hela细胞移动至捕获的磁性微粒处并与其接触,如图4.14(a-b)。由于磁性微粒表明的热效用会将细胞膜烫伤导致细胞产生囊泡,如图4.14(c);随着时间的推移囊泡会越来越大,导致癌细胞被杀死,如图4.14(d)。作为比较,我们捕获PS小球与细胞接触,始终未发现明显的烧伤现象。因此,捕获的磁性微粒在癌细胞温热疗法中具有潜在应用。

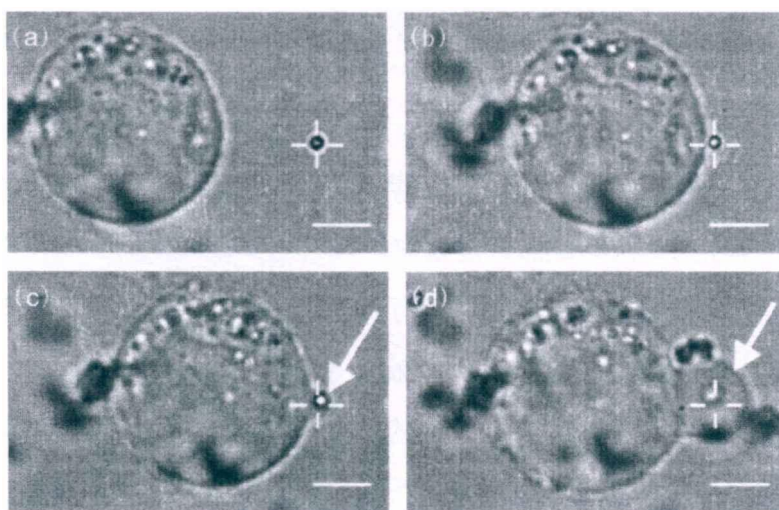


图 4.14 矢量光镊操控磁性微球杀伤癌细胞。(a-b) 光镊操控磁性微球接近癌细胞。(c-d) 随着加热的进行,癌细胞表面被烧伤,并产生囊泡。

4.3 自加速对称尖端光束及其在光操控中的应用

光学操控中有一类特殊的操控方式——光学输运,它能够将微观微粒按照一定的路径输运到目标位置,这种光学操控技术拓展光镊的应用范围。光镊与新型结构光场的结合能够产生全新的微粒输运方式,从而引发新的应用。例如,零阶 Bessel 光束能够将多个微粒沿着其中心光斑形成的管道进行长距离输运,而自加速的 Airy 光束可将微粒沿着空间曲线输运改变微粒的空间分布。一种新的自加速光束——对称焦散光束具有奇异的光场空间结构以及传输特性,它可以用于实现特殊的微粒输运。我们从理论和实验上研究了这种光束的特性,并且利用生成的光束实现了多通道微粒输运,这种光学输运方式拓展了光学微操控的功能。

4.3.1 自加速对称尖端光束

光沿着直线传播是几何光学的一个基本规律。然而,有一类新型光场在传播过程中能够沿着曲线路径传播,我们称之为自加速光场(Self-accelerating beams)。其中最著名的自加速光场是1979年 Berry 等人理论上发现的 Airy 光束。2007年人们首次在实验上观测到了 Airy 光束,此后自加速光场的研究成为结构光场的热点。之后非傍轴的 Mathieu 和 Weber 光束的发现极大拓展了自加速光束的种类;任意平面分布的自加速光束和任意路径的自加速光束都相继被发现并在实验中被观测到了。自加速光场中在自由空间传播过程中能够自行会聚,称为自聚焦光束。自聚焦光束已经被应用于微粒输运和微粒群的操控。

最近,Shane Barwick 提出了一种结构优美的自加速光束,这种光束具有奇数($n \geq 3$)个主光斑,呈现尖端分布,光斑在自由空间沿着曲线传播,但它们始终位于多边形的外接圆上,这种自加速光束被称为多边形光束(Regular polygon beams)[215]。在此基础上,我们提出了一种具有四个自加速光斑的多边形光束。它具有对称的光斑分布,同时具有自加速和自聚焦特性,特别是它还呈现出针型的空间结构,这些性质能够被用于开发特殊的光学操控形式[216]。实际上,它来源于三尖端光束(Triple-cusp beams)[217]的频谱相位的对称性操作,我们将这种光束称为对称尖端光束(Symmetric cusp beams, SCB)。

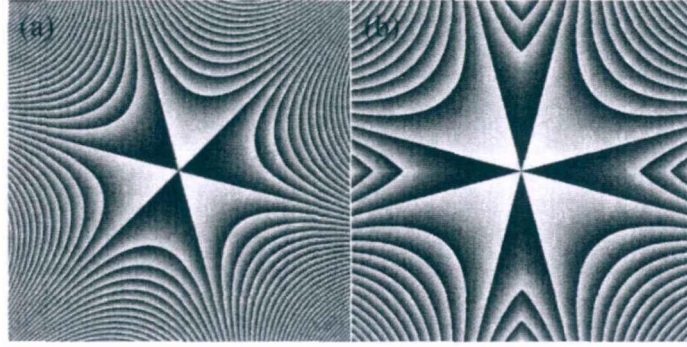


图 4.15 (a) 三尖端光束频谱面的相位分布; (b) 对称尖端光束频谱面的相位分布。

一般来说, 自加速光束都可以理解为一种散焦现象, 这种散焦现象在物理上可以利用突变衍射理论 (Diffraction catastrophe theory) 进行解释。多边形光束就是依据突变多项式 (Catastrophe polynomials) 利用突变衍射理论推导得到的, 它们的复振幅分布为[218, 219]:

$$E(x, y, z) = A \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \exp[ik\psi(\xi, \eta, x, y, z)], \quad (4.11)$$

其中

$$\psi(\xi, \eta, x, y, z) = \phi(\xi, \eta) - z(\xi^2 + \eta^2) - (x\xi + y\eta) \quad (4.12)$$

决定于突变多项式分布的相位函数 $\phi(\xi, \eta)$ 。 (x, y) 是成像面的坐标, (ξ, η) 则是对应的频谱坐标。 $z = u/[2f - f + u]$, 其中 u 是距离焦平面的轴向距离, $k = 2\pi/\lambda$ 是波数。对于三尖端光束, 其频谱面相位函数 $\phi(\xi, \eta)$ 的分布为:

$$\phi(\xi, \eta) = \xi^3 - 3(\xi^2\eta + \xi\eta^2) + \eta^3. \quad (4.13)$$

通过横坐标镜像对称操作可以拓展这种多边形光束的范围, 由此可以得到一个二维对称分布的相位函数, 其分布为:

$$\phi(\xi, \eta) = |\xi|^3 - 3(|\xi|^2|\eta| + |\xi||\eta|^2) + |\eta|^3. \quad (4.14)$$

图 4.15 给出了两种光束频谱面上的相位分布, 明显可以看出 SCB 光束的频谱相位是关于坐标轴对称的。通过这个相位的傅立叶变换可以计算得到这种光束的场分布并研究其传输特性。根据方程 (4.11) 和 (4.14), 我们能够直接模拟计算得到光场的三维分布。为了计算简便, 模拟采用无量纲的坐标, $s_x = x/x_0$, $s_y = y/y_0$ 和 $\varsigma = z/(kx_0^2)$, 其中 x_0 和 y_0 是归一化长度常量, 传播距离是相对于瑞

利距离归一化的。图 4.16 给出了 SCB 的不同传输位置的平面光场分布。在光束传播到较远距离时, 该光束呈现出具有对称尖端的散焦分布, 如图 4.16 (c)。在对应的负方向位置, 光束呈现类似的结构但是尖端指向对角线方向, 如图 4.16 (a)。在焦点 ($\zeta = 0$) 附近, 光场的能量聚集在单个主光斑上, 并且会保持很长一段传播距离, 导致其焦场呈现一个针型的分布, 这可以直接由光场的 $x-z$ 光强分布 (d) 得到验证。另外, 光轴上的强度分布 (图 4.16 (g) 蓝线) 表明 SCB 自行聚焦在焦面前的一点, 同时光斑的能量会随着传播距离急剧增加。有意思的是, 光斑的峰值强度不出现在焦面上, 而是出现在 $\zeta = 2$ 附近, 我们称这个点为自聚焦点, 这体现了 SCB 的自聚焦特性, 如图 4.16 (b-c)。紧跟着自聚焦点, 光束迅速分裂成为离轴的四个光斑, 如图 4.16 (e)。从图 4.16 (d) 中 $x-z$ 光强分布可以看出, 这几个分裂的光斑的运动轨迹是抛物线, 而且随着传播距离逐渐远离光轴。

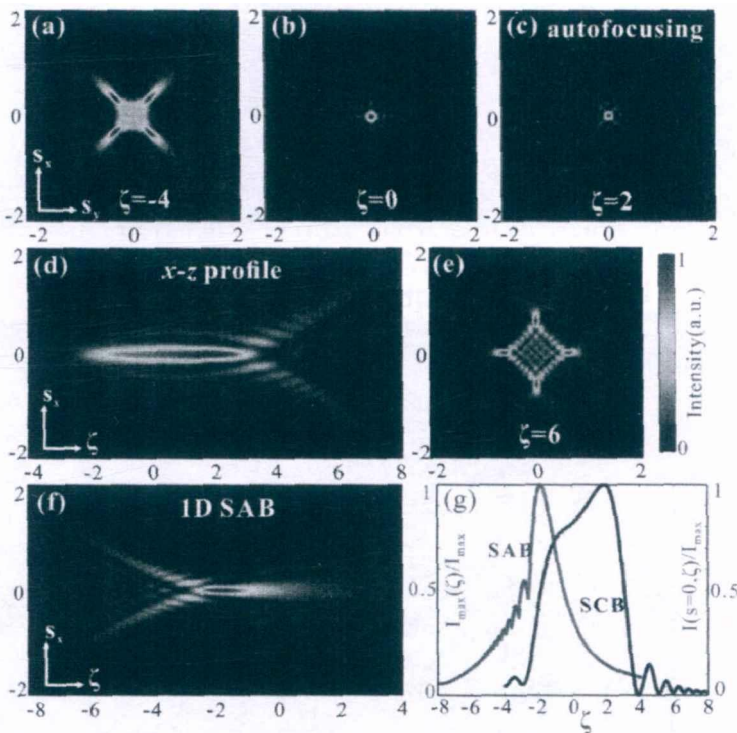


图 4.16 SCB 和 SAB 的数值模拟结果。(a-c) 和 (e) 分别是 SCB 不同传播位置的平面强度分布; (d) 和 (f) 分别是 SCB 和 SAB 的 $x-z$ 强度分布; (g) 则是两种光束轴上的强度分布。

作为比较, 我们同样分析了对称艾利光束 (Symmetric Airy beam, SAB) 的类似传播性质[220]。对称艾利光束是根据艾利光束频谱面相位分布的对称性操作

得到的。图 4.16 (f) 给出了一维对称艾利光束 x - z 强度分布，由图可以观测到类似的自聚焦行为。但是，对称艾利光束的自聚焦点出现在焦面前，随后它的主光斑强度迅速减弱继而消失。相比较而言，对称尖端光束自聚焦点出现在 $\zeta = 2$ 处；消失在 $\zeta = -2.4$ 附近，因此对称尖端光束具有更长的针型焦场分布，这种细长的光场能够应用于微粒加速、荧光成像以及二次谐波产生等[221]。

4.3.2 对称尖端光束的实验研究

理论上，SCB 在 $\zeta = 0$ 平面的场分布可直接由公式 (4.14) 表示的相位直接进行傅立叶变换得到，这个原理可用于实验生成该光束。图 4.17 (a) 是实验装置图，图 (b) 是 SCB 的频谱面相位分布。实验中 SLM 的零级衍射光斑会影响生成光束的分布。为了消除零级光斑的影响，在计算相位图时我们额外加上一个线性相位因子和球面相位因子，这样就可以得到一个优化的相位图，如图 4.17 (c)。当优化的相位图加载到 SLM 上时，产生的目标光斑就会在横向和轴向都偏离零级光斑，通过滤波就可以获得不受干扰的目标光场。沿着光轴方向利用 CCD 相机记录不同位置的平面光强分布，然后可以重构得到光场三维空间分布。

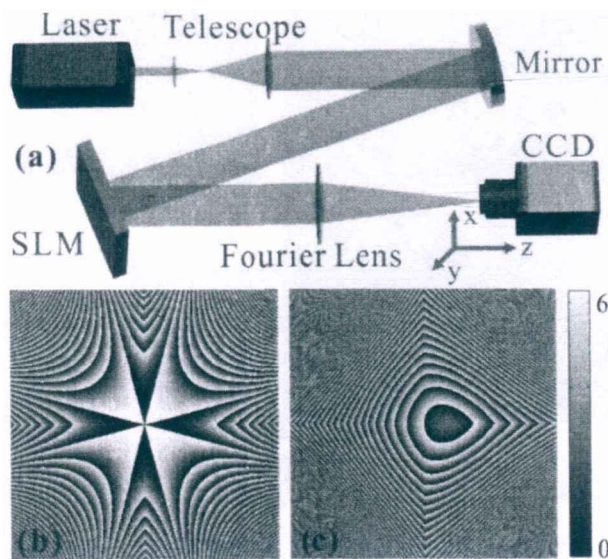


图 4.17 (a) 实验光路；(b) 尖端光束的频谱相位分布；(c) 优化的相位图。

图 4.18 展示了实验生成的 SCB 的光强分布。其中，图 (a-f) 表示不同传播位置光束的平面强度分布，根据这些光斑 x 轴上的强度分布我们能够分析得到光

场沿着光轴的演化特性,如图 4.18 (g) 所示。由光场的 x - z 分布可以清晰观测到光束的对称性结构和针型的焦场分布以及传播过程中的自聚焦行为,同样可以观测到光束的尖端光斑在传播到远处时沿着曲线运动的轨迹。这个自加速轨迹可以通过改变傅立叶变换透镜的焦距来改变。

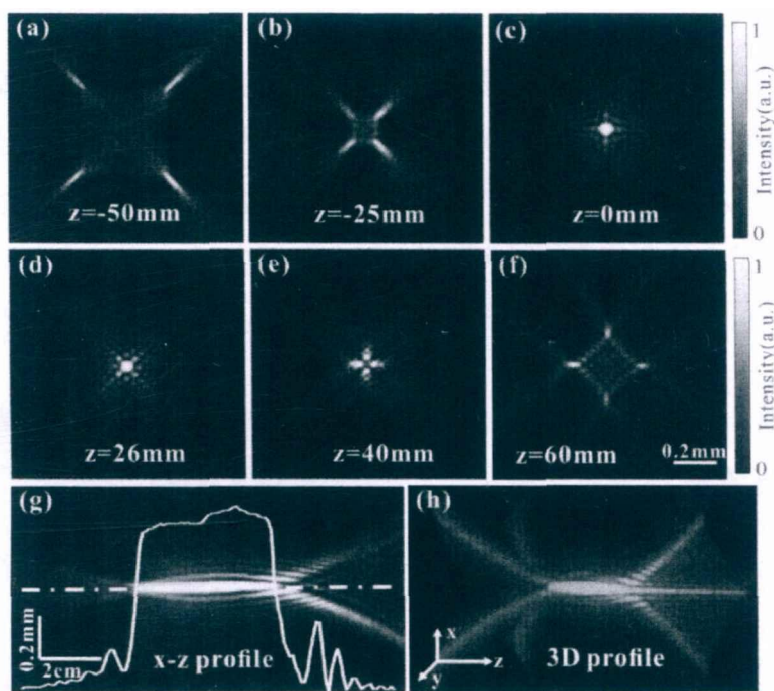


图 4.18 SCB 的实验结果。

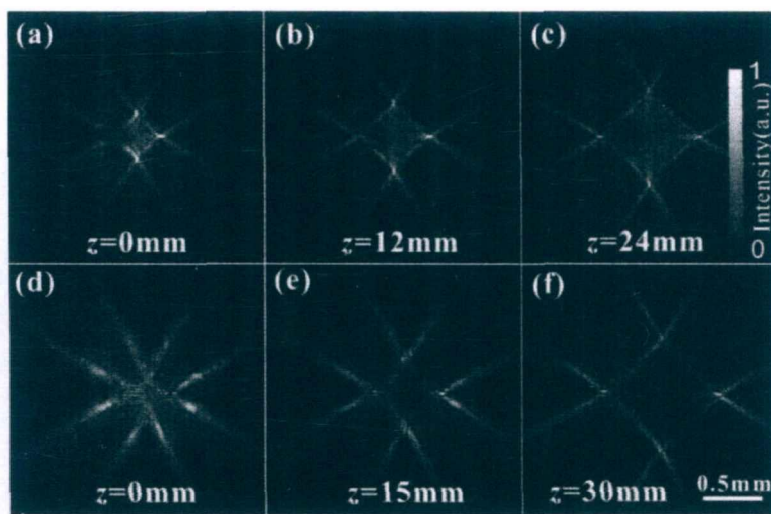


图 4.19 SCB 的自修复特性的实验结果。

另外,通过减小测量间距我们可以重构得到光场的三维空间分布,图 4.18 展示了一个角度的光场形态。有意思的是,三维光场呈现弯曲的四肢结构,而且这

四肢是连在一起的。由此我们可以想到，如果利用这种光束操控微粒，微粒将会沿着四肢形成的光通道运输，下面将详细介绍光操控实验结果。

实验上观测到的现象与数值模拟结果一致，直接证明了 SCB 的自加速和自聚焦特性。这种光束还具有非常稳定的光场结构，它能够越过障碍物自行恢复原来的光场结构，即它也像艾利光束那样具有自修复能力。我们在实验上也观测到了它的自修复行为，结果如图 4.19 所示。不管用障碍物挡住一个主光斑还是挡住全部的主光斑，它都可以恢复原来的结构，表明这种光束的结构稳定性非常好。在光学操控中，这种特性也有助于它在捕获多个微粒时不会相互干扰。与艾利光束类似，SCB 的自修复行为可以利用散焦进行解释[222, 223]。突变衍射理论也预言了多边形尖端光束的自修复行为，而 SCB 也是由突变衍射理论推导得到，同样可以解释其自修复行为。

4.3.3 光学微流道

研究 SCB 光束具有连通的光通道，当用于光操控时，微粒会沿着光通道运输到连接处，这与光流体中的微流道结构非常相似，因此我们猜测它也可以用于实现类似的功能，如图 4.20 所示。为了进一步验证这个猜想，我们利用生成的 SCB 操控二氧化硅小球。实验中我们的确观测到了微粒沿着不同的光通道运输至自会聚点附近，而且不同通道进来的微粒可以束缚在焦点区域。当微粒非常多的时候，由于有限的容量，光阱中会有微粒被挤出去。

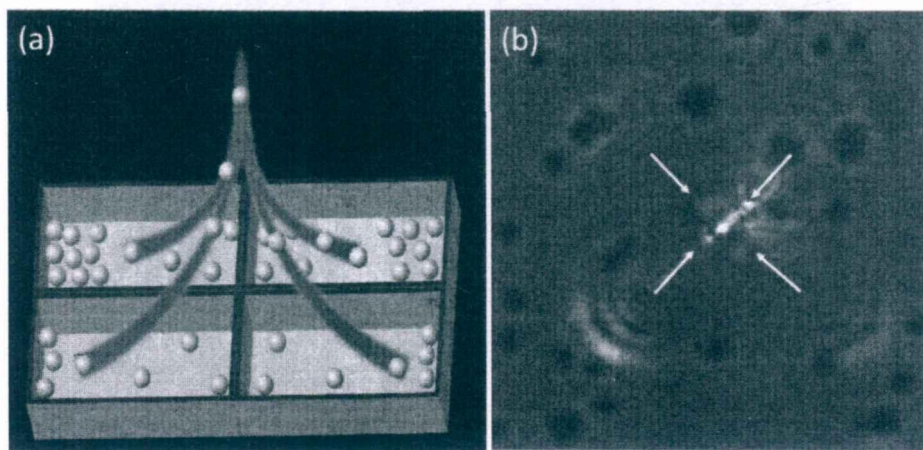


图 4.20 SCB 的微粒多通道光学运输。(a) 光学微流道的效果图；(b) 光学微流道实现多通道粒子运输的实验结果。

由实验结果表明 SCB 可以实现多通道微粒输运, 而且这个通道是全光学通道, 与微流道具有类似的功能, 因此我们可以将这类由结构光场形成的光通道称为光学微流道 (Optical micro-channels)。相比于传统的微流道, SCB 形成的光学微流道不是真实的管道, 但是它可以在任意封闭液体环境下进行微粒输运, 这拓展了微流道的使用范围。特别是, 这种光学微流道还可以在真空中输运微粒, 这是传统微流道无法实现的。此外, SCB 具有四个光学通道, 然而通过光场调控可以获得任意数目的光学通道, 这将拓展它的应用范围。因此, 我们预测这种全新的操控方式将会产生重要的应用价值。

4.4 本章小结

新型结构光场与光镊的结合通常会产生独特的微粒操控方式和实现新的操控功能, 这些操控方式可以突破传统高斯光场光镊的局限性。本章探究了一些新型光束形成的特殊光学势阱, 然后实验研究它们的新型操控功能。例如, 利用光瓶捕获吸光微粒从而克服它强散射力特性; 利用矢量光镊操控包被磁性微粒杀死癌细胞, 这不仅利用柱对称偏振光束的紧聚焦特性, 还考虑到热效应的可利用性; 而本章最后利用对称尖端光束实现了多通道微粒输运, 形成了光学微流道, 这可以弥补传统微流道的不足, 拓展微流道的应用范围。由此可见, 新型结构光场往往会给人提供意想不到的操控功能。这些新型操控方式和功能未来可以应用于活体细胞研究, 能够克服传统技术的劣势或者实现传统技术无法实现的研究手段。例如, 利用光瓶操控活体内细胞可以尽量避免聚焦激光对于细胞的损伤, 而通过光场调控直接在活体组织内部形成光学微流道可实现细胞的可控输运, 这是真实微流道无法实现的。

第5章 基于合成光针的三维活体光声显微成像

在活体内操控细胞需要实时观测,因此深度组织的光学成像是活体光镊的必要组成部分。然而,组织对于光子的强散射性导致传统的光学成像无法深入到组织内部。近年来,新兴光声成像技术通过探测入射光子在组织中激发的超声波,极大地克服了光子在生物组织的强散射性,显著增加了生物组织内的成像深度。此外,光声成像技术可以直接无损伤地对活体生物组织的光吸收特性和分布进行三维成像。由于组织的光吸收分布能够提供生物组织的结构、形态、功能以及代谢信息,光声成像在临床诊断和病理研究中具有重要的科学意义,已经成为生物医学领域的研究热点。本文将复杂光场调制技术与光声显微成像技术(Photoacoustic microscopy, PAM)相结合,通过开发先进的结构光照明技术,首次实现了高分辨、超长焦深(Depth of field, DOF)的三维活体光声显微成像技术,突破了传统光声成像系统的DOF极限,并运用于活体动物的三维体成像。

5.1 研究背景

光声成像技术是一种新兴的生物医学成像技术,它包括光声显微成像技术[224]、光声断层成像技术(Photoacoustic tomography, PAT)[225, 226]和光声内窥成像技术[227]。光声显微成像技术具有极高的空间分辨率和探测灵敏度,常用于微小物体包括细胞、微小血管以及局部组织的高分辨成像。光声断层成像类似于激光扫描断层成像,通过探测器围绕物体进行圆周旋转扫描,将采集得到的光声信号通过重建算法进而重构出物体的三维光吸收分布图像。相比于光声显微成像,光声层析成像具有更大的穿透深度,但是分辨率则要低很多。因此,光声层析成像多用于较大的动物组织成像,例如小鼠脑功能成像、器官成像、甚至动物全身成像。光声内窥镜成像技术是将传统的光声成像技术结合内窥镜技术形成的新型内窥镜成像技术,这种内窥镜可以直接应用于临床诊断、治疗和微创外科手术。

本文主要研究光场的调制技术在光声显微成像中的应用,我们利用新型结构光场的特性来解决光声显微成像遇到的挑战,发展更先进的光声成像技术。本节则简要介绍这个研究课题的研究背景,光声显微成像的基本原理、特点、应用以及目前存在的主要问题。

5.1.1 光声显微成像

光声成像技术是一种新兴的混合成像技术，它的基本原理是利用光声效应（Photoacoustic effect）探测生物组织的光能量吸收差异，从而重构出一幅反映生物组织光吸收分布的图像。当生物组织受到脉冲激光或强度调制激光照射时，由于激光脉宽很窄，组织吸收的能量不能在短时间内释放，导致瞬间温度变化，组织内温度的变化会通过热弹机制引起它体积的涨缩，周期性温度变化使周围的介质热胀冷缩而激发超声波。这种现象称为光声效应，光声效应最早由著名科学家贝尔(A. G. Bell)于1880年发现的，光声效应产生的信号称光声信号。生物组织中产生的光声信号携带了组织光吸收的特征信息，通过探测光声信号能重建出生物组织的光吸收分布图像，而组织的光学吸收特性能够直接反应其生理学特征，因此光声成像能够提供生物组织的结构、形态、功能以及代谢信息。此外，光声成像需要周期性的激光激发但不需要很强的激光能量，因此它是一种非损伤特性成像技术，可以直接对生物活体包括人体组织进行无损伤地成像，所以光声成像技术对于生物医学和临床医学研究具有重大的科学意义。

相比于常用的光学成像技术包括激光共聚焦成像技术、多光子荧光成像技术和光学相干成像技术，光声显微成像技术不仅能够直接成像生物组织的光吸收分布，它还有效结合了光学成像的高对比度、高分辨率和超声成像的深穿透深度的优势[225, 228]。我们知道光在生物组织内部传输时会遭遇强烈地散射作用，因此高分辨率光学成像无法达到很大的穿透深度。而光声成像通过将入射光子转化成超声波，极大的克服了光子在生物组织的强散射性特点，这是由于超声在组织中散射比光在生物组织的散射弱数个数量级。因此，光声成像从原理上避开了光散射的影响，突破了高分辨率光学成像深度“软极限”（ ~ 1 mm），可在几个毫米成像深度内得到高分辨率和高对比度的生物组织光吸收图像[228]。因此，光声显微成像兼具光学成像对比度与超声成像深度的优点，特别是由于光声成像可以反映组织光学吸收特性的差异，这能有效地弥补了超声成像在对比度和功能性方面的不足。

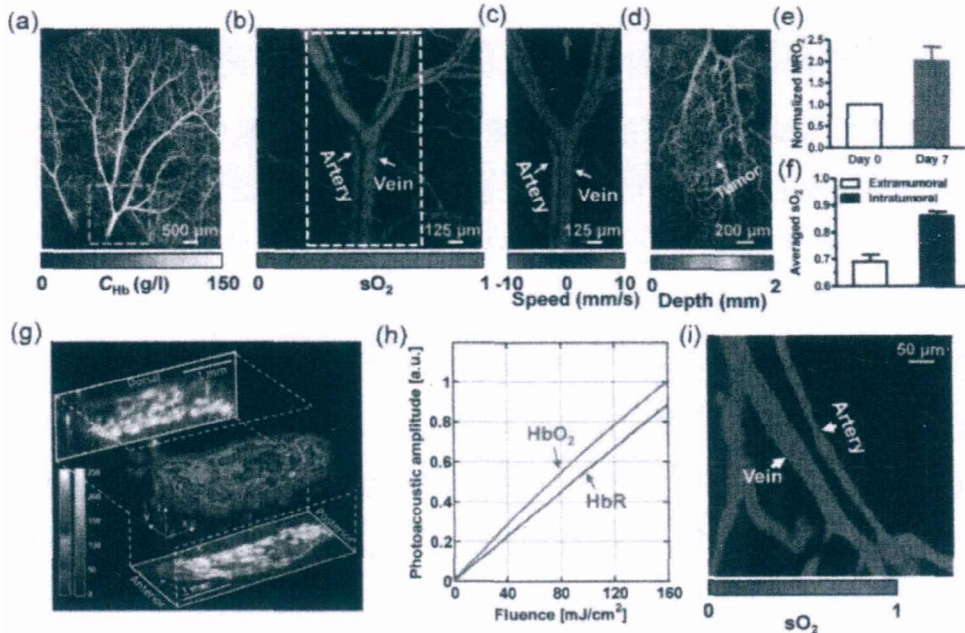


图 5.1 光声显微成像的多参数测量功能[224]。(a) OR-PAM 测量老鼠耳朵血管内的血红蛋白总浓度；(b) OR-PAM 测量老鼠耳朵血管内的血红蛋白的氧饱和度 (sO_2)；(c) OR-PAM 测量血管内的血流速度；(d) OR-PAM 成像长有肿瘤的老鼠耳朵；(e) 肿瘤增长引起的 MRO_2 变化；(f) 肿瘤增长引起的它内部平均 sO_2 的变化；(g) OR-PAM 在近红外波段内测量分子的振动吸收分布；(h) OR-PAM 测量氧合血红蛋白和脱氧血红蛋白的吸收弛豫时间；(i) 基于血红蛋白的吸收弛豫时间的单波长 PAM 测量老鼠耳朵血管内的 sO_2 。

光声显微成像可以直接探测组织的光吸收分布，通过光声信号我们可以获得光吸收体和它所处的微观环境的一系列参数，包括物理参数、化学参数和新陈代谢功能参数等。特别是光声成像得到的组织新陈代谢参数可以直接反应细胞或者组织的生理状态，从而用于诊断它们的病理特征等提供了重要依据。图 5.1 给出了光声显微成像可以测量的一些具体功能参数，包括血管中血红蛋白总浓度 (Total concentration of hemoglobin, C_{hb})、血红蛋白的氧饱和度 (sO_2)、血流速度、氧代谢率 (Metabolic rate of oxygen, MRO_2) 以及血红蛋白光吸收的弛豫时间 (Absorption relaxation time), pH 等，而且它不但可以测量分子的电子吸收还可以在近红外波段内测量分子的振动吸收。由此可见，光声显微成像具有多参数测量功能，这其中最有吸引力的是光声成像可通过 sO_2 和 MRO_2 等参数揭示组织氧利用的情况，这是疾病诊断的一个重要参考指标。例如，过量的氧燃烧也称为高代谢 (Hypermetabolism) 是癌细胞的一个重要标志，因此光声成像可用于癌症的

早期预警诊断。

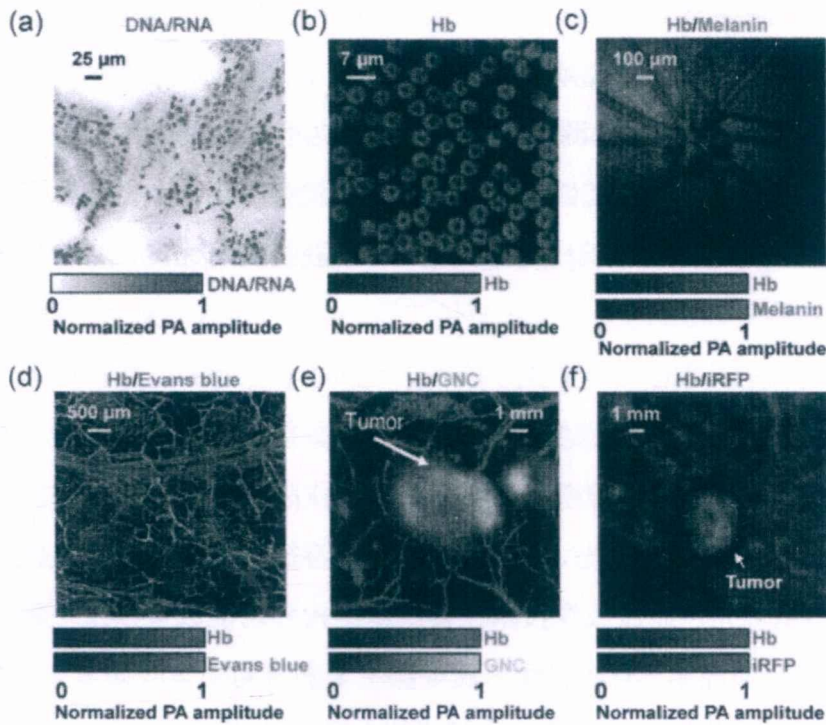


图 5.2 不同造影剂用于实现不同光吸收衬度的光声成像[224]。(a) 紫外光激发的 PAM 用于成像小鼠小肠壁细胞的细胞核，细胞核图像源自于细胞的 DNA 和 RNA（蓝色）；(b) 红细胞的光声成像结果，光声信号来源于血红蛋白；(c) 光声成像测量活体老鼠眼睛内的血管，信号来源于眼睛内的黑色素（蓝色）；(d) 光声成像老鼠耳朵毛细血管，信号来源于染料 Evans blue（蓝色）；(e) 光声成像老鼠体内由金纳米笼标记的黑色素瘤（黄色）和周围血管；(f) 光声成像老鼠乳腺癌，肿瘤光声信号源于近红外激光荧光蛋白 iRFP（蓝色）。

光声显微成像不仅可以实现多参数测量，还可以实现不同光吸收衬度的成像。不同的光吸收体的光学吸收特性不同，因此原理上我们可以通过选择不同的激发波长实现任意吸收体的光声成像。这区别于荧光成像技术，因为只有很少一部分分子可以被激发而产生荧光。光声成像技术是借助各种“内源性”或者“外源性”造影剂来实现不同光吸收衬度的成像。目前常用的生物组织中的内源性造影剂，在可见光波段（400-700 nm）主要包括 DNA/RNA，细胞色素（cytochrome *c*），肌球蛋白（myoglobin），血红蛋白（hemoglobin）和黑色素（melanin）等，而在近红外波段（700-1400 nm）则主要包括油脂（lipid），水和葡萄糖（glucose）等。利用这些内在的造影剂，我们可以获得彩色分子图像，例如血红蛋白会随着获得和失去氧气而改变颜色，处于细胞核中的 DNA 比细胞质中的 DNA 更暗。这些

内源性造影剂的优势在于它们是成像物体内自然存在的物质,无需标记,可实现无损伤地长时间地成像。此外,在光声成像中不同类型的外源性造影剂,例如有机染料,纳米微粒,荧光蛋白,或者能表达彩色分子的基因,也发挥了重要作用。相比于内源性造影剂,这些外源性造影剂可以根据不同的目的和应用进行人为的设计,能够用于待测目标的追踪、成像以及疾病治疗等目的。图 5.2 展示了几种典型的造影剂在光声成像中的应用,这些造影剂获得高对比度的成像效果,让我们可以清晰观测目标物体。

总体来说,光声成像兼具了光学成像和超声成像的优点,能够提供深度组织内的高对比度和高分辨率的影像,并且拥有多种参数和不同光吸收衬度的成像能力,这种基于生物组织内光学吸收差异、以超声作为媒介的无损生物医学成像技术为研究生物组织的结构形态、代谢功能、生理特征和病理特征等提供了重要的研究手段。因此,光声显微成像技术在体组织结构和功能成像以及生物医学临床诊断得到了广泛的应用。光声成像不仅可以用于研究动物体肿瘤形态结构、肿瘤早期探测、肿瘤细胞转移、脑代谢、神经细胞活动、血流异常、药物代谢功能、荧光蛋白表达和基因活性等方面,而且为脑部、眼睛、乳房、心血管、皮肤等人体部位的细胞、微小血管以及组织的观测提供一种强有力的工具。特别是随着高速成像技术的发展,人们可以借助这些观测技术实现原位、实时、动态地观察生物分子间、细胞之间、药物分子与细胞之间的相互作用,同时获得可视化的病灶结构及其发展状态等信息,为临床诊断和治疗提供依据。

5.1.2 三维光声显微成像存在的问题

目前常用的几种光学成像技术包括激光共聚焦显微成像、多光子荧光显微成像和光学相干显微成像,如果想要获得物体的三维图像,它们通常需要借助三维(3D)聚焦点扫描才能实现[229-233]。因此,这些三维光学成像技术时间分辨率很低,影响了它们在动态情境中的应用。然而,光声显微成像却可以通过二维(2D)扫描就能得到物体的三维图像,这是因为由脉冲激光在组织中激发的光声信号本身携带时间飞行(Time-of-flight)信息,这个信息能够用于分辨物体深度信息。因此,光声显微成像可以实现动态的体成像。最近,华盛顿大学 Lihong Wang 课题组就利用 MEMS 镜子进行高速的二维扫描实现了对老鼠脑部的动态功能成像

[234]。在他们的工作中,通过三维光声成像可以直接观测活体小鼠脑部受到外界刺激后的脑部血流速度变化和血氧代谢情况等,这种动态的体成像技术对于研究脑神经功能和脑部疾病研究具有十分重大的科学意义。

传统的光声显微成像包括光学分辨率光声显微术(OR-PAM)和超声分辨率光声显微术(AR-PAM),这是根据决定它们分辨率的依据来划分的。在OR-PAM中,准直的高斯光束经过物镜的会聚作用形成衍射极限的光斑,这个衍射极限光斑的大小决定了成像的横向分辨率。而衍射极限光斑大小实际决定于会聚物镜数值孔径的大小,因此OR-PAM的成像空间分辨率是由物镜的数值孔径来决定。然后通过二维聚焦光斑的扫描、光声信号的采集和重构,从而获得物体的三维光学分辨率的图像。对于AR-PAM,成像的空间分辨率则是由聚焦的超声换能器(Transducer)的聚焦斑点大小决定的,因此通过二维扫描获得声学分辨率的三维图像。

光学分辨率的光声成像是通过二维聚焦点扫描获得物体的三维图像,这虽然极大提高了成像的时间分辨率,但同时也引起另外一个问题:在焦平面以外,成像的横向分辨率会快速降低,从而影响体成像的质量。因此,在很长的轴向范围内保持高分辨率是三维光声成像目前面临的一个重大挑战。这个问题也同样存在于类似的光学成像中,例如光学相干断层成像(OCT)、干涉显微成像(Interferometric microscopy)和频域光学相干成像(optical frequency-domain imaging)等。

本文将复杂结构光场与传统光声成像技术相结合,提出了一种新型光声成像技术——合成光针光声显微成像(Synthetic-light-needle photoacoustic microscopy, SLN-PAM)来解决这个问题。区别于传统的光声显微成像技术,SLN-PAM是利用合成的光针来激发光声信号。这种合成的光针轴向长度远大于高斯光束的瑞利区域,合成光针的直径在很长的轴向距离内保持不变,因此SLN-PAM能够实现超长DOF的同时保持横向分辨率不变。尤其是它还能突破传统光声成像的横向分辨率极限实现亚衍射极限(sub-diffraction)的分辨率。由于光针是通过一系列干涉场的叠加合成的,因此只需要进行光束扫面而不是机械点扫面就可以实现成像,这使其有潜力发展成为动态体成像技术。下面我们将详细介绍SLN-PAM的成像原理、实验装置以及成像结果。

5.2 基于合成光针的光声显微成像原理

传统的光声显微成像中,准直的脉冲激光经过物镜会聚成为衍射极限的光斑,这个光斑在生物组织中激发出光声信号,因此通过聚焦光斑的二维扫描就能够对物体进行体成像。由于光学衍射效应,会聚光斑在焦面以外迅速扩大,导致成像的空间分辨率快速降低,因此这个成像方法限制了它的 DOF。那么如果想要增加它的 DOF,我们只需要利用轴向大小不变的光场来激发光声信号即可。而这种沿着轴向大小不变的细长光斑,实际就是一种光针形状的光场。近年来,针状的光场已经受到人们的广泛关注,它已经被应用于微粒加速、荧光成像以及拉曼光谱等领域[235, 236]。我们利用这种针形的光场来突破显微物镜自身的瑞利长度的极限,在光声成像中利用光针来激发物体内的超声波,采用超声换能器来探测光声信号。根据光声信号自身深度分辨能力,我们就可以得到空间分辨率不变的三维光声图像,如图 5.3 所示。

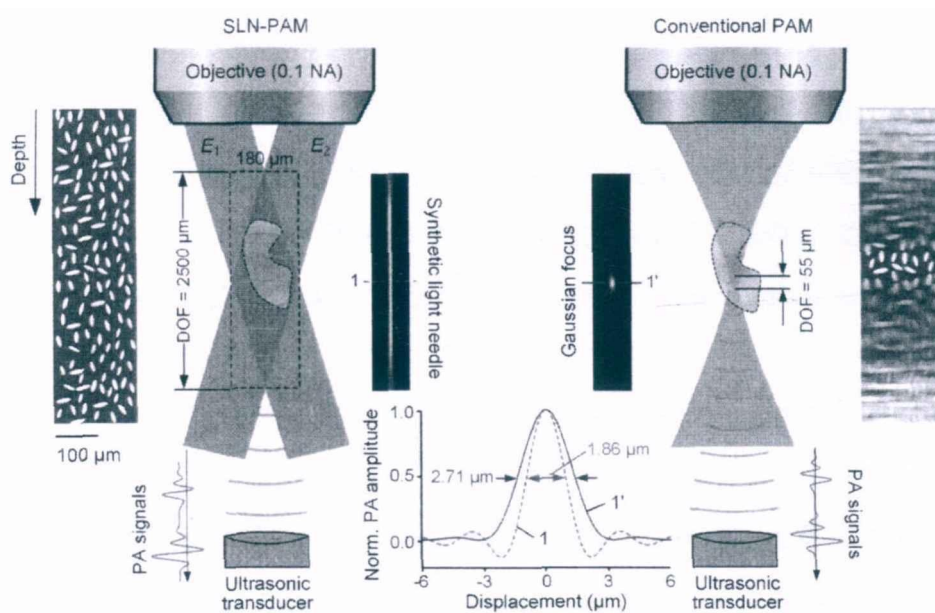


图 5.3 基于合成光针的光声显微成像 (SLN-PAM) 原理。

SLN-PAM 利用合成光针实现超长 DOF 和空间不变分辨率的成像。SLN-PAM 利用光针在目标物体内部激发超声波,利用超声换能器接收超声波。采集得到的光声信号自身携带时间飞行信息,可用于分辨不同成像深度信息。根据光针的横向分布的 FWHM 可得到 SLN-PAM 的横向分辨率比传统 PAM 的分辨率精细 1.5 倍,实现了超衍射极限的成像分辨率。

5.2.1 合成光针的理论模型

通常光针的产生方法是通过聚焦场的调控实现的,而聚焦场的调控通常依赖于空间偏振调控和二元光学器件的相位调控。在 SLN-PAM 中,我们提出了一种新的光针合成方法。根据傅里叶光学,在一个平面上一个光点可以看成一系列不同空间频率的正弦条纹叠加[237]。因此,只要这些条纹是空间传播不变的,我们就可以叠加得到一个细长的光针。根据第一章非衍射光场的理论可知,这种正弦分布的非衍射光场可以通过两个对称入射的平面波干涉得到。因此,这种光针就可以通过在频谱空间 (k -space) 扫描不同波矢的平面波然后叠加实现。

假设这两个对称入射的平面波的复振幅分布为:

$$\begin{cases} E_1(x, y, z) = A \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z)], \\ E_2(x, y, z) = A \exp[i(-k_x x - k_y y + k_z z)], \end{cases} \quad (5.1)$$

其中 (x, y, z) 是笛卡尔坐标, A 是两个平面波的振幅, (k_x, k_y, k_z) 则表示平面波波矢的三个分量。因此,合成光针的强度分布可以表示为:

$$\begin{aligned} I_{\text{needle}}(x, y, z) &= \iint_{k_x^2 + k_y^2 < k_{\text{max}}^2} |E_1(x, y, z) + E_2(x, y, z)|^2 dk_x dk_y \\ &= 2 \iint_{k_x^2 + k_y^2 < k_{\text{max}}^2} A^2 dk_x dk_y + 2 \iint_{k_x^2 + k_y^2 < k_{\text{max}}^2} [E_1(x, y, z) \cdot E_2^*(x, y, z) + c.c.] dk_x dk_y \\ &= 2\pi A^2 k_{\text{max}}^2 + 2A^2 \iint_{k_x^2 + k_y^2 < k_{\text{max}}^2} \left\{ \exp[i(2k_x x + 2k_y y)] + c.c. \right\} dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (5.2)$$

这里叠加平面波分量的波矢受到物镜数值孔径的限制,因此最大的平面波的波矢是 $k_{\text{max}} = \text{NA} \cdot 2\pi/\lambda$, 其中 λ 表示激光波长。忽略公式中的常数项和常数因子,我们可以简化合成光针强度分布为:

$$I_{\text{needle}}(x, y, z) = \iint \left\{ \exp[i(2k_x x + 2k_y y)] + c.c. \right\} dk_x dk_y. \quad (5.3)$$

在柱坐标系下,合成光针的分布变为:

$$\begin{aligned} I_{\text{needle}}(r, \theta, z) &= \int_0^{k_{\text{max}}} \int_0^{2\pi} \left\{ \exp[i2rk_r (\cos\phi \cos\theta + \sin\phi \sin\theta)] + c.c. \right\} k_r dk_r d\phi \\ &= \frac{2\pi^2 \text{NA}}{\lambda r} J_1\left(\frac{4\pi r \text{NA}}{\lambda}\right), \end{aligned} \quad (5.4)$$

其中 $J_1(\cdot)$ 表示第一类 Bessel 函数的一阶函数。公式 (5.4) 给出了合成光针的最终强度分布,图 5.4 展示了合成光针的原理和它的强度分布。

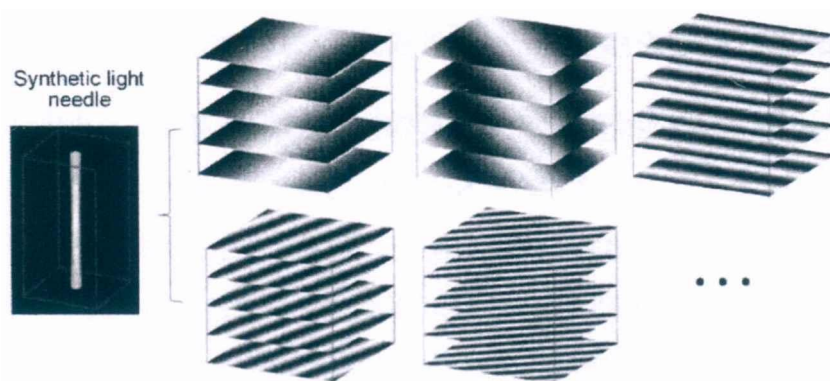


图 5.4 光针的合成原理及其强度分布图解。

接下来,我们对合成的光针分布做进一步分析。由公式(5.4)可以看出,这个合成光针的分布与轴向坐标无关,因此理论上这个合成光针是无限长度的,并且光针的直径也是不变的。然而,平面波实际上是不存在的,所以光针的长度是由两个对称入射准直光束的相交部分确定的。这个实际得到的光针的长度也远远大于聚焦高斯光束的瑞利距离,因此合成光针可以用于增加光声成像的 DOF。对应于合成光针的 SLN-PAM 能够达到的空间分辨率是多少呢?通常我们定义光声成像的横向分辨率为聚焦光斑强度分布的半高宽(FWHM)。对于传统的光声成像分辨率的极限由物镜的光学衍射极限来确定,其衍射极限光斑的强度分布为:

$$I_{\text{Airy}}(r, \theta) = \left[\frac{2J_1(2\pi r \cdot \text{NA}/\lambda)}{2\pi r \cdot \text{NA}/\lambda} \right]^2 \quad (5.5)$$

由此我们可以计算得到它的 FWHM 为 $0.51\lambda/\text{NA}$, 即是传统光声成像的横向分辨率极限。同样,我们根据公式(5.4)计算得到合成光针的 FWHM 为 $0.35\lambda/\text{NA}$, 因此 SLN-PAM 具有超衍射极限的横向分辨率,约比传统光声成像分辨率精细 1.5 倍。

此外,合成光针还可以在平面上任意位置合成,这只需要在平面波 E_1 或者 E_2 增加一个相位 $\varphi = -2k_x x_0 - 2k_y y_0$ 即可实现,这就意味着我们可以通过改变相位任意改变光针位置。平面任意位置 (x_0, y_0) 处合成光针的强度分布为:

$$\begin{aligned} I'_{\text{needle}}(x, y, z) &= \iint \left\{ \exp[i(-2k_x x_0 - 2k_y y_0)] \exp[i(2k_x x + 2k_y y)] + c.c. \right\} dk_x dk_y \\ &= I_{\text{needle}}(x - x_0, y - y_0, z). \end{aligned} \quad (5.6)$$

5.2.2 三维光声图像重构

当合成光针在物体内部因为光吸收激发出超声波后,我们可以利用超声换能器接收这个光声信号。我们知道超声信号是声压随着时间的变化信号,因此它自身携带时间飞行的信息,即根据不同的时间可以分辨信号源自不同的成像深度。因此,通过一个光针可以获得沿着轴向的一条线的图像信息。自然地,通过二维光针扫描就可以获得物体三维图像。由公式(5.6)可知,任意位置的光针可以通过拥有但不同初始相位 φ 的传播不变干涉条纹叠加得到。在实际光声成像中,我们每次可以通过相移法[238](Phase shifting)采集相同 k 分量的所有干涉条纹对应的光声信号。因为对于相同 k 分量的所有干涉条纹,它们对应的光声信号与初始相位 φ 的关系可表示为:

$$\begin{aligned} S(\varphi; k_x, k_y, z_0) &= \iint \mu_a(x, y, z_0) \left\{ \exp(i\varphi) \exp[i(2k_x x + 2k_y y)] + c.c. \right\} dx dy \\ &= \iint \mu_a(x, y, z_0) \cdot \cos(2k_x x + 2k_y y + \varphi) dx dy \\ &= S_0 \cos(\varphi + \varphi_0). \end{aligned} \quad (5.7)$$

其中 $\mu_a(x, y, z)$ 表示物体吸收分布函数。由此可见,在某一个平面上,同 k 分量的所有干涉条纹对应的光声信号与初始相位 φ 是余弦关系。因此,通过测量三个相位值对应的光声信号就可以计算得到任意相位值对应的光声信号,这也意味着我们可以获得相同 k 分量的所有干涉条纹对应的光声信号。

接下来,我们只要针对每个 k 分量的干涉条纹进行如上的信号采集和计算,就能获得所有 k 分量干涉条纹所对应的光声信号,这就意味着我们得到了所有位置合成光针对应的光声信号。因此,通过频谱空间(k -space)波矢的扫描和相移测量就能够重构得到物体的三维图像。重构方法表示为:

$$\begin{aligned} \mu_a(x_0, y_0, z_0) &= \iint \mu_a(x, y, z_0) \cdot \delta(x - x_0, y - y_0) dx dy \\ &\approx \iint \mu_a(x, y, z_0) \cdot I'_{\text{needle}}(x, y, z_0) dx dy \\ &= \iint \mu_a(x, y, z_0) \iint \left\{ \exp[i(-2k_x x_0 - 2k_y y_0)] \exp[i(2k_x x + 2k_y y)] + c.c. \right\} dk_x dk_y dx dy \\ &= \iiint \mu_a(x, y, z_0) \left\{ \exp[i(-2k_x x_0 - 2k_y y_0)] \exp[i(2k_x x + 2k_y y)] + c.c. \right\} dx dy dk_x dk_y \\ &= \iint S(-2k_x x_0 - 2k_y y_0, k_x, k_y, z_0) dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (5.8)$$

5.3 基于 DMD 的 SLN-PAM 系统装置及其标定

在 SLN-PAM 中, 合成光针是通过叠加一系列传播不变的干涉条纹得到的, 这些体条纹由两个对称入射的平面波干涉得到, 故光针的合成需要在频谱空间扫描不同波矢的两个对称平面波。原理上, 这个扫描可以通过包含两个干涉臂的扫描振镜 (Galvo-mirror) 系统实现。这种机械扫描系统需要借助复杂的中继光学系统和延时线 (delay line) 才能实现有效干涉[239]。考虑干涉光路对外界干扰非常灵敏, 致使干涉光场的不稳定, 影响测量; 光针合成需要严格对称的平面波干涉, 光路的精细调整也是很大的挑战。因此在 SLN-PAM 中, 我们提出了一种基于 DMD 的全新的数字化光束扫描方法。这得益于本文开发的 DMD 复杂光场调控技术[163], 通过光场振幅和相位的同时调控, 我们可以准确生成两个平面波的干涉场, 即传播不变的余弦分布的条纹。采用的 DMD 高速切换能力能够实现高速的光场扫描。相比于机械扫描系统, 基于 DMD 数字化光束扫描方案将会大大简化实验装置, 而且这种干涉光场生成方法非常的稳定, 极大地提高了系统的稳定性。我们搭建了 SLN-PAM 系统来证明我们提出的成像方法的性能和优势。

5.3.1 实验装置

我们的 SLN-PAM 成像实验装置如图 5.5 (a) 所示。一个波长为 532 nm, 脉宽为 5 ns, 重复频率为 1kHz 的脉冲激光器 (Elforlight, Ltd.) 用作光声信号激发光源。由于脉冲激光器每次发出的激光脉冲能量有一定的浮动范围, 我们通过一个光电探测器来监测每个脉冲的能量变化, 用于后面数据处理时的能量补偿。激光经过扩束系统的准直和扩束后, 再经过一个反射镜以相对于 DMD 法线 24° 角入射到 DMD 表面, 这是为了使得经过 DMD 调制的光束可以垂直于 DMD 表面出射进入后续光学系统。使用的 DMD 型号为 DLi4130 的高速套件 (Digital Light Innovations), 像素分辨率为 1024×768 , DMD 芯片是由德州仪器公司生产的。这种型号的 DMD 是通过 FPGA 实现高速切换控制的, 二值化图片的切换速率高达 22.7 kHz。为了利用 DMD 生成合成光针的分量干涉光场, 这里首先采用超像素法对目标光场的振幅和相位进行编码得到二值化的全息图 (超像素编码方法参考论文 2.3.2 小节内容)。将编码得到的二值化全息图加载到 DMD 上, 此时 DMD 会调制入射光束, 经过 $4f$ 系统和空间滤波器后在成像面产生目标光场。生成的

光场经过透镜和显微物镜 (NA = 0.1) 组成的中继系统传递至目标平面照射到待测物体上。由于超声传播需要借助介质, 物体是浸没在水中的。经过空间调制的脉冲激光束在物体内部激发光声信号, 这个光声信号被放置在物体另一侧与物镜共焦的超声环能器探测并转化为电信号, 信号经过放大器放大后被数据采集系统 (DAQ) 采集并记录在电脑上。这些采集获得的光声信号可用于重构物体的三维图像, 具体重构方法见 5.2.2 节。

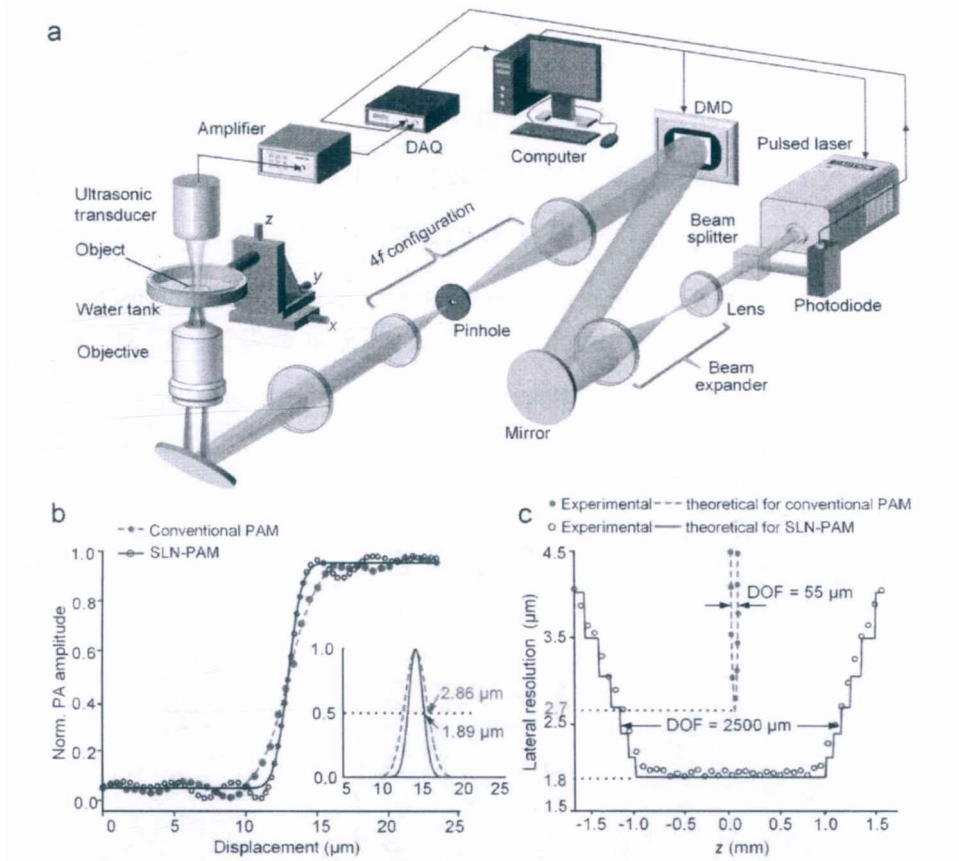


图 5.5 SLN-PAM 实验装置示意图以及系统分辨率和 DOF 的标定。

如何做到光声成像过程中的几路信号同步控制? 在 SLN-PAM 成像实验中, 我们依次采集每个分量条纹激发产生的光声信号, 因此需要在数据采集过程中同步控制激光器发射脉冲、DMD 显示全息图以及 DAQ 数据采集。我们以 DMD 图片切换时产生的触发信号为基准, 同步触发激光器和 DAQ, 利用时间延迟发生器来实现同步控制。这里我们需要注意的是超声信号传播速度较慢 ($1.5 \text{ mm}/\mu\text{s}$), 在采集信号时需要考虑到这个时间延迟。

5.3.2 SLN-PAM 系统的测试和标定

SLN-PAM 系统的测试和标定，主要包括合成光针的各个分量光场的产生以及系统各个参数的测量，并通过标准成像实验初步测试系统的性能。

首先，我们测试了 DMD 产生合成光针所需的分量干涉条纹的结果。如图 5.6，根据 $z=0$ 平面的干涉光场的理论相位 (a) 和振幅 (b)，利用超像素法编码得到调制目标光场的二值化全息图 (c)。当全息图加载到 DMD 上后，在系统的成像面上生成目标分布的光场，如图 (d)。由于我们编码的是光场的复振幅，所以生成的光场在传播过程中与两个平面波干涉分布完全一样，如图 (e) 是一个传播不变的余弦条纹。这里需要注意光学系统包括 DMD 自身的像差，因为这个像差影响到光束传播过程中的光场分布，而我们需要的是生成传播不变的光场，因此需要矫正系统像差 (DMD 的像差矫正方法见第二章 2.4 节相关内容)。

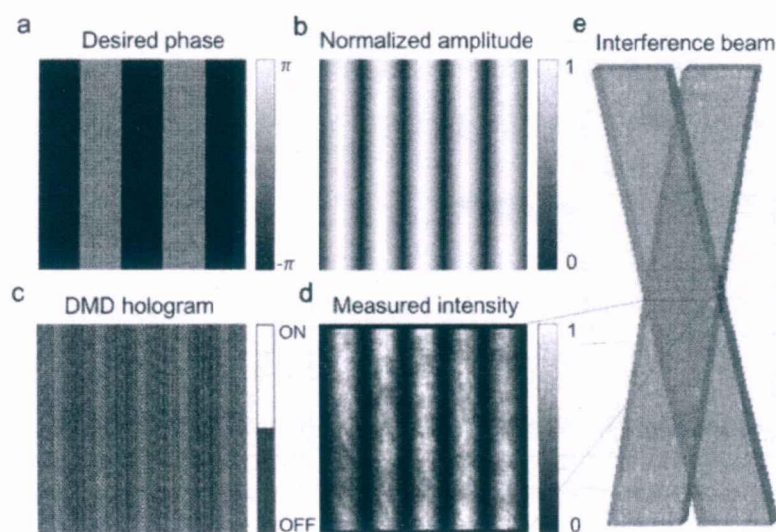


图 5.6 利用超像素法实验生成干涉光场。

同样的原理，我们事先编码得到所有分量条纹对应二值化全息图，将这些二值化的全息图保存成一个矩阵，传输到 DMD 自身的板卡内存上。在软件控制下按设定的切换速率顺序展示，这样就达到动态的光束扫描效果。实验中，我们清晰的看到两束光的干涉，这两束光入射角度和方位也在不断地变化，由此验证了 DMD 可以实现两个平面波干涉光场的生成和扫描。将分量干涉光束叠加，即完成合成光针。

其次，标定 SLN-PAM 系统的空间分辨率分布和 DOF。这个标定是通过成像

放置在水中不同深度的一个镀金属铬 (chromium) 的刀口实现的。我们首先测量放置在物镜焦面的锋利刀刃的边缘扩展函数 (Edge spread function, ESF), 再拟合得到相应的线扩展函数 (Line spread function, LSF), 而线扩展函数的 FWHM 就是系统的横向分辨率, 如图 5.4 (b) 所示。根据测量, 物镜数值孔径 $NA=0.1$ 的传统光声成像系统横向分辨率为 $2.86\ \mu\text{m}$, 而具有同样有效数值孔径的 SLN-PAM 横向分辨率可达到 $1.89\ \mu\text{m}$, 大约 1.5 倍的分辨率提升。测量得到的分辨率与理论分辨率 $2.71\ \mu\text{m}$ 和 $1.86\ \mu\text{m}$ (图 5.3) 都很接近, 由此证明了 SLN-PAM 实现了超光学超衍射的分辨率。

此外, 利用相同的方法我们沿着轴向测量了不同成像深度下两个系统的横向分辨率的分布, 如图 5.4 (c) 所示。理论上, SLN-PAM 沿着轴向很大的范围内保持横向分辨率 (蓝色实线) 不变, 而传统的 PAM 的横向分辨率 (红色虚线) 则迅速降低。我们定义成像系统的 DOF 为空间分辨率大小变到焦面处的 $\sqrt{2}$ 倍时的轴向距离。因此, 这个 SLN-PAM 系统的 DOF 为 $2500\ \mu\text{m}$, 是传统光声成像系统 DOF ($55\ \mu\text{m}$) 的 45 倍。实验测量的结果也与理论一致。尤其从测量结果可以看出, SLN-PAM 系统可以在 $1.8\ \text{mm}$ 范围内保持横向分辨率基本不变 (约 8% 的变化), 它不仅具有超长的 DOF, 还能在很大的轴向范围内具有空间不变的分辨率。

系统标定中, 我们还需要注意两个问题。一个是两个系统的纵向分辨率是一样的。当光声信号的频谱是高斯分布时, 成像的轴向分辨率由公式 $R_{axial} = 0.88v_A/\Delta f_A$ 确定, 其中 Δf_A 是信号的带宽, 可近似看成是超声换能器的探测带宽, 它通常正比于超声换能器的中心探测频率 f_A 。例如我们实验中使用的超声换能器的中心频率为 $50\ \text{MHz}$, 带宽是中心频率的 70%, 根据公式可计算得到系统的纵向分辨率为 $38\ \mu\text{m}$, 我们可进一步通过去卷积 (Deconvolution) 实现 2 倍的分辨率的提高。另一个问题是 SLN-PAM 系统的视场 (Field of view, FOV) 的大小是由照明光视场决定的, 这个照明视场大小是 DMD 平面尺寸经过两个 $4f$ 系统的缩放后的面积, 目前我们系统的 FOV 是 $180 \times 180\ \mu\text{m}^2$ 。实验中, 为了获得更大的物体图像, 我们采用样品移动和图片拼接 (Montage) 的手段来实现。

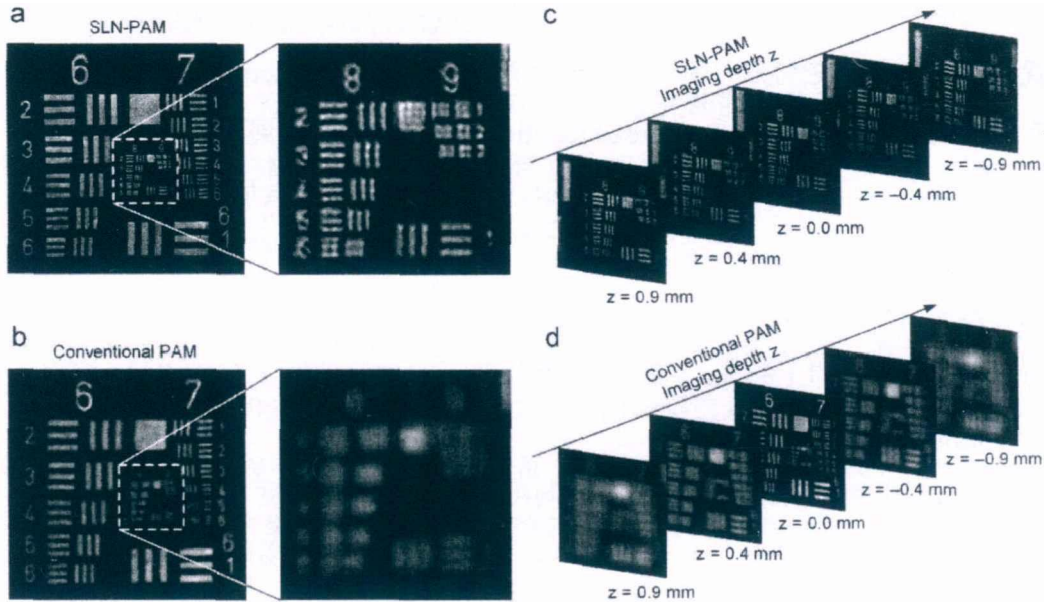


图 5.7 SLN-PAM 和 PAM 光声成像的图像分辨对比 (USAF 1951 分辨率板)。

最后, 我们利用标准分辨率板 USAF 1951 的成像实验来体现 SLN-PAM 系统的优越性能, 包括横向分辨率的提高和超长的 DOF。我们首先在焦面对分辨率板进行成像, 如图 5.7 展示了两个成像系统获得的分辨率板的图像。其中, 图 (a) 是 SLN-PAM 系统的成像结果, 图 (b) 是传统 PAM 系统的成像结果。相应地, 它们右边是虚线框表示的区域的放大图像。由图可以看出, SLN-PAM 能够清晰地分辨第 8 组第 5 单元内的线对, 这个线对的线宽为 $1.23 \mu\text{m}$ 。然而, 传统的 PAM 只能分辨到第 8 组第 1 单元内的线对, 它的线对的线宽为 $1.95 \mu\text{m}$ 。由此可见, SLN-PAM 系统的横向分辨率要高于传统的 PAM。

为了测试 SLN-PAM 系统的空间不变的分辨率。我们沿着轴向移动 USAF 1951 分辨率板, 并在不同平面成像。图 5.7 (c) 和 (d) 展示了两个系统在不同平面的成像结果。为了便于比较, 我们将焦面设定为 $z = 0$ 平面。对于传统的 PAM, 当成像深度增加到 $\pm 0.4 \text{ mm}$ 时, 第 6 组第 3 单元内的线对就分辨不清了, 这组线对的线宽为 $6.20 \mu\text{m}$ 。当成像深度进一步增加到 $\pm 0.9 \text{ mm}$ 时, 整个第 6 组和第 7 组的所有线对都变模糊了。然而, 不论标准分辨率板放在在 -0.9 mm 到 0.9 mm 范围内任意位置, SLN-PAM 都可以清楚分辨第 8 组第 5 单元内的线对 (线宽为 $1.23 \mu\text{m}$)。由此可见, 相比于传统 PAM 系统, SLN-PAM 能够实现更精细的空间分辨率和更长的 DOF, 特别是它能够在很长一段轴向距离内保持分辨率不变。

5.4 三维物体的光声成像

SLN-PAM 能够实现高分辨的三维光声成像, 我们利用搭建的系统对真实的三维物体进行体成像以验证前面的理论结果, 包括人造的三维物体和活体动物。同时, 我们利用传统的 PAM 系统对同样的物体进行三维成像。通过对比实验来证明 SLN-PAM 系统的优越性能。接下来, 我们将详细介绍三维物体光声成像的实验和成像结果。

5.4.1 空间分布的碳纤维的光声成像

光声成像是探测物体的光吸收分布, 但物体对不同波长光的吸收是有差异的。我们系统中采用的是 532 nm 波长的脉冲激光, 我们选择黑色的碳纤维 (carbon fiber) 来制作样品。碳纤维是一种含碳量在 95% 以上的新型纤维材料, 它是由片状石墨微晶等有机纤维沿纤维轴向方向堆砌而成, 然后经碳化及石墨化处理得到的微晶石墨材料, 碳纤维的直径大约 7 μm 左右。这种纤维强度非常高且稳定性好, 对可见光吸收非常强, 常用于超声分辨率的光声成像系统的分辨率标定。实验中, 我们首先制备一个空间分布的碳纤维立体样品。制备方法主要分以下两步: 第一步, 制作多层交叉的碳纤维样品, 即在一个平面上, 利用双面胶将单根的碳纤维粘在盖玻片上, 然后通过叠加盖玻片来增加厚度, 其厚度是使用盖玻片的数量控制, 这样就可以在不同深度的平面上粘上碳纤维。第二步, 利用明胶 (Gelatin) 溶液固定制备好的立体碳纤维样品。成像实验需要将样品放在水中, 因此需要固定样品避免不稳定性。这里我们使用明胶溶液来固定样品, 因为它具有凝胶性, 在低于 35 $^{\circ}$ 时会自动凝固。明胶中加入具有散射性质的脂肪乳剂 (Intra-lipid) 用于模拟生物组织, 是光声成像常用的样品。我们事先制备 10% 浓度的明胶溶液, 将其倒在碳纤维样品上, 在冰箱中冷藏几分钟将其凝固成实验所需的样品。样品固定在系统的水槽中, 通过三维调节架调制至物镜焦点附近, 然后就可对样品进行光声成像实验。

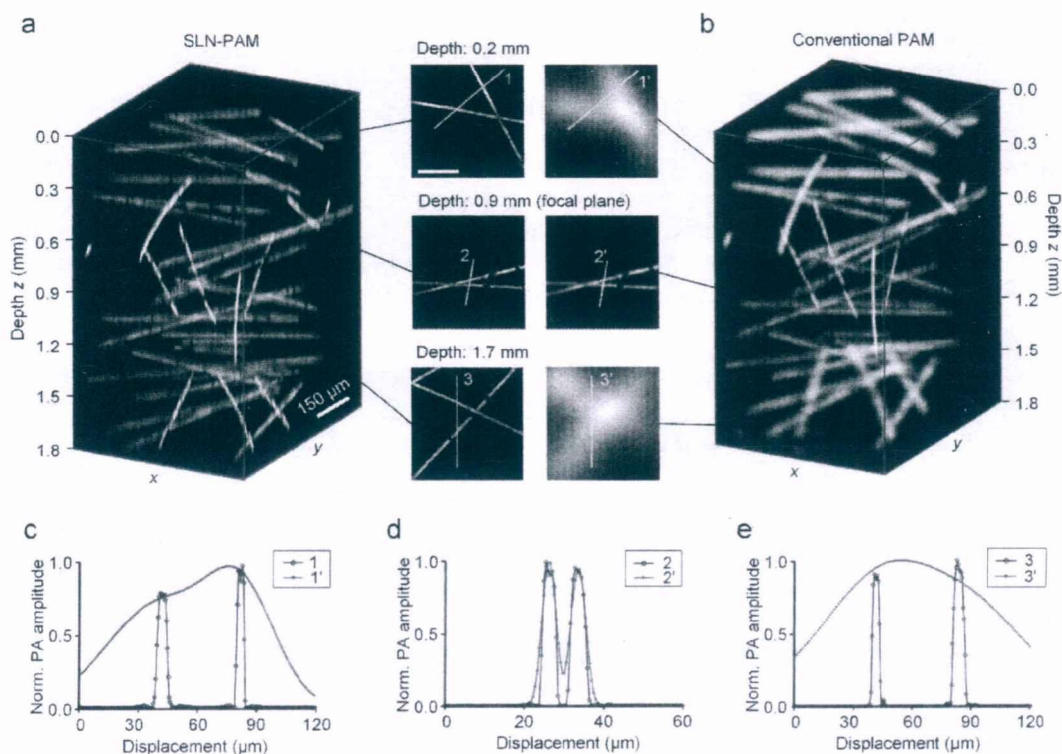


图 5.8 空间分布的碳纤维的三维成像结果。

图 5.8 展示了碳纤维样品的成像结果，三维成像的范围为 $1.2 \text{ mm} \times 0.9 \text{ mm} \times 1.8 \text{ mm}$ 。同样，我们利用两个光学系统对同一个样品进行成像，然后比较两个系统的成像效果。图 5.8 (a) 和 (b) 分别是 SLN-PAM 以及传统的 PAM 成像得到的特定角度的体绘制 (Volume rendering) 图片。两个 3D 图片的中间列举了三个不同成像面上局部结构的放大图片，这三个成像面分别位于焦面和焦面以上 0.7 mm 处和焦面以下 0.8 mm 处。可以直观的看出 SLN-PAM 能够在 1.8 mm 轴向距离范围内得到清晰的图像，而传统的 PAM 只能在焦面附近获得清晰的成像结果。此外，图 5.8 (c-e) 为三个不同轴向位置平面上的交叉碳纤维的一维光声信号强度分布，可以看出即使在焦平面 SLN-PAM 也能够产生更清晰的图片。

5.4.2 活体斑马鱼的光声成像

SLN-PAM 应用于活体动物斑马鱼幼体的全身成像。我们选取斑马鱼幼体为研究对象，因为斑马鱼是一种非常重要的模式生物，它在发育生物学、神经科学以及光遗传学等领域都被广泛研究。活体斑马鱼的全身成像会在这些领域产生重要的潜在应用价值，特别是斑马鱼体内光学吸收差异的成像能够反映组织生理学

状态，会为疾病活体案例研究提供了一个强有力的工具。

我们首先简要介绍用于斑马鱼幼体光声成像的样品制备方法[240]。选择的斑马鱼为 3 天左右大小野生型的幼体，在实验前将其培养在 28.5°的盐水中，并用 0.5-2 mg ml⁻¹ 的麻醉剂 tricaine 进行麻醉。斑马鱼幼体麻醉后，用移液器移到新的培养皿中，用融化状态的琼脂进行固定。等待琼脂凝固以后，就可以往培养皿中注射水了。这个培养皿可以用作光声成像系统的水槽，脉冲激光在样品中激发的超声波可以通过水介质传播并被超声换能器接受用于成像。这种样品处理方式是为了让斑马鱼幼体尽量稳定，并在成像实验过程保持生物活性。

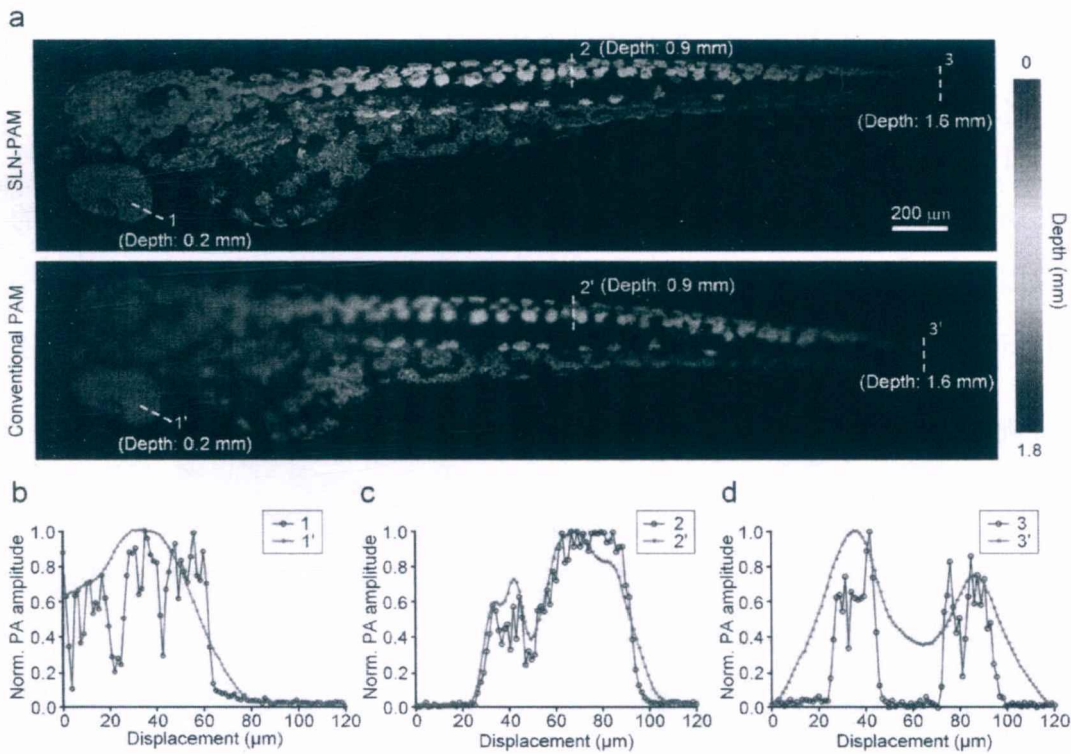


图 5.9 活斑马鱼全身光声成像结果。

图 5.9 展示了活体斑马鱼成像结果。其中，图 5.9 (a) 是用颜色进行深度编码的斑马鱼三维成像图片，红色表示成像表面，蓝色表示最大的深度。可以直观看出，在整个斑马鱼体内 SLN-PAM 都能够产生清晰的图片。相比较而言，传统的 PAM 只能在焦面附近清晰分辨斑马鱼的身体结构。为了进一步证明 SLN-PAM 空间不变分辨率的特性，图 5.9 (b-d) 展示了不同平面斑马鱼精细结构的一维光声信号强度分布。结果表明，传统的 PAM 在鱼眼睛和尾巴地方几乎不能分辨细微结构，而 SLN-PAM 可以清晰分辨这些结构。即使在焦面上，SLN-PAM 也能

产生更高空间分辨率的图片。这里需要特别指出的是，在整个成像过程中，照射在斑马鱼身上的激光功率密度约为 189 mW/cm^2 ，低于美国国家标准协会设定的激光安全照射极限 200 mW/cm^2 。因此，SLN-PAM 是一种无损伤的活体三维生物医学成像技术，它能够实现活体斑马鱼的全身成像，并在很长的轴向距离内保持空间分辨率不变。同样的，这种无损成像技术也可以应用于其他动物模型的活体研究[241]。

5.5 SLN-PAM 未来发展的讨论

目前的 SLN-PAM 系统主要存在以下几个问题，我们将讨论相应的解决方案进一步优化。

首先，成像系统的视场 (FOV) 有限，所以前面的实验是通过图片拼接和样品移动才得到大的 FOV。在 SLN-PAM 系统中，FOV 是由 DMD 尺寸和系统的缩放因子确定的。假设 DMD 平面上方形区域 $a \times a$ 被中继系统传递至成像面如图 5.10 所示，这个中继光学系统的缩放因子为 β 。因此，成像面上有效的照明范围 $b \times b$ 确定了系统的 FOV，即

$$b = \beta a. \quad (5.9)$$

通常一个成像系统可以通过牺牲空间分辨率来扩大 FOV，这个规律同样适用于 SLN-PAM，通过增大缩放因子就能实现。

我们希望保持系统高分辨率的同时扩大 FOV，此时需要先了解它们两个参数的共同限制因素。在 FLN-PAM 系统中，一系列源于两个对称平面波的干涉条纹被用于照明目标物体。成像系统的等效数值孔径由成像面入射平面波最大的入射角度 α 决定。实验中，我们采用超像素法和 DMD 来生成两个对称入射的平面波的干涉场。假设，DMD 平面生成的最大角度平面波相对于 DMD 法线的角度为 θ ，等效的数值孔径就可以近似表达为

$$NA = \sin \alpha \approx \frac{\theta}{\beta}. \quad (5.10)$$

超像素的光场调制原理决定了这个产生的光束的最大偏转角度 θ ，这是由超像素法中最大的空间带宽限制的 (原理可参考第二章 2.3.2 小节内容)。假设 DMD 上

方形区域内有 $N \times N$ 个像素，那么角度 θ 可表示为

$$\theta \propto \frac{N\lambda}{a} \quad (5.11)$$

由于超像素实质是通过二值化光栅来调制光场的，因此 (5.11) 的关系可以理解为单位长度内周期性单元的数目，也就是空间频率决定了生成光束的最大偏角。因此根据公式 (5.9-5.11)，我们可推导得到

$$b \cdot \text{NA} \propto N\lambda \quad (5.12)$$

由此可见，对于目前的 SLN-PAM 系统，等效数值孔径和 FOV 的乘积受限于 DMD 的像素数目和波长的乘积。因此，对于固定像素数目的 DMD 来说，成像时需要权衡横向分辨率和 FOV。我们采取通过采用具有更多像素数的 DMD 来同时提高系统的横向分辨率和 FOV。关于系统的轴向分辨率，它是由超声探测器的探测带宽决定的，因此通过提高超声换能器的带宽可以进一步提高 SLN-PAM 的轴向分辨率。

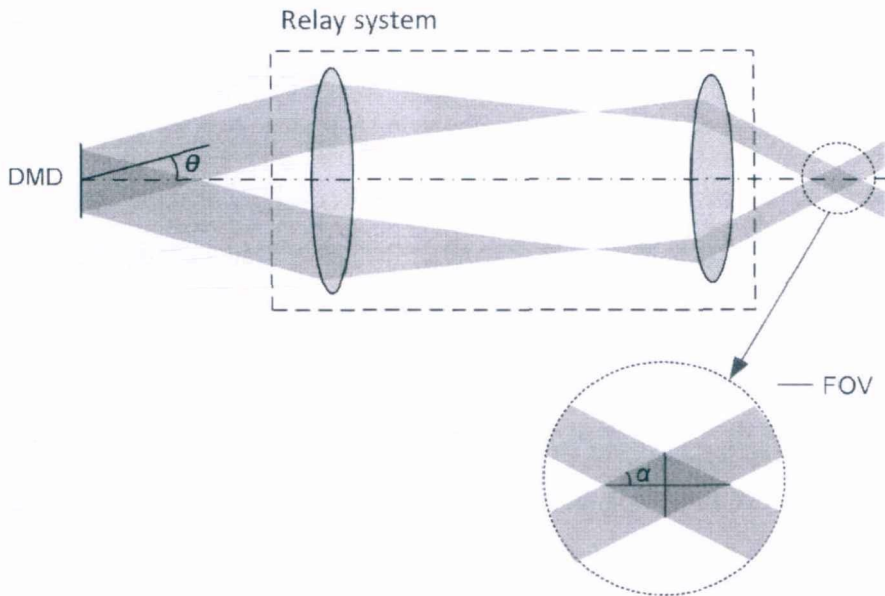


图 5.10 SLN-PAM 系统的 FOV 及其相关的参数图示。

原理上，SLN-PAM 系统的 DOF 是由成像面两个最大入射角度的平面波的重叠部分决定的，如 5.10 插图中红线区域。DOF 和等效数值孔径以及 DMD 的像素数的关系为：

$$\text{DOF} = \frac{\sqrt{2}b}{\tan \alpha} \approx \frac{\sqrt{2}b}{\text{NA}} \propto \frac{N\lambda}{\text{NA}^2} \quad (5.13)$$

因此,对于给定的等效数值孔径,DOF也可以通过使用高分辨的DMD来提高。

成像系统还涉及到成像速度这一重要的问题。传统的PAM通过采用MEMS (Micro-electromechanical system) 扫描系统在 $3 \times 2 \text{ mm}^2$ FOV内实现在1Hz的体成像速度。而SLN-PAM系统目前只能在DMD确定的FOV ($180 \times 180 \mu\text{m}^2$)内实现1/12Hz的成像速度,这个成像速度目前主要受限于脉冲激光的重复频率(1 KHz)。当提升脉冲激光器的重复频率到DMD最快的切换频率(22.7 KHz)时,成像时间就能缩短至0.5 s。进一步结合压缩传感技术,SLN-PAM未来非常有潜力实现实时的体成像。在这里还需要特别说明的是,SLN-PAM系统成像时轴向范围非常大,可达1.8mm,而且不需要进行机械扫描。此外,DMD自身的宽谱响应特性(400-2,500 nm) [242]还使同样的系统具有宽谱的光声成像能力,这将极大方便生物组织多种光吸收差异的探测。

5.6 本章小结

为了解决活体细胞操控涉及到的深度组织内的成像问题,本章提出了一种基于复杂光场调制的新型光声成像技术,称为合成光针光声显微成像(SLN-PAM)。SLN-PAM借助合成光针突破了显微物镜的DOF,实现了亚衍射极限的空间分辨率,并克服了传统三维光声成像技术中横向分辨率随着轴向距离增加而迅速变差的问题。实验上,我们基于高速切换的DMD搭建了一个SLN-PAM系统原型,并将SLN-PAM系统用于活体斑马鱼全身高分辨成像。

SLN-PAM促进了传统光声成像技术的升级。得益于超声探测光学吸收信号的特点,SLN-PAM可以实现深度活体组织成像,因此它将为活体内细胞操控的实时观测提供了一个可行的技术手段。此外,这种基于合成光针的思路还可以应用于解决很多纯光学成像技术遇到的问题,包括结构光照明显微成像技术和光片照明显微成像技术等。例如,利用相似的原理和实验方法可以合成非常薄的光片,这将为光片照明显微成像技术中照明方式的升级提供一个有效的途径。

第6章 总结与展望

6.1 论文总结

动物活体内细胞的操控和测量可用于探测细胞的结构和功能、分析细胞之间的相互作用,从而可以帮助揭示细胞病变机理、肿瘤细胞迁移特性等,对于生物医学研究具有十分重要的意义。目前,深度活体细胞操控技术的进一步发展和推向实际生物医学应用主要面临两个限制因素,一个是生物组织的强散射特性导致传统的高斯光镊无法在深度组织内部形成有效的光捕获势阱,另一个是缺少深度组织内部实时清晰的成像手段。以这两个问题为导向,本论文主要研究了用于动物活体内深度细胞操控的复杂光场调控技术和活体光声显微成像技术,并将复杂光场调控与光镊技术和光声成像技术相结合,开发新的光学操控和成像方法和功能,探索突破现有活体光镊技术瓶颈的方法。

在复杂光场调控技术方面,本文系统研究了数字微镜器件(DMD)的复杂波前调制技术,实现了振幅、位相、偏振态、空间相干性等光场性质的灵活调控和光场多个自由度的同时调控,提出并实践了多种光场调制方法,并成功将其应用于各种复杂结构光场的实验研究。

在光学微操控方面,本文提出了多种具有新奇结构和传输特性的结构光场,并将这些结构光场与光镊技术相结合,开发了多种新型光学操控方式和功能,实现了吸热磁性微粒的操控和多通道微粒光学输运等新型捕获形式,并进一步探索用于癌细胞杀伤和活体细胞操控等实验研究。这些新型结构光场形成的光学势阱可以突破传统高斯光场光镊的局限性。

在三维活体成像方面,为解决生物组织的强散射问题,本文提出了一种基于复杂光场调控的三维活体光声成像技术——合成光针光声显微成像(SLN-PAM)。SLN-PAM通过探测入射光子在组织中激发的超声波,极大地克服了光子在生物组织的强散射性,显著增加了生物组织内的成像深度。SLN-PAM克服了传统光声成像技术横向分辨率随着轴向距离增加而迅速变差的问题,实现了空间不变的亚衍射极限的分辨率。为了验证这种成像方法的可行性,我们搭建了基于DMD的SLN-PAM系统原型,并利用它成功实现了活体斑马鱼的三维体成像。

综上所述, 本文的研究进展和成果为突破目前活体光镊技术的瓶颈, 进而实现动物活体环境下深层组织内的细胞操控和成像奠定了基础。与此同时, 论文提出的一些新的理念和技术方法可能会在光学、生物医学以及临床医学等领域具有潜在的应用价值。期望本论文的工作可以为相关领域的研究提供一定的借鉴。

6.2 工作展望

围绕克服活体光镊技术面临的问题, 本文主要研究了复杂光场调制技术及其在光学捕获和光声显微成像技术上的应用, 这些研究为实现深度活体细胞操控技术奠定了基础。虽然活体细胞捕获技术刚刚发展, 但是它的发展和前景是光明的。这里我们简单讨论下未来相关工作的发展方向。首先, 深度活体操控技术进一步研究复杂介质内的动态波前技术校正, 通过调控入射波前实现深度生物组织内的激光会聚, 形成有效的光学势阱, 从而在深度组织内稳定捕获细胞。同时, 我们需要将活体细胞捕获技术与活体光声成像技术相结合, 真正实现动物活体环境下细胞的实时操控和观测, 为生物医学应用研究提供必要手段。其次, 动物活体环境下细胞的定量测量是活体研究的一个重要发展方向。目前, 活体光镊技术只能实现对细胞的捕获和操控, 即光镊只发挥了它的操控功能, 并没有充分利用其力的探针的作用。然而, 这是由于活体环境下光阱刚度的准确标定非常困难, 对于细胞的定量力测量仍然具有很大的挑战。最后, 活体细胞操控技术的应用研究是最重要的发展方向。我们可以寻找现有活体细胞操控技术能够解决的生物医学应用问题, 例如血栓的形成机制和微环境下细胞迁移机制相关研究等。

参考文献

1. Ashkin, A., et al., *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles*. Optics Letters, 1986. **11**(5): p. 288-290.
2. Zhang, H. and K.K. Liu, *Optical tweezers for single cells*. Journal of the Royal Society Interface, 2008. **5**(24): p. 671-90.
3. Ashkin, A., *Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime*. Biophysical Journal, 1992. **61**(2): p. 569-82.
4. Ashkin, A. and J.M. Dziedzic, *Internal cell manipulation using infrared laser traps*. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 1989. **86**(20): p. 7914-8.
5. Wang, M.D., et al., *Stretching DNA with optical tweezers*. Biophysical Journal, 1997. **72**(3): p. 1335-46.
6. Heller, I., et al., *Optical tweezers analysis of DNA-protein complexes*. Chemical Reviews, 2014. **114**(6): p. 3087-119.
7. Mas, J., et al. *Force measurements with optical tweezers inside living cells*. in *SPIE NanoScience Engineering*. 2014.
8. Perkins, T.T., *Optical traps for single molecule biophysics: a primer*. Laser & Photonics Review, 2009. **3**(1-2): p. 203-220.
9. Block, S.M., L.S. Goldstein, and B.J. Schnapp, *Bead movement by single kinesin molecules studied with optical tweezers*. Nature, 1990. **348**(6299): p. 348-52.
10. Forties, R. and M. Wang, *Discovering the Power of Single Molecules*. Cell, 2014. **157**(1): p. 4-7.
11. Kuo, S.C. and M.P. Sheetz, *Force of single kinesin molecules measured with optical tweezers*. Science, 1993. **260**(5105): p. 232-4.
12. Zhong, M.-C., et al., *Trapping red blood cells in living animals using optical tweezers*. Nature Communications, 2013. **4**: p. 1768.
13. Dholakia, K. and T. Čižmár, *Shaping the future of manipulation*. Nature

- Photonics, 2011. **5**(6): p. 335-342.
14. Neuman, K.C. and S.M. Block, *Optical trapping*. Review of Scientific Instruments, 2004. **75**(9): p. 2787-2809.
 15. Perkins, T.T., *Angstrom-precision optical traps and applications*. Annual Review of Biophysics, 2014. **43**: p. 279-302.
 16. Williams, M., *Optical Tweezers: Measuring Piconewton Forces*. 2002.
 17. 李银妹, *光镊技术*. 2015: 科学出版社.
 18. Jones, P.H., O. Marago, and G. Volpe, *Optical Tweezers: Principles & Applications*. 2015.
 19. Zhong, M.C., et al., *Optical trapping of red blood cells in living animals with a water immersion objective*. Optics Letters, 2013. **38**(23): p. 5134-7.
 20. Grier, D.G., *A revolution in optical manipulation*. Nature, 2003. **424**(6950): p. 810-6.
 21. Skelton, S.E., et al., *Shaping of the trapping volume in optical tweezers using cylindrical vector beams*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2012. **8458**(3): p. 667-675.
 22. Woerdemann, M., et al., *Advanced optical trapping by complex beam shaping*. Laser & Photonics Reviews, 2013. **7**(6): p. 839-854.
 23. Levy, U., S. Derevyanko, and Y. Silberberg, *Light Modes of Free Space*. Progress in Optics, 2016.
 24. Cincotti, G., A. Ciattoni, and C. Palma, *Hermite-Gauss beams in uniaxially anisotropic crystals*. IEEE journal of quantum electronics, 2001. **37**(12): p. 1517-1524.
 25. Flood, C., G. Giuliani, and H.M. van Driel, *Preferential operation of an end-pumped Nd: YAG laser in high-order Laguerre-Gauss modes*. Optics letters, 1990. **15**(4): p. 215-217.
 26. Bandres, M.A. and J.C. Gutiérrez-Vega, *Ince-Gaussian beams*. Optics letters, 2004. **29**(2): p. 144-146.
 27. Dennis, M.R., K. O'Holleran, and M.J. Padgett, *Chapter 5 Singular Optics:*

- Optical Vortices and Polarization Singularities*. Progress in Optics, 2009. **53**: p. 293-363.
28. 盛新志, *激光原理*. 2010: 清华大学出版社.
29. Gutiérrezvega, J.C. and M.A. Bandres, *Helmholtz–Gauss waves*. Journal of the Optical Society of America A Optics Image Science & Vision, 2005. **22**(2): p. 289-98.
30. Dymont, J.C., *HERMITE-GAUSSIAN MODE PATTERNS IN GaAs JUNCTION LASERS*. Applied Physics Letters, 1967. **10**(3): p. 84-86.
31. Laabs, H. and B. Ozygus, *Excitation of Hermite Gaussian modes in end-pumped solid-state lasers via off-axis pumping*. Optics & Laser Technology, 1996. **28**(3): p. 213-214.
32. Saghafi, S., C.J.R. Sheppard, and J.A. Piper, *Characterising elegant and standard Hermite–Gaussian beam modes*. Optics Communications, 2001. **191**(3–6): p. 173-179.
33. Bisson, J.F., Y. Senatsky, and K.I. Ueda, *Generation of Laguerre-Gaussian modes in Nd:YAG laser using diffractive optical pumping*. Laser Physics Letters, 2005. **2**(7): p. 327-333.
34. Granata, M., et al., *Higher-order Laguerre-Gauss mode generation and interferometry for gravitational wave detectors*. Physical Review Letters, 2010. **105**(23): p. 2555-2558.
35. Ishaaya, A., N. Davidson, and A. Friesem, *Very high-order pure Laguerre-Gaussian mode selection in a passive Q-switched Nd:YAG laser*. Optics Express, 2005. **13**(13): p. 4952-62.
36. Senatsky, Y., et al., *Laguerre-Gaussian modes selection in diode-pumped solid-state lasers*. Optical Review, 2012. **19**(4): p. 201-221.
37. Thirugnanasambam, M.P., Y. Senatsky, and K. Ueda, *Generation of very-high order Laguerre-Gaussian modes in Yb:YAG ceramic laser*. Laser Physics Letters, 2010. **7**(9): p. 637-643.
38. Bandres, M.A. and J.C. Gutiérrezvega, *Ince-Gaussian beams*. Optics Letters,

2004. **29**(2): p. 144-6.
39. Bandres, M.A. and J.C. Gutiérrez-Vega, *Ince-Gaussian modes of the paraxial wave equation and stable resonators*. Journal of the Optical Society of America A Optics Image Science & Vision, 2004. **21**(5): p. 873-80.
40. Allen, L., et al., *Orbital angular momentum of light and transformation of Laguerre Gaussian Laser modes*. Physical Review A, 1992. **45**(11): p. 8185-8189.
41. Miyamoto, Y., *Laguerre-Gaussian Beams and Optical Orbital Angular Momentum*. Review of Laser Engineering, 2004. **32**(32): p. 232-236.
42. Hernández-Figueroa, H.E., E. Recami, and M. Zamboni-Rached, *Non-Diffracting Waves*. 2013. 1-67.
43. Indebetouw, G., *Nondiffracting optical fields: some remarks on their analysis and synthesis*. Journal of the Optical Society of America A, 1989. **6**(6): p. 150-152.
44. Gutiérrez-Vega, J.C., M.D. Iturbe-Castillo, and S. Chávez-Cerda, *Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams*. Optics Letters, 2000. **25**(20): p. 1493-5.
45. Dholakia, M.G., *Bessel beams: Diffraction in a new light*. Contemporary Physics, 2005. **46**(1): p. 15-28.
46. Chattapiban, N., et al., *Generation of nondiffracting Bessel beams by use of a spatial light modulator*. Optics Letters, 2003. **28**(22): p. 2183-5.
47. Lapointea, M.R., *Review of non-diffracting Bessel beam experiments*. Optics & Laser Technology, 1992. **24**(6): p. 315-321.
48. Mishra, S.R., *A vector wave analysis of a Bessel beam*. Optics Communications, 1991. **85**(2-3): p. 159-161.
49. Chávezcerda, S., et al., *Holographic generation and orbital angular momentum of high-order Mathieu beams*. Journal of Optics B Quantum & Semiclassical Optics, 2002. **4**(2): p. S52-S57.
50. Gutiérrez-Vega, J.C., et al., *Experimental demonstration of optical Mathieu*

- beams. Optics Communications, 2001. **195**(1-4): p. 35-40.
51. Lópezmariscal, C., et al., *Orbital angular momentum transfer in helical Mathieu beams*. Optics Express, 2006. **14**(14): p. 4183-8.
52. Bandres, M.A., J.C. Gutiérrez-Vega, and S. Chávez-Cerda, *Parabolic nondiffracting optical wave fields*. Optics Letters, 2004. **29**(1): p. 44-6.
53. López-Mariscal, C., et al., *Observation of parabolic nondiffracting optical fields*. Optics Express, 2005. **13**(7): p. 2364-9.
54. López-Aguayo, S., et al., *Method to generate complex quasinondiffracting optical lattices*. Physical Review Letters, 2010. **105**(1): p. -.
55. Aiello, A. and G.S. Agarwal, *Self-healing of Gaussian and Bessel beams: a critical comparison*. Physics, 2015.
56. Chu, X., *Analytical study on the self-healing property of Bessel beam*. European Physical Journal D, 2012. **66**(10): p. 24-24.
57. Gong, L., *Self-healing Behavior of the Non-diffracting Asymmetric Bessel Beams*. 2015.
58. Berry, M.V. and N.L. Balazs, *Nonspreading wave packets*. American Journal of Physics, 1979. **47**(3): p. 264-267.
59. Siviloglou, G.A., et al., *Observation of accelerating Airy beams*. Physical Review Letters, 2007. **99**(21): p. 213901-213901.
60. Broky, J., et al., *Self-healing properties of optical Airy beams*. Optics Express, 2008. **16**(17): p. 12880-91.
61. Chremmos, I., et al., *Fourier-space generation of abruptly autofocusing beams and optical bottle beams*. Optics Letters, 2011. **36**(18): p. 3675-7.
62. Hwang, C.Y., K.Y. Kim, and B. Lee, *Dynamic Control of Circular Airy Beams With Linear Optical Potentials*. IEEE Photonics Journal, 2012. **4**(1): p. 174-180.
63. Li, N., et al., *Abruptly autofocusing property of blocked circular Airy beams*. Optics Express, 2014. **22**(19): p. 22847-53.
64. Zhang, P., et al., *Nonparaxial Mathieu and Weber accelerating beams*.

- Physical Review Letters, 2012. **109**(19): p. 6806-6813.
65. Ruelas, A., et al., *Accelerating light beams with arbitrarily transverse shapes*. Optics Express, 2014. **22**(3): p. 3490-500.
66. Zhang, Y., et al., *Three-dimensional nonparaxial accelerating beams from the transverse Whittaker integral*. Epl, 2014. **107**(3): p. 34001-34005(5).
67. Penciu, R.S., K.G. Makris, and N.K. Efremidis, *Nonparaxial abruptly autofocusing beams*. Optics Letters, 2016. **41**(5).
68. Chremmos, I., N.K. Efremidis, and D.N. Christodoulides, *Pre-engineered abruptly autofocusing beams*. Optics Letters, 2011. **36**(10): p. 1890-2.
69. Penciu, R.S., V. Paltoglou, and N.K. Efremidis, *Closed-form expressions for nonparaxial accelerating beams with pre-engineered trajectories*. Optics Letters, 2015. **40**(7): p. 1444-7.
70. Allen, L., et al., *Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes*. Phys. Rev. A, 1992. **45**(11): p. 8185-8189.
71. Padgett, M., J. Courtial, and L. Allen. *Light's orbital angular momentum*. in *Quantum Electronics Conference, 1998. IQEC 98. Technical Digest. Summaries of papers presented at the International*. 2004.
72. Allen, L. and M. Padgett, *The Orbital Angular Momentum of Light: An Introduction*. 2011: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. R3742-R3745.
73. Yao, A.M. and M.J. Padgett, *Orbital angular momentum: Origins, behavior and applications*. Advances in Optics & Photonics, 2011. **3**(2): p. 161-204.
74. Kotlyar, V.V., A.A. Kovalev, and A.P. Porfirev, *Vortex Hermite-Gaussian laser beams*. Optics Letters, 2015. **40**(5): p. 701-4.
75. He, C. and S. Huang, *Double-ring vortex beams generated by coaxial superposition of Laguerre-Gaussian modes*. 2013.
76. Zhan, Q., *Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications*. Advances in Optics and Photonics, 2009. **1**(1): p. 1-57.
77. Gong, L., et al., *Generation of cylindrically polarized vector vortex beams with digital micromirror device*. Journal of Applied Physics, 2014. **116**(18): p.

- 183105 - 183105-7.
78. Diehl, D.W., R.W. Schoonover, and T.D. Visser, *The structure of focused, radially polarized fields*. Optics Express, 2006. **14**(7): p. 3030-8.
79. Sales, T.R.M., *Smallest Focal Spot*. Physical Review Letters, 1998. **81**(18): p. 3844-3847.
80. 汪喜林, *矢量光场及其新效应研究*. 2011, 南开大学.
81. Dudley, D., W.M. Duncan, and J. Slaughter, *Emerging digital micromirror device (DMD) applications*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 2003. **4985**: p. 2003.
82. Sampsel, J.B., *Digital micromirror device and its application to projection displays*. Journal of Vacuum Science & Technology B Microelectronics & Nanometer Structures, 1994. **12**(6): p. 3242-3246.
83. Kearney, K.J., *Characterization of a digital micromirror device for use as an optical mask in imaging and spectroscopy*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 1998. **3292**: p. 81-92.
84. Kreis, T.M., P. Aswendt, and R. Hoefling, *Hologram reconstruction using a digital micromirror device*. Optical Engineering, 2001. **40**(6): p. 926-933.
85. Smith, S.L., *Holographic recording using a digital micromirror device*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 1999. **3637**.
86. Cardano, F., et al., *Polarization pattern of vector vortex beams generated by q -plates with different topological charges*. Physics, 2012. **51**(10): p. C1-C6.
87. D'Ambrosio, V., et al., *Arbitrary, direct and deterministic manipulation of vector beams via electrically-tuned q -plates*. Scientific Reports, 2015. **5**(7): p. 7840-7840.
88. Marrucci, L., *The q -plate and its future*. Journal of Nanophotonics, 2013. **7**(1): p. 510-516.
89. Moreno, I., et al., *Generation of integer and fractional vector beams with q -plates encoded onto a spatial light modulator*. Optics Letters, 2016. **41**(6).

90. Beresna, M., P.G. Kazansky, and T. Gertus, *Radially polarized optical vortex converter created by femtosecond laser nanostructuring of glass*. Applied Physics Letters, 2011. **98**(20): p. 201101 - 201101-3.
91. Drevinskas, R., et al. *Radially polarized optical vortex micro-converters imprinted by femtosecond laser nanostructuring in amorphous silicon*. in *Lasers and Electro-Optics*. 2015.
92. Arbabi, A., et al., *Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission*. Nature Nanotechnology, 2015. **10**(11): p. 937-43.
93. Chen, H.T., A.J. Taylor, and N. Yu, *A review of metasurfaces: physics and applications*. Reports on Progress in Physics Physical Society, 2016. **79**(7): p. 076401.
94. Walther, B., et al., *Spatial and Spectral Light Shaping with Metamaterials*. Advanced Materials, 2012. **24**(47): p. 6300-4.
95. Wen, D., et al., *Helicity multiplexed broadband metasurface holograms*. Nature Communications, 2014. **6**.
96. Yu, N. and F. Capasso, *Flat optics with designer metasurfaces*. Nature Materials, 2014. **13**(2): p. 139-50.
97. Zhang, L., et al., *Advances in Full Control of Electromagnetic Waves with Metasurfaces*. Advanced Optical Materials, 2016. **4**(6): p. 818-833.
98. Ji, W., et al., *Meta-q-plate for complex beam shaping*. Scientific Reports, 2016. **6**.
99. Khorasaninejad, M., et al., *Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging*. Science, 2016. **352**(6290): p. 1190-1194.
100. Wang, B., et al., *Visible-Frequency Dielectric Metasurfaces for Multiwavelength Achromatic and Highly Dispersive Holograms*. Nano Letters, 2016.
101. Curtis, J.E., B.A. Koss, and D.G. Grier, *Dynamic holographic optical*

- tweezers*. Optics Communications, 2002. **207**(1–6): p. 169-175.
102. Padgett, M. and R. Bowman, *Tweezers with a twist*. Nat Photon, 2011. **5**(6): p. 343-348.
103. Garcéschávez, V., et al., *Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam*. Nature, 2002. **419**(6903): p. 145-7.
104. Christodoulides, D.N., *Optical trapping: Riding along an Airy beam*. Nature Photonics, 2008. **2**(11): p. 652-653.
105. Ran, S., et al., *Loss-proof self-accelerating beams and their use in non-paraxial manipulation of particles' trajectories*. Nature Communications, 2014. **5**(5): p. 5189-5189.
106. Wördemann, M., *Structured Light Fields*. Springer Theses, 2012.
107. Rodrigo, J.A. and T. Alieva, *Freestyle 3D laser traps: tools for studying light-driven particle dynamics and beyond*. Optica, 2015. **2**: p. 812-815.
108. Alpmann, C., et al., *Tailored light fields: nondiffracting and self-similar beams for optical structuring and organization*. Proc Spie, 2012. **8274**(1): p. 121-129.
109. Zhang, P., et al., *Generation of acoustic self-bending and bottle beams by phase engineering*. Nature Communications, 2014. **5**: p. 4316-4316.
110. Alpmann, C., et al., *Holographic optical bottle beams*. Applied Physics Letters, 2012. **100**(11): p. 111101-111101-3.
111. Eckerskorn, N., et al., *Optically Induced Forces Imposed in an Optical Funnel on a Stream of Particles in Air or Vacuum*. Physical Review Applied, 2015. **4**(6): p. 36-45.
112. Changjun Min, Z.S., Junfeng Shen, Yuquan Zhang, Hui Fang, Guanghui Yuan, Luping Du, Siwei Zhu, Ting Lei, Xiaocong Yuan, *Focused plasmonic trapping of metallic particles*. Nature Communications, 2011. **4**(1): p. -.
113. Brzobohatý, O., et al., *Experimental demonstration of optical transport, sorting and self-arrangement using a 'tractor beam'*. Nature Photonics, 2013. **7**(3): p. 254.
114. T, Č. and K. Dholakia, *Shaping the light transmission through a multimode*

- optical fibre: complex transformation analysis and applications in biophotonics*. Optics Express, 2011. **19**(20): p. 18871-84.
115. Taylor, M.A., et al., *Enhanced optical trapping via structured scattering*. Nature Photonics, 2015. **9**.
116. Tkachenko, G. and E. Brasselet, *Helicity-dependent three-dimensional optical trapping of chiral microparticles*. Nature Communications, 2013. **5**(5): p. 4491-4491.
117. Keller, P.J., et al., *Fast, high-contrast imaging of animal development with scanned light sheet-based structured-illumination microscopy*. Nature Methods, 2010. **7**(8): p. 637-42.
118. Verveer, P.J., et al., *High-resolution three-dimensional imaging of large specimens with light sheet-based microscopy*. Nature Methods, 2007. **4**(4): p. 311-3.
119. Chen, B.C., et al., *Lattice light-sheet microscopy: imaging molecules to embryos at high spatiotemporal resolution*. Science, 2014. **346**(6208): p. 1257998-1257998.
120. Weber, M., M. Mickoleit, and J. Huisken, *Light sheet microscopy*. Methods in Cell Biology, 2014. **123**(5): p. 193-215.
121. Vettenburg, T., et al., *Light-sheet microscopy using an Airy beam*. Nature Methods, 2014. **11**(5): p. 541-4.
122. Fahrbach, F.O., P. Simon, and A. Rohrbach, *Microscopy with self-reconstructing beams*. Nature Photonics, 2010. **4**(11): p. 780-785.
123. Thomas A Planchon, L.G., Daniel E Milkie, Michael W Davidson, James A Galbraith, Catherine G Galbraith, Eric Betzig, *Rapid three-dimensional isotropic imaging of living cells using Bessel beam plane illumination*. Nature Methods, 2011. **8**(5): p. 417-23.
124. Shechtman, Y., et al., *Optimal point spread function design for 3D imaging*. Physical Review Letters, 2014. **113**(13): p. 105-108.
125. Lee, M., et al., *3D Single-Molecule Super-Resolution Fluorescence*

- Microscopy with the Corkscrew Point Spread Function*. Biophysical Journal, 2016. **110**(3): p. 176a-176a.
126. Wang, K., et al., *Direct wavefront sensing for high-resolution in vivo imaging in scattering tissue*. Nature Communications, 2015. **6**.
127. Jia, S., J.C. Vaughan, and X. Zhuang, *Isotropic 3D Super Resolution Imaging with Self-Bending Point Spread Function*. Nature Photonics, 2014. **8**(4): p. 302-306.
128. Mino, T., Y. Saito, and P. Verma, *Control of near-field polarizations for nanoscale molecular orientational imaging*. Applied Physics Letters, 2016. **109**(4): p. 2864-2870.
129. Rodrigo, J.A. and T. Alieva, *Illumination coherence engineering and quantitative phase imaging*. Optics Letters, 2014. **39**(19): p. 5634-7.
130. Rodrigo, J.A. and T. Alieva, *Rapid quantitative phase imaging for partially coherent light microscopy*. Optics Express, 2014. **22**(11): p. 13472-83.
131. Willner, A.E., et al., *Optical communications using orbital angular momentum beams*. Advances in Optics & Photonics, 2015. **7**(1): p. 66-106.
132. Li, G., et al., *Space-division multiplexing: the next frontier in optical communication*. Advances in Optics & Photonics, 2014. **6**(4): p. 5041 - 5046.
133. Li, P., B. Wang, and X. Zhang, *High-dimensional encoding based on classical nonseparability*. Optics Express, 2016. **24**(13).
134. Rodenburg, B., et al., *Multiplexing Free-Space Channels using Twisted Light*. Journal of Optics, 2016. **18**(5): p. 054015.
135. Milione, G., et al., *Using the nonseparability of vector beams to encode information for optical communication*. Optics Letters, 2015. **40**(21): p. 4887-90.
136. Wang, J., et al., *Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing*. Nature Photonics, 2012. **6**(7): p. 488-496.
137. Jang, J., et al., *Complex wavefront shaping for optimal depth-selective focusing in optical coherence tomography*. Optics express, 2013. **21**(3): p.

- 2890-2902.
138. Kim, D., et al., *Implementing transmission eigenchannels of disordered media by a binary-control digital micromirror device*. Optics Communications, 2014. **330**: p. 35-39.
139. Savage, N., *Digital spatial light modulators*. Nature Photonics, 2009. **3**(3): p. 170-172.
140. Yu, H., et al., *Recent advances in wavefront shaping techniques for biomedical applications*. Current Applied Physics, 2015. **15**(5): p. 632-641.
141. Ren, Y.X., R.D. Lu, and L. Gong, *Tailoring light with Digital Micromirror Device*. Annalen Der Physik, 2015.
142. Xiong, Z., et al., *Diffraction analysis of digital micromirror device in maskless photolithography system*. Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS, 2014. **13**(4): p. 043016-043016.
143. Gong, C. and T. Hogan, *CMOS Compatible Fabrication Processes for the Digital Micromirror Device*. IEEE Journal of the Electron Devices Society, 2014. **2**(3): p. 27-32.
144. Gong, L., et al., *Generation of nondiffracting Bessel beam using digital micromirror device*. Applied Optics, 2013. **52**(19): p. 4566-4575.
145. Mokkaapati, S., F.J. Beck, and K.R. Catchpole, *Analytical approach for design of blazed dielectric gratings for light trapping in solar cells*. Journal of Physics D Applied Physics, 2011. **44**(5): p. 99-103.
146. Goodman, J.W. and M.E. Cox, *Introduction to Fourier optics*. 1968: McGraw-Hill. 595-599.
147. Hua, L. and Z. Lu, *Diffraction analysis of digital micromirror device in maskless photolithography system*. Journal of Micro/ Nanolithography MemS & Moems, 2014. **13**(4): p. 353-65.
148. Chen, X., et al., *Diffraction of digital micromirror device gratings and its effect on properties of tunable fiber lasers*. Applied Optics, 2012. **51**(30): p. 7214-20.

149. Park, M.C., et al., *Properties of DMDs for holographic displays*. Journal of Modern Optics, 2015. **62**(19): p. 1600-1607.
150. Wang, D., et al., *Focusing through dynamic tissue with millisecond digital optical phase conjugation*. Optica, 2015. **2**(8): p. 728-735.
151. Miles, M., et al., *Digital Paper™ for reflective displays*. Journal of the Society for Information Display, 2003. **11**(1): p. 209-215.
152. Sampsel, J.B. *The digital micromirror device and its application to projection displays*. in *Tech. Dig. 7th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators (Transducers' 93)*. 1993.
153. Zhou, J.-x. and R.-z. Wu, *Digital micromirror device*. Chin J Liq Cryst Displays, 2003. **18**(6): p. 445-449.
154. Schnars, U. and W. Jueptner, *Digital holography*. 2005: Springer.
155. Ren, Y.X., et al., *Experimental generation of Laguerre-Gaussian beam using digital micromirror device*. Applied Optics, 2010. **49**(10): p. 1838-44.
156. Purgathofer, W., R.F. Tobler, and M. Geiler. *Forced random dithering: improved threshold matrices for ordered dithering*. in *Image Processing, 1994. Proceedings. ICIP-94., IEEE International Conference*. 1994. IEEE.
157. Ulusoy, E., L. Onural, and H.M. Ozaktas, *Full-complex amplitude modulation with binary spatial light modulators*. Journal of the Optical Society of America A Optics Image Science & Vision, 2011. **28**(11): p. 2310-21.
158. Ostromoukhov, V. *A simple and efficient error-diffusion algorithm*. in *Proceedings of the 28th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*. 2001. ACM.
159. Zupancic, P., et al., *Ultra-precise holographic beam shaping for microscopic quantum control*. Optics Express, 2016. **24**(13): p. 13881-13893.
160. Rodenburg, B.V., *Experimental generation of an optical field with arbitrary spatial coherence properties*. Journal of the Optical Society of America B, 2013. **31**(6): p. 251-260.
161. Mirhosseini, M., et al., *Rapid generation of light beams carrying orbital*

- angular momentum*. Optics Express, 2013. **21**(25): p. 30196-203.
162. Lee, W.-H., *Binary computer-generated holograms*. Applied Optics, 1979. **18**(21): p. 3661-3669.
163. Goorden, S.A., J. Bertolotti, and A.P. Mosk, *Superpixel-based spatial amplitude and phase modulation using a digital micromirror device*. Optics Express, 2014. **22**(22): p. 17999-8009.
164. Gong, L., et al., *Observation of the asymmetric Bessel beams with arbitrary orientation using a digital micromirror device*. Optics Express, 2014. **22**(22): p. 26763-76.
165. Zhao, Q., L. Gong, and Y.-M. Li, *Shaping diffraction-free Lommel beams with digital binary amplitude masks*. Applied optics, 2015. **54**(25): p. 7553-7558.
166. Cao, Q. and J. Jahns, *Focusing analysis of the pinhole photon sieve: individual far-field model*. Journal of the Optical Society of America A, 2002. **19**(12): p. 2387-93.
167. Cao, Q. and J. Jahns, *Nonparaxial model for the focusing of high-numerical-aperture photon sieves*. Journal of the Optical Society of America A, 2003. **20**(6): p. 1005-12.
168. Kipp, L., et al., *Sharper images by focusing soft X-rays with photon sieves*. Nature, 2001. **414**(6860): p. 184-8.
169. Andersen, G., *Large optical photon sieve*. Optics Letters, 2005. **30**(22): p. págs. 2976-2978.
170. Z, L., et al., *Generation of high-order optical vortices with asymmetrical pinhole plates under plane wave illumination*. Optics Express, 2013. **21**(13): p. 15755-64.
171. Liu, R., et al., *Generalized photon sieves: fine control of complex fields with simple pinhole arrays*. Optica, 2015. **2**(12).
172. Zupancic, P.P., *Dynamic holography and beamshaping using digital micromirror devices*. LMU München, Grainer Lab Harvard, 2013. **242**.
173. Zupancic, P., et al., *Ultra-precise holographic beam shaping for microscopic*

- quantum control*. arXiv preprint arXiv:1604.07653, 2016.
174. Alieva, T., A. Cámara, and J.A. Rodrigo. *Synthesis and characterization of complex partially coherent beams*. in *SPIE OPTO*. 2015. International Society for Optics and Photonics.
175. Andrews, L.C. and R.L. Phillips, *Laser beam propagation through random media*. Vol. 52. 2005: SPIE press Bellingham, WA.
176. Partanen and Henri, *Modeling and measurement of partial spatial coherence*. 2015.
177. Ghosh and A. Nath, *Measurement of spatial coherence of light beams with shadows and digital micromirror device*. 2016.
178. Partanen, H., *Modeling and measurement of partial spatial coherence*.
179. Alieva, T. and J.A. Rodrigo. *Synthesis and characterization of complex partially coherent beams*. in *SPIE OPTO*. 2015.
180. Rodrigo, J.A. and T. Alieva, *Fast control of temporal and spatial coherence properties of microscope illumination using DLP projector*. 2015.
181. Partanen, H., J. Turunen, and J. Tervo, *Coherence measurement with digital micromirror device*. *Optics Letters*, 2014. **39**(4): p. 1034-7.
182. Ren, Y., et al., *Dynamic generation of Ince-Gaussian modes with a digital micromirror device*. *Journal of Applied Physics*, 2015. **117**(13).
183. Vv Kotlyar, A.K., *Hermite-Gaussian modal laser beams with orbital angular momentum*. *Journal of the Optical Society of America A*, 2014. **31**(2): p. 274-82.
184. Ren, Y.X., et al., *Dynamic generation of Ince-Gaussian modes with a digital micromirror device*. *Journal of Applied Physics*, 2015. **117**(13): p. 217-223.
185. Bentley, J.B., et al., *Generation of helical Ince-Gaussian beams with a liquid-crystal display*. *Optics letters*, 2006. **31**(5): p. 649-651.
186. Qiu, X.Z., et al. *Generation of Parabolic Nondiffracting Beams with a Digital Micromirror Device*. in *Digital Holography & 3-D Imaging Meeting*. 2015.
187. Kotlyar, V., A. Kovalev, and V. Soifer, *Asymmetric Bessel modes*. *Optics*

- Letters, 2014. **39**(8): p. 2395-2398.
188. Vettenburg, T., et al., *Light-sheet microscopy using an Airy beam*. Nature methods, 2014. **11**(5): p. 541-544.
189. Dennis, M.R., K. O'Holleran, and M.J. Padgett, *Singular optics: optical vortices and polarization singularities*. Progress in Optics, 2009. **53**: p. 293-363.
190. Dorn, R., S. Quabis, and G. Leuchs, *Sharper focus for a radially polarized light beam*. Physical review letters, 2003. **91**(23): p. 233901.
191. Kitamura, K., et al., *Focusing properties of vector vortex beams emitted by photonic-crystal lasers*. Optics letters, 2012. **37**(12): p. 2421-2423.
192. Kumar, V. and N.K. Viswanathan, *Topological structures in vector-vortex beam fields*. JOSA B, 2014. **31**(6): p. A40-A45.
193. Yi, X., et al., *Generation of cylindrical vector vortex beams by two cascaded metasurfaces*. Optics express, 2014. **22**(14): p. 17207-17215.
194. Beresna, M., M. Gecevičius, and P.G. Kazansky, *Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass [Invited]*. Optical Materials Express, 2011. **1**(4): p. 783-795.
195. Beresna, M., et al., *Radially polarized optical vortex converter created by femtosecond laser nanostructuring of glass*. Applied Physics Letters, 2011. **98**(20): p. 201101.
196. Cardano, F., et al., *Polarization pattern of vector vortex beams generated by q-plates with different topological charges*. Applied optics, 2012. **51**(10): p. C1-C6.
197. Alpmann, C., et al., *Holographic optical bottle beams*. Applied Physics Letters, 2012. **100**(11): p. 111101.
198. Chremmos, I., et al., *Fourier-space generation of abruptly autofocusing beams and optical bottle beams*. Optics letters, 2011. **36**(18): p. 3675-3677.
199. Xu, P., et al., *Trapping a single atom in a blue detuned optical bottle beam trap*. Optics letters, 2010. **35**(13): p. 2164-2166.

200. Zhang, Z., et al., *Trapping aerosols with optical bottle arrays generated through a superposition of multiple Airy beams*. Chinese Optics Letters, 2013. **11**(3): p. 033502.
201. Lei, G., et al., *Controllable light capsules employing modified Bessel-Gauss beams*. Scientific Reports, 2016. **6**.
202. Li, G., et al., *Crossed vortex bottle beam trap for single-atom qubits*. Optics letters, 2012. **37**(5): p. 851-853.
203. Shvedov, V.G., et al., *Optical guiding of absorbing nanoclusters in air*. Optics Express, 2009. **17**(7): p. 5743-5757.
204. Isenhower, L., et al., *Atom trapping in an interferometrically generated bottle beam trap*. Optics letters, 2009. **34**(8): p. 1159-1161.
205. Arnold, A.S., *Extending dark optical trapping geometries*. Optics letters, 2012. **37**(13): p. 2505-2507.
206. Li, L., et al., *Shaping self-imaging bottle beams with modified quasi-Bessel beams*. Optics letters, 2014. **39**(8): p. 2278-2281.
207. Shvedov, V.G., et al., *Selective trapping of multiple particles by volume speckle field*. Optics express, 2010. **18**(3): p. 3137-3142.
208. Gu, B., et al., *Controllable vector bottle-shaped fields generated by focused spatial-variant linearly polarized vector beams*. Applied Physics B, 2013. **113**(2): p. 165-170.
209. Ye, H., et al., *Creation of vectorial bottle-hollow beam using radially or azimuthally polarized light*. Optics letters, 2014. **39**(3): p. 630-633.
210. Schimpf, D.N., et al., *Generalizing higher-order Bessel-Gauss beams: analytical description and demonstration*. Optics Express, 2012. **20**(24): p. 26852-67.
211. Lee, H., et al., *Chip-NMR biosensor for detection and molecular analysis of cells*. Nature medicine, 2008. **14**(8): p. 869-874.
212. Sun, C., J.S. Lee, and M. Zhang, *Magnetic nanoparticles in MR imaging and drug delivery*. Advanced drug delivery reviews, 2008. **60**(11): p. 1252-1265.

213. Xu, C., et al., *Nanoparticle-based monitoring of cell therapy*. Nanotechnology, 2011. **22**(49): p. 494001.
214. Desyatnikov, A.S., et al., *Photophoretic manipulation of absorbing aerosol particles with vortex beams: theory versus experiment*. Optics Express, 2009. **17**(10): p. 8201-8211.
215. Barwick, S., *Accelerating regular polygon beams*. Optics letters, 2010. **35**(24): p. 4118-4120.
216. Gong, L., et al., *Self-bending symmetric cusp beams*. Applied Physics Letters, 2015. **107**(23): p. 264.
217. Ren, Z., et al., *Generation of optical accelerating regular triple-cusp beams and their topological structures*. Optics express, 2012. **20**(28): p. 29276-29283.
218. Yun-Tian, Z., et al., *Accelerating generalized polygon beams and their propagation*. Chinese Physics Letters, 2015. **32**(1): p. 014205.
219. Zhi-Jun, R., et al., *Generation of optical Accelerating quinary-cusp beams and their optical characteristics*. Chinese Physics Letters, 2013. **30**(11): p. 114208.
220. Fang, Z.-X., et al., *Shaping symmetric Airy beam through binary amplitude modulation for ultralong needle focus*. Journal of Applied Physics, 2015. **118**(20): p. 203102.
221. Wang, H., et al., *Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics*. Nature Photonics, 2008. **2**(8): p. 501-505.
222. Baumgartl, J., M. Mazilu, and K. Dholakia, *Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets*. Nature photonics, 2008. **2**(11): p. 675-678.
223. Broky, J., et al., *Self-healing properties of optical Airy beams*. Optics express, 2008. **16**(17): p. 12880-12891.
224. Yao, J. and L.V. Wang, *Photoacoustic microscopy*. Laser & Photonics Reviews, 2013. **7**(5): p. 758-778.
225. Wang, L.V., *Wang LVMultiscale photoacoustic microscopy and computed tomography*. Nat Photonics 3:503-509. Nature Photonics, 2009. **3**(9): p. 503-

- 509.
226. Wang, L.V. and S. Hu, *Photoacoustic Tomography: In Vivo Imaging from Organelles to Organs*. Science, 2012. **335**(6075): p. 1458-62.
227. Yang, J.M., et al., *Simultaneous functional photoacoustic and ultrasonic endoscopy of internal organs in vivo*. Nature Medicine, 2012. **18**(8): p. 1297-1302.
228. Zhang, H.F., et al., *Functional photoacoustic microscopy for high-resolution and noninvasive in vivo imaging*. Nature Biotechnology, 2006. **24**(24): p. 848-51.
229. Shotton, D. and N. White, *Confocal scanning microscopy: three-dimensional biological imaging*. Trends in Biochemical Sciences, 1989. **14**(14): p. 435-9.
230. Horton, N.G., et al., *In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain*. Nature Photonics, 2013. **7**(3): p. 1 - 2.
231. Huang, D., et al., *Optical coherence tomography*. Science, 1991. **254**(5035): p. 1178-81.
232. Fujimoto, J.G., *Optical coherence tomography for ultrahigh resolution in vivo imaging*. Nature Biotechnology, 2003. **21**(11): p. 1361-7.
233. Denk, W., J.H. Strickler, and W.W. Webb, *Two-Photon Laser Scanning Fluorescence Microscopy*. Science, 1990. **248**(4951): p. 73-76.
234. Yao, J., et al., *High-speed label-free functional photoacoustic microscopy of mouse brain in action*. Nature Methods, 2015. **12**(5).
235. Wang, H., et al., *Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics*. Nature Photonics, 2008. **2**(6): p. 501-505.
236. Wang, J., W. Chen, and Q. Zhan, *Engineering of high purity ultra-long optical needle field through reversing the electric dipole array radiation*. Optics Express, 2010. **18**(21): p. 21965-72.
237. Goodman, J.W., *Introduction to Fourier optics*. 1995.
238. Yamaguchi, I. and T. Zhang, *Phase-shifting digital holography*. 2006: Springer US. 1268-70.

239. Cui, M., *A high speed wavefront determination method based on spatial frequency modulations for focusing light through random scattering media*. Optics Express, 2011. **19**(4): p. 2989-95.
240. Johansen, P.L., et al., *Optical micromanipulation of nanoparticles and cells inside living zebrafish*. Nature communications, 2016. **7**.
241. Ye, S., et al., *Label-free imaging of zebrafish larvae in vivo by photoacoustic microscopy*. Biomedical optics express, 2012. **3**(2): p. 360-365.
242. Sun, M.-J., et al., *Single-pixel three-dimensional imaging with time-based depth resolution*. Nature Communications, 2016. **7**: p. 12010.

缩写词索引

- DMD, Digital Micromirror Device, 数字微镜器件
- SLN-PAM, Synthetic-Light-Needle Photoacoustic Microscopy, 合成光针光声显微
- CCD, Charge-Coupled Device, 电荷耦合元件
- CMOS, Complementary Metal Oxide Semiconductor, 互补金属氧化物半导体
- NA, Numerical Aperture, 数值孔径
- PBS, Polarization Beam Splitter, 偏振分光棱镜
- HOT, Holographic Optical Tweezers, 全息光镊
- SLM, Spatial Light Modulator, 空间光调制器
- LG, Laguerre-Gauss, 拉盖尔-高斯
- HG, Hermite-Gauss, 厄米-高斯
- IG, Ince-Gauss, 因斯-高斯
- BG, Bessel-Gauss, 贝塞尔-高斯
- OAM, Orbital Angular Momentum, 轨道角动量
- SAM, Spin Angular Momentum, 自旋角动量
- NDW, Non-diffracting Wave, 非衍射光场
- CAB, Circular Airy Beam, 圆艾利光束
- CVB, Cylindrical vector beam, 柱对称适量光束
- DOE, Diffractive Optical Elements, 衍射光学元件
- PSF, Point Spread Function, 点扩散函数
- SIM, Structured-illumination Microscopy, 结构光照明显微成像
- LSM, Light-Sheet Microscopy, 光片照明显微成像
- DOF, Depth of Field, 景深
- FOV, Field of View, 视场
- WDM, Wavelength-division Multiplexing, 波分复用
- PDM, Polarization-division Multiplex, 偏分复用
- SDM, Space-division Multiplexing, 空分复用
- MDM, Mode-division Multiplexing, 模分复用

- SPP, Surface Plasmon Polariton, 表面等离激元
- DLP, Digital Light Processing, 数字光处理技术
- MEMS, Microelectromechanical Systems, 微电子机械系统
- PWM, Pulse Width Modulation, 脉冲宽度调制
- FT, Fourier Transform, 傅立叶变换
- PS, Polystyrene, 聚苯乙烯
- PSC, Core-shell Polystyrene, 包被的聚苯乙烯
- BPM, Beam Propagation Method, 光束传播算法
- SCB, Symmetric cusp Beams, 对称尖端光束
- SAB, Symmetric Cusp Beams, 对称艾利光束
- PAM, Photoacoustic microscopy, 光声显微成像
- PAT, Photoacoustic Tomography, 光声断层成像技术
- C_{hb} , Total Concentration of Hemoglobin, 血红蛋白总浓度
- MRO_2 , Metabolic rate of oxygen, 氧代谢率
- FWHM, Full Wave at Half Maximum, 半高宽
- DAQ, Data Acquisition, 数据采集
- ESF, Edge spread function, 边缘扩展函数
- LSF, Line spread function, 线扩展函数

致谢

在我的博士生涯即将结束之际，我想在此向我的三位博士论文指导老师表达最诚挚的谢意。他们分别是中国科学技术大学的郭光灿院士和李银妹教授，以及圣路易斯华盛顿大学的汪立宏教授。本论文的工作是在他们的亲切关怀和悉心指导下才得以顺利完成的。本人于 2011-2015 年在中国科学技术大学光学系学习，于 2015-2016 年在圣路易斯华盛顿大学生物医学工程系交流学习。在这五年多时间里，导师们严肃的科学态度，严谨的治学精神，深厚的理论和实验功底，精益求精的工作作风，诲人不倦的师道品格深深地感染和激励着我，也必将影响我的一生。

在此，我要特别感谢激光生物实验室的各位老师和同学对我的支持和帮助，实验室融洽的工作氛围和良好合作关系让我在科大的生活十分快乐。感谢实验室的师兄周金华，钟敏成，任煜轩，薛国胜，刘伟伟博士和李煌，师姐高红芳和周丹丹。感谢周师兄引导我进入实验室，教会我很多工作和生活上的经验和道理。感谢钟师兄带领我进入活体细胞操控研究领域，指导我做实验，在任何有困难的时候都会提供无私的帮助。特别感谢任师兄教会我如何做科研和如何写文章，以及一直以来科研上无私的帮助。感谢薛师兄的帮助和刘师兄的合作。感谢王自强老师、王浩威老师和蔡俊老师的帮助和指导，他们默默的奉献为我们工作的顺利开展提供了强有力的支持。这里还要特别感谢李迪博士，我们是同学、室友，更是好朋友。在生活和工作上，他都给予了我无私的帮助和支持，这份友情值得永久珍惜。这里我还要特别感谢我的师弟师妹们，特别感谢赵倩在我出国期间的帮助，余盼盼为活体项目所做的贡献，以及邱型泽、呼新尧和李宣令在工作中给予的帮助。

特别感谢圣路易斯华盛顿大学光学成像实验室的各位同学和朋友的帮助。在华大一年的工作和学习让我开拓了视野，学到了很多新的科研技能，最重要是结交了很多朋友。这里特别感谢杨家苗博士科研上的合作和生活上的帮助，感谢康丽生活上给与的帮助。感谢马骋博士、梁景阳博士、沈乐成博士、李驰明月博士、刘炎博士在科研上的帮助，特别感谢我的室友海鹏飞博士在生活上的照顾和工作上的帮助。在华大的一年是非常难忘的一年，因为有他们的陪伴和支持，这一年的交流学习经历将是我人生的重要财富。

还要感谢所有给过我帮助的人，但无法在这里一一列出。最后，感谢国家留学基金委对本人出国留学的资助，使我有机会在美国接受全新的科研训练。还要感谢中国科学技术大学研究生院 2016 博士论文创优支持计划对本

论文工作的资助和支持。

在我即将毕业之时，祝愿实验室越来越好，祝愿师长和同学们工作顺利、事事顺意，朋友们身体健康、生活幸福。

最后谨以此文献给我的父母和妻子，感谢他们一直默默的付出以及对我的支持和理解！

龚 雷

二零一六年十月 于中国科学技术大学东区

博士期间发表的学术论文与其他研究成果

已发表论文:

研究论文

- **Lei Gong**, Wei-Wei Liu, Qian Zhao, Yuxuan Ren, Xingze Qiu, Mincheng Zhong, and Yin-Mei Li (2016). "Controllable light capsules employing modified Bessel-Gauss beams." **Scientific Reports** 6, 29001.
- **Lei Gong**, Wei-Wei Liu, Yu-Xuan Ren, Yao Lu, and Yin-Mei Li (2015). "Self-bending symmetric cusp beam." **Applied Physics Letters** 107(23): 231110.
- **Lei Gong**, Xing-Ze Qiu, Yu-Xuan Ren, Hui-Qing Zhu, Wei-Wei Liu, Jin-Hua Zhou, Min-Cheng Zhong, Xiu-Xiang Chu, and Yin-Mei Li (2014). "Observation of the asymmetric Bessel beams with arbitrary orientation using a digital micromirror device." **Optics Express** 22(22): 26763-26776.
- **Lei Gong**, Yu-Xuan Ren, Wei-Wei Liu, Min-Cheng Zhong, Zi-Qiang Wang, and Yin-Mei Li (2014). "Generation of cylindrically polarized vector vortex beams with digital micromirror device." **Journal of Applied Physics** 116(18): 183105.
- **Lei Gong**, Yu-Xuan Ren, Guo-Sheng Xue, Qian-Chang Wang, Jin-Hua Zhou, Min-Cheng Zhong, Zi-Qiang Wang, and Yin-Mei Li (2013). "Generation of nondiffracting Bessel beam using digital micromirror device." **Applied Optics** 52(19): 4566-4575.
- Qian Zhao*, **Lei Gong***, and Yin-Mei Li (2015). "Shaping the Diffraction-free Lommel Beams with Digital Binary Amplitude Masks." **Applied Optics** 54(25): 7553-7558. (*Contributed equally to this work).
- Li Yinmei, **Gong Lei**, Li Di, Liu Weiwei, Zhong Mincheng, Zhou Jinhua, Wang Ziqiang, Yao Kun (2015). Progress in Optical Tweezers Technology [Invited]. **Chinese Journal of Lasers**, 42(1): 0101001.

- Min-Cheng Zhong, **Lei Gong**, Jin-Hua Zhou, Zi-Qiang Wang, and Yin-Mei Li (2013). "Optical trapping of red blood cells in living animals with a water immersion objective." **Optics Letters** 38(23): 5134-5137.
- Mincheng Zhong, **Lei Gong**, Di Li, Jin-Hua Zhou, and Yin Mei Li (2014). "Optical trapping of core-shell magnetic microparticles by cylindrical vector beams." **Applied Physics Letters** 105.
- Pengfei Hai, Yong Zhou, **Lei Gong**, and Lihong V. Wang (2016). "Quantitative photoacoustic elastography in humans." **Journal of Biomedical Optics** 21(6): 066011.
- Wei-Wei Liu, Yao Lu, **Lei Gong**, Xiu-Xiang Chu, Guo-Sheng Xue, Yu-Xuan Ren, Min-Cheng Zhong, Zi-Qiang Wang, Jin-Hua Zhou, and Yin-Mei Li (2016). "Dynamic enhancement of autofocusing property for symmetric Airy beam with exponential amplitude modulation." **Journal of Optics** 18(7):075301.
- Yu-Xuan Ren, Rong-De Lu, and **Lei Gong** (2015). "Tailoring light with a Digital Micromirror Device." **Annalen der Physik** 527(7-8):447-470.
- Yuxuan Ren, Zhao-Xiang Fang, **Lei Gong**, Kun Huang, Yue Chen, and Rong-De Lu (2015). "Dynamic generation of Ince-Gaussian modes with a digital micromirror device." **Journal of Applied Physics** 117(13):133106.
- Yuxuan Ren, Zhao-Xiang Fang, **Lei Gong**, Kun Huang, Yue Chen, and Rong-De Lu (2015). "Digital generation and control of Hermite-Gaussian modes with an amplitude digital micromirror device." **Journal of Optics** 17(12):125604.
- Zhao-Xiang Fang, Yu-Xuan Ren, **Lei Gong**, Pablo Vaveliuk, Yue Chen, and Rong-De Lu (2015). "Shaping symmetric Airy beam through binary amplitude modulation for ultralong needle focus." **Journal of Applied Physics** 118: 203102.
- Xiang-Yu Ding, Yu-Xuan Ren, **Lei Gong**, Zhao-Xiang Fang, and Rong-De Lu(2014). "Microscopic lithography with pixelate diffraction of a digital

micro-mirror device for micro-lens fabrication." **Applied Optics** 53(24): 5307-5311.

会议论文

- **Lei Gong**, Xing-Ze Qiu, Qian Zhao, and Yin-Mei Li (2015). " Self-healing Behavior of the Non-diffracting Asymmetric Bessel Beams." Digital Holography & 3-d Imaging Meeting, OSA, Shanghai.
- Xing-Ze Qiu, **Lei Gong**, Qian Zhao, and Yin-Mei Li (2015). " Generation of Parabolic Non-diffracting Waves with Digital Micromirror Device." Digital Holography & 3-D Imaging Meeting, OSA, Shanghai.

已授权专利:

- 任煜轩, **龚雷**, 高红芳, 刘伟伟, 李银妹. “基于新型杂化光镊的软物质综合测量装置”. 发明专利号: ZL 2011 1 0401399.0 (2013 年授权)。
- 任煜轩, **龚雷**, 何立群. “一种基于激光共聚焦和明场显微镜的多功能微粒图像测速仪”. 发明专利号: ZL 2012 1 0173965.1 (2014 年授权)。

待发表论文:

- Jiamiao Yang*, **Lei Gong***, Xiao Xu, Pengfei Hai, Yuta Suzuki and Lihong V. Wang (2016). " Synthetic-light-needle photoacoustic microscopy." (Submitted to **Nature Photonics**; *contributed equally to this work).