山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2026 届 硕 士 学 位 论 文

基于可编程空间光调制器的光学势阱整形研究

作者姓名　赵非凡

指导教师　张　靖　教 授

孟增明　教 授

学科专业　光　学

研究方向　超冷原子物理

培养单位　物理电子工程学院

学习年限　2023 年 9 月至 2026 年 6 月

二〇二六年六月

山西大学

2026 届硕士学位论文

基于可编程空间光调制器的光学势阱整形研究

作者姓名　赵非凡

指导教师　张　靖　教 授

孟增明　教 授

学科专业　光　学

研究方向　超冷原子物理

培养单位　物理电子工程学院

学习年限　2023 年 9 月至 2026 年 6 月

二〇二六年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2026

Study of Optical Potential Shaping Based on Programmable Spatial Light Modulators

Student Name	Fei-fan Zhao
Supervisor	Prof. Jing Zhang
	Prof. Zeng-ming Meng
Major	Optics
Specialty	Ultracold atomic physics
Department	College of Physics and Electronic Engineering
Research Duration	2023.09-2026.06

June, 2026

摘　要

光晶格中的超冷量子气体是进行量子模拟、量子计算及量子精密测量等领域研究的理想平台，随着超冷原子研究的快速发展，对高精度定制化任意形状光学势阱的需求日益增长。本文系统开展了基于可编程空间光调制器的空间激光光束整形研究，主要工作体现在以下方面。

本文首先对空间光束整形技术的应用背景进行简要介绍，在对比多种整形方案后，选取数字微镜器件与硅基液晶空间光调制器两种设备进行光束整形。随后探讨了二者的工作原理与物理特性，为后续进行理论仿真和实验光路搭建与测量奠定基础。

在基于数字微镜器件的整形研究中，采用 Floyd-Steinberg 误差扩散算法将灰度反射率函数转变为可加载至器件上的二值反射率函数，结合 4f 系统与空间滤波实现了对入射高斯光束的振幅调制。在进行反馈优化过程后，成功生成了方均根误差低至 1.32%，激光利用率约为 13%的平顶光斑。通过生成多种形状任意光学势阱，展示了数字微镜器件在快速重构和输出光斑平整度方面的优势。

在基于硅基液晶空间光调制器的整形研究中，介绍了混合区域振幅自由度算法的实现原理，与传统 Gerchberg–Saxton 算法相比，该算法拥有更高的整形精度与计算效率。通过叠加光栅相位对输出光斑进行平移，有效排除了像素间隙产生的零级光干扰。同样在进行反馈优化过程后，实验获得了方均根误差为 1.38%，激光利用率约为 22%的平顶光束。通过生成多种形状任意光学势阱，展示了硅基液晶空间光调制器在激光利用率与调制灵活性方面的优势。此外，本文创新性的利用梯度提升回归模型对输入参数与输出光斑质量间的非线性关系进行建模，实现了对不同参数对应平顶输出光斑方均根误差的精准预测，为未来光学系统的自动化与智能化调节提供了新的思路。

关键词：可编程空间光束整形；数字微镜器件；硅基液晶空间光调制器；机器学习

ABSTRACT

Ultracold quantum gases in optical lattices are an ideal platform for research in fields such as quantum simulation, quantum computing, and quantum precision measurement. With the rapid development of ultracold atom research, there is an increasing demand for high-precision, customized optical potential traps of arbitrary shapes. This paper systematically investigates spatial laser beam shaping based on programmable spatial light modulators, the primary contributions of this work are outlined in the following aspects.

This paper begins with a brief introduction to the application background of spatial beam shaping technology. After comparing various beam shaping schemes, two devices—the Digital Micromirror Device (DMD) and the Liquid Crystal on Silicon Spatial Light Modulator (LCoS-SLM) —were selected for beam shaping. The working principles and physical characteristics of both were then discussed, laying the foundation for subsequent theoretical simulations and experimental optical path construction and measurement.

In the research on DMD based beam shaping, the Floyd-Steinberg error diffusion algorithm was employed to convert a grayscale reflectivity function into a binary reflectivity function suitable for loading onto the device; Combined with a 4f system and spatial filtering, amplitude modulation of the incident Gaussian beam is achieved. Following a feedback optimization process, a flat-top beam profile was successfully generated, exhibiting a root mean square error as low as 1.32% and a laser utilization efficiency of approximately 13%. By generating various optical potentials of arbitrary shapes, the study highlights the advantages of DMDs in terms of rapid reconfiguration and the flatness of the output beam profile.

In the research on LCoS-SLM based beam shaping, this paper introduces the principle of the Mixed-Region Amplitude Freedom algorithm, compared to the traditional Gerchberg–Saxton algorithm, this method demonstrates superior shaping accuracy and computational efficiency. By superimposing a linear gradient phase profile to shift the output beam, zero-order noise caused by pixel gaps was effectively eliminated. Following a feedback optimization process, a flat-top beam profile was successfully generated, exhibiting a root mean square error as low as 1.38% and a laser utilization efficiency of

approximately 22%. By generating various optical potentials of arbitrary shapes, the study highlights the advantages of LCoS-SLMs in terms of high utilization efficiency and modulation flexibility. Moreover, this paper innovatively employs a gradient boosting regression model to model the nonlinear relationship between input parameters and output beam quality, enabling the precise prediction of the root mean square error for flat-top output beams corresponding to different parameter sets, this approach offers novel insights for the future automation and intelligent control of optical systems.

Key words: Programmable Spatial Beam Shaping; Digital Micromirror Device; Liquid Crystal on Silicon Spatial Light Modulator; Machine Learning

目 录

摘要 I

ABSTRACT II

1 绪论 1

1.1 量子模拟与可编程光学势阱 1

1.2 论文结构 2

2 空间光束整形 4

2.1 光束整形器件与方法 5

2.2 可编程空间光调制器 6

2.2.1 数字微镜器件简介 7

2.2.2 硅基液晶空间光调制器简介 9

2.3 本章小结 10

3 数字微镜器件光束整形 11

3.1 DMD 光束整形模拟仿真 11

3.1.1 反射率函数 12

3.1.2 误差扩散算法 14

3.1.3 4f 系统光场传播 16

3.1.4 DMD 光束整形模拟仿真结果 18

3.1.5 掩膜大小对光斑质量的影响 20

3.2 DMD 光束整形实验实现 22

3.2.1 光学系统校准定位 23

3.2.2 平顶光斑结果 24

3.2.3 针孔尺寸对光斑质量的影响 26

3.2.4 迭代反馈光斑质量优化 29

3.2.5 任意光势阱 30

3.3 本章小结 32

4 硅基液晶空间光调制器光束整形 33

4.1 LCoS-SLM 光束整形模拟仿真 34

4.1.1 初始相图猜测 36

4.1.2 MRAF 算法迭代过程 38
4.1.3 LCoS-SLM 光束整形模拟仿真结果 39
4.1.4 透镜相位曲率参数对光斑质量的影响 41
4.2 LCoS-SLM 光束整形实验实现 42
4.2.1 光学系统校准定位 43
4.2.2 移除零级光 45
4.2.3 平顶光斑结果 46
4.2.4 迭代反馈光斑质量优化 47
4.2.5 任意光势阱 48
4.3 基于机器学习的 MRAF 算法优化 50
4.3.1 机器学习模型简介 51
4.3.2 实验数据获取与特征工程 53
4.3.3 梯度提升模型预测精度分析 55
4.4 本章小结 55
5 总结与展望 57
参考文献 59
攻读学位期间取得的研究成果 67
致谢 68
个人简况及联系方式 70
承诺书 71
学位论文使用授权声明 72

Contents

Chinese Abstract ..... **I**

Abstract ..... **II**

Chapter 1 Introduction **1**

1.1 Quantum Simulation and Programmable Optical Potentials 1

1.2 Overview of the thesis 2

Chapter 2 Spatial Beam Shaping **4**

2.1 Devices and Methods for Beam Shaping 5

2.2 Programmable Spatial Light Modulators 6

2.2.1 Introduction to DMD 7

2.2.2 Introduction to LCoS-SLM 9

2.3 Conclusions 10

Chapter 3 Spatial Beam Shaping Based on DMD **11**

3.1 Simulation of DMD-Based Beam Shaping 11

3.1.1 Reflectivity Function 12

3.1.2 Error Diffusion Algorithm 14

3.1.3 Optical Field Propagation through a 4f System 16

3.1.4 Simulation Results of DMD-Based Beam Shaping 18

3.1.5 Impact of Mask Size on Beam Spot Quality 20

3.2 Experimental Realization of DMD-Based Beam Shaping 22

3.2.1 Alignment and Calibration of Optical Systems 23

3.2.2 Results of Flat-top Beams 24

3.2.3 Impact of Pinhole Size on Beam Spot Quality 26

3.2.4 Beam Spot Quality Optimization via Iterative Feedback 29

3.2.5 Arbitrary Optical Potentials 30

3.3 Conclusions 32

Chapter 4 Spatial Beam Shaping Based on LCoS-SLM **33**

4.1 Simulation of LCoS-SLM-Based Beam Shaping 34

4.1.1 Initial Phase Guess 36

4.1.2 Iterative Process of the MRAF Algorithm 38

4.1.3 Simulation Results of LCoS-SLM-Based Beam Shaping 39
4.1.4 Impact of Lens Phase Curvature Parameters on Beam Spot Quality 41
4.2 Experimental Realization of LCoS-SLM-Based Beam Shaping 42
4.2.1 Alignment and Calibration of Optical Systems 43
4.2.2 Removing Zero Order Light 45
4.2.3 Results of Flat-top Beams 46
4.2.4 Beam Spot Quality Optimization via Iterative Feedback 47
4.2.5 Arbitrary Optical Potentials 48
4.3 Machine Learning-Based Optimization of MRAF Algorithm 50
4.3.1 Introduction to Machine Learning Models 51
4.3.2 Experimental Data Acquisition and Feature Engineering 53
4.3.3 Accuracy Analysis of the Gradient Boosting Model 55
4.4 Conclusions 55
Chapter 5 Conclusions and Outlook 57
Reference 59
Research achievements 67
Acknowledgment 68
Personal profiles 70
Letter of commitment 71
Authorization statement 72

1 绪论

1.1 量子模拟与可编程光学势阱

现代超级计算机的运算速度令人惊叹，但在处理微观物理系统的精确模拟时，面临着指数级维度瓶颈。基于二进制比特的经典计算机架构在处理多体量子态时，其所需的存储空间和计算资源会随着粒子数的增加呈指数级增长。这意味着，哪怕仅仅是模拟几十个相互作用的自旋粒子，也已超出了经典计算机的处理能力。这种算力的制约长期阻碍了研究人员对高温超导机制、强关联电子系统等前沿物理问题的深入探索。

1981 年，理查德·费曼（Richard Feynman）提出了一个具有划时代意义的思想："既然经典计算机难以模拟量子系统，为什么不直接利用一个受控的量子系统去模拟另一个量子系统？"这就是量子模拟的思想起源[1,2]，通过构建一个参数高度可调、观测手段丰富的量子模拟器，使其遵循与目标复杂系统相同的哈密顿量，研究人员便可通过对模拟器的实验观测，反向推导出目标系统的物理属性。这一思想不仅规避了经典计算的指数瓶颈，更为人类探索未知物理领域提供了一盏明灯。

在众多的量子模拟平台（如离子阱、光子晶体等）中，光晶格中的超冷量子气体凭借其高纯净度与高可控性，成为了研究量子多体物理、量子模拟、量子信息以及拓扑量子态的首选系统[3-10]。自 1995 年首次在实验中观测到玻色-爱因斯坦凝聚（Bose-Einstein Condensate，BEC）以来，超冷原子物理进入了高速发展阶段。通过激光冷却与蒸发冷却技术，可将原子温度降至纳开尔文量级，此时原子的德布罗意波长与原子间距相当，系统的量子特性占据主导。这种宏观量子相干态为研究量子力学基本规律提供了理想的实验平台。

利用多束激光干涉形成的光晶格周期性势场，可以将超冷原子囚禁在特定的空间结构中，从而在受控实验环境中重现了固体物理中电子在离子点阵中的运动行为。例如，已有方案利用这些系统来模拟哈伯德模型[11]，该模型有望解释凝聚态系统的诸多属性，观测由玻色哈伯德模型预测的超流态到莫特绝缘态的转变，有力地展示了光晶格中量子气体的调控能力[12-17]。费米型不可压缩莫特绝缘态也已实现[18,19]，这为进一步研究费米哈伯德模型铺平了道路，该模型被认为能解释诸如高温超导等奇异的特性。

除了用作量子模拟器外，光晶格中的超冷气体本身也具有极大的研究价值[20,21]。通过 Feshbach 共振技术，可以精确调节原子间的相互作用强度，这使得在实验室环境下探索强关联量子多体物理以及进入凝聚态物理中此前无法触及的新参数区域成为可能[8]。此外，光晶格能够灵活构建一维和二维的光学势阱，为研究低维物理系统中的新奇物态与相变过程提供了理想条件[23-25]。同时，得益于光晶格良好的可扩展性，以及系统相干时间远长于量子逻辑门操作时间的优势，该平台也被视为实现量子信息处理的重要候选方案[26]。

尽管传统干涉光晶格在展示量子模拟方面取得了卓越成就，但其高度对称的结构也限制了模拟更复杂物理现象的可能性[27-29]。真实物理系统往往包含复杂的边界条件、局部缺陷或非平凡的几何拓扑，这为我们实现高精度定制化的任意形状光学势阱提出了要求。计算机控制的可编程空间光调制器是实现适用于超冷原子实验光势阱的有力工具，数字微镜器件（Digital Micromirror Device，DMD）与硅基液晶空间光调制器（Liquid Crystal on Silicon Spatial Light Modulator，LCoS-SLM）作为其中的代表，已被广泛用于创建如平顶光束等多种任意形状光学势阱，并与原子结合产生了诸多应用[30-34]。

一旦在光晶格外实现了任意势场，许多应用将变得触手可及。这些应用包括：人造规范场、准周期序、量子多体局域化以及量子输运等量子模型[35-39]。通过将单个粒子俘获在盒状势场中，可以实现一个最基础的量子力学系统，这为教科书中曾详细推导过的理想化系统提供了直观且精确的实验验证。此外，在光晶格中施加具有明确边界或可控缺陷的势阱结构以研究拓扑边缘态[40]，在平顶势阱之间构造可调控的势垒以研究量子隧穿效应等[41]。

考虑到上述应用，本工作研究了上述两种计算机控制可编程空间光调制器的性质，以及将其用于光束整形的仿真与实验方法，结合反馈过程分别实现了 1.32%与1.38%的平顶光束方均根误差。此外，在硅基液晶空间光调制器整形方法的基础上，进行了机器学习模型的训练，实现了不同参数下实验方形平顶光斑方均根误差的精准预测。

1.2 论文结构

本论文是基于可编程空间光调制器的光学势阱整形的相关研究。下面将简要介绍本论文每章节的核心研究内容：

第一章介绍了量子模拟的发展与优势，并描述了在超冷气体实验中实现任意形状光学势阱整形的必要性与相关应用。

第二章介绍了多种空间光束整形的器件与方法，并详细描述了数字微镜器件与硅基液晶空间光调制器的特性与参数。

第三章详细介绍了使用数字微镜器件进行空间光束整形的方法。首先在计算机中进行模拟仿真，在计算出灰度反射率函数后，对其进行误差扩散，转变为二值反射率函数，在模拟 4f 系统传播后得到仿真的结果，最终分析了空间滤波对输出光斑平整度的影响；随后在实验中进行校准定位后，得到了实验的结果，在此基础上对光斑进行反馈以优化平整度，获得方均根误差仅为 1.32%的平顶光束，最后通过生成任意形状光势阱展示了该整形器件与方法的性能。

第四章介绍了使用硅基液晶空间光调制器进行空间光束整形的方法。同样在计算机中进行仿真模拟，详细介绍了混合区域振幅自由度算法的实现，并分析其中透镜相位曲率参数对于输出光斑平整度与效率的影响；在实验中进行校准定位后，通过光栅相位对输出光斑进行平移以消除零级光的干扰，同样也进行反馈优化光斑平整度，获得方均根误差仅为 1.38%的平顶光束，并通过生成任意形状光势阱展示了该整形器件与方法的性能；最后通过梯度提升模型实现了对不同输入参数对应实验方形平顶输出光斑方均根误差的精准预测。

第五章总结与展望。

2 空间光束整形

激光光束整形与调制多年来一直是备受关注的研究课题，其中，平顶光束的整形技术得到了尤为广泛的讨论。本章将简要描述空间光束整形有哪些潜在的应用，并概述了几种不同的器件与方法。

光束整形在光学领域具有广泛的应用。在多项技术应用中，控制光束的振幅和相位至关重要。激光焊接、光学加工以及激光雷达均需使用平顶光束，此外，已有研究探讨了平顶光束对引力波探测器灵敏度的影响[42,43]。通常，引力波干涉探测器通过测量由引力波引起的光束间的相位变化来进行探测。这些干涉仪基于迈克尔逊-莫雷干涉仪原理，将光束分成两部分，并在两个垂直的谐振腔内共振，谐振腔镜面的物理位移会引起相位变化，因此反射表面的热力学涨落会降低探测器的灵敏度。采用平顶光束代替高斯光束，可以通过更好地平均表面涨落从而降低热噪声[44]。

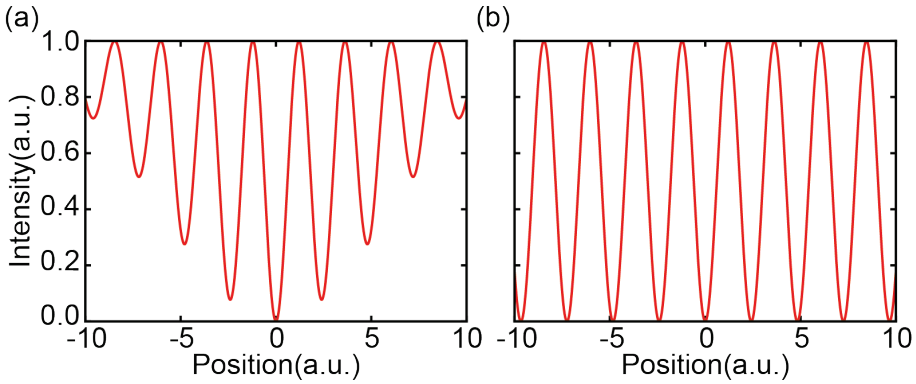


图 2-1 高斯光束（a）和平顶光束（b）干涉产生周期性势场

Fig. 2-1 Generation of periodic potentials via the interference of Gaussian (a) and flat-top (b) beams

量子光学和超冷量子气体是光束整形与调制的另一热门应用领域。通过操纵光场，研究人员能够设计定制化的光势阱，这为超冷原子研究提供了极大的灵活性。例如，文献[34]讨论了利用空间光调制器产生两个或三个移动光镊，从而实现玻色-爱因斯坦凝聚体的分离。研究冷原子的另一个常用工具是通过相交激光束的干涉产生光晶格[20,21,45,46]。干涉条纹的极大值和极小值构成了原子的周期性势场，从而获得规则排列的势阱。用于产生光晶格的单模光束通常具有高斯横向强度分布，这导致光强在光束径向方向不是恒定的[27-29,47]。因此，由此产生的周期性势场会被一个额外的高斯包络所调制。图 2-1(a)展示了利用高斯光束产生的光晶格。对于红失谐激光，原子所感受到的势阱深度向两侧逐渐减小。若使用平顶光束代替高斯光束，则可使所有势阱

的深度都将保持一致，如图 2-1(b)所示。光晶格的周期性势场模拟了完美的晶体结构，从而简化了凝聚态物理的研究。

为了观察超冷量子气体的膨胀，原子云会从势阱中释放并由成像系统进行检测。由于原子受重力影响会离开成像系统的焦平面，导致观测时间受限。为了利用激光的偶极力抵消重力影响，需要一种具有恒定梯度的光强分布以产生恒定力。因此，整形出具有线性梯度分布的强度场是另一个重要目标，这将通过提供恒定的抵消力，实现对超冷原子云在近零有效重力环境下自由膨胀过程的长时观测。

2.1 光束整形器件与方法

产生平顶光束的方法多样，涵盖了从基础的几何截断、传统的折射与衍射光学元件，到空间光调制器等整形技术，本节将阐述这些不同的技术并对其结果进行比较。

孔径截断法。最简单直接的技术是利用矩形或圆形孔径截断高斯光束。该方法需要在输入光束的转换效率与输出光束的平坦度之间进行权衡。对于 10%的最大转换效率，其平坦度在 8%到 10%之间（取决于孔径形状）[48]。由于能量损失巨大，该方法不适用于高功率光束的转换。

透镜折射光学系统。已有文献[49]提出了一种由两个正非球面透镜组成的开普勒式光束整形系统。该设计实现了 78%的功率转换。此方案的优点是转换效率高，但由于非球面表面的设计取决于特定的输入和输出光束形状，因此它仅适用于特定的系统。此外，它无法补偿实际光束中的空间噪声。

衍射光学元件（Diffractive Optical Element，DOE）与全息光学元件（Holographic Optical Element，HOE）。已有研究[50]使用一种双元件全息光学系统，将高斯分布光束转换为振幅和相位均匀的矩形光束。第一个全息元件在第二个元件的位置将高斯光束转换为强度均匀但相位不均匀的光束，随后由第二个全息元件修正相位。实验显示光束较为平坦（10%的偏差），具有优异的稳定性和较高的衍射效率，但其静态特性以及对定制化加工的依赖，使其难以适配需要动态重构的实验系统，这限制了该技术的应用领域。

可编程空间光调制器。为了在处理任意输入和输出形状时获得更高的灵活性，研究人员尝试采用可计算机编程的空间光调制器[50-54]。已有多个研究小组利用二元衍射元件（Binary Diffractive Elements）成功实线了光束整形[55-57]。此外，Floyd 和 Steinberg 提出了一种误差扩散算法（Error Diffusion Algorithm），可将灰度图像转换

为黑白二值图像。随后，Dorrer 和 Zuegel 将误差扩散技术用于设计二值像素化空间光调制器，从而在空间滤波器后的像平面形成所需的平顶光束[58]。该技术在数字微镜器件（Digital Micromirror Device，DMD）空间光调制器上的首次实现见于文献[59]，报告的平整度达到 1.5%。另一种器件为硅基液晶空间光调制器（Liquid Crystal on Silicon Spatial Light Modulator，LCoS-SLM），或常称为纯相位空间光调制器（Phase-only Spatial Light Modulator，Phase-only SLM），结合迭代傅里叶变换算法（Iterative Fourier Transform Algorithm，IFTA）用于设计计算机生成全息图（Computer Generated Hologram，CGH），或称为相图（Kinoform），相图可将光场转换为输出平面（即光学系统焦平面）的目标光强分布，该技术已广泛应用于生物学、物理学等学科研究中[60-62]，例如使用相图创建动态光镊阵列操纵生物细胞或用于创建超冷量子气体中的光学偶极阱等[63-66]。其中最广为人知的算法是由 Gerchberg 与 Saxton 在 1972 年提出的 GS 算法（Gerchberg–Saxton Algorithm）[67]。随后研究人员在此基础上不断优化，如 Curtis 等人提出的加速收敛的 AA 算法（Adaptive-Additive Algorithm）、由 DiLeonardo 等提出引入权重以均匀点阵强度的 GSW 算法（Weighted Gerchberg-Saxton Algorithm）等多种优化算法[68-75]。相比于传统的相位恢复算法（如 GS 算法）容易陷入局部最优且均匀性受限的特性，由 Pasienski 与 DeMarco 提出的混合区与振幅自由度算法（Mixed-Region Amplitude Freedom Algorithm，MRAF）[31]通过在目标区域外引入振幅自由度，有效抑制了光斑内部的噪声，将所得光斑光强分布的精度和平坦度提高两个数量级，为实现高性能的平顶光束提供了新的技术途径。

基于上述研究，我们决定采用两种空间光调制器光束整形方法实现任意光斑的整形：基于数字微镜器件与误差扩散算法的光束整形，以及基于硅基液晶空间光调制器与 MRAF 算法的光束整形。在后面的章节将对这两种方法进行更详细的描述。

2.2 可编程空间光调制器

空间光调制器通过在投影仪中的应用实现了大规模生产。在几乎所有现代投影仪中，要么使用微小可倾斜的反射镜阵列，要么使用液晶单元，将光束整形为所需的强度分布。本节将分别介绍这两种技术的一个代表器件及其在科研中的应用。数字微镜器件以 Texas Instruments DLP4500 为例，而硅基液晶空间光调制器以 Holoeye LETO-3-VIS 为例，相关主要技术指标见表 2-1。这两个器件对于我们的实验都具有足够高的分辨率且成本合理，但在刷新率、光利用率、稳定性以及实现的难易程度方

面存在显著差异。

表 2-1 所采用空间光调制器的主要技术指标

Tab. 2-1 Key technical features of the employed spatial light modulators.

	TI DLP4500	Holoeye LETO-3-VIS
分辨率（Resolution）	912×1140 pixels	1920×1080 pixels
像素间距（Pixel pitch）	7.637 μm	6.4 μm
有效区域（Active area）	9.86×6.16 mm^2	12.5×7.1 mm^2
刷新率（Refresh rate）	4000 Hz	60 Hz
波长范围（Wavelength range）	420-700 nm	420-850 nm
损伤阈值（Damage threshold）	~25 W/cm^2	~2 W/cm^2

注：损伤阈值的影响因素众多，如散热、波长适配与照射时长等，故损伤阈值数值仅作大致参考。

本章将对数字微镜器件与硅基液晶空间光调制器的主要原理与特性进行概述，在随后两个章节分别介绍使用两种空间光调制器件进行光束整形的模拟仿真与实验方法。

2.2.1 数字微镜器件简介

投影仪的大规模生产促进了技术发展并降低了成本，使得数字微镜器件在科学研究应用中极具性价比与吸引力。在光束整形应用中，可倾斜反射镜阵列能够对输入光束进行局部的二值振幅控制，从而实现光束的整形。目前已有适用于近红外、可见光以及紫外光的器件，其主要优点包括高稳定性、高切换速率、低成本、高分辨率以及宽波段，然而其光利用率较低且不适用于生成具有锐利结构的光斑。

在本研究中，使用器件型号为 Texas Instruments DLP4500，该器件拥有一块 0.45 英寸的 DMD 芯片，采用独特的菱形像素阵列（Diamond Pixel Array）设计，其分辨率为 912×1140 像素，如图 2-2 所示。Texas Instruments 不仅提供 DMD 器件，还提供了相应的控制硬件和软件，能够以每秒高达 4000 次的频率控制数以百万计的微镜在 ±12°倾角之间切换[76]。DLP4500 的主要参数见表 2-1。

从理论上讲，DMD 可用于很宽的波长范围，然而其最佳反射角会随波长的改变而变化。DMD 的二维微镜阵列类似于光栅[77]，由于像素化结构以及微镜之间的间隙，会产生具有整体 $sinc^2$ 包络的离散衍射级次，衍射级次的位置仅取决于波长和像素间距。不同衍射级次的相对功率分布由 $sinc^2$ 包络决定，通过改变 DMD 上的入射角可以移动该包络，因此可通过调整输入光束的角度，将最大功率引导至选定的衍射级

次。反射角对波长的依赖性限制了 DMD 在宽光谱光源以及同时使用多种波长场景下的应用，因为这需要对光路进行重新准直。此外，作为制造工艺中固有组成部分的前窗玻璃涂层，也将波长范围限制在可见光、近红外或紫外光。不过在实际使用过程中，光束以与 DMD 平面的法线呈 24°的入射角进行入射是经典值，因为微镜打开时的倾角为 12°，这样的入射角可恰好使出射光束垂直于 DMD 平面，便于使用与调节。

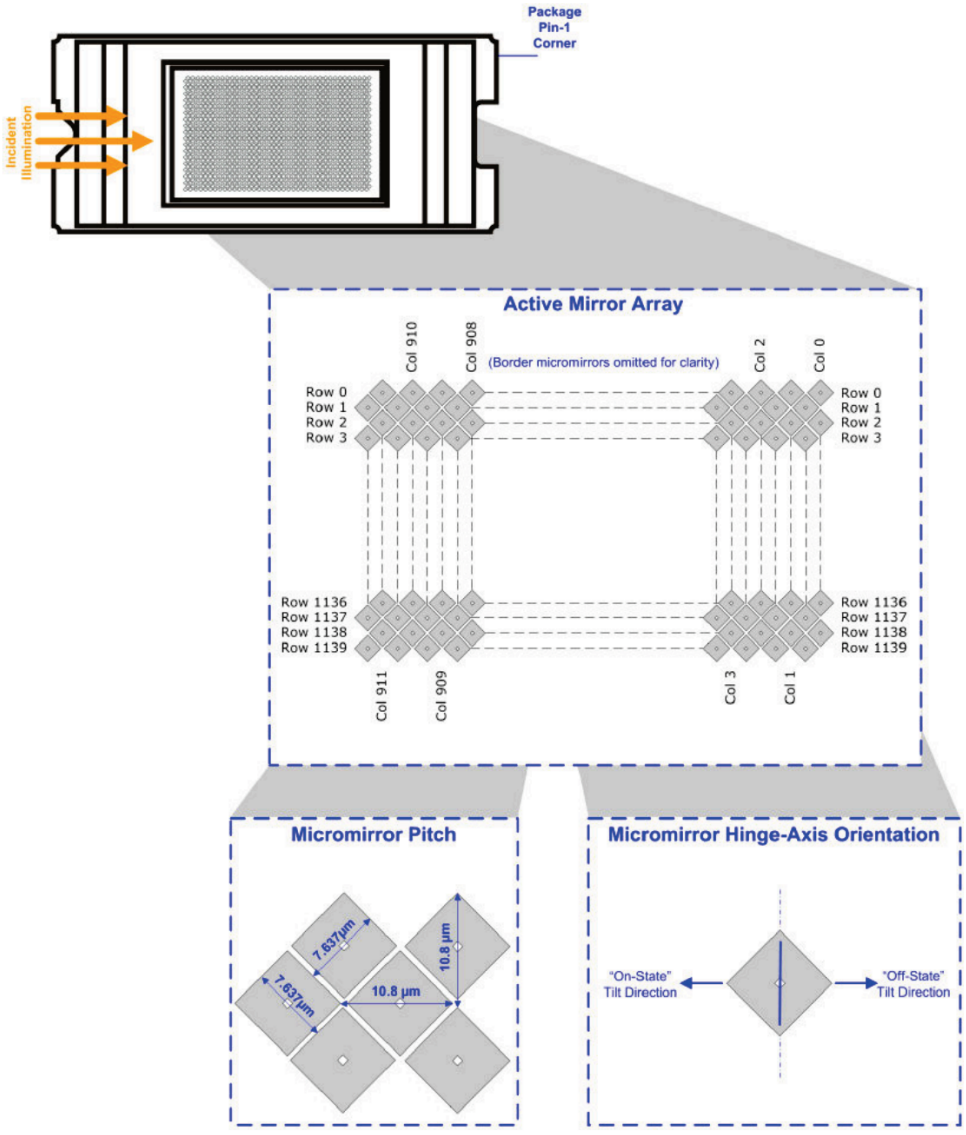


图 2-2 DLP4500 的微镜阵列、微镜间距与旋转轴方向

Fig. 2-2 Micromirror Array, Pitch, and Hinge-Axis Orientation of the DLP4500

图片来源：图片取自 TI DLP4500 0.45 WXGA DMD datasheet.

理论上 DMD 不应改变入射光束的相位，因此应产生平坦的波前。然而，受限于制造过程中微镜放置位置与微镜表面的不均匀性，实际光束相位会受到 DMD 的影

响，实验中已有报道称其相位差小于 0.8π[30]。

尽管数字微镜器件具备极高的刷新率，但在超冷原子实验中，研究者通常令其保持静态逻辑状态，以消除微镜高频翻转引起的强度闪烁对原子的加热效应。在加载图像保持不变的情况下，DMD 能够提供极高稳定性的光学势阱，这一特性对于维持超冷量子气体的量子简并态具有显著优势。

2.2.2 硅基液晶空间光调制器简介

液晶的双折射特性已广泛应用于电视和投影仪中，其主要形式为微小的扭曲向列型（Twisted Nematic）液晶单元。在向列相（Nematic Phase）中，双折射液晶表现出长程方向有序，但液晶分子的位置是随机变化的。这与铁电液晶中所使用的近晶相（Smectic Phase）形成了对比，在近晶相中，液晶形成层状结构，层内晶体表现出方向有序，但层间不维持这种有序性。

“扭曲”二字是指晶体上下两侧的取向层是相互正交的，这种配置主要用于振幅调制，但原则上也可以对入射光束的相位进行调制。其工作模式取决于入射光的偏振态[78]以及分子的预倾角（Pre-tilt angle）[79]，因此扭曲向列型晶体的纯相位操作需要入射光具有精确的偏振态。

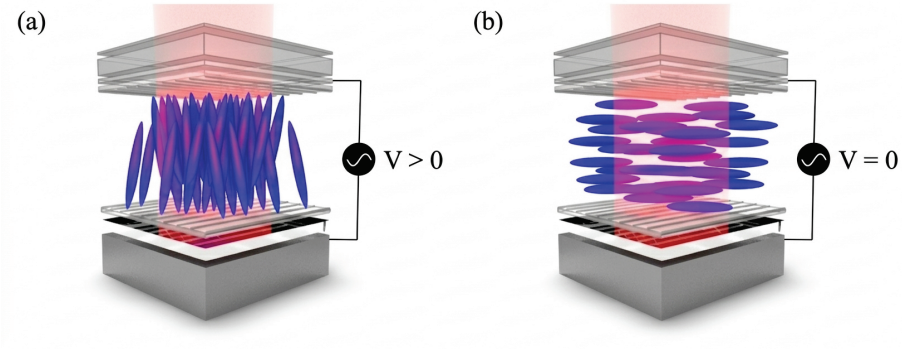


图 2-3 硅基液晶空间光调制器中的平行取向向列型液晶单元

Fig. 2-3 Parallel-Aligned Nematic Liquid Crystal Cell in LCoS-SLM

注：自顶向下依次为：增透膜、玻璃基底、氧化铟锡（ITO）电极、上取向层、液晶、下取向层、反射镜和 CMOS 背板。与扭曲向列型显示器不同，其取向层呈平行排列。在这种配置下，该单元以纯相位模式工作。（a）为施加电压时的液晶单元，（b）为未施加电压时的液晶单元。

为了方便实现光束整形，目前也有平行取向向列型（Parallel-Aligned Nematic）液晶器件可供使用，此类器件仅能操纵输入光束的相位。这些器件同样由含有向列相液晶的单元组成，但其上下两个取向层呈平行排列且不需要偏振片。通过改变施加在

液晶盒顶电极和底电极之间的电压，可以改变液晶分子的取向，进而改变折射率和相位延迟。为了实现高填充因子和高分辨率，硅基液晶（LCoS）器件将控制电路隐藏在反射镜后方[80]。图 2-3 展示了此类液晶单元的基本组件，以及施加电压如何改变液晶的取向。

本研究使用的器件型号为 Holoeye LETO-3-VIS，这是一款平行取向的纯相位空间光调制器。它是一款 LCoS 器件，因此会在其后反射镜处反射入射光束，使其两次穿过液晶层。在 12.5×7.1 mm^2 的有效区域内，可以控制 1920×1080 个像素产生 256 个不同级次的相位调制，可在 420-850 nm 的波长范围实现至少 2π 的相位调制，表 2-1 总结了该器件的主要特性。其主要优点是光利用效率高、成本低且分辨率高，但其计算所需相图的成本较高、稳定性不足且方均根误差（Root Mean Square Error，RMSE）低于 4%的均匀分布需要进行反馈流程。

在超冷原子实验中，液晶型空间光调制器的相位闪烁可能导致原子加热，进而破坏量子简并态。相比于数字微镜器件，SLM 在图像切换时的光强抖动较低，因此更适用于需要连续、动态调制光势阱的场景（如原子重排的光镊操作）。然而，其 60 Hz 的刷新率在一定程度上仍限制了其在高动态响应需求中的应用。

2.3 本章小结

本章首先阐述了空间光束整形技术在工业以及超冷量子气体等领域的重要应用背景。随后，本章对比分析了孔径截断法、透镜折射光学系统、衍射光学元件以及空间光调制器等多种整形成像技术的优缺点，明确了计算机可编程空间光调制器在动态重构与灵活性方面的显著优势。

本章详细介绍了本研究采用的两种核心器件，数字微镜器件与硅基液晶空间光调制器的工作原理及其物理特性。通过对 DLP4500 与 LETO-3-VIS 的分辨率、像素间距、刷新率及损伤阈值等关键技术指标的系统对比，揭示了两种器件在光利用率、切换速率及调制方式等方面的差异。本章的研究为后续章节深入探讨基于两种器件进行空间光束整形的模拟仿真与实验实现奠定了基础。

3 数字微镜器件光束整形

数字微镜器件根据像素的反射率（其数值为 0 或 1）调制光束的振幅分布。该方法的核心在于通过 DMD 显示特定的图形，从而将输入光束转换为所需的输出强度分布。DMD 处的光场通过一套 4f 成像系统成像至输出平面，因为实验中需要使用低通滤波器。像素化的微镜反射会给激光束的傅里叶光谱增加高频分量，从而导致输出结果产生噪声，因此必须在成像系统中加入空间滤波器，以阻隔不需要的高空间频率成分。

本章将从模拟仿真与实验实现两方面介绍使用数字微镜器件进行空间光束整形的方法，在模拟仿真部分，详细介绍了反射率函数的计算方法，Floyd–Steinberg 误差扩散算法的程序实现，以及如何在程序中模拟光束的传播与调制；在实验部分主要讲解了如何对系统进行校准与定位，并对输出光斑进行反馈优化。基于反馈优化得到了方均根误差仅为 1.32%的平顶光斑，此外我们还研究了空间滤波与针孔（pinhole）尺寸对光束质量的影响，选取恰当尺寸的针孔对于生成光束的质量非常重要。最后通过生成多种形状的任意光势阱，展示了该方案的普适性与灵活性，为复杂光学与量子实验奠定了稳健的平台基础。

3.1 DMD 光束整形模拟仿真

在开展实验之前，首先对光束整形过程进行模拟仿真，以验证方案的可行性。仿真工作基于 Matlab 环境完成。为了确保仿真结果具有参考价值，各项仿真参数均根据实际实验属性进行了调整。

数字微镜器件光束整形实验的装置示意图如图 3-1 所示，一束由半导体激光器产生的 780 nm 激光耦合进单模保偏光纤以提供高质量的 TEM_{00} 高斯输出，光束从光纤出射后，通过焦距分别为$f_1 = 150$ mm与$f_2 = 300$ mm的透镜进行扩束与准直后，经过 DMD 的反射与调制，反射光束再经过$f_{3,4} = 100$ mm的两个透镜组成的 4f 系统成像至相机平面，其中需在 4f 系统傅里叶平面放置适当大小的针孔以进行空间滤波。

由于 DLP4500 采用独特的菱形像素排列方式，图像加载时会呈锯齿状分布，导致投影画面相对原始加载图像产生畸变。因此为了确保计算模型与实际视觉效果相匹配，需将原始的 912×1140 像素进行转换：即宽度乘以$\sqrt{2}$约为 1290 像素，高度除

以$\sqrt{2}$约为 806 像素。在所有模拟过程中，均以此 1290×806 像素作为基准大小进行计算。仅在最终上传至 DMD 芯片前，才将图像尺寸调整回 912×1140 以完成加载。

仿真将按以下步骤进行：在 1290×806 的矩阵中创建适当的平顶目标函数、入射高斯函数，将两幅图像相除并取平方根，得到灰度反射率函数。通过误差扩散算法将灰度反射率函数转换为二值图像，由此得到模拟的二值反射率函数。模拟平顶光斑的生成：将高斯图像与二值反射率函数相乘，模拟光束在 DMD 平面的调制；在 2580×2580 的矩阵中，对新图像进行傅里叶变换，与用于空间滤波的二值掩模相乘，随后进行傅里叶逆变换，模拟光束在 4f 系统中的传播以及针孔空间滤波；所得图像的平方即为最终的光强分布。

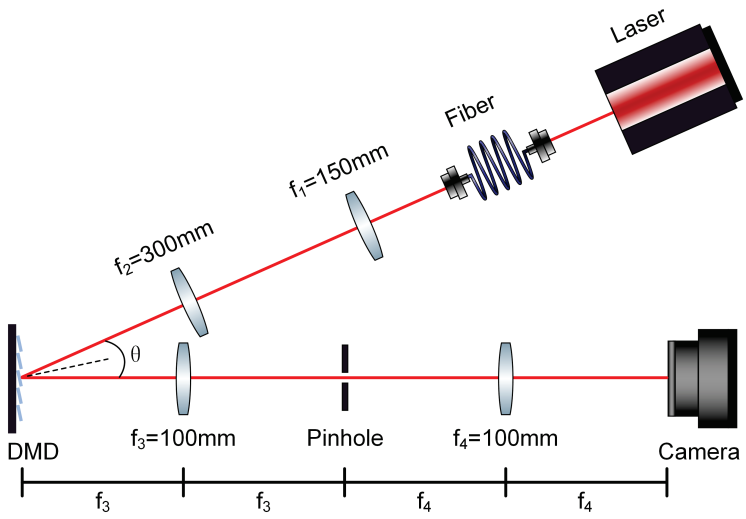


图 3-1 DMD 光束整形实验装置示意图

Fig. 3-1 Experimental setup of the DMD beam shaping system

注：θ 为 24°，表示入射光束与 DMD 法线的夹角。

3.1.1 反射率函数

为了将入射高斯函数整形为目标函数，首先需计算 DMD 的反射率函数图像，在此对目标函数、输入高斯函数与反射率函数进行定义。

平顶目标分布通常有两种方式进行描述与生成：平均滤波法，画出一个期望图案，如圆形，随后对该图案进行平均滤波以平滑轮廓边缘，通常滤波的窗口可取约 10×10 像素大小，窗口越大目标分布就越平滑，但此方法生成的目标光强分布会有折角，影响整形的平整度；为了实现更加平整的光斑，最好使用更为平滑的函数进行描述，这里选择二维 n 阶超洛伦兹分布（2D n-order Super-Lorentzian）作为平顶目标函

数：

$$I_{target}(x,y) = A_{SL}\left[1 + \left|\frac{r}{r_{SL}}\right|^{n_{SL}}\right]^{-1} \tag{3.1}$$

其中$r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$，$(x_0, y_0)$为分布的中心，参数$r_{SL}$为半高半宽（half width at half maximum），A_{SL}为幅度，n_{SL}为阶数，改变阶数即可改变目标函数的平滑程度，n_{SL}通常可取为 8。

输入函数则用高斯分布描述：

$$I_{input}(x,y) = A_G \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma_G^2}\right) \tag{3.2}$$

其中r的定义与超洛伦兹分布相同，参数σ_G为高斯分布的半宽，即强度下降至$1/\sqrt{e}$时的宽度。

值得注意的是，$I_{target}(x,y)$与$I_{input}(x,y)$描述的是光强而不是振幅，因此 DMD 的反射率函数需要通过目标函数与输入函数之比的平方根求出：

$$DMD_g(x,y) = \sqrt{\frac{I_{target}(x,y)}{I_{input}(x,y)}} \tag{3.3}$$

其中$DMD_g(x,y)$中的g表示其为八位灰度图，值是“连续”的，后续需使用误差扩散算法将其变换为适合加载于 DMD 的二值图像。参数的选择取决于光束整形过程的具体目标，为了产生较大的光斑，需要减小超洛伦兹分布的幅度并增大其宽度。为了能够将尽可能多的功率转换为输出光束，目标参数必须设定得尽量大。

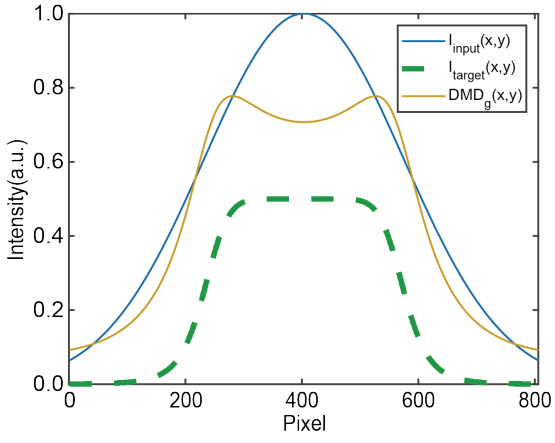


图 3-2 输入函数（蓝色）、目标函数（绿色）以及灰度反射率函数（黄色）的剖面线图

Fig. 3-2 Crossline plots of the input function (blue), target function (green), and grayscale reflectivity function (yellow)

图 3-2 展示了输入高斯函数、目标函数及反射率函数的剖面线（crossline）图，其中高斯强度分布位于矩阵中心，其宽度$\sigma_G = 0.8$，幅度$A_G = 1$，目标超洛伦兹分布的宽度选定为$r_{SL} = 0.8$，幅度$A_{SL} = 0.5$，阶数$n_{SL} = 8$。反射率函数在高斯分布中心呈现局部极小值，这是因为中心位置的入射光振幅最高，而随着振幅向径向边缘逐渐减小，则需要相应提高反射率，以补偿入射光的衰减。

3.1.2 误差扩散算法

误差扩散算法广泛应用于通过二值信号模拟连续灰度层次的场景，如报纸出版、数字印刷以及有限色盘的数字图像显示等领域。在报纸出版中，其核心思想是选择性的印刷微小格点，使得读者从远处观察时能看到比实际印刷效果更丰富的灰度层次，同样的思路也可以应用于数字微镜器件。

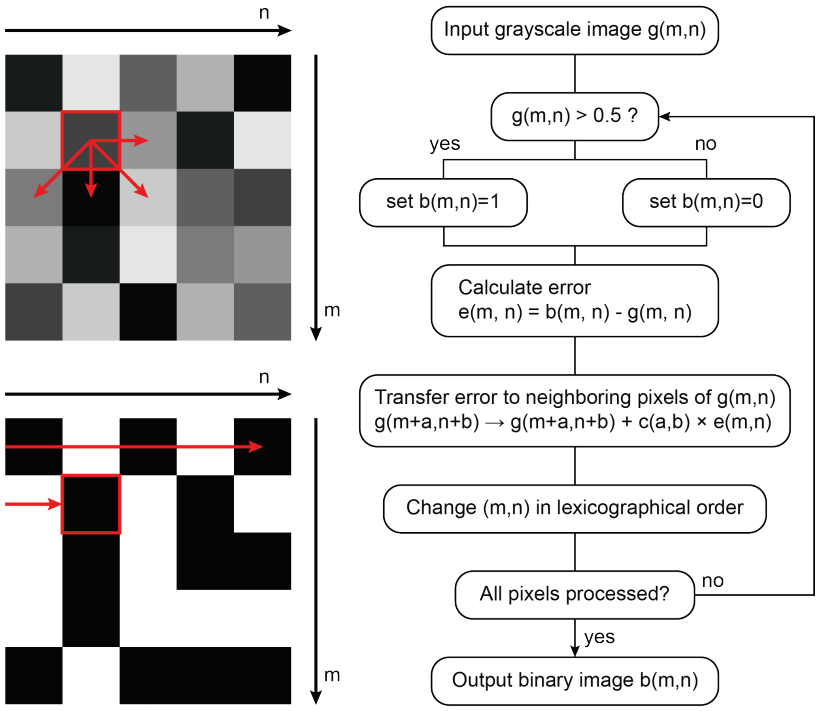


图 3-3 误差扩散算法

Fig. 3-3 Error Diffusion Algorithm

注：该算法检查原始图像中的像素值$g(m,n)$是否大于 0.5。如果为真，则二值图像中相应的像素$b(m,n)$设为 1，否则设为 0。计算两者之差并乘以特定相邻单元的权重因子。误差按照红色箭头所示扩散至周围像素，且像素的处理按字典序进行。左侧展示了一幅灰度图像，其下方为转换后的二值图像。

在上述计算中，$DMD_g(x,y)$仍为八位灰度图像，通过误差扩散算法可将灰度图像

转变为黑白二值图像$DMD_b(x,y)$，并利用空间滤波进行平滑处理，可使结果包含除“开（1）”和“关（0）”以外的更多数值，实现更多级次的振幅调制。

Floyd–Steinberg 误差扩散算法[81]的优势在于能够捕捉到每一个像素在转换过程中产生的误差，通过该算法二值化的图片通常具有较高的还原度。如图 3-3 所示，该算法按照字典序（Lexicographical Order）遍历原始图像的像素，即从上到下、从左到右进行处理，图中方块代表灰度图像和二值图像中的单个像素。参考图 3-3 中的标记，原始图像中第m行第n列的像素值记为$g(m,n)$，转换后的二值像素值记为$b(m,n)$。第一步，算法检查位置(m,n)处的像素值是否大于 0.5，如果为真（即$g(m,n)>0.5$），则对应的二值图像像素值$b(m,n)$设为 1，否则设为 0。第二步，计算转换过程中产生的误差$e(m,n)$，即二值像素值与原始像素值之差$e(m,n)=b(m,n)-g(m,n)$。随后，该误差被传递至相邻像素，并根据特定的相邻权重因子$c(a,b)$进行修正。由于该算法是非迭代的，误差仅向字典序中后续的像素扩散，即位置为$(m,n+1)$、$(m+1,n+1)$、$(m+1,n)$和$(m+1,n-1)$的像素，如图 3-3 中的箭头所示。根据 Floyd 和 Steinberg 的研究，最佳权重因子如下：

$$c(0,1)=-\frac{7}{16},c(1,1)=-\frac{1}{16},c(1,0)=-\frac{5}{16},c(1,-1)=-\frac{3}{16} \tag{3.4}$$

这些权重因子的总和恰好为-1，这种特殊数值选择使得该算法处理前后的图像整体灰度值保持不变，例如一张初始像素值均为 0.5 的灰色图像（最大值为 1），经过误差扩散后将呈现黑白相间的“棋盘”图案，见图 3-4，这种特性为验证算法程序的正确性提供了直观的标准。

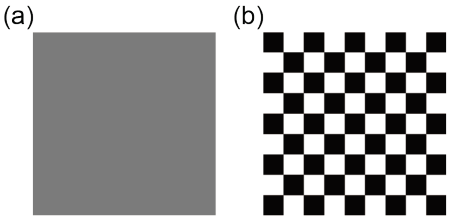


图 3-4 误差扩散前后的灰色图像与“棋盘”图案

Fig. 3-4 Gray images and "checkerboard" patterns before and after error diffusion

注：（a）为像素值为 0.5 的灰色图像（白色对应像素值为 1），（b）为灰色图像误差扩散后的黑白相间图像，整体平均像素值依然保持 0.5 不变。

Dorrer 和 Zuegel 研究了向更多数量像素扩散的情况，但并未发现性能有显著提升[58]，因此本研究决定采用 Floyd 和 Steinberg 的原始方案。在将原始图像中相邻像

素的值修改为$g(m+a,n+b)=g(m+a,n+b)+c(a,b)\times e(m,n)$后，再开始处理下一个像素。通过考虑每一次转换的误差，得到的二值图像呈现出高度有序的结构，且转换误差最小。误差扩散算法是一种单次遍历算法，因此计算高效、成本低廉。

3.1.3 4f 系统光场传播

将输入高斯图像的振幅分布$E_{input}(x,y)$与二值反射率函数$DMD_b(x,y)$相乘，即可模拟 DMD 对入射高斯光束的调制效果，得出 DMD 正后方的振幅：

$$E_1(x,y)=E_{input}(x,y)\cdot DMD_b(x,y) \tag{3.5}$$

其中，$E(x,y)$表示光强$I(x,y)$取根号后的振幅分布，$DMD_b(x,y)$中的b表示其为二值图。后续计算中必须考虑成像系统的影响，4f 系统的第一个透镜，执行振幅分布的傅里叶变换，以在透镜的后焦平面进行空间滤波。值得注意的是，在进行傅里叶变换之前，需将矩阵填零扩充（Zero-padding）为至少 2 倍大小的方形矩阵，提高采样率以避免混叠（Aliasing）与失真，这一点随后将进行更详细的说明，暂时先聚焦于系统传播过程。频域空间中的振幅分布由下式给出：

$$E_2(\nu_x,\nu_y)=\mathcal{F}\{E_1(x,y)\} \tag{3.6}$$

其中，$\mathcal{F}\{E_1(x,y)\}$表示对函数$E_1(x,y)$进行傅里叶变换。空间滤波是由第一个透镜后焦平面的针孔实现的，这里通过一个圆形的二值掩膜$M(\nu_x,\nu_y)$模拟针孔的低通滤波，针孔后的振幅分布如下：

$$E_3(\nu_x,\nu_y)=E_2(\nu_x,\nu_y)\cdot m(\nu_x,\nu_y)=\mathcal{F}\{E_1(x,y)\}\cdot M(\nu_x,\nu_y) \tag{3.7}$$

4f 系统中第二个透镜执行傅里叶逆变换，用符号$\mathcal{F}^{-1}$表示，第二个透镜的后焦平面处，即成像相机处的振幅分布为：

$$E_{output}(x,y)=\mathcal{F}^{-1}\{E_3(\nu_x,\nu_y)\}=\mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}\{E_1(x,y)\}\cdot M(\nu_x,\nu_y)\} \tag{3.8}$$

根据傅里叶变换的卷积定理[82]，$E_{output}(x,y)$也可直接写为：

$$E_{output}(x,y)=E_1(x,y)*\mathcal{F}^{-1}\{M(\nu_x,\nu_y)\} \tag{3.9}$$

其中，符号$*$表示卷积运算。最终，成像相机处的光强分布由振幅分布的平方给出：

$$I_{output}(x,y)=\left|E_{output}(x,y)\right|^2 \tag{3.10}$$

奈奎斯特-香农采样定理（Nyquist-Shannon Sampling Theorem）表明，若一个连续信号的最高频率为 f_{max}，那么采样频率 f_s 应至少为 $2\times f_{max}$，否则，当采样频率不足时，高频信号会“伪装”为低频信号，造成信号的失真。因此在进行傅里叶变换之前，

需要将原始大小为 1290×806 的矩阵进行填零扩充为至少原始尺寸的 2 倍大小。此外，为了确保频域在v_x与v_y方向上具有相同的采样分辨率（即频域网格的步长一致），矩阵应统一扩充为正方形。据此，本研究将矩阵尺寸统一扩充至 2580×2580 大小，在涉及傅里叶变换、频域滤波及傅里叶逆变换的整个计算过程中，均使用扩充后的尺寸进行运算。直至最后输出阶段，才从计算结果中提取中心 1290×806 的区域，作为最终的输出图像。填零扩充前后的二值反射率函数图如图 3-5 所示。

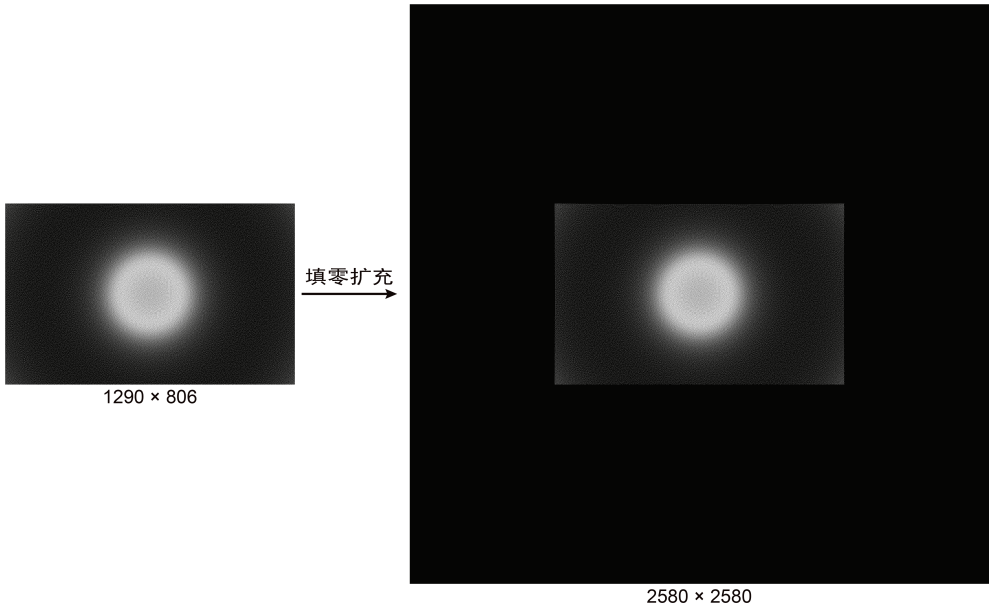


图 3-5 填零扩充前后的二值反射率函数图

Fig. 3-5 Binarized reflectivity function before and after zero-padding

注：左侧为填零扩充前 1290×806 矩阵，右侧为填零扩充后 2580×2580 矩阵，填零扩充为两倍方形矩阵。

在 4f 系统傅里叶平面处，需使用二值掩膜$M(v_x, v_y)$，即针孔，对光束进行空间滤波，是使用数字微镜器件获得平滑输出的关键所在，这一点将在 3.1.5 节进行详细论述。针孔的尺寸需要根据目标函数进行调整，因为过窄的滤波带宽无法产生锐利的结构，而过宽的滤波带宽又无法很好地平滑由像素化的微镜反射带来的高频噪声。因此针孔尺寸的选择至关重要，傅里叶平面的频域采样间隔可由下式给出：

$$\Delta a_f = \frac{\lambda f}{N \Delta a} \tag{3.11}$$

其中，λ为激光波长，f为 4f 系统中第一个透镜的焦距，N为矩阵的大小，Δa为空域（DMD 平面）的采样间隔，即 DMD 的微镜像素间距，Δa_f则是频域（傅里叶平面）的采样间隔。通过填零扩充增大N，Δa_f将随之减小，这意味着频域的分辨率变得更加精细。将实验中的参数$\lambda = 780$ nm、$f = 100$ mm、$N = 2580$、$\Delta a = 7.637$ μm带

入公式(3.11)可得，频域的采样间隔$\Delta a_f \approx 3.96$ μm，换言之，傅里叶平面中每个像素将对应现实中约3.96 μm。例如，当圆形二值掩膜$M(\nu_x, \nu_y)$的直径约为101个像素时，恰好对应实验中400 μm的针孔。

3.1.4 DMD 光束整形模拟仿真结果

图 3-6 展示了圆形二值掩膜$M(\nu_x, \nu_y)$直径为 101 个像素时（对应实验中400 μm针孔）的仿真结果。

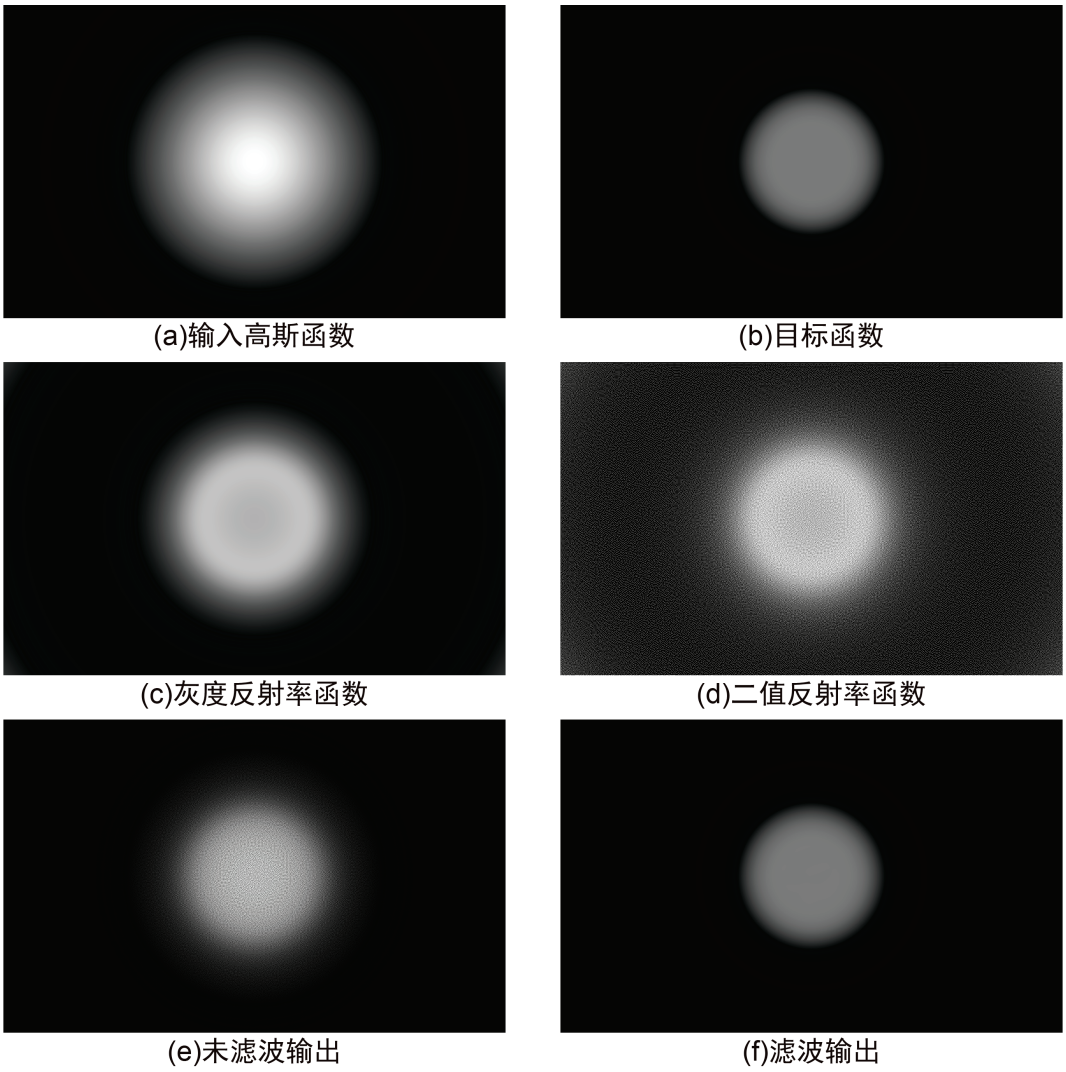


图 3-6 仿真结果

Fig. 3-6 Simulation results

注：滤波后的输出光斑所使用掩膜直径为 101 像素。

图 3-6(a)为输入的高斯函数；图 3-6(b)是目标函数；图 3-6(c)展示了生成的灰度反射率函数；将误差扩散算法应用于该图像后，得到了二值反射率函数图 3-6(d)，其二

值特性在颗粒状结构中清晰可见，在图像中心可以看到一个较暗的区域，周围环绕着一个像素大多为白色的亮环；最后两幅图像分别展示了未经空间滤波（图 3-6(e)）和经过空间滤波（图 3-6(f)）的输出光束分布，未滤波的图像呈现出强烈的颗粒感，可以辨别出单个像素的状态，而滤波后的输出则几乎与目标图像完全一致。

由于二维图像中的差异过小而难以观察差异，图 3-7 展示了沿 y 轴穿过平顶光斑中心的剖面线图。在下文中，所有展示的平顶光束线扫描图中，输入高斯均为蓝色，目标函数为绿色，输出光强分布为红色。在图像的放大区域中，可以观察到输出光束与目标函数之间存在微小偏差。

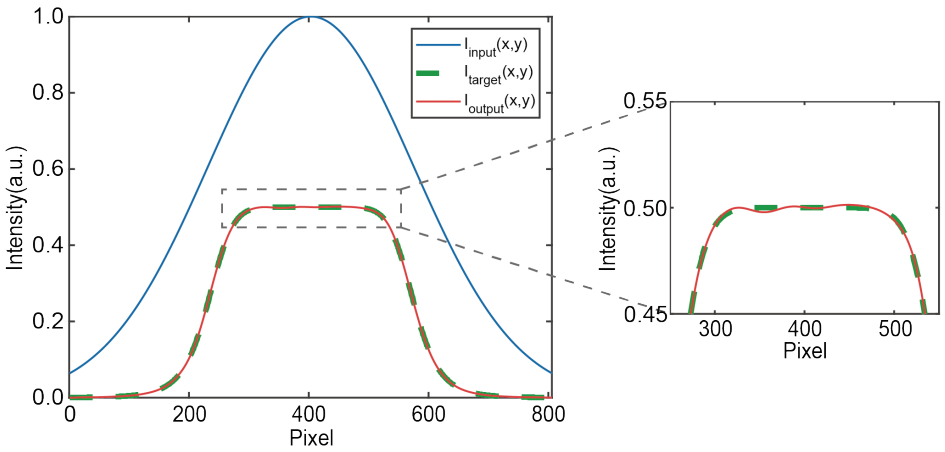


图 3-7 穿过平顶光斑中心沿 y 轴方向的剖面线图

Fig. 3-7 Crossline plot along the y-axis passing through the center of the flat-top beam

为定量评价输出光束的质量，定义如下公式：

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N_R}\sum_{R>0.9I_{max}}\left(\frac{I_{output}(x,y)}{I_{target}(x,y)}-1\right)^2} \tag{3.12}$$

其中，I_{max}为输出光斑的最大光强，R 为计算区域，N_R为计算区域中的像素数，该公式计算了输出平顶光束在$R > 0.9I_{max}$的平顶区域内的方均根误差（Root Mean Square Error，RMSE）。对于掩膜直径约为 101 个像素的仿真平顶光束，其方均根误差 RMSE=0.14%。随后，将效率η定义为输出光斑的光强和除以输入光斑的光强和：

$$\eta = \frac{\sum I_{output}(x,y)}{\sum I_{input}(x,y)} \tag{3.13}$$

其中，$I_{output}(x,y)$是输出光斑光强，$I_{input}(x,y)$是输入光斑光强。显然这与打开微镜数量有直接的关系，因此也取决于目标图案的形状，而目标图案又受限于输入高斯分

布在相应区域的最低光强，为了取得更高的光束转换效率，应当将目标图案参数取得尽量大，使之尽可能占满输入光束分布。在实验过程中，则将效率定义为相机前输出光斑的功率除以 DMD 前输入光斑的功率。

3.1.5 掩膜大小对光斑质量的影响

如前所述，空间滤波对于获得平滑的输出光斑至关重要。因此，本研究保持光斑参数不变，改变了掩膜（mask）尺寸，相应的仿真结果展示在图 3-8 中，剖面线图均沿穿过平顶光斑中心的 y 轴方向截取。随着掩膜直径d_m的增加，仿真光斑中的高频噪声逐渐增大。当掩膜直径过小时，剩余的频率分量不足以构建出目标函数所需的平整轮廓，如图 3-8(a)与图 3-8(b)，分别呈现类高斯分布与中心较暗的圆环结构分布；图 3-8(c)中，适当的掩膜直径让输出光斑几乎完全平坦；图 3-8(d)仅能观察到输出光斑与目标函数间的微小差异；图 3-8(e)中，掩膜直径已然偏大，右侧剖面线图中展示出较大的振荡，但仍能在左侧二维图中分辨出目标函数的轮廓；而在图 3-8(f)中，掩膜尺寸过大，输出光斑光强展现极强的振荡与颗粒化的结构。

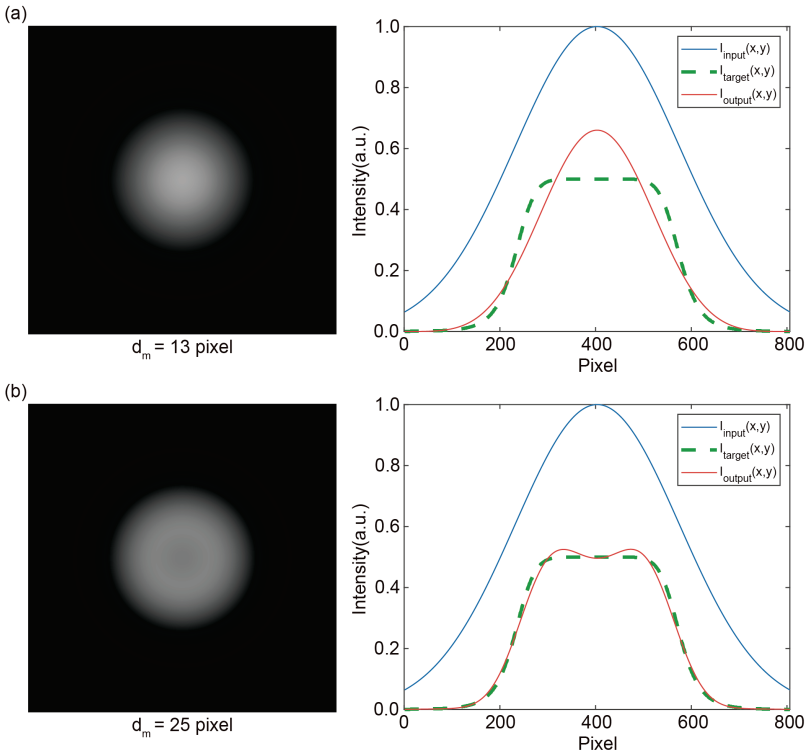
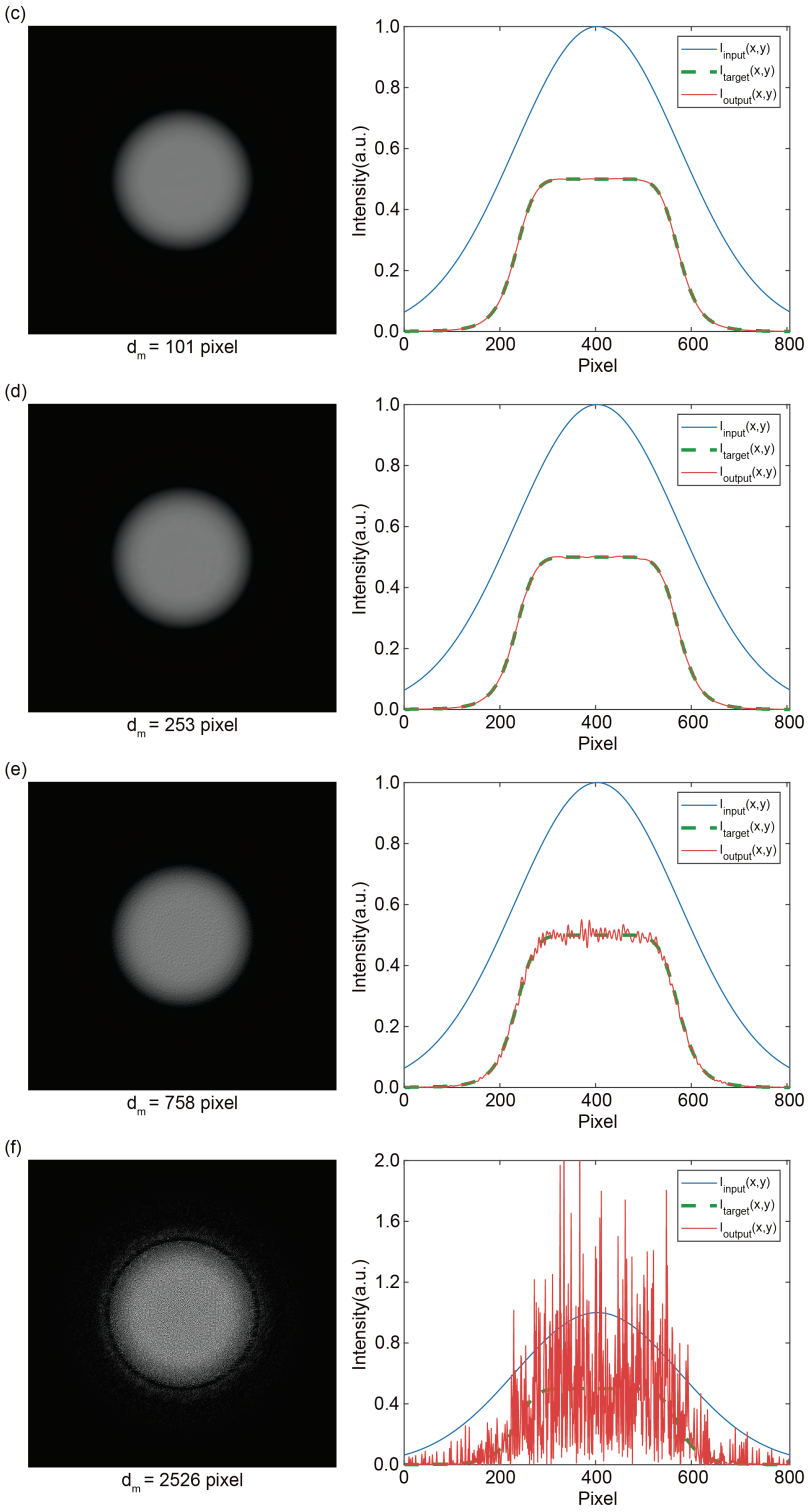


图 3-8 不同掩膜直径的仿真平顶光束

Fig. 3-8 Simulated flat-top beams with different mask diameters



续图 3-8 不同掩膜直径的仿真平顶光束

Fig. 3-8 (cont.) Simulated flat-top beams with different mask diameters

注：左侧为光斑二维图，右侧为过光斑中心沿 y 轴方向的一维剖面线图。

更多的掩膜直径d_m对应的针孔尺寸d_p以及相应的方均根误差 RMSE 与整形效

率η见表 3-1，根据表中数据，对于直径在300 μm至1000 μm的仿真针孔，光束整形效果仅有细微差异，而整形效率也几乎不变，这一结论对于实验实现具有重要意义。表 3-1 中显示从高斯光束到平顶光束的整形效率仅为接近 30%，若选择更合适的输入与目标函数参数，整形效率将能达到 40%以上，这里是为了使目标函数与实验中保持一致。仿真证实，利用数字微镜器件空间光调制器进行激光整形，在理论上能够产生方均根误差低于 1%的平顶激光束，选择合适的针孔直径是空间滤波及光束整形过程中的关键所在。

表 3-1 空间滤波数据

Tab. 3-1 Spatial filtering data

d_m（pixel）	d_p（μm）	RMSE（%）	η（%）
13	50	16.65	27.54
25	100	2.83	28.21
51	200	1.04	28.29
76	300	0.12	28.29
101	400	0.14	28.29
152	600	0.20	28.29
202	800	0.29	28.29
253	1000	0.39	28.29
505	2000	1.23	28.30
758	3000	3.01	28.31
1263	5000	9.88	28.45
1768	7000	23.82	29.41
2526	10000	81.86	37.20

3.2 DMD 光束整形实验实现

在本节中，给出了使用数字微镜器件（DMD）进行光束整形的实验方法与结果。首先对实验系统及如何进行校准定位进行了描述，并给出了整形后的平顶光束结果，其方均根误差仅为 1.40%。随后分析了不同尺寸针孔对光斑平整度与效率的影响，为进一步提高光斑质量引入了基于相机测量的光强反馈迭代方法，实现了 1.32%的方均根误差，最终尝试了多种形状的任意光势阱，展示了该器件与整形方法的性能。

实验系统由图 3-1 给出，其中 DMD 型号为 DLP4500，像素数为 912×1140 像素，

像素间距为7.637 μm；相机型号为 DMK 33UP5000，像素数为 2592×2048 像素，像素间距为4.8 μm，其使用的 CMOS 传感器使我们以合理的成本获得了足够多的像素数与传感器大小。值得注意的是，相机传感器像素数应至少大于 DMD 像素数，否则将导致图像失真。

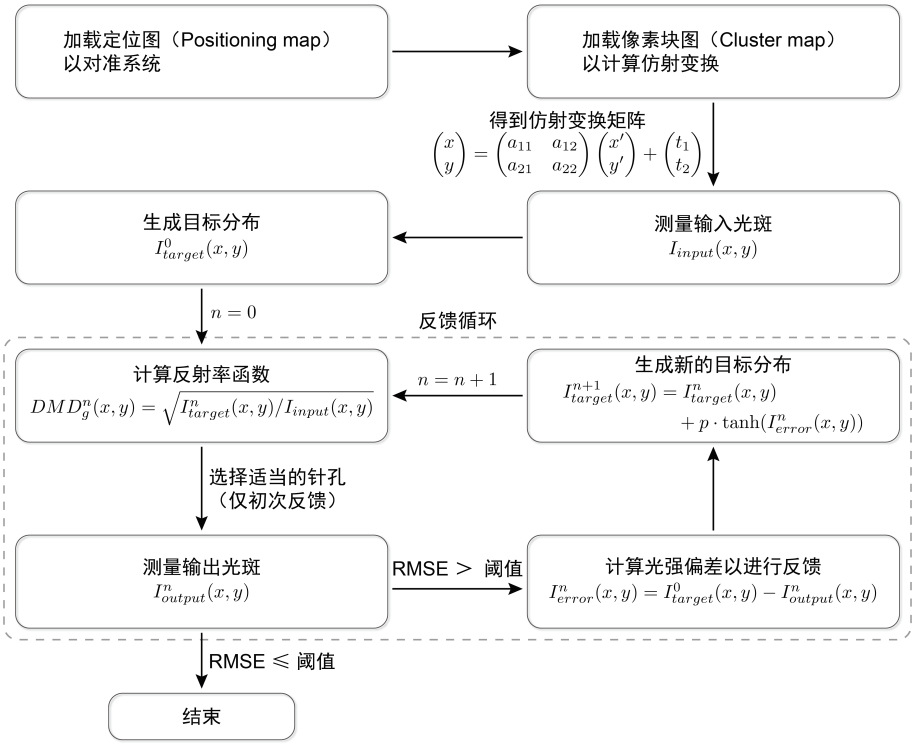


图 3-9 实验流程图

Fig. 3-9 Workflow of the Experiment

实验流程如图 3-9 所示，首先通过定位图与像素块图对系统进行校准定位，之后所有相机测量的图像都被仿射变换至 DMD 平面，之后通过输入光斑与目标分布计算灰度反射率函数后，使用误差扩散算法得到二值反射率函数并加载至 DMD 测得输出光斑。若 RMSE 大于设定阈值，则向右执行反馈过程，计算光强偏差并计算新的目标分布，若 RMSE 达到平整度要求，则直接向下结束流程。

3.2.1 光学系统校准定位

与模拟仿真中不同的是，仿真中的图像是自然对齐的，而实验中需要明确 DMD 平面与相机平面的像素对应关系，这样相机每测量一幅图像都可映射至 DMD 平面，为计算方均根误差于进行反馈过程奠定基础。校准定位分两步完成：

首先在 DMD 上加载定位图（Positioning map），调整透镜与相机位置使成像尽可

能清晰，显然这一步是在没有针孔的情况下完成的。DMD 显示图像与相机测量图像如图 3-10 所示，该步骤可将系统初步对准，并观察光路系统的翻转关系。

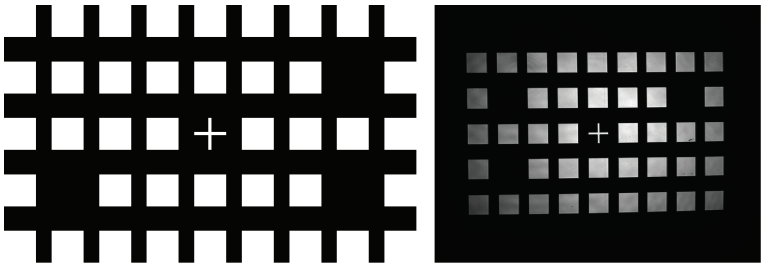


图 3-10 DMD（左）与相机（右）的定位图像

Fig. 3-10 Positioning map of the DMD (left) and the camera (right)



图 3-11 DMD（左）与相机（右）的像素块图像

Fig. 3-11 Cluster map of the DMD (left) and the camera (right)

为校正 DMD 与相机坐标系间由于放大率、旋转、翻转、镜像、偏移等因素引入的失真，采用仿射变换以精确校准标定系统[83]。如图 3-11 所示，左图为 DMD 显示像素块图像（Cluster map），右图为相机对应测量图像。DMD 显示三个彼此分离的 19×19 的像素块，在插入针孔的条件下，三个经空间滤波后的类高斯光斑由相机进行成像，并对每个光斑进行高斯拟合取出中心位置(x', y')，同时将其与 DMD 上已知的像素块中心坐标(x, y)进行配对，将这三组坐标带入仿射变换计算公式，即可得到与形变相关的参数a_{ij}和与平移相关的参数t_i：

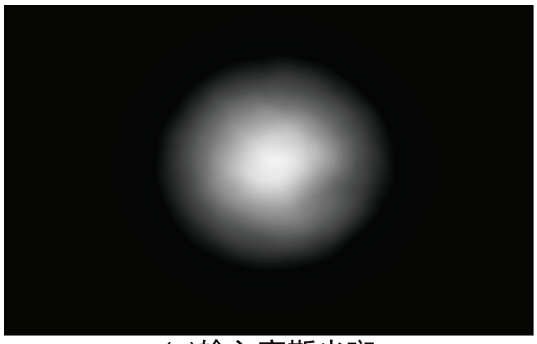
$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} t_1 \\ t_2 \end{pmatrix} \tag{3.14}$$

该映射可精准的捕获成像系统引入的线性几何畸变，使相机记录的任意光强分布都能够被准确的映射回 DMD 平面，显著提高光束整形的可靠性，为基于测量的光强反馈提供了可能。

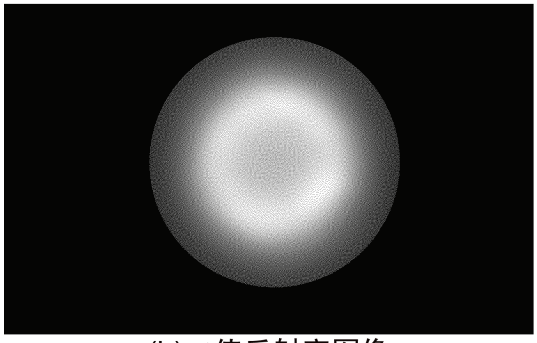
3.2.2 平顶光斑结果

将 DMD 的微镜全部打开（即显示全白图像），即可在相机处测得输入光斑图像，

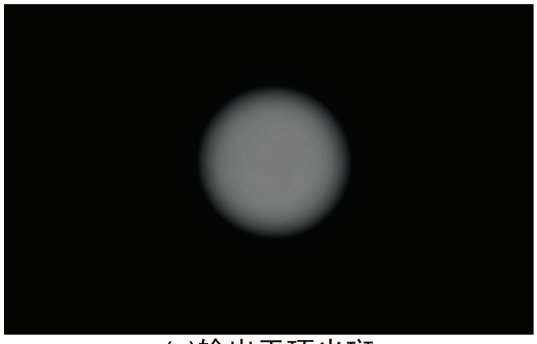
经过仿射变换后得到 DMD 处的输入光斑光强分布，如图 3-12(a)所示。根据输入光斑选取适当的圆形平顶目标光斑参数，即宽度$r_{SL}=0.8$，幅度$A_{SL}=0.5$，阶数$n_{SL}=8$，计算出相应的二值反射率图像，如图 3-12(b)所示，图中的圆形黑框是有意添加的，以避免可能的计算错误。反射率函数由目标图像与输入高斯图像相除获得，为避免入射高斯图像边缘光强接近零（分母为零）时导致的计算异常，仅计算目标光强大于$0.01A_{SL}$的有效区域，其余区域的 DMD 微镜均设为关闭状态。图 3-12(c)展示了使用 400 μm直径的针孔进行空间滤波得到的输出平顶光斑光强分布，其大于 $0.9A_{SL}$区域的方均根误差仅为 1.40%，半高半宽约为 2.6 mm，光斑效率为 13.05%，效率的定义为相机前的功率除以 DMD 前的功率。



(a)输入高斯光斑



(b)二值反射率图像



(c)输出平顶光斑

图 3-12 平顶光斑结果

Fig. 3-12 Results of flat-top beam

由于输出平顶光斑与目标分布的偏差相当小，2D 图像仅能观察光斑光强变化的纹理结构，为了更清楚地表现差异，图 3-13 展示了穿过平顶光斑中心沿 y 轴方向的剖面线（crossline）图，其中蓝色实线为输入高斯光斑、绿色虚线为目标平顶分布、红色实线为输出平顶光斑，输出光斑仅在目标曲线附近微小振荡。

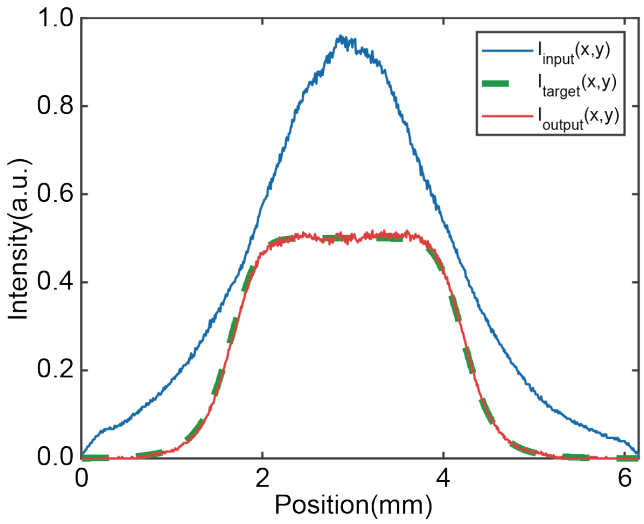


图 3-13 过平顶光斑中心沿 y 轴方向的剖面线图

Fig. 3-13 Linescan across the center of the flat-top beam along the y-axis

若仔细观察图 3-12 与图 3-13 可以发现，光斑并不在图像正中心，这是因为实验并未对输入光斑在 DMD 上的位置偏移进行调整与校正，仅通过仿射变换获得了 DMD 上输入光斑的光强分布。因此在生成目标分布前，需先对采集到的输入光斑进行高斯拟合，获得其中心位置与 DMD 中心位置的偏移量，之后将该偏移量也同步应用到目标函数上。该操作可保证目标分布在输入高斯分布的中心位置，故目标分布可取尽可能大的宽度与幅度参数，进而提高光束的利用率。

3.2.3 针孔尺寸对光斑质量的影响

为验证实验中针孔尺寸对输出平顶光斑平坦度的影响，在50 μm至10000 μm间选取多个尺寸的针孔生成平顶光斑，详细的针孔尺寸可见表 3-1。对于每个针孔，均重复校准定位步骤以确保良好的对准，即使更换针孔原则上不应改变光束位置。目标函数的参数仍保持不变，即宽度$r_{SL}=0.8$，幅度$A_{SL}=0.5$，阶数$n_{SL}=8$。

图 3-14 展示了二维图像及剖面线图形式的实验输出结果，与仿真中的图 3-8 相比较，发现随着针孔尺寸的增大，图像逐渐呈现出更加明显的结构感和颗粒感。针孔尺寸为50 μm时，由于过滤掉太多频率信息，剩余信息无法很好还原平顶光斑，呈现

类高斯形状光斑，同时发现不完全居中的针孔导致的光斑二维图像与剖面线的形变和不对称现象；针孔尺寸为400 μm时，恰当的针孔尺寸使输出平顶光斑良好符合目标函数，剖面线仅有微小的偏差；针孔尺寸为1000 μm时，二维图像光斑中出现较为明显的条纹，平顶效果变差；针孔尺寸为3000 μm时，光斑已显示出较大的光强振荡，但仍可辨别平顶光斑的特征；针孔尺寸为10000 μm时，过多的高频信息导致输出光斑极强的颗粒感，这体现了正确选择针孔尺寸的重要性。此外，实验中并未观察到如图 3-8(b)所示的中心较暗的圆环结构，推测是由仿真与实验的输入高斯光束光强分布不同导致的。

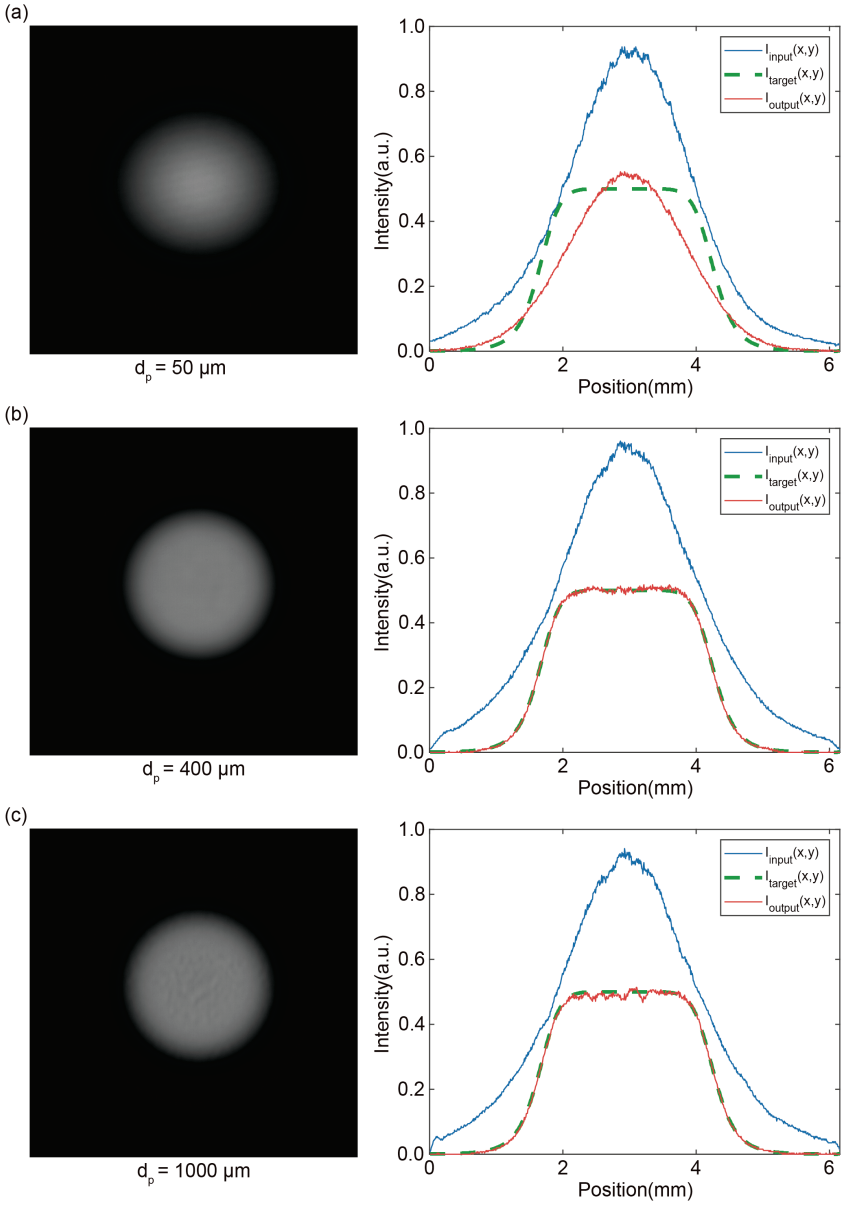
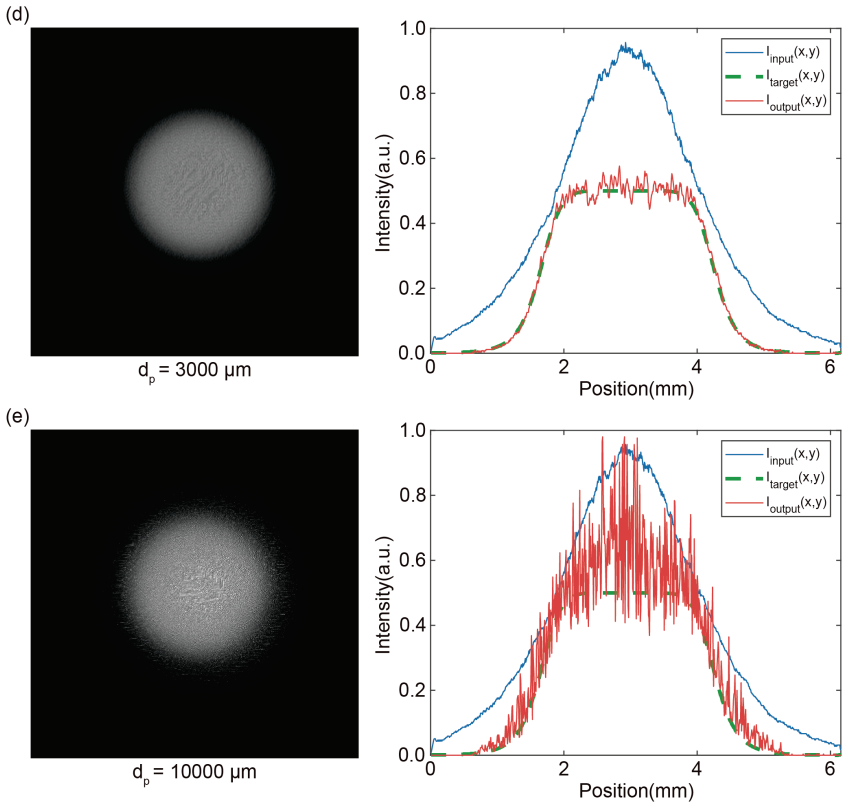


图 3-14 针孔尺寸对平顶光斑的影响

Fig. 3-14 Effect of pinhole diameter on the flat-top beam



续图 3-14 针孔尺寸对平顶光斑的影响

Fig. 3-14 (cont.) Effect of pinhole diameter on the flat-top beam

注：左侧为输出平顶光斑二维图像，右侧则为过平顶光斑中心沿 y 轴方向的剖面线图。

图 3-15 展示了平顶光斑的 RMSE 与效率随针孔尺寸的变化，其中绿色实线实心点表示实验 RMSE 变化，绿色虚线空心点表示仿真 RMSE 变化，黄色实线实心点表示实验效率变化，黄色虚线空心点表示仿真效率变化。发现随着针孔变大，平顶光斑实验 RMSE 先减小后增大，在400 μm处达到最小值 1.40%；而实验效率则是随着针孔增大呈现先快速增长再缓慢增长的规律。

图 3-15 中，在针孔尺寸较大时发现实验 RMSE 显著低于仿真值，这是由于较大针孔尺寸导致的输出光斑光强分布大幅振荡，部分位置处的像素值已超过相机可测量的最大值，相机的过曝导致了测量图像的失真，如图 3-14(e)中最大光强无法超过 1。此外，由于激光束的噪声，较小针孔尺寸时的实验 RMSE 普遍略高于仿真值。在效率方面，即使仿真输入为理想高斯光斑而非实际光斑，与实验输入光斑参数略有不同，仿真与实验效率η的变化趋势依然是相近的，仿真效率普遍高于实验效率是由 DMD 器件窗口透射率、微镜反射率、微镜间隙、微镜阵列导致的高阶衍射、针孔导致的衍射以及透镜透射率等因素造成的功率损耗导致的。尽管如此，仿真数据仍然提前预示我们使用400 μm到1000 μm的针孔将获得较低 RMSE 与较高效率的平顶光

斑，很好地指导了实验工作的进行。

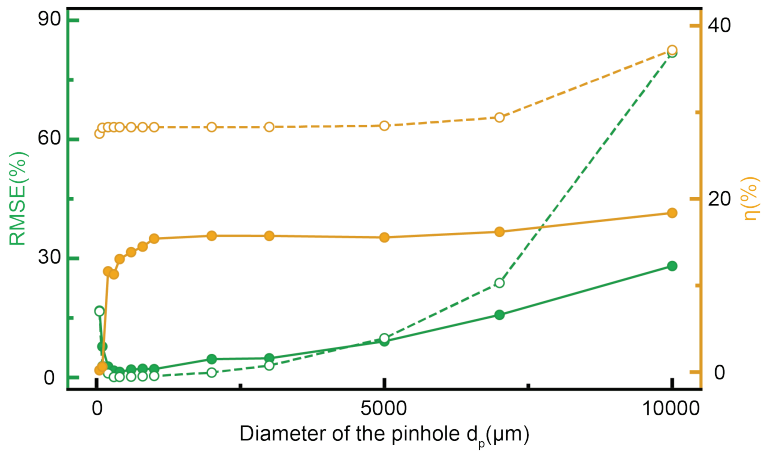


图 3-15 平顶光斑 RMSE 与效率随针孔尺寸变化

Fig. 3-15 Evolution of RMSE and efficiency with pinhole diameter

注：绿色实线实心点表示实验 RMSE 变化，绿色虚线空心点表示仿真 RMSE 变化，黄色实线实心点表示实验效率变化，黄色虚线空心点表示仿真效率变化。

3.2.4 迭代反馈光斑质量优化

为自动校正来自光学设置的失真、DMD 模型的限制与穿过针孔的残余高频噪声，进一步提高光斑质量，进行了基于相机测量的光强反馈迭代过程，通过将相机测量的输出光斑与目标函数光强分布进行比较，并相应地调整后者。若在输出光斑的某一位置处测得的光强偏低，则相应增加该位置处的目标光强，并根据新的目标光强分布$I_{target}^{n+1}(x,y)$计算新的反射率图像：

$$I_{error}^{n}(x,y) = I_{target}^{0}(x,y) - I_{output}^{n}(x,y) \tag{3.15}$$

$$I_{target}^{n+1}(x,y) = I_{target}^{n}(x,y) + p \cdot \tanh\left(I_{error}^{n}(x,y)\right) \tag{3.16}$$

其中，I_{target}为目标光强分布，I_{output}为相机测量的输出光强分布，I_{error}为二者的光强差，p是用于调整反馈强度的参数，由于光强偏差较小，通常p取 0.2 即可在数次反馈迭代内达到收敛。

为了获得正确的I_{error}，必须确保测量与目标光强分布的良好对齐，在该光学系统中，DMD 并不会引入光束指向性的抖动，通过仿射变换进行对准的精度已经足够反馈迭代使用。然而在使用液晶型空间光调制器的光学系统中，液晶分子的抖动将会对光束指向性造成影响，因此需额外对输出光斑进行位置校正，这一点将在液晶型空

间光调制器中详细说明。

为凸显反馈迭代过程的效用，平顶目标函数参数选取阶数$n_{SL}=30$，使用800 μm的针孔，锐利的光斑边缘与较大的针孔，可使初始输出光斑的光强振荡条纹更为明显。对于平顶光斑，这种类型的反馈可将方均根误差从初始的 2.91%降低至第七次反馈的 1.32%，见图 3-16。其中图(a-c)展示初始平顶光斑、反馈迭代 2 次与 7 次的平顶光斑二维图；图(d)展示过光斑中心沿 y 轴方向的剖面线，显示出了逐渐减小的光强偏差，红色虚线圆圈突出展示了光强偏差被反馈逐渐优化的过程；图(e)展示平顶光斑 RMSE 随迭代次数 n 的变化，蓝色数据点表示每次迭代的 RMSE 结果，红色线条为拟合曲线，在每次迭代中都将测量的光强分布与目标函数进行比较，生成新的目标函数并计算相应的反射率图像。

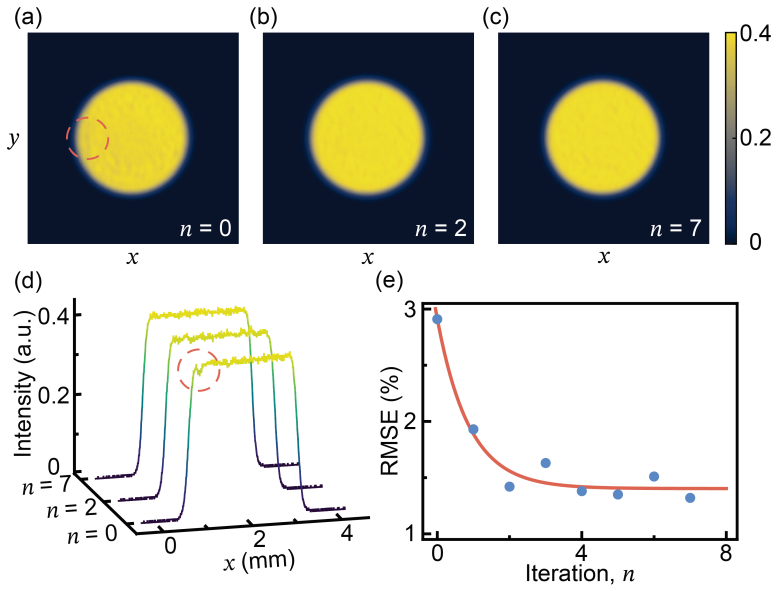


图 3-16 平顶光斑的反馈优化

Fig. 3-16 Feedback optimization of the flat-top beam

图 3-16(e)表明随着反馈次数的增加，RMSE 逐渐收敛。难以继续优化光斑平整度猜测是激光束本身的噪声所致，此外，使用更高像素数的 DMD 将是更直接的提升优化方法。此反馈方法不仅适用于平顶光斑，对于其他任意形状的光斑也同样适用。

3.2.5 任意光势阱

为确定 DLP4500 的性能及其可能性，本实验分别用不同尺寸的针孔进行滤波，生成了具有不同空间结构的多种光学势阱，并使用方均根误差 RMSE 与效率η进行定量分析。

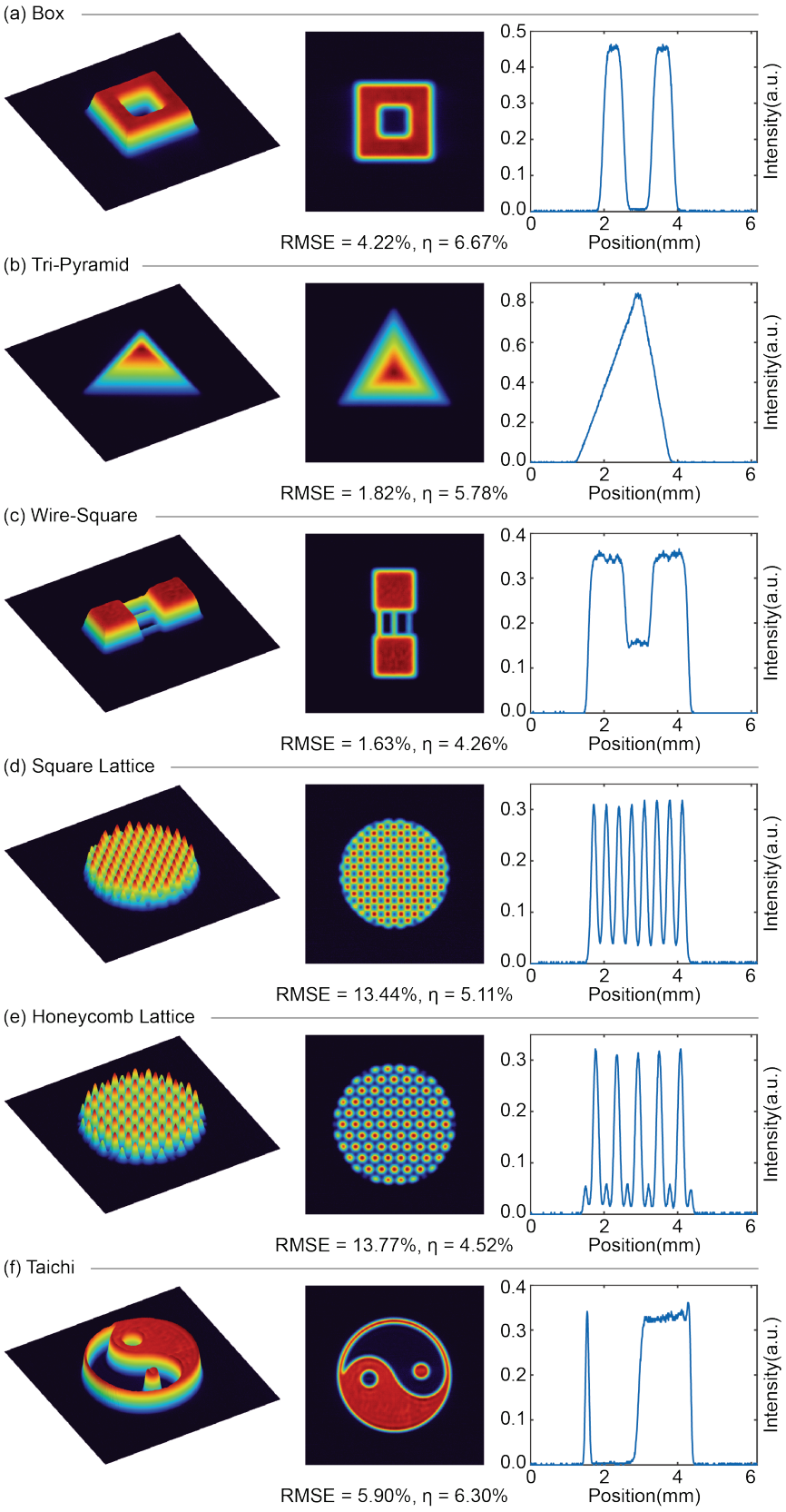


图 3-17 使用 DMD 在无反馈的情况下创建的任意光势阱

Fig. 3-17 Arbitrary optical potentials created with DMD without feedback

图 3-17 呈现了具有代表性的结果，高斯输入光斑被转换为盒子势阱、三棱锥势阱、线连接势阱、晶格势阱与太极势阱等多种光势阱，其中左图为三维图、中图为二维图、右图为一维图（即剖面线图，所有图像均为过光斑中心沿 y 轴方向取样），输出光斑误差与效率参数已标注在二维图下方。

对于平顶类型的光斑选取$R > 0.9I_{max}$的区域进行计算，而对于非平顶光斑则选取大于$R > 0.6I_{max}$的区域以更精准的评估光斑质量。图 3-17 显示多数光斑的 RMSE 可控制在 6%以下，晶格势阱的 RMSE 偏大是由目标晶格光斑结构复杂且边缘锐利导致的，减少晶格数量或使用更大尺寸的针孔可进一步优化。效率是由相机前输出光斑功率与 DMD 前输入功率的比值得到的，除了圆形平顶等简单的势阱可达到 13%以上的效率外，其余复杂的、中心有空洞的势阱，多数效率仅能有 5%左右。

3.3 本章小结

本章系统地介绍了基于数字微镜器件进行空间光束整形的模拟仿真与实验实现过程。

在模拟仿真方面，本章详细阐述了通过目标函数与入射高斯函数计算灰度反射率函数的方法，并介绍了 Floyd-Steinberg 误差扩散算法的实现方法，成功将灰度图像转换为二值反射率函数。通过在 Matlab 中模拟 4f 系统的傅里叶变换及空间滤波过程，验证了利用数字微镜器件生成高平整度光斑的可行性。

在实验实现方面，本章描述了光学系统的校准定位流程，并深入探讨了傅里叶平面针孔尺寸对输出光斑平整度与光利用率的影响。通过引入反馈优化算法，进一步提升光斑平整度，实验最终获得了方均根误差仅为 1.32%的高性能平顶光斑。最后，通过生成多种形状的任意光学势阱，展示了该整形方案在构建复杂势场方面的普适性与灵活性，为后续在超冷原子实验中的应用提供了可靠的技术支撑。

4 硅基液晶空间光调制器光束整形

液晶型空间光调制器的核心思想是调制入射光束的相位，并利用透镜的傅里叶变换特性来产生所需的输出光强。寻找要在 SLM 上显示的正确相图（Kinoform）[84]，通常无法通过解析法直接求得，而是依赖于迭代算法。

通过液晶型空间光调制器（以后简称空间光调制器，即 SLM），可以将相位$K(x,y)$叠加在输入电场E_{input}上：

$$E_{SLM}(x,y) = E_{input}(x,y)e^{iK(x,y)} \tag{4.1}$$

使该光场通过焦距为f的透镜传播，进行傅里叶变换后，产生一个输出光场E_{output}：

$$E_{output}(\nu_x,\nu_y) = \mathcal{F}\{E_{SLM}(x,y)\} = \mathcal{F}\{E_{input}(x,y)e^{iK(x,y)}\} \tag{4.2}$$

如果能找到一种相位$K(x,y)$将输入转换为所需的分布，从理论上讲，该方法不会像 DMD 一样因丢弃部分光束而损失任何功率。然而，问题在于是否能为每一个目标分布找到对应的相图或合适的近似值。如果要在输出平面成为目标场E_{target}，公式(4.2)则可写为：

$$K(x,y) = \frac{1}{i}ln\left(\frac{\mathcal{F}^{-1}\{E_{target}(\nu_x,\nu_y)\}(x,y)}{E_{input}(x,y)}\right) \tag{4.3}$$

其中$\mathcal{F}^{-1}$表示执行傅里叶逆变换，显然该对数函数的结果为复平面上的值，由于 SLM 只能改变入射光束的相位，因此无法实现$K(x,y)$的复数值调制（即无法调制振幅）。寻找正确的相位分布$K(x,y)$属于所谓的逆问题[85,86]，通常在解析上是不可解的。因此在大多数实际应用中，通常使用迭代算法来寻找相位分布，从而逐渐降低输出分布$I_{output}(x,y)$与目标分布$I_{target}(x,y)$之间的误差。计算密集的直接二进制搜索算法（Direct Binary Search Algorithm，DBS）以及更快速的迭代傅里叶变换算法（Iterative Fourier Transform Algorithm，IFTA）常被用于计算相位分布。

直接二进制搜索算法从随机相位猜测开始。对于每一个像素，独立调整其相位值，以最小化输出分布与目标分布之间的误差。由于确定误差需要为每一个单像素的变化计算一次快速傅里叶变换（Fast Fourier Transform，FFT），因此对于$N \times N$分辨率的 SLM，其算法复杂度级别为：

$$\mathcal{O}(N^4\,log(N)) \tag{4.4}$$

一个$N \times N$矩阵的快速傅里叶变换的复杂度是$O(N^2 \log N)$，对N^2个像素进行快速傅里叶变换则复杂度为$O(N^4 log(N))$。

最著名的 IFTA 算法是 Gerchberg-Saxton（GS）算法[67]和 Adaptive-Additive（AA）算法[68]，以及它们的变体[69-75]。所有 IFTA 算法都在 SLM 平面及傅里叶平面之间不断切换，并在两个平面上施加不同的约束。算法从初始相位猜测开始，计算其傅里叶变换，并将结果与目标分布进行比较。如果相似度不足，则将整个计算输出的振幅替换为目标振幅（对应 GS 算法）或替换为目标振幅与前一次结果的混合值（对应 AA 算法）。随后，计算其傅里叶逆变换，并将所得结果的相位取出作为相图的新猜测值，将该新相图与输入分布结合后，即可开始下一次迭代。该算法的计算主要就是 FFT 本身，故它的复杂度级别就是：

$$O(N^2 log(N)) \tag{4.5}$$

研究表明，GS 算法的迭代过程不会增加误差[87]，然而其收敛到可接受水平的速度较慢[88]。混合区域振幅自由度算法（Mixed-Region Amplitude Freedom Algorithm，MRAF）是一种基于 GS 算法的扩展 IFTA 算法[31]，在计算目标函数的方均根误差（Root Mean Square Error，RMSE）和收敛速度方面，通常比 GS 算法高出一个数量级。MRAF 不限制整个输出平面的相位，与 GS 和 AA 算法是类似的，而不同之处在于，目标振幅仅在被称为“信号区域”的特定区域内受到约束，信号区域之外的振幅则允许其拥有自由度，该算法通过将误差转移到空间中不重要的区域，从而进一步降低了信号区域内与目标分布的偏差，提高了整形精度。

本章将从模拟仿真与实验实现两方面介绍使用硅基液晶空间光调制器与 MRAF 算法进行空间光束整形的方法，在模拟仿真部分，详细介绍了如何进行初始相图猜测以及如何进行 MRAF 算法的迭代过程，得到仿真结果后，分析了最重要的透镜相位曲率参数如何影响输出光斑的误差与效率；在实验部分主要描述了如何对系统进行校准定位，SLM 产生的零级光如何进行消除，在反馈的优化作用下得到了方均根误差仅为 1.38%的方形平顶光斑，最后通过生成多种形状的任意光势阱，展示了该方案的普适性与灵活性，为复杂光学与量子实验奠定了稳健的平台基础。

4.1 LCoS-SLM 光束整形模拟仿真

与 DMD 中类似，在开展实验之前，首先对光束整形过程进行模拟仿真，以验证方案的可行性。仿真工作基于 Matlab 环境完成。为了确保仿真结果具有参考价值，

各项仿真参数均根据实际实验属性进行了调整。

液晶型空间光调制器光束整形实验的装置示意图如图 4-1 所示，一束由半导体激光器产生的 780 nm 激光耦合进单模保偏光纤以提供高质量的 TEM_{00} 高斯输出，光束从光纤出射后，首先通过一个半波片与一个偏振分束棱镜（PBS）的组合调节光强并纯化偏振，随后再使用一个半波片调节光束的偏振方向以匹配 SLM 的入射偏振方向，之后通过焦距分别为$f_1 = 50$ mm与$f_2 = 200$ mm的透镜进行扩束与准直后，经过 SLM 的反射与调制，反射光束再经过$f_3 = 200$ mm的透镜聚焦至成像相机 A 平面。在 SLM 前放置一个可折叠的反射镜，并在等距离处放置输入相机 B，用于测量输入光斑。其中θ角度为入射光与反射光的夹角，应尽量小，保持在 5°以下。

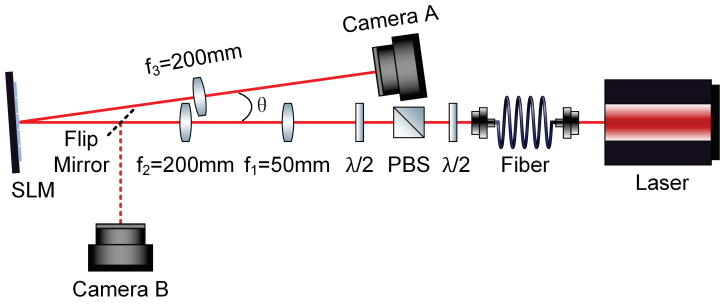


图 4-1 SLM 实验装置示意图

Fig. 4-1 Schematic of the experimental setup for the SLM system

Holoeye LETO-3-VIS 的液晶面板拥有 1920×1080 的像素数，故所有的模拟仿真都是以此为基础大小进行的。与数字微镜器件类似的是，在进行傅里叶变换之前，需对矩阵进行填零扩充为至少 2 倍大小的方形矩阵，即 3840×3840 的矩阵大小，以避免信号失真，具体可见 3.1.3 节，此处不再赘述。

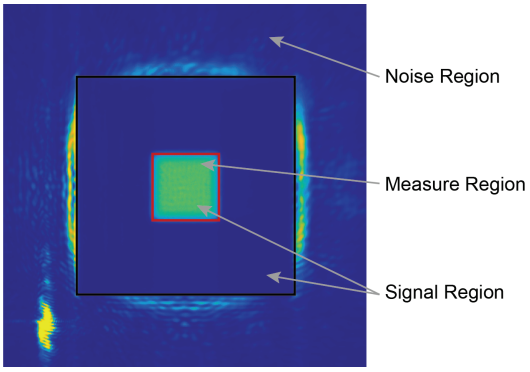


图 4-2 MRAF 算法划分区域示意图

Fig. 4-2 Schematic of the region partitioning in the MRAF algorithm

注：红色方框内为测量区域，黑色方框内为信号区域，黑色方框外为噪声区域。

MRAF 算法将空间划分为噪声区域（Noise Region，NR）、信号区域（Signal Region，SR）和测量区域（Measure Region，MR），如图 4-2 所示，红色方框内为测量区域，黑色方框内为信号区域，黑色方框外为噪声区域。以方形平顶为例，方形平顶图案位于测量区域内，该区域由信号区域包围，信号区域的作用是将目标图案与噪声区域隔离开，而在噪声区域中，算法对生成的振幅不作任何限制。如若目标图案为圆形平顶，则测量区域随之变为红色圆圈，若更改目标图片的像素数，则信号区域的黑框大小也随之改变，甚至可变为长方形等其他形状。

MRAF 算法流程图如图 4-3 所示：在 1920×1080 大小的矩阵中，进行初始相图猜测，生成高斯输入光束。在 3840×3840 大小的矩阵中，将输入光场与初始相图结合，模拟光束在 SLM 平面的调制；对光场进行傅里叶变换，在傅里叶平面中使用目标光束对信号区域进行替换并保持相位不变；随后进行傅里叶逆变换并取出相角得到新的相图；将新的相图应用至输入光场进行新一轮的迭代。不断迭代直至光斑质量达成跳出条件，得到仿真结果。

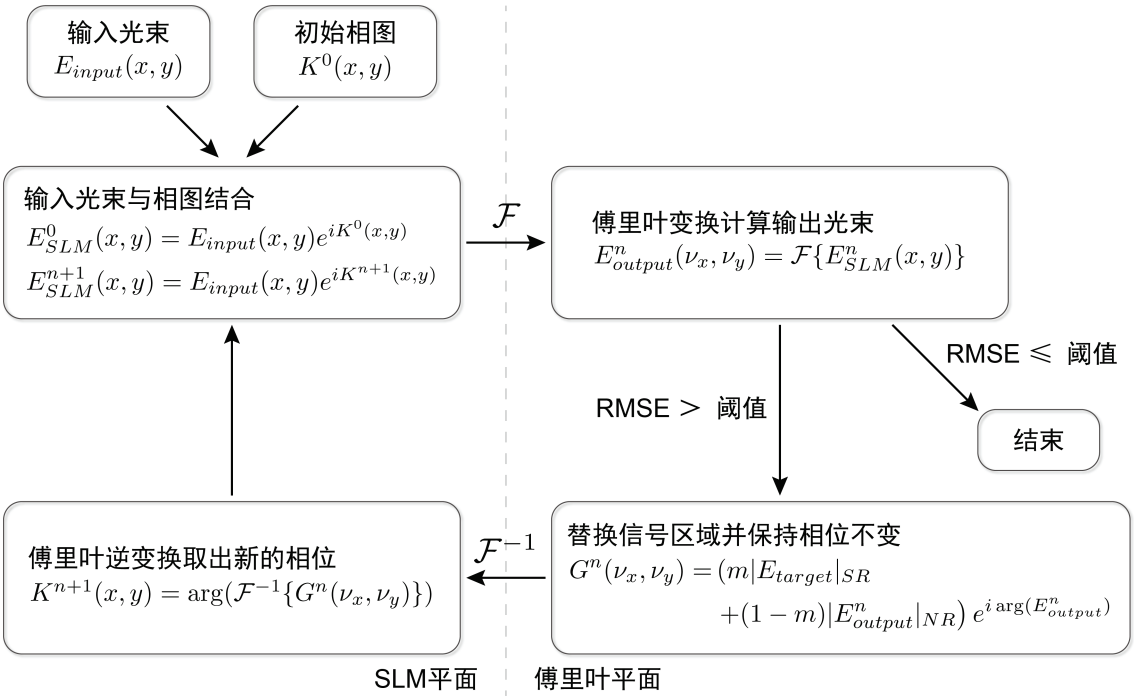


图 4-3 MRAF 算法流程图

Fig. 4-3 Flowchart of the MRAF Algorithm

4.1.1 初始相图猜测

初始相图猜测$K^0(x,y)$对于 MRAF 算法的收敛性至关重要。此外，迭代傅里叶变

换算法无法消除光学涡旋，因此必须精心选择初始相位，以从源头上避免它们的生成[89]。光学涡旋会带来严重的干扰，因为它们包含螺旋相位奇点（spiral phase singularities），即空间中在极小范围内包含 0 到 2π 所有相位值的点，为了使奇点处的电场保持连续，其振幅必须归零，从而产生所谓的散斑。

初始相图通常由三种相位分布组合而成：二次相位分布（quadratic phase profile）、线性梯度相位分布（linear gradient phase profile）和锥形梯度相位分布（conical gradient phase profile）。MRAF 算法的初始相位猜测通常可写为如下形式：

$$K^0(x,y) = \underbrace{4R(\alpha x^2 + (1-\alpha)y^2)}_{\text{透镜相位：整形包络大小、宽高比}\ ①} + \underbrace{B(x\,cos(\mu) + y\,sin(\mu))}_{\text{光栅相位：平移}\ ②} + \underbrace{C\sqrt{x^2+y^2}}_{\text{锥形相位：环形}\ ③} \quad (4.6)$$

其中①、②与③分别表示透镜相位、光栅相位与锥形相位。二次相位分布等效于一个薄透镜，R为曲率，可整形整个光束的包络大小，使其大致匹配目标分布，α可调整光斑宽高比，已有研究表明，将其作为初始猜测可有效防止光学涡旋的产生[89]；线性梯度相位分布等效于一个光栅，作用是将生成的光强分布平移到空间中的不同位置，其中B是梯度强度，用于改变平移的距离，而μ改变平移的方向；锥形梯度相位分布则适用于创建环形结构，其中C也为梯度强度。分别计算三种相位分布，直接相加后并取模 2π，即可组合三种相位分布的调制效果，这种初始相位分布的组合具有足够的灵活度，几乎可以生成任意形状的光斑，且可在数十次迭代内实现收敛。

将初始相图$K^0(x,y)$与入射光束$E_{input}(x,y)$结合，即可得到 SLM 平面的初始光场：

$$E^0_{SLM}(x,y) = E_{input}(x,y)e^{iK^0(x,y)} \quad (4.7)$$

如公式(4.2)所述，傅里叶平面的输出光场可由 SLM 平面光场的傅里叶变换得到，故初始输出光斑可由下式进行计算：

$$E^0_{output}(v_x, v_y) = \mathcal{F}\{E^0_{SLM}(x,y)\} \quad (4.8)$$

通过三种相图的组合，可改变初始输出光斑的形状和位置，应使光斑包络尽可能与目标光强分布相匹配。如图 4-4 所示，图(a)展示了仅有二次相位分布的情况；图(b)中通过减小 R 值将输出光斑缩小，同时添加了线性梯度相位对光斑实现了平移；图(c)也是仅有二次相位分布，但是更改了 α 的值，调整了光斑宽高比，光斑轮廓变为椭圆形；图(d)则是使用了二次相位与锥形梯度相位的结合，生成了具有环形结构的初始输出光斑。

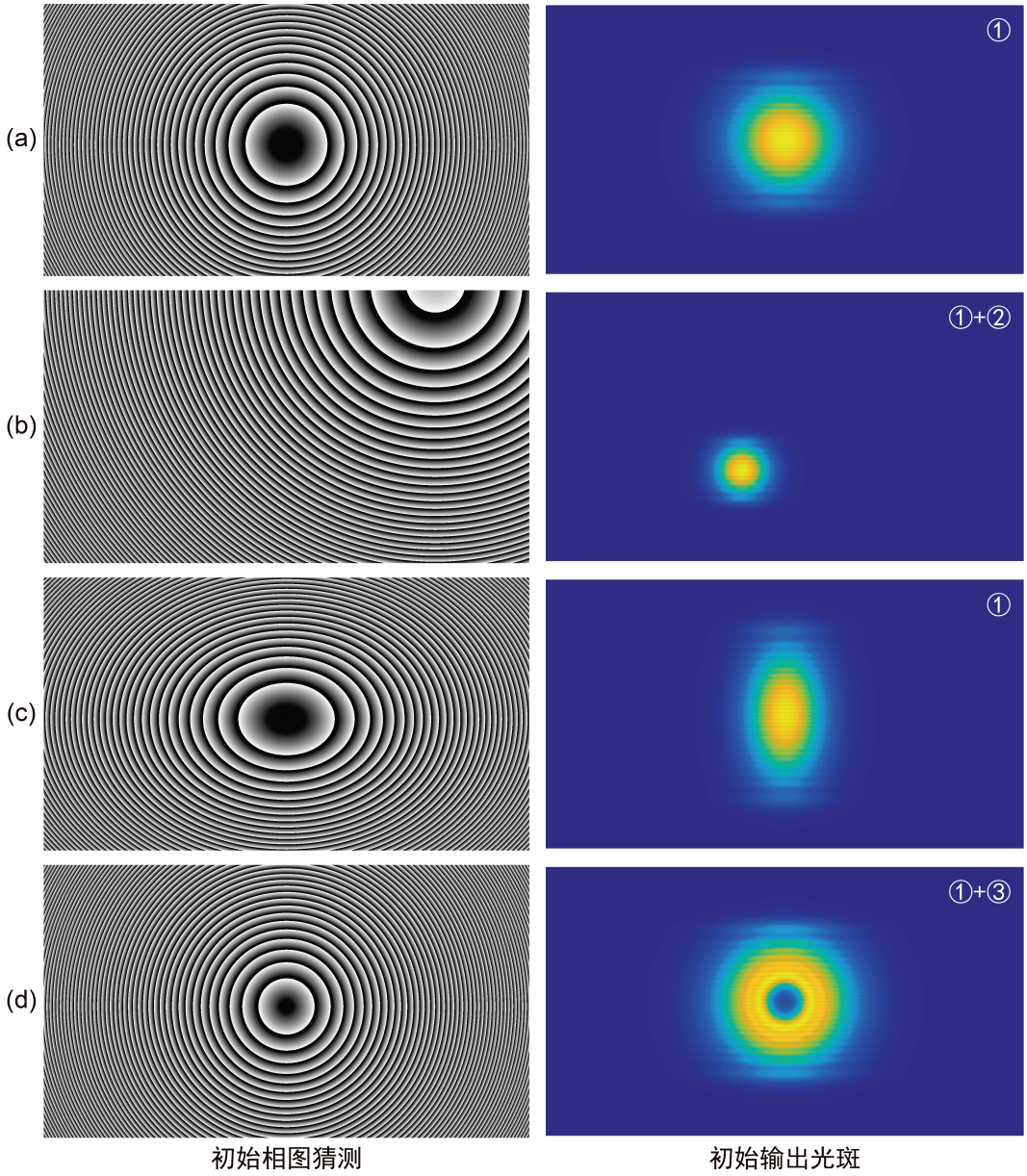


图 4-4 初始相图与对应初始输出光斑实例

Fig. 4-4 Initial phase profile and the corresponding output intensity profile

注：图中①、②与③分别表示透镜相位、光栅相位与锥形相位，“+”表示二者的组合。

4.1.2 MRAF 算法迭代过程

由入射光束$E_{input}(x,y)$与初始相图$K^0(x,y)$结合，得到 SLM 平面的初始光场分布：

$$E_{SLM}^0(x,y) = E_{input}(x,y)e^{iK^0(x,y)} \tag{4.9}$$

其中，字符右上角标的数字表示迭代次数，如K^0表示初始相图，E^0表示初次迭代的

光场。进行傅里叶变换后得到输出光场：

$$E_{output}^{n}(v_x, v_y) = \mathcal{F}\{E_{SLM}^{n}(x, y)\} \tag{4.10}$$

之后在输出平面内，MRAF 算法保留相位$arg(E_{output}^{n})$不变，并将信号区域（SR）内的振幅替换为目标分布，同时保留噪声区域（NR）内的振幅：

$$G^{n}(v_x, v_y) = \left(mE_{target}\big|_{SR} + (1-m)\left|E_{output}^{n}\right|\Big|_{NR}\right) e^{i\,arg(E_{output}^{n})} \tag{4.11}$$

其中混合参数m用于平衡信号区域与噪声区域之间的功率，通常情况下$m = 0.4$将是合适的值。可以发现，若m取为 1，则 MRAF 算法将退化为 GS 算法。通过傅里叶逆变换计算出$G^{n}(v_x, v_y)$在输入平面对应的光场分布并提取出其相位，得到新的相图$K^{n+1}(x, y)$：

$$K^{n+1}(x, y) = arg\left(\mathcal{F}^{-1}\{G^{n}(v_x, v_y)\}\right) \tag{4.12}$$

将这一新相图应用在入射光束上，即可定义新的 SLM 平面光场：

$$E_{SLM}^{n+1}(x, y) = E_{input}(x, y) e^{iK^{n+1}(x,y)} \tag{4.13}$$

至此又回到了迭代过程的起点，开始执行第$n+1$次迭代。如上所述在输入平面与傅里叶平面间不断跳转，直到光束质量不再继续优化或低于设定阈值。

为定量评价输出光束的质量，同样定义一个方均根误差 RMSE 计算公式：

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N_{MR}} \sum_{MR} \left(\frac{\tilde{I}_{output}(x, y)}{\tilde{I}_{target}(x, y)} - 1\right)^2} \tag{4.14}$$

其中I_{output}是输出平面光强，MR意为计算区域为测量区域，N_{MR}为测量区域内的像素数量，对于平顶光斑来说将测量区域定义为大于目标光强最大值 90%的区域。为确保二者在测量区域中拥有相同的功率，需对二者进行归一化，即$\tilde{I}_{output} = I_{output} / \sum_{MR} I_{output}$与$\tilde{I}_{target} = I_{target} / \sum_{MR} I_{target}$。

迭代过程中效率的变化记录为：

$$\eta = \frac{\sum I_{SR}}{\sum I_{output}} \tag{4.15}$$

这表示信号区域中的功率与输出平面总功率的比值。

4.1.3 LCoS-SLM 光束整形模拟仿真结果

在本文的 SLM 光束整形方案中，输入高斯的表达式和 DMD 中的公式(3.2)保持

一致，目标光场采用超高斯（Super-Gaussian）函数进行表征，其数学表达式为：

$$I(x,y) = I_0 \exp\left[-2\left(\frac{x^{2n_{SG}} + y^{2n_{SG}}}{a_0^{2n_{SG}}}\right)\right] \tag{4.16}$$

其中，I_0为幅度，a_0为束腰半径，定义为光强下降到中心峰值$1/e^2$处的横向距离，n_{SG}为超高斯函数的阶数，该公式表现为方形平顶函数。生成 200×200 大小的图像作为目标图像，选取参数$I_0 = 1$、$a_0 = 1$、$n_{SG} = 5$。

选取混合参数$m = 0.4$，仅使用透镜相位作初始相图猜测，结合输入高斯与目标函数进行迭代。迭代 100 次的结果如图 4-5 所示，其中图(a)为输入高斯函数，图(b)为目标方形平顶函数，图(c)为迭代的输出相图，图(d)为仿真的输出平顶光斑结果，仅截取信号区域部分，其 RMSE 为 0.85%，效率为 38.52%。对比图(b)与图(d)可以发现，输出图像与目标图像几乎一致，仅能在输出图像中观察到非常微小的光强振荡条纹。

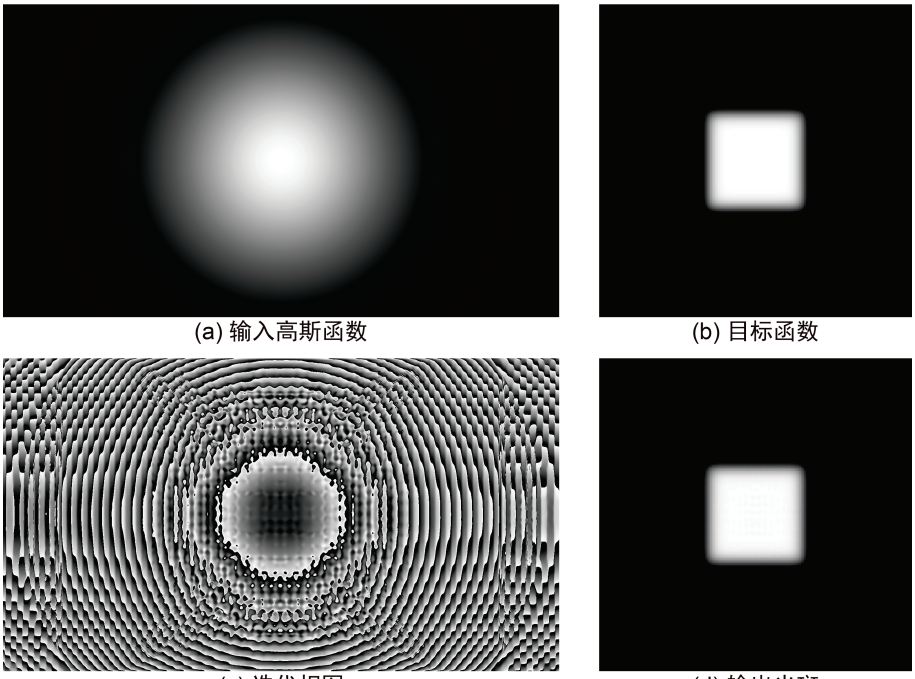


图 4-5 仿真结果

Fig. 4-5 Simulation results

图 4-6 中展示了输出光斑 RMSE 与效率随迭代次数增加的变化，可以发现二者都能在数十次迭代内收敛。随着迭代次数增加，截止到 100 次时，RMSE 依然是缓慢减小的，若继续增加迭代次数，RMSE 将继续减小，直至仿真输出光斑的光强振荡条纹几乎消失，这在仿真中是可行的，但是对于实验 RMSE 的减小几乎没有帮助。效

率方面，随着迭代次数的增加，效率先迅速减小，随后逐渐稳定。

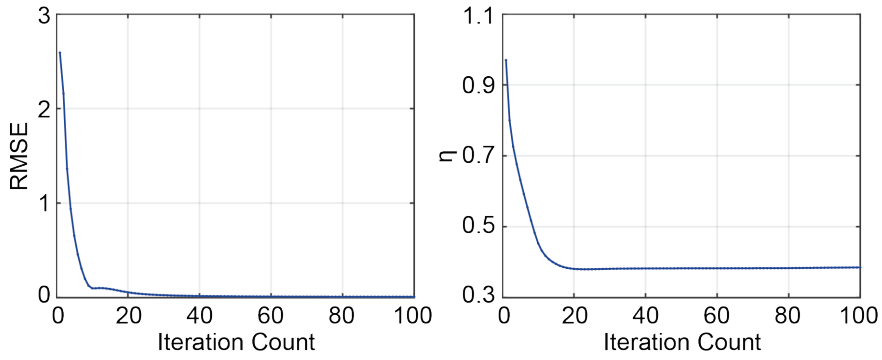


图 4-6 RMSE 与效率随迭代次数的变化

Fig. 4-6 RMSE and efficiency as a function of the number of iterations

4.1.4 透镜相位曲率参数对光斑质量的影响

透镜相位曲率参数 R 的作用是调整傅里叶平面光斑包络的大小，R 越大相应的输出光斑包络就越大，它对于输出光斑方均根误差与效率的影响是最为直接、最为重要的。故需寻找适当的参数 R，使光斑包络的大小尽量与目标图像的大小相匹配，或是略微大于目标图像，这样通常能达到效率与平整度的最佳平衡点。

如图 4-7 所示，在仅使用透镜相位作为初始相图猜测时，以方形平顶作为目标光斑进行模拟仿真，可以发现，随着曲率参数 R 的逐渐增大，方均根误差 RMSE 先快速减小随后趋于稳定，光斑效率则是在 RMSE 趋于稳定后先维持在高效率振荡，随后效率逐渐减小。因此参数选择为方均根误差刚刚趋于平缓而效率依然较高时所对应的 R 是最为理想的。

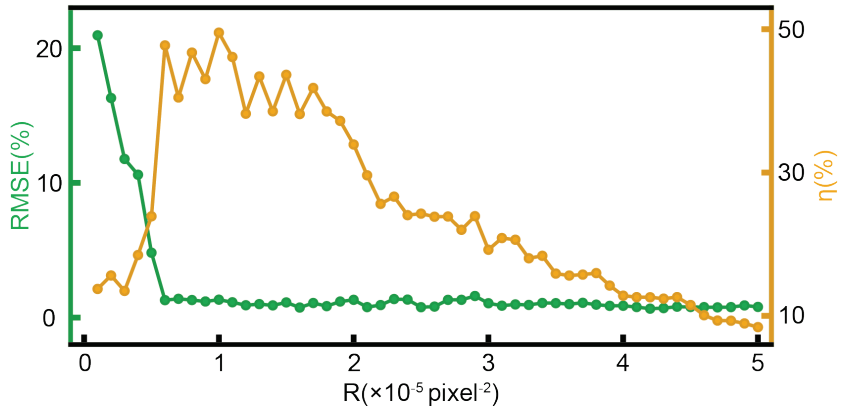


图 4-7 方均根误差与效率随透镜相位参数 R 的变化

Fig. 4-7 RMSE and efficiency as a function of the quadratic phase profile parameter R

图 4-8 为选取出 R 分别为 0.2、1.4、3.0、5.0（$\times10^{-5}$pixel^{-2}）时的输出光斑图像。如图 4-8(a)所示，当 R 值过小时，因光斑包络太小而无法覆盖目标图像大小，导致输出光斑出现散斑；如图 4-8(b)，当 R 值取得恰当时，即光斑包络恰好和目标图像大小相近时，此时输出光斑非常平整，噪声区域中仅有一小部分噪声，效率较高；当 R 值取得过大时，如图 4-8(c)与图 4-8(d)，由于光斑包络远大于目标图像，大量的功率被分散至噪声区域，导致信号区域中输出光斑的效率降低。综上可知，透镜相位参数 R 对输出光斑的方均根误差与效率的影响是决定性的，只有恰当的 R 值才能让我们获得平整度与效率兼顾的输出光斑。

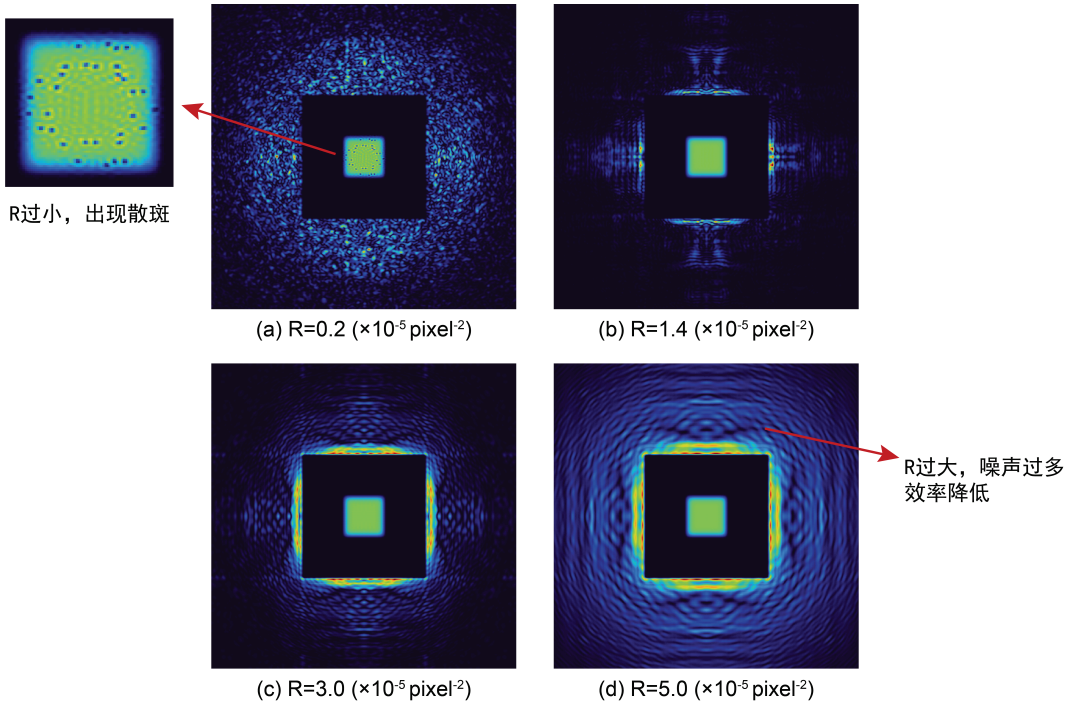


图 4-8 方均根误差与效率随透镜相位参数 R 的变化

Fig. 4-8 RMSE and efficiency as a function of the quadratic phase profile parameter R

4.2 LCoS-SLM 光束整形实验实现

在本节中，给出了使用液晶型空间光调制器进行光束整形的实验方法与结果。首先对实验系统及如何进行校准定位进行了描述，并给出了整形后的平顶光束结果，其方均根误差为 4.4%。为进一步提高光斑质量引入了与 DMD 相同的基于相机测量的光强反馈迭代方法，将方形平顶光束的方均根误差降低至 1.38%。最终尝试了多种形状的任意光势阱，展示了该器件与整形方法的性能。

实验系统由图 4-1 给出，其中 SLM 型号为 Holoeye LETO-3-VIS，像素数为

1920×1080 像素，像素间距为6.4 μm；成像相机 A 的型号为 DMK 41AU02，像素数为 1280×960 像素，像素间距为4.65 μm；测量输入光斑的相机 B 的型号为 DMK 33UP5000，像素数为 2592×2048 像素，像素间距为4.8 μm。

4.2.1 光学系统校准定位

在所述实验装置中，标定光束在 SLM 上的位置并不像 DMD 中那样容易实现。在 DMD 中，光束通过 4f 系统直接成像，利用仿射变换即可直接将相机测量输入光斑图像直接变换至 DMD 上；而在 SLM 中，仅使用了一个透镜变换至傅里叶平面，无法直接使用成像相机测得输入图像，而是通过一个可折叠的反射镜与输入相机 B 测得输入光斑。

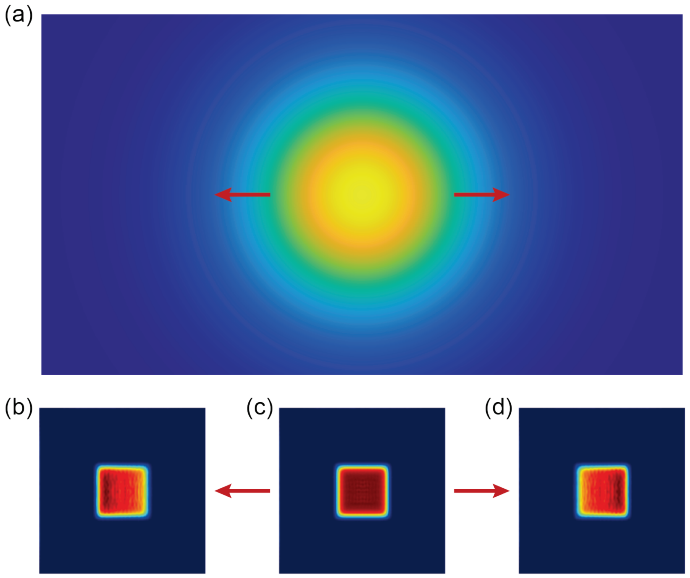


图 4-9 输入光斑偏移造成输出光斑光强分布倾斜（仿真）

Fig. 4-9 Skewed output intensity distribution caused by input beam shift (simulation)

MRAF 算法虽然不要求光束精确位于 SLM 中心，但必须获知其在 SLM 上的具体位置。利用“偏离预设位置的光束会导致目标图样的光强分布发生倾斜”这一特性，可以进行入射光的位置标定，这种模拟仿真现象如图 4-9 所示，图(a)为在 SLM 正中心的输入高斯光斑，它所对应的模拟输出光斑为图(c)，当输入光斑分别向左和向右平移 50 像素时，分别对应的模拟输出光斑为图(b)与图(d)，二者的光强分布发生了明显的倾斜。

假设实验测得输出光斑出现如图 4-9(d)的光强分布倾斜，那么就可反推出输入光束在 SLM 上偏移中心 50 个像素。以下是具体的实验中标定输入光斑位置的实现方

法：首先使用可折叠反射镜与相机测量输入光斑，SLM 与相机的像素大小通常不同，因此需将输入光斑变换至适合 SLM 大小的图像；之后在计算相图时，先假设输入光束位于 SLM 正中心，随后记录焦平面上的实测光强分布；然而真实的输入光束并不在 SLM 正中心，导致了输出光斑的光强分布发生倾斜，因此在程序中模拟移动输入光束至不同位置，与相图结合生成模拟输出光斑；将每次移动的仿真输出光斑与实测光斑进行对比，记录二者相应的 RMSE 值，当误差最小时即认为在仿真中移动的距离与实验中偏移中心的距离相等，这个平移量随后被用作修正光束在 SLM 上的实际位置。如图 4-10 所示，通过在 x 和 y 方向平移输入光斑，绘制相应的仿真输出光斑与实测光斑 RMSE 曲面，最终得到最小 RMSE 所对应的平移量$(xshift, yshift) = (-1,6)$，其中$xshift$和$yshift$分别为 x 和 y 方向的偏移量。将这个平移量应用至输入光束，就完成了对输入光束的校准。

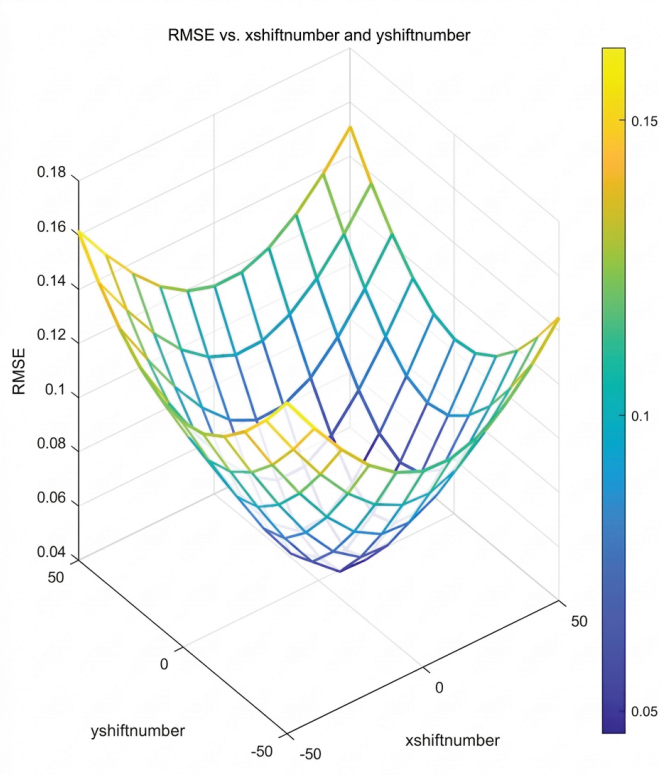


图 4-10 RMSE 随输入光束平移的变化

Fig. 4-10 RMSE as a function of the input beam shift

下面进行对输出光斑的校准定位：将成像相机 A 拍摄的图像转换到 MRAF 坐标系的过程与 DMD 中类似，利用 MRAF 算法计算出一个包含三个高斯光点的标定图样（类似 DMD 中的像素块图像，cluster map），由此产生的输出光强分布取出三个坐

标，与目标图像中的三个坐标相对应，同样带入公式(3.14)进行计算求得仿射变换参数。之后每测得一幅输出图像，就可相应的将其转换至与目标图像相同的 MRAF 坐标系。

如前所述，由于液晶分子的抖动，SLM 反射的输出光斑指向性将会随时间变化，因此 SLM 的输出光斑校准需比 DMD 多做一步：与校准 SLM 输入光斑的过程类似，通过在四周平移输出光斑，每平移一次就记录一次平移后的输出光斑与目标分布相应的 RMSE，随后将误差最低的平移量应用至输出光斑，至此也完成了对于输出光斑的位置标定。液晶分子抖动的程度与温度有关，若搭建控温系统将有助于液晶分子的稳定。此外，它还与像素尺寸有关，像素越大，液晶分子就越稳定，如 Hamamatsu 的相关产品就具有更大的像素尺寸，在稳定性上会更胜一筹，后期可能会对其进行测试与使用。

4.2.2 移除零级光

入射到空间光调制器上的部分光线不会被相位调制，这主要是由于部分光在前端玻璃板处发生反射，以及像素之间存在间隙。在所述实验装置中，这部分未调制的准直光线会经由透镜聚焦，从而在最终图样中产生一个极强的中心亮点。为了消除这一未调制的零级光，研究人员提出了多种技术：在 SLM 上叠加透镜相位，以代替真实的物理透镜；第二，叠加光栅相位，将所需图案移动至空间中其他区域，避开中心亮点；或是通过相移波束与零级光干涉相消。

菲涅耳透镜本质上是在通过它的光束上施加二次相位调制，因此除了像本实验方案中使用物理透镜外，也可直接在 SLM 上加载透镜相图。在该方案中，光束中未发生相位调制的各部分仍保持准直，不会被聚焦。因此，未调制的噪声仅表现为微弱的背景噪声，而加载的相位则引发图像形成所需的傅里叶变换，理论上，这可以产生所需图样，同时避免产生中心亮点。然而，使用透镜相位时需注意以下几点：由于像素结构和离散的相位调制能级，无法完美还原连续的透镜相位，有限的采样频率会导致次级透镜（secondary lenses）[90]的形成从而出现多个额外的焦点，有限的相位调制等级则会产生鬼影（ghosts）[91]。此外，当使用具有一定光谱宽度的光源（如 SLD，超辐射发光二极管）时，色差变得十分重要，若对于某个波长设计特定焦距的菲涅耳透镜，则其他波长的光将会产生焦距的偏移。

通过在原始相图上额外叠加一个线性梯度相位，将所需一级光的图案平移开，直至零级光到信号区域之外，即零级光在噪声区域内，同样可以避免零级光的干扰。当

使用具有有限像素尺寸和离散相位调制的器件（如 SLM）时，平移图样会降低光能利用率，其降低程度取决于平移量的大小，平移越多效率就越低。

另一种方法是通过 GS 算法设计一个全息图，产生一束相位偏移为 π 的校正光束，使其与不需要的零级光发生干涉相消[92]。与菲涅耳透镜相比，该方法的优势在于：不需要的光不会作为背景噪声分散掉，而是被转移到更高阶的衍射级次中。此外，该技术还避免了由于平移目标图像而引入的色差。其缺点在于，它需要预先获知未调制光反射的位置和强度，以及光线在 SLM 反射过程中所携带的相位信息。由于 SLM 的液晶会导致相位抖动，在实际操作中可能很难找到校正光束所需的精确相位。此外，施加相位约束也会使 MRAF 或 GS 算法在寻找最优相位图样时自由度降低，从而可能使输出光斑的方均根误差增大。尽管如此，在未来的研究中对该方法进行深入探讨仍具有一定的意义。

综上所述，我们决定采取第二种方法，当添加适当的线性梯度相位后，傅里叶平面输出光斑如图 4-11 所示，左下角光斑为零级光，右侧图案为一级光，零级光已在信号区域之外。

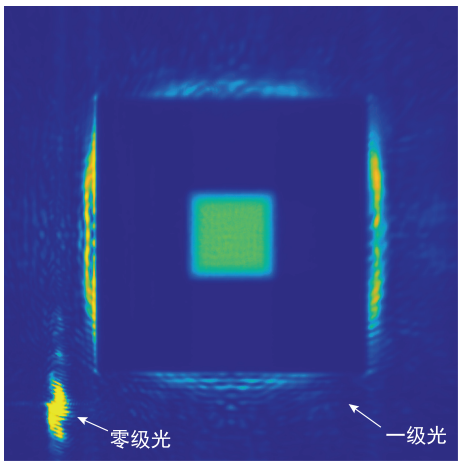


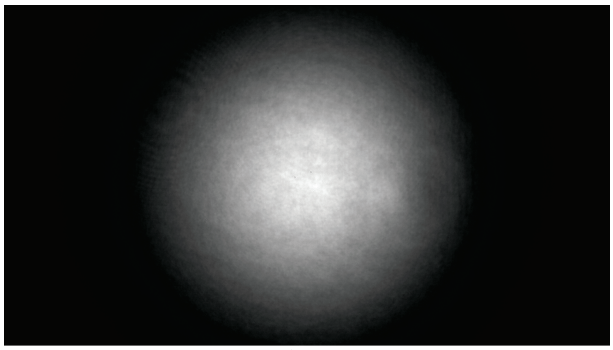
图 4-11 通过线性梯度相位排除零级光干扰

Fig. 4-11 Elimination of zero-order interference using a linear gradient phase profile

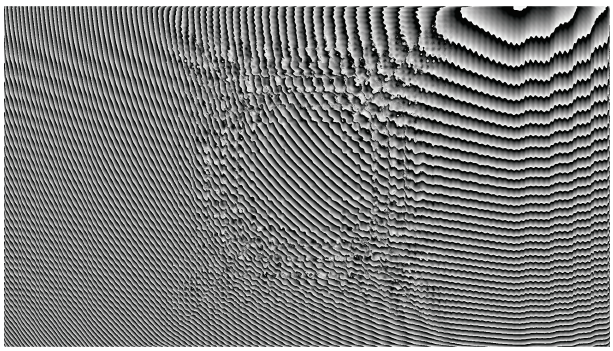
4.2.3 平顶光斑结果

在对输入光斑进行校准后，即可得到 SLM 上的输入高斯光斑位置，如图 4-12(a)所示。通过 MRAF 算法进行迭代即可得到目标图案对应的相图，如图 4-12(b)所示，在加载至 SLM 上之前，给相图额外叠加了一个光栅相位，以排除零级光的干扰。图 4-12(c)展示了信号区域输出光斑的结果，图片已是校准后的输出光斑，其光强大于 90%

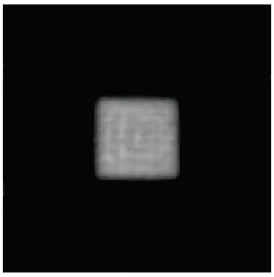
区域的方均根误差为 4.4%，半高半宽约为 276 μm，光斑效率为 22.23%，效率的定义为相机前的功率除以 SLM 前的功率。



(a) 输入光斑



(b) 迭代相图



(c) 输出光斑

图 4-12 平顶光斑结果

Fig. 4-12 Experimental results of the flat-top beam

4.2.4 迭代反馈光斑质量优化

为自动校正来自光学设置的失真、SLM 模型的限制，进一步提高光斑质量，进行了基于相机测量的光强反馈迭代过程，通过将相机测量的输出光斑与目标光强分布进行比较，并相应地调整后者，得到新的目标光强分布。由于与 DMD 中所使用的反馈优化方法是相同的，这里不再赘述，详情可见第 3.2.4 节。

由于 SLM 生成的初始光斑平整度较差，该反馈方法将在 SLM 上展示出更为明

显的作用，对于平顶光斑，这种类型的反馈可将方均根误差从初始的 4.4%降低至第七次反馈的 1.38%。见图 4-13，其中图(a-c)展示初始平顶光斑、反馈迭代 2 次与 7 次的平顶光斑二维图；图(d)展示过光斑中心沿 y 轴方向的剖面线，显示出了逐渐减小的光强偏差；图(e)展示平顶光斑 RMSE 随迭代次数 n 的变化，蓝色数据点表示每次迭代的 RMSE 结果，红色线条为拟合曲线，在每次迭代中都将测量的光强分布与目标函数进行比较，生成新的目标函数并计算相应的相图。

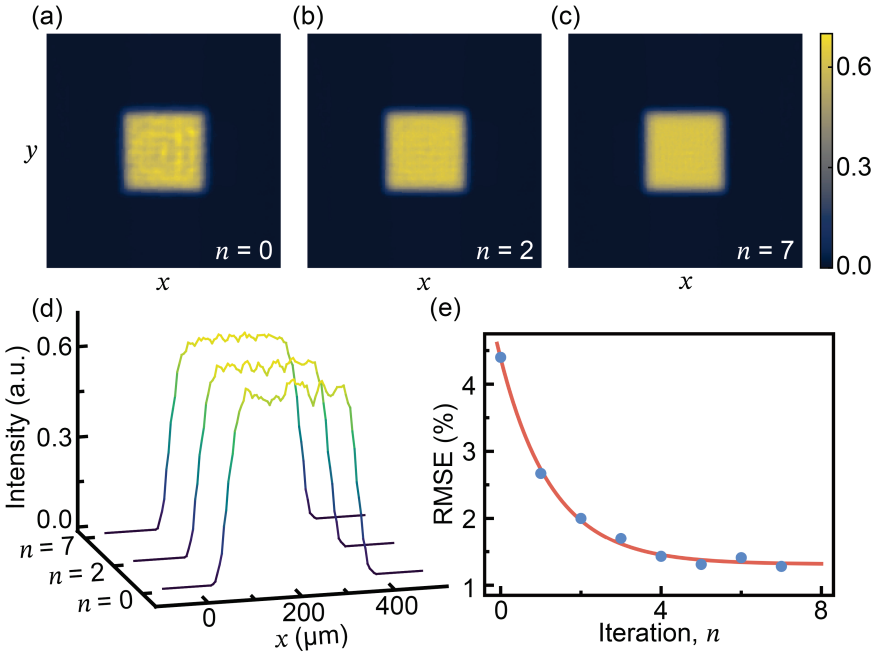


图 4-13 平顶光斑的反馈优化

Fig. 4-13 Feedback optimization of the flat-top beam

图 4-13(e)中可以发现随着反馈次数的增加，RMSE 逐渐收敛。难以继续优化光斑平整度猜测是激光束本身的噪声所致，此外，使用更高像素数的 SLM 将是更直接的提升优化方法。此反馈方法不仅适用于平顶光斑，对于其他任意形状的光斑也同样适用。

4.2.5 任意光势阱

为确定 LETO-3-VIS 的性能及其可能性，本实验生成了具有不同空间结构的多种光学势阱，并使用方均根误差 RMSE 与效率η进行定量分析。图 4-14 呈现了具有代表性的结果，高斯输入光斑被转换为磁铁势阱、线连接势阱、环形势阱与太极势阱等多种势阱，其中左图为三维图、中图为二维图、右图为一维图（即剖面线图），输出光斑误差与效率参数已标注在二维图下方。其中，除了图 4-14(b)的剖面线为 45°斜向

取样外，其余剖面线图都是横向取样的。此外，由于使用 SLM 直接生成的光斑通常较差，所有光斑均为反馈后的结果。

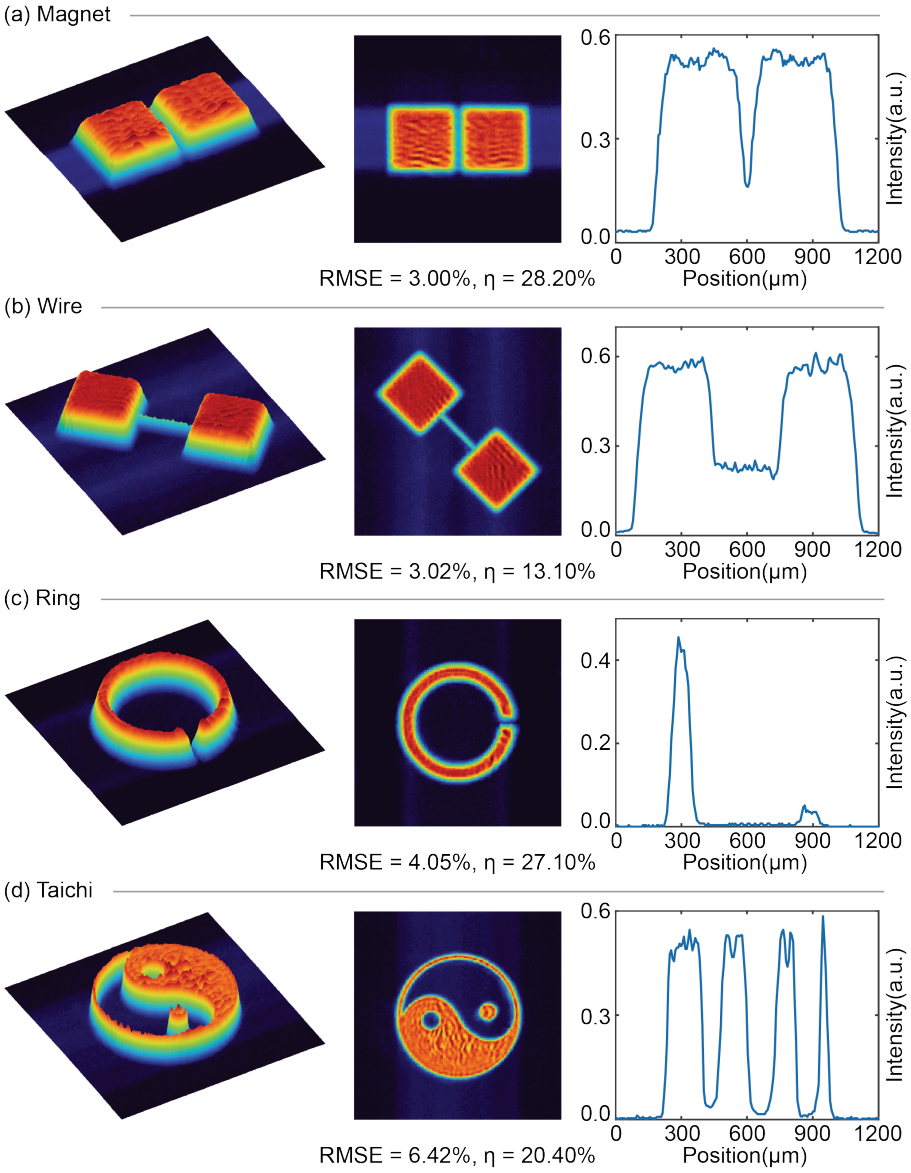


图 4-14 使用 SLM 在有反馈的情况下创建任意光势阱

Fig. 4-14 Arbitrary optical potentials created with SLM with feedback

注：图（a）参数为$R = 1.5 \times 10^{-5}$ pixel^{-2}、$\alpha = 0.33$；图（b）参数为$R = 3.5 \times 10^{-5}$ pixel^{-2}、$\alpha = 0.5$；图（c）参数为$R = 1.3 \times 10^{-5}$pixel^{-2}、$\alpha = 0.5$、锥形梯度强度$C = 6 \times 10^{-3}$ pixel^{-1}；图（d）参数为$R = 2.6 \times 10^{-5}$ pixel^{-2}、$\alpha = 0.5$。所有图像均使用光栅相位进行平移，以排除零级光干扰。

所有光斑都为平顶，因此均选取$R > 0.9I_{max}$的区域计算 RMSE，即选取大于最大值光强 90%的评定区域进行计算。图 4-14 显示多数光斑的 RMSE 可控制在 7%以下。效率是由相机前输出光斑功率与 SLM 前输入功率的比值得到的，可以发现方形

平顶等多个光斑可达到 20%以上的效率，即使线连接势阱也可有 10%以上的效率。

与 DMD 相比，虽然使用 SLM 生成的光斑效率相对较高，但光斑内部出现了大量光强变化条纹，这可能是未对系统的波前像差进行校正导致的，例如不均匀的前玻璃板、不均匀的背板、相机传感器 CCD 表面的扭曲突起、液晶单元长度不均匀以及成像系统的像差等均会引入额外的相位偏移。通过在显示原本所需相图的基础上，叠加相位校正图案，即可纠正这种不希望出现的额外相位调制。通常在 SLM 的随附资料中会附赠不同波长下的校正图案，但它仅能校正液晶背板引入的误差，若我们自行测量则可校正包括其他光学元件在内的整个系统的误差。校正图案可以通过干涉法获得[78]，如利用迈克耳孙干涉仪将 SLM 的反射光束与标准参考光束叠加，通过分析干涉条纹的变化提取出系统的静态相位畸变。此外，也可以采用相位恢复算法[93]或 Shack-Hartmann 波前传感器[94]测量实际波前与理想波前的偏差。若通过这些方法获得系统的相位误差，有望进一步提升输出光场的质量。

4.3 基于机器学习的 MRAF 算法优化

在众多迭代傅里叶变换算法中，混合区与振幅自由度算法因其能够有效分离信号区域与噪声区域，从而获得极高精度的输出光斑振幅控制，被公认为生成高质量任意光强分布的最佳方案之一。然而 MRAF 算法的性能高度依赖于一系列参数的设定，包括但不限于透镜参数 R、混合参数 m、方形平顶目标光斑宽度参数 a 与阶数 n、目标图像大小、输入高斯光斑大小等。在理想的数值模拟中，这些参数往往存在一个理论上的最优解，但在实际的实验环境里，情况却变得异常复杂。

在如 4.1 节所述的利用傅里叶变换及其逆变换进行迭代计算与仿真模拟的传统模型中，考虑的仅是理想情况。然而，液晶型空间光调制器及其相关的光束整形实验平台的物理特性并非完全理想。例如，SLM 像素的相位延迟与所施加灰度值之间的非线性响应（即 Gamma 曲线）往往随时间和环境温度发生漂移、SLM 的像素间隙导致衍射效应与对激光束的不完全调制、SLM 背板的不均匀性、液晶分子的物理边界效应以及相位闪烁现象、成像系统引入的的球差与像差、相机的读取噪声与激光束本身的噪声等，共同引入了高维且非线性的极为复杂的误差。这也就导致了仿真结果与实验结果的差异，如图 4-15 展示了随着透镜参数 R 的增加，仿真（蓝色）与实验（红色）输出光斑 RMSE 的变化，明显实验 RMSE 普遍高于仿真值。目前最常见的方法是通过试错与积累经验的方式调整 MRAF 参数，例如固定其他变量，仅对透镜参数

R 进行遍历与扫描，观察实验输出光斑的 RMSE 变化。该方法不仅耗时耗力，且 MRAF 算法的各个参数之间存在着强烈的非线性耦合关系，如改变目标光斑参数 a 可能会导致原本最优的透镜参数 R 变得不再适用，导致经验调优过程具有较高的技术门槛与学习成本。

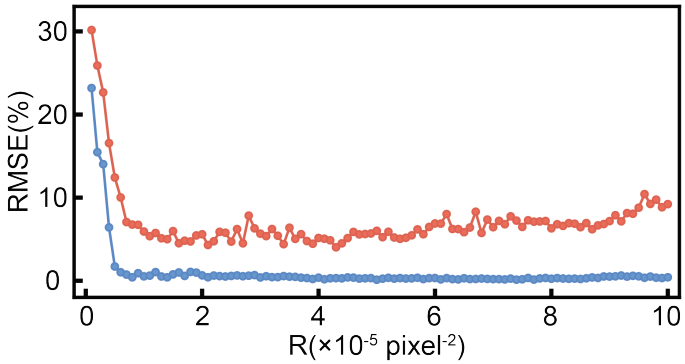


图 4-15 仿真（蓝色）与实验（红色）输出光斑 RMSE 随透镜参数 R 的变化

Fig. 4-15 RMSE of simulated (blue) and experimental (red) output beams as a function of the quadratic phase profile parameter R

由于上述多种复杂的误差，试图建立一个包含所有物理噪声的解析模型是极其困难的。在面对这种高维非线性黑盒问题时，传统的基于公式预测的方法显得力不从心，这迫使我们寻找一种能够从海量实验数据中自动捕捉物理规律的新方法。机器学习（Machine Learning，ML）本质上是一种通过统计学手段建立高维非线性映射关系的工具。与试图从底层物理机制出发构建解析模型的传统路径不同，在机器学习中我们无需再尝试定义物理机制与规则，只需提供大量的数据（MRAF 算法参数等输入量与实验输出光斑的 RMSE），机器即可自己推断出数据与标签之间的关系规则，也就是训练模型。完成训练后，只需向模型提供输入数据，模型即可从捕获的规律中进行预测，在瞬间得到任何特定参数组合下的预测实验表现。

4.3.1 机器学习模型简介

根据机器学习[95,96]进行预测或生成内容的方式，可将其归入以下的一个或多个类别：监督式学习、非监督式学习、强化学习与生成式 AI。监督学习模型在看到大量包含正确答案的数据后，可以发现数据中产生正确答案的元素之间的关联，从而做出预测，监督式学习最常见的两个应用场景是回归和分类：回归模型可用于预测数值，例如预测降雨量的天气模型、预测住宅价格等；而分类模型则是预测某事物属于某类别的可能性，例如预测电子邮件是否为垃圾邮件，预测照片中是什么物体等。非

监督式学习旨在识别数据集中的有意义模式，将类似的数据整理成组，也就是聚类，例如流媒体平台的推荐算法，通过分析用户的观看习惯对用户进行归类，以实现更精准的内容推送。强化学习模型通过根据在环境中执行的操作获得奖励或惩罚来进行预测，最经典的例子是在围棋中击败了人类的 AlphaGo。生成式 AI 模型则可根据用户输入生成文本、图片、视频、音频等全新的内容，例如基于 Transformer 架构的 ChatGPT 与 Gemini 等模型。

研究的目标是根据相图参数、目标光斑参数等输入参数，以及输出光斑方均根误差参数，训练一个可以根据输入参数预测输出光斑方均根误差值的模型，显然应当属于监督学习中的回归模型类。接下来介绍几种常见的机器学习模型，并结合本实验的特性，分析他们的优缺点及适用场景。

决策树（Decision Tree）是一种模拟人类决策过程的模型，它通过对特征（如相图参数、目标光斑参数等）进行层层逻辑判断（如“是否大于某值”），最终将数据分类或预测数值。其优点是直观易懂，可解释性强，计算速度极快，适合处理较小规模的数据，然而，单棵决策树极易产生“过拟合”现象，即模型在训练数据上表现非常好，但在新数据（测试集）上表现很差。

在机器学习中，集成模型是指一组模型，其预测结果会被平均（或是以某种方式汇总）。通常集成模型的质量会优于单个模型，即使集成模型是由多个同一种单个模型组成的。随机森林（Random Forest）是决策树的集合[97]，它通过随机抽取样本和特征，构建出成百上千棵互不相同的决策树，最后通过所有树进行投票（分类问题）或是取所有树的平均值（回归问题）作为预测结果。它通过集成模型有效提高了泛化能力，能够直接处理数据间的非线性关系，但是它的可解释性较差。

另一种集成模型是梯度提升模型（Gradient Boosting）[98-100]，它与随机森林类似，也是由多棵树组成。不同之处在于，如果说随机森林是并行模型的话（每棵树相互独立），那梯度提升就是串行模型（一棵树接着一棵树），通过循环迭代不断将新模型添加到集成中，每棵树都沿着损失函数负梯度方向前进，每添加一棵树都让误差向更小的方向前进。它的预测精度通常比随机森林更高，拥有更强的拟合能力，且其可调参数更多较为灵活，它的缺点是可解释性较差，且计算资源消耗较大。

支持向量机（Support Vector Machine, SVM）及其回归形式支持向量回归（Support Vector Regression, SVR），是一种基于统计学习理论的经典机器学习算法。其核心思想是在高维特征空间中寻找一个具有最大间隔的超平面来实现分类或回归预测。对

于非线性问题，SVM 通过核函数（Kernel Trick）将原始低维数据隐式映射到高维空间，从而有效处理特征间的非线性关系。该模型在小样本数据集上具有较好的泛化能力，且对噪声有一定鲁棒性，然而其参数敏感性高、计算效率低于树模型且难以解释。

神经网络（Neural Network）模仿人脑神经元的连接方式，通过多层复杂的非线性变换来拟合数据。其与上述几种模型相比黑盒的属性最强，理论上能够拟合任何复杂的函数，可进行图像、语音、文本等多模态的学习，但是其对数据量的需求较大，一般至少需要大几千至上万条数据，获取数据的成本较高。

综合对比上述模型的优劣，结合如前所述的 SLM 光束整形参数与数据的高阶非线性特性，梯度提升模型在处理本数据规模（1600 组）的实验数据时表现出显著优势，能够有效捕获数据中的复杂非线性关系。虽然随机森林模型与支持向量机模型同样适用于本实验数据，但随机森林模型的预测精度弱于梯度提升模型，而支持向量机模型又在计算复杂度与效率方面逊于梯度提升模型，因此本文考虑综合表现决定选择梯度提升模型作为核心算法。在众多梯度提升模型中，XGBoost（Extreme Gradient Boosting）算法以其优异的计算效率成为目前该领域的代表性算法，本研究调用 Python 中的 xgboost 库完成模型的构建、训练与预测工作。

4.3.2 实验数据获取与特征工程

为更好地训练 XGBoost 回归模型，更方便的获取实验数据，本研究构建了一套基于 Python 的自研自动化控制系统，该系统可自动执行 MRAF 算法相图计算、相图加载至 SLM、相机图像捕获、仿射变换至 MRAF 平面、输出光斑位置较准、计算光斑 RMSE 以及执行反馈过程。在对入射高斯光束进行手动采集并校准后，即可运行程序自动执行数据采集工作，并将实验涉及到的所有关键数据都记录在一个表格中。

本研究以预测方形平顶的实验方均根误差为例，总共选取了 14 个参数作为模型的输入特征，其中输入光束、目标图案以及 MRAF 算法相关参数共 11 个：输入高斯光束的直径 D，方形平顶参数 a、n，目标图像尺寸 $Pixel_x$、$Pixel_y$，透镜相位曲率参数 R、横纵比参数α，光栅相位梯度强度参数 B、方向参数μ，锥形相位梯度强度参数 C，以及算法的混合参数 m。此外，为提高通用能力，本研究额外添加了 3 个与目标图案相关的特征：表示信号区域面积的 $Pixel_SR$、表示测量区域面积的 $Pixel_MR$ 与表示信号区域功率的 SUM_SR。而输出标签则为实验光斑的方均根误差。我们通过更改参数 a 与 R，其余参数保持不变，总共采集到 1600 组数据，并按照 80%与 20%的比例将数据分别划分为训练集与验证集，二者的作用分别是训练拟合模型与评估

预测性能。

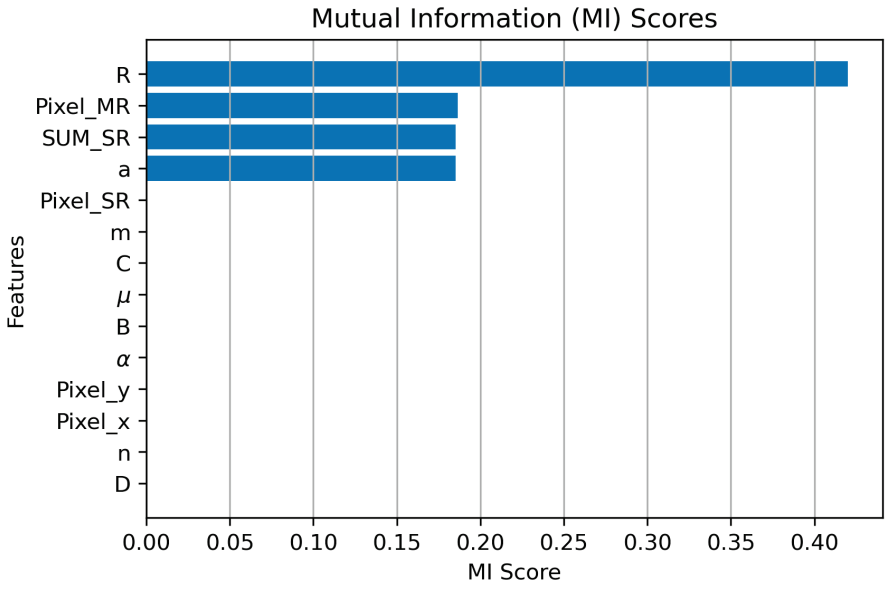


图 4-16 互信息分数

Fig. 4-16 Mutual information scores

互信息（Mutual Information，MI）是一个信息论中的概念，用于衡量两个随机变量之间的相互依赖程度，在机器学习中就是衡量特征与目标间关联的函数，利用互信息可以构建特征的有效程度排名。故我们计算了所有特征的互信息分数，分数越高证明其与输出光斑 RMSE 的关联就越强。如图 4-16 所示，透镜相位曲率参数 R 的分数最高，正如第 4.1.4 节所述，它对于输出光斑的平整度起了决定性作用。随后第二、三、四名的特征分数几乎相等，这是由于第二、三名特征是由第四名特征间接产生的，证明我们为提高通用能力而额外添加的新特征是可行的，为将来模型预测其他更多形状的光斑误差奠定了基础。其他特征的互信息分数都为 0，因为我们在实验中保持这些参数不变，这些特征对于光斑质量没有影响，故在模型训练阶段予以剔除，仅对前四个特征进行分析。将来或许可以对他们进行更改，让模型捕捉到更多的实验信息，进一步优化模型的能力。

在完成数据集划分后，将样本分别划分为训练集与验证集，并在 Python 环境下采用 XGBoost 回归模型（XGBRegressor）进行模型训练。训练过程中，参数 random_state 设置为 1，以保证实验结果的可重复性；n_estimators 设置为 1000，表示模型最多迭代生成 1000 棵回归树；learning_rate 设置为 0.05，以控制每轮迭代的学习步长，从而提高模型训练的稳定性；early_stopping_rounds 设置为 50，即当验证集误差在连续 50 轮迭代中不再下降时，提前终止训练，以避免模型发生过拟合并提

高训练效率。模型训练完成后，利用训练得到的模型对验证集数据进行预测，以对模型的预测性能进行评估。

4.3.3 梯度提升模型预测精度分析

在 Python 中导入数据，使用训练集并选取恰当的参数设置对 XGBoost 梯度提升模型进行训练，并通过验证集评估模型性能。图 4-17 展示了预测值与实验真实值的对比分布，横轴为实验真实值，纵轴为模型预测值，红色对角线表示模型预测值与实验真实值相等，代表理想预测状态。结果显示，验证集中的绝大多数数据点紧密分布在对角线附近。值得注意的是，在低 RMSE 区域（即高质量光斑样本中），数据点的分布更为集中，表明模型对高性能光斑的预测精度更高。为定量评价模型性能，引入了平均绝对误差（Mean Absolute Error，MAE）作为衡量指标。实验结果显示，验证集的 MAE 仅为 0.0089，即预测值与真实值的平均偏差控制在 0.9%以内，该误差水平处于较低水平，证明了模型在预测光斑质量方面具有极高的可靠性。

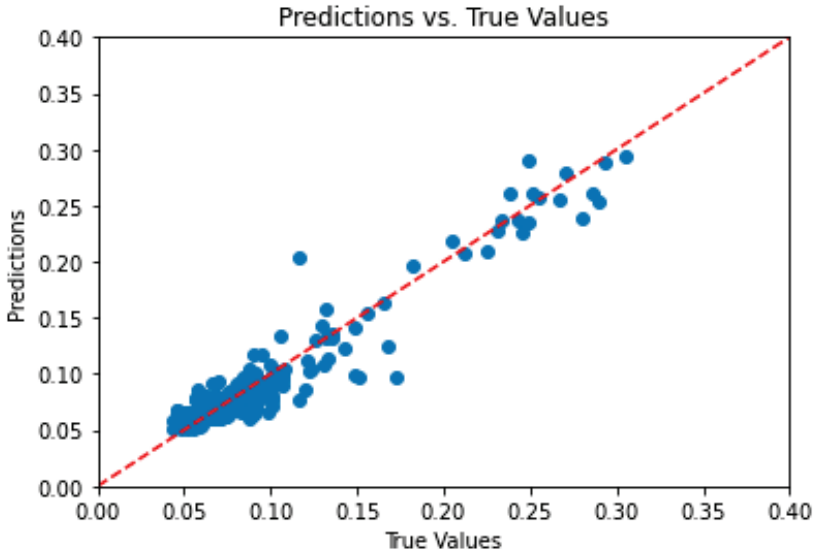


图 4-17 回归拟合图

Fig. 4-17 Regression Fit Plot

注：横轴为实验真实测量 RMSE 值，纵轴为模型预测值，数据点越靠近对角线，模型预测效果越好。

4.4 本章小结

本章系统地研究了基于硅基液晶空间光调制器的空间光束整形方法，涵盖了从理论仿真、实验实现到机器学习预测的完整流程。

在模拟仿真方面，重点介绍了 MRAF 算法的原理与实现。通过引入信号区域外的振幅自由度，该算法有效的抑制了光斑内部的噪声，提高了光斑调制的精度。本章还深入分析了透镜相位曲率参数 R 对输出光斑平整度与衍射效率的影响，为实验参数的选择提供了理论依据。

在实验实现方面，详细描述了光学系统的校准流程。针对零级光干扰问题，通过叠加光栅相位实现了目标光束的平移，从而有效排除了零级光对目标输出光势阱质量的影响。结合反馈优化算法，实验最终获得了方均根误差仅为 1.38%的高平整度平顶光斑，并成功生成了多种复杂的任意形状光势阱。

最后，本章探索了机器学习在光学整形领域的应用。创新性的构建基于梯度提升模型的回归预测体系，利用实验获取的 MRAF 算法相关特征数据进行训练，实现了对不同输入参数下输出光斑 RMSE 的精准预测，为未来实现光学系统的自动化智能化调节提供了新的思路。

5 总结与展望

随着超冷原子物理研究的快速发展，构建高精度、可编程的光学势阱已成为量子模拟领域的核心需求。本文针对传统静态整形元件灵活性不足、调制精度受限等问题，系统开展了基于可编程空间光调制器的光束整形研究。使用数字微镜器件与硅基液晶空间光调制器两种调制器件，通过理论模拟仿真与实验系统搭建，成功实现了高平整度平顶光束及多种任意形状光学势阱的生成，为量子模拟实验提供了进一步的光束操控方案。

本文深度分析了 DMD 的振幅调制特性与整形原理，在模拟仿真中，引入误差扩散算法实现了灰度反射率函数向适用于 DMD 特性的二值图像的转换。通过 4f 成像系统并结合适当的空间滤波，有效滤除了微镜的像素化结构产生的高频噪声。基于反馈迭代过程的优化方案，在实验系统中实现了方均根误差低至 1.32%，激光利用率约为 13%的超平滑平顶光斑。

针对 LCoS-SLM 的相位调制特性，本文重点研究了混合区域振幅自由度算法。相比于传统的 GS 算法，该方法通过在噪声区域引入振幅自由度，显著提升了信号区域内的调制精度。在实验过程中，针对器件的零级光干扰难题，通过在计算相图中叠加光栅相位的方法，实现了目标光场的平移，从而有效分离并排除了零级光的干扰。在结合反馈优化算法后，实验最终获得了方均根误差为 1.38%，激光利用率约为 22%的高平整度平顶光束。此外，利用实验采集的大量原始光斑数据，创新性的构建了一套基于梯度提升方法的机器学习模型，实现了对不同输入参数对应实验输出光斑质量的高精度预测，平均偏差控制在 0.9%以内。有效提升研究效率与智能化水平，为复杂光学实验的实时参数诊断与系统长期自动化监测校准提供了全新的技术路径。

通过两种器件的对比发现：由于空间滤波的存在，DMD 可以生成极高平整度的光斑，但是结合 MRAF 算法的 LCoS-SLM 可以生成边缘锐度更高、效率也更高的光斑，其初始光斑平整度较差，但在经过反馈后其平整度可接近 DMD，此外，LCoS-SLM 光束整形系统与 DMD 相比拥有更高的灵活度。综上，本文通过对两种器件的空间光束整形探索，为超冷原子物理实验提供了两套性能互补的高精度势阱调控方案。

对于现有的 DMD 与 LCoS-SLM 整形方案，可以考虑以下的改进：

对于 DMD，将点扩散函数（Point Spread Function，PSF）引入到 DMD 反射率图案的计算中，优化的反射率图案有望提高输出光斑的质量。为将来应用至超冷原子实验中，通过高数值孔径显微镜系统实现原子所需高精度势阱提供了更有意义的解决方案。

对于 LCoS-SLM，已有研究[53]使用两个 SLM 组成的级联系统进行光束整形，第一个 SLM 使用 GS 算法整形光束振幅，第二个则补偿相位以去除散斑，实现了光束的复振幅调控，最终得到了 75%以上光利用率的高平整度可传播整形光束，同时兼顾光斑的质量与效率。此外，OMRAF（Offset MRAF）算法是 MRAF 算法的改进版本[33]。它旨在通过两个方面改进 MRAF 算法：他们采用亥姆霍兹方程代替菲涅尔近似与傅里叶变换，来模拟光束从 SLM 到输出平面的传播过程；第二，他们引入了一个偏移的背景势，以减少光学涡旋的产生，进一步挖掘 SLM 的调制潜力。即使在他们的工作中其方均根误差大于我们的结果，但是使用亥姆霍兹方程模拟光束的传播过程仍是一种有趣的想法。

基于本研究实现的高精度光势阱整形方案，未来可在以下方向进行更深入的应用与探索。如研究随时间动态变化的光场分布，结合光镊技术，可以实现量子计算中原子的精确操控[101-105]；利用高数值孔径显微物镜结合本论文的整形技术，可投射出三角形、方形等特殊的几何势阱[106,107]，为研究拓扑绝缘态和复杂的凝聚态物理模型打开新的大门[40,108-111]。

参考文献

[1]Feynman R. P. Simulating physics with computers, International Journal of Theoretical Physics[J]. 1982, 21(6/7): 467-488.

[2]Jané E, Vidal G, Dür W, et al. Simulation of quantum dynamics with quantum optical systems[J]. Quantum Information and Computation, 2003, 3(1): 15-37.

[3]Lu X, Chang L, Tran M A, et al. Emerging integrated laser technologies in the visible and short near-infrared regimes[J]. Nature Photonics, 2024, 18(10): 1010-1023.

[4]Forbes A, Dudley A, McLaren M. Creation and detection of optical modes with spatial light modulators[J]. Advances in Optics and Photonics, 2016, 8(2): 200-227.

[5]O'Brien J L, Furusawa A, Vučković J. Photonic quantum technologies[J]. Nature Photonics, 2009, 3(12): 687-695.

[6]Hänsch T W. Nobel lecture: passion for precision[J]. Reviews of Modern Physics, 2006, 78(4): 1297-1309.

[7]Phillips W D. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms[J]. Reviews of Modern Physics, 1998, 70(3): 721-741.

[8]Bloch I, Dalibard J, Zwerger W. Many-body physics with ultracold gases[J]. Reviews of Modern Physics, 2008, 80(3): 885-964.

[9]Gross C, Bloch I. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices[J]. Science, 2017, 357(6355): 995-1001.

[10] Bloch I, Dalibard J, Nascimbene S. Quantum simulations with ultracold quantum gases[J]. Nature Physics, 2012, 8(4): 267-276.

[11] Jaksch D, Bruder C, Cirac J I, et al. Cold bosonic atoms in optical lattices[J]. Physical Review Letters, 1998, 81(15): 3108-3111.

[12] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. Nature, 2002, 415(6867): 39-44.

[13] Bloch I, Greiner M. The superfluid-to-Mott insulator transition and the birth of experimental quantum simulation[J]. Nature Reviews Physics, 2022, 4(12): 739-740.

[14] Schäfer F, Fukuhara T, Sugawa S, et al. Tools for quantum simulation with ultracold

atoms in optical lattices[J]. Nature Reviews Physics, 2020, 2(8): 411-425.

[15] Meng Z, Wang L, Han W, et al. Atomic Bose–Einstein condensate in twisted-bilayer optical lattices[J]. Nature, 2023, 615(7951): 231-236.

[16] Li Y, Han W, Meng Z, et al. Observation of quantized vortex in atomic Bose–Einstein condensate at Dirac point with emergent spin–orbit coupling[J]. Nature Photonics, 2025, 19(11): 1264-1269.

[17] 王良伟. 准二维87Rb超冷原子在光晶格中的量子模拟[D]. 太原: 山西大学, 2023.

[18] Jördens R, Strohmaier N, Günter K, et al. A Mott insulator of fermionic atoms in an optical lattice[J]. Nature, 2008, 455(7210): 204-207.

[19] Schneider U, Hackermuller L, Will S, et al. Metallic and insulating phases of repulsively interacting fermions in a 3D optical lattice[J]. Science, 2008, 322(5907): 1520-1525.

[20] Bloch I. Ultracold quantum gases in optical lattices[J]. Nature Physics, 2005, 1(1): 23-30.

[21] Lewenstein M, Sanpera A, Ahufinger V, et al. Ultracold atomic gases in optical lattices: mimicking condensed matter physics and beyond[J]. Advances in Physics, 2007, 56(2): 243-379.

[22] Chin C, Grimm R, Julienne P, et al. Feshbach resonances in ultracold gases[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82(2): 1225-1286.

[23] Kinoshita T, Wenger T, Weiss D S. Observation of a one-dimensional Tonks-Girardeau gas[J]. Science, 2004, 305(5687): 1125-1128.

[24] Paredes B, Widera A, Murg V, et al. Tonks–Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice[J]. Nature, 2004, 429(6989): 277-281.

[25] Hadzibabic Z, Krüger P, Cheneau M, et al. Berezinskii–Kosterlitz–Thouless crossover in a trapped atomic gas[J]. Nature, 2006, 441(7097): 1118-1121.

[26] Brennen G K, Caves C M, Jessen P S, et al. Quantum logic gates in optical lattices[J]. Physical Review Letters, 1999, 82(5): 1060.

[27] Lee J G, Hill W T. Spatial shaping for generating arbitrary optical dipole traps for ultracold degenerate gases[J]. Review of Scientific Instruments, 2014, 85(10).

[28] Brantut J P, Meineke J, Stadler D, et al. Conduction of ultracold fermions through a

mesoscopic channel[J]. Science, 2012, 337(6098): 1069-1071.

[29] Mazurenko A, Chiu C S, Ji G, et al. A cold-atom Fermi–Hubbard antiferromagnet[J]. Nature, 2017, 545(7655): 462-466.

[30] Liang J, Kohn Jr R N, Becker M F, et al. High-precision laser beam shaping using a binary-amplitude spatial light modulator[J]. Applied Optics, 2010, 49(8): 1323-1330.

[31] Pasienski M, DeMarco B. A high-accuracy algorithm for designing arbitrary holographic atom traps[J]. Optics Express, 2008, 16(3): 2176-2190.

[32] Bakr W S, Peng A, Tai M E, et al. Probing the superfluid–to–Mott insulator transition at the single-atom level[J]. Science, 2010, 329(5991): 547-550.

[33] Gaunt A L, Hadzibabic Z. Robust digital holography for ultracold atom trapping[J]. Scientific Reports, 2012, 2: 721.

[34] Boyer V, Godun R M, Smirne G, et al. Dynamic manipulation of Bose-Einstein condensates with a spatial light modulator[J]. Physical Review A, 2006, 73(3): 031402.

[35] Eckel S, Lee J G, Jendrzejewski F, et al. Hysteresis in a quantized superfluid ‘atomtronic’circuit[J]. Nature, 2014, 506(7487): 200-203.

[36] Chomaz L, Corman L, Bienaimé T, et al. Emergence of coherence via transverse condensation in a uniform quasi-two-dimensional Bose gas[J]. Nature Communications, 2015, 6(1): 6162.

[37] White D H, Haase T A, Brown D J, et al. Observation of two-dimensional Anderson localisation of ultracold atoms[J]. Nature Communications, 2020, 11(1): 4942.

[38] Jendrzejewski F, Bernard A, Mueller K, et al. Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential[J]. Nature Physics, 2012, 8(5): 398-403.

[39] Zhang Z, Chen L, Yao K X, et al. Transition from an atomic to a molecular Bose–Einstein condensate[J]. Nature, 2021, 592(7856): 708-711.

[40] Braun C, Saint-Jalm R, Hesse A, et al. Real-space detection and manipulation of topological edge modes with ultracold atoms[J]. Nature Physics, 2024, 20(8): 1306-1312.

[41] Albiez M, Gati R, Fölling J, et al. Direct Observation of Tunneling and Nonlinear Self-Trapping in a Single Bosonic Josephson Junction[J]. Physical Review Letters, 2005,

95(1): 010402.

[42] D'Ambrosio E, O'Shaughnessy R, Strigin S, et al. Reducing thermoelastic noise in gravitational-wave interferometers by flattening the light beams[J]. arXiv preprint gr-qc/0409075, 2004.

[43] Tarallo M G, Miller J, Agresti J, et al. Generation of a flat-top laser beam for gravitational wave detectors by means of a nonspherical Fabry–Perot resonator[J]. Applied Optics, 2007, 46(26): 6648-6654.

[44] O'Shaughnessy R, Strigin S, Vyatchanin S. The implications of Mexican-hat mirrors: calculations of thermoelastic noise and interferometer sensitivity to perturbation for the Mexican-hat-mirror proposal for advanced LIGO[J]. arXiv preprint gr-qc/0409050, 2004.

[45] Denschlag J H, Simsarian J E, Häffner H, et al. A Bose-Einstein condensate in an optical lattice[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2002, 35(14): 3095-3110.

[46] Bloch I. Quantum coherence and entanglement with ultracold atoms in optical lattices[J]. Nature, 2008, 453(7198): 1016-1022.

[47] Navon N, Smith R P, Hadzibabic Z. Quantum gases in optical boxes[J]. Nature Physics, 2021, 17(12): 1334-1341.

[48] Aleksoff C C, Ellis K K, Neagle B D. Holographic conversion of a Gaussian beam to a near-field uniform beam[J]. Optical Engineering, 1991, 30(5): 537-543.

[49] Hoffnagle J A, Jefferson C M. Design and performance of a refractive optical system that converts a Gaussian to a flattop beam[J]. Applied Optics, 2000, 39(30): 5488-5499.

[50] Bowman D, Harte T L, Chardonnet V, et al. High-fidelity phase and amplitude control of phase-only computer generated holograms using conjugate gradient minimisation[J]. Optics Express, 2017, 25(10): 11692-11700.

[51] Alsaka D Y, Arpali Ç, Arpali S A. A comparison of iterative Fourier transform algorithms for image quality estimation[J]. Optical Review, 2018, 25(5): 625-637.

[52] 卜浩祯, 焦述铭. 纯相位全息图优化算法[J]. 液晶与显示, 2021, 36(6): 810-826.

[53] 郭辉. 连续变量高维多模纠缠的产生[D]. 太原: 山西大学, 2023.

[54] 张晨初. 基于空间光调制技术的高速高分辨飞秒激光加工[D]. 合肥: 中国科学

技术大学, 2016.

[55] Veldkamp W B. Laser beam profile shaping with interlaced binary diffraction gratings[J]. Applied Optics, 1982, 21(17): 3209-3212.

[56] Jia J, Zhou C, Sun X, et al. Superresolution laser beam shaping[J]. Applied Optics, 2004, 43(10): 2112-2117.

[57] De Saint Denis R, Passilly N, Laroche M, et al. Beam-shaping longitudinal range of a binary diffractive optical element[J]. Applied Optics, 2006, 45(31): 8136-8141.

[58] Dorrer C, Zuegel J D. Design and analysis of binary beam shapers using error diffusion[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2007, 24(6): 1268-1275.

[59] Liang J, Kohn Jr R N, Becker M F, et al. 1.5% root-mean-square flat-intensity laser beam formed using a binary-amplitude spatial light modulator[J]. Applied Optics, 2009, 48(10): 1955-1962.

[60] Dixit S N, Lawson J K, Manes K R, et al. Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control[J]. Optics Letters, 1994, 19(6): 417-419.

[61] Lin Y, Kessler T J, Lawrence G N. Distributed phase plates for super-Gaussian focal-plane irradiance profiles[J]. Optics Letters, 1995, 20(7): 764-766.

[62] Liu J S, Taghizadeh M R. Iterative algorithm for the design of diffractive phase elements for laser beam shaping[J]. Optics Letters, 2002, 27(16): 1463-1465.

[63] Grier D G. A revolution in optical manipulation[J]. Nature, 2003, 424(6950): 810-816.

[64] Ozeri R, Khaykovich L, Davidson N. Long spin relaxation times in a single-beam blue-detuned optical trap[J]. Physical Review A, 1999, 59(3): R1750.

[65] Bergamini S, Darquié B, Jones M, et al. Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2004, 21(11): 1889-1894.

[66] Sebby-Strabley J, Newell R T R, Day J O, et al. High-density mesoscopic atom clouds in a holographic atom trap[J]. Physical Review A, 2005, 71(2): 021401.

[67] Gerchberg R W. A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures[J]. Optik, 1972, 35(2): 237-246.

[68] Kotlyar V V, Seraphimovich P G, Soifer V A. An iterative algorithm for designing diffractive optical elements with regularization[J]. Optics and Lasers in Engineering,

1998, 29(4-5): 261-268.

[69] Fienup J R. Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms[J]. Optical Engineering, 1980, 19(3): 297-305.

[70] Wyrowski F. Diffraction efficiency of analog and quantized digital amplitude holograms: analysis and manipulation[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1990, 7(3): 383-393.

[71] Soifer V A. Computer design of diffractive optics[M]. Elsevier, 2012.

[72] Ripoll O, Kettunen V, Herzig H P. Review of iterative Fourier-transform algorithms for beam shaping applications[J]. Optical Engineering, 2004, 43(11): 2549-2556.

[73] Andrews D. Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces[M]. Academic Press, 2011.

[74] 王良伟, 刘方德, 李云达, 等. 基于空间光调制器构建二维任意形状的 87Rb 原子阵列[J]. 物理学报, 2023, 72(6): 064201.

[75] 王东. 基于纯相位液晶空间光调制器的激光束敏捷控制技术研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2013.

[76] Dudley D, Dunn C. DLP technology not just for projectors and TVs[J]. Photonik International, 2006: 98-101.

[77] Texas I. Using lasers with DLP DMD technology[J]. TI DN, 2008, 2509927.

[78] Jesacher A. Applications of spatial light modulators for optical trapping and image processing[D]. Innsbruck: Leopold-Franzens University Innsbruck, 2007.

[79] Dai H T, Liu K S X Y J, Wang X, et al. Characteristics of LCoS phase-only spatial light modulator and its applications[J]. Optics Communications, 2004, 238(4-6): 269-276.

[80] Collings N, Davey T, Christmas J, et al. The applications and technology of phase-only liquid crystal on silicon devices[J]. Journal of Display Technology, 2011, 7(3): 112-119.

[81] Floyd R W. An adaptive algorithm for spatial gray-scale[C]. Proceedings of the Society for Information Display. 1976, 17: 75-77.

[82] Goodman J W. Introduction to Fourier Optics[M]. Englewood, CO: Roberts & Company, 2005.

[83] Chen C, Gao N, Zhang Z. Simple calibration method for dual-camera structured light system[J]. Journal of the European Optical Society-Rapid Publications, 2018, 14(1):

23.

[84] Lesem L B, Hirsch P M, Jordan J A. The kinoform: a new wavefront reconstruction device[J]. IBM Journal of Research and Development, 1969, 13(2): 150-155.

[85] Thomson L C. Inverse techniques: problems in optics and gas sensing[D]. University of Glasgow, 2010.

[86] Hayes M. Multidimensional signal reconstruction from phase or magnitude[C]. ICASSP'81. IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing. IEEE, 1981, 6: 1014-1017.

[87] Fienup J R. Phase retrieval algorithms: a comparison[J]. Applied Optics, 1982, 21(15): 2758-2769.

[88] Luke D R, Burke J V, Lyon R. Fast algorithms for phase diversity and phase retrieval[C]//Proceedings of the Workshop on Computational Optics and Imaging for Space Applications, NASA/Goddard Space Flight Center. 2000.

[89] Senthilkumaran P, Wyrowski F, Schimmel H. Vortex stagnation problem in iterative Fourier transform algorithms[J]. Optics and Lasers in Engineering, 2005, 43(1): 43-56.

[90] Carcolé E, Campos J, Bosch S. Diffraction theory of Fresnel lenses encoded in low-resolution devices[J]. Applied Optics, 1994, 33(2): 162-174.

[91] Laude V. Twisted-nematic liquid-crystal pixelated active lens[J]. Optics Communications, 1998, 153(1-3): 134-152.

[92] Palima D, Daria V R. Holographic projection of arbitrary light patterns with a suppressed zero-order beam[J]. Applied Optics, 2007, 46(20): 4197-4201.

[93] Jesacher A, Schwaighofer A, Fürhapter S, et al. Wavefront correction of spatial light modulators using an optical vortex image[J]. Optics Express, 2007, 15(9): 5801-5808.

[94] Bowman R W, Wright A J, Padgett M J. An SLM-based Shack–Hartmann wavefront sensor for aberration correction in optical tweezers[J]. Journal of Optics, 2010, 12(12): 124004.

[95] Hastie T, Tibshirani R, Friedman J H. The elements of statistical learning: data mining, inference, and prediction [M]. 2nd ed. New York: Springer, 2009.

[96] 周志华. 机器学习[M]. 北京: 清华大学出版社, 2016.

[97] Breiman L. Random forests[J]. Machine Learning, 2001, 45(1): 5-32.

[98] Friedman J H. Greedy function approximation: a gradient boosting machine[J]. Annals of Statistics, 2001: 1189-1232.

[99] Friedman J H. Stochastic gradient boosting[J]. Computational Statistics & Data Analysis, 2002, 38(4): 367-378.

[100] Chen T, Guestrin C. Xgboost: A scalable tree boosting system[C]. Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining. New York: ACM, 2016: 785–794.

[101] Weitenberg C, Kuhr S, Mølmer K, et al. Quantum computation architecture using optical tweezers[J]. Physical Review A, 2011, 84(3): 032322.

[102] Manetsch H J, Nomura G, Bataille E, et al. A tweezer array with 6,100 highly coherent atomic qubits[J]. Nature, 2025, 647(8088): 60-67.

[103] Bluvstein D, Levine H, Semeghini G, et al. A quantum processor based on coherent transport of entangled atom arrays[J]. Nature, 2022, 604(7906): 451-456.

[104] Holman A, Xu Y, Sun X, et al. Trapping of single atoms in metasurface optical tweezer arrays[J]. Nature, 2026: 1-7.

[105] Chew Y T, Poitrinal M, Tomita T, et al. Ultraprecise holographic optical tweezer array[J]. Physical Review A, 2024, 110(5): 053518.

[106] Struck J, Ölschläger C, Le Targat R, et al. Quantum simulation of frustrated classical magnetism in triangular optical lattices[J]. Science, 2011, 333(6045): 996-999.

[107] Soltan-Panahi P, Struck J, Hauke P, et al. Multi-component quantum gases in spin-dependent hexagonal lattices[J]. Nature Physics, 2011, 7(5): 434-440.

[108] Pasienski M, McKay D, White M, et al. A disordered insulator in an optical lattice[J]. Nature Physics, 2010, 6(9): 677-680.

[109] Hirthe S, Chalopin T, Bourgund D, et al. Magnetically mediated hole pairing in fermionic ladders of ultracold atoms[J]. Nature, 2023, 613(7944): 463-467.

[110] Di Carli A, Parsonage C, La Rooij A, et al. Commensurate and incommensurate 1D interacting quantum systems[J]. Nature Communications, 2024, 15(1): 474.

[111] Kwan J, Segura P, Li Y, et al. Realization of one-dimensional anyons with arbitrary statistical phase[J]. Science, 2024, 386(6725): 1055-1060.

攻读学位期间取得的研究成果

Zhao F, Liu F, Li Y, et al. DMD-based programmable beam shaping for optical potential engineering[J]. Photonics, 2026, 13(4): 372.

致　谢

七载春秋，韶华转瞬。自本科踏入山西大学校门至今，转眼已走过七个寒暑。在这片承载着青春记忆与奋斗汗水的土地上，我完成了从一名物理学本科生到光学硕士研究生的成长与蜕变。七年的求学生涯，不仅让我积累了迈入科研领域所需的知识基础，更在实验室无数次晨昏交替与光路调试的过程中，磨砺了面对困难与挫折的坚韧品格，也让我真正体会到探索超冷原子世界与光场调控奥秘的独特魅力。如今论文完稿、毕业在即，回望来时路，心中对母校的眷恋与对师友的感激之情愈发深厚。值此之际，谨向所有曾给予我指导、关怀与陪伴的人致以最诚挚的谢意。

饮水思源，我首先向光电研究所的奠基人彭堃墀院士与谢常德教授致以最崇高的敬意。正是两位前辈高瞻远瞩的战略眼光与数十年如一日的辛勤耕耘，才铸就了今日国家重点实验室坚实而宏伟的基石。承前辈荫蔽，沐学术薪火，在这片由几代师生共同深耕的科研沃土上，我不仅得以接触科学前沿、开阔学术视野，更获得了研究生阶段最坚实的科研依托。

我有幸加入超冷玻色费米混合气体实验室，得以探索量子世界的奥秘。衷心感谢张靖老师，张老师学识渊博、治学严谨，不仅为我们提供了先进的实验平台与广阔的研究空间，更以敏锐深刻的学术洞察力，为我们的科研工作指明方向。张老师对科研精益求精、一丝不苟的态度，以及追求卓越的学者风范，都是我受益终身的宝贵财富。

同时，我也要向孟增明老师表达最深切的谢意。在日常科研与实验攻关过程中，孟老师始终给予我耐心细致的指导与无私帮助。他倾囊相授的经验与建议，使我少走了许多弯路。孟老师严谨务实的科研作风，以及真诚谦逊的处世态度，也将成为我今后工作与生活中长期学习的榜样。

实验室良好的学术氛围与温暖融洽的团队精神，同样离不开各位老师的悉心关怀。感谢于旭东老师、王鹏军老师、韩伟老师、黄良辉老师、陈良超老师、叶祝雄老师以及靳元彬老师，在实验探索与科研学习过程中，每当遇到疑惑与困难，各位老师总会耐心解答、悉心指导，给予我莫大的帮助与鼓励。同时，也感谢李云达、王良伟、刘方德、张越、顾正宇、高晨力、单标、王泽奎、隋文杰、龚琳善、张紫瑞、闫江伟、边国旗、李子亮、丁培波、贾甜、王彦等师兄师姐，以及并肩奋斗的赵宇航、周暄胜、王亚洲、杨雅婧、刘澍、陈卫、冯嘉煜、张纯瑶、杨雯馨、余浩坤、王永腾等同窗好友们，还有朝气蓬勃的袁铭清、王佳豪、申嘉辉、冯佳、韩明康、梁新浩、郑烨、房

书州、郝宇轩、Mustafa Shah、赵永泽等师弟师妹。与你们共同度过的实验时光与生活点滴，将是我求学岁月中最珍贵而难忘的回忆。

衷心感谢加工车间和电子车间的各位师傅与老师，正是有了你们的支持，我们的实验工作才能顺利推进。也感谢办公室各位老师在学习与生活中给予的细致关怀与热心帮助，为我们的科研与生活提供了坚实保障。

论文终稿落下帷幕之际，我最想感谢的，是始终默默支持我的家人。七年的求学时光，尤其是在研究生阶段面对科研压力与人生选择的重要时刻，是你们给予我最无私的爱、包容与理解，始终做我最坚强的后盾。你们无声却深沉的支持，是我不断前行的力量源泉，也是我心中最温暖的港湾。

终点亦是新的起点。山西大学七年的时光，已沉淀为我继续前行的底气与力量。未来，我将始终铭记母校的培养与师长的教诲，带着恩师们赋予的智慧与担当，在人生新的征程中砥砺前行，笃行致远。

个人简况及联系方式

个人简况

姓名：赵非凡

性别：男

籍贯：山西省运城市

2019.09-2023.06 山西大学 物理学

2023.09-2026.06 山西大学 光学

联系方式

电话：18536382002

邮箱：zhaoff02@163.com

承 诺 书

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

作者签名：赵非凡

2026年5月27日

学位论文使用授权声明

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

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：赵非凡

导师签名：张靖

2026年5月27日