

二元光学技术在惯性约束核聚变靶面均匀照明中的应用研究

摘要

惯性约束核聚变 (ICF) 的研究在能源及国防领域都有极其重要的意义。ICF 实验对靶面照明提出了极其苛刻的要求。在分析、总结现有实现 ICF 靶面均匀照明方案的基础上, 本文根据标量衍射理论及二元光学的特点, 从系统结构、器件设计方法、加工误差分析以及实验检测等方面深入研究了二元光学技术在 ICF 均匀照明系统中的应用。

首先, 以杨-顾算法结合几何变换研究了高斯光束的均匀聚焦, 比较分析表明, 结合多种方法的特点, 可以增强优化算法的寻优性能; 分析了量化时机和噪声对器件质量的影响; 设计制作了具有 16 台阶位相结构的二元光学器件并进行了实验检测。

其次, 基于上述高斯光束的研究, 比较了现有各优化设计算法的利弊, 提出了以混合策略来设计二元光学器件。根据模拟退火算法 (SA) 和遗传算法 (GA) 各自的特点, 结合光波衍射的基本规律构造了适合于二元光学器件设计的 SA&GA 混合算法。在平面波入射条件下, 取得了优于现有优化方法的设计结果。这为二元光学器件的设计提供了新的优化方法。

常用 ICF 均匀照明系统采用一次变换实现光束均匀聚焦, 现有研究表明要同时抑制焦斑旁瓣并提高主瓣均匀性, 器件设计负担很重。为此, 根据特殊函数的付氏变换性质以及高斯光束均匀聚焦的研究, 首先提出了以两次变换实现平面波均匀聚焦的方案, 并设计了 SINC 函数型和高斯型两种双二元光学阵列系统, 实现了 (准) 平面波入射条件下的高质量均匀聚焦。设计结果表明采用两次变换的形式确实可以降低器件设计的负担。这为实现 ICF 靶面均匀照明提供了一种有希望的技术方案。

在已有分析方法及研究结果的基础上, 构造了分析二元光学器件制作过程中的主要误差——对准误差对器件衍射效率影响的模型。基于付氏级数理论将模型从一维推广到二维情况, 得到了衍射效率与对准误差的简单关系表达式。模型及计算公式均比已有结果更简单, 易于估算。

运用投影重建[光学 CT(Computed Tomography)]原理对小焦斑光强分布进行测量,建立了初步实验系统并分析了系统各环节误差对测量结果的影响。采用这种方法可以得到比常用 CCD 测量方法更高的分辨率及测量可信度。为 ICF 均匀照明系统的研究提供了一种新的测试方法与手段。

关键词: 惯性约束核聚变 (ICF), 二元光学, 混合优化, 双二元阵列, 光学 CT

Research of the Application of Binary Optics Technology in Inertial Confinement Fusion(ICF) Target Uniform Illumination

Abstract

The research on Inertial Confinement Fusion(ICF) is of great importance in the field of Energy and National Defense. Rigorous requirements are proposed in ICF experiments. In this dissertation, based on the theory of scalar diffraction, the characteristic of Binary Optics , and the analysis of those reported methods, the application of Binary Optics technology on ICF target uniform illumination is explored thoroughly through the systematic research in system structure, design methods of elements, analysis of fabrication errors and testing experiments.

Firstly, Yang-Gu's algorithm combined with Geometric Transform is used to complement uniform focusing of Gaussian beam. It is shown from comparative analysis that the combination of different methods will improve the optimization ability of the algorithms. The effects of the quantization opportunity and beam noise are also discussed. A Binary Optics Element(BOE) with 16 phase levels was fabricated and a CCD camera was used for testing its focus.

Secondly, on the basis of the above work and the comparison of some general algorithms, hybrid optimization strategy is proposed for designing BOEs. According to characteristics of simulate annealing algorithm(SA) and genetic algorithm(GA) respectively and the basic principles of diffraction , a novel hybrid algorithm called SA&GA suitable for BOE design was constructed successfully. Simulated computation shows that results obtained are better than those from other algorithms when plane wave incidents.

Usually, the input beam is focused through one transform in an ICF uniform illumination system. In such a system, it is very difficult to design BOEs having the function of suppressing the side-lobes and obtaining high uniformity at the same time. Enlightened by the Fourier transform of some special functions , a new scheme in which two transforms are implemented is proposed for converging plane wave into flat-top focus. Two kinds of Double Binary Optics Array(DBOA) systems named Sinc DBOA and Gaussian DBOA respectively are designed and high quality focuses are obtained in both systems. The simulation results indicate that the scheme with two transforms do decrease the burden in optimization design. This is a promising way to realize ICF uniform target illumination.

Referring to some reported methods, an error model is established to investigate

the effect of alignment error on the efficiency of binary optics elements. Simple formulas of the relationship between alignment error and diffraction efficiency are obtained. Theoretical results along with simulation results are presented and discussed.

The method of image reconstruction from projections (Optical Tomography) is applied to measure the intensity distribution of micro focus. An experiment system is established and the effects of different errors of the system are discussed. Higher resolution and precision can be obtained by this method than that of CCD camera. A new testing and instrument is presented for the research of ICF uniform illumination system.

Key Words: Inertial Confinement Fusion (ICF), Binary Optics, Hybrid Optimization, Double Binary Optics Array(DBOA), Optical Tomography

Zheng Xuezhe
Supervised by: Prof. Jin Guofan,
Academician of the Chinese
Academy of Engineering
and Prof. Yan Yingbai

第一章 绪 论.....	1
§1.1 惯性约束核聚变 (ICF) 简介.....	2
§1.2 ICF 均匀照明的重要性及要求.....	4
§1.2.1 直接驱动 ICF 对靶面照明的要求.....	4
§1.2.2 间接驱动 ICF 对靶面照明的要求.....	4
§1.2.3 平面靶实验对焦斑质量的要求.....	5
§1.3 现有各种均匀照明技术综述.....	7
§1.3.1 空域平滑.....	7
§1.3.2 时域平滑技术.....	12
§1.4 二元光学技术实现 ICF 均匀照明.....	14
§1.4.1 二元光学简介.....	14
§1.4.2 二元光学技术实现 ICF 均匀照明的优势与潜力.....	15
§1.5 本论文的研究动机及目标.....	17
§1.6 本论文的主要内容.....	17
第二章 基础理论及设计模型.....	19
§2.1 光的标量衍射.....	19
§2.1.1 菲涅尔衍射和夫朗和费衍射.....	19
§2.1.2 透镜的傅里叶变换性质.....	22
§2.2 ICF 均匀照明二元光学器件设计的一般模型.....	24
§2.3 本章小结.....	27
第三章 高斯光束的均匀聚焦.....	28
§3.1 引言.....	28
§3.2 几何变换法.....	28
§3.2.1 理论分析.....	28
§3.2.2 初步设计结果.....	30
§3.3 杨-顾算法.....	34
§3.3.1 理论基础.....	34
§3.3.2 杨-顾迭代算法.....	36
§3.3.2 优化结果.....	37
§3.4 器件的加工.....	38
§3.4.1 二元光学器件制作的一般方法.....	38
§3.4.2 量化时机的选择.....	39
§3.4.2 掩模板及器件的制作.....	41
§3.5 抗噪声分析.....	43

§3.6 实验装置和实验结果	44
§3.6.1 系统参数估算	44
§3.6.2 测量结果及分析	46
§3.7 本章小结	50
 第四章 平面波的均匀聚焦	52
§4.1 引言	52
§4.2 实现 ICF 均匀照明的二元光学器件的混合优化设计	53
§4.2.1 模拟退火算法和遗传算法	53
§4.2.2 SA&GA 混合算法	55
§4.2.3 混合算法用于优化设计 ICF 均匀照明器件	56
§4.2.4 模拟运算及设计结果	59
§4.2.5 量化的影响	62
§4.3 实现均匀焦斑的双二元光学阵列系统	63
§4.3.1 双二元组合系统	63
§4.3.2 理论分析	64
§4.3.3 设计实例及模拟运算	65
§4.4 相干高频调制的空域细化平滑	70
§4.5 本章小结	71
 第五章 加工误差对二元光学器件衍射效率的影响	73
§5.1 引言	73
§5.2 误差模型的建立及理论分析	74
§5.2.1 无制作误差二元器件的衍射效率	74
§5.2.2 刻蚀深度误差对衍射效率的影响	75
§5.2.3 对准误差对衍射效率的影响	77
§5.2.4 分析、讨论与模拟计算	80
§5.3 本章小结	82
 第六章 小光斑的测量	83
§6.1 引言	83
§6.2 投影重建法的基本原理	84
§6.2.1 雷顿变换和反变换	84
§6.2.2 数字实现	87
§6.3 激光焦斑二维光强测量系统	90
§6.3.1 获取投影数据	90

§6.3.2 测量系统构成.....	91
§6.4 误差分析和测量结果.....	94
§6.4.1 系统误差的影响.....	94
§6.4.2 测量误差的影响.....	96
§6.4.3 实验结果及分析.....	100
§6.5 本章小结.....	103
 第七章 结论与展望.....	104
参考文献.....	107
作者在读博士生期间发表的论文.....	118
致谢.....	119

第一章 绪 论

能源问题是影响人类生存和世界发展的一个重要问题。随着科技的进步，人类已开发和利用了多种能源。但在社会飞速前进，能源消耗日益加速情况下，多种能源都有枯竭的危险。原子能的安全使用大大缓解了当前的能源危机，但目前人类只能使用核裂变产生的能量。尽管它有许多优点，但裂变后具有放射性的核废料的安全处理一直是一个难以解决的问题。相比之下，另一类核能——核聚变能具有更大的优越性：

- 大储量。第一代的核聚变反应器将选用氘、氚作为燃料，每吨海水里就含有 40 克氘和 0.1 克氚，因而仅表层海水就可给氘氚聚变反应器提供足够的燃料，产生足够现代人类使用几千年的电力。
- 清洁性。核聚变的产物无放射性。如氘氚反应器的产物是水，不会污染环境，因而核聚变能是一种清洁的能源。

鉴于核聚变能源的这些优点，在过去的四十年中，全世界的科学家都梦寐以求实现可控热核聚变，并已开展了许多工作^[1-7]。美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室（LLNL）的 Nova 及即将建成的国家点火装置（NIF），Rochester 大学的 Omega 装置，日本 Osaka 大学的 Gekko XII 等都是进行可控核聚变实验研究的大功率激光系统；我国也于 1976 年开始进行这方面的研究，建立了“星光”及“神光”系列装置。

ICF 的实验研究可以为核聚变能源的安全利用和实验室条件下的核试验建立数据库，因而它同时具有民用和军事两方面的重要意义，这也正是世界各国花巨资研究的原因所在。

§1.1 惯性约束核聚变（ICF）简介

实现核聚变有两个基本方法^[8]：磁约束核聚变（Magnetic Confinement Fusion）和惯性约束核聚变（Inertial Confinement Fusion，简称 ICF）。目前世界上普遍采用的方法是激光驱动的惯性约束核聚变，其原理如图 1-1 所示。

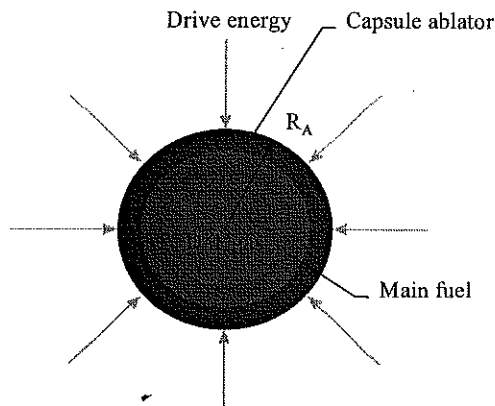


图 1-1 惯性约束核聚变原理示意图

靶丸中心是低密度当量的氘氚气体，外面裹着燃料主体部分：固态或液态的氘和氚，最外层则是由烧蚀体组成的壳体。驱动器的能量以激光或 x 光形式迅速传递给烧蚀体，使之被加热并迅速膨胀。当壳体外部向外扩张时，剩余部分象球形火箭向中心挤压以保持动量守恒。当压缩达到一定程度：燃料温度超过 10^8K ，粒子浓度 n 与约束时间 t 的乘积达到 $10^{14} \sim 10^{15}\text{sec/cm}^3$ ，将首先在靶丸中心形成热点（Hot Spot），产生聚变并迅速向外层主燃料部分传播，产生高增益使主体燃料产生聚变反应。上述压缩约束的过程形象地叫做内爆^[8,9]。

要实现聚变所需的物理条件，内爆过程须达到的一个重要参数是靶丸压缩比，即初始烧蚀体外径 R_A 与最后压缩得到的热点半径 r_{HS} 之比。其典型值为 $30 \sim 40$ 。要得到高倍的靶丸压缩比以形成热点，内爆速度的空间分布须有很高的均匀性（约为 1%）。

惯性约束核聚变有直接驱动和间接驱动两种形式^[10,11,12]。直接驱动 ICF 是由驱动激光直接照射靶丸而产生约束聚变（如图 1-2(a)）；间接驱动 ICF 则一般采用如图 1-2(b)所示的打黑洞靶的形式。靶丸放在两端开有

小孔的空腔中，驱动激光由小孔进入空腔照射腔壁（Hohlraum），由腔壁发射出的 x 光驱动靶丸内爆。

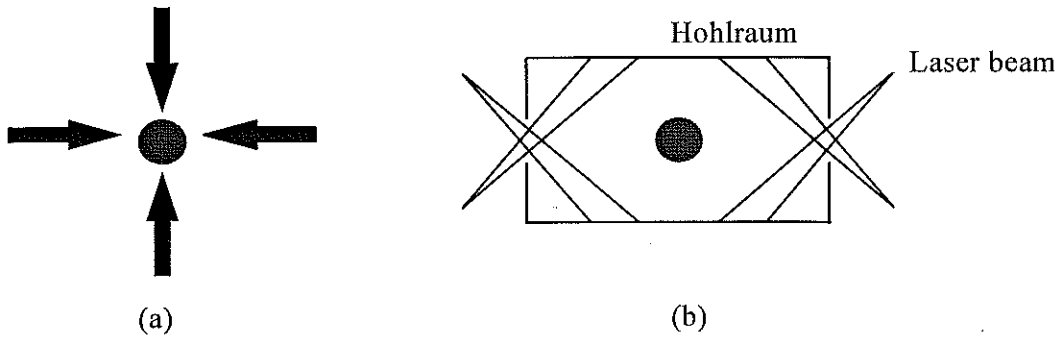


图 1-2 实现 ICF 的两种方式。(a) 直接驱动；(b) 间接驱动

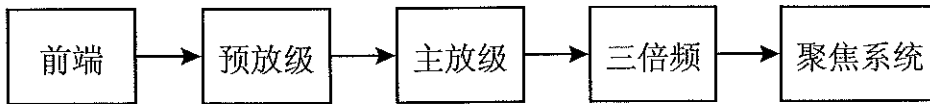


图 1-3 ICF 驱动器结构图

ICF 驱动器（单路）结构如图 1-3 所示。各部分功能分别为：前端主要用于产生优质的脉冲激光种子，驱动器的光束质量基本决定于此，因而它包括空间滤波、波面补偿、空间整形和时间整形系统；预放级和主放级主要对前端提供的种子光脉冲进行放大，增大其能量和功率，这时的激光波长为 $1.053\mu\text{m}$ ；三倍频系统将放大后光束进行三倍频，产生最后打靶的 $0.35\mu\text{m}$ 波长的光脉冲；聚焦系统除了要完成光束空间整形、光学聚焦，实现靶面均匀照明外，还须进行谐波分离，因为在倍频光束中三倍频光以外的谐波对实验是有害的，必须将之分离。另外，为实验研究的需要，还须有测量取样部分。整个 ICF 实验，需要在空间按一定方式排列的许多路驱动器同时工作、共同打靶。美国的 NIF 装置将采用 192 路，而我国的“神光”III 装置，将采用 32 ~ 60 路驱动光束。

§1.2 ICF 均匀照明的重要性及要求

惯性约束核聚变的关键是要实现空间 4π 立体角内的均匀内爆, 得到高倍的靶丸压缩比而达到聚变所需的物理条件。在聚变实验的靶场, 靶丸及腔壁等物质在强激光的作用下会迅速形成等离子体, 而等离子体的瑞利-泰勒 (Rayleigh-Taylor) 不稳定性及激光与等离子体相互作用不稳定性会破坏内爆的均匀性。这两个不稳定性与驱动激光的均匀性直接相关, 入射光束空间强度分布越均匀, 不稳定性越小。因此要实现核聚变, 驱动激光的照明要达到极高的均匀性。不同形式的 ICF 实验, 对驱动激光束质量有不同的要求。

§1.2.1 直接驱动 ICF 对靶面照明的要求

直接驱动 ICF 中激光束直接照射靶球。在内爆的初始阶段, 相对较弱的驱动光束会在靶表面形成等离子体, 且激光光强分布的不均匀性会直接传递(imprint)到靶表面, 这种不均匀性将立刻被瑞利-泰勒(RT)效应大幅度放大^[13]。要保证实现靶点火的物理条件, 激光光强的均匀性必须控制在 $1 \sim 2\%$ (σ_{rms})。对整个靶球而言, 要求激光以空间 4π 立体角均匀沉积。 σ_{rms} 将主要由光束束数 N 、多光束排列方式、束平滑度、焦斑强度分布和功率平衡等因素决定^[14]。影响能量沉积均匀性的主要因素是:

1. 以束匀滑为基础的单光束因子;
2. 以几何排列和功率平衡等为基础的几何因子。

为保证靶面能量按球函数展开的每一阶模的均匀性, 理想的单光束焦斑光强呈 $\cos^{2.125}\theta$ 分布。由于等离子体的热传导效应可以抹平焦斑强度包络上的高频调制部分 (空间尺度 $< 10\mu\text{m}$), 单光束焦斑光强的不均匀性主要体现在空间尺度大于 $10\mu\text{m}$ 的强度调制, 因而聚焦系统追求以 $\cos^{2.125}\theta$ 为包络、尽可能消除低频强度调制的焦斑。

§1.2.2 间接驱动 ICF 对靶面照明的要求

间接驱动 ICF 实验中, 由于驱动激光并不直接照射靶丸, 因而对焦斑强度分布的均匀性的要求相对宽松些, 但也同时产生了另一些独特的要

求。间接驱动采用打黑洞靶的方式，首先要保证激光束能顺利进入靶室（如图 1-2(b)）。由于强激光照射靶室腔壁时会形成等离子体，若发生在洞边缘，等离子体的横向膨胀将堵住洞口，阻止激光束进洞，即发生所谓的“堵孔”现象。理论及实验证明，照射在洞边缘的光强不能超过总光强的 0.01%，否则就会发生“堵孔”。为充分高效地利用驱动器的能量，洞口处要求激光束具有陡边、无旁瓣的强度分布。

进洞后的激光束照射靶室腔壁首先会产生等离子体。后续激光会与它相互作用。如果光束强度分布不均匀，会产生激光与等离子体相互作用不稳定性（L-P Instability）、“成丝”（自聚焦）、喇曼散射等现象，其间还会产生热电子，它将先对靶丸预热，在靶丸表面形成瑕疵。这些都将严重影响随后腔壁发射的 x 光驱动下的靶丸均匀内爆。因而同样要求靶面激光光斑强度分布均匀、平滑，尽量消除大尺度（ $>10\mu\text{m}$ ）的强度调制。物理实验要求照射腔壁光强 $I \leq 10^{15} \text{w/cm}^2$ 、均匀性 $\sigma_{\text{rms}} \leq 10\%$ 。

§1.2.3 平面靶实验对焦斑质量的要求

材料的高压状态方程是天体物理、地球物理及惯性约束核聚变等中的一个非常重要的参数。在研究材料的高压状态方程的实验中（如图 1-4），靶面材料在高温、高压（ $T_{\text{pa}}=1$ 千万大气压）下，形成等离子体而产生冲击波。通过测量冲击波的传播速度并利用某种已知状态参量的材料作标准，就可以求解该材料的高压状态方程^[15-17]。通常高压范围的实验须用核爆的办法来测量，但由于核爆试验的长周期、高费用以及面临全面禁试的现状，很难满足该领域的研究。由于大功率激光器的兴建和完善，使得在试验室利用高功率激光作为驱动源对材料进行冲击压缩从而进行状态方程研究成为可能。激光是目前得到该实验所需高温高压唯一的实验室手段。

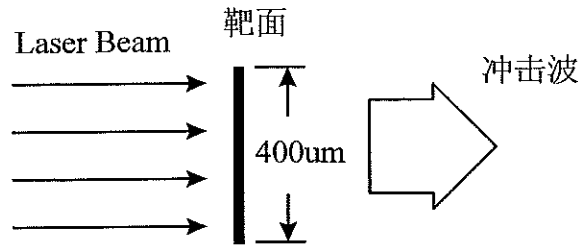


图 1-4 高压状态方程实验原理示意图

理论研究表明,为进行较准确的实验研究,冲击波须满足一定的条件:

- 1、冲击波为平面波。平面性要好,波面起伏小;
- 2、冲击波要干净;
- 3、冲击波要稳定(与激光器本身时间稳定性有关)。

追根溯源,冲击波是由于强激光束($10^{14} \sim 10^{16} \text{W/cm}^2$)照射靶面物体,烧蚀靶面材料而在靶内形成的。根据光与物质的相互作用,要得到所需的高质量冲击波,光束质量必须满足一定的要求。首先,具体研究冲击波与靶面压力的关系可知,作用于靶面的压力须有较高的均匀性:

$$\Delta P / P = 2\Delta D / D \leq 5\% \quad 1-1$$

其中, P 为压力, D 为冲击波速度。而靶面激光强度与压力近似有如下关系:

$$\Delta P / P = 0.8\Delta I / I \quad 1-2$$

其中, I 为靶面光强。

由上两式可知,要满足对冲击波的第一个要求,靶面光强包络须呈“平顶”分布,强度分布均匀性近似满足关系: $\Delta I / I \leq 5\%$ 。激光束强度分布的不均匀可以分为低频光强调制和高频光强调制两部分。由于等离子体的热传导效应可以抹平高频调制的影响,因而这里的均匀性主要针对低频调制($>10\mu\text{m}$)而言。

对第二个要求,冲击波的不干净主要是由于热电子引起的,而热电子则是由“成丝”(自聚焦)产生的。因此要求靶面光强分布在小尺度($\leq 10\mu\text{m}$)也要均匀。为充分抑制“成丝”,高频调制的尺度最好控制在 $1 \sim 2\mu\text{m}$ 。

上述直接、间接驱动 ICF 对驱动粒子束的强度分布均匀性的要求，也基本是据此而提出的。

综上所述，ICF 及其相关物理实验对激光聚焦系统的要求就是：要将给定的驱动器输出光束高效、高质量地聚焦成打靶所要求的强度分布形式的均匀、平滑焦斑。

§1.3 现有各种均匀照明技术综述

用于 ICF 和 x 光激光研究的高功率激光驱动器，是当今世界脉冲功率最高、装置规模最大的激光系统，对光束在时间、空间、近场及远场特性有十分严格而特殊的要求。激光系统在 ICF 中的主要任务是提供高功率、高能量的优质光源。激光器为本身的需要而追求近平顶的超高斯光束，但这种光束聚焦后的焦斑强度分布是不能满足 ICF 实验要求的，因而必须在聚焦系统采取合理措施，使打靶激光束有尽可能好的均匀性。

要实现 ICF 所要求的靶场均匀照明是非常困难的，为此各国学者提出并发展了许多种方法。这些方法通过对激光各基本参数的不同处理，控制激光束的相干性而提高光束聚焦后焦斑的均匀性。大体可将这些方法分为空域平滑（Spatial Smoothing）和时域平滑（Temporal Smoothing）两类。

§1.3.1 空域平滑

最早提出的控制焦斑强度均匀性的方法是采用软边光阑、光吸收滤光镜等来改变径向透过率，这类方案的缺点是效率太低，不适用于 ICF 实验。后来人们针对 ICF 所要求的靶场均匀照明，提出了一些空间平滑、均化焦斑的策略，其基本思想都是将带有各种偏差的伪高斯光束分成许多可近似认为均匀的子波束，分别进行波面整形，然后将它们在焦面迭加照射靶丸。这些方案有工作于远场的，也有工作于近场的，典型方案有以下几种：

1. 随机位相片（RPP）

随机位相片法最先由 Y. Kato 和 K. Mima 提出^[18,19]。如图 1-5(b)，在主聚焦透镜前放置一个图 1-5(a)所示的玻璃基底的二元衍射器件，其表面上有直接刻蚀或镀膜形成的浮雕结构。各单元可以是图示的正方形，也可以是六边形等其它形状^[20,21]，其位相是 π 或者 0，随机决定，但最后保证位相为 π 和 0 的单元数相等以免在焦面光轴位置出现强度尖脉冲。被刻蚀部分的深度为 $\lambda/2(n-1)$ ，其中 λ 是入射光波长； n 是基底材料折射率。

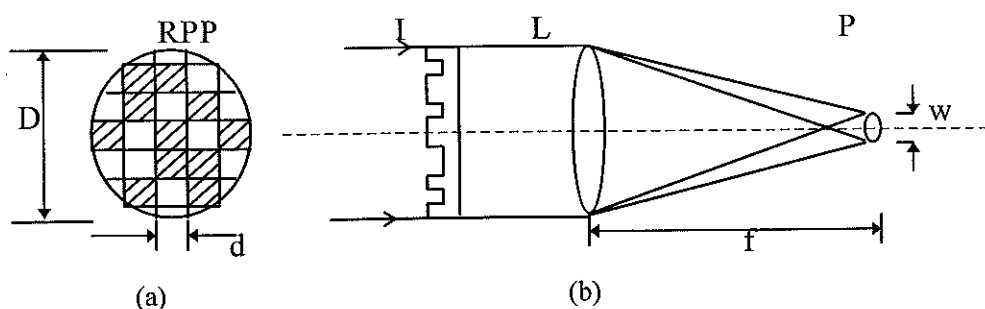


图 1-5 RPP 法器件与系统

入射光束经过 RPP 后，被分割成许多小子光束并附带随机位相，焦面光场分布是这些子光束的相干迭加。设 $\rho'[(x', y')]$ 和 $\rho[(x, y)]$ 分别是输入面和焦面坐标，并近似认为 RPP 各单元中入射光束均匀，则焦面光场分布 $E(\rho, f)$ 可以表示为：

$$E(\rho, f) = \exp\left(\frac{\pi i \rho^2}{\lambda f}\right) S(\rho, f) \sum_{j=1}^N E_0(\rho'_j, 0) \exp\left(\frac{2\pi i \rho \cdot \rho'_j}{\lambda f}\right) \quad 1-3$$

$$S(\rho, f) = \frac{-i}{\lambda f} \int d\rho' \exp\left(\frac{2\pi i \rho \cdot \rho'}{\lambda f}\right) \quad 1-4$$

其中 f 为主透镜焦距； $\rho_j(x'_j, y'_j)$ 是第 j 个单元坐标。显然，RPP 的远场光强分布是以单个单元衍射分布为包络，受到单元间多光束干涉调制的图案。焦斑尺寸 w 和高频调制特征尺寸 w' 可以表示为：

$$w \cong f\lambda / d \quad ; \quad w' \cong f\lambda / D \quad 1-5$$

其中 d 为单元尺寸； D 为入射光束尺寸。

理论及实验均表明，当随机位相波在等离子体中传播时，自聚焦受到抑制。同时，对入射波面的分割处理，提高了该方法抗近场噪声的能力，而这一点对大功率激光器来说是非常重要的。

同时也可以看到，RPP 方法存在一些缺陷。不管单元采取何种形式，焦斑总存在旁瓣，中心主瓣能量不超过总能量的 85%，因而能量利用率较低。旁瓣的存在对 ICF 实验是有害的，且主瓣强度分布也并不是一般所要求的“平顶”分布。该方法尚须进一步改进。

2. 透镜阵列 (LA)

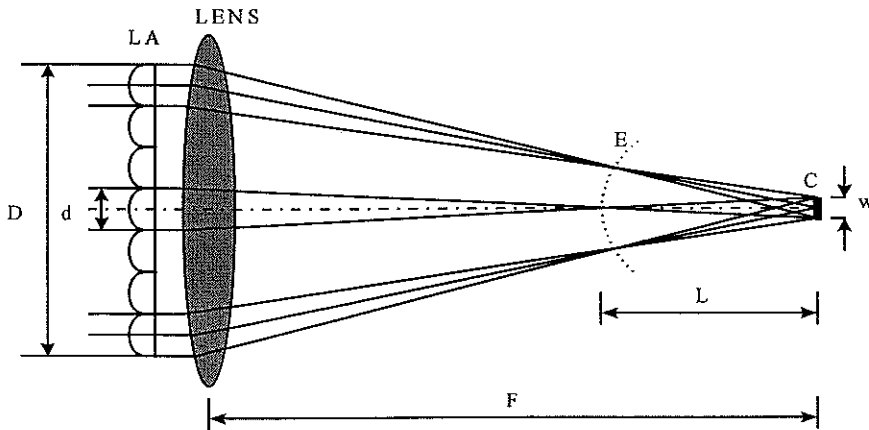


图 1-6 透镜阵列均匀照明系统示意图

由邓锡铭教授等提出的透镜阵列^[22]聚焦系统如图 1-6 所示。它由一个主聚焦透镜和置于它前面的 10×10 透镜阵列组成。同 RPP 一样，透镜阵列将入射光束分成 100 个子光束，每个子光束会聚于复合焦面 E，然后发散照明靶面 C。各子光束叠加于靶面同一区域，若在每一子束的区域内光强近似均匀，则靶面得到近“平顶”分布的光强包络。

阵列单元的口径 d 和焦距 f 可根据需要而定，它们满足关系：

$$\begin{aligned} f &= FD / wM \\ d &= D / M \end{aligned} \quad 1-6$$

其中 F 和 D 分别是主透镜焦距和入射光束口径； w 是焦斑尺寸；阵列数

约为 M^2 。

在靶面 C，可以近似认为其光场分布是由复合焦面 E 上各子光束形成的点光源的多光束干涉结果。但是，由于各阵列单元边缘的硬边衍射，E 上各点并非理想点光源，各子束在 C 面的分布是典型的菲涅尔衍射图，即焦面最后的光场分布是以它为包络，内部是由多光束干涉造成的高频调制。高频调制可以由等离子体的热传导消除，但硬边衍射造成的低频光场调制不能满足 ICF 均匀照明的要求。这个问题可用下述方法解决：

- a. 使阵列各单元中心位置产生随机偏差；
- b. 将靶面稍微往 C 面后移动，即采用离焦打靶。

理论分析及实验证明这样做的效果很好，可基本消除低频调制。但是同时也带来了新的问题，在离焦光束的边缘，叠加光束数目已很少，焦斑边缘变缓，产生所谓的“塌边”效应，使得实际的能量利用率也只有 85% 左右。

可以看到，问题的关键是阵列单元的硬边衍射减弱了 LA 对焦斑的均化效果。如果能充分抑制这种硬边衍射的影响，控制阵列各子光束在靶面的叠加，实现不离焦打靶，则有望达到满意的均化、平滑效果。为此，作为对 LA 方法的改进，OSAKA 大学的 N. Nishi 等人提出了用非球面透镜阵列来实现 ICF 均匀照明^[23]。

硬边衍射可以通过采用使孔径边缘光强逐渐减弱的软边光阑或控制孔径边缘位相分布的方法来抑制。考虑到效率及材料抗损阈值等问题，以及软边光阑尤其是散射软边光阑会产生不利于控制强度分布的附加位相误差，它在 ICF 中是不适用的；因此，控制孔径边缘位相分布的方法是较理想的，N. Nishi 等人就利用这种思想提出了 ESP(Edge Shaped Plate) 技术。ESP 是边缘曲率不断增大的位相片，其在焦面以外的衍射场分布，由硬边衍射引起的强度调制显著减弱。将 ESP 与 LA 技术结合，即将阵列各单元透镜的边缘设计成特殊形式的边缘结构，就得到了上述非球面透镜阵列的结果。然而，目前并没有找到能够使焦斑足够均匀的边缘位相结构，该方案尚需发展合适的设计方法。

3. KINOFORM 位相片 (KPP)

RPP 方法存在大角度衍射（旁瓣），使得约有 15% 的能量损失，效率较低，且主瓣并不是理想的“平顶”分布。究其主要原因是各单元之间存在断裂的位相边缘。如能使这种跳跃型的位相变化变得平滑甚至连续，必然可以减小大角度衍射，提高焦斑中心主瓣的能量，从而提高效率。这也正是 KPP 的基本思想。近年来已有许多科学家尝试使用这种方法来实现 ICF 靶面均匀照明^[24-27]。

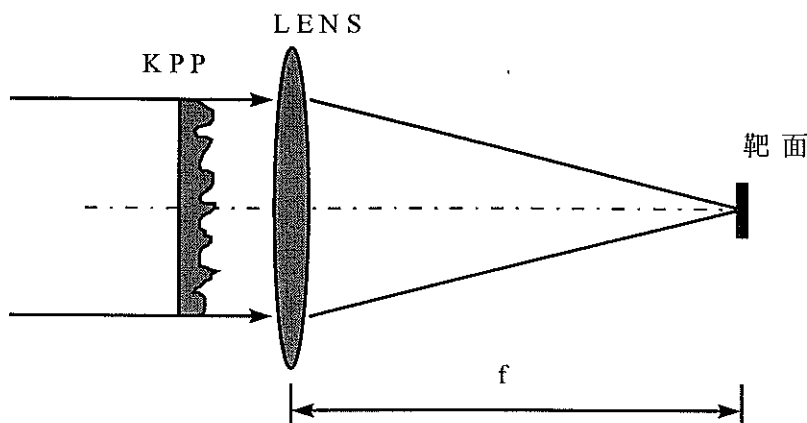


图 1-7 KPP 法光路示意图

KPP 法的原理如图 1-7 所示。入射波面经 KPP 调制位相，在主聚焦透镜焦面得到均匀焦斑。

设入射光束的复振幅分布为 $U_i(x_i, y_i)$ ；理想靶面光场振幅分布为 $A(x_o, y_o)$ 。则图示系统的主要设计任务就是要寻找合适的 KPP 的位相分布 $\varphi(x_i, y_i)$ ，使下式成立：

$$A(x_o, y_o) = |S\{U_i(x_i, y_i) \cdot \exp(j\varphi(x_i, y_i))\}| \quad 1-7$$

其中 S 表示图示系统变换算子。由于 ICF 实验对靶面光场位相分布不感兴趣，因而可将其作为自由参数处理。

这样的问题类似于位相恢复问题^[28-30]，虽然目前在数学上尚未证明上述方程的解是否存在及其解是否唯一，但是可以将它看成是以所追求的理想分布为目标函数的最优化问题，进而可以运用多种优化迭代算法求其近似解。只要能得到满足使用要求的结果，这样的解在物理上就是有

意义的。

已有的成果表明,这是一项很有希望的技术,可得到高于 90%的效率,焦斑形状可以任意设定,且边缘陡峭,旁瓣小,统计强度包络趋于“平顶”。存在的问题是:一,焦斑顶部均匀性还有待于进一步提高。优化迭代算法性能的优劣将直接影响结果;二,由于采用整体式器件,焦斑质量依赖于输入光束特性,系统的抗近场噪声能力差,而且输入光束口径很大,器件不易加工。

4. 小结

空域平滑的方法还有许多,例如位相光栅法^[31], ZCM(Zero-correlation Mask)技术^[32],以及 KPP 与付氏光栅结合^[33]等等。但这些方案也都只是改善了 ICF 要求的部分焦斑质量参数,离实现高效、高均匀的靶面照明还有很大差距。

纵观上述空域平滑的各种方法,无论是 RPP、KPP 还是透镜阵列,若抛开其具体器件的形式,都可以将它们看成是一个纯位相器件。而各种方法设计的本质也就是要寻找这样一个器件的位相分布,使其在一定的输入光束照射下,可由主聚焦透镜形成高效的均匀焦斑。

§1.3.2 时域平滑技术

在阵列型的空域平滑方法中,尽管消除了入射光束不均匀带来的影响,得到了平滑的焦斑光强包络,但由于各子光束间的干涉作用,焦斑强度受到高频干涉条纹的调制。在打靶的过程中,当等离子体形成后,这些高频结构会被等离子体的热传导抹平,影响不大;但在热平滑有效前,这些辐照缺陷会直接映象于靶表面,就象是靶表面质量缺陷,会导致瑞利-泰勒不稳定效应。而低频的强度调制更不能被完全热平滑,这些将可能引起畸变内爆,使 ICF 不能正常实现。因而,在得到平滑包络的同时,还要尽可能的减少高频调制(短波长结构)。

要完全消除干涉是不可能的,但可以通过时间均化的方法来平滑干涉图。这可以通过快速移动干涉图来实现。也就是说在任意时刻都存在强度波动,但在一段时间内的平均效果可以平滑干涉图,得到平滑、均匀

的焦斑。假如照明光束缺陷映象于靶表面的流体响应时间为 t_h ，只要在 $t < t_h$ 的时间内干涉图的移动可以起到平滑焦斑强度分布的作用，这种方法就是可行的，称之为时域平滑。

干涉图的改变可以通过快速移动相干光束或改变各光束间的相对位相来实现。前者在脉冲激光系统中几乎是不可能的，主要根据后者形成了一系列的时域平滑方法。如感应空间非相干 ISI^[34-37] (Induced Spatial Incoherence)；光谱色散平滑 SSD^[38,39] (Smoothing by Spectral Dispersion)；同步辐射放大 ASE^[40,41] (Amplified Spontaneous Emission)，等等。一般这类方法的聚焦原理简图如下：

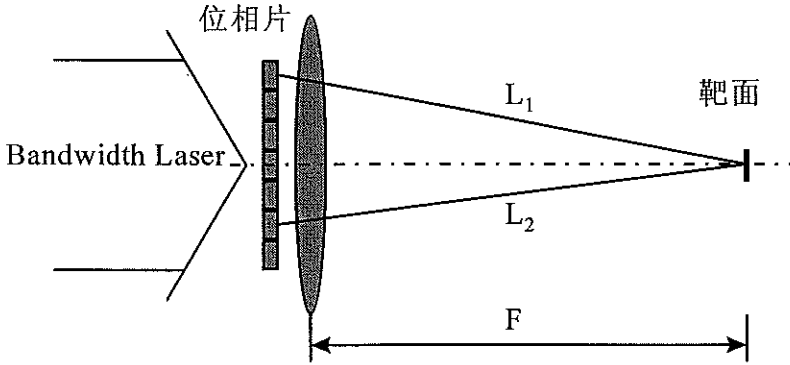


图 1-8 时域平滑聚焦原理示意图

驱动激光器输出宽带激光束，利用满足一定关系的台阶型 (echelon) 或 RPP 等位相片将其分割成多个子束，然后由主聚焦透镜将各子束在焦面叠加。考虑图示两个单元的子光束，其在靶面的合成光场为：

$$E = E_1 e^{i(k_1 L_1 + \phi_1 - \omega_1 t)} + E_2 e^{i(k_2 L_2 + \phi_2 - \omega_2 t)} \quad 1-8$$

其中 E_1 、 E_2 分别为单元衍射振幅分布，呈 sinc 函数形式； L_1 、 L_2 为光程； ϕ_1 、 ϕ_2 为光束位相 (含位相片的附加位相)； k_1 、 k_2 为波数。为简单起见，设 $E_1 = E_2$ ，则强度分布为：

$$I = 2E_1^2 + 2E_1^2 \cos[k_1 L_1 - k_2 L_2 + (\phi_1 - \phi_2) + (\omega_1 - \omega_2)t] \quad 1-9$$

由于入射光为宽带激光，通过改变各子束间的位相关系或改变各频率

成分的空间分布，从而破坏各子束间的相干性。这样，虽然任何时刻焦斑都存在强度调制，但这种调制会随时间而快速变化。在合适的时间段内的平均效应就可消除干涉的影响，使焦斑强度分布为平滑的单元受限衍射分布。

在 ISI 中，宽带光束中各频率成分混在一起，设其相干时间为 t_c ，使位相片对各子束的延迟满足条件：任意两个子束的延迟差均大于 t_c ，从而破坏子束间的相干性，得到快速移动的干涉图，实现时域平滑。其缺点是这样的宽带光束三倍频效率很低。而在 SSD 中，则是将光束中各频率成分在空间展开，使得每个子光束具有不同频率，由式 1-9 知，同样可以得到快速变化的干涉图而平滑焦斑。它的优点是可将各频率成分以优化角度进入倍频晶体，从而提高了三倍频的效率。

此外还有 OFO^[42](Optical Fiber Oscillator)及 ASE 与 AD^[43](Angular Dispersion)结合等方法，由于大都涉及到激光器本身结构，非常复杂，这里不作详细介绍，其平滑原理的本质是一样的。

§1.4 二元光学技术实现 ICF 均匀照明

§1.4.1 二元光学简介

1987 年，美国麻省理工学院林肯实验室 (MIT/LL) 的 W. B. Veldkamp 等人提出了光学研究的一个新领域：二元光学。与传统光学不同，它是以光的衍射原理为基础的。短短数年中，由于其具有许多传统光学难以具备的性能：在光学系统小型化、集成化等方面的巨大潜力以及在现代光学信息处理中所表现出的灵活、多样性，二元光学已在当今工业加工、能源、医学及国防科研等各部门的前沿领域得到了广泛应用。它被誉为“九十年代的光学”^[44-48]。

二元光学元件 (BOE) 是以计算机辅助 (CAD) 方法设计，由超大规模集成电路 (VLSI) 加工技术制造的具有表面浮雕结构的衍射光学元件 (DOE)。二元光学就是研究二元光学元件的设计、制造及应用的一门科学技术。

二元光学继承了传统光学、计算全息 (CGH) 及相息图 (Kinoform) 的特性, 并在微观结构的制作工艺等方面有了进一步改善, 因而二元光学元件不仅能实现传统光学元件的功能, 更具有其独特的性能:

- 具有很高的衍射效率。8 台阶位相结构的器件理论上已可达到 95% 的衍射效率。目前 8 台阶器件已较容易制作。
- 共轴元件, 无载频, 充分利用了元件的空间带宽积。
- 设计参数具有更大柔性, 可以实现多种功能。
- 二元光学器件扩大了光学系统设计选择材料的自由度。
- 便于设计制作小型化、阵列化及集成化的光学器件与系统。

目前, 二元光学已被成功地应用于许多方面, 例如:

- 1) 波前整形、重建^[49-54]。充分利用了二元光学器件可以产生任意波面地灵活性, 在非球面检测、光学图象处理中的滤波器设计等方面发挥了重要作用。
- 2) 分束器。如 Dammann 光栅^[55-57]及各种微透镜阵列等^[58-60]。在多重成像、二维光互联、光通讯及光信息处理中有广泛的应用价值。
- 3) 象差校正。利用折/衍射系统色散特性正好相反及二元光学器件可以灵活校正波面的特性, 折/衍射光学元件混合设计, 可以很好的校正光学系统的象差^[61-65]。
- 4) 特殊应用。如长焦深器件^[66-67]、激光光束扫描器^[68]、新型的光盘读写头^[69,70]等, 都可大大简化系统结构, 提高系统性能。另外, 各种辐射聚焦器, 可以产生任意所需形状焦斑, 已成功地应用于激光加工、热处理和眼科手术中。

在国内外专家学者的共同努力下, 二元光学正迅速向前发展。随着微细加工技术的不断提高, 二元光学元件的优越性将日渐明显, 在各领域的作用将日趋重要。可以断言, 它必将带来光学技术的一场新的革命。

§1.4.2 二元光学技术实现 ICF 均匀照明的优势与潜力

简单地说, ICF 均匀照明的要求, 就是要对一定的输入光束, 得到高效率、高均匀性的焦斑。从上述二元光学的特性可以看到, 它在波面

整形、重建方面表现出极好的性能与潜力。实际上前面介绍的各种焦斑平滑方法中的器件,都可以看成衍射光学元件,而 KPP 更是一种二元光学器件。通过二元光学器件调整入射波面位相分布,形成新的波前,就可以重新分配焦面能量分布,这也就是设计一种辐射聚焦器。所以二元光学技术应该是可以用来设计靶面均匀照明系统的。

ICF 的激光驱动器是功率很大的激光器,尽量提高系统效率是系统经济性的要求。目前所使用的聚焦系统的效率只有 85%左右,而 15%的能量损失对大功率激光系统来说是非常可观的。二元光学器件是高效率的衍射器件,足够的位相阶数可以利用大于 99%的能量,目前的加工水平可以达到 90%以上的效率。另外,随着器件加工工艺的发展,具有连续位相分布的二元光学器件已见报导^[71-72],效率问题将更容易解决。

二元光学器件是薄片型器件,可以以多种材料为基体,其加工制作方法也日益增多^[73-74],利用 Sol-gel 技术^[75]制作二元器件也已指日可待。这就为强激光条件下的高抗损伤阈值器件提供了技术保证。二元光学器件的设计方法是灵活多样的,已有了一些比较完善的理论和方法,进一步研究的基础是扎实的。

也正是鉴于二元光学的这些优势,美国劳伦兹·利弗莫尔国家实验室(LLNL)在 1994 年 11 月法国巴黎举行的 IAEA(Technical Committee on Drives for Inertial Confinement Fusion)会议上宣布将它作为实现 ICF 均匀照明的技术路线。初步的研究表明,二元光学是很有希望的技术途径,值得进一步研究。

在这里主要须解决的问题是:首先是新的设计原理和方法。ICF 极其苛刻的要求使得现有的一些方法将很难满足要求,需要研究针对这些特殊要求的新的优化设计算法;其次,加工工艺问题同样是二元光学发展的重要内容,新的工艺意味着具有新功能、新性能的新一代器件的产生,如发展具有连续位相分布器件的加工工艺可以研制出高效率的具有任意位相分布的特殊器件。

§1.5 本论文的研究动机及目标

实现有增益的 ICF 无疑是一件非常有意义的事,而靶面均匀照明对 ICF 实验的成功与否至关重要。从前面焦斑空域平滑和时域平滑各种技术来看,前者主要改善焦斑的光强包络,而后者不会显著改善强度包络,只能用于抹平内部的高频强度调制。因而要实现靶面均匀照明,首先要研究高质量的空域平滑方法,得到较理想的焦斑强度分布包络,再辅以时域平滑,才有望成功。二元光学技术在空域平滑方面具有较大的优势与潜力,为此本论文将研究利用二元光学实现 ICF 靶面均匀照明的方案与设计方法,主要研究针对特殊需求的器件的设计方法、加工工艺及器件检测手段,以推动 ICF 和二元光学的发展。

同时,本课题作为国家高技术“863-416-2”项目的预演课题,研究要求与目标是:针对 He-Ne 激光器,波长 $0.6328\mu\text{m}$,光束口径 $30\sim 50\text{mm}$,实现焦斑尺寸为 $400\sim 600\mu\text{m}$ 、均匀性(均方误差 rms)小于 10%及效率大于 90%的均匀照明。

§1.6 本论文的主要内容

第一章,绪论。简单介绍了惯性约束核聚变(ICF)的意义、原理、系统以及其对靶场均匀照明的要求。较为详细地综述了现有各种实现均匀照明方案的本质原理及其优缺点。简单分析了二元光学的特点及其在 ICF 均匀照明中的优势与潜力,并在此基础上提出了本论文的研究动机和目标。

第二章,基础理论及设计模型。介绍了光波传播的基本理论及其与傅氏变换间的关系,并由此得到了实现 ICF 靶面均匀照明二元光学器件的设计模型及常用设计方法。

第三章,高斯光束的均匀聚焦。运用几何变换和杨-顾算法相结合的策略实现了高斯光束到“平顶”分布焦斑的变换;分析了量化时机及噪声对二元光学器件使用效果的影响;设计并制作了一个二元器件并作了实验检测。为后续平面波的均匀聚焦及器件设计加工提供了许多有意义的经验。

第四章，平面波的均匀聚焦。在高斯光束的研究基础上，充分发挥混合优化策略的优势，提出以 SA&GA 混合算法设计 ICF 均匀照明二元光学器件，得到了很有希望的结果；改变思考问题的思路，从特殊函数的傅氏变换性质出发，提出了用双二元阵列实现平面波均匀聚焦，并设计了高斯型和 SINC 函数型两种双阵列系统，模拟计算表明这同样是一种有希望的技术方案。

第五章，加工误差对二元光学器件衍射效率的影响。根据光波标量衍射理论，分析了在线性系统中，典型加工误差——刻蚀深度误差和对准误差对二元光学器件衍射效率的影响，建立了简洁实用的误差模型并得到了简便的衍射效率计算公式。

第六章，小光斑的测量。简单介绍了雷顿变换及投影重建法测量小光斑强度分布（光学 CT）的原理及方法，建立了初步实验系统并分析了各种误差对测量结果的影响，实测了所设计二元器件的焦斑强度分布。

第七章、结论与展望。总结本论文工作的研究成果，并指出进一步研究的方向。

第二章 基础理论及设计模型

二元光学是以光的衍射理论为基础的, 实现 ICF 均匀照明中的一些问题的产生与解决都与光的衍射有关。描述光波衍射的理论通常可以分为两大类: 标量衍射理论 (scalar diffraction theory) 和矢量衍射理论 (vector diffraction theory), 这也是二元光学器件设计的基本理论^[76-80]。当二元器件衍射结构的特征尺寸大于光波波长时, 可以用标量衍射理论进行设计; 但当其结构特征尺寸可以和波长相比较甚至小于波长时, 光的偏振性对衍射结果有重大影响, 标量衍射理论不再适用, 而必须采用在适当边界条件上严格求解麦克斯韦方程组得到的矢量衍射理论进行设计^[81]。矢量设计理论是极其复杂和费时的。本论文中所设计的器件的特征尺寸远大于光波长, 标量衍射理论的设计精度已可满足使用要求。

§2.1 光的标量衍射

§2.1.1 菲涅尔衍射和夫朗和费衍射

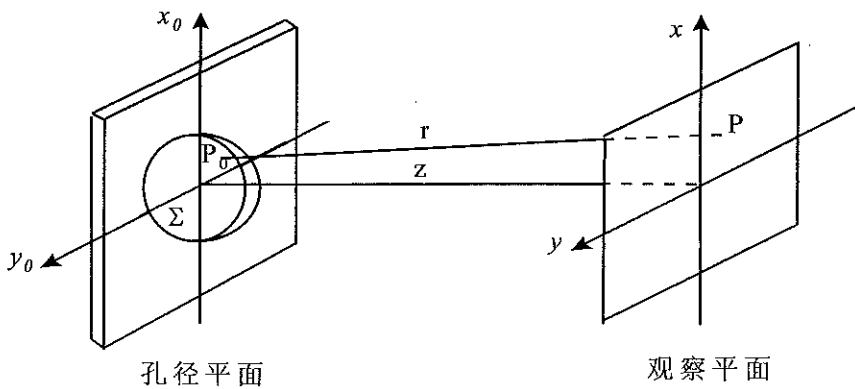


图 2-1 衍射孔径及观察平面

惠更斯在描述光波的传播时,提出了球面子波的假设,设单色光波在某一时刻的波面为 Σ (图 2-1),则波面上任意点 P_0 都可以看作次级球面子波的波源,下一时刻新的波前形状由次级球面子波的包络面确定。菲涅尔在此基础上提出引入了子波干涉迭加的概念,即空间任意点 P 的光振动即是波面 Σ 上各子波传到 P 点的光振动的迭加。这就是解释光的衍射现象的惠更斯-菲涅尔原理^[76]。设 Σ 上 P_0 点的光振动为 $E(P_0)e^{-i\omega t}$,在该点取面积元 ds ,则由惠更斯-菲涅尔原理,距衍射平面 Z 的衍射场分布为:

$$E(P) = \frac{1}{i\lambda} \int_{\Sigma} E(P_0) K(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad 2-1$$

令:

$$h_z(P, P_0) = \frac{1}{i\lambda} K(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad 2-2$$

则:

$$E(P) = \int_{\Sigma} E(P_0) h_z(P, P_0) ds \quad 2-3$$

由式 2-3 可知,光波的传播可以看成是一个线性系统过程, $h_z(P, P_0)$ 是系统的脉冲响应函数,它就是 P_0 点的子波源发出的球面子波在观察面上的复振幅分布。观察点的光场是带有不同权重的相干球面子波的线性叠加。1882 年,基尔霍夫从波动方程出发,在理论上证明和解释了惠更斯-菲涅尔原理及其假设^[82]的正确性。

旁轴近似条件下, $K(\theta) \approx 1$,观察点 P 至孔径上任意点 P_0 的距离为:

$$r = \sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad 2-4$$

则 $h_z(P, P_0)$ 可以写为:

$$h_z(x, y; x_0, y_0) = \frac{\exp\left[ik\sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}\right]}{i\lambda\sqrt{z^2 + (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}} \quad 2-5$$

$$= h_z(x - x_0, y - y_0)$$

可见脉冲响应是具有空间不变性的函数。它表明孔径平面上任何位置的子波源所产生的球面子波的形式都是一样的。这样，观察面上的光场分布 $E_z(x, y)$ 与孔径面上光场分布 $E(x_0, y_0)$ 的关系为：

$$E_z(x, y) = \iint_{\Sigma} E(x_0, y_0) h_z(x - x_0, y - y_0) dx_0 dy_0 \quad 2-6$$

即 $E_z(x, y)$ 与 $E(x_0, y_0)$ 之间存在着一个卷积积分的关系。因此可以认为光波经过孔径衍射后的传播现象在忽略倾斜因子 $K(\theta)$ 时，是一个线性平移不变系统。系统在空间域的特性唯一地由其空间不变的脉冲响应所确定。

根据观察面离孔径面的远近，对式 2-2 中的 r 取不同程度的近似，可以得到两种类型的衍射：菲涅尔衍射和夫朗和费衍射。

在菲涅尔近似条件下^[83]，脉冲响应函数为：

$$h_z(x - x_0, y - y_0) = \frac{1}{i\lambda z} \exp(ikz) \exp\left(i\frac{k}{2z}\left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\right]\right) \quad 2-7$$

衍射场的分布为（菲涅尔衍射公式）：

$$E_z(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x_0, y_0) e^{i\frac{k}{2z}\left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\right]} dx_0 dy_0 \quad 2-8$$

上式可以改写成：

$$E_z(x, y) = CF \left\{ E(x_0, y_0) e^{\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)} \right\} \bigg|_{f_x = \frac{x_0}{\lambda z}, f_y = \frac{y_0}{\lambda z}} \quad 2-9$$

其中 F 代表傅氏变换算子，

$$C = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)} \quad 2-10$$

即除系数 C 外, 菲涅尔衍射场分布可由输入场分布和球面位相因子乘积的傅里叶变换求得。

当观察面离开孔径平面的距离 z 更远时, 菲涅尔衍射公式还可以作进一步的近似处理, 即所谓的夫朗和费近似^[83], 可以得到夫朗和费衍射公式:

$$E_z(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}(x_0^2 + y_0^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x_0, y_0) e^{-i2\pi \left(\frac{x_0}{\lambda z} x + \frac{y_0}{\lambda z} y \right)} dx_0 dy_0 \quad 2-11$$

上式表明, 除常数因子外, 夫朗和费衍射场分布就是输入孔径面上场分布的傅里叶变换。因尔而可以写成:

$$E_z(x, y) = CF\{E(x_0, y_0)\} \Big|_{f_x = \frac{x_0}{\lambda z}, f_y = \frac{y_0}{\lambda z}} \quad 2-12$$

式 2-8 和 2-11 是式 2-1 式在不同近似条件下的具体形式, 是反映光波标量衍射的基本公式, 也是实际衍射光学系统的基础。

§2.1.2 透镜的傅里叶变换性质

从上面的分析可以看出, 光波的标量衍射与傅里叶变换紧密相关。一方面, 可以利用傅里叶变换的数学方法计算衍射场的分布, 尤其是利用快速傅氏变换更可以简单、快速地得到衍射场的分布; 另一方面, 又可通过光学衍射来实现傅里叶变换的模拟运算。这就为现代光学中的频谱分析、空间滤波及光学信息处理等提供了物理基础。然而具体计算表明, 夫朗和费衍射条件较难实现。进一步的研究表明, 利用透镜这种最基本的光学元件, 可以在较近距离实现孔径 (或物体) 的夫朗和费衍射。

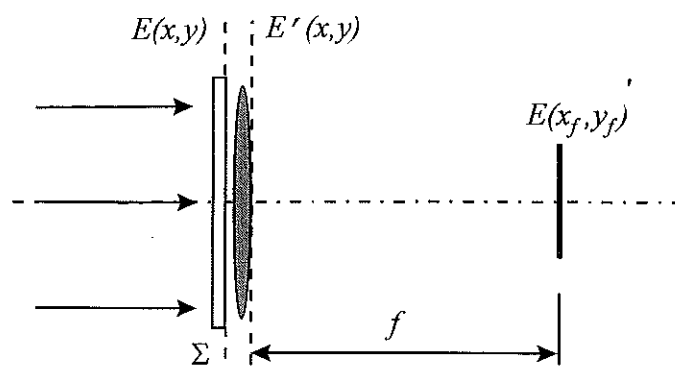


图 2-2 物体紧靠透镜的傅里叶变换

如图 2-2，设衍射物体 $t(x, y)$ 紧靠透镜前表面，用振幅为 A 的单色平面波垂直照明。则刚透过物体平面上的复振幅分布为：

$$E(x, y) = A(x, y) \quad 2-13$$

薄透镜时透镜的位相变换函数为^[82]：

$$t_l(x, y) = e^{-i \frac{k}{2f} (x^2 + y^2)} \quad 2-14$$

则经过透镜的位相变换，在紧靠其后的平面上的复振幅分布（忽略透镜孔径限制）为：

$$E'(x, y) = A t(x, y) e^{-i \frac{k}{2f} (x^2 + y^2)} \quad 2-15$$

光波经过传播距离 f ，到达后焦面上的光场分布可由菲涅尔衍射公式 2-9 计算，有：

$$E(x_f, y_f) = \frac{A e^{ikf}}{i \lambda f} e^{\frac{ik}{2f} (x_f^2 + y_f^2)} F\{t(x, y)\} \Big|_{f_x = \frac{x_f}{\lambda f}, f_y = \frac{y_f}{\lambda f}} \quad 2-16$$

这表明透镜后焦面上的光场分布正比于物函数的傅里叶变换。虽然由于变换式前存在二次位相因子,这种变换关系并非严格的傅里叶变换关系,即后焦面上的位相分布与物体频谱的位相分布并不完全相同,但通常探测或记录的只是光强分布,二次位相因子对它没有影响。按照同样的方法可以证明^[84],无论将物体放在透镜之前还是之后,在后焦面上的光场分布都正比于物函数的傅里叶变换,只是光场分布的空间尺度及二次位相因子的影响不同。

透镜的这种特性为光学信息处理和衍射光学系统的设计带来了很大方便。

§2.2 ICF 均匀照明二元光学器件设计的一般模型

光波通过薄位相片时由于衍射会产生辐射波阵面的变换,而通过这种位相片的相位调制就可人为地控制光波变换光场,从透镜的傅氏变换特性分析可以清楚地看到这一点。这也正是二元光学器件设计的出发点。

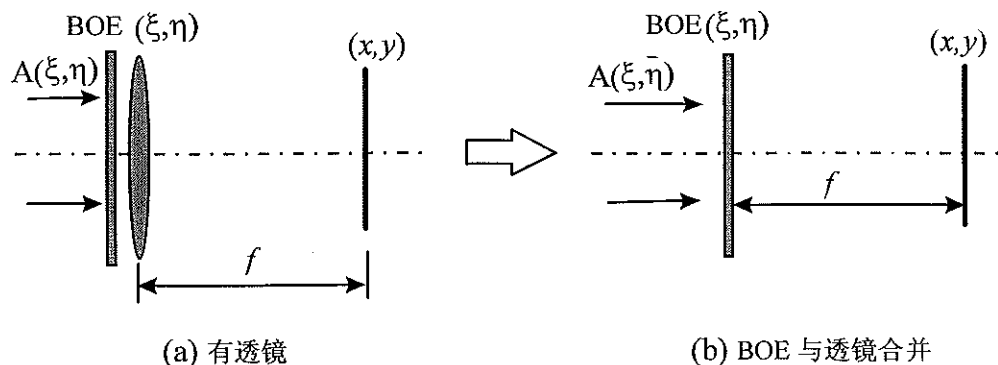


图 2-3 二元光学器件设计的一般模型

二元光学器件的设计无非就是对于特定的输入波面 $A(\xi, \eta)$, 寻找具有合适位相分布 $t(\xi, \eta)$ 的器件来调制入射光场, 使衍射光场 $E(x, y)$ 满足一定的要求。从上述光的标量衍射及透镜的傅氏变换特性可知, 在衍射物函数和衍射场分布之间总可以建立傅里叶变换的关系, 差别仅在一些常位

相因子。而用二元光学的方法是很容易补偿这些常位相的。二元器件的设计可以简化为图 2-3 所示模型。

图 2-3(a)中包含透镜, BOE 器件不承担光焦度, 而 2-3(b)则将 BOE 与透镜合并。不管采取哪种形式, 忽略常位相因子, 总可以实现输入与输出关系:

$$E(x, y) = F\{A(\xi, \eta) \cdot t(\xi, \eta)\} \quad 2-17$$

设 $E(x, y) = |E(x, y)| \exp[i\psi(x, y)]$, 二元器件的设计有如下两类:

- 1 · 波面整形问题。要求 $E(x, y)$ 为特定的波面函数;
- 2 · 辐射照明问题。仅对衍射场的强度分布提出要求, 即要求 $|E(x, y)|^2$ 为特定实函数。

两类问题的实质都是从已知的入射光波和所要求的衍射场分布出发, 求解位相衍射屏的结构, 即所谓的求解逆衍射问题^[85]。实际的设计中要进行数值计算, 因而须对各变量进行离散化处理, 傅氏变换也以离散形式表示。设 $A(m, n)$ 、 $\varphi(m, n)$ 分别为离散化后入射光场和二元器件位相; $|E(k, l)| \exp[i\psi(k, l)]$ 为离散化后衍射光场分布。 $m, n, k, l = 0, 1, 2, \dots, N-1$ 。

对第二类问题, 要求下式成立或方程左边充分接近右边:

$$\left| \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} A(m, n) \exp[i\varphi(m, n)] \exp\left[-i \frac{2\pi}{N} (mk + nl)\right] \right| = |E(k, l)| \quad 2-18$$

$$k, l = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

这里未知量是器件 N^2 个单元的位相分布和衍射场的位相分布, 能列出的独立方程数小于未知量个数, 这样的问题数学上还未能证明其解的存在性和唯一性, 只能用近似逼近求解, 因而是一个优化问题。

第一类问题, 对衍射场位相分布也提出了要求, 因而要求下式成立或方程两边充分接近:

$$\sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} A(m,n) \exp[i\varphi(m,n)] \exp\left[-i\frac{2\pi}{N}(mk+nl)\right] = |E(k,l)| \exp[i\psi(k,l)] \quad 2-19$$

$$k, l = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

这里要用 N^2 个单元的位相值 $\varphi(m,n)$ 去控制 $2 \times N^2$ 个目标 (N^2 个 $|E(k,l)|$ 和 N^2 个 $\psi(k,l)$)。这样的问题有唯一解或者无解。无解的情况表示不可能用一个器件实现所要求的波面变换, 这时可以将问题分成两步实现: 首先实现要求光场的振幅分布, 即第二类问题; 然后用第二个器件调整其位相分布至要求值。

由此可见, 第二类问题更为普遍。又由 ICF 均匀照明的要求可以看到, 均匀聚焦系统的设计正是这里讨论的第二类问题。因此 ICF 均匀照明问题可以表达成下述优化问题形式, 即:

已知: 入射波面函数 $A(\xi, \eta)$ 及要求的焦面光强分布 $|E(x, y)|^2$,

求: 二元光学器件的位相分布 $\varphi(\xi, \eta)$

使: 评价函数 C 最小。

$$C = \|F\{A(\xi, \eta) \cdot \exp[i\varphi(\xi, \eta)]\} - |E(x, y)|\|^2 \quad 2-20$$

这类问题类似于信号处理领域的由强度测量来恢复丢失的位相信息的位相恢复问题^[86-90], 区别在于位相恢复问题中, 各变量之间的变换关系客观存在, 而二元器件设计问题中输入与输出光场的关系是人为提出的, 很难找到使两者建立准确傅氏变换的器件位相分布函数, 因而这里须使用最优化方法寻求有物理意义的逼近解。

对上述问题的优化方法是很多的。根据输入与输出波函数之间存在傅里叶变换关系, 1971 年 Gerchberg 和 Saxton 首先提出了一种有实际意义的算法 (通常称为 GS 算法)^[91-93]。其主要思想可用图 2-4 表示。即首先以初始位相和已知入射场的振幅分布开始, 作傅氏变换; 接着引入远场限制条件, 即以已知或要求的强度分布取代其振幅部分, 位相不变; 然后作反傅氏变换, 对结果作近场限制, 即以已知入射场振幅分布取代其振幅部分, 仍保持位相不变, 再作傅氏变换, …… , 如此循环直至满

意结果。后来 Misell^[94], Boucher^[95]和 Fienup 等人^[96-99]相继提出了各种修正的 GS 算法, 使算法的收敛速度更快, 但本质都是一样的。

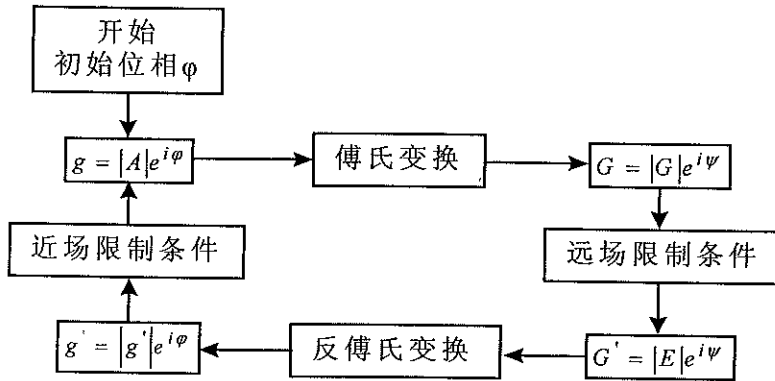


图 2-4 GS 算法流程图

此外还有爬山法^[100,101]及最早用于组合优化问题的模拟退火算法^[102,103]和遗传算法^[104]等, 都可以用于二元光学器件的优化设计。当然, 不同的优化方法对不同的问题有不同的优化性能和结果, 研究二元光学器件的设计须根据具体问题的特殊需要, 发展最合理的优化设计方法。

§2.3 本章小结

本章介绍了光的标量衍射理论, 得到了描述光波衍射的基本公式及衍射系统的基本特性。根据光波衍射与傅氏变换的关系建立了二元光学器件设计的一般模型, 由此得到了用二元光学方法实现 ICF 均匀照明问题的基本模型和常用设计方法。

第三章 高斯光束的均匀聚焦

§3.1 引言

ICF 实验要求对靶丸均匀照明,即要求激光束聚焦后焦斑强度分布接近“平顶”分布;另外许多应用领域如激光加工、医学手术和激光打印以及光学信息处理等方面都需要强度均匀的焦斑^[105-106]。而一般激光器的典型输出光束是高斯光束,这种光束经普通聚焦系统后得到的焦斑均匀性显然是不能满足要求的,必须进行整形。虽然作为 ICF 驱动器的大功率激光系统追求近“平顶”的光束,但考虑到方法研究的通用性及应用的广泛性,根据预演课题的要求,首先研究对 He-Ne 激光器和最基本的基模高斯光束的均匀聚焦。这对 ICF 驱动器前端的空间滤波器设计也是有意义的。

§3.2 几何变换法

§3.2.1 理论分析

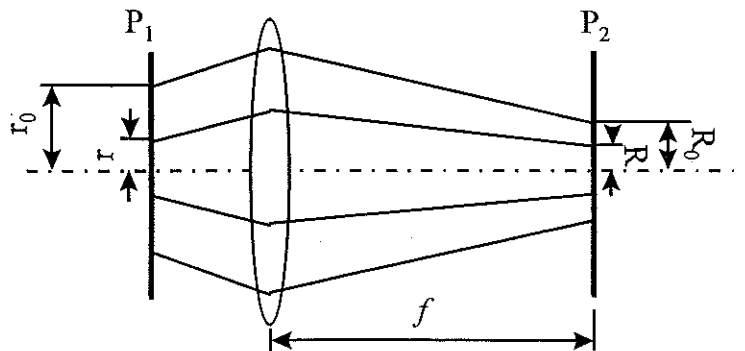


图 3-1 几何变换示意图

将高斯光束变换成均匀分布光束，需要要将光束的能量重新分配。最早利用非球面透镜被用来实现这样的功能。但非球面透镜很难加工，根据计算全息术^[107, 108]（CGH）可以产生任意所需波面的特性，Han 等人首先运用 O. Bryngdahl 等人提出的几何变换理论^[109-113]设计了计算全息器件代替非球面透镜，实现高斯光束到均匀分布光束的变换^[114-117]。

如图 3-1，考虑圆对称光束的整形。设入射光束光强分布极坐标形式为（口径 $2r_0$ ）：

$$i(r) = \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \quad 3-1$$

其中 w_0 为光腰半径。入射光波经放置在 P_1 处的位相器件后由透镜（焦距 f ）会聚而得到半径为 R_0 的均匀焦斑。设 $\phi_1(r)$ 为器件的位相分布，运用稳相法并近似认为波长 $\lambda \rightarrow 0$ ，可得到关系^[109-113]：

$$\frac{d\phi_1(r)}{dr} = \frac{k}{f} R(r) \quad 3-2$$

其中 $k=2\pi/\lambda$ 。

又根据 P_1 、 P_2 面强度分布变换的关系， P_1 面半径 r 内的入射光能会聚到 P_2 面半径为 R 的区域内，可得下式：

$$E(r) = 2\pi \int_0^r i(r) r dr = E(R) = I_0 \pi R^2 \quad 3-3$$

其中 I_0 为焦面光强。由 3-1、3-3 式易得：

$$R = \left[\frac{w_0^2}{2I_0} (1 - \exp(-2r^2/w_0^2)) \right]^{1/2} \quad 3-4$$

又根据能量守恒， $E(r_0)=E(R_0)$ ，可以得出：

$$\alpha = \frac{w_0^2}{2I_0} = \frac{R_0^2}{1 - \exp(-2r_0^2/w_0^2)} \quad 3-5$$

则由 3-2、3-4、3-5 式, 可以得到器件的位相分布为 (设 $\phi_1(0)=0$) :

$$\phi_1(r) = \frac{k}{f} \int_0^r \left[\alpha(1 - \exp(-2r_1^2 / w_0^2)) \right]^{1/2} dr_1 \quad 3-6$$

其中 f 为透镜焦距。运用数值积分的方法由上式就可求解此位相分布, 并以此来设计制作二元光学器件, 实现上述变换关系。

§3.2.2 初步设计结果

根据以上分析, 对入射波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$, 光束半径 $r_0=25\text{mm}$, 束腰 $w_0=12.5\text{mm}$, 透镜焦距 $f=800\text{mm}$, 输出焦斑半径 $R_0=200\mu\text{m}$, 用几何变换法得到 BOE 位相分布如图 3-2。

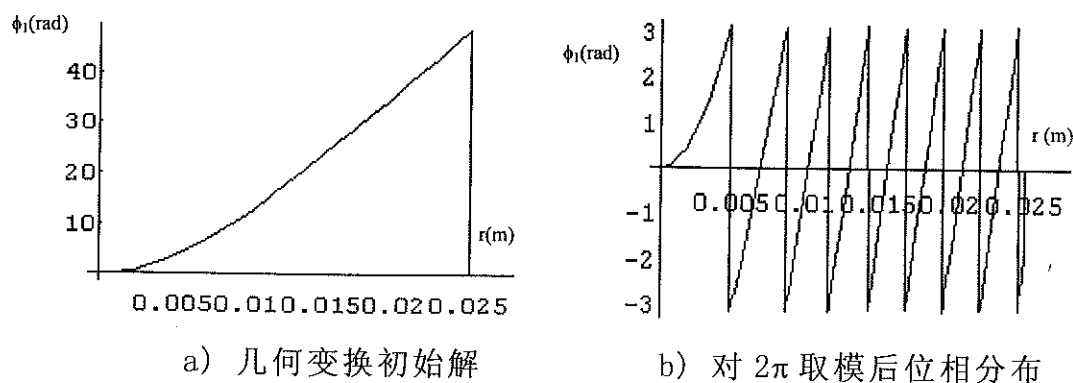
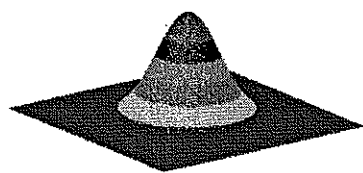
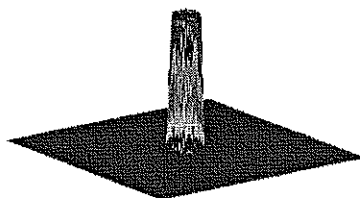


图 3-2 BOE 相位分布示意图

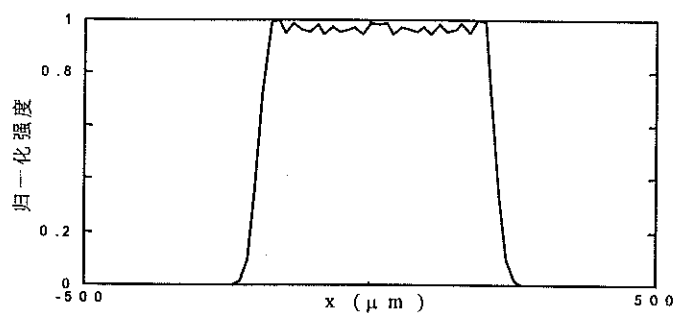
如图 3-1 所示, 由衍射光学理论可知, 傍轴近似条件下, 忽略常数及球面位相因子后, 焦面 P_2 光场分布与 P_1 面光场分布成付氏变换关系。由此可得上述 BOE 的焦面光场分布如图 3-3 所示。(为有可比性, 下面所有光强分布都作归一化处理。)



(a) 输入高斯光束强度分布



(b) 焦斑强度分布



(c) 焦斑一维光强分布

图 3-3 几何变换法实现高斯光束均匀聚焦结果

可以看到，焦斑呈近“平顶”分布，无旁瓣，边缘陡峭。为对焦斑质量进行统一的评价，首先定义几个焦斑质量参数（如图 3-4）：

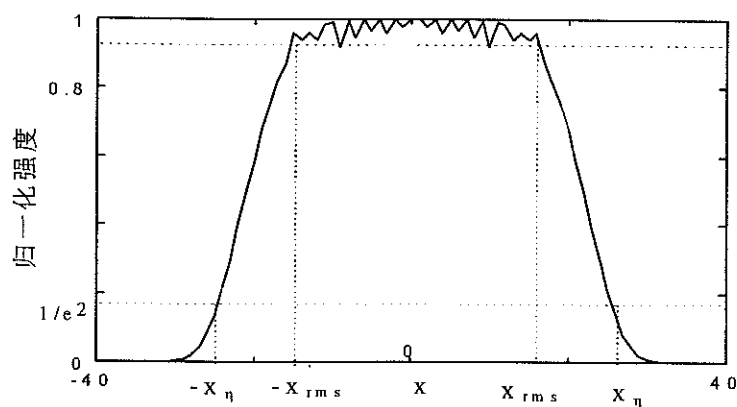


图 3-4 焦斑质量参数定义

①能量利用率 η 定义为：

$$\eta = \frac{\int_{-x_\eta}^{x_\eta} I(x) dx}{\int_S I(x) dx} \quad 3-7$$

其中 $I(x)$ 是焦斑强度分布； S 表示整个焦斑范围。

②均匀性 rms (Root Mean Square)，定义为：

$$rms = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{I(x_i) - \bar{I}}{\bar{I}} \right]^2}, \quad x_i \in [-x_{rms}, x_{rms}] \quad 3-8$$

其中：

$$\bar{I} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I(x_i), \quad x_i \in [-x_{rms}, x_{rms}] \quad 3-9$$

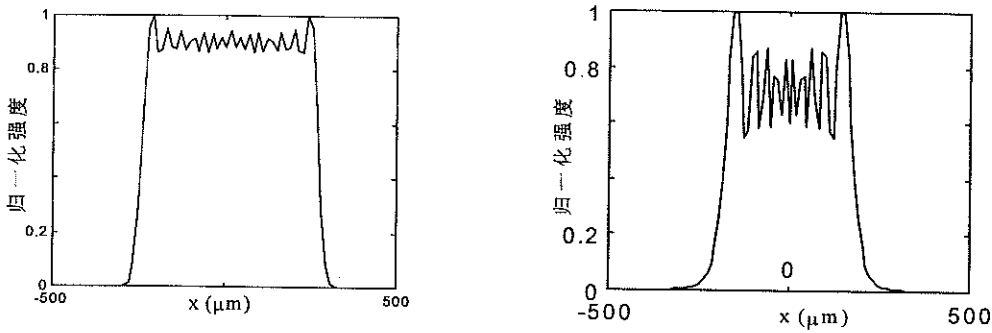
即 rms 为焦斑顶部强度均方误差。

③填充因子 FF (Filling Factor)。FF 是高功率激光系统中衡量激光束使用通光口径的物理量，是一个综合评价焦斑质量的指标，定义为^[118]：

$$FF = \frac{\int I dx}{I_{\max} S} \quad 3-10$$

则可得图 3-3 所示焦斑的质量参数为：rms=1.72%，填充因子 FF=82.9%，能量利用率 $\eta=99.9\%$ 。

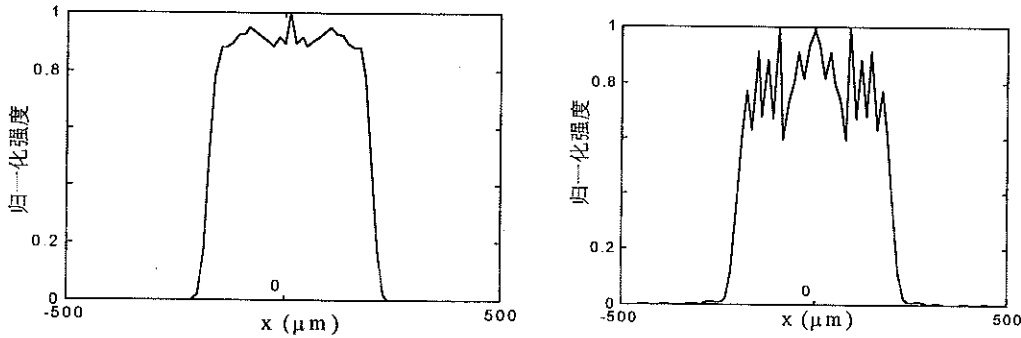
同时由图也可以看到，焦斑离理想的“平顶”分布尚有差距。分析其原因，可知这是由于在几何变换中忽略的光的衍射作用造成的，它同时使焦斑顶部出现了强度起伏。在上述设计条件下，由于入射波振幅由外而里缓慢增加，硬边衍射的作用尚不明显。当入射波口径不变，光腰逐渐增大甚至趋近于平面波时，焦斑质量受硬边衍射的影响越来越差（如图 3-5，其中 (a) $w_0=1.5\text{cm}$ ，(b) 入射光束为平面波）。



(a) 光腰为 1.5cm 时焦斑分布 (b) 平面波入射时焦斑分布

图 3-5 不同入射情况对几何变换结果的影响

显然，几何变换的结果在光腰相对光束口径较大时是不能满足要求的，需进一步优化，消除硬边衍射的影响。根据入射波与焦面光场近似成付氏变换关系，可采用 GS 算法优化。图 3-6a 为以几何变换结果为初始解，GS 算法优化后焦斑光场分布，其焦斑质量并没有显著提高；当用随机位相作初始解时，GS 算法优化结果的焦斑质量更差，如图 3-6b 所示。但若采用杨一顾算法^[119-128]，由下文知可以得到比较理想的优化效果。



(a) 以几何变换结果为初始解

(b) 随机位相为初始解

图 3-6 GS 算法优化设计所得焦斑光强分布，设计条件同图 3-5(a)。

§3.3 杨-顾算法

§3.3.1 理论基础

杨-顾算法最早是针对前述位相恢复问题而提出来的, 首先对么正变换系统, 在严格数学推导的基础上, 建立了一组确定振幅-位相分布的联立方程组^[119-121]; 随后, 他们又将之推广到非么正变换系统^[122], 并建立了相应的迭代算法(杨-顾算法)。原则上说, 杨-顾算法可以解决任意线性变换系统中的各种位相恢复问题^[123-125]。光的衍射可以用一个线性系统来描述, 二元光学器件的设计与位相恢复问题又有很大的相似性, 因而杨-顾算法也被用来设计二元光学器件^[126-128], 并取得了很大成功。

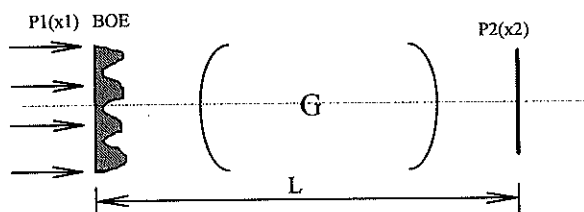


图 3-7 杨-顾算法设计 BOE 原理示图

如图 3-7, 输入面的波函数 $U_1(x_1)$ 经系统变换而得到输出波函数 $U_2(x_2)$, 表示为:

$$U_2(x_2) = \int G(x_2, x_1) U_1(x_1) dx_1 \quad 3-11$$

式中,

$$U_1(x_1) = \rho_1(x_1) \exp[i\phi_1(x_1)] \quad 3-12a$$

$$U_2(x_2) = \rho_2(x_2) \exp[i\phi_2(x_2)] \quad 3-12b$$

$G(x_2, x_1)$ 是系统变换函数。上述积分变换是 L^2 空间中的一个线性变换, 积

分算符可以用一个无限维矩阵来表示。则变换系统可以用矩阵形式表示为：

$$U_2(x_2) = \hat{G}(x_2, x_1) U_1(x_1) \quad 3-13$$

实际的光学系统都是带限的，根据 Whittaker-Shannon 采样定理，连续函数可以借助于一组分立采样点上的值来表示。设输入面与输出面上的采样点数分别 N_1 和 N_2 ，算符 $\hat{G}$ 可用一个 $N_2 \times N_1$ 的矩阵来表示，于是得到离散形式的方程：

$$U_{1l} = \rho_{1l} \exp(i\phi_{1l}) \quad , \quad l = 1, 2, 3, \dots, N_1 \quad 3-14a$$

$$U_{2m} = \rho_{2m} \exp(i\phi_{2m}) \quad , \quad m = 1, 2, 3, \dots, N_2 \quad 3-14b$$

$$U_{2m} = \sum_{l=1}^{N_1} G_{ml} U_{1l} \quad , \quad m = 1, 2, 3, \dots, N_2 \quad 3-14c$$

由二元光学器件设计的一般模型可知，设计目标就是要得到器件位相分布 ϕ_1 ，使 $\hat{G}U_1$ 充分逼近 U_2 。为此，首先定义距离 D 来描述两者的逼近程度：

$$D^2 = \left\| U_2 - \hat{G}U_1 \right\|^2 = \sum_{m=1}^{N_2} \left| U_{2m} - (\hat{G}U_1)_m \right|^2 \quad 3-15$$

于是设计问题转化为求 D^2 关于各函数变量的泛函变分极小值问题。运用矩阵及多元函数极值的方法，可得到二元光学器件设计的杨—顾算法基本方程^[125]：

$$\phi_{1k} = \arg \left[\sum_j G_{jk}^* \rho_{2j} \exp(i\phi_{2j}) - \sum_{j \neq k} A_{kj} \rho_{1j} \exp(i\phi_{1j}) \right] \quad 3-16a$$

$$\phi_{2k} = \arg[\sum_j G_{kj} \rho_{1j} \exp(i\phi_{1j})] \quad 3-16b$$

其中，矩阵 A 定义为：

$$A_{lj} = \sum_k G_{lk}^* G_{kj} \quad 3-17$$

arg 表示求辐角，“*”表示共扼复数。当 A 为单位矩阵，即 G 为么正矩阵时，式 3-16 就是 GS 算法的公式，因此，GS 算法是杨—顾算法的一个特例，杨—顾算法更具有普遍性。虽然图 3-1 所示系统在傍轴近似下是么正变换系统，但实际计算中的离散化处理使系统变换矩阵是非么正的，因而，采用杨—顾算法设计的结果将优于 GS 算法。

§3.3.2 杨-顾迭代算法

求解方程组 3-16a、3-16b 的解析解是困难的，只能用迭代的方法来求逼近数值解。迭代过程包含大、小两个循环，步骤如下：

1. 以初始位相 ϕ_1 和已知振幅 ρ_1 开始迭代过程，代入式 3-16b 得到 ϕ_2 ；
2. 将 ϕ_1 、 ϕ_2 代入方程 3-16a，得到 ϕ_1' ；
3. 保持 ϕ_2 不变， $\phi_1 = \phi_1'$ ，重复步骤 2（小循环），直到设定的循环次数或满足条件：

$$\frac{1}{N_1} \sum_{i=1}^{N_1} |\phi_i - \phi_i'| \leq \varepsilon \quad 3-18$$

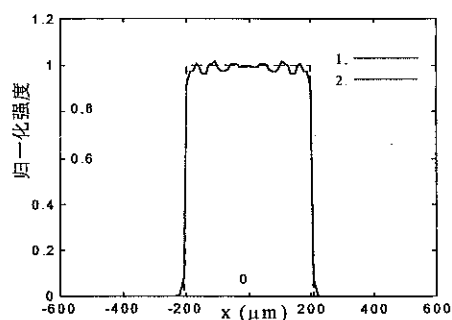
得到新的 ϕ_1 ；

4. 以新 ϕ_1 值重回步骤 1，开始又一次大循环迭代，直到循环次数达到设定值或系统输出振幅分布已达到给定精度。

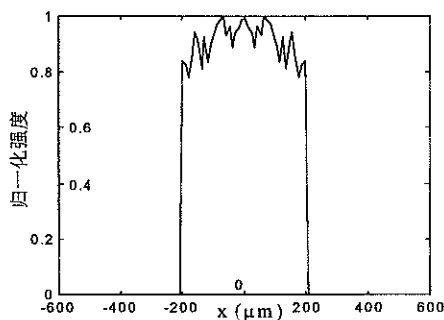
可以看到，大循环过程与 GS 算法是一致的，其独特的地方是多了步骤 3，即所谓的小循环。

§3.3.2 优化结果

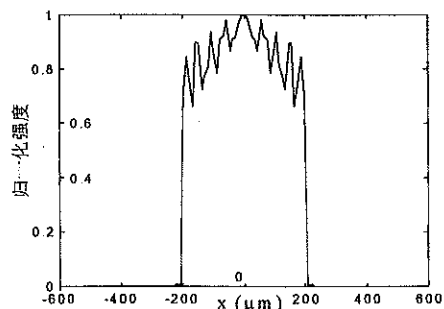
以几何变换结果作为初始解, 用杨-顾迭代算法进一步优化的结果如图 3-8 所示。图 3-8 的初始条件同图 3-5(a), 即光腰半径为 1.5cm。a, b, c 分别为不同初始解条件下的优化结果。图 3-8a 与 3-5a 相比, 焦斑边缘更陡, 顶部强度起伏更小, 焦斑指标为: $\eta=98.8\%$, $FF=94.4\%$, $rms=3.2\%$ 。显然, 杨-顾算法的优化效果好于 GS 算法。同时由图 3-8 还可得出结论, 以几何变换得到的位相分布作为优化初始解, 优化结果好于其它初始解情况。



(a) 几何解作为初始解。1 为焦斑光强分布, 2 为理想“平顶”分布



(b) 随机位相作为初始解



(c) 常位相作为初始解

图 3-8 不同初始条件下杨-顾算法优化后焦斑光强分布

当光腰尺寸相对于口径继续增大, 杨-顾算法优化的作用逐渐减弱。图 3-9 是在相同口径的平面波入射条件下的优化结果。

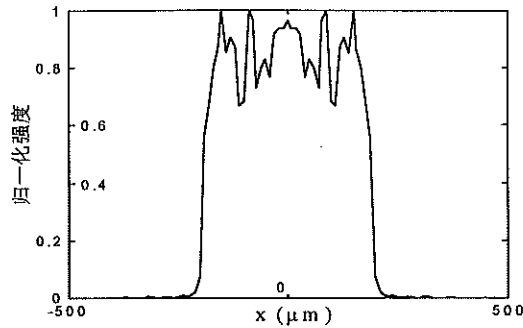


图 3-9 平面波入射时杨-顾算法的优化结果

虽然该结果的焦斑能量利用率已很高 ($\eta=93\%$)，焦斑边缘也已很陡且无旁瓣，但其顶部的低频调制离物理实验的要求 ($<5\%$) 尚有差距。对平面波入射条件下，应进一步探索在不严重影响边缘、效率指标条件下，提高焦斑顶部均匀性的新的优化设计方案及方法。

§3.4 器件的加工

§3.4.1 二元光学器件制作的一般方法

由于加工工艺的限制，目前并没有成熟的加工二维连续位相片的方法。实际 BOE 器件的制造须对连续分布位相进行量化处理，以台阶形式近似连续位相。设最大刻蚀深度为 H ，则用 L 次套刻得到台阶式位相分布，每次套刻深度 d_m 为：

$$d_m = \frac{1}{2^m} \cdot \frac{\lambda}{n-1}, \quad m=1,2,\dots,L \quad 3-19$$

其中 λ 为光波波长； n 为基片材料折射率。最后器件每个位相周期的最大台阶数为 2^L 。台阶间的位相关系符合二进制关系，因此称这样的处理为二进制量化。

器件加工步骤为：首先，对设计结果进行二进制量化处理，得到多次套刻掩膜板数据；其次，数据转换，利用图形发生器或激光束直写制作

掩模板；最后，采用光学曝光，化学腐蚀或反应离子刻蚀等技术在玻璃或石英等基片上刻蚀出符合设计要求的微位相结构。

量化处理造成了位相突变，必然会产生大角度衍射而降低衍射效率，并影响焦斑顶部均匀性。图 3-10 是图 3-8(a)对应的器件位相以 16 台阶位相量化后的焦斑光强分布，效率及焦斑顶部均匀性都有所下降，其中 (a) 图焦斑指标为： $\eta=97.7\%$ ， $FF=89.1\%$ ， $rms=5.7\%$ ；器件位相分布如图 3-12 所示。若只采用 8 个位相台阶来近似连续分布，结果将更差。

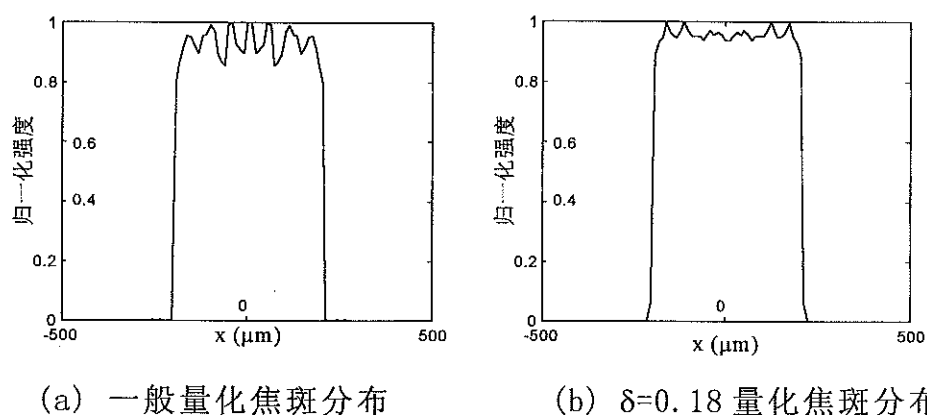


图 3-10 不同量化时机下焦斑光强分布

§3.4.2 量化时机的选择

研究量化对焦斑质量的影响发现，在进行量化处理时，量化时机的选择是很重要的。连续位相的量化过程可以用下式描述：

$$\varphi' = \begin{cases} \frac{\text{int}(N\varphi/2\pi)}{N} \cdot 2\pi & , \text{if}(\text{mod}(\varphi, 2\pi/N) \cdot 2\pi/N < \delta) \\ \frac{\text{int}(N\varphi/2\pi)+1}{N} \cdot 2\pi & , \text{else} \end{cases} \quad 3-20$$

其中 N 为量化级次， φ 为连续位相值， int 表示取整， mod 表示取余。 δ 定义为量化时机。

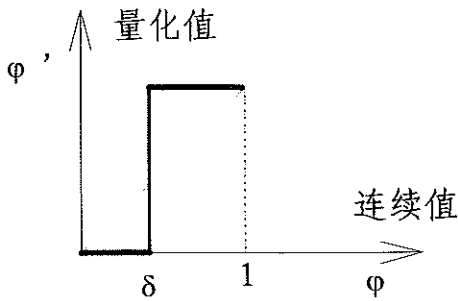
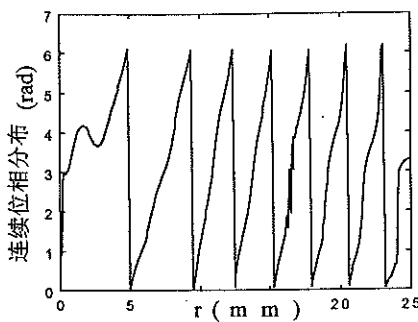


图 3-11 位相量化原理示意

如图 3-11，连续位相根据 δ 定义的范围向与之靠近的二进制位相值量化。 δ 从 0 ~ 1 变化，将得到不同的量化结果。实验表明，合理地选择量化时机，可以弥补量化带来的影响，使量化后焦斑质量接近连续位相的结果。图 3-10(b) 是 3-10(a) 情况优化选取量化时机 δ 后的焦斑光

强分布 ($\delta=0.18$)，焦斑参数为：FF=91.5%，rms=3.7%，效率 $\eta=97.4\%$ 。图 3-12(b) 是量化后位相分布示意图。



(a) 连续位相分布

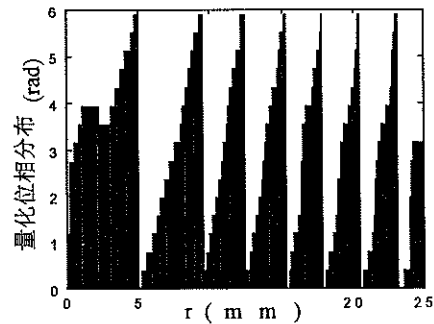

 (b) $\delta=0.18$ 量化位相分布

图 3-12 BOE 位相分布设计结果

量化时机 δ 对焦斑质量各参数的影响如图 3-13 所示。事实上，对 δ 的

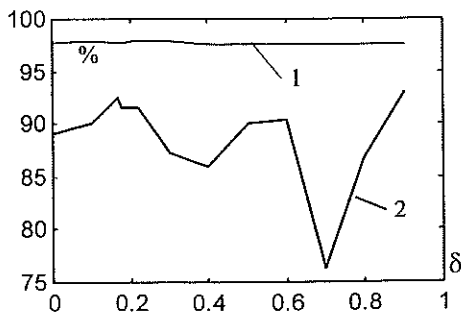
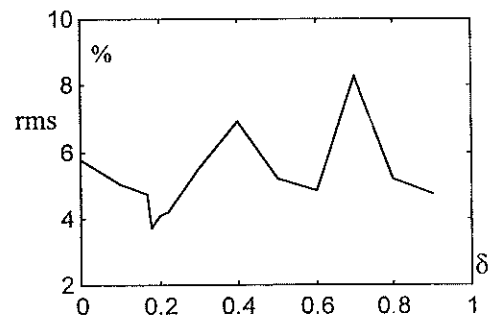

 (a) 1: δ 与 η 关系; 2: δ 与 FF 关系

 (b) δ 与 rms 关系

 图 3-13 量化时机 δ 对焦斑质量参数的影响

合理选取实际也是对量化结果的简单优化。对不同的位相分布，最佳 δ 值是不同的，须根据不同的情况进行优化。

δ 的优化选取只是对整个位相分布的量化整体性的优化，优化自由度很小。若能对器件各像素单元的位相分别进行优化（如采用模拟退火等方法），相信可以取得更好的结果。

§3.4.2 掩膜板及器件的制作

得到器件位相分布的量化数据后，就可据此来制作掩膜板。掩膜板是二值的，即其只有透光和不透光两种状态。每一块掩膜板的图形由二进制量化数据编码得到。图 3-12(b)所示位相分布的掩膜板图如下：

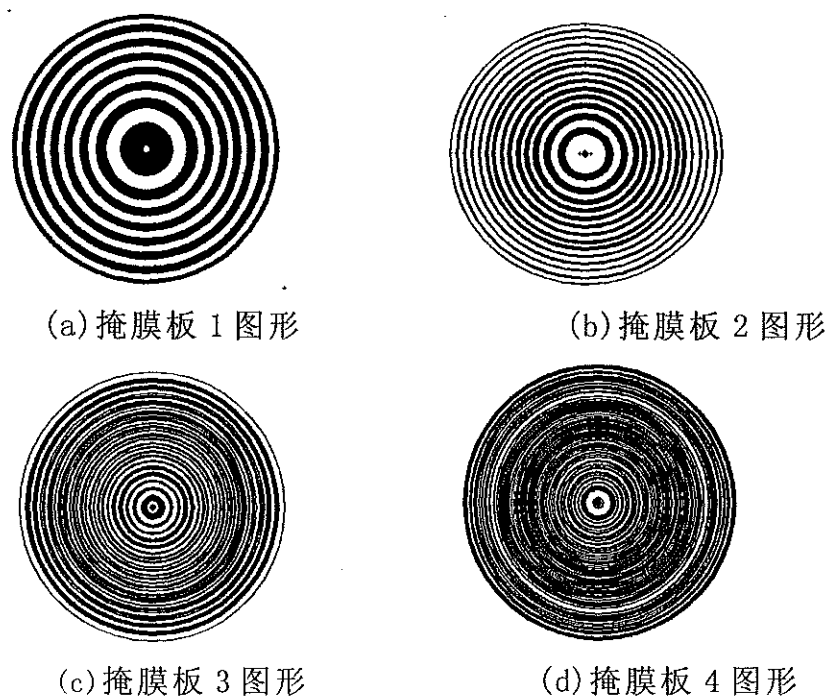
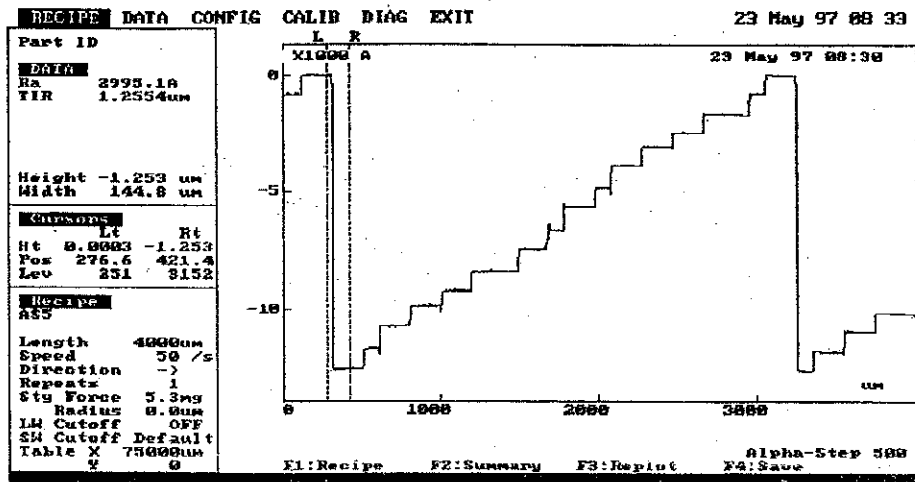


图 3-14 掩膜板微观结构图

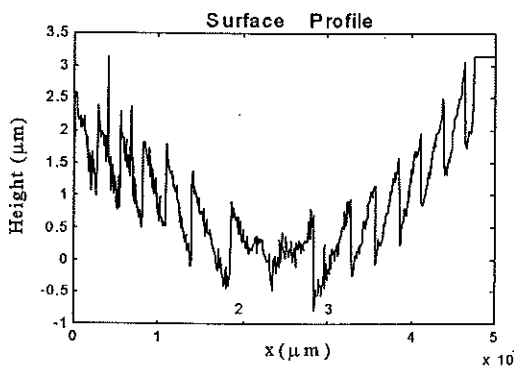
掩膜板数据首先被转换成 CIF 格式文件，存于 PG 带上。图形发生器或激光束直写机再将 PG 带上的数据通过曝光、显影和定影，在全息干板或铬板上生成掩膜图形。利用上述掩膜板，通过感光胶的图形传递，用光学曝光和反应离子刻蚀技术，在石英玻璃基片上进行四次精密对准套

套刻，就可得到图 3-12(b)所示位相分布的器件。

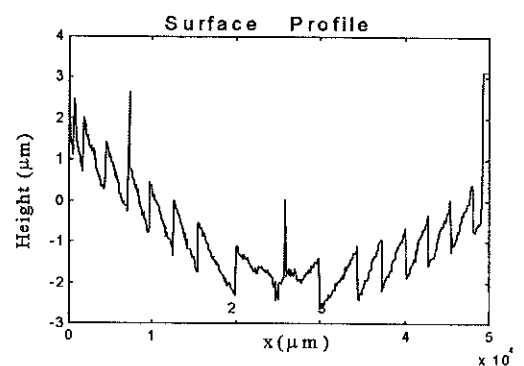
数据的转换及 PG 带的生成是在清华大学微电子所完成的，而后续掩模板在中科院微电子所加工；器件的制作在中国科学院成都光电所进行。最后得到了有 16 位相台阶的二元光学器件。利用台阶仪对器件微观结构进行了测量。图 3-15(a)是器件单个周期结构，可以看到微台阶无大缺陷，加工质量很高；图 3-15(b)和(c)是整个器件表面两垂直轴向分布的测量结果，台阶分布与设计结构基本吻合，但是基片表面有较大缺陷，是一个深度约为 $1.5\mu\text{m}$ 的凹面，(c)图中器件分布明显不对称应是由于台阶仪测量时器件未调至水平造成的。



(a) 器件单周期结构



(b) 器件轴向结构 (x 向)



(c) 器件轴向结构 (y 向)

图 3-15 台阶仪实测器件表面结构。

在进行器件制作前,考虑到基片平面度的问题,并根据目前二元光学器件制作设备的容许工作距,采用了 3mm 厚的石英玻璃基片,并提出了双面十分之一波长的平面度要求。从测量结果来看,基片远未达到此指标,从下文模拟计算可知,这将严重影响最后实现焦斑的质量。

§3.5 抗噪声分析

大功率激光器由于受介质、环境及其中光学器件的限制,输出光束往往附带有不同程度的噪声。为实现均匀打靶,器件与系统须有一定的抗噪声能力。表 1 是附带不同幅值随机噪声输入下焦斑质量各参数的变化情况。可以看到, 10%以内的振幅噪声不会严重影响焦斑质量。

表 1 振幅噪声对焦斑质量的影响

噪声 (%)	1.0	3.0	5.0	7.0	9.0	11.0	13.0	15.0	17.0	19.0
η (%)	97.7	97.7	97.6	97.5	97.3	97.1	97.0	97.1	96.5	96.5
FF (%)	91.1	91.4	90.7	92.3	91.8	87.7	89.4	82.6	85.1	86.0
rms (%)	4.0	3.99	4.22	4.5	4.1	5.7	5.8	6.8	8.6	7.4

表 2 是附带不同随机位相噪声输入下焦斑质量各参数的变化情况。5%以内的相位随机误差不会严重影响焦斑质量。但实际系统中波面畸变的情形要复杂得多,应结合具体激光器的相位误差,建立相应的数学模型来分析器件对波面畸变的宽容度。

表 2 相位噪声对焦斑质量的影响

噪声 (%)	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
η (%)	97.7	97.7	97.6	97.6	97.5	97.6	97.4	97.2	97.2	96.9
FF (%)	91.5	91.8	90.9	91.5	92.0	88	92	87.3	89.2	84.6
rms (%)	3.5	4.1	3.9	4.6	3.8	5.4	4.7	6.7	5.2	11.4

数据表明, 用该方案得到的结果有较强的抗噪声能力。

§3.6 实验装置和实验结果

对上述设计并制作的器件进行了实验检测 (器件设计参数为: 口径 $D=50\text{mm}$, 入射光束光腰 $\omega=15\text{mm}$)。实验系统如图 3-16 所示。氦-氖激光器的输出光束经调焦望远系统 (L_1 、 L_2) 扩束准直后, 再经 BOE 调整其位相分布, 最后通过聚焦透镜 (L_3) 会聚, 在其后焦面上得到均匀焦斑。这里透镜 L_3 采用了焦距为 600mm 的制版镜头, 比设计焦距 800mm 略小。

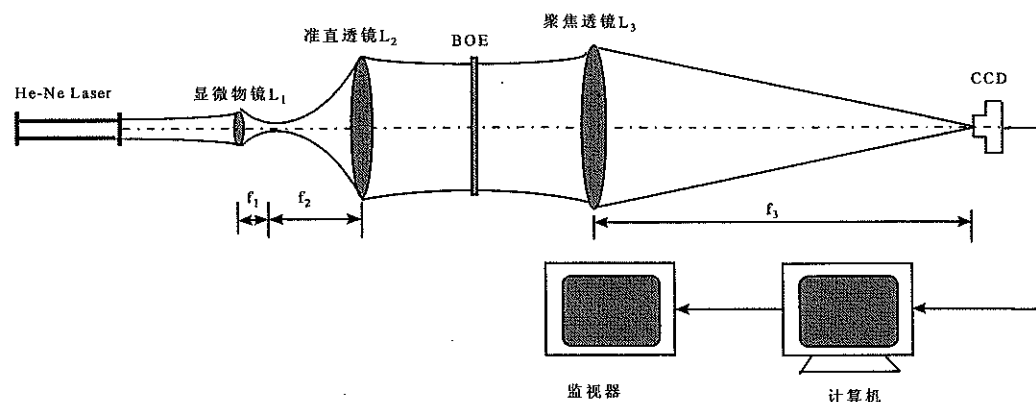


图 3-16 实验装置图

§3.6.1 系统参数估算

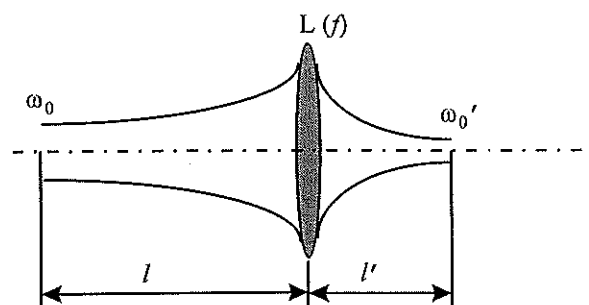


图 3-17 高斯光束经过单透镜的变化

如图 3-17, 根据高斯光束的特性, 光腰为 ω_0 的高斯光束经过单透镜后, 其基本参数会发生改变, 得到光腰为 ω_0' 的出射光束, 并有以下关系 [129, 130]:

$$\frac{1}{\omega_0'^2} = \frac{1}{\omega_0^2} \left(1 - \frac{l}{f} \right)^2 + \frac{1}{f^2} \left(\frac{\pi \omega_0}{\lambda} \right)^2 \quad 3-21$$

其中 l 为入射光腰离透镜的距离, f 为透镜焦距。

由上式可知, 当 $l=f$ 时, ω_0' 达到极大值, 且

$$\omega_0' = \frac{\lambda f}{\pi \omega_0}, \quad l' = f \quad 3-22$$

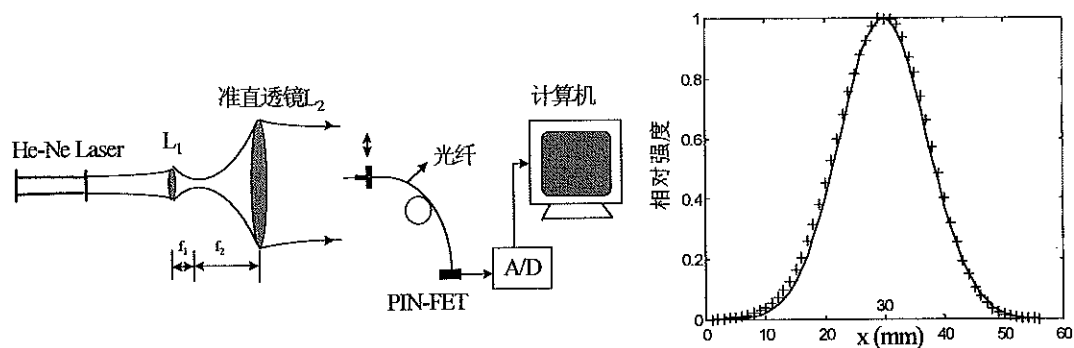
$l \gg f$ 时, 有

$$\omega_0' \approx \frac{\lambda f}{\pi \omega(l)}, \quad l' \approx f \quad 3-23$$

其中 $\omega(l)$ 为光束传播到透镜前表面时的高斯分布腰的尺寸。 l 越大, ω_0' 越小。对图 3-16 所示系统, 由 3-22、23 式可知, 调整入射光束光腰 (激光器) 相对于显微物镜 L_1 的距离 (一般 L_1 的焦距很短, 总满足条件 $l \gg f$), 可以使出射光束光腰在其后焦面附近, 并且尺寸可变。让此出射光束光腰位于准直透镜 L_2 的前焦面上, 则可以得到扩束的准直光束, 其光腰位于其后焦面上。鉴于扩束后光束发散角缩小为扩束比分之一, 已经很小, 可以近似认为准直透镜后光束尺寸不变。

系统参数具体如下:

1. 显微物镜放大倍数 $\Gamma=20\times$, 实测其焦距为 8.6mm。
2. 用 CCD 测量入射到显微物镜表面光束尺寸 $\omega(l)$ 约为 0.42mm。
3. 扩束透镜焦距为 308mm。则由 3-22、23 式可知扩束后光束光腰为 $\omega=15.1\text{mm}$ 。以 PIN—FET 混合集成光电接收器扫描测量扩束后光束能量分布 (如图 3-18(a)), 并对测量结果用最小二乘法拟合, 结果如图 3-18(b) 所示, 得到扩束后光束光腰尺寸为 14.7mm。



(a) 测量装置及原理示意图图

(b) 测量结果。“+”代表测量数据；实线表示拟合结果。

图 3-18 PIN—FET 光电接收器测量光束能量分布

§3.6.2 测量结果及分析

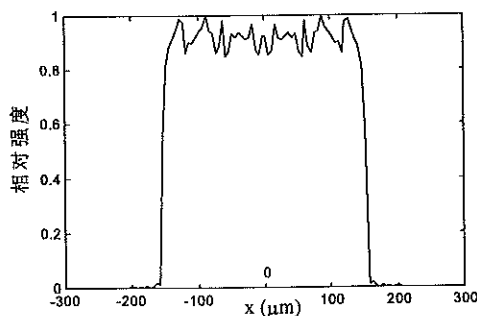


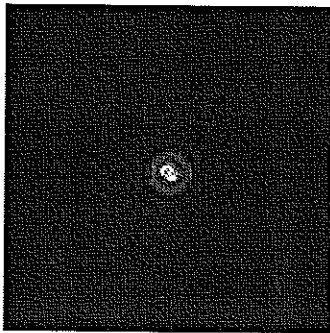
图 3-19 聚焦透镜焦距为 600mm 时焦斑相对强度分布

鉴于实验系统中主聚焦透镜焦距与设计值不符，首先模拟计算焦斑分布的相应变化，结果如图 3-19 所示。焦斑尺寸略小于设计值，其直径约为 $300\mu\text{m}$ ，其余质量参数分别为：FF=90.5%，rms=4.8%，效率 η =94.8%。比原设计结果略差。

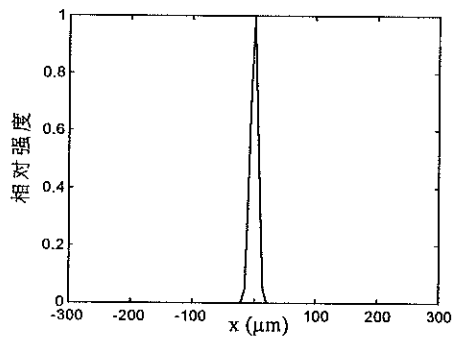
然后将面阵 CCD 置于聚焦透镜后焦面，测量焦斑强度分布。

先检测无 BOE 器件时的焦斑（如图 3-20(a)），发现焦斑有明显的旁瓣，呈环状分布。而由实测结果，聚焦透镜前入射光束强度分布与理想高斯分布非常接近，模拟计算表明，焦斑分布应仍是接近高斯分布，无明显旁瓣，如图 3-20(b)所示。仔细观察 CCD 摄像头发现，在探测器阵列前面有一块保护玻璃，入射光束经此保护窗后到达探测器表面，由此表面反射回去的光又被保护玻璃反射回来，这样就产生了干涉条纹。当各

表面近似认为平行时，相当于两个同轴点光源的干涉，这与实验观察到的现象相符。验证实验的结果也证实了这种干涉现象的存在：首先用 CCD 直接接收平行平面波，同样也看到了清晰的干涉条纹，如图 3-21(a)；其次在图 3-16 所示装置中，在激光器和显微物镜间加入旋转毛玻璃，将光源变成非相干光，仍用此 CCD 接收聚焦透镜后焦斑，发现焦斑条纹消失，如图 3-21(b)所示。

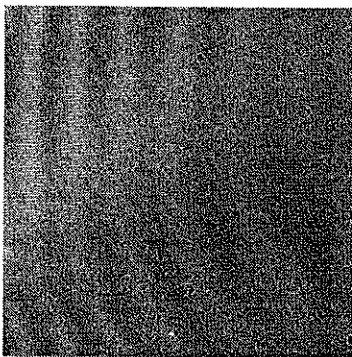


(a) 实测焦斑

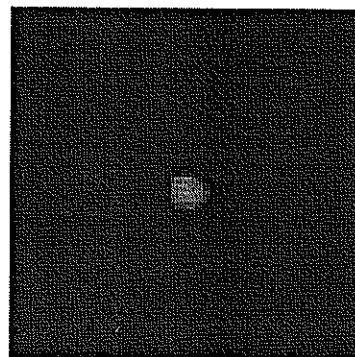


(b) 理论计算焦斑强度分布

图 3-20 无二元器件时，实验系统焦斑 CCD 测量结果与理论结果比较



(a) CCD 接收平面波时存在干涉



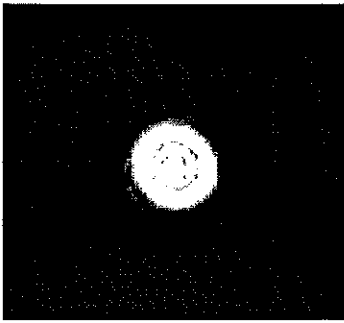
(b) 非相干光照明，焦斑条纹消失

图 3-21 验证 CCD 保护窗造成干涉实验结果

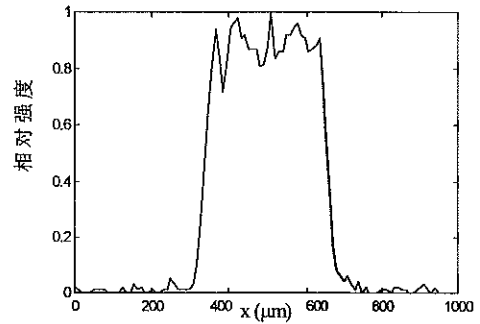
由上述实验结果及分析可知，由于保护窗造成的干涉现象的存在，即使不考虑 CCD 器件像素响应均匀性的问题，用普通 CCD 进行相干光小焦斑测量的结果是很不准确的，它只能用于一般定性观察而非准确的参数测定。

放置二元光学器件后的焦斑能量分布如图 3-22(a)、(b)，由于实验

系统聚焦透镜焦距为 600mm, 小于设计值, 因而得到焦斑尺寸也小于设计值。焦斑强度分布包络与理论值吻合, 但均匀性与理论结果相差较大。一方面, 是由于上述 CCD 的缺陷导致测量结果失真; 另一方面, 采用二元光学技术实现均匀聚焦是通过器件表面的微观结构对入射波面位相进行调制而实现的, 由前面对器件微观结构的测量可知, 基片表面的缺陷已与所刻蚀的微观结构在尺寸上可比甚至更大, 导致实际得到的位相分布与理论设计值有很大偏差, 显然优化设计时所追求的精细位相结构已无意义, 因而所得到的焦斑光强分布与设计结果会有较大差距。



(a) CCD 接收测得焦斑



(b) 图焦斑一维相对强度分布

图 3-22 二元光学器件实现大口径高斯光束均匀聚焦实验结果

将基片缺陷近似为深度约为 $1\mu\text{m}$ 的凹面透镜, 利用实测入射光束强度分布, 模拟计算焦面强度分布如图 3-23(a), 焦斑顶部存在大幅度强度调制; 而当基片平面度达到 $1/10$ 波长时, 焦斑均匀性明显提高, 如图 3-23(b), 其指标为: $\text{rms}=5.1\%$, $\eta=94.7\%$, $\text{FF}=88\%$; 进一步提高基片质量, 使其平面度为 $1/20$ 波长, 焦斑指标接近无表面误差情况, $\text{rms}=4.9\%$, $\eta=94.8\%$, $\text{FF}=90.2\%$, 如图 3-23(c)。可见, 基片的缺陷同样会大大影响实际焦斑的均匀性; 并且实际器件表面的缺陷是一个复杂曲面, 因而实际焦斑分布要比模拟运算结果复杂得多, 要得到与设计结果接近的高质量焦斑, 必须保证基片表面平面度达到 $1/10$ 波长或更高。

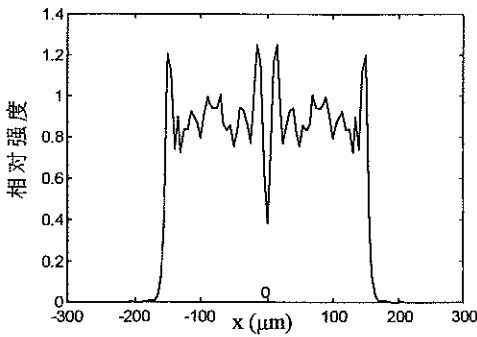
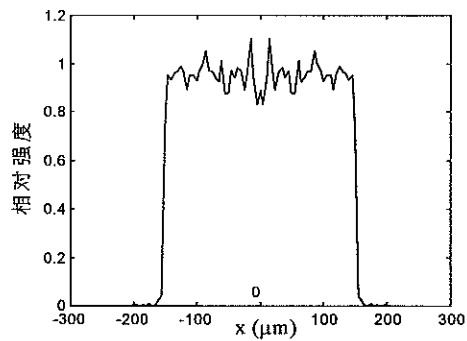
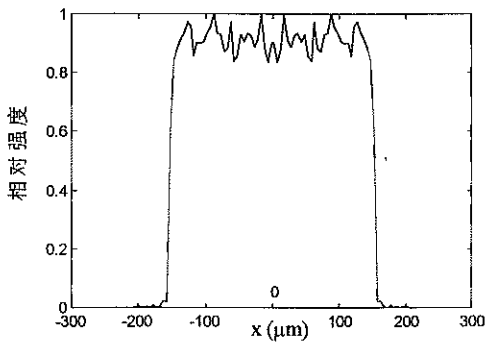
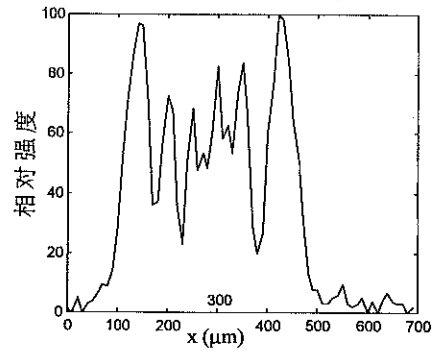
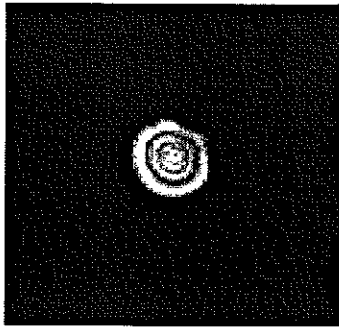

 (c) 基片缺陷为 $1\mu\text{m}$

 (d) 基片平面度达 $1/10$ 波长

 (c) 基片平面度为 $1/20$ 波长

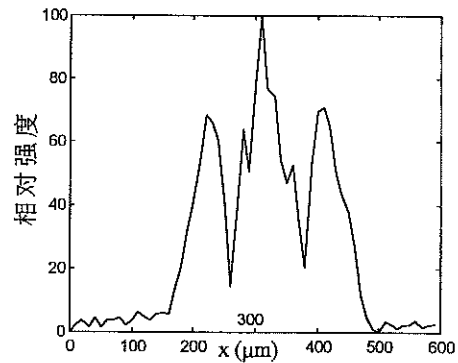
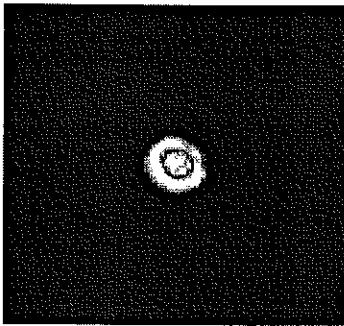
图 3-23 不同基片表面质量下得到焦斑的相对强度分布。

同时，用 CCD 测量了焦面附近典型位置处的光斑强度分布，结果如图 3-24 所示，其中 (a)、(b) 分别为焦前和焦后的光斑分布。发现测量面往聚焦透镜方向移动，光斑变大，且顶部调制趋于复杂；反之则光斑尺寸减小，且中心强度增大。光斑的强度分布随位置改变而变化。实际由器件位相结构容易看出，该器件是一个具有复杂结构的类负透镜器件，显然它会与主聚焦透镜在焦后共同形成一个复合焦面，在该面光斑尺寸最小，再往后光束发散传播，这也正是实验观察到的现象。

由于 CCD 的灵敏度很高，实验时须将入射光进行高倍衰减，实验所使用的衰减器是渐变型的，这样得到的入射光束的强度分布就不是圆对称的高斯分布，因而测量结果的对称性也较差。



(a) 焦前光斑及对应一维相对强度分布



(b) 焦后光斑及对应一维相对强度分布

图 3-24 焦面前后的光斑分布

§3.7 本章小结

本章介绍了实现高斯光束均匀聚焦的二元光学器件的设计方法。比较分析表明，以几何变换结果作为初始解，用杨-顾算法进一步优化是较好的方法，其结果明显优于 GS 算法。同时可以看到，不同方法的结合增强了寻优的性能。对于实现（准）平面波入射条件下的均匀照明，用混合策略是有希望的方向。

量化时机的合理选择可以在一定程度上弥补量化后焦斑质量的下降，同时也表明，运用试探策略的启发性全局优化方法是有可能进一步提高焦斑质量的。简单分析了振幅、位相噪声对设计结果的影响。模拟运算显示，该方案有一定的抗噪声能力。

由实验结果知, 实际加工所得器件能实现焦斑强度的重新分配, 并可实现预期的强度包络, 这说明模拟设计计算的模型是正确的。但由于加工质量的限制, 器件尚不能达到设计预期的效果, 主要原因是基片的平面度达不到要求。由加工工艺可知, 玻璃基片越厚越容易保证其平面度, 因而若要采用整体式器件实现大口径光束的均匀聚焦, 必须采用厚基片, 以保证其具有好的双面平面度, 达到十分之一波长或更小。而过厚的基片会给现有的大部分二元器件加工设备带来麻烦(卡具不合适及工作距不够)。解决的办法是采用阵列型的器件, 由于各阵列单元尺寸相对较小, 可以大大降低对基片加工的要求。

第四章 平面波的均匀聚焦

§4.1 引言

几何变换结合杨-顾算法可以较有效地解决高斯光束的均匀聚焦，但是当入射光束为（准）平面波时，这种方案的结果远不能满足 ICF 靶面均匀照明的要求。而 ICF 驱动器根据大功率激光器本身的要求，恰恰追求超高斯分布光束。因而必须发展新的优化设计算法或新型的聚焦系统，才能实现 ICF 所要求的均匀照明。

对优化算法而言，评价其性能好坏的标准有两个，一是寻优的可靠性；二是算法的效率，即得到最优解需花时间的多少。上一章所使用的优化设计方法，GS 或杨-顾算法，本质上都由目标函数的极值点处导数为零而得到基本迭代公式，优化过程只接受目标函数下降的自变量取值，普遍存在的问题是易陷于局部极值点。它们的优化效率是比较高的，但优化结果依赖于初值。这也是结合几何变换可以改善优化结果的原因所在。对（准）平面波入射条件下实现 ICF 均匀照明二元器件的设计问题，由于设计目标的苛刻要求，优化解的效果是第一位的，而算法的效率，由于不是实时问题，可以相应放宽要求。要得到最好的优化结果，就必须提高优化算法收敛到全局最优解的能力。优化其实是在解空间的超平面上不断搜索的过程，增加在解空间的搜索范围，才能增加得到全局最优

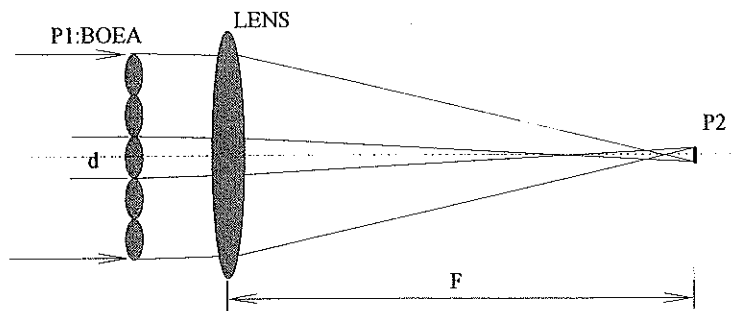


图 4-1 阵列型 ICF 均匀照明系统原理图

解的可能性，因而优化算法必须有跳出局部极值点的能力。

现有的优化算法，各自有其优点和缺点。当一种算法结合其它方法来弥补本身的不足后，其优化性能就会有一定提高，这可以从第三章的讨论中看出。所以，混合型的算法也是发展新算法的一个方向^[131]。

大功率激光器的输出光束往往带有各种噪声和波面畸变，且 ICF 驱动器的光束口径很大，因而采用阵列形式的聚焦系统是有优势的。如图 4-1，入射光束被分成许多子束单独处理后再合成，噪声和波面畸变的影响会大大减弱，同时也可大大降低对基片质量的要求。该系统的设计关键，就是二元光学阵列单元的位相设计。也就是要设计具有特殊的非球面位相分布的阵列单元，消除硬边衍射对焦斑均匀性的影响。

本章从优化算法和新型聚焦系统两方面着手，设计了实现（准）平面波均匀聚焦的二元器件和系统，得到了一些有希望的结果。

§4.2 实现 ICF 均匀照明的二元光学器件的混合优化设计

§4.2.1 模拟退火算法和遗传算法

模拟退火算法（Simulated Annealing, 简称 SA）和遗传算法（Genetic Algorithm, 简称 GA）是两种近似求解的启发式算法，大大提高了求解问题的全局最优解的可能性。它们已被成功地用于衍射位相光学元件的设计^[132-134]。

SA 算法借鉴不可逆动力学的思想，是基于 Monte Carlo 迭代求解法的一种启发式随机优化方法。其基本思想是：将优化变量的可能取值 S_i 看成某一物质体系的微观状态，而将评价函数 $C(S_i)$ 看成该物质体系在对应状态下的内能，并用控制参数 T 类比温度。在某一温度下，经不断降温，在全局解空间中随机搜索最优解，同时具有概率突跳特点，即在局部极小以一定概率跳出并最终趋于全局最优。算法流程包括 Metropolis 抽样和退火过程两部分，迭代步骤如下：

退火过程：

1. 任选初始状态 S_0 作为初始解 $S(0)=S_0$, 设初始温度 T_0 , 并令 $n=0$ 。
2. 令 $T=T_n$, 以 T 和 $S(n)$ 调用 Metropolis 抽样算法, 返回其最后所得到的当前解 S 作为本算法的当前解 $S(n)=S$ 。
3. 按一定方式将 T 降温, 即 $T=T_{n+1}$, $T_{n+1}<T_n$, $n=n+1$ 。
4. 如果退火过程未结束, 继续步骤 2。
5. 以当前解作为最优解输出, 结束。

Metropolis 抽样算法 (对退火过程传输来的当前解 S 和参数 T), 也叫热平衡:

1. 令 $k=0$ 时当前解为 $S(0)=S$, 在温度 T 下进行以下各步。
2. 按某一规定方式对当前解 $S(k)$ 所处状态 S 产生一个随机扰动, 得到一个新状态 S' 作为下一当前解的候选解, 并计算评价函数的变化:

$$\Delta C' = C(S') - C(S(k))$$

3. 若 $\Delta C' < 0$, 则接受 S' 为下一个当前解; 若 $\Delta C' \geq 0$, 则按概率 $\exp(-\Delta C'/T)$ 接受 S' 为下一个当前解。若 S' 被接受, 则令 $S(k+1)=S'$, 否则令 $S(k+1)=S(k)$ 。
4. $k=k+1$, 按给定收敛准则看是否收敛, 若不收敛, 则继续步骤 2。
5. 将当前解返回调用它的退火过程。

SA 算法通用性强, 不依赖问题的特殊信息, 求解全局最优的可靠性高, 对初始解选择的鲁棒性好, 同时算法简单而易于实现。但 SA 算法也有其缺点, 从算法流程可以看出, 新、旧状态间没有什么必然联系, 只是在空间随机性地试探搜索, 不保留任何历史信息。

GA 算法借鉴生物进化论的思想, 是一种启发式群体概率性迭代优化方法。GA 将问题的求解表示成“染色体”的适者生存过程, 其中包括选择、交叉和变异操作, 通过“染色体”群的一代代不断进化, 最终收敛到“最适应环境”的个体, 从而求得问题的最优解。将优化问题的解看成生物体的基因链, GA 算法的步骤如下:

1. 随机产生或根据一定条件产生一组对应于优化变量不同取值状态的基因链组 $\{f_j, j=1, M\}$, 计算相应的评价函数 $\{C_j, j=1, M\}$ 。

2. 选择：在上述 M 个样本中选取 L 个具有较佳的评价函数的样本作为配种。
3. 交叉： L 个配种中每两个基因链之间进行基因交换，交换基因位置是随机产生的。得到 $M-1$ 个后代。
4. 变异：基因链中某个随机位置上的基因按一定的小概率发生突变。
5. 评价：在以上过程中始终保持一个当时具有最佳评价值的样本不受扰动（保优）。此样本加上 $M-1$ 个新样本，又构成 M 个新一代样本，计算它们相应的评价函数，重复步骤 2 到 5，从而完成迭代运算。

GA 算法具有并行搜索能力，同样不依赖问题的特殊信息，但存在进化缓慢和“早熟”现象。

§4.2.2 SA&GA 混合算法

结合 SA、GA 各自的优点，利用 GA 的并行搜索及保留一定历史信息的能力，为 SA 提供初始解；同时利用 SA 的温度参数控制 GA 的收敛性，可以构造出一种具有更强搜索能力的混合算法^[135]，以弥补各自的缺点。混合算法过程如下：

- 1、选择典型分布构成初始解群，给定初温。
- 2、确定每一个体的适配值。
- 3、重复以下步骤直至算法收敛准则满足。
 - (1) 按适配值进行比例复制操作(Proportional Reproduction)。
 - (2) 进行交叉操作(Crossover)，并采用保优原则。
 - (3) 进行变异操作(Mutation)，并采用保优原则。
 - (4) 对种群中每一个体进行模拟退火操作直至抽样稳定。
 - (a) 由状态产生函数对当前个体所代表的状态进行随机扰动得到新个体(Generation)。
 - (b) 利用状态接受函数以一定概率接受新状态。
 - (5) 退温操作。
- (4) 输出最优结果。

在退火操作中的状态产生函数和状态接受函数与上述模拟退火算法相同。

由算法结构可知,混合算法中模拟退火步骤的初始解来自遗传的结果,而模拟退火步骤得到的解又作为遗传的初始解,遗传算法具有并行处理能力,同时能保留一定历史信息,模拟退火算法具有概率突跳性,当温度较小时就成为趋化性寻优,如此将两种算法混合,一定程度上会提高算法的效率和寻优的可靠性。

§4.2.3 混合算法用于优化设计 ICF 均匀照明器件

要用混合算法设计二元光学器件,首先须将器件的位相分布描述为基因链的基因分布和物质体系的微观状态。

为简化分析,取图 4-1 中中心阵列单元,考虑圆对称情况二元器件的设计,由菲涅尔积分公式^[136]可得焦面的输出光场为(极坐标):

$$U_2(\rho_2) = \frac{ik_0}{f} \exp\left[-ik_0\left(f + \frac{\rho_2^2}{2f}\right)\right] \int_0^R J_0\left(\frac{k_0\rho_1\rho_2}{f}\right) \exp(i\varphi(\rho_1)) \rho_1 d\rho_1 \quad 4-1$$

其中

- f : 透镜焦距
- k_0 : $2\pi/\lambda$
- R : 阵列单元口径
- J_0 : 零阶 Bessel 函数
- φ : 阵列单元位相

由于数值计算必须进行离散采样处理,因而最后设计得到由不同常数位相环带组成的器件。上述积分可以改写为各个环带积分的和:

$$U_2(\rho_2) = \frac{ik_0}{f} \exp\left[-ik_0\left(f + \frac{\rho_2^2}{2f}\right)\right] \sum_{n=1}^N e^{i\varphi_n} \int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} J_0\left(\frac{k_0\rho_1\rho_2}{f}\right) \rho_1 d\rho_1 \quad 4-2$$

其中

- N : 器件环带数
 φ_n : 第 n 个环带的位相
 ρ_{n-1} : 第 n 个环带的最小半径
 ρ_n : 第 n 个环带的最大半径

对 4-2 式作进一步处理, 进行变量代换:

$$r_1 = \frac{\rho_1}{\sqrt{\lambda f}}, \quad r_2 = \frac{\rho_2}{\sqrt{\lambda f}} \quad 4-3$$

4-2 式可以写成:

$$U_2(r_2) = \frac{2\pi}{i} \exp\left(i2\pi f \sqrt{\lambda}\right) \exp\left(i\pi r_2^2\right) \sum_{n=1}^N e^{i\varphi_n} \int_{R_{n-1}}^{R_n} J_0(2\pi r_1 r_2) r_1 dr_1 \quad 4-4$$

再利用 Bessel 函数的性质:

$$\int_0^x \xi J_0(\xi) d\xi = x J_1(x) \quad 4-5$$

可以得到焦面光场与器件位相分布的简单关系式:

$$U_2(r_2) = \frac{\delta R_1}{ir_2} \exp\left(\frac{i2\pi f}{\lambda} + i\pi r_2^2\right) \sum_{n=1}^N e^{i\varphi_n} \left[n J_1(2\pi r_2 n \delta R_1) - (n-1) J_1(2\pi r_2 (n-1) \delta R_1) \right] \quad 4-6$$

$$\text{其中 } \delta R_1 = \frac{R_0}{N \sqrt{\lambda f}}。$$

对 ICF 均匀照明问题, 只要求输出光强呈“平顶”分布, 而对焦面位相分布无特殊要求, 所以设计目标为求使式 4-7 中 C 最小的器件位相分布 φ_n 。

$$C = \|U_2 - U_I\|^2 \quad 4-7$$

其中 C 为实际输出焦斑复振幅分布 U_2 和理想焦斑分布 U_I 间的距离, 将它作为评价函数。也就是希望通过优化设计过程, 寻求特殊的位相结构, 重新分配焦斑的强度分布, 来抑制由阵列单元硬边衍射引起的焦斑强度调制。优化过程要寻找的是一组有序分布的位相 $\varphi_n (n=1, 2, \dots, N)$, 就以它作为 SA 算法中某物质体系的微观状态或 GA 算法中的基因链, 而评价函数看成内能或适配值, 从而运用 SA&GA 混合算法来求优化逼近解。

由 4-6 式知, 迭代过程中被改变的量只有 φ_n , 因而可以得到一个由不变量形成的系数矩阵, 它与更新后位相的乘积就是新的输出光场分布。另外, 在交叉、变异及热平衡等过程中计算评价函数时, 并不需要每次都完全重新计算, 只需根据 4-6 式, 在原评价函数值基础上加上状态改变引起的变化量即可。这可以大大缩短求适配值的时间, 从而提高算法的效率。

鉴于各种 ICF 实验对靶面照明的要求各不相同, 如间接驱动 ICF 要求旁瓣小以保证“进洞”而高压状态方程实验则着重要求焦斑顶部均匀等等, 改进评价函数的具体计算方法: 将它表示为焦斑主瓣部分和旁瓣部分分别由 4-7 式计算结果的加权和, 如 4-8 式。这样, 通过改变两部分的加权值 α 和 β , 就可得到不同侧重的优化结果, 以适应不同场合的需要, 大大增强了算法灵活性。本章设计侧重于追求焦斑均匀性, 因而 α 取较大值, β 取较小值。

$$C = \alpha \|U_2 - U_I\|_{Mainlobe}^2 + \beta \|U_2 - U_I\|_{Sidelobe}^2 : \begin{cases} 0 \leq \alpha, \beta \leq 1 \\ \alpha + \beta = 1 \end{cases} \quad 4-8$$

SA&GA 混合算法设计 ICF 均匀照明二元器件的程序流程框图如下:

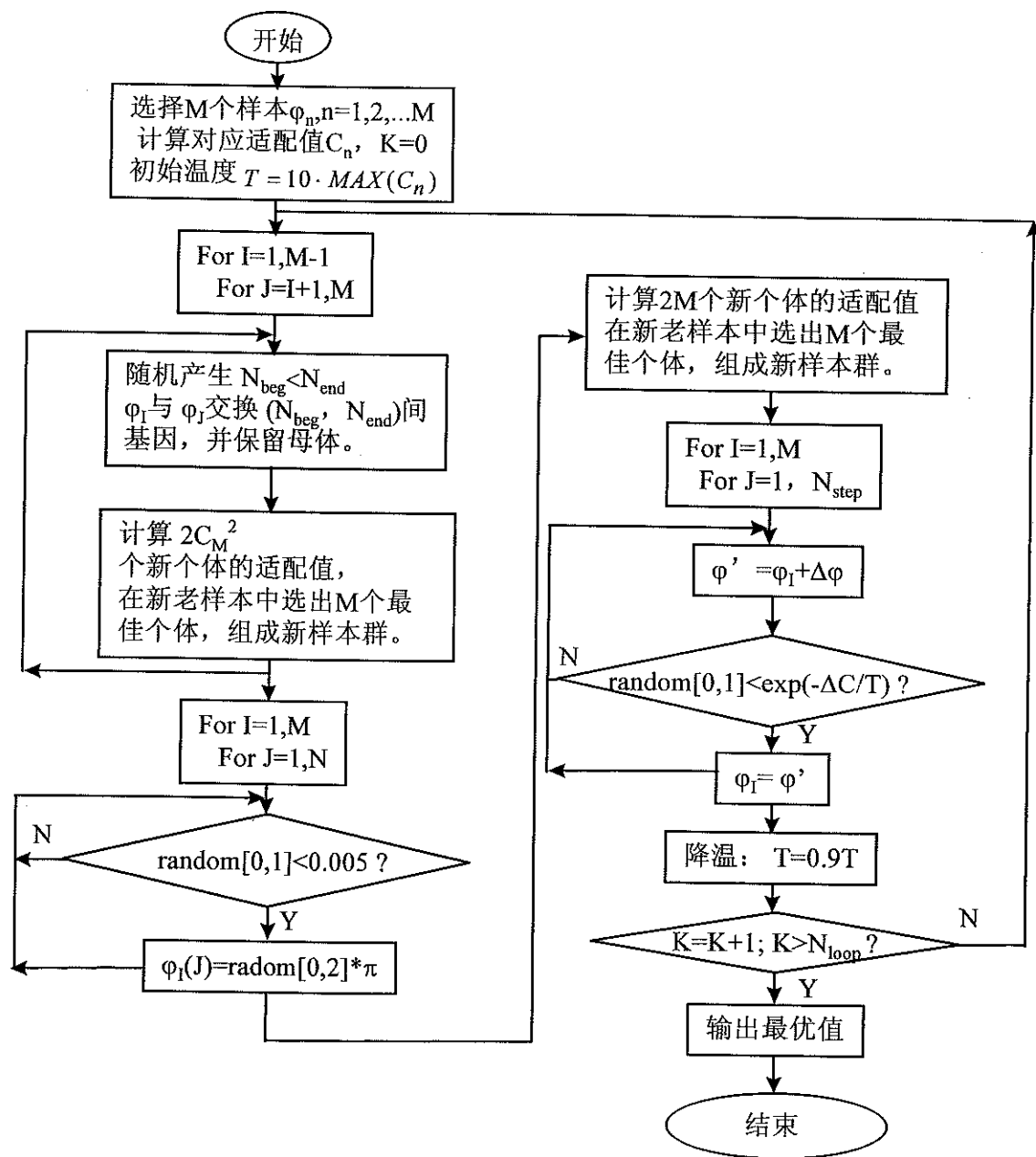


图 4-2 SA&GA 混合算法程序流程图

§4.2.4 模拟运算及设计结果

根据上述设计模型, 利用所提出的混合算法设计二元阵列单元的位相分布。设计参数为: 单元口径 $d=30\text{mm}$; 聚焦透镜焦距 $f=800\text{mm}$; 波长 $\lambda=$

$0.6328\mu\text{m}$ ；焦斑半径 $r_0=200\mu\text{m}$ 。

考虑设计条件及计算效率，初始解群只选取了两个典型个体，一个是几何变换的结果，另一个取常数位相分布。优化所得器件连续位相分布如图 4-3；焦斑强度分布接近 16 阶超高斯分布（4-9 式），如图 4-4 中曲线 2 所示：

$$I = I_0 \exp\left[-2\left(\frac{x}{w}\right)^{16}\right] \quad 4-9$$

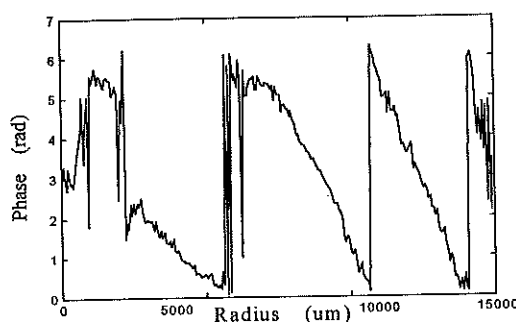


图 4-3 混合算法所得阵列单元位相分布

焦斑顶部均匀性为 $\text{rms} = 3.2\%$ （rms 定义见 3-9 式）；能量利用率大于 90%。

同样条件下，用 YG 算法的优化结果如图 4-4 曲线 3 所示。虽然焦斑边缘更陡，但顶部均匀性显然不如混合算法结果。

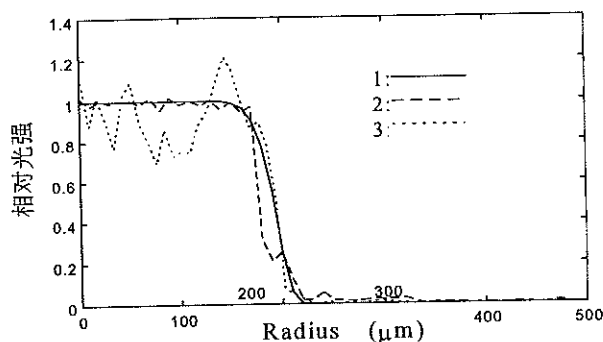


图 4-4 优化设计所得焦斑光场分布。曲线 1 表示理想 16 阶超高斯分布；2 表示混合算法优化所得焦斑光强分布；3 表示杨-顾算法优化所得焦斑光强分布。

同时还进行了混合算法与模拟退火算法及遗传算法的性能比较。由于不是在线问题,算法的时间特性并不是关键,所以只给出优化结果所得焦斑光强分布的比较。当只用两个样本构成原始种群并采用图 4-2 所示的遗传策略进行优化时,算法不收敛,得不到好的优化解;混合算法与 SA 优化结果得比较如图 4-5,混合算法所得的焦斑比 SA 结果有更高的顶部均匀性,更小的旁瓣。GA 与 SA 的有机结合确实提高了各自的寻优性能。

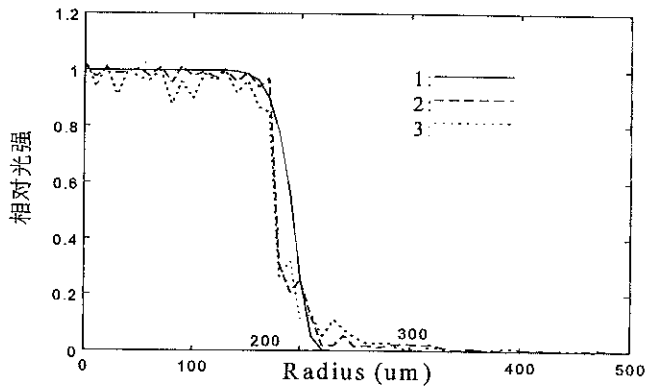


图 4-5 混合算法与 SA 结果的比较。曲线 1 表示理想 16 阶超高斯分布; 2 表示混合算法优化所得焦斑光强分布; 3 表示 SA 算法优化所得焦斑光强分布。

可见,混合算法是很有效的。从混合算法的构建特点看,它将 GA 的全空间并行搜索能力和 SA 的概率突跳特点有机结合起来,并利用 SA 的温度参数控制算法的收敛性,从而具备了较强的寻优能力和更好的收敛性能,可较大程度地避免陷入局部极小解:对于单纯的 GA 优化,很难控制其收敛性。当种群中各个体相近或完全相同时,复制和交叉操作对个体的改变很小,只能通过变异使种群有所进化,当变异概率较小时,算法容易长时间在旧状态“徘徊”,搜索效率很低且易出现“早熟收敛”现象;当种群个体比较分散,且变异概率较大时,算法又容易变得不收敛。模拟退火思想的引入可以很好地解决这些矛盾,首先 SA 在局部最优解具有概率突跳性,这就可以避免出现“早熟”现象而加大趋于全局最优解的概率;其次当温度降到较低时,SA 算法就成为概率为 1 的保优变异操

作(即趋化性搜索),可以提高变异的效率和性能,避免出现不收敛现象。另一方面,为提高全局收敛的效率,自然希望适配值高的状态得以较大概率生存,复制操作在这方面起较大作用,但过强的复制操作会将状态过分地吸引到局部极小解而出现“早熟”现象,因此SA算法的引入很有必要。混合策略归纳为遗传算法利用模拟退火算法得到的解作为初始种群,通过并行化遗传操作使种群得以进化;模拟退火算法对遗传算法得到的进化种群进一步优化(温度较高时具有较强的概率突跳性以免陷入局部极小解,相当于对在解空间的“粗搜索”;温度较低时演化为趋化性算法,相当于在解空间的“细搜索”)。这不仅是算法上的混合,而且是进化思想上的混合。基于这种策略的混合算法为二元光学器件的优化设计提供了很好的途径。

§4.2.5 量化的影响

当对上述优化所得器件位相分布作量化处理,以便进行器件制作时,发现量化对焦斑质量影响较大。图4-6是图4-3所示位相分布经16台阶位相量化处理后焦斑的相对强度分布,焦斑均匀性明显变差。

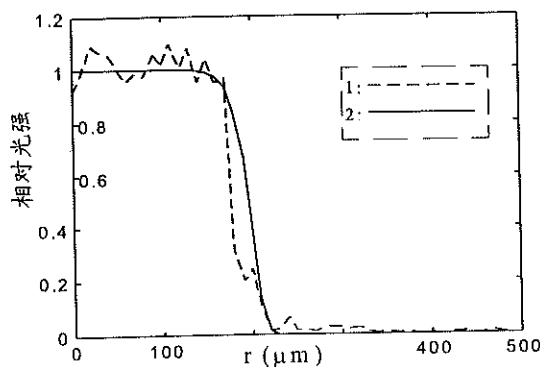
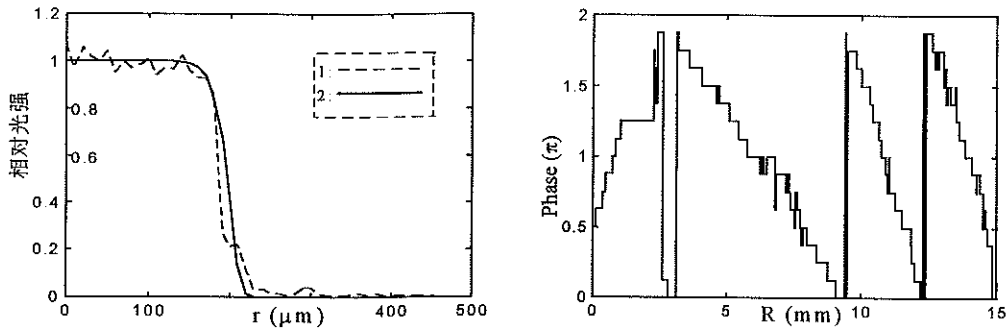


图4-6 位相量化的影响。曲线1为连续位相16台阶量化后焦斑光强分布;曲线2为标准16阶高斯分布。

由第三章的讨论,量化时机是可以优化选取的,在混合算法里,可以对每一个像素单元的量化时机进行优化,实际上也是这样来进行:将优

化变量的取值从原来的连续空间变为离散空间,也就是说,根据最后量化需要,每个单元位相取值可能性只有 16 种,在此缩小的优化空间寻找最优解。模拟运算表明,这样做的结果要优于连续优化后再量化处理,结果如图 4-7。



(a) 焦斑光强分布。曲线 1 为优化结果, (b) 对应器件位相分布
曲线 2 是标准 16 阶超高斯分布

图 4-7 在量化的变量空间的优化结果。

§4.3 实现均匀焦斑的双二元光学阵列系统

§4.3.1 双二元组合系统

ICF 均匀照明追求的极限目标,是要在远场得到近“平顶”的焦斑。若考虑一维情况,这样的焦斑强度呈矩形分布。由第二章光波标量衍射理论的讨论,加上付氏光学知识,易知近场分布应具有 sinc 函数形式。采用软边光阑这类调制径向透过率的方法^[137],是可以实现这一要求的,但效率很低,对大功率激光器来说是很不经济的。

二元光学在波面整形方面的优势在于其灵活性和极高的衍射效率。原则上用二元光学器件(BOE)可以得到任意所需波面,并且在器件位相阶数较高时,衍射效率可达 95% 甚至更高。现有的均匀照明方案都采用一次变换的形式,从前面的讨论可以看到这样的设计需要极限挖掘优化算法的寻优能力才有可能得到满足 ICF 实验要求的设计结果,器件设计负担很

重。在科研中，对许多无法从正面解决的问题经常采用这样的方法：通过牺牲一些无关大局的参数指标而获得更大的解决主要矛盾的设计自由度。由此提出用图 4-8 所示的双二元组合系统来实现 ICF 均匀照明，用牺牲空间的方法来降低器件设计负担。首先，入射平面波被 BOE1 调制，在 P2 面上得到强度分布与 Sinc 函数充分接近的光场，然后由 BOE2 将其位相分布调整至与 Sinc 函数一致。在输出面 P 上得到“平顶”焦斑。

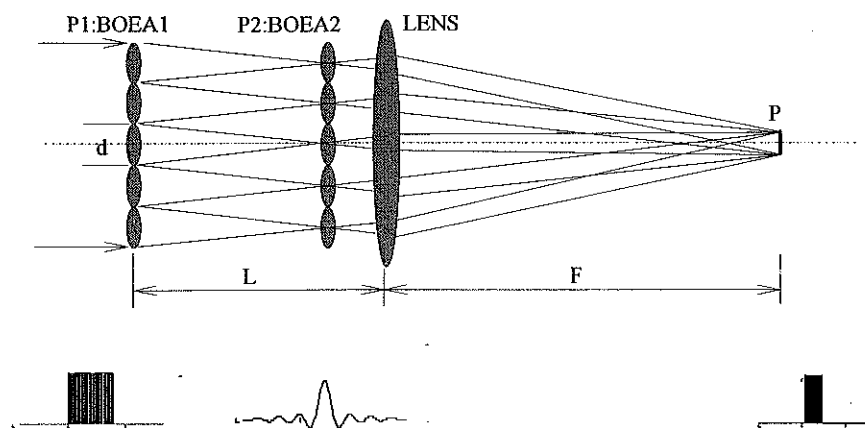


图 4-8 双二元组合系统实现均匀焦斑示意图

同样鉴于抗噪声能力的考虑，系统采用阵列型结构。在主透镜 LENS 的焦面实现各子束的迭加。

§4.3.2 理论分析

先考虑一个阵列单元。双二元组合系统可以分为前、后两部分，分别实现两次变换。第一次变换：平面波至 sinc 函数形式的光场。也就是图 4-8 中 P₁面到 BOE2 前表面部分。这同样是一个已知输入、输出光场振幅分布，求实现这种变换的二元器件 BOE1 位相的问题，其模型如图 2-3(b)。通过优化求解是可以近似实现这种变换的。

假设优化后得到在 BOE2 前表面的输出光场为 $|U_2|\exp(i\varphi)$ ，这就是第二次变换的输入条件。由于输出光场的强度分布是要求的“平顶”分布，

所以实现第二次变换同样也是要根据输入、输出的振幅分布求器件 BOE2 的位相分布, 其模型如图 2-3(a)。但 BOE2 的位相须包括两部分: 一, 补偿第一次变换输出光场的位相 ϕ ; 二, 根据 $|U_2|$ 和要求的“平顶”分布优化设计所得位相 ϕ' 。即 BOE2 的最后位相为:

$$\phi = \phi' - \phi \quad 4-10$$

若不考虑透镜像差等的影响, 各阵列单元的设计是完全一样的。

§4.3.3 设计实例及模拟运算

一、sinc 函数型双二元阵列

首先设计 BOE1。器件参数为: 输入口径 $D_1=40\text{mm}$; 输出口径 $D_2=20\text{mm}$; 主透镜焦距 $F=800\text{mm}$, 波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$ 。为便于阵列制作, 将器件位相分布设计成二维相互独立, 即: $\Phi(x, y) = \Phi_x \cdot \Phi_y$ 。因此只需按一维情况设计。如图 4-8, 输入与输出光场的关系按菲涅尔衍射积分, 可由系统变换函数表示为:

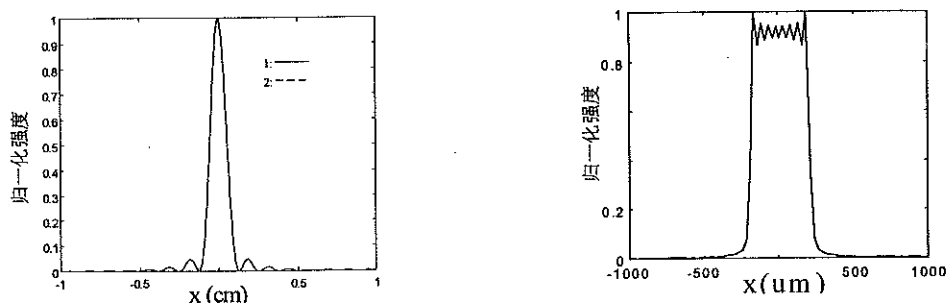
$$G(x_2, x_1) = (1/i\lambda L)^{1/2} \exp(i\pi L/\lambda) \exp[i\pi(x_2 - x_1)^2/\lambda L] \quad 4-11$$

采用杨-顾算法优化设计。用随机位相作为初始位相, 代入 3-16 式进行迭代优化。实现第一步变换: 平面波至 sinc 函数光强分布。须注意, 为满足采样定理, L 须满足关系式:

$$L = D_1 \cdot D_2 / \lambda N_1 \quad 4-12$$

其中 N_1 为输入面采样点数。

得到 L 处输出光强分布如图 4-9(a) 所示, 优化结果与目标函数吻合得很好。



(a) 第一次变换 P2 面光强分布。曲线 1 是优化结果；曲线 2 是理想 sinc^2 函数。
(b) 第二次变换 P 面焦斑光强分布

图 4-9 经 BOE 整形后输出面光强分布

在 P₂ 面由 BOE2 调整光场位相分布，实现第二步变换。在主透镜后焦面得到“平顶”焦斑，其光强分布如图 4-9(b) 所示。

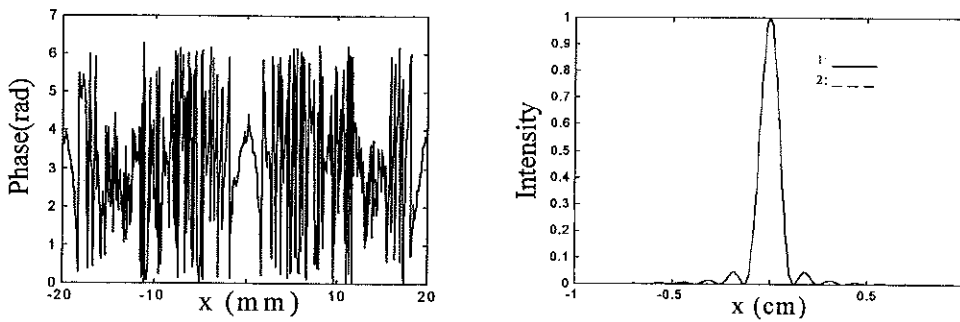
可以看出，尽管第一次变换已很理想，但得到的焦斑质量并不好。原因在于对应与矩形函数的 sinc 函数是无限长的，而现在由于器件口径的限制只截了有限宽度，相当于一个矩形窗的作用。为减少这种硬边的影响，可以选择边缘逐步趋向于零的“窗”函数（例如高斯函数），当然这样做的代价是会降低焦斑边缘的陡度，但合理选择参数可以使这种影响在可接受的范围内。综合上述因素，本文选用如下函数作为 BOE1 的优化目标函数：

$$\rho_2(x) = \text{abs}[\sin c(x/d)] \cdot \exp[-(x/10d)^2] \quad 4-13$$

$$d = \lambda F / w \quad 4-14$$

其中 w 为焦斑宽度。由此可得到 BOE1 的位相分布如图 4-10(a)，L 处输出光强如图 4-10(b)。

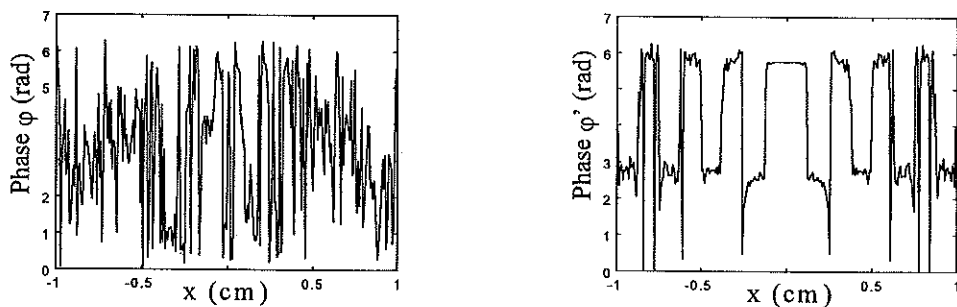
优化结果与目标函数同样吻合得很好。



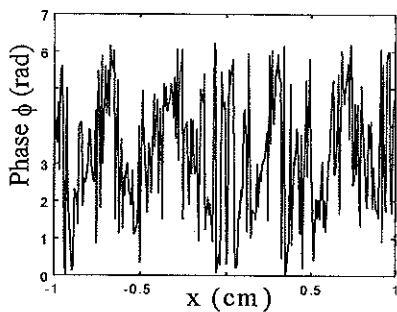
(a) BOE1 位相分布 (b) P2 面光强分布。曲线 1 为优化结果；
曲线 2 是式 4-12 所示优化目标函数

图 4-10 采用高斯窗函数后设计结果

在第一次变换的基础上，根据要求的焦斑分布，以上述过程同样对 BOE2 的位相分布进行优化。根据 4-10 式，器件位相分布如图 4-11 所示。最后输出焦斑光强分布如图 4-12(a) 所示。整个双阵列在主透镜焦面的输出是各阵列单元的相干迭加，如图 4-12(b)。相干造成的高频调制可以由等离子体的热效应抹平，或采用 ISI 等时域平滑技术来消除。

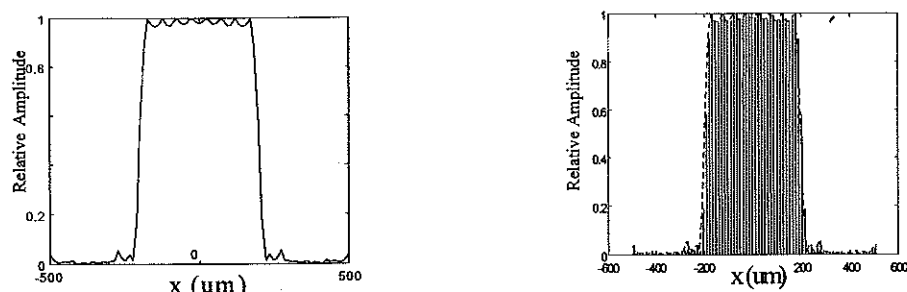


(a) BOE1 输出光场位相分布 (b) BOE2 位相优化结果



(c) BOE2 实际位相分布

图 4-11 BOE2 位相分布图



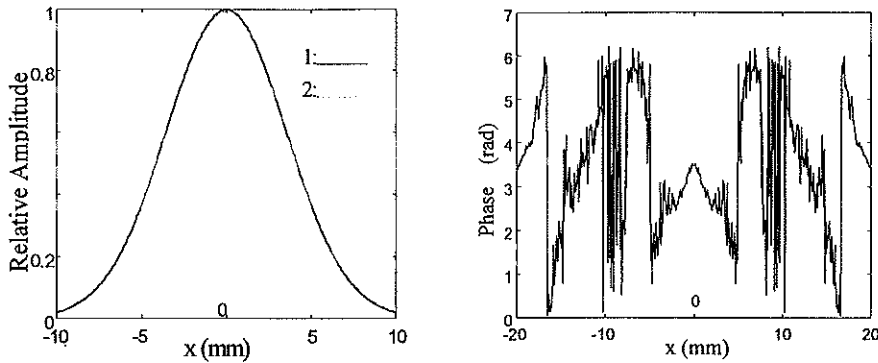
(a) 阵列单元焦斑相对振幅分布 (b) 二元组合系统焦斑相对振幅分布

图 4-12 二元组合系统一维焦斑光场振幅分布

优化设计最后焦斑光强归一化分布如图 4-12。计算表明, 采用该方案, 焦斑顶部均匀性可达 2.5 % (rms); 一维能量利用率为 97.1 %。鉴于借助于 sinc 函数型分布作为中间过渡, 称这样的阵列聚焦系统为 sinc 函数型双二元阵列^[138]。

二、高斯型双二元阵列

从第三章高斯光束均匀聚焦的讨论得知, 如能将入射平面波首先整形至一定条件下的高斯分布, 则可以将光束很好的均匀聚焦。据此, 直接选择高斯分布 $e^{-\left(\frac{x}{\omega}\right)^2}$ 作为第一次优化的目标函数, 设其参数为 $\omega=5\text{mm}$ 。其余参数均同上, 进行两步优化设计。得到第一个阵列单元的位相分布如图 4-13(b) 所示, 其输出光场的振幅分布如图 4-13(a)。可以看到, 设计结果与目标分布非常吻合。

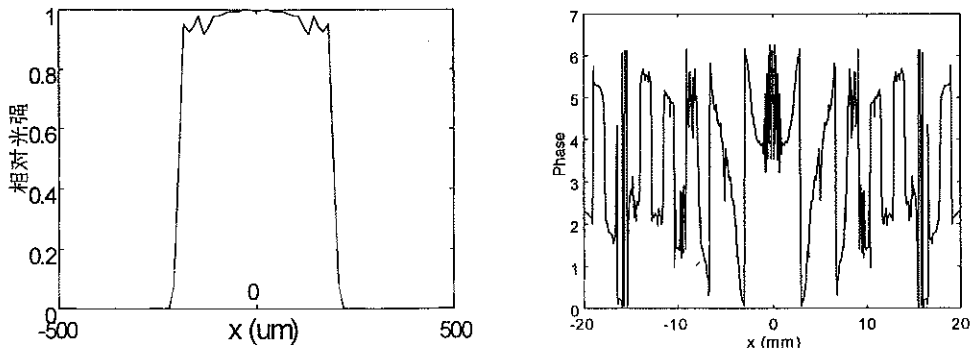


(a) P2 面输出光场振幅分布。曲线 1 为设计结果；2 为目标高斯分布

(b) BOE1 的位相分布

图 4-13 从平面波到高斯分布的变换结果

在实现第一步变换的基础上进行第二次变换设计。得到器件二单元位相分布及其输出焦斑光强分布如图 4-14 所示。同样得到了高质量的均匀焦斑。同时，经过这样的改进后，有关高斯光束均匀聚焦的许多研究结果可以直接用来指导这种双阵列系统的设计。因其以高斯分布过渡，称这种系统为高斯型双二元阵列。



(a) 阵列单元的焦斑光强分布

(b) BOE2 的位相分布

图 4-14 实现从高斯分布到均匀焦斑的设计结果

从上面的讨论可以得到结论：可以通过两次空间变换，用所谓的“软边”型缓变分布作过渡，可以将入射平面波均匀聚焦得到高质量的焦斑。

两次变换的引入，加大了系统设计的灵活性，将设计负担分配在两次变换中，相对就降低了每次优化的设计负担。因而这是得到高质量焦斑的有希望的技术方案。

§4.4 相干高频调制的空域细化平滑

ICF 均匀照明系统采用阵列型器件时，不可避免会给焦斑引入高频强度调制。当利用等离子体的热传导效应来消除焦斑的强度调制时，这种强度调制的频率越高，则平滑的效果越好。分析引起高频调制的根源后发现，采用简单的措施可以细化焦斑的光强调制，使其频率更高，从而使热传导平滑的效果更好。

具体措施为：给空域阵列单元附加不同的线性相移，使其功率谱在频域均匀错移。这样不同单元的强度调制峰、谷出现在空间不同位置。模拟计算显示，错移后的各光场相干叠加，虽然会使焦斑边缘变缓，但可以使干涉调制更密，并可以在一定程度上改善焦斑的中频调制。线性相移可以通过附加光楔或用光栅产生不同方向的平行光照射来实现。

模拟运算各参数如下：入射光口径 $D=360\text{mm}$ ；阵列单元 $d=20\text{mm}$ ；波长为 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$ ；焦距 $f=400\text{mm}$ 。用上述混合优化的方法设计了阵列单元位相分布。易知干涉调制的周期为 $12.6\mu\text{m}$ 。将阵列单元分成三部分，分别附加不同线性相移，使其对应焦斑在空间分别平移 $0\mu\text{m}$ 、 $4.2\mu\text{m}$ 和 $8.4\mu\text{m}$ ，这三部分的叠加结果细化了焦斑的强度调制，其调制频率约为 $4.2\mu\text{m}$ ，如图 4-15 所示。

从图 4-15(d)看出，当这种细化方法加上热传导的平滑作用，焦斑的中、低频调制均有所改善，并且对焦斑边缘的影响较小。这种方法实施简单，可以在制作器件时直接附加上所需相移或光栅，因而不会加重系统负担，结合时域平滑措施，必可大大提高焦斑质量。

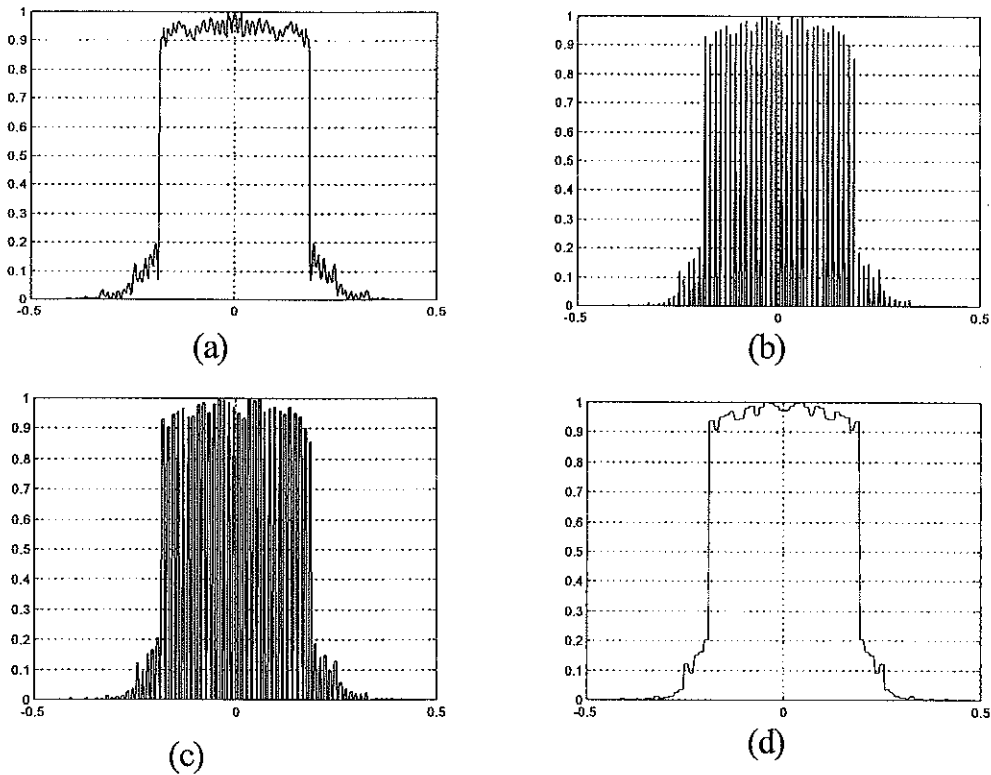


图4-15. 几种不同情况下焦斑的归一化光强, (a). 阵列单元, (b). 阵列器件, (c). 阵列器件+ 空域细化, (d). 阵列器件+空域细化+热传导抹平。

§4.5 本章小结

本章针对平面波入射条件, 提出了一种新的二元光学器件优化设计算法 (SA&GA 混合算法) 和一种新型的双二元组合系统实现 ICF 均匀照明。

在模拟退火算法及遗传算法的基础上, 结合两者各自的优点, 提出以混合算法设计二元光学器件。模拟运算表明, 该算法是很有效的。尽管受硬件环境的限制, 优化过程只选择了两个典型样本, 但优化结果大大提高了焦斑顶部的均匀性。如能在更大的样本空间搜索最优解, 应该会得到更满意的结果。

同时,根据特殊函数的傅氏变换性质,提出了一种新型的双二元组合聚焦系统。用杨-顾算法优化设计二元光学器件阵列。设计及计算表明这是一种很有希望的方案。当然,采用这一方法的关键,是要解决系统各元件的对中问题,这对于精密化的 ICF 驱动器是较容易解决的。

上述两种方法都只解决了 ICF 均匀照明问题的一半,即得到了较高质量的焦斑光强包络。由阵列单元相干叠加造成的高频调制,只能运用时域平滑技术来抹平。空域、时域平滑技术相结合才能最终解决均匀照明问题,这也是目前各国正在致力采用的技术路线。

第五章 加工误差对二元光学器件衍射效率的影响

§5.1 引言

二元光学技术包括器件设计理论、设计方法、制作和性能检测这四个基本部分。二元光学器件(BOE)的制作利用了大规模集成电路(VLSI)的生产工艺,通过制作 N 个掩膜进行图形转换并刻蚀,在光学基体上 M 次套刻形成 2^M 个台阶的微浮雕位相结构。理想情况下,八台阶的 BOE 器件忽略反射损失时可达 95.5% 的衍射效率^[139]。

由于加工工艺水平的限制、环境因素的影响,在多次套刻过程中会引入多种制作误差,使器件实际位相结构偏离设计分布,最终影响器件的性能质量,并会大大降低其衍射效率。在实际制作中,为经济、保质地设计制作 BOE,须根据设计要求技术指标提出对加工工艺的要求或根据现有工艺水平预估器件效果。因而分析加工误差对器件的影响是很重要也是很有意义的。

尽管对于 ICF 均匀照明问题,更为关注的是 3-7 式定义的能量利用率,但就二元光学器件而言,衍射效率更具有普遍性,因而这里讨论加工误差对二元器件衍射效率的影响。不考虑掩膜板线宽误差和刻蚀形状误差时,主要的制作误差有两种:刻蚀深度误差和对准误差。已有一些文献^[140-150]分析了各种误差对器件衍射效率的影响,并得到了一些结论:刻蚀深度误差与对准误差基本独立,前者对衍射效率的影响较小并易于分析^[148];后者对衍射效率的影响很大且基本成线性关系^[144, 146]。由于对准误差较复杂,不易数学描述,因而相应结论或由简单模拟运算得来;或以很复杂的解析式表示^[149, 150](尤其是八台阶器件),不易计算。

本章从标量衍射理论出发,建立了制作误差对衍射效率影响的误差分析模型,并得出了刻蚀深度误差和对准误差与衍射效率间的简单解析表达式(4 和 8 台阶)。模拟计算表明,该模型及公式与实验结果相吻合。

§5.2 误差模型的建立及理论分析

在讨论制作误差与衍射效率的关系前,首先假设掩膜板无线宽误差以保证最后误差均来自制作过程;其次假设刻蚀过程为理想过程,即刻蚀得到的沟槽均为直壁以简化问题。

由于加工工艺的限制,连续位相分布的 BOE 一般须将位相量化后制作,即使无加工误差,量化也会首先导致器件衍射效率的下降。设无误差量化后器件的衍射效率为 η_0 , 则实际器件的衍射效率可以表示为:

$$\eta = \eta_0 \eta_A \eta_E \quad 5-1$$

其中 η_A 、 η_E 分别为对准误差及刻蚀误差对衍射效率的影响。

下面分别讨论这三项对衍射效率的影响。

§5.2.1 无制作误差二元器件的衍射效率

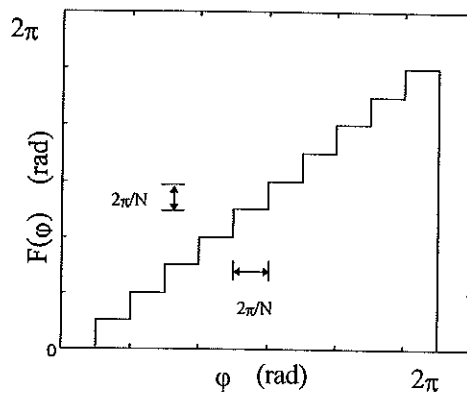


图 5-1 量化原理

如图 5-1, 设器件连续位相分布为 φ , 则量化后器件的位相函数可以表示为:

$$H = \exp[iF(\varphi)] \quad 5-2$$

其中 F 表示量化。显然 F 是以 2π 为周期的函数，因而 5-2 式可以表示成付氏级数形式：

$$H = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \exp(in\varphi) \quad 5-3$$

$$C_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp[iF(\varphi) - in\varphi] d\varphi \quad 5-4$$

则得到第 n 衍射级次的效率为：

$$\eta_n = \frac{|C_n|^2}{\sum_{k=-\infty}^{\infty} |C_k|^2} \quad 5-5$$

对纯位相器件，上式分母部分等于 1。

以图 5-1 所示量化函数 F 代入 5-5 式，可以得到器件一级衍射效率为：

$$\eta_1 = |C_1|^2 = \left[\sin c\left(\frac{1}{N}\right) \right]^2 \quad 5-6$$

即衍射效率只与量化级数 N 有关。另由 5-3 式，除前面的系数 C_1 外，付氏级数的一级与量化前的连续分布具有相同的位相形式，其衍射场分布与连续分布 φ 的衍射场一致，因而 η_1 就是 5-1 式中的 η_0 。由 5-6 式易知，对应与 2，4，8，16 级量化的器件衍射效率分别为：40.5%，81.1%，95.0% 和 98.6%。这也是台阶型二元光学器件能达到的最高衍射效率。

§5.2.2 刻蚀深度误差对衍射效率的影响

设每次套刻的准确深度为 D_m ， $m=1, 2, \dots, M$ ， $2^M=N$ 。则刻蚀深度相对误差为：

$$\delta d_m = \Delta d_m / D_m, \quad m = 1, 2, \dots, M \quad 5-7$$

一般每次刻蚀的深度相对误差是不一样的，这就使器件每个位相台阶的深度误差很复杂，虽然利用 5-4 和 5-7 式可以计算出刻蚀深度对衍射效率的影响，但很难用解析式表达。为简化问题，设每个位相台阶的深度误差为：

$$\delta d_n = \Delta d_n / D_n, \quad n = 1, 2, \dots, N \quad 5-8$$

其中 D_n 为各台阶的准确深度。

同样利用 5-4 式，可以得到器件衍射效率为：

$$\eta = \left| \frac{1}{2\pi} \left[\exp\left(-i\frac{2\pi}{N}\right) - 1 \right] \left[\sum_{n=1}^N \exp\left(-i\frac{2\pi}{N}(n-1)\delta d_n\right) \right] \right|^2 \quad 5-9$$

更为特殊的情况，也是对衍射效率影响最大的情况为各台阶相对刻蚀深度误差都相同，设为 δ_d ，5-9 式可以进一步表示为：

$$\eta = \left[\sin c\left(\frac{1}{N}\right) \right]^2 \left| \frac{1 - \exp(-i2\pi\delta_d)}{N \cdot \left[1 - \exp\left(-i\frac{2\pi}{N}\delta_d\right) \right]} \right|^2 \quad 5-10$$

5-10 式可以简化，得到衍射效率与刻蚀深度误差 δ_d 和台阶数 N 的函数关系为：

$$\eta = \eta_0 \cdot \eta_E = \eta_0 \left[\frac{\sin(\pi\delta_d)}{N \sin(\pi\delta_d/N)} \right]^2 = \left[\sin c\left(\frac{1}{N}\right) \right]^2 \left[\frac{\sin(\pi\delta_d)}{N \sin(\pi\delta_d/N)} \right]^2 \quad 5-11$$

由 5-11 式，得到 $N=2, 4, 8, 16$ 时二元器件衍射效率与刻蚀深度相对误差 δ_d 关系如图 5-2 所示。可以看到，10% 以内的刻蚀深度误差不会严重影响二元光学器件的衍射效率。

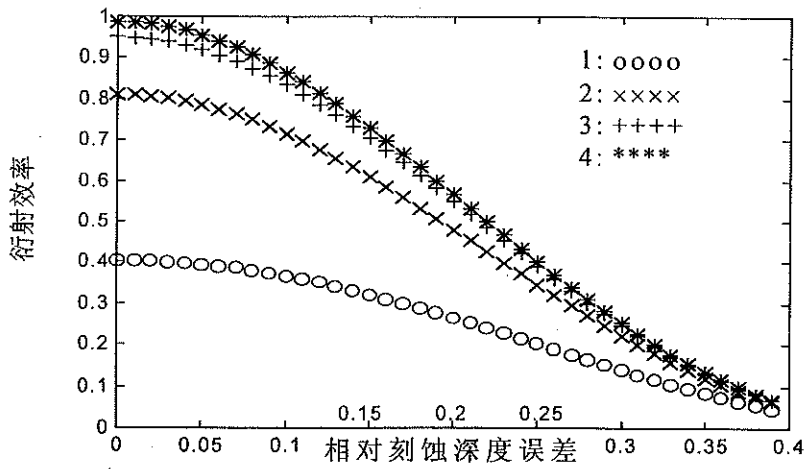


图 5-2 刻蚀深度误差对衍射效率的影响。曲线 1、2、3、4 分别代表二、四、八、十六台阶二元光学器件

§5.2.3 对准误差对衍射效率的影响

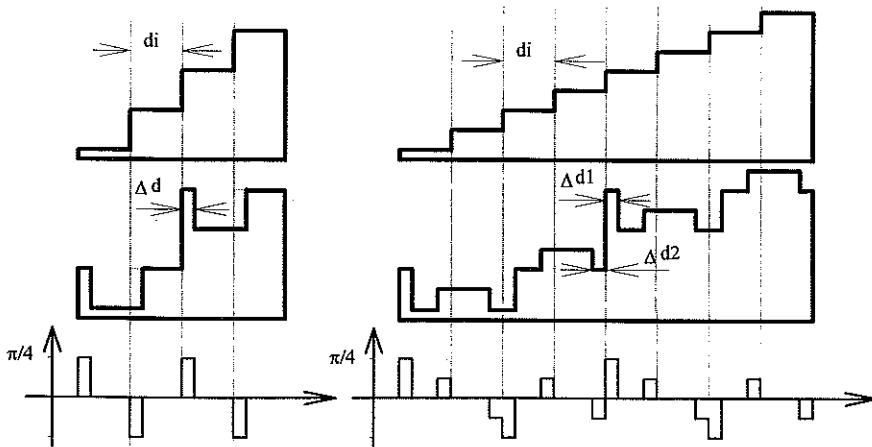


图 5-3 对准误差示意图 a) 4 台阶器件；b) 8 台阶器件

为简单起见，首先分析一维情况。如图 5-3，平面波通过 BOE，设量化后器件位相分布为 φ_0 。无加工误差时得到波面：

$$w_0 = \text{rect}\left(\frac{x}{D}\right) \exp(i\varphi_0) \quad 5-12$$

则当存在对准误差 Δd 时, 器件位相 φ 是 φ_0 与由对准误差造成的误差分布 φ_E 之和。实际得到的波面可以表示为:

$$w = \text{rect}\left(\frac{x}{D}\right) \exp(i\varphi) = \text{rect}\left(\frac{x}{D}\right) \exp[i(\varphi_0 + \varphi_E)] = \text{rect}\left(\frac{x}{D}\right) \exp(i\varphi_0)(A_1 + A_2) \quad 5-13$$

其中 D 为器件口径, A_1 为与 φ_0 保持一致的部分, A_2 为与 φ_0 不一致的部分, 分别可表示为:

$$A_1 = \begin{cases} 1 & x \in (\text{无误差}) \\ 0 & x \in (\text{有误差}) \end{cases} \quad A_2 = \begin{cases} 0 & x \in (\text{无误差}) \\ e^{i\varphi_E} & x \in (\text{有误差}) \end{cases}$$

在数学上将 A_1 、 A_2 延拓为周期是 D 的函数, 并不影响器件实际的衍射效果, 则可将其展开成付氏级数形式:

$$A_1 = A_{10}/2 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_{1n} \cos \frac{n\pi x}{D/2} + B_{1n} \sin \frac{n\pi x}{D/2}) \quad 5-14$$

$$A_2 = A_{20}/2 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_{2n} \cos \frac{n\pi x}{D/2} + B_{2n} \sin \frac{n\pi x}{D/2}) \quad 5-15$$

其中:

$$\begin{cases} A_n = \frac{2}{D} \int_{-D/2}^{D/2} A \cos \frac{n\pi x}{D/2} dx \\ B_n = \frac{2}{D} \int_{-D/2}^{D/2} A \sin \frac{n\pi x}{D/2} dx \end{cases} \quad 5-16$$

将 5-14、15、16 式代入 5-13 式, 可得有误差时 BOE 后波面为:

$$w = \left(\frac{A_{10} + A_{20}}{2} \right) w_0 + \text{高级次} \quad 5-17$$

即只有右边第一项除系数外, 与无加工误差时波面 w_0 相同, 则对线性系统, η_A 可以近似表示为:

$$\eta_A \approx \left[\frac{\left| \int_{-D/2}^{D/2} (A_1 + A_2) dx \right|}{D} \right]^2 \quad 5-18$$

当已知 φ_0 , 考虑最差情况, A_1 、 A_2 是很容易求得的, 因此由 5-18 式易求得 η_A 。

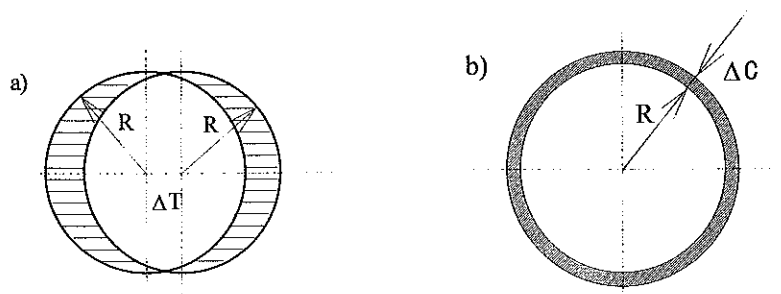


图 5-4 对准误差的简化处理。a) 对准误差实际分布; b) 等效对准误差分布。

对二维情形, 二元器件位相分布基本可分成两种形式: 两维相互独立型及圆对称型。前者显然可用 5-18 式分别处理; 而后者, 由于器件实际位相分布不再对称而很难描述, 但在误差较小时, 可以将图 5-4(a) 所示的套刻误差近似用图 5-4(b) 所示的圆对称型误差来描述^[144], 两者关系为:

$$\begin{aligned} 2\pi R\Delta C &= 2R\Delta T \\ \Delta C &= \Delta T / \pi \end{aligned} \quad 5-19$$

则上述分析可以直接推广, 得到圆对称情形的 η_A :

$$\eta_A \approx \left[\frac{\left| \int_0^R (A_1 + A_2) dr \right|}{R} \right]^2 \quad 5-20$$

实际上, 在求 η_A 时, 只取了付氏级数中的零级, 它与 A_1 、 A_2 的空间位置分布是没有关系的, 因而用圆对称误差模型来近似实际误差是合理的。下面以此来分析二元光学器件的衍射效率。

§5.2.4 分析、讨论与模拟计算

运用以上模型, 根据 5-18、5-20 式, 可以得到 4 台阶和 8 台阶器件更简单的效率表达式。

(1) 4 台阶器件

4 台阶器件只存在一次套刻误差, 如图 5-3a 所示。由 5-18 式或 5-20 式, 可得:

$$\eta_A \approx \left[\frac{\sum (d_i - \Delta d)}{D} \right]^2 \approx 1 - 2 \frac{n \Delta d}{D} \quad 5-21$$

其中 n 为器件对应各级位相的单元总数。已知 φ_0 , 就可求得 n 。对最简单的闪耀光栅, $d_i = d$, $D = nd$, 则效率为:

$$\begin{aligned} \eta_A &\approx 1 - 2\delta d \\ \delta d &= \Delta d / d \end{aligned} \quad 5-22$$

但对于一般二元器件, 位相分布是非线性的 (如菲涅尔透镜), 引入平均单元宽度:

$$d_{mean} = \sum_{i=1}^n d_i / n = D / n \quad 5-23$$

便可得到更一般的效率表达式:

$$\eta_A \approx 1 - 2 \frac{\Delta d}{d_{mean}} \quad 5-24$$

(2) 8 台阶器件

8 台阶器件须经两次套刻制作而成, 存在两次套刻对准误差。器件的衍射效率和两次误差的大小、方向都有关系。由二元器件加工工艺可知, 若由于对准误差造成器件某部分被误刻蚀而凹陷, 则必会有另一等量该刻蚀部分未被刻蚀而突起。设两次套刻误差不重叠的部分分别为 x_1 、 x_2 , 重叠部分为 x_3 , 各部分对 φ_0 对应波面的贡献可用下面矢量图表示:

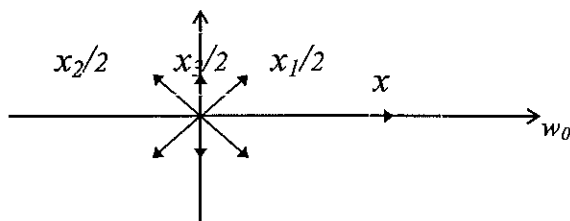


图 5-5 器件各部分合成 φ_0 对应波面矢量示意图

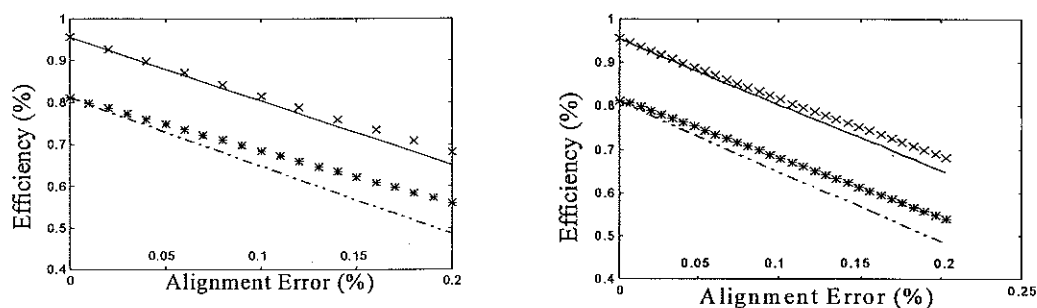
由于两矢量和的模总不会大于其模的和, 由图 5-5 及 5-18 式, 显然两次误差反向时对器件的衍射效率影响最大。考虑最坏情况, 设两次对准误差均等于 Δd , 方向相反, 如图 5-3b, 同样利用平均单元宽度, 由 5-18 式或 5-20 式, 可得 8 台阶二元器件效率为:

$$\eta_A \approx 1 - (3 - \sqrt{2}) \frac{\Delta d}{d_{mean}} \quad 5-25$$

(3) 模拟计算

分别对 4 台阶和 8 台阶的闪耀光栅和菲涅尔透镜, 比较计算机模拟对准误差得到的衍射效率和利用上述模型及公式的结果。器件参数分别为:

- 闪耀光栅: 周期为 $400\mu\text{m}$, 口径为 $4000\mu\text{m}$, 闪耀角为 $\phi = \frac{\pi}{200(n-1)}$, 其中 n 为折射率。
- 菲涅尔透镜: 焦距 $f=2.5\text{m}$; 口径 $D=4.36\text{mm}$; 波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$ 。



(a) × : 8 台阶闪耀光栅模拟计算效率; (b) × : 8 台阶菲涅尔透镜模拟计算效率;

——: 8 台阶理论效率分布。

——: 8 台阶理论效率分布。

----: 4 台阶闪耀光栅模拟计算效率;

----: 4 台阶菲涅尔透镜模拟计算效率;

* : 4 台阶理论效率分布。

* : 4 台阶理论效率分布。

图 5-6 对准误差对器件衍射效率的影响: 本文结论与模拟计算的比较

图 5-6 为比较结果。模拟计算结果与理论结果吻合得很好, 因此, 可以用上述模型及公式来分析对准误差对二元光学器件衍射效率的影响或根据设计要求对加工工艺提出要求。

§5.3 本章小结

本章从二元光学器件的制作工艺出发, 根据标量衍射理论, 分析了线性系统中刻蚀深度误差和对准误差对器件衍射效率的影响。建立了简洁实用的误差模型并得到了简便的衍射效率计算公式。器件的衍射效率与对准误差基本呈线性关系; 多次套刻时, 对准误差方向相反时对衍射效率影响最大; 相同的误差幅值, 对高阶器件的影响要大于低阶器件。运用该模型, 可以较方便地推广分析更高阶次器件的衍射效率。

第六章 小光斑的测量

§6.1 引言

ICF 实验对驱动器聚焦光斑的均匀性要求很高,这个要求可以分为对高频调制的要求和低频调制的要求两部分。由于靶场等离子体的热传导等可以抹平空间频率较高的强度调制,因而焦斑均匀性的要求主要针对低频调制而言。在 ICF 实验中,一般认为特征尺寸 $\geq 10\mu\text{m}$ 的调制为低频调制。考虑自聚焦等效应,这个尺寸应该更小一些。

实现 ICF 均匀照明的器件与系统的性能究竟如何,需要由其最后产生的焦斑质量来决定,这就需要对焦斑的强度分布进行准确的测量。

测量激光光斑参数的方法很多^[151-157],常用的方法是探测器阵列法。尤其是 CCD 器件,因其使用非常方便、简洁,被广泛地应用于光斑参数的二维测量^[158-160]。但对 ICF 驱动器的焦斑,CCD 器件的性能已不能完全满足要求。首先,焦斑的均匀性指标对 ICF 实验是至关重要的,而 CCD 器件的像素响应均匀性太低。一般器件像素间的响应差异在 10%~15%,其均方差与本论文所要求的焦斑均匀性接近,所以很难用此测量结果来评价设计方法及器件的性能;其次,像素尺寸太大。一般器件的像素尺寸为 $12\mu\text{m}$,刚刚能满足评价低频调制的要求,对于 $<10\mu\text{m}$ 的强度调制细节,显然它是分辨不了的;另外,还有在实验中发现由于器件前保护玻璃的存在,在进行相干光检测时会产生干涉而影响测量精度;最后,CCD 器件的灵敏度太高。这本是它的优点,但用于测量激光焦斑时,由于强度较高,必须进行大幅度光强衰减,以免器件饱和,这就给消除噪声——杂散光的影响带来了一定难度。

在测量光束直径中使用较多的方法是刀口扫描法^[161-165]。以一直刀口沿某方向 x 依次切割光斑,并探测未被刀口挡住部分光功率(光强积分),最后对此数据对 x 求微分,就可得到光斑在 x 向的直径。但是这种

方法得到的微分数据并不是光斑的一维强度分布，而是光斑强度分布在与扫描方向垂直方向上的投影，对绝大部分的分布，其一维强度分布和强度投影的关系是不一样的。因而，即使在多个方向上进行测量，也是不能得到光斑的二维光强分布的。

用投影重建法^[166,167]可以利用刀口扫描法得到的投影数据准确地重建焦斑地二维光强分布。1917年，奥地利数学家 J. Radon 证明了 n 维物体可以由它的 $(n-1)$ 维投影得到，并给出了著名的雷顿反变换公式。投影重建法就建立在此基础上。随着计算机的发展，投影重建法所需的的数据处理已越来越容易实现，因而它也已被成功地应用于许多方面^[168-172]，如医用断层扫描仪（CT Scanner）；射电天文学重建太阳微波发射的图象；检测空气污染或空气密度分布；工业无损探伤等等。

鉴于现在机械扫描的精度及分辨率可以达到微米量级，单个光电探测器件的响应灵敏度和线性可以满足测量预演课题所要求的焦斑质量指标，并且氩-氦激光器为连续型，为检测所设计二元光学器件的效果，本章利用投影重建法来测量焦斑的二维光强分布。

§6.2 投影重建法的基本原理

§6.2.1 雷顿变换和反变换

利用投影重建法测量光斑二维强度分布建立在雷顿变换和反变换的基础上。如图 6-1，首先通过雷顿变换将一个二维函数“压缩”（投影）成一族过原点、倾角为 θ 的直线上（ s 轴），变成一维分布，从而实现二维函数的一维编码，如 6-1 式。

$$\begin{aligned} h(s, \theta) &= R[g(x, y)] \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} g(s \cos \theta - \mu \sin \theta, s \sin \theta + \mu \cos \theta) d\mu \end{aligned} \quad 6-1$$

其中 R 表示雷顿变换。

θ 表示投影角，对应于不同的投影组； s 表示投影线到原点的距离。图中各坐标量间的关系为：

$$\begin{cases} x = s \cos \theta - \mu \sin \theta \\ y = s \sin \theta + \mu \cos \theta \end{cases} \quad 6-2$$

其实上式就是投影线的参数方程。从几何上看，雷顿变换就是对一个函数作投影变换。 $g(x,y)$ 沿投影线的线积分就是雷顿变换的一个函数值 $h(s_0, \theta_0)$ ； $g(x,y)$ 在所有方向的所有投影线上的线积分的几何就是它的雷顿变换，所以雷顿变换也叫做投影变换。

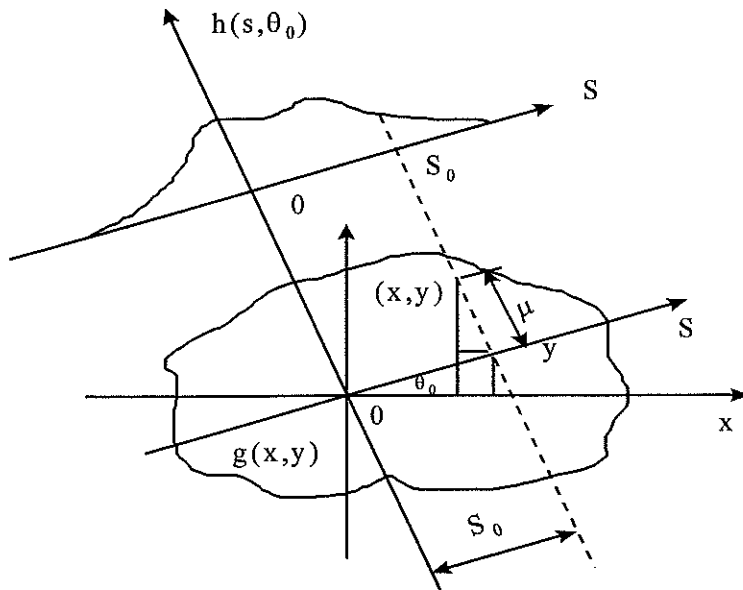


图 6-1 雷顿变换的几何意义

投影函数经过反投影变换，可以重新得到二维函数。反投影变换可以表示为：

$$\begin{aligned} g^*(x,y) &= B[h(s,\theta)] \\ &= \int_0^\pi h(x \cos \theta + y \sin \theta, \theta) d\theta \end{aligned} \quad 6-3$$

其中 B 表示反投影算子。

反投影变换过程可以用图 6-2 来表示,也就是将不同投影方向上所有投影线通过 (x,y) 的值都累加求和。

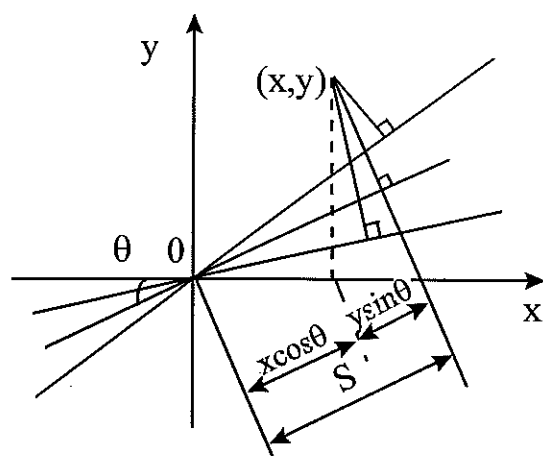


图 6-2 反投影变换

从反投影的过程可以看出,反投影变换就是将投影压缩至 s 轴的一维函数族均匀拉开(反投影),从而实现解码。但是由数学分析知, $B\{R[g(x,y)]\} \neq g(x,y)$,也就是说经过一次雷顿变换和反投影变换一般不能完全再现原函数,因而反投影变换并不是雷顿反变换。

通过严格数学推导,准确地再现原函数的雷顿反变换公式为^[167]:

$$\begin{aligned} g(x,y) &= -\frac{1}{2\pi} B H_Y D_Y R[g(x,y)] \\ &= R^{-1} R[g(x,y)] \end{aligned} \quad 6-4$$

其中 H_Y 表示希尔伯特算符; R^{-1} 表示雷顿反变换算符。也就是说雷顿反变换包括对投影变换 $R[g(x,y)]$ 作微分、希尔伯特变换和反投影变换三个过程。

6-4 式从数学上完美地描述了投影重建的可能性和过程,但这种形式是不适合于用计算机实现的,因为其中含有微分算符,其离散形式(差分)对噪声很敏感,再现精度较低,而且希尔伯特变换也比较复杂,因而实际应用中都利用它的变形公式。如

$$g(x, y) = BF_Y^{-1} \{ abs_Y(f_s) \cdot F_Y R[g(x, y)] \} \quad 6-5$$

其中 F_Y 表示 Y_r 空间的付氏变换, 定义为:

$$\begin{cases} F_Y[h(s, \theta)] = \int_{-\infty}^{+\infty} h(s, \theta) e^{-i2\pi s f_s} ds \\ F_Y^{-1}[h(f_s, \theta)] = \int_{-\infty}^{+\infty} h(f_s, \theta) e^{-i2\pi s f_s} df_s \end{cases} \quad 6-6$$

从 6-5 式可知, 所谓雷顿反变换就是对投影数据在付氏谱面内滤波后再进行反投影, 滤波函数为 $abs_Y(f_s)$ 。现在, 用计算机进行数字处理, 尤其是快速傅氏变换 (FFT) 技术已很成熟, 基于 6-5 式的投影重建方法是很适合于用计算机实现的。

由傅氏变换的性质, 6-7 式还可以写成:

$$g(x, y) = B \{ F_Y^{-1} [abs_Y(f_s)] * R[g(x, y)] \} \quad 6-7$$

其中 “*” 表示卷积。虽然卷积运算形式较复杂, 但在计算机上却很容易实现。运用合适的算法可以比用付氏谱域滤波的方法得到更高的精度。所以目前投影重建大多数都采用 6-7 式。

§6.2.2 数字实现

在以上建立的雷顿变换及反变换解析表达式的基础上, 要真正用计算机来实现图象重建, 必须进行数值运算, 因而必须建立相应的离散变换公式。

一、离散反投影变换。

设 $h(s, \theta)$ 为投影函数, $f_n(s) = h(s, \frac{n\pi}{N})$, $n=1, 2, \dots, N-1$ 。即 $\{f_n\}$

为 h 的离散采样。利用梯形近似代替积分就可得到:

$$\left[B^N \{f_n\} \right](x, y) = \frac{\pi}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n \left(x \cos \frac{n\pi}{N} + y \sin \frac{n\pi}{N} \right) \quad 6-8$$

由于实际计算机实现时，同离散付氏变换一样，在物空间还须进行一次采样，设采样间隔为 s ，则 6-8 式可写成

$$\left[\overline{PB}_s^N \{f_n\} \right](p, q) = \frac{\pi}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n \left(ps \cos \frac{n\pi}{N} + qs \sin \frac{n\pi}{N} \right) \quad 6-9$$

其中 p, q 为整数。这就是离散反投影公式，可以证明它是 6-3 式的最佳离散近似^[167]。

从 6-9 式可以看出，反投影变换要求 f_n 是连续函数，但在实际测量中往往只能得到离散数据（即对投影变换的采样），这就需要引入插值算子，将离散投影函数映射到 L_r 上。设采样间隔为 d ，插值函数为 f ，定义将 M 点离散函数 $g(m)$ 映射为连续函数的插值算子为：

$$I_d^f[g(m)] = \sum_{m=M_L}^{M_H} g(m) f\left(\frac{x}{d} - m\right) \quad 6-10$$

采用不同形式的插值函数 f 就得到不同的插值算法。由于线性插值方法在重建过程中对测量噪声最不敏感^[167]，本论文的数据处理采用一阶线性内插。即

$$f(x) = \Lambda(x) = \begin{cases} 1 - |x|, & \text{if } |x| \leq 1 \\ 0, & \text{if } |x| > 1 \end{cases} \quad 6-11$$

二、滤波函数的处理

雷顿反变换须对投影数据先进行滤波处理。而频率域的滤波可以通过物空间的卷积实现。滤波器可以表述为

$$\text{频域: } W_f = \text{abs}_Y(f_s) \quad 6-12(a)$$

$$\text{空域: } W_o = F_Y^{-1}[\text{abs}_Y(f_s)] \quad 6-12(b)$$

6-12(a)表示滤波器的作用域是无限的，但这在实际处理中是不可能也是不必要的。实际信号总是带限函数，设其上限截止频率为 f_{sM} 。离散数据处理时，根据采样定理，采样间隔 d 满足条件

$$f_{sM} = \frac{1}{2d} \quad 6-13$$

因而不须使用无限大滤波器，可以给滤波器附加一个窗函数，将其通频带限制在 $\left[-\frac{c}{2d}, \frac{c}{2d}\right]$ 上，($0 < c \leq 1$)。即

$$W_{Bf} = \text{abs}_Y(f_s) \cdot W' \quad 6-14$$

其中 W' 为窗函数。对应于不同的应用场合， W' 可以采用多种不同的形式以达到不同的效果，如低通 sinc 函数窗，Hamming 窗等。本论文是要对小光斑的光强分布作准确测量，因而选取附加修正最少，并使滤波器最接近理论分析的矩形窗，即滤波器为

$$W_{Bf} = \text{abs}_Y(f_s) \text{rect}\left(\frac{f_s d}{c}\right) \quad 6-15$$

则滤波器物空间的形式为：

$$W_{Bo} = \frac{c^2}{4d^2} \left[2 \text{sinc}\left(\frac{c}{d}s\right) - \text{sinc}^2\left(\frac{c}{2d}s\right) \right] \quad 6-16$$

三、离散雷顿反变换

设对投影变换 $R[g(x, y)](s, \theta)$ 采样后的离散数据为

$$g_n(m) = R[g(x, y)]\left(md, \frac{n\pi}{N}\right), \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1; \quad m \text{ 为整数} \quad 6-17$$

其中 d 为采样间隔， md 包含全部定义域。根据雷顿反变换公式 6-7，以 M 点离散函数 W_{Bo}^M 取代连续滤波函数，与离散投影数据作卷积，结合前述

插值运算及离散反投影变换，就可得到离散雷顿反变换公式：

$$g(p, q) = \overline{PB}_s^N \left\{ I_d^f \left[W_{Bo}^M(m) * g_n(m) \right] \right\} \quad 6-18$$

6-9、18 式就是计算机实现投影重建的基本公式，是编制计算机程序的基础。

§6.3 激光焦斑二维光强测量系统

§6.3.1 获取投影数据

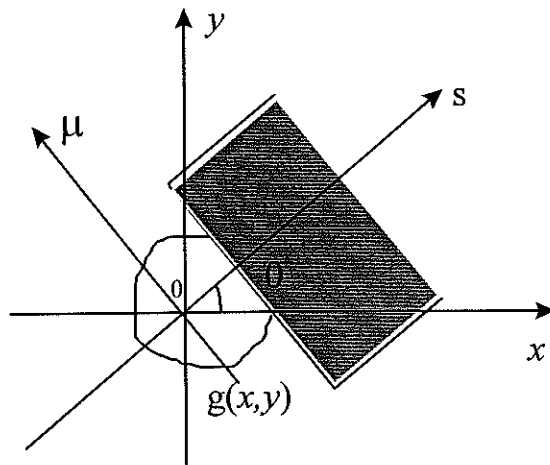


图 6-3 投影数据的获取

运用上述投影重建的方法，可以测量微小光斑的光强分布。从上述数学模型可知，第一步要得到一族投影数据。

设光斑的光强分布为 $g(x, y)$ 。如图 6-3，以一直边刀口去扫描切割光斑，并用光电探测器件接受未被刀口挡住部分的光信号 $p(s, \theta)$ ，则有

$$p(s, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^s g(x, y) ds d\mu \quad 6-19$$

这一信号对 s 的微分为

$$\begin{aligned}
 p'(s) &= \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) d\mu \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} g(s \cos \theta - \mu \sin \theta, s \sin \theta + \mu \cos \theta) d\mu \\
 &= h(s, \theta)
 \end{aligned}
 \tag{6-20}$$

可见按上述方法光电探测器件接受光信号 $p(s, \theta)$ 对 s 的微分就是光斑强度分布在一个方向上的一维投影。转动刀口重复扫描测量，就可以得到光斑二维强度分布的整个投影族，利用投影重建的方法，可以借助计算机进行数据处理可以恢复光斑的二维强度分布。由于这样的测量与断层扫描 CT 的原理一样，因而称之为“光学 CT”。

§6.3.2 测量系统构成

根据投影数据的获取方法，建立下图所示的光强分布测量系统：

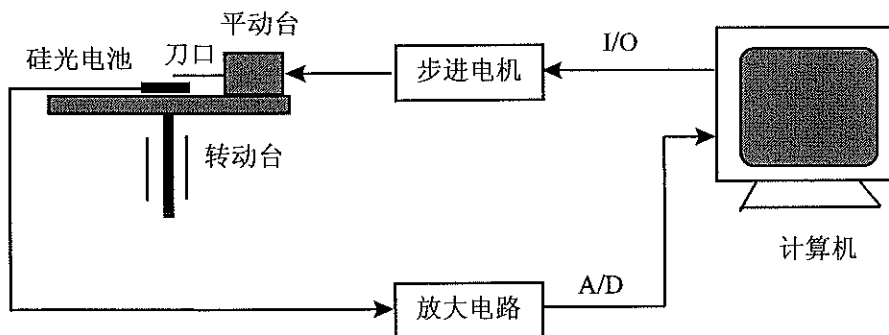


图 6-4 光斑二维光强测量系统

刀口固定于由步进电机驱动的一维平动工作台上，实现刀口扫描运动；平动台固定在一个转动工作台上，以测量不同角度上的投影；硅光电池紧靠刀片，固定在转动台上，用以接收未被刀口挡住的光信号。

将刀口垂直于光轴置于须测量的光斑处,用计算机控制步进电机的转动,并采集相应位置光电池接收并经放大、A/D 转换后的光强数据。在一个方向测完后,将刀口复位,转动台转过一个角度后,重复刀口扫描测量。如此直至完成在 180° 范围内的全部投影测量。最后由计算机处理测量数据并恢复光强分布,这就是测量的全过程。

ICF 实验要求的焦斑是尺寸为 $400\mu\text{m}$ 左右的圆形光斑,并希望能反映 $10\mu\text{m}$ 左右的细节,对焦斑形状误差要求并不高。由采样定理,刀口扫描采样间隔(径向)应为 $5\mu\text{m}$ 左右,为能反映焦斑边缘强度分布,采样长度定为 1mm ;而圆周向采样间隔定为 5° ,共有 36 个投影。根据这些条件选定测量系统各部件。

一、刀口

鉴于要测量的是空间光束传输到某个面的光斑强度分布,要求刀口很薄且直线性要好。吉列牌剃刀片经选择后,在 1000 倍显微镜下刀口看不到明显缺陷,在光斑尺寸范围内其直线性 $<1\mu\text{m}$,在某些区域甚至可达到 $0.1\mu\text{m}$ 左右^[173]。因而这里选用它作为刀口。

二、运动部件

刀口扫描测量要求刀口在不同方向上作重复直线运动,为消除不同投影的采样间隔误差,驱动刀口运动的驱动器须具有良好的位移重复性。由于扫描测量范围较大(1mm),尽管磁致或电致伸缩器件的位移重复精度较高,但其行程一般只有几十微米,不能满足需要。考虑到采样间隔在 $5\mu\text{m}$ 左右,加上适当的补偿措施后,高精度的机械式位移装置是可以满足使用要求的。为此选用航天部 207 所生产的 PYT120-10 平动工作台。它由日本产 55BF009-2 步进电机驱动,消间隙丝杠螺母传动,并采用预紧直线滚动导轨支承。步距为 $2.5\mu\text{m}$ 。

在用软件方法消除空程的影响后,用电感测微仪实测其位移重复精度。让工作台移动 1mm 后复位,测量了包括起始点、终点和中间位置在内的各位置的变化,即测量重复精度。典型结果如图 6-5 所示。

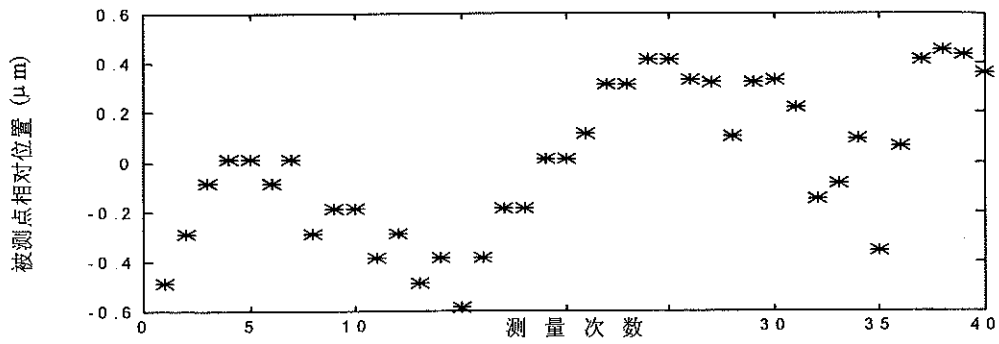
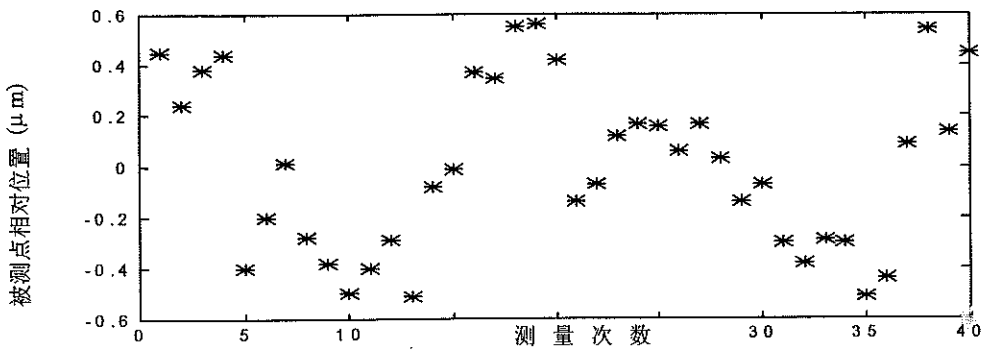
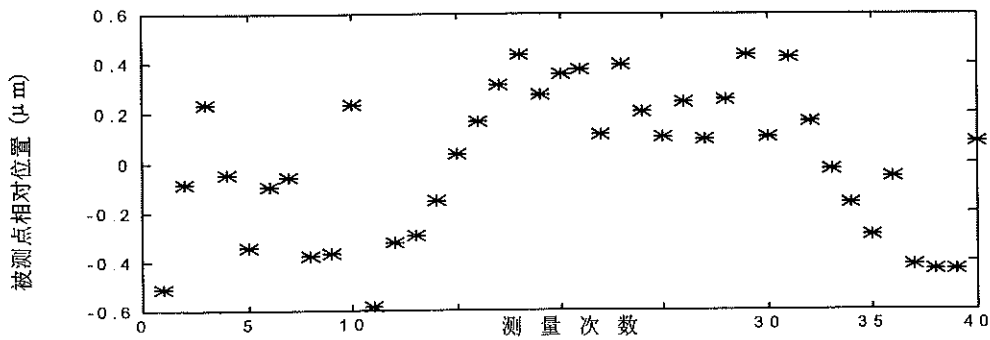
(a) 起始点位置重复性, $\sigma=0.3\mu\text{m}$ (b) 中点位移重复性, $\sigma=0.29\mu\text{m}$ (c) 终点位移重复性, $\sigma=0.33\mu\text{m}$

图 6-5 平动工作台位移重复精度测量

同样由测量数据可知其重复精度约为 $\pm 0.5\mu\text{m}$

转动工作台选用 NEWPORT 公司生产的 M495-A 型高精度转动工作台, 其分度精度为千分之一度。其轴向和径向跳动都很小。

三、数据采集

采用日本产 S1133 系列硅光电池接收光信号。光电池工作在短路状态时，输出电流与光强成线性关系。利用运放两输入端电位相等这一特点，使光电池短路使用，可以线性地测出光强。其中运放选择高阻抗、低失调、低零漂的 TL081。

放大后的信号用 12 位 A/D 转换器转换成数字信号后送入计算机。实测 A/D 转换器的线性响应和量化误差为 1LSB。

最后得到“光学 CT”的测量头如图 6-6 所示：

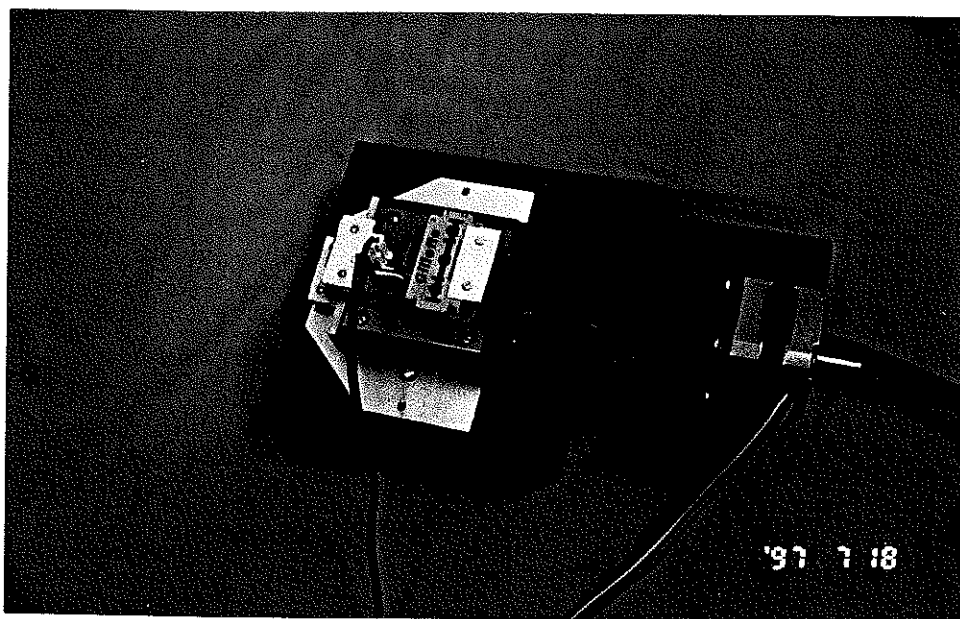


图 6-6 测量头外形图

§6.4 误差分析和测量结果

§6.4.1 系统误差的影响

离散雷顿反变换须对投影数据作离散卷积和插值运算，显然这样重建得到的二维强度分布与连续反变换结果是有差别的，这可以从反变换系统的脉冲响应清楚地看出。

设 Q 为原函数，而 Q' 为重建结果， Q' 即

$$Q' = B^N \left\{ F_Y^{-1} [abs_Y(f_s)] * h_n \right\} \quad 6-21$$

令

$$Q^* = B^N \left\{ F_Y^{-1} [abs_Y(f_s)] \right\} \quad 6-22$$

显然 $Q' = Q * Q^*$ ，称 Q^* 为投影重建系统地脉冲响应。尽管由 6-18 式，若反变换中径向也离散时，上述关系不再成立，但一般将对位于原点的孤立点的重建结果看作脉冲响应，以评价系统性能。

设投影数据为：

$$g_n(m) = \begin{cases} 1 & \text{if } m = 0 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad 6-23$$

则其重建结果为

$$Q' = B^N \left\{ I_d^f W_{Bo}^M \right\} \quad 6-24$$

即脉冲响应为空域滤波函数的反投影。使用一阶线性插值和带限滤波器时的脉冲响应如图 6-7 所示。

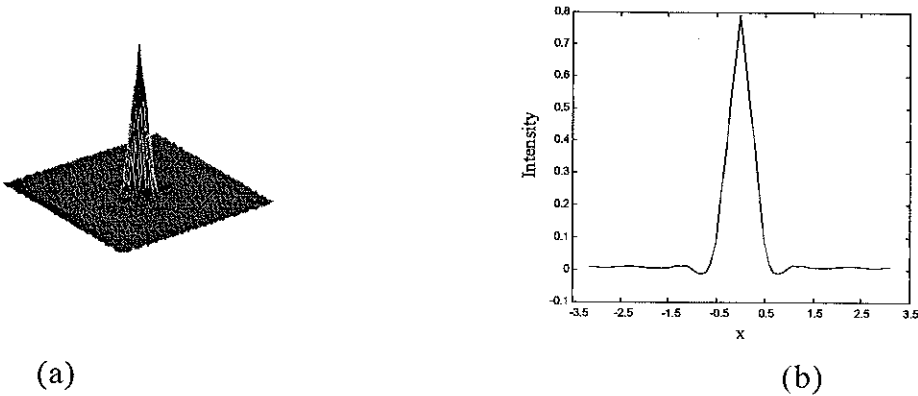


图 6-7 投影重建系统脉冲响应。(a) 二维分布；(b) 一维分布

可见重建后是有系统误差的。选用典型的高斯分布，以离散公式进行模拟运算以考察该系统误差对重建强度分布的影响。设焦斑分布为：

$$Q(x, y) = \exp \left[-2 \left(\frac{x^2 + y^2}{400} \right) \right] \quad 6-25$$

并令径向采样间距为 1；各投影角度间隔为 5° 。雷顿反变换得到重建图象如图 6-8，其相对误差为 $\pm 2\%$ 。投影重建结果与原函数基本吻合。

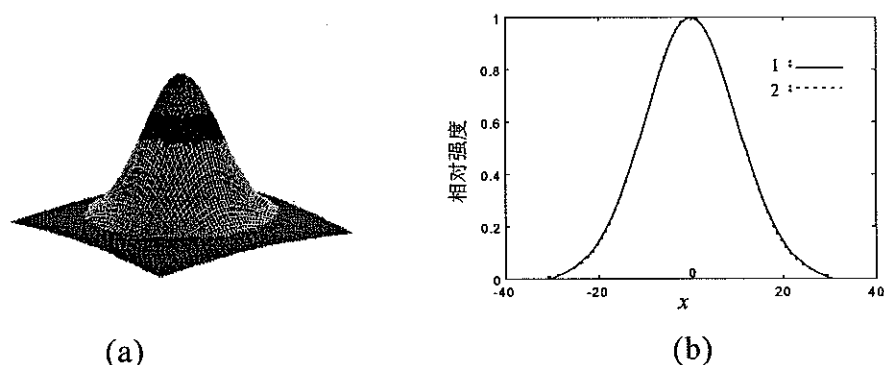


图 6-8 高斯分布经投影反变换后的重建结果。(a) 二维分布；(b) 一维分布，曲线 1 为重建结果；2 为式 6-25 所示理想高斯分布。

§6.4.2 测量误差的影响

测量系统各组成部分都不可避免地将引入误差而影响重建结果的精度。光斑强度分布的恢复是通过投影数据反变换重建的，影响投影数据准确性的环节都是误差源。测量系统的误差可以分为两类，第一类是光电信号接收转化的误差。包括：刀口的线性误差；探测器的接收孔径造成的误差；信号放大系统的噪声及非线性；A/D 转化的线性误差及量化误差。第二类误差是由系统中的运动部件引入的，包括平动台的位移重复误差；转动台的径向、轴向跳动及分度误差。要分析这些误差对测量结果的影响，可从其对投影数据的影响入手。

刀口的线性误差在 $1\mu\text{m}$ 以内，而拟采用的径向采样间隔为 $5\mu\text{m}$ ，这项误差对结果的影响可以忽略^[173]；作为光电探测器的光电池的接收尺寸

约为 $1 \times 1 \text{ cm}^2$ ，并紧贴刀口放置，接收孔径接近 1，因而这项误差亦可忽略；信号放大采用光电池短接于高性能运放两输入端的形式，其线性失真很小，可以忽略；选用 12 位 A/D 器，其转化误差（包括非线性与量化误差）为 1LSB，不到千分之一。因此，第一类误差源的影响基本是可以不考虑的。

第二类误差中，由于测量光斑基本为圆对称分布，因而转动台的分度误差对测量结果的影响同样可以忽略；另在实验系统中聚焦透镜焦距很长，由焦深公式^[174]：

$$dF = \pm \frac{\lambda}{2NA^2} \quad 6-26$$

其中 D 为透镜数值孔径。实验系统的焦深约为 $\pm 80 \mu\text{m}$ ，焦深较大。所以虽然转动台的轴向跳动会导致各投影不在同一平面内，但轴跳很小，其影响也可忽略。剩下的两项误差是影响测量精度的主要误差项，下面进行详细讨论。

一、平动台位移重复误差对精度的影响

由于平动工作台存在位移重复误差，即每一个采样点的位置与理想位置存在随机偏差。而由投影数据的获取方式可以看到，每个投影点的值都是通过先积分后微分的方式获得。理想情况是等间距的采样，但上述位移重复误差使得采样间距是随机变化的，这就给投影数据带来了误差。为便于分析误差的影响，假设测量得到的投影数据为真值加上均方差为 σ 的随机噪声，即

$$g'_n(m) = g_n(m) + \eta_n(m) \quad 6-27$$

并设噪声的均值为零，且各次测量的噪声不相关，即

$$E[\eta_n(m)\eta_{n'}(m')] = \sigma^2 \delta_{n,n'} \delta_{m,m'} \quad , \quad \delta_{n,m} = \begin{cases} 1 & \text{if } n = m \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad 6-28$$

由于投影反变换公式中所有算子都是线性的，可以得到

$$Q' = B^N \left\{ I_d^f [W_o * g_n] \right\} + B^N \left\{ I_d^f [W_o * \eta_n] \right\} \quad 6-29$$

即重建结果就是无误差时雷顿反变换结果和随机噪声数据雷顿反变换的和。考虑噪声信号的重建,

$$Q^\eta = B^N \left\{ I_d^f [W_o * \eta_n] \right\} \quad 6-30$$

由上面的假设, 显然 6-32 式的均值为零。它的标准偏差为

$$E \left[\left(Q^\eta(x, y) \right)^2 \right] = E \left[\left(\left[B^N \left\{ I_d^f [W_o * \eta_n] \right\} \right] (x, y) \right)^2 \right] \quad 6-31$$

由期望值算子的性质和雷顿反变换公式可得

$$E \left[\left(Q^\eta(x, y) \right)^2 \right] = \sigma^2 \Delta^2 \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{l'=-\infty}^{\infty} [\overline{RW_o}](l-l') \cdot \sum_{n=0}^{N-1} f((x \cos n\Delta + y \sin n\Delta) / d - l) \cdot f((x \cos n\Delta + y \sin n\Delta) / d - l') \quad 6-32$$

其中

$$\Delta = \frac{\pi}{N} ;$$

$$[\overline{RW_o}](t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} W_o(m) W(m+t)$$

6-32 式显示, 均方差为 σ 的随机噪声, 其重建结果的标准偏差并不是常数, 而是位置 (x, y) 的函数, 并且跟采用的滤波及插值函数形式都有关系。对线性插值和带限滤波器的投影重建系统, 重建结果在原点具有最大标准偏差, 当采用 36 个投影进行恢复时, 该最大标准偏差为

$$\sigma_{\max}^2 = \sigma^2 N \Delta^2 [\overline{RW_o}](0) \approx 0.02285 \sigma^2 \quad 6-33$$

即最大均方差约为 0.15σ 。同时可以看出, 投影数越多, 该均方差越小。

这也是容易理解的, 重建分布是各投影“叠加”得到的, 相当于对随机噪声作了平均处理, 当然叠加的投影数越多, 噪声的影响越小。

鉴于误差是随机分布的, 可以运用曲线拟合的方法来降低噪声的影响^[175]。其本质是进行低通滤波, 将高于采样频率的噪声信号滤掉, 从而提高测量精度。

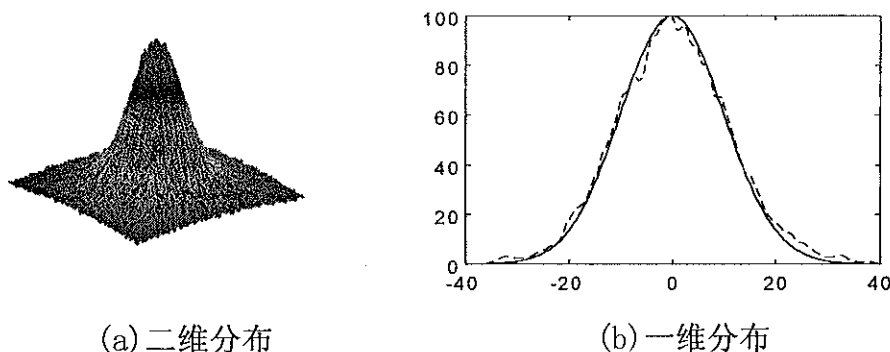


图 6-9 曲线拟合后重建结果

仍以高斯分布作模拟运算。在获取式 6-25 表示的光斑分布的积分数据时附加 $\pm 5\%$ 的采样位置随机误差, 然后以正交多项式做最小二乘拟合, 结果如图 6-9 所示, 与理想分布误差的标准偏差为 2.57。

二、转动台径向跳动的影响

转动台的轴系运动不可避免地存在径向跳动, 它使各角度投影的原点位置出现偏差, 即各投影有不同的原点。由雷顿反变换公式, 显然这将导致重建强度分布出现偏差。这种误差很难从理论上解析分析其到底会对重建结果造成多大的影响, 只能用数值模拟的方法, 针对特定问题进行模拟运算, 与理想情形比较而得到其影响。

在本论文中, 由于所测量的光斑是圆对称分布的, 因而各角度的投影分布相同, 且也是对称分布的, 所以可以从投影数据中找到其对称中心, 以此中心为共同的原点进行重建, 就可消除径向跳动的影响。另外, ICF 实验所关注的是焦斑的强度分布均匀性, 对具体的分布细节并无要求, 投影重建中径向采样数据反映光斑强度沿径向的变化情况, 而角采

样（即各投影）则主要反映强度分布沿圆周的变化，由于所测光斑的对称分布，各角度投影数据间的差别是很小的，用一个径向采样数据（一个投影）可以反映出强度分布的波动。所以，可以只测一个投影，让其余投影数据与此相同进行雷顿反变换；在多个不同角度重复此测量过程，得到不同的光斑强度分布图，其统计分布就可以反映所测焦斑的强度均匀性。这样也就避免了转动台径向跳动的影响。

§6.4.3 实验结果及分析

以上述设计的测量系统取代图 3-16 中的 CCD 探测器测量焦斑的强度分布，运用以雷顿变换和反变换为基础的投影重建方法对本论文所设计的均匀照明器件得到的焦斑进行了测试，径向采样间隔为 $10\mu\text{m}$ ，圆周向采样间隔为 5° 。工作系统如图 6-10 所示。

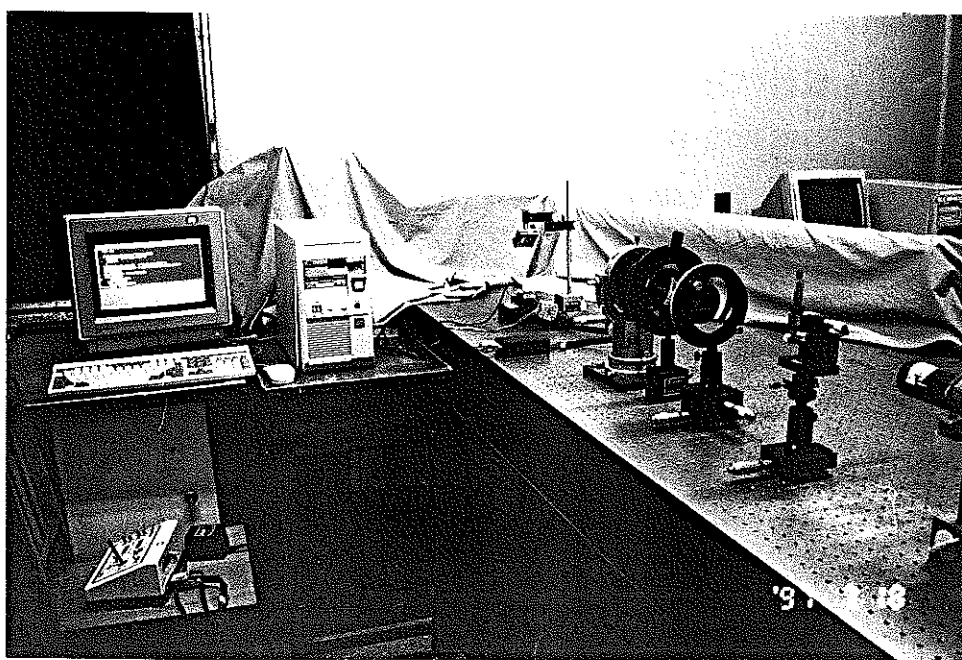
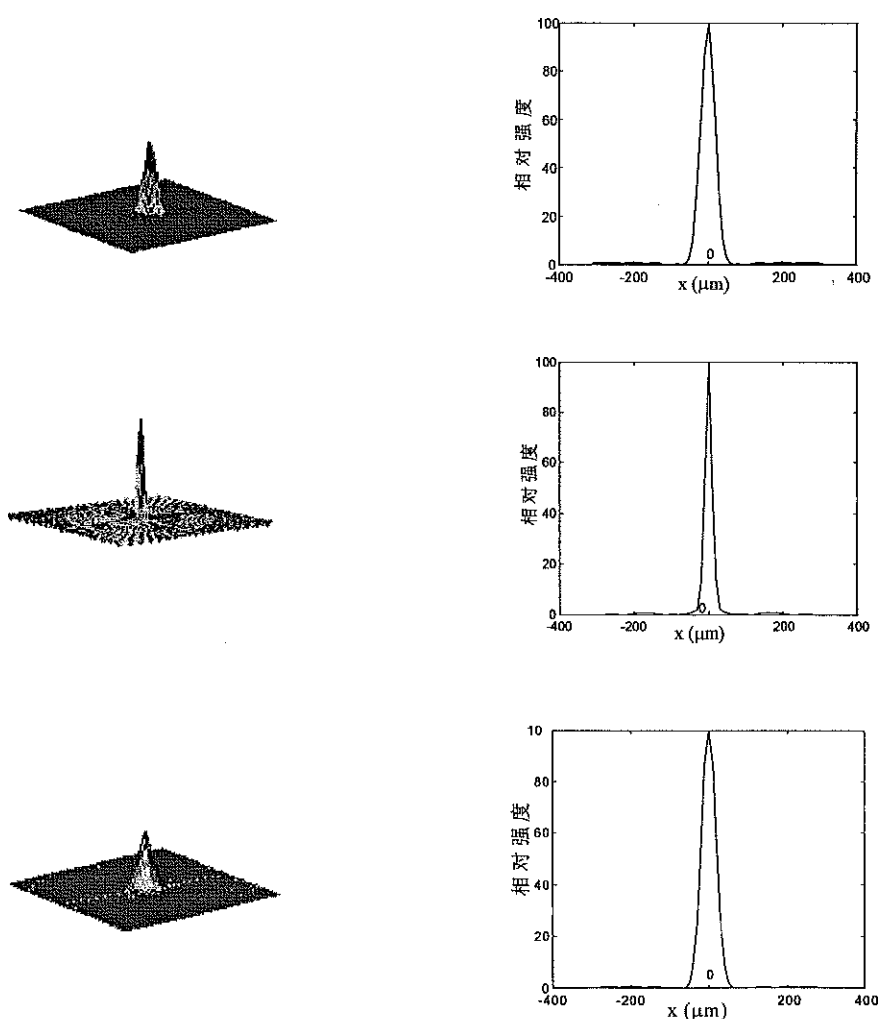


图 6-10 测量系统工作图

首先，不放置 BOE，测量其焦斑分布，显然应为带偏差的高斯分布。

由于在测量装置中没有自动调焦功能，因而实验中在焦面附近测量了多个不同位置的分布，以其中焦斑尺寸最小处近似为焦面。重建结果如图 6-11，(a)图依次分别为焦前、接近焦面和焦后三个不同位置的测量结果，(b)为与之对应的一维强度分布。测量重建结果与理论分布基本吻合，无明显旁瓣。这也证实了 CCD 测量时出现的明显旁瓣是由 CCD 本身引起的。

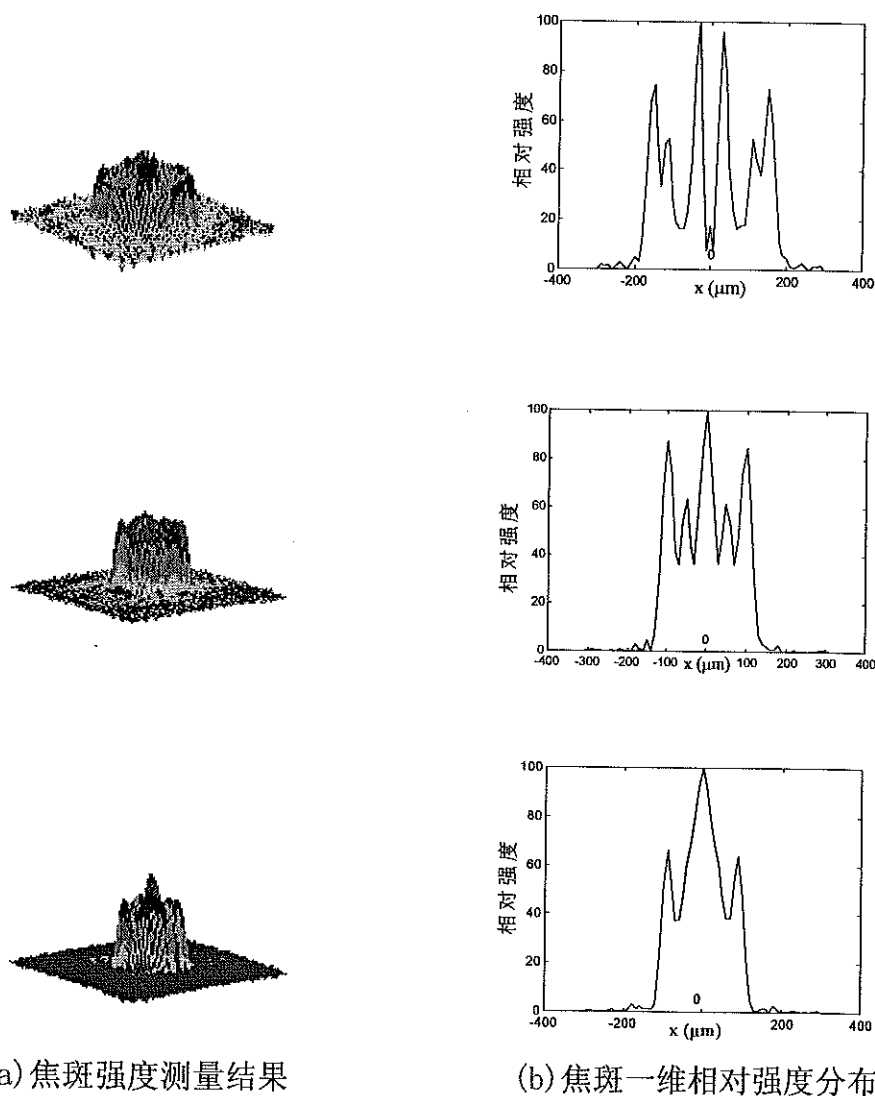


(a) 焦斑二维分布

(b) 焦斑一维相对强度分布

图 6-11 投影重建法测量焦斑强度分布（无 BOE）

将所设计的 BOE 器件放入系统，再次测量焦斑的强度分布，结果如图 6-12 所示，其中(a)图为与图 6-11(a)对应位置的测量结果，(b)图为(a)图的一维相对强度分布曲线。与图 3-21、3-22 中 CCD 测量结果相比，



(a) 焦斑强度测量结果

(b) 焦斑一维相对强度分布

图 6-12 投影重建法测量焦斑强度分布（放置 BOE）

焦斑强度分布基本规律一致：焦斑具备了预期的强度包络，但在顶部存在较大的强度调制，离设计效果在均匀性方面有很大差距；由于这里未使用渐变式衰减器衰减光强，测量结果显示光斑分布基本为圆对称，但由于器件表面误差的复杂分布，光斑分布略有畸变；测量面向聚焦透镜靠近，光斑尺寸变大，焦斑顶部结构更加复杂；反之则光斑增大，中心强

度增强。这说明用投影重建的方法是可以来测量小光斑的光强分布的。

同时从测量结果可以看出, 光斑越接近焦面, 其分布情况越接近设计分布, 但实验中由于是开环测量, 并缺少精密调整环节, 无法准确确定焦面位置, 这也同样使实验结果偏离理论设计分布。为了准确地检测、验证二元光学器件实现光束均匀聚焦的效果, 在实验系统中应当增加自动调焦功能, 以便定量分析光束在焦面附近其截面强度分布的变化, 而这对 ICF 实验是很有意义的。

§6.5 本章小结

本章简单介绍了运用投影重建方法(光学 CT)测量光斑二维强度分布的原理及方法, 分析了一些典型误差对实验精度的影响, 并建立了原理实验装置。实验结果表明, 该方法是可行的。受硬件条件限制, 本实验装置仅可完成一定条件下的准确测量, 要进一步提高测量精度和分辨率, 需要采用高精度转动工作台; 并引入闭环控制环节, 提高平动工作台的位移重复精度; 实时监测激光器功率, 以消除其本身强度波动的影响以及引入自动调焦功能, 实现准确焦面的光强分布测量。

第七章 结论与展望

本论文系统介绍了惯性约束核聚变(ICF)实验的基本原理及其对于靶面均匀照明的要求,对现有均匀照明技术方案进行了总结分析,根据二元光学技术的优势与潜力,确定了利用二元光学技术实现 ICF 均匀照明的技术路线。从系统结构设计、器件设计原理及方法、二元器件制作误差分析及实验检测等方面深入研究了利用二元光学技术实现 ICF 靶面均匀照明的方案与方法。本论文主要取得了以下创新性成果:

- 1、根据 ICF 靶面照明的特点与特殊要求,结合光的衍射原理及一般二元光学器件的设计建立了均匀照明二元器件的设计模型。并以几何变换结合杨-顾迭代优化算法研究了典型光束——大口径基模高斯光束的均匀聚焦,在国内首次为 ICF 靶场照明系统设计并制作了 16 台阶均匀聚焦的大口径二元光学器件,为适用于 ICF 系统的二元光学器件的研制作了探索性研究。
- 2、提出了用双二元光学阵列实现 ICF 靶面均匀照明方案。根据特殊函数的付氏变换性质以及高斯光束均匀聚焦的上述研究结果,提出了以两次变换实现平面波均匀聚焦的方案,并设计了 SINC 函数型和高斯型两种双二元光学阵列系统,实现了高质量的均匀聚焦,较好地克服了焦斑旁瓣与主瓣均匀性的矛盾。为实现 ICF 靶面均匀照明提供了一种新方法,并为二元光学系统设计提供了一种新思路。
- 3、提出了设计二元光学器件的混合策略。分别利用遗传算法保留一定历史信息特性及模拟退火的温度参数可控制遗传收敛性的特性,并结合光波衍射的基本规律构造了适合于二元光学器件设计的 SA&GA 混合算法。算法对多样本并行处理,不易陷入局部极值点,大大提高了得到全局最优解的可能性。为二元光学器件设计提供了一种新的全局优化算法。
- 4、针对主要的加工误差,建立了误差分析模型,推证并给出了加工误差对二元光学器件衍射效率影响的简单计算公式。加工相对误差较小

时,可以得到比较准确的结果并可避免复杂的数学运算。还基于光学CT(Computed Tomography)的方法建立了测量小焦斑质量参数的实验系统。并对所设计器件的焦斑进行了实验检测。

要真正实现 ICF 所要求的靶面均匀照明,还应对许多方面的工作进行深入研究。

- 1、从本论文的实验结果看,二元光学器件的效果离设计值有较大差距,其主要原因是基片平面度未达到设计要求。在大口径情况下,为使二元器件达到或接近设计效果,必须解决基片的加工工艺问题,以保证基片有较高的平面度。
- 2、为增强系统抗近场畸变的能力,也为降低基片加工的难度,聚焦系统应采用阵列型结构。本论文主要解决了阵列单元器件的设计,对阵列型系统及器件须根据现场具体情况进行详细设计。对阵列的具体形式及由此可能带来的具体问题都须进一步研究。
- 3、要真正实现高质量的均匀照明,必须将空域平滑和时域平滑结合起来。对本论文所设计的各种类型的器件及系统,究竟结合何种时域平滑方法,以及如何结合,这是需要进一步研究的内容。
- 4、实际大功率激光器的输出光束每次都有不同波面畸变,而二元光学器件的波面畸变宽容度是有限的,因而二元光学技术须和自适应光学相结合,以保证能得到稳定的靶面均匀照明。
- 5、本论文的研究表明,实现均匀照明的一个主要障碍是硬边衍射的影响。硬边衍射到底会对焦斑质量有多大影响,及如何抑制其影响等问题,需要深入研究。最近邓锡铭先生及郭弘等人提出了“黎曼”光线的理论^[176-180],以广义折射率代替传统折射率,很好地解释了光束自聚焦、无衍射光束等问题,并且从其得到的基本公式中,可以定量分析衍射对光学系统的影响。如能将此理论很好地与二元光学结合,有望弄清硬边衍射的影响,并极有希望得到全新的二元光学器件设计理论。

当然，ICF 及二元光学本身都需要进一步的发展。对 ICF 来说，须对其靶场物理、光与物质的相互作用进一步研究，提出更明确的物理指标；而二元光学则须发展新的、更完善的理论，发展新的器件的加工工艺，如制作具有连续位相分布的器件等。两方面相辅相成，才能有所突破并最终实现有增益的惯性约束核聚变。

参考文献

1. 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B, 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室, 1992: 85-169。
2. 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B, 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室, 1993: 1-136。
3. 高功率激光及等离子体物理研究论文集 BI, 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室, 1994: 1-193。
4. 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B, 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室, 1995: 149-183。
5. 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B II, 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室, 1995: 135-193。
6. Collection of thesis on high power laser and plasma physics A, National Laboratory on High Power Laser and Physics, 1995: 33-67.
7. Lawrence Livermore National Laboratory, 惯性约束聚变驱动源译文集, 中国工程物理研究院核物理与化学所强激光技术室译, 绵阳: 1996。
8. John D. Lindl, Robert L. McCrory and E. Michael Campbell, "Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion", Phys. Today, 1992:32-40,
9. John D. Lindl. "Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain", Phys. Plasmas, 1995, Vol.2, No.11: 3933-4004
10. Atzeni, Stefano, "Implosion symmetry and burn efficiency in ICF", Laser and Particle Beams, 1991, Vol.9, No.2: 233-245.
11. S. Nakai, S. Kahalas, L. I. Rudakov, S. Witkowski, "Inertial confinement", Nuclear Fusion, 1990, Vol.30, No.9: 1779-1797.
12. K. Nishihara, M. Murakami, H. Azechi, T. Jitsuno, and *et al*, "Recent progress in laser fusion research at Osaka University: uniformity and stability issues", Phys. Plasmas, 1994, Vol.1, No.5: 1653-1661.
13. Joshua E. Rothenberg, David Eimerl, Michael H. Key, and Stephen V. Weber, "Illumination uniformity requirements for direct drive inertial confinement fusion", SPIE, 1995, Vol.2633: 162-169.
14. 魏晓峰, "二元光学技术由于 ICF 驱动器的基本考虑", 用于 ICF 驱动器的二元光学技术讨论会, 绵阳, 1996。
15. 付思祖, 顾援, 吴江等, "激光状态方程测量中飞片增压技术的试验研究", 中国科学 A, 1995, Vol.25, No.3: 331-336。
16. Fu Sizhu, Gu Yuan, Wu Jiang, and *et al*, "Laser-driven shock stability in Al and

- shock compressibilities of Fe up to 0.8 Tpa and SiO₂ up to 0.4Tpa", Phys. Plasmas, 1995, Vol.2, No.9: 3461-3465.
17. D. Salzmann , Shalom Eliezer, Aaron D. Krumbein, and *et al*, "Laser-driven shock wave propagation in pure and layered targets", Phys. Rev. A, 1983, Vol.28, No.3: 1738-1751.
 18. Y. kato, K. Mima and *et al*, "Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression", Phys. Rev. Lett. , 1984, Vol.53 , No.11 :1057-1060.
 19. Y. Kato and K. Mima , "Random phase shifting of laser beam for absorption profile smoothing and instability suppression in laser produced plasmas", Appl. Phys. B, 1982, Vol. 29, No.3: 186-187
 20. R. M. Stevenson, M. J. Norman, M. Desselberger and O. Willi, "Focal spot smoothing and tailoring for high-power laser applications", SPIE , 1993.,Vol.1870 : 76-87
 21. S. N. Dixit, M. Thomas, B. W. Woods, and *et al*, "Random phase plates for beam smoothing on the Nova laser", Appl. Opt. , 1993, Vol. 32, No. 14:2453-2554
 22. Ximing Deng and *et al*. " Uniform illumination of large targets using a lens array ", Appl. Opt. ,1986, Vol.25, No.3:377-381
 23. N.Nishi ,T.Jitsuno ,K.Tsubakimoto and *et al* ," Aspherical multi lens array for uniform target irradiation " ,SPIE, 1993.,Vol.1870: 105-111.
 24. J. W. Lawson, S. N. Dixit, D. Eimerl, M.A. Henesian, K. R. Manes and *et al*, "Phase screen for the control of the focal irradiance of the Nova laser ", SPIE, 1993,Vol. 1870: 88-94.
 25. S. N. Dixit, J. K. Lawson, K. R. Manes and H. T. Powell, "Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control", Opt. Lett. , 1994,Vol. 19, No. 6: 417-419.
 26. Y. Lin , T.J. Kessler, G. N. Lawrence, "Distributed phase plates for super-Gaussian focal-plane irradiance profiles", Opt. Lett. , 1995,Vol. 20, No. 7: 764-766.
 27. S. N. Dixit, M. C. Rushford, I. M. Thomas and M. D. Perry, "Continuous contour phase plates for tailoring the focal plane irradiance profile", SPIE , 1995,Vol.2633: 141-151.
 28. H. A. Ferwerda, B. J. Hoenders, A. M. J. Huizer, And P. Van Toorn, "On the phase reconstruction problem in light and electron microscopy", Photographic Science and Engineering ,1977,Vol.21: 282-289.
 29. I. LaHaie, "Inverse source problem for three-dimensional partially coherent sources and fields", J. Opt. Soc. Am.,1985, A 2 : 35-44.
 30. R. P. Millane, "Phase retrieval in crystallography and optics", J. Opt. Soc. Am., 1990, A 7 : 394-411.

31. 梁向春, 陈泽尊, “位相光栅整形激光束剖面”, 光学学报, 1985, Vol. 5, No.8: 761-764.
32. Stalley Skupsky and Terrance J. Kessler, “Strategies for ultra-high laser uniformity using zero-correlation phase masks”, SPIE, 1995, Vol.1870: 112-119.
33. T. J. Kessler, Y. Lin, J. J. Armstrong and B. Velazquez, “Phase conversion of lasers with low-loss distributed phase plates”, SPIE, 1995, Vol.1870: 95-104.
34. R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain, “Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets”, Opt. Comm. , 1983, Vol.56, No.1: 27-31.
35. A. J. Schmitt and, J. H. Gardner, J. Appl. Phys., 1986, Vol.60, No.6: 302-340.
36. S. P. Obenschain, J. Grun, M. J. Herbst and *et al*, Phys. Rev. Lett. , 1986, Vol.56: 2807-2814.
37. R. H. Lehmberg, A. J. Schmitt and S. E. Bodner, “Theory of induced spatial incoherence”, J. Appl. Phys. ,1987, Vol.62 ,No.7: 2680-2701.
38. S. Scupsky *et al*, LLE Rev. ,1988, Vol. 37:40.
39. Joshua E. Rothenberg, “Two dimensional beam smoothing by spectral dispersion for direct drive inertial confinement fusion”, SPIE, 1995, Vol.2633: 634-644
40. H. Nakano, K.Tsubakimoto ,M. Nakatsuka,*et al*, “Spectrally dispersed amplified spontaneous emission for improving irradiation uniformity into high power Nd:glass laser system”, J. Appl. Phys. ,1993, Vol.66: 2122-2131.
41. H. Nakano, T. Kanabe, K.Yagi ,*et al*, “Amplification and propagation of partially coherent amplified spontaneous emission from Nd:glass ”, Opt. Comm. ,1990, Vol.78: 123-126.
42. M. Nakatsuka, N. Miyanaga, T. Kanabe, H. Nakano, *et al*, “Partially coherent light sources for ICF experiment”, SPIE, 1993, Vol. 1870:151-162.
43. S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler , *et al* , “Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light”, J. Appl. Phys. , 1989, Vol.66 :3456-3462.
44. W. B. Veldkamp, C.J. Kastner, “Beam profile shaping for laser radars that use detector arrays”, Appl. Opt. ,1982, Vol.21, No.2: 345-356.
45. 金国藩, 邬敏贤, 严瑛白, “二元光学”, 光子学报, 1992, Vol.21, No.5: 43-50.
46. 李育林, 赵明君, 董新意, “光学学科的一个前沿课题——二元光学”, 光子学报, 1992, Vol.21, No.5: 107-117.
47. 陈岩松, “二元光学——90年代的光学技术,” 物理, 1993, Vol.21: 1997-2000.
48. Sing H. Lee, “Diffractive optics and computer-generated holograms for optical interconnects” in: Sing H. Lee eds. *Diffractive and Miniaturized Optics*, Washington: SPIE, 1993, 290-302
49. W. B. Veldkamp, “Laser beam profile shaping with interlaced binary diffraction

- gratings", *Appl. Opt.*, 1981, Vol.21, No. 6: 469-471.
50. 许超, 张静娟, 陈俊本, “用于圆对称光束波前变换的位相型光学系统”, *物理学报*, 1993, Vol.42, No.8: 1245-1251.
 51. 包红春, 邬敏贤, 金国藩, 严瑛白, “二元光学波面变形器的研究”, *光学学报*, 1994, Vol.14, No.9:
 52. Boaz Salik, Joseph Rosen, Ammon Yariv, “One-dimensional beam shaping”, *J. Opt. Soc. Am.*, 1995, Vol.12, No. 8:1702-1706.
 53. Robert R. Kallman, “Optimal low noise phase-only and binary phase-only optical correlation filters for threshold detectors”, *Appl. Opt.*, 1986, Vol.25, No. 23: 4216-4217.
 54. Fred M. Dickey, Louis A. Romero, “Dual optimality of the phase-only filter”, *Opt. Lett.*, 1989, Vol.14, No.1: 4-5.
 55. J. Jahns, M. M. Downs, M. E. Prise, et al, “Dammann gratings for laser beam shaping”, *Opt. Eng.*, 1989, Vol.28, No.12: 1267-1285.
 56. Joseph N. Mait, “Extensions to Dammann’s method of binary-phase grating design”, *SPIE*, 1989, Vol.1052: 41-45.
 57. 龙 品 徐大雄, 邬敏贤 金国藩, “一种新型的二元光学器件--多位相光束分束器的制作”, *光学技术*, 1993, Vol.2: 78-84.
 58. Yan Yingbai, Wen Zhiqing, Wang, Xu, Jin Guofan, “Neural network associative memory and its opto-electronic implementation technique”, *Optronics Lasers*, 1992, Vol.3, No.6: 333-339.
 59. Jin Guofan, Yan Yingbai, Wang Xu, Li Zheng, Wu Minxian, “High-efficiency multiple phase level lenslet array”, *SPIE*, 1993, Vol.1751: 165-168.
 60. 郑学哲, 严瑛白, 金国藩, 邬敏贤, “面积编码的 GABOR 透镜的研制”, *仪器仪表学报*, 1995, Vol.16, No.1: 33-38.
 61. H. Madjidi, Zolbanine, C. Froehly, “Holographic correction of both chromatic and spherical aberrations of a single lens”, *Appl.Opt.*, 1979, 18(14):2385-2393.
 62. W A. Kleinhans, “Aberrations of curved zone plates and fresnel lenses”, *Appl.Opt.*, 1977, 16:1701-1704.
 63. T. Stone, N. George, “Hybrid diffractive-refractive lenses and achromats”, *Appl.Opt.*, 1988, 27(14):2962.
 64. D. Faklis, G. M. Morris, “Spectral properties of multiorder diffractive lenses”, *Appl.Opt.*, 1995, 34(14):2462.
 65. M. D. Missig, G. M. Morris, “Diffractive optics applied to eyepiece design”, *Appl.Opt.*, 1995, 34(14):2452-2461.
 66. N. Davidson, A. A. Friesem and E. Hasman, “Holographic axicon: high resolution and long focal depth”, *Opt. Lett.*, 1991, Vol.16: 523,525.
 67. Dong Bizhen, Yang Guozhen, Gu Benyuan, Okan K. Ersoy, “Iterative optimization approach for designing an axicon with long focal depth and high

- transverse resolution", J. Opt. Soc. Am., 1996, Vol.13, No.1, 97-103.
68. Kevin M. Flood, Bill Cassary, Christina Sigg, J. Michael Finlan, "Continuous wide angle beam steering using translation of binary microlens arrays and a liquid crystal phased array", SPIE, 1990, Vol.1211: 296-303.
 69. Yuzo Ono, Yasuo Kimura, Nobuo Nishida, "Computer generated holographic optical elements for optical disk memory read write heads", SPIE, 1989, Vol.1052: 150-157.
 70. 黄国亮,金国藩,郭敏贤,严瑛白, "光盘读写头中的二元光学器件", 仪器仪表学报, 1994, Vol. 16, No. 1: 44-50.
 71. Kristopher S. Urquhart, Philippe Marchand, Yeshaiah Fainman, Sing H. Lee, "Diffractive optics applied to free-space optical interconnects", Appl. Opt. , 1994, Vol.33, No.17: 3670-3682.
 72. Walter Daschner, Michael Larsson, Sing H. Lee, "Fabrication of monolithic diffractive optical elements by the use of e-beam direct write on an analog resist and a single chemically assisted ion-beam-etching step", Appl. Opt. , 1995, Vol.34, No. 14: 2534-2539.
 73. Walter Daschner, Robert Stein, Pin Long, Chuck Wu , Sing H. Lee, "One-step lithography for mass production of multilevel diffractive optical elements using high energy beam sensitive(HEBS) gray-level mask", SPIE, 1996, Vol.2689: 153-155.
 74. V. E. Shrauger, L. L. Erwin, J. L. Ahn, C. Warde, "Computer-generated multiple-phase-level holograms by use of color-printer techniques", Appl. Opt. , 1994, Vol.33, No.23: 5318-5327.
 75. B. W. Woods, I. M. Thomas, M. A. Henesian, "Large aperture (80-cm diameter) phase plates for beam smoothing on Nova", SPIE, 1991, Vol.1410: 47-54.
 76. M. Born and E. Wolf, *Principles of optics*, 6th ed. , Pergamon, London: 1980.
 77. P. Morkry, "Computer-generated diffraction optical elements", Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1989, Vol.1052: 163-170.
 78. 杨国桢,顾本源, "衍射光学元件的设计方法", 物理, 1995, Vol.23: 200-205.
 79. M. G. moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction", J. Opt. Soc. Am., 1981, Vol.71: 811-818.
 80. M. G. moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction — E-mode polarization and losses", J. Opt. Soc. Am., 1983, Vol.73: 451-455.
 81. D. A. Pomment, M. G. Moharam, and E. B. Grann, "Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements", J. Opt. Soc. Am. , 1994, A11: 1827-1834.
 82. 严瑛白, 《应用物理光学》, 北京: 机械工业出版社, 1989。
 83. 吕乃光, 《傅里叶光学》, 北京: 机械工业出版社, 1988。

84. 顾德门 J. W., 傅里叶光学导论, 詹达三等译, 北京: 科学出版社, 1973。
85. 易治明, “二元光学设计理论与方法研究及其实现”, 北京理工大学博士学位论文, 1993。
86. S. R. Curtis, A. V. Oppenheim, J. S. Lim, “Signal reconstruction from Fourier transform sign information”, IEEE, 1985, Vol.ASSP-33, No.3:643-657.
87. David Izraelevitz, J. S. Lim, “A new direct algorithm for image reconstruction from Fourier transform magnitude”, IEEE, 1987, Vol.ASSP-35, No.4: 511-519.
88. A. Dembo, “Signal reconstruction from noisy partial information of its transform”, IEEE, 1989, Vol.ASSP-37, No.1: 65-72.
89. I. Lahaie, “Inverse source problem for three-dimensional partially coherent sources and fields”, J. Opt. Soc. Am., 1985, A2: 35-44.
90. R. P. Millane, “Phase retrieval in crystallography and optics”, J. Opt. Soc. Am., 1990, A7: 394-411.
91. R. W. Gerchberg, W. O. Saxton, “Phase determination for image and diffraction plane pictures in the electron microscope”, Optik, 1971, Vol.34: 275-284.
92. R. W. Gerchberg, W. O. Saxton, “A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures”, Optik, 1972, Vol.35: 237-246.
93. R. W. Gerchberg, W. O. Saxton. “Comment on ‘A method for the solution of the phase problem in electron microscopy’”, J. Phys. 1973, D 6: 31-32
94. D. L. Misell, “the phase problem in electron microscopy”, J. Phys., 1973, D 6: 6-9.
95. R. H. Boucher, “Convergence of algorithm for phase retrieval from two intensity distributions”, Proc. Soc. Photon-Opt. Instrum. Eng., 1980, Vol.231: 130-141.
96. J. R. Fienup, “Reconstruction synthesis applications of an iterative algorithm”, Proc. Soc. Photon-Opt. Instrum. Eng., 1981, Vol.373: 147-160.
97. J. R. Fienup, “Phase retrieval algorithms: a comparison”, Appl. Opt., 1982, Vol.21: 2758-2769.
98. J. R. Fienup, T. R. Crimmins, W. Holsztynski, “Reconstruction of the support of an object from the support of its autocorrelation”, J. Opt. Soc. Am., 1982, Vol.72: 610-624.
99. J. R. Fienup,, “Reconstruction of an complex-valued object from the modulus of its fourier transform using a support constraint”, J. Opt. Soc. Am., 1987, A 4: 118-123.
100. B. K. Jennison, J. P. Allebach, D. W. Sweeney, “Efficient design of direct-binary-search computer-generated holograms”, J. Opt. Soc. Am., 1991, A 8: 652-660.
101. M. A. Seldowitz, J. P. Allebach, D. W. Sweeney, “Synthesis of digital holograms by direct binary search”, Appl. Opt., 1987, Vol.26, No.14: 2788-2798.
102. S. Kirkpatrick, “Optimization by simulated annealing”, Science, 1983, Vol.220,

No.4598: 671-680.

103. 徐雷, “一种改进的模拟退火组合优化法”, 信息与控制, 1990, Vol.3: 1-7。
104. Uri Mahalb and Joseph Shamir, H. John Caulfield, “Genetic algorithm for optical pattern recognition”, Opt. Lett., 1991, Vol.16, No.9:648-650.
105. R. W. Gruhlke, L. Giammona, C. Langhorn, K. Kanzler, “Medical and industrial laser beam shaping by diffractive optical elements”, SPIE, 1993, Vol.1870: 120-129
106. S. N. Khonina, V. V. Koltzar, and V. A. Soifer, “Calculation of the focusators into a longitudinal line-segment and study of a focal area”, J. Mod. Opt., 1993, Vol.40: 761-769.
107. 金国藩, 陆达, “计算机源生全息光学元件(COHOE)的合成及优化设计”, 光学学报, 1985 第 7 期
108. J. M. Finlan, K. M. Flood, “Collimation of diode laser arrays using etched cylindrical computer-generated holographic lenses”, SPIE, 1989, Vol. 1052: 186-190.
109. O.Bryngdahl, “Geometrical transformations in optics,” J. Opt. Soc. Am. 1974, Vol.64:1092.
110. O.Bryngdahl, “Optical map transformations”, Opt. Comm., 1974, Vol.10: 164.
111. Jack Cederquist, Anthony M. Tai, “Computer-generated holograms for geometric transformations”, Appl. Opt., 1984, Vol.23, No.18: 3099-3104.
112. W. J. Hossack, A. M. Darling and A. Dahdouh, “Coordinate transformations with multiple computer-generated optical elements”, J. Mod. Opt., 1987, Vol.34, No.9: 1235-1250.
113. F.S.Roux, “Intensity distribution transformation for rotationally symmetric beam shaping,” Opt. Eng., 1991, Vol.30, No.5: 529-536.
114. C.Y. Han and et al, “Reshaping collimated laser beams with Gaussian profile to uniform profiles,” Appl. Opt., 1983, Vol. 22: 3644-3647.
115. Nicholas C. Roberts, “Beam shaping by holographic filters”, Appl. Opt., 1989, Vol.28, No.1: 31-32.
116. Carl C. Aleksoff, Kenneth K. Ellis, Bradley D. Neagle, “Holographic conversion of a Gaussian beam to a near-field uniform beam”, Opt. Eng., 1991, Vol.30, No.5: 537-543.
117. Nicholas C. Roberts, “Multilevel computer-generated holograms with separable phase functions for beam shaping”, Appl. Opt., 1992, Vol.31, No.17: 3198-3200.
118. 钱列加, 龚伟, 文国军等, “波纹圆孔光栏的衍射及其设计”, 光学学报, 1995, Vol.15, No.1: 117-121。
119. G. Z. Yang, B. Y. Gu, “On the amplitude-phase retrieval problem in the optical

- system", *Acta. Phys. Sin.*, 1987, Vol.30: 410-413.
120. B. Y. Gu, G. Z. Yang, "On the phase retrieval problem in optical and electronic microscopy", *Acta. Opt. Sin.* 1981, Vol.1: 517-522.
 121. B. Y. Gu, G. Z. Yang, B. Z. Dong, "General theory for performing an optical transform", *Appl. Opt.*, 1986, Vol.25:3197-3206.
 122. G. Z. Yang, L. Wang, B. Z. Dong, and B. Y. Gu, "On the amplitude-phase retrieval non-unitary transformation", *Optik*, 1986, Vol.75: 68-74.
 123. B. Z. Dong, G. Z. Yang, B. Y. Gu, "Phase-adjusted plate for a phase-adjustment focusing laser accelerator: a design approach", *Appl. Opt.* 1987, Vol.26: 4532-4537.
 124. B. Z. Dong, B. Y. Gu, G. Z. Yang, "Effective algorithm for the reconstruction of real images from Hartley-transform modulus only: simulation calculations", *Optik*, 1992, Vol.90:107-116.
 125. G. Z. Yang, B. Y. Gu, B. Z. Dong, "Theory of the amplitude-phase retrieval in any linear transform system and its application", *Int. J. Mod. Phys.*, 1993, B7: 3153-3224.
 126. B. Y. Gu, G. Z. Yang, B. Z. Dong, and *et al*, "Diffractive-phase-element design that implements several optical functions", *Appl. Opt.*, 1995, Vol.34: 2564-2570.
 127. X. Tan, B. Y. Gu., G. Z. Yang, B. Z. Dong, "Diffractive phase elements for beam shaping: a new design method", *Appl. Opt.*, 1995, Vol.34: 1314-1320.
 128. G. Q. Zhang, B. Y. Gu, G. Z. Yang, "Design of diffractive phase elements that produce focal annuli: a new method", *Appl. Opt.*, Vol.35: 8110.
 129. 周炳琨, 高以智, 陈家骅, 陈 嵘, 《激光原理》, 北京, 国防工业出版社, 1984, 98。
 130. 吕百达, 《激光光学》, 成都, 四川大学出版社, 1992, 60-136。
 131. Zheng Xuezhe, Yan Yingbai, Jin Guofan, Wu Minxian, "Diffractive optical elements for inertial confinement fusion(ICF)", *Proc. SPIE*, 1996, Vol.2866: 99-103.
 132. 羊国光, "用于衍射光学元件优化设计的遗传算法及其与模拟退火算法的比较", *光学学报*, 1993, Vol.13, No.7: 577。
 133. M.P. Dames, R.J. Dowling, P. Machee et al., "Efficient optical elements to generate intensity weighted spot arrays: design and fabrication", *Appl. Opt.*, 1991, Vol. 30, No. 19: 2685.
 134. Long Ping, Xu Daxiong, Wu Minxian, and *et al*, "Characteristics in optimization of CGH for array generator", *Chinese Journal of Lasers*, 1992, Vol.1, No.3: 283-288.
 135. 王凌, 1/N 顾客流路径的优化研究, 学士学位论文, 北京: 清华大学自动化系, 1995。
 136. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, New York, McGraw-Hill,

- 1968 :57-61.
137. Y. Belvaux, S. Virdi, *Opt. Commun.*, 1975, Vol.15, No.2:230-236.
 138. Zheng Xuezhe, Yan Yingbai, Jin Guofan, and et al, "Use of double binary optics array for uniform illumination of inertial confinement fusion(ICF)", *SPIE*, 1997, Vol.3010:321-325
 139. H. Dammann, "Blazed synthetic phase-only holograms," *Optik*, 1970, Vol.31: 95-104 .
 140. 金国藩, 邬敏贤, 姚永龙等, "光栅型分束器的制作工艺及误差分析", 91'光电子器件与集成技术年会论文集: 247-250。
 141. 龙品, 邬敏贤, 陈柏刚等, "位相和坐标调制的多相位值相息片的优化设计", *仪器仪表学报*, 1992, Vol.13, No.4: 431-436。
 142. J. Jahns, M. M. Downs, M. E. Streibl, and *et al*, "Dammann gratings for laser beam shaping", *Opt. Eng.*, 1989, Vol.28, No.12: 1267-1275.
 143. Ulrich Krackhardt, Joseph N. Mait, Norbert Streibl, "Upper bound on the diffraction efficiency of phase-only fanout elements", *Appl. Opt.*, 1992, Vol.31, No.1: 27-37.
 144. Michael W. Farn, Joseph W. Goodman, "Effect of vlsi fabrication errors on kinoform efficiency," *SPIE Vol.1211*, pp. 125-133, 1990.
 145. E. Hasman, N. Davidson, and A. A Friesem, "Efficient multilevel phase holograms for CO2 lasers", *Opt. Lett.*, 1991, Vol.16, No.6: 423-425.
 146. Margit Ferstl, Berndt Kuhlrow and Edgar Pawlowski, "Blazed Fresnel zone lenses approximated by discrete step profiles: effects of fabrication errors," *SPIE*, 1992, Vol. 1732 :88-99.
 147. Z. L. Liao, D. W. Nam and R. G. Warrrts, "Tolerances in microlens fabrication by multilevel etching and mass-transport smoothing," *APPLIED OPTICS*, 1992, Vol.33, No.31: 7371-7376.
 148. 徐平, 张晓春, 郭履容等, "二元光学元件制作误差分析与模拟", *光学学报*, 1996, Vol. 16, No. 6: 833-838。
 149. 叶钧, 许乔, 侯西云, 杨国光, "二元光学器件衍射效率的逐层分析法研究", *光学学报*, 1996, Vol.16, No.10:1350-1355。
 150. Drew A. Pommet, Eric B. Grann, M.G. Moharam, "Effects of process errors on the diffraction characteristics of binary dielectric gratings", *Appl. Opt.*, 1995, v Vol.34, No.14: 2430-2435
 151. Y.C. Kiang, R. W. Lang, "Measuring focused Gaussian beam spot size: a practical method", *Appl.Opt.*, 1983, Vol.22, No.12: 1296-1297.
 152. J. W. Khosrofian, "Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data", *Appl. Opt.*, 1983, Vol.22, No.21: 3406-3410.
 153. J. Gilse, S. Koczera, D. Greby, "Direct laser beam diagnostics", *SPIE*, 1991, v

- 1414: 45-54.
154. A. M. Raitsin, "Principles for constructing measurement facilities for integral space-energetic characteristics of laser radiation", *Measurement Techniques*, 1991, Vol.33, No.11: 1149-1153.
 155. Yang Chenglong, "Minimum spot method for laser beam quality measurement", *High Power Laser and Particle Beams*, 1993, Vol.5, No. 3: 449-453.
 156. Kyoichi Suwa, "Automatic laser scanning focus detection method using printed focus pattern", *SPIE*, 1995, Vol.2440: 712720.
 157. J. W. Gemmink, "A simple and calibratable method for the determination of optical focus", *SPIE*, 1989, Vol.1088: 220.
 158. Paul W. Fieguth, David H. Staelin, "High-accuracy profiler that uses depth from focus", *Appl. Opt.*, 1994, Vol.33, No.4: 686-689 .
 159. Scott A. Watson, "Real-time spot size measurement for pulsed high-energy radiographic machines", *Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference 1993*, Vol.3: 2447-2449.
 160. O. Gregersen, H. Jorgensen, F. O. Olsen, "On-line measurements of beam quality parameters on industrial CO₂-lasers related to capabilities in material processing", *SPIE*, 1992, Vol.1834: 249-255.
 161. Kishimoto Tadashi, Yamamoto Akihiro, Miyake Teruaki, and *et al*, "Conversion of power density distribution with kaleidoscope in laser processing - evaluation of power density distribution by new knife edge method", *Journal of the Japan Society for Precision Engineering*, 1993, Vol.59, No.12: 1961-1966 .
 162. A. P. Tzannes, J. M. Mooney, "Measurement of the modulation transfer function of infrared cameras", *Opt. Eng.*, 1995, Vol.34, No.6: 1808-1817.
 163. T. D. Milster, J. P. Treptau, "Measurement of laser spot quality", *SPIE*, 1991, Vol.1414: 91-96.
 164. J. M. Fleischer, "Laser beam width, divergence, and propagation factor. Status and experience with the draft standard (ISO TC172/SC9/WG 1 project 2: N3)", *SPIE*, 1991, Vol.1414: 2-11.
 165. A. E. Siegman, M. W. Sasnett, T. F. Jr. Johnston, "Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1991, Vol.27, No.4: 1098-1104.
 166. M. D. Altschuler, R. N. Bracewell, T. F. Budinger, and *et al*, *Image Reconstruction from Projections: Fundamentals and Computerized Tomography*, G. T. Herman, New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1979.
 167. M. D. Altschuler, R. N. Bracewell, T. F. Budinger, and *et al*, *Image Reconstruction from Projections: Implementation and Applications*, G. T. Herman, New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1979.
 168. S. Legoupil, G. Pascal, D. Chambellan, D. Bloyet, "Determination of the

- detection process in an experimental tomograph for industrial flow visualization using radioactive tracers", IEEE Transactions on Nuclear Science, 1996, Vol.43, No.2: 751-760.
169. Zhang Chaozong, Guo Zhiping, Dong Yufeng, "X-ray industrial computerized tomography system for testing advanced structural ceramics", High Technology Letters , 1995, Vol.1, No.2: 86-89.
 170. T. Dyakowski, "Process tomography applied to multi-phase flow measurement", Measurement Science & Technology, 1996, Vol.7, No.3: 343-353.
 171. D. J. Parker, P. A. McNeil, "Positron emission tomography for process applications", Measurement Science & Technology, 1996, Vol.7, No.3: 287-296.
 172. N. Reinecke, D. Mewes, " Recent developments and industrial/research applications of capacitance tomography", Measurement Science & Technology, 1996, Vol.7, No.3: 233-246.
 173. 杨向阳, 雷顿分析法在激光聚焦斑点二维强度分布测量中的应用, 硕士学位论文, 北京: 清华大学, 1986。
 174. 张以谟, 应用光学, 北京: 机械工业出版社, 1988。
 175. 程乾生, 信号数字处理的数学原理, 北京: 石油工业出版社, 1979。
 176. 邓锡铭, 有限束宽光动力学, 杭州: 杭州大学出版社, 1993。
 177. Hong Guo , Ximing Deng, " Differential geometrical methods in the study of optical transmission(scalar theory). I. Static transmission case", J. Opt. Soc. Am. A , 1995, Vol. 12, No. 3: 600-606
 178. Hong Guo , Ximing Deng, " Differential geometrical methods in the study of optical transmission(scalar theory). II. Time-dependent transmission theory", J. Opt. Soc. Am. A , 1995, Vol. 12, No. 3: 607-610
 179. 邓锡铭, 郭弘, 曹清, "傍轴黎曼几何光学· I 理论", 中国激光, 1995 , Vol.A22, No.7: 523-528
 180. 邓锡铭, 郭弘, 曹清, "傍轴黎曼几何光学· II.应用基础", 中国激光, 1995 , Vol.A22, No.8: 607-613

作者在读博士生期间发表的论文

1. 严瑛白, 郑学哲, “用螺旋光栅和莫尔条纹技术测量光束准直性”, 光子学报, 1994, Vol.23, No.27
2. 郑学哲, 严瑛白, 金国藩等, “面积编码的二元GABOR透镜的研制”, 仪器仪表学报, 1995, Vol.16, No.1
3. 严瑛白, 郑学哲, 金国藩等, “微光学在惯性约束核聚变中的应用”, 仪器仪表学报, 1996, Vol.17, No.1
4. Xuezhe Zheng, Yingbai Yan, Guofan Jin, *et al*, "Diffractive optical elements for inertial confinement fusion(ICF)", Proceedings of SPIE, 1997, Vol.2866: 99-103 ,
5. Xuezhe Zheng, Yingbai Yan, Guofan Jin, *et al*, "Use of double binary optics array for uniform illumination of inertial confinement fusion(ICF)", Proceedings of SPIE, 1997, Vol.3010: 321-325
6. 郑学哲, 严瑛白, 金国藩等, “对准误差对二元光学器件衍射效率的影响”, 光电子. 激光, 1997, Vol.5, (已录用)
7. 郑学哲, 章恩耀, 严瑛白等, “一种闪烁式棉花色度仪”, 仪器仪表学报, 1997, (已录用)
8. 郑学哲, 严瑛白, 金国藩等, “实现均匀焦斑的双二元光学阵列系统”, 光子学报, 1997, (已录用)
9. 郑学哲, 王凌, 严瑛白等, “实现 ICF 均匀照明的混合优化设计”, 中国激光 A, 1997, (已录用)

致谢

本论文的研究是在金国藩院士和严瑛白教授悉心指导下完成的。金先生的高瞻远瞩及在科研中强调创造性的教导将使作者终生受益。感谢金先生多年来给予的富有启发性的指导和热情关怀与鼓励。严瑛白教授以身作则、孜孜不倦的敬业精神永远是我学习的榜样。我衷心感谢严教授在学业上深入细致的指导与帮助以及在生活、思想上的亲切关怀与爱护。

邬敏贤教授一直关心本论文的进展并曾给作者许多有益的指导与帮助，对此我深表感谢！章恩耀、姚长坤、赵子英等教研室的许多老师对本论文的工作给予了支持与帮助，在此一并致谢！

成都光电所的杜春雷老师为器件的加工付出了辛勤劳动；中科院物理所的杨国桢先生、顾本源先生、董碧珍先生及张国庆博士在杨-顾算法及其应用方面曾给予有益指导并提供算法程序，作者对他们的无私帮助深表感谢！对翟金会博士、芬兰赫尔辛基大学的 Jyrki 博士及清华大学自动化系的王凌在优化算法方面有益的讨论与建议也深表谢意！

感谢所有帮助过我、关心我的老师、同学和朋友！

感谢 863 高技术和国家自然科学基金对本论文工作的资助！