

# 用于 ICF 的大尺寸位相元件的设计\*

王 炜 李 涛 刘 力 李永平\* \*  
(中国科学技术大学物理系 合肥 230026)

洪义麟 徐向东 霍同林 傅绍军  
(中国科技大学国家同步辐射实验室 合肥 230026)

**提要** 发展了用于实现 ICF 靶面均匀照明的大口径连续型位相元件设计的新方法,并且在工艺上进行了初步试制。等厚干涉图显示达到了预期的大口径、连续的要求。

**关键词** 弱位相偏离近似, 汉克尔变换, 离子束刻蚀

## 1 引 言

惯性约束核聚变(ICF: Inertial Confinement Fusion)对激光驱动体系提出了极苛刻的要求。对入射到靶面的光束,要求是一种平顶、陡边、无旁瓣的且具有数十至数百微米口径的平滑光束。然而,驱动器的末级输出口径则是数百毫米。为此,各国科研工作者都提出了不少光束均匀化的研制方案,目前已由我国最早的列阵透镜法<sup>[1]</sup>发展至今日尚未完全成熟的位相板法(PPE: Pure Phase Element)。我们也曾基于衍射光学原理发展了位相混合法(PMA: Phase Mixture Algorithm)和弱位相偏离近似投影法(WPDA: Weak Phase Deviation Approximation),其设计指标比如超高斯阶数已达 24 阶(Rochester 是 16 阶),表明在理论设计方法上的研究已经可以满足平滑化的苛刻要求。但是,由于工艺设备的限制,相当多的案例证明,传统的套刻方式在相当程度上不能达到所设计的指标,比如对准精度、多台阶硬边效应等都是些本征的困难问题。同时,套刻工艺本身就限制了 PPE 的尺寸。

在当今设计理论日趋完善的情况下,如何进行面向工艺的设计是理论工作者结合实际的一个重要契机和挑战。本文试图从一种全新的 PPE 工艺思想入手,采用二维圆对称设计,结合我们原先已研制成功的设计方法,给出了一套原则上可以达到数百毫米口径的连续 PPE 设计方案,其设计指标比原先的设计略低,但是它是向工艺的可行性靠近了一大步。限于篇幅,详细的制作工艺将另文发表。

## 2 原理和方法

衍射光学元件设计的详细情况见文献[2, 3, 5, 6],这里结合现有设计作简要归纳。靶场均匀照明问题可等价为一个 Fourier 变换系统。如图 1 所示。

\* 863-416 课题资助项目。

\* \* 责任作者。

收稿日期: 1997-10-06; 收到修改稿日期: 1998-03-02

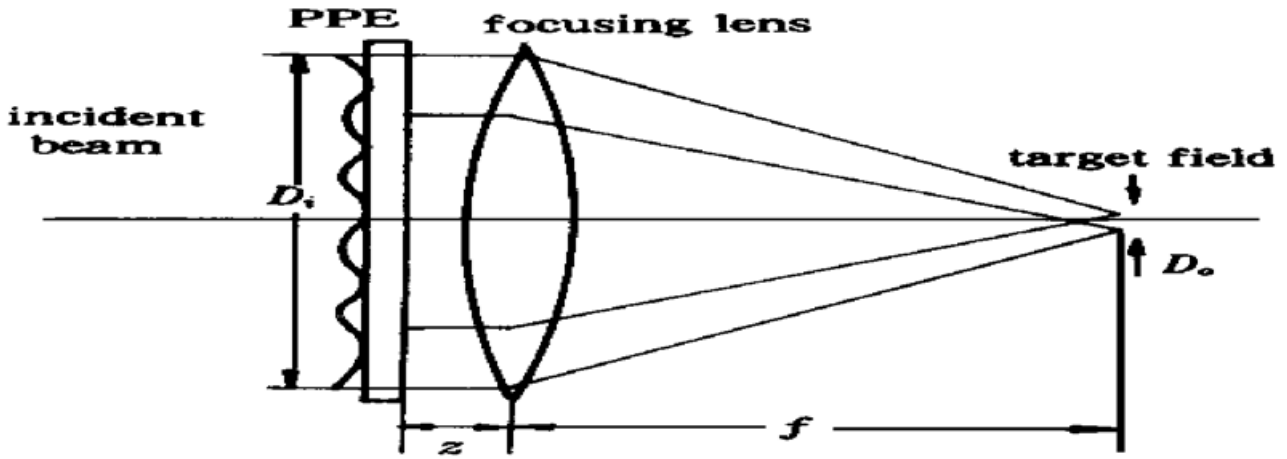


图 1 ICF 系统最后一级原理图

入射光波具有  $D_i \times D_i (D_i = 2\sigma_i)$  的尺寸, 而靶面光场的尺寸为  $D_o \times D_o (D_o = 2\sigma_o)$

Fig. 1 Schematic diagram of the 2D-ICF's last stage

he incident wave has the dimension of  $D_i \times D_i (D_i = 2\sigma_i)$  and the target wave has the dimension of  $D_o \times D_o (D_o = 2\sigma_o)$

为了方便起见, 不妨设  $z = 0$ , 若入射光束的复振幅为  $U_i(x, y)$ , 则出射面上的光场分布可用 Collins 公式表示为<sup>[4]</sup>

$$U_o(x_2, y_2) = \frac{-i}{\lambda B} \iint_{p_1} U_i(x, y) T(x, y) \exp\left[\frac{ik}{2B}[A(x^2 + y^2) + D(x_2^2 + y_2^2) - 2(xx_2 + yy_2)]\right] dx dy \quad (1)$$

其中  $A, B, D$  为位相片和靶面之间的光线传输矩阵(RTM: Ray Transfer Matrix) 元;  $T(x, y)$  为 PPE 的复振幅透过率函数

$$T(x, y) = C \exp[i\phi(x, y)] \quad (2)$$

由于  $\phi$  被调制到  $0 \sim 2\pi$ , 相应的 PPE 厚度不大于一个光学波长, 故其对光的吸收是微不足道的, 可以认为  $C = 1$ ,  $\phi$  的不同分布可以造成靶面上截然不同的能量分布。

由于入射光强和靶面之间光的复振幅分布是 Fourier 变换对, 入射光强分布  $I_i(x, y)$  和出射光强分布  $I_o(x, y)$  已知, 现即要求  $T(x, y)$  满足

$$\begin{cases} F\{\sqrt{I_i} T(x, y) \exp[i\phi(x, y)]\} = \sqrt{I_o} \exp[i\phi_o(x_2, y_2)] \\ \phi_o(x, y) \equiv \text{ARG}\{U_i(x, y)\} \\ \phi_o(x_2, y_2) \equiv \text{ARG}\{U_o(x_2, y_2)\} \end{cases} \quad (3)$$

其中  $\text{ARG}\{\}$  表示取复函数的辐角,  $F\{\}$  表示 Fourier 变换,  $U_i(x, y)$  和  $U_o(x_2, y_2)$  分别为入射光场和出射光场的复振幅。

图 1 中的 PPE 板是整块的, 而非原先的列阵排列<sup>[1]</sup>, 采用圆对称方法可以大大简化设计, 因此采用零阶汉克尔变换代替原先的傅里叶变换<sup>[3]</sup>

$$F(\rho) = 2\pi \int_{p_1} r f(r) J_0(2\pi\rho r) dr \quad (4)$$

其中

$$J_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-iz \cos\beta) d\beta \quad (5)$$

为零阶贝塞尔函数。

离散化后汉克尔变换可写成如下形式

$$F(m\Delta\rho) = 2\pi\Delta r \sum_{k=0}^n f(k\Delta r) k\Delta r J_0(2\pi\Delta\rho\Delta r km) \quad (6)$$

由于零阶汉克尔变换符合本文研究目标的物理实际背景, 同时在数学方法上也克服了二维 FFT 在输出结果  $x, y$  转化成圆对称时带来的误差, 并且在计算手段上更趋简单, 体现了速度上和精度上的优越性。

### 3 超高斯光束均匀化模拟

采用自恰迭代法<sup>[2]</sup>模拟设计 PPE。它的基本方法是先设定理想的超高斯输入光场和理想的输出光场, 将输入输出场加入位相因子后反复进行正逆汉克尔变换, 每次变换前将前次的位相信息保留而强迫使其振幅为理想波形, 直至若干次后变换前后振幅和位相都趋于稳定分布, 此时的位相数据即为所要求的元件的制作数据。在整个过程中我们用 WPDA 法<sup>[6]</sup>作为主导设计思想。设计过程叙述如下。

(1) 采用光线追迹法建立初始位相估计  $\Phi^{(0)}(r_1)$

考虑到初始条件的影响<sup>[2]</sup>, 采用追迹法建立初位相是比较合适的

$$\Phi^{(0)}(r) = \pm \frac{\pi r^2 \sigma_0}{\lambda \sigma_i f} \quad (7)$$

其中  $f$  为透镜的焦距,  $\lambda$  为入射光的波长,  $\sigma_i$  为入射光束的半径,  $\sigma_0$  为靶面光束的半径。

(2) 用位相混合算法(PMA)<sup>[10]</sup> 进行迭代初步求解

所谓 PMA 即用光场复振幅每次迭代的位相与上一次位相的加权和作为驱动函数, 同时对  $\rho_i^{(n)}$  和  $\rho_o^{(n)}$  进行强制。设第  $k$  次迭代的位相输入为  $\Phi^{(n+1)}$ ,

$$\begin{cases} \Phi^{(n+1)} = \alpha\Phi^{(n)} + \beta \text{ARG}\{H^{-1}[U_o^{(n)}(r_2)]\} \\ \rho_i^{(n)} = \sqrt{I_i(r_1)} = \rho_i, \quad \rho_o^{(n)} = \sqrt{I_o(r_2)} = \rho_o \end{cases} \quad (8)$$

其中  $H^{-1}$  代表逆汉克尔变换,  $U_o^k(r_2)$  为迭代第  $k$  次靶面上的复振幅分布,  $\alpha, \beta$  为非负的常数因子, 且  $\alpha + \beta = 1$ 。

(3) PMA 法的优势是有效地抑制了在 GS 算法中出现的所谓“自陷现象和 Gibbs 振荡, 但它也存在着一些问题, 比如用它模拟的光场要么有一定的低频调制, 要么就有不可忽视的高角频衍射, 且两者不可能同时消除。因此必须再将上面的结果进行如下运算

$$\Phi^{(n+1)}(r_1) = \Phi^{(n)}(r_1) + \text{Im} \left[ \frac{g^{(n)}(r_1)}{U_{m_i}(r_1)} \right] \quad (9)$$

$$U_{m_i}(r_1) = \left[ \sqrt{I_i(r_1)} + \alpha_f \left| \frac{r_1 - r_c}{\sigma} \right|^{2s} + \epsilon \right] \exp[j\Phi^{(n)}(r_1)] \quad (10)$$

$$g^{(n)}(r_1) = \frac{1}{C} H^{-1} \{ \sqrt{I_o(r_2)} \exp[j\Phi_o^{(n)}(r_2)] \} \quad (11)$$

其中  $r_c$  为入射光场强度分布的一阶矩;  $\sigma$  正比于  $\sqrt{I_i(r_1)}$  的二阶矩, 即

$$\sigma = \left[ \Gamma \left[ \frac{3}{2N} \right] / \Gamma \left[ \frac{1}{2N} \right] \right]^{1/2} \cdot \sqrt{\langle (r_1 - r_c)^2 \rangle}, \quad \alpha_f, \epsilon \ll \sup_{b_i} \sqrt{I_i(r_1)} \quad (\text{即 } \sqrt{I_i(r_1)} \text{ 的峰值})。$$

在式(10)中, 正参数  $\alpha_f$  和  $\epsilon$  通常数值很小, 使得  $U_{m_i}(r_1)$  的存在就如同一个低通滤波器, 由(9), (10)式可看出, 当  $I_i(r_1)$  逼近 0 时, (10)式将对(9)式中的位相  $\Phi^{(n+1)}(r_1)$  贡献一个有限大小的量  $\epsilon^{-1}$ ; 当  $I_i(r_1) \neq 0$  时, 由  $\sigma$  自动调整其滤波的通带范围。

(4) 若计算的迭代指数  $n$  已经大于某个预设的值, 则终止计算; 否则重复(3)。

该方法得到的位相一般不会局限于  $[-\pi, \pi]$ , 这对应用是很有利的。因为在 ICF 系统中, 一个具有超过  $2\pi$  的连续位相的分布的衍射光学元件可以减少位相分布上的奇点和陡边线的数目(注意这种陡边不是套刻工艺的刻蚀单位的硬边而是设计中的本征陡边), 从而降低实际器件对光的散射, 增加光能的有限利用率; 此外, 超过  $2\pi$  的连续位相对元件的制造也有利, 并且避免对由  $[-\pi, \pi]$  区间内的位相可能产生的位相反绕的复杂问题。

我们尽量采用神光装置的实际几何尺寸, 将靶场参数设为: 输入口径  $D_i = 100$  mm; 输出口径  $D_o = 0.5$  mm; 主透镜焦距  $F = 750$  mm; 波长  $\lambda = 0.6328$   $\mu\text{m}$ 。利用上述方法设计出的 PPE, 径向位相分布如图 2, 光强输出如图 3。

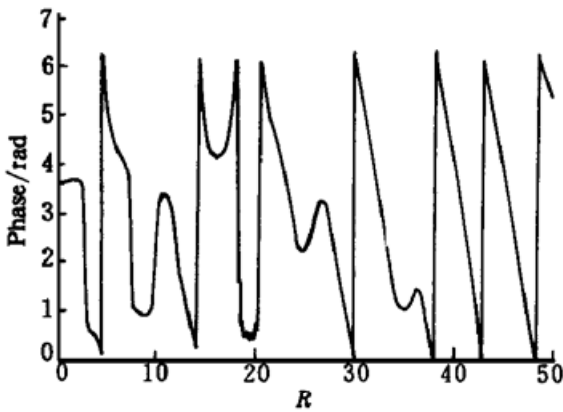


图 2 径向位相分布

Fig. 2 Radial phase distribution

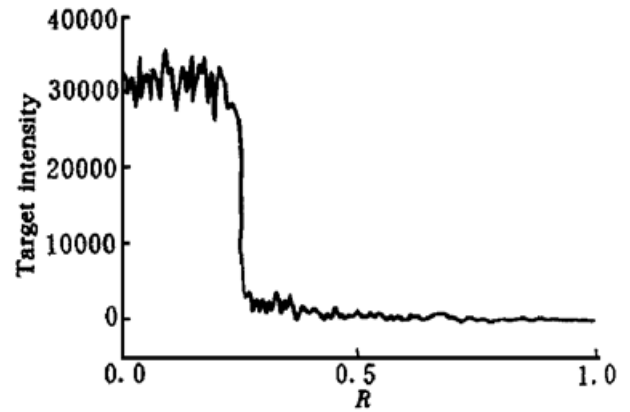


图 3 模拟的靶场光强分布

Fig. 3 The simulated target intensity distribution  
( $\lambda = 0.6328$   $\mu\text{m}$ )

从图 2 可看出其位相分布变得很简单, 仅有约 11 个峰, 这一突破极大地有利于连续分布位相工艺制作。从图 3 可看出, 输出光强陡边仍然很明显, 但旁瓣较原先设计略有升高, 但仍在允许范围(1~ 2%)之内, 顶部的调制可因热传导效应和谱色散平滑技术加以消除。

根据[7], 我们定义平方平均误差 MSE(Mean Square Error) 来描述靶场均匀照明的光束质量

$$\text{MSE} = \frac{\int \left| U_o^{(n)}(r_2) - \sqrt{I_o(r_2)} \right|^2 dr_2}{\int I_o(r_2) dr_2} \quad (12)$$

其中  $(\sqrt{I_o(r_2)})$  为标准超高斯输出。则在该设计方案中 MSE 可达到 0.0483。

## 4 实验结果

把所得位相转换为特殊的模板, 用离子束一次刻蚀而成。因采用了连续分布 PPE 工艺, 位相板表面光洁透明, 验证了大大消除光散射影响的预计。也正是由于连续分布, 使得我们可以用等厚干涉法检测厚度分布, 图 4 为 PPE 的等厚干涉图, 图中干涉纹的衔接面即是位相图中的位相突变点, 区内相当规整的干涉纹表明了工艺上已达到了真正连续的位相分布的要求。从干涉条纹的变化可以看出刻蚀全场深度分布。这是设计和工艺上的一个突破。图中有两个类似莫尔纹的区域, 这是由于用普通玻璃片作基板, 这两个区域是玻片内部的应力不均匀所致。它不影响对设计和工艺结果的验证。

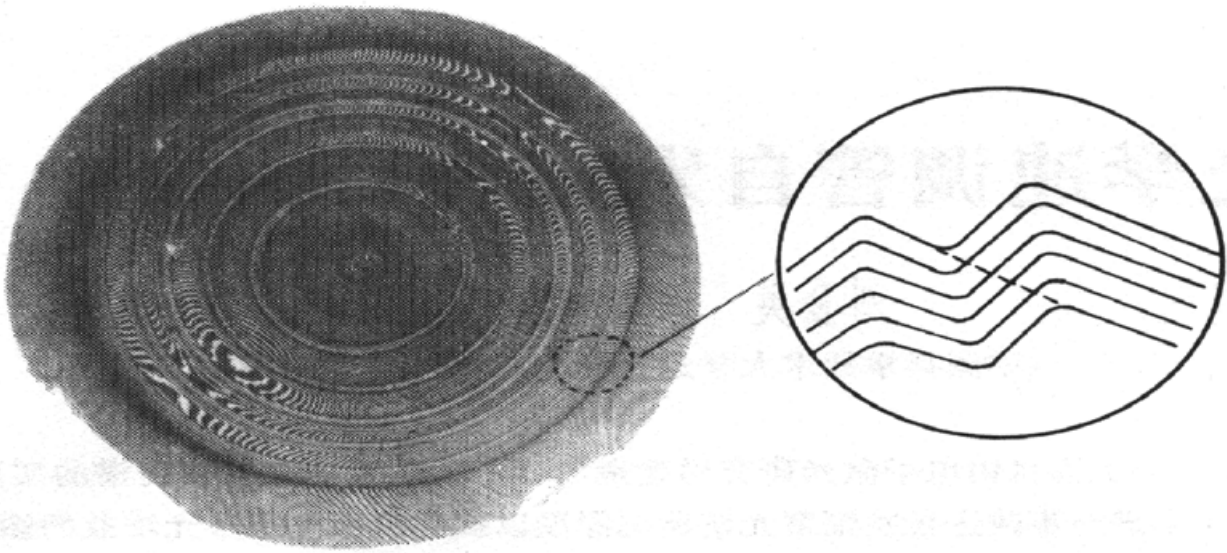


图 4 衍射光学元件的等厚干涉图

Fig. 4 The equal-thickness interference pattern of PPE

## 参 考 文 献

- 1 Deng Ximing, Liang Xiangchun, Chen Zezun *et al.*. Uniform illumination of large focal targets using a lens array. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1985, **12**(5): 257~ 260 (in Chinese)
- 2 Li Yongping, Dong Hui, Yao Kun. Computer simulation method to change the wavefront of lasers. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1988, **8**(11): 991~ 997 (in Chinese)
- 3 Li Yongping, Zhu Jiang. Discrete Hankel transform and its application to laser shaping in high efficiency. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1989, **9**(6): 573~ 576 (in Chinese)
- 4 Baida Lü. Laser Optics, Laser Beam Propagation and Beam Quality Control. Chengdu: Sichuan Univ. Press, 1992. 54 (in Chinese)
- 5 Deng Xuegong, Li Yongping, Qiu Yue *et al.*. Phase-mixture algorithm applied to design of pure phase elements. *Chinese J. Lasers*, 1995, **B4**(5): 447~ 454
- 6 Xuegong Deng, Yongping Li, Dianyuan Fan *et al.*. Pure-phase plates for super-Gaussian focal-plane irradiance profile generations of extremely high order. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(24): 1963~ 1965
- 7 Deng Xuegong, Li Yongping, Qiu Yue *et al.*. Quantitative description of beam quality in uniform illumination experiments. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1996, **A23**(11): 1021~ 1026 (in Chinese)

## Design of Large-caliber Phase Elements Used in ICF

Wang Wei Li Tao Liu Li Li Yongping

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Hong Yilin Xu Xiangdong Huo Tonglin Fu Shaojun

(National Synchrotron Radiation Laboratory, USTC, Hefei 230026)

**Abstract** A new method has been developed for design and manufacture of continuous large-caliber phase elements which are applied to achieve uniform irradiance on the ICF targets. Experimental results are expectant and satisfactory.

**Key words** weak-phase-deviation approximation; Hankel transform, ion-beam etching