

用透镜阵聚焦实现均匀辐照的计算机分析

陈泽尊 梁向春 邓锡铭

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文通过靶面光场的计算机分析, 考证了用透镜列阵实现高功率激光对靶面的均匀辐照的特点, 并提出一种单元列阵透镜同心度公差方向的星型排布方法, 能使二维多光束干涉斑纹更密, 有利于均匀性及实验的要求。

Computer analysis by lens array for uniform illumination

Chen Zezun, Liang Xiangchun, Deng Ximing

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

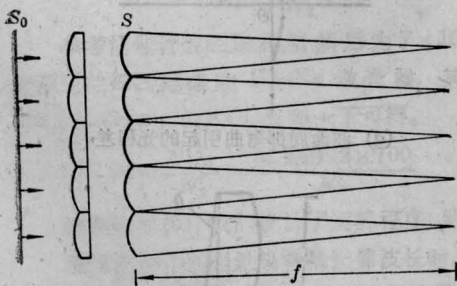
Abstract: It is advantageous to use lens array for uniform illumination of high-power laser targets¹. By using the computer analysis of the optical field on the targets, the characteristics of this way have been studied. In the present report, we propose a star-shaped arrangement of the concentricity deviation of the lens array elements. This enables us to concentrate the two-dimensional interference pattern and can meet the requirements of the uniformity and experiments.

一、引言

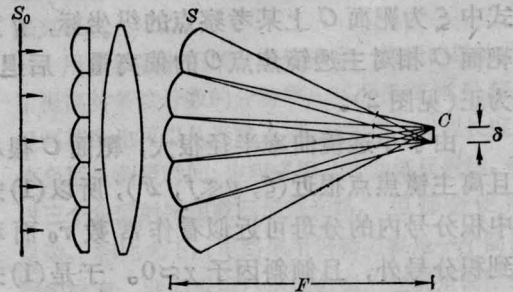
使用透镜列阵聚光系统, 即使在入射光

束近场分布均匀性很差的情况下, 仍然可以在焦面上得到均匀的光照效果, 因此稳定、可靠。

透镜列阵是把入射光束波面分割成许多



(a) 波面经透镜列阵后分割成许多相同的局部



(b) 波面经二次弯曲后又都传递到同一靶面 C 上

图 1

收稿日期: 1985年2月11日。

大小相同的局部，经透镜傅里叶变换后又都传递到同一靶面 O 上(见图 1(a)、(b))。在靶面上形成的光强分布实际是单个小透镜边界引起的衍射和多个小透镜之间的二维干涉这两种图象的卷积。

为了分析使用透镜列阵后靶面上光强分布的特点，并寻找最佳的设计方案，我们用计算机作光场衍射积分，针对各种可能的使用条件进行模拟计算。

二、衍射积分公式

考虑到透镜列阵具有对称性，为方便计算，按一维情况来计算。

一束相干、单色平面波经过一个会聚透镜(焦距 f)后，可以看作波面被弯曲成曲率半径为 f 的球面波(图 1(a)中的一束)。由于透镜列阵单元和主聚焦透镜相比，焦距很大 ($f \gg F$)，而且靠得很近，因而一束平面波经过列阵透镜聚焦系统后波面将在大尺度上被二次弯曲，使平面波 S_0 变成如图 1(b) 中 S 所示的形状。

实际入射光束是近似的高阶超高斯光束，为了简便，我们在计算中用平面波来代替，这对光场分析来讲影响是不大的。

根据菲涅耳衍射积分公式^[3]，有

$$u(\xi, y) = -\frac{i}{2\lambda} A_0 \int_S \frac{e^{ikr(x, \xi, y)}}{r(x, \xi, y)} (1 + \cos \chi) dS, \quad (1)$$

式中 ξ 为靶面 O 上某考察点的纵坐标， y 为靶面 O 相对主透镜焦点 O 的偏离量，后退 y 为正(见图 2)。

由于小透镜曲率半径很大，靶面 O 很小且离主透镜焦点很近 ($\xi, y \ll f, F$)，所以(1)式中积分号内的分母可近似看作常数 r_0 而移到积分号外，且倾斜因子 $\chi \approx 0$ 。于是(1)式可写成：

$$u(\xi, y) = -\frac{i}{\lambda} \frac{A_0}{r_0} \int e^{ikr(x, \xi, y)} dx; \quad (2)$$

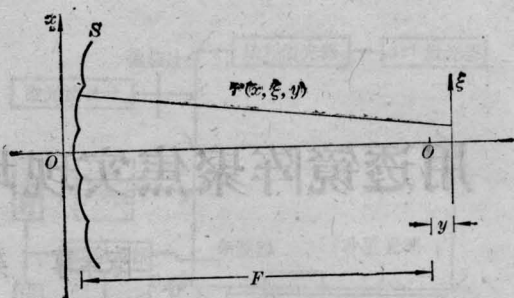


图 2 相位函数 $r(x, \xi, y)$ 示意图

而相位函数 $r(x, \xi, y)$ 又可写成：

$$r(x, \xi, y) = r_0 + \Delta + h + \Omega \quad (3)$$

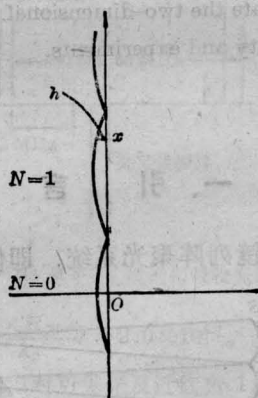
式中 r_0 为主透镜引起波面弯曲的曲率半径，也是主镜的焦距， $r_0 = F$ 。

Δ 是因靶面上考察点 ξ 偏离原点 O 而引起的光程偏差：

$$\Delta = \left[(x - \xi)^2 + \left(r_0 - \frac{x^2}{2r_0} + y \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - r_0 \quad (4)$$

h 是由于小透镜引起波面弯曲带来的偏差(见图 3(a))：

$$h = \frac{a^2}{2f} - \frac{(x - 2Na)^2}{2f} \quad (5)$$



(a) 波面局部弯曲引起的光程差



(b) 同心度偏差示意图

图 3

Ω 是由于小透镜加工中存在同心度偏差带来的光程误差(见图 3(b)):

$$\Omega = (n-1) \cdot \theta_{(N)} \cdot (2Na + a - x) \quad (6)$$

式中 $2a$ 为列阵单元透镜口径, N 为列阵透镜序号(0, ± 1 , $\pm 2 \dots$), $\theta_{(N)}$ 为同心度偏差角, n 为透镜介质折射率。

将(4)式代入(2)式并整理:

$$u(\xi, y) = -\frac{i}{\lambda} \frac{A_0 e^{ikr_0}}{r_0} \int e^{ik(\Delta + \Omega)} dx \quad (7)$$

当沿直径方向列阵透镜单元数目为 $2m+1$ 块时, 分别取 $N = -m, \dots, 0, \dots, m$, 积分为分段求和:

$$u(\xi, y) = \mathcal{A} \sum_{N=-m}^m \int_{(2N-1)a}^{(2N+1)a} \times e^{ik[\Delta - (x-2Na)^2/2f + (n-1)\theta_{(N)} \cdot (2Na+a-x)]} dx \quad (8)$$

(8)式中的 \mathcal{A} 为复常数, Δ 用(4)式展开后取适当近似代入。

靶面上 ξ 点的光强大小 $I(\xi, y)$ 为:

$$I(\xi, y) = u(\xi, y) \cdot u^*(\xi, y) \quad (9)$$

三、靶面光场的计算机分析

1. 单个列阵透镜的衍射场

这是积分最简单情形, 靶面 O 位于主镜焦面上($y=0$), 只考虑一块($m=0$)小透镜, 即 $N=0$, 并且暂不考虑公差因子 $\theta_{(N)}$ 的影响, $\Omega=0$ 。这时

$$\begin{aligned} \Delta &= \sqrt{(x-\xi)^2 + \left(r_0 - \frac{x^2}{2r_0}\right)^2} - r_0 \\ &= r_0 \left(1 - \frac{2x\xi}{r_0^2} + \frac{x^4}{4r_0^4} + \frac{\xi^2}{r_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} - r_0 \\ &\approx -\frac{x\xi}{r_0} \end{aligned} \quad (10)$$

将(10)式代入(9)式后有:

$$u(\xi, 0) = \mathcal{A} \int_{-a}^a e^{ik\left[-\frac{x\xi}{r_0} - \frac{x^2}{2f}\right]} dx \quad (11)$$

根据使用条件确定了 $2a, \lambda, F, f$ 后, 代入(11)式作衍射积分, 便可以得到靶面处于准近场位置的衍射图样。

由几何关系和组合透镜焦距公式, 大、小透镜的焦距 F, f 用以下关系式确定:

$$f = \frac{2aF}{\delta} \quad (12)$$

式中 δ 为靶面几何光斑的尺寸。

求积分时, 参变量 ξ 的取值范围从 $0 \sim \frac{\delta}{2}$ 或稍大一些。在求单个小透镜衍射场时, 步长间隔可适当大一些。

使用以下参数:

$$f = 20 \text{ mm}, F = 400 \text{ mm},$$

$$\delta = 0.4 \text{ mm}, a = 10 \text{ mm}, \lambda = 632.8 \text{ nm};$$

计算机光场积分的结果如图 4 中包络线所示, 可见这时单个小透镜的衍射场是具有四级亮环的衍射花样。

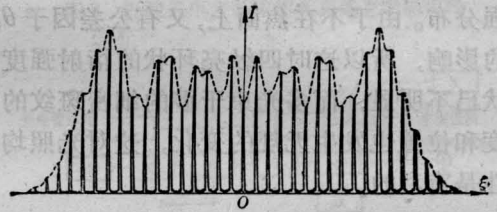


图 4 He-Ne 光下一维 11 块小透镜干涉-衍射场分布

2. 一维透镜列阵的干涉-衍射场分布

假设一维方向小透镜个数为 11 块, 不考虑公差和离焦($\theta_{(N)}=0, y=0$)。

积分形式为:

$$u(\xi, 0) = \mathcal{A} \sum_{N=-5}^5 \int_{(2N-1)a}^{(2N+1)a} e^{ik\left[-\frac{x\xi}{r_0} - \frac{(x-2Na)^2}{2f}\right]} dx \quad (13)$$

所得结果见图 4。

由于多光束干涉现象出现了很多尖锐的干涉条纹, 条纹间隔 d 由下式确定:

$$d = \frac{\lambda F}{2a} \quad (14)$$

图 4 中干涉条纹的光强被(11)式所确定的单个小透镜衍射场强度所调制, 在二个主极大之间还有 $(2m-1)$ 个次极大存在, 只是光强相比要小得多。

计算机所得结果和 He-Ne 光验证实验

的结果是完全吻合的, 见文献[1]图3的照片。

3. 靶面向后移动后的光场分布

图4包络线所示的衍射强度表现为大尺度光强起伏, 这是不符合使用要求的。它可以通过使各小透镜在靶面上的费涅耳衍射花样不完全重叠来消除, 我们同时用了二种方法来实现这一目的。

① 令各个列阵单元透镜附加一个各不相等的小劈角 θ , 见图3(b), 在加工小透镜时的同心度偏差就对应这个角。

② 将靶面略为向后移, 即(4)式中的 $y > 0$, 使各子光束有一不同程度的横向偏移。

衍射积分使用公式(8), 代入适当近似的 Δ 表达式, 取不同的 y 值, 得到焦后各处的光强分布。由于不在焦面上, 又有公差因子 $\theta_{(N)}$ 的影响, 所以这时四级亮环状的衍射强度起伏已不明显, 而多光束干涉的细密斑纹的强度和位置也发生无规的变化, 这对光照均匀性是有利的。

图5显示了在小公差情况下, 焦后 $y = 170 \mu\text{m}$ 处的强度分布。

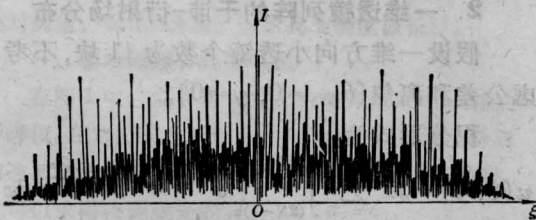
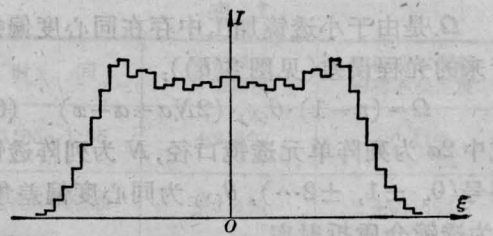
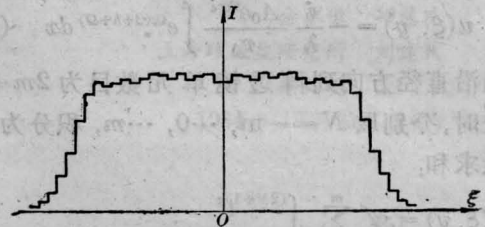


图5 焦后 $y = 170 \mu\text{m}$ 处的光强分布

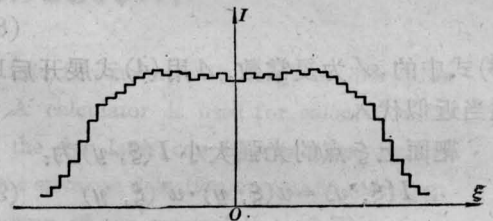
为了清楚看明靶上的光能分布, 我们取不足 $12 \mu\text{m}$ 作为一个间隔, 求光强的平均值。图6(a)~(c)列出了 $y = 100, 150, 190 (\mu\text{m})$ 时各处的平均光强分布图线。可以看到在焦面后 $150 \mu\text{m}$ 处较为理想, 它有相当平的顶部和相当陡的二侧。若靠近焦面, 如图6(a), 则大尺度的衍射强度起伏不能消除。若过于靠后, 如图6(c), 则平的顶部变小, 两边形成缓坡。



(a) $y = 100 \mu\text{m}$



(b) $y = 150 \mu\text{m}$



(c) $y = 190 \mu\text{m}$

图6 靶面后移不同位置时的平均光强分布图线

对于细密的多光束干涉斑纹的处理, 我们应用电磁场流体模型作一简单分析。由文献[4]可以了解到, 从大相对孔径出射的会聚光束已具有很大的内动能, 现在众多小透镜边界的存在又引起很大的内禀能量, 结果整个光束的内能是相当大的。我们已经证明了内能在传输过程中是不变量^[5], 到达靶面附近的内能主要是代表光束强度梯度的内禀能量, 所以企图把靶面上小范围内的光强不均匀全抹平是做不到的。唯一的办法是把这些光强起伏引向更小的尺度, 通过靶面材料的横向热传导效应自然消除。

四、列阵透镜同心度公差 的星型排布法

对于近百块透镜列阵单元作如何排布,

我们先用计算机作光场分析。计算表明，只要公差方向(用 $\theta_{(N)}$ 值的正、负分别表示二个方向)的排列有一定规律，并不要求公差数值大小有规律，就会使衍射图样中的干涉斑纹密度变大。这种有规律排布相当于在有序的透镜队列中再要求出现第二次有序，即要求透镜阵列单元每隔一定的间隔出现一定的公差偏差方向。

对于一维透镜阵列，若公差偏差方向是正、负相间地排列，这时条纹密度可变大到2倍， d 变为 $d/2$ 。若公差方向以正、负、零间隔三块重复一次的方向排列，则斑纹密度可增为原来的三倍，即在原来一个条纹的间距 d 中出现三个很强的干涉极大，斑纹密度尺寸从 d 变为 $d/3$ ，这对均匀性是很有利的。考虑到实际的阵列透镜是沿二维方向排布，公差的有序排列要满足二维对称要求，为此我们提出公差方向的星型排布方法。

若阵列透镜每个单元边界形状是正六角形的，则这种形状可使边界损失的光通量较少，靶面上光斑形状接近圆形，具有一定的对称性。缺点是加工精度要求很高。六角形阵列透镜的星型排列法是把三块相邻的透镜单元组成一组，使公差方向都指向某一个角(并不要求十分严格)，使最薄或最厚的三个角合在一起，构成一个星状体，把它们再依次拼成整个阵列(如图7所示)。这将使沿三个轴对称的直径方向(0-0、1-1、2-2方向)中任一个，公差方向都是每隔三块出现重复。箭头方向垂直于轴的，沿轴方向公差认为是零。

若阵列透镜每单元形状是正方形的，则星型排布法是把四块相邻的单元构成一组，也使公差方向指向某角。这可使沿四个对称轴方向(0-0、1-1、2-2、3-3方向)公差取向都是正、负相间，如图8所示。

图9是六角形阵列透镜沿一维方向排列七块镜的情形下，公差大小 $\theta_{(N)}$ 取为(5、-7、0、3、-9、0、6)s时，用计算机得到的在焦面上的光强分布。

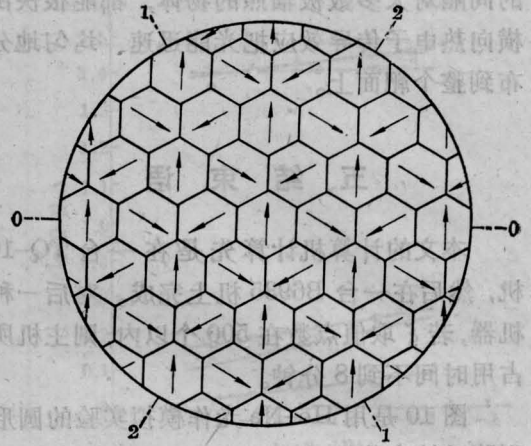


图7 六角形阵列透镜单元公差方向的星型排布方法

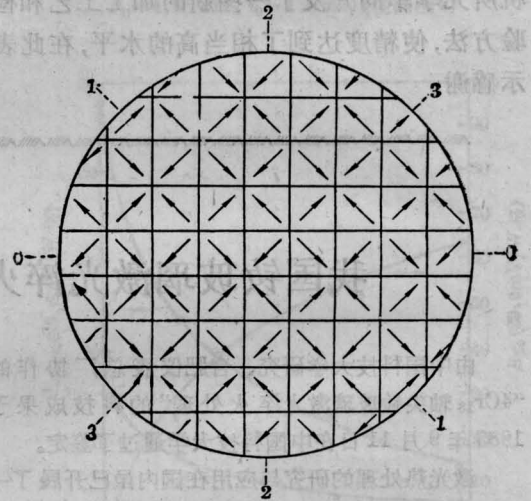


图8 正方形阵列透镜公差方向的星型排布方法

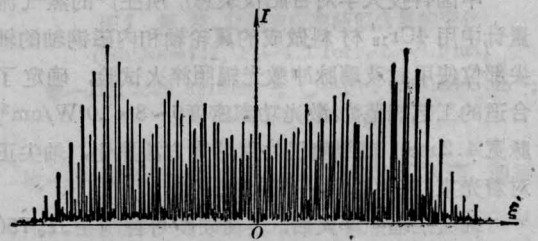


图9 斑纹密度变大三倍的光强分布

改变公差因子 $\theta_{(N)}$ 的数值，只要仍按正、负、0的次序，则干涉斑纹的大小虽有所涨落，但其出现的位置不变。在我们的实验条件下，斑纹的间隔可小到不足 $4\mu\text{m}$ ，这样小

的间隔对大多数被辐照的物体, 都能很快由横向热电子传导效应把光能迅速、均匀地分布到整个靶面上。

五、结 束 语

本文的计算机计算先是在一台 TQ-16 机, 然后在一台 B6935 机上完成。对后一种机器, 若 ξ 取值点数在 500 个以内, 则主机所占时间不到 8 分钟。

图 10 是用 He-Ne 光作模拟实验的圆形阵列透镜实物照片。

在加工六角形透镜阵列单元时, 上海光机所光学车间开发了一些新的加工工艺和检验方法, 使精度达到了相当高的水平, 在此表示感谢。

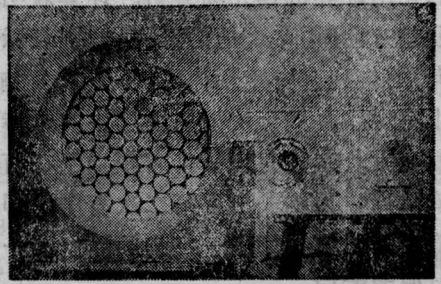


图 10

参 考 文 献

- [1] 邓锡铭等;《中国激光》, 1985, 12, No. 5, 257.
- [2] Y. Kato *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1984, 53, No. 11, 1057.
- [3] M. 波恩, E. 沃耳夫著, 杨葭孙等译校;《光学原理》, (上册), 科学技术出版社出版, 1978, p. 496.
- [4] 邓锡铭, 方洪烈;《激光》, 1980, 7, No. 2, 14.
- [5] 邓锡铭, 陈泽尊;《光学学报》, 1983, 3, No. 5, 385.

我国钹玻璃激光淬火工艺首次正式用于生产

由中国科技大学研究、合肥仪表总厂协作的“4Cr₁₃ 轴尖钹玻璃激光淬火处理”的科技成果于 1985 年 9 月 11 日在中国科技大学通过了鉴定。

激光热处理的研究与应用在国内虽已开展了一段时期, 但大多数都使用 CO₂ 激光, 对钹玻璃激光淬火的研究迄今尚处于实验阶段。

中国科技大学对合肥仪表总厂所生产的蒸气流量计中用 4Cr₁₃ 材料做成的翼轮轴和内磁钢轴的轴尖部位使用钹玻璃脉冲激光辐照淬火试验, 确定了合适的工艺规范为: 激光功率密度 $6 \sim 8 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$, 脉宽 4.2 ms, 辐照前工件用烟熏方法黑化, 轴尖正对着光束, 每件辐照一个脉冲。

轴尖经辐照淬火后, 表面硬度可控制在 $H_v 750 \sim 560$, 相变硬化区显微组织为 $M_{\text{隐针}} + A_{\text{残}} + K_{\text{未溶}}$, 过渡区硬度为 $H_v 560 \sim 240$, 显微组织为 $M + A_{\text{残}} + K + P$, 基体为球粒状 P , 显微硬度为 $H_v 240$ 。硬化层深度平均为 0.1 mm, 顶尖部最大硬化深度可达 0.3 mm。表面残余应力 $15 \sim 60 \text{ kg/mm}^2$, 为压应力。

淬火后, 可防止被处理部位氧化脱炭, 保持原光洁度, 不变形。可省去处理后磨削工序, 简化了工艺。处理后轴尖性能完全达到了该零件技术要求, 并提高了产品质量, 解决了工厂长期以来用传统的火焰淬火和高频感应淬火工艺较难克服的硬度值不高的难题。

自 1985 年 3 月份开始, 在半年内用钹玻璃脉冲激光淬火工艺加工的零件所装配的流量计已达数百台之多, 并全部发往用户使用, 情况良好, 未有因轴尖磨损而造成故障的反映。

这是我国钹玻璃激光淬火工艺首次正式用于生产。

由于钹玻璃激光具有脉冲功率高、结构紧凑、工作稳定可靠、操作方便、所需投资较少等特点, 在局部小面积热处理方面有广阔的应用前景, 与会代表一致建议进一步扩大应用范围。

(中国科技大学 郭大浩 杨永宁

吴鸿兴 韩文海 戴宇生

合肥仪表总厂 程云英)