

# 方形激光斑聚焦器理论及实验\*

李 俊 昌

(昆明工学院激光应用研究室, 昆明 650093)

## 提 要

本文从理论上详细研究一种可将激光会聚为方形光斑的光学系统, 并与另一种同类装置的理论计算及实验结论进行对照。

关键词: 高斯光束、方形激光斑。

## 一、引 言

近年来, 为实现金属材料表面的激光均匀热处理, 作者先后在理论上研究了一些激光能量变换装置<sup>[1, 2, 3]</sup>, 并且, 也实际研制成功了相应的光学系统<sup>[4]</sup>, 在激光热处理的应用及研究中, 这些工作正逐步发挥作用。在这些研究中, 变大功率激光能量的非均匀分布为方形均匀分布是一个较有意义的工作<sup>[3]</sup>, 大功率激光通过这种变换后, 激光的功率分布可以均匀地会聚在一个尺寸很小的方形区域(见图 1), 这不但大大方便了激光热处理中扫描或脉冲强化工艺的制定工作, 而且由于光斑具有整齐的方形边界, 更利于发挥激光可以准确控制作用区域的特点。本文将从理论上详细研究一种比文献 [3] 所提出的装置结构简单但性能相似的光学系统<sup>[5]</sup>。

## 二、装置简介

图 2 为所研究光学装置的示意图。入射激光沿系统的对称轴垂直入射到四棱折射镜 A, 由于折射棱镜的形状与系统的对称轴对称, 穿过折射棱镜 A 后激光被分割为四瓣几何对称的光束, 并分别沿自己的折射方向投射到与 A 相距为  $d_0$  的第二面四棱折射镜 B 上。在棱镜 B 后紧贴放置有一焦距为  $f$  的成像透镜 C, 若选择折射镜 A 的出射平面  $x_0y_0$  为透镜 C 的物平面, 通过元件参数及配置位置的适当选择, 可以在该物平面上形成由四个 1/4 光束截面相互迭加的方形“虚物”, 这样, 在透镜 C 的像平面上得到该“虚物”的实像。理论分析表明<sup>[3]</sup>, 当入射光束为半径  $\omega$  的基模高斯光束时, 若物平面上“虚物”的边长接近  $1.1\omega$ , 将可在透镜后距离  $d_i$  处的像平面  $x_iy_i$  上获得放大  $M = (d_i/d)$  倍的方形均能光斑。显然, 改变成像透镜的焦距, 可以调整所获得光斑的尺寸。并且, 对于任意非基模激光束, 总可以使它变换成一个边界整齐的方形激光斑。

收稿日期: 1991年2月4日; 收到修改稿日期: 1991年6月24日

\* 国家教委资助优秀年轻教师基金。

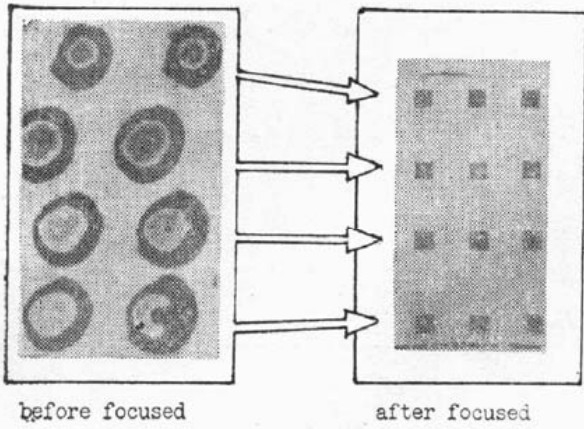


Fig. 1 Transformation of energy distribution of deformed non-fundamental modes using the experimental device of reference [3] (sampling photographs using heat-sensitive paper)

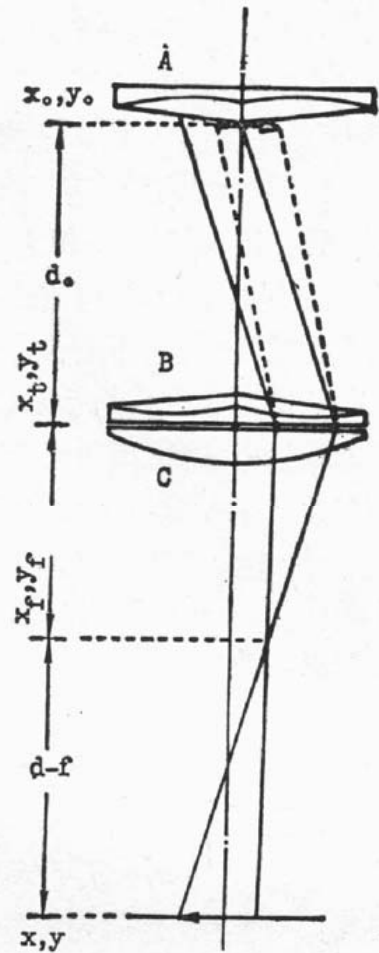


Fig. 2 Focusing device for square laser beams

### 三、理论分析

为获得较为简明的结果, 设激光为半径  $\omega$  的基模高斯光束, 并将光束截面设为边长  $4\omega$  的正方形<sup>[1]</sup>; 此外, 还假定透镜尺寸足够大, 使之可以忽略它们的边界对光传播的影响。

沿用图 2 坐标, 图中物平面上所示的  $1/4$  光束形成的虚物的复振幅可以写为

$$U_0(x_0, y_0) = \exp\left[-\frac{(x_0 - a_0)^2 + (y_0 - a_0)^2}{\omega^2}\right] \exp[ik(S_x x_0 + S_y y_0)], \quad (1)$$

式中  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为激光波长;  $a_0 - 2\omega \leq x_0 \leq a_0$ ,  $a_0 - 2\omega \leq y_0 \leq a_0$ ;  $2a_0$  为方形虚物的边长;  $S_x, S_y$  为从透镜  $C$  的上表面看去在物平面上该  $1/4$  光束形成的平面波沿  $x_0, y_0$  方向的方向余弦。

根据标量衍射理论, 可以将透镜后距离  $d$  处的光波复振幅  $U(x, y)$  视为虚物平面上的光场传至透镜  $C$ , 并再经  $C$  传至  $d$  两次菲涅耳衍射的结果<sup>[6]</sup>。经运算整理及略去对能量测量无关的相位因子, 得到:

$$U(x, y) = [\lambda M^2 (d + M d_0)]^{-1} U(x) U(y), \quad (2)$$

$$M = 1 - (d/f),$$

$$\left. \begin{aligned} U(x) &= \int_{a_1}^{a_2} \exp\left\{-\frac{[\eta + S_x(d + M d_0) - M a_0]^2}{M^2 \omega^2}\right\} \exp\left\{\frac{ik(\eta - x)^2}{2M(d + M d_0)}\right\} d\eta, \\ U(y) &= \int_{y_1}^{y_2} \exp\left\{-\frac{[\xi + S_y(d + M d_0) - M a_0]^2}{M^2 \omega^2}\right\} \exp\left\{\frac{ik(\xi - y)^2}{2M(d + M d_0)}\right\} d\xi, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= M\alpha_0 - S_x(d + Md_0), & x_2 &= M\alpha_0 - S_x(d + Md_0) - 2M\omega, \\ y_1 &= M\alpha_0 - S_y(d + Md_0), & y_2 &= M\alpha_0 - S_y(d + Md_0) - 2M\omega, \end{aligned} \right\}$$

式中  $M$  为光场的横向放大率; 分析  $U(x)$ ,  $U(y)$  的表达式可知, 在光学系统后距离  $d$  处的该列光波的光场, 与放大了  $M$  倍, 中心在  $(x_1, y_1)$  的基模高斯光束穿过以  $x_1, x_2, y_1, y_2$  为边界的矩形孔径后在距离  $M(d + Md_0)$  处的光场有完全相似的形式。当然, 必须指出, 表达式  $M(d + Md_0) = 0$  对应于  $d = f$  及  $d_0^{-1} + d^{-1} = f^{-1}$  两种不同的情况。对于前者, 由于观察平面与透镜焦平面重合, 其结果为众所周知的夫琅和费衍射图样\*。对于后者, 事实上是观察平面与理想的像平面相重合, 其光场的计算在文献[3]中作了详细讨论。因此, (2)式可以用于计算  $M(d + Md_0) \neq 0$  的情况下光学系统后的光波复振幅。

鉴于激光的相干性, 光学系统后的光场应为各瓣光束的相干迭加。将合成光斑视为来自透镜焦平面、中心为四个焦点的四束发散球面波的相干迭加, 将能较简明地描述合成光斑的光能分布规律。利用二次曲面近似, 在距透镜处观察平面上所研究的  $1/4$  光束(见图2)的复振幅可以写为

$$A_d(x, y) = |U(x, y)| \exp\{[ik/2(d-f)][(x-x_f)^2 + (y-y_f)^2]\}, \quad (4)$$

式中  $U(x, y)$  由(2)式确定, 而  $(x_f, y_f)$  为几何光学所确定的所研究光束在透镜焦平面上的焦点, 其数值满足

$$x_f = S_x f / S_z, \quad y_f = S_y f / S_z, \quad S_z = \sqrt{1 + S_x^2 + S_y^2}. \quad (5)$$

根据几何对称性, 合成光斑的复振幅  $A(x, y)$  和光能分布  $E(x, y)$  分别为

$$\left. \begin{aligned} A(x, y) &= A_d(x, y) + A_d(-x, y) + A_d(-x, -y) + A_d(x, -y), \\ E(x, y) &= A(x, y) A^*(x, y). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

将有关各量代入上式得到

$$E(x, y) = E(x) E(y), \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} E(x) &= \frac{1}{\lambda M^2 (d + Md_0)} [ |U(x)|^2 + |U(-x)|^2 + 2|U(x)U(-x)| \cos(2\pi x/T_x) ], \\ E(y) &= \frac{1}{\lambda M^2 (d + Md_0)} [ |U(y)|^2 + |U(-y)|^2 + 2|U(y)U(-y)| \cos(2\pi y/T_y) ], \\ T_x &= (d-f)\lambda/2x_f, \quad T_y = (d-f)\lambda/2y_f. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

以上结论表明, 四瓣光束干涉的结果, 形成了沿  $x, y$  方向间距为  $T_x, T_y$  的干涉条纹。但是应该指出, 在以上的讨论中将被分割和分别折射后的四束光视为完全相干光。考虑到实际上这些光束的部分相干性质, 可以在  $E(x)$  及  $E(y)$  的表达式中最后一项分别乘上表征各瓣光束间相干度的系数  $F$  ( $0 \leq F \leq 1$ )<sup>[7]</sup>, 这样, 可将(8)式中前两式重新写为

$$\left. \begin{aligned} E(x) &= \frac{1}{\lambda M^2 (d + Md_0)} [ |U(x)|^2 + |U(-x)|^2 + 2F|U(x)U(-x)| \cos(2\pi x/T_x) ], \\ E(y) &= \frac{1}{\lambda M^2 (d + Md_0)} [ |U(y)|^2 + |U(-y)|^2 + 2F|U(y)U(-y)| \cos(2\pi y/T_y) ], \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

适当选择  $F$  的数值, 将能较好地描述实际光斑的光能分布。

\* 也可以利用另一种形式的表达式进行计算<sup>[6]</sup>。



#### 四、数值计算及与相关实验结论的对照

根据文献[3]已研制成的实验装置,从光学的等价性而言,实验装置与本文讨论装置的主要区别在于像平面上各瓣光束相对位置的变化趋势不同,而在像平面邻近区域的光斑能量分布对于两种装置来说基本是一致的。特别是根据上述的讨论,干涉条纹的分布仅与(6)式所示的  $d$ 、 $f$ 、 $x_f$ 、 $y_f$  及波长  $\lambda$  有关,因此,可以用实验装置的有关结论来间接验证本文的理论分析。

为便于和文献[3]所提出装置获得的实验结论进行对照,选择下述参数进行计算:  $\omega = 8 \text{ mm}$ ;  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ;  $\alpha_0 = 337 \text{ mm}$ ,  $a_0 = 2.48 \text{ mm}$ ,  $f = 152 \text{ mm}$ ,  $x_f = y_f = 3.34 \text{ mm}$ 。显然,根据  $d_0$  及  $f$  可以知道理想的像平面应在  $d_i \approx 276.9 \text{ mm}$  附近。

利用热敏纸<sup>[4]</sup>,在实验装置后对合成光斑的能量分布进行了监测,并与相应的理论计算进行比较,两者吻合很好。作为实例,在图3中给出  $d = 273 \text{ mm}$  时由热敏纸采集到的光斑图样,如图3(a)所示。依据理论计算结果,再由计算机模拟绘制的光斑能量分布,如图3(b)所示,以及本文所提出的装置,如图3(c)所示的光斑图样。这里,应该说明,根据装置参数的选择,入射光束半径应在  $4.5 \text{ mm}$  ( $2a_0/1.1$ ) 左右时才可以在像平面附近获得平均能量密度较均匀的光斑,而实验是在  $\omega = 8 \text{ mm}$  的激光器下进行,因此在所选择的观察位置迭加光斑方形边界外有较多的能量“损失”。

作为进一步的比较,以下列出几种不同情况干涉条纹间距理论值与实验值的对照,如表1所列。从表1比较表明,将合成光斑视为来自透镜焦平面上由几何光学确定的焦点上发出的四束球面波,可以很准确地描述干涉条纹的分布规律。

从光学的均匀性而言,可以看到干涉对光斑质量有显著影响。但是,通过对激光与材料

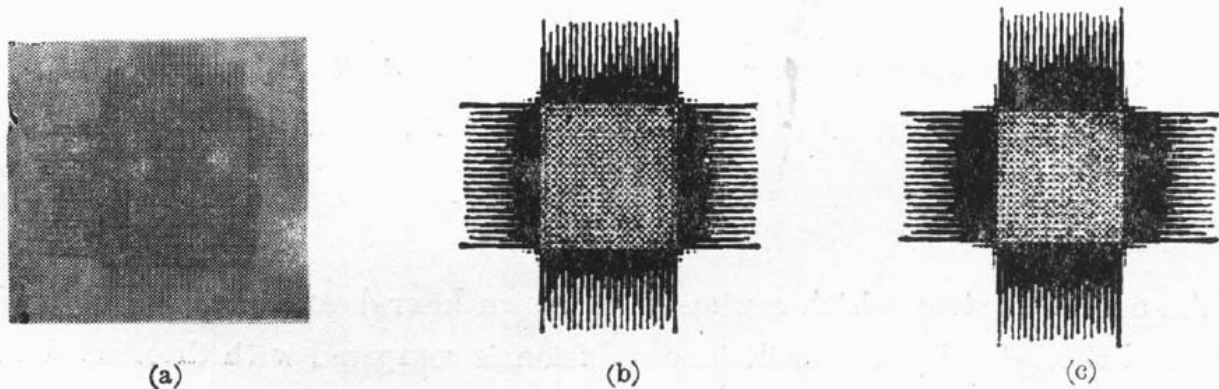


Fig. 3 Comparison between theoretical calculations and experimental results.

Table 1

observed position $d$ (mm)	fringe distance(Theo.) (mm)	fringe distance(Exp.) (mm)
$253 \pm 0.5$	$0.160 \pm 0.005$	$0.157 \pm 0.001$
$263 \pm 0.5$	$0.176 \pm 0.005$	$0.174 \pm 0.001$
$273 \pm 0.5$	$0.192 \pm 0.006$	$0.192 \pm 0.001$
$283 \pm 0.5$	$0.208 \pm 0.007$	$0.207 \pm 0.001$
$293 \pm 0.5$	$0.224 \pm 0.008$	$0.222 \pm 0.001$
$303 \pm 0.5$	$0.240 \pm 0.009$	$0.243 \pm 0.001$

相互作用的宏观热效应研究可以发现,干涉作用的影响主要取决于干涉条纹的间距及材料的导热性能<sup>[8]</sup>。对于金属材料的热处理,这种影响可以忽略,甚至可以用完全忽略干涉的结果定量地讨论光斑能量分布的均匀度<sup>[8]</sup>以及进行有关热作用的计算<sup>[8]</sup>。对于导热性能较差的材料,可以通过光学设计,适当增大  $x_f$  及  $y_f$  的数值,减小干涉条纹间距,基本消除干涉条纹对热作用的影响<sup>[4]</sup>。

另外,在本文的研究中,为简明起见没有计及激光经光学系统变换后的能量损失,这对于实际使用者来说是一个很重要的问题。根据减小透镜对光能的吸收及反射的原则,选择较好的透射材料(例如对  $10.6\mu\text{m}$  的红外激光可采用硒化锌)、进行合适的增透膜设计,甚至可以将元件  $B$ 、 $C$  设计为复合透镜,将能大大提高对激光能量的利用率。现在,对于这种形式的装置,技术上不难将激光能量利用率控制在 90% 以上。

### 参 考 文 献

- [1] J. C. Li, J. Merlin *et al.*; *Rev. Phys. Appl.*, 1986, **21**, No. 7 (Jul), 425~433.
- [2] Li Junchang; *J. Opt. (Paris)*, 1987, **18**, No. 2 (Apr), 73~80.
- [3] Li Junchang *et al.*; *Rev. Phys. Appl.*, 1989, **24**, No. 12 (Dec), 1111~1118.
- [4] J. Merlin, Li Junchang *et al.*; *J. Opt. (Paris)*, 1990, **21**, No. 2 (Apr), 51~61.
- [5] 中国专利局实用新型专利;专利号:87202331.
- [6] J. W. Goodman;《傅里叶光学导论》(科学出版社,北京,1879), 102.
- [7] M. Born, E. Wolf;《光学原理》下册,(科学出版社,北京,1981), 648~671.
- [8] Li Junchang, J. Merlin; *J. Phys. III*, 1990, **1**, No. 2 (Feb), 331~348.

## Theoretics and experimentation of the square laser irradiation focusing device

LI JUNGHANG

(*Kunming Institute of Technology—Research Section of Laser Application, Kunming 650093*)

(Received 4 February 1991; revised 24 June 1991)

### Abstract

An optical system which can make Gaussian laser beam into square irradiation is studied theoretically in detail. its conclusion is compared with theoretical calculation and experimental results of another similar devices.

**Key words:** Gaussian laser beam; square laser irradiation.