

## 透镜球差对光纤输出激光器耦合效率的影响

余神求,文建国

(湖南大学计算机与通信学院,湖南长沙410082)

**摘要:**使用光线追迹法分析高斯光束的透镜变换过程。首先使用高斯光束的透镜变换公式计算透镜的焦距及放置位置等耦合系统的参数,然后建立直角坐标系并利用耦合系统的参数构建方程,对边缘光线追迹,计算出像方束腰半径值。根据两种不同方法计算的束腰值计算激光束与光纤的耦合效率并进行比较,得出透镜的球差使得耦合效率降低的结论。最后采用双胶合透镜对球差适当的消除,耦合效率得到提高。

**关键词:**耦合效率;球差;光线追迹;束腰半径

**中图分类号:**0437 **文献标识码:**A

### Effect of spherical aberration on coupling efficiency of a fiber-output laser

YU Shen-qiu, WEN Jian-guo

(School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha 410082, China)

**Abstract:** Being not considered the influence of spherical aberration, the coupling efficiency of fiber-output laser computed by Gaussian beam lens formula is higher. In this paper, the ray-tracing method is used to analyze the Gaussian beam lens transpositional process. Firstly, to obtain the parameters of coupling system, such as the focal length and the position of the lens, computing the Gaussian lens formula, then establishing the rectangular coordinate system and constructing equation and tracing the marginal ray to compute the parameter of the radius of the image beam waist. Calculating the coupling efficiency between fiber and beam by different waist beam which computed by different method, then comparing. The result indicates that the spherical aberration of positive lens reduce the coupling efficiency. At last, the coupling efficiency is improved by using doublets rather than single lens.

**Key words:** coupling efficiency; spherical aberration; ray-tracing; radius of waist beam

#### 1 引言

光纤输出激光器在设计过程中需要将激光束耦合进入光纤,显然耦合效率越高越好。光束与光纤的耦合有很多种方式,最简单的是所谓直接耦合的方式,即将光纤与激光束直接对好位置然后固定。直接耦合方式中,往往对光纤的入射端面进行特殊处理来提高耦合效率。文献[1]中,将光纤的入射端制成球面透镜,但光纤头的球面尺寸难以控制,一致性差。文献[2]将光纤入射端面制成楔形的波导,此种情况适合于半导体激光器管芯与光纤的耦

合,因为半导体激光器管芯的光束是椭圆形。文献[3]则将光纤入射端面制成锥形,此种情况也只适应半导体单模激光器那样较大发散角的情形,且耦合效率一般不超过30%。若光束束腰直径大于光纤芯径以致光不能全部进入光纤时,以上这些方法都不能得到较高的耦合效率,解决光束直径大于光

基金项目:湖南省自然科学基金(No. 05JJ30114)资助。

作者简介:余神求(1983-),男,硕士研究生,研究方向为光电子器件与光通信。E-mail: yuhao88sun@sohu.com

收稿日期:2008-11-17

纤芯径的耦合问题,需要设计透镜组成的耦合系统来解决激光束束腰直径与光纤芯径不匹配问题,获得比较理想的耦合效率。高斯光束的透镜变换理论<sup>[4-5]</sup>已经很成熟,对于这个看似简单的问题在实际工作中却遇到了麻烦,当我们将一束单模 532nm 的激光耦合进所设计透镜中怎么都不能得到预期的耦合效率。经过仔细分析,我们确认激光在经过透镜时,由于透镜球差的存在,导致用实际透镜进行高斯光束的变换时得出的等效束腰半径比理想透镜的要大。文献[6]~[8]均从光强的角度讨论了球差对光束的影响,而文献[9]则是通过波像差计算球差对像方束腰的影响。本文针对基模高斯光束与单模光纤的耦合设计出一套耦合系统,使用光线追迹法对特定的光线进行追迹,得出球差对像方束腰值的影响,进而找到球差对耦合效率的影响。

### 2 耦合效率的计算

因高斯光束横截面光强分布的非均匀性,造成耦合效率计算的复杂性。对于基模高斯光束,其与单模光纤的耦合效率计算表达式为<sup>[3]</sup>:

$$\eta = \frac{\left| \iint \varphi_z \varphi_f^* dx dy \right|^2}{\iint |\varphi_z|^2 dx dy \iint |\varphi_f|^2 dx dy} \quad (1)$$

式中,  $\varphi_z$  和  $\varphi_f$  分别为耦合处基模高斯光束场分布、单模光纤对应于其传输波长的光波场分布。

设高斯光束为基模高斯光束,且耦合处与光束的束腰距离为  $z$ ,则:

$$\varphi_z = \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{\omega_z^2}\right] \exp\left[-jk\frac{x^2+y^2}{2R_z}\right] \quad (2)$$

其中,  $\omega_z$  为  $z$  处的光斑半径;  $R_z$  则为相应的波前曲率半径。

当基模高斯光束与光纤耦合发生在束腰处时,光场表达式可以简化为:

$$\varphi_z = \exp\left[-\frac{x^2+y^2}{\omega_0^2}\right] \quad (3)$$

对于单模光纤,其  $\varphi_f$  可表示为:

$$\varphi_f = \exp\left[-\left(\frac{x^2+y^2}{\omega_f^2}\right)\right] \quad (4)$$

其中,  $\omega_f$  为经验公式<sup>[8]</sup>,其表达式为:

$$\omega_f = a(0.65 + 1.619/V^{1.5} + 2.879/V^6) \quad (5)$$

式中,  $a$  为单模光纤的纤芯半径;  $V$  为归一化频率,其表达式为:

$$V = (2\pi a/\lambda) NA \quad (6)$$

### 3 实际的耦合系统及其设计步骤

图 1 是 LD 泵浦的 532nm 光纤输出激光器的一

种结构。这种结构中,需将绿光激光束耦合进入芯径为  $8.2\mu\text{m}$ 、数值孔径为 0.125 的单模光纤。激光束的实测束腰半径是  $15\mu\text{m}$ ,为基模高斯光束,功率为 125mW。

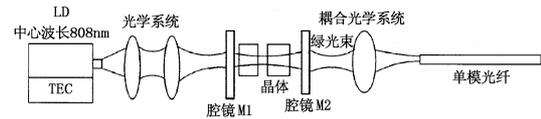


图 1 532nm 光纤输出激光器结构

设计这一耦合系统,可以遵循以下步骤:

第一步,确定用于传输激光束的光纤的参数,即纤芯直径、数值孔径等。

第二步,确定透镜的焦距及透镜位置。

光纤的参数确定后,所使用透镜的焦距即基本确定,因为激光束通过透镜变换后的束腰半径需要与光纤的参数匹配,即要求束腰直径必须不大于光纤的纤芯直径、光束的数值孔径不大于光纤的数值孔径。对于基模高斯光束,透镜的焦距以及放置位置可以由高斯光束的透镜变换公式计算得到。光束的数值孔径使用下式计算:

$$NA = n \sin\theta = n \sin \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad (7)$$

其中,  $n$  为光波所在介质的折射率;  $\theta$  是光束的发散角;  $\omega_0$  是光束的束腰半径。

第三步,安装调试耦合系统。

由于理论值与实际值可能有差别,此时需要依据理论值,通过试验对位置等参数作微调使得耦合效率达到最佳。另外需要考虑各种器件可能的损耗以及如何减少这些损耗。为减少透镜表面的反射损耗,选择使用镀有 532nm 增透膜的透镜,同时需保证光学器件表面清洁干净;为实现透镜与激光束及光纤的共轴,使用五维精密调整架对透镜与光纤微调。

上述三步中,最重要的是第二步,即确定透镜的焦距及透镜的放置位置。因激光束为基模高斯光束,首先运用高斯光束的透镜变换公式来确定这两个参数。

### 4 高斯光束透镜变换公式

高斯光束的透镜变换中,透镜的作用是改变激光束的束腰大小及束腰的位置。图 2 是高斯光束的透镜传输变换示意图,将透镜入射侧习惯称为物方,将出射侧称为像方。通过透镜后,高斯光束束腰半径及束腰距离透镜的表达式分别为式(8)和式(9)<sup>[9]</sup>。

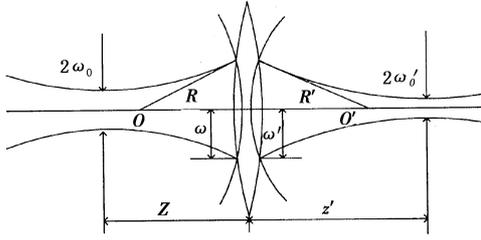


图2 高斯光束的透镜传输变换示意图

$$\omega'_0 = \omega_0 \left[ 1 + \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda R'} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}$$

$$= \frac{f}{\sqrt{(z-f)^2 + \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \right)^2}} \omega_0 \quad (8)$$

$$z' = R' \left[ 1 + \left( \frac{\lambda R'}{\pi \omega'^2} \right)^2 \right]^{-1}$$

$$= \frac{z(z-f) + \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \right)^2 f}{(z-f)^2 + \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \right)^2} f \quad (9)$$

其中,  $f$  是所用透镜的焦距;  $\lambda$  为激光束的中心波长; 其他参数物理意义如图2所示。

分析式(8)可以得出,若要得到较小的像方束腰半径,透镜的焦距  $f$  相应的要求较短,因此选用较容易获得的焦距为20mm的双凸透镜对绿光激光束聚焦。该透镜表面镀有对绿光增透的膜层,中心厚度为4.9mm、材料为K9玻璃(折射率  $n$  为1.5163)。

令像方束腰半径与单模光纤半径相等,即令  $\omega'_0 = 0.0041$ ,理论上此时像方激光束应能较好的与单模光纤耦合。

将  $\omega'_0 = 0.0041, a = 0.0041, NA = 0.$

125,  $\lambda = 0.000532$  代入式(1),计算的耦合效率为92.75%。

将  $n = 1, \omega'_0 = 0.0041, \lambda = 0.000532$  代入式(7),求得  $NA = 0.0413$ ,光束数值孔径小于光纤数值孔径。

将  $f = 20, \omega_0 = 0.014, \omega'_0 = 0.0041$  代入式(8),求得  $z = 93.1587\text{mm}$ ,然后将数据代入式(9),计算得  $z' = 25.4658\text{mm}$ 。

按照上述计算得到的数据,将透镜置于距离激光束束腰93mm处,将光纤置于透镜另一侧距离其大约25.5mm处,在光纤的另一端使用功率计测量其出射功率。分析所测功率,结果表明耦合的效率不理想,只有约76.6%。利用精密调整架微调透镜及光纤的位置发现光纤输出功率没有明显变化,移

走光纤,在距离透镜5m的地方使用接收屏观察透镜输出光束,可以见到光斑的边缘比较的模糊,并且有毛刺存在。

对激光束与光纤耦合效率的理论计算结果与实测结果进行比较,可以看出理论值与实测值存在着较大差距,光束在光纤的端面反射造成的损失大约位8%。剔除反射因素后其耦合效率还是与理论计算的不符合,所以球差在降低耦合效率上起了决定作用。下面我们用光学追迹法分析光束的实际束腰半径。

### 5 光学追迹法分析

光线追迹法是在直角坐标系中,对光束的边缘光线的路径定位分析,即求出其在透镜入射面的高度、入射角、与  $z$  轴的夹角,进入透镜后的折射角,在透镜出射面的高度、出射角以及出射时与  $z$  轴的夹角。该光线的入射高度等于高斯光束在透镜入射面处的光斑半径,出射高度则可等价于高斯光束在透镜出射面处的光斑半径。

首先建立如图3所示的直角坐标系。透镜的中心位于坐标原点,透镜为双凸的球透镜。

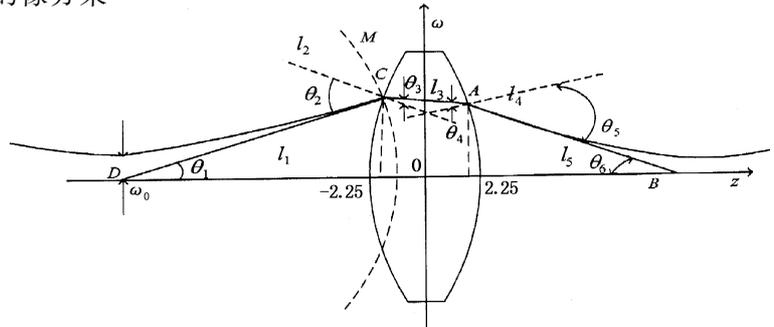


图3 坐标系及光线追迹图

设物方束腰距离坐标原点为  $z_0$ ,则在该坐标系中,横坐标为  $z$  处的光束截面半径方程表示为:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda}{\pi \omega_0^2} \right)^2 (z + Z_0)^2} \quad (10)$$

由文献[10]知,凸透镜的焦距与其两个面的曲率半径有如下的关系式:

$$\varphi_e = \frac{1}{f} = (n-1) \left[ \frac{2}{r} + \frac{(n-1)d}{nr^2} \right] \quad (11)$$

其中,  $f$  为透镜的焦距;  $r$  是透镜的前后面的曲率半径;  $n$  为透镜的折射率;  $d$  是透镜的中心厚度。

解式(11)得  $r$  的表达式为:

$$r = \frac{-2fn + 2fn^2 + \sqrt{(2fn - 2fn^2)^2 - 4n(-df + 2dfn - dfn^2)}}{2n} \quad (13)$$

则图 3 所示直角坐标系中透镜的两个球面的方程可表示为:

左边球面:

$$\omega^2 + \left[ z - \left( r - \frac{d}{2} \right) \right]^2 = r^2 \quad \left( -\frac{d}{2} \leq z < 0 \right) \quad (14)$$

右边球面:

$$\omega^2 + \left[ z + \left( r - \frac{d}{2} \right) \right]^2 = r^2 \quad \left( 0 < z \leq \frac{d}{2} \right) \quad (15)$$

联合式(10)和式(14),计算光束边缘与透镜入射面交点,设其为  $C(z_c, \omega_c)$ 。

首先对式(10)求关于  $z$  的导数,并将  $z = z_c, \omega = \omega_c$  代入,得到光斑半径为  $\omega_c$  的高斯光束过  $C$  点的边缘光线  $l_1$  的斜率  $k_1$ ,其表达式为:

$$k_1 = \frac{\lambda^2(z_c + Z_0)}{\pi^2 \omega_0^3 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \right)^2 (z_c + Z_0)^2}} \quad (16)$$

其中,  $l_1$  在  $C$  点的入射高度等于光束在此处的光斑半径。然后再对式(14)求关于  $z$  的导数,将  $z = z_c, \omega = \omega_c$  代入,并利用互相垂直的两条直线斜率互为负倒数这一关系,得到透镜左边球面的法线  $l_2$  的斜率  $k_2$  为:

$$k_2 = \frac{\omega_c}{z_c - \left( r - \frac{d}{2} \right)} \quad (17)$$

由  $k_1$  和  $k_2$  可分别计算出  $l_1, l_2$  与  $z$  轴的夹角  $\theta_1, \alpha$  的值,从而计算出边缘光线的入射角  $\theta_2$  为:

$$\theta_2 = \theta_1 + \alpha \quad (18)$$

根据菲涅尔折射定律:

$$n_i \sin \theta_i = n_0 \sin \theta_0 \quad (19)$$

将  $n_i = 1, \theta_1 = \theta_2, n_0 = n$  ( $n$  为玻璃的折射率)代入,则折射角  $\theta_3$  为:

$$\theta_3 = \arcsin \left( \frac{\sin \theta_2}{n} \right) \quad (20)$$

对  $l_2, l_3$ ,利用两直线夹角公式可得出  $k_3$  的值,从而可以建立  $l_3$  的方程:

$$\omega = k_3(z - z_c) + \omega_c \quad (21)$$

联合式(15)和式(21),解得与透镜右球面的交点,设其为  $A(z_A, \omega_A)$ 。

与计算  $k_2$  相同的方法,对式(15)求关于  $z$  的导数,求得透镜右边球面的法线  $l_4$  的斜率  $k_4$ ,则  $l_4$  与  $z$  轴的夹角  $\beta$  可计算得到。再次利用两直线的夹角公式,求出  $\theta_4$ 。

将  $\theta_i = \theta_4, n_i = n, n_0 = 1$ ,代入式(19)计算出射光线的折射角  $\theta_5$ :

$$\theta_5 = \arcsin(n \sin \theta_4) \quad (22)$$

由角的关系可计算得到  $l_5$  与  $z$  轴的夹角为:

$$\theta_6 = \theta_5 - \beta \quad (23)$$

光线追迹法计算时,仍使用同一双凸透镜,并令  $Z_0 = 93.1587$ 。将  $f = 20, n = 1.5163, \omega_0 = 0.015, \omega'_0 = 0.0041$  数据代入,经一步步计算追迹,得到:

入射点  $C(-2.42529, 1.0279)$ ,入射角  $\theta_2 = 0.05936\text{rad}, \theta_3 = 0.0391335\text{rad}$ ,出射点  $A(2.42733, 0.98453)$ ,出射角  $\theta_5 = 0.08342\text{rad}, l_5$  与  $z$  轴的夹角  $\theta_6 = 0.03738\text{rad}$ 。

设出射光线交  $z$  轴与  $B$  点,如图 3 所示,则线段  $AB$  的长度为:

$$AB = \frac{\omega_A}{\sin \theta_6} = 26.3474 \quad (24)$$

图 3 中,  $M$  为  $C$  点处的球面波前,因为  $l_1$  为过  $C$  点的光线(该光线与  $z$  轴相交于  $D$ ),必定是  $M$  波前的一条光线,因此线段  $CD$  应为该球面波的一条半径。同理,线段  $AB$  也必定是某个球面波前的球面半径,即  $AB$  为图 2 中的  $R'$ 。

利用公式:

$$\omega'_0 = \omega' \left[ 1 + \left( \frac{\pi \omega'^2}{\lambda R'} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (25)$$

将  $\omega' = 0.98453, R' = AB = 26.3474$  代入式(25),计算得:

$$\omega'_0 = 0.00453$$

令  $\omega_0 = \omega_2 = 0.00453$ ,其他参数不变,将其代入式(1),重新计算耦合效率,计算得到:

$$\eta = 87.09\%$$

将式(25)与式(8)的计算结果比较发现,当使用相同的透镜且透镜放置位置相同时,光线追迹法求得的像方束腰半径比高斯光束的透镜变换公式求得的束腰半径要大。由此可见,透镜的球差在变换过程中对高斯光束影响的直接结果是使像方束腰半径值增大。比较两种束腰半径值下的耦合效率可以得出,在其他条件不变的情况下,透镜的球差使得激光束与光纤的耦合效率下降了不少,这与试验也相符合。因此,正透镜的球差不仅影响耦合进入光纤的激光束的质量,使激光斑的质量变差,而且使激光束与光纤的耦合效率下降。因此在耦合系统设计过程中应考虑球差的影响,即需要尽可能的消除透镜的球差。

### 6 球差的消除

计算发现,正透镜产生负球差,负透镜产生正球差,通过同时使用正透镜和负透镜,可以消除部分球

(下转第 533 页)

#### 4 结论

本文用氮氧化铪薄膜作为保护膜、由  $\text{YbF}_3$  和 ZnS 组成的增透膜系分别在 CVDZnS 的两面制备了保护膜和增透膜,研究了镀膜前后 CVDZnS 窗口在  $8 \sim 12\mu\text{m}$  波段的光学性能和 HfON 薄膜的硬度,并进行了胶带实验和泡水试验。结果表明:单面镀制增透膜之后 CVDZnS 窗口在  $8 \sim 12\mu\text{m}$  波段的平均透过率由未镀膜前的 74% 提高到了 82%,镀制 HfON 保护膜后,其透过率没有明显的降低且 HfON 薄膜的硬度远高于 CVDZnS 衬底的硬度。胶带实验和泡水试验表明制备的薄膜和衬底附着良好。

#### 参考文献:

- [1] Daniel C Harris. Frontiers in infrared window and dome materials [J]. Proc. SPIE, 1995, 2552:325.  
 [2] 杨海,霍承松,余怀之,等. 红外用 CVD ZnS 多晶材料的研制[J]. 应用光学, 2008, 29 (1): 57-61.

- [3] 余怀之,郑岳华,刘建平,等. 红外透射材料 ZnS[J]. 激光与红外, 1997, 27(6): 366-370.  
 [4] 余怀之. 红外光学材料[M]. 北京:国防工业出版社, 2007:7.  
 [5] Clark Caspar C, Lettington Alan H, Wakeham Steven J. A new protective anti-reflecting coating for multi-spectral ZnS[J]. Proc. SPIE. 2001, 4375:266.  
 [6] Korenstein R, Goldman L, Hallock R. Diamond coated ZnS for improved erosion resistance [C]. Proc. SPIE, 1997, 3060:181-195.  
 [7] 刘伟,苏小平,张树玉,等. 硫化锌衬底上氧化铪保护膜制备及性能研究[J]. 激光与红外, 2007, 37(8): 762-764.  
 [8] 刘伟,苏小平,张树玉,等. 氧分压对  $\text{HfO}_x\text{N}_y$  薄膜结构和光学性能的影响[J]. 激光与红外, 2007, 37(12): 1307-1310.  
 [9] 张泰华,杨业敏. 纳米硬度技术的发展和应[用][J]. 力学进展, 2002, 32(3): 349-364.

(上接第 527 页)

差。正负透镜同时使用能够消除的球差为边缘球差,该球差是由光束边缘光线产生的。

若使用分离的正负透镜来消除球差,则耦合系统的光学长度可能会比较长,而使用双胶合透镜则可以很好地解决这一问题。它不仅可以达到消除边缘球差的目的,而且光学系统的长度不会有大的变化。基于这些原因,耦合系统选用总焦距为 25mm 的双胶合透镜替代单透镜。

通过双胶合透镜的使用,耦合效率得到了明显的提高,达到 84% 以上;远场使用接收屏观察光斑,发现此时的光斑边缘比使用单透镜时要清晰很多,且边缘的毛刺基本消除,光束的质量得到明显的改善。

#### 7 小结

本文利用光线追迹法对边缘光线进行了追迹计算,得出了光束的束腰半径值,并将其与高斯光束透镜变换公式的计算结果作比较。比较结果表明,在激光束与透镜的耦合之中,正透镜的球差使得像方束腰值增大,该增大值导致激光束与光纤耦合效率下降,因此在实际耦合系统的设计中应该考虑球差这一影响因素。最后使用双胶合透镜对球差进行消除,得到比较满意的试验结果,完成了耦合系统的设计。

#### 参考文献:

- [1] Gangopadhyay S, Snakar S N. Laser diode to single-mode

fiber excitation via hemispherical lens on the fibertip: efficiency computation by ABCD matrix with consideration for allow-able aperture[J]. J. Opt. Commun., 1998, 19(2): 42.

- [2] 牛岗,樊仲维,等. 楔形光纤排与半导体激光器耦合技术研究[J]. 半导体光电, 2007, 28(6): 797-799.  
 [3] Ma Yan, Xie Fuzeng. Design of a tapered lens for semiconductor laser to sin-le-mode fiber coupling[J]. Chinese Journal of Semiconductors, 2004, 25(11): 1355-1357.  
 [4] 俞宽新. 激光原理与激光技术[M]. 第 2 版. 北京:北京工业大学出版社, 2001, 1.  
 [5] 胡家升. 光学工程导论[M]. 第 2 版. 大连:大连理工大学出版社, 2005, 8.  
 [6] A Yoshida, T Asakura. Propagation and focusing of Gaussian laser beams beyond conventional diffraction limit[J]. Optics Comm., 1996, 123: 694-704.  
 [7] 季小玲,吕百达. 球差透镜对高斯光束质量的影响[J]. 中国激光, 2001, 28(4): 347-350.  
 [8] 蒲继雄. 利用球差透镜获得超衍射极限聚焦[J]. 中国激光, 1999, 26(6): 542-546.  
 [9] 江恒,杨坤涛. 激光光学系统设计者中球差对像方束腰的影响[J]. 激光与红外, 2006(2): 128-130.  
 [10] Marcuse D. Loss analysis of single-mode fiber splices[J]. J Bell Syst Technical, 1977, 55(5): 704-707.  
 [11] 邓华秋,龙青云,许捷翰. 高斯光束在光纤间的透镜耦合[J]. 半导体光电, 2006(5): 602-605.