

文章编号: 0258-7025(2004)11-1305-07

# 圆柱透镜对半导体激光光束准直性能的改进

梁一平, 戴特力

(重庆师范大学物理学与信息技术学院, 重庆 400047)

**摘要** 根据光线传输的基本原理,通过计算和推导,用解析式表达并讨论了半导体激光器快轴方向发散光束通过圆柱透镜后的准直特性、光强分布和光能转换效率与圆柱透镜的半径、介质折射率、介质损耗、安装距离等可调参数以及界面反射的关系。说明了安装位置直接影响到准直效果;透镜半径、折射率和介质损耗不仅影响到准直后光斑的大小、光强分布和光能转换效率,而且影响到偏振状态的重新分布,因此,要获得最佳准直效果必须略微离焦安装;还需根据具体使用要求综合考虑各参数对光斑大小、光强分布和光能转换效率的影响,以采用适当的参数,并考虑是否进行增透处理。为正确认识和使用微圆柱透镜改善半导体激光快轴方向光束的发散,提高光束质量提供了理论依据。

**关键词** 激光技术;半导体激光;圆柱透镜;准直;光强分布;转换效率

中图分类号 O 435 文献标识码 A

## Improving on the Collimating Performance of Cylindrical Lens to the Beam of Laser Diode Bar

LIANG Yi-ping, DAI Te-li

(Physics and Information Technique College, Chongqing Normal University, Chongqing 400047, China)

**Abstract** According to the basic principle of light-ray propagation, the collimating characteristic, the intensity distribution, the transfer efficiency of light energy and the transport coefficient for the laser diode ray in the fast axis direction passing through a cylindrical lens are analytically calculated and discussed. Based on analyzing a few of adjustable parameters, such as the radius of cylindrical lens, media index, media loss, lens location, and interface reflection, some conclusions are deduced that the location of cylindric lens directly influence the collimating effect of diode rays; lens radius, media index, and media loss not only influence spot size, intensity distribution, and energy transport, but also newly polarization distribution. That is to say, the cylindrical lens must be set out of focus slightly and the every parameter including the optical coating of transform system must be optimized. Above consequences are usefull to design a collimating system with micro-cylindrical lens that can considerably decrease the diverging angle of laser diode in fast axis and improve beam quality.

**Key words** laser technique; laser diode bar; cylindrical lens; collimate; light intensity distribution; transforming efficiency

## 1 引 言

半导体激光二极管(LD)由于具有体积小、重量轻、寿命长、电光转换效率高等优点,已被越来越广泛地应用于医疗、材料加工等各个方面,特别是 LD 抽运的固体激光器(DPL)和光纤激光器已成为重点

发展方向,得到了广泛的重视和研究<sup>[1~6]</sup>。但是,高功率半导体激光二极管阵列发出的是各向异性发散的椭圆像散光束,尤其是在快轴方向发散角达到 $30^\circ\sim 40^\circ$ 时,难以直接与光纤耦合,也难以将其直接用于抽运固体激光器,为此,已有多种方法被用于改善半导体激光器的光束质量<sup>[1,7~9]</sup>。采用一段低数

收稿日期:2003-07-21;收到修改稿日期:2003-10-05

作者简介:梁一平(1950—),男,重庆人,理学硕士,重庆师范大学物理学与信息技术学院教授,主要从事教学和与光学工程相关的理论、技术研究。E-mail:liangyipinglyp@yahoo.com.cn

值孔径的光纤作为微圆柱透镜来实现半导体激光快轴方向光束的准直是一种容易实现、价格低廉且能满足光纤耦合或抽运固体激光器需要的方法<sup>[8]</sup>。但由于入射光束发散角较大,不能满足近轴条件,圆柱透镜又存在球差,必然影响到出射光束的准直性和光强分布等。本文从原理上对这种方法进行了分析,以便正确认识和使用这种方法。

## 2 准直光路及其光线光学计算

半导体激光器有源区只有约  $0.1 \sim 0.2 \mu\text{m}$  的厚度,可以近似看作沿慢轴方向的线光源;将其安装得与圆柱透镜的轴线平行,两者构成光轴平面,激光束的快轴方向发散光是非均匀柱面波,但与光轴面成镜面对称。图 1 所示为此光路的横截面的上半部分,其中已假定柱面透镜的半径为  $r$ ,环境(空气)空间的折射率为  $n_0$ ,透镜材料的折射率为  $n_1$  ( $n_1 > n_0$ )。半导体激光器发光线安放在与透镜轴线  $O$  距离为  $Kr$  的  $C$  处 ( $K > 1$ ),从此处发出的倾角为  $\alpha$  的光线以  $\theta$  角入射于透镜前半表面,折射角为  $\theta'$ ,在透镜内部,该光线的倾角相应地成为  $\alpha'$ ;再经透镜后表面与环境的交界面折射后,光线的倾角成为  $\alpha''$ ,在此处,入射角为  $\theta'$ ,折射角为  $\theta$ 。

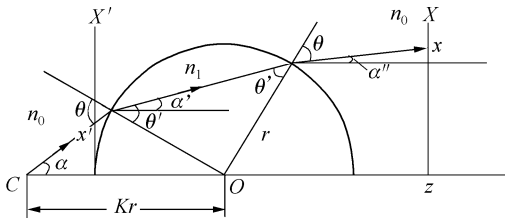


图 1 圆柱透镜准直光路

Fig. 1 Collimating light path with a cylindrical lens

令  $n = n_1/n_0$  表示透镜材料与环境介质的相对折射率,由折射定律有

$$\sin\theta = n\sin\theta' \quad (1)$$

又由几何关系可得

$$\sin\theta = K\sin\alpha \quad (2)$$

从而有

$$\sin\theta' = \frac{1}{n}\sin\theta = \frac{K}{n}\sin\alpha \quad (3)$$

此外还有

$$\theta - \theta' = \alpha - \alpha' = \alpha' - \alpha'', \quad \alpha'' = \alpha - 2(\theta - \theta') \quad (4)$$

利用展开公式

$$\sin x = x - \frac{1}{6}x^3 + \frac{1}{120}x^5 - \dots$$

$$\arcsin x = x + \frac{1}{6}x^3 + \frac{3}{40}x^5 + \dots$$

可得保留到  $\alpha$  的三次项的如下近似结果

$$\theta = \arcsin(K\sin\alpha) \approx K\alpha + \frac{1}{6}K(K^2 - 1)\alpha^3$$

$$\theta' = \arcsin\left(\frac{K}{n}\sin\alpha\right) \approx \frac{K}{n}\alpha + \frac{K}{6n}\left(\frac{K^2}{n^2} - 1\right)\alpha^3$$

$$\alpha'' \approx \frac{1}{n}[n - 2(n-1)K]\alpha -$$

$$\frac{K(n-1)}{3n^3}[(n^2 + n + 1)K^2 - n^2]\alpha^3 \quad (5)$$

为论证方便,引入无量纲参数  $A, B$  代替  $k, n$ , 其关系为

$$K = \frac{n}{2(n-1)}(1-A)$$

$$B = \frac{K(n-1)}{3n^3}[(n^2 + n + 1)K^2 - n^2] =$$

$$\frac{1-A}{24(n-1)^2}[(n^2 + n + 1)(1-A)^2 - 4(n-1)^2] \quad (6)$$

则(5)式又可写为

$$\alpha'' \approx A\alpha - B\alpha^3 \quad (7)$$

由(5)或(7)式可见,由于圆柱透镜存在像差,半导体激光快轴方向又有较大的发散角(至少  $\alpha^3$  不能略去),不能满足近轴光学条件,只能在参数  $K$  和  $n$ (或  $A$  和  $B$ ) 的容许范围内调整,尽量减小出射光束的发散角。为此可作如下几种考虑:

1) 令  $A = 0$ , 即通常采用的将半导体激光器的发光区置于透镜的近轴光学焦线上的安置方法(因而  $A$  具有离焦量的意义),此时有

$$\alpha'' \approx -B_1\alpha^3 = \frac{1}{8}\left[1 - \frac{n}{(n-1)^2}\right]\alpha^3 \quad (8)$$

显然,这种安置方法消去了一次发散,但是出射光束的三次发散总是存在的(除  $\alpha = 0$  的光线外);出射线的倾角是入射线倾角的单调函数,而且均为负值。设半导体激光快轴方向发散的半角宽为  $\alpha_M$ , 出射光束的远场发散半角宽则为

$$\alpha''_{M1} = \left|\frac{1}{8}\left[1 - \frac{n}{(n-1)^2}\right]\alpha_M^3\right| = B_1\alpha_M^3 \quad (9)$$

由于条件  $K = \frac{n}{2(n-1)} > 1$  和  $n > 1$  的限制,  $n$  的取值范围为  $1 < n < 2$ , 因而

$$B_1 = \frac{n^2 + n + 1 - 4(n-1)^2}{24(n-1)^2} =$$

$$\frac{1}{8}\left[\frac{n}{(n-1)^2} - 1\right] > 0 \quad (10)$$

所以,只能在条件容许的范围内尽量选取折射率较大的材料来制作透镜,减少发散。

2) 令  $A\alpha_M - B_3\alpha_M^3 = 0$ ,即将半导体激光器的发光线略微向靠近透镜方向离焦安置( $A$  为大于零的小量),使入射倾角最大的光线(满足  $K\sin\alpha_M \leq 1$ )出射倾角为零,此时有

$$A_2 = B_2\alpha_M^2 \quad (11)$$

在这种情况下,出射倾角绝对值最大的光线的入射倾角  $\alpha_m$  由

$$\frac{d\alpha''}{d\alpha} = A - 3B\alpha^2 = 0 \quad (12)$$

确定为

$$\alpha_m^2 = \frac{A}{3B} = \frac{1}{3}\alpha_M^2 \quad (13)$$

从而出射光束的远场半角宽为

$$\alpha''_{M2} = \frac{2}{3\sqrt{3}}B_2\alpha_M^3 \quad (14)$$

由(6)和(11)式可以解出  $A$ 。考虑到  $A$  是小量,为了避免解三次方程的麻烦,在将(6)式代入(11)式后略去  $A^2$  和  $A^3$  项,得到

$$A_2 \approx \frac{3(3n - n^2 - 1)\alpha_M^2}{24(n-1)^2 + (11n - n^2 - 1)\alpha_M^2} \quad (15)$$

相应地有

$$B_2 \approx \frac{3(3n - n^2 - 1)}{24(n-1)^2 + (11n - n^2 - 1)\alpha_M^2} \quad (16)$$

显然  $B_2 < B_1$ 。将(14)与(9)式比较可知  $\alpha''_{M2} < \alpha''_{M1}$ ,因而用这种安置方法得到的出射光束远场发散角比第一种方法小。

3) 考虑到当  $A > 0$  时,  $\alpha''$  作为  $\alpha$  的三次函数,随  $\alpha$  的变化可能出现负值、零值、正值、极小值和极大值,同时考虑到光轴面是入射光束发散角的角平分面,可令

$$A_3\alpha_m - B_3\alpha_m^3 = -(A_3\alpha_M - B_3\alpha_M^3) \quad (17)$$

由(17)式可解出(略去  $\alpha_m = \pm\alpha_M$  的解)

$$\alpha_m = \frac{1}{2}\alpha_M \quad (18)$$

以及

$$A_3 = \frac{3}{4}B_3\alpha_M^2 \quad (19)$$

由(19)式可解得这种情况下的

$$A_3 \approx \frac{3(3n - n^2 - 1)\alpha_M^2}{32(n-1)^2 + (11n - n^2 - 1)\alpha_M^2}$$

$$B_3 \approx \frac{3(3n - n^2 - 1)}{24(n-1)^2 + (3/4)(11n - n^2 - 1)\alpha_M^2} \quad (20)$$

出射光束的远场半角宽则为

$$\alpha''_{M3} = \frac{1}{4}B_3\alpha_M^3 \quad (21)$$

在透镜相对折射率完全相同的前提下比较上述三种情况的  $B$  系数,虽然  $B_1 > B_2 > B_3$ ,但三者相差非常小,可认为  $B_1 \approx B_2 \approx B_3$ ,因而

$$\alpha''_{M1} : \alpha''_{M2} : \alpha''_{M3} = 1 : \frac{2\sqrt{3}}{9} : \frac{1}{4} \quad (22)$$

可见,第三种安置方法具有最小的远场发散角。又从离焦量( $A$  系数)看,有  $A_2 > A_3 > A_1 = 0$ ,所以要得到最好的准直效果,应有合适的离焦量。

若  $\alpha_M = 30^\circ \approx 0.523 \text{ rad}$ ,  $n = 1.5$ ,则对以上三种情况所得数据为  $A_1 = 0$ ,  $\alpha''_{M1} \approx 5.0^\circ$ ;  $A_2 \approx 0.107$ ,  $\alpha''_{M2} \approx 2.0^\circ$ ;  $A_3 \approx 0.088$ ,  $\alpha''_{M3} \approx 1.3^\circ$ 。

此外,透镜半径  $r$  对光束的准直没有直接关系,只能通过参数  $K$  或  $A$  来确定安装距离,间接影响准直效果。

### 3 出射光束的光强分布

出射光束的光强分布对于光束的使用效果有重要影响。图 1 中,  $X'$  表示过光轴面与透镜前半表面的交线且与光轴面垂直的平面;  $X$  为与透镜轴线距离为  $z$ ,也与光轴面垂直的平面,代表出射光束的接收面。设从半导体激光器发出的倾角为  $\alpha$  的一条光线通过  $X'$  平面上距离光轴面  $x'$  处,经透镜折射后到达出射面  $X$  上距光轴面  $x$  处。由几何关系有

$$x' = (K-1)r \cdot \tan\alpha \quad (23)$$

$$x = z \cdot \tan\alpha'' + Kr \cdot \sin\alpha / \cos\alpha'' \quad (24)$$

在上述准直安装条件下,  $\alpha''$  很小,近似地有

$$\cos\alpha'' \approx 1$$

$$\tan\alpha'' \approx A\sin\alpha - B\sin^3\alpha \sim B\sin^2\alpha\sin\alpha$$

只要接收面不是太远,即

$$z \ll Kr/B\sin^2\alpha_M \quad (25)$$

则(24)式又可写为

$$x \approx Kr \cdot \sin\alpha \quad (26)$$

当半导体激光用于抽运固体激光器或耦合进光纤等情况时,上述条件能够满足<sup>[1]</sup>,接收面上没有光线交叉,而且系统具有较大的菲涅耳数,衍射效应可忽略<sup>[10]</sup>,因此可以用光线光学方法来讨论接收面上的光强分布。

比较(23),(26)两式,有

$$x' \approx (K-1)r \frac{x}{\sqrt{(Kr)^2 - x^2}} \quad (27)$$

且

$$dx' \approx \frac{K-1}{K} \left[ 1 - \left( \frac{x}{Kr} \right)^2 \right]^{-3/2} dx \quad (28)$$

半导体激光束在快轴方向光强的角分布为<sup>[7]</sup>

$$I(\alpha) = \frac{k \cos^2 \alpha}{2\pi \rho} \left( \frac{2\varepsilon_0 \kappa}{\kappa^2 + k^2 \sin^2 \alpha} \right)^2$$

其中  $k$  为激光(假设为单色光)的波数,  $\rho$  为线光源到  $x'$  的距离,  $\varepsilon_0$  为光源处的场强,  $\kappa$  为激光器内部的衰减常数。根据几何关系, 由上式可得到  $X'$  平面上的光强分布为

$$\begin{aligned} I'(x') &= I(\alpha) \cos \alpha = \\ &= \frac{k(K-1)^3 r^3 (2\varepsilon_0 \kappa)^2}{2\pi \{ \kappa^2 [(K-1)^2 r^2 + x'^2] + k^2 x'^2 \}^2} = \\ &= I'(0) \frac{1}{\left[ 1 + \frac{\kappa^2 + k^2}{\kappa^2 (K-1)^2 r^2} x'^2 \right]^2} = \\ &= I'(0) \left\{ 1 - 2 \left[ \frac{\kappa^2 + k^2}{\kappa^2 (K-1)^2 r^2} \right] x'^2 + \right. \\ &\quad \left. 3 \left[ \frac{\kappa^2 + k^2}{\kappa^2 (K-1)^2 r^2} \right]^2 x'^4 - \dots \right\} \quad (29) \end{aligned}$$

其中

$$I'(0) = \frac{2k\varepsilon_0^2}{\pi \kappa^2 (K-1)r} \quad (29')$$

为  $X'$  平面上  $x' = 0$  处的光强。从(29)式可以看出,  $X'$  平面上的光强分布与高斯分布相似, 也是从中心到边缘逐渐降低, 当  $x' \rightarrow \infty$  时,  $I'(x') \rightarrow 0$ 。与高斯分布的展开式

$$I_0 e^{-\frac{x'^2}{w^2}} = I_0 \left( 1 - \frac{2}{w^2} x'^2 + \frac{2}{w^4} x'^4 - \dots \right)$$

比较, 可见只要定义在  $X'$  面上光束的半宽度为

$$w' = \frac{\kappa(K-1)r}{\sqrt{\kappa^2 + k^2}} \quad (30)$$

则  $X'$  面上的光强分布与高斯分布在一级近似下是相同的; 但二级项系数  $+3 > +2$ , 说明该分布随  $x'$  的增大而下降较高斯分布要缓慢一些, 也就要均匀一些。

从半导体激光器发出的以倾角  $\alpha$  为中心,  $d\alpha$  为角宽的元光束应通过  $X'$  面上以  $x'$  为中心, 宽度为  $dx'$  的面积元, 其辐射通量为  $I'(x')dx'$ ; 相应地, 经折射后该元光束将通过接收面  $X$  上以  $x$  为中心, 宽度为  $dx$  的面积元。设  $X$  面上  $x$  处光强为  $I(x)$ , 则通过此面积元的辐射通量为  $I(x)dx$ 。为了求出  $I(x)$ , 需考察  $I(x)$  与  $I'(x')$  的关系, 可作如下几种考虑。

1) 假定透镜经过非常理想的增透处理, 使得无论以什么角度入射的光都能全部通过折射面, 且透镜对光无吸收, 光能没有任何损失, 即

$$I(x)dx \approx I'(x')dx' \quad (31)$$

于是由(27), (28)式得

$$\begin{aligned} I(x) &= I'(x')dx'/dx = \\ &= \frac{I'(0)\kappa^4 (K-1)^4 r^4}{\left[ \kappa^2 (K-1)^2 r^2 + (\kappa^2 + k^2) \frac{(K-1)^2 r^2 x^2}{K^2 r^2 - x^2} \right]^2} \times \\ &= \frac{K-1}{K} \left[ 1 - \left( \frac{x}{Kr} \right)^2 \right]^{-3/2} = \\ &= \frac{I_0(0)}{\left[ 1 + \left( \frac{kx}{\kappa Kr} \right)^2 \right]^2} = \\ &= I_0(0) \left[ 1 - \left( \frac{4k^2 + \kappa^2}{2\kappa^2} \right) \left( \frac{x}{Kr} \right)^2 + \dots \right] \quad (32) \end{aligned}$$

式中,  $I_0(0) = (K-1)I'(0)/K$  是接收面  $X$  上  $x = 0$  处的光强。由于因子  $\left[ 1 - \left( \frac{x}{Kr} \right)^2 \right]^{1/2}$  的作用, 在接收面上, 当  $x \rightarrow Kr$  时,  $I(x) \rightarrow 0$ 。实际上, 由于透镜半径有限, 只有满足条件  $K \sin \alpha \leq 1$  的入射光束才能通过透镜折射到达接收面, 从而在接收面上  $x > r$  的区域接收不到经透镜折射的光线, 因此, 在  $x = r$  处有光强从有限值到零的突变(不考虑未经透镜折射直接到达  $X$  面的光的贡献)。此外, 若仍沿用(30)式的定义, 这种情况下  $X$  平面上光束的半宽度为

$$w_0 = \frac{2\kappa Kr}{\sqrt{4k^2 + \kappa^2}} = \frac{n(1-A)\kappa r}{(n-1)\sqrt{4k^2 + \kappa^2}} \quad (33)$$

由于半宽度平方的倒数正比于光强分布函数展开式中的一级项系数, 一般来说, 在一级近似的情况下比较这种对称强度分布函数下降的快慢或均匀性, 只需比较其一级项系数或半宽度即可。显然, 相对折射率  $n$  或离焦量  $A$  的增大都会使光束宽度变小而更加不均匀, 这一点与对高斯光束经球差透镜变换所作的数值计算的结论, 在定性上是一致的<sup>[11]</sup>。

### 2) 透镜介质损耗的影响

由于介质吸收等因素的影响, 光在介质中传播时光能有一定的损耗, 其量值与光在介质中的光程成指数衰减关系。设光强衰减系数为  $\beta$ , 则以倾角  $\alpha$  入射的光通过透镜后的光强变化率为

$$\begin{aligned} \exp(-2\beta r \cos \theta') &= \exp \left[ -2\beta r \sqrt{1 - \left( \frac{K}{n} \sin \alpha \right)^2} \right] = \\ &= \exp \left[ -2\beta r \sqrt{1 - \left( \frac{x}{nr} \right)^2} \right] = \\ &= \exp(-2\beta r) \left( 1 + \frac{\beta}{n^2 r} x^2 + \dots \right) \quad (34) \end{aligned}$$

考虑介质损耗后, 接收面上的光强分布应在(32)式的基础上再乘上(34)式给出的因子而成为

$$I_{\beta}(x) = I_{\beta}(0) \left[ 1 - \left( \frac{4k^2 + \kappa^2}{2\kappa^2 K^2 r^2} - \frac{\beta}{n^2 r} \right) x^2 + \dots \right] \quad (35)$$

光束的半宽度也略有增加,为

$$\omega_{\beta} = \frac{2n\kappa Kr}{\sqrt{n^2(4k^2 + \kappa^2) - 2\beta\kappa^2 K^2 r}} \quad (36)$$

可见,介质损耗的作用,一方面使得接收面上的光能减少,另一方面也使得光强分布较为均匀,这是因为中心部分的光线在透镜中的光程比边缘部分大,从而光强衰减也较大。由于通常的透明介质损耗系数很小,这两方面的效果都不是很明显。

### 3) 反射损耗的影响

光线在折射率不同的两种透明介质的界面上,总有一部分被反射,而只有一部分通过界面折射。尽管可以采取增透处理来增加光的透过率,但实际上目前还没有任何可以使不同波长、以不同入射角入射的光都能完全透过的方法,因此,反射损耗总是存在的。

考虑完全不加任何增透处理的情况,并假定透镜表面非常光洁,没有其他附加损耗,界面的光强透过率为  $T$ 。由于光束需两次经过透镜与环境的界面(不考虑光线在透镜内的多次反射和不经透镜折射的光线)才能到达接收面,(31)式给出的光强分布应乘上因子  $T^2$ 。但是对于 TE 偏振光(电矢量与透镜母线与半导体激光器慢轴方向平行)和 TM 偏振光(磁矢量与透镜母线与半导体激光器慢轴方向平行),光强透过率是不同的。由菲涅耳公式以及式(3),(6)和(26)可以得到两种情况下的光强透过率。

对于 TE 偏振光

$$T_s^2 = \left[ 1 - \frac{\sin^2(\theta - \theta')}{\sin^2(\theta + \theta')} \right]^2 \approx \frac{16n^2}{(n+1)^4} \left[ 1 - \left( \frac{n-1}{nr} x \right)^2 \right] \quad (37)$$

于是 TE 偏振光在  $X$  平面上的光强分布为

$$I_s(x) \approx I_s(0) \left\{ 1 - \left[ \frac{4k^2 + \kappa^2}{2\kappa^2 K^2 r^2} + \frac{(n-1)^2}{n^2 r^2} \right] x^2 \right\} = I_s(0) \left\{ 1 - 2 \left[ \frac{4k^2 + \kappa^2}{\kappa^2 (1-A)^2} + 1 \right] \left( \frac{n-1}{nr} x \right)^2 \right\} \quad (38)$$

式中,  $I_s(0) = \frac{16n^2(K-1)}{(n+1)^4 K} I'_s(0)$ 。其光束半宽度为

$$\omega_s = \frac{n(1-A)\kappa r}{(n-1)\sqrt{4k^2 + [1 + (1+A)^2]\kappa^2}} < \omega_0 \quad (39)$$

因此,反射损耗使得  $X$  平面上 TE 偏振光的光强分

布更加不均匀。

对于 TM 偏振光

$$T_p^2 = \left[ 1 - \frac{\tan^2(\theta - \theta')}{\tan^2(\theta + \theta')} \right]^2 \approx \frac{16n^2}{(n+1)^4} \left[ 1 + \left( \frac{n-1}{nr} x \right)^2 \right] \quad (40)$$

TM 偏振光在  $X$  平面上的光强分布为

$$I_p(x) \approx I_p(0) \left\{ 1 - \left[ \frac{4k^2 + \kappa^2}{2\kappa^2 K^2 r^2} - \frac{(n-1)^2}{n^2 r^2} \right] x^2 \right\} = I_p(0) \left\{ 1 - 2 \left[ \frac{4k^2 + \kappa^2}{\kappa^2 (1-A)^2} - 1 \right] \left( \frac{n-1}{nr} x \right)^2 \right\} \quad (41)$$

式中,  $I_p(0) = \frac{16n^2(K-1)}{(n+1)^4 K} I'_p(0)$ 。其光束半宽度为

$$\omega_p = \frac{n(1-A)\kappa r}{(n-1)\sqrt{4k^2 + [1 - (1+A)^2]\kappa^2}} > \omega_0 \quad (42)$$

此式表明,与 TE 偏振光不同,反射损耗使得  $X$  平面上 TM 偏振光的光强分布反而均匀一些。原因在于,在入射角  $\theta$  小于布儒斯特角的范围内,TE 偏振光的光强透过率  $T_s$  是  $\theta$ (也是倾角  $\alpha$ ) 的单调减函数,而对 TM 偏振光而言,情况刚好相反。由于反射损耗对 TE 和 TM 偏振光光强分布的影响不同,如果入射光同时具有两种偏振成分,在接收面上就会形成偏振状态的重新分布,在应用时,这是必须注意的重要问题。

(33),(36),(39)和(42)式说明,无论是否考虑反射损耗,接收面上的光强分布都与参数  $n, r, K$  或  $A$  有关。相对折射率  $n$  越大,光束半宽度越小,光强分布越不均匀,这与光束准直的要求刚好相反;离焦量  $A$  对光强均匀性的影响与  $n$  类似,但由于  $A$  必须是小量,影响不大;光束半宽度与透镜半径  $r$  成正比,  $r$  越大光强分布越均匀,但并不是  $r$  越大越好,如果光束太宽,则不能将光能充分用于抽运固体激光器或耦合进光纤。另一方面,如果  $r$  太小,在实际安装中(26)式成立的条件难于满足,不可忽略的衍射效应将使得光强分布变得十分复杂,其均匀性已不能再半宽度来衡量了。

## 4 光能转换效率

对于光束变换器件,其输出光能与输入光能的比值在应用中也是一个重要的性能参数。圆柱透镜的安装方式也必然要影响到其光能转换效率,为此,首先对(29)式积分,得到半导体激光通过  $X'$  平面的

总辐射通量

$$P' = 2 \int_0^{\infty} I'(x') dx' = \frac{\pi}{2b} I'(0) \quad (43)$$

其中,已令

$$b = \frac{\sqrt{\kappa^2 + k^2}}{\kappa(K-1)r} \quad (43')$$

为了计算  $X$  平面上的辐射通量,对(32)式积分,并利用(27)和(28)式作变量替换,得

$$P_0 = 2 \int_0^r I(x) dx = 2 \int_0^{\sqrt{\frac{K-1}{K+1}}r} I'(x') dx' = I'(0) \left[ \frac{\sqrt{\frac{K-1}{K+1}}r}{1 + b^2 \frac{K-1}{K+1}r^2} + \frac{1}{b} \arctan \left( b \sqrt{\frac{K-1}{K+1}}r \right) \right] \quad (44)$$

与(43)式相比,得到不考虑任何损耗时的光能转换

效率

$$\eta_0 = \frac{P_0}{P'} = \frac{2}{\pi} \left( \frac{u}{1+u^2} + \arctan u \right) \quad (45)$$

式中,已令

$$u = b \sqrt{\frac{K-1}{K+1}}r = \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{\kappa^2 + k^2}{K^2 - 1}} \quad (45')$$

从(45),(45')两式可知, $\eta_0$ 是 $u$ 的单调增函数,而 $u$ 又是 $K$ 的单调减函数,因此, $K$ 越小( $K > 1$ ), $\eta_0$ 越大。当 $K \rightarrow 0$ 时, $\eta_0 \rightarrow 1$ ,但这已经远远背离了准直要求。为了准直,必然有 $\eta_0 < 1$ ,而适当的离焦度可以比焦线安装方式有较高的转换效率。

当考虑完全不作增透处理的反射损耗时,对于TE和TM偏振光,应在(44)式的被积函数中乘上 $T^2$ 再积分。分别取(37)和(40)式 $T^2$ 的一级近似,并利用与(44)式同样的变量替换,得到这两种偏振光的转换效率

$$\eta_s = \frac{P_s}{P'_s} = \frac{32n^2}{\pi(n+1)^4} \left[ \frac{u}{1+u^2} + \arctan u - \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + k^2} \left( \frac{n-1}{n} \right)^2 K^2 \left( \arctan u - \frac{u}{1+u^2} \right) \right] = \frac{16n^2}{(n+1)^4} \left[ \eta_0 - \frac{\kappa^2}{2\pi(\kappa^2 + k^2)} (1-A)^2 \left( \arctan u - \frac{u}{1+u^2} \right) \right] \quad (46)$$

$$\eta_p = \frac{P_p}{P'_p} = \frac{32n^2}{\pi(n+1)^4} \left[ \frac{u}{1+u^2} + \arctan u + \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + k^2} \left( \frac{n-1}{n} \right)^2 K^2 \left( \arctan u - \frac{u}{1+u^2} \right) \right] = \frac{16n^2}{(n+1)^4} \left[ \eta_0 + \frac{\kappa^2}{2\pi(\kappa^2 + k^2)} (1-A)^2 \left( \arctan u - \frac{u}{1+u^2} \right) \right] \quad (47)$$

比较以上(46),(47)式,由于 $(1-A)^2 \left( \arctan u - \frac{u}{1+u^2} \right) > 0$ ,必有 $\eta_p > \eta_s$ ,即TM偏振光的转换效率总是比TE偏振光大,其原因如前所述;对转换效率影响最大的是相对折射率,因为 $n > 1$ ,总有系数 $\frac{16n^2}{(n+1)^4} < 1$ ,而且这个系数随 $n$ 的增大减小得很快。为了充分利用入射光的能量,应该尽可能对透镜进行增透处理,这同时也能降低偏振状态重新分布的影响。

## 5 结 论

综上所述,半导体激光器快轴方向发散光束通过圆柱透镜后的准直特性、光强分布和光能转换效率与圆柱透镜的半径、介质折射率、介质损耗、安装距离等可调参数以及界面反向有着密切关系。安装

位置直接影响到准直效果;透镜半径、折射率和介质损耗不仅影响到准直后光斑的大小、光强分布和光能转换效率,而且影响到偏振状态的重新分布,因此,要获得最佳准直效果必须略微离焦安装;根据具体使用要求,还必须综合考虑各参数对光斑大小、光强和偏振状态分布以及光能转换效率的影响,权衡和采用适当的参数,并考虑是否进行增透处理,以获得尽可能好的使用效果。

## 参 考 文 献

- 1 Dai Te-li. Semiconductor Diode-Pumped Solid-state Laser [M]. Chengdu: Sichuan University Press, 1993  
戴特力. 半导体激光二极管泵浦全固态激光器[M]. 成都:四川大学出版社,1993
- 2 Yang Shiquan, Li Zhaohui, Ding Lei *et al.*. Tunable actively mode-locked fiber ring laser by using a F-P LD modulator and a HiBi fiber loop mirror [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(2):105~108  
杨石泉,李朝晖,丁 镭等. 由LD和高双折射光纤环镜构成的

- 可调谐锁模光纤激光器[J]. 中国激光, 2003, **30**(2):105~108
- 3 Chen Jun, Ge Jianhong, Zhou Tao *et al.*. LD pumped combined single crystal Nd<sup>3+</sup>:YAG-Cr<sup>4+</sup>:YAG self Q-switched laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(6):481~484  
陈军,葛剑虹,周涛等. LD抽运的Nd<sup>3+</sup>:YAG-Cr<sup>4+</sup>:YAG组合单晶自调Q激光器的研究[J]. 中国激光, 2003, **30**(6):481~484
- 4 Liu Yuanyuan, Fang Gaozhan, Liu Bin *et al.*. Laser diode side-pumped CW Nd:YAG lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(7):577~580  
刘媛媛,方高瞻,刘斌等. 侧面抽运Nd:YAG连续激光器[J]. 中国激光, 2003, **30**(7):577~580
- 5 Du Chenlin, Qin Lianjie, MENG Xianlin *et al.*. Study of high-power continuous-wave 1.34 μm Nd:GdVO<sub>4</sub> laser end-pumped by laser-diode-array [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(8):681~683  
杜晨林,秦连杰,孟宪林等. LD抽运高功率连续波1.34 μm Nd:GdVO<sub>4</sub>激光器研究[J]. 中国激光, 2003, **30**(8):681~683
- 6 Cheng Yong, Chen Bo, Wang Xiaobin *et al.*. Study on diode pumped solid laser (DPSL) with alignment-free resonator [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(11):973-976  
程勇,陈波,王小兵等. LD抽运免调试谐振腔被动调Q的固体激光器[J]. 中国激光, 2003, **30**(11):973~976
- 7 Jiang Jianping. Semiconductor Laser [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2000  
江剑平. 半导体激光器[M]. 北京:电子工业出版社,2000
- 8 Wang Xiaowei, Xiao Jianwei, Ma Xiaoyu *et al.*. Fiber coupling of laser diode bar to multimode fiber array [J]. *Chinese J. Semiconductors*, 2002, **23**(5):464~467  
王晓薇,肖建伟,马晓宇等. 激光二极管阵列与多模光纤阵列的光纤耦合[J]. 半导体学报, 2002, **23**(5):464~467
- 9 F. Wang, A. Hermerschmidt, H. J. Eichler. High-power narrowed-bandwidth output of a broad-area multiple-stripe diode laser with photorefractive phase-conjugated injection [J]. *Opt. Commun.*, 2002, **209**:391~395
- 10 Lü Baida. Laser Optics [M]. Chengdu: Sichuan University Press, 1992  
吕百达. 激光光学[M]. 成都:四川大学出版社,1992
- 11 Ji Xiaoling, Lü Baida. Effect of spherically aberrated lens on beam quality [J]. *Chinese J. Lasers*, 2001, **A28**(4):347~350  
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, **A28**(4):347~350



## 征 订 启 事

### 《光学手册》

顾问:龚祖同 主编:李景镇 陕西科学技术出版社 16开 1541页 定价:100.00元

本手册是我国编写的第一本基础性大型光学手册。全书有2700多个公式,1400余幅插图和400多个数据表格,230万字。手册包括25个光学分科(辐射度学和光度学,色度学,光谱学,光源,成像光学,信息光学,量子光学,统计光学,分子光学,非线性光学,光的偏振,光学薄膜和滤光片,纤维光学和变折射光学,集成光学,视觉光学,大气光学,海洋光学,高速摄影和光子学,显微物镜和目镜,光学调制器,热探测器和光电探测器,感光材料,光学计量仪器,光学材料,光学工艺学),5个附录,2个索引。由20多位光学专家编撰完成,在编写过程中得到了龚祖同、王大珩、侯洵、薛鸣球等著名光学专家的指导和帮助,保证了该手册的编写质量和权威性。资料丰富,表达方式详略得当,是"一本兼顾光学工作者和非光学科技工作者的参考书"(引自王大珩院士为本书的题词)。

### 《第十六届全国激光会议论文集》

第十六届全国激光学术会议于2003年10月19~22日在上海举行,会议论文集由《中国激光》编辑部出版。本论文集共收录论文173篇,600多页。定价为每册100元,光盘版为每张50元。

论文集较全面地反映了近年来我国激光科学技术研究、应用和产业化的最新成果,显示了激光科学技术对国家863计划、重大项目、国家基金和产业发展等方面的重要作用与贡献。

### 《第八届国际光电子和光通信学术会议(OECC'2003)论文集》

第八届国际光电子和光通信学术会议于2003年10月13~16日在上海举行,会议论文集由《光学学报》编辑部出版。本论文集共收录论文436篇,800多页,分上下两册。定价为每套100元,光盘版为每张50元。

对该论文集OECC会议节目委员会的评价是:质量之高,可与国际上知名的优秀论文集媲美。

如需购买,请与光学期刊联合编辑部葛晓红联系。

电话:021-69918428,021-69918011,请从邮局汇款

地址:上海800-211信箱,光学期刊联合编辑部 邮编:201800