

文章编号: 1001-3806(2004)06-0658-03

# 阵列半导体激光器光束准直设计

何修军, 杨华军, 邱琪

(电子科技大学 宽带光纤传输与通信网技术重点实验室, 成都 610054)

**摘要:** 根据变折射率介质对光束自动聚焦特点, 并利用光线微分方程, 设计了阵列变折射率介质棒准直阵列半导体激光器, 计算机仿真表明, 该准直系统能达到较为理想的准直效果, 其准直结果可达 3mrad~4mrad。

**关键词:** 阵列半导体激光器; 变折射率; 介质棒; 准直

**中图分类号:** TN248.4 **文献标识码:** A

## The collimation design of the semiconductor laser array light beams

HE Xiujun, YANG Hua-jun, QIU Qi

(Key Laboratory of Broadband Optical Fiber Transmission and Communication Networks, UEST, Chengdu 610054, China)

**Abstract:** According to the differential equation of light and the characteristic that the GRIN (graded-index) medium can focus the light beam automatically, we have designed the GRIN medium stick array to collimate the laser diode light beams. The data of computer simulation indicate that the collimation system will work well as planned and the result of collimation can reach as much as 3mrad~4mrad.

**Key words:** semiconductor laser array; GRIN; medium stick; collimation

### 引言

大功率半导体激光器阵列(包括条阵)由于具有体积小、光电转换效率高的特点而越来越得到广泛的应用,如光通信、激光加工、激光手术等。大功率半导体激光器通常都由若干个巴(bar)组成(只有一个巴的称为条阵激光器),每个巴又由若干个发光区组成<sup>[1]</sup>。比如对于一个数十瓦的条形巴(如巴由19个单管半导体激光器组成,每个单管的长度为150μm,相邻单管之间的距离为500μm),在平行(慢轴)和垂直p-n结(快轴)的两方向的发散角也不一样,一般为垂直方向30°左右,平行方向为10°左右,给使用带来极大的不便<sup>[2]</sup>,故限制了它的应用。它的准直用普通透镜难以达到好的效果,因此,本文中设计了阵列径向折射率分布介质棒来准直阵列半导体激光束<sup>[3]</sup>。

### 1 理论分析

作者简介:何修军(1972-),男,硕士研究生,主要从事光束质量处理方面的研究。

E-mail:xiujun-he@163.com

收稿日期:2003-11-18;收到修改稿日期:2004-02-13

#### 1.1 变折射率介质中的光线方程

光波也是一种电磁波,据电磁场理论可得到光线微分方程<sup>[4]</sup>:

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \nabla n \quad (1)$$

式中, $s$ 为光线弧长, $\vec{r}$ 是光线上一点的位置矢量,是 $s$ 的函数, $n$ 为介质的折射率,是位置坐标的函数,由(1)式得:

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{dx}{ds} \right) = \frac{\partial n}{\partial x'} \frac{dx}{ds} = \frac{\partial n}{\partial y'} \frac{dy}{ds} = \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2)$$

令  $p = n \frac{dx}{ds}$ ,  $q = n \frac{dy}{ds}$ ,  $L = n \frac{dz}{ds}$ , (2)式中的3个方程变为:  $\frac{dp}{ds} = \frac{\partial n}{\partial x'}$ ,  $\frac{dq}{ds} = \frac{\partial n}{\partial y'}$ ,  $\frac{dL}{ds} = \frac{\partial n}{\partial z}$  (3)

在径向梯度折射率介质中,轴向折射率不变化,由(3)式可推导出径向梯度介质光线方程:

$$\frac{d^2x}{dz^2} = \frac{1}{2L_0^2} \frac{\partial n^2}{\partial x}, \quad \frac{d^2y}{dz^2} = \frac{1}{2L_0^2} \frac{\partial n^2}{\partial y}, \quad L = L_0 \quad (4)$$

式中, $L_0$ 为常数。

#### 1.2 根据折射率分布求解光线方程

设折射率分布为  $n^2 = n_0^2 [1 - \alpha^2 (x^2 + y^2)]^{[4]}$ ,  $n_0$ 为轴上折射率, $\alpha$ 为介质分布常数,代入(4)式中

第 1 式,得:

$$\frac{d^2x}{dz^2} = \frac{1}{2L_0^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} = - \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} \right)^2 x \quad (5)$$

解得:

$$x = A \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) + B \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) \quad (6)$$

同样可得:

$$y = C \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) + D \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) \quad (7)$$

(6) 式、(7) 式中  $A, B, C, D$  为待定常数,两式分别对  $z$  求微分,得:

$$\frac{dx}{dz} = -A \frac{n_0 \alpha}{L_0} \sin \frac{n_0 \alpha}{L_0} z + B \frac{n_0 \alpha}{L_0} \cos \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \quad (8)$$

$$\frac{dy}{dz} = -C \frac{n_0 \alpha}{L_0} \sin \frac{n_0 \alpha}{L_0} z + D \frac{n_0 \alpha}{L_0} \cos \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \quad (9)$$

而  $z=0$  时,  $x = x_0, y = y_0, p = p_0, q = q_0$ , 可得:

$$A = x_0, B = \frac{L_0}{n_0 \alpha} \frac{dx}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{L_0}{n_0 \alpha} p_0 = \frac{p_0}{n_0 \alpha} \quad (10)$$

$$C = y_0, D = \frac{L_0}{n_0 \alpha} \frac{dy}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{L_0}{n_0 \alpha} q_0 = \frac{q_0}{n_0 \alpha} \quad (11)$$

## 2 准直系统设计

### 2.1 径向折射率分布介质棒的参数设计

如图 1 所示,半导体激光器与折射率介质棒的距离为  $d$ ,棒的长度为  $l$ ,棒的截面半径为  $R$ ,设垂直于结平面方向上光束的发散角为  $\theta_1$ ,平行于结平面方向上的发散角为  $\theta_2$ 。

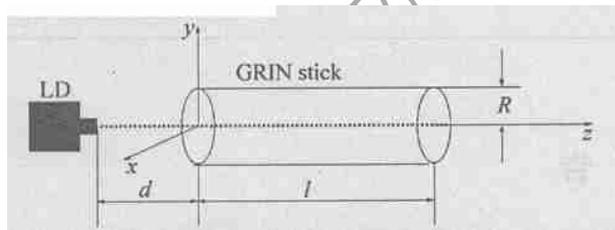


Fig. 1 The GRIN medium stick collimating the LD light beams

由图 1 可知,当  $z=0$  时,  $x_0 = d \tan \theta_2, y_0 = d \tan \theta_1, p_0 = n_0 \sin \theta_2, q_0 = n_0 \sin \theta_1$ ,对于发散角为  $\theta \perp \times \theta \parallel = 30^\circ \times 10^\circ$  的 LD 来说,在垂直于结平面方向上即  $0 \leq \theta_1 \leq 15^\circ$ ,且  $L_0 = n_0 \cos \theta_1$ ,由(7)式、(11)式得:

$$y = d \tan \theta_1 \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) + \frac{\sin \theta_1}{\alpha} \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) \quad (12)$$

设在第 1 个峰值处  $z$ ,  $x$  对应的值为  $z_{\max}, x_{\max}$ ,则有:

$$l = z_{\max}, R = x_{\max} \quad (13)$$

$l, R$  通过编程计算很容易得到,同样在平行于结平面方向即  $0 \leq \theta_2 \leq 5^\circ$  上,此时  $L_0 = n_0 \cos \theta_2$ ,由(6)式、

(10) 式可得:

$$x = d \tan \theta_2 \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) + \frac{\sin \theta_2}{\alpha} \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) \quad (14)$$

其结果与垂直时类似,只是由于发散角小,其最大峰值较小,所以  $l, R$  仍由垂直时决定。根据(13)式、(15)式可仿真得到光束在径向折射率分布介质棒中光线轨迹,如图 2 所示,在  $l$  处所有角度的光线都几乎达到峰值,如在此处将光束取出便可得到一束近似平行光束(发散角较小)。

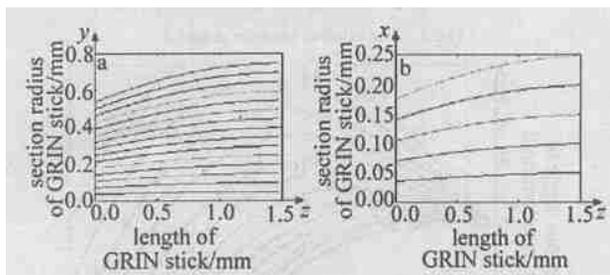


Fig. 2 The results of beams travelling in the GRIN stick  
a—the result of collimation in vertical direction b—the result of collimation in parallel direction

由此可根据实际情况设计相应的径向折射率分布介质棒。

### 2.2 数据优化

从图 2 中发现,不同角度的光线在峰值处并不对应轴上同一点,即经介质棒准直后并不都为 0,且存在较小的发散角,还需要进行计算并优化它的准直结果,根据对称性,这里只需要考虑垂直方向情况,由(12)式有:

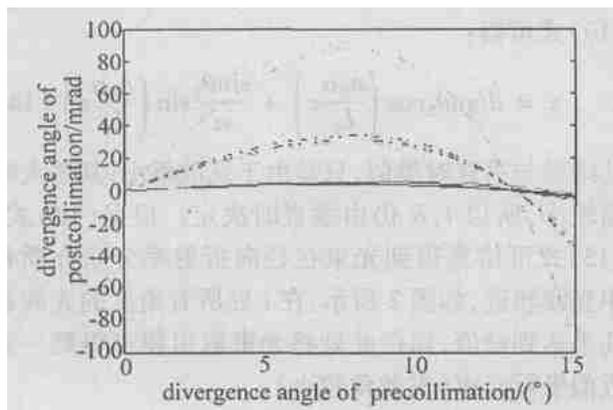
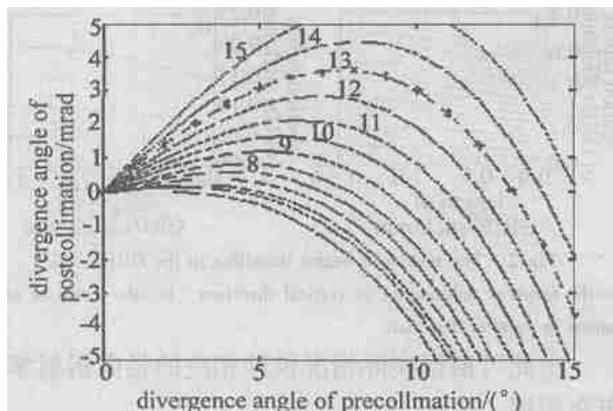
$$\frac{dy}{dz} = - \frac{dn_0 \alpha \tan \theta_1}{L_0} \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) + \frac{n_0 \sin \theta_1}{L_0} \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) \quad (15)$$

设准直后的发散角为  $\delta$ ,则有:

$$\delta = \arctan \left[ - \frac{n_0 \alpha (d \tan \theta_1)}{L_0} \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) + \frac{n_0 \sin \theta_1}{L_0} \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) \right] \quad (16)$$

由于  $L_0 = n_0 \cos \theta_1$ ,准直结果与  $n_0$  的取值没有关系,根据(16)式可得到  $\alpha$  与准直结果的关系,如图 3 所示,虚线对应于  $\alpha > 1$ ,实线对应于  $0 < \alpha < 1$ ,这表明只要  $0 < \alpha < 1, \alpha$  变化对准直结果的影响不大。

由于不同角度的光线在峰值处并不对应轴上同一点,这样,只能在某一角度的峰值处取出光线,由(16)式得到在不同角度的峰值处取出光线的准直结果,如图 4 所示,可看出在发散角  $\theta_1 = 13^\circ$  左右的峰值处取出光线可得到较好的效果,即准直结

Fig. 3 The relation between  $\alpha$  and  $\delta$ Fig. 4 The relation between  $\theta$  and  $\delta$ 

果可达到  $4\text{mrad}$  以内,这说明用径向折射率介质棒准直半导体激光束可获得较为理想的效果,其准直结果能达到  $3\text{mrad} \sim 4\text{mrad}$ 。

### 2.3 阵列半导体激光器的准直系统

根据阵列激光器的参数,由上面的计算,相应改变介质棒的参数,尽可能让介质棒紧密排列而便于

组装,如单管间距为  $500\mu\text{m}$ ,就应改变其它参数使  $R=0.5\text{mm}$ 。然后根据所设计的介质棒组成阵列来准直阵列半导体激光器,如图 5 所示,考虑到光束太宽,再用望远镜进行压缩,从而得到所需要的宽度。

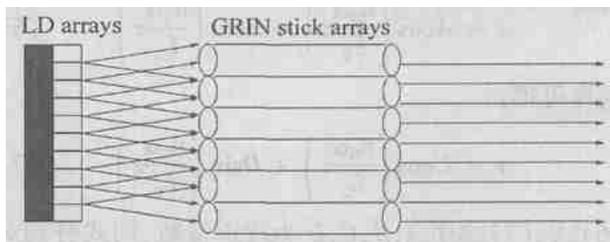


Fig. 5 The collimation system of the LD arrays

## 3 结论

阵列半导体激光源实际为较大的面光源,用普通透镜很难得到好的准直效果,通过上面的分析,拟采用阵列折射率介质棒来准直阵列半导体激光束,计算机仿真结果表明能达到较好的准直效果,结果可达到  $3\text{mrad} \sim 4\text{mrad}$ ,它也可广泛地应用于光学系统中光束质量处理。

### 参考文献

- [1] 周崇喜,杜春雷. 半导体激光阵列光束准直和聚焦系统设计[J]. 光学仪器, 2002, 22(6): 25~29.
- [2] 王世华,周肇飞,迟桂纯. 自聚焦光纤对半导体激光束的准直研究[J]. 激光技术, 1998, 22(3): 163~165.
- [3] YAMAGUCHI S, YONGQI H I. Efficient Nd:YAG laser end-pumped by a 1cm aperture laser-diode bar with a GRIN lens array coupling[J]. Quantum Electronics, 2002, 28(4): 1101~1105.
- [4] 刘德森,高应俊. 变折射率介质的物理基础[M]. 北京:国防工业出版社, 1991. 14~25.

简 讯 ·

## 公 告

本刊已与中国学术期刊(光盘版)电子杂志社及台湾华艺数位艺术股份有限公司合作,分别加入了《中国知识资源总库·科技精品库》和 CEPS(中文电子期刊服务),如有不同意入编者,请从速函告,以便删除!

《激光技术》编辑部  
2004年12月