

文章编号: 0258-7025(2005)05-0604-05

半导体激光器线阵光束扭转对称化的实验研究

高明伟, 高春清, 何晓燕, 魏光辉

(北京理工大学光电工程系, 北京 100081)

摘要 利用双焦望远系统和扭转柱透镜系统实现了半导体激光器线阵(LD-bar)的扭转对称化, 对称化后的光束在 x 和 y 两个方向的光束宽度、发散角和光束参量积接近相等, 极大地改善了半导体激光器线阵光束的不对称性和像散特性, 进行了以上变换的理论分析和实验研究。作为应用实例, 用对称变换后的光束进行了抽运固体激光器的实验, 激光器基模输出的效率比用不变换前的光束有明显提高。

关键词 激光技术; 半导体激光器线阵; 光束对称化; 扭转光束

中图分类号 TN248.4 **文献标识码** A

Study of Twisted Beam Symmetrization from Laser Diode Bar

GAO Ming-wei, GAO Chun-qing, HE Xiao-yan, WEI Guang-hui

(Department of Opto-Electronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract A principal drawback of high-power laser diode, which limits their applications such as pumping solid-state laser and fiber laser, is astigmatic brightness of output beam. The astigmatic beam emitted from laser diode bar is transformed into a beam with twisted symmetry by using a bifocal telescope and rotated cylindrical lenses. The beam widths, divergences and the beam parameter products of the symmetrized beam are nearly the same in x and y directions. The beam transformation was theoretically analyzed and experimentally studied. As an example, the symmetrized beam was used to pump solid state laser. The efficiency of the fundamental mode operation was improved compared with the result of untransformed beam pumping.

Key words laser technique; laser diode bar; beam symmetrization; twisted beam

1 引 言

半导体激光器线阵(LD-bar)由于具有体积小、重量轻、效率高和工作寿命长等优点, 在抽运固体激光器、激光医疗、材料加工等方面具有广阔的应用前景^[1]。目前, 输出功率为几十瓦的线阵器件已获得了广泛的应用, 由其层叠可构成输出功率为百瓦及千瓦级的高功率器件(Laser diode stack)。由于半导体激光器本身的结构特点, 其输出光束存在严重的不对称性和像散特性。目前典型的半导体激光器线阵的发光面尺寸为 $1 \mu\text{m} \times 10 \text{mm}$ (快轴方向 \times 慢轴方向), 发散角为 $40^\circ \times 10^\circ$ (半峰全宽), 理想情况下半导体激光器线阵快轴方向的 M^2 因子接近于 1, 慢轴方向的 M^2 因子约为 1000。

半导体激光器线阵输出光束的不对称性和像散如端面抽运固体激光器和光纤激光器等对于半导体

激光器的应用非常不利, 因此在许多时候需要对其进行对称化变换。目前已有的实现半导体激光器阵列对称化变换的方法有: 采用把半导体激光器阵列每个发光面耦合进一根小芯径光纤并把光纤的另一端排成一束的线状变成束状的光纤耦合器法^[2,3]; 采用阶梯镜进行光束整形的阶梯反射镜法^[4]; 利用一对相互平行彼此错位且与入射的半导体激光器光束成一定角度放置的高反平面镜构成平行平面镜法^[5]; 采用可以使输入光束沿传播光轴旋转的多棱镜阵列法^[6,7]等。以上方法有各自的优点, 但这些方法普遍存在需要进行微光学加工, 对于器件调整和装配的要求很高。本文报道利用多个柱面透镜组成的光学系统对半导体激光器输出的线阵光束进行对称化变换的方法, 实现了线阵半导体激光器的对称化。

收稿日期: 2004-02-10; 收到修改稿日期: 2004-06-04

基金项目: 教育部资助优秀青年教师基金和国家自然科学基金(69908001)资助项目。

作者简介: 高明伟(1977—), 男, 吉林人, 博士研究生, 主要从事光束变换研究。E-mail: ghew@bit.edu.cn

2 光束对称化的理论分析

半导体激光器线阵输出的光束是简单像散光束,可以用简单像散光束的矩阵表示为^[8,9]

$$\mathbf{P}_{sa} = \begin{pmatrix} \langle x^2 \rangle & 0 & \langle xu \rangle & 0 \\ 0 & \langle y^2 \rangle & 0 & \langle yv \rangle \\ \langle xu \rangle & 0 & \langle u^2 \rangle & 0 \\ 0 & \langle yv \rangle & 0 & \langle v^2 \rangle \end{pmatrix}, \quad (1)$$

\mathbf{P}_{sa} 为二阶矩定义的简单像散光束的光束矩阵,其中 $\langle x^2 \rangle, \langle y^2 \rangle$ 分别表示光束在 x, y 方向的光强二阶矩,同 x, y 方向上的光束半宽度 w_{0x}, w_{0y} 的关系为

$$w_{0x} = 2 \sqrt{\langle x^2 \rangle}, \quad w_{0y} = 2 \sqrt{\langle y^2 \rangle}, \quad (2)$$

$\langle u^2 \rangle, \langle v^2 \rangle$ 表示光束的远场二阶矩,它们同光束 x, y 方向的远场发散半角 θ_x, θ_y 的关系为

$$\theta_x = 2 \sqrt{\langle u^2 \rangle}, \quad \theta_y = 2 \sqrt{\langle v^2 \rangle}, \quad (3)$$

$\langle xu \rangle, \langle yv \rangle$ 与等相位面的有效曲率半径有关。激光的束腰位置 z_0 , 瑞利长度 z_R , 光束参量积等光束参量,可以由(1)式中的 6 个二阶矩量表示。

对于线阵半导体激光器两个方向的光束参量均不相同,快轴方向的发散角很大,在应用时先要进行快轴准直,快轴准直透镜一般采用具有大数值孔径的光纤微透镜或者非球面微柱透镜,准直之后快轴方向光束的发散角小于 1° 。半导体激光器的发光区沿慢轴方向按一定间隔排成一行,相邻的发光区之间存在不发光区域,采用慢轴准直透镜阵列对每个发光区进行慢轴准直,其结果是慢轴方向的发散角被压缩,不发光区在整个光束中所占比例减小。

首先采用光学系统将经过快、慢轴准直的半导体激光器线阵在 x, y 方向上的束腰位置和瑞利长度变为一致,该变换可以通过相互垂直的两个柱透镜构成的双焦系统实现,变换前后的光束参量满足以下公式^[8]

$$w'_0 = w_0 \cdot \frac{f_c}{\sqrt{z_R^2 + (z_0 - f_c)^2}}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{z} + \frac{1}{z'} = \frac{1}{f_c} + \frac{z_0^2}{z(z^2 + z_R^2 - zf_c)}, \quad (5)$$

其中 f_c 为变换透镜的焦距, w_0, w'_0 为变换前后束腰半径, z, z' 为变换前后束腰距透镜的距离, z_0 为束腰位置, z_R 为变换前光束的瑞利长度。通过选取两个方向的柱透镜 C_x, C_y 的焦距 f_x, f_y 以及优化柱透镜与入射前光束束腰的距离 z , 可以使变换之后两个方向的束腰位置和瑞利长度相等。

采用扭转柱透镜系统对输出光束进行进一步的对称化^[9], 扭转柱透镜系统由三个柱透镜 C_1, C_2, C_3

构成,焦距分别为 $f/2, f, f/2$, 满足

$$f = z'_{Rx} = z'_{Ry}, \quad (6)$$

其中 z'_{Rx}, z'_{Ry} 为双焦系统变换后光束的瑞利长度,扭转柱透镜彼此间距为 $f/2$, 第二个柱透镜的主轴同一、三两个柱透镜的主轴互相垂直,入射光束的主轴同柱透镜的主轴的夹角为 $\pi/4$, 第一个柱透镜同经过双焦系统变换光束的束腰的距离为 $f/2$, 变换系统的结构如图 1 所示。

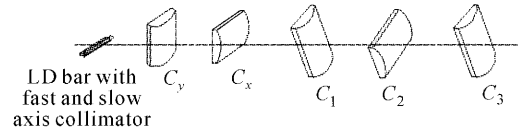


图 1 半导体激光器阵列对称化光学系统示意图

Fig. 1 Scheme of the symmetrization optics of laser diode bar

扭转柱透镜系统的矩阵可以表示为^[10]

$$\mathbf{S}(\theta) = \mathbf{R}^{-1}(\theta) \mathbf{S}_z \mathbf{S}_{cy13} \mathbf{S}_z \mathbf{S}_{cy12} \mathbf{S}_z \mathbf{S}_{cy11} \mathbf{S}_z \mathbf{R}(\theta), \quad (7)$$

其中 $\mathbf{R}(\theta)$ 为旋转矩阵, \mathbf{S}_z 为自由空间传播矩阵, $\mathbf{S}_{cy11}, \mathbf{S}_{cy12}, \mathbf{S}_{cy13}$ 分别为柱面透镜 C_1, C_2, C_3 的矩阵表达式, \mathbf{S}_{cy1} 是焦距为 f 的薄柱透镜矩阵。代入 $\theta = \pi/4, z = f/2$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -1 & 1 & f & f \\ 1 & -1 & f & f \\ -1/f & -1/f & -1 & 1 \\ -1/f & -1/f & 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

光束通过扭转柱透镜系统后光束参量矩阵为

$$\mathbf{P}_{st} = \mathbf{S} \mathbf{P}_{sa} \mathbf{S}^T = \begin{pmatrix} \langle x_{st}^2 \rangle & 0 & 0 & \langle xv_{st} \rangle \\ 0 & \langle y_{st}^2 \rangle & -\langle xv_{st} \rangle & 0 \\ 0 & -\langle xv_{st} \rangle & \langle u_{st}^2 \rangle & 0 \\ \langle xv_{st} \rangle & 0 & 0 & \langle v_{st}^2 \rangle \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中

$$\langle x_{st}^2 \rangle = \langle y_{st}^2 \rangle = (\langle x_{sa}^2 \rangle + \langle y_{sa}^2 \rangle)/2,$$

$$\langle u_{st}^2 \rangle = \langle v_{st}^2 \rangle = (\langle u_{sa}^2 \rangle + \langle v_{sa}^2 \rangle)/2.$$

根据光束参量矩阵(9)式,输出光束具有相同的光斑半径、束腰位置、远场发散角、瑞利长度和光束参量积。由(9)式表示的对称光束与一般对称光束的主要区别是它含有被称为 twist^[10]的项

$$t = \langle xv_{st} \rangle = \frac{\langle x_{sa}^2 \rangle - \langle y_{sa}^2 \rangle}{2f}, \quad (10)$$

但当激光束在自由空间传输和经过对称光学系统聚焦时其对光束分布无任何影响,它是含有 twist 的扭转对称光束。

3 光束对称化的数值计算

利用扭转柱面透镜系统可以实现线阵半导体激光器的对称化。线阵半导体激光器的每个子发光区的输出光束可以近似用不同阶次厄米-高斯光束 $TEM_{m,0}$ 的非相干叠加表示^[10,11], 因此线阵半导体激光器的输出光束可以表示为多个平移的厄米-高斯光束的非相干叠加, 如图 2 所示。

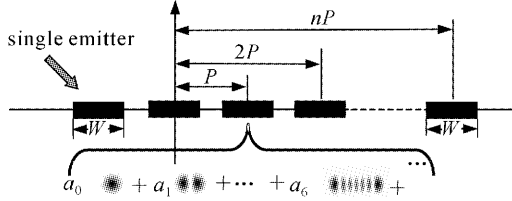


图 2 平移厄米-高斯光束的非相干叠加

Fig. 2 Incoherent superposition of the shifted Hermite-Gaussian beams

图 2 中 W 为单个发光区的宽度, P 为相邻发光区的中心距离。

厄米-高斯光束的平移距离与线阵半导体激光器的子发光区的平移距离相等。平移距离为 P 的厄米-高斯光束 $TEM_{m,0}$ 的表达式为

$$E_{in}(x_1, y_1) = C_m H_m \left[\frac{\sqrt{2}(x_1 - P)}{w_0} \right] \times \exp \left[-\frac{(x_1 - P)^2 + y_1^2}{w_0^2} \right]. \quad (11)$$

由图 2, 入射光束首先通过一个双焦系统, 双焦系统的两个方向的放大率为 m_x, m_y , 为了简单, 假设入射光束的 y 方向的瑞利长度 $z_{Ry} = f$, 双焦系统 x 方向的放大率为

$$m_x = \frac{f}{z_{Rx}}, \quad (12)$$

则平移的厄米-高斯光束(10)式经过双焦系统后的表达式为

$$E_{in}(x_1, y_1) = C_{mm} H_m \left[\frac{\sqrt{2}(x_1 - P)}{m_x \cdot w_0} \right] \exp \left[-\frac{(x_1 - P)^2}{m_x^2 w_0^2} \right] \exp \left(-\frac{y_1^2}{w_0^2} \right). \quad (13)$$

扭转柱面透镜系统变换之后的输出光束表达式可以由柯林斯(Collins)积分得出^[8]

$$E_{out}(x_2, y_2) = \frac{-i \exp(ikL)}{\lambda \sqrt{\det \mathbf{B}}} \iint E_{in}(x_1, y_1) \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda} (\mathbf{r}_1^T \mathbf{A} \mathbf{B}^{-1} \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2^T \mathbf{D} \mathbf{B}^{-1} \mathbf{r}_2 - 2 \mathbf{r}_1^T \mathbf{B}^{-1} \mathbf{r}_2) \right] dx_1 dy_1, \quad (14)$$

其中 $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1)^T, \mathbf{r}_2 = (x_2, y_2)^T$ 为输入、输出平面的坐标向量, $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}, \mathbf{D}$ 为透镜变换矩阵 $\mathbf{S}(\theta)$ 的子矩阵

$$\mathbf{S}(\theta) = \begin{bmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{B} \\ \mathbf{C} & \mathbf{D} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

把(8)式和(13)式代入(14)式中, 输出光束的光强分布表达式为

$$I_{out}(x_2, y_2) \propto \frac{2m_x}{m_x^2 + 1} \cdot \left(\frac{m_x^2 - 1}{m_x^2 + 1} \right)^m \cdot \left| H_m \left\{ \frac{-\sqrt{2}m_x [i\sqrt{2}x_2 - (\sqrt{2}y_2 - P)]}{w_0 \sqrt{m_x^4 - 1}} \right\} \right|^2 \cdot \exp \left[-\frac{4m_x^2 x_2^2 + 4(y_2 + P/\sqrt{2})^2}{(m_x^2 + 1)w_0^2} \right], \quad (16)$$

则平移距离为 P 的子发光区经过扭转柱面透镜后的光强分布为

$$I'_{out}(x_2, y_2) \propto \sum_m a_m \frac{2m_x}{m_x^2 + 1} \cdot \left(\frac{m_x^2 - 1}{m_x^2 + 1} \right)^m \cdot \left| H_m \left\{ \frac{-\sqrt{2}m_x [i\sqrt{2}x_2 - (\sqrt{2}y_2 - P)]}{w_0 \sqrt{m_x^4 - 1}} \right\} \right|^2 \cdot \exp \left[-\frac{4m_x^2 x_2^2 + 4(y_2 + P/\sqrt{2})^2}{(m_x^2 + 1)w_0^2} \right], \quad (17)$$

其中 a_m 为子发光区中模式 $TEM_{m,0}$ 所占的比例。线阵半导体激光器光束经过变换系统后的光强分布为

$$I''_{out}(x_2, y_2) \propto \sum_n \sum_m a_m \frac{2m_x}{m_x^2 + 1} \cdot \left(\frac{m_x^2 - 1}{m_x^2 + 1} \right)^m \cdot \left| H_m \left\{ \frac{-\sqrt{2}m_x [i\sqrt{2}x_2 - (\sqrt{2}y_2 - n \cdot P)]}{w_0 \sqrt{m_x^4 - 1}} \right\} \right|^2 \cdot \exp \left[-\frac{4m_x^2 x_2^2 + 4(y_2 + n \cdot P/\sqrt{2})^2}{(m_x^2 + 1)w_0^2} \right], \quad (18)$$

其中, $-\frac{N-1}{2} \leq n \leq \frac{N-1}{2}$, N 为线阵半导体激光器子发光区的数目。图 3 为线阵半导体激光器光束变换后的理论计算光斑, 其中发光区数目为 19, 这里子发光区中不同模式所占的比例相等。

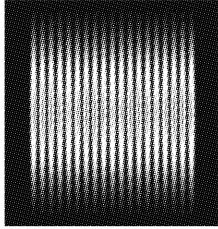


图 3 线阵半导体激光器光束变换后理论计算光斑
Fig. 3 Theoretical result of the beam transformed from the laser diode bar

4 光束对称化实验及结果

实验中采用中国科学院半导体所海特公司生产的 20 W 线阵半导体激光器, 有 19 个发光区, 每个发光区的宽度为 $150 \mu\text{m}$, 相邻发光区的中心距离为 $500 \mu\text{m}$, 采用德国 Limo 公司生产的快慢轴准直模块进行准直, 利用 PID 控制器控制 TEC 半导体制冷片调节半导体激光器的工作温度。工作温度为 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 时, 激光器输出波长为 808 nm 。实验中首先测量了半导体激光器的光束参量, 利用 CCD 面阵采集光束沿着光轴方向上不同位置的光斑, 利用 BIT Beam Analyser 光束测量软件进行光束宽度的测量和计算。利用 (19) 式对计算所得光斑半径进行二次拟合, 得到光束的束腰半宽度、束腰位置、瑞利长度三个参量

$$w = w_0 \sqrt{1 + (z - z_0)^2 / z_R^2}, \quad (19)$$

根据以上三个参量可计算远场发散角和 M^2 因子。实验测得半导体激光器的光束参量如表 1 所示。

表 1 半导体激光器阵列光束参量的测量结果

Table 1 Measured beam parameters of laser diode bar

	w_0/mm	z_0/mm	z_R/mm	θ/mrad	M^2
x	5.0	-13	156.3	32.5	631.8
y	0.3	-18	43.0	7.0	8.6

经过焦距 100 mm 和 200 mm 的两个柱透镜构成的双焦望远镜系统和焦距分别为 100 mm, 200 mm, 100 mm 的三个柱面镜构成的扭转变换系统, 具有严重不对称性和像散特性的半导体激光器线阵光束被变换成为扭转对称光束, 其光斑形状和

传输特性如图 4 所示, 与理论分析结果相吻合。将对称化后的光束经过一个焦距为 120 mm 的透镜, 测量了变换后的光束宽度、发散角和 M^2 因子, 测试结果如图 5 所示。

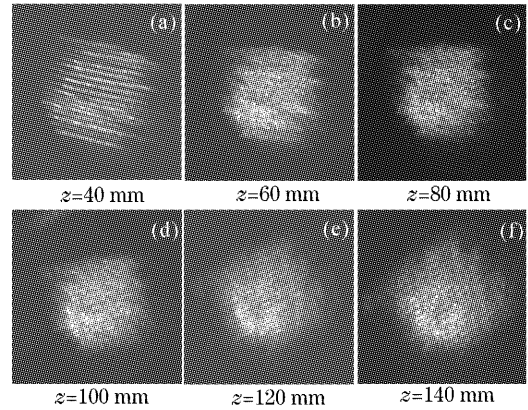


图 4 经过对称化变换后的光斑形状及其传输特性
Fig. 4 Intensity distributions of the beam and their propagation behind the transformation optics

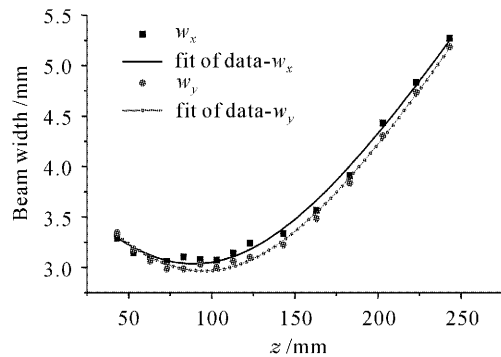


图 5 对称化变换后的光束参量测试曲线
Fig. 5 Measured beam parameters of the symmetrized beam

利用 (19) 式对测得的对称化后光斑半径进行双曲线拟合, 得到光束的束腰半径、腰斑位置、瑞利长度以及 M^2 因子, 其结果如表 2 所示。

从表 2 中可以看出变换之后两个方向的光束参量已经很接近, 测量结果同理论分析结果吻合得较好。实验所用的柱面镜均镀 808 nm 增透膜, 整个系统的透过率大于 95%。

表 2 对称化变换后的线阵半导体激光器光束参量
Table 2 Beam parameters of laser diode bar after symmetrization

	w_0/mm	z_0/mm	z_R/mm	θ/mrad	M^2
x -axis	3.216	85.49	151.96	21.16	328.37
y -axis	3.34	87.33	156.90	21.29	330.52

为了说明对称化变换后的光束对于半导体激光器抽运固体激光器的影响^[12~14],还进行了半导体激光端抽运 Nd:YAG 激光器的实验。谐振腔为平凹腔,腔长为 63 mm,所用 Nd:YAG 晶体尺寸为 $\phi 3 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$,一端镀 $1.06 \mu\text{m}$ 全反膜和 808 nm 增透膜作为谐振腔的全反面,输出镜为凹面镜,曲率半径为 500 mm,对 $1.06 \mu\text{m}$ 的透过率为 5.7%,聚焦透镜的焦距为 8 mm。利用功率计测量抽运功率及输出的 $1.06 \mu\text{m}$ 激光功率,抽运阈值为 $I_{\text{th}} = 0.97 \text{ W}$,斜度效率 $\eta = 23.6\%$,基横模运转。为比较光束对称化对于抽运阈值、斜度效率以及输出模式的影响,直接用短焦透镜对经过快轴准直的半导体激光器线阵输出光束进行聚焦,抽运相同的 Nd:YAG 激光器,抽运阈值为 $I_{\text{th}} = 1.2 \text{ W}$,斜度效率 $\eta = 19.9\%$ 。因此经过对称化变换后激光器光-光转换效率、抽运阈值都优于未经过变换时的情况;在输出模式上,变换之后为基模输出,而直接抽运为高阶模输出。

5 结 论

利用柱透镜系统实现了像散半导体激光器阵列的对称化,变换后的光束两个方向的参量基本相同,经过对称化变换的光束在端面抽运固体激光器和光纤耦合中更有优势。目前我们正在进行减小变换透镜的焦距、缩小整个系统体积的工作,以得到结构更加紧凑的变换系统。

参 考 文 献

- Huang Dexiu, Liu Xuesong. Semiconductor Lasers and Their Applications [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 1999
黄德修,刘雪峰. 半导体激光器及其应用[M]. 北京:国防工业出版社,1999
- J. Berger, D. F. Welch, W. Streifer *et al.*. Fiber-bundle coupled diode end-pumped Nd:YAG laser[J]. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(4): 306~308
- Th. Graf, J. E. Balmer. High-power Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar[J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(16): 1317~1319
- B. Ehlers, K. Du, M. Baumann *et al.*. Beam shaping and fibre-coupling of high-power diode laser arrays [C]. *SPIE*, 1997, **3097**: 390~393
- W. A. Clarkson, D. C. Hanna. Two-mirror beam-shaping technique for high-power diode bars[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(6): 375~377
- Satoshi Yamaguchi, Tetsuro Kobayashi, Yoshimasa Saito *et al.*. Collimation of emissions from a high-power multistripe laser-diode bar with multiprism array coupling and focusing to a small spot[J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(8): 898~900
- Shi Peng, Li Xiaoli, Zhang Guifen *et al.*. Micro-prism stack beam shaper for high power laser diode array[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(11): 1544~1547
石 鹏,李小莉,张贵芬等. 大功率激光二极管的微片棱镜堆光束整形和光纤耦合输出[J]. 光学学报, 2000, **20**(11): 1544~1547
- N. Hodgson, H. Weber. Optical Resonators: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications [M]. Germany: Springer Verlag, 1997
- Gao Chunqing, Wei Guanghui. Relations between beam parameters and second order moments of astigmatic beams [J]. *Optical Technique*, 2000, **26**(3): 207~210
高春清,魏光辉. 像散光束的光束参量与光强二阶矩的关系[J]. 光学技术, 2000, **26**(3): 207~210
- C. Gao. Characterization and transformation of astigmatic laser beams[D]. Germany: Wissenschaft & Technik Verlag, 1999. 48~50
- Wu Ping, Zhuang Jian, Lü Baida. A new method for producing flat-topped beams: Hermite-Gaussian beam combination[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(1): 48~52
吴 平,庄 建,吕百达. 一种产生平顶光束的新方法:厄米-高斯光束的合成[J]. 中国激光, 2004, **31**(1): 48~52
- Li Ping, Wang Qingpu, Zhang Xingyu *et al.*. Study of a diode pumped Nd:YVO₄ laser passively Q-switched with GaAs[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(3): 298~302
李 平,王青圃,张行愚等. 激光二极管抽运的 Nd:YVO₄ GaAs 被动调 Q 激光器研究[J]. 光学学报, 2002, **22**(3): 298~302
- Jie Liu, Jimin Yang, Fengqin Liu. Compact and efficient diode-pumped passively Q-switched Nd:GdVO₄ laser at $1.06 \mu\text{m}$ [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(6): 337~339
- Wang Haibo, Ma Yan, Zhai Zehui *et al.*. 1.5 W CW frequency stabilized and intracavity frequency-doubled ring laser end-pumped by diode laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(2): 119~122
王海波,马 燕,翟泽辉等. LD 端面抽运 1.5 W 单频稳频绿光激光器[J]. 中国激光, 2002, **A29**(2): 119~122