

文章编号: 1001-3806(2007)03-0228-04

## 光学组合半导体激光器输出光束特性研究

张 靳, 黄 磊, 王东生, 殷 聪, 巩马理\*  
(清华大学 精密仪器系, 北京 100084)

**摘要:** 为了评价光学组合半导体激光器的输出光束性能, 采用两种方法从理论上分析了光学组合半导体激光器的输出光束的光束传播因子。第 1 种方法与传统堆栈式半导体激光器的光束质量评价方法类似, 通过几何光学得到光束束宽; 第 2 种方法采用管芯光强分布的类高斯模型计算输出光束的二阶矩进而得到光束束宽, 最后均得到输出光束的光束传播因子与激光条单元数及激光条包含管芯数的关系。进行了 3 个激光条组成的光学组合半导体激光器的实验, 获得输出功率 120W, 功率密度 209W/cm<sup>2</sup>, 光束平均间距 1.1mm, 整体光束传播因子  $M^2 = 197$ 。对比了两种方法及实验结果。结果表明, 这两种方法可以用来估算光学组合半导体激光器的输出光束质量。

**关键词:** 激光光学; 光学组合半导体激光器; 光束质量; 光束传播因子; 二阶矩  
**中图分类号:** TN248.4      **文献标识码:** A

### Study on characteristics of output beam of combined optical diode lasers

ZHANG Jin, HUANG Lei, WANG Dong-sheng, YIN Cong, GONG Ma-li

(Department of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract** For the purpose of evaluating the performance of combined optical diode lasers, two approaches estimating beam propagation factor were analyzed. One was similar to the approach used in the traditional diode stack calculating the beam width based on the geometry optics, the other was based on the similar Gaussian model of the emitter calculating the beam width by the definition of the second order moment of intensity distribution. Finally the dependence of the  $M^2$  factor of the output beam on the number of the diode bars and the number of emitters per bar was deduced. An experiment on a three-bar combined optical diode laser was carried out with output power of 120W, power density of 209W/cm<sup>2</sup>, average pitch of 1.1mm, and total beam propagation ratio  $M^2 = 197$ . The two approaches were compared through the experiment. The analysis results show that both these approaches are available in estimating the output beam quality of the optical combination diode lasers.

**Key words** laser optics; combined optical diode lasers; beam quality; beam propagation ratio; second order moments

### 引 言

目前, 高功率半导体激光器普遍采用多个激光条机械堆砌<sup>[1, 2]</sup>的方法, 光学组合半导体激光器是一种基于光学折叠变换技术的半导体激光器<sup>[3]</sup>。光学组合半导体激光器中以激光条发出的光为基本发光单元, 经过高反镜转向、叠加得到一个整体光束。作者对光学组合半导体激光器的输出光束的光束特性采用两种方法进行分析和对比, 得到光束传播因子与激光条单元数和激光条包含管芯数的关系。若对第 1 种方法做适当修正, 则两种方法的结果更为接近。计算结果与实验结果在快轴方向基本吻合, 在慢轴方向相差不大。

### 1 光学组合半导体激光器原理

光学组合半导体激光器的结构示意图和光路原理见图 1。它以多个经过快轴准直的半导体激光条作为基本光源单元, 激光条发出的光由阶梯行反射镜进行反射和组合, 获得紧密排列的高功率密度的激光输出。

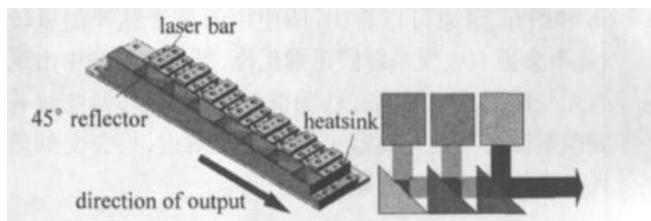


Fig 1 Schematic structure of optical combination semiconductor lasers

研究多个激光条组成的堆栈的输出光束性能根据 ISO 11146<sup>[4]</sup>中严格的定义应该测量光束传播过程中多处的光强分布再通过计算得到<sup>[5, 6]</sup>。但是当输出光束光斑过大受到测量仪器的限制或者只需要对输出光束的光束质量做粗略估计时, 在理论上一般从单个管芯

作者简介: 张 靳 (1983-), 女, 硕士研究生, 主要从事半导体激光器相关技术研究。

\* 通讯联系人。E-mail: gongm@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2006-05-08 收到修改稿日期: 2006-07-16

的光束特性推导堆栈的光束特性<sup>[7-9]</sup>, 或者直接从实验测得束宽, 再除以发散距离得到远场发散角<sup>[10]</sup>, 从而得到光束传播因子。理论分析时一般有两种方法, 一种是根据单个激光条的光束质量表达式从结构上得出堆栈的整体输出的光束质量<sup>[7,8]</sup>, 另一种是采用高斯光束模型模拟单激光条的光强分布<sup>[8,9]</sup>, 然后推导出堆栈的输出光束的光束质量。对于光学组合的输出光束质量研究也从这两个方法分别给予分析。

### 2 由几何尺寸估算光束传播因子

根据光学组合半导体激光器的原理, 可知由数个激光条组成的光学组合半导体激光器最后输出光束是近似梯形的光斑。采用最大的子光束的慢轴尺寸作为输出光束的慢轴束宽, 各个子光束叠加得到的总快轴尺寸作为输出光束的快轴束宽。经过简单的几何光学推导得到由  $m$  个激光条组成的光学组合半导体激光器的输出光束尺寸为如下。

慢轴的最大和最小尺寸分别为:

$$l_{s \max} = L_{s0} + \left[ (m - 1)L_{\text{bar}} + \left( \frac{L_{\text{bar}} + L_{s0}}{2} \right) \right] \tan 2\theta_s \quad (1)$$

$$l_{s \min} = L_{s0} + \left[ \left( \frac{L_{\text{bar}} + L_{s0}}{2} \right) \right] \tan 2\theta_s \quad (2)$$

快轴总尺寸为:

$$l_f = m d_{\text{ref}} + [(m - 1)L_{\text{bar}} + (L_{\text{bar}} + L_{s0})] \tan \theta_f \quad (3)$$

式中,  $L_{s0}$  代表慢轴原始发光尺寸,  $L_{\text{bar}}$  代表激光条慢轴方向封装宽度,  $\theta_s, \theta_f$  分别代表快慢轴方向的发散角半角,  $d_{\text{ref}}$  代表反射镜的厚度。

由 ISO11146 光束传播因子的定义式<sup>[4]</sup> 得到最后输出光束的慢轴、快轴方向的光束传播因子及整体的光束传播因子与激光条个数  $m$  的关系分别为:

$$M_s^2 = \frac{\pi}{\lambda} \theta_s \left\{ L_{s0} + \left[ (m - 1)L_{\text{bar}} + \left( \frac{L_{\text{bar}} + L_{s0}}{2} \right) \right] \tan 2\theta_s \right\} / 2 \quad (4)$$

$$M_f^2 = \frac{\pi}{\lambda} \theta_f \{ m d_{\text{ref}} + [(m - 1)L_{\text{bar}} + (L_{\text{bar}} + L_{s0})] \tan \theta_f \} / 2 \quad (5)$$

$$M^2 = \sqrt{M_s^2 \cdot M_f^2} \quad (6)$$

### 3 由光强分布计算光束传播因子

根据第 2 种方法, 即对于每个激光条采用一个数值模型来描述, 可以认为是由一定数量的二极管管芯组成一个线性阵列, 而每个二极管管芯认为是一个椭圆高斯光束<sup>[8]</sup>。在这种假设下, 每个发光管芯的电场分布可以表示为:

$$E(x, y, z) = \frac{A}{\sqrt{w_{ex}(z)w_{ey}(z)}} \times$$

$$\exp\left[-\frac{(x - i \cdot d_x)^2}{w_{ex}^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{y^2}{w_{ey}^2(z)}\right] \quad (7)$$

$w_{ex}(z), w_{ey}(z)$  表示管芯在  $x$  方向和  $y$  方向的束宽半径。如果各个管芯在同一坐标系下考虑, 选取如图 2

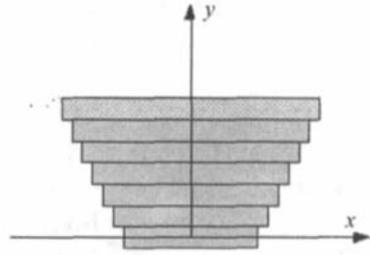


Fig 2 Schematic view of the output beam of combined optical lasers

所示坐标。每个激光条具有  $n = 2k + 1$  个管芯,  $i$  的变化范围为  $-k \sim k, d_x$  为相邻管芯之间的距离。由于管芯之间不相干, 所以每个激光条光强由每个管芯的光强叠加得到:

$$I(x, y, z) = \sum_{i=-k}^k \frac{I_i}{w_{ex}(z)w_{ey}(z)} \times \exp\left[-\frac{2(x - i \cdot d_x)^2}{w_{ex}^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{2y^2}{w_{ey}^2(z)}\right] \quad (8)$$

$m$  个激光条的输出光束经过转向叠加得到整体输出光束, 那么整体输出光束的光强分布表达式如下:

$$I(x, y, z) = \sum_{j=1}^m \sum_{i=-k}^k \frac{I_i}{w_{ex}(z)w_{ey}(z)} \times \exp\left[-\frac{2(x - i \cdot d_x)^2}{w_{ex}^2(z)}\right] \exp\left[-\frac{2[y - (j - 1) \cdot d_y]^2}{w_{ey}^2(z)}\right] \quad (9)$$

式中,  $d_y$  表示光学组合输出的单元光束在快轴方向的间距,  $w_{ex}(z), w_{ey}(z)$  与传播距离  $z$  的关系根据高斯光束传播规律<sup>[11]</sup> 有:

$$w_{ex}^2(z) = l_{ex}^2 + \theta_x^2 \cdot [z + (j - 1) \cdot 25]^2 \quad (10)$$

$$w_{ey}^2(z) = l_{ey}^2 + \theta_y^2 \cdot [z + (j - 1) \cdot 25]^2 \quad (11)$$

式中,  $l_{ex}, l_{ey}, \theta_x, \theta_y$  分别表示发光管芯在慢轴和快轴方向的原始发光尺寸半宽及两个方向的远场发散角半角。注意, 这里称这种模型为类高斯模型, 而不是理想高斯模型在于: 理想高斯光束的束腰宽度和发散角之间是满足  $M^2 = 1$  的关系的, 但是这里的远场发散角即准直后的发散角, 显然与束腰宽度不满足  $M^2 = 1$  的关系。

采用 MATLAB 模拟上面模型的光强得到由 7 个激光条组成的光学组合半导体激光器在  $z = 0$  处的光

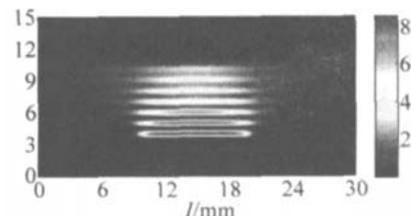


Fig 3 Intensity distribution simulation with MATLAB

强分布如图 3 所示。

根据 ISO 11146<sup>[3]</sup>激光二阶矩与光强分布的关系及束宽(半宽)与二阶矩的关系如下:

$$\sigma_x^2(z) = \langle x^2 \rangle(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) (x - \bar{x})^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy} \quad (12)$$

$$\sigma_y^2(z) = \langle y^2 \rangle(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) (y - \bar{y})^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy} \quad (13)$$

$$w_x = 2\sigma_x \quad (14)$$

$$w_y = 2\sigma_y \quad (15)$$

当  $z = 0$  时, 代入光强表达式, 经过数学推导得到,  $x, y$  的质心及二阶矩关于激光条个数  $m$  及每个激光条包含的管芯数目  $n$  的表达式如下:

$$\bar{x} = 0 \quad (16)$$

$$\bar{y} = \frac{(m-1)d_y}{2} \quad (17)$$

$$\sigma_x^2(z=0) = \frac{l_{ex}^2}{4} + \frac{(m-1)(2m-1) \cdot 25^2 \cdot \theta_x^2}{24} + \frac{(n^2-1) \cdot d_x^2}{12} \quad (18)$$

$$\sigma_y^2(z=0) = \frac{l_{ey}^2}{4} + \frac{(m-1)(2m-1) \cdot 25^2 \cdot \theta_y^2}{24} + \frac{(m^2-1) \cdot d_y^2}{12} \quad (19)$$

接下来计算光束传播因子, 这里基于两个假定: (1) 假定束腰在输出面即  $z = 0$  处; (2) 假定整体输出光束的远场发散角与单管芯的输出光束的远场发散角相同。最终得到光束传播因子如下:

$$M_x^2 = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \theta_x \times$$

$$2 \sqrt{\frac{l_{ex}^2}{4} + \frac{(m-1)(2m-1) \cdot 25^2 \cdot \theta_x^2}{24} + \frac{(n^2-1) \cdot d_x^2}{12}} \quad (20)$$

$$M_y^2 = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \theta_y \times$$

$$2 \sqrt{\frac{l_{ey}^2}{4} + \frac{(m-1)(2m-1) \cdot 25^2 \cdot \theta_y^2}{24} + \frac{(m^2-1) \cdot d_y^2}{12}} \quad (21)$$

$$M^2 = \sqrt{M_x^2 \cdot M_y^2} \quad (22)$$

#### 4 两种方法对比分析及实验结果

将上面两种方法得到的结果进行对比。实验中采用的 DIAS 激光条的各个参数:  $L_{\text{bar}} = 25\text{mm}$ ,  $L_{s0} =$

$10\text{mm}$ ,  $\theta_s = 3^\circ$ ,  $\theta_f = 4\text{mrad}$ ,  $d_{\text{ref}} = 1\text{mm}$ , 代入 (4) 式 ~ (6) 式, 即得到光学组合半导体激光器光束传播因子随激光条个数的变化情况。同样得到, 在  $k = 12$  即激光条由 25 个管芯组成的情况下, 根据第 2 种方法光学组合激光器输出光束的光束传播因子  $M_x^2$ ,  $M_y^2$  及  $M^2$  随激光条单元数  $m$  的变化。将两种方法得到的光束传播因子都显示在图 4 中。

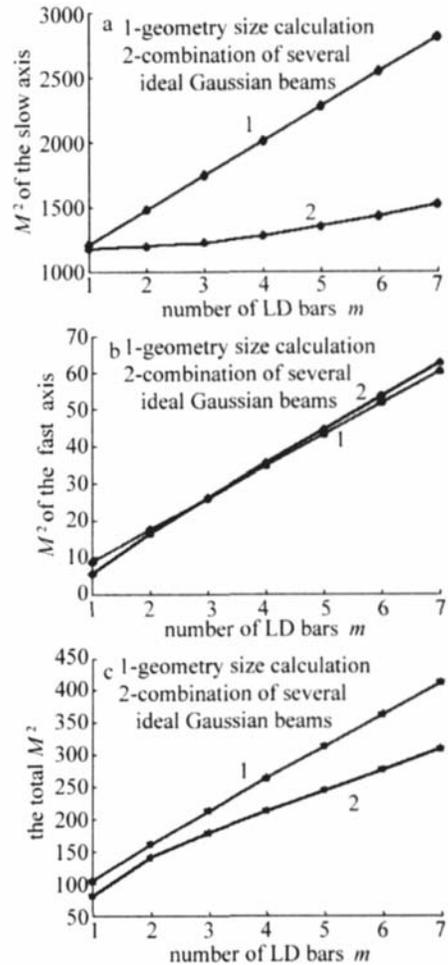


Fig 4  $M^2$  of combined optical lasers output beam as the function of the number of bars

a- $M^2$  of the slow axis b- $M^2$  of the fast axis c-the total  $M^2$

由图 4 可以看出, 光学组合半导体激光器的输出光束的光束传播因子在慢轴方向采用两种方法得到的结果差别比较大, 采用光强分布二阶矩计算得到的慢轴光束传播因子比较小; 在快轴方向采用两种方法计算的光束传播因子随  $m$  的变化近似成线性关系, 并且结果相差甚小。这与快轴方向可以合理近似成高斯光束有关, 即两种方法得到的结果应该都比较接近实际情况。在  $1 < m \leq 7$  的情况下, 整体的光束传播因子采用椭圆高斯模型得到的光束传播因子偏小。

进行了 3 个激光条组成的光学组合半导体激光器的实验, 获得输出功率  $120\text{W}$ , 功率密度  $209\text{W}/\text{cm}^2$ , 光束平均间距  $1.1\text{mm}$ 。慢轴、快轴和整体的光束传播因

子分别为: 2850, 13.6, 197, 这个结果是根据测量到的光束尺寸计算得到的。采用第 1 种方法得到的光束传播因子在慢轴、快轴和整体上分别为: 2935, 16, 217, 采用第 2 种方法得到的光束传播因子为: 2051, 17, 188, 由于实验计算采用光斑尺寸计算的, 即和第 1 种方法相同, 所以慢轴方向实验结果与第 1 种方法的理论计算结果比较接近, 事实上两种方法和实验结果的整体光束传播因子相差都不大。

前面采用几何尺寸估算光学组合半导体激光器的光束传播因子时是使用慢轴尺寸的最大值来作为慢轴束宽来估算的, 还可以考虑采用光束的中线尺寸, 即等腰梯形状的中线作为慢轴方向的束宽。对比这种定义下的结果与第 2 种方法的结果如图 5 所示。

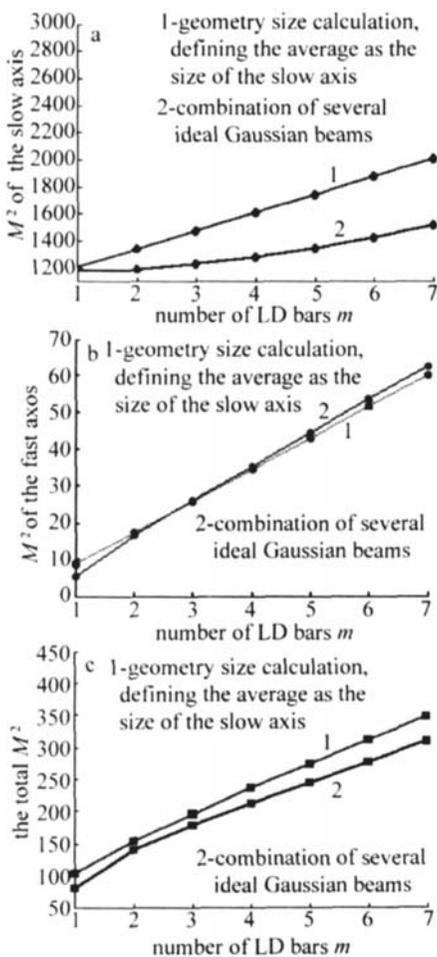


Fig 5  $M^2$  of combined optical lasers output beam as the function of the number of bars  
a- $M^2$  of the slow axis b- $M^2$  of the fast axis c-the total  $M^2$

对比图 4 与图 5 可以看到, 采用慢轴尺寸的中线值作为慢轴束宽估算激光光束传播因子与第 2 种方法计算的结果更加接近。

上述是在假设激光条的管芯个数  $n$  一定的情况下, 光束传播因子随激光条个数  $m$  的变化。从 (4) 式可以看出, 第 1 种方法计算慢轴光束传播因子与管芯

的个数没有关系, 而从 (20) 式可以看出, 第 2 种方法计算慢轴光束传播因子与管芯数是有关系的。假设在  $m$  一定的情况下, 观察光束传播因子随管芯数  $n$  的关系。不妨假设  $m = 7$ , 这里为了说明的方便, 需要定义一个填充因子  $F^{[7]}$ , 即激光条中发光的有效宽度与激光条这个方向整体尺寸的比值。假定两种条件下,  $F = 0.3$  和  $F = 0.5$  分别得到如图 6 所示曲线。

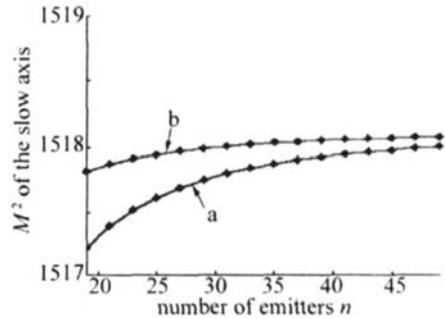


Fig 6  $M^2$  of combined optical lasers output beam as the function of the number of emitters  
a- fill factor  $F = 0.3$  b- fill factor  $F = 0.5$

从图 6 可以看出, 虽然第 2 种方法计算慢轴光束传播因子与管芯数有关, 但是随管芯数的变化非常小, 变化在 0.1% 以内。可见, 对光学组合半导体激光器的输出光束慢轴方向的光束传播因子进行粗略估算时, 激光条的管芯数和填充因子的影响几乎是可以忽略的。

## 5 小 结

从几何光学和管芯的光强分布模型两种方法得到了光学组合半导体激光器的输出光束的光束传播因子与激光条个数及激光条包含的管芯数的关系。两种方法在快轴方向基本吻合, 在慢轴方向差别较大。当输出光束的慢轴尺寸采用梯形光斑的中线作为慢轴束宽时, 两种方法的结果更为接近。第 1 种方法计算的光束传播因子不受激光条的管芯数和填充因子影响, 第 2 种方法随管芯数和填充因子的变化很小, 可以忽略不计。实验结果与两种方法的计算结果相差不大, 这两种方法可以用来估算光学组合半导体激光器的输出光束的  $M^2$  因子。但是更为精确的描述输出光束特性的数学模型还需要进一步研究。

## 参 考 文 献

- [1] BONATIG, HENNIG P, SCHMIDT K. Passively cooled diode laser for high power applications [J]. SPIE, 2004, 5336: 71~76.
- [2] TREUSCH H G, OVTCHINNIKOV A. High brightness semiconductor laser sources for materials processing, stacking, beam shaping and bars [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, 6(4): 601~614.
- [3] ZHANG J HUANG L, WANG D et al. Matrix method of reflector alignment in optical combination semiconductor lasers [J]. Laser Technology, 2006, 30(5): 548~551 (in Chinese).

部分代表了温度向晶体边界的降低,第 3 部分则由晶体的有限热传导引入;第 2 第 3 部分的第 1 项是由晶体中均匀分布的热量产生的,而第 2 第 3 部分的第 2 项是由非均匀分布的热量产生的,即由 (6) 式的指数部分引入。

根据以上的公式,使用以下的参数对 LD 侧面抽运的 Nd:YAG 晶体棒进行计算:晶体半径  $R = 0.25\text{cm}$ ,沿晶体轴向单位长度的抽运能量密度  $30\text{W}/\text{cm}^3$ ,吸收系数  $\alpha = 4.5/\text{cm}$ ,导热系数  $\kappa = 0.14\text{W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$ ,表面传热系数  $h = 0.9\text{W}/(\text{cm}^2\cdot\text{K})$ ,冷却水温度  $T_c = 10^\circ\text{C}$ 。以  $k_Q = 0.1$  的情况为例,  $Q_c$  和  $Q_r$  的值分别为  $186.3\text{W}/\text{cm}^3$  和  $20.7\text{W}/\text{cm}^3$ ,即表明有约为 1/3 的抽运功率对非均匀发热有所贡献。得到温度在晶体棒截面上分布的表达式为:

$$T(r) = 15.22 - 36.96r^2 + 2.93 \exp\left[\frac{-r^2}{5.78 \times 10^{-3}}\right] + 5.85 \exp\left[\frac{-r^2}{0.04}\right] \quad (16)$$

根据 (16) 式可以计算得到温度在晶体棒截面上沿直径的分布曲线,见图 5。其中横坐标代表晶体半径,零

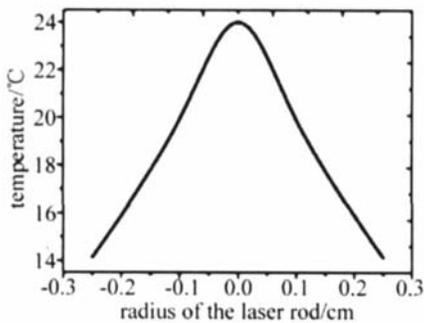


Fig 5 The temperature distribution in the 0.01-doped Nd:YAG rod calculated with equation (16), the rod has a radius of 0.25cm, and the pump density is  $30\text{W}/\text{cm}^3$  per unit length along the rod axis

点代表晶体中心;纵坐标代表温度值。从图中可看到,晶体棒的中心温度和表面温度分别为  $24.0^\circ\text{C}$  和  $14.2^\circ\text{C}$ ,温度在截面上的分布呈现中间高边缘低的趋势。

## 4 结 论

对 LD 侧面抽运固体激光棒中温度分布的表达式进行了分析,使用了高斯分布的热模型,并最终得到了棒状固体激光晶体截面上温度分布的近似解析表达式。通过确定  $k_w$  和  $k_Q$  的值就可以很容易的使用该表达式得到晶体截面上的温度分布,其中  $k_w$  表征了抽运能量向晶体中心集中的程度,  $k_Q$  则表征了晶体中心热量与边缘热量的比值。

通过温度分布的计算,晶体内的热应力、热透镜等效效应都可以很容易的得到。

## 参 考 文 献

- [1] KOECHNER W. Solid-state laser engineering [M]. 5th ed. Berlin: Springer-Verlag, 1999. 406~409.
- [2] LAN X J, HUANG W L, LIU Y L, *et al*. Novel all solid Nd:YAG lasers [J]. Laser Technology, 1997, 21(4): 251~254 (in Chinese).
- [3] FAN T Y, BYER R L. Diode laser pumped solid state lasers [J]. IEEE J Q E, 1988, 24(6): 895~912.
- [4] SHI P, LI L, GAN A Sh, *et al*. Thermal effect research of Nd<sup>3+</sup> doped laser crystals in end pumped all-solid state laser [J]. Laser Technology, 2004, 28(2): 177~180 (in Chinese).
- [5] SHI P, LI L, GAN A Sh, *et al*. Semi-analytical thermal analysis of double-end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> crystal [J]. Laser Technology, 2004, 28(6): 616~619 (in Chinese).
- [6] BROWN D C. Ultra-high average power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers [J]. IEEE J Q E, 1997, 33(5): 861~873.
- [7] XIE W J, TAM S C, LAM Y L, *et al*. Thermal and optical properties of diode-side pumped solid state laser rods [J]. Opt & Laser Technol, 2000, 32(3): 193~198.
- [8] WEBER R, NEUENSCHWANDER B, WEBER H P. Thermal effects in solid-state laser materials [J]. Optical Materials, 1999, 11(2~3): 245~254.
- [9] YU D L, TANG D Y. Experimental study of a high power CW side-pumped Nd:YAG laser [J]. Opt & Laser Technol, 2003, 35(1): 37~42.
- [10] XIE W J, TAM S C, LAM Y L, *et al*. Influence of the thermal effect on the TEM<sub>00</sub> mode output power of a laser diode side pumped solid-state laser [J]. Appl Opt, 2000, 39(30): 5482~5487.
- [11] ZEN IL, CAMPOPANO S, CUTOLO A, *et al*. Power semiconductor laser diode arrays characterization [J]. Optical and Lasers in Engineering, 2003, 39(2): 203~217.
- [12] GAO C Q, WEIG H. Study on the beam quality of uncoupled laser diode arrays [J]. Chinese Journal of Lasers, 2001, 28(4): 241~245.
- [13] MUELLER N G, WEBER R, WEBER H P. Output beam characteristics of high-power continuous wave diode laser bars [J]. Opt Engng, 1995, 34(8): 2384~2389.
- [14] SIEGMAN A E. New developments in laser resonators [J]. SPIE, 1990, 1224: 2~14.
- [15] ISO 11146-2005. Laser and laser-related equipment—test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios—part 1: stigmatic and simple astigmatic beams [S].
- [16] BPPICH B M. Measurements of beam parameters with 2-D matrix camera arrays [J]. SPIE, 1996, 2870: 31~39.
- [17] SIEGMAN A E, SASNETT M W, JOHNSTON T F. Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques [J]. IEEE J Q E, 1991, 27(4): 1098~1104.
- [18] BACHMANN F G. Chances and limitations of high power diode lasers [J]. SPIE, 2004, 5336: 95~106.

(上接第 231 页)