

文章编号: 1001-3806(2006)01-0086-04

# 角抽运板条固体激光器热效应的分析

盛大成, 巩马理\*, 柳 强, 李 晨

(清华大学 精密仪器与机械学系 光子与电子技术研究中心, 北京 100084)

摘要: 通过对二极管角抽运板条固体激光器的稳态热效应分析, 提出了在角抽运条件下激光介质内部热源分布的模型。以此为基础, 从稳态热传导方程和边界条件出发, 计算了激光介质中的温度分布; 同时分析了这一特定温度分布条件下增益介质的应力分布以及由于温度分布和应力分布引起增益介质的光学畸变, 这些结果可以为二极管角抽运全固态激光器的稳定设计提供基础理论依据。

关键词: 激光器; 角抽运; 温度分布; 应力分布; 光学畸变

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

## Analysis of thermal effects in corner-pumped slab solid-state lasers

SHENG Da-cheng, GONG Ma-li, LIU Qiang, LI Chen

(Center for Photonics and Electronics, Department of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract** The theoretical analysis of thermal effects in corner-pumped slab solid-state lasers is presented. A new model of the heat distribution is proposed. Based on this model, the distribution of temperature and stress is calculated. The optical distortion induced by the temperature and stress is also analyzed. These results may provide the fundamental theory for the stable design of corner-pumped all solid-state lasers.

**Key words** lasers; corner-pumped; temperature distribution; stress distribution; optical distortion

### 引 言

高功率固体激光器的发展面对的一个最重要的问题就是激光介质的热效应。近年来发展的二极管抽运固体激光器的主要优点就是减少热效应和提高效率。二极管抽运条件下, 工作物质中的温度分布特性远比灯抽运条件下复杂得多, 它不仅与抽运功率有关, 还与具体的抽运结构参数密切相关。20世纪90年代, 人们对二极管抽运条件下工作物质热效应的研究主要集中在端面抽运方式<sup>[1-4]</sup>, COUSINS对采用“大礼帽”(top-hat)光束端面抽运的激光棒进行了分析, 建立了棒内的温度和应力的解析模型<sup>[2]</sup>; 而对二极管侧面抽运条件下热效应的研究是从本世纪初开始的<sup>[5-7]</sup>; 至于角抽运, 这是一个全新的抽运方式, 在2002年才由作者所在实验室的课题小组提出<sup>[8-9]</sup>, 现已经实现了200W连续输出<sup>[10]</sup>, 但由于热效应的影响, 输出功率出现了饱和现象, 所以, 对其进行热效应的研究是非常必要的。

### 1 角抽运板条激光介质的内热源分布

角抽运方案的总体结构如图1所示。特点如下:

作者简介: 盛大成(1976-), 男, 博士研究生, 现主要从事高功率固体激光器热效应方面的研究。

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

收稿日期: 2004-11-25; 收到修改稿日期: 2005-01-25

将抽运光源放置在板条的角部位置, 使抽运光从板条的角部平面入射到板条内部, 板条采用中心掺杂, 四周键合不掺杂的结构, 保证了抽运光在板条中心被吸收, 能够达到更高的抽运功率密度和更好的抽运均匀性, 适用于低吸收系数的固体激光介质, 比如低掺杂的Yb:YAG晶体或者Tm:YAG晶体等。

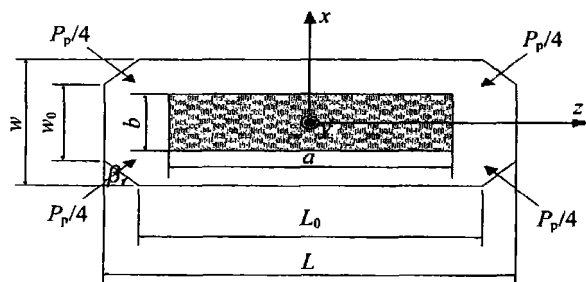


Fig 1 The schematic diagram of the corner-pumped slab solid-state lasers

定义掺杂增益介质的几何尺寸为:  $a$ (长度)  $\times$   $b$ (宽度)  $\times$   $t$ (厚度), 增益介质整体几何尺寸为:  $L$ (长度)  $\times$   $w$ (宽度)  $\times$   $t$ (厚度), 其中,  $L_0$  为去除斜角后的长度,  $w_0$  为去除斜角后的宽度,  $\beta$  为角平面与长度方向的夹角。建立坐标系, 坐标原点取增益介质的中心,  $x$  轴沿着宽度方向,  $y$  轴沿着厚度方向,  $z$  轴沿着长度方向, 如图1所示。总的抽运功率为  $P_p$ , 4个角的抽运功率均为  $P_p/4$ , 增益介质单位长度的吸收系数为  $\alpha$ 。

角抽运可以等效为端面抽运和侧面抽运的结合。简化后的抽运增益介质的结构示意图见图2。

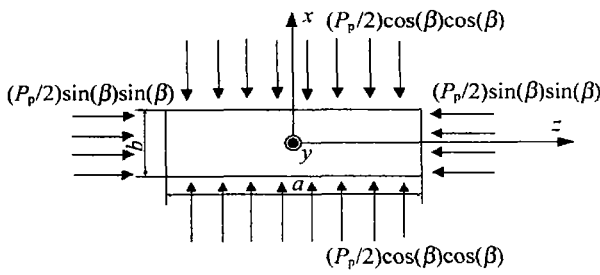


Fig 2 The schematic diagram of the pump structure after predigestion

对于侧面抽运, 增益介质内的抽运功率密度分布为<sup>[11]</sup>:

$$\rho_{abs}(x) = \frac{\alpha P_p \cos^2(\beta)}{ta} \frac{\exp(-\alpha b/2)}{1 - R_{p1} \exp(-\alpha b)} \cosh(\alpha x) \quad (1a)$$

式中,  $R_{p1}$  为由于角平面泄漏抽运光导致的侧面平均反射率, 大小为:  $L_0/L$ 。同样对于端面抽运:

$$\rho_{abs}(z) = \frac{\alpha P_p \sin^2(\beta)}{tb} \frac{\exp(-\alpha a/2)}{1 - R_{p2} \exp(-\alpha a)} \cosh(\alpha z) \quad (1b)$$

式中,  $R_{p2}$  为由于角平面泄漏抽运光导致的端面平均反射率, 大小为:  $w_0/w$ 。

所以, 得出在角抽运条件下增益介质内部吸收的抽运能量分布的模型:

$$\begin{aligned} \rho_{abs}(x, z) &= \rho_{abs}(x) + \rho_{abs}(z) = \\ &= \frac{\alpha P_p \cos^2(\beta)}{ta} \frac{\exp(-\alpha b/2)}{1 - R_{p1} \exp(-\alpha b)} \cosh(\alpha x) + \\ &+ \frac{\alpha P_p \sin^2(\beta)}{tb} \frac{\exp(-\alpha a/2)}{1 - R_{p2} \exp(-\alpha a)} \cosh(\alpha z) \quad (2) \end{aligned}$$

增益介质吸收的抽运能量一部分转化为激光能量输出, 还有一部分转化为热量, 这一转化系数为  $\eta_h$ , 那么内热源的热功率密度模型为:

$$Q(x, z) = \eta_h \rho_{abs}(x, z) = \eta_h \rho_{abs}(x) + \eta_h \rho_{abs}(z) = Q(x) + Q(z) \quad (3)$$

下面将根据这一模型对晶体的热效应进行分析。

## 2 角抽运板条激光介质内部的温度及应力分布

在理论分析之前先作如下假设: (1) 增益介质的物理特性不随温度变化; (2) 增益介质上下表面冷却, 其余表面绝热; (3) 增益介质的长度远大于宽度。

稳态情况下的热传导方程<sup>[12]</sup>:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{Q(x, y, z)}{\lambda} \quad (4)$$

式中,  $\lambda$  为增益介质的导热系数。

边界条件见下面几个式子。

端面与侧面绝热:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \text{ 当 } x = \pm \frac{b}{2} \text{ 时} \quad (5a)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \text{ 当 } z = \pm \frac{a}{2} \text{ 时} \quad (5b)$$

对于增益介质上下表面, 采用牛顿冷却定律:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + k\Delta T = 0 \text{ 当 } y = \frac{t}{2} \text{ 时} \quad (5c)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + k\Delta T = 0 \text{ 当 } y = -\frac{t}{2} \text{ 时} \quad (5d)$$

式中,  $k$  为传热系数。由于增益介质的长度远大于宽度, 那么长度方向上的吸收深度远大于宽度方向上的吸收深度, 因此, 可以把宽度方向上的内热源功率密度近似为常数。再由边界条件 (5a) 式可以得出宽度方向: 即  $x$  轴方向的温度分布为常数, 所以 (4) 式可以简化为:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{Q(x, z)}{\lambda} = -\frac{Q_x}{\lambda} - \frac{Q(z)}{\lambda} \quad (6)$$

式中,  $Q_x = \bar{Q}(x)$  为宽度方向上的平均热功率密度:

$$\begin{aligned} Q_x = \bar{Q}(x) &= \frac{\int_{-b/2}^{b/2} Q(x) dx}{b} = \\ &= \frac{\eta_h P_p \cos^2(\beta)}{tab} \frac{1 - \exp(-\alpha b)}{1 - R_{p1} \exp(-\alpha b)} \quad (7a) \end{aligned}$$

同样:

$$\begin{aligned} Q_z = \bar{Q}(z) &= \frac{\int_{-a/2}^{a/2} Q(z) dz}{a} = \\ &= \frac{\eta_h P_p \sin^2(\beta)}{tab} \frac{1 - \exp(-\alpha a)}{1 - R_{p2} \exp(-\alpha a)} \quad (7b) \end{aligned}$$

结合具体的边界条件 (5b) 式, (5c) 式, (5d) 式, 求解 (6) 式, 得出晶体内部的温度分布:

$$\begin{aligned} T(y, z) &= \frac{Q_0 t^2}{8\lambda} \left[ 1 + \frac{4\lambda}{kt} - \left( \frac{2y}{t} \right)^2 \right] + \\ &+ \frac{2Q_{0z}}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\beta_n^2} \frac{(\alpha a)^2}{(\alpha a)^2 + 4n^2 \pi^2} \times \\ &\times \left[ 1 - \frac{\cosh(\beta_n y)}{\frac{\lambda \beta_n}{k} \sinh\left(\beta_n \frac{t}{2}\right) + \cosh\left(\beta_n \frac{t}{2}\right)} \right] \cos(\beta_n z) \quad (8) \end{aligned}$$

式中,  $Q_0 = Q_{0x} + Q_{0z}$ ,  $\beta_n = 2n\pi/a_0$

沿着  $y$  轴和  $z$  轴的温度分布如图 3a 图 3b 所示。

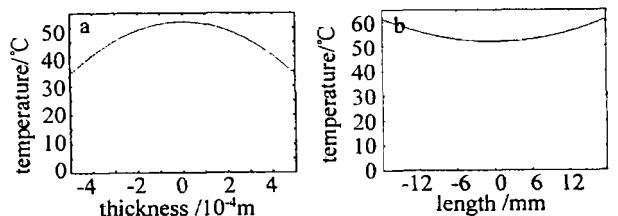


Fig 3 The temperature distribution

a-y axis b-z axis

晶体的尺寸为:  $a = 36\text{mm}$ ,  $b = 4\text{mm}$ ,  $t = 1\text{mm}$ ,  $L = 40\text{mm}$ ,  $L_0 = 36\text{mm}$ ,  $w = 8\text{mm}$ ,  $w_0 = 4\text{mm}$ , 夹角  $\beta = 45^\circ$ , 抽

运功率  $P_p = 4000\text{W}$ , 晶体的吸收系数  $\alpha = 0.444/\text{cm}$ , 导热系数  $\lambda = 14.00\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ , 冷却介质表面传热系数  $k = 30000\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ , 冷却液温度为  $0^\circ\text{C}$ .

从图 3b 可以看出, 沿着  $z$  轴晶体温度中间高, 两边低, 这与端面抽运和边界绝热的物理条件是一致的; 而图 3a 表示沿着  $y$  轴晶体的温度中间高, 两边低, 这也和晶体上下表面冷却的物理条件相一致。

增益介质垂直于激光的截面内的平均温度为:

$$T_a = \frac{1}{tb} \iint (x, y) dx dy = \frac{1}{t} \int (y, z) dy \quad (9)$$

为了计算方便, 取一些特殊的  $z$  值, 使  $\beta_n z = \pm \frac{\pi}{2}$ , 那么

$\cos(\beta_n z) = 0$  由此计算出:

$$T_a = T_c + \frac{Q_0 t}{2k} + \frac{Q_0 t^2}{12\lambda} \quad (10)$$

式中,  $T_c$  为冷却液体的温度。增益介质横截面的温度变化:

$$T'(x, y) = T(x, y) - T_a = \frac{Q_0 t^2}{\lambda} \left[ \frac{1}{24} - \frac{1}{2} \left( \frac{y}{t} \right)^2 \right] \quad (11)$$

对于任意  $z$  处的平均温度可以直接通过 (8) 式积分求得。根据 (10) 式, 可以通过减小增益介质的厚度, 或者提高传热系数来降低增益介质的平均温度。增益介质截面内的归一化温度分布如图 4 所示。可以看出主要在厚度方向上温度分布不均匀, 因此, 可以通过之字形光路来消除因厚度方向上温度不均匀性造成的各种热效应。

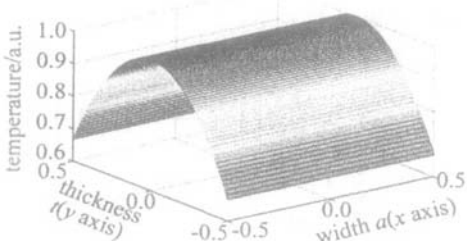


Fig 4 The normalized temperature distribution of the slab section

由于温度分布的不均匀, 增益介质中不同部分的热膨胀不同, 导致热应力, 严重的时候会使增益介质断裂。增益介质内部的应力分布为<sup>[13]</sup>:

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \frac{E\alpha}{(1-\nu)} T'(y) = \frac{Q_0}{2M} \left( y^2 - \frac{t^2}{12} \right) \\ \sigma_{zz} = \sigma_{xx} \end{cases} \quad (12)$$

式中,  $M = \frac{(1-\nu)\lambda}{\alpha E}$  是材料的常数, 对于 Yb:YAG,  $M = 5.5 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ 。沿着  $y$  轴方向的  $\sigma_{xx}$  应力分布如图 5 所示。

从图 5 可以看出, 材料的最大表面应力:  $\sigma_{\max} = Q_0 t^2 / 12M$ , 在设计增益介质结构的时候, 这个最大的应

力要小于材料的最大许用应力, 避免发生炸裂的情况。

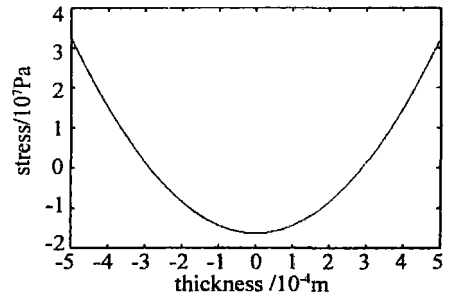


Fig 5 The stress distribution  $\sigma_{xx}$  along  $y$  axis

### 3 角抽运板条激光介质的光学畸变效应

一般来说, 引起增益介质折射率发生变化的因素主要有两点: 一是因温度梯度导致折射率的改变; 二是热致应力通过光弹性效应产生折射率变化。由于增益介质内温度梯度引起的折射率变化可表示为:

$$\Delta n(x, y)_T = \frac{dn}{dT} T'(x, y) \quad (13)$$

式中,  $dn/dT$  为折射率温度系数。将 (11) 式代入 (13) 式得到:

$$\Delta n(x, y)_T = \frac{dn}{dT} \frac{Q_0 t^2}{\lambda} \left[ \frac{1}{24} - \frac{1}{2} \left( \frac{y}{t} \right)^2 \right] \quad (14)$$

由于热应力在增益介质内部产生光弹性效应, 导致这个区域的折射率发生改变。折射率变化计算比较复杂, 需要大量的张量计算, 这里基于文献 [13] 中板条增益基质的结果, 结合角抽运的温度、应力结果进行分析:

$$\begin{cases} \Delta n_{xx}(x, y) = B_{\perp} \sigma_{zz} + B_{\parallel} \sigma_{xx} \\ \Delta n_{yy}(x, y) = B_{\perp} (\sigma_{zz} + \sigma_{xx}) \\ \Delta n_{zz}(x, y) = \Delta n_{xx}(x, y) \end{cases} \quad (15)$$

对于 YAG 材料, 折射率  $n = 1.82$ ,  $dn/dT = 7.3 \times 10^{-6}/\text{K}$ ,  $B_{\perp} = 0.34 \times 10^{12}/\text{Pa}$ ,  $B_{\parallel} = -0.91 \times 10^{12}/\text{Pa}$ 。对于激光束直接沿着  $z$  轴通过增益介质, 把温度与应力分布函数代入 (14) 式与 (15) 式并与原折射率相加, 得到现在增益介质的折射率分布:

$$\begin{cases} n_x = n_x^0 \left( 1 - \frac{\alpha_x}{2} y^2 \right) \\ n_y = n_y^0 \left( 1 - \frac{\alpha_y}{2} y^2 \right) \end{cases} \quad (16)$$

式中,

$$\begin{cases} n_x^0 = n + \frac{dn}{dT} \frac{Q_0 t^2}{24\lambda} - \frac{Q_0 t^2}{24M} (B_{\perp} + B_{\parallel}) \\ n_y^0 = n + \frac{dn}{dT} \frac{Q_0 t^2}{24\lambda} - \frac{Q_0 t^2}{12M} B_{\perp} \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} \alpha_x = \frac{2}{n_x^0} \left\{ \frac{dn}{dT} \left[ \frac{Q_0}{2\lambda} \right] - \frac{Q_0}{2M} (B_{\perp} + B_{\parallel}) \right\} \\ \alpha_y = \frac{2}{n_y^0} \left\{ \frac{dn}{dT} \left[ \frac{Q_0}{2\lambda} \right] - \frac{Q_0}{M} B_{\perp} \right\} \end{cases} \quad (18)$$

对于  $x, y$  偏振光, 折射率的分布近似一个柱透镜效果, 对应的焦距分别为:

$$\begin{cases} f_x = \frac{1}{n_x a \alpha_x} \\ f_y = \frac{1}{n_y a \alpha_y} \end{cases} \quad (19)$$

式中,  $a$  为增益介质的长度。图 6a 和图 6b 是  $x, y$  方向焦距随输入功率的变化曲线。

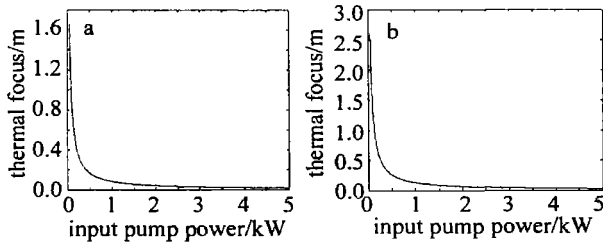


Fig 6 The curve of the focus with the input power  
a—x axis b—y axis

在这里, 焦距是由两部分组成, 一部分是由于温度不均匀性引起折射率的非均匀分布导致的热焦距, 因为  $x$  方向温度分布均匀, 所以  $x$  方向没有热聚焦; 另一部分是由于应力引起的折射率变化导致的聚焦效应, 在  $x$  和  $y$  方向上都不同程度上存在这种聚焦效应。从图中可以看出随着输入功率的增加, 焦距逐渐变小, 在低输入功率时, 焦距很大, 但是对于高输入功率的时候, 比如当输入功率为 4000W 时,  $f_x$  和  $f_y$  分别为 20.67mm 和 32.48mm, 焦距就比较小了, 出现了聚焦效应, 因此, 在设计激光器的谐振腔时, 就要考虑补偿这种热透镜效应。

#### 4 小 结

激光晶体吸收激光二极管的抽运光能量, 产生激光振荡的同时, 有相当一部分抽运光能量会转变为激光晶体的热量并耗散在晶体内部, 随着抽运功率的提高, 晶体的热效应几乎影响到激光器性能的各个方面, 如: 谐振腔的稳定性、腔模尺寸、模间耦合效率、输出光束质量等, 是高功率激光器系统设计时首要考虑的因素之一。本文中在分析了二极管角抽运条件下增益

介质内部吸收能量的分布基础上, 导出了增益介质的内热源分布函数。从稳态热传导方程出发并结合具体的边界条件, 对二极管角抽运 Yb:YAG 增益介质内的温度分布特性进行了理论分析。同时, 分析在这一温度分布条件下增益介质的应力分布; 以及由于温度分布和应力分布导致增益介质的光学畸变。这些分析为高功率角抽运激光器谐振腔设计以及光束质量控制提供了必要的理论基础。

#### 参 考 文 献

- [1] INNOCENZINI E, YURA H T, FINCHER C L *et al*. Thermal modeling of continuous wave end-pumped solid-state lasers [J]. *A P L*, 1990, 56 (19): 1831~1833.
- [2] COUSINS A K. Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods [J]. *IEEE J Q E*, 1992, 28 (4): 1057~1069.
- [3] OZYGUS B, ERLIARD J. Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers with transverse beat frequencies [J]. *A P L*, 1995, 67 (10): 1361~1362.
- [4] CHEN Y F, HUANG M, KAO C F *et al*. Optimization in scaling fiber-coupled laser diode end-pumped lasers to higher power influence of thermal effect [J]. *IEEE J Q E*, 1997, 33 (8): 1424~1429.
- [5] XIE W, TAM S, LAM Y *et al*. Thermal and optical properties of diode side-pumped solid state laser rods [J]. *Opt & Laser Technol*, 2000, 32 (3): 193~198.
- [6] XIE W, TAM S, LAM Y *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.
- [7] FLUCK R, HERMANN M R, HACKEL L A. Energetic and thermal performance of high gain diode side-pumped Nd:YAG rods [J]. *Appl Phys*, 2000, B70 (4): 491~498.
- [8] GONG M L, LI Ch, LIU Q *et al*. Corner pumping method for slab geometry lasers and solid-state laser gain modules [P]. *China Patent* 02129485.2, 2002-08-23 (in Chinese).
- [9] GONG M L, LI Ch, LIU Q *et al*. Corner pumping method for solid-state laser materials operated at low absorption coefficient [P]. *US Patent* 10/719072, 2003-06-27.
- [10] GONG M L, LI Ch, LIU Q *et al*. 200W corner pumped Yb:YAG slab laser [J]. *Appl Phys*, 2004, B79 (3): 265~267.
- [11] RUTHERFORD T S, TULLOCH W M, GUSTAFSON E K *et al*. Edge-pumped quasi-three-level slab lasers: design and power scaling [J]. *IEEE J Q E*, 2000, 36 (2): 205~219.
- [12] YANG Sh M. Heat transfer [M]. Beijing: High Education Press, 1997, 31 (in Chinese).
- [13] EGGLESTON J M, KANE T J, KUHN K *et al*. The slab geometry laser—part I: Theory [J]. *IEEE J Q E*, 1984, 20 (3): 289~301.