

# 管状固体激光器的温度分布——非均匀发热模型

巩马理 万作文 金 锋

(西南技术物理研究所新型激光技术实验室,成都,610041)

摘要: 本文导出了内泵浦方式下管状固体激光器的非均匀发热量和温度分布。

## Temperature distribution in solid-state laser tube —— inhomogeneous thermal power density model

Gong Mali, Wan Zuowen, Jin Feng

(Advanced Laser Technology Lab., Southwest Institute of Technical Physics)

Abstract: Inhomogeneous thermal power density and temperature distribution of inside-pumped solid-state tube lasers have been derived in this paper.

### 一、引 言

管状固体激光器可获得很高的斜效率及电光转换效率,也是近年来所寻求的可获得高输出功率的有效器件之一<sup>[1]</sup>,它可以通过管内外壁冷却较大体积的激活物质,其热效应较小<sup>[2,3]</sup>,对于均匀发热模型,可以等效为一个板状介质中的热应力及热畸变<sup>[1]</sup>。然而在实际器件中,由于介质内部的吸收作用,介质中的发热是不均匀的,特别是在掺杂浓度高或管壁较厚时,必须考虑介质的光吸收作用。考虑到在内泵浦方式下泵浦灯位于管状介质的轴线上,其泵浦光在介质内是轴对称的,由此,我们建立了非均匀发热下管状介质的温度分布模型,揭示了温度分布

- [37] 大山俊之,小林雅义,石井忠浩 *et al.* レーザー研究,1988,16(10),669
- [38] 州之内启,石井忠浩,大山俊之. レーザー科学研究,1990,12,99
- [39] Kitahama K, Hirata K, Nakamatsu H *et al.* A P L, 1986, 49(11),634
- [40] 下绅郎. レーザー研究,1990,18(4),233
- [41] 张 战,张临阳. 量子电子学,1989,5(4),373
- [42] 李亚利,梁 勇,郑 丰 *et al.* 第二届全国超微粒及表面科学学术讨论会论文集,武汉:武汉工业大学,1991,353
- [43] 平本诚刚,森田毅,隅一宏. レーザー研究,1990,18(10),798
- [44] 范永昌,安承武,周凤晴 *et al.* 激光技术,1989,13(5),35
- [45] U S P, 4,468,474
- [46] 张敬杨,赵 宏,郭广生 *et al.* 高等学校化学学报,1992,13(9),1265

\*

\*

\*

作者简介:郭广生,男,1963年出生。讲师。现从事激光法制备超微粒方面的研究。  
杨福明,男,1931年出生。教授。从事应用激光化学方面的研究。

收稿日期:1993年2月15日。 收到修改稿日期:1993年4月26日。

随管几何尺寸变化的趋势。

### 二、非均匀发热模型

考虑内泵浦的管状激光介质,激光器的剖面图如图1所示,管状几何介质的内外半径分别为  $a$  和  $b$ , 长度为  $l$ 。假设在长度方向泵浦是均匀的,泵浦光沿角向是均匀的,泵浦光通量为  $\varphi_0$ , 在外半径处有一柱形聚光腔,反射率取为 1, 考虑泵浦光两次穿过介质,由于泵浦光及介质的轴对称性,在  $r$  处的光通量分别为:

$$\varphi_+(r) = \varphi_0 e^{-\alpha(r-a)} \quad (1a)$$

$$\varphi_-(r) = \varphi_+(b) e^{\alpha(r-b)} \quad (1b)$$

式中,  $\alpha$  为介质的平均吸收系数,  $\varphi_+(r)$  和  $\varphi_-(r)$  分别为沿径向向外和经聚光腔反射后向内传播的泵浦光通量。由此引起的单位体积的发热量分别记为  $Q_+(r)$  和  $Q_-(r)$ , 介质对光的吸收造成介质的发热,光通量在径向上的变化率即为被吸收的发热功率密度:

$$Q_+(r) 2\pi r l dr = -d\varphi_+ \quad (2)$$

将(1)式代入(2)式得

$$Q_+(r) = \frac{\alpha \varphi_0 e^{-\alpha(r-a)}}{2\pi r l} \quad (3)$$

同理

$$Q_-(r) = \frac{\alpha \varphi_+(b)}{2\pi r l} e^{\alpha(r-b)} \quad (4)$$

单位体积的总发热量为介质的正向及反向传播的光通量之和:

$$Q(r) = \frac{2\alpha A}{r} \cosh[\alpha(r-b)] \quad (5)$$

式中,

$$A = \varphi_0 e^{-\alpha(b-a)} / (2\pi l) \quad (6)$$

$\cosh[\alpha(r-b)]$  是双曲余弦函数,由此可见,激活介质中的发热是不均匀的,是半径  $r$  的函数,如图2所示,半径增大时,发热量  $Q(r)$  要减小,这是与实际情况相符的。

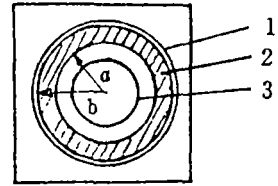


Fig.1 Cut-away view of tube laser  
1-pump cavity 2-Nd:YAG tube  
3-flashlamp

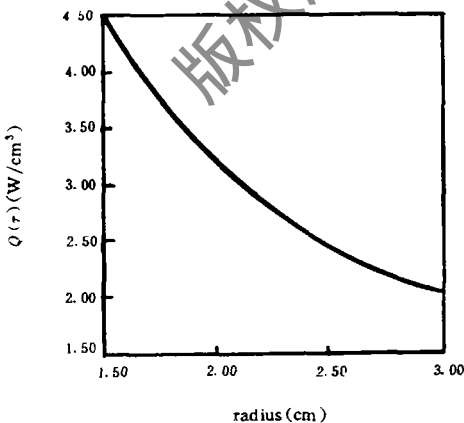


Fig.2 Thermal power density  $Q(r)$  in the tube wall

### 三、温度分布

利用上面得到的非均匀发热量  $Q(r)$ , 我们来计算稳态时的温度分布。在稳态时,圆柱坐标中的热流方程为:

$$\nabla^2 T(r) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dT}{dr} = -\frac{Q(r)}{k} \quad (7)$$

其边界条件为

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=a} = -\frac{H}{k} [T_c - T(a)] \quad (8a)$$

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=b} = \frac{H}{k} [T_c - T(b)] \quad (8b)$$

式中,  $T_c$  为冷却剂温度,  $H$  为管内外壁表面热交换系数,  $k$  为激活介质的导热系数。

$$\text{令} \quad \tau(r) = T(r) - T_c \quad (9)$$

将(5)式、(8)式及(9)式代入(7)式得到

$$\tau(r) = \frac{2AC}{bH} - \frac{2AC}{k} \ln \frac{r}{b} - \frac{2A}{k} \int_b^r \frac{\sinh[\alpha(r' - b)]}{r'} dr' \quad (10)$$

$$\text{式中,} \quad C = \frac{B_1 H / k + \frac{1}{a} \sinh[\alpha(b - a)]}{\frac{1}{a} + \frac{1}{b} + \frac{H}{k} \ln(b/a)} \quad (11a)$$

$$B_1 = \int_a^b \frac{\sinh[\alpha(b - r')]}{r'} dr' \quad (11b)$$

(10)式就是管状激光介质中不均匀发热下的温度分布。

在  $b, a \gg (b - a)$  时, 管状激光介质中温度分布可近似为抛物线分布:

$$\tau(r) = \frac{2AC}{bH} + \frac{AC^2}{ak} - \frac{\alpha A}{bk} \left( r - \frac{a+b}{2} \right)^2 \quad (12)$$

上式说明, 在管壁较薄时, 管壁中心处的温度最高, 此时单位体积的发热量  $Q(r)$  随半径  $r$  的变化较小, 等效为介质内的均匀发热, 可由均匀发热模型来描述, 在管壁较厚或吸收系数较大时, 最高温度值不在管壁中心处, 而满足条件  $d\tau/dr = 0$ , 从而得到:

$$r_{\max} = b - \frac{1}{\alpha} \ln(\sqrt{C^2 + 1} + C) \quad (13)$$

#### 四、计算结果与讨论

固体激光器中的热效应对激光光束有很大影响, 特别是在高功率时, 更应考虑其温度分布及热效应。在下面, 我们分别以 YAG 晶体及  $N_{2135}$  钕玻璃为激活介质, 利用本文推出的非均匀发热模型数值计算了管状激光器的温度分布, 计算中所用参数如附表所示。对于管状固体激光器, 通过其内外壁可以冷却较大体积的激活物质, 是棒状激光器不可比拟的。管状激光介质的壁厚与内径比是设计中的重要参数, 在不同的壁厚与内径比下, 我们计算了激活介质中的温度分布, 计算结果示于图 3 中(单位

Table Parameter

material	$\alpha(\text{cm}^{-1})$	$k(\text{W/cmK})$	$H(\text{W/cm}^2\text{K})$	$h(\text{cm}^{-1})$
YAG	0.3	0.13	1	
Nd : glass	0.6	0.0056		100

长度的泵浦功率为  $100\text{W/cm}$ )。图 3 中纵坐标为  $(T - T_c)l/q_0$ , 横坐标为归一化的半径  $(r - a)/(b - a)$ , 图 3 中(a)为 YAG 晶体的温度分布, (b)为  $N_{2135}$  钕玻璃的温度分布, 从图中可看出, 在管壁较薄时, 管状物质可等效为一个板状介质, 其温度分布可近似为抛物线分布, 在管壁较厚时, 介质的吸收变得严重, 介质内的发热更加不均匀, 激活物质中的温度迅速上升, 并且温度分布最大值向内壁偏移, 这与实际情况相符合<sup>[4]</sup>。棒状激光介质内的温度分布为抛物线分布, 在管壁与棒状介质的半径相等时, 我们来比较两者的最大温度差。管状激光器的最大温度差为:

$$\left( \frac{\Delta\tau}{Q} \right)_t = \frac{\tau(r_{\max}) - \tau(b)}{Q(r_{\max})} \quad (14)$$

代入参数, 对于  $\varnothing 5\text{mm}$  的棒及内外壁半径分别为  $15\text{mm}$  和  $17.5\text{mm}$  的管状晶体来说,  $\left( \frac{\Delta\tau}{Q} \right)_t$

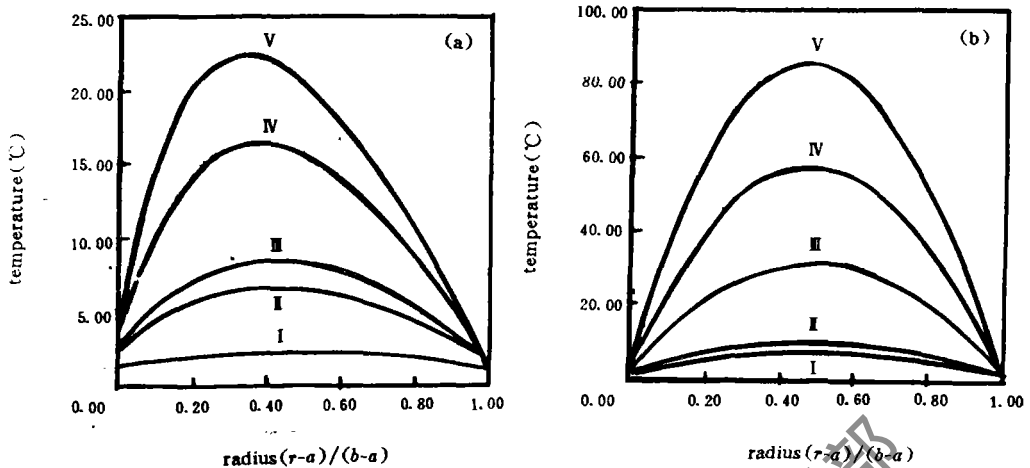


Fig. 3 Temperature distribution of tube laser (pump density  $\phi_0/l=100\text{W/cm}^2$ )  
 a—Nd:YAG laser,  $(b-a)/a$  is  $\frac{1}{3}$ (I), 0.8(II), 1.0(III), 2.0(IV), 3.0(V), and  $a=1.5$   
 b—Nd:glass laser,  $(b-a)/a$  is 0.08(I), 0.1(II), 0.2(III), 0.3(IV), 0.4(V), and  $a=2.5$

为  $0.12\text{Kcm}^3/\text{W}$ ,  $\left(\frac{\Delta\tau}{Q}\right)_t$  为  $0.063\text{Kcm}^3/\text{W}$ , 棒状晶体的温度差是管状晶体的 1.9 倍, 所以对于管壁壁厚等于棒半径的两种介质来说, 管状晶体的最大温度差要较棒状晶体小一半。在设计实际器件时, 选择适当的壁厚及外径, 可以有效地冷却激光工作物质, 这样既可以得到大功率激光输出并且又有较低的热效应, 管壁太厚, 虽说激活物质体积大, 但热效应严重, 管壁薄, 热效应要好得多, 但体积较小, 效率低, 不利于提高器件输出功率。对高吸收系数或管壁厚的激光器来说, 上述计算无疑是很有用的。

#### 参 考 文 献

- [1] Ttrock V W, Weber H, Eppich B. Opt Lett, 1991, 16(14):1092~1094
- [2] Takada Y, Saito H, Fujitaka T. SPIE, 1987, 801:62~66
- [3] 周 烽, 张国轩, 黄国松 *et al.* 物理学报, 1989, 38(2):247~254
- [4] 黄国松, 周 烽, 顾绍庭 *et al.* 物理学报, 1990, 39(3):367~373

作者简介: 巩马理, 男, 1959年10月出生。副研究员。现从事激光器件与技术的研究工作。

万作文, 男, 1967年1月出生。硕士。现从事激光器件与技术的研究工作。

金 锋, 男, 1963年10月出生。工程师。现从事激光器件与技术的研究工作。

收稿日期: 1993年4月26日。

请向邮局订阅 1994 年度《激光技术》

国内刊号: CN51-1125/TN, 邮发代号: 62-74