

# 玻璃板条激光器温升的测量—— 非均匀发热模型的验证

黄国松 顾绍庭 顾根才

(中国科学院上海光机所, 201800)

**提要:** 提出了用马赫-陈德尔干涉仪和端面干涉仪的组合测量板条激光器中工作物质温度分布的原理和方法, 实验验证了激光介质内部非均匀发热的理论模型。

**关键词:** 马赫-陈德尔干涉仪, 端面干涉仪

## Measurement of temperature rise in Nd:glass slab laser—— verification of non-uniform heating model

Huang Guosong, Gu Shaoting, Gu Gencai

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics Academia, Sinica)

**Abstract:** The principle and method are given on measuring the temperature rise in slab laser medium using the Mach-Zehnder interferometer and the end surface interferometer. The results verifies the model of nonuniform heating model in the laser medium we proposed.

**Key words:** M-Z interferometer, end-surface interferometer

### 一、引言

板条激光技术的开发,使固体激光器获得了新生。1989年,日本电器公司、美国国际激光公司、英国鲁莫尼克斯公司和德国哈斯激光公司都推出了千瓦级 YAG 器件<sup>[1]</sup>。其基本技术是解决器件冷却和激光介质热效应问题。对热效应的分析已有许多报道<sup>[2~5]</sup>,在不同的近似条件下可获得激光介质内温度分布<sup>[2,5]</sup>。

激光介质内温升不但产生热应力引起材料的断裂,而且使激光终态能级原子数增加而引起增益下降<sup>[6]</sup>。实际测量激光介质内温升,不但可验证各种理论模型,而且对器件运转性能的估计也是十分必要的。

我们曾提出激光介质内非均匀发热的理论模型<sup>[5]</sup>,获得与实验相符的热破坏阈值功率。本文对温度的测量试图直接验证这一理论。直接测量板条内部温度有一定困难,本文提出用干涉方法测量温度的原理和方法。采用马赫-陈德尔干涉仪和样品端面干涉仪的组合,同时记录热效应引起的两干涉仪光程变化和达到热平衡时干涉条纹分布,从而得到样品的平均温升、

样品内的最大温升和温度分布。实验结果与非均匀发热模型的第一类热边界条件下的计算结果相符。

## 二、测量原理

如图 1 所示的板条, 在其上下表面均匀泵浦和冷却, 侧面绝热并忽略端面热交换条件下, 板内温度分布只与坐标  $y$  有关, 沿  $z$  方向传播的光束, 电矢量在  $x$ 、 $y$  方向振动的偏振光折射率热变化分别为<sup>[7]</sup>

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_x(y) &= \beta_0 T(y) + C_1 \sigma_{xx} + C_2 (\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \\ \Delta n_y(y) &= \beta_0 T(y) + C_1 \sigma_{yy} + C_2 (\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中  $\beta_0$  为材料的折射率温度系数,  $C_1$  和  $C_2$  为应力光学系数,  $T(y)$  为板内温升分布。对于薄板, 其热应力为<sup>[8]</sup>

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx}(y) &= \sigma_{zz}(y) = \frac{\alpha_0 E}{1-\nu} [T_0 - T(y)] \\ \sigma_{yy}(y) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中  $T_0$  为板的平均温升,  $\alpha_0$ 、 $E$ 、 $\nu$  分别为材料的热膨胀系数、杨氏模量和泊松比。由 (1)、(2) 式得到一维近似下的折射率分布:

$$\Delta n_{x,y}(y) = (p \mp q) [T(y) - T_0] + \beta_0 T_0 \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} p &= \beta_0 - \frac{\alpha_0 E}{2(1-\nu)} (C_1 + 3C_2) \\ q &= \frac{\alpha_0 E}{2(1-\nu)} (C_1 - C_2) \end{aligned}$$

将板条置于臂长为  $l$  的马赫-陈德尔干涉仪中, 光程为

$$S_1 = (n-1)L + l$$

温升引起光程热变化为

$$\Delta S_{x,y}(y) = L \{ (p \mp q) [T(y) - T_0] + W T_0 \} \quad (4)$$

其中  $L$  为板条长度, 而

$$W = \beta_0 + (n-1)\alpha_0$$

$n$  为室温下板条的折射率。对自然光光程热变化为

$$\Delta S_1 \approx \frac{1}{2} (\Delta S_x + \Delta S_y) = L [p [T(y) - T_0] + W T_0] \quad (5)$$

在板条内部折射率均匀因而可获得零级干涉条纹的条件下, 当板条被泵浦加热达到热平衡时, 测量板条中心 ( $y=0$ ) 处与其它位置之间干涉条纹数目之差  $M(y)$  值, 则可获得稳态温升分布

$$T_s(y) = T_{\max} - \frac{\lambda}{pL} M(y) \quad (6)$$

式中  $T_{\max}$  为板条内  $y=0$  处的温升,  $\lambda$  为测量所用的光波长。

在板条中心 ( $y=0$ ) 处从初始温度  $T_0$  (冷却剂温度) 开始泵浦直到热平衡时干涉条纹变化总数为  $m_1$ , 则

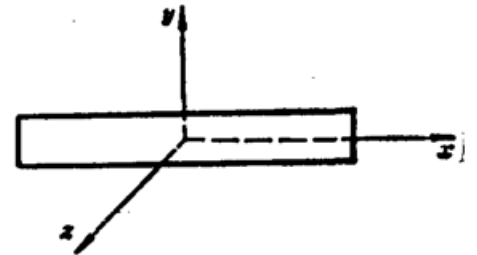


Fig. 1 Rectangular slab

$$m_1 \lambda = L[p(T_{\max} - T_0) + W T_0] \quad (7)$$

由板条两端面形成的等厚干涉仪, 其光程为

$$S_2 = 2nL$$

对自然光端面干涉仪光程热变化为

$$\Delta S_2 = 2L\{p[T(y) - T_0] + (W + \alpha)T_0\}$$

从泵浦开始到热平衡端面干涉条纹在板条中心的变化总数为  $m_2$ , 则

$$m_2 \lambda = 2L[p(T_{\max} - T_0) + (W + \alpha)T_0] \quad (8)$$

由(7)、(8)得到

$$T_0 = \frac{m_2 - 2m_1}{2\alpha L} \lambda \quad (9)$$

$$T_{\max} = \frac{\lambda}{Lp} \left[ m_1 + \frac{p-W}{2\alpha} (m_2 - 2m_1) \right] \quad (10)$$

$$T_s(y) = \frac{\lambda}{Lp} \left[ m_1 + \frac{p-W}{2\alpha} (m_2 - 2m_1) - M(y) \right] \quad (11)$$

### 三、实验方法和结果

图2为测量板条温升分布的装置。He-Ne激光经扩束后进入马赫-陈德尔干涉仪, 板条激光器位于干涉仪臂上。在端面干涉条纹和一组马赫-陈德尔干涉条纹中心 ( $y=0$ ) 处置小于条纹宽度的针孔光阑, 干涉条纹变化经光电二极管后用双笔记录器同时记录, 用照相机记录达到泵浦热平衡后另一组马赫-陈德尔干涉条纹。在数据处理时必须注意到两组马赫-陈德尔干涉条纹之间的位相差。

实验所用样品为  $35 \times 100 \times 6 \text{ mm}^3$ 、掺钕浓度为 3.5% wt 的磷酸盐玻璃板条, 泵浦灯为  $\phi 8 \times 80 \text{ mm}$  的双脉冲氙灯, 泵浦腔采用三角形反射器, 其顶角为  $100^\circ$ , 开口宽度为 25 mm, 长为 80 mm, 计算和实验表明反射器在板条宽度  $x$  方向上照明起伏小于 10%<sup>[9]</sup>。板条有效泵浦体积为  $25 \times 80 \times 6 \text{ mm}^3$ 。在第一类热边界条件下, 板条达到热平衡的特征时间  $t_0 = 17.5 \text{ s}$ , 当泵浦脉冲周期远小于  $t_0$  时, 板条达到热平衡时的温度分布是稳定的<sup>[4]</sup>。实验中激光器重复频率为 1~2 Hz。

实验开始前, 必须有足够时间使样品与冷却水温度完全均匀, 并将干涉仪调节到零级干涉条纹。从泵浦开始立即记录干涉条纹变化  $m_1$  和  $m_2$ , 直到热平衡条纹不再变化为止, 这时用相

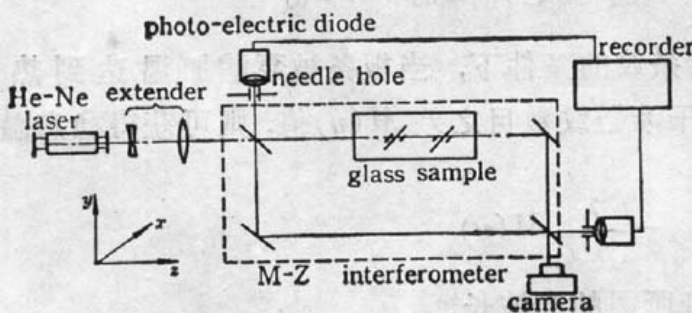


Fig. 2 Experimental equipment for measuring the temperature rise

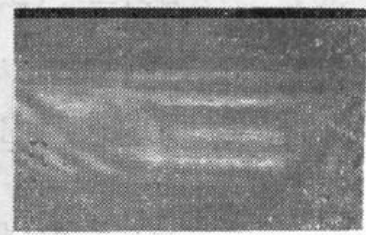


Fig. 3 Interference fringes in the slab at thermal equilibrium

机记录下干涉条纹分布  $M(y)$ 。由(9)~(11)式求得板条的温升。计算中所用的物理参数为  $n=1.55$  ( $\lambda=0.6328 \mu\text{m}$  时),  $P=0.7 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ ,  $\beta_s = -4.2 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ ,  $\alpha_s = 12 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ ,  $\lambda = 0.6328 \times 10^{-4}\text{cm}$ ,  $L=8 \text{cm}$ 。

在泵浦平均功率密度  $P_{in}=27 \text{W/cm}^2$  时, 在热平衡态下马赫-陈德尔干涉条纹分布如图 3 所示。表 1 给出在不同泵浦功率密度下测量得到的温升。根据表 1 得到的平均温升和图 3 的照片, 求得在  $P_{in}=27 \text{W/cm}^2$  条件下样品内温度分布  $T_s(y)$ , 如表 2 所示。从图 3 看出, 板条侧面热交换使在边界附近产生沿宽度方向的温度不均匀, 这是在设计器件时要尽量避免的。

**Table 1 Temperature rise in the slab at different input powers**

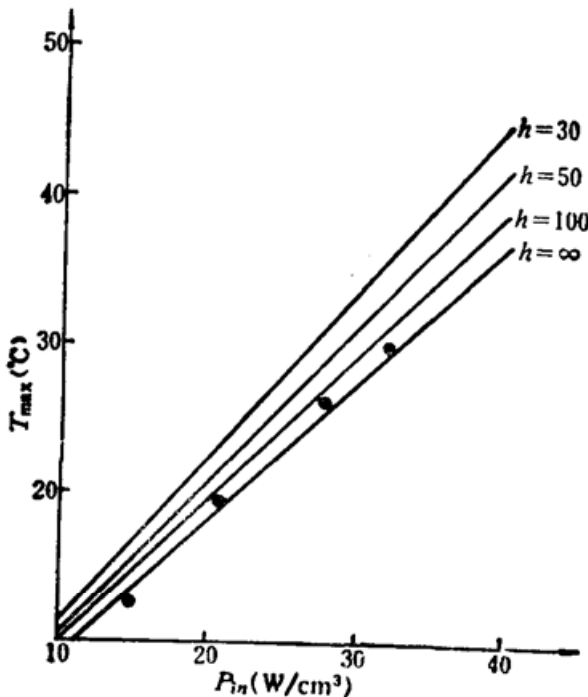
$P_m (\text{W/cm}^2)$	$m_1$	$m_2$	$T_a (^\circ\text{C})$	$T_{\max} (^\circ\text{C})$
14	3.0	32	9	13
20	4.5	48	13	20
27	6.0	64	17	26
32	7.0	75	20	30

**Table 2 Temperature distribution in the slab**

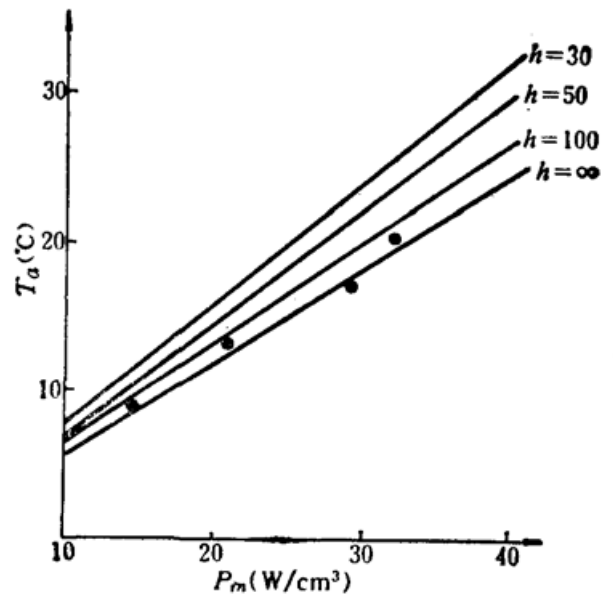
$y_{\text{mm}}$	-2.8	-2.5	-2.0	-1.0	0	0.9	1.8	2.4	2.7
$M(y)$	2.0	1.5	1.0	0.5	0	0.5	1.0	1.5	2.0
$T_s(y) (^\circ\text{C})$	4	9	15	21	26	21	15	9	4

文献 [5] 给出在热平衡时板条内温度

$$T_s(y) = T_a + \frac{I_0}{\alpha K} e^{-\alpha t/2} \left[ \frac{2}{\alpha t} \sin h(\alpha t/2) - \cos h(\alpha y) \right] \quad (12)$$



**Fig. 4 The average temperature rise at different input powers**



**Fig. 5 Maximum temperature rise at different input powers**

其中  $T_a$  为板条的平均温度,

$$T_a = T_c + \frac{I_0}{K} e^{-\alpha t/2} \left[ \left( \frac{1}{h} - \frac{2}{\alpha^2 t} \right) \sinh(\alpha t/2) + \frac{1}{\alpha} \cosh(\alpha t/2) \right] \quad (13)$$

$I_0$  为板条上下表面泵浦光强

$$I_0 = t \eta_1 \eta_2 P_{in} \quad (14)$$

$\alpha$ 、 $\eta_1$ 、 $\eta_2$  分别为板条材料对各波长泵浦光的平均吸收系数、泵浦灯的电光转换效率和反射器的光匹配效率。 $h$  为与表面冷却有关的参数

$$h = H/K$$

$H$  为表面热交换系数。在强冷却条件下, 对玻璃材料,  $h$  值在  $100 \text{ cm}^{-1}$  以上, 当  $h \rightarrow \infty$  时, 即为第一类热边界条件。图 4、图 5 分别给出了在不同泵浦功率密度  $P_{in}$  下、不同表面热交换条件下板条的平均温升  $T_a$  和板条中心 ( $y=0$ ) 处的最大温升  $T_{max}$ 。图 6 给出在  $P_{in} = 27 \text{ W/cm}^2$  时, 在不同冷却条件 ( $h$  值) 下计算得到的温升分布。各图中黑点为实验测量值。实验中干涉条纹计数误差为  $\pm \frac{\lambda}{4}$ ,

由测量公式分析得到温度测量的相对误差小于  $\pm 10\%$ 。上述结果说明, 在实验误差范围

内, 第一类热边界条件的计算结果与实验结果相接近。计算中所用的物理参数为<sup>[5,10]</sup>

$$\eta_1 = 0.60, \quad \eta_2 = 0.70 \quad \alpha = 0.60 \text{ m}^{-1}.$$

#### 四、讨 论

玻璃板条温度分布测量结果与第一类热边界条件下计算结果相同是合理的。因为在我们的实验条件下, 即使泵浦光能量全部被冷却剂吸收, 冷却剂温升也小于  $1^\circ\text{C}$ 。当表面热交换系数  $H$  取值为  $0.6 \text{ W/cm}^2\text{C}$  时,  $h$  值在  $100 \text{ cm}^{-1}$  以上, 接近  $h \rightarrow \infty$  的边界条件。对 YAG 器件, 由于 YAG 晶体的导热系数较玻璃大 20 倍以上,  $h$  值往往较小, 难于满足第一类边界条件。

在计算和实验数据处理中, 我们将板条视为无限大平板, 而实际情况正如图 3 干涉条纹所表明的那样, 在板条宽度方向上, 特别在板条边缘, 温度并不完全均匀。这正是器件设计中必须注意解决的问题。

板条温升来源于对泵浦光的吸收。总泵浦功率中有多少转化为板条的发热, 这是器件设计中十分重要的参数。假如我们定义单位体积工作物质所吸收的光功率为发热密度<sup>[5]</sup>

$$Q(y) = I_0 \alpha e^{-\alpha t/2} \cosh(\alpha y) \quad (15)$$

则整个板条的平均发热密度为

$$\bar{Q} = \frac{1}{t} \int_{-t/2}^{t/2} Q(y) dy$$

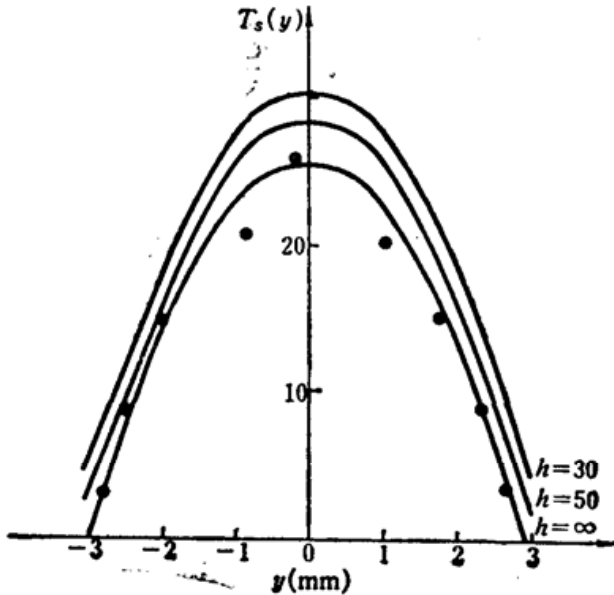


Fig. 6 Temperature distribution at different cooling conditions

由(14, 15)式得

$$Q = P_{in} \eta_1 \eta_2 (1 - e^{-\alpha t}) \quad (16)$$

定义平均发热密度  $\bar{Q}$  与平均泵浦功率密度  $P_{in}$  之比为发热效率  $\eta_H$ :

$$\eta_H = \eta_1 \eta_2 (1 - e^{-\alpha t}) \quad (17)$$

利用上面所给参数求得器件发热效率为 12.7%。

将(13, 14)式作适当变换可得

$$\eta_H = \alpha K T_a / P_{in} \left[ \left( \frac{1}{h} - \frac{2}{\alpha^2 t} \right) \sinh(\alpha t/2) + \frac{1}{\alpha} \cosh(\alpha t/2) \right] \quad (18)$$

根据实验测量的平均温升  $T_a$  (表 1) 求得发热效率列于表 3。根据温度测量误差估算,  $\eta_H$  的测量误差约为  $\pm 1.0\%$ 。 $\eta_H$  测量值小于计算值是合理的, 因为前面已将材料所吸收的光全部作为发热, 而事实上有部分转变为光辐射, 当然材料对光辐射的吸收又使转变为光的相当部分产生发热, 但最终作为激光输出和逸出谐振腔的光显然应当从计算中扣除, 这部分约占泵浦功率的 2~3%。计算结果扣除这部分之后, 计算与实验在误差范围内完全吻合。

Table 3 Measured heat generation efficiency in the slab

$P_{in} (\text{W/cm}^2)$	14	20	28	32
$T_a (^\circ\text{C})$	9	13	17	20
$\eta_H (\%)$	11.3	11.4	11.0	11.1

### 参 考 文 献

- 1 David Kales, *Laser and Optoelectronic*, **22**, 49 (1990)
- 2 J. M. Eggleston et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20**, 289 (1984)
- 3 T. J. Kane et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-21**, 1195 (1985)
- 4 周 峰 et al., *物理学报*, **38**, 247 (1989)
- 5 顾绍庭 et al., *物理学报*, **40**, 399 (1991)
- 6 S. Basu et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-22**, 2052 (1986)
- 7 黄国松 et al., *物理学报*, **39**, 1563 (1990)
- 8 B. A. Boley, J. H. Weiher, *Theory of thermal stresses*, New York, 1960
- 9 周 峰 et al., *中国激光*, **17**, 65 (1990)
- 10 N. V. Danilakuk et al., *Sov. J. Quant. Electr.*, **18**, 65 (1990)