

文章编号: 0253-2239(2004)12-1658-5

波面热畸变自校正型板条增益介质的瞬态温度分布

孟俊清 黄 燕 陈卫标 胡企铨

(中国科学院上海光学精密机械研究所新型激光技术及应用研究室, 上海 201800)

摘要: 提出一种新的激光增益介质板条抽运结构, 这种结构能对由激光增益介质板条温度分布不均所造成的波面热畸变实现自校正, 并建立了这种抽运结构下激光增益介质板条的瞬态温度分布理论模型, 通过解热传导方程, 推导出板条增益介质的瞬态温度分布的解析表达式。同时对抽运参量分别为抽运脉冲能量为 5.8×10^4 J、抽运重复频率为 2 Hz 和抽运脉冲能量为 3.2×10^4 J、重复频率为 10 Hz 两种情况下两种 N-31 型钕玻璃板条的瞬态温度分布分别进行了数值计算, 分别给出两种情况下 10 s 内和 60 s 时钕玻璃板条的温度分布图并对结果进行了分析和对比, 表明采用这种抽运结构的增益介质板条激光器可以以类似热容激光器的方式在短时间内实现高平均功率、高光束质量运转。

关键词: 激光技术; 双板条增益介质; 瞬态温度分布; 热传导方程; 热传导方程

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

Transient Temperature Distribution of Slab Gain Media Self-Corrected Thermal Distortion of Wavefront

Meng Junqing Huang Yan Chen Weibiao Hu Qiquan

(The Novel Laser Technique and Application System Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 11 February 2004; revised 24 March 2004)

Abstract: A new pumping structure of laser gain media slab is proposed, the thermal wavefront distortion caused by the non-uniform temperature distribution of the laser gain media slab will be self-corrected in this structure, and the theoretical model of the transient temperature distribution is established to describe the pumping structure, the analytic expression of the transient temperature distribution of the laser gain media slab is derived from heat conduction equations. Numerical simulations of the temperature distribution within 10 seconds and at 60 seconds are given for N-31 Nd:glass slab pumped with two different pumping levels, the parameters are 58 kJ of pumping pulse energy, 2 Hz and 32 kJ of pumping energy, 10 Hz, respectively. Analyzing and comparing the result show that the slab laser with this pumping structure can work like heat capacity laser in short time with high average power output and good beam quality.

Key words: laser technique; double gain media slab; transient temperature distribution; heat conduction equation; heat conduction equation

1 引 言

高平均功率固体激光器由于其在工业、军事和科研等领域的广泛应用而得到了深入的研究。传统的高平均功率固体激光器采用圆棒状增益介质, 激

光棒在抽运过程中产生的热由从其表面流过的冷却液带走, 其径向的温度分布近似呈抛物线状分布^[1]。这种圆棒状结构当系统在高平均功率下运转, 圆棒中心与边缘的温度差可能达到几十甚至上百度, 由此产生的热应力可达到炸裂极限。此时, 严重的热透镜效应和热致双折射产生的严重退偏, 将使光束质量变差^[2]。

与圆棒结构相比, 板条结构温度分布可简化为一

E-mail: jqmeng@mail.siom.ac.cn

收稿日期: 2004-02-11; 收到修改稿日期: 2004-03-24

维,由此引起的热应力双折射光轴方向在介质板条的各点相同,这样当激光偏振方向和光轴平行时可消除退偏现象。片状激光器常用多片激光增益介质与光轴呈布儒斯特角交叠放置,介质片的表面冷却。由于增益介质片的安装应力、冷却边缘效应以及冷却液引起的光学损耗等原因使这种激光器的光学质量和输出效率都不够理想,大尺寸的介质也容易产生寄生振荡而降低激光效率^[3]。目前,这种片状结构多用做大孔径高峰值功率激光放大器^[4]。广泛采用的 Zig-zag 光路板条激光器能够很好地解决由热分布引起的问题,但是这种激光器增益介质板条两个抽运面加工要求的平行度和光洁度都很高,使加工困难且机械安装也变得复杂^[5]。此外,这两个面之间容易产生寄生振荡而使激光效率降低。采用传统的矩形板条激光器,则类似于圆棒结构,当对激光增益介质板条进行面冷却并达到热平衡状态时,沿抽运方向的温度分布近似呈抛物线状,同样由此也会引起类似于圆棒结构的光束质量变差等问题^[6]。

本文提出一种新的激光增益介质板条抽运结构,这种结构使激光波面在谐振腔内振荡时能对由激光增益介质板条温度分布不均造成的波面畸变进行补偿,从而提高输出激光的光束质量,并对这种抽运方式下激光增益介质板条的温度分布进行了理论分析。以往的研究者对激光介质的温度分布进行分析时都假设介质均匀抽运并发热,而实际上,面抽运的激光介质板条中抽运光强在抽运方向总是指数衰减,为更符合物理实际本文理论模型中,激光介质板条发热取为指数衰减分布。

2 理论模型

图 1 为新型板条激光器的结构示意图,为实现波面的自校正,用两块材料,性能、尺寸均相同的激光介质板条平行放置,并经三反射镜折叠串接;抽运强度相同的抽运源从两侧面对介质板条进行对称抽

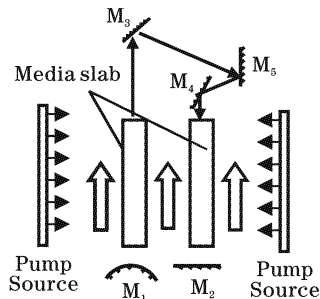


Fig. 1 Scheme of the wavefront thermal distortion self-corrected laser

运;两块介质板条之间通温度为 T_2 的冷却介质,两边通温度为 T_1 的冷却介质,并使 $T_1 > T_2$ 。谐振腔由反射镜 $M_1 \sim M_3$ 构成,其中, M_2 为半反输出镜。设反射镜 M_3 、 M_4 与垂直方向的夹角分别为 θ_1 、 θ_2 ,则当 θ_1 、 θ_2 满足 $\theta_1 + \theta_2 = 90^\circ$,且 $\theta_1 > 45^\circ$ 时, M_3 、 M_4 和垂直放置的 M_5 所共同组成的反射镜系统,将使从第一块介质板条高温一侧出射的激光对称地进入另一块板条的低温一侧,从而对由于温度分布不均造成的波面畸变实现自校正。

在这种抽运结构下,建立如图 2 所示的坐标,忽略板条边缘效应的情况,板条的温度在 yz 平面为均匀分布,仅在 x 向有变化,其分布可用一维无限大平板热传导方程描述:

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (1)$$

其中温度 T 是时间 t 和坐标 x 的函数, α 为热扩散系数。

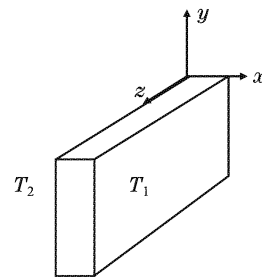


Fig. 2 Coordination in the slab

先考虑单脉冲抽运情况,当抽运脉冲持续时间远小于介质热弛豫时间时,抽运时的热扩散可忽略不记。由于抽运时间很短,抽运结束时介质板条的温度分布可表示为因抽运引起的温度升温与抽运前温度分布之和,即方程的初始条件为

$$T(x, 0) = \frac{Q}{VC\rho} \{ \exp(-\gamma x) + \exp[\gamma(x - 2l)] \} + T_{\text{steady}}, \quad (2)$$

其中 V 、 C 、 ρ 分别为激光介质的体积、热容和密度。 Q 为每个抽运脉冲在板条中产生的热量,其大小由归一化参量 χ 来决定, χ 定义为激光介质中(在 $1 \mu\text{m}$ 波长)储存的单位抽运能量所产生的热量。由于抽运光在穿过激光板条时为指数衰减,则对应的发热量也可表示为指数函数,其衰减常量为 γ 。而抽运开始前的温度 T_{steady} 为

$$T_{\text{steady}} = \frac{(T_2 - T_1)x}{l} + T_1, \quad (3)$$

其中 l 为介质板条的厚度。以高温端作为坐标原点,则边界条件可表示为

$$-\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=0} + h_1(T|_{x=0} - T_1) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=l} + h_2(T|_{x=l} - T_2) = 0, \quad (5)$$

式中 h_1, h_2 分别为温度为 T_1 和 T_2 的冷却水的换热系数。

解方程(1)即得到单脉冲抽运下介质板条内温度的动态分布^[7]：

$$T = \sum_{m=0}^{\infty} c_m [\beta_m \cos(\beta_m x) + h_1 \sin(\beta_m x)] \exp(-\alpha \beta_m^2 t) + T_{\text{steady}}, \quad (6)$$

其中系数

$$c_m = \frac{2}{(\beta_m^2 + h_1^2)[l + h_2/(\beta_m^2 + h_2^2) + h_1]} \int_0^l [\beta_m \cos(\beta_m x) + h_1 \sin(\beta_m x)] [T(x, 0) - T_{\text{steady}}] dx, \quad (7)$$

而 β 为满足如下方程的解：

$$\frac{\beta(h_1 + h_2)}{\beta^2 - h_1 h_2} - \tan(\beta l) = 0. \quad (8)$$

当抽运脉冲以 t_p 为时间间隔重复抽运时, (6) 式变为^[8]

$$T = \sum_{m=0}^{\infty} c_m [\beta_m \cos(\beta_m x) + h_1 \sin(\beta_m x)] \exp(-\alpha \beta_m^2 t) \frac{1 - \exp(-\eta \beta_m^2 t_p)}{1 - \exp(-\beta_m^2 t_p)} + T_{\text{steady}}, \quad (9)$$

(9)式即重复抽运情况时板条的动态温度分布。

3 数值计算

激光板条采用两块尺寸为 $20 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$, 掺杂浓度为原子数分数 0.03 的国产 N-31 型激光钕玻璃, 抽运源为 6 支尺寸为 $\phi 22 \text{ mm} \times 500 \text{ mm}$ 的脉冲氙灯(每侧 3 支), 冷却水的温度分别取为 275 K 和 295 K。

介质板条的发热量由热光比 χ 决定, χ 可以由氙灯发光谱和激光板条的吸收谱求得。当给定放电管直径和充气压时, 脉冲氙灯的发射谱可以根据放电电流采用 Trenholme-Emmett 模型计算^[9], 这里假设充气压为 $4 \times 10^4 \text{ Pa}$ 。其放电电流 j 为时间的函数, 设 C 为充电电容, V_0 为放电电压, L_0 为电感量, 定义归一化电流 i 为

$$i = \frac{Z_0}{V_0} j, \quad (10)$$

及归一化时间变量 τ 为

$$\tau = t / (L_0 C)^{1/2}, \quad (11)$$

其中

$$Z_0 = L_0 / C, \quad (12)$$

可由下面的非线性方程求出^[10]：

$$\frac{di}{d\tau} + \mu i^{1/2} + \int_0^{\tau} i d\tau = 1, \quad (13)$$

其中 μ 为阻尼系数, 这里取为 0.77, 采用四阶龙格-库塔方法数值求解方程(13)即可得到电流随时间

的变化。而 N-31 型激光钕玻璃的吸收谱可以精确地测得。在方程(10)中为准确描述介质板条的发热分布情况而引入的衰减系数 γ 可由下式求得：

$$\gamma = -\frac{1}{l} \ln \left\{ \frac{\iint I(\lambda, t) \exp[-\alpha(\lambda)l] d\lambda dt}{\iint I(\lambda, t) d\lambda dt} \right\}, \quad (14)$$

其中 $I(\lambda, t)$ 为脉冲氙灯的发射强度, $\alpha(\lambda)$ 为激光增益介质板条的吸收系数。

冷却水的对流换热系数 h 可按平面强迫对流换热模型计算^[11]：

$$h = Pr^{1/3} (0.037 Re_z^{4/5} - 850) \frac{k}{z}, \quad (15)$$

其中 k 为冷却水的导热系数, z 为流体流过平面的长度, Re_z 为雷诺数, 其表达式为

$$Re_z = u \rho z / \nu, \quad (16)$$

式中 u 为冷却水的流速, ρ 为密度, ν 为流体运动粘度。 Pr 为湍流普朗特数, 其表达式为

$$Pr = C_p \nu / k, \quad (17)$$

其中 C_p 为液体的定压热容。(15)式适用于 $5 \times 10^5 < Re_x < 10^7$, 即湍流情况, 这里取冷却水的流速为 10 m/s, 容易验证此时 Re_x 满足湍流条件。

4 结果与讨论

图 3 是每次抽运光能量 $5.8 \times 10^4 \text{ J}$, 抽运光脉冲宽度为 1 ms, 抽运重复频率为 2 Hz 时, 激光介质板条温度随时间的变化。图 4 是抽运工作至 10 s

和 60 s 时板条内部的温度分布情况。由图 4 可见, 板条的温度随抽运时间逐渐升高, 由于冷却, 内部升温较边缘升温快。可以看出抽运工作到 10 s 时, 温度的分布仍比较平坦。当抽运工作至 60 s 时, 板条边缘的温度已经较高, 但其内部温度分布曲线的大部分仍然近似为直线, 这部分激光波面的仍然可以得到自动校正。

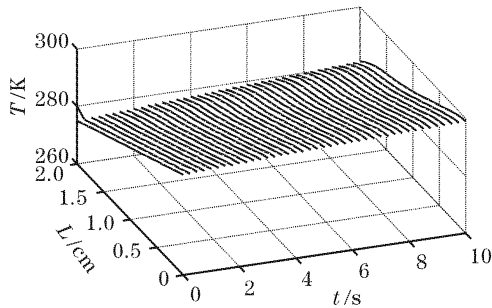


Fig. 3 Transient temperature distribution of the slab with 10 s under the pump intensity of 58 kJ per pulse, 2 Hz

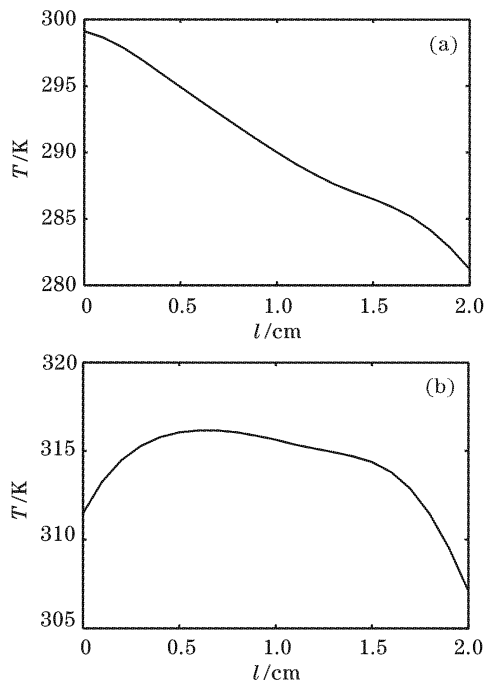


Fig. 4 Transient temperature distribution of the slab at (a) 10 s and (b) 60 s. The pump intensity of 58 kJ per pulse, 2 Hz

图 5、图 6 是每次抽运光能量分别为 3.2×10^4 J, 重复频率 10 Hz 情况下激光板条的温度分布。从图中可以看出, 此时激光板条的升温较前一状态快, 但在 10 s 内温度分布仍然近似为直线。而当抽运至 60 s 时, 尽管内部的温度分布比较平坦, 但平坦的区域已经比较小, 同时板条外侧与内侧的温度差已经比较大了。因此, 这种抽运条件下, 本文提出

的板条激光器可以类似热容激光器^[12]的方式短时间高质量的运转。此外从图 6(b) 可见, 这种状态下激光板条两边的温度差已经很小。这是由于冷却水在相同的流速下, 温度高的冷却水换热系数大, 随着冷却时间的延长, 激光板条的低温一侧温度升高将会比高温一侧快。对于高平均功率固体激光器而言, 为得到最佳的冷却效果, 冷却水的温度与流速还可做进一步的优化研究。

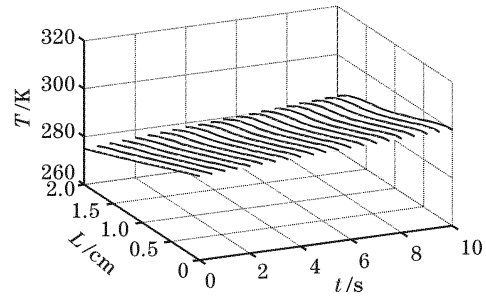


Fig. 5 The transient temperature distribution of the slab within 10 s under the pump intensity of 32 kJ per pulse, 10 Hz

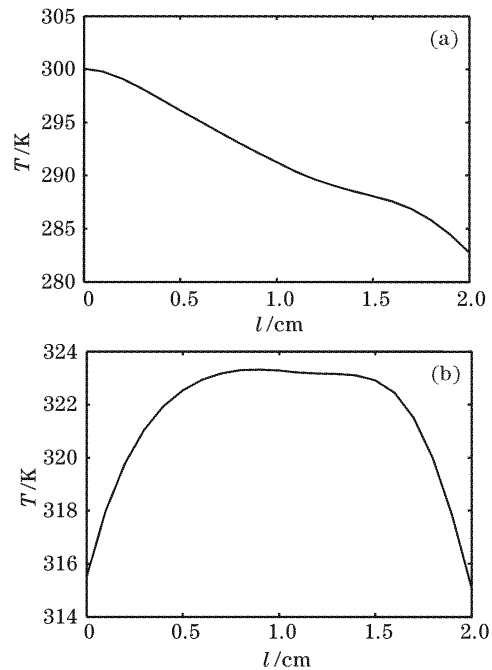


Fig. 6 The transient temperature distribution of the slab at (a) 10 s and (b) 60 s. The pump intensity of 32 kJ per pulse, 10 Hz

结论 提出了一种对温度引起的波面畸变能自动校正的新型激光增益介质板条结构, 并给出这种结构在抽运时激光板条内温度分布的解析表达式。同时, 对 N-31 型激光钕玻璃板条在两种抽运条件下的温度分布进行数值求解, 给出温度分布随时间的

变化;它以类似热容激光器的方式短时间高质量、高平均功率运转的实验工作正在进行中。

参 考 文 献

- 1 Koechner W. *Solid-State Laser Engineering*. Berlin Heidelberg; Springer-Verlag, 1999. 377~385
- 2 Blume A E, Tittel K F. Thermal effects in laser amplifiers and oscillators. *Appl. Opt.*, 1964, **3**(4): 527~530
- 3 Zhang Hua, Fan Dianyuan. Investigation of the amplified spontaneous emission in Nd: glass disk laser amplifiers. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 2000, **49**(6): 1047~1051 (in Chinese)
- 4 Glaze J A, Guch S, Trenhrome J B. Parasitic suppression in large aperture Nd: glass disk laser amplifiers. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(12): 2808~2811
- 5 Shoup III M J, Kelly J H, Smith D L. Design and testing of a large-aperture, high-gain, Brewster's angle zigzag Nd: glass slab amplifier. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(24): 5827~5838
- 6 Gu Shaoting, Zhang Guoxuan, Huang Guosong. Thermal stress of glass slab laser. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1991, **40**(3): 399~405 (in Chinese)
- 7 Ozisik M N. *Heat Conduction*. Yu Changming transl., Beijing; Higher Education Press, 1983. 733~738 (in Chinese)
- 8 Koechner W. Transient thermal profile in optically pumped laser rods. *Appl. Phys.*, 1973, **44**(7): 3163~3170
- 9 Powell H T, Erlandson A C, Jancaitis K S *et al.*. Flash pumping of Nd: glass disk amplifiers. *Proc. SPIE*, 1990, **1277**: 103~120
- 10 Dishington R H, Hook W R, Hilberg R P. Flashlamp discharge and laser efficiency. *Appl. Opt.*, 1974, **13**: 2300~2312
- 11 Shao Ti Hsu. *Engineering Heat Transfer*. D. van Nostrand Company, Inc., 120 Alexander St., Princeton, New Jersey, 1963
- 12 Georg Albrecht, E. Victor George, William F. Krupke *et al.*. High energy burst from a solid state laser operated in the heat capacity regime. U. S. Pat. No. 5526372