

文章编号: 1001-4322(2007)04-0589-04

## 固体棒状热容激光器的热分析\*

汪晓波, 许晓军, 陆启生

(国防科学技术大学 光电科学与工程学院, 长沙 410073)

**摘 要:** 计算出固体棒状热容激光器在不同散热边界条件下的温度分布和随时间的演变, 与实验测量的结果进行了对比。计算结果表明, 激光器工作在热容模式时, 不同散热边界条件下激光介质内的温度分布在激光发射期间区别不大, 激光发射期间, 激光介质内的温度分布主要取决于泵浦光的吸收。但是散热过程中的不同散热边界条件下温度分布演化大不相同, 此时的温度分布主要取决于散热边界条件。

**关键词:** 热容激光器; 温度分布; 数值计算; 实验测量; 棒状介质

**中图分类号:** TN248.1 **文献标识码:** A

热容模式这一概念最早是由 C. T. Walter 等人在 1995 年提出来的<sup>[1]</sup>。相对于发射激光的同时主动散热的传统激光器, 热容激光器一个突出的优点就是明显改善了工作介质的发射激光时温度分布曲线。例如面泵浦的盘片状激光介质, 因为从盘片表面散热的缘故, 中心温度高, 表面温度低, 导致在盘片的表面产生拉应力, 而在热容模式下, 因为绝热, 所以没有表面散热的梯度的影响, 表面吸收的泵浦光较多, 产生的废热也较多, 温度较高, 中心因为泵浦光强较弱, 吸收少, 产生的废热也较少, 温度较低, 导致在盘片的表面产生压应力。而对于电介质材料来说, 所能承受的压应力极限往往高出拉应力数倍, 所以热容工作模式下允许激光介质的泵浦功率密度更高。另外因为没有表面散热梯度的影响, 所以在泵浦均匀的情况下, 热容激光器工作介质的温度差异非常的小, 产生热应力也很小, 从而引起的光学畸变也非常小。

### 1 固体激光器介质中的不均匀温度分布

温度的不均匀分布会导致激光介质中热应力。不均匀分布的温度以及激光介质的热应力都会导致激光介质折射率的变化, 从而产生热透镜效应和热应力双折射效应。激光在这样的激光介质中传播时就会出现波前扭曲, 破坏激光的光束质量。另外如果激光介质中热应力超出激光介质所能承受的应力极限, 热应力会破坏激光介质。激光介质中的温度不均匀分布主要是有两个原因, 一是泵浦光的不均匀吸收导致了废热产生速率在激光介质中各个位置各不相同; 二是因为激光介质通过表面冷却产生的热梯度。

激光介质中温度曲线形式与激光的工作方式有关。连续泵浦的情况下, 激光介质通过表面冷却产生的热梯度基本决定了激光介质中的温度曲线形式, 实验和理论证明, 对于脉冲宽度小于 2 ms 的脉冲激光器来说, 激光发射期间的热传播可以忽略, 温度的不均匀分布主要由不均匀泵浦造成的; 已有很多人做了稳态的侧面泵浦的激光棒中的热分析<sup>[2]</sup>, 与稳态热分析相比, 重复脉冲泵浦的固体激光器温度分布比较复杂, 表面冷却形成的热梯度和不均匀泵浦形成的热梯度对温度分布的曲线都有影响。若泵浦间隔相对于热弛豫时间很小, 当激光器达到准稳态的时候, 表面散热对温度分布的影响更大。

一般来说高平均功率激光器的介质温度曲线主要由散热形成的热梯度决定。散热形成的热梯度导致的热效应有热透镜效应和热应力双折射效应, 热应力破坏效应是提高固体激光器的平均功率的主要障碍。在这种情况下, 热容激光器的出现解决了表面散热形成的热梯度对固体激光器平均功率的影响。热容激光器在激光发射过程中不从激光介质表面散热, 工作于热分布的非稳态, 从而避免了因为表面散热引起的热梯度的影响<sup>[1,3]</sup>。

### 2 重复脉冲泵浦棒状热容激光器热分析

闪光泵浦棒状介质的激光器中, 泵浦光的不均匀吸收非常复杂, 可以通过负透镜大致拟合侧面打毛的棒状

\* 收稿日期 2006-10-09; 修订日期 2007-03-12  
基金项目 国家自然科学基金资助课题(60378009)  
作者简介 汪晓波(1982—), 男, 博士生, 从事高功率激光器研究; xiaobowang1982@yahoo.com.cn.

介质在闪光灯泵浦下的特点。另外实际实验中的激光介质棒的长度有限,通常在激光介质棒的直径的 10~20 倍之间,但有限长度棒的散热边界条件细节非常复杂,所以通常情况,分析计算激光介质棒时,都认为棒的长度是无限的,散热边界条件一致。

假定单个脉冲泵浦结束后的瞬间,激光介质棒内的温度可以用二次曲线拟合,考虑到棒内温度分布的不均匀性,棒内的温度分布为

$$T(r, \rho) = \Delta T [1 + g(r/r_0)^2] \quad (1)$$

$$\Delta T = \frac{Q}{Vc\gamma(1+g/2)} \quad (2)$$

式中  $g$  是泵浦光的不均匀吸收系数,取决于激光介质吸收系数  $\alpha$  与激光介质的半径  $r_0$  的乘积  $\alpha r_0$ ,乘积越大,激光棒的边缘吸收泵浦光越多,中心吸收的泵浦光越少,泵浦光吸收越不均匀  $g$  越大; $\Delta T$  是激光介质的中轴在单个脉冲泵浦下的温升; $V$ ,  $c$ ,  $\gamma$ ,  $Q$  分别表示体积,密度,比热容和总热量。

根据以上的假定,重复频率脉冲泵浦的条件下,  $M$  发脉冲之后,激光介质棒中的温度分布为<sup>[4]</sup>

$$\frac{T(r, t)}{\Delta T} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\beta_n^2 t}{\tau}\right) \frac{J_0(\beta_n r/r_0)}{(A^2 + \beta_n^2) J_0^2(\beta_n)} \left[ (1+g)\beta_n J_1(\beta_n) - 2gJ_2(\beta_n) \right] \left[ \frac{1 - \exp(-M\beta_n^2 t_p/\tau)}{1 - \exp(-\beta_n^2 t_p/\tau)} \right] \quad (3)$$

式中  $\beta_n$  是特征函数  $\beta_n J_1(\beta_n) = A J_0(\beta_n)$  的根,  $\tau$  为激光介质棒的散热特征时间;  $A$  为冷却系数,二者表示为

$$\tau = r_0^2 c\gamma/\kappa, \quad A = r_0 h/\kappa \quad (4)$$

式中  $h$  为表面传热系数;  $\kappa$  为激光介质棒的导热系数。对于热容激光器,重复脉冲泵浦的过程中,激光介质与外界绝热,所以冷却系数  $A$  为 0,故温度分布的表达式可以简化为

$$\frac{T(r, t)}{\Delta T} = -4 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\beta_n^2 t}{\tau}\right) \frac{g J_2(\beta_n) J_0(\beta_n r/r_0)}{\beta_n^2 J_0^2(\beta_n)} \left[ \frac{1 - \exp(-M\beta_n^2 t_p/\tau)}{1 - \exp(-\beta_n^2 t_p/\tau)} \right] \quad (5)$$

值得注意的是假定冷却系数  $A$  为  $\infty$  时,泵浦脉冲结束后,会在边界出现一个散热奇点,即此时的温度变化无穷快,显然不符合客观事实,故通常会取一个很大数值冷却系数  $A$  来描述边界散热很快的条件,从以上的表述中可以看出,重复脉冲泵浦激光器的热效应描述比较复杂,很难从表达式中看出,泵浦不均匀性和表面冷却散热梯度对重频激光器的直接影响,为此我们对激光器模型根据实际工作模式进行了适当的简化。

### 3 实验装置

实验中的固体热容激光器主体,是 6 根闪光灯对称环绕泵浦,采用的是紧包漫反射腔,激光介质为上海光机所 N31 型掺钕磷酸盐玻璃<sup>[5]</sup>。棒长 56 cm,有效泵浦的长度为 50 cm,直径 40 mm,棒的侧面打毛, Nd 离子掺杂量从 1.5%~3% 不等,重复频率 10 Hz,每个脉冲能量最大可超过 200 J,脉冲宽度约为 0.5 ms,最大平均功率约为 2 kW。实验中,热容激光器在 4 s 内先发射 40 发脉冲,发射完毕后,使用经平行光管准直的平行平面 632.8 nm He-Ne 光作为探测光,经过激光介质一次后,使用 Hartmann 传感器接收。可以测得随着温度分布的变化,棒内不同位置处的光程差。

### 4 数值计算结果

根据热容激光器真实实验情况,估算出冷却系数  $A=0.1147$ ,在此实验中,采用(3)式。数值计算的结果如下:在激光发射 4 s 期间内,激光介质中温度升高和不均匀分布如图 1(a)所示,如果我们针对正常的主动风冷表面散热情况下进行计算,合理假设  $A=3$ ,则激光发射期间的激光介质中温度升高和不均匀分布如图 1(b)所示,与  $A=0.1147$  近似绝热的情况相比,热分布情况基本相同,只是在棒的边缘处略有不同。这点也说明在热容激光器发射激光期间,泵浦光的不均匀吸收是热容激光器温度不均匀分布的主导因素。

假设保持散热边界条件不变,则在激光发射完的 10 min 内的散热情况,两种不同边界条件下激光介质内的温度分布随时间变化如图 2 所示。 $A=3$  正常风冷与  $A=0.1147$  近似绝热条件的情况相比,则在激光发射完的 10 min 内的散热情况大不相同。

从上面的计算结果中,我们可以看出,如果边界绝热条件不好的激光器,工作热容模式下,在重复脉冲泵浦期间,温度分布与边界绝热条件很好的热容激光器相比,温度分布差别不大,主要是因为表面散热形成的热梯度大部分被泵浦光吸收的不均匀性抵偿了,但是一旦停止工作,开始冷却后 30 s 左右,正常风冷条件下就会因为表面散热迅速在表面形成一个很大的热梯度。大的热梯度产生的热应力甚至可能破坏激光介质。

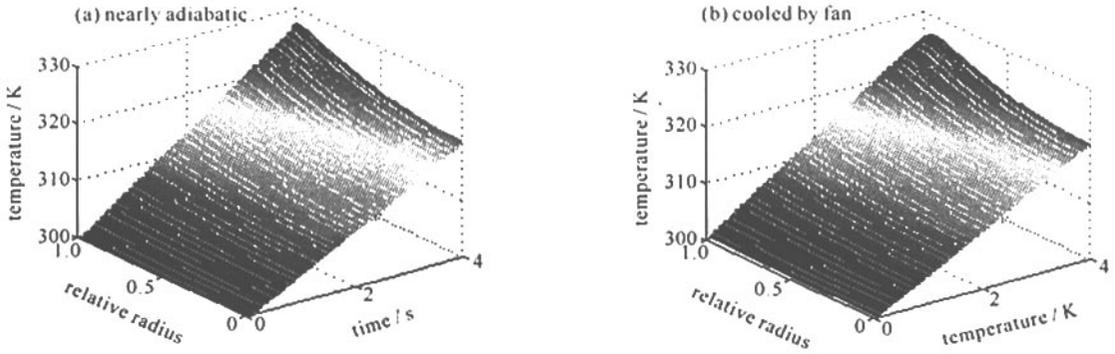


Fig. 1 Calculation results of the dynamic temperature profile during 40 shot lasing when the active medium is nearly adiabatic and cooled by fan

图 1 近似绝热和风冷边界条件下,数值计算的 40 发脉冲泵浦期间激光介质的温度变化

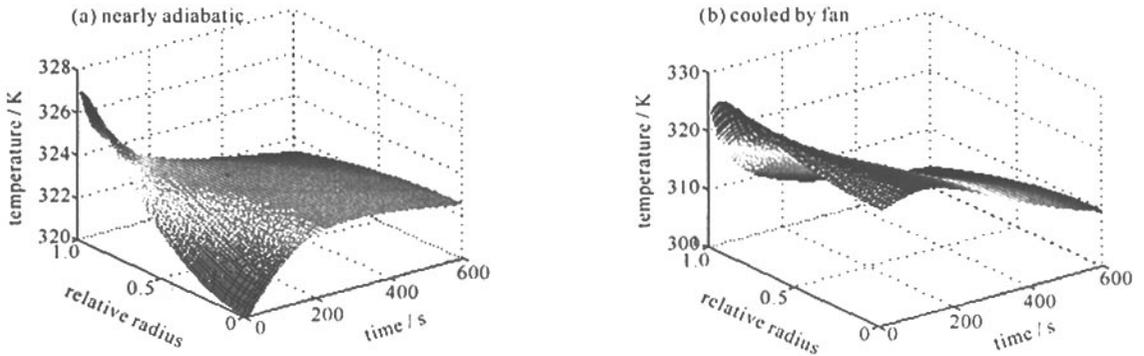


Fig. 2 Calculation results of the dynamic temperature profile during 10 min when the active medium is nearly adiabatic and cooled by fan

图 2 近似绝热和风冷边界条件下,数值计算 10 min 内激光介质温度变化

## 5 温度分布的不均匀性引起的光程差

光线通过介质其中与原来的光程差为

$$\Delta L_{\text{opt}} = \left( n + \Delta T \frac{dn}{dT} \right) (L + \alpha \Delta T L) - nL - \alpha \Delta T L n_0 \quad (6)$$

式中  $n$  为激光介质的折射率。空气中  $n_0$  为 1,忽略两个小项的乘积,简化后得到

$$\Delta L_{\text{opt}} = \Delta T L \left[ \frac{dn}{dT} + \alpha (n - n_0) \right] \quad (7)$$

根据 Nd phosphate 的 N31 型的参数<sup>[6]</sup>,可以计算出  $dn/dT + \alpha(n - n_0) = 1.4 \times 10^{-6}$ 。

上述的光程差描述中没有考虑到热致应力双折射的作用,因为热容激光器激光介质中的温度场的梯度较小,所以热致应力双折射中也相应较小,故在计算中忽略。根据上述公式,可以计算出激光停止发射后 24 s 的情况,结果如图 3(a)所示,使用经平行光管准直的平行平面 632.8 nm He-Ne 光作为探测光,经过激光介质一次后,使用 Hartmann 传感器接收探测光并恢复波前。需要注意的是,激光介质的直径为 4 cm,而 Hartmann 传感器的接收孔径为 3 cm,所以实验测得数据相当于数值计算结果中心的那部分,实验测得的激光停止发射 24 s 后的探测光波前如图 3(b)所示,激光停止发射 10 min 后,数值计算的探测光波前如图 4(a)所示,实验测得激光停止发射 10 min 后, Hartmann 恢复的探测光波前如图 4(b)所示。

从以上对比中我们可以看出数值计算结果与实验实际测得结果基本相符,证明数值计算方法是预知热容模式下温度分布和演化的有效方法。数值计算结果与实验测量结果主要差别来源于泵浦不均匀性的高阶项。采用 6 个闪光灯环绕泵浦钕玻璃棒,泵浦光的吸收的不均匀性除了二阶项,还有其它的高阶项,在数值计算的模型并没有考虑到真实存在其它高阶项,所以只能计算出探测光经过钕玻璃棒的大体特征。从本实验来看, Hartmann 恢复波前在多次测量中重复性很好,仔细观察波前,在边缘上对应 6 根灯的位置有周期性的起伏,主要来源于 6 个泵浦闪光灯的分离性。

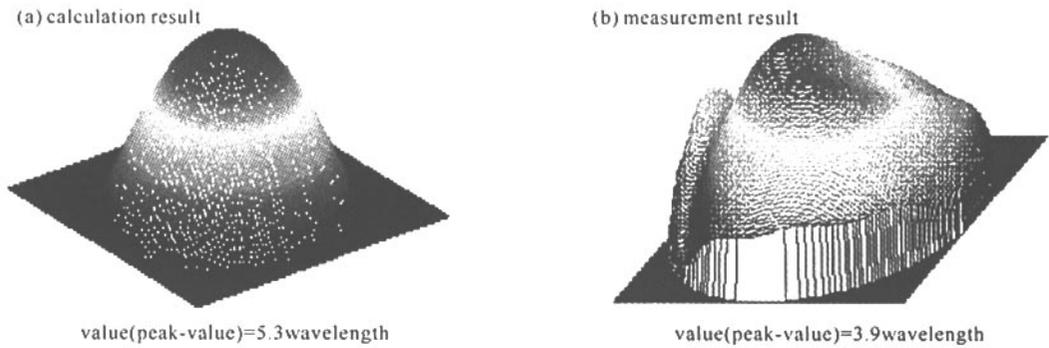


Fig. 3 Calculation result and measurement result of the wavefront at 24 s after the lasing

图 3 激光停止发射 24 s 后, 平行探测光经过一次 Nd :glass 后的波前计算结果与实验测得的恢复波前

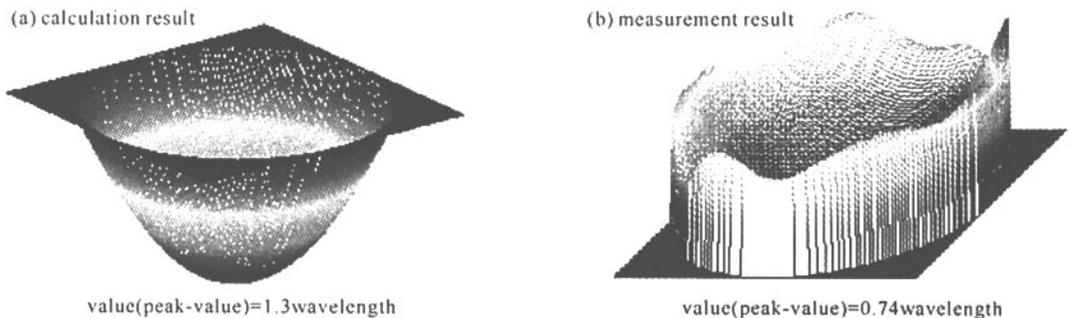


Fig. 4 Calculation result and measurement result of the wavefront at 10 min after the lasing

图 4 激光停止发射 10 min 后, 平行探测光经过一次 Nd :glass 棒后的波前计算结果与实验测得的波前恢复结果

## 6 结 论

通过分析固体棒状热容激光器在不同散热边界条件下的温度分布和随时间的演变, 并且与实验测量的结果进行对比得出以下结论: 不同散热边界条件下, 工作于热容模式时, 激光发射期间温度分布与演变区别不大, 只在激光棒的周边地区温度分布不同, 主要是因为泵浦光的不均匀吸收是热容激光器温度不均匀分布的主导因素, 泵浦的不均匀性补偿大部分散热形成的热梯度; 但是如果在停止发射 30 s 后, 不同表面散热边界条件下, 温度分布和随时间的演变大不相同, 数值计算方法是有效计算固体棒状热容激光器的温度分布和随时间的演变的方法。

### 参考文献:

- [1] Walters C T, Dulaney J L, Campbell B E, et al. Nd-glass burst laser with kW average power output[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1995, **31**(2) 293-300.
- [2] 唐兵, 束小建, 陈发良. Nd :YAG 棒中的热光效应计算[J]. *强激光与粒子束*, 2005, **17**(s0) 71-73. (Tang B, Shu X J, Chen F L. Calculation of thermo-optical effects in Nd :YAG rod. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(s0) 71-73)
- [3] George A, George V E, William K F, et al. High energy bursts from a solid state laser operated in the heat capacity limited regime. United States, 5 526 372[P]. 1996-06-11.
- [4] Koechner W. Transient thermal profile in optically pumped laser rods[J]. *J Appl Phys*, 1973, **44**(7) 3162-3170.
- [5] Nd doped phosphate glass[OL]. <http://www.laserglass.com.cn/english-page/index/product/Nd%20doped%20phosphate%20glass.htm>.

## Dynamic temperature profiles in heat capacity laser rods

WANG Xiao-bo, XU Xiao-jun, LU Qi-sheng

(*Optoelectronic Science and Engineering College, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

**Abstract:** In this paper, contour plots comparing measured and calculated temperature profiles are presented. The results suggest numerical calculations accord with the measurements for dynamic temperature profiles in heat-capacity laser rods. During lasing process, the cooling condition almost doesn't influence the dynamic temperature profiles in the active medium. The dynamic temperature profiles in the active medium are dependent on the pump absorption. However, the dynamic temperature profiles in the active medium with different cooling conditions are distinct during the cooling process.

**Key words:** Temperature profile; Heat capacity; Numerical calculation; Measurement; Rod