

固体热容激光器的设计和功率标定

尹宪华 侯立群 董玥 祖继锋 朱健强 范滇元
(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 固体热容激光器(SSHCL)作为下一代最佳候选高功率激光器,引起人们广泛关注。介绍了固体热容激光器工作原理、光抽运期间介质板内荧光分布和温度分布、介质板冷却以及功率标定。详细讨论了激光介质温度对激光输出功率的影响,对有关设计要点也作了相关分析。

关键词 固体热容激光器; 光学畸变; 功率标定

中图分类号: TN248.1

Solid State Heat Capacity Laser: Design and Power Scaling

YIN Xianhua HOU Liqun DONG Yue ZU Jifeng ZHU Jianqiang Fan Dianyuan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract As the best candidate for the high power lasers in next generation, the solid state heat capacity laser (SSHCL) has attracted extensive attention. The principles, power scaling of SSHCL, distributions of fluorescence, temperature in a pumped slab cooling, and slab are presented. The effects of temperature in medium slab on the output power of laser are discussed in detail. Several key points about design are also described.

Key words solid state heat capacity laser; optical distortion; power scaling

1 引言

在大脉冲能量工作下的固体激光器输出功率一直受到工作时产生废热的限制,大多数固体激光器系统在工作时都要进行连续冷却,由于冷却过程与激光产生过程同时进行,因而在激光工作介质较冷的表面和较热的内部之间产生较大的温差,温差梯度将引起机械应力,使得增益介质变形,最终导致光束波面畸变,光束质量变差,这对实际应用非常不利。

针对上述问题,美国利弗莫尔实验室(LLNL)首先提出了固体热容激光器(Solid State Heat Capacity Laser, SSHCL)概念^[1]:在激光发射过程中,将产生的废热保留在激光介质内,并且在介质内迅速扩散;

每次发射激光产生的废热而引起激光介质平均温升量很小,这个量由介质内单位体积热量和介质的热容量来确定。在激光发射结束后(针对实际应用,确定一般发射时间为 10s),激光介质将在 30s 至几分钟内被冷却,因此光束波面避免了因冷却过程产生较大应力而引起的畸变。固体热容激光器的激光发射功能与激光介质冷却功能在时间上分开,具有输出光束质量好,系统结构简单紧凑等优点。目前热容激光器首选的激光介质是掺钕钆石榴石(Nd:GGG),它是一种以 Nd³⁺离子为激活体的四能级激光晶体,具有热导率大、抗热冲击阻抗大和介质材料尺寸大等优点。

国外有关文献对热容激光器

作了一些理论描述,但均只给出物理过程的结果^[1-2]。本文对固体热容激光器工作中的主要物理过程进行了数值标量,并尽可能给出物理过程的解析解,理论计算同国外实验结果作了比较,从而对这种激光器的性能有更深刻的理解。

2 热容激光器抽运结构

美国利弗莫尔国家实验室(LLNL)在研究和开发武器级大能量激光器时提出以下三点^[3]:

1) 采取热容工作方式,避免实时冷却在介质内引起大的温度梯度。

2) 采用半导体激光(LD)代替氙灯抽运固体激光器,并且增益介质板垂直光轴放置取代以往布儒

收稿日期: 2006-05-17; 收到修改稿日期: 2006-06-05

作者简介: 尹宪华(1954~),男,江苏人,高级工程师。现主要从事大能量固体激光技术研究。E-mail: yxh_siom@126.com

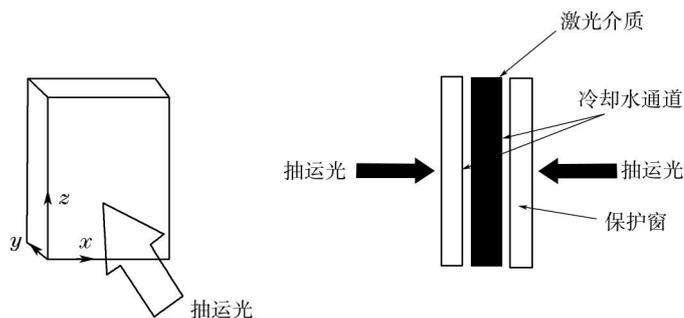


图 1 增益板抽运和冷却示意图

斯特角放置,可以减小像差、改善板内热均匀分布,这两项措施能降低光束波面畸变几个量级,使输出能量提高 2-3 倍;

3) 采用腔内波前控制系统,非稳腔设计包括变形镜和其它光学辅助装置。

这三点给出了光抽运大能量固体热容激光器结构的轮廓,图 1 是该激光器抽运和冷却示意图。为了以后讨论问题方便,先对增益介质板的相关坐标系统作定义:板的宽度沿 x 轴方向,板的厚度沿 y 轴方向,长度沿 z 轴方向。 $x-z$ 平面为抽运面和冷却面, y 轴方向与抽运光方向和激光方向平行。板的全宽度为 ω ,全厚度为 b ,全长度为 L ,以增益板的质量中心为原点,有 $-\omega/2 < x < \omega/2$, $-b/2 < y < b/2$, 和 $-L/2 < z < L/2$

3 抽运均匀

采用大面积半导体激光列阵对增益介质板进行面抽运,能在抽运面上获得较均匀的光强分布,大大提高了输出光束的质量;但增益板在沿厚度方向对抽运光的不均匀吸收,仍然会在增益板表面产生应力,限制了增益板的最大功率提取。为此有必要先了解一下抽运光沿增益板厚度方向的吸收情况。简单起见,假设抽运光是均匀的平面波,在增益板内抽运光强度只是 y 函数。另外,考虑到抽运光在沿板

质板材料光谱结构有关的饱和因子, I 是抽运光强度 (W/cm^2), I_s 是材料的饱和光强,约为 $4700\text{W}/\text{cm}^2$; n_d 是掺杂浓度 ($1.2 \times 10^{20} \sim 2 \times 10^{20}/\text{cm}^3$); σ_a 为有效吸收截面 ($1.9 \times 10^{-20}\text{cm}^2$)。

$\alpha = 2.5 \text{ cm}^{-1}$, $R_p = 0.1$ 与掺杂原子数分数为 0.8% 的 $\text{Nd}^{3+}:\text{GGG}$ 的吸收系数对应。图 2 表明抽运光强分

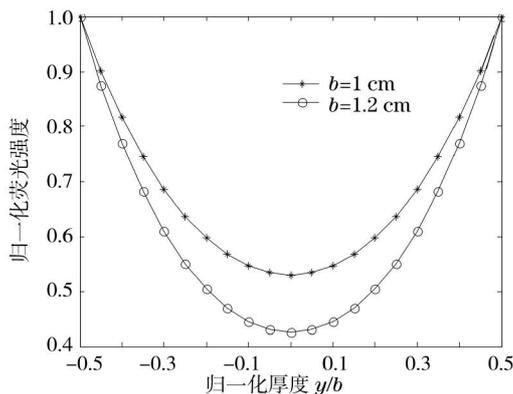


图 2 在面抽运条件下,吸收光是介质板厚度的函数(归一化)

的厚度方向行走一次并没有被完全吸收,引进一个抽运光界面反射率 R_p ,则沿介质板厚度方向被吸收的抽运光密度 ρ_{abs} 为^[4-5]

$$\rho_{\text{abs}}(y) = \frac{\alpha P_p \exp\left(-\frac{\alpha b}{2}\right)}{\omega L (1 - R_p e^{-\alpha b})} \cosh(y) \quad (1)$$

这里 $R_p = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$, $n = 1.96$ 是介质板的折射率; P_p 是入射在介质板上的总抽运功率; $\alpha \approx \frac{\alpha_0}{1 + \beta(I/I_s)}$ 是抽运吸收系数^[6], $\alpha_0 = n_d \sigma_a$, $\beta \geq 1$ 是与介

质的形状只与 α 有关,而分布量的大小与 α, b, R_p 和 $P_p/\omega L$ 有关。

利用式(1),可以定义抽运效率 η_{abs} (或称为吸收效率)为总吸收功率与总入射功率之比:

$$\eta_{\text{abs}} = \frac{\omega L \int_{-(b/2)}^{(b/2)} \rho_{\text{abs}}(y) dy}{P_p} = \frac{1 - e^{-\alpha b}}{1 - R_p e^{-\alpha b}} \quad (2)$$

很明显 η_{abs} 只与无量纲量 R_p 和 $\alpha \cdot b$ 有关; 变量 $\alpha \cdot b$ 为吸收深度,正比于激光介质的掺杂浓度和介质板的厚度。从公式(2)看出,不

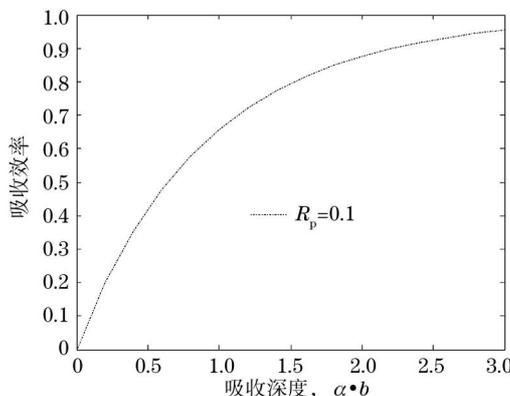


图 3 抽运光的吸收效率是吸收深度的函数

论吸收系数怎样,当 R_p 趋于 1 时, η_{abs} 也趋于 1。但从有效工作区域考虑,仍希望 R_p 值尽可能小。

4 介质板内温度分布和表面应力

如图 1 所示,有两束均匀平面波抽运光分别从 $\pm y$ 二个方向入射在介质板的两个面上,也就是介质板的温度在 $x-z$ 平面上为均匀分布。忽略介质板的边缘效应,并认为光抽运期间介质板的六个面与外界绝缘。在板的厚度方向上,由于介质对抽运光吸收不均匀,温度梯度只是 y 的函数,这样问题就可以简化为解一维无限大平面热传导方程。光抽运期间,介质板的温度分布满足

$$\begin{cases} \frac{\partial T(y,t)}{\partial t} - \gamma \frac{\partial^2 T(y,t)}{\partial y^2} = \frac{\gamma \eta I \alpha}{k} f(y) \\ \dots\dots (-b/2 < y < b/2, \dots t > 0), \\ T(y,t)|_{t=0} = 0 \\ \frac{\partial T(y,t)}{\partial y}|_{y=\pm b/2} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

式中,非齐次方程的有源项表示光量子转换过程中在介质内形成的热源,方程的第二类边界条件表示介质对外绝热, γ 为热扩散系数 (m^2/s), η_t 为热转换系数(与抽运光耦合系数、被吸收光强、量子转换、斯托克斯转换等参量有关), K 为热传导系数 ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), I 为半导体激光单位面积输出的抽运光强 (W/m^2), α 为吸收系数 ($1/\text{m}$), $f(y)$ 是介质板对抽运光的吸收函数。

其解为^[7]:

$$\begin{aligned} T(y,t) = & \frac{2\gamma\eta I [1 - \exp(-\alpha b)]}{bk} t + \\ & \cos \frac{2\pi}{b} y \frac{1}{\pi^2} \frac{I\eta b [1 - \exp(-\alpha b)]}{k} \\ & \frac{\alpha^2 b^2}{\alpha^2 b^2 + 4\pi^2} \left[1 - \exp\left(-\gamma \frac{4\pi^2}{b^2} t\right) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

由式(4)可得到抽运期间介质板 y 方向任意二点温差和介质板表面应力 σ_s 分布

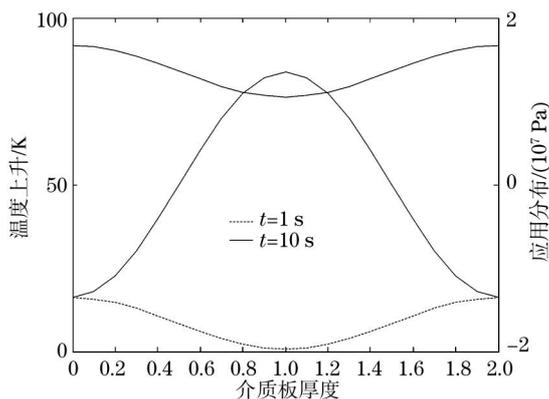


图 4 温度分布和应力分布是介质板厚度的函数

$$\sigma_s = -\frac{2\alpha E}{3(1-\nu)} (T_{\text{ave}} - T_s), \quad (5)$$

其中: T_{ave} 是介质板的平均温度, T_s 是介质板的表面温度, α' 为激光介质的膨胀系数 ($80 \times 10^{-7}/\text{K}$), E 为杨氏模量 ($220 \times 10^9 \text{ Pa}$), ν 为泊松系数 (0.3)。

由于激光介质在工作期间不冷却,导致在介质板表面形成最高温度,而介质板中心温度最低。在板中心附近形成张应力,在板表面附近形成压应力。通常激光介质在压应力下的表面损伤阈值比张应力的表面损伤阈值大 5 倍,因此在热容方式下运行可以比实时冷却方式运行允许更高的抽运功率,从而允许更高的平均功率输出。由式(4)模拟了 100kW 级热容激光器增益板厚度方向的温度分布。温度分布形状在抽运光照射的 1s 时间过程内就稳定了,以后的照射过程中只是整体温度提高。结果表明:当 $I=1.7 \text{ MW}/\text{m}^2$, $\alpha b=5$, $f=200\text{Hz}$ 时,介质板平均温度升高 84K,每个抽运脉冲使介质板的平均温度上升 0.04K, $\Delta T_{\text{s-c}}=17\text{K}$, $\sigma_{\text{s-c}}=-13 \text{ MPa}$,介质板表面温度升高 91K。

虽然热容激光介质内的温度梯度是轴向的,不形成热透镜;但它会引起腔内光程变化,使得谐振腔失调,最终还会影响输出光束质量。所以在考虑设计参量时,仍然把增益板的平均温升 ΔT 控制在

80K 以下,最大表面应力值为材料破坏阈值 240MPa 的 1/5,平均温升可以表示为

$$\Delta T = \frac{E_{\text{heat}}}{m c_p(t)} \quad (6)$$

其中: E_{heat} 是激光发射期间在介质内产生的热量,数值估算为 0.66~0.83 倍的激光输出能, m 是介质板的质量 (kg), $c_p(t)$ 介质的比热 $c_p(0) = 405 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ 。

5 光学畸变

理想的无限大平板没有一阶热焦距,光程的二次畸变对实际系统影响很小;但在有限尺寸条件下,由于抽运不均匀引起温度在 x (或 z) 方向变化,使得光程沿 x 轴发生变化,光程变化量 $\Delta p(x)$ 分别正比于介质温度和应力^[8]:

$$\Delta p(x) = \left(\frac{dn}{dT_{\text{slab}}} \right) b \overline{T(x)} - B_{\text{slab}} b \overline{\sigma_{yy}(x)} \quad (7)$$

其中 $\frac{dn}{dT_{\text{slab}}}$ 是激光介质的温度系数 ($15 \times 10^{-6}/\text{K}$), $\overline{T(x)}$ 是激光介质在 y 方向相对于整个介质板平均温度线上的平均温差, $\overline{\sigma_{yy}(x)}$ 是 y 方向的平均应力, B_{slab} 是一个与光传播方向和偏振方向有关的量,约为 $-2.4/(\text{TPa})$ 。对由于抽运不均匀引起的光程差作了估算,当介质板厚度为 1.5cm,被吸收抽运光强平均值为 $1.2 \text{ MW}/\text{m}^2$,抽运光强沿 x 方向

不均匀度为 10%, 在 x 方向引起的光程差为 1~2 μm 。

6 介质冷却

固体热容激光器的冷却方式有三种: 水冷、气冷和喷雾制冷。根据实际使用要求, 一般冷却时间为 30s。这就要求设计冷却装置时要满足两个条件: 较高的制冷效率和激光介质在冷却过程中产生的应力必须小于激光介质的破坏阈值。

热容激光器的冷却过程可以用无内热源一维系统的瞬态导热方程来描述^[9]:

$$\begin{cases} \frac{\partial T(y,t)}{\partial t} - \gamma \frac{\partial^2 T(y,t)}{\partial y^2} = 0 \\ T(y,t)|_{t=0} = T_{\max} \\ -k \frac{\partial T(\pm b/2,t)}{\partial y} = h[T(\pm b/2,t) - T_f] \end{cases} \quad (8)$$

T_f 为制冷介质的温度, T_{\max} 为激光发射刚停止时刻介质表面的温度, h 为对流换热系数。该方程的解为

$$\frac{T(y,t) - T_f}{T_{\max} - T_f} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(\lambda_n b/2)}{\lambda_n b/2 + \sin(\lambda_n b/2) \cos(\lambda_n b/2)} \exp[-\gamma \lambda_n^2 t] \cos(\lambda_n y) \quad (9)$$

式(9)中 λ_n 是超越函数

$$\lambda_n b/2 \tan(\lambda_n b/2) = \frac{hb/2}{k} = Bi \quad (10)$$

的根, Bi 为毕奥数。由式(9)可得到冷却期间介质板 y 方向任意一点温度和介质板表面应力 σ_s 。

热容激光器在激光发射刚停止时刻介质内总热量 E_{heat} 如式(6)表示, 单位时间内制冷液从介质板单位表面带走的热量 q 可表示为

$$q = h(T_s - T_f) \quad (11)$$

T_s 为介质板表面温度, 由于制冷, 在介质板表面产生的最大应力^[1]

$$\sigma_{\max} = q \frac{0.33\alpha'Eb}{(1-\nu)k} \quad (12)$$

实验中发现当 Nd:GGG 增益板的厚度超过 2cm 时, 仅靠调节冷却介质对流系数是不能降低冷却时间。这是因为冷却时间依赖增益介质板

内部和外部的热阻。内热阻与外热阻之比定义为毕奥数, 简写 Bi ^[9]

$$Bi = \frac{hV/S}{k} \quad (13)$$

其中 h 为冷却液的对流换热系数, V 为增益板体积, S 为增益板冷却面积, k 为增益板热导率。

图 5 直线对应厚度为 2cm 板表面在冷却初期受到的最大张应力。冷却时间与热交换关系曲线是根据公式(9)所得, 计算值与国外实验报道^[9]相符。以 100 kW 级激光输出为例, 对于厚 2cm, 两边同时冷却的 GGG 增益板, $k=0.065\text{W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$, $h=0.13\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K})$, 即 $Bi=2$ 。当 $Bi \geq 1$, 则内热阻大于外热阻, 即使增加对流系数 h 也不会明显降低冷却时间, 相反 h 的增加会使增益板的应力增加 ($h > 0.13\text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K})$), 初始应力超过 140MPa, 超过应力极限。于是不得不通过减小增益板厚度来降低冷却时间, 理论和实验表明: 1cm 厚板冷却 (板中心温度从 348K 冷却到 293K) 时间需 30s, 厚度 $b \geq 2\text{cm}$ 冷却时间将会大大延长。这个结果显示: 在设计大能量器件时, 宁可增加增益介质的面积, 也不要过量增加介质的厚度, 确保介质冷却效果。

7 功率标定和温度对输出的影响

一般固体激光器最大激光平

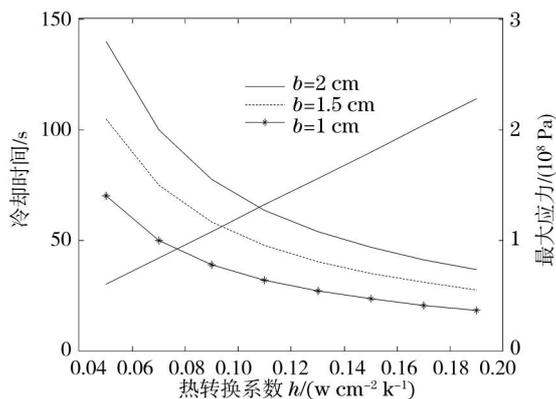


图 5 冷却时间与热交换系数关系

均功率输出通常受两个条件的限制: 材料的热破坏应力和自发放大受激发射寄生振荡。对于固体热容激光器除了要满足这两个条件外, 还必须考虑到: 固体热容激光器在激光脉冲发射期间不冷却, 介质平均温度不断上升, 必然会对激活粒子的能级布居发生影响, 使得发射激光脉冲能量逐个递减。为此有必要对固体热容激光器的一般输出公式进行推导, 对与固体热容激光器输出能量有关的平均温升 ΔT 的最大值确定进一步理解。

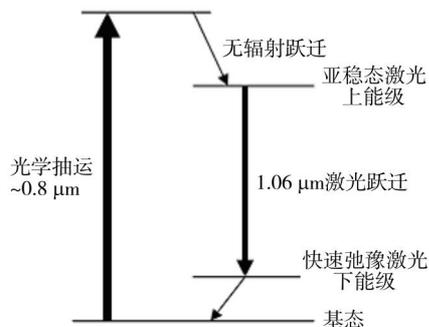


图 6 四能级激光系统光学跃迁

如图 6 所示, 比热参量

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{h\nu_{14} - h\nu_{32}}{h\nu_{32}} = \frac{1.53 - (1.42 - 0.26)}{1.42 - 0.26} \\ &= 0.32 \end{aligned} \quad (14)$$

是一个与介质的光谱参量有关的比热量, 则热转换效率 η

$$\eta = \frac{\chi}{1 + \chi} \quad (15)$$

光转换效率 η_L

$$\eta_L = 1 - \eta = \frac{1}{1 + \chi} \quad (16)$$

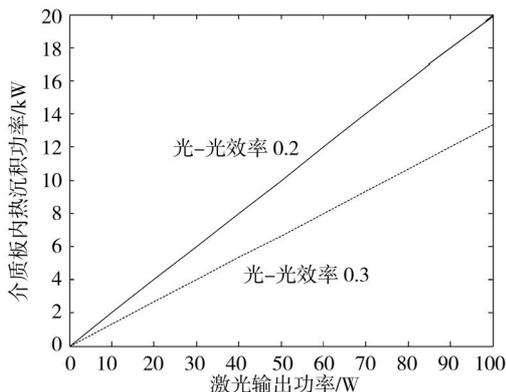


图 7 热沉积功率是输出功率的函数

激光期间,沉积在介质内的热功率 P_{heat}

$$P_{\text{heat}} = 2 \times I \times \eta_c \times \eta_{\text{coup}} \times S \times \eta_{\text{abs}} \times \eta \times \eta_q = 2 \times I \times S \times \eta_t \quad (17)$$

式是 S 为激光介质表面积, η_{coup} 为耦合系数, η_{abs} 为吸收系数, η_q 为量子转换效率, η_c 为传输效率, η_t 为总的热转换效率。激光期间由于热沉积,介质平均温升 ΔT 为

$$\Delta T = \frac{P_{\text{heat}} \times t}{m \times c_p} \quad (18)$$

这里 m 为激光介质质量, t 为激光发射时间, c_p 为激光介质比热, 输出能量 E_{out} 与介质平均温升 ΔT 之间关系为

$$E_{\text{out}} = \eta_{\text{extr}} \times \frac{E_{\text{heat}}}{\chi} = \frac{\eta_{\text{extr}}}{\chi} \times m \times c_p \times \Delta T \quad (19-1)$$

其中 η_{extr} 为腔提取效率。

由图 7 可知,热沉积功率正比于激光输出功率和光-光转换效率。因此提高抽运光的耦合效率,使更多的抽运光被吸收,是提高固体热容激光器输出的关键。式(19-1)也可表示为

$$\frac{E_{\text{out}}}{V} = \eta_{\text{extr}} \times \frac{\rho \times c_p \times \Delta T}{\chi} \quad (19-2)$$

这就是固体热容激光器输出能量与介质体积和平均温升的基本方程。以 Nd:GGG 为例,这里 $c_p = 0.405 \text{ J}/(\text{g} \cdot \text{K})$, $\eta_{\text{extr}} = 0.6$, $\rho = 7 \text{ g}/\text{cm}^3$ 为介质密度,实际取 $\chi = 0.4$ 。激光期间介质许可温升约 $\Delta T = 100 \text{ K}$,由

式(19)得出单位体积发射脉冲串能量约为 450 J 。式(19)的重要性在于固体热容激光器输出能量与介质质量和温升的乘积成正比,它的推导没有考虑到介质温升对激光输出的消极影响。美国利弗莫尔实验室(LLNL)对式(19)作了修正

$$P_{\text{out}} = \frac{P_{\text{heat}} \eta_{\text{extr}}}{\chi} - \frac{n_0 V h \nu_{\text{extr}} \exp[-E_{\text{II}} / (K_b T)]}{\tau_{\text{life}}} f \quad (20)$$

其中 $n_0 = 1.86 \times 10^{20} / \text{cm}^3$ 为激活离子的浓度, $\tau_{\text{life}} = 5 \times 10^{-4} \text{ s}$ 为激光上能级寿命, $E_{\text{II}} = 0.23 \text{ eV}$ 为激光下能态能

布,这个分布相当于激光下能级朝基态下降了 ΔE ,如式(20)右边第二项所示,这时激光下能级粒子就不可忽视了。

计算表明,介质温度由常温上升 80 K ,激光脉冲能量下降约 15% 。作者模拟了 100 kW 激光输出,采用 9 块 $13 \text{ cm} \times 13 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ Nd:GGG 介质板,光-光效率 20% ,激光发射 10 s 后平均介质温度上升 83 K 。图 8 给出了脉冲能量与发射时间的关系,这一结果同国外报道的实验结果基本相符^[10],如果把激光材料的发射截面随温度增长呈负指数的关系考虑进去,激光阈值会进一步提高,输出能量还会有所下降^[12-13]。为了提高发射稳定性,在应用式(19)设计介质板尺寸时应适当放大余量,减小平均温升,与介质初始温度有关的环境温度越低越好。因此平均温升 ΔT 应该是最佳激光系统的一个上限参量;在抽运功率不变的条件下,它的值为最低允许脉冲能量值所对应的介质温度。

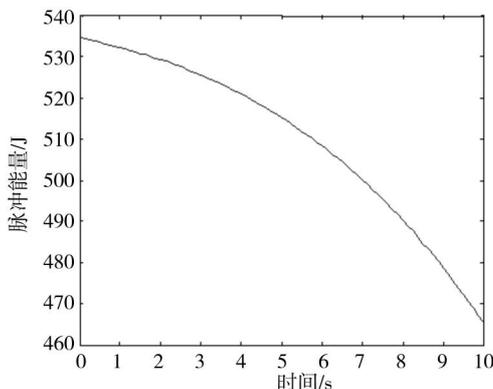


图 8 脉冲能量与发射时间关系

量, $f = 0.1$ 为工作因子, $K_b = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ 为波尔兹曼常数, T 为介质温度。式(20)的右边第二项为修正项。当 $E_{\text{II}} \ll K_b T$ 时,增益与温度无关,后项可以忽略;可以认为常温下激光下能级粒子是空的,但随着每个抽运脉冲产生的温度积累,下能级粒子在新的温度条件下进行再分

8 抽运阈值和小信号增益系数

同其它四能级激光器一样,激光介质的抽运阈值可以表示为^[13]

$$P_{\text{th}} = \frac{I_s V \delta}{\eta_q I_g} \quad (21)$$

式中 P_{th} 为需吸收的光抽运功率阈值, $I_s = 4700 \text{ W}/\text{cm}^2$ 为增益介质 Nd³⁺:GGG 的饱和光强, V 为增益介质

体积, $\delta=0.5(T+L)$ 为光子在谐振腔内单程损耗, $T=0.75$ 是谐振腔透射率, $L=0.015$ 是工作物质内部损耗, $\eta_q=0.95$, L_g 是增益介质的长度。

以 100kW 激光器为例: 介质体积 $V=13\text{cm}\times 13\text{cm}\times 2\text{cm}\times 9$, 光-光效率为 20%, 可得 $P_{\text{th}}=0.32\text{ MW}$, 约为总抽运光输出功率的 6%, 相当于单位体积抽运阈值为 43 W/cm^3 (峰值功率)。小信号增益系数 g_0 可以表示为

$$g_0 = \frac{\eta_a \eta_s P_{\text{ab}}}{I_s V} = \frac{0.72 P_{\text{ab}}}{I_s V} \quad (22)$$

这里 P_{ab} 是指被激光介质吸收的抽运功率。如果峰值吸收功率 $P_{\text{ab}}=2\text{ MW}$, 则小信号增益系数 $g_0=0.1\text{ cm}^{-1}$ 。

增益介质最大横向尺寸的确直接关系到系统储能的有效提取。在 高能状态下, Nd:GGG 片内会产生寄生振荡, 消耗大量的高能态粒子, 从而使激光系统增益减小, 抽运阈值增大, 输出能量下降。

寄生振荡阈值的条件是由小信号增益系数 g_0 与增益介质的最大横向尺寸 D 的乘积来决定, 对于重复频率工作的激光器^[4]

$$g_0 \times D \leq 2.5 \quad (23)$$

根据国外有关文献报道, Nd:GGG 的平均小信号增益系数 g_0 为 $0.1/\text{cm}$ 。为了提高器件输出, 增益板四周都有包边材料, 抑制寄生振荡。更细致分析可以看到即使在增益板两边抽运光强度完全相同的条件下, 储能密度沿厚度方向的分布也是十分不均匀, 随着吸收深度的增加, 储能密度很快衰减。钕离子浓度越高, 衰减越快, 中心 ($y=0$) 的储能密度要比介质板表面低, 如图 2 所示。寄生振荡往往在增益板的表面就先形成, 造成激光上能级粒子数减少, 输出下降。

9 结论

本文对固体热容激光器的工作

过程和特性作了讨论, 从结果来看要提高热容激光器输出效率, 必须

1) 提高抽运光的耦合效率, 抽运光的单色性以及光谱频率稳定性。在灯抽运固体激光器时, 固体板内沉积的热量主要是抽运吸收灯发射的紫外和红外波段的光造成的; 在半导体激光抽运时, 固体板内沉积的热量主要是光量子转换过程中造成的, 其比例很低。因此只要介质能吸收更多的抽运能量, 大部分还是转换为有用的激光。

2) 不论从介质板冷却效果还是从介质板对抽运光吸收均匀性来考虑, 介质板的厚度不宜过大, 上限为 2 cm 。

3) 在用式(19)设计介质板体积时, 尽可能放大余量。因为四能级介质的激光阈值很小, 在总抽运功率不变条件下, 单位面积抽运强度减弱不会降低总输出; 而更有利于输出稳定性。

参考文献

- 1 G.F.Albrecht, S.B.Sutton, George V *et al.* Solid state heat capacity disk laser [J]. *Laser and Particle Beams*, 1998, **16**(4):645~625
- 2 C.B.Baxi, O.Gutierrez. Evaluation of gain media cooling for the SSHCL [C]. Sixteenth Annual Solid State and Diode Laser Technology Review, New Mexico Organized and Hosted By:DEPS
- 3 <http://www.llnl.gov/IPandC/HSARPA.php>
- 4 Ying Chen, Bin Chen, Patel M K R *et al.* Calculation of thermal gradient induced stress birefringence in slab laser- II [J]. *IEEE, J. Quant. Electron.*, 2004, **40**(7):917~928
- 5 Todd S. Rutherford, William M. Tulloch. Gustafson *et al.* Edge-pumped quasi-three-level slab lasers: design and power scaling [J]. *IEEE. J. Quant.Electron.*, 2000, **36**(2):205 ~219
- 6 Yoichi Sato, Taira T. Saturation factors of pump absorption in solid-state laser [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2004, **40**(3):270~280
- 7 梁昆森. 数学物理方法[M]. 北京:人民教育出版社, 1979, **3**:268
- 8 Thomas J. Kane, Eggleston J, Byer R. The slab geometry laser-part:thermal effects in a finite slab [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **21**(8):1195~1210
- 9 J.R.威尔蒂. 工程传热学[M]. 任泽需 罗棣庵 等译. 北京:人民教育出版社, 1982
- 10 C.B. Dane, Laurence Flath. Army solid state laser program:design, operation, and mission analysis for a heat-capacity laser [C].14th Annual solid state and diode laser technology review, New Mexico, 2001
- 11 Michael Bass, Weichman L S, Vigil s *et al.* The temperature dependence of Nd³⁺ doped solid-state laser [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2003, **39**(6):741~748
- 12 C.T.Walters, J.L.Dulancy, Campell B E *et al.* Nd:glass burst laser with kW average power output [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **31**(2):293~330
- 13 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘 等. 激光原理[M]. 北京:国防工业出版社, 1983,124
- 14 John Vetrovec. Active mirror amplifier for high-average power [C]. *Proc. SPIE*, 2001, **4270**:45~55