

文章编号: 1001-4322(2008)05-0705-05

二极管泵浦高能固体激光器中的光热耦合现象*

王小军

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

摘 要: 为满足二极管泵浦的高能固体激光器(DPSSL)的理论分析要求,研究了 DPSSL 中产生光热耦合现象的物理机制。在微观上,上激光能级粒子的热弛豫导致增益介质的产热与激光场强度分布相关,而激活离子在各 Stark 能级间的热配分使得激光场分布与温度场相关。加之通常的热光效应所导致的激光场对温度场的依赖性,激光场和温度场产生彼此耦合。在大口径的高能 DPSSL 中该耦合现象变得重要,并且在这类激光器中大幅度改善了无耦合情况下的热透镜效应对光束质量的影响。

关键词: 激光动力学; 二极管泵浦固体激光器; 光热耦合; 增益; 吸收

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A

将高功率的半导体激光器(LD)阵列作为固体激光器的泵浦源极大地减少了来自泵浦源的废热,但由于 Stokes 亏损和荧光猝灭等原因,激光晶体所吸收相当大的一部分泵浦能量仍然不可避免地转化为热量。由于固体激光介质通常具有较大的热光系数(dn/dT),不均匀的温度场严重地影响了输出光束的光束质量。因此对固体激光器中的产热机制及其相互作用机理的研究一直受到极大的关注^[1-2]。在二极管泵浦的高能固体激光器(DPSSL)中,激光光场和温度场间的相互作用主要体现在:(1)不均匀温度场产生的对激光光场的改变(热光效应);(2)温度变化对激光参量(如吸收系数和增益系数)的影响;(3)激光光场的存在对晶体产热的影响。在已有的研究文献中对热光效应的研究居多^[3],而较少关注后两者的影响。这是因为后两者只有在高功率、大口径的(准)连续固体激光器中才表现出比较明显的效应。

从微观上理解,激光光场的存在对晶体产热的影响主要有两个起源:(1)固体激光介质的绝大多数微观参量,如各 Stark 能级的位置、谱线宽度、掺杂粒子分布等都随温度变化而变化,因此两个重要的激光参量:吸收系数和增益系数也是随温度变化的^[4-5]。进一步地由于增益饱和及吸收饱和效应^[6],造成激光光场和温度场的耦合。(2)对于典型的固体激光材料,一定比例的上激光能级粒子以非辐射方式弛豫,产生热量^[7]。当激光振荡达到饱和时,上激光能级粒子数反比于激光光强。因此晶体内的激光光强分布会影响产热分布。例如,Nd:YAG 激光器在不出光的情况下约有 43% 的吸收功率最终表现为热;但在出光的条件下,该值降为 32%^[7]。这些效应和热光效应一起导致激光光场和温度场的耦合。另外,LD 具有独特的光谱结构,该结构和增益介质吸收谱间的匹配是 DPSSL 具有高效率的重要原因。随着温度的变化,激活离子在基态各 Stark 子能级间重新分配,导致 LD 发射谱和增益介质吸收谱间的部分失配,由此影响到增益介质的吸收效率,进而影响到晶体内的产热分布。因此在光热耦合效应中,LD 的谱结构也必须加以考虑。

1 温度对 DPSSL 增益和吸收的影响

考虑一个一般的四能级激光材料的能级结构(图 1)。在固体激光材料中,由于晶体场复杂的相互作用,每个能级又进一步分裂为很多 Stark 子能级,以 Nd:YAG 为例,其部分 Stark 子能级结构如图 2 所示^[8]。

在 LD 发射谱的有限宽度内(2~4 nm),对 808 nm 泵浦光的最有效吸收对应量子跃迁: $Z_1(0) \rightarrow F_1(12\ 370\ \text{cm}^{-1})$ 和 $Z_3(199\ \text{cm}^{-1}) \rightarrow H_1(12\ 575\ \text{cm}^{-1})$ 。而对基态的其它 Stark 能级,在 LD 发射谱的有限宽度内泵浦带没有对应的 Stark 能级。这是 DPSSL 不同于其它宽带泵浦源的一个显著特点。温度变化对其增益和吸收的影响主要体现在 3 个方面:(1)随着温度的升高,由于基态 Stark 能级的劈裂不是很大,相当一部分粒子被激发到基态的其它较高的 Stark 能级上。由于在 LD 发射谱的有限宽度内泵浦带没有对应的能级,这些粒子不能够有效地被泵浦光激发,造成吸收效率的下降。(2)由于上激光能级和泵浦带下端 Stark 能级间的劈裂不是

* 收稿日期:2007-11-02; 修订日期:2008-04-15

基金项目:中国工程物理研究院基金资助课题(2007B09006)

作者简介:王小军(1973—),男,副研究员,主要从事固体激光器技术研究; wang_xiaojun@iapcm.ac.cn。

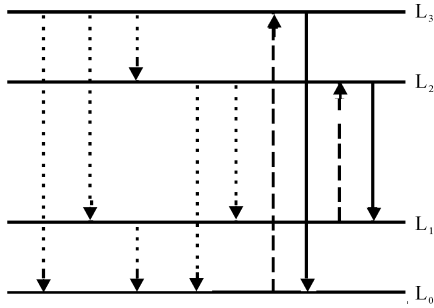


Fig. 1 Energy levels in four-level laser crystal

图 1 四能级激光材料能级结构

很大,随着温度升高粒子布居数在 L_2 和 L_3 之间形成热平衡,造成反转粒子数的减少,从而降低增益。(3)随着温度升高,粒子布居数在 L_0 和 L_1 之间形成的热平衡造成下激光能级粒子数的增加,因此导致受激发射阈值的升高和增益的下降。在通常的文献中只考虑第 3 个因素,但在文献[5]中我们指出这 3 个因素都是非常重要的。

根据以上讨论,通过求解激光速率方程得到与温度相关的吸收系数和增益系数为^[5]

$$\left\{ \begin{aligned} \alpha(\nu, T) &= \frac{(1+A)(1+\eta_p B \frac{\tau_f}{\tau_s} + \frac{I_L}{I_{s,L}})}{(1+A)(1+\eta_p B \frac{\tau_f}{\tau_s} + \frac{I_L}{I_{s,L}}) + (1+B)(\eta_p \frac{I_p}{I_{s,p}} + A \frac{I_L}{I_{s,L}})} \alpha_0(\nu, T) \\ g(\nu_L, T) &= \frac{nh\nu_L}{\tau_f} \frac{\eta_p \frac{I_p}{I_{s,p} I_{s,L}} - \frac{A}{I_{s,L}}(1+\eta_p B \frac{\tau_f}{\tau_s})}{(1+A)(1+\eta_p B \frac{\tau_f}{\tau_s} + \frac{I_L}{I_{s,L}}) + (1+B)(\eta_p \frac{I_p}{I_{s,p}} + A \frac{I_L}{I_{s,L}})} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

式中: n 为总粒子数; h 为 Planck 常数; ν_L 为激光频率; τ_s 和 τ_f 分别为泵浦带粒子和上激光能级粒子荧光寿命(或自发辐射几率的倒数); η_p 为量子效率; $I_{s,p}$, $I_{s,L}$ 和 $\tilde{I}_{s,L}$ 定义为对应于泵浦光吸收,受激发射和从 L_1 到 L_2 的受激吸收的饱和光强,由材料的荧光寿命、吸收/发射截面、谱线结构、粒子在 Stark 能级间的热配分以及 LD 发射谱的线形结构决定; $\alpha_0(\nu, T)$ 为不考虑饱和和效应时的吸收系数^[5]; A, B 与粒子在各 Stark 能级间的热配分有关

$$A = \sum_i \frac{\exp(-E_{i1}/kT)}{\sum_k \exp(-E_{0k}/kT)}, \quad B = \sum_i \frac{\exp[-(E_{3i} - E_{21})/kT]}{\sum_k \exp[-(E_{2k} - E_{21})/kT]} \quad (2)$$

进一步的计算表明,对于 Nd:YAG 当泵浦光谱带宽为 2~4 nm 时有 $I_{s,L} \approx 6 \text{ kW/cm}^2$, $\tilde{I}_{s,L} \approx 12 \sim 14 \text{ kW/cm}^2$, $I_{s,p} \approx 40 \sim 70 \text{ kW/cm}^2$,也就是说满足此关系 $I_{s,L} \ll \tilde{I}_{s,L} \ll I_{s,p}$ 。这对通常的掺钕石榴石类晶体都成立,考虑到通常 $I_p \ll I_L$,则泵浦饱和效应可以被忽略。我们还得到,在固体激光器工作的典型温度区域,当温度从 300 K 升高到 450 K 时,吸收系数减小了约 10%,而增益系数则约下降了 15%。吸收系数下降的原因在前已经阐明。而对增益系数来说,粒子布居数在 L_2 和 L_3 之间的热平衡造成的下降最大,约为 8%; L_0 和 L_1 之间的热平衡造成的下降约为 6%;而由于吸收系数下降带来的影响只有不到 1%。同时泵浦光的线宽不仅仅如通常理解那样对吸收系数有较大的影响,对增益系数也有很大的影响。一般来讲,线宽越窄,增益越大^[5]。这是因为较窄的线宽具有较小的吸收饱和光强,这是 DPSSL 的一个典型特征。

2 光热耦合现象

在固体激光材料的中激光能级和上激光能级的粒子以一个相对固定的几率非辐射弛豫。由于对通常的掺钕石榴石类晶体泵浦吸收饱和和效应可以被忽略。并注意到由 Boltzmann 分布决定的温度相关函数 A, B 在固体激光器的工作温度范围都是小量,则通过求解激光速率方程我们可以得到产热函数与激光光强的关系为

$$\Phi(\mathbf{x}) = \Phi_0(\mathbf{x}) \left[1 - \gamma \frac{I_L(\mathbf{x})/I_{s,L}}{1 + I_L(\mathbf{x})/I_{s,L}} + O(A, B) \right] \quad (3)$$

这里 γ 是一个唯象参数,描述无激光场时上激光能级的粒子热弛豫产热占总产热的百分比。对于 Nd 类激光材料,吸收的泵浦能量有 25%~30% 由于 Stokes 亏损变成热,剩余的能量约有 90% 泵浦粒子到上激光能级,

laser level	[SL]J manifold	Stark-level positions/cm ⁻¹
L_0	$^4I_{9/2}$	0, 130, 199, 308, 857
L_1	$^4I_{11/2}$	2 002, 2 029, 2 110, 2 147, 2 468, 2 521
L_2	$^4F_{3/2}$	11 427, 11 512
	$^4F_{5/2}$	12 370, 12 432, 12 519
L_3	$^2H_{9/2}$	12 575, 12 607, 12 623, 12 819, 12 840
	$^4F_{7/2} + ^4S_{3/2}$	13 363, 13 343, 13 563, 13 572, 13 596, 13 633

Fig. 2 Part of Stark levels of Nd:YAG

图 2 Nd:YAG 的部分 Stark 能级

当假设约有 5%~10% 的上激光能级粒子以非辐射方式弛豫时, 我们得到 $\gamma \approx 0.15 \sim 0.30$ 。式(3)括号内第二项描述激光光场对产热的影响, 由于该效应是由增益饱和现象导致, 我们称其为光热饱和效应。该效应与热透镜效应、以及温度场对增益和吸收的影响一起形成一类光热耦合现象。当 $I_L \ll I_{s,L}$ 时光热饱和效应可忽略, 从而光热耦合被解耦, 因此只有对高能激光器该耦合才变得重要。另外注意到温度场相对于光场在空间是缓变量, 因此温度场对局部的畸变不敏感, 所以只有当光斑尺寸和温度场起伏可比拟的时候, 此耦合效应才变得重要。

我们通常只关心垂直于光轴方向的温度梯度。在激光晶体中, 不均匀的温度分布主要来源于泵浦加载的不均匀性: 吸收泵浦光越多的区域其产热越多, 同时增益也越大。因此可近似地认为在这些区域的激光光场也越强。由于饱和效应, 激光光场越强的地方其上激光能级被排空的速度越快, 则由式(3)可知来自上激光能级粒子非辐射弛豫的产热越少。因此光热饱和产生一个“负热透镜效应”, 可部分补偿热透镜效应。特别地, 式(3)还告诉我们, 即使对于理想的均匀泵浦加载, 由于光热饱和效应仍然会产生不均匀的温度分布。例如, 考虑一个使用稳定腔的棒状热容激光器^[9-10], 无耦合时任一时刻晶体内的温度分布 $T_0(t)$ 都是常数。考虑光热饱和后, 可将温度场按 γ 展开: $T(t) = T_0(t) + \gamma \Delta T(t) + O(\gamma^2)$, 这里 ΔT 满足如下柱坐标系中的热传导方程

$$\rho c \frac{\partial \Delta T}{\partial t} = \lambda \frac{1}{r} \partial_r (r \partial_r \Delta T) - \Phi_0 \frac{I_L(r)/I_{s,L}}{1 + I_L(r)/I_{s,L}} \quad (4)$$

式中: ρ, c, λ 分别为增益介质的密度、比热容和热导率。此方程可以分离变量求解, 在此我们只关心与空间相关的部分。假设经过选模后此激光器只有基模输出, 即 $I_L(r) = I_0 \exp(-r^2/w^2)$, 则该方程的解为

$$\Delta T(r) \propto \int_0^r \frac{d\rho}{\rho} \ln \left[1 + \frac{I_0}{I_{s,L}} \exp(-\rho^2/w^2) \right] \quad (5)$$

在激光棒中温度沿径向的变化趋势如图 3 所示。因此光热饱和的确产生一个负透镜效应。

考虑光热耦合现象后, 要准确分析 DPSSL 的工作过程需要求解彼此耦合的激光速率方程、热传导方程和 Maxwell 方程。这些方程事实上是无法严格解析求解的, 因此我们不得不借助数值方法。为此我们需要利用不同物理现象所具有的不同特征时间和空间尺度, 使得这些方程在一定的特征时间/空间尺度内解耦。例如, 对我们考虑的问题, 温度无论在时间还是空间都是缓变量, 因此我们可以先在一个温度平衡的背景上求解激光速率方程和 Maxwell 方程, 再考虑泵浦饱和以及增益饱和效应对温度场的反馈。再如, 由于光场在谐振腔内的平衡时间大于粒子的受激发射寿命, 我们可以先在一个光场平衡的背景上求解激光速率方程, 再分析增益变化对光场的反馈(半经典方法)。

3 计算实例

我们分析一个例子来理解光热耦合现象对激光器工作状态的影响。由于该效应在大口径高能 DPSSL 中变得重要, 分析对象采用放大率 $M=1.5$ 的非稳定腔构型, 腔长 1 m。为得到高强度的光束, 我们使用两片 Nd:GGG 晶体作为增益介质, 设晶体口径 5 cm, 厚度 1.8 cm; 吸收系数 2.3/cm, 饱和光强 3.9 kW/cm²。每片晶体用两个峰值功率 27 kW 的 LD 阵列^[10]端泵浦, 占空比 15%。晶体上的泵浦加载分布如图 4 所示。

模拟计算表明, 如不考虑耦合效应, 工作 2 s 后晶体最高温度约为 408 K; 如考虑到式(1)中给出的吸收系数的温度相关性(计算结果表明, 在 100 K 的升温范围内, Nd:GGG 的增益吸收系数随温度的变化曲线与 Nd:YAG 区别不大), 则下降为 403 K; 进一步考虑式(3)中的光热饱和(取 $\gamma=0.2$)后, 最高温度则下降为 383 K。图 5 显示了工作 2 s 后晶体的温度分布。我们清楚地看到激光通光区和非通光区交界处的负温度梯度。因此光热耦合现象在这类激光器中对温度分布有着显著的影响。

进一步地, 考虑到晶体端面形变的影响后(在不考虑光的偏振状态的情况下, 现有的研究表明, 应力光弹效应引起的光束畸变比热透镜效应小一个量级, 本文中为突出光热耦合的重要性, 在计算中没有考虑应力双折射

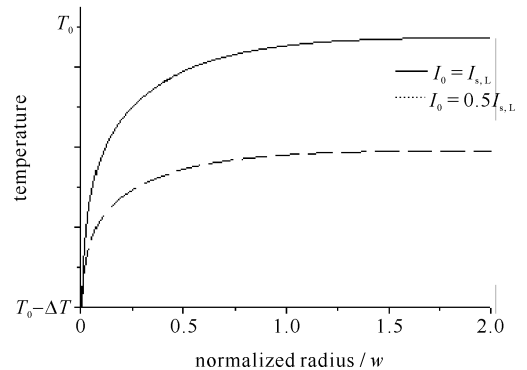


Fig. 3 Temperature varies along radius in a uniform-pumped laser rod

图 3 均匀泵浦加载的棒状热容激光器温度沿径向变化曲线

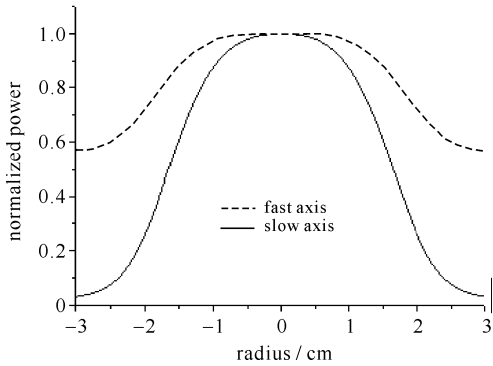


Fig. 4 Normalized pump power incident on the crystal along two independent directions

图 4 泵浦光加载在两个正交方向的分布

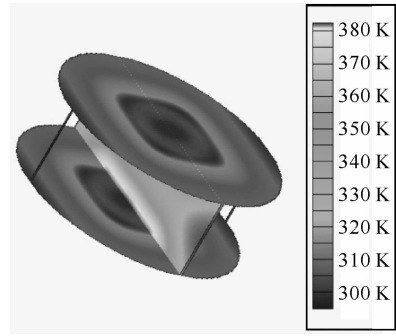


Fig. 5 Temperature inside crystal after 2 s running

图 5 工作 2 s 后晶体温度分布

及由此导致退偏振效应),利用 Zenike 多项式对波像差进行展开,我们计算了不考虑以及考虑光热耦合效应后单个晶体热透镜焦距随时间的变化关系(图 6)。简单的几何光学分析可以证明:当单个晶体的热透镜焦距小于 100 m 后,非稳定腔已经变成一个“稳定腔”了。因此如果不考虑光热耦合效应,在工作 1 s 后该腔的腔型已经发生本质性改变,按照几何光学激光已经无法输出腔外。进一步的计算表明,此时输出光束的远场光斑光束质量大于 100 倍衍射极限,因此实际上光场是通过衍射效应逸出腔外的。而考虑光热耦合后尽管腔型也发生严重变化,但仍然保持非稳定腔的构型,其光束质量因子随时间的变化曲线见图 7。

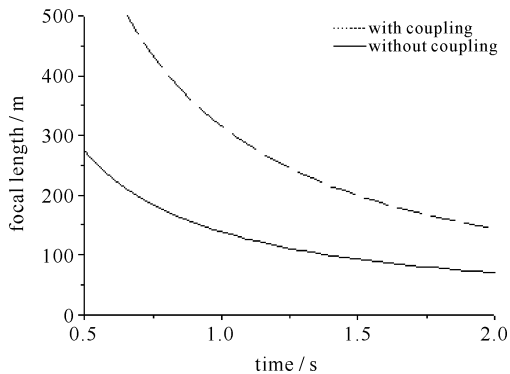


Fig. 6 Focal length of thermal lens vs time

图 6 热透镜焦距随时间的变化关系图

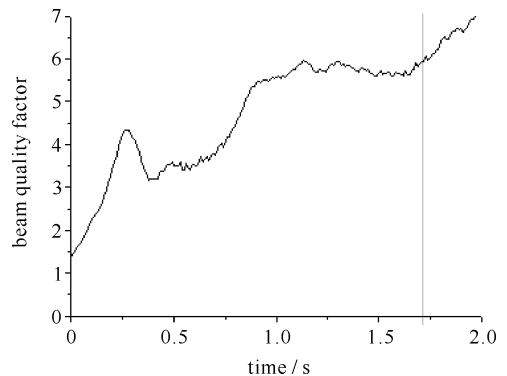


Fig. 7 Beam quality factor vs time (with optic-thermal coupling)

图 7 考虑光热耦合后光束质量因子随时间的变化

因此,在使用非稳定腔的高能 DPSSL 中,由于光束口径较大,激光光场的饱和效应对产热过程的影响也较大,另外注意到温度的急剧变化对介质各种激光参数的影响,光热耦合效应变得非常重要。可看到光热饱和效应的确补偿了严重的热透镜效应。

4 结 论

本文研究了高能 DPSSL 中的光热耦合现象。该现象起源于不均匀的温度场对激光光场的改变、温度变化对增益和吸收系数的影响以及激光光场的存在对晶体产热影响的共同作用。在微观上温度场对吸收系数的影响起源于基态粒子在 Stark 子能级重新配分后其吸收谱和 LD 泵浦源光谱的部分失配;而对增益系数的影响主要依赖于粒子布居数在 L_2 和 L_3 之间、以及 L_0 和 L_1 之间形成的热平衡,还部分依赖于吸收系数的温度相关性。另一方面,激光光场对晶体产热影响在微观上则理解为增益饱和效应的附带后果,该效应造成在上激光能级中所占据的粒子被迅速排空,在增益降低的同时导致来自上激光能级粒子热弛豫的产热减少。注意到温度场相对于光场在空间是一个缓变量,光热耦合现象主要出现在大口径、(准)连续工作的高能 DPSSL 中,由于光热饱和效应部分补偿了严重的热透镜效应,光热耦合现象使得实际的热透镜效应远没有只考虑热光效应时严重。

通过计算分析一个使用非稳定腔的热容 DPSSL 中的实例,说明这类高能激光器由于光束口径较大,激光光场对产热过程的影响较大,光热耦合效应变得非常重要,因此在设计此类激光器以及数值模拟计算时必须考虑该效应。事实上,由于晶体的热变形,必须考虑的是一个光-热-应力彼此耦合的过程。考虑到热声子波长远

小于弹性波波长, 应力平衡时间将短于热平衡时间, 因此在数值分析中该耦合仍然可以部分解耦。

参考文献:

- [1] Foster J D, Osterink L M, Thermal effects in a Nd:YAG laser[J]. *J Appl Phys*, 1970, **41**:3656-3662.
- [2] Bowman S R, O'Connor S P, Biswal S. Ytterbium laser with reduced thermal loading[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2005, **41**:1510-1518.
- [3] 侯立群, 祖继锋, 董玥, 等. 钕玻璃、Nd:YAG 和 Nd:GGG 热容激光特性比较[J]. 强激光与粒子束, 2006, **18**(6):881-885. (Hou L Q, Zu J F, Dong Y, et al. Comparison of laser characteristic of neodymium doped glass, YAG and GGG operating in heat capacity mode. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(6):881-885)
- [4] Erlandson A C, Albrecht G F, Stokowski S E. Model predicting the temperature dependence of the gain coefficient and the extractable stored energy density in Nd: phosphate glass lasers[J]. *J Opt Soc Am*, 1992, **B9**:214-221.
- [5] Wang X J, Tang B, Shu X J. Dynamics of efficiency change by temperature in diode pumped Nd:YAG heat capacity laser[J]. *Chin Phys Lett*, 2007, **24**:1930-1933.
- [6] Sato Y, Taira T. Saturation factors of pump absorption in solid-state lasers[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2004, **40**:270-278.
- [7] Koehner W. Solid-state laser engineering[M]. 4th ed. Berlin: Springer-Verlag, 1996:356-357.
- [8] Kaminskii A A. Laser crystals[M]. 2nd ed. Berlin Heidelberg: Springer, 1990.
- [9] Albercht G F, Sutton S B, George E V, et al. Solid state heat capacity disk laser[J]. *Laser and Particle Beam*, 1998, **16**(4):605-609.
- [10] 蔡震, 胡浩, 蒋建锋, 等. 千瓦级二极管抽运热容固体激光器[J]. 中国激光, 2006, **33**(2):153-156. (Cai Z, Hu H, Jiang J F, et al. Kilowatt class laser diodes-pumped solid state heat capacity laser. *Chin J Lasers*, 2006, **33**(2):153-156)

Optic-thermal coupling in high-power diode pumped solid-state lasers

WANG Xiao-jun

(*Institute of Applied Physics and Computation Mathematics, P.O. Box 8009-11, Beijing 100088, China*)

Abstract: The interaction between the temperature field and the laser field plays a crucial role in solid-state lasers. In this paper, the optic-thermal coupling in the diode pumped solid-state lasers(DPSSL) is investigated. From the point of view of micro-cosmic physics, the thermal transition of particles at upper laser level makes heat generation of the laser crystals depend on the shape of the laser beam, while the laser field is influenced by the temperature in terms of thermal partition of doped particles. These effects, together with the usual thermal-optic effect of a fluctuation of the refraction index induce by uneven temperature distribution, lead to a complicated coupling between the laser field and the temperature field. It is shown that the optic-thermal coupling plays an important role in high-power DPSSL with large size beam, it also improves the beam quality by means of partly compensating to the thermal lens.

Key words: Laser dynamics; Diode pumped solid-state laser; Optic-thermal coupling; Gain; Absorption