

间隔掺杂低温 Yb:YAG 叠片放大器的热效应优化

肖凯博^{1,2,3}, 蒋新颖¹, 袁晓东^{1,2}, 郑建刚^{1,2}, 郑万国^{1,2}

(1. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900;

2. 上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240;

3. 中国工程物理研究院研究生部, 北京 100088)

摘要: 针对高重复频率运行下低温氦气冷却的间隔掺杂 Yb:YAG 叠片激光放大器中热效应的问题, 提出了一种多层 Cr⁴⁺:YAG 热管理技术, 并优化设计了放大器 Cr⁴⁺:YAG 间隔层和包边结构以减少热效应的影响。利用三维有限元和琼斯矩阵方法, 分析了不同 Cr⁴⁺:YAG 结构激光介质中温度和应力应变分布, 并模拟计算了热致双折射退偏损耗和波前畸变。数值结果表明, 通过设计两层和三层 Cr⁴⁺:YAG 结构, 降低与增益介质相邻 Cr⁴⁺:YAG 中的热沉积, 增益区内的横向温差可降低到 1.5 K 以内, 光束经过整个放大器后平均退偏损耗和波前畸变可分别减少到 0.5%、0.8 λ; 进一步合理地设计 Cr⁴⁺:YAG 的层数和吸收系数能有效消除热效应对光束质量的影响。

关键词: 激光二极管抽运固体激光器; 热效应; Yb:YAG 叠片放大器; Cr⁴⁺:YAG

中图分类号: TN248.1 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.1206004

Optimization of thermal effects in a cryogenically cooled Yb:YAG multislabs amplifier with interlayers

Xiao Kaibo^{1,2,3}, Jiang Xinying¹, Yuan Xiaodong^{1,2}, Zheng Jiangan^{1,2}, Zheng Wanguo^{1,2}

(1. Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China;

2. Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

3. Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

Abstract: The thermal management technique of multi-layer Cr⁴⁺:YAG medium was presented for mitigating the deleterious impact of thermal effects in a cryogenic helium gas cooled Yb:YAG multislabs amplifier with Cr⁴⁺:YAG interlayers operating at a high repetition rate, by means of optimizing the architectures of Cr⁴⁺:YAG interlayers and claddings in the laser slabs. The distributions of temperature, stress, depolarization losses and optical path difference in four amplifier architectures with different Cr⁴⁺:YAG parameters were numerically calculated by a three-dimensional finite element analysis and the Jones matrices method. Based on these results of the proposed modelling, it was showed that the properly designed two-layer and three-layer Cr⁴⁺:YAG could decrease the heat deposition of the Cr⁴⁺:YAG around the gain media, and hence result in a very small transverse temperature gradient (<1.5 K) in the first

收稿日期: 2015-11-12; 修订日期: 2015-12-03

基金项目: 中国工程物理研究院聚变能源中心项目(R2014-0202-01, R2014-0202-02)

作者简介: 肖凯博(1988-), 男, 博士生, 主要从事重频高功率固体激光技术方面的研究。Email: xiaokb1988@163.com

导师简介: 郑万国(1966-), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事高功率固体激光技术与工程方面的研究。Email: wzgheng_caep@sina.com

slab. When the laser beam traveled through the whole amplifier, the average thermal-stress induced depolarization losses and optical path difference for the laser amplifier head were reduced to 0.5% and 0.8λ , respectively. Furthermore, the negative impact of thermal effects on the output beam quality can be vanished by properly designing the number, widths, and absorption coefficients of the multi-layer Cr^{4+} :YAG medium, which are beneficial for the engineering/design of the next generation of high energy, high power lasers.

Key words: diode-pumped solid-state laser; thermal effects; Yb:YAG multislabs amplifier; Cr^{4+} :YAG

0 引言

能源危机是人类发展面临的共同挑战, 惯性聚变能源(IFE)是公认的安全、无碳、可持续发展的洁净能源。在激光聚变需求的牵引下, 各国先后建立了一系列大型激光驱动器装置, 如美国的国家点火装置(NIF)^[1]、法国的兆焦耳装置(LMJ)^[2]以及我国的神光系列装置(SG)^[3-4]等。但是, 这些装置主要基于传统的氙灯抽运片状钕玻璃, 能量转换效率极低, 无法实现高重复频率运行, 满足不了 IFE 对驱动器的需求($>10\% @ 10 \text{ Hz}$)^[5]。随着激光二极管阵列(LDA)的快速发展, 高效紧凑的激光二极管抽运固体激光器(DPSSL)成为一条重要的技术途径, 特别是基于叠片结构的 DPSSL 受到了广泛的研究^[6-8]。叠片结构采用间隔分立的薄片介质能提供较高的增益, 通过氦气或重水表面冷却可有效地移除介质中的废热确保激光器在高重复频率下正常运行。相比钕玻璃, 低温 Yb:YAG 材料在储能性能和热力学特性等方面更优越而有利于高平均功率运行^[9]。目前, 基于叠片放大器结构和 Yb:YAG 材料, 英国 STFC-RAL 的 DiPOLE 系统已实现了 10.1 J/1 Hz , 6.4 J/10 Hz 的输出^[7]; 同时, HiPER^[10]、LIFE^[11]和 ELI^[12]等计划也将采用这种技术以发展 $10\sim 20 \text{ Hz}$ 重复频率, kJ 级能量的纳秒或皮秒脉冲激光系统。

然而, 发展如此高性能的激光器, 放大自发辐射(ASE)和热效应仍是制约其能量输出和光束质量的关键因素。针对 ASE 问题, 基于 Yb:YAG 叠片放大器, 提出了间隔掺杂 Yb:YAG 叠片放大器结构, 即在激光介质中掺杂一层 Cr^{4+} :YAG 来截断 ASE 的传输路径以减少对储能的影响。但是, Cr^{4+} :YAG 间隔层的引入将使介质中热沉积分布不均匀, 产生温度梯度和热应力, 引起热致波前畸变和双折射退偏损耗等热效应, 最终限制激光能量的输出, 退化光束质

量^[13-15]; 因此, 需要对间隔掺杂叠片放大器中 Cr^{4+} :YAG 进行优化设计。

文中主要研究了间隔掺杂 Yb:YAG 叠片激光放大器中的热效应。利用三维有限元和琼斯矩阵方法, 分析了不同 Cr^{4+} :YAG 结构激光介质中温度、应力应变分布和热致双折射现象, 并模拟计算了热致双折射退偏损耗和波前畸变。数值结果揭示了 Cr^{4+} :YAG 对光束质量的重要影响, 合理设计 Cr^{4+} :YAG 的参数可有效降低热效应, 为高能高平均功率激光系统的建造提供一种有效的热管理技术和设计依据。

1 理论分析

1.1 间隔掺杂叠片放大器结构

间隔掺杂叠片激光放大器结构如图 1(a)所示, 该放大器采用高功率 LDA 从双侧端面抽运, 8 片 Yb:YAG 激光片间隔分立的镶嵌在平行排列的流体力学型叶片中, 180 K 的氦气通过片与片之间 2 mm 的缝隙将介质中的废热带走。为确保每片激光介质中吸收的泵浦能量和热负载相等, Yb:YAG 晶体纵向采用梯度掺杂浓度, 同时在横向采用间隔掺杂浓度以便进一步抑制 ASE 对放大器的影响。Yb:YAG 激光片的横向尺寸如图 1(b)所示, 包含 4 块口径 $5.5 \text{ cm} \times 5.5 \text{ cm}$ 的 Yb:YAG 晶体, Cr^{4+} :YAG 包边和间隔层, 厚度为 1.1 cm 。考虑到 Cr^{4+} :YAG 与 Yb:YAG 边界上的热梯度会导致严重的热效应^[16], Cr^{4+} :YAG 包边与间隔层关于 Yb:YAG 设计成对称结构, 其结构尺寸如表 1 所示, 11 是 YAG 的宽度, 12, 13, 和 14 分别表示从 YAG 向外每层 Cr^{4+} :YAG 的宽度。假设每端二极管阵列的抽运强度为 8 kW/cm^2 , 脉宽为 1 ms , 空间形貌为平顶光束, 经透镜组传输后 99% 的抽运能量耦合进温度在 180 K 的 Yb:YAG 中。根据先前建立的 Yb:YAG 抽运过程物理模型^[17], 考虑叠片放大器结构和 Cr^{4+} :YAG 对 ASE 的吸收后, 可

得到放大器的增益和热源分布。经过优化设计该放大器沿纵向的掺杂浓度和小信号增益分布如图 2 所示,每片介质中的最大小信号增益近似相等,相应地也均衡了每片介质中的热负载。

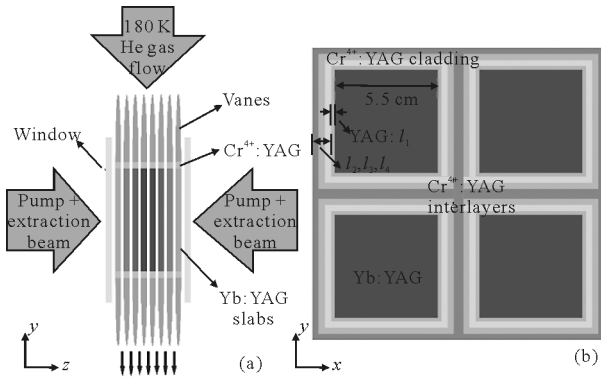


图 1 间隔掺杂叠片激光放大器结构示意图及 Cr:YAG 激光片的横向结构尺寸

Fig.1 Geometry of a multislab amplifier with Cr:YAG interlayer and zone layout of the single slab

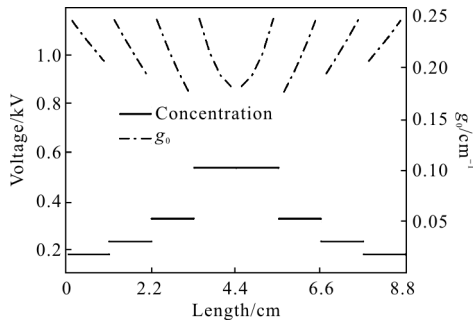


图 2 Yb:YAG 梯度掺杂形貌和小信号增益分布

Fig.2 Stepped doping profile of Yb:YAG and the distribution of small sign gain along the optical axis

表 1 Cr:YAG 包边和间隔层的结构尺寸

Tab.1 Architecture of Cr:YAG cladding and interlayers

Case	l_1/cm	l_2/cm α_2/cm^{-1}	l_3/cm α_3/cm^{-1}	l_4/cm α_4/cm^{-1}	Total length/ cm
(a)	0	2/2.093	0	0	19
(b)	0	2.75/1.095	0	0	22
(c)	0.25	1.25/0.726	1.25/1.682	0	22
(d)	0.25	1/0.595	0.75/1.638	0.5/2.374	21

1.2 热效应分析

1.2.1 热传输方程

在激光器运行过程中,介质内的温度分布 $T(x, y, z, t)$ 可由热传输方程确定^[18]:

$$\begin{cases} \rho c_p(T) \frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial t} - \nabla \cdot [k(T) \nabla T(x,y,z,t)] = Q_{th}(x,y,z,t) \\ T(x,y,z,0) = T_0 \\ n \cdot \nabla T|_{\Omega} + \frac{h_i}{k(T)} [T(\Omega) - T_{He}] = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中: $\rho, c_p(T)$ 和 $k(T)$ 分别为介质的密度、比热容和热导率; $Q_{th}(x,y,z,t)$ 为介质内单位体积的热功率或热负载 (Wm^{-3}); T_0 为介质的初始温度; n 为垂直于介质表面的向量; Ω 为介质的边界; h_i 为介质各表面的对流换热系数; T_{He} 为氦气的冷却温度。

激光介质的热弛豫时间为:

$$t = \frac{\rho c_p(T) d^2}{4k(T)} \quad (2)$$

对于 $T=180 K$, 片厚 $d=1.1 cm$ 的 YAG 介质热弛豫时间为 $t=2.65 s$ 。然而,当放大器运行在 10 Hz 量级的重复频率时,激光脉冲的间隔时间约为数十毫秒量级,远短于 YAG 的热弛豫时间,则在此期间介质将达到准热稳定态,脉冲间隔期内热传导对温度的改变非常微弱,几乎可以忽略;因此,介质中的热负载和温度分布可采用平均功率和稳态条件处理。稳定状态下,热传输方程可简化为:

$$\nabla \cdot [k(T) \nabla T(x,y,z)] = -Q_{th}(x,y,z) \quad (3)$$

1.2.2 应力应变场理论

随着热沉积和低温氦气冷却的作用,激光介质内将产生温度梯度,从而引起介质内不均匀的热膨胀而产生位移。假定该位移矢量为 $U(r)$, 则应变张量分量可表示为^[19]:

$$\xi_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \quad (4)$$

根据胡克定律,应力张量可由下式给出:

$$\sigma_{ij} = \frac{\mu}{1-\nu} \left[\xi_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} Tr[\xi] \delta_{ij} - \frac{1+\nu}{1-2\nu} \alpha T \delta_{ij} \right] \quad (5)$$

式中: μ, ν 和 α 分别为介质的杨氏模量、泊松比和热膨胀系数; $Tr[\xi]$ 为应变张量的迹; δ_{ij} 为狄拉克算符。

当激光介质处于平衡状态时,假定无内力存在,此时应力张量应满足的平衡条件为:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (6)$$

因而,位移矢量也可由公式(4)~(6)获得:

$$\nabla^2 U + \frac{\nu}{1-2\nu} \nabla (\nabla \cdot U) = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu} \alpha \nabla T \quad (7)$$

假定受热后激光介质在氦气冷却表面法向上可

以自由膨胀,则其边界条件满足 $\sigma_{ij}n_j=0$ 。由于,激光介质镶嵌在叶片中,因此可以近似假定介质的四个侧面被叶片约束,沿侧面法向上不会发生热膨胀形变。根据上述分析和边界条件,通过三维有限元软件可耦合求解得出介质中的热致应力应变分布。

1.2.3 热致双折射退偏效应分析

在应力作用下,各向同性的材料会因光弹效应变成光学各向异性,这将引起介质介电常数和介电隔离率的变化,从而改变折射率,导致线偏振光的退偏效应^[20]。

由于光弹效应,介电隔离率张量 B 可由四阶压光张量 π_{ijkl} 表示为:

$$B_{ij}=B_{0,ij}+\Delta B_{ij}=B_{0,ij}+\pi_{ijkl}\sigma_{kl} \quad (8)$$

式中: $B_{0,ij}$ 为无应力下介电隔离率张量,可表示为:

$$B_{0,ij}=\left[n_0+\frac{dn}{dT}[T(x,y,z)-T_0]\right]^{-2}\delta_{ij} \quad (9)$$

式中: n_0 表示介质的折射率, dn/dT 表示介质的热光系数。

一般情况下,YAG 的切割方向为晶格的[111]方向,即介质的通光方向 z 与晶轴[111]重合;此时,简化的张量 B 可由公式(10)确定^[21]:

$$\begin{pmatrix} B_{11} \\ B_{22} \\ B_{33} \\ B_{23} \\ B_{13} \\ B_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{0,11} \\ B_{0,22} \\ B_{0,33} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & \pi_{14} & \pi_{15} & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{13} & -\pi_{14} & -\pi_{15} & 0 \\ \pi_{13} & \pi_{13} & \pi_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}\pi_{14} & -\frac{1}{2}\pi_{14} & 0 & \pi_{44} & 0 & -\pi_{15} \\ \frac{1}{2}\pi_{15} & -\frac{1}{2}\pi_{15} & 0 & 0 & \pi_{44} & \pi_{14} \\ 0 & 0 & 0 & -\pi_{15} & \pi_{14} & \pi_{66} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} \quad (10)$$

其中,常温下 YAG 晶体的压光张量分量为:

$$\begin{aligned} \pi_{11} &= -1.1047 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1} & \pi_{12} &= 3.7864 \times 10^{-13} \text{ Pa}^{-1} \\ \pi_{13} &= 7.0656 \times 10^{-13} \text{ Pa}^{-1} & \pi_{33} &= -1.4326 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1} \\ \pi_{44} &= -8.2746 \times 10^{-13} \text{ Pa}^{-1} & \pi_{66} &= -1.4833 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1} \\ \pi_{14} &= -9.2749 \times 10^{-13} \cos(3\phi) \text{ Pa}^{-1} \\ \pi_{15} &= -9.2749 \times 10^{-13} \sin(3\phi) \text{ Pa}^{-1} \end{aligned} \quad (11)$$

式中: ϕ 为材料的切割方向与晶体毛坯之间的夹角。

为评估热致双折射退偏损耗,需要得到垂直于通光方向上引起双折射的折射率,首先考虑横向内描述偏振现象的张量 B :

$$B_{\perp} = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{12} & B_{22} \end{bmatrix} \quad (12)$$

计算该矩阵的特征值,可得应力作用下新坐标系中横向上与快慢轴相对应的折射率:

$$\begin{cases} B_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ (B_{11} + B_{22}) \pm \left[(B_{11} - B_{22})^2 + 4B_{12}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \\ n_{\pm} = B_{\pm}^{-1/2} \end{cases} \quad (13)$$

此时,主轴相对于无应力作用下实验室坐标系之间的旋转角和旋转矩阵分别为:

$$\tan(2\theta) = \frac{2B_{12}}{B_{11} - B_{22}} \quad (14)$$

$$X = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (15)$$

经过激光片中厚度 l 的微元后,产生的相位差和琼斯矩阵分别为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l(n_+ - n_-) \quad (16)$$

$$A = \begin{bmatrix} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}ln_+} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{2\pi}{\lambda}ln_-} \end{bmatrix} = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}ln_+} \begin{bmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (17)$$

式中: λ 为入射激光波长。假定入射激光的偏振态为 $E_m = \begin{bmatrix} E_{inx} \\ E_{iny} \end{bmatrix}$, 则经过该微元后在原实验室坐标系中出射光的偏振态变为:

$$E_{out} = X^T A X E_m = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}ln_+} \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} E_m \quad (18)$$

该变换矩阵可简化为:

$$J = X^T A X = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}ln_+} \begin{bmatrix} \cos^2\theta \cdot e^{i\delta} + \sin^2\theta & \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot e^{i\delta} - \frac{1}{2}\sin 2\theta \\ \frac{1}{2}\sin 2\theta \cdot e^{i\delta} - \frac{1}{2}\sin 2\theta & \sin^2\theta \cdot e^{i\delta} + \cos^2\theta \end{bmatrix} \quad (19)$$

若激光束通过介质时需经过 n 个这样的微元体,则将会经历 n 次这样的变换,每次变换都会引入不同的相位差和旋转角度,假设经历的每个微元体变换矩阵为 J_i ,那么最终出射激光束的偏振态为:

$$E_{out}^n = \begin{bmatrix} E_{outx}^n \\ E_{outy}^n \end{bmatrix} = J_n J_{n-1} \cdots J_2 J_1 E_{in} = \prod_{i=1}^n J_i \begin{bmatrix} E_{inx} \\ E_{iny} \end{bmatrix} \quad (20)$$

此时偏振光束的退偏损耗(Depol)可表示为:

$$Depol = \frac{I_{in} - I_{out}^n}{I_{in}} = \frac{|E_{in}|^2 - |E_{out}^n|^2}{|E_{in}|^2} \quad (21)$$

1.2.4 热致波前畸变分析

抽运过程中温度梯度的形成将导致激光束通过放大器后光程差(OPD)发生变化,这主要来源于以下三个方面:一是激光介质由于热膨胀产生形变;二是由于热光效应导致 Yb:YAG 折射率发生变化;三是由热应力导致的弹光效应对折射率的影响。其中,最后一项的作用相比前两项非常小。因而,总的光程差可表示为^[22]:

$$OPD(x,y) = \Delta L(x,y)(n_0 - 1) + \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^L [T(x,y,z) - T_0] dz + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \int_0^L \varepsilon_{ij}(x,y,z) dz \quad (22)$$

式中: L 为介质的总厚度。

2 数值模拟与分析

在模拟计算过程中,首先根据抽运过程物理模型计算得出介质中的热源分布,然后将其作为条件利用有限元软件建立热力学三维有限元模型,得到介质中的温度和应力分布,最后对其进行热效应分析。在计算中假定氦气的温度为 180 K,激光介质与氦气之间的换热系数为 $2000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$,介质四周的换热系数相对较低,因此,激光介质中的废热全部由低温氦气带走;放大器运行在 10 Hz 的重复频率,其介质的热力学参数如表 2 所示^[23-24]。

表 2 YAG 的热力学参数

Tab.2 Thermomechanical parameters of YAG

Thermomechanical parameters	Values
Density ρ/kgm^{-3}	4 560
Reflective index n_0	1.82
Thermal coefficient of refractive index $dn/dT (10^{-6}\text{K}^{-1})$	$-3.946 + 0.053T - 4.5 \times 10^{-5}T^2$
Thermal conductivity $k (\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1})$	$1000T^{-0.661} - 12.7$
Specific heat $c_p (\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1})$	$125.47^{0.400} - 626.4$
Coefficient of thermal expansion $\alpha (10^{-6}\text{K}^{-1})$	$-1.850 + 0.044T - 5.7 \times 10^{-5}T^2$
Yong's modulus $\mu(\text{GPa})$	308
Poisson's ratio	0.232

2.1 热沉积与温度分布

抽运过程中激光片的热沉积分布如图 3 所示。

图 4 表示与之相应中心横截面的温度分布。从图 3

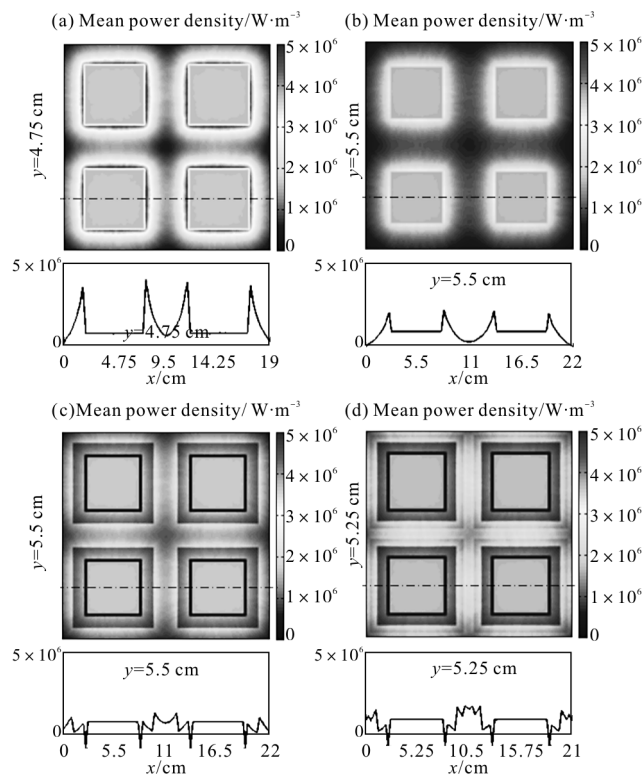


图 3 放大器第一片激光介质中横向平均热沉积分布和通过 Yb:YAG 中心处的热沉积曲线图

Fig.3 Mean transverse heat density maps in the first slab of these amplifiers and corresponding mean heat density along the middle of Yb:YAG

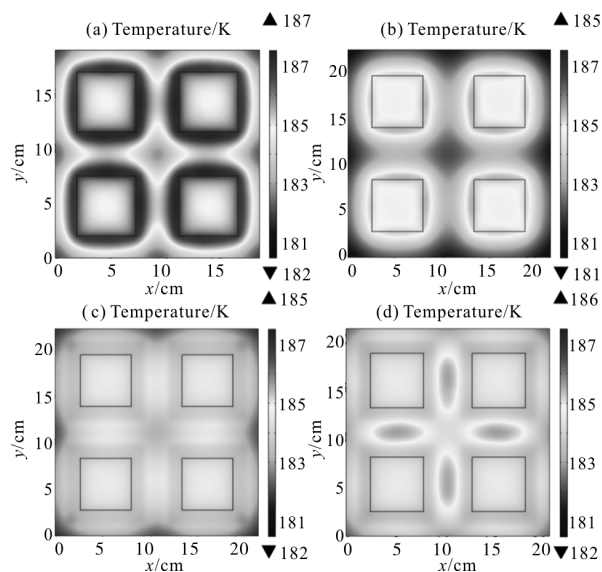


图 4 放大器第一片激光介质中心横截面的温度分布

Fig.4 Transverse temperature distributions in the middle of the first slab of these amplifiers

Cr⁴⁺:YAG 吸收 ASE 后生成的热负载主要集中在边界中间部分而在四个角上较少;随着与 Yb:YAG 相邻 Cr⁴⁺:YAG 吸收系数逐渐降低,边界处的热负载也逐渐减少;将 Cr⁴⁺:YAG 设计成两层和三层后,热负载将逐渐远离增益区域。对照图 4 和图 3,可发现温度分布和产热分布形貌基本一致。对于这四种放大器结构,从图 4 (a)~4 (d) 介质中的最大温度逐渐向 Cr⁴⁺:YAG 中间移动,且在增益区内中心横截面的最大温差分别为 2.28 K,0.76 K,1.47 K 和 1.51 K。

2.2 应力应变分布

图 5 描述了这四种放大器结构第一片激光介质中心截面 xy 方向剪切应力张量的分布云图,这种应力将主要影响介质的各项异性和激光束的双折射效应。从图中可以看出,xy 方向剪切应力主要集中在 Yb:YAG 与 Cr⁴⁺:YAG 介质的四个角上,其中,图 1(a)结构中的热致应力特别严重,最大 xy 剪切应力已经超过了 1 MPa,在两层(图(c))、三层(图(d))结构中增益区内的 xy 剪切应力相对较小,最大值减少到大约 0.13 MPa。

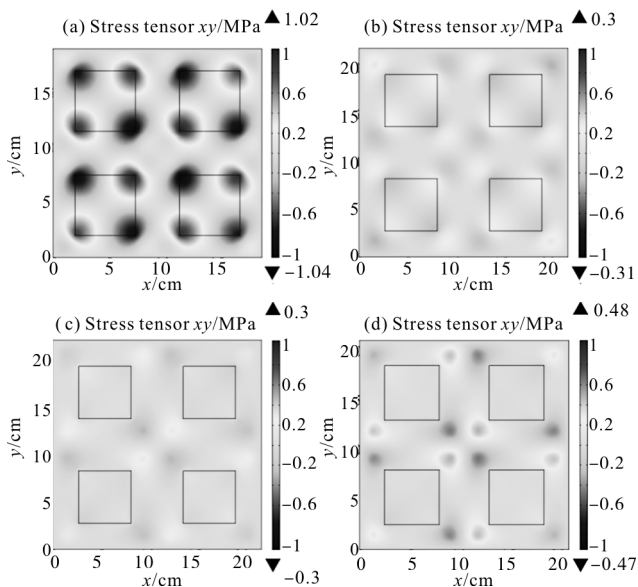


图 5 放大器第一片激光介质中心横截面 xy 剪切应力分布
Fig.5 Transverse shear stress distributions in the middle of the first slab of these amplifiers

2.3 热致双折射退偏损耗分布

根据第一片激光介质中的温度和应力分布,可得光束通过第一片介质后光束的退偏损耗分布;考虑到介质的对称性,图 6 只描述了单块 Yb:YAG 增

益区内的退偏损耗分布。按照相同的方法,光束经过整个放大器后单块 Yb:YAG 区域内的退偏损耗分布如图 7 所示。从图 6 和图 7 可以看出应力双折射引起的 Depol 呈十字形图案,主要集中在增益区的四个角上,对增益区域中心影响较小;然而,随着片数的增多,Depol 的范围逐渐扩大,变得越来越严重。在图 7(a)和图 7(b)中,光束通过整个放大器后最大 Depol 分别为 99.91%、53.15%,平均损耗分别为 40.63%、10.82%。采用两层和三层 Cr:YAG 结构后,可有效地减少双折射对激光束的影响,在图 7(c)和图 7(d)

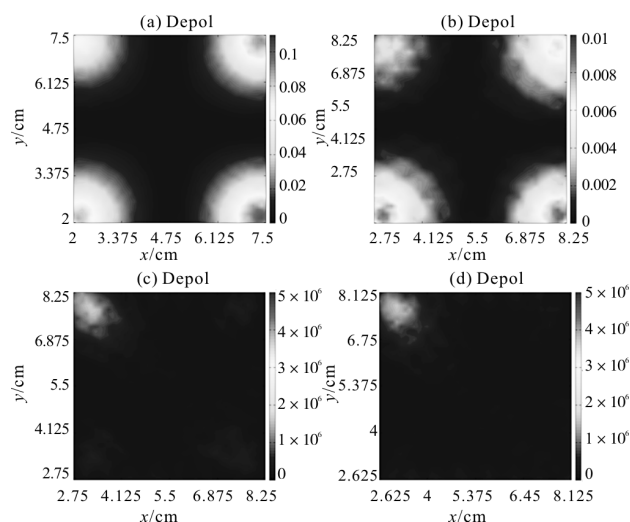


图 6 光束经过第一片介质后单块增益区内的退偏损耗分布
Fig.6 Calculated depolarization losses for the single Yb:YAG in the first slab of the considered slab geometries

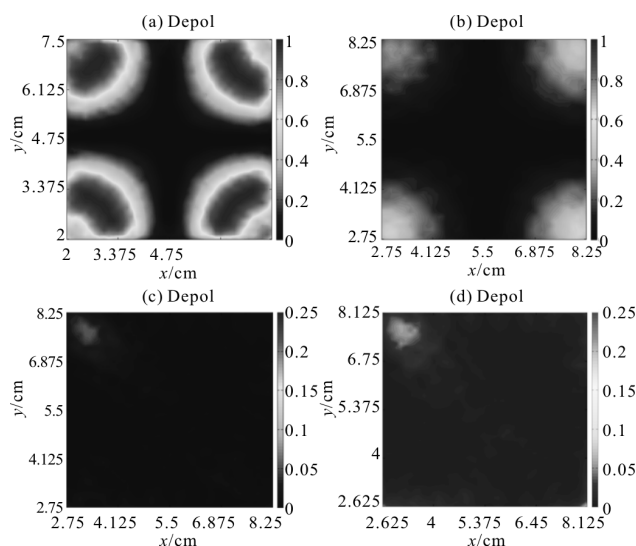


图 7 光束经过整个放大器后单块增益区内的退偏损耗分布
Fig.7 Calculated depolarization losses for the single Yb:YAG in the considered amplifiers

中, 整个放大器的平均 Depol 分别降低到 0.49% 和 0.56%。

2.4 热致波前畸变分布

相应地, 光束经过整个放大器后在单块 Yb:YAG 介质内的热致波前畸变如图 8 所示。从图中可看出, 除图 8(a)中 OPD 的 PV 值到达 1.44λ 外, 其余几种结构中均小于 1λ , 依次为 0.45λ 、 0.79λ 和 0.83λ ; 其中,

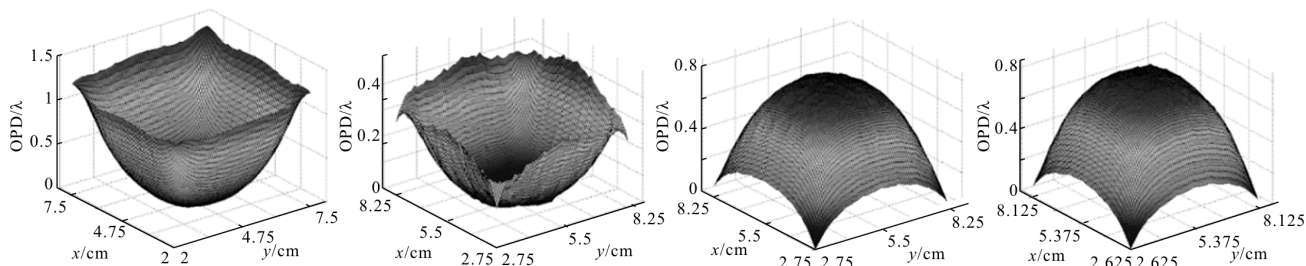


图 8 光束经过整个放大器后单块增益区内的波前畸变分布

Fig.8 Calculated thermally induced wavefront distortion for the single Yb:YAG in the considered amplifiers

3 结论

文中对间隔掺杂低温 Yb:YAG 叠片激光放大器中的热效应进行了理论研究, 并优化设计了该放大器中的 Cr⁴⁺:YAG 间隔层和包边结构以减少热效应的影响。在确保 Cr⁴⁺:YAG 间隔层和包边对 ASE 吸收不变的情况下, 通过设计两层和三层 Cr⁴⁺:YAG 结构, 合理地优化 Cr⁴⁺:YAG 的吸收系数和宽度, 降低与 Yb:YAG 相邻 Cr⁴⁺:YAG 中的热沉积后, 增益区内的横向温差降低到 1.5 K 以内, 且光束经过整个放大器后平均退偏损耗和波前畸变分别减少到 0.5%、 0.8λ 。数值结果表明多层 Cr:YAG 技术在放大器的热管理方面具有非常大的优势, 合理地优化设计 Cr:YAG 的层数和吸收系数不仅能消除热效应对光束质量的影响, 还能进一步缩小激光介质的口径, 将为解决高重复频率运行下热效应的基本物理问题奠定基础, 为新一代高能高平均功率激光系统的建造提供设计依据。

参考文献:

[1] Edwards M J, Patel P K, Lindl J D, et al. Progress towards ignition on the National Ignition Facility [J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 51(3): 1103–1107.
 [2] Miquel J, Lion C, Vivini P, et al. The LMJ program:

图 8(a)和图 8(b)中的波前畸变形貌与图 8(c)和图 8(d)相反, 主要是由于与 Yb:YAG 相邻 Cr⁴⁺:YAG 中的产热过高导致热量向 Yb:YAG 中传导, 这与单片介质中的温度分布基本一致。值得注意的是, 图 7(b)放大器结构中 OPD 的 PV 值最小, 这可能是由于少量热沉向 Yb:YAG 中横向传导以避免 Yb:YAG 中大量热量横向流出, 有利于减少横向温度梯度和波前畸变。

overview and status of LMJ & PETAL projects [C]//CLEO: 2013 .

[3] Song Wei, Zhang Ya'nan, Shen Linyong. Target positioning in high power laser device [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2015, 23(2): 520–527. (in Chinese)
 宋薇, 章亚男, 沈林勇. 高功率激光装置中靶的定位调试 [J]. *光学精密工程*, 2015, 23(2): 520–527.
 [4] Yan Yadong, He Junhua, Wang Feng, et al. Design of optical system for SG-III near backscatter diagnosis [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2014, 22 (6): 1469–1476. (in Chinese)
 闫亚东, 何俊华, 王峰, 等. 神光-III 主机近背向散射诊断光学系统设计 [J]. *光学精密工程*, 2014, 22(6): 1469–1476.
 [5] Orth C D, Payne S A, Krupke W F. A diode pumped solid state laser driver for inertial fusion energy [J]. *Nuclear Fusion*, 1996, 36(1): 75–116.
 [6] Bayramian A, Armstrong P, Ault E, et al. The mercury project: a high average power, gas-cooled laser for inertial fusion energy development [J]. *Fusion Science and Technology*, 2007, 52(3): 383–387.
 [7] Banerjee S, Ertel K, Mason P D, et al. High-efficiency 10 J diode pumped cryogenic gas cooled Yb:YAG multislabs amplifier [J]. *Opt Lett*, 2012, 37(12): 2175–2177.
 [8] Siebold M, Loeser M, Harzendorf G, et al. High-energy diode-pumped D₂O-cooled multislabs Yb:YAG and Yb:QX-glass lasers [J]. *Opt Lett*, 2014, 39(12): 3611–3614.
 [9] Krupke W F. Ytterbium solid-state lasers—The first decade

- [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2000, 6(6): 1287–1296.
- [10] Chanteloup J C, Albach D, Lucianetti A, et al. Multi kJ level laser concepts for HiPER facility [C]//The 6th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, 2010, 222: 1742–1780.
- [11] Bayramian A, Aceves S, Ankam T, et al. Compact, Efficient laser systems required for laser inertial fusion energy [J]. *Fusion Science And Technology*, 2011, 60(1): 28–48.
- [12] Rus B, Bakule P, Kramer D, et al. ELI–Beamlines laser systems: status and design options [C]//Proc of SPIE, 2013, 8780: 87801T.
- [13] Zhi Yin, Li Long, Shi Peng, et al. Temperature field of pulse LD end pumped Nd:YAG crystal [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(2): 491–496. (in Chinese)
支音, 李隆, 史彭, 等. 脉冲 LD 端面泵浦 Nd:YAG 晶体温场研究 [J]. *红外与激光工程*, 2015, 44(2): 491–496.
- [14] Zhang Deping, Wu Chao, Zhang Rongzhu, et al. Study of thermal effect of LD end–pumped separated amplifier structure [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(8): 2250–2255. (in Chinese)
张德平, 吴超, 张蓉竹, 等. LD 端面泵浦分离式放大器结构的热效应研究 [J]. *红外与激光工程*, 2015, 44(8): 2250–2255.
- [15] Bian Jintian, Wang Xi. Measuring thermal lens effect of LD–pumped solid–state laser [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(S2): 391–394. (in Chinese)
卞进田, 王玺. 半导体泵浦固体激光器热透镜效应测量方法 [J]. *红外与激光工程*, 2013, 42(S2): 391–394.
- [16] Slezak O, Lucianetti A, Divoky M, et al. Optimization of wavefront distortions and thermal–stress induced birefringence in a cryogenically–cooled multislabs laser amplifier [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2013, 49(11): 960–966.
- [17] Yan Xiongwei, Yu Haiwu, Cao Dingxiang, et al. ASE effect in pulsed energy–storage reprinted Yb:YAG disk laser amplifier [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(6): 4230–4238. (in Chinese)
严雄伟, 於海武, 曹丁向, 等. 脉冲储能型重复频率 Yb:YAG 片状激光放大器 ASE 效应研究 [J]. *物理学报*, 2009, 58(6): 4230–4238.
- [18] Rohsenow W M, Hartnett J P, Cho Y I. Handbook of Heat Transfer [M]. New York: McGraw–Hill, 1998.
- [19] Timoshenko S, Goodier J N. Theory of Elasticity [M]. New York: McGraw–Hill, 1951.
- [20] Born M, Wolf E. Principles of Optics [M]. Oxford: Pergamon, 1970.
- [21] Ying C, Bin C, Patel M K R, et al. Calculation of thermal–gradient–induced stress birefringence in slab Lasers–I [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2004, 40(7): 909–916.
- [22] Cousins A K. Temperature and thermal stress scaling in finite–length end–pumped laser rods [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1992, 28(4): 1057–1069.
- [23] Aggarwal R L, Ripin D J, Ochoa J R, et al. Measurement of thermo–optic properties of $Y_3Al_5O_{12}$, $Lu_3Al_5O_{12}$, $YAlO_3$, $LiYF_4$, $LiLuF_4$, BaY_2F_8 , $KGd(WO_4)_2$, and $KY(WO_4)_2$ laser crystals in the 80–300 K temperature range [J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 98(10): 1035114.
- [24] Brown D C. Ultrahigh–average–power diode–pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1997, 33(5): 861–873..