

激光增益材料的光诱导损伤特性分析

涂帅, 郑梦珂, 张蓉竹*

四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064

摘要 通过激光放大器获得高功率的激光输出时, 增益材料的损伤特性决定了激光器的使用寿命。以激光二极管(LD)端面泵浦的单片钕玻璃激光放大器为例, 对泵浦过程增益材料内部的光场特性和热效应引起的端面应变进行了研究。结合电子增殖理论, 建立了一个激光增益材料场致损伤特性分析模型。研究了增益材料内部的雪崩电离速率和多光子电离速率的变化规律, 并根据临界自由电子数密度确定了材料发生损伤的具体位置。研究表明, 激光增益材料发生损伤的位置受到信号光初始光强值、脉冲宽度和泵浦光功率密度影响。当初始光场能量一定, 脉冲宽度从 10 ns 增加到 13 ns 时, 损伤点向入射端方向移动大约 14 mm。泵浦光功率密度越大, 端面热效应越明显, 材料更容易发生损伤。

关键词 激光光学; 激光放大器; 增益材料; 光场; 损伤特性

中图分类号 TN244; O432 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS221622

1 引言

激光放大器是高功率固体激光系统的重要组成部分, 是实现系统高功率输出的关键环节^[1-2]。在激光放大器的研究中有两个主要问题需要重点关注: 一是根据系统对能量增益的要求, 对增益材料的特性进行优化; 二是分析增益材料的光载荷能力, 并对应进行结构的设计优化。一旦材料内部光场超过其负载能力后, 放大器损伤将导致整个系统无法正常运行, 故放大器的损伤特性一直是激光领域中的一个研究重点。

2000 年, 强希文等^[3]分别采用数值方法与解析方法研究了激光辐照材料时产生的温升和热应力, 讨论了不同激光参数与温度和热应力之间的关系。2002 年, Singh 等^[4]分析了均匀光斑照射时, 脉冲宽度对增益材料损伤阈值的影响。2005 年, 黄祖鑫等^[5]测试出了 N31 钕玻璃在强激光辐照下产生体损伤的激光能量密度。2013 年, 杨济民等^[6]通过有限差分法获得了激光二极管(LD)泵浦激光器增益介质内的温度场分布、端面形变分布, 以及不同泵浦功率下端面的温度分布和形变量。2014 年, 周信达等^[7]通过实验测试得到了钕玻璃损伤阈值与激光脉冲宽度的对应关系。现有文献报道的工作主要对增益介质在不同工作条件下的最终损伤阈值进行了分析, 而没有对增益材料中光放大过程引起材料内部的损伤演变情况展开详细讨论。

在现有材料损伤理论的基础上, 提出了一种综合考虑泵浦光吸收和内部光场放大过程的研究思路。以

钕玻璃为具体的研究对象, 建立了一种分析增益介质内部损伤过程演变的计算模型, 结合光场强度的变化和材料的损伤阈值, 可判断钕玻璃的具体损伤位置。

2 增益介质损伤特性的计算模型

在激光的单程放大过程中, 要精确计算材料的内部光场分布, 通过有限元分析方法建立了分析模型, 如图 1 所示。首先, 将激光晶体沿光传播方向细分为 N 个厚度为 Δz 的薄片。然后, 将薄片对激光振幅和相位的影响等效为图 1 中每个薄片中心的平面 A, 光通过该平面时激光的相位和振幅将被改变, 而其他区域为折射率为 n_b 、长度为 $\Delta z/2$ 的均匀介质。最后, 重复以上步骤对 N 个薄片进行迭代计算, 直至覆盖整个增益材料。

激光晶体第 m ($m = 1, 2, 3, \dots, N$) 个薄片入射

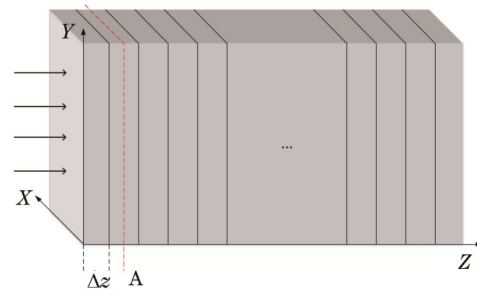


图 1 有限元分析模型

Fig. 1 Model for finite element analysis

收稿日期: 2022-08-18; 修回日期: 2022-10-03; 录用日期: 2022-10-31; 网络首发日期: 2022-11-04

基金项目: 四川省重大科技专项(2019ZDZX0038)

通信作者: *zhang_rz@scu.edu.cn

端光场 $E_{1m1}(x, y)$ 、中间部分的光场 $E_{1m2}(x, y)$ 和出射端光场 $E_{1m3}(x, y)$ 的表达式为

$$E_{1m1}(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} [E_{1(m-1)3}(x, y)] \exp \left(i \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta z / 2) \sqrt{1 - \lambda^2 f_x^2 - \lambda^2 f_y^2} \right) \right\}, \quad (1)$$

$$E_{1m2}(x, y) = E_{1m1}(x, y) \exp [t(x, y)], \quad (2)$$

$$E_{1m3}(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} [E_{1m2}(x, y)] \exp \left(i \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta z / 2) \sqrt{1 - \lambda^2 f_x^2 - \lambda^2 f_y^2} \right) \right\}, \quad (3)$$

式中: $\mathcal{F}(\cdot)$ 和 $\mathcal{F}^{-1}(\cdot)$ 为傅里叶变换函数和傅里叶逆变换函数; f_x 和 f_y 分别为 X 方向和 Y 方向的空间频率值; λ 为激光波长。当 $m = 1$ 时, 定义式 (1) 中 $E_{103} = E_0$ 为初始光强值。 $t(x, y)$ 展示了每一模块中非均匀增益分布和折射率起伏对介质内光场的作用^[8], 相应的表达式为

$$t(x, y) = \exp \left\{ \Delta z \left[\frac{G(x, y)}{2} - ik\Delta n(x \cdot y) \right] \right\}, \quad (4)$$

式中: Δn 为材料内部热致折射率分布, 本文暂不考虑折射率变化的影响, 故可以忽略; G 为增益介质的增益系数, 直接决定了材料内部光场强度的变化规律; $k = 2\pi/\lambda$ 为波数。增益系数的大小取决于泵浦光的强度, 增益介质中小信号增益与泵浦光功率密度的关系^[9]为

$$G = \exp \left(\frac{KP_{\text{pump}}}{SI_s} \right), \quad (5)$$

式中: K 为放大器的效率参数, 由泵浦结构、增益介质吸收特性和泵浦光与激光波长比等参量决定; S 为增益介质横截面积; P_{pump} 为激光二极管的泵浦功率; I_s 为增益介质饱和光强。

材料内部光场发生连续变化会导致材料内部发生光子电离, 从而产生自由电子。增益材料内自由电子数密度随时间变化的方程^[10]为

$$\frac{dN(t)}{dt} = R_{\text{ai}} \cdot N(t) + \omega_{\text{pi}} - g \cdot N(t) - \eta \cdot N^2(t), \quad (6)$$

式中: $N(t)$ 为增益材料导带中的自由电子数密度; g 和 η 为自由电子的扩散速率和复合速率; R_{ai} 和 ω_{pi} 为增益材料的雪崩电离速率和多光子电离速率, 从参考文献 [11] 给出的具体表达式可知, 这两个参数与光场的大小直接相关。

由此, 建立了增益介质材料光诱导场损伤特性分析的数学模型, 根据材料增益特性可计算出不同条件下材料内部的光场分布。然后, 利用自由电子增值方程可得到不同位置处光诱导产生的自由电子密度。最后, 分析模型中具体位置处的自由电子密度是否达到临界值 $n_c = 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ^[12], 从而判断材料是否出现损伤, 并确定具体的损伤位置。

3 理想状态下钕玻璃的损伤特性分析

以 LD 泵浦的钕玻璃激光放大器为例, 利用式 (1)~(5) 计算了增益材料内部的光场分布。计算参数为: 钕玻璃口径为 $400 \text{ mm} \times 400 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$, 受激发射截面大小为 $3.8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, 上能级粒子数寿命为 0.32 ms , 材料折射率 n 为 1.504 , 激光脉冲宽度为 10 ns , 小信号增益为 5 。为简化分析过程, 假设入射光场均匀。在不同初始光场值条件下, 计算得到沿光轴方向的材料内部的光场变化情况, 如图 2(a) 所示, 其中 L 为沿光轴方向材料的内部长度。

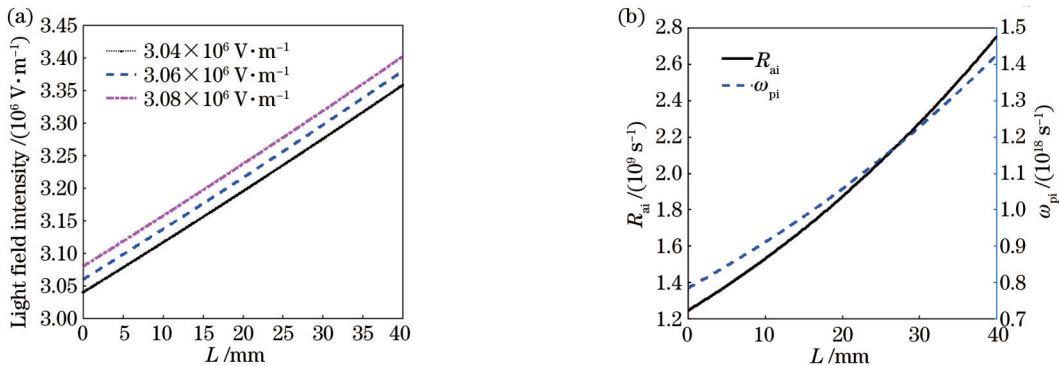


图 2 钕玻璃内部的变化情况。(a) 光场强度; (b) 电离速率
Fig. 2 Changes in neodymium glass. (a) Light field intensity; (b) ionization rate

由计算结果可知, 由于钕玻璃的小信号增益值是确定的, 故激光在传输过程中沿材料厚度方向的场强

呈直线增加的趋势, 材料厚度越大, 利用其增益特性获得的光场就越强。在得到增益材料内部任意位置处的

光场分布后,代入到参考文献[11]中的计算公式中,可得到材料内部对应位置的雪崩电离和多光子电离速率,如图2(b)所示。实线表示雪崩电离速率随厚度的变化曲线,具体数据对应左侧的纵坐标轴。虚线表示多光子电离速率随厚度的变化曲线,具体数值对应右侧的纵坐标轴。将两个电离速率的具体值代入式(6)中,就可以得到激光脉冲在材料内部诱导产生的自由电子数密度,如图3所示。

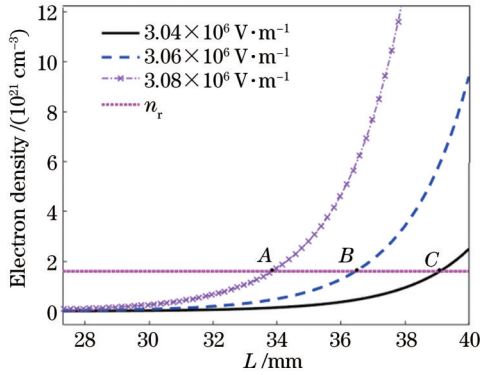


图3 钕玻璃内自由电子密度的变化规律

Fig. 3 Variation of free electron density in neodymium glass

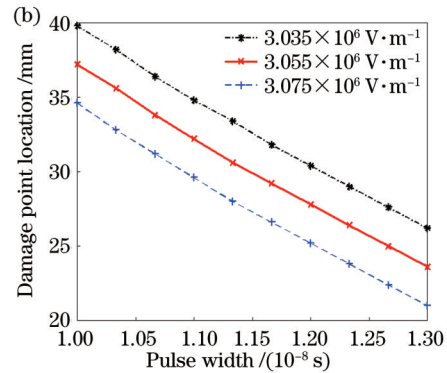
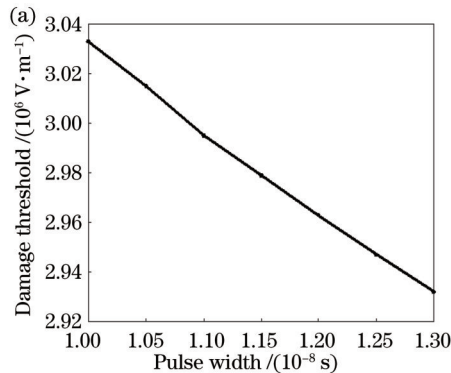


图4 脉冲宽度对材料损伤特性的影响。(a)损伤阈值;(b)损伤点位置

Fig. 4 Influence of pulse width on damage properties of material. (a) Damage threshold; (b) damage point location

由图4(a)可以看出,当材料的厚度确定时,若要达到充分利用增益介质放大性能的状态,则要对入射激光的能量和脉冲宽度进行合理优化。图4(b)展示了不同初始光场强度下,钕玻璃内发生损伤的位置随着激光脉冲宽度的变化。可以看出,随着激光脉冲的增大,发生损伤的位置在向入射端移动。当脉冲宽度从10 ns增加到13 ns时,损伤点大约移动14 mm。当光场强度在 4×10^4 V/m的变化范围内,损伤点移动范围为材料厚度的14%。当脉冲宽度在3 ns的变化范围内,损伤点的移动范围达到材料厚度的35%。因此,在对信号光进行放大时,若钕玻璃厚度为40 mm,则应让激光脉冲宽度小于10 ns且使初始光场强度值低于 3.035×10^6 V/m,此时可以避免钕玻璃内部发生损伤。

上述计算过程中钕玻璃的小信号增益为5,但在

图3中点A、B、C标出了初始光场分别为 3.08×10^6 、 3.06×10^6 、 3.04×10^6 V/m,泵浦光功率密度为 3×10^3 W/cm²时,材料内部自由电子密度达到临界值的具体位置,也就是材料内部发生损伤的具体位置,分别为33.8、36.3、39.0 mm。由计算结果可知,随着初始光场的增加,材料的损伤位置不断前移。在具体应用中,一方面要充分利用材料的厚度实现光场的放大,另一方面也需要确保材料不发生损伤,故应该结合入射光场强度,对增益材料的厚度进行合理优化。

当材料厚度已经确定时,出射面处产生损伤时对应于增益材料应用的极限状态,此时的初始入射光场强度就是材料的阈值。若不考虑自由电子的扩散速率和复合速率,式(6)可以写为

$$N(t) = \left(N_0 + \frac{\omega_{pi}}{R_{ai}} \right) \exp(R_{ai}t) - \frac{\omega_{pi}}{R_{ai}}, \quad (7)$$

式中: N_0 为初始自由电子密度; t 为脉冲时间。利用式(7)可以计算得到达到临界电子数密度时初始入射光的功率,从而判定材料的损伤。设入射光峰值功率不变,脉冲宽度范围为10~13 ns,经过计算得到阈值的变化曲线如图4(a)所示。

实际应用中,泵浦光功率密度会对增益介质的系数产生直接影响,进而影响到光场在材料内部的放大情况。因此,在分析激光放大器的损伤演变过程中,还要考虑到不同泵浦光功率密度时材料的损伤特性。

若初始光场强度为 3.06×10^6 V/m,利用式(5)可以计算得到小信号增益随泵浦光功率密度的变化规律。

由图5(a)可知,当泵浦光功率密度范围为 $1.0 \times 10^3 \sim 3.5 \times 10^3$ W/cm²时,材料的增益系数随着泵浦光功率密度的增大而增大。若继续增大泵浦光功率密度,LD自身积温会升高,发射频谱中心会红移,从而会偏离钕玻璃材料的吸收峰值,导致吸收效率降低,此时泵浦储能效率下降,最终使得增益偏离指数增长规律。为了简化计算,当泵浦光功率密度超过 3.0×10^3 W/cm²时,取此时的小信号增益值为材料的最大

增益。图 5(b)为不同泵浦光功率密度下的损伤结果。可以发现,当泵浦光功率密度为 $1.0 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ 和 $2.7 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ 时,由于增益小,故材料此时没有发

生损伤,但当泵浦光功率密度为 $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ 时,达到了材料的最大增益,材料发生损伤的位置在 36.0 mm 处,与图 3 所示结果相同。

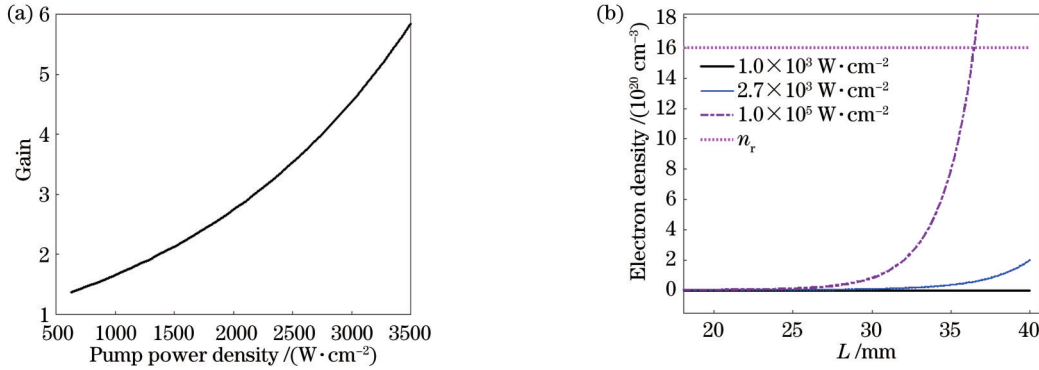


图 5 不同泵浦光功率密度对钕玻璃的影响。(a)小信号增益;(b)自由电子密度

Fig. 5 Influence of different pump power density on neodymium glass. (a) Small signal gain; (b) free electron density

4 材料热形变对损伤特性的影响

在实际激光放大过程中,增益材料吸收泵浦光的能量有一部分转化成材料的热能使材料表面升温。为了避免钕玻璃因温度过高发生损伤破裂,通常在外缘加上一个 Cr, Yb: YAG 陶瓷材料包边^[13]。在这样的复合结构下,吸收泵浦光能量会引起材料中出现热应力,从而导致材料变形,变形量可由应力位移关系^[14]表述为

$$\begin{cases} \sigma_x = \mu e + 2K \frac{\partial u_x}{\partial x} - \beta \Delta t \\ \sigma_y = \mu e + 2K \frac{\partial u_y}{\partial y} - \beta \Delta t, \\ \sigma_z = \mu e + 2K \frac{\partial u_z}{\partial z} - \beta \Delta t \end{cases} \quad (8)$$

式中:体应变为 $e = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$; Lamé 系数为 $\mu = Mp / [(1 + \rho)(1 - 2\rho)]$, 其中 ρ 为泊松比; 剪切弹性模量为 $K = M / [2(1 + \rho)]$, 其中 M 为弹性模量; 热应力系数为 $\beta = \alpha(3\mu + 2K)$, 其中 α 为热膨胀系数; u_x, u_y, u_z 和 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ 分别为 x, y, z 方向的位移分量和应力; Δt 为温度差值。当泵浦光功率密度为 $1 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ 时, 计算得到的钕玻璃表面的应力分布如图 6 所示。

在增益介质产生变形后, 表面不再是理想平面, 此时将对入射的光场产生相位调制。入射光波前将随增益材料表面的起伏而带有附加的 $\Delta\varphi(x, y)$ 的相位分布^[15], 其表达式为

$$\Delta\varphi(x, y) = 2\pi(n - 1) \frac{l(x, y)}{\lambda}, \quad (9)$$

式中: $l(x, y) = u_z(x, y)$ 是材料沿 z 方向的位移量。光

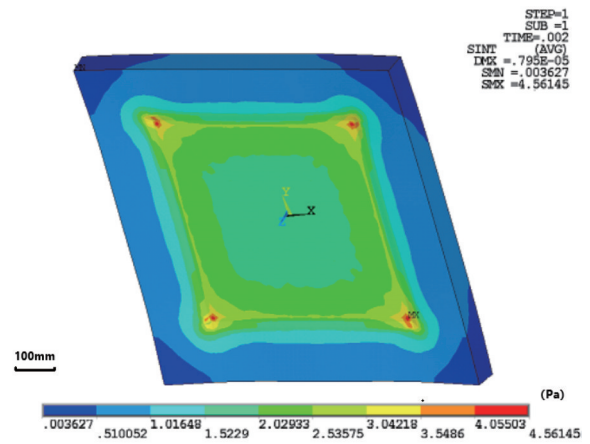


图 6 钕玻璃表面应力分布

Fig. 6 Surface stress distribution of neodymium glass

场在进入增益材料后将受到调制, 其光场复振幅可写为

$$E = E_0 \exp[i\Delta\varphi(x, y)] = E_0 \exp\left[2\pi i(n - 1) \frac{l(x, y)}{\lambda}\right], \quad (10)$$

式中: E_0 为初始复振幅。

当泵浦光功率密度为 $1 \times 10^3, 1 \times 10^4, 1 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ 时, 钕玻璃端面变形导致的光场分布情况和对应的最大光强如图 7 所示。

由图 7(a) 可以看出, 畸变后的光场出现了局部增强, 而场强最大值则直接影响了材料的损伤特性。图 7(b) 表明随着泵浦光功率密度的增大, 热效应导致的光场畸变会越来越明显, 此时局部的光场增强峰值也会越来越大。当泵浦光功率密度分别为 $1 \times 10^3, 1 \times 10^4, 1 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ 时, 材料发生损伤的情况如图 8 所示。

当泵浦光功率密度为 $1 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ 时, 虽然存

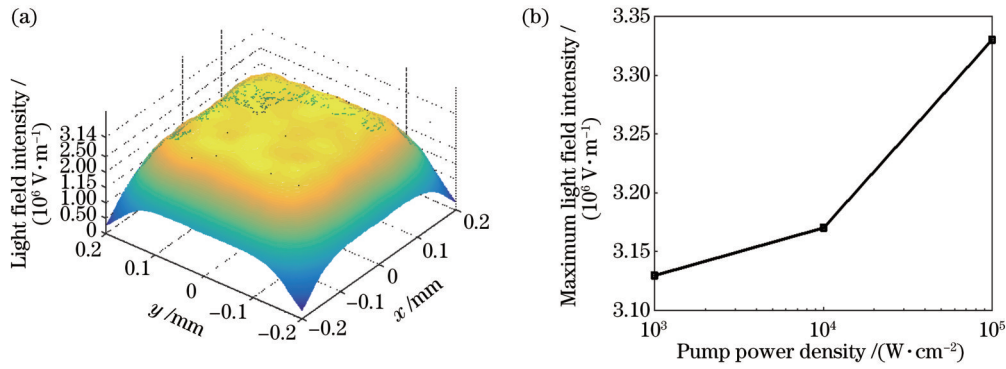


图 7 应变对钕玻璃端面的影响。(a)光场分布畸变(泵浦光功率密度为 $1 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$);(b)不同泵浦光功率密度调制下的最大光场强度

Fig. 7 Effect of strain on end-face of neodymium glass. (a) Distortion of light field distribution (pump power density is $1 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$); (b) maximum light field intensity under different pump power density modulation

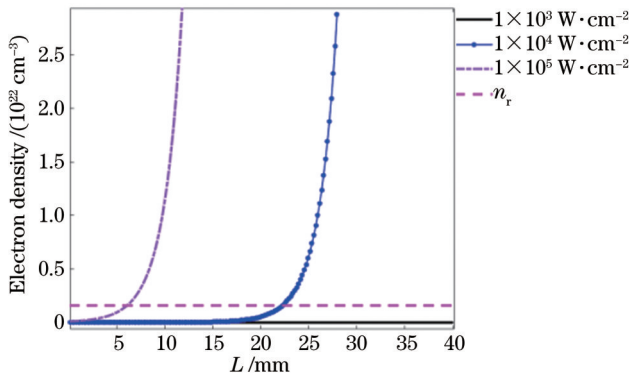


图 8 调制后最大光场值入射时钕玻璃内部的损伤结果

Fig. 8 Damage result inside neodymium glass at maximum light field value incidence after modulation

在热效应引起的畸变,但是因钕玻璃的增益小,故此时内部光场强度远远达不到其损伤阈值。当泵浦光功率密度分别为 $1 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$ 和 $1 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ 时,材料受到增益与热效应的共同影响,内部损伤位置分别为 22.51 mm 和 6.43 mm。

本文分析的是单程放大的情况,但从分析模型上来看,多程放大与单程放大过程是一样的,故可以通过迭代的计算方法将多程放大过程展开成多次单程放大。在具体计算过程中,将增益介质内部的光场每一次通过放大器的过程看成单程放大,多程放大的次数即为计算迭代次数。在单程放大的计算过程中,为了充分使用到材料的增益,给出了较高的泵浦光功率密度。在多程放大的过程中,泵浦光功率密度会降低。另外,多程放大时材料的热效应存在累积过程,此时需要考虑热效应随时间的变化情况,从而需要适时调整材料的热变形参数。分析结果除了可以确定材料发生损伤的具体位置外,还能对发生损伤的时间进行估计,从而可针对多程放大过程中使用的增益材料的损伤特性进行分析。

5 结 论

以 LD 端面泵浦的单片钕玻璃激光放大器为例,建立了增益材料损伤特性分析模型。研究了增益材料内部的雪崩电离速率和多光子电离速率的变化规律,并根据临界自由电子数密度确定了材料在两种情况下发生损伤的具体位置,结合实际情况对计算模型进行了进一步扩展。为防止增益材料发生损伤和延长其使用寿命,提出了有效措施。在考虑泵浦过程热效应和泵浦光功率密度对材料增益的影响下:当泵浦光功率密度为 $1 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ 时,由于材料的增益小,故实际上材料内部不会发生损伤;当泵浦光功率密度为 $1 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$ 和 $1 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ 时,由于对增益材料的热效应影响和端面变形程度不同,故对入射信号光场调制不同,材料发生场损伤的位置分别为 22.51 mm 和 6.43 mm。当入射激光的脉冲宽度越大时,材料的损伤阈值越小,发生损伤的位置越靠近入射端。当初始光强值一定时,脉冲宽度从 10 ns 增加到 13 ns,损伤点前移大约 14 mm。若钕玻璃的厚度为 40 mm,在实际使用中应适时降低泵浦光的峰值功率以减小端面热效应对初始信号光的影响,同时应保证激光脉冲宽度小于 10 ns 并使初始光强值低于 $3.35 \times 10^6 \text{ V/m}$,此时可避免钕玻璃内部发生损伤。因此,在确定了钕玻璃的厚度之后,可通过改变入射激光的初始光强值、脉冲宽度和泵浦光功率密度来避免因端面变形对光场的调制太大或激光能量在材料内放大过高所造成的材料损伤,从而提高增益材料的使用寿命。

参 考 文 献

- [1] 甘敬俊, 姜本学, 张攀德, 等. 高平均功率固体激光器研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(1): 010003.
Gan Q J, Jiang B X, Zhang P D, et al. Research progress of high average power solid-state lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(1): 010003.

- [2] 朱健强. 中国的神光: 神光 II 高功率激光实验装置[J]. 自然杂志, 2006, 28(5): 271-273.
Zhu J Q. Shenguang-II: high power laser facility[J]. Chinese Journal of Nature, 2006, 28(5): 271-273.
- [3] 强希文, 张建泉, 刘峰, 等. 强激光辐照半导体材料的温升及热应力损伤的理论研究[J]. 中国激光, 2000, 27(8): 709-713.
Qiang X W, Zhang J Q, Liu F, et al. Thermal stress damage of semiconductors induced by laser beam[J]. Chinese Journal of Lasers, 2000, 27(8): 709-713.
- [4] Singh A P, Kapoor A, Tripathi K N, et al. Laser damage studies of silicon surfaces using ultra-short laser pulses[J]. Optics & Laser Technology, 2002, 34(1): 37-43.
- [5] 黄祖鑫, 蒋晓东, 任寰, 等. 用光腔衰荡光谱法判断钕玻璃体损伤的产生[J]. 光学与光电技术, 2005, 3(6): 54-56, 60.
Huang Z X, Jiang X D, Ren H, et al. Determining damage inside Nd-glass with cavity ring-down spectroscopy method[J]. Optics & Optoelectronic Technology, 2005, 3(6): 54-56, 60.
- [6] 杨济民, 刘丹华, 刘杰. 掺镱硅酸钪晶体的激光热效应研究[J]. 量子电子学报, 2013, 30(3): 293-297.
Yang J M, Liu D H, Liu J. Thermal effects of $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ lasers[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2013, 30(3): 293-297.
- [7] 周信达, 巴荣生, 郑垠波, 等. 不同脉宽下钕玻璃表面激光损伤特性研究[C]//第十五届全国光学测试学术交流会论文摘要集. 北京: 中国光学学会, 2014: 101.
Zhou X D, Ba R S, Zhen Y B, et al. Laser damage characteristics of Neodymium glass surface under different pulse width[C]//Abstract Collection of the 15th National Optical Measurement Academic Exchange. Beijing: Chinese Optical Society, 2014: 101.
- [8] Siegman A E, Sziklas E A. Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain 1: Hermite-Gaussian expansion[J]. Applied Optics, 1974, 13(12): 2775-2794.
- [9] 邓青华, 彭翰生, 高松信, 等. 激光二极管阵列抽运高增益钕玻璃棒状放大器[J]. 中国激光, 2009, 36(1): 70-76.
Deng Q H, Peng H S, Gao S X, et al. Laser diode array pumped high-gain Nd glass rod amplifier[J]. Chinese Journal of Lasers, 2009, 36(1): 70-76.
- [10] Niemi M H. Threshold dependence of laser-induced optical breakdown on pulse duration[J]. Applied Physics Letters, 1995, 66(10): 1181-1183.
- [11] 刘娅丽, 张蓉竹, 戚磊, 等. 表面划痕对熔融石英材料损伤特性的影响[J]. 激光杂志, 2021, 42(1): 40-44.
Liu Y L, Zhang R Z, Qi L, et al. Effect of surface scratch on material damage characteristics[J]. Laser Journal, 2021, 42(1): 40-44.
- [12] Du D, Liu X, Korn G, et al. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO_2 with pulse widths from 7 ns to 150 fs [J]. Applied Physics Letters, 1994, 64(23): 3071-3073.
- [13] 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.
Zhang D P, Wu C, Zhang R Z, et al. Study on thermal effect of LD end-pumped separated amplifier structure[J]. Infrared and Laser Engineering, 2015, 44(8): 2250-2255.
- [14] (日)竹内洋一郎. 热应力[M]. 郭廷玮, 李安定, 译. 北京: 科学出版社, 1977.
Ichiro T. Thermal stress[M]. Guo T W, Li A D, Transl. Beijing: Science Press, 1977.
- [15] 张龙霞, 朱晓冰, 李风雨, 等. 材料表面缺陷对激光热损伤的影响[J]. 光学学报, 2016, 36(9): 0914001.
Zhang L X, Zhu X B, Li F Y, et al. Laser-induced thermal damage influenced by surface defects of materials[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(9): 0914001.

Photoinduced Damage Characteristics of Laser Gain Materials

Tu Shuai, Zheng Mengke, Zhang Rongzhu*

College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, Sichuan, China

Abstract

Objective The laser amplifier is an important part of a high-power solid laser system and a key link for the system to achieve high-power output. Two main problems deserve special attention in the research of laser amplifiers. One is to optimize the characteristics of the gain material according to the requirements of the system on energy gain. The other is to analyze the optical load capacity of the gain material and optimize the structure design accordingly. Once the optical field inside the material exceeds its load capacity, amplifier damage leaves the whole system unable to operate normally, which necessitates the study of the damage characteristics of the amplifier.

Methods Taking the laser diode (LD) end-pumped monolithic neodymium glass laser amplifier as an example, this paper investigates the characteristics of the optical field inside the gain material in the pumping process and the end-face strain caused by the thermal effect. Drawing on the theory of electron proliferation, the paper constructs a model for analyzing the field-induced damage characteristics of a laser gain material under ideal and thermal conditions. It further explores the rates of avalanche ionization and multi-photon ionization in the gain material and determines the specific location of damage according to the critical free electron number density.

Results and Discussions The energy and pulse width of the incident laser can be reasonably optimized to fully exploit the amplification performance of the gain medium. As the incident laser energy and laser pulse width increase, the location of damage moves toward the incident end [Fig. 4 (b)]. When the pulse width is increased from 10 ns to 13 ns, the damage point moves by approximately 14 mm. Within the range with an optical field value of 4×10^4 V/m, the movement range of

the damage point is 14% of the material thickness. Within the range with a pulse width of 3 ns, the movement range of the damage point reaches 35% of the material thickness. Therefore, when the signal light is amplified, the laser pulse width should be smaller than 10 ns, and the initial optical field value should be lower than 3.3035×10^6 V/m if the thickness of the neodymium glass is 40 mm. In this case, the damage inside the neodymium glass can be avoided. Moreover, due to the influence of the thermal deformation of the material on its damage characteristics, the material is affected by both gain and the thermal effect under different pump power densities, and the damage location is closer to the incident end than that in the ideal case (Fig. 8). Specifically, when the pump power density is 1×10^4 W/cm² and 1×10^5 W/cm², the internal damage positions is at 22.51 mm and 6.43 mm, respectively.

Conclusions This paper builds an analysis model for gain material damage by taking the LD end-pumped monolithic neodymium glass laser amplifier as an example. Then, it studies the rates of avalanche ionization and multi-photon ionization in the gain material and determines the specific damage location in the material under the two conditions according to the critical free electron number density. The calculation model is further extended according to the actual situation. Effective measures are put forward to prevent the gain material from damage and prolong its service life. The results show that under the influences of the thermal effect and pump power density on the material gain, no damage actually occurs in the material when the pump power density is 1×10^3 W/cm² because the material gain is small. In contrast, when the pump power density is 1×10^4 W/cm² and 1×10^5 W/cm², the field-induced damage in the material occurs at the positions of 22.51 mm and 6.43 mm, respectively. This can be attributed to different modulation of the optical field of the incident signal light caused by the different influences of the thermal effect on the gain material and the different degrees of end-face deformation. A larger pulse width of the incident laser corresponds to a smaller damage threshold of the material and damage closer to the incident end. When the initial optical field value is constant and the pulse width increases from 10 ns to 13 ns, the damage point moves forward by about 14 mm. If the thickness of the neodymium glass is 40 mm, the peak power of the pump light should be lowered to reduce the impact of the thermal effect on the end face on the initial signal light. In addition, the laser pulse width should be smaller than 10 ns, and the initial optical field value should be lower than 3.35×10^6 V/m. In this way, the damage inside the glass can be avoided. Therefore, after the thickness of the neodymium glass is determined, the initial optical field value and the pulse width of the incident laser and the pump power density can be adjusted to avoid the material damage as a result of excessive modulation of the optical field caused by end-face deformation or excessive amplification of laser energy in the material and ultimately improve the service life of the gain material.

Key words laser optics; laser amplifier; gain material; optical field; damage characteristic