

文章编号 : 0253-2239(2002)09-1059-04

高功率钛宝石激光放大器理论研究*

卢兴强 范滇元 钱列加

(高功率激光物理国家实验室,中国科学院上海光学精密机械研究所,上海 201800)

摘要: 从麦克斯韦方程出发,建立了宽带高功率激光放大系统的理论模型,同时用数值方法对宽带和窄带高功率激光放大器进行了计算,讨论了增益变窄效应在放大系统中对放大脉冲的影响,从理论上提出并验证了消除由放大介质发射截面不对称对脉冲造成的畸变的方法。论文对正确设计高功率激光驱动器也具有一定指导价值。

关键词: 宽带高功率激光放大器;麦克斯韦方程;啁啾脉冲传输;增益变窄效应

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

1 引 言

钛宝石晶体以其宽而高的受激发射截面、低的抽运阈值和高的转换效率等优点,已被认为是一种产生超短脉冲的优质晶体之一,它作为一种激光放大器的增益介质与钕玻璃相比,更能产生脉冲宽度窄、重复频率和总体效率高的脉冲输出,因此近年来受到人们的重视,得到了较快的发展。目前,重复频率达 10 Hz、峰值功率为 100 TW、脉冲宽度小于 20 fs 的全钛宝石高功率激光放大系统已有报道^[1],并且输出指标更高的钛宝石激光放大系统也正在研究过程中。研制高功率激光放大系统是一种技术含量高、难度大和造价昂贵且具有一定风险的任务,因此在实施前应建立一套准确的理论模型对系统进行模拟计算,以达到优化设计、平衡难度和降低费用等目的。

描述啁啾脉冲传输放大的理论主要有两种:一种以速率方程和光子输运方程为基础^[2~4],把受激发射截面表示成频率的函数以达到计算啁啾脉冲的目的,该模型能对增益变窄和增益饱和进行研究,但很难准确考虑自相位调制和色散等因素;另一种模型以麦克斯韦方程为基础,该模型在文献[5]中的报道最具代表性,它给出了该理论的基本方程并推导了一种模型,但由于文献[5]中的研究对象是钕玻璃,钕玻璃的频谱宽度较窄,故作者使用窄带近似来简化理论模型,从而使得到的理论不能准确描述宽带激光增益介质的放大特性。

本文研究钛宝石的放大特性,它的荧光发射谱覆盖的波长范围从 660 nm 到 1200 nm^[6],是典型的宽带固体激光增益介质,因此利用文献[5]中的结果已不能满足要求。为了很好地描述宽带激光增益介质的放大特性,本文从麦克斯韦方程出发,在近似较少的情况下,给出了一种能描述宽带放大介质的放大特性的理论模型,同时又利用该模型对增益变窄效应进行了计算,并提出一种消除增益不对称对脉冲产生波形畸变的方法。

2 理论模型

钛宝石的发射谱很宽,它的理论模型也具有较复杂的形式。在具体推导时可假设放大介质放在光束瑞利长度之内,并且脉冲光在传输时保持基模形式,则放大脉冲在传输时的演化特征可由麦克斯韦方程描述为^[5,7]:

$$\frac{\partial^2 E(z, t')}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E(z, t')}{\partial t'^2} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t'^2} [P_L(z, t') + P_{NL}(z, t') + P(z, t')] \quad (1)$$

式中 E 为电场, z 为传输距离, t' 代表实际传输时间, c_0 为真空中的光速, P 是增益介质原子的共振极化矢量, P_L 和 P_{NL} 分别为增益介质的线性和非线性极化矢量,它们满足^[5]:

$$\left. \begin{aligned} P_L(z, \omega) + \epsilon_0 E(z, \omega) &= n_1^2(\omega) \epsilon_0 E(z, \omega), \\ P_{NL}(z, t') &= 2n_0 n_{2E} E^2(z, t') \epsilon_0 E(z, t'), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中, $n_1(\omega)$ 为线性折射率, $n_0 = n_1(\omega_0)$ 为种子源中心载频 ω_0 处的折射率, n_{2E} 为介质的非线性折射

* 863 计划 804 主题资助课题。

E-mail: xingqianglu@sohu.com

收稿日期: 2001-08-06; 收到修改稿日期: 2001-11-06

率系数。

在均匀加宽增益介质中,介质原子的共振极化

矢量 P 可由共振极化方程和两能级之间的反转粒子数方程描述为^[7]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{P}(z, t')}{\partial t'^2} + \Delta\omega_a \frac{\partial \mathbf{P}(z, t')}{\partial t'} + \omega_a \mathbf{P}(z, t') &= -kN(z, t')\mathbf{E}(z, t'), \\ \frac{\partial N(z, t')}{\partial t'} + \frac{N(z, t') - N_0(z, t')}{T_1} &= \left(\frac{2^*}{\hbar\omega_a}\right) \mathbf{E}(z, t') \cdot \frac{\partial \mathbf{P}(z, t')}{\partial t'}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 $\Delta\omega_a$ 为增益介质的发射谱宽, ω_a 为原子发射谱的中心频率, N 为反转粒子数差, N_0 为初始反转粒子数差, T_1 为上能级寿命, 2^* 为取值在 1 ~ 2 之间的饱和因子, 常数 $k = \varepsilon\sigma_0\Delta\omega_a/c$, ε 和 σ_0 分别为介质中心发射频率处的光速、介电常数和受激发射截面。

上面三个方程就是描述脉冲放大过程的基本方程, 在求解之前要对它们进行化简。由于矢量 E 、 P 、 P_L 和 P_{NL} 的方向相同, 因此可忽略矢量符号, 从而把上面的方程转化成标量形式。首先对(1)式化简,

在满足慢变振幅近似的条件下, 脉冲电场和极化矢量可表示为:

$$\left. \begin{aligned} E(z, t') &= \\ \operatorname{Re}\{E_0(z, t') \exp[i(\omega_0 t' - \beta_0 z)]\} & \\ P(z, t') &= \\ \operatorname{Re}\{P_0(z, t') \exp[i(\omega_0 t' - \beta_0 z)]\} & \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$\beta_0 = n_0\omega_0/c$ 为载频中心频率 ω_0 处的传输常数。

然后参照文献[8]的推导步骤, 利用(2)式、(4)式和传输常数的展开表达式

$$\beta(\omega) = \frac{\omega n_1(\omega)}{c} \approx \beta_0 + \beta'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta''(\omega - \omega_0)^2, \quad (5)$$

式中 β' 和 β'' 分别为 $\beta(\omega)$ 在 ω_0 处的一阶和二阶导数。利用慢变振幅近似, 可得到:

$$\frac{\partial E_0(z, t')}{\partial z} + \beta' \frac{\partial E_0(z, t')}{\partial t'} = -i \frac{\omega_0}{2\varepsilon c} P_0(z, t') + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 E_0(z, t')}{\partial t'^2} - i \frac{\beta_2}{2} |E_0(z, t')|^2 E_0(z, t'), \quad (6)$$

式中 $\beta' = 1/c$, $\beta_2 = 2\pi n_{2E}/\lambda_0$, λ_0 为真空中的激光波长。

接下来在慢变振幅近似的条件下对(3)式化简, 把(4)式代入后近似忽略掉二阶求导项, 在不考虑自发辐射和由极化产生的和频项时, 可得到下面化简结果:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P_0(z, t')}{\partial t'} &= -\frac{1}{\Delta\omega_a + i2\omega_0} [(i\omega_0\Delta\omega_a - \omega_0^2 + \omega_a^2)P_0(z, t') + kN(z, t')E(z, t')], \\ \frac{\partial N(z, t')}{\partial t'} &= i\left(\frac{2^*\omega_0}{4\hbar\omega_a}\right) [E_0^*(z, t')P_0(z, t') - E_0(z, t')P_0^*(z, t')], \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

(6)式和(7)式就是描述宽带高功率激光放大系统中, 脉冲光传输特性的方程。在具体求解时为简化计算, 可引入运动时间坐标 $t = t' - \beta'z$, 把它化成更简单的形式:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial z} &= -i \frac{\omega_0}{2\varepsilon c} P_0(z, t) + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 E_0(z, t)}{\partial t^2} - i \frac{\beta_2}{2} |E_0(z, t)|^2 E_0(z, t), \\ \frac{\partial P_0(z, t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\Delta\omega_a + i2\omega_0} [(i\omega_0\Delta\omega_a - \omega_0^2 + \omega_a^2)P_0(z, t) + kN(z, t)E(z, t)], \\ \frac{\partial N(z, t)}{\partial t} &= i\left(\frac{2^*\omega_0}{4\hbar\omega_a}\right) [E_0^*(z, t)P_0(z, t) - E_0(z, t)P_0^*(z, t)]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

(8)式是在计算中使用的理论模型, 它在输入脉冲满足慢变振幅近似的条件下是成立的, 本文后面的计算中考虑了这个条件, 输入脉冲的宽度取在纳秒或亚纳秒量级。该方程在 $\Delta\omega_a \ll \omega_0$ 的情况下进一步化简, 就可得到文献[5]中的结果, 因此也能利

用该方程对窄带增益介质的放大特性进行研究。

为了适应不同的计算要求, 利用关系^[7]

$P_0(z, t) \approx \chi \varepsilon E_0(z, t) = (\chi' + i\chi'') \varepsilon E_0(z, t)$, 可对(8)式中的速率方程进一步化简, 得到:

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} \approx -\frac{2^*}{\hbar\omega_a} \frac{\omega_0}{c} \chi''(\omega) I(z, t) \approx -\frac{2^*}{\hbar\omega_a} \alpha(\omega) N(z, t) I(z, t). \quad (9)$$

(9)式用于在增益介质的发射截面已通过实验准确测出时,结合具体受激发射截面的实验数据进行计算。

3 计算结果及讨论

在该部分中,对(8)式进行了数值求解,求解时增益介质所用的参数来自文献[5]和[9],为更好地说明问题,利用的输入信号为5阶线性正啁啾超高斯脉冲,其线性啁啾量 b 满足关系 $b = \Delta\omega_L \tau/2$,其中:

$$\Delta\omega_L = 2\pi c \Delta\lambda_L / \lambda_0^2, \quad \tau = 100 \text{ ps}.$$

下面是求解的具体情况。

3.1 宽带激光增益介质中的增益变窄效应

分别利用钛宝石和钕玻璃的激光参数,并保持这两种放大系统的小信号增益都为100,而且输入信号的中心载频和相应放大介质的中心发射频率相同的情况下,仅改变输入信号的谱宽 $\Delta\lambda_L$ 分别为5 nm、15 nm和25 nm的时,对放大器输出脉冲波形计算得到的结果如图1、图2所示。

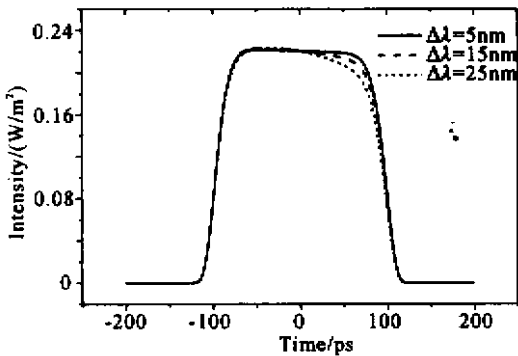


Fig.1 Amplified chirped pulses from Ti:sapphire

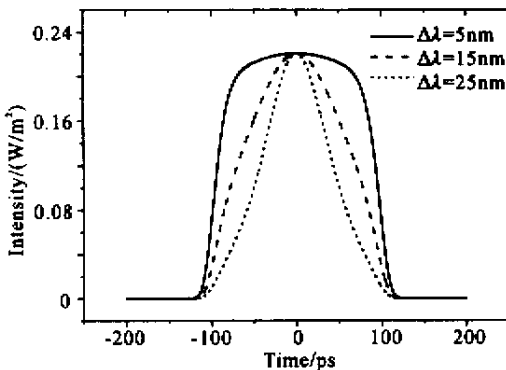


Fig.2 Amplified chirped pulses from Nd:glass
对比图1、图2,在输入信号谱宽较小时,钛宝石

系统产生的放大信号没有表现出明显的增益变窄,而经钕玻璃放大后则有很明显的增益变窄效应。产生明显增益变窄效应的原因是由于放大介质的发射谱宽和放大信号的激光带宽相差不大,造成放大介质对输入脉冲中远离中心发射频率的频谱成分不能象中心频率那样有效放大所致,因此放大介质的谱宽越宽,其在放大中的增益变窄也越不明显。钛宝石由于具有很宽的受激发射截面,故能在一定条件下缓解或避免增益变窄效应对输入脉冲产生的畸变,得到失真较小的放大脉冲输出。这一点是窄带增益介质难以达到的,同时也是宽带激光放大介质的一个很明显的特点。

3.2 增益不对称对脉冲造成的畸变

上面对增益变窄效应的讨论,发现图1中存在的另一个问题是放大后的脉冲波形不对称,这种不对称的产生是由于钛宝石的发射截面不对称^[6],导致它对中心发射频率两侧的对称频谱成分不能同等放大,对一侧的放大比另一侧高所致。这种不对称是放大介质对放大脉冲产生的一种新畸变,不利于提高脉冲质量,因此有必要采取措施来消除它。本文通过数值计算和理论分析,发现可以通过合理改变注入脉冲的中心载频来消除这种波形畸变,达到使输出脉冲波形对称的目的,并且在放大没有进入深度饱和时,可利用下面关系来计算输入脉冲的中心载频:

$$\left. \begin{aligned} \omega_0 &= \frac{1}{2}(\omega_a + \sqrt{\omega_a^2 - \Delta\omega_a^2/2}), \quad \text{或} \\ \frac{1}{\lambda_0} &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\lambda_a} + \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_a}\right)^2 - \frac{(\Delta\lambda_a/\lambda_a^2)^2}{2}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

(10)式在 $\Delta\lambda_a = 220 \text{ nm}$, $\lambda_a = 793.1 \text{ nm}$ 的情况下,可得到 $\lambda_0 = 801 \text{ nm}$ 。本文还是利用上面的输入信号,在改变它的中心波长为801 nm,频谱宽度分别为5 nm、25 nm和50 nm的情况下,经计算得到的放大后的输出脉冲波形如图3所示。

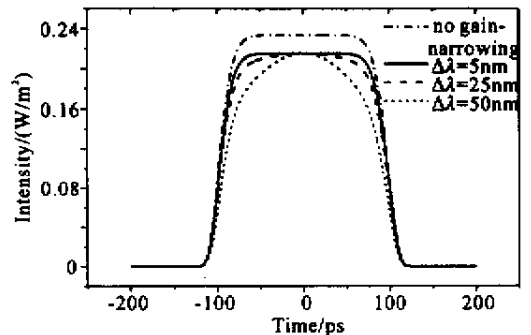


Fig.3 Intensity profiles of amplified chirped pulses with a gain center offset calculated from Eq.(10)

图 3 最上面的曲线是只考虑小信号增益,不考虑增益变窄时得到的对比曲线。从图 3 不难看出:中心载频满足(10)式的脉冲种子源,在放大时的确能有效地克服钛宝石受激发射截面不对称对脉冲波形造成的畸变,得到较高质量的放大脉冲输出。在计算中还发现,通过改变输入信号的中心载频,也可以在一定程度上补偿增益饱和对脉冲波形造成的畸变,最后得到对称性好的放大脉冲输出,这部分内容将另文发表。

总结 本文以钛宝石为例给出了宽带高功率激光放大器的理论模型,通过数值分析,对影响脉冲放大质量的增益变窄效应进行了讨论,发现准单色光放大时,宽带高功率激光放大器不会表现出很明显的增益变窄效应。另外还发现,合理改变注入信号的中心载频,可以消除由于钛宝石受激发射截面不对称对脉冲波形造成的畸变,提出了计算注入脉冲种子源中心载频的方法,并通过数值计算给予了验证。

参 考 文 献

[1] Yamakawa K, Aoyama M, Matsuoka S *et al.*. 100 TW

sub-20-fs Ti:sapphire laser system operating at a 10 Hz repetition rate. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(18):1468 ~ 1470

[2] Zhang Shukui, Wen Guojun, Zhou Pizhang *et al.*. Chirped-pulse regenerative amplification of Ti:sapphire femtosecond laser pulses. *High Power Laser and Particle Beam*(强激光与粒子束), 1996, **8**(4):500 ~ 506(in Chinese)

[3] Zhao Changming, Chen An, Yao Jianquan. Theoretical and experimental investigation of characteristics of pulsed Ti:sapphire laser. *Laser Technology*(激光技术), 1996, **20**(4):222 ~ 229(in Chinese)

[4] Fang Xiangyun, Wang Huiru, Zhou Shouhuan. Time characteristics of pulsed Ti:sapphire laser. *Chinese J. Lasers*(中国激光), 1994, **A21**(11):861 ~ 864(in Chinese)

[5] Chuang Y H, Zheng L, Meyerhofer D D. Propagation of light pulses in a chirped-pulse-amplification laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1993, QE-29(1):270 ~ 280

[6] Moulton P F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(1):125 ~ 132

[7] Siegman A E. *Lasers*. Mill Valley, CA: Univ. Sci., 1986. ch. 2 A 5

[8] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. Boston, MA: Academic, 1989. ch. 2

[9] Nikogosyan D N. *Properties of Optical and Laser-Related Materials*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1997. 1 ~ 13

Theory of High Power Ti:Sapphire Laser Amplifier

Lu Xingqiang Fan Dianyuan Qian Liejia

(National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 6 August 2001; revised 6 November 2001)

Abstract: The theory of broad-bandwidth high power laser system is given upon Maxwell equation. By simulation, the effect of gain-narrowing in broad-bandwidth and narrow-bandwidth high power laser system is demonstrated. In addition, a method to eliminate the distortion of amplified pulse shape, resulted from Ti:Sapphire's asymmetric cross-section of stimulated emission, is proposed and verified by computer simulation.

Key words: broad-bandwidth high power laser amplifier; Maxwell equation; chirped-pulse propagation; gain-narrowing