

文章编号: 1001-3806(2010)06-0770-04

## 啁啾脉冲激光放大的理论与数值模拟分析

蔺玉珂<sup>1</sup>, 李建平<sup>2</sup>

(1. 重庆电子工程职业学院 通信工程系, 重庆 401331; 2. 北京邮电大学 信息光子学与光通信研究院, 北京 100876)

**摘要:** 为了比较啁啾脉冲在均匀加宽与非均匀加宽介质中传输的特性, 采用分步傅里叶方法进行了理论分析和实验验证, 得到了增益窄化、增益饱和、自相位调制效应对脉冲在两种不同介质中频域、时域的演化特征曲线。结果表明, 在非均匀加宽介质中, 增益窄化效应更加明显, 而且增益饱和效应得到了很好抑制, 两种加宽介质中脉冲的频谱都起到了拓宽作用, 非均匀加宽介质中的频谱比较对称, 而均匀加宽介质中的频谱出现了畸变。这一结果对研究啁啾脉冲在综合加宽介质中传输特性是有帮助的。

**关键词:** 非线性光学; 啁啾; 分步傅里叶方法; 均匀加宽; 非均匀加宽

**中图分类号:** O437 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.06.014

## Theory and simulation of chirped pulse amplification

LIN Yu-ke<sup>1</sup>, LI Jian-ping<sup>2</sup>

(1. Department of Communication Engineering, Chongqing College of Electronic Engineering, Chongqing 401331; 2. Institute of Optical Communication and Optoelectronics, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

**Abstract:** In order to compare the propagation characteristics of chirped-pulse propagating in homogeneously and inhomogeneously broadening mediums, they were analyzed and simulated by means of split-step Fourier method. Then they were proved in experiments. The effect of gain narrowing, gain saturation and self phase modulation on temporal shape and power spectra in both mediums were obtained. It is found that the effect of gain narrowing is more obvious and the effect of gain saturation is inhibited well in inhomogeneously broadening medium, and power spectra in both mediums are broadened, which is more symmetry in inhomogeneously broadening medium and distortive in homogeneously broadening medium. These results are useful to study the propagation features of chirped-pulse in comprehensive broadening mediums.

**Key words:** nonlinear optics; chirp; split-step Fourier method; homogeneously broadening; inhomogeneously broadening

### 引言

惯性约束聚变(inertial confinement fusion, ICF)中对激光放大器系统不仅要求具有足够多的驱动能量, 而且要求激光光束具有极高的光束质量, 它不仅对光束的空间特性有很高的要求, 而且对脉冲的时间特性同样具有严格的要求。光束质量也是强激光光束变换的一个重要的研究对象, 这就需要研究激光脉冲在放大介质中的传输与放大情况, 其中介质中非线性效应、增益分布和色散是影响光脉冲传播特性的3个基本因素。在皮秒光脉冲有限传播有限传播距离内, 群速度色散和增益色散的影响可以不考虑<sup>[1]</sup>。因此, 非线性效应、增益分布因素的研究对如何得到高能量高质量的激光脉冲具有重要的意义。

目前, 啁啾脉冲放大技术(chirped pulse amplification, CPA)<sup>[2]</sup>已经成为高功率激光放大器中应用最广泛的技术, 它可以在增益介质中提取足够的能量, 同时尽可能地降低非线性效应对脉冲的影响。啁啾脉冲放大的特点就是在不同的时间点具有不同的瞬时频率, 由于具有不同瞬时频率的脉冲在放大介质中的传输特性不一样, 因此要准确描述脉冲的传输特性。在以前的一些文献之中<sup>[2-10]</sup>, 对脉冲的传输研究主要集中在均匀加宽增益介质。而众多放大器系统采用的是综合加宽型增益介质, 其中均匀加宽介质与非均匀加宽介质各占有不同的比例。为了更好地研究脉冲在综合加宽型增益介质中的传输, 有必要对脉冲在完全非均匀加宽介质的传输特性也做一定研究。作者采用放大介质薄片损耗与脉冲时间上切片模型相结合, 利用分步傅里叶方法对脉冲传输方程进行求解, 对脉冲在完全非均匀加宽增益介质中传输时进行了研究, 并与脉冲在完全均匀加宽介质中传输相比较, 对啁啾脉冲经放大后的波形进行

作者简介: 蔺玉珂(1980-), 男, 讲师, 硕士, 主要从事光纤通信方面研究。

E-mail: yukelin@163.com

收稿日期: 2009-12-09; 收到修改稿日期: 2010-01-08

研究对比,具体讨论了增益窄化、自相位调制、增益饱和和3种非线性效应对脉冲特性的影响。

### 1 理论分析

由 Maxwell 方程出发,激光脉冲在非线性介质中传输的基本方程为:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t'^2} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t'^2} (P_l + P_{nl} + P) \quad (1)$$

式中,  $E$  为光场,  $P_l$  为线性极化强度,  $P_{nl}$  为非线性极化强度,  $P$  为增益介质的感应极化强度,  $z$  为介质中脉冲传输距离,  $t'$  为传输时间坐标,  $c_0$  为真空中的光速,  $\mu_0$  为真空中的磁导率。其中  $P_l$  和  $P_{nl}$  可由下列方程描述:

$$P_l(z, \omega) + \epsilon_0 E(z, \omega) = n_1^2(\omega) \epsilon_0 E(z, \omega) \quad (2)$$

$$P_{nl}(z, t') = 2n_0 n_{nl} \langle E^2(z, t') \rangle \epsilon_0 E(z, t') \quad (3)$$

式中,  $E(z, \omega)$  是  $E(z, t')$  的傅里叶变换,  $P_l(z, \omega)$  是  $P_{nl}(z, t')$  的傅里叶变换,  $n_0$  为真空介质折射率,  $n_1$  是放大介质的线性折射率,  $n_{nl}$  是非线性折射率,  $\epsilon_0$  为真空介质常数,  $\omega$  为脉冲频率参量。对于 2 能级系统,介质的感应极化强度  $P$  和反转粒子数密度  $N$  的关系为:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t'^2} + \Delta\omega_a \frac{\partial P}{\partial t'} + \omega_a^2 P = -KNE \quad (4)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t'} + \frac{N - N_0}{T_1} = \left(\frac{2^*}{\hbar \omega_a}\right) E \frac{\partial P}{\partial t'} \quad (5)$$

式中,  $\Delta\omega_a$  是增益介质原子发射线宽,  $\omega_a$  是介质原子跃迁的中心频率,  $T_1$  是上能级寿命,  $N_0$  为初始反转粒子数密度,  $K$  是与原子跃迁有关的常数,  $\hbar$  是普朗克常量,  $2^*$  表示反转粒子数饱和程度的系数,对于不同的放大介质,介于 1~2 之间取值。

对于色散介质,光脉冲传播常数  $\beta$  可在其中心频率  $\omega_0$  处按泰勒级数展开。假设啁啾脉冲的电场强度和放大介质的感应极化强度为:

$$E(z, t') = \text{Re}E_0(z, t') \exp[i(\omega_0 t' - \beta_0 z)] \quad (6)$$

$$P(z, t') = \text{Re}P_0(z, t') \exp[i(\omega_0 t' - \beta_0 z)] \quad (7)$$

式中,  $E_0$  为初始电场强度,  $P_0$  为初始极化强度,  $\beta_0$  为中心频率  $\omega_0$  处的传播常数。运用慢包络近似,并且引入新的时间坐标  $t = t' - \beta'z$ ,  $\beta'$  是群速度的倒数,将以上的公式联立,假设在激光放大介质中传播的脉冲为皮秒光脉冲,并且进入放大介质的光脉冲中心频率  $\omega_0$  与介质增益峰值频率(介质原子跃迁的中心频率)  $\omega_a$  重合,这时增益斜率为 0。由于皮秒光脉冲  $\Delta\omega \ll \omega_0$ , 因此,代表介质高阶色散和高阶增益色散的项均可以忽略。作一定的近似后,解得描述啁啾脉冲在放大介质中传播的非线性薛定谔方程:

$$\frac{\partial E_0(z, t)}{\partial z} = \frac{1}{2} \alpha[z, t, \omega_i(t)] E_0(z, t) +$$

$$i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 E_0(z, t)}{\partial t^2} - i \frac{\beta_2}{2} |E_0(z, t)|^2 E_0(z, t) \quad (8)$$

式中,  $\beta''$  表示介质的群速度色散,  $\beta_2 = 2\pi n_{nl}/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  为真空中的激光波长,增益系数是瞬时频率的函数,增益系数  $\alpha$  与反转粒子数密度  $N$  可表示为:

$$\alpha[z, t, \omega_i(t)] =$$

$$\frac{\sigma_0 N(z, t)}{1 + \left\{ \frac{2[\omega_i(t) - \omega_a]}{\Delta\omega_a} \right\}^2} = \sigma[\omega_i(t)] N(z, t) \quad (9)$$

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = -\frac{2^*}{\hbar \omega_0} \sigma[\omega_i(t)] N(z, t) I(z, t) \quad (10)$$

瞬时频率为  $\omega_i(t) = \omega_0 + \partial\phi_{nl}/\partial t$ 。  $\phi_{nl}$  为自相位调制引入的相移,  $\sigma$  为介质的受激发射截面,  $\sigma_0$  为在脉冲中心频率  $\omega_0$  处的受激发射截面,  $I$  为强度。以上讨论是在均匀加宽增益介质中,所有原子对脉冲光谱内任意频率都有贡献,而在非均匀加宽增益介质中,原子体系中每个原子只对谱线内与它的表现中心频率相应的部分有贡献。非均匀加宽的原子线型有多种类型,比如洛伦兹型、高斯型等,以高斯型线型来考虑完全非均匀加宽介质对脉冲的影响<sup>[11]</sup>。其中,增益介质中的反转粒子数按高斯型分布。在以上各式的建立过程中,考虑到入射激光脉冲宽度小于增益介质的荧光寿命,忽略了光抽运和自发辐射在激光脉冲作用期间对反转粒子数的影响。

### 2 数值分析

作者采用脉冲为 10 阶超高斯脉冲,表达式为:

$$E_0(t) = A \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau}\right)^{10}\right] \times \exp\left\{i \left[\frac{1}{2} b \left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right]\right\} \exp(i\omega_0 t) \quad (11)$$

式中,  $A$  为电场强度的慢变幅度,  $\tau$  为脉冲时间波形的 1/e 半宽度,取为 50ps,  $b \approx \Delta\omega_1 \tau/2$  是脉冲在展宽器中引入的线性啁啾,中心波长  $\lambda_0 = 1053\text{nm}$ ,  $\Delta\omega_1$  是啁啾脉冲的频谱宽度。在数值计算过程中,可以将脉宽为  $D$  的脉冲分割成  $M$  个子脉冲,子脉冲的脉宽  $\delta = D/M$ ,  $D$  取值为  $3\tau$ 。同时,将有限长为  $L$  的增益介质分成  $n$  份等厚度的薄片,每一薄片的宽度为  $l = L/n$ ,每一薄片均存在损耗与增益分布,将整个的放大介质看作为许多薄片介质的串接。数值计算模型如图 1 所示,取

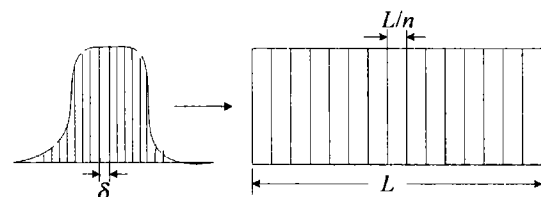


Fig. 1 Calculation mode of an amplifier

$M = 1024, n = 300, L = 500\text{mm}$ 。

## 2.1 增益窄化效应

任何增益介质都有一定的增益谱宽,具有不同的增益线型,且它所提供的增益与脉冲的频率有关,即不同的频率所获得的增益不同,这就会使放大后脉冲频谱发生畸变和窄化。对于啁啾脉冲来说,尽管增益介质的原子线宽很宽,但只有在中心频率附近才有最大的受激辐射截面,所以,在中心频率附近相对于其它区域有较高的增益。从中心到两端,增益逐渐减小。当被放大脉冲的带宽与介质本身的带宽相当时,其边频较中心部分所获得的增益小得多,这就是增益窄化效应。只有介质的增益带宽远大于被放大脉冲的带宽,才不会有明显的增益窄化效应。而完全均匀加宽介质与完全非均匀加宽介质消耗反转粒子数的机理有所不同,两种介质表现出来的增益窄化效应也有所差异。取增益带宽为 20nm,分别讨论输入脉冲带宽为 5nm, 10nm, 15nm 时,在两种不同的增益介质中传输对输出放大脉冲的影响。

图 2 在归一化时间轴上给出了脉冲输出强度与输

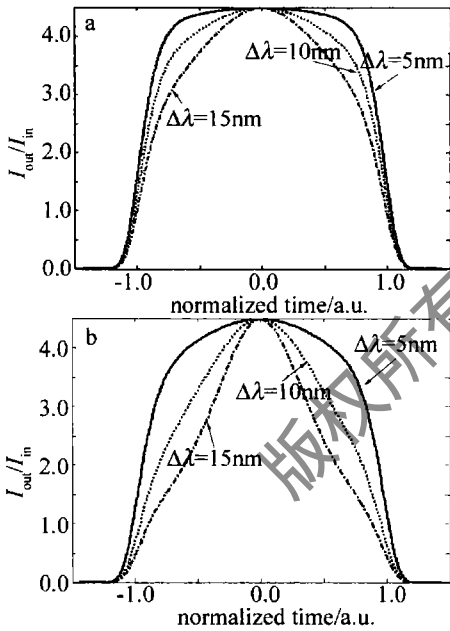


Fig. 2 Comparison of gain narrowing in homogeneously and inhomogeneously broadening medium

a—gain narrowing in homogeneously broadening medium b—gain narrowing in inhomogeneously broadening medium

入强度比值变化。不同带宽的脉冲在完全均匀加宽与完全非均匀加宽增益介质中传输时,由于增益介质的窄化效应对输出放大脉冲时域形状有影响。图 2a 是脉冲在均匀加宽增益介质中的增益窄化效应,增益窄化效应使输出脉冲的脉宽变窄,并且随着谱宽的增大,脉冲宽度越被窄化。超高斯脉冲的边沿比较陡峭,增益窄化效应显得非常明显,使时域脉冲波形逐渐趋向于高斯型。图 2b 是相同脉冲在完全非均匀加宽增益

介质中传输时表现出来的窄化效应,与图 2a 中相比较,非均匀加宽增益介质中表现出来的增益窄化效应显得更加明显。由于在完全非均匀加宽增益介质中,原子线型呈高斯形状分布,中心频率的反转粒子数相对较多,而边频的反转粒子数较少,这是与均匀加宽增益介质最大的区别,即在输入脉冲能量较小时,边频的增益比均匀加宽增益介质要小得多。

## 2.2 自相位调制效应

(8) 式右边第 3 项代表自相位调制项,是非线性效应在时间上的表征。在非线性光学介质中,介质的折射率与入射的光强有关,这种变化导致了脉冲在时间和空间上的变化。在激光系统中,通常采用  $B$  积分值来衡量非线性效应的严重程度, $B$  积分描述了介质的非线性折射率所引起的附加相位变化,可表示为  $B(x, t) = (2\pi n_{nl}/\lambda) \int_0^L I(x, t, z) dz$ , 其中非线性折射率  $n_{nl} = 2.5 \times 10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$ 。自相位调制项会引入新的频率啁啾,其与脉冲引入的附加相位有关,  $\delta\omega(t) = -\partial B/\partial t$ , 该啁啾与脉冲的形状有关,陡峭的脉冲波形引入的频率要大于平缓的脉冲波形。因此,在相同条件下,超高斯脉冲引入的啁啾要大于高斯脉冲引入的啁啾。自相位调制引入的频率啁啾会附加到初始线性啁啾上,从而改变脉冲的频谱结构。

啁啾脉冲的谱宽取为 10nm。图 3 是脉冲在两种

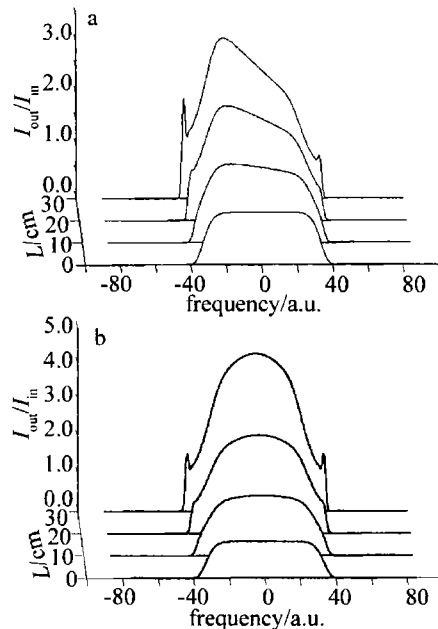


Fig. 3 Power spectrum in homogeneously broadening and inhomogeneously broadening medium

a—power spectrum in homogeneously broadening medium b—power spectrum in inhomogeneously broadening medium

不同加宽介质中传输时的频谱图。从图 3a 和图 3b 中可以看出,随着脉冲强度的增加,自相位调制会引入新的频率成分,脉冲频谱向高频与低频两方向逐渐拓展,

频谱变宽,边频振幅的衰减程度加大并伴有旁瓣脉冲出现。在均匀加宽介质中,由于脉冲前沿比后沿的增益大,则脉冲前后沿的引入的频率成分不一致,导致脉冲频谱结构不对称。而在非均匀加宽介质中,原子线型在中心频率两侧呈对称分布,增益对称,则在传输过程中的频谱图也比较的对称。

### 2.3 增益饱和和效应

为了获得最大的能量提取效率,放大器一般工作在接近或过饱和状态,此时介质的增益不仅仅是受激发射截面的函数,同时也是反转粒子数密度的函数。这时增益饱和与增益窄化都将影响脉冲形状。在讨论介质的增益饱和和特性时,经常采用参量  $\alpha_{\text{sat}}$  来描述增益饱和和效应的强弱程度,该值越大,增益饱和和效应越明显,它与小信号增益的关系式为  $G_0 = \alpha_{\text{sat}} \times U_{\text{sat}}/U_{\text{in}}$ ,其中,  $U_{\text{in}}(t)$  代表输入脉冲能量,  $U_{\text{sat}} = \hbar \omega_0 / (2 \cdot \sigma_0)$  为增益介质的饱和密度。图 4a 中给出了增益饱和和效应的

增益饱和,而且增益饱和和效应明显,点线代表非均匀加宽的增益饱和和效应,从点线中可以看出,增益饱和和效应表现的不明显,脉冲波形比较对称。脉冲在完全非均匀加宽介质中传输时,对增益饱和和效应起到了很好的抑制作用。

### 3 结论

通过薄片损耗与脉冲时间切片模型对非线性薛定谔方程进行数值求解,分别讨论了在完全均匀加宽与完全非均匀加宽增益介质中,增益窄化、自相位调制、增益饱和这 3 种非线性效应对输出放大脉冲的影响。结果表明,两种加宽介质对脉冲的频谱都起到了拓宽作用,但非均匀加宽介质中的频谱比较对称,而均匀加宽介质中的频谱出现了畸变。与脉冲在均匀加宽介质中传输相比较,在非均匀加宽介质中,增益窄化效应要更加明显,而且增益饱和和效应却得到了很好的抑制。

#### 参考文献

- [1] ZHOU X H, JING F, SU J Q, *et al.* Nonlinear propagation of optical pulse in laser amplifying medium[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(9): 873-876 (in Chinese).
- [2] CHUANG Y J, ZHENG L, MEYERHOFER D D. Propagation of light pulses in a chirped-pulse-amplification laser[J]. IEEE J Q E, 1993, 29(1): 270-280.
- [3] ZHANG Y, WEI X F, ZHU Q H, *et al.* Study of dispersion and cubic nonlinearity effect on fem tosecond pulse optical parametric amplification[J]. Laser Technology, 2008, 32(1): 98-104 (in Chinese).
- [4] ZHONG X Q, XIANG A P, CHEN J G, *et al.* Frequency chirps and spectra of optical pulses propagating in optical fibers with cubic-quintic nonlinearity [J]. Laser Technology, 2006, 30(5): 479-482 (in Chinese).
- [5] WU J W, XIA C Q, WU Zh M. Transmission characteristics of super-Gaussian optical pulse in the single-mode optical fiber [J]. Laser Technology, 2003, 27(4): 342-348 (in Chinese).
- [6] YANG J J, RUAN Sh Ch, HOU X. Numerical calculation on chirped pulse amplification[J]. High Power Laser and Particle Beams, 1999, 11(2): 165-171 (in Chinese).
- [7] LI Ch D, ZHANG Zh Q, XU Zh Zh. Effects of gain saturation in chirped-pulse amplification [J]. Acta Optica Sinica, 1996, 16(3): 299-304 (in Chinese).
- [8] LU X Q, QIAN L J, FAN D Y. Theory and simulation of amplified pulses from chirped-pulse laser amplifier[J]. Chinese Journal of Lasers, 2002, 29(10): 882-884 (in Chinese).
- [9] LU X Q, FAN D Y, QIAN L J. Theory of high power Ti:sapphire laser amplifier[J]. Acta Optica Sinica, 2002, 22(9): 1059-1062 (in Chinese).
- [10] ZHAO Sh H, WANG Y Sh, CHEN G F, *et al.* Gain narrowing in the amplification of Ti:sapphire ultra-short laser pulse [J]. Acta Photonica Sinica, 1997, 26(3): 197-200 (in Chinese).
- [11] ZHOU B K, GAO Y Zh, CHEN T R, *et al.* Principles of lasers[M]. 4th ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2004: 131-142 (in Chinese).

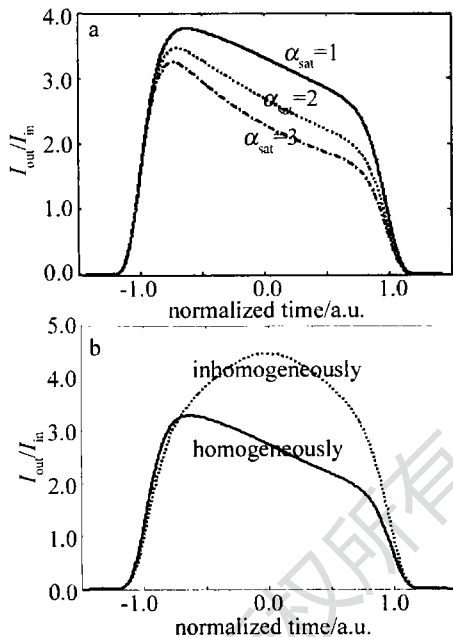


Fig. 4 Effect of gain saturation on the pulse

a—gain saturation in homogeneously broadening medium b—comparison between homogeneously and inhomogeneously medium

程度值分别在 1, 2, 3 情况下对脉冲时域波形的影响。饱和效应越明显,输入脉冲强度增大,脉冲前沿消耗的反转粒子数增多,随着反转粒子数的消耗,脉冲后沿消耗的反转粒子数就相对地减小,就会出现前沿增益大后沿增益小的现象,放大后的脉冲前沿变的陡峭,后沿变缓。饱和效应越强,脉冲峰值增益降低,畸变现象越明显。图 4b 中给出了增益饱和和效应的程度等于 2 时,脉冲在完全均匀加宽与完全非均匀加宽介质中表现出来的增益饱和和效应的比较。实线是均匀加宽介质中的