

增益饱和在啁啾脉冲放大中的影响*

李传东 张正泉 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 研究了增益饱和在啁啾脉冲放大中的影响, 发现由于增益饱和的存在, 压缩后脉冲的信噪比会下降, 而且展宽器附加的色散也会降低输出的信噪比, 这种降低对应着一定的光谱畸变。通过对展宽/压缩器作用的分析, 揭示了啁啾脉冲放大中光谱与光强的内在联系, 提出利用非共振放大来修正光谱畸变提高放大压缩后的信噪比。

关键词 增益饱和, 啁啾脉冲放大, 信噪比

1 引 言

啁啾脉冲放大(CPA)是获得高峰值功率超短脉冲的有效手段。其基本思想是在放大前将超短脉冲(<1 ps)展宽(>1 ns), 放大后再压缩, 这样就可避免在放大中由于极高的峰值功率而对放大器造成的损伤, 提高了从放大器中提取的能量, 同时可避免在高功率条件下由于介质的非线性效应而使压缩后脉冲的质量降低, 使超短脉冲获得较为理想的放大效果。利用啁啾脉冲放大技术可以得到脉宽极短的输出脉冲, 因而无需大的能量即可达到以前只有常规巨型激光系统才能达到的功率水平, 实现高峰值功率激光系统的小型化。

啁啾脉冲放大同常规激光放大器一样存在着增益饱和效应, 而且由于在放大前后有脉冲的压缩和展宽, 其影响更复杂。Blanc 在文献[1]中对啁啾脉冲放大中增益饱和的影响进行了初步的研究, 认为它不会对压缩后的脉冲有显著的影响。实际上, 随着峰值功率的提高, 系统的信噪比就显得尤为重要, 而这恰恰是 Blanc 的研究中所忽视了的。

本文从理论上研究了增益饱和在啁啾脉冲放大中的影响, 发现系统的噪声随着增益饱和效应的增强而增强, 通过计算得到了信噪比与描述增益饱和效应的参数间的数值关系, 并发现啁啾脉冲放大中用于脉冲展宽的光栅对引入的色散也会降低压缩后的信噪比。通过对其光谱的研究, 发现了起伏对应着一定的光谱畸变, 而压缩/展宽器对脉冲的变换使放大后的光谱与光强存在着一定的相似性, 并研究了利用非共振放大来提高压缩脉冲信噪比的可能性。

2 啁啾脉冲放大基本过程

在传统的含脉冲展宽/压缩的激光放大器中, 增益饱和的作用只是使脉冲的形状产生

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1994 年 12 月 29 日; 收到修改稿日期: 1995 年 3 月 30 日

一定的改变: 脉冲的前沿变陡, 后沿拉长。而且由于增益与光强成正比, 脉冲中心部分的增益要比两翼大, 因此, 若不考虑放大的自发辐射(ASE)的影响, 放大后的信噪比应高于入射脉冲的信噪比。而在啁啾脉冲放大中, 放大器的入射脉冲是经过展宽的, 其时域上的强度分布受到展宽器所附加的色散的影响, 不再是其光谱的简单的傅里叶变换。如果放大过程中脉冲形状保持不变, 在压缩器中给脉冲附加上与展宽器中相反的色散, 即可得到与展宽前形状相似的、经过放大的超短脉冲。但由于增益饱和的影响, 实际脉冲的形状会有所改变, 这是脉冲压缩器不能弥补的。这样的脉冲经过压缩后就不再与展宽前的脉冲相似, 主要表现就是在压缩后出现基底, 降低输出脉冲的信噪比。

目前啁啾脉冲放大中采用的放大介质一般为铍玻璃, 其上能级寿命($\sim 400 \mu\text{s}$)远大于经过展宽后的入射脉宽($\sim 1 \text{ ns}$), 因此, 在考虑到增益饱和的影响之后, 放大后的脉冲可用下式描述^[1]:

$$|E_{\text{out}}|^2 = \frac{|E_{\text{in}}(t)|^2}{1 - (1 - \frac{1}{G_0}) \exp(-\frac{J_{\text{in}}(t)}{J_{\text{sat}}})} \quad (1)$$

式中 $G_0 = \exp(gt)$, g 是小信号增益系数, l 是增益介质长度; J_{sat} 是饱和增益通量, $J_{\text{in}}(t) = \int_{-\infty}^t |E_{\text{in}}(t')|^2 dt'$ 是时刻 t 之前通过介质的光通量。为描述增益饱和效应的强弱, 将小信号增益表示成如下形式:

$$G_0 = \alpha_{\text{sat}} \frac{J_{\text{sat}}}{J_0} \quad (2)$$

$J_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{\text{in}}(t')|^2 dt'$, $J_0 G_0$ 是无增益饱和时放大后的总的光通量, α_{sat} 是描述增益饱和效应强弱的参数, $\alpha_{\text{sat}} = 1$ 时表示放大后的光通量等于增益饱和通量, α_{sat} 值越小, 增益饱和的效应越弱。由于增益饱和光通量并非为可放大的最大的光通量, α_{sat} 值可以大于 1, 其最大值等于 $\ln G_0$ ^[2]。

考虑到在一般的放大器中, $G_0 \gg 1$, (1) 式结合 (2) 式可以简化为含 α_{sat} 的方程:

$$I_{\text{out}}(t) = I_{\text{in}}(t) \frac{G_0}{1 + \alpha_{\text{sat}} J_{\text{in}}(t)} \quad (3)$$

式中 $J_{\text{in}}(t) = J_{\text{in}}(t)/J_0$ 为归一化的光通量, $I(t) = |E(t)|^2$, G_0 只是一个系数, 对压缩后脉冲的形状和信噪比的影响可以忽略不计。从而 α_{sat} 近似独立地描述增益饱和效应对压缩脉冲的影响。

脉冲的展宽与压缩可通过频域上的一个二阶位相项来表示^[3~5]。放大介质本身存在着群速度色散, 对 10 m 长的铍玻璃放大器, 其中的群速度色散 $\phi = -7.7 \times 10^{-26} \omega^2$, 这与一般光栅对展宽器的色散 $\phi_r = 4.4 \times 10^{-24} \omega^2$ 相比可以忽略, 实际上这部分色散可以通过调整光栅对的倾角而得到补偿, 因此在模拟中忽略了这部分色散的影响。

在 (1) 式和 (3) 式中没有逐步计算啁啾脉冲放大中的多级放大, (3) 式中的 α_{sat} 值实际是一个描述整个放大过程中增益饱和效应的参数。在一般的啁啾脉冲放大中, 从再生放大器中输出的脉冲能量一般在 1~5 mJ, 放大后的能量一般都在几个焦耳, 总的放大系数为 10^3 以上, α_{sat} 相应的最大值为 5。在放大的初期, 增益饱和效应很弱, 而且在放大过程中不断将光束扩束, 所以实际系统中的 α 值一般都低于 $\ln G_0$ 。

3 啁啾脉冲放大中脉冲的变化

3.1 时 域

假设入射脉冲为高斯型啁啾脉冲

$$E_m(t) = E_0 \exp\left(-2\frac{t^2}{T^2}\right) \exp\left[-i\frac{b}{2}\left(\frac{t}{T}\right)^2\right] \exp(i\omega_0 t), \quad (4)$$

式中 T 为脉冲的半高半宽, b 为描述线性啁啾量的参数, ω_0 为入射脉冲的中心圆频率。

图 1 为无啁啾 ($b = 0$) 的条件下, 压缩后脉冲的信噪比随 α_{sat} 的变化关系曲线。从图 1 中可以看到, 压缩后的信噪比随着 α_{sat} 值的增大呈下降的趋势。当 α_{sat} 的值大到一定的程度, 图中曲线的斜率变小, 说明在增益饱和效应比较强时, 信噪比随 α_{sat} 的增大而下降的趋势减缓。这是因为放大器可提取的能量是有限的, 增益饱和的影响也是有限的, α_{sat} 的最大值只能取 $\ln G_0$, 随着 α_{sat} 值的增大, 增益饱和的影响将趋于“饱和”, 再提高 α_{sat} 值对脉冲形状的影响也不如 α_{sat} 值较小时来得大。比较图中的两条曲线, 说明展宽器附加的色散对压缩后的信噪比也有比较大的影响。

啁啾脉冲放大中的脉冲展宽的目的是为了避开由于过高光强可能引起的非线性效应, 因此脉冲的展宽比越大越好。对满足变换极限的高斯脉冲, 这要求展宽器提供的色散 ϕ_c 应尽可能大。但从计算可以发现, 在相同的条件下, 展宽器附加的色散越大, 脉冲的展宽比越大, 压缩后的信噪比越小, 这与展宽脉冲的初衷是相矛盾的。信噪比随 ϕ_c 的变化关系如图 2 所示, 图中的横坐标的标度与实际色散存在着对应关系。在初始脉宽为 1 ps 时, 横坐标上单位间隔对应的色散 $\phi_c = 2.5 \times 10^{-24} \omega'^2$ 。图 2 中的曲线 3 为啁啾脉冲 ($b \neq 0$) 经过放大后的信噪比随 ϕ_c 的变化关系曲线。在文献[6]中已对压缩后噪声随啁啾增大而增大进行了论述, 这里不再赘述。

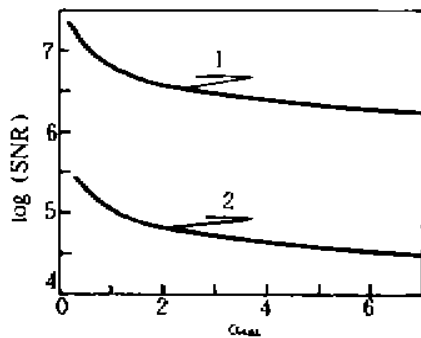


Fig. 1 Signal-to-noise ratio (SNR) as a function of α_{sat} when $\phi_c = 2.03 \times 10^{-23} \omega'^2$ (curve 1) and $\phi_c = 2.43 \times 10^{-23} \omega'^2$ (curve 2)

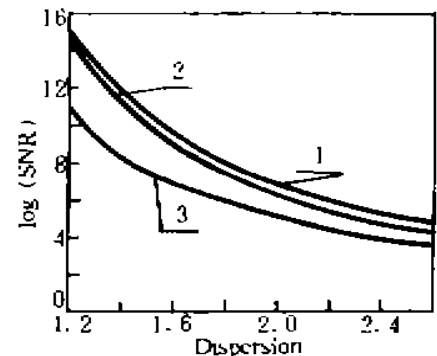


Fig. 2 SNR as a function of group velocity dispersion curve 1; chirpless pulse, $\alpha_{\text{sat}} = 1$; curve 2; chirpless pulse, $\alpha_{\text{sat}} = 7$; curve 3; chirp pulse ($b = 3$), $\alpha_{\text{sat}} = 7$

以上计算表明在设计啁啾脉冲放大的展宽比时, 应综合考虑各种效应对系统输出性能的影响, 以获得尽可能好的效果。

3.2 频 域

对时域上的脉冲进行傅里叶变换, 使之变换到频域上去。结果显示, 脉冲经过常规放大器后, 其光谱只是有一定的窄化, 基本上仍是高斯型的。但相同的脉冲经过啁啾脉冲放大

后, 光谱在窄化的同时又有一定的平移^[1, 2], 形状已明显不同于高斯型光谱, 而且入射光谱所含的啁啾成分越大, 光谱的变化也越明显。

另外, 激光脉冲在经过啁啾脉冲放大后, 脉冲展宽器附加的色散越大, 增益饱和的作用越明显 (α_{sat} 越大), 光谱平移量越大。当光栅对所附加的色散取正色散时, 展宽的脉冲经过啁啾脉冲放大后的光谱会发生红移。对于无啁啾或弱啁啾的脉冲, 负色散也能使脉冲得到展宽。当以负色散来展宽脉冲时, 通过计算发现, 脉冲经过啁啾脉冲放大后的光谱会产生蓝移。产生这种情形的原因可作如下解释: 当以正色散 ($dv_g/d\omega < 0$, v_g 为群速度) 来展宽脉冲时, 长波的频谱成份在短波之前通过放大器, 后者由于增益饱和的影响, 所受到的放大较小, 因而振幅相对较低; 而以负色散 ($dv_g/d\omega > 0$) 来展宽脉冲时, 作用相反。因此光谱的移动是增益饱和和脉冲展宽相互作用的结果, 而且移动方向和程度是可以控制的。因此有可能在多介质激光放大器中, 利用光栅对附加的色散和增益饱和相互作用来获得比较理想的光谱, 在压缩后得到能量和信噪比都比较理想的高功率超短脉冲。

3.3 啁啾脉冲放大中频域与时域的相似性

将放大后脉冲的光谱与压缩前脉冲的时间强度作一比较, 可以发现二者的形状之间存在着某种相似性, 即它们振幅最大的部分都已偏离其中心位 τ_0 ($t = 0, \omega = \omega_0$)。从脉冲压缩/展宽的数学表达可更进一步地理解这种相似性。

对形状为 $A(t)\exp[i\psi(t)]\exp[i\omega_0 t]$ 的入射脉冲, 展宽/压缩器附加的位相为 $\phi_e = \phi_c + \tau_0(\omega - \omega_0) - \mu(\omega - \omega_0)^2/2$ 时, 脉冲的改变可表示为^[1]:

$$B(t' - \tau_0) = \left(\frac{\mu}{2\pi}\right) \exp\left\{i\left[\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \omega_0(t' + \tau_0)\right]\right\} \times \int A \exp(i\psi) \exp\left[i\frac{\mu}{2}(t - t')^2\right] dt \quad (5)$$

对(5)式积分号内的部分进行重组, 得到

$$B(t' + \tau_0) = \left(\frac{\mu}{2\pi}\right)^{1/2} \exp(i\phi_0) \exp\left(i\frac{\mu t'^2}{2}\right) \times \int A \exp\left(i\psi + i\frac{\mu t'}{2}t\right) \exp\left(i\frac{\mu t'}{2}t\right) dt \quad (6)$$

式中 $\phi_0 = \phi_0 - \pi/4 - \omega_0(t' + \tau_0)$ 。从(6)式可以看到, 展宽/压缩器实际上是对入射脉冲进行了“近傅里叶变换”, 之所以称之为“近傅里叶变换”是由于它在原脉冲上附加了一定的啁啾量。既然压缩前后脉冲的变化有些类似傅利叶变换, 那么本节开头所述的相似性就不足为奇了。

4 利用增益失谐提高输出的信噪比

由前面的讨论可认为, 压缩后的噪声在相当大的程度上是缘于放大过程中的光谱畸变, 因此降低最大振幅点偏离中心位置的程度对提高信噪比应是比较有效的手段。由 3.3 节的分析可知, 这可以通过在放大过程中减小其“脉冲前移效应”而实现, 即啁啾脉冲放大中光谱的整形和脉冲在时间上的整形是相通的。具体操作手段有两种: 一是在放大过程中使泵浦时间略微滞后; 其二就是下面将要提出的非共振放大, 即在放大过程中使增益中心与入射的中心频率失谐 ($\omega_0 \neq \omega_s$)。

频率失谐时, 放大介质的小信号增益可以表示为^[6]:

$$G(t) = G_0 \exp \left[- \frac{(t - t_0)^2}{\tau_{\text{eff}}^2} \right] \quad (7)$$

式中 $t_0 = T^2(\omega_s - \omega_0)/b$, ω_0 为增益中心频率, $\tau_{\text{eff}} = (2T^4/\alpha''Lb)^{1/2}$ 为啁啾脉冲的缩减半宽, α'' 为小信号增益系数对 ω 的二阶导数在 ω_0 的值, L 为增益介质的长度。显然, 可以通过控制 $\omega_s - \omega_0$ 和 L 而使 $G(t)$ 达到或者接近所需的值。

将(7)式代入(3)式中的 G_0 进行计算, 图 3 为增益失谐与不失谐条件下, 压缩后脉冲的光谱形状及其对应的时间强度曲线, 其中 $t_0 = T$, $\tau_{\text{eff}} = 7T$ 。图 3(a)表明, 在(7)式的作用下, 放大后脉冲的形状已回复到比较对称的形状, 同时由于增益饱和的作用, 脉冲的宽度有所下降。图 3(b)为压缩后脉冲的形状, 这里为便于显示其起伏, 纵坐标采用了相对强度的对数。从图 3(b)中可以看到利用非共振放大后, 压缩脉冲的信噪比有相当显著的改善, 而且没有在正常放大时存在的一个比较宽的“底座”。图 3(c)为其相应光谱, 对比图 3(a)和图 3(b)可以发现, 压缩前脉冲的强度分布与其光谱极其相似, 在非共振放大时, 仍然保持了这种相似性。这再次证明了 3.3 节中对二者之间相似性分析。

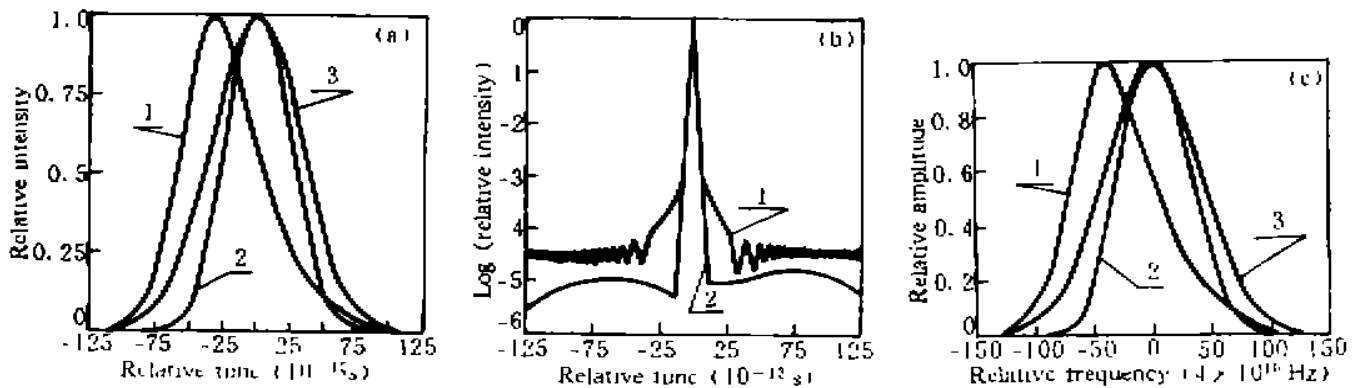


Fig. 3 Intensity and spectroscopy of normal amplified pulse (curve 1), mismatch amplified (curve 2) and input pulse (curve 3)

(a) pulse intensity before recompression, (b) pulse intensity after recompression, (c) spectral shape

对比图 3(b)和(c)中的曲线 1、2, 发现虽然脉冲经正常放大后的光谱宽度比非共振放大时较宽, 但压缩后脉冲的宽度却并不比后者窄, 这说明影响脉冲宽度的因素除了谱宽外, 光谱的形状也是一个应该引起重视的参数, 这一点同作者在二介质激光放大器的理论计算中得到的结论是一致的。

结 论 由以上的分析可见, 增益饱和降低了压缩后脉冲的信噪比, 也使压缩器难以补偿展宽器附加的色散, 更增大了压缩后的噪声。这种起伏在频域上对应着光谱形状偏离高斯型, 由于脉冲展宽/压缩器的作用类似于傅里叶变换, 光谱形状的偏离是与时间强度的偏离密切相关的。因此, 放大过程中控制脉冲的形状对提高压缩后的信噪比是很有利的, 这是在现有啁啾脉冲放大系统中被忽略了的。

参 考 文 献

- [1] B. Le Blanc, G. Grillon, J. P. Chambaret, et al., Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level, *Opt. Lett.*, 1993, 18(2): 140~142
- [2] G. W. Faris, M. J. Dyer, W. K. Bischel, Laser linewidth narrowing induced by amplifier gain saturation. *Opt.*

Lett., 1994, 19(9): 1529~1531

- [3] E. B. Treacy, Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1969, QE-5(9): 454~458
- [4] O. E. Martinez, 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion; application to fiber compensation in 1.3~1.6 μm region. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, QE-23(1): 59~64
- [5] M. D. Perry, F. G. Patterson, J. Weston, Spectral shaping in chirped-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 1987, 15(7): 381~383
- [6] Y. H. Chuang, L. Zheng, D. D. Meyerhofer, Propagation of light pulse in a chirped-pulse amplifier laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1993, QE-29(1): 270~280
- [7] B. D. Kmetz, J. J. Macklin, J. F. Young, 0.5 TW, 125 fs Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, 16(13): 1001~1003
- [8] Y. H. Chuang, D. D. Meyerhofer, S. Augst *et al.*, Suppression of the pedestal in a chirped-pulse-amplification laser. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, 8(6): 1226~1234

Effects of Gain Saturation in Chirped-Pulse Amplification

Li Chuandong Zhang Zhengquan Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 29 December 1994; revised 30 March 1995)

Abstract The effects of gain saturation (GS) in chirped pulse amplification are studied in this paper. It is found that the compressed signal-to-noise ratio (SNR) may decrease due to GS and the dispersion added by stretcher. The decreasing corresponds to distortion in frequency domain. The analysis on the stretcher/compressor shows the internal relation between spectroscopy and time intensity. It is advised that frequency mismatch may be used to modify the spectral shape and increase SNR.

Key words gain saturation, chirped-pulse amplification, signal-to-noise ratio.