

啁啾脉冲放大中的脉宽限制*

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 给出了脉冲展宽/压缩比与线性啁啾量之间的关系式, 然后通过对放大过程中脉冲宽度和啁啾量变化情况的分析, 得到了啁啾脉冲放大后最窄脉冲宽度的解析表达式。与实际报道的实验的比较表明该理论是简明而极其有效的。

关键词 啁啾脉冲放大, 增益。

1 引 言

啁啾脉冲放大(CPA)是利用放大过程中的脉宽变化, 避免过高光强在介质中的非线性效应以及由此引发的自聚焦对放大器可能造成的损伤。在啁啾脉冲放大技术发展的早期, 都是将锁模脉冲注入一根长的光纤, 利用其中的非线性效应获得啁啾量, 从而获得比入射脉冲更窄的放大脉冲。随着固体激光技术的发展, 在啁啾脉冲放大系统中已摒弃了光纤, 而直接利用光栅对作为展宽器。在这类系统中, 经过压缩后的脉冲宽度都大于入射脉宽。虽然已有文献对啁啾脉冲放大的过程进行了比较全面的分析^[1], 但都没有给出计算经过啁啾脉冲放大之后脉冲宽度的明确表达式。本文首先给出了线性啁啾量与展宽比的明确关系, 然后从增益色散出发, 得到了计算压缩脉宽的解析式, 并将理论计算与文献进行了比较, 证明了理论的有效性。

2 理论分析

2.1 共振放大

对高斯形入射脉冲, 其电磁场振幅在时域和频域可分别写为:

$$e(t) = e_0 \exp(-\Gamma t^2 + j\omega_0 t) \quad (1)$$

$$\tilde{E}(\omega) = \tilde{E}_0 \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma}\right] \quad (2)$$

$$\Gamma = \Gamma_1 - j\Gamma_2 = \frac{1}{2\tau^2} - j\frac{b}{2\tau^2} \quad (3)$$

这里 τ 是脉冲的宽度。高斯形脉冲的时间—带宽乘积为^[2]

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1995年9月18日; 收到修改稿日期: 1995年10月10日

$$\Delta\nu \cdot \tau = \frac{2 \ln 2}{\pi} \times \sqrt{1 + (\Gamma_2/\Gamma_1)^2} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \times \sqrt{1 + b^2} \quad (4)$$

脉冲经过展宽器前后的时间—带宽乘积均满足上式，并由此得到 $m = \sqrt{(1 + b_2^2)/(1 + b_1^2)}$ ，这里 m 为展宽比， b_1, b_2 分别是展宽前后的线性啁啾量。对一般的啁啾脉冲放大系统，展宽前的脉冲都是接近变换极限，即 $b_1 \approx 0$ ，而且展宽比 m 远远大于 1，因此

$$b_2 \approx m \quad (5)$$

这样就得到了展宽比同描述展宽脉冲线性啁啾量的 b 参数之间的一个重要而简单的关系，由 (5) 式可以得到经过啁啾脉冲放大后最小脉冲的解析表达式。下面讨论经过展宽的啁啾脉冲在放大过程中的时间演变。

首先作以下两个近似：一是小信号近似，即不考虑增益饱和效应的影响；二是窄线宽近似，即入射脉冲的光谱宽度远小于增益线宽。因此，对洛仑兹线形的均匀加宽介质的增益谱可作如下展开：

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{1 + (2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_0})^2} \approx \alpha_0 - \frac{1}{2} \alpha'' (\omega - \omega_0)^2 \quad (6)$$

这里 α_0 是 $\omega = \omega_0$ 时的小信号增益系数， $\alpha'' = 8\alpha_0/\Delta\omega_0^2$ 是小信号增益系数在 ω_0 处二阶导数的负值， $\Delta\omega_0$ 为介质的增益带宽。在共振放大时， $\omega_0 = \omega_s$ ，经过放大的脉冲的光谱为：

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{out}(\omega, z) &= \tilde{E}_{in}(\omega) \exp[\alpha(\omega)z] \\ &= \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma_0} + \alpha_0 z - \frac{1}{2} \alpha'' (\omega - \omega_0)^2 z\right] \end{aligned} \quad (7)$$

这里 $\Gamma_0 = 1/2\tau_0^2 - j b_0/2\tau_0^2$ ， b_0 和 τ_0 分别是展宽前脉冲的线性啁啾量和脉宽。将 Γ 视为一个随 z 而变的函数，即得到

$$\frac{1}{\Gamma(z)} = \frac{1}{\Gamma_0} + 2\alpha'' z \quad \text{或} \quad \Gamma(z) = \frac{\Gamma_0}{1 + 2\Gamma_0\alpha'' z} \quad (8)$$

按前述 Γ 的定义即可得到经过放大后的脉宽和参数 b

$$\tau^2(z) = \frac{[2\tau_0^2 + K(z)]^2 + b_0^2 K^2(z)}{4\tau_0^2 + 2K(z) + 2b_0^2 K(z)} \quad (9)$$

$$b(z) = \frac{2\tau_0^2 b_0}{2\tau_0^2 + K(z) + b_0^2 K(z)} \quad (10)$$

$$K(z) \equiv 2\alpha'' z = 8 \ln G_0(z) / \Delta\omega_0^2 \quad (11)$$

这里 $G_0(z) \equiv \exp(2\alpha_0 z)$ 是光强（而非振幅）的小信号增益。

对不含啁啾 ($b_0 = 0$) 的变换极限脉冲， $\tau^2(z) = \tau_0^2 + 8\alpha_0/\Delta\omega_0^2 z$ ， $b(z) = 0$ 。即使不考虑群速度色散，随着脉冲在增益介质中的传输，脉冲的宽度也会增大，同时伴随着谱线宽度变窄，这就是增益窄化效应。

而对 $b_0 \neq 0$ 的啁啾脉冲，随增益系数的不断增大，脉冲宽度和 b 参数都会随之减小。这是由于啁啾脉冲的瞬态频率 $\omega(t) = \omega_0 + bt/\tau_0^2$ 。在 $t = 0$ 时 ($\omega = \omega_0$) 受到的增益最大，而在脉冲的两翼增益就比较小。总的效果就是使脉冲变窄。

经过压缩器之后的最小脉冲宽度可由

$$\tau_{\text{final}} = \tau/b = \frac{\sqrt{[2\tau_0^2 + K(z)]^2 + b_0^2 K^2(z)} \sqrt{2\tau_0^2 + K(z) + b_0^2 K(z)}}{2 \sqrt{2} \tau_0^2 b_0} \quad (12)$$

得到。

定义再压缩脉宽与展宽前脉宽之比为脉宽回复比 $R \equiv \tau_{final}/\tau_{initial}$ 。图 1 为 R 及 $\tau(z)/\tau_0$, b/b_0 随着增益的变化曲线, 从中可以看出 τ , b , R 的上述变化过程。当 $\tau_{initial}$ 不是很窄时, R 近似是增益系数的线性函数, 而且在其它参数不变的情况下, 展宽比 ($b_0 = m$) 对 τ_{final} 的影响极其微小。因此在小信号条件下, 出于避免非线性效应的目的, 脉冲展宽比越大越好。但在考虑了增益饱和效应之后, 大的展宽比又将导致压缩脉冲信噪比的降低^[3]。

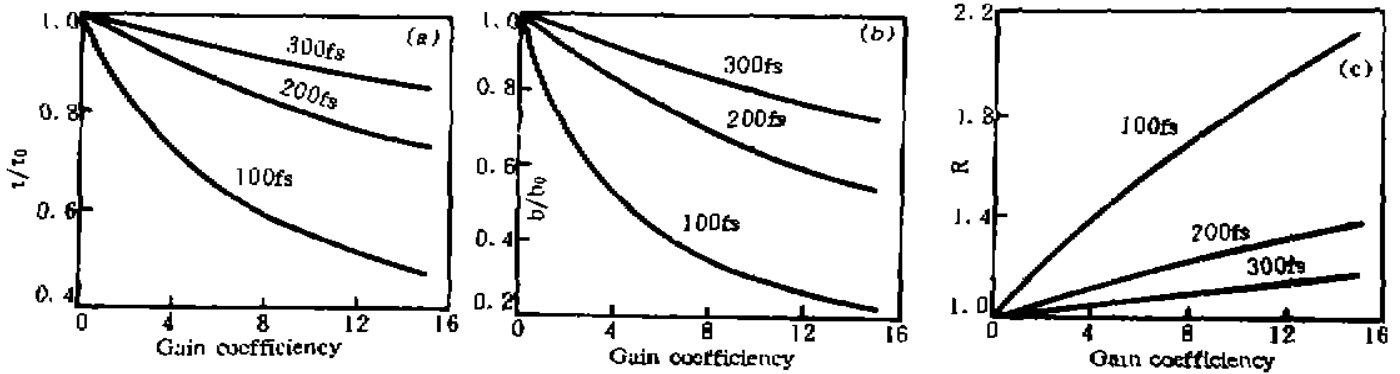


Fig. 1 τ/τ_0 (a), b/b_0 (b), $\tau_{final}/\tau_{initial}$ (c) as functions of gain coefficient for different initial pulse width.

$$\Delta\omega_0 = 9.66 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}, b_0 = 2500$$

在以上的讨论中, 没有考虑群速度色散的影响, 因此得到的 $\tau(z)$ 随增益而明显减小, 这与实验是不符的。如果考虑到介质的群速度色散, (9~11)式将变为:

$$\tau^2(z) = \frac{[2\tau_0^2 + K(z) + b_0 D(z)]^2 + [D(z) - b_0 K(z)]^2}{4\tau_0^2 + 2K(z) + 2b_0^2 K(z)} \quad (13)$$

$$b(z) = \frac{2\tau_0^2 b_0 + (1 + b_0^2) D(z)}{2\tau_0^2 + K(z) + b_0^2 K(z)} \quad (14)$$

$$D(z) \equiv 2\beta'' z \quad (15)$$

这里 β'' 为二阶色散系数。图 2 为在不同的色散条件下, τ , R 随增益的变化关系曲线。在一定的色散和增益条件下, 展宽脉冲的宽度有一个下降再上升的变化过程。对一般的介质, 其色散比较大, 因而脉冲宽度都随着增益的增大而增大。但无论色散怎样改变, 在相同的条件下, 由(13~15)式得到的结果都与不考虑色散时的结果相同。原因是压缩光栅对的作用就是为啁啾脉冲附加一个二阶色散^[4], 从数学上来讲这与介质色散的作用是完全一样的。换句话说, 介质的色散可以通过展宽/压缩光栅对的调整而得到极好的补偿。因此(9~11)式同样适于对含色散放大介质的分析。

2.2 非共振放大

非共振放大时增益和入射脉冲的中心频率不同, 即 $\omega_0 \neq \omega_s$ 。取与上述相同的近似条件并假定 $\omega_0 - \omega_s \ll \Delta\omega_0$, 可对介质的增益线性作如下展开:

$$a(\omega) \approx a(\omega_0) + a'_s(\omega - \omega_0) - \frac{1}{2} a''_s(\omega - \omega_0)^2 \quad (16)$$

$$a'_s = \left. \frac{da}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (17)$$

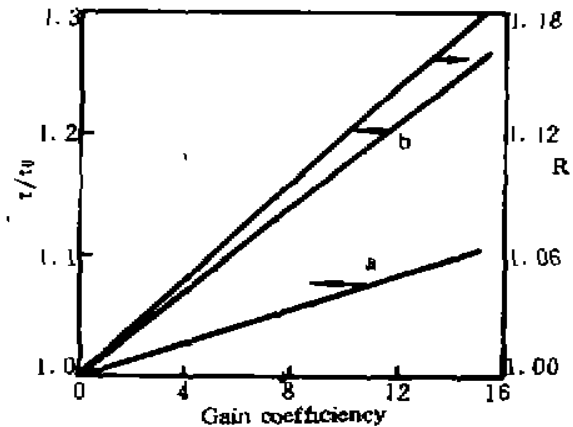


Fig. 2 Pulse width and R as functions of gain coefficient for different dispersion.

$$(a) \beta'' = 2.5 \times 10^{-23} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}, (b) \beta'' = 4.0 \times 10^{-23} \text{ s}^2 \text{ m}^{-1}, \tau_{initial} = 300 \text{ fs}, b_0 = 2500$$

$$\alpha'_s = - \left. \frac{d^2 \alpha}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (18)$$

经过放大的脉冲光谱为:

$$\bar{E}_{out}(\omega, z) = \bar{E}_0 \exp \left[- \frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma_0} + \alpha_0 z + \alpha'_s z (\omega - \omega_0) - \frac{1}{2} \alpha''_s z (\omega - \omega_0)^2 \right] \quad (19)$$

对(19)式进行逆傅里叶变换可得到放大后的啁啾脉冲为

$$e_{out}(t) = e_0 \exp(\alpha_0 z) \exp \left[- \Gamma t^2 + j(\omega_0 + 2\alpha'_s \Gamma_1) t + 2\alpha'_s \Gamma_2 t + \phi_n(z) \right] \quad (20)$$

这里 Γ_1, Γ_2 分别是 Γ 的实部和虚部, $\phi_n(z) = \sqrt{\alpha''_s z^2 + \alpha_0 z (1/\Gamma_0 + 2\alpha''_s z)} / (1/\Gamma_0 + 2\alpha''_s z)$ 是脉冲传播过程中的相移。

由与上节相同的方法可知, 非共振放大时的 τ 与 b 的变化与共振放大时有相同的数学形式, 只是由于 ω_0 偏离增益中心, 增益系数会有所下降。另外, 脉冲中心频率有所漂移, 漂移量为 $2\alpha'_s \Gamma$ 。对非共振放大的分析也与以上类似。

非共振放大的一种应用是复合介质放大器^[3, 6], 特别是对于用掺钕磷酸盐和硅酸盐玻璃作放大介质的 TW(10^{12} W) 级激光器, 以上分析可用于确立合理的放大比以及可能得到最短脉宽, 这里不再赘述。

3 实例分析

作为对以上理论的验证, 对几个实际报道的实验进行了分析, 结果列于表 1。这些实验都是只含再生放大器的啁啾脉冲放大系统, 选择这类实验的原因是其没有光阑和扩束装置, 易从实验结果得到增益系数的准确值。

Table 1. Comparison between experiments and theoretical

	initial pulse	stretched pulse	amplified pulse	recomposed pulse	theoretical prediction
ref. 6	270 fs	50 ps 1 nJ	3.5 mJ	305 fs	305 fs
ref. 7	90 fs	260 ps 73 pJ	5 mJ	105 fs	104.4 fs
ref. 8	30 fs 3 nJ	372 ps	700 μJ	55 ± 3 fs	58 fs
ref. 9	100 fs 1 nJ	200 ps	400 μJ	160 fs	157 fs

需要说明的是, 在以上四个实验中除实验 3 是高斯形脉冲外, 其余都是 sech^2 形脉冲, 由于二者无论其时间还是光谱形状都极为相似, 上节的分析同样有较大的准确性, 表 1 的对比也表明实验和理论分析的结果符合得相当好, 这也证明了上述理论的普遍适用性。

以上分析中的 $\alpha(\omega)$ 在实际的器件中是一个综合量, 不只受介质增益线性的影响, 还要考虑光学部件的适用谱宽等因素。分析中发现后者对获得尽可能窄的输出脉冲有着极为重要的影响。在文献[6]的实验中, 如果能充分发挥介质的增益谱宽, 相同的放大条件下, 最窄可压缩脉宽可以达到 275 fs。

结 论 给出了啁啾脉冲放大中最小可压缩脉冲宽度的解析式, 该表达式对高斯形和 sech^2 形函数都有很高的精确度, 这对啁啾脉冲放大系统参数的设计有着重要的意义。

参 考 文 献

- [1] Y-H. Chuang, L. Zheng, D. D. Meyerhofer, Propagation of light pulse in a chirped-pulse-amplification laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, 20(1): 270~281
- [2] A. E. Siegman, *Lasers*, Mill Valley, CA: University Science, 1986.
- [3] 李传东, 林礼煌, 徐至展, 二介质激光放大器工作特性的数值模拟. *光学学报*, 1995, 15(5): 525~530
- [4] O. E. Martinez, 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion; Application to fiber compression in 1.3~1.6 mm regime. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, 23(1): 59~67
- [5] M. D. Perry, F. G. Patterson, J. Weston, Spectral shaping in chirped-pulse-amplification. *Opt. Lett.*, 1990, 15(5): 381~383
- [6] M. Pessot, J. Squier, P. Bado *et al.*, Chirped pulse amplification of 300 fs pulses in an Alexandrite regenerative amplifier. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1989, 25(1): 61~70
- [7] J. Squier, F. Salin, G. Mourou, 100-fs pulse generation and amplification in Ti:Al₂O₃. *Opt. Lett.*, 1991, 16(5): 324~326
- [8] J. V. Rudd, G. Korn, S. Kane *et al.*, Chirped-pulse amplification of 55-fs pulses at a 1-kHz repetition rate in a Ti:Al₂O₃ regenerative amplifier. *Opt. Lett.*, 1990, 15(23): 2044~2046
- [9] J. Squier, G. Korn, G. Mourou, Amplification of femtosecond pulses at 10-kHz repetition rates in Ti:Al₂O₃. *Opt. Lett.*, 1993, 18(8): 625~627

Width Limitation of Compressed Pulse in Chirped-Pulse Amplification

Li Chuandong Zhang Zhengquan Xu Zhizhan

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

(Received 18 September 1995; revised 10 October 1995)

Abstract Relation between chirp and stretching/compressing ratio is given at first. And by analyzing the variation of pulse width and chirp during amplification, the minimum pulse width after CPA is abstained. Comparison between theoretical and experimental result shows that the theory is quite validate.

Key words chirped-pulse amplification, gain.