

高斯型光谱设计在飞秒激光放大器中消除增益窄化效应的研究

贺晓旭¹ 白晋涛¹ 侯 洵^{1,2}

(¹ 西北大学光子学与光子技术研究所, 西北大学光电子技术省级重点开放实验室, 西安 710069)

(² 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘 要 本文主要从增益窄化效应入手, 通过理论分析并结合数据模拟说明了高斯型光谱设计在消除增益窄化效应方面的重要作用, 导出了确定调制参量的较为适用的关系式, 为实际的实验系统提供了一种可行的设计依据。

关键词 增益窄化效应; 高斯型光谱设计; 光谱调制

0 引言

由于超强超短激光脉冲在 X 射线激光、实验室天体物理、惯性约束核聚变、激光粒子加速器、强场物理等前沿研究中的重要应用, 高强度超强超短脉冲正发展成为激光技术的热点研究内容之一^[1]。近年来, 啁啾脉冲放大(CPA)^[2]技术的应用使得超强超短脉冲的产生获得了长足的发展, 且已逐渐成为超快光学领域内的一项重要技术, 为实现实验室平台 TW 级固体飞秒激光器提供了重要手段。目前采用这一技术, 美国 C P J Barty 获得了 100TW、15fs、10Hz 的高能量激光脉冲^[3], 美国利弗莫尔国家重点实验室(LLML)则实现了 1.25PW 峰值功率的激光振荡, 创造了超强激光脉冲的世界新纪录^[4]。

通常情况下, 借助压缩激光脉冲宽度是提供峰值功率行之有效的技术手段之一。Barty 等人于 1994 年通过再生放大腔中加入薄膜标准具(thin-film polarizer etalon, TEPE)等元件整形再生放大脉冲的技术手段^[5], 首次报道了由于补偿光谱窄化效应而获得了短于 20fs 的放大结果; Salin 等人则通过蓝移种子脉冲而使红端得到较大放大而补偿增益窄化^[6], 但这些方法不仅使调节复杂化, 且有局限性; 同时有人提出光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)实验方案^[7], 但目前还未有正式系统

的相关报道。实践证明, 由于增益介质的高阶色散及光谱的增益窄化效应的限制, 获得放大脉宽短于 30fs 激光的研究仍是目前具有挑战性的课题之一^[8], 因此研究增益窄化效应对于获得更短的超强脉冲来说, 也就显得尤为重要。

近年来整形种子脉冲已经成为一种有效、方便的技术手段来消除增益窄化效应, 且已取得了比较理想的实验结果。尽管目前有很多的调制函数^[9,10]出现, 但它们大都没有明确给出确定参数的解析公式, 而不同的系统又往往给出不同的调制参量, 这对实际的操作带来不便。本文主要从增益窄化效应入手, 通过理论分析并结合数据模拟说明了高斯型光谱设计在消除飞秒激光放大器中增益窄化效应方面的重要作用, 导出了确定调制参量的较为适用的关系式, 为实际的实验系统提供了一种可行的设计依据。

1 理论分析

飞秒激光增益介质一般都有很宽的原子线宽(如钛宝石: $\Delta\omega = 500\text{nm}$), 但却只有在原子中心频率 $\Delta\omega$ 附近才有最大的受激辐射截面, 所以仅在一个紧靠中心频率很窄的频带内, 增益才可能抵消腔损耗, 实际有效的原子线宽^[11]为 $\Delta\omega' = \Delta\omega$

· $[\ln 2 / \ln(G/2)]^{1/2}$, 这样当入射种子脉冲进入放大介质后, 只有落在有效原子线宽内的频谱成分会被放大, 而落在有效原子线宽外的成分不能被放大; 这即所谓的增益窄化效应. 增益窄化效应最终导致放大后的频谱宽度变窄, 继而影响压缩后的脉冲宽度, 使之相应变宽. 因此要获得更短的脉冲宽度, 必须最大限度地消除增益窄化效应.

对于高斯型脉冲, 其电磁场在时域和频域内的表达式可分别表示为

$$E_{in}(t) = E_0 \exp(-\frac{t^2}{2\tau^2} + i\omega t) \quad (1)$$

$$E_{in}(\omega) = E_0 \exp(-(\omega - \omega_0)^2 / 4\Delta\omega^2) \quad (2)$$

$$\frac{1}{\tau^2} = \frac{1}{2} \frac{1}{\tau_0^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{\tau_0^2} \quad (3)$$

频域内原子的增益系数

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 2^{-1} / \{1 + [2(\omega - \omega_0) / \Delta\omega]^2\} \quad (4)$$

这里 ω_0 为原子的中心频率, $\Delta\omega$ 是介质的增益带宽, N 是介质的反转粒子数, σ 是介质的发射截面. 则放大器中单程增益为

$$G(\omega) = \exp[2\alpha(\omega)l] = \exp\left\{\alpha_0 l / (1 + [2(\omega - \omega_0) / \Delta\omega]^2)\right\} \quad (5)$$

式中 l 表示增益介质长度. 因为 $\alpha(\omega)$ 出现在增益表达式的指数项, 这将导致增益带宽小于原子线宽, 且随着增益的增加这种状况会继续加剧.

对于多通放大的 Ti:Sapphire 放大系统, 我们做小信号近似, 忽略增益饱和效应, 则入射光强度为

$$I_{in}(\omega) = 2^{-1} c n_e \epsilon |E_{in}(\omega)|^2 \quad (6)$$

式中 n_e 为放大介质的有效折射率, ϵ 为真空介电常量. 这里如果只考虑增益窄化对入射频谱的影响, 则有

$$I_{in}(\omega) = |E_{in}(\omega)|^2 = \exp\{-[\alpha_0 2(\alpha + \beta)](\omega - \omega_0)^2\} \quad (7)$$

式中 $\alpha = 1/2\tau^2$, $\beta = b_0/2\tau^2$ (只考虑线性啁啾). 对于小信号近似, 有

$$G(\omega) \approx \exp\{g_0 + g'(\omega)(\omega - \omega_0)^2 - 2^{-1} g''(\omega)(\omega - \omega_0)^2\} \quad (8)$$

式中 $g_0 = \alpha_0 l$ (单程小信号增益系数), $g'(\omega) = 0$, $g''(\omega) = 8g_0 / (\Delta\omega)^2$. 则对于 M 通放大, 有

$$I_{out}(\omega) = I_{in}(\omega) G^M(\omega) = \exp(g_0 M) \exp[-(\alpha_0 2(\alpha + \beta) + 2^{-1} g'' M)(\omega - \omega_0)^2] \quad (9)$$

$$\Delta\omega' = 2 \frac{2\ln 2}{\alpha_0 2(\alpha + \beta)^{-1} + M g''} \approx \Delta\omega (1 - \frac{2\tau^2 M g''}{(1 + b_0)})$$

$$\Delta\omega = 2 \frac{2\ln 2}{\alpha_0 2(\alpha + \beta)^{-1}} \quad (10)$$

式中 $\Delta\omega$ 表示种子脉冲的光谱宽度. 从上式可以看出, 正是由于增益与频谱的依赖关系, 使得放大后的脉冲增益变窄. 为此我们引入一高斯型频谱调制函数

$$T(\omega) = 1 - A \exp[-(\omega - \omega_0)^2 / B^2] \quad (11)$$

则

$$I_{in}(\omega) = I_{in}(\omega) T(\omega) \quad (12)$$

$$I_{out}(\omega) = I_{in}(\omega) G^M(\omega) = \exp[-\alpha_0 2(\alpha + \beta)(\omega - \omega_0)^2 / 2] \exp[g_0 M - 2^{-1} g'' M(\omega - \omega_0)^2] \quad (13)$$

则

$$\Delta\omega' \approx 2 \frac{2\ln 2}{[\alpha_0 2(\alpha + \beta) + g'' M - (2A / (1 - A)) B^{-2}]^{-1}} \quad (14)$$

从上式我们可以看出, 放大后的频谱宽度和入射脉冲宽度 τ 小信号增益系数 α 、原子线宽 $\Delta\omega$ 、放大通数 M 、调制深度 A 、调制宽度 B 的依赖关系. 因为 A 为 $0 \sim 1$ 之间的实数, 所以 $[-A / (1 - A)]$ 为负数, 因此我们只要选择合适的调制参量 A 和 B , 使之满足

$$g'' M / 2 - [A / (1 - A)] B^{-2} = 0 \quad (15)$$

就可以消除由于增益窄化效应而带来的频谱宽度减少.

2 数值模拟

从式 (14) 可以看出, 当 A 一定时, 随着 B 的增大, 增益窄化效应相应增大, 即 B 越大, 增益窄化的消除效果越弱, 直至得到和未调制的光谱而直接放大的同样效果; 同时由图 1(a) 我们可以看出, 随着 B (图中只给出了 B 的有效数字, 还应再乘 10^{15} 的量级, 下同) 的减小, 增益窄化效应虽然减弱, 但此时的光谱形状却偏离高斯光谱形状. 当 B 一定时, 随着 A 的增大, 增益窄化效应明显降低. 当 A 逐渐变小而趋近于 0 时, 增益窄化效应将增大到最大, 等效于光谱未调制时而直接放大的情形, 当 A 逐渐变大而趋于 1 时, 增益窄化效应明显得到有效地抑制, 光谱宽度明显优于未调制而直接放大的光谱宽度, 但同时随着 A 的增大, 光谱形状也将严重畸变, 并随着 A 的增加而加剧. 究其原因, 这主要是因为增益窄化效应和

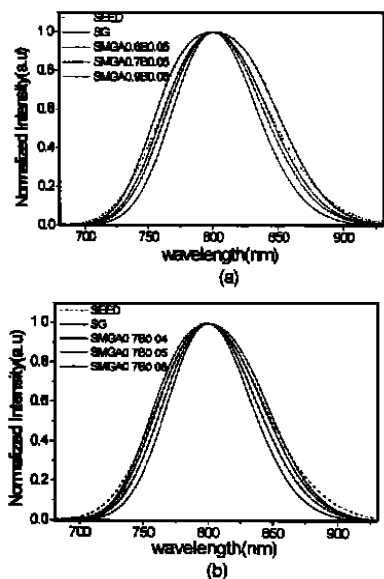


图 1 调制深度 A 和调制宽度 B 分别对增益窄化效应的影响 (a) B 不变, 改变 A 对消除增益窄化的作用; (b) A 不变, 只改变 B 对消除增益窄化的作用

Fig. 1 The effect in reducing gain-narrowing by changing A and B : (a) when B is fixed, the effect in reducing gain-narrowing only through changing A ; (b) when A is fixed, the effect in reducing gain-narrowing only by changing B

调制宽度 B 、调制深度 A 、小信号增益系数 α 、放大通数 M 等诸多因素有关的缘故。

从式(15)可以看出在小信号增益系数 α 、放大通数 M 一定的情况下, 增益窄化的消除量是 A 和 B 的函数, 只有选择合适的 A 和 B , 才能有效的消除增益窄化效应。即

$$B = \Delta\omega \{4g_0M[(1-A)/A]\}^{-1/2} \quad (16)$$

可见只有当 A 和 B 同时满足上式时, 光谱才能在得到有效放大的同时还能保持良好的光谱形状和光谱宽度, 如图 2 所示。否则, 即使光谱宽度增加, 但由于增益不能有效补偿调制损耗而发生光谱畸变。当调制深度 A 增大时, 调制宽度 B 将相应变大; 当放大通数 M 或者小信号增益系数 α 增大时, B 将相应地变小。对此我们可以这样来理解: 当调制深度增大时, 中心波长附近的光波, 受到较大的调制, 以致于多通放大后中心处的光强仍小于两翼的光强, 这时只有增大调制宽度, 使除了中心波长附近之外的更多的频谱成分受到调制才能保证调制后的光谱基本维持原样; 当增益系数或者放大通数增大时, 则中心波长附近的光频受到较大的增益, 强度会得到很快的增加, 从而消耗了大量的反转粒子数, 使得两翼远离中心波

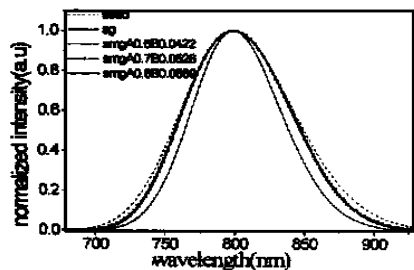


图 2 当 A 和 B 满足式(14)时, 不同的 A 、 B 所获得增益窄化消除量

Fig. 2 When A and B satisfy with equation (14), of the reducing quantity of gain-narrowing with different A and B

长的成分不能得到有效放大, 这时如果减小调制宽度, 使中心附近的成分受到较大的调制, 从而使两翼也能得到足够的放大。

从图 2 可以看出, 初始带宽为 94.4nm 的种子脉宽, 经过八通放大后, 其带宽减小为 74nm , 当调制函数 $T(\omega)$ 作用后, 实际谱宽增加到 88nm , 而理论预测的结果为 $\Delta\omega = 79.8\text{nm}$, 这主要是由于我们仅取到一级近似的缘故。由 $\Delta\omega$ 可以看出, 当我们给 $\Delta\omega$ 乘以 $\sqrt{2\ln 2}$ 时, 若 $A \rightarrow 0$ 或 $B \rightarrow \infty$ 时, $\Delta\omega$ 和 $\Delta\omega$ 严格趋于一致, 也就是说我们由式(13)得到的严格的光谱宽度应是式(14)的 1.177 倍。但实际上由式(15)确定的调制参量只是一级近似的结果, 所以由该参量所得到的实际光谱大约为 $\Delta\omega$ 的 1.103 倍。从图 3(扩大后的结果) 我们可以看出: 当 $A = 0.6$, 初始 B 满足式(15) ($B = 0.0422$), 若继续减小 B 时, 增益窄化量也将变得更小, $B = 0.0365$ 时, 窄化效果近似达到极小值, 这时实际的光谱宽度将增加到 94.1nm 。

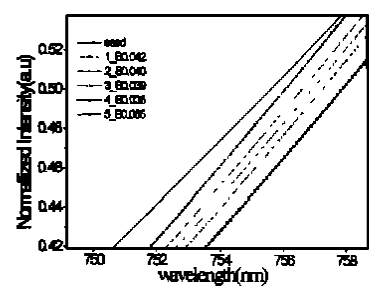


图 3 当 $A = 0.6$ 时, 变化 B 与最佳的增益窄化消除量间的关系

Fig. 3 When $A = 0.6$, the relationship between the best gain-narrowing and B

3 结论

通过对利用高斯型光谱设计来消除飞秒激光放大器中增益窄化效应的分析, 我们得出下面的

结论:

1) 增益窄化效应的消除量和高斯调制函数的调制深度 A 及调制宽度 B 满足关系式(15)时(一阶近似), 可以获得比较满意的窄化消除量.

2) 当增益窄化的窄化量增加时, 可以相应地提高调制深度 A 或者减小调制宽度 B 来获得满意的窄化消除量.

3) $\Delta\omega'$ 极限情况和 $\Delta\omega$ 相差一常量 1.177, 且当给 $\Delta\omega'$ 乘以 1.177 时, 它可精确地吻合于初始脉冲宽度, 由此我们可以看出: 实际调制后的光谱宽度为 $\Delta\omega'$ 和 1.177 $\Delta\omega'$ 之间的某一值, 当取到 A 、 B 所满足的关系式的足够高的阶数时, 将获得和入射谱宽相同的光谱宽度.

参考文献

- 1 Mourou G A, Barty C P J, Perry M D. Ultrahigh-intensity lasers: Physics of the extreme on a tabletop. *Physics Today*, 1998, 22(6): 22~25
- 2 Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt Commun*, 1985, 56(2): 219~221
- 3 Barty C P J, Gordon III C L, Lemoff B E, Rose-Petruck C, Páksi F, Spielmann C, Wilson K R, Yakovlev V V, Yamakawa K. Methods for generation of 10Hz 100TW optical pulses. *Proc SPIE*, 1995, 2377: 311~322
- 4 Livermore Peta Watt laser sets new pulsed power record. *Laser Focus World*, 1996, 32(7): 13
- 5 Barty C P J, Gordon C L, Lemoff B E. Multiterawatt 30-fs Ti:sapphire laser system. *Opt Lett*, 1994, 19(18): 1442~1444
- 6 Chambaret J P, Blanc C Le, Chériaux G, Curley P, Darpentigny G, Rousseau P, Hamoniaux G, Antonetti A, Salinet F. Generation of 25TW, 32fs pulses at 10Hz. *Opt Lett*, 1996, 21(23): 1921~1923
- 7 Ross I N, Matousek P, Towrie M, et al. *Opt Commun*, 1997, 144(1): 125~128
- 8 魏志义, 张杰等. 飞秒激光脉冲的高效率放大研究. *强激光与粒子束*, 1999, 11(5): 538~542
- 9 曹东茂, 魏志义等. 整形种子脉冲克服放大过程中增益窄化效应的研究. *物理学报*, 2000, 49(6): 1202~1205
- 10 杨建军, 固态飞秒激光技术[博士学位论文]. 中科院西安光机所瞬态光学国家重点实验室, 1999: 61~62
- 11 Siegman A E. *Lasers*. in: University Science. California: Mill Valley, 1986; 第9章

THE REDUCING GAIN NARROWING IN FEMTOSECOND Ti: SAPPHIRE AMPLIFIER BY SHAPING OSCILATOR PULSE WITH GAUSSIAN FILTER

He Xiaoxu¹, Bai Jintao¹, Hou Xun^{1,2}

¹ Institute of Photonics & Photo-Technology, and Provincial Key Laboratory of Photoelectronic Technology, Northwest University, Xi'an 710069, P.R.China

² State Key Lab. of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics, The Academy of Sciences of China, Xi'an 710068, P.R.China

Received date: 2001-01-05

Abstract This paper mainly presents the importance of Gaussian spectral shaping in reducing the gain-narrowing effect through theoretical and numerical analysis. Then it gives a proper relation of the modulation parameters, which provides the base of practical design for the femtosecond laser amplification system.

Keywords Gain-narrowing effect; Gaussian spectral shaping; Spectrum modulate

He Xiaoxu was born in 1975. He received the B.S. degree in 1998 from Northwest University. Now he is studying for M.S. degree in Institute of Photonics & Photon-Technology, and Provincial Key Laboratory of Photo-Electronic Technology of Northwest University, and his major research fields include amplification of ultra-short pulses. His interest includes fiber laser amplifiers and optics communication.

