

# 二介质激光放大器工作特性的数值模拟\*

李传东 林礼煌 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 从简明的物理模型出发, 首次从理论上模拟了二介质激光放大器的工作特性, 表明它能够同时满足输出高能量、超短脉冲放大的要求。对实验中可能遇到的问题进行了模拟, 并提出了解决的方法。

**关键词** 二介质激光放大器, 超短脉冲放大, 增益线型, 数值模拟。

## 1 引 言

高功率超短脉冲激光系统的研究是激光领域的重要前沿。随着啁啾脉冲放大(CPA)技术和新型固体可调谐激光器的发展, 使桌面式太瓦(TW)级激光系统成为研究的热点<sup>[1~4]</sup>。传统的单一介质激光放大器虽可提供较大的能量, 但增益谱线过窄, 无法满足超短脉冲放大的要求<sup>[2]</sup>; 而现有的新型激光晶体上能级寿命又太短, 无法获得大的输出能量<sup>[3]</sup>, 限制了此类系统的应用范围。利用多种介质来作为激光放大器的增益介质, 并使它们的增益谱线适当叠加, 可以使激光放大系统同时满足高能量和超短脉冲的要求, 在这方面已取得了一些实验结果<sup>[4, 5]</sup>。本文从简单的物理模型出发, 模拟了不同情况下激光放大系统使用两种放大介质时的工作特性, 对模拟结果作了相应的分析, 对实验中可能遇到的问题提出了解决的方案。

## 2 工作原理和数学模型

设入射脉冲的谱型为高斯型:

$$E_{in}(\nu) = E_{in}(\nu_0) \exp[-\theta(\nu - \nu_0)^2] \quad (1)$$

式中  $\nu_0$  为入射谱的中心频率,  $\theta$  为一常数, 取决于谱宽。放大介质的增益线型为

$$G_i(\nu) = G_{0i}/[(\nu - \nu_{0i})^2 + (\Delta\nu_i/2)^2], \quad i = 1, 2 \quad (2)$$

式中  $\Delta\nu_i$  为增益谱线的半宽度,  $\nu_{0i}$  为介质  $i$  的增益中心频率。放大后的谱线为:

$$E_{out}(\nu) = E_{in}(\nu) \exp[G_1(\nu) + G_2(\nu) - L(\nu)] \quad (3)$$

式中  $L(\nu)$  为随频率改变的损耗项。如果入射的脉冲为锁模脉冲, 纵模间隔为  $\delta_s$ , 则(1)、(2)两式可以写为:

$$E_{in}(\nu_m) = E_{in}(\nu_0) \exp(-\theta m^2 \delta_s^2),$$

\* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1994年2月25日

$$G_i(\nu_m) = G_{0i} / [b_i (m - m_{0i})^2 \delta_i^2 + r_i^2], \quad \nu_m = \nu_0 + m\delta_i \quad (4)$$

式中  $\nu_m$  为从  $\nu_0$  数起的第  $m$  个纵模的频率,  $b$  为计算调整方便而引入的常数, 它与常数  $r$  一起决定增益谱线的宽度,  $m_{0i}$  为介质  $i$  的增益中心频率对应的纵模的  $m$  数,  $m_{01} > 0$ ,  $m_{02} < 0$ 。这意味着介质 1 的增益中心频率比入射中心频率高, 而介质 2 的增益中心频率比入射中心频率低。则入射的脉冲谱宽和增益半高宽为:

$$\Delta m_{pulse} = 2/\theta^{1/2}\delta_i, \quad \Delta m_{gain} = 2r_i/b_i^{1/2}\delta_i \quad (5)$$

放大后的脉冲强度为:

$$I(t) = |\sum E(\nu_m) \exp(i\nu_0 t + im\delta_i t)|^2 \quad (6)$$

式中求和号下  $m$  的取值范围取决于锁定的纵模数。如果入射脉冲的谱线较窄, 单一介质的增益谱线能将其覆盖, 放大后的谱宽变化不大, 脉冲基本上能保持原入射脉宽。而如果入射信号的谱带很宽, 超过放大介质的增益谱宽, 则入射的频率中只有在增益带内的谱线得到放大, 其余部分在考虑了损耗之后被截掉, 这就是介质的增益窄化。此时, 放大介质相当于一个滤波器, 通光带就是增益带。随着光谱被压窄, 放大后的脉冲宽度必然加大, 限制了放大超短脉冲的能力。而对于多介质放大器, 如果选择合适的增益系数、带宽和增益中心频率, 使两种介质的增益谱线适当叠加, 可以使放大后的谱带足够宽, 满足超短脉冲对谱宽的要求, 而且可以通过调整放大倍率和损耗等因素, 修正入射频谱的形状, 改善系统的工作性能。

在模拟中不考虑增益饱和效应(因为在啁啾脉冲放大技术是通过脉冲展宽来降低峰值功率), 从而避免光谱畸变而带来的噪声。另外, 假定两种介质的增益中心频率等距地分布在入射中心频率的两边, 这是考虑到实际的桌面式太瓦激光系统的振荡器的频率都是可以调谐的。模拟时取  $E_m(\nu_0) = 1.0$ ,  $\delta\nu = 0.01$ ,  $r = 10.0$ 。从(5)式可知, 此时增益的半高宽  $\Delta m_{gain} = 283$ , 按照上面的假定,  $|m_{0i}| < 140$  都有比较强的叠加效果。对  $\theta = 0.5$  的入射谱, 由(5)式  $\Delta m_{pulse} = 283$ 。通过变化  $G_i$ 、 $r$ 、 $b$ 、 $m_i$ , 分别为模拟增益、增益谱线半高宽、增益中心频率的变化。

### 3 数值模拟结果

#### 3.1 两种介质的增益谱线完全对称地在入射中心频率的两侧

取  $m_{01} = -m_{02}$ ,  $r_1/r_2 = 1$ ,  $b_1 = b_2 = 50$ ,  $L(\nu) = 0$ , 取不同  $m_0$  值模拟两种介质的增益中心频率与入射中心频率相差不同时的情形。由(4)式、(5)式得两种介质的增益谱线形状完全相同, 只是增益中心频率对称地在入射中心频率两侧,  $m_0 = 0$  即相当于用单一增益介质作放大器的情况。图 1 为计算所得的频率-振幅关系曲线(A-F曲线)和强度-时间关系曲线(I-T曲线)。

计算结果表明, 随着两种介质增益中心频率间隔的加大, 放大后的谱线呈现加宽的趋势, A-F 曲线的峰逐渐变得平坦, I-T 曲线的宽度逐渐变窄。当  $m_0$  增大到一定的数值, A-F 曲线出现两个振幅较大的峰, 两个峰的频率间隔小于二介质增益中心频率的间隔脉宽。原因在于入射脉冲的谱型是高斯型的, 入射中心频率处较大的振幅在一定程度上弥补了增益较小影响, 使放大后的谱型与增益线型并不完全一致。随着谱线的变化, 脉宽虽然进一步变窄, 但在  $t = 0$  的两边出现了比较大的起伏, 此时放大器的信噪比降低, 输出信号的质量变差。

对较窄的输入谱( $\theta = 0.5$ ), 当  $m_0$  较小时, 由于增益窄化, 输出的光谱比输入的窄。随着  $m_0$  的增大, 在 A-F 曲线的峰变平的同时, 其谱线的半高宽增大, I-T 曲线的宽度随之降低。 $m_0$

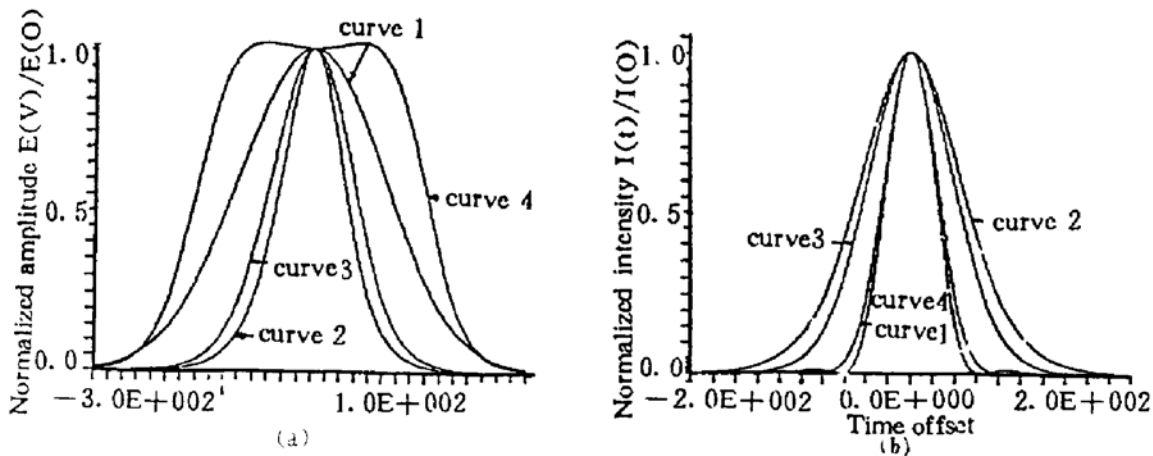


Fig. 1 A-F (a) and I-T (b) curves of output with different spacing of gain central frequencies. ( $\theta = 0.5$ )

curve 1: input signal, curve 2:  $m_0 = 0$ , curve 3:  $m_0 = 50$ , curve 4:  $m_0 = 160$

=160 时, 放大后的谱线半高宽比入射谱线还要大, 相应的输出脉宽也比输入的脉宽窄(见图 2)。虽然输出脉冲前后的起伏比较大, 但从后面的分析可知, 选择合适的损耗, 可以降低这种起伏, 获得较理想的输出脉冲, 这是单一介质放大器所不能达到的。

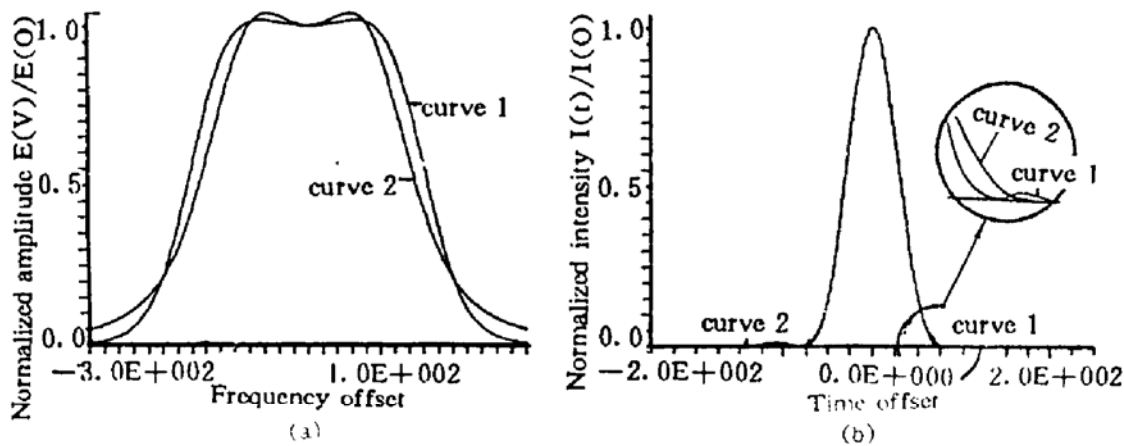


Fig. 2 A-F (a) and I-T (b) curves of output with different input spectral widths.

curve 1:  $\theta = 0.5$ ,  $m_0 = 160$ , curve 2:  $\theta = 0.1$ ,  $m_0 = 100$

作者模拟了入射谱宽  $\theta = 0.1$  时的情况, 以比较二介质放大器对不同入射谱宽的放大效果。在相同条件下,  $\theta = 0.1$  放大后的谱比  $\theta = 0.5$  的宽。另一方面, 通过加大增益中心频率的间隔  $2m_0$ , 可以使比较窄的入射谱也获得与宽的入射谱相当的输出谱宽, 而且 A-F 曲线峰的顶部更平坦, 似也可能获得理想的脉冲输出。图 2 中绘出这种情况下的 A-F 曲线和 I-T 曲线。从图 2 中可以看出, 虽然  $\theta = 0.5$  的 A-F 曲线(曲线 1)在  $m_0 = 160$  时有着比  $\theta = 0.1$ ,  $m_0 = 100$  (曲线 2)时更大的半高宽, 且顶部更平坦, 但在 I-T 曲线中, 脉冲的宽度却几乎没有差别, 而且前者脉冲前后的起伏明显地比后者大。仔细比较图 1 中的两条 A-F 曲线可以发现, 虽然曲线 2 的半高宽比曲线 1 窄, 但前者边频振幅的衰减程度却明显比后者低。这说明, 边频振幅平缓地趋于 0, 对提高放大器的信噪比是有利的。在实验中, 不应单纯提高光谱的半高宽, 只有在同时顾及了谱线的形状之后, 大的光谱半高宽才能获得满意的结果。

### 3.2 两种介质增益谱线宽度不等

从 3.1 节分析可见, 增益中心频率的间隔是影响输出谱宽、进而影响输出脉宽的重要因素。但对增益中心频率相差较大的介质, 其增益谱线的半高宽是不可能完全相等的。因此, 模拟了在相同的放大倍率下, 当  $b_1/b_2 = 4$  时, 放大器的输出特性。按(5)式, 这意味着介质 2

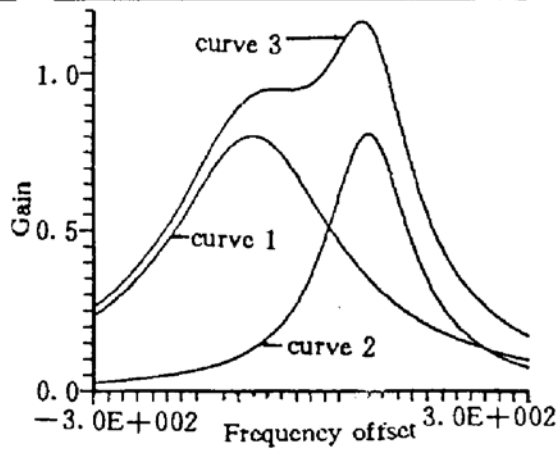


Fig. 3 Gain shape with different gain band widths  $b_1/b_2 = 4$  and their superposition  
curve 1:  $G_1(\nu)$ , curve 2:  $G_2(\nu)$ , curve 3:  $G_1(\nu) + G_2(\nu)$

的增益谱宽为介质 1 的两倍, 图 3 绘出了此时叠加后的增益谱, 从图中可以看出,  $G_2(\nu)$  的边带对  $G_1(\nu)$  增益中心有较大的叠加增强作用, 而其中心受到  $G_1(\nu)$  的影响就小一些, 所以  $\nu_{01}$  处的增益比  $\nu_{02}$  处较大一些。计算结果如图 4 所示。

在  $m_0$  较小时 ( $m_0 = 50$ ),  $A-F$  曲线只发生一定的偏移(图(a)),  $I-T$  曲线的前后沿拉长, 脉宽变大, 在计算范围内没有明显的起伏出现(图 4 中曲线 1)。随着  $m_0$  的增大 ( $m_0 = 90$ ),  $A-F$  曲线出现两个振幅不相等的峰, 较高的峰对应于较窄的增益谱线。在  $I-T$  曲线上, 脉宽有一定程度的压缩, 但在主脉冲峰值的前后各出现一个近似底座的起伏(图 4 中曲线 2)。

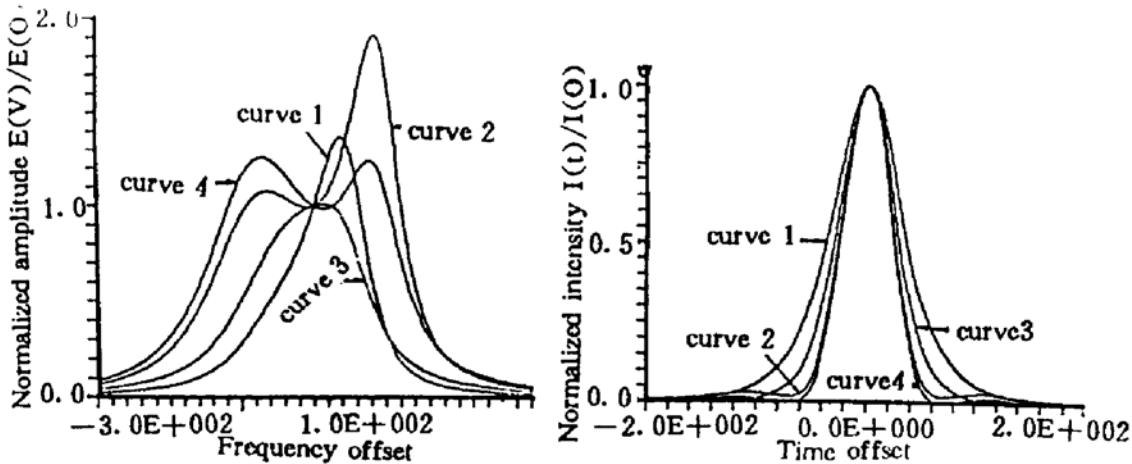


Fig. 4 Output when gain band widths are different

curve 1:  $b_1/b_2 = 4$ ,  $g_1/g_2 = 1$ ,  $m_0 = 50$ , curve 2:  $b_1/b_2 = 4$ ,  $g_1/g_2 = 1$ ,  $m_0 = 90$ ,  
curve 3:  $b_1/b_2 = 4$ ,  $g_1/g_2 = 0.5$ ,  $m_0 = 50$ , curve 4:  $b_1/b_2 = 4$ ,  $g_1/g_2 = 0.5$ ,  $m_0 = 90$

出于降低放大器输出噪声的考虑, 可以降低  $G_1(\nu)$  的放大倍率, 以使图 4(a) 中曲线 2 的两个峰的振幅尽可能相等。经过这样的调整, 放大后  $I-T$  曲线的起伏明显下降, 同时脉冲的宽度进一步变窄(图 4(b) 中曲线 4)。将这种方法用于  $m_0 = 50$  时, 发现在  $g_1/g_2 = 0.5$  时, 输出谱带的宽度有明显增大, 输出的脉冲宽度进一步变窄, 放大器的信噪比在计算范围内也有所下降(见图 4 中曲线 3)。计算结果表明, 适当调整两种介质的放大倍率, 在降低因介质增益谱宽差异而带来的起伏的同时, 脉冲的 FWHM 也有所减小, 可以得到比增益谱宽相同时更窄的脉冲。特别是对  $m_0$  较小的入射脉冲, 随着放大后  $A-F$  曲线的两个振幅峰逐渐靠近, 放大后脉冲的起伏亦大为下降。这表明, 在两种介质的增益带宽不一致时, 适当地调整两种介质放大倍率的比值, 也可以获得比较理想的放大输出。

### 3.3 利用损耗改善放大器的工作特性

在啁啾脉冲放大技术中, 脉冲的展宽与压缩是非常关键的, 但由于光栅尺寸的限制, 并非所有的光谱都能受到光栅对的作用, 一些纵模在被第一块光栅衍射之后落在第二块光栅之外, 这些纵模就被截掉。为模拟这种情况可能给系统带来的影响, 将(6)式中  $m$  的取值范围限定在  $\pm 100$  之间, 而  $|m| > 100$  的纵模认为其振幅为 0, 计算的结果如图 5 所示。从图 5(a)、图 5(b) 可以看出, 边频被“硬性”截掉, 除了使脉冲宽度变宽外, 在脉冲的两边又出现了一些

小的起伏。通过对  $m_0 = 90$  的谱线的计算发现，虽然  $m_0 = 90$  的谱线顶部比  $m_0 = 50$  的更平坦，在截取的谱宽一致的条件下，前者  $I-T$  曲线的起伏却要比后者大得多。由此可见，对于实际的放大器，由于入射锁模脉冲锁定的纵模数有限，过于平宽的光谱虽可提供较窄的脉宽，但同时也引入了较大的起伏，降低了放大器的工作性能，这一点在实验中已引起重视<sup>[4]</sup>。

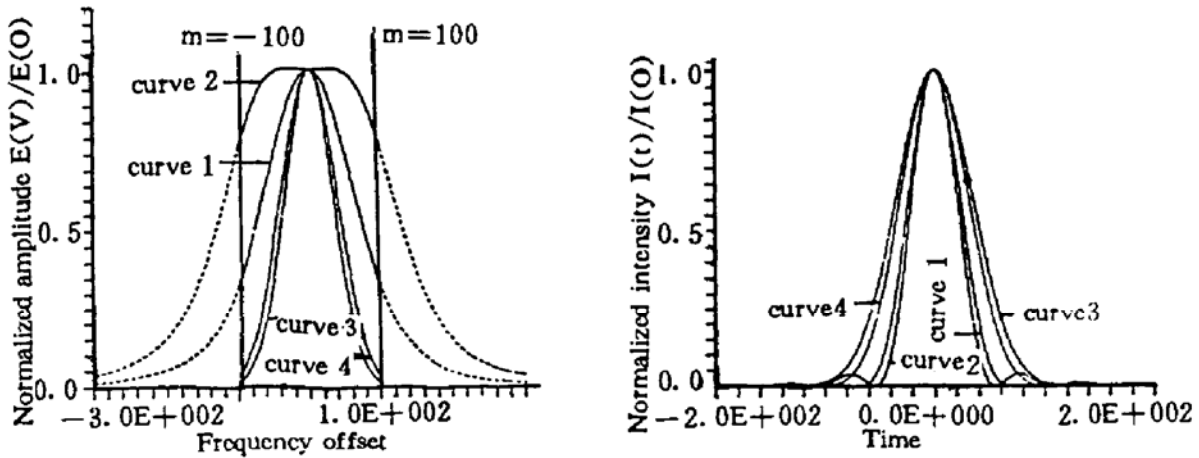


Fig. 5 Output when the spectra are cut

curve 1:  $m_0 = 50$ , no loss, curve 2:  $m_0 = 90$ , no loss,  
curve 3:  $m_0 = 50$ , with loss as Eq. (7), curve 4:  $m_0 = 90$ , with loss as Eq. (7)

分析比较图 5(a)中的  $A-F$  曲线可以发现，在频谱被截掉的地方 ( $m = \pm 100$ )，曲线 2 的振幅要比曲线 1 高得多。综合 3.1 节中对  $I-T$  曲线中起伏产生原因的分析，本文引入一个抛物线型的损耗：

$$L(\nu) = L_0 m^2 \delta^2 \tag{7}$$

目的在于进一步衰减放大后谱线边频的振幅，使谱线更平缓地趋于零，以降低放大后的起伏。计算结果正如预料的，随着边频振幅的下降， $I-T$  曲线在脉冲峰前后的起伏明显下降，但在衰减边频振幅的同时，谱宽不可避免地变窄，脉冲宽度随之加大，脉冲的峰值功率会大大下降(见图 5(b)中曲线 3 和曲线 4)。

由此出发，建议利用合适的损耗谱型，消除在  $m_0$  较大时  $A-F$  曲线上出现的两个振幅峰的现象。为此仍然引入(7)式的抛物线型的损耗，计算的结果在图 6 中绘出。由图 6(a)、图 6(b)可见，随着谱型的改善， $I-T$  曲线的起伏下降，但同时脉冲宽度加大。(由于使用的绘图软件分辨率的限制，在图 6(b)中用  $\lg [I(t)/I(0)]$  作为纵坐标来比较脉冲前后起伏的大小，此时脉冲强度的半高度在  $\lg [I(T)/I(0)] = -0.3$  处)。

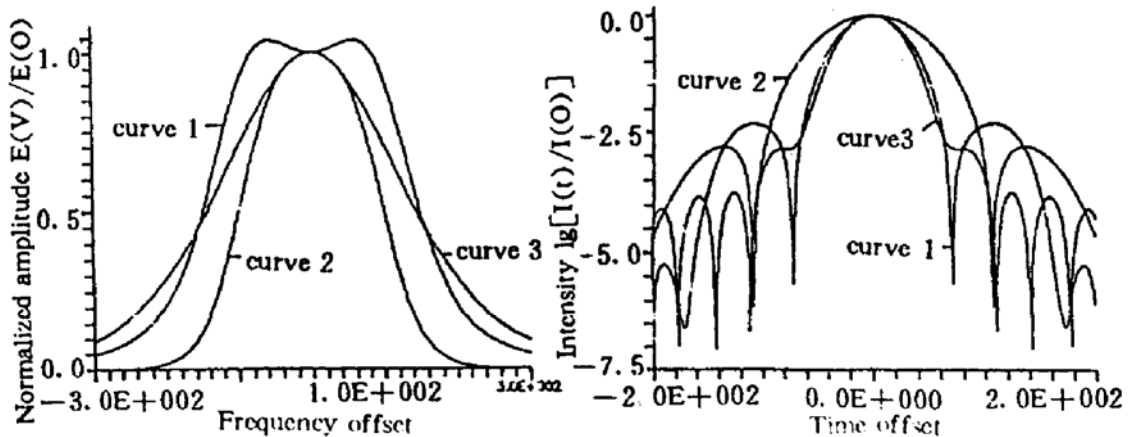


Fig. 6 A-F (a) and I-T (b) curves ( $m_0 = 100$ ) of outputs when a loss is used.

curve 1: no less, curve 2: with loss as Eq. (7), curve 3: with loss as Eq. (8)

进一步从光谱上来分析,抛物线型的损耗虽然在实验上较易实现,但并不理想,它在抑制双峰结构产生的同时,也衰减了边频的振幅,使谱宽减小,脉冲变宽。为进一步改善放大后的谱型,而引入了双高斯型的损耗:

$$L(\nu) = L_0 \exp[-(m - m_0)^2 \delta_\nu^2] + L_0 \exp[-(m + m_0)^2 \delta_\nu^2] \quad (8)$$

这是有意识地衰减两个增益中心频率处的振幅,并选择适当的损耗谱宽,以最大限度的改善放大器的工作特性。模拟的结果是令人满意的(图 6(a), (b)中的曲线 3)。虽然此时  $A-F$  曲线的半高宽比曲线 1 窄,但在  $I-T$  曲线(图 6(b)中曲线 3)中脉冲的宽度却明显比后者窄,而且脉冲前后的起伏比脉冲较宽的图 6(b)中曲线 2 又有所降低。

**结 论** 从以上计算可见,光谱的半高宽并不能完全决定脉冲的脉宽,光谱的形状不仅在一定程度上影响着脉冲的 FWHM,而且对脉冲的信噪比有极大的影响。二介质激光放大器在充分利用入射谱线的同时,也存在着光谱形状不理想的情况。实验中有意识地引入损耗,改善放大后的谱型,虽然会损失一部分能量,但放大器的输出特性却大为改善。

感谢杨晓东先生、徐冰先生的有益讨论,感谢殷功杰先生、袁利祥先生在程序编制过程中给予的帮助。

### 参 考 文 献

- [1] D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulse. *Opt. Commun.*, 1985, **56**(3): 219~221
- [2] F. G. Patterson *et al.*, Compact 10-TW, 800-fs Nd:glass laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(14): 1107~1109
- [3] A. Sullivan *et al.*, Multiterawatt, 100-fs laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(18): 1406~1408
- [4] M. D. Perray *et al.*, Spectral shaping in chirped-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(3): 381~383
- [5] C. Rouyer *et al.*, Generation of 50-TW femtosecond pulses in a Ti:sapphire/Nd:glass chain. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(3): 214~216

## Numerical Simulation of Two-Medium Laser Amplifier

Li Chuandong      Lin Lihuang      Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 25 February 1994)

**Abstract** The operating characteristics of the two-medium laser amplifier are simulated numerically for the first time. It is shown that the two-medium laser amplifier can satisfy the requirement of both high energy extraction and ultrashort pulse amplification. Some schemes are suggested for solving the problems which may arise in the related experiment.

**Key words** two-medium laser amplifier, ultrashort pulse amplification, gain shape, numerical simulation.