

文章编号: 0258-7025(2006)12-1626-04

# 周期相位调制光束的放大

周申蕾, 李学春, 林尊琪

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)

**摘要** 为研究周期相位调制光束的放大特性, 在分析激光放大介质跃迁谱线线型对损耗、受激辐射截面及饱和能量密度等参量影响的基础上, 改进了原先的脉冲放大模型。以 Nd:YLF 放大器为例, 实验中获得的时间波形调制周期约为 300 ps, 与计算结果 330 ps 吻合较好; 同时依据该模型计算分析了影响放大输出时间波形的主要因素, 入射光场中心频率与跃迁谱线中心频率的匹配能有效降低相位调制-振幅调制 (PM-AM) 效应, 为抑制该效应提供了依据。

**关键词** 激光技术; 脉冲放大; 跃迁谱线线型; 相位调制; 振幅调制

**中图分类号** TN 248.1; TN 241 **文献标识码** A

## Amplification of Periodic Phase-Modulating Beam

ZHOU Shen-lei, LI Xue-chun, LIN Zun-qi

(National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** In order to investigate the characters of the periodic phase-modulating beam amplifying, the model of pulse laser amplifying is improved based on the analysis of the parameters influenced by the transition lineshape of the media, such as the loss, stimulated radiation cross-section and saturated energy-density during the progress of amplifying, and the case of phase-modulated pulse laser in Nd:YLF is studied also. The pulse period of simulation based on the model is 330 ps, which is consistent with the experiment with period of 300 ps. The main factors affecting output time-waveform are studied by simulation, and the effect of phase modulation to amplitude modulation (PM-AM) conversion may be weakened if the center frequency of incident beam matches the center frequency of transition lineshape, which is useful for suppressing the effect of PM-AM conversion.

**Key words** laser technique; pulse amplifying; transition lineshape; phase modulation; amplitude modulation

## 1 引言

在激光驱动的惯性约束聚变 (ICF) 中, 如果输出激光光束具有一定的带宽, 可以有效抑制横向受激布里渊散射 (SBS) 效应<sup>[1]</sup>、提高束匀滑的效果 (如光谱色散平滑技术 (SSD))<sup>[2]</sup>, 因此在固体激光器的前端利用周期性相位调制技术将光谱展宽到 0.1~0.2 nm 以满足此要求。然而, 当前端部分使用 Nd:YLF 作为放大器时, 其增益谱线线宽较小, 有可能使激光脉冲的相位调制转变为振幅调制<sup>[3]</sup>, 影响终

端输出的时间波形, 并在激光能量较高的时候破坏光学介质。本文以相位调制光束在 Nd:YLF 介质中的放大为例, 理论分析相位调制光束的放大特性并和实验结果比较, 为下一步抑制相位调制-振幅调制 (PM-AM) 转换效应提供理论分析基础。

## 2 理论模型

对于一般的脉冲激光放大器, 激光经长度为  $L$  的放大介质后输出能量密度  $J_{\text{out}}(z=L)$  为<sup>[4]</sup>

**收稿日期:** 2006-04-16; **收到修改稿日期:** 2006-09-06

**基金项目:** 国家 863 计划 (2005AA842070) 资助项目。

**作者简介:** 周申蕾 (1977—), 男, 中国科学院上海光学精密机械研究所博士研究生, 主要从事高功率激光的束匀滑和放大器的研究。E-mail: slzhou@mail.shcnc.ac.cn

**导师简介:** 林尊琪 (1942—), 男, 中国科学院院士, 中国科学院上海光学精密机械研究所研究员, 从事高功率激光技术和激光等离子体研究。E-mail: zqlin@mail.shcnc.ac.cn

$$J_{\text{out}}(z=L) = TJ_s \ln\{G(z=L) \times \{\exp[J_{\text{in}}(z=0)/J_s] - 1\} + 1\}, \quad (1)$$

式中  $G(z=L)$  为单程小信号增益

$$G(z=L) = \exp\left[\int_0^L g_0(z) dz\right], \quad (2)$$

$g_0$  为小信号增益系数,  $T$  为损耗因子,  $T = \exp(-\alpha L)$ ,  $\alpha$  为损耗系数,  $J_s$  为饱和能量密度,  $J_{\text{in}}$  为输入能量密度。

根据参考文献[5]对一般脉冲放大器正问题的分析, 采用脉冲分割模型和薄片增益损耗模型求解脉宽为  $D$  的激光脉冲在介质(长度为  $L$ ) 中的传输放大。假设脉冲被分割成  $m$  个子脉冲, 放大介质被分割为  $n$  个薄片, 输入能量密度  $J$  与光强  $I$  的关系为

$$J = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt = \sum_l J^l = \sum_{l=-m/2}^{m/2} I\left(l \frac{D}{m}\right) \frac{D}{m}. \quad (3)$$

反复使用式(1), (2), 得出对应于放大介质的第  $j$  个薄片输出, 第  $l$  个子脉冲的能量密度  $J_j^l$  以及第  $(l+1)$  个子脉冲的增益  $G_j^{l+1}$  的递推公式

$$J_j^l = T^l J_s \ln\{G_j^l [\exp(J_{j-1}^l/J_s) - 1] + 1\},$$

$$G_j^{l+1} = \frac{G_j^l \exp(J_{j-1}^l/J_s)}{1 + G_j^l [\exp(J_{j-1}^l/J_s) - 1]}, \quad (4)$$

式中  $T^l = \exp(-\delta L/n)$  和  $G_j^{l+1} = \exp\left[\sigma \int_{(j-1)L/n}^{jL/n} N_0(z) dz\right]$  为第  $l$  个子脉冲在第  $j$  个薄片中的集中损耗因子和小信号增益,  $\delta$  为对应光强在传输中的损耗,  $\sigma$  为受激辐射截面。

由于放大介质中存在着不同的光谱加宽机制, 介质的跃迁谱线具有某一加宽线型  $g(\nu, \nu_0)$ 。入射光场的频率为  $\nu$  时, 其相应的损耗  $\delta(\nu)$ , 受激辐射截面  $\sigma(\nu)$  和饱和能量密度  $J_s(\nu)$  分别为<sup>[6]</sup>

$$\delta(\nu) = \delta(\nu_0) g(\nu, \nu_0),$$

$$\sigma(\nu) = \sigma(\nu_0) g(\nu, \nu_0),$$

$$J_s(\nu) = J_s(\nu_0) / g(\nu, \nu_0), \quad (5)$$

式中  $\delta(\nu_0)$ ,  $\sigma(\nu_0)$  和  $J_s(\nu_0)$  为介质跃迁加宽谱线中心频率为  $\nu_0$  时对应的损耗、受激辐射截面和饱和能量密度。

实际入射激光是具有一定光谱宽度  $\delta\nu$  的光场, 对于放大介质而言, 存在因加宽效应产生的某确定能级下激光跃迁谱线线宽  $\Delta\nu$ 。 $\delta, \sigma$  和  $J_s$  是与入射光场和介质特性有关的函数, 当  $\delta\nu \ll \Delta\nu$  时, 即介质跃迁光谱线宽非常大(相对入射光场而言), 如钕玻璃放大介质等, 不同入射光场频率下的  $\delta, \sigma$  和  $J_s$  相差较小, 此时只需考虑在入射光中心频率下的各参量值; 若两者相差不大或者  $\delta\nu > \Delta\nu$ , 诸如窄带放大器

放大或者宽频带激光的放大, 必须考虑到  $\delta, \sigma$  和  $J_s$  与  $\nu$  之间的谱线加宽关系, 即利用式(4), (5) 来计算包含不同频率光场的激光放大。当周期相位调制光场入射时, 光场频率  $\nu(t)$  可表示为<sup>[7]</sup>

$$\nu(t) = \nu_{01} + \nu_m \Gamma \sin(2\pi\nu_m t + \phi_0), \quad (6)$$

$\nu_{01}$  为入射光场的中心频率,  $\nu_m$  为相位调制器的调制频率,  $\Gamma$  为调制深度,  $\phi_0$  为光场初始相位。

此时, 与入射光场频率  $\nu(t)$  有关的  $\delta(\nu)$ ,  $\sigma(\nu)$  和  $J_s(\nu)$  也都可表示为时间的函数, 故放大过程中只需考虑它们在不同时刻的影响, 计算更为简化。对  $g(\nu, \nu_0)$ ,  $\delta(\nu)$ ,  $\sigma(\nu)$  和  $J_s(\nu)$  按时间分割作离散化处理

$$g(\nu, \nu_0) = g(t) = g^l, \quad \delta^l = \delta_0 g^l,$$

$$\sigma^l = \sigma_0 g^l, \quad J_s^l = J_{s0} / g^l$$

并代入(4)式中求解。同时对于不同入射光场频率, 引起其增益和损耗变化的主要因素是  $\sigma$  和  $\delta$  的差异, 但消耗的放大介质中反转粒子数是相同的, 利用  $G = \exp\left[\sigma \int N_0(z) dz\right]$  确定输出能量密度和小信号增益在不同入射光场频率间的递推关系

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{0j}^l = \exp(-\delta_0 L/n) J_{s0} \times \\ \quad \ln\{G_{0j}^l [\exp(J_{0j-1}^l/J_{s0}) - 1] + 1\} \\ J_j^l = \exp(-\delta^l L/n) J_s^l \times \\ \quad \ln\{G_j^l [\exp(J_{j-1}^l/J_s^l) - 1] + 1\} \\ G_{0j}^{l+1} = \frac{G_{0j}^l \exp(J_{0j-1}^l/J_{s0})}{1 + G_{0j}^l [\exp(J_{0j-1}^l/J_{s0}) - 1]} \\ G_j^l = (G_{0j}^l)^{g^l} \end{array} \right. , \quad (7)$$

其中  $J_j^l, G_j^l$  为输出能量密度和小信号增益,  $J_{0j}^l, G_{0j}^l$  为中心频率  $\nu_0$  所对应的能量密度和小信号增益。

### 3 数值计算与分析

以 Nd:YLF 放大器<sup>[8]</sup>为例, 假设加宽线型为均匀加宽

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{(\Delta\nu/2)^2}{(\Delta\nu/2)^2 + (\nu - \nu_0)^2}, \quad (8)$$

$\Delta\nu = 12.5 \text{ cm}^{-1}$  对应于介质的增益线宽, 介质谱线中心波长  $1.053 \mu\text{m}$ , 对应的频率  $\nu_0 = 2.849 \times 10^{14} \text{ Hz}$ , 受激发射截面  $\sigma_0 = 1.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ , 损耗系数  $\delta_0 = 0.004$ , 饱和能量密度  $J_{s0} = 1.57 \text{ J/cm}^2$ , 晶体截面为  $\phi 6 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ , 两级放大器的小信号增益为 300; 入射光场波长  $1.0523 \mu\text{m}$ , 相位调制深度  $\Gamma = 4.5$ , 调制频率  $\nu_m = 3 \times 10^9 \text{ Hz}$ 。图 1 为上述实验测试的相位调制光束前后时间波形; 图 2 为利用方程组(7), 式(8), 由实际

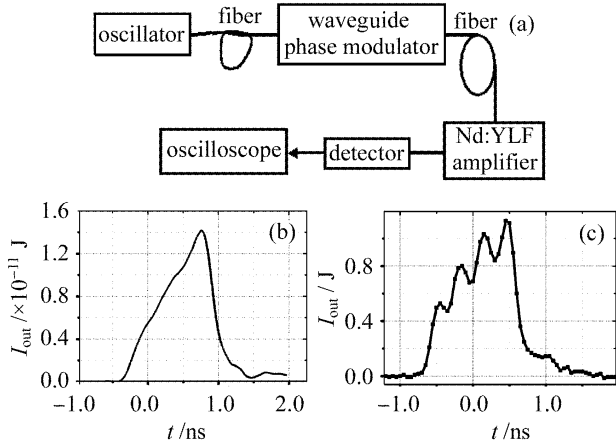


图1 实验示波器测试时间波形原理图(a)及放大前(b),后(c)的时间波形

入射光频宽 0.1 nm, 振幅调制周期 300 ps 左右

Fig.1 Schematic diagram of testing time waveform by oscilloscope (a) and the results of laser time waveform before (b) and after (c) amplifying

The width of input laser is 0.1 nm, the period of AM is about 300 ps

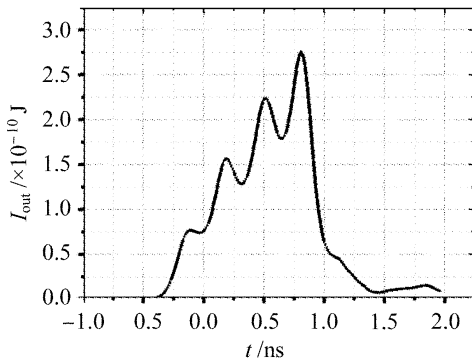


图2 周期相位调制激光脉冲经 Nd:YLF 放大后的计算波形

入射光频宽0.1 nm, 振幅调制周期约为 330 ps

Fig.2 Simulation result of laser time waveform of periodic PM pulse-laser amplified by Nd:YLF

The width of input laser is 0.1 nm the period of AM is 330 ps

输入波形所得的计算结果,时间波形的振幅调制周期为330 ps,与光场展宽中的相位调制周期近似。计算结果与实验吻合较好,也表明该模型可以较好地模拟周期相位调制下光束的放大特性。

进一步的计算表明,入射光中心波长  $\nu_{01}$  对放大后的时间波形影响较大。当  $\nu_{01}$  和放大介质跃迁谱线中心波长  $\nu_0$  匹配时,振幅调制幅度降低,且调制周期为相位调制周期的一半,如图 3 所示。介质跃迁线型函数对称分布特性和入射光场周期变化的共同作用使  $\nu_{01} = \nu_0$  时的  $g(\nu, \nu_0)$  的变化不再与入射光场的变化一致,其周期大致为调制周期的一半。同时

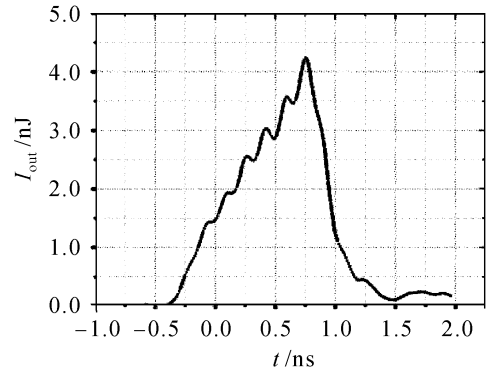


图3 入射波长和介质跃迁谱线中心波长一致时,周期性相位调制激光放大后的时间脉冲波形计算结果

振幅调制周期为 166 ps

Fig.3 Simulation result of laser time waveform of periodic PM pulse-laser amplified by Nd:YLF when the center wavelength of input laser is same as that of lineshape of amplifying media

the period of AM is 166 ps

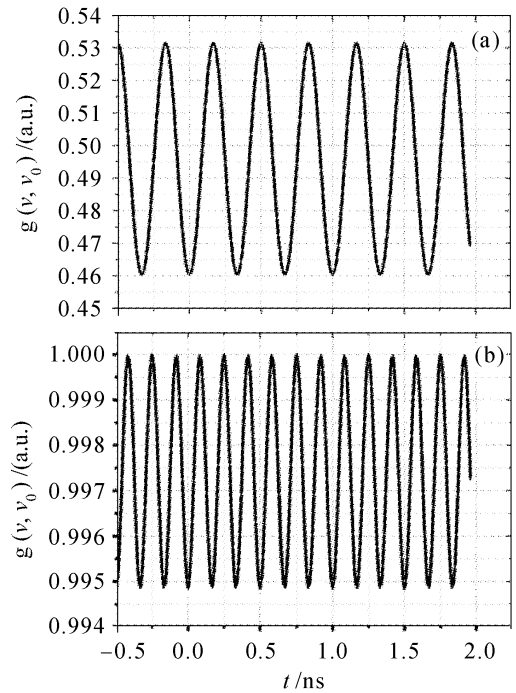


图4 相位调制输入光场时,跃迁谱线线型函数  $g(\nu, \nu_0)$  随时间的变化

入射激光中心波长(a) 1.0523  $\mu\text{m}$ , (b) 1.053  $\mu\text{m}$

Fig.4 Transition lineshape varies with time when the input laser is phase modulated

the center wavelength of input laser is

(a) 1.0523  $\mu\text{m}$ , (b) 1.053  $\mu\text{m}$

$g(\nu, \nu_0)$  在  $\nu_0$  附近的变化幅度最小,导致线型函数  $g(\nu, \nu_0)$  的周期和幅度变化,如图 4 所示;对应的  $\delta, \sigma$  和  $J_s$  也随之改变,从而影响输出时间波形。

同样,相位调制光场的带宽也直接影响  $g(\nu, \nu_0)$

的调制深度和输出时间波形。带宽越宽,  $g(\nu, \nu_0)$  对应的区域和变化幅度以及时间波形的振幅调制幅度也越大, 图 5 为入射光场波长为  $1.0523 \mu\text{m}$ , 相位调制深度  $\Gamma = 13.5$ , 调制频率  $\nu_m = 3 \times 10^9 \text{ Hz}$ , 输出谱宽为  $0.3 \text{ nm}$  时的输出时间波形。因此在采取相应方法抑制相位调制-振幅调制效应前, 应明确输入相位调制光场的频宽, 并尽可能使入射光场中心与介质跃迁谱线中心波长一致, 这样才能更好地降低振幅调制幅度。

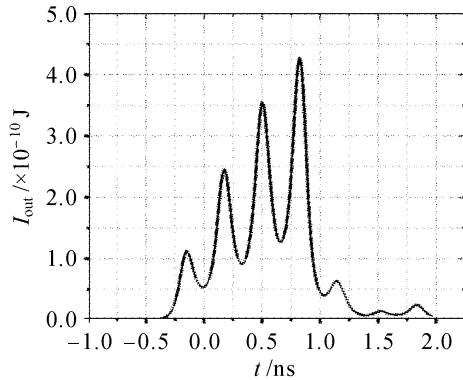


图 5 输入光场谱宽为  $0.3 \text{ nm}$  时放大后输出脉冲的计算结果

Fig. 5 Simulation result of amplified laser time waveform when the width of input laser is  $0.3 \text{ nm}$

## 4 结 论

由于介质跃迁谱线线型的影响, 不同光场频率放大过程中的相关参量也不同, 导致相位调制光束放大输出波形产生严重的振幅调制; 在此基础上建立起来的计算模型, 其数值计算结果和实验吻合较

好, 发展了不同情况下的脉冲放大器理论; 计算还表明, 入射光场的频率与介质跃迁谱线中心频率的匹配也对输出时间波形有重要的影响。该模型的建立为抑制相位调制-振幅调制转换效应提供理论基础和分析工具。

## 参 考 文 献

- 1 R. L. Berger, E. Lefebvre, A. B. Langdon *et al.*. Stimulated Raman and Brillouin scattering of polarization-smoothed and temporally smoothed laser beams [J]. *Phys. Plasmas*, 1999, **6** (4):1043~1047
- 2 Zhou Shenlei, Lin Zunqi, Zhu Jian *et al.*. Computation and study of smoothing by spectral dispersion [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(3):341~345  
周申蕾, 林尊琪, 朱 俭 等. 谱色散均匀化的计算研究[J]. *中国激光*, 2005, **32** (3):341~345
- 3 L. J. Waxer, J. H. Kelly, J. Rothenberg *et al.*. Precision spectral sculpting for narrow-band amplification of broadband frequency-modulated pulses [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(16):1427~1429
- 4 Lee M. Frantz, John S. Nodvik. Theory of pulse propagation in a laser amplifier [J]. *J. Appl. Phys.*, 1963, **34** (8):2346~2349
- 5 Lü Baida, Zhang Bin. Theory of the high power laser propagation through amplifiers [J]. *Laser Technol.*, 1997, **21** (5):255~292  
吕百达, 张 彬. 高功率激光放大器中的光传输理论[J]. *激光技术*, 1997, **21**(5):255~292
- 6 A. E. Siegman. *Lasers* [M]. California: University Science Books, 1986. 273~280
- 7 Pu Hongtu, Xue Quan, Wu Jian *et al.*. Research of a resonant cavity phase-modulator used in SSD [J]. *Chinese J. Lasers*, 1998, **A25**(2):115~118  
濮宏图, 薛 泉, 吴 健 等. 用于光束时间平滑的谐振腔式相位调制器研究[J]. *中国激光*, 1998, **A25**(2):115~118
- 8 Walter Koechner. *Solid-State Laser Engineering* [M]. 5th edition. Heidelberg: Springer-Verlag, 1999. 60~62