

啁啾脉冲多程放大及其逆问题的研究^{*}

楚晓亮 张 彬[†] 蔡邦维

(四川大学电子信息学院, 成都 610064)

魏晓峰 朱启华 黄小军 袁晓东 曾小明 刘兰琴 王 逍 王晓东 周凯南 郭 仪

(中国工程物理研究院激光聚变中心, 绵阳 621900)

(2004 年 10 月 9 日收到, 2005 年 2 月 28 日收到修改稿)

利用非线性薛定谔方程和速率方程, 研究了啁啾脉冲在增益介质中多程放大的特性. 在此基础上, 利用分步傅里叶和迭代法对啁啾脉冲多程放大的逆问题做了研究和模拟, 即在给定输出脉冲和多程放大系统参数的情况下, 求出相应的输入脉冲波形. 有关结果对啁啾脉冲的多程放大及整形提供有用的理论参考.

关键词: 增益窄化, 增益饱和, 迭代法, 逆问题

PACC: 4210, 4255

1. 引 言

自 20 世纪 90 年代以来, 超短脉冲技术得到了飞速发展. 许多大型的超短脉冲系统也已经建立起来. 目前报道的全钛宝石超短脉冲系统的输出功率已达到 $0.85\text{PW}^{[1]}$. 为了获得较高的输出能量和功率, 在超短脉冲系统中一般采用多程式的助推放大器. 啁啾脉冲在多级和多程传输放大的过程中会受到增益窄化、增益饱和、色散、非线性等效应的影响. 并且, 随着能量的逐级放大, 增益窄化和饱和效应以及非线性效应的影响越来越明显. 因而, 宽带啁啾脉冲的传输和放大问题也同样为人们所关注. Chuang 等人^[2]运用麦克斯韦方程和粒子数方程所组成的方程组, 对啁啾脉冲的传输和放大做了详细的研究. Bridges 等人利用非线性薛定谔方程研究了多维超短脉冲的传输问题^[3]. 此外, Blanc 等人基于 F-N 方程, 详细研究了超短脉冲在钛宝石放大器中多程放大的增益窄化和增益漂移效应问题^[4]. 日本原子能研究所的 Matsuoka 等人从基于 F-N 方程的速率方程组出发对超短脉冲系统中的脉冲放大进行了模拟计算, 并和实验做了校核^[5]. 俄罗斯的 Gogoleva 等人采用相似的模型研究了激光脉冲在钕玻璃激光系统中的传输特性^[6]. 卢兴强等人在 Chuang 的基础

上将方程组进行了扩展, 使之能够更广泛的适用于宽带脉冲^[7,8]. 其中文献 [4,5] 系统地考虑了多程放大问题, 但仅限于窄化和饱和效应. 本文运用非线性薛定谔方程并结合速率方程, 对啁啾脉冲在放大介质的多程放大特性进行了模拟计算, 在计算中考虑了增益窄化、增益饱和、色散和非线性效应. 另外, 在实际工作中, 为了获得更好的压缩脉冲和脉冲波形以及对脉冲的有效放大, 常常需要对脉冲进行整形^[5,9], 因此, 有必要对啁啾脉冲放大的逆问题进行研究, 从而为实验提供理论依据. 为此, 我们利用本模型对啁啾脉冲的多程放大进行了逆算, 其模拟计算结果可以对实验提供参考.

2. 理论模型

目前, 考虑多程放大问题的两种主要的方法是 F-N 方程和速率方程^[4,5]. 这两种方法虽然能兼顾增益窄化效应和增益饱和效应, 但如果在模型中全面考虑非线性、色散等效应时就略显不足. 为此, 我们采用了修正非线性薛定谔方程^[3]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \left[\frac{i}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{i}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} + \frac{i\omega_0 n_2}{c} |A|^2 + \frac{g - \alpha}{2} \right] A, \quad (1)$$

^{*} 国家高技术 863 计划(批准号 2004AA845050)和四川省青年科技基金(批准号 05ZQ026-013)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zhangbinff@sohu.com

以及速率方程^[25]:

$$\frac{\partial N(z,t)}{\partial t} = -\frac{2^*}{\hbar\omega_0} \sigma(\omega) N(z,t) I(z,t), \quad (2)$$

式中, A 为输入脉冲的振幅, β_0 为传输常数, β_2 和 β_3 分别表示群速度色散和三阶色散常数, ω_0 是中心频率, n_2 是非线性折射率系数, g 是增益系数, α 是损耗系数。 2^* 是介于 1 和 2 之间的饱和因子, $N(z,t)$ 是反转粒子数密度, \hbar 是普朗克常数除以 2π , $\sigma(\omega)$ 是受激发射截面, I 是脉冲强度. (1) 式中的增益系数可表示为

$$g = \sigma(\omega) N(z,t) = \frac{\sigma_0 N(z,t)}{1 + 4[\omega(t) - \omega_a]^2 / \Delta\omega_a^2}, \quad (3)$$

式中, σ_0 为中心波长的受激发射截面, $\omega(t)$ 为瞬时频率, $\Delta\omega_a$ 是增益介质的原子线宽, ω_a 是增益介质的原子中心频率.

3. 啁啾脉冲多程放大的计算和分析

假设输入脉冲为啁啾高斯脉冲, 其场分布可表示为^[10]

$$A = A_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] \exp\left[-i\frac{b}{2}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right], \quad (4)$$

式中, A_0 是振幅常数, τ 为脉冲宽度, $b = \Delta\omega_L \tau / 2$ 为输入脉冲的线性啁啾参数. 计算中所用参数为: 输入能量为 800mJ, 入射光强约为 $6.7 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$, 脉宽(峰值强度的半高全宽)为 400ps, 脉冲中心波长和介质的增益中心波长均为 800nm, 折射率 $n_0 = 1.76$, 群速度色散常数 $\beta_2 = 581.179 \text{ fs}^2/\text{cm}$, 非线性折射系数 $n'_2 = 2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ^[11], 每一程间的损耗因子为 0.1, 介质损耗系数为 0.004 cm^{-1} . 为讨论方便, 计算中的输入脉冲的带宽与增益介质的增益带宽之比为 $\Delta\omega_L / \Delta\omega_a = 0.5$.

典型的计算结果如图 1—3 所示. 图 1 给出了抽运能量分别为 30J、40J 和 50J 时, 输出能量随放大程数变化的曲线. 从图中看出, 在一定抽运能量的情况下, 输出能量随放大程数先上升后下降. 这是由于输入脉冲在放大的过程中不断地消耗反转粒子数, 从而出现增益饱和效应. 当脉冲获得的增益小于损耗时, 脉冲的能量就开始下降. 随着抽运能量的增大, 脉冲的输出能量达到输出峰值的程数越来越小. 这说明由于在较大的抽运能量下, 介质的初始反转粒子数也较大, 介质对脉冲提供的增益也就

越大. 因此, 脉冲可以通过较少的程数达到饱和放大. 图 2 给出了 50J 抽运下, 不同放大程数的脉冲输出波形. 图 3 给出了 50J 抽运下, 不同放大程数的脉冲频谱分布.

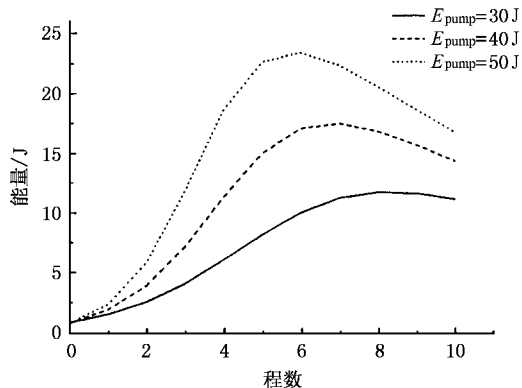


图 1 输出能量随放大程数变化的曲线

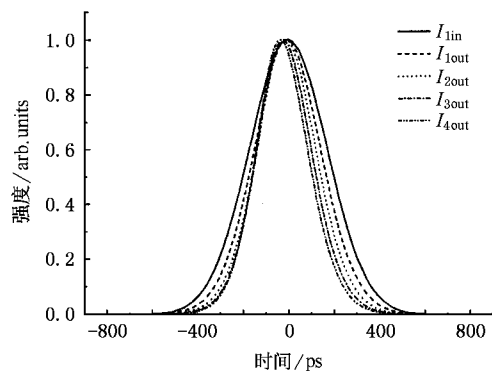


图 2 输入和输出脉冲的时间波形

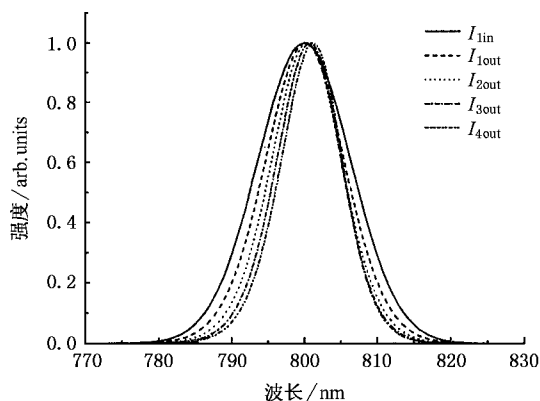


图 3 输入输出脉冲的功率谱

从图 2、3 中可看出, 随着放大程数的增加, 增益窄化和增益饱和效应越来越严重. 增益窄化效应使

脉冲波形和频谱都变窄,而增益饱和效应使脉冲波形峰值逐渐向前沿移动,从而使脉冲频谱向长波长移动(红移),且随着程数的增大,这两种效应将会越来越明显。

4. 啁啾脉冲多程放大的逆算和分析

在高功率激光放大系统的设计中,所关心的另一个问题则是如何在给定放大系统参数和满足物理实验要求的输出脉冲参数前提下,求出相应的输入脉冲参数,即主放大系统中光束传输的逆问题。对于纳秒级高功率激光系统的逆问题研究已经开展^[12,13]。在超短脉冲放大系统中,增益窄化和增益饱和不但使脉冲产生畸变,还会使脉冲很难压缩回所要求的脉宽。因而,需要对注入脉冲进行整形以补偿它们的影响。现在已提出许多方法和手段来克服窄化和饱和效应带来的影响^[5,9]。在理论上有必要对啁啾脉冲进行逆算,即给定输出脉冲来求得输入脉冲,以便为实验提供理论依据。

本文通过(1)式和(2)式联立的方程组,对啁啾脉冲的多程传输进行了逆算。逆算中采取分步傅里叶和迭代相结合的方法^[10]。以四程放大为例,在已知第一程初始反转粒子数密度 N_1 ,第四程的输出的场分布 A_{4out} ,以及各程的损耗因子 α 的情况下,对多程放大进行逆算。具体步骤为:1)令 $N_4 = N_1$,作为(2)式的初始值,可求得 $N_4(z)$ 。结合(3)式和增益系数 $g(z)$ 将 $g(z)$ 代入(1)式,对(1)式应用分步傅里叶法求任意位置处的场分布 $A_{4in}(z)$ ^[10],即在每一步长 h 内的场分布可由式 $A_{4in}(z-h) = A_{4out}(z) \exp[-Dh] \exp[-Nh]$ 得到。其中 D 表示色散和衍射项, N 表示非线性项和增益项。因 N 中含有 $A_{4in}(z-h)$ 项,我们不能直接计算出 $A_{4in}(z-h)$ 。用 $A_{4out}(z)$ 代替 N 中的 $A_{4in}(z-h)$,可计算出 $A_{4in}^1(z-h)$ 。再用 $A_{4in}^1(z-h)$ 代替 $A_{4in}(z-h)$ 得到新的 N ,计算出 $A_{4in}^2(z-h)$ 。如此迭代下去,直到 $A_{4in}^i(z-h)$ 和 $A_{4in}^{i+1}(z-h)$ 之差满足一定的精度。继续求解(2)式可得新的增益系数 $g(z-h)$,代入(1)式,最终可求得 A_{4in} 和反转粒子数密度 $N_4(0)$ 。2)由 A_{4in} 可求得 A_{3out} ,并令 $N_3 = N_4(0)$ 运用与步骤1)相同的方法可求得 A_{1in} 。3)由 N_1 和 A_{1in} 作正算可求得各程的初始反转粒子数密度 N_2, N_3, N_4 。4)由步骤3)得到的各程初始反转粒子数密度作为各程的初始值,结合步骤1)和2),可

由 A_{4out} 求得 A_{1in} 。5)重复步骤3)和4)直到求得的相邻两个 A_{1in} 之差满足一定的精度。

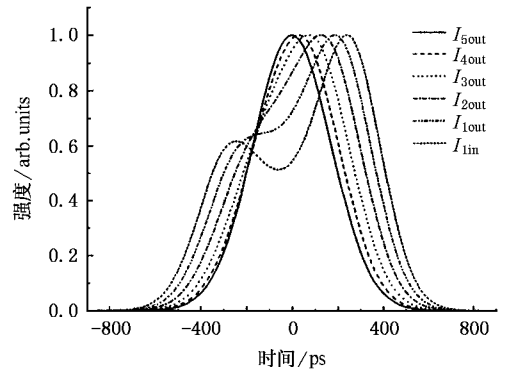


图4 输入输出脉冲的时间波形

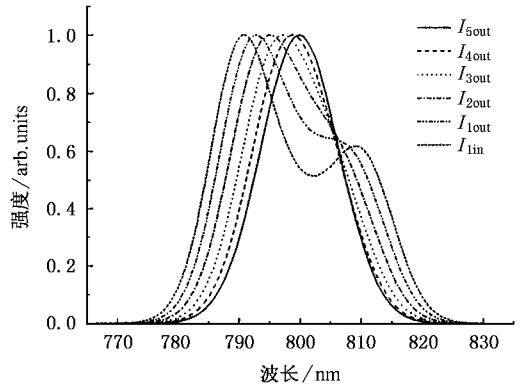


图5 输入输出脉冲的功率谱

假设所要求的输出脉冲为(4)式所示的啁啾高斯脉冲,脉冲能量为20J,抽运能量为50J,其他参数不变。为讨论方便,能够清楚地说明啁啾脉冲受增益窄化和增益饱和效应在放大中的演变过程,假设输出脉冲是由输入脉冲经5程放大得到的。相应的计算结果如图4和图5所示。图4给出了所求得的输入和输出脉冲的时间波形。图5为输入和输出脉冲的功率谱。从图4中可以看出,为了获得要求的输出啁啾高斯脉冲,在考虑了增益窄化和增益饱和效应后,经计算得到的输入脉冲波形中间呈一波谷形。输入脉冲波形的脉宽要明显宽于输出脉冲的脉宽,且波谷两侧中靠近脉冲后沿的一侧波峰要高于前沿,脉冲波形有向后沿移动的趋势。与脉冲波形相对应,图5中频谱在中心波长处出现凹陷。输入脉冲频谱宽度要明显大于输出脉冲,凹陷两侧的峰值靠近短波长一侧的峰值要高于长波长侧的峰值,频谱有向短波长移动的趋势(蓝移)。经分析可知,

输入脉冲的脉宽和谱宽较输出脉冲宽并且中间呈波谷是为了抵消增益窄化效应的影响,其主要原因是增益窄化效应使得啁啾脉冲的波形和频谱都变窄的缘故。而脉冲后沿波峰要高于脉冲前沿,功率谱中短波长峰值高于长波长则是为了抵消放大过程中增益饱和效应的影响。进一步分析图 4,5 可知,随着增益窄化和增益饱和效应的增大,输入脉冲波形的畸变减小。这表现在脉冲波形和频谱中的波谷变浅、变小,脉冲波形逐渐移向前沿并且频谱产生红移,波峰逐渐变小直至消失,最后达到我们所需要的波形。同时,还可以发现,初始几程的脉冲波形和频谱形状变化较大。随着放大程数的增大,相邻各程间的差异越来越小,最终达到我们所要求的高斯形状。这是由于初始的反转粒子数密度最大,输入脉冲得到的单程增益也最大。随着反转粒子数的不断消耗,脉冲的增益越来越小,因而各程间受窄化和饱和效应的影响就越来越小。

5. 结 论

通过非线性薛定谔方程结合速率方程,对啁啾

脉冲的多程放大传输进行了研究。以啁啾高斯脉冲为例,计算了脉冲在多程放大中的能量输出以及增益窄化和增益饱和效应对脉冲波形和频谱的影响。计算中发现色散和 B 积分对脉冲波形影响很小,可不予考虑。为了研究啁啾脉冲多程放大的逆问题,利用此模型并结合分步傅里叶和迭代算法对啁啾脉冲的多程放大进行了逆算。逆算中考虑了色散、非线性效应、增益窄化和增益饱和的影响。原则上,利用本文提出的物理模型,可以对任意要求形状的输出脉冲进行任意程数的传输和放大问题的逆算。值得指出的是,随着程数的增多,计算量和计算机时会明显增加。论文有关计算结果可对实际中的啁啾脉冲整形提供理论参考。

作者感谢与粟敬钦副研究员的有益讨论。

-
- [1] Aoyama M, Yamakawa K, Akahane Y *et al* 2003 *Opt. Lett.* **28** 1594
- [2] Chuang Y H, Zheng L and Meyerhofer D D 1993 *IEEE J. Quantum. Electron.* **29** 270
- [3] Bridges R E, Boyd R W and Agrawal G P 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 553
- [4] Blanc C L, Curley P and Salin F 1996 *Opt. Commun.* **131** 391
- [5] Matsuoka S and Yamakawa K 1998 *Jpn. J. App. Phys.* **37** 5997
- [6] Gogoleva N G and Gorbunov V A 1996 *SPIE* **2770** 23
- [7] Lu X Q, Fan D Y and Qian L J 2002 *Acta Optica Sinica* **22** 1059 (in Chinese) [卢兴强、范滇元、钱列加 2002 光学学报 **22** 1059]
- [8] Lu X Q and Fan D Y 2003 *Chin. Phys.* **12** 169
- [9] Pittman M, Ferré S and Rousseau J P 2002 *Appl. Phys. B* **74** 529
- [10] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (Boston, MA : Academic) chap. 2
- [11] Backus S, Durfee III C G, Murnane M M *et al* 1998 *Review of Scientific Instruments* **69** 1207
- [12] Zhang B and Lü B D 1997 *Chin. Laser* **24** 495 (in Chinese) [张彬、吕百达 1997 中国激光 **24** 495]
- [13] Wang T and Fan D Y 1999 *High Power Laser and Particle Beams* **11** 139 (in Chinese) [王 韬、范滇元 1999 强激光与粒子束 **11** 139]

Study of the multipass amplification of the chirped pulse and its inverse problem^{*}

Chu Xiao-Liang Zhang Bin[†] Cai Bang-Wei

(College of the Electronics Information , Sichuan University , Chengdu 610064 ,China)

Wei Xiao-Feng Zhu Qi-Hua Huang Xiao-Jun Yuan Xiao-Dong Zeng Xiao-Ming

Liu Lan-Qin Wang Xiao Wang Xiao-Dong Zhou Kai-Nan Guo Yi

(Research Center of Laser Fusion , CAEP , Mianyang 621900 ,China)

(Received 9 October 2004 ; revised manuscript received 28 February 2005)

Abstract

The multipass amplification characters of the chirped pulse in gain medium were studied with the Schrödinger equation and population equation. The inverse problem of multipass amplification of the chirped pulse was studied and simulated by means of the Split-step Fourier and iteration methods , to find the profile of the input pulse from the given output pulse and multipass amplification parameters. The results are useful for the multipass amplification and design of the pulse shaping of the chirped pulse.

Keywords : gain narrowing , gain saturation , iteration method , inverse problem

PACC : 4210 , 4255

^{*} Project supported by the National High Technology " 863 " program of China (Grant No. 2004AA845050) and the Yong Technology Foundation of Sichuan Province (Grant No. 05ZQ026-013).

[†] Corresponding author. E-mail : zhangbinff@sohu.com