

文章编号: 0258-7025(2007)05-0655-06

改进的高功率飞秒脉冲系统理论研究

王春灿, 张帆, 耿蕊, 童治, 宁提纲, 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

摘要 理论分析了由掺镱光纤放大器、高非线性光纤(HNLF)和光栅对组成的高功率飞秒脉冲产生系统。由于掺镱光纤放大器固有的有限带宽效应会导致脉冲抛物波形和线性啁啾的畸变,影响脉冲的压缩。在放大器和光栅对之间引入高非线性光纤,可以在展宽脉冲频谱的同时也保持波形和线性啁啾。针对高非线性光纤计算了不同的非线性系数和色散参量对压缩脉冲宽度和压缩效率的影响。研究表明,较高的非线性系数可以进一步降低最小压缩脉冲宽度,但是压缩效率随光纤长度增加而下降的趋势也变得越显著;较低的色散参量有利于得到更短的压缩脉冲,并且相对较高色散参量不会显著地降低压缩效率;在一定范围内,通过延长高非线性光纤可以缩短压缩脉冲,同时需要兼顾压缩效率。

关键词 非线性光学;掺镱光纤放大器;有限带宽;飞秒脉冲;高非线性光纤

中图分类号 TN 253 **文献标识码** A

Study on the Improved High-Power Femtosecond Pulse Generation System

WANG Chun-can, ZHANG Fan, GENG Rui,
TONG Zhi, NING Ti-gang, JIAN Shui-sheng

(*Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China*)

Abstract Theoretical analysis on the femtosecond pulse generation system is presented. The finite gain bandwidth of the ytterbium-doped fiber amplifier limits the performance of pulse compression by distorting both the chirp and pulse shape. To generate additional bandwidth whilst retaining the desired linearly-chirped similariton characteristics, the amplified parabolic pulses are injected into highly-nonlinear fiber (HNLF). The compression efficiency and pulse duration of compressed pulse are investigated for different parameters of HNLF. The quantitative analysis shows that lower group-velocity dispersion (GVD) is preferable; higher nonlinearity parameter can lead to more short minimum pulse duration of compressed pulse, however, the compression efficiency decays more rapidly with increasing HNLF length. The shorter compressed pulse can be obtained through increasing the length of HNLF in a certain range, meanwhile, the compression efficiency must be taken into account.

Key words nonlinear optics; ytterbium-doped fiber amplifier; finite-bandwidth; femtosecond pulse; highly-nonlinear fiber

1 引言

抛物波形脉冲放大器^[1]提出以来已经被广泛用于飞秒脉冲的产生。理论和实验均已表明,在正常色散区域,脉冲在掺镱光纤放大器的传输过程中通过群速度色散(GVD)、自相位调制(SPM)和增益的

相互作用,最终得到波形为抛物线形状的脉冲,通过自相位调制的作用脉冲频带被展宽,并且具有线性啁啾特性,这些都为进一步进行脉冲压缩提供了很好的条件^[1,2]。最近,文献[3]实验报道了利用掺镱光纤放大器结合光栅对脉冲压缩器得到脉冲宽度为 80 fs,能量为 230 nJ 的压缩高功率飞秒脉冲;文献

收稿日期:2006-11-23;收到修改稿日期:2007-01-08

基金项目:北京自然科学基金(4052023),北京交通大学科学技术基金(2004RC073)和北京交通大学专项研究员基金(48101)资助项目。

作者简介:王春灿(1975—),男,江苏人,博士研究生,从事光纤激光器与光器件方面的研究。

E-mail: xzwangchuncan@126.com

导师简介:简水生(1929—),男,江西人,中国科学院院士,光纤通信及电磁兼容专家。E-mail: ssjian@center.njtu.edu.cn

[4] 利用两级掺镱光纤放大器系统进一步增大了脉冲能量,得到了脉冲宽度为110 fs,能量为410 nJ的压缩脉冲。由于掺镱光纤放大器所固有的增益带宽限制作用,当抛物脉冲频谱展宽超过放大器的有限增益带宽时脉冲的波形,线性啁啾和频谱都会产生畸变,这些因素会严重降低压缩效率和压缩脉冲的质量^[5]。掺镱光纤放大器的增益带宽一般为10 THz,所以抛物脉冲频谱的半峰全宽(FWHM)值必须小于10 THz以避免压缩性能的劣化,这样同时也限制了放大器输出脉冲的频谱宽度。由此提出一个问题,即如何在保证一定压缩效率的前提下,进一步缩小压缩脉冲宽度(以下脉冲宽度均指半峰全宽)。Anderson 等^[6]分析了初始无啁啾抛物脉冲在非线性光纤中传输的特性,研究表明,高功率抛物脉冲在非线性光纤中传输可以保持其波形不变,并且形成线性啁啾,避免了波形分裂。由于从掺镱光纤放大器输出的大功率抛物脉冲具有线性啁啾,所以本文在文献[6]的基础上,分析了具有初始正啁啾系数的抛物脉冲在高非线性光纤中的传输特性。研究表明,抛物脉冲的波形和线性啁啾特性均保持不变,同时脉冲频谱通过自相位调制作用得到进一步展宽。提出一种改进的方法,即把掺镱光纤放大器输出的大功率抛物脉冲耦合到一段高非线性光纤中,利用自相位调制作用继续展宽信号频谱,从而得到更窄的压缩脉冲。针对高非线性光纤,分析了不同非线性系数和色散对压缩脉冲宽度和压缩效率的影响,得到一些对设计高功率飞秒脉冲压缩系统有帮助的结论。

2 理论基础

2.1 掺镱光纤放大器中脉冲的放大

掺镱光纤放大器中脉冲的传输可以由非线性薛定鄂方程(NLSE)描述^[7]

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A + \frac{g_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [F(\omega) + iG(\omega)] \hat{A}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega, \quad (1)$$

$$F(\omega) = \frac{-\omega T_2}{1 + (\omega T_2)^2}, \quad G(\omega) = \frac{1}{1 + (\omega T_2)^2}, \quad (2)$$

式中 $A(z, T)$ 为脉冲慢变振幅, z 为脉冲传输的距离, T 为本地时间, β_2 为色散参量, γ 为非线性系数, g_0 表示放大器的增益系数, $F(\omega)$ 和 $G(\omega)$ 为放大器

增益谱线的线型函数,增益谱线呈洛伦兹线型分布,其具体表达式由(2)式给出; T_2 表示极化弛豫时间,可表示为 $T_2 = 1/\pi\Delta\nu$, 其中 $\Delta\nu$ 为放大器的增益带宽。脉冲频谱的半峰全宽假设为 $2\omega_p$, 若不考虑放大器的有限增益带宽,其表达式为^[2]

$$\omega_p = \left(\frac{g_0 E_{in} \gamma}{2\beta_2^2} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{g_0 L}{3} \right), \quad (3)$$

其中 E_{in} 为初始脉冲的能量, L 为光纤长度。为了避免放大器有限带宽作用对压缩脉冲的影响,则有 $2\omega_p < 2\pi\Delta\nu$, 即脉冲频谱的半峰全宽小于放大器的增益带宽,由(3)式可以确定掺镱光纤最大长度应为

$$L_{max} = \frac{1}{g_0} \ln \left[\frac{2(\pi\Delta\nu)^3 \beta_2^2}{g_0 E_{in} \gamma} \right], \quad (4)$$

当掺镱光纤长度小于 L_{max} 时,可以忽略放大器的有限增益带宽作用。

计算掺镱放大器的参数取^[5] $g = 0.69 \text{ m}^{-1}$, $\beta_2 = 20 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$, $\gamma = 0.27 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $E_{in} = 1 \text{ nJ}$, 初始脉冲宽度为 0.533 ps 。对于掺镱光纤 $\Delta\nu$ 取 10 THz , 则由(4)式得到 $L_{max} = 7.09 \text{ m}$, 当掺镱光纤长度大于 L_{max} 时将会产生脉冲波形和啁啾的畸变。图1给出了脉冲传输距离为 10.9 m 时脉冲的强度和啁啾曲线。很明显,由于放大器的有限带宽效应,不仅脉冲波形由抛物线形变成近似三角形,而且啁啾曲线由直线变成了“之”字型(图2(c)给出了掺镱光纤为 7.09 m 时输出脉冲的强度和啁啾曲线,可以与图1作比较),可知线性啁啾有利于脉冲的压缩^[8], 因此啁啾的劣化会严重降低脉冲压缩效率。

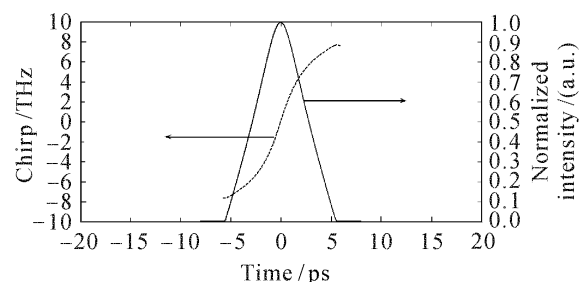


图1 脉冲强度和啁啾曲线

Fig. 1 Intensity and chirp for the parabolic pulse

2.2 传输特性

研究表明具有高功率线性啁啾的抛物脉冲在非线性光纤中传输可以保持其波形不变,避免了波形分裂^[6]。由于从掺镱光纤放大器输出的大功率抛物脉冲具有线性啁啾,所以需要分析具有初始正啁啾系数的抛物脉冲在高非线性光纤中传输的特性。描述脉冲在高非线性光纤中的传输方程为

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_{2, \text{HNLf}} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma_{\text{HNLf}} |A|^2 A, \quad (5)$$

其中 $\beta_{2, \text{HNLf}}$ 和 γ_{HNLf} 分别表示非线性光纤的色散参数和非线性系数。

图 2(a)和(b)分别给出了脉冲在高非线性光纤中波形和频谱的演变, 四条曲线分别代表传输距离为 0, 0.4 m, 0.8 m 和 1.4 m; 图 2(c)和(d)显示了输入脉冲和传输 1.4 m 后输出脉冲的强度曲线和啁啾曲线。高非线性光纤参数取 $\gamma_{\text{HNLf}} =$

$5.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_{2, \text{HNLf}} = 20 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ 。由图 2(a)和(b)可以看出, 脉冲在高非线性中随着传输距离的增加, 脉冲宽度和频谱不断展宽, 由于脉冲总能量不变(忽略光纤损耗), 所以脉冲强度逐渐降低。但是从图 2(a)可以看出脉冲波形始终保持抛物型。图 2(c)和(d)显示输出脉冲仍然保持着线性啁啾。研究表明, 由掺镱光纤放大器输出的抛物脉冲通过高非线性光纤后, 不仅展宽了频谱而且保持着线性啁啾, 这对下一步的脉冲压缩非常有利。

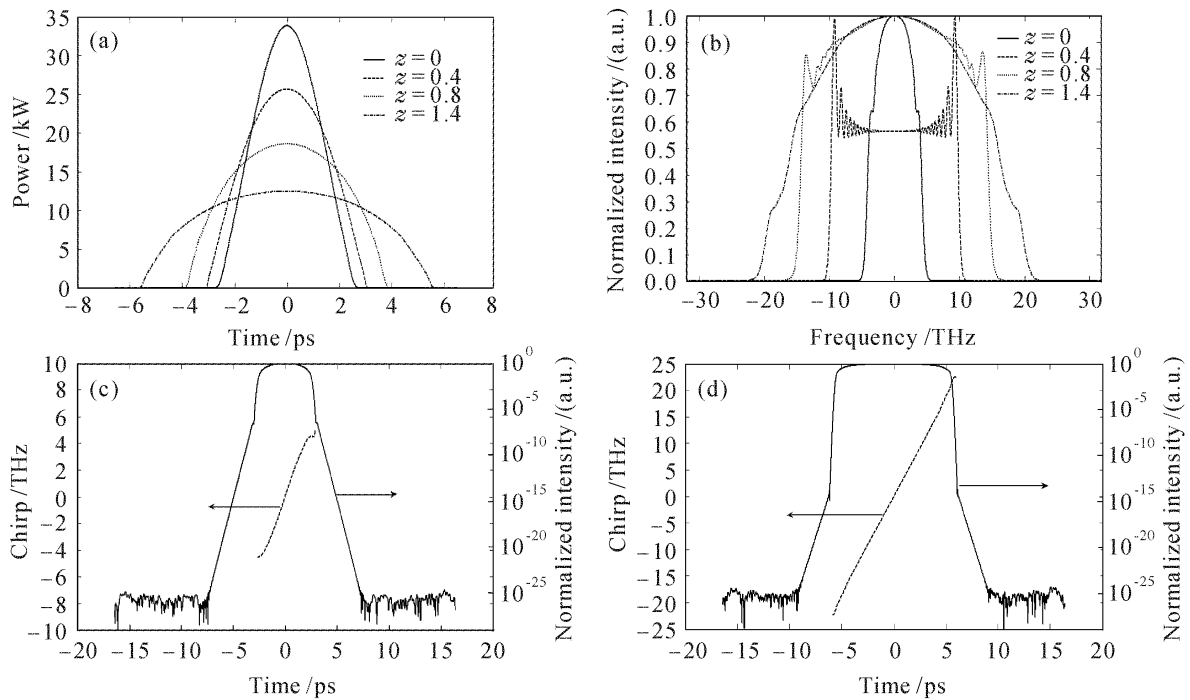


图 2 高非线性光纤中不同传输距离下的脉冲强度(a), 脉冲频谱(b), 放大器输出脉冲的强度和啁啾(c)及传输 1.4 m 后输出脉冲的强度和啁啾(d)

Fig. 2 Evolution of the parabolic pulse intensity (a), the normalized spectrum intensity (b), the intensity and chirp directly from the fiber amplifier (c), and the intensity and chirp for the parabolic pulse after 1.4 m propagation (d) in HNLf

2.3 脉冲压缩

利用光栅对压缩器补偿脉冲的正啁啾从而实现脉冲压缩^[9], 引入相位因子^[5]

$$\phi_c(\omega) = -a_c(\omega - \omega_0)^2 \left(1 - \beta_c \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right), \quad (6)$$

式中 $a_c = b_0 \lambda_0^3 / (4\pi c^2 d_0^2 \cos^2 \gamma')$; b_0 为光栅对之间的距离; λ_0 为脉冲的中心波长; d_0 为光栅齿距; 衍射角度 $\gamma' = \arcsin(\sin \gamma - \lambda_0 / d)$; 三阶色散系数 $\beta_c = (1 - \sin \gamma \sin \gamma') / \cos^2 \gamma'$, γ 为入射角度, 取 17° ; 光栅齿距为 $1/600 \text{ mm}$ 。为进一步研究压缩脉冲的质量定义了压缩效率 Eff_{comp} , 其表达式为

$$Eff_{\text{comp}} = E_{\text{core}} / E_{\text{total}}, \quad (7)$$

其值为压缩脉冲中心部分的能量与总能量之比, 如图 3 所示, 压缩脉冲中心部分的能量是在虚线范围

内脉冲所包含的能量, 即从脉冲总能量中除去脉冲边沿振荡结构中所包含的能量。如果在压缩脉冲的旁瓣中包含较多能量将严重降低压缩效率。

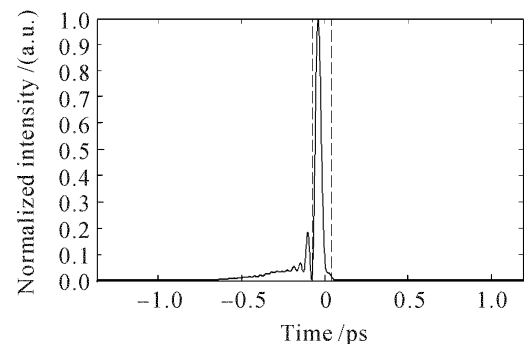


图 3 压缩脉冲强度曲线

Fig. 3 Normalized intensity of compressed pulse

3 数值计算和分析

3.1 引入高非线性光纤对脉冲压缩的改善

从图 4 可以看到脉冲经过高非线性光纤后进行压缩的情况,放大器参数和高非线性光纤参数不变。从实验结果可以看到脉冲经过高非线性光纤后,压缩脉冲宽度可以从最初的 84 fs 减小到 38 fs,同时压缩效率由 96% 下降到 71%,图 3 为脉冲经过 0.6 m 的高非线性光纤后进行压缩得到的压缩脉冲强度曲线,其脉冲宽度为 38 fs。由此可见,在脉冲经过高非线性光纤后,压缩脉冲的宽度明显降低。虽然压缩效率会有所下降,但是可以通过控制高非线性光纤

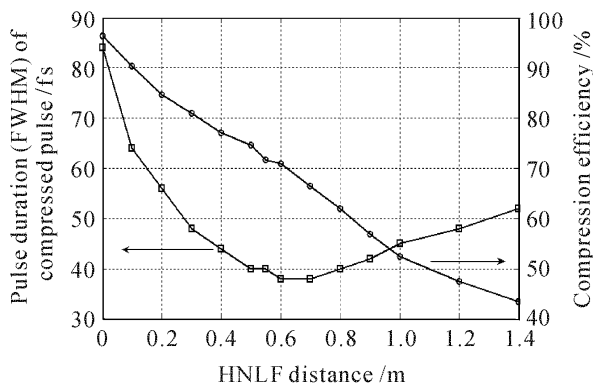


图 4 压缩效率和压缩脉冲的宽度随高非线性光纤长度的变化趋势

Fig. 4 Compression efficiency and compressed pulse FWHM duration versus HNLF length

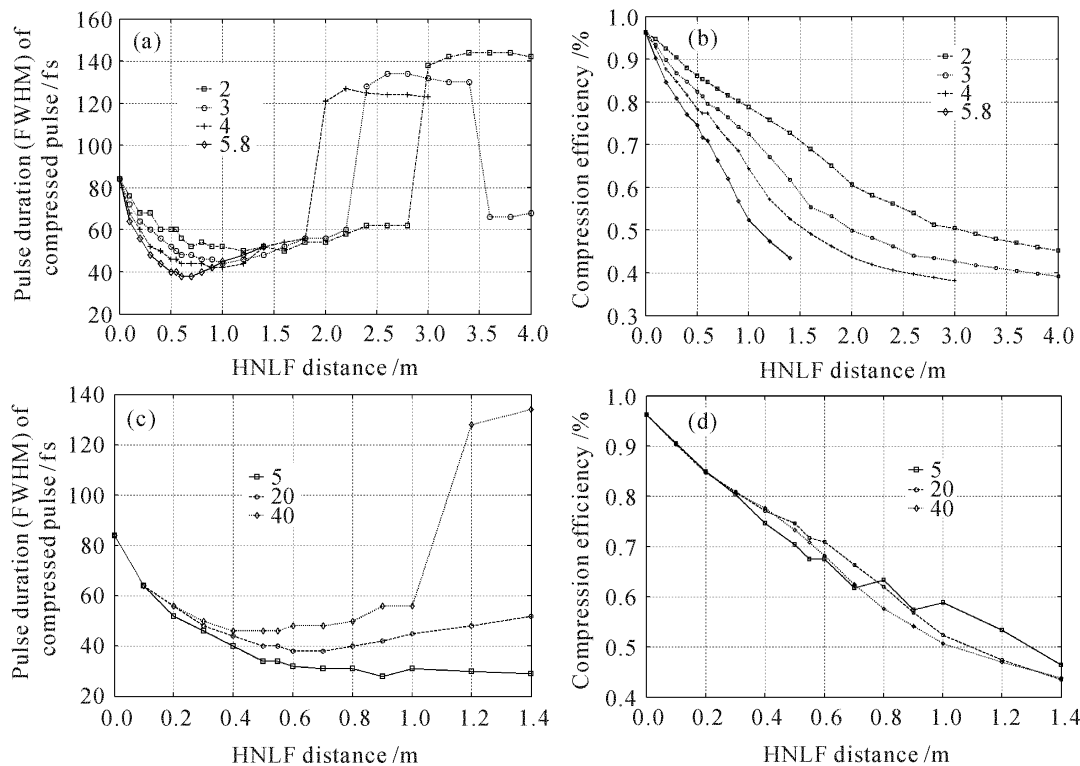


图 5 压缩脉冲宽度(a),(c)和压缩效率(b),(d)随高非线性光纤长度的变化趋势

Fig. 5 Pulse duration (FWHM) (a), (c) and compression efficiency (b), (d) of compressed pulse versus HNLF distance

的长度来平衡压缩效率和压缩脉冲宽度。

3.2 不同参数的影响

图 5(a),(b)显示 $\beta_{2,\text{HNLF}} = 20 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ 不变,改变 γ_{HNLF} 的条件下,压缩脉冲的宽度与压缩效率随光纤长度变化的趋势。其中矩形、圆形、十字和菱形分别代表 $\gamma_{\text{HNLF}} = 2, 3, 4$ 和 $5.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 四种情况。经计算对应非线性系数分别为 2, 3, 4 和 $5.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 所得到的最小压缩脉冲宽度分别为 50, 44, 42 和 38 fs, 其压缩效率分别为 75.78%, 72.5%, 68.6% 和 71%, 对应的光纤长度分别为 1.2, 1, 0.9 和 0.6 m。可以看出压缩脉冲宽度随高非线性光纤长度的增加而减小,当达到最小压缩脉冲宽度后,如果继续延长光纤不仅压缩脉冲宽度得不到降低,而且压缩效率会继续减少。此外,增大非线性系数一方面可以进一步减少最小压缩脉冲宽度,另一方面压缩效率随光纤长度的增加而降低的速度也越快。因此在设计脉冲压缩系统时可以通过延长高非线性光纤来减小压缩脉冲宽度,但同时也要兼顾压缩效率,非线性系数越高压缩效率随光纤长度变化的趋势越显著。

图 5(c)和(d)分别显示了 $\gamma_{\text{HNLF}} = 5.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 对应不同 $\beta_{2,\text{HNLF}}$ 的条件下,压缩脉冲的宽度与压缩效率随光纤长度变化的趋势。其中矩形、空心圆和菱形分别代表 $\beta_{2,\text{HNLF}} = 5, 20$ 和 $40 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ 三种情况。从图 5(c)可以发现,在光

纤初始阶段 $\beta_{2,\text{HNLF}}$ 的改变并不对压缩脉冲宽度起到显著的作用,对应的压缩效率也是如此。原因是脉冲进入高非线性光纤的初始阶段自相位调制起主要作用而色散作用相对较弱。随着脉冲沿光纤传输距离的增加,色散作用逐渐增加,这是由于色散作用导致脉冲展宽从而降低了脉冲强度,继而削弱了自相位调制的作用。当脉冲沿光纤传输距离大于一定距离时色散作用明显增强,较低的 $\beta_{2,\text{HNLF}}$ 可以得到更小的压缩脉冲宽度。同时,从图 5(d) 可以看到, $\beta_{2,\text{HNLF}}$ 的降低并没有显著地减小压缩效率。因此,降低高非线性光纤的 $\beta_{2,\text{HNLF}}$ 有利于脉冲的压缩。

3.3 压缩效率降低的原因

压缩脉冲宽度减小的同时压缩效率会降低,这主要是光栅对的三阶色散所致^[8,10]。由图 3 可以看到压缩脉冲中有三阶色散所导致的振荡结构,其中包含的脉冲能量越多,压缩效率越低。为了进一步研究光栅对的三阶色散效应对压缩效率的影响,图 6 给出了假设 $\beta_3 = 0$ 时,压缩效率和压缩脉冲的宽度随高非线性光纤长度的变化趋势(系统参数与图 3,图 4 相同)。通过与图 4 比较可以看到,当 $\beta_3 = 0$ 时,随着高非线性光纤长度的增加,压缩脉冲宽度减小,但是压缩效率没有象图 4 中出现单调递减,而是始终波动在 75% 以上。另外,值得注意的是,当高非线性光纤长度大于 0.6 m 时,图 4 与图 6 中的压缩效率出现较大的背离。原因是随着高功率抛物脉冲在高非线性光纤中传输距离的增加,由于自相位调制作用脉冲频谱不断展宽,而脉冲频谱越宽,光栅对压缩器的三阶色散效应对压缩脉冲产生畸变的影响就越大^[8,11]。实际上,光栅对压缩器的三阶色散效应是进一步降低压缩脉冲宽度的主要限制因素之一^[8]。

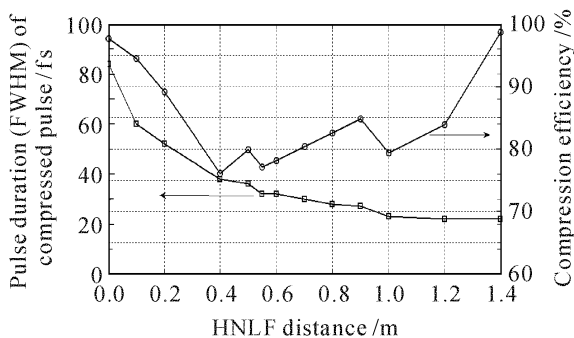


图 6 $\beta_3 = 0$ 时压缩效率和压缩脉冲的宽度随高非线性光纤长度的变化趋势

Fig. 6 Compression efficiency and compressed pulse FWHM duration versus HNLF length, where $\beta_3 = 0$

4 结 论

通过数值求解考虑了放大器增益带宽条件下的非线性薛定鄂方程,发现有限带宽改变了脉冲的线性啁啾,啁啾曲线由直线变为“之”字,从而降低压缩性能。研究表明,掺镱光纤放大器输出的高功率抛物脉冲经过高非线性光纤后,仍然保持着抛物波形和线性啁啾,同时脉冲频谱得到进一步展宽,这些特性非常有利于脉冲压缩。

通过对光纤放大器,高非线性光纤和光栅对脉冲压缩器整个系统的研究分析,发现对于高非线性光纤,提高非线性系数可以得到更短的压缩脉冲,同时压缩效率随光纤长度的变化也越显著,降低色散参量有利于得到更短的压缩脉冲,而且不会显著影响压缩效率,所以较低的色散参量更有利于脉冲压缩。在实际设计中,可以通过改变光子晶体光纤的结构参量获得具有不同非线性系数和色散的高非线性光纤^[12,13]。对于给定的高非线性光纤,非线性系数和色散参量不能更改,可以通过延长光纤长度来降低压缩脉冲的宽度,但是要兼顾压缩效率。

参 考 文 献

- 1 M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen *et al.*. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(26):6010~6013
 - 2 V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey *et al.*. Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(3):461~469
 - 3 J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer *et al.*. High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier [J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(14):628~638
 - 4 Andrew Malinowski, Andrew Piper, Jonathan H. V. Price *et al.*. Ultrashort-pulse Yb³⁺-fiber-based laser and amplifier system producing > 25 W average power [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(17):2073~2075
 - 5 Daniel B. S. Soh, Johan Nilsson, Anatoly B. Grudinin. Efficiently femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. II. Finite gain-bandwidth effect [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(1):10~19
 - 6 D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson *et al.*. Wavebreaking-free optical pulses in nonlinear optical fibers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**(7):1185~1190
 - 7 A. C. Peacock, R. J. Kruhlak, J. D. Harvey *et al.*. Solitary pulse propagation in high gain optical fiber amplifiers with normal group velocity dispersion [J]. *Opt. Commun.*, 2002, **206**:171~177
 - 8 Govind P. Agrawal, Jia Dongfang, Yu Zhenhong, Tan Bin *et al.* trans.. Nonlinear Fiber Optic, and Applications of Nonlinear Fiber Optics [M]. 3rd ed.. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2001. 415~446
 - 9 Govind P. Agrawal 著,贾东方,余震虹,谈斌等译. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 第三版. 北京:电子工业出版社, 2001. 415~446
 - 9 Wang Zhongyang, Xu Zhizhan. Study of grating pulse compression in the case of finite beam size [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(2):151~159
- 王中阳,徐至展. 有限束宽下光栅对压缩的理论研究[J]. 光学学报, 2000, **20**(2):151~159

10 W. J. Tomlinson, W. H. Knox. Limits of fiber-grating optical pulse compression [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1987, **4**(9):1404~1411

11 Miklos Stern, Jonathan P. Heritage, E. W. Chase. Grating compensation of third-order fiber dispersion [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(12):2742~2748

12 Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Study on photonic crystal fibers by effective-index model [J]. *Chinese J. Lasers*,

2004, **31**(6):723~727

任国斌,王 智,娄淑琴 等. 应用等效折射率模型研究光子晶体光纤[J]. *中国激光*, 2004, **31**(6):723~727

13 Ni Yi, Wang Qing, Zhang Lei *et al.*. Simulation of optical parametric amplification using holey fiber [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(3):310~312

倪 屹,王 青,张 磊 等. 光子晶体光纤参量放大的理论模拟[J]. *中国激光*, 2004, **31**(3):310~312

国产 Nd:YAG 透明陶瓷实现10.0 W 激光输出*

最近,中国科学院物理研究所、中国科学院上海硅酸盐研究所和中国科学院理化技术研究所合作,获得了较高质量的 Nd:YAG 多晶陶瓷并实现了热容运转 10.0 W 的激光输出。实验中使用的 Nd:YAG 多晶陶瓷 Nd³⁺ 掺杂原子数分数为 1%,尺寸为 3.5 mm × 3.5 mm × 12 mm。图 1 给出了 Nd:YAG 陶瓷在 700~1200 nm 间的透射率曲线,在 1064 nm 处的透射率为 87.0%。用 α 代表损耗系数,则 $\exp(-\alpha l) = 87.0\%$,其中 l 表示陶瓷的长度。因此损耗系数 $\alpha = 0.116 \text{ cm}^{-1}$ 。

开展了 Nd:YAG 陶瓷的热容运转激光性能研究,即在激光工作过程中激光介质处于绝热状态。实验装置如图 2 所示,激光陶瓷由两个激光二极管光纤耦合模块对称抽运。激光二极管的最大输出功

率为 50 W,光纤芯径为 400 μm ,数值孔径为 0.22,波长为 808 nm。光纤输出的激光经过放大率为 1:1.2 的耦合系统聚焦到陶瓷上。谐振腔由 M_1 和 M_2 两个平行平面镜组成,腔长为 15 mm。 M_1 镀 808 nm 增透和 1064 nm 高反膜; M_2 镀 1064 nm 部分透射膜,透射率为 14%,同时对 808 nm 增透。 M_3 是一个腔外辅助镜,它对 808 nm 45° 增透同时对 1064 nm 高反。Nd:YAG 陶瓷用铝箔包裹放入水冷紫铜块中保持较好的热接触,直接用水对紫铜块进行冷却,水温保持在 18 °C。激光输出功率随抽运功率的变化曲线如图 3 所示。当抽运功率为 45 W 时,最大激光输出功率为 10.0 W,相应的光-光转换效率为 22.2%。

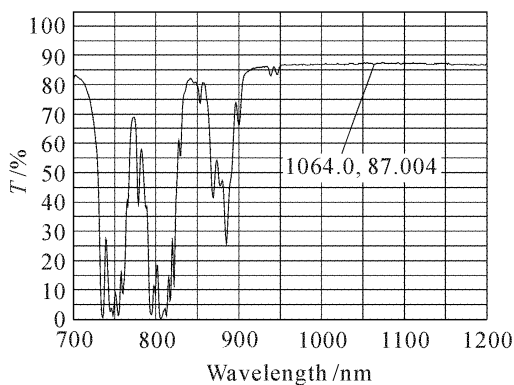


图 1 Nd:YAG 多晶陶瓷的透射谱曲线

Fig. 1 Transmission spectrum of Nd:YAG ceramic

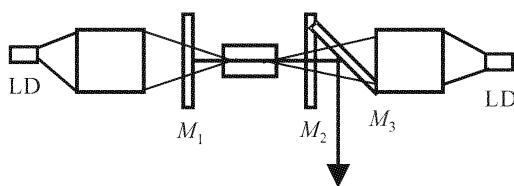


图 2 双端抽运 Nd:YAG 多晶陶瓷激光器示意图
Fig. 2 Schematic diagram of double-end-pumped Nd:YAG ceramic laser

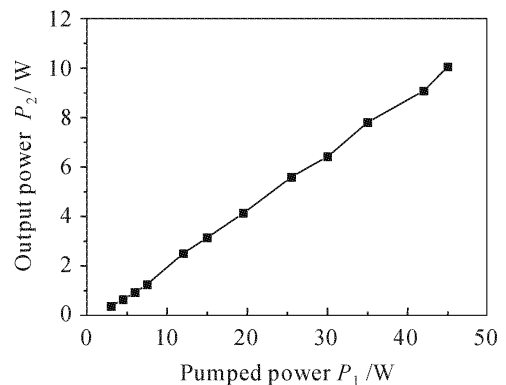


图 3 Nd:YAG 多晶陶瓷热容运转输入输出曲线

Fig. 3 1064 nm output power as a function of the incident pump power operating in the capacity heat regime

¹ 中国科学院物理研究所北京凝聚态物理国家实验室,北京 100080
² 中国科学院研究生院,北京 100039
³ 中国科学院上海硅酸盐研究所,上海 201800
⁴ 中国科学院理化技术研究所,北京 100080
 陈亚辉^{1,2}, 周 勇^{1,2}, 宗 楠^{1,2}, 王桂玲¹, 薄 勇¹, 彭钦军¹, 崔大复¹, 许祖彦¹, 吴玉松^{3,2}, 李 江^{3,2}, 潘裕柏³, 冯锡琪³, 李 军^{4,2}, 范飞镝⁴, 于爱芳^{2,4}, 朱 镛⁴, 胡章贵⁴
 收稿日期:2007-01-30;收到修改稿日期:2007-04-12

* 国家重点基础研究发展计划 973 项目(2004C13619006)和国家自然科学基金重大项目(50590404)资助课题。