

文章编号: 1001-3806(2007)03-0268-03

皮秒脉冲在光子晶体光纤中的压缩效应

张兴坊, 郑义*, 李爱萍, 徐云峰

(郑州大学 河南省激光与光电信息技术重点实验室, 郑州 450052)

摘要: 为了研究初始啁啾和初始输入功率对脉冲压缩的影响, 运用对称分步傅里叶方法数值模拟了皮秒高斯脉冲在光子晶体光纤中的传输过程。增大初始啁啾和输入功率可以得到更大的压缩因子, 同时最佳光纤长度减小, 它们之间基本成线性关系。并且在初始啁啾值和初始功率比较小时, 在最佳光纤长度处, 品质因子和压缩因子不是同时达到最大值。结果表明, 若选取适当的光纤长度和初始峰值功率, 可以实现啁啾脉冲在光子晶体光纤中的有效压缩。

关键词: 非线性光学; 啁啾; 分布傅里叶方法; 光子晶体光纤; 压缩因子

中图分类号: TN929.11 **文献标识码:** A

Effect of picosecond pulse compression in photonic crystal fibers

ZHANG Xingfang, ZHENG Yi, LI Aiping, XU Yunfeng

(Henan Key Laboratory of Laser and Optoelectric Information Technology, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

Abstract A theoretical investigation with the method of split step Fourier was presented on the propagation of a picosecond pulse in photonic crystal fibers. The effect of initial chirp and power on pulse compression was simulated and analyzed. It was found that the compression factor and the compression quality factor increased with initial chirp and power, but optimum fiber length decreased. When the values of initial chirp and power were small, the compression factor and the compression quality factor didn't simultaneously achieve the optimum value. If an appropriate optical fiber length and initial peak power was selected, efficient pulse compression could be attained in photonic crystal fibers.

Key words nonlinear optics; chirp; split step Fourier method; photonic crystal fiber; compression factor

引 言

以光纤中非线性效应为基础的脉冲压缩器可分为两大类, 即光纤-光栅对压缩器^[1]和孤子效应压缩器^[2]。光纤-光栅对压缩器一般用来压缩可见光和近红外范围内的脉冲, 但存在着严重的光栅对衍射损耗问题; 而孤子效应压缩器, 这类脉冲压缩器就是一根单模光纤, 结构简单紧凑、操作方便, 加之较好的压缩效果而被广泛应用, 但却由于光纤的色散原因, 只能在 1.3 μm ~ 1.6 μm 范围内使用。光子晶体光纤^[3]的出现改变了这一限制, 由于在很宽的谱带范围内支持单模传输并且在可见光波段具有反常色散^[4,5], 使得孤子效应压缩器可以将压缩脉冲范围拓展到光纤-光栅对压缩器的应用范围。许多实验利用光子晶体光纤的特殊性质获得了高质量的近红外压缩脉冲, 成为了压缩脉冲方法的一个新的研究热点^[6-9]。用对称分布傅

里叶方法数值模拟了具有初始啁啾的高斯脉冲在光子晶体光纤中的传输演变, 研究初始啁啾和初始功率与脉冲的压缩因子、压缩质量和最佳光纤长度的关系, 得到了一些有意义的结论。

1 理论分析与数值解法

当不考虑损耗时, 皮秒脉冲在光子晶体光纤中的传输方程为^[10]:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (1)$$

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}} \xi = \frac{Z}{L_d}, \tau = \frac{T}{T_0}, N^2 = \frac{\nu P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2)$$

式中, U 为脉冲包络归一化振幅, P_0 为输入脉冲峰值功率, ξ 为归一化距离变量, τ 为归一化时间变量, N 为孤子阶数, L_d 为光纤色散长度, T_0 为输入脉冲半峰全宽, ν 是光纤的非线性系数, β_2 为光纤的群速度色散系数 (反常色散区符号为负)。(1) 式右边第 1 项、第 2 项分别代表光纤的群速度色散和自相位调制。

由于 (1) 式中的 ξ , τ , N 都是无量纲量, 故方程可以很方便数值求解。分布傅里叶方法由于采用快速傅里叶变换方法, 使得计算速度比其它数值解法要快得

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60478021)

作者简介: 张兴坊 (1981-), 男, 硕士研究生, 主要进行光子晶体光纤非线性光学特性研究。

* 通讯联系人。E-mail: yzheng@zzu.edu.cn

收稿日期: 2006-03-29; 收到修改稿日期: 2006-05-10

多,故被广泛采用。下面简要介绍一下本文中所采用的分布傅里叶方法及其改进式。为了运用分布傅里叶方法,把(1)式写成以下的形式:

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} = (\hat{D} + \hat{N})U \quad (3)$$

式中, \hat{D} 是差分算符,表示线性介质色散; \hat{N} 是非线性算符,它决定了脉冲传输过程中光子晶体光纤的非线性效应。分别为:

$$\hat{D} = \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}, \hat{N} = N^2 |U|^2 \quad (4)$$

一般来说,色散和非线性是同时进行的。分布傅里叶方法通过假定在传输过程中,光场每通过一小段距离 h ,色散和非线性效应可分别作用,得到近似结果。其数学表达式为:

$$U(\xi + h, \tau) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N})U(\xi, \tau) \quad (5)$$

按规定,指数操作 $\exp(h\hat{D})$ 在傅里叶域内进行,即:

$$\exp(h\hat{D})B(\xi, \tau) = F_1^{-1} \{ \exp[h\hat{D}(\omega)] \} F_1[B(\xi, \tau)] \quad (6)$$

这里的 F_1 和 F_1^{-1} 分别代表傅里叶变换和傅里叶逆变换, $\hat{D}(\omega)$ 是通过 $i\omega$ 代替微分算符 $\partial/\partial \tau$ 得到, ω 为傅里叶域中的频率。为了提高精度,可选用对称分布傅里叶方法^[10]:

$$U(\xi + h, \tau) \approx \exp\left[\frac{h\hat{D}}{2}\right] \times \exp\left[\int_{\xi}^{\xi+h} \hat{N}(\xi) d\xi\right] \exp\left[\frac{h\hat{D}}{2}\right] U(\xi, \tau) \quad (7)$$

只要选取适当的 h 和脉冲的抽样间隔 $\Delta\tau$ 可以很好地模拟脉冲在光子晶体光纤中的传输。

2 计算结果与分析

模拟输入脉冲为啁啾高斯脉冲,振幅为 $U(0, \tau) = \exp[-(1 + C)\tau^2/2]$, C 为引入的啁啾参量,初始脉宽为 50ps ($\tau_p = 30$ ps)、中心波长为 800nm,在光子晶体光纤(零色散波长为 767nm)中的传输情况。其它参数为 $\nu = 0.075/(W \cdot m)^{-1}$, $\beta_2 = -6ps^2/km$ 。程序对脉冲取点为 2^{13} ,获得了可靠的结果。下面分别讨论初始啁啾和初始功率对脉冲压缩的情况,这里的最佳光纤长度取为脉冲第 1 次压缩至最窄处的光子晶体光纤长度,压缩因子 F 为初始脉冲与脉冲压缩后的半功率点处全宽度之比,品质因子 Q 为压缩后脉冲半功率点之间的能量与输入脉冲半功率点之间的能量之比。

2.1 初始啁啾

可以这样解释脉冲的压缩,它是群速度色散(group velocity dispersion, GVD)、自相位调制(self-phase modulation, SPM)和初始啁啾共同作用的结果。在反常色散区, GVD 产生负啁啾, SPM 产生正啁啾。

当加入正啁啾时,其结果就是使脉冲的净啁啾减小。因为在反常色散区内,正啁啾将导致脉冲的压缩,最小脉冲宽度出现在两啁啾相等处。如果一开始净啁啾为正,则可以导致脉冲的压缩。随着距离的增加,色散啁啾超过正啁啾而起主要作用,脉冲又开始展宽。

选择参数 $N = 1$, 计算不同的初始啁啾时,脉冲的压缩因子和品质因子在光纤中传输中的情况,如图 1 所示。可以看到,当无初始啁啾时,脉冲也有很小的压

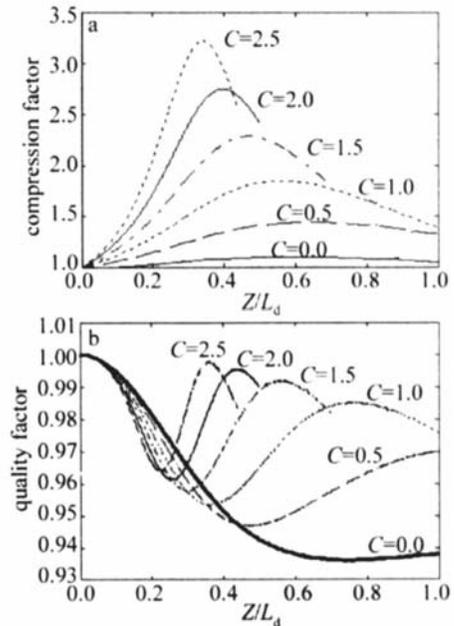


Fig 1 $N = 1$, evolutions of compression factor and quality factor with transmission distance

缩。加入初始正啁啾时,脉冲将随着啁啾值的加大而很快的压缩,啁啾越大,压缩因子越大。而压缩因子的提高是以减小最佳光纤长度为代价的,这是由于初始啁啾增大了由光纤非线性产生的正啁啾,也就相当于增大了光纤非线性相对于负群速度色散的作用。文献[10]中提到利用光栅对孤子脉冲压缩时得到脉冲的压缩因子和品质因子在最佳光纤长度同时达到最大值。而在此图中,可以看到当初始啁啾小时,品质因子的最大值并不在最大压缩因子处。随着啁啾值的增大,品质因子的最大值变的越来越大,慢慢靠近并最终在最大压缩因子处。

图 2 是最佳光纤长度和压缩因子随啁啾参量的变化情况,可以看出,随着啁啾参量的增大,最佳光纤长度变小。根据数值模拟,当参数 $N = 1$ 时,最佳光纤长度的倒数与啁啾值的关系约为 $L_d/Z_{opt} = 0.94 \times C + 0.67$ 。而压缩因子随着啁啾参量的增大而增大,与啁啾参量都成线性关系^[11,12],数值关系式为 $F = 0.98 \times C + 0.88$ 。可以利用线性关系式,选取合适的光纤长度得到合适的压缩量。

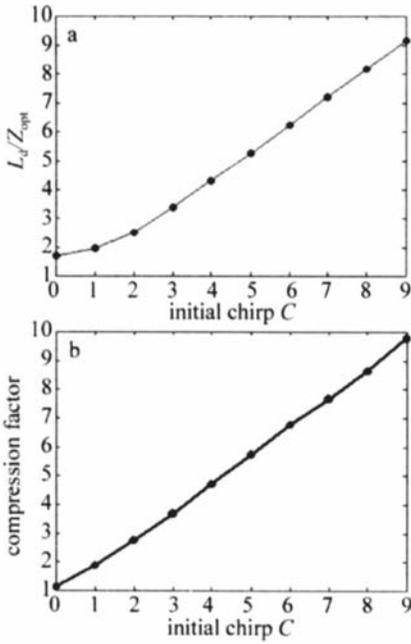


Fig 2 Properties of reciprocal of optimal fiber length and compression factor as a function of initial chirp C

2.2 输入功率

图 3 表示当啾啾值 $C = 1$, 增加输入脉冲的功率, 即 N 增大时, 脉冲的压缩因子与品质因子随光纤长度

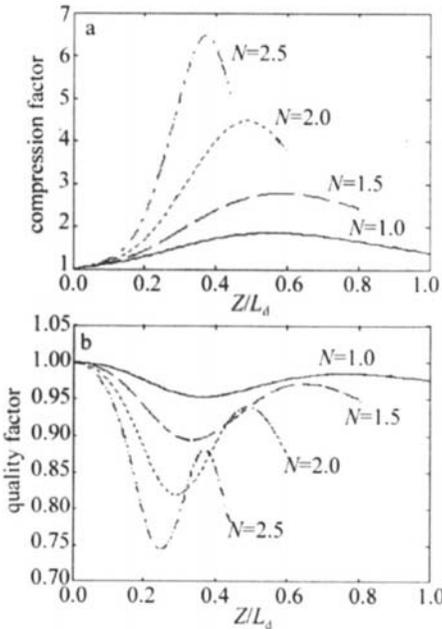


Fig 3 $C = 1$, evolutions of compression factor and quality factor with transmission distance

的变化。脉冲的压缩因子变化很快, 同时最佳光纤长度减小。这是由于功率的增大, 使得非线性产生的正啾啾增大, 在较短的光纤内达到与负啾啾相等的值, 从而使最佳光纤长度变小。而品质因子的变化与增大啾啾值时的变化相似, 但最大值随着 N 的增大变得越来越小, 也就是压缩后的脉冲能量损失越来越多。可以这样说, 在追求脉冲压缩质量方面, 孤子效应压缩器不

适合压缩具有初始高功率的皮秒高斯脉冲。

最佳光纤长度和压缩因子随脉冲峰值功率的变化, 如图 4 所示。可以清晰地看出随着 N 的增大, 最

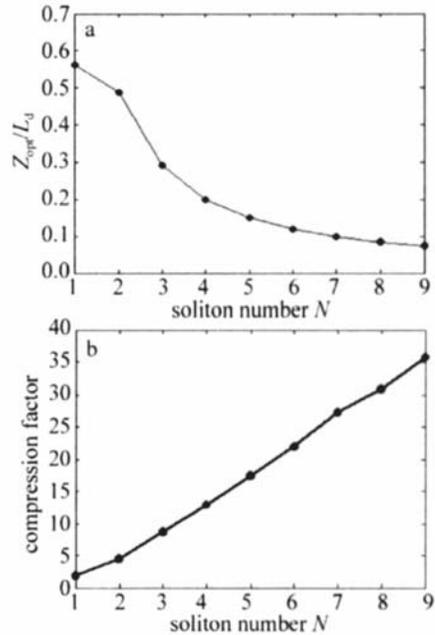


Fig 4 Properties of optimal fiber length and compression factor as a function of soliton number N

佳光纤长度变小, 根据数值模拟, 它们之间的倒数关系约为 $L_d / Z_{opt} = 1.9228 \times N - 1.9390$ 而压缩因子随着 N 的增大而增大, 符合关系式 $F = 4.43 \times N - 4.08$

3 结 论

用对称分布傅里叶方法数值模拟了皮秒啾啾高斯脉冲在光子晶体光纤中的压缩情况, 就初始啾啾和初始输入功率对脉冲的压缩因子、品质因子和最佳光纤长度进行了分析。结果表明, 增大初始啾啾和输入功率可以得到更大的压缩因子, 它们之间的关系基本成线性关系, 同时使得最佳光纤长度变小。要在光子晶体光纤内对啾啾高斯脉冲得到更大的压缩, 可以采用增大初始啾啾和输入功率的方法, 得到合适的压缩。增大初始啾啾, 脉冲压缩质量增大; 但增大初始功率的方法得到的脉冲压缩质量减小, 即压缩脉冲的能量损失越大。还发现当啾啾参量 C 和峰值功率 N 比较小时, 在最佳光纤长度处, 品质因子和压缩因子不是同时达到最大值。

参 考 文 献

[1] MOLLENAUER L F, STOLEN R H, GORDON J P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers [J]. Phys Rev Lett 1980, 45 (13): 1095~ 1098.

[2] GOUVEIA-NETO A S, LIGOMES A S, TAYLOR JR. 5000-fold compression of picosecond pulses using grating pair and soliton effect at 1.32 μ m [J]. Journal of Modern Optics 1988, 35 (1): 7~ 10.

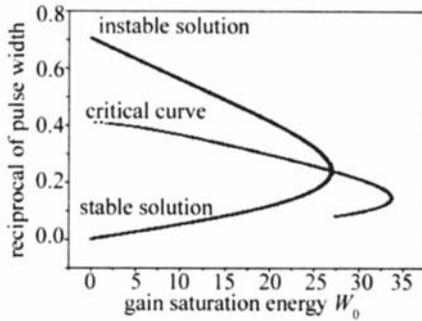


Fig 3 The stability analysis of stationary state

结合可以得到图 3 因此, 两个锁模定态输出中能量较低的一个才是稳定的。稳定的自锁模低能态应该是自锁模超短脉冲激光的工作状态, 在介质的增益饱和能量小于突变值的情况下, 输出工作状态的脉宽倒数随着增益饱和能量的增加而增大, 即脉宽在压缩, 而输出能量与脉宽倒数之间存在正比例关系, 所以能量随之增大。

3 结 论

在自锁模超短脉冲激光器中存在着多种非线性效应, 本文中利用激光的输出参数随循环次数变化的微分方程研究了非线性增益饱和和对定态输出的影响。分析表明: 当增益饱和和能量大于一定值时, 系统不存在锁模定态输出, 当小于这个值时系统同时存在两个锁模定态输出, 而只有能量较小的一个是稳定的^[3]。这个稳定的锁模定态输出应该是激光器实际的工作输出状态, 随着增益饱和能量的增加, 它的能量增加, 脉宽变

窄。增益饱和能量是工作物质的内禀属性, 因此, 可以在小于特定值的条件下, 选择增益饱和和能量适当的介质来改善自锁模激光器的输出。

参 考 文 献

- [1] N ISOLIM, de SILVESTRI S, SVELTO O. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs [J]. *Opt Lett* 1997, 22(8): 522~ 524
 - [2] HAUSH A. Theory of mode locking with a fast saturable absorber [J]. *J A P*, 1975, 46(7): 3049~ 3058.
 - [3] SERGEEV A M, VAN N E V, W ISE F W. Stability of passively mode-locked lasers with fast saturable absorbers [J]. *Opt Commun* 1997, 140: 61~ 64.
 - [4] JASAPARA J, RUDOLPH W, KALASHNIKOV V L. Automodulations in Kerr lens mode locked solid state lasers [J]. *J O S A*, 2000 B17(2): 319~ 326
 - [5] KARTNER F X, derAU JA, KELLER U. Mode locking with slow and fast saturable absorbers what's the difference [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 1998, 4(2): 159~ 168
 - [6] PETRISHCHEV V A, TALLANOV V I. Transient self focusing of light [J]. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1972, 1(6): 587~ 592
 - [7] AKHMEDIEV N, SOTO-CRESPO JM, TOWN G. Pulsating solitons, chaotic solitons, period doubling and pulse coexistence in mode-locked lasers: complex Ginzburg-Landau equation approach [J]. *Phys Rev* 2001 E63(5): 056602-1~ 056602-13
 - [8] LI W, YAN L, MENYUK C R. Dispersion effects in an actively mode-locked inhomogeneously broadened laser [J]. *IEEE J Q E*, 2002, 38(10): 1317~ 1324.
 - [9] CAO Y L, YU L, YANG B J. Effects of dispersion and self phase modulation on pulses in solid-state laser [J]. *Laser Technology*, 2005, 29(3): 248~ 250(in Chinese).
 - [10] ZHANG Zh G, CHAI L, ZHAO J Sh *et al*. Semiconductor saturable-absorber mirror for self starting mode locked Ti:sapphire lasers [J]. *Acta Optica Sinica* 2002, 22(9): 1151~ 1152(in Chinese).
- (上接第 270 页)
- [3] RUSSELL P St J. Photonic crystal fibers [J]. *Science* 2003, 299(5605): 358~ 362
 - [4] KNIGHT J C, BIRKS T A, RUSSELL P St J *et al*. All silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Opt Lett* 1996, 21(19): 1547~ 1549.
 - [5] BIRKS T A, KNIGHT J C, RUSSELL P St J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt Lett* 1997, 22(13): 961~ 963.
 - [6] CHANG G Q, NORRIS T B, WNFULH G. Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compression [J]. *Opt Lett* 2003, 28(7): 546~ 548
 - [7] LMPERT J, SCHREIBER T, NOLTE S *et al*. All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber [J]. *Optics Express* 2003, 11(24): 3332~ 3337.
 - [8] deMATOS C J S, ROPOV S V. All fiber format compression of frequency chirped pulses in air-guiding photonic crystal fibers [J]. *Phys Rev Lett* 2004, 93(10): 103901
 - [9] DRUON F, GEORGES P. Pulse compression down to 20 fs using a photonic crystal fiber seeded by a diode-pumped Yb:SYS laser at 1070 nm [J]. *Optics Express* 2004, 12(15): 3383~ 3396.
 - [10] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics & applications of nonlinear fiber optics [M]. Beijing Publishing House of Electronics Industry 2002, 33~ 40, 445(in Chinese).
 - [11] YANG G Q, YANG X Y. Effect of initial chirp on soliton-effect picosecond pulse compression in optical fibers [J]. *Laser & Infrared* 2001, 31(4): 250~ 252(in Chinese).
 - [12] WANG R X. Effect of loss and chirp on picosecond pulse soliton-effect compression [J]. *Laser Technology*, 2003, 27(5): 415~ 418(in Chinese).