

# 非线性偏振旋转锁模自相似脉冲 光纤激光器的研究\*

邓一鑫 涂成厚 吕福云†

(南开大学物理科学学院, 天津 300071)

(2008 年 6 月 26 日收到, 2008 年 8 月 19 日收到修改稿)

利用耦合非线性薛定谔方程(CNLSE)为非线性偏振旋转(NPE)锁模自相似光纤激光器建立了一种新的数值模型. 模型中, 用 CNLSE 描述脉冲在单模光纤中的传播, 在增益光纤中同时考虑了增益带宽和增益饱和作用, 用传输矩阵描述构成 NPE 锁模的光学元件. 优化了腔内净色散和光纤长度等参数, 模拟了脉冲在激光腔内的演化特性, 得到了典型的自相似脉冲运行区域及特点. 在最佳自相似脉冲运行区域内, 得到了能量约为 7 nJ、脉宽约 11 ps、线性啁啾的抛物脉冲. 比较了不同腔内净色散条件下输出脉冲的特点, 给出了三阶色散对输出脉冲的影响.

关键词: 自相似脉冲, 非线性偏振旋转锁模, 耦合非线性薛定谔方程, 数值模拟

PACC: 4255N

## 1. 引言

2004 年, Ilday 提出了一种自相似脉冲光纤激光器, 同时为这种光纤激光器建立了一种数值模型<sup>[1]</sup>. 模型中采用非线性薛定谔方程(NLSE)描述脉冲在正色散光纤中的传输, 引入了一个与脉冲强度相关的透过率函数将 NPE 锁模机理等效成快速可饱和吸收体(SA)的作用. 模拟发现这种激光器输出的脉冲具有抛物线的形状和线性啁啾, 能量可高达 10 nJ. 随着自相似脉冲在实验上的实现, 自相似锁模光纤激光器迅速成为超短光脉冲领域的研究热点. 用 Ilday 模型对自相似锁模光纤激光器的研究不断取得新的进展<sup>[2-4]</sup>.

然而, 用可饱和吸收体透过率函数模型(Ilday 模型)研究 NPE 锁模自相似脉冲光纤激光器存在一定的局限性, 它无法给出 NPE 锁模中光学器件如偏振控制器等对脉冲的作用, 也无法了解脉冲偏振态在腔内的演化信息. 偏振控制器的作用和脉冲偏振态在腔内的演化却是 NPE 自相似锁模的基本而核心的问题.

本文利用耦合非线性薛定谔方程(CNLSE)为

NPE 自相似锁模光纤激光器建立数值模型. 用 CNLSE 描述脉冲在单模光纤中的传播, 在增益光纤中同时考虑了增益带宽和增益饱和作用, 用传输矩阵描述构成 NPE 锁模的光学元件, 优化了腔内参数, 得到了典型的自相似脉冲运行区域及特点. 在最佳自相似脉冲运行区域内, 得到了能量约为 7 nJ、脉宽约 11 ps、线性啁啾的抛物脉冲.

## 2. 数值模型的建立

NPE 锁模自相似脉冲光纤激光器如图 1 所示. 激光腔包括: 一段 0.3 m 的掺 Yb<sup>3+</sup> 增益光纤; 两段长度为 2.3 m 和 0.2 m 的单模光纤 SMF<sub>1</sub> 和 SMF<sub>2</sub>; 一个偏振控制器(PC); 一个偏振分束器(PBS)和一个由光栅对组成的色散延迟线(DDL).

实际的单模光纤存在双折射现象, 我们假设单模光纤为线性双折射. 引入一个矩阵  $\begin{bmatrix} U \\ V \end{bmatrix}$  来描述脉冲在光纤中的状态. 为了简化认为各段光纤之间快慢轴是一致的. 脉冲的两个偏振分量  $U$  和  $V$  沿光纤快慢轴传输, 积累的相移分别为  $\Phi_U = \Phi_U^L + \Phi_U^N$  和  $\Phi_V = \Phi_V^L + \Phi_V^N$ . 其中  $\Phi_U^L$  和  $\Phi_V^L$  为线性相移,  $\Phi_U^N$  和  $\Phi_V^N$

\* 国家自然科学基金(批准号: 60677013, 60808003), 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20060055021)和天津市南开大学弱光非线性光子学教育部重点实验室开放基金资助的课题.

† E-mail: lufy@nankai.edu.cn

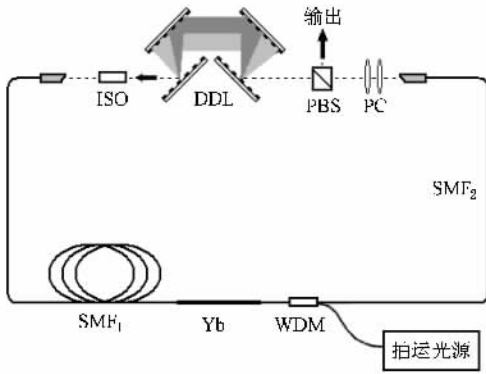


图 1 NPE 锁模自相似脉冲光纤激光器的示意图

$\Phi_V^N$  是光纤中自相位调制 (SPM) 和交叉相位调制 (XPM) 引起的非线性相移, 和两个偏振分量的强度有关. PC 能在两个偏振分量之间引入一个相位差  $\Delta\psi$ . PBS 将一部分偏振光脉冲留在腔内, 其正交偏振分量输出, 因此脉冲的两个偏振分量在 PBS 处相干叠加, 由于其相位差  $\Delta\Phi = (\Phi_U - \Phi_V) + \Delta\psi$  与强度有关, 通过调节 PC 引入适当的相位差  $\Delta\psi$ , 就能造成脉冲能量高的中心部分通过, 能量较低的前、后沿被阻挡吸收. 脉冲每次经过 PBS 都经历这样一次与脉冲强度相关的损耗, 不断重复此过程, 从而实现非线性偏振旋转锁模<sup>[5]</sup>.

## 2.1. 光纤的数值模型

用耦合的非线性薛定谔方程可以描述脉冲在光纤中的传输<sup>[6]</sup>.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_x}{\partial z} = & -\beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} \\ & + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} + \frac{g}{2} A_x \\ & + i\chi(|A_x|^2 + A|A_y|^2) \\ & + iB\gamma A_x^* A_y^2 \exp(-2i\Delta\beta z), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_y}{\partial z} = & -\beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} \\ & + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_y}{\partial t^3} + \frac{g}{2} A_y \\ & + i\chi(|A_y|^2 + A|A_x|^2) \\ & + iB\gamma A_y^* A_x^2 \exp(2i\Delta\beta z), \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $A_x, A_y$  表示脉冲沿光纤快慢轴的偏振分量,  $\beta_{1x}, \beta_{1y}$  分别为两个轴上的群速度,  $\beta_2$  为群速度色散系数 (GVD),  $\beta_3$  为三阶色散系数 (TOD), 其中  $\Delta\beta = \beta_{0x} - \beta_{0y} = 2\pi(n_x - n_y)/\lambda = 2\pi/L_B$  ( $L_B$  是拍长),  $\gamma$  为

非线性系数,  $g$  为增益系数. 假设光纤为低双折射光纤, 认为两个轴的群速度匹配  $\beta_{1x} = \beta_{1y} = \beta_1$ .

定义

$$T = t - \frac{(\beta_{1x} + \beta_{1y})}{2} z$$

$$= t - \beta_1 z,$$

$$U = A_x \exp(i\Delta\beta z/2),$$

$$V = A_y \exp(-i\Delta\beta z/2).$$

将它们代入方程 (1) 和 (2), 可以得到化简的耦合非线性薛定谔方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} = & \frac{i\Delta\beta}{2} U - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 U}{\partial T^3} \\ & + \frac{g}{2} U + i\chi(|U|^2 + A|V|^2) + iB\gamma U^* V^2, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial z} = & -\frac{i\Delta\beta}{2} V - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 V}{\partial T^3} \\ & + \frac{g}{2} V + i\chi(|V|^2 + A|U|^2) + iB\gamma V^* U^2. \end{aligned} \quad (4)$$

对于掺  $\text{Yb}^{3+}$  增益光纤:  $g = g(t) \left(1 + T_2^2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}\right)$ , 受增益饱和影响,  $g(t) = \frac{g_0}{1 + \int (|A_x|^2 + |A_y|^2) \lambda t / E_s}$ .

其中  $T_2 = \frac{2\pi}{ck^2 \Delta\lambda_g}$ ,  $\Delta\lambda_g$  表示有限增益带宽,  $E_s$  为增益饱和能量,  $g_0$  为小信号增益系数. 对于单模光纤  $g_0 = 0$ .

方程 (3) (4) 可以运用分步傅里叶-四阶龙格库塔方法来进行数值求解.

## 2.2. 其他光学器件的数值模型

用传输矩阵来描述 PC 和 PBS 对脉冲的作用<sup>[7]</sup>. 模型中用一对距离为  $l$  平行放置的光栅作为色散延迟线 (DDL), 其作用是对脉冲提供一个负色散补偿.  $U$  表示入射的脉冲, DDL 对脉冲的作用可以表示为

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -i \frac{\beta_2^{\text{DDL}}}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (5)$$

用  $\varphi^{\text{DDL}} = \beta_2^{\text{DDL}} \times l$  表示 DDL 补偿的负色散总量.

## 3. 数值模拟结果和分析

模拟所用的光纤群速度色散  $\beta_2 = 0.025 \text{ ps}^2/\text{m}$ , 非线性系数  $\gamma = 0.0058 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ , 增益光纤的增益带宽  $\Delta\lambda_g = 45 \text{ nm}$ , 小信号增益  $g_0 = 10 \text{ m}^{-1}$ , 饱和能量

$E_s = 4 \text{ nJ}$ . 则激光器腔内净色散为

$$\beta_2^{\text{net}} = \beta_2^{\text{SMF1}} \times (L^{\text{SMF1}} + L^{\text{SMF2}}) + \beta_2^{\text{Gain}} \times L^{\text{Gain}} + \varphi^{\text{DDL}} \quad (6)$$

通过调节  $\varphi^{\text{DDL}}$  来控制整个激光器的腔内净色散.

用一个微小的噪声信号作为初始脉冲, 通过调节 PBS 和 PC 的参数, 让脉冲在腔内经过足够圈数的演化, 最终可以得到激光器稳定的运行状态.

### 3.1. 典型的自相似脉冲特征

在腔内净色散为  $\beta_2^{\text{net}} = 0.008 \text{ ps}^2$  时, 模拟得到了比较典型的脉冲输出. 脉冲能量 7.34 nJ, 脉冲宽度 11.76 ps, 在腔外可以被压缩到 77 fs. 从图 2 可以看出, 输出脉冲近似抛物线的形状、线形啁啾以及其频谱形状都具有典型的自相似脉冲特征.

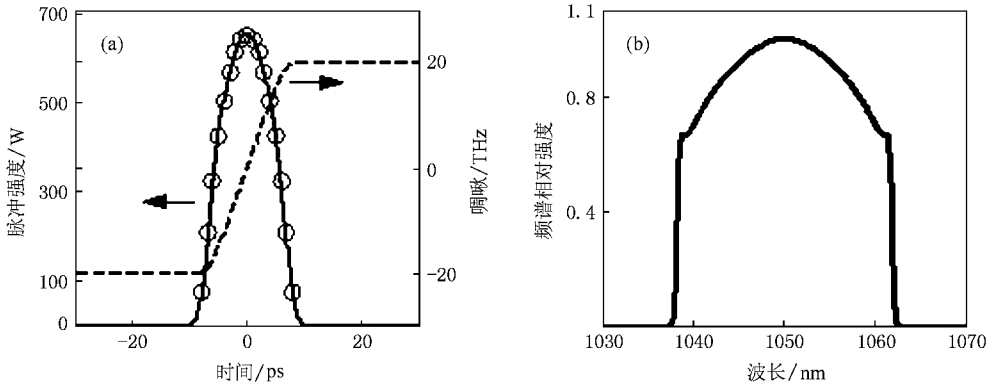


图 2 在  $\beta_2^{\text{net}} = 0.008 \text{ ps}^2$  条件下数值模拟得到的结果 (a) 脉冲的时域形状(实线)和啁啾(虚线)以及与抛物线形状的拟合(圆圈)(b) 输出脉冲的频谱

2004 年 Ilday 等人在腔内净色散  $0.003 \text{ ps}^2$  的条件下得到了脉宽 6 ps, 能量为 10 nJ 的自相似脉冲输出. 他们实验得出, 输出脉冲频谱有一个近似抛物线的顶部和陡峭的边缘, 并且发现脉冲时域形状接近抛物线形<sup>[1]</sup>. 这和我们数值模拟的结果一致.

### 3.2. 脉冲在激光腔内的演化特性

脉冲宽度和频谱宽度(FWHM)在腔内的演化特性如图 3 所示. 图中 NPE 代表 PC 和 PBS 的共同作用. 在 SMF<sub>1</sub> 中, 由于 GVD 与 SPM 的相互作用, 脉冲频谱宽度不断展宽. 在增益光纤部分, 由于存在有限

增益带宽限制, 增益窄化作用使得频谱变窄. 在 SMF<sub>2</sub> 中, 由于经历了增益光纤中的放大作用, 脉冲的峰值功率升高, 所以频谱展宽更加明显. 经过 SMF<sub>2</sub> 之后, 脉冲的频谱宽度比 SMF<sub>1</sub> 起始处的宽度增加了 22.8%. 增加的这部分频谱宽度在 NPE 部分被压窄还原. DDL 对脉冲的频谱没有影响.

脉冲宽度在 SMF<sub>1</sub> 和 SMF<sub>2</sub> 中被展宽, 增益光纤对高啁啾脉冲的频谱滤波作用抵消了正色散对脉冲的影响<sup>[5]</sup>, 脉冲被微弱压窄. 在 NPE 和 DDL 部分脉冲被压窄还原.

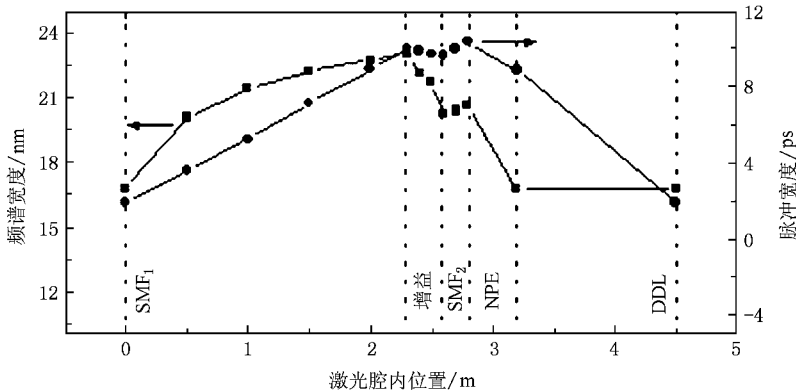


图 3 脉冲的时域和频谱特性在激光腔内的演化

### 3.3. 不同腔内净色散对激光器的影响

当净色散从 0.004—0.02 ps<sup>2</sup> 时,都能找到激光器稳定的运行状态.从图 4(a)可以看出输出脉冲能量随着腔内净色散的增大不断增大.这个现象和

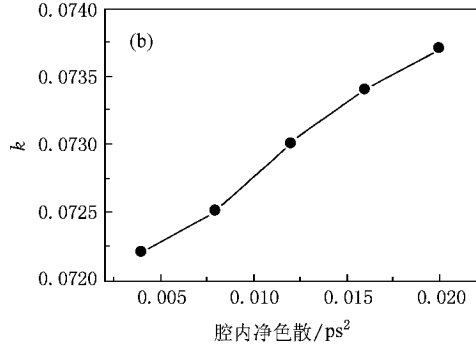
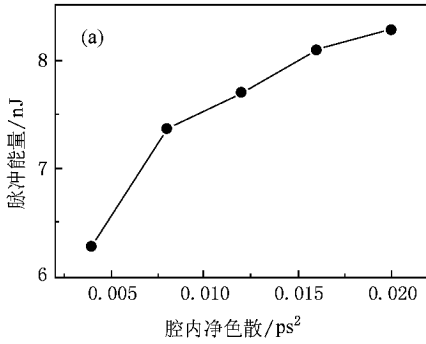


图 4 (a)输出脉冲的能量随着腔内净色散的变化 (b)输出脉冲 k 值随腔内净色散的变化

输出脉冲在腔外可以被线性压缩,其极限压缩宽度随着腔内净色散的增大不断增大.图 5 给出了不同净色散条件下输出脉冲被最佳压缩后的形状.可以看出,压缩脉冲除了宽度不同外,压缩质量也不同.净色散较小时,脉冲被压缩的质量较好.

脉冲在激光腔内经历了展宽和压缩的循环过程.在 SMF<sub>2</sub> 之后,脉宽最宽,在 DDL 之后,脉宽最窄.两者的比值可以定义为腔内脉冲的压缩比.从图 6 可以看出,随着净色散的不断增大,腔内脉冲的最小宽度不断变大,脉冲压缩比不断变小.

当腔内净色散比较大的时候,脉冲经过 DDL 的压缩比较小,因此脉冲被重新耦合进入 SMF<sub>1</sub> 时,脉冲宽度比较大而使得峰值功率变小,在相同的腔长下,峰值功率低的脉冲沿光纤传输时不能积累足够

的 nonlinear phase shift,引入一个系数  $k$  来判定脉冲的形状<sup>[8]</sup>,当脉冲为抛物线形状时  $k = 0.0720$ ,当脉冲为高斯形时  $k = 0.0796$ .从图 4(b)可以看出随着腔内净色散增大脉冲形状不断偏离抛物线形状.

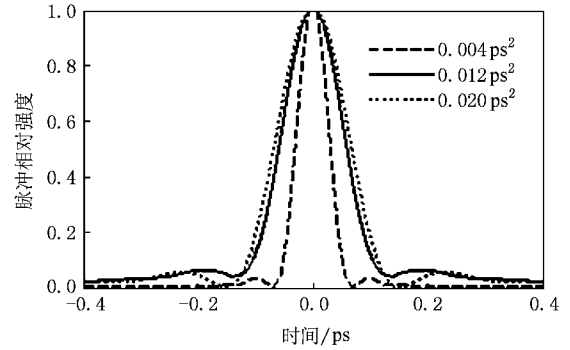


图 5 不同净腔色散条件下输出脉冲被压缩后的脉冲形状

的非线性相移,自相似演化不充分<sup>[9]</sup>.因此,随着腔内净色散增大输出脉冲时域形状逐渐偏离抛物线形状,脉冲在腔外压缩的质量也下降了.

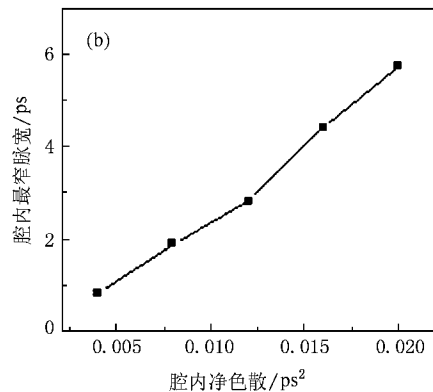
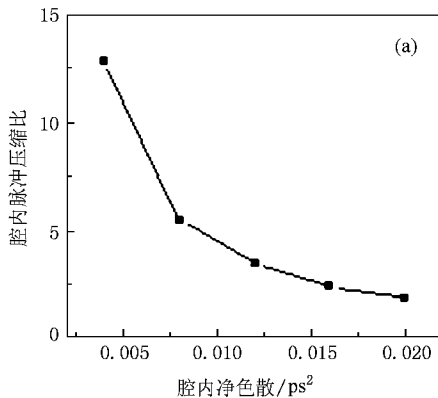


图 6 腔内净色散不同时 (a)脉冲在腔内压缩比的变化 (b)腔内最窄的脉冲宽度的变化

### 3.4. 三阶色散对激光器的影响

当脉冲能量较高时,三阶非线性效应也会影响脉冲的传输.当  $\beta_2^{\text{net}} = 0.008 \text{ ps}^2$ , TOD 分别为  $6 \times 10^{-5} \text{ ps}^3/\text{m}$  和  $-6 \times 10^{-5} \text{ ps}^3/\text{m}$  时,模拟了激光器的运行状态,输出脉冲的形状和频谱如图 7(a)–(f)所示.

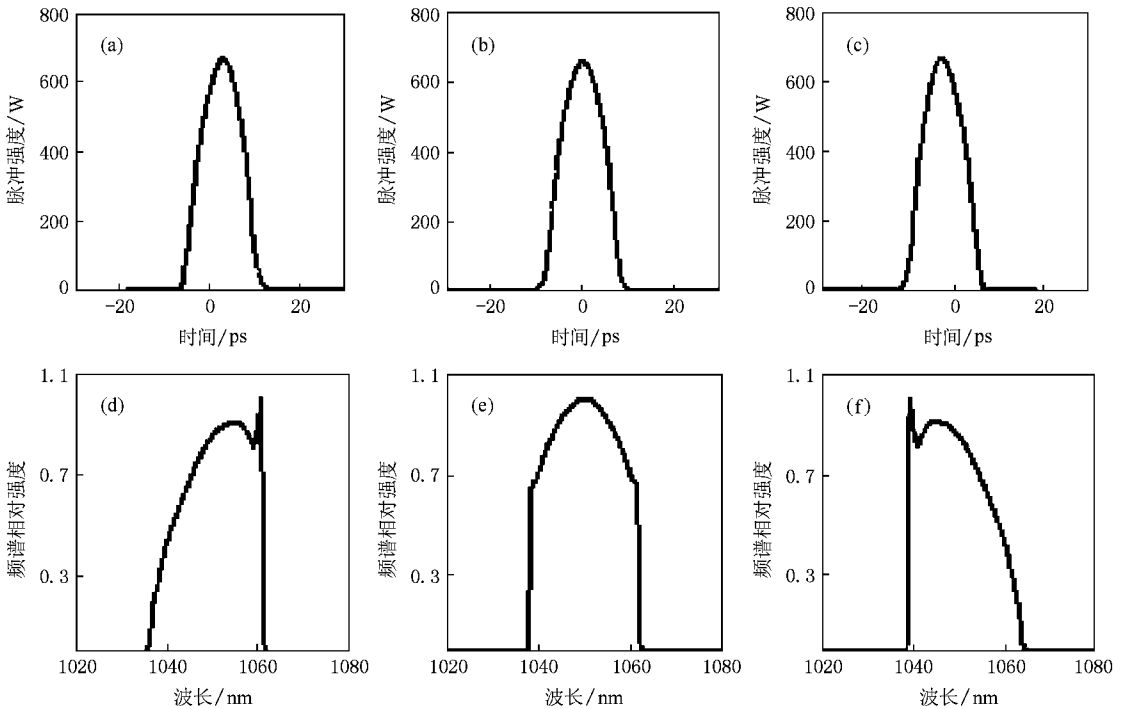


图 7 在不同的 TOD 下,激光器输出脉冲的时域形状和频谱形状 (a)(d)TOD =  $-6 \times 10^{-5} \text{ ps}^3/\text{m}$  (b)(e)TOD = 0 (c)(f)TOD =  $6 \times 10^{-5} \text{ ps}^3/\text{m}$

## 4. 结 论

本文建立了一个 NPE 锁模自相似脉冲光纤激光器的数值模型.模拟了自相似脉冲激光器的运行状态.研究发现:在 SMF 中产生脉冲自相似演化,脉冲在时域和频域上被展宽,在增益光纤和 NPE 部分脉冲的频谱宽度被压窄还原,在 NPE 和 DDL 部分脉冲的时域宽度被压窄还原.增大腔内净色散可以提高输出脉冲能量,但是输出脉冲却逐渐远离自相似脉冲的抛物线形状,脉冲在腔外压缩的质量也下降.

示.可以发现三阶色散造成脉冲形状的不对称,脉冲的频谱也出现不对称.同时,输出脉冲在腔外压缩后得到的脉冲宽度分别为 100 fs, 77 fs 和 100 fs.三阶色散使得脉冲的极限压缩宽度变大,压缩后得到的脉冲不对称,脉冲质量下降.

三阶色散破坏了输出脉冲的对称性,影响脉冲腔外压缩的质量.

2005 年 Buckley 等人在腔内净色散  $0.008 \text{ ps}^2$ , 重复频率 30 MHz 左右的条件下,实验得出最大的自相似脉冲能量为 14 nJ.这和我们在腔内净色散  $0.008 \text{ ps}^2$ , 重复频率 45 MHz 左右的条件下,模拟得到的最大自相似脉冲能量为 7 nJ 相近,比 Ilday 模型预测的 100 nJ 更加符合实验结果<sup>[10]</sup>.因此,可以利用本模型进一步研究 NPE 锁模的过驱动问题<sup>[10]</sup>.同时,本课题组也正在筹备对 NPE 锁模自相似脉冲光纤激光器做系统的实验研究.

[1] Ilday F Ö, Buckley J R, Clark W G, Wise F W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 1

[2] Ruehl A, Prochnow O, Wandt D, Burgoyne B, Godbout N, Lacroix S 2007 *Opt. Lett.* **31** 2734

- [ 3 ] Schreiber T , Ortac B , Limpert J , Tunnermann A 2007 *Opt. Exp.* **15** 8353
- [ 4 ] Logvin Y , Anis H 2007 *Opt. Exp.* **15** 13607
- [ 5 ] Haus H A , Fujimoto J G , Ippen E P 1991 *Opt. Soc. Am. B* **8** 2068
- [ 6 ] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* ( San Francisco : Academic ) p203
- [ 7 ] Ren G J , Li G H 2003 *Opt. Tech.* **29** 578 ( in Chinese ) [ 任广军、李国华 2003 光学技术 **29** 578 ]
- [ 8 ] Tu C H , Li Z , Lei T , Li Y N , Guo W G , Wei D , Zhu H , Zhang S G , Lu F Y 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 3175
- [ 9 ] Kruglov V I , Peacock A C , Harvey J D 2002 *Opt. Soc. Am. B* **19** 461
- [ 10 ] Buckley J R , Wise F W 2005 *Opt. Lett.* **30** 1888

## Study of self-similar pulse nonlinear polarization rotation mode-locked fiber laser<sup>\*</sup>

Deng Yi-Xin Tu Cheng-Hou Lü Fu-Yun<sup>†</sup>

( College of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China )

( Received 26 June 2008 ; revised manuscript received 19 August 2008 )

### Abstract

A numerical model for self-similar pulse nonlinear polarization rotation mode-locked fiber laser is built by utilizing coupled nonlinear Schrödinger equations ( CNLSE ). In this model , the propagation of the pulse within single mode fiber is described by CNLSE. In the gain fiber , gain bandwidth and saturable gain are both considered. Other optical components which implement NPE mode-locking are modeled by transfer matrixes. According to the optimized net cavity dispersion and length of the cavity , the evolution of the pulse along the cavity is simulated. At the same time , characteristics and the typical regime of the self-similar pulse are found. The simulation results show that pulse with 7 nJ energy , 11 ps duration , linear chirped , and of parabolic shape occurs within the optimized self-similar regime. The characteristics of the laser with different dispersion are compared. The influence of the third order dispersion on the laser is simulated.

**Keywords** : self-similar pulse , nonlinear polarization rotation mode-locked , coupled nonlinear Schrödinger equation , numerical simulation

**PACC** : 4255 N

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60677013 , 60808003 ) , the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant No. 20060055021 ) , and the Open Foundation of the Key Laboratory of Weak-Light Advanced Technique and Fabrication.

<sup>†</sup> E-mail : lufy@nankai.edu.cn