

文章编号: 0258-7025(2004)Supplement-0191-04

# 单周期量级光脉冲研究

陈晓伟<sup>1</sup>, 向望华<sup>2</sup>, 林礼煌<sup>1</sup>, 李儒新<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 中国科学院上海光学精密机械研究所强光学重点实验室, 上海 201800  
<sup>2</sup> 天津大学精密仪器与光电子工程学院 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072

**摘要** 给出了利用单模光纤中的交叉相位调制效应产生单周期量级光脉冲的基本思想, 然后用数值方法详细分析了初始脉冲条件的改变对脉冲频谱展宽的影响, 最终得到了从 200 THz 覆盖到 1000 THz 的超宽带频谱, 其傅里叶变换可产生单周期量级光脉冲。

**关键词** 单周期量级脉冲; 交叉相位调制; 超宽带频谱

中图分类号 TN24

文献标识码 A

## Study on Monocycle-Like Optical Pulse

CHEN Xiao-wei<sup>1</sup>, XIANG Wang-hua<sup>2</sup>, LIN Li-huang<sup>1</sup>, LI Ru-xin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China  
<sup>2</sup> School of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Key Laboratory of Opto-Electronics Information and Technical Science, Ministry of Education, Tianjin University, Tianjin 300072, China

**Abstract** Principles for monocycle-like pulse generation by crossed phase modulation in the silicon fiber are introduced in this paper. By using split-step Fourier method the effect of pulse parameters on the spectra broadening is numerically analyzed in detail. Finally, ultrabroad-band spectrum ranging from 200 to 1000 THz is achieved, and the Fourier transform of this spectrum can give a near monocycle optical pulse.

**Key words** monocycle-like pulse; crossed phase modulation; ultrabroad-band spectrum

## 1 引言

自 20 世纪 60 年代第一台锁模激光器诞生以来, 如何将光脉冲进一步压缩一直是飞秒技术工作者最感兴趣的问题之一<sup>[1-5]</sup>, 大部分都是利用光脉冲在非线性介质中的自相位调制(SPM)效应使光谱展宽, 再经色散补偿原件将脉宽变窄。1996 年 M. Yamashita 等<sup>[6,7]</sup>提出利用多波长交叉相位调制(XPM)效应来产生超宽带频谱的思想。这种方法的优势在于可以用脉宽比较宽能量比较低的初始激光脉冲获得从近红外覆盖到近紫外的超宽带频谱。本文给出了利用两个中心频率不同初始相位差恒定的飞秒脉冲之间的 XPM 效应获得单周期化脉冲的基本原理中详细分析了不同初始脉冲条件对脉冲频谱展宽的影响, 最终得到了宽度达 800 THz 的超宽带频谱, 其傅里叶变换可得到近单周期化脉冲。

冲的基本方法是, 令两个不同频率但初相位差恒定的光脉冲同时在一小段单模光纤中传输, 则这两个脉冲之间的 XPM 效应使它们的频谱同时得到展宽, 在合适的条件下两脉冲的频谱将连接起来, 覆盖两脉冲中心频率之间的整个频段, 从而得到超宽带频谱, 然后通过相位调制器补偿频谱中的频率啁啾, 可得到近单周期脉冲。设两输入脉冲分别为  $I_1(\omega_1)$  和  $I_2(\omega_2)$ , 且  $\omega_2=2\omega_1$ 。应明确两点: 一是两脉冲的初始相位差恒定, 这样使得频谱展宽后的脉冲更易合成; 二是应保证两输入脉冲的峰值功率相等, 这样使两脉冲的频谱展宽宽度大致相等。 $I_1$  是从 Ti:sapphire 锁模激光器输出的脉冲,  $I_2$  是  $I_1$  的倍频光, 这样两脉冲满足初相位差恒定的要求。

假定两脉冲的线性极化方向相同, 且在慢变包络近似下, 脉冲  $I_i(i=1,2)$  振幅电场的包络为  $A_i(z,t)$ , 其归一化形式为

## 2 基本原理

利用石英光纤中的 XPM 效应产生单周期化脉

$$u^{(i)}(\xi_i, \tau_i) = \left( \frac{N_{sol,i}}{\sqrt{P_{0i}}} \right) A_i(z, t-t_{w0}) \quad (1)$$

其中,  $t_{w0}$  表示脉冲  $I_i$  相对于脉冲  $I_1$  的延迟时间;  $P_{0i}$

基金项目: 国家自然科学基金(69987002,69978015)资助项目。

作者简介: 陈晓伟(1977-), 女, 中国科学院上海光学精密机械研究所强光学重点实验室研究实习员, 主要从事激光技术及超短脉冲压缩技术方面的研究。E-mail: fennel\_chen@siom.ac.cn

为输入脉冲  $I_i$  的峰值功率,  $N_{sol,i} = \left( \frac{\gamma_i P_{0i} T_{0i}^2}{|k_{0i}|} \right)^{1/2}$  为孤子数,  $T_{0i}$  表示脉冲强度降到峰值功率的  $1/e$  时的宽度;  $\gamma_i = \omega n_2 / (2c^2 \epsilon_0 n_{0i} A_{eff})$ , 称为非线性系数, 其中  $n_2$  为非线性折射率,  $n_{0i}$  为线性折射率,  $c$  和  $\epsilon_0$  分别表

示真空中的光速和介电常数,  $A_{eff}$  为有效纤芯面积;  $k_{0i}$  为群速度色散(GVD)参量。考虑到脉冲在一小段光纤中的传输损耗非常小, 可忽略光纤损耗, 那么这两个频谱不交叠的脉冲在光纤中传输方程的归一化形式由下式描述

$$\begin{cases} \frac{\partial u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \xi_1} = -\frac{j}{2} \operatorname{sgn}(k_{01}) \frac{\partial^2 u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1^2} + \beta_{01} \frac{\partial^3 u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1^3} + j[|u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)|^2 + 2|u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)|^2] u^{(1)}(\xi_1, \tau_1) \\ \frac{\partial u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \xi_1} = -\frac{j}{2} \operatorname{sgn}(k_{02}) S_{12} \frac{\partial^2 u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1^2} + S_{22} \frac{\partial^3 u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1^3} + S_{32} \frac{\partial u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)}{\partial \tau_1} + \\ jS_{42}[|u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)|^2 + 2|u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)|^2] u^{(2)}(\xi_1, \tau_1) \end{cases} \quad (2a)$$

$$\begin{cases} S_{12} = \frac{|k_{02}|}{|k_{01}|}, & S_{22} = \frac{\beta_{02} |k_{02}| T_{01}}{|k_{01}| T_{01}} \\ S_{32} = \frac{(k_{01} - k_{02}) T_{01}}{|k_{01}|}, & S_{42} = a_2 = \frac{|k_{02}| T_{01}^2}{|k_{01}| T_{02}^2} \end{cases} \quad (2b)$$

这里  $u^{(2)}(\xi_1, \tau_1) \equiv u^{(2)}(a_2 b_2 \tau_1 + c_2 + d_2 \xi_1)$ , 且有

$$\begin{cases} S_{12} = \frac{|k_{02}|}{|k_{01}|}, & S_{22} = \frac{\beta_{02} |k_{02}| T_{01}}{|k_{01}| T_{01}} \\ S_{32} = \frac{(k_{01} - k_{02}) T_{01}}{|k_{01}|}, & S_{42} = a_2 = \frac{|k_{02}| T_{01}^2}{|k_{01}| T_{02}^2} \end{cases} \quad (3)$$

式中,  $\beta_{0i} = \frac{k_{0i}}{6|k_{0i}| T_{0i}}$  为归一化三阶色散参量。

方程(2a)和(2b)等号右边的第一项和第二项分别代表群速度色散和三阶色散, 方程(2b)的第三项为群速度失配项, 方程(2a)的第三项和方程(2b)的第四项与 SPM 相联系, 而方程(2a)的第四项和方程(2b)的第五项则产生于两脉冲之间的 XPM。使用数值方法求解(2a)和(2b)的联立方程组, 得到  $u^{(1)}(\xi_1, \tau_1)$  及  $u^{(2)}(\xi_1, \tau_1)$  的值。

从光纤输出的波称为合成波, 其电场表达式为

$$E_T(z_0, t) = \frac{1}{2} A_T(z_0, t) \exp(-j\omega_c t) + c.c. \quad (4)$$

其中  $\omega_c = (\omega_2 - \omega_1)/2 = 3\omega_1/2$  为谐角频率;  $A_T(z_0, t)$  为慢变包络, 其傅里叶变换  $A_T(\xi_{10}, \Omega)$  的表达式为

$$\begin{aligned} A_T(\xi_{10}, \Omega) &= \left[ \frac{n_{01} P_{01}}{n_{0c} (N_{sol1})^2} \right]^{1/2} \exp(j\phi_{T1}) U^{(1)}\left(\xi_{10}, \Omega - \frac{\omega_1 T_{01}}{2}\right) + \\ &\left[ \frac{n_{02} P_{02}}{n_{0c} (N_{sol2})^2} \right]^{1/2} \exp(j\phi_{T2}) U^{(2)}\left(\xi_{10}, \Omega + \frac{\omega_1 T_{01}}{2}\right) \equiv \\ &|A_T(\xi_{10}, \Omega)| \exp[j\phi_T(\Omega)] \end{aligned} \quad (5)$$

其中,  $n_{0c}$  为合成波的线性折射率,  $\phi_{T1} = \phi_{T1} + \omega_1 k_{01} z_0 / 2$ ,  $\phi_{T2} = \phi_{T2} + \omega_1 k_{01} z_0 / 2$ ,  $\phi_{T1} = k_{01} z_0 + \phi_{01}$ ,  $\phi_{T2} = k_{02} z_0 + \phi_{02} + 2\omega_1 t_{20}$ ,  $\phi_{01}$  和  $\phi_{02}$  分别为脉冲 1 和 2 的初相位。由此可以得到合成波的强度谱

$$I_T(\Omega) = \epsilon_0 c n_{0c} |A_T(\xi_{10}, \Omega)|^2 / 2,$$

以及与频率有关的相位

$$\phi_T(\Omega) = \tan^{-1}[\operatorname{Im}[A_T(\xi_{10}, \Omega)] / \operatorname{Re}[A_T(\xi_{10}, \Omega)]]$$

用相位调制器补偿合成波中的非线性频率啁啾, 则有可能获得近单周期脉冲。理想情况下, 合成波的非线性啁啾被完全补偿, 这时得到光波电场的表达

式变为

$$A_T = A_T(\xi_{10}, \Omega) \exp[-j\phi_{Tc}(\Omega)]$$

其中  $\phi_{Tc}(\Omega)$  为补偿后的相位值, 若完全补偿, 则为常数, 由此可以得到脉冲的时域表达式

$$I_T(\xi_{10}, \tau_1) = \epsilon_0 c n_{0c} |F^{-1}\{A_T\}|^2 / 2 \quad (6)$$

### 3 理论分析

为使两脉冲的频谱展宽至能够连接并有轻微交叠的程度, 需要选择合适的参量, 这里主要考虑两脉冲的初始时间延迟、初始峰值功率以及初始脉冲宽度三种参量。

#### 3.1 初始时间延迟对脉冲频谱展宽的影响

脉冲  $I_1$  和  $I_2$  之间有一个相对的时间延迟, 因为它们的群速度不同, 所以在正色散情况下, 长波长脉冲传输速度快。1)  $t_{20} = 0$  时同时存在 SPM 和 XPM, SPM 使得脉冲前沿产生负啁啾, 中间为零, 后沿为正。而对于 XPM, 由于  $I_1$  传播比  $I_2$  快, 所以主要是  $I_2$  的前沿与  $I_1$  的后沿发生相互作用, 这时 XPM 使  $I_1$  产生负啁啾, 使  $I_2$  产生正啁啾。总体效果是  $I_1$  中心红移,  $I_2$  中心蓝移, 这样两脉冲的频谱就很难连成一体。2)  $t_{20} > 0$  时, 两脉冲在整个传输过程中没有机会交叠, 即不存在 XPM, 只存在 SPM, 则这种情况达不到利用 XPM 进行频谱展宽的目的。3)  $t_{20} \approx z_0 d$  时, 整个过程主要是  $I_1$  的前沿与  $I_2$  的后沿发生作用, 造成  $I_1$  产生正啁啾,  $I_2$  产生负啁啾, 总体效果是  $I_1$  中心蓝移,  $I_2$  中心红移, 这样两脉冲频谱就较容易连成一体, 形成希望的超宽带频谱。4)  $z_0 d < t_{20} < 0$  时,  $I_1$  对称地通过  $I_2$ , 脉冲的中心啁啾为零, 与 SPM 情形相似, 两脉冲频谱几乎对称地朝两边展宽。这种情况下脉冲频谱与光纤长度( $L$ )和走离长度( $L_w$ )的比值关系很大<sup>[8]</sup>, 如果  $L/L_w \approx 2$ , 则两脉冲的频谱展得很宽, 并有很多结构。

通过以上讨论可知,  $t_{20} \approx z_0 d$  和  $z_0 d < t_{20} < 0$  两种情

况都有可能满足要求，针对具体事例用计算机模拟输出展宽后的脉冲频谱来验证哪一种情况更优。表 1 为采用的参量，其中光纤长度约为脉冲走离长度的 2 倍，初始脉冲为双曲正割型，即  $u^{(0)}(0, \tau_i) = N_{\text{sol},i} \times \text{sech}(\tau_i)$ 。图 1 给出了采用不同  $t_{20}$  时的频谱展宽情况。

图 1(c),(d)两种情况均达到了覆盖  $\omega_1$  与  $\omega_2$  之间整个频段的要求，然而，通过比较可以看出，图 1(d) 的频谱更宽，超过 800 THz，所以采用  $t_{20} = -26.8$  fs 更合理，即让两脉冲在光纤中间部位相遇最好。

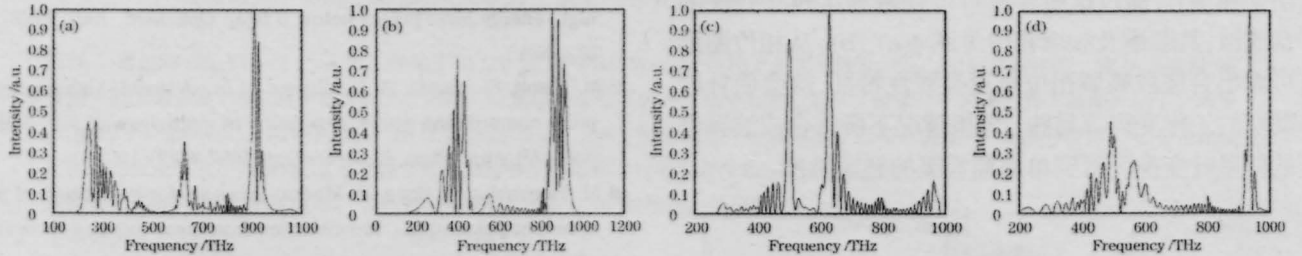


图 1 不同初始时间延迟对频谱展宽的影响

Fig.1 Effect on broadened spectrum caused by different initial delay time ( $P_1=P_2=900$  kW,  $t_{p1}=50$  fs,  $t_{p2}=70.7$  fs,  $z_0=0.55$  mm).

(a)  $t_{20}=0$  fs; (b)  $t_{20}=20$  fs; (c)  $t_{20}=-53.7$  fs; (d)  $t_{20}=-26.8$  fs

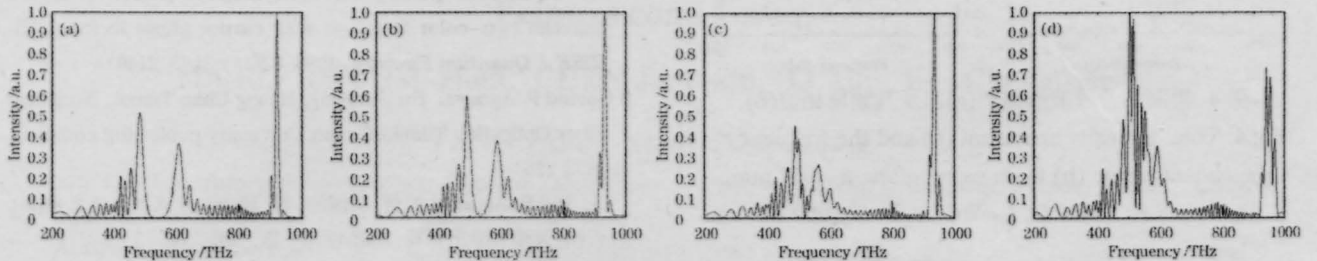


图 2 不同脉冲峰值功率时的频谱展宽情况

Fig.2 Broadened spectra using different peak powers ( $t_{p1}=50$  fs,  $t_{p2}=70.7$  fs,  $t_{20}=-26.8$  fs)

(a)  $P_1=P_2=700$  kW, (b)  $P_1=P_2=800$  kW; (c)  $P_1=P_2=900$  kW; (d)  $P_1=P_2=1000$  kW

表 1 光纤及输入脉冲参量

Table 1 Fiber and input pulse parameters

	$I_1$	$I_2$
$\lambda_i$ /nm	750	375
$t_{p,i}$ /fs	50	70.7
$t_{20}$ /fs	0	-26.8, -53.7, 0, 20
$z_0$ /nm	0.55	
$n_2$ /( $m^2/V^2$ )	$1.22 \times 10^{-22[9]}$	
$r$ / $\mu m$	1	
$k_i$ /(s/m)	$4.8967 \times 10^{-9}$	$5.01 \times 10^{-9}$
$k_{0i}$ /(s <sup>2</sup> /m)	$4.036 \times 10^{-26}$	$10.741 \times 10^{-26}$
$k_{0i}$ /(s <sup>3</sup> /m)	$2.605 \times 10^{-41}$	$3.248 \times 10^{-41}$

### 3.2 脉冲峰值功率对频谱展宽的影响

脉冲频谱的展宽受到脉冲峰值功率的影响，峰值功率越高频谱展得越宽，但不能一味地要求高峰值功率脉冲，因峰值功率太高会造成光纤的损伤。所以，找出能够使频谱展到足够程度所需的最低峰值功率是非常必要的。通过多组计算给出了不同情况下的频谱图(图 2)，峰值功率在 900 kW 左右时[图 2(c)]，两脉冲

频谱既达到了连接的要求，又没有明显的交迭现象。

### 3.3 初始脉冲宽度对频谱展宽的影响

改变初始脉冲宽度也会影响频谱的展宽情况，达到与较宽脉冲同样的展宽程度所需的脉冲峰值功率要小，比如将上例中的输入脉冲宽度变为  $t_{p1}=30$  fs,  $t_{p2}=40.4$  fs (其他参数不变)，发现达到与  $t_{p1}=50$  fs,  $t_{p2}=70.7$  fs ( $P_i=900$  kW) 时同样的频谱展宽程度只需 700 kW 的峰值功率，频谱图参见图 3。

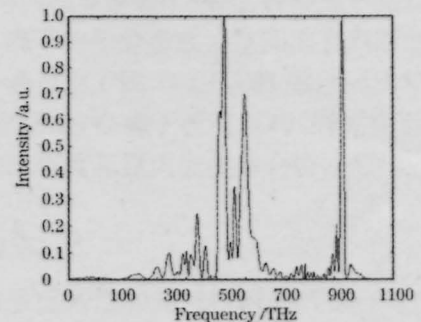


图 3 采用  $t_{p1}=30$  fs,  $t_{p2}=40.4$  fs ( $P_i=900$  kW,  $t_{20}=-26.8$  fs) 的初始脉冲时的频谱展宽情况

Fig.3 Broadened spectrum when  $t_{p1}=30$  fs,  $t_{p2}=40.4$  fs ( $P_i=900$  kW,  $t_{20}=-26.8$  fs)



## 4 计算结果

通过分析可知,脉宽分别为  $t_{p1}=50$  fs,  $t_{p2}=70.7$  fs 的两个脉冲从长度为 0.55mm 的光纤中传输后,要达到超宽带频谱的要求,应选择的最佳初始时间延迟和脉冲峰值功率分别为 -26.8 fs 和 900 kW(两脉冲峰值功率相等)。通过这些参量可得到谱宽达 800 THz 的合成波,其频谱及频域相位见图 4(a), (b)。从相位图形可看出合成波频域相位呈现类线性特征,这会使补偿啁啾的工作变得容易些。理想情况下所得合成波频谱的傅里叶变换可得到单周期量级的超短脉冲。

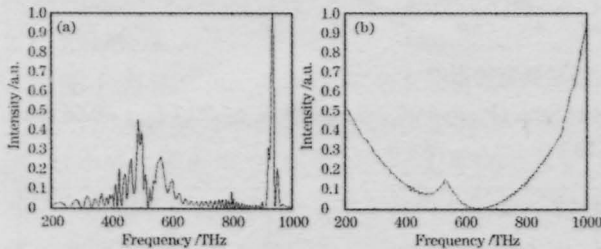


图 4 得到的合成波频谱图(a)以及其频域相位(b)

Fig.4 Total intensity spectrum (a) and the frequency-dependent phase (b) main parameters:  $z_0=0.55$  mm,  $t_{20}=-26.8$  fs,  $t_{p1}=50$  fs,  $t_{p2}=70.7$  fs,  $P_1=P_2=900$  kW

## 参 考 文 献

- 1 A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshechnikov *et al.*. All-solid-state cavity-dumped sub 5-fs laser[J]. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, 1997, **65**(2):175~177
- 2 A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshechnikov *et al.*. Optical pulses compression o 5 fs at a1-MHz repetition rate[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(2):102~104
- 3 M. Nisoli, S. DeSilvestri, O. Sevelto. Generation of high energy 10 fs pulses by anew pulses compression technigue [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **68**(20): 2793~2795
- 4 M. Nisoli, S. DeSilvestri, O. Sevelto *et al.*. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(8): 522~524
- 5 M. Nisoli, S. Staglia, S. DeSilvestri *et al.*. A novel-high energy pulse compression sytem: generation of multigigawatt sub-5-fs pulses[J]. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, 1997, **65**(2): 189~196
- 6 M. Yamashita, H. Sone, R. Morita. Proposal for generation of a coherent pulse ultra- broadbanded from near infrared to near ultraviolet and its monocyclization [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1996, Part2, **35**: L1194~L1197
- 7 M. Yamashita, H. Sone, R. Morita *et al.*. Generation of monocycle-like optical pulses using induced-phase modulation between two-color fs pulses with carrier phase locking [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1998, **34**(11): 2145~2149
- 8 Govind P. Agrawal. Hu Guojiang, Huang Chao Transl., Nonlinear Fiber Optics[M]. Tianjin:Tianjin University publishing company, 1992. 225  
Govind P. Agrawal 编著. 胡国锋, 黄超译. 非线性光纤光学[M]. 天津:天津大学出版社, 1992年第一版. 225
- 9 W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, C. V. Shank. Copression of optical pulses chirped by self phase modulation in fibers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1984, **1**(2): 139~149