

利用电光相位调制和交叉相位调制制作 时间透镜的实验及仿真分析*

李 博 谭中伟† 张晓兴

(北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

(2010年8月28日收到; 2011年1月13日收到修改稿)

对时间成像理论进行简要研究. 利用电光相位调制器进行光脉冲压缩实验, 并分别对基于电光相位调制和交叉相位调制的时间透镜组成的时间成像系统进行了仿真和讨论. 实验结果表明, 基于电光相位调制的时间透镜组成的时间成像系统可以有效压缩光脉冲, 但是该系统受到了孔径限制, 压缩系数较小, 分辨率较低. 进一步的仿真分析结果表明, 基于交叉相位调制的时间透镜组成的时间成像系统不受孔径限制, 能够获得更大的压缩系数和更高的分辨率, 但是该系统的实现难度较大.

关键词: 光脉冲压缩, 时间透镜, 电光相位调制, 交叉相位调制

PACS: 42.30.-d, 42.30.Lr, 42.65.-k, 42.65.Re

1. 引 言

空间光束的傍轴衍射传输方程与光脉冲的窄带色散传输方程很相似, 因此对应空间透镜可以设想出一种时间透镜, 对光脉冲进行成像、放大或者压缩. 因为空间透镜对空间光束的作用可以用一个对空间变量的二阶相位调制来表示, 所以设计出一种对时间变量进行二阶相位调制的装置就有可能得到时间透镜. 时间透镜的概念被 Kolner 和 Nazarathy^[1]首次提出. 近年来人们对这个领域产生了浓厚的兴趣, 并做了大量的研究. 时间透镜既能对光脉冲进行放大或者压缩, 起到放大镜的作用, 也能对光脉冲进行时域和频域之间的转换. 时间透镜一般被用在时间成像、光通信、光信号处理等领域. 光脉冲压缩是时间透镜应用中的重要研究课题之一^[2].

时间透镜可以利用电光相位调制、非线性晶体上的和频与差频^[3]和交叉相位调制(XPM)来实现. 因为基于电光相位调制的时间透镜易于实现、比较稳定, 所以大部分实验都是使用这种方法. 基于电光相位调制的时间透镜组成的时间成像系统可以有效压缩光脉冲, 但是该系统受到了孔径限制, 压

缩系数较小, 分辨率较低. 相比基于电光相位调制的时间透镜, 基于 XPM 的时间透镜没有孔径限制, 由其组成的时间成像系统具有更大的压缩系数和更高的分辨率, 因此近年来很多研究人员开始对基于 XPM 的时间透镜进行研究. 本文首先讨论了时间透镜的一些基本原理, 然后利用电光相位调制器进行了光脉冲压缩实验, 最后对基于 XPM 的时间透镜组成的时间成像系统进行了仿真和分析.

2. 时间透镜的原理

当忽略非线性效应和光纤损耗时, 窄带光脉冲在色散介质中的传输方程可以用非线性薛定谔方程来描述, 与傍轴光束在空间中的传输方程相似, 这就是时空对应原理的基础. 在夫琅禾费近似条件下, 傍轴光束的空间传输方程可表示为^[4]

$$E_z = -\frac{i}{2k}(E_{xx} + E_{yy}), \quad (1)$$

式中 E_z 为傍轴光束光场对 z 轴的一阶偏导, k 为波数, E_{xx} 和 E_{yy} 分别为傍轴光束光场对 x 轴和 y 轴的二阶偏导. 而窄带光脉冲在色散介质中的传输方程经过变量代换后可表示为

* 国家自然科学基金(批准号:60607001)和北京交通大学科研基金(批准号:2009JBM011)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhwtan@bjtu.edu.cn

$$A_\xi = \frac{i}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} A_{\tau\tau}, \quad (2)$$

式中 A_ξ 为窄带光脉冲的包络 $A(\xi, \tau)$ 对色散长度 ξ 的一阶偏导, $\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$ 为群速度色散系数, $A_{\tau\tau}$ 为对时间 τ 的二阶偏导. 由(1), (2) 两式可知, 窄带光脉冲在色散介质中的传输方程与傍轴光束在空间中的传输方程很相似.

基于时空对应原理, 可以将空间透镜理论类比应用到时间透镜中. 空间透镜的相位函数可表示为

$$\phi(x, y) = \frac{k(x^2 + y^2)}{2f_s}, \quad (3)$$

式中 f_s 为空间透镜的焦距. 由(3) 式可知, 空间透镜对空间变量 x 和 y 产生了一个二阶相位调制, 因此时间透镜的相位函数也应该为对时间变量的二阶相位调制, 其表达式为

$$\phi(\tau) = \frac{\omega_0\tau^2}{2f_t}, \quad (4)$$

式中 ω_0 为光脉冲的中心频率, f_t 为时间透镜的焦距. 对 $\phi(\tau)$ 进行泰勒展开并与(4) 式进行比较后可得时间透镜的焦距

$$f_t = \frac{\omega_0}{\frac{d^2\phi}{d\tau^2}}. \quad (5)$$

如图 1 所示, 一个有效的时间成像系统一般由三部分组成. 图 1 中 $A(0, \tau)$ 为输入光脉冲的包络, ξ_1 为输入色散长度, ξ_2 为输出色散长度, $A(\xi_1 + \xi_2, \tau)$ 为输出光脉冲的包络. 对任意光脉冲进入该时间成像

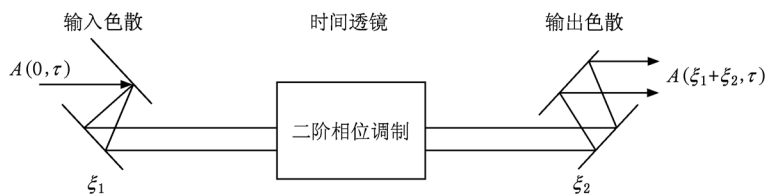


图 1 时间成像系统原理示意图

2.1. 基于电光相位调制的时间透镜原理

在实际情况下, 电光相位调制器一般由一个正弦或者余弦射频时钟信号的电压来驱动, 在调制的中心附近就可以近似为二阶相位调制, 实现时间透镜. 当正弦射频时钟信号的电压为 $v(\tau) = V_0 \cos(\omega_m \tau)$ 时, 基于电光相位调制的时间透镜的焦距 f_t 可表示为

系统后, 时间成像系统的成像条件为

$$\frac{1}{\xi_1 \frac{d^2\beta_1}{d\omega^2}} + \frac{1}{\xi_2 \frac{d^2\beta_2}{d\omega^2}} = -\frac{\omega_0}{f_t}, \quad (6)$$

式中 β_1 和 $\frac{d^2\beta_1}{d\omega^2}$ 分别为输入色散的传输常数和色散系数, β_2 和 $\frac{d^2\beta_2}{d\omega^2}$ 分别为输出色散的传输常数和色散系数^[5]. 当时间成像系统满足成像条件时, 输出光脉冲的包络

$$A(\xi_1 + \xi_2, \tau) = \frac{1}{\sqrt{M}} \exp\left(\frac{i\omega_0\tau^2}{2Mf_t}\right) A\left(0, \frac{\tau}{M}\right), \quad (7)$$

式中 M 为时间成像系统的放大系数, 其表达式为

$$M = -\frac{\xi_2 \frac{d^2\beta_2}{d\omega^2}}{\xi_1 \frac{d^2\beta_1}{d\omega^2}}. \quad (8)$$

由(7)式可知, 输出光脉冲的波形与输入光脉冲的波形非常相似, 两者之间的区别为振幅不同以及脉冲宽度不同. 利用脉冲宽度的对应关系可以对光脉冲在时域上进行放大或者压缩. 主要应用于超短光脉冲的探测和光脉冲的压缩. 当放大系数 $|M| < 1$ 时, 输出光脉冲被压缩; 当 $|M| > 1$ 时, 输出光脉冲被放大^[6]. 通过改变光纤长度使 $|M| < 1$, 就可以对光脉冲进行压缩, 其中压缩系数

$$C = \frac{1}{|M|}. \quad (9)$$

$$f_t = \frac{\omega_0}{\Gamma_0 \omega_m^2}. \quad (10)$$

这里 ω_m 为电光相位调制器的调制频率, Γ_0 为电光相位调制器产生的最大相位偏移, 其表达式为

$$\Gamma_0 = \pi \frac{V_0}{V_\pi}, \quad (11)$$

式中 V_π 为电光相位调制器的半波转换电压.

由于电光相位调制器只能在调制中心附近进

行近似的二阶相位调制,而不能进行严格的二阶相位调制,这致使时间透镜受到孔径限制. 通过正弦射频时钟信号来驱动的电光相位调制器产生的相位偏移

$$\Delta\phi(\tau) = \frac{\pi V_0}{V_\pi} \cos\omega_m \tau. \quad (12)$$

对相位偏移进行泰勒展开并取近似,可得电光相位调制器产生的相位偏移^[7]

$$\begin{aligned} \Delta\phi(\tau) &\approx \frac{\pi V_0}{V_\pi} \left(1 - \frac{\omega_m^2 \tau^2}{2} + \frac{\omega_m^4 \tau^4}{24} \right) \\ &\approx \frac{\pi V_0}{V_\pi} \left(1 - \frac{\omega_m^2 \tau^2}{2} \right). \end{aligned} \quad (13)$$

由(13)式可知,当且仅当 $\frac{\omega_m^4 \tau^4}{24}$ 可以忽略时,即在调制中心附近时,电光相位调制器才可看作对光脉冲进行了二阶相位调制. 只有在调制中心附近 $|\omega_m \tau| \leq \frac{1}{2\pi}$ 的区域内才可以看作对光脉冲进行了有效的二阶相位调制,这个区域被称为基于电光相位调制的时间透镜的孔径,其表达式为

$$\tau_\alpha = \frac{1}{2\pi\omega_m}. \quad (14)$$

输入光脉冲的脉冲宽度必须小于时间透镜的孔径,否则将产生由孔径限制带来的负面效应,简称为孔径效应. 当输入光脉冲的脉冲宽度大于时间透镜的孔径时,输出光脉冲的脉冲宽度

$$\begin{aligned} \tau_e &= \tau_i + \Delta\tau_1 + \Delta\tau_2 \\ &= \tau_i + \xi_1 \frac{d^2\beta_1}{d\omega^2} \frac{1}{\tau_i} \\ &\quad + \xi_2 \frac{d^2\beta_2}{d\omega^2} \frac{\pi V_0 \omega_m^2 \tau_i}{V_\pi} \left(1 - \frac{\omega_m^2 \tau_i^2}{12} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

式中 τ_i 为输入光脉冲的脉冲宽度, $\Delta\tau_1$ 和 $\Delta\tau_2$ 分别为由输入色散和输出色散导致的脉冲宽度改变量. 由(15)式可知,孔径效应产生的脉冲宽度改变量

$$\Delta\tau_\alpha = \xi_2 \frac{d^2\beta_2}{d\omega^2} \frac{\pi V_0 \omega_m^2 \tau_i}{V_\pi} \frac{\omega_m^2 \tau_i^2}{12}. \quad (16)$$

基于电光相位调制的时间透镜组成的时间成像系统的一个重要问题是分辨率较低. 基于电光相位调制的时间透镜组成的时间成像系统的分辨率

$$\tau_0 = \frac{2.77}{\Gamma_0 \omega_m}. \quad (17)$$

由(17)式可知,为了得到更高的分辨率,时间成像系统需要更大的最大相位偏移和调制频率. 当调制频率确定以后,提高最大相位偏移成为提高分辨率

的最有效方法.

2.2. 基于 XPM 的时间透镜原理

通过引入一个与信号光脉冲波长不同的抛物线型抽运光脉冲,在高非线性光纤中与信号光脉冲发生 XPM 作用,就可以对信号光脉冲实现严格的二阶相位调制. 由(4),(6)两式可知,时间透镜需要的二阶相位调制函数可表示为

$$\phi_1(\tau) = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\xi_1 \frac{d^2\beta_1}{d\omega^2}} + \frac{1}{\xi_2 \frac{d^2\beta_2}{d\omega^2}} \right) \tau^2. \quad (18)$$

而抛物线型抽运光脉冲对信号光脉冲进行 XPM 可提供的相位调制函数可表示为

$$\phi_2(\tau) = -2l_0\gamma_0 |A_2(\tau)|^2, \quad (19)$$

式中 l_0 为高非线性光纤的长度, γ_0 为高非线性光纤的非线性系数, $A_2(\tau)$ 为抽运光脉冲的包络. 令 $\phi_1(\tau) = \phi_2(\tau)$,可得抽运光脉冲的波形

$$\begin{aligned} |A_2(\tau)|^2 &= \frac{1}{4l_0\gamma_0} \left(\frac{1}{l_1\beta_{12}} + \frac{1}{l_2\beta_{22}} \right) \tau^2 \\ &= -a\tau^2, \end{aligned} \quad (20)$$

式中

$$a = -\frac{1}{4l_0\gamma_0} \left(\frac{1}{l_1\beta_{12}} + \frac{1}{l_2\beta_{22}} \right),$$

l_1 和 β_{12} 分别为输入段光纤的长度和色散系数, l_2 和 β_{22} 分别为输出段光纤的长度和色散系数. Ng 等^[8]利用超结构光纤布拉格光栅(super-structured fibre Bragg grating)由高斯型脉冲得到了抛物线型脉冲. 在实际情况下,抛物线型抽运光脉冲的波形

$$|A_2(\tau)|^2 = -a\tau^2 + b, \quad (21)$$

式中 b 为常数,它使 $\phi_2(\tau)$ 中增加了一个与时间量无关的常数相位,对信号光脉冲的波形没有任何影响. 另外,为了保证对整个信号光脉冲进行调制,基于 XPM 的时间透镜也存在调制范围的限制,即抽运光脉冲的脉冲宽度必须不小于信号光脉冲的脉冲宽度. 相比基于电光相位调制的时间透镜,基于 XPM 的时间透镜可以实现严格的二阶相位调制,不存在孔径限制;基于 XPM 的时间透镜的最大相位偏移更大,由其组成的时间成像系统具有更高的分辨率.

3. 利用电光相位调制器进行光脉冲压缩实验

实验采用 Agilent 8164 型激光器作为光源,用

于产生连续激光. 输入光脉冲为归零光脉冲, 由 10 Gbit/s 信号驱动的振幅调制产生. 光脉冲压缩的实验系统如图 2 所示. 输入光脉冲首先被发射进入 2.7 km 的 G. 652 型单模光纤; 接着光脉冲被送入时间透镜, 时间透镜是一个电光相位调制器, 其调制速率为 10 Gbit/s、半波转换电压为 4.7 V、

驱动功率为 20 dBm; 然后光脉冲被送入 1 km 的 G. 652 型单模光纤; 最后输出光脉冲由示波器测量. 输入光脉冲的半高宽大约为 50 ps, 其波形如图 3 所示. 输出光脉冲的半高宽为 26 ps, 其波形如图 4 所示. 由图 3 和图 4 可以看出, 光脉冲已被有效压缩.

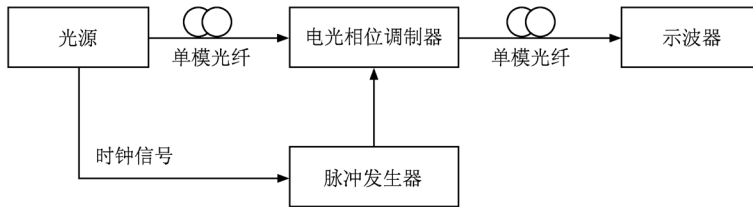


图 2 光脉冲压缩实验系统示意图

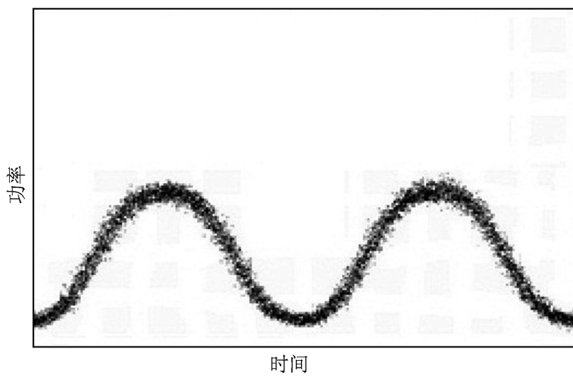


图 3 半高宽为 50 ps 的输入光脉冲波形

了进一步压缩光脉冲, 必须提高分辨率. 由 (17) 式可知, 当调制频率确定以后, 提高最大相位偏移成为提高分辨率的最有效方法. 由 (11) 式可知, 通过增大驱动电压, 即增大驱动功率, 可以提高最大相位偏移. 而进一步提高驱动功率有以下两个限制因素: 放大器的最大功率和电光相位调制器的额定最大输入功率. 为了提高时间成像系统的分辨率, 进一步的实验采用了 Cemex CNM09103027 型微波功率放大器, 将驱动功率提高到 27 dBm 左右, 达到了电光相位调制器的额定最大输入功率. 实验得到了半高宽为 16 ps 的输出光脉冲, 其波形如图 5 所示.

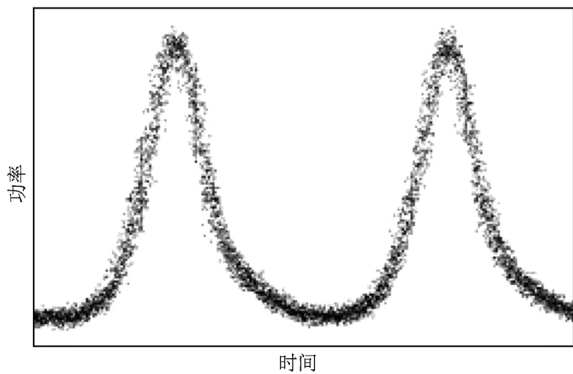


图 4 半高宽为 26 ps 的输出光脉冲波形

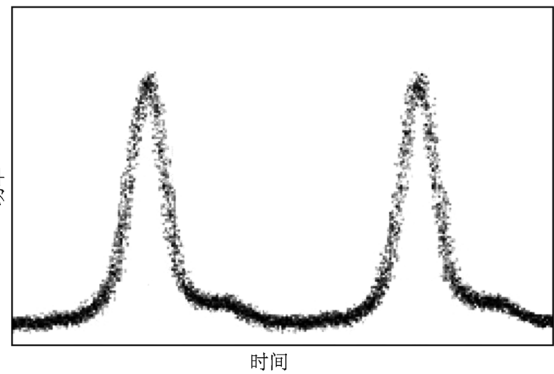


图 5 半高宽为 16 ps 的输出光脉冲波形

由 (7), (9) 两式可知, 增大压缩系数可以使光脉冲的脉冲宽度变得更小. 然而, 在实验中当输入段光纤长度增加到 4 km 时, 输出光脉冲的脉冲宽度并没有明显变化. 经过计算可知, 其原因是光脉冲的脉冲宽度被时间成像系统的分辨率限制. 为

为了得到更窄的光脉冲, 实验需要更低半波转换电压的电光相位调制器和更大输出功率的放大器, 这就意味着更窄的光脉冲压缩实验不仅在技术上更加困难, 还需要更多的费用. 除此之外, 从图 5 可以看出, 当光脉冲被压缩得更窄时, 光脉冲底座

上的噪声变得严重,这是由时间透镜的孔径限制所导致的. 由(14)式可知,实验中时间透镜的孔径为 16 ps,而图 3 所示的输入光脉冲的半高宽为 50 ps,输入光脉冲的半高宽大于时间透镜的孔径,因此该时间成像系统不再满足成像条件,孔径效应变得明显. 由(16)式可知,当驱动电压提高时,孔径效应变得更加明显. 因此,进一步压缩光脉冲需要一个孔径更大的电光相位调制器. 然而由(14)式可知,孔径的增大将意味着调制频率的增大,进而导致分辨率的降低. 在这种情况下,使用两个电光相位调制器建立起与望远镜系统相似的系统是一个很有前景的方案^[9]. 而更为直接的方法是利用 XPM 来实现时间透镜,既没有孔径限制又可以大幅度提高最

大相位偏移,使时间成像系统具有较大的压缩系数和较高的分辨率.

4. 基于 XPM 的时间透镜的仿真分析

基于 XPM 的时间透镜组成的时间成像系统如图 6 所示,其中信号光脉冲为高斯型脉冲,抽运光脉冲为抛物线型脉冲. 对基于 XPM 的时间透镜进行了仿真和讨论. 首先仿真分析了抽运光脉冲的峰值功率过大的问题,并对如何减小峰值功率进行讨论. 接着对高非线性光纤中的影响因素,如自相位调制(SPM)、色散等进行了分析和讨论. 最后讨论了使用硅波导来改进时间透镜.

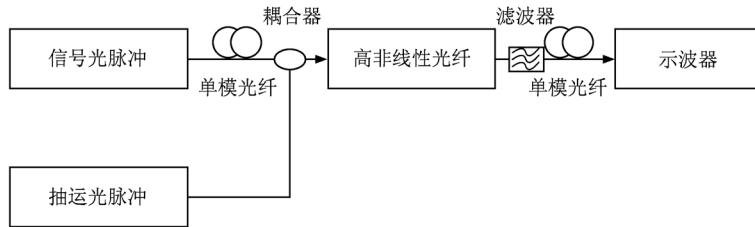


图 6 基于 XPM 的时间透镜组成的时间成像系统示意图

4.1. 时间透镜中抽运光脉冲的仿真分析

为了保证抽运光脉冲能够对整个信号光脉冲进行二阶相位调制,可以令抽运光脉冲的 20 dB 脉冲宽度大于信号光脉冲的 20 dB 脉冲宽度,20 dB 脉冲宽度是光强度由峰值减小到 1/100 对应的脉冲持续时间,因此基本可以满足抽运光脉冲完全覆盖信号光脉冲的要求. 经过输入段光纤的色散展宽后,信号光脉冲的 20 dB 脉冲宽度

$$T_1 = 3.0349 T_0 \left[1 + \frac{l_1^2 \beta_2^2}{T_0^4} \right]^{1/2}, \quad (22)$$

式中 T_0 为信号光脉冲的半高宽. 由(21)式可得抽运光脉冲的 20 dB 脉冲宽度

$$T_2 = \sqrt{0.9999 \frac{b}{a}}. \quad (23)$$

因此,只要 $T_2 \geq T_1$ 即可满足抽运光脉冲完全覆盖信号光脉冲的要求. 由(21)式可知,抽运光脉冲的峰值功率 $W_p = b$. 设输入段光纤、输出段光纤和高非线性光纤均为 G.652 型单模光纤,则高非线性光纤的非线性系数 $\gamma_0 = 0.0013 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$,输入段光纤和输出段光纤的色散系数 $\beta_{12} = \beta_{22} = -20$

ps^2/km . 令 $T_2 = T_1$,高非线性光纤长度 $l_0 = 200 \text{ m}$,信号光脉冲的半高宽 $T_0 = 3 \text{ ps}$,输出段光纤长度 $l_2 = l_1/C$, l_1 为输入段光纤长度,对抽运光脉冲的峰值功率进行仿真计算,得出它随输入段光纤长度的变化如图 7 所示.

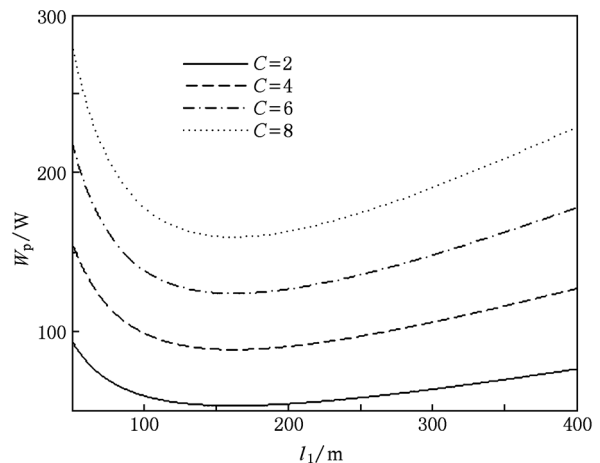


图 7 抽运光脉冲峰值功率 W_p 随输入段光纤长度 l_1 的变化

从图 7 可以看出,抽运光脉冲峰值功率过大,在实际情况中很难产生峰值功率高达几十瓦的光脉冲,因此必须减小抽运光脉冲的峰值功率. 从图 7

还可以看出,当输入段光纤长度为某一特定值时,抽运光脉冲峰值功率总有最小值,与压缩系数无关,即与输出段光纤的长度无关. 当 $T_2 = T_1$ 时,由(20)–(23)式可得出抽运光脉冲的峰值功率

$$W_p = \frac{3.0349(C-1)}{3.9996\beta_2\gamma_0 l_0} \left(\frac{T_0^2}{l_1} + \frac{l_1}{T_0^2} \beta_{12}^2 \right). \quad (24)$$

减小抽运光脉冲的峰值功率有以下三种方法:一种方法是增大非线性系数 γ_0 ;另一种方法是选择合适的输入段光纤长度 l_1 ,当且仅当 $l_1 = \frac{T_0^2}{|\beta_{12}|}$ 时,抽运光脉冲的峰值功率有最小值;还有一种方法是增大高非线性光纤长度 l_0 ,但同时也会使信号光脉冲和抽运光脉冲在高非线性光纤中传输时产生的色散量增大,影响时间成像系统的性能.

仿真首先采用前两种办法,采用非线性系数 $\gamma_0 = 0.02 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ 的高非线性光纤,并令 $l_2 = \frac{T_0^2}{|\beta_{12}|} = 162.32 \text{ m}$,得到抽运光脉冲的最小峰值功率 $W_p = 3.52 \text{ W}$. 接着若要继续减小峰值功率,只能通过增大高非线性光纤长度或者进一步增大非线性系数. 当压缩系数 $C = 2$ 时,抽运光脉冲峰值功率随高非线性光纤长度的变化如图 8 所示.

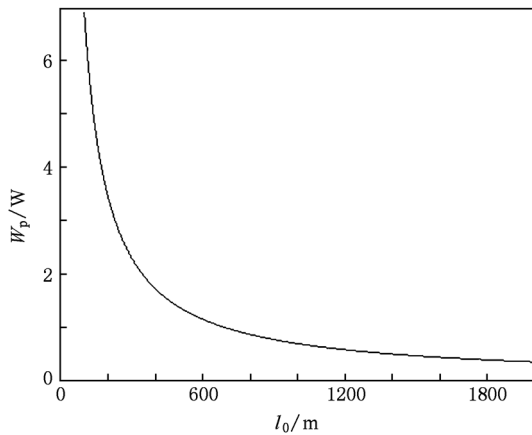


图 8 抽运光脉冲峰值功率 W_p 随高非线性光纤长度 l_0 的变化

从图 8 可以看出,当 $\gamma_0 = 0.02 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ 时,若抽运光脉冲峰值功率为 1 W ,则高非线性光纤长度需要增大至 0.691 km . 但增大高非线性光纤长度同时会使信号光脉冲和抽运光脉冲在高非线性光纤中传输时产生的色散量增大,影响时间成像系统的性能. 因此在合适的时间成像系统中,既要使抽运光脉冲峰值功率较低,又要减小高非线性光纤长度以减小色散. 产生高功率抽运光脉冲是系

统实现最困难的条件之一.

4.2. 时间透镜中高非线性光纤的仿真分析

在实际情况中,时间透镜的高非线性光纤中存在着信号光脉冲和抽运光脉冲的 SPM 和色散等效应,这些效应也会对系统产生一定的影响. 信号光脉冲不仅受到抽运光脉冲的 XPM,自身还会发生 SPM. 当只考虑 SPM, XPM 时,信号光脉冲与抽运光脉冲的相位函数分别为

$$\phi'_1 = -\frac{\omega_1 n_0 z}{c} (|A_1|^2 + 2|A_2|^2), \quad (25)$$

$$\phi'_2 = -\frac{\omega_2 n_0 z}{c} (|A_2|^2 + 2|A_1|^2), \quad (26)$$

式中 ω_1 和 ω_2 分别为信号光脉冲和抽运光脉冲的中心频率, n_0 为高非线性光纤的折射率, c 为光速, A_1 和 A_2 分别为信号光脉冲和抽运光脉冲的包络. 由(25), (26)两式可知, XPM 作用是 SPM 的二倍. 由于抽运光脉冲的功率远远大于信号光脉冲,因此可以忽略信号光脉冲的 SPM. 抽运光脉冲主要受到自身 SPM, 不会改变抽运光脉冲形状, 由(19)式可知, 抽运光脉冲对信号光脉冲进行 XPM 可提供的二阶相位调制不变.

若高非线性光纤为 G. 652 型单模光纤, 则其色散系数 $\beta_{02} = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, 经过仿真得出信号光脉冲和抽运光脉冲的波形都严重恶化. 经过分析, 其中有两个主要原因. 首先, 高非线性光纤中的色散能引起抽运光脉冲与信号光脉冲的走离效应, 此时(19)式中的 $|A_2(\tau)|^2 = -a\tau^2$ 变成 $|A_2(\tau)|^2 = -a(\tau + \Delta\tau)^2$, 不再满足时间透镜所需要的严格的二阶相位调制. 其次, 抽运光脉冲的 SPM 导致其频谱展宽, 虽然这并不影响抽运光脉冲的波形, 但是当高非线性光纤中存在色散时, SPM 将和色散共同改变抽运光脉冲的波形, 使系统性能降低. 抽运光脉冲的 SPM 引起的最大相位偏移

$$\phi_{\max} = \gamma_0 W_p l_0. \quad (27)$$

当 $\gamma_0 = 0.02 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$, $l_0 = 162.32 \text{ m}$, $W_p = 3.52 \text{ W}$ 时, $\phi_{\max} = \gamma_0 W_p l_0 = 11.42 \gg \pi$, 因此抽运光脉冲的 SPM 作用非常强烈, 其频谱出现多峰结构^[10], 峰的数目为 $\frac{\phi_{\max}}{\pi} + 0.5 \approx 4$. 因此, 很小的色散就能和 SPM 共同改变抽运光脉冲的波形. 当压缩系数 $C = 2$ 时, 经过仿真得出只有在高非线性光纤的色散系数 $|\beta_{02}| \leq 0.01 \text{ ps}^2/\text{km}$ 时, 输出信号光脉冲才能保

持原信号光脉冲波形,该色散系数为 G. 652 型单模光纤色散系数 ($-20 \text{ ps}^2/\text{km}$) 的 $1/2000$. 因此,只有采用零色散高非线性光纤才能满足时间透镜的要求,这也是系统实现最困难的条件之一.

综上所述,利用 XPM 来制作时间透镜具有基于电光相位调制的时间透镜所不能比拟的优异性能,但在实际中实现比较困难. 其主要实现难点是很难得到高功率抛物线型抽运光脉冲和零色散高非线性光纤.

4.3. 时间透镜的改进

从图 8 可以看出,当高非线性光纤长度增大到 0.691 km 以上时,抽运光脉冲的峰值功率将减小到 1 W 以下. 若非线性系数 $\gamma_0 = 0.02$ 进一步增大,峰值功率还可以继续减小. 硅波导具有高非线性系数,其非线性作用长度可达到几千米^[11],可使抽运光脉冲的峰值功率大大降低. 另外硅波导可以精确

管理和操作色散的大小,从而满足零色散的要求. 因此,近年来有一些使用硅波导搭建时间透镜成像系统的报道.

5. 结 论

本文展示了基于电光相位调制和 XPM 的时间透镜的实验及仿真分析. 对提高基于电光相位调制器组成的时间成像系统分辨率的方法进行了讨论. 更大驱动电压的电光相位调制器可以提高时间成像系统的分辨率,但是这也使孔径效应变得更加严重. 相比电光相位调制,基于 XPM 的时间透镜组成的时间成像系统具有高分辨率和无孔径限制的优点,但是很难得到高功率抛物线型抽运光脉冲和零色散高非线性光纤,这是该系统实现的主要困难.

-
- [1] Kolner B H, Nazarathy M 1989 *Opt. Lett.* **14** 630
- [2] Godil A A, Auld B A, Bloom D M 1993 *Appl. Phys. Lett.* **62** 1047
- [3] Bennett C V, Kolner B H 2000 *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 430
- [4] Kolner B H 1994 *IEEE J. Quantum Electron.* **30** 1951
- [5] Azaña J 2005 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17** 94
- [6] Bennett C V 1999 *Opt. Lett.* **24** 783
- [7] Bennett C V, Kolner B H 2001 *IEEE J. Quantum Electron.* **37** 20
- [8] Ng T T, Parmigiani F, Ibsen M, Zhang Z W, Petropoulos P, Richardson D J 2008 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20** 1097
- [9] Foster M A, Salem R, Okawachi Y, Turner-Foster A C, Lipson M, Gaeta A L 2009 *Nat. Photon.* **3** 581
- [10] Agrawal G P 2002 *Nonlinear Fiber Optics and Applications of Nonlinear Fiber Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp64—67 (in Chinese) [阿加瓦尔 G P 2002 非线性光纤光学原理及应用(中译本)(北京:电子工业出版社)第 64—67 页]
- [11] Foster M A, Turner A C, Lipson M, Gaeta A L 2008 *Opt. Express* **16** 1300

Experiment and simulation of time lens using electro-optic phase modulation and cross phase modulation^{*}

Li Bo Tan Zhong-Wei[†] Zhang Xiao-Xing

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

(Received 28 August 2010; revised manuscript received 13 January 2011)

Abstract

Temporal imaging is one of the important research issues of time lens. The theory of temporal imaging is investigated briefly. The experiment using electro-optic phase modulation to perform optical pulses compression is demonstrated. And the simulation and the discussion using electro-optic phase modulation and cross phase modulation to perform temporal imaging system are presented. The experimental results show that the temporal imaging system which consists of time lens basing electro-optic phase modulation can effectively compress the optical pulses. However, the compression coefficient is restricted by the aperture of the time lens, and the resolution of the temporal imaging system is low. Further more, the simulation results and the analysis results indicate that the temporal imaging system which consists of time lens basing cross phase modulation has a bigger compression coefficient and a higher resolution. However, this temporal imaging system is difficult to realize.

Keywords: optical pulse compression, time lens, electro-optic phase modulation, cross phase modulation

PACS: 42.30.-d, 42.30.Lr, 42.65.-k, 42.65.Re

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60607001) and the Scientific Research Foundation of Beijing Jiaotong University, China (Grant No. 2009JBM011).

[†] Corresponding author. E-mail: zhwtan@bjtu.edu.cn