

文章编号: 0258-7025(2001)09-0797-05

啁啾型周期性调制晶体中感应非线性 群速度色散的研究*

林飞 周士安 钱列加 王韬
(中国科学院上海光机所 上海 201800) (复旦大学三束材料改性国家重点实验室 上海 200433)

摘要 提出了一种研究啁啾型周期性非线性铌酸锂晶体(CPPLN)中非线性群速度色散的简单方法。发现不仅谐波可以获得色散,而且在一定条件下基频光也可以在CPPLN中获得色散。讨论了CPPLN的色散特性,并与传统色散元件进行了比较。

关键词 群速度色散, 倍频, 准位相匹配

中图分类号 O 436.3 **文献标识码** A

Investigation on Nonlinear Process Induced Dispersion in CPPLN

LIN Fei ZHOU Shi-an QIAN Lie-jia

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

WANG Tao

(State Key Joint Laboratory for Material Modification by Lasers, Ion, and Electron Beams and Physics Department, Fudan University, Shanghai 200433)

Abstract A simple means for investigating nonlinear process induced group velocity dispersion in CPPLN is proposed in this paper. It's found that not only the second-harmonic pulse but also the fundamental pulse can experience dispersion in CPPLN under certain condition. The characteristic of group velocity dispersion in CPPLN is discussed and compared with that of conventional dispersion components.

Key words group velocity dispersion, frequency doubling, quasi-phase-matching

1 引言

色散控制是超短超强激光系统最关键的一个因素,同时对其他研究如高维时空光孤子和高速光通信有着极其重要的作用。大多数光学介质在超短过程中尤其是飞秒尺度显示出强烈的色散效应,因此色散控制十分重要。而且在许多超短脉冲系统中,需要色散控制技术提供某种色散,如啁啾脉冲放大(CPA)系统和飞秒克尔锁模激光器。不同时间尺度,色散控制难易程度差别很大。50~500 fs脉冲的色散控制技术已成熟,但对于小于10 fs级脉冲或

ps级脉冲则很困难,小于10 fs的脉冲要求补偿高阶(至5阶)群速度色散,而ps脉冲则要求非常大的色散量。然而许多重大科学研究如X射线激光产生,快点火激光聚变及其中的超热电子传输等重要物理过程均需要小于10 fs级脉冲或ps级脉冲,因而迫切需要发展相应的色散控制技术。

传统的色散方法包括光栅对、棱镜对、周期折射率结构的布喇格体光栅、光纤模式色散以及啁啾反射镜等。近年来,二阶极化率 $\chi^{(2)}$ 啁啾型调制晶体(chirped-period-poled lithium niobate, CPPLN)已被作为一种新的色散控制技术来进行脉冲压缩^[1-3]。在ps级和较长的fs级脉冲色散控制方面,CPPLN相对其他色散控制技术有其优越性和良好的应用前景。CPPLN是在周期准位相匹配(QPM)结构基础上发展而来的,其群速度色散(GVD)通过非线性光学过程获得,并可获得很大的色散量。它的优点表

* 国家自然科学基金(No. 60088003), 973 国家重点基础研究发展规划(G19990752023)和国家 863 高技术(416-5-1)资助项目。

收稿日期:2000-06-13; 收到修改稿日期:2000-07-13

现在以下几个方面:1) 可以提供足够大的 GVD 对 ps 脉冲进行色散控制,有望成为发展中的皮秒级脉冲 CPA 系统的展宽和压缩器;2) CPPLN 的长度较短(一般在 cm 量级),有利于构造紧凑的光学系统;3) 不仅提供色散控制,而且产生倍频效应,可以应用在 CPA 系统和腔内倍频 fs 激光器上。在钛宝石 CPA 系统中,使用掺铈光纤激光器($\sim 1.55 \mu\text{m}$)作为钛宝石飞秒再生放大器的注入源,CPPLN 同时完成展宽和倍频两项功能,使系统更加紧凑、可靠,同时有利于效率的提高。CPPLN 的另一特点是对 fs 脉冲可以获得更高的倍频效率,适合应用在超高功率激光系统上。

我们将根据 CPPLN 的基本原理,对其色散进行全面研究。M. A. Arbore 等曾利用基波和谐波的耦合方程^[1],通过复杂计算才能研究 GVD。而我们希望用简单的物理概念来处理该问题,更直观、清晰地表达出这种物理思想,来帮助理解 CPPLN 的色散机制,并研究该类新型色散的基本特征。我们发现不仅倍频光存在色散现象,而且基频光也可以获得色散。倍频光和基频光色散中的 GVD 是有一定适用范围的。通过与传统色散控制技术的比较,发现不论在原理上,还是在具体色散控制方面,CPPLN 都是一种全新的色散元件。

2 CPPLN 的色散原理

在位失相配($\Delta k \neq 0$)的倍频过程(一类相位匹配)中,基频光和倍频光的相对位相每经过一个相干长度 $l_c = \pi/\Delta k = \lambda_1/4(n_2 - n_1)$ (一般 $n_2 > n_1$, 其中 λ_1 为基波真空波长, n_1, n_2 分别为基波和谐波折射率)后将增加 π ,这时倍频光能量会倒流回基波激光,从而会影响转换效率。周期准相位匹配(QPM)^[4]结构的每个周期单元由两块非线性系数符号相反,长度都为 l_c 的区域构成,在每个周期单元将非线性系数符号取反是为了反转位相,从而保证能量流动在经过 l_c 后不改变方向,于是可获得高倍频效率。周期性极性改变只对固定波长激光实现 QPM,易造成其可接收带宽远小于输入的超短脉冲带宽的情形^[5]。如果按某种方式调整各个周期单元的长度,可使超短脉冲各个频率成分分别在各个局部周期内满足 QPM

$$\Delta k(\omega) - \frac{2\pi}{\Lambda(z)} = 0 \quad (1)$$

其中 $\Delta k(\omega) = k(2\omega) - 2k(\omega)$, $\Lambda(z)$ 为 z 处的局

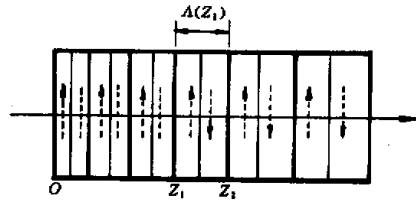


图 1 CPPLN 示意图(垂直方向的箭头表示非线性极化方向)

Fig. 1 Schematic diagram of CPPLN (The vertical arrows represent the directions of nonlinear polarization)

部周期长度,这就是 CPPLN(图 1)。

在 CPPLN 中,基频光和倍频光存在群速度失配(GVM), $GVM = 1/v_{g2} - 1/v_{g1}$, 这里 v_{g1} 和 v_{g2} 分别为基频光和倍频光群速度。由于 GVM 的存在,在不同空间位置倍频的各频率成分存在延时差。这同时也是产生色散的根源。下面讨论在忽略材料本身色散和小信号情况下的 GVD。

将倍频光频率记为 Ω ,以区别基频光频率 ω 。群速度色散为

$$GVD = d\tau/d\Omega \quad (2)$$

这里 $d\tau$ 为延时差。考察图 1 中 z_1 和 z_2 处两个相邻局部周期,两个不同频率成分 ω_1 和 ω_2 分别满足 QPM。延时差 $\Delta\tau|_{\omega_1 \rightarrow \omega_2} = -(z_2 - z_1) \cdot GVM$, 倍频光频率差 $\Delta\Omega|_{\omega_1 \rightarrow \omega_2} = \Omega_2 - \Omega_1 = 2(\omega_2 - \omega_1)$ 。

归一化后的 CPPLN 非线性系数 $d(z) = \exp[-i\Phi(z)]\text{rect}(z/L)$, 其中位相因子

$$\Phi(z) = \Delta k_0 z + D_2 z^2 + D_3 z^3 + D_4 z^4 + \dots \quad (3)$$

其中 $\Delta k_0 = k(2\omega_0) - k(\omega_0) = 4\pi(n_2 - n_1)/\lambda$, 系数 D_2 对应二阶色散 GVD, 更高阶的系数对应更高阶的色散。我们只考察 CPPLN 的二阶色散, 因此 D_3, D_4 等阶系数取零。

由准位相匹配原理知

$$2\pi = \frac{d\Phi(z)}{dz} \cdot \Lambda(z) \quad (4)$$

由(1),(4)两式得

$$\Delta k(\omega) - \Delta k_0 = 2D_2 z \quad (5)$$

令 $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, 波矢 k 作泰勒展开有

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{\partial k(\omega_0)}{\partial \omega} \cdot \Delta\omega + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k(\omega_0)}{\partial \omega^2} \cdot \Delta\omega^2 + \dots \quad (6)$$

忽略材料色散,故 $\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}$ 及更高阶系数为0,其中 $\frac{\partial k}{\partial \omega} = 1/v_g$ (v_g 为群速度)。由式(6)易得

$$\Delta k(\omega) - \Delta k_0 = k(2\omega) - 2k(\omega) - [k(2\omega_0) - 2k(\omega_0)] = 2 \cdot \text{GVM} \cdot \Delta\omega \quad (7)$$

由式(5)和(7)得

$$\Delta\omega = D_2 z / \text{GVM} \quad (8)$$

于是由式(8)得

$$\text{GVD} = \frac{\Delta\tau|_{\omega_1 \rightarrow \omega_2}}{\Delta\Omega|_{\omega_1 \rightarrow \omega_2}} = \frac{-(z_2 - z_1) \cdot \text{GVM}}{2(\omega_2 - \omega_1)} = -\frac{\text{GVM}^2}{2D_2} \quad (9)$$

如图2所示,作为基频光的超短脉冲经过 $D_2 < 0$ 的CPPLN后产生了啁啾脉冲。由于存在正的色散(由式(9)知, $\text{GVD} > 0$),脉冲前沿为低频部分,后沿为高频成分。该结果方程(9)式与文献[1]的报道一致。在长度为 L 的CPPLN中,超短脉冲最大可被展宽为 $T_{\text{max}} = L \cdot \text{GVM}$,同样也意味着最大宽度为 $L \cdot \text{GVM}$ 的啁啾脉冲在这个CPPLN可得到压

缩。

由式(8),CPPLN的接收带宽估计为

$$\Delta f_{\text{acq}} = D_2 L / (2\pi \cdot \text{GVM}) \quad (10)$$

超短脉冲有较宽的频谱(Δf_B , FWHM),为使其各频率成分都获得倍频,CPPLN应有足够的长度。以变换极限(Transform-limited)的高斯脉冲(脉宽 τ_0 , FWHM)为例,应满足 $\Delta f_{\text{acq}} \geq 4 \cdot \Delta f_B$ (保证足够的带宽,故取4倍于其半高带宽),即得CPPLN的最小长度 $L_{\text{min}} = \frac{8\pi \text{GVM}}{D_2} \Delta f_B \approx 3.52\pi \cdot \text{GVM} / (D_2 \tau_0)$ 。

由式(1),(5)得 $D_2 = d[\pi/\Delta(z)]/dz$,可见 D_2 可以表征周期长度沿长度方向的变化。当 D_2 趋于0时,CPPLN就成了周期QPM结构,其接收带宽 $\Delta f_{\text{acq}}' = 0.44(L \cdot \text{GVM})$,GVD应为0。但是由式(9)和(10)知,当 D_2 趋于0时GVD趋于 ∞ ,接收带宽趋于0,显然这两式已不成立。这是因为当 D_2 趋于0时,基频光中几乎所有的频率成分在整个晶体中都不能获得相位匹配,要式(9),(10)成立,应有 $\Delta f_{\text{acq}} \gg \Delta f_{\text{acq}}'$,即 $D_2 L^2 \gg 0.89\pi$ 。

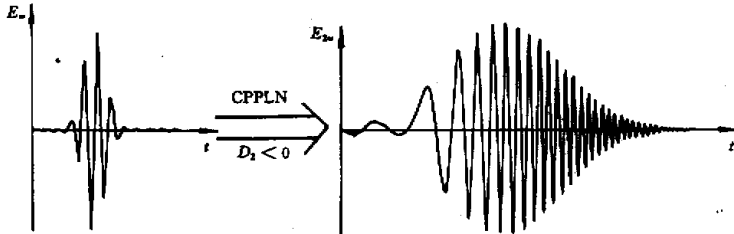


图2 在CPPLN的倍频过程中有效GVD影响脉冲包络的时域描述。输入基波为变换极限的高斯波

Fig.2 Time-domain representation of the effect of GVD on pulse envelope during SHG in CPPLN. The input fundamental pulse with a Gaussian shape is transform-limited

3 基频光色散

CPPLN的色散一般指倍频光色散,事实上人们至今只发现倍频光感应到的色散。利用前面介绍的物理思想,发现在CPPLN的二次谐波(SHG)过程中不仅倍频光存在色散现象,而且基频光也存在色散现象。

基频光与倍频光之间的位相差决定了两者之间的能量流动,如果位相差为 π ,能量将从倍频光倒流回基频光。利用这一点,同样可使用CPPLN实现倍频光到基频光的色散控制。

考察如下例子,输入倍频光为线性啁啾脉冲(可以经过 $\text{GVD} = D_p$ 的光栅产生)。期望输入脉冲通

过CPPLN后得到色散补偿的无啁啾基波脉冲,即基波脉冲得到压缩或者感应到额外色散。

为启动这个过程,同时输入脉宽匹配,与倍频光倍相差为 π 的少量基频光。考察在CPPLN中 z_1 和 z_2 处两个相邻局部周期(图1),满足QPM的基频光频率分别为 ω_1 和 ω_2 。为满足倍频光的某个频率成分 2ω 和启动用的基频光的相应频率成分 ω 同时到达相应的局部周期,并且相对位相差为 π ,应有延时差

$$\Delta\tau|_{\omega_1 \rightarrow \omega_2} = (z_2 - z_1) \cdot \text{GVM} = -D_p \cdot 2(\omega_2 - \omega_1) \quad (11)$$

即通过GVM造成的延时差来补偿啁啾脉冲本身的

延时差。又由式(8)知

$$\omega_2 - \omega_1 = D_2(z_2 - z_1)/GVM \quad (12)$$

因此有

$$GVD = \frac{\Delta\tau|_{\omega_1 \rightarrow \omega_2}}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{GVM^2}{D_2} \quad (13)$$

同时 $GVD = -2D_p$ 。

比较(9),(13)两式,两者 GVD 符号相反,即对同一块 CPPLN 这两个过程有着相反的色散效果。如图 3 所示,对于 $D_2 < 0$,与倍频过程的色散不同,

高频部分向脉冲头部移动。但在效率方面,两者相同,因为都符合相位匹配条件(以下若不加指明,CPPLN 的色散一般指倍频色散)。

其实这个过程不过是信号波频率等于空闲波频率的一个差频过程。基于相同的物理思想,可以将这种色散机制推广到更一般的参量过程($\omega_p \rightarrow \omega_i + \omega_s$),对于 ω_p , ω_i 和 ω_s , 利用参量上转换或参量下转换,色散过程可以发生在任何一个光波上。

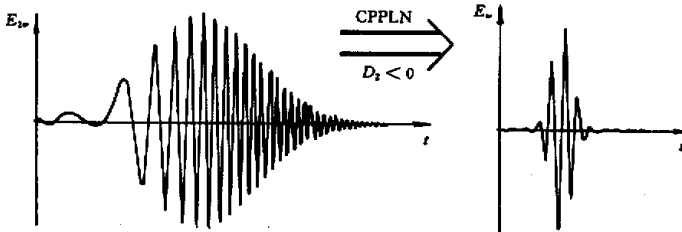


图 3 在 CPPLN 的差频过程 ($2\omega - \omega = \omega$) 中有效 GVD 影响脉冲包络的时域描述。输入波 (2ω) 为啁啾的高斯波
Fig. 3 Time-domain representation of the effect of GVD on pulse envelope during difference frequency mixing in CPPLN.

The Gaussian input pulse (2ω) is chirped

4 色散特性

除了材料色散外,可以将产生色散的光学器件分成以下几类:第一类是光栅对和棱镜对,波长的角色散 $d\theta/d\lambda$ 是其产生色散的物理根源;第二类是折射率在纵向或横向具有某种分布的器件,如布喇格体光栅(不同波长通过不同的光程而产生 GVD)和产生模式色散的光纤等。而 CPPLN 是新的第三类色散产生器件;在结构上,非线性系数在纵向呈周期变化分布,倍频光和基频光之间存在 GVM 且不同频率成分在不同位置倍频,这是其色散产生根源。另一个重要的差别是 CPPLN 是通过二次非线性光学过程完成的。

色散有时是有害的,应通过色散器件进行色散补偿。第一类和第二类色散器件产生的 GVD 一般都能自我补偿或相互补偿。例如脉冲经过 GVD 为 D 的光栅对后,其色散可以由另一块 GVD 为负 D 的光栅对补偿掉,这就是光栅对的 GVD 自我补偿。当然也可用其他 GVD 为负 D 的色散器件进行相互补偿,只要两者 GVD 之和为零。但我们发现这对 CPPLN 不完全适用。

CPPLN 的色散产生很特别,首先它不能像第一类和第二类器件那样简单地进行自我补偿。考察如下例子,脉冲经第一块 D_2 参数为 d 的 CPPLN 后,

再经第二块 D_2 参数为 $-d$ 的 CPPLN(GVD 分别为 $-GVM^2/2d$ 和 $GVM^2/2d$),期望色散得到自我补偿。但实际上第二块 CPPLN 并没有对脉冲压缩,而会出现一个新的倍频脉冲,见图 4(按严格的倍频过程非线性波动方程进行数值模拟获得的结果)。

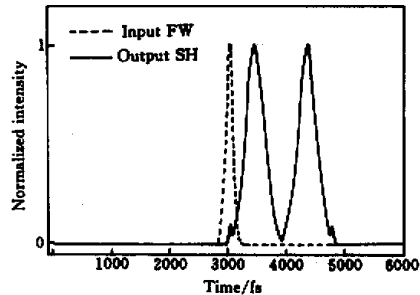


图 4 变换极限的输入高斯波先后通过两块 D_2 参数符号相反的 CPPLN(两者相应群速度之和为零)

数值模拟中用到的参数分别为:输入脉宽为 100 fs, $GVM = 300$ fs/mm, 晶体长度为 5 mm, 第一块 CPPLN 的 $D_2 = 2.8 \text{ mm}^{-2}$

Fig. 4 A Gaussian transform limited input pulse propagates through two block of CPPLN in order(Sum of GVD is equal to zero)

Parameters used in the simulations: input pulse duration of 100 fs, $GVM = 300$ fs/mm, crystal length of 5 mm, and $D_2 = 2.8 \text{ mm}^{-2}$

如果利用第三部分介绍的差频色散,还是可以进行自我补偿的,但较复杂。在图5中,两块CPPLN的 D_2 参数都为 d_2 ,但第二块利用差频过程,由式(9),(13)可知GVD分别为 $-GVM^2/2d_2, GVM^2/d_2$ 。虽然GVD之和不为零,但色散已得到补偿。

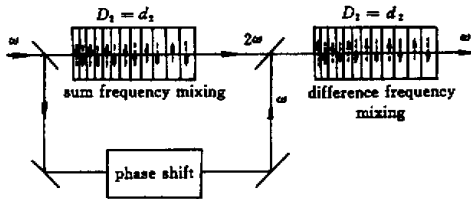


图5 对CPPLN色散自我补偿的示意图
(输入波分别经历了和频和差频过程)

Fig. 5 Schematic diagram of dispersion self-compensation of CPPLN by using two different processes: SHG and differential frequency mixing (DFM)

其次,CPPLN在和其他色散器件进行GVD相互补偿时,GVD之和不一定为零。以一个CPPLN(GVD为 D_1)和一个光栅对(GVD为 D_2)进行GVD的相互补偿为例,由第二部分易知:如果使用光栅对经CPPLN的脉冲进行色散补偿,那么需 $D_2 = -D_1$;但如果反之,需 $D_1 = -D_2/2$,GVD之和不为零。也就是意味着两者之间色散补偿与其先后次序有关。

此外,CPPLN对脉宽的影响与传统色散元件是不同的。一个变换极限的高斯脉冲(e^{-1} 强度处半宽为 τ_m)经过光栅后 $T = [(\tau_m)^2 + (GVD/\tau_m)^2]^{1/2}$,但若是CPPLN, $T = [(\tau_m/\sqrt{2})^2 + (\sqrt{2} \cdot GVD/\tau_m)^2]^{1/2}$ ^[1]。这意味着CPPLN虽然能与其他元件进行GVD的相互补偿,即可以消除啁啾,

但最终输出脉宽有所不同。

总之,作为非线性传输系统的CPPLN,其色散有着与线性传输系统不同的特性。

5 结论

通过使用简单的物理概念研究了感应的GVD,同时发现对基频光也可以进行色散控制,并可以推广到参量过程。最后,在色散特性上,对CPPLN和传统色散控制技术进行了比较。在实际色散控制应用中,必须考虑CPPLN的倍频效率。我们通过对CPPLN进行数值模拟,结果表明可以达到50%的倍频效率。

致谢 作者感谢范滇元院士和张小民教授的关心和支持。

参考文献

- 1 M. A. Arbore, O. Marco, M. M. Fejer. Pulse compression during second-harmonic generation in aperiodic quasi-phase-matching gratings. *Opt. Lett.*, 1997, 22(12):865-867
- 2 M. A. Arbore, A. Galvanauskas, D. Harter *et al.* Engineerable compression of ultrashort pulses by use of second-harmonic generation in chirped-period-poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, 1997, 22(17):1341-1343
- 3 A. Galvanauskas, D. Harter, M. A. Arbore *et al.* Chirped-pulse amplification circuits for fiber amplifiers, based on chirped-period quasi-phase-matching gratings. *Opt. Lett.*, 1998, 23(21):1695-1697
- 4 M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt *et al.* Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, 28(11):2631-2654
- 5 E. Sidick, A. Knoesen, A. Dienes. Ultrashort pulse second harmonic generation in quasi-phase-matched structures. *Pure Appl. Opt.*, 1996, 5(5):709-722