

一种新型的利用重构等效啾啾超结构光纤 光栅消啾啾技术研究*

郑吉林^{1)†} 王 荣¹⁾ 方 涛¹⁾ 卢 麟¹⁾ 蒲 涛¹⁾ 陈向飞²⁾

1) 中国人民解放军理工大学通信工程学院, 光信息技术实验室, 南京 210007)

2) 南京大学微结构国家实验室, 南京 210093)

(2008 年 11 月 7 日收到, 2009 年 2 月 13 日收到修改稿)

提出了一种利用重构等效啾啾超结构光纤光栅对啾啾光脉冲进行频域消啾啾和时域脉宽压缩的方法. 由于重构等效啾啾技术可实现任意物理可实现滤波特性的光纤光栅, 因此所提出的新型消啾啾方法可以针对任意啾啾模型的脉冲. 仿真结果表明, 对于脉宽为 20 ps, 啾啾系数为 -5, 啾啾模型为线性、高斯型、洛仑兹型的啾啾高斯脉冲, 其被消啾啾后时间带宽积分别由初始的 2.25, 2.65, 2.50 下降到 0.458, 0.708, 0.731, 脉宽压缩效果明显. 针对商业软件给出的增益开关分布反馈半导体激光器输出光脉冲的模型, 实际制作相应的重构等效啾啾超结构光纤光栅对该啾啾脉冲进行消啾啾, 脉宽由初始的 25 ps 被压缩为 5 ps, 大部分啾啾都被消除, 实验结果与数值仿真符合很好.

关键词: 重构等效啾啾, 光纤光栅, 啾啾, 增益开关分布反馈半导体激光器

PACC: 4280W, 4280F, 4260

1. 引 言

带有啾啾的光脉冲在常规单模光纤传播时受色散的影响会发生畸变, 譬如对于目前大量敷设的 G.652 光纤, 正啾啾可以延缓脉冲的展宽甚至还可以压缩脉宽, 而负啾啾却会使脉冲加速展宽从而极有可能产生码间串扰, 这对于高速数字光通信系统是不利的, 因此对脉冲啾啾的控制或者消除是色散图谱考虑的一个重要内容. 另一方面, 脉冲啾啾的消除是获得高消光比、窄脉宽光源的一个重要手段, 譬如直接调制的增益开关分布反馈半导体激光器^[1,2]和基于外调制的方式^[3]产生的光脉冲往往含有较大的频率负啾啾, 在经过消啾啾后都可获得性能较好的窄脉冲光源.

目前消啾啾的方法主要包括法布里-珀罗(F-P)光谱窗法^[4]、正常色散光纤法^[1,5]、啾啾光栅法^[3,6]以及三级压缩技术^[7]等等. 然而 F-P 光谱窗不能彻底地消除脉冲的前沿啾啾, 导致消啾啾后的光脉冲不再是对称分布. 正常色散光纤法需要长距离的光纤, 增加了体积, 并且其损耗和非线性恶化了消啾啾的

质量. 传统的啾啾光栅法需要啾啾模板, 然而不同的啾啾模型及啾啾量的大小就需要不同的啾啾模板, 这种设计上的单一化将导致成本的上升和较差的灵活性. 三级压缩技术实现较为复杂.

本文基于重构等效啾啾技术(reconstruction equivalent chirp, 简称 REC)^[8,9], 提出了一种新颖、灵活、实用的消啾啾的方法. 采用 REC 技术仅需要一个均匀相位掩模板就可以制作出具有任意物理可实现目标响应的超结构光纤光栅, 因此这种新型的消啾啾技术具有极大的灵活性, 针对任意啾啾模型的脉冲, 在理论上都可以起到消除啾啾、压缩脉宽的效果.

2. 重构等效啾啾超结构光纤光栅消除任意模型啾啾的原理

2.1. 重构等效啾啾的原理

重构等效啾啾超结构光纤光栅的原理是对采样光栅(SBG)的采样周期进行调制, 使 SBG 的某一级反射谱产生目标响应, 仅仅只用一个相位掩模板就

* 国家自然科学基金(批准号: 60502003)和江苏省自然科学基金(批准号: BK2007501)资助的课题.

† E-mail: zhengjilins@126.com

可以制作出各种具有复杂响应函数的光纤光栅. 其意义在于用光栅采样周期的变化实现了光栅啁啾效应, 不仅降低工艺要求还带来了设计的灵活性. 等效重构啁啾超结构光纤光栅折射率表达式如下:

$$\Delta n(z) = \frac{1}{2} S(z) \exp\left[j \frac{2\pi z}{\Lambda} + j\varphi(z)\right] + \text{c.c.}, \quad (1)$$

$$S(z) = A(z) \times s_0[z + f(z)], \quad (2)$$

其中 $s_0(z)$ 是周期为 P 的周期函数, $A(z)$ 是该采样函数 $S(z)$ 的切趾, $f(z)$ 是对原周期函数的相位调制, Λ 为光栅周期, $\varphi(z)$ 表示相位模板给 SBG 带来的相位调制. 对 $\Delta n_m(z)$ 进行傅里叶级数展开, 考虑第 m 级子光纤光栅, 有

$$\begin{aligned} \Delta n_m(z) &= \frac{1}{2} F_m A(z) \times \exp\left[j \frac{2m\pi f(z)}{P} + j\varphi(z)\right] \\ &\times \exp\left[j \frac{2\pi z}{\Lambda} + j \frac{2m\pi z}{P}\right] + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (3)$$

如果这级子光纤光栅与某个种子光纤光栅是等效的, 先令种子光纤光栅的折射率表达式为

$$\Delta n_s(z) = \frac{1}{2} A_s(z) \exp[j\varphi_s(z)] \exp\left[j \frac{2\pi z}{\Lambda_s}\right] + \text{c.c.}, \quad (4)$$

那么参数之间的对应关系如下:

$$\begin{aligned} A(z) &= \frac{A_s(z)}{F_m}, \\ f(z) &= \frac{\varphi_s(z) - \varphi(z)}{2\pi} \frac{P}{m}, \\ P &= \frac{m\Lambda^2}{\Lambda - \Lambda_s}. \end{aligned} \quad (5)$$

这样我们就可以根据所要求的目标反射谱响运用任何一种重构算法(本文采用傅里叶变换法)得到种子光纤光栅的结构参数式(4), 然后根据(5)式得出重构等效啁啾超结构光纤光栅的结构参数, 那么在 m 级反射谱上就可以得到目标响应特性. 具体过程如图 1^[8]所示.

2.2. 重构等效啁啾光纤光栅消脉冲啁啾的原理

任意一个光脉冲的场强表达式可写为

$$E_c(t) = \sqrt{P_0} A(t) \underbrace{\exp[j\omega_0 t]}_{E_0(t)} \exp(j\varphi(t)), \quad (6)$$

式中 P_0 为光脉冲峰值功率, $A(t)$ 为脉冲的包络函数, ω_0 为脉冲的中心载频, $E_0(t)$ 是同样包络下不带啁啾的脉冲, 即为变换限制的脉冲. $\varphi(t)$ 为附加的随时间变化的相位项, 它对时间的导数即为频率啁啾. 脉冲的时间带宽积通常可以用来判断有无频率啁啾. 脉冲无啁啾时, 时间带宽积最小即为变换极限

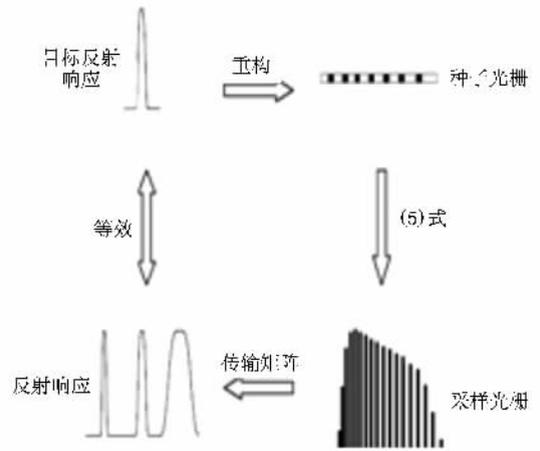


图 1 重构等效啁啾过程

值. 譬如对于高斯型脉冲, 变换极限值为 0.441. 为了计算的方便通常引入归一化时间和归一化频率啁啾, 分别为 $\tau = t/T_0$ 和 $\delta\Omega = \delta\omega T_0$. 我们要从频谱中考察我们所需的 REC 中的目标响应.

$E_c(t)$ 的频谱信息为

$$\begin{aligned} U_c(\omega) &= \text{Fourier}[E_c(t)] \\ &= A_c(\omega) \exp(j\varphi_c) \exp(j\varphi_{in}(\omega)), \end{aligned} \quad (7)$$

$E_0(t)$ 的频谱信息为

$$\begin{aligned} U_0(\omega) &= \text{Fourier}[E_0(t)] \\ &= A_0(\omega) \exp(j\varphi_0), \end{aligned} \quad (8)$$

其中, 幅度谱 $A_c(\omega)$ 和 $A_0(\omega)$ 均为实函数, φ_c 和 φ_0 为光源频谱相位不随 ω 变化的常数项, $\varphi_{in}(\omega)$ 为由于光源啁啾所致与 ω 相关的谱相位项, Fourier[·] 表示傅里叶运算符. 显然由 $A_c(\omega)$ 决定的谱宽大于 $A_0(\omega)$ 所决定的谱宽.

啁啾脉冲进入到一段光纤光栅后被反射, 其光场的频域表达式为

$$\begin{aligned} U_{out}(\omega) &= \underbrace{A_c(\omega) \exp(j\varphi_c)}_{\text{光源谱}} \exp(j\varphi_{in}(\omega)) \\ &\times \underbrace{\varphi(\omega) \exp(j\varphi_1) \exp(j\varphi_g(\omega))}_{\text{光栅反射谱}}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中, φ_1 分别为光栅反射谱相位不随 ω 变化的常数项, $\varphi_g(\omega)$ 为光栅反射谱与 ω 相关的谱相位响应. 对(9)式作傅里叶反变换得到时域波形

$$\begin{aligned} E_{out}(t) &= \text{Fourier}^{-1}[U_{out}(\omega)] \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_c(\omega) \varphi(\omega) \exp(j\varphi_c + j\varphi_1) \\ &\times \exp(j\varphi_{in}(\omega) + \varphi_g(\omega)) \exp(j\omega t) d\omega, \end{aligned}$$

式中 Fourier⁻¹[·] 表示傅里叶逆运算符. 如果光栅反

射谱满足

$$\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} = 0, \varphi_g(\omega) = -\varphi_{in}(\omega), \quad (10)$$

则时域信号变为

$$E_{out}(t) = \frac{\rho}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_c(\omega) \exp(j\varphi_c + \varphi_1) \exp(j\omega t) d\omega. \quad (11)$$

将(11)式与(8)式进行比较发现,除去参数的表达式符号因素之外,两者是等效的,即(11)式也是变换限制信号的时频域傅里叶变换.重要的是,由于由 $A_c(\omega)$ 决定的谱宽大于 $A_0(\omega)$ 所决定的谱宽,那么 $E_{out}(t)$ 的时域脉宽也将小于 $E_0(t)$ 的时域脉宽.这意味着,任意模型的啁啾脉冲经过反射谱满足(10)式的光纤光栅的反射后,都将被压缩为变换限制的脉冲,从而达到了对啁啾脉冲的消啁啾、压缩脉宽的目的.根据前面所述的 REC 原理(10)式正是我们所寻求的能够消除啁啾的目标响应.通过 REC,只要重构制作出的超结构光纤光栅的某一级反射谱满足(10)式的要求,就能够消除脉冲的啁啾.



图2 利用 REC 技术消啁啾过程

3. 数值仿真

在这里我们选取了三种比较典型的啁啾模型进行数值仿真:线性模型、高斯模型、洛仑兹模型.并假设其包络均为高斯型的.三种模型的啁啾的数学表达式分别为:线性 $\delta\omega = -\frac{d\varphi}{dt} = Ct$,高斯型 $\delta\omega = -\frac{d\varphi}{dt} = Ct \exp\left(-\frac{t^2}{8}\right)$,洛仑兹型 $\delta\omega = -\frac{d\varphi}{dt} = \frac{4Ct}{t^2 + 4}$,其中, C 为啁啾系数.图3给出了采用不同类型的啁啾时,归一化频率与归一化时间的关系.

线性啁啾模型脉冲的参数设置为:初始脉宽 $T_{in} = 20$ ps,啁啾系数 $C = -5$,时间带宽积为 2.25.针对这一模型重构出来的超结构光纤光栅的采样周期的变化与折射率调制的包络如图4(a)所示,基于该结构数值仿真的反射谱如图4(b)所示,重构出来的

利用 REC 技术消啁啾、压缩脉宽的原理可简述为:通过实测或通过拟合,得到啁啾脉冲模型或啁啾的数学表达式,对啁啾脉冲进行傅里叶变换得到其频谱信息,我们所关心的是与频率相关的相位谱即 $\varphi_{in}(\omega)$,那么满足(10)式的光栅反射谱就是 REC 中的目标响应,只要重构出来光栅的某一级反射谱与目标相应是等效的,就能够起到消除啁啾的效果.本文重构算法采用傅里叶变换法,这是因为对于弱 Bragg 光栅,折射率包络的调制与反射谱成傅里叶变换关系^[10].需要指出的是,为了保证物理可实现性,光栅反射谱的通带通常设计成较为平坦的超高斯型.从以上分析中我们发现,由于 REC 技术本身可实现任意物理可实现目标响应这一巨大的优点,保证了其对任意啁啾模型的脉冲都能够消除啁啾、压缩脉宽.这种新型消啁啾技术最大的独特之处在于仅仅用一块均匀相位掩模板就可以针对任意啁啾模型的脉冲,表现出了极大的设计灵活性. REC 消啁啾的具体过程如图2所示.

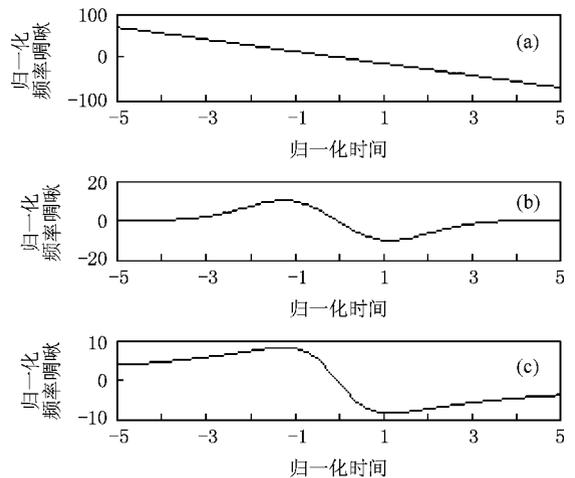


图3 三种啁啾模型归一化频率与归一化时间的关系 (a)线性模型,(b)高斯模型,(c)洛仑兹模型

光栅相位谱与目标响应的对比如图4(c)所示,两者

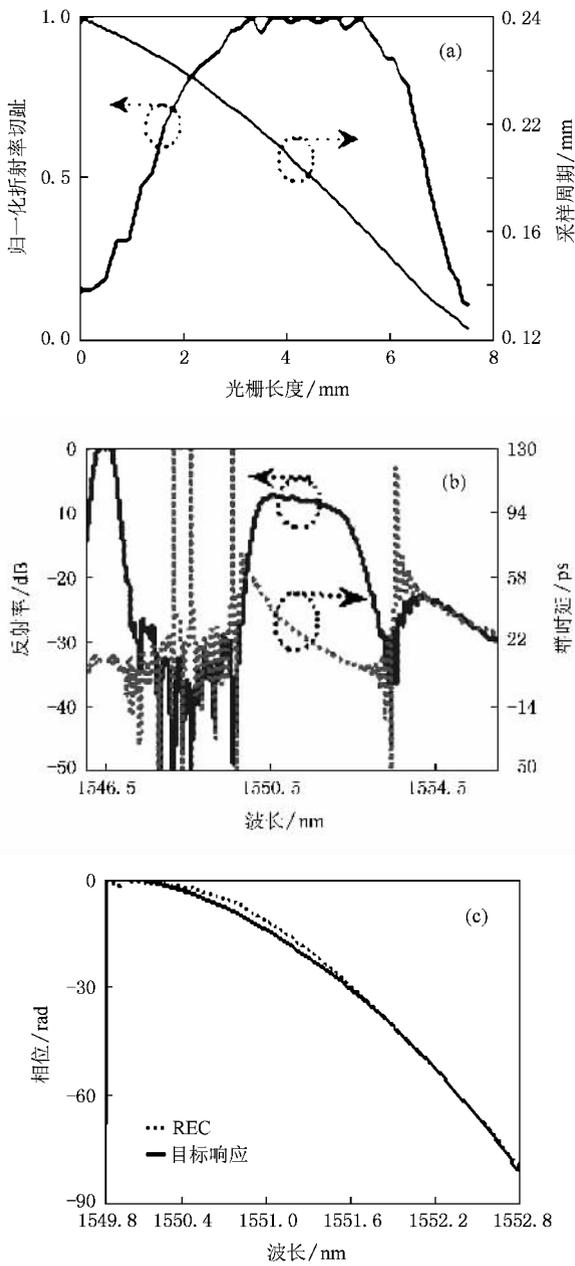


图4 针对线性啁啾模型的重构等效啁啾超结构光纤光栅 (a)采样周期和折射率切趾,(b)反射谱,(c)相位谱与目标响应的对比

符合得很好.将重构出来的反射谱对啁啾脉冲进行消啁啾的效果如图5所示.从图5(a)可以看出,经REC消啁啾后的脉冲与经目标响应理想地消啁啾后的脉冲符合度非常好,在时域上波形得到很大的压缩,脉宽 $T_{out} = 4$ ps,压缩比接近于5:1.从图5(b)可以看出,脉冲的频率啁啾基本上被完全消除,残余啁啾量已经接近零,这与理想的情况非常接近.经计算,经过目标响应理想地压缩后的时间带宽积为0.443,经过REC压缩后的时间带宽积为0.458,两

者非常接近,这说明线性啁啾已经相当完美地被消除了.需要指出的是,图5(b)中的横坐标归一化时间 $\tau = t/T_0$, T_0 为相应输出的光脉冲的半高全宽,对于初始脉冲其值为20 ps,而对于压缩后的脉冲其值就对应于压缩的脉宽值大约为4 ps.同目标响应理想消啁啾的情况相比我们注意到,REC压缩的脉冲在边沿存在一个小的旁瓣,这说明存在残余啁啾,这与图5(b)的结果也是一致的.出现该情况的原因有两方面,一是经过重构的光栅的反射幅度谱的幅值在所需的通带范围不恒为常数(见图4(b)),存在着起伏,这与理想的目标响应不一致;二是光栅反射的时延谱存在着一定的细小的抖动,这也是采样光栅通常所具有的特性,这样就导致了不能对每一处频率的啁啾都精准地消除掉.两者的共同影响下出现了少量残余啁啾的情况.这种情况通常可以通过对光栅的折射率强度调制再采取某些“切趾”来得到改善.

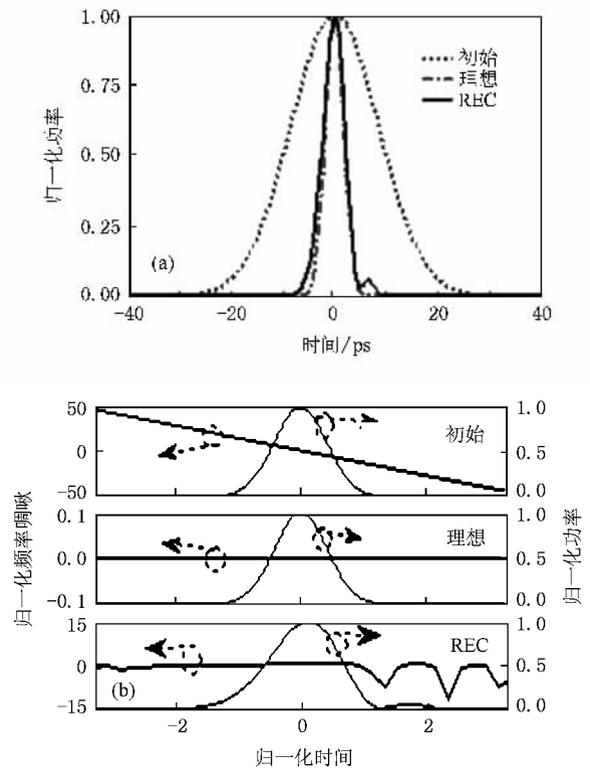


图5 对线性啁啾模型脉冲消啁啾的结果 (a)波形,(b)啁啾

同线性啁啾模型一样,对两种非线性啁啾模型作了消啁啾的数值仿真.高斯啁啾模型脉冲的参数设置为:初始脉宽 $T_{in} = 20$ ps,啁啾系数 $C = -5$,时间带宽积为2.65.洛伦兹啁啾模型脉冲的参数设置为:初始脉宽 $T_{in} = 20$ ps,啁啾系数 $C = -5$,时间带

宽积2.50.图6和图7分别为采用REC技术对高斯型啁啾和洛仑兹型啁啾脉冲的消啁啾、压缩脉宽的效果.数值仿真结果表明,这两种模型的啁啾脉冲都能够很好地被压缩,处于脉冲能量最强部分中心处

的大部分啁啾都被消除了,只有在两侧能量极微弱的部分仍有少量残余啁啾,REC消啁啾的效果与目标响应理想消啁啾的效果符合度很好.表1为上述三种模型的脉冲被消啁啾后的参数对比的总结.

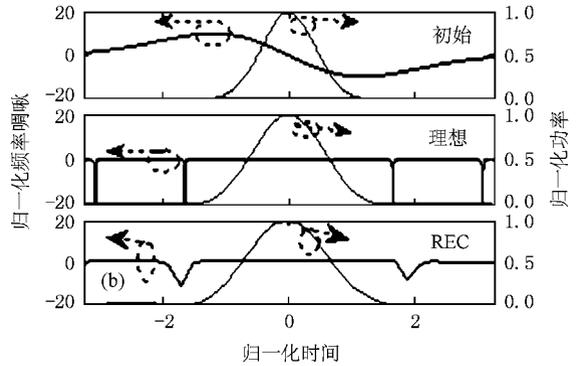
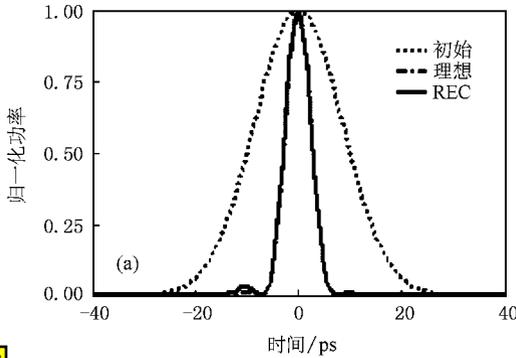


图6 对高斯啁啾模型脉冲消啁啾的结果 (a)波形 (b)啁啾

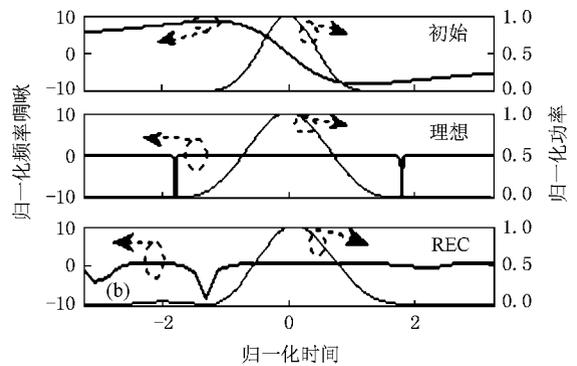
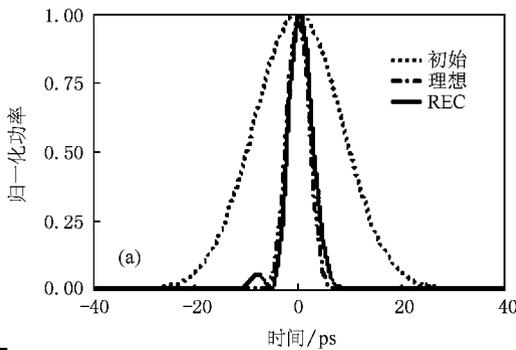


图7 对洛仑兹啁啾模型脉冲消啁啾的结果 (a)波形 (b)啁啾

表1 三种啁啾模型脉冲消啁啾前后参数的对比

模型	线性		高斯		洛仑兹	
	脉宽/ps	时间带宽积	脉宽/ps	时间带宽积	脉宽/ps	时间带宽积
初始	20.00	2.250	20.00	2.650	20.00	2.500
理想消啁啾	4.00	0.443	4.80	0.636	5.84	0.730
REC消啁啾	4.15	0.458	5.35	0.708	5.85	0.731

4. 实测光栅数据消啁啾

以增益开关分布反馈半导体激光器(GS-DFB-LD)为例,实际制作REC超结构光纤光栅来对该啁啾脉冲进行消啁啾、压缩脉宽.GS-DFB-LD能够产生窄脉冲光源,由于其结构简单、操作实用方便、重复频率可调等优点而大量应用于光孤子通信系统和光

时分复用系统中.然而被高速调制时,将产生较大的频率负啁啾,在光纤中传输时产生的色散拖尾加重脉冲的展宽,从而限制了通信容量并降低信噪比.因此,对这种带有较大啁啾的脉冲进行消啁啾处理和脉宽压缩,将是光孤子和光时分复用系统中对光源特性进行改进的一个重要方面.

本文利用商业软件给出GS-DFB-LD的模型,所参照的主要典型参数如表2所示.以该模型为目标

响应实际制作 REC 超结构光纤光栅, 然后利用实测的反射谱数据对啁啾脉冲进行消啁啾的处理. 实验框图如图 8 所示. GS-DFB-LD 输出的初始啁啾脉冲(图 8 中的 A 点)的时域波形与频率啁啾如图 9 所示.

表 2 仿真增益开关激光器所参照的主要典型参数

参数	典型值
波长 λ/nm	1551.5
有源区体积 V/cm^3	2.5×10^{-11}
真空中光速 $c/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	$2.99792457778 \times 10^8$
透明载流子密度 N_0/cm^{-3}	1.46×10^{18}
载流子寿命 τ_n/ns	0.83
光子寿命 τ_p/ps	0.91
线宽增强因子 α	4
光限制因子 Γ	0.3
微分增益系数 $g_0/\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	1.87×10^{-6}
增益压缩因子 ϵ/cm^{-3}	1.72×10^{-17}
自发辐射耦合因子 β	1.2×10^{-4}
微分量子效率 η	0.5

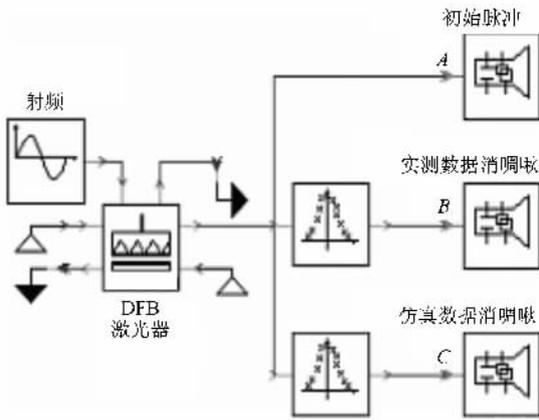


图 8 消啁啾实验框图

以该啁啾模型为目标响应, 用二次倍频氩离子激光器(美国 COHERENT 公司生产)发出的 244 nm 的紫外光束照射普通载氢光纤, 根据 REC 技术基于一块周期为 1070 nm 的均匀相位掩模板, 实际刻写出超结构光纤光栅, 然后借助于波长分辨率为 1.5 pm 的光矢量分析仪(OVA, 美国 LUNA 公司生产)测量光栅反射谱包括幅度谱和群时延, 将实测数据带入商业仿真软件中, 由此验证实际制作的光纤光栅对 GS-DFB-LD 啁啾脉冲的消啁啾、压缩脉宽效果. 为了便于比较, 将同样基于该目标响应的 REC 光纤

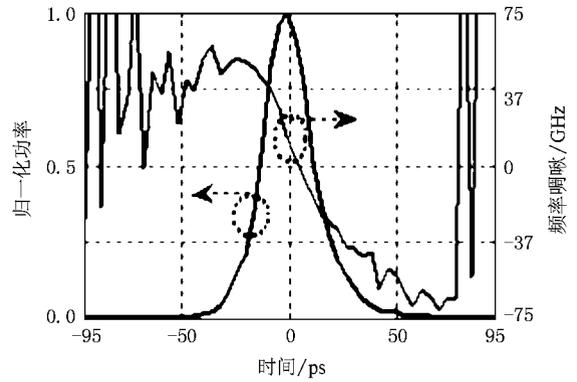


图 9 初始啁啾脉冲的时域波形与频率啁啾

光栅的仿真数据带入商业仿真软件中. 图 10 是实测的光栅的反射谱, 图 11 是实测数据(B 点)消啁啾的效果, 图 12 是仿真数据(C 点)消啁啾的效果. 通过比较发现, 实测反射谱的数据能够将初始脉宽约为 25 ps 的啁啾脉冲压缩到 5 ps, 脉冲中心处的啁啾大部分被消除掉, 该结果与仿真结果符合得很好.

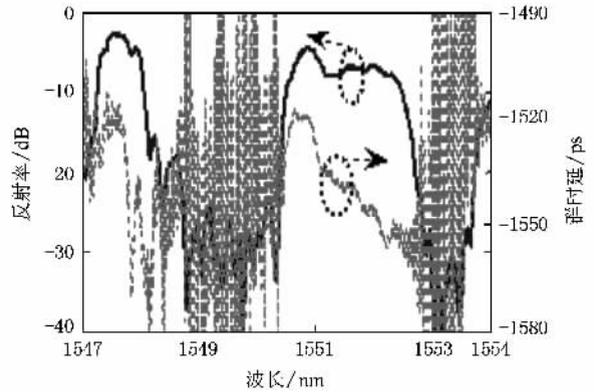


图 10 实测的光栅反射幅度谱和群时延

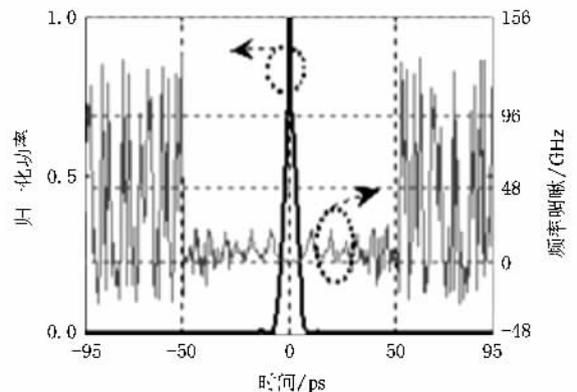


图 11 实测数据消啁啾后的波形和频率啁啾

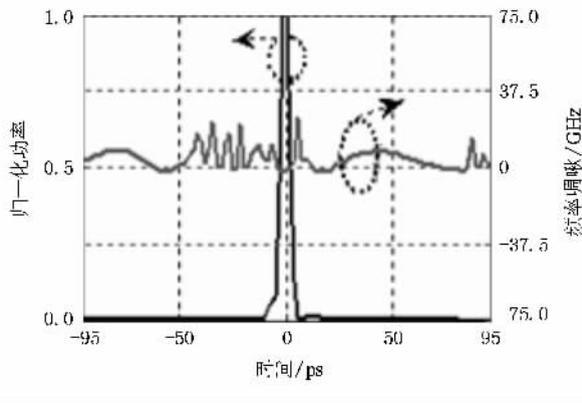


图 12 仿真数据消啁啾后的波形和频率啁啾

5. 结 论

本文报道了利用重构等效啁啾超结构光纤光栅对任意模型啁啾脉冲消啁啾的研究。针对线性啁啾

模型、高斯啁啾模型、洛仑兹啁啾模型这三种模型的啁啾脉冲,数值仿真结果表明 REC 技术都能够很好地消除频率啁啾并对脉宽有明显的压缩效果。针对商业软件给出的 GS-DFB-LD 啁啾脉冲模型,实验制作 REC 超结构光纤光栅,实测光栅反射谱数据能够有效地消除脉冲啁啾。这种新型的消啁啾技术具有以下几方面的优点: 1) 设计灵活、能消除任意模型的啁啾。由于仅仅用一块均匀相位掩模板就可以实现任意复杂的目标响应,因此可以对任意啁啾模型的脉冲进行消除啁啾、压缩脉宽; 2) 结构紧凑、易于耦合、制作成本低。由于光纤光栅可以被设计成高色散特性,几厘米的光纤光栅往往可以起到上千米普通光纤的色散作用。光纤光栅本身就是全光纤结构,易于耦合。对于任意模型的啁啾,制作仅仅采用一块均匀掩模板,并且采用普通载氢光纤,成本低廉。因此这种新型的消啁啾技术具有较高的实际应用价值。

- [1] Wu J , Lou C Y , Li Y H , Gao Y Z 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 619 (in Chinese) [伍 剑、娄采云、李玉华、高以智 1998 物理学报 **47** 619]
- [2] Anandarajah P M , Clarke A M , Guignard C , Bramerie L , Barry L P , Harvey J D , Simon J C 2007 *J. Lightwave Technol.* **25** 1495
- [3] Komukai T , Yamamoto T , Kawanishi S 2005 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17** 1746
- [4] Xu B X 1994 *Acta Opt. Sin.* **14** 1063 (in Chinese) [许宝西 1994 光学学报 **14** 1063]
- [5] Taira K , Kikuchi K 2004 *Electron. Lett.* **40** 15
- [6] Clarke A , Anandarajah P M , Reid D , Edvell G , Barry P L , Harvey J D 2005 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17** 196
- [7] Ma X H , Yu J L , Dai J F , Yang E Z , Yu J G 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 1478 (in Chinese) [马晓红、于晋龙、戴居丰、杨恩泽、余建国 2001 光学学报 **21** 1478]
- [8] Dai Y T , Chen X F , Xia L , Dai Y T , Chen X F , Xia L , Zhang Y J , Xie S Z 2004 *Opt. Lett.* **29** 1333
- [9] Zhang Y , Dai Y T , Sun J , Zhang Y J , Xie S Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7034 (in Chinese) [张 邨、戴一堂、孙 杰、张冶金、谢世钟 2007 物理学报 **56** 7034]
- [10] Teh P C , Petropoulos P , Ibsen M , Richardson D J 2001 *J. Lightwave Technol.* **19** 1352
- [11] Liu Y , Zheng K , Tan Z W , Li B , Chen Y , Ning T G , Jian S S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5859 (in Chinese) [刘 艳、郑 凯、谭中伟、李彬、陈 勇、宁提纲、简水生 2006 物理学报 **55** 5859]

A novel method of chirp elimination using reconstruction equivalent chirp superstructured fiber Bragg grating^{*}

Zheng Ji-Lin¹† Wang Rong¹) Fang Tao¹) Lu Lin¹) Pu Tao¹) Chen Xiang-Fei²)

1 † Photonic Information Technology Laboratory, Institute of Communication Engineering, PLA University of Science and Technology, Nanjing 210007, China)

2 † National Laboratory of Microstructure, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(Received 7 November 2008; revised manuscript received 13 February 2009)

Abstract

A novel chirp elimination and pulse compression method is firstly proposed using reconstruction equivalent chirp superstructured fiber Bragg grating (REC-SSFBG). Based on the feasibility of REC technology for any physical realizable target response, this novel chirp elimination method is suited for any model of chirped pulse. The simulation results show that the time bandwidth product decrease from 2.25, 2.65 and 2.50 to 0.458, 0.636 and 0.73 for linearly chirped, Gauss chirped and Lorentz chirped pulses, respectively. The original pulsewidth is 20 ps and the chirp coefficients is -5 for all the three cases. Further experiment is performed with a fabricated REC-SSFBG to compress a chirped pulse generated from commercial software with model of gain-switched distributed feedback laser diode. The pulsewidth decreases from 25 ps to 5 ps, which agrees well with the simulation.

Keywords : reconstruction equivalent chirp, fiber Bragg grating, chirp, gain-switched distributed feedback laser diode

PACC : 4280W, 4280F, 4260

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60502003) and the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK2007501).

† E-mail : zhengjilins@126.com