

啁啾高斯脉冲经啁啾光纤光栅反射后的传输特性*

舒学文 黄德修 阮 玉

(华中理工大学光电子工程系, 武汉 430074)

摘 要 在考虑低阶和高阶色散的情况下, 给出了啁啾高斯光脉冲被啁啾光纤光栅反射后在光纤中传输时脉冲展宽的解析式, 讨论了啁啾光栅脉冲压缩和色散补偿中的几个重要问题。以线性啁啾光纤光栅为实例进行了数值计算, 发现了脉冲展宽的对称性质, 最后提出一种新颖的可用于估算脉冲受光纤光栅作用后脉宽展宽的简单办法。

关键词 啁啾光纤光栅, 色散补偿, 脉冲压缩。

1 引 言

光纤光栅是近年来在光纤通信和光纤传感领域内最令人感兴趣的新颖光纤器件。它利用光纤的紫外光敏性使之在光纤内形成折射率周期性变化波导结构, 从而可选择性地反射特定波长的光波。光纤光栅形成于芯内, 其损耗低, 反射和色散特性良好, 在光纤通信和传感中有广泛的用途。

近年来人们的兴趣集中在采用啁啾光纤光栅实现色散补偿以及脉冲压缩的技术上^[1-3]。就色散补偿而言, 啁啾光纤光栅比色散补偿光纤等技术有体积小、插入损耗小、与偏振无关及不受光纤非线性影响等优点; 就脉冲压缩而言, 啁啾光纤光栅比分立光栅对等技术有紧凑、稳定可靠等优点。考虑到目前通信中所用半导体激光器发出的光脉冲通常带有啁啾, 故我们探讨这类典型光脉冲受啁啾光纤光栅作用后在光纤中的传输特性。

2 理论推导

初始啁啾为 C 、脉宽为 T_0 的高斯光脉冲可用下式来描述^[4]

$$\tilde{U}(\omega) = \left(\frac{2\pi T_0^2}{1 + iC} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{\omega^2 T_0^2}{2(1 + iC)} \right] \quad (1)$$

式中 ω 为光波角频率与脉冲中心角频率之偏离(即把坐标系的原点移至 ω), $\tilde{U}(\omega)$ 为 $U(t)$ 的傅里叶变换。假设在脉冲中心频率附近啁啾光纤光栅的反射响应可表示为 $r(\omega) \exp[\theta(\omega)]$, 则被啁啾光栅反射后入射到单模光光纤前($z = 0$ 处)的光脉冲具有以下形式

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1998-04-06; 收到修改稿日期: 1998-08-03

$$\tilde{U}(0, \omega) = r(\omega) \left(\frac{2\pi T_0^2}{1 + iC} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{\omega^2 T_0^2}{2(1 + iC)} + \theta(\omega) \right] \quad (2)$$

将啁啾光纤光栅的相位 $\theta(\omega)$ 展开为泰勒级数

$$\theta(\omega) = \theta_0 + \theta_1 \omega + \frac{1}{2} \theta_2 \omega^2 + \frac{1}{6} \theta_3 \omega^3 + \dots \quad (3)$$

在这里 $\theta_n = \left. \frac{\partial^n \theta}{\partial \omega^n} \right|_{\omega_0}$, 其中 θ_0 为光纤光栅对脉冲的固定相移, θ_1 为脉冲在光纤光栅中的群延时, θ_2 为光纤光栅的低阶色散, θ_3 代表光纤光栅的高阶色散。在更高阶的色散及光纤非线性不予考虑的情况下, 可得到光脉冲在单模光纤中传输距离 z 后的形式

$$\tilde{U}(z, \omega) = r(\omega) \left(\frac{2\pi T_0^2}{1 + iC} \right)^{1/2} \exp \left\{ \frac{i\omega^3}{6} (\beta_3 z + \theta_3) + \frac{i\omega^2}{2} [(\beta_2 z + \theta_2) + \frac{iT_0^2}{1 + iC}] + i\alpha\theta_1 + i\theta_0 \right\} \quad (4)$$

如果光纤光栅反射带宽足够大, 可认为 $r(\omega)$ 为常数, 这时可推导出均方根脉宽^[4]的展宽比为

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \left\{ \left[1 + \frac{C}{T_0^2} (\beta_2 z + \theta_2) \right]^2 + \left(\frac{\beta_2 z + \theta_2}{T_0^2} \right)^2 + \frac{1 + C^2}{4T_0^6} (\beta_3 z + \theta_3)^2 \right\}^{1/2} \quad (5)$$

3 推论及讨论

下面讨论标准通信光纤中用啁啾光纤光栅进行色散补偿和脉冲压缩的一些问题。考虑到标准通信光纤的高阶色散 β_3 较小(约 $0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$), 而在 1550 nm 窗口低阶色散 β_2 很大(约 $-20 \text{ ps}^2/\text{km}$), 高阶色散 β_3 对脉冲的影响可以忽略不计。

1) 只考虑啁啾光栅对啁啾脉冲作用(不通过光纤共同作用)。在(5)式中令 $z = 0$ 得

$$\left. \frac{\sigma}{\sigma_0} \right|_{z=0} = \left[\left(1 + \frac{C\theta_2}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\theta_2}{T_0^2} \right)^2 + \frac{1 + C^2}{4T_0^6} \theta_3^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

如果 $\left. \frac{\sigma}{\sigma_0} \right|_{z=0} > 1$, 则啁啾光栅对脉冲起展宽作用, 反之啁啾光栅对脉冲起压缩作用。如果仅用啁啾光栅来压缩啁啾脉冲, 则可求出当光纤光栅的色散 $\theta_2 = -CT_0^2/(1 + C^2)$, 且 $\theta_3 = 0$ 时可获得最大的压缩比为 $[1/(1 + C^2)]^{1/2}$ 。这意味着仅用啁啾光栅压缩脉冲, θ_2 的正负必须根据脉冲啁啾的正负而定; 而且要尽量消除高阶色散。 θ_2 的正负变化可通过调换光纤光栅入射端来实现, 消除高阶色散则常通过对光纤光栅变迹的办法来实现。

2) 脉冲在光纤中的最佳压缩位置与压缩比。对(5)式求极小值有

$$\left. \frac{\sigma}{\sigma_0} \right|_{\min} = \left[(1 + C^2) \frac{\theta_3^2}{4T_0^6} + \frac{1}{1 + C^2} \right]^{1/2} \quad (7)$$

最佳压缩的位置为

$$z = - \frac{CT_0^2}{\beta_2(1 + C^2)} - \frac{\theta_2}{\beta_2} \quad (8)$$

当然对于给定的光纤光栅, 如果由(8)式求得的 $z < 0$, 则意味着光脉冲在光纤内的传输过程中只有展宽现象, 此时在 $z = 0$ 时有最大压缩比(或最小展宽), 如(6)式所得。

另外从(7)式还可看出如果脉冲啁啾 $C = 0$, 则 $\left. \frac{\sigma}{\sigma_0} \right|_{\min} > 1$, 这表明啁啾光纤光栅对初始啁啾为 0 的高斯光脉冲没有压缩作用。

3) 最佳色散补偿长度。这里最佳色散补偿长度定义为光脉冲恢复原始脉冲宽度所能传

输的最远距离。在(5)式中令 $\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1$ 得到最佳色散补偿长度

$$L_f = \frac{1}{|\beta_2|} \left[\theta_2 + \frac{CT_0^2}{1+C^2} + T_0^2 \left[\frac{C^2}{(1+C^2)^2} - \frac{\theta_3^2}{4T_0^6} \right]^{1/2} \right] \quad (9)$$

上式在 $\frac{C^2}{(1+C^2)^2} < \frac{\theta_3^2}{4T_0^6}$ 时无意义, 此时无法在光纤中找到一个位置使得脉冲宽度恰好恢复为原始脉宽。故要保证存在最佳色散补偿点, 必须满足

$$|\theta_3| < \frac{2|C|T_0^3}{1+C^2} \quad (10)$$

另外, (9) 式还表明啁啾光纤光栅的低阶色散 θ_2 越大则最佳色散补偿长度越长, 而正啁啾脉冲比负啁啾脉冲有更大的色散补偿长度。

4 数值计算

假设所用的线性啁啾光纤光栅的长度 $L_g = 5 \text{ cm}$, 啁啾系数 $F = 100\pi$, 耦合系数 $k_0 = 0.3 \text{ mm}^{-1}$, 经过高斯变迹 $k = k_0 \exp(-16x^2/L_g^2)$ 。初始啁啾高斯脉冲宽度 $T_0 = 20 \text{ ps}$, 中心波长与光纤光栅中心反射波长一致。

对于不同脉冲啁啾 C , 被反射的脉冲在光纤中的展宽如图1所示。从图1中可看到:

1) 无论脉冲的初始啁啾为多少, 脉宽在达到最小值的位置前的压缩与其后的展宽过程是对称的。

2) 绝对值相同啁啾异号的脉冲, 两者脉宽曲线以其交点所在的垂直轴对称。交点在光纤中的位置远近是由啁啾光纤的色散能力 (θ_2 值) 决定的, 与初始啁啾无关。

对于以上两点对称性, 可以由(5)式来解释, 因为展宽比的平方正好是参量为 C 的二次曲线族。

利用上述对称性可提出一种在色散补偿或脉冲压缩中估算脉宽的简单办法。

如图2所示, 将 $|C|$ 相同的啁啾高斯脉冲在无啁啾光纤光栅时在反常色散区 ($\beta_2 < 0$) 的展宽曲线画出, 同时以 y 轴对称地画出在正常色散区 ($\beta_2 > 0$) 的展宽曲线。啁啾光纤光栅的作用表现为将 y 轴平移, 平移的方向由 θ_2 的符号决定: θ_2 为正时向左移; 反之右移。平移量的大小为 $|\theta_2/\beta_2|$ 。图2是 $C = \pm 2$ 时的情形, 将其 y 轴平移至 y' 后, y' 轴右边的展宽曲线与图1中的相应曲线几乎相同。由于 $\pm C$ 的曲线具有蝴蝶般的对称性, 故称之为蝶形图。

如果光纤光栅未经变迹(如图3), 则脉冲展宽较大, 而且难以恢复到原始脉冲宽度, 从曲线族整体来看相当于发生了向上的平移。图4(a)和图4(b)分别是 $C = -4$ 的脉冲被变迹和未变迹光纤光栅反射后在单模光纤中演化过程图。比较图4(a)和图4(b)可看到被变迹光栅反射时脉冲始终具有较光滑的形状, 而被未变迹光栅反射的脉冲形状在较宽时发生较大的畸变, 而且在远离脉冲中心的位置还有一定大小的边峰。

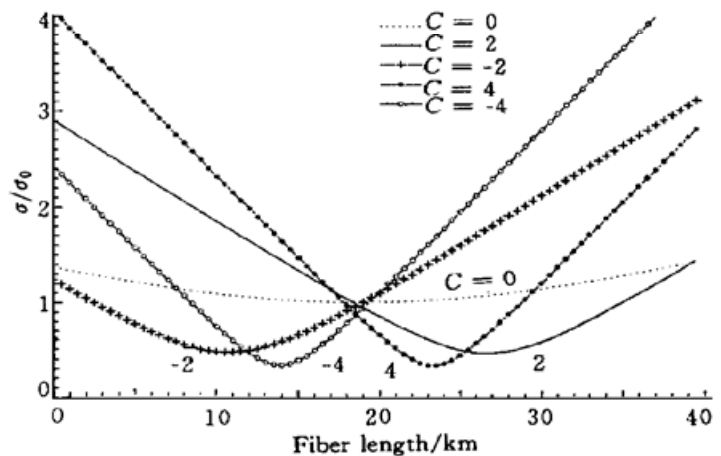


Fig. 1 Evolution of the width of differently chirped Gaussian pulses along the fiber after being reflected by a chirped fiber grating

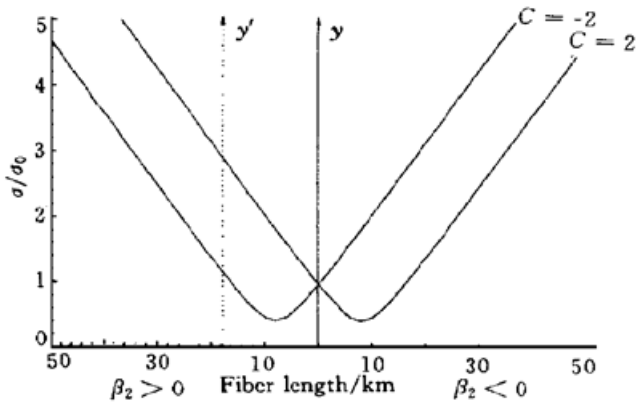


Fig. 2 A butterfly diagram to estimate the width of chirped pulses

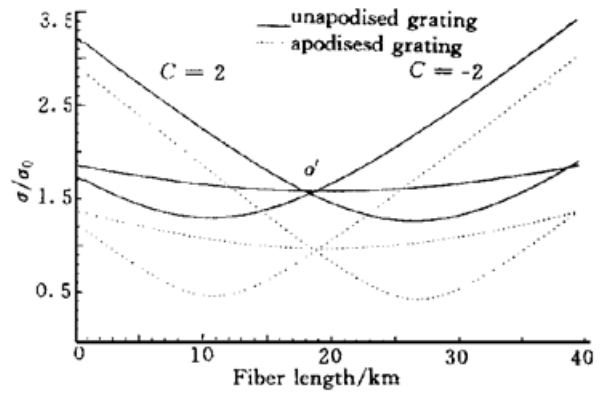


Fig. 3 The comparison between unapodised and apodised fiber gratings when they are used to reflect chirped pulses

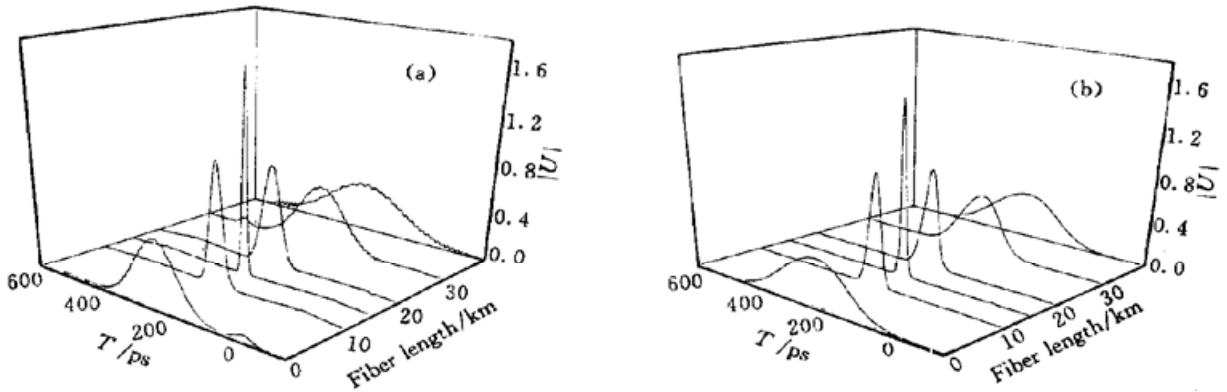


Fig. 4 Evolution of chirped Gaussian pulse ($C = -4$) along the fiber after being reflected by chirped fiber gratings. (a) Unapodised grating, (b) Apodised grating

结 论 总结前面的讨论, 可得到下面一些重要结论:

1) 啁啾光纤光栅的低阶色散 θ_2 和高阶色散 θ_3 对啁啾高斯光脉冲都有很重要的影响。一般情况下, 高阶色散的影响是不利的, 它加大脉冲展宽程度, 使脉冲压缩变得困难, 必须设法消除(当然它也可能用于补偿光纤的高阶色散, 限于篇幅本文未作讨论)。低阶色散往往很有用, 在用于色散补偿时, 低阶色散通常越大越好, 因为这样可补偿的光纤长度越长; 在用于脉冲压缩时, 对于不同的啁啾脉冲, 必须设计恰当的低阶色散量。

2) 不同的啁啾高斯光脉冲被同一啁啾光纤光栅反射后表现的展宽特性有较大的差别, 无啁啾的高斯脉冲, 其脉宽不可能压缩到小于原始脉宽; 正啁啾脉冲有较大的最佳色散补偿长度; 负啁啾脉冲的最佳色散补偿长度较小。

3) 啁啾高斯脉冲被光纤光栅反射后的展宽表现出对称性。利用这个性质, 我们提出用蝶形图来估算脉冲宽度的简单实用办法。

参 考 文 献

[1] Ouellette F. Dispersion compensation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(10) : 847~ 849

- [2] Loh W H, Laming R I, Robison N *et al.*. . . 10 cm chirped fiber Bragg grating for dispersion compensation at 10 Gbit/s over 400 km of nondispersion-shifted fiber. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(25) : 2203~ 2204
- [3] Eggleton B J, Krug P A, Poladian L *et al.*. . . Experimental demonstration of compression of dispersed optical pulses by reflection from self-chirped optical fiber Bragg gratings. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(12) : 877 ~ 879
- [4] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. New York: Academic, 1989

Characteristic of Transmission of Chirped Gauss Pulses Reflected by Chirped Fiber Gratings

Shu Xuewen Huang Dexiu Ruan Yu

(*Optoelectronic Department, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074*)

(Received 6 April 1998; revised 3 August 1998)

Abstract The analysis expression of width of chirped Gauss pulses transmission in fiber after being reflected by chirped fiber grating is given. Based on it, several important problems on pulse compression and dispersion compensation are discussed. As examples, linearly chirped fiber gratings are calculated by numerical method. It is found that pulses are broaden symmetrically in fiber. A simple way to estimate the width of pulses reflected by fiber grating is presented.

Key words chirped fiber grating, dispersion compensation, pulse compression.