

基于马赫-曾德尔干涉仪由高阶孤子产生基态孤子

梁 剑, 曹文华

(五邑大学信息学院, 广东 江门 529020)

摘 要:论述了基于马赫-曾德尔干涉仪由高阶孤子产生基态孤子的方法。主要应用这种干涉仪的两臂独立的特点,灵活地改变两臂的长度打破干涉仪的平衡。数值计算表明,输出脉冲非常接近基态孤子。

关键词:光纤干涉仪;非线性效应;基态孤子

中图分类号:TN253

文献标识码:A

Fundamental Soliton Generation from High Order Soliton Based on Mach-Zehnder Interferometers

LIANG Jian, CAO Wen-hua

(Academy of Information Science, Wuyi University, Jiangmen 529020, China)

Abstract: The method of fundamental soliton generation from high order soliton based on Mach-Zehnder interferometer is proposed. This type of interferometer has two independent arms, so it is easy to break symmetry by making the length of two arms different. The output pulse is very close to fundamental soliton through computing numerically.

Key words: fiber interferometer; nonlinear effects; fundamental soliton

1 前 言

超高速光纤通信系统的实现可以采用以下几种方式:光频域复用、光时域复用、应用光孤子脉冲,采用特殊的编码方式使相同码元携带更多的信息。其中,光频域复用、光时域复用、编码方式都可以建立在光孤子系统的基础之上。在光孤子系统中,产生变换极限的皮秒级基态光孤子是一项关键技术。

产生基态光孤子的方法很多,其中一种方法是基于光纤器件处理光脉冲产生。比如孤子效应压缩技术^[1]和绝热脉冲压缩技术^[2],它们直接采用单根光纤实现。也可以采用非线性光纤环形镜(NOLM)实现^[3]。在参考文献[3]中,采用色散渐减光纤(DDF)构成的NOLM(DDF-NOLM)由6阶孤子产生了基态孤子。

由NOLM产生基态孤子受制于NOLM本身的环形结构,灵活性不足。另外,对于DDF-NOLM,DDF始端的 $|\beta_2|$ 一般是末端 $|\beta_2|$ 的几倍(文献[3]中为3倍)。如果不考虑这点,在理论计算中逆时

针脉冲在进入DDF后的一段长度内会经历放大的过程。如果采用减小芯径降低 $|\beta_2|$ 值的方法^[4],不同 $|\beta_2|$ 的光纤的芯径也不同,光脉冲在由大芯径光纤进入小芯径光纤时会损失一部分光功率,不会出现放大的现象。马赫-曾德尔(Mach-Zehnder)干涉仪灵活配置的特点可以克服这个缺点。本文尝试采用Mach-Zehnder干涉仪由高阶孤子产生基态孤子,用数值方法研究不同条件下基态孤子的产生情况。

2 数值理论模型

光脉冲在色散渐减光纤中的演化可用归一化的非线性薛定谔方程(NLS)描述:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} p(\xi) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u + i \Gamma u = i \delta \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} - i s \frac{\partial}{\partial \tau} (|u|^2 u) + \tau_R \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} \quad (1)$$

基金项目:广东省自然科学基金项目(No.06029820)资助。

作者简介:梁 剑(1980-),男,在读硕士。E-mail:longame36@163.com

收稿日期:2007-10-19

式中, $u(\xi, \tau)$ 是以孤子单位归一化的脉冲包络; ξ 是归一化光纤长度; $p(\xi)$ 表示色散沿光纤的变化, 对于色散均匀的光纤, $p(\xi) = 1$; τ 是以脉冲群速度为参考系的归一化时间变量; $\Gamma, \delta, s, \tau_R$ 四项分别表示损耗、三阶色散、孤子自陡效应和拉曼散射。

$$\xi = \frac{z|\beta_2(0)|}{T_0^2}, \tau = \frac{t - z/v_g}{T_0}, p(\xi) = \left| \frac{\beta_2(\xi)}{\beta_2(0)} \right| \quad (2)$$

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2} \frac{T^2}{|\beta_2(0)|}, \delta = \frac{\beta_3}{6|\beta_2(0)|T_0} \quad (3)$$

$$s = \frac{2}{\omega_0 T_0}, \tau_R = \frac{T_R}{T_0}$$

在式(2)、(3)中, $\beta_2(0)$ 是光纤初始的 GVD(群速度色散)系数; T_0 是脉冲半宽度(在光强度峰值的 $1/e$ 处); v_g 是脉冲包络的群速度; α 是衰减系数; β_3 是三阶色散参量; ω_0 是脉冲中心频率; T_R 是拉曼时间常数(普通光纤为 3fs)。

3 计算及分析

3.1 Mach-Zehnder 光纤干涉仪的构成和工作原理

用光纤把两个光纤耦合器串联起来就构成了一个 Mach-Zehnder 光纤干涉仪, 如图 1 所示。端口 1 和 2 作为输入端, 端口 3 和 4 作为输出, L_1 和 L_2 分别表示干涉仪的两个臂, 由两段光纤构成。

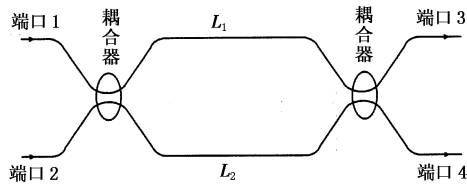


图1 Mach-Zehnder 干涉仪构成示意图

Mach-Zehnder 干涉仪打破平衡的方法比较多而且灵活。NOLM 采用的打破平衡的方法, 比如加入放大器, 选用 DDF, 采用功分比不为 0.5 的耦合器等, Mach-Zehnder 光纤干涉仪都能采用。此外还有最方便的方式, 由于两臂 L_1 和 L_2 分开, 可以简单地使两臂的长度不相等来打破平衡。

在本文中, 把端口 1 作为光脉冲输入端, 端口 3 作为光脉冲的输出端。两个耦合器的功分比取相同, 记为 ρ 。光脉冲 A 由输入端输入, 经过耦合器后分成两路光信号分别在 L_1 和 L_2 中传输。记进入 L_1 和 L_2 的光信号分别为 A_1 和 A_2 , 可由式(4)给出:

$$A_1 = \sqrt{\rho}A, \quad A_2 = i\sqrt{1-\rho}A \quad (4)$$

A_1 和 A_2 在 L_1 和 L_2 中的传输演化遵循方程(1), 在进入图 1 中右面的耦合器之前演化成 A_1' 和 A_2' 。经过耦合器耦合之后, 输出脉冲 A_i 由式(5)给出:

$$A_i = \sqrt{\rho}A_1' + i\sqrt{1-\rho}A_2' \quad (5)$$

3.2 不同配置下产生基态光孤子

假设输入脉冲是如下形式的高阶孤子:

$$u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \quad (6)$$

这里, N 是孤子阶数, 有:

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (7)$$

式中, γ, β_2 分别是光纤非线性系数和 GVD 系数; P_0, T_0 分别是输入脉冲的峰值和宽度。

我们先考虑由色散均匀光纤构成的 Mach-Zehnder 干涉仪产生基态孤子的情况。输入脉冲的 $N=3, T_{\text{FWHM}} = 30\text{ps}$ ($T_0 \approx 17\text{ps}$)。在波长 $1.55\mu\text{m}$ 处, 光纤典型的 $\gamma = 5\text{W}^{-1}, \beta_2 = -20\text{ps}^2/\text{km}$, 损耗系数 $\alpha = 0.046\text{km}^{-1}$ ($\Gamma \approx 0.332$)。耦合器的功分比都设为 $\rho = 0.56$ 。根据式(7), 可以计算出脉冲的峰值功率大约为 0.13W , 孤子周期为 22.7km 。

为实际应用考虑, 在达到应用要求的前提下, L_1 的长度尽量短一些。但是为了获得近似基态孤子的输出脉冲, L_1 又不能选择过短。原因是输出脉冲经过干涉仪压缩后其宽度比输入的高阶孤子脉冲的宽度小很多。基态孤子的一般形态是 $\eta \operatorname{sech}(\eta\tau)$, 宽度反比于振幅, 在宽度变小的情况下就需要相应增大振幅来保持基态孤子形态。这就要求干涉之前的脉冲的振幅峰值达到一定高度(和压缩程度有关)。三阶孤子在经过第一个耦合器后, 其阶数大约变为 2.12, 然后在 L_1 中遵循方程式(1)演化。演化过程中先经过放大压缩的过程, 振幅峰值逐渐增大, 需要经过一定的长度传输后才能达到需要的振幅值。经过数值方法计算比较, 我们选择 L_1 的长度为 6.24km 。在确定 L_1 长度之后, 我们按照输出脉冲尽量接近理想基态孤子的要求, 通过搜索寻找合适的 L_2 长度。我们发现, 在 $L_2 = 0.96\text{km}$ 处, 干涉仪的输出脉冲非常接近基态孤子脉冲。

在计算中, 由于输入脉冲的宽度大于 10ps , 高阶效应可以被忽略。图 2(a)、(b)、(c) 分别示出了输出脉冲的波形、归一化频谱和啁啾。其中, 为了比较输出脉冲与理想基态孤子的差别, 图 2(a) 中用虚线画出了与输出脉冲振幅峰值相同, 宽度(FWHM)也相同的理想基态孤子波形。可以看出, 两者非常接近, 只是在两侧基座部分能看出细微的差别。为了定量的给出输出脉冲与基态孤子之间的差别, 我们定义了偏离度 D :

$$D = \frac{n}{i=1} |X_i - Y_i| / \sum_{i=1}^n Y_i \quad (8)$$

其中, i 代表取样点数; X 代表输出脉冲振幅波形; Y

代表有相同振幅峰值和宽度(FWHM)的基态孤子振幅波形。我们计算的 D 为 0.077, 可见两者非常接近。输出脉冲的宽度压缩比为 2.44, 幅度值也为 2.44, 符合基态脉冲宽度和振幅成反比的特性。图 2(b) 也显示出脉冲的频谱非常理想。图 2(c) 示出的输出脉冲中心部位的啁啾很小, 并且近似为线性。

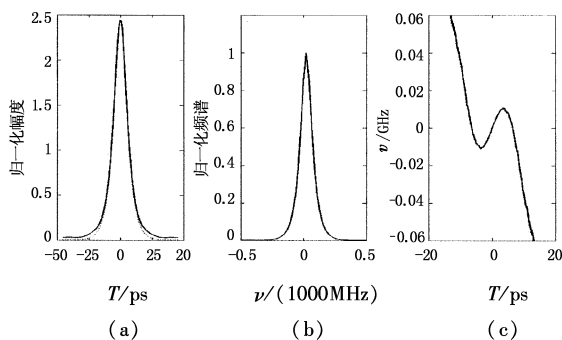


图2 (a) 输出脉冲的波形; (b) 脉冲归一化频谱
(c) 脉冲啁啾

为了验证输出脉冲的孤子特性, 把输出脉冲输入一段理想无损耗色散均匀的光纤中观察其演化情况^[3], 结果如图 3 所示。图 3 中时间和距离坐标都用归一化表示, 这样并不影响观察孤子演化的结果。与图 2 不同, 高度坐标用强度表示, 这样可以更清晰地观察脉冲变化的情况。图 3 归一化长度相当于 6.25 个孤子周期。从图中我们可以看到, 脉冲在理想无损耗的光纤中传输, 其形状基本保持不变, 只是幅度有轻微的起伏。这与理想基态孤子在无损耗光纤中的演化形状保持不变的特性非常接近。可见这样配置的 Mach-Zehnder 干涉仪输出的脉冲非常接近基态孤子, 可以作为长途光通信信号的载体。

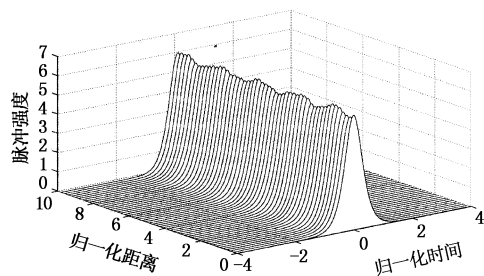


图3 图2表示的脉冲在理想无损耗光纤中演化

在上边的计算中, 我们设定光纤干涉仪的功分比 $\rho = 0.56$, 这样做是为了减小 L_1 和 L_2 的长度差。此时, L_1 中传输的光信号比 L_2 中传输的光信号峰值功率大, 由于自相位调制 (SPM) 导致的非线性相移与光信号的峰值功率成正比, 所以在相同的距离 L_1 中光信号的非线性相移比 L_2 中的大, 两者之间出现相位差。这样就可以减小需要由长度差引入的相位差, 相应的长度差也可以减小。表 1 列出了常用的

几个功分比和对应的长度差。

表1 功分比和长度差的对应关系

功分比/ ρ	0.50	0.52	0.54	0.56	0.58	0.60
长度差/km	5.63	5.57	5.41	5.28	5.11	4.91

我们把 L_1 和 L_2 换成色散渐减光纤, 观察光纤干涉仪输出情况。对于 L_1 和 L_2 , 始端的色散系数和末端的色散系数之比都为 3。 L_1 的长度也设为 6.24 km, 在 L_2 为 0.79 km 时, 输出脉冲最接近基态孤子, 此时的偏离度 D 为 0.11, 比采用色散均匀光纤时的大。可见, 色散渐减光纤对非线性相移的影响是负面的。这种现象可以解释如下: 色散渐减对两路光信号都产生放大作用, 并且 L_2 中的色散系数变化率更大, 放大效果更好, 这样 L_1 和 L_2 中传输的光脉冲的峰值功率差变小, 相应的非线性相移也减小, 结果导致 L_1 和 L_2 长度差变大, 输出脉冲的质量也变差。但是此时输出脉冲的压缩比为 2.5, 比色散均匀的光纤构成的干涉仪输出的脉冲的压缩比稍大。可见, 采用色散渐减光纤并不是一个好的选择, 但是由于色散渐减方式打破平衡对连续的背景光没有影响, 有时候为了滤除背景光也可以牺牲其他指标采用色散渐减光纤。

4 总结分析

由本文的计算可以看出, Mach-Zehnder 干涉仪采用改变两臂长度的方式可以很方便地打破干涉仪的平衡, 输出的脉冲也非常接近基态孤子, 可以作为长途光传输的载体。但是这种改变也使干涉仪易受外界环境变化的影响^[5], 具体情况有待实验来验证。

参考文献:

- [1] K A Ahmed, K C Chan, H F Liu. Femtosecond pulse generation from semiconductor lasers using the soliton-effect compression technique [J]. IEEE Quantum Electron, 1995, 1: 592 - 600.
- [2] M D Pelusi, H F Liu. Higher order soliton pulse compression in dispersion-decreasing optical fibers [J]. IEEE Quantum Electron, 1997, 33: 1430 - 1439.
- [3] P K A Wai, W H Cao. Ultrashort soliton generation through higher-order soliton compression in a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion-decreasing fiber [J]. Optical Society of America, 2003, 20 (6): 1346 - 1355.
- [4] D J Richardson, R P Chamberlin, L Dong, et al. High quality soliton loss-compensation in 38 km dispersion-decreasing fibre [J]. Electron. Lett., 1995, 31: 1681 - 1682.
- [5] G P Agrawal. 非线性光纤光学原理及应用 [M]. 贾东方, 余震虹, 译. 北京: 电子工业出版社, 2002: 363.