

脉冲离散效应对光纤中基于交叉相位调制的脉冲压缩的影响*

曹文华 张有为

(五邑大学电子工程系, 江门 529020)

郭 旗 刘颂豪

(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

摘 要 通过数值模拟, 分析了脉冲离散效应对单模光纤正群速色散区基于暗孤子交叉相位调制的脉冲压缩的影响, 并提出了减轻这种影响的办法。作者发现, 即使暗孤子与被压缩脉冲的中心波长相差很小, 离散效应对脉冲压缩的影响也很大。离散效应不仅导致脉冲压缩比的减小和压缩后脉冲峰值功率的降低, 而且还导致脉冲压缩所需最佳光纤长度的增加以及压缩后的脉冲呈现不对称性。还发现, 若采取本文提出的非同步耦合法, 则可以明显地弥补离散效应对脉冲压缩的影响, 从而有效地改善脉冲压缩效果。

关键词 脉冲离散, 交叉相位调制, 脉冲压缩, 非同步耦合。

1 引 言

利用脉冲在光纤中传输时的非线性效应, 通过脉冲压缩的办法来获取超短光脉冲是目前产生超短光脉冲的主要途径之一^[1]。对于中心波长位于光纤负群速色散区的脉冲压缩, 可采用孤子效应压缩方法^[2]或边放大边压缩的方法^[3]; 对于中心波长位于光纤正群速色散区的脉冲压缩, 通常采用光纤-光栅对压缩方法^[4]。光纤-光栅对压缩要求输入脉冲具有足够高的峰值功率, 以便让脉冲在光纤中传输时通过非线性自相位调制效应获得足够强的正啁啾。但对于峰值功率较低或很弱且中心波长位于光纤正色散区的脉冲, 光纤-光栅对压缩方法则无能为力或压缩效果很差。为此, Jin 等人^[5]提出了一种压缩该类脉冲的办法, 即让被压缩脉冲与一暗孤子(前者称为亮脉冲)在光纤中同步传输, 脉冲之间的交叉相位调制效应可使亮脉冲得到有效压缩。进一步的数值模拟表明^[6], 对于给定的压缩条件, 存在一个能使亮脉冲得到最大限度压缩的最佳光纤长度值, 而且亮脉冲的压缩程度与暗孤子相对于亮脉冲的初始峰值功率有关。这种压缩方法不仅可以压缩光纤-光栅对所不能压缩的弱脉冲, 而且省去了光栅对, 从而避免了繁琐的光学准直。上述研究基于: 认为暗孤子与亮脉冲的中心波长很接近, 因而可忽略暗孤子与亮脉冲在传输过程中群速度的差异, 即在同步耦合的情况下, 可忽略两脉冲

* 广东省自然科学基金资助项目 950694。

收稿日期: 1995 年 11 月 18 日; 收到修改稿日期: 1996 年 3 月 7 日

由于群速度差异引起的离散效应。显然,这种处理是不够严格的,也不能代表一般性。在实际应用中暗孤子与亮脉冲的中心波长不能很接近,否则,在光纤输出端分离被压缩后的亮脉冲时将会遇到困难。因而亮脉冲与暗孤子之间的离散效应将是影响亮脉冲压缩的一个主要因素。这一因素对亮脉冲压缩的影响结果如何,影响程度有多大,以及如何弥补这种影响所造成的损失,显然是一个有待于进一步研究的重要问题。

本文的目的正是研究亮脉冲与暗孤子之间的离散效应对亮脉冲压缩的影响。将描述光纤中基于交叉相位调制效应脉冲压缩的一般性理论模型表示成便于求解的规一化耦合非线性方程组的同时,考虑了群速度色散(GVD)效应、自相位调制(SPM)效应、交叉相位调制(XPM)效应、以及亮脉冲与暗孤子之间的离散效应。然后,通过对模型进行数值求解,分析了离散效应对亮脉冲压缩的影响,以及这一影响程度与离散程度的关系。最后,提出了一个新的耦合方法——非同步耦合法,并通过数值模拟表明,非同步耦合法可在一定程度上弥补离散效应对亮脉冲压缩造成的影响,从而改善亮脉冲的压缩效果。

2 理论模型

在同时计及群速度色散效应、自相位调制效应、交叉相位调制效应以及脉冲离散效应的情况下,两个偏振方向相同、中心波长不同的脉冲在光纤正色散区的传输由下述耦合非线性方程组描述^[7]。

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\gamma_1(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\gamma_2(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2, \quad (2)$$

其中 $A_j(z, t)$ 表示脉冲包络复振幅($j = 1, 2$), v_{gj} 表示脉冲群速度, β_{2j} 表示群速度色散系数, γ_j 表示非线性系数。方程(1)、(2)左边的第三项表示群速度色散效应,右边的第一项和第二项分别表示自相位调制效应和交叉相位调制效应。

若作以下变换

$$\tau = \frac{t - z/v_{g1}}{T_0}, \quad \zeta = \frac{z\beta_{21}}{T_0^2}, \quad u_1 = \left[\frac{\gamma_1 T_0^2}{\beta_{21}} \right]^{\frac{1}{2}} A_1, \quad u_2 = \left[\frac{\gamma_1 T_0^2}{\beta_{21}} \right]^{\frac{1}{2}} A_2, \quad (3)$$

则方程组(1)、(2)可表示成下述无量纲的标准形式

$$\frac{\partial u_1}{\partial \zeta} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} = i(|u_1|^2 + 2|u_2|^2)u_1, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial \zeta} - \delta \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\beta_{22}}{\beta_{21}} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} = ir(|u_2|^2 + 2|u_1|^2)u_2, \quad (5)$$

其中 T_0 表示脉冲 1 在 $1/e$ 功率处的初始半宽度, $r = \lambda_1/\lambda_2$ 表示两脉冲的中心波长之比。方程(5)左边第二项表示由于两脉冲群速度不同所引起的脉冲之间的相互离散。由(3)式知,这里选取的参照系以脉冲 1 的群速度 v_{g1} 沿脉冲传输方向运动,因而方程(5)中的离散项表示脉冲 2 相对于脉冲 1 的离散,其中归一化离散参数 δ 的表示式为

$$\delta = T_0(v_{g1}^{-1} - v_{g2}^{-1})/\beta_{21}, \quad (6)$$

方程组(4)、(5)就是描述亮脉冲和暗孤子在光纤中共同传输时亮脉冲由于交叉相位调制效应而得到压缩的理论模型。对于给定的初始条件 $u_1(0, \tau)$ 和 $u_2(0, \tau)$, 可用分步傅里叶变换方法对方程组(4)、(5)进行数值求解。

设 $u_1(0, \tau)$ 、 $u_2(0, \tau)$ 分别表示暗孤子和亮脉冲的初始值。理想暗孤子在光纤中的传输可表示为以下形式

$$u_1(\zeta, \tau) = N_1 \tanh(\tau) \exp(i\zeta), \quad (7)$$

它实际上就是无限长均匀背景强度中的窄的凹陷, 其中 N_1 表示暗孤子阶数。但实验中很难获得上述理想暗孤子, 因而理论处理上通常用具有有限背景宽度的非理想暗孤子代替^[8]。理论和实验均表明^[5, 6, 8], 即使是背景宽度有限的非理想暗孤子, 在有限的传输距离内也能基本保持理想暗孤子的基本传输特性。通常可将初始暗孤子和亮脉冲分别表示为

$$u_1(0, \tau) = N_1 \tanh(\tau/t_1) \exp(-\tau^2/ct_1^2), \quad (8)$$

$$u_2(0, \tau) = N_2 \operatorname{sech}(\tau/t_2), \quad (9)$$

其中参数 c 和 t_1 分别决定暗孤子的背景宽度和暗孤子本身宽度, 参数 t_2 决定亮脉冲宽度, N_1 、 N_2 分别决定暗孤子与亮脉冲的峰值振幅。

3 计算结果及分析

以下主要从三方面进行计算和分析: 首先, 对于已知的某一压缩条件(即给定的初始亮脉冲和初始暗孤子), 计算在不考虑离散效应的情况下亮脉冲的压缩过程; 接着, 在考虑离散效应后, 重新计算亮脉冲的压缩过程以及计算离散效应对亮脉冲压缩过程的影响程度与脉冲离散程度的关系(脉冲离散程度取决于亮脉冲与暗孤子中心波长差异的大小), 并与不计离散效应时的压缩结果进行比较; 最后, 对于前述压缩条件, 采用本文提出的非同步耦合法求解亮脉冲的压缩过程, 并与同步耦合情况下考虑离散效应后的压缩结果进行比较。

3.1 未计及脉冲离散情况

首先, 在不计及脉冲离散效应的情况下, 对某一具体的初始条件计算亮脉冲的压缩过程。作为例子^[5], 暗孤子的初始参数取为 $N_1 = 8$, $t_1 = 1$, $c = 10$; 亮脉冲的初始参数取为 $N_2 = 0.01$, $t_2 = 1$ 。 $t_1 = t_2$ 意味着暗孤子与亮脉冲的初始宽度取值相同(计算中也可以通过选取不同的 t_1 、 t_2 值来假设暗孤子与亮脉冲具有不同的初始宽度), $c = 10$ 意味着初始暗孤子的背景宽度大约是暗孤子本身宽度的 10 倍(计算中也可以通过增大 c 值来增大暗孤子的背景宽度)。图 1(a) 和(b) 分别示出在同步耦合的情况下亮脉冲和暗孤子的演化情况。这里的传输距离以 z_0 为单位($z_0 = \pi t_1^2 / 2\beta_{21}$ 为暗孤子周期), 计算得出亮脉冲在 $0.08z_0$ 处压缩最窄, 压缩比为 9.20, 压缩后的峰值功率为初始峰值功率的 6.9 倍。由于未计及离散效应, 因而在方程组 (4)、(5) 中近似认为 $\delta \approx 0$, $\beta_{22} \approx \beta_{21}$, $r \approx 1$ 。图 1(a) 表明, 随着传输距离的增加, 亮脉冲逐渐被压缩, 且峰值功率逐渐增高。亮脉冲的压缩主要是由于交叉相位调制效应与群速度色散效应的相互作用, 因为这里亮脉冲的峰值功率相对于暗孤子的背景功率很低, 故亮脉冲本身的自相位调制效应相对于交叉相位调制效应可忽略不计。图 1(a) 还表明, 在亮脉冲压缩过程中光纤长度存在一最佳值, 处于最佳光纤长度的亮脉冲压缩比最大, 峰值功率最高; 在这一长度之后, 亮脉冲又逐渐展宽, 峰值功率逐渐降低。这是由于暗孤子在传输过程中的演化具有周期性, 在每个周期的开始阶段, 暗孤子会经历一初始变窄过程, 如图 1(b) 所示。计算表明^[6], 初始暗孤子的背景功率相对于亮脉冲的初始峰值功率愈高, 亮脉冲的压缩愈显著。

应说明的是, 在上述计算中, 曾假设初始亮脉冲具有双曲正割形状, 这并不失去一般性。计算表明, 当初始亮脉冲取其它形状时(如高斯型), 压缩结果与取为双曲正割形状时的结果差别很微小。计算还表明, 与亮脉冲同步耦合的暗脉冲也不一定总要具有双曲正割形状, 只

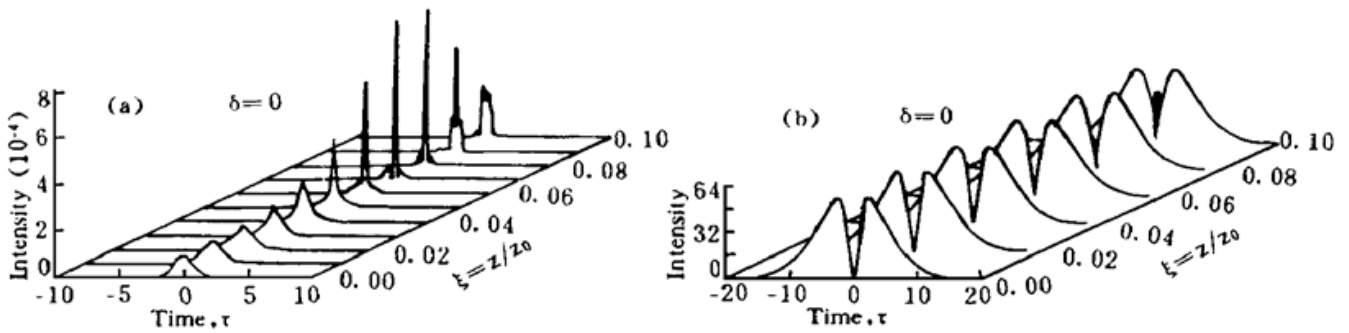


Fig. 1 Compression of (a) a bright pulse in the normal dispersion regime of fiber by (b) a dark soliton in the case of that the pulse walkoff effect is not taken into account. The parameters for input dark soliton and bright pulse are $N_1 = 8$, $t_1 = 1$, $c = 10$, $N_2 = 0.01$, $t_2 = 1$

要背景强度足够高 ($N_1 > 1$, N_1 不一定是整数), 由于孤子效应, 其它形状(如高斯型)的暗脉冲同样会经历初始变窄过程, 亮脉冲也同样会由于交叉相位调制效应与群速度色散效应的相互作用而得到压缩。因此, 在以下的计算中习惯于均假设初始亮脉冲与初始暗孤子具有双曲正割形状。

3.2 离散效应对亮脉冲压缩的影响

仍以图 1 中的初始压缩条件为例, 计算考虑离散效应后的亮脉冲压缩过程。设图 1 中亮脉冲和暗孤子的初始半宽度 $T_0 = 1$ ps, 亮脉冲中心波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 。常规光纤在 $1.06 \mu\text{m}$ 处典型参数为 $\beta_{22} = 20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma_2 = 1.3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$ 。由(3)式和(9)式知, $N_2 = 0.01$ 相当于亮脉冲的初始峰值强度为 $2.9 \text{ kW}/\text{cm}^2$ 。若离散参数 δ 取为 20, 则由(6)式并结合 $u_{\xi_1}^1 - u_{\xi_2}^1$ 与 $\lambda_1 - \lambda_2$ 的关系曲线^[1], 可得 $|\lambda_1 - \lambda_2| \approx 23 \text{ nm}$ 。在光纤正群速度色散区 $\delta > 0$ 意味着 $\lambda_2 > \lambda_1$, 因此暗孤子的中心波长大约为 $1.037 \mu\text{m}$, 此时在(5)式中仍有 $\beta_{22}/\beta_{21} \approx 1$, $r \approx 1$ 。图 2(a) 和(b) 分别示出计及离散效应后 ($\delta = 20$), 在亮脉冲与暗孤子同步耦合的情况下亮脉冲的压缩过程和暗孤子的演化过程。亮脉冲与暗孤子的初始取值与图 1 中相同, 不同的仅是图 2 中计及了离散效应。与图 1(a) 相比, 图 2(a) 表明: 1) 由于亮脉冲的群速度比暗孤子大, 因而在传输过程中亮脉冲逐渐超前于暗孤子(图 2(b) 所示), 即由输入时的同步耦合发展到逐渐分离; 2) 离散效应不仅导致亮脉冲压缩比的减小和压缩后的峰值功率比不计离散效应时有所降低(计算得出这里亮脉冲压缩比为 2.87, 压缩后峰值功率为初始峰值功率的 2.40 倍), 而且导致压缩后的亮脉冲呈现不对称性; 3) 离散效应还使得亮脉冲压缩到最窄时所需的最佳光纤长度比不计离散效应时有较大程度的增大, 这里最佳光纤长度 $z = 0.13z_0 \approx 10.2 \text{ m}$, 而图 1(a) 中不计离散效应的最佳光纤长度 $z = 0.08z_0 \approx 6.3 \text{ m}$ 。与图 1(b) 相比, 图 2(b) 表明计及离散效应后暗孤子的演化与不计离散效应时暗孤子的演化差别很小, 这是由于亮脉冲的初始强度相对于暗孤子的背景强度很小, 由(4)式知, 暗孤子在传输过程中受到的交叉相位调制效应相对于本身的自相位调制效应可忽略不计, 因而亮脉冲的离散与否对暗孤子演化的影响不大。

由以上计算可知, 即使亮脉冲与暗孤子的中心波长相差很小(这里 $\Delta\lambda = 23 \text{ nm}$), 离散效应对亮脉冲压缩的影响也很大。因为由(5)式知, 亮脉冲在传输过程中的自相位调制效应相对于交叉相位调制效应可忽略不计, 因此, 亮脉冲的压缩主要是由于交叉相位调制效应与群速度色散效应的相互作用, 而离散效应使得亮脉冲在压缩过程中经历的交叉相位调制效应与不计离散效应时所经历的交叉相位调制效应差别较大, 即: 由于离散, 亮脉冲来不及充分利

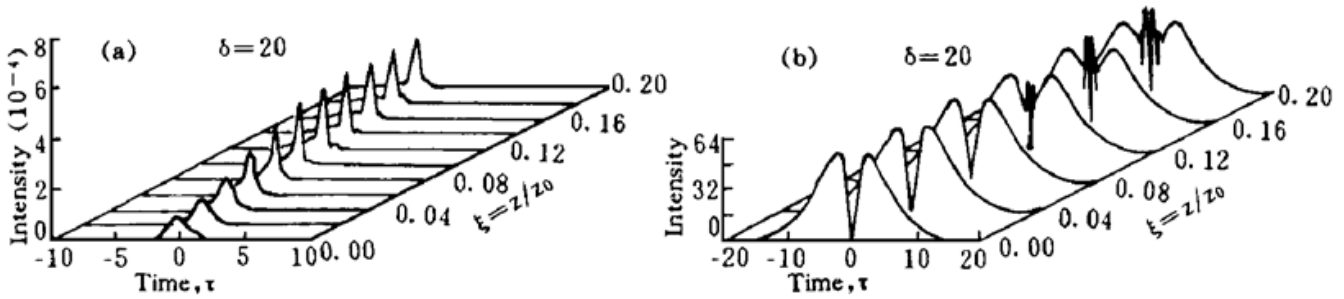


Fig. 2 Compression of (a) the bright pulse by (b) the dark soliton when the walkoff effect is taken into account.

The initial bright pulse and the initial dark soliton are identical to those of Fig. 1

用暗孤子初始变窄时应给予的交叉相位调制效应, 因此导致上述对亮脉冲压缩的一系列影响。

3.3 离散效应对亮脉冲压缩的影响与离散程度的关系

图 3 示出在亮脉冲和暗孤子的初始值均与图 1 相同的情况下, 对于不同的离散参数分别计算出的亮脉冲压缩到最窄时的压缩结果。若亮脉冲中心波长仍取 $1.06 \mu\text{m}$, 则图中 $\delta = 30, 20, 10, 0, -10, -20, -30$ 分别对应于暗孤子的中心波长取值为 $1.026 \mu\text{m}, 1.037 \mu\text{m}, 1.049 \mu\text{m}, 1.06 \mu\text{m}, 1.071 \mu\text{m}, 1.083 \mu\text{m}, 1.094 \mu\text{m}$ 。这里近似认为在 $1.06 \mu\text{m}$ 附近脉冲的群速度与其中心波长呈线性关系^[1]。图中 $\delta = 0$ 和 $\delta = 20$ 所对应曲线分别对应于图 1(a) 和图 2(a) 中亮脉冲压缩到最窄时的曲线。图 3 表明, 随着离散程度的增大(即随暗孤子与亮脉冲中心波长差异的增大), 离散效应对亮脉冲压缩结果的影响也越来越明显。具体表现在压缩比愈来愈小, 压缩后的峰值功率愈来愈低, 以及压缩脉冲愈来愈呈现不对称性。可以预料, 若离散程度继续增大, 亮脉冲将不可能得到压缩。由(6)式知, 在光纤正群速度色散区, $\delta < 0$ 表示亮脉冲的群速度比暗孤子小, $\delta > 0$ 则相反, 因此如图 3 所示, 在相对于以暗孤子群速度运动的坐标系中, 压缩后的亮脉冲相对于暗孤子的延迟 ($\delta < 0$) 或超前 ($\delta > 0$) 随 $|\delta|$ 值的增大而增大。

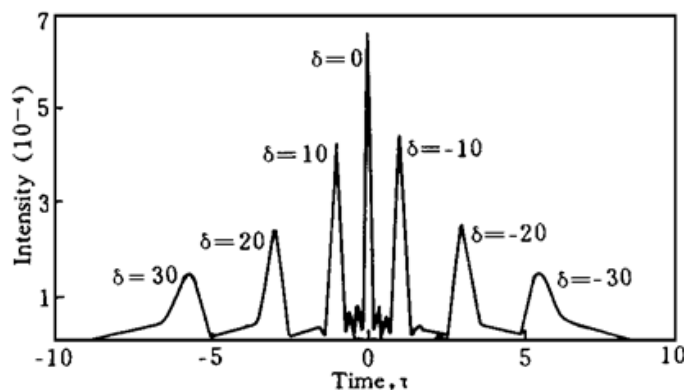


Fig. 3 Compressed bright pulses at the distances where maximum compression occurs for several walkoff parameters of $\delta = 30, 20, 10, 0, -10, -20, -30$. The initial bright pulse and initial dark soliton are identical to those of Fig. 1

3.4 非同步耦合

上述计算均是在假设亮脉冲与暗孤子同步耦合^[5, 6]的情况下进行的, 即在光纤输入端亮脉冲与暗孤子在时间上完全重叠。由于离散效应, 亮脉冲在传输过程中逐渐往暗孤子的前沿或后沿移动, 使得亮脉冲不能充分利用暗孤子初始变窄阶段的交叉相位调制效应, 从而影响

亮脉冲的压缩。但是,若根据具体的离散性质,在光纤输入端让亮脉冲适当超前或落后于暗孤子,使亮脉冲尽量能够在暗孤子变得最窄时与其发生重叠,则有可能最大限度地利用暗孤子初始变窄过程中的交叉相位调制效应,从而改善亮脉冲的压缩效果。

这种非同步耦合在理论模型中相当于假设(9)式中亮脉冲的初始值为 $N_2 \operatorname{sech}[(\tau + \Delta\tau)/t_2]$, 其中 $\Delta\tau$ 表示在光纤输入端亮脉冲相对于暗孤子在时间上的超前或滞后量。图 4(a) 和(b) 分别示出在非同步耦合下亮脉冲的压缩过程和暗孤子的演化过程。这里初始亮脉冲和初始暗孤子的取值与图 2 中完全相同,离散参数也相同 ($\delta = 20$), 不同的仅仅是非同步耦合。非同步量 $\Delta\tau = -0.8$, 相当于在光纤输入端亮脉冲在时间上落后于暗孤子 $0.8 T_0$ (T_0 为亮脉冲的初始半宽度)。计算表明,这里亮脉冲在 $0.14z_0 \approx 11 \text{ m}$ 处压缩得最窄,压缩比为 3.54, 压缩后的峰值功率为初始峰值功率的 3.14 倍。上述结果表明,采用非同步耦合可明显改善亮脉冲的压缩效果。比较图 4(a) 和图 2(a) 还可以发现,采用非同步耦合的另一大好处是,可以很大程度上消除由于离散效应导致的压缩脉冲的不对称性。在图 2(a) 中,离散效应使得压缩脉冲的前沿具有很长的脉座或拖尾,而在图 4(a) 中,非同步耦合使得脉座明显消失。

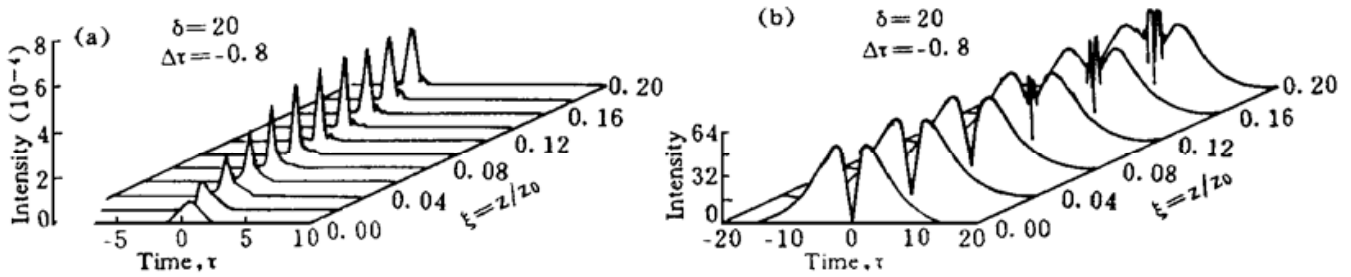


Fig. 4 Compression of (a) the bright pulse by (b) the dark soliton when the walkoff effect is taken into account. The initial bright pulse and initial dark soliton are identical to those of Fig. 2, but with difference that the bright pulse and the dark soliton are coupled asynchronously into the optical fiber

图 5 示出在不同程度的非同步耦合情况下(即在光纤输入端亮脉冲相对于暗孤子在时间上具有不同程度的滞后量),亮脉冲压缩到最窄时的结果与同步耦合情况下亮脉冲压缩到最窄时的结果的比较,这里亮脉冲与暗孤子的初始取值仍与图 2 中完全相同。图中实线表示非同步耦合情况下亮脉冲压缩到最窄时的情形,虚线表示同步耦合情况下亮脉冲压缩到最窄时

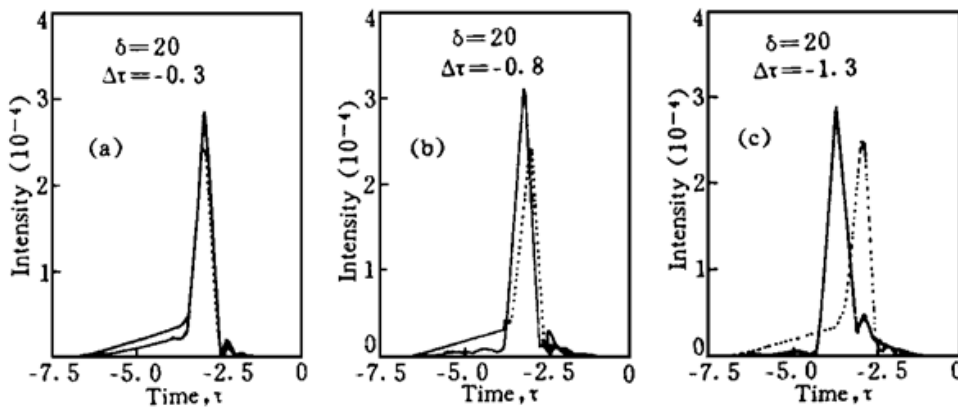


Fig. 5 Comparison between the optimum compression of the bright pulses in the cases of different asynchronous couplings and the optimum compression of the bright pulse in the case of synchronous coupling. The initial bright pulse and initial dark soliton are identical to those of Fig. 2. The solid and dotted curves represent the compressed bright pulses from asynchronous coupling and synchronous coupling respectively

的情形。图 5(a)~(c) 中三条虚线均对应于图 2(a) 中同步耦合情况下亮脉冲压缩到最窄时的结果, 图 5(b) 中的实线对应于图 4(a) 中非同步耦合情况下亮脉冲压缩到最窄时的结果。图 5 表明, 在不同程度的非同步耦合情况下, 亮脉冲的压缩效果也不相同。对于具体的离散程度, 非同步量 $\Delta\tau$ 必须适中, 若 $\Delta\tau$ 过小(图 5(a)) 或过大(图 5(c)), 则即使非同步耦合也起不到改善亮脉冲压缩效果的作用。

在上述非同步耦合中, 计算的是 $\delta > 0$ 的情况, 即亮脉冲的群速度比暗孤子大, 因此, 如上所述, 在这种情况下, 采取非同步耦合时必须在光纤输入端让亮脉冲适当落后于暗孤子。显然, 若 $\delta < 0$ (即亮脉冲中心波长比暗孤子长, 群速度比暗孤子小), 则在非同步耦合时必须让亮脉冲在光纤输入端适当超前于暗孤子, 才能达到改善亮脉冲压缩效果的目的。

结 论 本文在同时计及群速度色散、自相位调制、交叉相位调制、以及脉冲之间离散效应的情况下, 通过计算机模拟, 分析了脉冲之间的离散效应对单模光纤正群速色散区基于暗孤子交叉相位调制的亮脉冲压缩的影响。研究发现, 即使暗孤子与亮脉冲的中心波长相差很小, 离散效应对亮脉冲压缩的影响也很大。与不计离散效应时的压缩结果相比, 离散效应不仅导致亮脉冲压缩比的减小和压缩后亮脉冲峰值功率的降低, 还导致亮脉冲压缩所需的最佳光纤长度的增加以及导致压缩后的亮脉冲呈现不对称性。进一步的研究表明, 离散效应对亮脉冲压缩的影响程度随离散程度的增大而迅速增大, 以致当亮脉冲与暗孤子中心波长的差异稍稍增大时, 亮脉冲便得不到压缩。为了弥补离散效应对亮脉冲压缩的影响, 本文提出了一个新的耦合方法, 即非同步耦合法, 计算机模拟发现, 对于具体的离散情况, 恰当地对暗孤子和亮脉冲进行非同步耦合可显著地改善亮脉冲的压缩效果。

应该指出的是, 光纤中不同群速度脉冲之间的离散效应是一类较为常见的问题, 也是在许多场合下必须考虑的问题。例如, 在光纤通信系统中, 常常采用喇曼放大或掺铒光纤放大来补偿信号脉冲能量的损耗。由于泵浦脉冲和信号脉冲的中心波长不同, 在放大过程中泵浦脉冲和信号脉冲之间也必然存在离散效应, 这一离散效应也同样会对信号脉冲的放大产生不利影响; 又如, 已经有人提出采用单模光纤中喇曼放大的办法来实现脉冲的压缩^[3], 在这一压缩过程中同样存在泵浦脉冲和被压缩脉冲之间的离散问题。因此, 本文的研究虽然具有一定的针对性, 但其研究方法和结果或许对同类问题的处理具有一定的启发性和指导意义。

参 考 文 献

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, Inc., Boston, San Diego, California, 1989, Chap. 6
- [2] G. P. Agrawal, Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(4): 224~ 226
- [3] Clifford Headley III, G. P. Agrawal, Simultaneous amplification and compression of picosecond optical pulses during Raman amplification in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(12): 2383~ 2389
- [4] 樊立明, 李士英, 王世杰等, 光纤——光栅对激光脉冲压缩. *光学学报*, 1991, **11**(5): 385~ 389
- [5] R. Jin, M. Liang, G. Khitrova *et al.*, Compression of bright optical pulses by dark solitons. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(7): 494~ 496
- [6] 曹文华, 刘颂豪, 廖常俊等, 单模光纤中基于暗孤子交叉相位调制的亮脉冲压缩. *光学学报*, 1995, **15**(3): 281~ 286
- [7] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, Inc., Boston, San Diego, California, 1989,

Chap. 7

- [8] W. J. Tomlinson, R. J. Hawkins, A. M. Weiner *et al.*, Dark optical solitons with finite-width background pulses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(3): 329~ 334

Effect of Pulse Walkoff on Optical Pulse Compression Based on Cross-Phase Modulation in Single-Mode Fibers

Cao Wenhua Zhang Youwei

(*Department of Electronic Engineering, Wuyi University, Jiangmeng 529020*)

Guo Qi Liu Songhao

(*Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631*)

(Received 18 November 1995; revised 7 March 1996)

Abstract Through computer simulation, we have numerically investigated the effect of pulse walkoff on optical pulse compression based on cross-phase modulation in the normal dispersion regime of single-mode fibers. It is found that even a small walkoff between the compressed bright pulse and the dark soliton can exert non-ignorable influence on the bright pulse compression. Pulse walkoff not only leads to the degradation of the compression ratio and compressed peak power of the bright pulse, but also leads to a longer fiber length at which the width of the compressed bright pulse is minimum, and leads to the non-symmetry of the compressed bright pulse. An asynchronous coupling method is proposed to reduce the walkoff effect, and the results show that asynchronously coupling of the bright pulse with the dark soliton can efficiently improve the bright pulse compression relative to the synchronous coupling method.

Key words pulse walkoff, cross-phase modulation, pulse compression, asynchronous coupling.