

非线性光纤耦合器孤子传输的 相敏能量交换特性*

吴智勇 王子华 李 英

(上海大学通信与信息工程学院, 上海 201800)

摘 要 从动力学的角度出发, 分析了非线性双芯光纤耦合器中不同芯层内孤子脉冲的相位对能量交换特性的影响, 只要初始注入孤子信号的相位差选择恰当, 可以通过一个芯层的弱孤子脉冲来控制另一芯层内强孤子脉冲的传输行为, 得到不同的开关特性.

关键词 动态交换, 光孤子, 相位敏感.

1 引 言

全光通信系统和全光计算是近几年的研究热点. 为了追求超高速且稳定的操作特性, 以光纤孤子为传输载体的构想已引起了人们的广泛的重视. 非线性光纤耦合器作为此类系统中的关键元器件, 光孤子在其中的传输特性及动态能量交换特性的研究也引起了一些研究工作者的重视. Trillo 和 Wabnitz 等根据数值计算的结果首次预言了非线性双芯光纤非耦合器中基于孤子传输的全光开关特性^[1], 然后, 他们又用计算机数值模拟了非线性光纤耦合器中的孤子开关行为, 首次发现通过调整控制脉冲的强度和相位, 可以得到二进制的开关性能^[2]. 但是, 他们的工作局限于纯粹的数值模拟上, 没有进一步的解析分析. Chu 等在变分方法的基础上讨论了耦合光纤中孤子的开关特性, 他们的结果是建立在单芯层注入基础上的^[3, 4]. 并且一个前提假设是孤子波形在传输过程中保持变量可分离特征. 而数值模拟表明, 孤子传输过程中, 变量并不是完全可分离的. 因此采用文献[3]类似的孤子波形假设所得结果与实际情况相差较大^[5].

本文对孤子传输波形作了合理的假设, 利用哈密顿正则原理, 将支配非线性光纤耦合器中孤子脉冲传输的非线性薛定谔方程组作降维处理, 得到非线性孤子动力学方程组. 针对该方程组分析了非线性双芯光纤耦合器中孤子能量交换的相位敏感特性, 为新一代超高速全光通信中的能量转移器件及全光计算中的逻辑器件的实际制作提供了理论参考.

2 双芯光纤耦合器中孤子传输的正则方程

长度为 L 的非线性双芯光纤耦合器结构如图 1 所示. 采用孤子单位, 其中的脉冲传输满

* 国家自然科学基金资助课题.

收稿日期: 1998-3-12; 收到修改稿日期: 1998-5-21

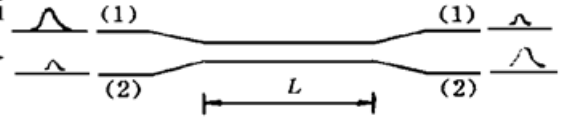
足如下非线性薛定谔方程组^[1, 3, 4]:

$$\begin{cases} i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + kv + |u|^2 u = 0 \\ i \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + ku + |v|^2 v = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中 u 、 v 分别为归一化的 1 芯层和 2 芯层孤子振幅, i 为虚数单位, ξ 、 τ 、 k 分别为归一化的距离、时间和耦合系数. 其归一化算法为

$$\xi = z |\alpha| / t_s^2, \quad \tau = (t - z/V) / t_s, \\ u = (R t_s^2 / |\alpha|)^{1/2} A_1, \quad v = (R t_s^2 / |\alpha|)^{1/2} A_2$$

Fig. 1 Structure of a nonlinear dual-core optical fiber



$\alpha = d^2\beta/d\omega^2$ 为色散参数. 为简单起见, 假设不同芯层间的

α 相同. $V = (d\beta/d\omega)^{-1}$ 为群速度, $R = n_2\omega/cA_{\text{eff}}$ 为非线性系数, n_2 为非线性折射率, A_{eff} 为光纤模场有效面积. 特征时间 t_s 为去耦合情形下单非线性薛定谔方程对应的基阶孤立子的脉冲宽度. A_1 、 A_2 分别为两芯层脉冲的光场振幅. $k = K t_s^2 / |\alpha|$ 将归一化耦合系数 k 与实际物理测量得到的耦合系数 K 联系起来. 在去耦情况下 ($k = 0$), 方程组(1) 退化为两个独立的非线性薛定谔方程, 可以用逆散射方法精确地求出其 N -孤子解^[6]. 但由于交叉耦合的存在, 方程组(1) 是不可积的. 然而可以将方程组(1) 和如下无限维哈密顿动力系统等效^[7]:

$$H = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[-\frac{1}{2} \left| \frac{\partial u}{\partial \tau} \right|^2 - \frac{1}{2} \left| \frac{\partial v}{\partial \tau} \right|^2 + \frac{1}{2} |u|^4 + \frac{1}{2} |v|^4 + k(uv^* + vu^*) \right] d\tau \quad (2)$$

假设 u 、 v 孤子在传输过程中保持如下双曲正割形状:

$$u = \sqrt{a/2} q_u \operatorname{sech}(q_u a \tau) \exp(i\phi_u), \quad v = \sqrt{a/2} q_v \operatorname{sech}(q_v a \tau) \exp(i\phi_v) \quad (3)$$

且 q_u 、 q_v 、 ϕ_u 、 ϕ_v 均为传输距离 ξ 的慢变实函数, a 为控制参数, 控制输入脉冲形状, 是常数. ϕ_u 、 ϕ_v 分别为 u 、 v 孤子相位, 通过计算脉冲的能量积分, 容易验证 q_u 、 q_v 分别为 u 、 v 孤子的能量. 从物理图像上看, 当一个芯层脉冲(如 u 脉冲) 能量较大时, 尽管非线性自相位调制倾向使脉冲宽度压窄、脉冲振幅增加, 但色散则倾向使脉冲展宽, 并且由于交叉耦合的存在, 能量的一部分被耦合到另一芯层, 其最后结果是 u 脉冲振幅减小的同时, 脉冲宽度得以展宽; 相对而言, v 脉冲振幅增加的同时, 脉宽得以压窄, 非线性自相位调制、群速色散以及交错耦合的共同作用使得两个芯层内的脉冲均可以保持双曲正割形状. 对于基阶孤子, $a = 1/2$.

考虑到实际应用中能量的交换和相位的变化感兴趣, 引入归一化参数:

$$\epsilon = (q_u - q_v)/q, \quad \varphi = \phi_u - \phi_v \quad (4)$$

其中 $q = q_u + q_v$ 为两芯层脉冲能量之和, 为系统总能量, 对于这里所讨论的理想耦合器而言是一个守恒量. 将(3) 式和(4) 式代入(2) 式, 得降维了的哈密顿量:

$$H = 2k(1 - \epsilon^2) I(\epsilon) \cos \varphi + a(1 - a) q^2 \epsilon^2 / 4 \quad (5)$$

式中积分 $I(\epsilon) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\cosh(x) + \cosh(\epsilon x)}$ 为归一化能量差 ϵ 的函数. 这样, 将无限维的哈密顿问题转化为二维保守系统的分析动力学问题求解. (5) 式对应的正则方程组为

$$\begin{cases} d\epsilon/d\xi = 2k(1 - \epsilon^2) \sin \varphi \\ d\varphi/d\xi = a(1 - a) q^2 \epsilon / 2 + 2k \cos \varphi d[(1 - \epsilon^2) I(\epsilon)] / d\epsilon \end{cases} \quad (6)$$

方程组(6) 描述了双芯光纤两芯层间的能量耦合与相位变化的动力学演变.

3 孤子能量交换的相位敏感特性

在文献[1]中,作者考虑了一个 $\pi/2$ 耦合器,即耦合器长度为 $L = \pi/2k$,直接用数值计算的方法(分裂步长的快速傅里叶变换)计算了该种耦合器的输出性能. 当一个芯层(波导1)为基阶孤子注入,另一芯层(波导2)为零注入时,其输出特性为刚好完成一个开关操作,即能量完全从波导1耦合到波导2. 实际上,该方案通过信号自身功率大小来控制信号的开关过程,是一种自致开关过程. 本文着重讨论与文献[1, 3, 4]相区别的输入状态,即考虑初始条件为双注入情况. 为了方便起见,本文假设2波导为控制脉冲(v 脉冲),因保守系统哈密顿量守恒,在孤子的传输过程中, u 、 v 波形沿 $H \equiv H_0$ 的轨迹演变. 由正则方程组(6)的第一式和哈密顿守恒原则,得到如下能量差演变的微分方程:

$$(d\epsilon/d\xi)^2 = 4k^2(1 - \epsilon^2)^2 I^2(\epsilon) - [H_0 - a(1 - a)q^2\epsilon^2/4]^2 \tag{7}$$

其中

$$H_0 = 2k(1 - \epsilon_0^2)I(\epsilon_0) \cos \mathcal{Q} + a(1 - a)q^2\epsilon_0^2/4 \tag{8}$$

因为传输效率与两芯层间的能量差有着—一对应的关系,由上式可知,耦合器的能量交换特性与初始注入的相位差 \mathcal{Q} 密切相关. 一旦初始注入条件给定,通过对微分方程(7)式积分,可以求得任意传输距离处的传输效率. 图2给出了 $\pi/2$ 耦合器的传输效率随初始相位变化的关系. 图中计算时所取的参数为 $k = 0.5$,实线为初始条件 $\epsilon_0 = 0.8$ 的动力系统,虚线对应 $\epsilon_0 = 0.95$ 的动力系统. 由图可知,初始相位差为零和初始相位差为 π 所得到的开关特性几乎完全相反.

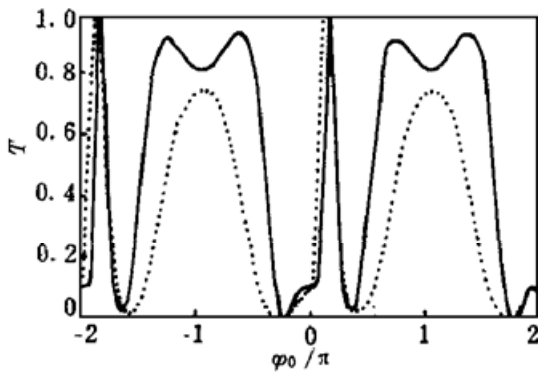


Fig. 2 Soliton transmission in a $\pi/2$ coupler as a function of relative initial phase

图3为初始注入条件 $\epsilon_0 = 0.8$ 时两芯层能量差随传输距离的变化,实线代表初始相位差为0的情况,虚线表示初始相位差为 π 的情况. 很清楚地看出开关距离(此处定义为能量从一芯层完全耦合到另一芯层所需的最短距离)的差异,初始相位为零时开关距离为 π ,而初始相位为 π 时为 0.45π . 图4给出了两种不同初始能量差的情况下开关距离随初始相位的变化关系. 实线代表初始能量差为0.6的情况,虚线表示初始能量差为0.8的情况. 图中存在一个最小周期,出现在初始相位差为 $\pm\pi$ 时. 因此,在实际制作孤子开关时,为了在最短的光纤距离之内得到完全的开关特性,可以选取初始孤子反相注入. 显然,当 $\epsilon_0 = 0.8$ 、初始相位差为零时能量交换周期比相位差为 π 时要长约1倍,当 $\epsilon_0 = 0.6$ 时,上述两种情况下能量交换周期相差40%以上. 这一结果与图3的结论相吻合.

图3为初始注入条件 $\epsilon_0 = 0.8$ 时两芯层能量差随传输距离的变化,实线代表初始相位差为0的情况,虚线表示初始相位差为 π 的情况. 很清楚地看出开关距离(此处定义为能量从一芯层完全耦合到另一芯层所需的最短距离)的差异,初始相位为零时开关距离为 π ,而初始相位为 π 时为 0.45π . 图4给出了两种不同初始能量差的情况下开关距离随初始相位的变化关系. 实线代表初始能量差为0.6的情况,虚线表示初始能量差为0.8的情况. 图中存在一个最小周期,出现在初始相位差为 $\pm\pi$ 时. 因此,在实际制作孤子开关时,为了在最短的光纤距离之内得到完全的开关特性,可以选取初始孤子反相注入. 显然,当 $\epsilon_0 = 0.8$ 、初始相位差为零时能量交换周期比相位差为 π 时要长约1倍,当 $\epsilon_0 = 0.6$ 时,上述两种情况下能量交换周期相差40%以上. 这一结果与图3的结论相吻合.

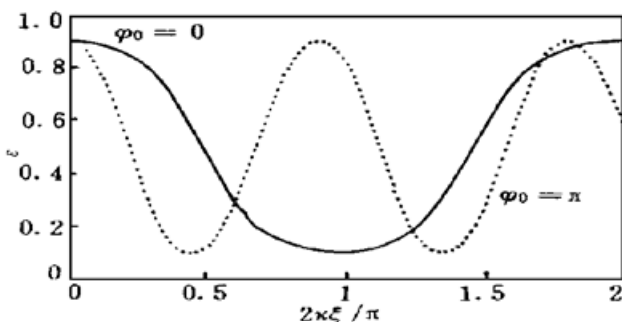


Fig. 3 Energy difference versus transmission distance

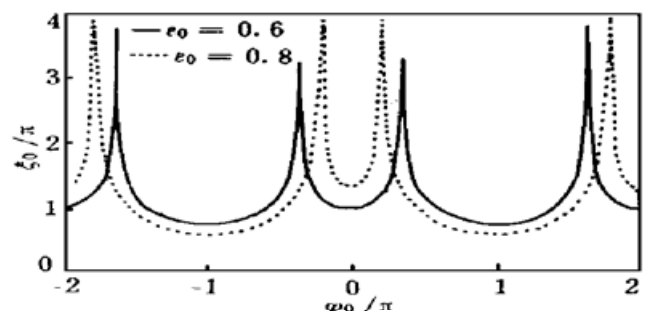


Fig. 4 Switching period as a function of initial phase difference

结 语 通过求解非线性光纤方向耦合器的孤子动力学方程组, 分析了孤子传输过程中能量交换的相位敏感特性, 初始相位在耦合光纤孤子开关系统中起了非常主要的作用. 双芯注入时孤子能量交换与单芯层注入的自致开关情况存在本质区别, 物理现象更加复杂. 为了在最短光纤距离获得开关特性, 不仅在耦合光纤制作时需考虑结构参数, 如提高耦合系数等, 且对于初始注入孤子的相位要作选择. 这对于实际光纤孤子开关的实现具有理论指导意义.

参 考 文 献

- [1] Trillo S, Wabnitz S, Wright E M. Soliton switching in fiber nonlinear directional couplers. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(8) : 672~ 674
- [2] Trillo S, Wabnitz S. Weak-pulse-activated coherent soliton switching in nonlinear coupler. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(1) : 1~ 3
- [3] Chu P L, Malomed B A, Peng G D. Soliton switching and propagation in nonlinear fiber couplers: analytical results. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(8) : 1379~ 1385
- [4] Chu P L, Peng G D, Malomed B A. Analytical solution to soliton switching in nonlinear twin-core fibers. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(5) : 328~ 330
- [5] 吴智勇, 王子华, 李 英. 非线性光纤方向耦合器孤子动力特性分析. *光子学报*, 1997, **26**(3) : 233~ 236
- [6] Zakharov V E, Shabat A B. Exact theory of two dimensional self focusing and one dimensional self modulation of nonlinear waves in nonlinear media. *Sov. Phys. JETP*, 1972, **34**(1) : 62~ 69
- [7] Soto-Crespo J M, Akhmediev N, Ankiewicz A. Soliton propagation in optical devices with two component fields: A comparative study. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(6) : 1100~ 1109

Phase-Sensitive Soliton Switching in Nonlinear Optical Fiber Couplers

Wu Zhiyong Wang Zihua Li Ying

(School of Communication and Information Engineering, Shanghai University, 201800)

(Received 12 March 1998; revised 21 May 1998)

Abstract The characteristics of phase-sensitive soliton switching in optical fiber couplers have been studied analytically by using dynamical method. Transmission behaviors of the main pulse will be dramatically controlled by the initial phase of a relative weak soliton in another fiber core. Different switching properties will be obtained, provided the initial solitons phases into two fiber cores are selected appropriately.

Key words dynamic switching, solitons, phase-sensitive.