

非等幅线性极化孤子的耦合 及其可能的应用*

陈陆君 俞重远

(西安电子科技大学物理系, 西安 710071)

提要 分析了低椭圆度线性极化双折射光纤中两传输模的耦合, 采用流体力学中水槽参量激励孤波类比方法, 从动力学角度说明了耦合模之间能量转化的机理, 数值模拟观察到第一次启开或关闭距离 L_1 和转换周期 L_2 , 并分析了 $L_1 > L_2$ 的原因。最后, 根据孤子这种耦合行为, 提出一种全光孤子开关设想, 它允许控制脉冲及信号脉冲的幅值等参数在较大范围内波动。

关键词 耦合孤子, 全光孤子开关

1 引 言

光纤中快速非线性过程对于全光开关研究有巨大的应用潜力, 在文献[1, 2]中, 曾有报道, 在正常色散区, 用强皮秒脉冲实现两个反向传输的圆极化模之间或双芯光纤中的两个线性模之间的功率诱导开关过程, Lattes 等人^[3]和 Lagass 等人^[4]提出了一种使用光纤双折射的非线性耦合光开关方案, 展现交叉耦合在开关应用中的重要作用, Menyuk 对光纤双折射支配的非线性脉冲传输作了系统研究^[5~8], 其中包括耦合非线性 Schrodinger 方程(NLS)的建立, 研究表明, 当开关脉冲通过信号脉冲时, 开关脉冲不仅使信号脉冲相移, 它还留一个影子, 这个影子虽是信号脉冲一部分, 但却与开关脉冲极化相同, 严重影响开关对比度, 但是, 当自耦合项与交叉耦合项相等时, 影子可基本消除^[9], 条件是椭圆角 $\theta = 35^\circ$, 如 θ 偏离在 $\pm 5^\circ$ 以内, 对比度仍可在 10 以上。文献[10]中模拟了圆极化分量的耦合过程, 同时也作了基于绝热近似的微扰解析分析, 并给出绝热近似的参数演化公式。本文将研究线性极化下的非线性双折射($\theta = 0^\circ$)所支配的脉冲耦合特性, 包括双通道中孤子开关作用。由文献[8], 当 $\theta = 0^\circ$ 时, $B = 2/3$, 在 $R\delta \ll 1$ ($R = 8\pi c t_0 / \lambda_0$, $\delta = (k' - l')t_0 / (2|k'|)$, c 为光速, t_0 为输入脉冲宽度, λ_0 为载波波长, k, l 是在载波频率 ω_0 时的极化波数。代表群速近匹配情况) 时, 耦合 NLS 可写成

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial \xi} + i\delta \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\sigma}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + (|u|^2 + B|v|^2)u + Cv^2u^* &= 0 \\ i \frac{\partial v}{\partial \xi} - i\delta \frac{\partial v}{\partial s} + \frac{\sigma}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + (|v|^2 + B|u|^2)v + Cu^2v^* &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

(对圆极化, $C = 0$)。耦合 NLS 还支配双模光纤^[11]、方向耦合器^[12]及波分复用(双频通道)^[13]中

* 国家自然科学基金和校基金资助项目。

收稿日期: 1995 年 4 月 18 日; 收到修改稿日期: 1995 年 10 月 4 日

脉冲间的耦合作用,因此,对耦合 NLS 研究有重要意义,高技术发展依赖于对其中物理过程的深刻了解。

2 两极化分量间的耦合与能量周期转移

耦合 NLS 同 NLS 一样,只有在一些特殊的初始注入下,才能解析求解,一般情况下,只能借助数值分析,我们用分裂步长 Fourier 变换法,数值模拟了方程组(1)式,模拟中取 $\sigma = 1$ (反常色散区), $B = 2/3$, 初始注入为

$$u = A_1 \operatorname{sech}\left[A_1\left(t - \frac{\Delta}{2}\right)\right] e^{i\phi_1} \quad v = A_2 \operatorname{sech}\left[A_2\left(t + \frac{\Delta}{2}\right)\right] e^{i\phi_2} \quad (2)$$

A_1 和 A_2 也可看作同一线性极化注入的两个分量

$$A_1 = A \sin \alpha \quad A_2 = A \cos \alpha \quad (3)$$

这时,应取 $\Delta = 0$, $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1 = 0$, 且函数里面的 A_1, A_2 视为同一值。由于方程(1)的最后一项($u^2 v^*$ 或 $v^2 u^*$) 非常类似于水槽中参数激励下的流体孤子方程的激励项,即方程^[14]

$$i2\omega \frac{\partial \phi_1}{\partial t} + (\omega_0^2 - \omega^2)\phi_1 + i2\mu\omega\phi_1 - \frac{1}{2}kTa\Omega^2\phi_1^* e^{i\phi_0} - c^2 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial t^2} = A_0 |\phi_1|^2 \phi_1 \quad (4)$$

中的 $-\frac{1}{2}kTa\Omega^2 e^{i\phi_0} \phi_1^*$, 其中 a 代表激励幅度, Ω 是激励频率, (4) 式是文献[14]中 $\omega_0^2 = gkT$, $A_1 = 0$, $A_2 = 0$ [此 A_1, A_2 与(2), (3) 式中不同] 的情况, (4) 式中 μ 代表损耗项, 孤波的能量是通过 ϕ_1^* 项获得的, 能量获得的功率因数正比于 $\sin(\phi_0 - 2\psi)$, ψ 是 ϕ_1 的相角。如果把这些概念对应到(1)式, 那么就意味着光纤中的每一极化都要受到另一极化的“激励”(或“泵浦”), 与(4)式所不同的只是, (4)式是一种恒量激励, 而(1)式中的激励是强度相关的, 例如, 对(1)式中 u 通道来说, 激励正比于 $v^2 = |v|^2 e^{i\phi_0}$, 这时 $1/2\phi_0$ 代表 v 的相角, 于是, 如果 v 极化比 u 极化强且 $\sin(\phi_0 - 2\psi)$ 为正时, 便从 v 极化中获得能量, 当然, 如果 $\sin(\phi_0 - 2\psi) < 0$ (激励做负功) 即使 $|v|^2 > |u|^2$, 能量将由 u 向 v 转移, 因为这时对 v 极化来说是 $\sin(\phi_0 - 2\psi) > 0$ 的情形, $\phi_0 = 2\psi$, $\psi = \frac{1}{2}\phi_0$, ψ 代表 u 的相角。根据这一类比, 不难看出 $cv^2 u^*$, $cu^2 v^*$ 项可实现 u 极化与 v 极化间的周期性相互开关。以 $\Delta = 0, \Delta\phi = 0$ 为例说明这个过程, 由(2)式, 如果 $A_1 = A_2$, 则能量交换不会发生, 但如果 $A_1 \neq A_2$, 如 $A_1 > A_2$, 能量还不能马上开始交换, 由于这时 $\sin(\phi_0 - 2\psi) = 0$, 但是 $|u|^2 > |v|^2$, 由于(1)式中自相位调制项所决定的相移随强度而增加, 因此 u 极化相移比 v 极化相移增加得快, 这使得 $\sin(\phi_0 - 2\psi)$ 正值增加, 于是出现能量从 u 向 v 转移, 经过一段时间之后, u 的部分能量转移到 v , 使得 $|v|^2 > |u|^2$, 但 $\sin(\phi_0 - 2\psi)$ 仍为正值, 因此还须花费一些时间使 v 的相移赶上 u 的相移(过去的相对积累), 因而 $|v|^2$ 还会继续增加, 直到相移赶上时 $\phi_0 = 2\psi$, 这时能量停止从 u 向 v 转移, 然而能量转移不会停止, 因为这时 $|v|^2 > |u|^2$, 因此 v 的相移又比 u 的相移增加得快, 紧接着出现 $\sin(\phi_0 - 2\psi) = -\sin(\phi_0 - 2\psi) < 0$, 这时出现了与初始状况对调的情形, 能量又从 v 向 u 转移, 这样周而复始, 以后便是周期性地重复, 一般情况下, 上述与初始状况对调的情形, 并不是完全对调(全部参量对调), 只是一种关系对调, 即相移虽然刚好对调, 但对比度只是关系对调, 即对比度对调后并不一定与初始对比度相等, 只有在形成周期性转移之后的对调状态才是完全对调, 因此完成第一次从 u 到 v 的转移所用时间(或传输距离 L_1) 与以后 u 与 v 之间的周期相互能量转移所需时间(半周期或传输距离 L_2) 不同。 L_1 敏感地依赖于 C 值大小和对比度, 但 L_2 只敏感地依赖于 C 值大小, 在我们各种模拟中, 还未发现 L_2 对对比度的明显

依赖,当 C 较大或 A_1/A_2 较小时 L_1 很小,因此,这里只给出 A_2 很小的几种情况,如取 A_2 在 $10^{-6} \approx 10^{-4}$ 之间,便于观察 L_1 对 A_2 的依赖关系(取 $A_1 = 1.0$)。要说明一点,当 $\theta = 0^\circ$ 时 $B = 2/3$, $C = 1/3$,但为了研究 C 项对耦合的作用,我们还是把 C 看作可变的,以便观察 C 项对能量周期转移的决定作用。图 1 和图 2 给出 u 通道和 v 通道的典型演化过程,从中可看到启开距离 L_1 和周期性能量转移距离 L_2 。图 3 和图 4 分别给出 L_1 和 L_2 随 C 的依赖曲线(拟合),以及 L_1 随 A_2 的依赖曲线,图中黑点代表数值点。由图 3 可看出 L_1 和 L_2 对 C 的敏感依赖,由图 4 可知,随着 A_2 增加, L_1 对其依赖很快减弱,由此也可说明,进入周期转移之后的最大对比度比初始时的对比度小得多,因为图 1 和图 2 中 $L_1 > L_2$ 。

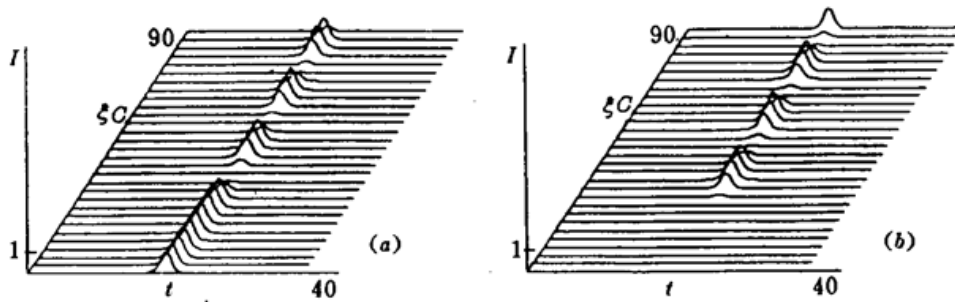


Fig. 1 The coupling evolution of u channel (a) and v channel (b).
 $C = 0.8$, $A_1 = 1.0$, $A_2 = 10^{-6}$, $\Lambda = 0$, and $\delta = 0.013$

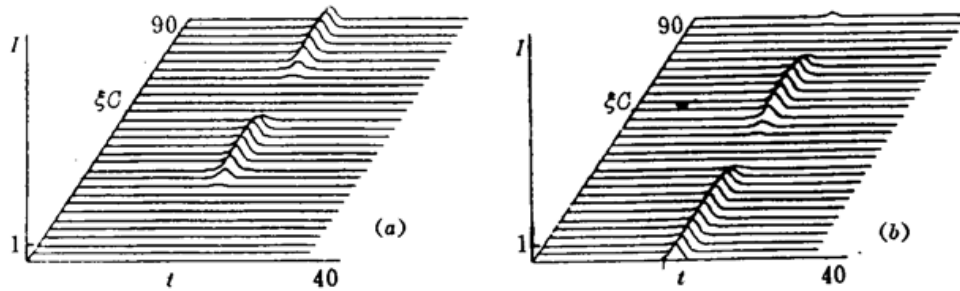


Fig. 2 Same as Fig. 1, here $C = 0.6$ and $A_2 = 10^{-5}$

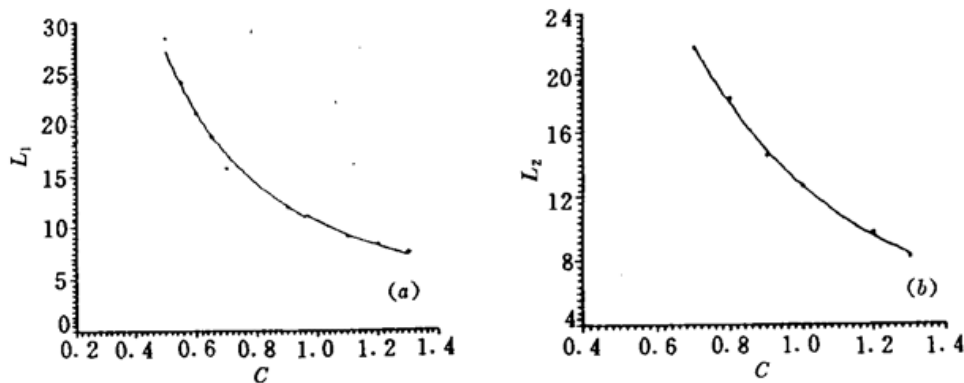


Fig. 3 The curves of L_1 (a) and L_2 (b), varying with C for $A_1 = 1.0$, $A_2 = 10^{-5}$, $\Lambda = 0$, and $\delta = 0.013$. The best fitting curves are (a) $L_1 = 10.4323 C^{-1.37547}$; (b) $L_2 = 12.6403 C^{-1.54099}$. When $C = 1/3$, $L_1 = 47.3$, and $L_2 = 68.7$, the numerical values, beyond the range of the diagram, can not be drawn here

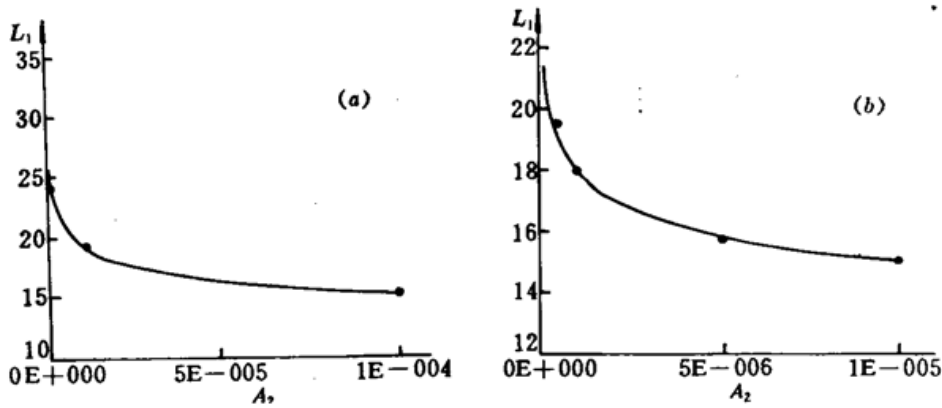


Fig. 4 The curves of L_1 vary with A_2 , while $A_1 = 1.0$, $\Delta = 0$, and $\delta = 0.013$. $C = 0.8$ (a) and $C = 1.0$ (b). The best fitting curves are (a) $L_1 = 5.95637A_2^{-0.10176}$; (b) $L_1 = 6.26059A_2^{-0.07627}$.

3 线性极化耦合孤子开关应用设想

根据前面所述线性极化孤子的耦合特性,这里提出一种基于这种特性全光开关机理。我们知道,文献[3]中提出的方案是利用 Mach-Zehnder 干涉仪,把一信号脉冲分成两个脉冲分别进入干涉仪的每一个臂,然后在一个臂中引入另一偏振方向的开关脉冲,与这个臂中的信号进行非线性脉冲耦合,使信号脉冲产生附加相移,使得这个信号脉冲在出射端与另一臂上信号脉冲合并,反相相消,文献[4]中的方案只不过是用光纤作为代用品,无论哪种方案,都需要使开关脉冲在非线形耦合时,对信号脉冲产生的附加相移刚好为 π ,因此,对这两臂中的参数以及脉冲参数有严格限制,如开关脉冲偏强,附加相移就会偏大等,实际中,信号及开关脉冲的强弱容易发生起伏,因此难以将附加相移刚好控制在 π 附近,不易获得高对比度开关。如果使用低椭圆度线性极化双折射光纤作为耦合式开关,耦合行为由(1)式描写,把 u 通道作为信号,按图 5 将开关脉冲和信号脉冲同步注入双折射光纤,要求开关脉冲沿 v 极化方向偏振,根据具体光纤参数,适当选择光纤长度、开关脉冲强度及相位,使得对不同开关脉冲的相对相位 $(\phi_0 - 2\psi)/2$,开关脉冲能对信号脉冲(即 u 通道)起到开和关的作用,具体地说,开关脉冲不需要比信号更强的功率,不妨取 $|v|^2 < |u|^2$,但尽可能大的耦合系数是必要的,以保证开关速率。对于“开”功

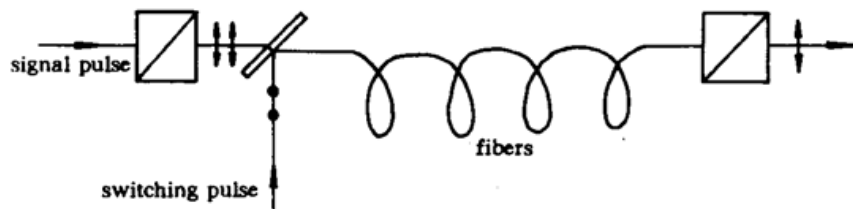


Fig. 5 Schematic illustration of the coupling of linear polarization all-optical soliton switching

能,要求开关脉冲进入光纤时,相对信号通道的相差 $(\phi_0/2 - \psi)$ 应控制在 $0 < \phi_0 - 2\psi < \pi$,这时 u 通道(信号)便从 v 通道(控制脉冲)获得能量,经过一段耦合距离之后,两束光从光纤另一端出射并进入检偏器,滤去 v 极化分量,剩下净余的 u 极化。这时对 u 极化(信号)来说是启开的,这里已看到,对开关脉冲的强度和相位要求并不太严格,因为只要在初始时 $0 < \phi_0 - 2\psi < \pi$ 即可,至于 v 的强度,由于初始时 $|u|^2 > |v|^2$,因此 u 的相移比 v 的增加得快,即 2ψ 比 ϕ_0 增

加得快,因而 $\dot{\phi}_0 - 2\dot{\psi}$ 逐渐减小。如果两束光从光纤末端出射时, $\phi_0 - 2\psi$ 还未减小到零,则在出射端 u 通道得到净余增长,能通过检偏器;如果在达到出射端之前, $\phi_0 - 2\psi$ 已减小到负值,则能量虽然又从 u 通道(信号)向 v 通道转移,但这也只是把前面一段时间内从 v 通道吸收的能量还给 v 通道,对 u 通道并不出现能量损失,在检偏器之后,仍能检测出信号。对于“关”功能,要求初始时 $-\pi < \phi_0 - 2\psi < 0$,这时能量将从 u 通道(信号)向 v 通道转移,在初始时,因 $|u|^2 > |v|^2$, 2ψ 比 ϕ_0 增加得快,于是 $\phi_0 - 2\psi$ 向大负值方向增加,当 $|v|^2 = |u|^2$ 时, $|\phi_0 - 2\psi|$ 最大,此后,由于 $|v|^2 > |u|^2$, 出现 ϕ_0 比 2ψ 增加得快,于是 $\phi_0 - 2\psi$ 又在负值一边向零靠近,因此,为了保证 $|\phi_0 - 2\psi|$ 最大时,不致于 $\phi_0 - 2\psi < -\pi$, 应尽可能使 $|\phi_0 - 2\psi|$ 的初值处在较小的值,事实上,如果 $|v|^2 \ll |u|^2$, 则只要 $\phi_0 - 2\psi$ 约等于零即可,这时甚至允许它大于零(但绝对值很小),这一条件下,保证它由正值向负值演化,实现对信号的关闭,这时要求光纤长度是 $L_1 + L_2/2$, 由图 1 和图 2 可知,这时 u 通道处于最深的关闭状态。

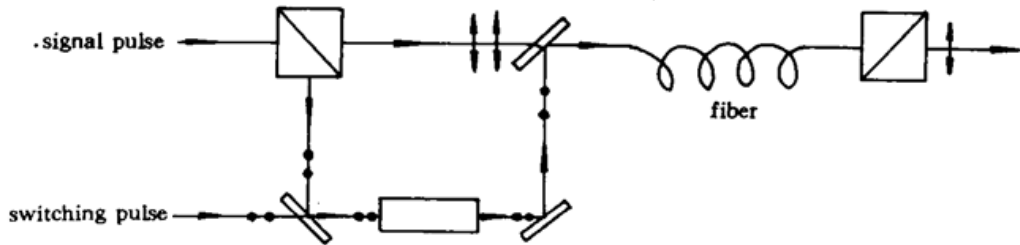


Fig. 6 Schematic illustration of linear polarization soliton switching using a Mach-Zehnder interferometer

上述方案还存在一个困难,就是如何控制开关脉冲的相对相位,使 $\phi_0 - 2\psi$ 分别处于 $(-\pi/2, 0)$ 和 $(0, \pi/2)$ 之内,〔把 $(-\pi, \pi)$ 改为 $(-\pi/2, \pi/2)$ 是为了不出现 $\phi_0 - 2\psi < -\pi$ 〕。如果开关脉冲是一个与信号无关的脉冲,那么很难做到与信号脉冲的同步和相位匹配,因此应按图 6 对开关脉冲进行“诱导”,使之进入光纤时能与信号脉冲同步并满足需要的相位关系。借助 Mach-Zehnder 干涉仪,在其中一个臂引入控制脉冲,它与进入这个臂的部分信号脉冲一同进入光强控制相移器,使这部分信号脉冲产生所需要相移,相移量的多少由控制脉冲光强决定;如果经过相移器时,还出现了时延,则应在另一臂中使另一部分信号产生相同的时延,或者在经过相移器后对产生的时延加以补偿,使之成为开关脉冲,并使它在干涉仪出射端与另一部分信号同步并具有正确的相位关系。相移器可任意选择一种光强依赖的类型,例如,可选择另一类型完全相反的双折射光纤作为相移器,这类光纤的两模群速完全失配以致 $R\delta \gg 1$ 〔刚好与(1)式的条件 $R\delta \ll 1$ 完全相反〕,NLS 可写作

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial \xi} + i\delta \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\sigma}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + (|u|^2 + B|v|^2)u &= 0 \\ i \frac{\partial v}{\partial \xi} - i\delta \frac{\partial v}{\partial s} + \frac{\sigma}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + (|v|^2 + B|u|^2)v &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

显然,上式相当于(1)式中 $C = 0$ 的情况,因此 u 与 v 两通道不会发生能量转移,只会发生与对方强度相关的相移(自相移和交叉相移都只与强度 $|u|^2$ 和 $|v|^2$ 有关)。事实上,当 $B = 1$ 时($\theta \approx 35^\circ$), (5) 式也正是 Manakov 方程,已用逆散射方法得到解,结果是两种极化的孤子相互作用后,孤子除产生相移和时移,不发生任何变化。如果两反相孤子相互作用后,将产生相移 ϕ_1 和时移 Δs

$$\operatorname{tg}\psi_1 = (4A_2\delta)/(4\delta^2 + A_1^2 - A_2^2) \quad (6)$$

$$\Delta s = \ln\{[4\delta^2 + (A_1 + A_2)^2]/[4\delta^2 + (A_1 - A_2)^2]\}/2A_1 \quad (7)$$

这里 A_1 , A_2 分别为 u 和 v 极化的初始幅值, 选择控制脉冲幅值 A_2 , 可得所需要的相移, 然而这里出现了时移, 需要在开关脉冲通道中对脉冲延迟 Δs 时间, 或在信号通道中进行补偿。可以看到, 如果控制 A_2 , 使开关脉冲与信号脉冲合并时刚好反相相消, 也能实现光开关, 事实上, 这正是文献[3, 4]中的方案, 但是那时对 A_2 的大小(还有 A_1 的大小)有严格限制, 使相移刚好满足相消条件。而我们的设想方案中却允许相移处于较大范围内, 因而降低了对控制脉冲及信号脉冲强度等参数的严格限制, 从而可提高开关工作稳定性。

4 结束语

本文采用流体力学中水槽参量激励孤波类比方法, 分析了低椭圆度线性极化双折射光纤中两传输模的耦合机理, 它从动力学角度说明耦合模之间能量转化机理, 一传输模对另一传输模“激励”做功, 能量发生转移, 转移方向取决于两通道之间的相对相位, 这是能量转移过程的生动形象描述。流体力学类比方法还可直观地和定性分析耦合器中传输脉冲之间的能量转移, 因耦合模方程常含有类似于(1)式中的 v^2u^* 等项。数值模拟进一步显示了由这一方法所预见的能量转移现象, 并观察到第一次启开或关闭距离 L_1 和转换周期 L_2 , 并分析了 $L_1 > L_2$ 的原因。最后, 根据孤子这种耦合行为, 提出一种全光孤子开关设想, 这一设想对控制脉冲及信号脉冲的幅值等参数限制不太严格, 因而允许这些参数在较大的范围内波动, 从而能提高开关工作的稳定性。此外, 还有一点需要说明, 当(1)式的条件不能满足时, v^2u^* 等项应为 $Cv^2u^*e^{-iR\delta\zeta}$ 和 $Cu^2v^*e^{iR\delta\zeta}$, 这时, 流体力学类比方法仍然适用, 只需做代换 $\phi_0 \rightarrow \phi_0 - R\delta\zeta$, $\phi'_0 \rightarrow \phi'_0 + R\delta\zeta$, 即能量转移依赖于 $\sin(\phi_0 - R\delta\zeta - 2\psi) = -\sin[2\psi + R\delta\zeta - 2(\phi_0/2)] = -\sin(\phi'_0 + R\delta\zeta - 2\psi')$, 如果 $R\delta$ 很小以致对光纤全长 $R\delta\zeta_{\max} \ll 1$, 能量转移主要由 v 和 u 自身演化而定, 若 $R\delta$ 很大以致 $\sin(\cdot)$ 发生迅速地周期变化, 而作为时间累积的能量转移还来不及反应, 就对应(5)式所描述的情形。

参 考 文 献

- 1 S. Trillo, S. Wabnitz, R. H. Stolen *et al.*. Experimental observation of polarization instability in a birefringent optical fiber. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, 49: 1224
- 2 S. R. Friberg, Y. Silber, M. K. Oliver *et al.*. Ultrafast all-optical switching in a dual-core fiber nonlinear coupler. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, 51: 1135
- 3 A. Lattes, H. A. Haus, F. J. Leonberger. An ultrafast all-optical gate. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, QE-19: 1718
- 4 M. J. Lagasse, D. L. Wong, J. G. Fujimoto *et al.*. Ultrafast switching with a single-fiber interferometer. *Opt. Lett.*, 1989, 14: 311
- 5 C. R. Menyuk. Pulse propagation in an elliptically birefringent Kerr medium. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1989, QE-25(12): 2674
- 6 D. N. Christodoulides, R. I. Joseph. Vector solitons in birefringent nonlinear dispersive media. *Opt. Lett.*, 1988, 13: 53
- 7 C. R. Menyuk. Stability of solitons in birefringent optical fibers. I. Equal propagation amplitudes. *Opt. Lett.*, 1987, 12: 614
- 8 C. R. Menyuk. Stability of solitons in birefringent optical fibers. II. Arbitrary amplitudes. *J. Opt. Soc. Am.*, 1988, B5: 392

- 9 C. J. Chen, P. K. A. Wai, C. R. Menyuk. Soliton switch using birefringent optical fibers. *Opt. Lett.*, 1990, 15 : 477
- 10 M. Romagnoli, S. Trillo, S. Wabnitz. Soliton switching in nonlinear couplers. *Opt. Quant. Electr.*, 1992, 24 : S1237
- 11 B. Crosignani, P. D. Porto. Soliton propagation in multimode optical fibers. *Opt. Lett.*, 1981, 6 : 329
- 12 S. M. Jensen. The nonlinear coherent coupler. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, QE-18 : 1580
- 13 G. P. Agrawal 著, 胡国峰, 黄超译. 非线性光纤光学. 天津: 天津大学出版社, 1992年, 第一版
- 14 陈陆君, 梁昌洪, 吴鸿适. 水槽中驻孤波的参数激励分析. *物理学报*, 1994, 43 : 933

The Coupling of Nonequal-amplitude Linear Polarization Solitons and Its Possible Application

Chen Lujun Yu Zhongyuan

(Physics Department, Xidian University, Xi'an 710071)

Abstract The coupling of two nonequal-amplitude linear polarization solitons in low ellipticity birefringent optical fibers is analytically investigated. By analogy with parametrically excited solitary waves in a trough resonator, the mechanism of energy transform between coupled solitons in two channels is discussed in a dynamic point of view. The first-switching distance L_1 and the alternative period L_2 are numerically determined and the cause of $L_1 > L_2$ is analyzed. According to the coupling behavior of solitons, an idea of all-optical soliton switching is proposed, which permits to fluctuation of the amplitudes and other parameters of the control and signal pulses in larger ranges.

Key words coupled solitons, all-optical soliton switching