

文章编号: 0258-7025(2009)06-1463-10

超短光脉冲在有源三芯非线性光纤耦合器中 开关和传输特性的数值分析

李齐良¹ 谢玉永¹ 朱殷芳¹ 林理彬²

(¹ 杭州电子科技大学通信工程学院通信与信息系统研究所, 浙江 杭州 310018)

² 四川大学物理系, 四川 成都 610064

摘要 基于耦合非线性薛定谔方程(CNLSEs),利用分裂步长傅里叶方法(SSFM),研究了超短光脉冲在有源三芯非线性光纤耦合器中的传输和开关特性。重点分析了在一阶色散耦合系数和二阶色散耦合系数的影响下,线性增益系数和有限增益带宽对脉冲传输和开关特性的影响。研究表明,线性增益系数能增大开关陡峭性、降低开关临界能量、提高开关效率;虽然有限增益带宽使耦合器开关特性变差,但是它不仅能显著抑制由线性增益系数引起的脉冲压缩和放大,而且还能有效抑制由一阶色散耦合系数引起的脉冲展宽和分离以及由二阶色散耦合系数引起脉冲高频振荡,使光脉冲在三纤芯间呈现出类似无源光纤耦合器那样的周期性耦合传输特性。

关键词 导波光学;有源三芯非线性光纤耦合器;有限增益带宽;脉冲传输;光开关

中图分类号 TN256 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093606.1463

Numerical Study of Ultrashort Optical Pulse Propagation and Switching in Active Three-Core Nonlinear Fiber Couplers

Li Qiliang¹ Xie Yuyong¹ Zhu Yinfang¹ Lin Libin²

¹ Institute of Communication and Information System,

College of Telecommunication, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou, Zhejiang 310018, China

² Institute of Physics, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China

Abstract Based on coupled nonlinear Schrödinger equations (CNLSEs) and the split-step Fourier method (SSFM), the ultrashort optical pulse propagation and switching in active three-core nonlinear fiber couplers are numerically investigated. The effects of linear gain coefficient and finite gain bandwidth on pulse propagation and switching have been highlighted, considering the influences of the first and second order coupling coefficient dispersion. It is demonstrated that the linear gain coefficient can sharpen the switching characteristic, lower considerably the switching critical energy, and increase significantly the switching efficiency. Though the finite gain bandwidth of the linear gain degrades the switching characteristics, it not only can suppress significantly the pulse compression and amplification induced by linear gain, but also can suppress effectively the pulse distortion even pulse breakup due to the first order coupling coefficient dispersion as well as the pulse high-frequency fluctuation caused by the second order coupling coefficient dispersion. Because of the effects of the finite gain bandwidth of the linear gain, optical pulses tend to restore periodical coupling propagation in active three-core nonlinear fiber couplers as in the case of the passive fiber couplers.

Key words guided-wave optics; active three-core nonlinear fiber coupler; finite gain bandwidth; pulse propagation; optical switching

1 引言

非线性定向耦合器(NLDC)因其在超快全光开关方面的潜在应用而备受关注^[1,2]。然而这种超快

全光定向耦合器在实际应用中的限制使它的开关需要一个相对较宽的功率范围,而不能像电子开关一样呈现一个理想的阶梯函数形状。研究表明这种相

收稿日期:2008-05-20;收到修改稿日期:2008-08-18

基金项目:浙江省科技计划(2008C31010)和浙江省教育厅科技计划(Y20070128)资助项目。

作者简介:李齐良(1965—),男,教授,主要从事非线性光纤光学、光纤通信方面的研究。E-mail:liqiliang2@yahoo.com.cn

对理想的开关特性可以在有源光纤耦合器中实现^[3]。在普通无源光纤耦合器的一个或多个纤芯中掺入铟离子等稀土元素就构成了有源光纤耦合器。通过在光纤纤芯中引入增益,可以消除由光纤损耗引起的光器件在实际应用中的限制,而且掺铟硅石所提供的非线性系数高达非掺铟硅石的几百倍,这样高的非线性能够克服光器件工作时对高功率的要求。研究表明有源光纤耦合器可以作为超快全光脉冲开关、脉冲压缩器、信号放大器等^[3~5];一个基于有源光纤耦合器的无源锁模激光器已经实现^[6,7];另外文献[8]指出两芯掺铟光纤放大器能够在相当宽的带宽上实现增益平坦化。自从 Jensen^[9]在1982年发表关于非线性定向耦合器的经典论文以来,人们对无源光纤耦合器的研究迅速从两纤芯扩展到多纤芯^[10~12]、从线性耦合系数扩展到耦合系数对波长的依赖关系^[13,14]。而关于有源光纤耦合器的理论研究一直局限于包含克尔非线性效应、线性耦合系数和一个具有抛物线型包络的增益项^[3~5]的情况,直到近来 Min Liu 等^[5,15]才把线性耦合系数扩展到耦合系数对波长的依赖关系,研究了模间色散系数对有源两芯光纤耦合器的影响。

本文进一步扩展前人的研究,考虑了包含克尔非线性效应、一阶色散耦合系数、二阶色散耦合系数、线性增益系数和有限增益带宽的有源三芯非线性光纤耦合器,并利用分裂步长傅里叶方法(SSFM)^[16]数值解有源三芯光纤耦合器的耦合非线性薛定谔方程

(CNLSEs),研究了在一阶色散耦合系数和二阶色散耦合系数的影响下,超短光脉冲在有源三芯非线性光纤耦合器中的传输和开关特性。

2 理论模型

对于平行线等距排列的对称三芯光纤耦合器,当耦合系数 κ 对频率 ω 的依赖不可忽略时,设 a 为纤芯半径, ρ 为两纤芯间距, n_1 和 n_2 分别为纤芯和包层的折射率, $s = \rho/a$ 为归一化的纤芯间距, $k_0 = 2\pi/\lambda = \omega/c$ (λ 和 c 分别为自由空间的光波长和频率)为传输模数,则^[17]

$$\kappa(\omega) = \frac{(2\Delta)^{1/2} U^2 B_0(sW)}{a V^3 B_1^2(sW)}, \quad (1)$$

式中 $\Delta = (n_1^2 - n_2^2)/2n_1^2$ 为相对折射率差, $V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ 为归一化频率, $U = k_0 a [n_1^2 - (\beta/k_0)^2]^{1/2}$ 为归一化传播常数, $W = (V^2 - U^2)^{1/2}$ 为归一化衰减常数, B_0 和 B_1 为二阶修正的贝塞耳函数。

将 $\kappa(\omega)$ 在载频 ω_0 附近进行泰勒级数展开

$$\kappa(\omega) \approx \kappa_0 + (\omega - \omega_0)\kappa_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \kappa_2, \quad (2)$$

式中 $\kappa_m = d^m \kappa / d\omega^m$ ($m = 1, 2$) 是在载频 $\omega = \omega_0$ 处的值。其中 κ_0 为线性耦合系数, κ_1 为一阶色散耦合系数, κ_2 为二阶色散耦合系数。这样具有高阶色散耦合系数的平行线等距排列三芯掺铟光纤耦合器的耦合模方程为^[3,18,19]

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \kappa_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \frac{i\kappa_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A_1 = i\kappa_0 A_2 + i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|A_2|^2)A_1 + \frac{1}{2}g_0 \exp\left(-\frac{1}{E_s} \int_{-\infty}^t |A_1|^2 dt\right) \left(A_1 + T_2^2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2}\right), \quad (3a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \kappa_1 \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\partial A_3}{\partial t}\right) + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{i\kappa_2}{2} \left(\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 A_3}{\partial t^2}\right) - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A_2 = i\kappa_0 (A_1 + A_3) + i\gamma(|A_2|^2 + \sigma|A_1|^2 + \sigma|A_3|^2)A_2 + \frac{1}{2}g_0 \exp\left(-\frac{1}{E_s} \int_{-\infty}^t |A_2|^2 dt\right) \left(A_2 + T_2^2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}\right), \quad (3b)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_3}{\partial t} + \kappa_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_3}{\partial t^2} + \frac{i\kappa_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_3}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A_3 = i\kappa_0 A_2 + i\gamma(|A_3|^2 + \sigma|A_2|^2)A_3 + \frac{1}{2}g_0 \exp\left(-\frac{1}{E_s} \int_{-\infty}^t |A_3|^2 dt\right) \left(A_3 + T_2^2 \frac{\partial^2 A_3}{\partial t^2}\right), \quad (3c)$$

式中 A_1 和 A_2 分别为第 1 和第 2 个光纤中的脉冲慢变包络, v_g 为两纤芯的群速度, α 为两纤芯损耗, β_2 为两纤芯的群速度色散(GVD)系数, β_3 为两纤芯的三阶色散(TOD)系数, γ 为自相位调制(SPM)系数, σ 为交叉相位调制(XPM)系数, g_0 为非饱和增益, E_s 为饱和能量, T_2 为增益介质的极化弛豫时间, z 为传输距离, t 为时间延迟。

实际中光纤耦合器的耦合长度较短,因此光纤损耗的影响可以忽略。高阶色散和交叉相位调制对耦合器的影响也很微弱^[13,14],可以忽略不计。这样,以孤子为单位归一化后的三芯光纤耦合器的耦合方程组为

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + iK_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K_0 u_2 = i \exp(-S \int_{-\infty}^{\tau} |u_1|^2 d\tau) \left(\Gamma u_1 + \mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} \right), \quad (4a)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + iK_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial \tau} + \frac{\partial u_3}{\partial \tau} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} K_2 \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} \right) + |u_2|^2 u_2 + K_0 (u_1 + u_3) = i \exp(-S \int_{-\infty}^{\tau} |u_2|^2 d\tau) \left(\Gamma u_2 + \mu \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} \right), \quad (4b)$$

$$i \frac{\partial u_3}{\partial \xi} + iK_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_3|^2 u_3 + K_0 u_2 = i \exp(-S \int_{-\infty}^{\tau} |u_3|^2 d\tau) \left(\Gamma u_3 + \mu \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} \right), \quad (4c)$$

式中 $u_1 = (\gamma L_D)^{1/2} A_1$, $u_2 = (\gamma L_D)^{1/2} A_2$ 分别为第 1, 2 个纤芯中以孤子为单位归一化的脉冲慢变包络, $K_0 = \kappa_0 L_D = z_0 / L_c$, $K_1 = \kappa_1 T_0 / |\beta_2|$, $K_2 = \kappa_2 / |\beta_2|$ 分别为归一化的线性耦合系数、一阶模间色散系数、二阶色散耦合系数, $z_0 = \pi L_D / 2$ 为孤子周期, $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ (这里假定 $\beta_2 < 0$) 为色散长度, L_c 为能量首次从一个纤芯完全转换到其他纤芯所要求的线性耦合长度, T_0 为脉冲宽度, $\xi = z / L_D$ 和 $\tau = (t - z / v_g) / T_0$ 分别为归一化的传输距离和时间, $S = T_0 / (r L_D E_s)$ 为增益饱和和参数(用来测量输入脉冲能量和饱和能量的差别), $\Gamma = (g_0 L_D) / 2$ 为线性增益系数, $\mu = \Gamma (T_2 / T_0)^2 = 2\Gamma / (T_0 \Delta\omega)^2$ 为有限增益带宽, 这里 $\Delta\omega$ 为增益包络(假定增益包络为抛物线型)的半峰全宽(FWHM)。

典型的掺饵光纤饱和能量 E_s 为 $1 \mu\text{J}^{[19]}$, 与输入脉冲的能量相比较($S=1$ 时), 脉冲峰值功率必须达到 10 MW (假定输入脉冲的半峰全宽为 100 fs), 这样高的功率在实际应用中很难达到。因此, 在正常情况下, 增益饱和和参量 S 是很小的($S \ll 0.1$), 它的影响也常常被忽略^[5]。忽略增益饱和项的影响($S=0$)后, 方程组(4)可重写为

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + iK_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K_0 u_2 = i \left(\Gamma u_1 + \mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} \right), \quad (5a)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + iK_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial \tau} + \frac{\partial u_3}{\partial \tau} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} K_2 \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} \right) + |u_2|^2 u_2 + K_0 (u_1 + u_3) = i \left(\Gamma u_2 + \mu \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} \right), \quad (5b)$$

$$i \frac{\partial u_3}{\partial \xi} + iK_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} K_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_3|^2 u_3 + K_0 u_2 = i \left(\Gamma u_3 + \mu \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} \right). \quad (5c)$$

3 数值模拟方法

用 SSFM^[16] 数值求解耦合方程组(5)。一般来说, 沿光纤的长度方向, 色散和非线性是同时作用的。SSFM 通过假定光场从 ξ 到 $\xi+h$ 传输的一小段距离 h 上, 色散和非线性效应是分别作用的, 从而得到近似的结果。即:

$\xi \sim \xi+h/2$ 与 $\xi+h/2 \sim \xi+h$, 只考虑色散、耦合和增益:

$$\frac{\partial u_1}{\partial \xi} = \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + iK_0 u_2 - K_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} - \frac{i}{2} K_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + \Gamma u_1 + \mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2}, \quad (6a)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial \xi} = \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + iK_0 (u_1 + u_3) - K_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial \tau} + \frac{\partial u_3}{\partial \tau} \right) - \frac{i}{2} K_2 \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} \right) + \Gamma u_2 + \mu \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2}, \quad (6b)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial \xi} = \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} + iK_0 u_2 - K_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} - \frac{i}{2} K_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + \Gamma u_3 + \mu \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2}, \quad (6c)$$

在 $\xi+h/2$ 处考虑整个 h 长度上的非线性效应:

$$\frac{\partial u_1}{\partial \xi} = i |u_1|^2 u_1, \quad (7a)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial \xi} = i |u_2|^2 u_2, \quad (7b)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial \xi} = i |u_3|^2 u_3. \quad (7c)$$

具体来说分三步进行, 并且可通过减小步长 h 和增加迭代次数来达到所要求的数值精度。

第一步,从 $\xi \sim \xi + h/2$, 对(6a), (6b), (6c)进行傅里叶变换得到

$$\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial \xi} = \Delta W \tilde{u}_1 + i\Delta K \tilde{u}_2, \quad (8a)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial \xi} = \Delta W \tilde{u}_2 + i\Delta K (\tilde{u}_1 + \tilde{u}_3), \quad (8b)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_3}{\partial \xi} = \Delta W \tilde{u}_3 + i\Delta K \tilde{u}_2, \quad (8c)$$

式中 \tilde{u}_1, \tilde{u}_2 分别为 u_1 和 u_2 的傅里叶变换, $\Delta W = \Gamma - \mu \omega^2 - \frac{i}{2} \omega^2$, $\Delta K = K_0 + K_1 \omega + \frac{K_2}{2} \omega^2$, ω 为光包络频率, 设 $\tilde{u}_1 = \exp(\Delta W \xi) U_1$, $\tilde{u}_2 = \exp(\Delta W \xi) U_2$, $\tilde{u}_3 = \exp(\Delta W \xi) U_3$, 将它们代入(8) 式中得到

$$\frac{\partial U_1}{\partial \xi} = i\Delta K U_2, \quad (9a)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial \xi} = i\Delta K (U_1 + U_3), \quad (9b)$$

$$\frac{\partial U_3}{\partial \xi} = i\Delta K U_2, \quad (9c)$$

解方程组(9a)~(9c)得

$$U_1(\xi) = U_1(0) + i\sqrt{2}[c_1 \sin(\sqrt{2}\Delta K \xi) - c_2 \cos(\sqrt{2}\Delta K \xi) + c_2]/2, \quad (10a)$$

$$U_2(\xi) = c_1 \cos(\sqrt{2}\Delta K \xi) + c_2 \sin(\sqrt{2}\Delta K \xi), \quad (10b)$$

$$U_3(\xi) = U_3(0) + i\sqrt{2}[c_1 \sin(\sqrt{2}\Delta K \xi) - c_2 \cos(\sqrt{2}\Delta K \xi) + c_2]/2, \quad (10c)$$

其中 $c_1 = U_2(0) = \tilde{u}_2(0)$ 和 $c_2 = i\sqrt{2}[\tilde{u}_1(0) + \tilde{u}_2(0)]/2$ 为常数, 可以由边界条件得到, 这样

$$\tilde{u}_1(\xi + h/2, \omega) = \exp(\Delta W h/2) \{ \tilde{u}_1(\xi, \omega) + i\sqrt{2}[C_1 \sin(\sqrt{2}\Delta K h/2) - C_2 \cos(\sqrt{2}\Delta K h/2) + C_2]/2 \}, \quad (11a)$$

$$\tilde{u}_2(\xi + h/2, \omega) = \exp(\Delta W h/2) [C_1 \cos(\sqrt{2}\Delta K h/2) + C_2 \sin(\sqrt{2}\Delta K h/2)], \quad (11b)$$

$$\tilde{u}_3(\xi + h/2, \omega) = \exp(\Delta W h/2) \{ \tilde{u}_3(\xi, \omega) + i\sqrt{2}[C_1 \sin(\sqrt{2}\Delta K h/2) - C_2 \cos(\sqrt{2}\Delta K h/2) + C_2]/2 \}, \quad (11c)$$

其中 $C_1 = \tilde{u}_2(\xi, \omega)$ 和 $C_2 = i\sqrt{2}[\tilde{u}_1(\xi, \omega) + \tilde{u}_3(\xi, \omega)]/2$ 。

第二步, 在 $\xi + h/2$ 处考虑整个 h 长度上的非线性效应, 利用方程(7a)~(7c)得到

$$u_{1NL}(\xi + h/2, \tau) = \text{IFFT}[\tilde{u}_1(\xi + h/2, \omega)] \exp[ih(|u_1(\xi, \tau)|^2 + |u_1(\xi + h, \tau)|^2)/2], \quad (12a)$$

$$u_{2NL}(\xi + h/2, \tau) = \text{IFFT}[\tilde{u}_2(\xi + h/2, \omega)] \exp[ih(|u_2(\xi, \tau)|^2 + |u_2(\xi + h, \tau)|^2)/2], \quad (12b)$$

$$u_{3NL}(\xi + h/2, \tau) = \text{IFFT}[\tilde{u}_3(\xi + h/2, \omega)] \exp[ih(|u_3(\xi, \tau)|^2 + |u_3(\xi + h, \tau)|^2)/2], \quad (12c)$$

式中 IFFT 表示傅里叶反变换。

第三步, 在 $\xi + h/2 \sim \xi + h$ 只考虑色散、耦合和增益, 类似前面的计算得到

$$\tilde{u}_1(\xi + h, \omega) = \exp(\Delta W h/2) \{ \tilde{u}_1(\xi + h/2, \omega) + i\sqrt{2}[D_1 \sin(\sqrt{2}\Delta K h/2) - D_2 \cos(\sqrt{2}\Delta K h/2) + D_2]/2 \}, \quad (13a)$$

$$\tilde{u}_2(\xi + h, \omega) = \exp(\Delta W h/2) [D_1 \cos(\sqrt{2}\Delta K h/2) + D_2 \sin(\sqrt{2}\Delta K h/2)], \quad (13b)$$

$$\tilde{u}_3(\xi + h, \omega) = \exp(\Delta W h/2) \{ \tilde{u}_3(\xi + h/2, \omega) + i\sqrt{2}[D_1 \sin(\sqrt{2}\Delta K h/2) - D_2 \cos(\sqrt{2}\Delta K h/2) + D_2]/2 \}, \quad (13c)$$

其中 $D_1 = \tilde{u}_{2NL}(\xi + h/2, \omega) = \text{FFT}[u_{2NL}(\xi + h/2, \tau)], \quad (14)$

$$D_2 = i\sqrt{2}[\tilde{u}_{1NL}(\xi + h/2, \omega) + \tilde{u}_{3NL}(\xi + h/2, \omega)]/2 = i\sqrt{2} \text{FFT}[u_{1NL}(\xi + h/2, \tau)] + \text{FFT}[u_{3NL}(\xi + h/2, \tau)]/2. \quad (15)$$

式中 FFT 表示傅里叶变换。

最后, 在输出端 $\xi + h$ 时的值为

$$u_1(\xi + h, \tau) = \text{IFFT}[\widetilde{u}_1(\xi + h, \omega)], \quad (16a)$$

$$u_2(\xi + h, \tau) = \text{IFFT}[\widetilde{u}_2(\xi + h, \omega)], \quad (16b)$$

$$u_3(\xi + h, \tau) = \text{IFFT}[\widetilde{u}_3(\xi + h, \omega)]. \quad (16c)$$

4 数值模拟结果

假定初始时刻只有纤芯 1 中有脉冲输入

$$u_1(0, \tau) = A \text{sech}(A\tau), \quad u_2(0, \tau) = 0, \quad u_3(0, \tau) = 0, \quad (17)$$

如(16)式所示的输入脉冲的总能量 $P_{\text{in}} = 2A$, 定义第 i ($i = 1, 2, 3$) 个纤芯的能量透射系数为

$$T_i = \int_{-\infty}^{+\infty} |u_i(\xi_L, \tau)|^2 d\tau / \int_{-\infty}^{+\infty} [|u_1(0, \tau)|^2 + |u_2(0, \tau)|^2 + |u_3(0, \tau)|^2] d\tau, \quad (18)$$

式中 ξ_L 为纤芯 1 中的脉冲能量首次全部耦合到其他纤芯时的耦合传输距离。在忽略高阶耦合的影响时 ($K_1 = 0, K_2 = 0$), 平行线等距排列三芯光纤耦合器的耦合长度 $L_c = \xi_L = \pi/(\sqrt{2}K_0)$ 。

在折射率阶跃的单模光纤所构成的光纤耦合器中, 线性耦合系数 K_0 , 一阶色散耦合系数 $|K_1|$, 二阶色散耦合系数 $|K_2|$ 的大小与相对折射率差 Δ , 归一化的两纤芯间距 s , 归一化频率 V 和输入脉冲宽度 T_0 有关。研究表明^[17, 18], 随着脉冲宽度 T_0 的减小, $K_0, |K_1|, |K_2|$ 之间的数值差距也逐渐降低。

一般来说, 在三个耦合系数中, 线性耦合系数 K_0 远大于 $|K_1|$ 和 $|K_2|$, 是最主要的项, 是不能忽略的项, 它决定着脉冲能量在纤芯间的周期性转换; 一阶色散耦合系数 $|K_1|$ 在大多数情况下远大于二阶色散耦合系数 $|K_2|$, 因此它具有十分重要的影响——引起脉冲形状的失真; 而二阶色散耦合系数 $|K_2|$ 因相对很小而经常被忽略。当采用一个较小的归一化频率 V 值 ($V < 1.8$) 使一阶色散耦合系数 $|K_1|$ 的影响消失时 ($K_1 = 0$)^[17, 18], 二阶色散耦合系数 $|K_2|$ 就凸显出来, 在这种情况下必须考虑二阶色散耦合系数的影响; 当脉冲宽度 T_0 达到飞秒量级且归一化频率 V 较大 ($2.4 > V > 1.8$) 时, $|K_1|$ 和 $|K_2|$ 的数值差变得很小, 此时必须同时考虑一阶和二阶色散耦合系数的影响。更高阶的色散耦合系数相对于 $K_0, |K_1|, |K_2|$ 更微小, 本文忽略了它们的影响。

当脉冲频谱带宽远小于增益媒介的带宽时, 增益带宽系数 μ 的影响可以忽略 ($\mu = 0$)^[5]。但是当脉冲频谱带宽接近甚至大于增益媒介的带宽时, 由于增益媒介带宽的抛物线型包络结构, 使脉冲不同的频率成分产生不同的增益量, 在这种情况下, 必须考虑增益带宽系数 μ 的影响 ($\mu \neq 0$)。

输入脉冲的脉宽 T_0 对超短光脉冲在耦合器中的传输和开关特性有很大影响: 如果 T_0 较大, 则线

性耦合系数 K_0 远远大于 $|K_1|$ 和 $|K_2|$, 从而导致一阶和二阶色散耦合系数的影响极其微弱甚至可以忽略。同时较大的 T_0 导致色散长度远大于耦合长度 ($L_D \gg L_c$), 从而使色散效应的影响被忽略, 这样孤子脉冲在传输中就不能保持原有的形状, 脉冲形状的失真必然降低开关性能。因此选取 $T_0 = 56.8 \text{ fs}$ (半峰全宽为 100 fs), 并假定掺铒纤芯的极化弛豫时间 $T_2 = 100 \text{ fs}$, 非线性折射率 $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, 输入光波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 群速度色散系数 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, 有效纤芯面积 $A_{\text{eff}} = 60 \mu\text{m}^2$, 非线性参数 $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda A_{\text{eff}}) \cong 2.16 \text{ W}^{-1}/\text{km}$, 色散长度 $L_D = T_0^2/|\beta_2| \cong 0.16 \text{ m}$ 。在具有以上参数的掺铒光纤耦合器中, 选取的归一化参数的范围: 线性增益系数 $\Gamma = 0.15$ (对应实际增益 $g_0 = 8 \text{ dB/m}$), 增益带宽 $\mu = 0.1$ (对应实际增益带宽 $\Delta\omega = 40 \text{ nm}$), 线性耦合系数 $K_0 = 1$ (对应 $\kappa_0 \cong 6.2 \text{ m}^{-1}$), 一阶色散耦合系数 $K_1 = -0.4$ (对应 $\kappa_1 \cong -0.14 \text{ ps/m}$), 二阶色散耦合系数 $K_2 = 0.4$ (对应 $\kappa_2 \cong 8 \text{ ps}^2/\text{km}$), 耦合长度 $L_c = \pi/(\sqrt{2}K_0)$ (对应 $L_c \cong 0.36 \text{ m}$), 并在下面的讨论中令线性耦合系数 $K_0 = 1$ 。

所讨论的光纤耦合器为折射率阶跃的单模光纤构成, 因此超短光脉冲在光纤中传输时的空间模式分布是固定的。在输入超短光脉冲的时间形状的选择上, 除了双曲正割脉冲外, 也对高斯脉冲进行了研究, 结果表明高斯脉冲在耦合器中的传输特性与双曲正割脉冲输入时的情况基本相同, 而在开关特性上高斯脉冲的开关转换只能达到 80% 左右 (双曲正割脉冲可以达到 100%), 双曲正割脉冲显现出更加优越的开关性能。因此本文只显示了孤子脉冲输入时的开关和传输特性。

4.1 一阶色散耦合系数下的开关和传输

图 1~3 研究一阶色散耦合系数下超短光脉冲在有源三芯耦合器中的开关和传输特性, 在分析中

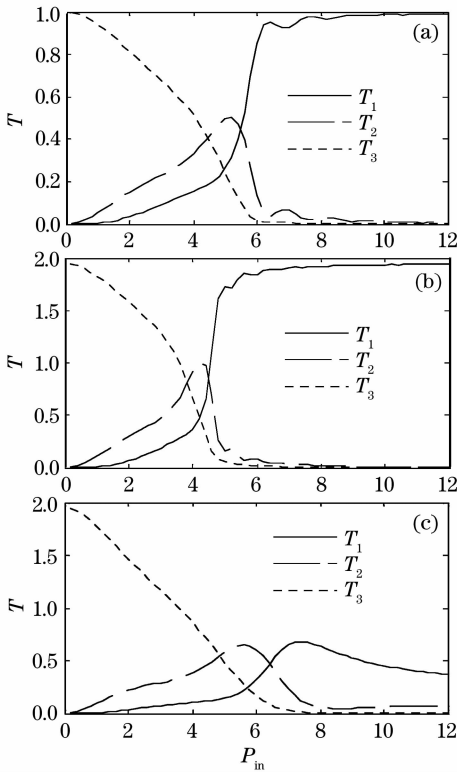


图1 在 $K_1 = -0.4$ 时,有源三芯非线性定向光纤耦合器在半拍长耦合长度处的开关特性曲线

Fig.1 Transmission curves of a half-beat length active three-core nonlinear directional fiber coupler with $K_1 = -0.4$, for (a) $\Gamma = 0, \mu = 0$, (b) $\Gamma = 0.15, \mu = 0$ and (c) $\Gamma = 0.15, \mu = 0.1$

忽略了二阶色散耦合系数的影响 ($K_2 = 0$)。

图1显示了在半拍长耦合长度 ($L_b/2 = L_c = \pi/\sqrt{2}K_0$) 处,有源三芯光纤耦合器在一阶色散耦合系数 $K_1 = -0.4$ 时的开关特性曲线。图1(a)忽略了线性增益系数和有限增益带宽的影响,实际上显示了无源情况下的开关特性曲线,其临界能量(定义为纤芯1中的能量开关到纤芯3中所需的临界能量) $P_c = 4.98$ 。在无源情况下,一阶色散耦合系数使开关的陡峭性变差^[13]。图1(b)中令线性增益系数 $\Gamma = 0.15$,其临界能量 $P_c = 4.21$ 。与图1(a)相比可以看出其开关的能量透射率接近200%,远远高于无源耦合器的情况,而且开关临界能量降低、开关陡峭性增加。可见在一阶色散耦合系数下,有源光纤耦合器在开关特性上显示出比无源具有更加优越的性能。图1(c)中考虑了线性增益系数和有限增益带宽的共同影响,其临界能量 $P_c = 5.70$ 。与图1(b)相比,可以看出有限增益带宽严重降低开关能量透射率、增大开关临界能量、破坏开关陡峭性,从而严重破坏耦合器的开关特性。

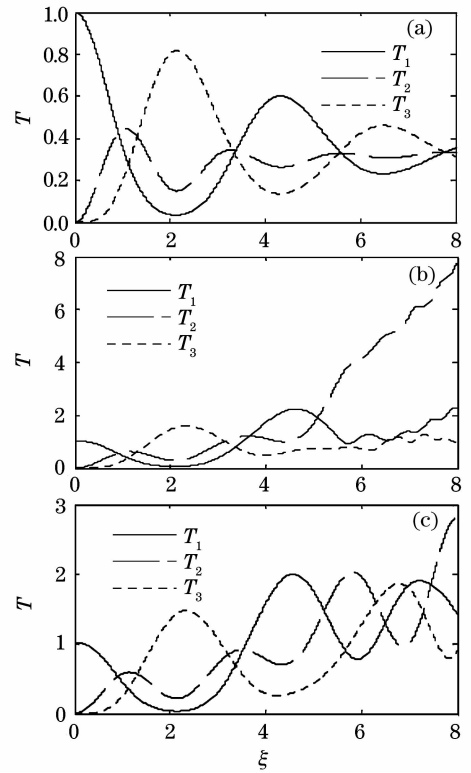


图2 在 $A = 1, K_1 = -0.4$ 时,有源三芯非线性定向光纤耦合器能量转换特性随归一化传输距离的变化曲线

Fig.2 Average transmission characteristics of the active three-core nonlinear directional fiber coupler as a function of normalized propagation distance with $A = 1, K_1 = -0.4$, for (a) $\Gamma = 0, \mu = 0$, (b) $\Gamma = 0.15, \mu = 0$, (c) $\Gamma = 0.15, \mu = 0.1$

图2显示了在低能量输入 ($A = 1$) 和一阶色散耦合系数 $K_1 = -0.4$ 时,有源三芯光纤耦合器的能量透射系数随传输距离的变化。图1(a)实际上显示了无源情况下能量透射系数随传输距离的变化,三纤芯中的能量呈现周期性转换,并在一阶色散耦合系数的影响下趋向一个同一的值。图2(b)中线性增益系数 $\Gamma = 0.15$,可以看出在掺饵光纤增益的影响下,纤芯2中的能量不断提高。图2(c)中线性增益系数和有限增益带宽的共同作用使脉冲能量在三纤芯之间耦合传输的周期性有所恢复,并且随着传输距离的增加三纤芯中的能量都有所放大。

图3显示了在低能量输入 ($A = 1$) 和一阶色散耦合系数 $K_1 = -0.4$ 时,超短光脉冲在有源三芯光纤耦合器中的传输情况。其中图3(a)忽略增益和增益带宽的影响,实际上为超短光脉冲在无源三芯光纤耦合器中的传输情况。可以看出,一阶色散耦合系数使光脉冲在传输中显示出明显的色散和分离

效应。图 3(b)中考虑了线性增益($\Gamma=0.15$)的影响,与图 3(a)相比可以看出脉冲在纤芯 1 和 3 中显示出明显的色散和放大,在纤芯 2 中则呈现大幅度的放大和压缩。图 3(c)中加入了有限增益带宽的影响($\mu=0.1$),与图 3(a)和图 3(b)相比可以看出有

限增益带宽能够显著抑制由一阶色散耦合系数引起的脉冲展宽和分离,并且能有效抑制由线性增益系数引起的脉冲压缩和放大效应,从而使光脉冲在三芯之间呈现出相对规则的周期性耦合传输。图 3 所显示的结果与图 2 的结论吻合得相当好。

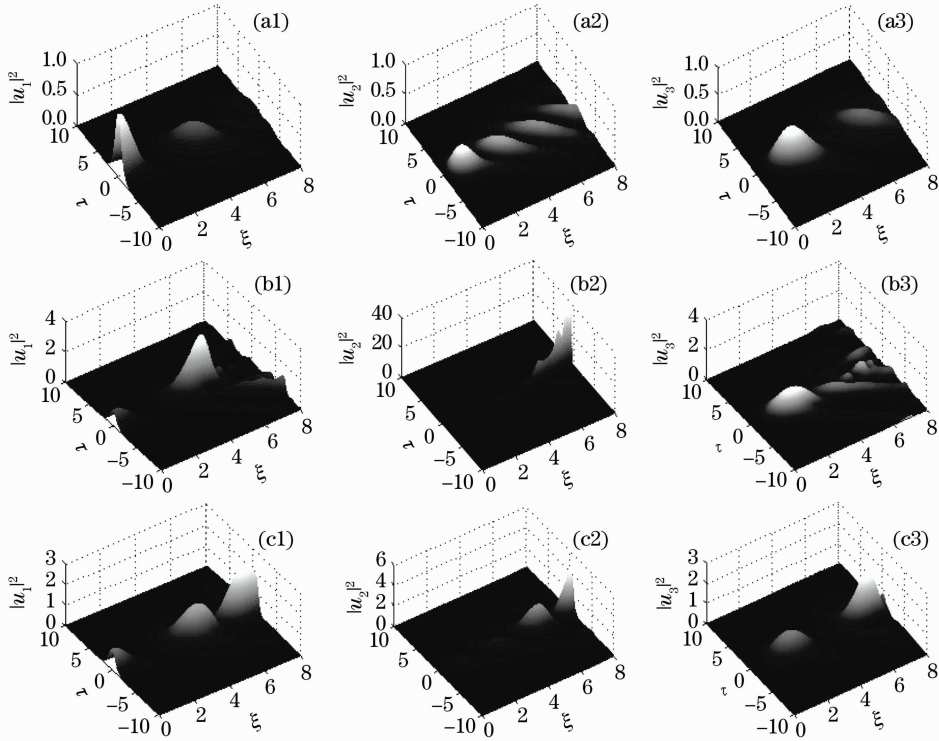


图 3 在 $A=1, K_1=-0.4$ 时,超短光脉冲在有源三芯非线性定向光纤耦合器中的传输情况 (1:纤芯 1;2:纤芯 2;3:纤芯 3)

Fig. 3 Pulse propagation in an active three-core nonlinear directional fiber coupler with $A=1, K_1=-0.4$, for (a) $\Gamma=0, \mu=0$, (b) $\Gamma=0.15, \mu=0$ and (c) $\Gamma=0.15, \mu=0.1$ (1: core 1; 2: core 2; 3: core 3)

4.2 二阶色散耦合系数下的开关和传输

当归一化频率 V 采用一个较小值(小于 1.8),可以忽略了一阶色散耦合系数的影响^[17,18] ($K_1=0$),但是二阶色散耦合系数不能够忽略。图 4~6 主要研究二阶色散耦合系数下超短光脉冲在有源三芯耦合器中的开关和传输特性。

图 4 显示了在二阶色散耦合系数 $K_2=0.4$ 时,有源三芯光纤耦合器在半拍长耦合长度 ($L_b/2=L_c=\pi/\sqrt{2}K_0$) 处的开关特性曲线。图 4(a)显示了无源情况下的开关特性曲线,其临界能量 $P_c=6.21$ 。图 4(b)考虑了线性增益系数 ($\Gamma=0.15$) 的影响,其临界能量 $P_c=5.52$ 。与图 4(a)相比可以看出其开关的能量透射率提高、开关临界能量降低、开关陡峭性增加,从而显示出有源光纤耦合器更加优越的开关性能。图 4(c)考虑了线性增益系数和有限增益带宽的共同作用的情况,其临界能量 $P_c=8.22$ 。可以看

到有限增益带宽的加入使开关特性遭到严重破坏。

图 5 显示了在低能量输入 ($A=1$) 和二阶色散耦合系数 $K_2=0.4$ 时,有源三芯光纤耦合器的能量透射系数随传输距离的变化。图 5(a)显示了无源情况下能量透射率随传输距离的变化,可以看出三纤芯中的能量在二阶色散耦合系数的影响下呈现规则的周期性转换。图 5(b)中线性增益系数 $\Gamma=0.15$,从图中可以看出掺饵光纤增益的影响主要反映在纤芯 2 中,其脉冲能量随着传输距离的增加被不断放大并在放大过程中出现周期性的振荡。图 5(c)中加入了线性增益的影响 ($\mu=0.1$),从而使脉冲能量在具有一定增益的基础上恢复无源时的周期性耦合传输,并且这种增益在 $\xi=4\sim 8$ 的很长距离上表现出相对的均衡性。

图 6 显示了在低能量输入 ($A=1$) 且二阶色散耦合系数 $K_2=0.4$ 时,超短光脉冲在有源三芯光纤

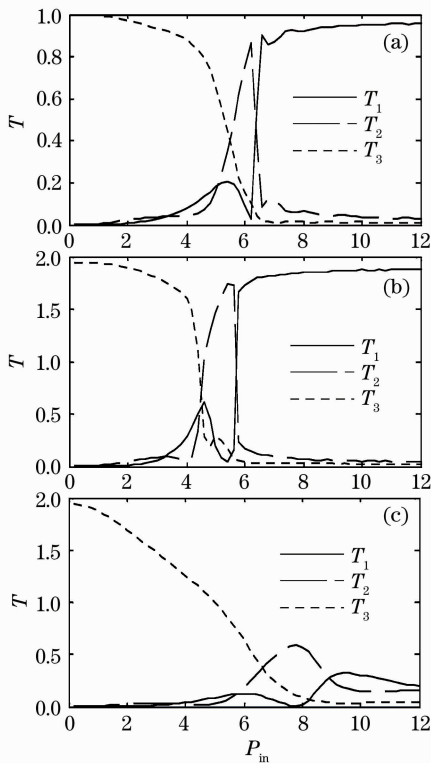


图4 在 $K_2=0.4$ 时,有源三芯非线性定向光纤耦合器在半拍长耦合长度处的开关特性曲线

Fig. 4 Transmission curves of a half-beat length active three-core nonlinear directional fiber coupler with $K_2=0.4$, for (a) $\Gamma=0, \mu=0$, (b) $\Gamma=0.15, \mu=0$ and (c) $\Gamma=0.15, \mu=0.1$

耦合器中的传输情况。其中图 6(a)为超短光脉冲在无源三芯光纤耦合器中的传输情况,由图可见脉冲呈现规则的周期性耦合传输。图 6(b)中引入了线性增益($\Gamma=0.15$)的影响,与图 6(a)相比可以看出,脉冲在三个纤芯中的传输都显示出由线性增益系数引起的明显的脉冲压缩和放大,并且在 $\xi=6\sim 8$ 出现由二阶色散耦合系数引起的脉冲周期性高频振荡。图 6(c)中加入的有限增益带宽($\mu=0.1$)有效抑制了脉冲传输中的压缩、放大、振荡,从而使光脉冲恢复周期性的耦合传输,并且在 $\xi=4\sim 8$ 很长距离上增益趋于相对均衡。这主要是因为二阶色散耦合系数的影响下,有限增益带宽限制了脉冲压缩引起的脉冲频谱展宽,阻止了任何脉冲高频成分的放大,使由掺杂物产生的增益在传输过程中逐渐趋于均衡,从而有效抑制了线性增益系数引起的脉冲的压缩和放大,使色散耦合系数所展现的周期性耦合传输效应在具有一定增益的基础上重新恢复。图 6(a)~(c)所显示的结果与图 5(a)~(c)的结论吻合得相当好。

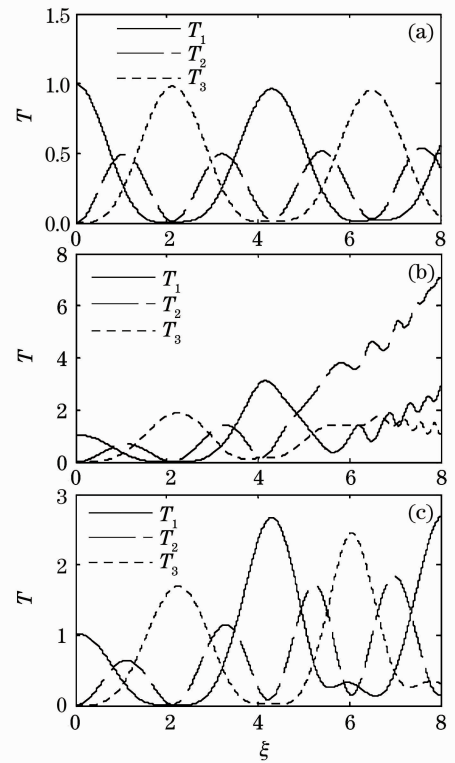


图5 在 $A=1, K_2=0.4$ 时,有源三芯非线性定向光纤耦合器能量转换特性随归一化传输距离的变化曲线

Fig. 5 Average transmission characteristics of the active three-core nonlinear directional fiber coupler as a function of normalized propagation distance with $A=1, K_2=0.4$, for (a) $\Gamma=0, \mu=0$, (b) $\Gamma=0.15, \mu=0$, (c) $\Gamma=0.15, \mu=0.1$

5 结论

利用分裂步长傅里叶方法数值解包含一阶色散耦合系数、二阶色散耦合系数、线性增益系数、有限增益带宽和克尔非线性效应的非线性耦合模方程,研究了在一阶色散耦合系数和二阶色散耦合系数的影响下,超短光脉冲在有源三芯光纤耦合器中的传输和开关特性。研究表明,无论在一阶色散耦合系数还是二阶色散耦合系数的影响下,线性增益系数都能提高开关效率、降低开关临界能量、增大开关陡峭性,使无源耦合器显示出比有源耦合器更加优越的开关性能,然而有限增益带宽在开关特性上却显示出与线性增益系数相反的效应,它使开关特性遭到严重破坏。

在一阶色散耦合系数的影响下,有限增益带宽不仅能够有效抑制由线性增益系数引起的脉冲压缩和放大,而且能显著抑制由一阶色散耦合系数引起的脉冲展宽和分离,从而使光脉冲在三芯之间呈现

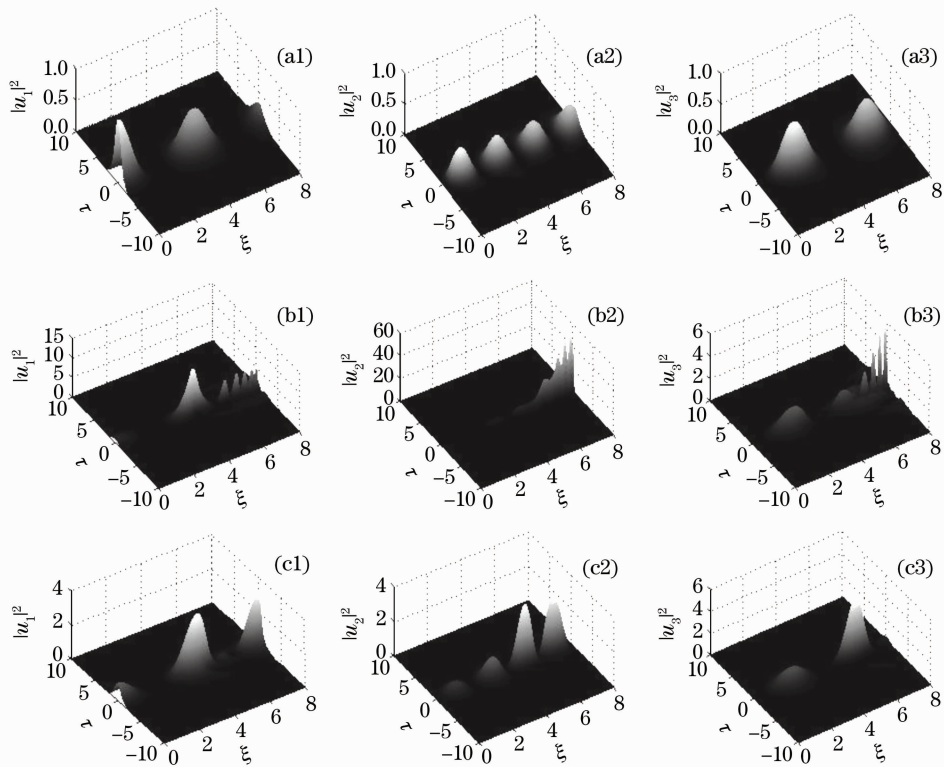


图 6 在 $A=1, K_2=0.4$ 时,超短光脉冲在有源三芯非线性定向光纤耦合器中的传输情况

(1:纤芯 1;2:纤芯 2;3:纤芯 3)

Fig. 6 Pulse propagation in an active three-core nonlinear directional fiber coupler with $A=1, K_2=0.4$, for

(a) $\Gamma=0, \mu=0$, (b) $\Gamma=0.15, \mu=0$ and (c) $\Gamma=0.15, \mu=0.1$ (1: core 1; 2: core 2; 3: core 3)

出相对规则的周期性耦合传输。在二阶色散耦合系数的影响下,二阶色散耦合系数和线性增益系数共同作用使脉冲被压缩和放大的同时出现周期性振荡。有限增益带宽不仅能够显著抑制由线性增益系数引起的脉冲压缩和放大效应,而且能够有效抑制由二阶色散耦合系数引起的脉冲高频振荡,从而使光脉冲在三纤芯间呈现出类似无源光纤耦合器那样的周期性耦合传输特性,并且在相当长的传输距离上展现出相对均衡的增益。

参 考 文 献

- J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, G. F. Guimaraes *et al.*. Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **276**(1):107~115
- Wu Jinlong, Li Qu, Jin Guoliang *et al.*. Switching characteristics of three-core nonlinear directional couplers with variable coupling coefficient [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(1):11~14
吴晋龙,李 劼,金国良等. 变耦合系数非线性三波导定向耦合器特性研究[J]. *光学学报*, 2005, **25**(1):11~14
- J. Wilson, G. I. Stegeman, E. M. Wright. Soliton switching in an erbium-doped nonlinear fiber coupler [J]. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(21):1653~1655
- P. A. Buah, B. M. A. Rahman, K. T. V. Grattan. Numerical study of soliton switching in active three-core nonlinear fiber couplers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(5):874~878
- M. Liu, K. S. Chiang, P. Shum. Propagation of short pulses in an active nonlinear two-core optical fiber [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(11):1597~1602
- H. G. Winful, D. T. Walton. Passive mode locking through nonlinear coupling in a dual-core fiber laser [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(23):1688~1690
- D. T. Walton, H. G. Winful. Passive mode locking with an active nonlinear directional coupler: Positive group-velocity dispersion [J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(9):720~722
- Y. B. Lu, P. L. Chu. Gain flattening by using dual-core fiber in erbium-doped fiber amplifier [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(12):1616~1617
- S. M. Jensen. The nonlinear coherent couplers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1982, **QE-18**(10):1580~1583
- Dong Xiaowei, Xu Ou, Lu Shaohua *et al.*. Design and experiment of add/drop filter based on double-fiber-Bragg-gratings coupler [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(8):1106~1109
董小伟,许 鸥,鲁绍华等. 双光栅耦合器型上下话路滤波器的设计和实验[J]. *中国激光*, 2007, **34**(8):1106~1109
- Yu Zhongyuan, Zhang Xiaoguang, Liu Xiumin. Short optical pulse switching in three-core nonlinear fiber couplers [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(5):904~909
俞重远,张晓光,刘秀敏. 三芯非线性光纤耦合器中的短脉冲开关[J]. *物理学报*, 2001, **50**(5):904~909
- Liang Huawei, Shi Shunxiang, Li Jiali. Study on coupling in a multi-waveguides directional coupler [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(6):1102~1106
梁华伟,石顺祥,李家立. 多波导定向耦合器耦合特性[J]. *光学*

- 学报, 2007, **27**(6):1102~1106
- 13 S. Droulias, M. Manousakis, K. Hizanidis. Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **240**(3):209~219
- 14 Li Qiliang, Xie Yuyong, Zhu Yinfang *et al.*. Numerical study of soliton switching in two-core nonlinear fiber coupler with high order coupling dispersion coefficient [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(10):1516~1521
李齐良, 谢玉永, 朱殷芳 等. 具有高阶耦合色散系数双芯非线性光纤耦合器开关的数值分析[J]. 中国激光, 2008, **35**(10):1516~1521
- 15 M. Liu, P. Shum. Effects of intermodal dispersion on short pulse propagation in an active nonlinear two-core fiber coupler [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2004, **16**(4):1080~1082
- 16 Wang Youfa, Wang Wenfeng. A simple and efficient numerical method for nonlinear pulse propagation in *n*-core optical couplers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2004, **16**(4):1077~1079
- 17 K. S. Chiang. Intermodal dispersion in two-core optical fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(9):997~999
- 18 K. S. Chiang. Coupled-mode equations for pulse switching in parallel waveguides [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(6):950~954
- 19 G. P. Agrawal. Amplification of ultrashort solitons in erbium-doped fiber amplifiers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1990, **2**(12):875~877