

文章编号: 0253-2239(2003)05-0556-04

# 单模光纤中线偏振皮秒脉冲光的 光致多脉冲现象的新解释\*

扈路坦 张 军 刘鹏程 吴晋龙 李 劼

(上海交通大学物理系光学与光子学研究所, 上海 200240)

**摘要:** 结合单模光纤的本征线性双折射与非线性双折射效应, 利用二偏振分量的耦合方程对单模光纤中线偏振皮秒脉冲光的光致多脉冲现象作出了解释, 得到的计算结果与实验符合得很好。

**关键词:** 光纤光学; 线偏振光; 单模光纤; 皮秒脉冲光; 多脉冲

中图分类号: 文献标识码: A

## 1 引 言

当强脉冲光在光纤中传输时, 将产生一些非线性相互作用, 例如自相位调制 (SPM), 互相位调制 (XPM), 以及四波混频 (FWM) 等, 这些非线性效应都会导致传输光偏振态的改变。在过去的几年里, 人们对这些非线性效应引起的偏振态的变化做了许多研究<sup>[1~3]</sup>。特别令人感兴趣的是一种光致多脉冲的现象, Liu 等人首先报道采用皮秒光脉冲观察到此现象<sup>[4]</sup>。在 Liu 等人报道的实验中, 波长为 532 nm, 脉宽为 35 ps 的线偏振光耦合入一根 1 m 长的 Newport 公司 FSA-10 型单模光纤中。在光纤的出射端放置一块检偏器, 其偏振方向与入射波的偏振方向重合。透过检偏器的出射光的瞬时光强由一台分辨率为 2 ps 的滨松条纹相机加以测量。当脉冲光能量足够强时, 在出射光场中得到了明显的多脉冲结构, 如图 1(a) 所示。

Liu 认为这种多脉冲现象是因为强光脉冲导致的非线性偏振扭曲效应 (NPT) 引起的。在他们提出的模型中, Liu 认为实验中所用的光纤是无双折射光纤, 因而在光纤中传播的线偏振光可以看作左旋和右旋圆偏振光的叠加。由于左旋和右旋偏振光间的所谓简并互相位调制 (DXPM) 与自相位调制 (SPM) 的联合效应, 传输距离为  $z$  处的左旋和右旋圆偏振光的相位分别为<sup>[4]</sup>

$$\alpha_L(\tau, z) = \frac{\omega}{c} n_2 z \left( \frac{2}{3} I_{L0} + \frac{4}{3} I_{R0} \right) \exp(-\tau^2), \quad (1a)$$

$$\alpha_R(\tau, z) = \frac{\omega}{c} n_2 z \left( \frac{2}{3} I_{R0} + \frac{4}{3} I_{L0} \right) \exp(-\tau^2), \quad (1b)$$

其中  $I_{L0}$  和  $I_{R0}$  是入射光的左旋和右旋圆偏振分量的光强,  $n_2$  是非线性折射率,

$$\tau = (t - z/V_g)/\tau_0$$

是以脉冲光群速度  $V_g$  运动的参考系的脉冲本地时间,  $\tau_0$  是入射光的脉冲宽度。但考虑到由一束线偏振光分解成的左旋和右旋圆偏振光具有同样的振幅和相位, 因而它们之间由自相位调制和简并互相位调制导致的相位改变量也是一样的, 因此在无双折射光纤中, 传输光的偏振状态并不会发生变化, 这样, 所谓的非线性偏振扭曲效应也就不可能发生。为解释这一矛盾, Liu 认为光纤中传播的脉冲光并不是严格线偏振的。他们采用低功率线偏振光耦合入光纤, 排除了非线性效应的影响, 结果在入射光的消光比超过 400 的情况下, 出射光的消光比降低为 20。这种退偏被认为是入射光耦合入光纤时, 由于不规则的光纤端面对其散射所致。Liu 认为一部分光被散射到正交偏振的模式中, 导致轻微退偏的发生。这样, 由入射光分解成的左旋圆偏振与右旋圆偏振光的振幅将出现微小的差异, 它们由于非线性效应导致的相位改变量因而也不再相等, 左旋与右旋圆偏振光之间产生了如下的相位差:

$$\Delta\alpha(\tau, z) = |\alpha_R - \alpha_L| = 4\pi n_2 z |I_{R0} - I_{L0}| \exp(-\tau^2)/(3\lambda). \quad (2)$$

\* 国家自然科学基金 (69577013) 资助课题。

E-mail: quli@sjtu.edu.cn

收稿日期: 2002-04-01; 收到修改稿日期: 2002-06-12

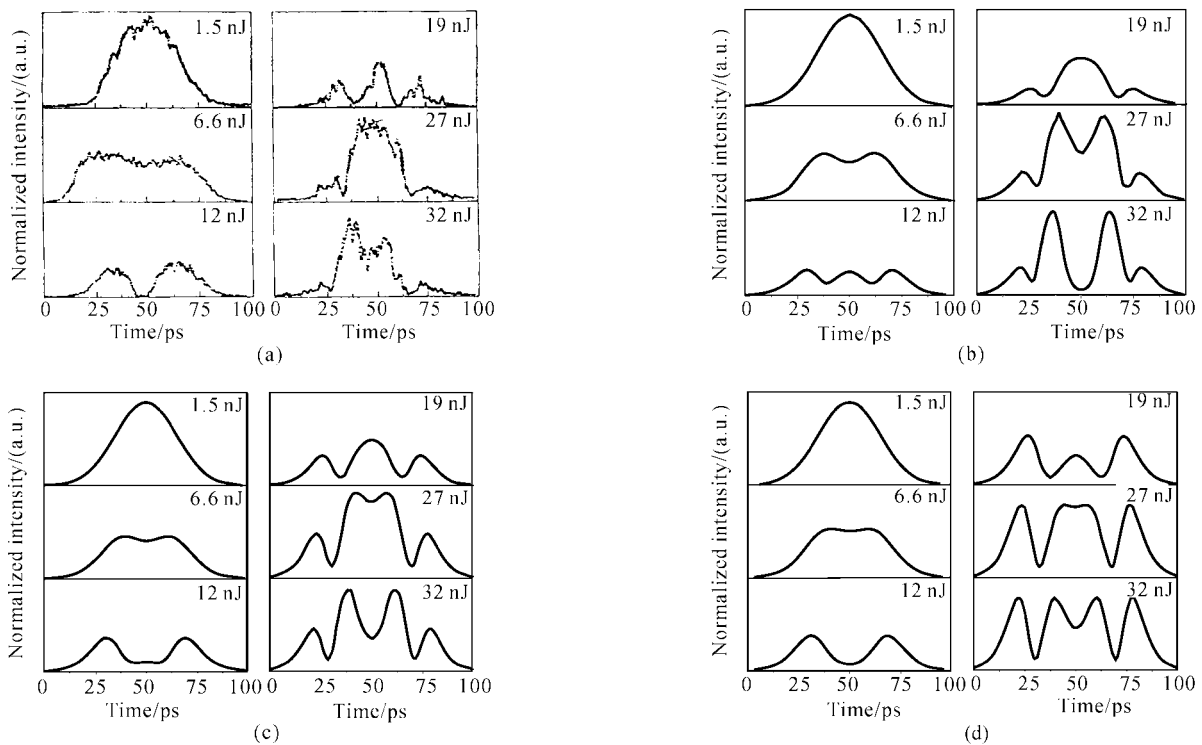


Fig. 1 Temporal profiles of parallel polarized components of the output pulses. (a) Experimental data in Ref. [4]; (b) Numerical calculation in this paper for  $L_B=4$  m and  $\theta=81^\circ$ ; (c) Numerical calculation for  $L_B=6$  m and  $\theta=77^\circ$ ; (d) Numerical result for  $L_B=8$  m and  $\theta=72.6^\circ$

这两种圆偏振光的叠加仍然接近为线偏振光,但该线偏振光的偏振方向则根据两圆偏振光间的相位差而出现了定量的旋转,而且偏振的旋转速率和脉冲包络的瞬时光强相关。从而导致了所谓的非线性偏振扭曲的发生。

我们认为文献[4]中的理论有值得商榷之处。首先,该文中认为光纤是无双折射的,这是不符合实际情况的。我们都知道,除非采取特殊的制备工艺(如 spun fiber),一般单模光纤均不可避免地存在本征双折射,其拍长是几米数量级,实验中所用 FSA-10 光纤的拍长就属于这种类型(我们所用的 FSA-10 光纤的拍长实测为 2~4 m)。其次,为了在无双折射光纤的前提下得出与实验相符的理论结果,文献[4]的作者又要假设光纤的入射端面会引起一定程度的退偏,而他们的根据是比较偏振光在进入光纤前和由光纤出

射后消光比的变化。熟悉光纤技术的人都知道,合理的切割的光纤端面不会引起如此大的消光比变化(400:1→20:1)。为此我们专门进行了实验,证实只要所用的光纤长度足够短(10 cm),则总能得到消光比大于 100:1 的出射光。基于上述考虑,我们在承认光纤存在一定本征双折射的前提下,由非线性光纤光学的传统的理论方法对文献[4]报道的皮秒脉冲光致多脉冲现象进行了数值模拟并得到了与实验结果符合得很好的结果,说明在存在线性双折射的情况下,非线性效应能导致多脉冲现象。

## 2 理论推导

单模双折射光纤中的传输光的电场分量  $E$  由下式给出:

$$\mathbf{E} = 1/2[\mathbf{e}_x F(x, y) a_x(z, t) \exp(i\beta_x z) + \mathbf{e}_y F(x, y) a_y(z, t) \exp(i\beta_y z)] \exp(-i\omega t) + c. c. \quad (3)$$

式中  $F(x, y)$  是光纤的基模模场分布函数,  $\mathbf{e}_x$  和  $\mathbf{e}_y$  是光纤主轴方向的单位矢量,  $a_x$  与  $a_y$  是慢变化振幅,  $\beta_x, \beta_y$  是传播常量。引入归一化振幅

$$A_{x,y} = \left[ \frac{1}{2} n_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} N \right]^{1/2} a_{x,y}$$

使  $|A_{x,y}|^2 = P_{x,y}$ , 式中

$$N = \iint F^2(x, y) dx dy,$$

$P_{x,y}$  为  $x, y$  分量的功率,  $n_0$  为光纤纤芯的折射率。由

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2x} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} = \frac{ik_0 n_2}{A_{\text{eff}}} \left[ |A_x|^2 A_x + \frac{2}{3} |A_y|^2 A_x + \frac{1}{3} A_y^2 A_x^* \exp(-2iBz) \right], \quad (4a)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2y} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} = \frac{ik_0 n_2}{A_{\text{eff}}} \left[ |A_y|^2 A_y + \frac{2}{3} |A_x|^2 A_y + \frac{1}{3} A_x^2 A_y^* \exp(-2iBz) \right], \quad (4b)$$

式中  $B = \beta_x - \beta_y$  为线性双折射所致传播常量差。这里假定光纤的慢轴沿  $x$  方向。 $\beta_{1x,y}, \beta_{2x,y}$  分别是光纤中  $x$  和  $y$  偏振分量的一阶和二阶色散系数。 $A_{\text{eff}}$  为模式有效截面积,  $n_2$  是非线性折射率, 对于石英光纤,  $n_2 = 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}^{[5]}$ 。对于脉宽为 35 ps 的入射光, (4) 式中的二阶色散项可作为小量而略去<sup>[6]</sup>。 $\beta_{1x}$

式(3)和麦克斯韦方程,在忽略损耗( $\alpha = 0$ )时,可得到表征两慢变化振幅演变与耦合的传播方程<sup>[6]</sup>:

与  $\beta_{1y}$  一般是不相等的,但对于本文所讨论的弱双折射光纤而言,可忽略其差别而令  $\beta_{1x} = \beta_{1y} = \beta_1$ <sup>[6]</sup>。为进一步简化方程,采用以脉冲光群速度  $V_g$  运动的参照系,并作如下代换:

$$T = t - z/V_g = t - \beta_1 z, \quad (5)$$

这样我们可得到

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = \frac{ik_0 n_2}{A_{\text{eff}}} \left[ |A_x|^2 A_x + \frac{2}{3} |A_y|^2 A_x + \frac{1}{3} A_y^2 A_x^* \exp(-2iBz) \right], \quad (6a)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = \frac{ik_0 n_2}{A_{\text{eff}}} \left[ |A_y|^2 A_y + \frac{2}{3} |A_x|^2 A_y + \frac{1}{3} A_x^2 A_y^* \exp(-2iBz) \right], \quad (6b)$$

采用功率-相位表示方法,  $A_x$  与  $A_y$  可写成

$$A_x = \sqrt{P_x} \exp(i\theta_x), \quad (7)$$

$$A_y = \sqrt{P_y} \exp(i\theta_y), \quad (8)$$

这里,  $P_{x,y}$  和  $\theta_{x,y}$  分别是  $x, y$  方向分量的功率与非线性相移。将(7)式、(8)式代入(6)式,可得

$$\frac{\partial P_x}{\partial z} = \left( \frac{k_0 n_2}{3A_{\text{eff}}} \right) P_x P_y \sin 2\varphi, \quad (9)$$

$$\frac{\partial P_y}{\partial z} = \left( \frac{k_0 n_2}{3A_{\text{eff}}} \right) P_x P_y \sin 2\varphi, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = B + \left( \frac{2k_0 n_2}{3A_{\text{eff}}} \right) (P_x - P_y) \sin^2 \varphi, \quad (11)$$

其中  $\varphi = (\beta_x z + \theta_x) - (\beta_y z + \theta_y)$ 。 (12)  
在光纤入射端,  $P_x(0)$  与  $P_y(0)$  占总入射功率  $P(0)$

的比例是由光纤慢轴方向与入射光偏振方向的夹角  $\theta$  决定的:

$$P_x(0, T) = P(0, T) \cos^2 \theta, \quad (13)$$

$$P_y(0, T) = P(0, T) \sin^2 \theta. \quad (14)$$

入射脉冲光可认为是高斯线型的。这样瞬时总功率  $P(0, T)$  可表示为

$$P(0, T) = P_0 \exp(-T^2/T_0^2), \quad (15)$$

这里  $P_0$  是入射脉冲光的峰值功率,  $T_0$  是以峰值功率  $1/e$  值定义的脉冲半宽度。通过计算,我们能得到光纤出射端  $x, y$  分量的功率值  $P_x(L, T)$ 、 $P_y(L, T)$ , 并能由此计算出相对入射光偏振方向平行分量与正交分量的功率:

$$P_{//} = P_x(L, T) \cos^2 \theta + P_y(L, T) \sin^2 \theta + \sqrt{P_x(L, T) P_y(L, T)} \sin 2\theta \cos \varphi, \quad (16)$$

$$P_{\perp} = P_x(L, T) \sin^2 \theta + P_y(L, T) \cos^2 \theta - \sqrt{P_x(L, T) P_y(L, T)} \sin 2\theta \cos \varphi, \quad (17)$$

其中  $L$  是光纤长度。

### 3 数值计算与结果

计算需要知道所用光纤的拍长  $L_B$  以确定  $B$  值。我们知道对于某种型号的光纤,同一批生产的光纤的拍长很接近,不同时候生产的光纤的拍长会略有不同,但除非是采用特殊制造工艺的光纤(如 spun fiber),普通光纤总是存在残留本征双折射。我们在实验中测得一批生产的 Newport FSA-10 型单模光纤的拍长为 2 m,而另一批生产的同型号光纤的拍长为 4 m。也就是说,这种光纤的拍长约在几米范围。我们并不知道<sup>[4]</sup>中所用 Newport FSA-10 型单模光纤的确切拍长,也并不知道光纤主轴与入射光偏振方向的

同,但除非是采用特殊制造工艺的光纤(如 spun fiber),普通光纤总是存在残留本征双折射。我们在实验中测得一批生产的 Newport FSA-10 型单模光纤的拍长为 2 m,而另一批生产的同型号光纤的拍长为 4 m。也就是说,这种光纤的拍长约在几米范围。我们并不知道<sup>[4]</sup>中所用 Newport FSA-10 型单模光纤的确切拍长,也并不知道光纤主轴与入射光偏振方向的

夹角。我们所知道的是文献[4]中,在低能量光入射时,出射光  $P_{\perp}/P_{\parallel}$  为  $1/20$ 。我们在计算中采用了不同的  $L_B$  和  $\theta$  的组合以确保  $P_{\perp}/P_{\parallel}$  保持为  $1/20$ 。对于不同  $L_B$ 、 $\theta$  的组合,方程(9)~(17)可用数值方法解出。计算结果如图 1 所示。当取  $L_B=6$  m 与  $\theta=77^\circ$  时,得到如图 1(c)所示的计算结果,与实验最为吻合;作为比较,我们在图 1(b)和图 1(d)中分别给出了  $L_B=4$  m,  $\theta=81^\circ$  与  $L_B=8$  m,  $\theta=72.6^\circ$  时的计算结果,虽然它们并不象图 1(c) 那样与实验结果很好地吻合,但存在相似的多脉冲结构。

**结论** 我们结合光纤中的本征双折射和非线性双折射效应,利用二偏振分量的耦合方程解释了单模光纤中线偏振皮秒脉冲光的光致多脉冲现象,得到与实验非常一致的数值计算结果。指出在存在本征线性双折射的情况下,多脉冲现象是由光纤的本征线性双折射与非线性双折射联合效应所导致的。

### 参 考 文 献

- 1 Winful H G. Self-induced polarization changes in birefringent optical fibers. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47** (3):213~215
- 2 Kashyap R, Finlayson N. Nonlinear polarization coupling and instabilities in single-mode liquid-cored optical fibers. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(6):405~407
- 3 Cao X D, Meyerhofer D D. Nonlinear birefringence of optical fibers. *Opt. Commun.*, 1994, **109**(12):151~154
- 4 Liu Q D, Sha W L, Ho P P *et al.*. Intensity-dependent polarization twisting within the temporal profiles of optical pulses in a nonbirefringent single-mode optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1996, **13**(5):916~920
- 5 Mollenauer F L, Stolen R H, Gordon J P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **45**(13):1095~1098
- 6 Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics* (third edition). San Diego: Academic, 2001

## A New Explanation of the Intensity-Dependent Subpulse Structure Formation in Linearly Polarized Picosecond Optical Pulses in a Single-Mode Optical Fiber

Hu Lutan Zhang Jun Liu Pengcheng Wu Jinlong Li Qu

(Laboratory on Optics and Photonics, Department of Physics,  
Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240)

(Received 1 April 2002; revised 12 June 2002)

**Abstract:** A new explanation of the intensity-dependent subpulse structure of linearly polarized picosecond optical pulses in a single-mode optical fiber is presented by means of the coupled wave equations between two polarization components, taking into account both the intrinsic linear birefringence and nonlinear birefringence. The results of simulation shows good agreement with the experimental results.

**Key words:** linearly polarized light; single-mode optical fiber; picosecond optical pulse; subpulse