

文章编号: 0253-2239(2010)09-2639-07

# 数值模拟不同偏振飞秒激光在石英介质中的 传输过程和脉宽自压缩

苏玉成 陈笑\* 钟悦 邹斌 王义全

(中央民族大学理学院, 北京, 100081)

**摘要** 基于超快光脉冲的非线性传输模型,数值模拟了不同偏振态下的飞秒光脉冲在石英介质中的传输过程,分析了不同偏振度和数值孔径对光脉冲传输特性和脉冲压缩的影响,获得光脉冲出现再聚焦效应的临界椭圆度和临界数值孔径。研究结果表明在松聚焦条件下,自聚焦效应造成了不同偏振光脉冲在传输中表现出明显不同的光强分布和等离子体细丝结构。在光脉冲的时域演化过程中,圆偏振光与线偏振光相比仅出现自压缩,而未出现脉冲分裂。在紧聚焦条件下,由于透镜的线性聚焦相比自聚焦占据主导地位,因此不同偏振光传输特性和脉冲压缩规律趋于一致,且未出现明显自压缩现象。

**关键词** 非线性光学;超快光脉冲;自聚焦;等离子体

中图分类号 O437 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103009.2639

## Numerical Simulation of the Polarized Femtosecond Laser Propagation in Silica and Self-Compression

Su Yucheng Chen Xiao Zhong Yue Zou Bin Wang Yiquan

(College of Science, Minzu University of China, Beijing, 100081, China)

**Abstract** Based on the nonlinear propagation model of ultrafast laser pulses, the polarization dynamics of femtosecond laser pulse in silica is numerically simulated. The degree of polarization and the numerical aperture have effect on the ultrashort laser transmission and the pulse compression. Both the critical degree of the laser polarization and the critical numerical aperture are obtained when the refocusing of laser beams occurs. The results show that by the loose focusing, ultrafast pulses with the linear, elliptic and circular polarizations demonstrate various intensity distribution and plasma filaments structure due to the self-focusing effect. In the temporal domain, the circularly polarized laser, compared with the linearly polarized laser, only shows the self-compression without the pulse splitting. However, by the tight focusing, three polarized lasers tend to the similar propagation property without the obvious pulse compression.

**Key words** nonlinear optics; ultrafast laser pulse; self-focusing; plasma

### 1 引言

依靠锁模技术和啁啾脉冲放大技术发展起来的超短超强激光脉冲可获得飞秒量级的脉冲宽度和拍瓦级的光功率,因此它逐步成为超快瞬态现象(超快光谱)和超强现象(强场光学)研究中不可缺少的工

具<sup>[1]</sup>。近年来飞秒激光与透明电介质的相互作用由于会产生许多新的物理想象而引起了人们的广泛关注<sup>[2~7]</sup>,例如飞秒脉冲与石英玻璃相互作用后在作用区产生折射率的变化、等离子体细丝、锥角辐射、超连续光谱以及脉冲的分裂压缩。这些现象都有许

收稿日期: 2010-02-25; 收到修改稿日期: 2010-06-28

基金项目: 国家 973 计划(2006CB921702)、国家民委科研基金(08ZY22)和中央民族大学自主科研计划(0910KYQN55)资助课题。

作者简介: 苏玉成(1955—),男,硕士,副教授,主要从事超快激光脉冲传输机制的理论和实验等方面的研究。

E-mail: yuchengsu136@sohu.com

\* 通讯联系人。 E-mail: xchen@pku.edu.cn

多潜在的应用前景,例如微制备加工、三维光存储、三维微结构和光波导的制备等。

目前线偏振飞秒激光在透明电介质中的传输行为已有大量的理论和实验研究,相比而言,圆偏振和椭圆偏振激光的传输报道比较少。相对于线偏振光,圆偏振光的非线性系数是线偏振光的 2/3,其对应自聚焦阈值是线偏振光的 1.5 倍<sup>[8]</sup>,且多光子吸收截面比线偏振光小<sup>[9]</sup>,决定了不同偏振态激光的传输过程、脉宽压缩分裂和超连续光谱等特性有所不同。2000 年 Sandhu 等<sup>[10]</sup>在实验上利用圆偏振光抑制水和 CCl<sub>4</sub> 溶液中超连续谱的产生。2001 年 Schjødt-Eriksen 等<sup>[11]</sup>基于非线性薛定谔方程研究在正常色散介质中激光偏振态对光束自聚焦和脉冲分裂的影响,但物理模型中未考虑等离子体对光的吸收和引起的折射率变化,以及多光子吸收等效应。之后, Kolesik 等<sup>[12]</sup>在理论上研究了中等强度飞秒激光在大气中传输的偏振动力学过程,发现圆偏振光成丝比线偏振光成丝更稳定,但线偏振光的超连续谱则更宽。2002 年 Fibich 等<sup>[13]</sup>理论分析圆偏振光抑制了强激光脉冲在克尔介质中形成的多丝结构。国内, Yang H. 等<sup>[14]</sup>的实验研究表明高强度入射脉冲( $\sim 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) 在大气中传输时,圆偏振光

形成的等离子体细丝对外辐射的超连续谱转化效率高于线偏振光。同时,李小芳等<sup>[15]</sup>在实验方面开展了大量不同偏振态对激光脉冲时空自压缩效应的研究,研究结果表明圆偏振光可以获得更短的压缩脉冲、更大的能量和更好的光束质量。

本文主要针对飞秒激光脉冲在石英介质中的传输过程,利用非线性光传输模型,综合考虑衍射、群速度色散、多光子吸收和等离子体对光的影响以及三阶非线性效应等,数值模拟线、椭圆和圆三种偏振态激光的成丝过程,等离子体分布,和脉冲时域压缩分裂,获得了超快光脉冲的偏振动力学过程,并分析了作用机制。

## 2 物理模型与数值模拟

### 2.1 物理模型

超短激光脉冲在透明介质中的非线性传输过程是基于扩展的非线性薛定谔方程(NLSE)。假设激光传输沿着光轴  $z$  进行,则光场强度矢量表示为  $\mathbf{E}=(E_x, E_y)$ ,每一个偏振分量为中心频率  $\omega$  的载波和一个慢变振幅包络的乘积。光脉冲传输过程在以群速度运动的局域坐标系中表示为<sup>[9~10]</sup>

$$\begin{cases} i2k \frac{\partial E_x}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 E_x = \\ kk'' \frac{\partial^2 E_x}{\partial \tau^2} - i\sigma k(1+i\omega\tau'')\rho E_x - ik\beta^{(K)}|\mathbf{E}|^{2K-2}E_x - 2kk_0n_2\left(|E_x|^2E_x + \frac{2}{3}|E_y|^2E_x + \frac{1}{3}E_y^2E_x^*\right) \\ i2k \frac{\partial E_y}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 E_y = \\ kk'' \frac{\partial^2 E_y}{\partial \tau^2} - i\sigma k(1+i\omega\tau'')\rho E_y - ik\beta^{(K)}|\mathbf{E}|^{2K-2}E_y - 2kk_0n_2\left(|E_y|^2E_y + \frac{2}{3}|E_x|^2E_y + \frac{1}{3}E_x^2E_y^*\right) \end{cases}, (1)$$

式中分别描述了光束衍射、群速度色散(GVD)、等离子体对光的吸收和引起的折射率改变,多光子吸收(MPI)以及三阶非线性效应。三阶非线性效应具体包括自聚焦(自作用)项、互相位调制(互作用)项和两个偏振方向上的能量交换项。方程中  $|\mathbf{E}|^2 = |E_x|^2 + |E_y|^2$  是光场强度。其中局域坐标系表示为  $\tau = t - z/v_g$ ,  $v_g$  是群速度。  $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  为  $xy$  平面内控制衍射的拉普拉斯算子。石英介质的禁带宽度  $E_g = 9$  eV,而波长 800 nm 激光的光子能量约为 1.5 eV,因此石英玻璃中的多光子吸收过程光子数  $K = 6$ 。  $\beta^{(6)}$  是多光子吸收系数  $3.07 \times 10^{-85}$  m<sup>5</sup>/W。  $\rho$  是自由电子密度,  $c$  是真空中光速,介质线性折射率  $n_0 = 1.46$ ,非线性系数  $n_2 =$

$3.54 \times 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W。群速度色散系数  $k = n_0k_0 = n_0\omega/c$ ,  $k'' = \partial^2k/\partial\omega^2 = 3.6 \times 10^{-26}$  s<sup>2</sup>/m。逆韧致吸收截面  $\sigma = \left(\frac{ke^2\tau'}{\omega m \epsilon \epsilon_0}\right)/[1 + (\omega\tau')^2]$ , 其中  $\tau' = 2.33 \times 10^{-14}$  s。石英介质的原子数密度取  $\rho_{at} = 2.1 \times 10^{22}$  cm<sup>-3</sup>。

电子密度演化方程基于 Drude 模型<sup>[12]</sup>,模型中考虑了雪崩电离、多光子电离和电子复合效应。由于该模型忽略了等离子体的扩散效应,因此它更适合于描述飞秒或皮秒激光脉冲的传输情况:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \frac{1}{n_0} \frac{\sigma}{E_g} \rho |\mathbf{E}|^2 + \frac{\beta^{(K)}}{K\hbar\omega} |\mathbf{E}|^{2K} - \frac{\rho}{\tau_r}, \quad (2)$$

式中  $\tau_r$  表示电子复合的特征时间  $\tau_r = 1.5 \times$

$10^{-13}$  s。

由于石英玻璃是各向同性介质,且光脉冲一般经过透镜聚焦,因此初始两偏振模  $E_x, E_y$  在  $z = 0$  处均为高斯分布的光场模式  $\varphi(x, y, \tau)$  乘以振幅相对值:

$$\begin{cases} E_x = \alpha\varphi(x, y, \tau) \\ E_y = \beta\exp[i(\pi/2)]\varphi(x, y, \tau) = i\beta\varphi(x, y, \tau) \end{cases}, \quad (3)$$

式中

$$\varphi(x, y, \tau) = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\pi a_0^2}} \times \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{a_0^2} - \frac{\tau^2}{\tau_0^2} - \frac{ik(x^2 + y^2)}{2R}\right]. \quad (4)$$

为不失一般性,  $\alpha, \beta$  取实数。  $P_{in}$  是入射光束的峰值功率,  $a_0$  表示入射激光束的光斑半径,  $\tau_0$  为激光脉宽,  $R$  为曲率半径。若聚焦前的激光束是准直的,则曲率半径  $R$  可近似等于聚焦透镜的焦距。数值孔径 (NA) 表示为  $a_0 / \sqrt{f^2 + a_0^2}$ ,  $f$  是透镜焦距。计算中定义表示激光脉冲初始偏振态的椭圆度  $\kappa = \beta/\alpha$ 。根据初始条件(3)式,线偏振激光在  $z=0$  处满足  $E_y = 0$ , 即  $\beta = 0, \kappa = 0$ ; 对于圆偏振光  $E_y = \pm iE_x$ , 即  $\beta = \pm \alpha, \kappa = \pm 1$ ; 椭圆偏振光  $\beta \neq \pm \alpha \neq 0$ , 对应于  $\kappa \in (-1, 0)$  和  $(0, 1)$  之间。

考虑到激光自聚焦阈值是随着激光初始椭圆度变化而变化<sup>[11]</sup>, 在(1)式的基础上推导得到椭圆偏振光的自聚焦阈值  $P_{cr}^e$  表示为

$$P_{cr}^e = \left(\frac{3}{3 + \kappa^2} + \frac{3\kappa^2}{3\kappa^2 + 1}\right)P_{cr}^l. \quad (5)$$

式中  $P_{cr}^l$  为线偏光自聚焦阈值, 表示为  $P_{cr}^l = (0.159\lambda^2)/(n_0 n_2)$ <sup>[11]</sup>。图 1 为对应关系图, 自聚焦阈值随着椭圆度的增加而单调递增。

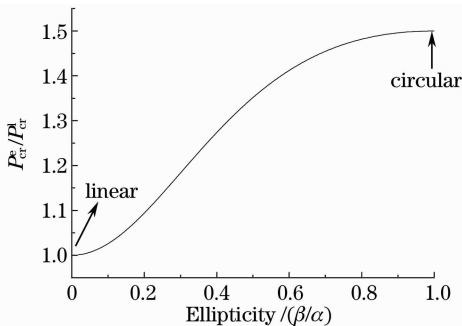


图 1 自聚焦阈值与光脉冲椭圆度的关系

Fig. 1 Dependence of the threshold of self-focusing on the ellipticity of laser pulses

## 2.2 数值模拟

采用有限差分法中的隐显方向交替法数值求解

上述的偏微分方程组。这种方法是针对二维或三维的特点而设计的。它兼有隐式和显式两种差分格式的优点, 计算稳定性好, 计算精度较高。

在计算程序中, 首先对光场振幅  $E(z, r, \tau)$  离散化, 表示为  $E(z, r, \tau) = E(z_n, r_m, \tau_l)$ , 其中  $E_{n,m,l}$  由初始光场  $E_{0,m,l}$  通过解方程(1)得到电子密度分布  $\rho_{0,m,l}$ , 再通过有限差分法第一步解方程组得到  $E_{\frac{1}{2},m,l}$ , 由  $E_{\frac{1}{2},m,l}$  得到相应的  $\rho_{\frac{1}{2},m,l}$ , 再通过第二步解方程组得到  $E_{1,m,l}$  和  $\rho_{1,m,l}$ 。这样不断循环, 直到获得所需结果。

在计算中, 设定光束传输步长  $\Delta z = 0.4 \mu\text{m}$ , 径向步长  $\Delta r = 0.125 \mu\text{m}$ , 时间步长  $\Delta \tau = 0.15 \text{fs}$ 。对每一种情况的计算步长  $\Delta z$ , 都使用步长  $\Delta z/2$  重复一次计算, 以确保结果的一致性, 即选取的  $\Delta z$  保证了计算中的收敛性。

## 3 模拟结果与分析

根据非线性薛定谔方程(1)式和电子密度演化方程(2)式, 采用有限差分法数值模拟了脉宽 300 fs, 中心波长 800 nm 的高斯型激光脉冲在石英玻璃中的传输过程。图 2 为数值孔径  $NA = 0.050$ , 近似线偏振 ( $\kappa \rightarrow 0$ ), 椭圆偏振 ( $\kappa = 0.5$ ) 和圆偏振 ( $\kappa = 1.0$ ) 三种初始偏振态对光脉冲轴向上光强分布和等离子体成丝的影响。选取的激光入射峰值功率  $P_{in} = 5.91 \text{MW} = 3.0 P_{cr}^l = 2.0 P_{cr}^e$  均大于不同偏振态的自聚焦阈值功率。由图可见, 当  $NA = 0.050$ , 不同偏振态表现出不同的空间分布。在圆偏振态下, 超短激光脉冲在自聚焦和透镜几何聚焦作用下形成单焦点及一段电子等离子体细丝, 而椭圆偏振和线偏振光诱导产生两段等离子体细丝结构, 且线偏振的第二段细丝明显长于第一段。在相同入射功率下, 图中圆偏振的成丝位置略滞后于线偏振和椭圆偏振, 且产生的等离子体密度也相比减小。这是因为圆偏振的自聚焦阈值高于线偏振, 在相同峰值功率下, 圆偏振的自聚焦功率有效降低, 因此圆偏振经历的自聚焦效应较弱, 并导致等离子体密度减小, 同时也造成线偏振态的再聚焦过程数要多于圆偏振态, 成丝长度更长。图 3 为上述三种偏振态下激光脉冲在不同传输位置上光强的时-空域的演化图。图中显示光束自聚焦和等离子体自散焦在传输过程中存在此消彼长的关系, 其过程非常类似于“动态空间补给”模型<sup>[16]</sup>。这一偏振依赖的动力学过程表明非线性传输与脉冲在空域上的变形和时域上的压缩分裂都密切联系。

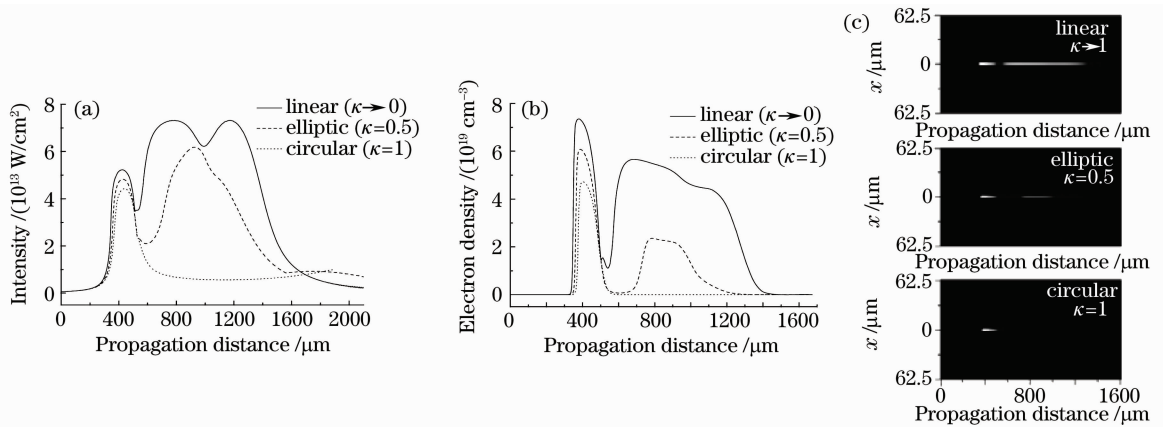


图 2 不同偏振态下超短脉冲在传输过程中在轴向的(a)光功率密度峰值、(b)诱导的等离子体密度的分布和(c)诱导的等离子体密度 3D 分布

Fig. 2 (a) On-axis maximum intensity of an ultrashort laser pulse in different polarized state in propagation and (b) the corresponding electron plasma density versus the propagation distance, (c) the induced 3D electron plasma density

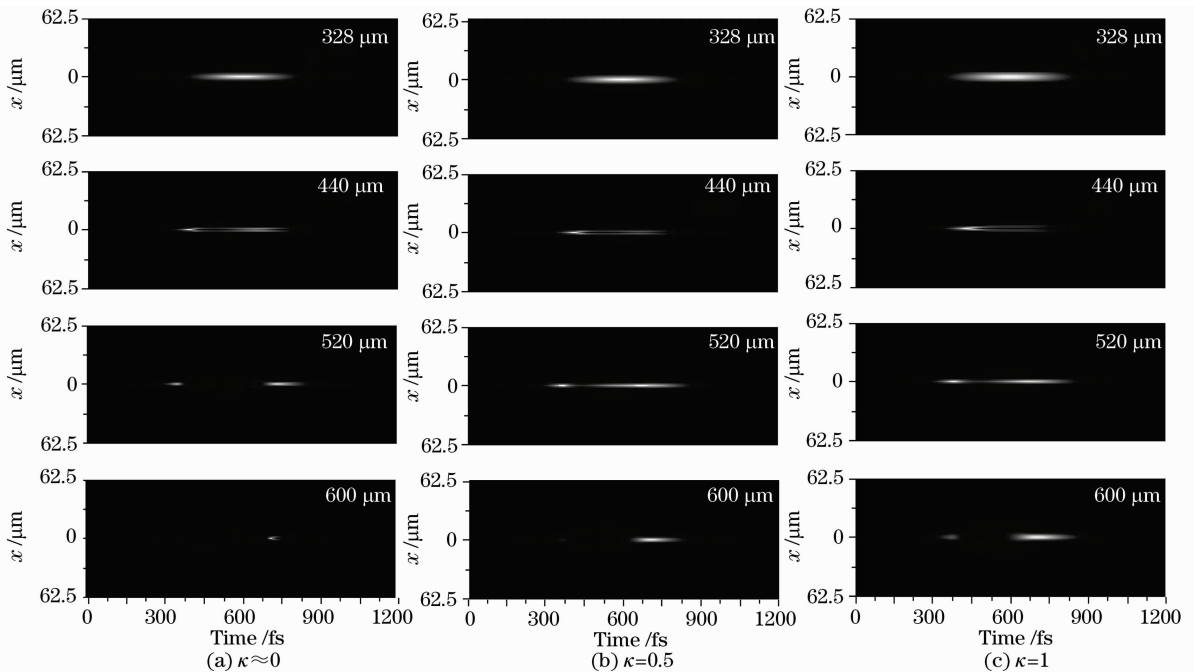


图 3 不同偏振态  $\kappa$  的入射激光脉冲在不同传输位置的时-空域演化图

Fig. 3 Spatial-temporal evolution of the laser pulse intensity with different laser polarized state  $\kappa$

在此基础上进一步分析了不同脉冲椭圆度  $\kappa$  和数值孔径  $NA$  对光强分布的影响。图 4 结果表明当  $\kappa$  逐步增大时,第二次聚焦效应逐步减弱,当  $\kappa = 0.85$  时,再聚焦恰好完全消失,因此定义  $\kappa = 0.85$  为对应临界椭圆度。图 5 给出  $NA = 0.0714, 0.0725, 0.0735$  条件下,圆偏光和线偏光轴向光强的分布。随着数值孔径的增大,当  $NA > 0.0725$  ( $NA = 0.0725$  为临界数值孔径) 时,不同偏振态的飞秒光脉冲除了光强幅值和起始时间略有不同外,均只形成一个焦点,即在较大数值孔径时成丝过程呈现对激光脉冲偏振态不敏感的特性。

为了进一步分析非线性自聚焦对光脉冲传输的影响,图 6 比较  $NA = 0.083$ ,线偏光非线性传输和线性传输(令  $n_2 = 0$ ,不计自聚焦的影响)中轴向光功率密度峰值[图 6(a)] 和电子等离子体密度[图 6(b)] 的分布。可见,在紧聚焦条件下,由于相互作用距离变短,透镜的几何线性聚焦将逐步取代非线性自聚焦而占据主导地位,造成两种情况下的轴向光强分布差别不大。由于线性传输中产生的电子等离子体少,等离子体对激光脉冲后沿能量的吸收散射少,所以轴向上的光强值大于非线性情况下的光强值。

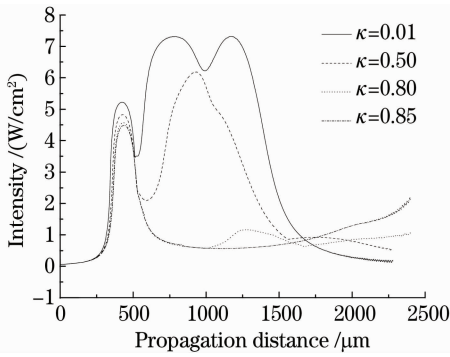


图 4 不同脉冲椭圆度下轴上光强随传输距离的变化  
Fig. 4 On-axis maximum intensity of different polarized laser as a function of propagation distance

不同偏振态下超短激光脉冲在石英玻璃中有不同的传输行为以及形成不同的等离子体细丝, 意味传输中光脉冲与介质相互作用对应不同的动力学过程。这些过程与光脉冲在时域的形变、压缩和分裂有非常重要的联系。而脉冲的压缩现象和机制对超短脉冲产生技术而言也有重要的意义。因此下面根据数值模拟结果, 详细讨论不同偏振态对脉冲时域演化的影响, 并分析作用机制。在初始位置处, 三种

偏振激光在时域上均保持初始的高斯分布。在  $NA=0.050$  条件下, 随着传输距离的增大, 图 7 和图 8 结果表明线偏光和圆偏光在不同传输位置处将表现出不同的时域形变。在线偏条件下(图 7), 由于入射脉冲的峰值功率大于非线性介质的自聚焦阈值, 因此三阶非线性极化效应将导致高斯型脉冲在传输中离轴部分能量向脉冲峰值会聚, 从而出现空域上的自聚焦和时域上自相位调制诱导的脉冲压缩现象, 如图 7 中  $z=240 \rightarrow 360 \mu\text{m}$  所示。激光脉冲峰值功率密度的大幅增加, 导致石英玻璃发生光学击穿, 形成电子等离子体, 在  $z=336 \mu\text{m}$  处等离子体密度已达  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  量级。由于产生的等离子体具有负的三阶非线性效应, 类似于一个负透镜, 它对脉冲后沿散焦作用抑制了突变自聚焦的发生。同时当光与等离子体相互作用时, 等离子体的自散焦和多光子吸收造成脉冲后沿光强逐步衰减, 并将脉冲中心推向前沿, 形成前沿陡峭后沿拖尾的形状, 进一步压缩脉宽, 如图 7 中  $z=400 \mu\text{m}$  所示, 压缩因子为 8.3。随着传输距离的进一步增大, 被散焦的脉冲后沿在空间上由于等离子体密度减弱, 自散焦开始减弱, 自聚焦又重新开始在起作用, 使得脉冲后沿在空间中逐渐再会聚, 从而在时域上逐步形成了第二

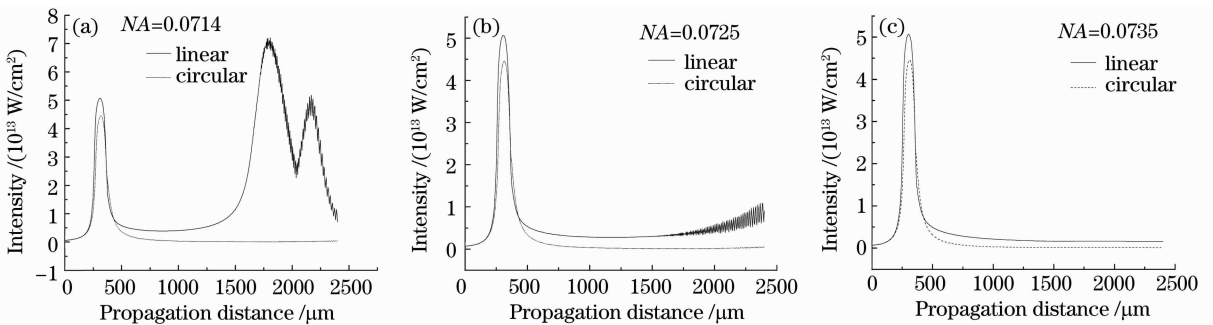


图 5 不同 NA 对线偏振光和圆偏振光轴向光强分布的影响

Fig. 5 Dependence of on-axis maximum intensity of linearly and circularly polarized lasers on different NA

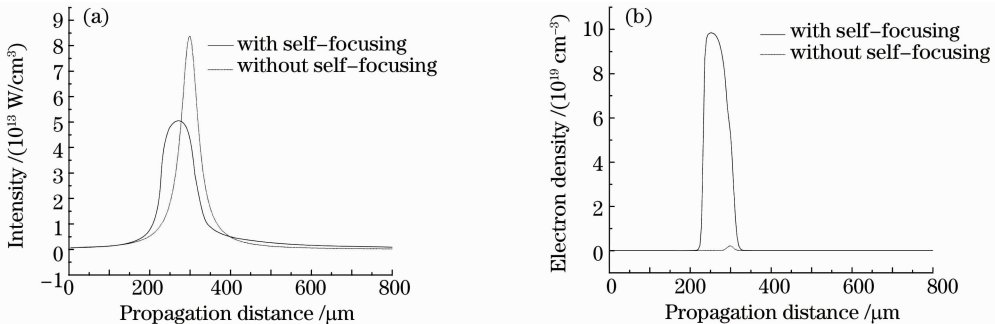


图 6 线偏光非线性传输和线性传输过程中(a)轴向光功率密度峰值和(b)电子等离子体密度的分布

Fig. 6 (a) on-axis maximum intensity and (b) electron plasma density (b) of linearly polarized lasers during nonlinear and linear propagation



个脉冲 ( $z = 440 \mu\text{m}$ )。随后第二个脉冲在  $z = 480 \mu\text{m}$  处开始出现脉冲分裂,这是因为等离子体负的三阶光学非线性导致自相位调制与正的群速度色散造成的结果,情况类似于高阶时域光孤子的分裂,与此同时第一个脉冲强度逐步减弱。在  $z = 520 \mu\text{m}$  之后第二个脉冲逐步发生自压缩,脉冲的时域压缩达到周期量级的脉宽,对应很高的峰值功率密度,如图 7 中  $z = 800 \mu\text{m}$  所示,而第一个脉冲已基本消失,从而形成如图 2 中的第二个焦点。随着传输距离的进一步增大,第二个脉冲幅度也逐步衰减,直到完全消失。

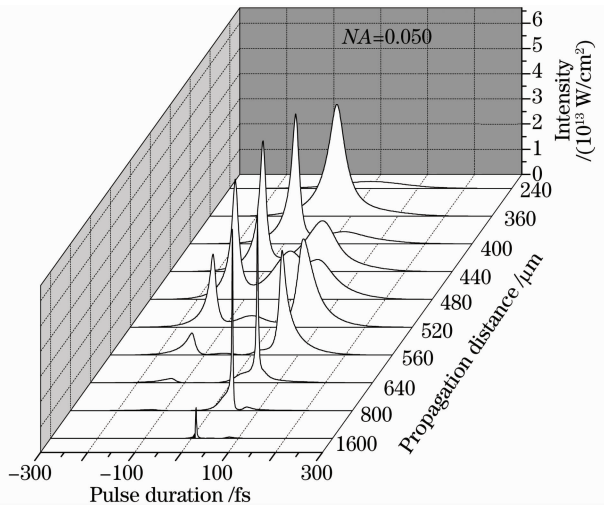


图 7 线偏振激光脉冲在不同传输位置的脉冲时域变化 ( $NA=0.050$ )

Fig. 7 Temporal evolution of the linearly polarized laser pulse at different propagation distances ( $NA=0.050$ )

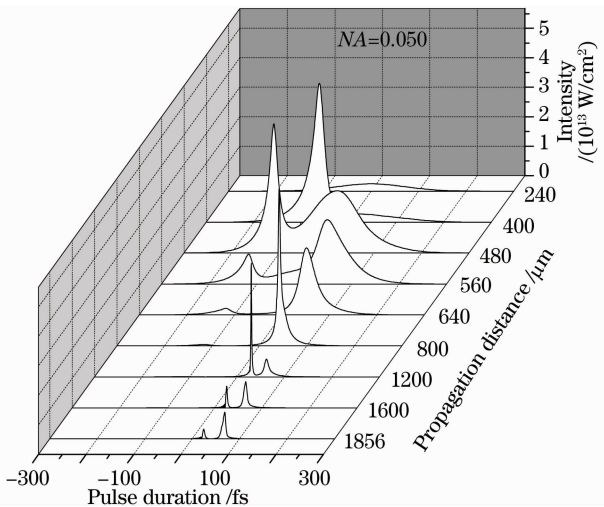


图 8 圆偏振激光脉冲在不同传输位置的脉冲时域变化 ( $NA=0.050$ )

Fig. 8 Temporal evolution of the circularly polarized laser pulse at different propagation distances ( $NA=0.050$ )

图 8 为圆偏振脉冲在不同传输位置的脉冲时域演化。在初始阶段,圆偏振脉冲的时域变化类似于线偏振。但是由于圆偏振光自聚焦阈值高于线偏振光,因此圆偏振光的自聚焦效应和非线性吸收效应都相对较弱。在  $z = 800 \mu\text{m}$ , 脉冲后沿再聚焦形成第二个脉冲。所不同的是该脉冲并没有发生分裂,只是自压缩。这是因为等离子体密度在  $800 \mu\text{m}$  较低,因此缺乏足够的等离子体负的三阶非线性引起的自相位调制和正 GVD 的相互作用。随着距离的增大,第二个脉冲重复前一个脉冲的演化。

图 9,图 10 给出了线偏振和圆偏振光在紧聚焦  $NA = 0.083$  条件下的脉冲时域变化。由于数值孔

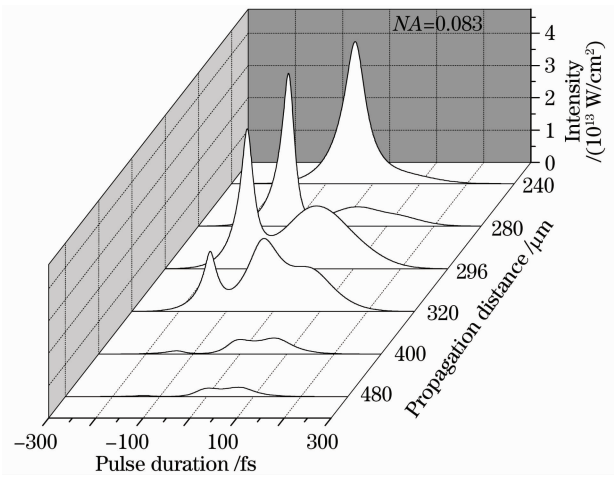


图 9 线偏振激光脉冲在不同传输位置的脉冲时域变化 ( $NA=0.083$ )

Fig. 9 Temporal evolution of the linearly polarized laser pulse at different propagation distances ( $NA=0.083$ )

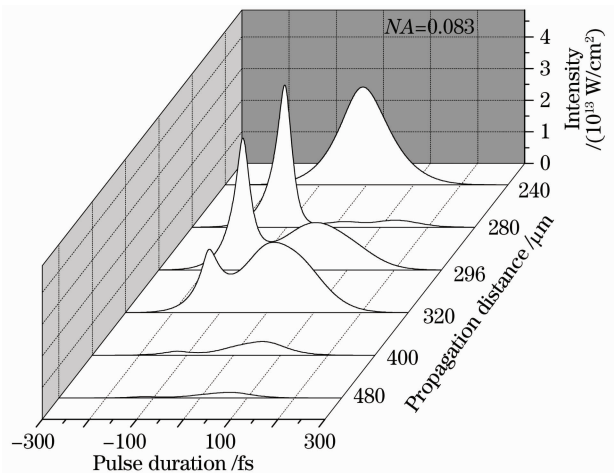


图 10 圆偏振激光脉冲在不同传输位置的脉冲时域变化 ( $NA=0.083$ )

Fig. 10 Temporal evolution of the circularly polarized laser pulse at different propagation distances ( $NA=0.083$ )

径较大,透镜几何聚焦起主要作用,表现在不同偏振态光脉冲在时域上的差别不大。且由于作用距离较短,自聚焦等非线性效应的影响不大,因此最后脉冲并未出现前面松聚焦情况下的明显压缩和分裂。

## 4 结 论

研究了不同偏振态下的超快光脉冲在石英介质中的传输过程,分析不同脉冲偏振度和不同 NA 对光脉冲传输特性和脉冲压缩的影响。结果表明,在松聚焦下,不同偏振光脉冲在传输中表现出明显不同的光强分布和等离子体成丝结构,给出光强出现再聚焦效应的临界椭圆度和临界 NA。对于光脉冲的时域演化过程,圆偏振光由于缺少足够的等离子体负三阶非线性效应,因此光脉冲仅出现自压缩,未出现线偏振光的脉冲分裂现象。在紧聚焦条件下,除了光强和等离子体密度幅值与起始时间略有不同外,三种偏振态光脉冲和诱导的等离子体密度分布逐步趋于一致,均只形成一个焦点及一段等离子体细丝,且光脉冲的时域演化均未出现松聚焦条件下的明显自压缩现象。这是因为紧聚焦条件造成相互作用距离变短,自聚焦等非线性效应的影响不大,透镜的线性几何聚焦相比自聚焦占据主导地位。

## 参 考 文 献

- 1 Liu Songhao, Hao Guansheng. Optics of Intense Light and Its Applications [M]. Guangdong: Guangdong Science and Technology Press, 1995  
刘颂豪, 赫光生. 强光光学及其应用[M]. 广东: 广东科技出版社, 1995
- 2 Wu Z. X., Jiang H. B., Sun Q. *et al.*. Filamentation and temporal reshaping of a femtosecond pulse in fused silica[J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **68**(6): 063820
- 3 Berge L., Gouédard C., Schjødt-Eriksen J. *et al.*. Filamentation patterns in Kerr media vs. beam shape robustness, nonlinear saturation and polarization states [J]. *Physica D*, 2003, **176**(3~4): 181~121
- 4 Hao Z. Q., Zhang J. Propagation of intense femtosecond laser

- pulses in air[J]. *Physics*, 2004, **33**(10): 741~747  
郝作强, 张 杰. 超短脉冲强激光在空气中的传输[J]. 物理, 2004, **33**(10): 741~747
- 5 Chen Xiao, Su Yucheng, Wang Yiquan *et al.*. Nonlinear effects of ultrashort laser pulses propagation in water[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(4): 1131  
陈 笑, 苏玉成, 王义全等. 超快激光脉冲水下非线性传输特性的研究[J]. 光学学报, 2009, **29**(4): 1131
  - 6 Zhang Yizhu, Chen Yanping, Li Zhiqiang *et al.*. Elliptical polarized single-cycle THz pulse generated by femtosecond laser filamentation in air[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(3): 781  
张逸竹, 陈燕萍, 李志强等. 空气飞秒激光成丝现象中产生的椭圆偏振单周期太赫兹脉冲[J]. 光学学报, 2009, **29**(3): 781
  - 7 Kong Weipeng, Cao Shiyong, Peng Dongqing *et al.*. Pulse self-compression in temperature gradient controlled filamentation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 299~303  
孔维鹏, 曹士英, 庞冬青等. 温度梯度控制成丝中的脉冲自压缩[J]. 光学学报, 2010, **30**(1): 299~303
  - 8 Sutherland R. L. Handbook of Nonlinear Optics [M]. New York: Marcel Dekker Press, 1996: 299
  - 9 Petit S., Talebpour A., Proulx A. *et al.*. Polarization dependence of the propagation of intense laser pulses in air[J]. *Opt. Commun.*, 2000, **175**(4~6): 323~327
  - 10 Saudhu A. S., Banerjee S., Goswami D. Suppression of supercontinuum generation with circularly polarized light [J]. *Opt. Commun.*, 2000, **181**(1~3): 101~107
  - 11 Schjødt-Eriksen J., Moloney J. V., Wright E. M. *et al.*. Polarization instability of femtosecond pulse splitting in normally dispersive self-focusing media [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(2): 78~80
  - 12 Kolesik M., Moloney J. V., Wright E. M. Polarization dynamics of femtosecond pulses propagating in air [J]. *Phys. Rev. E*, 2001, **64**(4): 046607
  - 13 Fibich G., Ilan B. Multiple filamentation of circularly polarized beams [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(1): 013901
  - 14 Yang H., Zhang J., Zhang Q. J. *et al.*. Polarization-dependent supercontinuum generation from light filaments in air [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(5): 534~536
  - 15 Li Xiaofang, Liu Jun, Chen Xiaowei *et al.*. Spatiotemporal self-compression of circularly polarized and linearly polarized pulses in normally dispersive media [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(12): 1882~1886  
李小芳, 刘 军, 陈晓伟等. 圆偏振光和线偏振光在正常色散材料中的时空自压缩[J]. 光学学报, 2006, **26**(12): 1882~1886
  - 16 Mlejnek M., Wright E. M., Moloney J. V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(5): 382~384