

# 基于双光子荧光原理的空气中飞秒激光成丝 区域脉冲特性的测量

刘 岩 徐圣奇 刘伟伟

(南开大学现代光学研究所教育部光电信息科学重点实验室, 天津 300071)

**摘要** 基于双光子荧光法测量原理, 实验研究空气中飞秒激光成丝区域内飞秒脉冲的时域特性。实验结果证明, 该测量技术可以同时成丝区域内飞秒脉冲的宽度、啁啾率以及光束半径进行测量, 在空气中飞秒激光成丝的动态过程的研究中具有应用价值。

**关键词** 激光光学; 超快光学; 成丝; 双光子荧光; 超快测量

**中图分类号** O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0719002

## Application of Two-Photon Fluorescence Measurement on Pulse Characterization during Femtosecond Laser Filamentation in Air

Liu Yan Xu Shengqi Liu Weiwei

(*Institute of Modern Optics, Nankai University, Key Laboratory of Opto-Electronic Information Science and Technology, Ministry of Education, Tianjin 300071, China*)

**Abstract** This work proposes a diagnostic method, which is based on two-photon fluorescence measurement, to study the temporal characteristic of a laser pulse undergoing filamentation in air. The results show that the pulse duration, chirp rate and beam radius could be retrieved simultaneously. This simple technique is useful in practice to trace the underlying dynamics of filamentation in air.

**Key words** laser optics; ultrafast optics; filamentation; two-photon fluorescence; ultrafast measurements

**OCIS codes** 190.5940; 320.2250; 320.0320

### 1 引 言

自从 1995 年 Braun 等<sup>[1]</sup>首次发现飞秒激光在空气中的成丝现象以来, 激光成丝领域的研究经过十多年的发展已经引起了越来越多的关注。激光成丝现象有着广泛的应用前景, 如大气污染检测<sup>[2,3]</sup>和光频率转换等<sup>[4~6]</sup>; 最近, Rohwetter 等<sup>[7]</sup>发现了飞秒激光成丝所引起的空气中水分的凝聚现象, 从

而为人工降雨提供了一种新的途径; 另外飞秒脉冲在光丝内的自压缩效应也可用于超短脉冲的产生<sup>[8~10]</sup>。另一方面, 光丝内部存在多种非线性光学过程, 如自聚焦、光致电离、自相位调制和自陡峭等<sup>[11,12]</sup>, 因此, 对于超快激光成丝现象的研究在基础物理方面具有特殊的意义。这些因素使得激光成丝成为近年来最为活跃的研究领域之一。

**收稿日期**: 2011-01-17; **收到修改稿日期**: 2011-03-19

**基金项目**: 国家 973 计划(2007CB310403)、国家自然科学基金(10804056)、教育部“新世纪优秀人才支持计划”(NCET-07-0455)、霍英东教育基金会青年教师基金(111009)、强场激光物理国家重点实验室开放课题和电子薄膜与集成器件国家重点实验室开放课题资助课题。

**作者简介**: 刘 岩(1982—), 男, 博士研究生, 主要从事超短脉冲测量方面的研究。

E-mail: liu\_yan19820109@yahoo.com.cn

**导师简介**: 刘伟伟(1976—), 男, 博士, 教授, 主要从事超快激光科学方面的研究。

E-mail: liuweimei@nankai.edu.cn(通信联系人)

本文电子版彩色效果详见中国光学期刊网(www.opticsjournal.net)

随着研究的深入,对成丝区域内脉冲特性的测量问题也变得越来越重要。但是,由于丝内光强度很高,传统的直接测量方式并不适用,所以目前人们通常采用间接测量的方法,如光强度可以通过氮气荧光强度测量<sup>[13]</sup>,或者利用单脉冲在热敏纸烧斑的灰度等级来测量<sup>[14]</sup>;光丝的直径可以通过对等离子体通道的直径或者热敏纸的烧斑直径的测量获得;测量光丝截面分布的常用方法是利用光楔(掠入射)将光束导入 CCD 进行测量<sup>[1]</sup>。但是光丝内部飞秒脉冲时域特性的测量却一直是一个难题,目前常用的方法有光学自相关法<sup>[15~17]</sup>,频率分辨光学快门法(FROG)<sup>[18]</sup>以及频谱相位相干直接电场重建法(SPIDER)<sup>[19]</sup>等,其中光学自相关法主要是测量脉冲的宽度,需要知道待测脉冲的形状;FROG 技术包括频谱测量与反演算法两个部分,测量装置相对复杂且运算量较大;SPIDER 技术需要一个已知特性的脉冲,其测量结果取决于仪器的初始定标。

最近,Minardi 等<sup>[20~22]</sup>利用光快门的测量原理研究了凝聚态介质中激光成丝脉冲演变的时域动态过程,Odhner 等<sup>[23]</sup>通过受激拉曼散射的光谱测量研究了空气中成丝过程脉冲自压缩现象,Diels 等<sup>[24]</sup>通过实验测量了光束自聚焦过程与光丝动态平衡过程中相位的差异。值得一提的是,Théberge 等<sup>[25]</sup>提出了一种基于双光子荧光理论的脉冲测量方法,该方法通过测量激光脉冲激发染料介质所产生双光子荧光的强度分布来反演待测脉冲的相关信息。

另外,基于双光子荧光原理的测量技术之前已经被用于少数周期激光脉冲的检测<sup>[25,26]</sup>以及液体介质中激光成丝区域光强度分布的测量<sup>[27,28]</sup>。而

本文则利用双光子荧光测量法对空气中成丝区域的激光脉冲进行了测量,因为以往的计算中并没有考虑光束形状的变化所带来的影响,所以本文给出了染料中双光子荧光强度分布的修正模型,并利用该模型进行了实验测量。

## 2 实验装置与测量结果

图 1(a)为实验装置示意图,半峰全宽(FWHM)为 45 fs 的飞秒脉冲经过反置的望远系统后光束直径(最大强度的  $1/e^2$  处)为 3 mm 并在空气中成丝,该望远系统由焦距为 40 cm 的凹面镜和焦距为 -20 cm 的平凹透镜组成,其间距为 20 cm。实验中首先利用 PMT 测量了光丝中发射的氮气荧光信号沿激光传播方向的纵向分布,其测量结果如图 1(b)所示。实验从 85 cm 处开始观测到明显的荧光信号,其强度在 103 cm 处达到最大值,由于多次自聚焦效应,荧光强度的第二个峰值出现在 124 cm 处,然后在 140 cm 处(光丝末端)荧光信号截止。作为实验的第二步,在光丝内放置一光楔对待测飞秒脉冲导出。实验后对于两个光楔检查的检查结果表明两个光楔前表面均无损伤。此外,两光楔的前表面反射率均为 20%,因此经光楔对两次反射后(掠入射),光束强度衰减为入射光的 4%。衰减后的光束再经过第三个光楔和一个介质膜高反镜(750~860 nm)垂直入射到装有染料溶液的样品池中。样品池尺寸为 12.5 mm×12.5 mm×50 mm,所用样品为溶解有青豆素(Coumarin 540 A)的甲醇溶液,染料原子数分数为  $4 \times 10^{-4}$  mol/L。由于实验中使用了介质膜高反镜,光丝现象所产生超连续谱在样品池中引起的单光子吸收可以得到有效抑制。

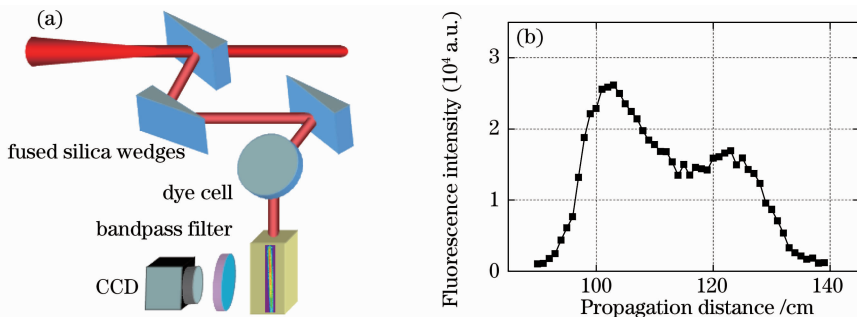


图 1 (a)实验装置示意图;(b)成丝区域氮气荧光强度分布

Fig. 1 (a) Schematic of the experimental setup; (b) longitudinal nitrogen fluorescence intensity distribution during filamentation

如图 1(a)所示,染料盒中由飞秒激光诱导产生的双光子荧光通过带通滤波片(450~600 nm)后被 CCD 探测。图 2 所示为实验中采集到的 3 幅不同

位置处的样品池中典型的双光子荧光分布图(激光自上而下传播时),其中(a)处  $z=85$  cm 对应光丝起始位置,(b)处  $z=110$  cm 为光丝中间位置,(c)处

$z=145$  cm 为光纤结束位置。因为成丝区域的光强度相比成丝前后更高,所以荧光信号的强度[图 2(b)]也比成丝前后[图 2(a)和(c)]更强。从图 2 可以看到,3 个不同位置处的荧光信号的强度均随着脉冲的传播而衰减,这说明飞秒脉冲在样品池中传播时其脉冲宽度因溶液的色散作用而出现明显的展宽。值得说明的是,这里并没有考虑染料中单光子吸收所带来的影响,因为该实验中单光子吸收现象并不明显。

图 3 为 3 个典型位置处( $z=85$  cm, 110 cm, 145 cm)样品池中荧光强度随脉冲传播距离的分布,以及基于第 3 节中(1)式和(2)式的拟合曲线。由于所测荧光信号在光束截面方向的空间分辨率不高,因此数据处理过程中取其强度在截面方向的积

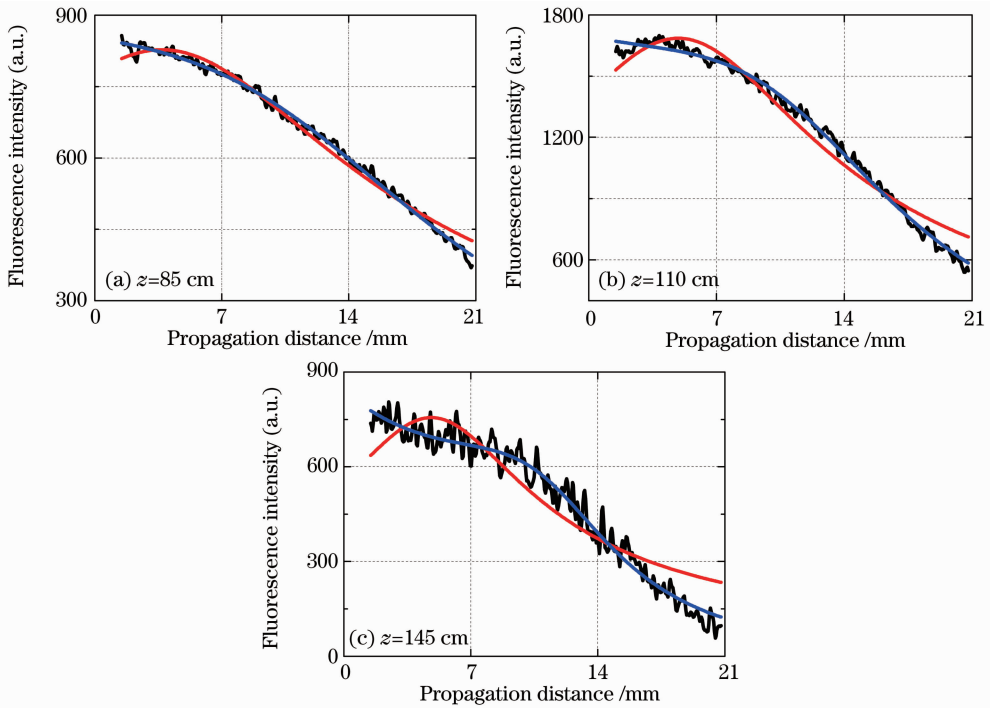


图 3 不同位置处飞秒激光在样品池中传播时诱导的双光子荧光强度分布

Fig. 3 Fluorescence intensity distributions induced by the femtosecond pulse at different positions of filamentation

### 3 数据拟合和分析

Théberge 等<sup>[25]</sup>给出了双光子荧光强度分布的计算模型,

$$F(z) = \frac{\sigma^{(2)} S_0^2 \tau_0 \exp(-2\alpha z)}{\sqrt{(\tau_0^2 + 4Ck_2 z \ln 2)^2 + (4k_2 z \ln 2)^2}}, \quad (1)$$

式中  $F$  表示荧光强度,  $\sigma^{(2)}$  为染料的双光子荧光吸收截面,  $\alpha$  和  $k_2$  是染料溶液的单光子吸收系数和群速度色散参数。(1)式是在高斯脉冲的前提下推导的结果,其电场形式为  $\sqrt{S_0} \exp[-2(\ln 2)(1 +$

分。从图 3 可以看出,不同位置处的荧光信号的强度(黑线)均随脉冲的传播而减弱,这进一步证实了通过对图 2 的分析所得出的结论。

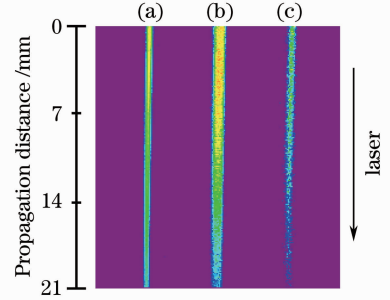


图 2 光纤中不同位置处飞秒激光在样品池中传播时诱导的双光子荧光图像

Fig. 2 Two-photon fluorescence induced by the femtosecond pulse at different positions of filamentation

$iC)t^2/\tau_0^2] \exp(-i\omega t + ikz)$ , 式中  $\sqrt{S_0}$  为脉冲的能流密度,  $\tau_0$  定义为高斯脉冲 FWHM,  $C$  表示脉冲的线性啁啾率,  $\omega$  与  $k$  分别为脉冲的载波角频率和光波数。按照(1)式对实验数据进行数值拟合,可获得脉冲宽度和啁啾等重要信息。需要说明的是,尽管(1)式是在高斯脉冲的前提下推导的结果,但是将(1)式中的参数  $\tau_0$  用脉宽均方根  $\sigma$  代替后,该公式适用于任意形状的激光脉冲<sup>[25,26]</sup>。文献[25]还进一步指出,如果光束截面方向的荧光强度可分辨,利用

(1)式可实现激光脉冲的三维测量。

在另一独立实验中,测量了 800 nm 处甲醇溶液的单光子吸收系数  $\alpha$ ,其数值为  $2.6 \text{ m}^{-1}$ ,这一结果表明单光子吸收现象在本实验中影响很小,经过 20 mm 的传播距离后引起光强度的变化约为 5%;同时忽略溶液中双光子吸收损失,以及脉冲从光楔到样品盒的传播过程中由空气的色散效应带来的影响,从而可以根据(1)式对实验数据进行拟合,拟合结果如图 3 中的红线所示。从图 3 可以看出,基于(1)式的拟合结果与实际测量结果的偏差较大。分析后认为,这可能是由于(1)式适用于平行传播的激光光束,而这一条件在实验中并不能得到满足,因为飞秒激光在染料溶液中传播时,不仅脉冲的时域特征会发生变化,其空间分布也会发生相应的改变。基于以上考虑,给出相应的荧光信号的强度随脉冲传播距离变化的修正模型,

$$F(z) = F_0 \frac{\tau_0^3 \exp(-2\alpha z)}{\sqrt{(\tau_0^2 + 4Ck_2 z \ln 2)^2 + (4k_2 z \ln 2)^2}} \times \frac{1}{\left(1 + \frac{\theta z}{w_0}\right)^2 + \left(\frac{\lambda z}{\pi n w_0^2}\right)^2}, \quad (2)$$

等号右边最后一个比例项表示激光光束在样品盒中传播时所经历的空间上的发散变化,其中  $w_0$  为样品盒入射面处光束的半径, $\theta$  为相应的发散角, $\lambda$  为飞秒脉冲的中心波长(真空中), $n$  为染料溶液的折射率。下面是(2)式的推导过程。

考虑光束轴线上的脉冲在样品池内的传播过程,并假设其光电场形式为  $E(z,t) = A(z,t) \exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)]$ ,那么脉冲在色散介质中传播的波动方程可以写为

$$2i \frac{\partial A}{\partial z} - k_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0, \quad (3)$$

式中  $A(z,t)$  为光电场的复振幅, $\omega_0$  和  $k_0$  分别表示脉冲的载波角频率和相应的光波数, $k_2$  是介质的群速度色散系数,对  $A(z,t)$  进行傅里叶变换得到其频域形式

$$\tilde{A}(z,\omega) = \int A(z,t) \exp(i\omega t) dt. \quad (4)$$

将(4)式代入(3)式并求解,

$$\tilde{A}(z,\omega) = \tilde{A}(0,\omega) \exp\left(\frac{i}{2} k_2 \omega^2 z\right), \quad (5)$$

式中  $\tilde{A}(0,\omega)$  为复振幅  $A(0,t)$  的傅里叶变换。如假设样品池入射面( $z=0$ )处脉冲为啁啾高斯型,那么

$$A(0,t) = \sqrt{I_0} \exp\left[-2 \frac{(1+iC)t^2 \ln 2}{\tau_0^2}\right], \quad (6)$$

式中  $I_0$  是  $z=0$  处的最大光强度。对(6)式进行傅里叶变换并代入(5)式可以得到传播距离  $z$  处脉冲的频域形式,然后对其进行傅里叶逆变换,最终可获得脉冲的复振幅在  $z$  处的时域形式,

$$A(z,t) \propto \frac{\sqrt{I_0}}{\sqrt{1 + \frac{4Ck_2 z \ln 2}{\tau_0^2} - \frac{4ik_2 z \ln 2}{\tau_0^2}}} \times \exp\left[-\frac{2(1+iC)t^2 \ln 2}{\tau_0^2 \left(1 + \frac{4Ck_2 z \ln 2}{\tau_0^2} - \frac{4ik_2 z \ln 2}{\tau_0^2}\right)}\right]. \quad (7)$$

利用(7)式便可计算出脉冲的光强度在时间和空间上的分布,

$$I(z,t) = |A(z,t)|^2 \propto I_0 \frac{\tau_0}{\tau_z} \exp\left[-\frac{4t^2 \ln 2}{\tau_z^2}\right], \quad (8)$$

式中  $\tau_z$  定义为传播距离  $z$  处的脉冲宽度,

$$\tau_z = \tau_0 \sqrt{\left(1 + \frac{4Ck_2 z \ln 2}{\tau_0^2}\right)^2 + \left(\frac{4k_2 z \ln 2}{\tau_0^2}\right)^2}. \quad (9)$$

对于激光光束的空间演变,考虑激光在样品池中以高斯光束的形式传播,其复曲率半径  $q$  参数为

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi n w^2(z)}, \quad (10)$$

式中  $R(z)$  和  $w(z)$  分别表示位置  $z$  处光束的曲率半径和光束半径,根据高斯光束  $q$  参数的变换规律<sup>[29]</sup>  $q(z) = q(z_0) + z - z_0$  可以获得如下关系,

$$w(z) = w_0 \sqrt{\left(1 + \frac{z}{R_0}\right)^2 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2 n^2 w_0^4}}, \quad (11)$$

式中  $R_0$  为样品池入射面( $z=0$ )处的曲率半径,通过对  $w(z)$  进行求导运算可获得  $z=0$  处样品盒中光束的发散角  $\theta \approx w_0/R_0$ 。

最后,以样品池中光束传播方向为  $z$  轴建立圆柱坐标系,并考虑传播过程由于溶液的吸收所带来的损失,激光强度时间与空间的分布为

$$I(r,z,t) = I_0 \frac{\tau_0}{\tau_z} \left[\frac{w_0}{w(z)}\right]^2 \exp(-\alpha z) \times \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \exp\left(-\frac{4t^2 \ln 2}{\tau_z^2}\right). \quad (12)$$

由于双光子荧光的强度正比于激发光强度的平方,所以其测量结果在截面方向上的积分为  $F(z) \propto \int_{t,r} I^2(r,z,t) r dr dt$ ,积分结果的具体形式如(2)式所示。

在忽略溶液的吸收损失等因素的前提下,基于(2)式对 3 个典型位置处的荧光强度分布进行拟合,其结果如图 3 中蓝线所示,不难看出,以(2)式为理

论模型的拟合结果与测量结果之间的拟合度更高。

随后,利用(2)式对其他所有不同位置处测量所得实验数据进行拟合,就可以获得光丝中不同位置处飞秒脉冲的 FWHM  $\tau_0$ , 啾啉率  $C$ , 光束半径  $w_0$  及其发散角  $\theta$  等 4 个参数的数值沿成丝方向的分布,结

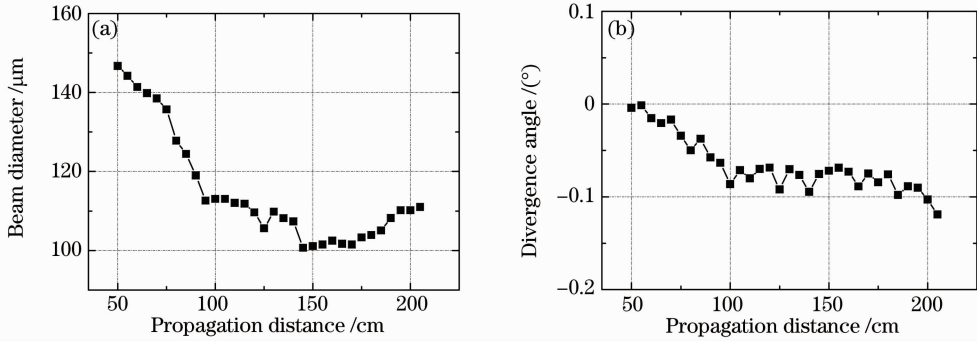


图 4 (a)通过(2)式拟合获得的空气中成丝区域内光束直径的纵向分布;(b)样品盒内发散角的纵向分布  
Fig. 4 (a) Longitudinal distribution of the beam diameter in air filament retrieved by the fitting according to Eq. (2); (b) longitudinal distribution of the retrieved divergence angle inside the sample cell

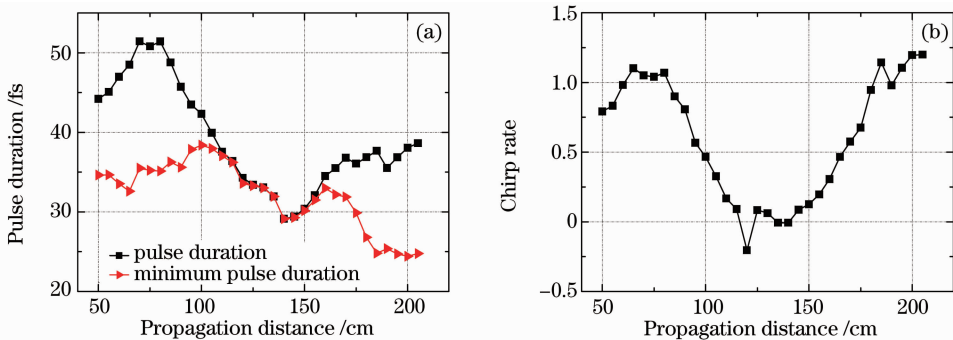


图 5 (a)通过(2)式拟合获得的脉冲宽度的纵向分布以及通过(13)式计算得到的最小脉宽的纵向分布;  
(b)通过(2)式拟合得到的啾啉率的纵向分布

Fig. 5 (a) Longitudinal distributions of the retrieved pulse duration retrieved by the fitting according to Eq. (2) and the minimum pulse length according to Eq. (13); (b) longitudinal distribution of the retrieved chirp rate

如图 4(a)所示,激光光束的直径在成丝之前持续减小,直至空气中有明显的等离子体产生后光束会聚的趋势停止。尤其是在  $90 \sim 140$  cm 的成丝区域内,光束直径的变化幅度不到 10%。从 140 cm 处激光光束开始发散,其发散角约在  $0.02$  mrad。对于束腰半径约为  $50 \mu\text{m}$  的高斯光束而言,线性传播时的光束发散角为  $\theta = \lambda/\pi w \approx 5$  mrad,其数值比图 4(a)所示的实验测量值大得多。该实验结果符合国外相关报道的激光成丝的中心部分能够以较小的发散角长距离传播的结论<sup>[30]</sup>。另外从图 4(b)中可以看出,实验中所测得发散角均为负值,这表示光束在样品池中传播时都是会聚的。认为因为甲醇的非线性折射率系数要比空气大 3 个数量级,所以该现象是由光束在甲醇溶液传播时的自聚焦效应所引起的。但是也要注意,样品池内光束会聚的角度

果如图 4,5 所示。图 4(a)和图 4(b)分别为光束直径  $2w_0$  和样品盒内发散角  $\theta$  沿传播方向的分布;图 5(a)为脉宽宽度  $\tau_0$  (实心方格)以及根据(13)式计算所得的变换极限最小脉冲宽度  $\tau_{\text{min}}$  (实心三角)沿传播方向的分布,图 5(b)为相应的啾啉率  $C$  的分布。

很小( $0.02$  mrad)。这说明染料溶液引起的自聚焦效应很微弱,在脉冲形状演化方面的影响并不大。

图 5(a)中的实心方格曲线进一步描述了脉冲宽度沿传播方向的变化情况。结果显示,从初始位置  $z=50$  cm 到  $z=80$  cm 处脉冲宽度随传播距离而增加,相应地啾啉率也呈现增加的趋势。这是因为在自聚焦发生之前空气的色散效应会导致脉冲的展宽。此后,随着传播距离的增加,脉冲开始自压缩,压缩过程一直持续到  $z=140$  cm 处,即图 1(b)所示的光丝的结束位置,并且随着脉冲的自压缩,啾啉率也逐渐减小。特别是,在  $z=115$  cm 和  $z=145$  cm 之间的区域内啾啉率近似等于零。这表明该区域内的飞秒脉冲以准变换极限脉冲的形式传播。我们的测量结果验证了飞秒脉冲在成丝区域传播时具有平滑初相位的实验报道<sup>[9,10]</sup>。而当传播距离超过



140 cm时,由于空气正色散的作用,脉冲宽度与啁啾率又开始增加,如图5所示。

根据(9)式可知:在 $Ck_2 < 0$ 的情况下,脉冲宽度 $\tau_z$ 随传播距离的增加而变化,并且在位置 $z_{\min} = -\frac{C}{1+C^2} \frac{\tau_0^2}{4k_2 \ln 2}$ 处有变换极限最小值,

$$\tau_{\min} = \frac{\tau_0}{\sqrt{1+C^2}}, \quad (13)$$

因此,利用图5中脉冲宽度 $\tau_0$ 与啁啾率 $C$ 的数据,通过(13)式计算可以获得最短脉冲宽度 $\tau_{\min}$ 随传播距离的分布。这样的计算结果如图5(a)中实心三角曲线所示。结果显示,由于色散的作用,成丝之前可获得的最小脉冲宽度约为35 fs,从 $z=85$  cm开始,在频谱展宽和啁啾补偿的共同作用下脉冲出现了明显的自压缩。需要强调的是,在 $z=115$  cm到 $z=145$  cm的成丝区域中脉冲能以近乎无啁啾的方式传播相当长的距离。但如图5(b)所示,在光丝的末端( $z>140$  cm)空气中的正色散效应又开始占主导地位,啁啾率出现明显的增加。值得注意的是,变换极限最小脉冲宽度在 $z=140$  cm之后的区域达到最大值后又开始下降,并且在 $z=180$  cm附近达到最小值25 fs。这一方面是因为光丝末端的自陡峭效应<sup>[31~33]</sup>;另一方面是因为在 $z=140$  cm之后的区域激光束的发散程度很小,光强度依然较高,自相位调制效应相应地发挥比较重要的作用。自陡峭效应和自相位调制效应共同作用,将导致脉冲光谱进一步展宽,因此变换极限最小脉冲宽度持续减小。

## 4 结 论

利用双光子荧光测量方法,获得了空气中成丝区域内飞秒脉冲的脉宽、啁啾率和光束半径随传播距离的演化过程。通过对测量结果分析可知,在成丝之前飞秒脉冲在空气中传播时因色散效应而出现脉冲展宽;在成丝过程中因光谱展宽和啁啾补偿而经历自压缩过程;而在光丝的末端,因空气正色散效应,脉冲又开始展宽。但是在成丝之后的区域脉冲宽度可以被压缩到更短,这是因为在光丝末端激光光束的发散程度很小,光强度很高,导致脉冲的光谱因自陡峭效应和自相位调制而展宽。实验结果证明,双光子荧光测量法在空气中成丝区域内飞秒脉冲测量方面具有一定的应用价值,可以为成丝过程中脉冲自压缩的动态过程的研究提供关键信息。

## 参 考 文 献

1 A. Braun, G. Korn, X. Liu *et al.*. Self-channeling of high-peak-

- power femtosecond laser pulses in air[J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(1): 73~75
- 2 J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean *et al.*. White-light filaments for atmospheric analysis [J]. *Science*, 2003, **301**(5629): 61~64
- 3 G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu *et al.*. Remote detection and identification of biological aerosols using a femtosecond terawatt lidar system[J]. *Appl. Phys. B*, 2004, **78**(5): 535~537
- 4 F. Théberge, N. Aközbek, W. Liu *et al.*. Tunable ultrashort laser pulses generated through filamentation in gases[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(2): 023904
- 5 A. Houard, Y. Liu, B. Prade *et al.*. Polarization analysis of terahertz radiation generated by four-wave mixing in air[J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(11): 1195~1197
- 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): 781~785
- 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): 781~785
- 7 P. Rohwetter, J. Kasparian, K. Stelmaszczyk *et al.*. Laser-induced water condensation in air[J]. *Nat. Photonics*, 2010, **4**(7): 451~456
- 8 X. Chen, Y. Leng, J. Liu *et al.*. Pulse self-compression in normally dispersive bulk media [J]. *Opt. Commun.*, 2006, **259**(1): 331~335
- 9 D. Uryupina, M. Kurilova, A. Mazhorova *et al.*. Few-cycle optical pulse production from collimated femtosecond laser beam filamentation[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, **27**(4): 667~674
- 10 S. Skupin, G. Stibenz, L. Bergé *et al.*. Self-compression by femtosecond pulse filamentation: experiments versus numerical simulations[J]. *Phys. Rev. E*, 2006, **74**(5): 056604
- 11 S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu *et al.*. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges [J]. *Can. J. Phys.*, 2005, **83**(9): 863~905
- 12 S. L. Chin. *Femtosecond Laser Filamentation*[M]. New York: Springer, 2010
- 13 S. A. Hosseini, J. Yu, Q. Luo *et al.*. Multi-parameter characterization of the longitudinal plasma profile of a filament: a comparative study[J]. *Appl. Phys. B*, 2004, **79**(4): 519~523
- 14 G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André *et al.*. Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization [J]. *Appl. Phys. B*, 2004, **79**(3): 379~382
- 15 C. Rullière. *Femtosecond Laser Pulses (2nd Ed)* [M]. New York: Springer, 2005. 195~222
- 16 Ouyang Xiaoping, Zhang Fuling, Zhang Panzheng *et al.*. Second order autocorrelation applied to femtosecond laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(3): 742~745
- 欧阳小平, 张福领, 张攀政等. 短脉冲激光的二阶自相关[J]. *中国激光*, 2009, **36**(3): 742~745
- 17 Xu Qinfeng, Liu Qiong, Ye Qing *et al.*. Auto-correlator for ultra-short pulse laser measurement based on optical fiber devices [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(6): 1607~1612
- 徐钦峰, 刘琼, 叶青等. 基于光纤器件的超短脉冲自相关仪[J]. *中国激光*, 2010, **37**(6): 1607~1612
- 18 R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff *et al.*. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 1997, **68**(9): 3277~3295
- 19 C. Iaconis. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses[J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(10): 792~794

- 20 H. Dachraoui, C. Oberer, M. Michelswirth *et al.*. Direct time-domain observation of laser pulse filaments in transparent media [J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **82**(4): 043820
- 21 D. Faccio, A. Lotti, A. Matijosius *et al.*. Experimental energy-density flux characterization of ultrashort laser pulse filaments [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(10): 8193~8200
- 22 S. Minardi, A. Gopal, A. Couairon *et al.*. Accurate retrieval of pulse-splitting dynamics of a femtosecond filament in water by time-resolved shadowgraphy [J]. *Opt. Lett.*, 2009, **34**(19): 3020~3022
- 23 J. H. Odnher, D. A. Romanov, R. J. Levis. Self-shortening dynamics measured along a femtosecond laser filament in air[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, **105**(12): 125001
- 24 J.-C. Diels, J. Yeak, D. Mirell *et al.*. Air filaments and vacuum [J]. *Laser Phys.*, 2010, **20**(5): 1101~1106
- 25 F. Théberge, S. M. Sharifi, S. L. Chin *et al.*. Simple 3-D characterization of ultrashort laser pulses [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(21): 10125~10131
- 26 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* (3rd Ed) [M]. New York: Academic Press, 2011. 69~75
- 27 H. Schroeder, S. A. Hosseini, Q. Luo *et al.*. Self-steepening is an abrupt process[J]. *Opt. Commun.*, 2006, **266**(1): 302~306
- 28 H. Schroeder, J. Liu, S. L. Chin. From random to controlled small-scale filamentation in water [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(20): 4768~4774
- 29 Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Tirong *et al.*. *Principles of Lasers* (4th Ed) [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2004. 74~77
- 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘 等. *激光原理*(第四版) [M]. 北京: 国防工业出版社, 2004. 74~77
- 30 S. Xu, Y. Zhang, W. Liu *et al.*. Experimental confirmation of high-stability of fluorescence in a femtosecond laser filament in air [J]. *Opt. Commun.*, 2009, **282**(24): 4800~4804
- 31 B. E. A. Saleh, M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics* (2nd Ed) [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2007. 984~998
- 32 Y. Chen, F. Théberge, O. Kosareva *et al.*. Evolution and termination of a femtosecond laser filament in air [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(24): 3477~3479
- 33 N. Akozbek, M. Scalora, C. M. Bowden *et al.*. White light continuum generation and filamentation during the propagation of ultra-short laser pulses in air [J]. *Opt. Commun.*, 2001, **191**(3-6): 353~362