

利用空心光纤探测飞秒脉冲在氩气中 成丝过程中的光谱演变^{*}

曹士英^{1)†} 张志刚^{1)‡} 柴路¹⁾ 王清月¹⁾ 杨建军³⁾ 朱晓农³⁾

1) 天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室, 信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

2) 北京大学信息科学技术学院, 量子信息与测量教育部重点实验室, 北京 100871)

3) 南开大学现代光学研究所, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071)

(2006 年 8 月 17 日收到, 2006 年 9 月 17 日收到修改稿)

采用 $420\ \mu\text{m}$ 纤芯直径、18 cm 长的空心光纤作为探测器, 在强飞秒激光在氩气中成丝的条件下, 研究了成丝不同部位的光谱变化. 实验结果表明由于成丝范围内不同部位的脉冲宽度不一样, 导致空心光纤位于成丝的不同位置时所获得的光谱展宽也不尽相同. 在成丝长度范围内的特定位置可以将 50 fs 入射脉冲最窄压缩至 24.8 fs.

关键词: 空心光纤, 成丝, 光谱展宽

PACC: 4280W, 4280L, 4265J, 4255V

1. 引 言

成丝现象, 又称自波导效应, 是指强超短激光脉冲在介质中传输时所形成的细丝现象. 细丝形成过程中主要有两个物理机理在起作用: 自聚焦效应和自散焦效应. 当由介质克尔效应产生的自聚焦效应与由光束衍射和等离子体产生所形成的自散焦效应相互平衡时就会产生成丝现象. 气体成丝中包含许多复杂的线性和非线性过程, 例如自相位调制、自聚焦、群延迟色散、拉曼散射、电离等等. 自相位调制、自聚焦、群延迟色散可能把脉冲能量聚集到前沿, 而气体电离以及拉曼散射等效应, 可能会切断脉冲的后沿, 从而可能使出射脉冲大大短于入射脉冲, 最终不需要任何压缩过程就可以得到周期的高能量脉冲输出.

近年来, 国内外很多研究单位都对强激光脉冲的成丝现象进行了深入研究^[1-9]. 由于成丝现象往往是多丝, 其在单周期脉冲中的应用往往被忽视. 虽然 1992 年就有人期望通过这种现象进行脉冲压缩^[10], 但是由于其中非线性过程复杂, 而当时又缺乏有效的位相测量和补偿手段, 因此真正用于脉冲压缩的实例很少. 2004 年, Keller 小组研究发现低压

惰性气体中成单丝时可以获得支持 1.75 fs 脉冲的宽带光谱, 他们采用两段成丝中间压缩的方法先后取得了 $5.7\ \text{fs}^{[11]}$ 和 $5.1\ \text{fs}^{[12]}$ 的脉冲输出. 2004 年, Wagner 等人, 以 2.2 mJ 的能量入射, 仅仅依靠密闭低压气体的空心光纤, 未采取任何色散补偿压缩措施将 28.9 fs 的脉冲成功地压缩到了 $13.3\ \text{fs}^{[13]}$. 2006 年 Stibenz 等人也实现了毫焦量级脉冲的自压缩, 他们同样未使用任何色散补偿压缩措施便成功地将 45 fs 脉冲压缩至 $8\ \text{fs}^{[14]}$. 这些都为成丝技术在单周期脉冲产生领域的应用奠定了基础.

相关理论计算表明, 由于自相位调制以及气体电离等效应的同时发生, 在成丝过程中脉冲将呈现出自压缩, 并且在细丝的长度范围内, 脉冲宽度呈现非均匀分布. 在细丝的特定位置, 将呈现最短脉冲^[15]. 尽管 Wagner 等人成功地验证了脉冲的自压缩, 但对细丝不同部位脉冲宽度的实验研究尚未见报道.

由于采用空心光纤技术光谱展宽时, 光谱展宽主要由自相位调制效应引起, 不同脉冲宽度将会导致不同宽度的光谱产生. 利用此原理, 本文采用 $420\ \mu\text{m}$ 纤芯直径、18 cm 长的空心光纤作为探测器, 在成丝的长度范围内, 分别将细丝的不同部位耦合进入空心光纤, 通过最终的光谱展宽效果来判定脉冲宽

^{*} 国家自然科学基金重大项目(批准号: 60490280), 国家自然科学基金(批准号: 60578007)资助的课题.

[†] E-mail: caosy01@yahoo.com

度的变化. 实验结果表明由于空心光纤位于成丝的不同位置时所获得的光谱展宽不相同, 因此成丝范围内不同部位的脉冲宽度呈现非均匀分布.

2. 理论模型

对于无啁啾的高斯型脉冲来说, 在忽略色散和自聚焦效应的情况下, 无论是高频还是低频部分, 由自相位调制效应所引起的极限展宽带宽都可由下式给出:

$$\delta\omega_{\max} = 0.86\gamma P_0 z_{\text{eff}}/\tau_p, \quad (1)$$

其中 $z_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha l)]/\alpha$, 为由光纤损耗所决定的等效非线性作用长度, 称为光纤的有效长度; α 为损耗系数. 在光纤芯径不太小的情况下, z_{eff} 约等于光纤的物理长度 l ; P_0 为脉冲峰值功率; τ_p 为脉冲 $1/e$ 峰值强度处的半高宽. γ 为非线性系数由下式决定:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

其中 A_{eff} 为有效模式面积, 由 $A_{\text{eff}} = \frac{1}{4}(1.23a)^2$ 决定, a 为光纤的纤芯直径.

这样, 依据实验中已经确定的相关数据 λ , P_0 , n_2 , $\delta\omega_{\max}$, 就可以反推出入射脉冲宽度 τ_p .

3. 实验装置

实验装置如图 1 所示. 实验采用光谱物理公司的 Spitfire 50 fs-1K-HP 系统, 输出光的中心波长为 794 nm、脉冲宽度 50 fs、重复频率为 1 kHz. 长度为 18 cm、芯径 420 μm 的空心光纤固定于铝制 V 形槽, V 形槽置于密闭玻璃管中. 空心光纤与密闭玻璃管共轴、中心等高, 以方便光路调整. 成丝起点位置设为坐标零点, 空心光纤起始端距离成丝起点的距离设为 z . 整个密闭玻璃管充氩气 ($n_2/p \approx 9.8 \times 10^{-29} \text{ m}^2/\text{WPa}$) 作为非线性传输介质. 玻璃管长度为 60 cm. 密闭玻璃管两端采用厚度为 500 μm 石英片密封, 石英片通光孔径 20 mm, 足以使光斑完全通过不造成滤波. 计算表明, 本实验中 500 μm 厚度的石英片对 50 fs 入射脉冲的色散影响可以忽略不计. 密封系统设有进气口和出气口用于调整管内气体压强, 实验中气体压强恒定为 $3.0 \times 10^5 \text{ Pa}$.

从 Spitfire 50fs-1K-HP 系统出射的光经平面镜

M_1, M_2, M_3 反射后, 利用曲率半径为 2000 mm 的平凹反射镜 M_4 进行聚焦, 将入射激光耦合进入密闭气体. 聚焦镜采用反射聚焦, 可以有效减小聚焦镜带来的色散对光脉冲的影响. 光谱仪 SP (Ocean Optics SD2000) 和功率计 (图中未画出) 分别置于入射窗前和出射窗后以检测密闭系统的光谱变化和功率变化.

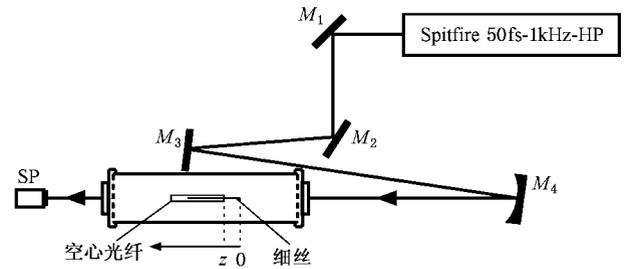


图 1 实验装置图, 其中 Spitfire 50 fs-1K-HP 为光谱物理公司放大器; M_1, M_2, M_3 为平面反射镜; M_4 为 $R = 2000 \text{ mm}$ 的平凹反射镜; SP (Ocean Optics SD2000) 为光谱仪

4. 实验结果及分析

首先在不加空心光纤的情况下, 逐渐增加入射脉冲能量, 观察氩气中的成丝现象. 根据自聚焦阈值功率计算表达式: $P_{\text{cr}} = \frac{\lambda^2}{2\pi n_2}$, 可以计算出 $3.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 氩气的自聚焦阈值功率为 3.4 GW. 实验中, 当入射脉冲能量增加到 660 μJ 时 ($\approx 4P_{\text{cr}}$), 可以清楚观察到细丝的产生并保持稳定的单丝状态. 细丝的起点位置在焦点前 2 cm, 细丝整个长度约为 4 cm. 实验测得焦点位置距离入射窗距离 18 cm, 细丝直径 73 μm . 当脉冲能量大于 660 μJ 时细丝逐渐呈现分裂形成多丝. 为了保证测量的稳定性, 我们在实验中选取稳定成丝时的 660 μJ 脉冲能量入射.

在成丝长度范围里, 我们选取五个位置分别耦合进入空心光纤. 空心光纤的入射端在该五个位置时, 距离成丝的起始端距离分别为 0 cm, 1 cm, 2 cm, 3 cm, 4 cm, 即距离密闭系统入射窗距离分别为 16 cm, 17 cm, 18 cm, 19 cm, 20 cm. 由于实验中采用 50 fs 脉冲入射, 尽管脉冲在进入空心光纤前分别经过了 16—20 cm 的氩气介质 (群速度色散 β_2 约为 $40 \text{ fs}^2/\text{m}$), 计算表明这段距离对脉冲宽度的影响可以忽略不计.

由于空心光纤的芯径为 420 μm , 远大于细丝直

径 $73\ \mu\text{m}$, 因此不必担心芯径过小对细丝耦合的限制. 为了验证此推测, 我们监测了空心光纤起始端距离入射窗不同位置时的输出功率变化, 如图 2 所示, 从图中可以看出, 随着空心光纤起始端逐渐远离入射窗靠近焦点, 耦合输出功率逐渐增加, 但当空心光纤起始端在成丝的长度范围内时, 经过空心光纤耦合输出功率的基本保持不变, 这说明空心光纤的芯径对探测成丝时未增加新的损耗.

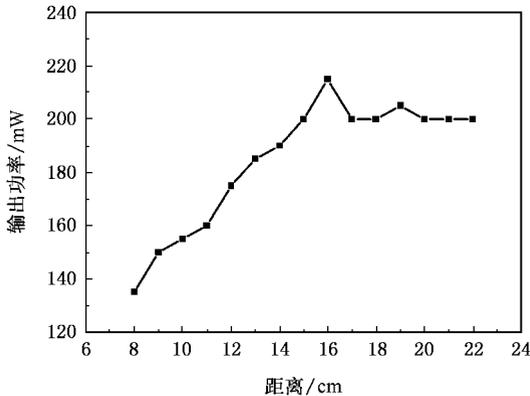


图 2 空心光纤起始端距入射窗 16 cm, 17 cm, 18 cm, 19 cm, 20 cm 时的耦合输出功率

此时调节空心光纤使光纤前端分别处于上述五个位置, 得到的光谱展宽如图 3 所示. 从图中可以看出, 当空心光纤位于成丝长度范围内的不同位置时, 光谱展宽发生了变化, 其中当光纤入射端距离成丝起始端 2 cm 时, 光谱展宽达到最大.

空心光纤的光谱展宽主要由自相位调制效应引起, 由于实验中除了空心光纤的位置发生变化外, 其余参数均保持不变, 这说明入射到空心光纤的脉冲宽度发生了变化. 空心光纤起始端距离入射窗在约 4 cm 长的成丝范围内, 由于脉冲宽度呈现不均匀分布, 那么将导致耦合到空心光纤的脉冲宽度不一样, 因此通过空心光纤所诱导的光谱展宽的宽度也将随之变化. 从而我们可以根据出射的展宽光谱宽度以

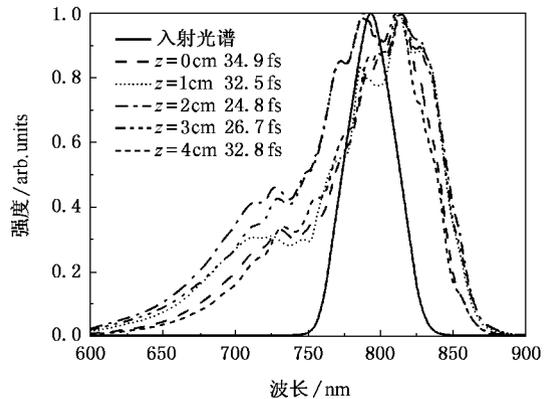


图 3 空心光纤起始端距成丝起点 0 cm, 1 cm, 2 cm, 3 cm, 4 cm 时的光谱变化

及 (1) 式推算出 4 cm 成丝长度范围内不同位置的脉冲宽度. 根据 (1) 式, 较宽光谱所对应于较窄脉冲入射, 因此当空心光纤处于距成丝起始端 2 cm 的位置时, 入射脉冲最短, 即表明在我们的成丝长度范围内, 该处时域宽度最窄. 根据实验测得的光谱展宽, 由 (1) 式可以分别计算出上述五个位置的脉冲宽度为 34.9 fs, 32.5 fs, 24.8 fs, 26.7 fs, 32.8 fs. 关于脉冲形状和脉冲位相等详细信息的测量工作尚在进行之中.

5. 结 论

本文将充气空心光纤技术与成丝技术相结合, 采用空心光纤技术来探察成丝不同位置的光谱展宽过程以此来推断成丝范围内的时域脉冲宽度. 实验结果表明, 当空心光纤位于成丝的特定位置时才可以获得最大的光谱宽度, 这说明此位置对应于最短的时域脉冲. 从而间接地证明了细丝在整个长度范围内, 脉冲宽度呈现非均匀分布. 这为进一步优化参数设置, 进而直接利用级联成丝技术而不采取中间脉冲压缩过程获取单周期脉冲奠定了基础.

[1] Dubietis A, Tamosauskas G, Fibich G, Ilan B 2004 *Opt. Lett.* **29** 1126

[2] Jin Z, Zhang J, Xu M H, Lu X, Li Y T, Wang Z H, Wei Z Y, Yuan X H, Yu W 2005 *Opt. Express* **13** 10424

[3] Li Y T, Zhang J, Chen L M, Zhao L Z, Xia J F, Teng H, Li Y J, Zhu C Y, Jiang W M 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 204 (in Chinese)
[李玉同、张杰、陈黎明、赵理曾、夏江帆、腾浩、李英骏、朱成银、江文勉 2001 物理学报 **50** 204]

[4] Zhang J T, Liu S F, Hu B L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1668 (in Chinese)
[张家泰、刘松芬、胡北来 2003 物理学报 **52** 1668]

[5] Liu J, Schroeder H, Chin S L, Li R, Xu Z 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 161105

[6] Mlejnek M, Kolesik M, Moloney J V, Wright E M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2938

[7] Mikalaukas D, Dubietis A, Danielius R 2002 *Appl. Phys. B* **75** 899

- [8] Duan Z L , Chen J P , Li R X , Lin L H , Xu Z Z 2004 *Chin . Phys .* **13** 359
- [9] Wen S C , Fan D Y 2001 *Chin . Phys .* **10** 1032
- [10] Francois V , Ilkov F A , Chin S L 1992 *J . Phys . B* **25** 2709
- [11] Hauri C P , Komelis W , Helbing F W , Heinrich A , Couairon A , Mysyrowicz A , Biegert J , Keller U 2004 *Appl . Phys . B* **79** 673
- [12] Hauri C P , Guandalini A , Eckle P , Komelis W , Biegert J , and Keller U 2005 *Opt . Express* **13** 7541
- [13] Wagner N L , Gibson E A , Popmintchev T , Christov I P , Murnane M M , Kapteyn H C 2004 *Phys . Rev . Lett .* **93** 173902
- [14] Stibenz G , Zhavoronkov N , Steinmeyer G 2006 *Opt . Lett .* **31** 274
- [15] Couairon A , Tzortzakis S , Bergé L , Franco M , Prade B , Mysyrowicz A 2002 *J . Opt . Soc . Am . B* **19** 1117

Probing the spectrum evolution of femtosecond pulse filament in argon gas with a hollow fiber^{*}

Cao Shi-Ying¹⁾ Zhang Zhi-Gang^{1,2)} Chai Lu¹⁾ Wang Qing-Yue¹⁾ Yang Jian-Jun³⁾ Zhu Xiao-Nong³⁾

1) (Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science , Ministry of Education , China ;

Ultrafast Laser Laboratory , College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering , Tianjin University , Tianjin 300072 , China)

2) (Institute of Quantum Electronics , School of Electronics Engineering and Computer Science , Peking University , Beijing 100871 , China)

3) (Institute of Modern Optics , Nankai University , Key Laboratory of Optoelectronic Information Science and Technology , EMC , Tianjin 300071 , China)

(Received 17 August 2006 ; revised manuscript received 17 September 2006)

Abstract

Spectrum evolution in the filament was experimentally demonstrated with a 420 μm diameter , 18cm length hollow fiber . The experimental results show that the spectrum evolution in filamentation result from the different pulse duration along the filamentation . In our experiment , at a particular position of the filament , the pulse can be compressed to 24.8 fs from 50 fs of the incident pulse .

Keywords : hollow fiber , filamentation , spectrum broadening

PACC : 4280W , 4280L , 4265J , 4255V

^{*}Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60490280) , the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60578007) .