

平顶飞秒激光经圆锥透镜在熔融石英中成丝及超连续辐射*

付丽丽¹⁾ 常峻巍¹⁾ 陈佳琪¹⁾ 张兰芝^{2)†} 郝作强^{1)2)‡}

1) (长春理工大学理学院, 长春 130022)

2) (山东师范大学物理与电子科学学院, 山东省光学与光子器件技术重点实验室, 山东省光场调控及应用工程技术研究中心, 济南 250358)

(2019年9月6日收到; 2019年12月17日收到修改稿)

实验研究了平顶飞秒激光经圆锥透镜后在熔融石英中的成丝及超连续辐射. 与高斯飞秒激光的成丝对比发现, 平顶飞秒激光可以获得在圆锥透镜焦深区域内强度分布更为均匀的等离子体细丝, 这一特征更有利于飞秒激光在固体介质中进行微纳加工等领域的应用. 并且, 在不损伤熔融石英的条件下, 平顶飞秒激光成丝可以获得更高能量、更高转换效率的超连续辐射, 这是因为若产生光强相近的细丝, 平顶飞秒激光所需的初始激光能量更高, 此激光能量下产生的细丝长度更长、均匀性更好.

关键词: 飞秒激光成丝, 平顶光束, 圆锥透镜, 超连续辐射

PACS: 42.65.Jx, 52.38.Hb

DOI: 10.7498/aps.69.20191350

1 引言

自 1995 年 Braum 等^[1]首次发现超短脉冲激光在空气中形成等离子体细丝以来, 等离子体细丝的相关研究引起了人们极大的兴趣. 由于等离子体细丝具有传输距离长 (远大于其瑞利距离)、激光强度高 (激光强度钳制在 $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 量级)、可以导电等特性, 其在激光诱导闪电^[2]、遥感^[3]、光波导^[4]、诱导水凝聚^[5]、空气污染物检测^[6]、射频电磁波传导^[7]、THz 辐射^[8]等诸多领域具有十分重要的应用价值. 由于飞秒激光在光学介质中传输时经历的非线性效应, 如自相位调制、多光子电离和自陡峭效应等, 在形成等离子体细丝的同时, 还会伴随激光光谱的展宽, 其范围可以覆盖从近紫外到红外区域, 这种现象称为超连续辐射^[3]. 同时, 超连续辐

射还保持了入射激光的相干性, 具有很好的空间和时间相干性, 在白光相干光源^[9,10]、腔衰荡光谱技术^[11]、LIDAR^[3]、计量学^[12]、以及生物医学成像^[13]等领域具有广阔的应用前景.

为了满足众多应用的需求, 人们提出了很多方法, 例如改变入射激光能量^[14]、偏振^[15]、啁啾^[16]、采用轴棱镜^[17]、进行脉冲整形^[18]、加入相位板^[19]等对等离子体细丝的特性进行控制. 等离子体细丝特性的改变也将改变超连续辐射的特性, 包括展宽范围和光谱强度. 对于固体介质, 其非线性系数比空气中高出三个数量级, 更有利于超连续光谱的展宽和增强. 尽管增加激光入射能量能够延长等离子体细丝的长度并展宽超连续辐射光谱, 但当入射能量过高时, 将会造成固体介质的永久损坏. 因此, 入射激光能量要有一定的限制, 这就限制了超连续辐射的进一步展宽和增强. 针对这一问题, 我们在

* 国家自然科学基金 (批准号: 11774038, 11474039, 11274053) 和山东省泰山学者建设工程资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lzzhang@sdu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zqhao@sdu.edu.cn

之前的工作^[20]中利用平顶激光经微透镜阵列聚焦,实现了熔融石英中成丝起点几乎相同的均匀的细丝阵列排布,并获得了高能量及高转换效率的超连续辐射.除了微透镜阵列,圆锥透镜也是激光成丝常用的聚焦元件之一^[21].圆锥透镜可以将入射激光转变成贝塞尔光束,形成较长的焦深区域,很多研究人员已经将其应用在飞秒激光的成丝控制方面,主要集中在细丝延长^[14,22,23]和超连续辐射增强^[18,24]等方面.本文利用平顶激光光束和圆锥透镜在激光成丝方面的优点,将平顶飞秒激光经圆锥透镜聚焦在熔融石英中形成等离子体细丝,实现了细丝长度的延长以及细丝强度随传输距离的相对均匀分布,并进一步获得了高能量及高转换效率的超连续辐射.

2 实验装置

实验装置如图1所示,实验使用掺钛蓝宝石飞秒激光放大器(Spitfire-Ace, Spectra-Physics)输

出作为激光光源,其输出中心波长为800 nm,脉宽为50 fs,重复频率为1 kHz的高斯激光脉冲.激光经平顶光束整形器(π Shaper, AdlOptica GmbH)被调制成平顶光束^[20],其横截面强度分布如图2(d)所示.然后经过锥角为170°的圆锥透镜后,聚焦到熔融石英中形成等离子体细丝以及超连续辐射.在垂直于激光传播方向使用CCD拍摄熔融石英中细丝.超连续辐射光经焦距300 mm,直径50.8 mm的凸透镜全部收集进积分球中,并使用光谱仪(USB4000, Ocean Optics)测量其光谱.当研究高斯光束的传输时,移去平顶光束整形器,其余实验装置保持不变,高斯光束的横截面强度分布如图2(c)所示.

3 结果与讨论

图2(a)和图2(b)分别为脉冲能量为672 μ J的高斯激光和平顶激光经过锥角为170°的圆锥透镜聚焦后在熔融石英中形成的等离子体细丝的荧

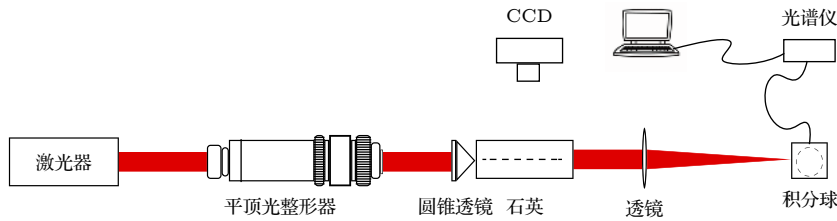


图1 实验装置示意图

Fig. 1. Experimental setup.

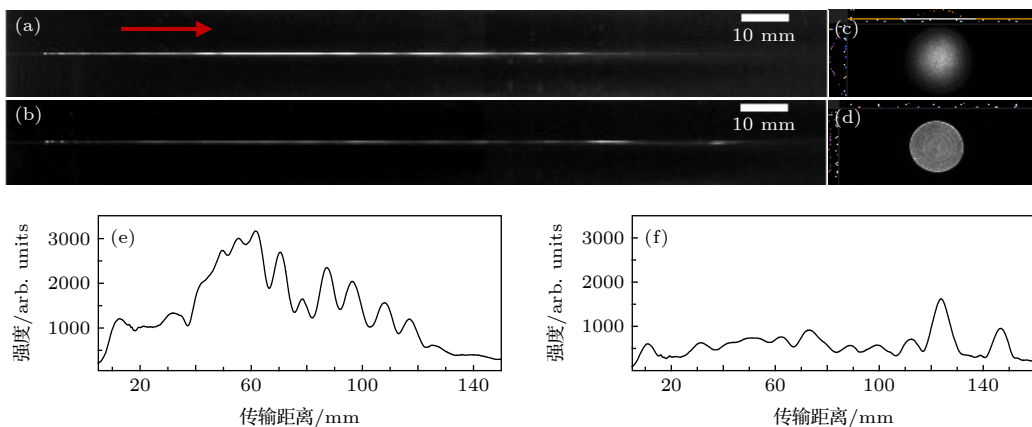


图2 飞秒高斯激光((a), (c), (e))和平顶激光((b), (d), (f))的初始光斑((c), (d))及其在熔融石英中成丝的荧光图像((a), (b)),以及成丝轴线上的荧光强度((e), (f))随传输距离的演化.实验中使用的激光脉冲能量均为672 μ J.图中箭头方向表示激光传输方向

Fig. 2. Fluorescence image ((a), (b)) and the on-axis intensity ((e), (f)) of the filament formed by Gaussian beam ((a), (e)) and flattened beam ((b), (f)) respectively, with an incident energy of 672 μ J; the intensity distributions in the cross sections of (b) Gaussian beam and (d) flattened beam. The inset arrow indicates the laser propagation direction.

光图. 从图中可以看出, 高斯激光形成的细丝强度明显比平顶激光的大. 为了更加清晰地比较细丝强度随传输距离的演化, 图 2(e) 和图 2(f) 分别给出了两种激光形成的细丝在光轴上的荧光强度随传输距离的演化. 在这里, 把熔融石英的入射面定为坐标原点, 激光的传播方向为正方向. 从图 2(e) 可以看到, 随着传输距离的增加, 等离子体细丝强度快速增加, 在达到最大值以后, 其强度逐渐衰减, 在经过几次再聚焦过程之后细丝结束. 而对于相同能量的平顶激光, 由图 2(f) 可以看到, 其成丝相对强度基本维持在 600 上下 (该强度为 CCD 的强度计数), 分布相对均匀. 但是, 平顶光束的成丝传输过程仍然存在一定的强度起伏, 这主要是激光成丝过程中多种非线性效应 (主要包括克尔自聚焦、等离子体散焦、多光子电离、自相位调制等) 共同作用的结果. 这种强度起伏, 被称为多次自聚焦现象, 是激光成丝的一个重要特点 [25–28]. 经过比较两种光束的演化, 我们还可以看出, 在相同能量下, 平顶激光形成的细丝强度较小, 但是强度分布更为均匀. 要产生强度相近的细丝, 平顶激光比高斯飞秒激光需要更高的激光能量. 这也说明, 在不引起介质永久损伤的前提下 [10,20], 熔融石英中允许传输能量更高的平顶飞秒激光. 为了更好地说明这一点, 我们逐步增大平顶激光的脉冲能量, 当能量增加到 1.319 mJ 时, 获得了与 672 μJ 的高斯光束情况下强度相近的等离子体细丝, 成丝荧光图像和成丝强度随传输距离的演化如图 3 所示.

图 3(a) 为入射能量 1.319 mJ 的平顶光束产生的等离子体细丝的侧面荧光图像, 图 3(b) 为细丝光轴上的强度随传输距离的演化. 对比图 2(e) 和图 3(b) 可以发现, 1.319 mJ 的平顶激光与 672 μJ 的高斯激光所产生的等离子体细丝的最大强度接近, 但平顶激光产生的细丝的分布更为均匀, 细丝也更长. 平顶飞秒激光的这些成丝特征为产生更高能量的超连续辐射奠定了基础.

我们进一步研究了两种激光成丝产生的超连续辐射. 首先, 对图 2 中能量均为 672 μJ 的高斯和平顶激光的超连续辐射进行了光谱测量, 结果如图 4 所示. 从图中可以看出, 当使用相同的能量 672 μJ 时, 高斯光束成丝产生的超连续辐射的光谱强度明显高于平顶光束的情况. 以 650 nm 处为例, 高斯光束产生的超连续光谱能量密度为 0.31 $\mu\text{J}/\text{nm}$, 而平顶光束的仅为 0.18 $\mu\text{J}/\text{nm}$. 我们还计算了这

两种情况下的超连续辐射转换效率, 其定义为除去基频 (770–830 nm) 以外的光谱的积分与整个光谱区域积分的比值 [28]. 通过计算得到, 高斯激光产生的超连续辐射的转换效率为 32.58%, 而相同能量的平顶激光的仅为 25.83%. 形成这种差别的原因主要是, 在相同激光能量下, 虽然高斯激光和平顶激光的成丝长度没有明显区别, 但是前者的成丝强度明显大于后者, 因此, 在这种条件下, 高斯激光的超连续辐射强度及其转换效率均会高于平顶激光的情况 [28].

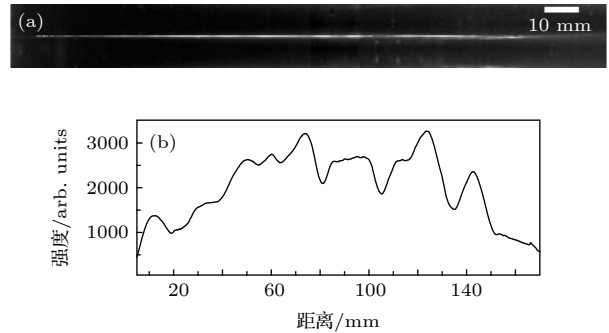


图 3 入射能量为 1.319 mJ 的平顶激光经圆锥透镜在熔融石英中形成的细丝荧光图像 (a) 及其光轴上的强度随传输距离的演化 (b)

Fig. 3. Fluorescence image (a) and the on-axis intensity of the filament (b) formed by flattened beam with incident energy of 1.319 mJ.

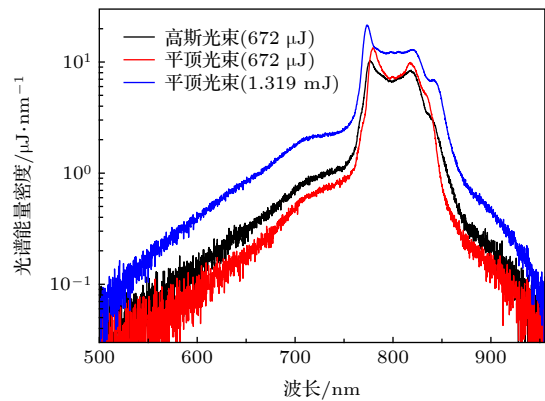


图 4 入射能量为 672 μJ 的高斯光束与 672 μJ , 1.319 mJ 的平顶光束成丝产生的超连续辐射光谱

Fig. 4. Supercontinuum spectra from filamentation of the Gaussian beam with an incident energy of 672 μJ and flattened beam with an incident energy of 672 μJ and 1.319 mJ, respectively.

对于 1.319 mJ 的平顶激光, 虽然其成丝与 672 μJ 高斯光束的成丝强度相近 (图 3), 但是其产生的超连续辐射光谱明显优于高斯光束 (见图 4). 首先, 通过对比两者的光谱强度可以看到, 在 550 —

700 nm 光谱范围, 1.319 mJ 的平顶激光产生的超连续谱的能量密度是能量为 672 μJ 的高斯光束的 2.5 倍以上, 也就是说, 平顶光束在产生高能量光谱密度的超连续方面具有明显优势. 其次, 通过计算得出, 平顶激光的超连续光谱的转换效率约为 39.59%, 高于高斯激光的 32.58%. 由此可以得出结论, 在熔融石英不产生损伤的前提下, 相对于高斯激光, 平顶激光成丝产生的超连续辐射可以具有更高的能量密度和更高的转换效率, 比高斯激光的情况更具优势. 其主要原因在于, 超连续辐射的转化效率主要取决于成丝的长度和强度^[28]. 总之, 在熔融石英不产生损伤的前提下, 平顶飞秒激光能够携带更高的入射激光能量进行成丝, 这样条件下的成丝强度与高斯飞秒激光的成丝虽然强度接近, 但长度更长, 并且其强度随传输距离的分布也更为均匀, 具有较高光强的细丝的长度远大于高斯光束的情况, 从而也就可以显著提高超连续辐射的转换效率.

4 结 论

实验研究了平顶飞秒激光和高斯飞秒激光分别经圆锥透镜聚焦后在熔融石英中成丝的演化以及产生的超连续辐射. 平顶激光光束横截面上的能量分布均匀, 与相同入射能量下的高斯激光相比, 可以产生强度较低且更为均匀的等离子体细丝. 在不损坏熔融石英的条件下, 平顶激光可以允许更高的入射能量, 产生的细丝也 longer, 更有利于获得更高能量密度及更高转换效率的超连续辐射.

可以看出, 激光成丝过程中细丝强度随传输距离分布的均匀程度, 对超连续辐射的能量密度和转换效率具有显著的影响. 细丝强度分布越均匀, 允许的入射激光能量就更高, 超连续辐射的能量也就越高; 细丝强度分布越均匀, 具有较高光强的细丝的长度就可以更长, 超连续辐射的转换效率也就更高. 但是, 本文提出的平顶光束配合圆锥透镜方法仍然具有较大的局限性, 对成丝强度分布的均匀性很难进行进一步的优化. 考虑到激光成丝过程属于较强的非线性过程, 对其成丝过程的优化更需要可以实时反馈的控制方法, 例如使用基于变形镜或者液晶光调制器等的光场调控手段^[29], 可以根据成丝演化情况实时优化激光光束, 更有希望获得更均

匀的细丝和更强的超连续辐射.

参考文献

- [1] Braun A, Korn G, Liu X, Du D, Squier J, Mourou G 1995 *Opt. Lett.* **20** 73
- [2] Zhao X M, Diels J C, Wang C Y, Elizondo J M 1995 *IEEE J. Quantum Electron* **31** 599
- [3] Kasparian J, Rodriguez M, Méjean G, Yu J, Salmon E, Wille H, Bourayou R, Frey S, André Y B, Mysyrowicz A, Sauerbrey R, Wolf J P, Wöste L 2003 *Science* **301** 61
- [4] Nguyen N T, Salimnia A, Liu W, Chin S L, Vallée R 2003 *Opt. Lett.* **28** 1591
- [5] Kasparian J, Rohwetter P, Wöste L, Wolf J P 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 293001
- [6] Dogariu A, Michael J, Scully M O, Miles R B 2011 *Science* **331** 442
- [7] Jhajj N, Rosenthal E W, Birnbaum R, Wahlstrand J K, Milchberg H M 2014 *Phys. Rev. X* **4** 011027
- [8] Wang T J, Daigle J F, Yuan S, Thérberge F, Châteauneuf M, Dubois J, Roy G, Zeng H, Chin S L 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053801
- [9] Watanabe W, Itoh K 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 592
- [10] Camino A, Hao Z Q, Liu X, Lin J Q 2014 *Opt. Lett.* **39** 747
- [11] O'Keefe A, Deacon D A G 1988 *Rev. Sci. Instrum.* **59** 2544
- [12] Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W 2002 *Nature* **416** 233
- [13] Tu H, Boppart S A 2013 *Laser Photonics Rev.* **7** 628
- [14] Polynkin P, Kolesik M, Roberts A, Roberts A, Faccio D, Trapani P D, Moloney J 2008 *Opt. Express* **16** 15733
- [15] Shi Y, Chen A, Jiang Y F, Li S Y, Jin M X 2016 *Opt. Commun.* **367** 174
- [16] Xi T T, Zhao Z J, Hao Z Q 2014 *J. Opt. Soc. Am. B* **31** 321
- [17] Dota K, Pathak A, Dharmadhikari J A, Mathur D, Dharmadhikari A K 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023808
- [18] Chang J W, Xu M N, Wang D, Zhu R H, Xi T T, Zhang L Z, Li D W, Hao Z Q 2019 *Acta Opt. Sin.* **39** 0126021 (in Chinese) [常峻巍, 许梦宁, 王岷, 朱瑞哈, 奚婷婷, 张兰芝, 李东伟, 郝作强 2019 *光学学报* **39** 0126021]
- [19] Zhang X L, Xi T T 2017 *J. Univ. Chin. Acad. Sci.* **34** 119 (in Chinese) [张肖玲, 奚婷婷 2017 *中国科学大学学报* **34** 119]
- [20] Zhou N, Zhang L Z, Li D W, Chang J W, Wang B Y, Tang L, Lin J Q, Hao Z Q 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 174205 (in Chinese) [周宁, 张兰芝, 李东伟, 常峻巍, 王毕艺, 汤磊, 林景全, 郝作强 2018 *物理学报* **67** 174205]
- [21] Wang F, Zhang L Z, Chang J W, Li D W, Hao Z Q 2018 *Appl. Phys.* **8** 228 (in Chinese) [王飞, 张兰芝, 常峻巍, 李东伟, 郝作强 2018 *应用物理* **8** 228]
- [22] Akturk S, Zhou B, Franco M, Couairon A, Mysyrowicz A 2009 *Opt. Commun.* **282** 129
- [23] Sun X D, Gao H, Zeng B, Su X Q, Liu W W, Cheng Y, Xu Z Z, Mu G G 2012 *Opt. Lett.* **37** 857
- [24] Majus D, Dubietis A 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 994
- [25] Talebpour A, Petit S, Chin S L 1999 *Opt. Commun.* **171** 285
- [26] Wu Z X, Jiang H B, Luo L, Guo H C, Yang H, Gong Q H 2002 *Opt. Lett.* **27** 448
- [27] Liu W, Chin S L, Kosareva O, Golubtsov I S, Kandidov V P 2003 *Opt. Commun.* **225** 193
- [28] Zhang L Z, Xi T T, Hao Z Q, Lin J Q 2016 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 115201
- [29] Chang J W, Zhu R H, Xi T T, Xu M N, Wang D, Zhang L Z, Li D W, Hao Z Q 2019 *Chin. Opt. Lett.* **17** 123201

Filamentation and supercontinuum emission generated from flattened femtosecond laser beam by use of axicon in fused silica^{*}

Fu Li-Li¹⁾ Chang Jun-Wei¹⁾ Chen Jia-Qi¹⁾
Zhang Lan-Zhi^{2)†} Hao Zuo-Qiang^{1)2)‡}

1) (*School of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

2) (*Shandong Provincial Engineering and Technical Center of Light Manipulations & Shandong Provincial Key Laboratory of Optics and Photonic Device, School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250358, China*)

(Received 6 September 2019; revised manuscript received 17 December 2019)

Abstract

It is important to control the femtosecond laser filamentation and the supercontinuum (SC) for their potential applications. The use of axicon is beneficial to the filamentation elongation and SC enhancement, because the axicon can convert the incident laser into a Bessel beam and forms a unique longer depth of focus region. On the other hand, the flattened laser beam which has a uniform distribution of the beam intensity, can propagate in condense media with a higher incident energy than that of Gaussian laser beam. It has unique advantages in forming a SC with high energy and high conversion efficiency. In this paper, we combine the use of axicon and the flattened laser beam to form filament and SC in fused silica. First, we study the filamentation generated by the Gaussian beam and the flattened beam, respectively, with the same incident pulse energy (672 μJ). The results show that the flattened beam can generate filament with relative uniform intensity distribution in the focal depth of the axicon and the intensity is relatively smaller than that of the Gaussian beam. It suggests that the flattened laser beam can propagate in fused silica with a higher energy than Gaussian beam. Second, we study the filamentation of the flattened beam of 1.319 mJ. In this case, the filament intensity is close to that of the Gaussian beam with 672 μJ . Moreover, the filamentation of the flattened beam with 1.319 mJ is longer and the intensity distribution is more uniform than that of the Gaussian beam with 672 μJ . Therefore, a flattened laser beam can generate the SC with a higher energy than that of the Gaussian beam in fused silica. The comparison of the spectra shows that the relative spectral intensity of flattened beam with 1.319 mJ in the range of 550–700 nm is much higher than that of the Gaussian beam with 672 μJ . The conversion efficiency of the Gaussian beam and the flattened beam is 32.58% and 39.59%, respectively. It can be seen that the flattened laser beam has advantages not only in generating long and uniform filament, but also in generating the intense SC. This approach is helpful to many applications, such as white light LIDAR and micro-nano processing.

Keywords: filamentation, flattened beam, axicon, supercontinuum

PACS: 42.65.Jx, 52.38.Hb

DOI: [10.7498/aps.69.20191350](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191350)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11774038, 11474039, 11274053) and the Taishan Scholar Project of Shandong Province, China.