

飞秒激光在不同位置温度梯度的惰性气体中成丝 及光谱展宽的差异^{*}

曹士英^{1)†} 宋振明²⁾ 秦 2) 王清月²⁾ 张志刚¹⁾²⁾

1) (北京大学信息科学技术学院, 量子电子学研究所, 北京 100871)

2) (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)

(2008 年 7 月 20 日收到 2008 年 11 月 4 日收到修改稿)

通过对密闭气体的前端、中端和后端不同位置进行加热处理, 使密闭气体内部不同位置呈现温度梯度, 对比了不同位置温度梯度对成丝及光谱展宽的影响. 实验结果表明对气体不同位置加热都可以实现成丝状态的转变, 但相对来讲最佳方案是加热中心位置位于焦点处, 从而使温度梯度方案效果得到最大实现. 同时, 随着温度的增加光谱有逐渐变窄的趋势.

关键词: 温度梯度, 成丝, 光谱展宽, 飞秒激光

PACC: 4280W, 4265J, 4255H

1. 引 言

周期量级光脉冲的产生主要是通过充有惰性气体的空心光纤^[1-3]或在低压惰性气体中成丝技术^[4-6]产生宽带光谱, 并对脉冲的位相进行精确补偿来获取. 一般分为两个步骤: 首先, 利用各种非线性效应, 向种子脉冲引入新的频率成分, 使光谱在频谱范围内展宽; 其次, 利用各种光学元件对在频域内展宽后的脉冲进行色散补偿, 也就是压缩过程.

采取成丝技术展宽光谱时, 脉冲的峰值功率不能过高于惰性气体的自聚焦阈值功率, 否则会造成多丝的产生^[7-11], 进而引起光斑以及光束指向性的抖动. 研究成丝过程中的诸多复杂的线性和非线性效应, 找出直接产生高能量周期量级光脉冲的参数是非常重要的理论和实验问题, 而这一问题的能量上限是多丝效应. 如何尽可能地提高脉冲能量而不产生多丝是利用成丝技术获取高能量周期量级光脉冲研究的重点和难点.

Nurhuda 等^[12]提出采用气压梯度空心光纤的方案来尽量减小充气空心光纤和成丝技术中密闭气体

入射端过强非线性效应带来的诸多弊端. 在气压梯度空心光纤中, 从入射端到出射端气体的气压逐渐增高形成气压梯度. 在脉冲刚刚进入空心光纤时, 由于气体的自聚焦阈值和电离阈值都比较高, 不会形成自聚焦对光束产生破坏. 同时, 还可以依靠气压逐渐增强来弥补脉冲进入光纤后能量下降以及色散导致脉冲展宽所带来的非线性强度的减弱.

气压梯度方案中气体的流动对脉冲的影响比较大, 而且容易造成大量惰性气体浪费, 因此在开放式的系统中往往需要源源不断地补充气体. 为了避免气压梯度技术的这些影响, 根据气压梯度技术的本质, 我们提出采取温度梯度方案^[13], 即通过改变气体不同位置的温度来改变气体的密度分布, 进而影响气体的非线性折射率, 来控制空心光纤和成丝技术中非线性性的分布, 并做了初步的数值模拟分析.

温度梯度方案保留了提高入射端自聚焦阈值, 在传输过程中不断补偿峰值功率降低所带来的非线性作用减弱的优点. 在密闭的惰性气体中, 温度梯度和气压梯度一样, 都是靠改变气体密度以形成非线性折射率梯度, 来更好地提高输入脉冲能量并进行光谱展宽. 高压或低温度能够提供高的非线性折

^{*} 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) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2006CB806001) 资助的课题.

[†] E-mail: caosy01@yahoo.com

射率,所以要使入射端允许能量高而又不成丝,应该提高入射端温度.而随着脉冲的传输,温度需要不断地降低.其原理示意图如图 1 所示.本文我们采用温度梯度方案,通过实验对比密闭惰性气体中不同加热位置形成的温度梯度对成丝及光谱展宽的影响.

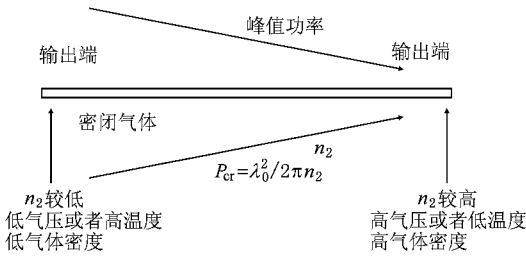


图 1 气压(温度)梯度技术原理示意图

2. 理论模型

在密闭气体中,温度改变气体的气压,温度和气压共同作用,导致密闭系统中局部密度改变.为了便于分析,我们把温度改变和气压改变统一成密度改变来研究超短脉冲在密度梯度气体中传输时产生的成丝状况.密度梯度的形成主要有以下两种情况:其一,温度恒定,气压梯度形成密度梯度;其二,气压恒定,温度梯度形成密度梯度.温度梯度和气压梯度都是通过改变气体的密度来影响非线性折射率进而影响脉冲传输过程中时域和频域的演变,因而二者具有同样的效果可以统一成密度梯度.

在密度梯度分布相同的情况下,在理想状态下,上述两种情况的物理过程是相同的.因此我们定义密度参量 DF 来描述气压梯度及温度梯度量^[13].在理想气体状态下,密度参量 DF 定义为

$$DF = p \cdot T_0 / (p_0 \cdot T),$$

其中, p_0 和 T_0 是标准条件下的气压和温度,即 $p_0 = 1 \times 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 0^\circ\text{C}$. 对于氩气,其非线性折射率 n_2 与密度参量 DF 之间的关系可以表示为

$$n_2 = 9.8 \times 10^{-24} \times DF$$

对于高斯脉冲,自聚焦的临界功率可以表示为 $P_{cr} = \lambda_0^2 / (2\pi n_2)$, 其中 P_{cr} 为临界功率, λ_0 为中心波长.

在初始 $2.13 \times 10^5 \text{ Pa}$ 气压氩气下非线性折射率和自聚焦阈值随温度变化的关系如图 2 所示.从图中可以看出,对于密闭气体,温度高的部位气体的非线性折射率将降低,从而可以提高气体的自聚焦阈值以容纳更高能量的脉冲入射.而与之相反,对于温

度低的部位,气体的非线性折射率将提高,进而可以弥补脉冲传输过程中由于更重损耗带来的非线性效应的减弱.

由于自聚焦阈值与密度参量 DF 成反比(即与温度成正比,与压强成反比)^[13].而在实验中,焦点位于密闭气体的中心位置, DF 最小值位于加热的中心位置,所以在一定温度下,加热中心和焦点的相对位置对于成丝的影响至关重要.

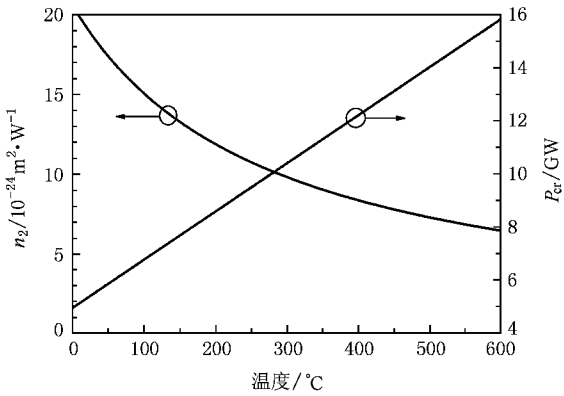


图 2 初始 $2.13 \times 10^5 \text{ Pa}$ 气压氩气下非线性折射率和自聚焦阈值随温度变化的关系

3. 实验装置

实验系统结构如图 3 所示. CPA 系统为重复频率为 1 kHz 的钛宝石飞秒激光放大器. 输出光的中心波长为 805 nm 、脉冲宽度为 37 fs 、重复频率为 1 kHz 、输出光斑直径约为 10 mm , 实验中采用最大能量为 2.0 mJ . 为了便于成丝,在聚焦镜 M4 前采用可变硬光阑 A1 进行功率调节并滤波. 实验中采用的密闭气体,即密闭玻璃管长 1 m 、内径 30 mm . 密闭玻璃管两端布儒斯特角度切割,采用 1 mm 厚度的石英窗片进行密封. 整个密闭玻璃管内充氩气作为非线性介质,密闭系统设有进气口和出气口用于调节管内气压,通过气压表监测密闭气体的压强变化.

实验中我们采用曲率半径为 1.7 m 的平凹反射镜进行聚焦,将入射激光耦合进入密闭气体,焦点距离入射窗约为 53 cm ,基本位于管子中心. 过分靠近入射窗,往往由于 M4 焦距短,在高功率下会打坏入射窗,但也不能过分靠近出射窗,否则成丝过长时会溢出窗外,因此焦点位置选取在密闭气体的中间位置. 光谱仪(Ocean Optics SD2000)置于入射窗前和出射窗后以检测密闭系统的光谱变化.

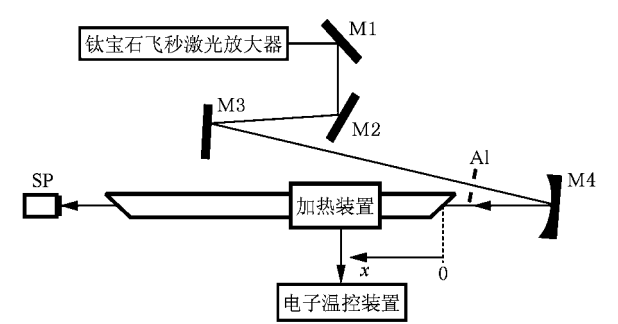


图3 实验装置图 其中 CPA 系统为重复频率为 1 kHz 的钛宝石飞秒激光放大器；A1 为可变光阑；M1，M2，M3 为平面反射镜；M4 为 $R=1.7\text{ m}$ 的平凹反射镜；SP (Ocean Optics SD2000) 为光谱仪 加热装置加热长度为 20 cm，采用电子温控装置进行温度控制； x 为入射窗距离加热装置中心位置的距离

4. 实验结果与分析

4.1. 加热装置

加热装置对玻璃管的加热区域长度为 20 cm，加热位置可调. 加热装置采用反馈电子温控装置来控制对玻璃管的加热温度，可以实现 $20^{\circ}\text{C} - 500^{\circ}\text{C}$ 之间的温度调节，温度误差在 $\pm 5^{\circ}\text{C}$. 采用该加热系统，可以在 35 min 的时间内将玻璃管的加热位置从室温 25°C 加热至 500°C ，并保持 500°C 恒温，其加热温度随时间变化如图 4 所示.

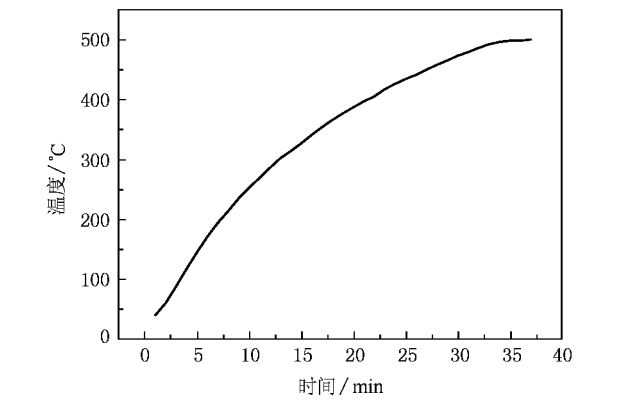


图4 加热温度随时间变化曲线

在加热时，加热装置一共采取了三个位置放置，分别定义为前端加热，加热中心位于焦点前 28.5 cm，距入射窗 24.5 cm；中端加热，加热中心位于焦点前 3.5 cm，距入射窗 49.5 cm；后端加热，加热中心位于焦点后 3.5 cm，距入射窗 56.5 cm. 三个位置中，

前端加热的中心距离焦点较远，而中端和后端加热的中心距离焦点较近，分布在焦点的前后两侧.

在 $2.13 \times 10^5\text{ Pa}$ 气压下，当温控装置设置为 500°C 时，采用不同加热方法，距离入射窗不同距离处的温度分布如图 5 所示，其中入射窗为 x 轴原点. 从图中可以看到，加热的温度分布从加热中心到两端呈高斯形逐渐递减趋势，当两端位置位于加热装置之外时，温度急剧下降. 由于加热长度一定，而加热达到平衡后密闭气体的内气压相同，所以在同一加热温度下不同加热方法最后达到的压强相同. 图 6 给出了三种加热方法时，距离入射窗不同位置的自聚焦阈值，从图中可以看出，加热的中心位置自聚焦阈值最高，随着逐渐偏离加热中心，自聚焦阈值逐渐降低.

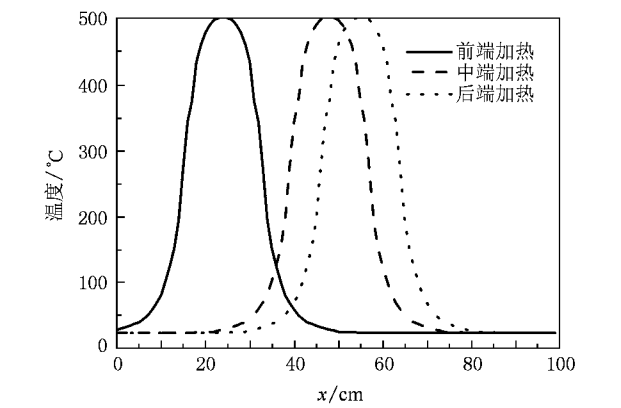


图5 温控设置为 500°C 时，密闭气体内部温度分布 横坐标表示距入射窗的距离（入射端为 x 轴坐标原点）

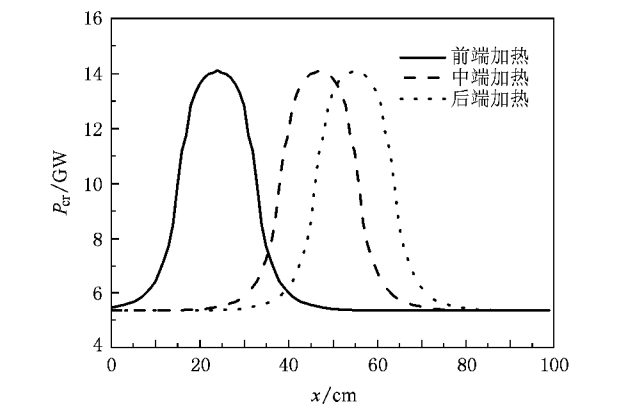


图6 温控设置为 500°C 时密闭气体内部自聚焦阈值分布 横坐标表示距入射窗的距离（入射端为 x 轴坐标原点）

4.2. 加热位置对成丝及光谱的影响

未加热时，在 $2.13 \times 10^5\text{ Pa}$ 气压下当输入脉冲

能量为 1.2 mJ 时,可以看到多丝的产生.成丝的起点位于焦点附近,距离入射窗约为 40 cm.采用前端加热方法,当温度控制在 200℃至 250℃的范围内可以观察到多丝演变成单丝,继续加热至 500℃仍可以看到单丝.在保持 500℃的情况下,入射能量提高到 1.8 mJ 时仍然保持单丝状态,当能量增加到 2 mJ 时单丝演变成多丝.在 1.8 mJ 的单丝状态下开始降温,当温度降到 275℃左右,单丝又变成了多丝.整个实验过程中,成丝的长度保持在 40 cm 左右不变,且起始位置无明显改变.

对比加热中心远离焦点位置的前端加热方式,我们采用加热中心距离焦点较近的中端加热的方式来探寻温度梯度对于成丝的影响.在 1.2 mJ 能量入射下的实验中,在室温成多丝状态下,我们反复验证成丝后加热直至成丝消失,随后降温成丝出现的情况.有如下实验现象和结论:在室温下成丝时,加热玻璃管中气体,成丝可以由多丝逐渐变为单丝.继续加热,单丝消失.此时停止加热,管子温度逐渐恢复至室温,又可以看到一个与加热截然相反的物理过程,即单丝出现,继而多丝出现的过程.而相同条件下,采用前端加热方法,我们只观察到多丝变成单丝,一直将温度加热到 500℃时都没有看到成丝的消失.这主要是由于在焦点处脉冲的峰值功率密度最大,而此时加热温度最高点如果在焦点附近甚至和焦点重合,则焦点处脉冲的自聚焦阈值最高,允许更高强度的脉冲传输而抑制成丝.反之,加热温度最高点离焦点较远,则脉冲的峰值功率密度最大处自聚焦阈值并没有显著提高或者提高的不够,因此不能完全抑制甚至不能抑制成丝.两种不同的加热方法所得到的不同结果就是最好的证明.

采用后端加热时,加热中心位于焦点后 3.5 cm 处,此时采用 1.2 mJ 能量脉冲入射,可以看到明显的成丝现象,当温度加热到 270℃时成丝消失.在上述实验中,后两种加热方法由于其加热中心与峰值功率密度最大处距离较近,所以对于成丝的影响程度明显大于第一种加热方法.

在前端加热的形式下,加热中心在焦点前 28.5 cm 处,距离焦点较远.可以近似认为在焦点处的温度影响已经很小.光通过加热区域,自聚焦阈值得到提高,自聚焦作用减缓.当光远离加热区域而趋近焦点时,温度的影响已经减小,而自聚焦作用在不断加强,因而在实验中可以看到由于加热,多丝状态变成单丝状态,但温度的影响不够,自聚焦、衍射和等离

子体的自散焦作用仍能形成等离子体通道,形成单丝状态.

当加热中心和焦点相接近甚至重合时,焦点处峰值功率密度最大,而此时的气体密度最小,焦点两侧峰值功率密度相对于焦点处峰值功率密度逐渐递减,而此时的气体密度由于温度梯度的影响在焦点两侧逐渐递增.因此,焦点处的自聚焦阈值最大,远离两侧递减,恰与光强分布一致,所以管子内部各处的自聚焦现象都可以得到有效抑制,使得增加温度后多丝变成单丝状态,并随着温度的进一步提高,成丝现象逐渐消失.

在温度梯度中,温度高的部位所对应的非线性折射率较小.如果非线性折射率的极小值和脉冲峰值功率密度的极大值所处的位置比较接近或者相重合,则成丝能够得到有效抑制,并且可以在此基础上提高输入脉冲的能量而不致成丝.更高能量的脉冲可以被耦合进系统,而且也能够得到较宽的光谱(虽然温度提高到对光谱展宽有一定窄化效应,但能量的提高能够进行有效的补偿).所以,当密闭系统的窗口有足够强的破坏阈值时,最佳的实验方案是将焦点聚焦在前端以保证足够的长度使得成丝不至于溢出密闭系统,加热中心位置在焦点处,从而使得温度梯度方案得到最大的实现.

在 1.2 mJ 脉冲能量入射情况下,初始气压为 2.13×10^5 Pa,不同加热方法在相同加热温度下的输出光谱如图 7 所示.图 7(a)和图 7(b)分别给出了 200℃和 300℃条件下采用前端、中端和后端加热时的输出光谱.从图中可以看出,随着温度的升高,光谱逐渐变窄.这主要是由于温度升高导致非线性折射率变小,从而使得光脉冲在传输过程中非线性效应减弱.此外由于前端加热的中心距离焦点较远,因此温度对焦点附近的影响较小使得焦点附近的非线性折射率较低,而与之相比中端和后端加热都在焦点附近,使焦点附近温度较高带来较低的非线性效应.因此从图中我们还可以看出,在相同温度下,前端加热造成的光谱展宽比中端和后端加热导致的光谱展宽要宽,同时温度的提高对光谱展宽有一定窄化效应.

当然在温度升高过程中,密闭气体内部的压强并不是一成不变的.在密闭系统中,随着温度的升高,压强也随之变大,但压强的增加并不是由粒子数增加所导致,而是由于气体原子运动速度加快增加了对器壁的碰撞几率而引起的,所以密闭气体的整

体密度仍然保持不变.这显然不同于常温下只改变气压的单一条件决定非线性的简单情形,因此不能按照充气导致压强增加从而非线性效应增加的思路

加以解释.温度对非线性折射率的影响是一个复杂的过程,不同温度下密闭气体的有效非线性折射率的测试还有待进一步进行.

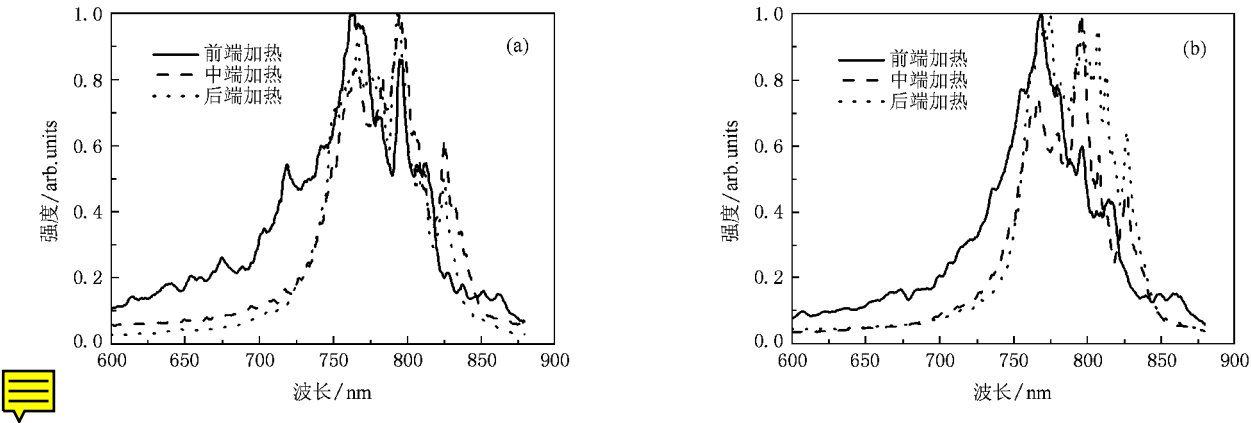


图7 不同加热方法在相同加热温度下的输出光谱 (a)200℃,(b)300℃

5. 结 论

本文在实验上,通过对密闭气体的前端、中端和后端不同位置进行加热处理,使密闭气体内部的温度呈现梯度分布这种方案,验证了不同位置温度梯度对成丝及光谱展宽的影响.结果表明对气体不同

位置加热都可以实现成丝状态的转变和演化,尽管温度的提高对光谱展宽有一定的变窄作用,但从控制成丝的校对来说最佳的实验方案是将光束聚焦在密闭气体的前端,加热中心位置在焦点处,从而使得温度梯度方案得到最大的实现.温度对成丝的抑制可以使更高能量的脉冲被耦合进系统而不造成多丝.

[1] Nisoli M, de Silvestri S, Svelto O, Szpöcs R, Ferencz K, Spielmann C, Sartania S, Krausz F 1997 *Opt. Lett.* **22** 522

[2] Schenkel B, Biegert J, Keller U, Vozzi C, Nisoli M, Sansone G, Stagira S, de Silvestri S, Svelto O 2003 *Opt. Lett.* **28** 1987

[3] Yamane K, Zhang Z, Oka K, Morita R, Yamashita M, Suguro A 2003 *Opt. Lett.* **28** 2258

[4] Hauri C P, Kornelis W, Helbing F W, Heinrich A, Couairon A, Mysyrowicz A, Biegert J, Keller U 2004 *Appl. Phys. B* **79** 673

[5] Hauri C P, Guandalini A, Eckle P, Kornelis W, Biegert J, Keller U 2005 *Opt. Express* **13** 7541

[6] Chen X, Li X, Liu J, Wei P, Ge X, Li R, Xu Z 2007 *Opt. Lett.* **32** 2402

[7] Kandidov V P, Akozbek N, Scalora M, Kosareva O G, Nyakk A V, Luo Q, Hosseini S A, Chin S L 2005 *Appl. Phys. B* **80** 267

[8] Fibich G, Eisenmann S, Ilan B, Zigler A 2004 *Opt. Lett.* **29** 1772

[9] Grow T D, Gaeta A L 2005 *Opt. Express* **13** 4594

[10] Duan Z L, Chen J P, Fang Z B, Wang X T, Li R X, Lin L H, Xu Z Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 473 (in Chinese) [段作梁、陈建平、方宗豹、王兴涛、李儒新、林礼煌、徐至展 2004 *物理学报* **53** 473]

[11] 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]

[12] Nurhuda M, Suda A, Midorikawa K, Hatayama M, Nagasaka K 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 2002

[13] Song Z M, Qin Y, Zhang G X, Cao S Y, Pang D Q, Chai L, Wang Q Y, Zhang Z G 2008 *Opt. Commun.* **281** 4109

Difference in filament and spectrum broadening induced by femtosecond pulses in argon gas with a temperature gradient at different positions^{*}

Cao Shi-Ying^{1)†} Song Zhen-Ming²⁾ Qin Yu²⁾ Wang Qing-Yue²⁾ Zhang Zhi-Gang¹⁾²⁾

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

2) (*Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science of Ministry of Education of China; Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

(Received 20 July 2008; revised manuscript received 4 November 2008)

Abstract

By increasing the local temperature at different positions along the argon gas-filled tube, the difference in filament and spectrum broadening was compared in this paper. The experimental results show that the filament can be controlled by increasing the local temperature of the gas-filled tube. The best way to realise the maximum of such a influence is to heat at the focus point. Spectrum broadening will be narrow with the increase of the local temperature.

Keywords: temperature gradient, filament, spectrum broadening, femtosecond pulse

PACC: 4280W, 4265J, 4255H

^{*} 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), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2006CB806001).

[†] E-mail: caosy01@yahoo.com