

## 充气型放电毛细管的密度测量及磁流体模拟\*

董克攻<sup>1)2)</sup> 吴玉迟<sup>1)</sup> 郑无敌<sup>3)</sup> 朱斌<sup>1)</sup> 曹磊峰<sup>1)</sup> 何颖玲<sup>1)</sup> 马占南<sup>2)</sup> 刘红杰<sup>1)</sup>  
 洪伟<sup>1)</sup> 周维民<sup>1)</sup> 赵宗清<sup>1)</sup> 焦春晔<sup>1)</sup> 温贤伦<sup>1)</sup> 魏来<sup>1)2)</sup> 臧华平<sup>1)</sup>  
 余金清<sup>1)</sup> 谷渝秋<sup>1)†</sup> 张保汉<sup>1)</sup> 王晓方<sup>2)‡</sup>

1)(中国工程物理研究院激光聚变研究中心等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

2)(中国科学技术大学近代物理系, 中国科学院基础等离子体物理重点实验室, 合肥 230026)

3)(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2010年9月2日收到; 2010年11月23日收到修改稿)

在激光尾波场电子加速机理中, 为了有效地加速电子, 需要抑制衍射散焦等造成的激光传输不稳定性问题. 激光脉冲的稳定传输不仅有利于能量耦合给等离子体波, 而且对电子束的注入及稳定加速有着重要影响, 具有一定横向密度分布的充气型放电毛细管可以有效引导激光脉冲的传输. 利用等离子体的 Stark 展宽效应对毛细管产生的等离子体进行密度测量, 给出了等离子体密度与充气压强之间的关系. 利用磁流体程序 CRMHA 对毛细管的放电特性进行了模拟, 研究了毛细管引导效应的形成机理.

**关键词:** 充气型放电毛细管, Stark 展宽, 磁流体模拟, 引导

**PACS:** 52.65.Kj, 32.60.-i, 52.38.Hb

## 1. 引言

Tajima 等<sup>[1]</sup>于 1979 年提出了激光等离子体波加速器的设想. 随着啁啾脉冲激光放大技术的发展, 产生了脉宽几十 fs, 输出功率为几十 TW 乃至 PW 的激光器, 聚焦后的激光功率密度可达  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>. 当这样的激光脉冲在低密度等离子体中传播时, 激光脉冲的有质动力会排开电子, 形成大振幅的电子等离子体波. 等离子体波在运动过程中会通过波破<sup>[2]</sup>等方式俘获背景电子, 这些电子随等离子体波运动而被加速<sup>[3]</sup>. 理论及实验表明, 当等离子体密度达到  $10^{18}$ /cm<sup>3</sup> 时, 其加速梯度接近 100 GV/m, 远高于传统加速器的加速电场. 这么强的加速电场可以在厘米量级的距离内产生能量达 GeV 的准单能电子束<sup>[4,5]</sup>, 为台面化加速器的实现提供了可能.

在激光尾波场加速机理中, 由于激光脉冲的自

然散焦以及激光与等离子体相互作用的能量耦合等原因, 导致激光脉冲不能在等离子体中有效地长距离传输, 其传输距离一般限制在瑞利长度范围内. 这不仅造成激光脉冲的能量无法有效地耦合给等离子体波, 而且还造成电子加速距离的减小, 影响激光尾波场的加速效率. 为了延长激光脉冲在等离子体中的传输距离, 有效地加速电子, 人们采用了很多种激光引导方法, 比如类似波导的中空毛细管引导<sup>[6]</sup>、相对论有质动力引导<sup>[7]</sup>以及各种预等离子体通道引导<sup>[8-10]</sup>等. 相对于前两种途径, 预等离子体通道引导可以在大尺度等离子体中稳定引导激光脉冲, 其主要思路是: 采用外部途径产生横向密度满足抛物线型分布的等离子体, 即  $n_e(r) = n_e(0) + \Delta n \cdot r^2/R^2$ , 当激光脉冲的焦斑大小满足一定的匹配关系时, 激光脉冲可以在这样的等离子体中维持长距离的紧聚焦传输. 这里  $n_e(0)$  为轴向等离子体密度, 而  $n_e(r)$  为偏离轴向  $r$  处的等离子体密度,  $R$  为横向等离子体密度区域大小. 目前预等离

\*国家自然科学基金面上项目(批准号: 10975121, 10876039, 11075160), 中国工程物理研究院发展基金重点项目(批准号: 2009A0102003), 国家自然科学基金青年基金(批准号: 10905051)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: yqgu@caep.ac.cn

‡ 通讯联系人. E-mail: wang1@ustc.edu.cn

子体通道引导主要由毛细管产生,而且分为烧蚀型和充气型两种.由于烧蚀型存在二次电离导致的离子化散焦及使用寿命短等缺点<sup>[8]</sup>,目前实验及理论研究主要集中于充气型毛细管.在毛细管产生的预等离子体通道引导机理中,等离子体的密度测量以及引导效应的形成过程等是影响激光尾波场电子加速过程的重要因素,也是毛细管研究的重要部分.

为了获得放电毛细管内的等离子体密度分布,Spence 等<sup>[8,9]</sup>,Gonsalves 等<sup>[10]</sup>先后在实验上利用干涉法对毛细管内的等离子体密度分布进行测量.干涉法测量的自身特性决定了其往往需要特殊设计的毛细管结构,然后把测量结果类推至激光尾波场加速实验中采用的圆形毛细管.然而圆形和方形毛细管的通道形成过程是有差异的,这些差异是否会对类推结果造成影响还需要进一步的探讨.因此能够直接给出圆形毛细管内的等离子体密度分布对于精确控制引导参数是很有帮助的.本文利用 Stark 展宽效应测量并给出了圆形毛细管在放电过程中产生的等离子体密度与充气压强的关系,同时利用 MHD (magneto-hydro-dynamics) 程序 CRMHA<sup>[11,12]</sup>对整个放电过程中的磁流体特性进行了模拟研究,对毛细管引导机理的形成过程进行了详细探讨.

## 2. 实验原理及实验布局

等离子体中的 Stark 展宽效应对等离子体温度不敏感,主要对密度敏感,适应于低温高密度等离子体中的密度诊断<sup>[13]</sup>.由于氢气原子结构简单且容易被击穿电离,因此毛细管内所充气体主要是氢

气,在氢巴尔末系的几条谱线中,H $\alpha$  (656.3 nm) 线强度较强,容易测量.在放电毛细管产生的等离子体中,H $\alpha$  谱线的 Stark 展宽是主要的展宽机理<sup>[13]</sup>,而且几乎不随等离子体温度的变化而变化,因此实验中采用 H $\alpha$  的 Stark 展宽来测量等离子体密度.放电毛细管产生的等离子体温度较低,基本维持在 2—5 eV 之间,而等离子体密度在  $10^{17}$ — $10^{19}$  cm<sup>-3</sup>.在这样的等离子体参数区内,可以认为 Stark 展宽效应主要由等离子体密度决定,且二者满足关系<sup>[14]</sup>:  

$$n_e [\text{cm}^{-3}] = 8.02 \times 10^{12} \left[ \frac{\Delta\lambda_{\text{FWHM}} [A]}{\alpha} \right]^2$$
 这里  $\alpha$  在测量中可近似取常数.实验测量中,改变毛细管的充气压强来产生不同密度的等离子体,测量其 H $\alpha$  特征线的 Stark 展宽大小,利用上述公式即可给出等离子体密度与充气压强的关系.

实验中毛细管采用蓝宝石制成,内径 300  $\mu\text{m}$ ,长度 15 mm.从高压气瓶引出的高压氢气通过导气管被储存在减压气室内,利用气室调节被充入毛细管内的氢气压强,从气室出来的氢气通过毛细管两端的充气孔流入毛细管.整个毛细管置于真空环境的靶室内,其背景压强维持在  $(3-5) \times 10^{-3}$  Pa 左右.毛细管通过两端的放电电极在放电电源作用下实现电击穿并产生等离子体,实验中放电电源可以稳定工作在 8—30 kV,同时电源内部设有触发信号输入端口,可以实现放电时刻的精确控制.

测量实验布局如图 1 所示:放电毛细管产生的等离子体光谱由成像型光栅光谱仪接收,通过透镜使毛细管出口处成像在光谱仪的接收狭缝上,经过狭缝被光谱仪光栅分辨后的光谱由电子倍增 CCD (Charge Coupled Device) 接收.实验中光谱仪光栅

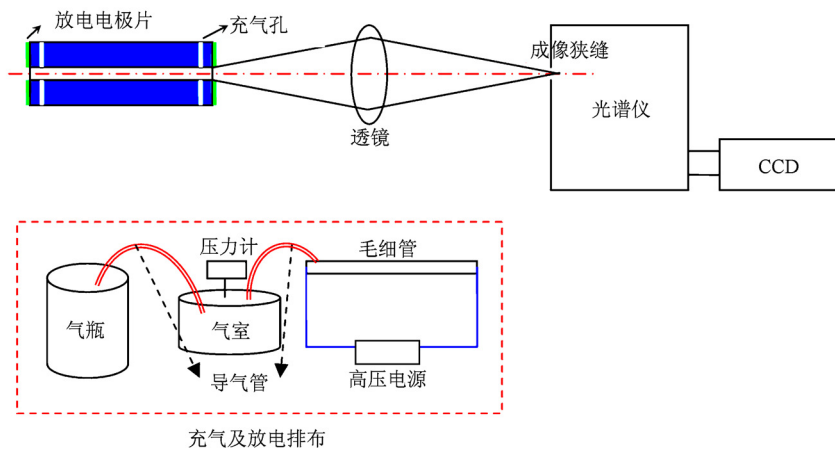


图 1 实验布局图

为 150 线/mm, 光谱分辨优于 0.5 nm, 可以保证对 Stark 展宽光谱的准确测量. 由于在光谱测量中采用了一维的狭缝成像, 可以对毛细管的横向进行一维分辨, 在假定放电毛细管产生的等离子体满足轴对称分布的情况下, 这样的实验排布可以保证对放电毛细管内等离子体密度的横向分布进行空间分辨测量.

### 3. 实验结果

#### 3.1. 放电稳定性测试

对于实验中采用的 15 mm 长毛细管, 维持毛细管充气压强 ~ 120 kPa, 稳定放电电压在 20—30 kV 之间均可有效实现充氢气毛细管的放电击穿. 放电过程中利用罗果夫斯基线圈实时监测放电电流波形, 图 2 为放电电压为 25 kV 时典型的放电电流波形, 近似满足正弦形的半周期分布. 实验中对于不同的充气压强, 只要维持放电电压固定, 放电电流波形基本不变, 具有很好的稳定性. 对于本来就存在较多不稳定因素的放电毛细管激光尾波场电子加速来说, 放电电源的稳定性有利于提高整个激光尾波场电子加速的稳定性.

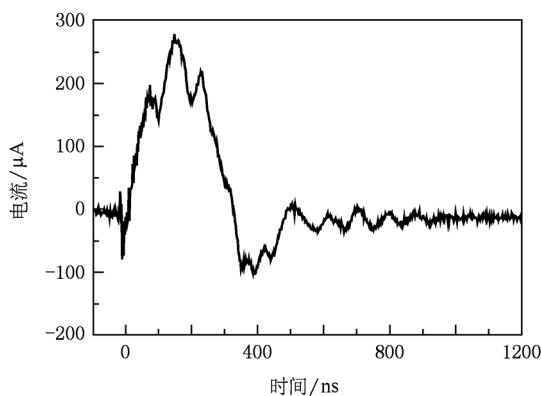


图 2 放电电流

#### 3.2. 轴向密度与充气压强的关系

放电毛细管产生等离子体光谱的 Stark 展宽符合 Lorentz 分布, 考虑到实验过程中光谱仪的仪器展宽, 对所测光谱进行 Lorentz 拟合给出 Stark 展宽的半高全宽大小, 结合前面的展宽与等离子体密度的关系即可得出在不同充气压强下放电毛细管产生的等离子体密度. 图 3 为实验中测量到的 Stark 谱

线及其 Lorentz 拟合结果.

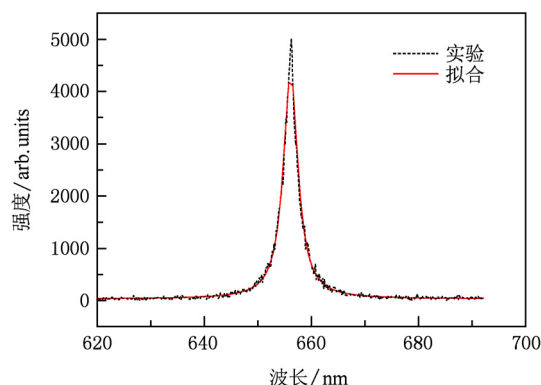


图 3 Stark 展宽及其 Lorentz 拟合

由于目前的充气方式是手动控制, 容易产生发发不稳定性, 导致每次设置的充气压强在毛细管内会有一定程度的波动. 这些波动会造成测量的等离子体密度与充气压强之间的关系出现较大的不确定性, 但总体上都处于一个数据带内, 如图 4(a) 所示. 为了减小由于充气方式造成的不确定性, 实验中多次测量同一压强时对应的等离子体密度, 并对测量结果进行统计平均, 通过这些多次测量可以在一定程度上消除不确定性对密度波动的影响, 如图 4(b) 所示. 多次测量在一定程度上降低了手动控制造成的波动, 其给出的等离子体密度与充气压强之间的关系也符合比较好的线性关系, 对即将实施的放电毛细管激光尾波场电子加速实验的参数选择提供了依据.

#### 3.3. 横向密度分布测量

放电毛细管的横向密度分布对于超强激光脉冲的引导起着重要的作用, 实验中的实现布局可以保证对毛细管横向密度进行一维的空间分辨测量. 如前所述, 在假定毛细管横向密度分布满足轴对称分布的情况下, 对毛细管的一维分辨即可测量给出横向的等离子体密度分布, 测量得到的横向密度分布如图 5 所示. 从图中可以看出, 其密度分布并不像理论给出的那样是抛物线型的分布, 而是近似于均匀分布, 这是因为这里的测量无法给出时间分辨而是时间平均的综合结果. 从后面的 MHD 模拟可以看出, 放电击穿之后, 在等离子体引导通道的形成过程中, 等离子体从轴线开始向毛细管管壁膨胀, 并通过欧姆加热与热传导的相互作用达到平衡. 在整个过程中, 毛细管内的密度分布从初始时

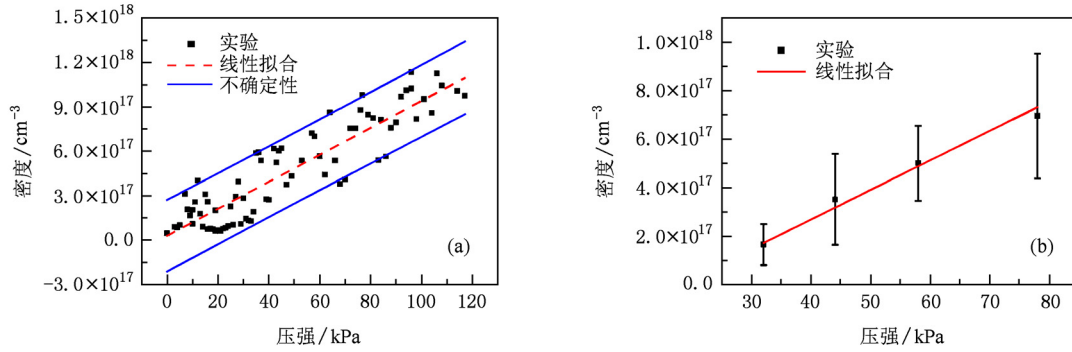


图4 等离子体密度与充气压强的关系 (a)不同压强单次测量; (b)不同压强多次测量

的轴向高两端低演化为准静态时的轴向低两端高, 而实验测量中由于无法给出时间分辨, 测量的横向密度分布反映的则是整个过程的平均效果.

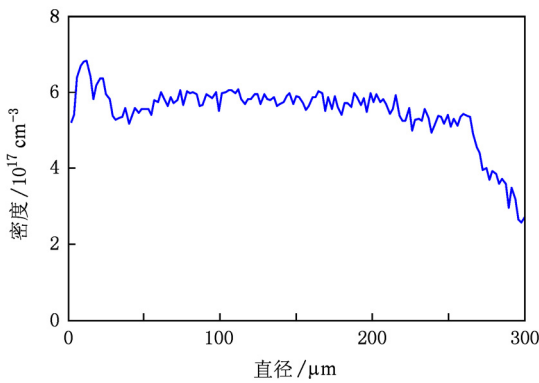


图5 放电毛细管中横向等离子体密度分布

#### 4. MHD(magneto-hydro-dynamics) 模拟

利用 CRMHA 程序模拟时, 选择放电波形为正

弦型, 其峰值电流 200 A, 半周期 200 ns, 毛细管内径为 300  $\mu\text{m}$ , 所充气体为氢气, 充气压强为 70 mbar (1 bar =  $10^5$  Pa) ( $\rho_0 = 5.613 \times 10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup>), 气体初始温度设为室温, 模拟结果如图 6 所示. 在整个放电过程中, 图 6 显示毛细管引导效应的形成可分为三个阶段: 首先, 放电开始后 40 ns, 电子密度、温度、气体电离度沿毛细管横向分布是均匀的, 此时等离子体的加热及电离是局域的, 由于较低的放电电流导致磁压远小于热压, 磁箍缩效应可以忽略. 其次, 放电开始 40—80 ns 时, 放电电流的不断上升导致毛细管轴向的等离子体温度升高, 轴向温度的升高导致等离子体向毛细管管壁膨胀运动, 从磁流体力学方程可以发现, 在整个毛细管放电过程中等离子体膨胀基本满足等压膨胀模型, 由于是等压膨胀且轴向等离子体温度较高, 导致轴向等离子体密度的降低, 这一阶段是等离子体引导效应的形成过程. 最后, 放电开始 80 ns 之后, 在毛细管横向形成了轴向密度低两端密度高的近似抛物线型密度分布, 该密

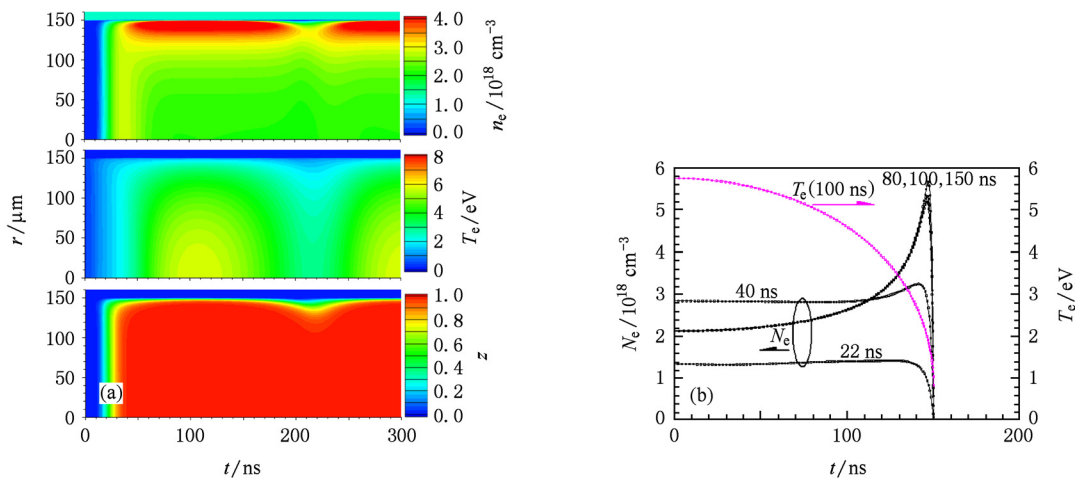


图6 (a)等离子体密度、温度及电离度随放电时间的演化; (b)不同放电时刻毛细管横向等离子体密度及温度分布

度分布可以稳定持续于整个放电过程,是引导激光脉冲的最佳阶段. 另外,在接近毛细管管壁的地方,电子热传导导致毛细管管壁处的 H 等离子体温度及电离度低,因此电子密度低,这造成毛细管管壁处的电子密度出现了突然降低.

## 5. 结 论

对应用于激光尾波场电子加速实验的放电电源及毛细管特性进行了实验测试. 当充电电压为 20—30 kV、充气压强在 0—120 kPa 时,放电电源不仅可以顺利实现毛细管的放电击穿,而且具有

很好的稳定性,这为放电毛细管的有效电击穿创造了条件. 利用等离子体的 Stark 展宽效应,通过测量等离子体的 Stark 展宽,给出了放电毛细管产生的等离子体密度与充气压强的关系,二者基本维持线性关系. 利用一维狭缝的成像实现了等离子体横向密度的一维分辨测量,其横向密度分布是近似均匀的. 这些定标关系为以后的超强激光引导实验提供了实验基础. 同时为了加深对毛细管放电过程中引导效应形成过程的理解,利用 CRMHA 程序对毛细管放电过程中的磁流体演化特性进行了模拟,给出了等离子体密度及温度随放电时间的演化关系.

- [1] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [2] Xu H, Sheng Z M, Zhang 2007 *J. Acta Phys. Sin.* **56** 968 (in Chinese) [徐 慧、盛政明、张 杰 2007 物理学报 **56** 968]
- [3] Dong K G, Gu Y Q, Zhu B, Wu Y C, Cao L F, He Y L, Liu H J, Hong W, Zhou W M, Zhao Z Q, Jiao C Y, Wen X L, Zhang B H, Wang X F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8733 (in Chinese) [董克攻、谷渝秋、朱 斌、吴玉迟、曹磊峰、何颖玲、刘红杰、洪 伟、周维民、赵宗清、焦春晔、温贤伦、张保汉、王晓方 2010 物理学报 **59** 8733]
- [4] Kneip S, Nagel S R, Martins S F, Mangles S P D, Bellei C, Chekhlov O, Clarke R J, Delerue N, Divall E J, Doucas G, Ertel K, Fiuza F, Fonseca R, Foster P, Hooker C J, Krushelnick K, Mori W B, Streeter M J V, Urner D, Vieira J, Silva L O, Najmudin Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 035002
- [5] Froula D H, Clayton C E, Doppner T, Marsh K A, Barty C P J, Divol L, Fonseca R A, Glenzer S H, Joshi C, Lu W, Martins S F, Michel P, Mori W B, Palastro J P, Pollock B B, Pak A, Ralph J E, Ross J S, Siders C W, Silva L O, Wang T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 215006
- [6] Jackel S, Burris R, Grun 1995 *J. Opt. Lett.* **20** 1086
- [7] Esarey E, Sprangle P, Krall J 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1879
- [8] Spence D J, Burnett P D S, Hooker S M 1999 *Opt. Lett.* **24** 993
- [9] Spence D J, Hooker S M 2001 *Phys. Rev. E* **63** 015401 (R)
- [10] Gonsalves A J, Rowlands-Rees T P, Brooks B H P, van der Mullen J J A M, Hooker S M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 025002
- [11] Lan K, Zhang, Eur Y Q 2002 *Phys. J. Ap.* **19** 103
- [12] Lan K, Ernst Fill, Jurgen Meyer-ter-Vehn 2003 *Eur. Phys. Lett.* **64** 454
- [13] Xiang Z L, Yu C X 1982 *The diagnosis technology of high-temperature plasma* (Vol. 1) (Shanghai Scientific and Technical Publishers) p83 (in Chinese) [项志遴、余昌旋 编著 1982 高温等离子体诊断技术(上册) (上海科学技术出版社) 第 83 页]
- [14] Ashkenazy J, Kipper R, Caner M 1991 *Phys. Rev. A* **43** 5568

## Density measurement and MHD simulation of gas-filled capillary discharge waveguide \*

Dong Ke-Gong<sup>1)2)</sup> Wu Yu-Chi<sup>1)</sup> Zheng Wu-Di<sup>3)</sup> Zhu Bin<sup>1)</sup>  
Cao Lei-Feng<sup>1)</sup> He Ying-Ling<sup>1)</sup> Ma Zhan-Nan<sup>2)</sup> Liu Hong-Jie<sup>1)</sup>  
Hong Wei<sup>1)</sup> Zhou Wei-Min<sup>1)</sup> Zhao Zong-Qing<sup>1)</sup> Jiao Chun-Ye<sup>1)</sup>  
Wen Xian-Lun<sup>1)</sup> Wei Lai<sup>1)2)</sup> Zang Hua-Ping<sup>1)</sup> Yu Jin-Qing<sup>1)</sup>  
Gu Yu-Qiu<sup>1)†</sup> Zhang Bao-Han<sup>1)</sup> Wang Xiao-Fang<sup>2)‡</sup>

1) (*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Key Laboratory of Basic Plasma Physics of Chinese Academy of Sciences, Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

3) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 2 September 2010; revised manuscript received 23 November 2010)

### Abstract

To accelerate the electrons efficiently in the laser wake-field accelerator, it is necessary to suppress the instability induced by the diffraction and the defocusing of the laser pulse. The gas-filled capillary discharge waveguide can generate an approximately parabolic density distribution, which can guide the laser pulse efficiently and suppress the instability. Using the Stark effect, this plasma density distribution is measured in this paper, and the relationship between plasma density and filled pressure is presented. By using the MHD code CRMHA, the formation of the capillary waveguide is simulated and researched in detail.

**Keywords:** gas-filled capillary discharge waveguide, Stark broadening, MHD simulation, guiding

**PACS:** 52.65.Kj, 32.60.+i, 52.38.Hb

---

\* Project supported by the State Key Program of the National Natural Science of China (Grant Nos. 10535030, 10876039, 11075160), the Development Key Foundation of CAEP (Grant No. 2009A0102003), the Youth Foundation of the National Natural Science of China (Grant No. 10905051).

† Corresponding author. E-mail: yqgu@caep.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wangl@ustc.edu.cn