

## 面向激光等离子体尾波加速的毛细管放电实验研究

祝昕哲 李博原 刘峰 李建龙 毕择武 鲁林 远晓辉 闫文超 陈民 陈黎明 盛政明 张杰

### Experimental study on capillary discharge for laser plasma wake acceleration

Zhu Xin-Zhe Li Bo-Yuan Liu Feng Li Jian-Long Bi Ze-Wu Lu Lin Yuan Xiao-Hui Yan Wen-Chao  
Chen Min Chen Li-Ming Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 095202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212435

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212435>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

锐真空-等离子体边界倾角对激光尾波场加速中电子注入的影响

Effects of slant angle of sharp plasma-vacuum boundary on electron injection in laser wakefield acceleration

物理学报. 2020, 69(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191332>

激光在大气中驱动的强大太赫兹辐射的理论和实验研究

Theoretical and experimental studies on terahertz radiation from laser-driven air plasma

物理学报. 2018, 67(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180564>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

腔体结构参数对毛细管放电型脉冲等离子体推力器放电特性的影响

Influence of cavity configuration parameters on discharge characteristics of capillary discharge based pulsed plasma thruster

物理学报. 2021, 70(23): 235204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211198>

皮秒激光驱动下的背向受激布里渊散射的光谱结构

Spectral structures of backward stimulated Brillouin scattering driven by a picosecond laser

物理学报. 2021, 70(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210568>

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma

物理学报. 2021, 70(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

# 面向激光等离子体尾波加速的 毛细管放电实验研究\*

祝昕哲<sup>1)</sup> 李博原<sup>1)2)3)</sup> 刘峰<sup>1)2)</sup> 李建龙<sup>1)</sup> 毕择武<sup>1)</sup> 鲁林<sup>1)</sup>  
远晓辉<sup>1)2)</sup> 闫文超<sup>1)2)</sup> 陈民<sup>1)2)†</sup> 陈黎明<sup>1)2)3)</sup> 盛政明<sup>1)2)3)</sup> 张杰<sup>1)2)3)</sup>

1) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

2) (上海交通大学 IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

3) (上海交通大学李政道研究所, 上海 200240)

(2021 年 12 月 30 日收到; 2022 年 1 月 17 日收到修改稿)

具有合适径向密度分布的等离子体通道可以用于超短超强激光导引, 这使得等离子体通道在激光尾波加速中有着重要的应用. 本文介绍了在上海交通大学激光等离子体实验室开展的毛细管放电和光导引实验. 通过光谱展宽法测量了充氮气的放电毛细管中的等离子体密度分布, 在长度为 3 cm、内径为 300  $\mu\text{m}$  的毛细管中实现了轴向均匀, 径向呈抛物线型的等离子体密度分布. 通过改变放电延时和喷气时长, 确定和优化了产生等离子体通道的参数区间, 得到的最大通道深度为 28  $\mu\text{m}$ , 与实验中使用的激光焦斑半径匹配. 在此基础上, 开展了不同能量的激光脉冲在放电等离子体通道中的导引研究, 结果发现当通道深度与焦斑半径匹配时, 激光可以不散焦地在通道中传输, 实现激光导引. 这项研究为未来的激光尾波级联加速和锁相加速等研究奠定了基础.

**关键词:** 激光等离子体相互作用, 激光等离子体尾波加速, 等离子体波导

**PACS:** 52.38.-r, 52.38.Kd, 52.40.Fd

**DOI:** 10.7498/aps.71.20212435

## 1 引言

激光等离子体尾波加速是一种有着广阔应用前景的新型电子加速机制. 该机制由 Tajima 和 Dawson 于 1979 年提出<sup>[1]</sup>, 在最近二十年得到了快速发展<sup>[2,3]</sup>. 当超短超强激光在气体密度等离子体中传输时, 能够在其后激发等离子体波结构, 被称为激光等离子体尾波. 在该尾波结构中, 带电粒子可以获得比传统加速器高 3 个量级的加速梯度, 这意味着在达到相同能量的要求下, 尾波加速可以极大地缩减加速器的尺寸. 基于激光尾波加速

方案的 TeV 能量级的正负电子对撞机是未来激光尾波加速领域最具吸引力的研究目标之一. 作为潜在的高能加速器候选加速方案, 要想在激光尾波中将电子加速到极高能量还面临着诸多挑战, 如: 强激光在等离子体中的长距离传输, 激光能量损耗与多级激光级联加速, 电子在尾波中的失相与锁相加速, 电子束自生辐射损失与相空间操控等问题.

2016 年劳伦斯伯克利国家实验室 Steinke 等<sup>[4]</sup>使用“喷嘴+等离子体透镜+等离子体镜+放电毛细管”构成的四段式结构首次在实验中实现了两级激光级联加速. 电子在激光与喷嘴气体作用中激发的尾波里被自注入和获得第一级加速, 并在放电毛

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11991074, 11774227, 11905129, 12175140, 12135009)、科学挑战计划 (批准号: TZ2018005) 和中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDA25010500) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: minchen@sjtu.edu.cn

细管中实现了第二级加速,再次获得了约 100 MeV 的能量增益<sup>[4]</sup>.可以认为,级联加速<sup>[4,5]</sup>是解决激光尾波加速中驱动能量损耗的必经之路.同时,对电子在等离子体尾波中由于电子速度和尾波相速差导致的加速失相问题,近年来有多种解决方案被相继提出,包括:调制等离子体的纵向密度<sup>[6,7]</sup>、使用多束激光共同加速<sup>[8]</sup>,以及使用具有飞行焦点的驱动激光<sup>[9,10]</sup>等.最后,为了获得足够高的能量,电子必须要被加速足够长的距离,这时就必须解决激光在等离子体中的自散焦问题.以上问题都需要对激光进行有效的长距离导引,而使用等离子体通道是解决这一问题的一种常用的方法.由于等离子体的折射率依赖于等离子体密度,理论上横向密度分布非均匀的等离子体对激光可以产生类似于透镜的效应,其对激光产生的聚焦效应可以抵消激光的自散焦效应,使激光不散焦地长距离传输,这种方案已经得到了理论和实验的证实<sup>[11–17]</sup>.

美国劳伦斯伯克利国家实验室的研究人员在 2019 年使用一段 20 cm 长的毛细管,结合高压放电与激光加热,导引了焦斑半径为 60  $\mu\text{m}$  的激光,并且成功地通过尾波场加速获得了中心能量为 7.8 GeV 的电子束<sup>[18]</sup>.最近长度为 1 m 的等离子体通道研制及其中的激光导引研究已有报道<sup>[19]</sup>.除了纵向传输外,激光在毛细管通道中的运动还会产生一些特殊的效应,如偏轴入射的激光会在毛细管中横向振荡,其产生的尾波场也会随之一起振荡,从而加速电子的 Betatron 辐射会被增强<sup>[20]</sup>;而使用弯曲的毛细管,可以将超强激光变角度地导引到另一个方向,基于此,一种新型的尾波级联加速方案被提出并引起了广泛关注<sup>[5]</sup>.对于电子束的自生尾波(或束载)效应,可以通过使用束流整形技术<sup>[21]</sup>或者特殊分布的等离子体密度通道来调控<sup>[22]</sup>.

由上可见,在激光尾波电子加速领域,无论为了未来实现的高能加速器,还是利用 GeV 电子束产生稳定的辐射源,使用放电毛细管产生等离子体通道都是研究的重点和难点之一.本文将介绍上海交通大学激光等离子体实验室最近开展的面向激光尾波加速的毛细管放电与光导引实验进展(图 1 为放电毛细管的实物拍摄图),以及放电毛细管内等离子体密度分布测量和利用毛细管产生等离子体通道进行光导引的实验结果.

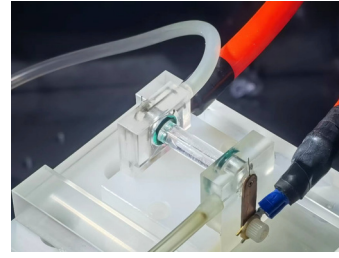


图 1 上海交通大学激光等离子体实验室用于激光尾波加速的放电毛细管装置

Fig. 1. Discharged capillary for laser wakefield accelerator at the Laboratory for Laser Plasmas, SJTU.

## 2 放电毛细管导引激光的原理

在激光尾波加速中使用的超短超强激光的脉宽通常只有数十飞秒,同时为了获得足够高的光强以及与等离子体波长相匹配的焦斑条件<sup>[23]</sup>,激光会被聚焦到半径为数十微米的焦斑.根据瑞利长度公式  $Z_R = \pi w_0^2 / \lambda_0$ ,这种激光对应的瑞利长度  $z_R$  通常只有毫米量级,这里  $w_0$  表示高斯激光的束腰半径, $\lambda_0$  表示激光的中心波长.以上海交通大学 200 TW 激光装置为例,所用的波长为 0.8  $\mu\text{m}$ ,最短脉宽为 30 fs,聚焦后束腰半径为 33  $\mu\text{m}$  的高斯光束,其瑞利长度为 4.3 mm.如果没有很好的导引机制,激光在传输数毫米后就会快速发散,峰值光强显著下降,无法继续在等离子体中激发尾波场而持续加速电子.

通过调整高斯激光传输路径中等离子体的径向密度分布,可以使不同径向位置的等离子体折射率不同.当这一折射率分布在靠近光传播轴线附近低而远离轴线处高时,等离子体通道对激光起到类似凸透镜的聚焦效果,形成等离子体通道,可以将高斯激光约束在其中不发散地长距离传输<sup>[24]</sup>.

假设等离子体径向位置  $r$  处的密度为  $n(r)$ ,则等离子体的折射率  $n_r$  可以被表示为

$$n_r(r) \cong 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2} \frac{n(r)}{n_0\gamma(r)}, \quad (1)$$

式中, $\omega_p$  和  $n_0$  是等离子体频率和等离子体在中轴线上的密度, $\omega_0$  是激光的中心频率, $\gamma(r)$  是径向  $r$  位置的电子相对论因子.(1) 式表示有 2 种手段可以控制等离子体径向的折射率.一种是通过等离子体的径向密度分布  $n(r)$  控制  $n_r$ ,称为预等离子体通道光导引;另一种是通过激光的径向光强分布改变  $\gamma(r)$  控制  $n_r$ ,称为相对论自聚焦光导引.相对论

自聚焦光导引对等离子体频率  $\omega_p$  有较强依赖, 形成折射率自调制的时间尺度与等离子体波的频率相关, 而非激光频率, 这种方法对脉冲长度  $L \leq \lambda_p$  的超短脉冲激光的导引效率不高<sup>[2]</sup>(其中  $\lambda_p$  代表等离子体波长). 因此针对尾波加速常用的飞秒激光, 使用预等离子体通道来导引激光是更有效的方案.

产生预等离子体通道的一种方法是在充气毛细管中高压放电, 通过热膨胀实现径向密度调制. 只有在毛细管内部折射率与激光散焦效应相平衡的条件下, 激光才会在等离子体中被良好地导引, 这要求毛细管中的等离子体沿径向具有如 (2) 式的抛物线型分布:

$$n(r) = n_0 + \frac{\Delta n_c r^2}{r_0^2}, \quad (2)$$

式中,  $r_0$  为毛细管的通道半径,  $\Delta n_c(\text{cm}^{-3}) = 1.13 \times 10^{20}/r_0^2$  ( $\mu\text{m}$ ) 为临界通道深度. 当激光束腰半径  $w_0$  与  $r_0$  相等时激光与通道完美匹配, 这时理论上激光在等离子体中传播将保持焦斑大小恒定, 这种状态被称为完全匹配的等离子体通道导引. 在通常情况下, 如通道深度和半径偏离理想值时, 激光束的焦斑大小将呈现周期性的振荡. 为了使毛细管中的等离子体产生这种特殊的抛物线型径向密度分布, 人们已经发展出了多种控制方式, 如高压放电<sup>[25,26]</sup>、光电离<sup>[27,28]</sup>等.

本文将介绍在充氦气毛细管中放电以形成等离子体通道的方法. 通过在充气毛细管两端加脉冲高电压来击穿气体, 被击穿的气体形成等离子体, 瞬时强电流对毛细管内的等离子体进行欧姆加热, 通过热膨胀效应产生径向抛物线型的等离子体密度分布.

### 3 放电毛细管基本参数标定

为产生如 (2) 式的等离子体密度分布, 我们采用了高压放电电离毛细管内部气体和欧姆加热的方案. 毛细管放电电路如图 2(a) 所示. 放电前由高压源首先对电容器 (6 nF) 充电, 为了控制充电电流, 我们添加了 1 个 5 M $\Omega$  的保护电阻, 气体通过毛细管两端的夹持装置充入毛细管中. 需要放电时, 使用 1 个 CFR200-YAG 激光器与一对触发铜电极作为电路触发开关. 激光器被同步信号触发后, 该激光导通触发电极, 使毛细管两端电极瞬间负载高压, 毛细管内的气体会首先被高压放电电

离, 毛细管壁的放电会被有效抑制, 从而提升等离子体的稳定性和毛细管的寿命. 我们使用 1 个 ICT (积分电流变送器) 测量放电毛细管中流过的电流. 通过调整放电电压和气体背压、充气时间, 以及充气 and 放电之间的相对延时等条件来改变毛细管内等离子体的密度分布.

从图 2(a) 电路图可以看出, 由于充气毛细管被击穿后电阻远小于并联的 2 M $\Omega$  保护电阻, 毛细管的电阻和外侧电容构成了 RC 振荡电路. 放电时电路中的脉冲电流会形成 RC 振荡 (如图 2(b) 所示). 实验显示同一电压, 不同气体密度下 RC 振荡电路的放电时间波形较为稳定, 这表明在此参数下等离子体电阻随气体密度变化较小. 为了方便起见, 我们使用产生电流的时刻作为零时刻, 使用电流振荡曲线来辅助描述放电过程中毛细管内部等离子体状态的变化.

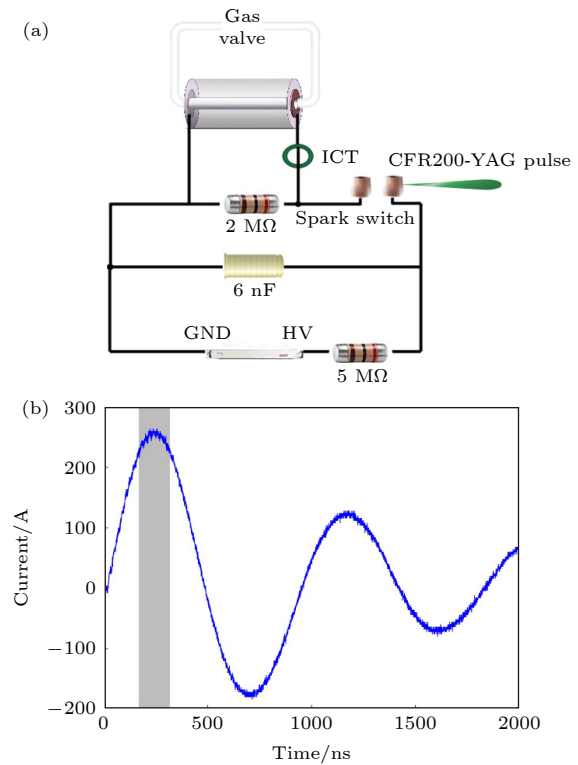


图 2 毛细管的放电电路和电流 (a) 毛细管放电电路图; (b) 典型的放电电流

Fig. 2. Capillary discharge circuit and current: (a) Discharge circuit; (b) typical discharge current.

我们在实验中对毛细管内等离子体密度的分布和演化进行了测量. 有多种因素会影响到毛细管内部等离子体密度演化测量的准确性, 主要表现为对时间的测量误差, 这些误差包括由喷气气流延时

和放电电路延时等带来的系统误差. 通过控制喷气时长和电路开关时刻, 可以控制毛细管内部的气体密度和电离气体产生等离子体的时间. 在实验中, 喷气阀门开启的时间尺度为百毫秒量级, 对应于毛细管内部气体总量随时间的变化; 电路放电的时间尺度为微秒量级, 而电流的振荡周期为百纳秒量级, 因此可以近似认为毛细管内气体密度在 1 个电流振荡周期内保持不变, 此时等离子体密度变化主要由放电电流决定.

通过测量等离子体发射特殊谱线的空间分布和碰撞展宽, 得到等离子体的密度分布. 在放电过程中, 等离子体不同能级间的电子跃迁将发射不同特征波长的谱线, 在电子的碰撞展宽占主导的情况下, 光谱的宽度将主要由电子密度决定, 称为 Stark 展宽<sup>[29]</sup>. 实验中使用的气体为氦气, 其等离子体发出的特征光谱如图 3(a) 所示, 光谱中最亮的谱线中心波长为 587.6 nm, 测量该谱线的强度分布并使用洛伦兹曲线拟合得到谱线的半高全宽 (如图 3(b)), 就可以反演得到等离子体的密度.

氦等离子体的 Stark 展宽公式为

$$\lg(n_e) = a + b \times \left( \sqrt{\frac{T_c}{T_c}} + \sqrt{\frac{T_c}{T_c}} + \sqrt{\frac{T_c}{T_m \mu}} \right) + p \lg(\Delta\lambda_s), \quad (3)$$

式中,  $T_c$  为等离子体温度,  $\Delta\lambda_s$  为谱线的半高全宽, 其余各量均为常数, 查阅文献<sup>[30]</sup>可以得到对应 587.6 nm 谱线的  $a = 23.287156$ ,  $b = 0.083064$ ,  $p = 0.988943$ ,  $T_c = 11648$ ,  $T_m = 132390$ . 保持其他条件不变, 测量多发等离子体密度  $n_e$ , 结果见图 3(c). 可以看出, 使用这种测量等离子体密度方法的稳定性很好, 在 6 发测量结果的相对偏差不超过 3%.

在确定了稳定的放电时间区间后, 根据前人的

结果可知<sup>[18]</sup>, 产生通道密度分布的时间区间在百纳秒量级, 等离子体通道的深度与电流欧姆加热正相关. 为了进一步明确通道的性质, 将测量毛细管内部等离子体沿轴向和径向的密度分布.

## 4 石英毛细管中氦气在高压放电下形成的等离子体密度分布

### 4.1 毛细管内部的等离子体密度分布

毛细管内部的等离子体密度分布会影响激光在等离子体中的长距离传输. 为了维持激光在通道中沿轴向不改变方向平稳前进, 需要保证毛细管内部的等离子体密度轴向均匀分布. 同时, 在尾波加速中, 平稳的密度梯度可以有效减弱由于密度变化产生的密度梯度注入<sup>[2]</sup>, 有利于减少电子的能散.

实验中所用的石英毛细管长度为 3 cm, 将 1 个 2 cm 长的光纤探测器沿轴向贴合到毛细管外壁. 该探测器前端是由 9 根沿轴向排布的光纤耦合阵列, 通过测量每根光纤中的光谱展宽, 就可以得到毛细管内沿轴向的密度分布. 测量装置如图 4(a) 所示, 多通道光纤探测器内部等间距排列 9 个光纤探头, 各探头间距为 2 mm. 将光纤束连接至光谱仪上并依次排列, 采集到轴向 9 个位置的光谱如图 4(b) 所示.

密度反演后的结果见图 4(c), 除了靠近毛细管口处的密度, 其余轴向位置处的等离子体密度基本均匀. 毛细管内部的等离子体密度沿轴向基本保持一致, 意味着内部的等离子体密度分布类似于端面的密度分布. 值得一提的是, 在本次实验中毛细管两端的充气气压是一样的, 可以看出放电正负极的方向性 (电流的运动方向) 对等离子体轴向密度分

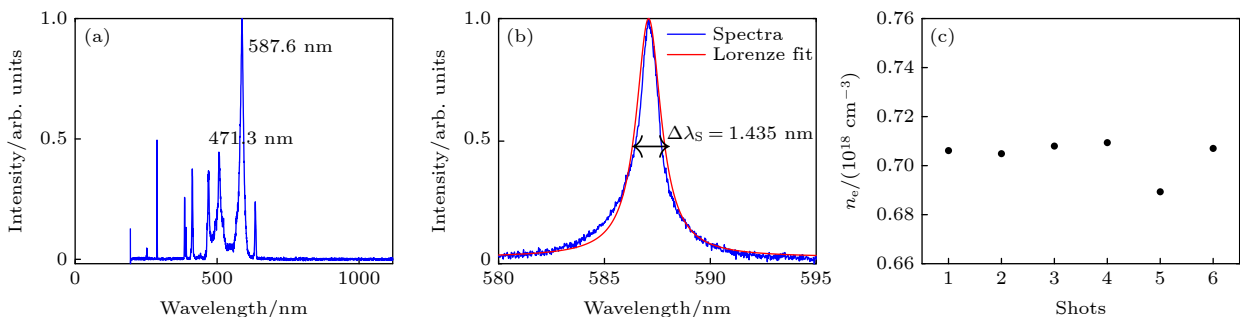


图 3 使用 Stark 展宽标定 He 放电等离子体的密度 (a) 氦等离子体的谱线; (b) 谱线在 587.6 nm 附近的展宽; (c) 在放电电压 10 kV, 背压 15 psi (1 psi =  $6.89476 \times 10^3$  Pa) 时测量到的等离子体密度

Fig. 3. Measuring the density of Helium plasma with Stark broadening: (a) Spectra of Helium plasma; (b) spectra broadening at 587.6 nm; (c) plasma density at 10 kV and 15 psi backpressure.

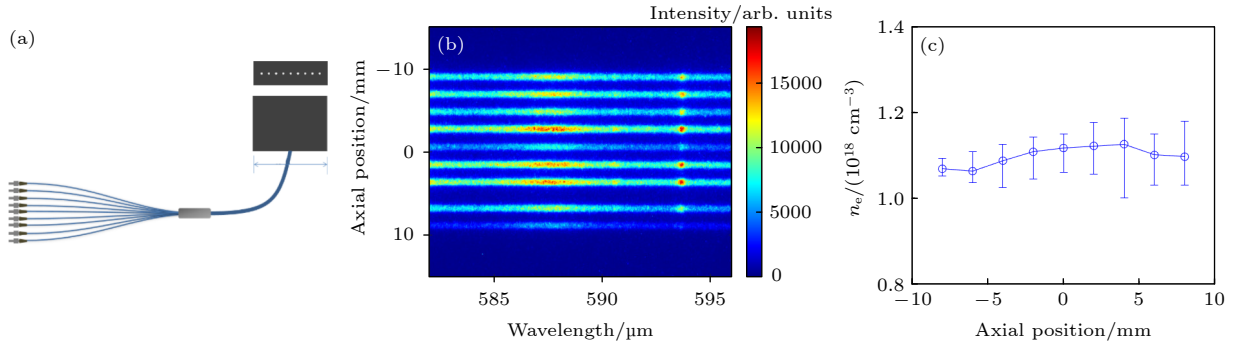


图4 在放电电压 10 kV, 充气背压 5 psi 下毛细管的轴向放电光谱和密度 (a) 探测器示意图; (b) 轴向放电光谱; (c) 轴向等离子体密度

Fig. 4. On-axis discharge spectrum and density distribution of the capillary at 10 kV and 5 psi: (a) Schematic of the detector; (b) the axial spectra along the capillary; (c) the axial plasma density.

布影响不大. 对于锁相加速等应用, 如需获得沿激光传输方向密度渐进升高的密度分布, 原则上可以通过改变两端的气体背压来实现. 这样的密度分布将在以后的实验中加以验证和优化.

## 4.2 毛细管端面的等离子体密度分布

如第 2 节所述, 毛细管的径向密度分布直接决定着等离子体折射率的横向分布, 影响着激光的聚焦和散焦. 模拟结果表明<sup>[31]</sup>, 这一密度分布由欧姆加热效率、等离子体密度和径向边界条件等因素决定, 分别对应于实验中的电流强度、气体密度和毛细管直径. 分别测量了内径为 500  $\mu\text{m}$  和 300  $\mu\text{m}$  的 2 种充气毛细管端面的放电光谱, 结果如图 5(a) 和图 5(b) 所示. 光谱中的光强分布对应于该位置的 Stark 展宽谱, 将各横向位置的光谱进行密度反演, 可以得到毛细管端面等离子体密度的径向分布.

扫描不同延时下的放电光谱并反演密度, 可以得到在不同放电延时下的毛细管通道密度变化, 结果如图 5(c) 和图 5(d) 所示. 从图 5(c) 可以看出, 当使用的毛细管内径为 500  $\mu\text{m}$  时, 毛细管端面的密度分布呈反抛物线型或均匀分布型, 几乎没有深通道出现; 图 5(d) 表明, 在内径为 300  $\mu\text{m}$  的毛细管中, 在 200 ns 到 300 ns 的延时范围内均可以形成类抛物线型的密度分布, 与等离子体通道所需的密度分布一致, 其中延时 300 ns 时对应的通道最深, 其通道半径为 28  $\mu\text{m}$ , 与本文实验中常用的激光焦斑半径  $w_0$  接近.

对直径分别为 300  $\mu\text{m}$  和 500  $\mu\text{m}$  的毛细管进行参数扫描发现, 500  $\mu\text{m}$  口径的毛细管在不同放

电电压和背压下均无法产生深通道, 端面等离子体密度为反抛物线型或均匀分布. 对 300  $\mu\text{m}$  口径的毛细管, 在合适延时和背压区间均可以产生类似图 5(d) 的深通道, 因此可以认为 300  $\mu\text{m}$  口径的毛细管更容易产生等离子体通道来导引激光. 对于 500  $\mu\text{m}$  口径的毛细管, 由于体积大、气体多, 欧姆加热效果并不显著. 此外, 由于采用的是较重的氦气, 其膨胀速度较慢, 难以形成中间密度低的通道结构. 要想形成等离子体通道可能需要更大的放电电压或更轻的气体, 如氢气. 毛细管内径对通道形成的影响有待下一步更细致的数值模拟研究. 我们测量了 300  $\mu\text{m}$  毛细管端面等离子体在不同背压和放电延时下的光谱, 反演得到它们的密度分布, 并拟合 (2) 式的抛物线型曲线, 得到各参数对应的通道半径  $r_0$  和中轴线密度  $n_0$ , 其结果如图 6 所示. 同时, 由于电路中等离子体在高压下的击穿电离时间具有一定的不确定性, 通道的形成时间区间与电路开关触发的时间也具有一定的不确定性, 相对延时与电流的峰值时刻联系更为确定. 因此, 在图 6(a) 中使用  $\Delta t = t - t_0$  (其中  $t_0$  是放电电流曲线的第 1 次峰值位置) 来表示相对延时更有意义. 图 6(a) 展示了通道深度  $r_0$  和通道中心等离子体密度  $n_0$  随相对延时的演化, 等离子体通道在放电电流峰值位置前 -100 ns 至 -50 ns 开始形成, 并随着延时增加逐渐变深, 直到电流峰值位置 0—50 ns 内达到最深, 与实验室所用激光的焦斑半径 33  $\mu\text{m}$  接近, 这时等离子体对激光能有较好的导引效果. 等离子体通道在放电电流峰值后 50 ns 迅速消失, 形成通道密度分布的时间为峰值 -100—50 ns, 时间门宽约 150 ns, 延时超出该范围后基本看不到通道形成,

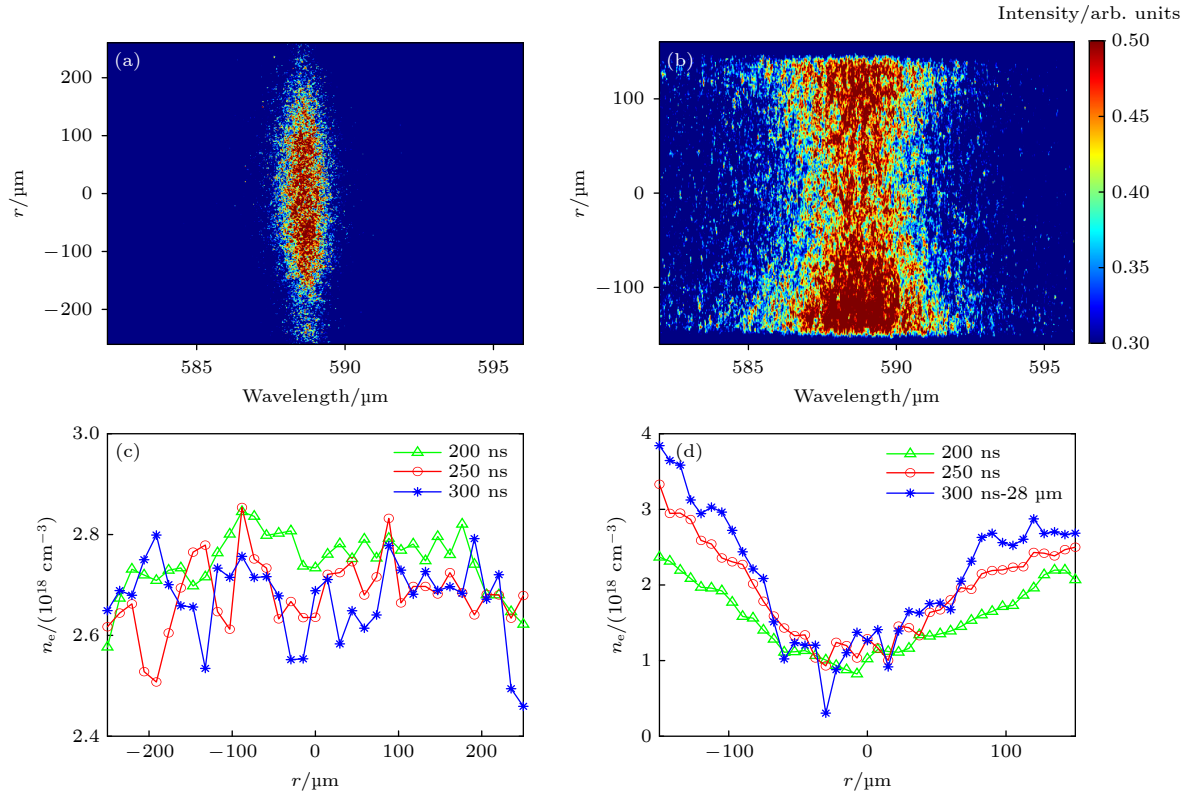


图 5 在 15 kV 下毛细管放电时的端面光谱和径向等离子体密度分布 (a) 500  $\mu\text{m}$  毛细管的径向光谱; (b) 300  $\mu\text{m}$  毛细管的径向光谱; (c) 500  $\mu\text{m}$  毛细管的径向密度分布; (d) 300  $\mu\text{m}$  毛细管的径向密度分布

Fig. 5. End-face spectra detected during the discharge and the radial plasma density distribution at 15 kV: (a) Spectra of 500  $\mu\text{m}$  capillary; (b) spectra of 300  $\mu\text{m}$  capillary; (c) radial density distribution of 500  $\mu\text{m}$  capillary; (d) radial density distribution of 300  $\mu\text{m}$  capillary.

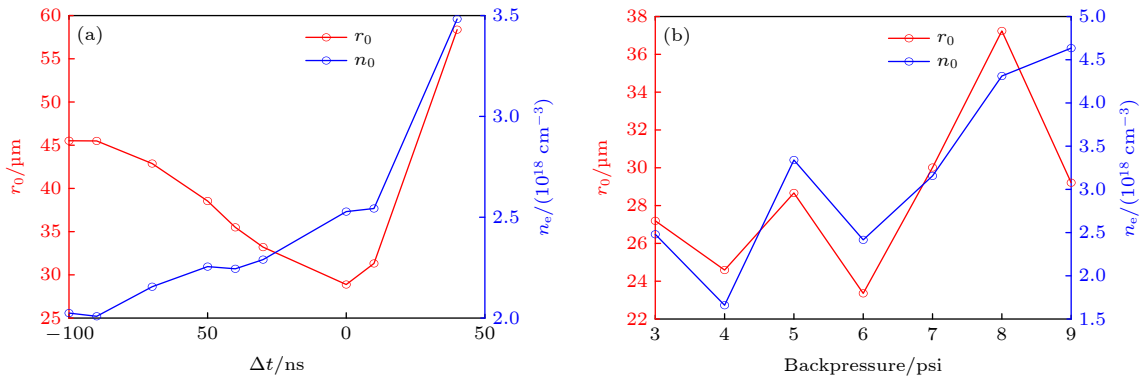


图 6 300  $\mu\text{m}$  口径毛细管的通道半径和中轴线密度随放电时间和背压的演化 (a)  $r_0$  和  $n_0$  随时间的演化; (b)  $r_0$  和  $n_0$  随背压的演化

Fig. 6. Evolutions of the channel radius and the on-axis density in the capillary with 300  $\mu\text{m}$  inner diameter: (a)  $r_0$  and  $n_0$  evolution with time; (b)  $r_0$  and  $n_0$  evolution with backpressure.

这一通道形成区间对应于图 2(b) 的灰色区域. 我们也扫描了不同背压下形成的等离子体通道, 结果如图 6(b) 所示. 通道最大深度 (对应通道半径最小) 和等离子体基底密度随着背压而变化. 在低背压放电时形成的通道更不稳定, 但相对深度更深, 基底

的等离子体密度也更低, 这可能是由于低背压下等离子体密度更低导致的. 由于实验中形成的等离子体电阻几乎不随等离子体密度变化, 因此低密度的等离子体在受到相同的电流焦耳热时, 更容易产生显著的热膨胀, 因此形成更深的等离子体通道.

### 5 放电毛细管的光导引实验

为了验证等离子体通道对激光的导引作用,我们在第 4 节所述的深通道区间内分别对弱光和强光开展了光导引实验. 实验排布如图 7 所示, 实验中对大能量和小能量激光采用了不同的光斑检测方式. 对小能量激光 ( $\sim 10$  mJ), 将毛细管出口处的光强分布使用物镜对毛细管出口成像, 用物镜将

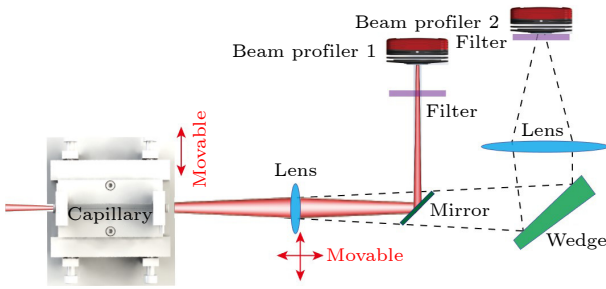


图 7 毛细管的光导引实验装置示意图

Fig. 7. Schematic of laser guiding by discharged capillary experiment.

光直接成像至电荷耦合器件 (CCD 相机, Beam profiler 1) 上进行测量; 大能量激光 ( $\sim 3$  J) 能量密度高, 在靶后仍能对透镜等光学元件产生较大损伤, 因此使用多块楔形镜反射衰减激光的能量, 最终焦斑经透镜成像于 CCD 相机 (Beam profiler 2) 上进行测量.

实验室所用的激光聚焦焦斑束腰半径  $w_0 = 33 \mu\text{m}$ , 真空中的激光焦斑如图 8(a) 所示, 光斑大小在图中用红线标注, 图中横坐标和纵坐标代表真实大小. 实验表明毛细管中的等离子体通道对小能量激光有良好的导引. 如图 8(a) 和图 8(b) 所示, 在等离子体通道半径与激光焦斑半径匹配的条件下, 小能量激光在毛细管出口的光斑分布与毛细管入口时接近. 当扫描激光偏轴入射时, 由在毛细管出口的光斑分布可以看出, 当偏轴  $10 \mu\text{m}$  时, 激光的导引效果变差 (图 8(c)); 偏轴  $20 \mu\text{m}$  后, 激光已完全散焦 (图 8(d)). 这一光斑随偏轴程度增加逐渐散焦的现象在不同偏轴方向上对称出现, 与理论预期符合 [2]. 我们统计了激光在束腰半径内的能量

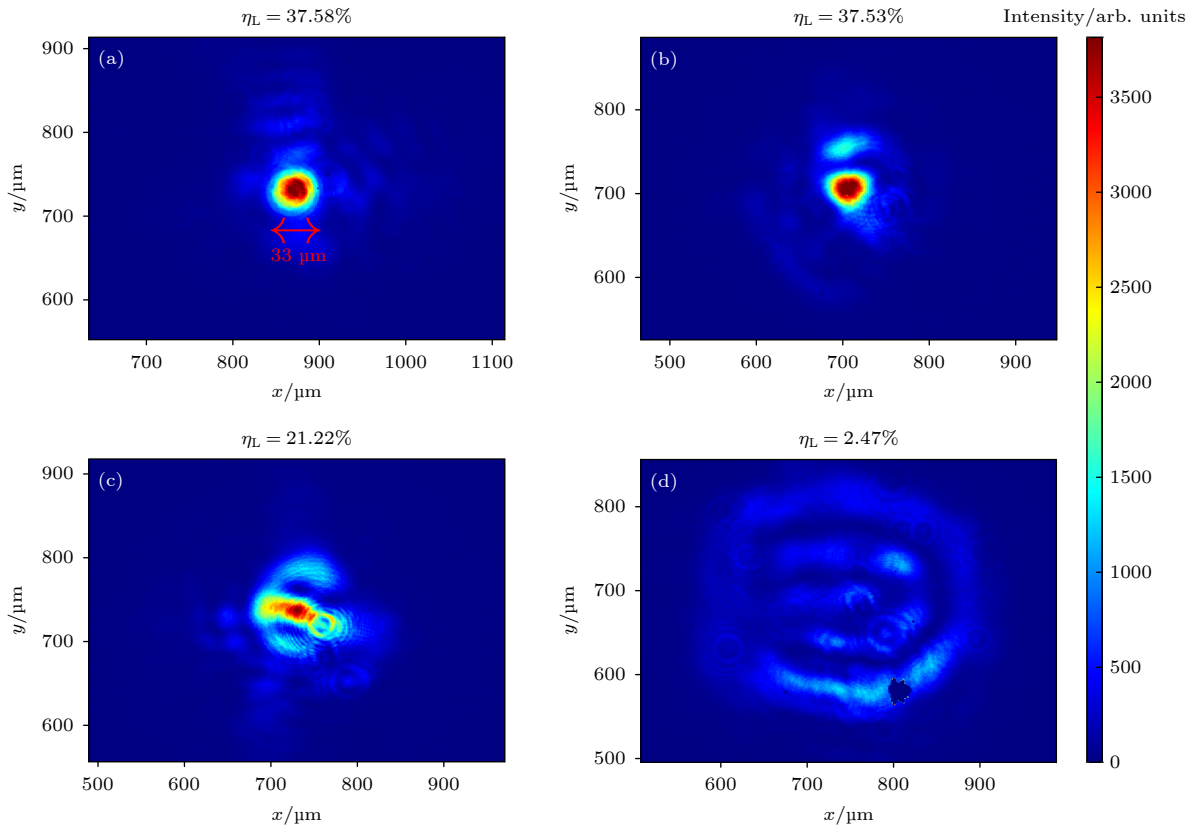


图 8 放电毛细管导引小能量激光 (a) 毛细管前的激光焦斑; (b) 正中心入射穿过通道的激光光斑; (c) 偏轴  $10 \mu\text{m}$  入射穿过通道的激光光斑; (d) 偏轴  $20 \mu\text{m}$  入射穿过通道的激光光斑

Fig. 8. Small energy laser guiding by discharged capillary: (a) Laser spot before capillary; (b) laser spot after capillary for on-axis incidence; (c) laser spot after capillary for  $10 \mu\text{m}$  off-axis incidence; (d) laser spot after capillary for  $20 \mu\text{m}$  off-axis incidence.

集中度, 计算公式为  $\eta_L = E_{\text{spot}}/E$ , 其中  $E_{\text{spot}}$  代表激光焦斑半径范围内的强度积分,  $E$  代表全空间内的强度积分. 结果表明, 沿中轴线入射的激光能量集中度为 37.53%, 与入射前的激光能量集中度 (37.58%) 相当; 偏轴入射的激光能量集中度变差, 在偏轴 10  $\mu\text{m}$  时能量集中度为 20.22%, 在偏轴 20  $\mu\text{m}$  入射时能量集中度仅有 2.47%. 可见激光仅在通道中轴线附近被导引, 偏离中轴线后导引效果变差甚至聚焦效果消失. 这一现象证明对激光导引的贡献来自于等离子体通道而非自聚焦. 小能量导引实验表明, 合适的等离子体通道能与小能量激光匹配, 使得小能量激光在经过 3 cm 毛细管后仍能保持原有的光斑形貌和空间位置.

确认等离子体通道能对小能量的激光进行导引后, 测量了通道对大能量激光的导引. 由于大能量激光在到达 Beam profiler 2 时经过了多次衰减, 导致光斑的能量和对比度已经降低很多, 无法对应光斑的原始大小, 因此使用像素 (pixel) 作为新的坐标轴, 结果如图 9 所示, 导引后的光斑仍然呈现出规则的形貌. 激光光斑整体呈现圆形且没有旁瓣, 证明等离子体没有破坏光斑形状, 在毛细管通道内激光的光斑并未发生显著改变. 结合小能量导引的实验结果, 可以认为 300  $\mu\text{m}$  口径的毛细管在合适的充气和放电条件下形成了等离子体通道, 也能够有效地导引超短强脉冲激光的长距离传输.

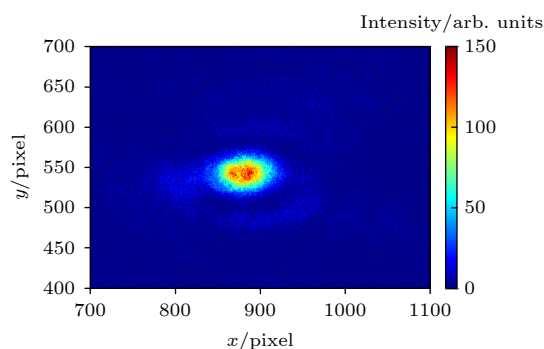


图 9 经过毛细管导引后的大能量 (3 J) 激光光斑

Fig. 9. Spot of capillary guided laser with energy of 3 J.

## 6 结 论

等离子体通道在解决激光尾波加速中的光导引、多级加速和电子锁相加速等方面具有重要的应用. 本文研究了在充氦气毛细管中放电的等离子体通道的密度分布特性, 以及对激光的导引效果. 通

过使用自制的多通道光纤探头, 以及光谱展宽反演测量了放电毛细管内等离子体的轴向和径向密度分布, 研究了不同放电延时、充气背压和毛细管口径对等离子体的密度分布的影响, 并给出在实验中形成深通道的参数区间, 测得最深通道半径达 28  $\mu\text{m}$ . 开展了等离子体通道中光导引实验, 发现在深通道区间等离子体可以有效地导引激光, 激光偏轴入射的结果验证激光被通道导引而被非自聚焦导引. 这些研究为未来实现激光尾波锁相加速 [32]、接力加速 [33] 和弯曲毛细管的级联加速, 以及构建台面型辐射源 [34] 奠定了坚实基础.

感谢上海师范大学刘建胜老师和秦志勇老师在放电毛细管研制方面的帮助.

## 参考文献

- [1] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [2] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [3] Chen M, Liu F, Li B Y, Weng S M, Chen L M, Sheng Z M, Zhang J 2020 *High Power Laser and Particle Beams* **32** 092001
- [4] Steinke S, van Tilborg J, Benedetti C, Geddes C G R, Schroeder C B, Daniels J, Swanson K K, Gonsalves A J, Nakamura K, Matlis N H, Shaw B H, Esarey E, Leemans W P 2016 *Nature* **530** 190
- [5] Luo J, Chen M, Wu W Y, Weng S M, Sheng Z G, Schroeder C B, Jaroszynski D A, Esarey E, Leemans W P, Mori W B, Zhang J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 154801
- [6] Rittershofer W, Schroeder C B, Esarey E, Gruner F J, Leemans W P 2010 *Phys. Plasmas* **17** 063104
- [7] Li W T, Liu J S, Wang W T, Zhang Z J, Chen Q, Tian Y, Qi R, Yu C H, Wang C, Tajima T, Li R X, Xu Z Z 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 093510
- [8] Sadler J D, Arran C, Li H, Flippo K A 2020 *Phys. Rev. Accel. Beams* **23** 021303
- [9] Palastro J P, Shaw J L, Franke P, Ramsey D, Simpson T T, Froula D H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 134802
- [10] Palastro J P, Malaca B, Vieira J, Ramsey D, Simpson T T, Franke P, Shaw J L, Froula D H 2021 *Phys. Plasmas* **28** 013109
- [11] Steinhauer L C, Ahlstrom H G 1971 *Phys. Fluids* **14** 1109
- [12] Sprangle P, Esarey E, Krall J, Joyce G 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2200
- [13] Zigler A, Ehrlich Y, Cohen C, Krall J, Sprangle P 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 68
- [14] Hooker S M, Spence D J, Smith R A 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 90
- [15] 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
- [16] Esarey E, Sprangle P, Krall J, Ting A, Joyce G 1993 *Phys. Fluids B: Plasma Physics* **5** 2690
- [17] Nakamura K, Nagler B, Tóth Cs, Geddes C G R, Schroeder C B, Gonsalves A J, Hooker S M, Esarey E, Leemans W P

- 2007 *Phys. Plasmas* **14** 056708
- [18] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, Benedetti C, Pieronek C, de Raadt T C H, Steinke S, Bin J H, Bulanov S S, van Tilborg J, Geddes C G R, Schroeder C B, Tóth Cs, Esarey E, Swanson K, Fan-Chiang L, Bagdasarov G, Bobrova N, Gasilov V, Korn G, Satorov P, Leemans W P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [19] Miao B, Feder L, Shrock J E, Goffin A, Milchberg H M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 074801
- [20] Ta Phuoc K, Corde S, Shah R, Albert F, Fitour R, Rousseau J P, Burgy F, Mercier B, Rousse A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 225002
- [21] Katsouleas S W T, Su J D J 1987 *Part. Accel* **22** 81
- [22] Schroeder C B, Benedetti C, Esarey E, Leemans W P 2013 *Phys. Plasmas* **20** 123115
- [23] Lu W, Tzoufras M, Joshi C, Tsung F S, Mori W B, Vieira J, Fonseca R A, Silva L O 2007 *Phys. Rev. Spec. Top. -Ac* **10** 061301
- [24] Esarey E, Krall J, Sprangle P 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 2887
- [25] Hosokai T, Kando M, Dewa H, Kotaki H, Kondo S 2000 *Optics Lett.* **25** 10
- [26] Ehrlich Y, Cohen C, Kaganovich D, Zigler A, Hubbard R F, Sprangle P, Esarey E 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 2416
- [27] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, Thomas A G R, Collier J L, Dangor A E, Divall E J, Foster P S, Gallacher J G, Hooker C J, Jaroszynski D A, Langley A J, Mori W B, Norreys P A, Tsung F S, Viskup R, Walton B R, Krushelnick K 2004 *Nature* **431** 7008
- [28] Gaul E W, Le Blanc S P, Rundquist A R, Zgadzaj R, Langhoff H, Downer M C 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 4112
- [29] Griem H R, Baranger M, Kolb A C, Oertel G 1962 *Phys. Rev.* **125** 177
- [30] Nikiforov A Y, Leys C, Gonzalez M A, Walsh J L 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 034001
- [31] Hiromitsu T, Nadezhda B, Pavel S, Takashi K, Toru S, Takeshi H, Noboru Y, Ryosuke K 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 053304
- [32] Guillaume E, Döpp A, Thaury C, Ta Phuoc K, Lifschitz A, Grittani G, Goddet J P, Tafzi A, Chou S W, Veisz L, Malka V 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 155002
- [33] Zhu X Z, Chen M, Li B Y, Liu F, Ge X L, Sheng Z M, Zhang J 2022 *Phys. Plasmas* **29** 013101
- [34] Wang W T, Feng K, Ke L T, Yu C H, Xu Y, Qi R, Chen Y, Qin Z Y, Zhang Z J, Fang M, Liu J Q, Jiang K N, Wang H, Wang C, Yang X J, Wu F X, Leng Y X, Liu J S, Li R X, Xu Z Z 2021 *Nature* **595** 516

# Experimental study on capillary discharge for laser plasma wake acceleration\*

Zhu Xin-Zhe<sup>1)</sup> Li Bo-Yuan<sup>1)2)3)</sup> Liu Feng<sup>1)2)</sup> Li Jian-Long<sup>1)</sup> Bi Ze-Wu<sup>1)</sup>  
 Lu Lin<sup>1)</sup> Yuan Xiao-Hui<sup>1)2)</sup> Yan Wen-Chao<sup>1)2)</sup> Chen Min<sup>1)2)†</sup>  
 Chen Li-Ming<sup>1)2)3)</sup> Sheng Zheng-Ming<sup>1)2)3)</sup> Zhang Jie<sup>1)2)3)</sup>

1) (*Key Laboratory for Laser Plasmas (MOE), School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of IFSA (CICIFSA), Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

3) (*Tsung-Dao Li Institute, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

( Received 30 December 2021; revised manuscript received 17 January 2022 )

## Abstract

Preformed plasma channels play important roles in many applications, such as laser wakefield acceleration, plasma lens, and so on. Laser pulses can be well guided when the radial density distribution of the plasma channel has a parabolic profile and it is matched with the laser focus. Discharging a gas-filled capillary is a possible way to form such plasma channels. In this work, we report the capillary discharging and laser guiding experiments performed in the Laboratory for Laser Plasmas at Shanghai Jiao Tong University. The plasma density distributions in the Helium-filled discharged capillary are measured by using the spectral broadening method. In a capillary with a length of 3 cm and a diameter of 300  $\mu\text{m}$ , the plasma density profile is observed to be uniformly distributed along the axial direction and have a parabolic profile along the radial direction. Parameters for plasma channel generation are scanned. The deepest channel depth obtained is 28  $\mu\text{m}$ , which is close to the focal spot radius of the laser used in the experiment. Laser guidance in the plasma channel is also studied. The results show that the laser can maintain its focus and continuously propagate when the channel depth matches the focal spot, indicating that the well guiding of the laser pulse by the preformed plasma channel is obtained. These studies may serve as the ground work for the future studies, such as staged laser wakefield acceleration and phase-locked wakefield acceleration.

**Keywords:** laser plasma interaction, laser plasma wakefield acceleration, plasma-filled waveguides

**PACS:** 52.38.-r, 52.38.Kd, 52.40.Fd

**DOI:** 10.7498/aps.71.20212435

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11991074, 11774227, 11905129, 12175140, 12135009), the Science Challenge Project of China (Grant No. TZ2018005), and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25010500).

† Corresponding author. E-mail: [minchen@sjtu.edu.cn](mailto:minchen@sjtu.edu.cn)