

用声学诊断方法测量激光等离子体通道的长度 与电子密度*

郝作强¹⁾ 俞进²⁾ 张杰^{1)†} 远晓辉^{1)‡} 郑志远¹⁾ 杨辉¹⁾ 王兆华¹⁾ 令维军¹⁾ 魏志义¹⁾

¹⁾中国科学院物理研究所光物理开放实验室,北京 100080)

²⁾Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire, UMR CNRS 5579, Université Claude Bernard-Lyon 1 A3,
Bd. du 11 Novembre 1918, F-69622 Villeurbanne Cedex, France)

³⁾中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室,西安 710068)

(2003 年 11 月 27 日收到,2004 年 5 月 18 日收到修改稿)

用声学诊断方法对超短脉冲强激光在空气中传输形成的等离子体通道进行了测量,根据通道不同位置的声音信号,得到了通道的长度和通道内电子密度等信息.

关键词:声学测量,等离子体通道

PACC:5235,5240D

1. 引言

近年来,超短脉冲强激光在空气中的传输问题引起了人们的高度重视.对强激光在空气中形成的长等离子体通道的认识也越来越深入,观测到了等离子体通道中的许多新的物理过程,如长等离子体通道的形成、超连续谱的产生和锥角辐射等等.在通道内,激光强度可达 $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ^[1],电子密度可达 10^{18} cm^{-3} ^[2],在这样的条件下,对通道内的直接测量是不可能的,必须依据通道所表现出来的各种现象间接进行测量.目前的测量方法主要有成像法^[3,4]、光学干涉法^[2]、荧光法^[1,5]和电导法^[3,6-8]等等,这些方法各有不同的优越性,但是又各有不足之处.本文采用作者之一(俞进)提出的一种全新的诊断方法——声学测量法,对等离子体通道进行了诊断.这种方法可以用于测量激光等离子体通道,已经得到了实验的验证.俞进等人^[9]利用 120fs/20Hz/810nm/8mJ 的激光,经 $f = 5\text{m}$ 的聚焦镜在空气中形成了等离子体通道,得到了声音信号随通道传输距离的变化情况.本文在此工作的基础上,在我们实验室的激光条件下(30fs/10Hz/800nm/50mJ),产生了很长的等离子

体通道,采用声学诊断方法对形成的长等离子体通道的长度进行了诊断,并且进一步得到了通道内电子密度随通道传输距离的变化情况.

2. 声学测量方法的基本原理

超短脉冲强激光在空气中传输时,由于空气的三阶非线性极化而造成的克尔光学非线性自聚焦效应和产生的等离子体散焦作用的动态平衡,形成了很长的等离子体通道.空气在很短的时间内被电离,激发起等离子体冲击波,并很快衰变成等离子体声波.等离子体声波是和通道内的自由电子密度密切联系的^[9,10],只要找到声波和电子密度的联系,就可以根据探测到的声音信号,得到通道内电子密度的分布情况.

等离子体通道内自由电子来自空气气体分子,主要是氮气和氧气的电离.依据

$$\frac{dN_e(z,t)}{dt} = R(z,t,I) \times N, \quad (1)$$

其中 N_e 为电子密度, N 为中性粒子密度, $R(z,t,I)$ 为其电离率, z 为等离子体通道传输距离, $I(z,t)$ 为通道内激光强度.可用下式表示通道内电子密度的

* 国家自然科学基金(批准号:10176034,10374116和10390160),国家重点基础研究专项基金(批准号:G1999075206)和国家高技术惯性约束聚变基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

演化^[3] :

$$\frac{dN_e(z, t)}{dt} = R_{N_2}(z, t, I) \times N_{N_2} + R_{O_2}(z, t, I) \times N_{O_2}, \quad (2)$$

其中 N_{N_2/O_2} 为空气中氮气和氧气的密度, $R_{N_2/O_2}(z, t, I)$ 为其电离率, 它随激光强度的增加呈指数增大趋势, 具体关系为^[11]

$$R_{N_2/O_2}(z, t, I) = R_{T, N_2/O_2} [K(z, t) I_T]^{\alpha_{N_2/O_2}}, \quad (3)$$

其中 R_T 和 I_T 为经验值, α 为一个拟合系数.

在通道内, 自由电子和中性分子碰撞, 通过逆韧致辐射过程吸收激光能量, 动能自身增加. 电子的动能随时间的变化可用下式表示^[12] :

$$\frac{dE_e(z, t)}{dt} = \frac{e^2 \nu_{\text{eff}}}{m\omega^2} \frac{2K(z, t)}{\epsilon_0 c} \times N_e(z, t) \times \pi \left[\frac{\phi(z)}{2} \right]^2 l, \quad (4)$$

其中 e 为电子电荷, m 为电子质量, ω 为激光圆频率, ν_{eff} 为电子和分子碰撞的有效频率, $\phi(z)$ 为通道的直径, l 为我们所研究的一段通道的长度. 那么, 通道 z 处的电子动能为

$$E_e(z) = \frac{e^2 \nu_{\text{eff}}}{m\omega^2} \frac{2}{\epsilon_0 c} \pi \left[\frac{\phi(z)}{2} \right]^2 l \times \int_{-\infty}^{+\infty} K(z, t) \times \int_{-\infty}^t \left\{ R_{T, N_2} \left[\frac{K(z, t')}{I_T} \right]^{\alpha_{N_2}} N_{N_2} + R_{T, O_2} \left[\frac{K(z, t')}{I_T} \right]^{\alpha_{O_2}} N_{O_2} \right\} dt' dt. \quad (5)$$

接下来, 需要找到电子动能和声音信号的联系.

通道发出的声音可以用高灵敏度、低噪音的麦克风来探测. 近似设麦克风采集的声音信号是通道一小段发出的声波,

$$S(t) = A \times p(t) = A \times S_0 f(t),$$

其中 A 为信号增益, $p(t)$ 为声压, S_0 为声压振幅, $f(t)$ 为其时间形式. 小麦克风所能探测到的一小段通道发出的声波声强为

$$J(t) = p^2(t) \chi (\rho_0 c_0),$$

其中 ρ_0 为空气密度, c_0 为声波相速度. 这一小段通道发出的声波能量就可以和麦克风探测到的信号建立联系 :

$$E_a(z) = 2\pi Rl \times \int_{-\infty}^{+\infty} J(t) dt = \frac{2\pi Rl}{2\rho_0 c_0} \times \int_{-\infty}^{+\infty} p^2(t) dt$$

$$= \frac{2\pi Rl}{2\rho_0 c_0} \times \left(\frac{S_0(z)}{A} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) dt = \frac{\pi Rl}{\rho_0 c_0} \times \frac{S_0^2(z)}{A^2} \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) dt, \quad (6)$$

其中 R 为麦克风与通道之间的距离.

声波能量是电子吸收光子的能量的一部分^[13], 通过一个 γ 因子将其联系起来 :

$$E_a = \gamma E_e \quad (\gamma < 1), \quad (7)$$

那么, 实验得到的峰值声音信号就和电子吸收的能量有了联系, 也就和通道内的激光强度建立了联系 :

$$S_0(z) = C \sqrt{E_e(z)}, \quad (8)$$

其中

$$C = \sqrt{\gamma A^2 \left[\frac{\pi Rl}{\rho_0 c_0} \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) dt \right]^{-1}}$$

为常数.

从 (8) 式可以看出, 位置 z 处的声音信号对应 z 处的电子动能. 再由 (5) 式可得到这个位置处的激光强度. 然后把激光强度依次代入 (3) (2) 和 (1) 式, 就得到这个位置处的通道内电子密度. 依次类推, 最终可以得到通道内自由电子密度随激光传输距离的变化情况.

3. 实验与结果分析

将 800nm, 30fs, 10Hz, 50mJ 的超短强激光经 2m 的聚焦透镜聚焦后在空气中产生等离子体通道, 通道发出声音, 其频率范围很宽, 约在 3—150kHz, 中心频率为 20kHz 左右^[14]. 然后利用高灵敏度、高指向性、低噪音的小麦克风 (EPE-DGU6050DD) 沿通道探测声音信号. 麦克风频率响应约在 16—20kHz. 麦克风在垂直通道方向 7cm 处. 另外, 麦克风的外壳长约为 3cm, 直径约为 4mm, 从而限制了麦克风的测量范围. 这样, 麦克风可以直接测量到约为 1.5cm 长度的通道. 麦克风信号经信号放大器 (LF356) 输出后, 用数字示波器监测. 图 1 为实验装置示意图.

实验测到的声音信号用数字示波器记录下来, 得到声音信号随激光传输距离的变化曲线 (图 2). 为了更好地抑制背景噪声, 采集数据时, 示波器使用多次平均, 实验中我们使用的是 100—200 次平均.

从图 2 首先可以看到, 在 211cm 左右 (如图中箭头所示), 声音信号开始有了明显的增加, 在 236cm 附近, 声音信号有了显著的减弱. 实验中发现, 用薄玻璃片放在通道中也可以大致检验通道的情况, 在

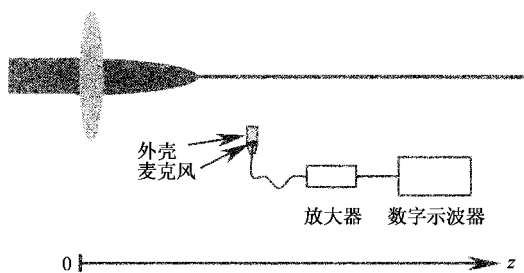


图 1 实验装置示意图

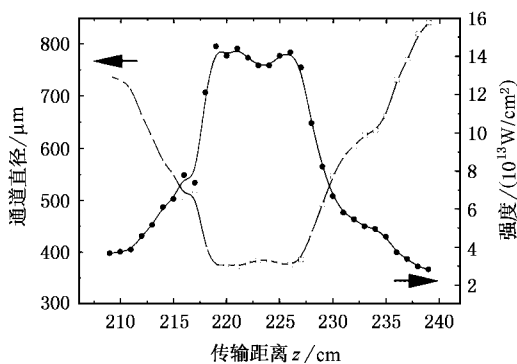


图 3 通道直径和通道内激光强度随传输距离的变化

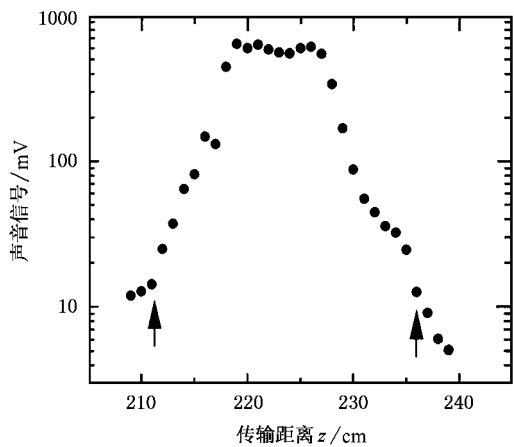


图 2 麦克风信号随激光传输距离的变化

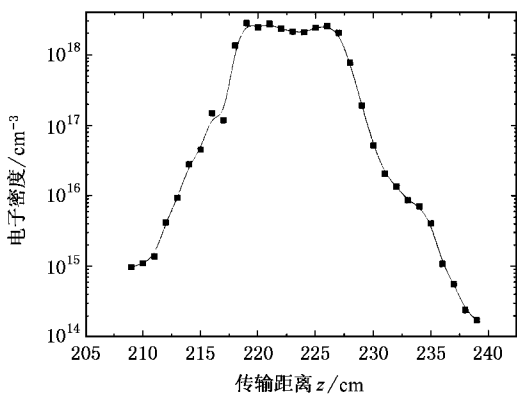


图 4 电子密度随传输距离的变化

约 211cm 的地方,玻璃片上有了明显的亮斑,并且被通道细丝打出一个凹坑,在大于 236cm 以后的位置,激光束开始发散,已经检测不到通道的存在.这与上面我们得到的声音信号的变化相符.因此,可以得出结论:激光脉冲在空气中形成的等离子体通道大致从 211cm 处开始,在 236cm 处结束,形成了至少 25cm 长的等离子体通道.此外,在 218—227cm 范围,信号有一个平台区,在这个区域,可以直接用肉眼观察到一个稳定的等离子体通道.

很多实验都证实了通道内激光能量约为入射激光总能量的 10%^[15],又由于能量的空间动态补偿作用^[16,17],长等离子体通道内的激光能量几乎不变,因此可以认为通道内激光强度的改变只是由于通道直径的变化引起的.我们取通道内激光能量为 5mJ.通道最大声音信号处对应通道的最大电子密度处,根据前人的实验结果^[21],我们取最大电子密度为 $2.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,这时对应通道的最小直径.通道这个位置的激光强度也最大.此位置处的通道直径和激光强度可以由(2)和(3)式得出.这样就可以根据不同位置处的声音信号,计算出通道不同位置处的激

光强度(见图 3).再依次代入(3)(2)和(1)式,即可得到不同位置通道内的电子密度(见图 4).

依据我们实验的具体参数,在推导过程中(3)式中的主要数据取为

当 $I \geq 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,分别取

$$I_T = 10^{14} \text{ W/cm}^2, \quad R_{T, N_2} = 10^{12} \text{ s}^{-1}, \quad \alpha_{N_2} \approx 4.2, \\ R_{T, O_2} = 3.6 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}, \quad \alpha_{O_2} \approx 3.7.$$

当 $I < 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时,分别取

$$I_T = 10^{13} \text{ W/cm}^2, \quad R_{T, N_2} = 2.5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}, \quad \alpha_{N_2} \approx 7.5, \\ R_{T, O_2} = \begin{cases} 5.6 \times 10^8, \alpha_{O_2} = 3.8, \\ 7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2 \leq I < 10^{14} \text{ W/cm}^2, \\ 2.8 \times 10^6, \alpha_{O_2} = 6.5, \\ I < 7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2. \end{cases}$$

另外(8)式中 C 值为 $:1.662 \times 10^6 \text{ mV} \cdot \text{J}^{-1/2}$.在一个标准大气压下,空气中氮气和氧气的密度分别为 $N_{N_2} = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_{O_2} = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

此外,由于我们使用的激光束有一定的发散角,计算得到 2m 聚焦透镜的几何焦点在 223cm 处.通

道开始形成的位置要位于聚焦透镜的几何焦点前,这主要是由于克尔非线性自聚焦的作用,使激光束提前聚焦,这与很多实验结果相符^[9,18]。

实验还观测到通道的内部包含很多细丝,并且存在很大的不稳定性,这主要是由于激光和空气的调制不稳定性引起的^[14]。对于声学测量方法得到的通道的直径、强度和电子密度,都是通道内多条细丝平均的结果。从图 3 可以看到,通道最小直径约为 $370\mu\text{m}$,由于每条细丝直径约为 $120\mu\text{m}$ ^[2,15],通道内至少形成了三条细丝。从图 4 可以看出,通道直径很小的变化,就会引起电子密度很大的改变。在等离子体通道长度范围内,自由电子密度变化了三个数量级。

从上面的实验可以看出,只要探测到等离子体通道不同位置的声音信号,就可以导出有关通道的很多参量,尤其是通道内的电子密度分布。这为等离子体通道电子密度测量提供了一种优于其他方法的简单快捷的测量方法。

采用声学测量方法探测等离子体通道,具有很多优点,它无破坏性,可以进行实时探测,克服了通

道内激光强度太高而无法直接测量的困难,相对其他测量方法,具有简单快捷、易于操作等优点。尤其是当激光的参数改变或更换透镜后继续做实验时,声学测量方法由于没有复杂的仪器设备需要调节,更显示出它的优越性。如果将获得的声音信号和通道内的电子密度建立固定的函数关系,使之程序化,它就可以更加方便地对等离子体通道进行更直观、更迅速的测量分析。

4. 结 论

超短脉冲强激光在空气中传输时,形成长等离子体通道,并伴随着声音的产生。通过测量通道不同位置的声音信号,最终得到了通道的长度、直径和通道内的电子密度及其随激光传输距离的变化情况。声学测量方法为长等离子体通道的测定提供了一种简单易行、快速又十分有效的方法。声学测量方法必将在长等离子体通道的快速判断及其测量上发挥更大的作用。

-
- [1] Kasparian J *et al* 2000 *Appl. Phys. B* **71** 877
 - [2] Yang H *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **66** 16406
 - [3] Talebpour S *et al* 2000 *Opt. Commun.* **181** 123
 - [4] Duan Z L *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 473 (in Chinese) 段作梁等 2004 物理学报 **53** 473]
 - [5] Talebpour A *et al* 1999 *Opt. Commun.* **171** 285
 - [6] Schillinger H and Sauerbrey R 1999 *Appl. Phys. B* **68** 753
 - [7] Tzortzakis S *et al* 1999 *Phys. Rev. E* **60** R3505
 - [8] Ladouceur H D *et al* 2001 *Opt. Commun.* **189** 107
 - [9] Yu J *et al* 2003 *Appl. Opt.* **42** 7117
 - [10] Chen S L *et al* 1982 *Appl. Opt.* **21** 65
 - [11] Talebpour A *et al* 1999 *Opt. Commun.* **163** 29
 - [12] Demichelis C *et al* 1969 *IEEE J. Quantum Electron.* **5** 188
 - [13] Vogel A *et al* 1999 *Appl. Phys. B* **68** 271
 - [14] Qin Q and Attenborough K 2004 *Appl. Acous.* **65** 325
 - [15] Tzortzakis S *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5470
 - [16] Mlejnek M *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 382
 - [17] Mlejnek M *et al* 2000 *Laser Phys.* **10** 107
 - [18] Petit S *et al* 2000 *Opt. Commun.* **175** 323

Acoustic diagnostics of plasma channels in air induced by intense femtosecond laser pulses^{*}

Hao Zuo-Qiang¹⁾ Yu Jin²⁾ Zhang Jie¹⁾ Yuan Xiao-Hui^{1)B)} Zheng Zhi-Yuan¹⁾ Yang Hui¹⁾
Wang Zhao-Hua¹⁾ Ling Wei-Jun¹⁾ Wei Zhi-Yi¹⁾

¹⁾*(Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)*

²⁾*(Laboratoire de Spectrométrie Ionique et Moléculaire, UMR CNRS 5579, Université Claude Bernard-Lyon 1 A3, Bd. du 11 Novembre 1918, F-69622 Villeurbanne Cedex, France)*

³⁾*(State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068, China)*

(Received 27 November 2003; revised manuscript received 18 May 2004)

Abstract

Long plasma channels can be formed when intense femtosecond laser pulses propagate in air. In contrast to other conventional diagnostic techniques, the acoustic method to probe the plasma channel has its advantages. By measuring the sound signals along the channel, the channel length and the distribution of electron density along it can be retrieved easily.

Keywords : acoustic diagnostics, plasma channels

PACC : 5235, 5240D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10176034, 10374116 and 10390160), the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China (Grant No. G1999075206), and the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China.