

# 干涉法诊断由纳秒激光诱导产生的大气 等离子体的电子密度<sup>\*</sup>

张宏超 陆 建<sup>†</sup> 倪晓武

(南京理工大学应用物理系, 南京 210094)

(2008 年 10 月 23 日收到, 2008 年 12 月 18 日收到修改稿)

通过改进的马赫-曾德尔干涉仪获得了高质量的 Nd:YAG 激光诱导大气等离子体干涉条纹图. 利用快速傅里叶变换(FFT)分析法恢复了干涉图波面, 通过 Abel 逆变换进行密度反演, 重建了不同时刻激光等离子体电子密度的三维分布, 并得到了激光等离子体膨胀速度与延迟时间的关系. 结果显示, 纳秒激光诱导大气击穿形成的等离子体具有等离子体通道结构, 等离子体膨胀速度的迅速衰减, 对等离子体通道的塌陷起到了促进作用, 等离子体形状的离心率在大约 48 ns 时达到最大值, 然后开始向圆形演变.

关键词: 激光等离子体电子密度, 干涉测量, Abel 逆变换

PACC: 5270, 5270K, 5225L

## 1. 引 言

将高能激光聚集在空气中, 当焦点处的功率密度超过一定阈值时, 就会形成时间上和空间上变化剧烈的激光等离子体. 激光等离子体有许多实际应用, 如激光点火<sup>[1]</sup>、激光高速开关<sup>[2]</sup>和激光引雷<sup>[3]</sup>等. 因此, 对激光等离子体参数的诊断有着重要的实际意义, 特别是电子密度分布的诊断对深入研究激光等离子体机理尤为关键.

探测激光等离子体电子密度有许多种方法, 如 Thomson 散射、X 射线谱、干涉法和声学诊断方法等<sup>[4-8]</sup>. 其中, 干涉法通过测量激光探针, 通过激光等离子体引起的光程变化来探测激光等离子体的物理参数, 是探测激光等离子体电子密度分布的最精确方法之一. 特别对于轴对称的等离子体场, 通过 Abel 逆变换, 可以很方便地得到等离子体电子密度的空间分布<sup>[8]</sup>.

由于探测光束光强分布的不均匀性和激光等离子体闪光的影响, 干涉法测量激光等离子体不易获得高质量的干涉条纹. 这时只能通过对干涉条纹进

行细化处理, 再利用 Abel 逆变换获得等离子体的折射率分布<sup>[8]</sup>. 然而在细化的过程中, 不可避免地损失了一些细节信息. 因此, 该方法并不能很好地反映等离子体电子密度的空间分布情况. 本文建立了马赫-曾德尔干涉测量系统, 获得了高质量的激光等离子体干涉图, 进而利用 FFT 分析的方法重建了干涉条纹图波阵面, 获得了干涉图每一个像素点的相移, 然后对其进行 Abel 逆变换反演重建, 得到了激光等离子体三维电子密度分布, 观察了不同延迟时间下激光等离子体电子密度分布的演变情况, 并对观察到的现象给予了解释.

## 2. 实 验

实验装置如图 1 所示, 调 Q-Nd:YAG 激光器输出波长为 1064 nm, 脉宽为 7 ns, 最大作用单脉冲能量为 600 mJ. 输出脉冲首先通过低效率工作的倍频晶体, 其倍频效率约为 15%, 然后利用双色分光镜将倍频光( $\lambda = 532$  nm)和基频光( $\lambda = 1064$  nm)分离. 基频光作为作用光用来诱导空气击穿, 而倍频光作为探测光对激光等离子体进行诊断. 作用激光脉冲

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60578015)、教育部高校优秀青年教师奖励计划(批准号: 20050288025)和江苏省研究生创新培养计划资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人, E-mail: lujian@mail.njust.edu.cn

依次通过半波片、偏振分光棱镜和 1:9 分光镜后经焦距为 60 mm 的平凸透镜聚焦以诱导空气击穿形成等离子体.其中半波片和偏振分光棱镜组成连续可调的衰减器.旋转半波片可以对作用光能量进行连续调节,同时又不改变作用光偏振态.分光镜分出 10% 的能量进入能量计探头,以监视单个作用脉冲的能量,通过对单个光脉冲的监测,可以克服激光器

能量波动带来的误差.探测光通过 M1 和 M2 组成的延迟光路,然后经过空间滤波器的滤波后进入马赫曾德尔干涉仪.空间滤波器在实验中至关重要,通过滤波,可以克服探测光光强的空间不均匀性,大大改善干涉图的质量.通过调节 M1 和 M2 的位置,可以实现作用光与探测光之间延迟时间 0—100 ns 的连续变化.

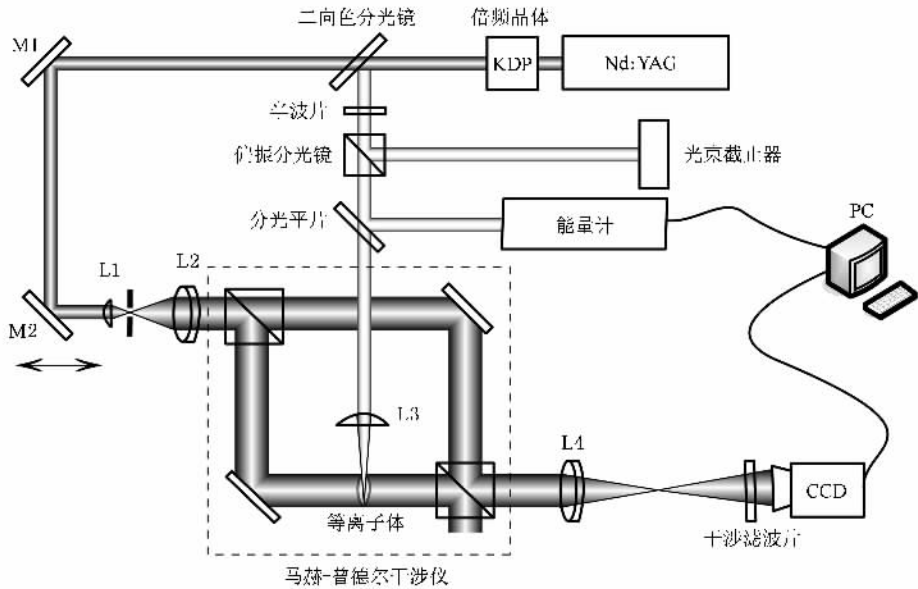


图 1 干涉法测量激光等离子体实验装置示意图

马赫曾德尔干涉仪将探测光分成两束,一束穿过激光等离子体区域,另外一束作为参考光,两者相干形成的干涉条纹携带了激光等离子体相位信息.

接收系统由消色差成像透镜( $f = 100\text{ mm}$ )、干涉滤波片和 CCD 组成.CCD 和能量计与电脑相连,实时地显示干涉图和单个激光脉冲能量值并自动存入电脑

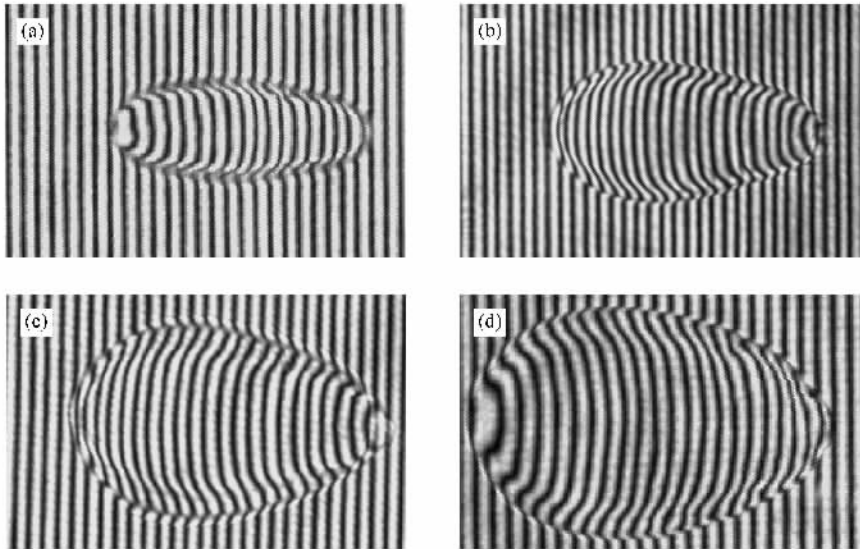


图 2 激光等离子体干涉序列图 激光从左向右射入,图的尺寸为  $2.0\text{ mm} \times 2.5\text{ mm}$ ,激光能量约为  $50\text{ mJ}$  (a)延迟时间  $t = 18\text{ ns}$  (b)  $t = 36\text{ ns}$  (c)  $t = 60\text{ ns}$  (d)  $t = 80\text{ ns}$

硬盘.干涉滤波片用来消除等离子体闪光和杂散光的影响,抑制噪声,提高干涉图的对比度.整个干涉图的时间分辨率由探测光的脉宽决定,约为 7 ns.等离子体尺寸的确定可以通过对高精度尺子的阴影图的处理获得.该实验装置一个作用脉冲只能获得一幅干涉图.

图 2 是激光击穿空气形成等离子体的典型序列图,其中作用激光脉冲能量为 50 mJ,延迟时间分别为 18 36 60 和 80 ns,干涉图的尺寸为 2.0 mm×2.5 mm.激光从左向右入射.虽然实验中最短可以延迟至 0 ns,然而对于更短的延迟时间,由于激光等离子体的电子密度梯度较陡,通过较高密度区域的大部分光线可能折射出干涉仪的收集范围之外,加之在这个区域干涉条纹边缘很接近,由于等离子体膨胀速度较高而变得模糊,因此不易获得高质量的干涉条纹<sup>[4]</sup>.要克服这个问题,只有选择更短的探测光波长和脉宽,例如利用 X 射线或锁模激光器进行

探测<sup>[9]</sup>.

3. 等离子体电子密度反演

从图 2 可以看出,实验获得的干涉条纹图质量比较高,使我们可以直接采用二维 FFT 分析法对干涉图进行波面重建<sup>[10]</sup>.该方法与细化方法相比的优点是可以完全恢复干涉图中的每一个像素点的相移,很好地保留激光等离子体引起的相移的细节信息.由于通过 FFT 分析法获得的相位主值分布在  $-\pi$  和  $+\pi$  之间,使本该连续的点发生了  $2\pi$  的相位跃变,因此必须对相面进行波面统一,消除  $2\pi$  的相位跃变<sup>[11]</sup>.最终结果如图 3(a)所示,图 3(b)是图 3(a)中箭头标示位置的横截面.从图中可以看出,得到的相移分布图等离子体轮廓清晰,噪声小,冲击波面特征恢复良好,符合要求,证明等离子体干涉条纹的质量满足 FFT 算法的要求.

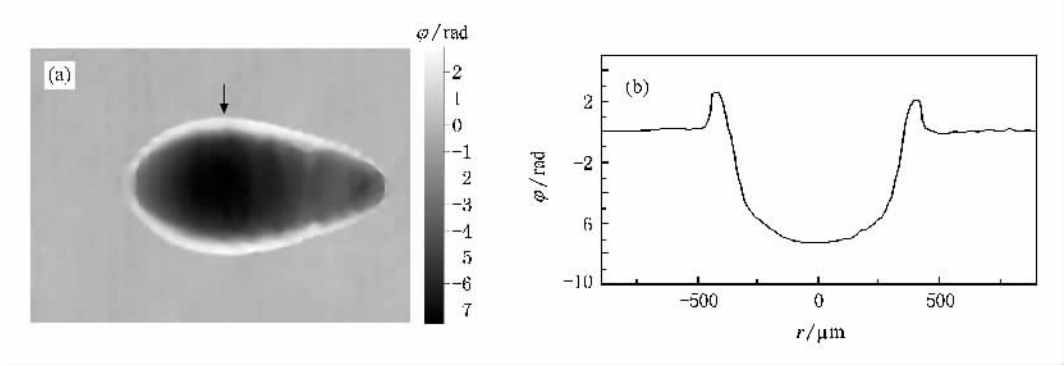


图 3 干涉图的相移分布(a)和图(a)中箭头标示位置的径向分布(b)

从图 3 可以看出,激光等离子体具有明显的轴对称结构,利用 Abel 逆变换<sup>[12]</sup>,就可以得到等离子体的折射率分布

$$n(r) - n_0 = - \frac{\lambda}{\pi} \int_r^R \frac{d\varphi(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx, \quad (1)$$

其中,  $n_0$  为环境折射率,  $\lambda$  为探测光的波长,  $x$  为激

光入射方向,  $y$  为激光等离子体的径向方向,  $\varphi(x)$  为相位分布,  $R$  为等离子体的半径.图 4(a)是 Abel 逆变换反演得到的等离子体折射率的分布,图 4(b)给出了图 4(a)中箭头标示位置的等离子体折射率分布的横截面.

从图 4(a)可以明显看出,等离子体内部区域的

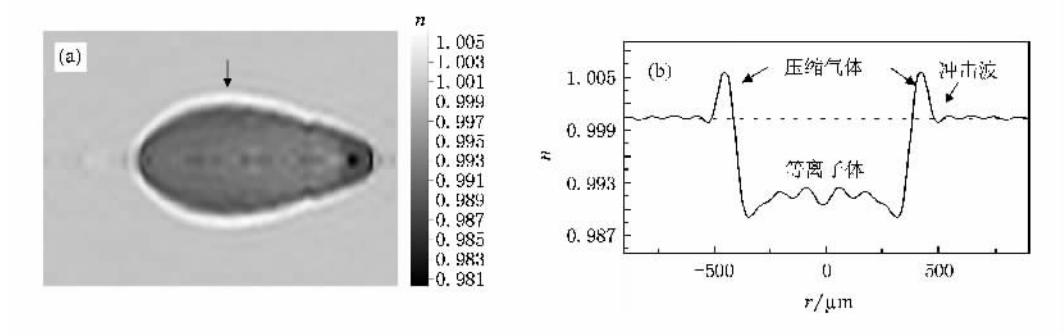


图 4 激光等离子体折射率分布(a)和图(a)中箭头标示位置的径向分布(b)

折射率要明显低于空气的折射率( $n_0 = 1.0003$ ),而等离子体外围带状区域的折射率高于空气的折射率,这是由于等离子体的不同粒子对整个区域的折射率贡献不同而引起的.等离子体是由大量的处于基态或者激发的电子、离子和原子等不同的粒子组成,不同类型的粒子对等离子体的折射率是不同的,一般可以用下式表达<sup>[13]</sup>,

$$n = 1 - \frac{e_0^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2} \lambda^2 N_e + \sum_k \left( A_k + \frac{B_k}{\lambda^2} \right) \frac{N_k}{N_A}, \quad (2)$$

其中  $n$  为绝对折射率,  $e_0$  是元电荷,  $m_e$  是电子质量,  $\epsilon_0$  是介电常数,  $c$  是真空中光速,  $N_A$  是阿伏伽德罗常数,  $N_e$  和  $N_k$  分别代表电子密度和第  $k$  种粒子的密度,而  $A_k$  和  $B_k$  分别代表这些气体的特殊常数.(2)式右边的第二项代表自由电子的贡献,该项为负值,由此可见,自由电子的折射率是色散性的.第三项代表了原子和离子以及分子的贡献,该项对等离子体折射率分布的贡献为正值.从(2)式可以看出,当自由电子占据主导优势时,就会使得  $n < 1$ ;相反,若中性粒子占据主导优势时,则有  $n > 1$ .由于等离子体的内部富含大量的自由电子,在该区域内,自由电子的数量占据统治地位,因此等离子体区域的折射率就会小于 1,而等离子体的高速膨胀会推动周围的气体,在等离子体的周围形成一层高密度的空气压缩层,在该区域内,具有大量的中性粒子,因此就在等离子体周围形成了高折射率的带状区域<sup>[13]</sup>.在压缩气体层的前面,则形成了冲击波,也正是冲击波造成了图 2 中干涉条纹的突变.

一般情况下,利用双波长测量法测量电子密度,可以消除中性原子和离子引起的误差<sup>[14]</sup>.然而,对于电子密度大于  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  的等离子体,电子对折射率贡献占主导的优势,可以忽略重粒子的影响,而由单一波长的探测光来确定等离子体的电子密度<sup>[13]</sup>,有

$$N_e \approx \frac{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2}{e_0^2 \lambda^2} (n(\lambda) - 1). \quad (3)$$

要得到等离子体的电子密度分布,首先需要通过对区域分割方法获得等离子体区域,然后再利用(3)式计算激光等离子体的电子密度.

#### 4. 激光等离子体电子密度的时空演化

图 5 是激光等离子体电子密度空间分布的时间

序列图,通过对图 2 的干涉图处理计算获得,每幅图对应不同的激励次数.从图中可以看出,等离子体四周的电子密度要明显高于内部,形成了一个凹槽状的分布,特别是在激光等离子体发展的最初阶段,这种特征尤为明显.然而,随着时间推移,在电子密度衰减的情况下,凹槽的深度也逐渐变浅,在 80 ns 时,等离子体的分布已经变得较为平坦.图 6(a)给出了  $1500 \mu\text{m}$  位置处的自由电子密度的径向分布.在 18 ns 时,激光等离子体的径向分布具有明显的等离子体通道特征.我们认为,纳秒激光诱导空气击穿形成了等离子体通道,只是等离子通道的长度比较短,大约只有 1.6 mm,等离子体的长度与激光的能量、透镜焦距和波长有关,该结果基本满足文献[15, 16]给出的公式.随着时间推移,等离子体通道迅速塌陷,在 60 ns 时,边缘的电子密度只是稍微比中间高,而在 80 ns 时,电子密度的分布在整个区域已经变得比较均匀,等离子体通道的已经完全塌陷.

根据激光脉冲的峰值功率,激光等离子体通道的形成为两种机制:一种是由激光脉冲的 Kerr 透镜效应引起的,由于激光脉冲中心的强度比边缘大,激光束中的等离子体所受的有质动力向外,因此激光内部的等离子体密度小于边缘,从而形成中空的结构,然而这需要非常高的功率密度(大于  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ )<sup>[17]</sup>;另外一种机制是由于等离子体的动力学膨胀引起的<sup>[18]</sup>.在延迟 7 ns 的情况下,可以根据拍摄的阴影图估算出焦点的尺寸约为  $203 \mu\text{m}$ ,进而可估算得到激光的功率密度约为  $2.3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ,远小于有质动力所需要的功率密度.因此,实验探测到的等离子体通道只可能是通过第二种机制形成的.

对于纳秒脉冲激光来说,一般首先在激光焦点区域通过多光子电离形成初始电子,然后逆韧致吸收迅速占据主导优势,等离子体在后续激光的作用下,逆着激光的方向迅速传播,形成爆轰波<sup>[4, 8, 19]</sup>.同时,等离子体沿径向迅速膨胀,导致了激光等离子体边缘部分电子密度增强,中心区域的电子密度削弱,最终形成了边缘部分电子密度高,中间部分低的等离子体通道<sup>[18]</sup>.从图 6(a)可以观察到,由于激光等离子体的迅速膨胀,使激光等离子体边缘的电子密度高达  $1.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,而中心的电子密度约为  $7.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .因为我们的延迟时间在 100 ns 以内,所以得到的电子密度比通常文献报道的延迟时间长于百纳秒时的电子密度数值要高些.随着时间的推移,由于电子和离子的复合以及中性粒子对电

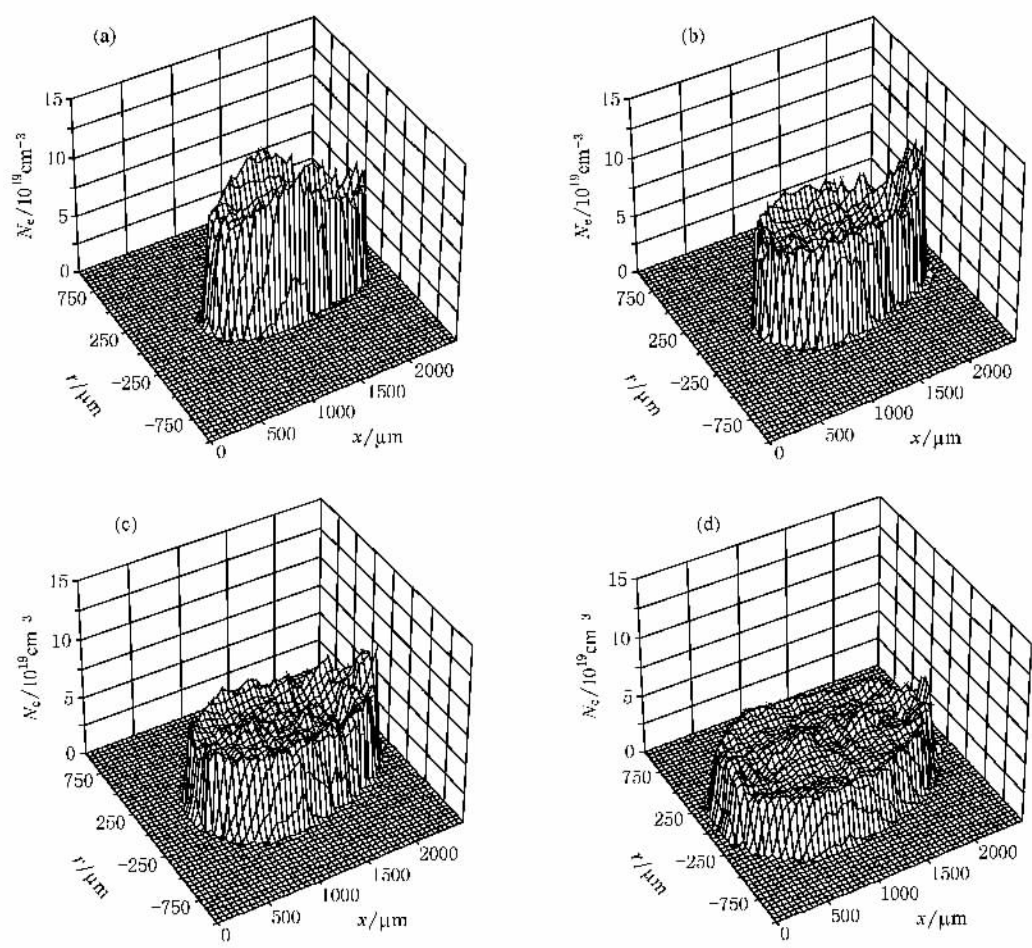


图 5 激光等离子体的电子密度的时空分布 延迟时间(a)  $t = 18 \text{ ns}$  (b)  $t = 36 \text{ ns}$  (c)  $t = 60 \text{ ns}$  (d)  $t = 80 \text{ ns}$

子的黏附,致使边缘电子密度的迅速下降,从而造成等离子体通道的塌陷<sup>[20]</sup>,对应的等离子体径向的电子密度分布逐渐均匀.另外,我们认为激光等离子体膨胀速度的迅速衰减也是导致激光等离子体通道塌陷的一个重要原因.在第二种机制中,激光等离子体的动力学膨胀对激光等离子体通道的形成起着关键的作用,激光等离子体径向膨胀速度的迅速衰减,也

会引起等离子体通道的塌陷.图(a)(b)分别给出了激光等离子体的轴向和径向尺寸的扩展速度.

在图(a)(b)中,径向扩展速度定义为  $v = \Delta D / \Delta t$ ,其中  $D$  为等离子体的最大直径;轴向扩展速度定义为  $v = \Delta L / \Delta t$ ,其中  $L$  为等离子体长度.从图(a)(b)可以看出,激光等离子体的扩展速度衰减非常迅速.等离子体的轴向膨胀速度  $18 \text{ ns}$  时高达  $21.09 \text{ km/s}$ ,而

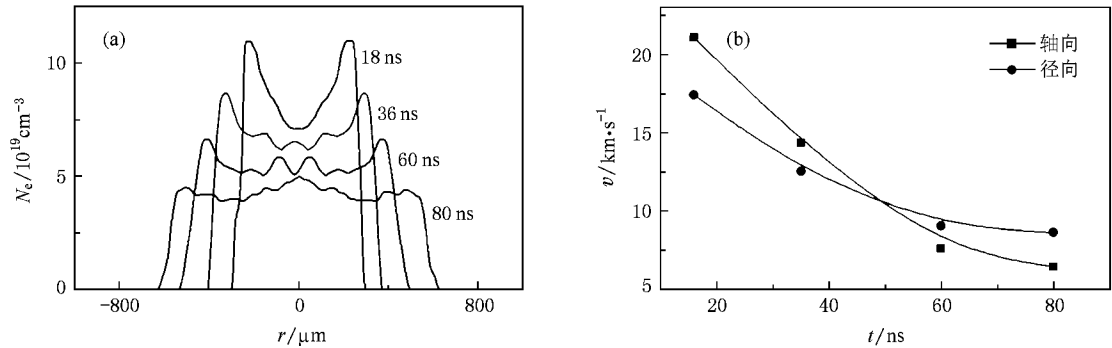


图 6 位于图 5 中的  $1500 \mu\text{m}$  处的等离子体径向自由电子密度分布(a)与激光等离子体径向和轴向扩展速度(b)

在 60 ns 时已衰减到 7.58 km/s, 径向也由 17.39 km/s 衰减到 9.02 km/s. 从图 6(a) 不同延迟时间电子密度横截面分布的序列图可以看出, 边缘电子密度相对轴心逐渐减弱, 甚至在延迟 80 ns 时, 等离子体的轴心形成了明显的突起. 我们认为随着等离子体膨胀速度的迅速下降, 扩展速度较快的电子在扩展速度较慢的离子的吸引下开始从边缘向轴心做回流运动, 形成了轴心区的鼓包. 这种运动使轴心区电子密度增加, 边缘和轴心电子密度趋于平均, 导致了等离子体通道的塌陷. 另外, 从图 6(b) 我们也注意到一个现象, 激光等离子体在最初阶段, 轴向的扩展速度要大于径向, 而大约在 48 ns 时, 径向的扩展速度则超过了轴向. 假设等离子体的起始形状为椭圆, 这说明, 在大约 48 ns 时, 激光等离子体的形状离心率达到最大, 然后开始减小, 逐渐向圆形演变. 这个时刻是等离子体形状演变的一个转折点. 在许多文献中都观察到了激光等离子体初始阶段的形状接近椭圆, 随着时

间的推移, 等离子体的形状向圆形演变<sup>[6,8]</sup>.

## 5. 结 论

利用马赫-曾德尔干涉法测量了纳秒激光诱导大气击穿形成等离子体电子密度的时空分布. 通过对实验装置的改进, 获得了高质量的干涉图, 然后利用 FFT 分析方法直接获得等离子体引起的探测光的相移, 通过逆 Abel 变换, 获得了激光等离子体折射率分布. 最后得到了在不同延迟时刻激光大气等离子体的电子密度分布, 观察到了激光等离子体通道的形成. 这说明激光等离子体动力学膨胀是等离子体形成的机制, 等离子体通道的塌陷有两方面的因素: 一是电子与离子复合和中性粒子对电子的黏附, 二是由于等离子体膨胀速度的迅速衰减. 在实验中, 观察到在激光作用 48 ns 前后激光等离子体的形状开始由椭圆向圆形演变.

- 
- [1] Phuoc T X 2006 *Opt. Laser. Eng.* **44** 351
- [2] Dhareshwar L J, Naik P A, Bhawalkar D D 1991 *Rev. Sci. Instrum.* **62** 369
- [3] Zhang Z, Lu X, Hao Z Q, Zhang S C, Zhang D D, Wang Z H, Ma Y Y, Yan P, Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5293 (in Chinese) [张 、鲁 欣、郝作强、张适昌、张东东、王兆华、马媛媛、严 萍、张 杰 2007 物理学报 **56** 5293]
- [4] Sun C W, Lu Q S, Fan Z X 2002 *Laser Radiation Effects* (Beijing: National Defence Industry Press) p187 (in Chinese) [孙承纬、陆启生、范正修 2002 激光辐照效应 (北京: 国防工业出版社) 第 187 页]
- [5] Hao Z, Yu J, Zhang J, Li Y, Yuan X, Zheng Z, Wang P, Wang Z, Ling W, Wei Z 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 636
- [6] Soubacq S, Pignolet P, Schall E, Batina J 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2686
- [7] Harilal S S 2004 *Appl. Opt.* **43** 3931
- [8] Lu J, Ni X W, He A Z 1996 *Physic of Laser and Material Interaction* (Beijing: China Machine Press) p92 (in Chinese) [陆 建、倪晓武、贺安之 1996 激光与材料相互作用物理学 (北京: 机械工业出版社) 第 92 页]
- [9] Wang C, Wang W, Sun J R, Fang Z H, Wu J, Fu S Z, Ma W X, Gu Y, Wang S J, Zhang G P, Zheng W D, Zhang T X, Peng H M, Shao P, Yi K, Lin Z Q, Wang Z S, Wang H C, Zhou B, Chen L Y, Jin C S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 202 (in Chinese) [王 琛、王 伟、孙今人、方智恒、吴 江、傅思祖、马伟新、顾 援、王世绩、张国平、郑无敌、张章鑫、彭惠民、邵 平、易 葵、林尊琪、王占山、王洪昌、周 斌、陈玲燕、金春水 2005 物理学报 **54** 202]
- [10] Takeda M, Ina H, Kobayashi S 1980 *J. Opt. Soc. Am.* **72** 156
- [11] Ghiglia D, Pritt M 1998 *Two-Dimensional Phase Unwrapping: Theory, Algorithms, and Software* (New York: John Wiley & Sons) p178
- [12] Alvarez R, Rodero A, Quintero M C 2002 *Spectrochim. Acta B* **57** 1665
- [13] Breittling D, Schittenhelm H, Berger P, Dausinger F, Hügel H 1999 *Appl. Phys. A* **69** S505
- [14] Weber B V, Fulghum S F 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 1227
- [15] Docchio F, Regondi P, Capon M, Mellerio J 1988 *Appl. Opt.* **27** 3661
- [16] Vogel A, Nahen K, Theisen D, Noack J 1996 *IEEE J. Quantum. Elect.* **2** 847
- [17] Borisov A B, Borovskiy A V, Korobkin V V, Prokhorov A M, Shiryayev O B, Shi X M, Luk T S, McPherson A, Solem J C, Boyer K, Rhodes C K 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 2309
- [18] Narayanan V, Singh V, Pandey P K, Shukla N, Thareja R K 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 073301
- [19] Soubacq S, Pignolet P, Schall E, Batina J 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2686
- [20] Durfee C G, Milchberg H M 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2409

# Experimental diagnosis of electron density of laser induced air plasma by interferometry<sup>\*</sup>

Zhang Hong-Chao Lu Jian<sup>†</sup> Ni Xiao-Wu

( *Department of Applied Physics , Nanjing University of Science and Technology , Nanjing 210094 , China* )

( Received 23 October 2008 ; revised manuscript received 18 December 2008 )

## Abstract

High quality interference pattern was obtained with a modified Mach-Zehnder interferometer. An FFT analysis is applied to extracting the phase of the reconstructed interferograms , and then the inverse Abel transformation is used to calculate the three-dimensional electron density distribution. The electron density and the plasma expanding velocity at various delay times were obtained. The results show that the formation of the plasma channel in the early stage of the laser induces air plasma , and the rapid decrease of the plasma expanding velocity accelerates the collapse of the plasma channel. At about 48 nanosecond time , the eccentricity of the plasma shape reaches the maximum value and then evolves to a circular shape.

**Keywords** : laser plasma electron density , interferometry , inverse Abel transformation

**PACC** : 5270 , 5270K , 5225L

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant No. 60578015 ) , the Teaching and Research Award Program for Outstanding Young Professor in Higher Education Institute of China ( Grant No. 20050288025 ) , and the Cultivating Innovation on Graduate Student of Jiangsu Province , China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : lujian@mail.njust.edu.cn