

激光等离子体电子密度分布的测量

章辉煌 林尊琪 毕无忌 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

采用 $1.06\ \mu\text{m}$ 激光经倍频和喇曼频移后所产生的红光 ($0.63\ \mu\text{m}$) 作光探针, 并利用偏振干涉法测量激光等离子体冕区的电子密度分布。得到了柱靶和球靶在若干延迟时间上的结果。

一、引 言

激光等离子体冕区的物理现象十分丰富, 机理也十分复杂。由于电子密度分布对大多数激光等离子体相互作用机理影响很大, 自七十年代中叶以来国外已有深入的研究^[1~6]。国内也曾报道过三平板干涉仪测量的结果^[7], 所使用的探针光是 $1.06\ \mu\text{m}$ 激光经倍频后的绿光 ($\lambda=0.53\ \mu\text{m}$, 脉宽 $>10\ \text{ns}$), 它与等离子体在临界面线性模转换耦合发出的二次谐波的波长恰好一致。因此, 会造成强的记录本底, 淹没条纹的变化。实验观察到随主激光功率密度的增大, 本底干扰将变得明显。此外, 由于等离子体向外喷射速度很快 ($\sim 10^7\ \text{m/s}$), 在整个探测脉冲宽度时间内很难保持电子密度轮廓不变。因此, 干涉条纹清晰度便会因探测光的脉冲太宽而受影响, 只能测量到长时间平均的电子密度轮廓。

本文报道采用喇曼频移的红光短脉冲探针 ($0.63\ \mu\text{m}$, 脉宽 $100\ \text{ps}$), 和渥拉斯顿 (Wollaston) 棱镜分束的偏振干涉法^[8]对柱靶 ($\phi 170\ \mu\text{m}$) 和球靶 ($\phi 180\ \mu\text{m}$) 所形成的等离子体电子密度进行测量的结果。使用这种短脉冲的红光探针, 既可以避免等离子体的二次谐波光对干涉图的干扰, 又可在短时间内“冻结”等离子体的密度分布轮廓, 提高了测量精度。

二、实验装置

如图 1 所示, 我们利用六路高功率钕玻璃激光系统的两路激光。一路为主激光, 其输出口径 $\phi 70\ \text{mm}$, 脉宽 $200\ \text{ps}$, 平均焦斑功率密度 $10^{14}\ \text{W/cm}^2$ (有时可达 $10^{15}\ \text{W/cm}^2$)。主激光进入靶室前, 经过两块全反镜 (M_3, M_4) 组成的光程调节单元, 以致改变主激光与探针光之间的相对延迟时间。另一路 $1.06\ \mu\text{m}$ 激光为探针光束, 能量 $500\ \mu\text{J} \sim 1\ \text{mJ}$, 脉宽 $100\ \text{ps}$ 。经 3:1 缩孔望远镜 T , 通过 KDP 晶体倍频成绿光 ($0.53\ \mu\text{m}$)。用 $1.06\ \mu\text{m}$ 全反膜板 I_1 做滤光片, 滤去多余的 $1.06\ \mu\text{m}$ 光, 随后由透镜 L_1 ($f_1=20\ \text{cm}$) 将绿光会聚到装满乙醇的喇曼盒 R , 绿光经喇曼频移后变成红光 ($0.63\ \mu\text{m}$)。最后由透镜 L_2 ($f_2=15\ \text{cm}$) 将发散的红光变成

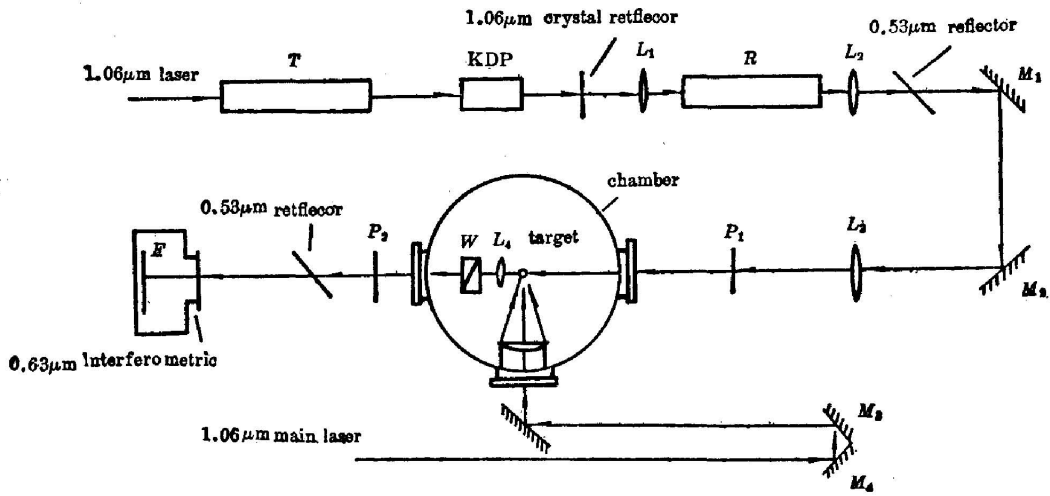


Fig. 1 Experimental arrangement

准平行的红光输出。在输出口用 $0.53 \mu\text{m}$ 全反膜板 I_2 滤去多余的绿光。

绿光经过 L_1 会聚进入喇曼盒，以提高喇曼转换效率选用长焦距大 f 数的透镜 L_1 。这样受激喇曼效应不仅在焦点处产生，在焦点附近的一定范围内也会产生。这样便形成较大尺寸喇曼光发射源，输出红光有较大的发散度。红光进入靶室前，用长焦距透镜 L_3 ($f_3=5\text{m}$) 使红光会聚，以提高靶点探针光的功率密度。起偏片 P_1 ，渥拉斯顿棱镜 W 和检偏片 P_2 组成偏振干涉仪。红光经干涉仪在暗盒底片 F 上形成等间距的干涉条纹。同时，短焦距透镜 L_4 ($f_4=65.31\text{mm}$) 将靶点等离子体成像到暗盒片 F 上。在暗盒前，必须加上 $0.53 \mu\text{m}$ 全反膜板 I_2 和 $0.63 \mu\text{m}$ 干涉滤光片 I_4 ，以防止等离子体二次谐波及其它杂散光的干扰。

底片上的干涉条纹粗细主要取决于渥拉斯顿棱镜同透镜 L_4 之间的距离。条纹间距 δ 可由下式给出，

$$\delta = \frac{\lambda}{\theta} \frac{(D_2 - D_3)(f_3 - D_1 + f_4)}{(f_3 - D_1)(D_3 - f_4) + D_3 f_4}, \quad (1)$$

这里 $\lambda=0.6303 \mu\text{m}$ ， θ 是渥拉斯顿棱镜的分束角， D_1 、 D_2 、 D_3 可参见图 2。为方便起见，公式(1)的推导中我们假设红光进入 L_3 透镜时是平行光束。实验表明输出红光的发散度对条纹间距的影响很小，这个假设是合理的。

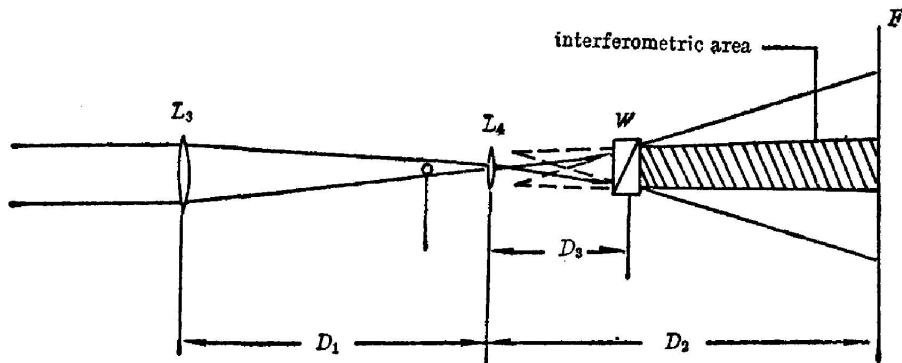


Fig. 2 Diagram of polarization interferometry

三、测量原理

探针光束在等离子体中传播的折射率为^[9]:

$$\epsilon = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{n}{n_c^{(p)}}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

其中 $\omega_p = (e^2 n^2 / \epsilon_0 m)^{1/2}$ 为等离子体频率, ω 为激光频率, m 为电子密度, $n_c^{(p)} = \omega^2 \epsilon_0 m / e^2$ 为临界密度, ϵ_0 为真空介电常数。当 ϵ 为虚数时(即 $n > n_c^{(p)}$), 光将被反射或吸收。这表明探针光最多只能探测到临界密度面。

为得到电子密度 n , 我们必须先求得折射率 ϵ 。图 3(a) 是空心玻璃球靶在静态时拍摄的干涉图, 其干涉条纹几乎都是等间距的直线; 图 3(b) 是铜柱靶在打靶时所拍摄的干涉图, 图中等离子体区域条纹发生弯曲。分析条纹弯曲的程度可决定电子密度的分布。

假设等离子体密度相对于入射的主激光光轴是对称分布的[图 4(a)], 并设主激光轴为 z 轴, 探针光轴为 x 轴。干涉平面为 $y-z$ 平面[图 4(b)]。从干涉图的弯曲条纹可以确定相

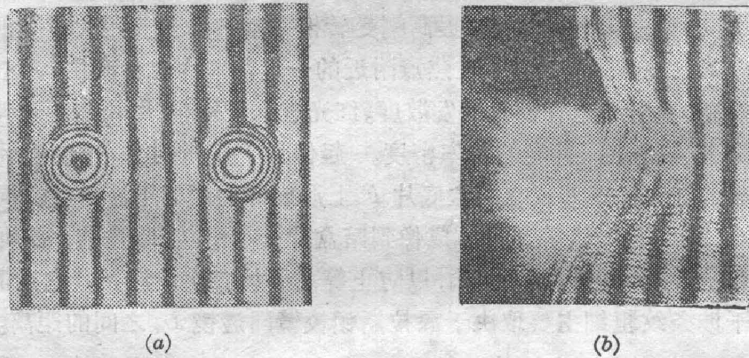


Fig. 3 Interferograms with and without main laser

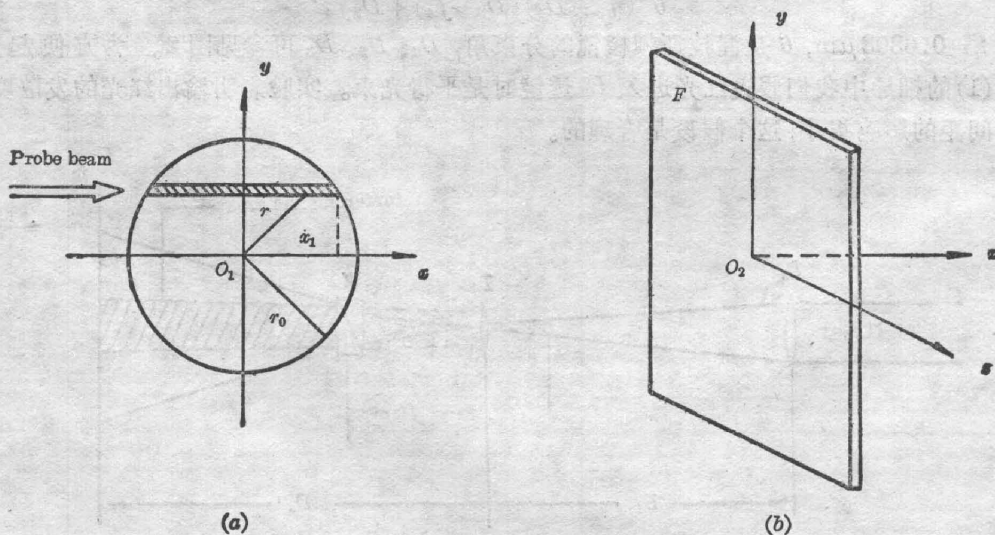


Fig. 4 Principle of interferometric measurement

应 y, z 各位置上的光程差 $\delta(y, z)$ (这里 y, z 的尺度可以从干涉图中读出, 然后除以成像放大倍数 K , 本实验 $K=22.4$)。因此, 由 $\delta(y, z)$ 与 $\epsilon(r, z)$ 之间的关系^[10]:

$$\delta(y, z) = \int_{-x_1}^{x_1} (1-\epsilon) dx = 2 \int_y^{r_0} \frac{r(1-\epsilon)}{(r^2-y^2)^{1/2}} dr. \quad (3)$$

经 Abel 变换得:

$$\epsilon(r, z) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{d\delta(y, z)}{(y^2-r^2)^{1/2}} dy, \quad (4)$$

其中, $x_1 = (r_0 - y)^{1/2}$, $r^2 = x^2 + y^2$, r_0 为等离子体柱的半径。

在作 Abel 变换时, 还必须假设探针光通过等离子体时, 光路所产生的偏折可以忽略^[10], 即待测的等离子体对探针光是光学薄的 [图 4(a) 所示]。事实上, 我们一般所能测量到的也仅是低密度区的电子密度, 这时折射率 ϵ 较小。其折射效应不是很明显的。所以这个假设是合理的。

由 (2) 和 (4), 可获得电子密度的表示式

$$n(r, z) - n_c^{(p)}(1-\epsilon^2) = n_c^{(p)} \left[1 - \left\{ 1 + \frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{d\delta(y, z)}{(y^2-r^2)^{1/2}} dy \right\}^2 \right], \quad (5)$$

其中, $n_c^{(p)} = 2.82 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 是探针光的临界密度。相对光程差 $\delta(r, z)$ 的空间分布确定后, 利用数值解^[10]可求得 $n(r, z)$ 。

四、结果与分析

我们取柱状铜靶 ($\phi 170 \mu\text{m}$) 和 CD_2 球靶 ($\phi 180 \mu\text{m}$) 作为实验用靶。图 5 给出了探针光相对主激光在各种延迟时间 Δt 条件下的系列干涉图。图 6 给出相应的轴向电子密度分布。等离子体产生初期, 电子刚刚向外喷射, 尚未形成较高的密度冕区, 干涉条纹弯曲不明显, 且弯曲的区域不大。随着主激光与等离子体相互作用的加剧, 即主激光脉冲达到或刚超过峰值时 [$\Delta t = 5 \text{ ps}$, 图 5(a)], 在临界密度面附近发生的共振吸收效应^[9, 11], 使临界密度处的电子密度变陡, 形成密度阶梯。这时只能测量到等离子体外缘低密度阶处的电子密度 (图 6)。与此同时, 等离子体范围开始扩大, 电子迅速地向外喷射。但低密度区的电子密度轮廓变化并不剧烈, 所以图 5(a) 中干涉条纹没有出现模糊。到等离子体形成的中期 [$\Delta t = 138 \text{ ps}$ 图 5(b); $\Delta t = 205 \text{ ps}$ 图 5(c)], 虽然主激光脉冲已接近结束, 但等离子体外缘电子仍然迅速向外移动, 电子密度轮廓急剧地变化, 造成干涉条纹模糊。此外, 冕区形成的不稳定细丝结构也可能是条纹模糊的一个重要原因。同时, 我们观察到临界面开始缓慢地向外推进, 密度梯度逐渐下降, 因此可观测到比初期更向内延伸一点的密度结构 (图 6)。到了等离子体产生的后期 [$\Delta t = 338 \text{ ps}$ 图 5(d); $\Delta t = 405 \text{ ps}$ 图 5(e)], 电子密度分布已变得平坦, 结构变化也相应缓慢, 因而干涉条纹清晰可见, 同时能测出的密度面也进一步向内延伸 (图 6)。

从这些干涉图中, 我们发现其干涉条纹都在等离子体的外缘 ($x > 60 \mu\text{m}$), 只是随着延迟时间的增长, 干涉条纹才逐渐往等离子体内部移动。但所测量到的轴向电子密度最多也只达到 $0.13n_0$ ($n_0 = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$)。原因在于主激光的焦斑尺寸 ($\phi 80 \mu\text{m}$) 较大, 产生等离子体

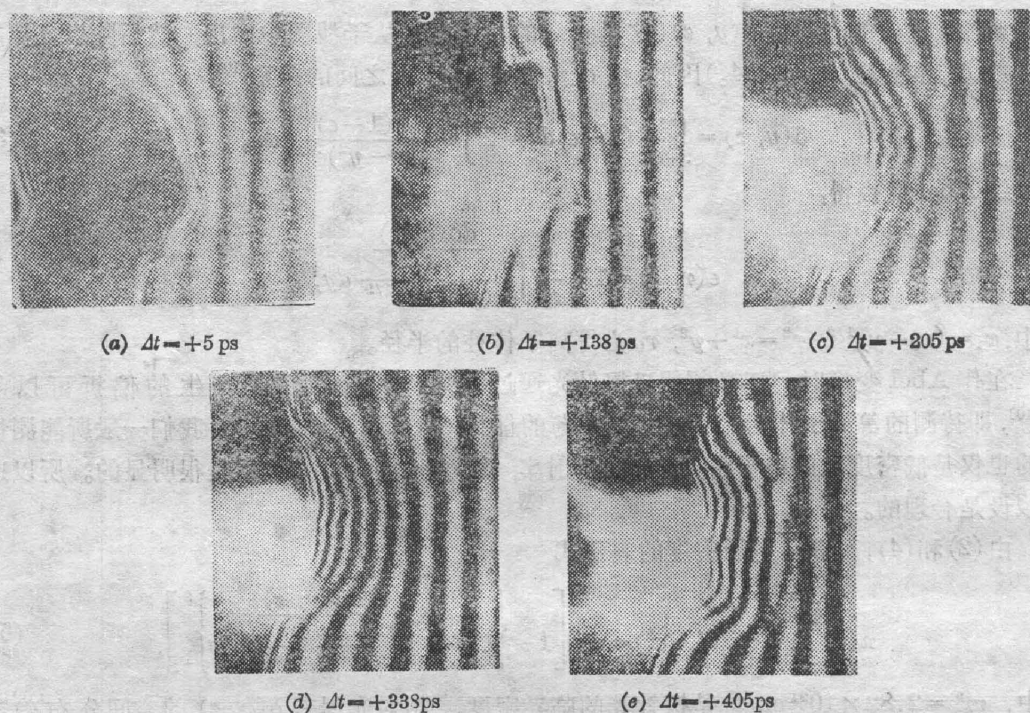


Fig. 5 Interferogram of a copper wire target

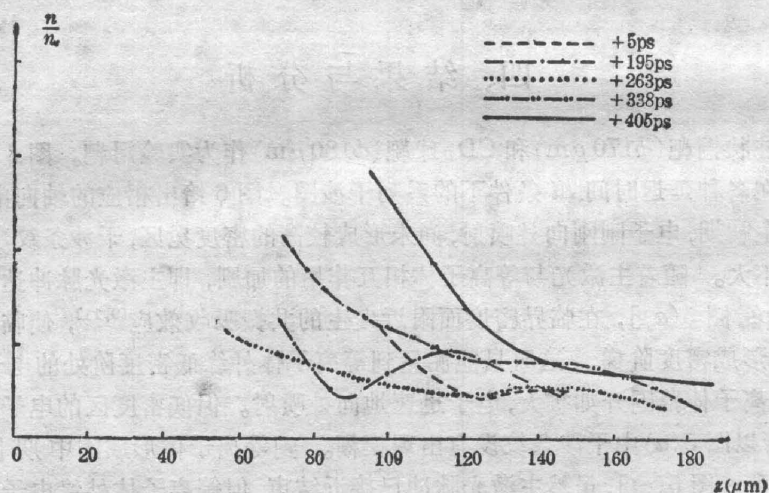


Fig. 6 Radial electron density profile at several relative delay times

尺寸也较大。这样探针光经过该等离子体时,由于积分效应,所能探测到的只能是高折射率(即低密度)区的等离子体。当探测光通过折射率较低的等离子体时,光束将被偏折出透镜成像系统。因此临界密度面附近密度轮廓变化只能间接地由低密度区的密度结构中推测出来。如图6所示,随着延迟时间的增大,可探测低密度区的电子密度逐渐往内部延伸并抬高。这表明临界密度面随时间逐渐向外推进,梯度逐渐趋于平缓。

另外,这些干涉图中的亮斑,是 $1.06\mu\text{m}$ 激光在靶面上的反射光所致,在后面的实验中,加上了 $1.06\mu\text{m}$ 全反片,便再也没有出现亮斑的现象。

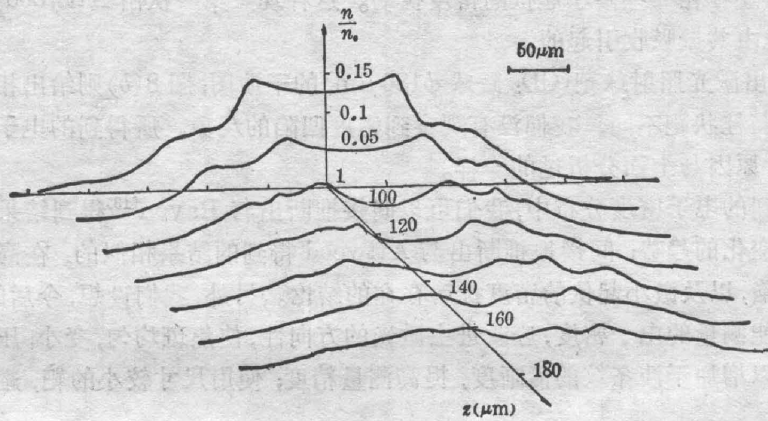


Fig. 7 Spatial electron density profile at $\Delta t = 405$ ps

取 $\Delta t = 405$ ps 的干涉图作较详细的分析, 给出电子密度的空间分布(图 7)。在中心密度区发现密度凹陷。这一现象国外已有报道^[12, 13]。他们用的是直径较大的柱状靶(较粗的导线 $\phi 1$ mm)和小直径($\phi 70 \mu\text{m}$)的薄圆盘靶; 我们用的是直径较小的柱面靶。比较这三种靶低密度区的密度结构后, 我们发现其结果十分相似。因此, 可以推断在接近靶面的高密度区($0.5 n_0$)它们的结果也应该是相似的。即在本实验采用的柱状靶的近靶面密度区中, 应存在一个明显的密度凹陷。这又一次表明了高强度激光区中, 激光对等离子体存在一个非均匀的向外的压力^[12], 迫使该区域的等离子体朝径向方向运动, 从而形成类似于火山口的密度凹陷。

此外, 从图 3(b) ($\Delta t = 271$ ps 激光功率密度 2×10^{14} W/cm²) 中可发现, 中心密度区除存

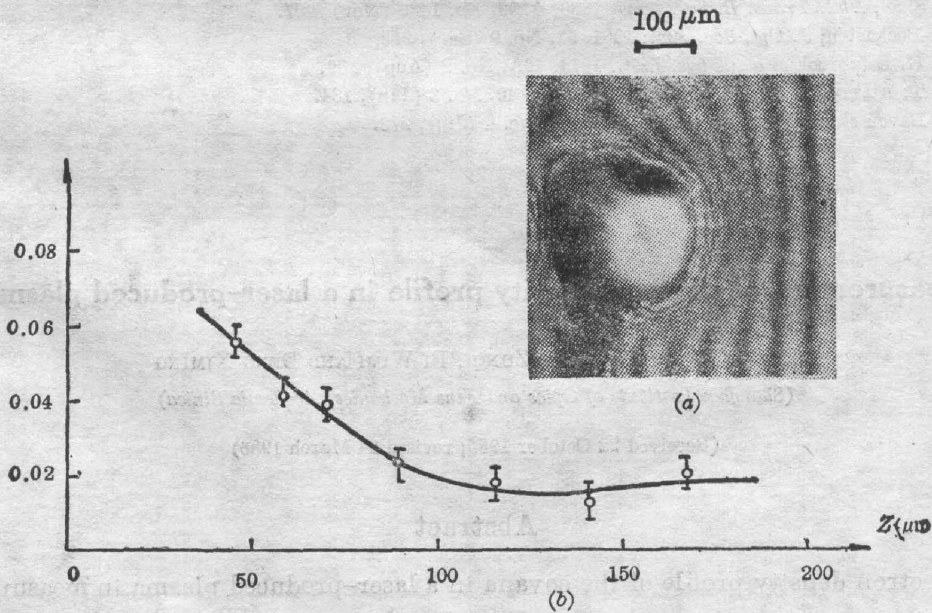


Fig. 8 Interferogram and radial electron density profile of CD_3 microsphere target at $\Delta t = 138$ ps

在一个凹陷外,还存在一些微小起伏的密度扰动。这种现象第一次由 Attwood^[12] 等人观察到,并解释成是由共振吸收引起的。

图 8(a) 给出激光照射球靶(CD₂ 微球 $\phi 180 \mu\text{m}$) 的干涉图; 图 8(b) 则给出相应的轴向电子密度分布。与柱状靶不同, 我们没有观察到密度凹陷的现象。所得到的电子密度分布同样在低密度区, 原因与上面分析过的一样。

从以上得到的电子密度分布中, 我们可以间接推断出与 Raven^[13] 得到结果相似的临界密度面随时间变化的趋势; 间接地推断出与 Attwood 得到的结果相似的、在高强度激光下存在的密度凹陷, 以及微小起伏的密度扰动存在的结论。另外, 我们设想, 今后的实验中, 为进一步提高所能测量的电子密度, 应改进主激光的方向性, 使焦斑均匀, 变小; 压缩喇曼频移后红光的脉宽以增加干涉条纹的清晰度, 提高测量精度; 使用尺寸较小的靶, 避免产生大尺寸的等离子体。

作者衷心地感谢孟绍贤、谷忠民、谢梓铭、王笑琴、戴美兰、何兴法、施阿英等同志对本工作支持。作者曾与徐毓光同志进行多次有益的讨论, 特此致谢!

参 考 文 献

- [1] R. Fedosejevs *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **39**, No. 15 (Oct), 932.
- [2] H. Azechi *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **39**, No. 18 (Oct), 1144.
- [3] D. Attwood *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **40**, No. 3 (Jan), 184.
- [4] A. Raven *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **41**, No. 8 (Aug), 554.
- [5] J. Briand *et al.*; *Phys. Fluids*, 1984, **27**, No. 10 (Oct), 2588.
- [6] M. D. Burgess *et al.*; *Opt. Comm.*, 1984, **52**, No. 3 (Dec), 189.
- [7] 徐毓光等; 《光学学报》, 1983, **3**, No. 8 (Nov), 743.
- [8] R. Benattar *et al.*; *Rev. Sci. Instrum.*, 1979, **50**, No. 12 (Dec), 1583.
- [9] R. Sigel; *Phil. Trans. B. Soc. Lond.*, 1980, **A298**, No. 1439 (Nov), 407.
- [10] K. Bockasten; *J. Opt. Soc. Am.*; 1961, **51**, No. 9 (Sep), 943.
- [11] K. G. Estabrook *et al.*; *Phys. Lett.*, 1974, **49A**, No. 2 (Aug), 109.
- [12] D. T. Attwood *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **40**, No. 3 (Jan), 184.
- [13] A. Raven *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **43**, No. 4 (Jul), 278.

Measurement of electron density profile in a laser-produced plasma

ZHANG HUIHUANG, LIN, ZUNQI, BI WUJI AND DENG XIMING
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 22 October 1985; revised 24 March 1986)

Abstract

Electron density profile of the covana in a laser-produced plasma in measured by using Raman-shifted probe with polarization interferometry. Results are obtained at several relative relay times of cylindrical and microsphere targets.