

激光产生等离子体中密度轮廓的 变陡和凹陷现象的研究

江志明 徐至展¹⁾ 张伟清 林礼煌 陈时胜

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1988 年 3 月 9 日收到

用可见光探针的干涉诊断方法,研究了功率密度为 10^{14} W/cm² 数量级的钽玻璃激光辐照固体靶产生的等离子体冕区的电子密度分布轮廓. 得到了密度轮廓变陡、密度凹陷等激光与等离子体相互作用的信息. 研究了激光辐照不同结构的靶形成密度凹陷的不同特点.

一、引 言

在激光核聚变或者是以激光等离子体作为增益介质的 X 射线激光研究中,强激光辐照固体靶产生的等离子体的特性是非常重要的. 等离子体吸收激光能量的机制,如经典吸收、共振吸收等直接依赖于电子密度的分布情况,特别是临界密度面的分布. 理论计算和实验结果表明^[1-3],由于高功率激光强大的辐射压力的作用,使临界密度 N_c (在 $1.06\mu\text{m}$ 波长时, $N_c = 10^{27}$ m⁻³) 附近密度梯度明显变陡,并且,在激光直接辐照区域,形成电子密度的凹陷.

许多作者用可见光或紫外探针诊断方法研究了靶面激光功率密度为 10^{14} — 10^{16} W/cm² 时电子密度的轮廓^[2-4]. 本文报道用可见光探针诊断方法研究靶面激光功率密度为 10^{14} — 10^{15} W/cm² 时,各种结构的固体靶形成的等离子体电子密度轮廓及其时间演变过程,表明了等离子体中存在着的电子密度轮廓变陡和密度凹陷等激光辐射压力引起的效应. 并且,观察到了靶结构不同时,产生的密度凹陷具有不同特点.

二、实 验

实验工作是在本所六路钽玻璃激光等离子体装置^[5]上进行的. 单束波长为 $1.064\mu\text{m}$ 的激光经一个 $f/2$ 的非球面透镜垂直入射到平面靶、柱靶或球靶上. 辐照靶的激光能量在 1—20J 之间,脉宽约 300ps,焦斑标称尺寸为 80—100 μm ,相应的靶面功率密度在 10^{14} — 10^{15} W/cm² 之间.

同步的可见光探针由六路中的另外一路产生^[6]. 该路光经过一块 KDP 晶体倍频和二甲基砷的后向受激喇曼散射,产生波长为 6300Å ,脉宽约 50ps 的探针光脉冲. 探针光

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室)凝聚态与辐射物理分中心.

束的探测方向与辐照靶的主激光束轴线垂直, 于是可以获得侧向等离子体干涉图. 实验中, 采用了改进的 Normarski 干涉仪^[7]来得到干涉图. 干涉条纹数据则经 Abel 变换方法处理, 从而得到电子密度的分布轮廓.

三、结果与讨论

我们研究了具有不同原子序数并具有不同几何结构的靶所形成的电子密度分布. 实验中, 改变探针光与主激光脉冲峰值间的延迟时间 Δt , 得到等离子体随时间的演变过程.

图 1 是在延迟时间为 $\Delta t = 500\text{ps}$ 时获得的干涉图. 靶为直径 $190\ \mu\text{m}$ 的 CD_2 微球, 靶面的激光功率密度为 $2.0 \times 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$. 从图 1(a) (见图版 1) 中可以看到两个靶的图象, 这是由 Nomarski 偏振干涉仪^[8]的特点所决定的. 对于这种剪切干涉仪来说, 经过等离子体扰动部份与未扰动部份的探针光束的波面相互重叠并发生干涉, 使得相应的干涉图的数据处理较为容易. 图 1(b) (见图版 1) 则给出了将图 1(a) 干涉图中的背景直条纹扣除后所得到的相应的干涉条纹花样. 未经数据处理, 我们就能从图 1 (见图版 1) 中条纹的疏密程度直观地推断出光探针探测到的电子密度范围, 图的左边 (直接受激光辐照面) 要比右边 (受热导影响面) 低得多, 但密度变化却强烈得多. 密度分布的迅速变化直接反映了强激光对电子密度的影响.

由于等离子体的折射作用, 探针光束穿越等离子体后, 其出射方向将偏离入射方向, 相应的偏折角 $\alpha = 2.2 \times 10^{-4} \lambda^2 N_e L / l^{[9]}$, 其中 N_e 为电子密度, L 为等离子体尺度, l 为表征等离子体变化程度的标尺长度 (定义为 $l = \left[\frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dx} \right]^{-1}$). 当 α 大于光学系统的收集角 (我们的系统为 $f/3$) 时, 相应的密度区域就不能被探测到, 从而形成干涉图中的中心暗区. 因此, 等离子体尺度越大, 密度变化越剧烈, 所能探测到的电子密度就越低.

由于等离子体侧向热导的作用, 在未受激光直接辐照的靶区也形成了等离子体 (如图 1 右部), 相对来说, 此区域的电子密度变化要平缓得多. 其密度分布情况, 不仅受到侧向热导的影响, 而且也受到了激光产生的冲击波的影响. 如图 1 中的右侧, 其条纹形状从左向右呈尖突状, 当靶直径变大时尖突更加严重, 而在空心球壳靶实验中则没有明显的类似结构. 这种现象表明, 密度分布的这种特点是由冲击波压缩固体靶所引起的.

我们假定等离子体密度分布是关于激光轴对称的, 并应用 Abel 变换程序处理干涉图的数据. 图 2 绘出了等电子密度分布轮廓和激光轴向电子密度及其时间演化. 密度的分布形状反映了激光与等离子体相互作用的特征. 可以看到, 电子密度沿激光入射方向分布是起伏的, 这是激光加热等离子体产生的稀疏波对密度的影响^[10].

对于延迟时间 $\Delta t = 500\text{ps}$ 的轴向密度分布曲线, 可近似采用两条折线 (如图 2 中的长虚线所示) 将其分成两部份, 分别具有不同的标尺度 l . 低密度区域 l 大, 表明密度变化平缓, 而高密度区域 l 小, 密度变化剧烈. 如果将该部份曲线直线外推到临界密度 N_c , 则在该密度附近标尺长度 $l_c \approx 11\ \mu\text{m}$, 相应地, 该密度平均膨胀速度约为 $1.1 \times 10^7\ \text{cm}/\text{s}$. 这样大的密度变化对探针光的折射非常强烈, 可见光探针不能直接探测到临界密度区域的

信息。

低密度区域的标尺长度较大,在密度为 $0.1N_c$ 附近 $l \approx 140 \mu\text{m}$ 。这样的高、低密度

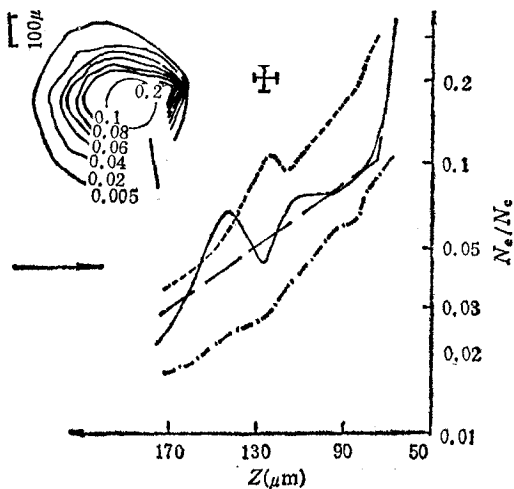


图 2

图 1 的干涉图经 Abel 变换处理后得到的等离子体轴上电子密度分布及其时间演变。左上图为 $\Delta t = 500 \text{ ps}$ 的等密度分布曲线,单位为 10^{20} cm^{-3} 。箭头所指为激光入射方向, + 字符号给出了数据的时空误差范围; — 为 $\Delta t = 300 \text{ ps}$; - - 为 $\Delta t = 500 \text{ ps}$; - · - 为 $\Delta t = 760 \text{ ps}$ 。

分布结构反映了激光辐射压力和有质动力的密度致陡效应^[2,3]。根据一维流体力学模型计算^[4],当激光功率足够高时,电子密度分布在临界密度附近显著变陡,并形成一种台阶状分布。台阶的高度与入射激光光强以及电子温度之比 V_0/V_{te} 有关 ($V_0 = eE/m_e\omega$)^[4]。Max 等人根据实验结果得到如下形式的定标律^[4,5]:

$$V_0^2/V_{te}^2 = 2.4 \times 10^{-2} (I_{14}\lambda^2)^{1/2}$$

其中 I_{14} 为以 10^{14} W/cm^2 为单位的激光光强,由上式可估算出,在我们的实验条件下, $V_0/V_{te} \approx 0.2$ 。相应的上阶梯平台密度为 $1.2 N_c$, 远超出可见光探针的探测范围。图 2 反映的是下阶梯平台及交界部分的密度分布。根据上述模型,下平台的电子密度为 $0.6 N_c$, 远大于实验值。

这种差异可能是由于模型中没有考虑高低密度区域的温度差异和等离子体偏离柱对称分布而引起的。

在等离子体形成的早期,我们观测不到明显的密度阶梯分布(如 $\Delta t = 300 \text{ ps}$),这是由于此时密度变化非常强烈。但在加热激光过后,由于电子热导的作用,将使密度变化趋于平缓,从而能被探测到。随着等离子体的演化,阶梯分布最终会消失(如 $\Delta t = 760 \text{ ps}$)。

强激光辐射压力的影响不仅使电子密度沿激光入射方向变陡,而且会造成密度的轴向凹陷。假设入射激光强度是高斯分布,由于轴线上光强比轴侧要高,辐射压力也大,从而将电子从轴线上向两侧推开,形成与激光焦斑大小尺寸相仿的密度凹陷^[2,4]。

在激光辐照金平面靶的实验中,我们观察到了密度的中心凹陷。图 3(a), (b) (见图版 I) 给出了激光辐照镁和金平面靶时获得的干涉图。靶的面积大于 $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ 。从金等离子体的干涉图的内凹条纹就可以看出密度在轴向存在着凹陷。图 3(c) (见图版 I) 是经过数据处理过金等离子体的密度分布轮廓。从图 3(c) 中可以看出,在激光入射轴上,存在着直径约 $150 \mu\text{m}$ 的密度凹陷,略大于标称激光焦斑尺寸。然而,类似的凹陷在镁等离子体中则未曾观测到。另外,从探测到的密度范围看,镁等离子体的密度较金等离子体高。电子密度分布的这种差异反映了等离子体热导对电子密度分布的影响。等离子体中,电子热导系数正比于 $1/Z$ ^[12],即靶的原子序数 Z 越大,热导性能就越差。对于高 Z 金等离子体,其热导较小,因而电子热导使密度均匀化过程也较慢,相应的密度凹陷的维持时间也较长。而低 Z 等离子体中,(例如镁),由于热导较大,因而能较快地使密度分布均匀。但在更高的密度区域,如 Atwood 等人^[2]用紫外光探针所观察到的结果则表明靶 Z

对密度凹陷的形成影响并不很大。

密度凹陷的形成与靶的结构也有关系。实验表明, 球状靶不易形成密度凹陷。柱状靶的实验结果则表明凹陷的形成在这类靶结构中靶材的原子序数 Z 关系不大。图 4 (见图版 II) 是一组不同材料的柱状靶被激光辐照后形成的等离子体干涉图, 沿着入射激光方向的干涉条纹凹陷表明, 密度分布中存在着中心凹陷, 但没有显示出靶的原子序数的影响。条纹凹陷从延迟时间 $\Delta t = 300\text{ps}$ 到 $\Delta t = 700\text{ps}$ 内均能观测到。经过 Abel 变换处理后, 我们得到了光纤靶等离子体(图 4(c)) 的密度分布轮廓(见图 4(d)), 它的特点与 Raven 等人^[4]在更高的靶面功率密度情况下的观察结果是相一致的。

密度凹陷在平面靶和柱状靶中表现出的不一致性, 可能是等离子体在柱状靶中沿柱的方向和环绕柱的方向膨胀流动不一致所造成的。由于膨胀的不一致, 使得柱状靶中等离子体的分布偏离关于入射激光轴对称太大, 于是引起了较大的 Abel 变换误差。

四、小 结

采用可见光探针的干涉诊断方法观测到了由于激光辐射压力引起的等离子体密度轮廓变陡; 观测了由于辐射压力引起的等离子体密度凹陷在平面靶和柱状靶中的不同表现。由于密度分布偏离柱对称较多, 在柱状靶实验中更容易观测到密度的轴向凹陷。激光与等离子体相互作用的大量信息发生在临界密度面附近, 然而由于临界密度附近密度变化剧烈, 可见光探针不可能直接观察到该密度区域及更高密度范围的情况, 这必须借助于波长更短的紫外探针光的诊断。

感谢本所六路激光等离子体装置的运行组人员的大力支持和帮助。

- [1] K. Lee, D. W. Forslund *et al.*, *Phys. Fluids*, 20(1977), 51.
- [2] D. T. Atwood *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 40(1978), 184.
- [3] H. Azechi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 40(1979), 1144.
- [4] A. Raven and O. Willi, *Phys. Rev. Lett.*, 43(1979), 278.
- [5] 徐至展等, *物理学报*, 29(1980), 439.
- [6] 江志明等, *核聚变与等离子体物理*, 7(1987), 127.
- [7] 江志明等, *中国激光*, 14(1987), 247.
- [8] R. Benattar *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, 50(1979), 1583.
- [9] O. Willi *et al.*, *IEEE J. Quant. Electronics*, QE-17(1981), 1909.
- [10] J. Briand *et al.*, *Phys. Fluids*, 27(1984), 2588.
- [11] C. E. Max *et al.*, in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, Vol. 6, ed by H. Hora and G. H. Miley, (1984), p. 507.
- [12] M. H. Key, in *Laser-Plasma Interactions*, ed by R.A. Cairns and J. J. Sanderson, (1980), p. 219.

STUDY OF DENSITY PROFILE STEEPENING AND HOLLOWING IN LASER-PRODUCED PLASMAS

JIANG ZHI-MING XU ZHI-ZHAN ZHANG WEI-QING LIN LI-HUANG CHEN SHI-SHENG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

ABSTRACT

Using interferometric diagnostics by visible probing beam, we have studied the electron density profiles in coronal plasmas of solid targets irradiated by Nd glass laser at an intensity of 10^{14} W/cm². We have observed not only the phenomena such as density steepening and hollowing due to light pressure, but also different characters of density hollowing in various configuration targets.