

# 用同步光学探针诊断激光等离子体的 温度分布和辐射的有质动力效应

陈守华 徐毓光 戎忠华

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

探针光被高温高密度激光等离子体散射后, 散射光谱中的电子成分和离子成分很容易分离, 由此可以测定等离子体的温度分布。同时, 我们用干涉法测量等离子体电子密度分布, 证明了辐射的有质动力的重要作用。

## 一、 散射光谱诊断激光等离子体温度

等离子体对电磁波散射的理论基础是由 Salpeter 等在 1960 年发展起来的<sup>[1,2]</sup>。随后, 在磁约束等离子体和电弧等离子体中进行了相当多的实验。由于等离子体密度偏低(一般低于  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), 所以散射光不但容易被杂散光淹没, 而且散射光谱中的电子成分和离子成分不易分开。但是采用灵敏接收技术和扣除杂散本底之后, 仍然得到了较好的结果<sup>[3~6]</sup>。

用这个方法诊断激光等离子体也是很适合的, 高温高密度的激光等离子体不但可以提高信噪比, 而且容易将电子散射光谱中的电子成分和离子成分分离, 由此可以得到电子温度的定域信息<sup>[7]</sup>。这种诊断方法的优点是有可能得到高时空分辨率。在使用良好的光学成像系统和超短脉冲光探针(或条纹相机)情况下, 有可能使空间分辨率和时间分辨率分别达到  $10 \mu\text{m}$  和  $10 \text{ ps}$  量级。

表征等离子体电子散射光谱结构特征的主要参数为

$$\alpha = \lambda_0 / 4\pi\lambda_D \sin(\theta/2), \quad \beta = [Z(T_e T_i) \alpha^2 (1 + \alpha^2)]^{1/2},$$

式中  $\lambda_0$  是入射光波长,  $\lambda_D$  是等离子体德拜长度,  $\theta$  是散射角,  $T_e$  和  $T_i$  分别是电子温度和离子温度,  $Z$  是离子带电荷数。

$\alpha$ 、 $\beta$  分别被用来表征电子散射光谱中的电子成分项和离子成分项。当  $\alpha \ll 1$ , 离子成分项可忽略, 电子成分项退化为汤姆逊散射; 当  $\alpha \gg 1$ , 电子成分项表示电子等离子体波对入射光的散射, 在  $\Delta\omega_1 = \pm [\omega_{pe}^2 + (3k_B T_e K^2) / m]^{1/2}$  处出现共振谱线, 式中  $\omega_{pe}$  是等离子体频率,  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $K = 4\pi \sin(\theta/2) / \lambda_0$ ,  $m$  是电子质量。另一方面, 离子成分项表示随离子作无规热运动的电子云对入射光的散射作用, 当  $\beta \ll 1$ , 该项的贡献是使中心谱线出现多普勒展宽; 当  $\beta \gg 1$ , 该项的贡献是在  $\Delta\omega_2 = \pm [(Z T_e K^2 k_B / M) \alpha^2 (1 + \alpha^2)]^{1/2}$  处出现伴线。只要  $\alpha \gtrsim 3$ , 就可以近似地有  $\Delta\omega_2 = \pm (Z T_e K^2 k_B / M)^{1/2}$ 。此外, 离子对入射光的散射总是使中心谱线出现多普勒加宽, 其半宽度  $\Delta\omega_3 = (8\pi / \lambda_0) \sin(\theta/2) (2k_B T_i \ln 2 / M)$ , 式中  $M$  是离子质

量。但由于离子散射截面太小,其散射光谱一般不容易被探测到。因此,只要  $\alpha \gg 1, \beta \gg 1$  同时满足,就有可能把  $\Delta\omega_3$  从  $\Delta\omega_1$  和  $\Delta\omega_2$  中区分出来,从而得到等离子体电子温度的空间分布。

对于激光等离子体的电子密度范围为  $10^{19} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 温度  $k_B T$  的范围为  $0.1 \sim 1 \text{ keV}$  的高带电荷数  $Z$  靶 ( $Z > 20$ ); 一般情况下  $T_e > T_i$ 。设  $\theta = 90^\circ$ ,  $\lambda_0 = 5300 \text{ \AA}$ , 由此可以估计对于激光等离子体一般总有  $\alpha, \beta$  同时甚大于 1。所以,对激光等离子体情形,我们预期  $\Delta\omega_2$  光谱成分可以被分离出来。

图 1 是实验装置示意图。 $T$  是钢针尖靶, 波长为  $1.06 \mu\text{m}$  的主激光(能量为  $100 \text{ mJ} \sim 1 \text{ J}$ , 脉宽为  $20 \sim 30 \text{ ns}$ ) 由透镜  $F_1$  聚焦辐照  $T$ , 与主激光同步的波长为  $0.53 \mu\text{m}$  的倍频探针光(能量  $1 \sim 2 \text{ mJ}$ , 脉宽为  $15 \text{ ns}$ ) 被透镜  $F_2$  聚焦后照明  $T$ 。探针光被  $90^\circ$  散射后, 经  $F_1$  将  $T$  放大 25 倍成像在光谱仪狭缝上, 透射的探针光经过  $F_3$  将  $T$  放大 50 倍后进入干涉仪成像和干涉。将光谱仪调整在中心谱线位置以记录  $\Delta\lambda_3 = \Delta\omega_2 \lambda_0^2 / 2\pi c$ , 由此可以得到电子温度。等离子体的电子密度分布用于干涉仪测量。

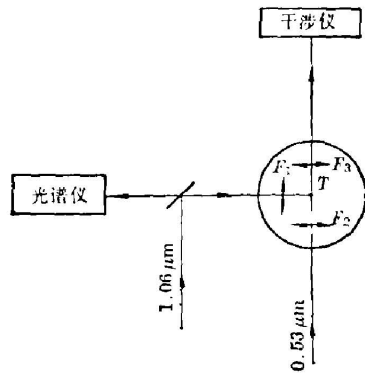


图 1 实验装置示意图

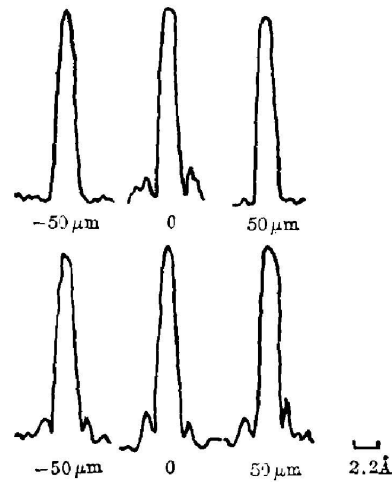


图 2 激光等离子体的散射光谱

Fig. 1 Diagram of the experimental arrangement Fig. 2 Scattering spectrum of the laser plasma

图 2 是所得到的光谱的黑密度扫描曲线, 其中, (a) 是小能量激光 ( $100 \text{ mJ}$ ) 辐照情形; (b) 是较大能量激光 ( $\sim 1 \text{ J}$ ) 辐照情形。扫迹图下的数字表示扫迹位置(与光斑中心点距离)。图 3(a) 和图 3(b) 是与图 2(a) 和图 2(b) 相对应的等离子体干涉图, 干涉图中的划线位置与图 2 的扫迹位置对应。中心光谱线来自钢针尖的散射光, 两侧的伴线来自等离子体的散射光。从干涉诊断结果, 等离子体电子密度值在  $10^{19} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  之间, 对应的  $\Delta\lambda_1 = \Delta\omega_1 \lambda_0^2 / 2\pi c$  约为  $265 \sim 838 \text{ \AA}$ , 所以, 我们可以肯定中心谱线两侧的伴线来自电子散射光谱中的离子成分项  $\Delta\omega_3$ 。对于钢靶, 取  $Z = 20$ , 通过简单的计算, 可以得到下面的结果:

(1) 在小能量激光辐照情形, 等离子体尺寸小(见图 3(a))。在光斑中心处, 测得  $\lambda_3 = 2.0 \text{ \AA}$ , 对应的  $T_e = 220 \text{ (eV)}$ 。但在距光斑中心  $50 \mu\text{m}$  处, 因为等离子体密度已显著稀薄(比中心区要小一个量级以上), 散射强度甚小, 所以伴线消失。

(2) 在大能量激光情形, 三种扫迹位置相近,  $\overline{\Delta\lambda_3} \approx 1.9 \text{ \AA}$ , 对应的  $T_e \approx 200 \text{ (eV)}$ , 该结果表明等离子体基本上等温的。

比较上述两种结果, 可以看出在我们的实验条件下, 增大激光能量并没有提高等离子体

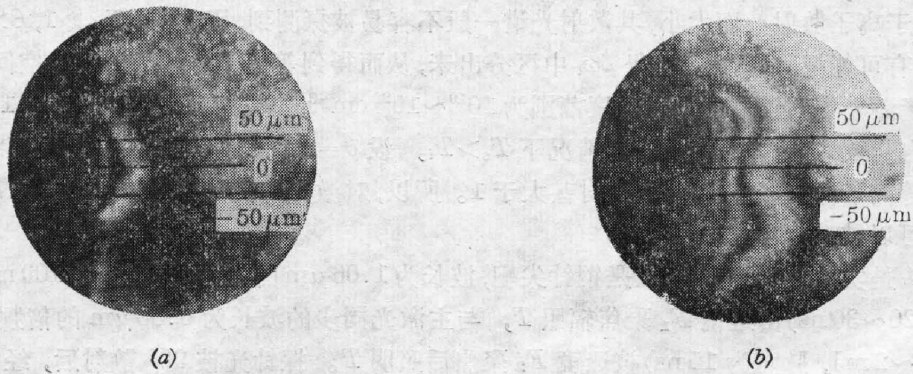


图 3 与图 2 相对应的激光等离子体干涉图

Fig. 3 The laser plasma interferogram corresponding to Fig. 2

温度,只是扩大等离子体体积而已。其原因可能是在提高激光能量的同时,前脉冲变大,并且激光束的方向性变坏。

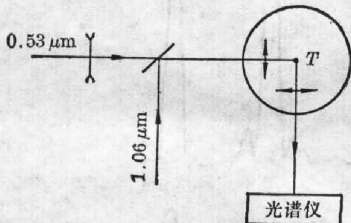


图 4 测量等离子体沿光轴方向温度分布的装置示意图

Fig. 4 The experimental arrangement for measuring plasma temperature distribution along optical axis

假如要测量温度在沿光轴方向的变化,应使探针光束沿主激光方向入射,并在 90° 位置测量散射光谱,如图 4 所示。在包含主激光光轴的平面内取样测量散射光谱,所得到的结果与由于干涉诊断所给出的密度分布结合在一起,经 Abel 变换后,可给出等离子体温度的空间分布。

在本方法中影响测量精度的主要因素是:显微放大光学系统的成像质量,探针光束的光谱质量(光谱纯度和亮度),记录底片的噪声背景等。

## 二、辐射的有质动力效应的干涉诊断

激光与等离子体相互作用理论预言强电场梯度所造成的辐射的有质动力会引起一系列重要效应,例如等离子体被激光场抽空、激光在等离子体中自聚焦、等离子体临界面处密度分布变陡及波纹调制、带电粒子的有质动力场加速等等<sup>[8]</sup>。这些效应用于激光在等离子体中的传输和吸收、高能粒子的产生、等离子体的流体力学过程均有重要作用,近年来愈来愈受到人们的重视。在这里,我们介绍通过等离子体密度分布的干涉测量直接观察强激光场对等离子体的抽空效应、激光束在等离子体中的自聚焦效应以及临界面处密度分布变陡效应。

作用在等离子体电子上的有质动力一般可写成<sup>[9]</sup>

$$f_{NL} = -(e^2/4m\omega^2)\nabla\langle E^2 \rangle,$$

其中  $\omega$  是强电磁场频率,  $\langle E \rangle$  是电场矢量  $E$  对时间求平均值。这个式子的含义是等离子体处于力能函数  $\phi = (e^2/4m\omega^2)\langle E \rangle$  的力场中,力场的作用使等离子体挤向低电场区。当强激光束聚焦辐照等离子体时,高斯型分布的横向强激光电场把等离子体推出光束区域,结果使光束中的等离子体被抽空形成空洞,从而形成中心折射率比外部区域大的光导管,因而发生

整体光束的自聚焦。Hora<sup>[9]</sup>就高斯型光束计算了这种类型的自聚焦,结果表明:这种类型自聚焦现象的出现只与激光束的总功率有关,且阈值功率  $P_0$  较低,当  $T=200\text{ eV}$  时,  $P_0 \approx 2.5 \times 10^6\text{ W}$ ; Estabrook 等<sup>[10]</sup>的模拟计算结果表明:共振吸收机构及辐射的有质动力效应使得临界面附近密度分布显著变陡,表现为平台-阶梯剖面,即密度由低于临界密度  $n_{cr}$  的缓慢变化区陡升到高于  $n_{cr}$  的缓慢变化区。这一过程的物理描述是:由于共振吸收机理,在临界密度面处存在强电场,在辐射的有质动力作用下,形成密度空腔。并且,密度空腔迎着激光束方向向前推进,同时随着等离子体膨胀而逐渐消失,最后形成了平台-阶梯-平台剖面。Lee 等<sup>[11]</sup>用解析的方法得到了类似的结果,并给出平台-阶梯结构中上转折点密度值和下转折点密度值与辐照功率密度之间的定量关系。由于上转折点密度值比临界密度值要高得多,不易在实验中被探测,通常是通过测量下转折点密度值来验证 Lee 理论的正确性。

上述效应均可在我们所拍摄的激光等离子体显微干涉图中被直接观察到。实验装置仍如图 1 所示。主激光能量  $\sim 1\text{ J}$ ,脉宽  $20\text{ ns}$ ,平均辐照功率密度  $\bar{W} = 5.5 \times 10^{13}\text{ W/cm}^2$  (焦斑尺寸  $\approx 60\text{ }\mu\text{m}$ )。波长为  $5300\text{ \AA}$  的同步探针光束能量为  $1\sim 2\text{ mJ}$ ,脉宽  $15\text{ ns}$ 。探针光相对主激光延时  $7\text{ ns}$ 。图 5 是所得到的典型的干涉照片之一,虚线表示入射主激光束。图 6 和图 7 都是从图 5 经 Abel 变换后所得到的等离子体密度分布  $N(x, z)$ ,  $z$  是主激光光轴,  $x$  是径向坐标,进行数据处理时已假定等离子体密度分布是柱对称的。图 6 是  $N(x, z)$  的等密度线族表示,图 7 是  $N(x, z)$  的三维表示。

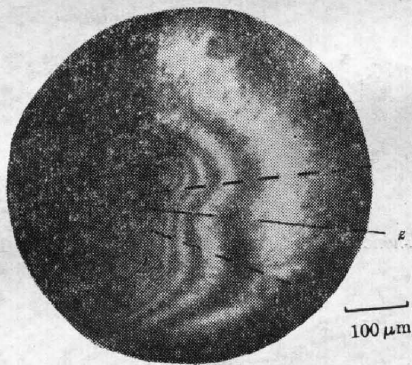


图 5 激光等离子体干涉图

Fig. 5 The plasma interferogram

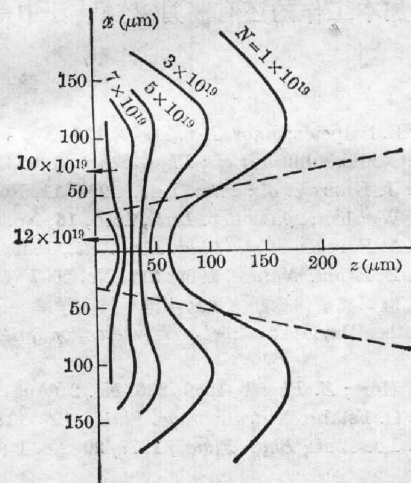


图 6 与图 5 相对应的等离子体密度分布

Fig. 6 The plasma profile corresponding to Fig. 5

从图 6 和图 7 可以清楚地看到等离子体被激光场抽成空洞。图 6 中的虚线是入射激光束,在辐射的有质动力作用下,等离子体除了向两旁排挤外,同时向着高密度区挤压。在光轴上,表征自由膨胀特征的外凸等密度线变成内凹,直到  $z=40\text{ }\mu\text{m}$  处才趋于平直。另外,从图 7 可以清楚看到在主激光光轴上的密度分布  $N(0, z)$  正是平台-阶梯型。平台-阶梯的下转折点位置也是  $z=40\text{ }\mu\text{m}$ ,与从图 6 看到的等密度线趋于平直的位置恰好相同。下转折点的密度值  $N_1 \approx 3 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3} \approx 0.03n_{cr}$ 。由光谱测量,  $T_e \approx 200\text{ (eV)}$ ,按照 Lee 等的一维理论<sup>[11]</sup>,与  $T_e = 200\text{ (eV)}$  和  $N_1 = 0.03n_{cr}$  相对应的功率辐照密度是  $W = 2 \times 10^{14}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。然而,即使考虑到功率辐照密度的高斯分布,光轴上的最大辐照功率密度  $W_0 \approx 2 \times \bar{W} = 1.1 \times 10^{13}$



$W \cdot \text{cm}^{-2}$ , 这仍与一维情形的估计相距很远, 但实际上的差别没有这么大。从图 7 可以清楚地看到这一点。我们注意到沿纵向( $z$  轴方向)看, 光束是从高折射率区(电子密度低)折向低折射率区(电子密度高); 沿横向看(垂直于  $z$  轴), 光束中心区域折射率高于外部区域折射率。从而可知, 激光束在向等离子体纵深传输时必然要发生会聚, 其结果使焦斑缩小, 辐照功率密度提高。因而实际辐照功率密度要更接近 Lee 的一维情形估计。从以上分析表明, 在计算激光与等离子体相互作用的二维问题时, 应该同时考虑由辐射的有质动力所引起的纵向和横向自聚焦效应。

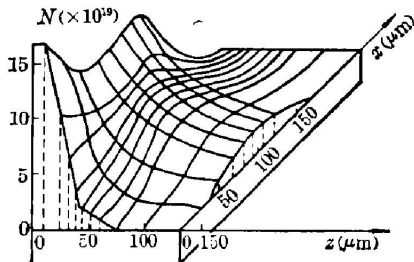


图 7 图 6 的体视图

Fig. 7 The stereogram of Fig. 6

使用同步光学探针诊断等离子体时, 必须保证等离子体在此期间变动不大以避免信息叠重湮没。我们所使用的激光探针脉宽为 15 ns, 实验表明, 必须使探针光相对主激光延迟 7 ns 左右, 才能避免信息湮没。这说明在激光等离子体产生的初期, 运动比较剧烈, 然后有一个相对稳定的阶段。为了测出上转折点密度值和进一步研究等离子体运动的时间发展过程的细节, 必须采取措施以减小探针光的脉宽和波长。

参加本工作的还有高月、陈武、汪中等三位同志, 谨表谢意。

#### 参 考 文 献

- [1] E. E. Salpeter; *Phys. Rev.*, 1960, **120**, No. 5 (Dec), 1528.
- [2] M. N. Rosenbluth *et al.*; *Phys. Fluids*, 1962, **5**, No. 7 (Jul), 776.
- [3] H. J. Kunze *et al.*; *Phys. Lett.*, 1964, **11**, No. 1 (Jul), 42.
- [4] P. W. Chan; *Phys. Rev. Lett.*, 1966, **16**, No. 4 (Jan), 122.
- [5] S. A. Ransden *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1966, **16**, No. 8 (Feb), 303.
- [6] D. E. Evans; *Nature*, 1966, **212**, No. 5057 (Oct), 21.
- [7] 《高温等离子体诊断方法》, 中国科技大学编
- [8] Luther Davies *et al.*; *«Laser Interaction & Related Plasma Phenomena»*, 1981, Vol. 5 (Plenum Press, 1981), 219.
- [9] H. Hora; *Z. Physik*, 1969, **226**, No. 2 (Aug), 156.
- [10] K. G. Estabrook *et al.*; *Phys. Fluids*, 1975, **18**, No. 9 (Sep), 1151.
- [11] K. Lee *et al.*; *Phys. Fluids*, 1977, **20**, No. 1 (Jan), 51.

## Using a synchronous optical probe to diagnose the temperature distribution and the effects of radio ponderomotive force in laser plasma

CHEN SHOUHUA XU YUGUANG AND RONG ZHONGHUA  
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 23 July 1982)

### Abstract

When a optical probe-beam is scattered by a plasma with high temperature and density, it is easy to separate the ion component from the electron component of the scattering spectrum. Thus, the plasma temperature distribution can be measured. Besides, the plasma electron density distribution has been measured using a interferometer. The results show significant effects of the radiative ponderomotive force.

### 全国激光热处理技术交流和攻关课题论证会在武汉举行

为推动激光热处理的科研工作,组织和落实国家的攻关课题,国家科委基础研究和新技术局,于1983年4月24日至29日在武汉华中工学院召开了“全国激光热处理技术交流和攻关课题论证会”。来自全国69个单位、90名代表和17名列席代表,出席了这次会议。

会议由国家科委基础研究和新技术局副局长郑德基主持。国家计委科技局张会友同志在开幕式上讲了话。华中工学院激光研究所所长李再先教授作了题为“国外大功率激光器及应用概况”的专题报告。

会议分两个阶段进行,第一阶段就激光热处理工艺,高功率激光器技术进行了讨论和交流。代表们普遍认为:激光热处理工艺较常规热处理工艺有显著的经济效益和广阔的前景。会议的第二阶段对高功率激光器和加工机械部分的具体方案进行了论证,初步组织落实了26个攻关项目(器件12项,工艺14项),并建议成立激光热处理攻关协调组,协助国家科委抓好这项工作。

(高峰)