

激光等离子体消融参量的测量与计算

孙 岚 徐至展* 张燕珍 陈荣清

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

本文首次直接利用离子测量的结果, 对实验数据进行理论分析与计算, 详细讨论了激光等离子体, 特别是线状激光等离子体的消融参量, 给出了它们对激光辐照强度的定标律。

关键词: 离子测量, 激光等离子体, 消融。

一、引 言

近年来, 对强激光与等离子体相互作用物理的深入研究大大加深了人们对激光核聚变物理学的了解, 同时也提出了诸如快离子的产生等等一系列的基本理论问题和新的物理机制。研究快离子的产生使强激光与物质相互作用进入了新的研究阶段, 它不仅有助于解释相互作用的各个过程, 而且为确定激光等离子体的各种参数提供了切实可行的途径和手段。本文讨论在激光与靶相互作用实验中测量的离子电流信号的基础上, 分析并计算激光等离子体的各消融参量。

激光等离子体消融过程的研究在激光核聚变中是一个重要的内容。由于激光等离子体消融参量对于研究激光打靶的动力学过程和深入了解等离子体冕区吸收激光能量在消融区域的输运和热传导, 以及提供靶的设计参数等方面的重要意义, 国际上多年来在这一方面开展了大量的工作^[1~29]。自1979年以来研究消融参量的重点大致为:

- (1) 质量消融率和消融压力与波长、吸收激光能量的定标律;
- (2) 平面靶小焦斑、大焦斑和球面靶消融的差别;
- (3) 从测量得到的消融率估测等离子体流的最大值等。

仅就 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 的钕玻璃激光器件而言, 进行的一系列消融测量的工作包括:

- (1) 利用法拉第筒和等离子体能量卡计测量平面靶^[4, 5]和球面靶^[12]的消融离子速度及其能量;
- (2) 利用汤姆逊离子谱仪区别各种电离态离子并测量其速度^[13];
- (3) 利用 X 光光谱测量平面靶^[14]和球面靶^[15, 16]消融区域前沿的等离子体温度和密度;
- (4) 更为直接的测量方法是采用多层靶结构决定平面靶^[8, 17~19]和球面靶^[19, 20]的消融穿透深度;
- (5) 实验测量薄膜靶总的消融效应^[5, 21~26]。

收稿日期: 1990年10月10日

* 中国高等科学技术中心凝聚态与辐射物理中心。

此外,利用光探针技术、条纹相机的二次谐波发射和 X 光光谱技术对消融运动的研究正为国内外学术界所关注,就消融压力 P_a 的测量而言,目前已经相继发展了大质量靶反冲动量测量法、光探针击波测量法、离子测量法和 X 光线谱法。然而,对消融参量的研究工作仅局限在激光均匀辐照小球靶和点状辐照平面靶的情形。近年来以线状激光等离子体作为 X 射线激光增益介质的方案愈来愈引起重视,这种局限性便愈加明显,因而线状激光等离子体的研究作为一个新的研究领域迅速引起世界范围的关注。本文将对目前国际上迄今未见报道的线状激光等离子体的各消融参量的定标关系做一系统的创新性研究。

二、消融参量的计算方法

随着实验技术的应用和发展,高功率激光与靶相互作用的消融参量可以通过离子测量的实验结果进行计算^[1,2]。目前,一般是利用法拉第筒和等离子体能量卡计研究离子的发射特性,并通过测得的离子电流信号 $\dot{i}(t)$ 获得激光等离子体消融参量的定量结果。这种方法首先计算消融质量 M 和沿靶面法线方向的消融动量 P_{\perp} ,进而推导质量消融率和消融压力。其公式为,

$$M = \frac{Am_p}{\Delta\Omega eT_g} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} \frac{\dot{i}(t) \cdot 2\pi \sin \theta}{Z_i(\theta)} dt d\theta,$$

$$P_{\perp} = \frac{Am_p}{\Delta\Omega eT_g} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} \frac{\dot{i}(t) \cdot V(t) \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta}{Z_i(\theta)} dt d\theta \quad (1)$$

其中: $V(t)$ 是在离子电流信号 $\dot{i}(t)$ 上测得的离子速度, $V(t) = D/t$, D 为探测器与靶的距离; A 为原子质量; e 为电子电量; m_p 为质子质量; $\Delta\Omega$ 为探测器所张的立体角; T_g 为探测器栅极透过率; $Z_i(\theta)$ 为与探测器位置有关的平均电荷数。

上述计算虽然包含了慢离子的质量和动量,但慢离子的电荷数小于平均电荷 $Z_i(\theta)$,因此实质上还是忽略了一部分慢离子的作用。

为了弥补上述计算过程中出现的误差,本文对 Z_i 值作一修正。考虑到 Z 值与激光能量、波长和测量角度无关,就铝等离子体而言,速度小于 5×10^7 cm/s 的离子,

$$Z_i = 4.5 + 2.2(V/10^7 - 2.0).$$

对于速度快于 5×10^7 cm/s 的离子, $Z_i = 11.0$, 那么

$$M = \frac{2\pi Am_p}{\Delta\Omega eT_g} \int_0^{\infty} \frac{\dot{i}(t)}{Z_i} dt,$$

$$P_{\perp} = \frac{\pi Am_p}{\Delta\Omega eT_g} \int_0^{\infty} \frac{\dot{i}(t)V(t)}{Z_i} dt.$$

由上两式可分别得到质量消融率 $\dot{m} = M/(A_a \cdot \tau_a)$ 和消融压力 $P_a = P_{\perp}/(A_a \cdot \tau_a)$, 其中 τ_a 是激光等离子体的消融时间,可以近似认为 $\tau_a = \tau_L$, (τ_L 是激光脉宽), A_a 为靶的消融面积,一般 A_a 为焦斑面积的 90%。

基于上述讨论,在焦斑面积 $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 < A_L < 4 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 的范围内,忽略由横向输运所引起的边缘效应,对点状聚焦和线聚焦条件下铝等离子体的消融参量作一系统的研究。

三、实验结果与分析

本文所依据的实验是在中国科学院上海光学精密机械研究所六路钎玻璃激光器装置上进行的。选用六路激光之一路,其激光能量约为 $1\sim 10\text{ J}$, 波长 $\lambda=1.06\ \mu\text{m}$, 脉宽 $FWHM=300\ \text{ps}$ 。

实验中选用镀在玻璃基片上的铝膜靶,膜厚为: $100\ \mu\text{m}\sim 0.1\ \text{nm}$ 。靶室真空度为 $5\times 10^{-8}\sim 10^{-5}\ \text{Torr}$ 。选用法拉第筒收集离子电流,并通过高速示波器摄取电流信号。靶与法拉第筒的距离为 $12\sim 17\ \text{cm}$ 。

激光聚焦方式有点聚焦和线聚焦。点聚焦是由一个 $f/D=2$ 的非球面透镜完成,激光聚焦焦斑直径 $\phi=100\ \mu\text{m}$, 吸收入射激光功率密度的 70% 。线聚焦是由球面透镜与不同曲率半径 R 的平凹柱面透镜组合完成,实现的焦线长度相应为 L 。

根据实验中获得的离子电流的数据,经过分析处理得到如图 1(a)所示的消融质量与激光功率密度的定标律,其中曲线 2 和曲线 3 是在焦线长度分别为 $L=2\ \text{mm}$ 和 $L=4\ \text{mm}$ 的线聚焦条件下获得的,其表达式为

$$M_2 = 1.37 \times 10^{-8} (I/10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2})^{-0.009} \text{ g},$$

$$M_3 = 2.80 \times 10^{-9} (I/10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2})^{0.311} \text{ g}.$$

同样,在点状聚焦条件下的消融质量为

$$M_1 = 1.48 \times 10^{-9} (I/10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2})^{0.213} \text{ g}.$$

如图 1(a)的曲线 1。尽管线聚焦时的激光功率密度比点聚焦时的小两个数量级,线聚焦的消融质量相对来说要大一些。这种现象与靶面消融面积密切相关,消融面积因为与焦斑面积直接有关,所以激光打靶的焦斑面积便是影响消融的重要因素。以上所述的线聚焦焦斑面积大约是点聚焦焦斑面积的 $100\sim 200$ 倍,然而两者的消融质量却只相差 $5\sim 10$ 倍。

通过计算消融质量可以很方便地得到点聚焦条件下铝等离子体的质量消融率,

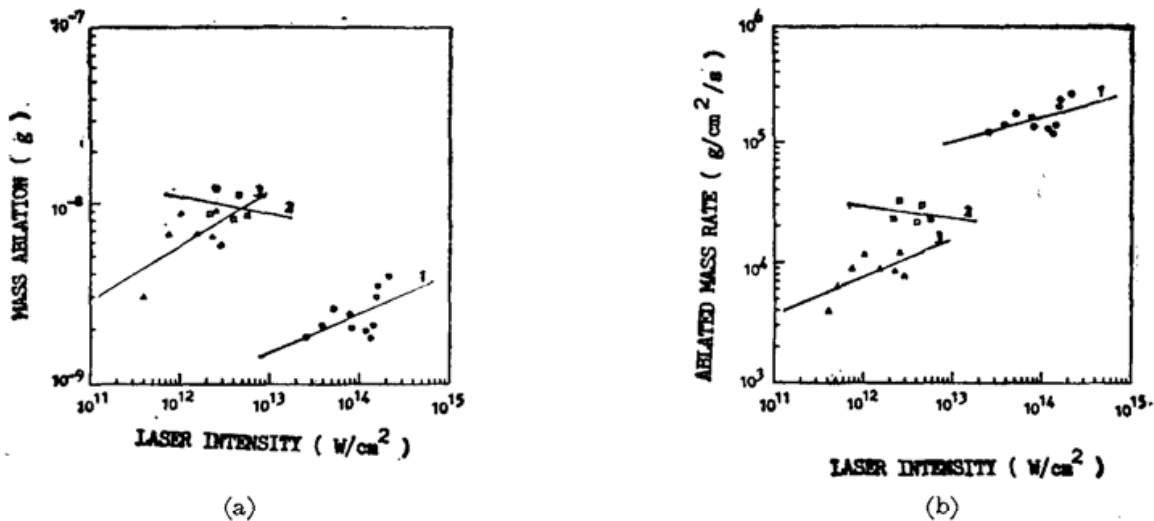


Fig. 1 The scaling laws of (a) the total ablated mass M and (b) the ablated mass rate m with laser intensities

○: spot-focused irradiation with spot diameter $\phi=100\ \mu\text{m}$; □: line-focused irradiation with length of $L=2\ \text{mm}$; △: line-focused irradiation with length of $L=4\ \text{mm}$

$$\dot{m}_1 = 9.98 \times 10^4 (I/10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.213} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1},$$

如图 1(b) 中的曲线 1。Key 等曾经利用 X 光针孔相机和法拉第筒对激光等离子体的离子进行测量, 并借助 X 光条纹相机记录 X 光光谱, 获得了质量消融率的实验定标律为^[1]

$$\dot{m} = (9.4 \pm 0.6) \times 10^4 (I_a/10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.26 \pm 0.03} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

其物理实验条件与本文的极为相似, 所采用的靶材是一层涂在 SiO_2 基底上的铝膜。不难发现, 本文总结出的质量消融率与激光功率密度的实验定标律与上式十分相近。因此, 可以证明本文所采用的离子测量法及采用的消融参量的计算方法的准确性, 为研究线聚焦激光等离子体提供了可靠的保证。

图 1(b) 中曲线 2 和曲线 3 分别为焦线长度 $L=2 \text{ mm}$ 和 $L=4 \text{ mm}$ 的线状激光等离子体的质量消融率, 其数值大致比点聚焦时的小 1~2 个数量级, 表达式为

$$\dot{m}_2 = 3.64 \times 10^4 (I/10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{-0.099} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\dot{m}_3 = 3.70 \times 10^3 (I/10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.311} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

为了得到消融压力的结果, 首先考虑在靶法平面上的离子消融动量, 以式(1)对实验测得的离子电流信号 $\hat{i}(t)$ 进行积分, 获得激光点聚焦辐照铝靶的离子消融动量 P_{11} 。和激光线聚焦辐照铝靶的离子消融动量 P_{12} 、 P_{13} 为

$$P_{11} = 7.48 \times 10^{-3} (I/10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.436} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$P_{12} = 2.91 \times 10^{-2} (I/10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.353} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$P_{13} = 2.23 \times 10^{-2} (I/10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.293} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$$

上述三式很有规律性: 第一, 点聚焦情况的功率密度指数是 0.436, 随着焦斑面积的增加, 离子消融动量的功率指数逐渐减小; 第二, 在焦线长度 $L=2 \text{ mm}$ 和 $L=4 \text{ mm}$ 两种情况下, 线聚焦的离子消融动量在 $0.03 \sim 0.1 \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间, 而这时点聚焦情况的消融动量基本上在 $0.01 \sim 0.03 \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 的范围内。如图 2(a) 所示, 这种规律性也证实了本文的测量与计算在高功率、短波长激光条件下有一定的适用性。

激光等离子体的消融压力研究近来一直是人们关注的热点, 尤其是它与激光强度、波长和焦斑尺寸的定标关系。本文在讨论消融动量的基础上, 得到消融压力分别为:

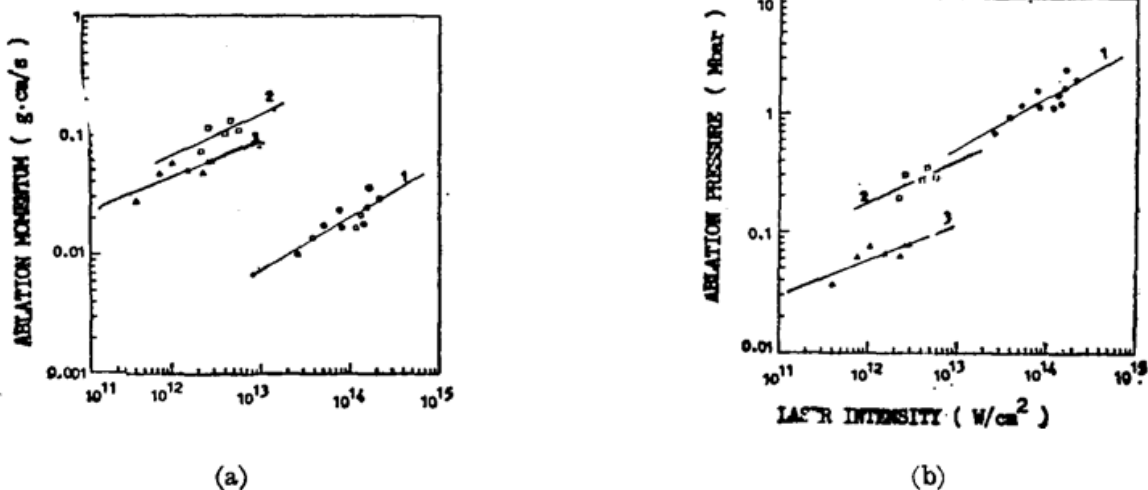


Fig 2 The scaling laws of (a) the ablation momentum in the direction of the target normal P_{\perp} and (b) the ablation pressure P_a with laser intensities. The marks are same as those in Fig. 1

点聚焦情况: (焦斑直径 $\phi=100\ \mu\text{m}$)

$$P_{a1}=0.505(I/10^{13}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2})^{0.436}(\text{Mbar}).$$

线聚焦情况: (焦线长度分别为 $L=2\ \text{mm}$ 和 $L=4\ \text{mm}$)

$$P_{a2}=0.0768(I/10^{11}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2})^{0.354}(\text{Mbar}),$$

$$P_{a3}=0.0295(I/10^{11}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2})^{0.293}(\text{Mbar}).$$

由图 2(b) 可以直观地看出在不同的聚焦条件下, 激光等离子体的消融压力与激光功率密度的定标关系。这时考虑入射激光辐照比考虑辐照吸收显得更为重要。

本文首次直接利用离子测量法对实验中测量的离子电流信号进行理论分析与计算, 讨论了点状聚焦和线状聚焦激光等离子体的消融参量, 包括消融质量、质量消融率、靶法平面上的消融动量以及消融压力, 给出了它们和激光功率密度的定标关系。这些结果充实了目前国内外对线聚焦激光与物质相互作用过程中离子发射特性研究的内容, 为进一步深入研究线状激光等离子体提供了有利的参考。

参 考 文 献

- [1] M. H. Key *et al.*; *Phys. Fluids*, 1983, **26**, No. 7 (Jul), 2011.
- [2] P. D. Gupta *et al.*; *Phys. Fluids*, 1987, **30**, No. 1 (Jan), 179.
- [3] B. Meyer, G. Thiell; *Phys. Fluids*, 1984, **27**, No. 1 (Jan), 302.
- [4] G. L. S. Lewis *et al.*; *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1982, **15**, No. 1 (Jan), 69.
- [5] J. Grun, R. Decoste *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **39**, No. 7 (Oct), 545.
- [6] E. A. McLean *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **45**, No. 15 (Oct), 1246.
- [7] J. Grun, S. P. Obenschain *et al.*; *Phys. Fluids*, 1983, **26**, No. 2 (Feb), 88.
- [8] B. H. Ripin, R. Decoste *et al.*; *Phys. Fluids*, 1980, **23**, No. 5 (May), 1012.
- [9] J. P. Anthes *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **41**, No. 19 (Nov), 1300.
- [10] 林尊琪, 张燕珍等; 《光学学报》, 1985, **5**, No. 1 (Jan), 24.
- [11] R. Decoste, S. E. Bodner *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **42**, No. 25 (Jun), 1673.
- [12] T. J. Goldsack, J. D. Kilkenny *et al.*; *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1981, **14**, No. 4 (Apr), L47.
- [13] J. P. Anthes, M. A. Gusinow *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **41**, No. 19 (Nov), 1300.
- [14] M. Galanti, N. J. Peacock; *J. Phys. B*, 1975, **8**, No. 14 (Oct), 2427.
- [15] M. H. Key, J. G. Lunney *et al.*; *J. Phys. B*, 1979, **12**, No. 7 (Apr) 1213.
- [16] J. D. Kilkenny, R. W. Lee *et al.*; *Phys. Rev. A*, 1980, **32**, No. 6 (Dec), 2746.
- [17] F. O. Young, R. R. Whitlock *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **30**, No. 1 (Jan), 45.
- [18] B. Yaakobi, T. C. Bristow; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **38**, No. 7 (Feb), 350.
- [19] M. H. Key, R. G. Evans *et al.*; *Rutherford Laboratory Report*, 1978, No. RL-78-020.
- [20] T. J. Goldsack *et al.*; *Optics Comm.*, 1982, **42**, No. 1 (Jun), 55; T. J. Goldsack *et al.*; *Phys. Fluids*, 1982, **25**, No. 9 (Sep), 1634.
- [21] J. S. Pearlman, J. P. Anthes; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**, No. 11 (Dec), 581.
- [22] J. Mizui, H. Yamaguchi *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **39**, No. 10 (Sep), 619.
- [23] J. Murdoch, J. D. Kilkenny *et al.*; *Phys. Fluids*, 1981, **24**, No. 11 (Nov), 2107.
- [24] G. G. M. Van Kessel, R. Sigel; *Phys. Rev. Lett.*, 1974, **33**, No. 17 (Oct), 1020.
- [25] L. R. Veesser, J. O. Solem; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **40**, No. 21 (May), 1391.
- [26] R. J. Trainor *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **42**, No. 17 (Apr), 1154.
- [27] M. Andre *et al.*; 《Proc. Japan-U. S. seminar on theory and application of multiply ionised plasma produced by laser and particle beams, 1982》, p 85.
- [28] B. Arad *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**, 6617.
- [29] M. H. Key *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **45**, No. 22 (Dec), 1801.

Measurement and calculation of ablation parameters in laser plasma

SUN LAN, XU ZHIZHAN, ZHANG YANZHEN, CHEN RONGQING

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics Academia Sinica, Shanghai 201800*)

(Received 10 October 1990)

Abstract

The ablation parameters of laser plasma, especially line-shaped laser plasma have been discussed in detail, and their scaling laws with laser intensities have been demonstrated by theoretical analysis and calculation of experimental results directly using the ion measurement for the first time.

Key words: ion measurement; laser-plasma; ablation.