

# 激光烧蚀 Al 靶产生的等离子体中辐射粒子的速度及激波<sup>\*</sup>

张树东<sup>1,2)</sup> 张为俊<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>( 西北师范大学物理系 , 兰州 730070 )

<sup>2)</sup>( 中国科学院安徽光学精密机械研究所 , 合肥 230031 )

( 2000 年 11 月 23 日收到 2001 年 2 月 26 日收到修改稿 )

在低真空条件下 (5 Pa) , 通过测量脉冲激光烧蚀平面 Al 靶产生的等离子体辐射谱的时间分辨特征 , 得到辐射粒子速度的空间分布 . 在激光脉冲宽度为 10 ns , 烧蚀斑直径为  $200 \mu\text{m}$  , 靶面上功率密度分别为  $1.91 \times 10^{10}$  ,  $5.10 \times 10^{10}$  和  $7.64 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  时 , 测得辐射粒子 Al 的速度均在  $10^6 \text{ cm/s}$  量级 , 且随着靶面径向距离的增大而近似呈指数衰减 . 在距靶面的相同距离处 , 激光功率密度的增大反而使速度减小 . 利用激波模型 ( shockwave model ) 较好地解释了实验结果 , 并得出激波的波面基本为柱对称 .

关键词 : 激光等离子体 , 平面 Al 靶 , 粒子速度分布 , 激波

PACC : 5225 , 5259

( shockwave model ) 对结果做了分析 .

## 1 引言

脉冲激光沉积 ( PLD ) 在制备各种薄膜材料方面被证明是十分有效的 , 因为制备条件可方便地通过改变激光参量和环境条件而实现<sup>[1]</sup> . 然而 , 在激光烧蚀材料中产生等离子体 , 因而存在激光与等离子体相互作用、团簇的形成和解离、气相的化学反应、激波的形成及其他波动等复杂现象<sup>[2]</sup> . 因而 , 尽管有大量的理论和实验研究 , 但激光与材料相互作用 , 等离子体的演化过程 , 气相动力学以及将材料沉积于衬底的最佳条件尚未完全清楚<sup>[3—5]</sup> . 等离子体辐射的测量是对等离子体诊断的重要方法之一 . 因为这是一种被动测量 , 不会影响到等离子体的原始状态 . 除了传统的测量谱线的 Stark 加宽和位移确定等离子体密度和比较同一电离级的多条谱线的相对强度测定电子温度外 , 通过测量辐射的时间分辨和空间分辨特征 , 可为等离子体参量的测定提供大量有用的信息 . 本文利用激光烧蚀 Al 靶产生的等离子体中 Al I 的共振辐射跃迁 396.1 nm , 在背景为低真空 (5 Pa) 下 , 测量在靶前方不同点处该辐射的时间轮廓 , 比较不同辐射点时间轮廓的相对延迟 , 从而测定等离子体中 Al 原子速度的空间分布 , 并采用激波模型

## 2 实验

实验装置如图 1 所示 . Q 开关 YAG 激光器的基本输出 ( 波长为  $1.06 \mu\text{m}$  , 脉冲的半高宽为 10 ns ) 经过焦距为 50 cm 的透镜聚焦后辐照在 Al 靶上 . 激光束与靶面垂直 , 烧蚀斑的直径约为  $200 \mu\text{m}$  , Al 靶处在真空室的中央 . 真空室呈圆柱形 , 直径为 30 cm . Al 靶的尺寸为  $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$  , 厚度为 1.5 mm , 靶固定在用绝缘材料制作的衬架上 , 该衬架在步进电机的驱动下转动 . 靶及靶前方不同点处的等离子体辐射通过石英透镜 1:1 成象于光纤头上 , 光纤前加有狭缝宽度为 0.2 mm 的光阑 , 光纤头和光阑安装在一个可横向移动的支架上 , 以便检测不同点的辐射 . 辐射光信号经光纤传输后 , 再经过聚光系统至单色仪入射狭缝 . 在双光栅单色仪的两个出口处分别装有光学多道分析仪的多道探头 ( IRY-700 G ) 和光电倍增管 . 用光学多道分析仪测量等离子体辐射的强度和线形 , 而辐射的时间特征则由光电倍增管探测并通过一高速存贮示波器 ( PM3266 , Phillips ) 最高记录速度为  $1000 \text{ DIV}/\mu\text{s}$  记录 . 示波器的记录与激光器的同步由一可调延迟脉冲发生器 ( PG-10 , Princeton Instru-

\* 国家自然科学基金 ( 批准号 : 19874051 ) 资助的课题 .

ments Inc.)和一台函数发生器控制。通过比较靶前方不同点的辐射信号的起始时间,可获得它们之间的相对延迟,从而测定空间不同点处的速度。实验中保持真空度为 5 Pa。

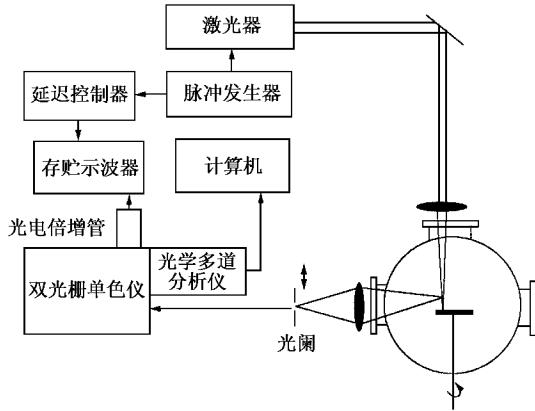


图 1 实验装置示意图

### 3 实验结果与讨论

#### 3.1 激光烧蚀 Al 靶产生的等离子体辐射谱

在 350—650 nm 范围内,用光学多道分析仪仅观测到 Al I, Al II 和 Al III 的发射谱线,没有发现背景气体的激发和电离谱线。其中 Al I 的共振谱线 394.4 和 396.1 nm( $3p^2 P-4s^2 S$ )很强。图 2 是用光学多道分析仪记录的一段辐射谱。

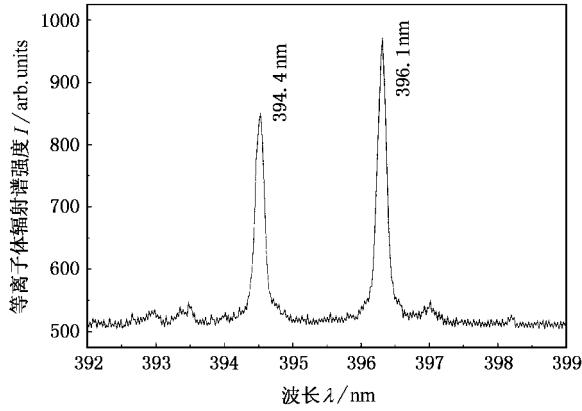


图 2 激光烧蚀平面 Al 靶产生的等离子体光谱的一部分

#### 3.2 Al 的共振谱线 396.1 nm 的时间轮廓测量

调节单色仪的扫描结构,使 396.1 nm 谱线恰好处在光电倍增管(型号为 R446)所在的出口狭缝。图

3 是激光在靶面上的功率密度为  $7.64 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  时测得的该谱线的时间轮廓。示波器的时基为 50  $\mu\text{s}/\text{DIV}$ ,信号放大系数为 50 mV/DIV。图 3 中的 7 条曲线对应距靶的距离分别为 0, 3, 5, 7, 9, 13 和 17 mm。信号的持续时间均在 500  $\mu\text{s}$  以上。由后面的实验结果知道,粒子的速度在  $10^6 \text{ cm/s}$  量级,所以粒子在靶前方 20 mm 所需的飞行时间为几微秒,图 3 中的时基太大,所以观测不到时间轮廓起始的相对延迟。实验的目的是要比较空间不同点辐射出现的相对延迟时间,所以测量时仅观测信号的上升沿,选用的示波器的时基为 1  $\mu\text{s}/\text{DIV}$ 。

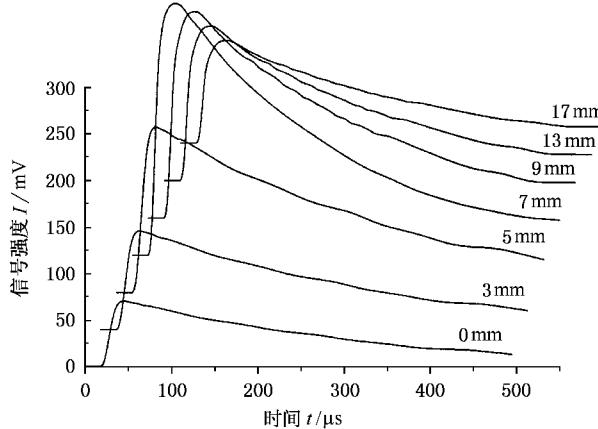


图 3 用存贮示波器记录的 396.1 nm 辐射跃迁的时间轮廓,每条曲线对应距离靶的不同径向距离

#### 3.3 相对延迟时间的测量

测量是逐点进行的。调节光纤头支架位置,从有辐射信号出现开始,认为该位置所对应的为靶面上辐射点的像点位置,在函数发生器和延迟器的控制下记录单个激光脉冲作用时谱线的时间轮廓。改变光纤头支架位置,可得到空间不同点处辐射的时间轮廓,比较这些轮廓线的起始位置,即得到相对延迟的时间。图 4 是在三种不同激光功率密度下得到的结果,横坐标是相对延迟时间,纵坐标为径向距离。图 4 中的曲线是采用不同拟合公式得到的结果。从图 4 中可看出,在三种不同激光功率密度下,延迟时间随径向距离的变化有着相同的趋势,即在靶面附近,延迟时间的变化较小,随着径向距离的增大,延迟时间的变化也增大。下面采用激波模型对结果进行讨论。

激光烧蚀产生的等离子体在背景为高真空下,等离子体近似绝热膨胀,其速度是增加的。但当背景

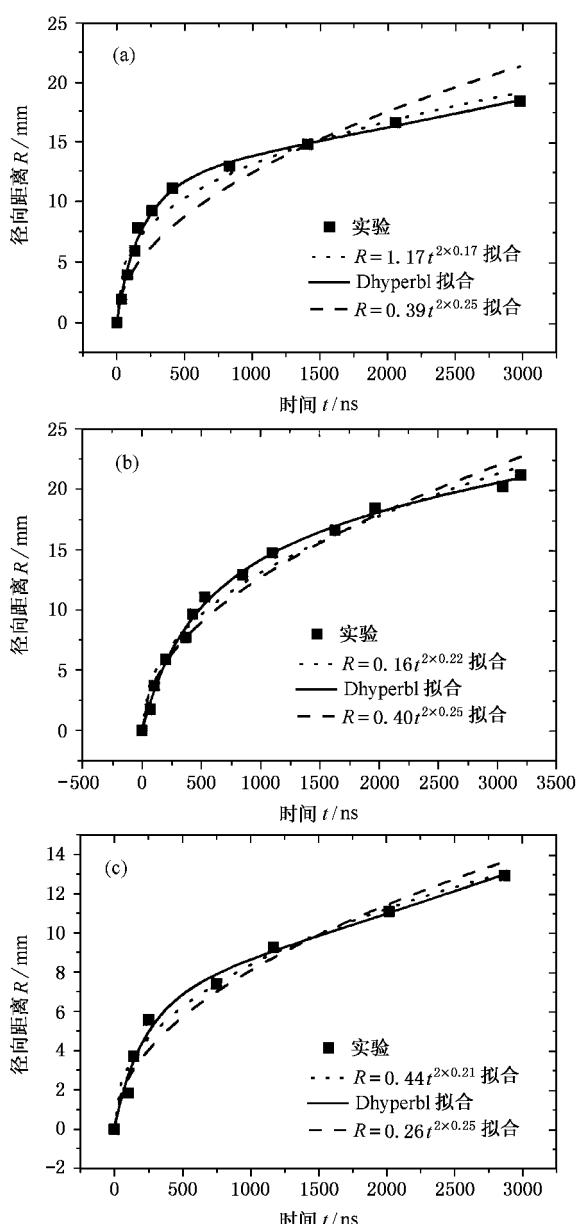


图 4 不同激光功率密度下测得的径向位置与相对延迟时间之间的关系 曲线为拟合的结果 激光在靶面上的功率密度分别为 (a)  $1.91 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  (b)  $5.10 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  (c)  $7.64 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$

气压增高,则等离子体在膨胀中受到不断增加的背景气体的阻力,膨胀的等离子体就像活塞一样推动其前面的气体,使气体加速到超声速,从而在等离子体边界处形成激波。按照激波模型,该激波距离靶面的距离  $R$  随时间  $t$  的关系可描述为<sup>[6]</sup>

$$R \approx \xi \left[ \frac{Et^2}{\rho(\infty)} \right]^n, \quad (1)$$

式中  $\xi$  是一个比例常数,对于空气  $\xi = 1$ ,  $\rho(\infty)$  是不受扰动时背景气体的密度,  $E$  是激波的动能和等离子体的热能之和,  $n$  是与激波波面的对称性有关的

一个量,如果波面具有柱对称性,则  $n = 1/4$ 。用(1)式来拟合图4,选用简化拟合公式  $R = at^{2n}$ ,假定激波面具有柱对称性,即  $n$  取  $1/4$ ,拟合的结果如图4中短划线所示。虽不能与实验完全符合,但还是基本一致的,即波面近似柱对称。如果取  $n$  也为变数,则拟合的结果更接近实验值,如图4中点划线所示。对应三种不同激光功率密度,  $n$  分别为  $0.17$ ,  $0.22$  和  $0.21$ 。与实验值拟合最好的是选用 Dhyperbl 拟合,如图4中实线所示,其拟合函数为

$$R = \frac{P_1 t}{P_2 + t} + \frac{P_3 t}{P_4 + t} + P_5 t, \quad (2)$$

式中  $P_1$ — $P_5$  为拟合参数。将(2)式对时间求导,再将图4中的实验数据代入,得到距靶面不同距离  $R$  处粒子的速度,见图5。对于激波面的速度,超声速

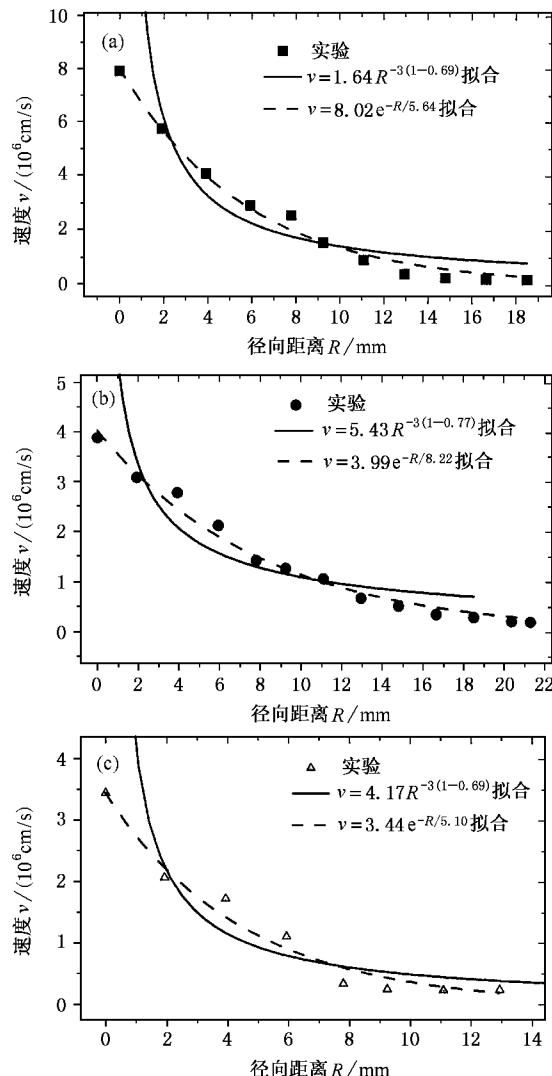


图 5 不同激光功率密度下粒子速度的空间分布 曲线为拟合的结果 激光在靶面上的功率密度分别为 (a)  $1.91 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  (b)  $5.10 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  (c)  $7.64 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$

流体理论给出如下公式描述<sup>[7]</sup>:

$$v = aR^{-\alpha(1-\alpha)}, \quad (3)$$

式中  $a$  为常数,  $\alpha$  是一个分数, 定义为  $P_c = \alpha P$ ,  $P_c$  为激波面内侧的压强,  $P$  为波面前的压强. 用(3)式拟合图5的结果, 得出在三种不同激光功率密度下,  $\alpha$  分别为 0.69, 0.77 和 0.69, 如图5中实线所示. 显然, 这一拟合结果是不理想的. 除了中间部分较为符合外, 在  $R < 3$  mm 和  $R > 10$  mm 后均有较大偏差. 本文选用指数衰减拟合, 即用  $v = ae^{-R/b}$ , 反而与实验结果较好的符合, 如图5中虚线. 另外还可看出, 在同一径向位置  $R$  处, 激光能量的增加反而使得速度减小. 如在靶面附近, 当靶面功率密度为  $1.91 \times 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup>, 其速度达  $(6-8) \times 10^6$  cm/s, 而功率密度为  $7.64 \times 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup> 时, 速度仅为  $3 \times 10^6$  cm/s. 从光学多道分析仪记录的光谱看, 背景气体的谱线观测不到, 因而背景气体对激光的影响可忽略. 那么速度的减小主要与等离子体参量的变化有关. 激光能量的增加可能引起等离子体中更高阶的电离和辐射的增强, 使得膨胀等离子体动能反而减小, 导致激波速

度的减小. 从图5还可看出, 尽管在不同激光能量下速度的分布是有所不同的, 但在距靶面较远处, 大约在  $R > 15$  mm 以后, 速度已基本相同且保持不变. 从量值上看, 已基本是声速了.

## 4 结 论

本文研究了在低真空(5 Pa)条件下, 脉冲激光(激光在靶面上的功率密度为  $10^{10}$  W/cm<sup>2</sup> 量级)以垂直方向烧蚀平面 Al 靶产生的等离子体中 Al I 共振谱线的时间分辨特征. 通过测定等离子体在膨胀过程中其边界处辐射的相对延迟, 从而得到辐射粒子速度的空间分布. 利用激波模型较好的解释了实验结果, 并得出激波的波面相对于靶面的法向近似为柱对称, 速度为  $10^6$  cm/s 量级. 速度的空间分布随距靶距离的增大而近似呈指数减小, 且在距靶同样位置处, 激光能量的增大反而使速度有所减小, 但在距靶约 15 mm 以后, 速度均趋于一致.

- 
- [1] D. B. Chrisey, G. K. Hubler, Pulsed Laser Deposition of Thin Films (Wiley, New York, 1994).
  - [2] Y. T. Lee *et al.*, *Acta Phys. Sin.*, **49** (2000), 1400 (in Chinese) [李玉同等, *物理学报*, **49** (2000), 1400].
  - [3] Riju C. Issac, K. Vasudevan Pillai, S. S. Harilal *et al.*, *Appl. Surf. Sci.*, **125** (1998), 227.
  - [4] S. S. Harilal, Riju C. Issac, C. V. Bindhu *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **81** (1997), 3637.
  - [5] J. Krasa, L. Laska, K. Rohlena *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **75** (1999), 2539.
  - [6] D. Baurle, *Laser Processing and Chemistry* (Springer-Verlag, Berlin, 1996), p. 533.
  - [7] Y. B. Zel'dovich, Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Vol. I (Academic, New York, 1966).

# VELOCITY OF EMISSION PARTICLES AND SHOCKWAVE PRODUCED BY LASER-ABLATED Al TARGET<sup>\*</sup>

ZHANG SHU-DONG<sup>1,2)</sup> ZHANG WEI-JUN<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Department of Physics , Northwest Normal University , Lanzhou 730070 , China )

<sup>2)</sup> Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Hefei 230031 , China )

( Received 23 November 2000 ; revised manuscript received 26 February 2001 )

## ABSTRACT

Under low vacuum condition ( 5Pa ) , Q-switched YAG laser ablates plane aluminum target and plasma are produced. Optical emission spectroscopy is used to carry out time-resolved analysis of atomic particles. Using the resonance transition of AlI 396.1 nm( 3p<sup>2</sup>P—4s<sup>2</sup>S ) , the velocity distribution of AlI in space has been determined at laser power densities of  $1.91 \times 10^{10}$  ,  $5.10 \times 10^{10}$  and  $7.64 \times 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup> , respectively , when the ablating size is about 200  $\mu\text{m}$ . The velocity is of the order of 10<sup>6</sup> cm/s and the time decays nearly agree with the exponential law as the radial distance from the target surface increases. At a fixed position , the velocity shows some decrease as the laser power density being increased , but when the distance is above 15 mm , the velocity converges to unification one. Shockwave model is used and gives a good agreement with the experimental results. From the model , it is deduced that the shockwave front has cylindrical symmetry.

**Keywords** : laser-produced plasma , plane Al target , velocity distribution of particle , shockwave

**PACC** : 5225 , 5259

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant No.19874051 ).