

# 平面薄膜靶激光等离子体消融参量的测量

林尊琪 张燕珍 林康春 吴同洋

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

报道了使用1ns脉冲宽度钨玻璃大功率激光以P偏振及S偏振方式辐照倾斜的平面聚脂薄膜靶,用离子法测量比质量消融率、消融压力及流体动力学转换效率等参量的实验结果。靶面激光辐照强度为 $2 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \sim 1 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。比较了实验和理论给出的定标规律。初步讨论了P偏振及S偏振两种入射情况下,消融参数及薄膜靶背面收集到的离子信号波形的差异。

激光等离子体消融参量的测量对于研究激光靶动力学,提供靶设计参数以及深入了解等离子体冕区吸收激光之后能量在消融区的运输、电子热传导受阻等方面都是非常重要的。就消融压力 $P_0$ 的测量而言,已经相继发展了大质量靶反冲动量测量法<sup>[1]</sup>、光探针击波测量法<sup>[2]</sup>、离子法<sup>[3]</sup>及X光线谱法<sup>[4]</sup>。由于大量快电子的产生会破坏动量守恒条件及影响冲击波波前的完整性。前三种方法不适用于偏离消融加速过程较多的短脉冲、高激光辐照强度的实验条件。X光线谱法则适用于较宽广的靶面激光辐照强度范围。

本实验激光靶面辐照强度控制在 $2 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \sim 1 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 之间的低强度水平。从法拉第电荷收集器获得的离子飞行时间波形亦表明快电子产生不明显。这样,总体实验条件符合离子法测量的要求。离子法测量消融参量以“简单火箭模型”<sup>[3]</sup>为基础。假定:  
a) 在所测量的范围内质荷比 $M/Z$ 为常数。  
b) 任一时刻法拉第电荷收集器的二次电子发射系数为常数。实验中由于使用法拉第电荷收集器和差分离子卡计紧密相间排布,而且测得的离子速度与离子能量角分布又较平滑,因此可以用简单的局部积分方法来比较相邻的电荷收集器与卡计测量值,从而估算电荷收集器入口处离子平均质荷比。实验所得 $(\bar{M}/Z)$ 的最大起伏仅为 $\pm 17\%$ ,基本上符合一维简单火箭模型的第一个假定的要求。由于在法拉第电荷收集器的设计中已经考虑了抑制二次电子发射的措施,所以第二个基本假定也是成立的。

实验采用了大面积薄膜靶。可以任意地改变靶面焦斑尺寸从而验证横向热传导对消融过程带来的影响。

除研究消融参量的一般规律外,我们还注意到P分量及S分量激光束分别入射到靶面时,后向离子波形的不同点。这对了解激光倾斜入射时所造成的S分量和部分P分量逆韧致吸收与P分量的共振吸收,因吸收位置不同对离子加热以至对消融过程可能带来的影响将有所帮助。

4  $\mu\text{m}$ 厚的聚酯薄膜靶( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ )绷紧在 $\phi 4 \text{ mm}$ 的靶架上与激光轴线 $30^\circ$ 角安放,如

图 1 所示。靶的质密度  $\rho_0 = 1.45 \text{ g/cm}^3$ , 主激光为六路装置中的一路<sup>[5]</sup>。在主被动锁模激光振荡器腔内加入厚标准具, 使输出激光脉冲宽度调节为  $1 \pm 0.25 \text{ ns}$ 。 $f/2$  打靶透镜口径为  $\phi 60 \text{ mm}$ 。用阵列相机监测靶面的激光能量分布。测得不离焦打靶时, 对应于 70% 能量的焦斑直径为  $\phi 70 \mu\text{m}$ ; 离焦  $-300 \mu\text{m}$  打靶时, 为  $\phi 152 \mu\text{m}$ 。在上述两种聚焦情况下, 调整输入激光能量以改变靶面激光辐照强度。计算中我们取  $>70\%$  能量的焦斑为有效焦斑尺寸。计算靶面吸收激光强度  $I_{\text{abs}}$  时参考了  $1 \text{ ns}$  激光吸收实验结果<sup>[6]</sup>, 并考虑了靶倾斜至  $30^\circ$  入射激光吸收份额减少的因素, 但未计及  $P$  或  $S$  偏振吸收的差异。

法拉第飞行时间电荷收集器与差分离子卡计紧密相间排列。电荷收集器  $F_2, F_6$  沿靶面法线方向 (分别以正、反两个方向) 放置。如以靶心为原点, 靶面法线正方向为极轴, 则 5 只以  $F_i$  标识的电荷收集器及 5 只以  $I_i$  标识的离子卡计的坐标方位角 ( $\varphi$  在激光入射平面内) 及各探头与靶心间距分别列于表 1。由于受靶室内部结构的限制, 实验未能在更大角度范围诊断离子信号的角分布。激光聚焦于  $\phi 4 \text{ mm}$  的靶框架中心以保证前、后探测器都能无误地接收到离子信号。电荷收集器及卡计有效接收口径分别为  $\phi 2 \text{ mm}$  及  $\phi 9 \text{ mm}$ 。在打靶透镜  $L$  前放置  $45^\circ$  右旋或左旋旋光片  $S$ , 使我们能在打靶间隙迅速改变入射激光偏振方向。旋转以后入射激光的偏振度, 经实测优于  $15:1$ 。

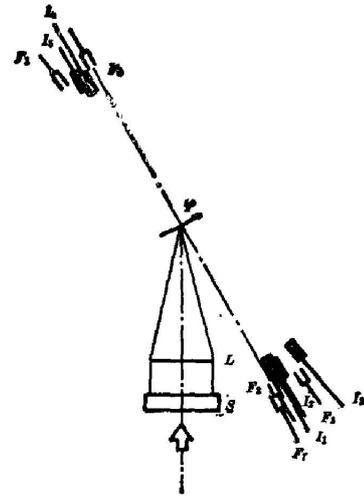


图 1 实验排布图

Fig. 1 Experimental set-up

T:  $30^\circ$  tilted mylar thin foil target

L: the focal lens

S: the rotatory polarization plate

表 1 用极坐标表示的法拉第电荷收集器  $F_i$  及差分离子卡计  $I_i$  的排布位置Table 1 Polar coordinate position parameters of the Faraday charge collectors  $F_i$  and the differential ion calorimeters  $I_i$ 

探头标号	$F_2$	$I_2$	$F_3$	$F_7$	$I_1$	$I_3$	$F_6$	$I_5$	$F_1$	$I_4$
$\varphi$	$0^\circ$	$6^\circ$	$14^\circ$	$0^\circ$	$6^\circ$	$25^\circ$	$180^\circ$	$186^\circ$	$197^\circ$	$186^\circ$
$\theta$	$0^\circ$	$0^\circ$	$0^\circ$	$12^\circ 40'$	$20^\circ$	$15^\circ$	$0^\circ$	$0^\circ$	$0^\circ$	$23^\circ$
$l(\text{cm})$	24.5	22.5	25.5	24.5	22.5	22.5	24.5	22.5	24.5	22.5

分析大量电荷收集器及卡计实验资料表明, 靶激光边离子能量及速度的角分布十分平滑。因此有理由把沿靶法线紧靠在一起的卡计和电荷收集器小空间范围内的离子质荷比 ( $\bar{M}/Z$ )、能量  $E$  和速度分布看作为等同的。可以写出:

$$E_{\text{FET}} = (1/2) (\bar{M}/Z) (M_p/e) \int_{\Delta\Omega} \int_0^\infty J(t) v(t)^2 dt d\Omega, \quad (1)$$

$$M_{\text{FET}} = (\bar{M}/Z) (M_p/e) \int_{\Delta\Omega} \int_0^\infty J(t) dt d\Omega, \quad (2)$$

式中  $J(t)$ 、 $v(t)$  分别为电荷收集器得到的离子电流和相应的离子速度;  $E_{\text{卡计}}$ 、 $M_{\text{卡计}}$ 、 $\Delta\Omega$  分别为差分离子卡计  $I_2$  测得的能量值, 未知的离子质量及离子卡计对靶所张的立体角。  $M_p$ 、 $e$  分别为质子质量和电子电荷值。 在我们使用的靶面辐照强度范围内由 (1) 式求得的平均质荷比为 4.1~4.9, 这数值偏大。 我们以为主要是由于法拉第电荷收集器对慢离子响应较差所致。 由 (2) 式可计算卡计接收到的总离子质量进而根据离子质量的空间分布计算总消融质量。

简单火箭动力学模型给出的消融压力  $P_a$ 、比质量消融率  $\dot{m}_a$ 、流体动力学转换效率  $\eta_h$  和质量消融份额因子  $\Delta M/M_0$  可分别由实验值推导出来。

$$P_a = \rho_0 x_0 \bar{v}_b / \tau_e, \quad (3)$$

$$\dot{m}_a = P_a / \bar{u}, \quad (4)$$

$$\eta_h = (\bar{v}_b / \bar{u})^2 / \exp(\bar{v}_b / \bar{u}) - 1, \quad (5a)$$

$$\eta_h = \sum E_b / \sum E_f, \quad (5b)$$

$$\Delta M / M_0 = (M_0 - M) / M_0 = 1 - \exp(-\bar{v}_b / \bar{u}), \quad (6a)$$

$$\Delta M / M_0 = 2 \sum E_f / M_0 \bar{u}^2, \quad (6b)$$

式中  $\rho_0$ 、 $x_0$  分别为靶材初始质密度及厚度;  $\bar{v}_b$  为靶反冲速度角分布的平均值;  $\bar{u}$  为离子平均消融速度;  $M_0$  及  $M$  分别为焦斑处激光辐照前后的靶质量;  $\sum E_b$  及  $\sum E_f$  分别为后向及前向积分离子能量;  $\tau_e$  为脉冲宽度。

图 2 中聚焦打靶时焦斑为  $\phi 70 \mu\text{m}$ , 离焦打靶时为  $\phi 152 \mu\text{m}$ , 薄膜靶与激光轴成  $30^\circ$  角放置; 激光脉宽为  $1 \pm 0.25 \text{ ns}$ ; 激光波长  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ;  $I_{\text{obs}} \simeq 2 \times 10^{13} \sim 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。

图 2(a) 给出在聚焦和离焦  $-300 \mu\text{m}$  条件下靶面吸收激光强度  $I_{\text{abs}}$  与电荷收集器  $F_2$  得到的峰值消融速度  $u_p$  关系的实验曲线。 结果表明, 在相同  $I_{\text{abs}}$  情况下大焦斑尺寸的  $u_p$  值明显增大。 这是由于大焦斑条件下横向热导使焦斑边缘激光能量扩散相对较少, 并且更接近一维消融条件造成的。 可以写出实验定标关系为:

$$u_p = 3.9 \times 10^3 (I_{\text{abs}} / 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.24} (\phi_s / 100 \mu\text{m})^{0.48} (\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}), \quad (7)$$

式中  $\phi_s$  为激光靶面焦斑直径 ( $\mu\text{m}$ )。 这一定标关系与英国皇后大学<sup>[7]</sup> 的实验结果相近, 但我们的结果表明  $u_p$  与焦斑尺寸有更强烈的依赖关系。

实验发现, 偏离靶法线分别为  $14^\circ$  及  $29.5^\circ$  的  $F_7$ 、 $F_8$  给出的峰值速度与由  $F_2$  得到的  $u_p$  的比例关系大体与文献 [3] 实验得到离子速度角分布的关系一致。 对速度角分布曲线进行平均, 得到垂直于靶面的平均消融速度与前向离子峰值速度关系为  $\bar{u} = 0.81 u_p$ 。 采用类似的方法处理靶速  $\bar{v}_b$ , 得到  $\bar{v}_b = 0.57 v_b$ ,  $v_b$  为由靶后向电荷收集器  $F_6$  得到的离子峰值速度。 用此式算出的平均靶速  $\bar{v}_b$  和消融速度  $\bar{u}$  代入 (3)、(4) 式, 即得到消融压力与质量消融率随激光靶面吸收功率强度变化的定标关系示于图 2(b) 和 (c)。 实验定标关系分别表示为:

$$P_a = 1.76 (I_{\text{abs}} / 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.69} (\text{Mbar}), \quad (8)$$

$$\dot{m}_a = 0.54 (I_{\text{abs}} / 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2})^{0.54} (\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}), \quad (9)$$

表 2 列出 Kidder<sup>[8]</sup>, Caruso<sup>[9]</sup>, Max<sup>[10]</sup> 和 Puell<sup>[11]</sup> 从理论上推导出来的三项主要消融参量与靶面吸收激光功率强度关系的指数因子。 为了比较, 把我们实验得到的定标关系指数值列在最下面。(球面稳态消融理论<sup>[10]</sup> 给出较小的指数因子是由于在推算中采用了较小的热通量限制因子。) 而理论指出, 激光加温 300 ps 以后才达到稳态消融条件, 所以我们使

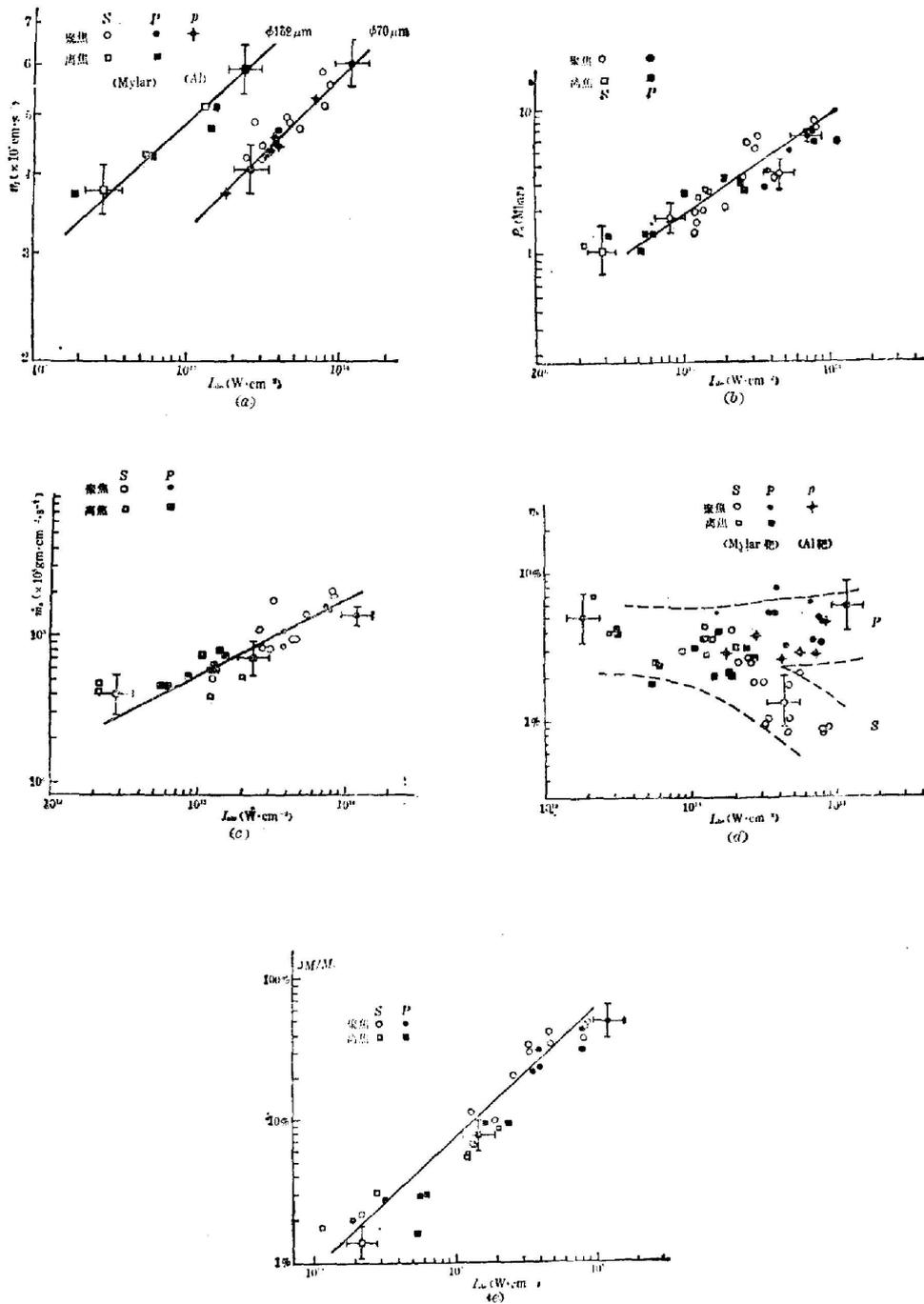


图 2 消融参量与靶面激光吸收功率强度的实验关系

Fig. 2 Ablation parameters Vs absorbed laser intensity on the target surface

- (a) the peak ion velocity on laser side  $u_p \sim I_{abs}$ ;
- (b) the ablation pressure  $P_a \sim I_{abs}$ ;
- (c) the specific mass ablation rate  $m_a \sim I_{abs}$ ;
- (d) the hydrodynamic efficiency  $\eta_h \sim I_{abs}$ ;
- (e) the mass fraction ablated  $\Delta M/M_0 \sim I_{abs}$

表 2 理论计算与实验得到的消融参量定标律指数因子比较

Table 2 Comparison of indices of the ablative parameter scaling law for both theoretical calculations and experimental results

	$P_a$	$u_p$	$m_a$
Kidder 理论	0.75	0.25	0.50
Caruso 理论	0.75	0.25	0.50
Puell 能量守恒模型理论	0.78	0.22	0.56
Max 稳态消融理论	0.57	0.09	0.48
实验结果	0.69	0.24	0.54

用 1 ns 长激光脉冲做实验是适宜的。简单比较指数因子可以看出, 在实验误差范围内我们的实验结果与解析理论符合得相当好。

分析差分离子卡计的资料可以得到, 靶的激光边能量角分布  $E_f(\theta)$  与 Leppelmeier<sup>[2]</sup> 给出的分布相近。即  $E_f(\theta) \propto \cos^3(1.32\theta)$ 。文献[3]的实验资料表明, 激光靶背面能量角分布可粗略地由  $E_b(\theta) \propto \cos^7(1.32\theta)$  描述, 这与我们的实验大体相符。分别对相应于前、后半球面对  $\theta$  角做数字积分处理, 我们得到:

$$\sum E_f = 2\pi E_2 \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos^3(1.32\theta) d\theta \approx 0.93 E_2(j), \quad (10)$$

$$\sum E_b = 2\pi E_5 \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos^7(1.32\theta) d\theta \approx 0.47 E_5(j), \quad (11)$$

式中  $E_2$ 、 $E_5$  分别为差分离子卡计  $I_2$  及  $I_5$  测量换算得到的单位立体弧度离子能量值。把计算得到的离子能量代入(5b)、(6b), 便可推算出流体动力学转换效率  $\eta_h$  及质量消融份额因子  $\Delta M/M_0$ 。 $\eta_h$ 、 $\Delta M/M_0$  与  $I_{obs}$  的关系示于图 2(d)、(e)。可以看出, 质量消融份额因子随激光靶面吸收功率强度增加而单调上升。在  $I_{obs} \sim 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> 时,  $\Delta M/M_0 \sim 50\%$ 。而此时  $p$  分量激光入射的动力学转换效率  $\eta_h$  约为 5% 或有些变化(图中  $\eta_h$  误差主要来自  $\sum E_b$  值接近探头灵敏度极限引起的涨落)。S 分量激光入射的  $\eta_h$  值更低, 仅为 1~2%。令人奇怪的是, 尽管  $\eta_h$  偏低, 由图 2(b) 所给出的消融压力  $P_a$  并没有减小的趋势。

值得指出的是, 计算  $\Delta M/M_0$  时我们直接采用了能量表达式(6b), 所以图 2(e) 中  $\Delta M/M_0$  的定标关系已经包含了由于横向热传导造成水平方向  $\Delta M$  过量消融的影响。如果采用速度表达式(6a)来计算, 则  $\Delta M/M_0$  的值要小得多。因此, 一般不存在由于  $\Delta M/M_0$  过大造成偏离一维稳态消融模型的假定的问题。所以用(3)式来计算消融压力是合理的。图 2(d) 给出流体动力学转换效率较低的结果似乎也从侧面说明了这一点。

暂且不考虑  $P$  偏振光共振吸收的因素, 我们认为造成动力学转换效率低的原因可能有二: (1) 由于实验中使薄膜靶面与激光轴成 30° 角倾斜, 入射激光在等离子体冕区折返点附近被吸收和反射。该处电子密度仅为  $0.75n_c$ 。这样, 当激光靶面辐照强度增加, 造成  $n_c$  附近电子密度轮廓变陡时,  $0.75n_c$  较  $n_c$  面距消融面更远, 致使热通量限制问题更加严重。(2) 由于采用了聚焦工作方式, 靶面焦斑尺寸小。当  $I_{obs}$  较强时薄膜靶在激光作用期间反冲后退的距离已经大于焦斑尺寸, 从而导致边缘效应<sup>[9]</sup>。实验中  $v_b$  值最高可达  $2.5 \times 10^7$

$\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ 。如果靶以匀速运动反冲,在 1 ns 激光作用时间内靶将后退  $125\ \mu\text{m}$ ,约大于焦斑直径( $\phi 70\ \mu\text{m}$ )一倍。这样,边缘效应便会引起更强的横向热传导,造成能量的扩散。

然而,尽管  $\eta_h$  值降低,在激光焦斑能量分布不均匀的情况下,焦斑中心局部区域仍有可能获得较高的靶速,进而保持局部范围内消融压力继续随  $I_{\text{obs}}$  增加。这也许是图 2(b) 显示出  $P_e$  的变化与  $\eta_h$  不同的原因。

由上述分析出发,如果把 (5a) 式中用  $\bar{v}_b$  及  $\bar{u}$  推算的  $\eta_h$  看作焦斑中心区的动力学转换效率,可估算出当  $I_{\text{obs}} \approx 10^{14}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  时,横向热导耗费的能量几乎占  $P$  分量入射激光能量的 84%。 $S$  分量入射时耗费焦斑处激光能量的份额还要大。

实验中发现入射激光偏振方向对某些消融参量有影响。由图 2(d) 动力学转换效率  $\eta_h$  的变化可以发现,尽管  $\eta_h$  值有较大涨落,当激光靶面吸收强度  $I_{\text{obs}}$  增加到高于  $3 \times 10^{13}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  时, $S$  分量入射的  $\eta_h$  值开始有明显下降。当  $I_{\text{obs}} \sim 10^{14}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  时, $S$  分量入射的  $\eta_h$  值仅为  $P$  分量的  $1/2 \sim 1/4$ 。也许,用不同的偏振激光打靶时,测量出激光等离子体发射的离子的能量在大空间范围角分布或速度角分布的差异将有助于说明这一点。但是,如前面所述,由于受靶室内部结构的限制,本实验未能进行在更大的角度范围内考察激光以两种不同的偏振方向入射时离子的角分布。检查激光靶背面法拉第飞行时间电荷收集器资料发现,不同激光偏振方向入射时,当激光靶面吸收强度同样增加到  $3 \times 10^{13}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  以后,离子信号波形也开始显示一些差异。总之,关于入射激光偏振方向对消融参量的影响问题有待今后更深入一步的研究。

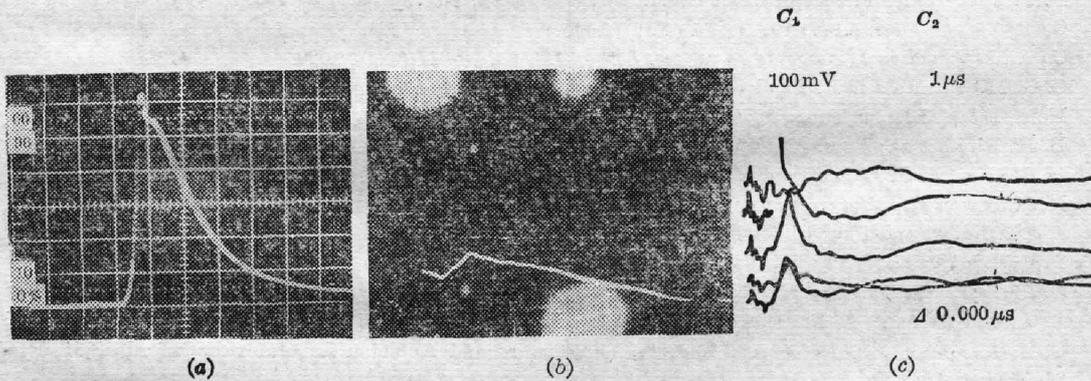


图 3 靶前、后向离子信号的时间波形

Fig. 3 The temporal ion signals obtained from the front and the back side of the targets

- (a) front ion signal,  $P$  polarization,  $I_{\text{obs}} = 7.7 \times 10^{13}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ;
- (b) back side ion signal,  $P$  polarization,  $I_{\text{obs}} = 7.7 \times 10^{13}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ;
- (c) back side ion signal, (from up to low),  $P$  polarization,  $S$  polarization,  $S$  polarization,  $S$  polarization

图 3(a)、(b) 分别为电荷收集器  $F_2$  和  $F_6$  得到的典型的  $P$  分量入射正面和背面沿靶法线方向的离子信号; 3(c) 给出典型的  $S$  分量入射获得的后向离子信号波形(图中除最上面的一个离子信号波形仍是  $P$  分量入射得到的外, 其余都是  $S$  分量的)。如图 3(b) 所示, 当  $I_{\text{obs}} \geq 3 \times 10^{13}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  时, 在  $P$  分量入射情况下, 除有第一个相对较快的离子峰  $B_1$  (如前所述, 这可能由焦斑内局部区域靶反冲等离子体形成) 外; 紧接着有一个较小幅度的慢特征峰  $B_2$ 。而在  $S$  分量入射情况下, 除第一个离子峰  $C_1$  外, 也有第二个慢峰  $C_2$ 。但与前者相距甚

远且幅度亦很小。它似乎由靶焦斑以外区域相当慢的离子产生。至于  $P$  分量入射得到的第二个离子信号特征峰  $B_2$ , 我们倾向于它是由焦斑处临界面附近的共振吸收产生。尽管  $30^\circ$  角入射时共振吸收份额不大, 因吸收位置  $n_0$  离消融面折返点  $0.75n_0$  近, 流体动力学转换效率较高。然而, 这部分等离子体与逆切致辐射吸收等离子体不属于同一组分。它对主要由前峰  $B_1$  决定的消融压力没有什么贡献。这也可能是  $P$  分量入射情况下虽然  $\eta_h$  值较大, 但  $P_0$  值并不增加的原因。

总的来说, 我们已经比较系统地观测了  $1.06\mu\text{m}$ 、 $1\text{ns}$  激光脉冲倾斜入射平面薄膜靶, 靶面吸收功率强度  $I_0$  在  $2 \times 10^{13} \sim 1 \times 10^{14} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$  范围内变动时, 靶主要消融参数的变化。采用离子法测量的消融参量与解析理论结果一致。初步观察和分析了不同激光偏振分量入射时靶动力学转换效率及靶后向离子信号波形的差异。无疑, 这方面有意义的工作还很多, 尚需进一步深入进行。

作者感谢谭维翰同志对本工作有益的指导和建议! 感谢顾援、倪元龙等同志在仪器设备方面对本工作的支持! 何兴法、王笑琴、韦小春、田莉参加了部分实验和资料整理工作, 特向他们和六路装置工作人员表示谢意。

#### 参 考 文 献

- [1] D. M. Gregg, S. J. Thomas; *J. Appl. Phys.*, 1966, **37**, No. 7 (Jun), 2787.  
P. T. Rumsby, M. Michaelis *et al.*; *Opt. Comm.*, 1975, **15**, No. 3 (Nov/Dec), 422, S. Zweigenbaum, Y. Gazit; *Plasma Phys.*, 1977, **19**, No. 11 (Nov), 1035.
- [2] C. G. M. Van Kessel, R. Sigel; *Phys. Rev. Lett.*, 1974, **33**, No. 17 (Oct), 1020.  
C. G. M. Van Kessel, R. Sigel; *Laser Interction and Related Plasma Phenomena*, H. J. Schwartz, H. Hora, E & S. Plenum Press, 1976, **3B**, 547.
- [3] B. H. Ripin *et al.*; *Phys. Fluids*, 1980, **23**, No. 5 (May), 1012.
- [4] M. H. Key, J. G. Lunney *et al.*; *J. Phys. B*, 1979, **12**, No. 6 (Mar), L 213;  
M. H. Key *et al.*; *Rutherford Report*, Rutherford and Appleton Laboratories, Oxford, 1981. RL-81-040, 4. 4. 2. P4. 11 and Phys Fluids in Press.
- [5] 邓锡铭, 余文炎等; *光学学报*, 1981, **1**, No. 4 (Jul), 289.
- [6] 沈华忠等; *广州国际激光会议文集*, '83-Ic1, WeC5, Digest 111;  
C. Garban-Labaune, E. Faure *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**, No. 15 (Apr), 1018.
- [7] C. L. S. Lewis *et al.*; *Rutherford Report*, (Rutherford and Appleton Laboratories, Oxford, 1981, RL-81-040), 4. 4. 4., P4. 16~19.
- [8] R. E. Kidder; *Nucl. Fusion*, 1968, **8**, No. 1 (Apr), 3.
- [9] A. Caruso, R. Gratton; *Plasma Phys.*, 1968, **10**, No. 9 (Sep), 867.
- [10] C. E. Max, C. F. McKee; *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **45**, No. 1 (Jul) 28.
- [11] J. Grun *et al.*; *Phys. Fluids*, 1983, **26**, No. 2 (Feb), 588.
- [12] G. Leppelmeier; *Rochester Report*, (Univ. Rochester, Rochester, N. Y., 1979), LLE 087.

## Ablation parameter measurement of plain foil target in laser produced plasmas

LIN ZUNQI ZHANG YANZHEN LIN KANGCHUN AND WU TONGYANG  
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 4 May 1984; revised 3 July 1984)

### Abstract

Experimental results are presented about specific mass ablation rate, ablation pressure, hydrodynamic efficiency and other parameters by using ion measurements in laser produced plasmas obtained at tilted plain mylar target irradiated by Nd: glass high power laser with both  $P$  polarization and  $S$  polarization. Laser irradiance on target surface is ranging from  $2 \times 10^{12}$  to  $10^{14}$   $W \cdot cm^{-2}$ . Experimental scaling law is compared with theory. The difference of ablation parameters and temporal ion signals collected from the back of the thin foils produced by different polarization of the incident light is preliminarily discussed.



### 学识渊博、诲人不倦的沈寿春教授

沈寿春教授 1909 年出生于浙江省萧山县。1929 年考入浙江大学物理系，1931 年转入北京大学物理系学习，1933 年以优异的成绩毕业，并留校任助教。在北京大学工作期间，在著名物理学家饶毓泰教授和吴大猷教授的指导下，从事喇曼光谱的研究工作。曾先后发表了“ $C_4H_4$  多原子分子基本振动频率及势能常数”、“氯酸、溴酸及碘酸离子的喇曼光谱”等多篇论文。在此期间，他还安装了罗兰圆为 8 米的大型光栅室，设计制作好二米长的吸收管，准备进行斯塔克效应的光谱研究，后因抗日战争爆发被迫中断了工作。

1937 年抗日战争爆发后，北京大学、清华大学、南开大学等校迁至抗日后方，成立联合大学。沈寿春教授随校先后到长沙、昆明，在西南联合大学任教。尽管当时的教学工作繁重，条件又困难，他仍坚持研究工作，进行了硝酸镍铵晶体的喇曼光谱研究。

1943 年沈寿春教授转到昆明机器总厂工作，抗日战争胜利后，又到上海机器总厂工作。在工厂工作期间，得以接触到机械、电机、冶炼、电镀等多方面的问题，有利于扩大他的知识面和了解工厂生产中的实际问题，使他成为在光学、机械、电机等领域都有较深造诣、学识渊博的实验物理学家有很大的帮助。

1948 年受聘到天津南开大学物理系任教。当时的南开大学受到战争的破坏，百废待兴。他到校后，一面从事教学工作，一面还在艰苦的条件下重建物理实验室。1949 年新中国诞生。在党和政治的关怀下，新中国的教育事业得到了迅速的发展。他先后为建立电磁学、光学和原子物理学等几个实验室作出了突出的贡献，对培养学生的实验能力起了很大的作用。1954 年他和著名光谱学家江安才教授(已故)共同负责筹建光学教研室，并担任教研室主任一职。在他的直接指导和组织下，光学教研室不仅培养了一批光学专业

(下转第 37 页)