

# 斜入射激光驱动的冲击波在样品中传播特性的实验研究\*

傅思祖<sup>1,2)</sup> 黄秀光<sup>1)</sup> 吴 江<sup>1)</sup> 王瑞荣<sup>1)</sup> 马民勋<sup>1)</sup> 何钜华<sup>1)</sup> 叶君健<sup>1)</sup> 顾 援<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

<sup>2)</sup> 同济大学波耳固体物理研究所, 上海 200092)

(2002 年 11 月 20 日收到, 2002 年 12 月 22 日收到修改稿)

在“神光-II”高功率激光装置上, 利用弯折靶、双台阶靶实验及通过对等离子体喷射状态的实验测量, 研究了激光斜入射情况驱动的冲击波传播特性. 结果表明, 即使在大角度(约 45°)斜入射的激光驱动下, 靶材料中的冲击波依然是沿着靶面法线方向传播的, 并能形成很好的一维正击波.

关键词: 斜入射, 冲击波, 弯折靶, 双台阶靶, 激光状态方程

PACC: 0735, 6490, 5250J, 9460R

## 1. 引 言

利用高功率激光驱动冲击波, 可使材料冲击压缩到常规化爆和气炮驱动无法企及的超高压状态. 因此, 随着高功率激光技术的不断完善和激光器规模的不断扩大, 利用激光驱动冲击波进行材料高压状态方程实验已成为这一领域实验室研究的主要手段之一<sup>[1-14]</sup>. 为了在材料中不断追求更高的压力, 根据冲击波压力  $P$  与吸收的驱动激光功率密度  $I$  的定标关系

$$P = \alpha I^\beta, \quad (1)$$

(通常  $\alpha \sim 0.6$ ,  $\beta \sim 0.7$ )<sup>[15, 16]</sup>, 显然, 增加驱动激光强度是最为直接有效的, 因此, 必须尽可能地利用激光器件输出的多路激光同时驱动. 根据现有高功率激光器的构造特点, 通常情况下多路激光束聚焦于靶面上同一个焦斑区域内时, 各束激光光轴不可能是重合的. 这样, 相对于被辐照样品靶面而言就会产生激光斜入射的情况(有别于激光沿垂直于靶面方向正入射的情况). 由于目前激光驱动冲击波实验通常以冲击波速度  $D$  作为材料高压状态方程实验中主要测量的特征物理量<sup>[1-10]</sup>, 它是通过实验前对样品台阶厚度  $d$  的测量和实验时对冲击波渡越该厚度台阶样品所需时间  $t$  的测量而给出的, 而冲击

波渡越时间  $t$  又是由冲击波出样品界面时的冲击发光前沿来确定的, 因此, 必须要求形成的冲击波是沿着样品厚度方向一维平面的.

对均匀照明的正入射激光, 国内外大量研究表明<sup>[1-10]</sup>, 其在样品中产生的是一维平面冲击波且冲击波传播方向与激光入射方向是一致的. 但在多路激光叠加驱动情况下会存在相对于样品表面斜入射的激光. 这时, 如果在样品中出现如图 1 所示的沿驱动激光方向传播的斜击波  $W_1$ , 就会使整个样品内的波系非常混乱, 显然就难以满足状态方程实验测量的要求. 本文介绍了利用不同的靶型及驱动方式针对激光斜入射情况下是否存在斜击波的问题所进行的实验测量及分析判断.

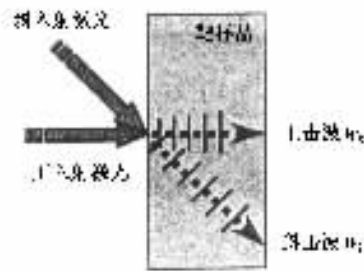


图 1 样品中击波的波阵面及传播方向的设想示意图(文中将证明, 斜击波  $W_1$  是不存在的)

\* 国家高技术研究发展计划专项经费(批准号 863-804-3-5)资助的课题.

## 2. 实验及分析

目前国内开展的激光高压状态方程实验研究均是在已建成的“神光- II”高功率激光装置上进行的, 本文涉及的实验亦在该装置上进行. 考虑到“神光- II”装置靶场光路系统的排布特点和靶室上激光入射窗口的分布情况, 以及大角度斜入射情况下能量吸收率会有明显下降等因素, 经优化设计后通常情况下是利用“神光- II”输出的第 6、第 7、第 8 三路光束叠加直接驱动冲击波来进行高压状态方程实验研究的, 其实验排布如图 2 所示.

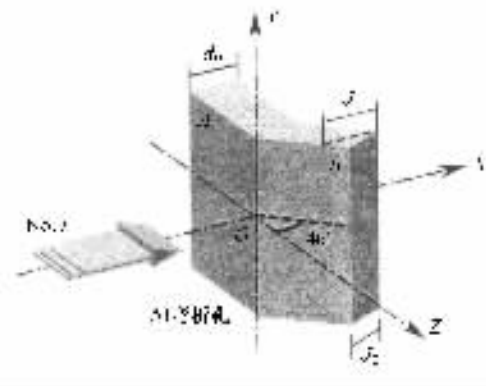


图 3 弯折靶实验示意图

$\times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  时的弯折靶背冲击发光信号图像. 可以看到渡越 B 区域样品厚度的冲击波相对于渡越 A 区域样品厚度的冲击波沿 Z 方向是连续滞后的, 在扫描相机记录到的冲击信号空间范围内, 测量获得的最大滞后时间间隔  $\Delta t$  约为 0.212 ns.

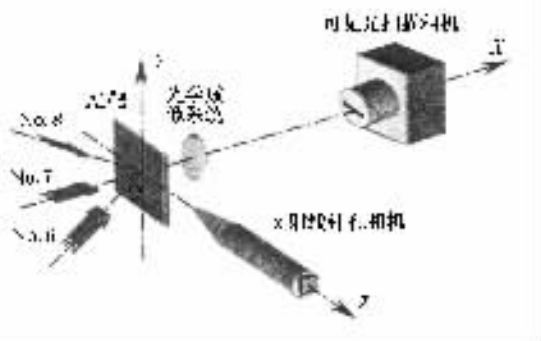


图 2 实验排布示意图

图 2 中, 斜入射的第 6、第 8 路光轴与靶面法线的夹角均为  $42^\circ$ ; 三路基频驱动激光分别经小透镜阵列和主透镜复合系统聚焦后在靶面位置形成一个与各自光轴垂直、光强均匀分布的六角形焦斑<sup>[14, 17, 18]</sup>, 六角形的长(Z 方向)、短(Y 方向)轴分别约为  $900, 630 \mu\text{m}$ ; 每路能量约  $600 \text{ J}$ , 脉冲宽度约  $1 \text{ ns}$ . 靶样品中的冲击波出靶背界面时的冲击发光信号经一放大倍率为 17、空间分辨率为  $1.5 \mu\text{m}$  的光学系统成像后记录到狭缝方向平行于 Z 轴放置的可见光扫描相机上. 同时, 沿 Z 轴放置的一台 x 射线针孔相机, 可以用来记录激光辐照面上的靶等离子体 x 射线辐射情况.

### 2.1. 弯折靶实验

在图 2 所示的实验排布中, 只利用其中的第 7 路正入射激光辐照一个折角为  $45^\circ$  的 Al 弯折靶, 将束匀滑后空间均匀分布的激光焦斑一半照射在平直部分的 A 区域, 一半照射在弯折部分的 B 区域(如图 3 所示). 这样, 驱动激光对 B 区域的靶样品而言是斜入射的. 图 3 中  $d_0 = 30 \mu\text{m}$ , 则  $d = 42.43 \mu\text{m}$ .

图 4 给出了相对于正入射靶面功率密度为  $1.15$

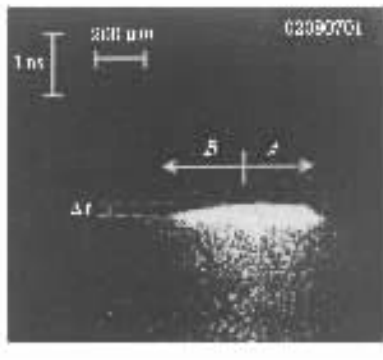


图 4 弯折靶背冲击发光信号

下面分析信号滞后的原因. 首先, 由于斜入射导致辐照在样品 B 区域上的入射激光是逐渐离焦的, 故相对于 A 区域而言相同的功率辐照的样品面积会增大, 因此辐照在 B 区域上的功率密度沿 Z 方向会逐渐下降, 这是导致滞后时间沿 Z 方向是连续的原因. 其次, 根据焦斑面积的变化以一个平均功率密度来估算, 按激光  $45^\circ$  入射在样品上的情况, 其靶面平均功率密度由正入射的  $1.15 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  下降为斜入射的  $0.81 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , 假设 A、B 区域样品内的冲击波压力和速度分别为  $P_A, P_B$  和  $D_A, D_B$ , 根据激光驱动冲击波的定标公式(1), 并考虑到  $45^\circ$  斜入射情况下的激光吸收约为正入射的 65% (由实验数据拟合获得), 有  $P_B$  约为  $58\% P_A$ , 同时, 由于冲击波压力  $P$  与冲击波速度  $D$  的平方成正比, 因此  $D_B$  约为  $76\% D_A$ . 由于激光驱动的冲击波在靶样品中传播

时有一个加速并逐渐趋稳的过程,由文献[5]可知,当激光正入射时,在上述驱动激光条件下 Al 材料中的冲击波约在  $20\ \mu\text{m}$  以后达到稳定,且冲击波稳定传播的速度  $D_A$  约为  $19\ \text{km/s}$ ,因此对实验所用的总厚度为  $30\ \mu\text{m}$  的 Al 靶,冲击波稳定传播的距离为  $10\ \mu\text{m}$ . 如果在 B 区域中的冲击波也是沿靶面法向传播的,则由这段距离所造成的 B 区域中斜入射激光驱动的冲击波滞后时间约为  $\Delta t_1 \approx (10/D_B) - (10/D_A) = 0.17\ \text{ns}$ . 考虑到 A、B 区域样品上驱动功率密度的差别, B 区域样品内击波达到稳定的时间要比 A 区域样品内击波达到稳定的时间略长,理论模拟计算<sup>[19]</sup>表明二者的差别约为  $\Delta t_2 \approx 0.09\ \text{ns}$ . 这样,总的滞后时间约为  $\Delta t_1 + \Delta t_2 = 0.26\ \text{ns}$ ,这与实验测量的结果  $\Delta t \approx 0.212\ \text{ns}$  是非常相近的.

反之,如果假设 B 区域中的冲击波是沿激光入射方向传播的,则其在样品中的传播距离为  $d = 42.43\ \mu\text{m}$  (见图 3). 这样,在  $20\ \mu\text{m}$  以后冲击波稳定传播的厚度范围内,二者的时间差别约为  $\Delta t_1 \approx (22.43/D_B) - (10/D_A) = 1.03\ \text{ns}$ . 再考虑到  $20\ \mu\text{m}$  冲击加速区内的时间差别  $\Delta t_2 \approx 0.09\ \text{ns}$ ,总的滞后时间将达到  $1.12\ \text{ns}$ . 这显然与实验测量的结果  $\Delta t = 0.212\ \text{ns}$  相差甚远,因此排除了斜击波存在的可能.

## 2.2. 双台阶靶实验

利用图 2 所示实验排布中的第 7 路正入射激光和第 8 路斜入射激光,并将二者沿 Z 方向水平错开后同时辐照在双台阶靶的两个台阶上,如图 5 所示. 其中双台阶靶的基底和台阶厚度分别为  $d_0 = 20\ \mu\text{m}$ ,  $d = 10.35\ \mu\text{m}$ .

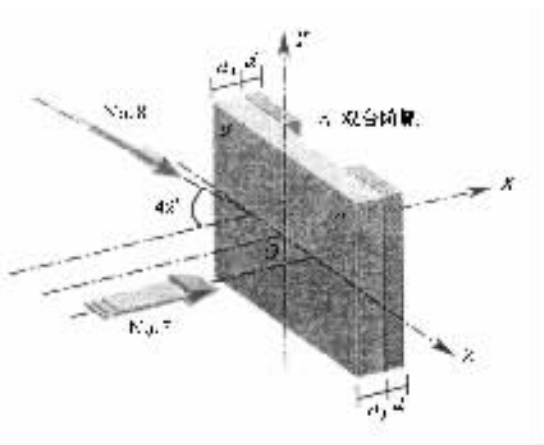


图 5 双台阶靶实验示意图

的二路激光靶面功率密度均为  $1.03 \times 10^{14}\ \text{W/cm}^2$  时的双台阶靶背冲击发光图像,图中 A、B 区域的台阶发光信号分别由正入射的第 7 路和斜入射的第 8 路激光所驱动. 由于二路激光在中间有相叠部分,对应空间上的激光功率密度较大,从而形成图 6 中击波发光信号最为超前的 C 区域.

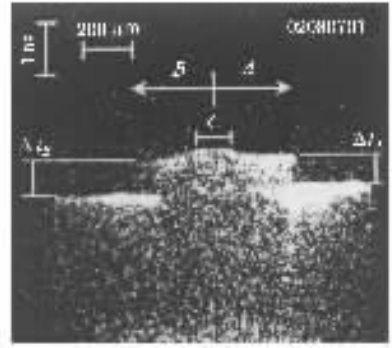


图 6 双台阶靶背冲击发光图像

测量获得二个台阶中的冲击波渡越时间分别为  $\Delta t_A = 0.561\ \text{ns}$ ,  $\Delta t_B = 0.703\ \text{ns}$ , 如果冲击波均是沿靶面法线方向传播的正击波,则由正、斜入射激光驱动的冲击波速度分别为  $D_A = 18.45\ \text{km/s}$ ,  $D_B = 14.72\ \text{km/s}$ . 可以认为在靶面功率密度相同的情况下,斜入射激光驱动的冲击波速度较低是由于靶材料对大角度斜入射激光的吸收有较大幅度下降所造成的. 反之,如果假设 B 区域中的台阶信号是由沿激光入射方向传播的斜击波发光所致,则冲击波渡越的台阶厚度变为  $d' = d/\cos 42^\circ = 13.93\ \mu\text{m}$  (参见图 5). 根据实验测量到的台阶中冲击波渡越时间  $\Delta t_B = 0.703\ \text{ns}$ , 其冲击波速度为  $D'_B = 19.82\ \text{km/s}$ , 这已经超过了正入射激光驱动的冲击波速度  $D_A$ . 显然,在相同的靶面功率密度激光驱动下,得到  $D'_B > D_A$  的结论是错误的,因此可以认为并没有斜击波存在.

## 2.3. 等离子体 x 射线辐射测量实验

激光照射到靶材料上时会加热靶面材料物质并使其温度升高,当靶面激光强度达到很高的功率密度(一般为  $10^9\ \text{W/cm}^2$  以上)时,靶面材料会被迅速烧蚀加热至汽化温度并形成等离子体. 当等离子体向真空外飞散喷射时,在烧蚀面内的靶材料中必然会形成一个反向的物质流并对材料进行冲击压缩,这就是激光驱动产生冲击波的缘由. 根据动量守恒,冲击波的传播方向与等离子体喷射方向应该完全相反. 因此,实验上如能测量出等离子体的喷射方向,

通过控制入射激光能量,图 6 给出了正、斜入射

就可以正确地给出相应的冲击波传播方向.

由于直接测量等离子体喷射状态在实验上相当困难,一般可利用对等离子体 x 射线辐射的测量来间接地推测等离子体喷射状态.根据图 2 的实验排布,利用一台沿 Z 轴水平放置的 x 射线针孔相机对激光辐照面一侧的喷射等离子体进行 x 射线成像测量.针孔相机的放大倍率约为 10,分辨率约为 22  $\mu\text{m}$ .图 7 给出了 x 射线针孔相机的测量结果,其中 (a)(b)(c)所对应的激光驱动条件分别为第 7 路正入射、第 8 路斜入射、第 7 第 8 两路叠加入射(见图 2).

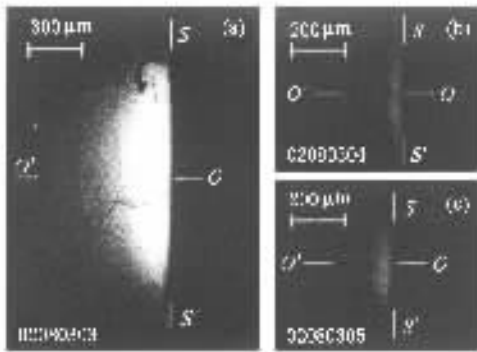


图 7 利用 x 射线针孔相机测量到的等离子体 x 射线发射图像

由于真空中的等离子体始终处于膨胀状态,而 x 射线针孔相机是时间积分记录的,因此,测量到的等离子体 x 射线发射区域要比激光辐照区域大.图 7 中的  $OO'$  位置对应于入射激光的中心(即实验排布图 2 的坐标原点  $O$ ), $SS'$  线(与图 2 中的  $Y$  轴平行)对应于烧蚀后的靶面位置.可以看到,无论是正入射或斜入射激光产生的等离子体,其发射的 x 射线在驱动激光中心沿靶面法线方向均具有很好的对称性.图 8 给出了对应于图 7 照片上 x 射线发射强度沿空间分布情况的处理结果.横坐标为平行于图 7 中  $SS'$  线的等离子体空间尺度,坐标零点  $0$  对应于图 7 中的  $OO'$  位置,纵坐标为相应空间上(即沿图 2 中  $Y$  轴方向)的积分强度相对值.

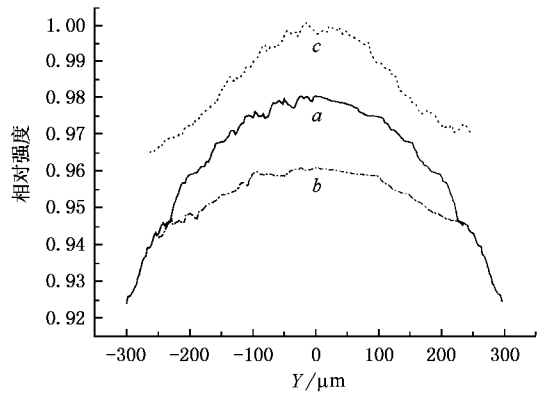


图 8 对等离子体 x 射线发射图像的处理结果

图 8 所示的结果进一步说明,即便是斜入射激光产生的等离子体,其 x 射线发射强度沿靶面中心(指入射激光中心)法线方向也是对称分布的,且强度最大的位置落在中心法线方向上.由此可以推断,等离子体主要是沿靶面法线方向喷射的.因此,靶材料中的冲击波是沿着与等离子体喷射方向相反的靶面法向传播的.

### 3. 结 论

本文所述的利用弯折靶和双台阶靶进行的实验及对等离子体喷射状态进行的实验测量,其结果均表明,即使在激光大角度(约  $45^\circ$ )斜入射情况下,靶材料中的冲击波依然是沿着靶面法线方向传播的,并在空间均匀分布的激光驱动下能形成很好的一维平面正击波.所有这些从实验上解决了多光束叠加驱动冲击波是否会存在斜击波的物理问题,为有效提高“神光- II”的能量利用率、尽可能多地利用“神光- II”输出光束进行高压状态方程研究以获得更高的材料压力提供了必要的实验依据.

衷心感谢“神光- II”运行组的同志为本实验顺利进行所付出的辛勤劳动.

[ 1 ] Cotter F *et al* 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1884  
 [ 2 ] Ng A *et al* 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 2604  
 [ 3 ] Gu Y *et al* 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 1690 [ in Chinese ] 顾 援等 1988 物理学报 **37** 1690 ]  
 [ 4 ] Gu Y *et al* 1991 *High Power Laser and Particle Beams* **3** 1 [ in Chinese ] 顾 援等 1991 强激光与粒子束 **3** 1 ]  
 [ 5 ] Bolotin V A *et al* 1992 *Phys. Fluids B* **4** 2596  
 [ 6 ] Fu S Z *et al* 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3461

- [ 7 ] Fu S Z *et al* 1995 *Acta Phys. Sin.* **44** 1108 [ in Chinese ] 傅思祖等 1995 物理学报 **44** 1108 ]
- [ 8 ] Koenig M *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2260
- [ 9 ] Fu S Z *et al* 1995 *Science in China ( Series A )* **25** 331 ( in Chinese ) [ 傅思祖等 1995 中国科学 ( A 辑 ) **25** 331 ]
- [ 10 ] Gu Y *et al* 1996 *Laser and Particle Beams* **14** 157
- [ 11 ] Collins G W *et al* 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1864
- [ 12 ] Batabu D *et al* 2000 *Phys. Rev. B* **61** 9287
- [ 13 ] Huang X G *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 337 [ in Chinese ] 黄秀光等 2002 物理学报 **51** 337 ]
- [ 14 ] Fu S Z *et al* 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3201
- [ 15 ] Trainor R J *et al* 1982 *Phys. Fluids* **25** 1898
- [ 16 ] Loeb A *et al* 1985 *Phys. Fluids* **28** 1196
- [ 17 ] Deng X *et al* 1986 *Appl. Opt.* **25** 377
- [ 18 ] Fu S Z *et al* 2003 *Chinese Journal of Lasers* **30** 129 [ in Chinese ] 傅思祖等 2003 中国激光 **30** 129 ]
- [ 19 ] Ma M X *et al* 1988 *Chinese Journal of High Pressure Physics* **2** 79 ( in Chinese ] 马民勋等 1988 高压物理学报 **2** 79 ]

## Experimental study of shock wave propagating character in targets driven by an inclined-incident laser<sup>\*</sup>

Fu Si-Zu<sup>1,2)</sup> Huang Xiu-Guang<sup>1)</sup> Wu Jiang<sup>1)</sup> Wang Rui-Rong<sup>1)</sup> Ma Min-Xun<sup>1)</sup>  
He Ju-Hua<sup>1)</sup> Ye Jun-Jian<sup>1)</sup> Gu Yuan<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>( Shanghai Institute of Laser Plasma ,China Academy of Engineering Physics ,Shanghai 201800 ,China )

<sup>2)</sup>( Pohl Institute of Solid State Physics ,Tongji University ,Shanghai 200092 ,China )

( Received 20 November 2002 ; revised manuscript received 22 December 2002 )

### Abstract

With the folding target and double-step target ,the propagating character of shock wave driven by an inclined-incident ( with angle of  $\sim 45^\circ$  ) laser was studied on “ Shenguang- II ” high-power laser facility. The result indicated that the shock wave in the target still propagates along the vertical direction to the target surface. Also the same result was verified indirectly by another experiment based on the measurement for spatial intensity distribution of x-ray radiated from jet plasmas.

**Keywords** : inclined-incident laser , shock wave , folding target ,double steps target , laser equation of state

**PACC** : 0735 , 6490 , 5250J , 9460R

<sup>\*</sup> Project supported by the National High Technology Development Program of China ( Grant No. 863-804-3-5 ).