

文章编号 : 0258-7025(2001)01-0047-05

# 激光直接驱动飞片空腔靶的数值模拟

黄秀光 顾 援

(上海激光等离子体研究所 上海 201800)

罗平庆

(北京应用物理与计算数学研究所 北京 100088)

**提要** 数值模拟了激光直接驱动铝飞片空腔靶模型。描述了激光直接驱动下,飞片的飞行状态和靶中冲击波的传播特性的物理图像;分析了不同参数对飞片状态和靶中冲击波特性的影响程度。模拟结果分析表明,如果靶结构参数与激光条件匹配,采用适当厚度的三台阶靶,可能实现状态方程的绝对测量。

**关键词** 飞片空腔靶,数值模拟,冲击波,状态方程

**中图分类号** :TN 241 O 242.1 **文献标识码** :A

## Numerical Simulation of Double Foils with Laser Directly Driving

HUANG Xiu-guang GU Yuan

(Shanghai Institute of Laser Plasma, Shanghai 201800)

LUO Ping-qing

(Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088)

**Abstract** The numerical simulations of the model of double aluminum foils driven by high power laser beams are presented. The state of flyer and the character of shock wave of target are depicted in detail, and the effects of several parameters on the state of flyer and the character of shock wave of target are analyzed. The analyses of the simulated results showed that with a good matching between the target and laser, with a properly choosing the thickness of three-step target, the absolute measurement of equation of state may be approach.

**Key words** double foils, numerical simulation, shock wave, equation of state

## 1 引 言

化爆驱动的飞片空腔靶技术<sup>[1]</sup>早就用于高压状态方程的研究,由于化爆驱动的飞片处于较低的能量密度范围,碰靶前的状态容易近似恢复到初始状态,使其近似满足对称碰撞条件,从而实现高压状态方程的绝对测量。利用激光驱动飞片空腔靶技术还进行了一些高压状态方程研究的尝试<sup>[25]</sup>,但是上述一些尝试实验给出的压强数据是通过测试靶中冲击波速度,利用状态方程(或数据库)推算出来的,还不是状态方程的绝对测量数据。文献[4]中提出用飞片碰撞三台阶靶来进行状态方程绝对测量的设想,但实现绝对测量的关键是(1)飞片与靶实现对称碰撞或近似对称碰撞(2)靶中冲击波传播存在稳定区并有一定的长度,以利于测量

和制靶,提高测量精度。而目前,对于激光驱动飞片空腔靶还没有见到可靠的判断。J. Grun 等<sup>[6]</sup>和 R. Fabbro 等<sup>[7]</sup>曾对飞片的状态和碰靶响应情况进行了一些研究,但不全面、系统。为此,我们利用 JB 程序<sup>[8,9]</sup>数值模拟了激光直接驱动铝飞片碰撞铝靶的物理过程,对激光直接驱动下,飞片的飞行状态和靶中冲击波的传播特征给出了比较详细的物理图像。根据模拟结果的分析,对利用激光驱动飞片三台阶靶进行状态方程绝对测量的可能性进行了判断。

## 2 激光驱动飞片空腔靶模拟方案简介

JB 程序是在一维三温流体力学基础上耦合了超热电子多群限流和自洽电场的计算程序,主要目的是研究一维情况下考虑超热电子输运的激光打靶规律,首先模拟激光驱动飞片的运动,当飞片碰

到静止的靶之后,则将飞片和靶合成一个整体进行模拟。如图1所示,一束脉冲宽度(半高全宽)为1 ns,波长为1.06 μm的高斯型激光脉冲驱动铝飞片(其自由面的初始位置为1000 μm)与相距100150 μm的铝靶(其前端面的初始位置为900850 μm)相碰。激光焦斑直径Φ=600 μm。取R轴正向为速度正向。铝的初始密度ρ<sub>0</sub>=2.71 g/cm<sup>-3</sup>。冲击波线性关系式D=C<sub>0</sub>+λu中C<sub>0</sub>=5.52 μm/ns,λ=1.206。



图1 激光直接驱动飞片空腔靶结构示意图

Fig.1 Schematic diagram of the structure of double foils with laser directly driving

### 3 模拟结果及分析

#### 3.1 飞片空腔靶流线图

我们利用JB程序模拟了激光直接驱动飞片空腔靶整个物理过程,图2是其中一种情况下的流线,激光在飞片中驱动的冲击波大约在1.2 ns时刻到达背面卸载,在4.1 ns时刻,飞片前沿与靶相碰,在5.2 ns时刻,靶中冲击波开始卸载。这一图像反映了从激光加载飞片至冲击波从靶中卸载之间的冲击波阵面随时间的发展情况,不同条件下的流线图型类似,只是上述三个特征时刻的值有差别。

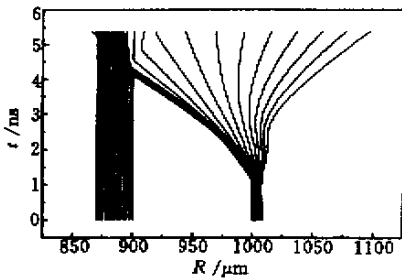


图2 激光功率密度为1×10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>,碰靶距离为100 μm,飞片厚度为10 μm,靶厚度为30 μm的流线图

Fig.2 Flux lines of a model under the conditions: laser intensity 1×10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>, flyer thickness 10 μm, impact distance 100 μm, target thickness 30 μm

#### 3.2 飞片的飞行状态

由于激光驱动的飞片中的冲击波较强,因而,

当冲击波卸载时,飞片自由面会伴有激烈膨胀现象,甚至气化<sup>[7]</sup>,我们的模拟模型必须考虑这些物理过程。图3给出了一种模型的飞片在五种碰靶距离碰靶时的密度和速度的空间分布特征,主要描述向靶方向飞行的流体密度和速度。如图所示,飞片飞行一定距离后,它的飞行前沿的密度较低,但有最大的流体速度,往后密度增大,相应区域的流体速度有所下降,在密度峰值两侧基本维持较高速度,再往后是密度快速下降区,相应的流体速度也迅速减小。对于厚度一定的飞片,当激光功率较小时,飞片中冲击波强度较小,冲击波从飞片卸载后,飞片自由面气化和膨胀不太剧烈,飞片飞行一段距离后,最大密度下降较缓慢,趋于初始密度,且峰值密度区较宽。而当激光功率密度较大时,飞片中冲击波强度也较大,飞片冲击波卸载后,飞片自由面气化和膨胀较剧烈,甚至完全气化,成为等离子体簇团,峰值密度下降很快,且峰值密度很小。由此看出,低功率密度时,飞片密度分布稳定,而高功率密度时,飞片密度分布失稳。模拟结果表明,如果飞片厚度与激光功率密度匹配,如激光功率密度为0.5×10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>,飞片厚度选10 μm,激光功率密度为1×10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>,飞片厚度选13 μm,则自由面飞行几十微米以后,飞片峰值密度下降变得缓慢,趋于初始密度,且峰值密度区较宽。峰值密度下降缓慢时,飞片前沿的密度也下降缓慢,对应区速度的变化也较小,接近其初始密度值在较宽的时间和空间范围保持不变。这样,我们就可以很好地控制峰值密度,使其接近初始密度,使得飞片与靶可以实

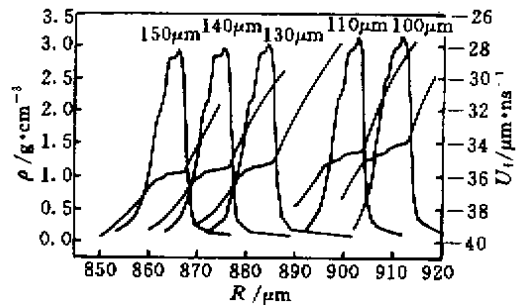


图3 激光功率密度为1×10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>,碰靶距离为100150 μm,厚度为13 μm的飞片在五种碰靶距离碰靶时的密度和速度的空间分布图

Fig.3 Spatial distributions of flyer density and velocity with flyer impacting target under the conditions: laser intensity 1×10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>, flyer thickness 13 μm, impact distance 100150 μm

现对称碰撞或近似对称碰撞。

### 3.3 靶中冲击波阵面压强的传播特征

我们研究了激光功率密度、飞片厚度、碰靶距离等参数对靶中冲击波特性的影响程度。模拟结果表明,靶中冲击波阵面压强依次经历了冲击波形成及快速增长区、冲击波阵面峰值压强区和冲击波阵面压强缓慢衰减区。这是因为,靶中冲击波压强的传播特性取决于飞片-靶界面的流体力学做功特性,而做功特性又取决于飞片的状态。飞片飞行前沿的密度大大低于初始密度,尽管飞片飞行前沿的速度很大,但碰靶初期在飞片-靶界面上的做功功率只能缓慢增加,因而仅在靶中激发弱冲击波,密度峰值区较宽,即包含较大的流体质量,而且对应的流体速度也较高,使得飞片-靶界面的做功功率迅速增强,导致冲击波压强快速增长区和峰值稳定区的出现,以后随着碰靶过程的减弱,冲击波的速度也相应衰减。

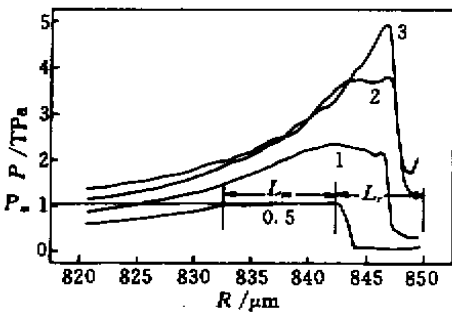


图4 飞片厚度为 10 μm,空腔长度为 150 μm,激光功率密度分别为 0.5, 1, 2, 3 × 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup> 时,靶中冲击波阵面压强随传播距离的变化

( $L_r, L_m, P_m$  的物理意义标于曲线 0.5 图中其他曲线及下面各图中的其他曲线的  $L_r, L_m, P_m$  的物理意义类似)

Fig.4 Relationship between the shock-front pressure and the propagation distance. Under the conditions: flyer thickness 10 μm, impact distance 150 μm, laser intensity 0.5, 1, 2, 3 × 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup> respectively

( $L_r, L_m$  and  $P_m$  are defined on curve 0.5. The definitions of  $L_r, L_m$  and  $P_m$  on the other curves in this figure and in following figures are similar)

首先是激光功率密度对靶中冲击波阵面压强特性的影响。由图 4 可知,随激光功率密度的增大,靶中冲击波形成及快速增长区宽度(记为  $L_r$ )变窄,靶中冲击波阵面峰值压强相对稳定区宽度(记为  $L_m$ )也变窄,但靶中冲击波阵面峰值压强(记为  $P_m$ )却随激光功率的增大而增加,这是因为对

应相同的飞片厚度和空腔长度,驱动激光功率密度的增加,肯定导致飞片飞行速度的增加,但飞片前沿低密度区反而变窄,峰值密度区也变窄,从而使  $P_m$  增加,  $L_r$  和  $L_m$  减小。但如果激光功率密度非常高,  $L_r, L_m, P_m$  的变化趋势反而相反,这可能是因为激光功率密度过高,引起飞片中冲击波很强,冲击波卸载后,自由面气化和膨胀剧烈,甚至完全变为等离子体簇团,峰值密度变得很小,飞片前沿低密度区变大,峰值密度区也变大,从而使  $L_r, L_m$  增大,虽然飞片速度较大,但由于峰值密度较小,总动量下降,引起  $P_m$  反而下降。

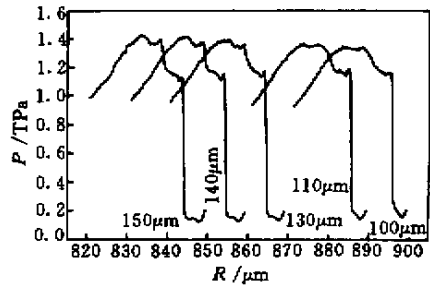


图5 激光功率密度为 1 × 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>,飞片厚度为 13 μm,空腔长度分别为 100, 110, 130, 140, 150 μm 时,靶中冲击波阵面压强随传播距离的变化

Fig.5 Relationship between the shock-front pressure and the propagation distance. Under the conditions: laser intensity 1 × 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>, flyer thickness 13 μm, impact distance 100, 110, 130, 140 and 150 μm, respectively

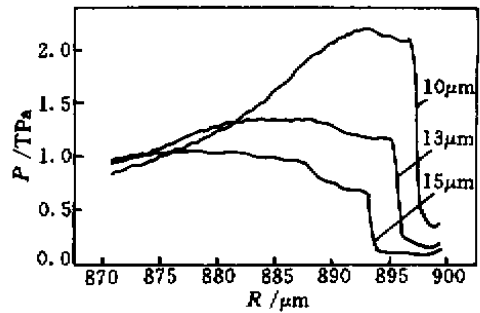


图6 激光功率密度为 1 × 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>,碰靶距离为 100 μm,飞片厚度分别为 10, 13, 15 μm 时,靶中冲击波阵面压强随传播距离的变化

Fig.6 Relationship between the shock-front pressure and the propagation distance. Under the conditions: laser intensity 1 × 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>, impact distance 100 μm, flyer thickness 10, 13 and 15 μm, respectively

从图 5 可看出空腔长度对靶中冲击波阵面压

强特性的影响。随着碰靶距离的增大(100150  $\mu\text{m}$ ),  $L_r$  略有增加,  $L_m$  略有减小,  $P_m$  略有增加, 总体变化不大。这是因为, 对于激光功率密度不是非常大的情况, 随碰靶距离的加大, 飞片速度有所增加, 而峰值密度的变化较小, 飞片-靶界面做功略有增强, 引起  $P_m$  略有升高; 飞片前沿低密度区长度略有加大, 使  $L_r$  略有增加, 但飞片的峰值密度区有所变窄, 导致  $L_m$  有所减小。

图 6 给出了飞片厚度对靶中冲击波阵面压强特性的影响。随着飞片厚度的增加,  $L_r$  增大,  $L_m$  也增加,  $P_m$  下降。这是因为随着飞片厚度的增加, 飞片的飞行速度降低, 引起靶中冲击波阵面压强减小; 飞片加厚, 飞片前沿低密度区宽度增加, 相应的峰值密度区宽度也增加, 导致  $L_r$  和  $L_m$  都相应增加。

从上述分析可知, 飞片密度和速度分布的形态直接决定了靶中冲击波的特征。

#### 4 靶结构参数与激光条件的优化匹配可以实现状态方程的绝对测量

文献 [6, 7] 指出, 飞片向靶飞行部分的密度峰值区的密度和速度对靶中的冲击波特性具有支配作用, 利用适当厚度的台阶靶背面对飞片碰撞驱动冲击波的响应, 可以测量到飞片峰值密度的速度。从模拟结果分析可知, 当靶结构参数(飞片厚度、空腔长度、靶厚度等)和激光条件(功率密度等)匹配

时, 既可以使飞片峰值密度接近其初始密度, 使飞片近似满足对称碰撞条件; 又可在靶中得到具有一定增压效果和稳定区的冲击波。例如, 当激光功率密度为  $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , 飞片厚度为 13  $\mu\text{m}$ , 空腔长度为 150  $\mu\text{m}$  时, 飞片的密度峰值为  $2.85 \text{ g/cm}^3$ , 且有较宽的区域, 靶中  $L_r$  为 11  $\mu\text{m}$ ,  $L_m$  为 9  $\mu\text{m}$ ,  $P_m$  为 1.43 TPa, 增压近 4 倍。

因此, 根据三台阶靶的结构和测量原理<sup>[10]</sup>, 如果我们选择适当厚度的三台阶靶, 可能实现状态方程的绝对测量。根据模拟数据, 我们选择第一和第三台阶的厚度为 5  $\mu\text{m}$ , 第二台阶的厚度为 12.5  $\mu\text{m}$ 。由模拟的冲击波数据可给出飞片的碰靶速度  $U_f$ , 靶中的冲击波速度  $D$  和冲击波阵面压强  $P_a$ 。如果满足对称碰撞条件, 则冲击波阵面上的粒子速度为  $U_p = U_f/2$ , 于是由公式  $P = \rho_0 D U_p$  得到另外一个冲击波阵面压强  $P$ , 当  $P$  和  $P_a$  二者十分接近时, 则对称碰撞条件近似满足。表 1 给出了有关模拟数据。在空腔长度  $L$  为 100 ~ 150  $\mu\text{m}$  时, 由数值模拟得到的  $U_f$ , 可得到按绝对测量原理计算的压强  $P$ , 它与数值模拟直接得到的压强  $P_a$  的相对误差在 2.40% 以内, 精度是比较高的。由以上分析可知, 靶结构参数与激光条件的优化匹配可能实现状态方程的绝对测量。文献 [4] 中测量到了三台阶靶背面冲击波卸载发光的三个时间信号, 并表示用这种方法得到的 EOS 结果与其他一些模型得到的 EOS 结果吻合, 但文中没有给出正式的实验数据。

表 1 按照绝对测量原理得到的冲击波压强  $P$  (TPa) 和数值模拟直接得到的冲击波压强  $P_a$  (TPa)

Table 1 Shock wave pressures gained from the principle of absolute measurement ( $P$ ) and the results of numerical simulation ( $P_a$ )

$L$ / $\mu\text{m}$	$t$ / $\text{ns}$	$R$ / $\mu\text{m}$	$U_f = (\Delta R / \Delta t)$ / $\mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$	$D$ / $\mu\text{m} \cdot \text{ns}^{-1}$	$P$ / $\text{TPa}$	$P_a$ / $\text{TPa}$	$\epsilon =  P - P_a  / P_a$ /%
100	5.38772	87.411					
110	5.67152	77.406	35.2537	27.3010	1.3041	1.3362	2.40
130	6.22967	57.407	35.8309	27.5015	1.3352	1.3584	1.71
140	6.50529	47.409	36.2746	27.5355	1.3534	1.3622	0.65
150	6.77906	37.408	36.5307	27.5550	1.3639	1.3644	0.04

#### 5 结 论

综上所述, 激光功率密度、飞片厚度、腔长等对飞片状态和靶中冲击波特性有明显的影 响。一般而言, 激光功率密度和飞片厚度对飞片状态和靶中冲击波特性的影响较大, 而空腔长度超过一定距离

后, 对飞片状态和靶中冲击波特性影响不明显。如果靶结构参数与激光条件优化匹配, 则飞片和靶能近似实现对称碰撞, 同时可在靶中获得具有良好稳定区和一定增压效果的冲击波。采用适当厚度的三台阶靶, 可能近似实现状态方程的绝对测量。

## 参 考 文 献

- 1 R. G. McQueen, S. P. Marsh, J. W. Taylor *et al.*. The Equation of State of Solids from Shock Wave Studies. in: High Velocity Impact Phenomena, edited by Ray Kinslow. New York and London: Academic Press, INC. 1970, 293417
- 2 S. P. Obenschain, R. R. Whitlock, E. A. Mclean *et al.*. Uniform ablative acceleration of targets by laser irradiation at  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **50**(1) 4448
- 3 R. Fabbro, B. Faral, J. Virmont *et al.*. Experimental evidence of the generation of multi-hundred megabar pressures in 0.26  $\mu$ m wavelength laser experiments. *Laser Part. Beams*, 1986, **4** 413419
- 4 R. Cauble, D. W. Phillion, T. J. Hoover *et al.*. Demonstration of 0.75 Gbar planar shocks in X-ray driven colliding foils. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(14) 21022105
- 5 S. Z. Fu, Y. Gu, J. Wu *et al.*. *Science in China A* (中国科学 A 辑), 1995, **25**(3) 331336 (in Chinese)
- 6 J. Grun, S. P. Obenschain, B. H. Ripin *et al.*. Ablative acceleration of planar targets to high velocities. *Phys. Fluids*, 1983, **26**(2) 588597
- 7 R. Fabbro, B. Faral, J. Virmont *et al.*. Experimental study of ablation pressures and target velocities obtained in 0.26  $\mu$ m wavelength laser experiments in planar geometry. *Phys. Fluids*, 1985, **28**(11) 34143423
- 8 Y. H. Zhang, D. X. Lai, P. Q. Luo *et al.*. China Reports on Nuclear Science and Technology, CNIC-00160 (in Chinese)
- 9 D. X. Lai, P. Q. Luo, Y. H. Zhang *et al.*. China Reports on Nuclear Science and Technology, CNIC-00448 (in Chinese)
- 10 X. G. Huang, P. Q. Luo. Theoretical analysis of the model of flyer-three-step-target with laser driving: using in absolute measurement of equation-of-state. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1999, **48**(12) 23142319 (in Chinese)