

文章编号: 0258-7025(2001)02-0155-05

激光等离子体空气冲击波前参量的测定及研究*

卞保民 侯 枫 陈建平 倪晓武 陆 建

(南京理工大学应用物理系 南京 210094)

提要 根据空气中激光等离子体冲击波自由衰减条件下的波前传播方程和冲击波波阵面处动量、能量、质量守恒定律,给出了冲击波波阵面处温度、压强、气体密度、粒子运动速度等重要参数的计算公式,并与实验数据进行了比较。结果表明当波速小于空气中正常声速的 1.5 倍时,波阵面处出现热力学量参数突变的冲击波模型不再适用,出现了冲击波向正常声波过渡的新特性。

关键词 激光, 等离子体, 冲击波

中图分类号: TL 65 文献标识码: A

An Investigation of Parameters on the Front of Laser Plasma Shock Wave

BIAN Bao-min HE Feng CHEN Jian-ping NI Xiao-wu LU Jian

(Applied Physics Department, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094)

Abstract Under the condition of free attenuation of shock wave, based on the momentum, energy and mass conservation, the formulae of calculating laser plasma shock wave front temperature, pressure, density and velocity have been given. Only if the shock wave velocity is 1.5 times greater than the local sound speed, the calculation results agree well with experiments. Otherwise some new transition characteristics arise and the shock wave model is no longer applicable.

Key words laser, plasma, shock wave

激光等离子体空气冲击波波阵面上热力学参数的测定对激光等离子体中光声作用的研究、用声学诊断法研究激光与材料的相互作用机理^[1,2]以及研究空气冲击波向声波的转化过程有重要的意义。其关键在于准确测定冲击波的传播速度。

激光等离子体空气冲击波具有源点小、能量密度高、强度衰减快、传播距离短、空间分布对称性好等特点,可用点爆炸冲击波模型来描述^[3]。该冲击波在空间扩散传播一段距离(一般为厘米量级)以后速度趋于声速,其间表现了完整的空气冲击波向声波的转变。根据有限能量的空气冲击波在自由空间传播的衰减约束条件推导激光等离子体空气冲击波波阵面传播速度公式^[4]。本文应用冲击波传播速度结合冲击波波前处气体满足质量流守恒、动量流守

恒、能量守恒的条件^[5],得到了冲击波衰减过程中波阵面上热力学参数随冲击波传播距离的变化关系,能较全面地描述激光等离子体空气冲击波波前参数在其向声波过渡过程中的变化情况。

我们应用高灵敏度 PZT 探针,对激光等离子体空气冲击波径向波形进行了逐点测试。实验中激光能量范围为 10~110 mJ,脉冲宽度为 15 ns 左右,靶材为硬铝。理论计算结果与实验测量数据的比较发现,当冲击波速度衰减到 1.5 倍声速时,其超压峰值所在的空间位置逐渐由波前处向声波脉冲的中心处移动,超压的空间分布明显地偏离具有突变参数特征的冲击波模型。从实验结果来看,空气冲击波模型的适用范围要求波速大于声速的 1.5 倍。

1 波阵面上热力学参数的计算

冲击波波阵面上气体状态参数呈现出跃变性

* 江苏省自然科学基金(批准号: BK97130)资助项目。

收稿日期: 1999-07-30; 收到修改稿日期: 2000-01-19

质,此处气体状态参数的导数不连续。设冲击波波阵面运动速度为 U 。波阵面前(即空气中)的物理量用下标 0 作记号,波阵面后(即冲击波中)的物理量用下标 1 作记号,则波阵面前后气体相对于波阵面的运动速度分别为 v_0, v_1 , 气体相对于实验室的运动速度分别为

$$u_0 = U - v_0 \tag{1}$$

$$u_1 = U - v_1 \tag{2}$$

气体穿过波阵面时满足质量流守恒、动量流守恒和能量守恒定律,冲击波波阵面处的三个守恒关系式为

$$\rho_1 v_1 - \rho_0 v_0 = 0 \tag{3}$$

$$(\rho_1 u_1) v_1 - (\rho_0 u_0) v_0 = p_0 - p_1 \tag{4}$$

$$\rho_1 \left(\frac{1}{2} u_1^2 + e_1 \right) v_1 - \rho_0 \left(\frac{1}{2} u_0^2 + e_0 \right) v_0 = p_0 u_0 - p_1 u_1 \tag{5}$$

式中 ρ 为气体密度, p 为气体压强, e 为单位体积质量气体的内能。将(1)~(3)式代入(4)(5)两式可推得相应的两个等价关系式

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_0 v_0^2 + p_0 \tag{6}$$

$$\left(\frac{1}{2} v_1^2 + e_1 + p_1 \tau_1 \right) = \left(\frac{1}{2} v_0^2 + e_0 + p_0 \tau_0 \right) \tag{7}$$

(7)式中 $\tau = (1/\rho)$ 为气体的比容。冲击波气体可作为多方气体来处理,其内能满足

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} p \tau \tag{8}$$

式中 γ 为气体比热容比。由(3)(6)式可推出用冲击波波阵面压强 p_1 表示的相对速度 v_1 和气体密度 ρ_1

$$v_1 = \frac{p_0 - p_1}{\rho_0 v_0} \tag{9}$$

$$\rho_1 = \frac{\rho_0^2 v_0^2}{\rho_0 v_0^2 + p_0 - p_1} \tag{10}$$

由(7)~(10)消去 ρ_1, τ_1, v_1 得

$$\begin{aligned} (\gamma + 1) p_1^2 - 2 p_1 (\rho_0 v_0^2 + p_0) - \\ [(\gamma - 1) p_0^2 - 2 p_0 \rho_0 v_0^2] = 0 \end{aligned} \tag{11}$$

上式为关于 p_1 的一元二次方程,其解为

$$p_1 = \frac{1}{(\gamma + 1)} \left[(p_0 + \rho_0 v_0^2) \pm \right.$$

$$\left. \sqrt{(p_0 + \rho_0 v_0^2)^2 + (\gamma + 1) p_0 \rho_0 v_0^2 \left(\frac{\gamma - 1}{2} \frac{p_0}{\rho_0 v_0^2} - 1 \right)} \right] \tag{12}$$

化简后可得符合要求的解(另一解根号前取负号, $p_1 = p_0$)

$$p_1 = \frac{p_0}{\gamma + 1} \left[2 \gamma \left(\frac{v_0}{c} \right)^2 + (1 - \gamma) \right] \tag{13}$$

式中 c 为空气中的声速。将(13)式分别代入(9),

(10)式得

$$v_1 = \frac{v_0}{(\gamma + 1)} \left[\gamma - 1 + 2 \left(\frac{c}{v_0} \right)^2 \right] \tag{14}$$

$$\rho_1 = \frac{\rho_0 (\gamma + 1)}{(\gamma - 1) + 2 \left(\frac{c}{v_0} \right)^2} \tag{15}$$

在冲击波波阵面上的局部区域内,气体的温度与压强、密度满足关系式

$$T_1 R' = \frac{p_1}{\rho_1} \tag{16}$$

R' 为气体普适常数。考虑到波面前空气气体处于静止状态, $u_0 = 0$, 由公式(1)可得

$$v_0 = U \tag{17}$$

可见测出冲击波波前的传播速度 v_0 , 应用(17)式结合(13)~(16)式能够计算出冲击波波阵面上的 p_1, v_1, ρ_1, T_1 等重要参数。

根据空气中总能量为定值的球对称分布冲击波扩散过程中的三个约束条件:(1) $\lim_{t \rightarrow 0} (dR/dt) = M_0 c = \text{const}$ (2) $\lim_{t \rightarrow \infty} (dR/dt) = c$ (3) $(d^2 R/dt^2) < 0$; 以及声速 c 的值越大,空气对冲击波的阻力越大,冲击波衰减越快;同样的冲击波初始速度 $M_0 c$, 冲击波初始半径 R_0 越小,波面扩张率越大,波衰减得越快等等条件,推得空气中激光等离子体产生的冲击波波前速度可以用下列公式来描述⁴¹

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} = U = M_0 c \left\{ 1 - \left(1 - \frac{1}{M_0} \right) \exp \left[- \left(\frac{R_0}{ct} \right)^{\frac{4}{5}} \right] \right. \\ \left. \left[1 + \frac{4}{5} \left(\frac{R_0}{ct} \right)^{\frac{4}{5}} \right] \right\} \end{aligned} \tag{18}$$

式中 t 为冲击波从具有最大扩张速度的初始半径 R_0 传播到 R 所需的时间。幂指数 4/5 反映了空气介质对球形激光等离子体空气冲击波的影响。(18)式积分可得波前传播方程式

$$R(t) = M_0 c t \left\{ 1 - \left(1 - \frac{1}{M_0} \right) \exp \left[- \left(\frac{R_0}{ct} \right)^{\frac{4}{5}} \right] \right\} + R_0 \tag{19}$$

2 实验装置

实验装置如图 1 所示。我们取激光等离子体湮灭以后的冲击波为研究对象。应用有效直径小于 1 mm, 频带宽为 5 MHz, 灵敏度为 1.1 $\mu\text{V}/\text{Pa}$ 的 PZT 探针(6)对波长为 1.06 μm 的 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 脉冲激光产生的等离子体空气冲击波的径向波形进行了逐点测试。用采样率为 500 MHz 的 Tek-TDS340 示波器(8)记录冲击波信号, PIN 二极管(7)接收散射激光确定

记录到的冲击波波形的计时零点;EPM-1000 能量计(5)监测激光脉冲的能量;分束板(2)从激光主束中分出 7% 的能量供能量计监测;衰减片组(1)调节靶中心处激光的能量值。实验参数:激光能量 10 ~ 110 mJ(可调);激光脉冲半高宽 15 ns;硬铝靶材(3)(圆形靶:厚 15 mm,直径 60 mm;锥形靶:端顶直径 0.3 mm,锥角 10°);激光聚焦透镜(4)焦距 100 mm;焦点光斑直径约 0.2 mm;探头头与靶上激光作用点间距 1 ~ 20 mm;探头移动精度 0.001 mm;探测方向与激光束夹角 30° ~ 80°;冬季室温 10.5℃,声速 0.337 mm/μs;夏季室温 30℃,声速 0.349 mm/μs。图 2 为距靶心 5 mm 处记录的激光作用在锥形靶上得到的冲击波波形。横坐标 $t = 0.0$ 处为激光作用时

为了避免因传感器响应速度慢引起的超压信号失真,取图 2 中超压信号上升沿的起点为冲击波的波前到达测量点对应的时刻。取激光能量平均为 40.5 mJ 和 105 mJ 两种情况下径向 19 个点的实验测量数据为例(见表 1), r 为测量点距靶中心的距离, T_1, T_2 分别为等离子体冲击波波前传到 r 点处所用的时间。图 3 给出了测量数据与(19)式计算结果的比较情况。对应于锥形靶,19 个点测量值与计算值的最大偏差为 0.09 mm,误差的方均根为 0.02 mm。表明(19)式能够非常好地描述激光等离子体空气冲击波。应用(13)~(16)式计算出的两种能量条件下激光等离子体冲击波的初始参数见表 2。

表 1 激光能量对等离子体空气冲击波前传输的影响

Table 1 Effect of laser energy on the wave-front transmission of PSW

r / mm	2.00	3.00	4.00	5.00	6.00	7.00	8.00
$T_1 / \mu\text{s}$	1.32	2.42	4.09	6.26	8.96	11.24	13.74
$T_2 / \mu\text{s}$	1.12	1.87	3.22	5.13	7.34	9.14	11.50
r / mm	9.00	10.00	11.00	12.00	13.00	14.00	15.00
$T_1 / \mu\text{s}$	16.60	19.20	21.95	24.55	26.55	29.75	32.75
$T_2 / \mu\text{s}$	14.28	16.80	19.60	21.90	24.00	26.85	29.90
r / mm	16.00	17.00	18.00	19.00	20.00	$T_1 \sim 40.5 \text{ mJ}$	
$T_1 / \mu\text{s}$	35.55	38.00	41.20	44.00	47.25	$T_2 \sim 105 \text{ mJ}$	
$T_2 / \mu\text{s}$	32.60	34.95	37.90	40.45	43.80		

表 2 激光能量对等离子体冲击波初始参数的影响

Table 2 Effect of laser energy on initial parameters of PSW

\bar{E} / mJ	R_0 / mm	$t_0 / \mu\text{s}$	M_0	P_M / P_0	V_0 / c	ρ_M / ρ_0	T_M / T_0
40.5	0.34	0.11	6.6	50	5.4	5.4	9.4
105	0.34	0.09	8.2	78	6.7	5.6	14

这些重要参数的计算结果与用光学干涉方法测量的结果是一致的[6]。两种激光能量情况下冲击波马赫数随传播距离增大而衰减的情况见图 4。

波阵面上气体运动速度与声速比(u_1/c)随传播距离的变化情况见图 5,波阵面处气体密度与空气密度比(ρ_1/ρ_0)随传播距离的变化情况见图 6,波阵面处超压比($p_1 - p_0$)/ p_0 随传播距离的变化情况

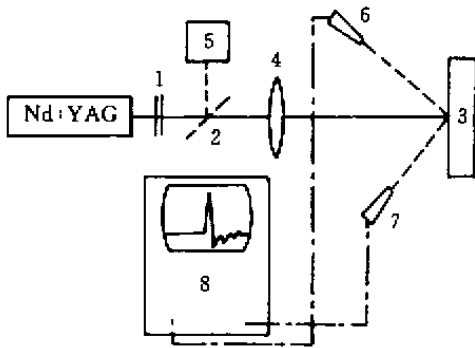


图 1 实验装置示意图

Fig.1 Schematic diagram of the experiment setup

- 1: attenuators; 2: beam splitter; 3: target; 4: convex lens;
- 5: energy meter; 6: PZT; 7: PIN; 8: oscilloscope

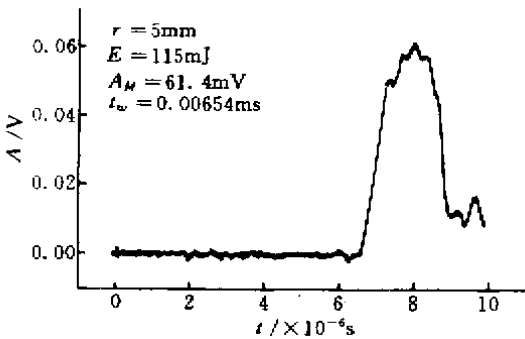


图 2 等离子体冲击波波形

Fig.2 Output pulse of the plasma shock wave

间起点,主峰的上升沿与零电压的交点($t_w = 6.54 \mu\text{s}$)对应于冲击波阵面到达测量点的时刻,峰值信号电压为 $A_M = 61.4 \text{ mV}$,对应最大超压约 0.0558 MPa。

3 实验数据分析

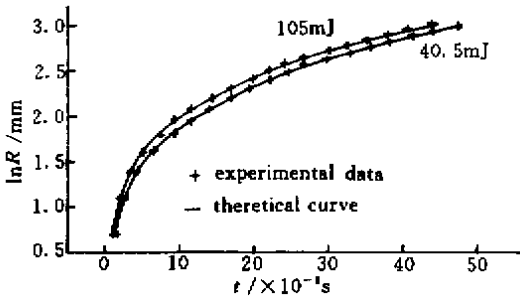


图 3 激光等离子体冲击波 $\ln R \sim t$ 的关系
Fig.3 $\ln R \sim t$ curve of PSW on wave-front

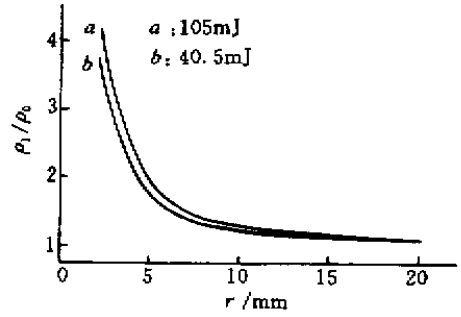


图 6 冲击波阵面上 $\rho_1/\rho_0 \sim r$ 曲线
Fig.6 $\rho_1/\rho_0 \sim r$ curve of PSW on wave-front

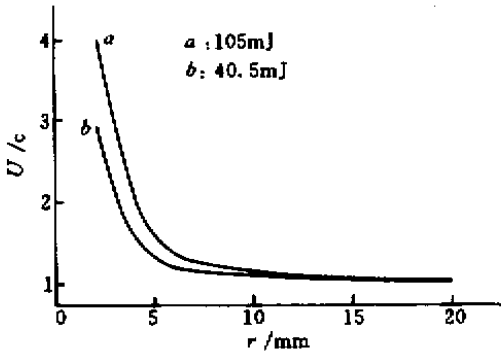


图 4 激光等离子体冲击波 $U/c \sim r$ 曲线
Fig.4 $U/c \sim r$ curve of PSW on wave-front

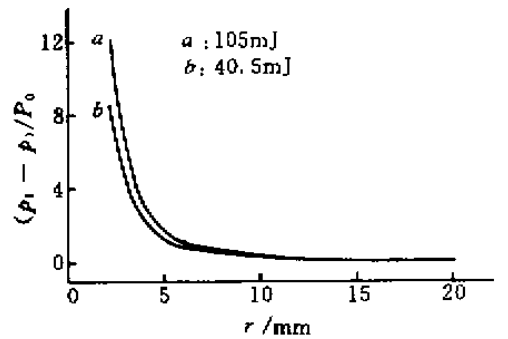


图 7 冲击波阵面上 $(p_1 - p_0)/p_0 \sim r$ 曲线
Fig.7 $(p_1 - p_0)/p_0 \sim r$ curve of PSW on wave-front

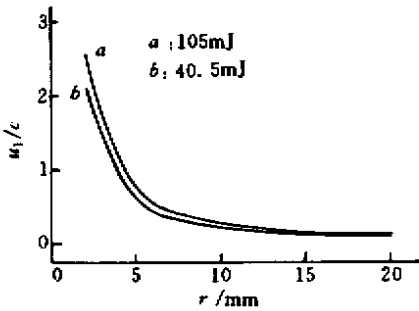


图 5 冲击波阵面上 $u_1/c \sim r$ 曲线
Fig.5 $u_1/c \sim r$ curve of PSW on wave-front

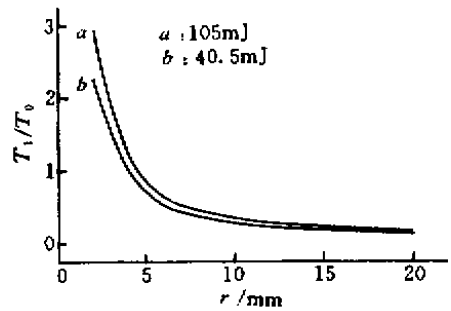


图 8 冲击波阵面上 $T_1/T_0 \sim r$ 曲线
Fig.8 $T_1/T_0 \sim r$ curve of PSW on wave-front

见图 7 波阵面上的温度随冲击波传播距离的变化情况见图 8。

图 9 为实验测量超压与大气压的比值。图 10 为计算超压与测量超压的差值相对于计算超压的比值。根据冲击波模型,由于波速超过声速,冲击波波阵面上出现了热力学参数的跃变。从 PZT 探针测到的冲击波系列波形可以看出,因为探针的频带宽度不够,对于冲击波的突变前沿来不及响应,近场区超压信号的上升有明显延迟效应,造成信号失真。导致在近场区测到的超压峰值压强比实际峰值压强要

小, $(p_1 - P_1)(p_1 - p_0) > \alpha$ (图 10 中 $r < 5$ mm 的区域)。冲击波越强,这种偏差越小。另一方面,随着冲击波强度的衰减,波速不断减小,当其减小到声速的 1.5 倍附近时,波面上粒子的运动速度与空气分子的最概然速率相当,波面上气体分子与静止空气中分子在热力学方面的差异趋于消失。导致波阵面上热力学参数的突变基本消失,脉冲波的峰值压强的位置向波包中心转移(图 2),成为脉冲形声波。此时波的速度仍超过正常声速,但其波包中心的超压值已不再是冲击波波阵面上超压的意义了,

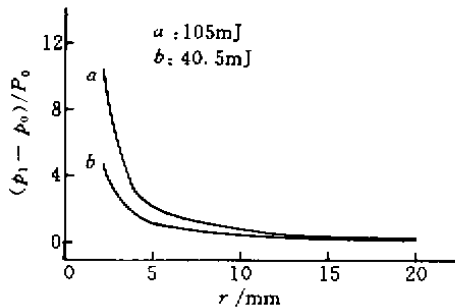
图9 实验测量冲击波 $(P_1 - P_0)/P_0 \sim r$ 曲线

Fig.9 Experimental $(P_1 - P_0)/P_0 \sim r$ curve of PSW on wave-front

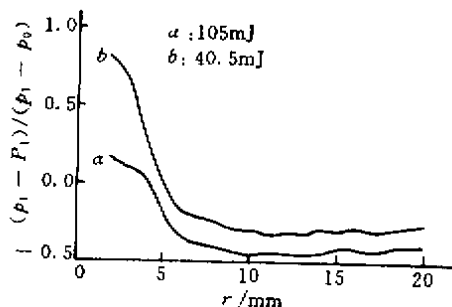
图10 $(p_1 - P_1)(p_1 - p_0) \sim r$ 曲线

Fig.10 $(p_1 - P_1)(p_1 - p_0) \sim r$ curve

超压的衰减不再满足(13)式。导致远场区实测超压值大于由冲击波模型计算出的超压值, $(p_1 - P_1)(p_1 - p_0) < \alpha$ (图10中 $r > 5$ mm 的区域)。冲击波越弱, 这种偏差越小。

4 结 论

根据(18)式给出的激光等离子体空气冲击波马赫数可以算出冲击波波阵面上的初始超压、气体密度、温度、粒子速度等重要参数, 其与用光学干涉方法测量的结果一致。在波速大于声速1.5倍的近场区内, 计算值与实验测量值之间的一致性很好。在1.5倍声速以下的远场区域范围, 波的峰值压强向波包中心转移, 波阵面处热力学量突变消失, 冲击波的物理模型不再适用。此处出现了冲击波向强声波

过渡的新特征。

参 考 文 献

- 1 Xiaowu Ni, Biao Zou, J. P. Chen *et al.*. On the generation of laser-induced plasma acoustic waves. *Acta Physica Sinica (Overseas Edition)*, 1998, 7(2):143147
- 2 Zou Biao, Chen Jianping, Shen Zhonghua *et al.*. Mechanism of laser induced plasma acoustic wave. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 1998, 18(2):212~216 (in Chinese)
- 3 W. E. Baker. *Explosions in Air*. Beijing: Atomic Energy Press, 1982. 45 (in Chinese)
- 4 Bian Baomin, He Feng, Chen Jianping *et al.*. An investigation of references on the front of laser plasma shock wave. *Acta Physica Sinica (物理学报)*, 2000, 49(3):445~448 (in Chinese)
- 5 R. Corrant, K. O. Friedrichs. *Supersonic Flow and Shock Waves*, Beijing: Science Press, 1986. 11 (in Chinese)
- 6 Jian Lu *et al.*. *Laser-Materials Interactive Physics*. Beijing: Mechanics Industry Press, 1996. 94, 125 (in Chinese)