

激光诱导激波在氮气中的传播

吴嘉达 吴凌晖 伍长征 李富铭

(三束材料改性国家重点联合实验室复旦大学分部, 复旦大学, 上海 200433)

提要 实验观察了强激光脉冲击穿氮气诱发激波及其传播过程, 用爆炸波模型讨论了激波的产生和传播, 给出了激波传播的基本规律, 对实验结果作出了满意的解释。

关键词 气体击穿, 激波, 爆炸波

1 引言

强激光与气体介质的相互作用一直为人们所关注, 固体表面附近的气体在强激光作用下的光学击穿现象是许多实验和理论研究的重要课题^[1~3]。在材料的激光处理过程中, 往往涉及固体表面的受热熔化、气体击穿、等离子体和激波的形成以及对固体表面的作用等过程。然而, 迄今人们对这些过程及相互关联的了解并不全面, 更没有一个令人满意的理论模型。我们在实验上模拟钛的激光氮化条件, 通过观察强激光脉冲对氮气的光学击穿所引发的激波的传播, 用爆炸波模型讨论了激波的形成和传播规律, 较为满意地解释了实验结果。这对于了解强激光与气体相互作用以及材料表面改性处理中的激波效应有一定的参考意义。

2 实验原理和装置

激波在气体中传播时, 气体的参量, 如密度、压强、温度以及折射率等, 在激波所到之处发生跃变。因此, 可以根据探测光束的偏折与否确定激波的传播。受高强度聚焦激光束辐照, 焦点附近的气体被击穿, 由击穿处要向周围气体传播一个激波。我们用波长为 532 nm 聚焦激光脉冲击穿氮气引发激波, 用稳定的 He-Ne 激光束作探测光束观察激波在氮气中的传播情况。

实验装置如图 1 所示。气体腔为一直径 160 mm, 高 200 mm 的圆筒形压力容器, 上底面和侧面有光学窗口。实验前先将腔体抽真空, 然后充以一定压强的氮气。以倍频 Nd:YAG 激光脉冲为激发光, 经透镜 f_1 聚焦, 通过腔上底的窗口击穿腔内的氮气。激光的脉冲宽度为 5 ns, 脉冲能

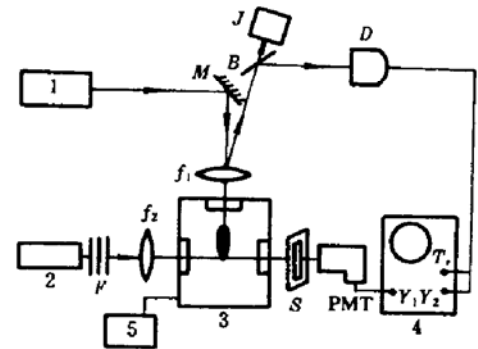


Fig. 1 Schematic diagram of experimental set-up
1—frequency-double YAG laser; 2—He-Ne laser; 3—gas chamber; 4—oscilloscope; 5—vacuum pump; M—mirror; B—beam splitter; f_1, f_2 —lenses; F—filter; S—slit; PMT—photomultiplier; D—photodiode; J—energy meter

量为 100~300 mJ。光探测部分由 He-Ne 激光器、透镜 f_2 、光电倍增管 PMT 以及光电倍增管前的狭缝 S 组成。狭缝宽 0.1 mm, 缝平行于入射的激发光束。整个探测光路可作二维移动, 其中垂直于激发光方向(即横向或径向)的空间分辨率达 0.2 mm, 以精确测定激波波前的到达。光电倍增管的信号输入示波器的 Y_1 端。激发光脉冲能量由能量计 J 监视, 并作相对测量。光电管 D 的信号输入至示波器的 Y_2 端, 同时兼作示波器的触发信号。 Y_1 信号相对于 Y_2 信号的延迟时间即为激波从击穿处到探测区的传播时间。

3 实验结果和讨论

在激发脉冲作用瞬间, 焦点附近闪现明亮的火花, 形状如图 2(a) 所示。受高强度聚焦激光脉冲激发, 焦点处氮气首先被击穿。被击穿的气体由于逆韧致过程强烈地吸收激光能量, 致使击穿自焦点逆着激发光的方向发展。激光能量在此区域的快速注入使得气体电离形成热等离子体。等离子区的大小因激光能量、气体压强等参数而异。在我们的实验条件: 激光能量为 100~300 mJ, 腔内气体击穿处的激光功率密度为 10^9 W/cm², 氮气压强为 $0.5\sim 3.0\times 10^5$ Pa 时, 等离子体火花纵向长 7~15 mm, 横向线度约 1 mm。

热等离子体一经形成, 就以超声速绝热膨胀, 产生高压波前, 即激波。图 2 示意地表示激光诱发的等离子体和其后某一时刻的激波。

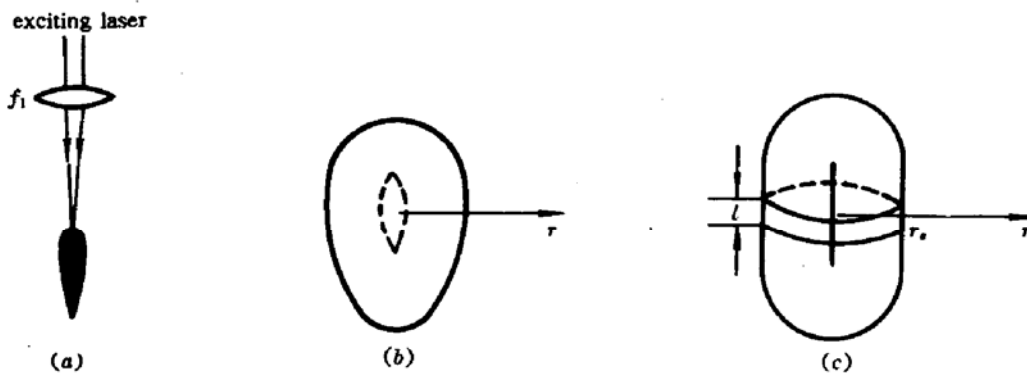


Fig. 2 A schematic representation of optical breakdown

(a) plasma initiation; (b) propagation of shock wave; (c) approximation of shock wave front

实验观察了在一一定的激光能量 E 和氮气压强 P_0 下激波沿图 2(b) 所示径向 r 的传播情况, 见图 3 所示。 Y_2 信号峰反映激发光脉冲, Y_1 信号为离中心不同距离 r 处得到的一系列探测光信号。 Y_1 信号的波动说明折射率变化, 有激波通过, 其初始波动反映激波波前到达 r 时对探测光的扰动, 它相对于 Y_2 峰的时间间隔即为激波自中心到 r 处的传播时间 t 。获得的激波传播曲线示于图 4。经数据处理, 发现在我们的考察范围, 激波的传播满足 $r_s \propto t^{1/2}$ 关系, 不同于通常在均匀大气中爆炸引起的激波的传播规律^[4]。激波的传播时间也依赖于激光能量 E 和氮气压强 P_0 , 能量大、气压低, 则时间就短, 也即传播速度快。根据我们的实验结果, 激波的传播速度 v_s 与激光能量和气压之间有关系 $v_s \propto E^\alpha P_0^{-\beta}$, 其中指数 α 接近 0.25, β 的范围在 0.22~0.30 之间。这也与通常的爆炸激波的传播规律不同。

不过, 对于上述实验结果, 我们还是可以借用爆炸激波的概念, 进行物理解释。

焦点附近的氮气被击穿强烈地吸收激光能量而发展成为图 2(a) 所示的等离子体。激光

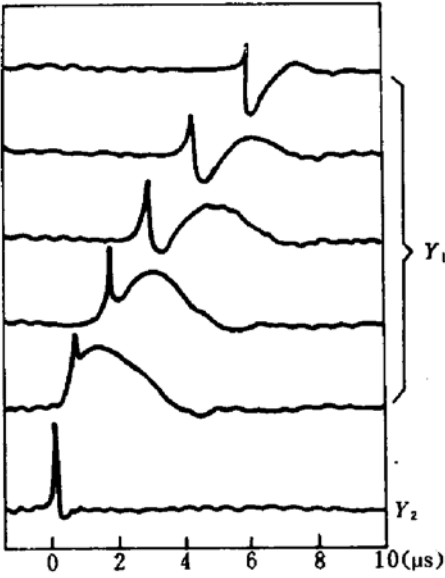


Fig. 3 Y_2 - the D signal of exciting laser pulse; Y_1 - the PMT signals of probe laser at different positions

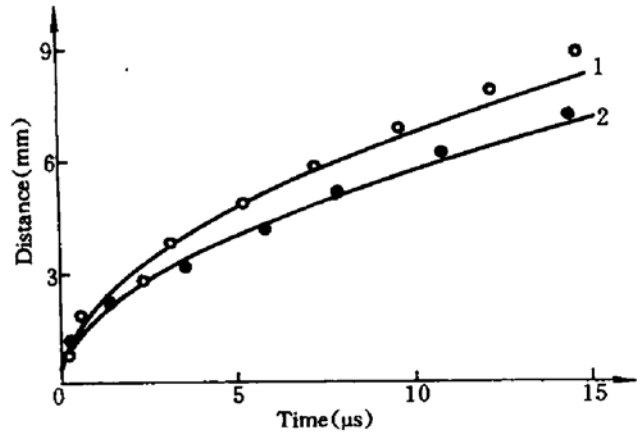


Fig. 4 Measured distance vs time (dots and crosses) and the theoretical fits given by eq. (3) (solid lines). Line 1 and crosses; $P_0 = 3.0 \times 10^5 \text{ Pa}$, $E = E_1$; line 2 and dots; $P_0 = 2.0 \times 10^5 \text{ Pa}$, $E = E_2$; $E_1/E_2 = 2.9$

能量的注入过程是在 $\sim 5 \text{ ns}$ 时间(\sim 激光脉冲宽度)内完成的,对于我们的考察阶段(时间尺度为 μs 量级),可以认为这是一个瞬时能量源。等离子区的横向(径向)范围比纵向范围小得多,在很大的精度上可把这个能量源近似为线状的,长度为等离子区的纵向尺寸 L 。进一步假定此线状能量源是均匀的,能量线密度 $\varepsilon = \alpha E/L$ ($\alpha < 1$, αE 为激光提供给激波的能量)。尽管在热等离子体阶段,氮气被激发而离解和电离,然而这些状态很快弛豫,在我们的考察阶段,可以把氮气假定为比热不变的理想气体,其密度为 ρ_0 ,绝热指数为 γ 。因此,可以把这个问题作为均匀的线状能量源的瞬时释放所引发的激波在比热不变的理想气体中的传播问题来处理。此外,我们所考虑的范围离能源中心不太远,激波波前上的气压 P_s 比气体的初始压强 P_0 高得多,强激波极限公式成立^[4]:

$$P_s = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 v_s^2, \quad \rho_s = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0 \quad (1)$$

式中 ρ_s 为激波波前的气体密度, v_s 是激波的传播速度。

至时刻 t 激波波前演变如图2(b)所示的形状,其中间局部可视为半径为 r_s 的圆柱面。取图2(c)中所示高为 l 的一段,激波所围的体积 $V = \pi r_s^2 l$,气体质量 $M = \rho_0 \pi r_s^2 l$ 。波前上的压强正比于该处单位体积的平均能量,而后者又正比于激光所提供的能量,因此 $P_s \propto \varepsilon/r_s^2$ 。于是,激波的传播速度

$$dr_s/dt = v_s \propto (P_s/\rho_0)^{1/2} \propto (\varepsilon/\rho_0)^{1/2} r_s^{-1} \quad (2)$$

将此式积分,就得

$$r_s \propto (\varepsilon_0/\rho_0)^{1/2} t^{1/2} \\ r_s = A(E/P_0)^{1/2} t^{1/2} \quad (3)$$

即

此即激波的传播规律,其中 A 是比例系数。

根据公式(3)画出理论曲线示于图4。可以看出,在 $r_s \leq 6 \text{ mm}$ 范围,理论曲线与实验结果吻合得很好。但是,离中心较远处两者有所偏离。这是由于在前面的讨论中,我们把中间一段

波前的形状作为圆柱面形来考虑,这个近似随着距离的增大而逐渐偏离真实情况。其二,我们也曾用了强激波近似。然而,在膨胀过程中激波强度逐渐减弱 ($P_s \propto 1/r^2$),波前上的气压渐渐地接近气体的初始压强,实际上,爆炸激波在传播过程中逐步演变为声波^[4]。

公式(3)和公式(2)也反映了激光能量 E 和气压 P_0 对激波传播速度 v_s 的影响,速度将以 $v_s \propto (E/P_0)^{1/4}$ 的形式变化。这也与实验结果比较接近。

爆炸波模型在一定程度上较好地描述了激光引发的激波在氮气中的传播。对于焦点附近固体表面对激波影响的研究正在进行之中。

参 考 文 献

- 1 N. D. Ustinov, V. N. Moiseev, V. A. Tikhomirov *et al.*. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1986, **18**(5):601
- 2 E. O. Danilov, V. A. Danilychev, V. A. Dolgikh *et al.*. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1988, **18**(12):1615
- 3 Yu. P. Raizer, *Laser-induced discharge phenomena*. New York: Consultants Bureau, 1977
- 4 Ya. B. Zeldovich, Yu. P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*, Vols. I and II, Academic Press, 1967, Chaps 1, 7, 12

Propagation of Laser-induced Shock Waves in Nitrogen

Wu Jiada Wu Linghui Wu Changzheng Li Fuming

(State Key Joint Laboratory for Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams,
Fudan University, Shanghai 200433)

Abstract Shock waves initiated from nitrogen gas breakdown by laser pulses of high intensity and propagation of the shock waves are examined experimentally and discussed with a model of explosion wave. The paper presented propagation law of the shock waves and explained the experimental results satisfactorily.

Key words gas breakdown, shock wave, explosion wave