

文章编号: 1000-5773(2010)02-0154-07

空气中激光支持爆轰波实验及理论分析*

陈 朗¹, 鲁建英^{1,2}, 冯长根¹

(1. 北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室, 北京 100081;

2. 防化指挥工程学院, 北京 102205)

摘要: 为了研究激光击穿空气产生的等离子体爆轰波形成机制和传播规律, 利用高能量 CO₂ 激光器产生强激光, 进行了空气中产生激光支持等离子体爆轰波实验。实验中: 设置了诱导靶板, 用于诱发和定位空气中的激光支持爆轰波; 以激光器升压过程球隙放电产生的光信号作为触发源, 触发高时间分辨率(纳秒级)的高速相机, 记录了激光支持爆轰波的成长和传播全过程。分析了激光支持爆轰波的形成机理和传播规律。采用 C-J 爆轰理论, 计算了激光支持爆轰波的压力和温度。研究结果表明: 激光支持等离子体爆轰波形成初期, 等离子体爆轰波发光体为球形; 随着时间增加, 等离子体爆轰波发光体的形状类似流星, 且头部为等离子体前沿吸收层, 亮度较高, 而尾部等离子体温度较低, 亮度较弱。等离子体爆轰波高速向激光源的方向移动, 爆轰波速度高达 18 km/s, 温度约为 10⁷ K。随着激光强度的减弱, 爆轰波速度迅速按指数规律衰减, 当爆轰波吸收的激光能量不能有效支持爆轰波传播时, 爆轰波转变为冲击波。

关键词: 激光; 等离子体; 爆轰波; 冲击波

中图分类号: O439; O382.1 **文献标识码:** A

1 引 言

大功率激光束在空气中聚焦, 当聚焦点的功率密度达到 10 TW/m² 以上^[1]时, 空气被击穿变成高温等离子体, 等离子体进一步吸收激光能量, 沿激光入射方向形成爆轰波, 这种爆轰波被称为激光支持等离子体爆轰波。由于它是一种由激光能量支持的冲击波, 因此可用于推动飞行器运动。推动飞行器的能量转化效率与激光支持爆轰波的持续时间密切相关。由于激光支持爆轰波在激光脉冲作用结束后将消失或转化为冲击波, 因此在实验中如何有效地记录激光脉冲作用时间内的激光支持爆轰波是一个关键问题。1974 年, W. E. Maher 等人^[2]将 CO₂ 激光器产生的持续时间约为 10 μs 的长脉冲激光作用于固体表面, 产生激光支持爆轰波, 采用每幅时间间隔为 2 μs 的高速分幅式相机, 获得了固体表面激光支持爆轰波的发光图像, 发现激光支持爆轰波在 7 μs 后转化为冲击波。进入 21 世纪, 高速照相技术的进步为研究激光支持爆轰波提供了更先进的观察手段。2000 年, D. G. Messitt 等人^[3]将 CO₂ 激光器产生的脉冲持续时间为 18 μs 的激光聚焦于平板表面, 应用阴影照相技术获得了激光支持爆轰波的传播图像, 给出了激光支持爆轰波转化为冲击波的时间分割点。2003 年, H. Yan 等人^[4]采用激光脉冲持续时间约 10 ns 的 Nd:YAG 激光器聚焦空气产生等离子体爆轰波, 结合 ICCD 相机, 记录了 100~900 μs 内爆轰波已转化为冲击波后的流场图像。2007 年, N. Kawahara 等人^[5]采用激光脉冲持续时间约 10 ns 的 Nd:YAG 激光器, 以及曝光时间为 5 ns 的 ICCD 相机, 研究了激光击穿空气 20 ns~10 μs 内等离子

* 收稿日期: 2009-02-12; 修回日期: 2009-03-29

基金项目: 国家自然科学基金(10472015)

作者简介: 陈 朗(1965—), 男, 博士, 教授, 主要从事爆轰物理及冲击动力学研究. E-mail: chenlang@bit.edu.cn

体爆轰波的演化过程,得到的等离子体前沿初始运动速度高达 10 km/s 以上。由于他们使用的 Nd:YAG 激光器的激光脉冲持续时间较短,激光支持爆轰波很快衰减为冲击波,拍摄的图像没有反映出等离子体爆轰波的传播特征。2008 年,鲁建英等人^[6]采用脉冲持续时间为 15 μs 的 CO_2 激光器聚焦空气产生等离子体爆轰波,用高速纹影摄影法记录了激光击穿空气 4 μs 后激光支持爆轰波流场的演化过程,因高速相机幅频较低,因此只观察到了冲击波的传播图像。从已有的实验结果来看:对于激光脉冲作用结束后等离子体爆轰波的流场演化过程,实验数据较丰富,而对于激光作用时间内等离子体爆轰波的成长和传播过程,获得的实验数据较少。

为了研究激光持续时间内激光支持爆轰波的演化规律,本工作将 CO_2 激光器产生的较长激光脉冲聚焦空气,形成等离子体爆轰波,利用时间分辨率为纳秒级的高速相机,记录 0~12 μs 内激光支持爆轰波的成长和传播全过程,以获得激光脉冲作用时间内不同时刻的等离子体爆轰波图像。从理论上分析激光支持爆轰波的形成机制和传播机理,计算激光支持爆轰波的速度、压力和温度。

2 实验装置

激光支持爆轰波实验装置(见图 1)由 CO_2 激光器、聚焦透镜、高速相机、光电二极管、脉冲信号发生器、衰减片和诱导靶板等装置组成。 CO_2 激光器产生的强激光束经球形透镜聚焦,击穿空气形成等离子体爆轰波。等离子体爆轰波的发光由高速相机记录。 CO_2 激光器型号为 TEA2000,单次激光脉冲的平均能量为 34 J,输出激光脉冲波形曲线如图 2 所示。图中激光功率为相对值,转化为实际激光功率需要引入一个与单脉冲能量有关的比例系数。激光强度在 1.25 μs 达到第 1 峰值,在 1.67 μs 达到第 2 峰值,整个脉冲持续时间约为 15 μs 。激光束未聚焦前为 30 mm \times 30 mm 的矩形光斑,经焦距为 265 mm 的球形透镜聚焦后变成直径为 1 mm 左右的圆形光斑。高速相机型号为 HSFC12 型,可以连续拍摄 4 幅照片,每幅照片最小时间间隔可达 3 ns。由于等离子体爆轰波亮度较高,测量时为避免强光对高速相机感光系统的破坏,在相机的成像透镜前放置 1% 的玻璃衰减片。

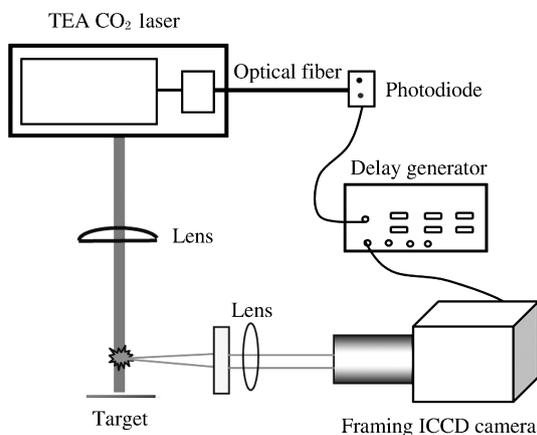


图 1 实验装置

Fig. 1 Experiment arrangement

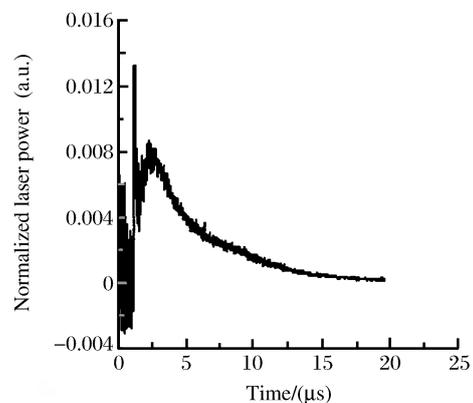


图 2 激光脉冲波形

Fig. 2 Temporal laser pulse waveform

为了使激光更容易击穿空气产生爆轰波以及精确定位空气中爆轰波的位置,在激光聚焦点后 20 mm 处放置一块铝靶板。由于铝靶板表面在激光作用下很容易被击穿产生等离子体,等离子体中的自由电子会降低空气的击穿阈值,从而诱发激光聚焦点处的空气被击穿,产生等离子体爆轰波。另外,靶板表面击穿后会出现等离子体爆轰波发光,根据靶板位置就可以在高速相机照片中对空气中的等离子体爆轰波进行精确定位。

激光支持等离子爆轰波的形成和传播仅持续几微秒。实验中如何控制高速相机的触发时间,使其

有效记录到等离子体爆轰波的初始发光是一个难点。如果以激光击穿空气产生的等离子体发光作为高速相机的触发信号,将记录不到等离子体的初始发光。由于 CO_2 激光器从启动到发出激光的时间有偏差,因此,也不能采用激光器启动信号作为高速相机的触发信号。本实验中以激光器升压过程球隙放电产生的光信号作为信号源,通过光电二极管将光信号转换为电信号输入脉冲发生器,脉冲发生器产生同步脉冲信号触发高速相机。经实验测定,从激光器球隙放电到发出激光束的时间差为 $1.2 \mu\text{s}$,因此以激光器球隙放电后 $1.2 \mu\text{s}$ 作为相机启动的零时刻。通过设定不同的相机启动延迟时间,可以获得不同时刻下等离子体爆轰波的图像。在激光击穿空气的初始阶段,等离子体爆轰波的各个物理参数变化很快,随着时间增加,变化放缓。因此在设置高速相机延迟时间时,初始阶段每幅照片时间间隔较小,随着时间增加,间隔时间逐渐加大。

3 实验结果及分析

3.1 实验结果

图 3 为高速相机记录到的不同时刻下激光支持爆轰波发光照片。在零时刻,靶板表面首先出现发光点,这是激光作用于靶板时形成的等离子体爆轰波发光;20 ns 时,在靶板表面发光点的下方出现第 2 个发光点,这是激光击穿空气产生的等离子体爆轰波发光;280 ns 时,激光作用于靶板形成的等离子体爆轰波发光减弱,激光击穿空气产生的等离子体爆轰波发光增强,且爆轰波向激光光源方向运动;480 ns 时,激光作用于靶板形成的等离子体爆轰波发光消失,只有激光击穿空气产生的等离子体爆轰波发光,等离子体爆轰波继续向光源方向运动。不同时刻的等离子体爆轰波发光照片显示:等离子体爆轰波形成初期,等离子体爆轰波发光体为球形;随着时间增加,等离子体爆轰波发光体的形状类似流星,且头部为等离子体前沿吸收层、亮度较高,而尾部等离子体的温度较低、亮度较弱。在激光脉冲作用时间内,等离子体爆轰波在向激光光源方向运动的同时,波阵面也逐渐扩大。从 4 580 ns 等离子体爆轰波发光照片上,可以清楚地看到等离子体爆轰波的结构。

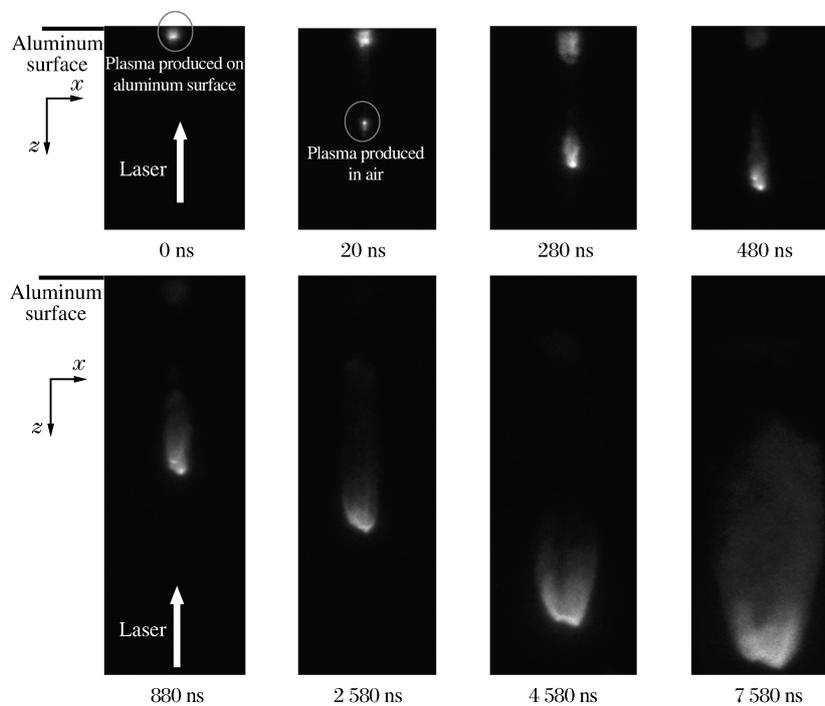


图 3 不同时刻下激光支持爆轰波发光照片

Fig. 3 Photographs of irradiance of laser supported detonation waves

根据实验照片,可得到不同时刻下等离子体爆轰波发光前沿与靶板之间的距离 z ,如图4所示。对图中数据点进行拟合,拟合曲线的置信度为 $R=0.997$,得到的等离子体爆轰波前沿位置 $z(t)$ 与时间 t 的关系为

$$z = A_1 e^{-t/t_1} + A_2 e^{-t/t_2} + C_0 \quad (1)$$

式中: A_1 、 A_2 、 t_1 、 t_2 和 C_0 为拟合参数,见表1。将(1)式等号两边对时间进行求导,获得等离子体爆轰波速度随时间变化的关系

$$D = \frac{\partial z}{\partial t} = -\frac{A_1}{t_1} e^{-t/t_1} - \frac{A_2}{t_2} e^{-t/t_2} \quad (2)$$

根据(2)式可以得到等离子体爆轰波速度随时间变化的曲线,如图5所示。从图中可以看出:在爆轰波形成初期,等离子体爆轰波速度很高,且速度下降很快;随着时间增加,速度下降趋于平缓。在20 ns时等离子体爆轰波速度为18 km/s,360 ns后等离子体爆轰波速度快速降到11 km/s,5 μ s时缓慢下降到1.4 km/s,8.5 μ s后速度下降到340 m/s以下。

表1 激光支持爆轰波速度拟合曲线参数

Table 1 The fitting curve parameters of laser supported detonation wave speed

C_0	A_1	t_1	A_2	t_2
44.797 02	-32.039 44	2.436 8	-25.316 82	0.006 49

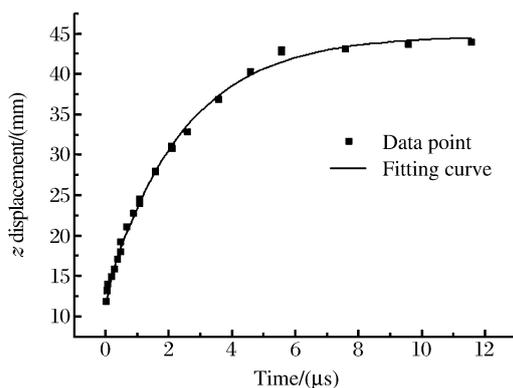


图4 不同时刻下 z 方向上激光支持爆轰波前沿与靶板距离
Fig. 4 Distance from target plate to laser supported detonation waveform along z axis at different time

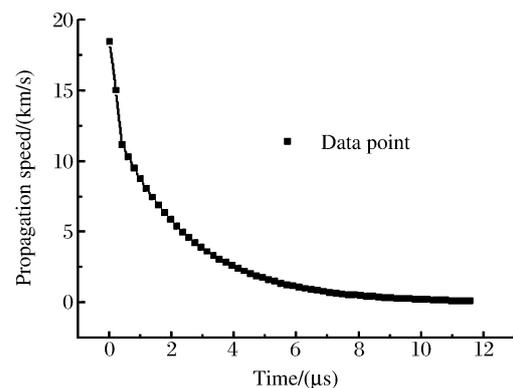


图5 激光支持爆轰波速度随时间变化曲线
Fig. 5 Propagation speed of laser supported detonation waves versus time

3.2 理论分析

从获得的激光支持爆轰波演化实验照片,可以进一步分析激光支持爆轰波的成长和传播过程。强激光在空气中经透镜聚焦后,在激光光路最窄处发生击穿,产生高温高压等离子体,初始等离子体云为球形,如图6(a)所示。高温高压等离子体向外膨胀,压缩周围空气,形成冲击波。冲击波经过后,扫过的气体因受强烈的冲击压缩作用使内能增加,受热发生电离,产生一定量的自由电子。当气体电离度达到一定值后,气体变得不透明,处于光路范围内的气体通过逆韧致辐射开始吸收激光能量,成为新的等离子体吸收层,并且屏蔽了后面的等离子体层对激光能量的吸收,这样沿着光路迎着激光束形成了一个“吸收和加热的波”,通常也称为激光支持爆轰波,如图6(b)所示。激光支持爆轰波的传播过程类似炸药爆炸产生的化学反应爆轰波,都是由前导冲击波和产物以同一速度沿一定方向传播。不同的是,激光支持爆轰波与化学反应爆轰波相比:前者的产物为等离子体,后者的产物为化学反应气体;前者向激光光源传播,后者沿爆炸物传播;前者需要激光能量支持,后者则是由爆炸物的化学反应提供能量。当激光能量密度大幅降低,不足以使空气等离子体化,激光支持爆轰波将不能维持。等离子体前沿吸收层与冲击波阵面分离,等离子体温度降低,冲击波在没有能量输入的情况下以较低速度向前传播并逐渐衰

减,如图6(c)所示。等离子体前沿以很低的速度向外扩展,当等离子体的压力等于周围空气压力时,等离子体不再移动。

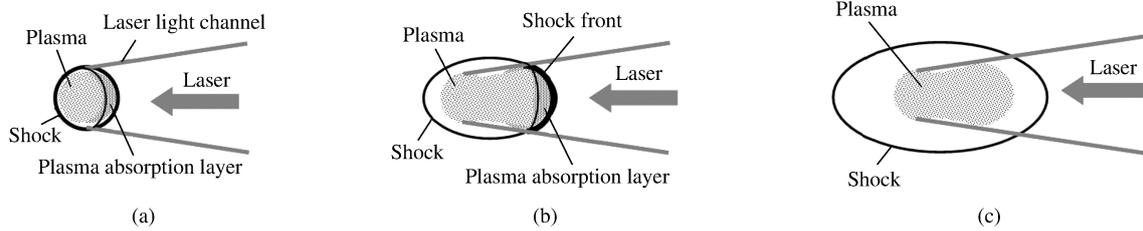


图6 激光支持等离子体爆轰波结构示意图

Fig. 6 Structure of laser supported detonation waves

激光支持爆轰波在未转化为冲击波之前,爆轰波阵面速度就是等离子体发光前沿扩展的速度。对比图2中激光脉冲波形曲线,可以看出,在激光作用的初始阶段,激光能量密度较高。因此,此时爆轰波阵面吸收的能量相对较多,爆轰波速度达到18 km/s。当激光能量密度剧烈下降时,爆轰波阵面吸收的能量也急剧下降,爆轰波速度很快降到10 km/s。随着激光能量密度下降到一定值后,下降速度变缓,此时爆轰波阵面吸收的能量比较低,爆轰波速度较小。随着激光强度下降,激光束面积增大,激光能量密度明显减小。8.5 μs后,等离子体发光前沿速度最终下降到340 m/s以下,低于空气中的声速。从速度曲线可以看出,激光支持等离子体爆轰波的速度不是定值,这与炸药中稳定传播的爆轰波有较大区别。

根据激光支持爆轰波速度,运用经典的C-J爆轰理论^[7]以及质量、动量和能量守恒定律,可以得到激光支持爆轰波阵面的压力 p_{sh} 、密度 ρ_{sh} 和温度 T_{sh}

$$p_{sh} \approx \rho_0 D^2 / (\gamma + 1) \quad (3)$$

$$\rho_{sh} = \rho_0 (1 + 1/\gamma) \quad (4)$$

$$T_{sh} = p_{sh} / R \rho_{sh} \quad (5)$$

式中: D 为爆轰波速度, γ 为气体绝热指数, ρ_0 为环境气体未受扰动时的密度。本计算中假设 γ 值不随时间变化,取为1.2^[8], ρ_0 为1.25 kg/m³。根据(4)式,得到被压缩空气的密度为: $\rho_{sh} = 2.29$ g/cm³。

将(2)式代入(3)式和(5)式,得到不同时刻下等离子体爆轰波的压力和温度,如图7和图8所示。从图中可以看出:在20 ns时,爆轰波阵面压力约为200 MPa,温度约为10⁷ K;随着时间增加,在400 ns时压力下降到70 MPa,温度下降到4 × 10⁶ K;之后,压力和温度变化较缓慢;8.5 μs时,压力降到0.1 MPa,温度降到3 × 10⁴ K。图9为N. Kawahara等人^[9]采用光谱法获得的激光击穿空气产生等离

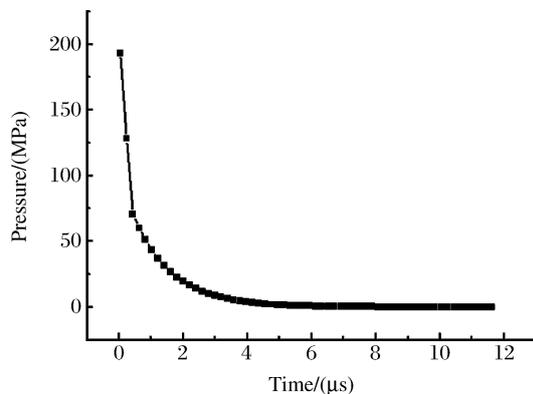


图7 计算得到的激光支持爆轰波阵面压力-时间曲线
Fig. 7 Calculated pressure-time curve of laser supported detonation waves

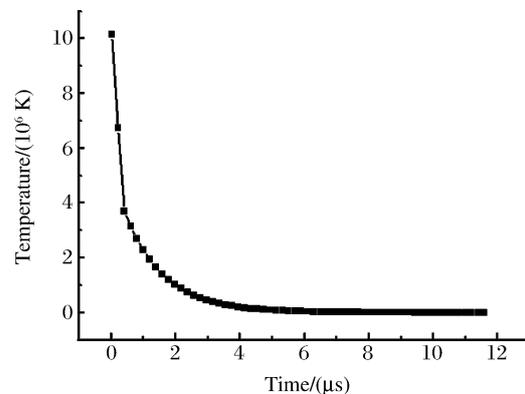


图8 计算得到的激光支持爆轰波阵面温度-时间曲线
Fig. 8 Calculated temperature-time curve of laser supported detonation waves

子体爆轰波的温度曲线。本计算得到的爆轰波温度随时间变化的趋势与他们的测量结果基本一致。N. Kawahara 等人测量的等离子体爆轰波最高温度为 0.2×10^7 K, 本计算得到的爆轰波最高温度为 1.0×10^7 K, 两者基本在同一数量级。

激光支持爆轰波转化为冲击波的时间节点, 可通过激光强度来判断。当激光强度大于 100 GW/m^2 时, 激光支持爆轰波吸收的激光能量能够维持爆轰波传播^[10]; 当激光强度低于 10 GW/m^2 时, 激光支持爆轰波转变为冲击波。Y. P. Raizer^[11] 提出了激光支持爆轰波与入射激光强度之间的关系

$$D \approx [2(\gamma^2 - 1)I/\rho_0]^{1/3} \quad (6)$$

式中: I 为激光强度, D 为爆轰波速度, γ 为气体绝热指数, ρ_0 为环境气体未受扰动时的密度。将爆轰波速度代入(6)式, 可以计算出入射激光强度。图 10 为激光强度随时间变化的曲线。从中可以看出: $4.7 \mu\text{s}$ 后, 爆轰波转变为冲击波, 此时冲击波速度为 1.9 km/s , 温度为 $1.6 \times 10^5 \text{ K}$, 压力为 2 MPa 。

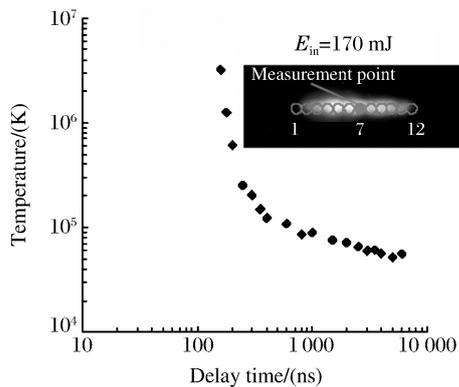


图 9 激光支持爆轰波温度随时间变化曲线^[9]

Fig. 9 Laser supported detonation wave temperature versus time^[9]

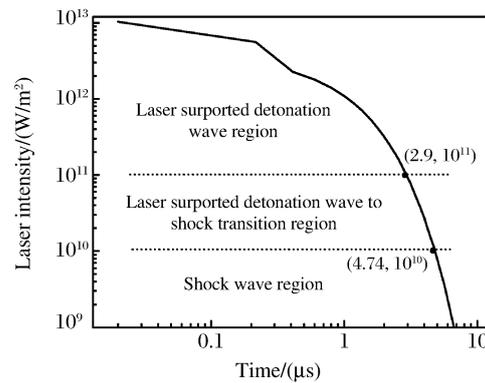


图 10 计算得到的激光强度随时间变化曲线

Fig. 10 The variation of calculated laser intensity with time

4 结 论

(1) 激光支持爆轰波形成初期, 等离子体爆轰波发光体为球形。随着时间增加, 等离子体爆轰波发光体的形状类似流星, 且其头部为等离子体前沿吸收层、亮度较高, 尾部等离子体温度较低、亮度较弱。

(2) 等离子体爆轰波朝着激光源高速移动。激光支持爆轰波产生初期, 速度达到 18 km/s 左右, 爆轰波阵面压力约为 200 MPa , 温度约为 10^7 K 。随着时间增加, 速度按指数规律衰减。

(3) 等离子体爆轰波传播需要激光能量支持。当激光能量密度降低, 不足以使空气等离子体化, 激光支持爆轰波不能维持。等离子体前沿与冲击波分离, 等离子体温度降低, 冲击波在没有能量输入的情况下继续向前传播并逐渐衰减。

感谢装备指挥学院激光推进国家重点实验室在实验方面给予的支持和帮助。

References:

- [1] Steverding B. Ignition of Laser Detonation Waves [J]. J Appl Phys, 1974, 45(8): 3507-3511.
- [2] Maher W E, Hall R B, Johnson R R. Experimental Study of Ignition and Propagation of Laser-Supported Detonation Waves [J]. J Appl Phys, 1974, 45(5): 2138-2145.
- [3] Messitt D G, Myrabo L N, Mead Jr F B. Laser Initiated Blast Wave for Launch Vehicle Propulsion [A]//The 36th AIAA Joint Propulsion Conference [C]. Huntsville, Alabama: AIAA, 2000: 3848.
- [4] Yan H, Adelgren R, Boguszko M, et al. Laser Energy Deposition in Quiescent Air [A]//The 41st Aerospace Sci-

- ences Meeting and Exhibit [C]. Reno, Nevada: AIAA, 2003: 1051.
- [5] Kawahara N, Beduneau J L, Nakayama T, et al. Spatially, Temporally, and Spectrally Resolved Measurement of Laser-Induced Plasma in Air [J]. *Appl Phys B*, 2007, 86(4): 605-614.
- [6] Lu J Y, Chen L, Feng C G. Evolution of Laser Supported Detonation Waves [J]. *Science Technology Review*, 2008, 26(10): 49-54. (in Chinese)
鲁建英, 陈 朗, 冯长根. 激光支持等离子体爆轰波流场研究 [J]. *科技导报*, 2008, 26(10): 49-54.
- [7] Raizer Y P. Heating of a Gas by a Powerful Light Pulse [J]. *Soviet Physics JETP*, 1965, 21: 1009-1017.
- [8] Hettehe L R, Tucker T R, Schriempf J T, et al. Mechanical Response and Thermal Coupling of Metallic Targets to High-Intensity 1.06- μ Laser Radiation [J]. *J Appl Phys*, 1976, 47(4): 1415-1421.
- [9] Kawahara N, Tomita E, Nakayama T, et al. Spatial and Temporal Characteristics of Laser-Induced Air Plasma [A]//The 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit [C]. Reno, Nevada: AIAA, 2006: 1461.
- [10] Mori K, Komurasaki K, Arakawa Y. Influence of the Focusing f Number on the Heating Regime Transition in Laser Absorption Waves [J]. *J Appl Phys*, 2002, 92(10): 5663-5667.
- [11] Raizer Y P. *Laser-Induced Discharge Phenomena; Studies in Soviet Science* [M]. New York: Consultants Bureau, 1977: 199.

Experimental and Theoretical Investigation on Laser Supported Detonation Waves in Air

CHEN Lang¹, LU Jian-Ying^{1,2}, FENG Chang-Gen¹

- (1. *State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;*
2. *The Institute of Chemical Defence, Beijing 102205, China*)

Abstract: For investigating the formation mechanism and propagation characteristics of the laser supported detonation waves, an experiment was designed and conducted. The laser supported detonation waves were generated in air atmosphere by focusing a 10.6 μm microsecond pulse from a CO_2 laser. In the experiment, a solid target was set to make the laser supported detonation wave ignition more easily and locate the laser supported detonation wave. The optical emission from the gap switch of the laser discharge tube was used to trigger the shutter of the high-time resolution (ns) camera, which was used to visualize the growing and propagation of the laser supported detonation regime spark. Formation mechanism and propagation characteristics of the laser supported detonation waves were analyzed, meanwhile the pressure and temperature behind the detonation front were calculated employing C-J detonation theory. In the initial stage of the breakdown, the detonation spark is spherical and transforms into meteoric shape in later time. The head of the meteoric body is the high-brightness and high-temperature plasma absorption layer, and the tail is low-brightness and low-temperature plasma. The laser supported detonation wave travels along the laser light channel toward the laser source. The temperature of the laser supported detonation waves was estimated to be 10^7 K. The propagation speed was estimated to exceed 18 km/s in the initial stage of breakdown, and then exponential decays with time. The analysis indicated that laser supported detonation waves will transform into shock waves as the energy absorbed by the detonation front cannot sustain the propagation of the detonation waves.

Key words: plasma; laser; detonation wave; shock wave