

文章编号: 1000-5773(2009)02-0123-07

激光支持等离子体爆轰波温度的实验测量*

鲁建英^{1,2}, 陈 朗¹, 伍俊英¹, 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: 高能量激光聚焦空气产生等离子体, 等离子体进一步吸收激光能量会形成激光支持等离子体爆轰波。等离子体爆轰波温度是表征爆轰波的一个重要参数, 研究等离子体爆轰波温度对于深入了解激光支持等离子体爆轰波形成机理有重要意义。分析了激光聚焦空气形成等离子体爆轰波过程和影响等离子体爆轰波温度的主要因素。采用多通道瞬态光学高温计, 测量了不同激光发射能量下空气中形成的激光支持等离子体爆轰波的辐射强度, 获得了一系列等离子体爆轰波温度动态变化曲线。测量结果表明: 等离子体爆轰波温度在随时间演化过程中出现 3 个峰, 最高温度在 7 000~10 000 K 范围内; 激光能量与等离子体爆轰波温度没有明显的相关性。

关键词: 等离子体; 温度; 激光; 爆轰波; 冲击波

中图分类号: O439; TN249

文献标识码: A

1 引 言

大功率的激光聚焦于空气中一点, 使空气发生击穿, 产生高温等离子体, 等离子体进一步吸收激光能量, 会形成激光支持等离子体爆轰波。爆轰波温度是描述激光支持等离子体爆轰波的一个重要状态参数, 其变化规律直接反映等离子体爆轰波的动态演化过程。国外一般通过光谱学手段^[1-3]进行等离子体温度测量。2005 年, G. Nick^[4]采用光谱法对激光聚焦空气中产生的等离子体电子温度进行了测量, 计算得到: 在激光作用初期, 等离子体温度峰值为 50 000 K。国内蒙建平^[5]采用改进和优化的时间分辨光谱测量装置, 对激光照射铜靶表面产生的等离子体辐射温度进行测量, 测量得到激光等离子体辐射温度在 2 000~5 000 K 之间。李澜^[6]利用光谱法对不同激光能量下激光烧蚀金属铜靶产生的等离子体进行测量, 发现随着激光能量的增加, 电子温度从 10 200 K 上升到 14 600 K 后, 反而有所下降。目前, 对激光聚焦空气形成的等离子体爆轰波温度测量少有报道。辐射法是测量冲击波辐射温度的重要方法之一。可以认为激光产生的等离子体爆轰波处于热力学平衡态, 其辐射特性符合黑体辐射规律。采用多通道瞬态光学高温计, 测量激光形成的等离子体爆轰波在不同波长下的辐射谱线, 根据普朗克黑体辐射定律, 可以把不同波长下的光谱辐射亮度转化成相应的等离子体辐射温度。

本研究对激光聚焦空气形成等离子体爆轰波过程进行了分析, 给出了等离子体爆轰波温度理论计算模型; 介绍了辐射法测温原理; 采用六通道瞬态光学高温计, 对不同能量下激光聚焦空气形成的等离子体爆轰波温度进行了测量, 得到等离子体爆轰波温度随时间变化的曲线。

2 激光支持等离子体爆轰波温度理论分析

当强激光聚焦于环境气体或固体表面时, 在环境气体中或固体表面上发生击穿, 产生等离子体。等

* 收稿日期: 2008-04-13; 修回日期: 2009-02-26

基金项目: 国家自然科学基金(10472015)

作者简介: 鲁建英(1975-), 女, 博士研究生, 主要从事爆轰物理研究. E-mail: chenlang@bit.edu.cn

离子体吸收入射激光,在环境气体中产生了以流体动力学机制传播的激光吸收波。当激光能量较低时,称为激光支持燃烧波;当激光能量较高时,称为激光支持爆轰波。本研究主要讨论激光聚焦空气产生的激光支持爆轰波。激光能量沉积于空气分为以下 4 个阶段:

- (1) 通过多光子机制产生初始少量电子;
- (2) 通过逆韧致辐射,在聚焦区的气体产生雪崩式电离,形成等离子体;
- (3) 等离子体向周围空气迅速膨胀,形成激光支持等离子体爆轰波;
- (4) 激光支持等离子体爆轰波传播和演化。

在激光束的强电场作用下,环境气体发生电离,强烈吸收激光,压力急剧升高,体积膨胀,从而发生小范围的爆炸现象,称为光学击穿。环境气体中自然存在的自由电子非常少,电离势很高,单个光子很难使气体电离。气体通过多光子吸收机制产生初始少量自由电子。串级电离模型^[7]认为:初始少量的自由电子在激光束的高电场作用下加速运动,与气体原子碰撞使其发生电离,自由电子数量增加,连续不断地碰撞发展成为电子雪崩;当电子雪崩产生的自由电子数超过由于激发、吸收和扩散因素造成的损失时,气体发生光学击穿,形成等离子体吸收区。等离子体吸收激光能量并转化为内能,与流动发生耦合作用,按气体动力学的规律运动。等离子体向周围空气迅速膨胀,等离子体能量通过辐射加热和冲击压缩方式将周围气体加热,并使之电离,产生电子。电子通过逆韧致辐射吸收激光能量使空气进一步等离子体化,压缩周围空气形成激光支持等离子体爆轰波。激光支持等离子体爆轰波的波阵面也就是激光吸收区,被吸收的激光能量支持冲击波前进。爆轰波相对于波前介质为超声速运动。当激光能量消失后,爆轰波向周围空气扩散,但由于没有新的能量注入,爆轰波不能维持以冲击波的形式向外传播。图 1 为激光击穿空气形成等离子体爆轰波示意图。

在等离子体向周围空气膨胀、形成激光支持爆轰波的过程中,首先是等离子体通过紫外辐射方式,将冷空气加热到使其充分电离;离子化的气体通过逆韧致辐射急剧吸收激光能量,气体温度急剧升高,形成完全发展的等离子体;等离子体继续向周围空气辐射能量,加热周围空气,电离,吸收激光能量,形成准稳态传播的爆轰波,波阵面后的等离子体几乎是均匀的。Bergel'son^[8]对这一过程提出了一个简单的物理模型,认为环境冷空气转变为高温等离子体经历了两个阶段:第一阶段是气体通过辐射传热机制吸收能量发生电离,温度升到点火温度 T_i ;第二阶段是温度为 T_i 的气体通过逆韧致辐射吸收来自激光的能量,温度继续升高达到稳定值 T_p 。假设等离子体密度与冷空气密度相同,且激光支持的等离子体爆轰波为一维平面波;同时设冷空气的比内能为 e_0 ,温度为 T_i 的等离子体比内能为 e_i ,温度为 T_p 的等离子体比内能为 e_p 。由于 $e_p \gg e_i \gg e_0$,因而冷空气转变为高温等离子体的两个阶段能量平衡方程为

$$I = \rho_0 e_p v \quad (1)$$

$$\rho_0 e_i v = \epsilon \sigma T_p^4 \quad (2)$$

式中: I 为入射激光强度, v 为激光支持等离子体爆轰波速度, σ 为 Stefan-Boltzmann 常数, ϵ 为等离子体发射率, ρ_0 为环境气体密度。由(1)式、(2)式可得

$$\frac{\epsilon \sigma T_p^4}{I} = \frac{e_i}{e_p} \quad (3)$$

对于高度等离子体化的气体,比内能可以认为是温度的函数,即 $e_p = kT_p^\beta$,其中 k 为系数, β 值一般取 1.5 ~ 1.6。若取 β 为 1.5,将其代入(3)式,可得

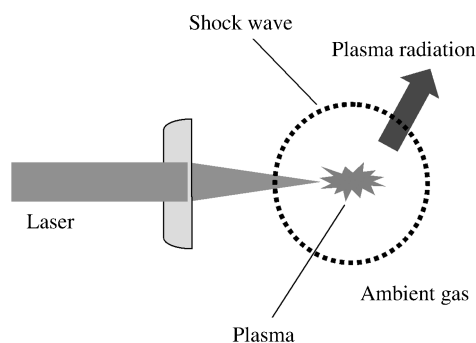


图 1 激光击穿空气形成等离子体爆轰波示意图
Fig. 1 Schematic of laser induced plasma detonation waves in air

$$T_p = \left(\frac{I e_i}{k \epsilon \sigma} \right)^{0.18} \quad (4)$$

式中:等离子体发射率 ϵ 与原子密度和气体等离子体化程度有关,因此从(4)式可以得出等离子体温度依赖于激光入射强度、气体密度和等离子体化程度。由于(4)式右边指数项仅为0.18,等离子体温度 T_p 受激光强度、气体密度及等离子体化程度的影响不大。

从上面的理论推导可以得出:激光聚焦空气形成的激光支持等离子体温度有2个值,一个是点火温度 T_i ,另一个是完全等离子体化的温度 T_p 。本研究通过测量温度为 T_p 的等离子体辐射强度来获得等离子体爆轰波的辐射温度。

3 辐射测温法原理

辐射测温法是建立在经典热辐射定律和热力学平衡态理论基础上的。可以认为激光聚焦空气形成的等离子体处于热力学平衡态,其辐射特性符合黑体辐射定律。辐射测温法装置主要包括光学高温计、光纤和示波器。受热物体发出的辐射信号通过光纤传输到光学高温计中。在光学高温计中,当光源充满光纤接收角时,示波器的记录信号幅度值 h 与光纤接收到的光谱辐照度 $E(\lambda)$ 成正比,即

$$h = R E(\lambda) \eta(\lambda) \quad (5)$$

式中: R 为负载匹配电阻; λ 为波长; $\eta(\lambda)$ 为比例系数,与高温计的光学传输、光电转化效率及测量线路等因素有关。测量前,用标准光源对高温计各个通道进行标定,目的是确定各个通道对某一已知辐射能量的响应程度。标定时,示波器的记录信号幅度值 h_c 与对应的入射光谱辐照度 $E_0(\lambda)$ 都遵循(5)式,即

$$h_c = R_c E_0(\lambda) \eta(\lambda) \quad (6)$$

式中: R_c 为标定时的负载匹配电阻。由(5)式和(6)式可得实测光源的光谱辐照度 $E(\lambda)$ 值

$$E(\lambda) = \frac{h R_c E_0(\lambda)}{h_c R} \quad (7)$$

当实测光源发光面足以充满光纤孔径角 θ 时,对应的光谱辐射亮度 $L_r(\lambda)$ 值为

$$L_r(\lambda) = \frac{E(\lambda)}{2\pi(1 - \cos\theta)} \quad (8)$$

$L_r(\lambda)$ 表示单位面积的光源在单位时间内向单位立体角辐射波长在 $\lambda \sim \lambda + 1$ 范围内的辐射能量。

光学高温计只能直接记录到辐射体的辐射强度随时间变化的曲线。要得到辐射体温度,通常假设辐射体满足黑体辐射定律。这样对于温度为 T 的辐射体,光谱辐射亮度 $L_{pi}(\lambda, T)$ 为

$$L_{pi}(\lambda, T) = \frac{\epsilon C_1}{[\exp(C_2/\lambda T) - 1] \lambda^5} \quad (9)$$

式中: C_1 、 C_2 为常数, ϵ 为灰体发射率。由(9)式可以看出:光谱辐射亮度只是波长和温度的函数,只要温度给定,则波长是光谱辐射亮度的一元函数;反之,如果给定波长,则温度是光谱辐射亮度的一元函数。通过测量不同波长下的光谱辐射亮度,由(9)式就可以计算出辐射体的辐射温度 T 。

当激光聚焦空气后,形成高温等离子体爆轰波,将高温等离子体爆轰波看成黑体辐射体,向外辐射的能量由光纤接收,通过示波器记录辐射信号。从上面的推导可以看出,通过光学高温计测得的温度是激光聚焦空气产生等离子体爆轰波的辐射温度。辐射测温法测量真实温度的最大障碍是受到被测对象发射率的影响。在测量中,假设等离子体爆轰波的发射率不变。

4 激光支持等离子体爆轰波温度测量实验装置

实验系统由激光支持等离子体爆轰波产生装置和测温装置两部分构成,如图2所示。等离子体爆轰波产生装置由 CO_2 激光器和铝质聚焦透镜组成;测温装置由光纤探头、光学高温计和示波器组成。其中,光学高温计主要包括衰减片、光电倍增管和高压电源。当激光器开始工作时,发出强的激光通过抛物形的聚焦透镜,将激光聚焦于空气中的一点,这一点的空气被击穿后瞬间产生高温等离子体。等离子体辐射信号通过光纤探头接收耦合,传输到光学高温计各通道。衰减片对光信号进行衰减后,通过光

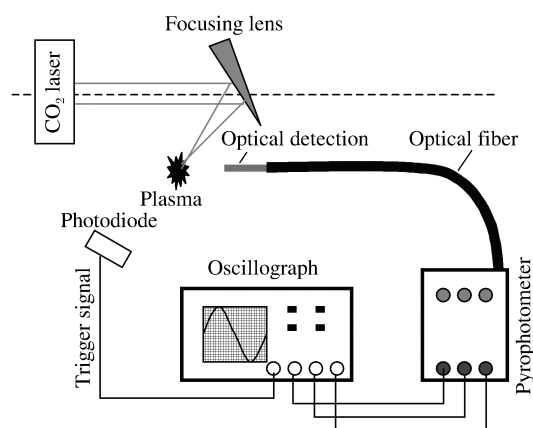


图 2 实验装置图

Fig. 2 Experimental set-up

电倍增管将光信号转变为电信号,并放大,由示波器记录。实验时,放置在激光光路附近的光电转化管接收光信号,转化为电信号触发示波器。

激光器为 TEA2000 型脉冲 CO_2 激光器,激光能量范围在 $50 \sim 80 \text{ J}$,激光脉冲形状如图 3 所示。图中脉冲波形的纵轴为任意单位,转化为实际激光强度需要引入比例系数 A ,满足曲线积分等于各自的单脉冲能量。激光功率约在 $1.2 \mu\text{s}$ 时达到第 1 峰值,约在 $2.5 \mu\text{s}$ 时达到第 2 个峰值。整个脉冲持续时间约为 $20 \mu\text{s}$ 。激光束未聚焦前为 $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ 的光斑。实验采用 RT9031 六通道光电高温计,通道中心波长分别选为 $420, 500, 600, 700, 800$ 和 900 nm 。由 2 台 TDS5104B 型示波器进行记录,示波器采样频率为 1.25 GHz 。

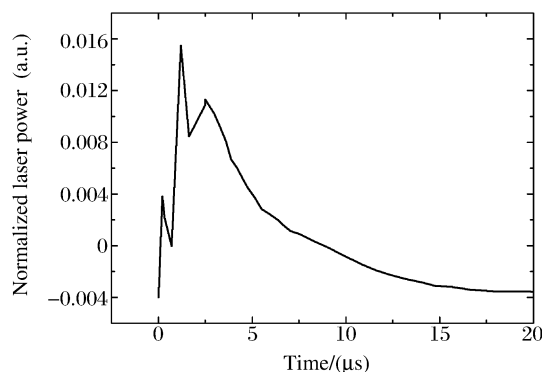


图 3 激光脉冲波形图

Fig. 3 Temporal laser pulse waveform

5 实验结果与讨论

图 4 为示波器记录到的典型电压信号。其中,横坐标为时间,纵坐标为电压。通过对记录的电压信号进行处理,可以得到等离子体爆轰波温度随时间变化的曲线。

图 5 是能量为 73.8 J 的激光束聚焦空气后,产生的等离子体爆轰波温度随时间变化的曲线。由图 5 可知,在激光击穿空气后 240 ns ,等离子体爆轰波温度达到最大值(约 9000 K);随后迅速衰减,约 $4.7 \mu\text{s}$ 后温度又开始上升,在 $7.7 \mu\text{s}$ 时出现了第 2 个峰值(4438 K);随后又开始衰减,约 $12 \mu\text{s}$ 后温度又开始上升,在 $15 \mu\text{s}$ 时出现了第 3 个峰值(5291 K);之后衰减平缓, $35 \mu\text{s}$ 后温度衰减到 3000 K 以下。

图 6、图 7 和图 8 分别是激光能量为 80.98 、

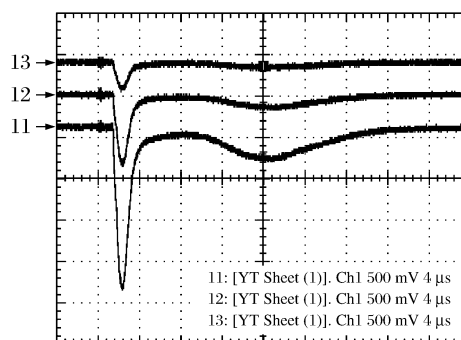


图 4 实验中示波器上记录到的各通道信号

Fig. 4 Recorded signal on oscillograph

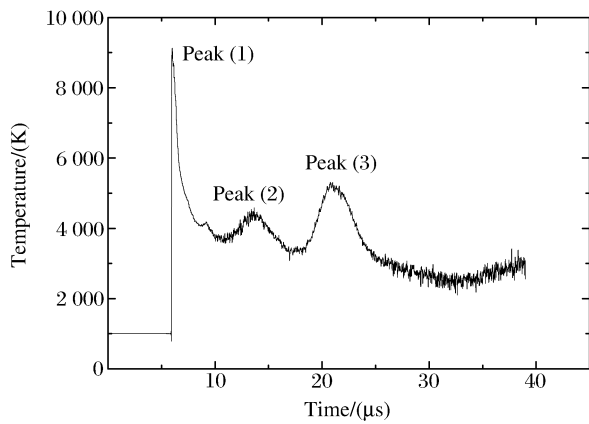


图 5 激光能量为 73.80 J 时等离子体温度随时间变化曲线
Fig. 5 Temporal evolution of plasma temperature for 73.80 J laser energy

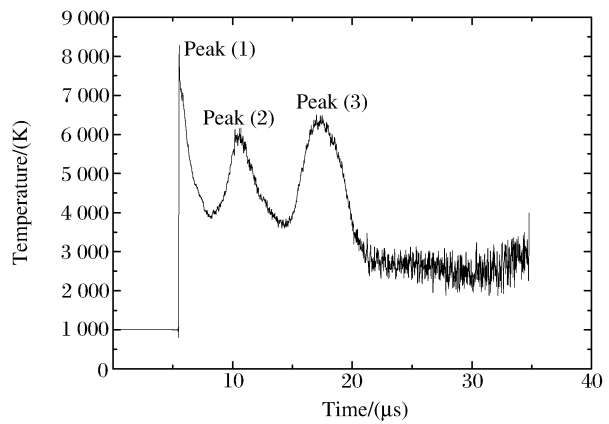


图 6 激光能量为 80.98 J 时等离子体温度随时间变化曲线
Fig. 6 Temporal evolution of plasma temperature for 80.98 J laser energy

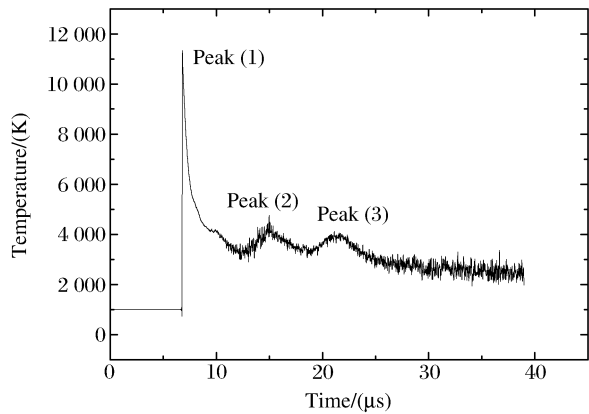


图 7 激光能量为 86.68 J 时等离子体温度随时间变化曲线
Fig. 7 Temporal evolution of plasma temperature for 86.68 J laser energy

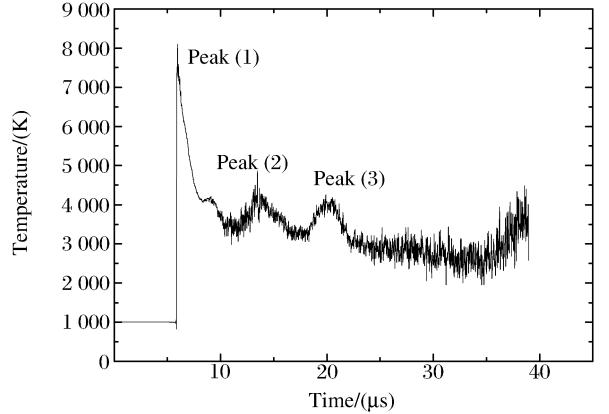


图 8 激光能量为 92.82 J 时等离子体温度随时间变化曲线
Fig. 8 Temporal evolution of plasma temperature for 92.82 J laser energy

86.68、92.82 J 时等离子体爆轰波温度随时间变化的曲线。从图中可以看出,不同激光能量聚焦空气后测得的等离子体爆轰波温度曲线波形相似,即温度开始衰减快,之后衰减缓慢,并且在随时间的演化过程中均出现 3 个峰值温度。

表 1 给出了不同激光能量下等离子体爆轰波温度和达到峰值温度的时间。由表 1 可知,不同激光

表 1 不同激光能量下等离子体爆轰波峰值温度

Table 1 Laser supported plasma detonation wave temperature under various laser energies

Laser energy / (J)	Time to temperature of peak (1) / (μs)	Temperature of peak (1) / (K)	Time to temperature of peak (2) / (μs)	Temperature of peak (2) / (K)	Time to temperature of peak (3) / (μs)	Temperature of peak (3) / (K)	Emissivity ϵ
73.80	0.24	9 000	7.7	4 438	15.00	5 291	0.02
80.98	0.14	8 295	5.1	5 875	11.73	6 348	0.01
86.68	0.17	11 272	7.2	4 179	14.84	3 912	0.01
92.82	0.15	7 525	7.7	4 250	14.47	4 015	0.01

能量下,等离子体爆轰波温度达到第 1、第 2、第 3 峰值的时间接近,分别在 0.2、7、14 μs 左右,但峰值温度不同。取 2.5 μs 内不同能量下等离子体温度做比较,如图 9 所示。从图中可以看出,改变激光入射能量,等离子体爆轰波温度没有特定的变化规律。S. Yalcin^[8]用光谱法测量等离子体温度时,得出等离子体温度与能量没有明显的依赖关系,这与本研究的实验结果一致。S. Yalcin 得到的不同能量下等离子体温度变化趋势见图 10,所用激光器为波长 532 nm 的 Nd:YAG 激光器,能量范围在 41~150 mJ。

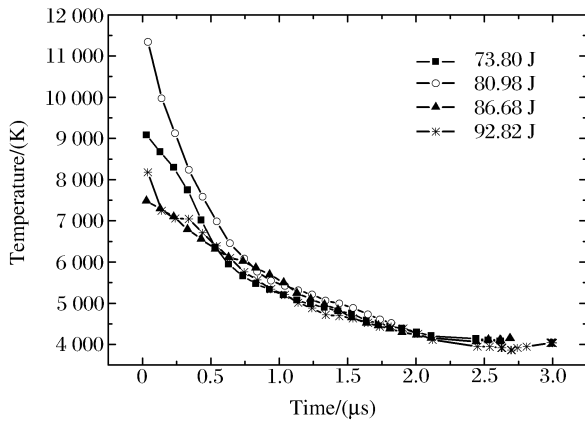


图 9 不同能量下等离子体温度随时间变化曲线

Fig. 9 Plasma temperature-time curves at various laser energy

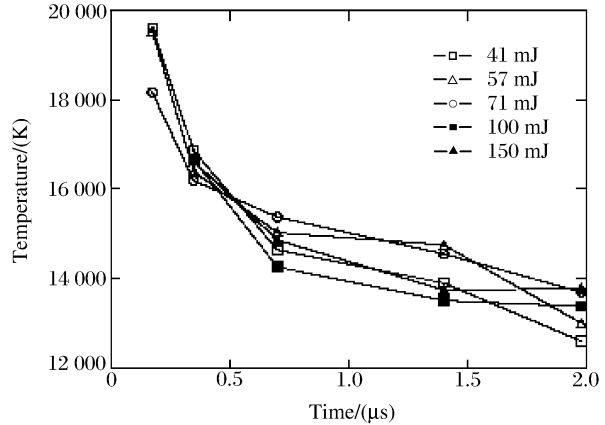


图 10 文献[8]报导的等离子体温度随时间变化曲线

Fig. 10 Plasma temperature-time curves as reported in Ref. [8]

由(4)式可以看出,温度与激光强度的 0.18 次方成正比。当激光强度变化不大时,温度随激光强度变化不明显;当激光强度变化较大时,温度对激光强度有一定的依赖关系。实验结果显示,同一时刻下单次脉冲激光能量从 73.80 J 增加到 92.82 J 时,激光强度增幅仅 25.8%。在激光作用 0.7 μs 时间内,不同激光能量下的等离子体爆轰波温度有一定差别;0.7 μs 后,等离子体爆轰波温度随激光能量变化很小。由于在激光作用时间内,激光脉冲波形并非方波,激光强度随时间变化很快,因此不同时刻下激光强度对温度的影响较大。图 2 中激光脉冲波形显示,激光强度在激光脉冲作用时间内出现 2 个峰值。在激光聚焦空气发生光学击穿形成等离子体初始阶段,激光强度较高,等离子体吸收激光能量较多,在 0.2 μs 左右等离子体爆轰波温度达到第 1 个峰值;随着激光强度的降低,等离子体吸收能量减少,等离子体爆轰波温度降低;当激光强度再次升高时,在 5 μs 左右等离子体爆轰波温度出现了第 2 个峰值。当激光强度降低到一定值后,等离子体吸收激光能量减少,温度有所升高,但等离子体对周围空气的辐射加热不足以使周围空气电离,爆轰波转变为冲击波,等离子体对外的膨胀过程中温度逐渐降低。

激光支持等离子体爆轰波温度受等离子体吸收率、激光脉冲作用时间、激光束截面积等多种因素的影响,测量到的等离子体辐射温度又与等离子体发射率有关。在实际测量过程中,等离子体发射率并不完全是一个常数。因此测量到的等离子体爆轰波温度与实际等离子体爆轰波温度之间存在一定偏差。

5 结 论

通过对激光聚焦空气后等离子体温度的测量,发现激光形成的等离子体爆轰波温度在随时间演化过程中出现 3 个峰。等离子体温度在爆轰波形成初期,温度接近上万 K;当激光能量作用消失后,爆轰波转变为冲击波,温度迅速衰减;在冲击波的传播过程中,温度衰减缓慢;大约 35 μs 后温度衰减到 3000 K 以下。对不同激光能量下等离子体温度进行比较发现,等离子体温度随时间的变化趋势基本一致,在能量变化范围较小时,峰值温度与激光能量没有明显的相关性。

采用辐射法测量激光等离子体温度是初步的尝试,在具体的测量过程中还有很多未知的问题,因此,该方法还有待进一步研究和探索。

References:

- [1] Nobuyuki K, Eiji T, Takashi N, et al. Spatial and Temporal Characteristics of Laser-Induced Air Plasma [A]//44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit [C]. Reno, Nevada: AIAA, 2006:1461.
- [2] Yany H, Adelgrenz R, Boguszko M, et al. Laser Energy Deposition in Quiescent Air [A]//41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit [C]. Reno, Nevada: AIAA, 2003:1051.
- [3] Hugo S, Mayo V M. Temporal Evolution of the Shock Wave and Hot Core Air in Laser Induced Plasma [J]. Appl Phys Lett, 2000, 77(20):3158-3160.
- [4] Nick G, Gregory E, Martin B. Temporal and Spatial Evolution of the Thermal Structure of a Laser Spark in Air [A]//43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit [C]. Reno, Nevada: AIAA, 2005:204.
- [5] Meng J P. Investigation of Transient Thermal-Radiation Time-Resolved Spectrum Measurement and Its Temperature Measurement Method and Technology [D]. Chengdu: Sichuan University, 2001. (in Chinese)
蒙建平. 瞬态热辐射谱的时间分辨测量及其温度解析方法与技术研究 [D]. 成都: 四川大学, 2001.
- [6] Li L, Chen G Y, Zhang S D, et al. Effects of Laser Energy on Electron Temperature and the Emission Spectra Intensities of Copper Plasma Ablated with Laser [J]. Chinese Journal of Atomic and Molecular Physics, 2003, 20(3): 343-350. (in Chinese)
李 澜, 陈冠英, 张树东, 等. 激光能量对激光诱导 Cu 等离子体特征辐射强度、电子温度的影响 [J]. 原子与分子物理学报, 2003, 20(3):343-350.
- [7] Sun C W. Effect of Laser Irradiation [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2002:94-114. (in Chinese)
孙承伟. 激光辐照效应 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2002:94-114.
- [8] Yalcin S, Crosley D R, Smith G P, et al. Influence of Ambient Conditions on the Laser Air Spark [J]. Appl Phys B, 1999, 68(1):121-130.

Temperature Measurement of Laser-Induced Plasma Detonation Wave

LU Jian-Ying^{1,2}, CHEN Lang¹, WU Jun-Ying¹, 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: When a highly intensive laser beam is focused into quiescent air, a laser induced plasma detonation wave is generated. The plasma temperature is an important parameter to describe the plasma detonation wave characters. It is significant to obtain the plasma temperature by experimental method for understanding the mechanism of laser supported detonation wave. In this paper, the ignition, growth and propagation of the laser induced plasma detonation waves were theoretically analyzed and a laser supported detonation wave model was given. The main factors of influence on plasma temperature were deduced in this model. We used pyrophotometer to measure the light emission produced by laser induced plasma to determine values of the laser supported detonation wave temperature at atmospheric pressure. The temporal evolution of plasma temperatures under different laser energies was obtained. The results show that three wave peaks appeared in the temperature history curve, the maximum temperature of laser induced plasma detonation wave is about 7 000~10 000 K, and variation in the laser energy has no apparent change in the temperature.

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