

关键参数对激光等离子体热核与激波相互作用过程的影响规律

文 明,王殿恺,王伟东

(航天工程大学 激光推进及其应用国家重点实验室,北京 怀柔 101416)

摘 要: 针对激光减阻中激光等离子体热核与正激波相互作用物理现象,运用高精度纹影测量技术研究分析了激光等离子体热核在正激波冲击下的流动结构特性,获得了激光能量与激波速度两个关键因素的影响规律。实验结果表明:在正激波的冲击下,热核宽度呈先上升然后稳定并有减小的趋势,入射激光能量越高,热核在激波冲击下的宽度越大;热核的长度在正激波冲击下迅速减小然后以固定的速度线性增长,增长速度约为入射激波速度的 19%。研究结论可为实际应用中有效增强减阻效果和延长持续时间提供依据,相关方法和结果对激光等离子体主动流动控制研究也具有很好的参考价值。

关键词: 激光减阻; 等离子体热核; 正激波; 激光能量; 纹影

中图分类号: O355 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0406001

Influence of key parameters on the interaction of the laser induced plasma hot core and shock wave

Wen Ming, Wang Diankai, Wang Weidong

(State Key Laboratory of Laser Propulsion & Application, Space Engineering University, Beijing 101416, China)

Abstract: To study the phenomenon of interaction between laser induced plasma hot core and normal shock wave in application of laser induced drag reduction, high-precision schlieren measurement technology was used to study and analyze the flow structure characteristics of laser induced plasma hot core under the impact of normal shock wave, and the influence law of laser energy and shock speed was obtained. The experimental results show that under the impact of the normal shock wave, the width of the hot core is firstly increased and then stabilized and decreased. The higher the incident laser energy is, the larger the width of the hot core is. The length of the hot core rapidly decreases under the impact of normal shock and then grows linearly, with a growth rate of approximately 19% of the incident shock speed. A basis for effectively enhancing the drag reduction effect and prolonging the duration in practical applications can be provided by the conclusions. The relevant methods and results also have a good reference value for the study of laser plasma active flow control.

Key words: laser induced drag reduction; plasma hot core; normal shock; laser energy; schlieren

收稿日期:2018-11-22; 修订日期:2018-12-16

基金项目:国家自然科学基金面上项目(11372356)

作者简介:文明(1978-),男,副研究员,博士,主要从事激光航天应用技术方面的研究。Email: wujiewm@163.com

0 引言

当飞行器以超声速和高超声速飞行,在飞行器的前方会形成脱体的弓形激波,弓形激波后面的高温高压区域严重妨碍了飞行器的飞行,对飞行器的气动性能和燃料消耗带来严重的影响。激光减阻^[1-3]是指向超声速或高超声速流场中飞行器的上游沉积激光能量,击穿激光焦点处的气体,改变弓形激波及其波后流场,以减小飞行器波阻。激光减阻方法充分利用了激光方向性好、能量大小和方向可控性强、开启速度快的优势,是一种具有广阔应用前景的减阻方法^[4]。

2002年以来,Minucci和Oliveira等^[5-7]进行了单脉冲激光减阻实验,纹影实验结果展示了激光能量沉积诱导的冲击波对流场的扰动。2011年Sasoh等^[8]开展了高重频激光减阻实验,激光等离子体热核到达激波后,弓形激波的脱体距离增大、强度减弱,压力传感器测量结果表明在该时间段内钝头体表面驻点压力有显著降低,表明纳秒脉冲激光起到了减阻效果。2009年,Schülein^[9]研究了双脉冲激光减阻时,等离子体热核与弓形激波相互作用产生的涡结构演变,在阴影图片中可以清晰地观察到热核经过弓形激波后形成的涡结构,以及其对弓形激波后流场带来的扰动。2009年,Ogino等^[10]认为界面上的Richtmyer-Meshkov不稳定性产生了斜压涡,认为该涡区域是减阻的主要因素。激光能量沉积后形成的等离子体热核的密度梯度和弓形激波导致的压力梯度方向不一致($\nabla p \times \nabla p \neq 0$),即存在斜压梯度^[11]。这一区域会因此沉积更多的涡量,从而使速度剪切层形成和卷起,导致了涡的产生,这一过程加速了流体间的混合,最终引起湍流的发生,Sasoh^[12],Azarova等^[13]认为这是波阻减小的原因。

学者们针对激光减阻机理问题展开了大量的研究,但是由于激光减阻的流场极其复杂,目前的实验结果中对于流动细节的揭示还不够精细,并且难以剥离研究激光和激波这两个重要参数对流场的影响。激光能量沉积产生的等离子体热核与钝头体前的弓形激波相互作用是激光减阻流场中的关键环节,本质上是激光与激波的相互作用。因此,文中从激光减阻这一复杂的问题中提炼出激光等离子体热

核与正激波相互作用这一最基本的物理现象展开研究,极大地消除了流场中的干扰因素,为揭示激光减阻机理提供了一种新的研究思路。基于这一认识,文中建立了一套基于激波管和激光能量沉积的实验系统,利用纹影方法对激光等离子体热核在激波冲击下的流场进行研究,并研究了激光能量和正激波速度对流场的影响规律。

1 实验设置

文中的实验观测系统主要包括四个子系统:纹影系统、激光能量沉积系统、激波管系统以及时序控制系统。

文中同时采用纹影和彩色纹影系统对流场进行测量。黑白纹影系统中采用德国PCO公司的HSFC PRO超高速增强型相机,具有4个可设置不同延时的独立通道,分辨率为1 280 pixel×1 024 pixel,最小曝光时间可达3 ns,可以捕捉极为精细的流场结构,对于高速非定常流场的研究具有显著的优势。彩色纹影系统最大的不同是使用彩色滤光片代替了黑白纹影系统中的刀口,彩色纹影系统中的成像系统采用美国Vision Research公司的V711型高速彩色相机,最短曝光时间为0.28 μs,在分辨率800 pixel×208 pixel时相机帧频为4×10⁴ fps,用于对流场的序列演化过程展开规律研究。纹影系统中采用发光时间短、亮度较高的脉冲氙灯闪光灯,100 ns的曝光时间即可获得较亮的视场。脉冲氙灯发出的光线被限制在1 mm×10 mm的狭缝范围内,狭缝的位置作为系统的光源位置,提高了纹影系统的灵敏度。

激光能量沉积系统包括纳秒脉冲激光器和聚焦凸透镜,如图1所示。文中采用Nd:YAG脉冲固体激光器,输出波长532 nm,单脉冲能量大小可通过改变注入电压进行调节,最大可达400 mJ,脉冲宽度约(8±1.5) ns,能量稳定度≤3%(RMS值)。凸透镜通过转接环固连在激波管上,激光器输出的激光经过光臂的转换,从窗口的正上方出光,经聚焦透镜后在窗口内击穿空气,实现激光能量沉积。纹影系统的脉冲氙灯适时照亮流场测试区域,抛物面反射镜组间的平行光线将等离子体热核处的密度梯度信息记录在高速相机的感光元件上,通过相机配套软件控制相机并保存图像文件。

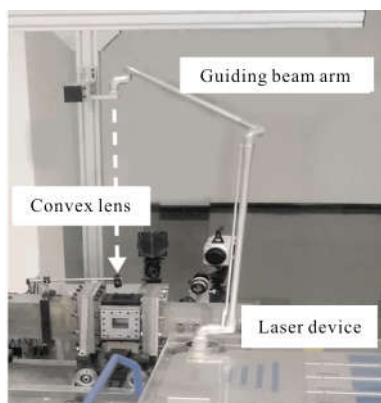


图 1 激光能量聚焦系统

Fig.1 Laser energy focusing system

激波管是产生正激波的通用实验设备，文中在矩形截面激波管内进行实验。利用高压气体破膜产生定常的入射正激波，入射激波速度通过调整激波管高压段初始气体组份和高压段压力比实现。在正激波将要到达实验位置时注入纳秒脉冲激光能量，电离空气形成等离子体热核。正激波与等离子体热核在实验位置相互作用，利用高精度纹影系统获得相互作用过程的典型图片。

时序控制系统采用美国斯坦福公司的数字延迟发生器 DG645，是实现各分系统时序同步的核心部件，精度为 1 ns。在激波管的窗口上游安装 2 个 PCB 传感器监测入射激波速度，并将激波管压力信号的上升沿作为 DG645 的触发信号，然后 DG645 分别输出触发信号至脉冲氙灯闪光灯、激光器和高速相机，保证在正激波到达激波管窗口时，激光已经聚焦电离空气形成等离子体热核，同时打开脉冲氙灯闪光灯和高速相机，记录流场演化过程。当入射激波速度为 590 m/s 时，激波在激光能量沉积之后 30 μs 达到激光聚焦点位置，时序控制的具体设置如图 2 所示，其

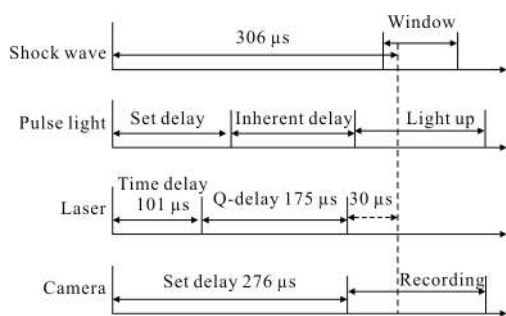


图 2 时序设置示意图

Fig.2 Schematic diagram of timing settings

中红色虚线是激波到达等离子体热核的时刻。如改变激波马赫数，对 DG645 的时序设置进行相应的修改。

2 实验结果与分析

2.1 激光等离子体热核在激波冲击下的流场演化

激光能量在空气中沉积形成了高温低密度的等离子体热核，并同时诱导产生了一个向外传播的球形冲击波。冲击波的强度与传播半径的三次方成反比，激光能量沉积 20 μs 之后速度已衰减至 400 m/s 以下，在 40 μs 之后就已接近声速^[4]，此时在正激波与激光等离子体相互作用的过程中可以忽略球形冲击波的作用。

正激波与热核相遇时发生了较强烈的相互作用过程。图 3 是激波接触热核时的涡量产生示意图，公式(1)是简化的可压缩粘性流体的涡量输运方程，此时涡量主要由斜压项产生。在激波到达热核中间位置前，压力梯度和密度梯度方向的夹角不断变大，涡量也不断增大，导致上下两侧的热核在涡的诱导下迅速向外移动。由于受到激波的压缩作用，热核的上游界面受到压缩，热核在界面上沉积的斜压涡量的诱导下逐渐向内弯曲，上游界面会赶上并超过下游界面，在热核中心形成空气通道。

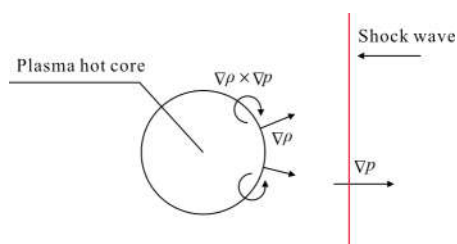


图 3 涡量产生示意图

Fig.3 Schematic diagram of vorticity generation

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{\rho} \nabla \rho \times \nabla p \quad (1)$$

对激波接触热核时的流场用 HSFC PRO 超高速增强型相机进行拍摄，得到 $t=40 \mu s$ 时的纹影结果如图 4 所示。从图中可以看到，等离子体热核(III)在激波的冲击下受压缩变形，入射激波(I)在热核中的传播速度较快，很快就穿透热核形成了透射激波(V)，同时形成向上游传播的反射激波(IV)。在图中还可以看到，激光引致的冲击波(II)在入射激波的波后流场中沿流向的传播速度变小，此时整个流场表

现为由入射激波、透射激波、绕射激波、反射激波以及激光引致冲击波构成的多重波系结构。

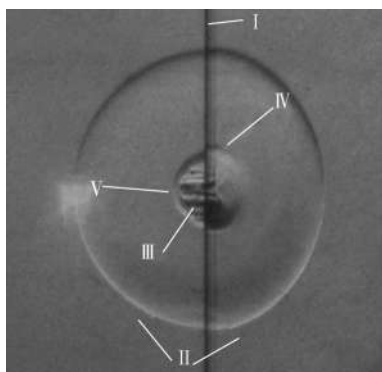


图 4 $t=40 \mu\text{s}$ 时刻的波系结构
Fig.4 Wave structures at $t=40 \mu\text{s}$

在约 $t=55 \mu\text{s}$ 时，激波到达热核边缘并逐渐离开，如图 5 所示。热核的右侧的轴线上出现穿透射流结构，表明周围的空气已经开始进入到等离子体热核中，热核与空气之间出现混合，此时在热核内部可以看到明显的分界线。激波在热核的下游界面反射后形成了再透反射波系，再透反射波系在轴线上具有较高的压力。在图中还可以看到，激光引致的冲击波在入射激波的波后流场中沿径向的传播速度变大。

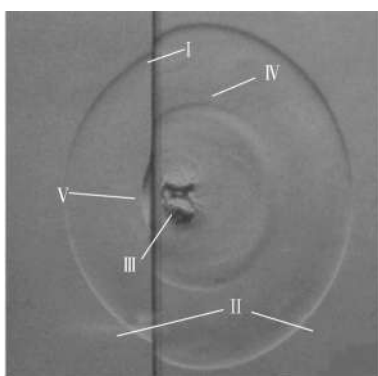


图 5 $t=55 \mu\text{s}$ 时刻的波系结构
Fig.5 Wave structures at $t=55 \mu\text{s}$

随着流场的进一步发展，空气逐渐穿透整个热核，热核下游的上下两侧出现翻卷，形成了主涡环，由于涡的自旋效应，周围的涡量不断被卷吸进去，使得涡的尺寸在随后的流动过程中不断增大，如图 6 所示。此时弓形的透射激波已经被抹平，与入射激波基本位于同一平面上。

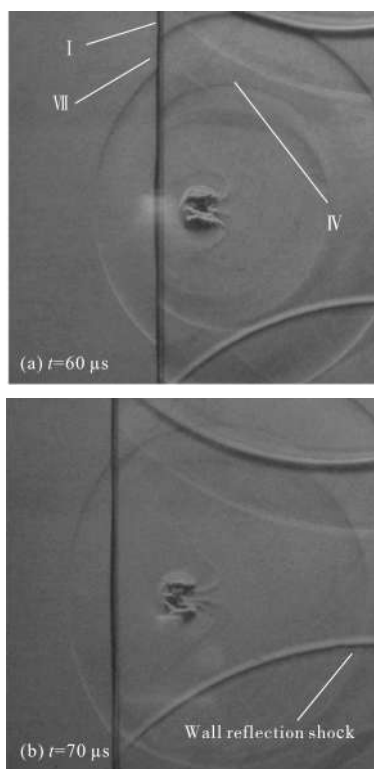


图 6 $t=60 \mu\text{s}$ 和 $t=70 \mu\text{s}$ 时刻的波系结构
Fig.6 Wave structures at $t=60 \mu\text{s}$ and $t=70 \mu\text{s}$

图 7 为 $t=80 \mu\text{s}$ 时的流场纹影图像，此时激波和激光引致激波都已经远离等离子体热核，上游界面逐渐形成鸭嘴状，并在后期形成卷起的次涡环，涡的方向与同侧主涡环方向相反，并且涡量主要集中在主涡环上。此时流场形成了双涡环结构。由于上、下游涡的方向不同，随着时间的推移，两者的距离会逐渐增大，并最终分离。

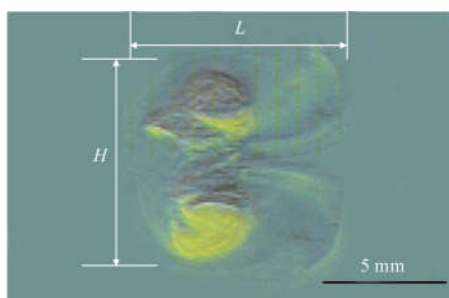


图 7 $t=80 \mu\text{s}$ 时流场的纹影图
Fig.7 Schlieren image at $t=80 \mu\text{s}$

在激波与热核相互作用的过程中，热核的长度 L 和主涡环的宽度 H 可以大致描述热核的状态。通过对图像中像素点的测量，对这些尺寸进行定量研究，以对热核与激波相互作用的流场展开规律性研究。

2.2 脉冲激光能量对流动过程的影响

对入射激光能量分别是 48、82、177、256 mJ 四种情况下的相互作用过程进行了研究, 实验中激波接触热核时, 热核的状态均为激光能量沉积之后的 $(20 \pm 1) \mu\text{s}$, 入射激波速度 V_s 均为 $(590 \pm 3) \text{ m/s}$, 马赫数 $M_s = 1.74 \pm 0.1$, 实验结果如图 8 所示。

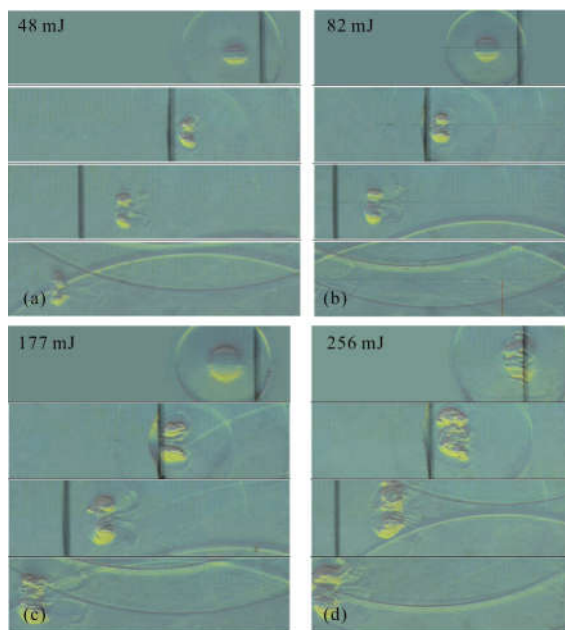


图 8 不同激光能量大小下的流场演化过程

Fig.8 Evolution of flow field under different laser energies

对图 8 中不同时刻的热核尺寸进行测量, 等离子体热核在激波冲击下的尺寸变化如图 9 和图 10 所示。图 9 是热核宽度 H 的变化曲线, 热核的宽度呈先上升后下降并维持不变的趋势。激光能量越大时, 宽度 H 在热核与激波相互作用的整个过程中越大, 意味着在激光减阻的应用中在飞行器头部可以影响更多的区域, 提高激光减阻的效果。图 10 是热

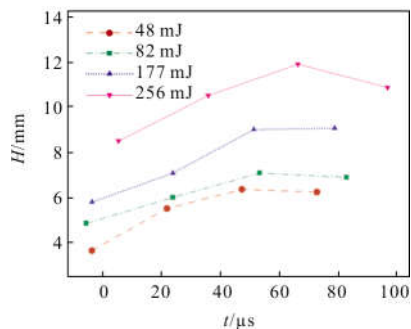


图 9 不同激光能量下热核的 H 变化

Fig.9 Changes in H of hot core under different laser energies

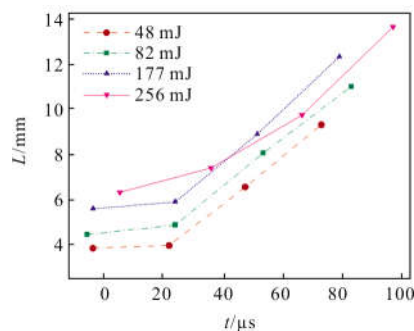


图 10 不同激光能量大小下热核的 L 变化

Fig.10 Changes in L of hot core under different laser energies

核长度 L 的变化曲线, 激光能量大小不同时, 在 $V_s = (590 \pm 3) \text{ m/s}$ 的激波冲击下, L 在后期以近似相同的速度线性增长, 速度约为 $(105 \pm 5) \text{ m/s}$ 。

2.3 入射激波强度对流动过程的影响

通过改变破膜方式和驱动气体, 产生了马赫数分别为 1.45、1.74、2.38 的正激波, 经多次实验验证, 入射正激波速度的误差在 1% 之内。入射激光能量为 82 mJ, 形成的热核初始直径约为 4.5 mm, 图 11 和图 12 显示了热核在不同激波冲击下的尺寸变化。

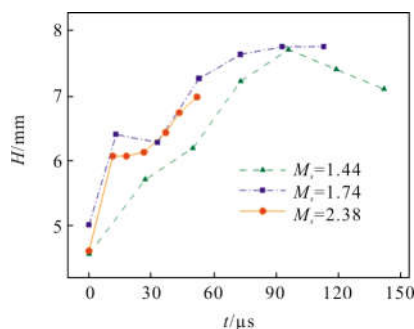


图 11 不同激波速度下热核的 H 变化

Fig.11 Changes in H of hot core under different velocities of shock wave

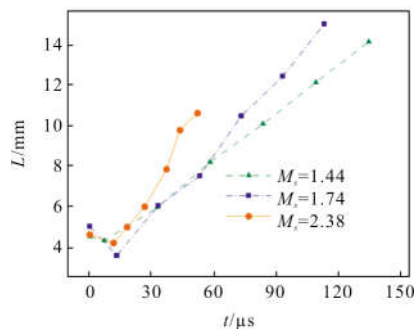


图 12 不同激波速度下热核的 L 变化

Fig.12 Changes in L of hot core under different velocities of shock wave

图 11 是宽度 H 的变化曲线,在激波马赫数较高的情况下,等离子体热核在激波的冲击下很快流向实验段窗口下游,导致只能捕捉了热核发展前期的流场图像,但是从整体分析仍然可以看到热核宽度呈先上升后下降再维持不变的趋势。图 12 是流向尺度 L 的变化曲线,等离子体热核的在激波的冲击下,长度 L 先降低,然后以固定的速度线性增长,在此定义 $V_L = dL/dt$ 。对这三种工况下热核长度的增长速度 V_L 进行计算,并将 V_L 与入射激波速度 V_S 进行了对比,结果如表 1 所示。可以发现 L 的增长速度与激波速度 V_S 成正比,约为 $V_L/V_S = 0.19 \pm 0.01$ 。因此入射激波速度越大,热核的流向尺度 L 增长越快, L 越大,意味着在激光减阻的应用中可以延长激光减阻效果的持续时间。

表1 热核长度 L 的变化规律

Tab.1 Change law of hot core in L

M_s	$V_s/m \cdot s^{-1}$	$V_L/m \cdot s^{-1}$	V_L/V_s
1.44	490	89.2	0.182
1.74	590	114.3	0.194
2.38	810	158.6	0.196

3 结 论

文中通过纹影方法研究了激光等离子体热核在正激波冲击下的流动过程,并进一步研究了激光能量和激波速度对等离子体热核演化过程的影响规律,主要得到以下结论:

(1) 通过实验揭示了激光等离子体热核在正激波冲击下的流动过程。实验研究表明,等离子体热核界面在斜压涡量的诱导下变形并最终形成双涡环结构,涡量主要集中在下游的主涡环上,这是激光减阻的关键因素。

(2) 热核在正激波的冲击下,宽度 H 迅速增大,在达到最大值之后开始降低并逐渐稳定;长度 L 在激波的压缩下先降低,在激波离开热核之后以固定的速度线性增长,增长速度约为入射激波速度的 19%。

(3) 激光能量越高,热核在激波冲击下的宽度 H 越大,在激光减阻的应用中可以影响更多的区域,提高激光减阻的效果;激波速度越高,热核流向尺度 L

的增长速度越大,在激光减阻的应用中可以延长激光减阻效果的持续时间。

文中从最基本的流动细节结构层面去揭示激光减阻机理,并给出了激光能量和激波速度对流场的影响规律,对于催生激光减阻方法的工程应用具有重要价值。

参考文献:

- [1] Kremeyer K, Sebastian K, Shu C W. Computational study of shock mitigation and drag reduction by pulsed energy lines [J]. *AIAA Journal*, 2006, 44(8): 1720-1731.
- [2] Guvernyuk S V, Samoilo A B. Control of supersonic flow around bodies by means of a pulsed heat source [J]. *Tech Phys Lett*, 1997, 23(5): 333-336.
- [3] Oliveira C, Minucci M A, Toro P G, et al. Bow shock wave mitigation by laser-plasma energy addition in hypersonic flow [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2008, 45(5): 921-927.
- [4] Hong Junwu, Chen Xiaodong, Zhang Yulun, et al. The primary numerical research of active control technology in flow [J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2005, 23(4): 402-407. (in Chinese)
洪俊武, 陈晓东, 张玉伦, 等. 主动流动控制技术的初步数值研究 [J]. *空气动力学学报*, 2005, 23(4): 402-407.
- [5] Minucci M A S, Chaney J B, Myrabo L N, et al. Investigation of a laser-supported directed-energy "air spike" in hypersonic flow [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2003, 40(1): 133-136.
- [6] Oliveira A C, Minucci M A S, Toro P G P, et al. Schlieren visualization technique applied to the study of laser-induced breakdown in low density hypersonic flow [C]//Beamed Energy Propulsion: Fourth International Symposium on Beamed Energy Propulsion, AIP Publishing, 2006, 830(1): 504-509.
- [7] Oliveira A C, Minucci M A, Myrabo L N, et al. Bow shock wave mitigation by laser-plasma energy addition in hypersonic flow [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2008, 45(5): 921-927.
- [8] Sasoh A, Kim J H, Yamashita K, et al. Fly by light power: improvement of supersonic aerodynamic performance with high-repetitive-rate energy depositions: examination of truncated cones [R]. AIAA Paper, 2011-3999, 2011.
- [9] Schülein E, Zheltovodov A A, Pimonov E A, et al. Study of

- the bow shock interaction with laser -pulse -heated air bubbles[R]. AIAA Paper, 2009-3568, 2009.
- [10] Ogino Y, Ohnishi N, Taguchi S, et al. Baroclinic vortex influence on wave drag reduction induced by pulse energy deposition[J]. *Physics of Fluids*, 2009, 21(6): 0661021.
- [11] Niederhaus J, Greenough A, Oakley G, et al. Computational parameter study for the three -dimensional shock -bubble interaction[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, 594: 85-124.
- [12] Sasoh A, Sekiya Y, Sakai T, et al. Supersonic drag reduction with repetitive laser pulses through a blunt body [R]. AIAA Paper, 2009-3585, 2009.
- [13] Azarova O A. Supersonic flow control using combined energy deposition[J]. *Aerospace*, 2015, 2(1): 118-134.
- [14] Zel'dovich Y B, Raizer Y P. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* [M]. Mineola, New York: Dover Publications, Inc, 2002.