

激光等离子体热核与激波相互作用的流动特性研究

王伟东, 文明, 王殿恺, 李超

(航天工程大学 激光推进及其应用国家重点实验室, 北京 101416)

摘要: 激光等离子体热核与正激波相互作用是复杂激光减阻科学问题中最基本的物理现象。建立了基于激波管和激光能量沉积的实验平台, 利用高精度纹影系统捕捉了激光等离子体热核在正激波冲击下的流动结构特性。实验结果表明: 激光等离子体热核界面变形, 弯曲并最终形成双涡环结构, 展向尺寸迅速增大然后降低并逐渐稳定在 7.7 mm 左右, 流向尺寸先降低然后在激波离开热核之后以 114.3 m/s 的速度线性增长, 从微观层面进一步揭示了激光减阻机理, 对等离子体主动流动控制的相关研究具有很好的借鉴参考价值。

关键词: 激光减阻; 等离子体热核; 正激波; 纹影; 演化

中图分类号: TN241; O355 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0306001

Study on the flow characteristics of interaction of the laser induced plasma hot core and shock wave

Wang Weidong, Wen Ming, Wang Diankai, Li Chao

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

Abstract: The interaction between laser induced plasma hot core and shock wave was a basic physical phenomenon in the scientific problem of laser induced drag reduction. An experimental platform based on shock tube and laser energy deposition was established, and the high-precision schlieren system was used to capture the flow structure characteristics of laser induced plasma hot core under the normal shock. The experimental results show that the interface of laser induced plasma hot core deforms and bends and finally forms a double vortex ring structure, the width rapidly increases and then decreases and gradually stabilizes at about 7.7 mm, the length decreases first and then linearly increases at a rate of 114.3 m/s after the shock leaves the hot core. The mechanism of laser induced drag reduction was further revealed from the microscopic level, which has good reference value for the related research of plasma induced flow control.

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

收稿日期: 2018-10-10; 修订日期: 2018-11-20

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(11372356)

作者简介: 王伟东(1993-), 男, 硕士生, 主要从事等离子体流动控制方面的研究。Email: wwdwwd@mail.ustc.edu.cn

导师简介: 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

主动流动控制是通过在局部区域输入少量能量,来获得局部或全局的流动变化,使飞行器的性能得以改善^[1-2],如在进气道上游通过能量注入形成虚拟唇口的方式增加进入进气道的气流质量^[3],等离子体控制燃烧^[4],以及等离子体控制激波结构等方面的研究^[5],研究对象包括波系结构、飞行器阻力、气动热载、边界层分离和转捩、激波/边界层相互作用、超声速燃烧等。激光减阻^[6-8]是指向超声速或高超声速流场弓形激波的上游沉积激光能量,击穿激光焦点处的气体,改变弓形激波的波后流场,以减小飞行器波阻。激光减阻具有结构小、质量轻、控制方便等优点,而且在不需要主动控制组件的时候,不会带来负面效应,是一种具有广阔应用前景的减阻方法^[9]。

2002 年以来,Myrabo 和 Minucci 等^[10-12]在高超声速激波风洞中进行了单脉冲激光减阻实验,纹影实验结果展示了等离子体的产生和对流,以及激光能量沉积诱导的冲击波对流场的扰动。2011 年,Sasoh 等^[13]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显示在该时间段内钝头体表面驻点压力较没有沉积激光能量时有显著降低,表明在钝头体前沉积激光能量起到了减阻的效果。2009 年,Schülein^[14]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^[15]认为界面上的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性产生了斜压涡,涡环携带者流场中的低压区域,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 ($\nabla\rho\times\nabla p\neq 0$),即存在斜压梯度^[16]。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^[17]与 Azarova 等^[18]认为复杂涡结构是波阻减小的原因。

为了从基本的流动细节结构层面揭示激光减阻机理,文中建立了一套基于激波管和激光能量沉积的实验系统,首次进行了激光等离子体热核在激波

冲击下流场的实验研究,并对激光减阻的流动过程进行分析。

1 实验系统与数值计算方法

1.1 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。

纹影虽然是传统的测量手段,但随着光源技术和高速摄影技术的发展,灵敏度和分辨率仍然存在着很大的进步空间。文中采用脉冲氙灯闪光灯,发光时间短,亮度高,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。成像系统分别采用美国 Vision Research 公司的 V711 型高速彩色相机和德国 PCO 公司的 HSFC PRO 超高速增强型相机。其中 V711 型彩色相机的最短曝光时间是 0.28 μs,在分辨率 800 pixel×208 pixel 时相机帧频为 4×10⁴ fps,可连续记录约 1 s;HSFC PRO 超高速相机具有四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,对于高速非定常流场的研究具有显著的优势。

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,凸透镜将激光光源聚焦在窗口

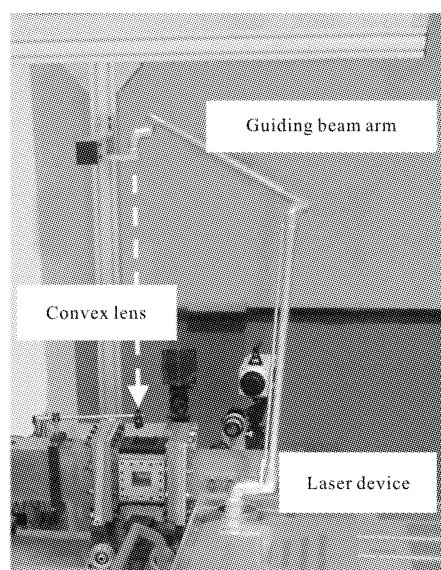


图 1 激光能量聚焦系统

Fig.1 Laser energy focusing system

内的测试区域。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 $\leq 3\%$ (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, 从窗口位置的正上方出光, 经聚焦透镜后在窗口内击穿空气, 实现激光能量沉积。进行实验时室温 288 K, 压力为 1 atm ($1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$)。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。

激波管是产生正激波的通用实验设备, 该实验拟在管内截面为 $100 \text{ mm} \times 65 \text{ mm}$ 的矩形激波管内进行实验, 实验段长 1 m。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照片。

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两个 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 $30 \mu\text{s}$ 达到激光聚焦点位置, 时序控制的具体设置如 2 所示,

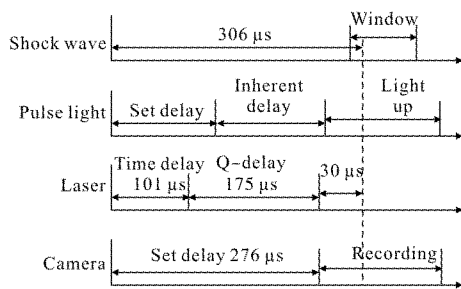


图 2 时序设置示意图

Fig.2 Schematic diagram of timing settings

其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。

1.2 数值计算方法

为了更全面的揭示流场的细节结构, 获取压力、温度和涡量等参数分布, 采用数值模拟方法进行对照研究。文中利用 Fluent 软件进行计算, 选取密度基求解器, 采用轴对称模型, 用二维网格计算三维问题。计算区域只取一半, 为 $70 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$, 网格密度为 30 mm。并且根据参考文献[19]对 Fluent 中 air 的比热容、粘度和导热系数进行了修正。利用在球形区域内设置初始温度和初始压力的方法模拟激光能量沉积后的初始条件。

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

单脉冲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, 热核在正激波冲击下的流场演化过程如图 3 所示, 其中左边的是彩色纹影序列图片, 右边是相应数值模拟的密度梯度图。这些纹影图片是在一次实验中获得, 以激光聚焦时刻作为 0 时刻, 相邻图片的时间间隔是 $24 \mu\text{s}$, 曝光时间为

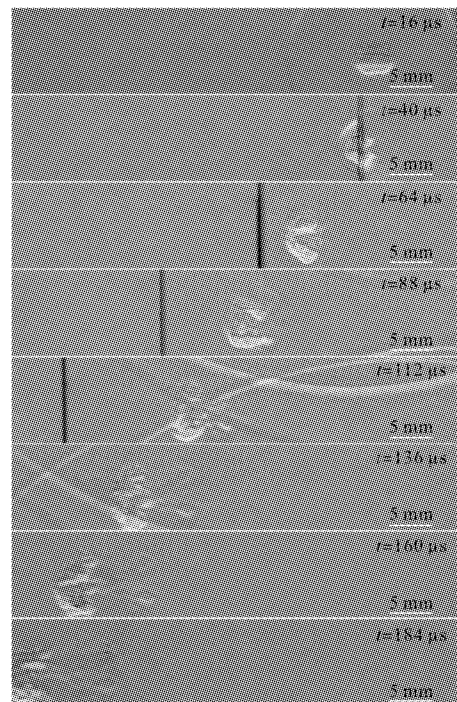


图 3 热核在激波冲击下的流场演化过程

Fig.3 Evolution of the thermal core under shock wave

0.28 μs, 图中右下角的黑线对应实际长度 5 mm, 分辨率达到 60.6 μm/pixel。实验中激波马赫数为 $Ms=1.74\pm 0.01$ 的, 激波速度为 $Vs=590\pm 3$ m/s, 入射激光能量约为 82 mJ。

纳秒脉冲激光能量在空气中沉积后, 诱导产生了一个向外传播的球形冲击波和直径约 5 mm 的高温低密度热核。在激光能量沉积之后约 $t=32$ s 时正激波与热核相遇, 直到 $t=40$ μs 时激波穿透热核, 发生了较强烈的相互作用过程。图 4 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, 密度梯度方向是垂直于热核的边界向外, 压力梯度方向是垂直于激波指向右, 密度梯度和压力梯度的方向决定了涡的产生和热核的界面变形情况。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开始发生变形, 逐渐向内弯曲。在涡量的诱导下上游界面的运动速度会超过下游界面的运动速度, 上游界面会赶上并超过下游界面, 整个热核发展成为蘑菇云状。

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p \quad (1)$$

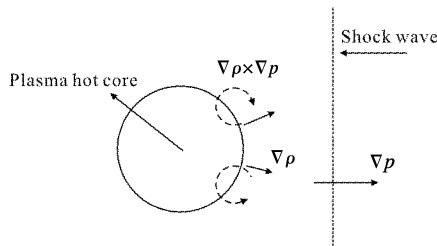
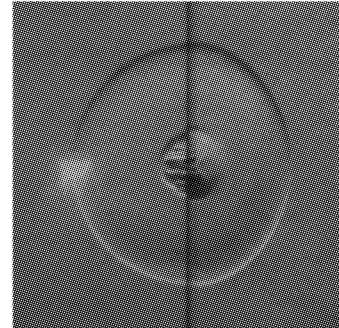


图 4 涡量产生示意图

Fig.4 Schematic diagram of vorticity generation

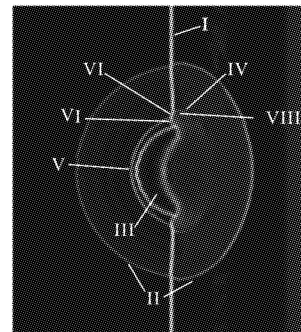
对激波接触热核时的流场用 HSFC PRO 超高速增强型相机进行拍摄, 曝光时间 30 ns, 得到的纹影结果如图 5(a)所示, 图 5(b)是相应数值模拟结果的密度梯度图像。从图 5 中可以看到, 等离子体热核(III)在激波的冲击下受压缩变形, 入射激波(I)在热核中的传播速度较快, 很快就穿透热核形成了透射激波(V), 同时形成向上游传播的反射激波(IV)。此时入射激波与反射激波交于一点, 绕射激波(VI)与透射激波交于一点, 形成两个三波结构, 中间由一道马赫杆相连。还可以看出, 激光引致的冲击波(II)在入射激波的波后流场中沿流向的传播速度变小, 此

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。



(a) 纹影图

(a) Schlieren image



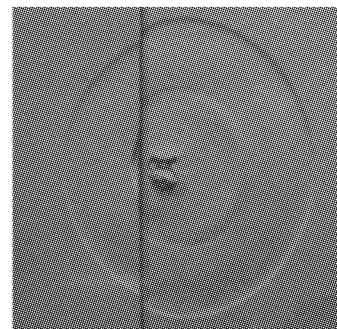
(b) 数值纹影图

(b) Numerical schlieren image

图 5 $t=40$ μs 时流场的纹影和数值纹影图

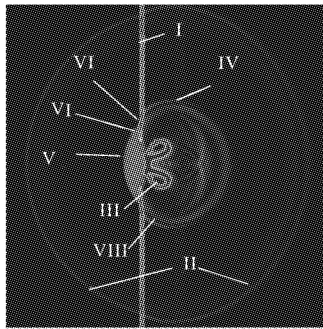
Fig.5 Schlieren and numerical schlieren of flow field at $t=40$ μs

在约 $t=55$ μs 时, 激波到达热核边缘并逐渐离开, 如图 6 所示。激波在热核中传播速度较快, 很快再次穿透热核的下游边界, 产生一道弓形的透射激波。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



(a) 纹影图

(a) Schlieren image



(b) Numerical schlieren image

(b) 数值纹影图

图 6 $t=55 \mu\text{s}$ 时流场的纹影和数值纹影图

Fig.6 Schlieren and numerical schlieren of flow field at $t=55 \mu\text{s}$

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(VIII), 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。

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 (Primary Vortex Ring, PVR), 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 7 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。

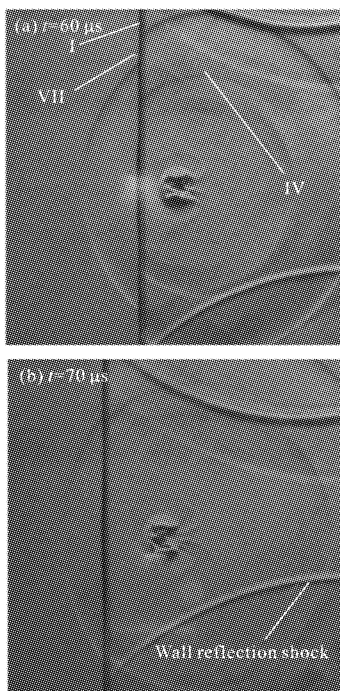
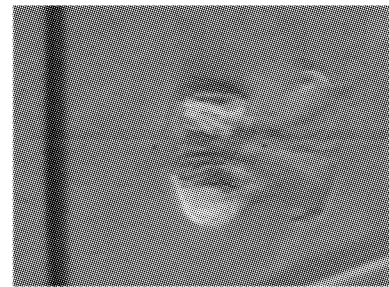


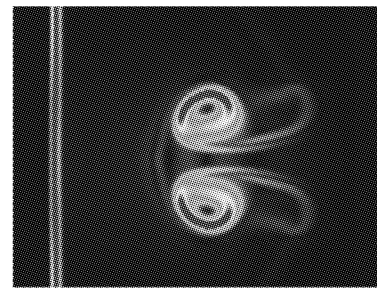
图 7 $t=60 \mu\text{s}$ 和 $t=70 \mu\text{s}$ 时的纹影图像
Fig.7 Schlieren images at $t=60 \mu\text{s}$ and $t=70 \mu\text{s}$

图 8 为 $t=80 \mu\text{s}$ 时的纹影和数值纹影图, 此时激波和激光引致激波都已经远离热核。



(a) 纹影图

(a) Schlieren image



(b) 数值纹影图

(b) Numerical schlieren image

图 8 $t=80 \mu\text{s}$ 时流场的纹影和数值纹影图

Fig.8 Schlieren and numerical schlieren of flow field at $t=80 \mu\text{s}$

图 9 为相应数值模拟结果的涡量图。上游界面逐渐形成鸭嘴状, 并在后期也形成卷起的次涡环 (Secondary Vortex Ring, SVR), 涡的方向与同侧主涡环方向相反。此时流场形成了由上游涡环和下游涡环构成的双涡环结构, 涡量主要集中在下游的主涡环上, 并且主涡环周围是流场中压力最低的区域。在下游涡环附近, 空气与热核出现明显的混合, 漩涡诱导的速度剪切和翻卷是导致空气与热核之间混合的最主要原因。这也表明, 在激波与激光等离子体热核

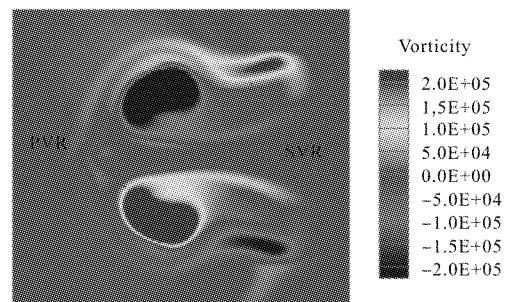
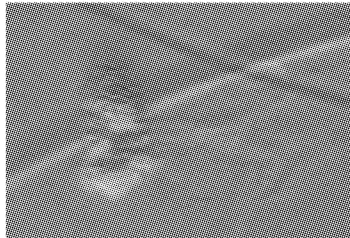


图 9 $t=80 \mu\text{s}$ 时流场的涡量分布图

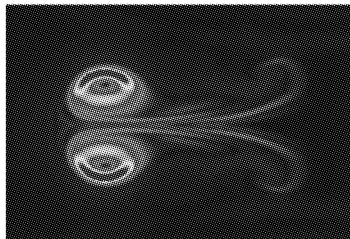
Fig.9 Vorticity distribution of flow field at $t=80 \mu\text{s}$

相互作用的过程中，斜压机制对界面的变形和失稳占主导地位。

由于上游和下游两个涡环的旋转方向不同，运动速度存在差异，随着时间的推移，两者的距离会逐渐增大，并最终分离，如图 10 所示。



(a) 纹影图
(a) Schlieren image



(b) 数值纹影图
(b) Numerical schlieren image

图 10 $t=140 \mu\text{s}$ 时流场的纹影和数值纹影图

Fig.10 Schlieren and numerical schlieren of flow field at $t=140 \mu\text{s}$

2.2 流动过程的定量分析

在激波与热核相互作用的过程中，热核的长度 L 和下游涡环的宽度 H 可以大致描述热核的位置和形态。通过对图像中像素点的测量，对这些尺寸进行定量研究，以发现热核与激波相互作用过程中更多的规律，如图 11 所示。

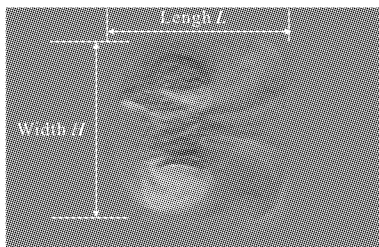


图 11 特征尺寸示意图
Fig.11 Diagram of feature size

对图 3 中的尺寸进行测量，激光等离子体热核在激波冲击下的尺寸变化如图 12 所示。从图中可以看到，在正激波的冲击下，热核的宽度 H 迅速增长，

与图 4 中斜压涡量指示的诱导方向一致， H 在后期逐渐稳定在 7.7 mm 左右，并且在后期有变小的趋势，这可能与后期热核受到从激波管壁面反射的激波冲击有关；长度 L 首先在正激波的冲击下受压缩减小，在激波离开热核之后，核心区域在涡量诱导下向下游移动，因此 L 以近似相同的速度线性增长， L 的增长速度约为 114.3 m/s，而 L 较大时，意味着在激光减阻的应用中可以延长减阻的持续时间。

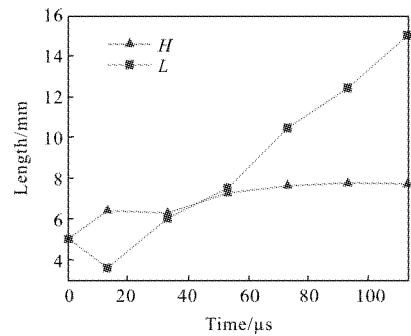
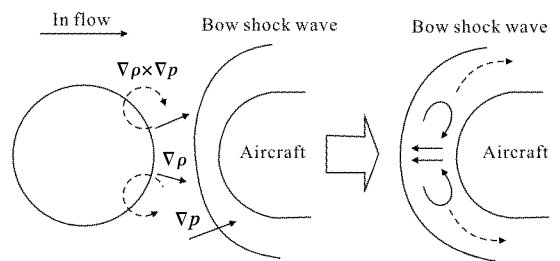


图 12 热核在激波冲击下的尺寸变化

Fig.12 Change in size of hot core under normal shock

2.3 激光减阻机理揭示

对比激光等离子体热核与正激波相互作用的流场演化，可以对激光减阻的机理进行分析。如图 13 所示是激光减阻时的流场示意图，其中图 13(a)是激光等离子体热核与飞行器前方的弓形激波相互作用时由斜压涡机制产生涡量的示意图，图 13(b)显示了流场中主涡环的方向。



(a) 热核到达激波前
(a) Hot core before shock
(b) 热核穿过激波
(b) Hot core through shock

图 13 激光减阻流场示意图

Fig.13 Flow field diagram of laser induced drag reduction

等离子体热核与弓形激波相互作用时，弓形激波在热核内传播速度较快，会很快穿透热核形成透射激波，因此弓形激波的脱体距离会增大，与参考文献[20]中激光减阻实验的结果一致。等离子体热核穿透弓形激波时产生的再透反射激波具有较高的压

力,再透反射波系首先到达飞行器表面会导致飞行器头部压力的短暂上升。等离子体热核穿透弓形激波后形成了双涡环结构,此时热核所在区域处于弓形激波与飞行器前缘之间,主涡环具有低压特性并占据了较多的涡量。在涡的诱导下,飞行器正前方热核中心的流场速度与来流速度方向相反,使中心驻点处的流体逆流而上,离开飞行器,因此飞行器头部中心处的压力相比无能量沉积时变小,同时飞行器头部靠近热核边界区域的压力会相比无能量沉积时变大。涡环携带的低压气团扰乱了弓形激波后的高压区域,使得飞行器头部的压力大幅降低。随着涡环不断向下游流动并最终离开飞行器头部,飞行器头部的压力开始逐渐上升。

3 结 论

文中通过实验和数值模拟相结合研究激光等离子体热核在正激波冲击下的流动过程,获得了丰富的实验数据,得到激光等离子体热核与正激波相互作用过程中的流动细节和规律,并从最基本的流动细节结构层面去揭示了激光减阻过程的流动机理,主要得到以下结论:

(1) 通过实验获得了丰富的实验数据,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,激波接触等离子体热核时产生了透射激波、膨胀波、滑移线等结构,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,主涡环具有低压特性,是激光减阻的关键因素;

(2) 热核在正激波的冲击下,展向尺寸 H 迅速增大,在达到最大值之后开始降低并逐渐稳定在 7.7 mm 左右;流向长度 L 在激波的压缩下会先降低,在激波离开热核之后以固定的速度线性增长,约为 114.3 m/s,较大的 L 意味着在激光减阻的应用中有较长的减阻持续时间。

参考文献:

- [1] Wright K, Washburn A, Jordan J, et al. Measurement technology for use in active flow control [C]//22th Aerodynamic Measurement Technology & Ground Testing Conference, AIAA, 2002: 2705.
- [2] Udagawa K, Kawaguchi K, Saito S, et al. Experimental study on supersonic flow control by MHD interaction [C]//39th Plasmadynamics& Lasers Conference, AIAA, 2008: 4222.
- [3] Shneider M N, Macheret S O, Zaidi S H, et al. Steady and unsteady supersonic flow control with energy addition [C]//34th Plasmadynamics and Lasers Conference, AIAA, 2003: 3862.
- [4] Miles R B, Macheret S O, Shneider M N, et al. Plasma-enhanced hypersonic performance enabled by MHD power extraction [C]//43th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA, 2005: 0561.
- [5] David M, Wie V, Nedungadi A. Plasma aerodynamic flow control for hypersonic inlets [C]//40th Joint Propulsion Conference, AIAA, 2004: 4129.
- [6] 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.
- [7] Guvernuyuk S V, Samoilov A B. Control of supersonic flow around bodies by means of a pulsed heat source [J]. *Tech Phys Lett*, 1997, 23(5): 333-336.
- [8] 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.
- [9] 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)
- [10] Minucci M A S, Chanes 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.
- [11] 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.
- [12] 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.

- [13] 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[C]//AIAA Paper, 2011: 3999.
- [14] Schülein E, Zheltovodov A A, Pimonov E A, et al. Study of the bow shock interaction with laser –pulse –heated air bubbles[C]//AIAA Paper, 2009: 3568.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] Sasoh A, Sekiya Y, Sakai T, et al. Supersonic drag reduction with repetitive laser pulses through a blunt body [C]//AIAA Paper, 2009: 3585.
- [18] Azarova O A. Supersonic flow control using combined energy deposition[J]. *Aerospace*, 2015, 2(1): 118–134.
- [19] Murphy A. Transport coefficients of air, argon–air, nitrogen–air, and oxygen –air plasmas [J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1995, 15(2): 279–307.
- [20] 王殿恺. 激光能量控制高超声速波系结构特性研究[D]. 北京: 科学出版社, 2018.