

轴向入射激波反射聚焦的实验和数值模拟

陈鑫^{1,2}, 王川¹, 张锋³, 谭胜¹, 张强⁴, 荣康¹

(1. 空军工程大学 航空航天工程学院, 西安 710038;

2. 先进航空发动机协同创新中心, 北京 100191;

3. 中国航天科技集团公司 西安航天动力研究所, 西安 710100;

4. 中国人民解放军 95835 部队, 乌鲁木齐 830091)

摘 要: 为研究两级脉冲爆震发动机凹腔入口宽度对第2级凹腔中激波聚焦过程的影响,设计轴向入射激波聚焦的实验系统,对不同入口宽度下激波反射聚焦的过程进行了实验和数值模拟。采用纹影系统拍摄凹腔中的流场结构,并测量了凹腔顶点处的动态压力。采用保持强稳定性(SSP)的Runge-Kutta格式、weighed essential non-oscillation(WENO)格式和块结构网格自适应加密(SAMR)算法对激波反射、衍射和聚焦的过程进行了数值模拟,数值模拟结果和实验吻合较好。通过分析比较相同马赫数激波通过不同宽度凹腔的反射聚焦过程,发现较小宽度凹腔入口下激波反射和聚焦较强,顶点的压力峰值较高,激波聚焦诱导的射流较强。

关 键 词: 轴向入射; 激波聚焦; 凹腔入口宽度; 块结构网格自适应加密(SAMR)算法; 射流增强

中图分类号: V231.2⁺2

文献标志码: A

Experiment and numerical simulation of axial incident shock wave reflection and focusing process

CHEN Xin^{1,2}, WANG Chuan¹, ZHANG Feng³, TAN Sheng¹,
ZHANG Qiang⁴, RONG Kang¹

(1. Aeronautics and Astronautics Engineering College, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China;

2. Collaborative Innovation Center for Advanced Aero-Engine, Beijing 100191, China;

3. Xi'an Aerospace Propulsion Institute, China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China;

4. Unit 95835, the Chinese People's Liberation Army, Urumqi 830091, China)

Abstract: To study the effects of the shock wave focusing on the second stage process of the two-stage pulse detonation engine by the cavity entrance widths, an experimental system was designed to research axially incident shock focusing on the different cavity entrance widths. And experiment and numerical simulation were carried out to investigate the process and the effects of the reflected shock wave focusing. The schlieren system was used to photograph the structure of the cavity flow field, and the dynamic pressure on the vertex was measured. Strong stability-preserving (SSP) Runge-Kutta method, and weighed essential non-oscillation (WENO) scheme and block structured dynamically adaptive mesh refinement

收稿日期: 2016-01-31

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(51106178)

作者简介: 陈鑫(1976—),男,副教授、硕士生导师,博士,主要从事气动热力推进与新概念脉冲爆震发动机研究。E-mail: chenxin7605@aliyun.com

引用格式: 陈鑫,王川,张锋,等. 轴向入射激波反射聚焦的实验和数值模拟[J]. 航空动力学报, 2017, 32(9): 2063-2069. CHEN Xin, WANG Chuan, ZHANG Feng, et al. Experiment and numerical simulation of axial incident shock wave reflection and focusing process[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(9): 2063-2069.

(SAMR) algorithm were adopted to simulate the shock wave reflection, diffraction and focusing process. Good agreement between experiments and numerical results was observed. By analyzing and comparing the shock wave reflection and focusing process under the conditions of the same Mach shock wave through different entrance cavity widths, the enhancement of the reflection and focusing and the increase of the vertex pressure with a smaller width were found. Meanwhile, the jet enhancement was induced by the shock wave focusing.

Key words: axial incident; shock wave focusing; cavity inlet widths; block structured dynamically adaptive mesh refinement (SAMR) algorithm; jet enhancement

轴向入射激波聚焦的研究开展得较早,研究者们对各种类型的凹腔中轴对称激波聚焦过程进行了实验和数值模拟研究。Sturdevant 和 Kulkarny^[1]对弱激波在凹腔壁面上的反射过程进行了理论分析和实验研究。研究发现,不同条件下聚焦流场是非线性因素占主导并且非常复杂,但是有相同的基本特征。非常弱的激波在聚焦形成的波阵面是相交的环形,而该结构在强度较大的激波聚焦时没有出现。

Skews 等^[2-3]设计了一个用于轴对称激波聚焦的实验系统,开展了环形激波聚焦的实验和数值模拟研究,该实验证实了轴对称激波聚焦时,马赫盘在聚焦过程中的变形非常严重,形成了球形的马赫盘结构。

南京理工大学的董刚等^[4-5]对轴向入射激波在两种不同深度的抛物形凹腔内的反射和聚焦过程进行了实验和数值模拟研究。在较浅的抛物形凹腔中,入射激波在凹腔壁面的反射激波没有在对称面上相交,且聚焦获得的压力峰值较低;在较深的凹腔中,激波在壁面的反射结构为马赫反射,聚焦形成的压力较高。同时得出激波聚焦是三波点在对称面上反射的结果,聚焦的焦点随凹腔深度改变而变化。

大多数研究者关注于激波在凹腔内反射、聚焦过程中的基本物理特征^[6-8],本文主要是研究轴向激波在通过障碍物绕射后,形成两道强度相同的激波在凹腔内反射、聚焦的过程,结合拍摄到的流场纹影照片和高分辨率数值计算结果,分析了激波反射聚焦过程中复杂的波系结构及详细的流场变化,并对不同凹腔入口宽度下激波反射聚焦过程进行了实验和数值模拟,为两级脉冲爆震发动机第 2 级凹腔中的激波聚焦过程提供参考。

1 实验系统

轴向入射激波反射聚焦实验系统如图 1 所示。实验系统由激波管系统、纹影系统、实验段和

数据采集系统组成。

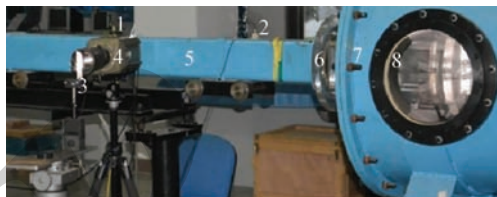


图 1 实验系统图

Fig. 1 Experimental system apparatus

1.1 激波管系统

采用传统形式的激波管,产生实验所需的正激波。激波管内截面是 high 为 130 mm,宽为 80 mm 的矩形。激波管由 7 节 2 m 长的冷拔钢管通过法兰连接而成,总长为 14 m。在本文实验中高压段长为 6 m,低压段长为 8 m。通过调整高压段和低压段的压比来改变入射激波的马赫数。

在激波管上安装有两个距离为 $s=667$ mm 压力传感器,用于记录激波到达时间和波后压力。传感器为 PCB 压电传感器,型号为 111A24,固有频率为 500 kHz,量程为 1 000 psi (1 psi = 6 890 Pa),灵敏度为 5.0 mV/psi。激波的速度可以用两个传感器的距离除以两个传感器记录的激波到达时间差进行计算。

1.2 纹影系统

纹影摄影技术是近几年逐渐被大家认识的一种广泛用于空气动力学实验室和热力学实验室的流动显示技术^[9]。纹影系统对被测流场基本无干扰,并且对光学偏折非常敏感,适合对可压缩流场的显示,能够非常清晰地显示激波和滑移线等间断面。在本文的实验中采用纹影系统记录实验段中的瞬态流场图像,光源为连续发光的氙灯,两个凹面反射镜均为焦距为 1.5 m 的抛物面反射镜。高速摄像机摄影频率为 27 000 帧/s,分辨率为 320 像素×240 像素。

1.3 实验段

实验段由直管段、楔形块以及圆弧形凹腔组成,实验段的实物图和几何结构参数分别如图 2 和图 3 所示。 D 为凹腔入口宽度。直管段与激波管内截面相同,都为 $130\text{ mm}\times 80\text{ mm}$ 的矩形截面,长为 378 mm 。楔形块在直管中间,迎角为 22.5° ,通过一个半径为 240 mm 的圆弧,迎角逐渐减小到 0° 。凹腔为圆柱面和与其相切的平面组成,圆柱面半径为 37.75 mm 。凹腔用法兰与直管段相连,通过调整垫片的厚度,调节凹腔入口的宽度。实验段其余的参数如图 3 所示。凹腔两侧安装有有机玻璃观察窗,可以用纹影系统拍摄流场照片,因此只拍摄了凹腔内流场过程,而未拍摄通道内流场。凹腔顶点安装有一个压力传感器,记录激波聚焦前后的压力变化情况。该压力传感器也是型号为 111A24 的 PCB 压电传感器。

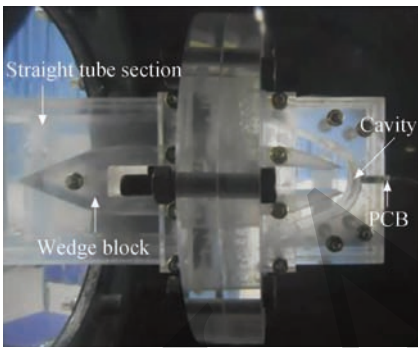


图 2 实验段的照片

Fig. 2 Photo of the experiment section

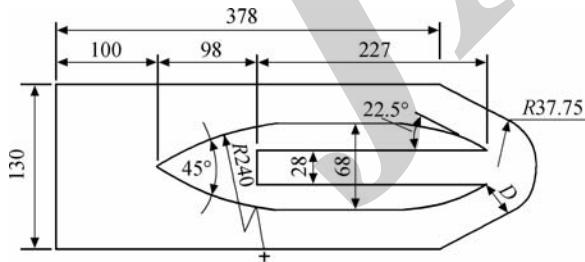


图 3 实验段的剖视图(单位:mm)

Fig. 3 Cut-open view of the experiment section (unit: mm)

2 数值计算

为更好地理解激波在实验段内反射聚焦的过程,对其进行了数值模拟。在进行激波捕捉时,可以忽略黏性、热传导和体积力等,本文选用非定常的欧拉方程为待求解的控制方程。由于几何结构的对称性,可以进一步简化成二维对称模型。为获得较高的时间和空间分辨率,在时间上采用 3

阶 Runge-Kutta 格式,空间离散格式采用 3 阶 WENO 格式^[10-16]。

2.1 算例验证

为验证本文所采用的数值模拟方法的合理性和可信度,采用在文献[17]相同的条件下进行计算,然后与实验照片对比。

抛物面的型面方程为 $X=CY^2$, $C=0.5$, 马赫数为 2.0。计算时采用 3 阶 WENO 和 3 阶 Runge-Kutta 算法求解欧拉方程。从图 4 中可以看出,不同对应时刻 t 的数值计算结果与实验照片^[17]十分吻合,捕捉到了流场中的细微结构,如滑移线和马赫反射等复杂激波结构,表明本文所选用的模型和方法合理,计算结果可靠。

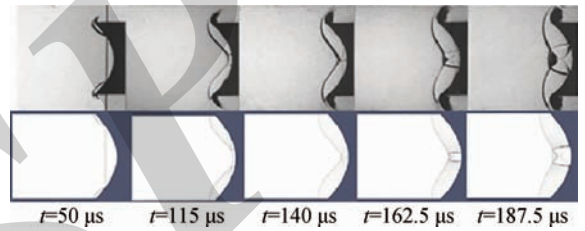


图 4 $C=0.5, Ma=2.0$ 时,激波聚焦过程的计算结果(下)与实验^[17](上)对比

Fig. 4 Comparison of the calculation results of the shock wave focusing process (below) and the experimental^[17] results (above) when $C=0.5, Ma=2.0$

2.2 控制方程

忽略传热和黏性作用,计算采用二维欧拉方程和理想气体模型

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

其中 $U = [\rho, \rho u, \rho v, \rho(e + V^2/2)]^T$, $F = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho(e + V^2/2)u + pu]^T$, $G = [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, \rho(e + V^2/2)v + pv]^T$, $V^2 = u^2 + v^2$ 。

理想气体方程为

$$p = (\gamma - 1) \left(\rho e - \frac{1}{2} \rho V^2 \right) \quad (2)$$

其中 γ 为常数。

2.3 边界条件和网格划分

计算区域长 400 mm ,高 64 mm ,如图 5 所示。左侧为入口,右侧为出口边界,上侧为壁面,下侧为对称边界。初始时刻激波在 $x=275\text{ mm}$ 处,激波右侧为静止气体,其初始压力为 p_0 ,温度为 T_0 ,左侧的流场参数根据激波马赫数和右侧静止流场的参数初始化为相应的值。采用块结构网格自适应加密算法,计算选取密度梯度和时间误差

估计来标记要加密的网格。在本文计算中,基础网格节点数为 800×128 (图 5),总共有 4 层网格,加密倍数为 $2 \times 2 \times 2$,网格相对密度等级(level)见图 5 中的色谱所示。

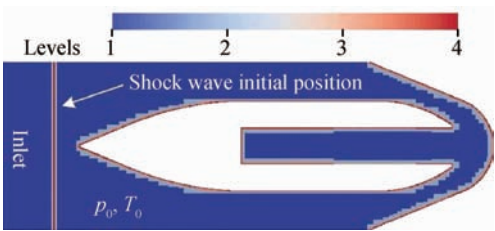


图 5 网格划分/边界条件
Fig. 5 Grid and initiation/boundary conditions

为验证网格无关性,分别研究了基础网格节点数 400×64 , 800×128 和 1600×256 下的激波结构,加密倍数分别为 $2 \times 2 \times 4$, $2 \times 2 \times 2$ 和 2×2 ,得到 3 种划分网格的大小是相同的。计算结果如图 6 所示,可以看到包括激波位置、反射类型和滑移线位置等激波结构都是一致的。为节约时间成本,适应计算机计算速度,本文采用 800×128 的网格。

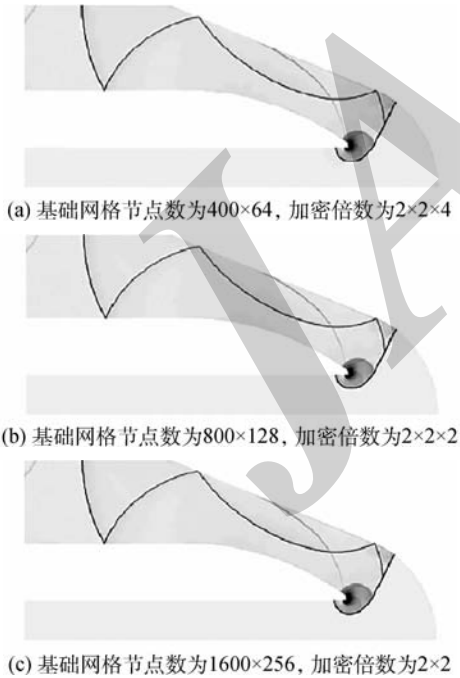


图 6 在 $t = 614.8 \mu s$, $Ma = 1.4$ 时的激波结构
Fig. 6 Shock structure at $t = 614.8 \mu s$ with $Ma = 1.4$

3 结果分析

以凹腔入口宽度 $D = 18.8 \text{ mm}$,入射激波马赫数 $Ma = 1.4$ 为例,分析平面激波在实验段通道内反射及其在凹腔内聚焦的过程,其数值计算密度梯度幅值云图见图 7、图 8。图中 LS 表示前导

激波,R 表示反射激波,S 表示滑移线,M 表示马赫杆,T 表示三波点。

3.1 激波在楔形块壁面上的反射过程

在图 7 中,初始化后的激波向楔形块运动,并在楔形块壁面上发生反射。在 $t = 122.5 \mu s$ 时,前导激波 LS1、马赫杆 M1、反射激波 R1 和滑移线 S1 相交于三波点 T1,组成一个标准的单马赫反射结构。随着前导激波向前运动,三波点向实验段通道的外壁面(简称为外壁面)运动,前导激波 LS2 的长度逐渐减小,马赫杆 M2 的长度增长($t = 197.9 \mu s$)。在 $t = 249.0 \mu s$ 时,三波点已经在壁面上反射,并形成新的马赫反射结构,原来的马赫杆 M2 转变成前导激波 LS3,原来的滑移线 S31 脱落,生成新的滑移线 S3。在外壁面上反射后,三波点向楔形块壁面运动,最后在楔形块壁面上反射,再次形成新的马赫反射结构——LS4 和 M4。两次反射后,前导激波和马赫杆之间的夹角变得非常小,见图 7 中的 LS5 和 M5。

随着前导激波继续在外壁面上反射,入射激波马赫数为 $Ma = 1.4$ 时,反射结构为单马赫反射,如图 7 中的 LS6 和 M6 所示。随着马赫数增加,激波反射增强,反射结构可能发展为转捩马赫反射或是双马赫反射结构。在反射结构中,滑移线 S6 背向壁面卷曲,较为稳定。前导激波 LS6 在凹腔外壁面上反射形成的反射激波 R6 与先前跟随在前导激波后的反射激波 R61 在三波点附近叠加成一道激波。

3.2 激波在凹腔内的反射聚焦过程

入射激波在楔形块和凹腔入口通道的壁面上多次反射后,进入凹腔后生成的衍射激波形成激波汇聚。入射激波在凹腔内反射聚焦过程的实验照片和数值计算结果,如图 8 所示,图 8 中左侧为实验纹影照片,右侧为数值计算密度梯度幅值云图,后文同。虽然实验所得的纹影照片中上下两道入射激波位置略有不同,但整体来看较为对称。图 8 中数值计算的结果准确地捕捉到了滑移线、激波和涡等流场结构,与实验结果吻合较好。

当 $t = 529.6 \mu s$ 时,前导激波在凹腔入口处。图 8(a)中数值计算结果中可见一个完整的马赫反射结构,包括前导激波、反射激波、马赫杆和滑移线。由图 8(b)可见 $t = 566.7 \mu s$ 时,三波点在壁面上形成了新的反射结构。此时,三波点靠近凹腔内壁面,马赫杆 M 长度较小,并且马赫杆 M 和前导激波 LS 的夹角非常小。

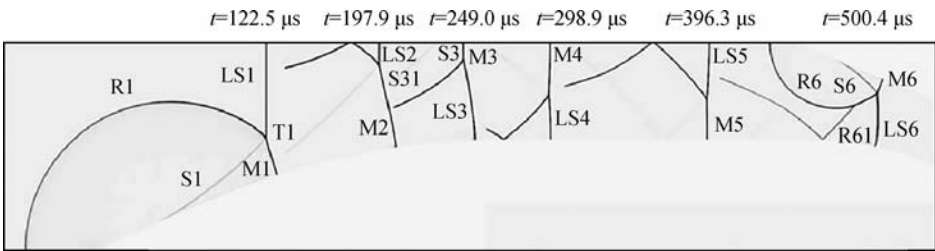


图 7 实验段通道内不同时刻,前导激波附近密度梯度幅值的云图($D=18.8\text{ mm}$, $Ma=1.4$)

Fig. 7 Density gradient magnitude contour at different moments in the process of leading shock propagating in experiment section($D=18.8\text{ mm}$, $Ma=1.4$)

前导激波进入凹腔后,一端在凹腔入口的斜劈尖端处衍射,生成一道弓形激波 BS,如图 8(c)所示。弓形激波在凹腔内传播,激波阵面扩大。在 $t=640.7\text{ }\mu\text{s}$ 时,上下两道弓形激波 BS 在凹腔对称面上反射,两个反射点均为正规反射。激波进入凹腔后,在入口处诱导生成涡旋,如图 8(d)中 V 所示。弓形激波反射后,与涡旋相互作用,在图 8(d)中激波阵面形状稍微有些变化。

图 8(e)为激波聚焦后凹腔内的激波结构。可以看出,弓形激波在凹腔内壁面上的反射均为马赫反射,反射激波 R 为图 8(d)中的反射激波在

凹腔对称面上反射后所形成。此外,激波聚焦在凹腔顶点诱导形成了射流,如图 8(e)中的 J 所示。在凹腔出口一端的弓形激波被涡 V 分割成两段,靠近顶点的一段向凹腔入口回传,另一段则已经向外传播到了凹腔的出口。图 8(f)中,聚焦诱导的射流 J,不论在实验纹影照片,还是在数值计算结果中都较为明显。同时,可以发现图 8(f)中的马赫杆 M 比图 8(e)中的马赫杆 M 要长,表明此时聚焦后的弓形激波在凹腔壁面上发生的是直接马赫反射。此后,反射激波 R 追上弓形激波 BS 两者叠加成一道激波,向凹腔入口传播。

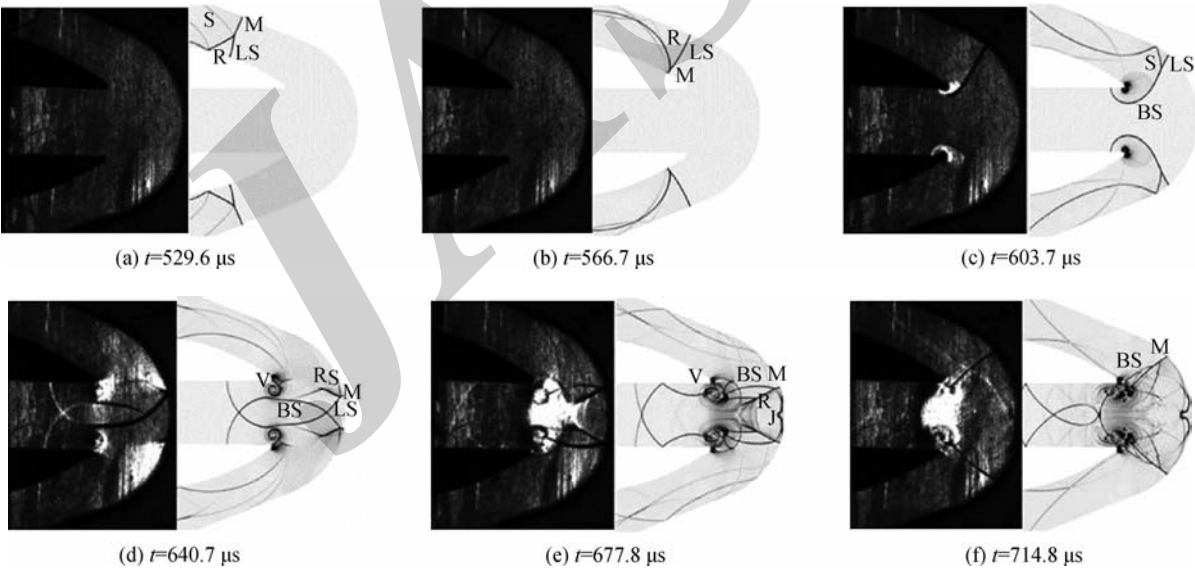


图 8 $D=18.8\text{ mm}$, $Ma=1.4$ 时的激波聚焦结构

Fig. 8 Frames of shock wave focusing configuration when $D=18.8\text{ mm}$, $Ma=1.4$

3.3 凹腔入口宽度对激波反射聚焦过程的影响

凹腔入口宽度是影响激波反射聚焦过程的主要因素之一。不同的入口宽度在相同的几何条件下会形成不同的激波反射聚焦结构。保持 $Ma=1.4$ 不变,在 $D=21.6\text{ mm}$ 条件下开展了轴向入射激波反射聚焦的实验研究,实验照片和数值结

果见图 9。

两种条件下,激波在通道内的反射过程一致相似。比较图 8 和图 9 可知,不同宽度的凹腔入口在凹腔内反射聚焦过程中激波结构的发展整体相似,但是在流场细节上存在较大的差别,具体如下:

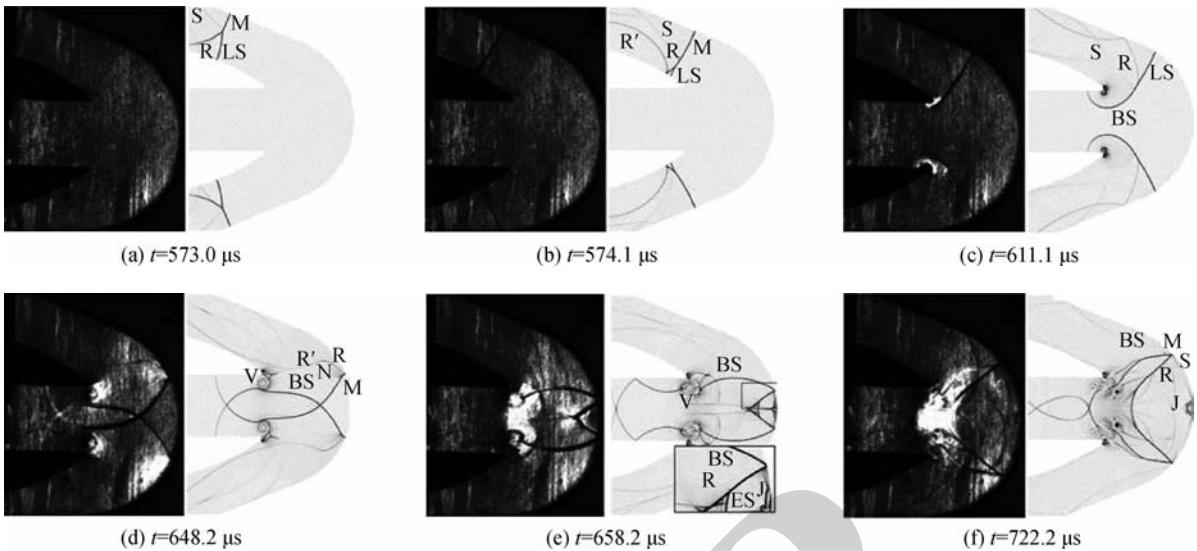


图 9 $D=21.6\text{ mm}$, $Ma=1.4$ 时的激波聚焦结构
Fig. 9 Frames of shock wave focusing configuration when $D=21.6\text{ mm}$, $Ma=1.4$

1) 图 8(a)与图 9(a)两者相比,激波结构大体相似,但图 8(a)中激波的位置较为靠近凹腔入口。除此之外,反射激波 R 在凹腔入口宽度较大时曲率较大,在宽度较小时曲率较小。这说明在凹腔入口宽度较小时,前导激波的反射较强。弓形激波在对称面上反射后,弓形激波的一端在凹腔壁面上反射。另外,入口宽度 $D=18.8\text{ mm}$ 时,反射结构中的马赫杆较短,滑移线不明显,反射激波靠近壁面。 $D=21.6\text{ mm}$ 时,弓形激波在凹腔壁面上形成了较为完整、清晰的马赫反射结构,反射激波离壁面较远,如图 8(d)中的马赫杆 M、滑移线 S 和反射激波 R 所示。

2) 在激波聚焦后,弓形激波在凹腔壁面上的反射结构在图 9(e)中为正规反射,而在图 8(e)中为马赫反射。在图 9(e)中,反射激波 R 与弓形激波 BS 的角度比图 8(e)中反射激波 R 与弓形激波 BS 的角度大。也就是说在入口宽度较大时反射激波强度减弱。

3) 对比图 8(e)和图 9(e)、图 8(f)和图 9(f)发现,在较小的凹腔入口宽度下,前导激波在凹腔内的射流结构比宽度较大时强。

4) 通过对比不同入口宽度下实验中凹腔顶点的压力曲线(图 10)可以看出,在凹腔入口宽度较小时,压力峰值较高。从而进一步证明,在凹腔入口宽度较小时,激波聚焦强度较大。图 10 中两条压力曲线的达到峰值的时间略有不同,这是因为入射激波马赫数并不完全相等的缘故。

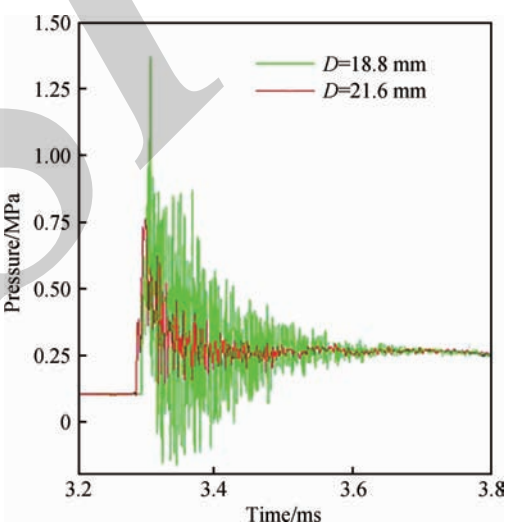


图 10 $D=18.8\text{ mm}$ 和 $D=21.6\text{ mm}$ 时,凹腔顶点的压力时序曲线

Fig. 10 Pressure history curve at cavity apex of $D=18.8\text{ mm}$ and $D=21.6\text{ mm}$

5 结 论

为研究轴向入射激波在凹腔内的激波反射聚焦的过程,设计了激波反射聚焦实验段,在激波管上开展了轴向入射激波反射聚焦实验研究。利用纹影系统和高速 CCD(charge coupled device)相机拍摄了激波反射聚焦前后不同时刻凹腔中的激波结构,结合数值计算结果进行了对比分析,得出了以下结论:

1) 平面激波在实验段通道内传播时,三波点多次在通道的壁面上反射,生成新的马赫反射结

构。在三波点反射之前,前导激波不断缩短,马赫杆不断增长,最后前导激波消失。反射后,新的马赫杆和滑移线生成,原来的马赫杆成为前导激波,继续向前传播。

2) 在凹腔入口宽度较小时,聚焦后的弓形激波在凹腔壁面上发生的是直接马赫反射,而凹腔入口宽度较大时,聚焦后的弓形激波在凹腔壁面上先发生正规反射,后向马赫反射转捩。

3) 同时,比较两次实验发现,凹腔入口宽度较小时,顶点的压力峰值较高,激波聚焦诱导的射流较强。

参考文献:

[1] STURDEVANT B, KULKARNY V A. The focusing of weak shock waves[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1976, 73(4): 651-671.

[2] SKEWS B W, MENON N, BREDIN M, et al. An experiment on imploding conical shock waves[J]. Shock Waves, 2002, 11(4): 323-326.

[3] SKEWS B W, KLEINE H, BARBER T, et al. New flow features in a cavity during shock wave impact[R]. Crown Plaza, Gold Coast, Australia: The 16th Australasian Fluid Mechanics Conference, 2007.

[4] 董刚,叶经方,范宝春. 激波聚焦反射的实验和数值研究[J]. 高压物理学报, 2006, 20(4): 359-364.

DONG Gang, YE Jingfang, FAN Baochun. Experimental and numerical investigation of shock wave focusing and reflection [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2006, 20(4): 359-364. (in Chinese)

[5] 董刚,范宝春,谢波. 氢气-空气混合物中瞬态爆轰过程的二维数值模拟[J]. 高压物理学报, 2004, 18(1): 40-46.

DONG Gang, FAN Baochun, XIE Bo. Two-dimensional simulation of transient detonation process for H₂-O₂-N₂ mixture [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2004, 18(1): 40-46. (in Chinese)

[6] MCMANUS K R, DEAN A J. Experimental evaluation of a two-stage pulse Detonation combustor [R]. Tucson, Arizona: AIAA Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2005.

[7] 李海鹏,何立明,陈鑫,等. 凹面腔内激波聚焦起爆爆震波

过程的数值模拟[J]. 推进技术, 2010, 31(1): 87-91.

LI Haipeng, HE Liming, CHEN Xin, et al. Numerical investigation of detonation initiation by shock wave focusing over parabola reflector[J]. Journal of Propulsion Technology, 2010, 31(1): 87-91. (in Chinese)

[8] 荣康,何立明,张建邦,等. 喷口导流环结构对激波聚焦起爆的影响分析[J]. 推进技术, 2012, 33(2): 299-305.

RONG Kang, HE Liming, ZHANG Jianbang, et al. Investigation on the effects of deflector structure on detonation initiation by shock wave focusing[J]. Journal of Propulsion Technology, 2012, 33(2): 299-305. (in Chinese)

[9] 训练教材编辑委员会编. 流动显示技术[M]. 北京:国防工业出版社, 2002.

[10] JACK L Z, RALF D, JOSEPH E, et al. An adaptive high-order hybrid scheme for compressive viscous flows with detailed chemistry[J]. Journal of Computational Physics, 2011, 230(20): 7598-7630.

[11] BERGER M. Adaptive mesh refinement for hyperbolic differential equations[D]. Palo Alto: Stanford University, 1982.

[12] BERGER M J, COLELLA P. Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics[J]. Journal of Computational Physics, 1989, 82(1): 64-84.

[13] DEITERDING R. Parallel adaptive simulation of multi-dimensional detonation structures [D]. Cottbus: Brandenburgische Technische University, 2003.

[14] DEITERDING R. Block-structured adaptive mesh refinement-theory implementation and application [J]. Esaim Proceedings, 2011, 34, 97-150.

[15] HILL D, PULLIN D. Hybrid tuned center-difference-WENO method for large eddy simulations in the presence of strong shocks [J]. Journal of Computational Physics, 2004, 194(2): 435-450.

[16] GOTTLIEB S, SHU C W, TADMOR E. Strong stability-preserving high-order time discretization methods [J]. Society of Industrial and Applied Mathematics Review, 2001, 43(1): 89-112.

[17] IZUMI K, ASO S, NISHIDA M. Experimental and computational studies focusing processes of shock waves reflected from parabolic reflectors[J]. Shock Waves, 1994, 3(3): 213-222.

(编辑:王碧琚)