

文章编号: 1000-8055(2023)09-2279-09

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20210624

分离流状态下单边膨胀喷管内激波反射特性

李耀华¹, 李建强¹, 何成军², 苗磊¹, 梁锦敏¹, 高荣钊¹

(1. 中国空气动力研究与发展中心 高速空气动力研究所, 四川 绵阳 621000;

2. 中国空气动力研究与发展中心 空天技术研究所, 四川 绵阳 621000)

摘 要: 在单边膨胀喷管(SERN)内流动分离状态下, 综合采用试验和数值模拟手段对喷管内激波反射特性进行研究, 分析了单边膨胀喷管内激波反射结构, 对比了不同激波反射模式下的流动分离特性。结果表明: 喷管落压比(NPR)由3.06向5.07变化的过程中, 喷管内激波反射由马赫反射(MR)向规则反射(RR)转换, 喷管上、下壁面非对称导致MR具有明显非对称特征; 通过激波极曲线理论分析非对称MR形成机制, 马赫杆上游垂直流向方向的压力梯度是非对称MR形成的根源; 振荡NPR条件下, 在一个完整周期内, 激波反射未出现明显迟滞现象, 但激波运动位置变化存在明显的迟滞效应, NPR上升下降过程中激波位置的差量随振荡频率增大而增大, 较低(或较高)频振荡NPR条件下激波位置振荡幅值较大(或较小)。

关 键 词: 单边膨胀喷管(SERN); 激波反射; 马赫反射(MR); 规则反射(RR); 喷管落压比(NPR); 激波位置; 迟滞现象

中图分类号: V231.3

文献标志码: A

Shock reflection characteristics in single expansion ramp nozzle under flow separation condition

LI Yaohua¹, LI Jianqiang¹, HE Chengjun², MIAO Lei¹, LIANG Jinmin¹, GAO Rongzhao¹

(1. High Speed Aerodynamics Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China;

2. Aerospace Technology Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China)

Abstract: Combined with the focus schlieren and dynamic pressure measurement technology, the shock reflection inside a single expansion ramp nozzle (SERN) was investigated under the condition of flow separation. The flow characteristics of shock reflection were analyzed, and the flow separation characteristics were compared for different wave configurations of shock reflection. Results showed that the shock reflection configuration transitioned from Mach reflection (MR) to regular reflection (RR), during the change of nozzle pressure ratio (NPR) from 3.06 to 5.07. The MR structure inside SERN was obviously asymmetrical duo to the asymmetric upper and lower walls. Based on shock polar representation, the mechanism of asymmetric MR was analyzed. The pressure gradient in the vertical flow direction upstream the Mach stem was the source of asymmetric MR. A hysteresis did not exist in the transition process between RR and MR, during increasing and decreasing processes of NPR, but the shock position experienced a hysteresis effect. The percentage deviation of shock position increased with the increasing oscillation frequency, during increasing and decreasing processes of NPR. The lower oscillation frequency

收稿日期: 2021-11-02

作者简介: 李耀华(1983—), 男, 高级工程师, 硕士, 研究领域为飞行器排气系统设计与推力矢量试验技术。E-mail: bitlyh@sina.cn

通信作者: 何成军(1989—), 男, 助理研究员, 博士, 研究领域为飞行器进排气系统设计。E-mail: hechengjun@163.com

引用格式: 李耀华, 李建强, 何成军, 等. 分离流状态下单边膨胀喷管内激波反射特性[J]. 航空动力学报, 2023, 38(9): 2279-2287. LI Yaohua, LI Jianqiang, HE Chengjun, et al. Shock reflection characteristics in single expansion ramp nozzle under flow separation condition[J]. Journal of Aerospace Power, 2023, 38(9): 2279-2287.

of NPR indicated the larger oscillation amplitude of shock position.

Keywords: single expansion ramp nozzle (SERN); shock reflection; Mach reflection (MR); regular reflection (RR); nozzle pressure ratio (NPR); shock position; hysteresis phenomenon

随着高超声速飞行器以及未来战斗机的发展, 为确保其良好的气动和推进性能, 飞行器尾喷管不再是传统的轴对称或者平面对称构型。喷管设计不仅要满足高马赫数飞行所需的大膨胀比, 而且还需要考虑与飞行器一体化设计, 兼顾了这两种需求的单边膨胀喷管(single expansion ramp nozzle, SERN), 在工程实用中具有天然的优势^[1-3]。然而, 受飞行条件及单边膨胀喷管自身条件限制, 启动或关闭过程中难免出现“过膨胀状态”, 以致流动分离发生, 喷管内出现复杂的波系干扰^[3-6]。激波反射是喷管流动分离发生后最具明显的流场特征, 直接影响喷管内分离流特性、喷管载荷以及推力特性。

早在 1878 年 Mach^[7] 在实验中就发现了激波反射现象, 并在实验中观察到两种不同的激波反射类型: 规则反射(RR)和马赫反射(MR)。在此基础上, Von Neumann^[8-9] 对激波反射的研究奠定了该问题研究的理论基础。不仅建立了分析 RR 和 MR 的二激波理论和三激波理论, 即在已知来流条件时可以求得三叉点附近各区域的流动参数, 而且提出了判断 RR 和 MR 两种激波类型相互转换的临界条件, 即为脱体条件和压力平衡条件(也称作 Von Neumann 条件)。

喷管在过膨胀状态时, 这种非理想状态是通过环境压力和喷管出口压力的不断匹配实现, 其匹配过程中喷管落压比(NPR, 量符号记为 R_{np})的改变导致复杂激波的形成。少数学者针对轴对称喷管或者平面收-扩喷管进行了研究。Li 等^[10] 建立了拉瓦尔喷管过膨胀状态下无黏马赫反射分析模型, 该模型认为喷管出口流场均匀, 采用此模型可预测马赫盘的高度和位置。Nasuti 等^[11] 对轴对称喷管内黏性马赫反射几种类型进行了讨论, 均匀流动情况下马赫盘上游流场径向压力梯度等于 0, 马赫盘形状为直线。真实情况下喷管内流场并非均匀的, 当马赫盘上游流场径向压力梯度小于 0, 马赫盘向下游弯曲; 当马赫盘上游流场径向压力梯度大于 0, 马赫盘向上游弯曲。于勇、Wang 等^[12-13] 对平面收-扩喷管外的无黏激波反射及迟滞现象进行了数值模拟。Shimshi 等^[14-15] 对

平面收-扩喷管内的无黏和黏性激波反射及迟滞现象进行了分析。Toufique 等^[16] 为阐明平面对称喷管内激波反射迟滞特性, 通过施加振荡 NPR 条件对喷管内的流激波结构变化进行了详细分析。

分离流状态下单边膨胀喷管内激波反射具有非对称特性显著, 目前仅于洋^[17] 在其博士论文中对直壁单边膨胀喷管内非对称激波反射进行二维数值研究。单边膨胀喷管内激波反射的形成机制及激波反射迟滞特性依然并不十分清楚。

因此, 本文基于动态压力传感测压和聚焦纹影技术, 主要研究非对称喷管流动分离状态下, $R_{np}=3.06, 4.07, 5.07$ 条件下喷管内激波反射特性, 分析了非对称激波反射形成机制, 给出了振荡 NPR 条件下激波反射特性和激波运动规律。

1 试验模型与设备

1.1 试验模型

本文研究采用的 SERN 模型, 其膨胀面根据特征线理论进行设计。二维定常、可压缩、等熵流动的特征线方程和相容方程如下:

特征线方程

$$(dy/dx)_0 = \lambda_0 = v/u \quad (1)$$

$$(dy/dx)_\pm = \lambda_\pm = \tan(\theta \pm \alpha) \quad (2)$$

相容方程

$$\rho V dV + dp = 0 \quad (3)$$

$$dp - a^2 d\rho = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\sqrt{Ma^2 - 1}}{\rho V^2} dp_\pm \pm d\theta_\pm = 0 \quad (5)$$

式中 λ_0 、 $\lambda_\pm$ 分别为流线斜率和左行、右行特征线斜率; u 、 v 分别为 x 、 y 方向速度; θ 、 α 分别为流动方向角和马赫角; ρ 、 V 、 p 分别为密度、气流速度和压力; Ma 和 a 分别为马赫数和声速。

基于上述方程可编写二维、无黏的 SERN 模型型面设计程序。

边界层修行采用经验公式^[18]。

$$d\delta^*/dx = \tan \varepsilon \quad (6)$$

式中 ε 为边界层修正角,与马赫数存在关系,此处 ε 近似为 0.5° 。

喷管设计落压比 $R_{np,d}=25.24$,其对应的设计马赫数为 $Ma_d=2.75$,喉道高度 $H_t=8\text{ mm}$ 。选取喷管喉道中点为坐标原点, x 和 y 分别为喷管轴向到喉道的水平距离和纵向到喉道中心线的垂直距离, x/H_t 为无量纲轴向距离。上、下膨胀斜面的轴向长度分别为 $L_{upper}=82.02\text{ mm}$ 和 $L_{lower}=43.18\text{ mm}$ ^[19],模型示意图如图1。在喷管上、下壁面安装了Kulit XCE-062 动态压力传感器,该传感器的压力测量范围为 $0\sim 206.84\text{ kPa}$,其固有频率为 200 kHz ,传感器直径为 1.7 mm 。喷管上壁面压力传感器标记为A1~A27,下壁面压力传感器标记为B1~B14,详细测点可参考文献[19-20]。

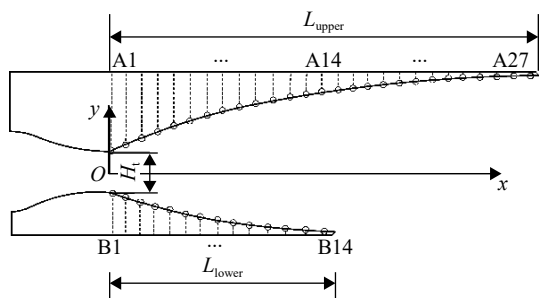


图1 喷管模型^[17]

Fig. 1 Schematic diagram of nozzle model^[17]

为观测喷管内流场信息,喷管两侧壁面选用透光率较好的聚碳酸酯透明材料,流场显示采用聚焦纹影,图2给出了试验模型安装图。

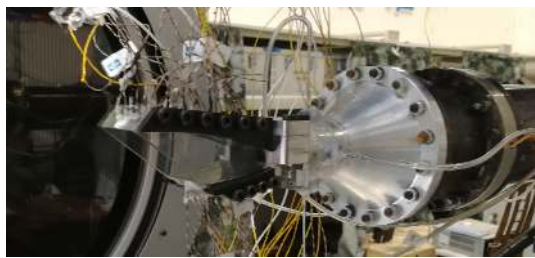


图2 喷管模型安装图^[17]

Fig. 2 Nozzle model installation diagram^[17]

1.2 试验设备

在中国空气动力研究与发展中心(CARDC)喷管气动设计验证平台进行试验。该验证平台具有压力和流量可调可控的地面试验能力。主要有阀门管路系统、喷流实时测控系统、试验台架等组成。其高压气源压力为 20 MPa 。

试验过程中,动态压力数据采集系统选用

Dewesoft 动态数据采集系统进行实时采集,设定采样频率为 50 kHz ,持续采样 15 s ^[21]。流场显示采用聚焦纹影,其不同于常规纹影的是使用了多对源格栅和刀口栅,每一对源格栅和刀口栅相对于常规纹影中的一对点光源和刀口,将光学路径中的相位变化转化为光强的变化成像在屏幕上。本文采用的聚焦纹影系统的几个主要性能参数为:清晰景深 $D_s \leq 10\text{ mm}$,模糊景深 $D_u \leq 30\text{ mm}$,视场范围为 $\Phi 300\text{ mm}$,系统最大灵敏度优于 0.13° ,流场成像截面物距 $l \geq 600\text{ mm}$ ^[17-18]。

2 结果与讨论

2.1 典型流场特性

图3给出了不同喷管落压比(NPR)条件下喷管内试验纹影和数值纹影。流场刻画采用二维定常数值模拟,湍流模型选择 $k-\omega$ SST (shear stress transport)模型,空间离散采用2阶迎风格式。图中可见,喷管上壁面均明显存在一个小尺度分离泡,而在下壁面形成一个大尺度的回流区。从激波反射情况来看,在 $R_{np}=3.06$ 和 4.07 两种条件下,喷管内激波反射为非对称的MR,且马赫盘高度逐渐降低,激波且马赫盘高度逐渐降低,直至 $R_{np}=5.07$ 时,马赫盘消失,转换为两道明显的“X”型激波,喷管内激波反射由马赫反射(MR)转换为规则反射(RR),表明在 $R_{np}=4.07$ 和 $R_{np}=5.07$ 之间发生了激波反射转换。

仔细分析两种不同类型的激波反射结构,MR时,即 $R_{np}=3.06$ 和 4.07 ,上、下壁面分别于A、B点产生一道分离激波,即 AT_1 、 BT_2 ,且明显可见激波 BT_2 相对于 AT_1 较长,可认为喷管内主激波为下壁面产生的分离激波。分离激波 AT_1 、 BT_2 相互干扰在喷管内产生了一个明显的马赫盘 T_1T_2 ,三波点 T_1 、 T_2 处形成的反射激波分别与分离剪切层 S_1 、 S_2 相互作用产生膨胀波,之后膨胀波又与滑移线 S_3 、 S_4 相遇且形成反射弱压缩波系,如此,在分离剪切层和滑移线之间形成复杂的波系干扰。

RR时,即 $R_{np}=5.07$,喷管不在存在明显马赫盘,分离激波 AT 、 BT 在 T 点相遇后,反射形成激波 TC 和 TD 、 TC 和 TD 与分离剪切层 S_1 、 S_2 相遇后反射形成一系列的压缩波簇。

图4给出了壁面压力试验与数值结果的对比情况,其中横轴为喷管轴向无量纲值 x/H_t ,纵轴为无量纲压力 $\bar{p}/p_a$, p_a 为环境压力, $\bar{p}$ 为时均压力。

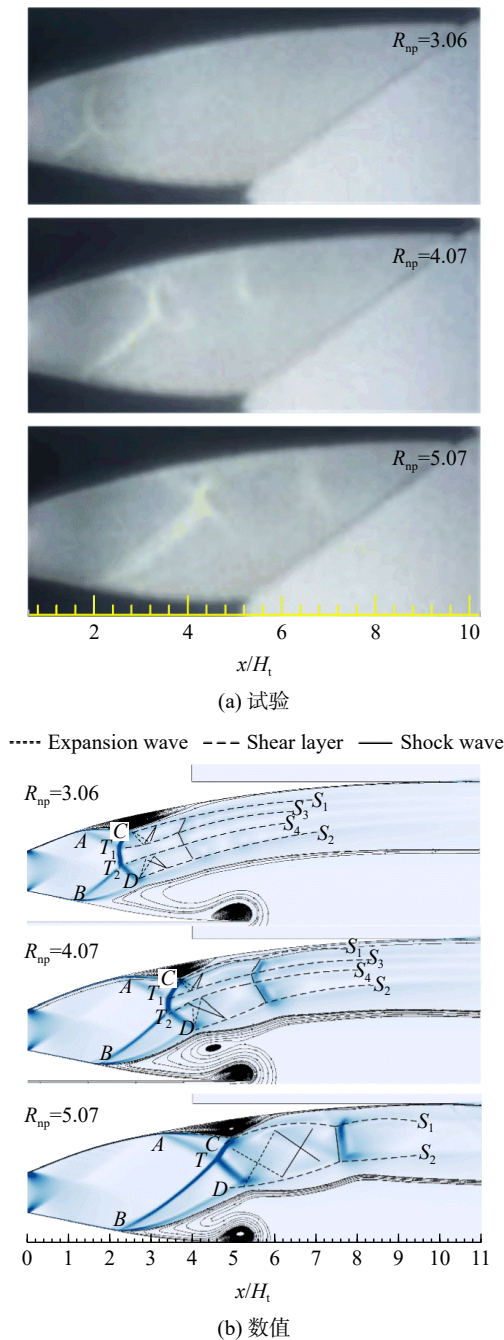
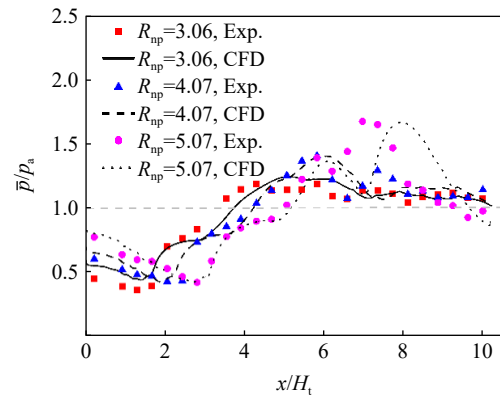


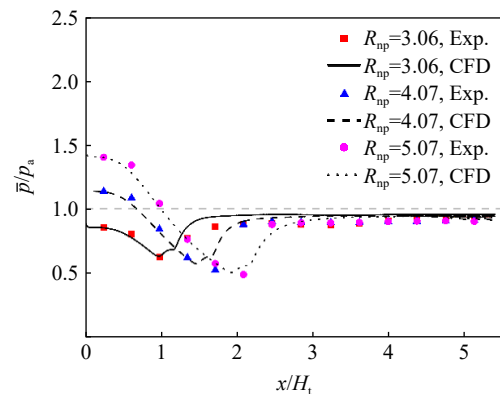
图 3 试验和数值纹影图

Fig. 3 Experimental and numerical schlieren images

图中可见数值模拟结果与试验结果基本一致。 $R_{np}=3.06$ 时, 上壁面处压力开始升高, 迅速上升至压力平台(即 $x/H_t=2.07\sim 2.82$ 之间压力值基本不变), 这一特征对应了流场中的分离包, 气流在附壁面之后压力再次上升, 在达到峰值压力后略微降低, 直至喷管出口壁面压力变化不大, 且高于环境压力。 $R_{np}=4.07$ 和 $R_{np}=5.07$ 时, 分离包上游壁面压力分布与 $R_{np}=3.06$ 具有相似性, 而在分离泡下游, 壁面压力上升至压力峰值之后, 压力值降低, 但未降低至小于环境压力, 之后出现二次压



(a) 上壁面时均压力



(b) 下壁面时均压力

图 4 喷管壁面中心线时均压力分布

Fig. 4 Centerline time-mean pressure distribution on nozzle wall

力峰值, 也就是说壁面压力出现了两个压力峰值。

2.2 非对称激波反射形成机制

为下文清晰对比说明, 首先给出对称喷管内激波反射结构, 如图 5 所示。对称 MR 情况下, 喷管上、下壁面分别形成分离激波 C_1 和 C_2 , 两道分离激波相互干扰形成马赫盘(Mach disk), 马赫盘两端三叉点分别为 T_1 和 T_2 , 且反射形成两道反射激波 C_3 和 C_4 。若激波反射类型为对称 RR, 在喷管出口附近, 上、下壁面分别形成分离激波 C_1 和 C_2 , 两道分离激波干扰未形成马赫盘, 而是形成“X”型激波, 交叉点位 T 。其中 S 、 S_1 、 S_2 、 S_3 和 S_4 为滑移线, H_m 为马赫盘 m 的高度, β_1 、 β_2 、 β_3 和 β_4 为激波角, δ_1 和 δ_2 为流动偏转角。PME(Prandtl-Meyer expansion)为膨胀波。

图 6 为喷管内非对称 MR 和 RR 结构示意图, 上、下壁面流动分离发生位置不一致, 喷管同一流向横截面流动参数非均匀。显然, 上、下壁面分离激波与反射激波的强度与尺度均不同, 在 MR 激波干扰情况下, 马赫盘可能与轴线垂直方向存在一个夹角。激波结构的分布情况与对称 MR

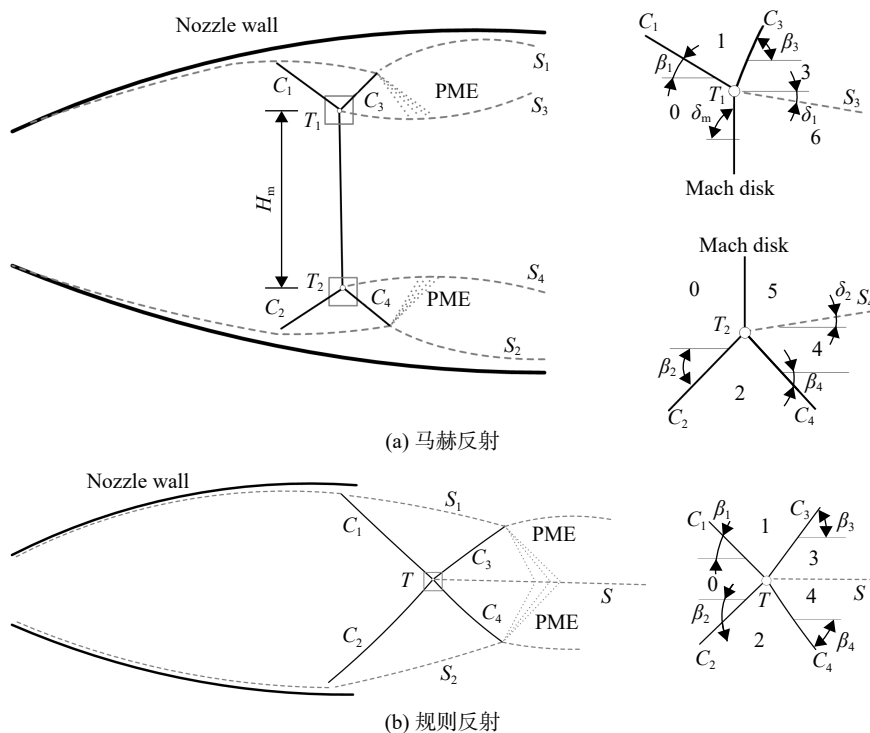


图 5 对称马赫反射和规则反射示意图

Fig. 5 Schematic diagram of symmetric Mach reflection and regular reflection

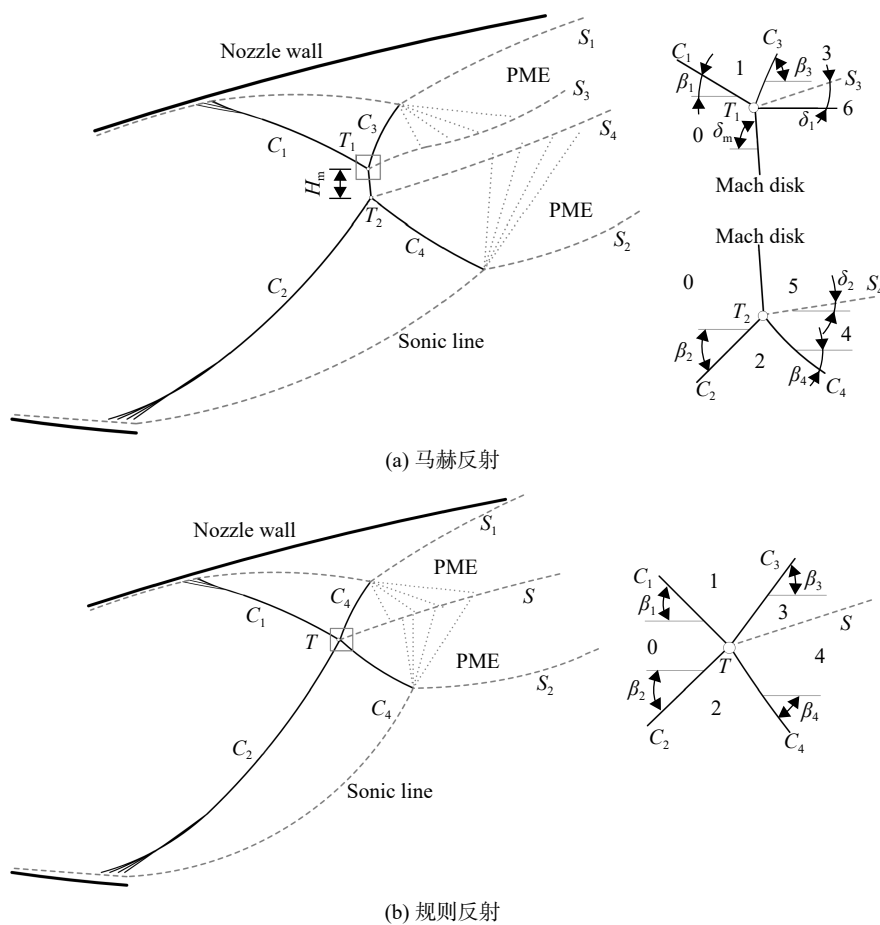


图 6 非对称马赫反射和规则反射示意图

Fig. 6 Schematic diagram of asymmetric Mach reflection and regular reflection

和RR激波干扰具有相似之处。分离激波 C_1 和 C_2 根部流动参数不同,可根据壁面压力分布获得分离马赫数,分别绘制分离激波上游来流条件的激波极曲线;然后可根据纹影图像可知两道分离激波的激波角,进而可根据斜激波关系式获得流动方向角和激波下游与上游的压比,以此可获得喷管激波干扰的极曲线。

分析激波反射问题,激波极曲线^[19]是一种非常有效的方式,是斜激波 Rankine-Hugoniot 方程的一种图解方法,详细求解步骤可参考文献 [19]。

图7为 $R_{np}=4.07$ 和5.07两种条件下的激波曲线,分别代表了喷管内非对称MR和RR。图中 p/p_1 为激波压升, p_1 为参考压力(取 C_1 上游静压值), $R_{np}=4.07$ 时,黑色曲线和灰色曲线分别为上、下壁面来流条件的激波极曲线。平面喷管内对称MR激波干扰,由于来流条件一致,马赫盘为极曲线上3和4点的一段弧线。3和4点分别为上、下壁面不同来流参数极曲线交叉点,3和4之间的连线代表了马赫盘,显然,3至4点的压力条件不一致,表明了在非对称激波干扰情况下,马

赫盘不是一道垂直于轴向的正激波,而是与流向方向有一个夹角,产生这种激波结构的根源就是垂直于流向方向存在压力梯度,Nasuti等^[11]对火箭喷管内弯曲马赫盘进行了分析,此处马赫盘出现偏斜的原因与文献[11]一致。

$R_{np}=5.07$ 时,由于流动非对称,分离激波 C_1 和 C_2 下游的区域1和2流动不匹配,经过反射激波 C_3 和 C_4 后流动必须转向至相同方向,这一条件就要求区域3和4的流动必须匹配,即两个区域的压力相等,那么反射激波 C_3 和 C_4 便唯一确定。在极曲线图中可见,激波极曲线不同的交叉点分别对应于图6(b)的流动区域。流场非均匀,分离激波 C_1 和 C_2 强度不同,反射激波 C_3 和 C_4 的强度不同,所以经过 C_1+C_3 和 C_2+C_4 的熵增也存在差异,也就决定了区域3和4的滞止压力不等,源于激波交叉点的滑移线将两侧的流动区分开来,因此穿过滑移线的流动参数具有“间断”性。由于单边膨胀喷管上、下壁面非对称,分离上游来流参数不一致,使得两条极曲线交叉点偏离纵轴。

2.3 振荡条件下激波反射特性

NPR增大过程中,喷管内激波干扰由MR向RR转换;反之,亦然。为模拟MR与RR相互转换的动态过程,以 $R_{np}=4.07$ 条件下MR定常数值模拟结果为初始条件,入口条件施加正弦形式的总压条件,NPR振荡范围为4.07~5.07,选取不同振荡频率 f 分别为25、50、75 Hz和100 Hz,对应周期分别为40、20、13.33 ms和10 ms,其振荡过程如图8。现有试验条件下不能进行此动态过程的模拟,此数值研究仅为揭示其激波转换过程中的流动现象。

为刻画马赫盘或“X”激波位置 x/H ,采用以下处理方式:

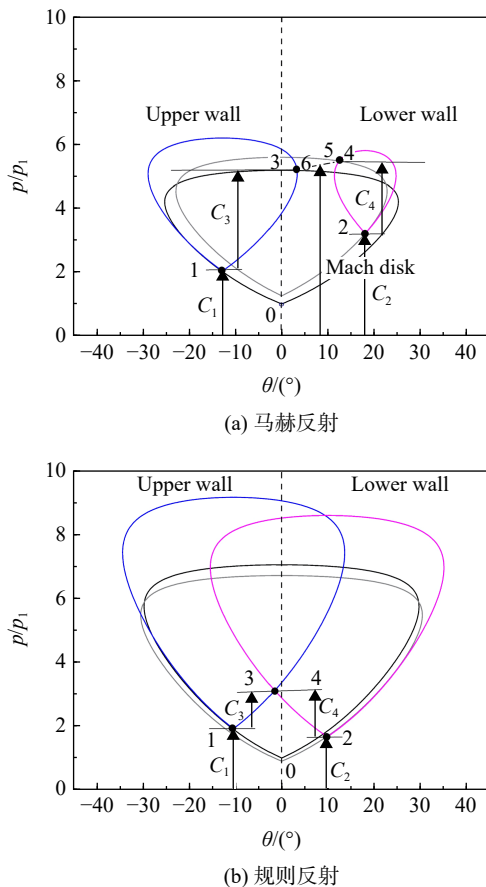


图7 马赫反射和规则反射极曲线

Fig. 7 Polar curve of Mach reflection and regular reflection

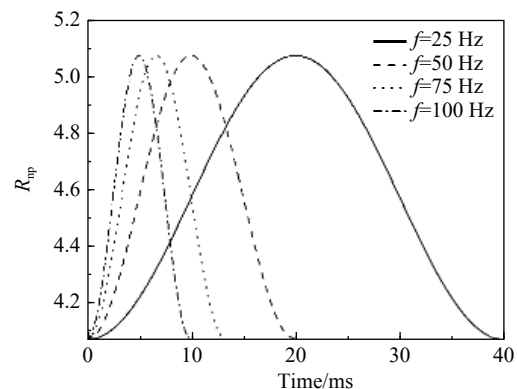


图8 NPR随时间变化

Fig. 8 Variation of NPR with time

$$x/H_t = \frac{1}{H_t} \begin{cases} \frac{x_{T_1} + x_{T_2}}{2} & \text{MR} \\ x_T & \text{RR} \end{cases} \quad (7)$$

其中 x 为轴向距离喉道长度, H_t 为喉道高度, T_1 和 T_2 表示三波点。

当喷管激波反射类型为 MR 时, 由于 MR 非对称, 以两个三叉点位置的平均值来衡量马赫盘位置; 当激波反射为 RR 时, 则以“X”激波交叉点位置衡量其位置。

图 9 分别为 $f=50$ Hz 和 $f=100$ Hz 两种振荡条件下激波变化过程。在 NPR 上升和下降过程中, 同一 NPR 时, 马赫盘或者“X”激波位置存在差异, 但 MR 和 RR 转换似乎不存在明显的迟滞现象。

Von Neumann 准则^[8-9]表明, 对于双原理想

气体而言, 当来流马赫数大于 2.202 时, 黏性条件下才会存在激波反射迟滞现象。此处 NPR 振荡过程中, 分离激波处马赫数均小于 2.202, 即不满足激波反射迟滞条件, 不存在激波反射迟滞现象, 但是其激波运动位置变化存在明显的迟滞现象。

图 10 为不同振荡频率下马赫盘或“X”激波位置随 NPR 变化曲线, 振荡过程同一 NPR 条件下, NPR 下降过程马赫盘位置位于 NPR 上升过程的下游。 $R_{np}=4.07$ 为初始条件, 之后 NPR 开始上升, 理想状态下, 马赫盘开始向下游移动, 由于“迟滞效应”马赫盘继续向上游移动。当 NPR 上升至 5.07 之后, 随后 NPR 开始下降, 即使理想流动相对于 $R_{np}=5.07$ 膨胀相对减弱, 但是由于“超前效应”使得“X”型激波进一步向下游移动。“超前效应”

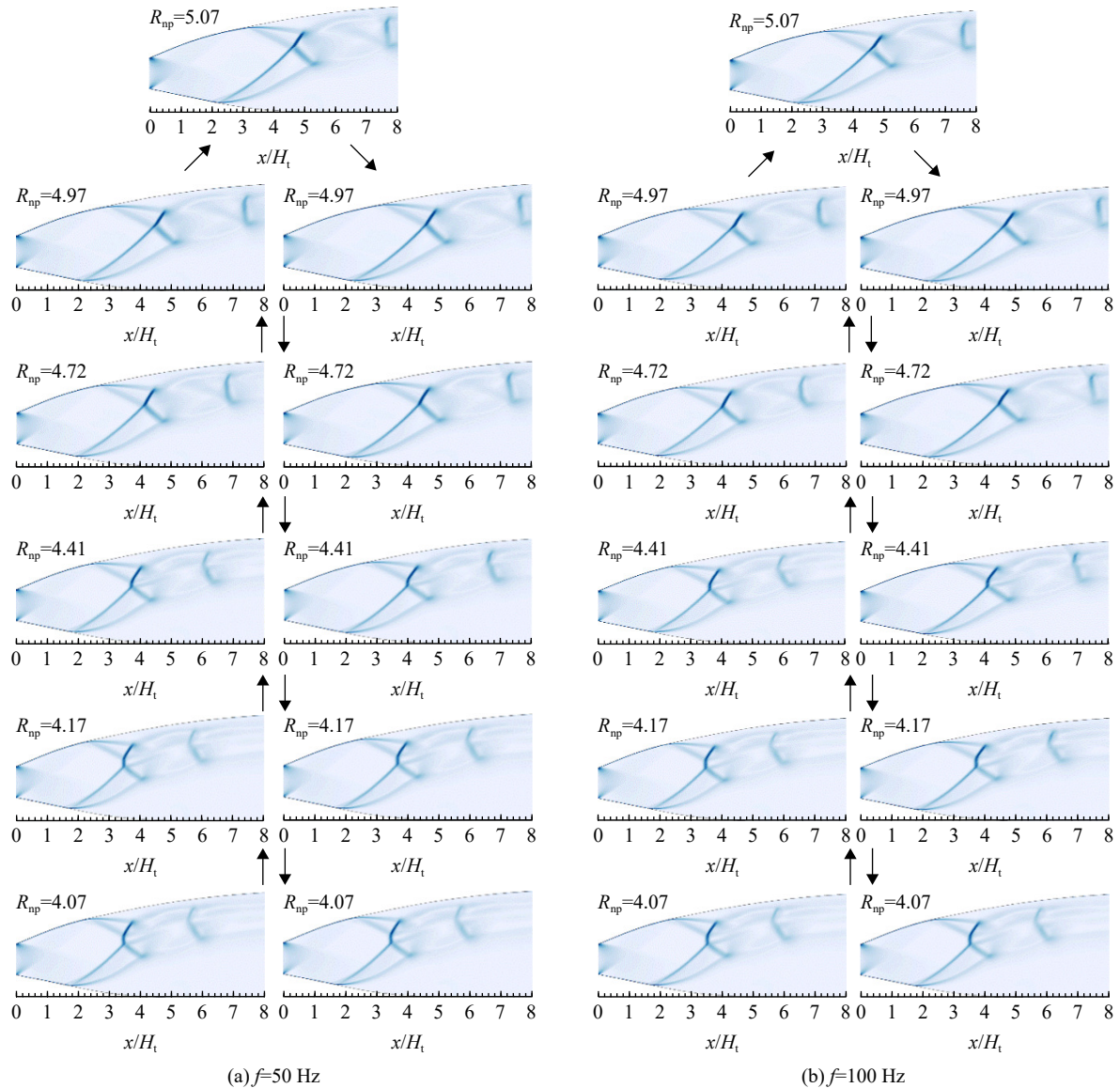


图 9 激波变化过程

Fig. 9 Variation process of shock wave

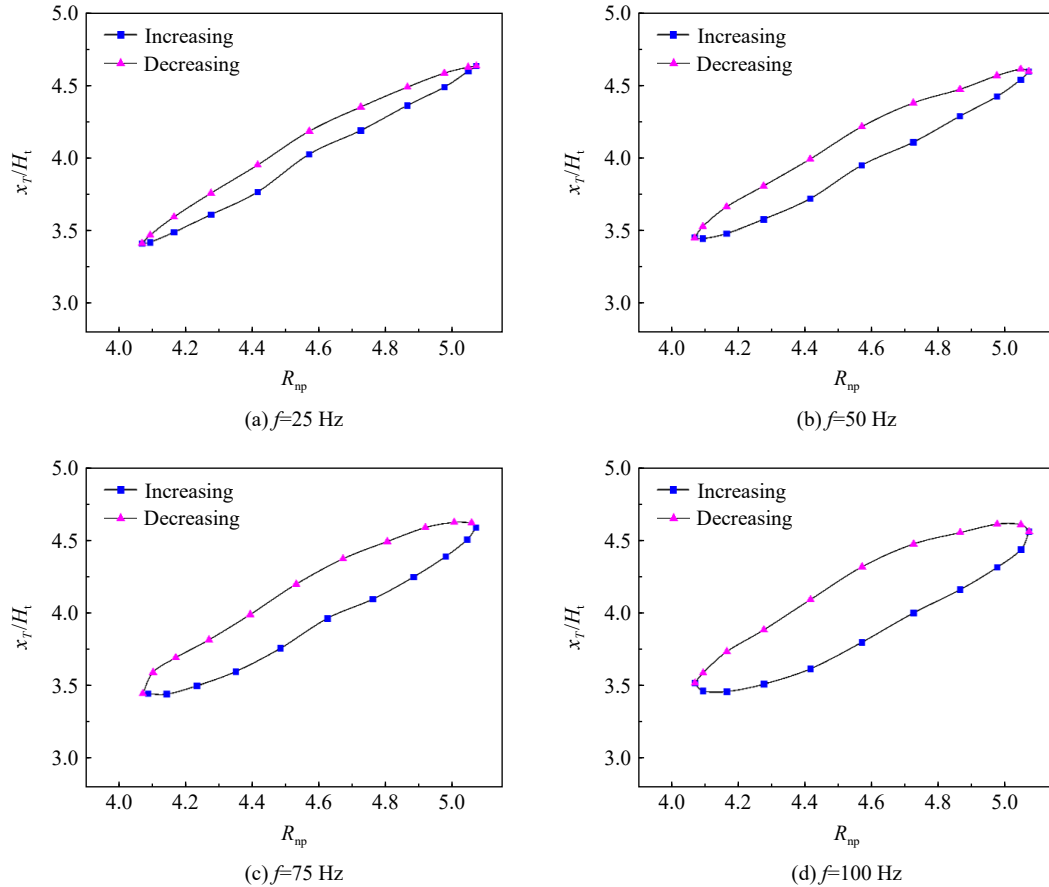


图 10 马赫盘或“X”激波位置随 NPR 变化

Fig. 10 Variation of Mach stem or “X” shock wave position with of NPR oscillation

持续至某一 NPR 时,“X”型激波向上游移动。当 NPR 再次降低至 $R_{np}=4.07$ 时,马赫盘再次回到初始位置,至此 NPR 上升和下降过程马赫盘或“X”激波位置变化形成一个完整的迟滞环。产生马赫盘或“X”激波位置产生迟滞原因是,在来流条件变化过程中,激波运动的惯性使其保持前一时刻的运动特征,当施加外部扰动时,强迫激波运动需要时间响应,整个周期内,当系统达到稳定时,其形成一个迟滞环。

可以比较不同 NPR 上升和下降过程中相同 NPR 时,马赫盘或“X”激波位置的差异(量符号记为 $\Delta x_T/H_t$),计算方法如式(2)所示

$$\Delta x_T/H_t = \frac{(x_T/H_t)_{\text{decreasing}} - (x_T/H_t)_{\text{increasing}}}{(x_T/H_t)_{\text{increasing}}} \times 100\% \quad (8)$$

式中 $(x_T/H_t)_{\text{decreasing}}$ 为 NPR 减小时马赫盘或“X”激波位置 x/H_t , $(x_T/H_t)_{\text{increasing}}$ 为 NPR 减小时马赫盘或“X”激波位置 x/H_t 。

由式(2)评估的马赫盘或“X”激波位置在 NPR 上升和下降过程中最大差异量分别为: 4.9%

($f=25$ Hz)、7.3%($f=50$ Hz)、10.8%($f=75$ Hz)、13.7%($f=100$ Hz)。可见随着振荡频率增大,最大差异量也在增大。究其原因,当振荡频率较小时,其在一个振荡周期的时间较长,在强迫振动条件下,激波的运动依然能较好保持了上一时刻运动特征,当上升和下降过程同一 NPR 出现时,运动激波位置的差异减小;反之,亦然。由于 NPR 振荡频率的差异,激波振荡特性有所差别,表 1 给出了不同振荡频率马赫盘或“X”激波位置振荡特性参数。由表 1 可知,随着 NPR 振荡频率升高,马赫盘或“X”激波位置振荡幅值不断减小, $f=25$ Hz 时幅值为喉道高度的 1.22 倍,而当 $f=100$ Hz 时幅值为喉道高度的 1.15 倍。振荡幅值差异的原因是,马赫盘或“X”激波在运动过程中运动速度与 NPR 振荡频率相关,在一个完整的振荡周期内,低频振荡 NPR 条件下振幅较大,高频振荡 NPR 条件下振幅较小。频率较高时,当 $R_{np}=4.07$ 时,上升过程由于强迫压力增大,迫使激波向下游运动,使得不能再保持下降过程激波向上游移动,响应时间段,激波运动快,在 $R_{np}=5.07$ 时出现相反的过程,导致

在整个周期内激波运动之上游前段与下游末端的区间减小, 即振荡幅值减; 反之, 亦然。

表1 马赫盘或者“X”激波位置振荡幅值

Table 1 Oscillation amplitude of Mach stem or “X” shock wave

参数	工况 a	工况 b	工况 c	工况 d
f/Hz	25	50	75	100
A_m	1.22	1.19	1.17	1.15

3 结 论

通过对分离流状态下 SERN 内激波反射特性研究, 得出如下结论:

1) 分离流状态下(即 $R_{np}=3.06, 4.07, 5.07$), SERN 内激波反射非对称特征显著; $R_{np}=3.06, 4.07$ 时, 喷管内激波反射为 MR; $R_{np}=5.07$ 时, 喷管内激波反射为 RR; 在 NPR 增大过程中, 激波反射由 MR 向 RR 转换。

2) 结合激波极曲线与流场数值模拟结果对喷管内非对称激波反射形成机制进行分析, 发现在垂直喷管中线方向存在压力梯度。

3) 振荡 NPR 条件下, 喷管内 MR 与 RR 相互转换未出现明显的激波转换迟滞现象, 但其激波运动位置变化存在明显的迟滞现象; 随着 NPR 振荡频率增加, 马赫盘或“X”激波位置振荡幅值减小, 而相同 NPR 时马赫盘或“X”激波位置最大差量增大。

参考文献:

- [1] TOMITA T, TAKAHASHI M, SASAKI M, et al. Experimental evaluation of side-loads in LE-7A prototype engine nozzle[J]. *Shock Waves*, 2009, 19(3): 213-228.
- [2] CHRISTENSEN E R, BRONWN A M, FRADY G P. Calculation of dynamic loads due to random vibration environments in rocket engine systems[R]. AIAA 2007-1784, 2007.
- [3] BRONWN A M, RUF J, REED D, et al. Characterization of side load phenomena using measurement of fluid/structure interaction [R]. AIAA 2002-3999, 2002.
- [4] WATANABE Y, SAKAZUME N, TSUBOI M. LE-7A engine nozzle problems during the transient operations[R]. AIAA 2002-3841, 2002.
- [5] WATANABE Y, SAKAZUME N, TSUBOI M. LE-7A engine separation phenomenon differences of the two nozzle configurations[R]. AIAA 2003-4763, 2003.
- [6] INOUE C, WATANABE T, HIMENO T. Numerical study on flow

- induced vibration in a rocket engine pre-burner[R]. AIAA 2006-5193, 2006.
- [7] MACH E. Über den verlauf von funkenwellen in der ebene und im raume ene und im raum[J]. Sitzungsbr Akad Wiss Wien, 1978, 78: 819-838. (in German)
- [8] VON NEUMANN J. Oblique reflection of shocks[R]. Explosive Research Report 12, 1943.
- [9] VON NEUMANN J. Refraction, intersection and reflection of shock waves[R]. NAVORD (Navy Bureau of Ordnance) Report 203-245, 1945.
- [10] LI H, BEN-DOR G. Mach reflection wave configuration in two-dimensional supersonic jets of overexpanded nozzles[J]. *AIAA Journal*, 1998, 36(3): 488-491.
- [11] NASUTI F, ONOFRI M. Shock structure in separated nozzle flows [J]. *Shock Waves*, 2009, 19(3): 229-237.
- [12] 于勇, 徐新文. 拉瓦尔喷管外发生激波反射工况详细分析 [J]. *航空动力学报*, 2012, 27(9): 1988-1996.
YU Yong, XU Xinwen. Further detailed analysis about shock wave reflection outside Laval nozzle in different working states[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2012, 27(9): 1988-1996. (in Chinese)
- [13] WANG Dan, YU Yong. Shock wave configurations and reflection hysteresis outside a planar Laval nozzle[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2015, 28(5): 1362-1371.
- [14] SHIMSHI E, BEN-DOR G, LEVY A. Viscous simulation of shock reflection hysteresis in ideal and tapered overexpanded planar nozzles[J]. *Shock Waves* 2011, 21: 205-214.
- [15] SHIMSHI E, BEN-DOR G, LEVY A. Viscous simulation of shock-reflection hysteresis in overexpanded planar nozzles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 21(3): 189-206.
- [16] TOUFIQUE H. Characteristics of shock overexpanded nozzle flows in imposed oscillating condition[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2014, 46: 70-83.
- [17] 于洋. RBCC单边膨胀喷管过膨胀流动分离现象及机理研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2017.
YU Yang. Research on the separation phenomena and mechanism of over-expanded single expansion ramp nozzle for RBCC engine [D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2017. (in Chinese)
- [18] 王海涛, 席德科. 用于气流粉碎机的超音速喷管设计研究 [J]. *西北工业大学学报*, 2004, 22(2): 157-160.
WANG Haitao, XI Deke. On designing supersonic nozzle capable of pulverizing chemical material into high-purity micrometer particles when used in stream muller[J]. *Journal of Northwestern Polytechnical University*, 2004, 22(2): 157-160. (in Chinese)
- [19] 何成军, 李建强, 范召林, 等. 单边膨胀喷管内流动分离非定常特性[J]. *航空动力学报*, 2019, 34(11): 2339-2346.
HE Chengjun, LI Jianqiang, FAN Zhaolin, et al. Flow separation unsteadiness in single expansion ramp nozzle[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2019, 34(11): 2339-2346. (in Chinese)
- [20] 何成军, 李建强, 黄江涛, 等. 非对称超声速喷管内流动分离非定常特性[J]. *航空学报*, 2022, 43(1): 302-312.
HE Chengjun, LI Jianqiang, HUANG Jiangtao, et al. Flow separation unsteadiness in an Asymmtry nozzle[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2022, 43(1): 302-312. (in Chinese)
- [21] BABINSKY H, HARVEY J K. Shock wave-boundary-layer interactions[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2011.

(编辑: 王碧珺)