

## 侧滑角对V字形钝化前缘激波振荡特性影响\*

张英杰<sup>1</sup>, 李祝飞<sup>1</sup>, 张志雨<sup>1</sup>, 黄蓉<sup>1</sup>, 王军<sup>1</sup>, 杨基明<sup>1</sup>,  
武利龙<sup>2</sup>, 刘坤伟<sup>2</sup>, 操小龙<sup>2</sup>

(1. 中国科学技术大学 近代力学系, 安徽 合肥 230027;  
2. 北京机电工程研究所, 北京 100074)

**摘要:** 针对三维内转式进气道在侧滑状态下唇口处面临的非对称激波干扰问题, 将唇口简化为V形钝化前缘, 在来流马赫数为4的风洞中, 采用高速纹影拍摄与壁面脉动压力测量, 并辅以数值模拟, 研究了半径比 $R/r=1$  (V形根部倒圆半径 $R$ 与前缘钝化半径 $r$ 之比)的V形钝化前缘在 $0^\circ$ 和 $2^\circ$ 侧滑角时的流动特性。结果表明, V形根部存在大尺度流动分离和分离激波振荡现象, 并且这种振荡现象导致的壁面压力脉动对有/无侧滑非常敏感。与 $0^\circ$ 侧滑角相比,  $2^\circ$ 侧滑角时, 迎风侧的分离区减小、振荡主频增加、脉动压力峰值显著升高, 而背风侧的变化趋势则相反。有/无侧滑时, 分离激波振荡主频经同侧的分离区尺度及直前缘激波后气流速度无量纲后, 得到的斯特劳哈尔数均为 $St \approx 0.1$ , 表明振荡现象均来源于沿壁面的逆流与来流之间的竞争机制。基于高速纹影图像的本征正交分解表明, 无侧滑时, 两侧分离激波振荡存在强耦合; 而侧滑不仅会破坏这种振荡耦合, 还使得前两阶振荡模态能量占比的差异性明显增大。

**关键词:** 进气道; 激波干扰; 流动分离; 高速纹影; 图像处理; 激波振荡

中图分类号: V231.1 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2022) 11-210520-13

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 210520

## Effects of Sideslip Angle on Shock Oscillations of V-Shaped Blunt Leading Edge

ZHANG Ying-jie<sup>1</sup>, LI Zhu-fei<sup>1</sup>, ZHANG Zhi-yu<sup>1</sup>, HUANG Rong<sup>1</sup>, WANG Jun<sup>1</sup>, YANG Ji-ming<sup>1</sup>,  
WU Li-long<sup>2</sup>, LIU Kun-wei<sup>2</sup>, CAO Xiao-long<sup>2</sup>

(1. Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China;  
2. Beijing Research Institute of Mechanical and Electrical Technology, Beijing 100074, China)

**Abstract:** The cowl lip of three-dimensional inward turning inlet is simplified as a V-shaped blunt leading edge to reveal asymmetric shock wave interactions in the sideslip state. Flow characteristics of the V-shaped blunt leading edge with a radius ratio  $R/r=1$  (the ratio of crotch radius  $R$  to the blunt radius  $r$ ) at sideslip angles of  $0^\circ$  and  $2^\circ$  are investigated at a freestream Mach number of 4. High-speed schlieren photography and wall pressure measurements are adopted in the experiments and numerical simulations are performed. The results show that large-scale flow separations and shock wave oscillations occur at the V-shaped crotch and the fluctuating pressure on the wall is sensitive to the sideslip angle. Compared with those of the sideslip angle of  $0^\circ$ , the size of the separation decreases, the oscillation frequency increases, and the peak value of the fluctuating pressure in-

\* 收稿日期: 2021-08-02; 修订日期: 2021-09-28。

基金项目: 国家自然科学基金 (11772325; 11621202)。

作者简介: 张英杰, 硕士生, 研究领域为高超声速空气动力学。

通讯作者: 李祝飞, 博士, 副教授, 研究领域为高超声速空气动力学。

引用格式: 张英杰, 李祝飞, 张志雨, 等. 侧滑角对V字形钝化前缘激波振荡特性影响[J]. 推进技术, 2022, 43(11): 210520. (ZHANG Ying-jie, LI Zhu-fei, ZHANG Zhi-yu, et al. Effects of Sideslip Angle on Shock Oscillations of V-Shaped Blunt Leading Edge[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(11):210520.)

creases significantly on the windward side of the sideslip angle of  $2^\circ$ . On the contrary, the variation trends of these parameters on the leeward side are opposite. When the oscillation frequencies of the separation shocks with and without sideslip are nondimensionalized by the separation length and the flow velocity behind the shock wave induced by the straight blunt leading edge on the same side, a nearly constant Strouhal number of  $St \approx 0.1$  is achieved, which suggests that the origin of the oscillations is due mainly to the competition between the incoming flow and the reverse flow along the wall. The proper orthogonal decomposition based on high-speed schlieren images without any sideslip identifies a strong coupling between the shock oscillations on both sides. However, a small sideslip angle can not only destroy the original coupling but also enlarge the difference in the energy proportions of the first two modes.

**Key words:** Inlet; Shock wave interaction; Flow separation; High-speed schlieren; Image processing; Shock oscillations

## 1 引言

三维内转式进气道通常采用V形唇口<sup>[1-2]</sup>,此处脱体激波产生的复杂激波干扰现象<sup>[3-4]</sup>,往往会导致严酷的气动力/热载荷<sup>[5-6]</sup>,严重威胁飞行安全。

为高效揭示V形唇口处的流动机理,Xiao等<sup>[7]</sup>率先提炼出V形钝化前缘模型,并发现V形根部可能出现异侧激波规则反射、马赫反射和同侧激波规则反射三种激波干扰流场。随后进行的研究表明,V形钝化前缘根部倒圆半径 $R$ 、前缘钝化半径 $r$ 、半扩张角 $\beta$ 等几何参数(见图1)主导了V形根部的激波干扰特征以及气动热环境<sup>[7-9]</sup>。最近,Zhang等<sup>[10]</sup>在来流马赫数 $Ma=6$ 条件下,系统归纳了V形根部激波干扰结构随半径比 $R/r$ 和 $\beta$ 的变化规律,并建立了激波干扰类型的预测理论<sup>[11]</sup>。此外,围绕V形钝化前缘流动问题,在如何通过壁面压力关联热流<sup>[12]</sup>、如何通过几何优化设计改善气动热环境<sup>[13-14]</sup>、以及如何分析外部斜激波入射引起的波系结构演变等方面<sup>[15-16]</sup>开展的研究与探索,为工程应用提供了有价值的参考。最近,李祝飞等<sup>[8]</sup>对相关研究进行了回顾和综述。值得注意的是,V形钝化前缘产生的激波干扰流场,常伴有强烈的非定常性。Wang等<sup>[17]</sup>通过激波风洞实验发现,V形钝化前缘流场在马赫反射情况下,存在激波振荡现象,并结合大涡模拟,探讨了激波振荡的反馈机制。进一步地,Zhang等<sup>[10]</sup>基于高速纹影图像,梳理出马赫反射流场中激波振荡模式随 $R/r$ 的演变规律,对于如何规避激波振荡,具有重要的启示意义。

然而,前期关于V形钝化前缘激波振荡的研究,均聚焦于 $Ma=6$ 条件下的马赫反射情况。事实上,当几何参数变化或来流马赫数降低时,V形钝化前缘更可能会发生异侧激波规则反射,因为流场中存在大

范围的流动分离<sup>[10]</sup>,也会出现强烈的非定常性。目前,对此类流场的非定常特征及壁面脉动压力载荷的认知仍不明晰。当飞行器进行机动或姿态调整时,伴随着侧滑角的变化,V形唇口处的流场将呈现出非对称性。激波干扰结构的偏移,很可能导致壁面脉动压力出现显著变化。对于这种由侧滑角带来的非对称流场结构及其规律的认知,仍有待进一步地探讨,以支撑飞行器的研制。

鉴于风洞实验的高速纹影图片中含有大量的非定常流动信息,采用恰当的方法加以挖掘和利用,对丰富激波干扰非定常特性的认知,具有重要价值。近年来,定量提取高速纹影中非定常信息的技术发展迅速,已经被广泛应用于进气道喘振<sup>[18]</sup>、隔离段激波串振荡等研究中<sup>[19-20]</sup>。特别是基于流场图像的本征正交分解(Proper orthogonal decomposition,POD)方法,因其能够解耦复杂非定常过程的关键特征,已成为分析振荡模式、继而揭示流动机理的一种重要手段。在诸如跨声速抖振<sup>[21]</sup>、激波/边界层干扰<sup>[22]</sup>、喷管出口波系振荡<sup>[23]</sup>等非定常流动现象的研究中,发挥了重要作用。

本文在来流马赫数 $Ma=4$ 条件下,采用基于高速纹影的图像处理方法,结合壁面脉动压力测量,并辅以数值模拟,研究了有/无侧滑时V形钝化前缘非定常流动的差异和共性。以期深入认识V形钝化前缘非定常流动机理,为V形唇口的优化设计提供有价值的参考。

## 2 模型与方法

### 2.1 实验设备和模型

实验在中国空气动力研究与发展中心的FL-23跨超声速风洞中进行<sup>[24]</sup>,来流名义马赫数为4,总温为288K,总压为0.63MPa。在同一车次风洞实验中侧

滑角是变化的,各侧滑角工况的有效实验时间约为 2s。风洞配备有高速纹影系统及动态压力测量系统,用于采集实验数据。

如图 1 所示,V 形钝化前缘模型由两侧的直前缘和根部倒圆区组成,其中,直前缘长度  $L=27r$ 。为便于流场观测,模型采用竖直安装方式, $x, y, z$  分别为流向、法向和展向,并沿  $y$  方向进行高速纹影观测。实验过程中,通过在  $x-z$  平面内旋转模型,模拟侧滑角变化(以逆时针方向为正),重点考察有/无侧滑角对流场的影响。表 1 列出了本文采用的模型几何参数、侧滑角  $\alpha$ ,纹影拍摄速率以及曝光时间。

采用 Kulite 压力传感器测量壁面动态压力,传感器的响应频率上限为 30kHz,采样频率为 100kHz。如图 1 局部放大图所示,压力传感器沿着 V 形钝化前缘根部倒圆区域的壁面中心线与壁面平齐安装。为便于描述,以驻点处周向角  $\varphi=0^\circ$  为基准(逆时针方向为正),以  $\Delta\varphi=9^\circ$  为间隔,在  $\pm 63^\circ$  范围内沿周向均匀布置了 15 个压力监测点。

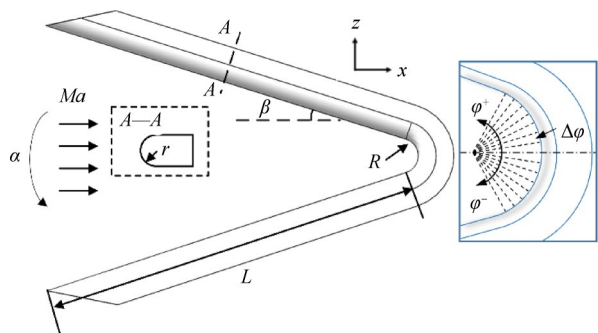


Fig. 1 V-shaped blunt leading edge model

Table 1 Experimental setup

$\beta/(^\circ)$	$R/r$	Angle of slide $\alpha/(^\circ)$	Frame rate/kHz	Exposure time/ $\mu$ s
18	1	0, 2	8	125

## 2.2 图像处理方法

### 2.2.1 快照 POD 方法

采用基于快照的 POD 模态分解方法<sup>[25]</sup>,对流场高速纹影照片进行分析。模态分解方法能够将振荡过程分解为一系列简单时空模态的和,达到解耦复杂振荡过程的目的。对于给定的一组流场快照(如纹影) $u(\mathbf{x}, t)$ ,可以将其分解为时均流场  $\bar{u}(\mathbf{x})$  与脉动流场  $u'(\mathbf{x}, t)$ ,如式(1)所示。其中, $\mathbf{x}$  表示空间位置。

$$u(\mathbf{x}, t) = \bar{u}(\mathbf{x}) + u'(\mathbf{x}, t) \quad (1)$$

POD 方法的目的是寻找一组时间无关的空间正交基,将脉动流场表示为 POD 基(POD 模态)的线性

组合,以解耦振荡的空间模式。如式(2)所示, $\Phi_j(\mathbf{x})$  为 POD 空间模态,表征振荡的空间模式; $a_j(t_i)$  为时间系数,表征特定基的时间演化规律。

$$u'(\mathbf{x}, t_i) = \sum_{j=1}^n a_j(t_i) \Phi_j(\mathbf{x}) \quad (2)$$

POD 模态的能量  $\lambda_j$ ,是衡量该模态重要性的指标,具有快照物理量平方的量纲。基于纹影光强场进行分析结果中, $\lambda_j$  正比于流场密度梯度的平方。根据收敛性要求<sup>[26]</sup>,本文使用 POD 方法处理了  $10^4$  帧时序纹影照片。

### 2.2.2 特征交点检测方法

为进一步细致描述流场中激波的非定常运动,笔者在广泛地调研国内外相关专利文献[27-30]的基础上,发展了一种激波干扰点追踪方法,提取并分析了典型激波交点的变化特征。

该方法将每一张纹影图像视作二维灰度矩阵,则激波结构表现为灰度峰值。首先,对矩阵进行逐行扫描,并提取相应峰值的位置,在图像中初步定位激波。然后,对初步获得激波点进行局部离群点替换与平滑样条拟合,得到激波形态,如图 2 中线条所示。接着,对提取得到的相邻激波求几何交点,得到对应的激波干扰点,如图 2 中叉号所示。最后,逐张提取时序纹影图像中的特征交点,得到激波交点位置的时序信号。对激波交点位置的时序信号,再进行频域和概率密度分析,能够进一步获得激波的振荡特性。

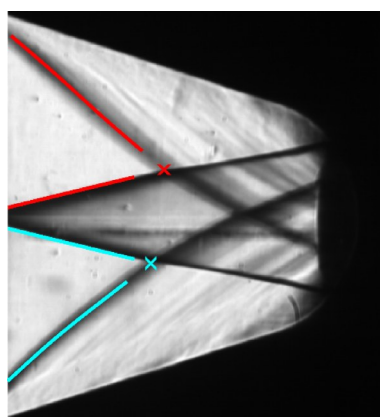


Fig. 2 Example of intersection detection

为便于揭示同一时段流场的激波振荡规律,采用特征交点检测方法处理的时序纹影照片,与 2.2.1 节采用快照 POD 方法处理的时序纹影照片保持一致。

## 2.3 数值方法

鉴于纹影的拍摄范围有限,为辅助认识流场的

时均特征,采用基于有限体积法的三维 Navier-Stokes 方程求解器 Fluent,在实验工况下开展定常数值模拟。湍流模型采用  $k-\omega$  SST,无粘通量使用 Roe 格式离散,对流项采用二阶迎风格式离散,粘性项采用二阶中心差分格式离散。采用量热完全气体假设,使用 Sutherland 公式计算粘性系数。计算域如图 3 所示,来流边界采用压力远场条件,来流参数与风洞实验一致;下游边界采用压力出口条件;壁面采用无滑移绝热固壁条件。计算域采用六面体结构网格离散,并在近壁面区域进行了网格加密,确保壁面第一层网格  $y^+ < 1$ ,总网格量约为  $4 \times 10^7$ 。笔者在前期研究中,已经进行了网格无关性验证<sup>[31]</sup>。

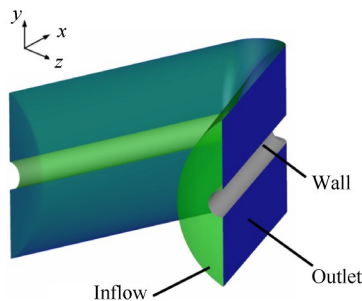


Fig. 3 Computational domain and boundary condition

### 3 结果与讨论

围绕  $R/r=1$  的 V 形钝化前缘构型,首先,在对称来流条件下 ( $0^\circ$  侧滑角工况),建立对其流动的基本认识,并分析讨论其非定常流动特征。然后,在非对称来流条件下 ( $2^\circ$  侧滑角工况),探讨其流动特征与对称来流工况的共性与差异。

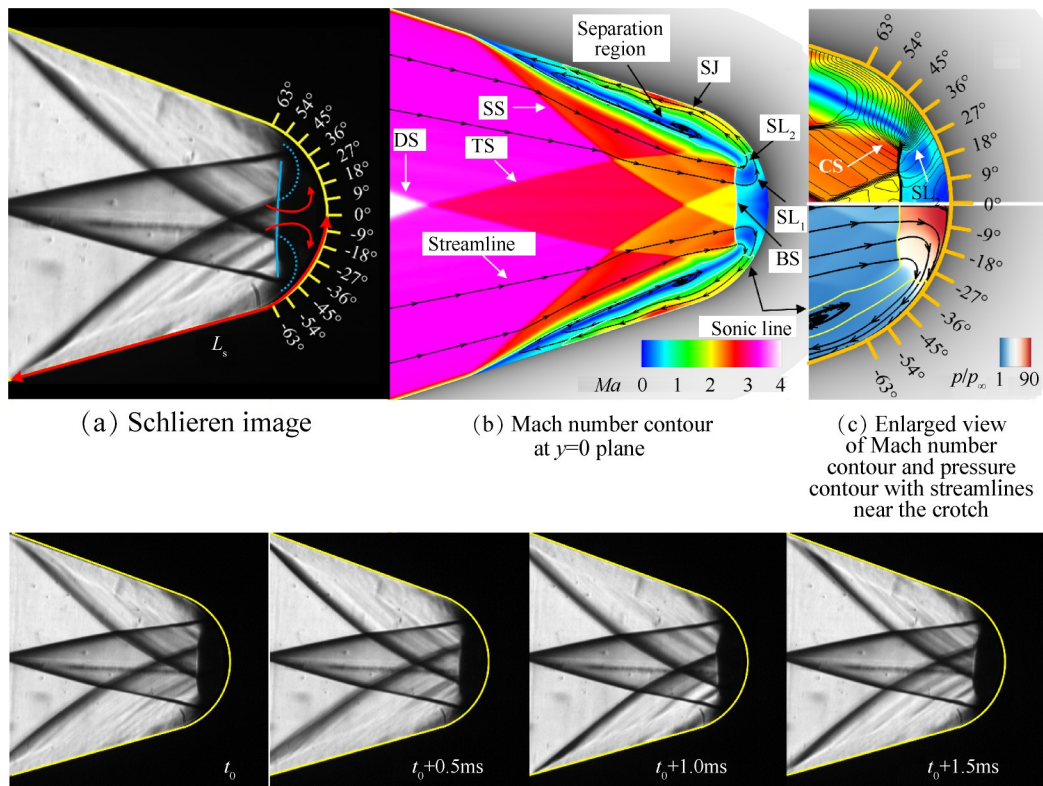
#### 3.1 对称来流流场结构与非定常特性

##### 3.1.1 流场基本结构

V 形钝化前缘关于  $y=0$  平面几何对称, $y=0$  平面内的流场反映了主要波系结构特征,并且具有准二维性,可以应用二维激波干扰分析方法进行讨论<sup>[11]</sup>。

图 4(a)~(c) 分别展示了无侧滑时流场的典型纹影照片、 $y=0$  对称面的马赫数云图、V 形根部区域叠加压力等值线的马赫数云图以及压力云图。鉴于纹影沿光程的积分效应,驻点附近的局部流场难以分辨,而借助于数值模拟可以弥补不足。

如图 4 所示,直前缘脱体激波 DS 在 V 形根部倒圆区域上游发生规则反射,形成两道透射激波 TS。在 V 形根部倒圆区对气流的流向阻滞、法向溢流效应以及展向壁面收缩效应的共同作用下,驻点上游形



(d) Typical schlieren images during oscillation

BS: bow shock      CS: compression shock      DS: detached shock  
 SL: shear layer      SJ: supersonic jet      SS: separation shock  
 TS: transmit shock

Fig. 4 Flow features at  $\alpha=0^\circ$

成弓形激波 BS。经过激波 TS 和 BS 压缩后, V 形根部倒圆区的压力显著提升, 见图 4(c) 下半侧, 并沿直前缘方向产生较大的逆压梯度, 诱导形成大范围流动分离和分离激波 SS。两侧分离激波 SS 在驻点上游发生规则反射, 形成的两道透射激波与弓形激波 BS 干扰。激波干扰产生的剪切层  $SL_1$ , 在驻点两侧逐渐贴附壁面(图 4(b))。图 5 采用多个典型截面的马赫数云图并叠加压力等值线的方式, 显示出 V 形根部的激波干扰具有复杂的三维结构。

从图 4(c) 上半侧叠加了压力等值线的局部马赫数云图可以看出, TS 与 SS 相交后产生的透射激波入射在直前缘分离区外缘的剪切层, 导致此处气流出现偏转并形成一系列压缩波, 压缩波汇聚形成激波 CS。CS 与 BS 端部干扰后, 从干扰点产生的剪切层  $SL_2$ , 将直前缘分离区与 BS 波后区域分隔, 见图 4(b)。剪切层  $SL_2$  与前述剪切层  $SL_1$  在近壁面  $\varphi=27^\circ$  附近会合后, 共同沿壁面向直前缘上游发展。

图 6 给出了无侧滑工况下 V 形钝化前缘根部倒圆区域壁面中心线上的时均压力分布, 并使用无量纲压力系数进行表征。如式(3)所示,  $C_p$  为压力系数,  $\bar{p}$  为时均压力,  $p_\infty$  为来流静压,  $q_\infty$  为来流动压。

$$C_p = \frac{\bar{p} - p_\infty}{q_\infty} \quad (3)$$

对比图 6 中数值模拟与实验的时均压力, 可以看出, 两者随  $\varphi$  的变化趋势基本一致。无侧滑角工况下, 时均压力呈对称分布, 峰值出现在  $\varphi=0^\circ$  处。

值得注意的是, 在 V 形根部区域逆压梯度的作用下, 高压气体膨胀加速形成两道逆着来流方向的超声速射流 SJ, 并在剪切层  $SL_1$  和  $SL_2$  的包裹下, 沿直前

缘向上游运动。经过 SJ 的气流, 在直前缘上的分离区起始点附近回转后, 于分离区中心卷起形成旋涡, 并从  $y$  方向溢流。该逆流与来流之间存在竞争关系, 使得分离激波产生强烈的非定常振荡现象。

如图 4(d) 所示, 以典型时刻  $t_0$  及其后 1.5ms 内的实验纹影图像为例, 展示分离激波的振荡过程。上侧分离激波在 0~1ms 内, 沿直前缘向上游运动, 而在 1~1.5ms 内, 其运动方向转变为向下游运动。下侧分离激波在 0~1.5ms 内, 均保持向下游运动。可见, 两侧直前缘分离激波的振荡过程并不同步。

在 V 形根部区域, 分离激波 SS 与弓形激波 BS 的交点, 随分离激波的振荡而移动, 继而带动剪切层  $SL_1$  以及  $SL_2$  附近的气体出现整体振荡。这一现象会造成强烈的壁面脉动压力载荷, 在 3.3 节将进行更加细致地讨论。

### 3.1.2 分离激波振荡模式

应用 POD 方法, 从流场全局的角度, 对时序纹影图像进行分析。图 7(a) 展示了  $0^\circ$  侧滑角工况的前十阶 POD 模态能量占比, 可以看出, 随着阶数的升高, POD 模态的能量占比迅速下降。特别是, 前两阶 POD 模态的能量占比明显高于后续模态。图 7(b) 给出了前两阶 POD 模态, 整体性地反映了流动结构非定常振荡的空间特征。

在 POD 空间模态中, 相干结构表现为成对出现的正负值色带, 正负号反映相位关系, 幅值大小表征对应结构在当前模态中的重要程度。本文所展示的空间模态, 均使用幅值的最大值进行归一化。从图 7(b) 可以看出, 前两阶 POD 模态中的相干结构主要分布于两侧分离激波, 而透射激波 TS 与 SS 相交之

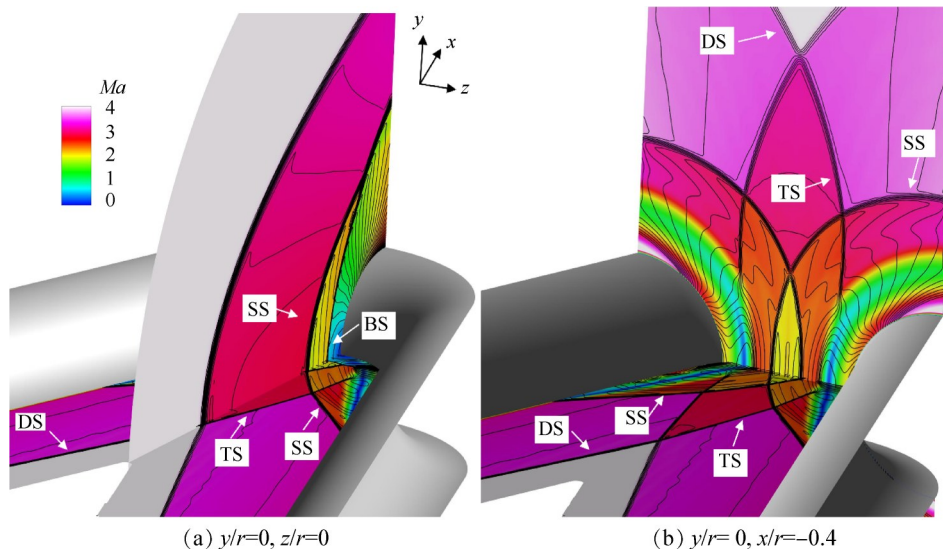


Fig. 5 Mach number contours of different sections at  $\alpha=0^\circ$  (stagnation point is the origin of coordinates)

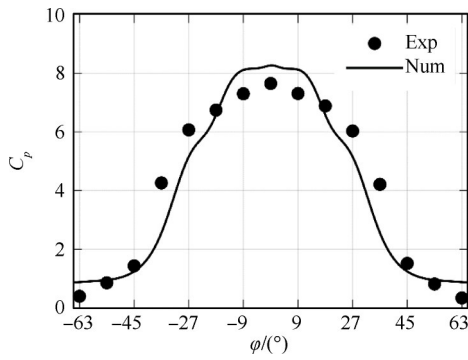
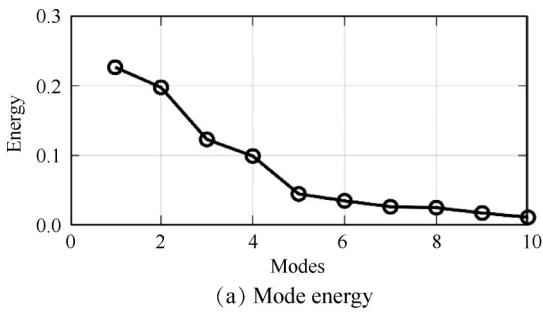
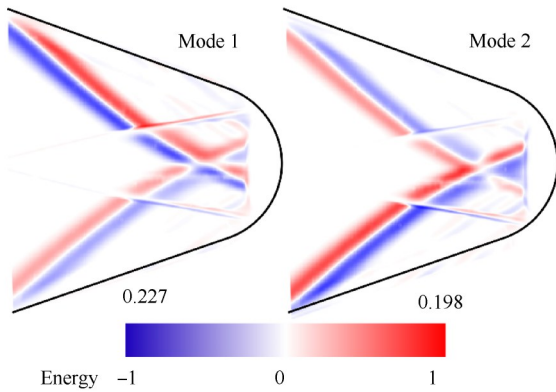


Fig. 6 Time-averaged pressure distribution at  $\alpha=0^\circ$



(a) Mode energy



(b) First two-order POD modes

Fig. 7 POD modes of  $\alpha=0^\circ$

前,几乎不存在相干结构。这表明,两侧的分流激波是振荡的主体,振荡过程存在空间强耦合<sup>[32]</sup>;而透射激波TS与SS相交之前,其位置维持稳定。相干结构以零值线为中心呈异号分布,表明分离激波以零值线为平衡位置往复振荡,相干结构的宽度则表示分离激波的振荡范围。在POD模态中,从直前缘上的分离起始点开始,沿着分离激波波面向下游发展,相干结构的宽度基本相同,表明分离激波在振荡过程中基本不存在扰动沿激波面传播的现象。

从两侧相干结构的分布形式来看,一阶POD模态的相干结构呈现空间反对称分布,表明两侧的分流激波在振荡过程中的运动方向相反。本文称之为“反相振荡”模式,该模式的能量占比约为23%。二阶POD模态的相干结构呈现空间对称分布,表明两侧

分离激波在振荡过程中的运动方向相同。本文称之为“同相振荡”模式,其能量占比约为20%。对比图7(b)中的前两阶POD模态可以看出,两侧分离激波的位置均可能出现幅值相近的相干结构,且前两阶模态的能量占比相近,这表明两侧分离激波的振荡能量几乎相同。

### 3.1.3 激波特征交点振荡规律

为进一步描述分离激波的非定常特性,对激波特征交点的时序位置信号,进行功率谱(Power spectral density, PSD)与概率密度分布(Probability density function, PDF)分析。

图8(a)展示了 $0^\circ$ 侧滑角工况两侧SS与TS交点在典型时间段内的流向位置信号,可以看出,两侧特征交点在一定的范围内往复振荡。图8(b)给出了 $0^\circ$ 侧滑角工况两侧SS与TS交点位置信号的预乘功率谱( $JG(f)$ ),并使用信号方差进行无量纲化。在计算功率谱前,对时序位置信号进行了减平均值操作,以避免功率谱中出现0频率峰值。预乘功率谱曲线下的面积表征振荡能量,能够直观地反映各频段的能量占比<sup>[33]</sup>。可以看到,两侧交点的功率谱曲线基本一致,呈宽频分布,且峰值频率均约为1.12kHz。这表明,在对称来流条件下,两侧分离区振荡的频域特性基本一致。

图8(c)以时均位置为参考,给出了SS与TS交点沿 $x$ 方向振荡位置(以向下游偏移为正)的概率密度直方图,直方图的面积表示SS与TS交点出现在该 $x$ 位置邻域的概率。作为对比,图8(b)同时给出了具有相同标准差 $\sigma$ 的高斯分布曲线。可以看到,振荡过程中,SS与TS交点在平衡位置附近出现的概率最高,概率密度向两端对称递减。进一步地,图8(b)使用偏度系数(Skewness)和峰度系数(Kurtosis),定量衡量了概率密度直方图与高斯分布(峰度系数为3、偏度系数为0)的偏差。两侧SS与TS交点的峰度系数和偏度系数都与高斯分布相近,因此,认为SS与TS交点的振荡服从高斯分布。根据 $3\sigma$ 原则,两侧SS与TS交点主要在平衡位置 $\pm 4.2\text{mm}$ 的区间内振荡。高斯分布意味着SS与TS交点的振荡具有强随机性,这也与图8(a)功率谱的宽频特性相符合。

对图7(b)的分析表明,透射激波TS与SS相交之前的位置维持稳定,且在振荡过程中沿SS激波面基本不存在扰动传播。这也意味着TS与SS的交点取决于SS,该交点的振荡规律代表着SS的振荡规律。换言之,两侧分离激波的振荡服从高斯分布。

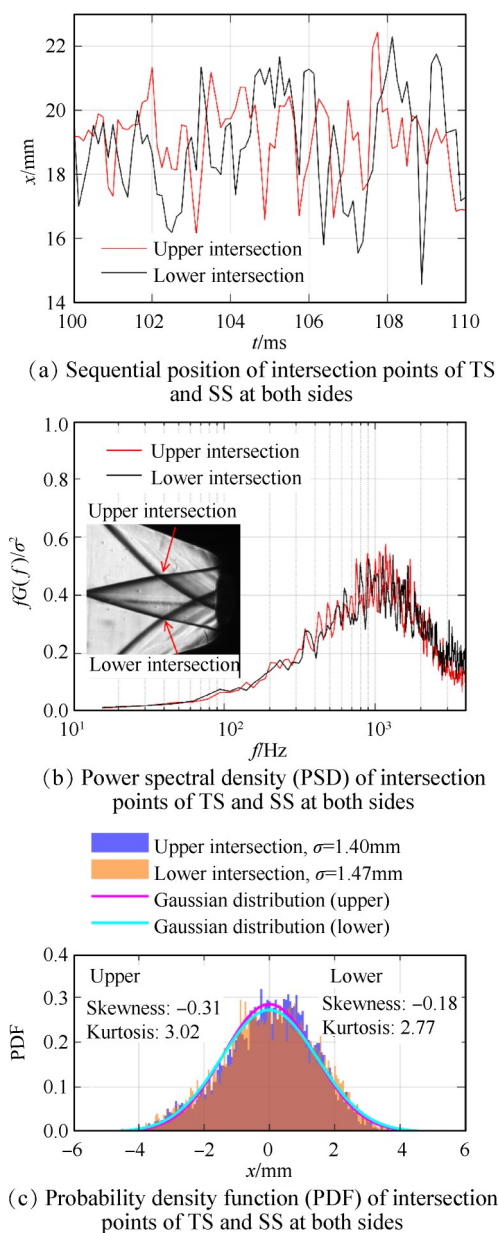


Fig. 8 Oscillation characteristics of intersections at  $\alpha=0^\circ$

### 3.2 非对称来流流场变化特征

#### 3.2.1 流场结构差异

2°侧滑角工况的流场纹影照片、 $y=0$ 对称面的马赫数云图、V形根部流场的压力云图、典型时刻  $t_1$  及其后 1.5ms 内的高速纹影图像和典型截面的马赫数云图,如图 9(a)~(e),图 10 所示,流场的波系干扰类型仍然保持规则反射。然而,侧滑使得两侧直前缘相对于来流的后掠角不再相等,迎风侧的后掠角增大,见图 9(a)下侧,背风侧的后掠角减小,见图 9(a)上侧,导致流场波系出现偏移。图 9(e)中,上侧分离激波在 0~1ms 内,沿直前缘向上游运动,而在 1~1.5ms 内,其运动方向转变为向下游运动。下侧分离激波在 0~1.5ms 内,均保持向下游运动,同时能够观察到,

上侧分离激波的振荡范围略大于下侧。

图 11 对比了数值模拟与实验获得的 2°侧滑角工况下 V 形钝化前缘根部倒圆区域中心线上的时均压力分布,可以看到,两者的变化趋势基本一致。迎风侧的时均压力分布出现波动表明,迎风侧的流动结构发生了明显变化。

Zhang 等<sup>[11]</sup>已经证明,充分发展后,直前缘激波 DS 的脱体距离仅与垂直于壁面母线的法向马赫数有关,并且 DS 的脱体距离随着法向马赫数的增加而减小。在 2°侧滑角工况下,迎风侧的法向气流马赫数增加,使得迎风侧 DS 的脱体距离降低;而背风侧的变化趋势相反。侧滑角的变化也导致两侧分离区的尺度不再相同,迎风侧的分离区减小,而背风侧的分离区增大。两侧分离区尺度的差异,主要是由于两侧 DS 干扰后的气流向背风侧偏移,导致迎风侧沿壁面逆向射流的强度削弱,而背风侧的逆流强度增加,如图 9(b)所示。

如图 9(d) 流线所示,流场波系的偏移导致 V 形根部区域迎风侧的流动变化显著。因受到激波干扰的影响,迎风侧 BS 波后气流被明显地分为上下两部分。上侧气流先向驻点偏转,紧接着,在驻点附近强逆压梯度的作用下,又转向直前缘方向,伴随着强烈的剪切效应,气流卷起形成一个旋涡;而下侧气流几乎垂直地向壁面冲击。迎风侧剪切层  $SL_1$  附近的流线从旋涡上侧经过,并在旋涡的挤压下,从  $\varphi=-18^\circ$  附近开始逐渐贴附壁面。迎风侧剪切层  $SL_2$  附近的流线从旋涡下侧经过,并几乎垂直地冲击壁面,因此,在  $\varphi=-36^\circ$  附近形成局部高压区(图 11)。需要强调的是,这种迎风侧局部流动结构的变化,对壁面脉动压力分布具有重要影响,在 3.3 节将进行更加细致地讨论。

#### 3.2.2 分离激波振荡模式差异

2°侧滑角工况下的前十阶 POD 模态能量占比如图 12(a)所示,相较于 0°侧滑角工况,2°侧滑角的模态能量更加集中于低阶模态。此外,2°侧滑角时一阶 POD 模态的能量占比明显高于二阶 POD 模态,与 0°侧滑角工况时前两阶模态能量占比相近的现象出现明显差异。

如图 12(b)所示,2°侧滑角工况下能量占比最高的前两阶 POD 模态,分别捕捉到背风侧和迎风侧分离激波的振荡,表明两侧分离激波的振荡相对独立。这与图 7(b)中 0°侧滑角工况下,两侧分离激波共存于同一 POD 模态的现象,明显不同。同时,也意味着,2°侧滑角破坏了对称来流下两侧分离激波振荡原有的空间强耦合。

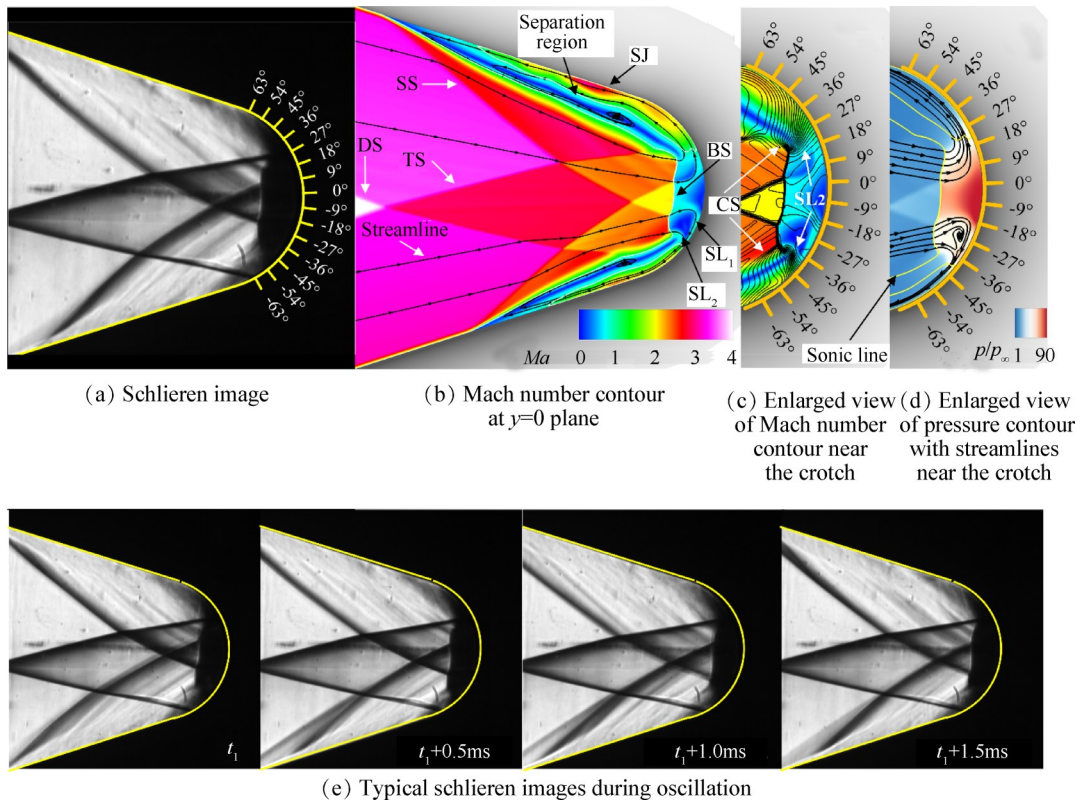


Fig. 9 Flow features at  $\alpha=2^\circ$

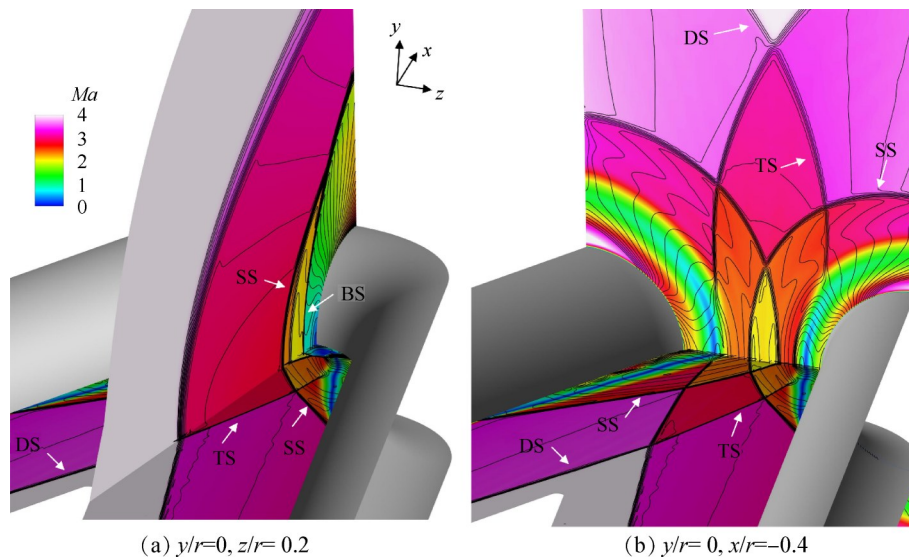


Fig. 10 Mach number contours of different sections at  $\alpha=2^\circ$  (stagnation point is the origin of coordinates)

从图 12(b)中的 POD 模态能量占比可以看出,背风侧分离激波的能量占比明显高于迎风侧,表明背风侧振荡占据主导地位。这主要是因为,背风侧分离区尺度更大,相应的分离激波在非定常振荡过程中所占比重增加,使得两侧分离激波在 POD 模态中的权重失衡。

### 3.2.3 激波特征交点振荡规律差异

为进一步刻画侧滑角导致的两侧分离激波的非定常特性差异,对  $2^\circ$  侧滑角工况下 SS 与 TS 交点位置

的时序信号,进行频域和概率密度分布分析。

图 13(a)展示了  $2^\circ$  侧滑角工况两侧 SS 与 TS 交点在典型时间段内的流向位置信号,与  $0^\circ$  侧滑角工况类似,两侧特征交点均存在往复振荡现象。图 13(b)给出了  $2^\circ$  侧滑角工况下,两侧 SS 与 TS 交点功率谱。相较于  $0^\circ$  侧滑角工况下,两侧交点功率谱几乎重合的特征,如图 8(a)所示,  $2^\circ$  侧滑角工况下的功率谱整体表现为迎风侧曲线向高频段偏移,背风侧曲线向低频段偏移。迎风侧功率谱的峰值频率约为



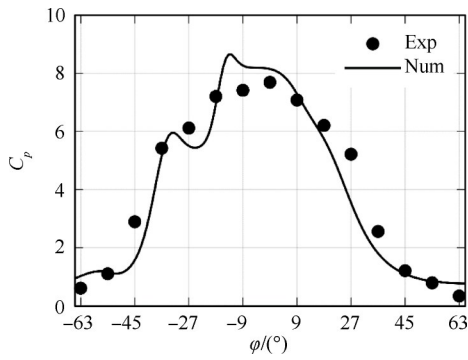
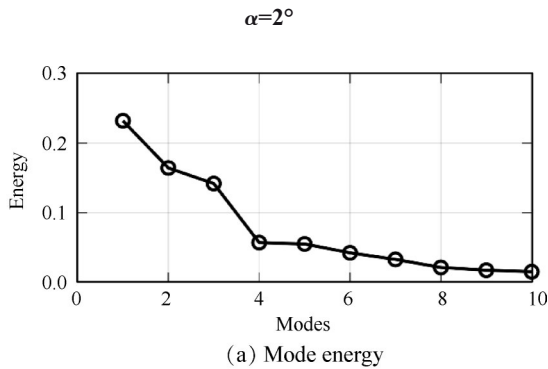
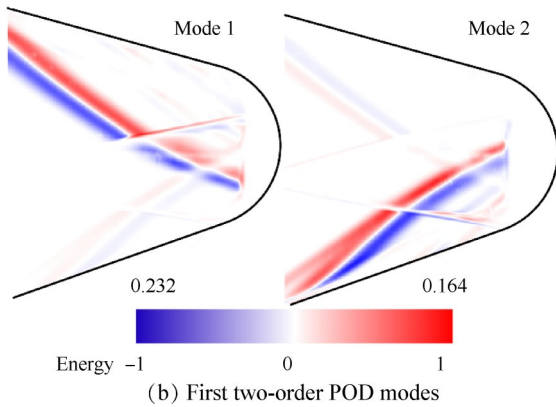


Fig. 11 Time average pressure distribution at angle of slide



(a) Mode energy

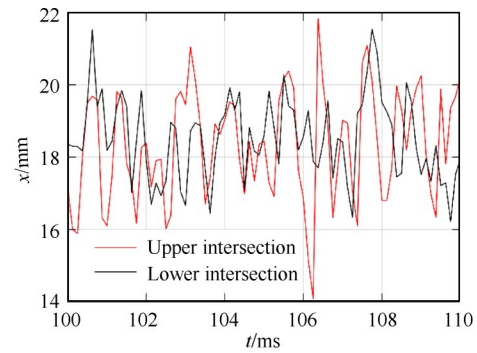


(b) First two-order POD modes

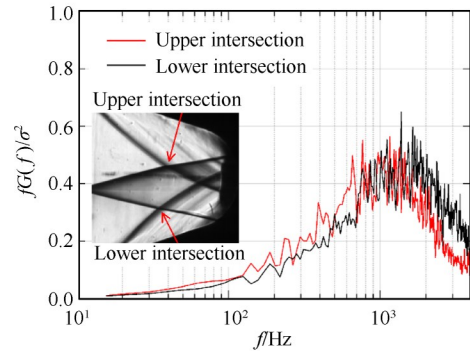
Fig. 12 POD modes of angle of slide  $\alpha=2^\circ$

1.41kHz,比 $0^\circ$ 侧滑角工况升高约25%;背风侧功率谱的峰值频率约为1.03kHz,比 $0^\circ$ 侧滑角工况下降约8%。鉴于分离区的振荡来源于沿壁面的逆流与来流之间的竞争,功率谱的差异与侧滑导致的分离区尺度变化密切相关。由于背风侧的分离区尺度更大,沿壁面的逆流需要经过更长的距离才能到达分离起始点附近,见图9(b)。分离激波对于该逆流扰动的响应更迟缓,因而振荡频率降低。类似地,迎风侧的分离区尺度更小,因而振荡频率升高。

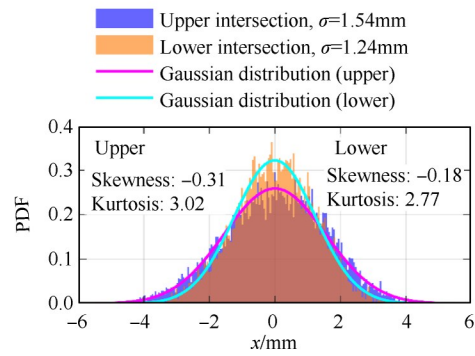
图13(c)以迎风侧和背风侧SS与TS交点的时均位置为参考,给出了两侧交点的概率密度直方图。为方便对比,图13(b)同时给出了具有相同标准差的高斯分布曲线。可以看出,两侧SS与TS交点位置直方图的形态、峰度系数与偏度系数均与对应的高斯



(a) Sequential position of intersection points of TS and SS at both sides



(b) Power spectral density (PSD) of intersection points of TS and SS at both sides



(c) Probability density function (PDF) of intersection points of TS and SS at both sides

Fig. 13 Oscillation characteristics of intersections at  $\alpha=2^\circ$

分布符合良好。这表明即使出现侧滑角,分离区尺度和振荡主频发生变化,分离激波的振荡依然服从高斯分布。对比图13(b)和图8(b)两侧SS与TS交点位置直方图的宽窄程度可以看出,背风侧分离激波的振荡范围大于 $0^\circ$ 侧滑角时的振荡范围,而迎风侧的振荡范围小于 $0^\circ$ 侧滑角时的振荡范围。

有侧滑时,迎风侧和背风侧分离激波振荡频率及振荡范围的差异,表明两侧分离激波在振荡过程中无法维持恒定的相位差,打破了对称来流下的原有振荡模式,两侧分离激波不再同时存在于前两阶POD模态中,见图12(b)。

### 3.3 壁面脉动压力分布与频域特性

流场结构的非定常振荡引起壁面压力脉动,为

揭示壁面脉动压力的形成机理以及侧滑角变化对脉动压力的影响,结合振荡现象对V形根部倒圆区域的测压数据进行分析。

### 3.3.1 壁面脉动压力分布

图14给出了有/无侧滑工况下V形钝化前缘根部倒圆区域中心线上的脉动压力分布,使用无量纲脉动压力系数进行表征。如式(4)所示,  $C'_p$  为脉动压力系数,  $p_{rms}$  为脉动压力均方根。

$$C'_p = \frac{p_{rms}}{q_\infty} \quad (4)$$

从图14可以看到,  $0^\circ$ 侧滑角工况的脉动压力分布基本关于驻点( $\varphi=0^\circ$ )对称,驻点附近( $\varphi=-9^\circ\sim 9^\circ$ )的脉动压力相对较低,而驻点两侧 $\varphi=\pm(18^\circ\sim 36^\circ)$ 内存在脉动压力峰值,更靠外侧的 $\varphi=\pm(45^\circ\sim 63^\circ)$ 测点的脉动压力进一步降低。可见,V形根部倒圆区域的脉动压力分布,整体呈现为驻点低、两侧高的双峰分布特征。如图14所示,  $2^\circ$ 侧滑角工况下,脉动压力分布曲线具有整体向迎风侧偏移的趋势,依然呈现双峰分布的特征,然而,脉动压力峰值的位置和幅值均不再对称。迎风侧的脉动压力峰值出现在 $\varphi=-36^\circ$ 测点,相比 $0^\circ$ 侧滑角工况的峰值( $\varphi=-27^\circ$ 测点)增加了约0.8倍;而背风侧的脉动压力峰值出现在 $\varphi=18^\circ$ 测点,略低于 $0^\circ$ 侧滑角工况的峰值( $\varphi=27^\circ$ 测点)。可见,脉动压力峰值的位置和幅值,均对侧滑角的变化非常敏感。

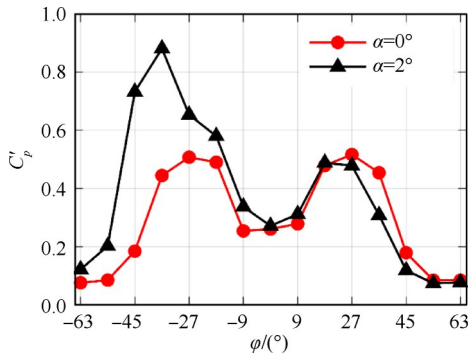


Fig. 14 Fluctuating pressure distribution

为揭示双峰型脉动压力分布的形成机制,以及  $2^\circ$ 侧滑角下迎风侧脉动压力峰值跃升的原因,结合图4(c),9(c)和9(d)数值模拟获得的V形根部区域 $y=0$ 对称面马赫数云图和压力云图,做进一步地探讨。

在3.1.1节,图4(c)给出了  $0^\circ$ 侧滑角工况V形根部区域的流场的马赫数云图和压力云图,鉴于时均流场的对称性,以上侧流场为例( $\varphi$ 为正)作进一步分析。分离激波SS与弓形激波BS干扰后,形成的剪切层 $SL_1$ 从 $\varphi=18^\circ$ 附近开始逐渐贴附壁面,并沿直前缘

向上游发展。图4(c)压力云图显示,剪切层 $SL_1$ 在 $\varphi=18^\circ\sim 36^\circ$ 贴附壁面。不难推断出,在分离激波振荡的带动下,相应的壁面位置将会产生强烈的压力变化,出现脉动压力峰值。图4(c)马赫数云图与压力云图显示,驻点区域 $\varphi=0^\circ\sim 9^\circ$ 为亚声速高压区,沿壁面的压力变化相对平缓,不存在局部流动分离,并且位于剪切层 $SL_1$ 的影响范围之外。因此,驻点区域的脉动压力明显低于 $\varphi=18^\circ\sim 36^\circ$ 剪切层 $SL_1$ 贴附壁面的区域。剪切层 $SL_1$ 向上游行进至 $\varphi=45^\circ\sim 63^\circ$ 区域时,其影响已经大幅减弱,该区域不仅压力较低,而且沿壁面的压力变化非常平缓,使得该区域的脉动压力显著下降。因此,  $0^\circ$ 侧滑角工况在V形根部区域,形成了位于驻点两侧的双峰型脉动压力分布,如图14所示。

在3.2.1节,图9(c),(d)分别给出了  $2^\circ$ 侧滑角工况V形根部区域流场的马赫数云图和压力云图,在此作进一步分析。如图9(c),(d)所示,在驻点附近区域,  $2^\circ$ 侧滑角工况同样存在亚声速高压区,其驻点附近脉动压力较低的原因与  $0^\circ$ 侧滑角工况一致。  $2^\circ$ 侧滑角时背风侧的局部流动,与  $0^\circ$ 侧滑角工况的上侧流场类似。因此,两者的脉动压力峰值基本相同,仅峰值位置出现了一定的偏移。然而,  $2^\circ$ 侧滑角时迎风侧的局部流动,与  $0^\circ$ 侧滑角工况的下侧流场差异显著。受迎风侧BS波后气流形成的旋涡影响,剪切层 $SL_2$ 附近的流线几乎垂直入射壁面,并在 $\varphi=-36^\circ$ 附近形成局部高压区。不难推断出,该高压区将随着分离激波振荡。因此,在 $\varphi=-36^\circ$ 附近形成了极高的脉动压力峰值,见图14。

### 3.3.2 壁面脉动压力频域特性

为进一步刻画有/无侧滑角时壁面脉动压力的差异,对两种工况中典型位置测点的脉动压力预乘功率谱进行分析,以期揭示其频域特性及形成机制。预乘功率谱曲线下的面积正比于脉动能量,有利于分辨各频段脉动能量的相对大小。

图15给出了  $0^\circ$ 侧滑角工况 $\varphi=\pm 27^\circ$ 脉动压力峰值点处的功率谱。可以看到,两侧测点功率谱曲线基本重合,均呈现出两个能量占比较高的特征频段:1kHz量级的低频段和10kHz量级的高频段。其中,高频段的脉动能量明显高于低频段,表明产生高频振荡的机制对壁面脉动压力的贡献较大。鉴于 $\varphi=\pm 27^\circ$ 位置的局部流场较为复杂,不仅存在分离激波导致的剪切层的整体振荡,还存在剪切层失稳的现象,两者均会引起壁面脉动压力,因此,需要结合局部流场结构,对低频段和高频段脉动压力的来源进行

分析。

在 3.1.3 节中,对 SS 与 TS 交点频谱的分析已经表明,分离激波振荡的中心频率在 1kHz 附近,并呈现出宽频特性,这一特征与图 15 脉动压力功率谱中的低频段重叠。结合图 4(b)的局部流场结构,容易分析出:由于分离激波 SS 存在强非定常性,势必会带动从 SS 与 BS 干扰点发出的剪切层  $SL_1$  整体振荡,进而导致  $SL_1$  影响区域的壁面脉动压力出现与分离激波振荡频率相近的特征。

在图 15 功率谱的高频段,呈现出宽频特性,并出现约为 20kHz 的峰值频率。这一特征,与激波/边界层干扰引起的大尺度流动分离现象<sup>[33-34]</sup>中的湍流特征频率(主流速度与湍流边界层厚度之比)处于同一量级。在本文  $0^\circ$  侧滑角工况中,由于 BS 后的流场区域并不存在自由发展的湍流边界层,这种高频脉动来源于剪切层  $SL_1$  失稳对局部壁面的影响。

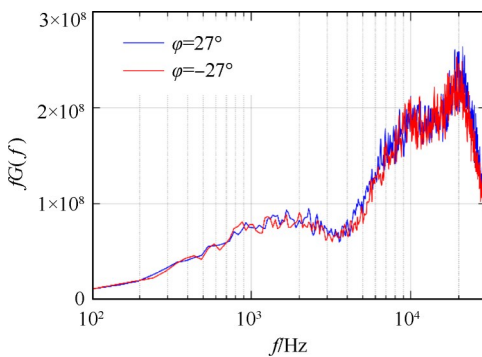
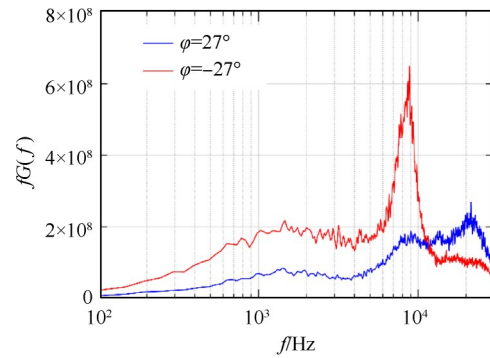


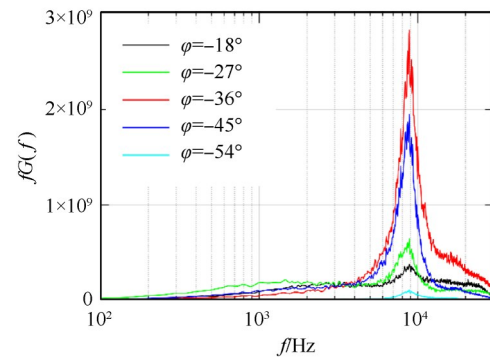
Fig. 15 Pressure PSD at angle of slide  $\alpha=0^\circ$

为展示侧滑角对脉动压力功率谱的影响,图 16 (a)给出了  $2^\circ$  侧滑角工况  $\varphi=\pm 27^\circ$  脉动压力峰值点处的功率谱。可以看到,迎风侧和背风侧的功率谱出现了明显的差异。相较于  $0^\circ$  侧滑角工况(见图 15),图 16(a)低频段的频率特性基本保持,迎风侧( $\varphi=-27^\circ$ )幅值升高,而背风侧( $\varphi=27^\circ$ )幅值的变化不明显。总体而言, $2^\circ$  侧滑角工况下,脉动压力的低频段特征与  $0^\circ$  侧滑角工况相当,两者低频段特征的形成原因相同。

$2^\circ$  侧滑角工况下,迎风侧和背风侧脉动压力功率谱最显著的差异出现在高频段。在图 16(a)的高频段,迎风侧不再表现为  $0^\circ$  侧滑角工况时的宽频(图 15),而是以 8.8kHz 为中心出现能量极高的窄带峰值;而背风侧的功率谱与  $0^\circ$  侧滑角工况(图 15)类似,依然呈现出宽频特性,并且峰值频率在 20kHz 附近。进一步地,图 16(b)给出了迎风侧  $\varphi=-54^\circ \sim -18^\circ$  测点的功率谱,可以看到,尽管这些测点的幅值不同,但在 8.8kHz 附近普遍存在窄带峰值,其中  $\varphi=-36^\circ$  测点



(a) Pressure PSD at  $\varphi=\pm 27^\circ$



(b) Pressure PSD at windward side

Fig. 16 Pressure PSD at angle of slide  $\alpha=2^\circ$

的峰值最为突出。鉴于  $2^\circ$  侧滑角工况在 8.8kHz 窄带峰值附近频段的能量显著提升,而低频段的能量与  $0^\circ$  侧滑角工况基本相当, $2^\circ$  侧滑角工况中迎风侧脉动压力的提升(图 14),主要来自于高频段的贡献。值得注意的是,尽管  $2^\circ$  侧滑角工况背风侧的流动机理与  $0^\circ$  侧滑角工况类似,均来源于剪切层  $SL_1$  失稳,但是其迎风侧流动的主导频率出现了显著变化,需要进一步探究其中的新机制。

结合 3.2.1 节图 9(d)局部流场,可以对迎风侧窄带峰值的形成机理做一定的探讨。如图 9(d)所示,迎风侧流场的显著特征,在于形成了局部旋涡结构。该旋涡结构的影响范围大致位于  $\varphi=-45^\circ \sim -18^\circ$ ,恰为出现相同频率窄带峰值的区域,见图 16(b)。此外,从图 9(d)还可以看出,旋涡下侧的气流近乎垂直地冲击壁面  $\varphi=-36^\circ$  测点,该位置恰好是窄带峰值最显著的位置,见图 16(b)。由此可见,迎风侧脉动压力功率谱中窄带峰值的产生,由旋涡结构所主导。从以上讨论中不难发现,流场局部结构与其所导致的壁面脉动压力,均对侧滑角的变化十分敏感。

在上文讨论中,脉动压力低频段的特征,并未随侧滑角出现明显变化,为进一步探究其中的共性,对特征交点和脉动压力峰值点功率谱频率进行无量纲化。有/无侧滑角工况下,特征交点与脉动压力峰值

点功率谱的频率,采用式(5)所示的斯特劳哈尔数  $St$  表征。式中  $u$  为脱体激波 DS 在  $y=0$  对称面内的激波后气流速度,  $L_s$  为驻点到时均分离起始点的壁面长度(如图4(a)所示),特征交点和压力信号的频率,均使用同侧分离区的特征量进行无量纲化。各工况两侧  $L_s$  与  $u$  的取值,如表2所示。

Table 2 Flow parameters at different conditions

Angle of slide $\alpha/(\circ)$	Upper side $L_s/\text{mm}$	Lower side $L_s/\text{mm}$	Upper side $u/(\text{m/s})$	Lower side $u/(\text{m/s})$
0	53.7	54.6	645	645
2	61.4	49.5	654	637

$$St = \frac{fL_s}{u} \quad (5)$$

鉴于纹影图像未能完整捕捉到振荡分离区,激波后的气流速度也不易进行实际测量,采用2.2节所述激波形态提取方法,提取时均纹影中的激波面,外延得到各工况两侧分离区的沿程尺度  $L_s$ ;根据纹影图像中测得的激波角与来流参数,计算激波后气流速度  $u$ 。对比表2中的数据可得,  $2^\circ$  侧滑角工况下,迎风侧  $L_s$  相对  $0^\circ$  侧滑角工况减小约9%,背风侧  $L_s$  相对  $0^\circ$  侧滑角工况增加约14%,而两侧激波后气流速度的差异在2%以内。这表明,分离区尺度对无量纲频率的影响占据主导地位。

图17给出了有/无侧滑角两种工况下,无量纲化后的特征交点功率谱以及  $\varphi=27^\circ$  脉动压力测点的功率谱。两侧不同尺度分离区特征交点的无量纲功率谱基本重合,主频均为  $St \approx 0.1$ 。这表明,尽管有/无侧滑角工况下,分离激波低频振荡现象呈现不同的分离区尺度和振荡频率,但都来自于沿直前缘壁面的逆向射流与来流竞争的机制。

此外,从图17还可以看出,  $0^\circ$  侧滑角测点与  $2^\circ$  侧滑角背风侧测点的脉动压力功率谱,经由相应一侧

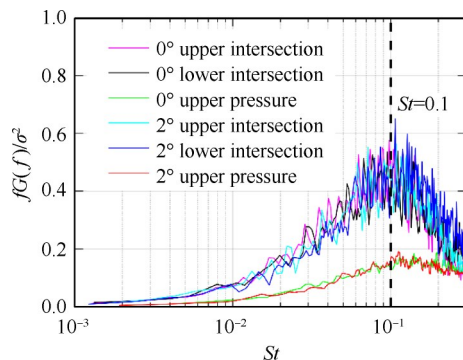


Fig. 17 PSD of characteristic intersection points and wall pressure measurement points

分离区特征参数无量纲化后,两者基本重合。两者低频段的频率范围,与特征交点的峰值频率范围均在  $St \approx 0.1$  附近,进一步佐证了分离激波振荡诱导出壁面压力的低频脉动现象。

## 4 结论

采用高速纹影图像处理、壁面压力测量和数值模拟,研究了  $R/r=1$  的V形钝化前缘在来流  $Ma=4, 0^\circ$  和  $2^\circ$  侧滑角下的激波振荡现象,得到以下结论:

(1) V形根部倒圆区域流向气流阻滞形成的高压区,诱导产生沿直前缘向上的逆流,该逆流与来流竞争,形成具有强烈非定常性的大范围流动分离。高压区内的流场结构对侧滑角非常敏感,  $2^\circ$  侧滑角下,迎风侧流场局部出现旋涡结构。

(2) 基于高速纹影的POD分析表明,在  $0^\circ$  侧滑角来流条件下,分离激波存在“反相振荡”和“同相振荡”两种模式。  $2^\circ$  侧滑角下,两侧分离激波的振荡耦合被破坏,背风侧能量占比较高。分离激波的低频振荡具有宽频特性。在  $2^\circ$  侧滑角下,迎风侧的频率升高,背风侧的频率下降。经由分离区尺度与直前缘激波后气流速度无量纲化,有/无侧滑角工况下,分离激波低频振荡的斯特劳哈尔数均为  $St \approx 0.1$ 。

(3) V形根部倒圆区域的壁面脉动压力均方根分布,呈现为驻点低、两侧高的双峰特征。在  $2^\circ$  侧滑角时,脉动压力分布整体向迎风侧偏移;迎风侧在局部旋涡的主导下,其脉动压力峰值升高约1倍,能量集中于窄带优势频率;而背风侧的脉动压力峰值与频率特征,未出现明显变化。

鉴于三维非定常流动的复杂性,未来需要开展精细的三维流场观测,并结合高精度非定常数值模拟,对侧滑角引起的频率特性做深入研究。

致谢:感谢国家自然科学基金的资助。

## 参考文献

- [1] Smart M K. Design of Three-Dimensional Hypersonic Inlets with Rectangular-to-Elliptical Shape Transition [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1999, 15(3): 408-416.
- [2] Molder S, Szapiro E J. Busemann Inlet for Hypersonic Speeds [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1966, 3(8): 1303-1304.
- [3] 张恩来, 李祝飞, 杨基明. 内转式进气道V形溢流口下游流场构型简化研究[C]. 南京: 第十届全国高超声速科技学术会议暨第五届发动机进排气学术交流会议, 2017.
- [4] 张志雨, 李祝飞, 杨基明. V形钝前缘激波反射类型[C]. 北京: 第十八届全国激波与激波管学术会议, 2018.

- [ 5 ] Edney B. Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of an Impinging Shock [R]. *Stockholm: FFA Report-115*, 1968.
- [ 6 ] Wieting A R, Holden M S. Experimental Shock-Wave Interference Heating on a Cylinder at Mach 6 and 8 [J]. *AIAA Journal*, 1989, 27(11): 1557-1565.
- [ 7 ] Xiao F, Li Z, Zhang Z, et al. Hypersonic Shock Wave Interactions on a V-Shaped Blunt Leading Edge [J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(1): 356-367.
- [ 8 ] 李祝飞, 王 军, 张志雨, 等. V形钝化前缘激波干扰问题[J]. *气动研究与实验*, 2020, 32(1): 63-75.
- [ 9 ] 蒙泽威, 范晓樯, 陶 渊, 等. 三维内收缩式进气道V形溢流口热流计算与分析[J]. *推进技术*, 2018, 39(8): 1737-1743. (MENG Ze-wei, FAN Xiao-qiang, TAO Yuan, et al. Investigation of Aerothermal Heating on V-Shaped Leading Edge of Inward Turning Inlet[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2018, 39(8): 1737-1743.)
- [ 10 ] Zhang Z, Li Z, Huang R, et al. Experimental Investigation of Shock Oscillations on V-Shaped Blunt Leading Edges[J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31(2): 026110.
- [ 11 ] Zhang Z, Li Z, Yang J. Transitions of Shock Interactions on V-Shaped Blunt Leading Edges [J/OL]. *Journal of Fluid Mechanics*, DOI:10.1017/jfm.2020.910, 2021.
- [ 12 ] Li Z, Zhang Z, Wang J, et al. Pressure - Heat Flux Correlations for Shock Interactions on V-Shaped Blunt Leading Edges[J]. *AIAA Journal*, 2019, 57(10): 4588-4592.
- [ 13 ] Wang J, Li Z, Zhang Z, et al. Shock Interactions on V-Shaped Blunt Leading Edges with Various Conic Crotches [J]. *AIAA Journal*, 2020, 58(3): 1407-1411.
- [ 14 ] Wang J, Li Z, Yang J. Shock-Induced Pressure/Heating Loads on V-Shaped Leading Edges with Nonuniform Bluntness[J]. *AIAA Journal*, 2021, 59(3): 1114-1118.
- [ 15 ] Zhang E, Li Z, Li Y, et al. Three-Dimensional Shock Interactions and Vortices on a V-Shaped Blunt Leading Edge[J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31(8): 086102.
- [ 16 ] 张恩来, 李祝飞, 李一鸣, 等. 斜激波入射V形钝前缘溢流口激波干扰研究[J]. *实验流体力学*, 2018, 32(3): 50-57.
- [ 17 ] Wang D, Li Z, Zhang Z, et al. Unsteady Shock Interactions on V-Shaped Blunt Leading Edges [J]. *Physics of Fluids*, 2018, 30(11): 116104.
- [ 18 ] Xue L S, Wang C P, Cheng K M. Dynamic Characteristics of Separation Shock in an Unstarted Hypersonic Inlet Flow[J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(6): 2484-2490.
- [ 19 ] Edelman L M, Gamba M. Rigid Body Response of a Mach 2 Shock Train to Downstream Forcing [C]. *Atlanta: 2018 Fluid Dynamics Conference*, 2018.
- [ 20 ] Hunt R L, Gamba M. On the Origin and Propagation of Perturbations that Cause Shock Train Inherent Unsteadiness[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 861: 815-859.
- [ 21 ] 寇家庆, 张伟伟, 高传强. 基于POD和DMD方法的跨声速抖振模态分析[J]. *航空学报*, 2016, 37(9): 2679-2689.
- [ 22 ] Cottier S, Combs C S, Vanstone L. Spectral Proper Orthogonal Decomposition Analysis of Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions [R]. *AIAA 2019-3331*.
- [ 23 ] Berry M G, Ali M Y, Magstadt A S, et al. DMD and POD of Time-Resolved Schlieren on a Multi-Stream Single Expansion Ramp Nozzle [J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2017, 66: 60-69.
- [ 24 ] 何彬华, 凌忠伟, 胡向鹏, 等. FL-23风洞级间分离与网格测力试验系统[J]. *实验流体力学*, 2013, 27(4): 109-112.
- [ 25 ] Sirovich L. Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures, I: Coherent Structures [J]. *Quarterly of Applied Mathematics*, 1987, 45(3): 561-571.
- [ 26 ] Muld T W, Efraimsson G, Henningson D S. Flow Structures around a High-Speed Train Extracted Using Proper Orthogonal Decomposition and Dynamic Mode Decomposition [J]. *Computers & Fluids*, 2012, 57: 87-97.
- [ 27 ] 李国帅, 王元靖, 何彬华, 等. 一种基于图像自适应阈值与特征提取的激波自动检测跟踪算法 [P]. 中国专利: 2020110054802, 2021-06-29.
- [ 28 ] Xue L S, Wang C P, Cheng K M. Dynamic Characteristics of Separation Shock in an Unstarted Hypersonic Inlet Flow [J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(6): 2484-2490.
- [ 29 ] Estruch D, Lawson N J, MacManus D G, et al. Measurement of Shock Wave Unsteadiness Using a High-Speed Schlieren System and Digital Image Processing [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(12): 126108.
- [ 30 ] Smith N T, Lewis M J, Chellappa R. Detection, Localization, and Tracking of Shock Contour Salient Points in Schlieren Sequences [J]. *AIAA Journal*, 2014, 52(6): 1249-1264.
- [ 31 ] 张志雨. V形钝前缘激波干扰及气动热/力特性研究 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2020.
- [ 32 ] Sahoo D, Karthick S K, Das S, et al. Parametric Experimental Studies on Supersonic Flow Unsteadiness over a Hemispherical Spiked Body [J]. *AIAA Journal*, 2020, 58(1): 1-18.
- [ 33 ] Huang X, Estruch-Samper D. Low-Frequency Unsteadiness of Swept Shock-Wave/Turbulent-Boundary-Layer Interaction [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 856: 797-821.
- [ 34 ] Clemens N T, Narayanaswamy V. Low-Frequency Unsteadiness of Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interactions [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2014, 46: 469-492.

(编辑: 史亚红)