

DOI:10.16356/j.1005-2615.2022.04.003

V 字形钝前缘激波反射迟滞现象

王 军¹, 张志雨¹, 刘 愿², 钱战森², 李祝飞¹

(1. 中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230027; 2. 中国航空工业空气动力研究院, 沈阳 110034)

摘要: 针对内转式进气道唇口在宽速域条件下面临的复杂激波干扰问题, 将唇口模化为 V 字形钝前缘, 采用数值模拟并辅以风洞实验, 研究了典型 V 字形构型 (根部倒圆半径 R 与前缘钝化半径 r 之比 $R/r=1$, 半扩张角 $\beta=18^\circ$) 激波反射结构随来流马赫数 Ma_∞ 的演变过程。结果表明, 随着 Ma_∞ 的增大或减小, V 字形后掠前缘的脱体激波产生规则反射 (Regular reflection, RR) 和马赫反射 (Mach reflection, MR), 并且两者的相互转变过程出现迟滞。初场为 RR 时, V 字形根部产生大范围的流动分离和分离激波; 随着 Ma_∞ 由 5.7 逐渐增大至 6.5, 脱体激波的交点向下游移动并与分离激波的交点重合, 使 RR 转变为 MR。初场为 MR 时, 马赫杆下游存在大尺度的反转涡对; 随着 Ma_∞ 由 6.7 逐渐减小至 5.9, 反转涡对不再影响脱体激波, 使 MR 转变为 RR。通过 $Ma_\infty=6$ 的风洞实验证实, 在相同来流条件下存在 RR 和 MR 双解。基于对脱体激波交点、分离激波交点和反转涡对尺度随 Ma_∞ 变化规律的认识, 建立了 RR \leftrightarrow MR 的转变边界。在双解区中, RR 工况的壁面压力最大值约为 MR 工况的 2~3 倍, 表明迟滞现象将导致唇口气动载荷突变。

关键词: 流体力学; V 字形钝前缘; 激波干扰; 来流马赫数; 迟滞现象

中图分类号: O354.5 **文献标志码:** A **文章编号:** 1005-2615(2022)04-0564-09

Shock Reflection Hysteresis Phenomena on V-shaped Blunt Leading Edges

WANG Jun¹, ZHANG Zhiyu¹, LIU Yuan², QIAN Zhansen², LI Zhufei¹

(1. Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China;

2. AVIC Aerodynamics Research Institute, Shenyang 110034, China)

Abstract: Three-dimensional shock interactions are commonly encountered on the V-shaped cowl lips of inward-turning inlets in the wide-speed range flight. The evolution of shock reflections on a V-shaped blunt leading edge (the crotch radius over the leading-edge radius $R/r=1$, the half-span angle $\beta=18^\circ$) with the variation of freestream Mach number (Ma_∞) is investigated using numerical simulations methods and wind tunnel experiments. The results indicate that the interactions between the detached shocks on the two swept branches can generate both regular reflection (RR) and Mach reflection (MR). A hysteresis appears in the transition between RR and MR depending on the increase or decrease in Ma_∞ . When the initial reflection type is RR, large-scale flow separations and separation shocks occurs at the crotch. With Ma_∞ increasing from 5.7 to 6.5, the intersection point between the detached shocks moves downstream and coincides with the intersection point between the separation shocks, which causes the transition from RR to MR. When the initial reflection type is MR, a large-scale counter-rotating vortex pair occurs at the downstream of Mach stem. With Ma_∞ decreasing from 6.7 to 5.9, the counter-rotating vortex pair no longer affect the detached shocks, which causes the transition from MR to RR. A wind tunnel experiment confirmed that the dual-solution of RR and MR exist at $Ma_\infty=6$. The flow structures, including the intersection point between the detached shocks, the intersection point between the separated shock, and the size of the counter-rotating

基金项目: 国家自然科学基金(12172354, 11772325, 11621202)。

收稿日期: 2022-05-26; **修订日期:** 2022-07-04

通信作者: 李祝飞, 男, 副教授, E-mail: lizhufei@ustc.edu.cn。

引用格式: 王军, 张志雨, 刘愿, 等. V 字形钝前缘激波反射迟滞现象[J]. 南京航空航天大学学报, 2022, 54(4): 564-572.
WANG Jun, ZHANG Zhiyu, LIU Yuan, et al. Shock reflection hysteresis phenomena on V-shaped blunt leading edges [J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2022, 54(4): 564-572.

vortex pair are identified to establish a transition criterion of $RR \leftrightarrow MR$. In the dual-solution domain, the maximum wall pressure in RR is approximately 2—3 times of that in MR, indicating that the hysteresis causes a sudden change in aerodynamic loads on the cowl lips.

Key words: fluid mechanics; V-shaped blunt leading edges; shock interaction; freestream Mach number; hysteresis phenomena

吸气式宽速域飞行器从地面起飞逐渐加速至高超声速以及返航过程中,经历了多个气动环境迥异的飞行阶段,给气动外形设计提出了巨大挑战^[1]。特别是,宽速域飞行条件下的激波干扰更加复杂多变,甚至与飞行阶段的历史效应紧密相关,认识其变化规律对工程设计尤为重要。

三维内转式进气道^[2-3]具有较好的宽速域适应能力,受到广泛关注,这类进气道在V字形唇口根部位置产生的复杂激波干扰,容易导致严酷的气动力/热问题^[4-6]。为了深入认识V字形唇口部位的复杂流动,肖丰收等^[7-8]最早提炼出由半径比 R/r (根部倒圆半径 R 和前缘钝化半径 r)和半扩张角 β 表征的V字形钝前缘模型,在来流马赫数 $Ma_\infty=6$ 条件下,发现不同几何参数下V字形根部主要产生异侧激波规则反射(Regular reflection, RR)、马赫反射(Mach reflection, MR)以及同侧激波规则反射(Regular reflection from the same family, sRR)3种类型。进一步的研究表明,V字形钝前缘的激波反射类型对流动非定常振荡特性^[9-13]、壁面气动力/热载荷^[13-17]、下游流场演化^[18-21]以及热防护优化设计^[22-23]等都起着关键作用。肖丰收等^[7]和蒙泽威等^[14]对V字形钝前缘的研究表明,反射类型在不同来流马赫数下的变化明显,激波干扰结构在宽速域条件下将变得更加复杂。值得注意的是,当飞行器经历不同速域时,可能产生激波反射类型双解以及转变迟滞现象,一旦出现双解,很容易引发流场结构突变,并给壁面气动载荷预测带来不确定性。张志雨^[13]通过数值模拟初步证实了存在V字形钝前缘激波反射迟滞现象,但对迟滞过程中反射类型转变机制的认知,仍不明晰。

迄今为止,研究者们采用二维斜楔构型,通过调整楔角 θ ^[24]、改变两楔面间距离^[25]、改变 Ma_∞ ^[26]以及改变下游流场压力^[27]等方式,观察到多种形式的迟滞现象,取得了显著的进展^[28-29]。经典的激波反射转变理论^[30-31]认为,RR和MR激波反射类型的转变遵从 von Neumann 准则 θ^N 和脱体准则 θ^D ,在 θ^N 和 θ^D 的中间区域,RR和MR都有可能出现,即形成了所谓的双解区。然而,根据Zhang等^[32]的研究,V字形钝前缘根部激波干扰类型,由于其三维特性,并不能通过经典的激波反射转变理论进行准确预测,而是由来流条件和模型的几何约

束共同决定,这也意味着V字形钝前缘激波反射迟滞现象与经典的理论认识存在很大差异。因此,亟需厘清导致V字形钝前缘激波反射转变迟滞现象的根源,评估双解区中壁面气动载荷特性,以便在V字形唇口设计中,规避迟滞现象对进气道性能造成的不利影响。

本文采用数值模拟方法,并辅以风洞实验,通过改变 Ma_∞ ,研究V字形钝前缘激波反射迟滞现象,以期阐明迟滞转变机制以及迟滞现象对壁面气动载荷影响,为内转式进气道V字形唇口设计提供有价值的参考。

1 模型与方法

1.1 V字形钝前缘模型

V字形钝前缘模型如图1所示,由两侧斜掠直前缘和根部倒圆区域组成,模型半扩张角 $\beta=18^\circ$,倒圆半径 $R=15\text{ mm}$,前缘钝化半径 $r=15\text{ mm}$,以及斜掠直前缘长 $L=21r$ 。其中, x 方向为流向, y 方向为横向, z 方向为展向, φ 为V字形根部倒圆区域的周向角。

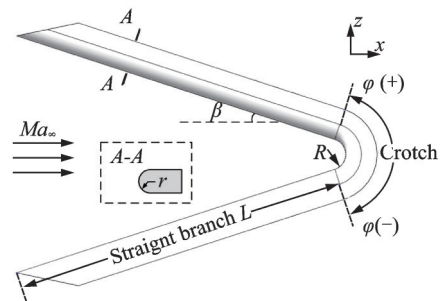


图1 V字形钝前缘模型示意图

Fig.1 Schematic of the V-shaped blunt leading edge model

1.2 风洞实验方法

实验在中国空气动力研究与发展中心的FL-31下吹式常规高超声速风洞^[13]中进行,来流马赫数 $Ma_\infty=6$,静温 $T_\infty=55.5\text{ K}$,静压 $p_\infty=633.4\text{ Pa}$ 。此外,风洞配备了高速纹影系统来捕捉激波干扰结构,纹影的拍摄速率为 16 kHz ,曝光时间为 $62.5\text{ }\mu\text{s}$ 。

1.3 数值模拟方法

数值求解基于雷诺平均的三维Navier-Stokes控制方程,无黏通量采用Roe格式进行差分分裂,对流项采用二阶迎风格式离散,黏性项采用二阶中

心差分格式离散,使用 $k-\omega$ SST湍流模型,空气采用量热完全气体假设,分子黏性系数由Sutherland公式计算。计算域、边界条件以及驻点附近网格分布如图2所示,鉴于来流和几何的对称性,为提升计算效率,采用1/4计算域进行模拟,来流采用压力远场条件、压力出口、对称边界($y=0$ 和 $z=0$ 平面)和无滑移绝热固壁边界条件。为了便于同本文风洞实验结果对照,来流条件参照FL-31风洞参数进行设置。

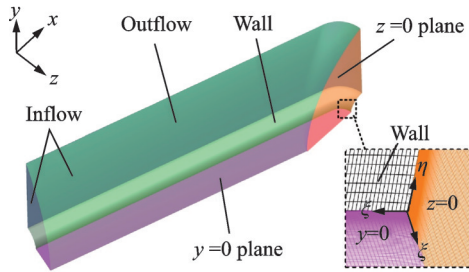


图2 计算域、边界条件和驻点附近网格

Fig.2 Computational domain, boundary conditions and surface mesh near the stagnation point

计算域采用结构化六面体网格离散,并在近壁面区域进行了网格加密。以残差下降4个数量级,或者残差不再变化同时驻点位置流场参数保持稳定作为收敛判据。为了进行网格无关性验证,如图3所示,采用了4套不同疏密程度的网格,提取壁面中心线上的压力进行对比,其中压力 p 采用相同来流条件下正激波波后的总压 p_0 进行无量纲化。可以看出,采用第3套和第4套网格获得的压力结果几乎重合,最大的 p/p_0 相差不超过0.4%,表明本文采用的数值模拟方法能够满足需求。因此,采用第3套网格($\zeta \times \xi \times \eta = 450 \times 300 \times 90$)进行后续研究,总网格量约为1200万个,壁面网格第一层高度为 $1 \mu\text{m}$,保持壁面 $y^+ < 1$ 。上述模拟方法,在笔者前期的研究中已得到广泛地验证^[8, 16, 18-21],在本文2.1节将进一步结合风洞实验考核该方法的可靠性。

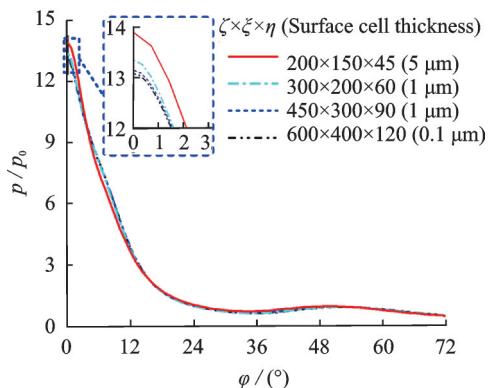


图3 壁面中心线压力对比

Fig.3 Comparison of surface pressure along the centerline

在计算过程中,首先,分别在 $Ma_\infty = 5.7$ 和 6.7 条件下,对应求解得到RR和MR的稳定流场。接着,在收敛解基础上,改变0.1个马赫数继续计算,直至激波干扰类型发生转变,进而得到反射类型转变临界 Ma_∞ 。本文中, p_∞ 和 T_∞ 始终保持和FL-31风洞来流参数一致, Ma_∞ 逐步增大过程为 $5.7 \rightarrow 6.5$, Ma_∞ 逐步减小过程为 $6.7 \rightarrow 5.9$ 。研究发现,迟滞转变区间约为 $Ma_\infty = 5.9 \sim 6.5$,第2节将重点对此区间中V字形钝前缘激波反射双解现象以及转变迟滞过程进行介绍。

2 结果与讨论

针对 $R/r=1, \beta=18^\circ$ 的V字形钝前缘构型,首先介绍增大和减小 Ma_∞ 过程中激波反射类型演变过程;然后,分析导致激波反射迟滞现象的根源,并基于流动结构特征建立转变边界;最后,评估迟滞现象对壁面压力特性影响。

2.1 改变 Ma_∞ 引起的激波反射迟滞现象

图4和图5分别给出了迟滞区间中 $Ma_\infty = 5.9$ 和 6.5 时,V字形钝前缘根部反射类型对应为RR和MR的三维流场。图6给出了 Ma_∞ 在增大和减小过程中 $x-z$ 对称面流场的马赫数云图,并叠加了压力等值线,为了揭示迟滞现象对壁面压力分布影响,对应补充了壁面无量纲 p/p_0 云图。

初始 $Ma_\infty = 5.9$ 时,如图4(a)和图4(b)所示,直前缘脱体激波(Detached shock, DS)在V字形根部倒圆区域相交,发生了同侧激波规则反射RR,在DS相交点(Intersection point, IP)产生两道透射激波(Transmitted shock, TS)。如图4(b)和图4(c)中流线所示,由于V字形根部倒圆区对气流的几何约束,来流通过激波偏折并汇聚到倒圆区根部中心位置,气流滞止导致压力显著提升,沿直前缘方向产生较大的逆压梯度,诱导驻点附近气流向两侧偏折,形成大范围的流动分离,分离区内产生大尺度涡和分离激波(Separation shock, SS)。两侧的SS在驻点上游与TS发生规则反射后继续相交于点IP'。以 $Ma_\infty = 5.9$ 的流场为初场并逐渐增大 Ma_∞ ,如图6(a~d)所示,当 $Ma_\infty = 5.9 \rightarrow 6.4$ 时,激波反射类型一直为RR,DS的脱体距离随 Ma_∞ 增大而减小,TS长度逐渐缩短,交点IP向下游流场移动并不断靠近IP'。

当 $Ma_\infty = 6.5$ 时,原有的RR平衡状态遭到破坏,激波干扰结构通过调整后重新达到稳定格局。如图5(a)和图5(b)所示,DS与马赫杆(Mach stem, MS)相交,发生了马赫反射MR,由三波点(Triple point, TP)发出的TS以及剪切层 Σ ,入射

到直前缘与倒圆区域相连接的位置。由于 TS 前后存在较大的逆压梯度,导致出现小范围的流动分离,并产生 SS。SS 与 TS 直接相交,形成规则反射。从图 5(b)和图 5(c)中流线可以看出,包裹在剪切层中的气流由两侧向中心汇聚,并在驻点附近对撞后向上游偏折,使得 MS 下游形成大尺度的反转涡对(Counter-rotating vortex pair, CVP), MS 后的流动分为两部分,一部分为对撞导致的逆流,另

一部分是直接穿过 MS 的气流,两部分气流最后都沿横向溢流。以 $Ma_\infty=6.5$ 的流场为初场并逐渐减小 Ma_∞ ,如图 6(e~h)所示,当 $Ma_\infty=6.5 \rightarrow 6.0$ 时,激波反射结构一直为 MR, Ma_∞ 减小直接导致 DS 脱体距离增大, MS 长度逐渐减小, TP 向下游移动,两侧的分离区范围逐渐增大。当 $Ma_\infty=5.9$ 时,如图 6(a)所示, MS 突然消失,激波反射类型由 MR 转变为 RR。

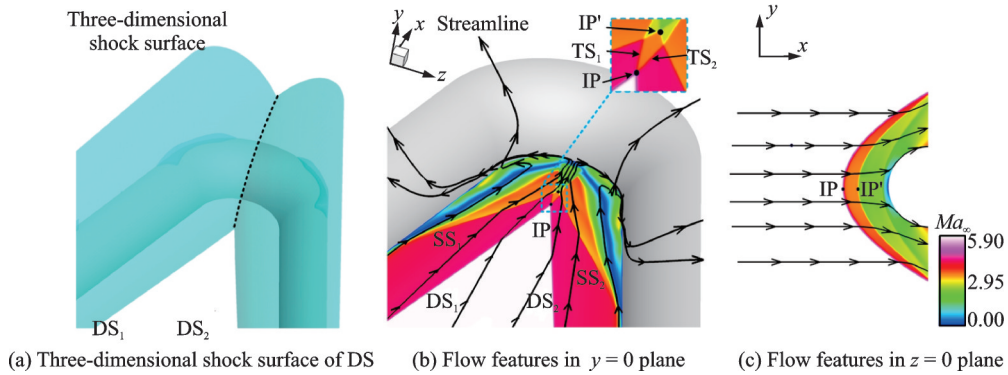


图 4 $Ma_\infty = 5.9$ 时 RR 反射类型三维流场

Fig.4 Three-dimensional flow field of RR at $Ma_\infty = 5.9$

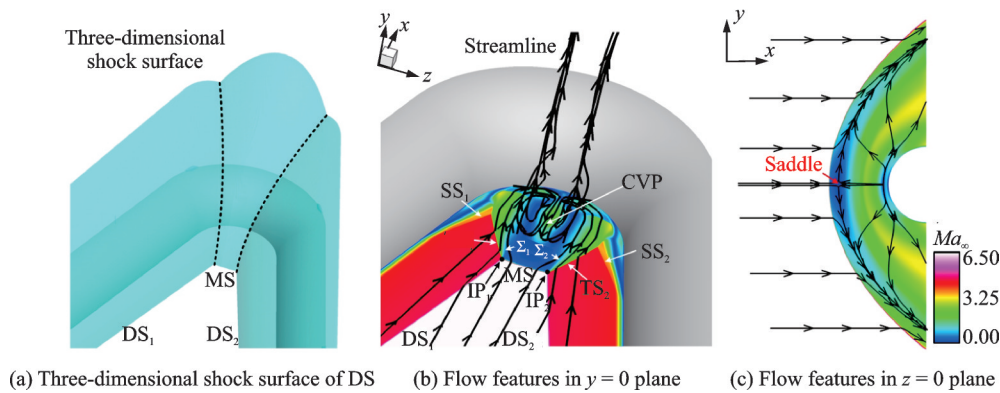


图 5 $Ma_\infty = 6.5$ 时 MR 反射类型三维流场

Fig.5 Three-dimensional flow field of MR at $Ma_\infty = 6.5$

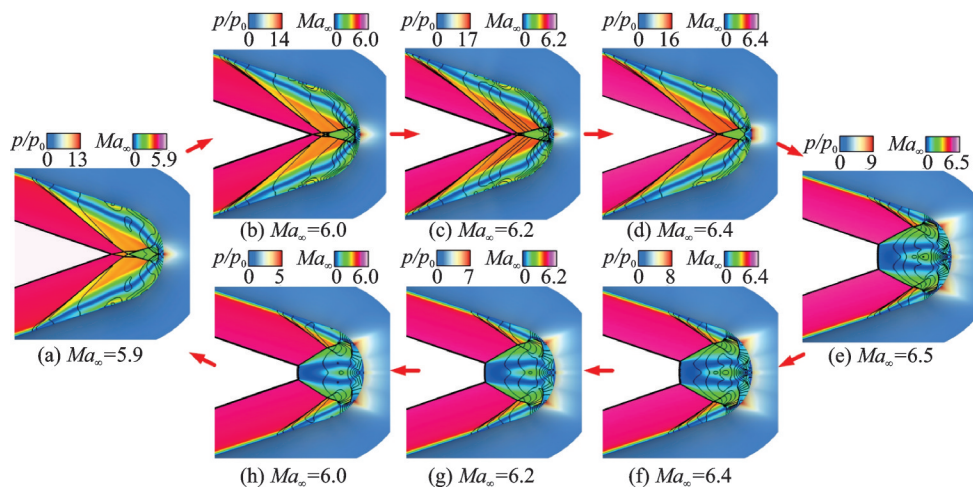


图 6 改变 Ma_∞ 引起的激波反射迟滞现象

Fig.6 Shock reflection hysteresis phenomena by variation in Ma_∞

图7给出了来流 $Ma_\infty=6$ 时FL-31风洞的实验纹影和数值纹影。由于风洞实验中存在扰动等因素,在实验中也观察到V字形钝前缘激波反射存在双解现象,相应的两种波系干扰结构均与数值模拟吻合良好。

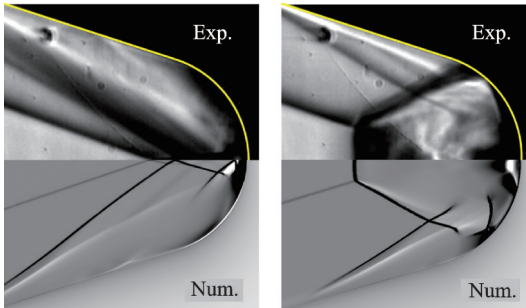


图7 风洞实验和数值模拟中的激波反射双解现象

Fig.7 Dual-solution phenomena in the wind tunnel experiments and numerical simulations

前文的流场分析已经表明,当来流 $Ma_\infty=5.9\sim 6.5$ 时, Ma_∞ 增大或减小过程中,来流条件和几何构型相同,激波反射类型却分别对应为RR和MR,其双解特性与经典二维理论认识的差异,以及对应的转变机制如何,将在2.2节进行分析。

2.2 RR-MR迟滞转变机制

由于 $x-z$ 对称面流场具有准二维特征,并且能够体现激波结构的主要特征,利用二维理论可以近似分析该平面内的流场参数变化。图8给出了来流 $Ma_\infty=6$ 条件V字形钝前缘 $x-z$ 对称面主激波结构对应的激波极曲线,考虑到流动对称特性,图中只展示了其中一侧分支。从图8可以看出,来流首先经过激波DS压缩之后,对应由状态(1)点转变为状态(2)点,当RR时,气流通过TS后对应于激波极曲线上的状态(3,4)点,当MR时,气流通过TS后对应于激波极曲线上的状态(3',4')点。

结合图8中的反射类型示意图,理论上可以将MR分为3类^[33]:当状态(3',4')的净偏折角为正时,对应为直接马赫反射(Direct-Mach reflection, DiMR);当状态(3',4')的净偏折角为零时,对应为固定马赫反射(Stationary-Mach reflection, StMR);当状态(3',4')的净偏折角为负时,对应为逆马赫反射(Inverse-Mach reflection, InMR),在前人的研究中InMR被认为是定常激波反射中的反常结构^[34]。经典二维激波反射类型转变理论^[30]认为双解存在于 von Neumann 准则 θ^N 和脱体准则 θ^D 之间,双解中的MR通常为DiMR或StMR。然而,V字形钝前缘的双解位于 von Neumann 转变边界之下,特别地,如图6(e~h)和图7所示,V字形钝前缘的MR结构中,由三波点TP发出的滑移线 Σ 呈扩张状,状态(3',4')点的气流的净偏折角为负,对应出

现了InMR结构。实际上,本文构型中InMR中的MS之所以能稳定存在,主要是依靠其下游的反转涡对CVP维持。

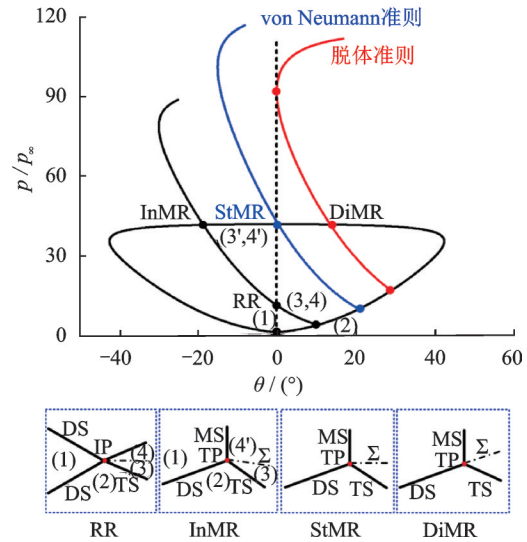


图8 $Ma_\infty=6$ 时双解区激波极曲线

Fig.8 Shock polar diagram for the double solution at $Ma_\infty=6$

V字形钝前缘双解区内的InMR反射类型以及迟滞转变特性,都与经典二维理论认识存在显著差异,有必要探究其激波反射迟滞现象的转变机制。图9给出了激波反射类型分别为RR和MR时

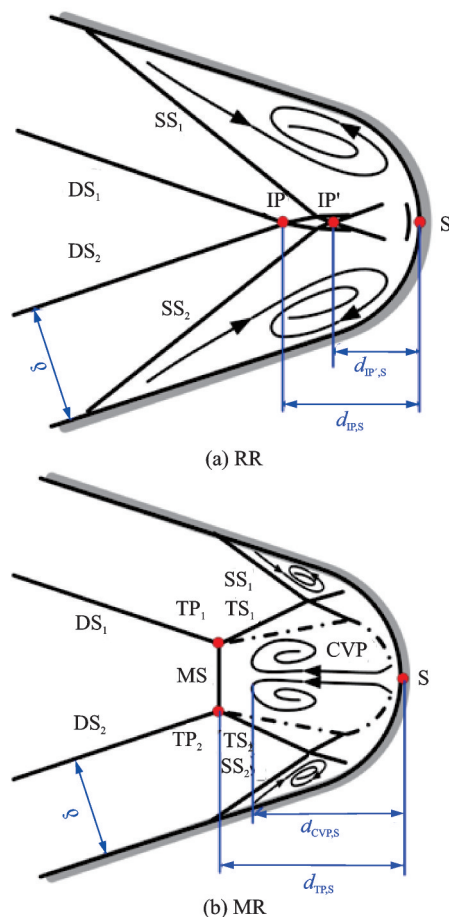


图9 不同激波反射类型示意图

Fig.9 Sketches of different shock reflection structures

的 $x-z$ 对称面的流场结构示意图。2.1 节研究表明,流场中主激波结构上的特征位置(如 IP、IP'、TP 和 CVP)与激波干扰类型的转变密切相关,对这些特征位置的定量分析,有助于理解迟滞转变机制。为了便于下文对这些特征位置的分析,将特征点到驻点 S 的水平距离定义为参数 d 。图 10 给出了特征点位置参数 d 随 Ma_∞ 变化,其中,散点符号表示数值结果数据,曲线为理论分析或由散点通过二次多项式拟合得到的结果。

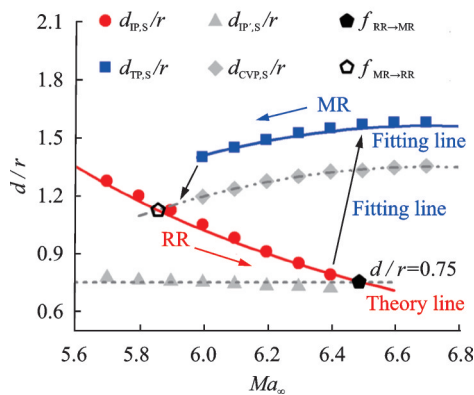


图 10 迟滞过程中不同反射类型特征点位置变化

Fig.10 Positions of characteristic points of different shock reflections during the hysteresis process

当激波反射类型为 RR 时,如图 9(a)所示,两侧 DS 的交于点 IP,两侧 SS 与 TS 分别干扰后进一步相交于点 IP'。如图 10 所示,当增大 Ma_∞ 时,DS 脱体距离 δ 逐渐减小,导致点 IP 向下游移动,即点 IP 到驻点 S 的距离 $d_{IP,S}$ 逐渐减小;点 IP' 的位置主

要受大分离区范围以及 SS 影响,数值模拟结果显示大分离区范围以及 SS 随 Ma_∞ 变化并不明显,如式(1)和图 10 所示,可以将点 IP' 到驻点 S 的距离 $d_{IP',S}$ 视为定值。当点 IP 和点 IP' 重合时,即满足 $d_{IP,S} = d_{IP',S}$,波系结构将不再稳定,将会引起激波干扰类型从 RR 向 MR 转变。因此,确定点 IP 的位置,是准确预测 RR 向 MR 转变的关键。

由几何关系可知,点 IP 到驻点 S 的距离 $d_{IP,S}$ 主要与 DS 的脱体距离 δ 有关, $d_{IP,S}$ 和 δ 满足式(2)关系。为了求解 δ ,可以将斜掠直前缘看作一段后掠圆柱,DS 将沿其流向逐步发展,当直前缘长度 L 足够长时,DS 最终达到充分发展状态,即激波的脱体高度 δ 到达定值 δ_f 。Zhang 等^[32]发现 δ 主要与垂直于后掠圆柱方向的气流分量 $Ma_\infty \sin\beta$ 有关,如式(3)所示,根据无黏圆柱脱体激波高度近似理论^[35],可以求解得到充分发展状态的脱体距离 δ_f 。由于本文采用的构型,直前缘长度限制, δ 未达到充分发展状态,但基于 δ_f 变化规律,根据数值模拟结果进行修正,可以近似获得 δ ,如式(4)和图 10 所示。联立式(1~4),进而可获得式(5)表示的转变边界 $f_{RR \rightarrow MR}(Ma_\infty)$ 。在图 10 中, $d_{IP,S}$ 和 $d_{IP',S}$ 变化曲线在 $Ma_\infty = 6.48$ 时相交,从理论上确定了临界转变边界 $f_{RR \rightarrow MR}$ 位置,而数值计算得到的 $f_{RR \rightarrow MR}$ 位置约为 $Ma_\infty = 6.5$,两者偏差仅约 0.3%。

$$\frac{d_{IP',S}(Ma_\infty)}{r} \approx 0.75 \tag{1}$$

$$\frac{d_{IP,S}(Ma_\infty)}{r} = \frac{\delta - R}{r \sin\beta} + \frac{R}{r} \tag{2}$$

$$\frac{\delta_f}{r} = \frac{\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{\frac{C_{p1}}{C_{p2}}}\right)^2}{\left(\arcsin \sqrt{\frac{C_{p1}}{C_{p2}}}\right)^2 \cos\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin^{-1} \sqrt{\frac{C_{p1}}{C_{p2}}}\right)} \cdot \sqrt{\frac{2 + (\gamma - 1)(Ma_\infty \sin\beta)^2}{2\gamma(Ma_\infty \sin\beta)^2 - \gamma + 1}} \tag{3}$$

式中

$$C_{p1} = \frac{2}{\gamma(Ma_\infty \sin\beta)^2} \left\{ \left[\frac{(\gamma + 1)^2 (Ma_\infty \sin\beta)^2}{4\gamma(Ma_\infty \sin\beta)^2 - 2(\gamma - 1)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \cdot \left[\frac{1 - \gamma + 2\gamma(Ma_\infty \sin\beta)^2}{\gamma + 1} \right] - 1 \right\}$$

$$C_{p2} = \frac{2}{\gamma(Ma_\infty \sin\beta)^2} \left\{ \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{(\gamma + 1)^2 (Ma_\infty \sin\beta)^2}{4\gamma(Ma_\infty \sin\beta)^2 - 4(\gamma - 1)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \cdot \left[\frac{1 - \gamma + 2\gamma(Ma_\infty \sin\beta)^2}{\gamma + 1} \right] - 1 \right\}$$

$$\frac{\delta}{r} \approx \frac{\delta_f}{r} - 0.19 \tag{4}$$

$$f_{RR \rightarrow MR}(Ma_\infty) = \frac{d_{IP,S}(Ma_\infty)}{r} - \frac{d_{IP',S}(Ma_\infty)}{r} = 0 \tag{5}$$

当激波反射类型为 MR 时,如图 9(b)所示,

DS、TS 和 MS 交于 TP,此时,汇聚到 V 字形根部气流对撞后向上游偏折,进而产生 CVP。当减小 Ma_∞ 时, δ 逐渐增大,TP 逐渐向下游移动,同时 MS 长度减小。由图 6 可知,MS 长度减小至一定值后

突然消失,反射类型由InMR转变至RR。实际上,InMR中MS产生或消失都与CVP存在很强的关联。本文采用对称面上逆流最高位置(鞍点,见图5(c)至驻点S的距离 $d_{CVP,S}$ 表征CVP尺度变化,采用TP至驻点S的距离 $d_{TP,S}$ 表征MS变化,如图10所示, $d_{TP,S}$ 和 $d_{CVP,S}$ 变化趋势基本一致,这进一步印证了MS主要受CVP尺度变化影响。

结合图10中 $d_{CVP,S}$ 、 $d_{TP,S}$ 和 $d_{IP,S}$ 变化过程,不难推断出,InMR转变至RR的充分条件为,CVP尺度减小至不再影响DS直接相交,即 $d_{CVP,S}=d_{IP,S}$,此时MS将消失,反射类型转变。InMR中 $d_{CVP,S}$ 和 $d_{TP,S}$ 均难以理论获得,从数值模拟结果中,可以拟合获得 $d_{CVP,S}$ 和 $d_{TP,S}$ 随 Ma_∞ 的变化规律,如式(6)和图10所示,其中, $d_{TP,S}$ 可以近似看作 $d_{CVP,S}$ 与CVP导致的MS脱体距离之和。联立式(2~4)和式(6),进而可获得式(7)表示的转变边界 $f_{MR \rightarrow RR}(Ma_\infty)$ 。图10中, $d_{CVP,S}$ 和 $d_{IP,S}$ 变化曲线在 $Ma_\infty=5.85$ 时相交,从理论上确定了转变边界 $f_{MR \rightarrow RR}$ 位置;而数值计算得到的 $f_{MR \rightarrow RR}$ 位置约为 $Ma_\infty=5.9$,两者偏差仅约0.8%。

$$\frac{d_{CVP,S}(Ma_\infty)}{r} \approx \frac{d_{TP,S}(Ma_\infty)}{r} - 0.21 = -0.31Ma_\infty^2 + 4.15Ma_\infty - 12.57 \quad (6)$$

$$f_{MR \rightarrow RR}(Ma_\infty) = \frac{d_{IP,S}(Ma_\infty)}{r} - \frac{d_{CVP,S}(Ma_\infty)}{r} = 0 \quad (7)$$

以上分析表明,迟滞现象将V字形钝前缘激波干扰问题变得更加复杂,反射类型双解的出现不仅使流场结构、流场参数明显改变,而且不同反射类型对应产生的透射激波、剪切层和超声速射流等与壁面相互作用,将会导致其气动载荷特性出现极大的差异。

2.3 迟滞现象对壁面压力特性影响

图11给出了不同 Ma_∞ 条件下RR时V字形根部倒圆段壁面中心线上 p/p_0 分布和局部压力峰值附近流场,结合图6(a~d)可以看出,复杂激波干扰导致其壁面压力分布极不均匀。当 $\varphi=0^\circ \sim 12^\circ$ 时,流场上、下两侧的脱体激波DS之间,以及分离激波SS之间的相互干扰,使得经过多道激波压缩后的气流从两侧向流场中心附近汇集,超声速气流直接冲击驻点,形成滞止激波BS,导致驻点位置处出现极其严酷的中心压力峰值(Central peak)。当 $Ma_\infty=6.4$ 时,BS形态受到上游波系影响发生变化,导致中心压力峰值分布一定程度改变。当 $\varphi=12^\circ \sim 72^\circ$ 时,由于处于大分离区位置,壁面 p/p_0 相对较低。

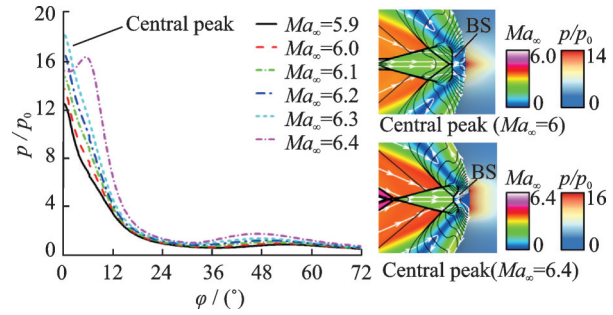


图11 RR反射类型壁面压力分布

Fig.11 Surface pressure along the centerline of RR

图12给出了不同 Ma_∞ 条件下MR时壁面中心线上 p/p_0 分布和局部压力峰值附近流场。结合图6(e~h)可以看出,由TP发出的TS和 Σ 入射倒圆段的壁面,TS与近壁面附近的SS发生规则反射,产生透射激波,在下游气流再附,产生再附激波。因此,从倒圆区域的起始位置处($\varphi=72^\circ$)开始, p/p_0 开始迅速升高,在 $\varphi=36^\circ \sim 42^\circ$ 位置的 p/p_0 出现最外侧峰值(Outermost peak)。进一步地,包裹在剪切层中的气流由两侧向中心汇聚,在驻点附近发生对撞,在 $\varphi=0^\circ$ 位置的 p/p_0 出现中心峰值(Central peak)。

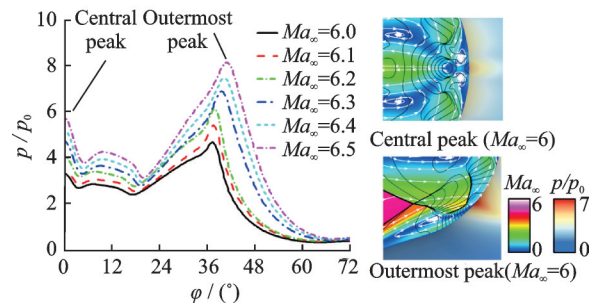


图12 MR反射类型壁面压力分布

Fig.12 Surface pressure along the centerline of MR

图13给出了不同 Ma_∞ 条件下RR和MR时的壁面不同位置压力峰值变化。当 Ma_∞ 增大或减小时,中线峰值在 $Ma_\infty=5.9 \sim 6.5$ 范围出现迟滞环。

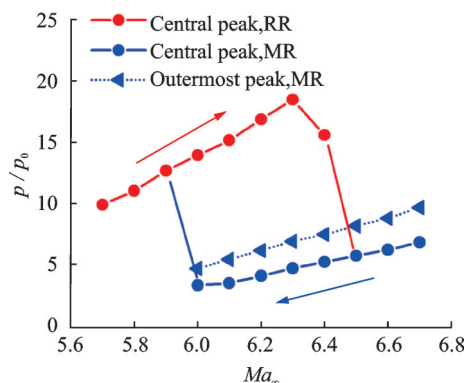


图13 迟滞过程中压力峰值变化

Fig.13 The maximum surface pressure during the hysteresis process

当RR时,中心峰值随着 Ma_∞ 升高而逐渐增大,在 $Ma_\infty=6.4$ 时有所减小;当MR时,中心峰值和最外侧峰值都随着 Ma_∞ 降低而逐渐减小。由于不同激波反射类型对应的压力峰值产生机制存在差异,RR工况对应中心压力峰值约为MR工况对应中心压力峰值的2~3倍。此外,根据前期将壁面条件设置为等温壁的研究结果^[13,16-17],RR工况对应的最大热流值也远高于MR工况对应的最大热流值,更容易造成烧蚀破坏。

V字形钝前缘激波反射的双解现象,将会导致流场结构、壁面载荷的幅值及其位置发生突变。在实际工程设计中,可以通过调整V字形唇口几何参数,规避设计马赫数附近的迟滞现象,避免对飞行器造成的不利影响。

3 结 论

本文采用数值模拟并辅以风洞实验,在 $Ma_\infty=5.7\sim 6.7$ 范围,研究了 $R/r=1, \beta=18^\circ$ 的V字形钝前缘激波反射类型的演变,主要得到了以下结论:

(1) 随着 Ma_∞ 的逐步增大或减小,在 $Ma_\infty=5.9\sim 6.5$ 区间,V字形后掠前缘上的脱体激波DS能够产生规则反射RR和马赫反射MR两种类型,并出现转变迟滞现象。进一步地, $Ma_\infty=6$ 的风洞实验证实激波反射类型存在RR和MR双解。

(2) 基于对流场特征结构的认识,建立了V字形钝前缘随 Ma_∞ 变化时RR \leftrightarrow MR的转变边界。以RR为初场,逐渐增大 Ma_∞ ,当DS的交点向下游移动至与分离激波SS的交点重合时,RR转变为MR;以MR为初场,逐渐减小 Ma_∞ ,当反转涡对的尺度减小至允许DS直接相交时,MR转变为RR。

(3) 激波反射类型双解的出现使得流场结构、气动载荷峰值及其分布特性存在突变。在双解区内,RR工况的压力最大值出现在驻点($\varphi=0^\circ$)附近,MR工况的压力最大值出现在倒圆段两侧($\varphi=36^\circ\sim 42^\circ$),RR工况的壁面压力最大值为MR工况的2~3倍。

鉴于V字形钝前缘三维流动的复杂性,未来需要将激波干扰迟滞转变准则拓展至宽马赫数和宽几何参数范围,并借助细致的风洞实验进行深入验证。

参考文献:

[1] 吴子牛,白晨媛,李娟,等.高超声速飞行器流动特征分析[J].航空学报,2015,36(1):58-85.
WU Ziniu, BAI Chenyuan, LI Juan, et al. Analysis of flow characteristic for hypersonic vehicle[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1): 58-85.

[2] YOU Y C. An overview of the advantages and con-

cerns of hypersonic inward turning inlets: AIAA Paper 2011-2269[R].[S.l.]: AIAA, 2011.

- [3] SMART M. Design of three-dimensional hypersonic inlets with rectangular-to-elliptical shape transition[J]. Journal of Propulsion and Power. 1999, 15(3): 408-416.
- [4] 杨基明,李祝飞,朱雨建,等.激波的传播与干扰[J].力学进展,2016,46:201613.
YANG Jiming, LI Zhufei, ZHU Yujian, et al. Shock wave propagation and interactions[J]. Advances in Mechanics, 2016, 46: 201613.
- [5] 杨基明,李祝飞,朱雨建,等.高超声速流动中的激波及相互作用[M].北京:国防工业出版社,2019.
YANG Jiming, LI Zhufei, ZHU Yujian, et al. Shock waves and shock interactions in hypersonic flow[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2019.
- [6] 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.
LI Zhufei, WANG Jun, ZHANG Zhiyu, et al. Shock interactions generated by V-shaped blunt leading edges[J]. Aerodynamic Research & Experiment, 2020, 32(1): 63-75.
- [7] 肖丰收.若干典型高超声速激波干扰流动特性研究[D].合肥:中国科学技术大学,2016.
XIAO Fengshou. Research on flow characteristics of some typical hypersonic shock wave interactions[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2016.
- [8] XIAO F S, LI Z F, ZHANG Z Y, et al. Hypersonic shock wave interactions on a V-shaped blunt leading edge[J]. AIAA Journal, 2018, 56(1): 356-367.
- [9] WANG D X, LI Z F, ZHANG Z Y, et al. Unsteady shock wave interactions on the V-Shaped blunting edges[J]. Physics of Fluids, 2018, 30(11): 116104.
- [10] 王德鑫.具有激波、分离和湍流的可压缩复杂流动数值研究[D].合肥:中国科学技术大学,2018.
WANG Dexin. Large-eddy simulation of the complex flow involving shock wave, separation and turbulent [D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2018.
- [11] ZHANG Z Y, LI Z F, HUANG R, et al. Experimental investigation of shock oscillations on V-shaped blunt leading edges[J]. Physics of Fluids, 2019, 31(2): 026110.
- [12] 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,2021. DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.210520.
ZHANG Yingjie, LI Zhufei, ZHANG Zhiyu, et al. Effects of sideslip angle on shock oscillations of a V-shaped blunt leading edge[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021. DOI:10.13675/j.cnki.tjjs.210520.
- [13] 张志雨.V字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.
ZHANG Zhiyu. Shock interactions and aerothermal heating/pressure behaviors on V-shaped blunt leading

- edges[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2020.
- [14] 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 Zewei, FAN Xiaoqiang, 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.
- [15] MENG Z W, FAN X Q, XIONG B, et al. Investigation of aerodynamic heating in V-shaped cowl-lip of the inward turning inlet[J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 2019, 233(8): 2792-2801.
- [16] 王军, 李祝飞, 张志雨, 等. 几何参数对V字形钝前缘气动热特性影响[J]. 力学学报, 2021, 53(12): 3274-3283.
WANG Jun, LI Zhufei, ZHANG Zhiyu, et al. Effects of geometry parameters on aerothermal heating loads of V-shaped blunt leading edges[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2021, 53(12): 3274-3283.
- [17] LI Z F, ZHANG Z Y, WANG J, et al. Pressure-heat flux correlations for shock interactions on V-shaped blunt leading edges[J]. AIAA Journal, 2019, 56(1): 356-367.
- [18] ZHANG E L, LI Z F, LI Y M, et al. Three-dimensional shock interactions and vortices on a V-shaped blunt leading edge[J]. Physics of Fluids, 2019, 31(8): 086102.
- [19] 张恩来. 高超声速内外流中的三维激波相互作用[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2019.
ZHANG Enlai. Three-dimensional shock interactions in hypersonic internal/external integration flows[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2019.
- [20] 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.
ZHANG Enlai, LI Zhufei, LI Yiming, et al. Investigation on the shock interactions between an incident shock and a plate with V-shaped blunt leading edge [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2018, 32(3): 50-57.
- [21] 周炳康, 李祝飞, 李一鸣, 等. 高马赫数V字形钝化前缘平板表面压力特性[J]. 推进技术, 2021, 43(7): 175-184.
ZHOU Bingkang, LI Zhufei, LI Yiming, et al. Surface pressure characteristics on V-shaped plates with blunt leading edges at high Mach number[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 43(7): 175-184.
- [22] WANG J, LI Z F, ZHANG Z Y, et al. Shock interactions on V-shaped blunt leading edges with various conic crotches[J]. AIAA Journal, 2020, 58(3): 1407-1411.
- [23] WANG J, LI Z F, YANG J M. Shock-induced pressure/heating loads on V-shaped leading edges with nonuniform bluntness[J]. AIAA Journal, 2021, 59(3): 1114-1118.
- [24] CHPOUN A, PASSEREL D, LI H, et al. Reconsideration of oblique shock wave reflections in steady flows: Part 1. Experimental investigation[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1995, 301: 19-35.
- [25] SUDANI N, SATO M, KARASAWA T, et al. Irregular effects on the transition from regular to Mach reflection of shock waves in wind tunnel flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2002, 459: 167-185.
- [26] IVANOV M S, BEN-DOR G, ELPERIN T, et al. Flow-Mach-number-variation-induced hysteresis in steady shock wave reflections[J]. AIAA Journal, 2001, 39(5): 972-974.
- [27] BEN-DOR G, ELPERIN T, LI H, et al. The influence of the downstream pressure on the shock wave reflection phenomenon in steady flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1999, 386: 213-232.
- [28] 杨暘, 姜宗林, 胡宗民. 激波反射现象的研究进展[J]. 力学进展, 2012, 42(2): 141-161.
YANG Yang, JIANG Zonglin, HU Zongmin. Advances in shock wave reflection phenomena[J]. Advances in Mechanics, 2012, 42(2): 141-161.
- [29] 范晓樯, 陶渊, 李腾骥, 等. 定常流场中二维激波反射迟滞现象研究进展[J]. 推进技术, 2016, 37(8): 1411-1421.
FAN Xiaoqiang, TAO Yuan, LI Tengji, et al. Advances in 2D shock reflection hysteresis phenomenon in steady supersonic flow fields[J]. Journal of Propulsion Technology, 2016, 37(8): 1411-1421.
- [30] BEN-DOR G. Shock wave reflection phenomena[M]. [S.l.]: Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [31] HORNING H G, OERTEL H, SANDEMAN R J. Transition to Mach reflexion of shock waves in steady and pseudosteady flow with and without relaxation[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1979, 90(3): 541-560.
- [32] ZHANG Z Y, LI Z F, YANG J M. Transitions of shock interactions on V-shaped blunt leading edges [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 912: A12.
- [33] COURANT R, FRIEDRICHS K. Supersonic flow and shock waves[M]. New York: Wiley Interscience, 1948.
- [34] LI H, CHPOUN A, BEN-DOR G. Analytical and experimental investigations of the reflection of asymmetric shock waves in steady flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1999, 390: 25-43.
- [35] SINCLAIR J, CUI X. A theoretical approximation of the shock standoff distance for supersonic flows around a circular cylinder[J]. Physics of Fluids, 2017, 29: 026102.