

楔-前掠圆柱构型第 II 类激波干扰气动热特性研究<sup>1)</sup>杨靖<sup>\*,†</sup> 崔凯<sup>\*,†,2)</sup> 田中伟<sup>\*,\*\*</sup> 李广利<sup>\*,†</sup> 肖尧<sup>\*,†</sup> 常思源<sup>\*,†</sup><sup>\*</sup>(中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190)<sup>†</sup>(中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)<sup>\*\*</sup>(中国科学院力学研究所宽域飞行工程科学与应用中心, 北京 100190)

**摘要** 针对楔-前掠圆柱构型激波干扰, 采用数值模拟和理论分析方法, 研究了第 II 类干扰下游流场结构和气动热特性随几何参数的变化规律. 数值结果表明, 在不同楔角和前掠角组合下, 第 II 类干扰下游形成了 3 种射流结构, 分别是超声速、亚声速和跨声速射流. 其中超声速射流会导致壁面热流大幅上升, 亚声速和跨声速射流对壁面冲击较弱, 壁面热流维持在较低水平. 楔角是决定射流速度的重要因素, 小楔角下产生对热流影响较大的超声速射流, 大楔角下产生对热流影响较小的亚声速和跨声速射流. 因此在一定参数范围内, 增大楔角不仅不会造成热流上升, 反而会因为射流变为亚声速造成热流减小. 利用干扰区内局部均匀流动假设, 对亚/超声速射流的产生条件进行了理论分析与数值验证. 理论分析结果表明, 亚声速和跨声速射流这两种产生热流较小的干扰类型在一定参数范围内普遍存在, 在给定的来流马赫数时, 楔角越大时越容易产生亚声速或跨声速射流. 由于采用了均匀流动假设, 给定的来流马赫数下理论分析得到的亚/超声速射流临界楔角略高于 CFD 结果, 误差在 1° 左右.

**关键词** 激波干扰, 第 II 类干扰, 气动热, 亚声速射流, 三维激波干扰

中图分类号: O354.5

文献标识码: A

DOI: 10.6052/0459-1879-24-252

CSTR: 32045.14.0459-1879-24-252

TYPE II HYPERSONIC SHOCK WAVE INTERACTION ON A SWEEPED-FORWARD FIN<sup>1)</sup>Yang Jing<sup>\*,†</sup> Cui Kai<sup>\*,†,2)</sup> Tian Zhongwei<sup>\*,\*\*</sup> Li Guangli<sup>\*,†</sup> Xiao Yao<sup>\*,†</sup> Chang Siyuan<sup>\*,†</sup><sup>\*</sup>(State Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China)<sup>†</sup>(School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China)<sup>\*\*</sup>(Wide Field Flight Engineering Science and Application Center, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China)

**Abstract** An investigation of swept-forward fin shock interactions is conducted theoretically and numerically, focusing on the effects of wedge angle and swept-forward angle on the flow pattern and heat flux distribution of type II interaction. Numerical results indicate that three types of jets are observed in the downstream flow pattern of the type II interaction on the symmetry plane: supersonic, subsonic, and transonic jets. Notably, an extremely high heat flux which is caused by a supersonic jet is observed in the case where the wedge angle is 20°. In contrast, for cases with transonic and subsonic jets,

2024-05-31 收稿, 2024-09-06 录用, 2024-09-07 网络版发表.

1) 中国科学院基础前沿科学研究计划资助项目(ZDBS-LY-JSC005).

2) 通讯作者: 崔凯, 研究员, 主要研究方向为飞行器布局设计和优化. E-mail: kcui@imech.ac.cn

引用格式: 杨靖, 崔凯, 田中伟, 李广利, 肖尧, 常思源. 楔-前掠圆柱构型第 II 类激波干扰气动热特性研究. 力学学报, 2024, 56(10): 2815-2826

Yang Jing, Cui Kai, Tian Zhongwei, Li Guangli, Xiao Yao, Chang Siyuan. Type II hypersonic shock wave interaction on a swept-forward fin. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2024, 56(10): 2815-2826

the peak heat flux is significantly lower than that of the supersonic jet, due to the weakening of the wall strike effect. The study demonstrates that within a specific range of geometric parameters, increasing the wedge angle does not necessarily result in a corresponding increase in heat flux. Instead, a larger wedge angle can promote the transition of the jet from supersonic to subsonic speeds, thus leading to a reduction in heat flux. This finding challenges conventional assumptions and offers potential pathways for controlling aerodynamic heating in high-speed flows. The conditions for the generation of subsonic and supersonic jets are theoretically analyzed under the assumption of local uniform flow in the interference region and numerically verified with a freestream Mach number of 6.36. Theoretical analysis indicates that subsonic and transonic jets, which result in lower heat flux peaks, are generally present within a wide range of parameters. For a given freestream Mach number, larger wedge angles are more likely to produce subsonic or transonic jets. Due to the simplifications inherent in the uniform flow assumption, the critical wedge angles predicted for the formation of subsonic and supersonic jets were found to be slightly higher than those obtained from CFD simulations, with a discrepancy of approximately  $1^\circ$ .

**Key words** shock interaction, type II interaction, aerodynamic heat, subsonic jet, 3-D shock interaction

## 引言

激波在传播过程中与其他波系相遇并产生相交是典型的激波干扰<sup>[1-2]</sup>现象。激波干扰不但会导致激波的交叉和转折,还会诱发马赫反射、射流和剪切层等现象出现,因此流动特征十分复杂。在实际应用中的某些情况下,这种复杂的干扰现象会导致飞行器局部热载荷剧增,从而严重影响飞行器的安全。因此,激波干扰现象被认为是超声速及高超声速流动中最具挑战性难题之一,也是目前空气动力学领域的研究热点和前沿方向之一<sup>[3]</sup>。

入射斜激波与钝头体弓形激波的相互作用是激波干扰的典型示例,这一问题广泛存在于吸气式高超声速飞行器前体/进气道一体化设计<sup>[2]</sup>、采用三维内转式进气道的吸气式高超声速飞行器内外流动特性分析<sup>[4]</sup>及飞行器机翼或控制面前缘干扰作用<sup>[5-6]</sup>等研究中。严格来讲,所有的激波干扰现象都具有三维特征,但对于高超声速飞行器前体斜激波与唇口弓形激波相互作用等问题,可采用沿激波法向剖面内进行二维简化的分析方法,从而有助于把握问题的重点和分解难点。

二维激波干扰问题的研究已经有近 60 年的历史。Edney<sup>[1-2]</sup>根据入射激波与弓形激波的相对位置和激波强度将其分为 6 类,不同干扰类型下近壁面流动结构会出现本质的不同。基于此种分类方式,前期展开了包括流场结构<sup>[7-9]</sup>、转捩准则<sup>[7, 10-11]</sup>和气动热特性<sup>[12-14]</sup>等一系列研究。这些研究不仅丰富了对激波干扰流动机理的认识,而且为工程应用提供了

许多有价值的参考。已有研究表明,在发生第 III 和第 IV 类干扰时,流场中会形成剪切层或超声速射流与壁面相互作用,造成热流急剧上升,最高可达到驻点热流的 10 倍以上<sup>[12]</sup>。不过在第 IV 类干扰中,射流也会存在一些特殊的状态<sup>[11]</sup>,并不会引起热流的增加。例如,入射激波强度和与弓形激波相交位置满足一定条件时,射流上游的透射激波出现亚声速弱解,这会导致射流变为两分支的跨声速射流,射流下方的分支是亚声速,上方的分支是超声速。这种干扰下射流马赫数较小,对壁面冲击很弱,产生的热流较小。

当入射激波和弓形激波不在同一个平面内,而是发生空间交叉时,则无法再采用二维简化分析方法。实际中三维激波干扰的典型实例包括 X-15 的吊架前缘<sup>[15]</sup>、机翼前缘<sup>[16]</sup>或者高压捕获翼构型<sup>[17-19]</sup>支撑前缘等处形成的激波干扰。三维激波干扰情况下的流场结构和气动加热特性比二维情况下更加复杂。为便于分析, Berry 等<sup>[20]</sup>提出一种简化的楔-前掠圆柱概念模型,该构型中楔产生的入射激波与圆柱前缘及其产生的弓形激波面所在平面垂直。此种干扰产生的流场结构虽然是三维的,但是由于对称面上热流最大,且对称面上的流场结构直接决定了干扰类型并且对壁面热流影响最大,因此相关的实验研究和本文中对流场结构的分析主要集中在对称面上。

基于这一模型, Berry 等<sup>[20]</sup>进一步分析了圆柱前缘由前掠变为后掠的过程中圆柱纵对称面附近的干扰现象,并仿照二维激波干扰的分类方式提出了三维条件下的第 I 到第 VI 类干扰。但由于几何结构的差异,与对应的二维激波干扰相比,其气动热特性

呈现出明显的区别. 尤其是在发生第 II 类干扰时, 下游会产生超声速射流, 造成壁面热流大幅上升. 在此基础上, Mason 等<sup>[21]</sup>通过实验获得了第 IV 类干扰时前缘壁面温度、壁面油流谱和流场纹影, 加深了对楔-前掠圆柱构型气动热特性的认识.

三维激波干扰的另一个典型实例存在于具有 V 形前缘的内转式进气道唇口. 此构型中激波干扰由拐角前缘自身产生的波系引起, 即由 V 形前缘形成的两道脱体激波在拐角处相交, 从而产生复杂的波系结构. 对于这一问题, Xiao 等<sup>[4]</sup>发现随着几何变化, V 形前缘会产生异侧激波规则反射、马赫反射和同侧激波反射 3 种干扰类型, 不同类型干扰下壁面气动/热载荷变化规律<sup>[22-27]</sup>, 非定常振荡特性<sup>[28-29]</sup>和下游流场结构<sup>[30-32]</sup>等具有很大差异. 研究表明, 前缘钝化半径是影响干扰类型的关键因素, 半径较小时, 发生规则反射, 干扰产生的热流是驻点热流 1.1 倍左右. 随着钝化半径增加到一定程度, 由于干扰类型发生转变, 激波、剪切层和射流等流动结构与壁面作用效果逐渐显现, 使激波干扰引起的热流升高占主导地位, 热流最大能升高到驻点热流的 7.3 倍. 这与无激波干扰时驻点热流随前缘钝化半径变化的规律有很大不同.

在三维激波干扰气动热研究方面, 尽管已经取得了长足的进步, 但对楔-前掠圆柱构型激波干扰中气动热特性随几何参数变化规律的认识, 仍然不够全面和透彻. 以往关于楔-前掠圆柱构型激波干扰气动热特性的研究, 楔角都固定在  $9^\circ$ , 将前掠角作为单一变量来分析. 这种基于单一几何参数变化获得的影响规律很难推广, 也限制了对热流峰值的全面把握.

最近作者通过理论和数值方法, 在楔角和前掠角构成的几何参数空间内建立了楔-前掠圆柱构型第 I 类干扰到第 II 类干扰类型的转捩准则<sup>[33]</sup>. 数值研究结果表明, 第 II 类干扰下游形成的流场结构会随楔角增大发生较大变化. 楔角较小时, 下游形成超声速射流, 这与 Berry 等<sup>[20]</sup>实验中观察到的现象一致; 随着楔角增大, 射流会变为亚声速. 这表明大楔角下, 楔-前掠圆柱构型激波干扰流场结构和气动热特性与小楔角下会有很大不同. 但是由于研究重点在于干扰类型的转捩, 计算参数多集中在转捩点附近, 未进一步分析大楔角下前掠角对下游形成的亚声速射流等流场结构的影响. 同时由于采用无黏方法进行计算, 未考虑亚声速射流等流场结构对壁面热流的影响. 因此为建立楔-前掠圆柱构型激波干扰

气动热特性在楔角和前掠角构成的几何参数空间内完整的认识, 亟需对大楔角下流场结构和气动热特性进行分析, 以便在工程应用中, 综合考虑并权衡不同几何参数的影响.

本文采用数值模拟和理论分析方法, 以前期无黏计算结果<sup>[33]</sup>为指导, 选择了  $20^\circ$  和  $30^\circ$  这两个楔角, 分别对应超声速射流和亚声速射流. 在各自楔角下分析了发生第 II 类干扰时下游产生的流场结构和气动热特性随前掠角的变化规律, 并通过理论分析对亚/超声速射流的产生条件进行了讨论. 以期阐明激波干扰流场结构与气动热特性之间的联系, 获得气动热在楔角和前掠角构成的参数空间的变化规律, 为楔-前掠圆柱构型气动热预测和热防护提供有价值的参考.

## 1 计算模型与数值方法

在本文中, 楔-前掠圆柱构型如图 1 所示, 模型由楔和一个竖直放置的钝头平板构成. 其主要几何特征包括: 楔角  $\theta$ , 平板前缘前掠角  $A$  和前缘钝化半径  $R$ . 楔产生的平面激波和平板前缘产生的弓形激波发生空间相交, 产生复杂的波系结构. 实际计算中, 前缘半径  $R = 2 \text{ mm}$ , 模型具体几何参数见表 1. 在当前参数范围内, 流场结构涵盖了第 I 类干扰及包含超声速射流、亚/跨声速射流等多种流场结构的第 II 类干扰, 可以完整描述各类流场结构对气动热的影响.

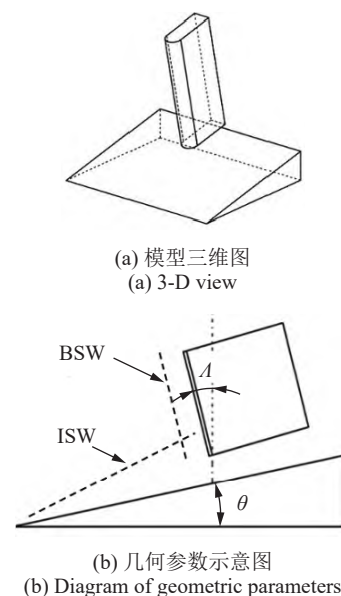


图 1 激波干扰几何模型和参数定义

Fig. 1 Illustration of the swept-forward fin shock interaction

表 1 计算中模型的几何参数

Table 1 Overview of the performed calculations

$\theta/(\circ)$	$\Lambda/(\circ)$	Types of flow pattern
20	65, 55, 50, 45, 46,	type I
20	43, 42, 40, 37, 35, 30, 27, 25, 20	type II (supersonic jet)
30	70, 65, 60, 58, 57	type I
30	55, 52, 50, 47, 45, 40, 35, 30, 20	type II (sub/transonic jet)

在数值分析时, 采用量热完全气体模型, 其比热比为  $\gamma = 1.4$ , 黏性系数和导热系数按 Sutherland 公式计算. 采用有限体积法求解 RANS 方程组, 其中雷诺应力使用全湍流的  $k-\omega$  SST 模型进行封闭. 空间离散使用二阶 TVD 格式, 并使用 Min-Mod 限制器抑制间断附近的数值振荡; 时间推进选用隐式二阶格式, 其中 CFL 数在 0.1 ~ 20 范围以内, 以保证在数值稳定的条件下加速迭代. 数值迭代的收敛条件需要同时满足以下两个方面: 变量的残差降低至少 3 个量级, 并且典型位置的热流值变化量小于 0.1%.

为进一步简化计算并加速收敛, 忽略钝头平板与楔连接区域附近的复杂流动等次要因素. 因此计算域入口可按 Rayleigh-Hugoniot (R-H) 关系建立间断入口边界条件, 如图 2(a) 所示, 以此直接模拟入射激波 ISW. 基于这种考虑, 图 2(b) 给出了本文所使用的计算域及边界条件. inflow1 和 inflow2 是间断入口边界上的两个区域, 分别按来流和波后参数给定压力、温度和速度. out 是超声速外推边界. 由于其参数分布可在计算中由流场内部节点直接外插获得, 因此无需事先给定边界参数. wall 是根据钝头平板前缘形状给定的等温无滑移壁面边界条件, 其中壁面温度为 300 K.

在上述计算域内采用结构网格进行空间离散. 如图 2(c) 所示, 沿钝头平板前缘方向 ( $\zeta$ ) 共划分 1001 个节点, 沿周向 ( $\eta$ ) 均匀分布 101 个节点. 为便于捕捉干扰区的流动细节, 在前缘方向进行了网格加密, 如图 2(c) 所示. 沿壁面法向 ( $\xi$ ) 以几何分布划分 201 个节点, 其中壁面第一层网格厚度为  $5.0 \times 10^{-7}$  m, 以保证在全部计算条件下  $Y^+ < 1$ , 并使网格足以分辨黏性底层的流动. 图 2(c) 所示的网格共包含 2000 万个单元. 为验证其网格无关性, 将壁面网格数分别减小或增大, 形成如表 2 所示的 3 种不同密度的网格 (coarse, medium, refined).

在进行网格无关性验证时, 采用与 Berry 等<sup>[20]</sup>

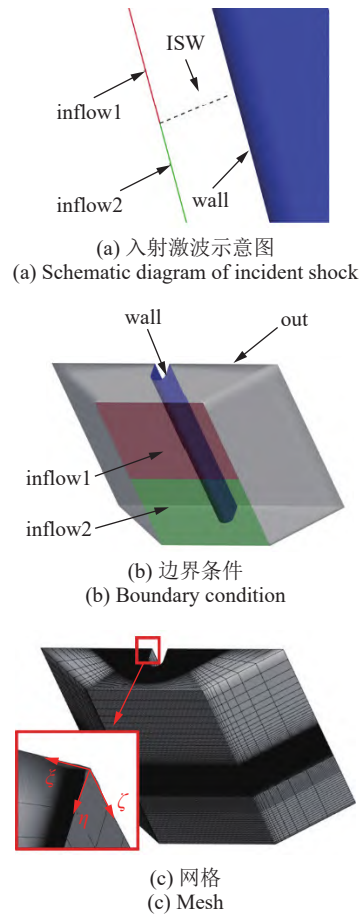


图 2 数值计算边界条件和网格示意图

Fig. 2 Diagram of boundary condition and mesh

表 2 网格收敛性分析中不同网格的单元数量

Table 2 Four grids used in the grid independence study

Grid	$N_\xi \times N_\eta \times N_\zeta$
coarse	$501 \times 101 \times 201$
medium	$1001 \times 101 \times 201$
refined	$1001 \times 101 \times 301$

相同的来流条件, 其中, 马赫数为  $Ma_0 = 5.93$ , 单位雷诺数为  $Re = 6.5 \times 10^6$ , 静温为  $T_0 = 62.59$  K. 几何参数也与其相同, 其中前掠角为  $\Lambda = 25^\circ$ , 楔角为  $\theta = 9^\circ$ . 利用前述数值计算方法, 可得到上述 3 种网格对应的流场和前缘热流分布. 图 3(a) ~ 图 3(c) 给出对称面处的波系结构, 以密度梯度云图表示. 作为对比, 图 3(d) 还给出了 Berry 等<sup>[20]</sup> 的实验纹影图. 结果表明, 3 种网格得到的波系结构与位置基本相似, 并与实验结果吻合. medium 网格给出的激波宽度与 refined 相同, 但 coarse 网格得到的激波更宽. 因此, medium 网格足以精细地获得干扰区附近的波系结构, 并用于本文的分析.

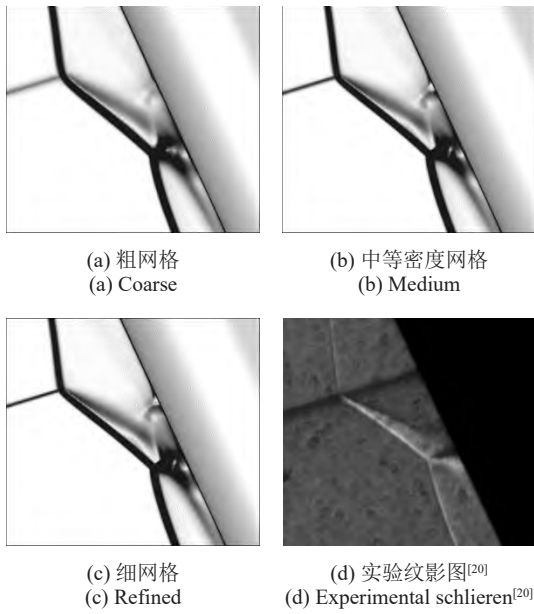


图 3 3 种网格对应的对称面处流场对比

Fig. 3 Comparison of flow pattern on the symmetry plane for various grid resolution

数值计算结果还可定量地给出钝头平板前缘的热流  $Q$  在前缘位置  $X/L$  的分布规律, 如图 4 所示, 其中热流使用了无干扰时驻点热流  $Q_{ref}$  进行无量纲化,  $X$  是前缘对称面上沿前缘的距离, 并用实验模型前缘长度  $L$  做了无量纲化, 其原点为入射激波与前缘的交点. 结果表明, medium 和 refined 网格可给出基本重合的热流分布, 并与 Berry 等<sup>[20]</sup> 的试验结果及 Wright 等<sup>[34]</sup> 的数值结果基本一致. 而 coarse 网格得到的最大热流值偏低. 因此, 本文后续将使用 medium 网格对激波干扰的流场结构和气动热特性进行分析.

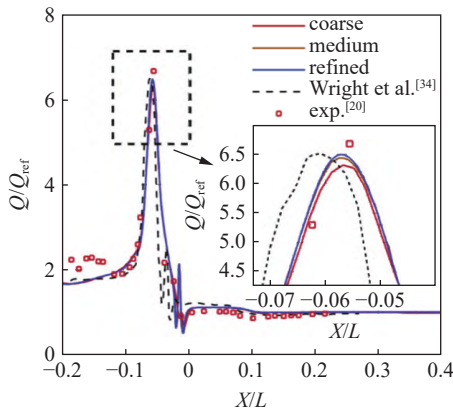


图 4 3 套网格对称面热流对比

Fig. 4 Distributions of heat flux for various grid resolution

## 2 数值结果分析

利用上述数值计算方法, 以来流马赫数  $M_0 = 6.36$ ,

单位雷诺数  $Re = 3.27 \times 10^7$ , 静温  $T_0 = 61.60$  K 为计算条件, 分析了激波干扰特性随前掠角  $\Lambda$  的变化规律. 其中楔角选取  $\theta = 20^\circ, 30^\circ$ , 分别对应超声速射流和亚声速射流<sup>[33]</sup>. 前掠角  $\Lambda$  从  $60^\circ$  逐渐降低到  $20^\circ$ , 在此范围内, 前缘激波在对称面上波后马赫数均大于 1, 因此入射激波和弓形激波相交后只会产生规则反射和马赫反射这两种流场结构. 本文按照 Berry 等<sup>[20]</sup> 的分析方法, 将入射激波和弓形激波发生规则反射形成的流场称为第 I 类干扰, 发生马赫反射形成的流场结构归为第 II 类干扰.

### 2.1 热流峰值变化

图 5 中红色曲线给出了楔角  $\theta = 20^\circ$  时前缘热流峰值  $Q_{max}$  的变化规律, 其中  $Q_{ref}$  是同样的自由来流条件下相同半径的二维圆柱头部驻点热流, 用于无量纲化. 结果表明, 随着前掠角  $\Lambda$  的减小, 相对热流  $Q_{max}/Q_{ref}$  在  $\Lambda > 45^\circ$  时缓慢增加, 但在  $\Lambda < 45^\circ$  时热流迅速上升. 例如, 当  $\Lambda = 27^\circ$  时已达到 29.8 倍. 在 Berry 等<sup>[20]</sup> 的试验结果中也存在类似的热流突增现象. 它与发生第 II 类干扰下游形成的流场结构有关, 将在第 2.2 节结合波系结构对热流影响机理进行详细分析.

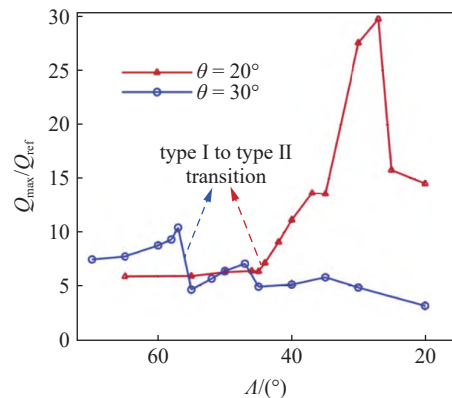


图 5 楔角为  $20^\circ$  和  $30^\circ$  时, 不同前掠角下干扰区热流最大值

Fig. 5 The maximum heat flux in the case of  $\theta = 20^\circ, 30^\circ$

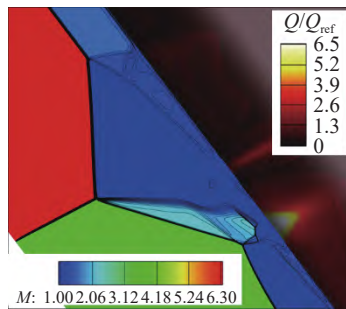
而当  $\theta$  增大到  $30^\circ$  时, 热流分布呈现明显不同, 如图 5 中蓝色曲线所示. 其最大区别在于, 第 II 类干扰 (对应于  $\Lambda < 57^\circ$ ) 并未带来热流的显著增加. 例如, 在  $\Lambda = 30^\circ$  时峰值热流仅为驻点热流的 5~6 倍. 该现象说明, 发生 II 类干扰以后, 壁面热流产生机理会与  $\theta = 20^\circ$  时有较大的差异. 因此, 在第 2.2 节也将结合波系结构对其进行深入的分析.

### 2.2 流场结构及壁面热流影响机理分析

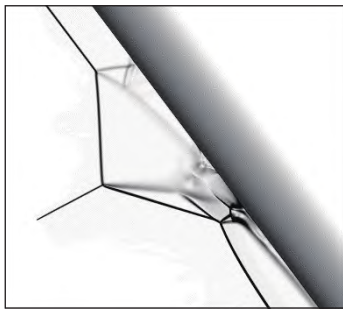
在  $\theta = 20^\circ$  和  $\Lambda = 37^\circ$  条件下, 对称面上的典型参

数分布和波系结构如图 6 所示. 在流场的上游, 形成了典型的马赫反射流场结构, 入射激波 ISW 和弓形激波 BSW 通过一道马赫杆 MS 相连接, 并且形成两道透射激波和剪切层. 由图可见, 在流场上游, 流动结构呈典型的第 II 类干扰现象, 但在流场下游, 透射激波 TS2 受壁面附近流动空间的限制, 又形成类似二维激波干扰中第 IV 类干扰所出现的射流等复杂流动结构. 因此严格来讲, 完全参照二维激波干扰的分类方法将其归为第 II 类干扰是否准确仍有待商榷. 但为了避免混淆, 本文仍遵循 Berry 等<sup>[20]</sup>的分类方法, 将其归为第 II 类干扰.

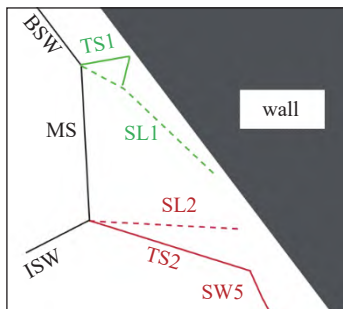
最大热流发生的位置表明, 下游的射流等结构是图 5 中热流突增的主要原因, 也导致了楔角  $\theta = 20^\circ$ ,



(a) 马赫数和热流分布云图  
(a) Mach number and heat flux contour



(b) 密度梯度云图  
(b) Density gradient contour



(c) 波系结构示意图  
(c) Diagram of flow pattern

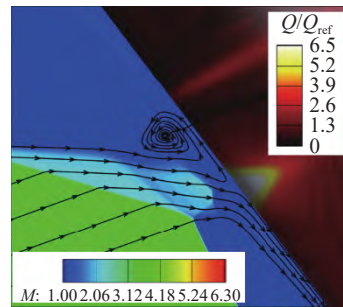
图 6 楔-前掠圆柱构型激波干扰第 II 类干扰的典型流场结构  
Fig. 6 The flow pattern of type II interaction in the swept-forward fin interaction

30°时热流变化规律的显著不同. 因此, 流场结构的分析重点在于下游射流等结构对气动热的影响. 本节将分别给出不同  $\theta$  时 TS2 和 SL2 及其下游的详细流动结构, 并据此分析热流峰值变化的影响机理.

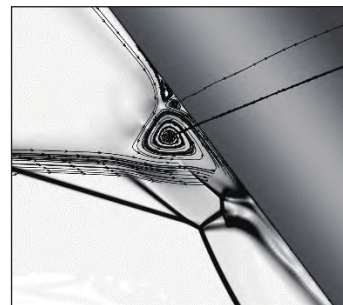
### 2.2.1 楔角 20°时的流场结构

楔角  $Q = 20^\circ$  时, 第 II 类干扰下游共形成了两种流场结构, 分别是剪切层与壁面相互作用以及超声速射流冲击壁面. 本节以前掠角  $A = 37^\circ, 25^\circ$  为例, 分别对这两种情况下流场结构和气动热特性进行分析.

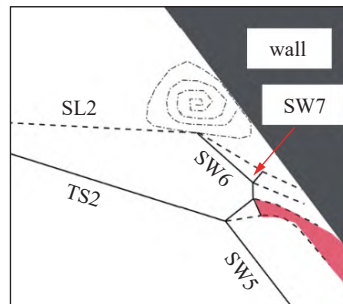
在前掠角  $A = 37^\circ$  时, TS2 和 SL2 附近的马赫数分布及壁面上热流分布如图 7(a) 所示. 为了更清晰地显示波系结构, 图 7(b) 给出了对称面上的密度梯度云图. 据此可得到波系结构, 如图 7(c) 所示, 其主



(a) 马赫数和热流分布云图  
(a) Mach number and heat flux contour



(b) 密度梯度云图  
(b) Density gradient contour



(c) 波系结构示意图  
(c) Diagram of flow pattern

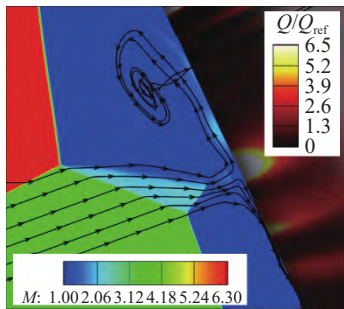
图 7 前掠角  $A = 37^\circ$  时 TS2 下游的流场结构  
Fig. 7 Downstream flow pattern in the case of  $A = 37^\circ$

要特征包括如下两个方面。

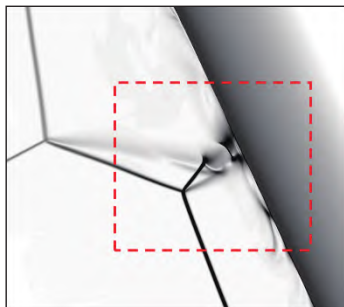
(1) 剪切层 SL2 与壁面边界层相互作用, 诱导产生了分离涡, 并在其外侧形成了激波 SW6 和 SW7. 这种分离-再附将使得边界层变薄, 造成热流大幅上升.

(2) 透射激波 TS2 与前缘脱体激波 SW5 相互作用, 形成了超声速射流结构, 如图中红色区域所示. 若该射流冲击到壁面, 则会引起热流剧增. 但在图 7 对应的几何形状下, 该射流在到达壁面之前很快向下偏转, 尚未对壁面造成强烈冲击.

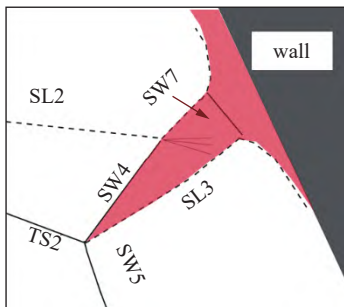
图 8 给出了前掠角  $\lambda = 25^\circ$  时对应的流动结构. 与图 7 相比, 其主要区别在于以下两点. 首先, 剪切层 SL2 不再直接与壁面作用, 再附激波等结构消失. 其次, 超声速射流结构 (图中红色区域) 向上偏转, 直接冲击壁面. 在射流尾段产生了正激波 SW7, 提升了



(a) 马赫数和热流分布云图  
(a) Mach number and heat flux contour



(b) 密度梯度云图  
(b) Density gradient contour



(c) 波系结构示意图  
(c) Diagram of flow pattern

图 8 前掠角  $\lambda = 25^\circ$  时 TS2 下游流场结构和壁面热流  
Fig. 8 Downstream flow pattern in the case of  $\lambda = 25^\circ$

射流的压力和温度. 又由于 SW7 距离壁面很近, 使得大部分能量只能通过热传导到达壁面, 导致热流峰值急剧增加. 计算结果表明此时热流峰值已达到驻点热流的 15.7 倍.

图 9 是  $20^\circ$  楔角下, 前掠角  $\lambda = 35^\circ, 27^\circ, 20^\circ$  时的数值模拟结果. 从图中可以看出, 随着前掠角的变化, 透射激波下游的气流相对于壁面经历了向下偏到垂直于壁面再到向上偏的过程, 由此也引起了壁面热流发生较大变化. 前掠角  $35^\circ$  时, 气流向下偏, 流场中对壁面热流起主导作用的是剪切层与壁面相互作用. 随着前掠角减小到  $27^\circ$ , 下游形成了超声速射流, 且射流内气流几乎与壁面垂直, 因此导致壁面热流有了极大的上升, 可达到驻点热流的 29.8 倍. 随着前掠角减小, 射流会逐渐向上偏, 导致射流对壁面的冲击减弱, 壁面热流也随之减小.

这些影响机理也解释了图 5 中  $\theta = 20^\circ$  时的热流变化规律 (红色曲线).

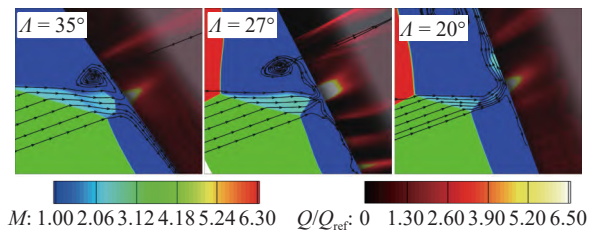


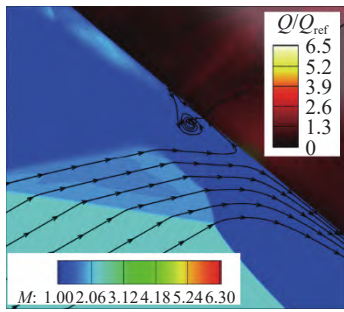
图 9 不同前掠角下 TS2 下游流场结构和壁面热流  
Fig. 9 Downstream flow pattern in the different swept-forward angle

### 2.2.2 楔角 $30^\circ$ 时的流场结构

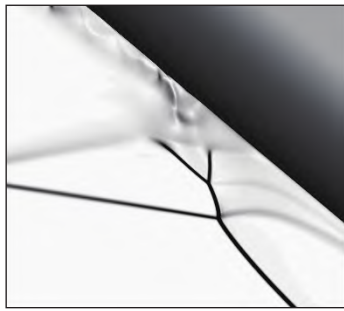
在 2.1 节的图 5 中, 楔角  $\theta = 30^\circ$  的热流峰值 (蓝色曲线) 在第 II 类干扰时并未显著增加. 从流场结构的角度看, 激波 SW4 后变为亚声速, 导致超声速射流消失, 同时剪切层两侧速度差更低. 由此导致热流峰值曲线与楔角  $20^\circ$  产生了明显的不同.

为证实这一点, 图 10~图 12 中以前掠角  $\lambda = 50^\circ, 35^\circ, 30^\circ$  为例, 给出了楔角  $30^\circ$  时第 II 类干扰下游形成的典型流场结构. 图 10 为前掠角  $\lambda = 50^\circ$  时对称面上的波系结构. 图中马赫数云图中最小马赫数是 1, 因此从图中可以看出, 激波 SW4 后均为蓝色, 这代表速度为亚声速. 与楔角  $20^\circ$  时的图 8 相比, 由于透射激波 SW4 波后降为亚声速, 因此超声速射流结构不复存在. 虽然分离再附结构仍然存在, 但由于激波 SW7 的波前接近声速, 激波较弱, 因此对壁面边界层影响较小, 并未引起热流的显著上升.

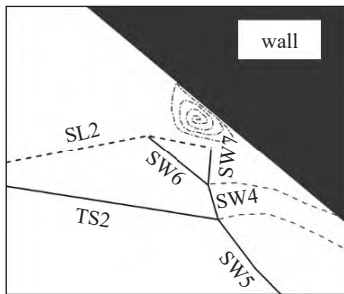
当  $\lambda$  减小到  $35^\circ$  时, 分离再附结构消失, 同时激



(a) 马赫数和热流分布云图  
(a) Mach number and heat flux contour



(b) 密度梯度云图  
(b) Density gradient contour

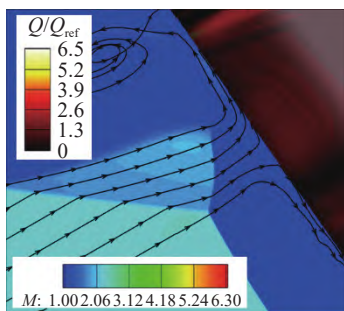


(c) 波系结构示意图  
(c) Diagram of flow pattern

图 10 前掠角  $\lambda = 50^\circ$  时 TS2 下游流场结构和壁面热流

Fig. 10 Downstream flow pattern in the case of  $\lambda = 50^\circ$

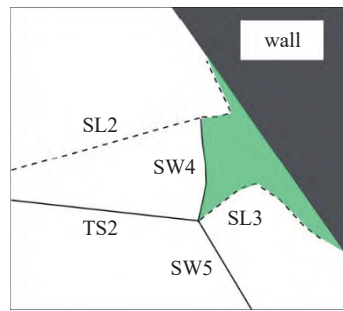
波 SW4 后亚声速射流开始直接冲击壁面, 如图 11 中红色区域所示. 它与楔角  $20^\circ$  时的图 8 相比, 主要区别在于射流是亚声速的. 因此, 由于在射流尾段不再产生脱体正激波, 因此壁面热流未明显增加, 使得



(a) 马赫数和热流分布云图  
(a) Mach number and heat flux contour



(b) 密度梯度云图  
(b) Density gradient contour



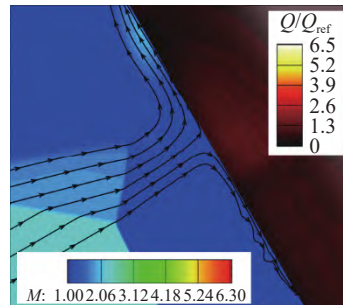
(c) 波系结构示意图  
(c) Diagram of flow pattern

图 11 前掠角  $\lambda = 35^\circ$  时 TS2 下游流场结构和壁面热流

Fig. 11 Downstream flow pattern in the case of  $\lambda = 35^\circ$

热流突增现象并未产生.

当前掠角  $\lambda$  进一步减小到  $30^\circ$  时, 流场结构如图 12 所示, 由于 SW4 波前流动状态稍有变化, 产生



(a) 马赫数和热流分布云图  
(a) Mach number and heat flux contour

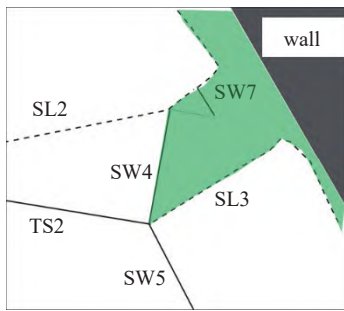


(b) 密度梯度云图  
(b) Density gradient contour

图 12 前掠角  $\lambda = 30^\circ$  时 TS2 下游流场结构和壁面热流

Fig. 12 Downstream flow pattern in the case of  $\lambda = 30^\circ$





(c) 波系结构示意图  
(c) Diagram of flow pattern

图 12 前掠角  $A = 30^\circ$  时 TS2 下游流场结构和壁面热流 (续)

Fig. 12 Downstream flow pattern in the case of  $A = 30^\circ$  (continued)

了同时存在亚声速和超声速的射流区域, 本文中简称为跨声速射流. 类似的结构<sup>[11]</sup> 也在第 IV 类二维激波干扰中发现. 由于射流内部马赫数小, 冲击壁面形成的激波较弱, 因此跨声速射流对壁面热流的影响也很小.

### 3 射流临界条件

根据第 2 节的分析, 影响热流峰值的主要因素是射流速度. 其对应的马赫数定义为激波 SW4 后的马赫数  $M_4$ , 主要由来流条件和几何形状决定. 数值计算结果已经可以给出  $M_4$  的近似变化范围. 若假设波系各区域是均匀的, 也可利用激波关系式给出  $M_4$  的近似理论解. 因此, 本章将以  $M_4 = 1$  为临界条件, 对射流临界条件进行讨论.

#### 3.1 理论分析方法

针对楔-前掠圆柱构型的第 II 类干扰, 可将流场划分为 5 个区域, 如图 13 所示. 前述数值结果已表明, 马赫数在各个区域内近似不变或仅有少量变化. 因此, 为简化分析, 本节假设各个区域内流场参数不变, 并忽略三维效应在对称面的影响, 采用激波关系式及滑移线压力平衡条件来近似计算 0~5 区的流动参数. 通过求解对应的方程组来最终给出  $M_4$  的理论近似值.

在图 13 中的任意一道激波, 其气流偏转角  $\delta$ 、马赫数  $M$  和压力  $P$  满足如下关系

$$\delta = f_\delta(M_u, \beta) \quad (1a)$$

$$M_d = f_M(M_u, \beta) \quad (1b)$$

$$P_d = f_P(M_u, \beta) \quad (1c)$$

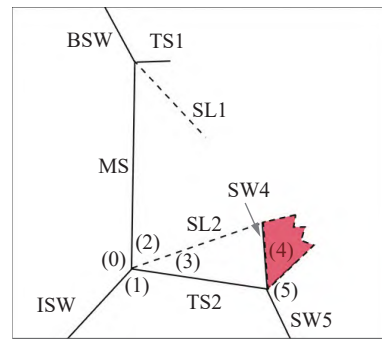


图 13 第 II 类干扰波系结构及分区示意图

Fig. 13 Flow pattern of type II interaction

其中下标  $u$  和  $d$  分别表示波前和波后的参数; 函数  $f_\delta, f_M$  和  $f_P$  的具体表达式分别为

$$f_\delta(M_u, \beta) = \tan^{-1} \frac{2 \cot \beta (M^2 \sin^2 \beta)}{M^2 (\cos 2\beta + \gamma) + 2} \quad (2a)$$

$$f_d(M_u, \beta) = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)M^2 + 2}{2\gamma M^2 \sin^2 \beta - (\gamma - 1)} + \frac{2M^2 \cos^2 \beta}{(\gamma - 1)M^2 \sin^2 \beta + 2}} \quad (2b)$$

$$f_P(M_u, \beta) = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M^2 \sin^2 \beta - 1) \quad (2c)$$

针对图 13 中的各道激波依次应用式 (1) 和式 (2), 可建立如下方程组

$$\delta_1 = \theta, \quad \delta_1 = f_\delta(M_0, \beta_1) \quad (3a)$$

$$M_1 = f_M(M_0, \beta_1) \quad (3b)$$

$$P_1 = P_0 f_P(M_0, \beta_1) \quad (3c)$$

$$\delta_2 = f_\delta(M_0, \beta_2) \quad (4a)$$

$$M_2 = f_M(M_0, \beta_2) \quad (4b)$$

$$P_2 = P_0 f_P(M_0, \beta_2) \quad (4c)$$

$$\delta_3 = f_\delta(M_1, \beta_3) \quad (5a)$$

$$M_3 = f_M(M_1, \beta_3) \quad (5b)$$

$$P_3 = P_1 f_P(M_1, \beta_3) \quad (5c)$$

$$\delta_4 = f_\delta(M_3, \beta_4) \quad (6a)$$

$$M_4 = f_M(M_3, \beta_4) \tag{6b}$$

$$P_4 = P_3 f_P(M_3, \beta_4) \tag{6c}$$

$$\delta_5 = f_\delta(M_1, \beta_5) \tag{7a}$$

$$M_5 = f_M(M_1, \beta_5) \tag{7b}$$

$$P_5 = P_1 f_P(M_1, \beta_5) \tag{7c}$$

其中下标 0 ~ 5 分别表示图 13 中各区域的流动参数. 再考虑滑移线两侧的压力平衡条件, 还可有如下方程组

$$|\delta_3 - \delta_1| = \delta_2, \quad P_2 = P_3 \tag{8}$$

$$|\delta_4 - \delta_3| = \delta_5, \quad P_4 = P_5 \tag{9}$$

式 (3) ~ 式 (9) 是关于  $\delta_i, M_i, P_i$  和  $\beta_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4, 5$ ) 的封闭方程组, 利用牛顿-拉夫逊迭代<sup>[35]</sup>方法即可得到  $M_4$  的数值解.

### 3.2 计算结果分析

利用 3.1 节中的理论近似方法, 分别针对来流马赫数为 5, 6.36 和 9, 给出了 SW4 波后马赫数  $M_4$  随楔角的变化规律, 如图 14 所示, 其中楔角  $\theta$  从  $10^\circ$  逐渐增加到  $35^\circ$ . 作为对比, 图中还给出了对应条件下的数值计算结果, 其中  $M_4$  按波后随机选取 10 个点的平均值来计算.

经比较可以看出, 理论值略高于 CFD 的结果, 这是由于理论计算中采用了均匀流动假设. 实际 CFD 结果中气流在通过 TS2 后, 由于前缘的压缩其速度会逐渐减小. 图 15 以前掠角  $20^\circ$  为例, 给出了透

射激波 TS2 后马赫数分布, 从图中可以看出沿着流线, 马赫数从 2.21 逐渐减小至 2.15. 这就会导致透射激波 TS2, SW4 和剪切层 SL2 围成的 (3) 区内马赫数要小于理论值. 从而导致下游 SW4 波后马赫数也随之减小. 因此理论分析得到的激波 SW4 波后马赫数要略高于 CFD 的结果.

图 16 使用理论分析方法得到了马赫 6.36 下  $M_4 = 1$  的曲线, 参数在其上方的区域会发生亚声速或跨声速射流, 下方的区域会发生超声速射流, 并在图中标注出了此参数空间中 CFD 结果中射流的类型. 从图中可以看出理论分析得到的临界条件略高于 CFD 结果, 这与图 14 结果相对应, 都是由于理论计算采用了均匀流动假设. 理论分析与 CFD 结果相比误差较小, 偏差在  $1^\circ$  以内. 从图中还可以看出, 亚声速/跨声速射流这两种产生热流较小的流场结构在一定参数范围内是广泛存在的, 且来流马赫数越

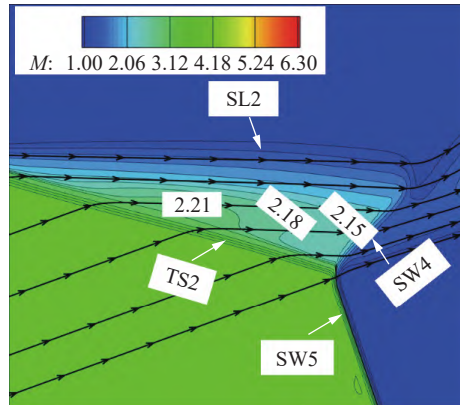


图 15 楔角  $20^\circ$ , 前掠角  $20^\circ$  下透射激波 TS2 后局部马赫数云图  
Fig. 15 Mach number contour in the case of  $\theta = 20^\circ, \Lambda = 20^\circ$

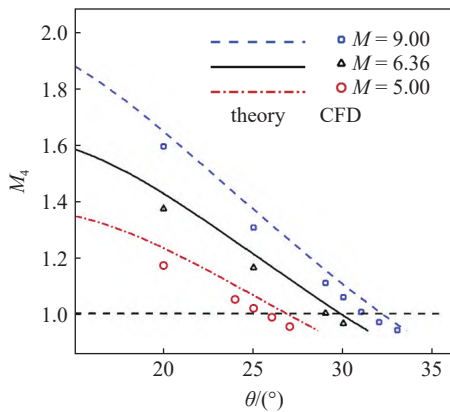


图 14 不同来流马赫数和入射激波强度下 SW4 后马赫数  
Fig. 14 Comparison of Mach number behind SW4 in the different freestream Mach number

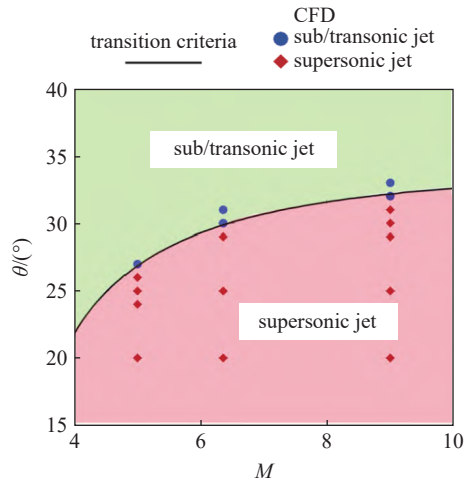


图 16 马赫 6.36 下射流类型判别条件  
Fig. 16 Transition criteria of jet type in the freestream Mach number of 6.36

小, 发生亚/跨声速射流楔角参数范围越大。

## 4 结论

本文对楔-前掠圆柱构型三维激波干扰产生第 II 类干扰时下游形成的波系结构和气动热特性进行了分析。发现射流速度对壁面热流分布有显著影响, 并从亚/跨/超声速射流的形状条件对热流影响机理进行了理论解释。本文得到主要结论如下。

(1) 第 II 类干扰下游形成超声速射流时会造成壁面热流的显著上升, 最大热流可达到驻点热流的 29.8 倍。而形成亚声速或跨声速射流时, 由于射流对壁面冲击减弱, 壁面热流维持在相对较低的水平。

(2) 楔角是影响射流速度的主要因素, 楔角较小时, 入射激波较弱, 下游形成超声速射流。楔角较大时, 由于入射激波强度增大, 波后马赫数减小, 其下游的射流也会随之变成亚声速。这会导致一定参数范围内入射激波强, 干扰产生的热流反而会更小。

(3) 理论分析结果表明, 在楔角和来流马赫数满足一定条件时, 亚声速射流会在较大参数范围内普遍存在。来流马赫数越低, 或楔角越大, 越容易产生亚声速射流和低热流峰值。

鉴于楔-前掠圆柱构型产生干扰的复杂性, 未来需要进一步研究前缘形状对流场结构和气动热特性的影响。

## 参 考 文 献

- Edney B. Anomalous heat transfer and pressure distributions on blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock. Aeronautical Research Institute of Sweden, FFA Report No. 115, Sweden: Stockholm, 1968
- Edney B. Effects of shock impingement on the heat transfer around blunt bodies. *AIAA Journal*, 1968, 6(1): 15-21
- 杨基明, 李祝飞, 朱雨建等. 激波的传播与干扰. *力学进展*, 2016, 46: 541-587 (Yang Jiming, Li Zhufei, Zhu Yujian, et al. Shock wave propagation and interactions. *Advances in Mechanics*, 2016, 46: 541-587 (in Chinese))
- Xiao F, Li Z, Zhang Z, et al. Hypersonic shock wave interactions on a V-Shaped blunt leading edge. *AIAA Journal*, 2018, 56(1): 356-367
- Hains FD, Keyes JW. Shock interference heating in hypersonic flows//AIAA 10th Aerospace Sciences Meeting. California, United States. 1972
- Amirkabirian I, Bertin J, Mezines S. The aerotherodynamic environment for hypersonic flow past a simulated wing leading-edge//24th Aerospace Sciences Meeting. Nevada, United States, 1986
- Grasso F, Purpura C, Chanetz B, et al. Type III and type IV shock/shock interferences: Theoretical and experimental aspects. *Aerospace Science and Technology*, 2003, 7(2): 93-106
- Hains FD, Keyes JW. Shock interference bell aerospace, heating in hypersonic flows. *AIAA Journal*, 1972, 10(11): 1441-1447
- 李帅, 彭俊, 罗长童等. 基于多层分块算法的激波干扰流场预测. *力学学报*, 2021, 53(12): 3284-3297 (Li Shuai, Peng Jun, Luo Changtong, et al. Prediction of shock interference flow field structure based on the multi-level block building algorithm. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2021, 53(12): 3284-3297 (in Chinese))
- Lin M, Yang F, Hu Z, et al. Transitional criterion and hysteresis of multiple shock-shock interference. *Physics of Fluids*, 2023, 35(4): 046110
- Bai CY, Wu ZN. Type IV shock interaction with a two-branch structured transonic jet. *Journal Fluid Mechanics*, 2022, 941: A45
- Wieting AR, Holden MS. Experimental shock-wave interference heating on a cylinder at Mach 6 and 8. *AIAA Journal*, 1989, 27(11): 1557-1565
- Holden M, Moselle J, Wieting A, et al. Studies of aerothermal loads generated in regions of shock/shock interaction in hypersonic flow//26th Aerospace Sciences Meeting. Nevada, United States 1988
- Keyes JW, Hains FD. Analytical and experimental studies of shock interference heating in hypersonic flows. NASA Langley Research Center, United States: Washington, 1973
- Burcham FW, Nugent J. Local flow field around a pylon-mounted dummy ramjet engine on the X-15-2 airplane for Mach numbers from 2.0 to 6.7. NASA Langley Research Center, United States: Washington, 1973
- Bertin JJ, Graumann BW, Goodrich WD. Aerothermodynamic aspects of shock-interference patterns for shuttle configurations during entry. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1973, 10(9): 545-546
- Cui K, Li GL, Xiao Y, et al. High-pressure capturing wing configurations. *AIAA Journal*, 2017, 55(6): 1909-1919
- Cui K, Xiao Y, Xu YZ, et al. Hypersonic I-shaped aerodynamic configurations. *Science China Physics Mechanics and Astronomy*, 2018, 61(2): 024722
- Li GL, Cui K, Xu YZ, et al. Experimental investigation of a hypersonic I-shaped configuration with a waverider compression surface. *Science China Physics Mechanics and Astronomy*, 2020, 63(5): 25472
- Berry SA, Nowak RJ. Effects of fin leading edge sweep on shock-shock interaction at Mach 6//AIAA Meeting Papers on Disc, 1996, A9618194, AIAA Paper 96-0230
- Mason ML, Berry SA. Global aeroheating measurements of shock-shock interactions on swept cylinder. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2016, 53(4): 678-692
- Wang J, Li Z, Yang J. Shock-induced pressure/heating loads on v-shaped leading edges with nonuniform bluntness. *AIAA Journal*, 2021, 59(3): 1114-1118
- Wang J, Li Z, Zhang Z, et al. Shock interactions on V-Shaped blunt leading edges with various conic crotches. *AIAA Journal*, 2020, 58(3): 1407-1411

- 24 Li Z, Zhang Z, Wang J, et al. Pressure-heat flux correlations for shock interactions on V-shaped blunt leading edges. *AIAA Journal*, 2019, 57(10): 4588-4592
- 25 Zhang Y, Wang J, Li Z. Shock-induced heating loads on v-shaped leading edges with elliptic cross section. *AIAA Journal*, 2022, 60(12): 6958-6962
- 26 李帅, 姜振华, 张珊等. 局部凸起在 V 形钝前缘模型中的降热特性研究. *力学学报*, 2024, 56(4): 915-927 (Li Shuai, Jiang Zhenhua, Zhang Shan, et al. Investigation on the heat flux reduction characteristics of the local bulges in the V-shaped blunt leading edge. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2024, 56(4): 915-927 (in Chinese))
- 27 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. *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. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2021, 53(12): 3274-3283 (in Chinese))
- 28 Zhang Z, Li Z, Huang R, et al. Experimental investigation of shock oscillations on V-shaped blunt leading edges. *Physics of Fluids*, 2019, 31(2): 026110
- 29 Wang D, Li Z, Zhang Z, et al. Unsteady shock interactions on V-shaped blunt leading edges. *Physics of Fluids*, 2018, 30(11): 116014
- 30 Zhang EL, Li ZF, Li YM, et al. Three-dimensional shock interactions and vortices on a V-shaped blunt leading edge. *Physics of Fluids*, 2019, 31(8): 086102
- 31 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. *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. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2018, 32(3): 50-57 (in Chinese))
- 32 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. *推进技术*, 2022, 43(7): 175-184 (Zhou Bing kang, Li Zhufei, Li Yiming, et al. Surface pressure characteristics on V-shaped plates with blunt leading edges at high Mach number. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(7): 175-184 (in Chinese))
- 33 Jing Y, Guangli L, Kai C, et al. The RR→MR transition in swept-forward fin shock interactions//Joint Conference of APCATS, AJSAE & AAME 2023. Jeju Island, Republic of Korea, 2023
- 34 Wright M, Nowak R, Berry S, et al. Numerical/experimental investigation of 3-D swept fin shock interactions. *AIAA Journal*, 1998, 98(12): 2816
- 35 沈艳. 高等数值计算. 北京: 清华大学出版社, 2014 (Shen Yan. *Advanced Numerical Computation*. Beijing: Tsinghua University Press, 2014 (in Chinese))