

高超声速湍流分离激波运动特性*

王世芬 任志远

中国科学院力学研究所, 北京 100080

摘要 给出半圆柱前缘舵诱导的高超声速湍流分离激波运动特性。实验气流 M 数为 7.8, 单位长度 Re 数为 $3.5 \times 10^7/m$ 。结果表明, 随着 M 数的增加, 分离激波两边压力比的平均值加大, 但对其用前缘直径无量纲的激波运动区长度和用自由流速度无量纲的激波向上(下)游运动速度的平均值影响不大。

关键词 高超声速流; 分离流; 激波运动; 钝缘舵; 脉动测量

中图分类号 O 357. 5; V 211. 74

0 引言

众所周知, 湍流分离是极不稳定的, 其分离激波出现大尺度低频振荡。由于激波这种非定常运动, 使干扰流场中壁面的热流率和压力脉动载荷加大, 并在分离线附近达最大值。随着 M 数升高, 脉动增强, 但分离激波运动特性的变化目前了解甚少。本文根据文献[1]在激波干扰区用多通道高速同步采集系统捕获到的壁面热流率和压力脉动信号, 用条件采样和统计方法分析其分离激波运动参数和激波瞬时强度, 研究 M 数对分离激波非定常运动的影响, 为高超声速分离流场物理模型的建立和高速飞行器的设计提供依据。

1 实验设备、模型和测试系统

实验在中国科学院力学所 JF₄₅ 高超声速炮风洞中进行。自由流 M 数为 7.8, 单位长度 Re 数为 $3.5 \times 10^7/m$, 气流准定常流动时间为 20ms。

模型由 650mm × 300mm 的尖缘平板和直立半圆柱前缘舵组成(图 1), 舵高 90mm, 长 200mm, 前缘直径 25mm。平板零攻角安装, 舵垂直于板面, 与来流成 0 迎角; 舵前缘与平板前缘相距 450mm, 当地湍流边界层厚度约 6mm。

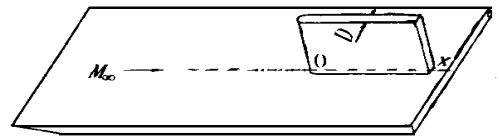


图 1 实验模型

Fig. 1 Test model

* 国家自然科学基金资助项目。

本文于 1996 年 6 月 17 日收到, 11 月 18 日收到修改稿。

壁面压力测量采用 Kulite 公司的 XCQ-062-25A 小型固态压力传感器,用硅橡胶密封齐平安装在钝缘舵上游平板中心线上,相邻传感器中心的最小间距为 3mm。被测信号经高增益宽频带放大器放大和低通滤波器滤波,由 12bit A/D 多通道数据存储记录,采样速率达 625kHz。壁面热流率测量采用条形铂膜电阻温度计,每条膜长 3mm,宽 0.3mm,厚亚微米,依次排列在宽 5mm 和长 50mm 玻璃衬底上,相邻铂膜间距为 2~4mm。玻璃片安装在钝缘舵上游中心线上,膜面与平板齐平。实验时,用 RC 热电模拟网络将铂膜温升转换成热流率。热流率信号采样速率约 78kHz。

2 实验结果和讨论

2.1 分离激波运动特性

实验直接测量激波运动是十分困难的,常采用间接测量法,即用多通道高速同步采集系统,捕获激波运动区壁面各测点瞬态压力和热流率的间歇变化,通过条件采样方法确定其激波根部运动历程 $X_s(t)$ 和瞬时运动速度 $V_s(t)$ 。

从文献[1]可知,激波运动区壁面各测点压力(热流率)脉动信号由无扰动来流边界层压力(热流率)值和分离激波引起的下游高压(热流率)值组成。根据 Erenkil 和 Dolling 设定的阈值 $T = (\overline{P_{w0}} + 6\sigma P_{w0})$ 或 $(\overline{q_{w0}} + 6\sigma q_{w0})$,倘若某测点压力(热流率)瞬时值大于相应的 T ,认为激波位于该点的上游;若瞬时值小于 T ,则认为激波运动到该点的下游,由此求出分离激波来回穿越每一测点的时间序列 $\{t_s\}$ 。 $\overline{P_{w0}}$ 和 $\overline{q_{w0}}$ 分别为无干扰来流边界层压力和热流率的平均值, σP_{w0} 和 σq_{w0} 为相应的均方根。将激波运动经各个测点的时间序列集成一体,并由小到大排序,可得分离激波随 t 来回运动的历程 $X_s(t)$ 。为弥补实验空间分辨率的不足,激波在相邻两个 t_s 间的位置用线性插值确定,激波运动速度 $V_s(t)$ 等于运动路程除以所用时间,有关详细演算过程见文献[2]。

图 2 分别给出用条件采样方法从激波运动区同步采集的壁面脉动信号推导出的分离激波

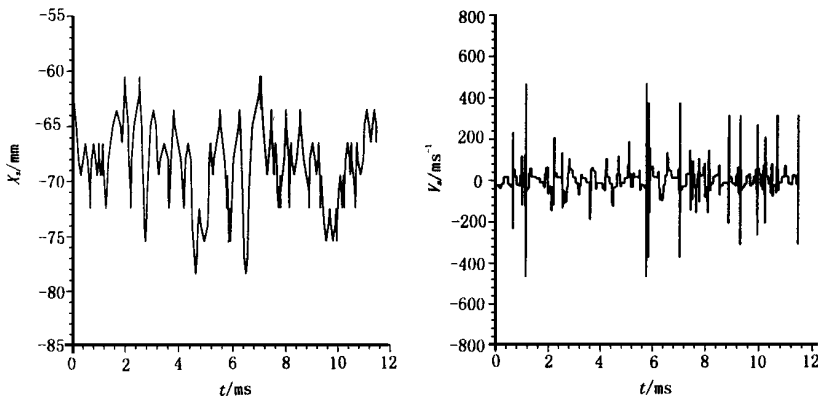


图 2 激波根部位置 $X_s(t)$ 和速度 $V_s(t)$

Fig. 2 Shock foot position $X_s(t)$ and velocity $V_s(t)$

根部运动历程 $X_s(t)$ 及其速度 $V_s(t)$ 。结果表明分离激波绕一平均位置向前向后来回随机运动,

其概率分布为正态高斯分布^[3]。本实验条件下,用压力和热流率脉动信息确定的无量纲激波平均位置 \bar{X}_s/D 分别为- 2.73和- 2.78,而激波运动区域长度 L_i 为 $6\alpha X_s$,即 L_i/D 为0.85。 D 为舵前缘直径, αX_s 为激波位置的均方根。将实验结果与文献[4]给出的 $M = 5$ 钝缘舵结果作一比较,不难看出马赫数对分离激波平均位置和运动区域长度影响不大。

从图 2 看出,激波运动速度 $v_s(t)$ 由向上游运动速度 $(v_s)_上$ 和向下游运动速度 $(v_s)_下$ 二部分组成。本实验条件下,用压力和热流率测量推算出的激波向上游无量纲运动速度的平均值 $\overline{(v_s)_上}/V$ 为- 0.0323和- 0.0284,而激波向下游无量纲运动速度的平均值 $\overline{(v_s)_下}/V$ 为0.0322和0.0283。 V 为来流速度。尽管受测量精度限制,两测试方法推算的结果不完全一致,但均证实激波向上游和向下游运动速度的平均值是相等的。本结果虽比 Gonzalez 等人^[4]在 $M = 5$ 用压力测量给出的钝缘舵诱导分离流场激波运动速度的平均值低 6%和 17%,但数据仍落在误差带内。由此可见, M 数对激波无量纲运动速度影响不明显。

图 3 分别给出用压力和热流率测量所得激波运动历程 $X_s(t)$ 的功率谱。为便于比较,突出主频范围,频谱分布以 $G(f)^* f/\alpha X_s^2 \sim \log f$ 形式指出。 f 为频率, $G(f)$ 为谱密度函数。结果表明,激波运动是一个低频运动,峰值频率为 450Hz、1450Hz 和 1900Hz,绝大部分能量集中在 5kHz 以下。目前尚未找到一个普适的功率谱相关式。

2.2 分离激波强度

分离激波强度 $R_s(t) = P_2(t)/P_1(t)$ 是表征分离流场特性的又一个基本物理参数,可根据 $X_s(t)$ 和同步采集到的压力脉动信号计算。若在相邻两个 t_s 间隔内,激波从某一测点向上游运动或先向上游后折回,则取该测点在此时间间隔内压力为 $P_2(t)$,而相邻上游测点压力为 $P_1(t)$;若在相邻两个 t_s 间隔内,激波从某一测点向下游运动或先向下游后折回,则取该点在此时间间隔内压力为 $P_1(t)$,而相邻下游测点压力为 $P_2(t)$,即可求得分离激波在不同时刻的强度 $R_s(t)$ 。图 4 所示结果表明,分离激波瞬时强度绕平均值来回波动。在本实验条件下,分离激波强度的平均值 $\bar{R}_s = 1.51$,均方根 $\sigma R_s = 0.21$,其值大于 $M = 5$ 的结果。这表明分离激波强度随 M 数增加而加大。

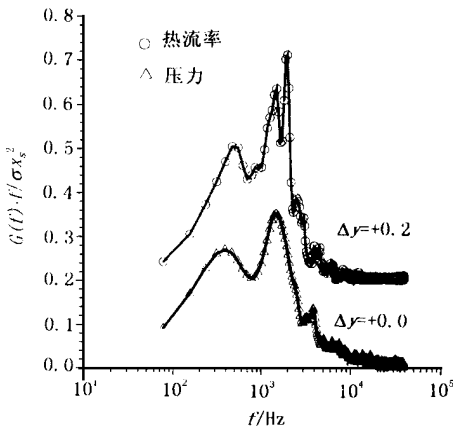


图 3 $X_s(t)$ 功率谱
Fig 3 $X_s(t)$ power spectra

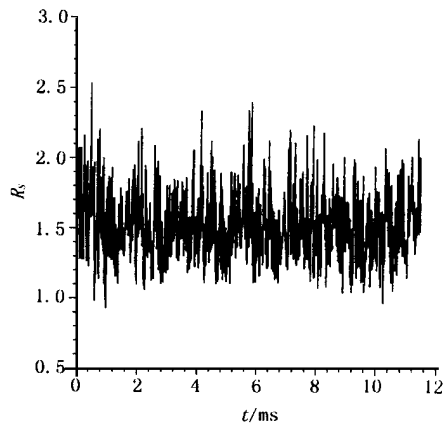


图 4 分离激波强度 $R_s(t)$
Fig 4 Separation shock wave strength $R_s(t)$

2.3 分离激波运动机制

在文献[5]中,曾用VITA方法处理来流边界层和分离区壁面压力脉动,指出分离激波运

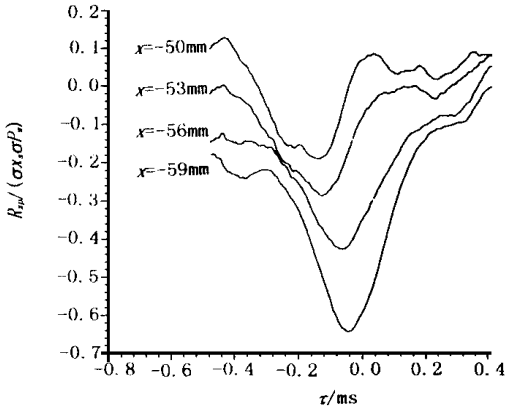


图5 激波根部位置 $X_s(t)$ 与分离线下游 $P_w(t)$ 互相关系数

Fig. 5 Normalized cross-correlation of shock foot position $X_s(t)$ and downstream separation line pressure $P_w(t)$

动的物理本质是湍流现象,而激波大尺度运动的直接原因是分离区大幅度的扰动。为进一步阐明其因果关系,本文将激波根部运动历程 $X_s(t)$ 和分离线邻近下游壁面压力脉动 $P_w(t)$ 相关。

从图5所示 $X_s(t)$ 和分离线邻近下游四个测点 $P_w(t)$ 相关结果可知,最大相关系数和相应的延滞时间均为负值,这表明分离区压力 $P_w(t)$ 发生正(负)脉动, $X_s(t)$ 出现负(正)脉动,而且是 $P_w(t)$ 变化在前, $X_s(t)$ 变化随后。它再次证实分离区压力减小(增加)是引起分离激波位置前(后)移动的原因。

3 结论

通过钝缘舵诱导高超声速分离流场壁面压力和热流率脉动信号的测量和分析,可得如下结论

(1) 在无后掠钝缘舵中心线上,分离激波根部绕一平均位置向前向后来回随机运动,运动区无量纲长度 L_i/D 约为0.85。激波向上游和向下游二方向运动的速度平均值相等,约为0.03V;激波运动是一个低频运动,绝大部分能量集中在5kHz以下。 M 数对激波运动特征参数影响不大。

(2) 在湍流分离流场中,分离激波强度是时间函数,其平均值随 M 数增加而加大。在本实验条件下, $\overline{R_s} = 1.51$, 而 $\overline{\sigma R_s} = 0.21$ 。

(3) 激波大尺度低频振荡机制主要来源于分离区压力增加和减小。

(4) 热流率脉动测量是观测激波运动一种有效方法,可利用该测试技术空间分辨率高的优点,提高 $X_s(t)$ 和 $V_s(t)$ 的测量精度。

参 考 文 献

- 1 王世芬,王宇. 钝缘舵高超声速湍流分离流特性. 航空学报, 1996, 17(S7): S1~ S6
- 2 Erengil M E, Dolling D S. Effects of Sweepback on Unsteady Separation in Mach 5 Compression Ramp Interactions. AIAA, 92-430, 1992
- 3 王世芬,任志远. 高超声速湍流分离激波运动和压力脉动. 第二届全国航空航天空气动力学前沿问题学术

- 研讨会论文集, 1996, P: 30~ 35; 流体力学实验与测量, 1998, 12(1): 74~ 80
- 4 Gonzalez J C, Dolling D S Correlation of Interaction Sweepback Effects on the Dynamics of Shock-Induced Turbulent Separation AIAA, 93-776, 1993
 - 5 Lee C B, Wang Shifen Study of the Shock Motion in a Hypersonic Shock System/Turbulent Boundary Layer Interaction *Experiments in Fluids*, 1995, 19(3): 143~ 149

Separation Shock Motion Features in a Hypersonic Turbulent Flow

Wang Shifen Ren Zhiyuan

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080)

Abstract This paper presents the separation shock motion features induced by a hemispherically blunted fin in a hypersonic turbulent flow. The nominal test conditions were freestream Mach number of 7.8 and unit Reynolds number of $3.5 \times 10^7 / \text{m}$. The results show that the mean pressure ratio across the separation shock increases with Mach number. However, Mach number variation has little effect on the streamwise length scale of the separation shock motion normalized by leading edge diameter and mean shock velocities normalized by the freestream velocity in both upstream and downstream directions.

Key words hypersonic flow; separated flow; shock motion; blunt fin; fluctuation measurement