

高超声速尖锥边界层转捩实验研究

刘美宽¹, 韩桂来^{1,2*}, 李宗贤^{1,2}, 姜宗林^{1,2}

(1. 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;

2. 中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

摘 要: 高超声速边界层转捩对飞行器的气动布局及热防护等性能都至关重要。研究依托JF-12复现高超声速飞行条件激波风洞开展边界层转捩实验, 实验模型为典型外形的大尺度圆锥(高3 m)。大尺度模型结合复现来流条件还原真实飞行中高超声速边界层转捩的物理过程。针对大尺度圆锥模型开展了关于单位雷诺数、马赫数对高超声速尖锥边界层转捩的影响研究。利用高精度同轴热电偶传感器和高频响脉动压力传感器分别测量高超声速边界层转捩过程中的壁面热流以及脉动压力。通过热流分布判断边界层转捩位置, 对流态进行识别; 通过壁面脉动压力分布关注边界层中不稳定波的演化。结果表明: 随着来流马赫数的增加, 转捩雷诺数增大, 转捩位置推迟, 转捩区长度变长。来流马赫数的增加, 边界层内不稳定波演化处于更早期阶段, 边界层转捩推迟。随着单位雷诺数的增加, 转捩空间位置提前, 转捩雷诺数减小, 圆锥模型对单位雷诺数的变化敏感, 转捩空间位置的变化比例远大于单位雷诺数本身的变化比例。单位雷诺数增长使得边界层内不稳定波向扰动演化后期发展, 边界层失稳提前。

关键词: 高超声速; 边界层转捩; 大尺度模型; 风洞实验; 不稳定波

中图分类号: O354.7 文献标识码: A 文章编号: 2097-0714(2023)03-0001-14

DOI: 10.16338/j.issn.2097-0714.20230502

Experimental study on hypersonic cone boundary layer transition

Liu Meikuan¹, Han Guilai^{1,2*}, Li Zongxian^{1,2}, Jiang Zonglin^{1,2}

(1. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China; 2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Hypersonic boundary layer transition is crucial for the thermal protection and aerodynamic layout of hypersonic vehicles. The research relies on the JF-12 hypersonic shock tunnel duplicating flight conditions to carry out hypersonic boundary layer transition experiments. The experimental models are large-

收稿日期: 2023-04-22; 修回日期: 2023-05-10

基金项目: 国家自然科学基金(12132017; 11872066; 11727901); 国家重点研发计划(2022YFB3207000)

作者简介: 刘美宽, 助理研究员, 主要研究方向为高超声速边界层转捩。

通讯作者: 韩桂来, 研究员, 主要研究方向为高超声速飞行器气动/热、边界层转捩、减阻防热、高温气体效应。

引用格式: 刘美宽, 韩桂来, 李宗贤, 等. 高超声速尖锥边界层转捩实验研究[J]. 空天技术, 2023(3): 1-14. (Liu Meikuan, Han Guilai, Li Zongxian, et al. Experimental study on hypersonic cone boundary layer transition[J]. Aerospace Technology, 2023(3): 1-14.)

scale cones (3 m in height) with typical simple configurations. The truest boundary layer transition evolution process is restored by reproducing the flow field closest to that during real flight and the model closest to the scale of the aircraft. For the large-scale cone models, the effects of unit Reynolds number and Mach number on the hypersonic boundary layer transition are studied. The high precision coaxial thermocouple sensor and the high-frequency fluctuating pressure sensor are used to measure the wall heat transfer and pressure pulsation during the hypersonic boundary layer transition, respectively. The boundary layer transition position is judged by the wall heat transfer distribution, and the boundary layer flow regime is identified. Focus on the instability waves evolution in the boundary layer through the wall fluctuating pressure distribution. The results show that: With the increase of the Mach number, the transition Reynolds number increases, the transition position is delayed, and the length of the transition zone becomes longer. The Mach number makes instability wave in the conical boundary layer develops to the early evolution stage, which leads to the slowdown of the boundary layer destabilization and the delayed transition. With the increase of the unit Reynolds number, the transition spatial position advances, and the transition Reynolds number decreases. The cone model is sensitive to the change of the unit Reynolds number, and the change ration of the transition position is much larger than the change in the unit Reynolds number itself. The increase of the unit Reynolds number makes the instability wave in conical boundary layer develop to the later evolution stage, and the boundary layer is destabilized earlier.

Key words: hypersonic; boundary layer transition; large-scale model; wind tunnel experiment; instability wave

1 引言

高超声速飞行器在研制过程中面临诸多困难,一系列飞行实验失败和飞行事故警醒我们,只有清楚认识高超声速飞行器飞行过程中的各种流态问题才能提高进入大气的能力。高超声速边界层转捩通常指边界层由层流流动失稳发展为湍流流动的过程,是经典力学遗留的少数重大基础科学问题之一,与湍流问题一起被称为“世纪难题”^[1]。针对转捩现象的研究长达半个多世纪,但在其产生原因、失稳机制等方面的问题仍然没有得到彻底的认识与解决^[2-8]。高超声速边界层转捩后的湍流壁面摩阻和热流往往比层流的高出3~5倍^[9],因而导致全层流和全湍流热防护设计质量、有效荷载等出现数倍之差^[10]。此外,转捩导致的异常干扰也可能引发飞行器偏离落点^[11]、破坏飞行稳定性^[12]等问题。因此对高超声速边界层转捩现象的机理进行深入的研究有着十分重要的意义。

一般认为边界层转捩是由外部扰动通过感受性机制进入边界层内会激发边界层内不稳定波,扰动经历线性增长、非线性增长,最终失稳导致

边界层转捩。目前,针对高超声速边界层转捩问题的研究,重点是分析边界层内不稳定波演化规律和预测转捩位置。Tollmien^[13]、Schlichting^[14]、Lin^[15]等人建立和发展的边界层稳定性理论为后续的转捩研究打下了坚实的基础。经过数十年的发展,对高超声速边界层转捩的认识与研究取得了长足的进步。Morkovin^[16]指出了五类不同的转捩过程路径。Mack^[17]通过线性稳定性理论(Linear Stability Theory, LST)发现了在高超声速边界层稳定性中占有重要地位的第二模态。Herbert^[18]考虑边界层内不稳定波的非线性效应,提出抛物化稳定性方程(Parabolized Stability Equations, PSE)。随着计算能力的不断进步,直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)等已经成为了研究与预测高超声速边界层转捩的主要数值模拟手段之一,并且取得了诸多研究进展^[19-22]。然而,受限于复杂的影响因素与作用机理等,理论与数值研究难以还原真实边界层转捩的全貌,地面风洞实验仍是一种研究高超声速边界层转捩的经济有效的手段和平台。

研究简单构型的流场是研究高超声速边界层

转捩问题的重要一环,对简单基础构型的流场进行数值模拟、风洞实验及透彻的分析能够有效地推动对高超声速边界层转捩问题的认识。圆锥模型作为一种典型的飞行器构型被广泛用于实验研究。Demetriades^[23]利用尖锥模型在风洞中首次定量测量印证了第二模态不稳定波的存在。Stetson等^[24]在后续的实验验证了第二模态在高超声速边界层转捩中的主导地位。Casper等^[25]在尖锥上开展了一系列不同来流条件的风洞转捩实验。Fujii^[26]通过压力脉动传感器研究了波纹壁对延迟尖锥边界层转捩的影响。Fedorov^[27]等通过风洞实验证实了多孔壁面可以吸收高频不稳定波并抑制第二模态发展。Jewell^[28-29]等通过系列尖锥风洞实验发现了不同风洞来流焓值会导致转捩雷诺数和主导模态发生变化。Zhao^[30]等研究了不同总温在相同马赫数和单位雷诺数来流条件下对边界层基本流和转捩位置的影响,指明了地面实验中保证来流总温一致的重要意义。

之前的很多高超声速边界层转捩实验是在常规风洞中开展的,其来流条件不能复现真实飞行来流参数,导致所得到的边界层转捩实验结果很难指导工程应用。常规模拟类风洞通过降低来流静温实现高马赫数来流,对于边界层转捩问题而言,这会进一步导致壁温比(T_w/T_e)的边界条件不一致。复现类风洞实现高马赫数不通过降低来流静温,因此其在保持动力学参数相似的同时,也保持了其壁温比的边界条件相似。对于边界层转捩问题,当流动保证其他无量纲参数以及边界条件一致时,单位雷诺数理应对转捩雷诺数无影响,但大量风洞实验数据以及飞行实验数据都表明边界层转捩确实与单位雷诺数有关联性。单位雷诺数对于转捩雷诺数的影响使得依靠小模型结合高单位雷诺数的来达到相同当地雷诺数的相似

准则失真。本文是在复现高超声速风洞中开展高超声速边界层转捩实验研究,大尺度的模型结合复现来流条件可以还原真实高超声速边界层流动。本文依托中国科学院力学研究所JF-12复现飞行条件激波风洞,对大尺度圆锥(高3 m)开展实验,研究复现真实飞行条件下的边界层转捩过程与流动机理。研究通过高精度同轴热电偶传感器和高频脉动压力传感器分别测量高超声速边界层转捩过程中的壁面热流以及脉动压力。通过热流分布判断边界层转捩位置,对流态进行识别;通过壁面脉动压力分布关注边界层中不稳定波的演化。其中重点分析来流马赫数与单位雷诺数对边界层转捩位置以及不稳定波的演化和发展的影响规律。

2 实验设备与测试技术

2.1 风洞设备

本文高超声速尖锥边界层转捩实验研究开展于中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室的JF-12复现高超声速飞行条件激波风洞(简称JF-12复现风洞)^[31]。JF-12复现风洞的结构示意如图1所示,风洞实际照片如图2所示。风洞主体包括6个主要部分,分别为E-型真空罐、实验段、喷管、被驱动段、驱动段和卸爆段。其主要性能指标如下:

- (1) 实验气流总温: 1600~3000 K;
- (2) 实验气流总压: 2~12 MPa;
- (3) 实验气流马赫数范围: 5~9;
- (4) 风洞喷管出口直径: 1.5 m/2.5 m;
- (5) 有效实验时间: >100 ms;
- (6) 实验气体为纯净空气。

相比于真实飞行,风洞是一个有限的实验空间。其实验模型也多为缩比模型,在满足实验阻

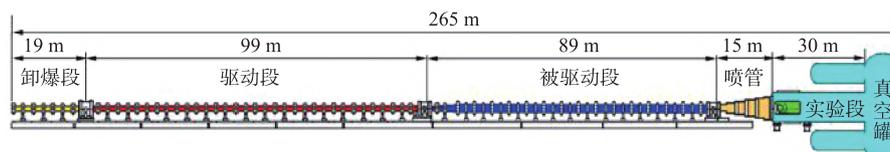


图1 JF-12复现风洞结构示意图^[32]

Fig. 1 Schematic of JF-12 hypersonic duplicated tunnel



图2 JF-12复现风洞

Fig. 2 JF-12 hypersonic duplicated tunnel

塞比的要求下, 缩比模型尺寸很小, 而较小的缩比模型的小尺寸结构很难加工, 这会导致局部几何不相似, 这种局部几何不相似对气动力影响不大, 但会对边界层转捩实验结果产生深远影响^[33]。动力学参数相似对风洞边界层转捩实验而言最重要的就是马赫数和雷诺数相似。对于传统常规风洞通过降低来流静温实现高马赫数流场, 这会进一步导致边界条件不相似。JF-12复现风洞实现高马赫数来流不通过降低来流静温的方式, 其在满足动力学参数相似的同时, 又能满足模型壁温比的边界条件相似。在该复现风洞中开展大尺度模型高超声速边界层转捩实验研究的优势体现在以下三个方面:

(1) 高总温的来流条件。JF-12复现风洞以其独特的驱动方式, 不降低来流静温的同时而达到高马赫数来流条件。风洞来流总温高, 壁温比较低, 复现了与真实飞行条件相同的壁温比条件。

(2) 低来流雷诺数条件。通过复现来流雷诺数, 降低了流场中沿流向、法向以及展向物理参数的梯度, 延长了物理参数变化的时间尺度, 以及空间尺度, 还原真实的边界层流动。

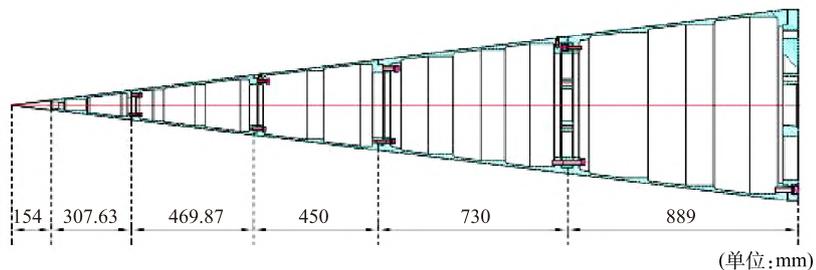
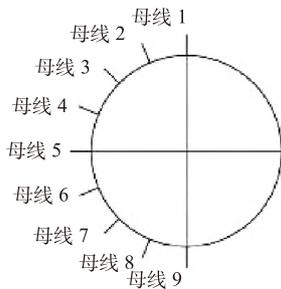


图3 大尺度圆锥示意图(单位:mm)

Fig. 3 Schematic diagram of large scale cone

(3) 大尺度实验模型。JF-12复现风洞喷管尺寸较大, 满足实验阻塞比的同时, 允许开展大尺度模型实验。大尺度模型通过布置高精度的测量传感器而达到的空间分辨率为之前实验所不能及, 因此可以捕捉到之前由于模型尺寸限制而被淹没的物理现象。

2.2 实验模型

实验模型为大尺度的尖锥(头部半径 $R < 0.25 \text{ mm}$), 如图3所示, 大尺度圆锥的半锥角为 7° , 高 3.0 m 。整个大尺度圆锥模型被分为6个部分, 包括可更换的头部前缘以及后续五个部分。实验时, 大尺度圆锥模型通过支撑系统安装在喷管出口中心, 确保不会受到喷管出口的其他干扰, 圆锥模型安装在JF-12复现风洞中的实物如图4所示。

在大尺度圆锥模型上布置同轴热电偶传感器及高频脉动压力传感器, 分别测量边界层转捩过程中壁面热流及脉动压力, 传感器的整体布置如图5所示, 圆锥模型沿九条母线布置同轴热电偶传感器, 其中对应的母线在图5中分别标注为A~J代表母线1至母线9, 其中9条母线包含热电偶传感器(红色点)密集布置的5条母线, 分别用A、C、E、G、J表示, 对应 0° 、 45° 、 90° 、 135° 、 180° 母线; 传感器布置稀疏的4条母线分别用B、D、F、H表示, 分别对应 22.5° 、 67.5° 、 112.5° 、 157.5° 母线。PCB 132B38型压力传感器(绿色点)在模型上按照螺旋线的形式布置, 12个PCB传感器从前缘向下游分别标记为ch1~ch12, 对应的标号和空间位置如表1所示, 传感器的空间位置为沿圆锥母线方向与圆锥理论尖前缘之间的距离。为确



图4 风洞中的大尺度圆锥模型

Fig. 4 Large scale cone model in wind tunnel

保模型表面的粗糙度达到实验要求, 整个圆锥模型采用不锈钢材料, 并在其拼装完成后进行打磨, 以最大限度地减小各块板之间的连接台阶厚度。

2.3 测量技术

2.3.1 高精度测热采集系统

为了捕捉高超声速边界层转捩过程中的热流变化, 采用JF-12复现风洞配套的高精度测热采集系统, 其系统组成框图如图6所示。该系统包括高精度的同轴热电偶传感器、信号采集卡、触发板卡、机箱和嵌入式控制器。模型表面布置同轴

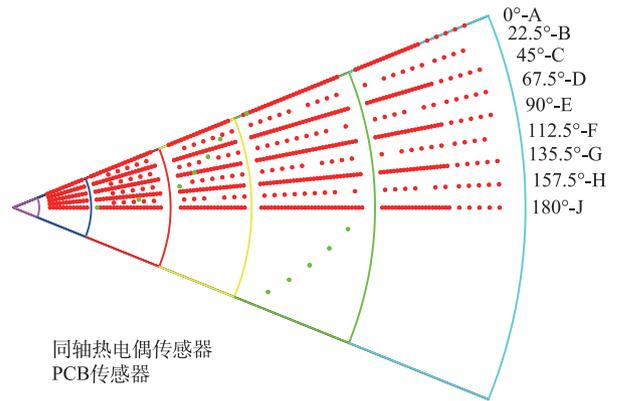


图5 圆锥模型传感器测点布置图

Fig. 5 Sensor layout of cone model

热电偶传感器, 通过屏蔽电缆接入 640 通道的热/压采集系统, 采用触发式采集获得原始信号, 进一步对温度信号进行积分得到相应的壁面热流。

高精度测热传感器采用的两极材料分别为镍铬和康铜的 E 型同轴热电偶, 同轴热电偶传感器的端面如图 7 所示。同轴热电偶传感器测热是基于 Seebeck 效应, 在一定温度下, 两种不同导体材料中的自由电子密度会有所差异。在它们的连接

表 1 PCB 传感器距尖锥理论前缘的距离

Table 1 Distances between the PCB sensor and the theoretical sharp cone leading-edge

传感器	ch1	ch2	ch3	ch4	ch5	ch6
位置/m	0.504	0.756	1.008	1.108	1.209	1.310
传感器	ch7	ch8	ch9	ch10	ch11	ch12
位置/m	1.511	1.612	1.713	1.814	1.914	2.015

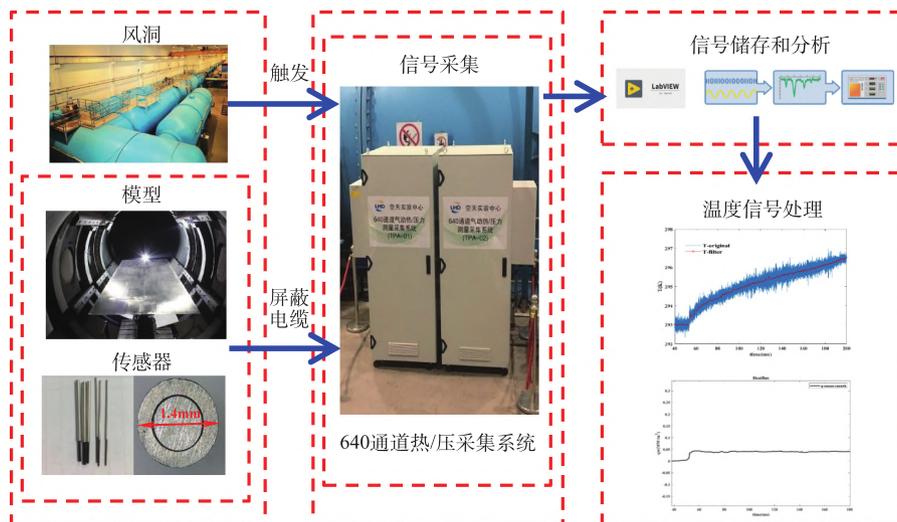


图6 高精度测热采集系统

Fig. 6 High-precision calorimetric acquisition system

处，由于自由电子扩散，产生扩散电动势。电动势的大小与两种导体材料的性质和接触点的温度有关，测量金属受热产生电势差获得节点的温度变化。同轴热电偶测量热流的原理是根据一维无限长热传导问题经过Laplace变换推导，获得端部热流和温度变化关系式，进一步类比建立电势差和热流之间的关系。同轴热电偶具有抗冲刷能力强、耐高温、频响较高、精度高、结构简单、尺寸小、可重复使用的优点，是高超声速气动热环境风洞实验中的重要测量手段^[34-35]。为进一步提高同轴热电偶性能，降低传感器响应时间，将热电偶传感器与测试模型齐平安装后，打磨形成结点。



图7 同轴热电偶传感器

Fig. 7 Coaxial thermocouple sensors

2.3.2 高频响脉动压力采集系统

为了捕捉高超声速边界层内的高频脉动结构，本文使用了JF-12复现风洞配套的高频采集系统。高频脉动压力测量系统由高频响脉动压力

传感PCB 132B38、信号调理器PCB 482C05以及多功能模块数据采集卡NIPXIe-6124和嵌入式控制器NIPXIe-8880搭载在NIPXIe-1092机箱的数据采集系统组成，如图8所示，数据采集系统采用便携式机箱集成。高频脉动压力采集系统是基于NI PXI平台搭建，采用DSA板卡实现多路电压信号的采集。软件采用LabVIEW平台进行开发，结合NI相关工具包编写程序，实现数据采集、存储、回放等操作。信号调理器分为两个端口，在其输入端与高频脉动压力传感器进行连接，起到为传感器供电的作用，同时还负责接收传感器的电压信号；在其输出端与高精度的采集板卡连接，负责将电压信号传送给高精度采集卡。

实验测量大尺度模型边界层内脉动压力采用的是齐平式安装的PCB 132B38传感器，脉动压力传感器的端面如图9所示。脉动压力传感器具有高固有频率、高灵敏度及快速响应的特性。该传感器的频率响应达1 MHz以上，具有高通滤波特性，最小截止频率为11 kHz，传感器端面尺寸为3.18 mm，有效测试区域为0.622 mm²。高频脉动压力传感器头部存在压电石英芯片，被导电的环氧树脂紧密覆盖；当外界压力传到传感器的芯片上就会产生激励电压，而此激励电压信号通过环氧树脂传输到高频脉动压力传感器内部的放大系统中，实现信号的采集过程。

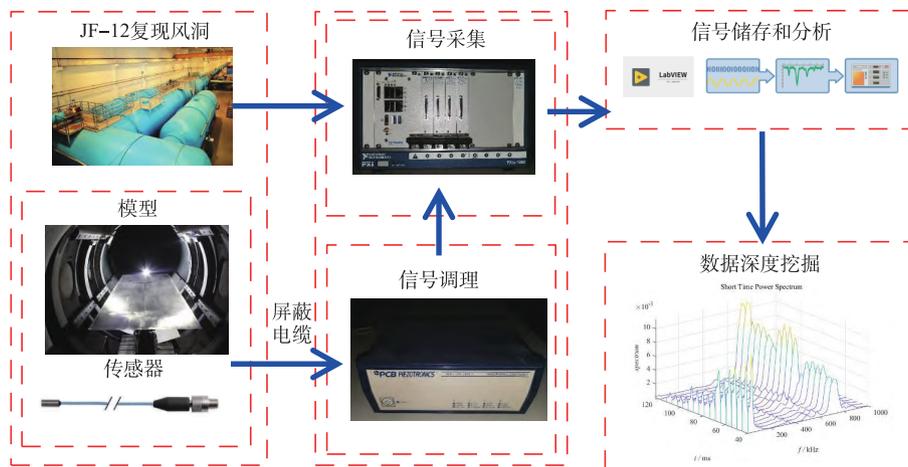


图8 高频脉动压力采集系统

Fig. 8 High frequency pulsating pressure acquisition system

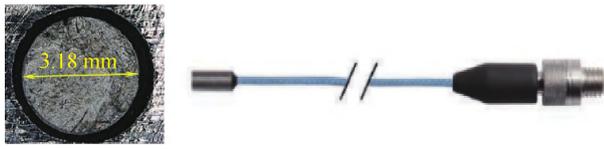


图9 脉动压力传感器^[36]

Fig. 9 Pulsating pressure sensor^[36]

3 结果及讨论

3.1 实验数据验证

首先针对圆锥边界层转捩实验结果进行数据验证, 通过比对尖锥模型壁面热流系数, 考察尖锥边界层转捩实验结果的精度。对于尖锥层流区的传热系数与自相似解进行比对, 针对尖锥实验验证选取的比对工况的实验流场参数如表 2 所示。在多条母线上同时布置传感器, 可以让不同母线上的结果互相检验, 考察实验结果的准确性, 同时检测风洞流场的均匀性。其无量纲热流比对结果如图 10 所示, 尖锥实验的无量纲热流系数仅在层流区与对应的理论解进行比对。这是由于在整个大尺度模型上, 圆锥转捩过程未完, 其转捩区长度较长, 用于工程估算的参考焓法得到的湍流区的无量纲热流系数与圆锥模型转捩区的热流系数不具有比较意义。从图 10 中可知, 不同母线的无量纲热流系数在层流区符合较好, 并且其与自相似解的误差在 15% 以内。通过五条母线的实验结果可以看出, 风洞流场均匀, 更进一步佐证了实验的可靠性和准确性。

3.2 单位雷诺数影响

针对圆锥模型研究单位雷诺数对边界层稳定性及转捩的影响, 选取的来流参数如表 3 所示。研究按照不同来流马赫数各自研究其单位雷诺数变化对高超声速边界层转捩的影响。针对 5.85 的

表 2 实验与理论比对流场参数

Table 2 Flow field parameters for experimental and theoretical comparisons

流场参数	工况
单位雷诺数 $Re_x/(\times 10^6 m^{-1})$	1.15
密度 $\rho_x/(\times 10^{-3} kg \cdot m^{-3})$	8.24
速度 $u_x/(km \cdot s^{-1})$	2184
温度 T_x/K	242
马赫数 Ma_x	7.0
总焓 $h_0/(MJ \cdot kg^{-1})$	2.63
总温 T_0/K	2301
总压 P_0/MPa	3.29

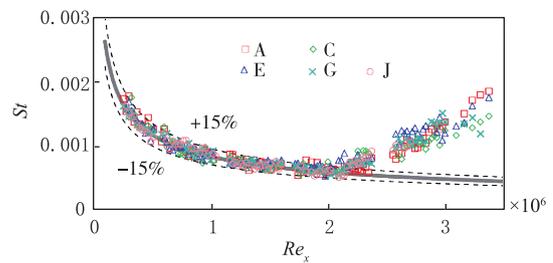


图 10 尖锥 St 分布

Fig. 10 St distributions for sharp cone flow

来流马赫数, 选取工况 1 和 2, 其总温大体一致。针对 7.0 的来流马赫数, 选取了工况 3、4、5 和 6, 其总温也大体一致。其中工况 5 和 6 为重复性实验, 可用于对圆锥模型实验数据的可靠性检查。

3.2.1 壁面热流影响规律

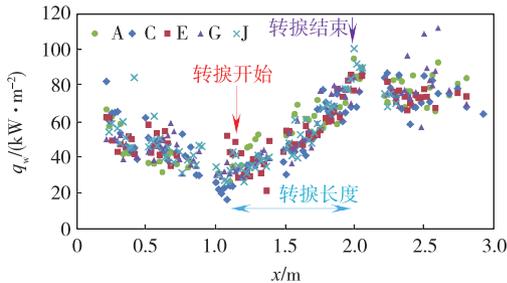
圆锥模型实验通过壁面热流的空间分布对流动进行分区以及流态识别, 进而判断转捩位置及转捩区长度。在实验运行有效时间内对同轴热电偶传感器采集到的信号进行处理, 得到大尺度圆锥边界层内的壁面热流, 典型工况 1 壁面热流的空间分布如图 11 所示, 其中横坐标为沿圆锥母线方向距离圆锥理论尖前缘的位置, 纵坐标为有量

表 3 圆锥模型实验来流参数(不同单位雷诺数)

Table 3 Experimental freestream parameters of cone model (different unit Reynolds numbers)

工况	Re_x/m^{-1}	T_0/K	Ma	状态	x_r/m	Re_r
1	1.31×10^6	1928	5.85	转捩	1.128	1.48×10^6
2	8.83×10^5	1844	5.85	转捩	2.035	1.80×10^6
3	6.72×10^5	2116	7.0	层流	-	-
4	9.44×10^5	2260	7.0	转捩	2.418	2.28×10^6
5	1.16×10^6	2299	7.0	转捩	1.733	2.02×10^6
6	1.15×10^6	2301	7.0	转捩	1.753	2.02×10^6

纲的壁面热流值。在流场上游层流区，五条母线的壁面热流都持续下降，边界层发生转捩时壁面热流抬升，当流动处于湍流状态时，其壁面热流比层流阶段高。



工况1: $Ma=5.85, T_0=1928\text{ K}, Re_\infty=1.31\times 10^6\text{ m}^{-1}$

图11 工况1壁面热流空间分布

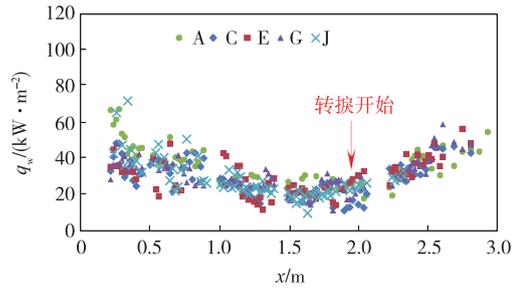
Fig. 11 Wall heat flux spatial distribution of condition 1

首先分析来流马赫数为5.85的两个工况，综合五条母线的结果判断工况1的空间转捩位置 x_T 为1.128 m，工况2的转捩位置 x_T 为2.035 m，如图11和图12中红色箭头所示。转捩区的壁面热流过冲的最高点定义为转捩结束位置，如图11中紫色箭头所示，其转捩区的长度即为转捩开始点以及结束点之间的距离，如图11中蓝色箭头所示。判断工况1的转捩区长度 l_T 为0.78 m，工况2在现有的模型尺度上转捩并未完成。比较两个工况，随着单位雷诺数的增长，其壁面热流的绝对值增大，无量纲热流系数在层流区一致。在转捩开始之前流动处于层流区，圆锥实验的转捩雷诺数定义为

$$Re_T = \frac{\rho_\infty u_\infty x_T}{\mu_\infty}$$

式中， x_T 为沿圆锥母线方向与圆锥理论尖前缘的距离；工况1的转捩雷诺数 Re_T 为 1.48×10^6 ；工况2的转捩雷诺数 Re_T 为 1.80×10^6 。在来流马赫数为5.85的工况中，随着单位雷诺数 Re_∞ 的增长，其转捩雷诺数 Re_T 减小。

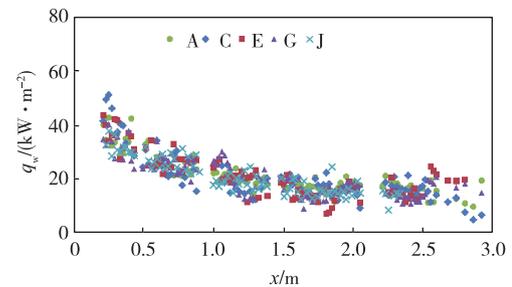
其次分析来流马赫数为7.0的四个工况，工况3的壁面热流的空间分布如图13所示，根据五条母线的壁面热流分布发现全流场没有起跳升高，判断流动处于层流阶段，并未发生转捩。随着单位雷诺数 Re_∞ 的增大，工况4发生了边界层转捩，其壁面热流如图14所示，根据五条母线壁面热流的分布，综合判断其空间转捩位置 x_T 为2.418 m，



工况2: $Ma=5.85, T_0=1844\text{ K}, Re_\infty=8.83\times 10^5\text{ m}^{-1}$

图12 工况2壁面热流空间分布

Fig. 12 Wall heat flux spatial distribution of condition 2

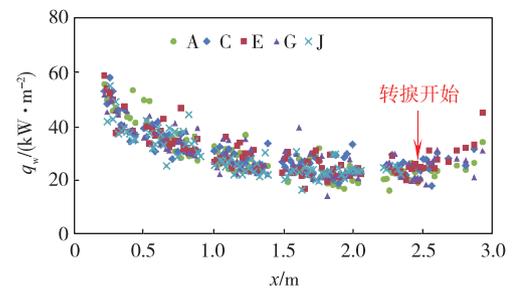


工况3: $Ma=7.0, T_0=2116\text{ K}, Re_\infty=6.72\times 10^5\text{ m}^{-1}$

图13 工况3壁面热流空间分布

Fig. 13 Wall heat flux spatial distribution of condition 3

同时可以看出在下游流场壁面热流依然在增长，边界层转捩过程并未完成，其对应的转捩雷诺数 Re_T 为 2.28×10^6 。比较两个工况，随着单位雷诺数的增长，其壁面热流的绝对值增大。

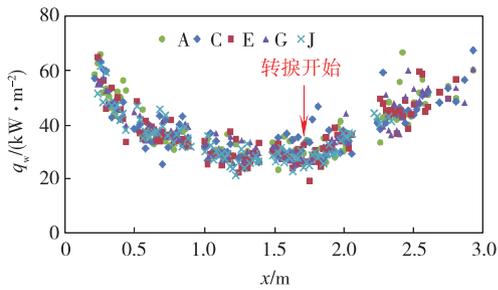


工况4: $Ma=7.0, T_0=2260\text{ K}, Re_\infty=9.44\times 10^5\text{ m}^{-1}$

图14 工况4壁面热流空间分布

Fig. 14 Wall heat flux spatial distribution of condition 4

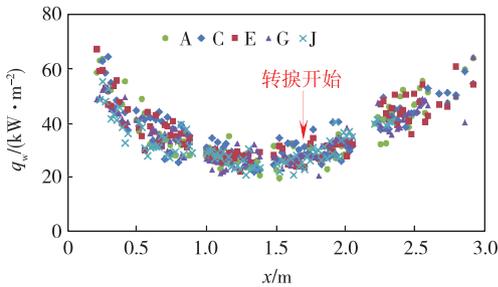
来流马赫数为7.0工况随着单位雷诺数的继续增长，工况5及6均发生边界层转捩，其壁面热流分布分别如图15和图16所示，此两个工况为重复性实验，其壁面热流绝对值符合较好。较好的实验重复性验证了圆锥边界层转捩实验的可靠性及热流数据的准确性。通过5条母线壁面热流的分



工况5: $Ma=7.0, T_0=2299\text{ K}, Re_\infty=1.16\times 10^6\text{ m}^{-1}$

图 15 工况 5 壁面热流空间分布

Fig. 15 Wall heat flux spatial distribution of condition 5



工况6: $Ma=7.0, T_0=2301\text{ K}, Re_\infty=1.15\times 10^6\text{ m}^{-1}$

图 16 工况 6 壁面热流空间分布

Fig. 16 Wall heat flux spatial distribution of condition 6

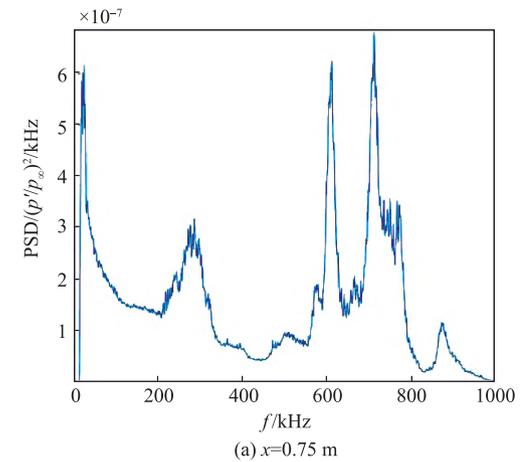
布, 综合判断工况 5 的空间转捩位置 x_T 为 1.733 m, 工况 6 的空间转捩位置 x_T 为 1.753 m, 两个工况的单位雷诺数略有差异, 其对应转捩雷诺数 Re_T 均为 2.02×10^6 。可以观察到, 在此单位雷诺数 Re_∞ 条件下, 两个工况的壁面热流在流场下游持续增长, 其边界层转捩过程还未完成, 转捩区长度较长。综合比较来流马赫数为 7.0 的这四个工况, 发现随着单位雷诺数 Re_∞ 的增长, 其壁面热流的绝对值持续增大, 无量纲热流系数在层流阶段符合较好。单位雷诺数 Re_∞ 对于转捩雷诺数 Re_T 的影响与马赫数为 5.85 时的影响规律一致, 均随着单位雷诺数 Re_∞ 的增长, 转捩雷诺数 Re_T 下降。

3.2.2 不稳定波影响规律

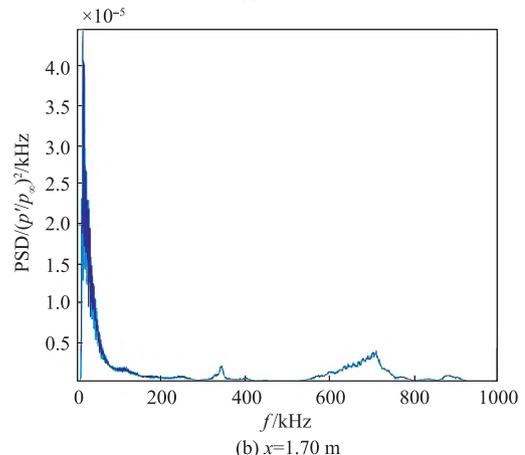
壁面热流可以对流场进行识别分区, 而对于边界层转捩这种对干扰敏感的问题还需重点关注边界层内部不稳定波的演化。因此为了更深入分析单位雷诺数对于圆锥边界层转捩的影响, 使用了高频脉动压力传感器测量了边界层内壁面脉动压力的分布, 通过频谱分析在频域空间捕捉边界层内对应不稳定波的演化。分析圆锥边界层不稳定波演化时,

采取对单个脉动压力传感器测点分析的方法。

在圆锥边界层转捩实验有效时间内对壁面脉动压力信号进行功率谱分析, 来流马赫数为 5.85 的工况 1 和工况 2 在两个相同空间位置处的功率谱密度分别如图 17 和图 18 所示, 可以看到两个工况的频谱大致可分为三个频段。根据壁面热流分布判断, 其中 $x=0.75\text{ m}$ 处, 两个工况都处于层流阶段。虽然两个工况的传感器都处于层流阶段, 但由于单位雷诺数不同, 不稳定波处于不同的扰动演化阶段, 随着单位雷诺数增长, 工况 2 中层流阶段占据主导地位的低频不稳定波衰减, 在高单位雷诺数工况层流阶段响应出高频以及中频不稳定波, 中频和高频不稳定波幅值能量带宽变宽, 占据主导地位, 不稳定波峰值频率变化紊乱, 出现更多的谐波分量。而 $x=1.70\text{ m}$ 处, 低单位雷诺



(a) $x=0.75\text{ m}$



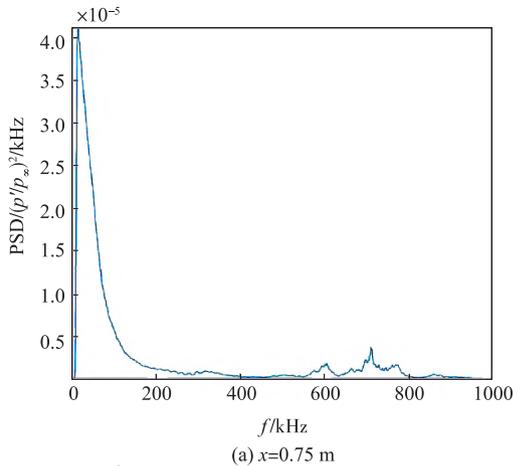
(b) $x=1.70\text{ m}$

工况1: $Ma=5.85, T_0=1928\text{ K}, Re_\infty=1.31\times 10^6\text{ m}^{-1}$

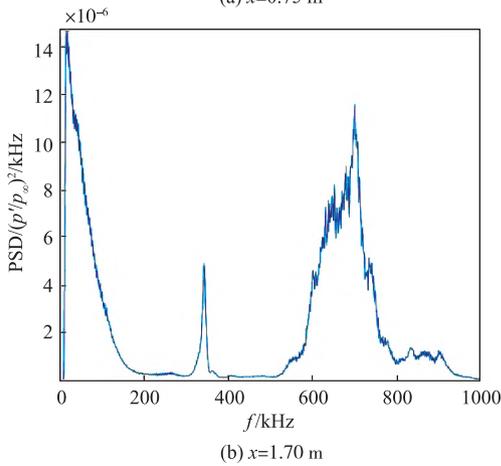
图 17 工况 1 的功率谱密度

Fig. 17 Power spectral density of condition 1

数工况处于层流阶段，高单位雷诺数工况处于边界层转捩阶段。可以看到，在层流阶段，高频和低频不稳定波占据主导地位，扰动开始趋向于非线性演化的趋势。而处于边界层转捩阶段的不稳定波，低频不稳定波占据主导地位，不稳定波分布趋向于湍流阶段的宽频谱分布。



(a) $x=0.75$ m



(b) $x=1.70$ m

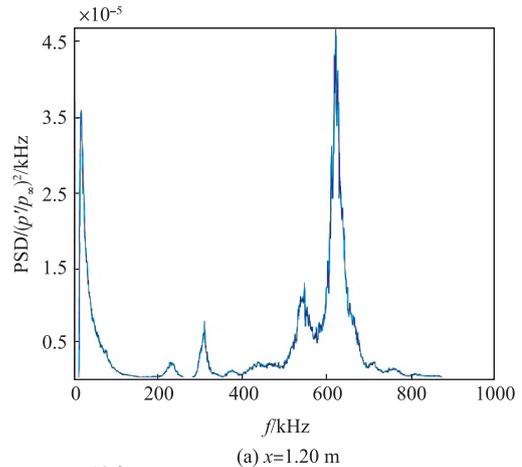
工况2: $Ma=5.85, T_0=1844$ K, $Re_\infty=8.83 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$

图18 工况2的功率谱密度

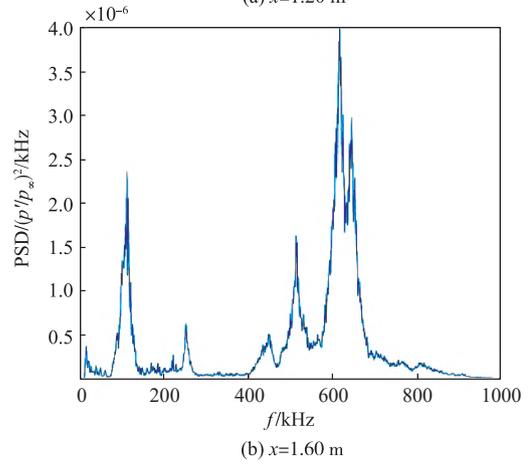
Fig. 18 Power spectral density of condition 2

其次分析来流马赫数为7.0的两个工况，工况4和工况5在两个相同空间位置处的功率谱密度分别如图19和图20所示。同样根据壁面热流分布判断，两个对应的空间位置都处于层流阶段。在 $x=1.20$ m处，低单位雷诺数工况的低频不稳定波开始衰减，高频不稳定波出现，在向下游演化的过程中，在 $x=1.60$ m处，低频不稳定波衰减完全，高频不稳定波占据主导地位。随着单位雷诺数增

大，在高单位雷诺数工况中 $x=1.20$ m也可以观察到此现象，此时在层流区低频不稳定波衰减，扰动能量集中在高频区。而继续向下游演化，在高单位雷诺数工况中 $x=1.60$ m处，其空间位置靠近边界层开始转捩的位置，不稳定波能量向较低频段增长，高频不稳定波能量衰减，此时的频谱分布开始向湍流阶段的宽频谱过渡。



(a) $x=1.20$ m



(b) $x=1.60$ m

工况4: $Ma=7.0, T_0=2260$ K, $Re_\infty=9.44 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$

图19 工况4的功率谱密度

Fig. 19 Power spectral density of condition 4

针对来流马赫数5.85的工况，随着单位雷诺数增长，层流阶段演化早期的低频不稳定波衰减，高频及中频响应出谐波分量。在层流阶段，高频和低频不稳定波占据主导地位，转捩阶段不稳定波分布向湍流阶段过渡。而来流马赫数为7.0的工况，层流阶段低频不稳定波衰减，高频不稳定波出现，在向下游演化的过程中，高频不稳定波

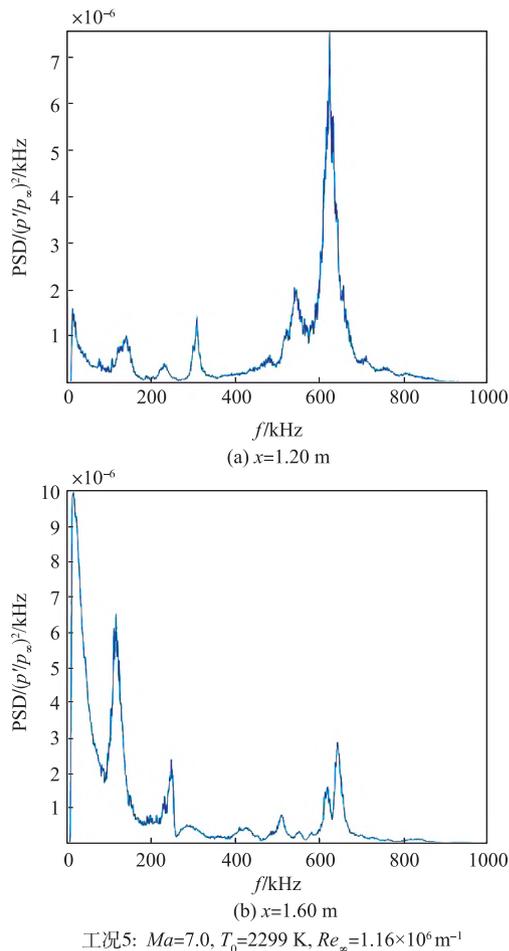


图20 工况5的功率谱密度

Fig. 20 Power spectral density of condition 5

占据主导地位, 扰动能量集中在高频区。综合不同来流马赫数的工况发现, 在层流阶段早期低频不稳定波占据主导地位, 随着向流场下游演化, 低频不稳定波衰减, 中频段和频段响应出对应的不稳定波, 高频不稳定波开始占据主导地位。在层流阶段, 低频和高频扰动能量为其主导扰动分量, 在向下游演化的过程中, 扰动能量在各个扰动分量之间转化。在靠近转捩点及转捩区时, 高频不稳定波衰减, 低频不稳定波慢慢占据主导地位, 其频谱开始向湍流阶段的宽频谱过渡。

3.3 马赫数影响

针对圆锥模型研究来流马赫数对边界层稳定性及转捩的影响选取表3中的工况1、2、3和4进行分析, 其中工况1和2的来流马赫数为5.85, 工况4和5的来流马赫数为7.0。

3.3.1 壁面热流影响规律

综上所述, 比较四个工况, 发现单位雷诺数 Re_x 的影响在此范围内是单调的, 都呈现随着单位雷诺数 Re_x 的增长, 转捩雷诺数 Re_T 增大。因此, 随着马赫数由5.85变为7, 物理空间上转捩位置明显向流场下游移动, 边界层转捩推迟, 其对应流动空间的转捩雷诺数 Re_T 同时也在增长。在圆锥模型边界层转捩实验中随着来流马赫数的增长, 边界层更加稳定而使得转捩位置推迟, 其转捩区长度会明显变得更长, 边界层失稳速率变慢。

3.3.2 不稳定波影响规律

高频响脉动压力传感器测量了边界层内部不稳定波的分布。在圆锥边界层转捩实验有效时间内对脉动压力信号进行功率谱分析。这里分析来流马赫数对于边界层内不稳定波影响时, 选取对比工况的当地雷诺数 Re_x 大体一致。选取了工况2的 $x=1.5\text{ m}$ 处和工况5的 $x=1.2\text{ m}$ 处的功率谱密度分布如图21所示, 结合其单位雷诺数可知两个对比工况的当地雷诺数 Re_x 为 1.3×10^6 。两个工况的当地雷诺数一致, 但其扰动演化并不处在同一个阶段, 对于来流马赫数为5.85的工况, 其处在高频不稳定波衰减, 低频段不稳定波逐渐增长的扰动演化阶段; 而对于来流马赫数为7.0的工况, 其处在扰动演化的初期阶段, 此时占据主导地位的低频不稳定波衰减, 高频不稳定波占据主导地位。

在向下游演化过程中, 随着当地雷诺数 Re_x 增大到 1.5×10^6 , 对应于工况2的 $x=1.7\text{ m}$ 处和工况4的 $x=1.6\text{ m}$ 处的功率谱密度分布如图22所示。此时来流马赫数为7.0的工况的扰动演化与当地雷诺数 Re_x 为 1.3×10^6 、来流马赫数为5.85的工况的扰动演化处在同一阶段, 高频不稳定波衰减, 低频段不稳定波逐渐增长。此时对于低马赫数的工况, 高频不稳定波衰减, 低频不稳定波开始占据主导地位, 扰动频谱分布开始向转捩及湍流阶段的宽频谱过渡。随着马赫数的变化, 圆锥边界层内不稳定波所处的演化阶段不同。对于当地雷诺数 Re_x 相同的流场位置, 当来流马赫数增加时, 其边界层内不稳定波演化处于更早期阶段。

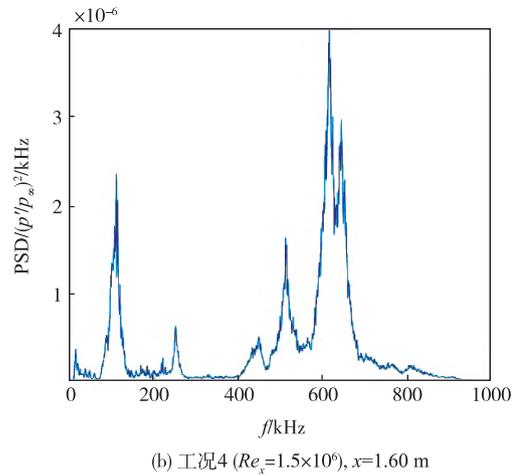
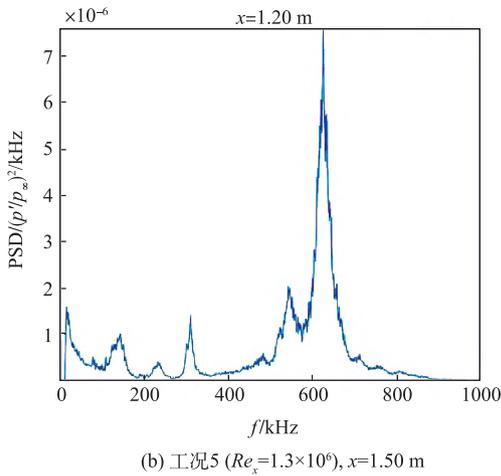
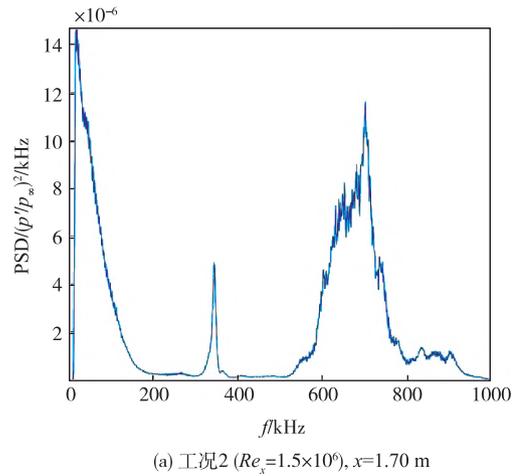
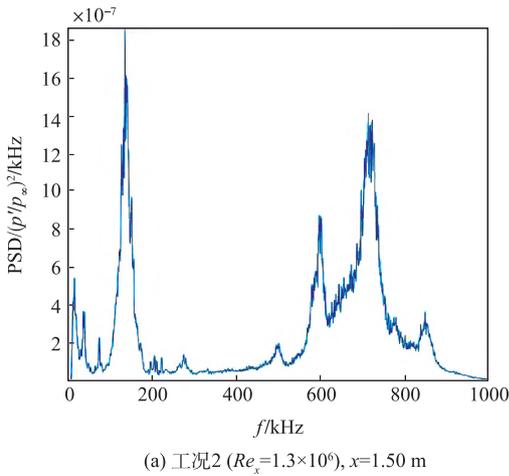


图21 工况2及5的功率谱密度

Fig. 21 Power spectral density of condition 2 and 5

图22 工况2及4的功率谱密度

Fig. 22 Power spectral density of condition 2 and 4

3.4 组合参数影响

分析单位雷诺数, 马赫数组合参数对高超声速圆锥边界层转捩的影响, 圆锥边界层转捩的空间位置 x_T 的变化规律如图23所示, 在流动空间其圆锥边界层转捩雷诺数 Re_T 的影响规律如图24所示。对于来流马赫数为5.85的两个工况, 当单位雷诺数 Re_∞ 由工况1减小到工况2时, 减少了32.6%; 转捩空间位置 x_T 由1.128 m推迟到2.035 m, 推迟了80.4%; 转捩雷诺数 Re_T 由 1.48×10^6 增长到 1.80×10^6 , 增长了21.6%。而马赫数为7.0的四个工况, 当单位雷诺数 Re_∞ 由工况4增长到工况5时, 增长了22.9%; 转捩空间位置 x_T 由2.48 m提前到1.733 m, 提前了30.1%; 转捩雷诺数 Re_T 由 2.28×10^6 减少到 2.02×10^6 , 减少了11.4%。对于两个不同的来流马赫数都发现随着单位雷诺数的变

化, 转捩空间位置并非成线性变化, 在大尺度圆锥模型中随着单位雷诺数 Re_∞ 的增长, 转捩雷诺数 Re_T 下降。对于不同的来流马赫数, 随着单位雷诺数增加, 尖锥边界层的转捩物理空间位置都提前, 转捩空间位置前移比例大于单位雷诺数增长比例, 导致转捩雷诺数随着单位雷诺数增长而减小。同样考虑到单位雷诺数在增长范围内的对边界层转捩的单调性影响, 随着来流马赫数的增加, 在物理空间其转捩位置明显向流场下游移动, 如图23中蓝色和紫色虚框所示, 边界层转捩推迟; 其对应于流动空间的转捩雷诺数 Re_T 同时也在增长, 如图24中蓝色和紫色虚框所示。而且随着马赫数的增加, 尖锥边界层转捩区长度明显变长。来流马赫数的增长, 边界层更加稳定, 边界层失稳速率变慢, 使得转捩位置推迟。

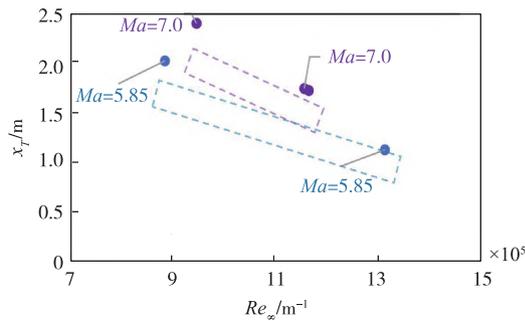
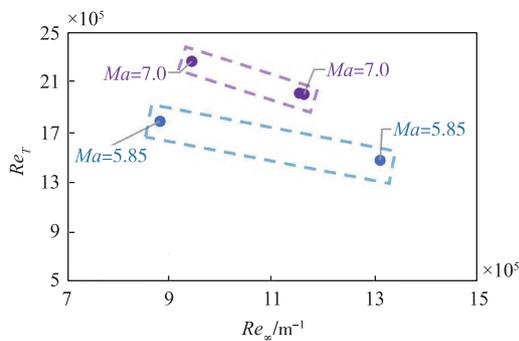


图23 尖锥边界层转捩空间位置影响规律

Fig. 23 The variation law of cone boundary layer transition position

图24 尖锥边界层转捩雷诺数 Re_τ 影响规律Fig. 24 The variation law of cone boundary layer transition Reynolds number Re_τ

4 结论

本研究采用JF-12复现高超声速飞行条件激波风洞开展边界层转捩实验研究,实验模型为大尺度尖锥(高3.0 m,半锥角 7°)。利用高精度同轴热电偶传感器和高频响脉动压力传感器分别测量高超声速边界层转捩过程中的壁面热流以及脉动压力。

(1) 将尖锥层流区无量纲热流系数与自相似解做了对比,确保实验数据的可靠性,并且给出了壁面热流数据的误差范围。

(2) 分析来流单位雷诺数 Re_x 的影响,对于两个不同的来流马赫数,随着单位雷诺数增加,尖锥边界层的转捩物理空间位置 x_t 都提前,转捩空间位置前移比例大于单位雷诺数增长比例,导致转捩雷诺数 Re_τ 随着单位雷诺数增长而减小。结合其边界层内不稳定波演化分析,在层流阶段早期低频不稳定波占据主导地位,演化过程中低频不稳定波衰减,中频段和高频段响应出对应的不稳定波,高频不稳

定波开始占据主导地位。在靠近转捩点及转捩区时,高频不稳定波衰减,低频不稳定波逐渐占据主导地位,不稳定波频谱向湍流阶段的宽频谱发展。单位雷诺数增长,边界层层流阶段内的不稳定波向上述演化过程的后期发展,导致边界层失稳提前。

(3) 对于来流马赫数影响的分析是在单位雷诺数 Re_x 的单调影响范围内开展的。随着来流马赫数的增加,在物理空间其转捩位置明显向流场下游移动,边界层转捩推迟;其对应在流动空间的转捩雷诺数 Re_τ 同时也在增长。而且随着马赫数的增加,尖锥边界层转捩区长度明显变长。来流马赫数的增长,边界层更加稳定,边界层失稳速率变慢,使得转捩位置推迟。随着马赫数的变化,圆锥边界层内不稳定波所处的演化阶段不同。对于相同当地雷诺数 Re_x 的流场位置,当来流马赫数增加时,其边界层内不稳定波演化处于更早期阶段,边界层转捩推迟。

参考文献

- [1] 周恒,张涵信.有关近空间高超声速飞行器边界层转捩和湍流的两个问题[J].空气动力学学报,2017,35(2):5.
- [2] 刘向宏,赖光伟,吴杰.高超声速边界层转捩实验综述[J].空气动力学学报,2018,36(2):196-212.
- [3] 陈坚强,涂国华,张毅锋,等.高超声速边界层转捩研究现状与发展趋势[J].空气动力学学报,2017,35(3):311-337.
- [4] 陈坚强,袁先旭,涂国华,等.高超声速边界层转捩的几点认识[J].中国科学:物理学,力学,天文学,2019,(11):114701.
- [5] 罗纪生.高超声速边界层的转捩及预测[J].航空学报,2015,36(1):357-372.
- [6] Fedorov A, Soudakov V, Egorov I, et al. High Speed Boundary-layer stability on a cone with localized wall heating or cooling[J]. AIAA Journal, 2015, 53(9): 2512-2524.
- [7] Lee C, Chen S. Recent progress in the study of transition in the hypersonic boundary layer[J]. National Science Review, 2019, 6(1): 155-170.
- [8] Alexander F. Transition and stability of high speed boundary layers[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2011, 43(1): 79-95.
- [9] 李锋,解少飞,毕志献,等.高超声速飞行器中若干

- 气动难题的实验研究[J]. 现代防御技术, 2014, 42 (5): 7.
- [10] 刘强, 涂国华, 罗振兵, 等. 延迟高超声速边界层转捩技术研究进展[J]. 航空学报, 2022, 43 (7): 8-22.
- [11] Reshotko E. Transition issues at hypersonic speeds[C]. 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2006-01.
- [12] Yang H, Liang H, Guo S, et al. Research progress of hypersonic boundary layer transition control experiments [J]. Advances in Aerodynamics, 2022, 4 (1): 18.
- [13] Tollmien W. Über die entstehung der turbulenz[J]. Vorträge aus dem Gebiete der Aerodynamik und verwandter Gebiete: Aachen 1929, 1930: 18-21.
- [14] Schlichting H, Kestin J. Boundary layer theory[M]. Berlin: Springer, 1961.
- [15] Lin C C. On the stability of two-dimensional parallel flows[J]. Physics, 1945, 3: 316-324.
- [16] Morkovin M, Reshotko E, Herbert T. Transition in open flow system a reassessment [J]. Bulletin of American Physical Society, 1994, 39 (9): 1882.
- [17] Mack L M. Boundary layer linear stability theory [R]. Pasadena: AGARD Spec, 1984.
- [18] Herbert T. Parabolized stability equations [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1997, 29 (1): 245-283.
- [19] Li X, Fu D, Ma Y. Direct numerical simulation of hypersonic boundary layer transition over a blunt cone with a small angle of attack[J]. Physics of Fluids, 2010, 22 (2): 025105.
- [20] Li X, Yu C, Tong F. Direct numerical simulation of hypersonic boundary-layer transition of blunt cones [C]. Tenth International Conference on Computational Fluid Dynamics, Barcelona, Spain, 2018.
- [21] Zhong X. Numerical Simulation of hypersonic boundary layer receptivity and stability on blunt circular cones[J]. AIAA Journal, 2009: 1-20.
- [22] Zhong X, Wang X. Direct numerical simulation on the receptivity, instability, and transition of hypersonic boundary layers[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2012, 44 (1): 527-561.
- [23] Demetriades A. Hypersonic viscous flow over a slender cone, III-Laminar instability and transition[C]. 7th Fluid and PlasmaDynamics Conference, Palo Alto, CA, U.S.A., 1974.
- [24] Stetson K, Thompson E, Donaldson J, et al. Laminar boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8, I - sharp cone[C]. 16th Fluid and Plasmadynamics Conference, Danvers, MA, U. S. A. , 1983.
- [25] Casper K M, Beresh S J, Henfling J F, et al. Hypersonic wind-tunnel measurements of boundary-layer transition on a slender cone [J]. AIAA Journal, 2016, 54 (4): 1250-1263.
- [26] Fujii K. Experiment of the two-dimensional roughness effect on hypersonic boundary-layer transition[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2006, 43 (4): 731-738.
- [27] Fedorov A, Shiplyuk A, Maslov A, et al. Stabilization of a hypersonic boundary layer using an ultrasonically absorptive coating[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2003, 479: 99-124.
- [28] Jewell J, Wagnild R, Leyva I, et al. Transition within a hypervelocity boundary layer on a 5-degree half-angle cone in air/CO₂ mixtures[C]. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Grapevine (Dallas/Ft. Worth Region), Texas, 2013.
- [29] Jewell J. Boundary-layer transition on a slender cone in hypervelocity flow with real gas effects [D]. Pasadena: California Institute of Technology, 2014.
- [30] Zhao J S, Liu S, Zhao L, et al. Numerical study of total temperature effect on hypersonic boundary layer transition[J]. Physics of Fluids, 2019, 31 (11): 114105.
- [31] 姜宗林, 李进平, 赵伟, 等. 长试验时间爆轰驱动激波风洞技术研究[J]. 力学学报, 2012, 44: 824-831.
- [32] Jiang Z L, Yu H R. Experiments and development of Long-test-duration hypervelocity detonation-driven shock tunnel (LHDst) [C]. 53th Aerospace Sciences Meeting, Kissimmee, Florida, 2015.
- [33] 沈清, 杨武兵, 纪锋, 等. 高超声速飞行器中的湍流及其应用[M]. 北京: 科学出版社, 2021.
- [34] Wu S, Shu Y H, Li J P, et al. An integral heat flux sensor with high spatial and temporal resolutions[J]. Science China Press, 2014, 59 (27): 3484-3489.
- [35] Li J, Chen H, Zhang S, et al. On the response of coaxial surface thermocouples for transient aerodynamic heating measurements [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2017, 86: 141-148.
- [36] Liu M, Han G, Jiang Z. Experimental study on the evolution of mode waves in laminar boundary layer on a large-scale flat plate [J]. Physics of Fluids, 2022, 34 (1): 013612.

(编辑: 朱鹤)