

高超声速条件下 $7^\circ$ 直圆锥边界层转捩实验研究

刘小林 易仕和 牛海波 陆小革 赵鑫海

Experimental investigation of the hypersonic boundary layer transition on a  $7^\circ$  straight cone

Liu Xiao-Lin Yi Shi-He Niu Hai-Bo Lu Xiao-Ge Zhao Xin-Hai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 174701 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180531

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180531>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I17>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于三角波瓣混合器的超声速流场精细结构和掺混特性](#)

Fine flow structure and mixing characteristic in supersonic flow induced by a lobed mixer

物理学报.2017, 66(10): 104702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.104702>

[基于变均匀霍尔系数的磁控热防护系统霍尔效应影响](#)

Investigation of Hall effect on the performance of magnetohydrodynamic heat shield system based on variable uniform Hall parameter model

物理学报.2017, 66(5): 054701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054701>

[超声速湍流边界层密度场特性](#)

Experimental study on the density characteristics of a supersonic turbulent boundary layer

物理学报.2017, 66(2): 024701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024701>

[超声速平板圆台突起物绕流实验和数值模拟研究](#)

Experimental and numerical studies of supersonic flow over circular protuberances on a flat plate

物理学报.2015, 64(5): 054705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054705>

[二维高超声速后台阶表面传热特性实验研究](#)

Experimental investigation on surface heat transfer characteristics of hypersonic two-dimensional rearward-facing step flow

物理学报.2015, 64(5): 054706 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054706>

高超声速条件下 $7^\circ$ 直圆锥边界层转捩实验研究\*刘小林<sup>†</sup> 易仕和 牛海波 陆小草 赵鑫海

(国防科技大学空天科学学院, 长沙 410073)

(2018年3月25日收到; 2018年5月7日收到修改稿)

在  $Ma = 6$  低噪声风洞中开展了半锥角  $7^\circ$  的直圆锥边界层转捩相关实验研究. 利用响应频率达到 MHz 量级的高频压力传感器对圆锥壁面脉动压力进行了测量, 研究了高超声速圆锥边界层中扰动波的发展过程. 结果表明: 高超声速圆锥边界层中第二模态扰动波产生的位置以及扰动波特征频率和波长等参数受雷诺数影响较大, 当单位雷诺数从  $2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  增加到  $8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  时, 第二模态波的特征频率从 55 kHz 增加到 226 kHz; 随着单位雷诺数增加, 边界层中扰动增长速度加快, 第二模态波出现在圆锥表面更靠近上游的位置; 相同单位雷诺数条件下, 随着第二模态波的向下游传播, 其特征频率逐渐减小. 通过对比发现自由来流湍流度对边界层中扰动波的发展同样有较大影响, 自由来流湍流度降低, 边界层中的第二模态波的特征频率明显减小. 利用互相关分析得出第二模态扰动波在边界层中的传播速度大约为当地主流速度的 0.8—0.9 倍. 在  $1^\circ$  小攻角条件下, 圆锥迎风面和背风面边界层发展呈现出明显的差异, 背风面边界层中扰动发展提前, 第二模态波出现在更靠近上游的位置, 而迎风面中扰动发展受到抑制, 第二模态波特征频率更大.

**关键词:** 高超声速边界层, 低噪声风洞, 第二模态波, 功率谱

**PACS:** 47.20.Lz, 47.40.Ki, 47.54.De

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180531

## 1 引言

湍流作为力学领域内的世纪难题, 一直以来都是研究的热点前沿问题. 高超声速条件下边界层流动从层流到湍流的转捩问题因其巨大的科学研究和工程应用价值, 也受到了越来越多学者的关注. 边界层的自然转捩过程大致可以概括为: 扰动产生(感受性过程)到扰动线性增长再到非线性增长直至最终破碎为湍流. 其中扰动线性增长阶段是转捩过程中的关键环节. Mack<sup>[1,2]</sup> 在 20 世纪 80—90 年代对边界层中扰动波的线性发展进行了系统的研究, 他发现当马赫数  $Ma > 4$  时, 边界层中密度和速度的组合剖面会产生拐点, 在当地声速线和壁面之间会出现纵向辐射声扰动波, 并且认为这种由压力脉动引起的扰动波即第二模态波在边界层转捩中起着主导作用. 1989 年, Malik<sup>[3]</sup> 基于

线性稳定性理论结合 eN 方法对尖锥表面高超声速边界层进行了研究, 发现边界层中的高频率、大振幅的密度脉动与第二模态扰动波有密切关系, 且其对边界层转捩起到了关键作用. 1996 年, Reed 和 Saric<sup>[4]</sup> 在利用线性稳定性理论进行边界层转捩预测研究时发现, 基于小扰动假设的线性稳定性理论只有在自由来流湍流度较低时才会具有很强的实用性, 否则则要综合考虑环境噪声、横流不稳定性等因素对边界层转捩的影响. 风洞实验方面, 早在 1974 年, Kendall<sup>[5]</sup> 就开始利用热线测量的方法对  $Ma = 1.6—8.5$  范围内的边界层流动开展实验研究, 发现高超声速条件下边界层同超声速条件下的边界层转捩过程存在显著差异, 高超声速条件下第二模态扰动波非常明显, 在边界层中较长的范围内都出现了规律的“绳状”第二模态扰动波. Doggett<sup>[6]</sup> 在  $Ma = 6$  条件下研究了攻角对裙锥边界层中扰动发展的影响, 对于迎风面边界层, 第二

\* 国家重点研发计划(批准号: 2016YFA0401200)和国家自然科学基金重大项目(批准号: 91752102)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: liuxiaolin09@nudt.edu.cn

模态完全是稳定的,而对于背风面而言,占主导作用的模态的特征频率比预期的第二模态扰动波的频率更高. Stetson 和 Kimmel<sup>[7]</sup> 则通过热线测量方式主要研究了壁面温度对圆锥边界层中扰动波发展的影响,发现高超声速条件下冷壁面反而会促进边界层向湍流状态发展. 近年来随着传感器技术的进步,使得边界层壁面高频脉动压力的测量成为可能. 美国普渡大学 Schneider 研究团队<sup>[8-11]</sup> 在这方面做了大量工作,通过壁面高频脉动压力测量,研究了高超声速条件下边界层中的湍流斑的发展演化过程以及边界层受激光扰动影响的感受性等问题. Borisov 等<sup>[12]</sup> 通过 7° 直锥的壁面脉动压力测量,实验测量得到的第二模态波特征频率和基于线性稳定性理论的计算结果相一致. Keisuke 等<sup>[13]</sup> 则通过圆锥表面脉动压力计算扰动增长率,并且利用双频谱分析研究了扰动的非线性发展过程. 于此同时,近年来也有大量的关于边界层中扰动波发展相关的数值模拟研究. 陆昌根和沈露予<sup>[14]</sup> 对低速流动下的边界层的感受性阶段进行了数值模拟,着重研究了自由来流对边界层中产生的初始扰动的影响. Wheaton 等<sup>[15]</sup> 以及 Balakumar 和 Kegerise<sup>[16]</sup> 对不同几何外形下的圆锥边界层进行了对比分析,研究发现圆锥几何外形不同时,壁面边界层中扰动的特征频率及幅值都存在一定的差异. Jayahar 和 Fasel<sup>[17]</sup> 则在绝热壁假设下,对于  $Ma = 6$ ,  $0^\circ$  攻角的尖锥表面边界层进行了数值模拟,着重分析了边界层扰动波发展的非线性相互作用以及边界层最终破碎机理. Li 等<sup>[18]</sup> 通过数值模拟研究了  $1^\circ$  小攻角条件下圆锥边界层的转捩过程,通过在锥头引入吹吸扰动,得到了圆锥边界层周向的转捩线分布,发现在靠近背风面的区域转捩位置出现明显凹陷的现象. 天津大学刘建新<sup>[19]</sup> 同样对小攻角下的钝锥进行了详细的数值研究,结果表明背风面的基本流的三维性比较强,在其影响下基本扰动呈现出明显的三维特性,且三维波尺度比迎风面或侧面扰动的展向尺度大得多.

圆锥边界层作为典型的三维边界层流动模型,又可以大致分为裙锥和直锥两类. 前期大量学者的实验研究采用裙锥为对象,因为裙锥的母线为曲线,它通过压缩来流提供额外的逆压梯度从而促进边界层中扰动波发展. 然而,扰动波的增长率以及扰动波特征频率等参数都会随着所设计的裙锥曲面的不同而发生变化,为了排除这一影响因素,本

文对半锥角  $7^\circ$  的直圆锥表面边界层进行研究,并且在来流湍流度更加接近真实飞行环境的低噪声风洞中,通过壁面脉动压力的测量,对扰动波的传播速度以及特征频率和波长等参数进行了定量分析,系统地研究了雷诺数、攻角等参数对圆锥边界层中扰动波的影响.

## 2 实验设备

### 2.1 风洞设备

本文实验在国防科技大学空气动力学实验室中  $Ma = 6$  的低噪声风洞中开展. 如图 1 所示,该风洞采用吹吸式运行方式,上游接高温高压气源,下游接真空球罐,单次有效运行时间超过 30 s. 风洞运行单位雷诺数范围为  $2 \times 10^6 - 3 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ ,风洞实验段横截面尺寸为  $260 \text{ mm} \times 260 \text{ mm}$ . 前期许多学者的研究已经证实了风洞自由来流噪声对边界层转捩结果会产生较大影响<sup>[20,21]</sup>,该风洞通过在稳定段设计安装多孔倒锥、阻尼网和消音夹层等整流装置,有效地抑制了风洞来流噪声. 用 Kulite XCE-062 型高频传感器以测量皮托压力脉动量的方式,在喷管出口横截面中心处对风洞来流噪声进行定量标定,结果显示在雷诺数  $Re = 2 \times 10^6 - 4 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  范围内,风洞整体湍流度约为  $4/1000$ ,和常规风洞的  $1/100$  量级的湍流度相比,噪声水平已经有明显的降低<sup>[22]</sup>.

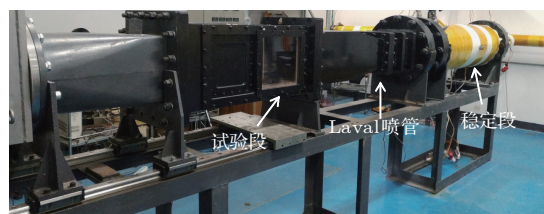


图 1 高超声速低噪声风洞

Fig. 1. The hypersonic low noise wind tunnel.

### 2.2 圆锥模型

本文中实验模型为半锥角  $7^\circ$  的直圆锥,如图 2 所示. 模型采用两段式设计,前段可替换,两段连接处台阶控制在  $20 \text{ }\mu\text{m}$  以内,从而尽可能减小其对边界层中扰动波发展的影响. 模型总长  $L$  为  $536 \text{ mm}$ ,底部直径  $D$  为  $132 \text{ mm}$ . 以圆锥母线方向为  $X$  坐标,在  $X$  方向上共布置 7 个压力测点,1—7 号测点具体位置分别为:  $X_1 = 140 \text{ mm}$ ,

$X_2 = 200 \text{ mm}$ ,  $X_3 = 260 \text{ mm}$ ,  $X_4 = 320 \text{ mm}$ ,  
 $X_5 = 380 \text{ mm}$ ,  $X_6 = 440 \text{ mm}$ ,  $X_7 = 500 \text{ mm}$ .

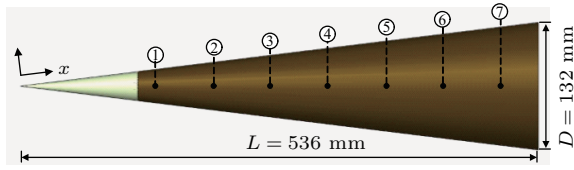


图2 圆锥模型示意图  
 Fig. 2. The schematic of the cone.

### 2.3 高频脉动压力测试技术

高超声速边界层中扰动波的特征频率最高能够达到  $10^2 \text{ kHz}$  量级, 根据奈奎斯特采样定理, 需要压力采样频率至少能够达到 MHz 量级. 在本实验中采用的高频传感器为 PCB-132 A31 型压电传感器. 该类型压电传感器由于其自身交流耦合的特性, 因此不适合用于平均压力绝对值大小的测量, 但是对动态变化压力具有很高的响应频率. 传感器的固有频率达到 1 MHz 以上, 最小压力分辨率为 7 Pa, 传感器的灵敏度约为 23 mV/kPa. PCB132A31 型传感器具有高通滤波的特性, 能对频率在 11 kHz 以上的信号进行有效测量. 用 DH5960 超动态信号处理分析系统对脉动压力信号进行采集. 该数据采集系统最高连续采样频率为 1 MHz, 瞬态采样频率最高达到 20 MHz. 在圆锥边界层脉动压力实验中采用瞬态采样模式, 采样频率为 5 MHz.

## 3 实验结果与分析

### 3.1 典型压力结果分析

图3分别给出了  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  条件下,  $X = 440 \text{ mm}$  位置处传感器在风洞启动前后测量得到的部分时序压力信号. 用风洞启动前的压力信号作为传感器的背景噪声, 在后续信号分析中需要排除背景噪声带来的干扰. 从时序图可以看出, 传感器在有来流时测量得到的脉动压力变化的峰-峰值比无来流时的背景噪声稍大. 时序信号给出了信号在时域上的变化情况, 但是不能反映信号在频域上的分布. 功率谱 (power spectrum density, PSD) 是研究信号频域特性最常用的方法之一, 本文中的功率谱均采用 Welch 方法对 0.1 s 的数据进行计算得到. Welch 方法通过对数据分段和加窗, 有效降低了谱估计的方差, 同时使功率谱结果具有足够的

频率分辨率, 是一种有效的功率谱估计方法. 其中数据帧长和窗函数长度的选取直接影响功率谱的频率分辨率, 本文功率谱计算过程中选取的数据帧长度取为  $409.6 \mu\text{s}$ , 每次运算采用长度为 2048 的 Blackman 窗函数, 数据重复率为 50%, 每个功率谱取 488 个快速傅里叶变换计算结果的平均值, 最终得到的功率谱的频率分辨率为 2.44 kHz. 对于本文中的研究而言, 通过上述参数计算得到的功率谱基本上满足频率分辨率要求, 并且通过统计平均计算减小了功率谱估计的方差, 功率谱结果能够有效反映信号的频域分布. 图3中两个时序信号对应的功率谱计算结果在图4中给出, 可以看出, 对于 11 kHz 以上的有效信号, 传感器的背景噪声在各个频率分量上的分布相对平均. 而当风洞运行时, 圆锥边界

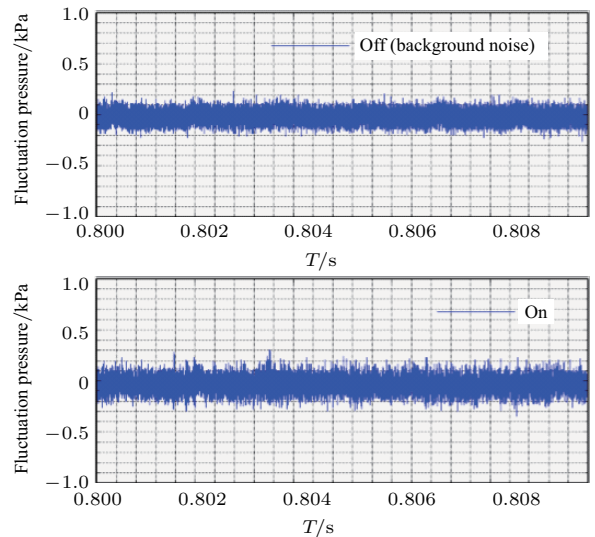


图3 脉动压力信号时序图 ( $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,  $X = 440 \text{ mm}$ )  
 Fig. 3. Time traces of fluctuation pressure ( $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,  $X = 440 \text{ mm}$ ).

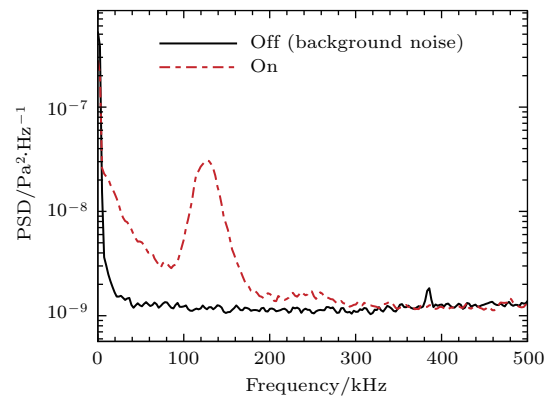


图4 典型脉动压力功率谱结果 ( $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,  $X = 440 \text{ mm}$ )  
 Fig. 4. Typical PSD results ( $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,  $X = 440 \text{ mm}$ ).

层中由于特定的扰动波系的出现, 从而导致圆锥壁面压力能量在频域上重新分布. 相比背景噪声, 脉动压力信号中低频成分的能量有明显的大幅度增长, 并且在 127 kHz 的位置处出现了能量峰值. Borisov 等<sup>[12]</sup>在相似的实验条件下 ( $7^\circ$  直圆锥,  $Ma = 5.95$ ,  $Re = 4.4 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,  $X = 413 \text{ mm}$ ), 测量得到特征频率约为 135 kHz 的第二模态扰动波, 考虑到风洞湍流度、单位雷诺数以及测点位置等实验条件的微弱差别, 可以初步推断本实验中测量得到的特征频率为 127 kHz 的扰动波即为第二模态波.

为了进一步证明边界层中第二模态扰动波的出现, 采用纳米粒子示踪平面激光散射技术 (nanoparticle-tracer based planar laser scattering, NPLS) 对圆锥边界层中的精细流动结构进行了流动显示验证. NPLS 技术是由 Yi 和 Zhao 等<sup>[23-25]</sup>开发, 并且在前期的一系列超声速流场精细流动结构研究中得到广泛应用的流动显示技术. 高超声速条件下, 流场速度、密度和温度的梯度更大, 脉动更强烈, 流场更为复杂, 通过设计高温高压粒子发生器以及优化纳米粒子撒播方式等方法, 解决了高超声速流场中纳米粒子均匀性与跟随性等关键问题, 使 NPLS 技术在高超声速流场中具有较好的适用性. 图 5 所示为  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  条件下典型圆锥边界层的 NPLS 结果. 图片分辨率为 40.1 pixel/m, 拍摄范围为  $X = 300-440 \text{ mm}$ , 上游层流边界层的厚度约为 2.1 mm. 从图片中可以清晰地观察到在  $X = 440 \text{ mm}$  附近的边界层中来回反射的“绳状”波结构, 这个与 Kendall<sup>[5]</sup>观测到的第二模态波结构相同, 证明该条件下边界层中确实已经出现了第二模态扰动波.

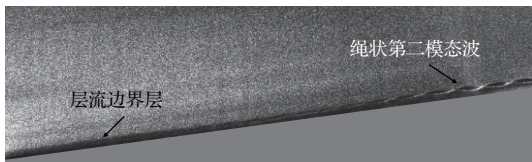


图 5 圆锥边界层 NPLS 结果 ( $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,  $X = 300-440 \text{ mm}$ )

Fig. 5. Typical NPLS image of the boundary layer on the cone ( $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,  $X = 300-440 \text{ mm}$ ).

### 3.2 雷诺数影响规律与分析

为了研究雷诺数对高超声速边界层中扰动波的影响, 通过改变风洞运行的总温和总压条件从而

调节风洞运行时的单位雷诺数, 图 6(a)–(f) 依次给出了 6 个不同雷诺数条件下的脉动压力功率谱结果. 图 6(a) 为  $Re_1 = 2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  时的结果, 直到  $X = 380 \text{ mm}$  的位置, 边界层中都没有出现明显的第二模态扰动波, 此时扰动还处于线性增长的初始阶段, 从  $X = 440 \text{ mm}$  的位置开始出现了较为明显的第二模态扰动波. 在  $X = 440 \text{ mm}$  位置即 6 号测点处测量得到的第二模态的特征频率为 61.1 kHz, 随着第二模态波的向下游传播, 当其到达  $X = 500 \text{ mm}$  的位置处时, 其特征频率减小为 55.5 kHz. Mack<sup>[2]</sup>曾指出, 第二模态波的波长大约为当地的边界层厚度的 2 倍, 随着边界层向下游发展, 其厚度增加, 第二模态波的波长也相应增加, 故其特征频率减小, 这和实验中得到的结果一致. 扰动波从  $X = 440 \text{ mm}$  发展到  $X = 500 \text{ mm}$  位置时, 其幅值明显增加, 这表明此时的第二模态波处于发展的初始阶段, 其能量正在迅速增长. 图 6(b) 为  $Re_2 = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  时的结果, 由于和图 6(a) 的运行条件较为相近, 其中第二模态波出现的位置以及特征频率、幅值等参数随流向位置的变化规律也一致. 相比图 6(a) 中的结果, 由于雷诺数的增大, 此时扰动波的特征频率有所增加, 此时特征频率约为 85 kHz. 图 6(c) 中单位雷诺数继续增大到  $Re_3 = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ . 此时在  $X = 380 \text{ mm}$  和  $X = 440 \text{ mm}$  处观察到了明显的第二模态波, 第二模态波的特征频率从 137.9 kHz 降到 127.1 kHz, 模态波的幅值仍然表现为明显增加. 但在  $X = 500 \text{ mm}$  处第二模态波消失, 此时低频成分所占能量比例大幅增加, 并且在该位置处没有观察到明显的高频谐波成分出现, 说明边界层中的扰动波从  $X = 440 \text{ mm}$  发展到  $X = 500 \text{ mm}$  的位置时, 扰动已经完成了非线性的增长过程, 此时边界层开始由层流状态向湍流状态转捩. 进一步增加单位雷诺数到  $Re_4 = 8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , 结果如图 6(d) 所示, 此时第二模态波出现的位置进一步提前, 在  $X = 260 \text{ mm}$  和  $X = 320 \text{ mm}$  的位置处观察到了明显的第二模态, 随着流动向下游的发展, 第二模态特征频率仍然呈现出减小的趋势, 其从 226.3 kHz 降到 185.4 kHz. 与前面结果有所不同的是, 此时两个位置处得到的扰动波的幅值是随着流向位置的增加而减小的, 表明此时的第二模态波能量处于一个消减的过程. 当运行雷诺数继续增加, 达到  $1.0 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$  以上时, 如图 6(e) 和图 6(f) 所

示, 相对低雷诺数条件下的结果而言, 此时的扰动波增长速度大大增加, 边界层的转换位置也可能已经大幅度提前, 当边界层发展到测点所在位置时, 边界层中扰动波的发展已经完成了线性增长甚至

是非线性增长, 所以7个测量位置上都没有明显的扰动波. 在上面的一系列结果中, 当  $Re = 2 \times 10^6$ ,  $3 \times 10^6$  和  $5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  时观察到了第二模态波的幅值随流向发展而增长的现象; 而当  $Re = 8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

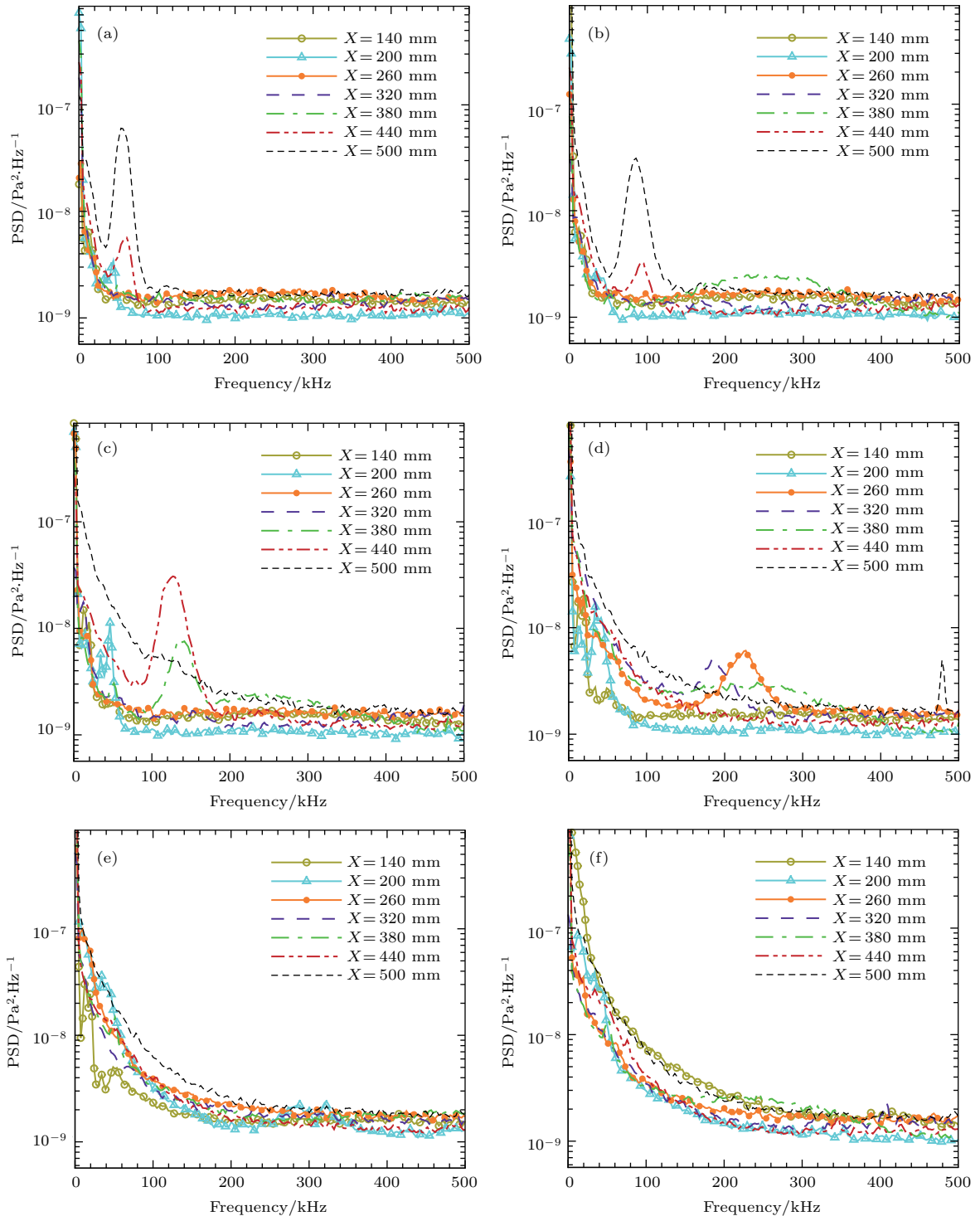


图6 不同单位雷诺数条件下功率谱结果 (a)  $Re_1 = 2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $Re_2 = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (c)  $Re_3 = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (d)  $Re_4 = 8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (e)  $Re_5 = 1.0 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ ; (f)  $Re_6 = 1.8 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$

Fig. 6. PSD results under different unit Reynolds number: (a)  $Re_1 = 2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $Re_2 = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (c)  $Re_3 = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (d)  $Re_4 = 8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (e)  $Re_5 = 1.0 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ ; (f)  $Re_6 = 1.8 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ .

时测量得到的第二模态波的幅值随流向发展而减小. 本文没有在相同的单位雷诺数条件下观测到模态波幅值先增长然后消滅的完整过程, 分析其原因主要是由于传感器之间间距较大, 压力信号的空间分辨率不够而导致, 这需要在圆锥模型上布置更多的压力测点, 从而在单位空间范围内得到尽可能多的位置处的压力信息, 这也是后期实验需要进一步研究之处.

在上述实验中, 当风洞运行单位雷诺数从  $2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  增加到  $8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  时, 测量得到的第二模态波的特征频率从 55 kHz 增加到 226 kHz, 特征频率的变化范围较大. 通过与 Borisov [12] 和 Christopher 等 [26] 的风洞实验结果对比发现, 高雷诺数条件下时, 第二模态特征频率一致性较好, 而较低雷诺数条件下 ( $2 \times 10^6 \text{—} 4 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ), 本文实验测量得到的第二模态特征频率 (50—90 kHz) 明显小于其他风洞实验中得到的结果 (150—190 kHz), 分析其中可能的原因是由于本文中使用的风洞在低雷诺数运行条件下时, 其来流湍流度较低, 而在这样一个低噪声环境中, 边界层中扰动波的增长缓慢, 边界层转捩相对推迟, 边界层在更长的流向范围内都保持层流状态, 这导致边界层中第二模态波的波长更大, 从而使得在低噪声环境条件下测得的第二模态的特征频率明显减小. 而当雷诺数增加时, 本文中风洞的来流噪声逐渐增大到同常规风洞相当的量级, 其测量得到的特征值频率和常规风洞中的结果相符合. 通过对比以上的实验结果, 表明风洞自由来流噪声水平越低, 相应条件下边界层中第二模态扰动波的特征频率越小. Katya 等 [27] 在美国普渡大学  $Ma = 6$  静音风洞中得到的实验结果同样符合这样的规律.

Mack 在线性稳定性理论中指出第二模态的波长大约是当地边界层的二倍, 而当地边界层厚度  $\delta$  与当地雷诺数  $Re_x$  又有以下关系:

$$\delta \sim \frac{1}{\sqrt{Re_x}}.$$

第二模态的波长与频率在速度不变的条件下相互之间存在反比关系, 因此实验中观测到的第二模态特征频率  $f_c$  与  $\sqrt{Re_x}$  之间的应该为线性关系. 以压力测点在  $X$  轴方向的位置为特征尺度, 将上述测量得到的第二模态的特征频率与当地雷诺数联系起来, 如图 7 所示. 图中结果反映出  $\sqrt{Re_x}$  与当地第二模态的特征频率  $f_c$  之间存在较好的线

性关系, 符合理论预测, 但其中也有个别数据偏离线性关系, 该点脉动压力的功率谱结果与图 6 (d) 相对应, 该阶段的第二模态波幅值随着流向位置的增加而逐渐减小, 第二模态波的能量逐渐减弱, 边界层中扰动的发展有进入到非线性发展的趋势, 因此其特征频率变化规律与扰动波在线性增长阶段呈现出的规律有所差异. 除当地雷诺数之外, 边界层厚度还受到当地壁面曲率等物面参数的影响 [28], 而扰动波的特征频率又与当地边界层厚度密切相关, 因此若要进一步定量研究雷诺数对第二模态波特征频率的影响规律, 需要尽量控制壁面条件等其他变量保持不变. 由于本文中测量得到的扰动波的位置不完全相同, 不同位置处壁面的曲率半径变化较大, 从而影响了数据的可比性. 这方面的工作可以通过采用带弧度的曲面裙锥模型做进一步的研究. Wheaton 等 [15] 的数值模拟结果表明特定形状的裙锥能够适当延长边界层中扰动波的线性发展过程, 从而能够在更多的测点位置处测到第二模态扰动波, 通过对比分析在圆锥同一位置处测量得到的不同雷诺数条件下的第二模态波结果, 使物面条件保持不变, 将更有利于得出当地雷诺数与边界层中第二模态波特征频率之间的定量关系.

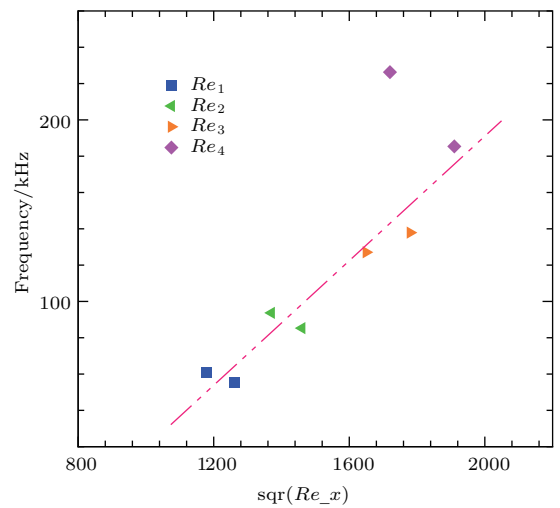


图 7 当地雷诺数与第二模态特征频率值之间的相互关系  
Fig. 7. Relationship between the characteristic frequency of second mode wave and the local Reynolds number.

图 8 是对  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  条件下的各个测点脉动压力信号采用 I 型 Chebyshev 滤波器进行带通滤波之后得到的信号时序图. 由于该条件下测量得到的第二模态值约为 130 kHz, 为了对第二模态波进行分析, 设置信号的通带范围为

100—160 kHz. 从图 8 中结果可以看到, 在前 4 个测点位置上, 时序信号中都没有相应的规律波包结构, 而在  $X = 380$  mm 和 440 mm 位置处出现了明显的波系结构, 且  $X = 440$  mm 测点中波系结构幅值更大, 更加明显, 与图 6 (c) 功率谱上观察到的结果一致. 虽然在  $X = 500$  mm 处第二模态波已经消失, 但是此时信号在整个通带范围内的能量都有所增加, 所以仍能观察到比较明显的拟序结构.

互相关函数能够反映出两个时序信号在频域上的相关程度, 在相关测速以及图像配准等方面具有重要的工程应用价值. 通过对信号以第二模态扰动波所在频域为通带进行滤波, 然后通过互相关分析第二模态扰动波产生的相对延时  $T_{lag}$ , 从而可以计算扰动波在边界层中的传播速度  $U_s$ . 根据传播速度  $U_s$  以及第二模态波的平均特征频率值  $f_c$  可进一步估算该范围内第二模态波的相应波长  $\lambda$ .

图 9 分别给出了 4 个运行条件下的针对第二模态波频域范围的带通滤波及互相关分析结果.

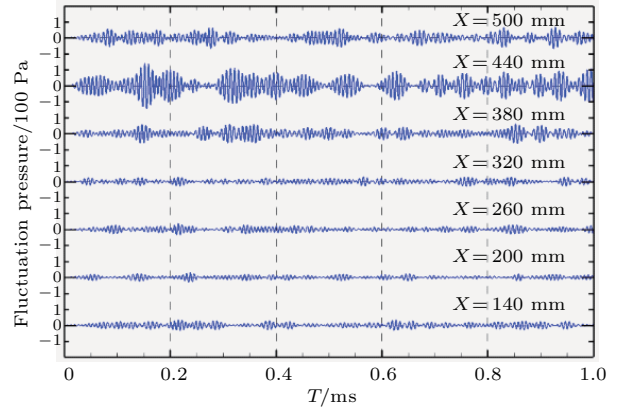


图 8 带通滤波处理后脉动压力时序信号

Fig. 8. Time traces of fluctuation pressure processed with band-pass filter.

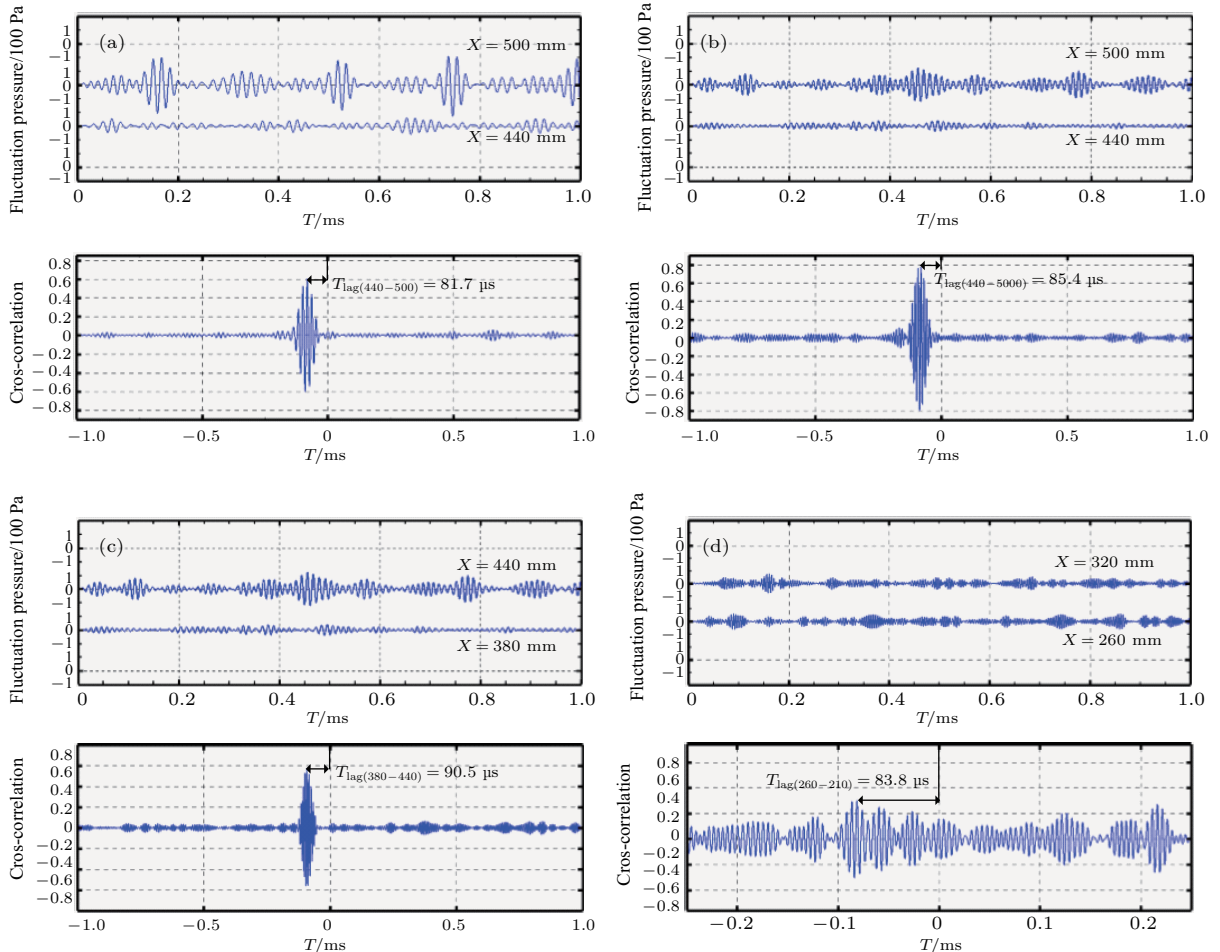


图 9 带通滤波后的压力时序及互相关分析结果 (a)  $Re = 2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $Re = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (c)  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (d)  $Re = 8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

Fig. 9. Time traces and cross-correlations of the band-pass filtered pressure: (a)  $Re = 2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $Re = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (c)  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (d)  $Re = 8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ .

表 1 第二模态波传播速度及波长分析结果  
Table 1. Parameters and scaling of the second mode wave.

$Re/m^{-1}$	$X/mm$	$T_{lag}/\mu s$	$U_s/m\cdot s^{-1}$	$f_c/kHz$	$\lambda/mm$	$U/m\cdot s^{-1}$	$U_s/U$
$2 \times 10^6$	440—500	81.7	734.4	58.2	12.62	808.1	0.91
$3 \times 10^6$	440—500	85.4	702.6	89.5	7.85	824.3	0.85
$5 \times 10^6$	380—440	90.5	662.9	132.5	5.01	802.6	0.83
$8 \times 10^6$	260—320	83.8	715.9	205.9	3.48	813.5	0.88

表 1 给出了第二模态波传播速度及波长的进一步定量分析结果. 随着风洞运行单位雷诺数的增加, 第二模态波的传播速度  $U_s$  整体上表现出减小的趋势, 只有在  $Re = 8 \times 10^6 m^{-1}$  时不符合这样的规律, 这可能和该条件下测得的第二模态波能量已经开始消减有关. 第二模态波的频率随着单位雷诺数的增大而增大, 相应的扰动波波长明显减小. 当  $Re = 5 \times 10^6 m^{-1}$  时, 估算得到的相应第二模态扰动波的波长为 5.01 mm, 根据 Mack 在线性稳定性理论中的描述, 则相应位置的边界层厚度约为 2.5 mm, 该结果和图 5 中通过 NPLS 流动显示测量得到的该测点附近的边界层厚度相接近. 根据等熵关系式, 在已知每个状态的总温总压的条件下, 估算出当地的主流速度  $U$ , 表中得到的第二模态波传播速度约为主流速度的 0.8—0.9 倍.

### 3.3 攻角影响规律及分析

在有攻角的条件下, 高超声速圆锥边界层的三维效应会更加明显, 流场也会更加复杂. 本文在前期研究的基础上, 对  $1^\circ$  小攻角条件下的圆锥壁面脉动压力进行了测量. 图 10 是  $1^\circ$  攻角圆锥背风面壁面脉动压力的功率谱结果. 当  $Re = 3 \times 10^6 m^{-1}$  时,  $1^\circ$  攻角背风面结果如图 10(a) 所示, 在  $X = 320 mm$  位置处就已经产

生了明显的第二模态波. 从  $X = 320 mm$  到  $X = 440 mm$  范围内, 第二模态波的能量都处于增长的过程之中, 但是从扰动波的幅值增长率可以看出在 320—380 mm 范围内的增长速度明显要大于 380—440 mm 范围内的增长速率. 而在  $X = 500 mm$  位置时第二模态波已经消失, 对比相同雷诺数  $0^\circ$  攻角下的结果可以发现, 虽然第二模态扰动波的特征频率几乎没有变化, 但是第二模态波产生的位置更加靠近上游. 在背风面边界层中扰动增长加快, 这也直接导致背风面边界层转捩位置相对提前. 当  $Re = 5 \times 10^6 m^{-1}$  时, 背风面在  $X = 320 mm$  和  $X = 380 mm$  位置处测得了第二模态波, 此时扰动波幅值随着流向位置增加而减小, 扰动波能量处于一个衰减的阶段.

图 11 给出了  $1^\circ$  小攻角条件下迎风面脉动压力功率谱结果. 对于迎风面情况而言, 边界层中扰动波的发展在一定程度上受到了抑制, 在  $Re = 3 \times 10^6 m^{-1}$  时所有测点都没有明显的扰动波出现, 低频成分接近传感器背景噪声, 直到风洞运行单位雷诺数增加到  $5 \times 10^6 m^{-1}$  时, 才开始在 6, 7 号测点出现第二模态波, 特征频率约为 163 kHz, 相比相同雷诺数条件下  $0^\circ$  攻角的结果, 迎风面的第二模态特征频率明显增大, 模态波产生位置靠后, 对边界层转捩的延迟效果明显.

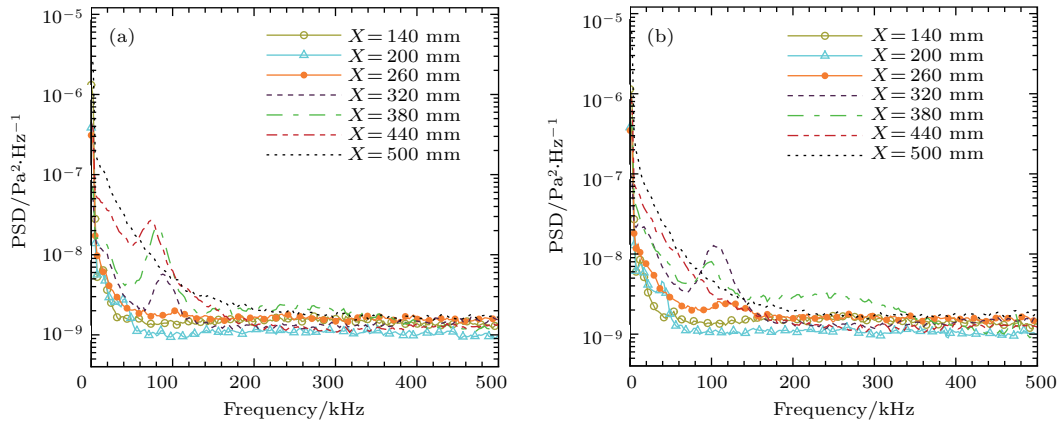


图 10  $1^\circ$  小攻角条件下背风面功率谱结果 (a)  $Re = 3 \times 10^6 m^{-1}$ ; (b)  $Re = 5 \times 10^6 m^{-1}$ .  
Fig. 10. PSD results of the leeward pressure at  $1^\circ$  small angle of attack: (a)  $Re = 3 \times 10^6 m^{-1}$ ; (b)  $Re = 5 \times 10^6 m^{-1}$ .

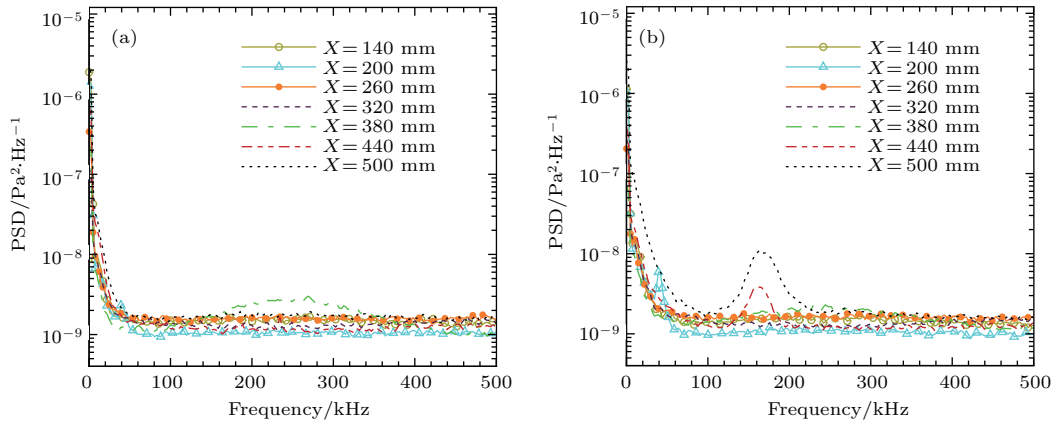


图 11  $1^\circ$  小攻角条件下迎风面功率谱结果 (a)  $Re = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ .  
 Fig. 11. PSD results of the windward pressure at  $1^\circ$  small angle of attack: (a)  $Re = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ ; (b)  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ .

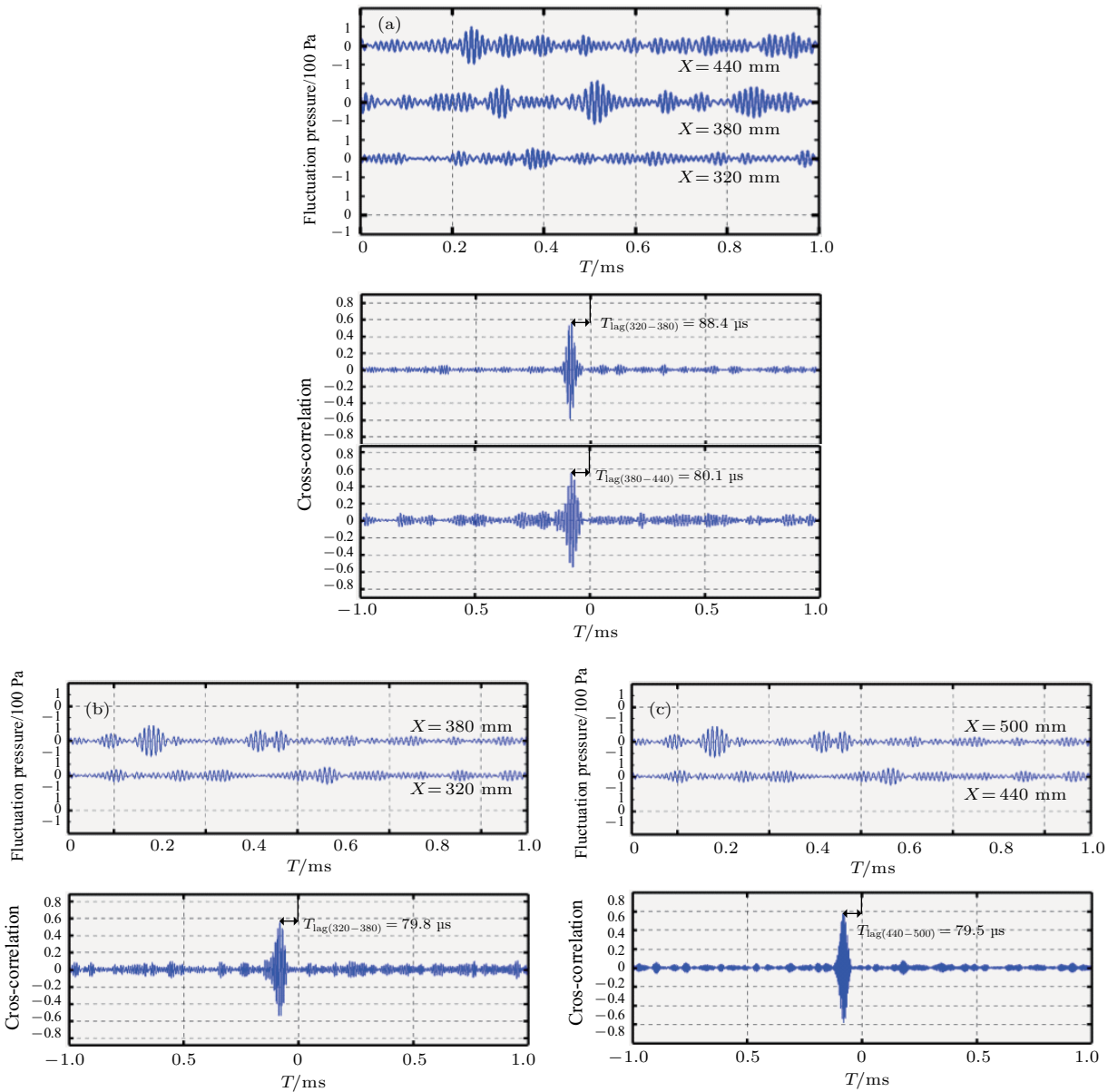


图 12  $1^\circ$  小攻角条件下压力带通滤波后的时序压力及互相关分析结果 (a)  $Re = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , 背风面; (b)  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , 背风面; (c)  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , 迎风面

Fig. 12. Time traces and cross-correlations of the band-pass filtered pressure at  $1^\circ$  angle of attack: (a)  $Re = 3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , leeward; (b)  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , leeward; (c)  $Re = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ , windward.

Li等<sup>[29]</sup>对  $Ma = 6$ ,  $1^\circ$  攻角条件下,  $Re = 1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 、半锥角  $5^\circ$ 、头部半径  $1 \text{ mm}$  的钝头圆锥边界层进行了系统的数值模拟研究. 由于本文中实验模型和运行工况与数值模拟条件有所不同, 所以测量得到的第二模态扰动波的特征频率等参数与计算结果有所差异, 但是实验中得到的模态波发展规律基本与计算结果一致, 都发现了背风面扰动波出现位置前移、而迎风面第二模态波的出现位置后移的现象, 且迎风面的第二模态波特征频率相对于背风面大大增加.

上述  $1^\circ$  小攻角条件下边界层中针对第二模态波频域范围的带通滤波及互相关分析结果如图 12 所示, 相应的模态波传播速度以及波长定量分析结果在表 2 中列出. 从圆锥  $1^\circ$  小攻角条件下背风面的结果可以得出, 相同单位雷诺数条件下, 第二模态波的传播速度随沿流向大幅度增加, 扰动频率相应减小, 波长呈现出增加的趋势. 雷诺数增加, 其传播速度相应增加. 在迎风面, 第二模态波对应的波长明显减小, 这一定程度上与迎风面边界层厚度明显小于背风面边界层厚度有关.

表 2  $1^\circ$  小攻角条件下第二模态波传播速度及波长分析结果  
Table 2. Parameters and scaling of the second mode wave at  $1^\circ$  angle of attack.

$Re/\text{m}^{-1}$	$X/\text{mm}$	$T_{\text{lag}}/\mu\text{s}$	$U_s/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$f_c/\text{kHz}$	$\lambda/\text{mm}$	$U/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$U_s/U$
$3 \times 10^6$	背风面 320—380	88.4	678.7	84.4	8.04	808.1	0.84
$3 \times 10^6$	背风面 380—440	80.1	749.1	78.1	9.60	808.1	0.93
$5 \times 10^6$	背风面 320—380	79.8	751.9	101.3	7.42	802.6	0.94
$5 \times 10^6$	迎风面 440—500	79.5	754.7	163	4.63	802.6	0.94

## 4 结 论

主要通过壁面高频脉动压力测量, 对  $Ma = 6$  条件下的  $7^\circ$  直圆锥边界层中产生的扰动波进行了实验研究. 通过功率谱分析以及互相关分析等方法, 研究了雷诺数以及攻角等参数对圆锥边界层的影响, 主要得出以下结论.

1) 不同于超声速边界层, 高超声速条件下在边界层中会有“绳状”第二模态扰动波出现, 并且扰动波受雷诺数影响较大. 单位雷诺数越大, 第二模态扰动的特征频率越大, 且出现在更靠上游的位置. 同一单位雷诺数条件下, 随着扰动波向下游发展, 其特征频率值相应减小.

2) 自由来流的噪声水平影响边界层中扰动波的发展, 在其他条件不变的前提下, 自由来流噪声水平越低, 其边界层中的第二模态波的特征频率越小.

3) 高超声速边界层中第二模态扰动波的传播速度受雷诺数的影响, 在雷诺数  $2 \times 10^6$ — $8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  的范围内, 扰动波的传播速度约为主流速度的  $0.8$ — $0.9$  倍.

4) 小攻角条件下, 迎风面边界层中扰动发展受到抑制, 第二模态扰动波出现在更靠下游的位置, 且其特征频率值显著增加, 波长明显减小; 背风面

结果与之相反, 背风面边界层中扰动发展明显加快, 与同雷诺数  $0^\circ$  攻角运行条件下的边界层相比, 其第二模态扰动的特征频率变化较小, 但是扰动波产生的位置大幅提前.

## 参考文献

- [1] Mack L M 1975 *AIAA J.* **13** 278
- [2] Mack L M 1984 *AGARD Rep.* 709
- [3] Malik M 1989 *AIAA J.* **27** 1487
- [4] Reed H L, Saric W S 1996 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28** 389
- [5] Kendall J M 1974 *AIAA P.* 133
- [6] Doggett G P 1996 *Ph. D. Dissertation* (Raleigh: North Carolina State University)
- [7] Stetson K, Kimmel R 1992 *AIAA P.* 0737
- [8] Casper K M, Beresh S J, Schneider S P 2014 *J. Fluid Mech.* **756** 1058
- [9] Chou A 2014 *Ph. D. Dissertation* (West Lafayette: Purdue University)
- [10] Wheaton B M 2012 *Ph. D. Dissertation* (West Lafayette: Purdue University)
- [11] Schneider S P 2015 *Prog. Aerosp. Sci.* **72** 17
- [12] Borisov S P, Bountin D A, Gromyko Y V, Khotyanovsky D V, Kudryavtsev A N 2016 *International Conference on the Methods of Aerophysical Research* Perm, Russia, June 27–July 3, 2016 p030057-1
- [13] Keisuke F, Noriaki H, Hiroshi O, Tadao K, Shoichi T, Muneyoshi N, Yukihiko I, Akihiro N 2011 *AIAA P.* 3871
- [14] Lu C G, Shen L Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 194701 (in Chinese) [陆昌根, 沈露予 2016 物理学报 **65** 194701]

- [15] Wheaton B M, Juliano T J, Berridge D C, Chou A 2009 *AIAA P.* 3559
- [16] Balakumar P, Kegerise M A 2015 *AIAA J.* **53** 2097
- [17] Jayahar S, Fasel H F 2015 *J. Fluid Mech.* **768** 175
- [18] Li X L, Fu D X, Ma Y W 2010 *Phys. Fluids* **22** 025105
- [19] Liu J X 2010 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [刘建新 2010 博士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [20] Chen F J, Malik M R, Beckwith I E 1989 *AIAA J.* **27** 687
- [21] Casper K M, Johnson H B, Schneider S P 2011 *J. Spacecr. Rockets* **48** 406
- [22] Schneider S P, Haven C E 1995 *AIAA J.* **33** 688
- [23] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. China Ser. E: Technol. Sci.* **52** 3640
- [24] Yi S H, He L, Zhao Y X, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. China Ser. G: Phys. Mech. Astron.* **52** 2001
- [25] Wu Y, Yi S H, He L, Quan P C, Zhu Y Z 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 014703 (in Chinese) [武宇, 易仕和, 何霖, 全鹏程, 朱杨柱 2015 物理学报 **64** 014703]
- [26] Christopher A, Katya C, Steven B, Steven S 2010 *AIAA P.* 897
- [27] Katya C, Steven B, John H, Russell S, Brian P, Steven S 2009 *AIAA P.* 4054
- [28] Chen M Z 2002 *Fundamentals of Viscous Fluid Dynamics* (Beijing: Higher Education Press) pp151–155 (in Chinese) [陈懋章 2002 黏性流体动力学基础 (北京: 高等教育出版社) 第151—155页]
- [29] Li X L, Fu D X, Ma Y W 2008 *AIAA J.* **46** 2899

# Experimental investigation of the hypersonic boundary layer transition on a $7^\circ$ straight cone\*

Liu Xiao-Lin<sup>†</sup> Yi Shi-He Niu Hai-Bo Lu Xiao-Ge Zhao Xin-Hai

(College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

( Received 25 March 2018; revised manuscript received 7 May 2018 )

## Abstract

In this paper, the experiments about the boundary layer transition on a  $7^\circ$  half-angle straight cone are carried out in a Mach 6 low-noise wind tunnel. The wall fluctuation pressure is measured by the transducer with megahertz response frequency, and the development process of the disturbance in the hypersonic boundary layer is investigated. The peaks in power spectrum density of the fluctuation pressure are related to the second mode wave, which is indicated through verifying the existence of the longitudinal acoustic second mode waves reflected between the relative sonic line and the solid wall by the flow visualization result. The wavelength and the characteristic frequency of the second mode wave in the hypersonic boundary layer are found to be greatly influenced by Reynolds number. The characteristic frequency of the second mode wave changes from 55 kHz to about 226 kHz when the Reynolds number increases from  $2 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$  to  $8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ . The second mode wave appears at the position closer to the upstream with a higher disturbance growth speed under higher unit Reynolds number. As the second mode wave propagates downstream, its characteristic frequency gradually decreases. The freestream noise level also has a great influence on the development of the disturbance wave. The characteristic frequency of the second mode wave decreases significantly in a relatively quiet environment. The cross-correlation analysis results show that the propagation velocity of the second mode wave in the boundary layer is about 0.8–0.9 times the local mainstream velocity. The wavelength of the second mode wave is about 5.01 mm at the location from  $X = 380 \text{ mm}$  to  $X = 440 \text{ mm}$  when the unit Reynolds number is  $5 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ . At  $1^\circ$  angle of attack, the development of the boundary layer on the windward side and the leeward side of the cone are significantly different. The characteristic frequency of the second mode wave in the leeward surface is almost the same as the result at zero angle of attack under the same unit Reynolds number. However, the position of the second mode wave is greatly advanced. Results show that the disturbance development in the boundary layer of the leeward surface is accelerated, and the second mode wave appears at the position closer to the upstream. The velocity of the second mode wave in the leeward surface rapidly increases when it propagates downstream. While on the windward side, the disturbance development is inhibited and the second mode wave has a higher characteristic frequency. The wavelength of second mode wave also decreases obviously.

**Keywords:** hypersonic boundary layer, low noise wind tunnel, second mode wave, power spectrum density

**PACS:** 47.20.Lz, 47.40.Ki, 47.54.De

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180531

\* Project supported by the National Key Research and Development Plan of China (Grant No. 2016YFA0401200) and the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91752102).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: liuxiaolin09@nudt.edu.cn