第 40 卷 第 1 期 实 验 流 体 力 学 Vol. 40, No. 1
2026 年 2 月 Journal of Experiments in Fluid Mechanics Feb., 2026

文章编号: 1672-9897(2026)01-0146-15 doi: 10.11729/syltlx20230139

头部温度对圆锥高超声速边界层高频不稳定波影响实验研究

宫铭跃[1, 2], 董昊[1, 2, 3, *], 刘是成[1, 2], 高思源[1, 2], 焦运[1, 2]

1. 南京航空航天大学 航空学院, 南京 210016
2. 南京航空航天大学 非定常空气动力学与流动控制工业和信息化部重点实验室, 南京 210016
3. 南京航空航天大学 航空航天结构力学及控制全国重点实验室, 南京 210016

摘要: 边界层从层流到湍流的转捩会对飞行器的飞行稳定性和飞行安全造成重要影响。高超声速飞行器在飞行时头部因气动加热而温度升高, 影响边界层的稳定性和转捩特性。本文针对马赫数 6、0°迎角圆锥模型开展了边界层稳定性实验, 研究了头部温度和钝度对圆锥边界层稳定性的影响规律。壁温比(头部温度与来流总温之比)T_w/T_0 在 0.6～1.3 之间变化, 头部钝度 R 范围为 0～5 mm。通过红外热成像和高频脉动压力传感器(PCB)对边界层转捩及不稳定波进行测量。实验结果表明, 改变圆锥头部温度和钝度会影响边界层的稳定性。在尖锥($R < 50$ μm)情况下, 头部加热会促进第二模态波发展; 对于头部钝度为 0.5 和 2 mm 的圆锥, 壁温比从 0.6 增大到 1.1 时会抑制第二模态波发展, 而继续增大到 1.3 后则转为促进第二模态波的发展; 对于头部钝度为 5 mm 的圆锥, 头部加热则使第二模态波更稳定。

关键词: 高超声速边界层; 第二模态; 壁温比; 红外热成像

中图分类号: O355; V11 **文献标识码:** A

Experimental study of the effect of nose temperature on the disturbance waves in hypersonic boundary layer of blunted cone

GONG Mingyue[1, 2], DONG Hao[1, 2, 3, *], LIU Shicheng[1, 2], GAO Siyuan[1, 2], JIAO Yun[1, 2]

1. College of Aerospace Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China
2. Key Laboratory of Unsteady Aerodynamics and Flow Control, Ministry of Industry and Information Technology, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China
3. State Key Laboratory of Mechanics and Control for Aerospace Structures, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China

Abstract: The transition of the boundary layer from laminar to turbulent flow significantly impacts the flight stability and safety of aircraft. The aerodynamic heating of the nose of the hypersonic vehicle during flight increases the nose temperature, which affects the stability and transition characteristics of the boundary layer. In this paper, experiments were carried out using a Mach 6, 0° angle of attack conical model to explore the influence of the nose temperature and bluntness on the stability of the conical boundary layer. The wall temperature ratio (the ratio of the nose temperature to the total incoming temperature) T_w/T_0 varies between 0.6 and 1.3, while the nose bluntness R ranges from 0 to 5 mm. Measurements of boundary layer transition and unstable wave were carried out utilizing infrared thermal imaging and high frequency pulsating pressure sensor (PCB). The experimental results show that changing the nose temperature and

收稿日期: 2023-10-26; **修回日期:** 2023-11-25; **录用日期:** 2023-12-21
基金项目: 国家数值风洞工程项目 (2020-DY01-001, 0747-2266SCCMY003)
* 通信作者 E-mail: donghao@nuaa.edu.cn

引用格式: 宫铭跃, 董昊, 刘是成, 等. 头部温度对圆锥高超声速边界层高频不稳定波影响实验研究 [J]. 实验流体力学, 2026, 40(1): 146-160.
GONG M Y, DONG H, LIU S C, et al. Experimental study of the effect of nose temperature on the disturbance waves in hypersonic boundary layer of blunted cone[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2026, 40(1): 146-160.

bluntness affects boundary layer stability. For a sharp cone (R < 50 μm), the nose heating promotes the development of the second mode wave. However, for R = 0.5 mm and 2 mm cones, increasing T_w/T_0 from 0.6 to 1.1 inhibits the development of the second mode wave, while a further increase to 1.3 encourages it. For R = 5 mm cones, nose heating stabilizes the second mode wave.

Keywords: hypersonic boundary layer; second mode; wall temperature ratio; infrared thermography

0 引　言

研制可重复使用且安全的高超声速飞行器，需要精确控制热防护系统的热量分布。如果飞行器表面的层流边界层转捩为湍流状态，飞行器表面的摩擦力和热流将急剧增大，从而威胁飞行器的飞行稳定性和飞行安全[1]。因此，认识高超声速边界层转捩机理对于现在和未来飞行器的设计非常重要。

对于高超声速流动，第一模态和第二模态不稳定波对圆锥边界层转捩有着重要影响[2]。20 世纪 80 年代，Mack[3] 系统研究了边界层中扰动波的线性发展。在超声速条件下，边界层中的第一模态在转捩中占据主导地位，随着马赫数（Ma）的增大，第二模态的作用越来越重要。第二模态是当地壁面和声速线之间形成的一种扰动声波模态。当 Ma > 4 时，第二模态成为最不稳定的模态。Stetson 等[4] 首次在 Ma = 8 的风洞试验研究中发现第二模态不稳定波在尖锥边界层转捩中起主导作用。Mujeeb[5] 基于线性稳定性理论对尖锥表面高超声速边界层进行了研究，发现第二模态波与边界层中高频率、大振幅的密度脉动密切相关。

在高超声速圆锥边界层中，第二模态波的稳定性受头部钝度、壁面温度（简称“壁温”）等多种因素影响。小钝度情况下，第二模态波发展并失稳是边界层转捩的典型特征，但在大钝度情况下结果却并不相同[6]。Stetson[7] 发现在 Ma = 5.5 的条件下，在小钝度范围内增加圆锥头部钝度（R）会导致转捩位置后移，而当头部半径增大至某一个值时，再继续增大钝度则会使转捩位置提前，此现象被称为由于头部钝度变化引起的转捩反转。然而，Zhong[8] 利用线性稳定性分析对 Stetson 的尖锥模型进行研究，却并未发现转捩反转。Rosenboom 等[9] 研究了头部钝度对高超声速边界层稳定性的影响，发现转捩位置随钝度的增大而向下游推迟，其稳定性分析结果同样未出现转捩反转现象。陈苏宇等[6] 在 FD−14A 激波风洞中，实验研究了 Ma = 6～10 时的圆锥边界层转捩钝度反转现象，复现了“Λ”型和“N”型 2 类反转，并认为其机理应与头部强熵梯度形成的熵层流动有关。雷娟棉和曹家伟[10] 数值模拟了 Ma = 6 条件下的圆锥体绕流，发现随着圆锥头部钝度增大，边界层转捩位置呈现出“N”型反转现象，原因可能是头部钝度增大到一定值后引起头部激波后的熵层高度显著增大。

对于高超声速边界层，壁温对转捩的影响是复杂的。在高超声速下，分布在模型整个表面上的加热会使第一模态不稳定、第二模态稳定，而冷却则使第一模态稳定、第二模态不稳定[11-12]。Demetriades[13] 在 Ma = 8 条件下对圆锥冷却壁面进行实验研究，发现壁温降低会使第二模态波增长率增加。Stetson 和 Kimmel[14] 在 Ma = 8 条件下进行风洞试验，发现降低壁温可以促进转捩。Siddiqui 等[15] 在 Ma = 6 条件下，研究了扩口锥冷却壁上的边界层转捩，发现降低壁温会使转捩位置提前且使不稳定波频率增大。Zhu 等[16-17] 在马赫数 6、壁温比（头部温度 T_w 与来流总温 T_0 之比）为 0.66～1.77 条件下，研究了圆锥加热壁上边界层的转捩。结果表明：一方面，增大壁温比最初会延迟转捩，但随后会在 T_w/T_0 = 1 附近转为促进转捩；另一方面，与第二模态占主导地位的冷却壁条件相反，加热壁上第一模态主导了转捩。在数值计算方面，Lysenko 等[12] 和 Kuehl[18] 分别利用线性稳定性分析和热声理论预测出全局加热会抑制第二模态波的发展。Liu 等[19] 利用 e^N 方法分析边界层的稳定性，研究了 Ma = 6 时壁温对转捩位置的影响，其结果表明：当壁温低于 1200 K 时，壁温越高，转捩位置越靠后；然而当壁温超过 1200 K 后，壁温升高反而使转捩位置前移，即促进了边界层转捩。与全局壁温相比，头部局部温度变化对转捩的影响趋势有所不同。Bountin 等[20] 在 Ma = 5.95 的高超声速风洞中研究了圆锥头部加热/冷却对边界层转捩的影响规律。结果表明：对于尖锥模型，头部

加热会导致边界层流动失稳，头部冷却会使边界层流动更加稳定；而对于钝锥模型，情况恰好相反，头部加热抑制失稳，头部冷却促进失稳。

综上所述，壁温和头部钝度是影响高超声速圆锥边界层稳定性的重要因素。当前关于壁温对圆锥高超声速边界层影响的研究多以全局温度改变为主，而局部加热的影响与全局加热存在显著差异，且相关研究仍不够深入。此外，壁温与头部钝度的组合效应对圆锥高超声速边界层的影响也少有探讨。为探究头部温度与钝度的组合效应对圆锥高超声速边界层稳定性的作用机制及对不稳定波的影响规律，本文在半锥角为7°的圆锥模型上开展常规高超声速风洞实验，综合利用红外热成像和高频脉动压力传感器(PCB)技术，获取模型表面温度分布和不同测点的脉动压力数据，从而综合分析其对边界层转捩及扰动波发展的影响规律。

1 实验设备及测试技术

1.1 NHW 风洞

实验在南京航空航天大学高超声速风洞(NHW)中进行。NHW 是一座喷管出口直径为 500 mm 的高压−真空、上吹下吸暂冲式高超声速风洞，如图 1 所示。NHW 配备有名义马赫数为 4～8 的轴对称高超声速型面喷管，通过更换喷管可以改变实验段气流马赫数。风洞运行时，实验段流场稳定时间为 7～10 s，自由来流归一化脉动压力为 2%。前期的流场检测实验和标模测力实验结果[21]表明，该风洞流场品质满足国军标(GJB4399—2002)对气动力试验速度场均匀性的要求。本文中实验马赫数为 6，运行时总压范围为 0.8～0.9 MPa，总温为 500 K，单位雷诺数 Re 范围为 7.45×10^6～7.55×10^6 $\mathrm{m^{-1}}$。



图 1 NHW 风洞照片
Fig. 1 Picture of NHW

1.2 红外热成像技术

由于高超声速边界层对模型表面有较强的热交换和剪切作用，且湍流边界层比层流边界层更明显，因此可以通过测量模型表面温升来判断转捩位置。实验中，为获取完整的圆锥表面红外图像，采用红外相机对圆锥模型表面温度进行测量，如图 2 所示，其中红外相机(FLIR T630sc)置于驻室顶部，以拍摄模型上表面。该相机帧率为 30 Hz，分辨率 640 像素 × 480 像素，热灵敏度(NETD)小于 30 mK，光谱波长范围为 7.5～14 μm，测量精度优于 1%。

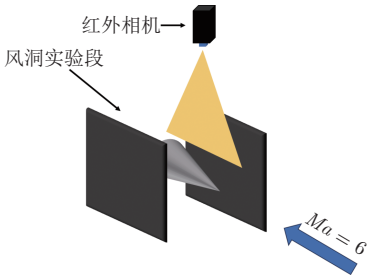


图 2 红外相机安装示意图
Fig. 2 Infrared camera setup

1.3 高频脉动压力测量

高频压力脉动测试系统主要包括高频脉动压力传感器和高频数据采集器。本文采用 PCB 132B38 型压电传感器，其测量频率 f 范围为 11～1000 kHz，最小压力分辨率为 7 Pa。数据采集系统采用 NIPXIe-6376 采集卡，其采样频率最高可达 3.5 MHz。本次实验设定采样频率为 3 MHz，风洞稳定运行时间约 8 s，从中选取 0.1 s 的数据进行分析。对高频脉动压力时域信号的处理流程为：首先进行 11～1 000 kHz 带通滤波，然后计算功率谱密度(Power Spectral Density, PSD)。本文采用 Welch 方法计算功率谱密度，窗函数采用 Blackman 窗，快速傅里叶变换(Fast Fourier Transformation, FFT)的长度为 2048，重叠率为 50%，即频率分辨率约为 1464 Hz。

1.4 实验模型及 PCB 安装位置

实验采用 7°半锥角圆锥模型，其底部直径为 110 mm，如图 3 所示，坐标系原点 O 位于圆锥头部，x 轴沿圆锥中心轴方向，y 轴垂直于 x 轴向下。模型采用三段式设计，头部可更换以改变钝度。如图 4 所示，模型头部采用不锈钢材料，可耐受高温来流，并能快速传热，图中从上到下分别为 $R<50$ μm 的尖锥和 $R=0.5$、2、5 mm 的钝头。加热棒布置于头部(即第一段)，模型主体表面温度保持在室温 $T_w\approx300$ K，实验在不同的头部温度(300、450、550 和 650 K)下进行。头部温度与来流温度之比 T_w/T_0 分别为 0.6、0.9、1.1、1.3，取 $T_w/T_0=0.6$ 时为基本状态。

中间段采用聚酰亚胺(PI)材料，可承受 400 ℃ 高温而不产生热变形，且具有很低的热导率，可以阻止头部温度向下游传递；第三段采用聚醚醚酮(PEEK)材料。2 种材料的红外发射率均为 0.95，可用于红外热成像研究。如图 5 所示，红外相机拍摄了未吹风时 4 种头部温度下模型表面从头部沿母线 L 的温度(T)变化。当头部加热到 450、550 和 650 K 时，模型整体温度会发生变化，但最大温度波动不超过 4 K。

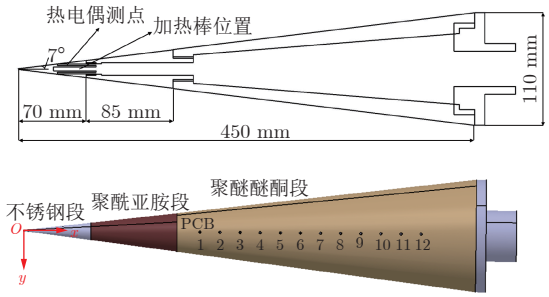


图 3　圆锥模型示意图

Fig. 3　Schematic diagram of cone model

在头部加热的情况下，由于表面的热变形，不锈钢头部与聚酰亚胺制成的第二段锥体部分的连接处会形成台阶。Bountin 等[20] 在尺寸相近的圆锥模型上用薄圆环在头部与锥体的连接部分模拟台阶，结果表明：当台阶高度为 0.12 mm 时，没有观察到对边界层脉动的影响。由于本实验中热变形引起的最大台阶高度不超过 0.01 mm，因此其影响可忽略。

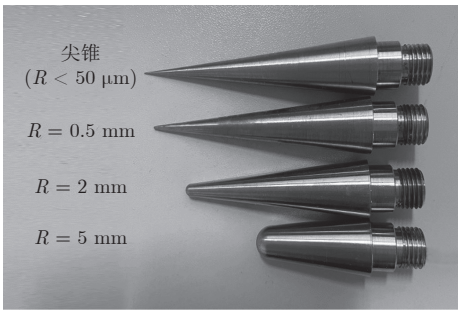


图 4　4 种钝度的头部

Fig. 4　Four kinds of blunt nose

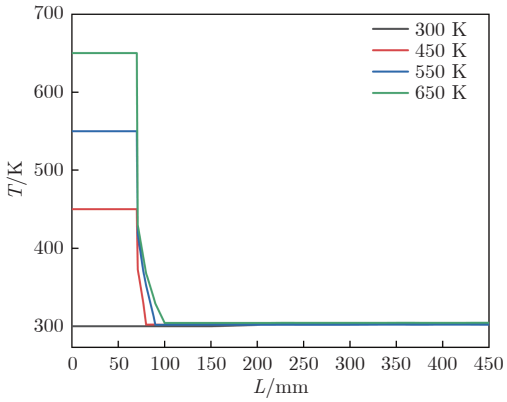


图 5　模型表面温度

Fig. 5　Model surface temperature

为捕捉边界层内扰动波的特征频率，沿圆锥母线共安装了 12 个 PCB 压力传感器，各测点与头部的轴向距离如表 1所示。

表 1　PCB 传感器测点位置

Table 1　PCB sensors installation position

测点	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
x/mm	180	200	220	240	260	280	300	320	340	360	380	400

1.5　PID 控温系统

PID(Proportional-Integral-Derivative)控温系统在工程中应用最为广泛，其结构简单、稳定性好、工作可靠、调整方便。本实验中 PID 参数设置为：比例带 $P = 50.1$，积分时间 $I = 12$，微分时间 $D = 3$。图 6 为 PID 控制图，热电偶置于模型头部，实时采集头部温度并将信号反馈到 PID 控制器，从而调整加热棒温度，以达到控制头部温度的目的。本实验中将模型头部加热到 450、550 和 650 K 所需时间分别约 60、90 和 140 s，PID 控制器温度显示的时间分辨率为 1 s。为验证在风洞运行时头部温度的恒定性，PID 系统采集了风洞运行时的头部温度随时间 t 的变化(图 7)，结果显示，整个运行过程中温度变化最大为 ± 4 K，相对于设定值的最大误差约为 1.3%。

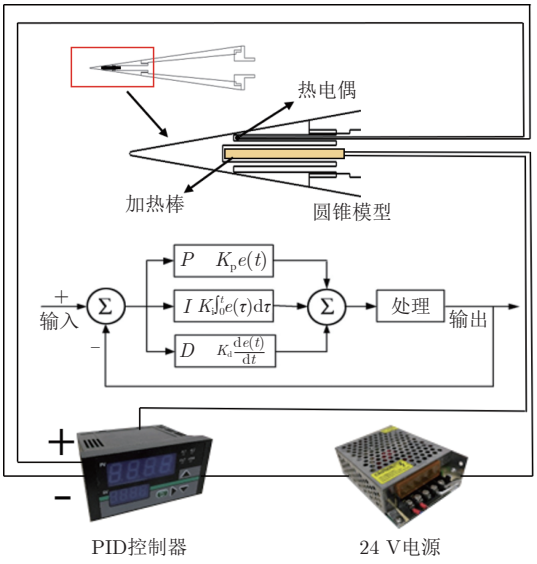


图 6　PID 控制图

Fig. 6　Diagram of PID control

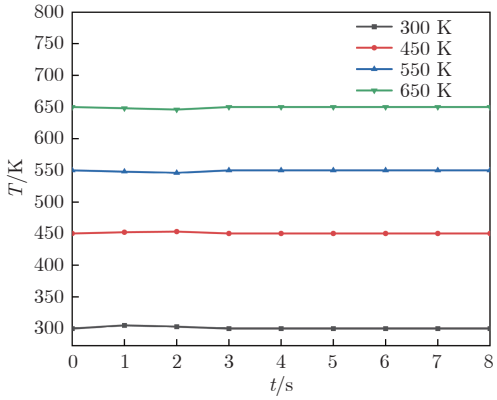


图 7 风洞运行时头部温度变化曲线

Fig. 7 Nose temperature variation curve during wind tunnel operation

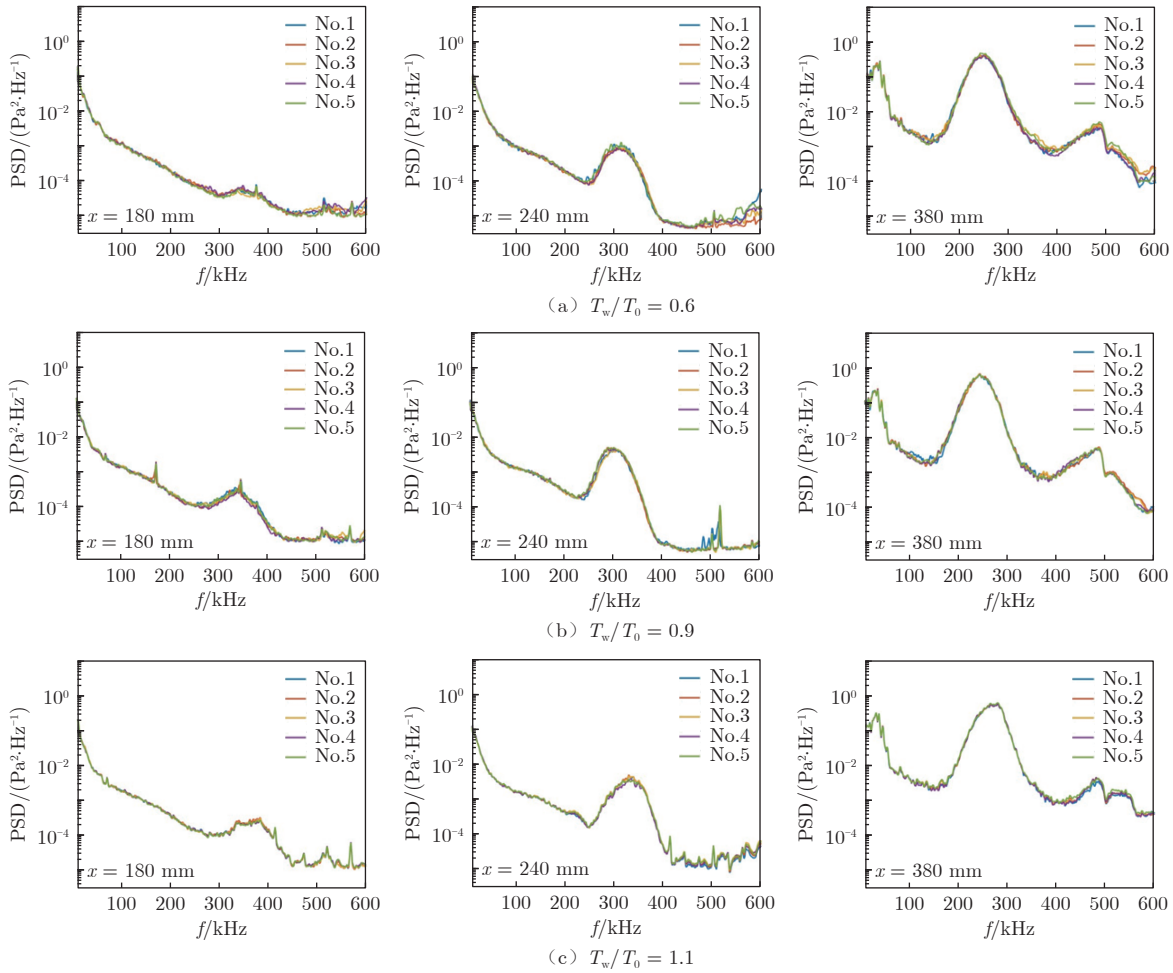
2 结果与分析

2.1 风洞实验结果重复性验证

为证明本文实验结果可信，对风洞实验结果进行重复性验证。选取尖锥模型，在来流单位雷诺数 $Re = 7.44 \times 10^6$ m^{-1} 条件下，分别对流向位置 x = 180、240 和 380 mm 处，使用 PCB 得到 T_w/T_0 = 0.6、0.9、1.1、1.3 这 4 种工况下各 5 车次（No. 1～5）的脉动压力功率谱密度，并用红外相机在 T_w/T_0 = 0.9 工况下记录 5 车次的模型表面温度变化。图 8 为 PCB 测得的 4 种 T_w/T_0 下 3 个不同流向位置的压力脉动结果。可以看出，对于同一工况下不同车次实验，流向位置上各测点处压力脉动 PSD 的幅值曲线吻合较好。图 9 为红外相机测量的 $T_w/T_0 = 0.9$ 工况下不同车次的表面温升（ΔT）分布图（取流场稳定时模型表面温度分布与流场建立前静态温度的差值，下同）。可以看出，同一工况下不同车次实验，模型表面温升一致。综上，该风洞实验测量结果的重复性较好。

2.2 尖锥（R < 50 um）

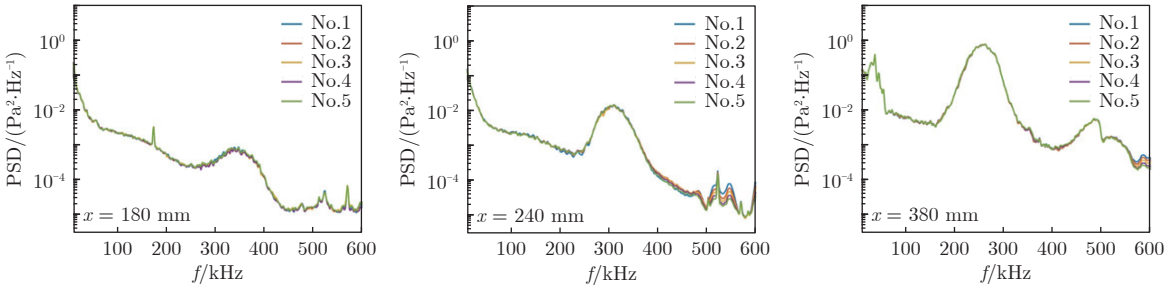
图 10 为 4 种 T_w/T_0 下尖锥模型表面温升（ΔT）的分布图，第 1 测点处的 PCB 传感器未在镜头内，第 2、3、6 和第 7 测点处的 PCB 传感器损坏。4 种 T_w/T_0 下，模型表面温升沿周向均匀分布，模型表面温升最高的区域出现在模型头部，且沿模型流向逐渐降低。图 11 为圆锥表面中心线温升分布。PCB 正



（a） $T_w/T_0 = 0.6$

（b） $T_w/T_0 = 0.9$

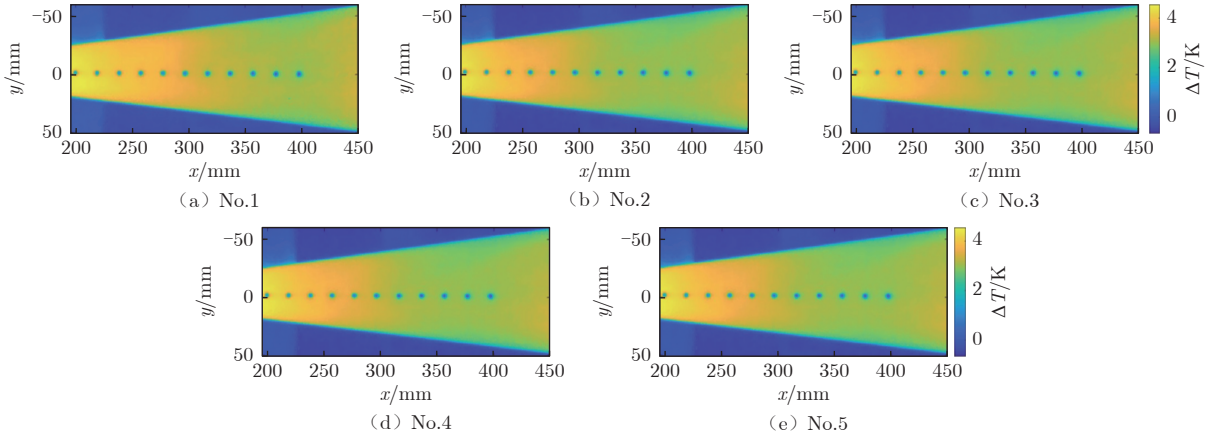
（c） $T_w/T_0 = 1.1$



（d）$T_w/T_0 = 1.3$

图 8　4 种 T_w/T_0 下不同测点的压力脉动 PSD 结果

Fig. 8　The PSD results of pressure pulsation at four T_w/T_0 measuring points in repeatable experiments

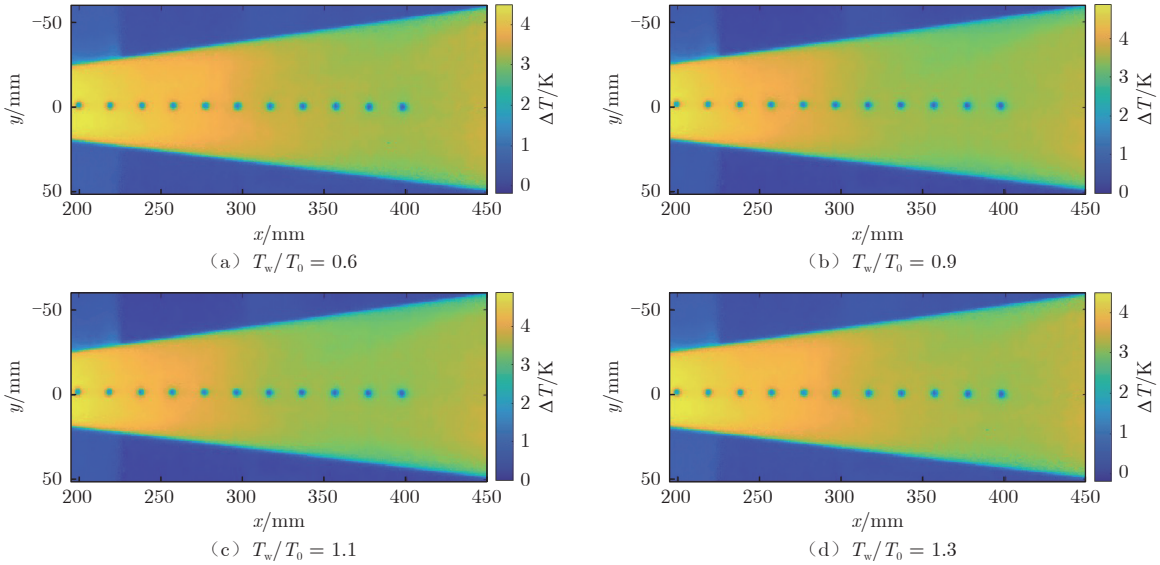


（a）No.1　（b）No.2　（c）No.3

（d）No.4　（e）No.5

图 9　T_w/T_0 = 0.9 下不同车次的红外测量结果

Fig. 9　The infrared thermography results with T_w/T_0 = 0.9 at each repeatable experiment



（a）$T_w/T_0 = 0.6$　（b）$T_w/T_0 = 0.9$

（c）$T_w/T_0 = 1.1$　（d）$T_w/T_0 = 1.3$

图 10　圆锥表面温升分布（尖锥，Re = 7.44 × 10^6 m^{-1}）

Fig. 10　The distribution of temperature rise on cone model surface (sharp cone, Re = 7.44 × 10^6 m^{-1})

常工作会产生热量且为金属材质，红外相机无法准确拍摄其表面温度变化，为了跳过传感器位置，温升图采用点线图表示。由于圆锥的轴对称性，边界层厚度沿流向逐渐增大，使得壁面的剪切作用被边界层流动减弱，导致模型表面温度沿流向逐渐降低。T_w/T_0 = 0.6、0.9 时模型的表面温升低于 T_w/T_0 = 1.1、1.3 时。对于 4 种 T_w/T_0，在模型 x = 400 mm 附近温升均开始增大，该处即为转捩起始位置。受传

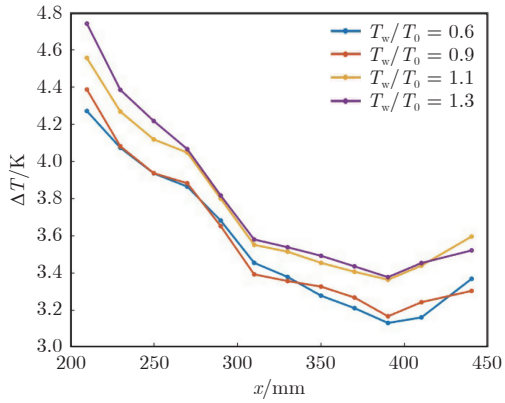


图 11 圆锥表面中心线温升分布（尖锥，Re = 7.44 × 10^6 m^{-1}）

Fig. 11 The distribution of temperature rise on the center line of cone model surface (sharp cone, Re = 7.44 × 10^6 m^{-1})

感器安装位置所限，未能采集到 x = 400 mm 之后区域的边界层压力脉动。

结合沿母线布置的 PCB 对边界层内不稳定波进行测量。图 12 为尖锥在基本状态（T_w/T_0 = 0.6）下沿流向的脉动压力功率谱。从图 12 中可以看出，在 x = 180 mm 处，出现了 f = 300～400 kHz 的高频不稳定波。沿流向向后，频谱振幅逐渐增大，峰值频率逐渐减小，频带范围逐渐变宽。Maslov 等[22] 在相似的实验条件下，测得了特征频率为 250～350 kHz 的第二模态波。考虑到来流条件及设备差异，推断本实验测得的高频扰动波为第二模态波，本文主要研究 4 种壁温比对第二模态波的影响。

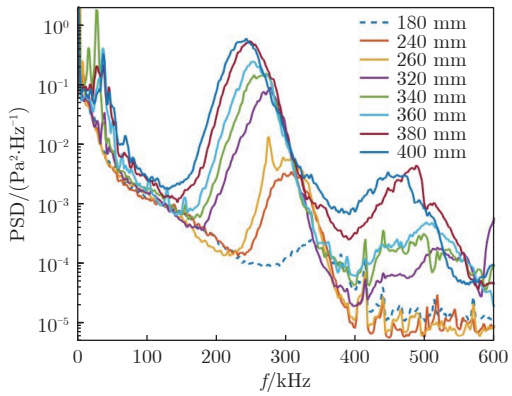


图 12 压力脉动功率谱（尖锥，T_w/T_0 = 0.6）

Fig. 12 Pressure pulsation spectra (sharp cone, T_w/T_0 = 0.6)

进一步分析 T_w/T_0 对不同流向位置第二模态扰动波的影响。x = 180 mm 处的 PCB 处于加热区域的后方，与基本状态（T_w/T_0 = 0.6）相比，在 T_w/T_0 = 0.9、1.1 和 1.3 时，该位置传感器采集到的脉动压力功率谱密度在高频区域（300～400 kHz）的幅值显著增加，如图 13（a）所示。

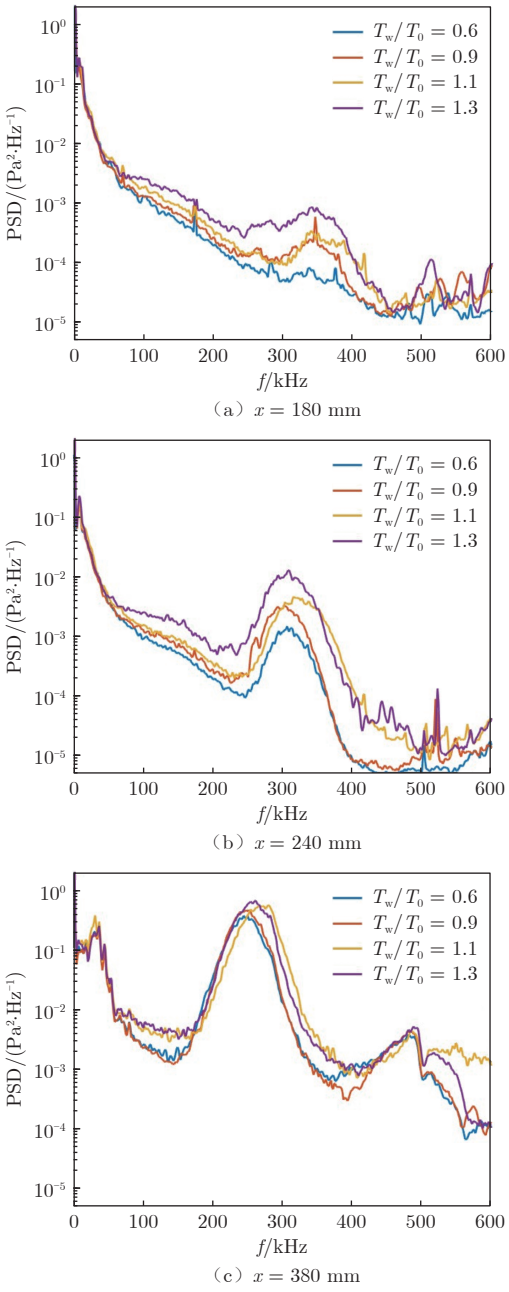


图 13 不同 T_w/T_0 的压力脉动功率谱（尖锥）

Fig. 13 Pressure pulsation spectra for different values of T_w/T_0 (sharp cone)

在 x = 240 mm 处观察到了更为明显的现象，如图 13（b）所示，在 f = 220～390 kHz 范围内出现了明显的第二模态波。T_w/T_0 = 0.6 时，第二模态波幅值最小；随着头部温度升高，T_w/T_0 增大，第二模态波幅值和带宽均有明显增加；T_w/T_0 = 1.3 时幅值最大、频带最宽。同时观察到，随着 T_w/T_0 增大，f = 70～200 kHz 范围内的压力脉动 PSD 也明显增大，说明加热使扰动发展越来越不稳定。

如图 13（c）所示，在 x = 380 mm 处，第二模态波更加明显，但与基本状态（T_w/T_0 = 0.6）相比，加热

对第二模态波的影响较弱。然而，在 $f = 70\sim200$ kHz 范围内，$T_w/T_0 = 1.1$、1.3 时比 $T_w/T_0 = 0.6$、0.9 时功率谱密度大。在 $x = 400$ mm 处也观察到相似现象（图中未给出）。Bountin 等[20] 在来流总温为 360～418 K 时将尖锥头部加热到 440 K，同样发现头部加热对模型尾端高频不稳定波幅值影响较小。由于来流总温不同，Bountin 文中头部加热条件相当于本文中 $T_w/T_0 = 0.97$。本文在更高的 T_w/T_0（1.1、1.3）情况下，观察到了 $f = 70\sim200$ kHz 范围内 PSD 增大的现象。Bountin 在相似的实验条件下，测得了特征频率范围为 50～150 kHz 的第一模态波，考虑到来流条件及设备差异，推断图 13 中 $f = 70\sim200$ kHz 范围内的扰动波为第一模态波。与 $x = 180$ 和 240 mm 处不同，在 $x = 380$ mm 处，4 种 T_w/T_0 条件下均在 $f = 20\sim50$ kHz 范围内出现了低频峰值，这可能与风洞的低频噪声有关[23]。

为探究头部加热对尖锥第二模态波幅值增长的影响特性，引入第二模态波增长率 $-\alpha_i$，其定义为：

$$-\alpha_i = \frac{1}{2}\frac{\ln\left[D_{PS}(f)_{x_2}/D_{PS}(f)_{x_1}\right]}{x_2 - x_1} \tag{1}$$

式中：x 为流向位置，$D_{PS}(f)_x$ 为位置 x 处第二模态波峰值频率对应的 PSD 值。

图 14 为不同 T_w/T_0 下第二模态波增长率。随着 T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.3，第二模态波增长率增大，表明头部温度升高促进了第二模态波的发展，并且随着流向位置向后，第二模态波增长率越来越小。头部加热会使头部附近边界层厚度增大，在头部加热之后的下游区域，壁面附近的边界层温度大于壁面温度，边界层厚度减小、变平坦，此时壁面相对于边界层是一个冷壁[24]。根据线性稳定性理论，这会导致

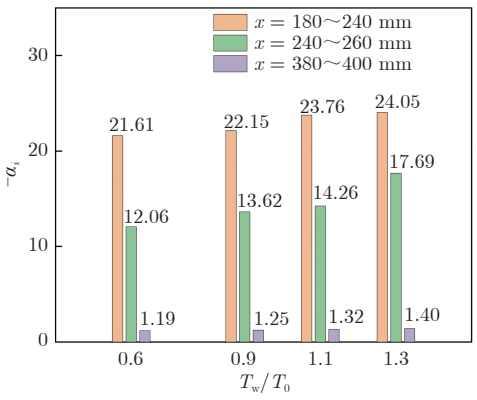


图 14　不同 T_w/T_0 下第二模态波增长率

Fig. 14　Variation of second mode wave amplification rate with wall temperature ratios

第一模态增长率降低和第二模态增长率增大[11-12, 23-24]。而在图 13 中却发现，头部加热使得第一模态变得不稳定，Bountin 等[20] 同样发现尖锥头部加热会增大第一模态幅值。导致第一模态变得不稳定的原因暂时还不清楚，后续还需进一步的研究。

为了进一步分析 T_w/T_0 变化对高频不稳定波振幅的影响，利用功率谱密度分布积分的均方根来定义对应频带范围内的不稳定波振幅。不同流向位置处高频不稳定波的频率范围不同，所以积分范围也不同。将功率谱峰值开始增大处的频率定为积分初始频率，其下降至再次增大处所对应频率定为积分结束频率。为确保结果准确，每种 T_w/T_0 条件下均对重复性实验中的 10 段 PSD 结果进行积分，并计算其均值和标准差。图 15 为不同 T_w/T_0 下高频不稳定波振幅（p'）沿母线的分布。在模型中前段（$x < 360$ mm），随着 T_w/T_0 增大，高频不稳定波振幅显著增大。而在模型后段（$x \geqslant 360$ mm），T_w/T_0 增大对幅值影响很小，且观察到振幅沿母线已经增长到饱和的现象。

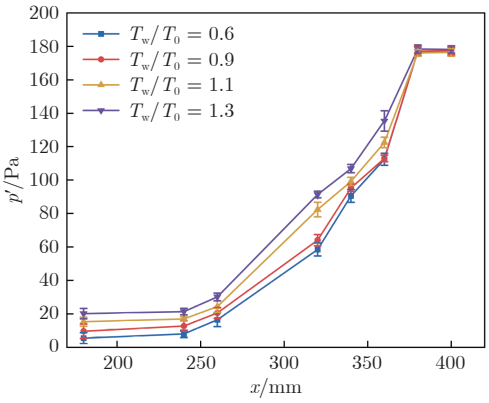


图 15　不同 T_w/T_0 下不稳定波振幅沿母线分布（尖锥）

Fig. 15　The amplitude of pressure fluctuation along the generatrix at different T_w/T_0 (sharp cone)

综上，对于尖锥来说，T_w/T_0 的增大会逐渐促进第二模态波的发展，其原因可能是头部加热增大了第二模态波的增长率，从而使第二模态波幅值增大。头部加热引起下游边界层厚度减小和平坦化，使不稳定区域变宽，增强了第二模态波的积分放大效应，从而导致转捩位置提前。

2.3　小钝度圆锥（R = 0.5 和 2 mm）

2.3.1　R = 0.5 mm

图 16 为 4 种 T_w/T_0 下 $R = 0.5$ mm 圆锥模型表面温升分布图。与尖锥相似，4 种壁温比下，模型表面温升沿周向均匀分布，模型表面温升最高的区域

出现在模型头部，且沿流向逐渐降低。结合图 17 的圆锥表面中心线温升分布可知，随着 T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.3，模型表面温升呈增大趋势，且均在模型 x = 400 mm 附近开始增大，此处即为转捩起始位置。

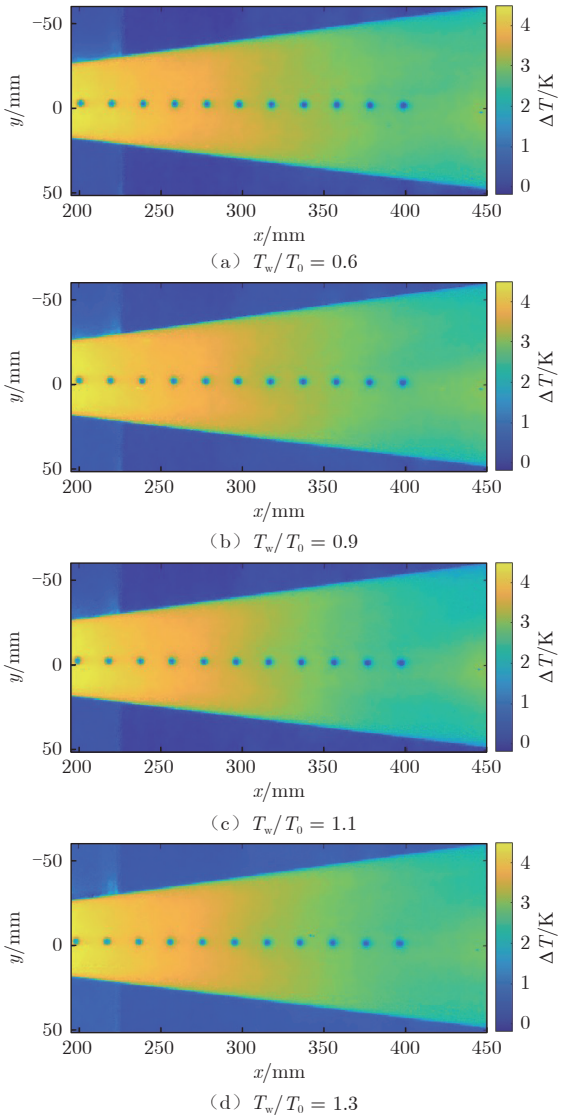


图 16 圆锥表面温升分布（R = 0.5 mm，Re = 7.44 × 10^6 m^{-1}）

Fig. 16 The distribution of temperature rise on cone model surface (R = 0.5 mm, Re = 7.44 × 10^6 m^{-1})

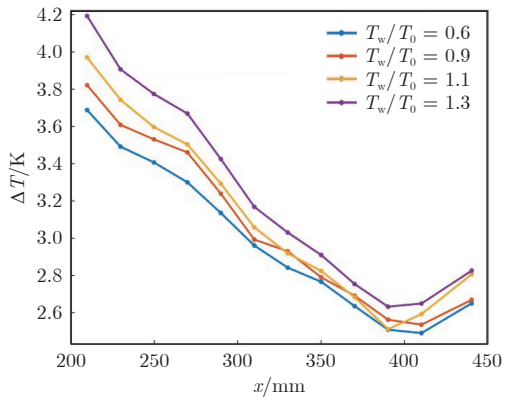


图 17 圆锥表面中心线温升分布（R = 0.5 mm，Re = 7.44 × 10^6 m^{-1}）

Fig. 17 The distribution of temperature rise on the center line of cone model surface (R = 0.5 mm, Re = 7.44 × 10^6 m^{-1})

图 18(a)为 x = 180 mm 处 PCB 测得的脉动压力功率谱密度。在 f = 220～290 kHz 的高频范围内，与尖锥相比，基本状态(T_w/T_0 = 0.6)下的第二模态波幅值减小，这与头部钝度增大有关[25-29]。当 T_w/T_0 增大到 0.9 时，第二模态波幅值基本不变；当 T_w/T_0 继续增大到 1.1 和 1.3 时，第二模态波幅值略微降低，但此流向位置位于模型前部，第二模态波尚未充分发展。图 18(b)为 x = 240 mm 处的功率谱密

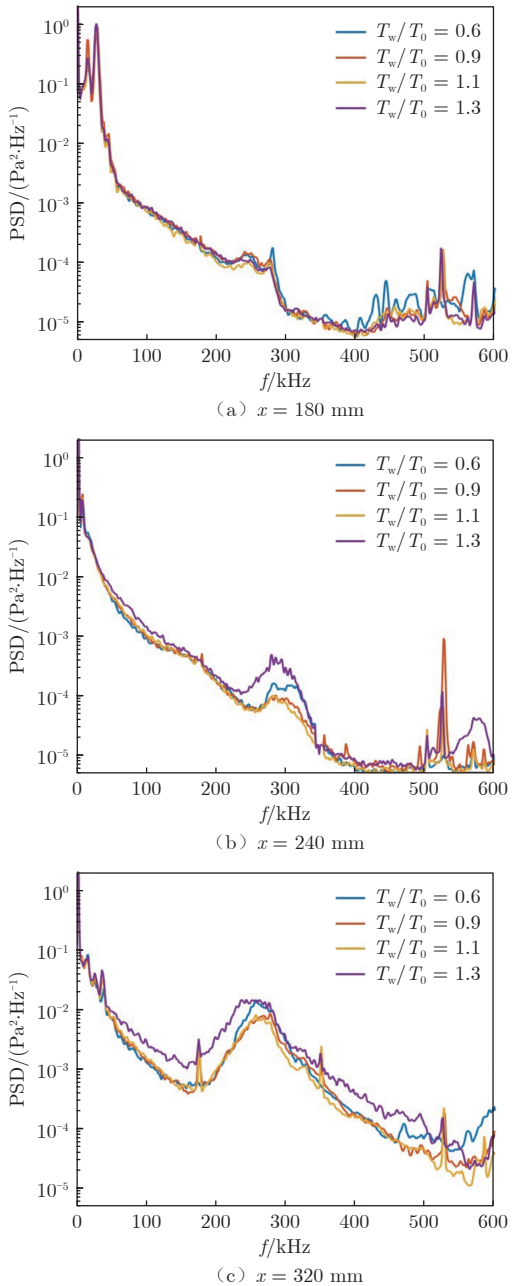


图 18 不同 T_w/T_0 的脉动压力功率谱密度（R = 0.5 mm）

Fig. 18 Pressure pulsation power spectral density for different values of T_w/T_0 (R = 0.5 mm)

度。由图可见，在 $f = 215\sim350$ kHz 的高频范围内出现了第二模态波，当 T_w/T_0 增大到 0.9 时，第二模态波的幅值减小；当 T_w/T_0 继续增大到 1.1 时，第二模态波基本不受影响；但当 T_w/T_0 增大到 1.3 时，第二模态波幅值反而增大。图 18(c)为 $x = 320$ mm 处的功率谱密度，其变化趋势与 $x = 240$ mm 处相同，即随着 T_w/T_0 增大，第二模态波幅值先减小后增大。与 $x = 240$ mm 处相比，$x = 320$ mm 处 4 种 T_w/T_0 下第二模态波幅值均增大，且幅值对应频率左移，这与随着沿流向发展的边界层变厚有关。

对于 $R = 0.5$ mm 的圆锥，随着 T_w/T_0 增大，第二模态波幅值先降低后增大。T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.1，第二模态波幅值降低，这可能与圆锥从尖锥变为钝锥后在头部附近形成熵层有关。熵层的存在会使圆锥边界层内扰动稳定，而 T_w/T_0 的增大可能使熵层对边界层的稳定作用增强，因此当 T_w/T_0 从 0.6 增大至 1.1 时，第二模态波受到抑制。Bountin[20] 在 $R = 0.75$ mm 的圆锥上同样观察到了头部加热(T_w/T_0 换算到本实验中为 0.97)对第二模态波的抑制作用。本实验在更高的 T_w/T_0(1.3)条件下，观察到了头部加热对第二模态波的促进作用。如图 18(c)所示，在 $f = 50\sim180$ kHz 范围内，功率谱密度明显增大。高超声速圆锥边界层内存在除第二模态外的多种扰动，推测可能是 $T_w/T_0 = 1.1\sim1.3$ 时促进了更低频模态的发展，同时更低频模态的不稳定激发了第二模态的不稳定，使第二模态波幅值增大。

随着流向位置向后，T_w/T_0 的增大对第二模态波的影响减弱。在 $x = 360\sim400$ mm 处的功率谱密度图中均能观察到明显的第二模态波峰值，但 3 种加热状态下对第二模态的影响均较弱。

图 19 为不同 T_w/T_0 下高频不稳定波振幅沿母线的分布。在模型前段($x \leqslant 240$ mm)，T_w/T_0 增大对高频不稳定波振幅影响不大，各个 T_w/T_0 下振幅基本相同。而在模型中后段($x > 240$ mm)，$T_w/T_0 = 0.6$ 和 1.3 时的振幅和增长率更大。与尖锥不同的是，并未观察到振幅沿母线增长到饱和的现象。

综上，对于 $R = 0.5$ mm 的圆锥，头部加热对第二模态波的影响出现了与尖锥不一样的现象。当 T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.1 时，头部加热表现为对第二模态波的抑制；当 T_w/T_0 从 1.1 增大到 1.3 时，则表现为对第二模态波的促进。反转现象的出现可能与圆锥从尖锥变为钝锥后在头部附近形成熵层有关。随着 T_w/T_0 增大，熵层对边界层的稳定作用增强，当 T_w/T_0 从 1.1 增大到 1.3 时，头部加热对更低频模态的促进使得第二模态波幅值增大。

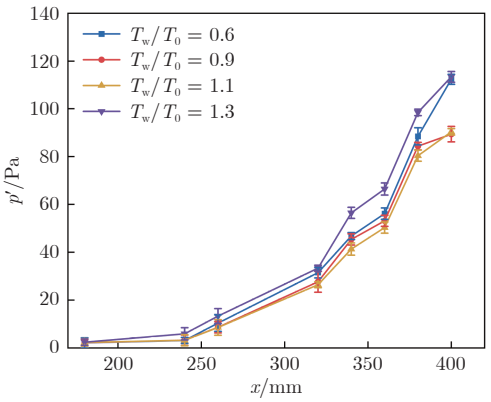


图 19　不同 T_w/T_0 下不稳定波振幅沿母线分布（R = 0.5 mm）

Fig. 19　The amplitude of pressure fluctuation along the generatrix at different T_w/T_0 (R = 0.5 mm)

2.3.2　R = 2 mm

图 20 为 4 种 T_w/T_0 下，$R = 2$ mm 圆锥模型的表面温升(ΔT)分布。4 种 T_w/T_0 下，模型表面温升沿周向均匀分布，模型表面温升最高的区域出现在模型头部，且沿流向逐渐降低。结合圆锥表面温升分布(图 21)可以发现：随着 T_w/T_0 增大，圆锥模型表面温升逐渐增大，且直至模型尾部仍未出现温升突然增大的现象。因此可以判断，4 种 T_w/T_0 条件下圆锥表面均未发生转捩。

头部钝度为 2 mm 时不同 T_w/T_0 条件下的脉动压力功率谱密度如图 22 所示。在 $x = 180$ mm 处(图 22(a))，200～350 kHz 区域内 4 种 T_w/T_0 条件下均未出现峰值，说明第二模态波在此处尚未发展。在 $x = 260$ mm 处(图 22(b))，高频区域(220～270 kHz)出现微弱的第二模态波，$T_w/T_0 = 0.9$、1.1、1.3 条件下的幅值与基本状态相近。

如图 22(c)所示，在 $x = 400$ mm 处，出现了明显的第二模态波。T_w/T_0 从 0.6 增大到 0.9 时，第二模态波幅值和带宽均降低；而 T_w/T_0 从 0.9 增大到 1.1 时，第二模态波幅值继续降低；T_w/T_0 继续增大至 1.3 时，第二模态波幅值反而增大。因此，随着 T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.3，第二模态波先被抑制后被促进。与 $x = 260$ mm 处不同，$x = 400$ mm 处功率谱密度在低频区域(30～50 kHz)出现了峰值，且 3 种加热状态的 T_w/T_0 与基本状态的情况相似。与尖锥和 $R = 0.5$ mm 的情况不同，当 $R = 2$ mm 时，增大 T_w/T_0 在 $x = 400$ mm 处仍能明显影响第二模态波幅值。

图 23 为不同 T_w/T_0 下高频不稳定波振幅沿母线

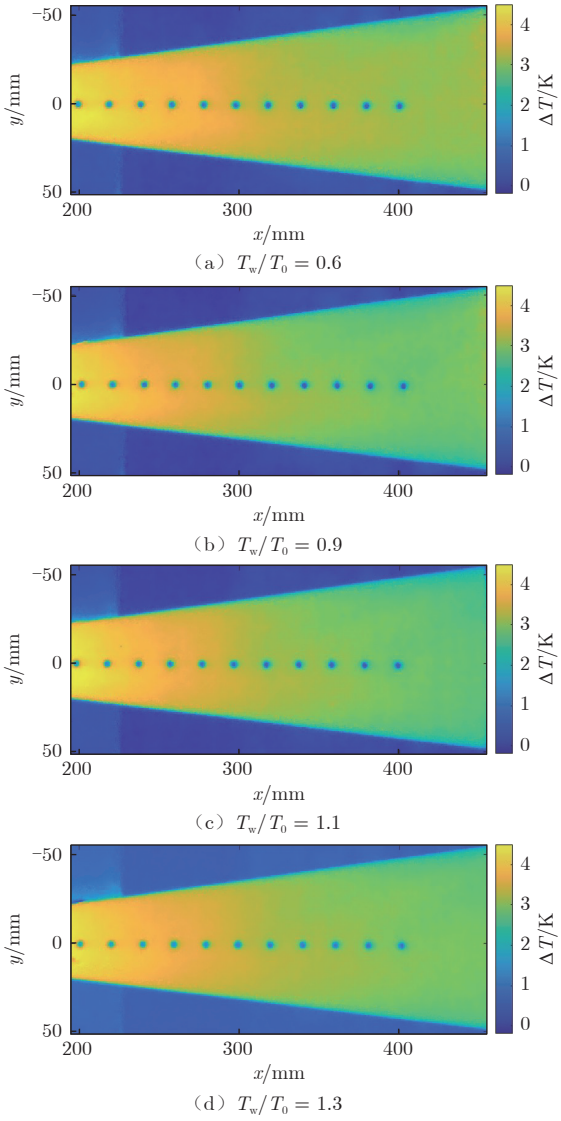


图 20 圆锥表面温升分布（R = 2 mm，Re = 7.44 × 10^6 m^{-1}）

Fig. 20 The distribution of temperature rise on cone model surface (R = 2 mm, Re = 7.44 × 10^6 m^{-1})

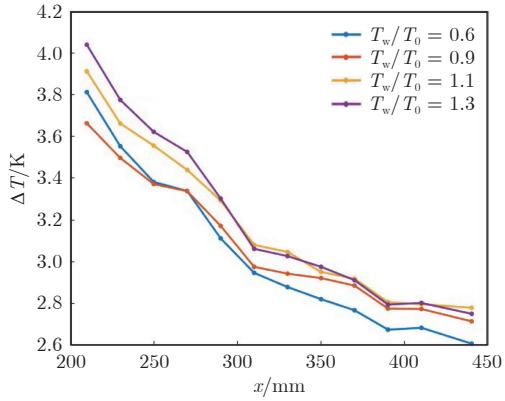


图 21 圆锥表面中心线温升分布（R = 2 mm，Re = 7.44 × 10^6 m^{-1}）

Fig. 21 The distribution of temperature rise on the center line of cone model surface (R = 2 mm, Re = 7.44 × 10^6 m^{-1})

分布。在模型中前段（$x \leqslant 340$ mm），T_w/T_0 对高频不稳定波振幅影响不大，各个 T_w/T_0 下振幅基本相同。而在模型中后段（$x > 340$ mm），$T_w/T_0 = 1.3$ 时的振幅和增长率与基本状态基本相同，$T_w/T_0 = 0.9$ 和 1.1 时的振幅和增长率更小，且 4 种 T_w/T_0 状态下均未观察到振幅沿母线已经增长到饱和的现象。

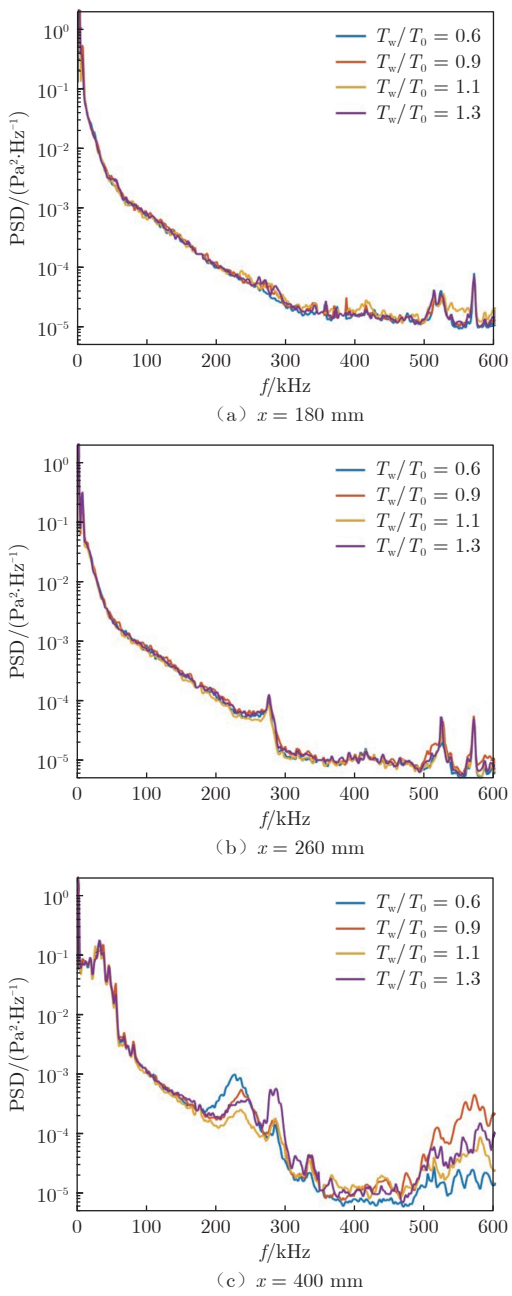


图 22 不同 T_w/T_0 条件下的脉动压力功率谱密度（R = 2 mm）

Fig. 22 Power spectral density of pressure pulsationfor different values of T_w/T_0 (R = 2 mm)

2.4 大钝度圆锥（R = 5 mm）

图 24 为 4 种 T_w/T_0 下 $R = 5$ mm 圆锥模型的表面温升（ΔT）分布图。由图可见：4 种 T_w/T_0 下，模型表面温升沿周向均匀分布，模型表面温升最高的区域出现在模型头部，且沿流向逐渐降低。图 25 为圆

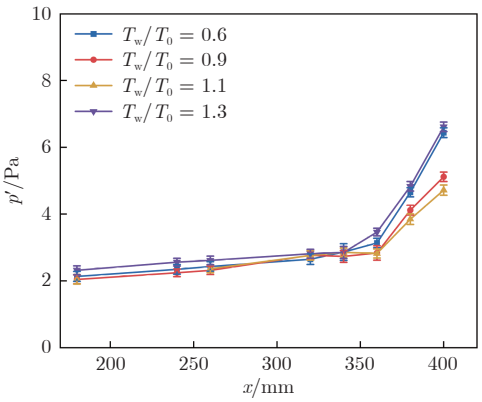


图 23　不同 T_w/T_0 下不稳定波振幅沿母线分布（R = 2 mm）

Fig. 23　The amplitude of pressure fluctuation along the generatrix at different T_w/T_0 (R = 2 mm)

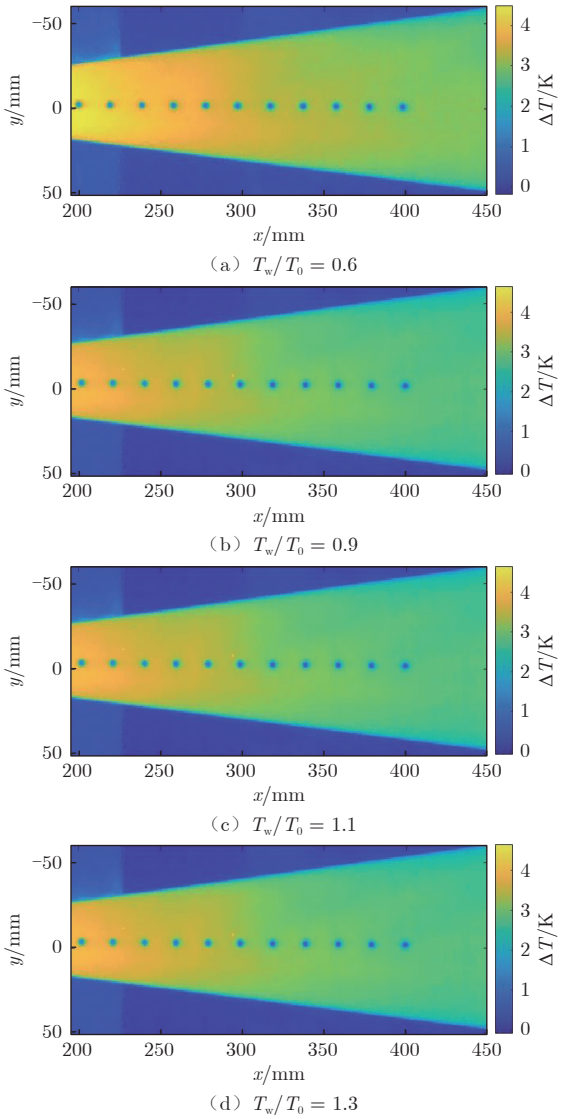


图 24　圆锥表面温升分布（R = 5 mm，Re = 7.44 × 10^6 m^{-1}）

Fig. 24　The distribution of temperature rise on cone model surface (R = 5 mm, Re = 7.44 × 10^6 m^{-1})

锥表面中心线温升分布，与尖锥和小钝度圆锥相比，对于 R = 5 mm 的圆锥，随着 T_w/T_0 增大，模型表面温升逐渐减小，其原因可能是头部钝度增大引起边界层厚度增大，从而使得边界层内温度增长缓慢。当 T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.3 时，圆锥模型表面温升降低。但直至模型尾部仍未出现温升突然增大的现象，因此可以判断 4 种 T_w/T_0 条件下圆锥表面均未发生转捩。

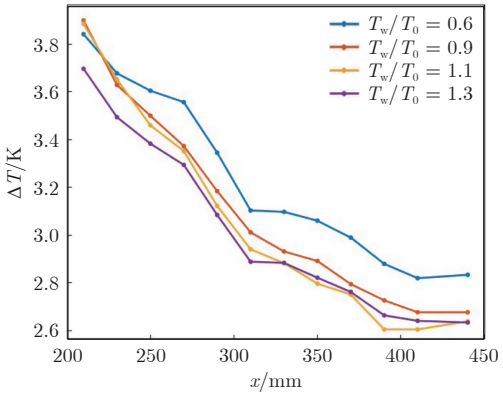


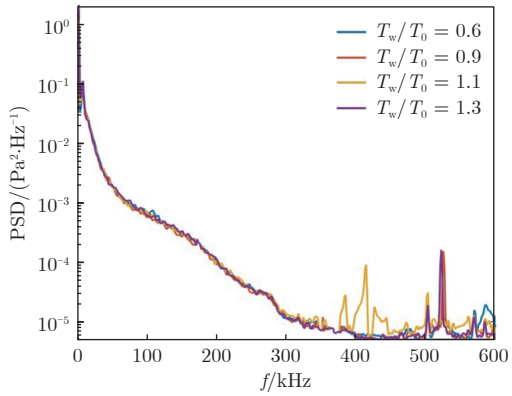
图 25　圆锥表面中心线温升分布（R = 5 mm，Re = 7.44 × 10^6 m^{-1}）

Fig. 25　The distribution of temperature rise along the center line of cone model surface (R = 5 mm, Re = 7.44 × 10^6 m^{-1})

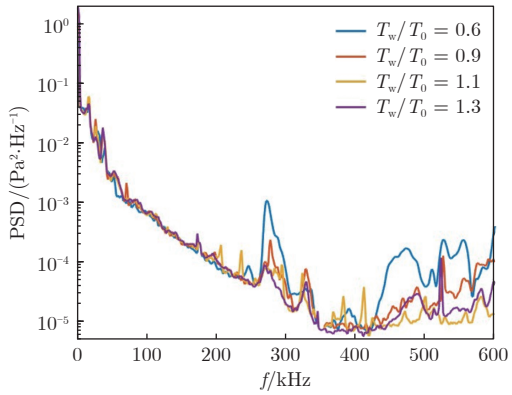
对于 R = 5 mm 圆锥，在 x = 180 mm 处的高频区域未观察到第二模态波（图 26(a)）；x = 240 和 260 mm 处的情况与 x = 180 mm 处相似。在 x = 340 mm 处，如图 26(b)所示，在 f = 250～310 kHz 的高频区域出现了第二模态波，T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.1 时，峰值逐渐降低，继续增大 T_w/T_0 至 1.3 时，第二模态波幅值基本不变。与 R = 0.5 和 2 mm 的情况不同，在 R = 5 mm 条件下，T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.3 表现为对第二模态波发展趋势的抑制。如图 26(c)所示，在 x = 400 mm 处，f = 240～310 kHz 高频范围内出现了第二模态波。与基本状态相比，3 种加热状态（T_w/T_0 = 0.9、1.1 和 1.3）的第二模态波幅值更低，且 3 种状态之间差异不明显，这说明加热抑制了第二模态波。在 R = 5 mm 的圆锥上，更不容易观察到头部温度变化对不稳定波的影响，且未出现头部加热对第二模态波幅值的反转效应。

图 27 为不同 T_w/T_0 下高频不稳定波振幅沿母线的分布。由图可见：4 种 T_w/T_0 下，高频不稳定波振幅的增长率均较小。在模型中前段（x ≤ 340 mm），T_w/T_0 = 0.9、1.1 和 1.3 条件下的振幅基本相同，且均小于基本状态；而在模型后段（x > 360 mm），基本状态下的振幅明显高于 3 种加热状态。

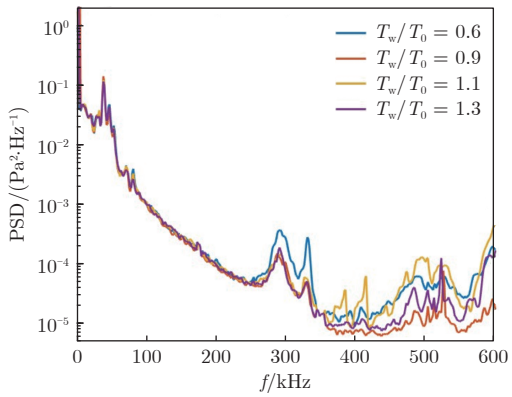
综上，R = 5 mm 的圆锥出现了与尖锥（R <



（a）$x = 180$ mm



（b）$x = 340$ mm



（c）$x = 400$ mm

图 26 不同 T_w/T_0 的压力脉动功率谱（R = 5 mm）

Fig. 26 Pressure pulsation spectra for different values of T_w/T_0 (R = 5 mm)

50 mm）和小钝度圆锥（$R = 0.5$ 和 2 mm）不同的现象。对于 $R = 5$ mm 的圆锥，随着 T_w/T_0 增大，第二模态波受到抑制，且未观察到 T_w/T_0 增大对第二模态波幅值的反转影响。原因可能是随着圆锥头部钝度增大，头部激波后的熵层高度增大，熵层区域增大，使得熵层对边界层的稳定作用增强，同时熵层内的高频扰动也对边界层内第二模态波产生了抑制。随着 T_w/T_0 增大，上述 2 种作用可能更加明显，从而使得在 $R = 5$ mm 圆锥上，随着 T_w/T_0 增大，第二模态波幅值逐渐降低，且未发生幅值反转现象。

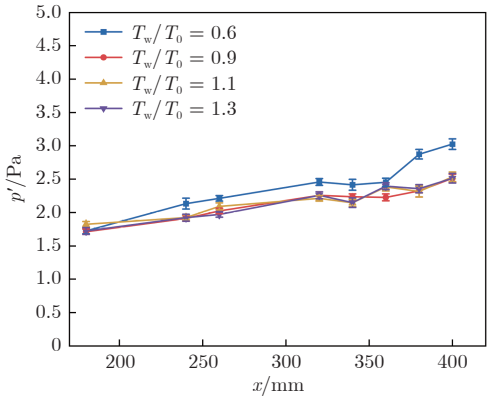


图 27 不同 T_w/T_0 下不稳定波振幅沿母线分布（R = 5 mm）

Fig. 27 The amplitude of pressure fluctuation along the generatrix with different T_w/T_0 (R = 5 mm)

3 结 论

本文通过红外热成像和 PCB 技术，对圆锥头部温度和钝度对高超声速边界层中扰动波脉动发展的综合影响进行了实验研究，获得了头部加热以及头部温度和钝度的组合对圆锥高超声速边界层内不稳定波的影响规律。主要结论如下：

1）在尖锥情况下，随着 T_w/T_0 增大，第二模态波幅值与基本状态相比显著增加，低频区域（70～200 kHz）功率谱密度增大，头部加热明显促进了第二模态波的发展，其原因可能是头部温度的升高使第二模态波增长率增大，从而引起幅值增大。第二模态波的不稳定可能导致转捩位置提前。

2）对于小钝度圆锥（$R = 0.5$ 和 2 mm），随着 T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.3，对第二模态波先抑制后促进。圆锥由尖锥变为带钝度圆锥，头部附近形成熵层。随着 T_w/T_0 从 0.6 增大到 1.1，第二模态波被抑制，这可能源于熵层对边界层稳定作用的加强；而 T_w/T_0 从 1.1 增大到 1.3 时，则可能是头部温度升高促进了更低频模态的发展，从而使第二模态波幅值增大。

3）对于大钝度圆锥（$R = 5$ mm），未观察到头部加热对第二模态波幅值的反转影响，即随着头部温度升高，第二模态波幅值逐渐降低，头部加热抑制了第二模态波。可能原因是头部钝度更大，熵层区域更大，熵层对边界层的稳定作用更强；同时熵层内高频扰动进入边界层，可能会对边界层内第二模态波产生抑制。随着 T_w/T_0 增大，上述 2 种作用可能更加明显，从而使得在 $R = 5$ mm 圆锥上，随着 T_w/T_0 增大，第二模态波幅值逐渐降低。

4）随着圆锥头部钝度增大，高频不稳定波振幅

逐渐降低，且振幅沿流向更不容易增长至饱和。

参考文献：

[1] SHEN Q, YANG W B, ZHUANG F G. Turbulence of aerospace craft[J]. Modern Defence Technology, 2012, 40(1): 21-25.

[2] MACK L M. Linear stability theory and the problem of supersonic boundary-layer transition[J]. AIAA Journal, 1975, 13(3): 278-289.
doi: 10.2514/3.49693

[3] MACK L M. Boundary layer linear stability theory[R]. AGARD Report No. 709(Part 3), 1984.

[4] STETSON K, THOMPSON E, DONALDSON J, et al. Laminar boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8. I - Sharp cone[C]//Proc of the 16th Fluid and Plasmadynamics Conference. 1983: 1761.
doi: 10.2514/6.1983-1761

[5] MUJEEB M. Prediction and control of transition in supersonic and hypersonic boundary layers[J]. AIAA Journal, 1989, 27(11): 1487-1493.
doi: 10.2514/3.10292

[6] 陈苏宇, 江涛，常雨，等. 高超声速钝头体边界层转捩试验[J]. 航空学报, 2020, 41(12): 124098.
CHEN S Y, JIANG T, CHANG Y, et al. Hypersonic boundary layer transition over bodies with blunt nosetip[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2020, 41(12): 124098.
doi: 10.7527/S1000-6893.2020.24098

[7] STETSON K F. Hypersonic boundary layer transition experiments[R]. Technical Note, AFWAL-TR-80-3062, 1980.

[8] ZHONG X L. Effect of nose bluntness on hypersonic boundary layer receptivity over a blunt cone[C]//Proc of the 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit. 2005: 5022.
doi: 10.2514/6.2005-5022

[9] ROSENBOOM I, HEIN S, DALLMANN U. Influence of nose bluntness on boundary-layer instabilities in hypersonic cone flows[C]//Proc of the 30th Fluid Dynamics Conference. 1999: 3591.
doi: 10.2514/6.1999-3591

[10] 雷娟棉, 曹家伟. 高超声速圆锥边界层转捩反转数值研究[J]. 北京理工大学学报, 2022, 42(10): 991-1001.
LEI J M, CAO J W. Numerical study on transition reversal of hypersonic cone boundary layer[J]. Transactions of Beijing Institute of Technology, 2022, 42(10): 991-1001.
doi: 10.15918/j.tbit1001-0645.2021.224

[11] 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(03): 311-337.
CHEN J Q, TU G H, ZHANG Y F, et al. Hypersnonic boundary layer transition: what we know, where shall we go[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(03): 311-337.
doi: 10.7638/kqdlxxb-2017.0030

[12] LYSENKO V I, MASLOV A A. The effect of cooling on supersonic boundary-layer stability[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1984, 147: 39-52.
doi: 10.1017/s002211208400197x

[13] DEMETRIADES A. New experiments on hypersonic boundary layer stability including wall temperature effects[C]//Proc of the 26th Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute Meeting. 1978: 39-55.

[14] STETSON K, KIMMEL R. On hypersonic boundary-layer stability[C]//Proc of the 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 1992: 737.
doi: 10.2514/6.1992-737

[15] SIDDIQUI F, GRAGSTON M, SARIC W S, et al. Mack-mode instabilities on a cooled flared cone with discrete roughness elements at Mach 6[J]. Experiments in Fluids, 2021, 62(10): 213.
doi: 10.1007/s00348-021-03304-6

[16] ZHU Y D, CHEN X, WU J Z, et al. Aerodynamic heating in transitional hypersonic boundary layers: Role of second-mode instability[J]. Physics of Fluids, 2018, 30(1): 011701.
doi: 10.1063/1.5005529

[17] ZHU Y D, ZHU W K, GU D W, et al. Hypersonic transition over a heated wall[J]. Physics of Fluids, 2021, 33(10): 101706.
doi: 10.1063/5.0068157

[18] KUEHL J J. Thermoacoustic interpretation of second-mode instability[J]. AIAA Journal, 2018, 56(9): 3585-3592.
doi: 10.2514/1.J057015

[19] LIU Z Y, YANG W B, SHEN Q. Investigation on correlation between wind tunnel and flight test data for boundary layer transition[C]//Proc of the AIAA Flight Testing Conference. 2016: 3980.
doi: 10.2514/6.2016-3980

[20] BOUNTIN D, MASLOV A, GROMYKO Y. Analysis of disturbances in a hypersonic boundary layer on a cone with heating/cooling of the nose tip[J]. Physics of Fluids, 2018, 30(5): 054103.
doi: 10.1063/1.5024025

[21] XU X, CHENG K M, WANG Z J, et al. Flow field calibration of NUAA Φ0.5 m hypersonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2009, 23(4): 77-81.

[22] MASLOV A A, SHIPYLUK A N, BOUNTIN D A, et al. Mach 6 boundary-layer stability experiments on sharp and blunt cones[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2006, 43(1): 71-76.
doi: 10.2514/1.15246

[23] 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.
doi: 10.2514/1.J053666

[24] ARNAL D, ARCHAMBAUD J P. Laminar-turbulent transition control: NLF, LFC, HLFC[R]. RTO-EN-AVT-151. 2008.

[25] STETSON K F, THOMPSON E R, DONALDSON J C, et al. Laminar boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8. part Ⅱ - Blunt cone[C]//Proc of the 22nd Aerospace Meeting. 1984.

[26] KARA K, BALAKUMAR P, KANDIL O A. Effects of nose bluntness on hypersonic boundary-layer receptivity and stability over cones[J]. AIAA Journal, 2011, 49(12): 2593-2606.
doi: 10.2514/1.j050032

[27] ZHONG X L. Numerical simulation of hypersonic boundary layer receptivity and stability on blunt circular cones[C]// Proc of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2009: 940.
doi: 10.2514/6.2009-940

[28] RUSHTON G H, STETSON K F. Shock tunnel investigation of boundary-layer transition at M equals 5.5[J]. AIAA Journal, 1967, 5(5): 899-906.
doi: 10.2514/3.4098

[29] MUIR J, TRUJILLO A. Experimental investigation of the effects of nose bluntness, free-stream unit Reynolds number, and angle of attack on cone boundary layer transition at a Mach number of 6[R]. AIAA Paper No. 72-216, 1972.



作者简介:

宫铭跃(1999—),男,吉林白城人,硕士研究生。研究方向:高超声速边界层稳定性与转捩。
E-mail: 905073886@qq.com

(编辑:宋嘉慧)