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)01-0135-11 doi: 10.11729/syltlx20240014

HyTRV 标模下表面边界层稳定性特征

刘姝怡[1]，王傲[1]，段茂昌[1]，徐洋[2]，黄刚雷[1,*]，陈坚强[1]

1. 中国空气动力研究与发展中心 计算空气动力研究所，绵阳 621000

2. 中国空气动力研究与发展中心 超高速空气动力研究所，绵阳 621000

摘要：高超声速转捩研究飞行器（Hypersonic Transition Research Vehicle, HyTRV）是为研究高超声速复杂三维边界层转捩而设计的升力体标模，其外形更接近真实飞行器。为深入认识 HyTRV 边界层稳定性特征及转捩机制，验证数值模拟和理论分析结果，本文在马赫数 6 常规风洞中，采用红外热成像技术和高频压力传感器，获得了 0°和 2°攻角时 HyTRV 标模下表面（迎风面）的边界层转捩阵面及不稳定波的演化特征，并与一维稳定性分析结果进行了对比。研究结果表明：攻角为 2°时，标模下表面的横流失稳区较 0°攻角时范围缩小且位置后移，标模中心线处转捩早于两侧横流区。另外，横流区存在宽频的高频信号，信号幅值在转捩完成前达到饱和。该信号包含多频段扰动，多种扰动之间相互作用导致频谱变宽，最终促使边界层转捩变为湍流。

关键词：升力体；横流失稳；高超声速风洞；边界层转捩；e^N 方法

中图分类号：V211.7 **文献标识码：**A

Characteristics of boundary layer stability of HyTRV model bottom

LIU Shuyi[1], WANG Ao[1], DUAN Maochang[1],
XU Yang[2], HUANG Ganglei[1,*], CHEN Jianqiang[1]

1. Computational Aerodynamics Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

2. Hypervelocity Aerodynamics Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract: The HyTRV (Hypersonic Transition Research Vehicle) is designed for the study of hypersonic complex three-dimensional boundary layer transition, the shape of which is close to that of the real aircraft. The principal objective of this research is to gain deeper understanding of the stability characteristics and transition mechanism of the boundary layer over the HyTRV model and verify the results of numerical simulation and theoretical analysis. In the Mach 6 wind tunnel, the transition front and unstable wave evolution characteristics at the bottom of the HyTRV model, obtained by the infrared thermal imaging technology and high-frequency pressure sensors respectively, were compared with the results of one-dimensional stability analysis. At the angle of attack of 2 degrees, the instability crossflow region on the windward side, which is located after the front of transition at the centerline, shrinks and moves backwards compared to the results with zero angle of attack. Broadband high-frequency signals, containing multiple disturbances in different frequency bands, were found in the crossflow region. The interaction between various disturbances widens the frequency spectrum. Then the boundary layer appears to breakdown. The signal amplitude reaches saturation before the transition is complete.

Keywords: lifting body; crossflow instability; hypersonic wind tunnel; boundary layer transition; e^N method

收稿日期：2024-02-02；修回日期：2024-02-21；录用日期：2024-02-27

* 通信作者 E-mail: huangganglei2021@163.com

引用格式：刘姝怡, 王傲, 段茂昌, 等. HyTRV 标模下表面边界层稳定性特征 [J]. 实验流体力学, 2026, 40(1): 135-145.

LIU S Y, WANG A, DUAN M C, et al. Characteristics of boundary layer stability of HyTRV model bottom[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2026, 40(1): 135-145.

0 引 言

边界层转捩是影响飞行器气动特性的关键问题之一[1]。边界层从层流经转捩过程变为湍流，会使飞行器表面所受摩擦阻力和热流成倍增长，严重时可能影响飞行安全。因此，清晰认识边界层转捩机制，对转捩预测和控制、飞行器气动设计、热防护设计有着重要意义[2-4]。

转捩是一个复杂过程，根据来流扰动大小，存在多种转捩路径[5]。环境扰动水平较低时，以自然转捩路径为主。扰动通过感受性机制进入边界层，随后经历模态增长、二次失稳和模态相互作用，最终转捩为湍流。目前认识到的边界层转捩机制主要有 4 种：流向行波不稳定性、横流不稳定性、流向涡不稳定性和附着线不稳定性[6]。Mack 第二模态属于流向行波不稳定性，在高超声速条件下通常比第一模态更不稳定[7-8]。横流是在展向压力梯度影响下出现于边界层内的垂直于外部无黏流线的速度分量，横流不稳定性属于无黏拐点失稳[9]。同时，展向压力梯度还会导致流动向背风面汇聚，形成流向涡。

早期的高超声速边界层转捩机理研究主要针对平板、后掠翼、圆锥等简单外形开展，与真实飞行器外形存在较大差异。中国空气动力研究与发展中心(CARDC)为复杂外形高超声速边界层转捩研究设计了一个几何全解析的升力体标模 HyTRV(Hypersonic Transition Research Vehicle)[10]。该标模头部为长短轴比 2∶1 的椭球状，下表面为长短轴比 4∶1 的椭圆锥面，上表面为由 CST 函数和椭圆函数共同控制的“几”字形。HyTRV 标模边界层从下至上可分为 7 个失稳区：下表面流向涡区、下表面横流区、上下表面接触线区、肩部横流区、肩部流向涡区、背风横流区和背风接触线区[11]。

目前，针对 HyTRV 边界层转捩的研究还比较有限。标模下表面流向涡呈蘑菇状，郑文鹏[12] 基于纳米示踪平面激光散射技术(Nano-tracer-based Planar Laser Scattering, NPLS)获得了流向涡结构随攻角的变化规律：随着攻角增大，中心线处压力增大，自接触线前缘至中心线处的压力梯度减小，横流效应减弱，流动汇聚形成的流向涡逐渐变得扁平。另外，相关实验研究结果表明，在小攻角情况下，下表面横流区由非定常横流波主导转捩，且横流区转捩随来流雷诺数增大而提前[13]。随着攻角增大，标模下表面横流效应减弱，横流失稳区也逐渐消失[14]。Qi 等[15] 对 0°攻角的 HyTRV 进行了直接数值模拟，在标模下表面横流区发现了 20～50 kHz 的非定常横流波和 150～250 kHz 的高频扰动，分析认为该高频扰动可能对应于二次失稳或 Mack 第二模态。一维稳定性分析结果显示，标模下表面横流区同时存在 0～40 kHz 的横流模态和高频第二模态，但第二模态的幅值增长比横流模态小，转捩由横流模态主导[11]。Chen 等[16] 基于全局稳定性理论重构了标模下表面不稳定横流模态(15～25 kHz)的三维结构，认为高频扰动源于 Mack 第二模态，并在向下游发展过程中受到横流涡的调制，幅值有所增大。

HIFiRE–5 与 HyTRV 的下表面外形相似，都为椭圆锥，在短轴中心线处形成流向涡，与 HyTRV 短轴处流向涡形成机制相同，45°方位角附近为横流不稳定区[17]，前缘附近存在第二模态[18-19]。Borg 等[20-22] 在静音和常规高超声速风洞中对椭圆锥进行了大量变参数(攻角、侧滑角、来流雷诺数)实验，研究结果显示转捩对侧滑角更敏感。在静音和噪声状态下，定常横流涡和非定常横流波同时存在，并获得了非定常横流波的波速和波角等详细特征[23]。Shi 等[24] 基于瑞利散射原理观察到非定常横流波及位于横流波顶部的高频二次失稳扰动，并在转捩后期发现二次失稳扰动幅值和非定常横流波之间的相互作用先增强后减弱，随后二次失稳扰动幅值达到饱和并完成转捩。理论分析发现，横流区存在高频 Mack 第二模态[25]，且会被横流涡调制[26]。

HyTRV 和 HIFiRE–5 的外形存在差异：HyTRV 下表面椭圆锥面长短轴比为 4∶1，而 HIFiRE–5 下表面椭圆锥面长短轴比为 2∶1。外形差异导致两者周向压力梯度不同，进而流动结构不同，转捩机制也可能不同。从现有研究可以看出，HyTRV 的转捩现象与 HIFiRE–5 有相同之处：中心线处为蘑菇状流向涡，中心线与接触线之间存在横流失稳区，横流失稳区存在非定常横流波及高频扰动。然而，目前对 HyTRV 边界层稳定性特征仍缺乏实验验证。对于数值模拟所获得的横流区高频信号，从 HIFiRE–5 的研究进展来看，其物理来源可能为横流二次失稳扰动和被调制的 Mack 第二模态，但还有待深入的理论分析和实验验证。

为此，本文在马赫数 6 常规高超声速风洞中，针对 HyTRV 标模下表面开展小攻角条件下的边界层转捩实验研究，借助红外热成像技术得到转捩阵面，

采用高频压力传感器获得边界层内的扰动信号，并结合一维稳定性理论分析扰动特征及扰动对转捩的影响。

1　实验设备及测试技术

1.1　实验模型

实验采用 25% 缩比 HyTRV 标模，如图 1 所示。标模总长 400 mm，材料为聚醚醚酮（PEEK，一种绝热性能较好的特种高分子材料，常用于红外热成像实验）。

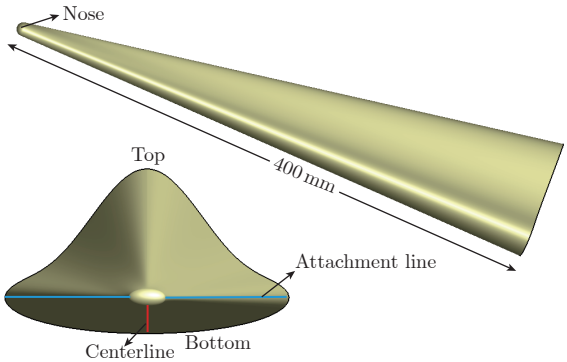


图 1　HyTRV 标模
Fig. 1　HyTRV model

1.2　高超声速风洞及测试技术

实验在 CARDC 的 Φ 0.5 m 常规高超声速风洞中进行。喷管出口直径为 0.5 m，实验马赫数为 6。风洞运行采用高压下吹、真空抽吸、连续加热的方式。具体实验工况如表 1 所示。2°攻角时，标模下表面为迎风面。

表 1　实验工况
Table 1　Experimental conditions

马赫数Ma	攻角α/(°)	雷诺数Re_x/(m^{-1})
6	0	1.0×10^7, 1.5×10^7, 2.0×10^7
6	2	1.5×10^7, 2.0×10^7

采用红外测热系统测量标模表面温度。将风洞稳定运行中某一时刻与前 1 s 的温度相减，获得标模表面的温升分布。当标模边界层流动从层流转变为湍流时，表面摩阻迅速增大，标模壁温也随之增大。本文基于标模表面温升判断转捩位置：温升增大起始点近似为转捩起始位置，温升增大至饱和的位置则对应边界层转捩为湍流的位置。

标模下表面中心线两侧 40 mm 分别布置 5 个高频压力脉动传感器和 4 个高频压力传感器，如图 2 所示（根据预先进行的红外热成像实验，确定横流转捩阵面前缘主要分布于距中心线约 40 mm 处，因此将传感器布置于该展向位置）。高频压力脉动和高频压力传感器关于中心线对称分布，以便在零偏航角下进行对比分析。为便于叙述，将高频压力脉动传感器从上游到下游依次编号为 C1～C5，高频压力传感器从上游到下游依次编号为 K1～K4。高频压力传感器直径 2.6 mm，固有频率 175 kHz，最大测量压力 68.9 kPa。高频压力脉动传感器直径 3.18 mm，固有频率大于 1 MHz，最小测量压力 10 Pa，最大测量压力 5516 kPa。两者采样频率均为 3 MHz。在实验过程中，C2 传感器发生损坏，导致该点位数据缺失。

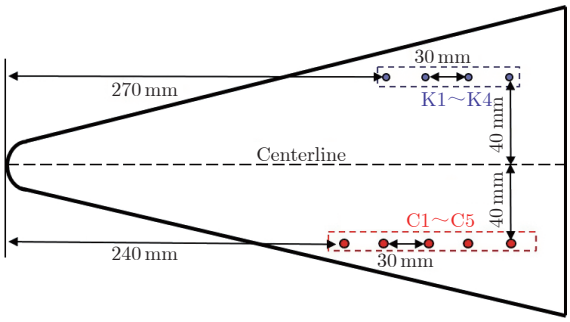


图 2　传感器位置示意图
Fig. 2　The position of sensors

2　数据处理和理论分析方法

2.1　实验数据处理方法

2.1.1　功率谱分析

功率谱密度（Power Spectral Density, PSD）可以反映不同频率 (f) 信号的能量密度，功率谱密度 $S_{xx}(f)$ 定义为：

$$S_{xx}(f)=\lim_{L_t\to\infty}\frac{1}{L_t}E\left[X(f)X^{\dagger}(f)\right] \tag{1}$$

式中：L_t 为信号分析长度；$E[\,]$ 表示期望值；$X(f)$ 为信号时间序列的傅里叶变换，上标“†”表示共轭。本文采用了 50% 重叠度的汉明窗函数。

2.1.2　双谱分析

功率谱密度仅考虑了傅里叶变换的幅值，未保存相位信息。双谱分析通过求解信号的高阶矩，以表征不同频率信号之间的非线性相互作用。能量双谱 E_{xxx} 定义为：

$$E_{xxx}(f_1,f_2)=X(f_1)X(f_2)X^{\dagger}(f_1+f_2) \tag{2}$$

式中：若 f_1、f_2 和 f_3 为 3 个相互独立的波，则它们的相位关系在不同时刻是随机的，E_{xxx} 所表示的期望值为零；若 f_1 和 f_2 波通过 2 次相位耦合得到 f_3，即

$f_3 = f_1 + f_2$, 此时相位差恒定，期望值非零。为避免不稳定波幅值的影响，将 E_{xxx} 进行无量纲化，无量纲化后的双谱系数 $b^2(f_1, f_2)$ 取值在 [0, 1] 范围内变化：

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{|E_{xxx}(f_1, f_2)|^2}{E\left[|X(f_1)X(f_2)|^2\right] E\left[|X(f_1+f_2)|^2\right]} \tag{3}$$

本文在双谱分析中采用了重叠度为 50% 的汉明窗，每个窗采样点为 1024。

2.1.3 小波分析

本文采用连续小波变换（Continuous Wavelet Transform, CWT）来同时获得信号的时域和频域信息。小波系数可表示为：

$$W_s(a,b) = \int_{-\infty}^{+\infty} M(t) W_{ab}(t)\,\mathrm{d}t \tag{4}$$

式中：$M(t)$ 为压力脉动时间序列；小波系数 $W_{ab}(t)$ 由母波函数经平移 a 和伸缩变换 b 得到。得到的小波系数 $W_s(a, b)$ 为复数，包含了幅值和相位信息，幅值表示信号与给定频率子波的相关程度。本文母小波采用 morlet 小波。

2.2 一维线性稳定性理论（LST）

本文采用 LST 进行稳定性分析。瞬时流场可分为基本流场加扰动场：

$$q(\xi,\eta,\zeta,t) = \bar{q}(\xi,\eta,\zeta) + q'(\xi,\eta,\zeta,t) \tag{5}$$

式中，$q = (\rho, u, v, w, T)$，$\bar{q}$和 q'分别为基本流和扰动变量；ρ 和 T 分别为经来流密度和温度无量纲化后的密度和温度，u、v、w 为经对应来流速度参数无量纲化后的速度分量；ξ、η 和 ζ 分别为流向、壁面法向和周向坐标；t 为时间。

基本流通过直接数值模拟求解三维守恒型可压缩 Navier–Stokes 方程得到。对流项和黏性项分别采用五阶迎风格式和六阶中心差分格式进行离散。壁面采用无滑移边界条件，给定壁温 $T_w^* = 300$ K，上边界设为远场条件，入口（$x^* = 20$ mm）为采用有限体积法得到的定常解，出口为外推边界。

基于局部平行流假设，小扰动可写为行波形式：

$$q'_{\mathrm{LST}}(\xi,\eta,\zeta,t) = \tilde{q}(\eta)\,\mathrm{e}^{i(\alpha\xi+\beta\zeta-\omega t)} + \mathrm{c.c.} \tag{6}$$

式中：α 和 β 分别为流向和展向波数，ω为角频率，c.c.代表共轭项。将式(6)代入线性化 Navier–Stokes 方程，忽略非平行项和非线性项，即可得到一维特征值方程：

$$L\tilde{q} = 0 \tag{7}$$

式中，L 为线性算子。给定 β 和 ω，采用 Muller 法求解特征值问题，即可得到特征值 α 和特征函数 $\tilde{q}$。

从上游中性点 x_0（初始幅值为 A_0）出发，扰动沿传播方向的幅值演化为：

$$A(x^*) = A_0 \mathrm{e}^{-\int_{x_0}^{x^*} \alpha_i \mathrm{d}l} \tag{8}$$

式中，l 为模态传播方向。在稳定性分析中，扰动幅值的放大倍数 N 表示为指数形式：

$$N = \ln\left(\frac{A_x}{A_0}\right) = -\int_{x_0}^{x} \alpha_i \mathrm{d}l \tag{9}$$

e^N 方法即通过 N 值来预测转捩位置。本文所使用的基于 LST 的 e^N 方法是在国家数值风洞（National Numerical Windtunnel, NNW）项目支持下开发的转捩预测代码，该代码已在此前的转捩预测研究中取得了良好结果。

3 实验结果分析

3.1 0°攻角稳定性特征

0°攻角、$Re_\infty = 2.0 \times 10^7$ m^{-1} 时的基本流如图 3 所示。图中给出了 $x^* = 100$～400 mm（间隔 50 mm）截面的无量纲流向速度 u（以来流速度无量纲化）云图。图中左半部分标模的壁面云图显示了靠近壁面处的无量纲温度（以来流温度无量纲化）分布，右半部分的红线和蓝线分别对应无黏流线和边界层内流线。从图中可以看到：边界层内流线从前缘接触线向中心线附近汇聚，边界层逐渐卷起，在中心线处形成一个蘑菇状流向涡，在流向涡两侧有单向涡卷起；由于流向涡及两侧边界层较厚，热流减小，近壁温度较低。随着流动向下游发展，流向涡逐渐抬升，两侧单向涡向流向涡靠拢，中心线处近壁低温条带逐渐变窄，两侧低温条带逐渐偏向中心线。另外，在接触线和中心线之间的较大区域内存在展向压力梯度，导致边界层内流动的展向速度较大，而边界层外缘流

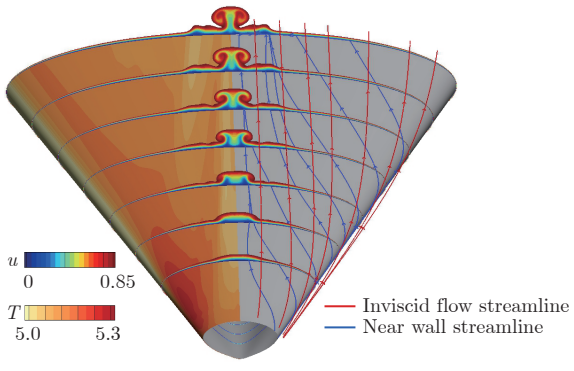


图 3 $Re_\infty = 2.0 \times 10^7$ m^{-1}，基本流

Fig. 3 $Re_\infty = 2.0 \times 10^7$ m^{-1}, baseflow

动受展向压力梯度影响较小，无黏流线和边界层内流线夹角较大，即横流效应显著。

根据雷诺比拟可知表面摩阻系数与对流换热系数成正比[27]。在流动从层流转捩为湍流的过程中，表面摩阻系数成倍增长，对流换热系数也随之增大，进而引起壁面温度跃升。图 4(a)～(c)分别为 Re_∞ = 2.0 × 10^7、1.5 × 10^7 和 1.0 × 10^7 m^{-1} 时标模下表面的温升分布，可基于温升增长的起始位置和饱和位置判断转捩位置。从图中可以看出：上游边界层为层流状态，与图 3 中的基本流特征一致；中心线处由于流向涡导致边界层较厚，温升较低，且向下游发展过程中低温升条带逐渐变窄；中心线附近还存在 2 个低温升条带区，对应基本流中心线两侧的单向涡，单向涡逐渐向中心线靠近，低温升条带也逐渐靠近中心线。在下游，中心线和前缘之间出现“肺叶状”高温升区，对应横流失稳区。随着 Re_∞减小，横流失稳区逐渐缩小后移。与横流失稳区相比，中心线附近的温升不明显。

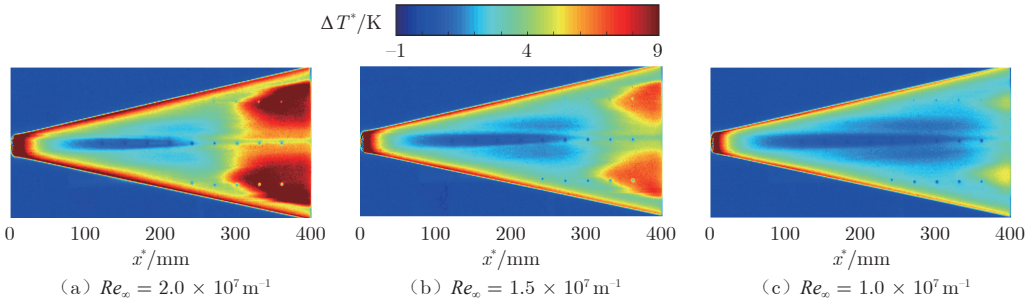


图 4　不同 Re_∞下的温升分布

Fig. 4　Temperature rise distribution under different Re_∞

图 5 展示了不同 Re_∞下、距中心线 40 mm 的展向位置(即传感器安装位置)的温升沿流向的变化，图中实线和虚线分别对应高频压力脉动和高频压力传感器的测量结果，二者基本重合。在x^* = 200 mm 处，由于靠近标模前缘接触线，温升较高，向下游温升逐渐降低。Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1} 对应的温升曲线在x^* = 270 mm 处开始升高，该位置即为转捩起始位置，在x^*= 380 mm 处温升达到峰值，对应转捩完成位置。Re_∞ = 1.5 × 10^7 m^{-1} 时，转捩起始点和完成点分别位于x^* = 300 和 370 mm。Re_∞ = 1.0 × 10^7 m^{-1} 时，温升曲线在x^*= 330 mm 处开始升高，但直至标模尾端仍未完成转捩。

对横流区高频压力传感器信号进行功率谱密度分析，结果如图 6 所示：信号在 10 kHz 左右存在低频峰值，幅值向下游逐渐升高，且峰值频率略向低频方向偏移。该信号频率和频率变化特征符合非定常横流波特征，与数值模拟[15] 及 HIFiRE–5 风洞实验[28] 得到的非定常横流波的峰值频率变化规律一致。在 K4 传感器位置，温升曲线达到峰值，边界层完成转捩(如图 5 所示)，该位置的功率谱密度在低频段显著高于其他站位。

对横流区高频压力脉动传感器信号进行功率谱密度分析，结果如图 7 所示。结合图 5、7 可知，C1 位于层流区，功率谱密度幅值较低且无明显峰值。

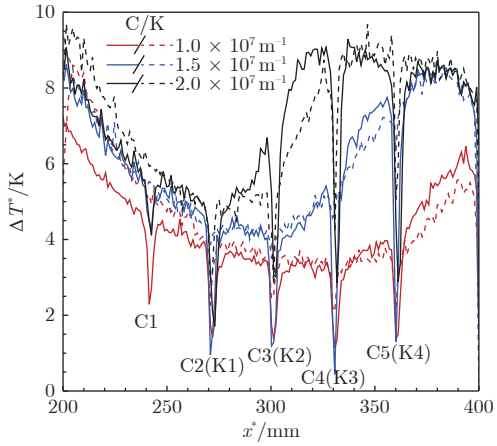


图 5　传感器安装位置温升曲线

Fig. 5　Temperature rise curve along the position of sensor

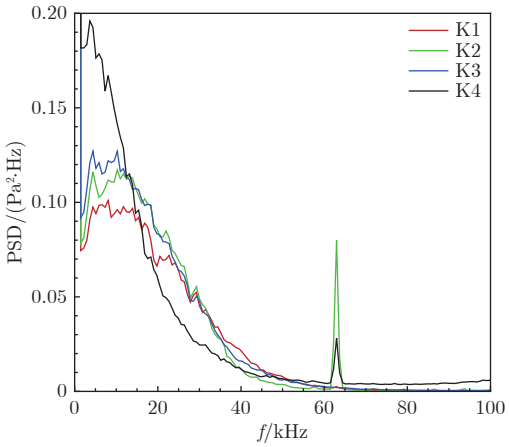


图 6　Re_∞ = 1.5 × 10^7 m^{-1} 时，高频压力传感器测量信号功率谱密度分布

Fig. 6　Re_∞ = 1.5 × 10^7 m^{-1}, PSD of high-frequency pressure sensor

C3 位于转捩起始位置，出现 250～500 kHz 的宽频信号，且该信号幅值在下一个流向站位（C4）显著升高，频谱峰值范围变宽（与直接数值模拟结果[15]相比，频谱更宽）。通过频率范围判断，C3 和 C4 处获得的高频信号可能为第二模态和横流二次失稳扰动，但信号频率范围较宽，且无明显峰值，有可能同时存在多种扰动。C5 位于湍流区，其功率谱密度幅值在整个频率范围内升高。

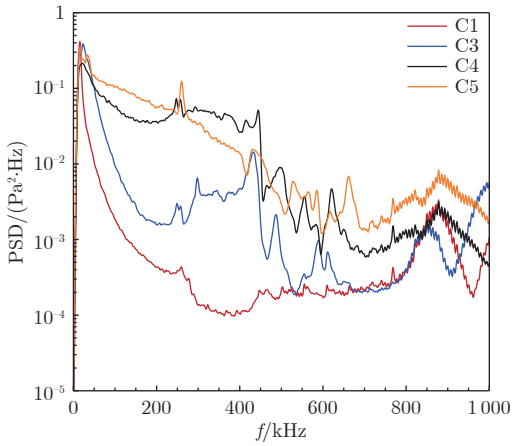


图 7 Re_∞ = 1.5 × 10^7 m^{-1}，高频压力脉动传感器测量信号功率谱密度分布

Fig. 7 Re_∞ = 1.5 × 10^7 m^{-1}, PSD of high-frequency pressure pulsation sensor

为获得宽频信号更多特征，对 C3 和 C4 传感器信号进行连续小波变换，得到了频谱的时域特征（图 8）。在 x^* = 300 mm 处（C3），信号集中于 250～500 kHz。在接近转捩终点的 C4 位置，频谱变宽，250～500 kHz 信号在时域上出现的频次较上游增加，同时还出现了 200～300 kHz 的波包及更低频的波包信号（约 100 kHz）。低频段信号出现频次较低，因此在功率谱密度图上并不明显。

进一步对 C3 和 C4 传感器信号进行双谱分析，结果如图 9 所示。从图中可以看出，在 x^* = 300 mm 处（C3），250～300 kHz 信号存在自相互作用，400～500 kHz 信号与低频段信号（100～200 kHz）之间存在明显的相互作用。频谱中的宽频信号则可能包含这 3 个频带对应的扰动，以及扰动之间相互作用产生的差频扰动及和频扰动。同时，高频信号（350～600 kHz）和 20 kHz 左右的低频信号之间也存在明显的相互作用。不同频段的扰动相互作用，会产生更多频段扰动，加速频谱变宽。因此，在下游 x^* = 330 mm 处（C4），450 kHz 以下频段功率谱幅值抬升（图 7）。在时域上分辨出的 150～300 kHz 波包（图 8（b）），可能为上游 400～500 kHz 和 100～200 kHz 信号相互作用产生的差频扰动。在 x^* = 330 mm 处，仅存在 250～350 kHz 信号的自相互作用，以及高频信号和 20 kHz 左右低频信号的相互作用。在椭圆锥的高超声速风洞实验中，横流失稳区同样发现高频信号和低频信号之间存在相互作用[24]。

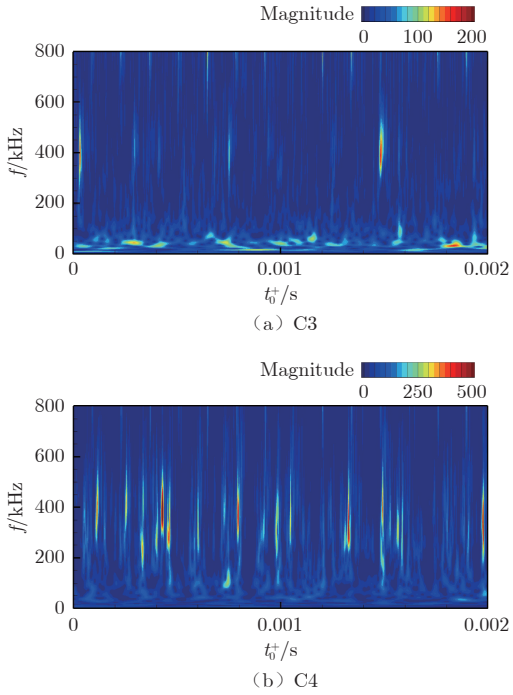


图 8 小波系数分布

Fig. 8 Wavelet coefficient

将不同站位高频信号对应的功率谱密度进行积分，得到不同 Re_∞下高频信号幅值演化曲线（图 10）。随着 Re_∞增大，高频信号出现的位置向上游移动，且可达到更高的幅值。通过高 Re_∞对应的幅值演化曲线可以看出，高频信号幅值在流动转捩为湍流之前达到饱和，且饱和位置接近转捩完成位置。

3.2 2°攻角稳定性特征

图 11 展示了 2°攻角标模下表面的红外温升分布。与 0°攻角情况不同：当 Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1} 时，中心线处的高温升区呈三角形，展向范围更宽，且出现位置早于两侧横流区；当 Re_∞ = 1.5 × 10^7 m^{-1} 时，转捩位置后移。

图 12 展示了 2°攻角下 Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1} 时的基本流。与 0°攻角情况（图 3）相比，下表面为迎风面时，展向压力梯度减小，流向涡卷起高度降低，展向范围变宽，故失稳区域向两侧拓宽。这与风洞实验[12]中得到的流向涡结构随攻角的变化规律一致。另外，由于展向压力梯度减小，横流效应较 0°攻角时减弱，横流失稳区范围减小且位置后移。

图 13 展示了 Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1} 时，位于横流区的高频压力传感器信号的功率谱密度。在实验过

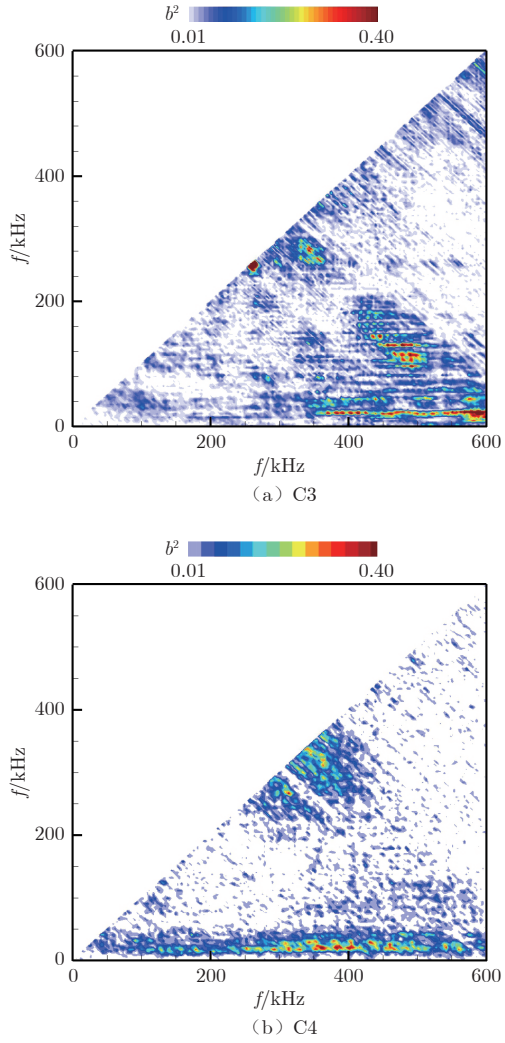


图 9　双谱分析结果

Fig. 9　Bispectral analysis result

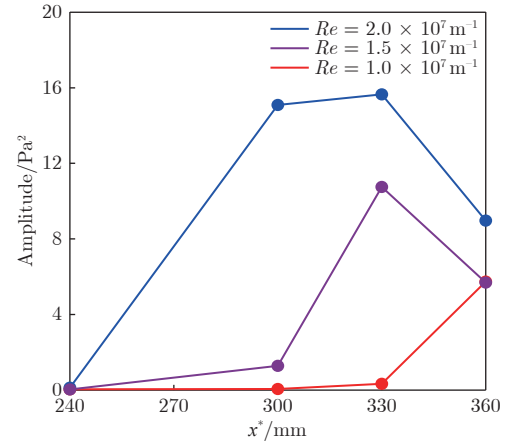


图 10　不同 Re_∞下的高频信号幅值演化曲线

Fig. 10　Amplitude evolution of high frequency signal at different Re_∞

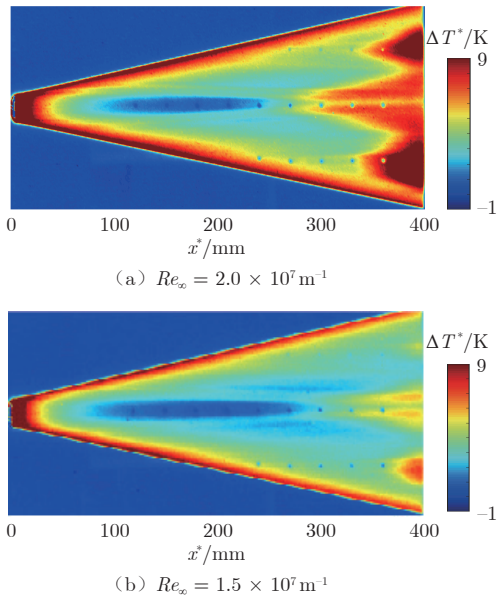


图 11　α = 2°，不同 Re_∞下的标模表面温升分布

Fig. 11　α = 2°, Temperature rise distribution under different Re_∞

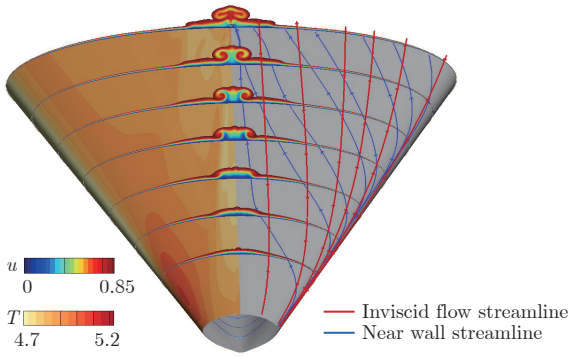


图 12　α = 2°，Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1}，基本流

Fig. 12　α = 2°, Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1}, baseflow

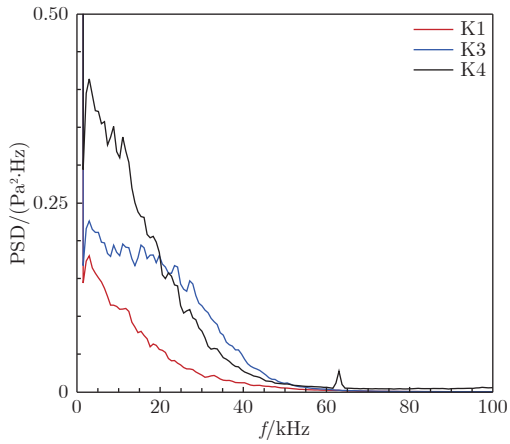


图 13　Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1} 时，高频压力功率谱密度分布

Fig. 13　Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1}, PSD of high-frequency pressure sensor

程中，K2 传感器出现异常，故图中未展示 K2 的数据。K1 靠近前缘，位于层流区，无明显峰值；K3 位于边界层转捩区域，30 kHz 以下信号的功率谱密度较高；K4 位于高温升区，此处边界层已转捩为湍流，低频段幅值显著高于 K1 和 K3。

横流区高频压力脉动传感器的功率谱密度如图 14

所示。可以看出，C1 在高频区无明显峰值；C3 在 430 kHz 处存在峰值，且低频区幅值较 C1 增大。从温升分布（图 11）可以看出，C4 位于转捩区，其功率谱密度在 200～500 kHz 信号明显，较 0°攻角时频谱更宽，峰值位于 400 kHz。在 C5 位置，边界层已转捩为湍流，整个频域内的功率谱密度曲线整体抬升。

为获得时域上的频谱信息，对 C3 和 C4 传感器信号进行了小波分析，结果如图 15 所示。可以看出，C3 传感器信号在高频段存在 350～500 kHz 的波包，在 20～50 kHz 之间存在低频信号。与 0°攻角下

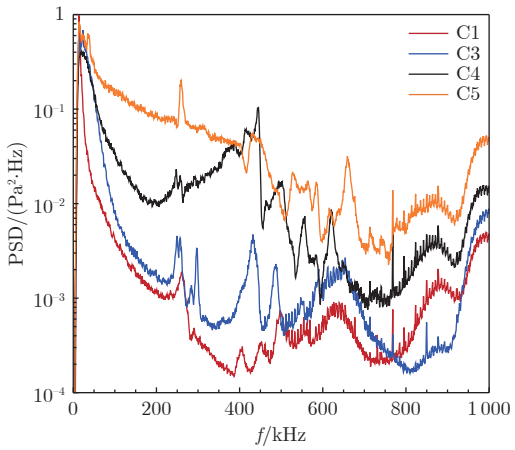


图 14 Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1} 时，高频压力脉动传感器信号功率谱密度分布

Fig. 14 Re_∞ = 2.0 × 10^7 m^{-1}, PSD of high-frequency pressure pulsation sensor

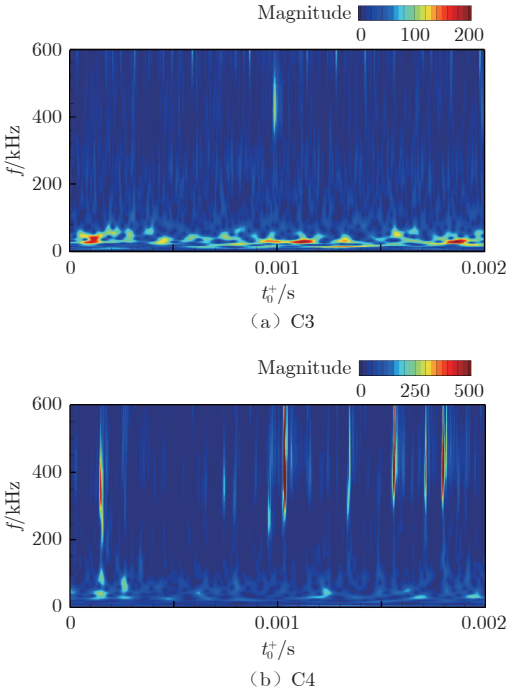


图 15 小波系数分布

Fig. 15 Wavelet coefficient

获得的低频信号相比，其不稳定频域向高频偏移。在下游的 C4 位置，高频信号显著，从时域上可分为 300～500 kHz 以及频带更宽的 300～600 kHz 信号。

图 16 展示了 C4 传感器信号的双谱分析结果。可以看出：350～500 kHz 的高频信号与 20～40 kHz 的低频信号之间存在相互作用；同时，高频信号的自相互作用以及 400～600 kHz 信号与 80～200 kHz 信号之间的相互作用较弱。

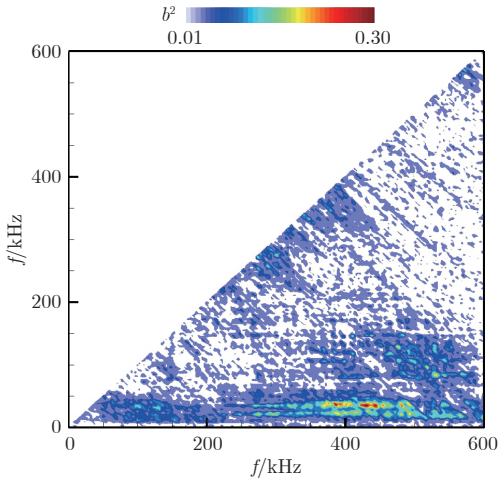


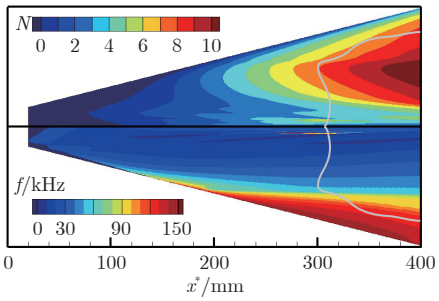
图 16 双谱分析结果（C4）

Fig. 16 Bispectral analysis result (C4)

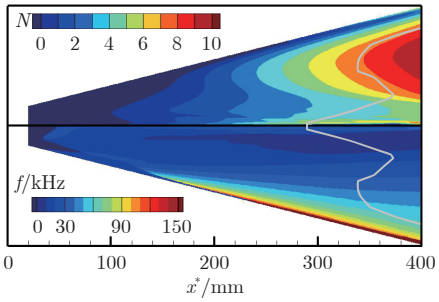
4 线性稳定性分析

为明确实验中获得信号的物理含义并进一步分析转捩机制，在 0°和 2°攻角、$Re_\infty = 2.0 \times 10^7$ m^{-1} 条件下进行了一维线性稳定性分析。图 17 展示了 N 值分布（上半部分）和最不稳定模态对应的频率分布（下半部分），图中灰色实线为实验中通过红外热成像仪得到的边界层转捩位置。从图中可以看出：0°攻角时，中心线两侧横流区 N 值云图呈“肺叶状”分布，转捩 N 值在 7～8 之间；2°攻角时，横流区 N 值云图呈三角形分布，转捩 N 值与 0°攻角时相当。中心线处为流向涡主导的转捩，流向涡结构同时在法向和展向上都存在显著变化，一维线性稳定性分析方法失效。从最不稳定频率分布可以看出，从中心线附近到两侧，主导模态频率逐渐升高，0°攻角时，在横流区主要是 10～120 kHz 的横流模态占主导，而 2°攻角时占主导的横流模态频率较低（10～60 kHz）。基于稳定性分析得到的横流模态峰值频率和实验中得到的低频信号主频存在偏差，可能是因为 LST 未考虑风洞中的噪声影响。

图 18 给出了传感器所在位置对应的稳定性分析结果。可以看出：0°攻角时，在最上游的 C1 传感器位置，低频横流模态最不稳定；随着流动向下游发



（a）0° 攻角，$Re_\infty = 2.0 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$



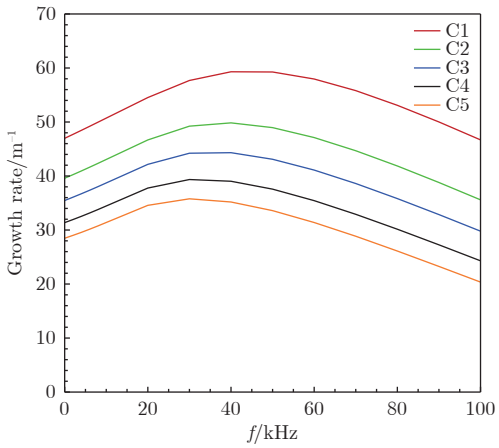
（b）2° 攻角，$Re_\infty = 2.0 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$

图 17　*N* 值分布和最不稳定频率分布

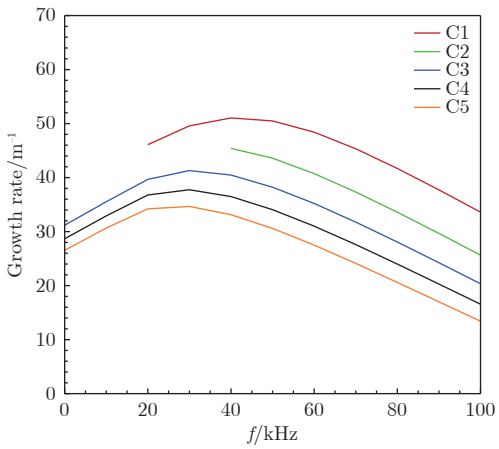
Fig. 17　Distribution of *N*-factor and the most unstable frequency

展，低频横流模态的增长率逐渐降低，且峰值频率从约 45 kHz 逐渐降至 30 kHz；峰值频率比实验中的低频信号略高，沿流向的变化规律与实验中的低频信号一致。2°攻角时，相同站位的峰值频率低于 0°攻角情况，且沿流向主频逐渐降低。

图 19 展示了传感器所在位置的高频第二模态增长率随频率的变化。0°攻角时，在上游 C1 位置，不稳定频域为 430～570 kHz，随着流动向下游发展，不稳定频域逐渐变窄且向低频移动。在检测到高频信号的 C3 和 C4 位置，第二模态不稳定频域分别为 290～400 kHz 和 340～460 kHz，该范围包含在实验信号频域（250～500 kHz）内，但相对更窄。2°攻角时，第二模态不稳定频域沿流向的变化规律与 0°攻角时相同，但由于攻角增大，边界层厚度减小，对应的峰值频率比 0°攻角时更高。在检测到高频信号的 C4 位置，第二模态不稳定频域（330～440 kHz）比实验高频信号频域（200～500 kHz）更窄。根据双谱分析结果，扰动之间存在相互作用，实验中的高频信号



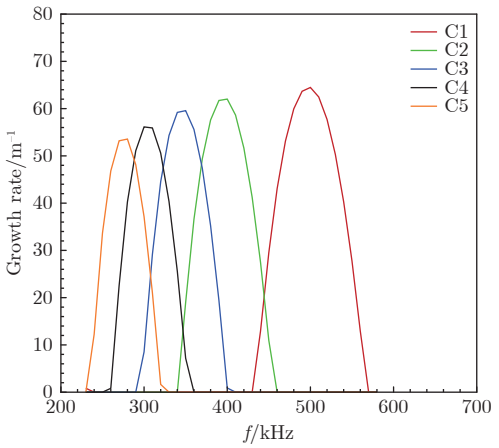
（a）0° 攻角，$Re_\infty = 2.0 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$



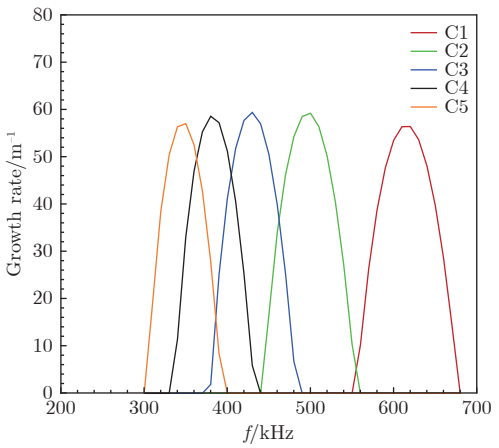
（b）2° 攻角，$Re_\infty = 2.0 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$

图 18　横流模态不稳定频率范围

Fig. 18　The frequency range of unstable crossflow mode



（a）0° 攻角，$Re_\infty = 2.0 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$



（b）2° 攻角，$Re_\infty = 2.0 \times 10^7\,\mathrm{m}^{-1}$

图 19　第二模态不稳定频率范围

Fig. 19　The frequency range of unstable second mode

不完全是首次失稳的第二模态。但 LST 无法描述非线性过程，相关机制有待进一步的理论分析。

5 结 论

本文针对 0°和 2°攻角时的 HyTRV 标模下表面进行了风洞实验，采用 LST 和 e^N 方法分析了边界层稳定性特征，并与风洞实验结果进行了对比，得到以下结论：

1）在 0°攻角下，标模下表面的横流失稳区比 2°攻角下更宽且更早出现。横流区转捩 N 值随攻角变化不明显，在 7～8 之间。

2）在 0°和 2°攻角下，实验中观测到的 40 kHz 以下的低频信号为非定常横流波。在标模两侧横流区还存在高频信号，高频信号频谱较宽，幅值在转捩完成前达到饱和。该高频信号可能同时包含多种扰动，扰动之间的相互作用导致频谱变宽，最终促使边界层转捩为湍流。

致谢： 感谢王乾等在计算基本流时提供的帮助，感谢中国空气动力研究与发展中心超高速空气动力研究所提供的实验数据。

参考文献：

[1] 余平, 段毅, 尘军. 高超声速飞行的若干气动问题[J]. 航空学报, 2015, 36(1): 7-23.
YU P, DUAN Y, CHEN J. Some aerodynamic issues in hypersonic flight[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1): 7-23.
doi: 10.7527/S1000-6893.2014.0224

[2] 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.
CHEN J Q, TU G H, ZHANG Y F, et al. Hypersonic boundary layer transition: what we know, where shall we go[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(3): 311-337.
doi: 10.7638/kqdlxxb-2017.0030

[3] 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.
LUO J S. Transition and prediction for hypersonic boundary layers[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1): 357-372.
doi: 10.7527/S1000-6893.2014.0244

[4] 解少飞, 杨武兵, 沈清. 高超声速边界层转捩机理及应用的若干进展回顾[J]. 航空学报, 2015, 36(3): 714-723.
XIE S F, YANG W B, SHEN Q. Review of progresses in hypersonic boundary layer transition mechanism and its applications[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(3): 714-723.
doi: 10.7527/S1000-6893.2014.0245

[5] MORKOVIN M V. Transition in open flow systems-a reassessment[J]. Bulletin of the American Physical Society, 1994, 39: 1882.

[6] 杨武兵, 沈清, 朱德华, 等. 高超声速边界层转捩研究现状与趋势[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 183-195.
YANG W B, SHEN Q, ZHU D H, et al. Tendency and current status of hypersonic boundary layer transition[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(2): 183-195.
doi: 10.7638/kqdlxxb-2018.0011

[7] LI F, CHOUDHARI M, CHANG C L, et al. Transition analysis for the ascent phase of HIFiRE-1 flight experiment[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2015, 52(5): 1283-1293.
doi: 10.2514/1.a33258

[8] MALIK M R. 40 years of transition research at NASA: a personal perspective[M]//SHERWIN S, SCHMID P, WU X. IUTAM Laminar-Turbulent Transition. Cham, Switzerland: Springer, 2022: 33-53.
doi: 10.1007/978-3-030-67902-6_3

[9] CRAIG S A, SARIC W S. Crossflow instability in a hypersonic boundary layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2016, 808: 224-244.
doi: 10.1017/jfm.2016.643

[10] LIU S S, YUAN X X, LIU Z Y, et al. Design and transition characteristics of a standard model for hypersonic boundary layer transition research[J]. Acta Mechanica Sinica, 2021, 37(11): 1637-1647.
doi: 10.1007/s10409-021-01136-5

[11] 陈坚强, 涂国华, 万兵兵, 等. HyTRV 流场特征与边界层稳定性特征分析[J]. 航空学报, 2021, 42(4): 124317.
CHEN J Q, TU G H, WAN B B, et al. Characteristics of flow field and boundary-layer stability of HyTRV[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2021, 42(4): 124317.
doi: 10.7527/S1000-6893.2020.24317

[12] 郑文鹏. HyTRV 外形的三维边界层转捩实验研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2021.
ZHEN W P. Experimental study on three-dimensional boundary layer transition of HyTRV[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2021.

[13] 陈久芬, 徐洋, 蒋万秋, 等. 升力体外形高超声速边界层转捩红外测量实验[J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 98-106.
CHEN J F, XU Y, JIANG W Q, et al. Infrared thermogram measurement experiment of hypersonic boundary-layer transition of a lifting body[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 98-106.
doi: 10.11729/syltlx20220030

[14] MEN H Y, LI X L, LIU H W. Direct numerical simulations of hypersonic boundary layer transition over a hypersonic transition research vehicle model lifting body at different angles of attack[J]. Physics of Fluids, 2023, 35(4): 044111.
doi: 10.1063/5.0146651

[15] QI H, LI X L, YU C P, et al. Direct numerical simulation of hypersonic boundary layer transition over a lifting-body model HyTRV[J]. Advances in Aerodynamics, 2021, 3(1): 31.
doi: 10.1186/s42774-021-00082-x

[16] CHEN X, DONG S W, TU G H, et al. Boundary layer transition and linear modal instabilities of hypersonic flow over a lifting body[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 938: A8.
doi: 10.1017/jfm.2021.1125

[17] KIMMEL R L, ADAMCZAK D, HARTLEY D, et al.

HIFiRE–5b flight overview[C]//Proc of the 47th AIAA Fluid Dynamics Conference. 2017.
doi: 10.2514/6.2017-3131

[18] TUFTS M W, GOSSE R, KIMMEL R L. PSE analysis of crossflow instability on HIFiRE 5b flight test[C]//Proc of the 47th AIAA Fluid Dynamics Conference. 2017.
doi: 10.2514/6.2017-3136

[19] TUFTS M W, GOSSE R C, KIMMEL R L. Parabolized stability equation analysis of crossflow instability on HIFiRE–5b flight test[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2018, 55(6): 1369-1378.
doi: 10.2514/1.A34149

[20] BORG M P, KIMMEL R L. Ground test measurements of boundary-layer instabilities and transition for HIFiRE–5 at flight-relevant attitudes[C]//Proc of the 47th AIAA Fluid Dynamics Conference. 2017.
doi: 10.2514/6.2017-3135

[21] BORG M P, KIMMEL R L. Ground test of transition for HIFiRE–5b at flight-relevant attitudes[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2018, 55(6): 1329-1340.
doi: 10.2514/1.A34163

[22] JULIANO T J, PAQUIN L A, BORG M P. HIFiRE–5 boundary-layer transition measured in a Mach-6 quiet tunnel with infrared thermography[J]. AIAA Journal, 2019, 57(5): 2001-2010.
doi: 10.2514/1.j056750

[23] BORG M P, KIMMEL R L. Measurements of crossflow instability modes for HIFiRE–5 at angle of attack[C]//Proc of the 55th AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2017.
doi: 10.2514/6.2017-1681

[24] SHI M T, ZHU W K, LEE C B. Crossflow instability of hypersonic flow over an elliptic cone[C]//Proc of the AIAA Aviation 2020 Forum, Virtual Event. 2020.
doi: 10.2514/6.2020-3073

[25] PAREDES P, GOSSE R, THEOFILIS V, et al. Linear modal instabilities of hypersonic flow over an elliptic cone[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2016, 804: 442-466.
doi: 10.1017/jfm.2016.536

[26] RIHA A K, GROOT K J, MOYES A, et al. Secondary-instability-mode identification in hypersonic crossflow-dominated boundary layers[C]//Proc of the AIAA Scitech 2020 Forum. 2020.
doi: 10.2514/6.2020-2242

[27] FISHER D, HORSTMANN K H, RIEDEL H. Flight test measurement techniques for laminar flow. Volume 23(Les techniques de mesure en vol des ecoulements laminaires)[R]. AGARDograph 300. Flight Test Techniques Series, Volume 23. Washington: RTO/NATO, 2003.

[28] BORG M P, KIMMEL R L, STANFIELD S. Traveling crossflow instability for HIFiRE–5 in a quiet hypersonic wind tunnel[C]//Proc of the 43rd Fluid Dynamics Conference. 2013.
doi: 10.2514/6.2013-2737



作者简介：

刘姝怡（1994—），女，云南宣威人，博士，助理研究员。研究方向：边界层转捩。

E-mail: LSYNWPU@126.com

（编辑：秦虹）