

高超声速三角翼上横流不稳定性的实验研究

牛海波 易仕和 刘小林 霍俊杰 冈敦殿

Experimental study of crossflow instability in a Mach 6 delta wing flow

Niu Hai-Bo Yi Shi-He Liu Xiao-Lin Huo Jun-Jie Gang Dun-Dian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 134701 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201777

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201777>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高超声速条件下 7° 直圆锥边界层转捩实验研究

Experimental investigation of the hypersonic boundary layer transition on a 7° straight cone

物理学报. 2018, 67(17): 174701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180531>

激光聚焦扰动作用下高超声速边界层稳定性实验研究

Influence of laser-generated perturbations on hypersonic boundary-layer stability

物理学报. 2018, 67(21): 214701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181192>

正三角型三芯光纤中等腰对称平面波的调制不稳定性分析

Modulation instabilities in equilateral three-core optical fibers for isosceles-triangle symmetric continuous waves

物理学报. 2018, 67(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171650>

合成冷/热射流控制超声速边界层流动稳定性

Linear stability of supersonic boundary layer with synthetic cold/hot jet control

物理学报. 2017, 66(23): 234701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.234701>

一种改进的HLLM格式及其激波稳定性分析

A modified HLLM scheme and shock stability analysis

物理学报. 2020, 69(13): 134701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191851>

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 <https://doi.org/10.7498/aps.66.104702>

高超声速三角翼上横流不稳定性的实验研究^{*}牛海波 易仕和 刘小林 霍俊杰 冈敦殿[†]

(国防科技大学空天科学学院, 长沙 410073)

(2020 年 10 月 26 日收到; 2021 年 2 月 9 日收到修改稿)

本文研究了三角翼迎风面边界层中的非定常横流不稳定性. 实验在马赫 6 低噪声风洞中进行, 模型为平板构型, 攻角为 5° 和 10° . 通过温敏漆技术, 观察到在远离头部的区域, 边界层转捩阵面光滑且平行于前缘, 通过 Kulite 高频脉动压力传感器得到的功率谱密度曲线中有明显的 $f \approx 10$ kHz 的扰动波信号峰值. 利用基于纳米示踪的平面激光散射技术, 在平行前缘方向对此区域进行流场可视化, 观察到规则的向下游卷起的涡结构, 形态与数值模拟中的横流涡形态一致, 且涡结构的位置不是固定的, 因此该 10 kHz 的信号为非定常横流波信号. 只有在边界层为层流时, 才能够观察到明显的 10 kHz 左右的非定常横流波信号峰值, 边界层转捩中或转捩后, 脉动压力的功率谱密度曲线为低频成分占主导的宽频分布. 提高单位雷诺数, 同一压力测点位置得到的横流波幅值先增长至饱和而后衰减. 增大攻角时, 横流行波幅值增长更加迅速, 在较低的雷诺数下就可以增长至饱和. 另外, 还利用 Kulite 传感器阵列测量了横流波的相速度和传播角度, 文中所测状态下, 相速度分布在 0.24—0.32 倍来流速度之间, 传播角度与来流方向夹角在 40° — 60° 之间. 并且, 增大攻角时, 横流波的相速度变大, 传播角减小.

关键词: 横流不稳定性, 高超声速流动, 三角翼, 功率谱**PACS:** 47.20.Lz, 47.40.Ki, 47.54.De**DOI:** 10.7498/aps.70.20201777

1 引言

高超声速飞行器是世界主要大国研究的热点问题之一. 在高超飞行器研制过程中, 边界层转捩是必须考虑的重要问题之一. 研究表明, 边界层由层流转捩为湍流后, 飞行器壁面热流会增加 3—8 倍^[1]. 此外, 边界层转捩还会对飞行器摩阻以及流动分离有重要影响. 因此, 对高超声速边界层转捩机理的研究显得尤为重要.

研究者们区分出高超边界层转捩过程中一些典型的模态. 对于二维或者轴对称的边界层, 二次模态波占主导, 例如高超声速圆锥或二维平板边界层^[2]. 对于实际飞行中更常见的三维边界层, 例如

飞行器的后掠翼或者带攻角的圆锥流动, 一个典型的模态是横流不稳定性. 横流不稳定性的产生是由于边界层中存在垂直于无黏流线方向的压力梯度, 由此产生一个垂直于无黏流线方向的速度分量, 称为横流分量. 在边界层外缘和模型壁面, 横流分量为 0, 因此在边界层内的合速度剖面是三维的, 并且存在拐点, 由此产生一个无黏不稳定性, 即横流不稳定性.

低速流动中, Saric 等^[3]和 Bippes 与 Bippes^[4]总结了三维边界层中的横流模态, 将横流模态的首次失稳分为定常模态和非定常模态. 定常模态主要存在于真实飞行环境或静来流条件下, 初始幅值由模型上的粗糙度引入. 非定常模态主要存在于噪声环境中, 初始幅值由来流中的速度扰动引入. Poll^[5]

^{*} 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2019YFA0405300)、国家自然科学基金 (批准号: 12002375, 11902354) 和国防科技大学科研计划项目计划 (批准号: ZK20-12) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: gdd_nudt@163.com

在后掠圆柱流动中,测到了一个高频的扰动波信号,该不稳定波发生在转捩为湍流边界层之前. Malik 等^[6]通过稳定性分析,说明了 Poll 测到的高频不稳定性是首次横流模态的二次不稳定性,并将二次不稳定性分为了 Type I 和 Type II 两种类型.

在高超声速流动中,有很多的研究集中在首次定常横流涡和定常横流涡的二次不稳定性. 风洞实验方面, Edelman 和 Schneider^[7]使用了温敏漆 (temperature-sensitive paint, TSP) 技术得到了有攻角圆锥上的热流条带,并指出该条带由定常横流涡引起的. 将热流条带的分布与脉动压力传感器得到的高频信号的幅值云图进行对比,说明了该信号是定常横流涡的二次不稳定性,并得到了二次不稳定性的增长率. Craig 和 Saric^[8]使用热线测量了带攻角圆锥周向的流量云图,通过平均流量云图和高频带的脉动信号幅值分布,得到了定常横流涡的形态以及 Type I 的二次不稳定性的分布. Corke 等^[9]和 Arndt 等^[10]使用了离体的高频皮托脉动压力测量,得到了圆锥周向截面的平均皮托压力和脉动压力分布,从而得到了定常横流涡及其二次不稳定性的分布. 数值模拟方面, Moyes 等^[11]用直接数值模拟 (direct numerical simulation, DNS) 研究了 6° 攻角圆锥上的横流不稳定性,观察到频率为 70—155 kHz 的 Type I 二次不稳定性,和频率为 140—300 kHz 的 Type II 二次不稳定性. 徐国亮等^[12]通过稳定性分析的方法,在马赫 6 后掠翼流动中,发现了存在于定常横流涡沟部的新的二次不稳定性模态.

而对于高超边界层中的非定常横流波,风洞实验大多使用对脉动信号的点测量来得到. Ward^[13]使用 Kulite 传感器测量得到了带攻角圆锥上的非定常横流波,在单位雷诺数 6.5×10^6 — $12.3 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时,峰值频率在 22—40 kHz 之间. 同时,使用传感器阵列,得到了横流波的传播方向和相速度. Borg 等^[14,15]使用 Kulite 传感器测量得到了 HIFiRE-5 上的非定常横流波,得到了峰值频率是 30—50 kHz. Craig 和 Saric^[8]测量得到了中心频率为 35 kHz 的非定常横流波,发现其能量集中在定常横流涡上扫的高梯度区域. Cork 等^[9]和 Arndt 等^[10]测量得到了非定常横流波的幅值与定常涡幅值分布,并得到了他们之间的相互作用. 数值模拟方面, Li 等^[16]利用稳定性分析得到了带攻角圆锥表面的非定常横流不稳定性,特征频率在靠近上游

区域为 25 kHz,流动发展到下游,会变为 10 kHz.

在以上对高超声速边界层中横流不稳定性的研究,大多在带攻角的圆锥和椭圆锥上进行,而不管是在静音还是噪声模式中,都是定常和非定常横流涡并存的状态. 根据 Ward^[13]和 Corke 等^[9]的研究成果,定常横流涡会对非定常横流波的发展有明显的影响. 目前还没有对单纯的非定常横流波存在的条件下,边界层中不稳定波发展情况的研究. 并且,在带攻角圆锥或者椭圆锥上,流线是弯曲的,想要将传感器准确布置在扰动波幅值的增长方向,是十分困难的.

本文选用的实验模型是平板构型的 75° 后掠的三角翼. 我们之前的研究中,通过对平行壁面方向的边界层进行瞬态结构的流动显示,得到了行进的大致相互平行的大涡结构,并分析了该结构的结构角、波长和频率^[17]. 本研究中,在垂直于三角翼前缘的方向布置了 Kulite 高频脉动压力传感器,测量了三角平板上非定常横流波的频率及幅值增长,利用传感器阵列得到了横流波的波角及相速度特性. 利用 TSP 技术,得到了三角翼上的热流分布,并将脉动压力的功率谱密度 (power spectrum density, PSD) 与热流分布进行了对比,得到了边界层内扰动波发展与壁面热流强度的关系.

2 实验设备和模型

本文所用的风洞是位于国防科技大学的马赫 6 高超声速低噪声风洞,该风洞采用吹吸式运行,单次有效运行时间可达 30 s. 风洞采用方形喷管,喷管出口截面为 $260 \text{ mm} \times 260 \text{ mm}$,出口马赫数为 6. 试验段采用直连式设计,四周镶嵌大面积的光学玻璃以进行光学测量. 利用 Kulite XCE-062 在喷管出口的横截面中心处进行了皮托压力测量,得到该位置处的湍流度为 0.4%^[18,19]. 本文的实验中,风洞总温为 425 K,满足马赫 6 条件下气体的防冷凝温度.

实验模型是三角平板,如图 1 所示. 模型后掠角为 75° ,长度为 500 mm,宽度为 250 mm,厚度为 7 mm. 头部和前缘为圆弧,前缘半径为 3.5 mm. 坐标系 O - x - y 定义如图 1 所示,模型头部为原点 O ,沿中心线向下游为 x 轴,垂直于 x 轴向上为 y 轴. 为方便结果的分析,将垂直于前缘方向定义为 n 轴.

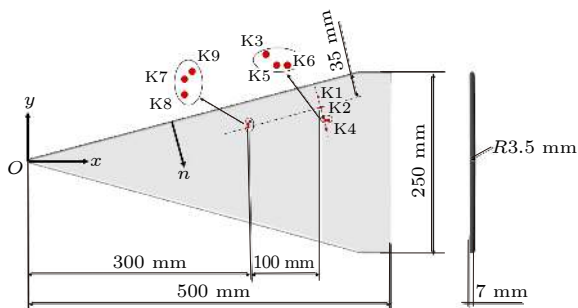


图 1 三角平板示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the delta wing.

在模型上安装了 9 个 Kulite 传感器, 命名为 K1—K9. 传感器的坐标列在表 1 中. K1—K4 传感器沿着一条垂直于前缘的线布置, 之间间隔 15 mm, K2 距离前缘 35 mm, 距离三角翼顶点 O 在 x 方向为 400 mm. K8 距离三角翼前缘也为 35 mm, 距离顶点 O 在 x 方向为 300 mm. 在靠近 K3 和 K8 处分别设置了两个传感器阵列, 用来测量非定常横流波的传播方向和相速度. 两个传感器阵列 (K3-K5-K6 和 K7-K8-K9) 的坐标如下表所列.

表 1 Kulite 阵列的坐标

Table 1. Coordinate of the two Kulite arrays.

Sensor No.	x/mm	y/mm
K3	403.88	59.14
K5	406.88	56.14
K6	409.88	56.14
K7	300	50.84
K8	300	46.84
K9	302	52.84

使用的 Kulite 传感器型号是 Kulite XCQ-062-30A. 该传感器固有频率超过 300 kHz, 能够对 100 kHz 以下信号的频率及幅值进行有效测量. 根据供应商给出了数据, 该传感器的测量误差在万分之五以内. 数据采集系统使用 DH-5927. 采样频率为 200 kHz, 数据采集长度为 3 s, 即 600000 个点. 使用功率谱密度对压力数据进行了分析, 采用的是 welch 方法, 窗口为宽度 1024 个数据点的汉宁 (hanning) 窗, 窗口重叠率 50%, 由此得到的 PSD 结果的频率分辨率为 0.195 kHz.

此外, 使用了温敏漆 (temperature-sensitive paint, TSP) 技术对模型表面的热流分布进行了测量, 已经成功应用于高超声速边界层转换研究中 [17,20–22]。温敏漆由中科院应用化学研究所研制,

使用 365 nm 单波长的 LED 灯进行激发, 在相机镜头前放置 460 nm 长波通滤光片, 使进入 CCD 的光为能够反映温度的长波光. TSP 实验中, 相机典型曝光时间为 3 ms, 采样频率为 16 Hz. 使用标定曲线可以将 CCD 相机得到的灰度信息转化成温度信息, 之后通过 Cook-Felderman 方法^[23]将温度转化为热流. TSP 技术对温度的测量误差可由标定曲线的拟合误差引入, 由实验点到标定曲线的相关系数为 0.995, 误差极小. 同时, 通过 TSP 技术得到的温度噪声约为 0.5 °C, 因此, 温度分辨率也约为 0.5 °C.

本文还使用了基于纳米示踪的平面激光散射 (nano-tracer based planar laser scattering, NPLS) 技术对三角平板边界层平行于前缘方向的瞬态流动结构进行了可视化. 该技术具有高时空分辨率和高信噪比, 示踪粒子的跟随性已经由 Zhao 等^[24]进行了验证, 纳米粒子半径为 50 nm 以下, 可以对流场结构进行精细地刻画. 在超声速和高超声速边界层转捩研究中, 本技术已经有了大量应用^[22,25,26]. 本技术使用 532 nm 的双腔 Nd:YAG 激光器作为光源, 单脉冲最大能量为 350 mJ, 激光脉冲时间为 6 ns. 相机为跨帧 CCD 相机, 分辨率为 2048 像素 \times 2048 像素.

3 实验结果与分析

3.1 非定常横流波的典型结果

选取攻角 $\alpha = 5^\circ$, 单位雷诺数 $Re_\infty = 4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 为典型状态来说明三角翼迎风面上边界层流动特征。图 2 为三角翼迎风面的热流分布云图。偏蓝色部分热流较低, 边界层为层流, 绿色部分热流高, 边界层为湍流, 两者之间的分界线为边界层转换位置。由图 2 可知, 在 $x > 340 \text{ mm}$ 时, 靠近外缘的部分边界层转换阵面光滑并大致平行于前缘, 显示出此位置边界层转换呈现准二维特征, 受头部影响小。图 2 中的小黑点为 Kulite 传感器所在位置。图 2 中椭圆所圈位置有高热流的出现, 且出现的位置上下对称, 是由于试验段为直连设计, 试验段上窗口和下窗口的玻璃与试验段之间有小的台阶, 马赫 6 气流流过时会有小激波出现, 该激波打到模型上引起热流升高。另一方面, 上下两侧高热流处的幅值并不完全相同, 可能是由于上下窗口台阶高度不完全相同, 小激波的强度也会有差

异. 超声速流动中, 下游的流动不会影响上游, 因此, 小激波打到三角平板侧边时, 影响的区域处于椭圆所圈高热流区域的下游. 三角翼上流线大致是沿着 x 方向的, 因此 K2—K4 上游的流动距离小激波影响区域较远, 对应位置的前缘感受性与扰动波发展基本不会受到影响.

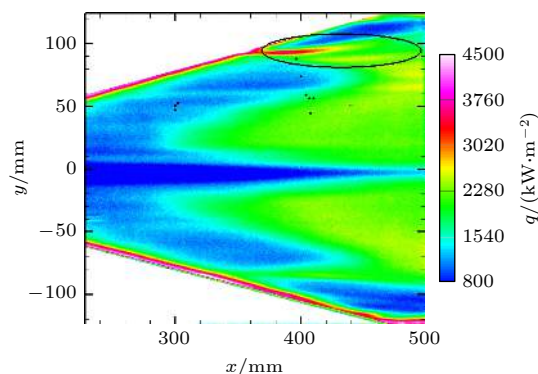


图2 三角翼迎风面热流云图 ($Re_\infty = 4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5^\circ$)

Fig. 2. Heat flux contour on the windward ($Re_\infty = 4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5^\circ$).

对三角平板壁面的脉动压力进行测量, K1—K4 测点的 PSD 结果如图 3 所示. K1 测点的 PSD 在 2 kHz 左右有一个峰值, 结合图 2 的 TSP 结果, K1 处在试验段壁面产生的激波影响范围内, 所以不能反映边界层中的扰动波行为. 在 K2 处于 TSP 图像中低热流区域, 此处边界层为层流, 所以 K2 所测的 PSD 曲线中能够观察到 10 kHz 的峰值. 三角翼可以看做是对称的两个后掠翼, 后掠翼上边界层转换是典型的横流不稳定性主导的 [27,28]. 并且,

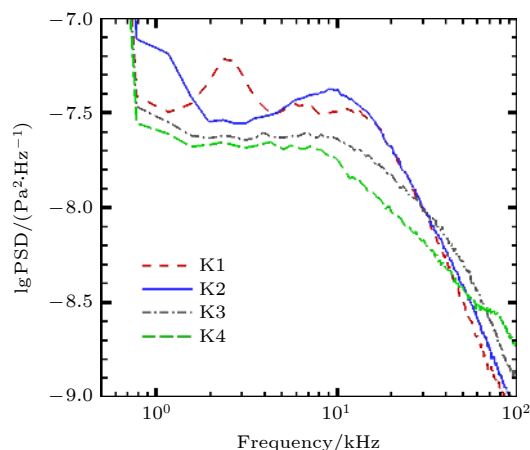


图3 K1—K4 测点的功率谱密度结果 ($Re_\infty = 3.51 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5^\circ$)

Fig. 3. PSD results from sensors K1—K4 ($Re_\infty = 3.51 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5^\circ$).

该 10 kHz 的频率与 Li 等 [16] 观察到的 10—25 kHz 的圆锥上非定常横流不稳定波频率相符, 也与 Ward [13] 在圆锥上观察到的 20—44 kHz 的频率相近. 因此, K2 测得的 10 kHz 的峰值信号很可能是非定常横流波的频率.

为进一步确认 10 kHz 的信号为非定常横流波, 采用 NPLS 技术对边界层流场结构进行了流动显示验证, 结果如图 4 所示. NPLS 的激光片光垂直于平板壁面, 并与三角翼前缘平行且距离前缘 36 mm. 图片的灰度值与密度相关 [29]. 由图 4 中可以看到大尺度的规则向下游翻卷的大涡结构. 大涡的形态与赵磊 [30] 和 Xu 等 [12] 通过数值模拟得到的横流涡的形态相符. 图片的空间分辨率为 $85.7 \mu\text{m}/\text{像素}$, 从而得到横流波的波长约为 27.5 mm. 并且, 在不同的时刻, NPLS 图像中涡结构的位置不同, 所以图 4 观察到的边界层结构为非定常横流波. 结合脉动压力信号的 PSD 结果, 我们可知, 在三角翼靠近前缘部分, 确实是非定常横流波占主导, 该横流波的特征频率为 10 kHz.

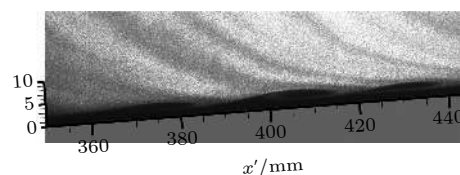


图4 三角翼迎风面平行于前缘方向的 NPLS 图片 ($Re_\infty = 4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5^\circ$, $n = 36 \text{ mm}$)

Fig. 4. NPLS image on the plane parallel to the leading edge ($Re_\infty = 4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5^\circ$, $n = 36 \text{ mm}$).

综上所述, TSP 图像中观察到的 $x > 340 \text{ mm}$ 区域的边界层转换阵面与前缘平行, 转换阵面光滑, 因此没有观察到定常横流涡的存在; Kulite 所测高频脉动压力信号的 PSD 结果表明在层流区域存在 10 kHz 的峰值信号, 与非定常横流波信号相近; 通过 NPLS 技术, 在平行前缘的方向观察到向下游卷起的规则的大涡结构, 该结构与数值模拟得到的横流涡结构一致, 并且涡是行进而非定常的. 因此, $x > 340 \text{ mm}$ 区域边界层转换行为是由非定常横流波主导的, 且特征频率为 10 kHz 左右.

3.2 扰动波的空间发展

图 5 是 5° 攻角时, 三角翼迎风面 K2—K4 传感器所测脉动压力信号的 PSD 结果, 从图 5(a) 到图 5(c) 单位雷诺数分别为 2.43×10^6 , 4.83×10^6

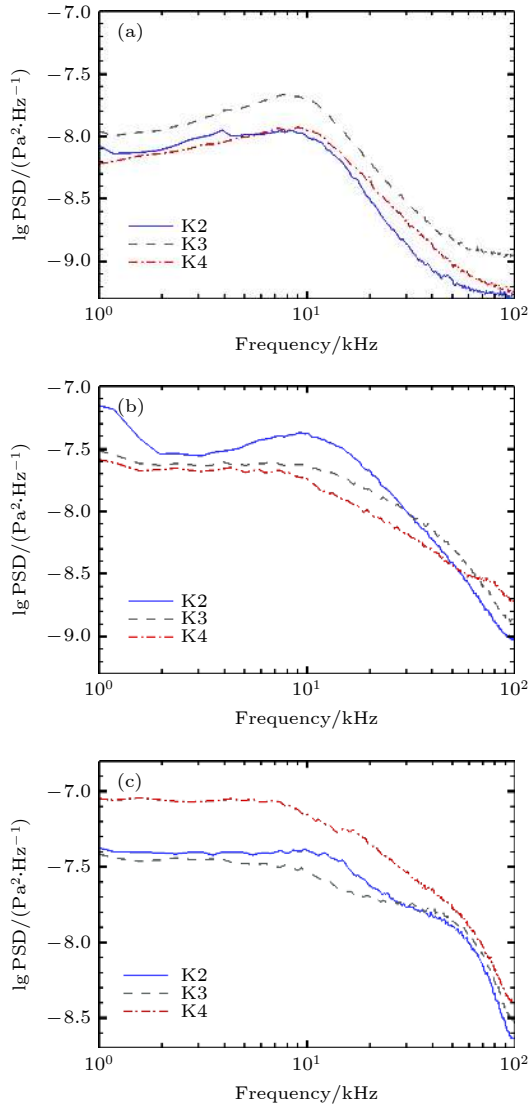


图 5 三角翼 5° 攻角迎风面 K2-K4 所测脉动压力的 PSD 结果 (a) $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (b) $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (c) $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

Fig. 5. PSD results of sensors K2-K4 on the windward side at $\alpha = 5^\circ$: (a) $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (b) $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (c) $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

和 $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. 当单位雷诺数为 $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, K2, K3 和 K4 三个传感器都能够测到峰值频率在 10 kHz 附近的扰动波信号. K2, K3 和 K4 的 PSD 幅值分别是 $10^{-7.98}$, $10^{-7.68}$ 和 $10^{-7.95} \text{ kPa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$, 非定常横流波的幅值先增加至饱和然后衰减. 当单位雷诺数为 $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 只有 K2 能够观察到明显的峰值信号. 当单位雷诺数为 $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 3 个传感器位置处的扰动波都以 60 kHz 以内的宽频信号为主, 没有明显的峰值信号.

为了说明各传感器位置边界层的状态, 对三角翼迎风面进行了 TSP 实验, 实验结果图 6 所示. 当

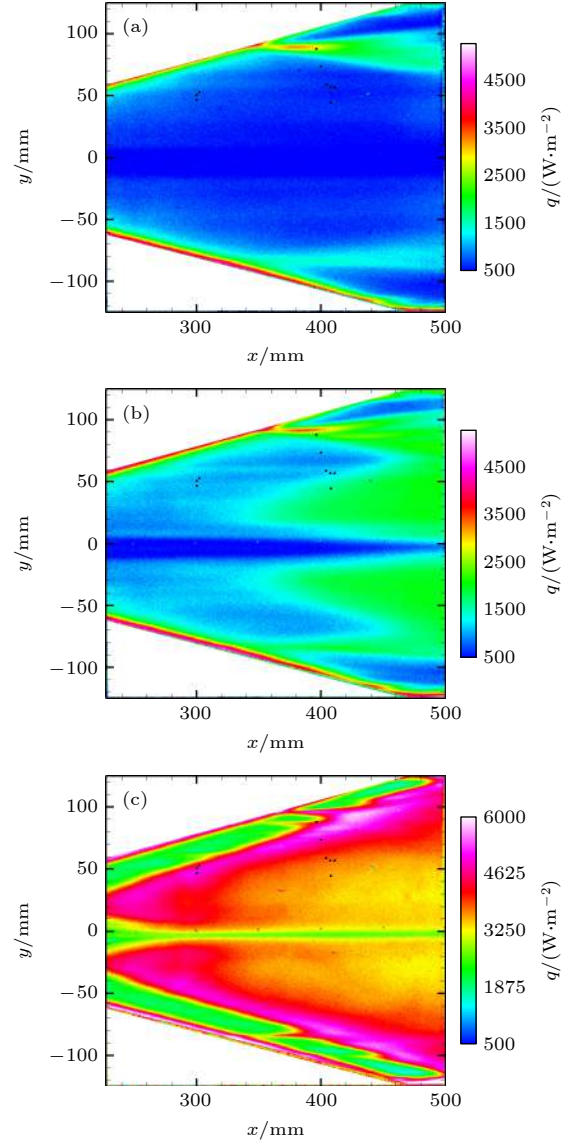


图 6 三角翼 5° 攻角迎风面 TSP 结果 (a) $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (b) $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (c) $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

Fig. 6. TSP results on the windward side at $\alpha = 5^\circ$: (a) $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (b) $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (c) $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

单位雷诺数为 $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 模型表面热流总体都比较低, 除了试验段台阶引起的高热流区域外, 沿垂直于模型前缘方向不能观察到热流的升高, 因此边界层一直处于层流状态. 当单位雷诺数为 $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, K2 处于层流状态, K3 靠近转捩阵面, 而 K4 已经处于热流较高的位置. 当单位雷诺数为 $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 由于单位雷诺数的增加, 模型表面的整体热流升高, 同时, 边界层转捩位置大幅度提前, K2—K4 三个传感器都处于转捩完成的阶段.

从 TSP 图像提取出沿垂直于三角翼前缘方向 (n 方向) 的热流, 如图 7 所示. 将所取热流曲线的

位置是 K1—K4 所在直线处, $n = 0$ mm 处为三角平板最前缘. 图 7 中, 3 条曲线的第一个热流峰值是受洞壁台阶的影响产生的. 当单位雷诺数为 $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 在受洞壁影响的热流峰值之后, 热流曲线单调下降, 说明边界层处于完全层流的状态, 对应图 5 中的 PSD 结果, K2—K4 传感器都能够测到明显的热流峰值, 并且能够观察到非定常横流波先增长然后衰减的过程. 当单位雷诺数为 $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 热流在 $x = 40$ mm 位置附近开始升高, 边界层开始转换, 到 $x = 63$ mm 附近热流达到最大值, 边界层转换完成. 因此, K2 处于层流阶段, K3 处于转换阶段, K4 处于转换完成的初期. 对比 PSD 结果, 只有 K2 能够测到 10 kHz 附近的峰值信号. 当单位雷诺数为 $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, K2—K4 传感器都处于边界层转换完成阶段, PSD 结果也呈现典型的低频占主导的湍流边界层特征.

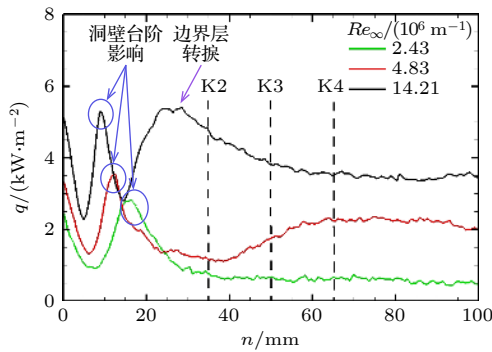


图 7 由图 6 得到的 K2—K4 所在直线的热流分布

Fig. 7. Heat flux profiles in the line of sensors K2—K4 from Fig. 6.

3.3 扰动波随雷诺数的发展

为了研究扰动波幅值随雷诺数的发展, 将 K2 和 K3 传感器在不同单位雷诺数条件下测到脉动压力信号的 PSD 结果分别表示在图 8(a) 和图 8(b) 中. 对于 K2 传感器, 在单位雷诺数分别为 2.43×10^6 , 3.52×10^6 和 $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时能够观察到明显的非定常横流波信号, 峰值频率都为 10 kHz 左右. 随着单位雷诺数的增加, 峰值信号的幅值增加, 而所对应的峰值频率右移. 这是由于雷诺数增加, 边界层变薄, 非定常横流波的幅值与边界层厚度成正比, 一般情况下, 特征频率与波长成反比, 波长变小, 则特征频率增加. 当单位雷诺数为 7.12×10^6 和 $11.01 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, PSD 曲线的峰值消失, 取而代之的是宽频的低频信号. 而当单

位雷诺数为 $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 小于 60 kHz 部分的低频成分幅值降低.

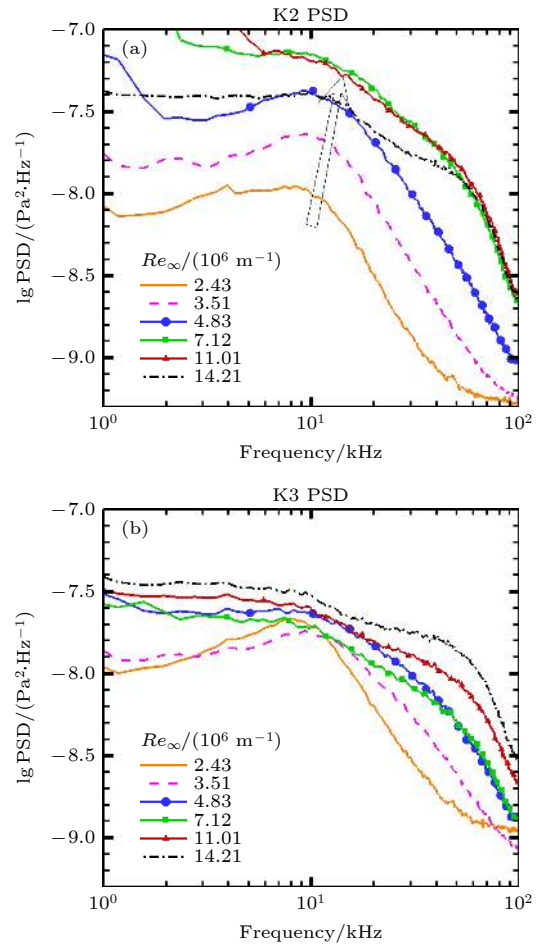


图 8 K2 和 K3 传感器得到的 5° 攻角三角翼迎风面的 PSD 结果 (a) K2; (b) K3

Fig. 8. PSD results of K2 and K3 in different Reynold number on the windward at $\alpha = 5^\circ$: (a) K2; (b) K3.

对于 K3 传感器, 由于在更靠近下游的位置, 在较小的单位雷诺数 ($4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$) 时就不能够观察到非定常横流波的峰值信号. 并且, 单位雷诺数由 $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 增加到 $3.51 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 特征频率增加, 此规律与 K2 传感器相同. 然而, 单位雷诺数为 $3.51 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时非定常横流波的幅值比 $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时还要小, 可能是由于此雷诺数下横流行波的幅值随雷诺数的变化已经进入了衰减阶段.

将不同频率的幅值随雷诺数的变化取出, 表示在图 9 中, 图 9(a) 和图 9(b) 分别是 K2 和 K3 处的结果. 在频率较低时, 总体的幅值比频率较高处大, 但幅值增长情况又有不同. 在 K2 位置, 3 个频率处的扰动波都在单位雷诺数 $7.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 附近

开始饱和. 在小于雷诺数 $7.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 10 kHz 处的扰动波增长速度明显不如 30 和 50 kHz 快. 而在 K3 位置处, 由于比 K2 更靠近下游, 10 kHz 的非定常横流波信号在 $2.4 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 附近就已经趋于饱和状态, 而 30 和 50 kHz 的扰动波信号在单位雷诺数 $4.8 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 之前还有明显的幅值增加. 而在单位雷诺数大于 $7.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 3 个频率的扰动波信号幅值都有所增加, 但 10 kHz 扰动波增加幅度明显不如 30 和 50 kHz 的. 总的来说, 在 K2 位置, 能够观察到 10, 30 和 50 kHz 扰动波在单位雷诺数 $7.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时开始饱和, 但 30 和 50 kHz 的扰动波在此单位雷诺数小于 $7.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时增长率比 10 kHz 更高. 在 K3 位置, 总体表现为较高频成分 (如 30 和 50 kHz) 有较快的增长, 而 10 kHz 的低频成分增长程度很小.

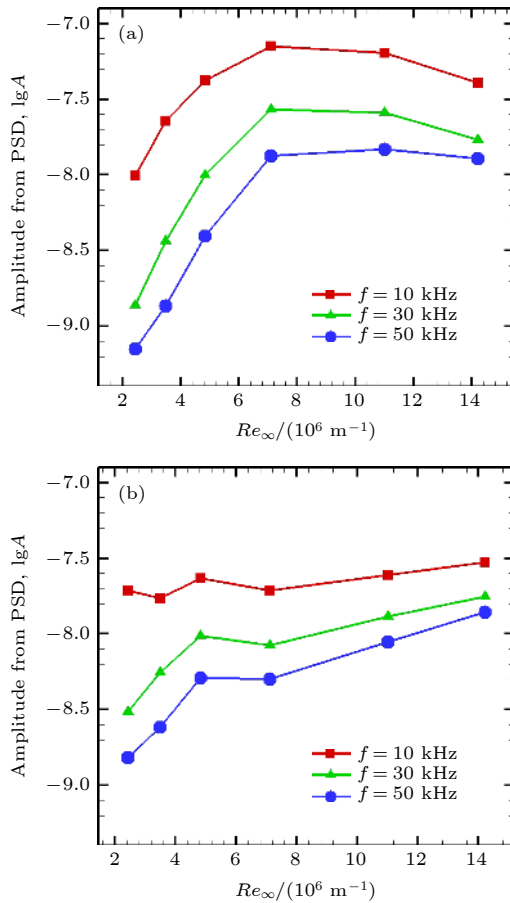


图9 不同频率下的幅值随雷诺数增长曲线 (a) K2处; (b) K3处

Fig. 9. Growth of the amplitude in different frequency: (a) K2; (b) K3.

3.4 攻角对非定常横流波增长的影响

为了探索攻角对非定常横流波扰动发展的影

响, 对 10° 攻角下三角翼迎风面进行了高频脉动压力测量, PSD结果显示在图10中. 图10(a)—(c)分别对应的单位雷诺数是 2.43×10^6 , 4.83×10^6 , 和 11.10×10^6 . 图10中只有在单位雷诺数为 $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时的 K2 测点可以观察到 10 kHz 左右的横流波信号峰值, 在单位雷诺数 $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, 在 10 kHz 处有一个微微的鼓包, 而没有明显的峰值. 此外, 在单位雷诺数为 $11.10 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时的 K4 测点, 观察到了一个峰值频率为 50 kHz 左右的高频信号. 在雷诺数 $2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时, K4 测点已经处于非定常横流波信号衰减到观察不到峰值的阶段, 在单位雷诺数 $11.10 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 的状态

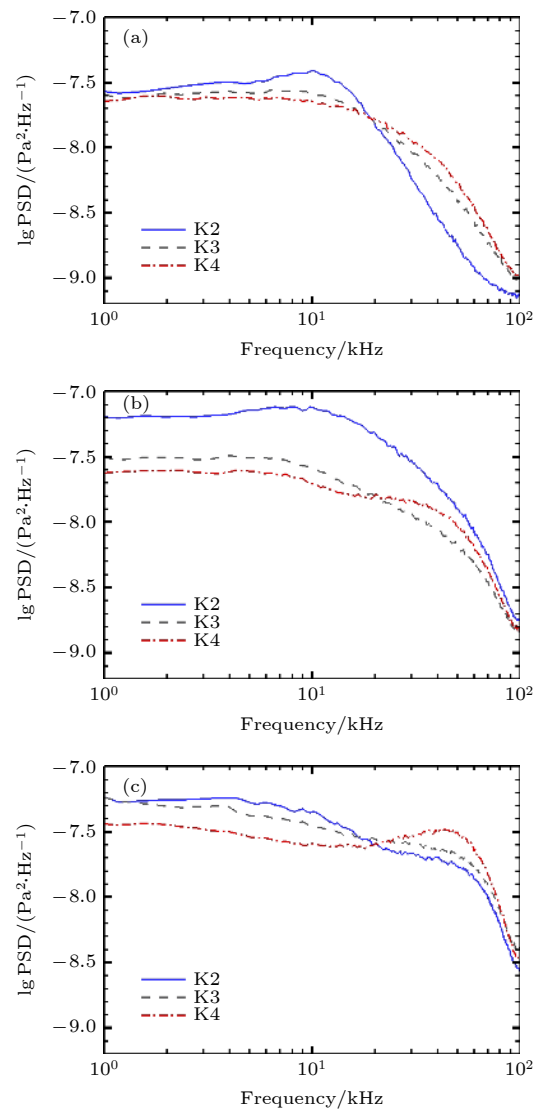


图10 10° 攻角下 K2-K4 得到的 PSD 结果 (a) $2.44 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (b) $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (c) $11.10 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

Fig. 10. PSD results of sensors K2-K4 on the windward side at $\alpha = 10^\circ$: (a) $2.44 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (b) $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (c) $11.10 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

下, 该 50 kHz 的信号显然不是非定常横流波信号, 该信号可能是发展到转换后期阶段横流不稳定性产生的二次失稳, 具体的模态还有待进一步的研究.

将 10° 攻角、不同雷诺数时 K2 和 K3 得到的 PSD 曲线表示在图 11 中. 由图 11 可知, 在 K2 位置, 10° 攻角时仅在单位雷诺数为 2.44×10^6 和 $3.49 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时能够观察到峰值频率为 10 kHz 左右的非定常横流波信号, 而当 5° 攻角时一直到单位雷诺数为 $4.83 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 都可以观察到. 而 K3 位置处, 图中所有雷诺数下的 PSD 曲线都没有明显的峰值信号, 显示出此时边界层可能已经变为湍流.

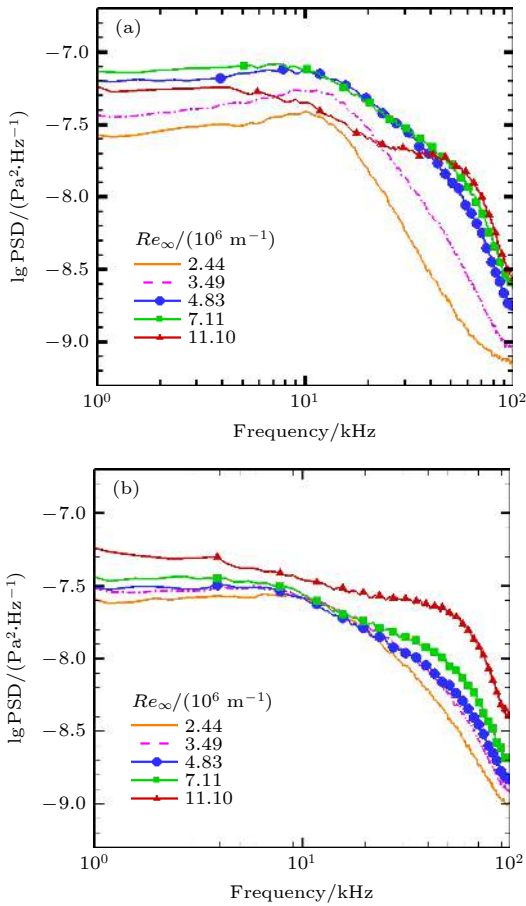


图 11 10° 攻角三角翼迎风面的 PSD 结果 (a) K2; (b) K3
Fig. 11. PSD results on the windward side of the delta wing at $\alpha = 10^\circ$: (a) K2; (b) K3.

将 K2 测点处的 PSD 曲线在 10 kHz 处的 PSD 幅值提取出来, 表示在图 12 中. 由图 12 可知, 10 kHz 扰动波信号的幅值先增大后减小, 说明了非定常横流波沿垂直于前缘方向增长、饱和、衰减的发展过程. 将 5° 和 10° 攻角测到的扰动波幅值变化进行比

较. 当攻角为 10° 时, 10 kHz 的扰动波在单位雷诺数 $Re = 4.7 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 附近幅值达到饱和, 并在单位雷诺数 $7.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 附近开始衰减. 而攻角为 5° 时, 扰动波在 $7.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 时开始饱和, 经历了较长的饱和阶段, 一直到 $Re = 11.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 附近开始衰减. 因此, 模型攻角由 5° 增加到 10° 时, 非定常横流波更快增长到饱和, 并且饱和阶段缩短, 在更小的雷诺数下幅值就会发生衰减. 此外, 还可以观察到在 5° 和 10° 两个攻角状态下, 扰动波达到饱和的幅值相差不多, 都在 $10^{-7.15} \text{ Pa}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ 左右.

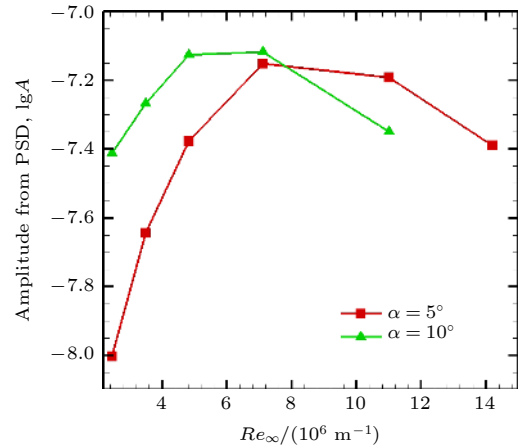


图 12 K2 位置处 10 kHz 扰动波幅值随雷诺数的变化

Fig. 12. Growth of the amplitude at frequency of 10 kHz at K2.

3.5 非定常横流波特性研究

我们使用了 Kulite 传感组成的传感器阵列来测量非定常横流波的传播方向以及相速度. 测量方法及原理参考了 Poggie 等^[31] 的论文. 使用三个传感器组成两个传感器对, 通过互相关算法可以得到扰动波在两个传感器上的时间延时. 结合三个传感器的坐标, 便可以得到行进波的传播方向和相速度. 具体过程如下.

图 13 是三角翼坐标系以及行波传播方向的坐标系. 图 13 中 3 个蓝点是传感器的位置, ξ, η 是传感器 x, y 坐标位置, η' 为平行于波阵面方向, ξ' 为波阵面传播方向. 则波的传播角 Ψ 和相速度 c_r 可以由 (1) 式和 (2) 式得到.

$$\psi = \arctan \left[\frac{\tau_{12}(\xi_1 - \xi_3) - \tau_{13}(\xi_1 - \xi_2)}{-\tau_{12}(\eta_1 - \eta_3) + \tau_{13}(\eta_1 - \eta_2)} \right], \quad (1)$$

$$c_r = [\sin \psi (\xi_1 - \xi_2) + \cos \psi (\xi_1 - \xi_3)] / \tau_{12}. \quad (2)$$

式中, τ_{12} 是信号在传感器 1 和传感器 2 的延迟时间; τ_{13} 是信号在传感器 1 和传感器 3 的延迟时间, 延迟时间可由互相关函数计算得到; ξ_1, ξ_2, ξ_3 和 η_1, η_2, η_3 分别为传感器 1, 2, 3 的 y 和 x 坐标.

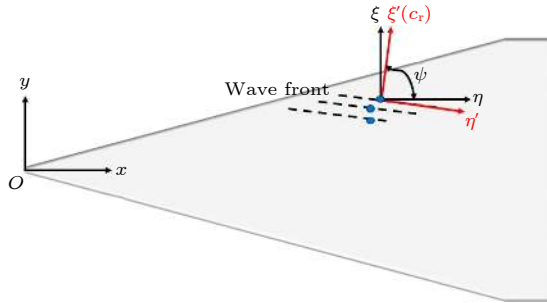


图 13 波阵面以及坐标系

Fig. 13. Schematic diagram of the wave front and coordinate system.

将传感器对 K7, K8, K9 作为例子来说明非定常横流波的计算过程. 5° 攻角迎风面上, K7, K8, K9 传感器的 PSD 结果如图 14 所示. 在 3 个较低的雷诺数时, 能够观察到 10 kHz 附近的明显的非定常横流波信号, 频带宽度约为 0—20 kHz.

选取 $Re = 2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 作为典型状态. K7, K8, K9 三个传感器组成 K7-8, K7-9 和 K8-9 三个传感器对. 根据刘小林等^[18] 论文中的方法, 计算得到 0—20 kHz 的脉动压力信号在三个传感器对之间的延迟时间 τ 和相关系数 γ^2 , 将结果表示在图 15 中. 由图 15(a) 可知, 延迟时间 τ 的符号有正有负, 当 τ 为正时, 例如 τ_{78} , 则传感器信号先传播到 K8, 之后经过时间 τ_{78} 后再传播到 K7. 由 15(b) 可知, 在 0—20 kHz 之间, 三个传感器对的相关系数都大于 0.5, 相关系数较高, 因此对延迟时间的计算有较高的可信度.

将 τ_{78} 和 τ_{79} 代入到 (1) 式和 (2) 式, K7 处的传播角 Ψ 和相速度 c_r . 将相速度 c_r 使用自由流速度 $U_\infty = 866 \text{ m/s}$ 进行无量纲化, 将结果表示在图 16 中. 左侧的 y 坐标表示无量纲相速度, 右侧的坐标表示非定常横流波的传播角度. 由图 16 可知, 在 0—20 kHz 频率范围内, 相速度在主流速度的 0.2—0.4 倍之间, 波的传播角度在 75° — 90° 之间. 根据前 3 节的分析, 10 kHz 左右为非定常横流波的特征频率, 因此 10 kHz 时扰动波的传播角和相速度是此状态下非定常横流波的特性, 即 $\Psi = 85.78^\circ$, $c_r/U_\infty = 0.26$.

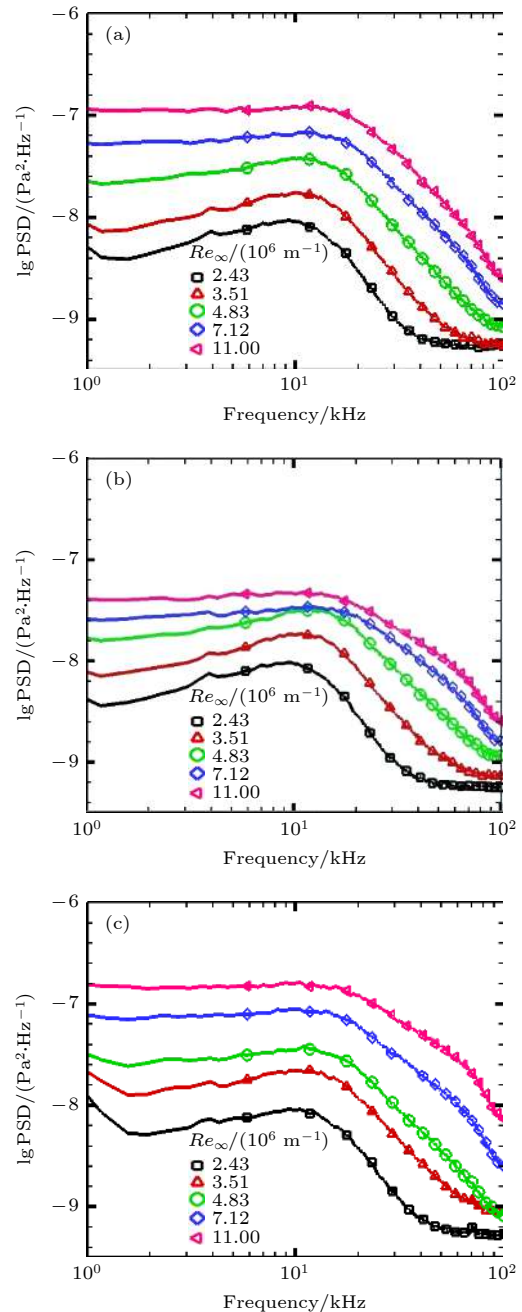


图 14 K7—K9 传感器所测 5° 攻角迎风面 PSD 结果 (a) K7; (b) K8; (c) K9

Fig. 14. PSD results from sensors K7—K9 at $\alpha = 5^\circ$: (a) K7; (b) K8; (c) K9.

将 K7-8-9 和 K3-5-6 两个传感器阵列在不同雷诺数和攻角下测到的非定常横流波的无量纲相速度和传播角度表示在图 17 中. 图 17 中横轴代表单位雷诺数, 纵轴分别代表非定常横流波的无量纲相速度和波的传播角度.

在 K7-8-9 位置, 非定常横流波的相速度随着雷诺数的增加而减小, 在 K3-5-6 位置, 相速度随雷诺数的变化趋势与 K7-8-9 相反. 并且, K7-8-9 传

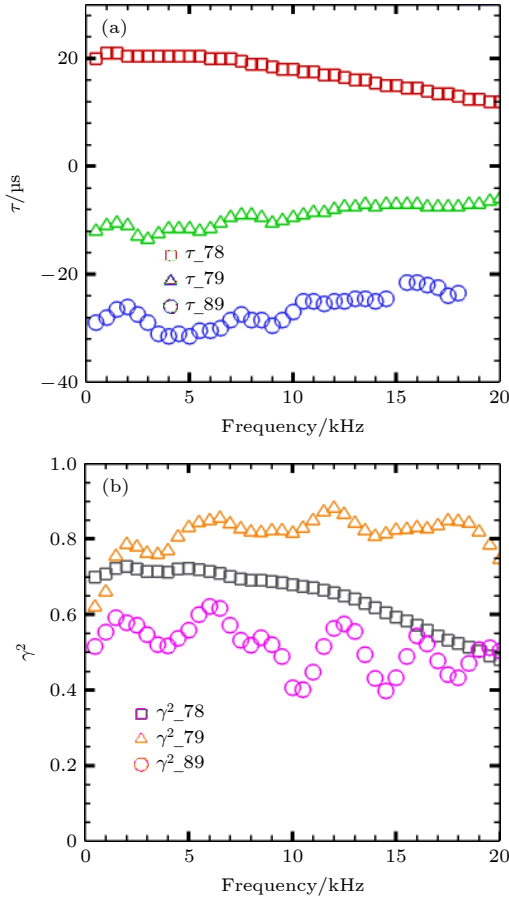


图 15 三个传感器对所测信号的延迟时间 τ 和相关系数 γ^2
Fig. 15. Delay time τ and correlation coefficients γ^2 of signal at three sensor pairs.

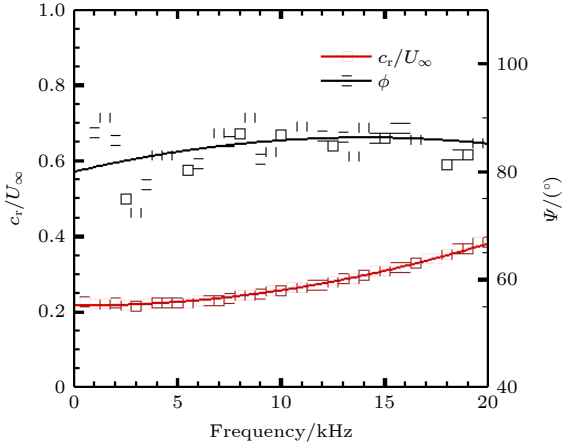


图 16 非定常横流波的相速度和传播角度 ($\alpha = 5^\circ$, $Re_\infty = 2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$)
Fig. 16. Phase velocity and wave angle of traveling cross-flow waves ($\alpha = 5^\circ$, $Re_\infty = 2.43 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$).

传感器组测得的 Ψ 在 80° — 90° 之间, 比 K3-5-6 位置处高很多. 产生这些差异的原因可能是 K3-5-6 位置处于转捩阵面与前缘平行的区域, 而 K7-8-9 可能还处于受头部影响的范围内. 因此, 在之后的分

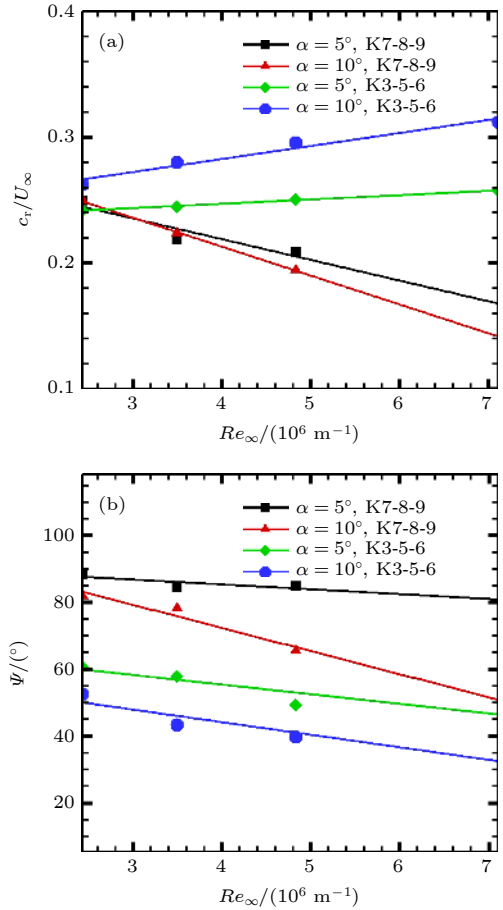


图 17 不同攻角和雷诺数下横流波的相速度和传播角度 (a) 无量纲相速度; (b) 传播角度

Fig. 17. Dimensionless phase velocity and wave propagation angle of crossflow waves at different conditions: (a) Dimensionless phase velocity; (b) wave propagation angle.

析中, 使用 K3-5-6 测得的结果来说明非定常横流波的特性.

在 K3-5-6 传感器阵列位置, 波的无量纲相速度在 c_τ/U_∞ 在 0.25—0.32 之间, 传播角度 Ψ 在 40° — 60° 之间. 5° 攻角时, 无量纲相速度为 0.24—0.26, 传播角为 50° — 60° , 而 10° 攻角时无量纲相速度为 0.26—0.32, 传播角为 40° — 55° . 相同雷诺数下, 10° 攻角的传播角更小, 无量纲相速度更大. 原因可能如下: 由传播角度定义的示意图 (图 13), Ψ 越小, 波阵面向模型中心线方向偏离的角度更大. 攻角较大时, 展向的压力梯度更大, 因此在边界层内产生更高的横流速度, 使横流波的波阵面更加偏向模型中心线, 因此, 10° 攻角时非定常横流波的传播角度 Ψ 比 5° 攻角时小. 当边界层流体微团的合速度可以分解为 ξ' 和 η' 两个方向的速度, 横流波的传播角度 Ψ 越小, ξ' 方向与合速度之间的夹角也

越小, 因此, 合速度在 ξ' 方向的分量就会越大, 因此, 雷诺数相同时, 10° 攻角时的相速度 c_r 大于 5° 攻角.

4 结 论

本文对马赫 6 条件下三角平板迎风面边界层中的扰动波进行了实验研究. 模型的攻角为 5° 和 10° , 单位雷诺数为 2.43×10^6 — $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. 利用高频脉动压力测试技术、温敏漆 (TSP) 技术、基于纳米示踪的平面激光散射 (NPLS) 技术, 得到了非定常横流波的特性以及雷诺数、攻角影响进行了实验研究. 得到了以下主要结论.

三角翼上靠近前缘的转捩阵面与前缘平行, 并且转捩阵面光滑. 边界层转捩由非定常横流不稳定性主导, 特征频率约为 10 kHz. 得到了横流波的精细流动结构, 形态与数值计算得到的符合较好. 随雷诺数增加, 非定常横流波频率增加, 幅值先增长至饱和而后衰减. 增大攻角, 横流波幅值增长更加迅速, 在更低雷诺数下达到饱和、衰减. 在 K3-5-6 传感器阵列位置, 无量纲相速度 c_r/U_∞ 在 0.25—0.32 之间, 传播角度 Ψ 在 40° — 60° 之间. 10° 攻角状态下, 非定常横流波的传播角更小, 无量纲相速度更大.

参考文献

- [1] Schneider S P 2004 *Prog. Aerosp. Sci.* **40** 1
- [2] Mack L M 1975 *AIAA J.* **13** 278
- [3] Saric W S, Reed H L, White E B 2003 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **35** 413
- [4] Deyhle H, Bippes H 1996 *J. Fluid Mech.* **316** 73
- [5] Poll D I A 1985 *J. Fluid Mech.* **150** 329
- [6] Malik M R, Li F, Choudhari M, Chang C L 1999 *J. Fluid Mech.* **399** 85
- [7] Edelman J B, Schneider S P 2018 *AIAA J.* **56** 182
- [8] Craig S A, Saric W S 2016 *J. Fluid Mech.* **808** 224
- [9] Corke T, Arndt A, Matlis E, Semper M 2018 *J. Fluid Mech.* **856** 822
- [10] Arndt A, Corke T, Matlis E, Semper M 2020 *J. Fluid Mech.* **887** A30
- [11] Moyes A J, Paredes P, Kocian T S, Reed H L 2017 *J. Fluid Mech.* **812** 370
- [12] Xu G, Chen J, Liu G, Dong S, Fu S 2019 *J. Fluid Mech.* **873** 914
- [13] Ward C A C 2014 *Ph. D. Dissertation* (Indiana: Purdue University)
- [14] Borg M P, Kimmel R L, Stanfield S 2013 *43rd Fluid Dynamics Conference* San Diego, CA, June 24–27, 2013 p2737
- [15] Borg M P, Kimmel R L, Stanfield S 2015 *J. Spacecraft Rockets* **52** 664
- [16] Li F, Choudhari M, Chang C L, White J 2010 *10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference* Chicago, Illinois, June 28–July 1, 2010 p4643
- [17] Niu H B, Yi S H, Liu X L, Lu X G, He L 2019 *AIAA J.* **57** 5566
- [18] Liu X L, Yi S H, Niu H B, Lu X G, Zhao X H 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 174701 (in Chinese) [刘小林, 易仕和, 牛海波, 陆小草, 赵鑫海 2018 物理学报 **67** 174701]
- [19] Liu X L, Yi S H, Niu H B, Lu X G 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 214701 (in Chinese) [刘小林, 易仕和, 牛海波, 陆小草 2018 物理学报 **67** 214701]
- [20] Niu H, Yi S, Liu X, Lu X, Gang D 2020 *Chin. J. Aeronaut.* **33** 1889
- [21] Niu H, Yi S, Liu X, Huo J, Jin L 2020 *Int. J. Heat Fluid Flow* **86** 108746
- [22] Lu X, Yi S, He L, Liu X, Niu H 2020 *Fluid Dyn.* **55** 111
- [23] Cook W J, Felderman E J 1970 *AIAA J.* **8** 1366
- [24] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, He L, Cheng Z Y 2009 *Sci. China* **52** 3640
- [25] He L, Yi S H, Zhao Y X, Tian L F, Chen Z 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 489
- [26] Liu X L, Yi S H, Xu X W, Shi Y, Ouyang T C, Xiong H 2019 *Phys. Fluids* **31** 074108
- [27] Lu C G, Zhu X Q, Shen L Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 204702 (in Chinese) [陆昌根, 朱晓清, 沈露予 2017 物理学报 **66** 204702]
- [28] Shen L Y, Lu C G 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 014703 (in Chinese) [沈露予陆昌根 2017 物理学报 **66** 014703]
- [29] Tian L, Yi S, Zhao Y, He L, Cheng Z 2009 *Sci. China, Ser. G* **52** 1357
- [30] Zhao L 2016 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [赵磊 2016 博士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [31] Poggie J, Kimmel R L, Schwoerke S N 2000 *AIAA J.* **38** 251

Experimental study of crossflow instability in a Mach 6 delta wing flow^{*}

Niu Hai-Bo Yi Shi-He Liu Xiao-Lin Huo Jun-Jie Gang Dun-Dian[†]

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

(Received 26 October 2020; revised manuscript received 9 February 2021)

Abstract

In this paper, the traveling crossflow instability in the boundary layer on the windward side of a delta wing is studied. The experiments are carried out in a Mach 6 low-noise wind tunnel, with the angles of attack of the model being 5° and 10° , and the Reynolds number being in a range of 2.43×10^6 – $14.21 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. The wall fluctuation pressure is measured by fast-response Kulite pressure transducers. The power spectrum density (PSD) analysis is conducted to obtain the disturbance waves' development process in the boundary layer. The temperature-sensitive paints (TSPs) and nano-tracer based planar laser scattering (NPLS) technique are also used. From the TSP results, the boundary layer transition near the leading edge of the delta wing is smooth and parallel to the leading edge. A peak around 10 kHz in power spectrum density is detected by the fast-response pressure sensor, which may be caused by the traveling crossflow waves. To verify this dominant mode, an NPLS image in the plane of $n = 36 \text{ mm}$ is obtained. The shapes of vortex structures correspond to the shapes of the crossflow vortices from the numerical simulation. Only when the boundary layer is laminar can the traveling crossflow wave signal be observed from the PSD curves. When the boundary layer is at a transitional or turbulent phase, the low-frequency component is dominant in the PSD curve. With the increase of Reynolds number, the characteristic frequency of the crossflow wave increases, and the wave's amplitude first increases and then decreases. Moreover, the angle of attack effect is obtained. The increasing of the angle of attack can make the traveling crossflow wave grow faster and saturate, attenuate at the position closer to the leading edge of the delta wing or at a lower Reynolds number. By sensor pairs composed of three Kulite transducers, the phase velocity and the propagation angle of the traveling crossflow wave are investigated. The dimensionless phase velocities of the traveling wave are in ranges of 0.24–0.26 and 0.26–0.32 at 5° and 10° angles of attack, respectively. The propagation angles are at 50° – 60° and 40° – 55° at the angles of attack of 5° and 10° , respectively. At a larger angle of attack, the traveling wave's propagation angel is smaller, but the phase velocity is bigger. It may be because the spanwise pressure gradient is higher at a larger angle of attack, and then the crossflow velocity is stronger.

Keywords: crossflow instability, hypersonic flow, delta wing, power spectrum density

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

DOI: 10.7498/aps.70.20201777

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2019YFA0405300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12002375, 11902354), and the Project of National University of Defense Technology (Grant No. ZK20-12).

[†] Corresponding author. E-mail: gdd_nudt@163.com