

超声速湍流边界层密度场特性

何霖 易仕和 陆小革

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

He Lin Yi Shi-He Lu Xiao-Ge

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 024701 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.024701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高超声速飞行器磁控热防护系统建模分析

[Analysis of the magnetohydrodynamic heat shield system for hypersonic vehicles](#)

物理学报.2016, 65(6): 064701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064701>

带喷流超声速后台阶流场精细结构及其运动特性研究

[Fine structures and characteristics on supersonic flow over backward facing step with tangential injection](#)

物理学报.2015, 64(6): 064701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064701>

流经矩形喷嘴的超音速射流啸叫模式切换的实验研究

[Experimental study on screech tone mode switching of supersonic jet flowing through rectangular nozzles](#)

物理学报.2015, 64(5): 054703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054703>

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>

超声速湍流边界层密度场特性*

何霖† 易仕和 陆小革

(国防科学技术大学航天科学与工程学院, 长沙 410073)

(2016年7月18日收到; 2016年10月17日收到修改稿)

本文采用基于纳米示踪平面激光散射技术的密度场测量方法, 对 $Ma = 3.0$ 零压力梯度平板湍流边界层的密度场特性进行了实验研究, 分析了边界层密度场的平均特性和脉动特性, 并利用泰勒假设将空间信号转换为时域信号, 对密度脉动的频谱特性进行了分析. 研究发现, 随着高度增加, 边界层平均密度逐渐增大, 但密度脉动仅在对数区内逐渐增大, 在边界层外层却逐渐减小. 密度脉动的概率密度函数在对数区内呈正态分布. 从频谱特性可以发现, 湍流边界层内部密度脉动具有丰富的脉动频率, 最高达到 MHz 量级; 在边界层近壁区和外层, 密度脉动以低频分量为主; 在对数区, 高频分量与低频分量所占的比例基本相同. 结合速度和密度同时测量发现, 密度脉动与质量流量脉动在概率密度分布和频谱特性方面具有非常好的一致性, 但与速度脉动相关性不大. 超声速湍流边界层内部强烈密度脉动, 及其与速度脉动的明显差别, 是可压缩湍流边界层与不可压湍流边界层的显著区别之一.

关键词: 超声速, 湍流边界层, 密度场, 频谱分析**PACS:** 47.40.Ki, 47.27.nb, 47.50.Ef, 47.27.-i**DOI:** 10.7498/aps.66.024701

1 引言

超声速湍流边界层, 由于近壁区黏性耗散作用导致边界层内部存在温度梯度, 使得边界层内部密度产生不均匀分布. 密度分布的变化使得位移厚度和动量损失厚度发生改变, 进而影响边界层速度剖面的变化. 此外, 温度梯度同时导致黏性系数的变化, 使得近壁区和主流区的黏性系数存在较大差别. 因此, 超声速边界层内部密度分布不均匀, 以及近壁区存在的高黏性低密度区是超声速边界层与不可压边界层最主要的区别^[1].

尽管 Morkovin^[2] 假设提出, 对于 $Ma < 5$ 的零压力梯度超声速边界层, 由于边界层内的脉动马赫数足够小, 可压缩效应对壁面湍流的影响可以忽略不计. 根据密度分布对湍流统计结果进行修正, 超声速湍流边界层与不可压湍流边界层具有相似性^[3]. 但是越来越多的研究发现, 基于密度修正后

的一些超声速湍流边界层的参数与不可压边界层仍然存在一定差别. 例如, 超声速边界层间歇剖面比亚声速边界层更饱满, 密度界面的分形维数随着马赫数增加而减小, 流向长度尺度明显减小; 随着马赫数增加, 大尺度运动的衰减速率比低速、亚声速流动的值减小一个数量级^[4]. 一方面, 密度变化是否是造成上述差别的原因, 其对超声速湍流边界层流动特性有何影响? 另一方面, 流场脉动与湍流和雷诺应力的产生密不可分, 不可压边界层中不考虑密度的影响, 其脉动主要来自于速度脉动, 但是在超声速边界层中, 密度脉动不可忽略, 其与速度脉动耦合在一起对湍流和雷诺应力造成影响, 这其中密度脉动的贡献有多少? 上述问题目前还尚未得到很好的解决. 因此, 为进一步深入理解超声速湍流边界层流动特性, 迫切需要对超声速湍流边界层密度场特性开展相关研究.

虽然超声速湍流边界层的研究非常多, 但是

* 国家自然科学基金(批准号: 11302256)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: helin@nudt.edu.cn

对边界层密度场研究的文献非常少. 一方面是由于过去受到Morkovin假设的影响, 认为超声速湍流边界层密度对流动特性的影响可以忽略不计, 对密度场的研究关注不多. 另一方面主要是因为目前仍然缺少相应的高分辨率、高精度的密度场测量技术. 目前能够进行密度场测量的实验技术包括: 纹影^[5]、干涉^[6]、背景纹影(background oriented schlieren, BOS)^[7,8]、激光诱导荧光(planar laser induced fluorescence, PLIF)^[9,10]和瑞利散射(Rayleigh scattering, RS)^[11,12]等技术. 纹影技术主要用于密度场的定性研究, 虽然干涉和BOS等技术可以实现密度场的定量测量, 但是这些技术受自身原理的限制, 只适合于二维或轴对称流动, 无法满足对三维流动的密度场测量. PLIF和RS等现代流动测试技术具备三维流场密度分布的测量能力, 但这类技术的图像信噪比低, 校准方法复杂, 很难实现密度场的高分辨率准确测量. 因此, 可压缩流动, 特别是超声速、高超声速流动的三维瞬态密度场测量目前仍然是流体力学实验研究的难题之一.

Tian等^[13]提出的基于纳米示踪平面激光散射(nano-tracer planar laser scattering, NPLS)的超声速流场密度场测量技术, 不仅具有很高的信噪比和空间分辨率, 还能够实现三维瞬态流场的密度场测量, 为超声速湍流边界层密度场测量提供了有力的实验技术手段. 本文采用该密度场测量技术, 对

$Ma = 3.0$ 平板湍流边界层的密度场开展实验测量, 主要研究密度场的瞬态特性、平均特性以及脉动特性, 并利用泰勒假设将空间信号转换为时域信号, 对密度脉动的频谱特性进行分析. 同时利用速度场和密度场同时测量技术, 分析密度脉动和速度脉动之间的相互联系.

2 实验设备与测试技术

2.1 超声速风洞

本文的超声速边界层相关实验研究是在国防科技大学空气动力学实验室的低噪声超声速风洞中进行的(如图1所示). 该风洞在结构上采用直连式设计, 这种结构方式与自由射流式风洞相比, 实验段内不会存在菱形区, 可以有效避免流场中波系对边界层的影响以及实验段有效区域受菱形区尺寸的限制^[14], 有利于开展湍流精细结构的研究^[15-17]. 风洞采用吸气式运行, 气源为经过干燥除尘后的大气, 来流总压 $P_0 = 1 \text{ atm}$, 总温 $T_0 = 300 \text{ K}$, 湍流度 $< 5\%$ ^[18]. 通过更换风洞的喷管段可以获得 $Ma = 2.0-4.2$ 范围内的超声速流场. 风洞实验段长250 mm, 高120 mm, 宽100 mm, 实验段的四壁都安装有大尺寸的光学观察窗口, 便于从多个方向对实验段流场进行测量. 在本文实验中, 超声速风洞的运行马赫数为3.0, 风洞流场参数如表1所列.



图1 超声速风洞

Fig. 1. Photograph of the supersonic wind tunnel.

表1 风洞流场参数

Table 1. Flow conditions.

Ma_∞	P_0/MPa	T_0/K	P_∞/Pa	T_∞/K	$\rho_\infty/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	$U_\infty/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$\mu/\text{Pa}\cdot\text{s}$	Re/m^{-1}
3.0	0.1	300	2750	107	0.089	622.5	7.43×10^{-6}	7.49×10^6

2.2 密度场测量技术

本文实验测量采用的是基于NPLS技术的超声速流场密度场测量技术, 该技术以纳米尺度示踪

粒子在超声速流场中良好跟随性为基础, 建立了粒子图像灰度与当地流场密度的函数关系式. 再借助合理的校准方法将图像灰度和流场密度的关系定量化, 通过粒子图像计算得到对应流场密度. 该技

术可以实现对超声速三维流场某一截面瞬态密度空间分布测量, 已经应用于超声速湍流密度场的实验研究^[19,20], 相关技术细节可以参考文献^[13].

为更好地研究湍流边界层的密度特性, 特别是密度脉动与速度脉动之间的关系. 本文采用速度场、密度场同时测量的技术, 该技术将NPLS密度场测量技术和粒子图像速度场 (particle image velocimetry, PIV) 技术相结合, 利用单幅图像获取密度场信息, 再通过对两幅时间间隔很短的NPLS图像进行互相关计算, 获取速度场信息, 文献^[21]对该技术进行了详细介绍.

在文本实验中, 采用名义粒径为 20 nm, 体积密度为 300 kg/m³ 的二氧化钛粒子作为示踪粒子. 光源系统采用 Nd:YAG 激光器作, 激光器的最高能量为 500 mJ, 激光的脉宽为 6 ns, 波长为 532 nm.

激光束通过导光臂传输, 并由片光透镜组转换为平面片光照亮流场. 成像系统采用 12 位跨帧 CCD 相机, 相机的分辨率为 2048 × 2048 像素.

2.3 实验边界层

本文选取风洞实验段下壁面边界层为研究对象, 该边界层在上游喷管内自然转换为湍流, 在实验段进入充分发展湍流阶段, 文献^[22]通过 PIV 实验对该湍流边界层速度场特性进行了详细研究 (见表 2). 以流动方向为 x 轴的正向, 以垂直风洞下壁面向上的方向为 y 轴正向, 按右手法则建立直角坐标系, 并定义 xy 平面为边界层的流向平面. 为满足速度场与密度场同时测量, 实验测量了湍流边界层 xy 平面内的密度场分布, 测量区域的范围为 2δ (x 轴) × 1.5δ (y 轴). 图 2 所示为从流向平面进行湍流边界层测量的实验布局示意图.

表 2 $Ma = 3.0$ 充分发展湍流边界层属性^[22]
Table 2. Parameters of the $Ma = 3.0$ turbulent boundary^[22].

δ_{99}/mm	δ^*/mm	θ/mm	δ^*/δ_{99}	θ/δ_{99}	$H = \delta^*/\theta$	Re_θ	Re_δ	$u_\tau/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	C_f
10.2	3.66	0.68	0.36	0.067	5.38	5100	76500	29.9	1.70×10^{-3}

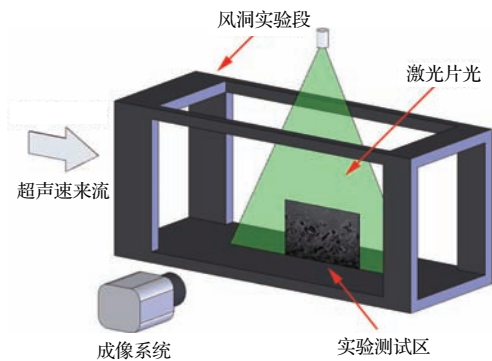


图 2 边界层测量实验布局示意图

Fig. 2. Schematic of experimental arrangement.

3 实验结果与分析

3.1 瞬态密度特性

图 3(a) 所示为某一时刻 $Ma = 3.0$ 湍流边界层流向平面内的瞬态密度场, 测量范围为: $x/\delta = 0-2$, $y/\delta = 0-1.5$; 图像的空间分辨率

为 $11.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, 流动方向从左往右, 坐标系原点位于喷管出口下游 180 mm 处. 从图中可以观察到, 瞬态密度场的空间分布复杂, 具有一定的随机性. 但从宏观角度观察, 沿 y 轴正向, 边界层密度基本呈现逐渐增大的趋势. 靠近壁面位置, 存在局部的较高密度区域, 对应于湍流边界层内主流下扫进入边界层内部. 同时在边界层外层, 也可以发现局部的低密度区域, 对应于边界层内部低密度低速流向主流的喷射现象. 瞬态密度与拟序结构密切相关, 证明了拟序结构对边界层内部质量和能量的输运作用.

图 3(b) 为该时刻对应的密度脉动 ($\rho' = \rho - \bar{\rho}$) 云图, 从图中可以发现, 在边界层内部, 正的密度脉动出现的概率较高, 其对应于主流的高密度流动对边界层内部低密度流动的作用; 而在边界层的外层, 负密度脉动出现的概率增加, 这反映了该区域内上升的低密度流动对主流的影响.

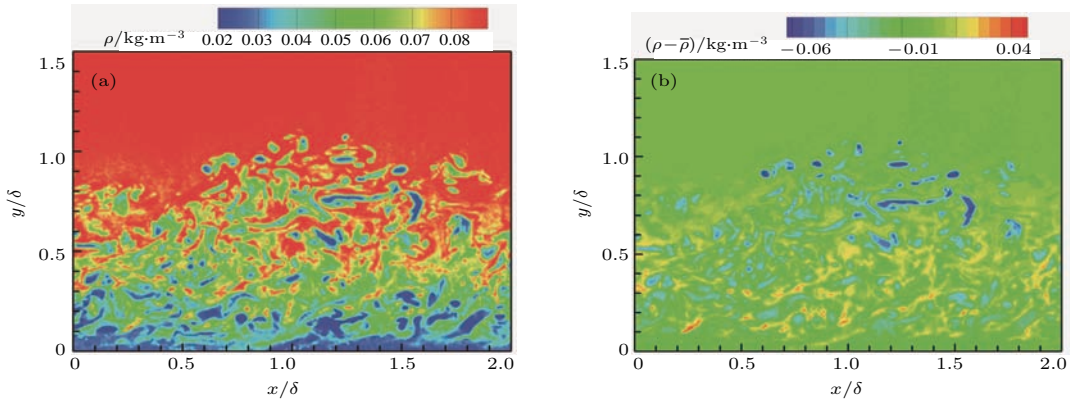


图3 (网刊彩色) ($Ma = 3.0$) 湍流边界层瞬态密度场测量结果 (a) 瞬态密度场云图; (b) 瞬态密度脉动云图

Fig. 3. (color online) Results of the instantaneous density field ($Ma = 3.0$): (a) Contour of the instantaneous density field; (b) contour of the instantaneous density fluctuations.

3.2 平均密度场特性

湍流边界层瞬态密度分布存在较强的随机性,为了更好地研究密度场的特性,对200组瞬态密度场结果进行了统计平均,用以研究湍流边界层的密度场平均特性.图4所示为密度场测量的统计平均结果,图4(a)为平均密度场云图,图4(b)为密度脉动均方根($\langle \rho' \rangle$)的分布.从图4(a)中可以发现平均密度云图具有良好的分布规律,沿 y 轴正向,密度逐渐增加;到达主流区($y/\delta > 1$),边界层的密度基本保持不变.在图4(b)中,密度脉动在边界层内部逐渐增加,在边界层外层密度脉动又出现逐渐减小的趋势.由于湍流边界层密度场的随机性,在有限的样本内,不可能消除随机性造成的密度场空间分布的不均匀,因此图4中的平均密度和密度脉动云图在空间分布仍然存在不均匀性.但通过增加样本的数量,可以尽量消除这种空间分布的不均匀性.

考虑充分发展湍流边界层沿流动方向的自相

似性,对图4中的结果进行空间平均后得到的密度剖面分布如图5所示,密度剖面采用主流密度 ρ_∞ 进行无量纲化.从图中可以看到,超声速边界层中存在较大密度梯度,平均密度剖面在壁面附近约为 $\rho_w \approx 0.3\rho_\infty$,随后密度分布随高度逐渐增加,在主流区与主流密度基本一致,与图4(a)一致.密度脉动剖面在 $0 < y/\delta < 0.5$ 的区域内逐渐增加,这一区域与边界层的对数区基本一致,密度脉动均方根在 $y/\delta = 0.5$ 附近到达峰值,约为 $0.2\rho_\infty$.在 $0.5 < y/\delta < 1$ 的区域内,密度脉动逐渐减小;在主流区 $y/\delta > 1$,密度脉动的均方根值减小到约 $0.01\rho_\infty$.考虑到当地密度小于主流密度,边界层内部对数区内,局部密度脉动与当地平均密度之比还将高于20%.而对于 $Ma > 3$ 的超声速湍流边界层,其密度脉动的强度将进一步增加.因此,从密度脉动的角度来看, Morkovin 假设认为密度脉动可以忽略不计,对于 $Ma \geq 3$ 的湍流边界层不再成立.

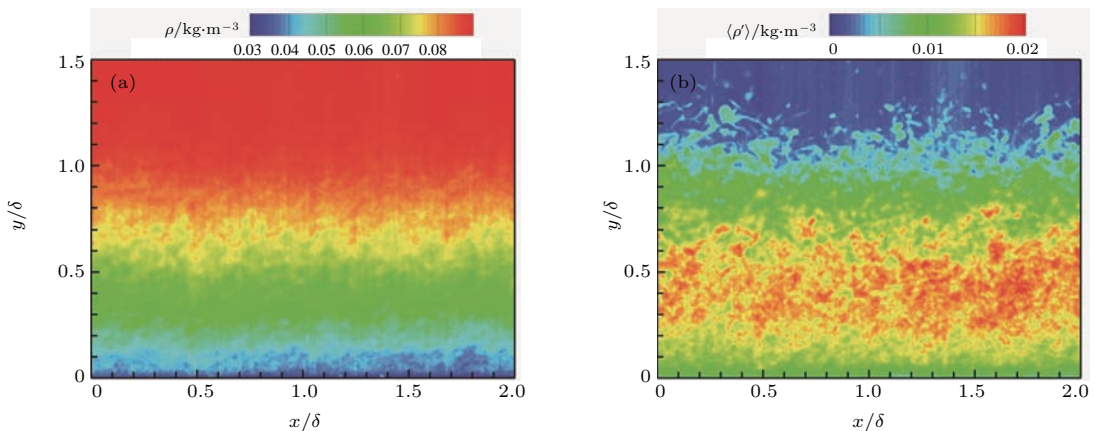


图4 (网刊彩色) $Ma = 3.0$ 湍流边界层平均密度场结果 (a) 平均密度场云图; (b) 密度脉动均方根云图

Fig. 4. (color online) Results of the mean density field ($Ma = 3.0$): (a) Contour of the mean density field; (b) root mean square (rms) of the density fluctuations.

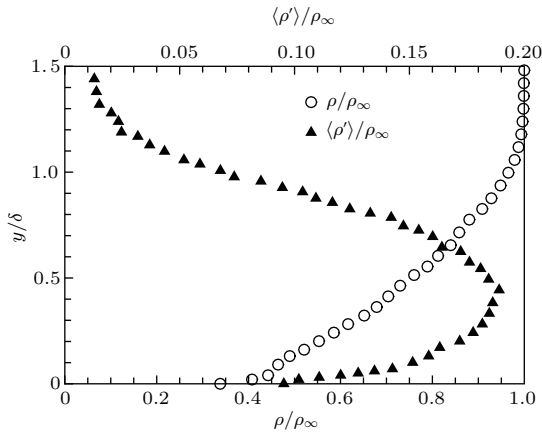


图5 $Ma = 3.0$ 湍流边界层平均密度及脉动剖面分布
Fig. 5. The profiles of the mean density and the density fluctuations of the $Ma = 3.0$ turbulent boundary.

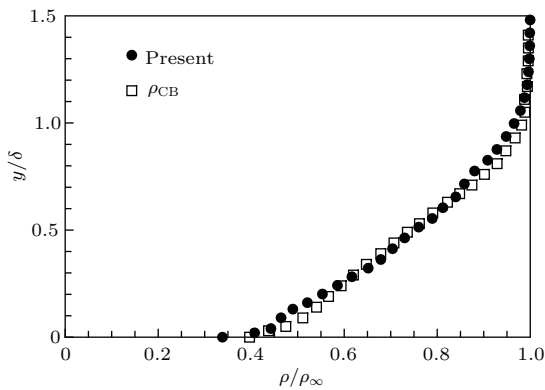


图6 平均密度剖面比较 ●表示当前测量得到的密度剖面, □为为由速度场计算得到的密度剖面
Fig. 6. Comparison of the mean density profiles: ● is the present result; □ is the profile calculated from the velocity results.

为验证平均密度场测量结果准确性, 将文献[22]中平均速度场计算得到的平均密度 ρ_{CB} 剖面与本文结果进行比较. 采用这种比较方式, 一是因为缺少与本文实验条件相近的边界层密度场实验数据报道; 二是利用速度场计算得到的密度场, 可以避免马赫数和雷诺数差别引入的误差. 平均密度场 ρ_{CB} 的计算是以PIV测量得到的平均速度剖面为基础, 首先通过绝热 Crocco-Busemann 温度-速度关系式计算得到平均温度剖面, 再根据零压力梯度假设计算得到平均密度剖面. 比较的结果如图6所示, 实验测量得到的平均密度剖面与通过速度场计算得到的结果具有很好的一致性, 只是在边界层壁面附近存在很小的差别. 这里需要指出, 由于速度场和密度场在边界层近壁区的测量都存在一定的误差, 因此, 近壁区结果的比较仅仅反映的是这两种方法之间的差别, 而无法体现其与真实值之间的

偏差.

3.3 密度脉动特性

为研究湍流边界层密度脉动对边界层流动的影响, 这里对湍流边界层密度脉动特性进行了研究. 图7所示为不同高度位置对应的密度脉动的概率分布, 密度脉动采用不同高度位置的当地密度脉动均方根进行无量纲化. 图7(a)所示为 $y/\delta = 0.1-0.5$ 五个不同位置的密度脉动概率分布, 从图中可以发现, 在边界层对数区内 ($y/\delta \leq 0.3$) 密度脉动基本服从正态分布, 脉动幅值具有较宽的范围 ($\pm 4\langle \rho' \rangle_{local}$ 之间). 从密度脉动的概率密度峰值分布来看, 在近壁区 $y/\delta = 0.1$ 概率密度的峰值对应负的密度脉动, 表明近壁区内低密度流动出现的概率更高, 与瞬态和平均密度分布的结果一致. 随着高度的增加, 其概率密度峰值对应的密度脉动由负值逐渐向正值增加, 正负密度脉动出现的概率基本相同. 在 $y/\delta \geq 0.4$ 的位置, 密度脉动的概率分布

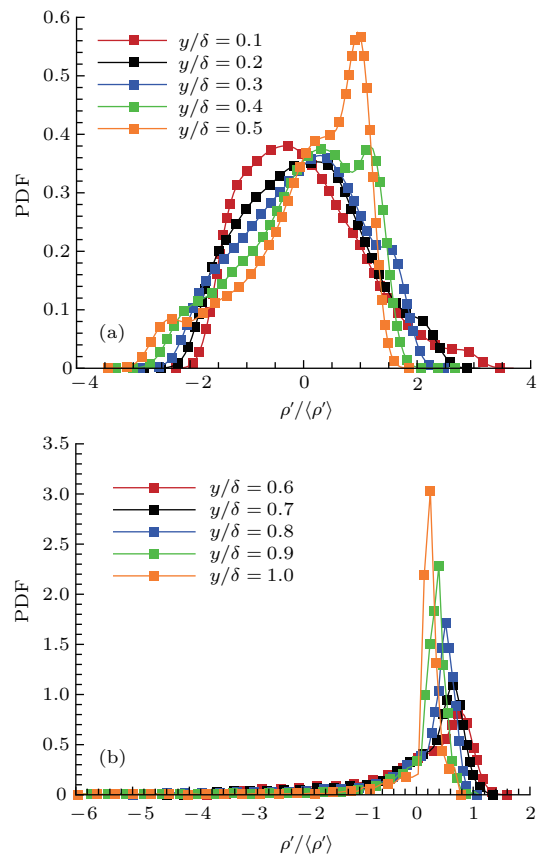


图7 (网刊彩色) 不同高度位置密度脉动的概率密度分布 (a) $y/\delta = 0.1-0.5$; (b) $y/\delta = 0.6-1.0$
Fig. 7. (color online) Probability density distribution of density fluctuation at different heights: (a) $y/\delta = 0.1-0.5$; (b) $y/\delta = 0.6-1.0$.

开始偏离正态分布, 正密度脉动出现的概率相对增加. 在边界层内部, 特别是对数区, 上升流和下扫流共同作用, 导致边界层内部瞬态密度脉动的正负概率大致相同, 这是密度脉动呈正态分布的可能原因之一.

图 7(b) 所示为 $y/\delta = 0.6-1.0$ 五个不同位置的密度脉动概率分布. 在边界层外层, 密度脉动的范围变化为 $-6\langle\rho'\rangle_{\text{local}}-2\langle\rho'\rangle_{\text{local}}$. 虽然出现较大负密度脉动的概率增加, 而出现较大正密度脉动的概率减小, 但边界层外层的密度脉动更加集中于 $0-\langle\rho'\rangle_{\text{local}}$ 之间, 出现正密度脉动的概率高于负密度脉动的概率, 表明边界层内部低密度流动对边界层外层区域的影响很小. 随着高度的升高, 密度脉动概率分布的峰值位置逐渐向零点接近, 这表明越靠近主流区, 流动越均匀, 密度出现脉动的概率越低, 密度脉动幅值越小.

为研究湍流边界层密度脉动的频谱特性, 需要得到时间序列的密度脉动信号, 但是由于基于 NPLS 的密度场测量技术的原理, 其得到的是某一时刻空间内的密度分布, 无法用于频谱特性研究. 但是通过前期大量的实验研究发现, 超声速流动虽然具有很高的对流速度, 但拟序结构的变形却很慢, 其变化速率远远小于对流速度 [23,24]. 因此, 超声速边界层在短时间内的运动可以看成是流场结构的整体平移. 由此可以利用泰勒假设, 将空间信号转换为时域信号.

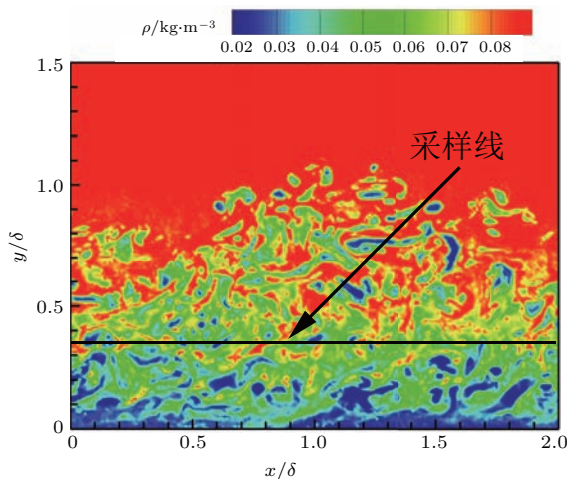


图 8 (网刊彩色) 边界层密度脉动分析的采样示意图
Fig. 8. (color online) Sampling of boundary layer density fluctuation analysis.

图 8 所示为研究湍流边界层密度脉动的采样示意图, 图中黑线表示采样线对应的位置. 通过改变采样线的位置, 可以得到湍流边界层在不同空间

位置的密度脉动分布. 图中采样线上得到的密度脉动是某一时刻下的空间分布, 采用泰勒假设, 以采样线对应位置的当地平均速度为基础, 将密度脉动的空间分布转换为时域信号. 图 9(a) 和图 9(b) 所示为两个不同时刻下, 在 $y/\delta = 0.1$ 采样线位置转换得到的密度脉动的时间分布曲线, 纵坐标采用当地密度脉动均方根进行无量纲化. 从图中可以看出密度脉动曲线随时间变化并不相同, 这对应了湍流流动的随机特性. 图 9(c) 和图 9(d) 分别为图 9(a) 和图 9(b) 密度脉动曲线对应的频谱, 纵坐标采用最大值进行归一化处理. 从频谱曲线可以观察到, 在第一个时刻, 湍流边界层内部具有较宽范围的密度脉动频率, 最高能够到达 MHz 量级. 从脉动频率的分布来看, 在第一个时刻湍流边界层内低频脉动占主导, 但第二个时刻中, 高频脉动的贡献增大. 这表明尽管近壁区以低频密度脉动占主导, 但仍然存在瞬时的高频脉动. 图 9(e) 和图 9(f) 分别为图 9(a) 和图 9(b) 密度脉动曲线对应的功率谱. 从图中可以发现, 不同的密度脉动时间曲线对应的频谱和功率谱各不相同. 对比频谱曲线可以发现, 当脉动频率主要以低频脉动出现时, 边界层内部密度脉动的能量同样集中于低频区域, 而当脉动频率范围增加时, 脉动对应的能量增加.

图 10 所示为不同采样高度密度脉动转换得到的时间分布曲线. 图 10(a)—(d) 中采样线的位置分别为 $y/\delta = 0.2, 0.4, 0.6$ 和 0.8 , 图中密度脉动用采样线位置当地的密度脉动均方根进行无量纲化. 从图中可以看到, 不同位置的密度脉动时间曲线存在一定的差别. 在边界层内部 ($y/\delta = 0.2$), 密度具有正负脉动信号, 主要集中在 $\pm 2\langle\rho'\rangle_{\text{local}}$ 范围内, 在 $y/\delta = 0.4$ 高度, 密度脉动的范围仍然集中于 $\pm 2\langle\rho'\rangle_{\text{local}}$ 范围内, 但脉动随时间变化更快, 对应于脉动频率的增加. 在 $y/\delta = 0.6$ 的采样位置, 密度脉动范围变化为 $-2\langle\rho'\rangle_{\text{local}}-\langle\rho'\rangle_{\text{local}}$, 正脉动信号减少, 主要以负脉动为主. 从图 8 中可以看到, 在 $y/\delta = 0.8$ 的采样位置, 由于湍流边界层的间歇特性, 部分区域已经处于主流区, 由于主流区的密度均匀分布, 所以在图 10(d) 对应的高度位置, 可以发现密度脉动时间曲线部分时刻基本不变. 这里的密度脉动结果是从某一时刻瞬态密度结果分析得到的, 根据图 9 的结果可知, 不同时刻根据泰勒假设得到密度脉动曲线是不同的, 但其结果能够在一定程度上定性反映边界层内部密度脉动特性.

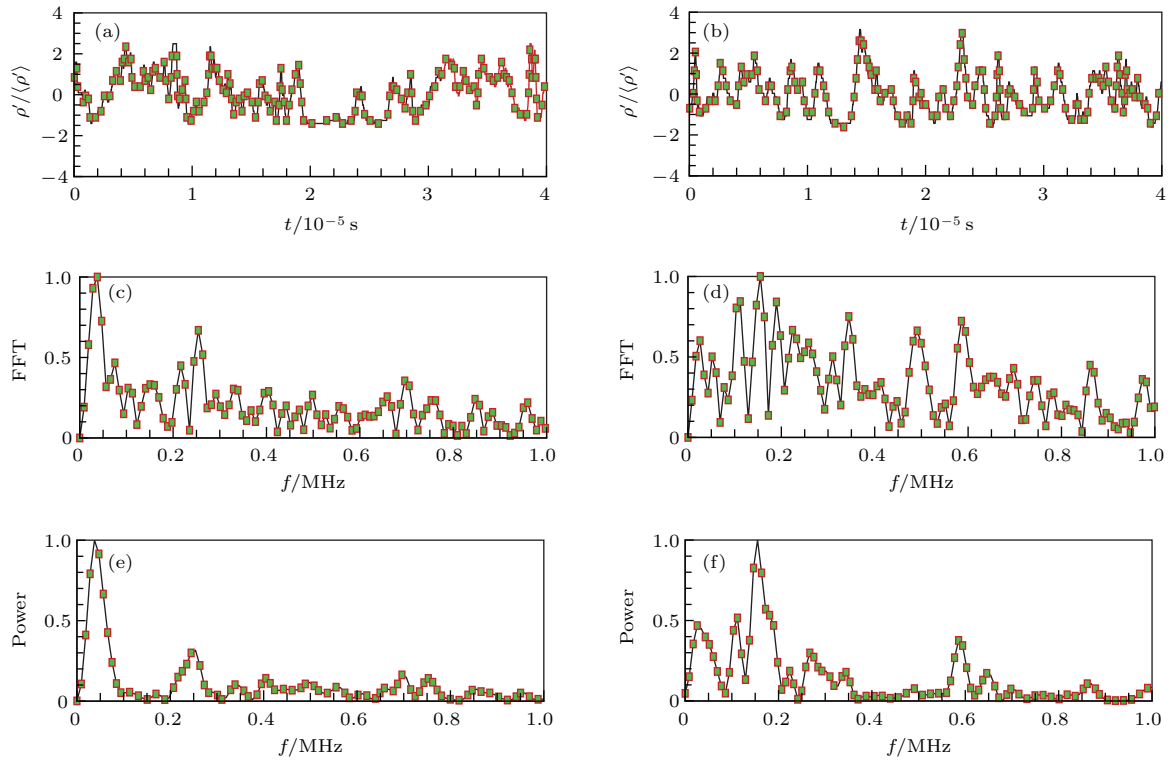


图9 不同时刻密度脉动信号的频谱分析 ($y/\delta = 0.1$) (a) 第一个时刻密度脉动曲线; (b) 第二个时刻密度脉动曲线; (c) 第一个时刻的频谱; (d) 第二个时刻的频谱; (e) 第一个时刻的功率谱; (f) 第二个时刻的功率谱

Fig. 9. Spectrum analysis of density fluctuations at different moment ($y/\delta = 0.1$): (a) Density fluctuation curve of the first moment; (b) density fluctuation curve of the second moment; (c) frequency spectrum of the first moment; (d) frequency spectrum of the second moment; (e) power spectrum of the first moment; (f) power spectrum of the second moment.

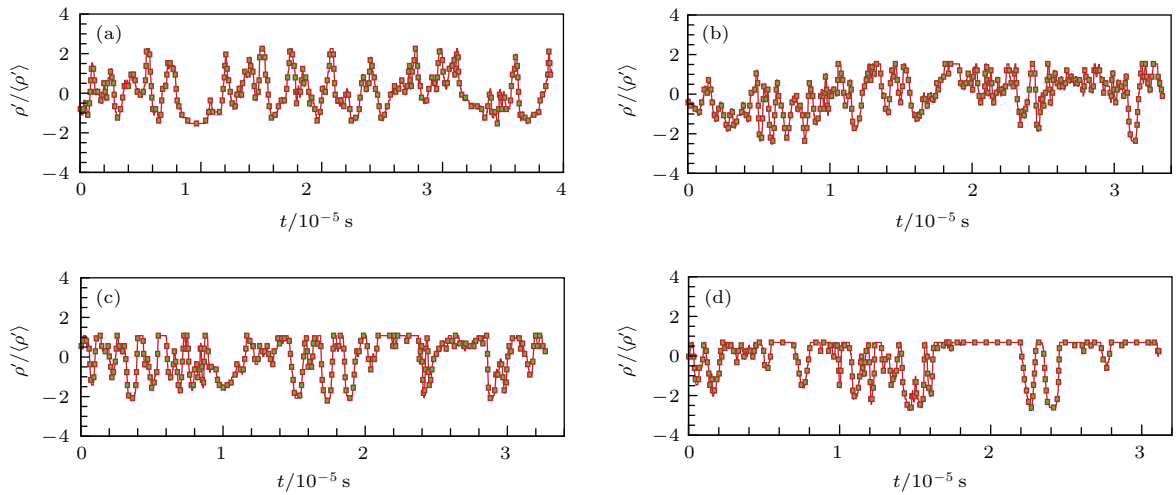


图10 不同高度位置的密度脉动曲线 (a) $y/\delta = 0.2$; (b) $y/\delta = 0.4$; (c) $y/\delta = 0.6$; (d) $y/\delta = 0.8$

Fig. 10. Density fluctuation curve at different heights: (a) $y/\delta = 0.2$; (b) $y/\delta = 0.4$; (c) $y/\delta = 0.6$; (d) $y/\delta = 0.8$.

图11所示为图10各脉动曲线对应的频谱和功率谱, 为方便比较, 各图的纵坐标均采用最大值进行了归一化处理. 比较不同位置的频谱曲线可以发现, 不同高度位置边界层密度脉动具有较宽的频率范围, 最高可达MHz量级, 但在边界层内

部中低频脉动占主导. 在 $y/\delta = 0.2$ 的采样位置, 密度脉动具有 7.7×10^4 和 3.2×10^5 Hz两个主要频率; 而在 $y/\delta = 0.4$ 的采样位置, 除了主要的低频 2.3×10^4 Hz外, 其他频率的比例基本相同; 在 $y/\delta = 0.6$ 的采样位置, 低频脉动不再占主导, 取而

代之的是密度脉动具有多个主要频率, 其中部分是大于 4.0×10^5 Hz 的高频分量; 在 $y/\delta = 0.8$ 的采样位置, 低频脉动再次占主导, 密度脉动的主要频率为 8.8×10^4 Hz, 但同时具有 2.2×10^5 , 5.4×10^5 和 8.5×10^5 Hz 等几个次要频率. 对比不同位置的频谱和功率谱可以发现, 频谱和功率谱具有类似的规律, 在边界层内部低频脉动的能量较高, 随着高度

增加, 高频脉动的能量逐渐增加, 但到边界层外层, 低频脉动的能量再次占优.

从频谱分析的结果来看, $Ma = 3.0$ 湍流边界层的密度脉动在不同的采样位置具有丰富的频率信号, 靠近边界层内部或边界层外层, 低频脉动占主导, 在边界层内部, 随着高度增加, 脉动的频率先增加后减小, 与图 5 平均密度脉动剖面符合.

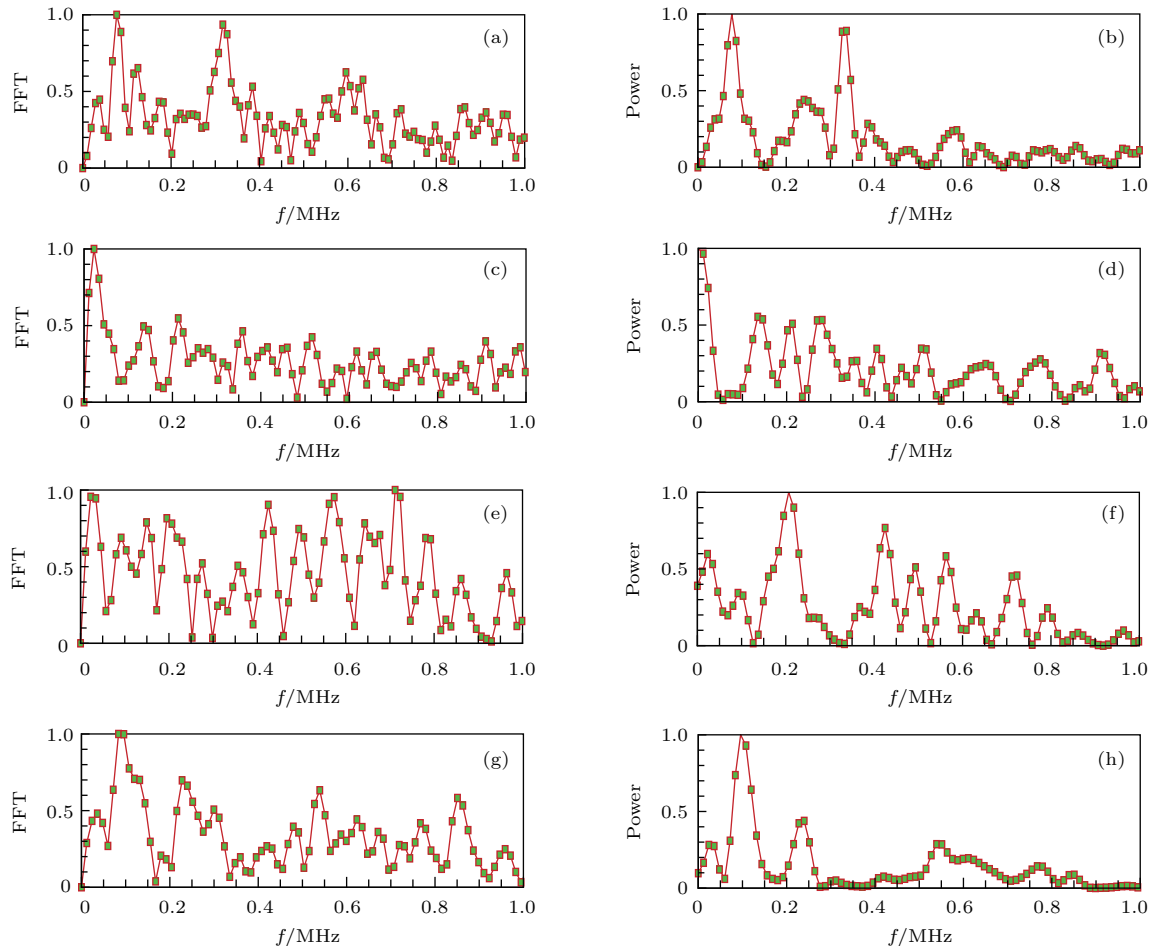


图 11 不同高度位置密度脉动的频谱分析 (a) $y/\delta = 0.2$ 位置的频谱; (b) $y/\delta = 0.2$ 位置的功率谱; (c) $y/\delta = 0.4$ 位置的频谱; (d) $y/\delta = 0.4$ 位置的功率谱; (e) $y/\delta = 0.6$ 位置的频谱; (f) $y/\delta = 0.6$ 位置的功率谱; (g) $y/\delta = 0.8$ 位置的频谱; (h) $y/\delta = 0.8$ 位置的功率谱

Fig. 11. Spectrum analysis of density fluctuations at different heights: (a) Frequency spectrum at $y/\delta = 0.2$; (b) power spectrum at $y/\delta = 0.2$; (c) frequency spectrum at $y/\delta = 0.4$; (d) power spectrum at $y/\delta = 0.4$; (e) frequency spectrum at $y/\delta = 0.6$; (f) power spectrum at $y/\delta = 0.6$; (g) frequency spectrum at $y/\delta = 0.8$; (h) power spectrum at $y/\delta = 0.8$.

3.4 密度脉动与速度脉动对比分析

可压缩湍流中不仅存在速度脉动, 还存在密度脉动. 对于可压缩湍流, 雷诺应力的产生不仅来自于速度脉动, 密度脉动同样会对雷诺应力产生贡献, 密度脉动与速度脉动之间的对应关系对雷诺应力的产生也具有一定的影响. 因此, 密

度脉动与速度脉动存在何种对应关系, 是可压缩湍流中一个值得研究的问题. 本文借助速度场和密度场同时测量技术, 对速度脉动和密度脉动进行对比分析, 研究两者之间的内在联系. 根据测量设备的工作原理, 密度场测量的空间分辨率由 CCD 相机的分辨率决定 (单个像素对应的物理空间大小为 $0.011 \text{ mm} \times 0.011 \text{ mm}$), 其大于速

度场测量的空间分辨率(单个查询区的物理空间大小为 $0.36\text{ mm} \times 0.18\text{ mm}$). 为了方便对比, 在这里采用与速度场测量分辨率相同的窗口对密

度场结果进行空间平均, 以得到具有相同空间分辨率($0.36\text{ mm} \times 0.18\text{ mm}$)的速度场和密度场结果.

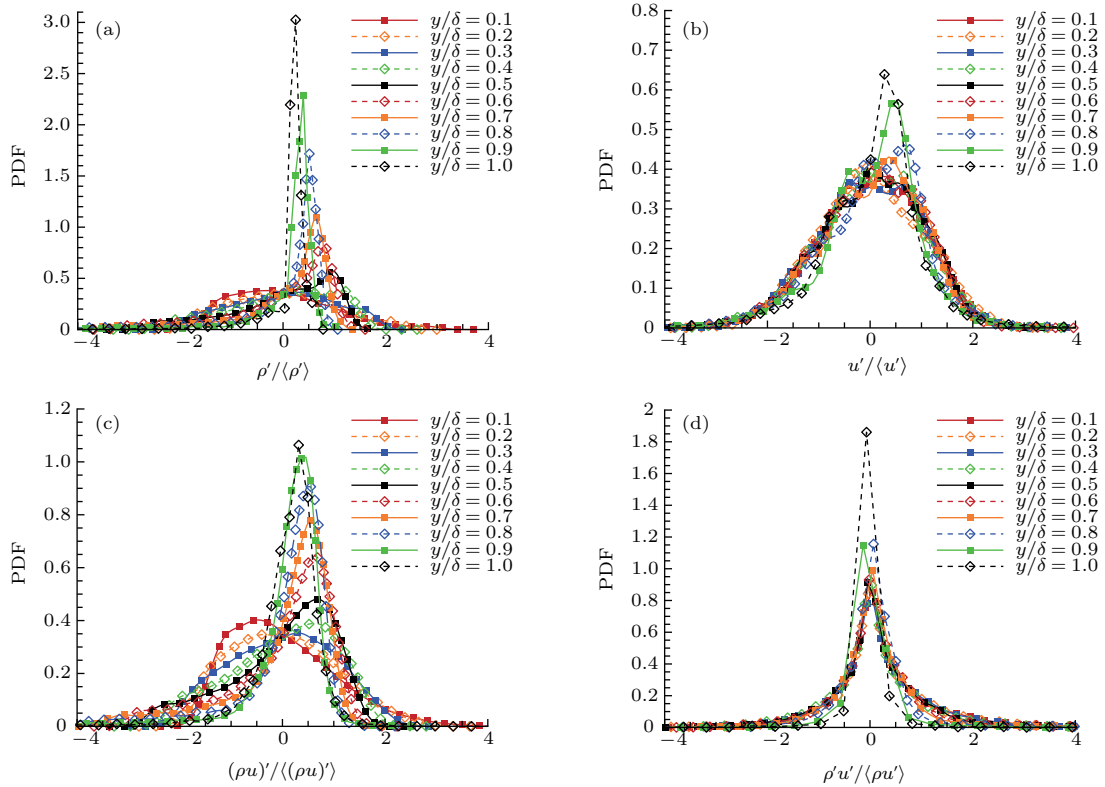


图 12 (网刊彩色) 不同高度位置的不同脉动参数的概率密度分布 (a) ρ' 的概率密度分布曲线; (b) u' 的概率密度分布曲线; (c) $(\rho u)'$ 的概率密度分布曲线; (d) $\rho'u'$ 的概率密度分布曲线

Fig. 12. (color online) Probability density distribution of different fluctuation parameters at different heights: (a) Probability density distribution of ρ' ; (b) probability density distribution of u' ; (c) probability density distribution of $(\rho u)'$; (d) probability density distribution of $\rho'u'$.

图 12 所示为基于速度场、密度场同时测量得到的不同脉动参数的概率密度分布曲线, 采样线以 0.1δ 为间隔选取了 10 个不同高度的采样位置, 各概率密度分布曲线采用当地脉动参数的均方根进行无量纲化. 图 12 (a) 所示为密度脉动 (ρ') 的概率密度分布曲线, 其结果与图 7 中密度脉动的概率分布曲线一致. 在对数层内密度脉动服从正态分布, 在边界层外层密度脉动的范围缩小, 脉动峰值向零点靠拢. 图 12 (b) 所示为流向速度脉动 (u') 的概率密度分布曲线, 速度脉动在边界层内部基本服从正态分布, 其范围在 $\pm 4 \langle u' \rangle_{\text{local}}$, 且不同位置的概率密度曲线基本一致, 只有在靠近主流的位置 ($y/\delta = 0.9, 1.0$), 概率密度曲线的峰值位置才发生变化. 图 12 (c) 所示为质量流量脉动 ($\rho u'$) 的概率密度分布曲线, 从分布规律来看, 质量流量脉动的概率密度曲线与密度脉动的概率密度曲线十分相

似. 图 12 (d) 所示为 $\rho'u'$ 的概率密度分布曲线, 具有比较对称的分布, 脉动主要集中在零点附近, 其峰值位置也基本在零点.

图 13 所示为利用泰勒假设得到的各脉动参数时间分布曲线的对比, 采样的位置选取为 $y/\delta = 0.1$. 图 13 (a) 和图 13 (b) 分别为密度脉动曲线与流向和法向速度脉动曲线之间的比较, 从图中可以看到密度脉动曲线与各速度分量的脉动曲线之间具有较大的差别, 这表明密度脉动与速度脉动之间没有明显的内在关联. 图 13 (c) 为密度脉动曲线和质量流量脉动曲线之间的比较, 可以发现两者具有很好的一致性, 与图 12 的结果一致 [25]. 在实验研究中发现, 可压缩湍流边界层的瑞利散射的脉动信号与热线测量的脉动信号符合度很好. 在可压缩湍流边界层测量中, 热线测量的是质量流量 (ρu), 其脉动信号对应 $(\rho u)'$; 与 NPLS 图像类似, 瑞

利散射信号与流场的密度信息对应, 其脉动信号与密度脉动 ρ' 成比例关系. 由此可见, 图 13(c) 的结果与 Nau 的实验结果是定性一致的. 通过前面的分析可以发现, 超声速湍流边界层的流动结构具有对流速度快、相对变化慢的趋势, 利用泰勒假设从欧拉坐标观察流动, 对于湍流边界层内部空间中任一点, 其质量流量的变化主要是由于具有不同密度分布的流动结构流经该点造成的, 与此同时由于相对

运动较小, 速度脉动分量也很小. 因此质量流量变化主要来自于密度变化的贡献, 其脉动信号与密度脉动的一致性更高. 图 13(d) 为 ρ' 时间曲线与 $\rho'u'$ 时间曲线之间的比较, 有意思的是, 两者具有负相关, 即 ρ' 曲线与 $-\rho'u'$ 曲线具有较好一致性. 但同时局部位置, 两者之间仍然存在较大的差别. 另外, 从概率密度分布曲线也可以发现两者之间在统计平均上是存在一定差别的.

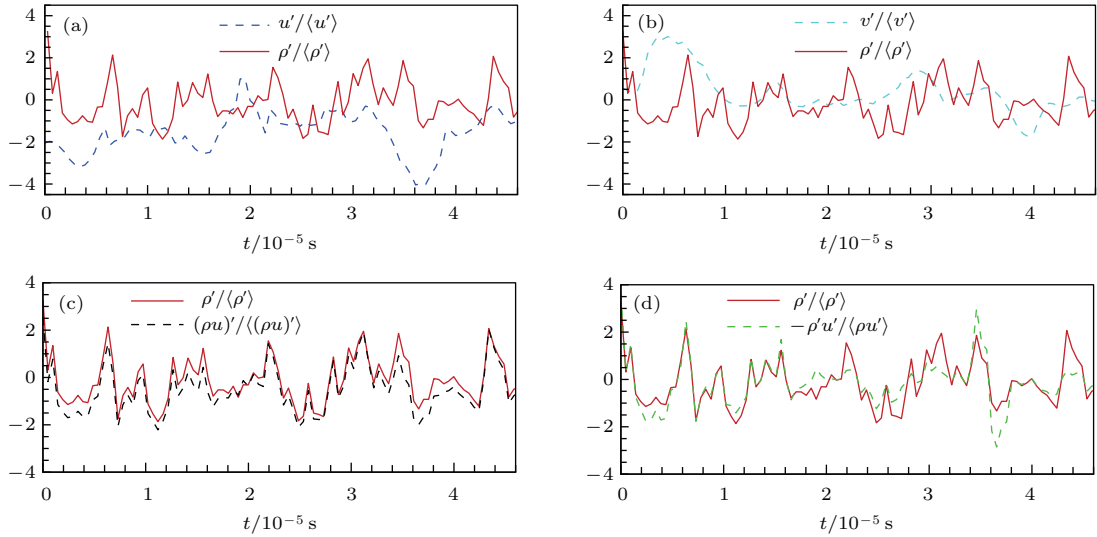


图 13 不同脉动参数时间曲线的比较 ($y/\delta = 0.1$) (a) ρ' 和 u' 脉动曲线比较; (b) ρ' 和 v' 脉动曲线比较; (c) ρ' 和 $(\rho u)'$ 脉动曲线比较; (d) ρ' 和 $\rho'u'$ 脉动曲线比较

Fig. 13. Comparison of the time curve of different fluctuation parameters: (a) Comparison between ρ' and u' ; (b) comparison between ρ' and v' ; (c) comparison between ρ' and $(\rho u)'$; (d) comparison between ρ' and $\rho'u'$.

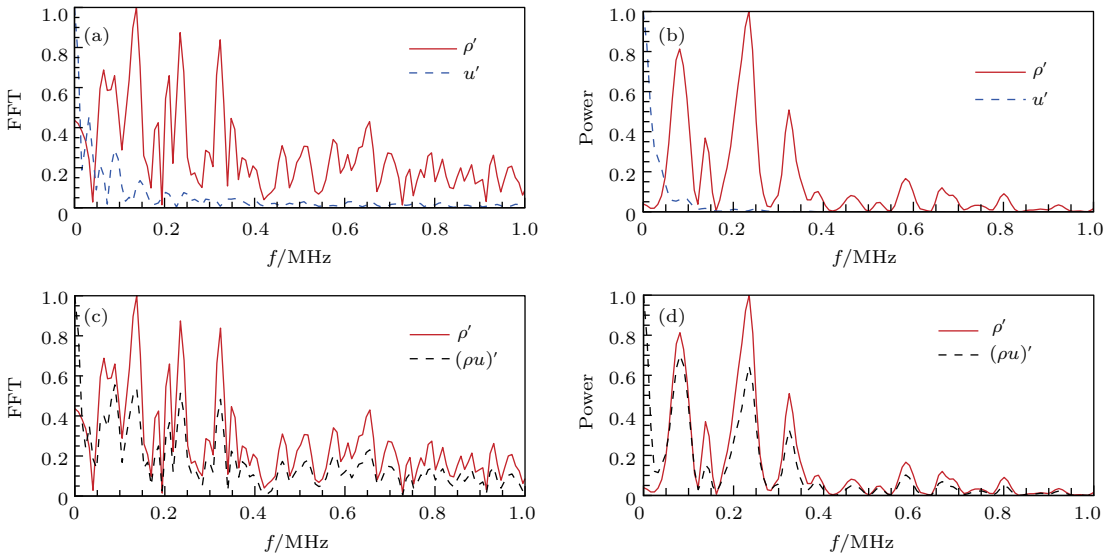


图 14 不同脉动参数频域特性的比较 (a) ρ' 和 u' 频谱比较; (b) ρ' 和 u' 功率谱比较; (c) ρ' 和 $(\rho u)'$ 频谱比较; (d) ρ' 和 $(\rho u)'$ 功率谱比较

Fig. 14. Comparison of the spectrum characteristic of different fluctuation parameters: (a) Comparison of the frequency spectrum between ρ' and u' ; (b) comparison of the power spectrum between ρ' and u' ; (c) comparison of the frequency spectrum between ρ' and $(\rho u)'$; (d) comparison of the power spectrum between ρ' and $(\rho u)'$.

图 14 所示为图 13 中各脉动参数时间曲线的频谱和功率谱的比较, 纵坐标采用最大值进行了归一化处理. 图 14(a) 和图 14(b) 分别为 ρ' 和 u' 频谱和功率谱的比较, 从图中可以发现, 在边界层内部 ($y/\delta = 0.1$), 虽然密度脉动和速度脉动都以低频分量占主导, 但密度脉动的频率范围更广, 其脉动的频率也高于速度脉动频率, 密度脉动对高频能量的贡献远大于速度脉动. 图 14(c) 和图 14(d) 分别为 ρ' 和 $(\rho u)'$ 频谱和功率谱的比较, 由于两者的时间分布曲线具有较好的一致性, 因此两者的频谱和功率谱也应该具有较好的一致性. 但由于图中各信号最大值的不同, 导致进行归一化处理, 频谱和功率谱曲线出现差别, 但曲线的相对分布规律仍然反映出两者之间良好的相似性. 从频域特性来看, u' 基本没有高频分量, 这表示 $(\rho u)'$ 中的高频分量主要来自于 ρ' 的贡献, 这在一定程度上可以解释为什么 ρ' 和 $(\rho u)'$ 的高频特性具有一定的相似性. 过去的研究认为超声速湍流边界层的速度脉动很小, 满足 Morkovin 假设, 从本文实验结果可以发现, 虽然超声速湍流边界层的速度脉动仍然较小, 但密度脉动在边界层内部却非常强烈, 因此, 超声速湍流边界层内存在较强的密度脉动及其高频特性, 是与不考虑密度脉动的不可压缩湍流边界层的显著差别之一.

4 结 论

本文采用基于 NPLS 技术的超声速流动密度场测量技术, 对 $Ma = 3.0$ 零压力梯度平板湍流边界层的密度场进行了实验研究. 研究发现, 虽然平均密度随着高度增加逐渐增大, 但密度脉动在对数区内逐渐增大, 而在边界层外层却逐渐减小. 密度脉动的概率密度分布在边界层对数层基本服从正态分布, 但在边界层外层开始偏离正态分布, 正的密度脉动出现的概率相对增加. 密度脉动在超声速湍流边界层中最大值达到 20% 主流密度, 表明在密度特性方面 Morkovin 假设已经不再适用于马赫数 3 及以上的湍流边界层.

基于泰勒假设, 将密度场的空间分布转换为时间分布, 并对密度脉动的频域特性进行了分析. 湍流边界层内部密度脉动具有很宽的频率范围, 最高达到兆赫兹量级; 在近壁区和边界层外层, 密度脉动以低频分量为; 在对数区, 高频分量与低频分

量所占的比例基本一致.

根据速度、密度同时测量结果可以发现, 在超声速湍流边界层中, 高频脉动主要来自于密度的脉动, 而密度脉动主要来自于边界层内部密度不均匀分布流场空间平移的贡献, 速度脉动仅对低频脉动产生贡献. 无论是概率密度分布还是频域特性, 密度脉动和质量流量脉动都具有较好的一致性, 与之相反, 速度脉动与密度脉动之间相关性不大. 密度脉动与速度脉动在统计特征上的较大差别, 表明马赫数 3 及以上的超声速湍流边界层中, 湍流脉动和雷诺应力的来源与不可压边界层存在明显的差别, 这是可压缩湍流边界层与不可压缩湍流边界层显著区别之一.

参考文献

- [1] Spina E F, Smits A J, Robinson S K 1994 *Annu. Rev. Mech.* **26** 287
- [2] Morkovin M V 1962 *Int. Symp. on The Mechanics of Turbulence* 367
- [3] Smits A J, Dussauge J P 2006 *Turbulent Shear Layers in Supersonic Flow* (2nd Ed.) (New York: Springer) pp179–216
- [4] Smits A J, Spina E F, Alving A E, Smith R W, Fernando E M, Donovan J F 1989 *Phys. Fluids A* **1** 865
- [5] Settles G S 2001 *Schlieren & Shadowgraph Techniques* (New York: Springer) pp263–278
- [6] Tropea C, Yarin A, Foss J 2007 *Handbook of Experimental Fluid Mechanics* (New York: Springer) pp480–484
- [7] Venkatakrisnan L 2004 *AIAA* 2004-2603
- [8] Venkatakrisnan L, Meier G E A 2004 *Exp. Fluids* **37** 237
- [9] Danehy P M, O'Byrne S 1999 *AIAA* 1999-0772
- [10] Martin J E, Garcia M H 2009 *Exp. Fluids* **46** 265
- [11] Mielke A F, Seasholtz R G, Elam K A, Panda J 2005 *Exp. Fluids* **39** 441
- [12] Mielke A F, Elam K A 2009 *Exp. Fluids* **47** 673
- [13] Tian L F, Yi S H, Zhao Y X, He L, Cheng Z Y 2009 *Sci. China, Ser. G* **52** 1357
- [14] He L 2006 *M. S. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [何霖 2006 硕士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [15] Quan P C, Yi S H, Wu Y, Zhu Y Z, Chen Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084703 (in Chinese) [全鹏程, 易仕和, 武宇, 朱杨柱, 陈植 2013 物理学报 **62** 084703]
- [16] Wu Y, Yi S H, Chen Z, Zhang Q H, Gang D D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184702 (in Chinese) [武宇, 易仕和, 陈植, 张庆虎, 冈敦殿 2013 物理学报 **62** 184702]
- [17] Zhu Y Z, Yi S H, Kong X P, Quan P C, Chen Z, Tian L F 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 134701 (in Chinese) [朱杨柱, 易仕和, 孔小平, 全鹏程, 陈植, 田立丰 2014 物理学报 **63** 134701]

- [18] Liu X L 2015 *M. S. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [刘小林 2015 硕士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [19] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, He L, Cheng Z Y 2010 *Chin. Sci. Bull.* **55** 2004
- [20] Chen Z, Yi S, He L, Zhu Y, Ge Y, Wu Y 2014 *J. Visualization* **17** 345
- [21] He L, Yi S H, Tian L F, Chen Z, Zhu Y Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 024704
- [22] He L, Yi S H, Zhao Y X, Tian L F, Chen Z 2011 *Sci. China: Ser. G* **54** 1702
- [23] He L, Yi S H, Zhao Y X, Tian L F, Chen Z 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 489
- [24] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, He L, Cheng Z Y 2010 *Sci. China: Tech. Sci.* **53** 584
- [25] Nau T 1995 *M. S. Dissertation* (Princeton: Princeton University)

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

He Lin[†] Yi Shi-He Lu Xiao-Ge

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

(Received 18 July 2016; revised manuscript received 17 October 2016)

Abstract

An experimental study on the density characteristics of a zero-pressure-gradient flat plate turbulent boundary layer at $Ma = 3.0$ is performed by the density field measurement method based on Nano-tracer planar laser scattering (NPLS) technology. The mean and the fluctuating characteristics of the density field of the boundary layer are analyzed. And the spectrum analyses of density fluctuations are performed by utilizing Taylor's hypothesis to convert spatial measurements into pseudo-temporal measurements. The mean density profile increases away from the wall, which accords well with the density profile deduced from the mean velocity distribution by using the adiabatic Crocco-Busemann relation. The root mean square (RMS) of the density fluctuations increases in the logarithmic region with a peak value of $0.2\rho_\infty$, and its probability density distribution follows a normal distribution. However, the RMS of density fluctuations decreases in the outer region of the boundary layer. According to the spectrum analysis, the density fluctuations are characterized in a wide range of frequencies throughout the boundary layer, with the maximum frequency on the order of 1 MHz. The low frequency fluctuations are predominant near the wall and in the outer region of the turbulent boundary layer. However, the proportion of high-frequency fluctuations is nearly equal to that of low-frequency fluctuations in the logarithmic region. The combined NPLS and PIV technique provide a simultaneous density and velocity measurements of the present turbulent boundary layer. The high frequency fluctuations in the supersonic turbulent boundary layer may be induced by the density fluctuations, which are caused by the convection of the turbulent structures with nonuniform density distributions. And the contribution of the velocity fluctuations only to the low frequency fluctuations is observed. There are good similarities between the density fluctuations and the mass flux fluctuations for both the probability density distribution and the spectrum characteristics. On the contrary, a large difference between the fluctuations of velocity and density is identified. Therefore, the strong density fluctuations inside supersonic turbulent boundary layers, as well as its difference between the velocity fluctuations, should be one of the most important differences between compressible and incompressible turbulent boundary layers.

Keywords: supersonic, turbulent boundary layer, density field, spectrum analysis

PACS: 47.40.Ki, 47.27.nb, 47.50.Ef, 47.27.-i

DOI: 10.7498/aps.66.024701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11302256).

† Corresponding author. E-mail: helin@nudt.edu.cn