

超声速层流/湍流压缩拐角流动结构的实验研究*

武宇[†] 易仕和 陈植 张庆虎 冈敦殿

(国防科技大学航天科学与工程学院, 长沙 410073)

(2013年4月18日收到; 2013年5月16日收到修改稿)

在 $Ma = 3.0$ 的超声速风洞中, 分别对上游边界层为超声速层流和湍流, 压缩角度为 25° 和 28° 的压缩拐角流动进行了实验研究. 采用纳米粒子示踪平面激光散射 (NPLS) 技术获得了流场整体和局部区域的精细结构, 边界层、剪切层、分离激波、回流区和再附激波等典型结构清晰可见, 测量了超声速层流压缩拐角壁面的压力系数. 从时间平均的流场结构中测量出分离激波、再附激波的角度和再附后重新发展的边界层的生长情况, 通过分析时间相关的流场 NPLS 图像, 可以发现流场结构随时间的演化特性. 实验结果表明: 在 25° 的压缩角度下, 超声速层流压缩拐角流动发生了典型的分离, 边界层迅速增长失稳转捩, 并引起一道诱导激波, 流场中出现了 $K-H$ 涡、剪切层和微弱压缩波结构, 而超声速湍流压缩拐角流动没有出现分离, 湍流边界层始终表现为附着状态; 在 28° 的压缩角度下, 超声速层流压缩拐角流动进一步分离, 回流区范围明显扩大, 诱导激波、分离激波向上游移动, 再附激波向下游移动, 分离区流动结构复杂, 相比之下, 超声速湍流压缩拐角流动的回流区范围明显较小, 边界层增长缓慢, 流场中没有出现诱导激波、 $K-H$ 涡和压缩波, 流动分离区域的结构也相对简单, 但分离激波的强度则明显更强.

关键词: 压缩拐角, 层流, 湍流, 流动结构

PACS: 47.40.Ki, 47.32.Ff, 42.79.Mt, 47.80.Jk

DOI: 10.7498/aps.62.184702

1 引言

压缩拐角流动是一种几何边界简单, 但包含了剪切、分离和再附等多种复杂结构的可压缩湍流 (图 1). 作为一种典型的几何外形, 压缩拐角广泛存在于高速飞行器的表面, 在超声速/高超声速流动中, 由压缩拐角引起的流动分离和激波与边界层相互作用在飞行器的表面形成了非常复杂的流场结构. 由此产生的激波大尺度低频运动可导致飞行器表面压力出现大幅振荡, 还可能引起飞行器的抖振和失速, 同时, 激波与边界层相互作用是高速飞行器气动阻力的重要来源, 并可能导致飞行器壁面边界层的非定常分离, 引发气动力、表面热流和压力载荷的高频脉动, 产生难以预料的气动力和气动扭矩, 严重影响对飞行器的有效控制.

由于其在学术研究和工程应用上的重要价值, 在过去的几十年里, 人们对压缩拐角的流动结构、表面压力和热流以及摩擦系数分布、速度场结构等方面展开了大量的数值模拟和实验测量. 潘宏禄等^[1] 采用大涡模拟对马赫数为 3 的压缩拐角流动中激波/湍流边界层干扰问题进行了数值研究, 发现流场在非定常扰动激励下迅速转捩, 并于平板区域发展为完全湍流, 拐角附近分离区较层流情况明显减小. 王世芬和徐朝仪^[2] 用光学流场显示和壁面热流率测量, 观察二维和三维压缩拐角流场的结构与前向压缩表面的热流率分布, 研究局部来流条件、边界层状态和压缩拐角几何尺度对分离激波、分离点和再附点位置的影响. Li 和 Chen^[3] 通过纹影和油流显示了三维超声速压缩拐角流动中的分离, 给出了分离流场的特性, 指出平板上靠近拐角的未扰边界层厚度是确定分离流边界的重要参数.

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2009CB724100)、国家自然科学基金 (批准号: 11172326)、国防科技大学科研计划 (批准号: 0100010112001) 和国防科技大学优秀研究生创新项目 (批准号: B120103) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: cestlavie_wuyu@yeah.net

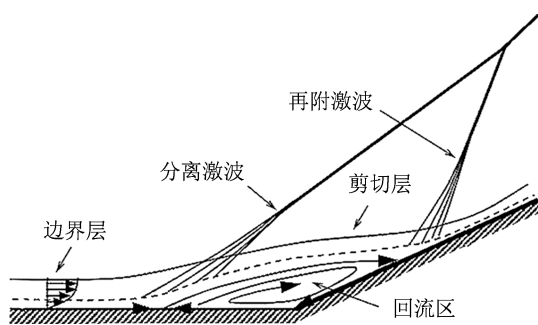


图1 超声速压缩拐角流场示意图

Cassel 等^[4]通过研究发现当压缩坡面的角度达到某一个大于边界层流动出现回流区的临界角度时,边界层的流动发展出现非定常性,这个非定常性与回流区中流向速度型拐点的出现存在一定联系. Loginov 等^[5]采用大涡模拟 (LES) 模拟了 25° 压缩拐角流动,在主激波的尾流区出现了小激波的脱落,与以往的直接数值仿真不同的是,计算结果中还发现了激波的大尺度运动,同时也发现了三维大尺度流向结构的特征. Giesecking 等^[6]对 24° 压缩拐角流动采用 LES/RANS (雷诺平均方法) 模型进行了仿真计算,对流动的平均速度、壁面压力和摩擦力以及质量流量的脉动强度、雷诺轴向应力、剪切应力分布进行了相同条件的实验数据对比分析,同样也得出分离激波的振动与分离区的运动有关的结论. Settles 等^[7]对四个不同角度的压缩拐角流动进行了实验,发现在马赫数为 2.85 的条件下, 8° 压缩角的流动没有分离, 16° 压缩角的流动开始出现分离,而 20° 和 24° 压缩角的流动出现很明显的典型分离结构,他们对边界层由附着到分离的变化过程中流场特征的发展进行了阐述. Chan 等^[8]通过压力测量和基于 PLMS 技术的流动显示揭示了马赫数为 5 的 28° 压缩拐角流动中的来流边界层和分离激波的细节,流动显示的结果表明来流边界层是由一些流向的大尺度涡结构组成,而分离激波根部的低频运动与来流边界层的厚薄变化有关. Verma^[9]基于激光纹影系统研究了马赫数为 9 的 24° 压缩拐角流动,通过密度梯度型的非定常脉动以及自相关、互相关函数分析了分离区中的精细流场结构,还观察到一系列不断增强的压缩波最终汇聚成了分离激波,并且分离激波表现出分层结构. Zheltovodov^[10]系统地总结和分析了近年来关于二

维、三维超声速压缩拐角流动在实验以及计算研究中取得的一些进展,并提出了一些新的研究方向和思路.

NPLS (nanoparticle-tracer based planar laser scattering) 是作者所在的研究小组近年来开发的一种新型超声速/高超超声速流场精细结构流动显示技术^[11-14],其空间分辨率可达微米量级,时间分辨率为 6 ns,时间相关分辨率最高可达 $0.2 \mu\text{s}$,在一些相关的实验研究中, NPLS 技术得到了良好的应用^[15-20]. 本文采用 NPLS 技术分别对上游壁面边界层为超声速层流和超声速湍流的两种压缩拐角流动,在 25° 和 28° 的压缩角度下,分别从流场整体和局部区域进行了流动精细结构研究,分析了瞬态流场的时间演化特性和平均流动结构,比较和讨论了这两种流动在边界层发展、流动分离和流场结构等方面的不同特点.

2 实验设备和模型

2.1 NPLS 测试技术

NPLS 技术是一种基于纳米粒子示踪的平面激光散射精细测试技术,由于纳米粒子具有良好的跟随性确保其散射光的分布能够准确反映流场中的复杂结构,所以 NPLS 技术适用于测量高速复杂的流场结构. 本文所采用的 NPLS 测试系统组成如图 2 所示,该系统由光源系统、同步控制系统、成像系统、数据采集与处理系统以及纳米粒子发生器组成. 光源采用双腔 Nd:YAG 脉冲激光器,可以产生两束波长为 532 nm,脉宽为 6 ns 的激光,激光通过导光臂进行传输,导光臂出口处的透镜组使激光形成厚度小于 1 mm 的片光,并照射到所要研究的流场区域. 超声速流场中撒播的 TiO_2 纳米示踪粒子名义粒径为 50 nm,可以有效散射激光以提供高信噪比的实验图像. 分辨率为 2000×2000 的行间传输型 CCD 相机用于采集实验图像,其双曝光的最短时间间隔为 $0.2 \mu\text{s}$. NPLS 系统通过同步控制器控制各部分工作,其时间精度为 250 ps,可以确保激光器与 CCD 相机的协同工作. 计算机负责向同步控制器发送指令,采集、存储并处理实验图像数据.

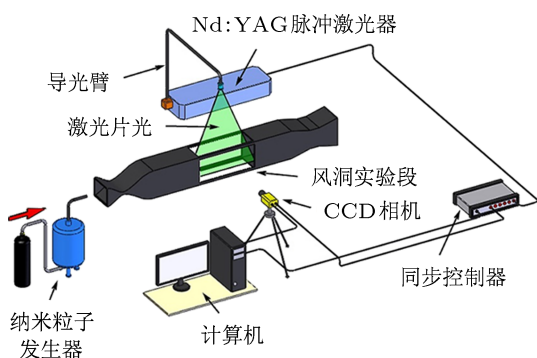


图2 NPLS测试系统示意图

2.2 超声速风洞

如图3所示, 本文对压缩拐角流动的实验研究是在一座设计马赫数为 $Ma = 3.0$ 的超声速风洞中

进行的. 该风洞采用直连式结构, 喷管的出口不会存在菱形区和波系结构, 消除了对实验测试区域流场的干扰. 风洞喷管型面的设计基于 B-样条曲线, 风洞的运行方式为吸气式, 气源为经过干燥除尘的大气, 来流总压 $P_0 = 0.1$ MPa, 总温 $T_0 = 300$ K. 超声速风洞具体来流参数如表1所示.

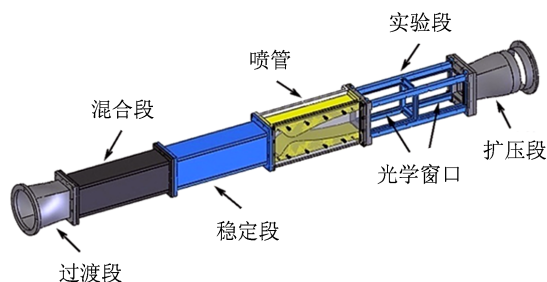


图3 $Ma = 3.0$ 超声速风洞

表1 超声速风洞参数

马赫 Ma	总压 P_0/MPa	总温 T_0/K	密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	速度 $U/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	单位雷诺数 Re/m	实验段截面尺寸/mm
3.0	0.1	300	0.089	622.5	7.5×10^6	100 × 120

2.3 压缩拐角模型

本文中所采用的压缩拐角实验模型分为层流模型和湍流模型两种, 每一种模型都设计了专门的角度调节机构, 可实现压缩角度的连续可调变化. 如图4所示, 层流模型前部平板长度 $l_1 = 100$ mm, 压缩坡面长度 $l_2 = 50$ mm, 展向宽度 $d = 100$ mm, 模型前部平板上表面与实验段上壁面的距离 $h = 85$ mm; 湍流模型前部平板长度 $L_1 = 120$ mm, 压缩坡面长度 $L_2 = 60$ mm, 展向宽度 $D = 100$ mm, 模型前部平板上表面与实验段上壁面的距离 $H = 120$ mm. 两种模型的展向宽度与风洞实验段的展向尺寸一致, 流动可近似认为二维.

通过改变压缩拐角模型在实验段中的位置可以实现超声速层流和超声速湍流两种来流边界层状态. 如图4所示, 层流模型的平板上表面与风洞实验段下壁面的距离为 35 mm, 使得模型位于主流区域中, 超声速气流在模型上游表面自然形成层流边界层; 湍流模型的平板上表面与风洞实验段下壁面平齐, 模型上游的边界层是超声速气流沿风洞实验段壁面所形成的充分发展的湍流边界层.

从图4中可以看出, 风洞实验段上玻璃安装台阶所引起的微弱马赫波的理论计算角度为 20° , 模

型在设计和安装时已经充分考虑到这一点, 完全避开了微弱马赫波的影响, 从而保证所要研究的流场区域不受干扰.

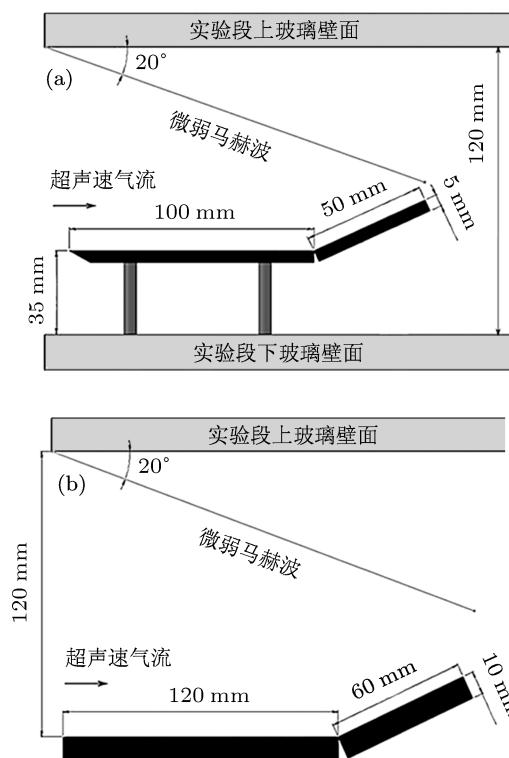


图4 超声速压缩拐角层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 示意图

3 纹影实验和壁面压力系数测量

3.1 纹影实验结果与分析

根据压缩拐角流动特点, 分别进行了层流模型和湍流模型压缩角度为 25° , 28° 的纹影实验, 如图 5 和图 6 所示, 其中, X 轴坐标原点位于模型的拐点处.

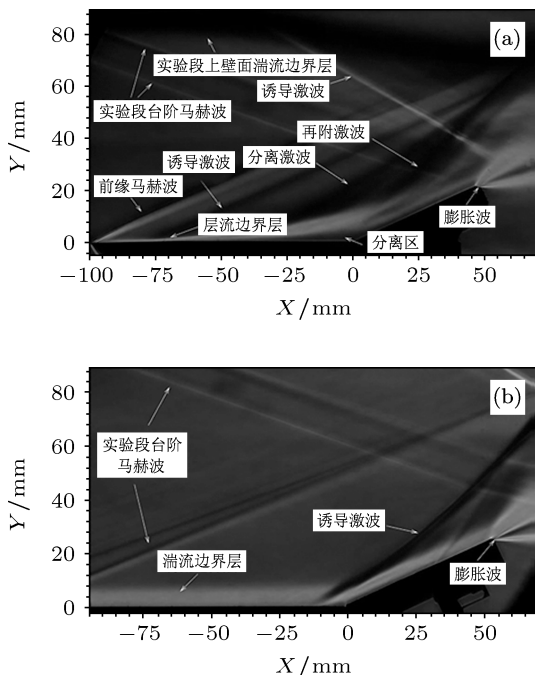


图 5 压缩角度为 25° 的层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 纹影图像

图 5 所示为压缩角度为 25° 时层流模型和湍流模型的流动纹影图像. 从图 5 中可以看到, 实验段上壁面安装台阶所引起的马赫波并没有影响到实验观测区域. 对比图 5(a), (b) 两幅图像可以发现, 对于层流模型, 上游的来流边界层是超声速气流沿平板壁面形成的层流边界层, 由于模型下游的压缩坡面导致流道减小, 层流边界层在逆压梯度的影响下迅速发展, 厚度增加. 快速增厚的边界层对于流动起到了阻碍的作用, 因此, 在边界层开始增厚的位置 (即图 5 中 $x = -75$ mm 附近) 产生了一道诱导激波. 流动在模型拐点的上游产生分离, 形成分离激波和分离区, 流动分离区域的结构比较复杂, 分离后的流动在压缩坡面上的某一位置发生再附, 形成重新发展的边界层和再附激波. 分离激波和再附激波汇聚后作用于风洞实验段上壁面的湍流边界层, 引起上壁面边界层的分离, 从而诱导出另一道较强

的激波. 对于湍流模型, 上游的来流边界层是超声速气流沿实验段壁面形成的充分发展的湍流边界层, 与层流模型不同的是, 虽然也受到了模型下游压缩坡面引起的逆压梯度影响, 但是湍流边界层发展十分缓慢, 并且没有明显的增厚. 湍流模型与层流模型一个显著的差异是, 在相同的压缩角度 (25°) 下, 层流边界层出现了明显的分离现象, 而湍流边界层没有出现分离, 只在模型拐点附近区域出现了一道由于压缩坡面产生的逆压梯度引起的激波.

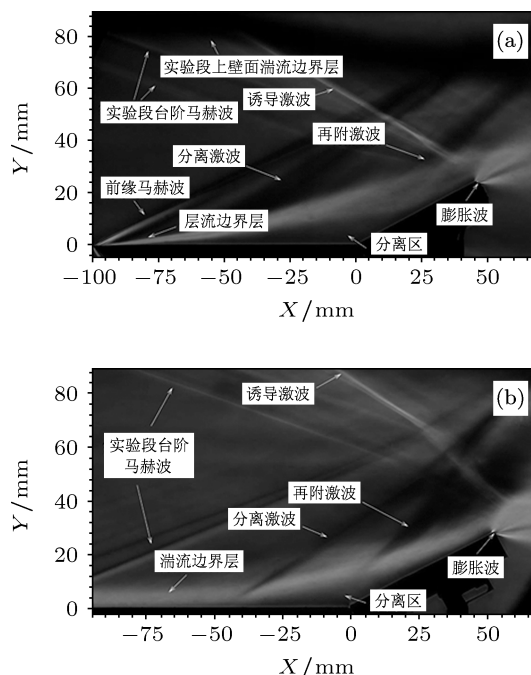


图 6 压缩角度为 28° 的层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 纹影图像

图 6 所示为压缩角度为 28° 时层流模型和湍流模型的流动纹影图像. 对比图 6(a), (b) 两幅图像可以看出, 层流模型的边界层流动分离进一步加剧, 分离区明显扩大, 边界层分离的位置向上游移动, 导致边界层迅速增厚所产生的诱导激波前移, 在图中已经无法辨识. 同时, 分离激波和再附激波的位置分别向上游、下游移动, 流动分离区域的结构仍然十分复杂. 相比之下, 湍流模型的边界层出现了一定程度的分离, 但分离区的范围明显小于相同压缩角度下层流模型分离区的范围, 分离区域包含流动分离和再附所产生的分离激波、再附激波, 但是并没有看到由于湍流边界层缓慢增长所引起的诱导激波, 流动分离区域的结构也相对简单.

从纹影实验结果得到的流动状态如表 2 所示.

表 2 压缩拐角层流模型和湍流模型流动状态

模型	压缩角度/ $^\circ$	边界层发展情况	分离情况	流场结构特点
层流模型	25	快速增长	流动分离	典型流动分离, 出现边界层诱导激波、分离激波和再附激波, 分离区域流动结构复杂
湍流模型	25	没有明显增长	没有明显分离	流动未分离, 出现一道激波
层流模型	28	快速增长	分离加剧	分离区明显扩大, 分离激波和再附激波分别向上游、下游移动, 边界层分离位置前移
湍流模型	28	缓慢增长	流动明显分离	典型流动分离, 出现分离激波和再附激波, 但流动分离区域结构相对简单

3.2 壁面压力系数

在压缩拐角模型表面的中心对称面位置沿流向方向打有 18 个测压小孔, 对层流模型壁面压力进行了测量, 获得了压缩拐角层流模型壁面的压力系数. 如图 7 所示, 黑色和红色的曲线分别代表压缩角度为 25° 和 28° 时的壁面压力系数曲线, 图中的纵坐标表示压力系数, 横坐标表示测压点位置, 坐标原点位于压缩拐角平板前缘, 图中的数据点从左往右依次为 1—18 号测压点.

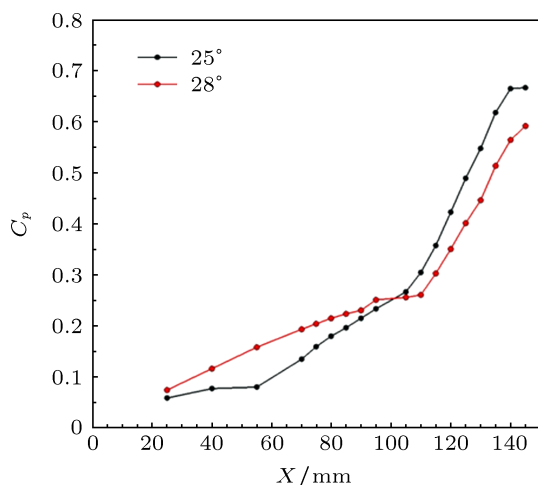


图 7 压缩拐角层流模型表面静压分布曲线

根据压缩拐角层流模型壁面压力系数的分布可以看出, 压缩角度的变化对壁面压力系数分布有着十分显著的影响. 增大压缩角度, 压缩坡面的逆压梯度影响相应增强, 并通过边界层内部的亚声速层区域向上游传播, 引起壁面压力系数的升高. 在不同压缩角度下, 壁面压力系数的分布有着明显的差异. 当压缩角度为 25° 时, 平板壁面上 1—3 号数据点大小相差不大, 从 4 号数据点开始, 压力系数明显升高, 对应前面的纹影图像可以分析出这是受到分离激波作用的结果, 从 10 号数据点往后, 压力

系数曲线的斜率进一步变大, 结合模型表面测压点的分布位置和纹影图像可知这是受到了再附激波的影响. 当压缩角度为 28° 时, 平板壁面上 1—9 号数据点的压力系数明显高于 25° 时相同位置的壁面压力系数, 根据纹影图像可以判断, 这是由于分离区扩大引起分离激波向上游移动, 使得逆压梯度的影响进一步向前传递导致平板壁面压力系数升高. 而 10—18 号数据点的压力系数却比 25° 时相同位置的壁面压力系数低, 初步分析这是由于再附激波向下游位置移动所产生的结果.

4 流动精细结构显示与分析

本文分别进行了层流/湍流模型压缩角度为 25° , 28° 的流动显示实验.

4.1 压缩拐角流动结构

图 8 和图 9 给出的是压缩角度为 25° 时层流模型和湍流模型在某一时刻的瞬态流场 NPLS 图像, 其中, X 轴坐标原点位于模型的拐角处. 图中清晰地展示了流场的整体结构和流动的发展过程, 主流区均匀地包含了纳米示踪粒子, 散射光强分布比较均匀, 在边界层、分离区等区域携带的纳米示踪粒子较少, 所表现出来的散射光强明显较弱.

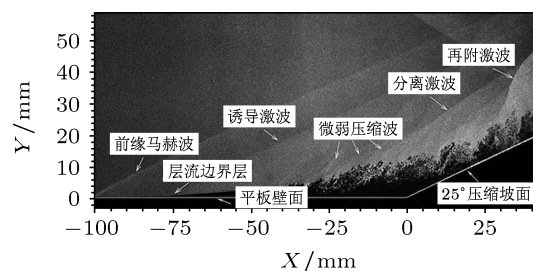


图 8 层流模型 25° 压缩拐角瞬态流场 NPLS 图像

从图 8 和图 9 可以看出, 当压缩角度为 25° 时, 对于层流模型, 超声速气流在模型平板壁面形成了层流边界层, 由于下游逆压梯度的影响, 边界层迅速发展, 并转捩为湍流, 快速增厚的边界层在流场中形成一道诱导激波, 对大量的瞬态流场分析发现, 这道诱导激波的产生与边界层的发展变化有着明显的对应关系. 分离后的流动与拐点附近的回流区之间形成了剪切层, 并产生了一系列的微弱压缩波, 在剪切层内部存在明显的 $K-H$ 涡结构. 压缩波不断汇聚并在回流区的上方形成分离激波. 超声速流动在模型压缩坡面上的某一位置发生再附, 并形成再附激波, 再附之后的边界层重新发展, 并伴随着结构的演化.

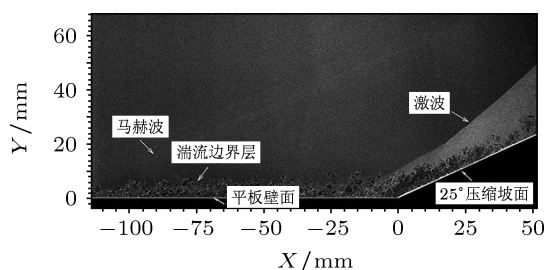


图 9 湍流模型 25° 压缩拐角瞬态流场 NPLS 图像

对于湍流模型, 其流动结构与层流模型存在明显差异. 首先是湍流边界层的厚度明显大于层流边界层, 并且其结构上的无规则性和强烈的脉动特性在整个流动中都有所反映, 这与层流边界层存在明显的失稳、转捩发展过程形成对比. 其次是在相同的压缩角度下, 层流模型出现了典型的流动分离结构, 而湍流模型边界层在整个流动过程中均表现为附着状态, 并且在流向范围内没有明显的增长.

图 10 和图 11 给出的是压缩角度为 28° 时层流模型和湍流模型在某一时刻的瞬态流场 NPLS 图像. 从图中可以看出, 当压缩角度为 28° 时, 层流模型流动分离进一步加剧, 层流边界层的发展更为迅速, 转捩的位置提前, 同时, 分离区的范围明显扩大, 诱导激波和分离激波向上游移动, 而再附激波向下游移动. 流动分离区域的结构十分复杂, 包含一系列微弱压缩波和分离激波、再附激波以及实验段上壁面边界层分离引起的诱导激波, 分离激波和再附激波受到诱导激波的作用, 产生一定程度的弯曲.

对于湍流模型, 在相同的压缩角度下, 尽管也出现了流动分离, 但是与层流模型相比又存在较大

的差别. 首先是湍流模型的边界层发展比较缓慢, 没有出现由于边界层引起的诱导激波. 其次是对流动分离产生的剪切层结构, 湍流模型没有出现明显的 $K-H$ 涡结构, 层流的剪切层表现得相对稳定和平滑, 而湍流的剪切层则较为剧烈. 第三是湍流模型的回流区范围明显较小, 流动分离区域的结构也比较简单, 其再附点位置相对而言更靠近模型的拐点.

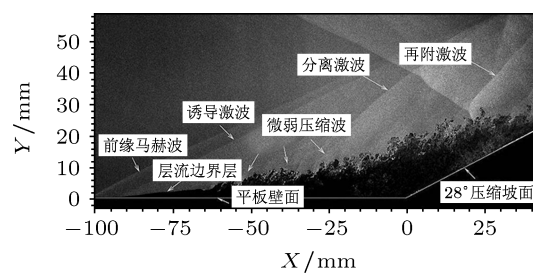


图 10 层流模型 28° 压缩拐角瞬态流场 NPLS 图像

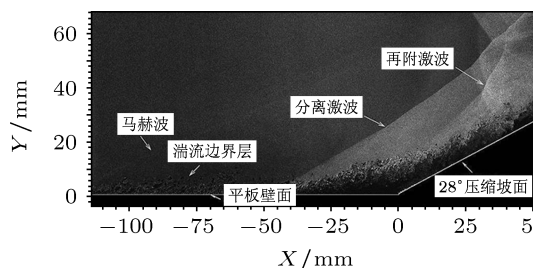


图 11 湍流模型 28° 压缩拐角瞬态流场 NPLS 图像

将大量的实验结果进行时间平均处理, 得到压缩拐角流动的平均流场结构, 尽管流场的瞬态特性在平均处理之后被抹平, 但同时也一定程度上消除了流动非定常性对流场结构的影响, 有利于研究和分析流场的时间平均结构特征. 图 12 和图 13 分别给出了压缩角度为 25° , 28° 时层流模型和湍流模型的压缩拐角时间平均流场.

从图 12 和图 13 中不难看出, 层流模型上游层流边界层厚度很薄, 但是发展迅速, 湍流模型上游的湍流边界层较厚, 但是发展缓慢. 压缩角度为 25° 时, 层流模型上游边界层大致以 4.8° 的倾角增长, 湍流模型上游边界层大致以 2.3° 的倾角缓慢发展. 当压缩角度为 28° 时, 层流模型上游边界层大致以 5.6° 的倾角快速增长, 湍流模型上游边界层大致以 2.9° 的倾角发展.

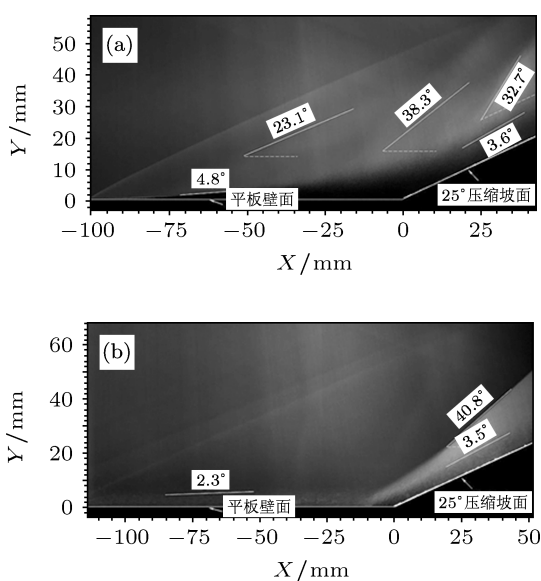


图 12 层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 25° 压缩拐角的时间平均流动结构

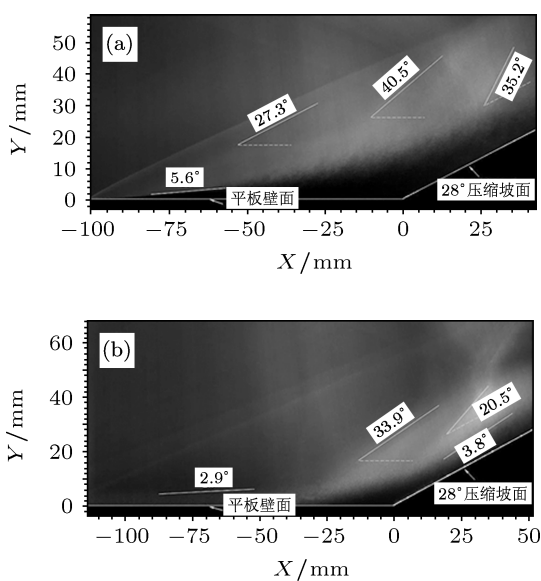


图 13 层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 28° 压缩拐角的时间平均流动结构

基于图像灰度分析技术和 Canny 边缘检测技术可以对流场中的边界层、分离激波和再附激波等典型结构进行辨识, 测量得到压缩角度为 25° 时, 层流模型流场中的诱导激波和分离激波与平板壁面的角度约为 23.1° 和 38.3°, 再附激波与压缩坡面的角度约为 32.7°, 再附之后的边界层大致以 3.6° 的倾角增长, 湍流模型流场中的斜激波与平板壁面的角度约为 40.8°, 压缩坡面上的边界层大致以 3.5° 的倾角发展. 压缩角度为 28° 时, 层流模型流场中的诱导激波和分离激波与平板壁面的角度约为 27.3°

和 40.5°, 再附激波与压缩坡面的角度约为 35.2°, 湍流模型流场中的分离激波与平板壁面的角度约为 33.9°, 再附激波与压缩坡面的角度约为 20.5°, 再附之后的边界层大致以 3.8° 的倾角增长.

以上的分析均说明了超声速湍流相对于超声速层流而言更不容易产生分离, 在受到流道几何界面变化引起的逆压梯度影响时表现得更为稳定.

4.2 流动结构的时间演化

根据压缩拐角流动显示的结果, 选取层流模型 25° 和湍流模型 28° 两种典型的压缩拐角流动状态进行流动结构时间演化的研究. 图 14 给出了层流模型 25° 压缩拐角流动的时间演化, 上下两幅 NPLS 图像的时间间隔为 10 μs.

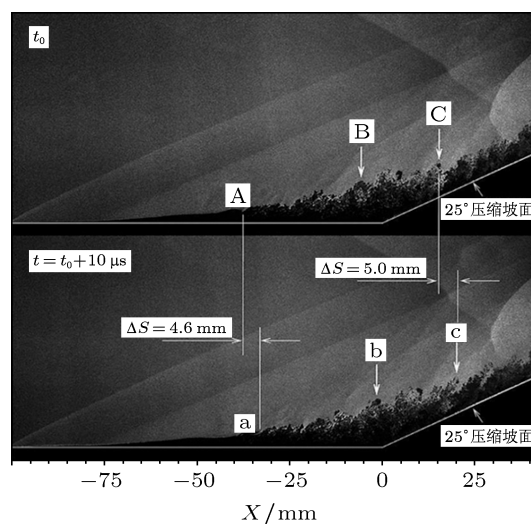


图 14 层流模型 25° 压缩拐角流动结构时间演化特性

在图 14 中选取三个典型结构进行比较, t_0 时刻结构 A 为边界层由层流刚刚演变成 $K-H$ 涡的状态, 该结构经过 10 μs 之后发展成为 t 时刻的结构 a, 其位置向下游水平平移了大约 4.6 mm, 受到流动分离的影响, 结构 a 出现了结构的膨胀并表现出明显的剪切变形, 这说明超声速层流边界层拟序结构具有运动慢且易变形的特点. 结构 B 和 C 是 t_0 时刻位于边界层外部的大尺度涡结构, 对比经过 10 μs 发展之后 t 时刻的结构 b 和 c 可以发现, 在相同的时间间隔内向下游的水平位移大约为 5.0 mm, 这表明转捩后的边界层运动速度加快, 同时, 结构 b 和 c 还表现出非常明显的倾斜和拉伸变形. 通过对比上下两幅图像可以发现, 随着边界层外部大尺度涡结构

的运动和变形, 流场中的微弱压缩波也发生了运动和变化, 这充分说明流场中的微弱压缩波是由于边界层外部的大尺度涡结构诱导形成的.

图 15 给出了湍流模型 28° 压缩拐角流动的时间演化, 上下两幅 NPLS 图像的时间间隔为 10 μs.

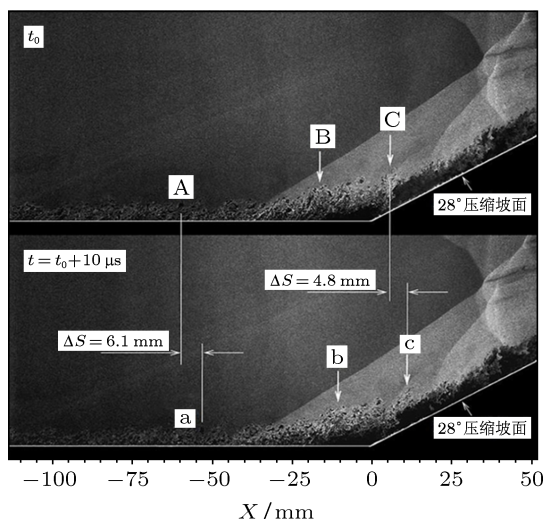


图 15 湍流模型 28° 压缩拐角流动结构时间演化特性

在图 15 中选取三个典型的结构进行比较, t_0 时刻结构 A 经过 10 μs 后发展为 t 时刻的结构 a, 其位置向下游水平平移了大约 6.1 mm, 但没有发生明显的变形, 说明超声速湍流边界层拟序结构具有运动快变形慢的特点. 结构 B 和 C 位于分离区的外部, 对比经过 10 μs 发展后 t 时刻的结构 b 和 c 可以发现, 由于受到分离激波的影响, 气流运动的速度减小, 在相同的时间间隔内向下游的水平位移大约为 4.8 mm. 另外, 结构 b 和 c 表现出一定程度的倾斜和拉伸变形, 其原因主要有两个方面: 一是压缩坡面导致流动方向的改变和逆压梯度的影响, 二是分离区中回流运动的存在和自由剪切层的剪切效应.

4.3 局部区域的流动精细结构

将压缩拐角流场划分为前段和后段进行研究, 分析局部的流动精细结构. 图 16 和图 17 所示分别为 25°, 28° 压缩拐角层流模型和湍流模型前段局部区域的 NPLS 图像.

从图 16 可以看出, 层流模型平板壁面上游的超声速层流边界层厚度约为 0.3 mm, 在 $X < -75$ mm 的范围内发展较为缓慢, 内部没有明显的结构, 在 $X > -75$ mm 之后边界层开始迅速增长变厚, 但在

$X < -55$ mm 的范围内仍能保持层流的状态. 随着超声速气流向下游运动, 受到压缩坡面逆压梯度的影响, 层流边界层在 $X > -55$ mm 之后逐渐出现了明显的 $K-H$ 涡结构, 并在 $X > -45$ mm 之后迅速失稳转换成湍流, 可以清晰分辨出诱导激波、剪切层和压缩波等结构. 相比之下, 湍流模型平板壁面上游的超声速湍流边界层明显较厚, 约为 6 mm, 其厚度并不是单调增加的, 而是沿流动方向不断变化, 其厚度变化的一个明显特征就是具有类似锯齿形的分布, 图 16 中的锯齿形白色线条是人为加入, 以突出显示边界层的外边界, 这个特征也反映了湍流边界层在结构上的无规则性. 在湍流边界层中可以观察到明显的大尺度结构, 另外, 由于湍流本身具有的脉动和输运特性, 使得纳米示踪粒子能够更多地进入到湍流边界层内部, 所以湍流边界层内的小尺度结构依然清晰可见. 在 $X = -105 \sim -20$ mm 的流向范围内, 湍流边界层没有明显的增长.

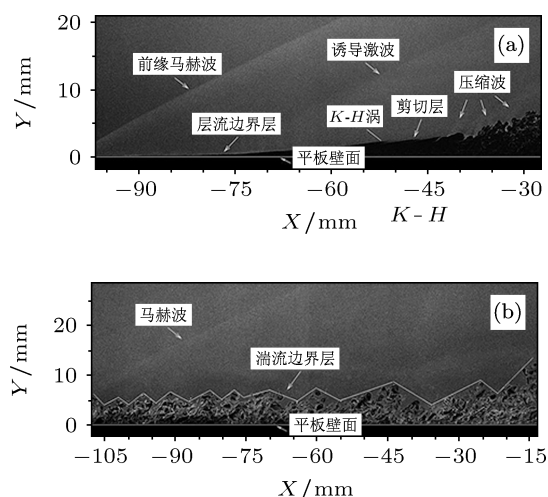


图 16 层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 25° 压缩拐角前段局部区域流动结构

从图 17 可以发现, 随着压缩角度的增大, 层流模型平板壁面上游的超声速层流边界层开始发展的位置明显前移, 在 $X > -85$ mm 之后边界层开始迅速增长变厚, 相应的诱导激波也向上游移动, 边界层维持层流状态的流向范围明显缩短, 在 $X > -60$ mm 之后出现了明显的 $K-H$ 涡结构, 失稳转换的位置也随之提前, 在 $X > -55$ mm 之后迅速转换成湍流. 流动所产生的压缩波强度较弱, 并在向下游传播的过程中汇聚成分离激波, 值得注意的是, 压缩波的产生与边界层外部的大尺度涡结构存在明显的对应关系. 对于湍流模型而言, 压缩角度的增大也使得流动结构发生了明显变化, 湍流边界

层在 $X = -105 \sim -45$ mm 的流向范围内有一定程度的增长,但增长的速率与层流边界层相比显得比较缓慢,随着逆压梯度影响的增强,流动出现分离,在 $X = -40$ mm 的位置可以看到一道明显的分离激波,但没有出现多道压缩波汇聚成分离激波的现象.

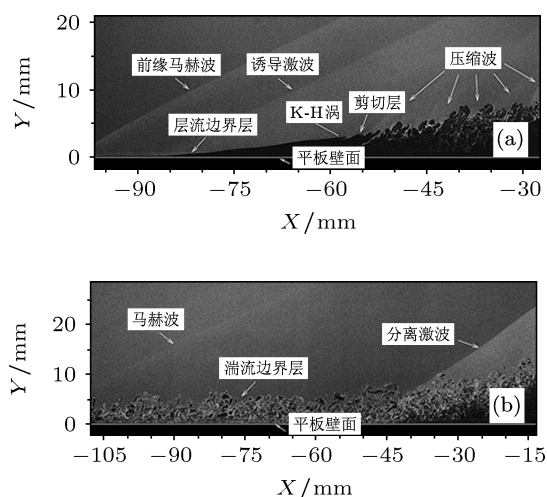


图 17 层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 28° 压缩拐角前段局部区域流动结构

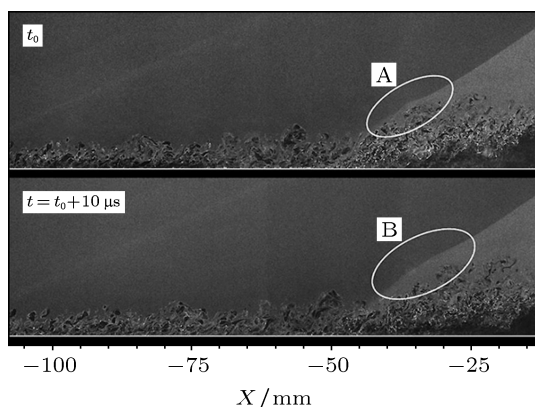


图 18 湍流模型 28° 压缩拐角前段局部区域流动结构时间演化特性

图 18 给出了压缩角度为 28° 时湍流模型前段局部区域流动结构的时间演化特性,上下两幅 NPLS 图像的时间间隔为 10 μ s. 从图中发现了湍流边界层中的大尺度结构与分离激波的相互作用. 在结构 A 中,大尺度结构离分离激波较近,使得原本为直线的分离激波变成局部区域与大尺度结构边缘形状相近的弯曲激波,在结构 B 中,大尺度结构与分离激波的距离增加,此时分离激波局部区域的弯曲程度明显减小,并有恢复直线激波的趋势. 对比结构 A 和 B,当湍流边界层中的大尺度结构向下

游运动时,分离激波的弯曲部分也随之运动,这说明湍流边界层中大尺度结构的运动会在一定程度上对分离激波产生影响.

图 19 和图 20 分别给出了压缩角度为 25° 和 28° 时压缩拐角层流模型和湍流模型后段局部区域的 NPLS 图像.

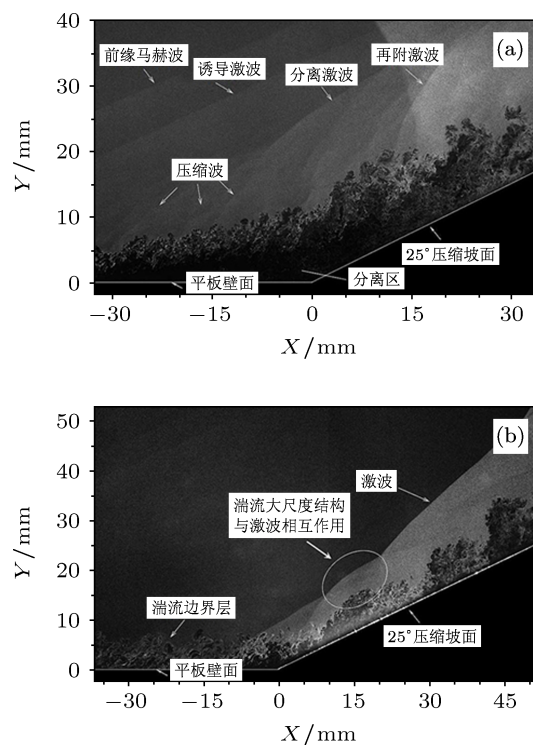


图 19 层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 25° 压缩拐角后段局部区域流动结构

从图 19 可以看出,层流模型的边界层虽然在 $X > -30$ mm 之后已经转捩为湍流,但从程度上来看仍尚未充分发展,边界层外部出现了明显的大尺度涡结构,并诱导出相应的压缩波,流场中出现了明显的回流区结构,一系列微弱压缩波不断汇聚并向下游传播,伴随着流动的分流和再附,分离激波和再附激波等结构清晰可见,再附后重新发展的边界层厚度迅速增加,并且结构变化剧烈. 对于湍流模型,没有出现流动分离现象,边界层在整个流动过程中始终表现为附着状态,流场中只出现了一道由压缩坡面产生的逆压梯度引起的激波,在压缩坡面及其下游的边界层中没有看到类似来流边界层中的大尺度涡结构,这可能是由于上游大尺度涡结构受到激波的作用发生破碎. 同时,在流场中也发现了湍流大尺度结构与激波相互作用的现象,如图 19(b) 的白色椭圆线所示,由于压缩坡面上的湍流边界层大尺度结构距激波较近,该区域内的激波发

生了明显的弯曲.

从图 20 中可以发现, 增大压缩角度, 层流模型的分离区明显扩大, 诱导激波前移并靠近前缘马赫波, 该区域内多道压缩波汇聚成分离激波的现象非常明显, 随着流动分离的加剧, 分离激波和再附激波的位置也发生了相应的变化. 相比之下, 湍流模型流场中的分离区明显小于层流模型的分离区, 流场中主要存在分离激波、再附激波和重新发展的湍流边界层等结构, 新的湍流边界层虽然厚度没有显著增长, 但其涡结构进一步破碎, 取而代之的是许多小尺度结构的出现.

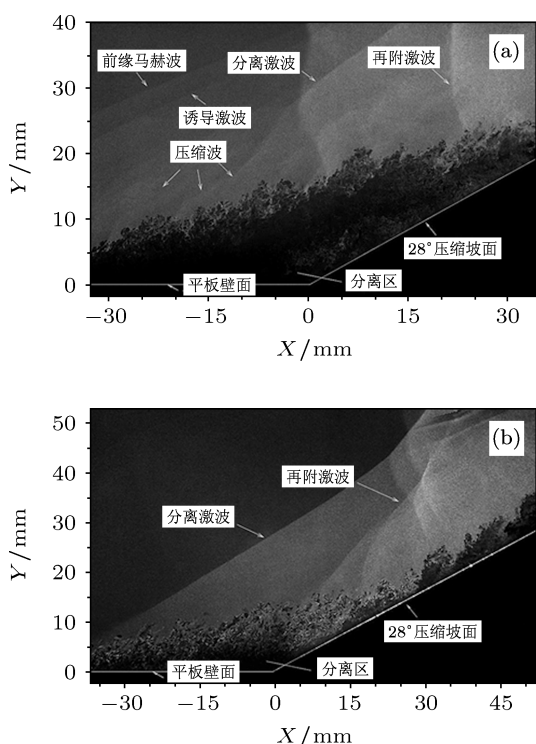


图 20 层流模型 (a) 和湍流模型 (b) 28° 压缩拐角后段局部区域流动结构

值得注意的是, 层流模型分离激波前后的灰度相差不大, 即对应的密度变化不大, 因此分离激波的强度相对来说较弱, 而湍流模型分离激波前后的图像灰度差别较大, 波前、波后的密度变化较大, 说明此分离激波较强.

5 结论

本文采用 NPLS 技术分别对超声速层流和湍流压缩拐角的流动结构进行了系统的实验研究, 测量了模型壁面的压力系数分布, 获得了压缩拐角的流场精细结构. 相比于传统的纹影和阴影技术,

NPLS 技术可以更为清晰地再现边界层、剪切层、分离激波和再附激波等典型流场结构以及流动的时间、空间演化特性.

通过层流模型和湍流模型在不同压缩角度下的纹影实验和流动显示实验可以发现, 压缩角度的变化对层流和湍流的影响是一致的. 增大压缩角度, 下游压缩坡面产生的逆压梯度影响增强, 并通过边界层内部的亚声速层向上游传播, 引起壁面静压的升高, 边界层迅速发展, 流动产生分离, 并出现分离激波、回流区和再附激波等典型流动结构, 继续增大压缩角度, 还可以看到分离区扩大, 分离激波向上游运动. 静压升高并向前传递的表现形式与纹影和流动显示实验结果中分离区范围扩大、分离激波向上游运动的现象对应起来, 充分说明了分离区扩大和分离激波的运动是导致壁面静压发生变化的主要影响因素.

在相同的压缩角度下, 层流和湍流也表现出不同的特性. 超声速层流压缩拐角流动表现出了不稳定和容易分离的特点, 当压缩角度为 25° 时, 层流边界层迅速发展并失稳转捩成湍流边界层, 流场中出现了明显的 *K-H* 涡和剪切层结构, 流动出现分离, 在边界层的转捩、分离和再附过程中, 结构演化的现象非常明显, 并伴随着边界层的生长. 迅速增长的边界层引起了一道诱导激波, 边界层外部存在的大尺度涡结构诱导出一系列的微弱压缩波, 压缩波不断汇聚形成分离激波. 当压缩角度为 28° 时, 层流压缩拐角流动的分离区进一步扩大, 边界层转捩的位置前移, 增长更为迅速, 诱导激波和分离激波随之向上游移动, 而再附激波向下游移动, 流动分离区域的结构十分复杂.

相比之下, 超声速湍流具有结构上的不规则性和强烈的脉动特性, 在压缩拐角流动中表现得更为稳定, 不易分离. 当压缩角度为 25° 时, 湍流边界层在整个流动过程中始终为附着状态, 没有出现分离的现象. 当压缩角度为 28° 时, 湍流压缩拐角流动出现了流动分离, 但分离区的范围明显较小, 再附点的位置相对而言更靠近模型的拐点, 边界层的生长也比较缓慢, 流场中没有出现由于边界层增长引起的诱导激波, 也没有出现 *K-H* 涡和明显的压缩波结构, 流动分离区域的结构相对简单, 再附后边界层中的大尺度结构发生破碎, 出现了许多小尺度结构, 边界层结构在时间演化上主要表现为整体的倾斜和拉伸变形.

归根结底, 超声速层流和湍流在压缩拐角流动中的差别仍然与层流及湍流本身的流动特性密切

相关, 并且二者的差别是从压缩拐角模型上游边界层的差异引起并不断发展的.

- [1] Pan H L, Ma H D, Wang Q 2008 *Chin. J. Computat. Phys.* **25** 549 (in Chinese) [潘宏禄, 马汉东, 王强 2008 计算物理 **25** 549]
- [2] Wang S F, Xu Z Y 1997 *Exp. Meas. Fluid Mech.* **11** 23 (in Chinese) [王世芬, 徐朝仪 1997 流体力学实验与测量 **11** 23]
- [3] Li S X, Chen Y K 2001 *Proceedings of the 4th National Symposium on Flow Visualization* 2001 p127
- [4] Cassel K W, Ruban A I, Walker J D A 1995 *J. Fluid Mech.* **300** 265
- [5] Loginov M S, Adams N A, Zheltovodov A A 2006 *J. Fluid Mech.* **565** 135
- [6] Giesekeing D A, Edwards J R, Choi J I 2011 *AIAA Paper* 2011-5541
- [7] Settles G S, Fitzpatrick T J, Bogdonoff S M 1979 *AIAA J.* **17** 579
- [8] Verma S B 2003 *Meas. Sci. Technol.* **14** 989
- [9] Chan S C, Clemens N T, Dolling D S 1995 *AIAA Paper* 1995-2195
- [10] Zheltovodov A A 2006 *AIAA paper* 2006-0496
- [11] Yi S H, He L, Tian L F, Zhao Y X 2010 *Proceedings of the 14th Chinese National Symposium on Shock Waves* Huangshan, July 2010 p29
- [12] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. China E: Tech. Sci.* **52** 3640
- [13] Yi S H, Tian L F, Zhao Y X, He L 2011 *Adv. Mech.* **41** 379 (in Chinese) [易仕和, 田立丰, 赵玉新, 何霖 2011 力学进展 **41** 379]
- [14] Zhao Y X, Yi S H, He L, Cheng Z Y 2007 *Chin. Sci. Bull.* **52** 1297
- [15] He L, Yi S H, Zhao Y X, Tian L F, Chen Z 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 489
- [16] Chen Z, Yi S H, He L, Tian L F, Zhu Y Z 2012 *Chin. Sci. Bull.* **57** 584
- [17] Zhu Y Z, Yi S H, He L, Tian L F, Zhou Y W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 014702
- [18] Zhu Y Z, Yi S H, Chen Z, Ge Y, Wang X H, Fu J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084219 (in Chinese) [朱杨柱, 易仕和, 陈植, 葛勇, 王小虎, 付佳 2013 物理学报 **62** 084219]
- [19] Zhang Q H, Yi S H, Zhu Y Z, Chen Z, Wu Y 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 044701
- [20] He L, Yi S H, Tian L F, Chen Z, Zhu Y Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 24704

Experimental investigations on structures of supersonic laminar/turbulent flow over a compression ramp*

Wu Yu[†] Yi Shi-He Chen Zhi Zhang Qing-Hu Gang Dun-Dian

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

(Received 18 April 2013; revised manuscript received 16 May 2013)

Abstract

Experimental investigations of supersonic laminar/turbulent flow over a compression ramp are carried out in a Mach 3.0 wind tunnel, the angles of ramp are 25 degrees and 28 degrees. Fine structures of holistic flow field and local regions are visualized via nanoparticle-tracer based planar laser scattering (NPLS) technique, some typical flow structures such as boundary layer, shear layer, separation shock, recirculation zone and reattachment shock are visible clearly, and the wall pressure coefficient of laminar flow is measured. The angle of separation shock and reattachment shock, the development of boundary layer after reattachment are measured by time-averaged flow field structures. The analyses of time-relevant NPLS images reveal the spatio temporal evolution characteristics of flow field. The experimental results indicate that when the ramp angle is 25 degrees, a typical separation appearing in the supersonic laminar flow with boundary layer increases and is converted into turbulence quickly, at the same time, a shock is induced by developing boundary layer; *K-H* vortices, shear layer and compression waves arise in the flow field. But the supersonic turbulent flow does not show separation, and the turbulent boundary layer always adheres to the wall. When the ramp angle is 28 degrees, the range of recirculation zone expanded obviously in supersonic laminar flow which is separated further, induces shock and separation shock moves upstream, reattachment shock moves downstream. Therefore the structures of separated region is complicated. By comparison with laminar flow, the range of recirculation zone in supersonic turbulent flow is obviously small, boundary layer increases slowly, and there are not any induced shock, *K-H* vortices, compression waves in the flow field. The structures of separated region is simple, but the strength of separation shock is much stronger.

Keywords: compression ramp, laminar flow, turbulent flow, flow structures

PACS: 47.40.Ki, 47.32.Ff, 42.79.Mt, 47.80.Jk

DOI: 10.7498/aps.62.184702

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2009CB724100), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11172326), the Scientific Research Program of National University of Defense Technology, China (Grant No. 0100010112001) and the Innovation Fund Program for Standout Graduate Students of NUDT, China (Grant No. B120103).

[†] Corresponding author. E-mail: cestlavie.wuyu@yeah.net