

高超声速条件下凸曲率壁面混合层的流动演化*

张震 易仕和[†] 刘小林[‡] 陈世康 张臻

(国防科技大学空天科学学院, 长沙 410073)

(2024年1月18日收到; 2024年3月12日收到修改稿)

随着高超声速飞行器的不断更新换代, 对成像窗口提出了新的设计要求, 即共形窗口以提高气动特性, 这要求在超声速气膜和光学窗口需要与飞行器机身保持相同的曲率外形. 在马赫数 $Ma = 6$ 高超声速静风洞中开展了凸曲率壁面 (CV) 混合层稳定性研究. 采用基于纳米粒子的平面激光散射技术捕获到混合层流场结构, 结合分形维数对混合层失稳规律进行研究. 使用数值模拟技术得到了压力、压缩冲量 (I_p) 沿流向演化结果. 结果表明: 随着来流总压 (P_0) 的增大, 静压比 (RSP) 减小, 混合层失稳位置延迟, 典型涡结构移动速度增大. CV 壁面由于顺压梯度的存在使得压力沿流向下, 沿壁面切向的超声速气膜处于工作状态时, 可以提升壁面压力, 随着 P_0 增大, RSP 随之降低, 提升效果下降; 流动受到 CV 的膨胀效应影响, I_p 沿流向下, 超声速气膜可以削弱 CV 上的膨胀效应从而抑制 I_p 的下降; 压缩冲量的变化率 ΔI_p 受 P_0 影响显著, 在弯曲冲量 $|I_\phi| = 0.191\text{--}3.624$ 内, 当 $P_0 = 0.5$ MPa, ΔI_p 从 178.67% 降至 12.02%; 当 $P_0 = 1.0$ MPa, ΔI_p 从 40.38% 降至 5.64%. ΔI_p 随 $|I_\phi|$ 增大而降低, 随着 P_0 增大, 降低幅度减小. 结果揭示凸曲率影响下的高超声速混合层流动演化规律, 对高超声速飞行器实现气动减阻与防热特性的外形设计提供一定参考.

关键词: 高超声速, 混合层, 分形维数, 压缩冲量

PACS: 47.40.Ki, 47.27.wj, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.73.20240128

1 引言

高超声速飞行器在飞行时往往会承受严重的热负荷, 这会对高超声速飞行器上的红外光学窗口的红外信号有严重的影响, 甚至导致成像窗口的损害, 因此有必要对光学窗口进行冷却. 而高超声速飞行器为了保持良好的空气动力学特性, 其外形往往具有一定的曲率, 因此有必要研究超声速气膜在凸曲率壁面上的流场结构.

对于在凸曲率壁面上流动的研究过去取得了许多进展^[1-4]. Wang 等^[5] 在超声速的条件下, 将凸曲率壁面上的顺压梯度与曲率进行了解耦, 凸曲率和顺压梯度都能减弱边界层的尾迹, 降低近壁面区

域的主应变率. Thara-Reshma 等^[6] 分析了凸曲率对激波反射的影响, 发现不同马赫数的激波在表面上的反射和跃迁有明显区别. Humble 等^[3] 利用瑞利散射技术研究了凸曲率的流场结构, 采用时空相关性和间歇性理论进行分析, 发现随着顺压梯度的增大, 湍流界面的分形维数减小, 表明界面的不规则性减小. Kusahata 等^[7] 使用 DNS 方法研究发现激波马赫数与平均曲率呈正相关, 在凸壁上产生膨胀波, 并且在激波前后压力变化较小. Zhang 等^[8] 利用时间分辨红外热成像系统, 从时间平均参数评价和非定常冷却分析相结合的角度, 深入讨论了横向沟槽对典型凹凸壁面扇形膜孔冷却性能的影响, 表明在小吹气比下, 对凸曲率壁面上的冷却效果更好. Pu 等^[9] 研究了壁面曲率对涡轮叶片气膜冷却

* 国家自然科学基金 (批准号: 92271203) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yishihe@nudt.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: liuxiaolin09@nudt.edu.cn

效果的影响, 结果发现在凸曲率上的冷却效果要高于在平面和凹曲率壁面的情况. 过去有许多专家学者对超声速气膜冷却^[10-17]进行了深入的研究. Lin等^[13]在不同静压比 (ratio of static pressure, RSP, $RSP = P_c/P_f$ 下, 其中 P_c 为超声速气膜出口处的静压, P_f 为自由来流静压), 通过分析下游的速度梯度变化, 揭示了 RSP 差异下混合过程的物理机制, 随着 RSP 增大, 有效冷却长度得到延长. Sun等^[12]在激波风洞中, 对不同喷缝高度的超声速气膜冷却规律进行了研究, 结果表明在不同的射流出口高度下, 随着静压比的增大, 膜层冷却效率逐渐提高, 相应的有效冷却长度也随之增大, 单位质量流量对应的有效冷却长度随静压比的增大先增大后减小, 且存在最优解. Marquardt等^[14]采用 PIV 技术对激波与超音速氦气冷却膜的相互作用进行了实验研究, 定性确定了湍流质量通量和湍流施密特数的分布. Qin等^[18]采用 PSP 技术研究了在凸曲率壁面上气膜的冷却效果, 自由流中的径向压力梯度将冷却射流推向壁面, 使膜状冷却效率比平壁面高 20%—50%. Sun等^[15]研究了激波对超声速气膜冷却的影响, 激波干扰位置越靠近上游, 冷却区域内的压力变化越明显, 主流与气膜混合更强烈, 导致气膜冷却效率较低. Peter 和 Kloker^[19]采用 DNS 对超声速气膜在平板上的数值模拟, 发现上游壁面冷却导致气体混合增大, 以及通过台阶后更强的自由剪切层向下壁面湍流输送热能, 导致冷却效果降低. Zhao等^[20]研究了在不同攻角下对超声速气膜冷却效果的影响, 发现在攻角为 0° 时可以达到较好的效果, 随着攻角增大, 迎风面承受更高的热负荷, 进而传递到下游, 对冷却效率产生了抑制的作用.

以往的研究中针对凸曲率壁面边界层研究较多, 但对来流为高超超声速条件下, 超声速气膜在凸曲率壁面上的流动演化的研究较少. 本文采用纳米

粒子平面激光散射 (NPLS) 技术得到在高超声速条件下凸曲率壁面上混合层流场精细结构, 采用数值模拟的方法对凸曲率壁面上压力、压缩冲量沿流向的演化规律进行研究.

2 实验装置

2.1 高超音速静风洞

本研究在国防科技大学的高超声速静风洞内开展. 图 1 为高超超声速静风洞, 该风洞是以吹吸式运行, 喷管 $Ma = 6$, 出口直径为 300 mm. 在风洞的上游连接高压气源系统, 下游连接真空系统. 高压气源系统主要由空气压缩机和高压气罐组成.

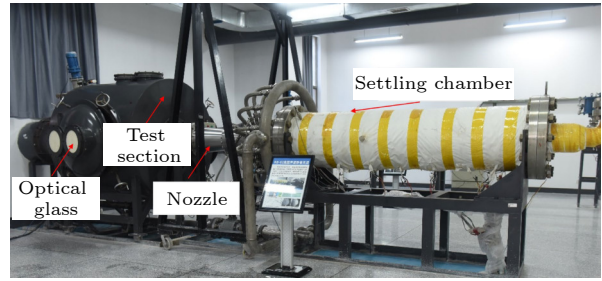


图 1 高超超声速静风洞
Fig. 1. Hypersonic static wind tunnel.

2.2 实验模型

试验模型如图 2 所示, 模型总长度 450 mm, 宽 250 mm. 试验段总长度为 250 mm. 凸曲率壁面在前 50 mm 为无曲率壁面, 后 200 mm 为凸曲率壁面, 曲率半径 $R = 3000$ mm. 超声速气膜喷管部件采用 Zhao等^[21]提出的方法设计, 喷缝高度 $h = 3$ mm, 宽度 $L = 120$ mm. 为超声速气膜喷管的驻室提供 6 组不同喷流总压 (P_j), 在多组驻室总压下, 进行马赫数校准, 校准结果如图 3 所示, 本文中

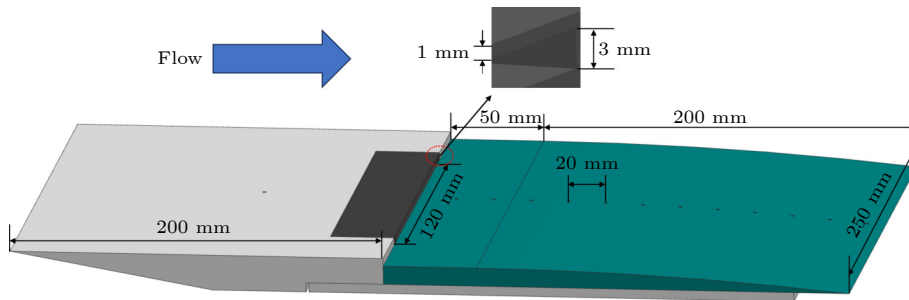


图 2 实验模型示意图
Fig. 2. Experimental model diagram.

声速气膜在实际运行中, 驻室供压均为 10 kPa, 测得实际马赫数 $Ma = 2.3$.

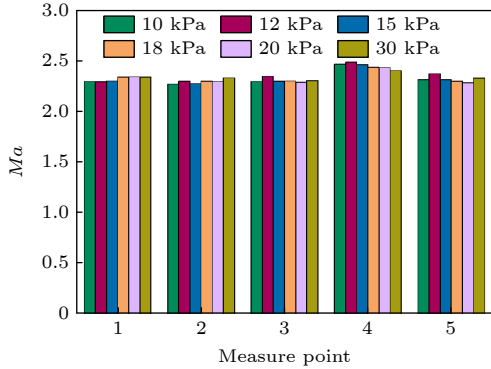


图 3 超声速气膜喷管马赫数校准结果

Fig. 3. Mach number calibration results for supersonic air-film nozzles.

2.3 纳米示踪激光散射技术

基于纳米示踪激光散射技术 (NPLS) 进行流场结构的捕捉, 示踪粒子为 TiO_2 , 粒子直径为 50 nm. 光源为双腔 Nd:YAG, 波长为 532 nm, 脉冲能量为 340 mJ 的激光. 每一个脉冲的持续时间约为 6 ns, 这个时间足够短, 可有效捕捉到湍流流动. 文中采用的 CCD 相机分辨率为 2456×2058 pixel, 镜头焦距为 105 mm. NPLS 技术是一种高时空分

辨率非接触式 (高) 超声速流动测试技术, 本课题组在 (高) 超声边界稳定性^[22-24]、转捩^[25]等领域采用这种技术取得良好的结果.

3 实验结果分析

3.1 来流压力对流场结构的影响

本文图中标注信息“0.3 CV-J”的含义: 0.3 代表来流总压 (P_0), CV 代表凸曲率壁面, 如果后面含有“J”沿壁面切向的超声速气膜处于工作状态, 反之则表示处于未工作状态. 后面的标注信息均按此规则命名. NPLS 图像捕捉到的流场有效长度为 153.5 mm, 图片分辨率为 $80.3 \mu\text{m}/\text{pixel}$. 为便于研究, 流向和法向长度均用超声速气膜喷缝高度 h 进行无量纲化处理.

图 4 是在不同 P_0 下流场在 CV 上的流动演化. 在本文中, 将卷起的涡结构夹角大于 17° 的位置视为混合层在此处失稳. 当 $P_0 = 0.3$ MPa, 此时 RSP^[13] 最大, 主流与超声速气膜形成的混合层之间的剪切力较强, 混合层在 $x/h = 4$ 发生失稳, 卷起的涡结构尺度明显大于其他情况. 当 P_0 增至 0.5 MPa 时, 混合层高度相较于 $P_0 = 0.3$ MPa 时有明显的降低, 混合层在 $x/h = 10$ 处失稳. 当 $P_0 =$

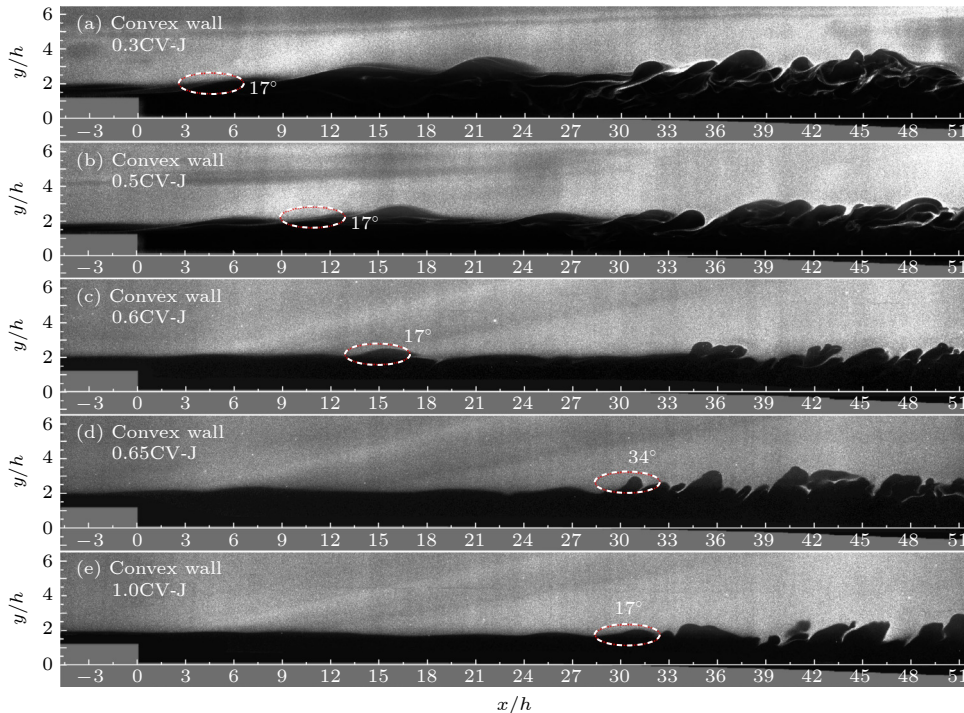


图 4 不同 P_0 下的流场 NPLS 图像 (a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa; (c) 0.6 MPa; (d) 0.65 MPa; (e) 1.0 MPa

Fig. 4. NPLS images of the flow field at different P_0 : (a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa; (c) 0.6 MPa; (d) 0.65 MPa; (e) 1.0 MPa.

0.6 MPa, RSP 明显降低, 混合层在大约 $x/h = 13$ 的位置发生失稳. 而在 $P_0 = 0.65$ MPa 和 $P_0 = 1.0$ MPa 的来流条件下, 虽然发生失稳的位置较为接近, 但在相同位置下, $P_0 = 0.65$ MPa 的条件下卷起的涡结构角度达到了 33° , 几乎达到了 $P_0 = 1.0$ MPa 的条件下卷起的涡结构角度的两倍, 说明此时混合层剪切作用更强烈, 可视为实际失稳位置早于 $P_0 = 1.0$ MPa 的情况. 从 NPLS 结果来看, 随着来流总压的增大, RSP 随之降低, 混合层之间的剪切力减小, Q4^[26] 事件 (下扫事件, 定义为 $u' > 0, v' < 0$, 其中 u' 和 v' 分别是各自平均速度方向的瞬时速度波动) 发生的频率减低, 混合层失稳位置更靠近下游.

NPLS 的结果可以很好地反映流场的时空演化规律, 但对流场结果得到定量分析, 一般采用分形分析^[3,27]来研究流场结构的演化规律, 以分形维数作为分形度量的一种重要参数. 本文采用计盒维数方法, 首先采用 Canny 边缘检测^[3]滤波算和当地阈值法对数字图像进行处理得到流场精细结构的边缘检测结果, 边缘检测结果如图 5 所示. 然后用不同尺度 ε 的方形盒子覆盖整个边界层, 数出每个尺度盒子对应的能够覆盖整个边界层的总数 $N_\varepsilon(F)$ ^[3], 分形维数就等于 $N_\varepsilon(F)$ 和 ε 在双对数坐标系中的拟合直线的斜率相反数, 公式如下:

$$\text{Dim} = - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log N_\varepsilon(f)}{\log \varepsilon}.$$

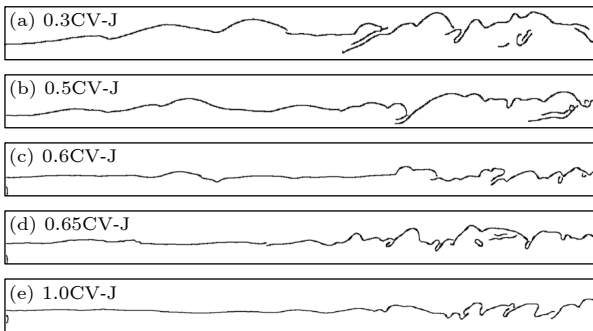


图 5 边缘检测结果 (a) $P_0 = 0.3$ MPa; (b) $P_0 = 0.5$ MPa; (c) $P_0 = 0.6$ MPa; (d) $P_0 = 0.65$ MPa; (e) $P_0 = 1.0$ MPa
Fig. 5. Edge detection result: (a) $P_0 = 0.3$ MPa; (b) $P_0 = 0.5$ MPa; (c) $P_0 = 0.6$ MPa; (d) $P_0 = 0.65$ MPa; (e) $P_0 = 1.0$ MPa.

结合 NPLS 和边缘检测的结果可以得到这样的流场演化规律: 随着来流总压的提高, 流场中 RSP 降低, 则混合层发生失稳位置更靠近下游. 图 6 展示了分形分析结果, 在 $x/h = 0-27$ 内, 当 $P_0 =$

0.3 MPa 时, 由于此时的 RSP 较大, 主流与超声速气膜之间的剪切力较强, 主流被超声速气膜抬高, 导致此工况下的 Dim 值变化范围大于其他工况下的条件.

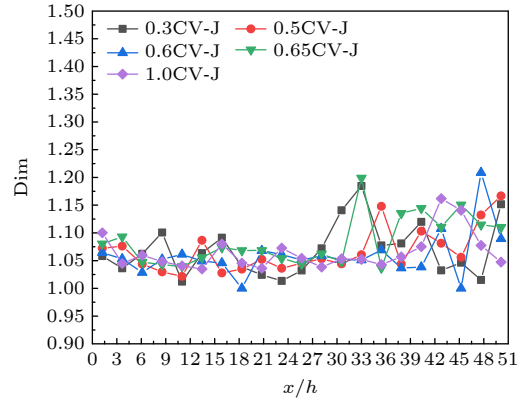


图 6 分形分析结果
Fig. 6. Results of fractal analysis.

当 $x/h > 27$, 各个工况下基本上都开始卷起了大尺度涡结构, 随之 Dim 值均有不同程度的提高. 值得注意的是, 当 $P_0 = 1.0$ MPa 时, 在 $x/h = 42$ 处才有明显的提高, 这个提高的位置要明显迟于其他工况, 而 $P_0 = 0.3$ MPa 时, 在 $x/h = 30$ 处的 Dim 值就发生明显提高, 这个位置明显早于其他工况. 但是在 5 个不同 P_0 条件下的 Dim 值在整个测量范围内都处于波动变化, 说明卷起的涡结构都没有完全破碎形成湍流. 分形分析结果说明随着 P_0 的增大, RSP 降低, 混合层的位置更靠近下游.

进一步探讨超声速气膜作用在 CV 上, 对典型涡结构流动速度的影响. 图 7 中 $P_0 = 0.3$ MPa, t_1 处的涡结构在经过 $5 \mu\text{s}$ 向下游的位移为 $1x/h$, 对应 $v_{t1} = 600$ m/s. 在 $P_0 = 0.5$ MPa 时, t_1 处涡结构经过 $5 \mu\text{s}$ 向下游移动了 $1.1x/h$, $v_{t2} = 660$ m/s; 当 P_0 增大至 0.6 MPa 时, t_3 处的涡结构流动速度 v_{t3} 达到了 720 m/s, 流速接近于主流. 在 $P_0 = 0.65$ MPa 时, 这个工况类似于 $P_0 = 0.6$ MPa 的情况, t_4 处的涡结构经过相同时间间隔后向下游位移了 $1.1x/h$, $v_{t4} = 600$ m/s, 虽然 $v_{t4} < v_{t3}$, 但从 NPLS 结果可以看到此处的涡结构在流向上被拉长, 法向高度得到抬升, 涡结构得到更完全的发展. 在 $P_0 = 1.0$ MPa 时, 典型涡结构流速 $v_{t5} = 720$ m/s. 从结果中不难看出, 当 P_0 较小时, 即 RSP 相对较大时, 涡结构速度降低, 随着 P_0 逐渐增大, RSP 减小, 涡结构破碎程度更小, 流速增大, 这说明超声速气膜

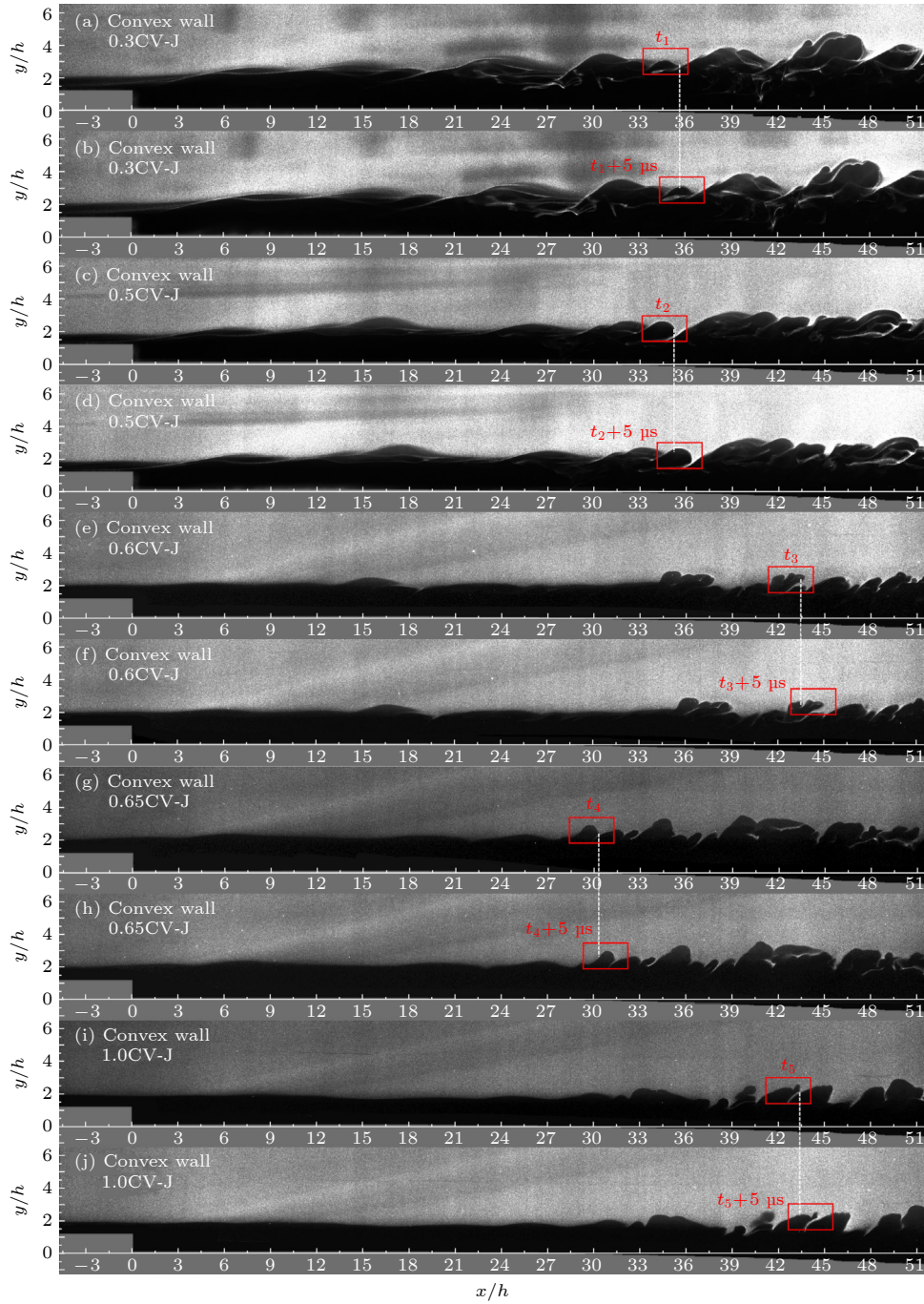


图 7 不同 P_0 下时间间隔 $5 \mu\text{s}$ 的 NPLS 结果 (a) $P_0 = 0.3 \text{ MPa}$, t_1 ; (b) $P_0 = 0.3 \text{ MPa}$, $t_1+5 \mu\text{s}$; (c) $P_0 = 0.5 \text{ MPa}$, t_2 ; (d) $P_0 = 0.5 \text{ MPa}$, $t_2+5 \mu\text{s}$; (e) $P_0 = 0.6 \text{ MPa}$, t_3 ; (f) $P_0 = 0.6 \text{ MPa}$, $t_3+5 \mu\text{s}$; (g) $P_0 = 0.65 \text{ MPa}$, t_4 ; (h) $P_0 = 0.65 \text{ MPa}$, $t_4+5 \mu\text{s}$; (i) $P_0 = 1.0 \text{ MPa}$, t_5 ; (j) $P_0 = 1.0 \text{ MPa}$, $t_5+5 \mu\text{s}$.

Fig. 7. NPLS results for timing intervals of $5 \mu\text{s}$ at different P_0 : (a) $P_0 = 0.3 \text{ MPa}$, t_1 ; (b) $P_0 = 0.3 \text{ MPa}$, $t_1+5 \mu\text{s}$; (c) $P_0 = 0.5 \text{ MPa}$, t_2 ; (d) $P_0 = 0.5 \text{ MPa}$, $t_2+5 \mu\text{s}$; (e) $P_0 = 0.6 \text{ MPa}$, t_3 ; (f) $P_0 = 0.6 \text{ MPa}$, $t_3+5 \mu\text{s}$; (g) $P_0 = 0.65 \text{ MPa}$, t_4 ; (h) $P_0 = 0.65 \text{ MPa}$, $t_4+5 \mu\text{s}$; (i) $P_0 = 1.0 \text{ MPa}$, t_5 ; (j) $P_0 = 1.0 \text{ MPa}$, $t_5+5 \mu\text{s}$.

对流场中典型涡结构的流速具有抑制作用, 并且随着 RSP 的降低, 这种抑制作用减弱.

3.2 凸曲率壁面压力特性分析

对于壁面压力的测量, 一方面由于个别测点的

壁面静压值较低导致难以测得, 另一方面本研究目的不在于获取壁面压力具体的值, 而是为研究曲率对不同构型壁面上的压力演化规律, 因此本文采用数值模拟的方法研究曲率对不同壁面上的压力演化^[28]进行研究. 湍流模型选用 K-Omega SST, 边界条

件设置: 自由来流设置为压力远场, 超声速气膜射流设置为压力入口, 出口设置为压力出口. 在 $x = 20\text{--}240\text{ mm}$ 范围内, 每隔 20 mm 设置一个测压点, 共有 12 个测压点, 为便于分析, 将测得静压值 (P) 除以来流壁面静压值 (P_{in}) 进行归一化处理.

CV 上的压力演化如图 8 所示, 超声速气膜部件处于未工作状态时, 由于在 $x = 50\text{ mm}$ 之前无曲率存在, 因此在 $x = 0\text{--}50\text{ mm}$ 内 P/P_{in} 都处于上升的变化趋势. 当 $x > 60\text{ mm}$ 后, 壁上凸曲率带来的膨胀作用越来越明显, 导致 P/P_{in} 沿着流向下降, 并且呈现出线性下降的变化趋势. 当 $x > 80\text{ mm}$, 不同 P_0 下的 P/P_{in} 值几乎无差异, 说明在这个位置之后由 CV 导致的凸曲率对 P/P_{in} 的变化起主导作用, P/P_{in} 的变化几乎不受来流总压的影响.

沿壁面切向的超声速气膜处于工作状态时, 出现了一些有意思的现象: 只有在 $P_0 = 0.3\text{ MPa}$ 时, P/P_{in} 在 $x = 0\text{--}60\text{ mm}$ 内出现先上升后下降的变化. 这是由于当 $P_0 = 0.3\text{ MPa}$ 时 RSP 较高, 在 $x = 0\text{--}60\text{ mm}$ 内超声速气膜对 P/P_{in} 的变化起主导作用, 但超声速气膜会沿着流向衰减, 因此 P/P_{in} 值会出现先上升后下降的变化. 而在其他 P_0 条件下的 P/P_{in} 的变化在整体上都处于下降的趋势.

图 8(a)–(e) 可以看到, 在 $x = 100\text{--}240\text{ mm}$ 内, 由于凸曲率导致的膨胀作用, 使得 P/P_{in} 沿流向下降, 但超声速气膜处于工作状态时的 P/P_{in} 值都大于未工作的情况, 这表明超声速气膜可以抑制由凸曲率导致的 P/P_{in} 值下降. 从图 8(f) 可以看到, 随着 P_0 增大, 则 RSP 减小, 此时混合层之间的剪切作用随之降低, 导致 P/P_{in} 值的下降, 这也说明随着 RSP 降低, 超声速气膜抑制由凸曲率导致的 P/P_{in} 下降的能力减弱.

3.3 凸曲率壁面压缩冲量特性分析

Bradshaw 从应变率的角度对不同的扰动类型进行了分类^[29], 将主应变 (壁法向剪切应变) $\partial u/\partial y$ 之外的应变率统称为“额外应变率”. 一般采用压缩冲量来定量描述额外应变率, 压缩冲量 I_p 的定义为^[30]

$$I_p = (1/\gamma) \ln(P_2/P_1),$$

其中比热比 $\gamma = 1.4$, P_1 和 P_2 分别表示压缩前和流场结束位置的壁面压力值.

在 $x = 0\text{--}50\text{ mm}$ 范围内都是无曲率段, 因此从第 3 个静压测点 ($x = 60\text{ mm}$) 开始记录压缩冲量, 图中横坐标弯曲冲量 (定义为 $I_\phi = \Delta\Phi$, 其中

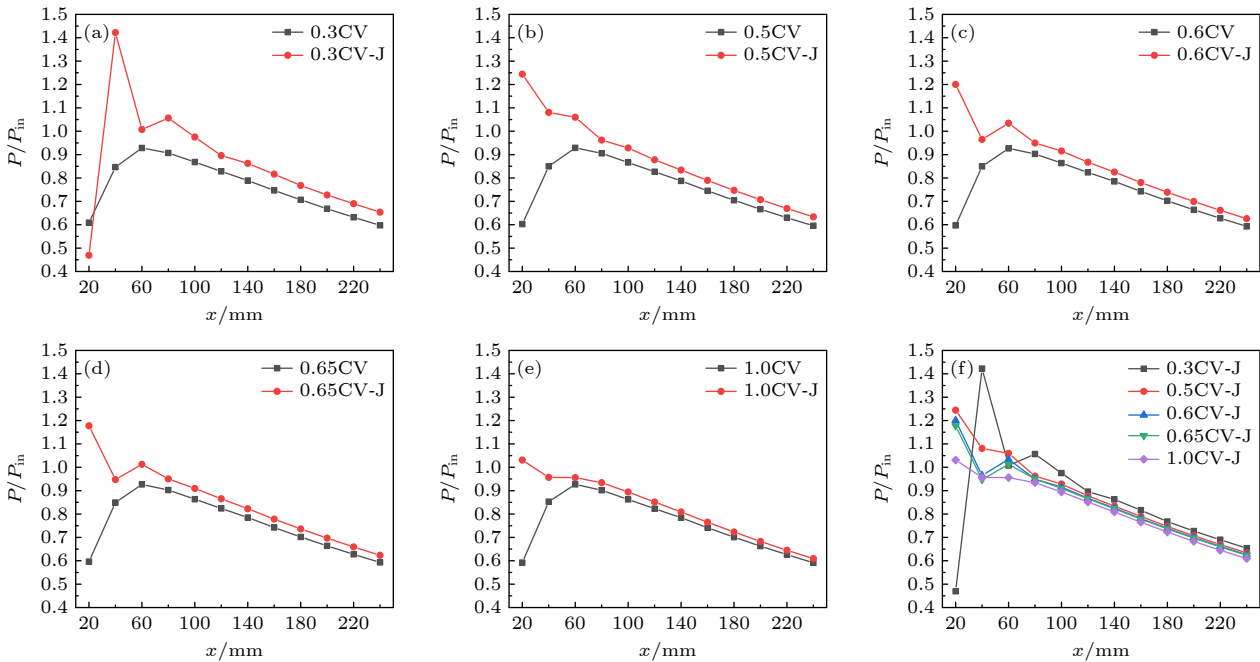


图 8 不同来流总压下超声速气膜对 P/P_{in} 的影响 (a) $P_0 = 0.3\text{ MPa}$; (b) $P_0 = 0.5\text{ MPa}$; (c) $P_0 = 0.6\text{ MPa}$; (d) $P_0 = 0.65\text{ MPa}$; (e) $P_0 = 1.0\text{ MPa}$; (f) 不同 P_0 下, $P_j = 10\text{ kPa}$

Fig. 8. Effect of supersonic air film on P/P_{in} at different incoming total pressures: (a) $P_0 = 0.3\text{ MPa}$; (b) $P_0 = 0.5\text{ MPa}$; (c) $P_0 = 0.6\text{ MPa}$; (d) $P_0 = 0.65\text{ MPa}$; (e) $P_0 = 1.0\text{ MPa}$; (f) $P_j = 10\text{ kPa}$ with different P_0 .

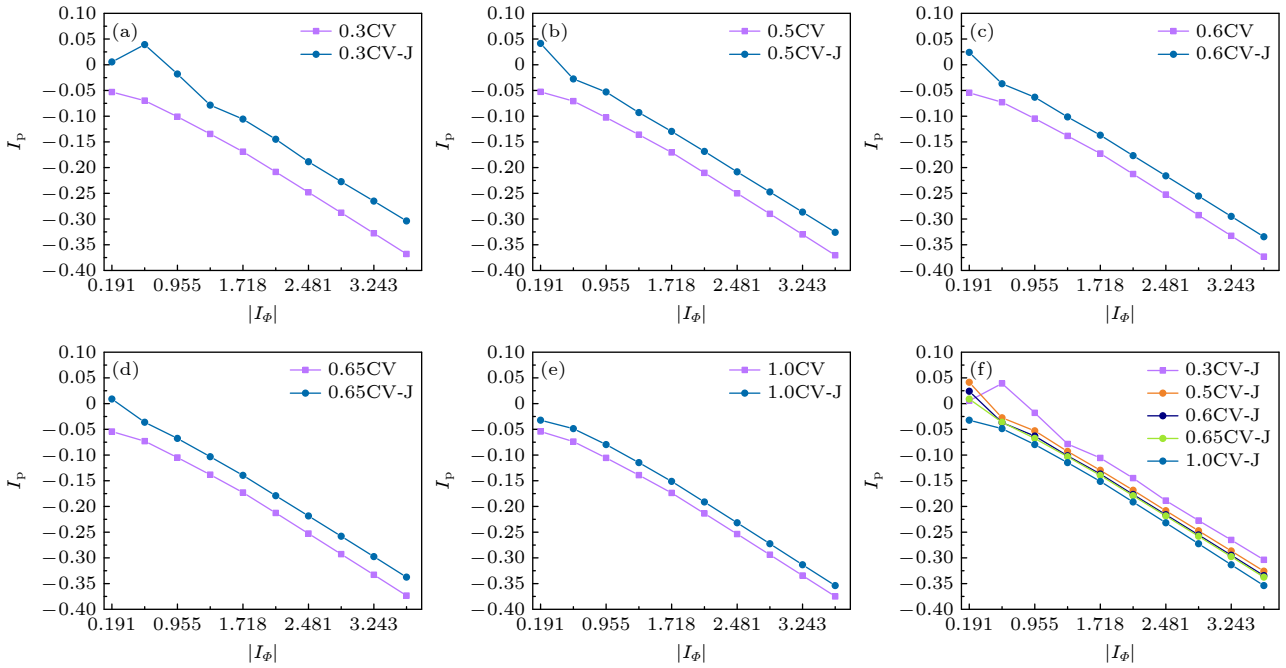


图9 不同来流总压下超声速气膜对 I_p 的影响 (a) $P_0 = 0.3$ MPa; (b) $P_0 = 0.5$ MPa; (c) $P_0 = 0.6$ MPa; (d) $P_0 = 0.65$ MPa; (e) $P_0 = 1.0$ MPa; (f) 不同 P_0 下, $P_j = 10$ kPa

Fig. 9. Effect of supersonic air film on I_p at different incoming total pressures: (a) $P_0 = 0.3$ MPa; (b) $P_0 = 0.5$ MPa; (c) $P_0 = 0.6$ MPa; (d) $P_0 = 0.65$ MPa; (e) $P_0 = 1.0$ MPa; (f) $P_j = 10$ kPa with different P_0 .

Φ 为当地壁面偏转角) 取绝对值. 压缩冲量 I_p 随弯曲冲量 I_Φ 的变化情况, 结果如图9所示. 当 I_p 为正时, 说明在该处受到压缩作用, 反之则受到膨胀作用. 超声速气膜处于未工作的情况时, 不同 P_0 条件下, 在 $|I_\Phi| = 0.191$ 时 I_p 均已是负值, 说明在此处已受到明显的膨胀作用, 并且随着凸曲率的增加 I_p 呈线性降低. 值得注意的是: 不同 $|I_\Phi|$ 下, I_p 变化趋势一致, 且 I_p 值几乎一致, 这说明 I_p 的变化只受当地壁面曲率的影响, 而不受 P_0 的影响.

从图9中看到, 当超声速气膜在 CV 壁面处于工作状态, $P_0 = 0.3, 0.5, 0.6, 0.65$ MPa 的情况下, $|I_\Phi| = 0.191$ 时, CV 上的 $I_p > 0$. 这是由于当 $|I_\Phi| = 0.191$ 时, 此时对应 $x = 60$ mm, 流场刚经过后台阶, 这个位置的凸曲率发展并不明显, 并且由于超声速气膜处于工作状态, 因此得到 $I_p > 0$ 的结果. 值得注意的是在 $P_0 = 0.3$ MPa 时, I_p 经历了先上升后下降的变化, 这是由于此时 RSP 较大, 以至于在 $|I_\Phi| = 0.191-0.573$ 内 I_p 受超声速气膜的主导. 而在 $P_0 = 1.0$ MPa 时, $|I_\Phi| = 0.191$ 的位置 I_p 就已经为负值, 这是由于此时 P_0 较大, RSP 显著降低, 混合层之间的剪切作用下降, Q4 事件的发生频率降低, 后台阶结构和凸曲率共同提供的膨胀作用明显, 从而导致 I_p 为负的结果. 从图9(a)–(e)

的结果中可知: 当超声速气膜处于工作状态时, CV 上的 I_p 值都大于未工作时的情况, 这说明超声速气膜可以抑制凸曲率壁面上的顺压梯度导致的 I_p 下降. 从图9(f) 可以得到这样的规律: 随着 P_0 的提高, RSP 减小, 超声速气膜抑制凸曲率引起的膨胀效应的能力减弱, 从而 CV 上的 I_p 值会随之降低.

由图9 可以发现, 当超声速气膜在 CV 上处于工作时, 壁面上的 I_p 显著提高, 随着 P_0 增大, RSP 降低, 从而导致混合层之间的剪切作用降低, Q4 事件发生的频率降低, 超声速气膜提升 CV 上的 I_p 效果减弱. 进一步探讨在不同 P_0 下超声速气膜提升 I_p 的效果沿 $|I_\Phi|$ 的变化, 以 ΔI_p ($\Delta I_p = (I_{pj} - I_p) / I_p \times 100\%$, I_{pj} 为开启超声速气膜后测得压缩冲量值, I_p 为未开启超声速气膜后测得压缩冲量值) 作为衡量指标.

ΔI_p 在不同 P_0 下随 $|I_\Phi|$ 的变化如图10所示, 当来流为 0.3 MPa 时的曲线变化规律不同于其他来流状态时的变化, 这是由于此时静压比 RSP 最大, 属于静压比极度过压的状态, 于是在靠近气膜出口处, 壁面压力受到超声速气膜所主导, 壁面压力增大, ΔI_p 随之增高; 当凸曲率发展明显后, 壁面受到凸曲率带来的膨胀效应, 于是壁面压力降

低, ΔI_p 随之下降. 在 $|I_\phi| = 0.191\text{--}3.624$ 内, $P_0 = 0.5\text{ MPa}$ 的工况下, ΔI_p 从 178.67% 降至 12.02%; $P_0 = 0.6\text{ MPa}$ 的工况下, ΔI_p 从 144.15% 降至 10.33%; $P_0 = 0.65\text{ MPa}$ 的工况下, ΔI_p 从 116.45% 降至 9.62%; $P_0 = 1.0\text{ MPa}$ 工况下, ΔI_p 从 40.38% 降至 5.64%; 对于 $P_0 = 0.3\text{ MPa}$ 的 ΔI_p 出现先上升后下降的情况, 最终降至 17.45%, 这是由于此时 RSP 过高, 超声速气膜削弱了后台阶导致的膨胀作用影响, 此时 I_p 变化由超声速气膜主导所导致. 可以发现, 当 P_0 增大, RSP 则减小, 于是超声速气膜削弱凸曲率壁面导致的膨胀效应的能力减弱, 从而导致 ΔI_p 随之减小, 并且 ΔI_p 随着 $|I_\phi|$ 增大继续降低, 但随着向下游发展, 降低的速度减缓.

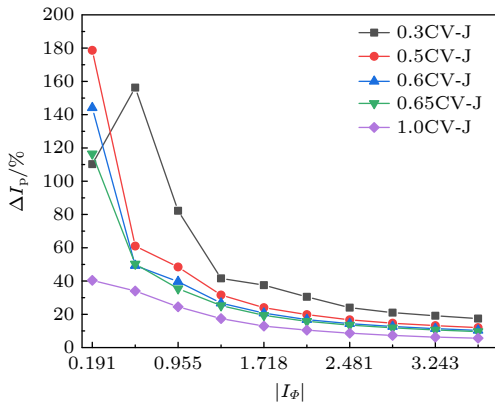


图 10 不同 P_0 下超声速气膜对 I_p 的增长作用

Fig. 10. Effect of supersonic air film on the growth of I_p at different P_0 .

4 结 论

本文主要研究了高超声速来流下总压对凸曲率壁面上的混合层发展的影响, 通过对流场结构、分形维数、壁面压力及压缩冲量进行分析, 主要得出以下结论.

1) 在高超声速条件下改变来流总压对混合层结构失稳位置有显著影响. 保持超声速气膜总压不变, 随着来流总压增大, 静压比的降低, 混合层在凸曲率壁面上的失稳位置更靠近下游. 混合层中的典型涡结构也受到静压比的影响, 随着静压比的降低而混合层中的剪切作用减弱, 涡结构破碎程度变小, 移动速度增大.

2) 凸曲率壁面上的顺压梯度会导致压力沿流向降低, 超声速气膜处于工作状态时对压力的下降存在抑制作用, 但随着来流总压的增大, 静压比的

下降, 对于壁面压力下降的抑制效果减弱.

3) 压缩冲量受来流压力影响明显, 超声速气膜处于工作状态时, 凸曲率壁面上的 I_p 增大, 说明超声速气膜削弱了凸曲率壁面导致的膨胀效应, 但这种削弱效果会沿流向降低. $P_0 = 0.5\text{ MPa}$ 时, ΔI_p 从 178.67% 降至 12.02%, 降幅达到 166.65%; $P_0 = 1.0\text{ MPa}$ 工况下, ΔI_p 从 40.38% 降至 5.64%, 降幅仅 34.74%. ΔI_p 沿流向的变化受到静压比的影响, 静压比越小, 降低幅度也越低.

参考文献

- [1] Ko S Y, Xu J Z, Yao Y Q, Tsou F K 1984 *Int. J. Heat Mass Transfer* **27** 1551
- [2] Gibson M M, Verriopoulos C A 1984 *Exp. Fluids* **2** 73
- [3] Humble R A, Peltier S J, Bowersox R D W 2012 *Phys. Fluids* **24** 106103
- [4] Mayle R E, Kopper F C, Blair M F, Bailey D A 1977 *J. Eng. Power* **99** 77
- [5] Wang Q C, Wang Z G, Zhao Y X 2017 *Phys. Fluids* **29** 116106
- [6] Thara-Reshma I V, Vinoth P, Rajesh G, Ben-Dor G 2021 *J. Fluid Mech.* **924** A37
- [7] Kokkinakis I W, Drikakis D, Spottswood S M, Brouwer K R, Riley Z B 2023 *Phys. Fluids* **35** 106109
- [8] Zhang T, Pu J, Zhou W L, Wang J H, Wu W L, Chen Y 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **175** 121384
- [9] Pu J, Zhang T, Wang J H 2022 *Int. Commun. Heat Mass Transfer* **130** 105834
- [10] Su C H 2019 *AIAA J* **57** 2840
- [11] Zhao X H, Yi S H, Mi Q, Ding H L, He L 2022 *AIAA J.* **60** 1262
- [12] Sun X B, Ding H L, Liu M X, Yi S H, Zhao Y X 2023 *Aerosp. Sci. Technol.* **140** 108488
- [13] Lin J X, Wang Q C, Zhao Y X, Lu X G 2023 *Phys. Fluids* **35** 056107
- [14] Marquardt P, Klaas M, Schröder W 2020 *Exp. Fluids* **61** 160
- [15] Sun X K, Ni H, Peng W, Jiang P X, Zhu Y H 2021 *Chin. J. Aeronaut.* **34** 452
- [16] Ifti H S, Hermann T, Ewenz Rocher M, Doherty L, Hambidge C, McGilvray M, Vandeperre L 2022 *Exp. Fluids* **63** 102
- [17] Singh K, Udayraj 2022 *Appl. Therm. Eng.* **208** 118224
- [18] Qin Y M, Li X Y, Ren J, Jiang H D 2015 *Int. J. Heat Mass Transfer* **58** 482
- [19] Peter J M F, Kloker M J 2022 *Phys. Fluids* **34** 025125
- [20] Zhao X H, Yi S H, Mi Q, Ding H L, Niu H B 2022 *Aerosp. Sci. Technol.* **123** 107457
- [21] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, Cheng Z 2009 *Sci. China, Ser. E: Technol. Sci.* **52** 3640
- [22] Zheng W P, Yi S H, Niu H B, Huo J J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 244702 (in Chinese) [郑文鹏, 易仕和, 牛海波, 霍俊杰 2021 物理学报 **70** 244702]
- [23] Niu H B, Yi S H, Liu X L, Huo J J, Gang D D 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 134701 (in Chinese) [牛海波, 易仕和, 刘小林, 霍俊杰, 冈敦殿 2021 物理学报 **70** 134701]
- [24] 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, 陆小革 2018 物理学报 **67** 214701]

- [25] 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]
- [26] Tichenor N R, Humble R A, Bowersox R D W 2013 *J. Fluid Mech.* **722** 187
- [27] Wang Q C, Wang Z G 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 114102
- [28] Zhang Z, Yi S, Liu X L, Hu Y F, Chen S K 2024 *Phys. Fluids* **36** 036127
- [29] Bradshaw P 2006 *J. Fluid Mech.* **52** 113
- [30] Bradshaw P 1974 *J. Fluid Mech.* **63** 449

Flow evolution of mixed layer on convex curvature wall under hypersonic conditions*

Zhang Zhen Yi Shi-He[†] Liu Xiao-Lin[‡] Chen Shi-Kang Zhang Zhen

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

(Received 18 January 2024; revised manuscript received 12 March 2024)

Abstract

With the continuous upgrading of hypersonic vehicles, a new requirement for designing imaging window i.e. conformal window for improving aerodynamic characteristics, is put forward, in which the supersonic cooling film and optical window are required to maintain the same curvature shape as the aircraft body. In this work, the mixed-layer flow evolution on a convex wall (CV) is investigated. A nanoparticle-based planar laser scattering technique is used to design the flow field structure of the mixed layer in $Ma = 6$ hypersonic static wind tunnel, and the location of the mixed-layer instability is studied by combing fractal dimension. The results of pressure, and impulse of compression (I_p) evolution along the flow direction are obtained by numerical simulation, showing that the total incoming pressure (P_0) has a significant effect on the flow evolution of the mixed layer: as P_0 increases, the ratio of static pressure (RSP) decreases, that the position of the mixed-layer instability is delayed, and that the flow velocity of the typical vortex structure increases. The favorable gradient existing at the CV wall leads the pressure to drop along the flow direction, and the pressure is enhanced when the supersonic air film along the tangential direction of the wall is under the operating condition. However, as P_0 increases, the RSP decreases, and the lifting effect of the pressure on the CV decreases. The flow field is affected by the expansion effect of the CV, and I_p decreases along the flow direction. The supersonic air film can weaken the expansion effect on the CV and thus suppressing the decrease of I_p . The change rate of I_p (ΔI_p) is significantly affected by P_0 , in a range of bending impulse $|I_\phi| = 0.191\text{--}3.62$, ΔI_p decreases from 178.67% to 12.02% when $P_0 = 0.5$ MPa, and ΔI_p decreases from 40.38% to 5.64% when $P_0 = 1.0$ MPa. ΔI_p decreases as $|I_\phi|$ increases, but the decrease becomes less as P_0 increases. The results reveal the flow evolution law of hypersonic mixed layer under the influence of convex curvature, and provide a certain reference for designing the shape of hypersonic vehicle to achieve aerodynamic drag reduction and thermal protection characteristics.

Keywords: hypersonic, mixed layer, fractal dimension, impulse of compression

PACS: 47.40.Ki, 47.27.wj, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.73.20240128

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 92271203).

[†] Corresponding author. E-mail: yishihe@nudt.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: liuxiaolin09@nudt.edu.cn



高超声速条件下凸曲率壁面混合层的流动演化

张震 易仕和 刘小林 陈世康 张臻

Flow evolution of mixed layer on convex curvature wall under hypersonic conditions

Zhang Zhen Yi Shi-He Liu Xiao-Lin Chen Shi-Kang Zhang Zhen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 104701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240128

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240128>

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4 : 1椭圆锥横流不稳定性实验研究

Experimental research on crossflow instability for a hypersonic 4 : 1 elliptic cone

物理学报. 2021, 70(24): 244702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210807>

横向矩形微槽抑制高超声速第二模态扰动波的参数化研究

Parametrization of suppressing hypersonic second-mode waves by transverse rectangular microgrooves

物理学报. 2022, 71(19): 194701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220851>

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>

高超声速类HTV2模型全目标电磁散射特性实验研究

Experimental investigation on all-target electromagnetic scattering characteristics of hypervelocity HTV2-like flight model

物理学报. 2022, 71(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211901>

高超声速模型尾迹电子密度二维分布反演方法

Inversion method of two-dimensional distribution of electron density in hypersonic model wake

物理学报. 2022, 71(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212345>