

引用格式: 童福林, 董思卫, 段俊亦, 等. 激波/湍流边界层干扰分离泡直接数值模拟[J]. 航空学报, 2022, 43(7): 125437. TONG F L, DONG S W, DUAN J Y, et al. Direct numerical simulation of separation bubble in shock wave/turbulent boundary layer interaction[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2022, 43(7): 125437 (in Chinese). doi: 10.7527/S1000-6893.2021.25437

激波/湍流边界层干扰分离泡直接数值模拟

童福林^{1,2,3}, 董思卫^{1,3,*}, 段俊亦^{2,4}, 李新亮^{2,4}

1. 中国空气动力研究与发展中心 空气动力学国家重点实验室, 绵阳 621000
2. 中国科学院 力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190
3. 中国空气动力研究与发展中心 计算空气动力研究所, 绵阳 621000
4. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049

摘要: 采用直接数值模拟(DNS)方法对来流马赫数为 2.25、33.2° 激波角的人射激波/平板湍流边界层干扰分离泡进行了数值研究。在验证了计算结果可靠性的基础上,通过分析比较 3 个不同展向站位分离泡的非定常运动特性、分离微团几何特征和相干结构等,定量考察了三维展向结构差异的影响规律。研究发现,分离泡存在复杂的三维结构,其流向长度明显大于法向高度和展向宽度,整体上沿展向呈现中间高两边低的扁平型单峰结构。分离泡面积脉动预乘功率谱结果表明,分离泡的非定常运动表征为大尺度低频膨胀/收缩过程,其展向三维结构对峰值频率的影响较小,且分离泡两侧略滞后于中间。采用经验模态分解(EMD)方法对分离泡低频膨胀/收缩过程进行了条件统计分析。统计结果表明,膨胀和收缩运动对分离微团几何特征没有实质影响,各展向站位分离微团高度/长度比值的概率峰值出现在 0.1 附近,同时分离微团面积和法向高度近似满足二次方分布。此外,流向速度脉动场的本征正交分解(POD)分析指出,分离泡的非定常运动与低阶模态密切相关,而高阶模态的贡献相对较小。采用前 10 个低阶模态可以准确重构出分离泡的低频膨胀/收缩过程。

关键词: 激波/湍流边界层干扰; 分离泡; 低频膨胀/收缩; 经验模态分解; 本征正交分解

中图分类号: V211.3; O241.3 文献标识码: A 文章编号: 1000-6893(2022)07-125437-15

数十年来,激波与湍流边界层的相互作用一直是工程界和学术界都十分关注的热点问题和基础性问题,至今仍未得到彻底解决。在强激波的诱导作用下,干扰区内会出现大范围的流动分离现象,并形成复杂的波系结构。大量研究表明^[1-2],对于无分离或小分离边界层流动,现有湍流模型往往有较好的预测精度,数值结果与试验测量数据吻合较好。而对于存在大范围分离流的激波/湍流边界层干扰问题,工程上常用的湍流模型往往不能很好地重现干扰区内某些重要的流动

现象,例如多数模型能够较为准确的预测出再压缩过程后的峰值热流和压力,但采用不同湍流模型往往给出了不同的分离区长度和分离过程中的压升结果。因此,进一步深入研究干扰区内分离泡的典型特征非常有助于加深对该问题的理解认识,同时也可湍流模型的改进提供重要的理论依据。

国内外学者针对压缩拐角和平板入射激波这两类经典构型开展了大量的风洞试验和高精度数值模拟研究,特别是在初始分离准则和分离区长

收稿日期: 2021-03-02; 退修日期: 2021-03-22; 录用日期: 2021-03-29; 网络出版时间: 2021-04-03 15:03
网络出版地址: <https://hkxb.buaa.edu.cn/CN/Y2022/V43/I7/125437>
基金项目: 国家自然科学基金(11972356, 91852203); 国家重点研发计划(2019YFA0405300)
* 通信作者. E-mail: dswayb@126.com

度的准确预测方面。Roshko等^[3]通过试验测量数据发现,大尺寸分离区出现的临界角随雷诺数增长具有增大的趋势,而 Settles等^[4]的试验结果进一步证实了,对于完全湍流情况,该临界角与雷诺数无关。Zheltovodov等^[5]在总结归纳大量试验数据和数值模拟结果的基础上,给出了绝热壁条件下考虑了雷诺数、马赫数、拐角角度和边界层厚度影响的分离区长度预测公式。随后,Jaunet等^[6]通过试验还发现壁面加热对分离判据的影响较小。Zhu等^[7]通过直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)研究了壁温对分离泡大小的影响规律,发现随着壁温增加,分离泡变大。他们认为壁温的影响主要体现在对近壁雷诺数的改变上,并由此建立了分离泡大小与壁温的0.85次方成正比的半理论模型。童福林等^[8-10]对入射激波与超声速湍流边界层干扰进行了一系列的DNS研究,分析了强膨胀作用下分离区长度的变化规律,给出了考虑膨胀效应的分离区长度归一化公式。

近些年,分离泡空间结构特征及其非定常运动特性越来越受到重视。Grilli等^[11]采用动态模态分解方法对其大涡模拟数据进行模态分析,利用4个低频模态成功重构了压缩拐角内分离泡的膨胀和收缩。Priebe等^[12]数值研究了24°压缩拐角分离激波低频振荡现象与分离泡的关联性。低滤波结果表明,低频振荡运动与下游分离泡的舒张和收缩运动密切相关。然而,以往研究大多是针对展向平均后的二维流场开展的,并没有考虑分离泡展向三维结构的影响。实际上,现有风洞试验和数值模拟结果都证实,即便是在压缩拐角和平板入射激波这类准二维构型下,分离区内流动仍存在显著的三维特征,如分离流线发散和汇聚^[13]、回流斑块^[14]和类“Owl eye”结构^[15]等。

本文采用DNS方法对入射激波/平板湍流边界层干扰区内分离泡进行数值研究。通过定量比较3个不同展向站位分离泡的典型特征,细致探讨展向三维结构对分离泡非定常运动特性的影响规律,条件统计分析分离泡内瞬态分离微团的几何形态。此外,采用本征正交分解(Proper Orthogonal Decomposition, POD)方法,比较分析各展向站位脉动速度场的差异,同时对分离泡的非定常运动过程进行低维重构。为了便于比较和验

证结果,计算参数的选取与 Dupont等^[16]的试验和 Fang等^[17]的DNS相近。

1 计算设置

控制方程为三维曲线坐标系 (ξ, η, ζ) 守恒型可压缩 Navier-Stokes 方程组:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial(H - H_v)}{\partial \zeta} = 0 \quad (1)$$

式中:守恒变量 Q ,无黏通量 F, G 和 H ,黏性通量 F_v, G_v 和 H_v 的具体表达式见文献[18]。采用自由来流参数以及单位特征长度对方程进行无量纲化,黏性系数的计算采用 Sutherland 公式。DNS 计算时,求解器为课题组自主开发的高精有限差分软件 OpenCFD-SC,该程序已在压缩拐角^[19]、平板入射激波^[20]、超声速膨胀角^[21]等复杂流动中得到广泛应用,可以保证计算结果的准确性和可靠性。黏性项的计算采用 WENO_SYMBO_LMT 格式以及 Steger-Warming 流通量分裂方法,无黏项的计算采用八阶中心差分格式,时间推进采用三阶 Runge-Kutta 方法,详细的数值方法介绍见文献[18, 22]。

图1给出计算模型示意图。模型流向长度 $L_x = 137.6$ mm,法向高度为 $L_y = 12.7$ mm,展向宽度为 $L_z = 4.4$ mm,来流方向为从左往右。如图1所示,计算域入口处层流边界层在壁面吹吸扰动(Blowing and suction)作用下转捩生成非定常湍流边界层,随后在计算域上边界数值生成一道入射斜激波,进而与湍流边界层产生相互作用。这里入射斜激波波角取为 33.2° ,上边界层激波入射点取为 $x_{sh} = 82.2$ mm, x_{is} 为入射激波在壁面上的名义入射点。来流马赫数为 $Ma_\infty = 2.25$,来流静温为 $T_\infty = 169.44$ K,基于单位米的来流雷诺数为 $Re_\infty = 2.5 \times 10^7$ 。图1中: x_{ref} 为上游湍流边界层参考点; δ_i 为层流边界层厚度。

采用代数解析方法生成计算网格,如图2所示(流向间隔10个点,法向间隔5个点)。流向网格点数为 $N_x = 3700$,其中600个网格点分布在上游转捩区($0 \text{ mm} < x < 76.2 \text{ mm}$),流向间距逐步加密;3000个网格点均匀分布在干扰区($76.2 \text{ mm} < x < 127 \text{ mm}$);100个网格点稀疏分布在缓冲区($x > 127 \text{ mm}$)。法向网格点数为 $N_y = 300$,通过

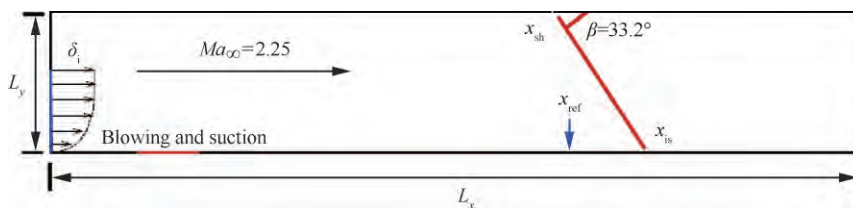


图1 计算模型示意图

Fig. 1 Computational model

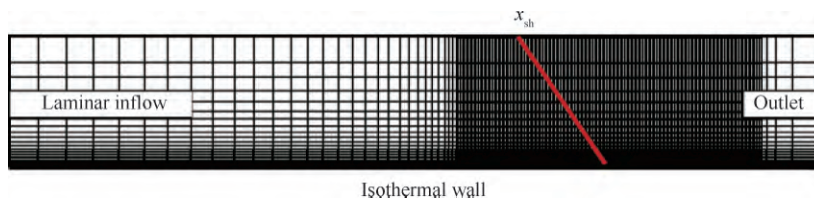


图2 计算网格示意图

Fig. 2 Computational grid

双曲正切函数沿法向往近壁区进行了加密处理,确保边界层内分布 195 个网格点。展向网格点数为 $N_z = 250$,沿展向均匀分布。以图 1 中的上游湍流边界层参考点 $x_{ref} = 94$ mm 处壁面量为参考,干扰区内流向和展向网格尺度为 $\Delta x^+ = 5.6$ 和 $\Delta z^+ = 6.6$,壁面和边界层外缘的法向网格尺度分别为 $\Delta y_w^+ = 0.66$ 和 $\Delta y_e^+ = 11.3$ 。

具体边界条件如下:首先,在计算域入口取为相同来流条件下的层流解,层流边界层厚度为 $\delta_i = 0.6$ mm。计算域出口采用超声速出口条件及缓冲区。计算域上边界采用简单无反射边界条件,同时在激波入射点 x_{sh} 前后分别设置为自由来流参数和按照 Rankine-Hugoniot 关系式给出波后参数。计算域下边界采用无滑移等温壁条件,壁温为 $T_w = 321.9$ K,吹吸扰动带的起始位置分别 $x_a = 7.62$ mm 和 $x_b = 20.32$ mm,多频扰动波的分布函数和扰动形式与 Fang 等^[17] 的 DNS 完全一致。由于本文转捩区相对较短,为了匹配上游参考点处湍流边界层参数(见表 1 中边界层厚度雷诺数 Re_δ 、位移厚度雷诺数 Re_{δ^*} 和动量厚度雷诺数 Re_θ),扰动幅值和扰动基频取为 $\Psi = 0.2$ 和 $\omega = 0.628U_\infty/\delta$ 。在本文分析讨论中, U_∞ 为来流速度, δ 为参考点 x_{ref} 处的边界层厚度; u, v, w 分别对应流向 x 、法向 y 、展向 z 上的速度。

表 1 参考点 x_{ref} 处湍流边界层参数Table 1 Turbulent boundary layer parameters at reference station x_{ref}

参数	Ma_∞	Re_δ	Re_{δ^*}	Re_θ
本文 DNS	2.25	51 087	11 840	3 567
文献[17]	2.25	51 468	12 216	3 700

2 结果验证

在流场达到统计定常后(约两个无量纲时间 L_x/U_∞),对三维瞬态流场开始进行统计取样,共获得 600 个流场样本,统计时间为 $T_0 U_\infty/\delta = 750$ (T_0 为采用时间)。

图 3 给出了上游层流边界层的转捩过程,这里采用物面法向距离渲染的瞬态密度梯度等值面云图显示。在壁面吹吸扰动作用下,层流边界层间歇性显著增强,同时边界层外层出现了大尺度湍流凸块(Bulges)。图 4 给出了参考点 x_{ref} 处的平均速度剖面 and 雷诺应力 R_{ij} 分布情况。本文中平均指的是时间和展向平均。可以看到,计算结果与 Bookey 等^[15] 的试验数据以及 Fang 等^[17] 的 DNS 结果吻合良好。从图 4(b)中还可以看到,雷诺正应力峰值出现在近壁区 $y^+ = 13$ 处,这与 Pirozzoli 等^[23] 的研究结果也较为一致。

图 5 还给出了干扰区内无量纲化平均物面压力 $P^* = (P_w - P_\infty)/(P_1 - P_\infty)$ 的分布情况,其

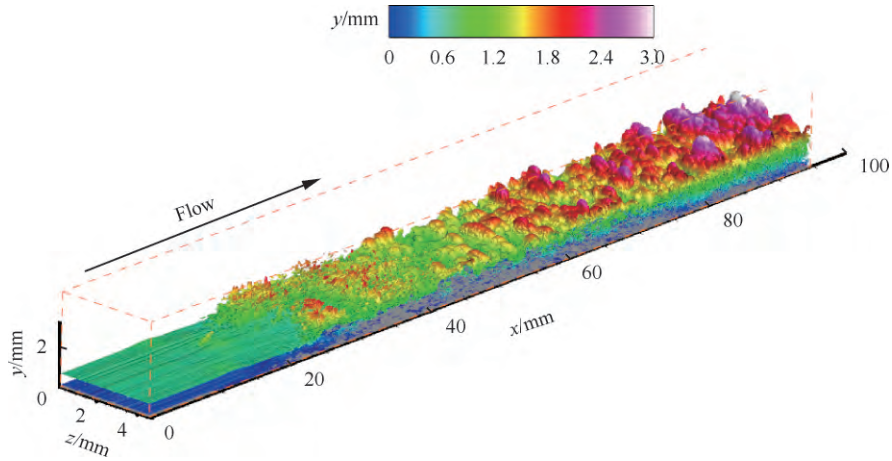
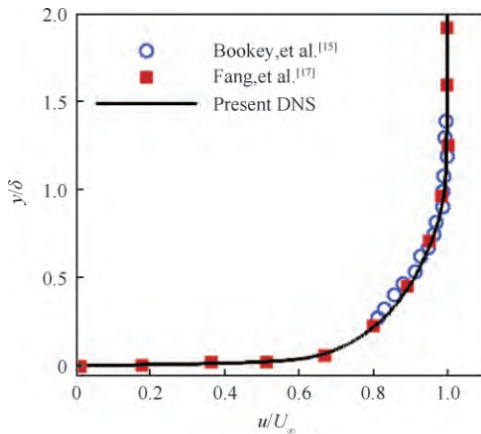
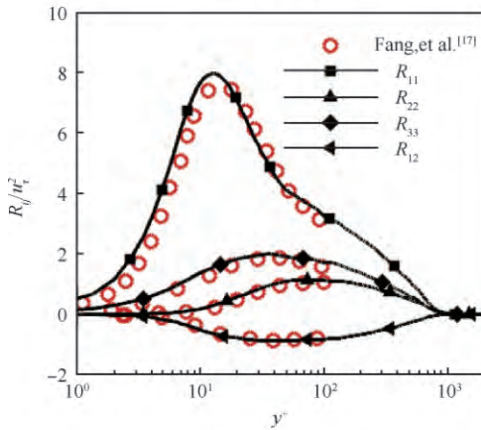


图3 上游边界层转换过程瞬态密度云图

Fig. 3 Instantaneous density gradient in upstream transitional boundary layer



(a) 平均速度剖面



(b) 雷诺应力分布 R_{ij}

图4 参考点 x_{ref} 处湍流统计特征

Fig. 4 Turbulence statistics at reference station x_{ref}

中 P_w 和 P_∞ 分别为物面压力和来流压力; P_1 为入射激波波后压力值。与 Fang 等^[17] 相同, 图中流向坐标 $x^* = (x - x_r) / \delta$, 其中 x_r 为 $P_w =$

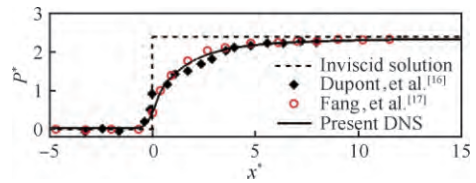


图5 物面压力分布

Fig. 5 Wall pressure distribution

$(P_1 + P_\infty) / 2$ 对应的流向位置。在强激波的干扰作用下, 物面压力急剧升高, 随后在干扰区下游逐步逼近于无黏解。计算得到的压力分布与 Dupont 等^[16] 的试验结果和 Fang 等^[17] 的 DNS 结果均符合较好, 进一步证实了本文计算结果的可靠性。

3 平均结构

图6为干扰区内时间平均分离泡云图, 这里采用速度等值面 $u = 0$ 进行显示。图中: S_1 和 S_2 代表平均分离点, R_1 和 R_2 代表平均再附点。图7为物面平均摩阻 C_f 分布及不同展向站位 xOy 截面内分离泡高度 h 的比较情况。这里沿展向分别取了3个站位: $Z_1 = 0.7\delta$, $Z_2 = 1.1\delta$ 和 $Z_3 = 1.75\delta$, 其中站位 Z_2 对应为展向中截面。各站位截面内分离泡高度通过速度等值线 $u = 0$ 的法向位置来确定。

从总体构型来看, 分离泡呈现复杂的三维结构特征, 其流向尺度明显大于其他两个方向, 特别是在法向, 其峰值高度仅约为 0.12δ , 说明分离泡整体形态以扁平型为主。同时, 以摩阻曲线的过零点来确定分离区流向范围, 可以看到, 分离泡在

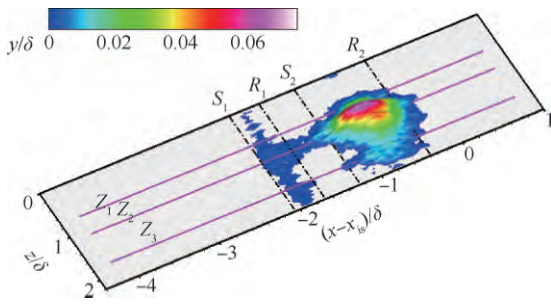


图6 时间平均分离泡高度云图
Fig. 6 Contour of mean separation bubble height

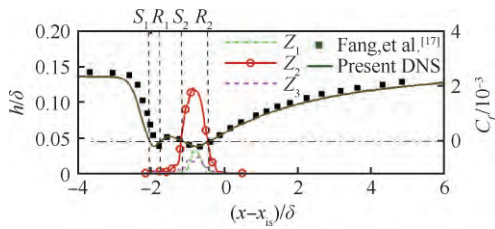


图7 平均摩阻及不同展向截面内分离泡高度分布
Fig. 7 Distribution of mean skin-friction and separation bubble height in xOy plane at different spanwise locations

流向上可以划分为两个区域:次分离泡(Second Bubble, SB),位于 S_1-R_1 区间;主分离泡(First Bubble, FB),位于 S_2-R_2 区间。可以看到,尽管次分离泡的展向范围略大于主分离泡,但其流向长度和法向高度则明显小于主分离泡,以站位 Z_2 为例,前者分别约为后者的 42%和 3%。从图 7 中还可以看到,主分离泡法向高度在展向也存在较大的差异,站位 Z_1 和 Z_3 的峰值高度约为站位 Z_2 的 25%和 19%,这说明主分离泡沿展向呈现中间高两边低的山峰型结构。

4 非定常特性

图 8 给出了站位 Z_2 截面内不同时刻的瞬态流向速度云图,图中黑色箭头为速度矢量方向,白色实线为时间平均分离泡的高度。可见,在湍流的强间歇作用下,瞬态分离泡分布极为不规则,在下游再附区内仍存在一定的出现概率。值得特别关注的是,不同时刻下分离泡面积变化非常剧烈。以流向速度 $u < 0$ 区域的面积和为表征(图中深蓝色区域),在 $tU_\infty/\delta = 100$ 时,瞬态分离泡远大于平均分离泡,其峰值高度约为 0.3δ ;而在 $tU_\infty/\delta = 300$ 时,其面积又急剧减小,此时分离泡以小

尺度多块结构随机分布为主。这表明分离泡具有较强的非定常特性,对应为分离泡的膨胀和收缩过程,这与 Priebe 等^[12]在压缩拐角流动中的研究结论较为类似。

为了定量描述分离泡的膨胀/收缩过程,这里对 3 个展向站位的瞬态分离泡进行了高频采样,总采样时间跨度为 $tU_\infty/\delta = 442$,约为 6 个无量纲时间(L_x/U_∞)。图 9 分别给出了各站位分离泡面积 A 的时间序列,其中黑色虚线表示时间平均值。采样时,还进一步将瞬态分离泡按照图 6 中的定义区分为主分离泡和次分离泡分别进行统计。

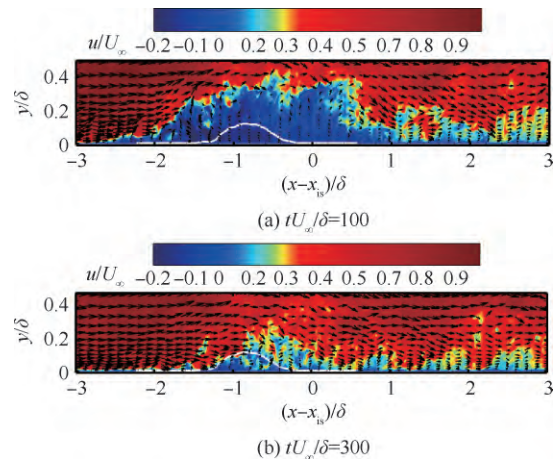


图8 不同时刻展向中截面瞬态流向速度云图
Fig. 8 Contours of instantaneous streamwise velocity in spanwise mid-plane

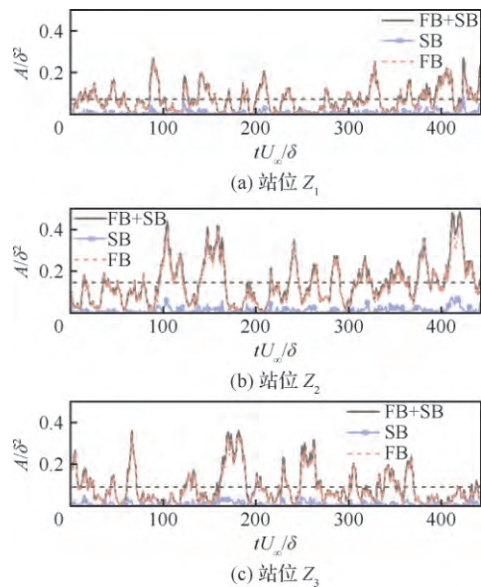


图9 分离泡面积时间序列
Fig. 9 Time series of separation bubble areas

图中蓝色曲线对应为次分离泡,红色曲线为主分离泡,黑色曲线则代表未区分时得到的结果。

从图 9 中可以清楚看到,相较于主分离泡,次分离泡的瞬时面积非常小,其整体贡献可以忽略不计。这主要是由于尽管次分离泡在流向上具有一定的范围,但是其法向高度非常低,因而导致其占比非常小。而从主分离泡来看,各展向站位处主分离泡的瞬时面积差异较大,但各时间序列与未区分时的统计结果均吻合较好,这也证实了主分离泡在干扰区流动分离现象中占主导作用。因此,在本文后续的分析中主要以主分离泡为研究对象。

图 10 给出了各站位分离泡面积预乘功率谱的比较情况。图中:PSD 为功率谱密度, f 为频率, St 为 Strouhal 数,定义为 $St = f\delta/U_\infty$ 。以往研究表明^[24],干扰区分离激波的低频振荡运动时间尺度约为 $10\delta/U_\infty \sim 100\delta/U_\infty$ 。从本文计算结果来看,各站位处分离泡的特征频率也基本符合这一规律。可以看到,站位 Z_2 和 Z_3 的预乘功率谱较为接近,主要以双峰结构为主,峰值频率分别约为 $St = 0.02$ 和 $St = 0.04$,而站位 Z_1 处则以单峰特征为主,峰值频率出现在 $St = 0.04$ 处,这很可能是由于其分离区尺度相对较小的缘故。结果表明,干扰区分离泡的非定常特性表征为低频膨胀/收缩过程,不同展向站位之间的峰值频率略有差异。

为了进一步给出各站位之间膨胀/收缩过程的相关程度,图 11 还分别给出了站位 Z_2 分离泡面积与站位 Z_1 和 Z_3 分离泡面积的互相关系数 C_{AA} 。从图 11(a)中可以看到,站位 Z_2 与站位 Z_1

存在正的强相关性,两者之间时间延迟约为 $\tau = -11\delta/U_\infty$,而图 11(b)的结果表明,站位 Z_2 与站位 Z_3 之间则为负相关,延迟时间约为 $\tau = -3\delta/U_\infty$ 。显然,站位 Z_1 分离泡的膨胀收缩过程明显滞后于站位 Z_2 和 Z_3 。

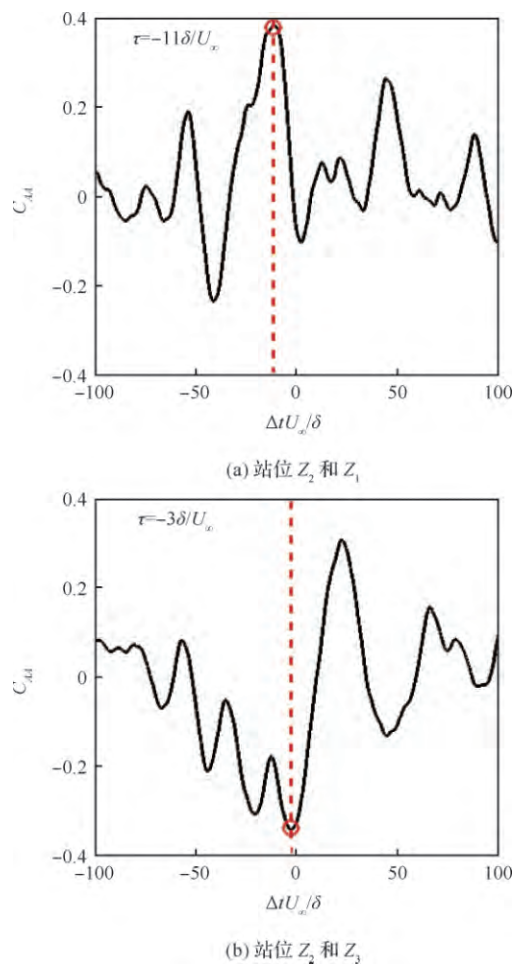


图 11 分离泡面积互相关系数

Fig. 11 Cross-correlation coefficient between separation bubble areas

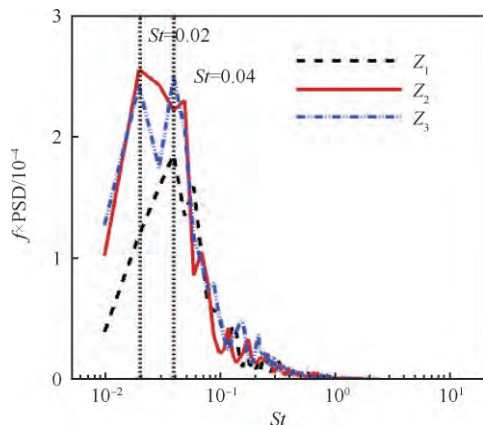


图 10 分离泡面积预乘功率谱

Fig. 10 Pre-multiplied power spectral density for separation bubble areas

5 条件统计分析

Waindim 等^[25]采用经验模态分解(Empirical Mode Decomposition, EMD)对分离激波瞬时位置进行了条件分析,研究了分离泡收缩(激波往上游运动)和分离泡膨胀(激波往下游运动)的两者情况下的流场结构特征。与 Waindim 等^[25]的不同之处在于,本节采用 EMD 方法直接对分离泡面积的时间序列进行分解,条件统计分析低频膨胀/收缩过程中分离泡瞬态几何特征。

首先,通过 EMD 方法,将原始分离泡脉动信号自适应分解为一系列具有不同特征时间尺度的本征模态函数(Intrinsic Mode Function, IMF)。随后,选取特定的本征模态函数对分离泡的低频膨胀/收缩过程进行了重构,并据此分别对膨胀和收缩两个特定过程中的分离泡瞬态结构进行提取和统计。EMD 方法的求解过程如下:

1) 获得分离泡面积脉动原始时间序列 $A_f(t)$ 的所有局部极大值 $A_{f,max}(t)$ 和极小值 $A_{f,min}(t)$ 。

2) 采用三次样条差值方法,依据局部极值的位置,分别构建原始信号的上包络线 $A_{f,up}(t)$ 和下包络落线 $A_{f,low}(t)$ 。

3) 从原始型号 $A_f(t)$ 中减去上下包络线的均

值 $M_f(t) = 0.5(A_{f,up}(t) + A_{f,low}(t))$,判断剩余部分 $H(t) = A_f(t) - M_f(t)$ 是否满足本征模态函数的条件。如不满足则将其代替 $A_f(t)$ 后再重复步骤 1)~步骤 3),直至 $H(t)$ 满足本征模态函数的条件,并将其记为分离泡面积脉动原始时间序列的第一个 IMF 分量(IMF₁),依次类推,最后将 $A_f(t)$ 可分解为若干个本征模态函数和残余项。更为详细的经验模态分解方法介绍可参见文献[26]。

EMD 方法具有良好的自适应频率分辨率,无需人为给定滤波阈值。图 12 分别给出了采用 EMD 方法对站点 Z_2 处分离泡面积脉动进行分解后得到 9 个本征模态函数(IMF₁~IMF₉)。可以清楚看到,不同的 IMF 都有着特定的频段,且

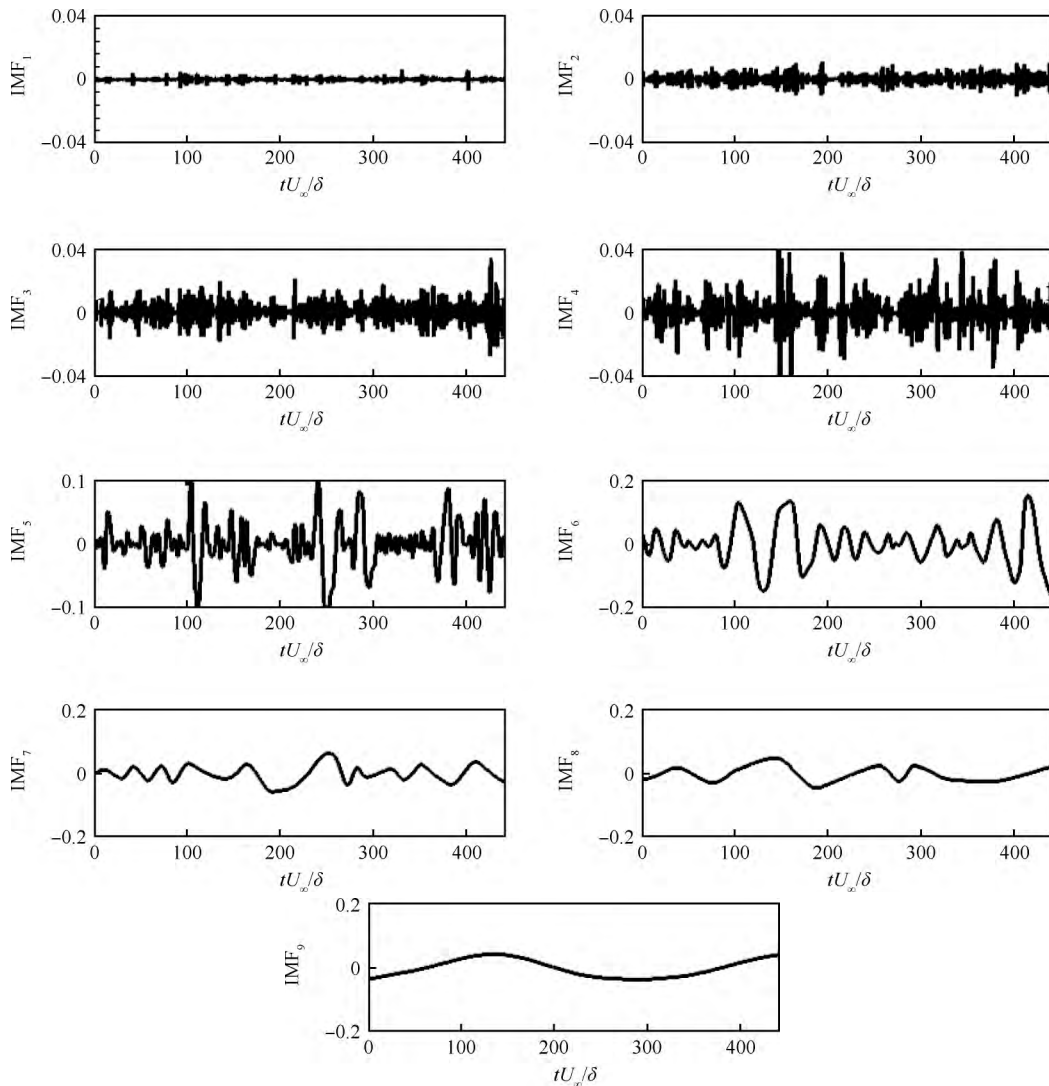


图 12 站点 Z_2 分离泡面积本征模态函数

Fig. 12 IMFs of separation bubble areas at station Z_2

每个 IMF 包含的频率成分和频宽都是各不相同的,但整体来看,IMF₁~IMF₉ 对应为从高频到低频的排列,同时脉动幅值呈现增大的趋势。

图 13 分别给出了 IMF₁~IMF₉ 对应的预乘功率谱。可见,IMF₁~IMF₉ 的峰值频率由 $St \approx 4$ 逐渐减小到 $St \approx 0.01$,与之前图 10 中的研究结果较为符合,这也证实了 EMD 方法得到的本征模态函数是准确可靠的。从定量比较来看,IMF₁~IMF₄ 的主频基本维持在 $0.1 < St < 10$ 范围内,这里将其定义为高频模态,而 IMF₅~IMF₉ 的能量主要集中在 $St < 0.1$ 区间,因而定义为低频模态。图 14 还给出了低频模态和低频模态重构信号的预乘功率谱,低频重构信号为 $A_{f,L}(t) = IMF_5(t) + IMF_6(t) + IMF_7(t) + IMF_8(t) + IMF_9(t)$,高频重构信号为 $A_{f,H}(t) = A_f(t) - A_{f,L}(t)$ 。如图 14 所示,低频重构信号的预乘功率谱在 $St < 0.1$ 区间内基本与原始信号完全重合,而高频重构信号在 $St > 0.3$ 的范围内则与原始信号吻合较好,这说明基于 IMF₅~IMF₉ 的低频重构信号能够准确表征分离泡的低频非定常运动过程。

在低频重构出分离泡脉动信号后,采用式(12)分别确定分离泡的膨胀(Dilation)和收缩(Contraction)运动:

$$\begin{cases} \frac{dA_{f,L}(t)}{dt} \leq 0 & \text{Contraction} \\ \frac{dA_{f,L}(t)}{dt} > 0 & \text{Dilation} \end{cases} \quad (2)$$

图 15 给出了站位 Z_2 处分离泡脉动的低频重构信号以及提取得到的膨胀(红色曲线)和收缩

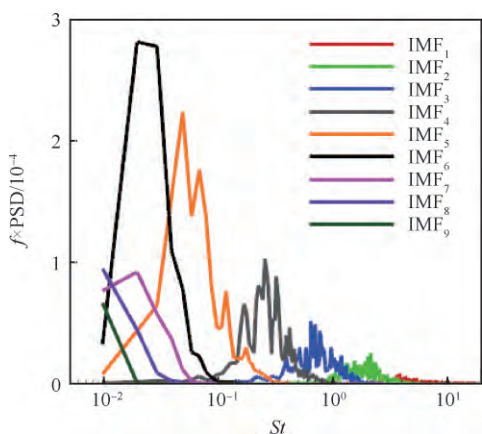


图 13 本征模态函数预乘功率谱

Fig. 13 Pre-multiplied power spectral density for IMFs

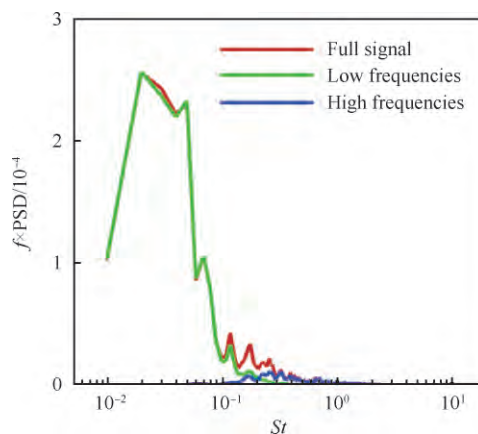


图 14 分离泡面积脉动低频和高频成分预乘功率谱

Fig. 14 Pre-multiplied power spectral density for low and high-frequency of separation bubble area fluctuations

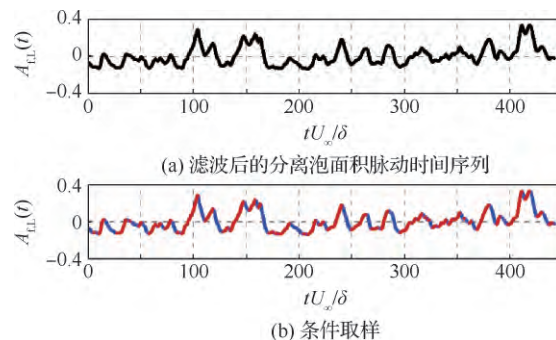


图 15 站位 Z_2 分离泡面积脉动条件取样分析(红:膨胀;蓝:收缩)

Fig. 15 Conditional analysis of separation bubble area fluctuations at station Z_2 (red: dilation; blue: contraction)

(蓝色曲线)运动。可见,瞬态膨胀和收缩运动的时间尺度差异显著。例如,在 $tU_\infty/\delta = 100$,此时膨胀运动对应的时间跨度约 $14\delta/U_\infty$,而随后的收缩运动则只持续了 $4\delta/U_\infty$,这说明此时分离泡的非定常运动以长时膨胀为主。而在 $tU_\infty/\delta = 420$,收缩运动的时间尺度明显大于前后时刻的膨胀运动,因而长时收缩运动占主导。总体来看,由于分离泡脉动处于统计定常态,因而膨胀和收缩运动在总时间上的占比基本一致。

为了进一步考察低频膨胀和收缩运动中瞬时分离泡几何结构的差异,提取了 3 个站位处的瞬时分离微团,并分别统计了膨胀和收缩运动中瞬时分离微团的长度 L_x 、高度 L_y 和面积 A 。具体

提取过程如图 16(a)所示,这里分离微团定义为 $u < 0$ 的瞬时连通区域,其长度和高度分别取为流向和法向最大跨度,分离微团面积则取为蓝色阴影区域面积,如图 16(b)所示。图 17 给出了各站位分离微团高度/长度比(L_y/L_x)的概率密

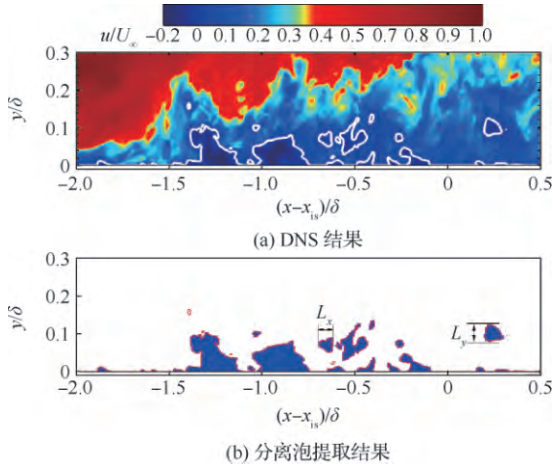


图 16 分离微团瞬态云图

Fig. 16 Contour of instantaneous separation micro-clusters

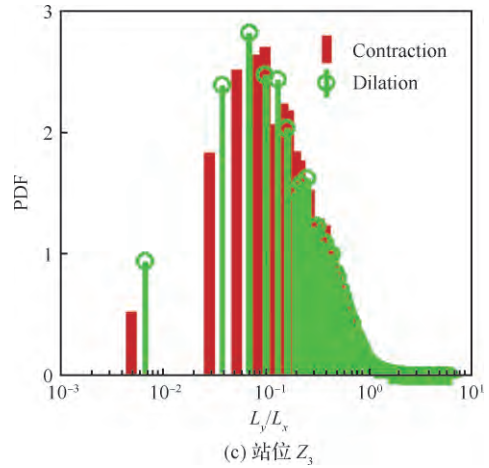
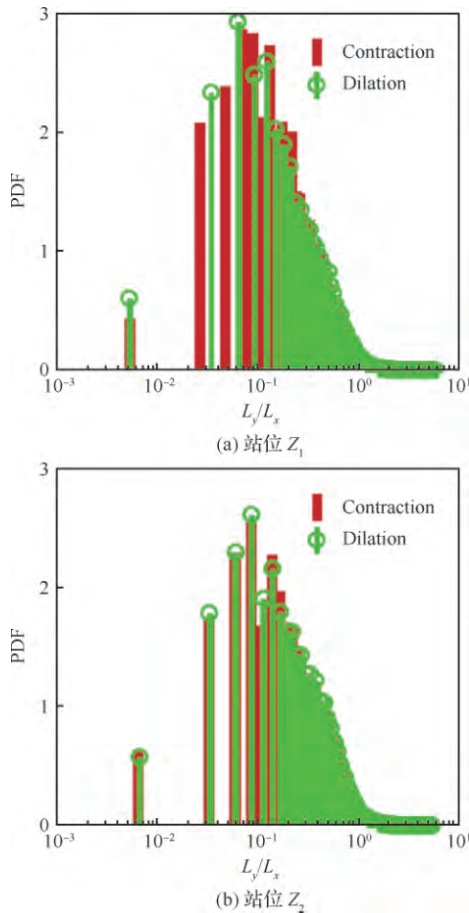
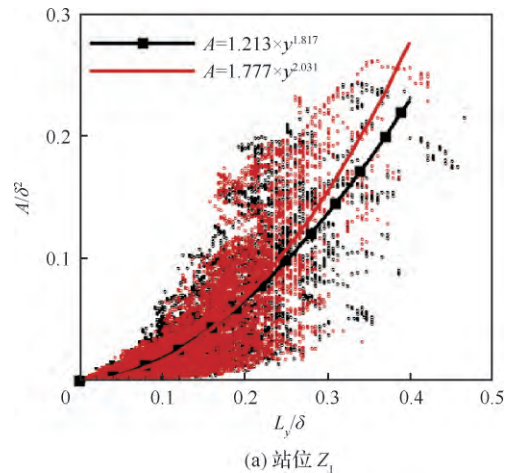


图 17 分离微团高度/长度比概率密度分布函数

Fig. 17 Probability density function of aspect-ratio for separation micro-clusters

度函数。图 18 给出了分离微团面积 A 和高度 L_y 的散点分布图。研究发现,尽管这些瞬态分离微团几何结构极其不规则,同时结构尺度也差异较大,但其统计结构仍具有一定的相似性。一方面,从图 17 中可以清楚看到,各站位膨胀和收缩运动的概率密度函数分布规律基本类似,峰值概率都出现在 $L_y/L_x \approx 0.1$ 附近,这说明分离微团几何结构以流向尺度主要表征,其流向长度相对于法向高度大一个数量级。另一方面,如图 18 所示,膨胀和收缩运动对分离微团散点图的影响相对较小,特别是在小尺度微团情况下。此外,不同站位下微团面积和法向高度的相互关系均基本符合 $A = CL_y^B$,膨胀和收缩的影响主要体现在常数 C 和 B 的量值略有不同,这里 $B = 1.8 \sim 2.2$, $C = 1.2 \sim 2.8$ 。



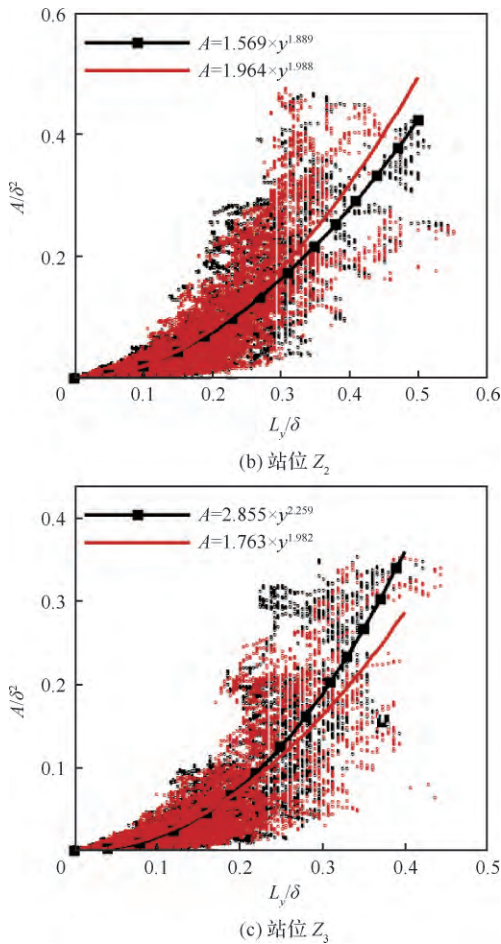


图 18 分离微团面积和高度的散点图(黑色:压缩;红色:膨胀)

Fig. 18 Scatter plots of separation micro-clusters area and height(black; contraction; red; dilation)

6 本征正交分解

为了进一步揭示分离泡非定常运动中的典型相干结构,采用 POD 方法对瞬态流向速度场进行了分析。在笔者前期的研究^[8-9]中,通过对展向平均后的非定常流场进行低阶近似,得到了分离泡非定常演化过程中能量占优的特征模态。但由于 POD 分析针对的是展向平均场,其结果并不能精确反映出分离泡三维结构差异的影响规律。从本文之前的分析来看,此时分离泡沿展向存在变化剧烈的三维结构(见图 6),因此这里将分别针对 3 个展向站位($Z_1 \sim Z_3$)的流向-法向剖面内非定常流向速度场开展 POD 分析。样本总数为 4 425,采样区间为 $-3 < (x - x_{is})/\delta < 0.6$ 和 $0 < y/\delta < 0.4$ 。采样时间取为 $0.1\delta/U_\infty$,对应的

可分辨 St 范围为 $0.009 < St < 5$ 。流向-法向剖面内非定常流向速度场 $u(x, y, t)$ 的具体分解过程如下^[27]:

$$u(x, y, t) = \overline{u(x, y, t)} + \sum_{k=1}^{k=N_t} a_k(t)\phi_k(x, y) \quad (3)$$

式中: $\overline{u(x, y, t)}$ 为时间平均结果; $\phi_k(x, y)$ 和 $a_k(t)$ 分别为第 k 个 POD 模态和随时间变化的模态系数; N_t 为模态总数。通常采用模态特征值的大小对 POD 模态进行降序排列。更为详细的 POD 方法介绍可见文献^[27]。

图 19 给出了不同站位归一化后的 POD 模态能量和累积能量的比较情况。这里第 k 个模态的归一化能量定义为: $E_k = \lambda_k / \sum \lambda_m$, 其中 λ_k 为第 k 个模态的特征值。从图 19(a)中可以看到,模态能量随着模态阶数的增加而急剧降低, $k > 100$ 时,模态能量下降了约两个数量级,其能量衰减率

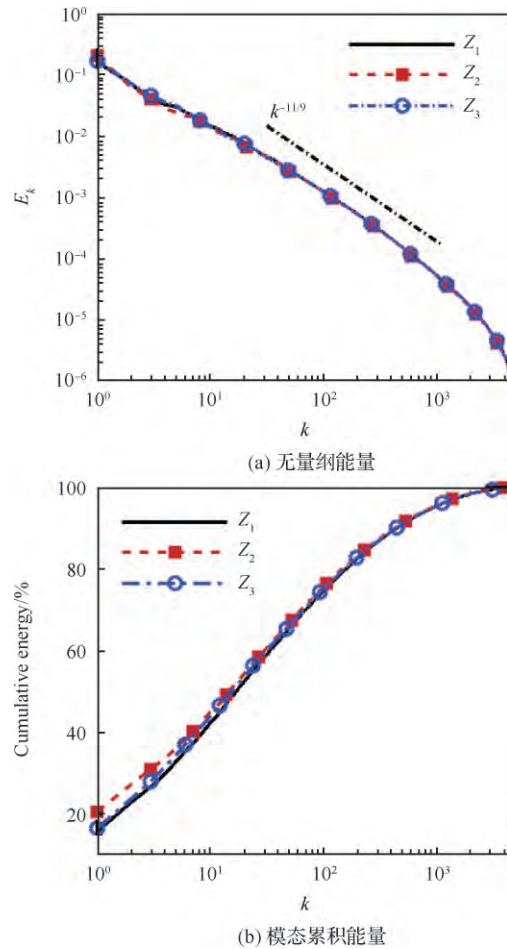


图 19 模态能量分布

Fig. 19 Mode energy distributions

基本符合 $k^{-11/9}$ 律,这与 Mustafa 等^[28]的研究结果是一致的。不同站位能量分布曲线也基本重合,低阶模态能量略有差异。以第 1 阶模态为例(能量贡献最大,下文简称主能量模态),站位 Z_2 处主能量模态的能量占比约为 20.8%,略高于站位 Z_1 和站位 Z_3 处的 15.6%和 16.4%。从图 19 (b)中累积能量分布还可以看到,站位 $Z_1 \sim Z_3$ 的前 10 阶模态能量占比分别约为 42.1%、44.9%和 43.9%,这说明相较于高阶模态,低阶模态的贡献明显占优。

为了考察 POD 模态的非定常特性,图 20 分别给出了不同站位模态系数的预乘功率谱。可见,各站位的结果基本类似,随着模态阶数增加,占优频率从低频区往高频区快速移动。对于 $k < 10$ 的低阶模态,其峰值频率主要集中在 $0.01 < St < 0.1$ 范围内,这与图 10 中分离泡脉动的特征频率较为接近;而对于 $k > 100$ 的高阶模态,其能谱则以 $St > 1$ 的高频特征为主,低频区内则没有明显的脉动能量。图 21 还给出了各模态时间系数 $a_k(t)$ 与分离泡面积 $A(t)$ 的相关系数。这里相关系数定义为

$$R = \frac{\sum_{t=1}^{N_t} (a_k(t) - \overline{a_k(t)}) \cdot (A(t) - \overline{A(t)})}{\sqrt{\sum_{t=1}^{N_t} (a_k(t) - \overline{a_k(t)})^2 \cdot \sum_{t=1}^{N_t} (A(t) - \overline{A(t)})^2}} \quad (4)$$

由式(4)可以看到,各站位主能量模态与分离泡面积脉动强相关,站位 Z_1 处为正相关 $R = 0.76$,站位 Z_2 和 Z_3 处为负相关 $R = -0.89$ 和 $R = -0.91$ 。对于 $k < 10$ 时,尽管相关系数急剧衰减,但两者之间仍存在着弱相关。然而,高阶模态与分离泡面积脉动的相关性系数则基本维持在零附近。研究表明,分离泡的低频膨胀/收缩运动与低阶模态($k < 10$)密切相关,特别是主能量模态。

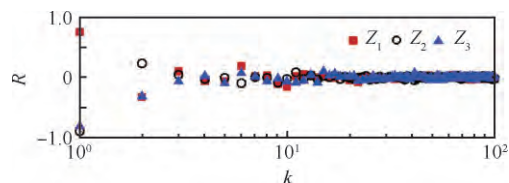


图 21 模态时间系数与分离泡面积相关系数

Fig. 21 Correlation between time coefficient and separation bubble area

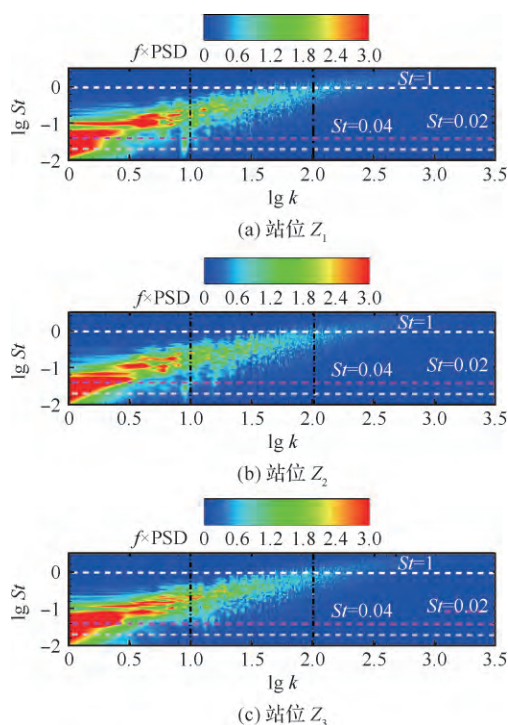


图 20 模态时间系数预乘谱云图

Fig. 20 Contours of pre-multiplied spectra for time coefficient of POD modes

图 22 给出模态 1 和模态 100 的空间分布情况。图中黑色虚线为时间平均声速线,粉色实线为分离泡外边界。从定性比较来看,尽管分离泡在展向存在复杂的三维结构,其流向和法向尺度差异显著,但各站位主能量模态的空间结构基本一致,分离泡展向三维结构的影响可以忽略不计。如图 22 所示,站位 $Z_1 \sim Z_3$ 主能量模态均对应为大尺度含能结构,模态能量集中在声速线下方和分离泡上方的狭长区域,而在上游湍流边界层和分离泡内并没有出现明显的大尺度含能结构。研究表明,主能量模态与分离泡上方剪切层密切相关,特别是其脚部区域,这与前人在平板入射激波中的研究结论^[29]是较为类似。造成这一现象的主要原因很可能是分离泡上方的剪切层仍以准二维结构特征为主,见图 22(a)~图 22(c)中声速线的位置。高阶模态的空间则与主能量模态完全不同,对应为含能较低的小尺度正负交替结构,表征了分离泡的高频脉动过程。

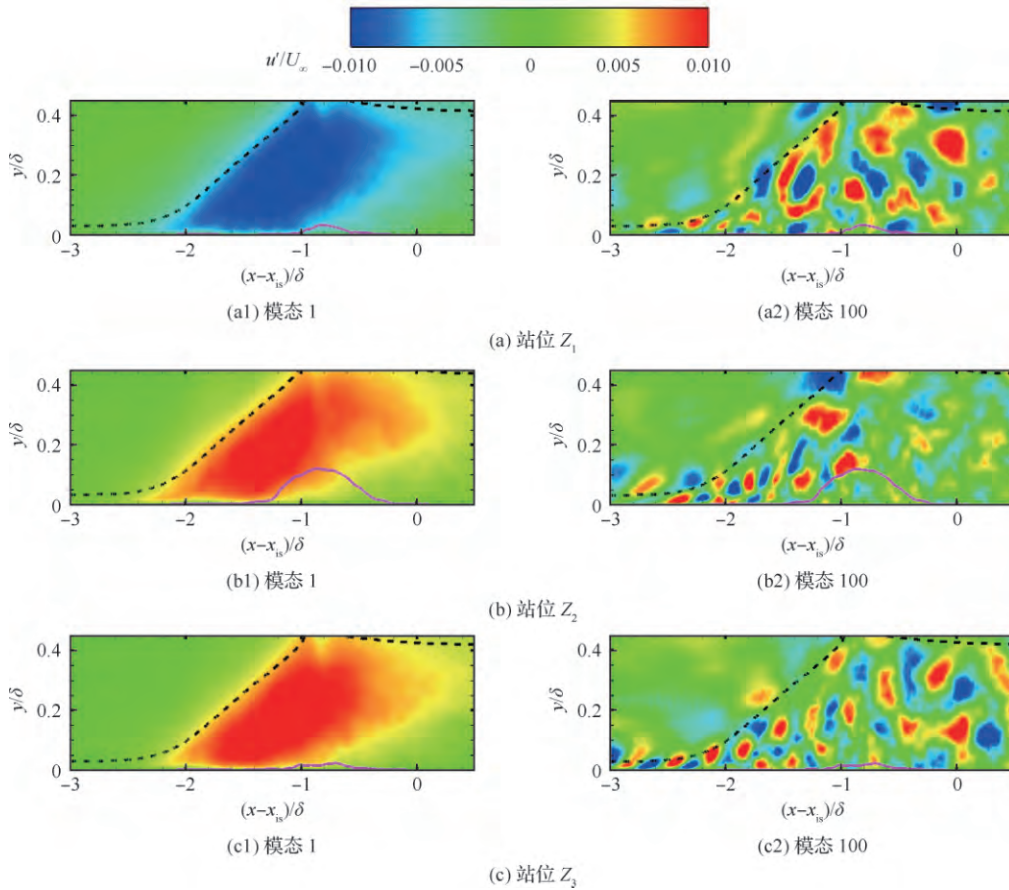


图 22 POD 模态空间分布

Fig. 22 Spatial distribution of POD modes

本文研究结果也进一步支持了激波湍流边界层干扰低频振荡现象的下游机制。对于上游机制,大量学者认为低频振荡现象来源于上游湍流边界层速度型^[30]、压力脉动^[31]、拟序结构^[32-33]等因素,而下游机制则认为其诱因来源于下游干扰区内,如分离泡^[11-12]、剪切层^[34]等下游因素。从计算结果来看,低阶模态与分离泡的低频膨胀/收缩运动存在较强关联(见图 21),同时低阶模态含能结构集中出现在分离泡上方的剪切层,而非上游湍流边界层内。为了定量考察低阶模态和分离泡低频膨胀和收缩的内在关联,这里采用前 10 个 POD 低阶模态对各站位的非常脉动速度场进行了重构,具体过程为

$$u'(x, y, t) = \sum_{k=1}^{k=10} a_k(t) \phi_k(x, y) \quad (5)$$

图 23 分别给出了重构得到的站点 $Z_1 \sim Z_3$ 分离泡面积时间序列,为了便于比较,这里采用分离

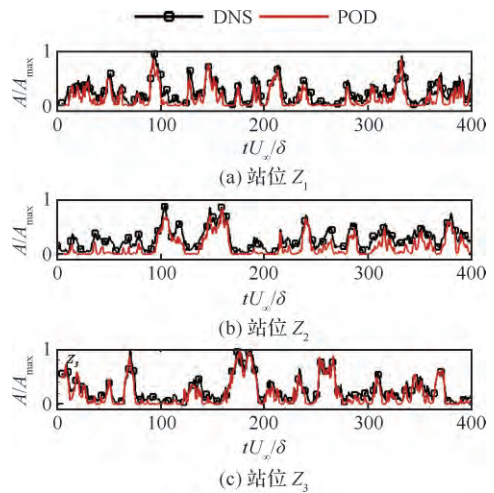


图 23 前 10 阶模态重构的分离泡面积时间序列

Fig. 23 Time series of separation bubble areas reconstructed from POD modes 1 to 10

泡瞬时面积的最大值 A_{\max} 进行了归一化处理。显然,重构信号准确捕捉到了原始分离泡的低频膨

胀/收缩过程,两者的差异主要体现在局部高频脉动方面,这是由于前 10 阶低频模态峰值频率主要集中在低频区,因而其高频区能量的贡献则要的小得多。

7 结 论

本文采用 DNS 方法研究了来流马赫数 2.25, 33.2° 激波角的入射激波/平板湍流边界层干扰区内分离泡特性,得到以下结论:

1) 数值模拟准确捕捉到了分离泡的三维复杂结构。分离泡流向长度明显大于法向高度和展向宽度,同时沿展向呈现中间高两边低的扁平型单峰构型。

2) 数值模拟准确捕捉到了分离泡的低频膨胀/收缩运动。与物面压力脉动类似,分离泡低频振荡的时间尺度为 $10\delta/U_\infty \sim 100\delta/U_\infty$,其展向三维结构对峰值频率的影响相对较小,同时分离泡两侧略滞后于中间区域。

3) 条件统计结果表明,分离泡膨胀和收缩对分离微团几何特征没有实质影响。研究发现,分离微团流向长度明显大于法向高度,其高度/长度比值的概率峰值出现在 0.1 附近,同时分离微团面积和法向高度近似符合二次方分布。

4) POD 结果表明,低阶模态峰值频率出现在低频区,与分离泡低频膨胀/收缩运动密切相关,而高阶模态则以高频小尺度脉动为主,总体贡献相对较小。采用前 10 个低阶模态可以准确重构出分离泡的低频振荡过程。

致 谢

感谢国家超级计算广州中心、中国空气动力研究与发展中心计算中心提供计算机时。

参 考 文 献

- [1] DOLLING D S. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research; what next? [J]. *AIAA Journal*, 2001, 39(8): 1517-1531.
- [2] GAITONDE D V. Progress in shock wave/boundary layer interactions[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2015, 72: 80-99.
- [3] ROSHKO A, THOMKE G J. Flare-induced interaction lengths in supersonic, turbulent boundary layers [J]. *AIAA Journal*, 1976, 14(7): 873-879.
- [4] SETTLES G S, BOGDONOFF S M, VAS I E. Incipient separation of a supersonic turbulent boundary layer at high Reynolds numbers[J]. *AIAA Journal*, 1976, 14(1): 50-56.
- [5] ZHELTOVODOV A A, SHILEIN É K, HORSTMAN C C. Development of separation in the region where a shock interacts with a turbulent boundary layer perturbed by rarefaction waves[J]. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 1993, 34(3): 346-354.
- [6] JAUNET V, DEBIÈVE J F, DUPONT P. Length scales and time scales of a heated shock-wave/boundary-layer interaction[J]. *AIAA Journal*, 2014, 52(11): 2524-2532.
- [7] ZHU X K, YU C P, TONG F L, et al. Numerical study on wall temperature effects on shock wave/turbulent boundary-layer interaction[J]. *AIAA Journal*, 2017, 55(1): 131-140.
- [8] TONG F L, LI X L, YUAN X X, et al. Incident shock wave and supersonic turbulent boundary layer interactions near an expansion corner[J]. *Computers & Fluids*, 2020, 198: 104385.
- [9] 童福林, 孙东, 袁先旭, 等. 超声速膨胀角入射激波/湍流边界层干扰直接数值模拟[J]. *航空学报*, 2020, 41(3): 123328.
- TONG F L, SUN D, YUAN X X, et al. Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interactions in a supersonic expansion corner [J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2020, 41(3): 123328 (in Chinese).
- [10] 童福林, 周桂宇, 孙东, 等. 膨胀效应对激波/湍流边界层干扰的影响[J]. *航空学报*, 2020, 41(9): 123731.
- TONG F L, ZHOU G Y, SUN D, et al. Expansion effect on shock wave and turbulent boundary layer interactions [J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2020, 41(9): 123731 (in Chinese).
- [11] GRILLI M, SCHMID P J, HICKEL S, et al. Analysis of unsteady behaviour in shockwave turbulent boundary layer interaction[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 700: 16-28.
- [12] PRIEBE S, MARTÍN M P. Low-frequency unsteadiness in shock wave-turbulent boundary layer interaction [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 699: 1-49.
- [13] LOGINOV M S, ADAMS N A, ZHELTOVODOV A A. Large-eddy simulation of shock-wave/turbulent-boundary-layer interaction[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 565: 135-169.
- [14] PIROZZOLI S, GRASSO F. Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction at $M = 2.25$ [J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18(6): 065113.
- [15] BOOKEY P B, WYCKHAM C, SMITS A J. Experiment-

- tal investigations of Mach 3 shock-wave turbulent boundary layer interactions; AIAA-2005-4899 [R]. Reston: AIAA, 2005.
- [16] DUPONT P, HADDAD C, DEBIÈVE J F. Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 559: 255-277.
- [17] FANG J, ZHELTOVODOV A A, YAO Y F, et al. On the turbulence amplification in shock-wave/turbulent boundary layer interaction [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 897: A32.
- [18] TONG F L, LI X L, DUAN Y H, et al. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer subjected to a curved compression ramp [J]. *Physics of Fluids*, 2017, 29(12): 125101.
- [19] TONG F L, YU C P, TANG Z G, et al. Numerical studies of shock wave interactions with a supersonic turbulent boundary layer in compression corner: turning angle effects [J]. *Computers & Fluids*, 2017, 149: 56-69.
- [20] 董福林, 周桂宇, 周浩, 等. 激波/湍流边界层干扰物面剪切应力统计特性 [J]. *航空学报*, 2019, 40(5): 122504.
- TONG F L, ZHOU G Y, ZHOU H, et al. Statistical characteristics of wall shear stress in shock wave and turbulent boundary layer interactions [J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2019, 40(5): 122504 (in Chinese).
- [21] TONG F L, CHEN J Q, SUN D, et al. Wall-shear stress fluctuations in a supersonic turbulent boundary layer over an expansion corner [J]. *Journal of Turbulence*, 2020, 21(7): 355-374.
- [22] WU M, MARTIN M P. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp [J]. *AIAA Journal*, 2007, 45(4): 879-889.
- [23] PIROZZOLI S, BERNARDINI M, GRASSO F. Characterization of coherent vortical structures in a supersonic turbulent boundary layer [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, 613: 205-231.
- [24] CLEMENS N T, NARAYANASWAMY V. Low-frequency unsteadiness of shock wave/turbulent boundary layer interactions [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2014, 46: 469-492.
- [25] WAINDIM M, AGOSTINI L, LARCHÈVEQUE L, et al. Dynamics of separation bubble dilation and collapse in shock wave/turbulent boundary layer interactions [J]. *Shock Waves*, 2020, 30(1): 63-75.
- [26] FLANDRIN P, RILLING G, GONCALVES P. Empirical mode decomposition as a filter bank [J]. *IEEE Signal Processing Letters*, 2004, 11(2): 112-114.
- [27] TAIRA K, BRUNTON S L, DAWSON S T M, et al. Modal analysis of fluid flows: an overview [J]. *AIAA Journal*, 2017, 55(12): 4013-4041.
- [28] MUSTAFA M A, PARZIALE N J, SMITH M S, et al. Amplification and structure of streamwise-velocity fluctuations in compression-corner shock-wave/turbulent boundary-layer interactions [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 863: 1091-1122.
- [29] PASQUARIELLO V, HICKEL S, ADAMS N A. Unsteady effects of strong shock-wave/boundary-layer interaction at high Reynolds number [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, 823: 617-657.
- [30] BERESH S J, CLEMENS N T, DOLLING D S. Relationship between upstream turbulent boundary-layer velocity fluctuations and separation shock unsteadiness [J]. *AIAA Journal*, 2002, 40(12): 2412-2422.
- [31] ERENGIL M E, DOLLING D S. Correlation of separation shock motion with pressure fluctuations in the incoming boundary layer [J]. *AIAA Journal*, 1991, 29(11): 1868-1877.
- [32] GANAPATHISUBRAMANI B, CLEMENS N T, DOLLING D S. Low-frequency dynamics of shock-induced separation in a compression ramp interaction [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 636: 397-425.
- [33] HUMBLE R A, SCARANO F, VAN OUDHEUSDEN B W. Unsteady aspects of an incident shock wave/turbulent boundary layer interaction [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 635: 47-74.
- [34] PIPONNIAU S, DUSSAUGE J P, DEBIÈVE J F, et al. A simple model for low-frequency unsteadiness in shock-induced separation [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 629: 87-108.

(责任编辑: 李明敏, 范真真)

Direct numerical simulation of separation bubble in shock wave/ turbulent boundary layer interaction

TONG Fulin^{1,2,3}, DONG Siwei^{1,3}, * , DUAN Junyi^{2,4}, LI Xinliang^{2,4}

1. State Key Laboratory of Aerodynamics, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China
2. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China
3. Computational Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China
4. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract: Characteristics of separation bubbles in the interaction of a supersonic turbulent boundary layer at Mach number 2.25 with an impinging shock wave of 33.2° are investigated by means of Direct Numerical Simulation (DNS). After verifying the reliability of the numerical results, fundamental mechanisms associated with separation bubbles, including unsteadiness, separation micro-clusters geometries features and coherent structures, at three different spanwise locations are quantitatively compared to analyze the influence of the three-dimensionality in the spanwise direction. It is found that the separation bubble is highly three-dimensional, with the streamwise extent significantly larger than the wall-normal height and spanwise width. In the spanwise direction, the bubble height is generally large in the middle and small on both sides, exhibiting a single flat peak behavior. The pre-multiplied power spectrum density of the fluctuating separation bubble area suggests that the separation bubble unsteadiness is characterized by large-scale low-frequency contraction and dilation, which is less affected by the spanwise three-dimensionality. The bubbles on both sides lag slightly behind that in the middle. Conditional analysis based on Empirical Mode Decomposition (EMD) is performed to analyze the influence of the bubble dilation and contraction on geometries features of the separation micro-clusters. The statistical results indicate no essential changes in both motions, where the probability peak of the aspect ratio appears around 0.1, and the area and the normal height of the micro-clusters approximately satisfy the quadratic distribution. In addition, the Proper Orthogonal Decomposition (POD) analysis of the fluctuating streamwise velocity indicates that the unsteady motion of the separation bubble is strongly related to the low-order modes, whereas the contribution from the high-order modes is rather small. With the first ten low-order modes, the low-frequency dilation and contraction process of separation bubbles is accurately reconstructed.

Keywords: shock wave/turbulent boundary layer interaction; separation bubbles; low-frequency dilation and contraction; empirical mode decomposition; proper orthogonal decomposition

Received: 2021-03-02; Revised: 2021-03-22; Accepted: 2021-03-29; Published online: 2021-04-03 15:03

URL: <https://hkxb.buaa.edu.cn/CN/Y2022/V43/I7/125437>

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11972356, 91852203); National Key Research and Development Program of China (2019YFA0405300)

* Corresponding author. E-mail: dswayb@126.com