

引用格式: 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). doi:10.7527/S1000-6893.2020.23731

膨胀效应对激波/湍流边界层干扰的影响

童福林^{1,2,3}, 周桂宇^{3,*}, 孙东^{1,3}, 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: 采用直接数值模拟方法对来流马赫数 2.9, 30° 激波角的入射激波与膨胀角湍流边界层干扰问题进行了数值研究。入射激波在壁面上的名义入射点固定在膨胀角角点, 膨胀角角度分别取为 0°、2°、5° 和 10°。通过改变膨胀角角度, 考察了膨胀效应对干扰区内复杂流动现象的影响规律和作用机制, 如分离泡、物面压力脉动特性、膨胀区湍流边界层和物面剪切应力脉动场等。研究发现, 膨胀角角度的增大使得分离区流向长度和法向高度急剧降低, 尤其是在强膨胀效应下分离泡形态呈现整体往下游偏移的双峰结构。物面压力脉动功率谱结果表明, 膨胀角为 2° 和 5° 时, 分离激波的非定常运动仍表征为大尺度低频振荡, 而膨胀角为 10°, 强膨胀效应极大地抑制了分离激波的低频振荡, 加速了下游再附边界层物面压力脉动的恢复过程。膨胀区湍流边界层雷诺剪切应力各象限事件贡献和出现概率呈现逐步恢复到上游湍流边界层的趋势, Görtler-like 流向涡结构展向和法向尺度变化剧烈, 同时在近壁区将诱导生成大量小尺度流向涡。此外, 物面剪切应力脉动场的本征正交分解分析指出, 膨胀效应的影响体现在低阶模态能量的急剧降低从而使得高阶模态的总体贡献相对升高。

关键词: 激波/湍流边界层干扰; 膨胀角; 本征正交分解; 物面剪切应力脉动; 分离泡; 直接数值模拟

中图分类号: V211.3; O241.3

文献标识码: A

文章编号: 1000-6893(2020)09-123731-15

激波/湍流边界层干扰问题广泛存在于各类高速飞行器表面及内部进气道, 其干扰区内流场参数变化剧烈, 特别是在强逆压梯度作用下, 强干扰导致局部流场会出现大范围的边界层分离和再附、压力脉动极值和峰值热流、分离激波的大尺度低频振荡等复杂流动现象, 严重影响飞行器气动性能, 同时也给飞行安全带来极大的威胁和隐患。为了实现对该问题的准确预测和有效控制, 必须对其内部复杂流动机理进行深入研究。

自 20 世纪 40 年代起, 国内外学者对激波与湍流边界层相互作用问题开展了大量的风洞试验

和高精度数值模拟研究工作, 在激波对湍流的放大机制^[1]、初始分离准则^[2]、低频振荡的成因^[3]等方面达成了初步共识。以往研究主要针对压缩拐角和平板入射激波两类典型构型。Ardonceanu^[1]的试验结果表明, 激波对湍流的增强作用主要体现在其剪切应力分量。Settles 和 Fitzpatrick^[4]研究了激波强度对拐角干扰区内压力、摩阻和速度场的影响规律, 定量给出了大尺度分离区的出现条件。在低频振荡现象方面, 当前学术界主要存在着两类截然不同认识: 上游机制和下游机制。上游机制认为分离激波低频振荡的主要物理机制

收稿日期: 2019-12-16; 退修日期: 2020-03-21; 录用日期: 2020-03-24; 网络出版时间: 2020-04-03 15:03

网络出版地址: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20200904.html>

基金项目: 国家自然科学基金(11972356, 91852203); 国家重点研发计划(2016YFA0401200)

* 通信作者. E-mail: 453889817@qq.com

来源于上游湍流边界层,如超大尺度拟序结构^[5]、压力脉动^[6]和猝发现象^[7]等。而下游机制则认为分离激波低频振荡下游干扰区内分离流动现象密切相关,如准线性动力系统^[8]、剪切层的卷吸作用和拍打运动^[9]、分离泡膨胀和收缩^[10]等。

膨胀角入射激波/湍流边界层干扰问题常见于超燃冲压发动机进气道内,其流动特征与压缩拐角和平板入射激波干扰差异明显,尤其是在膨胀角较大情况下,此时由于强膨胀效应的作用,干扰区内将出现强顺压梯度和膨胀波系,这会严重影响干扰区内典型流动特征,如激波对湍流的增强、分离激波非定常运动特性等。总体来看,目前考虑膨胀效应对激波/湍流边界层干扰影响的研究工作还相对较少,而且主要集中在平板/膨胀角入射激波干扰的风洞试验。例如,Chew^[11]研究了马赫数 $Ma_\infty = 1.8$ 和 2.5 下的 6° 膨胀角入射激波/湍流边界层干扰问题,重点关注了入射激波再入点位置对膨胀角干扰区的影响规律。结果表明,当再入点位于膨胀角角点附近,此时膨胀效应的影响尤为明显。Chung 和 Lu^[12]通过试验也定量给出了入射激波再入点位置对膨胀区物面压力平均量及脉动量的影响规律。White 和 Ault^[13]进一步研究膨胀效应对干扰区内分离泡尺度的影响。最近,Sathianarayanan 和 Verma^[14]采用表面油流技术分析了在侧壁作用下入射激波与膨胀角干扰区分离泡三维形态的演化机制,着重探究了入射激波再入点位置、入射激波强度、膨胀强度等因素的影响。

在高精度数值模拟研究方面,膨胀角激波干扰的大涡模拟(Large Eddy Simulation, LES)和直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)研究工作开展得相对较晚。Konopka 等^[15]对 $Ma_\infty = 1.76$ 下入射激波再入点位于膨胀角下游的干扰问题进行大涡模拟研究,结果表明,此时膨胀区内雷诺应力的法向分量增加了 11 倍,同时近壁区湍流趋近两组分状态。在作者前期的研究^[16]中,采用直接数值模拟方法对来流马赫数 2.9 , 30° 激波角的入射激波与 10° 膨胀角湍流边界层相互作用问题开展了大量数值模拟,系统地分析了入射激波位置改变对膨胀角干扰区内分离泡、物面压力脉动特性及湍流边界层演化等基本流动现象的影响规律和作用机制。研究发现,当

入射激波再入点位于膨胀角下游时,角区强膨胀波系对入射激波存在明显的弱化作用,使得膨胀角干扰区分离区尺度急剧减小。

本文采用直接数值模拟方法对入射激波与膨胀角湍流边界层相互作用问题进行数值研究,膨胀角依次取为 0° 、 2° 、 5° 和 10° 。与之前研究的不同之处在于,此时将入射激波再入点位置固定在膨胀角角点,通过增加膨胀角角度,探讨增强膨胀效应强度对分离泡形态和物面压力脉动特性的影响机制,研究强膨胀区内湍流边界层的演化特性。此外,采用本征正交分解方法,分析比较强膨胀效应作用下物面剪切应力脉动特性与平板入射激波干扰问题的差异。为了便于比较和验证结果,计算参数的选取与 Bookey 等^[17]的试验和 Priebe 等^[18]的 DNS 相近。

1 DNS 设置

计算模型和网格如图 1 所示,模型流向长度为 $-363 \text{ mm} < L_x < 107 \text{ mm}$,法向高度为 $L_y = 60 \text{ mm}$,展向宽度为 $L_z = 14 \text{ mm}$,坐标系原点取为膨胀角角点,来流方向在图 1 中从左往右,其中 θ 为膨胀角,上游湍流边界层参考点 $x_{\text{ref}} = -60 \text{ mm}$ 。这里通过在计算域上边界入射点 x_{up} ($x_{\text{up}} = -104 \text{ mm}$) 上下游分别设置自由来流参数和按照 Rankine-Hugoniot 关系式给出波后参数的方式产生入射激波,入射激波波角取为 30° 。

在 DNS 计算时,通过固定 x_{up} 位置及激波强度,使得入射激波在壁面上的名义入射点 x_{in} ($x_{\text{in}} = 0 \text{ m}$) 始终位于膨胀角角点。计算的 DNS 工况分别为 $\theta = 0^\circ$ (平板), 2° , 5° , 10° 。自由来流马赫数为 $Ma_\infty = 2.9$,基于单位长度的来流 Reynolds 数为 $Re_\infty = 5\,581.4 \text{ mm}^{-1}$,来流静温为 $T_\infty = 108.1 \text{ K}$,壁面温度取为 $T_w = 307 \text{ K}$ 。依据 Narasimha 和 Viswanath^[19]给出的膨胀角湍流边界层层流化判据 ($\Delta p / \tau_0 > 70$, Δp 为膨胀角上下游压差, τ_0 为膨胀角上游湍流边界层物面剪切应力), $\theta = 10^\circ$ 时在无入射激波干扰情况下过膨胀区, $\Delta p / \tau_0 \approx 77$,这表明无干扰工况下强膨胀效应将使得角区湍流产生层流化现象。控制方程采用无穷远处来流参数以及单位特征长度进行无量纲化的三维曲线坐标系可压缩 Navier-Stokes 方程组。计算采用高精度差分求解器 OpenCFD-SC,

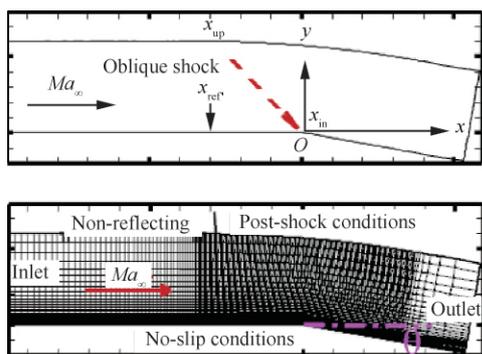


图 1 计算示意图

Fig. 1 Illustration of computation

该软件已成功运用在前期超声速膨胀角激波/湍流边界层干扰^[16]、超声速压缩拐角^[20]以及平板入射激波干扰^[21]等多个 DNS 算例中, DNS 结果的准确性和可靠性得到了验证和确认。需要特别说明的是, 本文采用的数值方法、网格分布、边界条件和结果验证, 均与文献^[16, 21]完全相同, 不再赘述。

2 流场结构

图 2 给出膨胀角入射激波干扰的平均压力等值线(粉色)和流线(黑色)。如无特别说明, 本文平均定义为时间和展向平均。从图 2(a)中可以看到, $\theta=0^\circ$ 时干扰区 $-40 \text{ mm} < x < 20 \text{ mm}$ 范围内存在大尺度分离再附现象, 而且入射激波在与分离点上游的分离激波发生干扰后, 随后在分离泡上方反射为膨胀波, 并在下游再附区出现了一系列的压缩波。随着膨胀角 θ 的增大, 如图 2(b)~图 2(d)所示, 膨胀效应的影响主要体现在以下两个方面。首先, 膨胀效应降低了干扰区上下游总压差, 分离区长度和高度急剧减小, 在 $\theta=10^\circ$ 时再附点位于角点上游。还可以看到, 分离泡上方反射的膨胀波系逐渐趋近于反射激波, 两者相互干扰, 再附区下游的压缩波系也被极大地抑制。从结果的定性比较来看, 膨胀效应对分离泡尺度的影响与以往研究^[16]中入射激波位置的影响较为类似。

图 3 定量给出了膨胀效应对分离区流向长度的影响规律, 图中流向坐标采用上游湍流边界层 x_{ref} (见图 1) 处边界层厚度 δ 和平均分离点 x_{sep} 进行归一化处理。采用与文献^[12]相同的方法确定

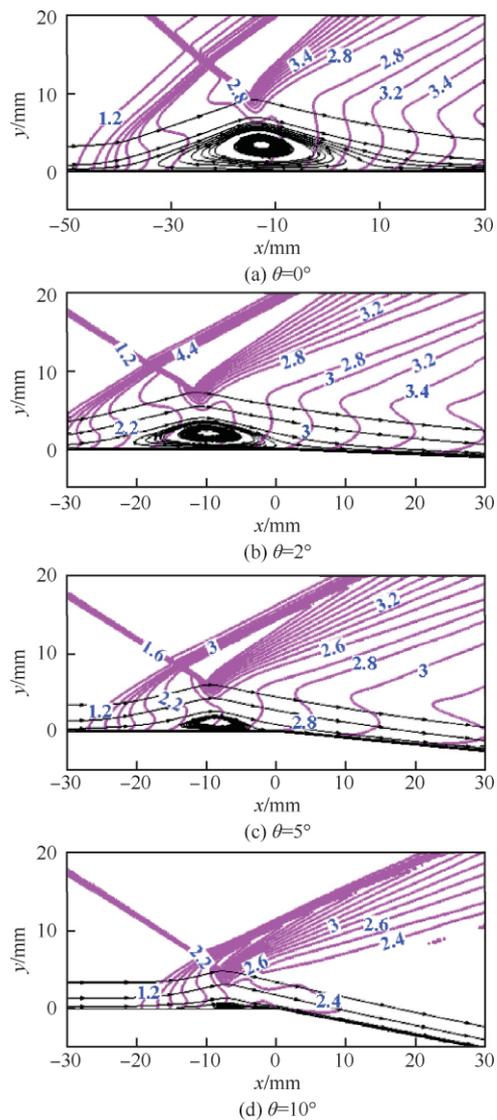


图 2 平均流场结构

Fig. 2 Mean flow fields

分离区, 即流向长度通过物面摩擦系数 C_f 的过零线两点间距而得到。 $\theta=0^\circ$ 对应为平板入射激波干扰问题, 可以看到, 无论是在分布规律还是具体量值上, 本文计算结果与 Priebe 等^[18] 的 DNS 数据吻合较好。如图所示, 当膨胀角 θ 逐步增大时, 干扰区上游的摩阻分布变化较小, 膨胀效应的影响主要体现在下游再附区, 此时摩阻曲线第 2 个过零点逐渐往上游移动, 分离泡流向长度 L_{sep} 分别约为 $\theta=0^\circ$ 工况的 72%、51% 和 29%。另外, 当 $\theta=10^\circ$ 时, 摩阻曲线在角点处还出现了突跃, 角点下游物面摩阻的分布规律与其他工况也差异明显, 这主要是由于此时分离区再附点位于角点上

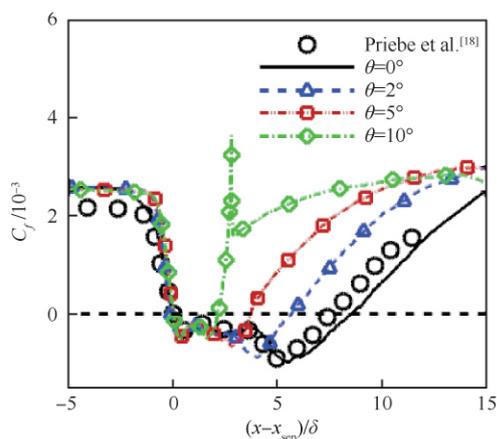
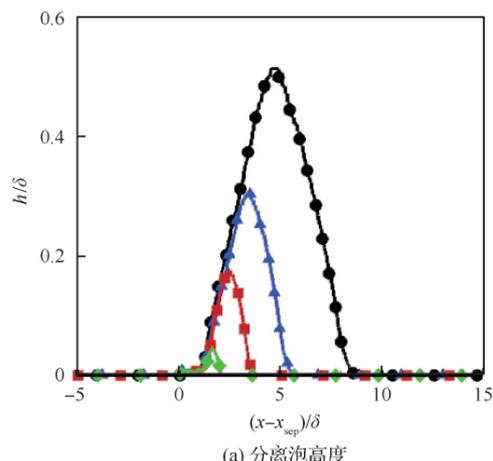


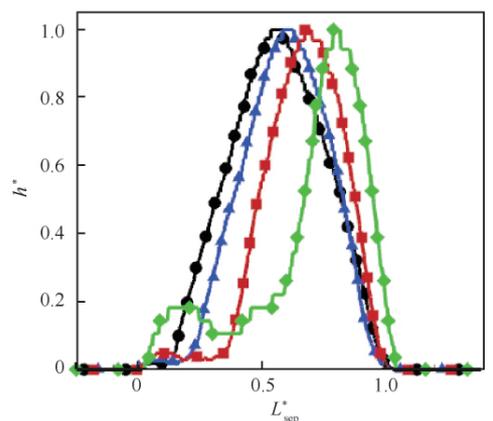
图3 平均物面摩阻系数分布
Fig. 3 Distribution of mean wall skin-friction coefficients

游,且过角点时曲面不连续而导致的。

从图2中可以清楚看到,膨胀效应在减小分离区长度的同时,对分离泡高度及其形态的影响也较为显著。为了更好地说明膨胀区内分离泡法向尺度的演化规律,图4(a)给出了各工况下分离泡高度的定量比较情况。这里分离泡的高度通过平均流向速度 $U_s = 0$ 等值线的法向位置确定。可以看到,分离泡高度均呈现中间高两边低的尖峰型,在强膨胀效应作用下,分离泡高度急剧减小,各工况下峰值高度约为平板入射激波干扰情况下的60%、35%和10%。与此同时,图4(b)进一步考察了膨胀效应对分离泡形态的影响规律。由于各工况下分离泡尺度差异较大,为了更好地比较说明,图中横坐标和纵坐标分别采用分离区长度 L_{sep} 和峰值高度 h_{max} 进行归一化处理 ($L_{sep}^* = (x - x_{sep})/L_{sep}$, $h^* = h/h_{max}$)。尽管分离泡高度曲线总体分布上均呈现尖峰型,但分离泡整体上存在一个明显往下游偏移的运动趋势,特别是在 $h^* > 0.2$ 的区域。 $\theta = 0^\circ$ 时,峰值高度出现在 $L_{sep}^* = 0.5$ 附近,而当膨胀角 θ 逐渐增大至 10° 时,峰值高度流向位置趋近于 $L_{sep}^* = 0.9$,且分离主要集中在 $0.5 < L_{sep}^* < 1.0$ 范围内,在 $0 < L_{sep}^* < 0.5$ 内还出现了第2个局部高度极值,约为峰值高度的20%。本文认为造成分离泡形态差异的原因很可能是下游膨胀区内气流存在一个急剧加速过程,因而对上游分离泡产生抽吸作用。



(a) 分离泡高度



(b) 归一化分离泡高度

—●— $\theta=0^\circ$ —▲— $\theta=2^\circ$ —■— $\theta=5^\circ$ —◆— $\theta=10^\circ$

图4 分离泡高度分布

Fig. 4 Distribution of separation bubble heights

3 物面压力脉动特性

通过研究干扰区内物面压力的脉动特性,有助于进一步理解和认识膨胀效应对分离激波非定常运动特性的影响规律。本文中,在计算域展向中心线 ($z = 7 \text{ mm}$) 沿流向从 $-85 \text{ mm} < x < 57 \text{ mm}$ 的范围内均匀设置了200个瞬态压力采样点进行高频采样,采样时间间隔 Δt 约为 $0.062\delta/U_\infty$,总采样时间跨度约为 $600\delta/U_\infty$ 。

以往研究表明^[3],在上游无干扰湍流边界层内,物面压力脉动以高频特征为主,时间尺度约为 δ/U_∞ 量级。而在分离激波间歇区内,低频能量急剧增加,其峰值频率约为 $0.01U_\infty/\delta$ 。图5分别给出了各工况分离点物面压力脉动信号 p'_w/p_∞ 的低通和高通滤波结果,其中 p_∞ 为来流静压。这里采用 Butterworth 滤波器,同时为了比较膨胀

效应对低频和高频成分影响的差异,低通和高通截止频率分别为 $0.01U_\infty/\delta$ 和 $1.0U_\infty/\delta$ 。可以看到,膨胀角 $\theta=2^\circ, 5^\circ$ 时,分离点低通滤波信号与平板入射激波干扰时较为相似,均存在较为强烈的低频脉动成分,其特征时间尺度约为 $100\delta/U_\infty$ 。而 $\theta=10^\circ$ 时,在强膨胀效应作用下物面压力脉动的低通滤波信号脉动幅值急剧减小。此外,从高通滤波信号的整体分布趋势来看,膨胀效应对高频脉动特性的影响相对较小。

为了进一步定量比较膨胀效应对脉动能量各频率成分的影响,图 6 还给出了分离点物面压力脉动信号的预乘功率谱 $f \cdot \text{PSD}$,其中 f 为频率,PSD 为压力脉动的功率谱密度。如图所示,上游湍流边界层(Turbulent Boundary Layer, TBL)物面压力脉动能量以高频为主,峰值频率约为 $f\delta/U_\infty=1.0$,这与以往的风洞试验^[22]和 DNS^[23]结果一致。但在 $\theta=0^\circ$ 的分离点, $f\delta/U_\infty=0.01$ 附近的低频能量急剧升高,这主要是分离激波大尺度低频振荡运动所导致。另外,还可以清楚看到, $\theta=2^\circ$ 和 $\theta=5^\circ$ 分离点压力脉动的预乘功率谱与无膨胀工况的结果基本类似:低频区内仍存在较强脉动能量。值得注意的是,当 $\theta=10^\circ$ 时强膨胀效应使得脉动的低频能量急剧降低,大约下降了一个数量级,此时分离点物面压力脉动特性则以 $f\delta/U_\infty=1.0$ 处的高频能量为主,这与之前的滤波信号分析结果相符。

笔者认为,分离激波高频振荡主要受上游湍流边界层脉动特性影响决定,本文膨胀角点位于干扰区的下游,增大膨胀角对上游湍流脉动特性产生的影响极为有限,因而膨胀效应对物面压力脉动的高频能量影响相对较小。然而,大量研究表明^[13],分离激波的低频振荡则与干扰区下游流动密切相关,特别是分离泡尺度。从本文计算结果来看,强膨胀效应极大地抑制了干扰区内分离泡尺度,特别是 $\theta=10^\circ$ 时分离区长度和高度分别约为无膨胀工况的 29% 和 10%。

图 7 给出了下游再附边界层物面压力脉动的预乘功率谱,这里脉动信号均取自膨胀区内 $x=30\text{ mm}$ 处。从总体分布规律上来看,各工况下再附边界层物面压力脉动均以高频特征为主,但其特征频率仍低于充分发展湍流边界层的峰值频率,而低频能量则可忽略不计,这与之前的分离点

压力脉动预乘功率谱则完全不同。膨胀效应的影

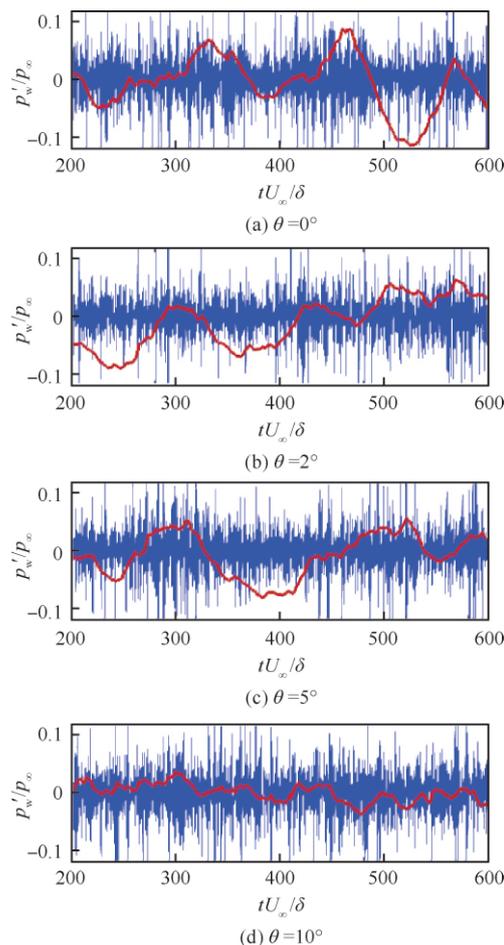


图 5 分离点物面压力脉动信号:低通(红)和高通(蓝)
Fig. 5 Signals of wall pressure fluctuations at separation points: low-frequency pass (red) and high-frequency pass (blue)

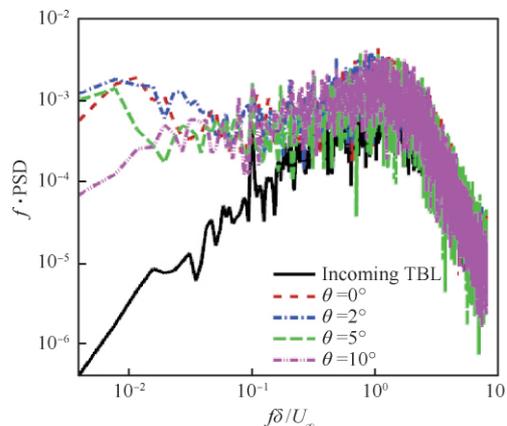


图 6 分离点物面压力脉动预乘功率谱
Fig. 6 Pre-multiplied power spectral density of wall pressure fluctuations at separation points

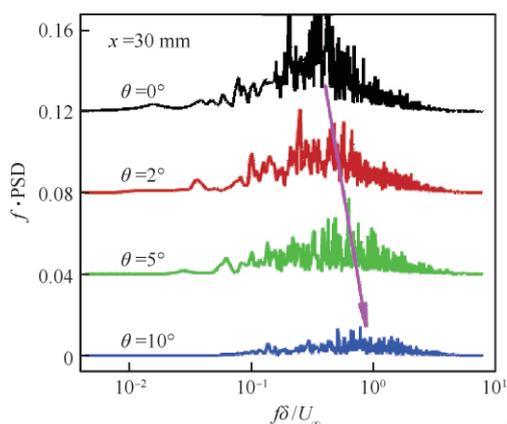


图7 再附边界层物面压力脉动预乘功率谱

Fig. 7 Pre-multiplied power spectral density of wall pressure fluctuations at reattachment boundary layer

响有以下两方面值得重点关注:一方面,增大膨胀角,再附边界层物面压力脉动的特征频率呈现趋近于充分发展湍流边界层物面压力脉动峰值频率的趋势;另一方面,强膨胀效应使得其高频脉动能急剧降低。研究表明,膨胀效应加速了再附边界层物面压力脉动恢复到充分发展状态的过程,这很可能是由于再附边界层位于膨胀角角点下游,强顺压梯度部分抵消了分离激波对边界层的扰动。

4 膨胀区湍流边界层

本节将讨论膨胀角 θ 对下游膨胀区再附边界层的影响规律,重点关注膨胀效应对雷诺剪切应力生成及 Görtler-like 流向涡结构的作用机制。本节 DNS 结果均取自于角点下游膨胀区 $x = 30 \text{ mm}$ 处。

为了定量评估膨胀效应对雷诺剪切应力生成机制的影响,这里采用象限分析方法将雷诺剪切应力分解,具体定义为^[24]

$$\langle u^* v^* \rangle_i = \frac{\sum_{n=1}^{N_{\text{total}}} [u_i^* v_i^*]_n}{N_{\text{total}}} \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (1)$$

式中: N_{total} 为总样本点数; u^* 和 v^* 分别为流向速度和物面法向速度脉动。在膨胀区内,计算流向和法向速度的表达式为

$$\begin{cases} u_s = u \cos \theta - v \sin \theta \\ v_n = u \sin \theta + v \cos \theta \end{cases} \quad (2)$$

式中: u 和 v 分别为直角坐标系下 x 和 y 方向的速度。依据 Wallace^[24] 的分类, $i=2$ 和 $i=4$ 分别对应为 $Q2(u^* < 0, v^* > 0)$ 和 $Q4(u^* > 0, v^* < 0)$ 象限,表征了低速流体的上抛事件和高速流体的下扫事件,而 $i=1$ 和 $i=3$ 则分别对应为 $Q1(u^* > 0, v^* > 0)$ 和 $Q3(u^* < 0, v^* < 0)$ 象限。

首先,图8给出了上游湍流边界层 x_{ref} 处雷诺剪切应力象限分析结果与 Krogstad 和 Skare^[25] 风洞测量结果的比较。为了定量比较不同象限的贡献,这里采用平均雷诺剪切应力 $\langle u^* v^* \rangle_{\text{ave}}$ 进行归一化。可以看到, DNS 结果与试验数据吻合较好,这也进一步验证了本文计算结果的可靠性。如图8(a)所示, $Q2$ 和 $Q4$ 事件对雷诺剪切应力的贡献始终为正,而 $Q1$ 和 $Q3$ 事件总是产生负贡献,这表明雷诺剪切应力的生成主要由上抛和下扫过程所决定。此外,在近壁区 $Q4$ 事件的贡献要远大于 $Q2$ 事件,这说明边界层近壁区主要以高速流体的下扫过程为主;而随着物面法向距离的增加, $Q2$ 事件的贡献逐渐占主导,此时低速流体的上抛事件逐渐起主导作用。与此同时,图8(b)还给出了各象限事件出现概率 $N(\langle u^* v^* \rangle_i) / N_{\text{total}}$ 的定量比较情况。总体来看, $Q1$ 和 $Q3$ 事件的出现概率基本维持在 $0.1 \sim 0.2$ 之间,明显小于 $Q2$ 和 $Q4$ 事件,后者则维持在 $0.3 \sim 0.4$ 内。尽管近壁区内 $Q4$ 事件的贡献最大,但其出现概率远低于 $Q2$ 事件。在边界层外层区域, $Q2$ 和 $Q4$ 事件的出现概率分别约为 0.3 和 0.4 ,但此时 $Q2$ 事件的贡献最大,这一统计特性与以往的 DNS 结果^[26] 一致。

图9分别给出了膨胀效应对各象限雷诺剪切应力的影响规律。从平板入射激波干扰工况来看,在激波干扰的增强作用下,下游再附边界层内各象限对应的雷诺剪切应力均显著增加,特别是 $Q2$ 和 $Q4$ 事件,分别增大了约 2.5 和 3.2 倍。与此同时,峰值位置均位于边界层外层区域,这与上游湍流边界层内峰值出现在近壁区这一特征是完全不同的。两者的差异主要是由于再附区湍流边界层在激波作用下,仍处于强非平衡状态,此时外层大尺度涡结构占主导。可以观察到,膨胀效应对各象限的影响主要体现在以下3个方面。首先,从量值上来看,膨胀角的增大使得各象限雷诺剪切应力峰值急剧降低, $\theta = 10^\circ$ 时各象限峰值已

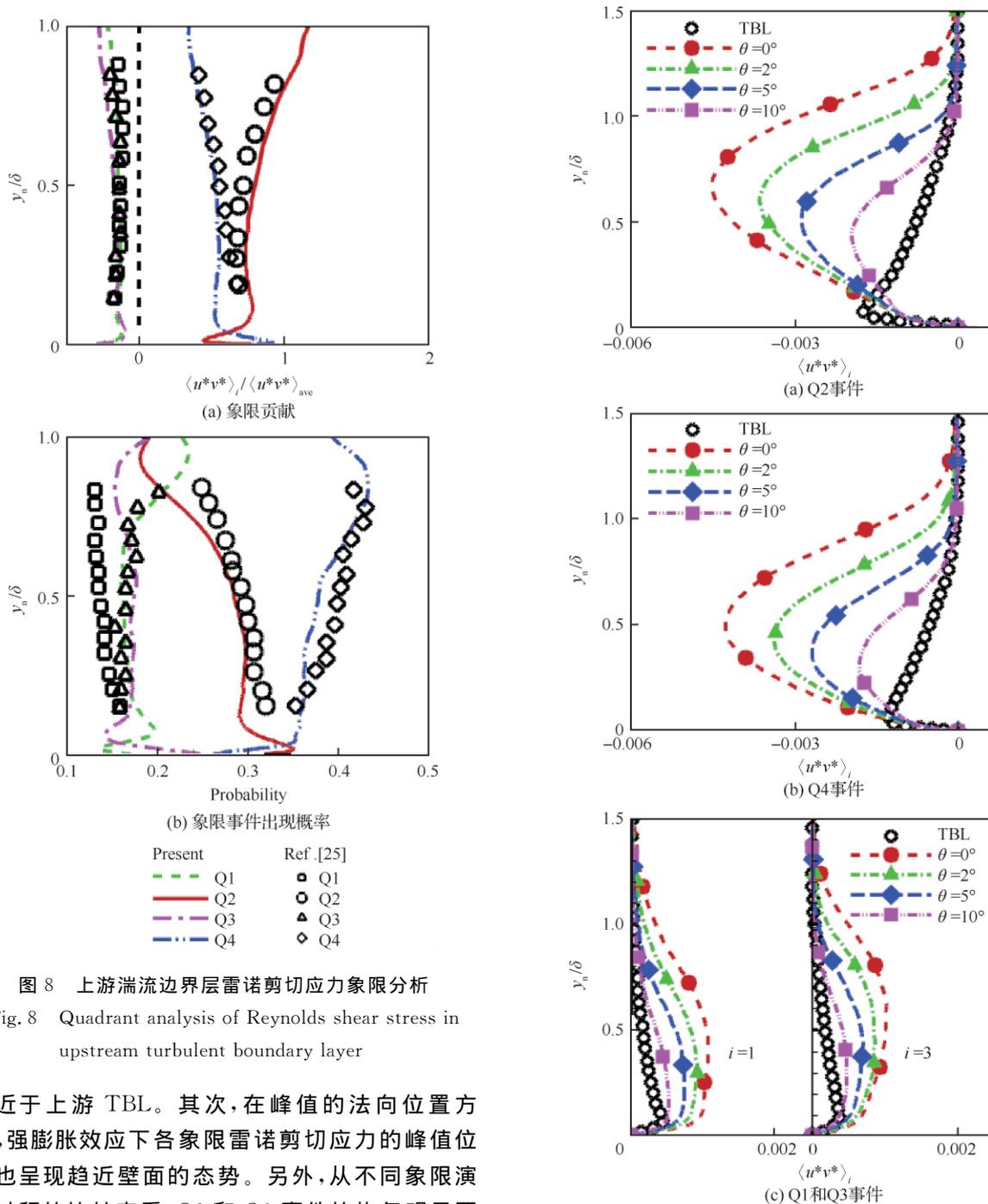


图 8 上游湍流边界层雷诺剪切应力象限分析

Fig. 8 Quadrant analysis of Reynolds shear stress in upstream turbulent boundary layer

接近于上游 TBL。其次,在峰值的法向位置方面,强膨胀效应下各象限雷诺剪切应力的峰值位置也呈现趋近壁面的态势。另外,从不同象限演化过程的比较来看,Q1 和 Q3 事件的恢复明显要快于 Q2 和 Q4 事件。

图 10 分别给出了膨胀效应对各象限事件出现概率的影响规律。如图 10(a)所示,相较于上游 TBL,平板下游再附区湍流边界层内 Q2 事件的出现概率在内层增加而外层减小,膨胀效应使得再附湍流边界层内层 Q2 事件出现概率降低,而外层 Q2 事件出现概率升高。图 10(b)比较了不同工况下 Q4 事件的出现概率,膨胀效应使得

图 9 下游膨胀区各象限事件对应的雷诺剪切应力
Fig. 9 Quadrant decomposed Reynolds shear stress in downstream expansion region

外层 Q4 事件出现概率降低而内层 Q4 事件出现概率升高,这与 Q2 事件的演化过程完全相反,但两者均呈现了逼近上游 TBL 分布的趋势。从 Q1 和 Q3 事件出现概率的变化规律研究发现,激波干扰对这两个象限的影响则要相对小得多,下游

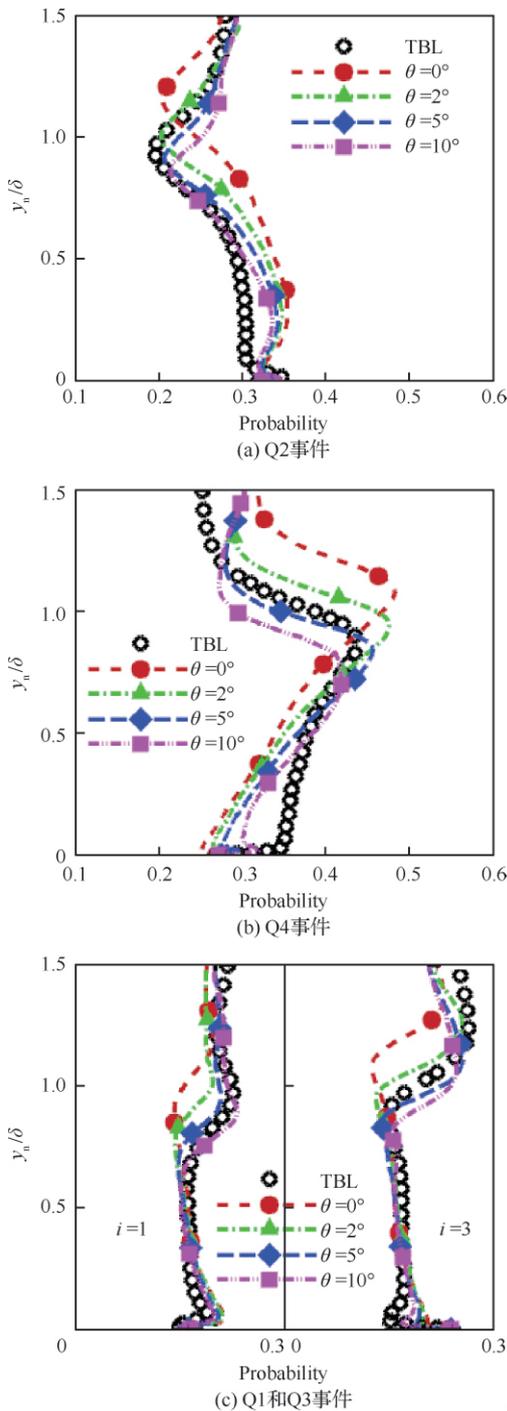


图 10 下游膨胀区各象限事件的出现概率

Fig. 10 Occurrence probability of quadrant events in downstream expansion region

再附湍流边界层与上游 TBL 大部分区域吻合较好,两者差别主要是在边界层外缘,前者要略小于后者,同时还可以看到,在强膨胀效应作用下,膨胀区再附湍流边界层内的分布规律与上游 TBL

十分接近。

上述分析结果也进一步证实了本文作者之前在物面压力脉动特性的研究结论,增大膨胀角度带来的强膨胀效应将极大减缓上游边界层在经过干扰区内受到的扰动强度,从而导致其在下游再附区内恢复过程的加速。

对于平板入射激波干扰问题, Pasquariello 等^[27]的 LES 结果及 Zhuang 等^[28]的风洞试验均表明,在平板干扰区下游再附边界层内存在大尺度 Görtler-like 流向涡结构。对于本文的膨胀角入射激波干扰工况,膨胀区效应主要出现在 Görtler-like 流向涡结构集中的下游区域,因此这里将着重探讨膨胀效应对这些大尺度流向涡的作用机制。

图 11 分别给出了 $\theta=0^\circ$ 和 $\theta=10^\circ$ 下游再附边界层展向/法向 (z/y_n) 剖面的时间平均流场。从图 11(a) 中的流线分布情况可以清晰看到,对于平板干扰问题,再附边界层内沿展向存在着两个方向相反的大尺度流向涡,两者构成了一个流向涡对,且两个流向涡的展向和法向尺度均约为 δ 量级,本文计算结果与前人研究结论一致。在强膨胀效应作用下,尽管从定性分布规律上来看,此时剖面沿展向仍存在着一个类似的流向涡对结构,但其形态产生了剧烈变化:左侧大尺度流向涡已在物面法向上破碎成两个小尺度的流向涡;右侧大尺度流向涡则是在展向演化出两个小尺度流向涡。此外,还发现在近壁区也出现较为集中的流向涡结构,这些涡结构的尺度要明显小于流向涡对结构,约为 0.2δ 的量级。需要特别注意的是,这里给出的是时间平均结果,实际上在瞬态演化过程中,大尺度流向涡对结构会产生展向运动,因而其结构形态的变化规律要复杂得多。图 11(b) 和图 11(c) 分别给出了流向涡结构变化对流向和法向速度脉动场的影响规律。总体来看,流向涡的上抛和下扫导致流向速度和法向速度脉动场均以展向正负交替结构特征为主,同时流向涡结构尺度的减小使得脉动速度场特征尺度减小,同时也更为靠近壁面。另外,图 11(d) 给出了剖面内流向涡量 ω_x 的分布云图。可以看到,剖面内存在两个正负流向涡量的大尺度聚集区,强膨胀效应使得这些涡量集中区破碎,同时也呈现趋近壁面的趋势,这与图 11(a) 中的流线分布规律一致。

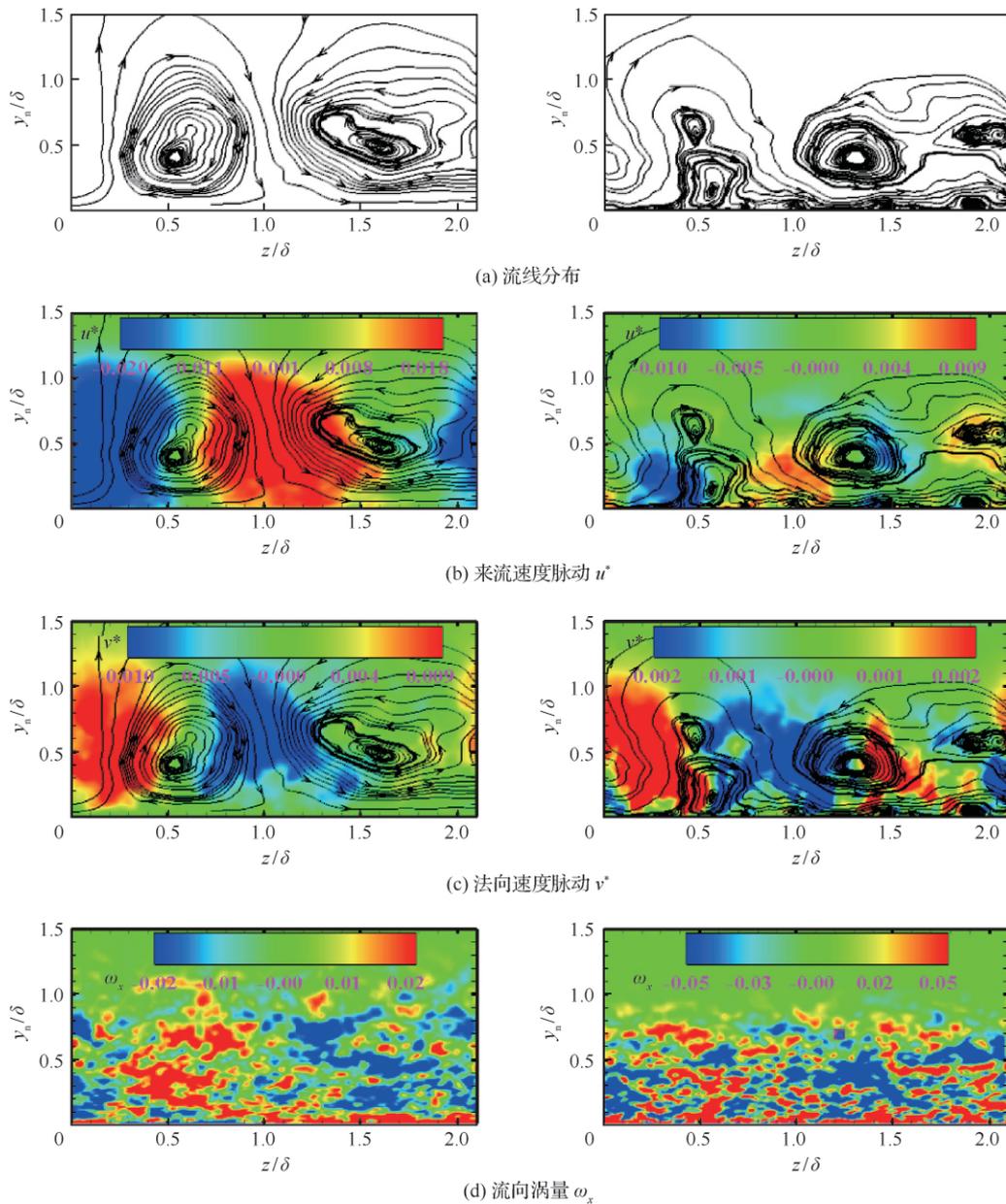


图 11 膨胀区湍流边界层壁面法向-展向剖面 (左: $\theta=0^\circ$,右: $\theta=10^\circ$)

Fig. 11 Wall normal-spanwise sectional plane of turbulent boundary layer in expansion region (left: $\theta=0^\circ$, right: $\theta=10^\circ$)

为了进一步定量描述膨胀效应对流向涡结构的影响,图 12 给出了再附边界层近壁区和外层流向涡量的概率密度函数(PDF)。从两者的比较来看,各工况下 PDF 曲线在整体上均呈现近似对称分布,峰值概率出现在 $\omega_x=0$ 处,但膨胀效应对内外层概率极值的影响规律则完全不同。随着膨胀角的增大,近壁区峰值概率呈现小幅下降趋势, $\theta=$

0° 和 $\theta=10^\circ$ 时 PDF 极值分别约为 0.15 和 0.13,说明近壁区流向涡结构存在一个逐渐增强的过程,这也证实了图 11(a)~图 11(c)中的定性分析结果。与此相反,强膨胀效应使得外层概率极值产生了急剧升高, $\theta=10^\circ$ 时 PDF 极值约为无膨胀工况的 1.3 倍,同时其曲线尾部也更窄,这一演化历程与外层大尺度流向涡结构的破碎过程密切相关。

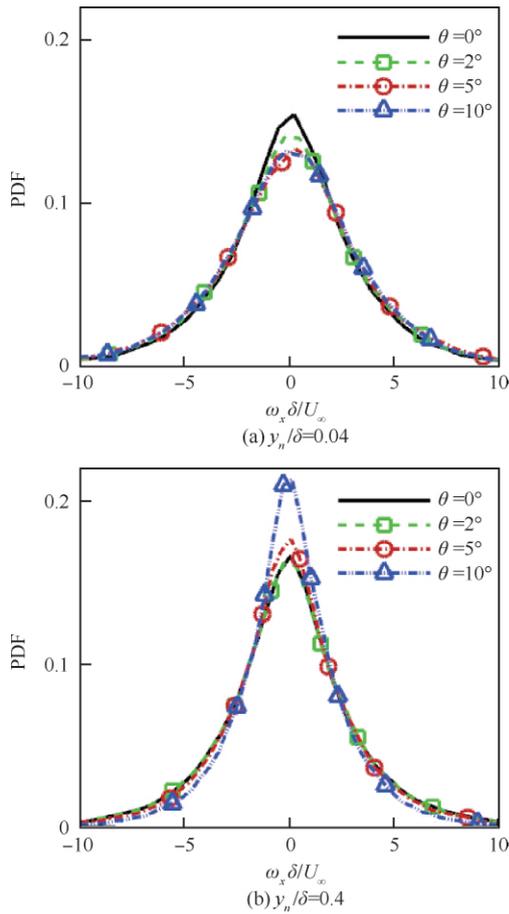


图 12 膨胀区湍流边界层流向涡量概率密度分布
Fig. 12 Probability density function of streamwise vorticity of TBL in expansion region

5 本征正交分解

在作者前期的研究^[21]中,通过本征正交分解(Proper Orthogonal Decomposition, POD)方法对干扰区内物面剪切应力和压力脉动场进行了低阶近似,给出了物面剪切应力和压力脉动非定常演化历程中主能量模态的空间结构。这里采用 POD 方法进一步探究了膨胀效应对物面剪切应力脉动特性的影响。

POD 分析分别针对 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 10^\circ$ 工况的 400 个瞬态流向/展向剖面,采样时间为 $1.23\delta/U_\infty$,采样范围为 $-60\text{ mm} < x < 60\text{ mm}$ 和 $0\text{ mm} < z < 14\text{ mm}$,采用如下分解方式^[29]:

$$\tau(x, z, t) = \overline{\tau(x, z, t)} + \sum_{i=1}^N a_i(t) \phi_i(x, z) \quad (3)$$

式中: N 为样本总数; $\phi_i(x, z)$ 为第 i 个 POD 模

态; $a_i(t)$ 为第 i 个模态随时间变化的模态系数。这里依据模态特征值 λ_i 大小对模态进行降序排列,模态能量 E_i 采用各模态总能量进行归一化处理:

$$W_i = E_i / \sum E_i \quad (4)$$

图 13 给出了膨胀效应对 POD 能量分布的影响规律。相较于平板入射激波干扰问题,膨胀效应使得低阶模态能量急剧降低,而高阶模态能量略有升高。例如, $\theta = 10^\circ$ 时主能量模态约为 $\theta = 0^\circ$ 工况主能量模态的 32%, 第 200 阶模态能量约为 $\theta = 0^\circ$ 工况的 1.1 倍。从累积能量 sum 分布来看,以模态总能量的 50% 为阈值, $\theta = 0^\circ$ 时包含了 106 个 POD 模态,而膨胀效应作用下则增加到 131 个 POD 模态。研究结果表明,膨胀效应作用下物面剪切应力的脉动场内存在明显的结构特征尺度变化。这是因为低阶模态往往与大尺度高能量结构密切相关,模态能量急剧降低,说明这些大尺度结构被破坏了,而高阶模态通常对应为小尺度低能量结构,其模态能量的小幅升高,表征这些小尺度结构存在一定的增强。

为了进一步证实膨胀效应对脉动结构的作用机制,图 14 和图 15 分别给出了 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 10^\circ$ 工况下物面流向剪切应力脉动场 POD 模态的空间结构。图中符号 S、R 和 E 分别代表虚线表征的平均分离点、再附点和膨胀角角点。

从整体分布趋势上来看,随着模态阶数的增加,不同工况下 POD 模态空间结构尺度均存在显著的减小趋势,这与图 13 的能量分布规律是相吻

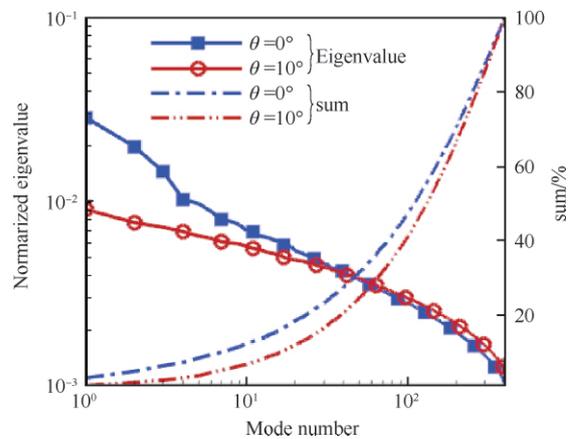


图 13 POD 模态能量分布
Fig. 13 Energy distribution of POD modes

合的。然而,强膨胀效应对干扰区内不同流向位置低阶模态空间结构的影响规律差异明显。首先,在分离点 S 间歇区,从图 14(a)可以清楚看到,主能量模态结构沿展向近似呈现二维特征,而 $\theta=10^\circ$ 时,分离点附近主能量模态以正负交替的流向小尺度结构为主,这很可能与强膨胀效应下分离激波低频振荡现象被抑制从而导致分离激波间歇区流向长度的急剧减小有关。随后,还可以清楚观察到, $\theta=0^\circ$ 工况时分离区内低阶模态存在流向正负交替展向二维结构的破碎历程,这与 $\theta=10^\circ$ 工况时分离区以展向交替出现的小尺度结构演化则完全不同,如图 14(a)~图 14(k)和图 15(a)~图 15(k)所示。POD 模态分离区空间结构的差异与以下两方面的因素密切相关:一方面是强膨胀效应的抽吸作用使得分离泡形态与无干扰工况差异明显(见图 4);另一方面,尽管此时膨胀角分离泡主能量模态仍存在膨胀/收缩运动^[16],但其对非正常演化历程的总体贡献急剧减小,而分离泡的高频脉动贡献相对升高。另外,在

再附点下游边界层内,低阶模态能量结构均以展向正负交替出现的大尺度流向分布为主,随着模态阶数的增加,这些大尺度流向结构沿流向逐渐破碎成更多小尺度流向结构,且其展向尺度也存在逐步减小的演化趋势。膨胀效应的影响主要体现在流向大尺度结构展向尺度的变化上, $\theta=10^\circ$ 工况下展向尺度约为 $\theta=0^\circ$ 工况的 1/2,这与之前在膨胀区 Görtler-like 涡结构特征尺度的变化规律较为一致。最后,从图 14(l)~图 14(n)和图 15(l)~图 15(n)的定性比较来看,膨胀效应对高阶模态空间结构的影响基本可以忽略不计,结构特征较为类似,在模态阶数大于 100 后,模态能量较主能量模态下降了约一个数量级,此时高阶模态在干扰区上下游均以小尺度结构的杂乱随机分布为主。

为了定量考察膨胀效应对 POD 模态贡献的影响,这里采用前 N_s 个 POD 模态对脉动场进行低维重构 $\tau'(x, z, t)$, 具体为

$$\tau'(x, z, t) = \sum_{i=1}^{N_s} a_{i(t)} \phi_i(x, z) \quad (5)$$

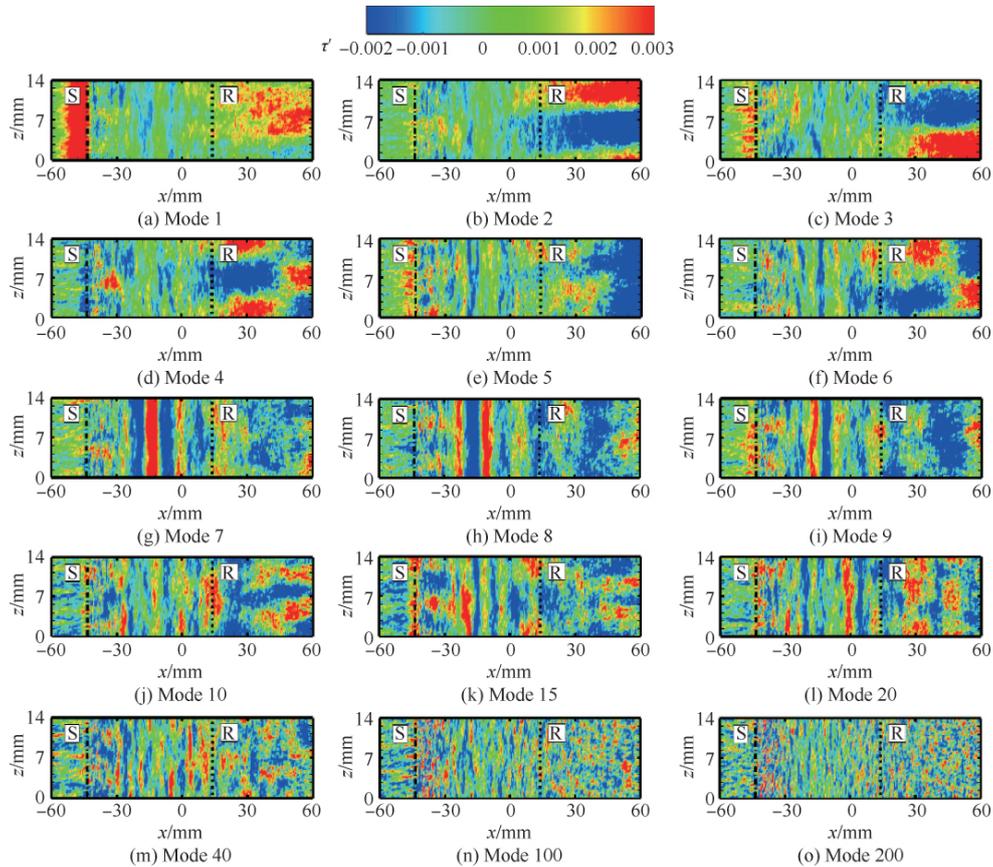


图 14 $\theta=0^\circ$ POD 模态空间分布

Fig. 14 Spatial shapes of POD modes for $\theta=0^\circ$

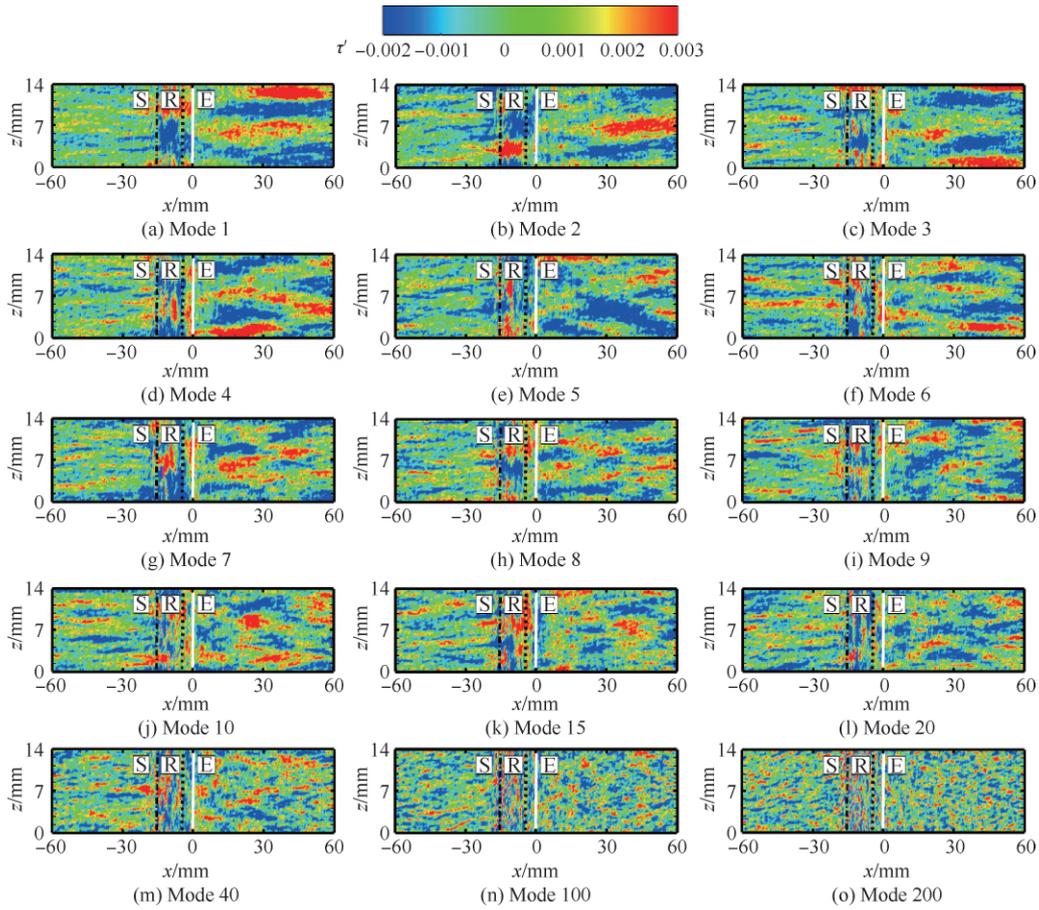


图 15 $\theta=10^\circ$ POD 模态空间分布

Fig. 15 Spatial shapes of POD modes for $\theta=10^\circ$

图 16 分别给出 $N_s=3, 10, 20, 100, 200$ 重构得到的物面剪切应力脉动, 这里给出了 $x=30$ mm 处物面剪切应力脉动沿展向的分布情况。对于平板入射激波干扰问题, 下游再附边界层物面剪切应力脉动沿展向近似表征为正负交替周期分布, 这与 Görtler-like 流向涡结构的上抛和下洗现象有关, 其展向尺度约为 1.0δ 。如图 16(a) 所示, 采用前 3 个 POD 模态重构得到的脉动曲线与 DNS 结果吻合较好, 且随着 POD 模态数目从 3 增加到 100, 重构后的脉动曲线均变化较小, 这说明此时前 3 个 POD 模态对剪切应力脉动场的贡献占主导, 高阶模态的贡献可以忽略不计。图 16(b) 给出了 $\theta=10^\circ$ 工况各 POD 模态的贡献。可以看到, 此时基于前 3 个模态重构的脉动场与 DNS 结果差异巨大, 特别是脉动曲线的波峰和波谷位置。随着模态数目的增加, 各曲线分布规律变化剧烈, $N_s=200$ 时重构后脉动分布在总体上

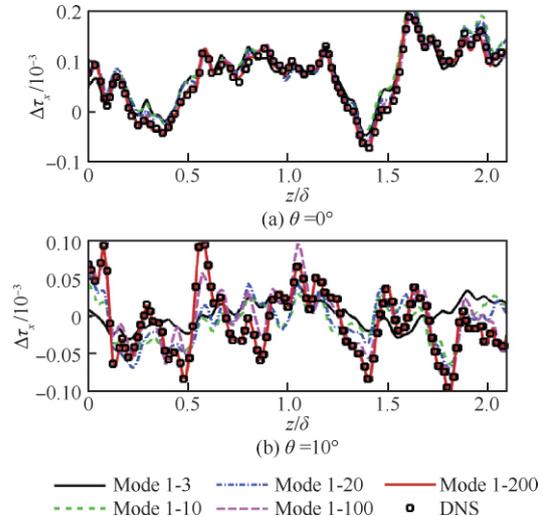


图 16 基于 POD 模态重构的物面剪切应力脉动

Fig. 16 Reconstruction of fluctuating wall shear stress based on POD modes

才逐步趋近 DNS 结果。由此可见,膨胀效应增强了高阶模态对脉动场的贡献。从模态能量和空间结构尺度的变化规律来看,这主要是由于膨胀效应极大地降低了低阶模态能量从而导致高阶模态贡献的相对升高。

6 结 论

本文采用直接数值模拟方法研究了来流马赫数 2.9、激波角 30° 的入射激波与膨胀角湍流边界层相互作用问题,详细地分析了膨胀角角度对干扰区内复杂流动现象的影响规律,如分离泡、物面压力脉动特性、膨胀区湍流边界层和物面剪切应力脉动场等,得到以下结论:

1) 强膨胀效应对分离泡尺度和形态影响较为剧烈。随着膨胀角角度增大,分离区流向长度和法向高度急剧降低,在抽吸作用下分离泡形态呈现整体往下游偏移的双峰构型。

2) 强膨胀效应极大地抑制了分离激波低频振荡现象,同时加速了下游再附区物面压力脉动的恢复过程。

3) 膨胀区雷诺剪切应力象限分析结果表明,各象限事件贡献和出现概率逐步恢复逼近上游无干扰湍流边界层。研究发现,膨胀区再附边界层 Görtler-like 涡结构展向及法向尺度变化剧烈,同时在近壁区诱导产生了大量小尺度流向涡结构。

4) 本征正交分解结果表明,膨胀角的变化对物面剪切应力脉动场的影响主要体现在低阶模态能量的急剧降低,从而导致高阶模态的总体贡献相对升高。膨胀区模态空间结构与平板入射激波干扰问题较为类似,但前者主能量模态展向特征尺度约为后者的一半。

致 谢

感谢国家超级计算广州中心、国家超级计算天津中心、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] ARDONCEAU P L. The structure of turbulence in a supersonic shock wave/boundary layer interaction [J]. AIAA Journal, 1984, 22(9): 1254-1262.
- [2] SETTLES G S, BOGDONOFF S M, VAS I E. Incipient separation of a supersonic turbulent boundary layer at high Reynolds number[J]. AIAA Journal, 1976, 14(1): 50-56.
- [3] 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.
- [4] SETTLES G S, FITZPATRICK T J. Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynolds number supersonic flow [J]. AIAA Journal, 1979, 17(6): 579-585.
- [5] HUMBLE R A, SCARANO F. Unsteady aspects of an incident shock wave turbulent boundary layer interaction [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 635: 47-74.
- [6] 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.
- [7] ADAMS N A. Direct simulation of the turbulent boundary layer along a compression ramp at $M=3$ and $Re_\theta=1\ 685$ [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 420: 47-83.
- [8] DUPONT P, HADDAD C, DEBIEVE J F. Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 599: 255-277.
- [9] PIPONNIAU S, DUSSAUGE J P, DEBIEVE J F. A simple model for low frequency unsteadiness in shock induced separation[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 629: 87-108.
- [10] PRIEBE S, WU M, MARTIN M P. Low-frequency unsteadiness in shock wave turbulent boundary layer interaction[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 699: 1-49.
- [11] CHEW Y T. Shock wave and boundary layer interaction in the presence of an expansion corner[J]. Aeronautical Quarterly, 1979, 30: 506-527.
- [12] CHUNG K M, LU F K. Hypersonic turbulent expansion-corner flow with shock impingement[J]. Journal of Propulsion and Power, 1995, 11(3): 441-447.
- [13] WHITE M E, AULT D A. Expansion corner effects on hypersonic shock wave/turbulent boundary-layer interactions[J]. Journal of Propulsion and Power, 1996, 12(6): 1169-1173.
- [14] SATHIANARAYANAN A, VERMA S B. Experimental investigation of an incident shock-induced interaction near an expansion corner[J]. AIAA Journal, 2017, 54(3): 769-773.
- [15] KONOPKA M, MEINKE M, SCHRODER W. Large-eddy simulation of relaminarization in supersonic flow: AIAA-2012-2978 [R]. Reston: AIAA, 2012.
- [16] 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).
- [17] BOOKEY P B, WYCKHAM C, SMITS A J. Experimental investigations of Mach 3 shock wave turbulent boundary layer interaction: AIAA-2005-4899 [R]. Reston: AIAA, 2005.
- [18] PRIEBE S, WU M, MARTIN M P. Direct numerical simulation of a reflected shock wave turbulent boundary layer interaction[J]. AIAA Journal, 2009, 47(5): 1173-1185.
- [19] NARASIMHA R, VISWANATH P R. Reverse transition at an expansion corner in supersonic flow[J]. AIAA Journal, 1975, 13(5): 693-695.
- [20] 童福林, 唐志共, 李新亮, 等. 压缩拐角激波与旁路转捩边界层干扰数值研究[J]. 航空学报, 2016, 37(12): 3588-3604.
- TONG F L, TANG Z G, LI X L, et al. Numerical study of shock wave and bypass transitional boundary layer interaction in a supersonic compression ramp [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(12): 3588-3604 (in Chinese).
- [21] 童福林, 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).
- [22] DOLLING D S, OR C T. Unsteadiness of the shock wave structure in attached and separated compression ramp flows[J]. Experiment in Fluids, 1985, 3(1): 24-32.
- [23] 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: 065113.
- [24] WALLACE J M. Quadrant analysis in turbulence research: History and evolution[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2016, 48: 131-158.
- [25] KROGSTAD P A, SKARE P E. Influence of a strong adverse pressure gradient on the turbulent structure in a boundary layer[J]. Physics of Fluids, 1995, 7: 2014-2024.
- [26] KIM J, MOIN P, MOSER R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1987, 177: 133-166.
- [27] 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.
- [28] ZHUANG Y, TAN H J, LI X, et al. Görtler-like vortices in an impinging shock wave/ turbulent boundary layer interaction flow[J]. Physics of Fluids, 2018, 30: 061702.
- [29] BERKOOZ G, HOLMES P, LUMLEY J L. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1993, 25: 539-575.

(责任编辑: 李明敏)

Expansion effect on shock wave and turbulent boundary layer interactions

TONG Fulin^{1,2,3}, ZHOU Guiyu^{3,*}, SUN Dong^{1,3}, 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: Direct numerical simulations of impinging shock waves and turbulent boundary layer interactions in an expansion corner for the incident shock of 30° at Mach number 2.9 are performed. The nominal impingement point of incident shock waves at the wall is fixed at the apex of the expansion corner. Four cases for expansion angles of 0° , 2° , 5° and 10° are considered. By changing the expansion angle, this research studies the impact of the expansion effect on the complicated flow phenomena in the interaction region, including the separation bubble, wall pressure fluctuations, the turbulent boundary layer in the expansion region and the fluctuating wall shear stress. Results indicate that the streamwise length and height of the separation region are dramatically decreased when the expansion angle is increased, particularly in the condition of strong expansion effect where the shape of the separation bubble is characterized by double peaks with downstream migration. The power spectrum density of wall pressure fluctuations suggests that the unsteady motion of the separation shock is still dominated by the large-scale low frequency oscillation for the expansion angles of 2° and 5° . When the angle is increased to be 10° , the low-frequency unsteady motion of the separated shock is strongly suppressed and the recovery process of fluctuating wall pressure in the expansion region is obviously accelerated. The quadrant analysis of Reynolds shear stress shows that the contribution and occurrence probability of each quadrant experience a faster recovery as the expansion angle is increased. The Görtler-like vortex structures are dramatically destroyed and more small-scale streamwise vortices are generated in the near-wall region. In addition, the proper orthogonal decomposition analysis of the fluctuating wall shear stress indicates that the influence of the expansion effect is mainly reflected in the sharp decrease of the low-order modes energy and the relative increase of overall contribution of high-order modes.

Keywords: shock wave/turbulent boundary layer interaction; expansion corner; proper orthogonal decomposition; wall shear stress fluctuation; separation bubble; direct numerical simulation

Received: 2019-12-16; Revised: 2020-03-21; Accepted: 2020-03-24; Published online: 2020-04-03 15:03

URL: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20200904.html>

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (11972356, 91852203); National Key Research and Development Program of China (2016YFA0401200)

* Corresponding author. E-mail: 453889817@qq.com