

**引用格式:** 段俊亦, 童福林, 李新亮, 等. 压缩-膨胀湍流边界层平均摩阻分解[J]. 航空学报, 2022, 43(1): 625915. DUAN J Y, TONG F L, LI X L, et al. Decomposition of mean friction drag in compression-expansion turbulent boundary layer[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2022, 43(1): 625915 (in Chinese). doi:10.7527/S1000-6893.2021.25915

## 压缩-膨胀湍流边界层平均摩阻分解

段俊亦<sup>1,2</sup>, 童福林<sup>1,3,4</sup>, 李新亮<sup>1,2</sup>, 刘洪伟<sup>1,\*</sup>

1. 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
2. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049
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

**摘要:** 采用直接数值模拟对来流马赫数 2.9、24°压缩-膨胀折角构型中激波与湍流边界层干扰问题进行了研究。重点关注膨胀折角法向高度对激波干扰区以及下游平板边界层流动的影响。研究发现,当高度足够大时,激波干扰区内未受下游膨胀波的影响,此时的流动特征与传统的压缩折角干扰构型一致。高度较小时,脱体剪切层的再附过程受到下游膨胀波的加速影响,导致再附点向上游移动,分离泡发生剧烈收缩。对上、下游平板湍流边界层应用了平均摩阻分解技术,比较了湍流边界层在平衡和非平衡状态下的差异。分析发现,膨胀折角区域的高摩阻现象主要与摩阻分解后的  $C_{f1}$  项与  $C_{f3}$  项相关。高度变化对  $C_{f1}$  项影响较小,而对  $C_{f2}$  项影响显著。高度变化体现在:下游平板上 Görtler 涡结构强度以及层流化现象对  $C_{f2}$  项贡献的差异。

**关键词:** 激波/湍流边界层干扰; 压缩-膨胀折角构型; 直接数值模拟; 平均摩阻分解; Görtler 涡

中图分类号: V211.3; O241.3 文献标识码: A 文章编号: 1000-6893(2022)01-625915-12

激波/湍流边界层干扰(Shock wave/Turbulent Boundary Layer Interactions, STBLIs)是高速飞行器时常面临且会对气动力布局与热防护产生重要影响的基础科学问题。激波干扰区内流动现象非常丰富,其中包括:激波系的非定常运动、湍流边界层分离/再附过程、分离泡呼吸运动等。Ferri<sup>[1]</sup>在高速风洞中测试翼型时首次观察到激波/边界层干扰现象。经过 70 多年的研究探索,对该问题的研究取得了十足的进步,但是目前对激波低频振荡现象、再附区高热流形成机理以及流动控制等难点问题的认识有所欠缺,值得人们在未来进行深入研究<sup>[2]</sup>。深入理解激波/湍流边界层干扰问题的流动机理,有助于未来先进高超

声速飞行器的研制,为航空航天领域中的工程应用提供理论基础。

根据激波产生方式不同,可以将激波/湍流边界层干扰问题分为:压缩折角、入射激波干扰、双锥、后掠压缩折角、单楔、双楔以及内流道问题。压缩折角构型流动中,自由来流在角区形成斜激波并与来流湍流边界层(Turbulent Boundary Layer, TBL)产生相互影响。相较于单楔、后掠压缩折角等三维干扰构型,压缩折角是准二维干扰构型,展向上具有周期性,激波干扰区内的流动也相对简单,这有利于对激波/湍流边界层干扰问题进行理论建模与流动机理分析。因此,自 20 世纪 40 年代以来,压缩折角构型作为经典的激波/

收稿日期: 2021-06-07; 退修日期: 2021-07-02; 录用日期: 2021-07-18; 网络出版时间: 2021-08-04 09:17

网络出版地址: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20220105.html>

基金项目: 国家重点研发计划(2019YFA0405300, 2016YFA0401200); 国家自然科学基金(91852203); 国家数值风洞工程; 科学挑战专题(TZ2016001); 中国科学院战略先导专项(XDC01000000, XDA17030100)

\* 通信作者. E-mail: hliu@imech.ac.cn

湍流边界层干扰构型之一,被国内外学者进行了大量的风洞试验以及数值模拟研究。

早期对压缩折角构型的研究是以风洞试验为主。Settles 等<sup>[3]</sup>试验获得了不同偏折角度(激波强度)的压缩折角流场,分析了激波干扰区的壁面压力、摩阻分布及平均速度在边界层附着、起始分离至完全分离状态下的演化规律。Dolling 等<sup>[4-5]</sup>对压缩折角激波干扰构型进行了大量的风洞试验研究,发现干扰区内的壁面压力脉动具有间歇性,表明在压缩折角流动中激波系统是不稳定的。Bookey 等<sup>[6]</sup>对压缩折角、入射激波及尖楔构型进行了低雷诺数条件下的风洞试验,为激波/湍流边界层干扰直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)提供了能够直接对比的、可靠的试验数据。

近 20 年以来,随着高精度低耗散数值方法及计算机技术的快速发展,使得直接数值模拟与大涡模拟(Large Eddy Simulation, LES)方法成功应用于湍流问题的研究,并逐渐成为重要的研究手段。Wu 和 Martín<sup>[7]</sup>对来流马赫数 2.9、雷诺数 2 300、24°压缩折角流动进行了直接数值模拟研究,上述来流条件与 Bookey 等<sup>[6]</sup>的风洞试验完全一致。模拟得到的上游湍流边界层、平均壁面压力分布、分离泡长度、干扰区下游的平均速度剖面及湍流脉动放大强度均与试验数据吻合较好;分离激波的低频振荡现象也能够被数值模拟预测。Li 等<sup>[8]</sup>研究了激波低频振荡机制以及干扰区湍动能的输运机制。童福林等<sup>[9-11]</sup>对压缩折角激波/湍流边界层干扰构型进行了大量的直接数值模拟研究,其中包括:折角角度、壁温以及马赫数对折角流动的影响。

总的来说,国内外学者对压缩折角激波/湍流边界层干扰构型进行了系统的研究。查阅压缩折角风洞试验的相关文献,可以发现,实际使用的模型大多为压缩-膨胀折角类构型。除此之外,发动机进气道以及超声速飞行器的基本构件经常由连续的压缩折角与膨胀折角构成<sup>[12]</sup>。在压缩-膨胀折角构型中,来流湍流边界层受到激波和膨胀波的综合作用,流动现象更加复杂。Zheltovodov<sup>[13]</sup>将压缩-膨胀折角构型中主要的流动现象划分为以下 6 种:① 分离激波对边界层内湍流的放大机制;② 激波对外层湍流的放大机制;③ 膨胀波后

对湍流的抑制作用;④ 脱体剪切层再附着过程;⑤ Taylor-Görtler 涡的形成;⑥ 分离区内湍流的层流化。

自 2013 年以来,串联压缩折角和膨胀折角构型<sup>[14-16]</sup>逐渐成为研究热点。但目前,国内外对该构型的直接数值模拟计算相对较少,流动机理的分析也有所欠缺。因此,本文采用直接数值模拟方法对超声速压缩-膨胀折角构型激波/湍流边界层干扰问题进行了数值研究。着重关注膨胀折角高度变化对激波干扰区内复杂流动结构的影响。采用最新发展的可压缩流动的平均摩阻分解技术<sup>[17-19]</sup>对流场进行分解,探究下游平板湍流边界层演化恢复规律。为了方便比较以及对模拟结果进行验证,本文使用的来流条件与 Bookey 等<sup>[6]</sup>试验及 Wu 和 Martín<sup>[7]</sup>DNS 计算的相近。

## 1 平均摩阻分解

摩擦阻力系数  $C_f$  可由壁面处的剪切应力  $\tau_w$  与来流动压的比值计算,表达式为

$$C_f = \tau_w / \left( \frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2 \right) \quad (1)$$

式中: $\rho$  为密度; $u$  为流向速度分量;下标“ $\infty$ ”代表来流。

Fukagata 等<sup>[17]</sup>(FIK 分解)首次提出了摩阻分解的概念。他们对不可压缩雷诺方程进行三重积分后,将摩擦阻力系数与边界层内雷诺剪切应力的分布关联起来。在不可压缩槽道,有表达式:

$$C_f = \underbrace{\frac{6}{Re_b}}_{C_{f1,FIK}} + \underbrace{\frac{6}{u_b^2} \int_0^h \left(1 - \frac{y}{h}\right) (-\langle u'v' \rangle) dy}_{C_{f2,FIK}} \quad (2)$$

式中: $Re_b = hu_b/\nu$  ( $h$  为半槽道高度,  $u_b$  为平均速度,  $\nu$  为运动黏性系数);  $y$  为距壁面法向高度;  $v$  为法向速度分量;  $-\langle u'v' \rangle$  为雷诺剪切应力,  $\langle \rangle$  代表 Reynolds 平均,“ $'$ ”代表 Reynolds 平均相应的脉动量。式(2)将摩擦阻力系数分解成“层流”与“湍流”贡献。对于“湍流”贡献,是将雷诺剪切应力进行法向高度加权后积分得到,但这一处理方法却缺乏相应的物理解释。

Renard 和 Deck<sup>[18]</sup>(RD 分解)从湍动能输运方程出发,推导出不可压缩槽道的摩阻分解公式,该方法相较于 FIK 分解更具有物理意义。在 RD 分解的基础上, Li 等<sup>[19]</sup>将其拓展到可压缩流动

中,给出了可压缩槽道以及平板边界层的摩阻分解公式。本文将采用文献[19]提出的方法对平板恢复边界层的摩阻演化特性进行研究。

对于可压缩平板边界层,在以下前提:① 无滑移壁面条件;② 展向上均匀同性;③ 无额外体积力作用,有等式:

$$C_f = \underbrace{\frac{2}{\rho_\infty u_\infty^3} \int_0^\delta \langle \tau_{yx} \rangle \frac{\partial \{u\}}{\partial y} dy}_{C_{f1}} + \underbrace{\frac{2}{\rho_\infty u_\infty^3} \int_0^\delta \langle \rho \rangle \{-u''v''\} \frac{\partial \{u\}}{\partial y} dy}_{C_{f2}} + \underbrace{\frac{2}{\rho_\infty u_\infty^3} \int_0^\delta (\{u\} - u_\infty) \left( \langle \rho \rangle \left( \{u\} \frac{\partial \{u\}}{\partial x} + \{v\} \frac{\partial \{u\}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} (\langle \tau_{xx} \rangle - \langle \rho \rangle \{u''u''\} - \langle p \rangle) \right) dy}_{C_{f3}} \quad (3)$$

式中: $\delta$ 为边界厚度; $\{ \}$ 代表 Favre 平均;“ $\langle \rangle$ ”代表 Favre 平均相应的脉动量; $\tau_{ij}$ 为黏性应力张量分量; $p$ 为压力。文献[19]的附录 A 部分给出了式(3)详细的理论推导过程,本文不再赘述。式(3)中,摩擦阻力系数  $C_f$  分为 3 部分贡献: $C_{f1}$  代表黏性剪切带来的直接影响,与平均流场相关,表征为能量耗散为热; $C_{f2}$  代表湍流脉动场的贡献,与雷诺剪切应力相关,表征为湍动能生成消耗的能量; $C_{f3}$  代表空间发展对壁面带来的影响,其中可分为空间对流以及流向不均匀性两部分贡献。

## 2 直接数值模拟设置与结果验证

### 2.1 DNS 设置

直接数值模拟求解的控制方程为曲线坐标系  $(\xi, \eta, \zeta)$  下守恒形式的三维可压缩无量纲 Navier-Stokes 方程组:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial (\mathbf{G} - \mathbf{G}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial (\mathbf{H} - \mathbf{H}_v)}{\partial \zeta} = \mathbf{0} \quad (4)$$

式中: $\mathbf{U} = J^{-1}[\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e]$  为守恒变量, $J$  为坐标系变换所产生的雅可比系数, $w$  为展向速度分量, $e$  为单位质量总能; $(\mathbf{F}, \mathbf{F}_v)$ 、 $(\mathbf{G}, \mathbf{G}_v)$  与  $(\mathbf{H}, \mathbf{H}_v)$  分别为  $\xi$ 、 $\eta$  与  $\zeta$  方向上的无黏和黏性通量。

采用自由来流参数及单位长度(mm)作为特征变量对方程组进行无量纲化。

无黏项离散使用的是 Martin 等<sup>[20]</sup> 优化构造的 WENO-SYMO+ Limiter 格式,该方法在保证激波干扰区计算鲁棒性的同时,减少了数值格式耗散对湍流边界层计算精度的影响。黏性项离散使用的是八阶中心格式,时间积分采用三阶精度的 Runge-Kutta 方法。此外,计算使用的是 OpenCFD-SC 有限差分求解器,该软件已经对压缩折角、入射激波构型等激波/湍流边界层干扰问题进行了大量的计算<sup>[8-11]</sup>,计算结果的可靠性得到了充分的验证。

计算模型如图 1 所示,是由上、下游平板,  $24^\circ$  压缩折角以及  $24^\circ$  膨胀折角串联构成。图 2 给出了计算使用的网格及其局部放大图。图 2(a) 在可视化时,流向与法向网格分别间隔 20 个与 5 个网格点显示。直角坐标系原点位于压缩折角转折点处, $x$ 、 $y$ 、 $z$  分别代表流向、法向与展向。压缩折角上游平板长 400 mm,坡面及下游平板长度依算例不同而变化。法向及展向计算域长度分别为 50 mm 与 14 mm。流向网格在  $x > -100$  mm 范围内均匀密集分布,法向网格沿壁面方向采用指数拉伸并应用壁面正交技术,展向网格均匀分布。

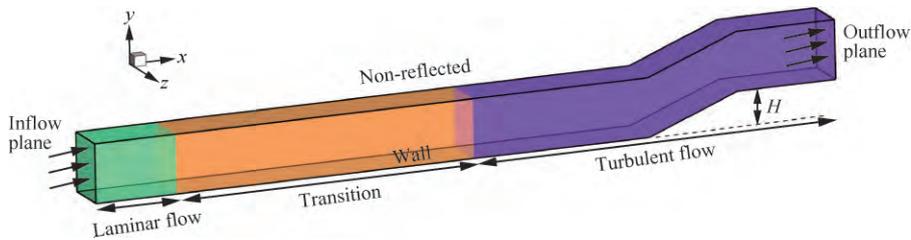


图 1 计算模型

Fig. 1 Computational model

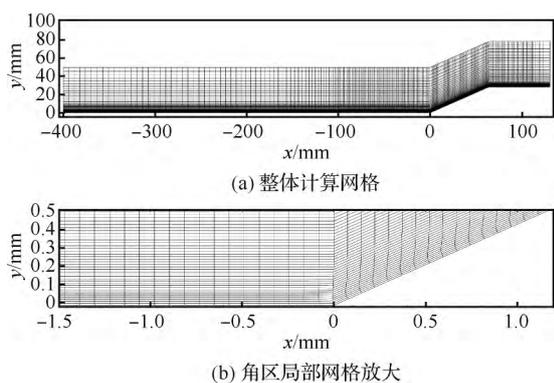


图2 计算网格

Fig. 2 Computation grid

自由来流马赫数  $Ma_\infty = 2.9$ , 单位雷诺数  $Re_\infty = 5\,581.4\text{ mm}$ 。下边界采用等温无滑移壁面条件, 壁面温度取  $T_w = 307\text{ K}$ ; 展向使用周期性边界条件; 上边界采用无反射边界条件。在来流条件以及其他设置完全相同的情况下, 本文对4个不同折角高度的算例进行了直接数值模拟。表1给出了各算例的模型及网格分布信息, 其中  $H$  为下游平板与上游平板之间的高度差;  $\delta_0$  为参考位置处边界层厚度;  $L_z$  为展向计算域宽度;  $N_x, N_y, N_z$  为  $x, y, z$  方向的网格节点数。在参考位置  $x = -60\text{ mm}$  处的网格分辨率分别为: 流向网格  $x^+ = 3.7$ ; 法向第1层网格  $y_w^+ = 0.45$ , 边界层外缘  $y_c^+ = 5.9$ ; 展向网格  $z^+ = 4.2$ , 网格分辨率达到了直接数值模拟的标准<sup>[21]</sup>。

表1 计算域及网格参数

Table 1 Domain size and mesh parameters

Case No.	$H/\delta_0$	$L_z/\delta_0$	$N_x \times N_y \times N_z$
1	0.71	2.05	3 300 × 256 × 150
2	1.19	2.05	3 400 × 256 × 150
3	1.67	2.05	3 400 × 256 × 150
4	4.18	2.05	4 000 × 256 × 150

## 2.2 结果验证

来流湍流边界层是由层流边界层在壁面吹吸扰动作用下旁路转捩得到, 扰动带位置在  $-370\text{ mm} < x < -350\text{ mm}$  范围内, 具体表达式见文献<sup>[22]</sup>。计算结果表示边界层在到达均匀密集区 ( $x > -100\text{ mm}$ ) 前已经完成转捩。湍流边界层在进入角部干扰区之前, 预留了40 mm板长, 使

得湍流边界层进入到均匀密集区后逐渐恢复小尺度结构, 保证来流湍流边界层计算的可靠性。

由于来流湍流边界层计算精度直接影响激波干扰区的计算结果, 本文首先对湍流边界层的计算结果进行验证。图3给出了参考位置处平衡的湍流边界层平均流向速度剖面 and 采用了平均密度加权后的速度脉动强度  $(\rho/\rho_w)^{1/2} u''_{i,rms}$  分布, 其中  $\rho_w$  为壁面处密度。可以看到经过 van Driest 变换后的速度  $u_{vd}^+$  剖面满足线性律和对数律, 且与文献<sup>[7, 23]</sup>的 DNS 结果吻合很好。速度脉动强度的峰值大小及位置与 Wu 和 Moin<sup>[23]</sup> 及 Pirozzoli 和 Bernardini<sup>[24]</sup> 零压力梯度平板湍流边界层数据吻合较好。表2分别给出了参考位置湍流边界层的马赫数  $Ma_\infty$ 、动量厚度度量的雷诺数  $Re_\theta$ 、边界层厚度  $\delta_0$ 、位移厚度  $\delta_0^*$ 、动量厚度  $\theta_0$  和壁面摩擦阻力系数  $C_f$ 。下文中如无特殊说明, 下标“0”均代表参考位置  $x = -60\text{ mm}$ , 变量均采用参考位置处的统计量进行无量纲化。

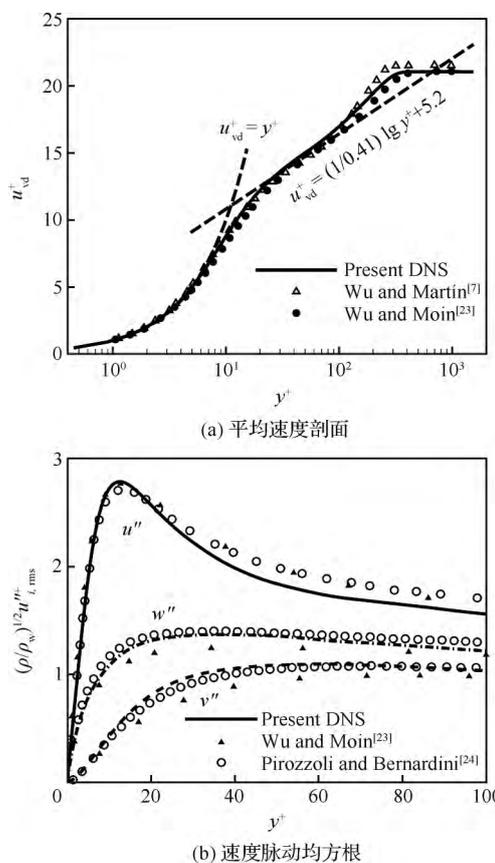


图3 参考位置平均速度剖面与速度脉动均方根

Fig. 3 Mean velocity and root mean square of fluctuation velocity profiles at reference location

图 4 给出了压缩-膨胀折角算例 Case 4 在激波干扰区内的平均壁面压力 ( $p_w$ ) 及摩擦阻力系数分布。可以看到:压力及摩阻具有典型的压缩折角构型中的分布特征。这是由于上、下游平板高度差较大,下游膨胀折角对上游激波干扰区影响非常弱。因此,Case 4 算例膨胀折角上游的压缩折角区域的流场结构及流动特征应与压缩折角干扰构型完全一致。

为了验证激波干扰区内计算结果的可靠性,本文对比了压缩-膨胀折角与Bookey等<sup>[6]</sup>以及

表 2 参考位置湍流边界层统计参数

Table 2 Statistical parameters of turbulent boundary layer at reference location

Method	$Ma_\infty$	$Re_\theta$	$\delta_0$	$\delta_0^*$	$\theta_0$	$C_f$
Present	2.9	2 232	6.8	2.02	0.41	0.002 26
Test <sup>[6]</sup>	2.9	2 400	6.7	2.36	0.43	0.002 25
DNS <sup>[7]</sup>	2.9	2 300	6.4	1.80	0.38	0.002 17

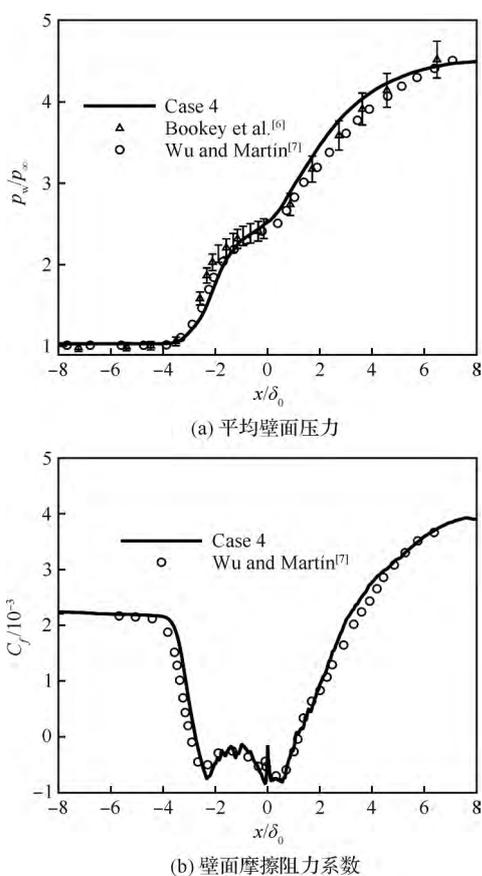


图 4 平均壁面压力和摩擦阻力系数分布 (Case 4)

Fig. 4 Distributions of average wall pressure and skin friction coefficient (Case 4)

Wu 和 Martin<sup>[7]</sup> 压缩折角干扰区内的数据。可以看到:壁面压力分布与前人试验及 DNS 结果基本吻合,但在再附区略高于前人 DNS 结果,两 DNS 结果均在试验测量误差带 5% 的范围内。壁面摩擦阻力系数分布曲线在分离区内存在 2 个极小值和 1 个极大值点,与压缩折角构型一致。此外,来流湍流边界层以及激波干扰区内摩阻的分布与压缩折角 DNS 计算基本吻合,分离点与再附点的位置也几乎相似。验证了激波干扰区内计算结果的可靠性。接下来本文将对计算结果进行更全面的验证。

### 3 流场结构

本节将分别对压缩-膨胀干扰构型的瞬时流场和时均流场进行分析。着重关注激波干扰区以及下游平板边界层中主要的流场结构。在计算达到准定常状态后,采集了 500 个具有恒定时间间隔  $\Delta t u_\infty / \delta_0 = 1.47$  的三维瞬时流场,平均流场是通过对这些瞬时流场进行时间-展向平均后得到。

#### 3.1 瞬时流场

图 5 给出压缩-膨胀折角构型各算例的瞬时密度梯度 DSM 的分布,计算方法与文献[7]一致,图中绿线和粉线分别为  $Ma = 1$  和  $u = 0$  的瞬态等值线,这里  $u$  为无量纲流向速度。可以看到,激波所产生的逆压梯度导致来流湍流边界层在压缩折角区发生分离,同时可以观察到脱体剪切层及再附边界层外缘的小激波串结构。从瞬态结果来看,由于膨胀折角的存在导致分离泡收缩,并且随着膨胀折角高度的减少,分离泡收缩的程度也更剧烈。除此之外,再附边界层经过膨胀折角后,在体积膨胀和离心作用下,下游平板湍流边界层中相干结构存在的高度显著大于来流湍流边界层,声速线也在加速的作用下迅速靠近壁面。

为了考察压缩-膨胀折角流动过程中拟序涡结构的演化规律,图 6 给出了 Case 1 算例采用 Q 判据<sup>[25]</sup>识别出的瞬时三维涡结构,使用距壁面距离  $y_n$  进行染色;黑色实体为  $u = 0$  的三维等值面。为了突出激波干扰区内的拟序涡结构,这里使用了较大的 Q 值 ( $Q\delta_0/u_\infty = 2.04$ ),以减少上、下游湍流边界层内涡结构的数量。如图 6 所示:在激波干扰区的上游平板近壁区域出现了大量的、间

歇的、流向拉长的条带状涡结构,这与以往零压力梯度超声速平板湍流边界层观察到的结果一致<sup>[26]</sup>;而在干扰区内存在更加丰富的、尺度更大的拟序涡结构,并且沿展向不均匀分布;膨胀折角

下游平板附近的近壁区域与远壁区域均存在大量的拟序涡结构,但较于干扰区涡的数量有所减少,除此之外,涡结构的数量沿边界层向下游发展的同时也将进一步减少。

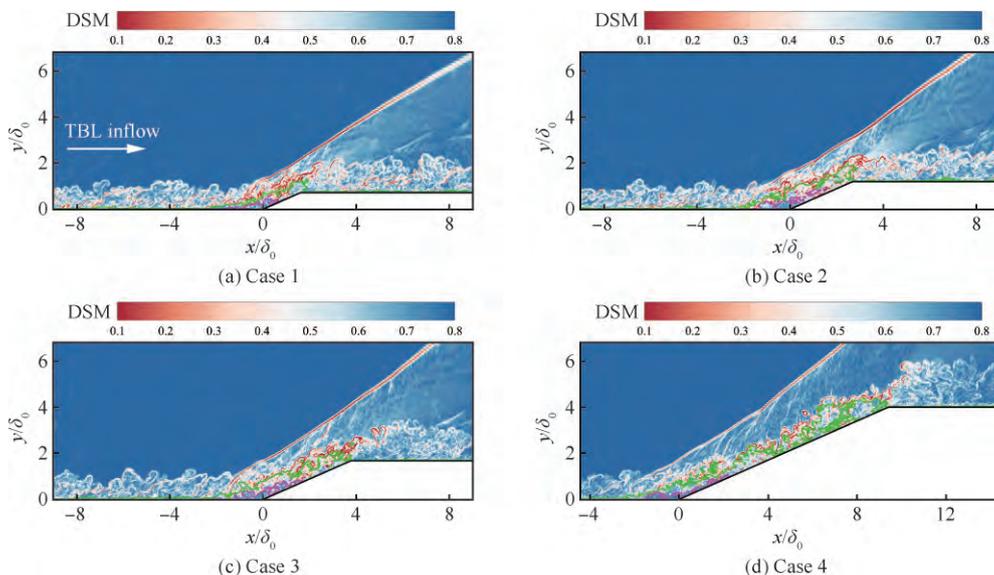


图5 瞬时密度梯度

Fig. 5 Instantaneous density gradient

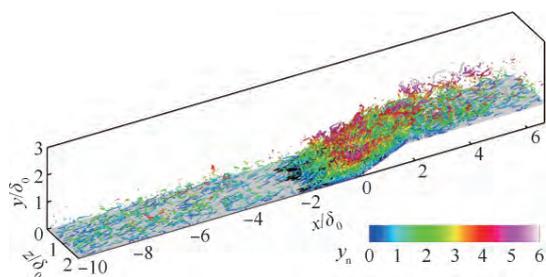


图6 瞬时拟序涡结构( $Q/Q_{\max}=1\%$ )

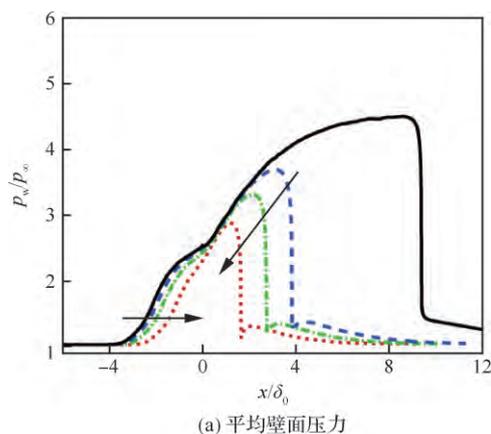
Fig. 6 Iso-surface of instantaneous coherent vortex structure ( $Q/Q_{\max}=1\%$ )

### 3.2 平均流场

图7(a)给出了压缩-膨胀折角各算例的平均壁面压力分布,壁面压力 $p_w$ 和空间坐标 $x$ 分别采用来流压力 $p_\infty$ 与参考位置边界层厚度无量纲化。如前文所述,Case 4算例激波干扰区内的流动不受膨胀折角存在的干扰。并且在角部区域存在大范围的分流,压力分布曲线出现压力平台,这是分离流动的典型特征。壁面压力在再附区下游附近达到无黏理论值 $p_w/p_\infty=4.51$ 后沿流向变化缓慢,并在流经膨胀折角后迅速下降,最

后在下游平板逐渐恢复到来流水平。其余算例之间的壁面压力分布具有一定的相似性,但随着膨胀折角高度的减小,角部流动分离区域发生收缩并导致压力平台逐渐消失。

如图7(b)所示,摩擦阻力系数 $C_f$ 在激波干扰区内分布与压缩折角干扰构型相似,但在膨胀折角附近迅速升高、下降,形成“尖钉”状结构,这种结构在超声速膨胀角<sup>[27]</sup>以及压缩-膨胀折角构型<sup>[14]</sup>均出现过。这种结构可能与两方面因素有关:①在体积膨胀作用下近壁处流动加速;②壁



(a) 平均壁面压力

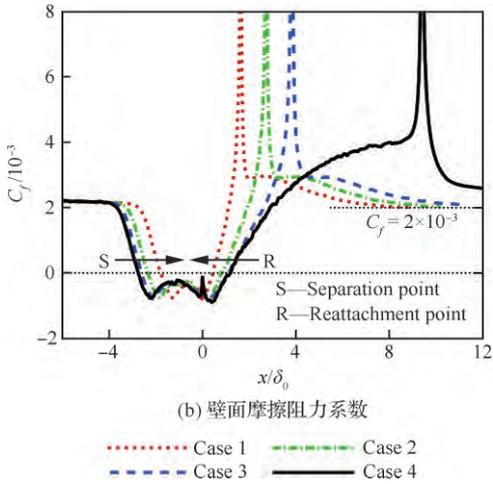


图7 平均壁面压力及摩擦阻力系数分布(Case 1~ Case 4)

Fig. 7 Distributions of average wall pressure and skin friction coefficient (Case 1-Case 4)

面几何在膨胀角处曲率不连续。除此之外,可以观察到下游平板边界层摩擦阻均大致收敛到  $C_f = 2 \times 10^{-3}$ , 略小于来流湍流边界层,这与边界层在下游平板增厚有关。

#### 4 摩擦分解结果与讨论

##### 4.1 湍流边界层

参考位置上湍流边界层摩擦分解结果在表3中给出。为了对比验证,本文还给出了马赫数  $Ma_\infty = 2$ , 雷诺数  $Re_\tau = 250, 450$  零压力梯度可压缩平板湍流边界层的分解结果<sup>[28]</sup>,表中相对误差指使用摩擦分解方法计算的结果相对于使用壁面速度梯度计算结果之间的误差。可以看到,TBL摩擦分解的结果与参考文献非常接近,证明了直接数值模拟以及摩擦分解计算的可靠性。但由于来流工况不完全相同,导致了TBL摩擦分解结果产生了一定的差异。

表3 摩擦分解各项分量的贡献

Table 3 Contributions of decomposed skin friction drag components

Case	$\frac{C_{f1}}{C_f} / \%$	$\frac{C_{f2}}{C_f} / \%$	$\frac{C_{f3}}{C_f} / \%$	Relative error/ %
Present DNS	46.00	43.56	10.43	0.005
$Re_\tau = 250$ <sup>[28]</sup>	45.04	45.51	9.45	0
$Re_\tau = 450$ <sup>[28]</sup>	42.25	48.17	9.57	-0.01

##### 4.2 下游平板边界层

膨胀折角下游的平板边界层摩擦分解后的分量分布如图8所示。这里对横坐标进行了平移,使原点位于膨胀折角,  $x_{EC}$  表示膨胀角所在位置;纵坐标使用平衡状态湍流边界层的分量进行归一化。可以看到,各分量的分布与平衡状态下存在

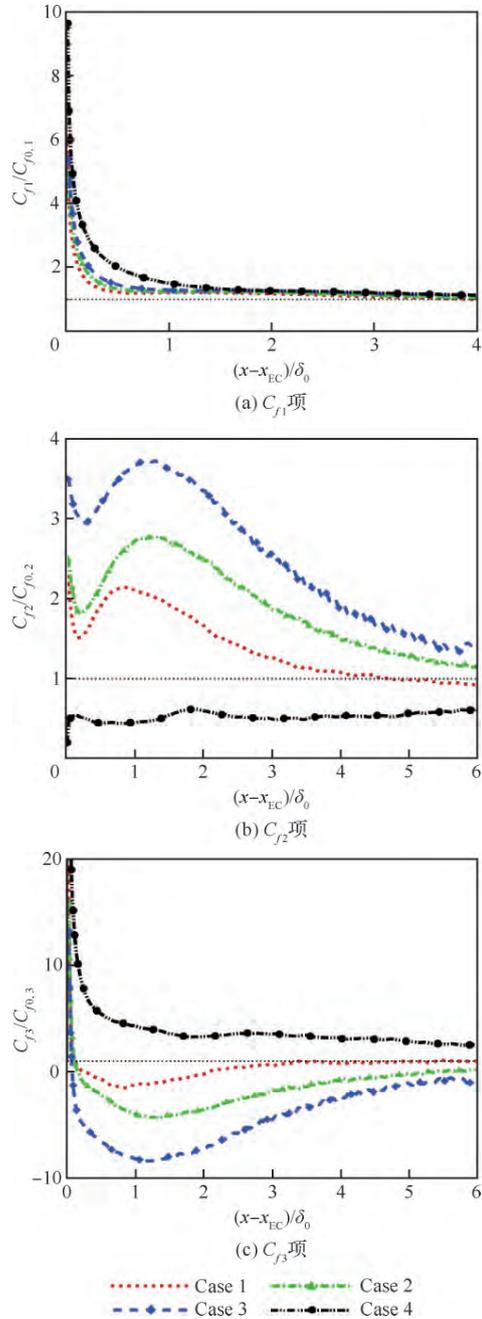


图8 平均摩擦分解各分量分布

Fig. 8 Components distribution of mean skin friction decomposition

较大差异,在膨胀折角下游  $1\delta_0$  的范围内剧烈变化后逐渐恢复到平衡状态。

此外,在图 7(b)所示的膨胀折角区域极端高摩阻主要是由  $C_{f1}$  与  $C_{f3}$  贡献,而与湍流脉动相关的  $C_{f2}$  项贡献较少。针对超声速膨胀折角流动, Narasimha 和 Viswanath<sup>[29]</sup> 给出了湍流边界层流化的判据:  $\Delta p/\tau_0 = 70$ , 其中  $\Delta p$  为膨胀折角压力阶跃,  $\tau_0$  为上游湍流边界层的壁面剪切应力。由于在压缩-膨胀折角构型中坡面上剪切应力剧烈变化,直接使用 Narasimha 的判据是非常困难的。但定性来说,  $\Delta p$  很大程度上直接影响下游平板边界层的流动状态。由图 7(a)和图 8 可以看到: Case 4 算例压力阶跃最大,  $\Delta p/p_\infty = 2.91$ , 其  $C_{f2}$  与  $C_{f3}$  分量呈现完全相反的分布,而  $C_{f1}$  分量在膨胀角前后差异较小; Case 1 算例压力阶跃最小,  $\Delta p/p_\infty = 1.73$ , 各摩阻分量却均在最短的距离内恢复到平衡状态。

式(3)中的  $C_{f1}$  与  $C_{f2}$  还可被写成:

$$\frac{C_{f1}}{C_f} = \int_0^\delta \frac{u_\tau}{u_\infty} \langle \tau_{yx} \rangle^+ \frac{\partial \{u\}^+}{\partial y^+} dy^+ \quad (5)$$

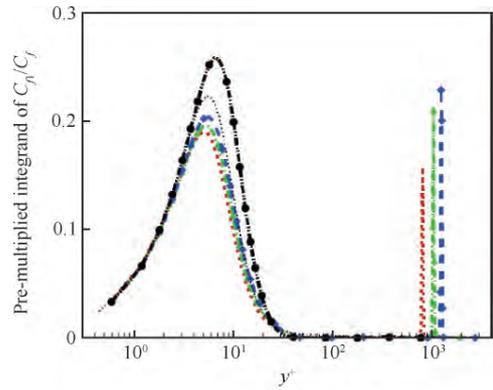
$$\frac{C_{f2}}{C_f} = \int_0^\delta \frac{u_\tau}{u_\infty} \frac{\langle \rho \rangle}{\rho_w} \{-u''v''\} + \frac{\partial \{u\}^+}{\partial y^+} dy^+ \quad (6)$$

式中:上标“+”表示使用壁面量标准化;  $u_\tau$  为摩擦速度。为了分析湍流边界层内流动结构对壁面摩阻的贡献,本文选择了 5 个站位 (E1~E5), 流向坐标分别为:  $(x - x_{EC})/\delta_0 = 1, 2, 3, 4, 5$ 。图 9、图 10 分别给出这 5 个站位上的  $C_{f1}$  和  $C_{f2}$  分量的预乘积分函数 (Pre-multiplied integrands) 随  $y^+$  的分布, 这样曲线与坐标轴所夹区域的面积等于  $C_{f1}/C_f$  或  $C_{f2}/C_f$ 。

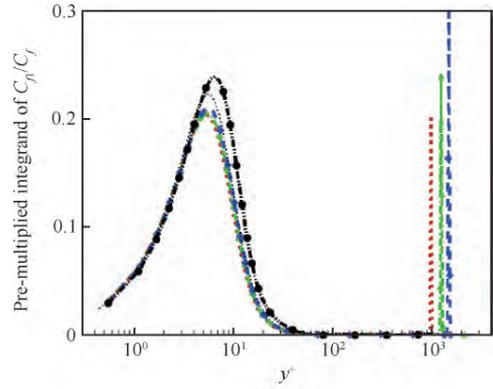
如图 9(a)~图 9(c)所示,  $C_{f1}$  的贡献绝大部分来自于边界层的内层区域。第 1 个峰在不同的站位上均处在固定的高度,且形状与平衡状态下非常相似;第 2 个峰与势流区域的激波有关,但由于其宽度非常狭窄,激波对  $C_{f1}$  项的贡献可忽略不计。此外,如图 9(d)~图 9(e)所示,各算例在 E4~E5 范围,预乘积分函数峰值大致恢复到平衡水平。

$C_{f2}$  项的预乘积分函数分布如图 10 所示,与  $C_{f1}$  的情况不同,各个位置上的分布差别很大。例如:在图 10(a)中,除最外层与激波相关的窄峰外,在激波以内的区域 ( $0 \leq y^+ \leq 1000$ ) 还存在

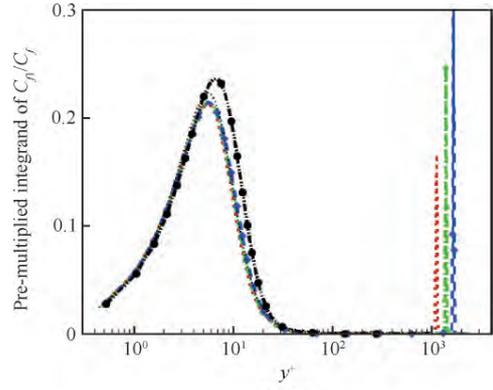
“双峰”结构。其中第 1 个峰 ( $0 \leq y^+ \leq 60$ ) 分布以及演化规律与  $C_{f1}$  第 1 个峰的情况类似,峰值均



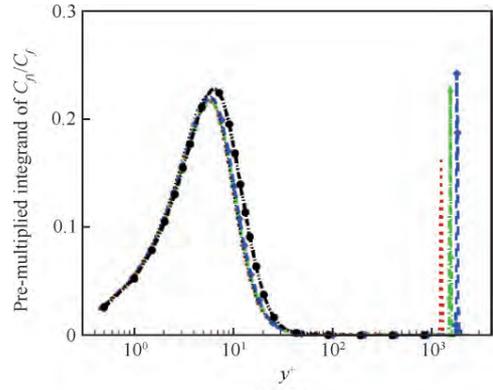
(a) E1



(b) E2



(c) E3



(d) E4

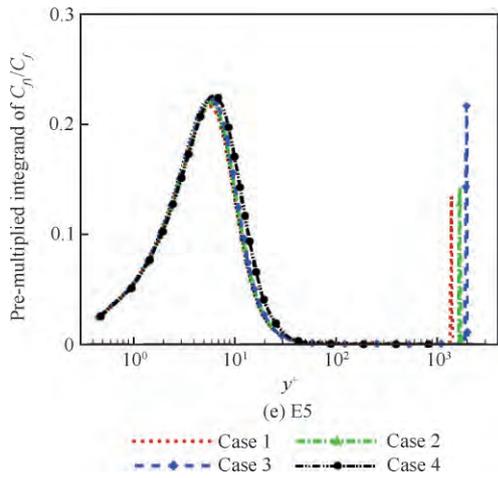


图 9  $C_{f1}/C_f$  预乘积分函数分布

Fig. 9 Distributions of pre-multiplied integrands of  $C_{f1}/C_f$

处于固定的高度 ( $y^+ \approx 13$ ); 而在对数区及尾迹区 ( $60 \leq y^+ \leq 1\ 000$ ) 出现第 2 个独立的峰。由此推测第 2 个峰可能与膨胀折角上游的大尺度 Görtler 涡对流到下游平板有关。从图 10 (b) ~ 图 10(e) 可以观察到, Case 2 和 Case 3 的预乘积分函数在 E2 ~ E5 位置显著低于平衡状态, 表明湍流脉动在这个范围内受到顺压梯度的抑制作用; 而 Case 4 算例的预乘积分函数甚至出现了负

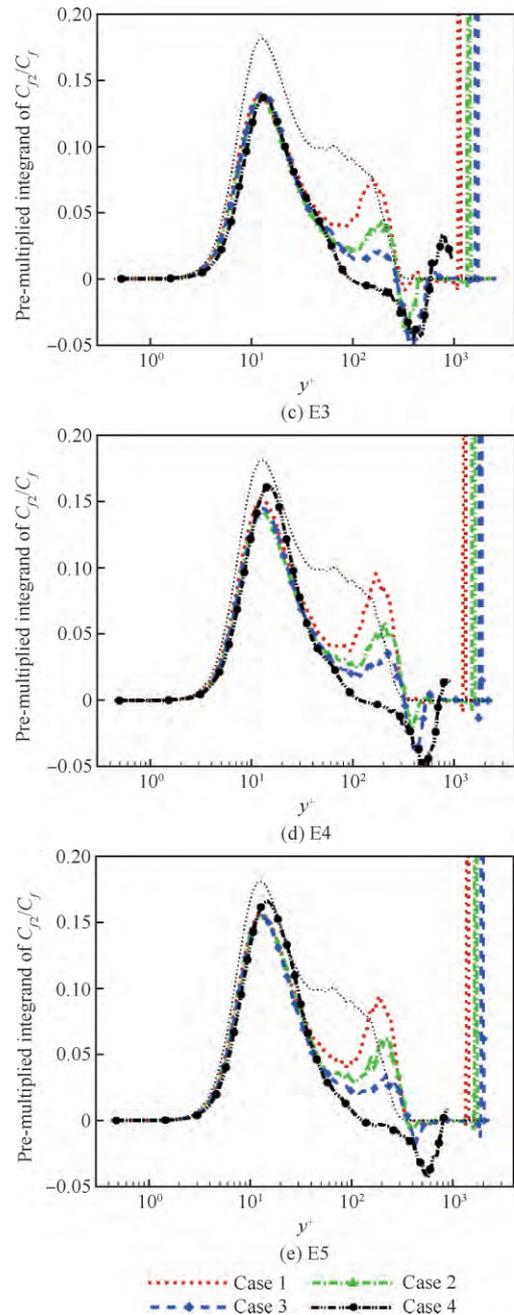
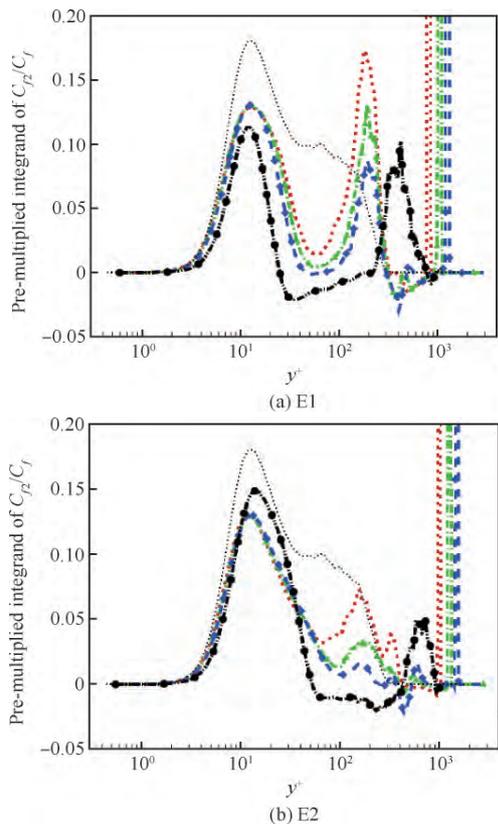


图 10  $C_{f2}/C_f$  预乘积分函数分布

Fig. 10 Distributions of pre-multiplied integrands of  $C_{f2}/C_f$

值, 表明层流化现象出现, 这样该区域对壁面摩擦贡献为负, 减小壁面摩擦阻力。

## 5 结论

本文采用直接数值模拟对来流马赫数  $Ma_\infty = 2.9$ 、雷诺数  $Re_\theta = 2\ 300$ 、 $24^\circ$  压缩膨胀折角构型内激波与湍流边界层干扰问题进行了数值

研究。对比分析了高度分别为  $H/\delta_0 = 0.71$ 、 $1.19$ 、 $1.67$ 、 $4.18$  的 4 个算例,系统探究了高度变化对压缩-膨胀折角流动的影响。采用摩阻分解技术对干扰区内的流场进行分解,讨论了非平衡湍流边界层在干扰区下游的演化规律。通过研究,高度  $H$  对流动主要有以下影响:

1) 膨胀波通过亚声速层对毗邻的再附区流动产生加速效果,导致激波干扰区内流动重组,表现为分离泡剧烈收缩。

2) 显著影响膨胀折角前后压差大小,导致下游平板边界层可能出现层流化的现象。

3) 影响再附区下游 Görtler 涡流经膨胀折角后在下游平板边界层内的强度。

4) 显著影响与湍流脉动相关的  $C_{f2}$  项,然而对与平均流场相关的  $C_{f1}$  项影响较小。

## 致 谢

感谢国家超级计算天津中心以及国家超级计算广州中心提供计算机时。

## 参 考 文 献

- [1] FERRI A. Experimental results with airfoils tested in the high-speed tunnel at Guidonia: NACA-TM-946 [C]. Washington, D. C.; NACA, 1940.
- [2] DOLLING D S. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: What next? [J]. AIAA Journal, 2001, 39(8): 1517-1531.
- [3] SETTLES G S, FITZPATRICK T J, BOGDONOFF S M. Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynolds number supersonic flow [J]. AIAA Journal, 1979, 17(6): 579-585.
- [4] DOLLING D S, MURPHY M T. Unsteadiness of the separation shock wave structure in a supersonic compression ramp flowfield [J]. AIAA Journal, 1983, 21(12): 1628-1634.
- [5] DOLLING D S, OR C T. Unsteadiness of the shock wave structure in attached and separated compression ramp flows [J]. Experiments in Fluids, 1985, 3(1): 24-32.
- [6] BOOKEY P, WYCKHAM C, SMITS A, et al. New experimental data of STBLI at DNS/LES accessible Reynolds numbers: AIAA-2005-0309 [R]. Reston; AIAA, 2005.
- [7] WU M, MARTÍN M P. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp [J]. AIAA Journal, 2007, 45(4): 879-889.
- [8] LI X L, FU D X, MA Y W, et al. Direct numerical simulation of shock/turbulent boundary layer interaction in a supersonic compression ramp [J]. Science China Physics, Mechanics and Astronomy, 2010, 53(9): 1651-1658.
- [9] TONG F L, TANG Z G, YU C P, et al. Numerical analysis of shock wave and supersonic turbulent boundary interaction between adiabatic and cold walls [J]. Journal of Turbulence, 2017, 18(6): 569-588.
- [10] 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.
- [11] 童福林, 李欣, 于长平, 等. 高超声速激波湍流边界层干扰直接数值模拟研究 [J]. 力学学报, 2018, 50(2): 197-208.  
TONG F L, LI X, YU C P, et al. Direct numerical simulation of hypersonic shock wave and turbulent boundary layer interactions [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2018, 50(2): 197-208 (in Chinese).
- [12] 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.
- [13] ZHELTOVODOV A A. Peculiarities of development and modeling possibilities of supersonic turbulent separated flows [M] // Separated Flows and Jets. Berlin, Heidelberg: Springer, 1991: 225-236.
- [14] GRILLI M, HICKEL S, ADAMS N A. Large-eddy simulation of a supersonic turbulent boundary layer over a compression-expansion ramp [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2013, 42: 79-93.
- [15] FANG J, YAO Y F, ZHELTOVODOV A A, et al. Direct numerical simulation of supersonic turbulent flows around a tandem expansion-compression corner [J]. Physics of Fluids, 2015, 27(12): 125104.
- [16] RITOS K, DRIKAKIS D, KOKKINAKIS I W, et al. Computational aeroacoustics beneath high speed transitional and turbulent boundary layers [J]. Computers & Fluids, 2020, 203: 104520.
- [17] FUKAGATA K, IWAMOTO K, KASAGI N. Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows [J]. Physics of Fluids, 2002, 14(11): L73-L76.
- [18] RENARD N, DECK S. A theoretical decomposition of mean skin friction generation into physical phenomena across the boundary layer [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2016, 790: 339-367.
- [19] LI W P, FAN Y T, MODESTI D, et al. Decomposition of the mean skin-friction drag in compressible turbulent channel flows [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2019, 875: 101-123.

- [20] MARTÍN M P, TAYLOR E M, WU M, et al. A bandwidth-optimized WENO scheme for the effective direct numerical simulation of compressible turbulence[J]. *Journal of Computational Physics*, 2006, 220(1): 270-289.
- [21] POGGIE J, BISEK N J, GOSSE R. Resolution effects in compressible, turbulent boundary layer simulations[J]. *Computers & Fluids*, 2015, 120: 57-69.
- [22] PIROZZOLI S, GRASSO F, GATSKI T B. Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at  $M=2.25$ [J]. *Physics of Fluids*, 2004, 16(3): 530-545.
- [23] WU X H, MOIN P. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 630: 5-41.
- [24] PIROZZOLI S, BERNARDINI M. Turbulence in supersonic boundary layers at moderate Reynolds number[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 688: 120-168.
- [25] JEONG J, HUSSAIN F. On the identification of a vortex[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 285: 69-94.
- [26] 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.
- [27] TERAMOTO S, SANADA H, OKAMOTO K. Dilatation effect in relaminarization of an accelerating supersonic turbulent boundary layer[J]. *AIAA Journal*, 2017, 55(4): 1469-1474.
- [28] FAN Y T, LI W P, PIROZZOLI S. Decomposition of the mean friction drag in zero-pressure-gradient turbulent boundary layers[J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31(8): 086105.
- [29] NARASIMHA R, VISWANATH P R. Reverse transition at an expansion corner in supersonic flow[J]. *AIAA Journal*, 1975, 13(5): 693-695.

(责任编辑: 李明敏, 王娇)

## Decomposition of mean friction drag in compression-expansion turbulent boundary layer

DUAN Junyi<sup>1,2</sup>, TONG Fulin<sup>1,3,4</sup>, LI Xinliang<sup>1,2</sup>, LIU Hongwei<sup>1, \*</sup>

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

**Abstract:** The interaction between the shock wave with Mach number 2.9 and the turbulent boundary layer in the configuration of 24° compression-expansion corners is investigated by using direct numerical simulation. The influence of normal height of the expansion corner on the shock wave interaction region and downstream boundary layer is analyzed. It is found that when the height is large enough, the shock wave interaction region is not affected by the downstream expansion wave, and the characteristics are consistent with those of the traditional compression corner configuration. While the height is small, the reattachment process of the detached shear layer is accelerated by the downstream expansion wave, which causes the reattachment point to move upstream and the separation bubble to shrink dramatically. The decomposition of mean friction drag is applied to the turbulent boundary layer of the upstream and downstream plates, and the difference between the turbulent boundary layer in equilibrium and nonequilibrium state is explored. It is found that the high friction in the expansion corner is mainly related to the  $C_{f1}$  term and  $C_{f3}$  term in the decomposition of mean friction drag. The height has little effect on the  $C_{f1}$  term, while significant effect on the  $C_{f2}$  term. Height variation is reflected in the contribution of the Görtler vortex and re-laminar phenomenon on the downstream plate to the  $C_{f2}$  term.

**Keywords:** shock wave/turbulent boundary layer interaction; compression-expansion corner configuration; direct numerical simulation; decomposition of mean friction drag; Görtler vortex

Received: 2021-06-07; Revised: 2021-07-02; Accepted: 2021-07-18; Published online: 2021-08-04 09:17

URL: <http://hkxb.buaa.edu.cn/CN/html/20220105.html>

Foundation items: National Key R&D Program of China (2019YFA0405300, 2016YFA0401200); National Natural Science Foundation of China (91852203); National Numerical Windtunnel Project; Science Challenge Project (TZ2016001); Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (XDC01000000, XDA17030100)

\* Corresponding author. E-mail: [hliu@imech.ac.cn](mailto:hliu@imech.ac.cn)