

El、Scopus 收录 中文核心期刊

高焓湍流边界层壁面摩阻产生机制分析

刘朋欣,孙 东,李 辰,郭启龙,袁先旭

ANALYSES ON GENERATION MECHANISM OF SKIN FRICTION IN HIGH ENTHALPY TURBULENT BOUNDARY LAYER

Liu Pengxin, Sun Dong, Li Chen, Guo Qilong, and Yuan Xianxu

在线阅读 View online: https://doi.org/10.6052/0459-1879-21-490

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

减阻工况下壁面周期扰动对湍流边界层多尺度的影响

THE EFFECT OF PERIODIC PERTURBATION ON MULTI SCALES IN A TURBULENT BOUNDARY LAYER FLOW UNDER DRAG REDUCTION

力学学报. 2019, 51(3): 767-774

强吸气旋转圆筒壁面湍流边界层建模及计算

MODELLING AND CALCULATION OF THE TURBULENT BOUNDARY LAYER ON A ROTATING CYLINDER SURFACE WITH STRONG SUCTION

力学学报. 2020, 52(5): 1323-1333

湍流边界层等动量区演化机理的实验研究

EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON THE EVOLUTION MECHANISM OF UNIFORM MOMENTUM ZONES IN TURBULENT BOUNDARY LAYER 力学学报. 2021, 53(3): 761-772

刀字字报. 2021, 53(3): 761-772

基于PIV技术分析颗粒在湍流边界层中的行为

PIV EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON THE BEHAVIOR OF PARTICLES IN THE TURBULENT BOUNDARY LAYER 力学学报. 2019, 51(1): 103-110

固体颗粒对沟槽湍流边界层影响的实验研究

EXPERIMENTAL STUDY ON THE EFFECT OF SOLID PARTICLES ON RIBLET-PLATE TURBULENT BOUNDARY LAYER 力学学报. 2021, 53(8): 2279-2288

沟槽方向对湍流边界层流动结构影响的实验研究

FLOW STRUCTURE IN THE TURBULENT BOUNDARY LAYER OVER DIRECTIONAL RIBLETS SURFACES 力学学报. 2017, 49(6): 1201–1212



流体力学

高焓湍流边界层壁面摩阻产生机制分析

刘朋欣2) 孙东李辰 郭启龙 袁先旭3)

(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,四川绵阳,621000) (中国空气动力研究与发展中心计算空气动力研究所,四川绵阳,621000)

摘要 高超飞行器在中低空以极高马赫数飞行时,飞行器表面会遇到湍流与高温非平衡效应耦合作用的新问 题.这种高焓湍流边界层壁面摩阻产生机制是新型高超声速飞行器所关注的基础科学问题,厘清此产生机制可 以为减阻方法的设计提供指导,具有重要的工程实用价值.本文选取高超声速飞行时楔形体头部斜激波后的高 焓流动状态,开展了考虑高温非平衡效应的湍流边界层直接数值模拟研究,并设置同等边界层参数下的低焓完 全气体湍流边界层流动作为对比,采用 RD (Renard & Deck)分解技术研究了高焓湍流边界层摩阻的主要产生 机制,对摩阻产生的主要贡献项积分函数分布进行了详细分析,研究了高温非平衡效应对摩阻产生的影响规律; 采用象限分析技术,研究了摩阻分解湍动能生成项的主导流动事件.计算结果表明,高温非平衡效应会使得壁 面摩阻脉动条带的流向和展向尺寸均减小.分子黏性耗散项和湍动能生成项是高焓湍流边界层摩阻生成的主 要流动过程.分子黏性耗散项主要作用在近壁区,高焓流动的分布与低焓流动存在差异.象限分析表明,上抛和 下扫运动是影响摩阻分解中湍动能生成项的主导事件.

关键词 高焓, 湍流边界层, 摩阻, RD 分解, 象限分析

中图分类号: V211.3 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-21-490

ANALYSES ON GENERATION MECHANISM OF SKIN FRICTION IN HIGH ENTHALPY TURBULENT BOUNDARY LAYER¹⁾

Liu Pengxin²⁾ Sun Dong Li Chen Guo Qilong Yuan Xianxu³⁾

(State Key Laboratory of Aerodynamics. China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, Sichuan, China) (Computational Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, Sichuan, China)

Abstract When flying in low or medium attitude at very high Mach number, the surface of new hypersonic vehicles will encounter the interaction between turbulence and chemical non-equilibrium, which makes the flying environment more complicated. Generation mechanism of skin friction in such high enthalpy turbulent boundary layer is the fundamental scientific problem. The clarification of this mechanism can serve guidance for the drag reduction design, which has a significant engineering practical value. This work chose the flow condition after the leading shock of a cone in hypersonic flight, and performed direct numerical simulation (DNS) of turbulent boundary including chemical non-equilibrium effect. The low enthalpy case under the same boundary condition was set as a comparison. The RD (Renard & Deck) decomposition was utilized to analyse the dominant generation process of skin friction. The profiles of the integrand functions of main contributors were compared in detail. The influence of chemical non-equilibrium on the

引用格式:刘朋欣,孙东,李辰,郭启龙,袁先旭.高焓湍流边界层壁面摩阻产生机制分析.力学学报,2022,54(1):39-47

Liu Pengxin, Sun Dong, Li Chen, Guo Qilong, Yuan Xianxu. Analyses on generation mechanism of skin friction in high enthalpy turbulent boundary layer. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2022, 54(1): 39-47

²⁰²¹⁻⁰⁹⁻²³ 收稿, 2021-11-12 录用, 2021-11-13 网络版发表.

¹⁾ 国家重点研发计划 (2019YFA0405201), 国家自然科学基金 (11902345) 和国家数值风洞工程资助项目.

²⁾ 刘朋欣, 助理研究员, 主要研究方向: 高温湍流, 爆震燃烧. E-mail: liupengxin@cardc.cn

³⁾ 袁先旭, 研究员, 主要研究方向: 空气动力学. E-mail: yuanxianxu@skla.cardc.cn

generation mechanism of skin friction was investigated. Furtherly, quadrant analysis technique was utilized to analyse the dominant flow events of turbulence kinetic energy production term in RD decomposition. The results show that the steaks scales of skin friction fluctuation are reduced both in streamwise and spanwise directions due to the chemical non-equilibrium effect. The molecular viscous dissipation term and the turbulence kinetic energy production term are the two main contributors to the generation of skin friction. The former mainly works in the near wall region, and the influence of high enthalpy is applied through its average portion. The profile of the integrand function of the molecular viscous dissipation term is different between high- and low enthalpy cases. The results of quadrant analysis show that the ejection and sweep events are the dominant processes for the latter term.

Key words high enthalpy, turbulent boundary layer, skin friction, RD decomposition, quadrant analysis

引 言

高超声速飞行器在以极高马赫数飞行时,飞行 器周围会产生较强的激波并压缩来流空气,使其温 度急剧升高.温度的升高会激发复杂的热力学过程, 比如振动能激发和气体分子离解,使飞行器表面的 气体处于非平衡状态^[1].当飞行器在低空稠密大气 高速飞行时,飞行器表面流动会发生转捩并形成湍 流.湍流会使得壁面摩阻升高数倍^[2],损害飞行器飞 行性能.湍流与非平衡效应耦合在一起,使得表面摩 阻的预测更加困难,高温非平衡效应对壁面摩阻产 生机制的影响也尚不清楚.

目前同时考虑高温化学非平衡效应和湍流流动 的研究尚处于起步阶段,相关报道还十分有限,且均 是采用直接数值模拟方法 (direct numerical simulation, DNS) 进行分析研究. Duan 和 Martin^[3-4] 使用 5 组分空气反应模型进行了 DNS,结果表明高焓化学 非平衡条件下基于 Morkovin 假设的大部分相关尺 度关系仍然成立,并评估了湍流对化学反应速率的 影响. Kim^[5] 使用单一组分的 O₂ 或 N₂,并考虑热化 学非平衡过程,发现半当地尺度可以较好地消除热 化学非平衡效应的影响. 刘朋欣等[6-7] 发现在边界层 的对数区,各流动参数的拓展自相似理论的相对标 度指数基本符合标度规律. 吴正园等[8] 的研究表明 湍流边界层中的高温气体效应对壁面平均压强和脉 动压强有显著的增加效果. Renzo 和 Urzay [9-10] 研究 了含化学非平衡的边界层转捩过程,并基于模拟结 果分析了壁面摩阻、热流的流向演化. Passiatore 等[11] 对比了两种不同气体模型(冻结流动和化学非平衡 流动)下的湍流边界层,发现吸热反应会使得温度脉 动和密度脉动低于冻结流模型,但化学非平衡效应 对速度的一阶和二阶统计量影响较小,并简单地采 用 RD (Renard & Deck) 方法对摩阻进行了分解研究. Volpiani^[12]开发了一套模拟高超声速激波/化学非平衡湍流边界层相互的直接数值模拟程序,发现化学非平衡效应使得激波干扰区的流动特性发生了显著变化.

上述研究结果表明,高温非平衡效应会显著影 响流场热力学特性分布.温度分布的改变又会直接 影响黏性系数的大小,继而对摩阻分布产生影响.因 此有必要研究高温非平衡效应下的壁面摩阻产生机 制.目前高温非平衡湍流边界层的研究大都关注于 湍流边界层宏观统计特性规律.而对工程中较为关 心的摩阻特性缺乏深入分析.

摩阻分解技术将壁面摩阻的产生与流动机制结 合起来,是分析摩阻产生机理的一种有效手段,目前 常见的有 FIK 分解^[13] 和 RD 分解^[14]. Fukagata 等^[13] 通过对平均动量方程的连续三次积分,建立了摩阻 系数与雷诺应力之间的关系,将摩阻分解为层流部 分的贡献和湍流部分的贡献. 后续的改进工作提升 了公式的易用性[15-16],并将该公式推广至任意复杂外 形^[17]. Renard 和 Deck 指出^[14]FIK 公式没有明确的物 理意义,并提出了另外一种摩阻分解方法,即 RD 分 解该方法在假设远离壁面附近流体保持静止的绝对 参考坐标系下,通过对流向动量方程做变换和积分, 将摩阻的产生分为分子黏性耗散作用和湍动能生成 作用,具有更明确的物理意义.此方法在旋涡结构输 运过程[18]、大尺度湍流运动[19] 和破碎[20] 对摩阻的 影响研究得到了应用. Li 等[21-22] 将其推广至可压缩 湍流中,并研究了雷诺数效应对摩阻产生的影响.

本文利用 RD 摩阻分解技术,分析了高温化学 非平衡湍流边界层摩阻生成机制,给出了对摩阻生 成起主要作用的流动过程;通过设置低焓完全气体 模型对比算例,从摩阻空间分布特点、热力学和流动 特性方面分析了高焓效应对主要摩阻产生项的影响.

40

1 数值方法与算例设置

1.1 控制方程

低焓算例工质为空气,采用完全气体模型,控制 方程为可压缩 Naiver-Stokes (N-S);高焓算例由于需 要考虑空气的化学非平衡效应,采用含化学反应的 N-S 方程作为控制方程.后者的形式如下

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\rho u_{j} \right)
\frac{\partial (\rho u_{i})}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\rho u_{i} u_{j} + p \delta_{ij} \right) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_{j}}
\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_{j}} \left[(E + p) u_{j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(u_{j} \tau_{ij} + K \frac{\partial T}{\partial x_{j}} + \sum_{\substack{k=1 \ k \neq k}}^{ns} \rho D_{k} h_{k} \frac{\partial f_{k}}{\partial x_{j}} \right)
\frac{\partial (\rho f_{k})}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\rho f_{k} u_{j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\rho D_{k} \frac{\partial f_{k}}{\partial x_{j}} \right) + S_{k}
k = 1, 2, \cdots, ns - 1$$
(1)

其中 ρ 和p是密度和压力; u_j 为分速度; f_k 是第k种 组分的质量分数; E为单位体积的总内能; h_k 是比 焓,通过温度的多项式拟合得到; S_k 是第k种组分的 生成速率; τ_{ij} 为黏性应力; K和 D_k 分别为热传导系 数和组分质量扩散系数. 在完全气体计算中,通常取 $P_r = 0.72$,比热比 $\gamma = 1.4$,黏性系数采用 Sutherland 公 式计算. 而对于多组分气体,则首先通过 Lennard-Jones 分子黏性系数计算公式求得各组分的黏性系 数,并通过 Wilke 公式计算混合物黏性系数; γ 也不 再为常数; 通过 P_r 数和Sc数与黏性系数的关系式来 计算K和 D_k . 多组分输运系数 (黏性系数、热传导 系数和组分扩散系数)具体计算公式可参考文献 [23].

1.2 数值方法

计算采用课题组发展的 Inhouse 程序. 该计算程 序已经成功开展大量的可压缩湍流^[24-25]、激波/边界 层干扰^[26-27]、旋转爆震精细流场结构^[28]、高温非平 衡湍流边界层^[6-7]等复杂流动的数值模拟, 计算精度 和鲁棒性均得到了充分验证. 在本文计算中, 无黏通 量采用了 7 阶有限差分格式 WENO-Z^[29], 黏性项采 用 4 阶中心差分格式, 时间推进采用具有 TVD 性质 的 3 阶 Runge-Kutta 方法. 高焓算例计算不考虑温度 非平衡效应, 且只考虑空气组分的离解过程, 化学反 应源项求解采用 Gupta 等^[30]提出的 5 组分 (N₂, O₂, N, O, NO) 6 基元反应模型.

1.3 算例设置

高焓算例的计算状态示意图见图 1. 为了激发空 气的化学非平衡态,选择 30 km 高空以马赫数 20 飞 行的楔形体,其头部产生一道斜激波. 斜激波后的温 度较高且已经足够激发空气发生化学反应,选择此 状态作为湍流边界层外缘流动状态. 高焓算例来流 组分质量分数设置为 *f*(O₂)=0.2675, *f*(N₂)=0.7325,并 使用空气化学反应模型模拟化学非平衡过程,记为 TH 算例. 作为对比,设置同等边界层参数下的低焓 算例,以评估高温非平衡效应对湍流边界层统计特 性和摩阻的影响,并记为 TL 算例. 两算例的来流状 态及壁温设置见表 1.

计算初场采用相同来流状态下 RANS^[31] 计算结 果的剖面生成.入口的脉动通过数字滤波合成湍流 方法^[32] 产生; 出口采用特征边界条件; 上边界固定 为初始值; 壁面采用黏性等温条件; 展向采用周期性 边界条件.

计算域设置为 20δ × 4δ × 2δ(流向 × 法向 × 展 向, δ为边界层名义厚度), 相应的网格为 901 × 161 × 301. 流向和展向网格均匀, 法向网格在壁面附近加 密. 文献 [6] 进行了同等工况下的网格无关性验证, 本文所采用的网格可以满足直接数值模拟的要求. 湍流充分发展段的网格分辨率及边界层厚度和雷诺 数见表 2. 此时的边界层厚度δ约为 5 mm. 保持两个 算例的 *Re*_{δ2}一致, 且可以发现*Re*_θ和*Re*_τ也相差不大. 分析所采用流向位置如图 2(b) 中黑色实线所示. 且



图 1 计算模型状态示意图 Fig. 1 Schematic of computational model

表1 来流状态及壁温设置

Table 1 Inflow condition and wall temperature

Case	M _e	$ ho_e/(\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}^{-3})$	T _e /K	T_w/K	T_w/T_{aw}
TH	4.5	0.1025	3400	3400	0.206
TL	4.5	0.1025	300	300	0.215

Note: the recovery temperature $T_{aw} = T_e \left[1 + 0.9 \times \frac{(\gamma - 1)}{2} M_e^2 \right]$

力

Table 2 Thickness, Reynold number and grid resolution

Case	Re_{θ}	Re _τ	Re _{δ2}	θ/mm	δ/mm	Δx^+	Δy_2^+	Δz^+
TH	2451.1	802.5	2396.8	0.452	4.793	18.6	0.34	5.6
TL	2483.7	868.3	2483.7	0.458	4.975	19.3	0.35	5.8
Note: dia momentum thiskness, the different times of Demolds number are								

defined as $Re_{\theta} = \rho_{\delta} u_{\delta} \theta / \mu_{\delta}$, $Re_{\tau} = \rho_{w} u_{\tau} \delta / \mu_{w}$, $Re_{\delta 2} = \rho_{\delta} u_{\delta} \theta / \mu_{w}$







Fig. 2 Instantaneous flow structures

如无特殊说明,下文中分析默认基于此流向截面处的流场.在下文的表述中约定, \bar{q} 代表变量q 的Reynolds 平均, $\tilde{q} = \overline{pq}/\bar{p}$ 表示 Favre 平均.两种平均方式所对应的脉动量分别为: $q' = q - \bar{q}$, $q'' = q - \tilde{q}$.

2 结果分析与讨论

2.1 湍流边界层瞬时与统计结果

图 2 给出了瞬时流场旋涡结构和密度梯度分布 图. 从图中可以看出, 在入口添加的扰动, 经过一段 距离的发展,形成了充分发展的湍流,流动结构变得 紊乱无序.从整体上看,高焓算例和低焓算例的流动 结构没有明显的变化,说明化学非平衡过程对流动 运动过程影响较小,并不会显著改变流场结构特性.

图 3 和图 4 分别给出了平均流向速度和雷诺应 力分布. Van Driest 变换的定义为: $U_{VD}^{+} = \int_{0}^{u} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_{w}}} du$. 从图 3 中可以看出, 此时速度边界层仍然存在明显 的线性区、缓冲区和对数区, 只不过截距有所增大, 与文献中高焓算例^[3] 结果符合较好. 除了在缓冲区, 高焓算例的平均流向速度略高于低焓算例之外, 焓 值并不会明显改变湍流边界层速度剖面的整体分布 特性. 从图 4 中可以看出, 经过密度加权的雷诺应力 $R_{ij} = \overline{\rho u_i^{"} u_j^{"}} / \rho_w 分布具有相似的分布趋势, 与文献完$ 全气体结果^[3] 及高焓算例结果^[3] 符合较好. 高焓效应对雷诺应力分布的影响不大, 并没有对湍流速度脉动产生明显影响, 这与图 2 中的瞬时流场结构对比结果是一致的.



图 3 Van Driest 变换后的速度分布 Fig. 3 Profile of Van Driest transformed velocity



2.2 湍流边界层摩阻空间分布

本节首先对比高低焓值下摩阻的空间分布,分 析高温非平衡效应对摩阻分布的整体影响.图5中 给出了不同焓值工况下的局部瞬时摩阻系数在壁面 上的分布,从图中可以看出瞬时摩阻的分布是相似 的,都呈现出局部高摩阻斑点,并且存在一些摩阻较



Fig. 5 Instantaneous distribution of skin friction coefficients

弱的条带结构. 另外, 高焓情况下的条带结构尺度有减小趋势.

图 6 给出了摩阻脉动的概率分布函数 (probability distribution function, PDF),使用其均方根进行 归一化,并与高斯分布函数进行对比.结果表明,高 焓非平衡流动和低焓流动的 PDF 曲线均呈现出倾 斜趋势;两者分布基本一致且均偏离高斯分布的中 心位置,峰值位置约在-0.5 处;高焓算例的峰值略低 于低焓算例,但两者的峰值概率密度略高于高斯分 布;计算结果与文献 [34] 完全气体模型 (*Re_θ*=2300) 较为一致.这说明摩阻脉动的 PDF 受化学非平衡效 应的影响有限. PDF 曲线向负方向一侧倾斜,说明当 地低速条带发生的概率较大; *C'_f* > 0 对应于高速条 带流动事件,且摩阻脉动的幅值达到 4 左右,表明高 速条带产生的脉动更强.

图 5 的结果表明, 摩阻脉动的高低值条带在尺寸上存在差异. 进一步可以通过摩阻脉动的空间两点相关系数来定量分析高温非平衡效应对摩阻脉动条带尺度的影响. 壁面上相关系数 *R*^{XZ}_{C',C'} 定义为

$$R_{C_{f}C_{f}}^{XZ}(x_{0} + \Delta x, z_{0} + \Delta z) = \frac{\overline{C_{f}(x_{0}, z_{0})C_{f}(x_{0} + \Delta x, z_{0} + \Delta z)}}{\overline{C_{f}^{\prime 2}(x_{0}, z_{0})^{1/2}\overline{C_{f}^{\prime 2}(x_{0} + \Delta x, z_{0} + \Delta z)}^{1/2}}$$
(2)

$$\Lambda_x = \int_{\substack{R_{C_f}^{XZ} \subset C_f'}(\Delta x, 0)} \mathrm{d}\Delta x, \Lambda_z = \int_{\substack{R_{C_f}^{XZ} \subset C_f'}(0, \Delta z)} \mathrm{d}\Delta z \tag{3}$$

其中*C'_f*代表摩阻脉动, Δ*x*,Δ*z*分别代表流场和展向 间距, (*x*₀,*z*₀)在所选流向站位的展向中间位置.式 (3) 是指摩阻脉动的空间两点相关系数值等于 0.2 的 流向尺度和展向尺度.



图 6 摩阻脉动 PDF 分布 Fig. 6 PDF profile of skin friction fluctuations

图 7 给出了相关系数的分布云图.不同焓值下的相关系数均呈现出椭圆形分布,且流向尺度远大于展向尺度.高焓流动的分布范围在流向和展向两个方向上均小于低焓流动.这与图 5 中瞬时摩阻脉动的条带尺寸一致.沿两个方向进行长度尺度积分^[34],可以得到定量的尺寸,具体见式(3).低焓流动的流向 向尺度为 1.41*δ*,展向尺度为 0.11*δ*.可见高焓算例的流向尺度减小了 14.9%,展向尺度减小了 8.3%.

进一步,采用壁面黏性尺度 δ_v 进行对比. 低焓 流动的流向尺度为 1130.6 δ_v ,展向尺度为 96.0 δ_v ;高 焓流动的流向尺度为 993.5 δ_v ,展向尺度为 95.5 δ_v .可 见高焓算例的流向尺度减小了 12.1%,展向尺寸基 本一致.

高焓条件下摩阻条带结构尺度减小的原因可能 来自于高温非平衡效应. 热力学量的脉动引起局部 流向速度梯度增大, 如图 3 中所示 $\partial \bar{u}_{VD}^{+}/\partial y^{+}$ 在缓冲 区较高, 条带结构的能量更高. 相较低焓流动, 输运 相同能量, 高焓边界层条带结构更小. 具体原因还需 要进一步验证.





2.3 湍流边界层摩阻分解

研究摩阻的产生机理以及与之相关的近壁区动 力学过程,对于基础研究和工程实际都有重要意义, 可以为减阻方法的设计提供指导.对于可压缩壁湍 流,假设展向均匀,可将壁面摩阻写成如下分解积分 关系式^[22]

$$C_{f,\text{decomp}} = \underbrace{\frac{2}{\rho_{\infty}U_{\infty}^{3}} \int_{0}^{\delta} \overline{\tau_{xy}} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} dy}_{C_{f,V}} + \underbrace{\frac{2}{\rho_{\infty}U_{\infty}^{3}} \int_{0}^{\delta} \left(-\overline{\rho}\widetilde{u''v''}\right) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} dy}_{C_{f,T}} + \underbrace{\frac{2}{\rho_{\infty}U_{\infty}^{3}} \int_{0}^{\delta} \left(\widetilde{u} - U_{\infty}\right) \left[\overline{\rho}\left(\widetilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \widetilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}\right)\right] dy}_{C_{f,G1}} - \underbrace{\frac{2}{\rho_{\infty}U_{\infty}^{3}} \int_{0}^{\delta} \left(\widetilde{u} - U_{\infty}\right) \frac{\partial \overline{\tau_{xx}}}{\partial x} dy}_{C_{f,G2}} + \underbrace{\frac{2}{\rho_{\infty}U_{\infty}^{3}} \int_{0}^{\delta} \left(\widetilde{u} - U_{\infty}\right) \frac{\partial \left(\overline{\rho}\widetilde{u''u''}\right)}{\partial x} dy}_{C_{f,G3}}$$
(4)

其中 ρ_{∞} 和 U_{∞} 分别为来流的密度和速度,本算例中 分别等于 ρ_e 和 U_e . $C_{f,V}$ 代表分子黏性耗散项; $C_{f,T}$ 代 表湍动能生成项; $C_{f,G1}$ 表示平均流向动能的变化项; $C_{f,G2}$ 表示流向黏性正应力不均匀性项, $C_{f,G3}$ 表示流 向雷诺正应力不均匀性项,两者合起来称为流向不 均匀项.其中 $\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \cdot V \right), \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right).$

在对湍流边界层摩阻空间分布分析的基础上, 本节继续采用摩阻分解式 (4) 来分析边界层中摩阻 生成机制. 表 3 比较了采用摩阻分解技术得到的摩 阻平均值 (*C_{f,decomp}*)、直接采用时间平均得到的摩阻 值 (*C_{f,avg}*) 以及两者之间的相对误差. 相对误差的定 义为 *error=*(*C_{f,decomp}-C_{f,avg})/ <i>C_{f,avg}*. 结果显示, 本文实 现的摩阻分解具有较高的精度, 相对误差均在 1.5% 以下.

表 4 给出了式 (4) 中不同流动和输运过程对摩 阻产生的贡献比例.可以看出,分子黏性耗散项 (*C_{f,V}*)

表 3 摩阻分解公式相对误差

Table 3 Relative error of decomposition formula

Case	$C_{f, decomp}$	$C_{f,\mathrm{avg}}$	error/%
TH	2.19×10 ⁻³	2.16×10 ⁻³	1.4
TL	1.99×10 ⁻³	2.01×10 ⁻³	-0.98

表4 摩阻分解公式中各项贡献

Table 4	Contributions of different terms to skin friction	Ĺ.

Term	TH	TL
$C_{f,V} / C_{f,decomp}$	0.397	0.415
$C_{f,T} / C_{f,decomp}$	0.464	0.482
$C_{f,G1} / C_{f,decomp}$	0.142	0.097
C _{f,G2} / C _{f,decomp}	-3.3×10 ⁻⁵	-5.7×10 ⁻⁵
C _{f,G3} / C _{f,decomp}	-0.003	0.006
C _{f,V,m} / C _{f,decomp}	0.394	0.410
$C_{f,V,f'}$ $C_{f,decomp}$	0.003	0.006

和湍动能生成项 (*C_{f,T}*)所占比例最大,基本上在 40%以上;其次是平均流向动能的变化项 (*C_{f,G1}*),比 例在 10%;流向黏性正应力不均匀性项 (*C_{f,G2}*)和流 向雷诺正应力不均匀性项 (*C_{f,G3}*)占比很小,基本上 可以忽略.对比不同焓值算例可以发现,高焓值情况 下,*C_{f,V}*和*C_{f,T}*的占比略有下降,减少的这部分贡献 基本上由*C_{f,G1}*补上.摩阻分解分析表明,湍流边界层 中对摩阻生成起主要作用的流动过程是*C_{f,V}*和*C_{f,T}*. 下面将进一步分析两者产生的原因以及高低焓值边 界层摩阻产生差异的原因.

2.4 分子黏性耗散项对壁面摩阻的贡献分析

分子黏性耗散过程是壁面摩阻产生的主要流动 过程之一.图 8 给出了分子黏性耗散项预乘积分函 数沿法向的分布.两算例的分布趋势较为一致,约在 $y \approx 0.015\delta$ ($y^+ \approx 10$)处达到峰值.且分子黏性耗散项 的主要作用区域在 $y \leq 0.1\delta$ ($y^+ \leq 30$)的近壁区,而在 外区基本没有贡献.这与文献中基于槽道、平板湍 流^[21-22]的分析结果一致.高焓会使得 $y < 0.015\delta$ 以内 的近壁区分子黏性耗散略大于低焓流动;而在 $y > 0.015\delta$ 的区域中略小于低焓流动.

进一步可以将分子黏性耗散项分解为平均部分 C_{f,V,m}和脉动部分C_{f,V,f}^[21]







$$C_{f,V} = \underbrace{\frac{2}{\rho_{\infty}U_{\infty}^{3}} \int_{0}^{\infty} \bar{\mu} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}\right) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} dy}_{C_{f,V,m}} + \underbrace{\int_{0}^{\infty} \left(\overline{\mu' \frac{\partial u'}{\partial y} + \mu' \frac{\partial v'}{\partial x}}\right) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} dy}_{C_{f,V,f}}$$
(5)

表 4 中给出了两部分的占比. 可以发现, *C_{f,V,m}*占据了分子黏性耗散项的绝大部分, 占比高达 95% 以上. 这就说明焓值对分子黏性耗散项的影响主要 通过*C_{f,V,m}*项体现.

将 $C_{f,V,m}$ 的积分函数分为两部分: $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}\right) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ 和 $\bar{\mu}$, 分别体现了流动特性和热力学特性的作用. 图 9 给出了两者沿壁面法向的分布, 并给出了温度的分 布, 均采用无穷远处参数作为无量纲参考值. 从流动 特性可以看出, 高焓使得近壁区 ($y < 0.015\delta$)的 $\partial u/\partial y$ 增大 ($\partial v/\partial x$ 较小, 影响可以忽略); 而对外区的流动 特性影响很小. 从热力学特性可以看出, 高焓对整个 边界层内的黏性系数. 黏性系数主要受到温度的影 响, 两者的分布具有明显的一致性. 当高焓时, 边界 层内发生空气化学非平衡过程, 离解反应会吸收一 部分热量, 使得高焓边界层内的黏性系数低于低焓 边界层. 综合流动特性和热力学特性的分布, 可以发 现, 在 $y < 0.015\delta$ 时, 流动特性起到主导作用, 导致高 焓流动黏性耗散项贡献略大于低焓流动; 而在



图 9 C_{f,V,m}积分函数分解及温度分布

Fig. 9 Integrand parts of $C_{f,V,m}$ and the temperature distribution

y>0.015δ时,热力学特性起到主要作用,导致低焓流动黏性耗散项贡献略大于高焓流动.

2.5 湍动能生成项对壁面摩阻的贡献分析

湍动能生成项是壁面摩阻产生的另一个重要部 分.图 10 给出了湍动能生成项预乘积分函数沿法向 的分布.两算例的分布趋势较为一致;但低焓流动 时,峰值位置更加远离壁面.结合图 4 中雷诺应力分 布基本一致的情况来看,峰值位置的外移应该来自 于 $\partial \tilde{u}/\partial y$ 的分布不同;结合图 9 来看,高焓流动在预 乘积分函数附近的 $\partial \tilde{u}/\partial y$ 要大于低焓流动.两算例在 边界层外区均出现了二次峰值,这与较高雷诺数下 的槽道流动^[21]一致.二次峰值的产生是由于较高雷 诺数下,边界层外区存在大尺度湍流运动导致.大尺 度湍流运动会引起外区产生大量湍动能,从而通过 摩阻的湍动能生成项影响摩阻;且外区大尺度湍流 流动对内区小尺度湍流运动具有调制作用,促发湍 动能在内外区的重新分配^[35].

为了进一步分析湍动能生成项中起主导作用的 流动事件,本节采用象限分析技术^[36-37]将边界层中 的主导流动事件与摩阻分解相结合以分析不同流动 事件对摩阻中湍动能生成项的影响.

在边界层中,可以按照脉动的正负将流向速度 脉动和法向速度脉动分解到4个象限中.第1象限: *u*">0,*v*">0表示外向运动(outward motion);第2象 限:*u*"<0,*v*">0表示上抛运动;第3象限:*u*"<0, *v*"<0表示内向运动(inward motion);第4象限: *u*">0,*v*"<0表示下扫运动.图11给出了Q1~Q4事 件在边界层内发生的概率.不同焓值下不同事件的 概率分布曲线是相似的.Q2和Q4发生的概率显著 大于Q1和Q3.

图 12 中给出了不同事件对应的雷诺应力与总 雷诺切应力的比值.可以看出,不同焓值的比值曲线 很好的重合在一起,说明该比值对焓值变化不敏感; Q2 和 Q4 事件是雷诺切应力的主要贡献项,并且在





力





y≈0.03δ 以内, Q4 事件的比值要大于 Q2 事件; 在 y≈0.03δ 以外, Q2 事件的比值大于 Q4 事件, 且这一 趋势会在整个边界层范围内得到保持.

表 5 定量给出了不同事件的湍动能生成项贡献的摩阻与整体摩阻的比值, 表中以*C_{f,T,Qi}*表示 *Qi* 事件对湍动能生成项的贡献.可以看出, Q2 和 Q4 事件起到绝对主导作用, 且 Q2 贡献要略大于 Q4 事件, 这与图 12 中所指出的 Q2 对雷诺应力的贡献大于 Q4 一致. 且 Q1 和 Q3 对壁面摩阻的贡献为负, 两者的值基本相同, 且都远小于 Q2 和 Q4.

图 13 给出了不同事件的被积函数沿法向的分 布, 以考察主要起作用的边界层区域范围. 可以看出, 不同焓值下, 被积函数的曲线分布趋势都是相似的, 高焓效应仅会稍微改变幅值; Q4 事件的峰值位置要





Fig. 12 Contributions of Q1~Q4 events to TKE production terms

表5 Q1~Q4 湍流生成项对壁面摩阻的贡献

 Table 5
 Contributions of TKE production terms produced by

 Q1~Q4 to the time-averaged value

	$\frac{C_{f,T}}{C_{f,\text{decomp}}}$	$\frac{C_{f,T,Q1}}{C_{f,\text{decomp}}}$	$\frac{C_{f,T,Q2}}{C_{f,\text{decomp}}}$	$\frac{C_{f,T,Q3}}{C_{f,\text{decomp}}}$	$\frac{C_{f,T,\text{Q4}}}{C_{f,\text{decomp}}}$
TH	0.464	-0.006	0.326	-0.007	0.271
TL	0.482	-0.006	0.330	-0.007	0.285





Fig. 13 Pre-multiplied integrand of TKE production terms produced by Q1~Q4

比 Q2 事件更为靠内; Q1 和 Q3 在整个边界层范围 内的值都是负值.

3 结论

本文通过采用直接数值模拟方法,研究了高焓 湍流边界层壁面摩阻产生机制,并通过设置同等边 界层参数下的低焓算例,对比分析了高温化学非平 衡效应对摩阻产生的影响,可以得到以下结论.

(1)不同焓值下的摩阻脉动条带尺寸存在差异. 高焓流动的条带尺寸在流向和展向两个方向上均小 于低焓流动.

(2) 湍流边界层中对摩阻生成起主要作用的流动过程是分子黏性耗散项*C_{f,V}*和湍动能生成项*C_{f,T}*.

(3) 分子黏性耗散项 $C_{f,V}$ 的主要作用区域在 y $\leq 0.1\delta$ 的近壁区. 焓值的影响主要通过 $C_{f,V}$ 的平均 部分 $C_{f,V,m}$ 项体现. 且在 $y < 0.015\delta$ 时, 流动特性 (速 度梯度) 起到主导作用, 导致高焓流动 $C_{f,V,m}$ 略大于 低焓流动; 而在 $y > 0.015\delta$ 时, 热力学特性 (黏性系 数) 起到主要作用, 导致低焓流动 $C_{f,V,m}$ 略大于高焓 流动.

(4) 边界层中的上抛和下扫运动是影响摩阻分 解湍动能生成项*C_{f,T}*的主导事件,外向运动和内向 运动对*C_{f,T}*的影响很小,且起到负贡献.

参考文献

- 1 Candler GV. Rate effects in hypersonic flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2019, 51: 379-402
- 2 Wright R, Zoby E. Flight boundary layer transition measurements on a slender cone at Mach 20. *AIAA Paper*, No. 77-719, 1977
- 3 Duan L, Martin MP. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. Part 4: Effect of high enthalpy. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 684: 25-59
- 4 Duan L, Martin MP. Assessment of turbulence-chemistry interaction in hypersonic turbulent boundary layers. *AIAA Journal*, 2011, 49(1): 172-184

- 5 Kim P. Non-equilibrium effects on hypersonic turbulent boundary layers. [PhD Thesis]. Los Angeles: University of California, 2016
- 6 刘朋欣, 袁先旭, 孙东等. 高温化学非平衡湍流边界层直接数值模 拟. 航空学报, 2020, doi: 10.7527/S1000-6893.24877 (Liu Pengxin, Yuan Xianxu, Sun Dong, et al. DNS of high-temperature turbulent boundary layer with chemical nonequilibrium. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2020, doi: 10.7527/S1000-6893.24877 (in Chinese))
- 7 刘朋欣,李辰,孙东等. 高温化学非平衡湍流边界层统计特性分析. 空气动力学报, 2021, doi: 10.7638/kqdlxxb-2020.0178 (Liu Pengxin, Li Chen, Sun Dong, et al. Statistical properties of high-temperature turbulent boundary layer including chemical nonequilibrium. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2021, doi: 10.7638/kqdlxxb-2020. 0178 (in Chinese))
- 8 吴正园, 莫凡, 高振勋等. 湍流边界层与高温气体效应耦合的直接 数值模拟. 空气动力学报, 2020, 38(6): 1111-1119 (Wu Zhengyuan, Mo Fan, Gao Zhenxun, et al. Direct numerical simulation of turbulent and high-temperature gas effect coupled flow. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(6): 1111-1119 (in Chinese))
- 9 Renzo MD, Urzay J. Direct numerical simulation of a hypersonic transitional boundary layer at suborbital enthalpies. *Journal of Fluid Mechanics*, 2021, 912: A29
- 10 Urazay J, Renzo MD. Engineering aspects of hypersonic turbulent flows at suborbital enthalpies. In: Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research, Stanford University, 2021: 7-32
- 11 Passiatore D, Sciacovelli L, Cinnella P, et al. Finite-rate chemistry effects in turbulent hypersonic boundary layers: a direct numerical simulation study. *Physical Review Fluids*, 2021, 6: 054604
- 12 Volpiani PS. Numerical strategy to perform direct numerical simulations of hypersonic shock/boundary-layer interaction in chemical nonequilibrium. *Shock Waves*, 2021, 31: 361-378
- 13 Fukagata K, Iwamoto K, Kasagi N. Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, 2002, 14(11): 73-76
- 14 Renard N, Deck S. A theoretical decomposition of mean skin friction generation into physical phenomena across the boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 790: 339-367
- 15 Mehdi F, White CM. Integral form of the skin friction coefficient suitable for experimental data. *Experiments in Fluids*, 2011, 50(1): 43-51
- 16 Mehdi F, Johansson TG, White CM, et al. On determining wall shear stress in spatially developing two-dimensional wall-bounded flows. *Experiments in Fluids*, 2014, 50(1): 1656
- 17 Modesti D, Priozzoli S, Orlandi P, et al. On the role of secondary motions in turbulent square duct flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 847: 11-111
- 18 Yoon M, Ahn J, Hwang J, et al. Contribution of velocity-vorticity correlations to the frictional drag in wall-bounded turbulent flows. *Physics of Fluids*, 2016, 28(8): 081702
- 19 Hwang J, Sung HJ. Influence of large-scale motions on the frictional drag in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, 829: 751-779
- 20 Kim JS, Hwang J, Yoon M, et al. Influence of a large-eddy breakup

device on the frictional drag in a turbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, 2017, 29(6): 065103

- 21 Li WP, Fan YT, Modesti D, et al. Decomposition of the mean skinfriction drag in compressible turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 875: 101-123
- 22 Fan YT, Li WP, Priozzoli S. Decomposition of the mean friction drag in zero-pressure-gradient turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, 2019, 31: 086105
- 23 Li Q, Liu PX, Zhang HX. Further investigations on the interface instability between fresh injections and burnt products in 2-D rotating detonation. *Computers and Fluids*, 2018, 170: 261-272
- 24 Sun D, Guo QL, Li C, et al. Assessment of optimized symmetric fourth-order weighted essentially non-oscillatory scheme in direct numerical simulation of compressible turbulence. *Computers and Fluids*, 2020, 197: 104383
- 25 Sun D, Guo QL, Yuna XX, et al. Decomposition formula for the wall heat flux of a compressible boundary layer. *Advances in Aero-dynamics*, 2021, 3: 33
- 26 Sun D, Guo QL, Yuan XX, et al. Direct numerical simulation of effects of a micro-ramp on a hypersonic shock wave/boundary layer interaction. *Physics of Fluids*, 2019, 31(12): 126101
- 27 Sun D, Chen JQ, Li C, et al. On the wake structure of a micro-ramp vortex generator in hypersonic flow. *Physics of Fluids*, 2020, 32(12): 126111
- 28 Liu PX, Guo QL, Sun D, et al. Wall effect on the flow structures of three-dimensional rotating detonation wave. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2020, 45(53): 29546-29559
- 29 Castro M, Costa B, Don WS. High order weighted essentially nonoscillatory WENO-Z schemes for hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, 2011, 230: 1766-1792
- 30 Gupta RN, Yos JM, Thomson RA, et al. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K. NASA RP-1232, 1990
- 31 Menter FR. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598-1605
- 32 Adler MC, Gonzalez DR, Stack CM, et al. Synthetic generation of equilibrium boundary layer turbulence from modeled statistics. *Computers and Fluids*, 2018, 165: 127-143
- 33 Prozzoli S, Bernardini M, Grasso F. Characterization of coherent vortical structures in a supersonic turbulent boundary layer. *Journal* of Fluid Mechanics, 2008, 613: 2005-2031
- 34 Tong FL, Chen JQ, Sun D, et al. Wall-shear stress fluctuations in a supersonic turbulent boundary layer over an expansion corner, *Journal of Turbulence*, 2020, 21(7): 1-20
- 35 Hutchins N, Marusic I. Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 579: 1-28
- 36 Lu SS, Willmarth WW. Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1973, 60: 481-511
- 37 Tichenor NR, Humble RA, Bowersox RDW. Response of a hypersonic turbulent boundary layer to favorable pressure gradients. *Journal of Fluid Mechanics*, 2013, 722: 187-213