

## 基于聚类连通法的热化学非平衡湍流边界层拟序结构分析\*

秦嘉徽<sup>1)</sup> 李峻洋<sup>1)</sup> 余明<sup>1)</sup> 刘朋欣<sup>1†)</sup>

1) (空天飞行空气动力科学与技术全国重点实验室, 绵阳 621000)

## 摘要

当飞行器在稠密大气高速飞行时, 其表面边界层强可压缩湍流与高温非平衡效应耦合, 气动环境十分复杂。拟序结构作为反映湍流边界层动力学过程的关键特征, 其运动学和动力学特征对壁面摩阻热流的产生具有重要影响。为揭示热化学非平衡效应下湍流边界层的拟序结构特征, 并检验Townsend附着涡模型等经典壁湍流理论的适用性, 本文采用聚类连通方法, 识别并提取了热化学非平衡湍流边界层中的五类拟序结构: 强流向速度脉动结构、强平动温度脉动结构、强振动温度脉动结构、雷诺切应力结构以及湍流热通量结构。条件平均结果与结构空间分布表明, 这五类结构均具有几何自相似性, 符合Townsend附着涡模型的尺度关系。结合壁面摩阻热流的定量分解分析表明, 在提取到的各类拟序结构中, 速度壁附着结构与雷诺切应力结构对壁面摩阻热流的贡献最为突出。

**关键词:** 热化学非平衡湍流边界层; 聚类连通法; 拟序结构; 摩阻热流

**PACS:** 47.27.-i, 47.27.De, 47.27.ek, 47.27.nb

**基金:** 国家自然科学基金 (批准号 12272396)

† 通讯作者. E-mail: liupengxin2008@163.com

第一作者. E-mail: qjh112@163.com

# 1 引言

壁湍流是现代流体力学的重要研究对象。虽然湍流运动具有显著的随机性，但在近壁区和边界层内仍存在具有特定空间形态的拟序结构，它们在质量、动量和能量输运过程中发挥着关键作用。在不可压壁湍流研究中，Townsend<sup>[1]</sup>提出附着涡模型，指出附着于壁面的大尺度涡结构是雷诺应力的主要载体，并认为其在对数区内具有几何自相似特征，即涡结构尺度与其离壁距离成正比。Perry等<sup>[2]</sup>在Townsend研究基础上进一步发展了附着涡理论，将壁面法向上不同尺度附着涡的分层叠加与平均速度对数律、湍流强度对数衰减联系起来，为从统计意义上解释壁湍流对数区结构提供了理论框架。Marusic和Perry<sup>[3]</sup>进一步从附着涡几何结构出发，将附着涡模型扩展到湍流边界层，并指出为了合理描述各雷诺应力分量，需要引入不同几何形态的基本涡结构；该工作强化了附着涡模型与大尺度拟序结构几何形态之间的联系。随后，Hutchins等<sup>[4]</sup>通过实验观测揭示了湍流边界层中大尺度运动和超大尺度运动的存在，表明近壁区小尺度脉动与外层大尺度结构之间存在显著耦合，进一步推动了附着涡模型与内外层相互作用理论的发展。Marusic和Monty<sup>[5]</sup>对附着涡模型及高雷诺数壁湍流研究进行了系统综述，指出附着涡模型不仅能够解释对数区内雷诺应力、湍流强度和能谱等统计规律，也是理解壁湍流多尺度结构组织和动量输运机制的重要理论框架。

近年来，Meneveau和Marusic<sup>[6]</sup>进一步从Townsend附着涡模型出发，分析了高雷诺数湍流边界层中的流向速度脉动统计特征。他们指出，除流向速度脉动方差在对数区满足对数律外，更高阶偶数矩也具有类似的广义对数标度关系，从而将附着涡模型对二阶统计量的描述推广到高阶统计量。随后，Yang等<sup>[7,8]</sup>进一步提出并发展了分层随机叠加模型，将对数区速度脉动描述为不同尺度附着涡贡献的随机叠加过程，并由此推导出高阶矩、两点相关以及相关统计量的对数标度关系，进一步从统计建模角度完善了附着涡理论。Mironov等<sup>[9]</sup>从涡模型角度分析了槽道湍流中的流动结构，进一步表明涡结构建模仍是理解壁湍流动力

学机制的重要途径。上述研究表明,附着涡模型已发展为连接拟序结构几何形态、多尺度叠加过程和壁湍流统计标度的重要理论体系,为后续通过结构识别方法直接检验壁附着拟序结构及其输运作用提供了基础。

传统方法主要依赖单点统计或简单的流场可视化方法定量刻画流场拟序结构。近年来,随着三维流场数据获取与处理能力的提升,基于数据驱动的结构提取技术取得了显著进展,如本征正交分解(Proper Orthogonal Decomposition, POD)、动态模态分解(Dynamic Mode Decomposition, DMD)以及预解算子方法等<sup>[10]</sup>。聚类连通法作为一种基于流场空间连通特征的数据分析方法,不仅可用于提取流场中的涡结构,还可用于识别各类物理量的脉动事件,因而在湍流研究中得到越来越广泛的应用。例如,利用该方法提取流场中的涡结构<sup>[11,12]</sup>、速度脉动结构<sup>[13-16]</sup>、温度脉动结构<sup>[17]</sup>以及雷诺切应力结构<sup>[18,19]</sup>等。

以往基于聚类连通法的拟序结构研究大多聚焦于高雷诺数壁湍流。Hoyas等<sup>[20]</sup>和Lee等<sup>[21]</sup>针对  $Re_\tau > 1000$  槽道湍流中的大尺度结构开展研究,其统计特征与附着涡模型的预期一致。Hwang和Sung等<sup>[13]</sup>提取  $Re_\tau \approx 1000$  湍流边界层中的速度脉动壁附着结构,验证了该类结构的自相似性以及对数律特征,为附着涡模型提供了直接的证据。在此基础上,Yoon等<sup>[16]</sup>进一步在零压梯度边界层与逆压梯度边界层中,分别提取了速度脉动的壁附着结构与壁分离结构,并依据结构尺度关系将其划分为自相似结构与非自相似结构,发现自相似附着结构在对数区的动力学行为中占主导。Cheng等<sup>[15]</sup>分别在  $Re_\tau = 180 \sim 950$  湍流边界层中提取并分析了速度脉动结构,发现高速结构与下扫事件相关,更容易满足附着涡平衡条件;低速结构与上抛事件相关,受到近壁区剪切的抑制,揭示了低雷诺数下的不对称性机制。

除速度脉动结构外,Duran等<sup>[18]</sup>提取并分析了  $Re_\tau = 2000$  槽道湍流中的雷诺切应力结构;结果表明,雷诺切应力壁附着结构的尺度特征与应力分布同样符合Townsend附着涡模型,

其中上抛、下扫结构占据全部雷诺切应力结构的80%。不同于以往针对单一拟序结构的研究，他们进一步提出了上抛-下扫-涡结构综合体模型，指出上抛与下扫并非彼此独立的两类结构，而是同一大尺度流向涡诱导下的不同表现形式。后续Dong等<sup>[22]</sup>对均匀剪切湍流与槽道湍流中的雷诺切应力结构进行了详细对比；由于均匀剪切湍流中无法定义壁附着结构，他们采用结构尺度类比方法模拟这一分类，进一步完善了上抛-下扫-涡结构综合体。本课题组Li等<sup>[17]</sup>已经对高速可压缩湍流中的壁附着速度、温度脉动结构开展了相关研究。针对高速槽道湍流，分析了绝热壁和冷壁条件下速度脉动结构与温度脉动结构的壁附着特征，并进一步讨论了其对摩阻和热流的影响，为理解可压缩壁湍流中的拟序结构及其壁面效应提供了基础。上述工作为理解可压缩壁湍流中的拟序结构及其壁面效应提供了基础，但现有相关研究大多针对热力学性质相对简单的经典壁湍流，其主导物理过程主要体现为弱压缩性条件下的动量输运与拟序结构演化。

然而，随着飞行速度进一步提高，飞行器表面的高速湍流不仅表现出显著的可压缩效应，还伴随着剧烈的气动加热现象。这种高温环境导致气体发生振动激发、离解甚至电离，使流动处于热化学非平衡状态，形成高焓湍流（也可称为热化学非平衡湍流）。此时，经典壁湍流理论，尤其是附着涡模型及相关结构统计规律是否仍然适用，尚缺乏明确认识。

高焓湍流中，热化学非平衡效应不仅改变气体的热力学性质和输运特性，还与湍流脉动耦合，增加了壁面摩阻热流预测的难度。直接数值模拟（Direct Numerical Simulation, DNS）是目前高焓湍流边界层机理研究的主要手段。Duan等<sup>[29]</sup>较早开展了高焓湍流DNS，发现平均速度van Driest变换及强雷诺比拟关系在高焓条件下仍近似成立。其他相关研究进一步验证该关系式<sup>[30-32]</sup>，并发展了适用于高焓工况的强雷诺比拟关系式，如GHSRA等，并验证了其在不同马赫数、壁温下的适用性<sup>[33-36]</sup>。Passiatore等<sup>[37]</sup>对冷壁条件下热化学非平衡湍流边界层的研究结果表明，上抛、下扫运动引起气体振动态非平衡分布，

且热化学非平衡效应对湍流动力学结构的影响有限。Liu等<sup>[38,39]</sup>的研究表明非平衡效应对湍流结构的影响不明显,而对热力学统计量影响更显著。Passiatore等<sup>[37]</sup>和Liu等<sup>[38,39]</sup>从统计量角度,对比了高、低焓算例的平均速度变换剖面及雷诺应力等统计量,指出热化学非平衡效应对湍流结构的影响不显著。Ma等<sup>[40]</sup>针对均匀可压缩湍流中的温度脉动效应开展研究,表明热力学脉动对可压缩湍流统计特征具有重要影响。上述研究主要基于统计量结果,对热化学非平衡湍流中的拟序结构空间分布特征,及其是否满足Townsend附着涡模型,尚缺乏直接证据。为此,本文进一步从拟序结构空间分布特性出发,采用聚类连通法提取不同脉动量以及不同流动事件对应的拟序结构,旨在加深对多物理效应耦合下湍流拟序结构特性的认识。

针对上述问题,本文以热化学非平衡湍流边界层为研究对象,在前期高速槽道流壁附着结构研究<sup>[17]</sup>基础上,进一步开展高焓热化学非平衡条件下多类拟序结构的系统分析。本文利用聚类连通法分别提取强流向速度脉动结构、强温度脉动结构、雷诺切应力结构以及湍流热通量结构,分析其空间分布特征是否满足Townsend附着涡模型;在此基础上,结合摩阻热流分解方法,建立拟序结构与壁面摩阻热流之间的关联,定量分析不同拟序结构中各分解项的贡献占比。具体安排如下,第2节介绍了热化学非平衡湍流边界层DNS,第3节分析了拟序结构特性,第4节研究了不同拟序结构对壁面摩阻热流的影响,第5节总结了研究成果。

## 2 热化学非平衡湍流边界层DNS

本文研究采用高速飞行的楔形体工况,具体状态如图1所示。在该工况下,楔形体头部形成强激波,气体经剧烈压缩后温度急剧升高,进而出现振动激发、气体离解等热化学非平衡现象。受此影响,楔形体下游边界层流动呈湍流与热化学非平衡效应相互耦合的复杂特征。本文关注该下游区域的湍流边界层流动。流动控制方程为热化学非平衡可压缩

Navier-Stokes方程，具体形式如下，

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \frac{\partial \rho_n u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial J_{n,j}}{\partial x_j} + \dot{\omega}_n, \quad n=1, \dots, NS \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho H u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial J_j}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho e_v}{\partial t} + \frac{\partial \rho e_v u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial J_{v,j}}{\partial x_j} + \dot{\omega}_v \quad (2.4)$$

其中 $t$ 表示时间， $u_j$ 代表 $j$ 方向的速度分量， $j=1,2,3$ 分别代表流向、壁面法向和展向。

$\rho, p, E, H$ 分别代表气体混合物的密度、压力、总能和总焓， $e_v$ 代表混合物的振动能， $\rho_n$ 代表气体混合物中 $n$ 组分的密度， $NS$ 表示气体组分总数。 $J_i$ 与 $J_{v,i}$ 代表总能扩散通量与振动能扩散通量，分别由Fourier定律与Fick定律计算。

由于本算例包含化学非平衡与振动非平衡的耦合效应，采用Park平动/转动-振动双温度模型<sup>[41]</sup>。在本算例中，温度不足以导致空气电离，在选择反应模型时只需考虑空气组分离解。选用Park提出的5组分9基元反应模型（ $N_2, O_2, N, O, NO$ ）， $\dot{\omega}_n$ 为第 $n$ 组分质量生成速率。

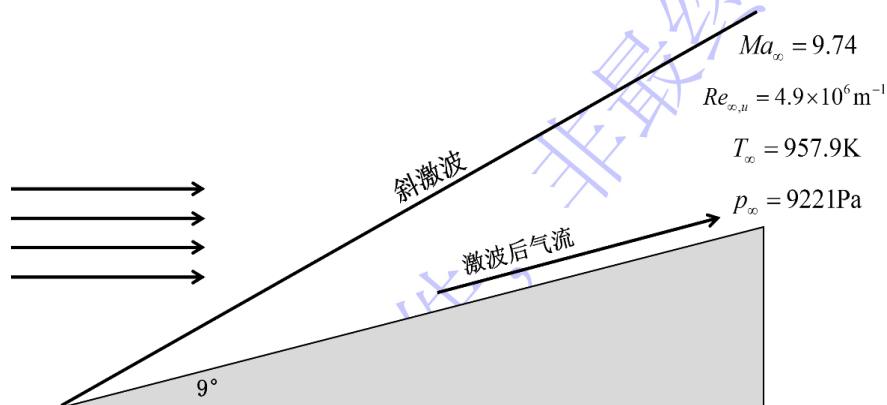


图1 热化学非平衡湍流算例的计算状态示意图

Fig. 1. Schematic of the computational state for thermochemical nonequilibrium turbulent flow case

斜激波后的马赫数  $Ma_\infty = 9.74$ 、条件雷诺数  $Re_{\infty,u} = 4.9 \times 10^6 m^{-1}$ 、温度  $T_\infty = 957.9K$ 、压

- 1 力  $p_\infty = 9221\text{Pa}$ 。初始状态为热平衡与化学冻结态，此时振动温度  $T_{v,\infty} = T_\infty$ ，组分仅由  $\text{N}_2$
- 2 与  $\text{O}_2$  组成，二者的质量分数为 0.767 与 0.233。壁面为 2000K 的非催化等温壁面，壁温比为
- 3  $T_w/T_r = 0.135$ ，恢复温度  $T_r = T_\infty(1 + (\gamma - 1)Ma_\infty^2/2)$ ，比热比  $\gamma = 1.4$ 。

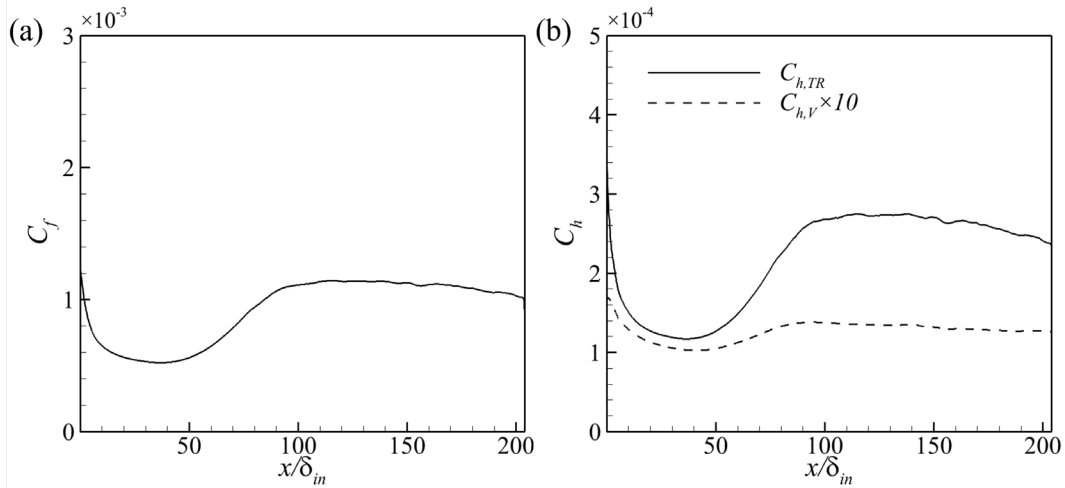


图 2 (a) 流向摩阻系数  $C_f$  分布; (b) 流向平动热流系数  $C_{h,TR}$  与振动热流系数  $10C_{h,V}$  分布

Fig. 2. Streamwise distributions of (a) skin friction coefficient  $C_f$ ; (b) translational heat flux coefficient  $C_{h,TR}$  and vibrational heat flux coefficient  $10C_{h,V}$ .

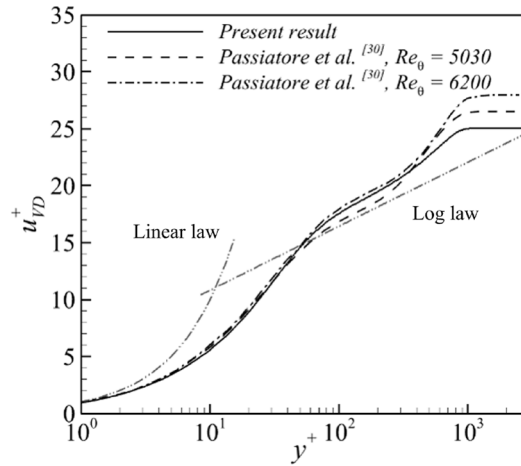


图3 半当地尺度下平均速度的 van Driest 变换

Fig. 3. van Driest transformation of the mean velocity in semi-local scaling

计算域为  $L_x \times L_y \times L_z = 204\delta_{in} \times 12\delta_{in} \times 10.05\delta_{in}$ ，网格  $N_x \times N_y \times N_z = 3000 \times 360 \times 512$ 。流

向分为粗网格区  $L_{x1} = 120\delta_{in}, N_{x1} = 750$ ，过渡区  $L_{x2} = 40\delta_{in}, N_{x2} = 250$  及细网格区

- 1  $L_{x3} = 64\delta_{in}, N_{x3} = 2000$ 。展向网格均匀分布，壁面法向网格采用拉伸率为1.25%的指数形式  
2 加密，以确保解析边界层内的湍流尺度，其中  $\delta_{in} = 5mm$  为入口剖面的边界层厚度。

- 3 在本文分析中，物理量  $\phi$  的系综平均表示为  $\langle \phi \rangle$ ，其脉动量  $\phi' = \phi - \langle \phi \rangle$ ，物理量  $\phi$  的  
4 Favre 平均表示为  $\tilde{\phi}$ ，其脉动量  $\phi'' = \phi - \tilde{\phi}$ ，上标“+”表示采用粘性尺度无量纲，如  
5  $y^+ = y/\delta_v, \tilde{u}^+ = \tilde{u}/u_\tau$ ，其中摩擦速度  $u_\tau$  和粘性尺度  $\delta_v$  定义为

$$6 \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}, \quad \delta_v = \frac{\mu_w}{\rho_w u_\tau} \quad (1.5)$$

- 7 其中  $\tau_w$  和  $\mu_w$  分别为壁面的平均剪切应力与平均动力粘性系数，上标“\*”表示采用半当地尺  
8 度无量纲，如  $\tilde{u}^* = \tilde{u}/u_\tau^*$ ，半当地摩擦速度  $u_\tau^*$  和半当地粘性尺度  $\delta_v^*$  为

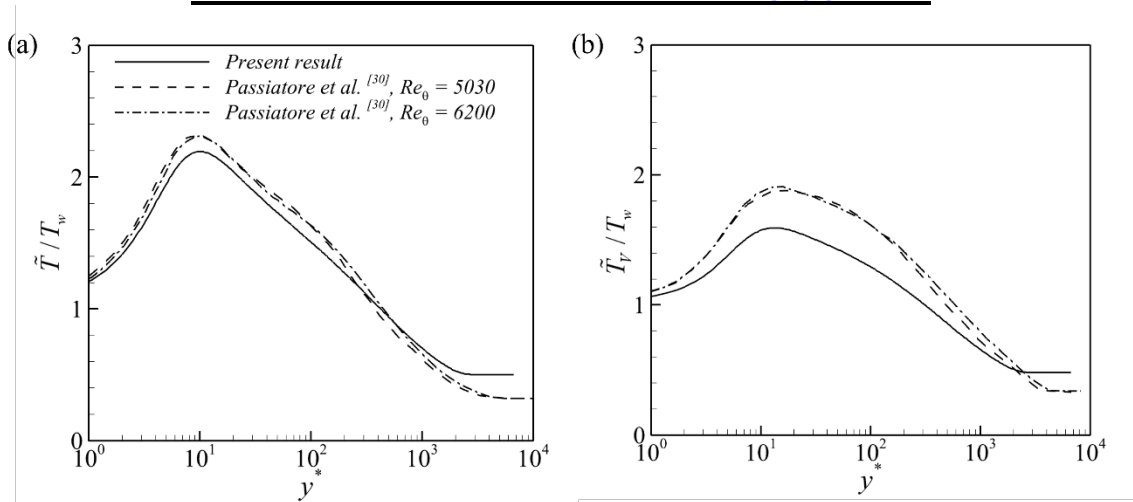
$$9 \quad u_\tau^*(y) = \sqrt{\frac{\tau_w}{\langle \rho(y) \rangle}}, \quad \delta_v^* = \frac{\langle \mu(y) \rangle}{\langle \rho(y) \rangle u_\tau^*(y)} \quad (1.6)$$

- 10 采用充分发展区  $x = 180\delta_{in}$  处的黏性尺度进行无量纲化。湍流边界层雷诺数与网格分辨  
11 率参数如表 1 所示，网格分辨率满足 DNS 要求。流场的壁面流向摩阻系数分布与热流系  
12 数分布如图 2 所示，在边界层的充分发展段，壁面摩阻系数与热流系数变化平滑，未出现  
13 明显非物理振荡，壁面统计量具有较好的统计稳定性。

14 表1 热化学非平衡算例流动与网格参数

15 Table 1. Flow and grid parameters for thermochemical nonequilibrium turbulent flow case

| $Re_\theta$ | $Re_\tau$ | $\Delta x^+$ | $\Delta z^+$ | $\Delta y_w^+$ | $\Delta y_\delta^+$ |
|-------------|-----------|--------------|--------------|----------------|---------------------|
| 3067        | 832       | 7.89         | 4.84         | 0.54           | 10.7                |



16 图 4 半当地尺度下 (a) 平均平动温度分布  $\tilde{T}/T_w$ ; (b) 平均振动温度分布  $\tilde{T}_v/T_w$

Fig. 4. Distributions of (a) mean translational  $\tilde{T}/T_w$ ; (b) vibrational temperatures  $\tilde{T}_v/T_w$  in semi-local scaling

图3给出了平均速度van Driest变换，并与Passiatore等<sup>[37]</sup>的结果进行对比。图中对数律  $(1/\kappa)\ln y^+ + C$  中的  $\kappa = 0.44$ 、 $C = 5.2$ 。当前算例的结果与文献结果相近，但截距大于5.2。已有研究表明，在冷壁高速条件下，对数律截距通常大于5.2<sup>[44]</sup>。可见本文算例的van Driest 平均速度变换剖面符合经典标度律。由图3的平均速度剖面分布情况，后文将  $y^+ \approx 30 \sim 100$  区间附近作为对数区的参考范围。

图4给出了平均平动温度 $\tilde{T}$ 及平均振动温度 $\tilde{T}_v$ 分布。 $\tilde{T}$ 的峰值位于 $y^* \approx 10$ ，对应  $y^+ \approx 26$ 处，峰值达到 $2.2T_w$ ； $\tilde{T}_v$ 的峰值位于 $y^* \approx 14$ ，对应  $y^+ \approx 35$ 处，峰值达到 $1.6T_w$ ；本文结果的温度峰值位置与Passiatore等<sup>[37]</sup>结果基本一致。在峰值后， $\tilde{T}$ 和 $\tilde{T}_v$ 均开始逐渐下降，约在 $y^* > 2000$ 后，平均温度恢复到来流温度。

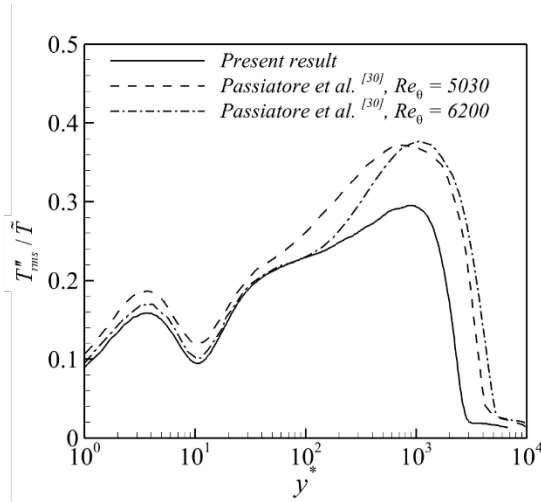


图5 半当地尺度下温度脉动均方根分布  $T''_{rms}/\tilde{T}$

Fig. 5. Root-mean-square distributions  $T''_{rms}/\tilde{T}$  of temperature fluctuations in semi-local scaling

图5给出了温度脉动均方根分布  $T''_{rms}/\tilde{T}$ 。在热化学非平衡湍流边界层中，温度脉动均方根呈双峰值分布。第一峰值位于  $y^* \approx 3.8$ ，对应  $y^+ \approx 7.5$ 处；第二峰值位于  $y^* \approx 930$ ，对应  $y^+ \approx 680$ 处；其中间的极小值位于  $y^* \approx 10$ ，即 $\tilde{T}$ 峰值位置。温度脉动均方根的分布趋势

1 与文献<sup>[37]</sup>一致,但由于工况选择不同,本文中两处峰值均小于文献结果。

2 图6给出了雷诺应力分布,并与Zhang等<sup>[43]</sup>的高速冷壁低焓边界层结果对比。本算例的

3 雷诺应力基本均小于Passiatore等<sup>[37]</sup>和Zhang等<sup>[43]</sup>的结果,这是由于各个算例采用不同的流

4 动参数造成的。但即使摩擦雷诺数、来流马赫数、壁温比等参数不同,雷诺应力仍呈现出

5 相似的分布。不同的来流马赫数和壁温比,通过影响流场的密度与黏性来影响雷诺应力分

6 布,其中马赫数越高,壁温比越小,雷诺正应力的峰值就越大。在Passiatore等<sup>[37]</sup>的算例中,

7  $Ma_\infty = 12.48$ ,  $T_w/T_r \approx 0.105$ 。如图6(a)所示,本文得到的雷诺正应力峰值明显小于该文献

8 的结果。

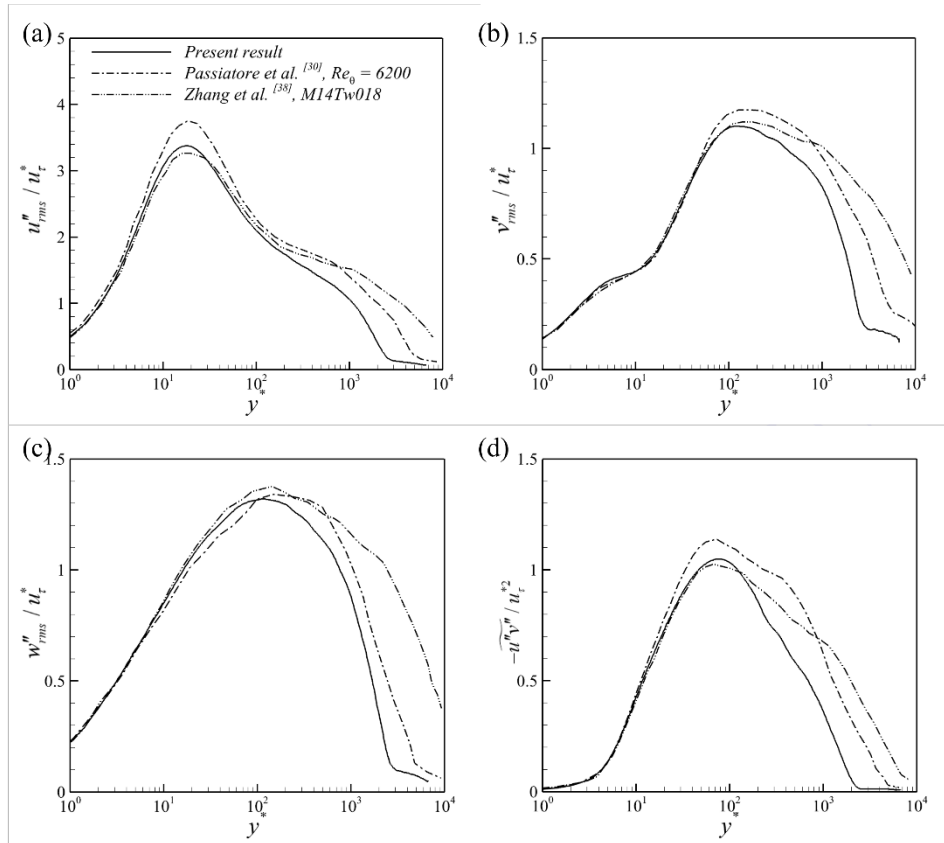


图 6 半当地尺度下雷诺应力分布 (a)  $u''_{rms}/u_\tau^*$ ; (b)  $v''_{rms}/u_\tau^*$ ; (c)  $w''_{rms}/u_\tau^*$ ; (d)  $-\widetilde{u''v''}/u_\tau^{*2}$

Fig. 6. Reynolds stress distributions in semi-local scaling (a)  $u''_{rms}/u_\tau^*$ ; (b)  $v''_{rms}/u_\tau^*$ ; (c)  $w''_{rms}/u_\tau^*$ ; (d)

$$-\widetilde{u''v''}/u_\tau^{*2}$$

以上结果表明,本文所采用的热化学非平衡湍流直接数值模拟结果与经典标度律和已

有文献符合较好，数据具有较高可信度和稳定性，可以开展拟序结构和摩阻热流分析。

### 3 拟序结构分析

#### 3.1 拟序结构的提取

聚类连通法是一种简单的、基于数据的特征提取方法，能够高效地提取湍流中的结构，并结合时空追踪演化对其进行统计分析。针对热化学非平衡湍流边界层，考虑到可压缩效应的影响，以  $|\sqrt{\rho}\phi| > \alpha\sqrt{\bar{\rho}}\phi_{rms}$  作为提取依据，其中  $\alpha$  代表提取阈值，以速度脉动结构与雷诺切应力结构为例，提取依据为

$$|\sqrt{\rho}u''| > \alpha\sqrt{\bar{\rho}}u_{rms} \quad (3.1)$$

$$|\rho u''v''| > \alpha\bar{\rho}u_{rms}v_{rms} \quad (3.2)$$

式(3.2)中的雷诺切应力提取依据，由速度脉动提取依据推广得到。本文将雷诺切应力结构与湍流热通量结构分象限分析，如雷诺切应力Q2 ( $u'' < 0, v'' > 0$ )、Q4 ( $u'' > 0, v'' < 0$ )，以及湍流热通量Q2 ( $v'' < 0, T'' > 0$ )、Q4 ( $v'' > 0, T'' < 0$ )。提取区域选择湍流边界层充分发展段  $x = 150\delta_{in} \sim 180\delta_{in}$  处。

为确定结构提取阈值  $\alpha$ ，图7给出了不同阈值  $\alpha$  识别得到的结构数量N与结构体积V，并分别采用其最大值  $N_{max}$  与  $V_{max}$  归一化。依据Dong等<sup>[10]</sup>与Sung等<sup>[13]</sup>提出的提取原则，阈值通常选择在结构数量峰值附近，以确保识别得到的结构数量较多且结构尺度适中。在Durán等<sup>[18]</sup>的雷诺切应力结构研究与Sung等<sup>[13]</sup>的速度脉动结构研究中，提取阈值通常取  $\alpha = 1.0 \sim 1.5$ ，应视具体情况判断。基于此，在速度脉动结构与平动、振动温度脉动结构的提取中，取阈值  $\alpha = 1.0$ 。除结构提取阈值外，采用聚类连通法识别壁附着结构时还需给定结构附着阈值，结构法向长度以该结构到壁面的最小法向距离  $y_{min} \approx 0$  时为壁附着结构。本研究取  $y_{min}^+ < 20$  作为壁附着结构判据。需要说明的是，图7仅用于确定结构提取阈值，统计时不区分正、负脉动结构以及壁附着结构和壁分离结构

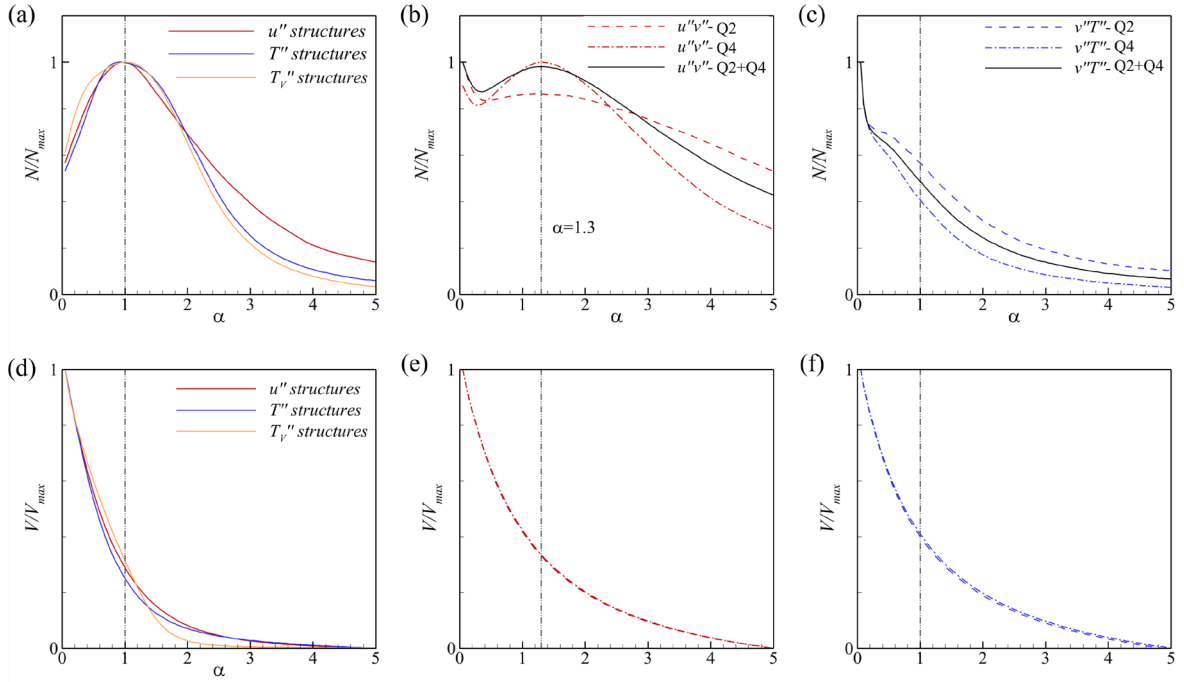


图 7 不同阈值  $\alpha$  下提取的结构数量(a-c)和结构体积(d-f): (a, d) 速度脉动结构、平动温度脉动结构和振动温度脉动结构; (b, e) 雷诺切应力结构; (c, f) 湍流热通量结构

Fig. 7. Number and volume of structures extracted using different thresholds  $\alpha$ : (a, d) velocity fluctuation structures, translational temperature fluctuation structures and vibrational temperature fluctuation structures; (b, e) Reynolds shear stress structures; (c, f) turbulent heat flux structures;

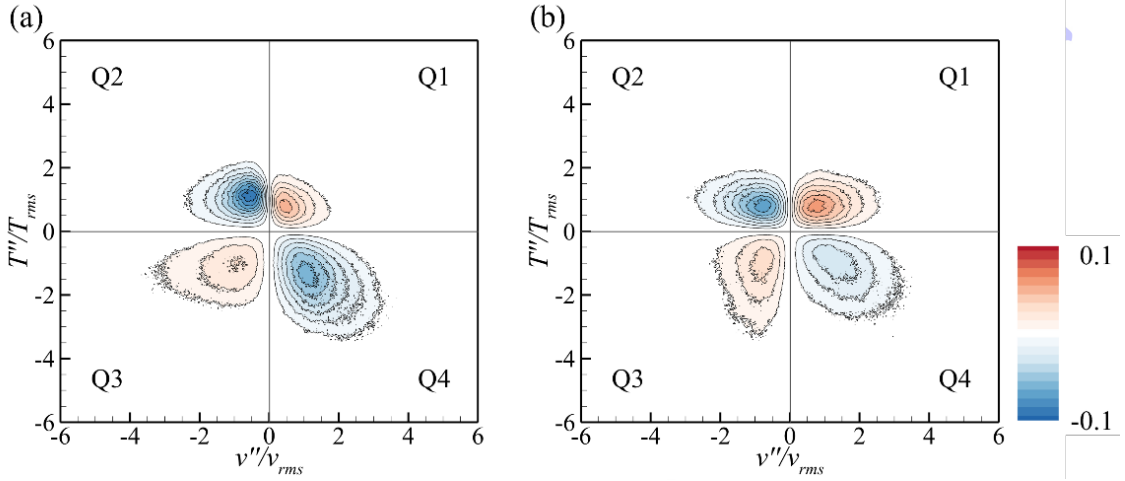


图8  $v''$  与  $T''$  的联合概率密度加权分布  $v''T''P(v'', T'')/v_{rms}T_{rms}$ , (a)  $y^* = 5.7$ ; (b)  $y^* = 12.1$

Fig. 8. Weighted joint probability density distribution  $v''T''P(v'', T'')/v_{rms}T_{rms}$  of  $v''$  and  $T''$ , (a)

$y^* = 5.7$ ; (b)  $y^* = 12.1$

考虑到雷诺切应力Q2、Q4事件是湍流生成过程中的主导机制, 本文重点考察这两类事件。基于图7(b)所示雷诺切应力结构数量分布, 选择提取阈值  $\alpha = 1.3$ 。

在确定提取湍流热通量结构的阈值之前, 需要先确定湍流热通量中的主导流动事件。

图8给出了速度脉动  $v''$  与温度脉动  $T''$  的联合概率密度加权分布，即  $v''T''P(v'', T'')$ 。参考图5中温度脉动均方根分布，选取  $y^* = 5.7$  与  $y^* = 12.1$  两处法向位置，分别对应温度脉动均方值的第一峰值与极小值附近，统计联合概率密度加权分布，分别对于对应图8(a)和图8(b)。结果表明，在上述两处位置，Q2与Q4事件占主导地位，这与文献<sup>[42]</sup>结果一致，因此本文主要考察湍流热通量中的Q2和Q4结构。进一步由图7(c)可见，湍流热通量结构数量并未呈现明显的峰值，因此对湍流热通量Q2、Q4结构采用阈值  $\alpha = 1.0$ 。

聚类连通法提取的瞬时结构如图9和图10所示，其中颜色深浅代表距离壁面的法向距离。依据结构最低点的法向位置，可以将速度脉动结构与温度脉动结构分为壁附着结构与壁分离结构。依据聚类连通法的提取判据式(3.1)，流场结构除了包括壁附着结构和壁分离结构，还包括弱脉动结构（即  $|\sqrt{\rho}\phi''| < \alpha\sqrt{\rho}\phi_{rms}$  的结构）。弱脉动结构在本文中不作讨论。同时，在本算例中，绝大多数强雷诺切应力结构与强湍流热通量结构均位于壁附着判定范围内。因此，本文对这两类结构不区分壁附着、壁分离结构，而是按照不同事件进行统计分析，以反映其对动量和热量运输的作用。

图9中，速度脉动和温度脉动的正、负结构分别用红色和蓝色表示。可以看到，速度脉动壁附着结构呈明显条带状分布；平动温度脉动结构则表现为正、负脉动的交错分布，振动温度脉动结构由负脉动为主。图10(a)中，雷诺切应力Q2与Q4事件分别用红色和蓝色表示，两者呈明显的交替分布。图10(b)中，湍流热通量Q2和Q4事件分别用红色和蓝色表示；可见湍流热通量结构主要由Q2结构组成，Q4结构相对较少。

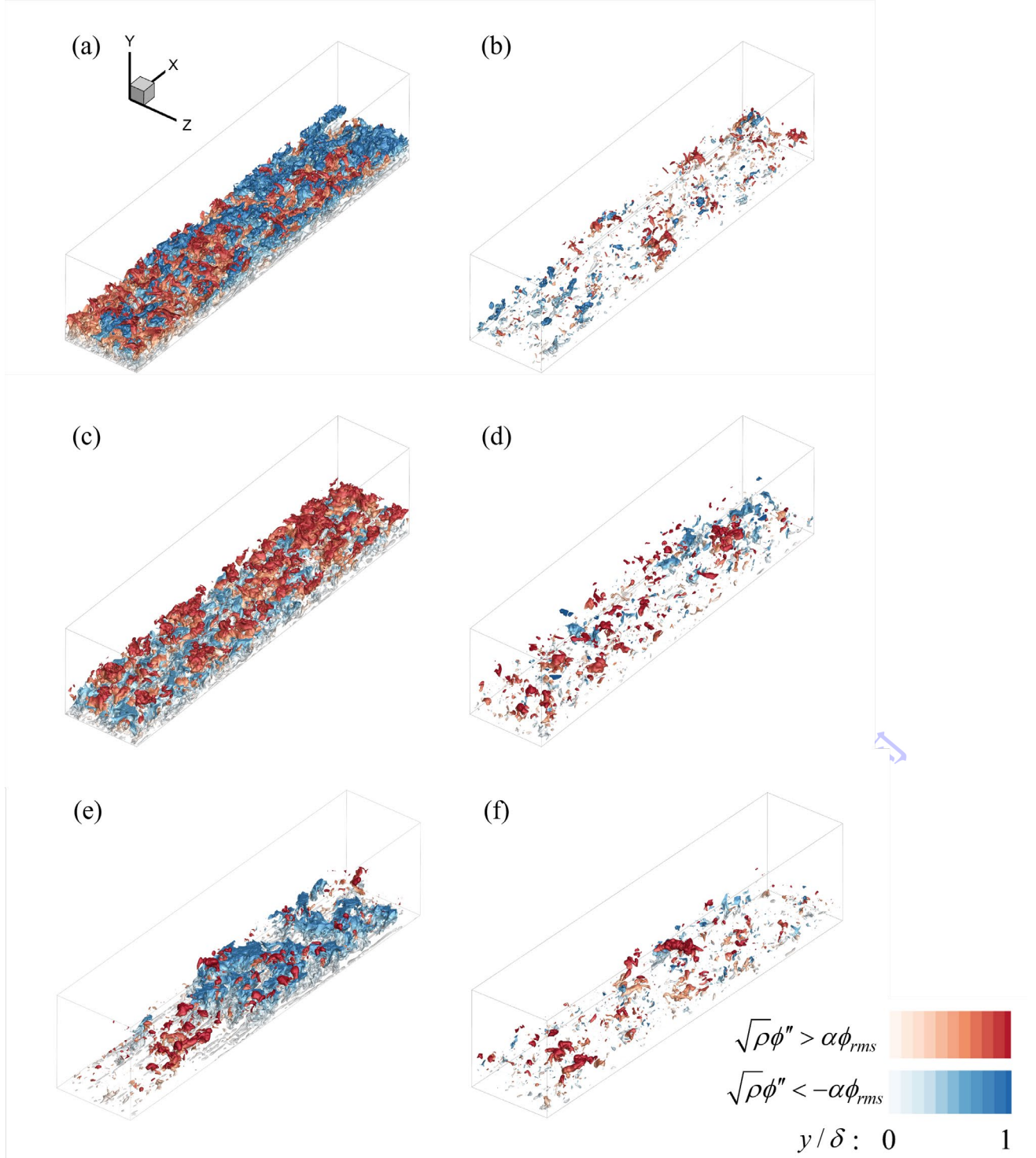


图9 瞬时结构: (a) 速度壁面附着结构; (b) 速度壁面分离结构; (c) 平动温度壁面附着结构; (d) 平动温度壁面分离结构; (e) 振动温度壁面附着结构; (f) 振动温度壁面分离结构;  
 Fig. 9. Instantaneous structures: (a) velocity wall-attached structures; (b) velocity wall-detached structures; (c) translational temperature wall-attached structures; (d) translational temperature wall-detached structures; (e) vibrational temperature wall-attached structures; (f) vibrational temperature wall-detached structures

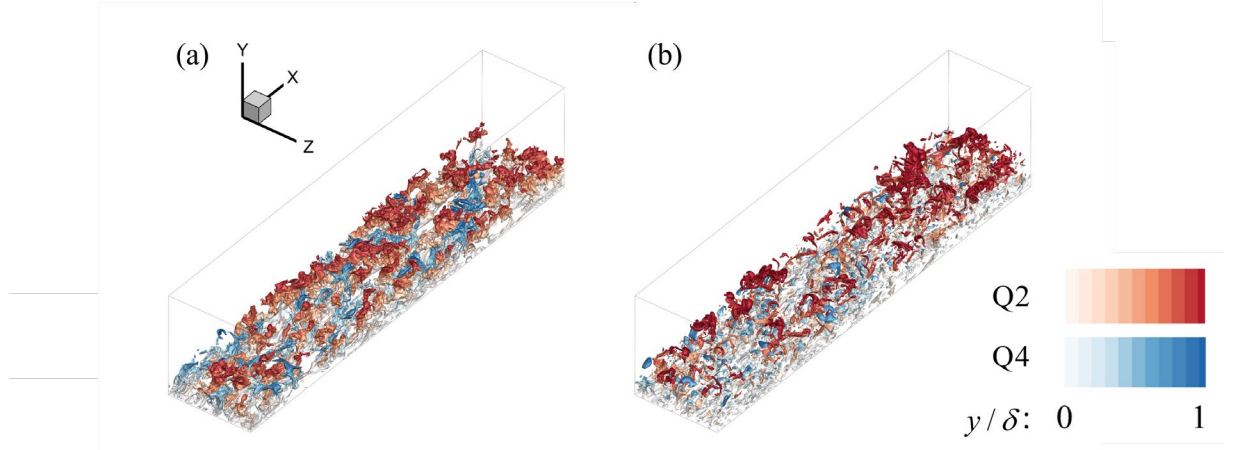


图10 瞬时结构: (a) 雷诺切应力  $Q2$  和  $Q4$  结构; (b) 湍流热通量  $Q2$  和  $Q4$  结构

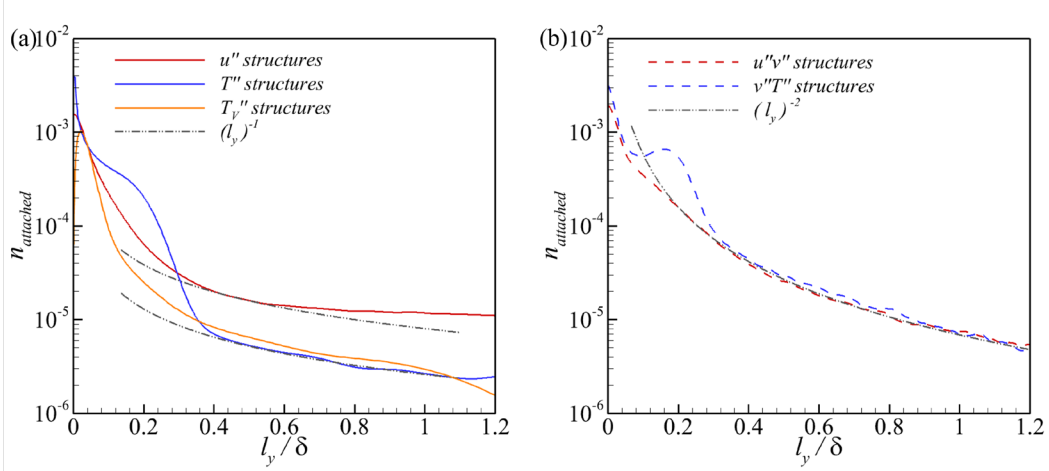
Fig. 10. Instantaneous structures: (a)  $Q2$  and  $Q4$  Reynolds shear stress structures; (b)  $Q2$  and  $Q4$  turbulent heat flux structures

### 3.2 拟序结构空间分布特性

拟序结构的空分分布特性主要体现在两个方面,即结构在法向上的分布规律以及结构在不同方向上的几何尺度关系。根据Townsend附着涡模型,壁湍流由一族尺度与离壁距离成比例的壁附着结构所构成,不同尺度的结构在统计意义上具有几何自相似性。为定量表征结构的空分分布特性,将单个结构体的尺度定义为包围该结构的最小长方体尺寸,并分别以 $l_x, l_y, l_z$ 代表流向、法向、展向上的长度尺度。其中,结构法向长度以该结构到壁面的最小法向距离 $y_{\min}$ 与最大法向距离 $y_{\max}$ 表征为 $l_y = y_{\max} - y_{\min}$ 。对于速度脉动和温度脉动结构,依据 $y_{\min}$ 将其划分为壁附着与壁分离结构。

Perry等<sup>[2]</sup>在附着涡模型基础上指出,壁附着结构的法向数量密度分布与结构高度成反比,即 $n_{\text{attached}} \sim l_y^{-\gamma}$ ,  $\gamma=1$ ,  $n_{\text{attached}}$ 为壁附着结构的法向平均数量密度,即法向结构数量分布经瞬时样本数和 $x-z$ 面积归一化后的结果。Hwang和Sung等<sup>[13]</sup>研究了零压梯度平板湍流边界层中的速度脉动结构,发现当 $220 < l_y^+ < 550$ 时,壁附着结构的法向数量密度分布与 $n_{\text{attached}} \sim l_y^{-1}$ 符合最好。Lozano等<sup>[18]</sup>提取了 $Re_\tau = 2000$ 的槽道湍流中的雷诺切应力 $Q2$ 、 $Q4$

1 壁附着结构，发现它们的法向数量密度分布随高度的衰减规律呈  $n_{attached} \sim l_y^{-2}$ 。



2  
3 图11 法向数量密度分布  $n_{attached}$ : (a) 速度脉动壁附着结构、平动温度脉动壁附着结构和振动温度脉动  
4 壁附着结构; (b) 雷诺切应力结构和湍流热通量结构

5 Fig. 11. Wall-normal number-density distributions  $n_{attached}$  of (a) velocity fluctuation wall-attached struc-  
6 tures, translational and vibrational temperature fluctuation wall-attached structures; (b) Reynolds shear stress  
7 and turbulent heat flux structures

8 为考察本文提取的五类拟序结构空间分布规律，图11给出了不同结构的法向数量密度

9 分布。由图11(a)可见，速度脉动结构和平动、振动温度脉动结构的法向数量密度均近似满

10 足  $n_{attached} \sim l_y^{-1}$  的标度关系，其在  $0.4 < l_y / \delta < 0.6$  内符合最好，这与Yoon等<sup>[16]</sup>的结果基本一

11 致。在  $l_y / \delta > 0.4$  时，平动、振动温度脉动结构的数量密度较为相近，而速度脉动结构很

12 温度脉动结构间的差距较大，这是不同脉动结构本身空间组织特征的差异；同时在高焓条

13 件下，温度均方根呈现双峰值分布，更体现出这种差异。图11(b)表明，雷诺切应力结构和

14 湍流热通量结构的法向数量密度满足  $n_{attached} \sim l_y^{-2}$  的分布规律。这表明，在热化学非平衡湍

15 流边界层中，不同拟序结构在统计意义上均表现出与附着涡模型一致的法向分布特征。

16 图12和图13给出了本文提取的五类拟序结构的长度尺度关系。在  $l_y^+ \geq 100$  时，速度脉

17 动结构和平动、振动温度脉动结构的平均长度尺度满足  $l_x^+ \sim (l_y^+)^1, l_z^+ \sim (l_y^+)^{0.9}$ 。本算例中速

18 度脉动和平动、振动温度脉动结构在流向与展向上的自相似性与附着涡模型符合较好；且

速度脉动和平动、振动温度脉动结构在对数区附近的尺度特征基本一致。雷诺切应力Q2、Q4结构满足  $l_x^+ \sim (l_y^+)^1, l_z^+ \sim (l_y^+)^{0.8}$ ，湍流热通量Q2、Q4结构则满足  $l_x^+ \sim (l_y^+)^1, l_z^+ \sim (l_y^+)^{0.9}$ ，这表明雷诺切应力结构与湍流热通量结构在对数区附近均表现出一定的自相似特征。这五类结构的法向尺度与展向尺度未呈现严格的线性标度关系。相比之下，雷诺切应力结构的展向尺度标度更低，其展向尺度随  $l_y^+$  的增长更加缓慢，这可能是当前摩擦雷诺数较低导致的；同时，这五类拟序结构均满足  $l_x^+ \sim (l_y^+)^1$ ，均符合Townsend附着涡模型中的结构尺度关系。在Yoon等<sup>[16]</sup>的研究中，结构尺度关系均呈现“先平缓后增加”的趋势，即  $l_y^+ < 100$  时，结构尺度与  $l_y^+$  基本无关，为非自相似区；在  $l_y^+ > 100$  时，呈现自相似特性。本算例中也观察到该现象，虽然“平缓”的趋势较弱，但自相似特征明显。

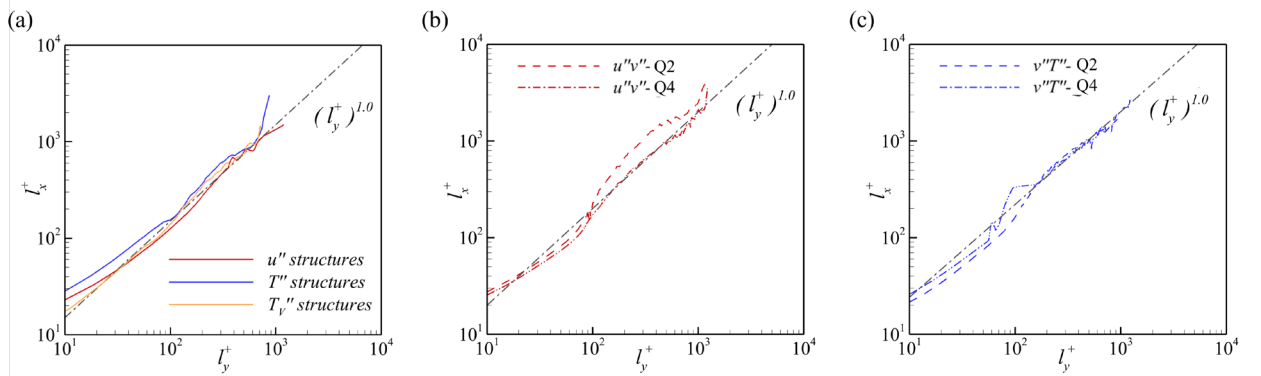


图12 结构尺度关系  $l_x^+ - l_y^+$ : (a) 速度脉动结构、平动温度脉动结构和振动温度脉动结构; (b) 雷诺切应力Q2、Q4结构; (c) 湍流热通量Q2、Q4结构

Fig. 12. Scaling relations  $l_x^+ - l_y^+$  of structures: (a) velocity fluctuation structures, translational temperature fluctuation structures and vibrational temperature fluctuation structures; (b) Q2 and Q4 Reynolds shear stress structures; (c) Q2 and Q4 turbulent heat flux structures

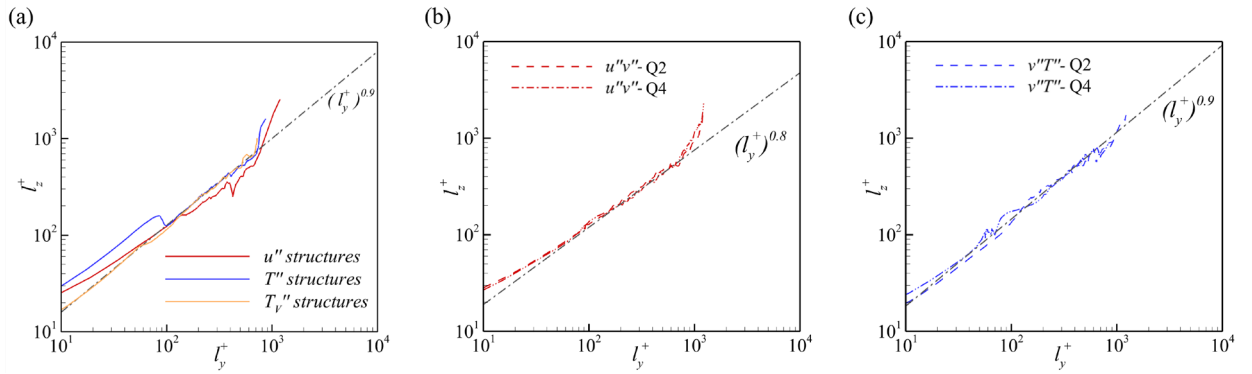


图13 结构尺度关系  $l_z^+ - l_y^+$ : (a) 速度脉动结构、平动温度脉动结构和振动温度脉动结构; (b) 雷诺切应力Q2、Q4结构; (c) 湍流热通量Q2、Q4结构

Fig. 13. Scaling relations  $l_z^+ - l_y^+$  of structures: (a) velocity fluctuation structures, translational temperature fluctuation structures and vibrational temperature fluctuation structures; (b) Q2 and Q4 Reynolds shear stress structures; (c) Q2 and Q4 turbulent heat flux structures

### 3.3 拟序结构条件统计特性

湍流边界层中的动量与能量输运主要由拟序结构所主导，不同结构在脉动强度以及相关输运统计量中具有不同作用。为进一步考察不同拟序结构对脉动统计量的影响，采用条件平均统计方法，仅统计满足识别条件的结构内部区域，分析速度脉动结构和雷诺切应力结构对流向雷诺正应力  $\overline{u''u''}/u_\tau^2$  与雷诺切应力  $\overline{-u''v''}/u_\tau^2$  的影响，以及平动与振动温度脉动结构和湍流热通量结构对平动温度均方值  $\overline{T''T''}/T_w^2$ 、振动温度均方值  $\overline{T_v''T_v''}/T_w^2$  与湍流热通量  $\overline{v''T''}/T_w u_\tau$  的影响，对振动温度脉动结构，给出了振动温度湍流热通量  $\overline{v''T_v''}/T_w u_\tau$ 。

图14给出了基于速度脉动结构的条件平均统计结果。对于流向雷诺正应力，速度正脉动附着结构（高速附着结构，图中标注为  $att, +$ ）对应的峰值小于速度负脉动附着结构（低速附着结构，图中标注为  $att, -$ ），但峰值位置更靠近壁面；速度正脉动分离结构（高速分离结构，图中标注为  $det, +$ ）对应的峰值同样小于速度负脉动分离结构（低速分离结构，图中标注为  $det, -$ ）。对于雷诺切应力统计量，整体上高速附着结构在近壁区的贡献更大；但自对数区  $y^+ > 30$  开始，低速附着结构的贡献逐渐占据主导，并在  $y^+ \approx 50$  处

达到峰值；高速附着结构对应的雷诺切应力分布呈现双峰特征，极小值位于  $y^+ \approx 90$ 。

图15给出了基于平动温度脉动结构的条件平均统计结果。在对数区附近，温度负脉动附着结构（低温附着结构）对应的  $\widetilde{T''T''}$ 、 $\widetilde{T_v''T_v''}$  与  $\widetilde{v''T''}$  均高于温度正脉动附着结构（高温附着结构）；而在其他区域，其贡献则低于高温附着结构；分离结构的结果也表现出相同趋势，这表明对数区近平动温度与振动温度的脉动强度主要由低温结构主导。对于附着结构，高、低温附着结构对应的  $\widetilde{T''T''}$  与  $\widetilde{v''T''}$  极小值均位于  $y^+ \approx 30$  处，该位置与图4中  $\tilde{T}$  峰值位置相对应。低温附着结构的两个峰值位置均更靠近对数区；基于温度分离结构的条件平均统计结果也表现出类似分布规律，进一步说明对数区内的温度脉动强度主要受低温脉动拟序结构主导。

图16给出的振动温度脉动结构的条件平均统计结果，整体分布与图15基本一致，也表现出对数区附近的低温附着结构对应的  $\widetilde{T''T''}$ 、 $\widetilde{T_v''T_v''}$  与  $\widetilde{v''T''}$  均高于高温附着结构。这表明对数区内的振动温度脉动强度也受低温脉动拟序结构主导。与平动温度脉动结构的条件平均统计结果相比，振动温度脉动结构的统计结果约为其30%，

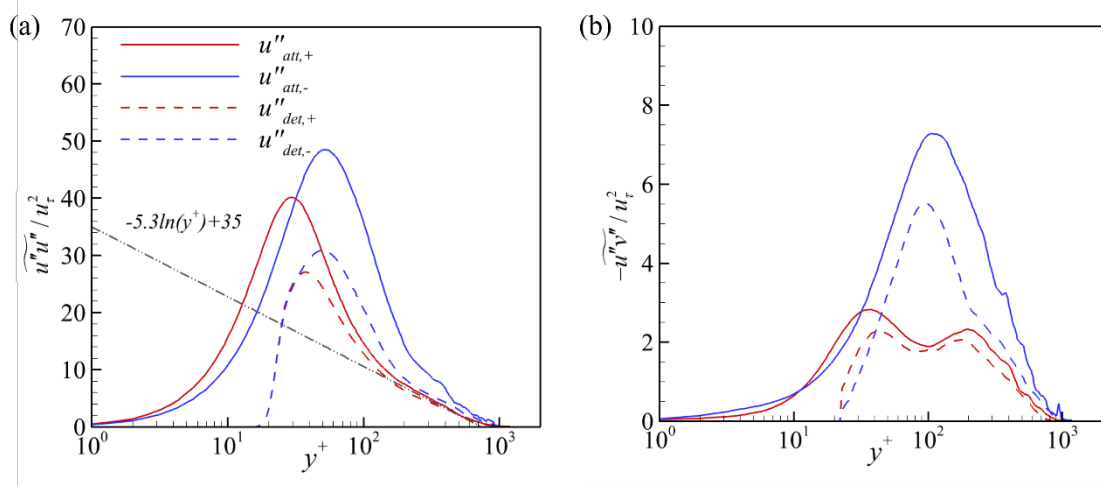


图14 速度脉动结构的条件平均结果：(a) 流向雷诺正应力  $\widetilde{u''u''}/u_\tau^2$ ；(b) 雷诺切应力  $-\widetilde{u''v''}/u_\tau^2$   
Fig. 14. Conditional averaging results for velocity fluctuation structures: (a) streamwise Reynolds normal stress  $\widetilde{u''u''}/u_\tau^2$ ; (b) Reynolds shear stress  $-\widetilde{u''v''}/u_\tau^2$

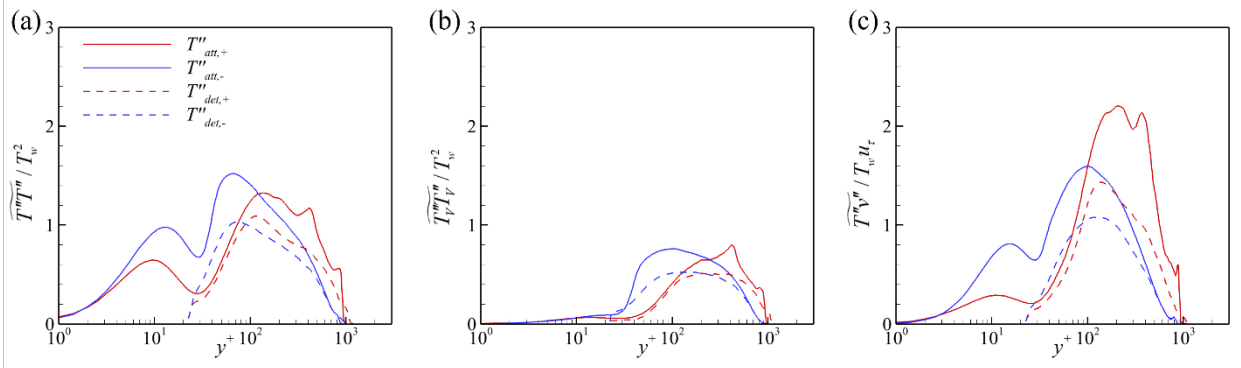


图15 平动温度脉动结构的条件平均结果: (a) 平动/转动温度均方值  $\overline{T''T''}/T_w^2$ ; (b) 振动温度均方值  $\overline{T_V''T_V''}/T_w^2$ ; (c) 平动温度湍流热通量  $\overline{T''v''}/T_w u_\tau$

Fig. 15. Conditional averaging results for translational temperature fluctuation structures: (a) temperature mean-square value  $\overline{T''T''}/T_w^2$ ; (b) vibrational temperature mean-square value  $\overline{T_V''T_V''}/T_w^2$ ; (c) translational temperature turbulent heat flux  $\overline{T''v''}/T_w u_\tau$

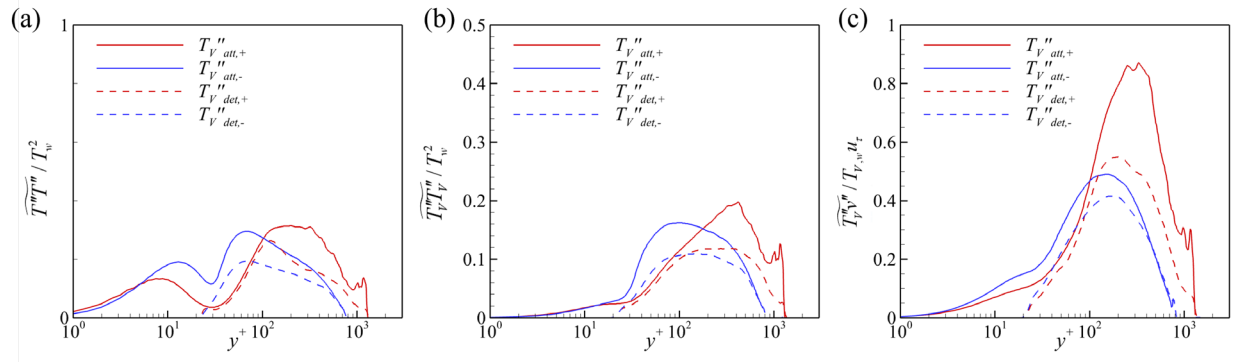


图16 振动温度脉动结构的条件平均结果: (a) 平动/转动温度均方值  $\overline{T''T''}/T_w^2$ ; (b) 振动温度均方值  $\overline{T_V''T_V''}/T_w^2$ ; (c) 振动温度湍流热通量  $\overline{T_V''v''}/T_w u_\tau$

Fig. 16 Conditional averaging results for vibrational temperature fluctuation structures: (a) temperature mean-square value  $\overline{T''T''}/T_w^2$ ; (b) vibrational temperature mean-square value  $\overline{T_V''T_V''}/T_w^2$ ; (c) vibrational temperature turbulent heat flux  $\overline{T_V''v''}/T_w u_\tau$

图17给出了基于雷诺切应力Q2、Q4事件结构的条件平均统计结果。对于流向雷诺正应力和雷诺切应力，Q4事件对应的峰值位置均更靠近壁面；在对数区附近，Q2事件对雷诺切应力的贡献明显大于Q4事件。结合前述速度脉动附着结构统计分析，包含负流向速度脉动的雷诺切应力Q2事件，其统计量峰值位置更远离壁面；这与高、低速结构之间的差异是一致的。由图17(b)可进一步发现，Q2事件在对数区内对雷诺切应力起主导作用；这与图14中低速结构在对数区主导雷诺切应力分布的结果相一致。

图18给出了基于湍流热通量Q2、Q4事件结构的条件平均统计结果。由图18(a)可见，Q2、Q4结构对应的 $\widetilde{T''T''}$ 均呈现双峰值分布，并且极小值均出现在 $y^+ \approx 30$ 附近，该位置与图4中 $\tilde{T}$ 峰值位置对应。两类结构的第一峰值位置存在明显差异，湍流热通量Q4结构对应的第一峰值位置更靠近对数区，而Q2结构对应的第一峰值位置更靠近壁面。对于第二峰值，Q2、Q4结构对应的第二峰值位置不同，可能是由Q2、Q4事件本身的物理性质决定的，其中Q2结构对应的第二峰值位置更靠近边界层外缘。在对数区内，湍流热通量Q4事件的贡献占主导。考虑到湍流热通量Q4事件对应低温上抛事件，其分布特征与雷诺切应力Q2上抛事件在流向雷诺正应力统计量中的表现相似，二者均对应正的法向速度脉动。对于 $\widetilde{T_v''T_v''}$ ，湍流热通量Q4事件在对数区内的贡献同样大于Q2事件，表明对数区内的振动温度脉动强度也由Q4事件主导。Q2、Q4事件对应的峰值位置分别位于 $y^+ \approx 240$ 和 $y^+ \approx 60$ 处，这与图18(a)中的第二峰值位置一致。与 $\widetilde{T''T''}$ 分布不同， $\widetilde{T_v''T_v''}$ 仅表现出一个明显峰值；这可能是与平均振动温度峰值较小、振动温度梯度较弱有关；其特征可由图4中 $\tilde{T}$ 和 $\tilde{T}_v$ 分布说明。对于条件平均结果 $\widetilde{v''T''}$ ，在对数区附近，Q4结构的贡献更大；在此区域以外，Q2结构的贡献相对更大。上述规律在温度脉动结构和湍流热通量结构的条件平均统计中均有体现。同时进一步说明对数区内的温度脉动强度主要受低温脉动拟序结构控制，而在湍流热通量结构中，低温脉动主要与Q4结构相关。

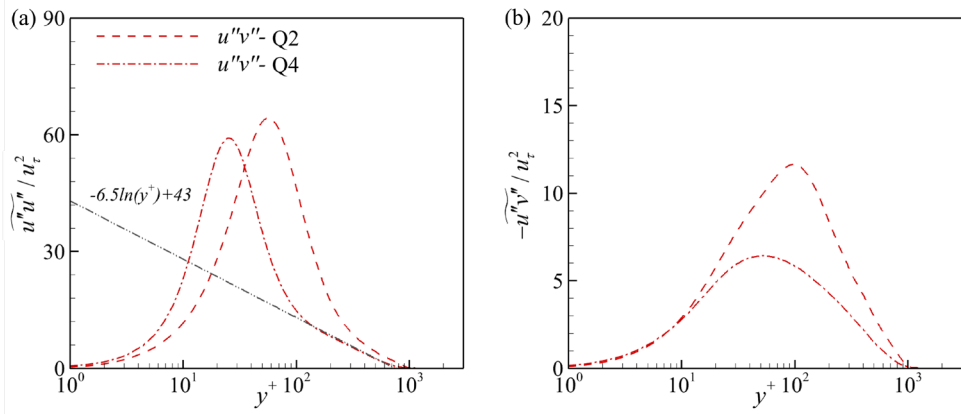


图 17 雷诺切应力结构的条件平均结果: (a) 流向雷诺正应力  $\widetilde{u''u''}/u_\tau^2$ ; (b) 雷诺切应力  $-\widetilde{u''v''}/u_\tau^2$   
Fig. 17. Conditional averaging results for Reynolds shear stress structures: (a) streamwise Reynolds normal stress  $\widetilde{u''u''}/u_\tau^2$ ; (b) Reynolds shear stress  $-\widetilde{u''v''}/u_\tau^2$

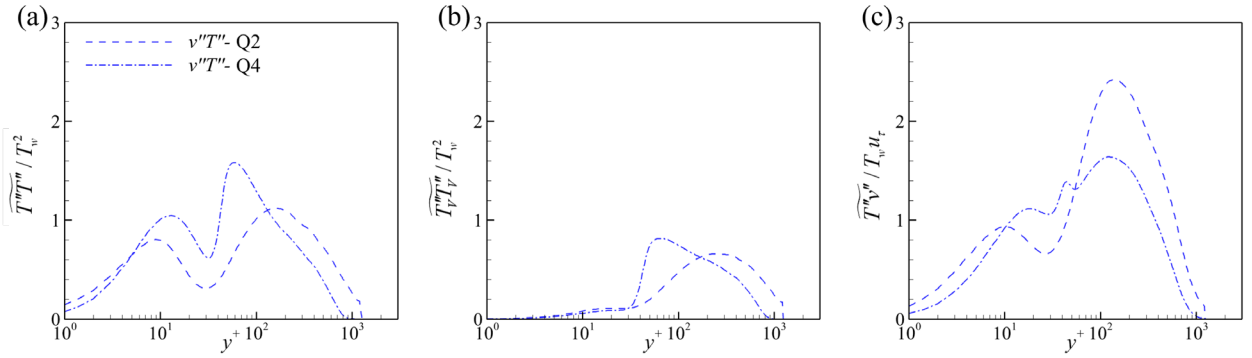


图18 湍流热通量结构的条件平均结果: (a) 平动/转动温度均方值  $\widetilde{T''T''}/T_w^2$ ; (b) 振动温度均方值  $\widetilde{T_v''T_v''}/T_w^2$ ; (c) 湍流热通量  $\widetilde{T''v''}/T_w u_\tau$

Fig. 18. Conditional averaging results for turbulent heat flux structures: (a) temperature mean-square value  $\widetilde{T''T''}/T_w^2$ ; (b) vibrational-temperature mean-square value  $\widetilde{T_v''T_v''}/T_w^2$ ; (c) turbulent heat flux  $\widetilde{T''v''}/T_w u_\tau$

#### 4 拟序结构与摩阻热流的关联

拟序结构通过影响湍流动量和能量输运, 进而影响壁面摩阻热流。从拟序结构的角度分析壁面摩阻热流的产生机制, 并建立其与摩阻热流的关联, 有助于深化对湍流边界层致力致热机理的理解。本节分别采用摩阻和热流RD分解恒等式, 定量考察不同拟序结构中各物理过程对壁面摩阻热流的贡献。

Li等<sup>[27]</sup>将RD摩阻分解恒等式其推广至可压缩湍流。将壁面摩阻分为分子黏性耗散项

1  $C_{f,V}$ 、湍动能产生项  $C_{f,T}$  以及流向不均匀性  $C_{f,G}$ 。即

$$2 \quad C_f = C_{f,V} + C_{f,T} + C_{f,G} \quad (4.1)$$

3 其中各项具体表达形式为,

$$4 \quad C_{f,V} = \frac{2}{\rho_\infty u_\infty^3} \int_0^\infty \langle \tau_{yx} \rangle \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} dy \quad (4.2)$$

$$5 \quad C_{f,T} = \frac{2}{\rho_\infty u_\infty^3} \int_0^\infty \langle \rho \rangle \left( -\overline{u''v''} \right) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} dy \quad (4.3)$$

$$6 \quad C_{f,G} = \frac{2}{\rho_\infty u_\infty^3} (\tilde{u} - u_\infty) \int_0^\infty \left( \langle \rho \rangle \left( \tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \langle \tau_{xx} \rangle - \langle \rho \rangle \overline{u''u''} - \langle p \rangle \right) \right) dy \quad (4.4)$$

7 本文只关注含有速度脉动及雷诺切应力的  $C_{f,T}$  项。

8 基于摩阻的RD分解恒等式, Sun等<sup>[28]</sup>提出了RD热流分解恒等式, 后续Li等<sup>[44]</sup>将其推广

9 至高焓情况。对于高焓湍流, 可将热流分为流向不均匀项  $C_{h,G}$ 、热传导项  $C_{h,L}$ 、湍流热输

10 运项  $C_{h,T}$ 、平均动能粘性耗散项  $C_{h,MS}$ 、湍动能粘性耗散项  $C_{h,MD}$ 、湍动能输运项  $C_{h,K}$ 、湍

11 动能产生项  $C_{h,RS}$  和组分质量扩散项  $C_{h,D}$ , 即

$$12 \quad C_h = C_{h,G} + C_{h,L} + C_{h,T} + C_{h,MS} + C_{h,MD} + C_{h,K} + C_{h,RS} + C_{h,D} \quad (4.5)$$

13 其中各项具体表达形式为,

$$14 \quad C_{h,G} = \frac{1}{\rho_\infty u_\infty^4} \int_0^\infty \left\{ (\tilde{u} - u_\infty) \left[ \langle \rho \rangle \frac{D\tilde{E}}{Dt} + \frac{\partial \langle \rho \rangle \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right] - \right. \quad (4.6)$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial x} \left( \left\langle \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle - \langle \rho u''h'' \rangle - \langle M_x \rangle + \langle u_k \tau_{1k} \rangle - \frac{1}{2} \langle \rho u''u_k''u_k'' \rangle - \tilde{u}_k \langle \rho u''u_k'' \rangle \right) \right\} dy$$

$$15 \quad C_{h,L} = \frac{1}{\rho_\infty u_\infty^4} \int_0^\infty \left( \left\langle \kappa \frac{\partial T}{\partial y} \right\rangle \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right) dy \quad (4.7)$$

$$16 \quad C_{h,T} = \frac{1}{\rho_\infty u_\infty^4} \int_0^\infty \left( \langle -\rho h''v'' \rangle \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right) dy \quad (4.8)$$

$$17 \quad C_{h,MS} = -\frac{1}{\rho_\infty u_\infty^4} \int_0^\infty \left[ (\tilde{u} - u_\infty) \frac{\partial}{\partial y} \left( \tilde{u} \langle \tau_{xy} \rangle + \tilde{v} \langle \tau_{yy} \rangle \right) \right] dy \quad (4.9)$$

$$18 \quad C_{h,MD} = -\frac{1}{\rho_\infty u_\infty^4} \int_0^\infty \left[ (\tilde{u} - u_\infty) \frac{\partial}{\partial y} \left( \langle u''\tau_{xy} \rangle + \langle v''\tau_{yy} \rangle \right) \right] dy \quad (4.10)$$

$$C_{h,K} = -\frac{1}{\rho_{\infty} u_{\infty}^4} \int_0^{\infty} \left[ -\frac{1}{2} (\tilde{u} - u_{\infty}) \frac{\partial}{\partial y} \langle \rho v'' u_i'' u_i'' \rangle \right] dy \quad (4.11)$$

$$C_{h,RS} = -\frac{1}{\rho_{\infty} u_{\infty}^4} \int_0^{\infty} \left[ -(\tilde{u} \langle \rho v'' u'' \rangle + \tilde{v} \langle \rho v'' v'' \rangle) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right] dy \quad (4.12)$$

$$C_{h,D} = -\frac{1}{\rho_{\infty} u_{\infty}^4} \int_0^{\infty} \left( -\langle M_y \rangle \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right) dy \quad (4.13)$$

其中与速度脉动、雷诺切应力相关的项为  $C_{h,T}$  与  $C_{h,RS}$ ，与温度脉动、湍流热通量相关的项为  $C_{h,T}$ 。在高焓情况下， $C_{h,T}$  项实际由两部分组成，即平动/转动部分  $\langle -\rho h'' v'' \rangle$  与振动部分  $\langle -\rho h_v'' v'' \rangle$  组成，但振动部分贡献较小，本文只考虑平动/转动部分。进一步采用条件平均来评估不同拟序结构对摩阻热流的贡献，即仅保留结构内的摩阻热流积分，将结构外的积分核置零，结果如表2-表6所示。表2-表6中的总占比为未进行结构识别条件时的全场RD分解结果，直接由当前流场位置处的完整瞬时流场统计得到，用于与不同拟序结构的条件分解结果进行对比。未被聚类连通法识别的区域并不等同于无贡献区域，而是包含弱脉动结构以及未形成强连通区域的结构。因此，本节关于各类结构对壁面摩阻热流贡献占优的讨论，仅指其在本文识别得到的强脉动结构之间具有相对更大的条件贡献，而不意味着该类结构完全主导全场摩阻或热流分解项。

速度脉动结构对壁面摩阻热流的作用主要体现在其与雷诺切应力相关的输运作用；表2给出了速度结构中各分解项对壁面摩阻热流的贡献。结果表明，高速壁附着结构对壁面摩阻  $C_{f,T}$  和壁面热流  $C_{h,RS}$  的贡献最为显著，低速壁附着结构的贡献其次。对于速度脉动结构，壁附着结构在壁面摩阻热流的生成过程中起主要作用。对于湍流热输运项  $C_{h,T}$ ，高速结构整体的贡献接近零，而低速结构整体贡献较小。在速度脉动结构的热流分解结果中

表3给出了雷诺切应力结构对各分解项的贡献。总体上，Q4结构在  $C_{f,T}$ 、 $C_{h,T}$  和  $C_{h,RS}$  中均占据主导地位，结果显示，虽然Q2上抛结构对雷诺切应力和湍流热输运具有不可忽略

的贡献，但显著影响壁面摩阻热流的是Q4下扫结构。雷诺切应力结构与速度脉动结构给出了相互印证的结果，壁面摩阻热流的主要贡献来自具有高速下扫特征的近壁连通结构。但在壁面摩阻热流分解中，Q4结构仍然表现为主导项。表4和表6进一步给出了平动、振动温度脉动结构与湍流热通量结构对热流分解项的贡献。与全场热流分解结果相比，这三种结构对 $C_{h,T}$ 的贡献整体较弱。在平动、振动温度脉动结构中，虽然整体贡献小，但低温结构明显强于高温结构；平动与振动温度脉动结构的摩阻热流分解结果也较为相近。对于湍流热通量结构，Q4事件具有一定正贡献，但与全场 $C_{h,T}$ 的分解结果相比，其对应的条件贡献仍旧较弱，不足以起主要作用。

综合而言，在速度脉动结构中，壁面摩阻 $C_{f,T}$ 和壁面热流 $C_{h,RS}$ 主要受高速壁附着结构影响；雷诺切应力结构的壁面摩阻热流分解结果进一步证明，壁面摩阻热流的主要贡献来自具有高速下扫特征的近壁连通结构，且雷诺切应力Q4结构也对 $C_{h,T}$ 项贡献显著；平动、振动温度脉动结构和湍流热通量结构的分解结果表明，这三类结构整体对 $C_{h,T}$ 的贡献不明显。

表 2 速度脉动结构中各分解项对壁面摩阻热流的贡献

Table 2. The contribution of each decomposition term to wall skin friction and heat flux in velocity fluctuation structures

|                      | 高速附着 | 高速分离  | 低速附着  | 低速分离  | 总占比    |
|----------------------|------|-------|-------|-------|--------|
| $C_{f,T} / C_f(\%)$  | 4.02 | 0.16  | 1.43  | 0.11  | 45.21  |
| $C_{h,T} / C_h(\%)$  | 0.20 | -0.20 | -0.11 | -0.18 | -14.33 |
| $C_{h,RS} / C_h(\%)$ | 8.20 | 0.51  | 3.15  | 0.40  | 61.45  |

表 3 雷诺切应力结构中各分解项对壁面摩阻热流的贡献

Table 3. The contribution of each decomposition term to wall skin friction and heat flux in Reynolds shear stress structures

|                      | Q2    | Q4    | 总占比 (%) |
|----------------------|-------|-------|---------|
| $C_{f,T} / C_f(\%)$  | 5.32  | 9.95  | 45.21   |
| $C_{h,T} / C_h(\%)$  | -1.68 | -6.51 | -14.33  |
| $C_{h,RS} / C_h(\%)$ | 12.84 | 27.31 | 61.45   |

在3.3节的拟序结构条件平均统计结果中，对于速度脉动结构和雷诺切应力结构，统计量与壁面摩阻热流RD分解结果并不完全等价。前者主要反映特定结构内部的脉动强度及雷诺切应力等局部统计特征，而后者是经过壁法向积分后的壁面响应量，同时受到结构空间占据比例以及结构与壁面的强烈梯度耦合作用等的影响。因此，低速附着结构或雷诺切应力Q2事件在对数区的条件平均统计量中主导，并不等同着其必然主导壁面摩阻或热流贡献。Q2事件主要对应低速流体上抛事件，增强对数区动量输运；而Q4事件对应高速流体下扫事件，能够将外层流体动量输运至近壁区，增强近壁速度梯度和热力学量梯度，这一点与Duran等<sup>[18]</sup>的认识一致，即强雷诺切应力结构式湍流动量输运的重要载体，壁附着Q2、Q4结构作为其主要的雷诺切应力贡献。因此，在RD分解中，高速附着结构/Q4事件对摩阻和热流相关积分项表现出更大的贡献。该结果表明，对数区动量输运的主导结构与壁面摩阻/热流响应的主导结构存在一定差异。

表 4 平动温度脉动结构中各分解项对壁面摩阻热流的贡献

Table 4. The contribution of each decomposition term to wall skin friction and heat flux in translational temperature fluctuation structures

|                     | 高温附着 | 高温分离  | 低温附着  | 低温分离  | 总占比 (%) |
|---------------------|------|-------|-------|-------|---------|
| $C_{h,T} / C_h(\%)$ | 0.23 | -0.27 | -1.46 | -0.83 | -14.33  |

表 5 振动温度脉动结构中各分解项对壁面摩阻热流的贡献

Table 4. The contribution of each decomposition term to wall skin friction and heat flux in vibrational temperature fluctuation structures

|                     | 高温附着 | 高温分离  | 低温附着  | 低温分离  | 总占比 (%) |
|---------------------|------|-------|-------|-------|---------|
| $C_{h,T} / C_h(\%)$ | 0.22 | -0.18 | -1.83 | -0.51 | -14.33  |

表 6 湍流热通量结构中各分解项对壁面热流的贡献

Table 5. The contribution of each decomposition term to wall skin friction and heat flux in turbulent heat flux structures

|                     | Q2    | Q4   | 总占比 (%) |
|---------------------|-------|------|---------|
| $C_{h,T} / C_h(\%)$ | -0.17 | 0.90 | -14.33  |

## 5 结论

本文针对热化学非平衡湍流边界层中，采用聚类连通法提取了五类拟序结构，考察了 Townsend附着涡模型在热化学非平衡湍流中是否适用；并结合摩阻热流定量分解方法，建立了拟序结构与壁面摩阻热流之间的关联。得到以下主要结论：

1) 在热化学非平衡湍流边界层流动中，速度脉动结构、平动温度脉动结构、振动温度脉动结构、雷诺切应力结构与湍流热通量结构均表现出几何自相似性，在空间分布和条件平均统计意义上总体符合 Townsend附着涡模型。同时，条件平均统计结果表明，在动量输运方面，对数区内低速附着结构及雷诺切应力 Q2 结构对雷诺切应力贡献更大；在能量输运方面，对数区内低温附着结构及湍流热通量 Q4 结构占主导。

2) 摩阻热流定量分解结果表明，在聚类连通法识别提取的拟序结构中，壁面摩阻热流产生项  $C_{f,T}$  和  $C_{h,RS}$  主要受高速附着结构和雷诺切应力 Q4 结构主导。主要贡献来自具有高速下扫特征的近壁连通结构，且雷诺切应力 Q4 结构也对  $C_{h,T}$  项贡献显著；平动温度脉动结构、振动温度脉动结构与湍流热通量结构则对壁面热流的  $C_{h,T}$  项贡献较弱。

由于缺少相同来流条件下的平衡气体或冻结气体对照算例，本文尚不能单独分离热化

1 学非平衡效应对拟序结构的贡献。本文分析基于一个强冷壁热化学非平衡高超声速湍流边  
2 界层算例, 因此所得结论应理解为当前工况下的结构统计结果, 而不应直接外推至所有高  
3 焓非平衡边界层。附着涡模型相关规律在不同壁温比、来流马赫数及振动非平衡强度下的  
4 适用范围, 仍需后续多工况对比研究进一步明确

## 5 参考文献

- 6 [1] Townsend A A 1976 *The Structure of Turbulent Shear Flow 2nd edn.* (Cambridge: Cambridge  
7 University Press)
- 8 [2] Perry A E, Chong M S 1986 *J. Fluid Mech.* **165** 163
- 9 [3] Perry A E, Marusic I 1995 *J. Fluid Mech.* **298** 361
- 10 [4] Hutchins N, Marusic I 2007 *Phil. Trans. R. Soc. A* **365** 647
- 11 [5] Marusic I, Monty J P 2019 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **51** 49
- 12 [6] Meneveau C, Marusic I 2013 *J. Fluid Mech.* **719** R1
- 13 [7] Yang X I A, Marusic I, Meneveau C 2016 *J. Fluid Mech.* **791** R2
- 14 [8] Yang X I A, Marusic I, Meneveau C 2016 *Phys. Rev. Fluids* **1** 024402
- 15 [9] Mironov V L, Mironov S V 2024 *Adv. Aerodyn.* **6** 8
- 16 [10] Dong S W, Cheng C, Chen J Q, Yuan X X, Li W P 2021 *Adv. Mech.* **51** 792 (in Chinese) [董  
17 思卫, 程诚, 陈坚强, 袁先旭, 李伟鹏 2021 力学进展 **51** 792]
- 18 [11] Moisy F, Jiménez J 2004 *J. Fluid Mech.* **513** 111
- 19 [12] del Álamo J C, Jiménez J, Zandonade P, Moser R D 2006 *J. Fluid Mech.* **561** 329
- 20 [13] Hwang J Y, Sung H J 2018 *J. Fluid Mech.* **856** 958
- 21 [14] Hwang J Y, Sung H J 2019 *Phys. Fluids* **31** 055109
- 22 [15] Cheng C, Li W P, Lozano-Durán A, Liu H 2020 *J. Fluid Mech.* **889** A29
- 23 [16] Yoon M, Hwang J Y, Yang J M, Sung H J 2020 *J. Fluid Mech.* **885** A12

- [17] Li J Y, Zhou Q Q, Sun D, Yu M, Yuan X X, Liu P X 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 204702 (in Chinese) [李峻洋, 周清清, 孙东, 余明, 袁先旭, 刘朋欣 2025 物理学报 **74** 204702]
- [18] Lozano-Durán A, Flores O, Jiménez J 2012 *J. Fluid Mech.* **694** 100
- [19] Cheng C, Li W P, Lozano-Durán A, Liu H 2020 *J. Fluid Mech.* **903** A29
- [20] Hoyas S, Jiménez J 2006 *Phys. Fluids* **18** 011702
- [21] Lee M, Moser R D 2015 *J. Fluid Mech.* **774** 395
- [22] Dong S W, Lozano-Durán A, Sekimoto A, Jiménez J 2017 *J. Fluid Mech.* **816** 167
- [23] Fukagata K, Iwamoto K, Kasagi N 2002 *Phys. Fluids* **14** L73
- [24] Renard N, Deck S 2016 *J. Fluid Mech.* **790** 339
- [25] Gomez T, Flutet V, Sagaut P 2009 *Phys. Rev. E* **79** 035301(R)
- [26] Wenzel C, Gibis T, Kloker M 2021 *J. Fluid Mech.* **930** A1
- [27] Li W P, Fan Y T, Modesti D, Cheng C 2019 *J. Fluid Mech.* **875** 101
- [28] Sun D, Guo Q L, Yuan X X, Zhang H Y, Liu P X 2021 *Adv. Aerodyn.* **3** 33
- [29] Duan L, Martín M P 2011 *J. Fluid Mech.* **684** 25
- [30] Guarini S E, Moser R D, Shariff K, Wray A 2000 *J. Fluid Mech.* **414** 1
- [31] Pirozzoli S, Grasso F, Gatski T B 2004 *Phys. Fluids* **16** 530
- [32] McGinley C B, Spina E F, Sheplak M 1994 *25th AIAA Fluid Dynamics Conference* Colorado Springs, CO, USA, June 20–23, 1994 p 94-2364
- [33] Duan L, Beekman I, Martín M P 2011 *J. Fluid Mech.* **672** 245
- [34] Duan L, Beekman I, Martín M P 2010 *J. Fluid Mech.* **655** 419
- [35] Rubesin M W 1990 Moffett Field, CA: NASA Ames Research Center NASA CR-177556
- [36] Huang P G, Coleman G N, Bradshaw P 1995 *J. Fluid Mech.* **305** 185
- [37] Passiatore D, Sciacovelli L, Cinnella P, Pascazio G 2022 *J. Fluid Mech.* **941** A21

- 1 [38] Liu P X, Li C, Sun D, Fu Y L, Yuan X X 2022 *Acta Aerodyn. Sin.* **40** 124 (in Chinese) [刘朋  
2 欣, 李辰, 孙东, 傅亚陆, 袁先旭 2022 空气动力学学报 **40** 124]
- 3 [39] Liu P X, Yuan X X, Sun D, Fu Y L, Li C 2022 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **43** 124877 (in  
4 Chinese) [刘朋欣, 袁先旭, 孙东, 傅亚陆, 李辰 2022 航空学报 **43** 124877]
- 5 [40] Ma Q, Yang C, Chen S, Feng K, Zhang J 2023 *Adv. Aerodyn.* **5** 3
- 6 [41] Park C 1989 *J. Thermophys. Heat Transf.* **3** 233
- 7 [42] Liu P X, Yuan X X, Liang F, Li C, Sun D 2021 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **42** 726338 (in  
8 Chinese) [刘朋欣, 袁先旭, 梁飞, 李辰, 孙东 2021 航空学报 **42** 726338]
- 9 [43] Zhang C, Duan L, Choudhari M M 2018 *AIAA J.* **56** 4297
- 10 [44] Li J Y, Yu M, Sun D, Liu P X, Yuan X X 2022 *Phys. Fluids* **34** 085102
- 11

# Coherent Structures in Thermochemical Non-equilibrium Turbulent Boundary Layers Using Clustering Method\*

QIN Jiahui<sup>1)</sup>, LI Junyang<sup>1)</sup>, YU Ming<sup>1)</sup>, LIU Pengxin<sup>1)</sup> <sup>†</sup>

1) (State Key Laboratory of Aerodynamics, Mianyang 621000, China)

Abstract

High-enthalpy turbulent boundary layers are influenced by the coupling between strong compressibility and thermochemical non-equilibrium, which complicates momentum and heat transport. Coherent structures provide a useful description of the organised motions responsible for these transport processes. To characterise coherent structures in a thermochemical non-equilibrium turbulent boundary layer and assess their contributions to wall transport, a clustering method is used to identify and extract spatially connected regions of intense fluctuations. Five classes of structures are considered: structures of intense streamwise velocity fluctuations, translational-rotational temperature fluctuations and vibrational temperature fluctuations, together with Reynolds shear stress and turbulent heat flux structures. Their geometrical scales, spatial organisation, conditional averages and wall-attached behaviour are then examined. In addition, quantitative decompositions of wall skin friction and heat flux are used to assess the relative contributions of different structures to near-wall momentum and energy transport.

All five classes exhibit multiscale spatial organisation, with their streamwise and spanwise dimensions increasing approximately linearly with structure height. After normalisation by their respective characteristic dimensions, the conditionally averaged shapes at different heights show a reasonable collapse, indicating a degree of geometric self-similarity across the velocity fluctuation, temperature fluctuation, Reynolds shear stress and turbulent heat flux structures. These scaling behaviours are consistent with the basic assumptions of Townsend's attached-eddy model, suggesting that the model retains some applicability to the thermochemical non-equilibrium turbulent boundary layer considered here, despite the influence of high-temperature non-equilibrium effects on the temperature field and on the coupling between internal energy modes. The wall-transport decompositions further show that the contributions to skin friction and heat flux differ substantially among the identified structures. Wall-attached streamwise-velocity structures and Reynolds shear stress structures are most closely as-

sociated with regions of strong near-wall momentum and energy transport and make the largest contributions to both quantities. Notably, the events that dominate turbulence intensities in the logarithmic region are not identical to those that dominate wall skin-friction and heat-flux transport. The former are governed primarily by Q2 ejection events, whereas the latter receive their dominant contribution from Q4 sweep events. This distinction indicates that local turbulence intensity alone is not a direct measure of a coherent structure's contribution to wall transport, and that the dynamical coupling between the structures and the near-wall region plays an important role in the production of wall skin friction and heat flux. The present analysis characterises the geometry, ejection–sweep behaviour and wall-transport contributions of several classes of coherent structures in a thermochemical non-equilibrium turbulent boundary layer, and provides further insight into the organisation of high-enthalpy wall turbulence and the processes governing wall skin friction and heat transfer.

**Keywords:** thermochemical non-equilibrium turbulent boundary layer; clustering method; coherent structure; wall shear stress and heat flux

\* Project: the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12272396 )

† Corresponding author. E-mail: liupengxin2008@163.com

The first author. E-mail: qjh112@163.com