



## 论文

# 变比热真实气体效应的高超声速槽道湍流直接数值模拟

陈小平, 李新亮\*, 樊菁

中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100190

\*联系人, E-mail: lixl@imech.ac.cn

收稿日期: 2011-01-21; 接受日期: 2011-04-01; 网络出版日期: 2011-07-05

国家重点基础研究发展计划(2009CB724100)和国家自然科学基金(批准号: 10632050, 10872205, 11072248)资助项目

**摘要** 在高超声速情况下, 利用直接数值模拟的方法, 我们研究了真实气体效应(振动自由度激发导致比热随温度变化)对槽道湍流的影响, 并与不考虑振动自由度激发的情况进行了比较. 我们发现振动能的激发对统计平均量的影响主要体现在温度上, 它能够抑制湍流场中平均温度的升高; 而对于密度、速度及压强的影响很小. 振动自由度的激发使得原子分子运动的更加剧烈, 以致湍流场趋于“平坦”, 表现为脉动值、自相关函数及互相关函数减小. 同时, 由于振动能激发的过程是一个吸热过程, 因此它对湍流有抑制作用, 表现在减小涡量、抑制湍能的生成及耗散等方面. 振动自由度的激发对于湍流两点相关量、偏斜因子及平坦因子的影响很小.

**关键词** 高超声速流动, 振动自由度, 可压槽道湍流, 直接数值模拟

**PACS:** 47.11.Bc, 47.27.ek, 47.27.nd, 47.40.K

可压缩湍流是飞行器流动的主要特征, 也是目前流体力学研究的热点之一. 直接数值模拟(DNS)是研究湍流的重要计算手段. 该方法不引入湍流模型误差, 且可给出全部流动细节, 可用于探讨湍流机理、进行湍流控制以及改进湍流模型.

槽道湍流作为一种壁湍流模型具有外形及边界简单, 易于模拟等优点, 是研究最早、最为广泛的一种湍流计算模型. Kim 等人<sup>[1]</sup>利用谱方法给出了不可压缩槽道湍流的直接数值模拟结果, 得到的湍流统计量与实验数据吻合很好. 该工作使得直接数值模拟得到本领域的认可. 在国内, 许春晓<sup>[2]</sup>进行了不可压缩槽道湍流的直接数值模拟, 是国内首个直接数

值模拟算例. 相对于不可压缩湍流, 可压缩湍流更为复杂, 其DNS开展得更晚. Coleman 等人<sup>[3,4]</sup>进行了马赫数 1.5 与 3 的可压缩槽道湍流直接数值模拟, 并分析了压缩性效应对可压缩湍流场的影响. 李新亮等人<sup>[5,6]</sup>采用基于非等距网格的紧致差分方法对马赫数为 0.8, 雷诺数为 3300 的可压缩槽道湍流进行了直接数值模拟. 在 DNS 的基础上, 对流场进行了统计分析和标度律的研究.

以往的可压缩湍流直接数值模拟中, 一般都空气视为量热完全气体, 不考虑高温真实气体效应<sup>[1~7]</sup>. 即只考虑分子、原子的平动能和转动能, 而不考虑其他的能量. 这对于马赫数和流场中气体温度

引用格式: 陈小平, 李新亮, 樊菁. 变比热真实气体效应的高超声速槽道湍流直接数值模拟. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 969-979  
Chen X P, Li X L, Fan J. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent channel flow in thermally perfect gas (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2011, 41: 969-979, doi: 10.1360/132011-97

不太高时是合理的. 但当飞行器以高超声速(马赫数大于 5)飞行时, 高超声速气流通过激波压缩或黏性阻滞减速, 分子随机运动的能量大大增加, 产生了高温. 高温会引起气体分子、原子的振动能激发、离解反应、电离反应、以及电子激发和光辐射、烧蚀等一系列复杂的物理和化学现象. 由于高温, 传统的量热完全气体假设不再成立, 高超声速流场中呈现真实气体效应<sup>[8-11]</sup>特性. 例如, 对于壁面绝热的平板边界层, 当来流马赫数为 6 时, 其边界层中的气体温度可高达来流温度的 6.6 倍. 此时, 空气中的 O<sub>2</sub> 和 N<sub>2</sub> 的振动自由度被激发, 使得比热可能不再是常值, 而与温度有关. 曹文利等人<sup>[11]</sup>采用线性稳定性理论(LST), 对来流马赫数为 6 和 8 两种工况进行了分析. 考虑比热与温度有关时高超声速可压平板边界层的稳定性, 并与假定比热为常值(量热完全气体)的情况作比较, 发现对第一模态和第二模态的中性曲线、最大增长率都有影响. 由于真实气体效应会增大计算的复杂性, 对计算方法要求苛刻, 真实气体效应湍流的直接数值模拟还很少有报道.

根据高超声速空气动力学的论述, 空气中的 O<sub>2</sub> 和 N<sub>2</sub> 的振动自由度被激发的温度发生在 300 K < T < 2500 K 范围. 本文针对来流马赫数为 6、及雷诺数为 12000, 在考虑振动自由度激发的条件下, 进行槽道湍流直接数值模拟, 并且同不考虑振动自由度激发(量热完全气体)的情况进行了比较, 研究该温度范围内真实气体效应对湍流平均量及脉动量的影响. 本研究的范围是当温度不超过 2500 K 时, 热完全气体假设仍然成立的情况. 当温度继续升高时, 气体将发生离解、电离及化学反应, 达到平衡甚至非平衡状态. 高温非平衡湍流的 DNS 非常复杂, 作者将在今后进行研究.

## 1 控制方程、计算方法与程序验证

### 1.1 控制方程与计算方法

流动的控制方程为无量纲的可压缩 N-S 方程:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = P + \frac{\partial F^v}{\partial x} + \frac{\partial G^v}{\partial y} + \frac{\partial H^v}{\partial z},$$

其中  $U = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad E]^T$ ,  $(F, G, H)$ ,  $(F^v, G^v, H^v)$  和  $P$  分别为方程的无黏项, 黏性项和外加体积力项. 流动的黏度与温度有关, 其关系采用 Sutherland 公式:

$$\mu = T^{\frac{3}{2}} \frac{1+C}{T+C},$$

其中常数:

$$C = 110.4 / T_{\infty},$$

相对于无穷远流(参考点)的无量纲参数定义为

$$Re_{\infty} = \frac{\rho_m U_m L}{\mu_{\infty}}, \quad Ma_{\infty} = \frac{U_m}{c_{\infty}},$$

其中  $c_{\infty}$ ,  $T_{\infty}$  和  $\mu_{\infty}$  为参考点的声速、温度和黏性系数.  $L$  为槽道的半宽度,  $U_m$  为槽道平均速度,  $\rho_m$  为槽道的平均密度. 本研究的参考点取为高空 20000 m 处的值. 此时, 根据地球标准大气层表可知:

$$T_{\infty} = 216.65 \text{ K},$$

$$\rho_m = 0.08891 \text{ kg/m}^3,$$

$$c_{\infty} = 295.1 \text{ m/s},$$

$$\mu_{\infty} = 1.421 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s},$$

计算无量纲参数设定为

$$Re_{\infty} = 12000, \quad Ma_{\infty} = 6,$$

普朗特数  $Pr$  设定为 0.7, 无量纲壁面温度  $T_w$  设定为 6.

计算沿流向和展向采用周期边界条件, 法向采用无滑移边界条件. 固壁处的温度相等且恒定.

对于本流动, 槽道内的温度范围为 1200~2500 K, 此时流场空气中的 O<sub>2</sub>(20%)和 N<sub>2</sub>(80%)的振动自由度被激发. 这个温度范围内热完全气体假设仍然成立, 但气体的比热将不再保持常数, 而是随温度变化的函数.

根据统计热力学, 双原子分子的等容比热  $C_v$  由平动、转动和振动三部分组成<sup>[10]</sup>:

(1) 平动自由度的贡献:

$$C_{v,t} = \frac{3}{2},$$

(2) 转动自由度的贡献:

$$C_{r,t} = 1,$$

(3) 振动自由度的贡献:

$$C_{v,v} = \left( \frac{\Theta_v}{TT_{\infty}} \right)^2 \times \frac{\exp\left(\Theta_v / TT_{\infty}\right)}{\left[ \exp\left(\Theta_v / TT_{\infty}\right) - 1 \right]^2},$$

这里  $\Theta_v$  是振动特征温度, O<sub>2</sub> 和 N<sub>2</sub> 的  $\Theta_v$  分别为 2256 K 和 3371 K. 因此等容比热的无量纲形式可以表示为

$$C_v = C_{v,i} + C_{v,r} + 0.2 \times C_{v,v,O_2} + 0.8 \times C_{v,v,N_2} \quad (1)$$

等压比热为

$$C_p = C_v + 1, \quad (2)$$

比热比为

$$\gamma = C_p / C_v \quad (3)$$

由上面公式可以看出, 流场中的比热及比热比是随当地温度变化而改变的. 所以, 在直接数值模拟过程中, 要用当地的比热及比热比来进行计算. 具体公式可以参照量热完全气体的表达.

方程无黏部分在 Steger-Warming 矢量通量分裂后采用七阶 WENO 格式离散<sup>[12]</sup>. 黏性部分采用 8 阶中心差分格式. 时间方向推进采用显式的三阶 R-K 方法<sup>[12]</sup>. 与量热完全气体的计算不同, 本计算过程中气体的比热(及比热比)将不再是常数, 而是随温度变化的函数, 具体按照(1)~(3)式计算.

对于充分发展的槽道湍流, 流向和展向是统计均匀的, 因此可以在流向和展向采用周期边界条件. 法向采用无滑移边界条件. 为了保证流动不被衰减, 计算采用均匀体积力进行驱动<sup>[3,5,6]</sup>. 在计算过程中, 利用定流量的控制方法, 即每个时间步都修改体积力使流量保持恒定<sup>[5,6]</sup>.

计算在流向和展向采用等距网格, 法向采用非等距网格, 网格在壁面附近密集.

表 1 中给出了可压缩槽道湍流的计算参数, 其中包括计算区域和网格点数. 坐标的选取流向为  $x$  方向, 展向为  $z$  方向, 纵向为  $y$  方向.  $y=0$  对应槽道的中心线,  $y=\pm 1$  为上下壁面.

### 1.2 程序验证

为了验证程序的正确性, 我们首先做了马赫数 3 的量热完全气体槽道湍流直接数值模拟. 其雷诺数为 4880, 普朗特数为 0.7 及壁面温度为 288.15 K. 计算结果与 Coleman<sup>[3]</sup>计算得到的平均速度剖面分布及脉动速度均方根进行比较. 图 1 为 Van Driest 变换后的平均速度剖面分布, 图 2 为脉动速度均方根分

表 1 可压缩槽道湍流的计算参数

Table 1 Numerical simulation parameters of compressible turbulent					
$L_x$	$L_y$	$L_z$	$n_x$	$n_y$	$n_z$
$4\pi$	2	$4\pi/3$	128	161	128

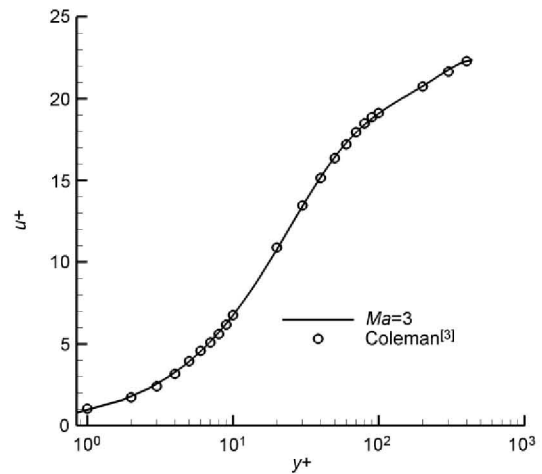


图 1 Van Driest 变换后的平均速度剖面分布  
Figure 1 Profiles of mean streamwise velocity with Van Driest transformed.

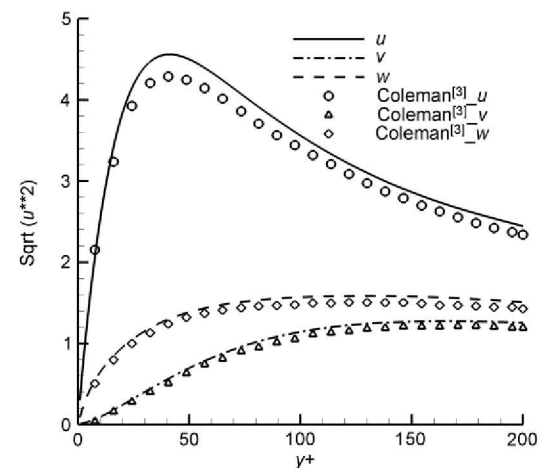


图 2 脉动速度均方根分布(用壁面摩擦速度  $u_\tau$  无量纲化)  
Figure 2 Profiles of RMS velocity fluctuations.

布. 我们可以看出本文计算的结果与 Coleman 等人<sup>[3]</sup>的结果吻合的比较好, 说明了本文计算结果是可靠的.

## 2 流场统计及分析

经过程序验证后, 我们进行了考虑振动能激发(即比热随温度变化)情况的槽道湍流直接数值模拟. 计算区域及网格点数见表 1, 计算的初值为前文中计算得到的马赫数 3 的充分发展流场. 为了研究分子振动能激发(真实气体效应)对湍流场的影响, 本文计算

了两个工况. 工况 A 为不考虑振动能激发情况(即量热完全气体), 工况 B 为考虑振动能激发情况.

表 2 给出了两种工况的时间步长, 及 32 CPU 并行计算 10 步所需的时间. 可以看出考虑振动能激发情况下, 由于需要动态计算比热随温度的变化, 计算量会增加 8.5% 左右.

表 3 给出了充分发展后两种工况的壁面雷诺数及平均马赫数(基于平均速度和平均音速的 Mach 数). 本文计算的平均流速相对于参考状态( $T_{\infty} = 216.65 \text{ K}$ )音速的马赫数为  $Ma_{\infty} = 6$ . 但由于边界层的黏性效应导致槽道内温度升高, 造成当地音速上升, 因而槽道内的平均 Mach 数明显低于  $Ma_{\infty}$ . 对于平板及钝体边界层也有同样现象, 由于边界层内温度升高造成音速升高, 因而边界层内的平均 Mach 数明显低于来流. 从表 3 还可以看出, 由于算例 B 考虑振动能的激发, 平均温度有所降低, 造成流场的平均马赫数 Mach 有所升高.

图 3 为平均速度剖面分布. 其中, 上图为平均速度剖面分布, 而下图则是经过 Van Driest 变换后的平均速度剖面分布. 马赫数比较高的情况下, 由于机械能的耗散及壁面的等温条件使得槽道内部的平均温度较壁面温度有了明显升高, 真实气体效应使得等容比热、等压比热及比热比不再是常数, 并由此改变流动的平均速度剖面分布. 从图中可以看出, 工况 A 与 B 的平均速度分布在黏性底层和过渡层区域相差很小, 说明振动能激发带来的真实气体效应在该区域很弱. 这主要是因为本计算采用冷壁模型, 近壁处温度较低, 因而真实气体效应不明显. 在远离壁面的区域, 分子振动能激发对湍流平均速度影响非常显著, 从图中可以看出, 在远离壁面的区域, 工况 B(考虑振动能激发)的速度要明显低于工况 A, 说明真实气体效应有使平均速度降低的趋势.

表 2 时间步长和所需时间

算例	时间步长	计算 10 步所需时间	空气模型
A	0.001	18.9	不考虑振动能
B	0.001	20.2	考虑振动能

表 3 物理参数

算例	$Re_{\tau}$	$Ma_m$	$\Delta x^+$	$\Delta y_w^+$	$\Delta z^+$
A	297.58	1.52	29.14	0.557	9.71
B	295.14	1.58	28.96	0.554	9.65

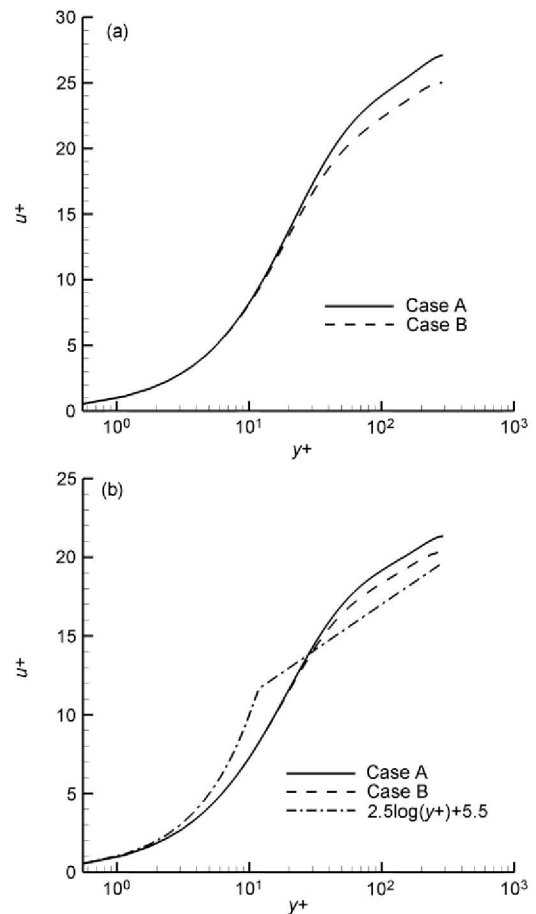


图 3 平均速率分布

(a) 平均速度剖面分布; (b) Van Driest 变换后的平均速度剖面分布

Figure 3 Profiles of mean streamwise velocity:  $\langle u \rangle^+$  (a) and

$\langle u \rangle_{VD}^+$  (b).

图 4 为平均密度、压力和温度分布. 从图中可以看出, 两者的平均密度和平均压力差别很小基本上相同, 而平均温度差别明显. 这是因为 Case B 中, 考虑了分子原子的振动能激发过程, 而这种过程是需要吸收能量的, 从而降低了流场的平均温度. 振动能的激发表现在图 5 中, 图 5 为 Case B 的平均比热比分布. 从图中可以看出, 此时的比热比处于  $1.295 \leq \gamma \leq 1.32$  之间, 比不考虑振动自由度激发时的比热比(1.4)小.

图 6(a), 6(b)和 7(a), 7(b)分别为两种情况下的脉动速度、温度均方根分布. 其中, 脉动速度用壁面摩擦速度  $u_{\tau}$ 无量纲化. 从图 6 中可以看出, Case B 在三个方向上的脉动速度均方根都比 Case A 的小. 这是由于分子原子振动自由度的激发, 致使分子原子运

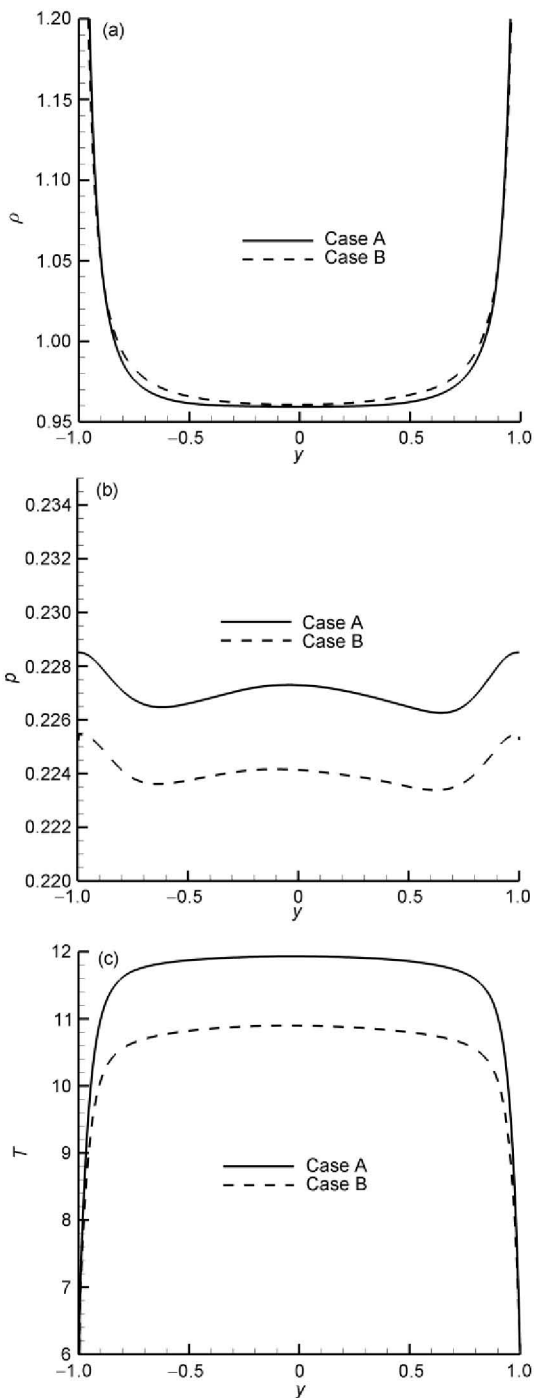


图4 平均密度(a)、压力(b)和温度分布(c)

Figure 4 Profiles of mean density (a), pressure (b) and temperature (c).

动的更加剧烈, 耗散了更多的小尺度动能, 从而使得湍流脉动量相对地减小. 图7中也有类似的结论.

图8(a)和8(b)为两种情形下的雷诺应力分布, 用

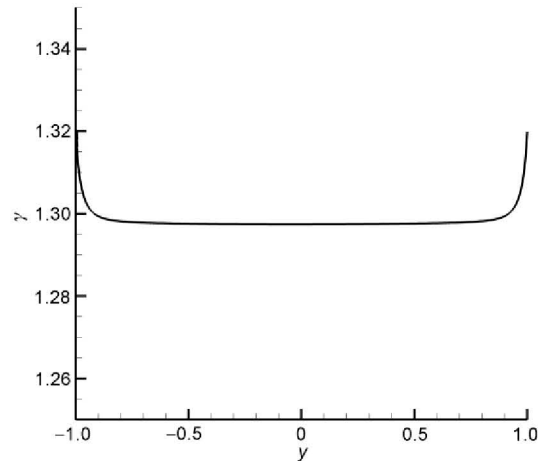


图5 考虑振动自由度激发时的平均比热比分布

Figure 5 Profiles of mean heat ratio with vibration.

壁面摩擦速度  $u_\tau^2$  无量纲化. 从图中可以看出, Case B 在某一空间位置的雷诺应力的绝对值比 Case A 的小. 由此表明, 振动能的激发不仅能弱化自相关函数的联系, 而且对互相关函数也有同样的作用.

图9(a)和9(b)为两种情形下的平坦因子分布. 平均值等于零的随机变量的4阶矩表示该随机变量的概率密度函数的间歇性, 称为平坦因子. 从图中可以看出, 两种情况的平坦因子基本上都达到对称状态, 说明统计的时间跨度已经足够长. 但是, 就两种气体模型来说, 基本上也没有什么差别.

图10(a)和10(b)为两种情况下的偏斜因子分布. 平均值等于零的随机变量的3阶矩表示该随机变量的概率密度函数的不对称性, 称为偏斜因子. 从图中可以看出, 两种情况基本上都达到对称状态, 说明统计的时间跨度已经足够长. 但是, 就两种气体模型来说, 基本上没有什么差别. 由此可知, 振动自由度的激发对于脉动速度的概率密度函数的不对称性和间歇性影响不大.

图11为两种情况下的湍流马赫数分布, 以壁面法向距离为横轴. 湍流马赫数是脉动速度和局部平均流声速所定义的马赫数. 在可压缩湍流中, 经常用湍流马赫数来表征湍流的可压缩性. 从图中可以看出, 两者在近壁区域基本上是一样; 但是考虑振动自由度激发情况下的湍流马赫数的峰值更靠近壁面, 并且在此以后其值比不考虑振动自由度的更小. 还有, 由于差别比较小, 因此振动自由度的激发对湍流的可压缩性是有影响的, 但是不改变湍流压缩性效

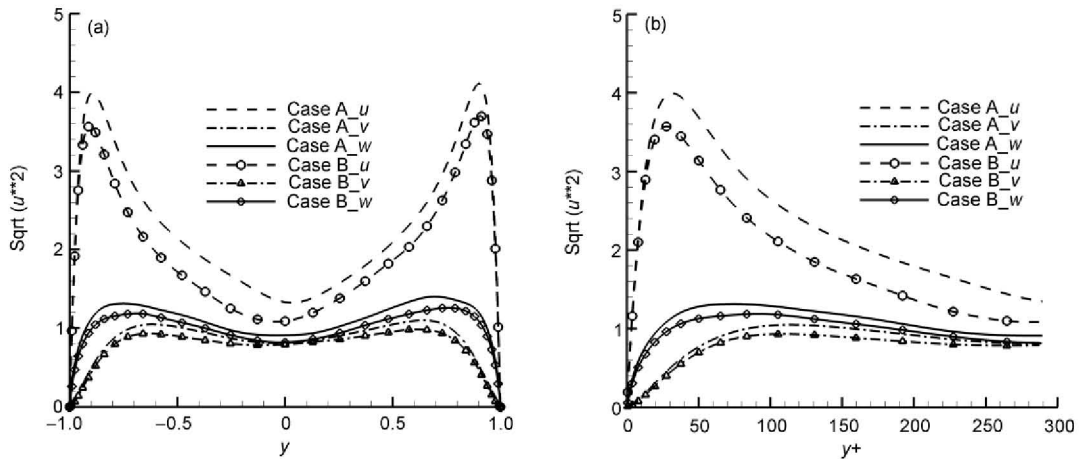


图 6 脉动速度均方根分布(用壁面摩擦速度  $u_\tau$  无量纲化)

(a) 以法向整体坐标为横轴; (b) 以壁面法向距离为横轴

Figure 6 Profiles of RMS velocity fluctuations. (a) In total-normal coordinates; (b) in wall-normal coordinates.

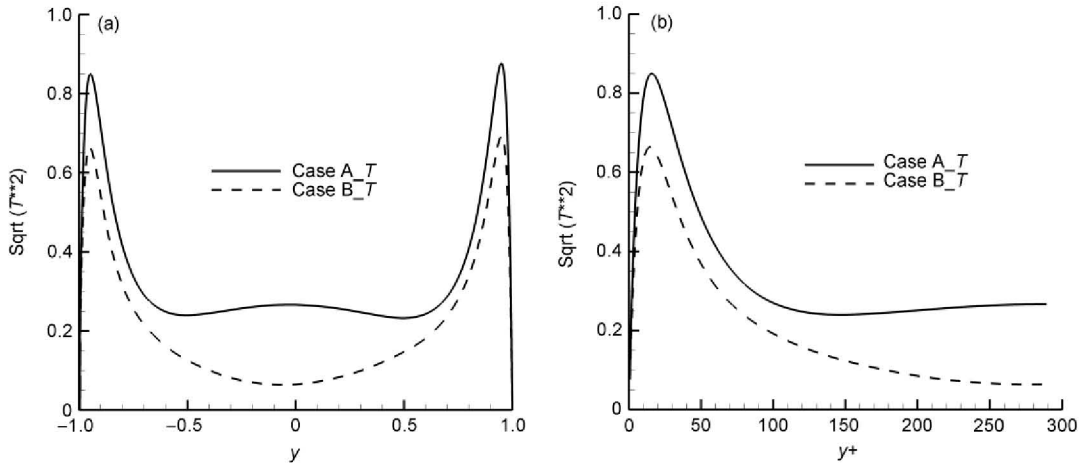


图 7 脉动温度均方根分布(用壁面摩擦速度  $u_\tau$  无量纲化)

(a) 以法向整体坐标为横轴; (b) 以壁面法向距离为横轴

Figure 7 Profiles of RMS temperature fluctuations. (a) In total-normal coordinates; (b) in wall-normal coordinates.

应的本质.

图 12 和 13 分别表示为密度、压强、温度及速度等脉动量的流向、展向相关量, 图 12 是以  $x$  为横轴, 图 13 是以  $z$  为横轴. 从图中可以看出, 各脉动物理量的两点相关量在两种气体模型中的分布基本上一样, 特别是在壁面附近.

图 14 和 15 分别为两种情况下  $y^+=5.91$  处的流向速度分布, 其中前者为不考虑振动自由度激发的情况, 后者为考虑振动自由度激发的情况. 两图都反映出了近壁速度的条带结构. 对比两图显示, 图 15 的条带结构更加平整光滑, 这主要是由于分子振动能

激发吸收了更多的小尺度脉动能量造成的.

图 16(a)和(b)为两种情况下, 槽道湍流各自脉动涡量均方根分布. 从图中可以看出, Case B 在壁面处的脉动涡量分布与 Case A 的基本上一致; 出现差异的区域主要分布在内部流场. 在 Case B 内流场中, 三个方向上的脉动涡量的均方根分布的更为接近. 为了进一步分析振动能激发对湍流场中涡结构的影响和识别, 这里我们采用两种目前比较常用的涡识别方法(速度梯度张量第二不变量  $Q$  据和  $\lambda_2$ )来分析及讨论. 图 17 和 18 分别为两种气体模型的  $\lambda_2$  分布, 图 19 和 20 分别为两种气体模型的速度梯度张量的第二

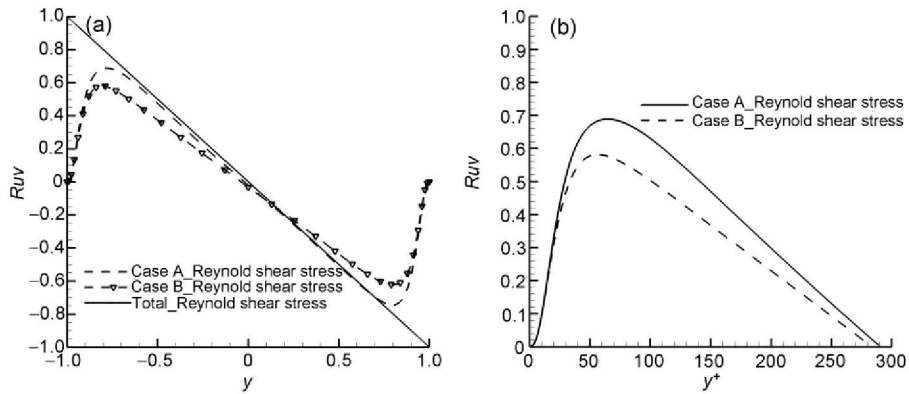


图8 雷诺应力剖面(用壁面摩擦速度  $u_\tau^2$  无量纲化)

(a) 以法向整体坐标为横轴; (b) 以壁面法向距离为横轴

Figure 8 Profiles of Reynolds shear stresses. (a) In total-normal coordinates; (b) in wall-normal coordinates.

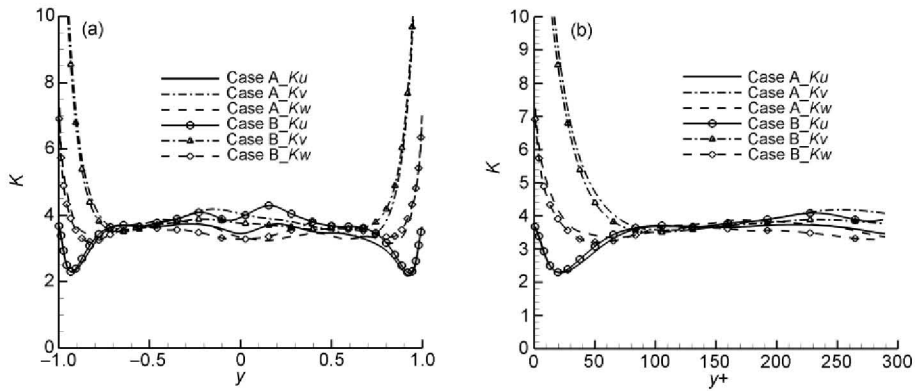


图9 平坦因子分布

(a) 以法向整体坐标为横轴; (b) 以壁面法向距离为横轴

Figure 9 Profiles of flatness factors. (a) In total-normal coordinates; (b) in wall-normal coordinates.

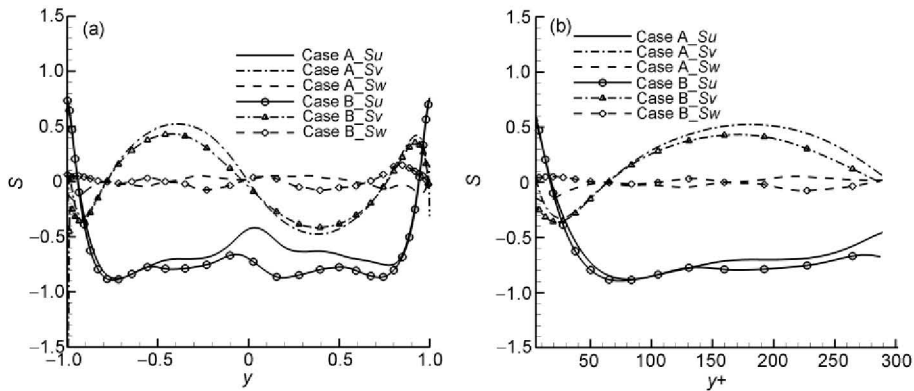


图10 偏斜因子分布

(a) 以法向整体坐标为横轴; (b) 以壁面法向距离为横轴

Figure 10 Profiles of skew factors. (a) In total-normal coordinates; (b) in wall-normal coordinates.

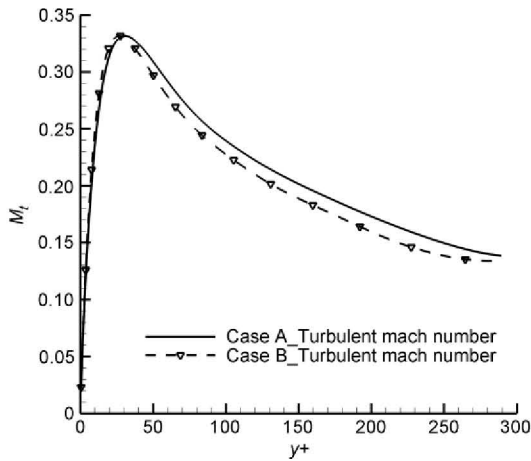


图 11 湍流马赫数分布

Figure 11 Profiles of turbulent mach numbers.

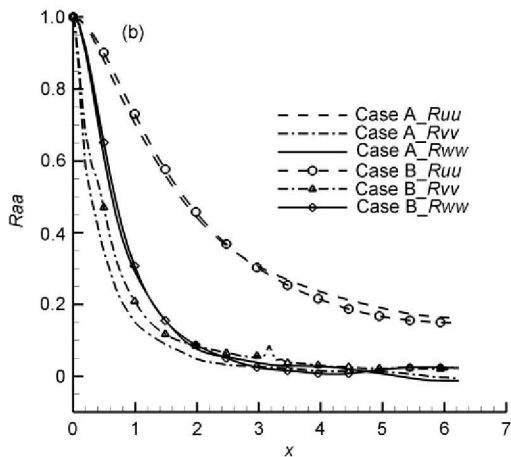
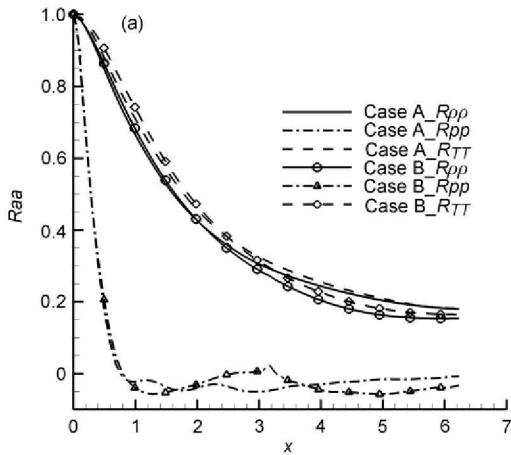


图 12  $y^+=5.91$  处脉动量的流向关联量

(a) 密度, 压强, 温度; (b) 速度

Figure 12 Two-point correlations near wall at  $y^+=5.91$ . (a) Density, pressure, temperature; (b) velocity.

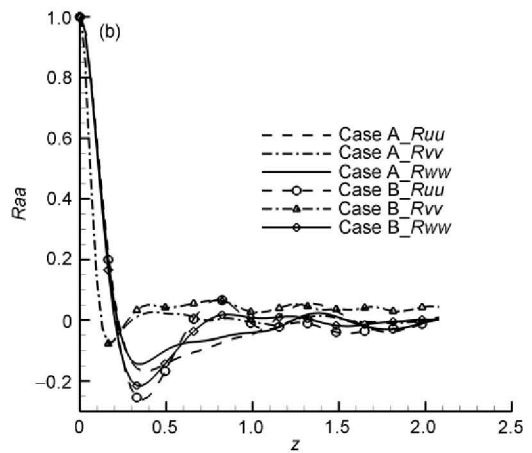
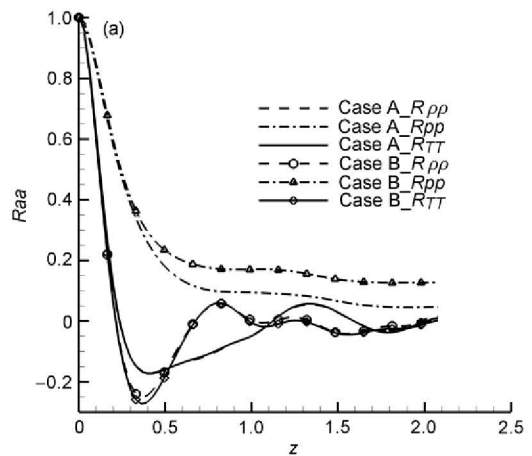


图 13  $y^+=5.91$  处脉动量的展向关联量分布

(a) 密度, 压强, 温度; (b) 速度

Figure 13 Two-point correlations near wall at  $y^+=5.91$ . (a) Density, pressure, temperature; (b) velocity.

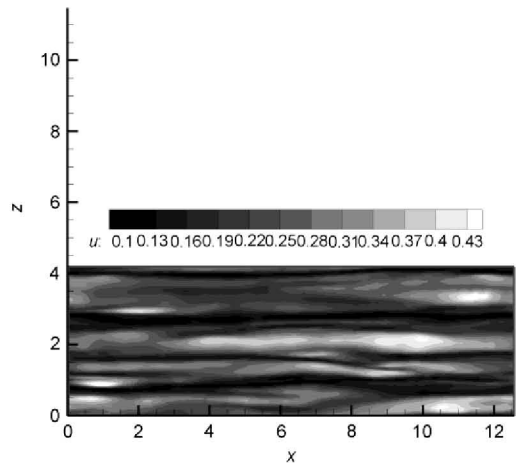


图 14 不考虑振动自由度激发时  $y^+=5.91$  处的流向速度分布

Figure 14 Profiles of streamwise velocity near wall  $y^+=5.91$  with no vibration.



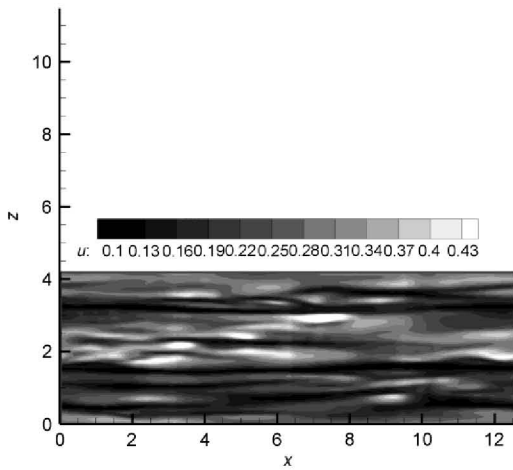


图 15 考虑振动自由度激发时  $y^+=5.91$  处的流向速度分布  
 Figure 15 Profiles of streamwise velocity near wall  $y^+=5.91$  with vibration.

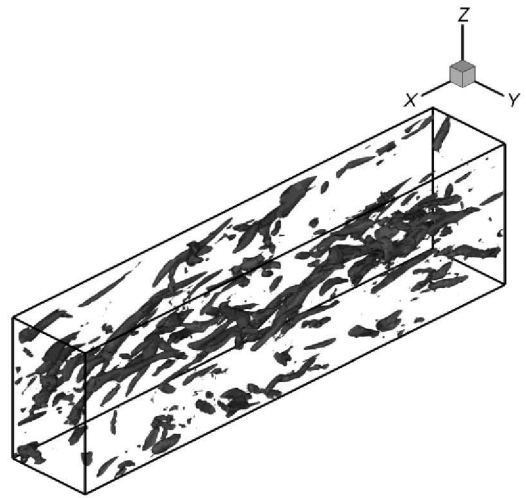


图 17 不考虑振动自由度激发时的判据  $\lambda=-0.5$  分布  
 Figure 17 Profiles of  $\lambda=-0.5$  with no vibration.

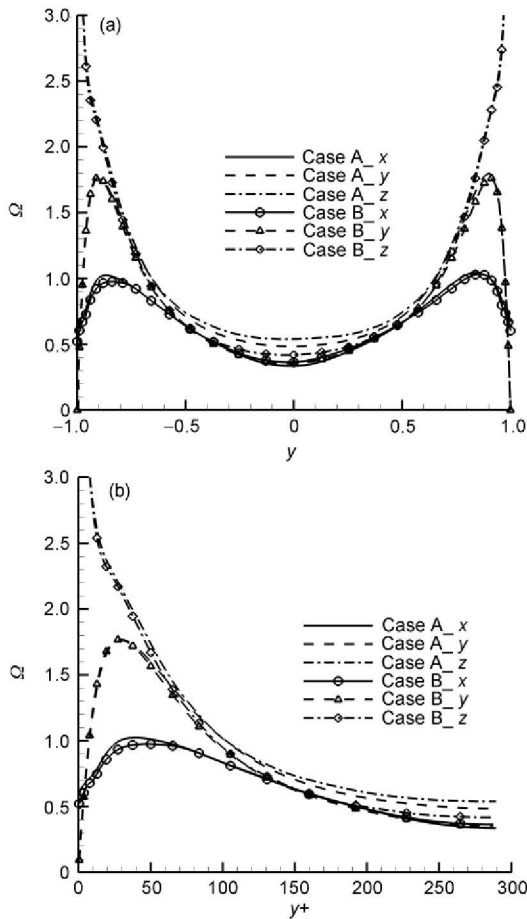


图 16 脉动涡量的均方根分布  
 (a) 以法向整体坐标为横轴; (b) 以壁面法向距离为横轴  
 Figure 16 Profiles of RMS vorticity fluctuations. (a) In total-normal coordinates; (b) in wall-normal coordinates.

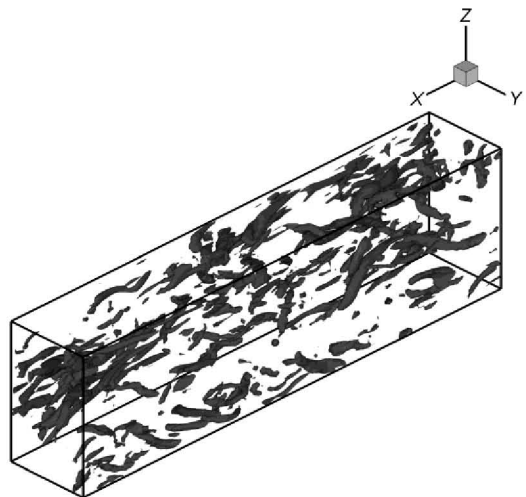


图 18 考虑振动自由度激发时的判据  $\lambda=-0.5$  分布  
 Figure 18 Profiles of  $\lambda=-0.5$  with vibration.

不变量分布. 从图中都可以看出, 在考虑振动能激发气体模型下,  $Q$  和  $\lambda_2$  的值相对都比较小, 并且分布的比较均匀. 由此可知, 在流场内部, 振动自由度的激发能够抑制涡量的增长.

图 21 为可压缩槽道湍流动能输运方程中生成项、扩散项以及耗散项的分布. Case B 的生成项的幅值(0.00705)比 Case A 的(0.00730)小, 并且幅值位置更靠近壁面(前者的幅值出现在壁面法向距离为 22.46 处, 而后者的在 24.23). 类似地, Case B 的湍能耗散速度也更快. 湍能的黏性耗散可分解为螺旋耗

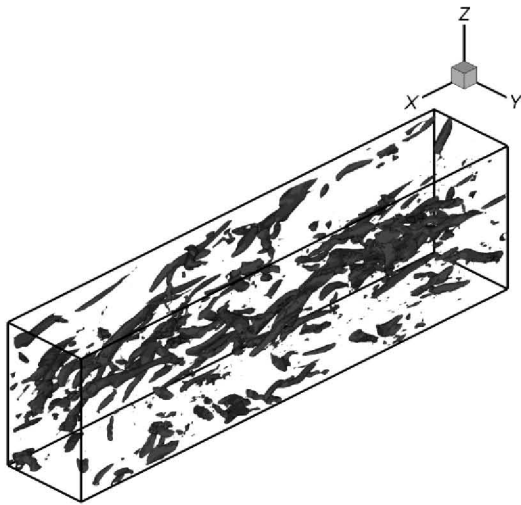


图 19 不考虑振动自由度激发时的速度梯度张量的第二不变量  $Q=0.5$  分布

Figure 19 Profiles of  $Q=0.5$  with no vibration.

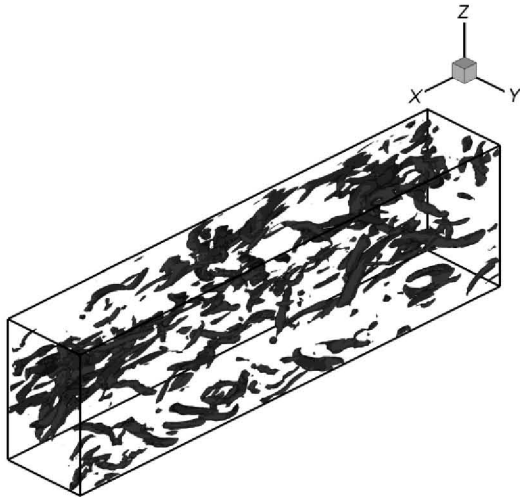


图 20 考虑振动自由度激发时的速度梯度张量的第二不变量  $Q=0.5$  分布

Figure 20 Profiles of  $Q=0.5$  with vibration.

散项、膨胀-耗散项和脉动密度的相关项三部分之和, 图 22 给出了四者的分布曲线. 图中可以看出, 各耗散项在黏性底层的分布没有区别; 但是从过渡区开始, Case B 的耗散值更小. 这些现象表明, 振动自由度的激发会抑制湍能的生成和耗散.

### 3 结论

本文中, 我们首先采用直接数值模拟的方法计

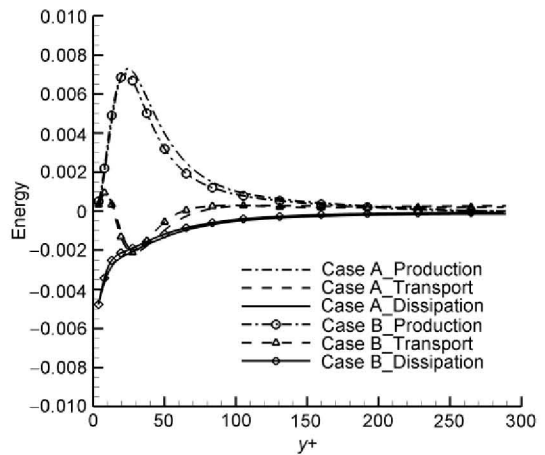


图 21 湍能生成、扩散及耗散分布

Figure 21 Profiles of turbulent production, transport and dissipation.

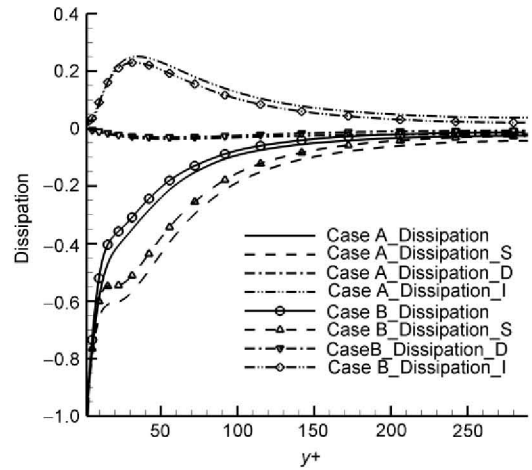


图 22 湍能耗散组成分布

Figure 22 Decomposition of turbulent dissipation.

算了  $Ma=3$ ,  $Re=4880$  的可压缩槽道湍流, 并与 Coleman 等人<sup>[3]</sup>的结果进行比较, 以验证程序的正确性. 然后, 以  $Ma_{\infty}=6$ ,  $Re_{\infty}=12000$  为参数, 以量热完全气体模型为参考标准, 进行了考虑振动自由度激发过程的直接数值模拟. 在充分发展湍流阶段, 分析讨论振动自由度的激发对湍流的影响, 得出如下结论:

(1) 振动能的激发对统计平均量的影响主要体现在温度上, 它能够抑制湍流场中平均温度的升高; 而对于平均速度的影响可以忽略;

(2) 振动自由度的激发使得原子分子运动的更加剧烈, 从而形成对湍流小尺度的耗散, 表现为脉动

值、自相关函数及互相关函数减小;

制湍能的生成及耗散等方面;

(3) 同时, 由于振动能激发的过程是一个吸热过程, 因此它对湍流有抑制作用, 表现在减小涡量、抑

(4) 振动自由度的激发对于两点相关量、偏斜因子及平坦因子的影响很小.

**致谢** 感谢上海超级计算中心及中国科学院网络中心超级计算中心提供的计算机时, 感谢傅德薰研究员与马延文研究员的指导.

## 参考文献

- 1 Kim J, Moin P, Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J Fluid Mech*, 1987, 177: 133–166
- 2 许春晓. 槽道湍流的直接数值模拟. 博士论文. 北京: 清华大学, 1995
- 3 Coleman G N, Kim J, Moser R D. A numerical study of turbulent supersonic isothermal-wall channel flow. *J Fluid Mech*, 1995, 305: 159–183
- 4 Huang P G, Coleman G N, Bradshaw P. Compressible turbulent channel flows: DNS results and modeling. *J Fluid Mech*, 1995, 305: 185–218
- 5 李新亮. 槽道湍流的直接数值模拟. 博士论文. 北京: 中国科学院力学研究所, 2000
- 6 Li X L, Ma Y W, Fu D X. DNS and scaling law analysis of compressible turbulent channel flow. *Sci China Ser A-Math Phys Astron*, 2001, 44(5): 645–654
- 7 Morinishi S, Tamano S, Nakabayashi K. Direct numerical simulation of compressible turbulent channel flow between adiabatic and isothermal walls. *J Fluid Mech*, 2004, 502: 273–308
- 8 Anderson J D. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. 2nd ed. New York: AIAA, 2006
- 9 卞荫贵, 徐立功. *气动热力学*. 合肥: 中国科技大学出版社, 1997
- 10 Fan J. Criteria on high-temperature gas effects around hypersonic vehicles (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2010, 42: 591–596 [樊菁. 高超声速高温气体效应判据. *力学学报*, 2010, 42: 591–596]
- 11 贾文利, 曹伟. 比热非常值对高超声速平板边界层稳定性的影响. *力学与工程应用*, 2010, 13: 46–49
- 12 Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes. *J Comput Phys*, 1996, 126: 202–228

# Direct numerical simulation of hypersonic turbulent channel flow in thermally perfect gas

CHEN XiaoPing, LI XinLiang\* & FAN Jing

*Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

In this paper, the effects of real gas, special heat is a function of temperature because of vibrational energy, on the statistics in hypersonic channel flow are investigated using direct numerical simulation(DNS), and comparing with the perfect gas. To compare the perfect gas, vibrational energy can reduce the mean temperature, but has little effect on the mean density, velocity and pressure. Owe to vibrational energy excited, the turbulent flow is tending towards smooth in consequence of the diatomic molecule moved so quickly, for exmaple, the value of RMS and Renolds shear stress are minishing. Meanwhile, the process of vibrational energy excited (endothermic reactions) damps turbulence. However, it has a small effection on two-point correlations, skewness and flatness.

**hypersonic flow, vibrational energy, compressible turbulent channel flows, direct numerical simulation**

PACS: 47.11.Bc, 47.27.ek, 47.27.nd, 47.40.K

doi: 10.1360/132011-97