超/高超声速平板湍流边界层的 DNS 和特征分析

梁贤，李新亮，王子梁

中国科学院力学研究所，高温气体动力学国家重点实验室（筹），北京海淀区 100190

摘要 本文给出了马赫数为 2.25,5,6 和 8 的平板可压缩边界层湍流空间发展的直接数值模拟(DNS)结果，通过分析受马赫数与壁面温度共同作用影响下的可压缩边界层湍流的特征，检验了压缩性效应和 Morkovin 假设成立的范围.本文重点讨论了温度－速度关系，分析了强雷诺比拟受马赫数和壁温影响的规律.结果表明，当壁面温度取近似恢复温度时，来流马赫数（最大等于 8）的变化对近壁湍流的压缩性效应的影响并不显著，Morkovin 假设依然有效；当马赫数达到 8 时，压缩性效应受壁温影响显著，强冷壁条件（T_w/T_∞=1.9）会大幅增加压缩性，导致 Morkovin 假设不再严格成立.

关键词 压缩性效应，湍流边界层，直接数值模拟

引 言

高速可压缩边界层机理分析对于发展高超声速飞行器及其相关技术意义重大, 当飞行器做高速飞行时, 边界层会发生转捩, 这种变化首先会造成表面摩擦阻增大,使得总阻力大幅升高, 其次由于气动加热,飞行器近壁区域的温度会急剧增加, 密度迅速下降, 甚至会出现非平衡效应和化学反应等真实气体效应. 因此, 当前高超声速飞行器设计需要重点考虑边界层的转捩预测, 湍流降热减阻等重要课题, 这些都需要深入认识可压缩边界层的机理.

直接数值模拟（DNS）可以提供大量丰富的相对准确的流场信息, 对分析高速可压缩边界层机理非常重要, 依据 DNS 数据, 通过对湍流机理的认识, 人们可以改进工程计算中采用的湍流模型，还可以评估和改进大涡模拟（LES）模型,发展和建立新的 LES 理论. 目前对于平板可压缩 湍流的 DNS 有两种模式,一种称为时间发展模式,其特点是流向采用重整化周期边界条件，流向计算区域可以减小到几个边界层宽，计算只关注充分发展湍流区，计算量非常小；另一种称为空间发展模式，其特点是流向计算区域包含了层流、转捩以及最终充分发展湍流的全空间演化过程，一般说了沿流向需要很长的计算区域，计算量巨大.

在空间发展的平板边界层湍流的直接数值模拟方面，Pirozzoli 等人[1]给出了来流马赫数等于2.25,雷诺数等于635000的结果和湍流统计特征，验证了 Morkovin 假设的有效性，Zhou 等人[2]给出了马赫数等于 0.7，雷诺数等于 635000 的结果，重点分析了转捩段边界层相干结构及其演化规律.Gao 等人[3],Li 等人[4]对马赫数等于 2.25 和 6，雷诺数高达 2 百万平板流动做了计算，重点分析了充分发展湍流的统计特征和扩展自相似性，最近，Pirozzoli[5]给出了马赫数等于 2 的空间发展的平板高分辨率的 DNS 结果，这有助于推进人们这一领域的认识，最近，梁贤等人[6]给出了马赫数等于 8，雷诺数等于 5 百万的计算结果和可压缩边界层湍流的机理分析，边界层和不可压缩时具有相似性，进一步完善了这一领域的探索.上述计算结果表明，当壁面采用绝热或接近恢复温度的等温壁条件时，即使马赫数高达 8，湍流边界层的压缩性效应也并不很强，Morkovin 假设依然有效，强雷诺比拟仍然成立.

在时间发展的平板可压缩边界层湍流的直接数值模拟方面， Martin[7]详细讨论了利用时间发展模式做可压缩湍流 DNS 分析时的初始值和边值设定问题, Duan 等人[8]给出了受壁温影响下的马赫数等于 5 的结果，验证了 Morkovin 假设的有效性并分析了压缩性对湍流结构的影

响，Duan 等人[9]进一步讨论了马赫数效应，结果表明，当边界层外缘马赫数从 0.3 到 12 变化时，若壁面采用近似恢复温度，边界层的压缩性效应依然不强，Morkovin 假设仍然成立，统计结果与不可压缩的情况仍具有相似性，Duan 等人[10]还进一步分析了可压缩边界层湍流的高焓效应，结果表明压缩性效应不明显，高焓边界层与低焓情况相似，Lagha[11,12]采用理想气体模型对马赫数从 2.5 到 20 的平板湍流边界层做了 DNS 计算和分析，通过对平均速度剖面，湍流强度，湍动能平衡关系，湍流马赫数等统计量的计算表明，当采用恢复温度的壁面条件时，所得到的边界层与不可压缩的情况具有相似性，压缩性效应不明显.

然而,对于高马赫数、高雷诺数流动问题，随着壁温降低，压缩性效应增强（内在压缩性效应也随之增强），造成这类问题的 DNS 计算难度也急剧增大, 数值格式不仅需要具有低色散低耗散特征，而且要鲁棒性要好,特别是对于空间发展模式而言，还要面对计算量成倍增加的困难，但考虑高超声速强冷壁边界层湍流特征具有实际应用价值.Duan[8]的计算表明对于马赫数 5 的边界层湍流，即使壁温很低（$T_w / T_r = 0.19$），压缩性效应也不明显，但目前, 国际上还很少有对高马赫数（大于 6）冷壁平板边界层流动的 DNS 数据．对于高马赫数的情况, 人们期待有更多不同壁面条件下的 DNS 结果, 从而能验证 Morkovin 假设在多大程度上依然有效, 以及传统上在低马赫数条件成立的湍流统计特征是否在高马赫数情况下依然成立等重要课题．本文开展了这方面的探索,讨论了来流马赫数等于 2.25,5,6,8 的不同壁温条件下的空间发展的平板可压缩湍流的统计特征，验证了不同条件下 Morkovin 假设[13]是否成立，并重点分析了受马赫数和壁温影响下的温度速度关系.

1 数值计算

1.1 控制方程及参数说明

控制方程为笛卡尔直角坐标系下的可压缩 NS 方程, 本文略去书写, 同时约定上标‘*’表示带量纲的量, 下标‘∞’表示自由来流参考量, 下标‘δ’表示边界层外缘参考量, 无量纲量和有量纲量采用相同的符号, 但没有上标‘*’.

本文对流马赫数等于 2.25,5,6,8，且壁温不同的空间发展的平板边界层湍流做了直接数值模拟, 特征长度取 $l_\infty = 1$ inch, 来流参考温度 $T_\infty = 169\text{K}$.为准确评估流动特征，以来流参考量和特征长度 l_∞ 定义的雷诺数为 $Re_\infty = \rho_\infty u_\infty l_\infty / \mu_\infty$，以来流参考量和动量厚度 θ 定义的雷诺数为 $Re_\theta = \rho_\delta u_\delta \theta / \mu_\delta$，以边界层厚度 δ 和壁面摩擦速度 $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \bar{\rho}_w}$，黏性 $\bar{\mu}_\tau$ 及密度 $\bar{\rho}_w$ 定义的雷诺数为 $Re_\tau = \bar{\rho}_w u_\tau \delta / \bar{\mu}_\text{w}$，以上述位置边界层厚度和壁面摩擦速度, 黏性和密度定义的雷诺数为 $Re_{\tau 2} = \bar{\rho}_\delta u_\delta \theta / \bar{\mu}_\text{w}$，相关结果由表 1 给出.此外，表 1 还给出了不同工况下来流马赫数、雷诺数、边界层外缘马赫数、壁温等参数.

对于高超声速平板边界层而言，恢复温度约为 $T_r = T_w \left[1 + (\gamma - 1)/2 Ma_\infty^2 \Pr^a\right]$，层流时 $a = 1/2$，湍流时 $a = 1/3$，由此，在表 1 中，工况 M2、M5、M6 所设置的壁温都基本等于恢复温度，M8T2 低于恢复温度 20%，M8T1 是强冷壁情况.

1.2 网格及数值方法

边界层内分布 70 多个点, 近壁第一个网格点约等于一个壁面尺度, 整个黏性底层大约有 10 个网格点; 图 1 给出了我们设计的网格结构示意图.表 2 给出了不同工况所采用的网格参数，其中以壁面尺度度量的网格间距达到了 DNS 计算的要求，对于工况 M8TL，由于 Re_τ 达到 2360，其对应的网格要求量也最大，约为 5 亿.

计算中, 采用 Steger-Warming 方法对流通矢量进行分裂, 且采用 7 阶 WENO 格式进行离散, 黏性项采用 8 阶中心格式, 同时采用三步三阶 TVD 型的 Runge-Kutta 方法进行时间方向的离散和推进. 计算采用我们自主研发的 OpenCFD-SC 高精度 CFD 科学计算模块完成.

1.3 方法验证

为评估展向计算域是否充分，我们分析了不同马赫数情况下的展向两点相关性，图 2 给出了展向两点自相关曲线，法向位置基本在 y^+ 等于 15 附近，横坐标最大到展向中心位置，从图中我们可以看到，展向两点自相关性趋于零，

说明计算区域足够大.图 3 进一步给出了流向速度分量在不同法向位置对应的能谱变化曲线，结果表明本文计算对小尺度量由足够的分辨率，且说明在超声速和高超声速边界层湍流中，惯性区范围较小.

表 1. 流动参数.

Case	Ma_∞	Ma_δ	T_w/T_∞	Re_∞	Re_θ	Re_τ	$\mathrm{Re}_{\tau 2}$	δ	θ
M2	2.25	2.21	1.78	6.35d5	6736	948	4255	0.093	0.0110
M5	5	4.73	5	2.0d6	19154	717	6381	0.114	0.0109
M6	6	5.50	6.77	2.0d6	13146	413	3784	0.092	0.0082
M8TH	8	6.92	10.03	5.0d6	22000	1250	20100	0.259	0.0236
M8TL	8	7.29	1.9	2.0d6	7800	2360	14600	0.132	0.0135

表 2. 网格参数

case	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$	$\Delta x^+ \times \Delta y^+ \times \Delta z^+$
M2	[4,11]*[0,0.68]*[0,0.18]	3195*90*256	10.1*1.01*7.2
M5	[4,13]*[0,0.76]*[0,0.20]	3980*90*256	10.4*1.07*4.9
M6	[4,11]*[0,0.77]*[0,0.20]	4430*90*256	6.82*0.90*3.9
M8TH	[4,35]*[0,0.68]*[0,0.30]	12460*90*320	12.2*0.96*4.5
M8TL	[4,13]*[0,0.70]*[0,0.18]	8950*90*640	11.2*1.01*4.5

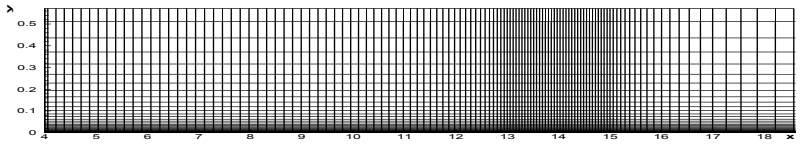

图 1 网格机构示意图

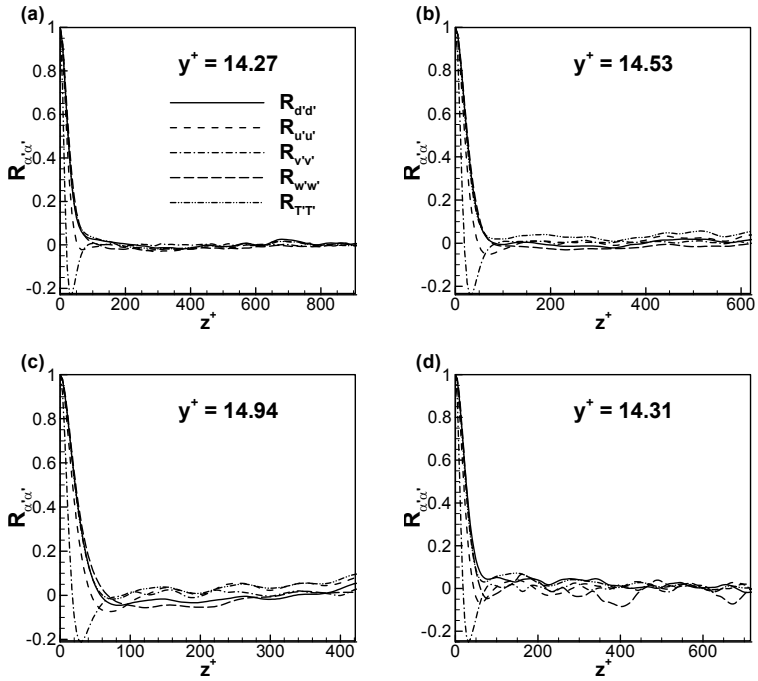

图 2. 自相关曲线.（a）M2，（b）M5,（c）M6，（d）M8TH.

2 温度速度关系

在零压力梯度边界层流动中常用的温度速度关系是 Walz 方程或 Crocco 关系，如下

$$\frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_\delta}=\frac{\tilde{T}_w}{\tilde{T}_\delta}+\frac{\tilde{T}_r-\tilde{T}_w}{\tilde{T}_\delta}\left(\frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_\delta}\right)+\frac{\tilde{T}_\delta-\tilde{T}_r}{\tilde{T}_\delta}\left(\frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_\delta}\right)^2 \quad (1)$$

其中 T_r 表示恢复温度，r 为恢复系数，由下式确定

$$\frac{\tilde{T}_r}{\tilde{T}_\delta}=1+r\frac{\gamma-1}{2}M_\delta^2 \quad (2)$$

当讨论湍流边界层时，恢复系数一般可取为 $\sqrt[3]{\Pr}$，对于理想气体模型一般取 $\Pr=0.72$. 图 3 给出了不同马赫数情况下的温度速度关系对比，结果表明，除强冷壁工况 M8TL 外，Walz 公式的预测结果和 DNS 结果非常一致，M8TL 的情况大概有 10%的差别.这样的结果进一步说明，当壁面温度接近恢复温度时，即使来流马赫数高达 8，边界层近壁压缩性效应也不很强，经典的温度速度关系依然成立；但当马赫数很高，且壁面取强冷却条件时（如 M8TL 情况）压缩性相应明显增强，通过密度加权消除压缩性效应，以得到和不可压缩相似结果的办法受到受到影响，不再完全成立.

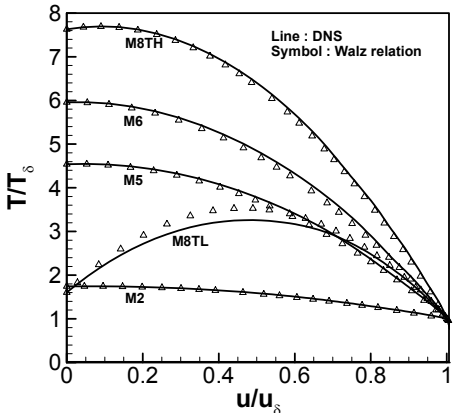

图 3. Walz 公式预测的温度速关系和 DNS 结果的比较.

Duan L[8]利用 DNS 研究了来流马赫数等于 5 的时间发展模式的湍流边界层的壁温效应，结果表明在其讨论的各种壁温情况下，即使壁温很低（$T_w/T_r=0.18$），压缩性效应都不很强，所得到的结果与不可压缩的情况相似.Duan L[9]进一步讨论了壁面取近似恢复温度时，时间发展模式的湍流边界层的马赫数效应，结果表明，在这种壁面条件下，即使来流马赫数高达 12（采用理想其它模型），边界层的压缩性效应也依然不显著，Walz 公式（1）的预测结果和 DNS 的结果吻合.Lagha[11]做了类似的研究并给出了相似的结论.因此，本文 M8TL 工况的计算结果完善了高马赫数强冷壁面条件的 DNS 结果，丰富了人们对有较强压缩性效应的边界层认识.

3 强雷诺比拟

Morkovin 假设认为, 当来流马赫数比较小时, 可以通过某些变换, 如 Favre 平均、Van Driest 变换, 将平均密度变化的影响考虑进去, 使得可压缩湍流的统计平均特征与不可压缩湍流的统计平均特征很相似. 1962 年 Morkovin[13]提出了 5 个强雷诺比拟(SRA)关系, 这里列出下面 4 个关系式

$$\frac{T''_{rms}/\tilde{T}}{(\gamma-1)Ma^2(u''_{rms}/\tilde{u})}\approx 1, \quad (3)$$

$$R_{u''T''}\approx -1, \quad (4)$$

$$R_{u''v''}=-R_{v''T''}\left[1-\frac{\overline{v''T''_t}}{\overline{v''T''}}\right], \quad (5)$$

$$Pr_t=\frac{\overline{\rho u''v''}(\partial\tilde{T}/\partial y)}{\overline{\rho v''T''}(\partial\tilde{u}/\partial y)}\approx 1, \quad (6)$$

其中 $Ma^2=\tilde{u}^2/(\gamma R\tilde{T})$，表示当地平均马赫数，$T_t$ 和 T_t'' 分别表示总温及其脉动量. 经典的 SRA 成立的前提是假设总温穿过边界层不变，且总温脉动量趋于 0，在后来的发展中, 基于考虑壁面热流的影响, 或者消除壁面温度的影响等因素, SRA 关系式(3)被不断地修正. Cebeci 等人[15]基于考虑边界层内总温变化的影响，推导了一种扩展的强雷诺比拟关系(ESRA):

$$\frac{T''_{rms}/\tilde{T}}{(\gamma-1)Ma^2(u''_{rms}/\tilde{u})}\approx\left[1+C_p\frac{\tilde{T}_w-\tilde{T}_{t\delta}}{\tilde{u}\tilde{u}_\delta}\right]. \quad (7)$$

Gaviglio[16], Rubesin[17]以及 Huang 等人[14]也分别基于考虑热环境变化，给出了修正的雷诺比拟关系式

$$\frac{T''_{rms}/\tilde{T}}{(\gamma-1)Ma^2(u''_{rms}/\tilde{u})}\approx\frac{1}{c[1-\partial\tilde{T}_t/\partial\tilde{T})]}, \quad (8)$$

对应上式中 $c=1.0$，$c=1.34$ 和 $c=\Pr_t$，分别记为 GSRA, RSRA, HSRA.

如图 4（a－d）所示,对于工况 M2,M5,M6 和 M8TH 而言，各种雷诺比拟关系式均近似等

于 1, 其中 RSRA 的结果偏离较大外, 约等于 1.5 左右，这种近似关系表明, Morkovin 假设仍然有效. 从前文的分析可知，上述四种工况对应的壁面温度非常接近恢复温度，说明在这样的壁面条件下，SRA 假设成立的条件得到很好满足，如图 5 所示，在上述四种工况下，总温穿过边界层基本保持不变，这正是 SRA 成立的必要条件[13]，同时，总温脉动相比总温而言低 1 个量级，但不近似为零，这说明经典 SRA 假设穿过边界层总温脉动为 0 的假设不成立.

在上述雷诺比拟关系的对比中，最显著的差别在于工况 M8TL，如图 4（e）所示，首先，在近壁约 $y^+ < 80$ 时，经典 SRA 的值约等于 0.2，严重偏离了 1，修正的 SRA 均发生严重的振荡，且结果远离 1，这说明当壁面温度很低时，Morkovin 假设不再成立，SRA 也不再有效. 结合图 5 可以发现，在这个区域，总温沿法向的变化率很大，并非常数，同时其脉动量的 RMS 相比而言也很大，基本接近相同的量级，这说明 SRA 成立的条件已经不存在了. 其次，当 $y^+ > 80$ 后，经典的 SRA 的值会逐渐稳定到 0.3，仍然严重偏离 1，其它各种修正的 SRA 基本趋于稳定，但除 ESRA 外，其结果都比 1 大很多，表明模型预测的误差很大. 图 5 表明在这个区域，虽然总温变化率降低，但穿过边界层仍有较大变化，数量比其脉动的 RMS 大一个量级，应此，可基本认为 SRA 没有完全失效，经过一定的修正，比如考虑壁温的影响和总温的变化后，如图 4（e）中的 ESRA 和 GSRA 所示，修正的 SRA 也基本成立.

图 6(a)给出了穿过边界层法向速度和温度脉动量的相关性, 根据(4)式, u'' 和 T'' 是负相关的, 本文的计算表明除 M8TL 工况外，在 2.5 个壁面尺度以内二者的相关性是正的, 之后二者的负相关程度加大, 大约在 30 个壁面尺度的地方达到极小值, 约等于-0.802 左右（不同工况差别不大）, 之后又不断减弱并稳定在-0.6 左右, 这一结论已被很多研究者所证实. 但对于 M8TL 的情况，在近壁 30 个壁面尺度以内二者的相关性是正的, 之后二者的负相关程度加大, 大约在 100 个壁面尺度左右稳定到约-0.6，这一趋势和 M2,M5,M6 以及 M8TH 明显不同，显然在大约 $y^+ < 80$ 时这些结果和 SRA 的预测相反，Morkovin 假设在这种情况下不再成立，SRA 失效， 在之后的区域内依然成立.

根据 Morkovin 假设,(5) 式可近似为 $R_{u''v''} \approx -R_{v''T''}$，即, u'' 与 v'' 的相关性和 v'' 与 T'' 的相关性互为相反, 如图 6(b)所示,对于 M2，M5，M6 和 M8TH 四种情况，结果表明在整个边界层内，(5)式均成立，这进一步说明 Morkovin 假设在上述四种情况下有效；但对于强冷却壁情况（M8TL），在整个边界层内，（5）式没有严格成立，如图 6（b）所示，在大约 $y^+ < 20$ 时，$R_{u''v''}$ 与 $R_{v''T''}$ 为基本相等的负数，即 u'' 与 v'' 的相关性和 v'' 与 T'' 的相关性一样，且同为负相关；在大约 $20 < y^+ < 40$ 时， $R_{u''v''}$ 与 $R_{v''T''}$ 均为负数，但 $R_{u''v''}$ 趋于更小的负值，$R_{v''T''}$ 趋于 0；进一步向边界层外缘发展，当 $y^+ > 40$ 时， u'' 与 v'' 的相关性和 v'' 与 T'' 的相关性才具有相反的特点，但其绝对值相差较大，而且在整个内层都没有明显的区域保证 $R_{u''v''} \approx -R_{v''T''}$ 成立，从图中也可以发现，主要差别在于，工况 M8TL 的 v'' 与 T'' 相关性曲线和其它工况有明显的差别，但 u'' 与 v'' 的相关性和其它工况相差不大，因此，可以推断强冷壁时法向的温度分布和速度分布将会有显著变化，这一推断在图 5 中得到验证，图 5 说明工况 M2，M5，M6 和 M8TH 的速度脉动的 RMS 值穿过边界层变化趋势基本一致，但对于 M8TL 而言，流向速度和法向速度脉动量的 RMS 和其它工况存在显著差异. 图 5（b）也进一步表明上述两类工况之间总温脉动存在类似的差异.这些差异最终反应在上述温度速度相关性上. (6)式表示湍流 Prandtl 数, 表征了平均运动中动量交换和热交换之比[18], 强雷诺比拟中该值近似为 1,事实上当来流马赫数大于 3, 这个结果已受到质疑, 至少不再是常数, Pirozzoli 等人[1], Li 等人[4]和 Duan 等人[8], 分别对马赫数等于 2.25, 5 和 6 的计算都表明, Pr_t 不再是近似于 1 的值. 此外, 与湍流 Prandtl 数相似, 表征湍流质量扩散的特征参数 Pr_ρ, 定义为

$$Pr_\rho = \frac{\overline{u''v''}(\partial\bar{\rho}/\partial y)}{\overline{\rho v''}(\partial\tilde{u}/\partial y)}. \tag{9}$$

根据 Pirozzoli 等人[1], $Pr_t \approx Pr_\rho$, 也就是说在 Morkovin 假设下, 湍流边界层中动量交换, 热交换以及质量交换过程处于近似相等的状态. 图 7 表明, 除 M8TL 情况外，在内层 $Pr_t \approx Pr_\rho$, 成

立, 数值在 1 的量级, Morkovin 假设依然有效. 但对于 M8TL 情况，在接近壁面区域，Pr_t 和 Pr_ρ 相差很大，且远离 1，当 $y^+ > 200$ 以后，二者才趋于 1 附近，因此，从前面的分析可知，强冷却壁面条件严重破坏了 SRA 成立的条件．对 Prandtl 数的分析进一步说明，这种壁面条件还会影响近壁区湍流输运特征，会导致动量交换，热交换和质量交换的非平衡分布.

上述分析表明,在壁温接近恢复温度的情况下, Morkovin 假设基本成立,强雷诺比拟关系基本有效, 马赫数效应不显著；但对于高马赫数且壁温很低时，Morkovin 假设不再完全成立，强雷诺比拟在近壁存在一个失效区域，在这个区域之外，Morkovin 假设依然有效，强雷诺比拟关系依然有效.这说明边界层近壁区的可压缩性或其他流动特征并非单一取决于来流马赫数, 而是要综合边界条件等因素的共同作用, 并最终通过平均流的特征表现.

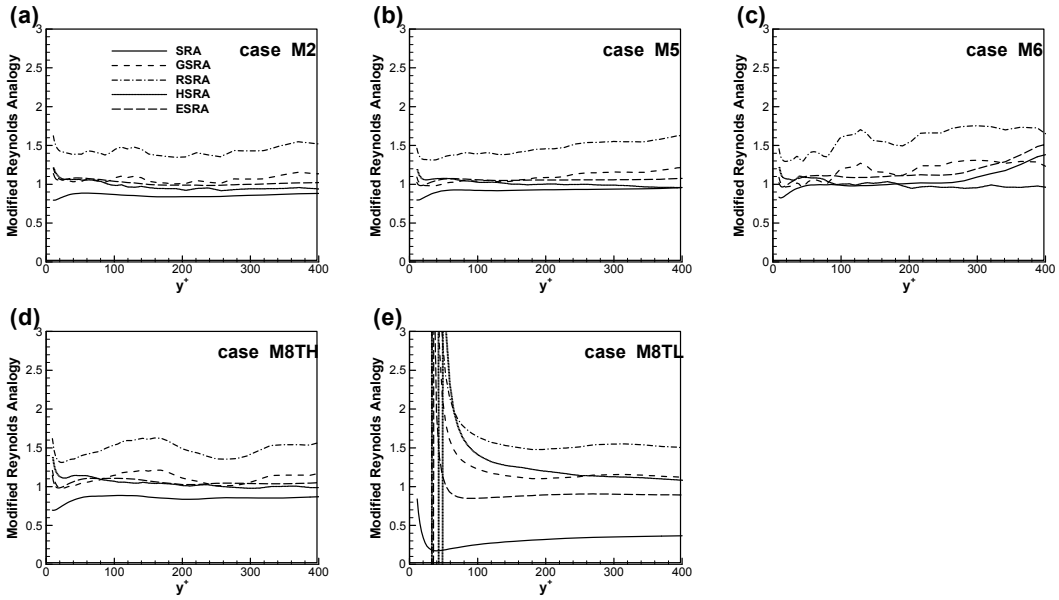

图 4.　强雷诺比拟关系.(a)M2, (b)M5, (c)M6, (d)M8TH, (e)M8TL.

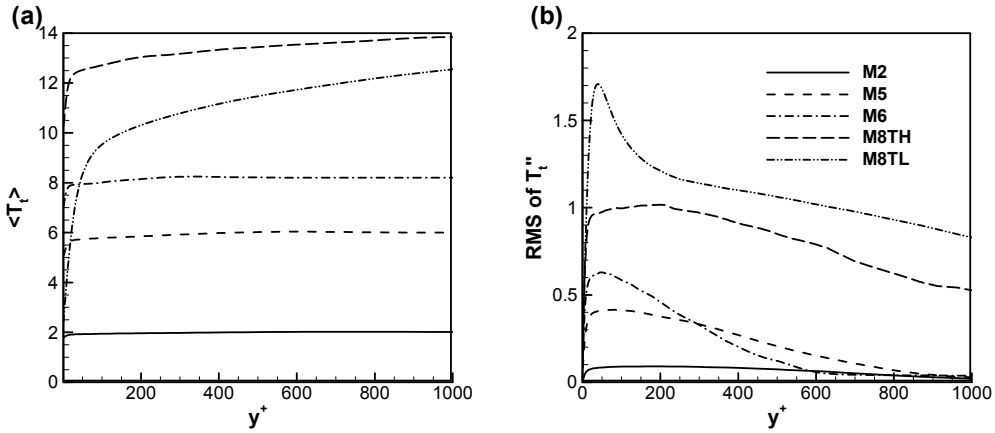

图 5. （a）总温和（b）总温脉动的 RMS 穿过边界层的分布.

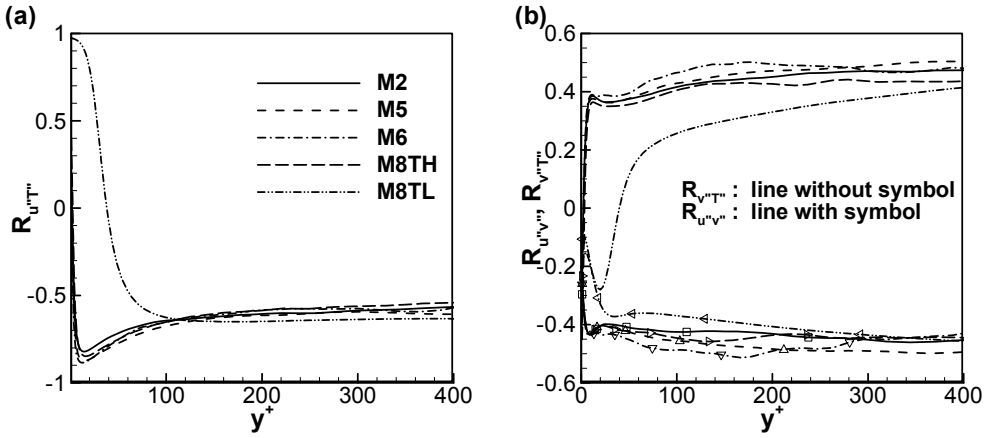

图 6. 相关性曲线.（a）$R_{u''T''}$，（b）$R_{u''v''}$ 与 $R_{v''T''}$ 的对比.

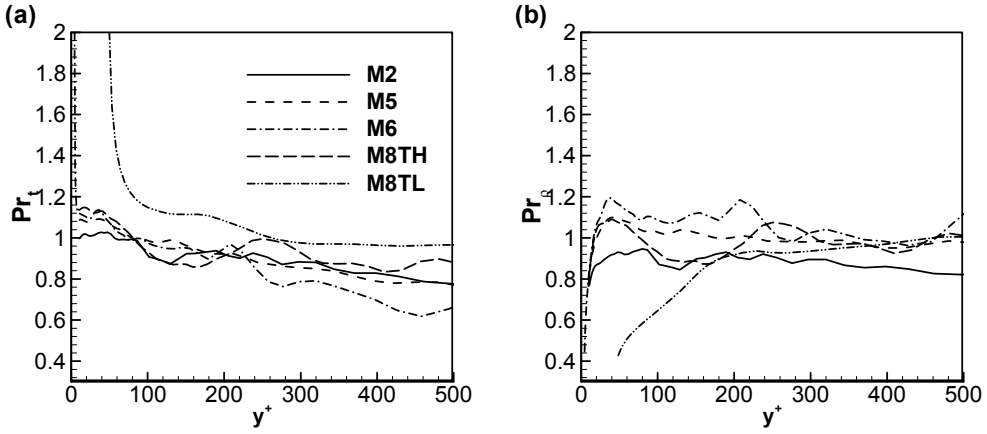

图 7. （a）Pr_t 和（b）Pr_ρ 的分布.

4 结论

本文开展了等温壁平板可压缩湍流边界层的直接数值模拟，来流马赫数分别等于 2.25,5,6,8，壁温取两种等温情况，一种接近恢复温度，另一种取强冷却条件.重点讨论了经典的温度速度关系和压缩性效应的影响，检验了马赫数和壁温的变化对 Morkovin 假设成立的影响，基本结论如下：

（1）当壁面温度接近恢复温度时，如本文工况 M2, M5, M6 和 M8TH，压缩性效应不强，可以忽略，Morkovin 假设成立，经典的温度速度关系，如 Wale 公式，强雷诺比拟关系依然有效.

（2）对于马赫数等于 8 的强冷却壁情况，如工况 M8TL，总温穿过边界层不再是常数，且其脉动量已达到总温的 20%，这个值足够大，不再满足经典强雷诺比拟成立的条件．特别是近壁 80 到 100 个壁面尺度内，压缩性增强导致 Morkovin 假设不再成立，经典的强雷诺比拟不再有效，Walz 公式预测的温度速度关系与 DNS 有大约 10%的偏差.

致谢 感谢国家自然科学基金面上项目资助(批准号：11072248); 国家 863 项目资助 (批准号：2012AA01A304); 国家 973 项目资助 (批准号：2009CB724100)，中国科学院网络中心超级计算中心、上海超级计算中心、国家超级计算天津中心提供计算机时.

参考文献

1. Pirozzoli S, Grasso F. Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at M=2.25. Phys Fluids, 2004, 16(3): 530-545

2. Zhou Ying, Li Xinliang, Fu Dexun and Ma Yanwen, Choerent structures in transition of a flat-plate boundary layer at Ma=0.7, Chin. Phys. lett., 2007, 24(1):147-150.
3. Gao Hui, Fu Dexun, Ma Yanwen and Li Xinliang, Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer flow, Chin. Phys. lett., 2005, 22(7):1709-1712.
4. X.-L. Li, D.-X. Fu, and Y.-W. Ma.，Direct numerical simulation of a spatially evolving supersonic turbulent. Chin. Phys. Lett., 2006, 23:1519-1522.
5. Pirozzoli, S. and Bernardini, M., Turbulence in supersonic boundary layers at moderate Reynolds number. J. Fluid Mech., 2011, 688:120-168.
6. 梁贤, 李新亮, 傅德薰, 马延文， Mach 8 的平板可压缩湍流边界层直接数值模拟及分析. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42(3):282-293.
7. M. P. Martin, Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. Part 1. Initialization and comparison with experiments. J. Fluid Mech, 2007, 570: 347-363.
8. Duan. L., I. Beekman, and M. P. Martin，Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers, part 2. effect of wall temperature, J. Fluid Mech., 2010, 655:419-445.
9. Duan. L., Beekman, I. and Martin, M. P., Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. part 3. effect of mach number. J. Fluid Mech., 2011, 672:245-267.
10. Duan. L. and Martin, M. P., Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. part 4. effect of high enthalpy. J. Fluid Mech., 2011, 655:1-15, dio:10.1017 /jfm. 2011.252.
11. Lagha M., Kim J., Eldradge J. D. and X., Zhong, Near-wall dynamics of compressible boundary layers. Phys. Fluids, 2011, 23:065109.
12. Lagha M., Kim J., Eldradge J. D. and X., Zhong, A numerical study of compressible turbulent boundary layers. Phys. Fluids, 2011, 23:015106.
13. Morkovin M, Effects of compressibility on turbulent flows. In Mechanique de la Turbulence, CNRS: 367-380.
14. Huang PG, Coleman GN and Bradshaw P, Compressible turbulent channel flows: DNS results and modeling, J Fluid Mech, 1995, 305:185-218.
15. Cebeci T and Smith AMO, Analysis of Turbulent Boundary Layers, 1974, Academic.
16. Gaviglio J, Reynolds analogies and experimental study of heat transfer in the supersonic boundary layer, Intl J Heat Mass Transfer, 1987, 30(5):911-926.
17. Rubesin MW, Extra compressibility terms for Favre-averaged two-equation models of inhomogeneous turbulent flows, Tech. Rep. CR-177556. NASA.
18. 傅德薰，马延文，李新亮，王强等. 可压缩湍流直接数值模拟[M]. 北京: 科学出版社, 2010: 189-258.

DND AND CHARACTERISTICS ANALYSIS OF SUPER- AND HYPER-SONIC TURBULENT BOUNDARY LAYER OVER A FLAT-PLATE

LIANG Xian, LI Xinliang, WANG Ziliang

State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, C A S, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China

Abstract This paper presents the DNS of spatial evolving turbulent boundary layers with different free stream Mach number and different wall temperature over a flat-plate. The free-stream Mach number with 2.25, 5, 6 and 8 are considered. The wall temperature with T_w/T_∞=10.03 and 1.9 for Mach 8 are considered. Compressibility effects and Morkovin's hypothesis are investigated. This paper focus on the temperature-velocity relation and strong Reynolds analogy which are influenced by temperature and free-stream Mach number. The results show that the compressibility effects are very weak for different Mach number (up to 8) when the wall temperature nears to recovery temperature. Meanwhile it depends on wall temperature closely when Mach number equal to 8. Cold wall case with T_w/T_∞=1.9 for Mach 8 has strong compressibility effects which lead to Morkovin's hypothesis is no longer fully valid.

Key words compressibility effects, turbulent boundary layer, DNS