

0.8 马赫加热壁面平板边界层的直接数值模拟

彭峻¹, 申义庆¹, 刘沛清²

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

(2 北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京海淀区 100191)

摘要 本文对 0.8 马赫加热与非加热平板边界层进行了直接数值模拟。结果表明, 壁面加热能够延迟边界层转捩的发生。与不加热相比, 加热的层流速度型对于扰动更加稳定。在湍流区域, 经过 Van Driest 变换的加热湍流速度型与不加热速度型相似。文献中在不可压缩加热湍流边界层中观察到的对数区位移现象在本文中通过密度加权被抵消。在湍流速度型的粘性底层, 加热边界层和非加热边界层的湍动能分布几乎完全一样, 在过渡区以上, 两者存在显著差异。对于高亚声速边界层流动, 温度脉动几乎可以忽略不计, 影响流动特点的主要是平均温度/密度的变化。

关键词 直接数值模拟, 边界层转捩, 壁面加热

引言

马赫数接近但不超过 1 的高亚声速边界层在航空工程中扮演着重要的角色。对于巡航马赫数约等于 0.8 的商用客机, 它的阻力大小决定了其经济性。由于高亚声速边界层决定了物面上的阻力特性并因此影响了飞机的经济性能, 对其发展规律和机理的深入研究和理解是十分必要的。前人对于高速流动的研究主要关注马赫数大于 2.25 的超声速边界层中的压缩性效应^[1-4]以及不可压边界层中的雷诺相似^[5]。由于其压缩性对湍流边界层中湍动能方程中各项影响很小^[1, 2], 高亚声速边界层常常被学界忽略。

众所周知, 处于巡航状态下飞机的阻力很大一部分来自其表面湍流边界层所产生的摩擦阻力。因此, 减阻通常意味着通过改变流动形态或特点来减小摩擦阻力。在过去的几十年里, 研究者对减阻方法进行了大量的研究, 层流控制(LFC)就是研究方向之一。由于层流边界层的阻力要小于湍流边界层的阻力, 层流控制的目标就是增加物面层流区域的面积来实现阻力的降低。Joslin 回顾了 NASA 在飞机上进行的层流控制实验。Chernyshev 等^[7]详述了在 TsAGI 进行的各种层流控制研究。Fedorov^[8]总结了高速边界层的层流控制方法。上述文献中的方法获得了很好的减阻效果, 然而由于实现方法的

复杂性, 这些方法仍需要进一步的改进。值得注意的是, 壁面加热方法是一种相对简单的方法, 它被证明能够有效的实现层流控制^[7], 但其机理任然未被充分理解。

实现层流控制的关键是延迟边界层的转捩。然而目前, 人们对边界转捩机理仍然不能完全理解。研究边界层转捩的文献主要关注层流边界层中不稳定扰动的失稳过程^[9]以及伴随的流动结构的发展, 例如发卡涡^[10]。对于加热壁面上的转捩, Wu 和 Moin^[11]对有壁面加热的不可压缩边界层的转捩过程进行了直接数值模拟。然而他们的结果并没有展示出与未加热结果有显著的不同。Wall 和 Wilson^[12]进行了加热和冷却平板上的线性稳定性分析, 他们的结果表明, 边界层中粘性的非一致性减小能够增强边界层的稳定性。加热对湍流边界层的性质也有影响。Lee 等^[13]对不可压缩加热平板边界层进行了直接数值模拟, 其结果表明, 加热能够减小湍流边界层的摩擦系数。然而, 现有文献中很少有研究加热壁面上的可压缩边界, 不可压缩的结果是否能够使用于可压缩边界层还值得商榷。

本文对 0.8 马赫平板边界层的转捩过程进行了直接数值模拟, 比较分析了加热壁面和未加热壁面的流动特点以及可压缩边界层与不可压缩边界层在加热壁面上的差异。

1 数值方法

1.1 控制方程

本文中控制方程为无量纲化的 Navier-Stokes 方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}U + \frac{\partial}{\partial x}F + \frac{\partial}{\partial y}G + \frac{\partial}{\partial z}H = \frac{\partial}{\partial x}F_v + \frac{\partial}{\partial y}G_v + \frac{\partial}{\partial z}H_v$$

其中：

$$U = [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E]^T$$

$$F = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, u(E + p)]^T$$

$$G = [\rho v, \rho vu, \rho v^2 + p, \rho vw, v(E + p)]^T$$

$$H = [\rho w, \rho wu, \rho wv, \rho w^2 + p, w(E + p)]^T$$

$$F_v = [0, \tau_{xx}, \tau_{yx}, \tau_{zx}, u\tau_{xx} + v\tau_{yx} + w\tau_{zx} + \frac{\mu}{(\gamma-1)M_\infty^2 \text{Re}_L \text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x}]^T$$

$$G_v = [0, \tau_{xy}, \tau_{yy}, \tau_{zy}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{zy} + \frac{\mu}{(\gamma-1)M_\infty^2 \text{Re}_L \text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y}]^T$$

$$H_v = [0, \tau_{xz}, \tau_{yz}, \tau_{zz}, u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} + \frac{\mu}{(\gamma-1)M_\infty^2 \text{Re}_L \text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial z}]^T$$

$$p = \frac{1}{\gamma M_\infty^2} \rho T, \quad E = \rho(C_v T + V^2/2),$$

$$\text{Pr} = \frac{C_p \mu}{k}, \quad C_p = \gamma C_v, \quad C_v = \frac{1}{\gamma(\gamma-1)M_\infty^2}$$

$$\tau_{xx} = 2 \frac{\mu}{\text{Re}_L} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\mu}{\text{Re}_L} \text{div}(V),$$

$$\tau_{yy} = 2 \frac{\mu}{\text{Re}_L} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\mu}{\text{Re}_L} \text{div}(V),$$

$$\tau_{zz} = 2 \frac{\mu}{\text{Re}_L} \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \frac{\mu}{\text{Re}_L} \text{div}(V)$$

$$\tau_{xy} = \frac{\mu}{\text{Re}_L} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad \tau_{xz} = \frac{\mu}{\text{Re}_L} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right),$$

$$\tau_{yz} = \frac{\mu}{\text{Re}_L} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right),$$

$$\text{div}(a) = \frac{\partial}{\partial x}(a_x) + \frac{\partial}{\partial y}(a_y) + \frac{\partial}{\partial z}(a_z)$$

为求解控制方程，对流项采用 Steger-Warming 方法进行通量分裂，而后采用

5 阶 WENO 格式离散，粘性项采用七阶中心差分格式。时间项推进采用 3 阶 TVD 龙格库塔方法。

1.2 网格和边界条件

三维计算区域被沿着流向划分为三个区域，其总范围为： $2 \leq x \leq 22$ 。第一个区域覆盖了层流区域、吹吸气扰动区域和转捩区域，其总长度为 $\Delta x = 4$ 。在这个区域的 x 方向网格间距为 $\Delta x \approx 8 \times 10^{-3}$ ，共计 500 个点。第二个区域为湍流边界层发展区域总长为 2，共计 2500 个点，网格间距为 $\Delta x \approx 8 \times 10^{-4}$ ，其对应的粘性无量纲长度为 $\Delta x^+ \approx 11$ （不加热）和 $\Delta x^+ \approx 8$ （加热）。 $x = 8$ 之后的区域作为耗散区，用于耗散湍流。该区域网格点数为 150。为充分捕捉壁面附近流动特点，壁面法向网格被加密，壁面第一个点的高度为 0.00005，对应于无量纲粘性长度为 $\Delta y^+ \approx 0.9$ （不加热）和 $\Delta y^+ \approx 0.6$ （加热）。展向方向采用均匀网格，总网格点数为 320。最终三维计算域的尺寸 $L_x \times L_y \times L_z$ 为 $22 \times 0.5 \times 0.1$ ，总网格点数为： $3150 \times 200 \times 320$ 。

为获得适当的初始条件和边界条件，首先计算了 $\text{Ma}=0.8$ 的二维带前缘的层流平板边界层。其计算结果作为三维模拟的初始条件。二维模拟中 $X=2$ 处的流动参数则作为三维模拟中入口条件。

三维模拟中入口处的雷诺数为 $\text{Re}_L = 500000$ ，自由流场的温度设为 $T_\infty = 300 \text{ k}$ 。上边界和右边界处采用无反射边界条件。转捩由壁面随机吹吸气扰动触发，扰动区域被设置在 $x=5$ 到 $x=5.5$ 处。扰动的幅度为 $A=0.04$ ，扰动的基准频率为 $\beta = 2.5$ ^[1]。对于无加热工况，物面温度被设置为 $1.128 T_\infty$ ，等于 0.8 马赫流动的总温。对于加热工况，壁面温度被设置为 $1.512 T_\infty$ ，等于 1.5 马赫流动的总温。

为获得边界层中各量的时均值，本文对计算中获得的量先进行时间平均，而后在展向平均。对于可压缩流动，流动参量通常使用 Favre 方法进行平均^[19]，即 $\tilde{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$ ，脉动量为： $f'' = f - \tilde{f}$ 。计算中使用的时间步长为 $\Delta t = 0.00004$ ，共对总时间长度为 $10 = 250000 \Delta t$ 的瞬时流动进行了平均。

2 结果分析

2.1 结果验证

为验证数值结果的准确性，作者比较了未加热工况的流动参数与理论值和文献中的结果。图 1 中所示为壁面摩擦系数 $C_f = \mu_w \partial u / \partial y|_w$ 。本文的结果在层流区域与 Blasius 结果很好的吻合。

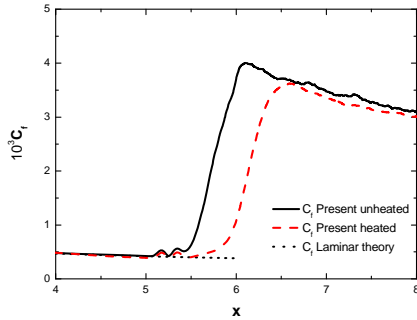


图 1 平均壁面摩擦速度 C_f

本文 DNS 的结果还与 M. P. Simens^[15]不可压缩流动及 Pirozzoli^[1]等的可压缩流动结果进行了比较，两者有着同本文结果相近的雷诺数。在壁面单位下的平均流向速度通过 Van Driest 变换^[16]给出。图 2 中展示了未加热工况在 $Re_\theta = 1968$ ($x \approx 7.7$ $Re_\tau \approx 860$) 处的速度型。本文的结果与 Simens 的结果几乎完全重合，而与 Pirozzoli 的结果也仅在尾流区有细微的区别。在 $y^+ < 5$ 的区域，速度型满足 $u^+ = y^+$ ；在对数区 $50 < y^+ < 400$ ，速度型满足对数律 $u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.0$ 。

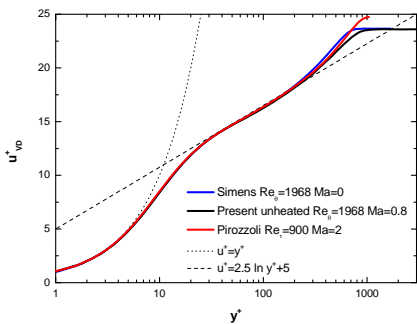


图 2 $Re_\theta = 1968$ 处的未加热工况平均速度型

图 3 展示了速度脉动的方均根： u_{rms} ， v_{rms} ， w_{rms} ，结果已由壁面摩擦速度 u_τ 进行无量纲化。本文的结果在粘性底层、过渡层与所引用数据的结果符合的很好，在对数区和外层，三者者

有些许区别。造成区别的原因在于本文的 Re_τ 与 Simens 的结果有一定的差别，而 Re_θ 与 Pirozzoli 的不同。

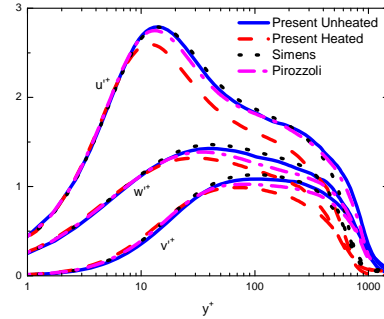


图 3 $x \approx 7.7$ 处速度脉动均方根

2.2 转捩区域

图 1 中的表面摩擦系数表明，壁面加热延迟了边界层的转捩。对壁面摩擦系数沿着流向积分，比较加热与未加热工况的结果可以发现，加热可以实现 17% 的减阻。图 4 展示了加热工况和未加热工况瞬时涡结构。涡结构由 Q 方法^[17]识别。在 $6.2 < x < 6.75$ 的区域，未加热边界层已经完成了转捩过程，边界层中的涡结构相互卷绕、稠密。而在相同区域，加热工况尚未完成转捩过程。转捩区域特有的发卡涡森林结构可以被清晰的观察到。

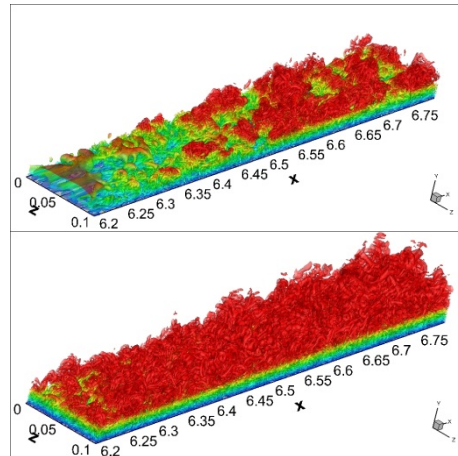


图 4 涡结构分布加热工况（上），未加热工况（下）

图 5 展示了在层流区域 ($x=4.5$) 和后扰动区域 ($x=5.5$) 的平均速度型。可以观察到，在粘性底层 $y^+ < 5$ ，平均速度型不受扰动的影响，其值的分布与 $u^+ = y^+$ 符合的很好。当流动通过扰动区域后，未加热工况的速度型与之前的层流速度型相比发生了显著的变化，而加热工况

的速度型依然与其层流区域分布吻合。这说明，壁面加热使得层流速度型有更强的稳定性。

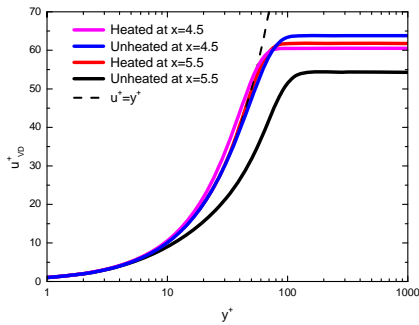


图 5 x=4.5 和 x=5.5 处的平均速度型

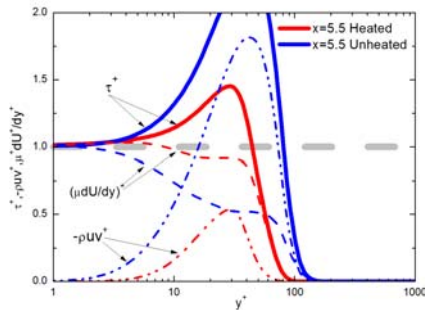


图 6 x=5.5 处的应力分布

在湍流边界层中总应力为：

$$\tau = \bar{\mu} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'}$$

图 6 展示了在扰动区后 (x=5.5) 处的应力分布。总应力 τ 出现了尖峰，这与文献[18]中观察到的相似。与未加热相比，加热工况的尖峰较小，但其平均流应力大于加热工况。雷诺应力的差别为尖峰贡献了主要部分。随着边界层的继续发展，雷诺应力将逐渐减小，达到稳态后，尖峰不再出现。考虑到在充分发展湍流区，雷诺应力的峰值稳定在 0.8 左右，图 6 中，加热工况应力的峰值小于 0.8 而不加热工况的峰值大于 1，由此可以推断雷诺应力在转换的过程中是先增大后减小。Wu^[11]的 DNS 结果中总应力尖峰一直保持到最大雷诺数处。Schlater^[18]对此并没有做出解释，他认为尖峰现象虽然明显的与转换有关，但不能说明湍流中不存在这一现象。作者认为，从现有的数据看来，这一尖峰现象是边界层内是否达到稳态的标志。Wu 所

使用诱导转换的方法导致其边界层难以达到稳态，尽管其积分常数达到了湍流水平，但总体上说他的 DNS 中转换并未完成，其发现的发卡涡森林现象也是如此，只在转换区出现，而充分发展区其实并不存在。

2.3 湍流区域

图 7 展示了在湍流区 x=7.7 处的平均速度型。加热工况与未加热工况的结果从粘性底层到对数区域几乎完全重合。该结果表明在这两种工况下，湍流结构是相似的。而两者在边界层外层仍然存在一些机理上的区别。这一现象被 Lee^[13]解释为大尺度涡结构的变化：在边界层外层，加热使得大尺度涡管明显减少。

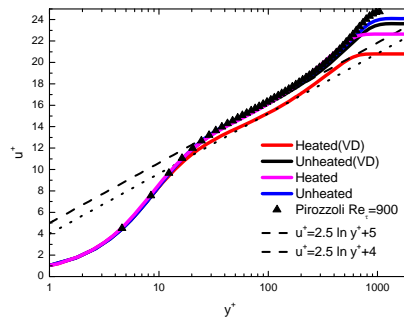


图 7 充分发展湍流区的平均速度型 (x=7.7)

值得注意的是，文献[13]中提到的对数区移动并没有在本文中观察到。考虑到，对于可压缩流动，本文速度型进行了密度加权变换，即 Van Driest 变换。如果不进行变换，得到的结果将与文献中的相反，即加热工况速度型的对数区向下偏移而不是文献中的向上偏移。图 5 中未经过变换的加热工况速度型对数律， $u^+ = 2.5 \ln y^+ + B$ 中常数 B 由 5 减少为 4，而卡门常数 $\kappa = 0.4$ 保持不变。经过密度加权变换后，加热工况、非加热工况、不可压缩流动和 Ma=2 可压缩流动的速度型能够较好的相互吻合。由于加热造成的粘性变化并不影响常数 B 和卡门常数。对于不可压缩流动来说，密度并不受温度的影响，粘性对速度型起着更为重要的作用。对于可压缩流动，密度和粘性通过温度相互影响。通过密度加权变换可消除密度的影响，从而起到分离变量的作用，压缩性的影响被消除。从这个角度考虑可以发现对于高亚声速可压缩流动，粘性分布并不对对数律产生显

著的影响。然而，相比于未加热工况，加热工况的对数区较窄，这等价于由于粘性减小带来的雷诺数降低效应。

湍动能由下式给出：

$$\bar{k} = \frac{1}{2} \frac{\rho u_i u_i}{\rho}$$

图8给出了加热工况和未加热工况在 $x=7.7$ 处湍动能分布。未加热结果与 Simens 和 Pirozzoli 的结果在粘性底层完全重合。从过渡区开始，三者出现了一定的区别。本文结果的峰值介于 $Ma=2$ 和 $Ma=0$ 结果之间，且 $Ma=2$ 的峰值要大于 $Ma=0$ 的峰值。这一大小关系在对数区一直保持直到达到尾流区。在尾流区，本文结果再次与 Pirozzoli 的重合，Simens 的结果逐渐小于前两者。

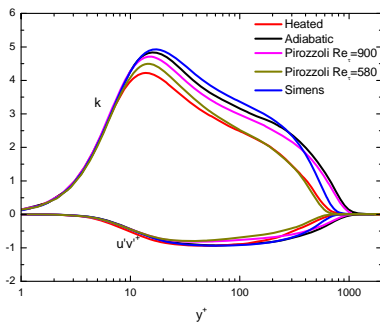


图8 湍动能 \bar{k} 和雷诺应力 $\widetilde{u''v''}^+$

为消除雷诺数影响，图8中还比较了 Pirozzoli 的 $Re_\tau = 580$ 的结果，该雷诺数与加热工况在 $x=7.7$ 处的相同。从 $y^+ \approx 6$ 开始，加热工况的曲线与未加热工况分离。未加热的湍动能要大于加热后边界层中的湍动能。但考虑到两者在雷诺数上的差别，许通过 Pirozzoli 的结果进行比较。与 $Re_\tau \approx 900$ 处不同的是，此时加热工况湍动能的峰值要小于 $Ma=2$ 的结果。由于湍动能 \bar{k} 标志着边界层中湍流的强度，这一结果表明了壁面加热能够抑制边界层中湍流的发展。本文的结论与不可压缩流动的结果相同^[15]。值得注意的是与不可压缩结果相比，本文中湍动能受到影响的区域为边界层的上层即过渡区、对数区和尾流区，而不可压缩加过中在粘性底层和过渡区的湍动能减小，在对数区和尾流区与未加热结果相似。进一步观察雷诺应

力分布发现，其受到影响的区域也是边界层的上层。尽管雷诺应力在过渡区增加，在对数区以上减小幅度要大于过渡区的增加幅度。与此同时，加热工况雷诺应力的峰值向壁面移动，但相对于未加热工况，峰值的大小基本不变。

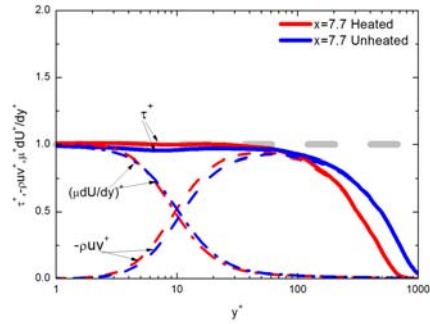


图8 $x=7.7$ 处的应力分布

考察充分发展区的应力分布，两个工况在边界层下层基本相似，只是在对数区以上 ($y^+ > 100$) 存在比较明显的差异，而这差异是由于 Re_τ 不同造成的。在 $y^+ < 100$ 的区域，对于加热和非加热工况，总应力依然保持不变，这说明加热并不改变等应力区。在整个边界层内，平均流动所产生的应力 $\mu dU/dy$ 分布在加热情况下不发生改变，而加热对于雷诺应力的影响几乎可以忽略，从而保持了等应力区的存在。从前文中的湍流统计量可以看出，在加热的情况下，湍流边界层的基本动力学规律保持不变。

2.4 高亚声速湍流边界层的可压缩性

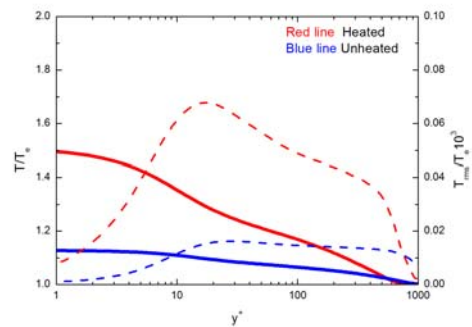


图9 在 $x=7.7$ 处平均温度（实线）和温度脉动（虚线）的分布

可压缩湍流边界层与不可压缩边界层的区别在于前者的温度（或密度）是可变的。图9展示了两个工况中的温度和温度脉动分布。与高超声速可压缩流动相比^[1,2,19]，0.8 马赫边界层

的温度脉动几乎可忽略不计。尽管壁面加热增强了温度脉动的峰值, 其最大峰值仍然只是 2.25 马赫流动的一半左右。另一方面, 图 2 中未加热的速度型经过 VD 变换后与相同雷诺数下的不可压缩流动速度型几乎完全重合, 而其脉动量(图 3)也与不可压的结果一致。据此可以认为, 对于高亚声速边界层流, 脉动量的可压缩性效应可以忽略, 平均量的可压缩性效应对于湍流的基本机理没有影响。

3 结论

本文对 0.8 马赫下加热和未加热的平板边界层进行了直接数值模拟。结果表明, 加热能够延迟转捩的发生从而减小摩擦阻力。在转捩区域, 比起未加热的层流边界, 加热后的层流边界层对于相同的扰动变得更加稳定。在湍流区域, 经过 VD 变换后, 加热后的速度型与未加热的速度型相似。如不进行 VD 变换, 加热后速度型的对数区向下移动, 这与不可压缩的结果刚好相反。同时, 加热后湍动能在粘性底层几乎相同。在过渡区两个的差别变得明显。加热增强了边界层中的温度脉动。对于高亚声速边界层流动, 温度脉动几乎可以忽略不计, 影响流动特点的主要是平均温度/密度的变化。

致 谢

本文作者感谢李新亮老师在直接数值模拟上提供的帮助。同时感谢北京航空航天大学郭昊老师和北京大学张又生博士提供的无私帮助和指导。感谢天津国家超级计算中心提供的计算资源。

参考文献

- [1] Pirozzoli, S., et al. (2004). "Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at $M=2.25$." *Physics of Fluids* 16(3): 530.
- [2] Guarini S E, Moser R D, Shariff K, et al. Direct numerical simulation of a supersonic turbulent boundary layer at Mach 2.5[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 414(1): 1-33.
- [3] Li, X. L., et al. (2010). "Direct numerical simulation of compressible turbulent flows." *Acta Mechanica Sinica* 26(6): 795-806.
- [4] Zhang, Y.-S., et al. (2012). "Mach-Number-Invariant Mean-Velocity Profile of Compressible Turbulent Boundary Layers." *Physical Review Letters* 109(5).
- [5] De Graaff, David B., and John K. Eaton. "Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer." *Journal of Fluid Mechanics* 422.1 (2000): 319-346.
- [6] Joslin, Ronald D. "AIRCRAFT LAMINAR FLOW CONTROL 1." *Annual review of fluid mechanics* 30.1 (1998): 1-29.
- [7] Chernyshev, S. L., A. Ph Kiselev, and A. P. Kuryachii. "Laminar flow control research at TsAGI: Past and present." *Progress in Aerospace sciences* 47.3 (2011): 169-185.
- [8] Fedorov, Alexander. "Transition and stability of high-speed boundary layers." *Annual Review of Fluid Mechanics* 43 (2011): 79-95.
- [9] Zhong, Xiaolin, and Xiaowen Wang. "Direct numerical simulation on the receptivity, instability, and transition of hypersonic boundary layers." *Annual Review of Fluid Mechanics* 44 (2012): 527-561.
- [10] ZHOU Ying, LI Xin-Liang, FU De-Xun, MA Yan-Wen 2007 *Chinese Physics Letters* 24 147
- [11] Wu, X. and P. Moin (2010). "Transitional and turbulent boundary layer with heat transfer." *Physics of Fluids* 22(8): 085105.
- [12] Wall, D. P. and S. K. Wilson (1997). "The linear stability of flat-plate boundary-layer flow of fluid with temperature-dependent viscosity." *Physics of Fluids* 9(10): 2885.
- [13] Lee, Jin, et al. "Effect of wall heating on turbulent boundary layers with temperature-dependent viscosity." *Journal of Fluid Mechanics* 726 (2013): 196-225.
- [14] White, Frank M. "Fluid mechanics, WCB." (1999).
- [15] Simens, Mark P., et al. "A high-resolution code for turbulent boundary layers." *Journal of Computational Physics* 228.11 (2009): 4218-4231.
- [16] Dussauge, Jean-Paul, and Alexander J. Smits. *Turbulent shear layers in supersonic flow*. AIP press, 1996.
- [17] Jeong, Jinhee, and Fazle Hussain. "On the identification of a vortex." *Journal of Fluid Mechanics* 285.69 (1995): 69-94.
- [18] Schlatter, P. and R. Örlü (2012). "Turbulent boundary layers at moderate Reynolds numbers: inflow length and tripping effects." *Journal of Fluid Mechanics* 710:5-34.
- [19] Huang, P. G., G. N. Coleman, and P. Bradshaw. "Compressible turbulent channel flows: DNS results and modelling." *Journal of Fluid Mechanics* 305.1 (1995): 185-218.

Direct numerical simulation of boundary layer over a heated flat plate at $Ma=0.8$

PENG Jun¹

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

Abstract Direct numerical simulations of heated and unheated boundary layer were performed. Results show that wall heating is capable of delaying transition. Heated laminar boundary layer is more sustainable to disturbance than unheated flow. In the turbulent region, heated velocity profile resembles unheated one after Van Driest transformation. Log layer shifting in previous incompressible simulation is absent due to density weight scale. Turbulent kinetic energy distributions of heated and unheated cases are almost identical in the sub layer. Above buffer layer, their differences emerge. For high subsonic boundary layer, temperature fluctuation is negligible compared to averaged temperature. Flow features are more influenced by mean flow temperature variance.

Key words direct numerical simulation, boundary layer transition ,wall heating