

LES/RANS 方法混合函数特性研究¹⁾

陈 逸²⁾ 刘卫东 孙明波 范晓樯 梁剑寒

(国防科学技术大学高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

摘要 将两方程 $k-\omega$ SST 湍流模型和 Sagaut 的混合尺度亚格子模型通过一个混合函数相结合, 构造出一种混合大涡 / 雷诺平均 N-S 方程模拟方法 (hybird large eddy simulation/reynolds-averaged navier-stokes, Hybrid LES/RANS), 采用这种混合模拟方法结合 5 阶 WENO 格式对 $Ma = 2.8$ 平板湍流边界层进行了数值模拟, 并在计算区域上游入口处采用“回收 / 调节”方法生成湍流脉动边界条件, 通过考查 RANS 区域向 LES 区域的过渡参数及网格分辨率对这种混合模拟方法进行了评价. 计算结果表明: 该文采用的混合模拟方法可以捕捉到湍流边界层中的大尺度结构且入口边界层平均参数不会发生漂移, 混合函数应当将 RANS 区域和 LES 区域的过渡点设置在对数律层和尾迹律层的交界处, 而过渡应当迅速以获得正确的雷诺剪切应力分布, 在该文采用的模型及数值方法的条件下, 流向及展向的网格小至与 Escudier 混合长相当时, 能够获得可以接受的脉动速度的单点-二阶统计值.

关键词 混合大涡 / 雷诺平均 N-S 方程模拟方法, WENO 格式, 湍流边界层, “回收 / 调节”方法, 混合函数

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2012)03-0487-07

引 言

湍流的数值模拟分为基于湍流模型的雷诺平均 N-S 方程方法 (reynolds-averaged navier-stokes, RANS)、大涡模拟方法 (large eddy simulation, LES) 和直接数值模拟方法 (direct numerical simulation, DNS)^[1], 由于 RANS 方法通过时间平均抹平了湍流的脉动作用, 无法捕捉到湍流流动的高度非定常特性, 所以更多的研究者倾向于采用 DNS 和 LES 去捕捉更加细微的流场结构, 进一步加深对湍流问题物理本质的理解. 然而在高雷诺数下的近壁湍流结构的精确求解会带来高额的计算负担, 这使得 DNS 和 LES 计算在实现上存在较大的难度, 因此有些研究者提出了将 RANS 和 LES 相结合的方法, 在边界层内的近壁黏性耗散区采用对于网格分辨率要求较低 RANS 模化计算, 而在湍流输运占主导的边界层尾迹层及边界层以外则采用 LES 求解计算, 这样就可能以较少的网格实现对高雷诺数流动的 LES 计算. 近年来, 各种混合 LES/RANS 方法被广泛用于湍流的数值模拟中, 取得了显著的成果^[2-6].

混合 LES/RANS 方法的关键问题之一是 RANS 和 LES 区域之间的过渡区域的处理, 其中不仅仅包括模型的转换, 还包括网格变化及边界条件变化等诸多问题, 过渡区的处理方式则显然会对数值模拟对于湍流结构的捕捉产生较大的影响, 尤其是对于湍流边界层而言. 在国外, 已经有很多的研究者关注这一问题并进行了一些研究工作^[3-6], 而在国内, 尽管针对超声速湍流流动问题的混合 LES/RANS 模拟方法的研究尽管已经开展, 但主要用于凹腔、混合层、支板等自由剪切湍流问题的计算^[7-9], 而在壁面湍流问题上的应用研究较少, 且并不详细. 基于这种背景, 本文以 $Ma = 2.8$ 平板湍流边界层为计算对象, 考察了一种混合 LES/RANS 模拟方法的混合函数的特性, 分析了计算维数及网格分辨率对于计算结果的影响.

1 控制方程和数值方法

1.1 控制方程

本文选用 Edwards 的混合模拟方法^[10] 进行计算, 其主要思想是将 Menter^[11] 的两方程 $k-\omega$ SST 模型和 Sagaut^[12] 的混合尺度亚格子模型通过一个

2011-05-05 收到第 1 稿, 2011-09-13 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (10802096).

2) E-mail: chenti0218@sina.com.cn

依赖于到壁面的距离的衔接函数相结合, 在近壁附近采用 $k-\omega$ SST 模型进行计算, 而在主流区则切换到亚格子模型. 其具体方程如下

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j + p_i)}{\partial x_j} &= \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij} + \tilde{\tau}_{ij})}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{E} + p)\tilde{u}_j}{\partial x_j} &= \frac{\partial(\bar{q}_j + \tilde{Q}_j)}{\partial x_j} + \frac{\tilde{u}_i(\bar{\tau}_{ji} + \tilde{\tau}_{ji})}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{\rho}k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_j k}{\partial x_j} &= \\ &\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_1 + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \bar{\rho} \beta^* k \omega \\ \frac{\partial \bar{\rho}\omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}\tilde{u}_j \omega}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_1 + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \\ &\frac{\bar{\rho} \gamma^{\text{SST}}}{\mu_t} P_k - \beta \bar{\rho} \omega^2 + \frac{2(1 - F_1) \sigma_\omega \bar{\rho}}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{ij} &= 2\mu_1 S_{ij}, \quad \tilde{\tau}_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \\ \bar{q}_j &= k_1 \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \tilde{Q}_j = k_t \frac{\partial T}{\partial x_j} \\ k_1 &= \frac{\mu_1 C_P}{Pr_1}, \quad k_t = \frac{\mu_t C_P}{Pr_t} \end{aligned}$$

湍流黏度由 $k-\omega$ SST 模型和亚格子模型给出的湍流黏度加权平均而来

$$\mu_t = \Gamma \mu_t^{\text{SST}} + (1 - \Gamma) \mu_t^{\text{SGS}}$$

其中 μ_t^{SST} 由湍流模型给出, μ_t^{SGS} 由亚格子模型给出, $k-\omega$ SST 模型常数见文献 [11]. 混合函数 Γ 类比 Strelets 提出的 DES 方法 [5] 构造

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \tanh \left[a_{\text{blend}} \left(\frac{\kappa}{\sqrt{C_\mu}} \eta^2 - 1 \right) - \phi_{\text{blend}} \right] \right\}$$

式中

$$\eta = \frac{d}{\alpha_{\text{blend}} \chi}, \quad \chi = \sqrt{\frac{\nu}{C_\mu \omega}}$$

其中, 系数 $C_\mu = 0.09$, ν 为分子运动学黏度, χ 被称为 Taylor 微尺度. 系数 α_{blend} , a_{blend} 和 ϕ_{blend} 决定了混合函数的过渡特性, 从图 1 中可以看到, α_{blend} 决定了 RANS 区域的厚度, 增大 α_{blend} 使得 RANS 区域和 LES 区域的交接面向远离壁面的方向平移, a_{blend} 决定了 RANS 区域向 LES 区域过渡的快慢程

度, a_{blend} 越大, 过渡越迅速; 常数 ϕ_{blend} 对混合函数的取值起到了偏置的作用, 当混合函数处于平衡位置 $\kappa \eta^2 = \sqrt{C_\mu}$ 时, ϕ_{blend} 的值可以唯一确定混合函数的值, 从图上可以看到, 增大 ϕ_{blend} 也会将

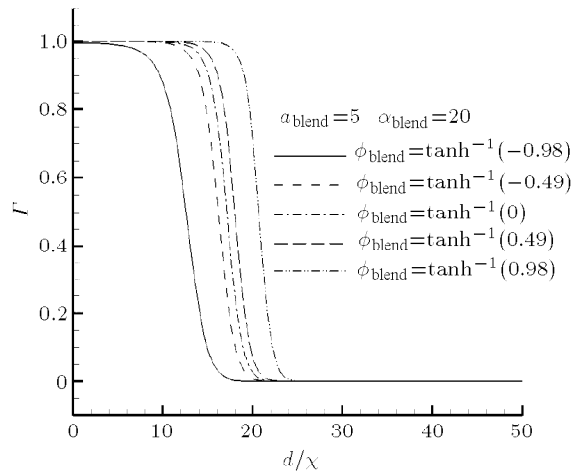
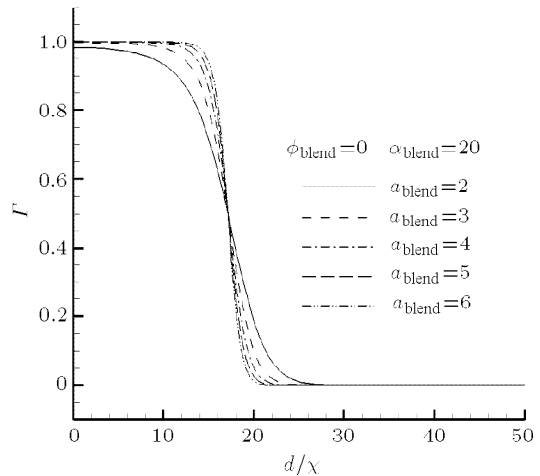
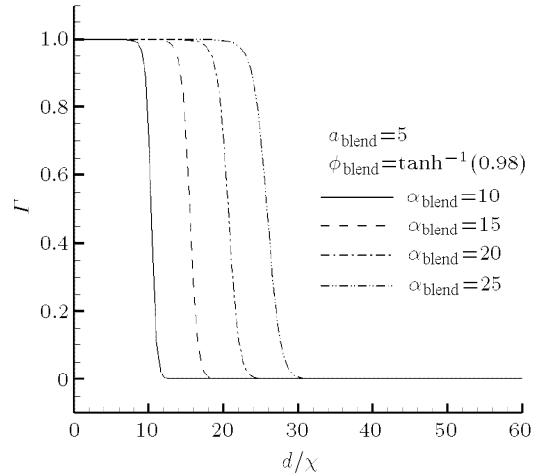


图 1 Strelets 混合函数分布

Fig.1 Distribution of Strelets's blending function

RANS 到 LES 区域的向远离壁面的方向推.

1.2 数值方法

混合 LES/RANS 模拟方法因为包括了 LES 部分, 通常也要求格式有较高的精度和分辨率, 本文采用低扩散通量分裂方法^[13](low-diffusion flux-splitting scheme, LDFSS) 对无黏通量进行求解, 这类分裂方法基本思想是将对流通量和压力通量分开, 分别进行分裂计算, 兼有间断分辨率高、计算量小并且易于推广等优点, 采用加权基本无振荡格式 (weighted essentially non-oscillatory, WENO) 格式^[14] 对流场原始变量 $\rho, u, v, w, p, k, \omega$ 进行插值以实现五阶精度, 黏性通量采用二阶中心差分离散.

非定常问题的计算需要较高的时间精度, 而对于存在湍流边界层流动, 壁面附近网格密度很大, 显示格式的时间步长会受到限制, 因此采用二阶隐式双时间法进行迭代^[15], 内迭代选为常用的 LU-SGS 方法^[16].

2 模拟对象及初边条件

所选算例为 Luker 实验的超声速平板湍流边界层^[17], 来流 $Ma = 2.8$, 总压 $p_0 = 2.1 \times 10^5$ Pa, 总温 $T_0 = 298$ K, 入口边界层厚度 $\delta = 9.9$ mm.

平板长 10δ , 计算域高 5δ , 三维算例展向宽度取为 6.4δ , 基准算例在流向、法向、展向网格数依次为 $200 \times 200 \times 128$, 且网格在流向及展向均匀分布, 即可以保证分辨率为 20 网格/ δ , 法向向壁面加密保证近壁第一层网格 $y^+ \approx 1$. 左侧入口为超声速来流, 入口边界层时均参数采用基于 $k-\omega$ SST 模型的二维 RANS 计算得到, 对于湍流边界层的 LES 计算而言, 需要在入口添加合理的扰动以维持湍流边界层的能量特性, 而混合 LES/RANS 方法也存在类似的问题^[6], 本文采用文献^[6]中的“回收/调节”方法来添加入口湍流边界层的脉动信息, 位于边界层下游 $x = 7.5\delta$ 处的流场参数脉动量被提取出来, 经过变换后回收叠加至入口时均参数上 (图 2), 用以激励并维持边界层内的湍流拟序结构. 右侧和上侧提超声速出口条件, 对物理量采用二阶外推, 平板壁面提无滑移绝热壁条件, 展向提周期性边界条件.

对于 LES 计算而言, 高质量初场能够使得计算时间大为减少, 本文采用 Batten 的人工合成湍流的方式根据初场的雷诺应力添加扰动, 具体方法见文献^[18]. 计算经过足够长的过渡时间使得流场进入统

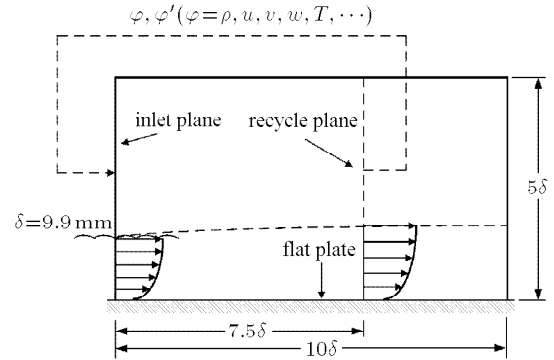


图 2 Luker 平板示意图

Fig.2 Schematic of Luker plate

计定常状态, 然后每个算例取至少 5 倍 t_c 用以统计流场参数进行时间平均, (t_c 为通流时间, 即流体微团以自由来流的速度通过整个计算域的时间).

计算共考察以下 3 个因素的影响: 混合函数的分布特性、过渡速度和网格分辨率. 采用 3 种常数 α_{blend} 分布方式: 第 1 种为 $\alpha_0 = 21.35 + 0.141(x/\delta)$, 这种分布将 RANS 和 LES 的转换点置于对数律向尾迹律过渡的区域, 第 2 种为 $\alpha_1 = 18.03 + 0.102(x/\delta)$, 这种方式的 RANS 区域厚度介于第 1 种分布和第 3 种分布之间, 第 3 种为 $\alpha_2 = 11.56 + 0.033(x/\delta)$, 这种分布方式将 RANS 和 LES 的转换点置于对数律层的中点处, 需要指出的是, α_{blend} 的分布方式均按照文献^[10]中的方法估算得到. 计算 Case 1 至 Case 5 共 5 个算例: Case 1 为基准算例; 采用 α_0 分布; Case 2 采用 α_1 分布; Case 3 采用 α_2 分布; 其余条件和 Case 1 相同. Case 4 和 Case 1 的常数 α_{blend} 取值不同, Case 5 在 Case 1 的基础上将流向及展向的网格分辨率降低一半, 根据 Escudier 对于湍流边界层的混合长定义, 在湍流边界层外层, 混合长 $l_m = 0.09\delta$ ^[19], 则 Case 1 的网格在流向及展向的间距约为 $0.5l_m$, 而 Case 5 约为 l_m , 所有算例的具体参数见表 1.

表 1 算例参数

Table 1 Case parameters

	α_{blend}	a_{blend}	$\Delta x, \Delta z/\delta$
Case 1	α_0	5	0.05
Case 2	α_1	5	0.05
Case 3	α_2	5	0.05
Case 4	α_0	2	0.05
Case 5	α_0	5	0.1

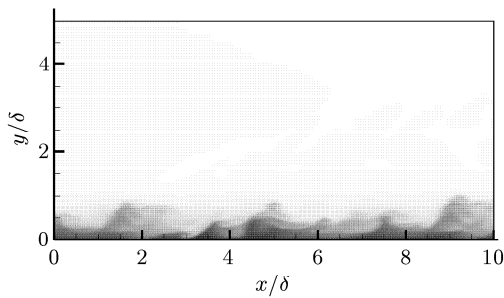
3 结果及讨论

为了将计算结果和理论及试验数据对比, 需要

将计算数据进行时间平均，由于平板湍流边界层为名义二维流动，在此进行时间平均之后还进行展向平均。

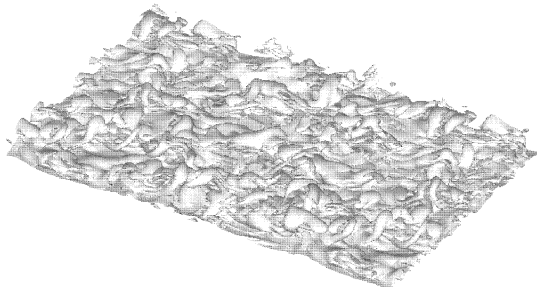
3.1 流场结构

图 3 给出了充分发展流场 Case 1 的 $z = 3.2\delta$ 处 $x-y$ 切片上的无量纲静温分布和无量纲涡量大小为 2 的等值面，可以看到边界层中存在明显的大尺度结构，从物理表象上而言，是符合湍流边界层特征的，这说明本文采用的“回收 / 调节”方法是有效的。



(a) Case 1 的 $x-y$ 切片上的静温云图

(a) $x-y$ slice contours of static temperature of Case 1



(b) Case 1 无量纲涡量为 1 的等值面

(b) Iso-surface of non-dimensionalized vortex magnitude of Case 1

图 3 Case 1 的湍流流场结构
Fig.3 Turbulent structure of Case 1

3.2 混合函数特性的影响

图 4 给出了入口处三维算例入口处时间及展向平均的混合函数分布。Case 1 至 Case 3 边界层中的 RANS 区域逐渐变薄，而由于常数 ϕ_{blend} 的增大使得 Case 4 的 RANS 区域更厚，且 RANS 区域向 LES 区域的过渡带稍长，对于 Case 5 而言，尽管常数 α_{blend} 和 ϕ_{blend} 和 Case 1 完全相同，但由于网格的变化使得 Taylor 微尺度也发生轻微改变，进一步导致了混合函数和 Case 1 稍有差别。

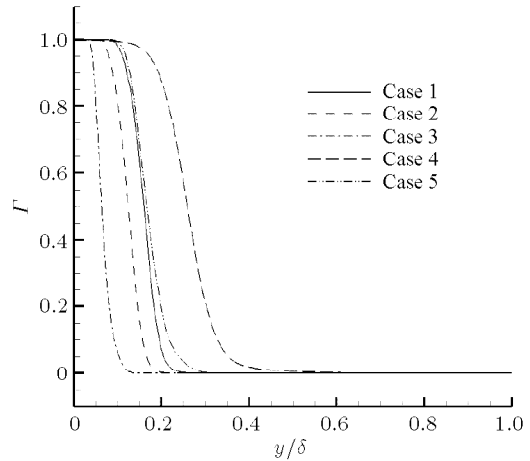


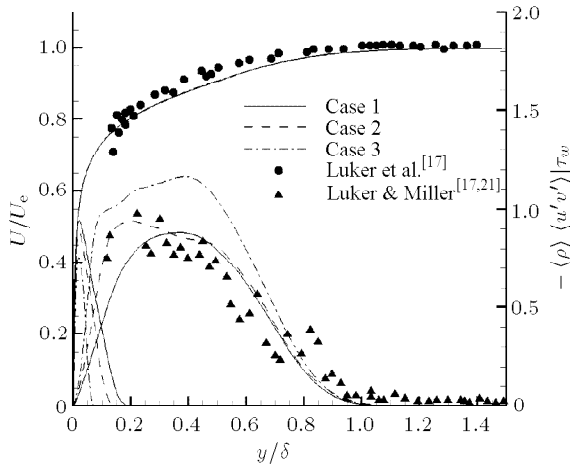
图 4 入口平面处平均混合函数分布

Fig.4 Mean blending function at the inlet plane

图 5(a) 给出了 Case 1, Case 2 和 Case 3 的入口平均流向速度的分布和雷诺剪切应力分布：图中圆点为平均无量纲流向速度试验值，与其接近的曲线为计算值，对应左边的坐标轴；三角标号为平均无量纲雷诺剪切应力试验值，雷诺剪切应力对应两条曲线，一条峰值离壁面较远，为 LES 求解出的结果，另一条峰值离壁面较近，是 RANS 模化给出的结果，对应右边的坐标轴，图 6(a) 和图 7(a) 中的定义相同。可以看到：在边界层的大部分区域，Case 1, Case 2 和 Case 3 的平均流向速度基本无差别，且和实验数据吻合较好，入口平均速度剖面并未出现文献 [20] 中提到的漂移现象；随着 RANS 区域的变薄，RANS 部分模化得到的雷诺应力逐步降低，而 LES 求解得到的雷诺应力逐步增大，Case 1 和 Case 2 的雷诺应力分布和实验吻合相对较好，而 Case 3 则在边界层的大部分范围内高估了雷诺剪切应力。

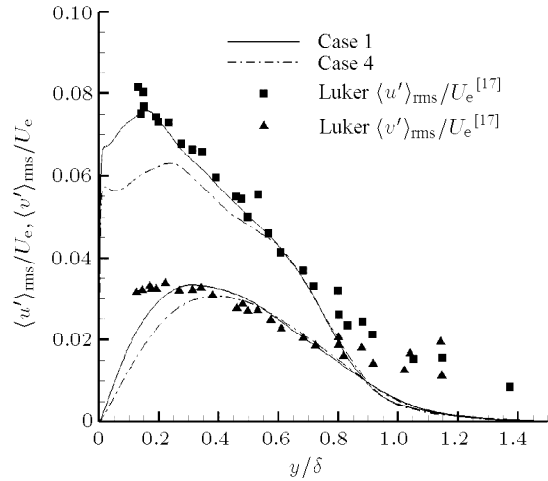
图 5(b) 给出了入口处流向及法向脉动速度均方根值的分布，且均采用边界层外缘速度无量纲化。可以看到，随着 RANS 区域的变薄，法向速度均方根值的峰值会缓慢降低，但变化并不剧烈，而流向脉动速度的均方根值在近壁附近则逐渐出现显著的尖峰。总体看来，三者边界层的大部分范围内得到均方根脉动速度值和实验数据吻合较好。

图 6(a) 给出了 Case 1 和 Case 4 入口平面的平均流向速度及雷诺剪切应力分布，图 6(b) 给出了相应的流向及法向脉动速度均方根值的分布。可以看到，二者的平均流向速度基本无差别，而由于混合函数过渡缓慢且 RANS 区域更厚，Case 4 在 $0.2 < y/\delta < 0.4$ 范围内受到湍流模型的显著影响，使得脉动速度与 Case 1 相比受到了更多的衰减，导致其脉动速度均



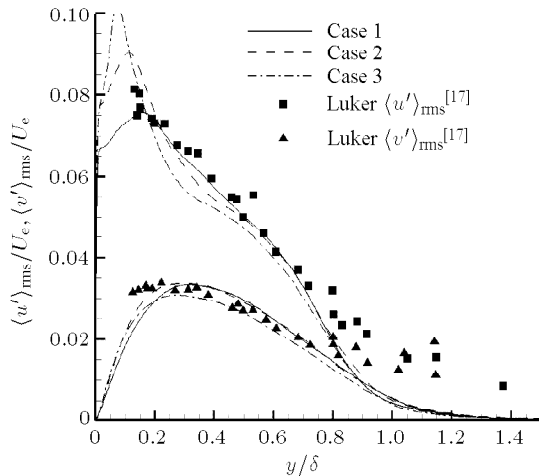
(a) 平均流向速度及雷诺剪切应力

(a) Mean streamwise velocity and Reynolds shear stress



(b) 流向及法向脉动速度均方根值

(b) RMS value of streamwise and normal velocity fluctuations



(b) 流向及法向脉动速度均方根值

(b) RMS value of streamwise and normal velocity fluctuations

图 5 Case 1, Case 2 和 Case 3 的对比

Fig.5 Comparison of Case 1, Case 2 and Case 3

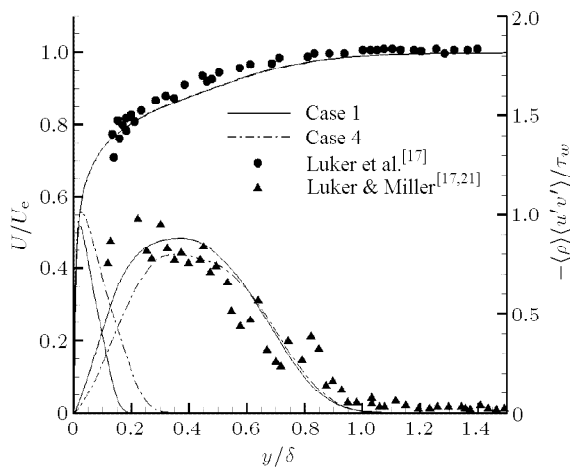
图 6 Case 1 和 Case 4 的对比

Fig.6 Comparison of Case 1 and Case 4

方根值及雷诺剪切应力的值均要低于 Case 1 及实验值, 需要注意的是, 在此范围内, Case 4 中 LES 部分求解出的雷诺剪切应力的不足会更多地得到 RANS 部分模化出的雷诺应力的弥补. 综合来看, RANS 区域向 LES 区域的过渡应当迅速一些, 以确保 LES 区域的大尺度结构不受到湍流模型过大的衰减作用的影响.

3.2 网格无关性研究

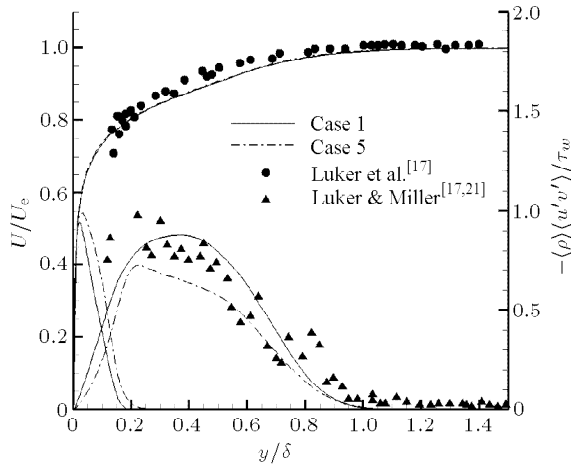
图 7(a) 给出了 Case 1 和 Case 5 的平均流向速度及雷诺剪切应力分布, 可以看到时均流向速度没有显著的差别, 而从雷诺应力的分布上可以看到: 由于系数网格的耗散作用, Case 5 得到的雷诺剪切应力和无量纲脉动速度均方根值均比 Case 1 偏小, 但总体来说处于可以接受的范围内, 此外, 网格分辨率的降低间接地影响了混合函数的分布状态, 使得在 Case 5 中 RANS 区域比 Case 1 有所增厚 (图 4), 这使得近壁附近的 RANS 模化得到的雷诺剪切应力稍大于 Case 1. 总体而言, 网格分辨率降低至 $10/\delta$ 时获得的单点 - 二阶的统计关联量的精度可以接受, 即可以根据 Escudier 混合长来确定混合 LES/RANS 方法的流向及展向网格步长. 对于本文的计算条件而言, 网格分辨率为 $20/\delta$ 和 $10/\delta$ 时对应的网格间距分别为 $\Delta x^+ = \Delta z^+ \approx 80$ 和 $\Delta x^+ = \Delta z^+ \approx 160$, 而对于近壁求解型的 LES 计算而言, 通常要求的网格尺度为 $\Delta x^+ \leq 150$ 和 $\Delta z^+ \leq 40$ ^[1], 可以看到, 采



(a) 平均流向速度及雷诺剪切应力

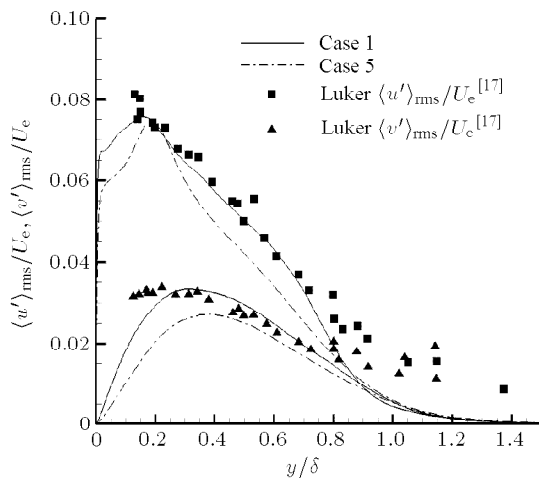
(a) Mean streamwise velocity and Reynolds shear stress

用混合 LES/RANS 方法能够显著降低近壁区域网格的需求, 尤其是展向网格量的需求. 关于网格分辨率这一结论, 本文和文献 [10] 类似, 但需要指出的是, 脉动量的计算精度不仅仅和网格分辨率有关, 还和差分格式的分辨率紧密相关, 所以这一结论并不具备通用性.



(a) 平均流向速度及雷诺剪切应力

(a) Mean streamwise velocity and Reynolds shear stress



(b) 流向及法向脉动速度均方根值

(b) RMS value of streamwise and normal velocity fluctuations

图 7 Case 1 和 Case 5 的对比

Fig.7 Comparison of Case 1 and Case 5

4 结 论

本文采用一种混合 LES/RANS 模拟方法对高雷诺数下的 $Ma = 2.8$ 平板湍流边界层进行了计算, 考虑了混合函数的特性、计算的维数和网格分辨率对于计算结果的影响, 得到如下结论:

(1) 本文的混合 LES/RANS 方法结合“回收/调节”方法可以捕捉到湍流边界层的大尺度结构, 入口边界层的平均参数不会出现文献 [20] 中指出的漂移现象;

(2) 对于目前的混合 LES/RANS 模拟方法而言, 混合函数需要将 RANS 区域和 LES 区域的过渡点置于对数律区向尾迹律区转化的位置来保证雷诺剪切应力的计算结果的合理性, 过薄的 RANS 区域使得雷诺剪切应力偏大; 而混合函数过渡过于缓和会导致边界层的部分区域的拟序结构受到 RANS 的影响而有所衰减, 使得脉动量计算值偏低;

(3) 在本文的计算模型及差分格式下, $10/\delta$ 的网格分辨率计算得到的二阶关联量和 $20/\delta$ 得到的结果相比而言仍然处于可以接受的范围内, 说明在当前采用模型及差分格式中, 流向及展向网格步长和 Escudier 混合长相当时即可获得精度可以接受的二阶关联量;

(4) 总体而言, 本文采用的混合 LES/RANS 可以对湍流边界层的拟序结构及脉动量的单点-二阶关联量进行较好地捕捉, 适用于超声速壁面湍流的计算.

在今后的工作中, 需要考虑更加细致的计算参数, 并采用混合 LES/RANS 方法对于激波/湍流边界层干扰等问题进行计算.

参 考 文 献

- Georgiadis NJ, Rizzetta DP, Fureby C. Large eddy simulation: current capabilities, recommended practices and future research. *AIAA Journal*, 2010, 48(8): 1772-1784
- Georgiadis NJ, Iwan J, Alexander D, et al. Hybrid Reynolds-averaged Navier-Stokes/Large eddy simulation simulations of supersonic turbulent mixing. *AIAA Journal*, 2003, 41(2): 218-229
- Schluter JU, Pitsch H, Moin P. Large eddy simulation inflow conditions for coupling with Reynolds-averaged flow solvers. *AIAA Journal*, 2004, 42(3): 478-484
- Spalart PR, Jou WH, Strelets M, et al. Comments on the feasibility for wings and on a hybrid RANS/LES approach. In: *Proceeding of First AFOSR International Conf on DNS/LES*, 1997
- Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows. *AIAA 2001-2306*, 2001
- Fan CC, Xiao XD, Edwards JR, et al. Hybrid Large eddy/Reynolds-averaged Navier-Stokes simulation of shock-separated flows. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2004, 41(6): 897-906
- 孙明波, 梁剑寒, 王振国. 二维凹腔超声速流动的混合 RANS/LES 模拟. *推进技术*, 2006, 27(2): 119-123 (Sun Mingbo, Liang Jianhan, Wang Zhenguo. Hybrid RANS/LES simulation of the supersonic flow over two-dimensional cavities.

- Journal of Propulsion Technology*, 2006, 27(2): 119-123 (in Chinese))
- 8 孙明波, 梁剑寒, 王振国. 超声速来流横向狭缝喷流标量运输的混合 RANS/LES 模拟. *力学季刊*, 2007, 28(3): 395-399 (Sun Mingbo, Liang Jianhan, Wang Zhenguo. Hybrid RANS/LES simulation for scalar transport of slot injection into a supersonic stream. *Chinese Quarter for Mechanics*, 2007, 28(3): 395-399 (in Chinese))
 - 9 范周琴, 孙明波, 刘卫东. 支板喷射超声速燃烧流场三维大涡模拟. *国防科技大学学报*, 2011, 33(1): 1-6 (Fan Zhouqin, Sun Mingbo, Liu Weidong. Three dimensional large eddy simulation of supersonic combustion flow field with strut. *Journal of National University of Defense Technology*, 2011, 33(1): 1-6 (in Chinese))
 - 10 Choi JI, Edwards JR, Baurle RA. Compressible boundary-layer predictions at high-reynolds number using hybrid LES/RANS method. *AIAA Journal*, 2009, 47(9): 2179-2193
 - 11 Menter FR. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 1994, 32(8): 1598-1605
 - 12 Lenormand E, Sagaut P, Comte P, et al. Sub-grid scale models for large-eddy simulations of compressible, wall-bounded flows. *AIAA Journal*, 2000, 38(8): 1340-1350
 - 13 Edwards J R. A Low-diffusion fluxing-splitting scheme for Navier-Stokes calculations. *Computer & Fluids*, 1997, 26(6): 635-659
 - 14 Jiang G, Shu CW. Efficient implementation of weighted ENO schemes. *Journal of Computational Physics*, 1996, 126(1): 917-923
 - 15 Dubuc L, Cantariti F, Woodgate M, et al. Solution of unsteady Euler equations using an implicit dual-time step method. *AIAA Journal*, 1998, 36(8): 1417-1424
 - 16 Jameson A, Yoon S. Lower-upper implicit schemes with multiple grids for the Euler equations. *AIAA Journal*, 1987, 25(7): 929-935
 - 17 Luker JJ, Bowersox RDW, Buter TA. Influence of curvature-driven favorable pressure gradient on supersonic turbulent boundary layer. *AIAA Journal*, 2000, 38(8): 1351-1359
 - 18 Batten P, Goldberg U, Chakravarthy S. Interfacing statistical turbulence closures with Large Eddy Simulation. *AIAA Journal*, 2004, 42(3): 485-492
 - 19 Wilcox DC. *Turbulence Modeling for CFD*. 3rd edn, La Canada, California: DCW Industries, 2006
 - 20 Sagaut P, Garnier E, Tromeur E, et al. Turbulent inflow conditions for large-eddy simulation of compressible wall-bounded flows. *AIAA Journal*, 2004, 42(3): 469-477
 - 21 Miller R, Dotter J, Bowersox RD, et al. Compressible turbulence measurements in supersonic boundary layers with favorable and adverse pressure gradients. In: *Transitional and Turbulent Compressible Flows*. New York: American Society of Mechanical Engineers, 1995

CNKI 优先出版编码: lxxb2011-110-20110913

(责任编辑: 周冬冬)

PARAMETRIC STUDY ON THE BLENDING FUNCTION IN TRANSITION ZONE OF THE LES/RANS METHOD¹⁾

Chen Ti²⁾ Liu Weidong Sun Mingbo Fan Xiaoqiang Liang Jianhan

(Science and Technology on Scramjet Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract Two-equation $k-\omega$ SST turbulence model was combined with Sagaut's mixed-length subgrid-scale model with a blending function to construct a hybrid large-eddy/Reynolds-averaged Navier-Stokes method. The method was used to compute a plate turbulent boundary layer at Mach number 2.8 with fifth-order WENO scheme. A recycling/rescaling method was used to generate and sustain turbulent fluctuations at the inlet. The RANS to LES transition parameters and mesh resolution were considered in order to assess the method. The results showed that the hybrid method could capture the large-scale structure in the turbulent boundary-layer and no shift of the inlet mean parameters was observed. The blending function should be designed to transition to LES toward the outer part of the logarithmic region and the transition should be sharp to obtain the correct Reynolds shear stress. Single point-second order velocity fluctuations statistics might be obtained and accepted on streamwise and spanwise meshes scaled by Escudier mixing length.

Key words hybrid large-eddy/Reynolds-averaged Navier-Stokes method, WENO scheme, turbulent boundary layer, "recycling/rescaling" method, blending function

Received 5 May 2011, revised 13 September 2011.

1) The project was supported by the National Natural Science Foundation of China (10802096).

2) E-mail: chenti0218@sina.com.cn