文章编号:1001-2486(2010)04-0001-06

二维激波/湍流边界层干扰的混合 LES/ RANS 模拟

陈 逊, 孙明波, 范晓樯, 刘卫东 (国防科技大学航天与材料工程学院,湖南长沙 410073)

摘 要:为了降低高雷诺数条件下大涡模拟方法的计算量,将两方程 ሎ ∞SST 湍流模型与 Yoshizawa 一方 程亚格子模型通过一个衔接函数相结合,构造一种混合大涡 雷诺平均 NS 方程模拟方法(混合 LES/ RANS)。 使用这种方法及 AUSM⁺ - up 格式对 20° 压缩斜坡的马赫 2 85 流动进行模拟,并考察了固定入口和在入口添 加白噪声两种湍流入口边界条件对于结果的影响。模拟结果再现了边界层的分离、再附以及分离激波等现 象,计算得到的分离区要显著大于试验结果,对于这种混合模拟方法的缺点进行了分析,并提出了可能的改进 方法。

关键词: μ-ω SST 湍流模型; 混合 LES/ RANS 方法; AUSM⁺ – up 格式; 激波/湍流边界层干扰 中图分类号: V435. 12 文献标识码: A

Hybrid LES/ RANS Simulation of 2D Shock/ Turbulent Boundary-layer Interactions

CHEN Ti, SUN Ming bo, FAN Xiao qiang, LIU Wei dong

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: In order to reduce the computational cost of LES for high Reynolds number, a hybrid Large Eddy Simulation/Reynolds-Averaged Navier-Stokes (hybrid LES/RANS) approach which combined two-equation $k-\omega$ SST turbulence model and Yoshizawa's oneequation sub-grid scale model with a blending function was developed. The hybrid method together with AUSM⁺-up scheme was conducted to investigate a Mach 2 85 flow field of a 20 degree compression ramp. The effects of two kinds of inflow boundary conditions (fixed inlet and inlet with super-imposed white noise) were investigated. Separation and reattachment of the boundary layer along with separation shock were obtained from the simulation. The separation zone predicted was significantly larger than the experimental result. Defects of the hybrid method were analyzed and possible improvements were presented.

Key words: $k-\omega$ SST turbulence model; hybird LES/RANS approach; AUSM⁺-up scheme; shock/turbulent boundary layer interactions

激波/湍流边界层干扰现象广泛存在于高超声速进气道流动中,也是导致进气道捕获流量系数低、 进气道不起动的重要原因^[1]。对于激波/湍流边界层干扰的数值模拟研究工作已经得到广泛的开展,从 目前的研究状况来看,雷诺平均 NS 方程方法(RANS) 结合传统的湍流模型能够较好地预测时间平均壁 面压力和热流以及弱干扰和中等强度干扰的初始分离位置,而对于干扰区的下游流动和强干扰中的压 力和热流,计算的结果和实验结果差别很大。除此之外, RANS 无法有效预测分离区以及激波的非定常 特性^[2]。

由于 RANS 的局限性,不少学者采用大涡模拟(LES)和直接数值模拟(DNS)研究激波/湍流边界层干扰流动,而 DNS 的计算量相当大,相比之下 LES 更加易于在较高的雷诺数下实现。但是 LES 的问题在 于其近壁计算的不准确性,通常需要采用壁面函数进行修正或者极其精细的网格(和 DNS 等同),这二 者无疑都增加了近壁计算的难度^[3]。所以,有些学者提出了将 RANS 和 LES 相结合的混合模拟方 法^[4-7],对高雷诺数流动实现一个比较"便宜"的 LES,即研究如何采用相对较粗的壁面网格、简单的入 口边界条件和常规的二阶精度格式来获得类似于 LES 的结果。

当计算的流场入口为湍流时, LES 方法对于入口参数的脉动非常敏感^[8], 需要合理地给定入口的湍流脉动条件。Sagaut 归纳了五种入口边界条件的提法^[8], 其中计算量最小且最容易实现的是添加白噪声, 添加白噪声的方法是指添加速度脉动量, 并使之满足二阶统计特性(例如雷诺应力), 然后根据一定的关系导出别的流场参数的脉动值。本文采用 Xiao 等人提出的混合 LES/ RANS 方法^[7], 对 20° 压缩斜坡的马赫 2.8 流动进行模拟, 并分析了这种方法在简单的 RANS 类型的入口边界以及入口添加白噪声条件下的计算结果, 为这种混合模拟方法的发展和激波边界层干扰这类复杂流场的进一步数值模拟研究提供参考。

1 数值模拟对象及控制方程

二维压缩斜坡的流动问题如图 1 所示,为了将计算结果与 Settle^[9] 的实验结果相对照,所有条件均与 Settle 的实验条件相对应。如图 1 所示,以压缩拐角的定点为 X = 0,在拐角上游和下游 X 坐标均延壁面度量,上游的 <math>X 坐标为负,下游的 X 坐标为正, Y 坐标垂直于壁面。文献中给出实验测得的 <math>X =- 3. 81 cm 处的流动参数如表 1。



表 1 X= - 3 81 cm 处的来流参数

图 1 Settle 的 20 压缩拐角示意图

Fig. 1 20° Compression corner in Settle's experiment

混合大涡模拟/雷诺平均模拟方法^[7]将 Menter 的两方程 & ω SST 模型^[10]和 Yoshizawa 的一方程亚格 子模型^[11]通过一个依赖于到壁面的距离的衔接函数相结合,在近壁附近采用 & ω SST 模型进行计算,而 在主流区则切换成为 LES 进行计算,其方程如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_{i})}{\partial x_{i}} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho_{ii}}{\partial t} + \frac{\partial \left(\rho_{ii}u_{j} + p_{i}\right)}{\partial x_{j}} = \frac{\partial \left(\tau_{j} + \tau_{j}\right)}{\partial x_{j}}$$
(2)

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial \left(E + p\right) u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \left(q_j + Q_j\right)}{\partial x_j} + \frac{u_i \left(\mathbf{T}_{ji} + \mathbf{T}_{ji}\right)}{\partial x_j}$$
(3)

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{ij}k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_l + \sigma_k \mu_l \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \left[F\beta^* k\omega + \left(1 - F \right) C_d \frac{k^{1.5}}{\Delta} \right]$$
(4)

$$\frac{\partial \rho_{\omega}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{u_j} \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_l + \sigma_{\omega} \mu_l \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\rho_Y}{\mu_l} P_k - \beta \rho_{\omega}^2 + \frac{2\left(1 - F_1\right) \sigma_{\omega_2} \rho_{\partial} \omega}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}$$
(5)

其中, $\tau_{ij} = 2\mu_i S_{ij}$, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_j \right]$, $\tau_{ij} = 2\mu_i S_{ij} - \frac{2}{3} \rho_k \delta_{ij}$, $q_j = \frac{\mu_i}{Pr_i} C_P \frac{\partial T}{\partial x_j}$, $Q_j = \frac{\mu_i}{Pr_i} C_P \frac{\partial T}{\partial x_j}$, Δ 为

滤波宽度,对于二维问题可取 $\Delta = \sqrt{\Delta x \Delta y}$ 。混合湍流粘性系数按下式给出:

$$\mathbf{\mu}_{t} = F \mathbf{\mu}_{t}^{RANS} + \left(1 - F\right) \mathbf{\mu}_{t}^{SCS} \tag{6}$$

其中, μ_{t}^{RMS} 由 SST 模型给出, $\mu_{s}^{GS} = C_{s} \rho_{s} f_{k} \Delta$, 本文根据 Yoshizawa 的取法取 $C_{\mu} = 0.05$, $C_{d} = 1.0$ 。对于空 气, 湍流普朗特数 Pr_{t} 取 0.9, SST 模型中的常数 β^{*} 、 β 、 σ_{s} 、 σ_{o} 和 σ_{o2} 以及符号的取法见文献[10]。混合 函数 *F* 的取法有很多种, 在此按照 Fan 的方法^[6], 类比 SST 湍流模型的构建过程构造 *F*, 计算公式如下:

$$F = \tanh\left(\eta^{4}\right), \quad \eta = \max\left[\frac{\sqrt{k}}{0.09 \, \mathrm{vd}}, \frac{500 \, \mathrm{v}}{\mathrm{vd}^{2}}\right] \tag{7}$$

其中,d为到壁面的最近距离。为了便于采用有限差分,从物理域转换到计算域,即 $(x, y) \Rightarrow (\xi, \eta)$ 。

2 数值模拟方法

2.1 数值离散格式

LES 计算格式要求有较高的精度和分辨率,通常采用高阶格式计算,而对于混合 LES/ RANS 方法,也 有部分学者采用二阶格式计算,本文选用 Liou 的 AUSM⁺-up 格式^[12] 对无粘项进行离散,AUSM 类格式基 本思想是将对流通量和压力通量分开,分别进行分裂,这类格式分辨率高、计算量小、并且易于推广。 AUSM⁺-up 格式则通过添加压力和马赫数的耗散项,抑制了 AUSM⁺ 格式的激波后数值过冲的问题并且 改善了格式对于低 *Ma* 数流动问题的计算精度。粘性通量用二阶中心差分离散。

由于计算非定常问题,需要较高的时间精度,而对于这类湍流边界层流动,壁面附近网格密度很大,显示格式的时间步长会受到限制,因此时间积分采用双时间尺度法,内迭代选为常用的 LU-SGS 方法。

2.2 网格与边界条件

网格数为 449×129, 网格流向均匀分布, 法向在壁面附近进行了加密, 保证第一层网格 $y^* \approx 1$ 。壁面采用无滑移绝热条件, 超声速出口条件对流动物理量采用二阶外推, 超声速入口的参数直接给定来流的值, 靠近壁面处的入口采用同样的程序和网格计算平板边界层, 当边界层参数符合实验测量结果时取此时的边界层参数为入口参数。初始化采用 SST 模型计算得到的 RANS 流场。由于大涡模拟对于入口的湍流边界条件比较敏感, 在此采用两种入口湍流边界条件类型: (1) 不给任何湍流脉动, 即采用和RANS 计算相同的边界条件; (2) 采用文献[13] 中的方法在入口添加白噪声, 具体给定方法如下, 式(8) 左侧为瞬时参数, 上标"⁻"表示时均参数, 上标"[']"表示湍流脉动参数:

$$\begin{cases} U(x, y, t) = U(x, y) + u'(x, y, t) \\ V(x, y, t) = V(x, y) + v'(x, y, t) \end{cases}$$

$$\begin{cases} u'(x, y, t) = \sqrt{2}u_{ms}(x, y) \frac{\sum_{m} \alpha_{m} \sin(\omega_{m}t + \phi_{m})}{\sum_{m} \alpha_{m}} \\ v'(x, y, t) = \sqrt{2}v_{rms}(x, y) \frac{\sum_{m} \beta_{m} \sin(\omega_{m}t + \theta_{m})}{\sum_{m} \beta_{m}} \end{cases}$$

$$(8)$$

$$(9)$$

均方根速度定义为

$$u_{rms}\left(x, y, z\right) = \sqrt{u'u'}, \quad v_{rms}\left(x, y, z\right) = \sqrt{v'v'}$$

其中, ω 是脉动频率, α 、 β 是脉动振幅, ϕ 、 θ 是随机相位角, 取值区间为[0, 2元]。 ω 与流向距离内可被 求解的正弦波相对应, $\omega_m = \frac{\pi \left(U_{\infty + a_{\infty}} \right)}{2^m \Delta x}$, 如果湍流谱信息未知, 离散振幅 α_m 、 β_m 可以随机选取。假设 脉动量之间的关联可以通过 v' 的序列来控制, 这个序列可以保持所选择均方根值和关联值 $\overline{uv}(x, y)$, 序列如下:

$$v'_{carr} = \left(\underbrace{\overrightarrow{u'v}}_{u'u'} u' + \left(1 - \left(\underbrace{\overrightarrow{u'v}}_{u'u'} \right)^2_{v'v'} \right)^{1/2} v'$$
(10)

根据 Morkovin 的强雷诺比拟^{14]} 可近似认为中等超声速条件下, 压力脉动和总温脉动可以忽略, 则温度 脉动由下列关联给出:

$$T(x, y, t) = T(x, y) + T'(x, y, t)$$

$$T'(x, y, t) = -\frac{Uu' + Vv' + \frac{1}{2}(u'u' + v'v')}{C_P}$$
(11)

C_P为定压比热,密度 P 由状态方程给出。

上述方法可以保证脉动参数保持均值,方差和协方差的信息由 RANS 方法获得,计算中取 m = 20, 并且采用伪随机数方法产生 ϕ_m 、 θ_m 、 α_m 、 β_m 。在下文中,采用 SST 模型的 RANS 计算结果、入口固定以及 入口添加白噪声的计算结果分别记为 Menter SST、hybrid-fix 和 hybrid-white noise。

3 数值模拟结果

3.1 时均结果

图2 给出了采用 SST 模型的 RANS 模拟、hybrid-fix 和 hybrid-white noise 方法计算得到时均结果的 *Ma* 数分布,可以看到 SST 模型得到的分离区最小,而 hybrid fix 模型得到的分离很大, hybrid-white noise 得到的分离区在二者之间,但也明显大于 SST 的结果,且分离区的厚度要明显高于前两者。图3 给出了相应的壁面压力分布和 Settle 的试验数据的对比,注意图中的 *x* 坐标按图1 中的方式度量,其中 SST 模型得到的壁面压力分布和实验数据吻合较好,前端压力平台稍微靠前,即计算得到的分离区稍大于实验结果,再附区的压力计算比较准确;而 hybrid-fix 方法和 hybrid-white noise 方法得到的壁面压力分布的平台前缘要靠近上游很多,其中 hybrid-white noise 方法计算得到的压力平台比试验结果高很多,这是因为相对较厚的分离区使得分离激波更强,分离激波厚的压力上升更多。在拐角的下游,二者的计算得到的压力分布均比试验值要小,并且需要较长的距离才能逐渐上升至试验测得的压力水平,这说明二者计算得到的再附区要比试验值大很多。



3.2 瞬时结果及分析

图4 给出了 hybrid-fix 计算得到的涡粘系数和混合函数云图, 可以看到在分离激波之后, 混合函数 将激波造成的初始分离当作自由剪切运动, 迅速由 RANS 切换至 LES 而导致涡粘系数大幅度下降, 这使 边界层从主流获取的能量减少, 边界层的速度剖面变得不饱满, 难以抵抗激波造成的逆压梯度, 从而使 得分离区进一步增大。

图 5 给出了入口添加白噪声时的时均流场的 Ma 数云图和涡粘系数云图,可以看到入口添加白噪 声的条件下,仍然存在和固定入口相同的问题,即分离激波之后的涡粘系数大幅度下降使得边界层易于 分离。由于入口添加的白噪声能够给边界层补充一定的脉动能量,使得边界层抗逆压梯度的能力稍强 于 hybrid-fix 的情况, 所以分离区比 hybrid-fix 稍小。



图 4 hybrid fix 计算得到的瞬时流场的涡粘系数和混合函数云图

Fig. 4 Instantaneous eddy viscosity and blend funtion countours of hybrid-fix



图 5 hybrid-white noise 计算得到的瞬时流场的涡粘系数和混合函数云图

Fig. 5 Instantaneous eddy viscosity and blend function countours of hybrid-white noise

取 x = 0.025m、0.075m、0.0125m、0.0175m、0.0225m、 0.0275m 处的壁面点,依次记为p1、p2、p3、p4、p5 和p6,其中 p1、p2位于来流的平板湍流边界层内,p3位于压缩拐角上游 的分离区内,p4、p5 和p6位于压缩拐角的下游。记录其压力 (采用来流压力归一化)的时间序列,如图6,其中横坐标为采 用通流时间T(定义为流体微元以自由来流的速度穿过整个计算域的时间)无量纲化的流场发展时间,从图上可以看到,6 个点的压力随时间变化均比较平缓,没有振荡的过程,即在入 口添加白噪声的情况下,并没有激励出大尺度湍流结构,这显 然无法反映出湍流流动的非定常特点。这可能是因为添加的 白噪声和NS 方程不相容,使得湍流结构发展缓慢,在此算例 中0.1m 的距离内还不足以形成拟序结构;此外,从图4和图5





可以看到,在来流边界层中 RANS 区域所占的厚度约为边界层厚度的 50%,而在 RANS 区域内湍流模型 给出的涡粘系数很大,会很快将添加在入口的脉动量耗散掉,这使得湍流结构的产生变得更加困难。

从上面的计算结果可以看到,这里采用的 LES/RANS 方法尽管实现了 LES 和 RANS 的结合,但在简 单的湍流入口边界条件下的结果并不理想,其可能的改进方向有以下两种:(1)在入口添加合理的湍流 入口条件,使得来流边界层保持一定的脉动能量,边界层在分离激波之后对逆压梯度有足够的抵抗能 力;(2)构造"智能"的混合函数,对上游的湍流历史效应有所考虑,使之在初始分离激波之后向 LES 模态 切换的位置更加合理。

4 结论

对二维超声速斜坡流动进行了混合 LES/ RANS 模拟,并对比分析了固定入口和入口添加白噪声两 种湍流入口边界条件下的计算结果,模拟的结果能够得到主激波、分离激波、边界层的分离和再附等现 象,但两种入口条件下计算得到的分离区要显著大于试验结果,而且计算结果并未反映出来流湍流边界 层的非定常特性。经分析,这是因为混合函数在分离激波之后会切换为 LES 模态,使得边界层的涡粘 系数大幅度降低,导致边界层抗逆压梯度的能力减弱,进一步使得分离区增大。而不论是固定入口还是 在入口添加白噪声,均无法给来流边界层提供足够的湍流脉动能量以抵抗逆压梯度。在进一步的研究 中,需要针对于目前采用的混合 LES/RANS 方法建立能够较为准确反映湍流边界层特征的入口边界条 件,或者构造一种更加完善的混合函数。

参 考 文 献:

- [1] 范晓樯. 高超声速进气道的理论、仿真与试验研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2006.
- [2] Knight D, Yan H, et al. Advances in CFD Prediction of Shock Wave Turbulent Boundary Layer Interactions [J]. Progress in Aerospace Science, 2003, 39: 121-184.
- [3] 张兆顺, 崔桂香. 湍流[M]. 北京: 国防工业出版社, 2005.
- [4] Speziale C.G. Tuebulence Modeling for Time-dependent RANS and VLES: A Review [J]. AIAA Journal, 1998, 36(2): 173-184.
- [5] Spalart P R, Jou W H, Strelets M, et al. Comments on the Feasibility of LES for Wings and on a Hybrid RANS/LES Approach[J]. Advances in DNS/LES, Greyden Press, Columbus, OH, 1997: 137– 147.
- [6] Fan T C, Tian M, Edwards J R, et al. Validation of a Hybrid Reynolds Averaged/Large-Eddy Simulation Method for Simulating Cavity Flameholder Configuration[C]// AIAA Paper2001–2929, June 2001.
- [7] Xiao X D, Edwards J R, Hassan H A. Inflow Boundary Conditions for Hybrid Large Eddy/ Reynolds A veraged Navier Stokes Simulations [J]. AIAA Journal, 2003, 41(8): 1481- 1489.
- [8] Sagaut P. Turbulent Inflow Boundary Conditions for Large-Eddy Simulation of Compressible Wall-bounded Flows [R]// AIAA Paper 06- 498, 2006.
- [9] Settle G S, Dodson L J. Hypersonic Shock/Boundary Layer Interaction Database[R]. NASA CR- 177577, 1991.
- [10] Menter F R. Two-equation Eddy-viscosity Turbulence Models for Engineering Applications[J]. AIAA Journal, August 1994, 32(8): 1598-1605.
- [11] Yoshizawa A, Horiuti A. A Statistically-derived Subgrid Scale Kinetic Energy Model for Large Eddy Simulation of Turbulent Flows[J]. Journal of the Physical Society of Japan, 1985, 54: 2834.
- [12] Liou M S. A Sequel to AUSM, Part II: AUSM + up for all Speeds [J]. Journal of Computational Physics, 2006 (214): 137-170.
- [13] Norris J W, Edwards J R. Large-Eddy Simulation of High-speed Turbulent Diffusion Flames with Detailed Chemistry [R]. AIAA Paper 1997 0370, 1997.
- [14] Favre A. The Mechanics of Turbulence Shear Layer[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1997, 9: 33-54.