基于熵限制的 Baldwin-Lomax 湍流模型

赵 瑞 阎 超 于 剑

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100191)

摘 要: 针对 Baldwin-Lomax(BL)模型在模拟超声速复杂流动中的不足,提出一种基于熵限制的新型修正方式. 分别采用原始的 BL 模型(BL-origin)、修正后的 BL 模型(BL-entropy)以及 Wilcox k-ω 两方程模型对超声速平板、超声速二维压缩拐角以及膨胀-压缩拐角 3 个典型算例进行计算,结果表明 BL-entropy 能够较好地获取长度尺度进而得到均匀合理的涡粘性分布. 同时,该修正方式简单高效并且适用于其他与超声速边界层有关的模型,具有较大的发展潜力.

关 键 词: 湍流模型; 熵; 超声速流动; 计算流体力学

中图分类号: V 211.3

文献标识码: A **文 章 编 号**: 1001-5965(2012)02-0175-05

New kind Baldwin-Lomax turbulence model under the limit of entropy

Zhao Rui Yan Chao Yu Jian

(School of Aeronautic Science and Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: A new kind correction to Baldwin-Lomax turbulence model (BL-entropy) based on the concept of entropy was proposed. The supersonic plane, two-dimensional supersonic compression corner and expansion-compression corner which were representative in the engineering area were chosen in the numerical simulation to evaluate the performance of this model. It is found that BL-entropy can conquer the essential deficiency of the original model by providing a more physically correct length scale in the supersonic complex flow. Moreover, this method is simple, computationally fast and general, making it applicable to other models related with the supersonic boundary layer.

Key words: turbulence models; entropy; supersonic flows; computational fluid dynamics

超声速飞行器在大多数飞行情况下都处于湍流流态. 由于湍流是流体微团的不规则运动,湍流运动产生的质量、动量和能量的输运将远远大于分子热运动产生的宏观输运,同时湍流脉动导致额外的能量耗散,引起气动加热和摩阻增加. 此外,高超声速流动中普遍存在激波与湍流边界层相互作用、激波诱导边界层分离与再附等非常复杂的现象,因此湍流计算对准确预估高超声速飞行器的气动性能非常重要.

目前湍流数值模拟一般有 3 种方法:直接数值模拟(DNS, Direct Numerical Simulation),大涡模拟(LES, Large Eddy Simulation),雷诺平均 N-S 方程(RANS, Reynolds Average Navier-Stokes). 受目前计算机条件等限制,前两种方法只限于求解一些低雷诺数的简单流动,RANS 只计算大尺度平均流动,所有湍流脉动对平均流动的作用均用模型假设封闭,使计算量大为减少,其中 BL(Baldwin-Lomax)零方程湍流模型构造最简单、鲁棒性最好、精度较高,在工程界应用最广泛.

原始的 BL 模型[1]在工程计算中存在的不足主要表现在:强逆压梯度非平衡湍流边界层;分离区附近及内部流动;激波/边界层干扰;超声速及

收稿日期: 2010-11-12; **网络出版时间**: 2012-02-21 11:47; **DOI**: CNKI:11-2625/V.20120221.1147.029

网络出版地址: www.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20120221.1147.029.html

基金项目: 国家 973 计划资助项目(2009CB724104)

作者简介: 赵 瑞(1987 -),男,山东阳谷人,博士生,zr8800@126.com.

高超声速激波附近存在剧烈涡量变化的流动等. 为此,研究学者针对具体的流动工况提出了不同的修正方式:文献[2]针对大分离漩涡流动提出 Degani-Schiff 修正;文献[3]指出该修正的物理缺陷,并提出 Kcut 修正,但仍然存在如何确定 Kcut 点位置的问题;文献[4]针对后掠激波/边界层干扰流动提出 Panaras 修正,该方法必须人为指定分离前参考点;与此类似,文献[5]提出的松弛模型也是通过人为指定参考点引入上游历史效应,显然这种修正方式在实际工程运用中受到限制.

针对超声速复杂流动,本文引入熵限制的概念,试图在不增加原始 BL 模型复杂度的前提下,提高 BL 模型的预测精度,使之更好地适于工程运用. 为检验该修正方式的效果,分别采用原始的 BL 模型(BL-origin)、修正后的 BL 模型(BL-entropy)及两方程 Wilcox k-ω[6]模型对超声速平板、超声速压缩拐角、超声速膨胀-压缩拐角进行数值模拟,并对这种新型的修正方式做出综合评价.

1 数值方法

1.1 控制方程

基本控制方程为雷诺平均 N-S 方程,其守恒形式为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i)=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{2}$$

$$\frac{\partial e}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}(u_j e)=\frac{\partial}{\partial x_j}(-u_j p+u_i\tau_{ij}+q_i) \tag{3}$$

$$\tau_{ij}=\tau_{lij}+\tau_{tij}$$

$$\tau_{lij}=\mu\left(u_{i,j}+u_{j,i}-\frac{2}{3}u_{k,k}\delta_{ij}\right)$$

$$\tau_{tij}=-\frac{2}{3}\rho k\delta_{ij}+\mu_t\left(u_{i,j}+u_{j,i}-\frac{2}{3}u_{k,k}\delta_{ij}\right)$$

其中,τ_{ij}为雷诺应力,对于 μ_t 模化方法不同,构造不同的涡粘性湍流模型.

采用有限体积法求解 N-S 方程,计算采用量热完全气体假设,粘性通量采用中心差分格式进行离散,无粘通量的离散选择 Roe 的 FDS(Flux Difference Splitting)格式,时间推进采用 LU-SGS(Lowerk-Upper Symmeffic Gauss-Seidel)隐式方法.

1.2 湍流模型

BL 模型对湍流边界层的内层与外层采用不同的混合长假设,其涡粘性如下所示:

$$\mu_t=\begin{cases}(\mu_t)_{\text{inner}} & Y\leqslant Y_c\\ (\mu_t)_{\text{outer}} & Y>Y_c\end{cases} \tag{4}$$

其中,Y_c 是 $(\mu_t)_{\text{inner}}=(\mu_t)_{\text{outer}}$ 时 Y 到壁面最小距离.

对于内层,即 $Y\leqslant Y_c$,有:

$$(\mu_t)_{\text{inner}}=\rho(KYD)^2\Omega \tag{5}$$

其中,ρ 为密度;Ω 为涡量;$K=0.4$ 为 Karman 常数;Van Driest 衰减因子 D 如下:

$$D=1-\exp(-Y\sqrt{\rho_w|\tau_w|}/26\mu_w) \tag{6}$$

其中 τ_w 为壁面摩擦力.

对于外层,即 $Y>Y_c$,有:

$$(\mu_t)_{\text{outer}}=\rho k C_{cp}F_{\text{wake}}F_{\text{kleb}} \tag{7}$$

其中,$k=0.0168$;$C_{cp}=1.6$.

尾迹函数 F_{wake}如下式所示:

$$F_{\text{wake}}=\min(Y_{\max}F_{\max},C_{wk}Y_{\max}U_{\text{dif}}^2/F_{\max}) \tag{8}$$

其中 $F_{\max}=\max(Y\Omega D)$;$Y_{\max}$是函数 $F=Y\Omega D$ 达到最大值 $F_{\max}$的位置;$C_{wk}=1.0$;U_{diff}是平均速度分布中最大值与最小值之差.

Klebanoff 间歇函数 F_{kleb}如下式所示:

$$F_{\text{kleb}}=[1+5.5(C_{\text{kleb}}Y/Y_{\max})^6]^{-1} \tag{9}$$

其中,$C_{\text{kleb}}=0.3$;边界层厚度 $\delta=Y_{\max}/C_{\text{kleb}}$.

大量研究表明,原始的 BL 模型只能准确地预测附体流动以及弱分离流动,对于激波/边界层干扰以及分离、再附等复杂流动却无能为力. 究其根本原因,一方面 BL 模型中的经验常数 $C_{cp}=1.6$,$C_{\text{kleb}}=0.3$ 是基于跨声速的平衡流动得出的,并不适用于超声速及高超声速的复杂流动;另一方面外层涡粘性的捕捉严重依赖于 $F_{\max}$, $Y_{\max}$的确定,原始的 BL 模型并未限制寻找 $F_{\max}$的范围,在复杂流动中会导致长度尺度 $Y_{\max}$的不确定性. 图 1 为采用两方程 Wilcox k-ω 模型对 24°超声速压缩拐角数值计算结果,可看出即使在附体流动(图 2 站位 $x=-1$),由于剧烈的非平衡效应,F 在边界层外存在一个虚假的极大值,在分离区及激波区域(图 2 站位 $x=-0.5$, -0.3,0,0.3,0.5),出现多个极值,不同极值间相差近一个量级. 显然在复杂流动中,原始的 BL 模型将沿流向得到非物理或间断的 $F_{\max}$与 $Y_{\max}$,从而导致涡粘性分布不均匀,使得 BL 模型的应用受到限制.

针对上述问题,本文提出熵限制的概念. 熵的大小表征能量的耗散程度,由于边界层内湍流剧烈的脉动以及与壁面的摩擦作用,当地的熵值要远远大于外流,同时研究发现,在超声速流动中,无论是在流动附体区还是激波/边界层干扰的分离区,沿壁面法向熵值都能够保持较好的单调性(图3). 因此,本文以熵的大小作为函数 F 搜寻范围的判断指标,进而保证涡粘性的合理分布.

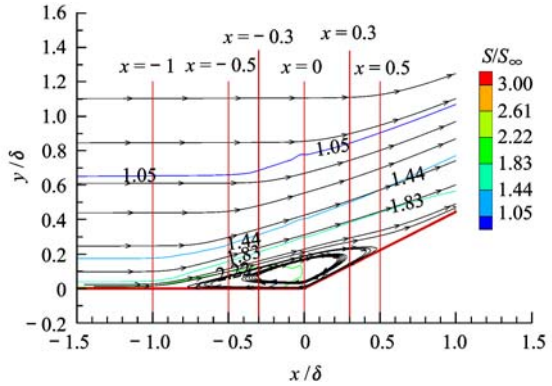


图 1　24°压缩拐角等熵线图,$Ma=2.84$

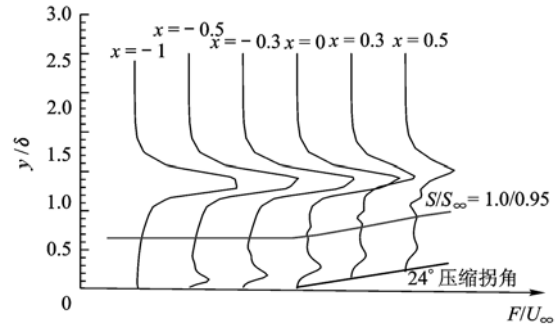


图 2　函数 F 沿壁面法向分布图

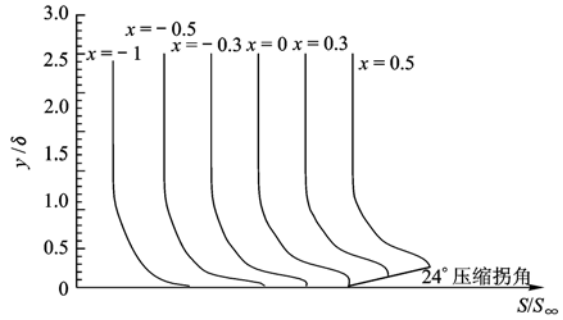


图 3　熵沿壁面法向分布图

搜寻过程分两步完成:①沿壁面法向向外搜索直到 $S/S_\infty > C$ 停止,储存停止位置;②函数 F 由停止位置反向搜索,确定 F_{max} 与 Y_{max},如图 4 所示.

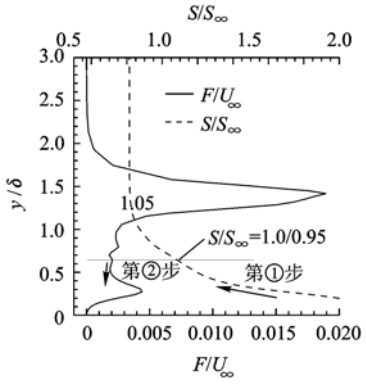


图 4　搜寻过程示意图

本文中常数 C 比拟边界层厚度 δ:$U_e/U_\infty = 0.95$,取 $C = 1.0/0.95$. 修正后模型采用文献[4]针对超声速流动建议的 $C_{cp} = 2.08$.

2　计算结果及分析

本文采用 BL-origin、BL-entropy 以及两方程 k-ω 模型分别对超声速平板($Ma = 2.25$)、超声速压缩拐角($Ma = 2.85$)、超声速膨胀-压缩拐角($Ma = 2.9$)进行数值模拟,流动现象包括简单的附体流动到复杂的激波/边界层干扰、分离以及再附,以期对这种新型的修正方式进行综合的评估.

2.1　超声速平板算例

文献[7]采用 DNS 方法对超声速平板进行数值试验,试验条件如下:$Ma_\infty = 2.25$,$Re = 63\,500\ \text{in}^{-1}$(1 in = 2.54 cm).

如图 5 所示,将 BL-origin 模型中的 C_{cp} 改为 2.08,构造 BL-origin-coe,计算结果与 BL-entropy 重合,但在对数率区与 BL-origin 差别较大,一方面说明对于简单的平板流动,本文提出的熵限制修正能够回归到原始模型,另一方面再次印证模型参数(C_{cp},C_{kleb})对 BL 模型性能有较大的影响. 鉴于超声速可压缩效应的影响,4 种模型计算结果与 DNS 数据稍有差异.

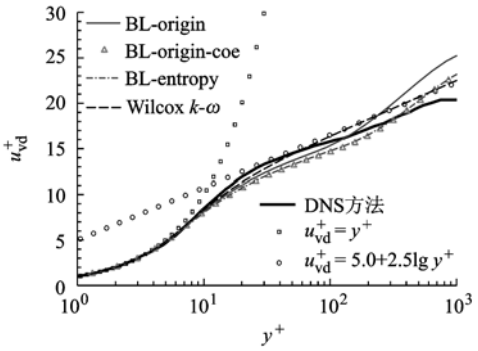


图 5　超声速平板速度型($x = 8.8$ in)

图 6 为沿流向(x 方向)平板边界层厚度以及等熵线位置分布,可以看出等熵线具有类似边界

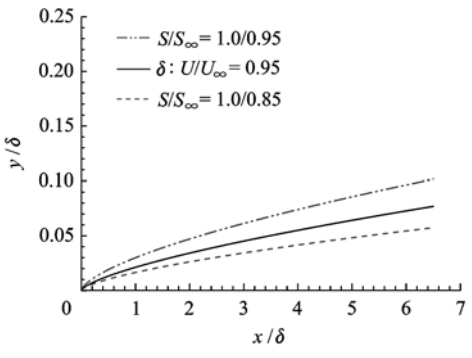


图 6　平板边界层以及等熵层

层的性质,文中选取 $C=1.0/0.95$ 既能将边界层包络在内,又能将外流分割出来,对函数 F 的搜寻范围起到合理的约束作用.

2.2 超声速压缩拐角

文献[8]在普林斯顿大学超声速风洞对二维压缩拐角进行了试验研究,其中 24°压缩拐角试验条件如表 1 所示.

表 1 24°超声速压缩拐角试验条件

参数	压缩拐角	M_∞	T_0/K	P_0/Pa	δ/mm	Re_δ
数值	24°	2.84	262	6.9×10^5	23	1.57×10^6

如图 7 所示,超声速气流流至拐角前段时,在逆压梯度的作用下,边界层变厚,从而使主流提前产生一系列的压缩波,并在离拐角一定距离处汇聚成一道分离激波,激波后边界层往往不能承受强逆压梯度而发生分离,形成一个"凸包",超声速气流流经该"凸包"后紧接着在斜面的压缩作用下,形成新的压缩波区.

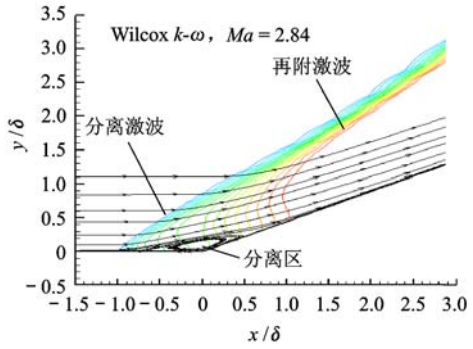


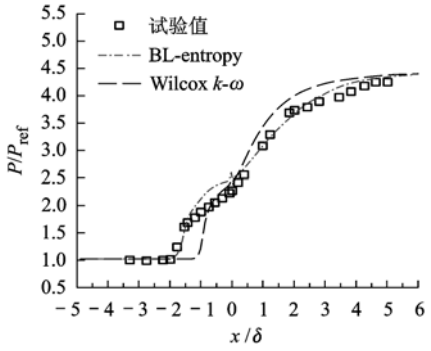
图 7 超声速压缩拐角流场示意图

与文献[9-10]结论一致,本文采用 BL-origin 进行计算未能得到收敛结果. 图 8 为修正后的 BL-entropy 与 Wilcox k-ω 计算所得壁面压力、摩擦力分布,可以看出,BL-entropy 能够很好地预测分离点的位置,其中压力分布与试验值吻合一致,但再附区中涡粘性预估不足,导致摩擦力低于试验值. 对比两个模型计算所得涡粘性分布(图 9),BL-entropy 能够有效地将涡粘性均匀地限制在壁面附近,达到了熵限制的目的.

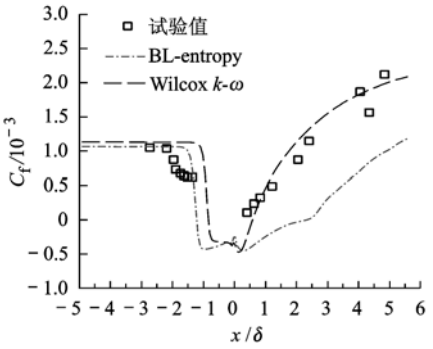
2.3 超声速膨胀-压缩拐角

超声速湍流膨胀-压缩拐角是吸气式高超声速飞行器燃烧室和尾喷管部分的典型流动. 采用的试验模型来流条件为[11-12]:拐角角度 $\alpha=25°$,高度 $h=15$ mm,$Ma=2.9$,单位长度雷诺数 $Re=3.8\times10^7$ m^{-1},来流湍流边界层厚度在膨胀拐点处为 $\delta=5.08$ mm.

图 10 为超声速膨胀-压缩拐角流场示意图,超声速气流在第一个拐角处发散出膨胀波系,在压缩拐点处由于强逆压梯度形成分离区,分离区

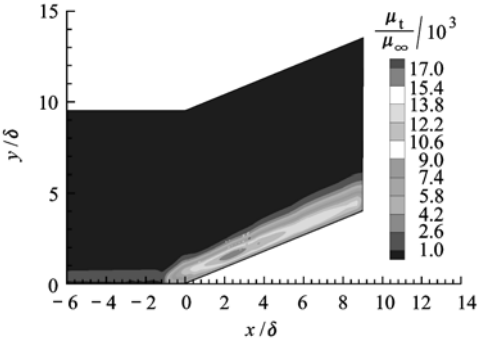


a 24°压缩拐角壁面压力分布图

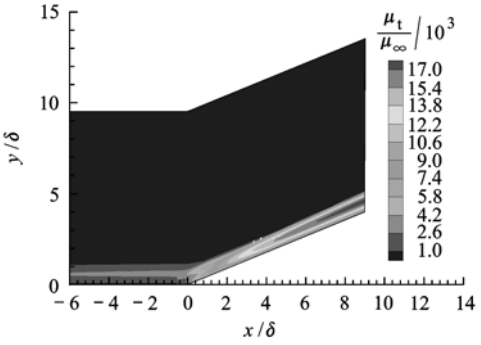


b 24°压缩拐角壁面摩擦力分布图

图 8 压缩拐角壁面压力与摩擦力分布图



a BL-entropy 流场涡粘性系数计算结果分布图



b Wilcox k-ω 流场涡粘性系数计算结果分布图

图 9 压缩拐角流场涡粘性系数分布图

前后分别为分离激波和压缩激波,两道激波在下游交汇.

图 11、图 12 分别为 3 个模型计算所得压力、摩擦力以及涡粘性分布图.

可以看出,BL-entropy 极大地改进了 BL-

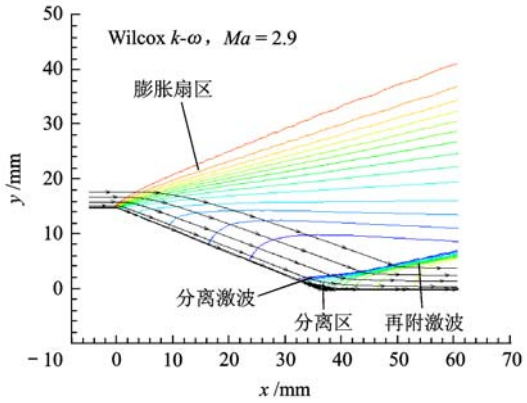
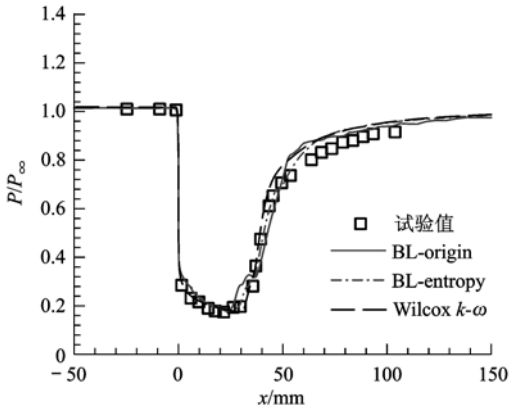
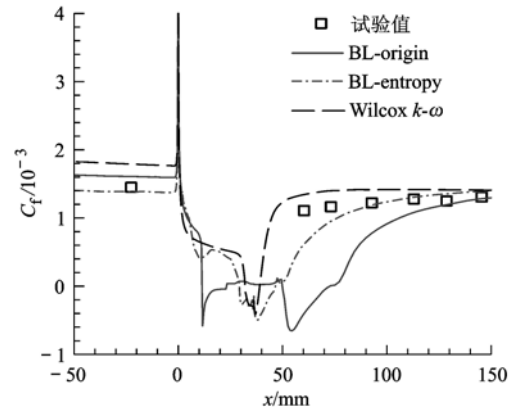


图 10　超声速膨胀-压缩拐角流场示意图



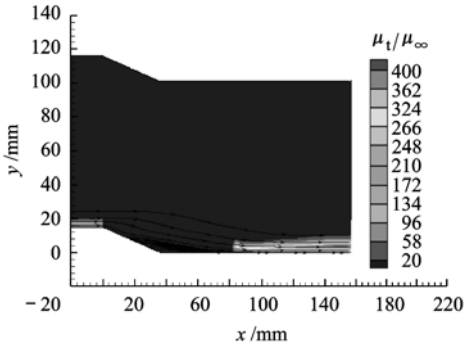
a　壁面压力分布图



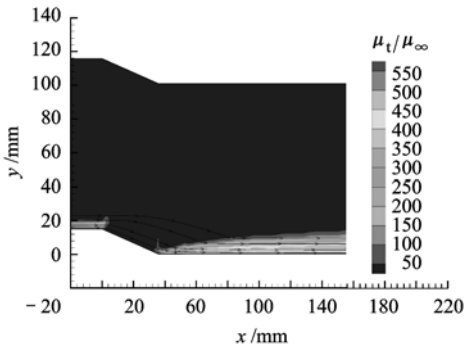
b　壁面摩擦力分布图

图 11　膨胀-压缩拐角壁面压力与摩擦力分布图

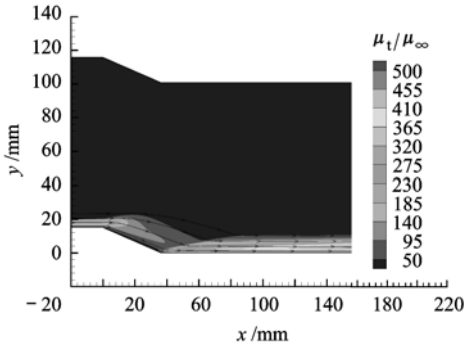
origin的性能. BL-entropy 与Wilcox k-ω压力计算结果一致且与试验值吻合良好,在再附点处摩擦力计算结果偏低,其他区域与试验值一致. BL-origin 由于在分离区无法确定合理的长度尺度 Y_{max},导致压力与摩擦力计算结果在分离区域出现“震荡”,并且由图 12 可以看出,BL-origin 计算所得涡粘性在整个膨胀扇区以及分离区出现间断,导致分离区过大. BL-entropy 在膨胀扇区涡粘性计算偏小,其他区域与 Wilcox k-ω 计算结果相近,说明本文提出的熵限制的方法能够克服原始模型的缺陷,更好地符合物理本质.



a　BL-origin 流场涡粘性系数计算结果分布图



b　BL-entropy 流场涡粘性系数计算结果分布图



c　Wilcox k-ω 流场涡粘性系数计算结果分布图

图 12　膨胀-压缩拐角流场涡粘性系数分布图

3　结　论

BL-origin 模型由于未限制长度尺度的搜索范围,使其在模拟激波/边界层干扰、分离、再附等复杂流动时无法获取正确的涡粘性分布,从而导致计算发散或者得出错误流场. 本文针对上述不足,提出一种基于熵限制的新型修正方式. 熵是衡量能量耗散的指标,超声速流动中壁面处的熵值远远大于外部流动,同时,熵值在复杂流动区域也能够保持较好的单调性. 本文利用熵的上述特点,在原始的 BL 模型中引入熵限制,通过对超声速平板、超声速压缩拐角、超声速膨胀-压缩拐角 3 种典型算例进行计算研究,得出以下结论:

1) BL 模型中的参数 C_{cp},C_{kleb}与马赫数有关,并直接影响 BL 模型的性能;

(下转第 190 页)

且有可能造成探测器倾覆.

图 10b 和图 10c 是以上两种情况探测器着陆后第 1 次弹起至最大高度时的截图. 由图可以看出,第 1 种情况反弹小,探测器姿态稳定;第 2 种情况反弹大,探测器姿态变化大,容易失去平衡.

5 结 论

仿真结果表明:本文方法能够直观、真实地反应出着陆情况,对月面坡度与着陆速度、刚度系数与阻尼系数等初始条件对着陆效果的影响能够准确地做出响应,具有良好的真实感与实时性. 同时参数化的设计使得仿真的扩展性增强. 仿真结果验证了本文方法的有效性.

参考文献 (References)

[1] Hilderman R A, Mantus M, Lerner E. Landing dynamics of the lunar excursion module (method of analysis) [R]. AIAA-66A-42771, 1966

[2] 王少纯,邓宗全,高海波,等. 微小型月球着陆器冲击隔离着陆腿研究[J]. 哈尔滨工业大学学报,2004,36(2):180 - 182
Wang Shaochun, Deng Zongquan, Gao Haibo, et al. Design of impact isolating landing legs for micro-miniature lunar lander[J]. Journal of Harbin Institute of Technology, 2004, 36(2): 180 - 182(in Chinese)

[3] Thompson W C. Dynamic model investigation of the rough-water landing characteristics of a spacecraft [R]. AIAA Paper-67-23281, 1967

[4] 蒋万松,黄伟,王海涛. ADAMS 用户子程序在软着陆动力学仿真中的应用[J]. 航天返回与遥感,2009,30(4):11 - 18
Jiang Wansong, Huang Wei, Wang Haitao. Application of DAMS user-written subroutine to simulation of soft-landing dynamics [J]. Spacecraft Recovery and Remote Sensing, 2009, 30(4): 11 - 18(in Chinese)

[5] Jooahn L, John C. Lunar lander conceptual design [M]. US: NASA, 1989

[6] 陈金宝,聂宏,赵金才. 月球探测器软着陆缓冲机构关键技术研究进展[J]. 宇航学报,2008,29(3):731 - 735
Chen Jinbao, Nie Hong, Zhao Jincai. Review of the development of soft-landing buffer for lunar explorations [J]. Journal of Astronautics, 2008, 29(3): 731 - 735 (in Chinese)

[7] 胡亚冰,孙毅. 月球探测器软着陆机构[J]. 上海航天,2010(1):43 - 50
Hu Yabing, Sun yi. Soft lander of lunar lander[J]. Aerospace Shanghai, 2010(1): 43 - 50(in Chinese)

[8] 张文斌,周晓军. 液压缓冲器特性计算与仿真分析[J]. 农业机械学报,2008,39(7):164 - 168
Zhang Wenbin, Zhou Xiaojun. Simulation and characteristic analysis of hydraulic bumper[J]. Transactions of the Chinese Society of Agricultural Machinery, 2008, 39(7): 164 - 168(in Chinese)

[9] Russell Smith. Open dynamics engine [EB/OL]. http://www.ode.org/ode-docs.html

(编 辑:刘登敏)

(上接第 179 页)

2) 对于激波/边界层干扰、分离、再附区域,原始的 BL 模型不能正确捕捉涡粘性,会造成预测分离点提前,分离区过大甚至导致流场计算发散的问题;

3) 采用熵限制后的 BL 模型能够获得符合物理意义的涡粘性分布,在再附点区域涡粘性偏小,需要进一步改进;

4) 本文提出的新型熵限制方式保持了 BL-origin 模型的简单、效率高的优势,其思想可以推广到其他与超声速边界层相关的模型当中.

参考文献 (References)

[1] Baldwin B S, Lomax H. Thin layer approximation and algebraic model for seperated turbulent flows[R]. AIAA-78-257, 1978

[2] Degani D, Schiff L B. Computation of supersonic viscous flows around pointed bodies at large incidence [R]. AIAA-83-0034, 1983

[3] Panaras A G, Steger J L. A thin-layer solution of the flow about a prolate spheroid [J]. Z Flugwiss, 1988(12): 173 - 180

[4] Panaras A G. Algebraic turbulence modeling for swept shock-wave/turbulent boundary-layer interactions [J]. AIAA Journal, 1997, 35(2): 456 - 463

[5] Shang J S, Hankey W L, Jr. Numerical solution for supersonic turbulent flow over a compression ramp [J]. AIAA Journal, 1975, 13(10): 1368 - 1374

[6] Wilcox D C. Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models[J]. AIAA Journal, 1988, 26(11): 1299 - 1310

[7] Gao H, Fu D X, Ma Y W, et al. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer flow[J]. Chinese Physics Letters, 2005, 22(7): 1709 - 1712

[8] Settles G S, Dodson L J. Hypersonic shock/boundary-layer interaction database[R]. NASA-CR-177577, 1991

[9] Visbal M, Knight D. The Baldwin-Lomax turbulence model for two-dimensional shock-wave/boundary-layer Interactions [J]. AIAA Journal, 1984, 22(7): 921 - 928

[10] Forsythe R, Hoffmann A, Damevin M. An assessment of several turbulence models for supersonic compression ramp flow[R]. AIAA 98-2648, 1998

[11] Knight D. RTO WG 10: test cases for CFD validation of hypersonic flight[R]. AIAA 2002-0433, 2002

[12] Knight D, ran H, Panaras A, et al. RTO WG 10: CFD validation for shock wave turbulent boundary layer interactions[R]. AIAA 2002-0437, 2002

(编 辑:李 晶)