

高超声速湍流直接数值模拟技术

李新亮*

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 100190

摘要: 概述了近年来国内外高超声速湍流直接数值模拟(DNS)技术方面最新的研究进展,主要集中在高精度、高鲁棒性数值方法方面,同时也介绍了近年来典型的高超声速湍流 DNS 算例。在数值方法方面,主要介绍了高精度激波捕捉格式以及保持计算稳定的数值技术,重点是 WENO 格式及高阶保单调格式的最新进展。在高超声速湍流 DNS 算例方面,介绍了压缩性影响、壁温影响、真实气体效应以及高超声速转捩等方面的 DNS 研究。此外,还简要介绍了作者开发的可压缩高精度计算流体力学软件 OpenCFD。

关键词: 高超声速; 湍流; 直接数值模拟; 高精度数值方法; OpenCFD

中图分类号: V211.3; O357.5 文献标识码: A 文章编号: 1000-6893(2015)01-0147-12

受航空航天等领域的需求牵引,高超声速湍流(通常指来流马赫数超过 5 的湍流)成为目前流体力学领域的热点。高超声速飞行器的内、外流动以湍流及转捩为主要特征。层流转捩到湍流后,摩阻及热流增加为原来的数倍。因而,无论气动力还是热防护设计,都需要对转捩与湍流进行精细预测。此外,燃料混合、气动光学以及气动声学都与湍流及转捩密切相关,这就对湍流及转捩的机理、模型及控制提出了严格的要求。直接数值模拟(DNS)是研究湍流与转捩重要的数值计算手段。该方法不采用任何湍流及转捩模型,而是使用足够密集的网格直接离散求解控制流动的 Navier-Stokes 方程,从而得到湍流及转捩时空演化的全部细节。DNS 无湍流模型误差,是目前最为准确可靠的湍流计算手段,也是校验及改进湍流及转捩模型的有效方法。同时,DNS 可以给出湍流全部尺度的信息,非常有利于进行湍流和转

捩的机理及控制研究。DNS 的不足之处是计算量非常巨大,目前尚无法直接应用于飞行器全机尺度的工程问题计算。但这并不妨碍 DNS 作为研究湍流机理、改进湍流模型以及探索湍流控制的有力工具。随着计算机性能的快速的发展,DNS 将在湍流研究中发挥越来越重要的作用^[1]。

相对于亚、跨及超声速湍流,高超声速湍流 DNS 开展得比较晚,直到近几年才逐渐开展起来。这主要是受制于计算方法及计算量的限制。湍流 DNS 对数值方法要求苛刻,要求数值方法必须是低耗散的,否则就会将湍流小尺度耗散掉,从而影响小尺度的分辨率。为了捕捉激波,必须用足够的耗散抑制数值振荡。低耗散与保持计算稳定这一对矛盾很难平衡,尤其是对于高超声速湍流^[2]。此外,由于高超声速湍流通常具有很高的雷诺数,其 DNS 计算量非常大,也给计算造成了一定的困难。近几年来,随着高精度激波捕捉方

收稿日期: 2014-07-25; 退修日期: 2014-09-16; 录用日期: 2014-09-20; 网络出版时间: 2014-10-31 17:05

网络出版地址: www.cnki.net/kcms/detail/10.7527/S1000-6893.2014.0233.html

基金项目: 国家自然科学基金(1372330, 11472278, 11472010, 91441103); 国家“863”计划(2012AA01A304); 中国科学院知识创新工程(KJ951-A1-01, XXH12503-02-02-04)

* 通讯作者. Tel.: 010-82543801 E-mail: lixl@imech.ac.cn

引用格式: Li X L. Direct numerical simulation techniques for hypersonic turbulent flows[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1): 147-158. 李新亮. 高超声速湍流直接数值模拟技术[J]. 航空学报, 2015, 36(1): 147-158.

法的快速发展以及计算机性能的提升,高超声速湍流 DNS 逐渐发展起来。

1 面向高超声速湍流的高精度方法

高超声速湍流的高分辨率计算(DNS 及大涡模拟)对数值方法要求非常苛刻。尤其是 DNS,要求数值方法必须是高分辨及低耗散的,而且必须有非常强的激波捕捉能力及计算稳定性。本节主要介绍面向高超声速湍流高分辨率计算的高精度激波捕捉方法以及必要的保持计算稳定性技术。

1.1 高精度激波捕捉格式

由于 DNS 需要分辨湍流的全部流动细节,因而要求数值方法具有高分辨率、低耗散及低色散等特征。谱方法具有理论上的无穷阶精度,对湍流 DNS 非常有利,但谱方法无法处理含间断的流场(否则会出现非物理振荡),而对于高超声速湍流,激波、接触间断等间断随处可见,这就限制了谱方法的应用。差分方法易于实现高精度、高分辨率及激波捕捉,易于实现湍流 DNS。与有限体积方法相比,差分法不易处理复杂网格,因而复杂工程计算中更倾向于有限体积方法。但由于目前湍流 DNS 多采用较为简单的几何外形,因而采用高精度差分方法更为便捷。

差分方法有中心差分及迎风差分 2 种类型。中心差分具有更低的耗散,但数值稳定性较差,需要添加人工黏性或数值滤波方法保持计算稳定。为了克服非线性效应产生的混淆误差,使用中心差分时需要将对流项进行特殊处理^[2],另外,在有激波的情况下,中心差分格式需要与迎风型的激波捕捉格式(如 WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory)格式等)混合使用,在激波区切换到激波捕捉格式。相对于中心格式,迎风格式(通常为激波捕捉格式)耗散更大,但鲁棒性更强。对于像高超声速湍流这样复杂的流场,更适合采用迎风型格式。目前常用的迎风型高阶激波捕捉格式有 WENO 格式^[3-4]及保单调 (MP) 格式^[5]等。此外,中国学者开发的加权紧致非线性(WC-NS)^[6]以及群速度控制 (GVC) 格式^[7-8]等也是较好的选择。

1.1.1 WENO 格式

Liu 等^[3]对高精度的 ENO (Essentially Non-Oscillatory) 格式进行改进,利用加权平均的思想提高了方法的计算效率,构造了 WENO 格式。随后,Jiang 和 Shu^[4]对该方法进行了进一步改进,构造了新的光滑度量因子,进一步提高了计算效率。Jiang 和 Shu 改进的 WENO 格式^[4]是目前应用最为广泛的 WENO 格式(以下简称为 WENO-JS 格式)。近年来,人们对 WENO-JS 格式进行了改进和优化,推出了一系列改进的 WENO 格式。WENO 格式的最大特点是保持高精度的同时还具有非常好的鲁棒性,因而在目前可压缩尤其是超、高超声速复杂流动中得到了较为广泛的应用。WENO 格式的不足之处在于其数值耗散仍然有些偏大,尤其是对于湍流小尺度耗散过大^[1],此外相对于线性格式,WENO 格式的计算量仍然有些大。

针对 WENO-JS 格式的不足,近年来发展出了各种改进版本。Borges 等^[9]对 WENO-JS 格式的光滑度量因子进行了改进,提出了 WENO-Z 格式。该格式仅需在 WENO-JS 基础上改动几行代码即可实现,非常便于 WENO-JS 格式程序的移植。与 WENO-JS 格式相比,WENO-Z 格式在极值点(包括高阶极值点)附近的计算精度得到了改善。作者也对 WENO-Z 格式和 WENO-JS 格式进行了对比测试,发现对于较为简单的问题(如一、二维的模型问题)WENO-Z 格式有较好的表现,但对于三维复杂问题(如湍流 DNS),WENO-Z 格式与 WENO-JS 格式计算结果相近,而鲁棒性测试则显示 WENO-JS 格式的鲁棒性略优于 WENO-Z 格式。

Martin 等^[10]针对 WENO 格式进行了系数优化,提出了分辨率优化的 WENO (WENO-SYMO/SYMOO) 格式。与经典的 WENO-JS 格式不同,该格式基于对称型网格基架(Stencil),具有更小的数值耗散。其中 WENO-SYMOO 格式在光滑区逼近 8 阶精度的中心差分格式,而 WENO-SYMO 格式在光滑区逼近 4 阶精度的带宽优化格式。数值测试显示,2 个格式差异不大。由于 WENO-SYMO/SYMOO 的一个子格式使用了纯单侧差分格式,为了保持计算的稳定

性,需要对该子格式的权重进行限制, Martin 等^[10]强制该子格式的权重不超过其他子格式。后来, Wu 和 Martin^[11]对 WENO-SYMO 格式进行了进一步改进,首先通过变差函数判断当地的光滑性。当总变差极大值与极小值的比值小于 5 时,认为流场光滑,关闭 WENO 格式的加权机制,从而使用线性权重。这时 WENO 格式退化为理想情况下的线性格式,从而进一步减小数值耗散及计算量。作者对 WENO-SYMO 格式与 WENO-JS 格式进行了测试对比,发现 WENO-SYMO 格式具有更小的数值耗散及更高的小尺度分辨率,但其鲁棒性不如 WENO-JS 格式。

Sun 等^[12]对 WENO 格式的线性格式进行了优化。他们发现,对于含有 2 个自由参数的线性格式,可以通过参数重组,使得其中一个参数控制格式的色散误差,而另外一个参数控制格式的耗散误差。在此基础上,可以对格式的色散、耗散特性进行独立优化,从而大幅降低了优化过程的复杂程度。在此基础上他们对 WENO 格式的基础格式(线性格式)进行了优化,使得该格式具有最小的色散误差(即色散分辨率最高),而耗散误差则可进行调整,因而该格式被称为“色散最小、耗散可控的 WENO(MDCD-WENO)格式。他们给出了低耗散、中耗散以及高耗散的 3 组 MDCD-WENO 格式,用户可以根据计算的问题进行选择。通常情况下,耗散越高则稳定性越好。

WENO 混合方法(Hybrid-WENO)也是目前常用的一种方法,该方法首先对当地的光滑性进行判断,如果足够光滑,则切换到低耗散、低计算量的线性差分格式,反之,则切换到 WENO 格式。其中光滑区的线性格式可以是中心格式也可以是迎风格式,可以是紧致格式也可以是非紧致格式。如果光滑区采用中心格式,则需要对其中的对流项进行特殊处理,以抑制混淆误差,同时,还需要进行滤波或添加人工黏性以保持计算的稳定。Hhybrid-WENO 需要在 WENO 格式及线性格式之间进行切换,而硬性的切换会破坏差分的光滑性,从而造成一定的误差。Ren 等^[13]采用 2 种格式(WENO 及线性格式)加权的方法来代替硬性切换的方法,其中权重根据当地的光滑程度在 0 和 1 之间过渡,因而格式可保持整体上的光滑性。

1. 1. 2 高阶保单调差分格式

保单调(MP)限制器是激波捕捉格式的核心思想,最早出现在诸如 TVD(Total Variation Diminishing)格式之类的 2 阶精度激波捕捉格式上。这些格式通常采用 2 组(或多组)2 阶精度插值以构造保单调区间 $[f^{\min}, f^{\max}]$,然后强制数值通量 $f_{i+1/2}$ 的值不超过该区间。

通常的做法:如果 $f_{i+1/2}$ 超出了该区间的上限或者下限,则强制 $f_{i+1/2}$ 取该区间的上限或者下限值^[5],即

$$f_{i+1/2} = f_{i+1/2}^L + \min \text{mod}(f_{i+1/2}^L - f^{\min}, f^{\max} - f_{i+1/2}^L) \quad (1)$$

式中: $f_{i+1/2}^L$ 为线性格式。

TVD 格式用 2 阶精度插值构造保单调区间 $[f^{\min}, f^{\max}]$,从而限制了格式的精度不超过 2 阶,且在极值点上格式精度会降为一阶。Suresh 和 Huynh^[5]对传统的保单调限制器进行了拓展,采用 5 阶插值构造了保单调区间。即式(1)中的 f^{\min} 和 f^{\max} 由一系列 4 阶插值构造,线性部分 $f_{i+1/2}^L$ 由更高阶的 7 阶迎风格式构造。这样,在光滑区,格式可以达到 7 阶精度,而在极值点处,格式仍可理论上达到 4 阶精度。与 WENO 格式相比,高阶保单调格式由于不使用复杂的子模板重构以及光滑度量,因而其计算量要小得多。高阶保单调格式的耗散小于 WENO 格式,但其鲁棒性不如 WENO 格式。

Li 等^[14]采用非线性谱分析方法对采用参数优化的方法对式(1)进行了改进。通过非线性谱分析,得到了式(1)的色散和耗散误差特征,并由此对线性部分 $f_{i+1/2}^L$ 中的系数进行了优化,得到了优化的保单调(OMP)差分格式。与原保单调式相比,OMP 差分格式的耗散及色散更小。算例表明,OMP 差分格式具有更好的尺度分辨率,且计算量与原保单调格式相比基本没有增加。

图 1 为 Shu-Osher 问题的密度分布图(200 网格点),可以看出,相同网格点上,6 阶精度 OMP 格式(OMP6)比 7 阶精度的 WENO 格式(WENO7)具有更好的小尺度分辨率^[14]。

在 OMP 格式的基础上, Li 和 Fu^[15]进一步优化了格式的耗散,构造了自适应耗散的保单调(OMP-AD)格式。该格式的耗散可根据函数的

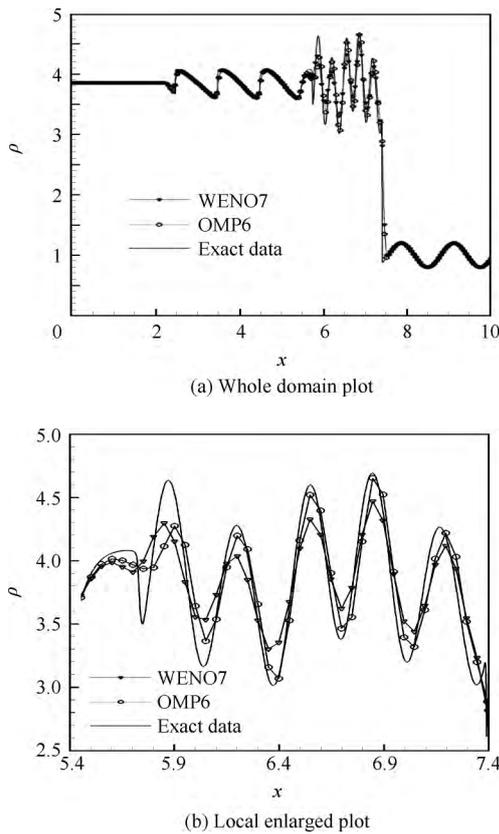


图 1 Shu-Osher 问题的密度分布^[14]

Fig. 1 Density distribution of Shu-Osher problem^[14]

光滑程度自行调节,在光滑区,格式具有非常低的数值耗散,而在间断或大梯度区,格式具有较高的数值耗散以保持计算的稳定。

OMP-AD 格式为

$$\left\{ \begin{aligned}
 f_{i+1/2}^{\text{OMP-AD}} &= f_{i+1/2}^L + \\
 &\quad \min \text{mod}(f_{i+1/2}^L - f^{\min}, f^{\max} - f_{i+1/2}^L) \\
 f_{j+1/2}^L &= \frac{\xi + \eta}{2} f_{j+4} + \left(\frac{1}{60} - \frac{7\xi + 5\eta}{2} \right) f_{j+3} + \\
 &\quad \left(-\frac{2}{15} + \frac{21\xi + 9\eta}{2} \right) f_{j+2} + \left(\frac{37}{60} - \frac{35\xi + 5\eta}{2} \right) f_{j+1} + \\
 &\quad \left(\frac{37}{60} + \frac{35\xi - 5\eta}{2} \right) f_j + \left(-\frac{2}{15} - \frac{21\xi - 9\eta}{2} \right) f_{j-1} + \\
 &\quad \left(\frac{1}{60} + \frac{7\xi - 5\eta}{2} \right) f_{j-2} - \frac{\xi - \eta}{2} f_{j-3} \\
 \eta &= 0, \xi = C_{\text{vis}} S
 \end{aligned} \right. \quad (2)$$

式中: ξ 和 η 分别为与线性格式 $f_{j+1/2}^L$ 耗散及色散特性相关的参数。 $C_{\text{vis}} = 0.05$ 为格式常数,减小该值可降低格式的数值黏性,但鲁棒性也会随之

下降。 S 为基于 WENO-Z 格式^[9] 的光滑度量,该值在光滑区为趋近于 0 的小量,在间断区或大梯度区趋近于 1,具体如下:

$$\left\{ \begin{aligned}
 S &= \max\left(\frac{10\tau_5}{f_{j-1}^2 + f_j^2 + f_{j+1}^2}, 1\right) \\
 \tau_5 &= |\beta_2 - \beta_0| \\
 \beta_0 &= \frac{13}{12}(f_{j-2} - 2f_{j-1} + f_j)^2 + \\
 &\quad \frac{1}{4}(3f_{j-2} - 4f_{j-1} + f_j)^2 \\
 \beta_2 &= \frac{13}{12}(f_j - 2f_{j+1} + f_{j+2})^2 + \\
 &\quad \frac{1}{4}(3f_j - 4f_{j+1} + f_{j+2})^2
 \end{aligned} \right. \quad (3)$$

式中: f_{j+k} ($k = -2 \sim 2$) 为 j 点周围物理量的值。

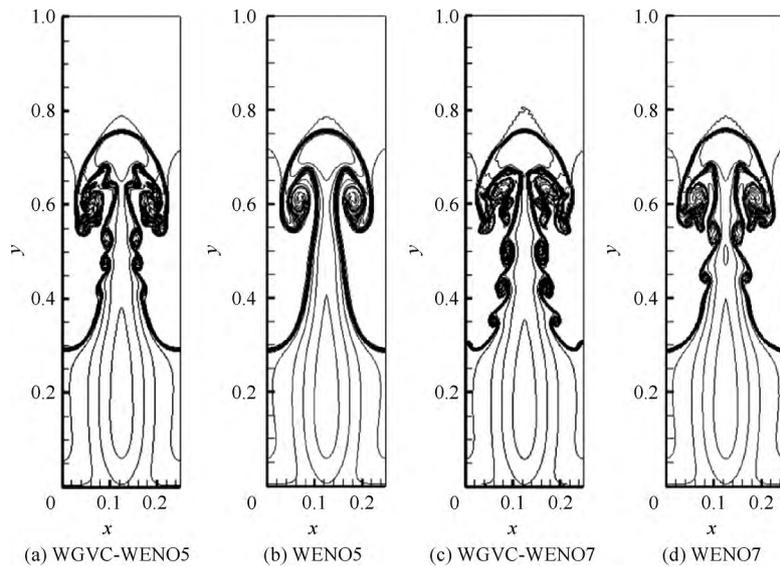
1. 1. 3 WCNS 格式

Deng 和 Zhang^[6] 利用紧致及加权思想,构造出一类高阶加权紧致非线性(WCNS)格式。非线性谱分析显示,该格式具有非常好的色散误差特性及较低的数值耗散水平^[16]。目前,该格式除了被用于简单几何外形的高分辨率计算,还被推广到复杂工程问题的计算中^[17]。该格式的对特征可以使得其易于在复杂网格上实现几何守恒律^[18],从而尽量避免因为网格畸变而造成的附加误差。

1. 1. 4 群速度控制格式

Ma 和 Fu^[7-8] 提出一种利用群速度控制以抑制间断附近数值振荡的激波捕捉格式。该格式在间断两侧分别使用具有不同色散误差特性的差分格式(“快格式”和“慢格式”),以避免数值振荡向间断两侧扩展。由于群速度控制的主要思想是利用数值色散来抑制振荡,因而该格式仅需使用较小的数值黏性即可抑制数值振荡,因而格式的总耗散较低。之后,He 等^[19] 利用该思想提出了高分辨率的加权群速度控制(WGVC)格式,并通过与 WENO 格式混合提升了格式的鲁棒性。

图 2 为 R-T 不稳定性问题中的密度分布图(计算网格为 121×481)^[19]。可以看出,WGVC-WENO 混合格式比同阶精度的 WENO 格式具有更高的尺度分辨率。

图2 R-T 不稳定性问题的密度分布^[19]Fig. 2 Density distribution of R-T instability problem^[19]

2 稳定计算技术

对于超声速、高超声速湍流的高分辨率数值模拟,如何保持计算稳定性是非常重要的。计算发现,当马赫数很高时,用高精度格式计算容易出现负压力或负温度,从而造成计算失败。可压缩流动计算时大多从守恒方程出发,利用质量及动量方程计算出速度从而得到动能,利用总能量方程计算出总能量,由总能量减去动能得到内能,从而计算出温度及压力。而当马赫数很高时,动能非常接近总能量,受数值误差的影响,计算出的动能有可能超过总能量,从而计算出的内能为负,造成计算失败。尤其是在物理量剧烈波动的区域,非常容易出现负压力和负温度。在壁湍流的 DNS 中,转捩区物理量脉动强烈,更容易出现问题。另外在一些膨胀区,本身温度就很低,当出现数值波动时,也容易出现负值问题。因而,高马赫数湍流的数值模拟必须采用某些方法以保持计算稳定。

2.1 对流项的处理

可压缩 Navier-Stokes 方程的对流项形式诸如 $\frac{\partial \rho u_i \varphi}{\partial x_i}$, 如果采用中心型差分直接离散,则无法控制混淆误差,而混淆误差的积累可导致计算不稳定。通常情况下,需要将对流项拆分成若干项再进行差分离散,称螺旋对称型。经常使用的螺

旋对称型对流项有以下 3 种^[2]:

$$\frac{\partial \rho u_i \varphi}{\partial x_i} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho u_i \varphi}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \varphi \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \rho u_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho u_i \varphi}{\partial x_i} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho u_i \varphi}{\partial x_i} + \frac{1}{2} u_i \frac{\partial \rho \varphi}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \rho \varphi \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho u_i \varphi}{\partial x_i} = \frac{1}{4} \left[\frac{\partial \rho u_i \varphi}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial \rho \varphi}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial u_i \varphi}{\partial x_i} + \varphi \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} + \rho u_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \rho \varphi \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + u_i \varphi \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right] \quad (6)$$

式中: ρ 为流场密度; u_i 为流动速度; φ 为流场中的物理量,可以是速度,也可以是总能量或总焓等物理量。

如果采用迎风格式离散,由于格式中含有数值耗散,对混淆误差有较强的抑制作用,因而无需采用上述格式。

2.2 滤波

滤波技术可以滤掉流场中的高波数成分,从而可以保持计算的稳定。通常每隔一定时间步,对流场进行一次滤波,滤波公式为

$$\alpha \hat{f}_{j-1} + \hat{f}_j + \alpha \hat{f}_{j+1} = \sum_{k=0}^K \frac{d_k}{2} (f_{j+k} + f_{j-k}) \quad (7)$$

式中: f_j 和 \hat{f}_j 分别为滤波前和滤波后的物理量; α 和 d_k 为滤波系数,通过调节这些系数可以改变滤

波尺度。

$\alpha = 0$ 时,为显式(非紧致型)滤波; $\alpha \neq 0$ 时,为隐式(紧致型)滤波。具体系数可见 Pirozzoli^[2] 的综述文章。滤波格式中的系数决定了滤波尺度,滤波尺度越大,稳定性越强,但带来的数值耗散也越严重。滤波不足会导致计算不稳定,而滤波过度则小尺度流场被过度耗散,从而使计算分辨率下降。恰当使用滤波非常关键,滤波的尺度、区域以及使用频率都需要精确控制。目前还没有通用的滤波准则,如何恰当使用滤波大多还要靠经验。

2.3 保正性格式

在计算流体力学中,保正性就是保证密度、压力、温度在计算过程中不会出现负值。采用保正性格式可以保证计算稳定,但不幸的是,保正性格式与单调格式一样,很难推广到高阶精度。真正意义的保正性格式目前只有一阶精度(如一阶精度的 Godunov 类格式^[20]),某些限制下(如严格的 CFL(Courant-Friedrichs-Lewy)条件限制),某些二阶精度格式也能做到保正性,而更高阶精度的保正性格式很难构造。混合技术^[21](光滑区采用高阶格式,不稳定的区域切换为保正性格式)是目前解决该问题的常用方法。

2.4 间断识别器

由于高精度与计算稳定性很难兼顾,很多数值计算采用了混合方法,在光滑区使用低耗散的高精度格式,在容易出问题的区域(间断、大梯度区或剧烈波动区)使用高稳定性的差分格式(如 WENO、保单调、保正性格式,或较大的人工黏性等)。这种情况下,合适的间断识别器是十分必要的。Wu 和 Martin^[11] 采用当地模板上的总变差 TV_k 作为激波识别器,当其幅值大于一定数值时,就判断当地为间断区,从而切换到捕捉激波的 WENO-SYMBOL 格式。Darlan 等^[22] 利用量阶分析,构造了一种激波识别器,用于实现 2 阶滤波与高阶滤波之间的切换。Shen 和 Zha^[23] 提出了一种基于 WENO-Z 格式^[9] 的关键参数 τ_5 的间断识别器为

$$\tau_5 \leq \min(\beta_0, \beta_1, \beta_2) \quad (8)$$

式中: $\beta_k (k = 0, 1, 2)$ 为各模板上的光滑因子^[9]。是否满足式(8)可作为区分光滑区与间断区的判据。在此基础上,Shen 和 Zha^[23] 提出了紧致格式

与 WENO 格式的混合格式。

2.5 “坏点”的处理

对于具有强间断,且有很强刚性源项的流动(例如高速化学反应的流动),流场的波动会被源项放大。例如,当化学反应对温度非常敏感时,温度场很小的波动就会造成化学反应速率的剧烈变化,从而大幅放大振荡。这时,仅采用激波捕捉格式可能无法抑制数值振荡,从而使得计算发散。而简单的滤波也很难处理这种情况。针对这种情况,Kotov 等^[24] 构造了一种处理方法。该方法首先采用光滑性(或单调性)判据,识别出流场中的“坏点(Troubled Cell)”。对于这些“坏点”,使用其左侧或右侧光滑区的值重构出这些点上的物理量,例如,使用左侧或右侧光滑点 ENO 插值构造这些“坏点”的值。再通过单调判据选择采用左侧还是右侧的重构值。这样,经过重构之后,物理量重新恢复了光滑性或单调性,从而避免了振荡发生。

3 高超声速湍流直接数值模拟算例

与亚、跨及超声速湍流相比,高超声速湍流更为复杂。高温真实气体效应、壁温效应、熵层效应都会对流动特性产生明显的影响。此外,当马赫数足够高时,Mack 第 2 模态(甚至更高模态)的不稳定扰动波将被激发,导致高超声速流动的转捩机制更为复杂,转捩预测的难度更大。由于计算复杂性,高超声速湍流 DNS 研究直到最近几年才开展起来。虽然起步晚,但由于航空航天等领域的强劲需求,近几年发展非常迅速。

3.1 压缩性效应

由于壁面影响,相对于同样来流条件下的自由湍流,壁湍流的压缩性效应更弱一些。通常认为,当来流马赫数不超过 5 时,壁湍流适用于 Morkovin 理论^[25]。这时压缩性效应不是很强,而且压缩性主要体现在对平均密度等平均量的影响上,对湍流脉动量影响较小。这种情况下,可以通过某些参数变换(如 Van Dirst 变换),将不可压缩湍流的统计规律(如平均速度的对数律)推广到可压缩湍流。而对于马赫数超过 6 的高超声速壁湍流,压缩性效应则很难被完全忽略,尤其是面对低壁温时的情况。

文献[26]~文献[29]对高超声速湍流边界层进行了一系列 DNS 研究,包括壁温效应、马赫数效应以及高焓效应。文献[29]对来流马赫数为 0.3~12.0,来流雷诺数(以边界层厚度定义)约为 1500 的平板边界层湍流进行了 DNS,其壁温接近恢复温度或接近绝热壁温。DNS 结果显示,对于平均速度、平均温度以及湍流度等主要统计特征而言,压缩性效应并不明显:Van Driest 变换后的平均速度剖面与不可压缩湍流的对数律吻合很好,平均温度也符合 Walz 方程(Crocco 关系)。而归一化的湍流度与低速平板边界层的分布之间差别也不大。如果采用半局部坐标度量^[30],不同马赫数湍流的湍能生成、耗散以及输运的分布也基本吻合。其中,半局部坐标采用壁面处摩擦应力、当地密度以及当地黏性定义的量

$$\begin{cases} u_{\tau}^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho(y)}} \\ y^* = \frac{y\bar{\mu}(y)}{\bar{\rho}(y)u_{\tau}^*} \end{cases} \quad (9)$$

式中: u_{τ}^* 为用壁面剪切 τ_w 及当地密度定义的半局部摩擦速度; y^* 为用该摩擦速度以及壁面处物理量定义的半局部距离; $\bar{\rho}(y)$ 和 $\bar{\mu}(y)$ 分别为当地平均密度及平均黏性系数, y 为当地到壁面的距离。

这些研究表明,在较高壁温(如接近绝热壁)的情况下,Morkovin 理论甚至可以部分拓展到马赫数为 12 这样的高超声速边界层。

Liang 和 Li^[31]对马赫数为 3、6 和 8 的平板边界层湍流进行了 DNS 研究,其计算参数中包含了强冷壁面的工况(壁面温度低于恢复温度的 0.5 倍)。计算结果表明,在强冷壁情况下,平均量明显偏离 Morkovin 理论的预测。这说明降低壁温可明显增强压缩性效应。此外,文献[31]还对强雷诺比拟进行了修正,给出了适用于高马赫数及强冷壁面的雷诺比拟。

Li 等^[32]对马赫数为 6 的平板湍流进行了 DNS,发现高马赫数平板湍流的拟序结构与低马赫数平板有很大差别,高马赫数下发卡涡很少出现,拟序结构以准流向涡为主。

3.2 高焓及高温真实气体效应湍流的 DNS

对于高焓高超声速流动,气动加热会使边界

层温度升高,从而产生高温真实气体效应。当温度足够高时,空气的比热将不再保持常数,这时完全气体假设将不再适用。当温度继续升高时,空气中的 O_2 和 N_2 将发生解离及化学反应,从而形成复杂的化学非平衡流动。高温真实气体湍流非常复杂,以往该流动的数值模拟多以雷诺平均模拟(RANS)为主,高分辨率模拟,(DNS 和大涡模拟(LES))直到近几年才开展起来。

Duan 和 Martin^[27]以来流马赫数为 21,高度为 30 km 的来流的楔形体边界层(半楔角分别为 8° 和 35°)为背景流动,进行了边界层某一部区域的 DNS,对应的局部雷诺数分别为 3.5×10^5 (35° 半楔角工况)和 4.5×10^6 (8° 半楔角工况)。计算结果显示,流场表现出了明显的高温真实气体效应,近壁区的比热比 γ 在 1.28~1.30 之间,明显偏离了完全气体的值($\gamma = 1.4$)。其中 35° 半楔角工况下,边界层氧原子的质量比接近 20%,表明该条件下大部分 O_2 已经解离。根据 Duan 和 Martin 的研究结果,高焓高超声速湍流边界层的统计特性与低速情况有很大差别,压缩性效应更为明显,流动与 Morkovin 假设偏差很大。

Chen 和 Li^[33]对来流马赫数为 6 和 10 的槽道湍流进行了 DNS,计算考虑了高温情况下比热的变化以及 O_2 及 N_2 的化学反应等高温真实气体效应,并与同样来流情况下完全气体流动进行了对比。计算结果显示,与完全气体相比,真实气体的平均温度及湍动能明显降低,说明高温真实气体效应对湍流有一定抑制作用。

3.3 高超声速流动的转捩

当马赫数足够高时,Mack 第 2 模态扰动波将被激发甚至主导转捩。由于存在多种不稳定模态,因而高超声速边界层的转捩过程更为复杂。文献[34]~文献[38]利用数值模拟研究了高超声速钝锥以及超声速平板边界层对来流扰动的感受性过程。对于该流动,自由来流的扰动首先要穿过头激波,扰动与激波相互作用后,分解为熵波、涡波和声波。其中熵波和涡波的传播速度为当地声流速 u ,声波的传播速度为 $u+c$ 与 $u-c$,其中 c 为当地声速。传播速度为 $u+c$ 的声波称为“快声波”,传播速度为 $u-c$ 的声波为“慢声波”。这些波被边界层吸收的机制是不同的。

不稳定 TS (Tollmien-Schlichting) 波的相速度通常会低于当地的对流速度, 很多计算结果显示, 相速度大约为边界层外缘速度的 0.9 倍左右 (不稳定 TS 波相速度处于 0.8 倍的边界层外缘速度到 0.95 倍的边界外缘速度之间)。因而以 $u-c$ 速度传播的慢声波有可能落入不稳定 TS 波的相速度区间, 从而可能与某些不稳定 TS 波发生共振, 激发起不稳定的 TS 波。因而, 超/高超声边界层对于慢声波有较好的感受性。但这并不意味着其他扰动波无法被边界层吸收。根据 Zhong 和 Ma 的研究^[34], 快声波也可通过特殊的机制激发出边界层内不稳定波。由于相速度差异, 快声波无法直接与不稳定 TS 波形成共振, 但可以与某些稳定 TS 波发生共振。有些稳定 TS 波在前缘附近的传播速度可以达到流动速度的 1.2 倍左右, 因而可以和快声波形成共振。通过共振, 快声波将能量传递给边界层内的稳定 TS 波。该稳定 TS 波向下游传播过程中振幅会逐渐衰减, 但某些情况下, 其衰减率并不是很高, 因而可以将能量携带到较远的下游。

随着该波的传播, 由于边界层厚度及平均剖

面的变化, 该稳定扰动波的相速度逐渐降低, 从而进入不稳定 TS 波的相速度区间。在下游的某一位置, 该稳定扰动波与某一不稳定扰动波达到了相同的相速度, 进而形成共振, 激发出不稳定 TS 波。因而, 即使存在与不稳定 TS 波的相速度差异, 快声波也可通过某一稳定 TS 波作为载体, 激发出不稳定的 TS 波, 从而导致流动失稳。

Li 等^[8,39-40]运用 DNS, 研究头半径为 1 mm, 半锥角为 5° 的小头钝锥的转捩特性。其中来流马赫数为 6, 以头半径定义的来流雷诺数为 10 000, 攻角为 1° 。为了触发转捩, 在距头部 90~100 mm 处的壁面上添加 1% 幅值的随机吹吸扰动 (模拟壁面上的粗糙单元)。

计算结果显示, 在扰动区下游, Mack 第 1 模态及第 2 模态的扰动波均被激发出来, 但第 2 模态的扰动波增长更快, 并主导了下游的转捩过程。计算还发现, 锥身上的转捩线呈现非单调特征, 如图 3 所示, 其中 C_f 为摩擦阻力系数。从背风面算起周角 20° 子午面附近的区域转捩大幅推迟, 其机理尚有待进一步分析。

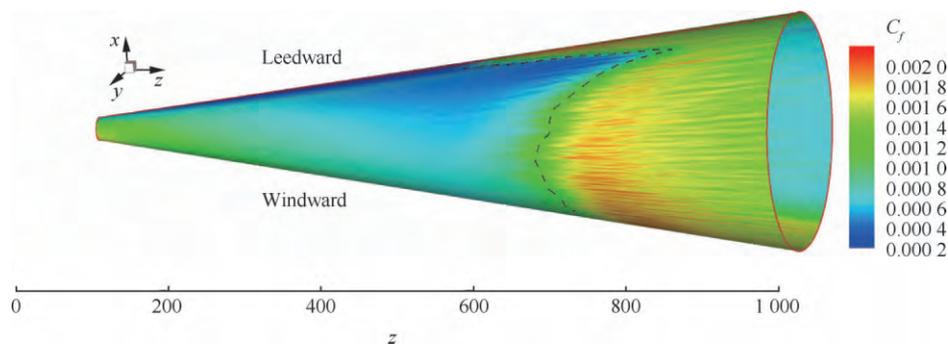


图 3 锥身上的摩擦阻力系数分布及转捩线^[40]

Fig 3 Skin friction coefficient and transition line on surface of blunt cone^[40]

针对高超声速钝锥转捩的预测问题, Su 和 Zhou^[41]基于扰动波的发展规律, 对传统的 e^N 方法进行了修正。传统的 e^N 方法假设扰动波按照线性稳定性理论进行指数增长, 从进入非稳定状态开始, 振幅增长到 e^N 倍时就发生了转捩 (N 通常为 8~11 之间, 由实验或经验确定)。而修正的 e^N 方法假设扰动波振幅增长到固定值 (例如主流的 1% 或 2% 振幅) 就发生转捩, 该方法既考虑了扰动波的增长过程, 又考虑了前期的衰减过程。该方法的预测结果与 Li 等^[40] 的数值结果吻合较好。

最近, Sandham 等^[42]进行了马赫数为 6 的来

流条件下平板湍流以及平板湍流-入射激波干扰的 DNS 及实验研究, 并将 DNS 与实验进行了交叉比对。通过 DNS 及实验, 探讨了雷诺数效应、扰动强度、壁面冷却以及入射激波对转捩的影响。研究结果显示, 在该条件下, Mack 第 2 模态不稳定波主导了转捩过程。

4 面向可压缩湍流的高精度计算软件

近年来计算流体力学 (CFD) 软件得到了迅速发展, 目前比较常用的商用 CFD 软件有 FLUENT, STAR-CD, CFX, CFD-ACE 以及 PHO-

NEX等。此外,国外很多科研机构开发的CFD软件也得到了广泛应用,例如美国国家航空航天局(NASA)的CFL3D,德国宇航中心(DLR)的TAU等。这些CFD软件在工程应用中发挥了重要作用。但目前流行的CFD软件大多以工程应用为目标,强调程序及方法的普适性及鲁棒性。这些软件多以2阶精度有限体积方法为主要算法,在计算精度及分辨率方面有一定不足,因而很难被用于像DNS这样的高分辨率计算。

面向可压缩湍流高分辨率数值模拟方面的需求,作者开发了一套高精度CFD软件—OpenCFD。该软件包括2个求解器:高精度差分求解器(OpenCFD code for Scientific Computing, OpenCFD-SC)^[43]以及多块结构网格有限体积求解器(OpenCFD code for Engineering Computing, OpenCFD-EC)^[44]。其中OpenCFD-SC主要用于进行可压缩湍流的高分辨率数值计算(DNS及大涡模拟)。

图4为OpenCFD-SC求解器的主要框架。

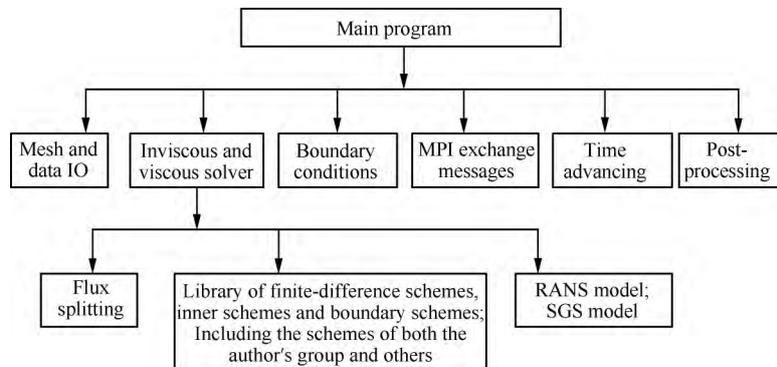


图4 OpenCFD-SC的主要框架

Fig. 4 Main frame of OpenCFD-SC

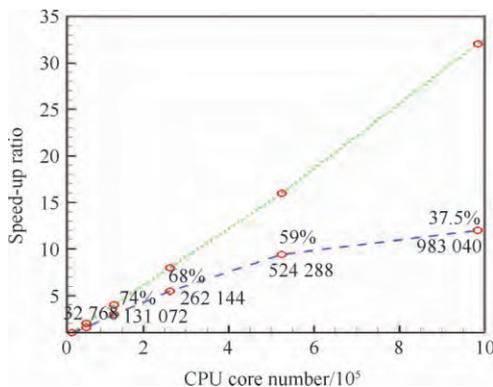


图5 OpenCFD软件的大规模并行测试加速比情况

Fig. 5 Speed-up ratio of OpenCFD in a large-scale parallel test

该求解器基于高精度有限差分法,其核心为差分库,其中既包含了作者课题组开发的高精度差分格式(如加权群速度控制格式、优化保单调差分格式等),又包含了像WENO系列格式(包括WENO-JS及目前流行的多种改进WENO格式)等流行的差分格式,还包括线性迎风和中心差分格式等常规高精度格式。该求解器的特点是精度高、耗散小,具有很高的数值分辨率。作者近年来的DNS算例(包括超声速及高超超声速湍流DNS)大多采用该求解器计算^[8]。OpenCFD-SC的另一个特点是具有很强的并行可扩展性。

图5为OpenCFD-SC在国产某众核并行计算机上的并行加速测试情况,本次测试最多使用了983 040个CPU核心(包括主核和从核)。可以看出,当使用524 288个CPU核心时(包括主核及从核),并行效率仍可达59%(以32 768个CPU核心为基准),显示了该软件具有非常强的大规模扩展性。

5 结论

回顾了高超声速湍流数值模拟方面的进展,包括数值方法以及直接数值模拟(DNS)研究的进展。同时,也简要回顾了目前高超声速湍流边界层DNS方面的研究进展。

1)在数值格式方面,WENO类格式仍是目前高超声速湍流数值模拟的主要方法,为了避免WENO格式耗散过大的不足,目前出现了很多优化/改进版的WENO格式,如WENO-Z, WENO-SYMO等。此外WENO混合格式也是目前的一种主要方法。与WENO格式相比,高阶保单

调(MP)格式具有格式简单、计算量小、耗散低等优点,但其鲁棒性有待进一步改进。此外,中国学者构造的高阶加权紧致非线性(WCNS)格式,群速度控制(GVC)格式等也是很好的选择。

2)当马赫数足够高时,为了保持计算稳定,防止出现负温度或压力,很有必要采用某些技术以保证计算稳定。这时,可以采用可抑制混淆误差的 Skew-Symmetry 形式的对流项、采用保正性格式以及数值滤波来保持计算稳定。同时,为了尽量减小数值耗散,以激波识别器为基础,采用分区混合计算(光滑区采用低耗散方法,间断区或易出现问题的区域采用高鲁棒性方法)也是很好的选择。

3)由于计算难度很大,高超声速湍流边界层的 DNS 研究近几年才刚刚开展,但进展很快。这些 DNS 在压缩性效应、壁温效应、真实气体效应以及高超声速转捩方面进行了有益探索。研究发现,相对于自由湍流、壁湍流的压缩性效应较弱。对于高壁温(接近恢复温度)的壁湍流、Morkovin 假设甚至可以部分推广到来流马赫数为 12 这样的高超声速流动。而对于低壁温的情况,压缩性效应则明显增强。随着马赫数升高, Mack 第 2 模态扰动波被激发,引起高超声速壁湍流转捩更加复杂。

近年来航天领域的强劲需求牵引人们对高超声速湍流进行更加深入地探索。作为研究湍流的重要工具, DNS 在高超声速湍流研究方面将会发挥更加重要的作用。相信近年内在高精度、高鲁棒性数值方法以及高超声速湍流 DNS 方面会有更快的发展。

参 考 文 献

- [1] Moin P, Mahesh K. Direct numerical simulation: a tool in turbulence research[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30(1): 539-578.
- [2] Pirozzoli S. Numerical methods for high-speed flows[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2011, 43:163-194.
- [3] Liu X D, Osher S, Chan T. Weighted essentially non-oscillatory schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1994, 115(1): 200-212.
- [4] Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes [J]. Journal of Computational Physics, 1996, 126(1): 202-228.
- [5] Suresh A, Huynh H T. Accurate monotonicity-preserving schemes with Runge-Kutta time stepping[J]. Journal of Computational Physics, 1997, 136(1): 83-99.
- [6] Deng X G, Zhang H X. Developing high-order weighted compact nonlinear schemes[J]. Journal of Computational Physics, 2000, 165(1): 22-44.
- [7] Ma Y W, Fu D X. Fourth order accurate compact scheme with group velocity control (GVC)[J]. Science in China Series A: Mathematics Physics & Astronomy, 2001, 44(9): 1197-1204.
- [8] Fu D X, Ma Y W, Li X L, et al. Direct numerical simulation of compressible turbulence [M]. Beijing: Science Press, 2011: 144-164 (in Chinese).
傅德薰, 马延文, 李新亮, 等. 可压缩湍流直接数值模拟 [M]. 北京: 科学出版社, 2011: 144-164.
- [9] Borges R, Carmona M, Costa B, et al. An improved weighted essentially non-oscillatory scheme for hyperbolic conservation laws[J]. Journal of Computational Physics, 2008, 227(6): 3191-3211.
- [10] Martin M P, Taylor E M, Wu M, et al. A bandwidth-optimized WENO scheme for the effective direct numerical simulation of compressible turbulence[J]. Journal of Computational Physics, 2006, 220(1): 270-289.
- [11] Wu M, Martin M P. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp [J]. AIAA Journal, 2007, 45(4): 879-889.
- [12] Sun Z S, Ren Y X, Larricq C, et al. A class of finite difference schemes with low dispersion and controllable dissipation for DNS of compressible turbulence[J]. Journal of Computational Physics, 2011, 230(12): 4616-4635.
- [13] Ren Y X, Liu M, Zhang H X. A characteristic-wise hybrid compact-WENO scheme for solving hyperbolic conservation laws [J]. Journal of Computational Physics, 2003, 192(2): 365-386.
- [14] Li X L, Leng Y, He Z W. Optimized sixth-order monotonicity-preserving scheme by nonlinear spectral analysis [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2013, 73(6): 560-577.
- [15] Li X L, Fu D X. Optimized MP scheme with adaptive dissipation and DNS of supersonic turbulent flows in DLR scramjet intake[C]// Eighth International Conference on Computational Fluid Dynamics. Chengdu: ICCFD, 2014.
- [16] Tu G H, Deng X G, Mao M L. Spectral property comparison of fifth-order nonlinear WCNS and WENO difference schemes[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2012, 30(6): 709-712 (in Chinese).
涂国华, 邓小刚, 毛枚良. 5 阶非线性 WCNS 和 WENO 差分格式频谱特性比较[J]. 空气动力学报, 2012, 30(6): 709-712.
- [17] Deng X G, Mao M L, Tu G H, et al. High-order and

- high accurate CFD methods and their applications for complex grid problems[J]. *Communications in Computational Physics*, 2011, 11(4): 1081-1102.
- [18] Deng X G, Mao M L, Tu G H, et al. Geometric conservation law and applications to high-order finite difference schemes with stationary grids[J]. *Journal of Computational Physics*, 2011, 230(4): 1100-1115.
- [19] He Z W, Li X L, Liang X. Nonlinear spectral-like schemes for hybrid schemes[J]. *Science China: Physics, Mechanics & Astronomy*, 2014, 57(4): 753-763.
- [20] Toro E F. *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction*[M]. Berlin: Springer-Verlag, 2009: 174-184.
- [21] Hu X Y, Adams N A, Shu C W. Positivity-preserving method for high-order conservative schemes solving compressible Euler equations[J]. *Journal of Computational Physics*, 2013, 242: 169-180.
- [22] Darian H M, Esfahanian V, Hejranfar K. A shock-detecting sensor for filtering of high-order compact finite difference schemes [J]. *Journal of Computational Physics*, 2011, 230(3): 494-514.
- [23] Shen Y Q, Zha G C. Generalized finite compact difference scheme for shock/complex flowfield interaction[J]. *Journal of Computational Physics*, 2011, 230 (12): 4419-4436.
- [24] Kotov D V, Yee H C, Sjogreen B, et al. Performance of four high-order shock-capturing schemes for stiff source terms with discontinuities: preliminary results[R]. Center for Turbulence Research Annual Research Briefs, 2011: 393-403.
- [25] Morkovin M V. Effects on compressibility on turbulent flows[M]//Favre A J. *Mecanique de la turbulence*. Paris: CNRS, 1962: 367-380.
- [26] Martin M P. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers, Part 1. Initialization and comparison with experiments[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 570: 347-364.
- [27] Duan L, Martin M P. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers, Part 4. Effect of high enthalpy[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 684: 25-59.
- [28] Duan L, Beekman I, Martin M P. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers, Part 2. Effect of wall temperature[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 655: 419-445.
- [29] Duan L, Beekman I, Martin M P. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers, Part 3. Effect of Mach number[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 672: 245-267.
- [30] Huang P G, Coleman G N, Bradshaw P. Compressible turbulent channel flows: DNS results and modeling[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 305: 185-218.
- [31] Liang X, Li X L. DNS of a spatially evolving hypersonic turbulent boundary layer at Mach 8[J]. *Science China: Physics Mechanics and Astronomy*, 2013, 56 (7): 1408-1418.
- [32] Li X L, Fu D X, Ma Y W. Direct numerical simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at $Ma = 6$ [J]. *Chinese Physics Letters*, 2006, 23 (6): 1519-1522.
- [33] Chen X P, Li X L. Direct numerical simulation of chemical non-equilibrium turbulent flow[J]. *Chinese Physical Letters*, 2013, 30(6): 064702.
- [34] Zhong X, Ma Y. Boundary-layer receptivity of Mach 7.99 flow over a blunt cone to free-stream acoustic waves[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 556: 55-103.
- [35] Ma Y, Zhong X. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate. Part 1. Wave structures and interactions[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 488: 31-78.
- [36] Ma Y, Zhong X. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate, Part 2. Receptivity to freestream sound[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2003, 488: 79-121.
- [37] Ma Y, Zhong X. Receptivity of a supersonic boundary layer over a flat plate, Part 3. Effects of different types of free-stream disturbances[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 532: 63-109.
- [38] Zhong X, Wang X. Direct numerical simulation on the receptivity, instability and transition of hypersonic boundary layers[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2012, 44: 527-561.
- [39] Li X L, Fu D X, Ma Y W. Direct numerical simulation of hypersonic boundary-layer transition over a blunt cone [J]. *AIAA Journal*, 2008, 46(11): 2899-2913.
- [40] Li X L, Fu D X, Ma Y W. Direct numerical simulation of hypersonic boundary layer transition over a blunt cone with a small angle of attack[J]. *Physics of Fluids*, 2010, 22(2): 025105.
- [41] Su C H, Zhou H. Transition prediction of a hypersonic boundary layer over a cone at small angle of attack-with the improvement of e^N method[J], *Science in China G, Mechanics and Astronomy*, 2009, 52 (1): 115-123.
- [42] Sandham N D, Schuelein E A, Wagner E A, et al. Transitional shock-wave/boundary-layer interactions in hypersonic flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2014, 752: 349-382.
- [43] Li X L. *OpenCFD-SC user's manual*[EB/OL]. (2011-4-12) [2014-9-20]. <http://www.cfluid.com/bbs/viewthread.php?tid=89129&extra=page%3D1> (in Chinese).
- 李新亮. *OpenCFD-SC 用户手册*[EB/OL]. (2011-4-12)

- [2014-9-20]. <http://www.cfluid.com/bbs/viewthread.php?tid=89129&extra=page%3D1>.
- [44] Li X L. OpenCFD-EC User's manual[EB/OL]. (2011-4-12) [2014-9-20]. <http://www.cfluid.com/bbs/viewthread.php?tid=89129&extra=page%3D1> (in Chinese).
- 李新亮. OpenCFD-EC 理论手册[EB/OL]. (2011-4-12) [2014-9-20]. <http://www.cfluid.com/bbs/viewthread.php?tid=91376&extra=page%3D1>.
- 作者简介:
李新亮 男, 博士, 研究员。主要研究方向: 计算流体力学, 湍流。
Tel: 010-82543801
E-mail: lixl@imech.ac.cn

Direct numerical simulation techniques for hypersonic turbulent flows

LI Xinliang^{*}

State Key Laboratory of High-temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

Abstract: The recent developments of high resolution schemes, especially, high-order and high-robustness shock-capture schemes, and direct numerical simulation (DNS) cases for hypersonic turbulent flows are reviewed in this paper. The numerical methods include the high-resolution shock-capture methods and the technique to stabilize computation for hypersonic flows, as well as, the developments of WENO and monotonicity preserving schemes. The DNS studies include the effects of compressibility, wall temperature and high-temperature real gas on the turbulent flows, and the studies of hypersonic transition flows are also reviewed briefly. Furthermore, an OpenCFD code developed by the author which is compressible and high-resolution, is addressed briefly

Key words: hypersonic; turbulence; direct numerical simulation; high-resolution numerical method; OpenCFD

Received: 2014-07-25; Revised: 2014-09-16; Accepted: 2014-09-20; Published online: 2014-10-31 17:05

URL: www.cnki.net/kcms/detail/10.7527/S1000-6893.2014.0233.html

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (1372330, 11472278, 11472010, 91441103); National High Technology Research and Development Program (2012AA01A304); Chinese Academy of Sciences Innovation Programs (KJCX2-EW-J01,XXH12503-02-02-04)

^{*} Corresponding author. Tel.: 010-82543801 E-mail: lixl@imech.ac.cn