

文章编号: 1000 8055(2008)01 0055-09

高阶格式及其在内外流场计算中的应用

王保国, 刘淑艳, 姜国义, 李翔, 张峰
(北京理工大学 宇航科学技术学院, 北京 100081)

摘 要: 高阶格式这里包含两种不同的含义, 一种是人们常说的高精度格式; 另一种是高分辨率格式, 因为它常与高精度有密切联系, 但两者毕竟有严格的区别. 在格式的构建上, 相比之下高分辨率格式较高精度格式难得多. 本文从 4 个方面讨论了高精度格式与高分辨率格式在相关领域中的应用并给出了大量算例, 这对澄清人们对高阶格式的认识, 弄清它们各自的适用范围是十分必要的. 大量的数值计算与研究表明: 对于复杂流场, 尤其是既考虑激波与边界层相互作用, 又要考虑壁面传热的流场, 用低阶数值格式计算是无法得到与实验较接近的数值结果的, 因此发展高阶格式对处理高温涡轮的气膜冷却问题以及高速飞行器的气动热计算是至关重要的.

关 键 词: 航空、航天推进系统; 高精度格式; 高分辨率格式; 叶轮机流场计算; 高速飞行器气动热计算
中图分类号: O357.4 **文献标识码:** A

High-order scheme and its application to the computation of the internal and external flow field

WANG Baoguo, LIU Shuyan, JIANG Guoyi, LI Xiang, ZHANG Feng
(School of Aerospace Science and Engineering,
Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: High-order scheme includes two different concepts, one is the high-accuracy scheme; the other is the high-resolution scheme, both of which are closely correlated but also strictly differentiated. In the construction of concepts, high-resolution scheme is much difficult than high-accuracy scheme. The applications of these two schemes in correlative fields were presented with numerous examples in four aspects. A great number of numerical results and researches indicate that, the computational results obtained from low-order schemes are not close to the experimental results for complex flow fields, especially since the interaction between the shock wave and the boundary layer and the flow fields of thermal conductivity have to be considered. So, developing the high-order scheme is crucial to resolving the cooling problem of the film of the high-temperature turbo and calculation of aerothermodynamic of hypersonic aircrafts.

Key words: aerospace propulsion system; high-accuracy scheme; high-resolution scheme; the computation of the flow field of the turbomachine; the computation of aerothermodynamic of the hypersonic aircraft

在复杂流场的计算中, 往往采用高精度格式 与高分辨率格式^[1-5]. 这是由于这类流场的拓扑结

收稿日期: 2007-04-24; 修订日期: 2007-11-19

基金项目: 国家自然科学基金资助(50376004); 高等学校博士点专项基金项目(20030007028)

作者简介: 王保国(1947-), 男, 山东临清人, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事气动热力学计算.

构十分复杂,往往存在着多种涡系,存在着复杂的激波结构,存在着激波与边界层的相互作用,存在着速度边界层与温度边界层两种分布梯度,存在着边界层的高温传热、辐射传热以及对流间的复合换热,因此对这类流场计算的数值格式有较高的要求. 本文将高精度格式与高分辨率格式统称为高阶格式,下面从 4 个方面讨论高精度格式与高分辨率格式的各自应用范围并与低阶格式作比较.

1 流体类型属性的描述以及与格式精度间的关系

Navier-Stokes 方程与 Euler 方程是描述流体类型属性(即有粘流动与无粘流动)的常用方程. 对于三维、可压缩、非定常 Navier-Stokes 方程的微分形式为^[2]

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{E} - \mathbf{E}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v)}{\partial y} + \frac{\partial (\mathbf{G} - \mathbf{G}_v)}{\partial z} = 0$$
 (1)

或者

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{H}^* = 0$$
 (2)

式中 $\mathbf{H}^*$ 的定义为

$$\mathbf{H}^* = (\mathbf{E} - \mathbf{E}_v)\mathbf{i} + (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v)\mathbf{j} + (\mathbf{G} - \mathbf{G}_v)\mathbf{k}$$
 (3)

对任意的网格单元体积分 (2) 式使得

$$\frac{\partial}{\partial t} \oint_V \mathbf{U} d\tau + \oint_S \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{n} dS = 0$$
 (4)

对可压缩湍流,引进 Favre 平均,则雷诺时均 N-S 方程(RANS)方程为^[2,6]

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} u_j)}{\partial x_j} = 0$$
 (5a)

$$\frac{\partial (\bar{\rho} u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} u_j u_i)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j}$$
 (5b)

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{H} u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u \sigma_{ji} \right]$$
 (5c)

式中

$$p = \bar{\rho} R T, \quad q_i = \tau_{ij}^{(l)} + \tau_{ij}^{(t)} \quad (6a)$$

$$\tau_{ij}^{(l)} = \mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_a}{\partial x_a} \delta_{ij} \right] \quad (6b)$$

$$\tau_{ij}^{(t)} = \mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_a}{\partial x_a} \delta_{ij} \right] - \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad (6c)$$

$$e = \bar{\rho} c_v T + \frac{1}{2} u_i u_i + K \quad (6d)$$

$$\overline{H} = \bar{\rho} h + \frac{1}{2} u_i u_i + K \quad (6e)$$

这里 H 与 h 分别表示总焓与静焓; K 为湍流动能,它可借助于可压缩湍流的 $k-\epsilon$ 输运方程确定;在计算中,注意了压力张量、关联项、湍流脉动通量项和张量耗散项三项的模化,其中压力张量、关联项采用了 Sarkar 模式^[7],湍流脉动通量项采用了文献[8]的模式,张量耗散项采用文献[9]的 Sarkar 模式.显然,这里湍流模式的可压缩性修正考虑了由于压力所引起的密度变化,但尚未考虑由于化学反应而引起的密度变化.在许多工程计算中,人们习惯于用二阶格式精度去计算方程 (1) 或者 (5) 式所决定的流场.大量的数值计算实践也显示:对于压力分布来讲,在计算网格不太密的情况下分别采用 N-S 方程与 Euler 方程作计算,在离开壁面一定距离的范围内使用两种方程所算出的压力分布区别并不太明显,这也就是说,在这些区域压力分布对检验流体的类型属性并不太敏感.而对于壁面传热问题,不同的流体类型所计算出的壁面热流密度以及传热量差别很大.显然,这一点对于高速飞行器(例如航天飞机、导弹等)的气动热计算以及航空发动机的高温涡轮流场计算便显得很重要.这里我们不妨给出高负载 C3X 直叶栅内的流动与传热的例子,这是一个很好的考核算例,它有大量的实验数据.叶型的参数和流动参数取自文献[10],这里我们计算了三个跨声速工况,各工况的主要流动参数如表 1 所示.

表 1 C3X 平面叶栅的流动参数
Table 1 Flow parameters of C3X plane blade

工况	$p_0 / 10^5 \text{ Pa}$	T_0 / K	Ma_1	Ma_2	$Re_1 / 10^5$	$Re_2 / 10^5$	T_w / T_0
1	2.453	795	0.17	0.92	0.39	1.51	0.81
2	3.863	789	0.17	1.06	0.64	2.47	0.84
3	2.447	802	0.17	0.91	0.39	2.49	0.73

图 1 分别给出了三种工况下叶片表面压力系数 C_p 计算值与实验值的比较, 这里 C_p 定义为 $C_p = p/p_0$, 其中 p 为叶片表面压力, p_0 为来流总压. 图中仅给出而二阶精度格式下的数值结果, 由图中可以看出: 这时的计算结果与实验符合较好. 图 2 分别给出了三种工况下叶片表面对流换热系数 h^* 的计算值与实验值的比较, 这里 h^* 定义为

$$h^* = \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big/ (T_0 - T_w) \tag{7}$$

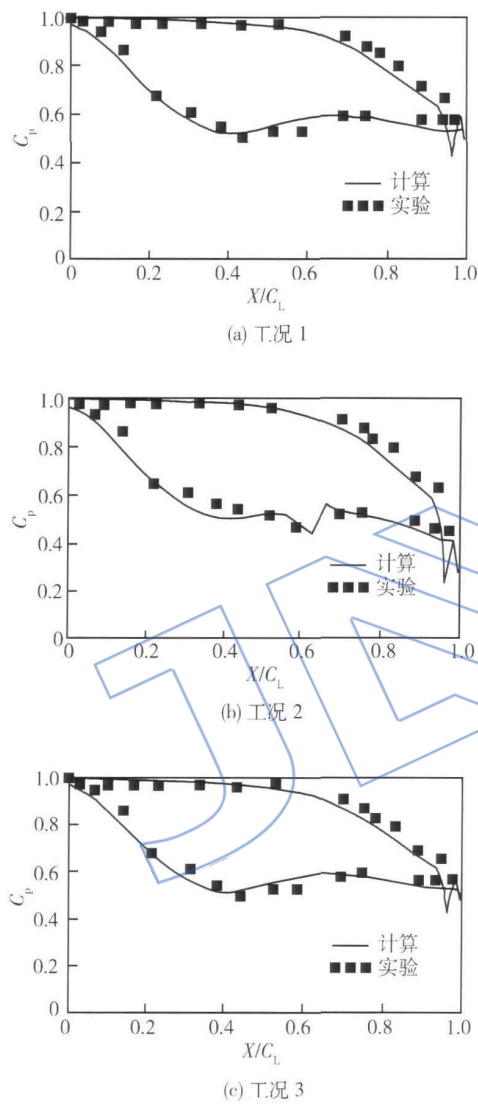


图 1 C3X 叶栅叶片表面压力系数分布图
Fig 1 Surface pressure coefficient of C3X blade profile

式中 λ 为导热系数, $\partial T/\partial n$ 为叶片表面上温度的法向导数, T_0 为来流总温, T_w 为叶片表面温度. 图中纵坐标所示的 h^*/h_0 值, 这里 h_0 为圆柱绕流时驻点的对流换热系数值, $h_0 = 1135.6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$; 注意, 图中仅给出三阶精度的数值结果, 在相同的网格下, 计算表明: 数值格式取二阶精度的计算结果不如三阶的结果好.

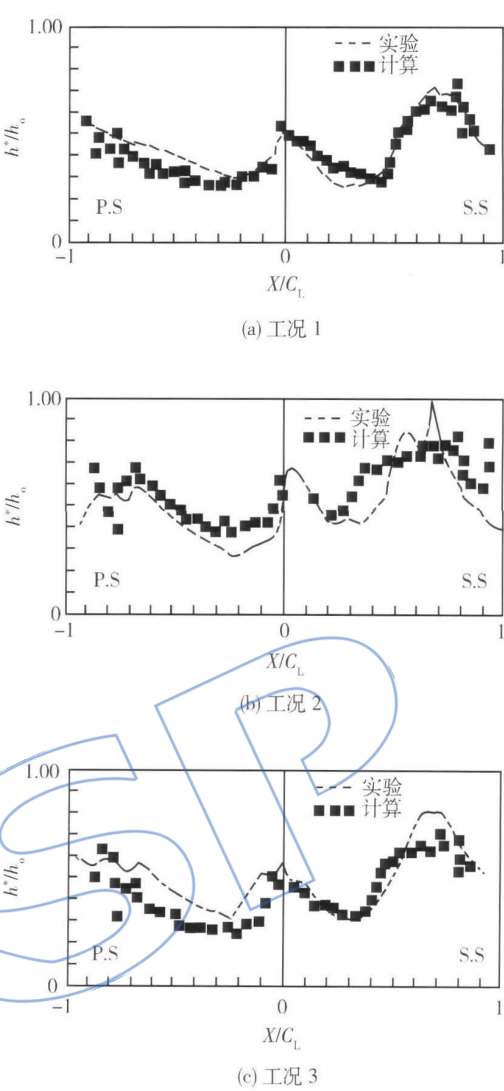


图 2 C3X 叶栅叶片表面对流换热系数分布图
Fig 2 Surface convective heat tranfer coefficient of C3X blade profile

2 内流中复杂激波系及其与边界层的作用

首先考虑运动激波进入二维突扩管道的流动. 假设初始时刻气体在管道内静止并假设为理想气体, 在管道进口处假设运动激波的马赫数 $Ma_s = 2$, 数值计算时采用二维 Euler 方程. 计算网格的布置是: 在细管径区域均匀分布的 100×100 网格; 在粗管区域为 800×200 的网格, 计算时分别采用了二阶 TVD 格式与三阶加权 ENO 格式.

图 3 与图 4 分别给出了 $t = 3.0$ 与 $t = 4.0$ 时流场等密度线的分布图. 显然, 两种计算格式的数值结果均能反映出流场的主要结构, 但在流场的细微比较上三阶加权 ENO 格式较二阶格式能反映出更多的流场细节.

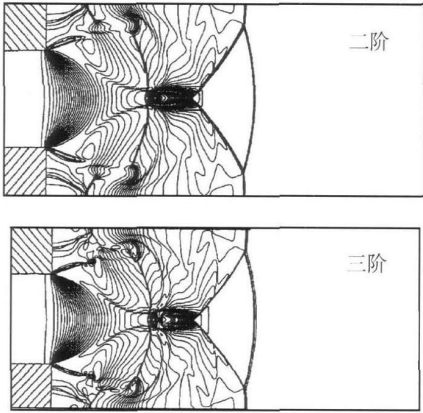


图 3 二维突扩管的等密度线分布($t = 3.0$)

Fig 3 Density contours of 2D abrupt expansion ($t = 3.0$)

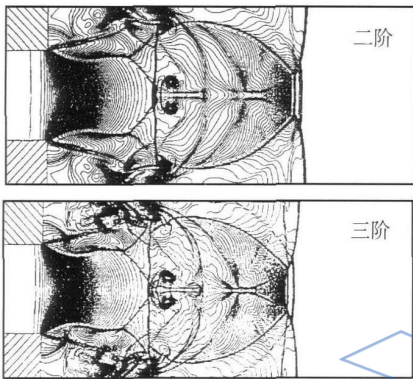


图 4 二维突扩管的等密度线分布($t = 4.0$)

Fig. 4 Density constours of 2D abrupt expansion ($t = 4.0$)

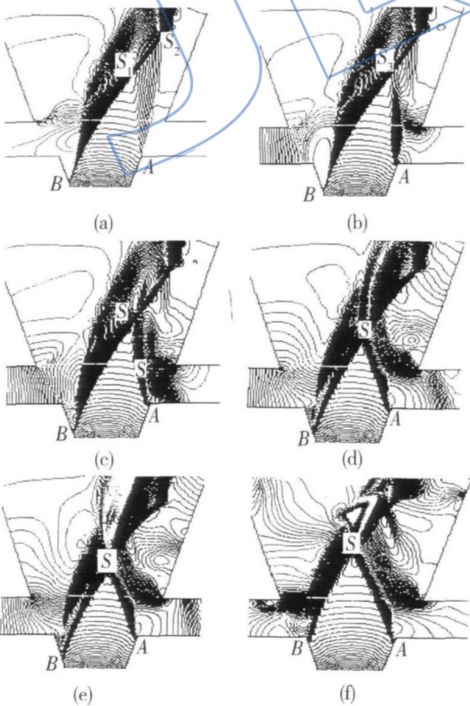


图 5 切换过程中切换斜激波演化的部分过程

Fig 5 Switch oblique shock wave in the switch process

对于粘性流动,尤其是激波与边界层相互作用比较复杂的流动区域,高阶格式的作用至关重要.这里讨论某火箭弹在进行姿态控制时所采用的射流元件.图 5 给出了本文采用三阶高分辨率格式计算出的该元件在工作切换过程中切换斜激波演化的部分过程.斜激波 BS_1S_2 与右侧附壁的边界层相互作用,这时在右控制流入口附近存在一束弱压缩波系(如图 5(a) 的 $AS_1 - AS_2$ 所示).随着右控制流的不断加入,右控制流入口处的压强增加,压缩波的强度逐渐增加,原来较宽的弱压缩波波束变成一道较窄的压缩波 AS_3 (如图 5(b) 所示).随着压强的继续增加,靠近 A 处的压缩波强度进一步增加,形成了激波 AS_5 (如图 5(c) 所示).右控制流压强再继续增大,便在 A 处形成一道完整的斜激波 AS (如图 5(d) 所示).图 5(e) 与 5(f) 分别给出了斜激波 AS 逐渐向左上方延伸的过程,这里斜激波 AS 称为切换斜激波.从上面所述的过程可以清楚地看出:非定常流场的准确计算以及切换过程的正确模拟都直接关系到主射流的切换时间,关系到对火箭弹姿态的准确控制,关系到命中目标的准确性.大量的数值计算实践表明:用一阶迎风格式或二阶迎风格式所预测的切换时间均无法满足工程要求;用二阶高分辨率格式预测的切换时间仍然与实验数据有较大的差别,而采用三阶高分辨率格式时能得到工程上所允许的预测结果.综上所述,便可得到如下结论:激波与边界层的正确模拟(在湍流模式选定的情况下)与数值格式精度的选取关系甚大,通常高阶精度格式的数值结果要比低阶精度的好,它更接近实验值.

3 高速飞行器气动热的数值计算

对于远程飞行的高速导弹和高速飞行器(例如航天飞机等),其热防护问题是重大飞行安全技术之一.在这些飞行工况中,气动加热问题已十分严重,常规的低阶差分格式在计算壁面热流密度时会遇到计算误差太大的困难.为了便于与实验数据比较,计算了某导弹在 $Ma_\infty = 2.86$, $p_\infty = 1.01325 \times 10^5$ Pa, $T_\infty = 300$ K 情况时四种攻角(即 0° , 4° , 8° 和 12°)下的飞行工况,图 6 给出了攻角 $\alpha = 12^\circ$ 时全场等马赫线的分布图,图 7 与图 8 分别给出了轴向力系数以及法向力系数的计算结果,显然计算与实验数据符合较好.

为了进一步考查数值格式精度对计算结果的影响,本文又计算了导弹在高空作高超声速飞行时的工况,取 $Ma_\infty = 9.86$, $p_\infty = 59.92$ Pa, $T_\infty =$

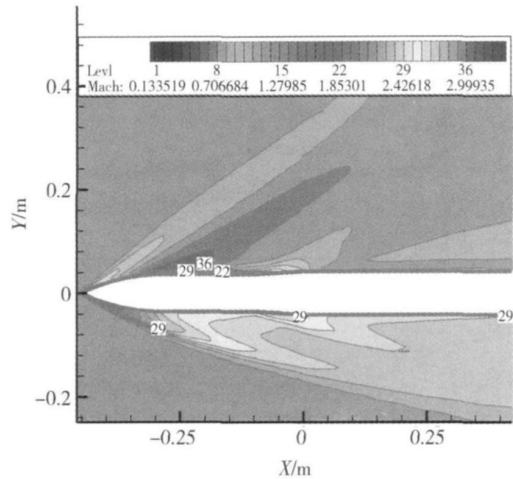


图 6 $\alpha=12^\circ$ 时全场等马赫线分布图

Fig. 6 Mach number constours at the attack angle $\alpha=12^\circ$

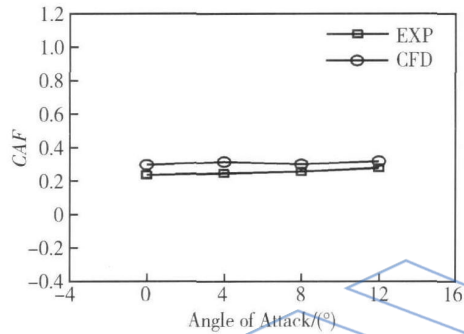


图 7 轴向力系数计算值与实验值的对比

Fig. 7 Comparison of calculated and measured axial force coefficients

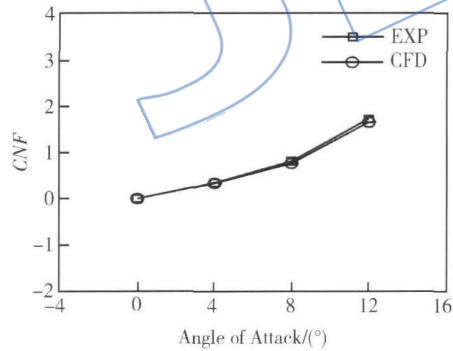


图 8 法向力系数计算值与实验值的对比

Fig. 8 Comparison of calculated and measured normal force coefficients

48.88 K; 为了正确的反映壁面热流, 在计算时采用了有化学反应轴对称二维 Navier-Stokes 方程组的简单形式, 即

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial (E - E_v)}{\partial x} + \frac{\partial (F - F_v)}{\partial y} = S + G + G_v$$

(8)

如果令

$$H = Ei + Fj, H_v = E_v i + F_v j$$

(9)

则有

$$H = \begin{bmatrix} \rho V \\ \vdots \\ \rho_v V \\ \rho u V + pi \\ \rho v V + pj \\ (e + p) V \end{bmatrix},$$
$$H_v = \begin{bmatrix} i \rho D_1 \partial c_1 / \partial x + j \rho D_1 \partial c_1 / \partial y \\ \vdots \\ i \rho D_N \partial c_N / \partial x + j \rho D_N \partial c_N / \partial y \\ \tau_{xx} i + \tau_{xy} j \\ \tau_{yx} i + \tau_{yy} j \\ a_1 i + a_2 j \end{bmatrix}$$

(10)

式中

$$S = \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_N \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, G = -\frac{\vartheta}{y} \begin{bmatrix} \rho_v \\ \vdots \\ \rho_{vv} \\ \rho u \\ \rho v \\ (e + p) v \end{bmatrix}$$
$$G_v = \frac{\vartheta}{y} \begin{bmatrix} \rho D_1 \partial c_1 / \partial y \\ \vdots \\ \rho D_N \partial c_N / \partial y \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ a_2 \end{bmatrix}$$

(11a)

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u \tau_{xx} + v \tau_{xy} - q_x \\ u \tau_{yx} + v \tau_{yy} - q_y \end{bmatrix}$$

(11b)

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3} \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\vartheta v}{y} \right),$$
$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

(11c)

$$\tau_{yy} = \frac{2}{3} \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\vartheta v}{y} \right),$$
$$\tau_{\theta\theta} = 2 \mu \frac{v}{y} - \frac{2}{3} \mu \cdot V_{\Delta}$$

(11d)

$$-q_x = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \rho \sum_{i=1}^N D_i h_i \frac{\partial c_i}{\partial x},$$
$$-q_y = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho \sum_{i=1}^N D_i h_i \frac{\partial c_i}{\partial y}$$

(11e)

$$U = [\rho, \dots, \rho_v, \rho u, \rho v, e]^T$$

(11f)

这里, $\vartheta=0$ 时对应于直角坐标系, 而 $\vartheta=1$ 时对应于柱坐标系; ρ_k 为组元 k 的密度, C_k 为组元

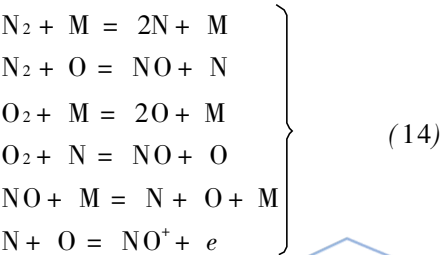
K 的质量分数,显然有

$$C_k = \frac{\rho_k}{\rho}, \rho = \sum_{i=1}^N \rho_i \tag{12}$$

另外, ω_i 为组元 i 的化学源项(又称组分生成源项), h_i 为比焓, D_i 为组元 i 的平均质量扩散系数;值得注意的是,这时热力学关系以及输运系数有如下一般关系

$$\left. \begin{aligned} p &= p(\rho, e, C), T = T(\rho, e, c), q = q(\mu, T) \\ \mu &= \mu(T) \end{aligned} \right\} \tag{13}$$

这里 e 为单位质量内能, T 为温度; $C = [c_1, c_2, \dots, c_N]^T$; 在计算中,空气化学反应的组分选取了 7 个(即 $N_2, O_2, N, O, NO, NO^+, e$), 而反应模式选取了 6 个(即 3 个离解反应, 2 个置换反应和 1 个电离反应)



关于热力学参数以及输运系数的详细计算可参阅文献[11-12], 这里不再给出。

方程组(8)的求解采用有限体积积分, 差分格式分别采用了二阶 TVD 与三阶加权 TVD, 图 9 给出了该工况下三阶格式时的全场等马赫线的分布图, 图 10 给出了三阶格式时壁面热流密度的分布 q_{sph} 。虽然这里的计算结果与实验数据^[13] 相比还有一定的误差, 但两者的趋势是十分一致的。另外, 虽然图 10 中没给出二阶的计算结果(更多的结果可参见文献[14]), 但它与三阶结果相比, 三阶要更贴近实验数值些。

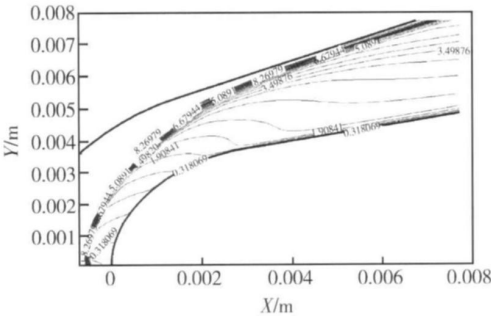


图 9 全场等马赫线分布图
Fig 9 Mach number contours of flow fields

应该指出,造成上述计算与实验结果的偏差,原因可能是多方面的,但主要的原因可能有两点:

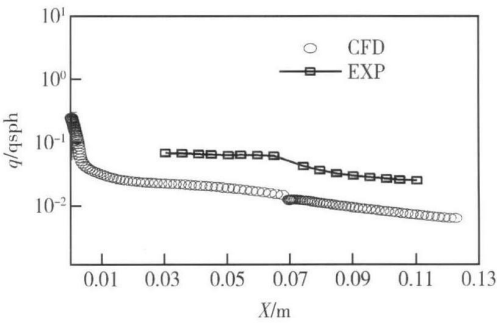


图 10 热流密度与实验值的对比
Fig 10 Comparison of calculated and measured heat flux

一点是计算网格设计不够合理; 另一点是湍流模式选取不太恰当。事实上, 湍流运动是由不同尺度的旋涡组成的, 大尺度的旋涡对湍流能量和雷诺应力的产生起主要作用, 而且大涡的行为强行地依赖于边界条件; 小涡对上述职能贡献较小, 它主要是对耗散起作用。在高雷诺数下, 小涡近似于均匀各向同性, 它受边界条件的影响较小, 并且有较大的通用性。设 $\Delta\eta$ 为差分网格在 η 方向上的间距, 则差分法所能分辨的最高波数的波长与 $\Delta\eta$ 为同一量级。因此要使这些多尺度的物理现象在数值模拟中都被适当地体现出来, 这就对计算方法提出了很高的要求。今以 Re_L 为 10^6 例, 初步分析表明: 随着格式精度的阶数 m 的变化, 网格临界间距 $\Delta\eta^*$ 的大小可由表 2 近似给出:

表 2 $Re_L = 10^6$ 时 η 方向的网格临界间距
 $\Delta\eta^*$ 与网格数 N_η^*

Table 2 Critical grid distance $\Delta\eta^*$ and grid number N_η^* along η direction at $Re_L = 10^6$		
m	$\Delta\eta^*$	$N_\eta^* = 1/\Delta\eta^*$
2	0.001	1 000
3	0.01	100
4	0.031 6	32
5	0.063 1	16

这里以细长物体绕流为例, 在求解域如果令 η 为沿细长物体长度方向的长度, 通常在另外两个方向的宽度约为 η 方向长度的十分之一左右。因此对于 $Re_L = 10^6$ 的情况, 如果采用二阶精度的格式, 则需要 10^7 个网格单元, 而如果采用三阶精度, 则所需要的总网格数约为 10^4 ; 这就是说采用高精度格式可以大大节省网格单元。正因如此, 在湍流的大涡模拟 (LES) 以及直接数值模拟 (DNS) 中, 高精度和高分辨率算法一直是十分关注的热点之一^[15-16]。

4 高温涡轮三维流场的计算

高温涡轮是航空发动机的重要部件之一, 它的流场计算, 尤其是考虑气膜冷却与考虑叶片壁面传热的三维高温涡轮静子或者转子流场的准确计算并不是一件容易的事, 它要涉及到流场与固壁间的耦合计算. 为了深入考查格式精度对高温涡轮流场计算的影响, 我们选择了有详细试验数据的美国 SSME 涡轮算例. SSME 涡轮由两级组成, 这里我们只计算其中的第一级, 包括一个静子和一个转子. 叶型和流动参数取自文献[17], 计算工况的主要流动参数为

$$p_0 = 3\,248.1 \times 10^5 \text{ Pa}, T_0 = 569 \text{ K},$$
$$p_2 = 2.7861 \times 10^5 \text{ Pa}$$
$$p_3 = 2.556 \times 10^5 \text{ Pa}, \omega = 9\,075 \text{ r/min},$$
$$T_w = T_0/1.5, T_u = 6.5\%$$

这里 p_0 为来流总压, T_0 为来流总温, p_2 为静子出口压力, p_3 为转子出口压力, ω 为转子转速, T_w 为叶片表面温度, T_u 为来流湍流度. 文献[17] 提供了叶片表面 Stanton 数的实验测量数据, 这里 Stanton 数的定义为

$$St = \frac{\lambda T/\partial n}{Pr \rho_\infty u_\infty (T_0 - T_w)} = \frac{\lambda T/\partial n}{\rho_\infty u_\infty (H_0 - H_w)}$$

(15)

式中 λ 为热传导系数; ρ_∞ 与 u_∞ 分别为来流密度与来流速度; Pr 为普朗特数, H_0 与 H_w 分别为总焓与壁面焓值. 文献[18] 提供了叶片表面压力系数 C_p 分布的实验数据, 其定义为

$$C_p = \frac{p^2 - p}{p_0 - p^2}$$

(16)

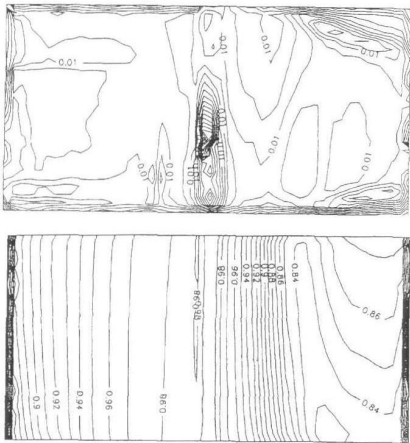


图 11 SSME 涡轮静子叶片表面压力等值线与 Stanton 数等值线的分布图

Fig 11 Surface pressure contours and Stanton number contours of SSME turbine stator

图 11 给出了 SSME 涡轮静子叶片表面 Stanton 数等值线的分布图, 图 12 与图 13 分别给出了 10% 叶高, 50% 叶高和 90% 叶高拟 S_1 面上 SSME 涡轮静子叶片表面压力系数的分布图与 Stanton 分布图, 图 12 仅给出了二阶精度的计算结果, 显然, 叶面压力系数 C_p 的分布与实验值符合较好. 图 13 分别用实线与虚线给出了二阶与三阶精度时的数值结果. 很显然, 由图中可以看出: 在相同的网格下, 对于沿叶面 Stanton 数的分布, 采用三阶精度格式比二阶的结果好, 它更接近于实验值. 这里二阶的与三阶的精度格式分别是采用二阶 TVD 与三阶加权 TVD 格式, 数值离散时采用有限体积法, 湍流模式采用的是 Baldwin Lomax 代数模式^[9]. 计算求解的主方程为雷诺时均 Navier Stokes(RANS) 方程组, 流场计算时未考虑气体的化学反应. 计算时的壁面边界条件为

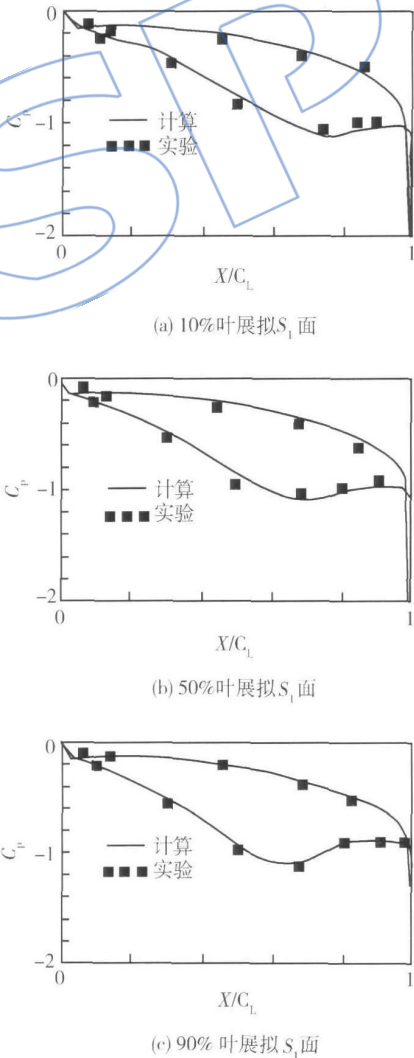


图 12 SSME 涡轮静子叶片表面压力系数分布图
Fig 12 Surface pressure coefficient distributions of SSME turbine stator

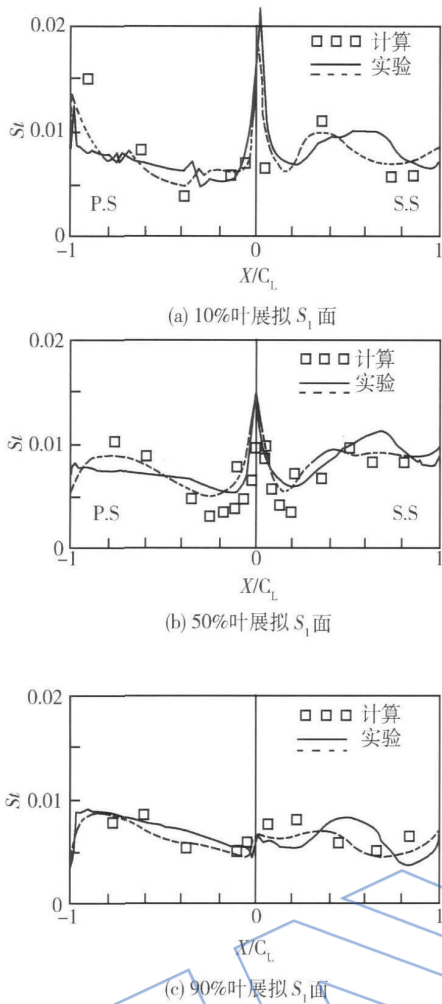


图 13 SSME 涡轮静子叶片表面 Stanton 数分布图

Fig 13 Surface Stanton number distributions of SSME turbine stator

- (1) 沿叶面速度无滑移条件;
- (2) 温度边界条件又分两种情况进行:
假定壁面绝热流动, 即 $\partial T / \partial n = 0$;
采用壁面恒温流动, 给定壁面温度的分布.

另外, 还要补充一个压力法向导数为零的计算边界条件. 其它边界条件, 例如进口边界条件, 出口边界条件, 周期性边界条件等与一般叶轮机机械流场计算时所需提的边界条件类似, 这里因篇幅所限不予赘述, 可参阅文献[20-22].

5 结 论

(1) 对于含有复杂激波系并且还要考虑壁面传热问题的粘性、高温流场, 需要发展高精度与高分辨率格式去模拟, 这时低阶格式是无法有效完成上述重任的^[23];

(2) 在粘性复杂流场的计算中, 表面压力系数的分布与数值格式的精度不太敏感, 但是表面

换热系数的分布(例如 Stanton 数分布)与表面热流密度的分布则不仅与格式精度密切相关, 而且还与壁面附近计算网格分布的设计以及湍流模式的选取密切相关;

(3) 对高温粘性流动问题, 例如高温涡轮流场或者高超声速飞行器的气动热计算, 除了应采用高精度与高分辨率数值格式之外, 还应该考虑流场计算与固壁表面温度场间的耦合计算. 另外, 这时网格的合理设计以及湍流模式的恰当选取也是非常重要的.

参考文献:

- [1] Bath T J, Deconinck H. High order methods for computational physics[M]. New York: Springer Verlag, 1999.
- [2] 王保国, 刘淑艳, 黄伟光. 气体动力学[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 2005.
- [3] Ferziger J H, Peric M. Computational methods for fluid dynamics[M]. Berlin: Springer, 1996.
- [4] Fletcher C A J. Computational techniques for fluid dynamics Volume I, 2[M]. Berlin: Springer, 1998.
- [5] Tannehill J C, Anderson D A, Pletcher R H. Computational fluid mechanics and heat transfer[M]. Washington: Taylor & Francis, 1997.
- [6] 王保国, 王新泉, 刘淑艳, 等. 安全人机工程学[M]. 北京: 机械工业出版社, 2007.
- [7] Sarkar S, Erlebacher G, Hussaini M Y. Compressible homogeneous shear: simulation and modeling[R]. NASA CR189611, 1992.
- [8] Krishnamurty V S, Shyy W. Study of compressibility modifications to the $k\epsilon$ turbulence model[J]. Phys Fluids, 1997, 9(9): 2769.
- [9] Sarkar S, Erlebacher G, Hussaini M Y, et al. The analysis and modeling of dilatational terms in compressible turbulence[J]. J Fluid Mech, 1991, 227: 473-493.
- [10] Hylton L D. Analytical and experimental evaluation of the heat transfer distribution over the surface of turbine blade [R]. NASA CR 168015, 1983.
- [11] 卞荫贵, 钟家康. 高温边界层传热[M]. 北京: 科学出版社, 1986.
- [12] 卞荫贵, 徐立功. 气动热力学[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1997.
- [13] Allen J M. Aerodynamics of an Axisymmetric Missile [R]. NASA/TM-2005-213541.
- [14] 王保国, 刘淑艳, 姜国义, 等. 高超声速化学非平衡流动的数值计算[C]. // 中国宇航学会返回与再入专业委员会学术会议论文集. 南宁: 中国宇航学会, 2006: 129-134.
- [15] 陈懋章. 粘性流体动力学基础[M]. 北京: 高等教育出版社, 2002.
- [16] Lele S K. Compact finite difference schemes with spectral like resolution[J]. J Comput phys, 1992, 103: 16-42.
- [17] Dunn M G, Kim J. Heat transfer and pressure measure

ments and comparison with prediction for the SSME two stage turbine[R]. NASA CR 190164, 1991.

[18] Hudson S T, Gaddis S W. Cold flow testing of space shuttle main engine high pressure fuel turbine model[R]. AIAA paper 91-2503, 1991.

[19] Balawin B S, Lomax H. Thir layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows[R]. AIAA 78-257, 1978.

[20] 刘高联, 王甲升. 叶轮机械气体动力学基础[M]. 北京: 机械工业出版社, 1980.

[21] 王仲奇. 透平机械三元流动计算及其数学和气动力学基础[M]. 北京: 机械工业出版社, 1983.

[22] 沈孟育, 周盛, 林保真. 叶轮机械中的跨音速流动[M]. 北京: 科学出版社, 1988.

[23] 王保国, 刘淑艳, 姜国义, 等. 高精度格式与高分辨率格式及其在复杂流场计算中的应用[C] // 中国工程热物理学会 2006 年学术会议文集. 重庆: 中国工程热物理学会, 2006: 82-98.

