

文章编号: 1000-8055(2001)03-0224-08

非结构网格下含冷却孔的 涡轮转子三维流场计算

王保国¹, 李荣先¹, 马智明², 骆晓勇¹

1 清华大学 工程力学系, 北京 100084;
2 海军航空工程学院 青岛分院 数学教研室, 山东 青岛 266041

摘要: 在转动坐标系里, 讨论非结构网格下, 含多排冷却孔的涡轮转子三维流场雷诺平均 Navier-Stokes 方程组的求解。计算表明: 含冷却孔的转子流场计算要比静子流场复杂的多。为了得到较为满意的流场数值解, 本文对叶片压力面与吸力面采用了不同的湍流模式, 并且还对流场迭代中初始场选取方式以及转子叶尖间隙计算站的设置等问题进行了一系列的改进。几个典型流场算例表明: 初始场选取、湍流模式的合理选用对转动坐标系下获得一个收敛的三维流场数值解至关重要; 另外, 转子叶尖间隙站的设置直接影响着间隙附近的流场, 尤其对现代高负荷涡轮转子, 间隙流动的研究就更为重要。

关键词: 非结构网格; 转动坐标系; 湍流模式; 计算; 三维流动

中图分类号: TK474.8⁺ 12; O357.5

文献标识码: A

1 引言

对于转子部件, 通常将坐标系固连在叶轮上, 因此在转动坐标系下, 转子流场所遵循的雷诺平均 Navier-Stokes 方程组含有源项, 而在绝对坐标系下, 静子流场的相应源项为零。另外, 静子与转子的进气角也有明显的不同。在已有的静子三维流场计算程序的基础上^[1], 我们考虑了转子转动所导致的源项并重新修改了已有的静子源程序, 然而大量的数值计算表明: 修改后的程序在转子流场的收敛性上遇到了困难, 看来含有冷却孔的转子流场要比静子流场复杂的多。

本文从几个方面去寻找影响转子流场收敛性的主要因素, 并给出了解决这个问题的一些办法。

2 相对坐标系下叶轮机械 N-S 方程组与定解条件

绕 x 轴以常角速度 ω 旋转的转动坐标系下雷诺平均 N-S 方程组可写为如下无量纲形式:

$$Q_t + (f_I + f_V)_x + (g_I + g_V)_y + (h_I + h_V)_z = S_\omega \quad (1)$$

式中

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix}, \quad S_\omega = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \rho \omega^2 y + 2\rho \omega \omega \\ \rho \omega^2 z - 2\rho \omega \omega \\ \rho \omega^2 (vy + wz) \end{bmatrix}$$

$$f_I = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + P)u \end{bmatrix}, \quad f_V = - \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{hx} \end{bmatrix}$$

$$g_I = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + P \\ \rho vw \\ (e + P)v \end{bmatrix}, \quad g_V = - \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{hy} \end{bmatrix}$$

收稿日期: 2000-09-13; 修订日期: 2000-11-28

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59976015)

作者简介: 王保国(1947-), 男, 清华大学工程力学系教授, 博士, 博士生导师

$$h_I = \begin{bmatrix} \rho_w \\ \rho_{lw} \\ \rho_{vw} \\ \rho_w^2 + P \\ (e + P)_w \end{bmatrix}, \quad h_v = - \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \end{bmatrix}$$

$$e_0 = \frac{P}{\rho(Y-1)}, \quad e = \rho e_0 + \frac{\rho(u^2 + v^2 + w^2)}{2}$$

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu, \quad x = \frac{x^*}{L^*}, \quad y = \frac{y^*}{L^*}$$

$$z = \frac{z^*}{L^*}, \quad t = \frac{t^* U_\infty^*}{L^*}, \quad u = \frac{u^*}{U_\infty^*}$$

$$v = \frac{v^*}{U_\infty^*}, \quad w = \frac{w^*}{U_\infty^*}, \quad \rho = \frac{\rho^*}{\rho_\infty^*}$$

$$p = \frac{p^*}{\rho_\infty^{*2} U_\infty^{*2}}, \quad \mu = \frac{\mu^*}{\rho_\infty^* U_\infty^* L^*}, \quad T = \frac{T^*}{U_\infty^{*2}}$$

$$e_0 = \frac{e_0^*}{U_\infty^{*2}}, \quad e = \frac{e^*}{\rho_\infty^* U_\infty^{*2}}$$

这里上标(*)表示有量纲量,下标 ∞ 表示自由来流参数; L^* 为特征长度, U_∞^* 为特征速度, ρ_∞^* 为特征密度,在计算中,它们分别取为中心拟 S_1 面上的栅距、来流声速和来流密度。 u, v, w 分别为沿 x, y, z 轴的相对速度分量, ρ 为流体密度, p 为压强, Y 为比热比, μ 为粘性系数。通常对高温涡轮气体常取 $Y=1.3$ 。在方程(1)中的 μ, Pr 分别为有效粘性系数和有效普朗特数。对湍流流动,则有如下定义:

$$\mu = \mu_L + \mu_T, \quad Pr = \frac{\mu}{\mu_L Pr_L + \mu_T Pr_T}$$

其中, μ_L, μ_T 为分子粘性系数和湍流粘性系数。

涡轮流场的边界条件为:

(1) 进口边界条件: 对于轴向亚声速来流,需给定4个流动参数。这里给定总压、总温和2个进气角。一个补充计算边界条件是将轴向速度从计算域内部外推至进口边界处。对于轴向超声速来流,流动参数全部给定。

(2) 出口边界条件: 对于轴向亚声速出流,需给定一个流动参数。这里给定出口面上50%叶高处的背压,而沿叶高方向的背压分布便可用如下简单径向平衡方程的积分得到,即积分

$$\partial p / \partial r = \rho(\tilde{v})^2 / r$$

式中, $\tilde{v}$ 为周向速度。4个补充计算边界条件是分别将密度和3个速度分量从计算域内部外推至出口边界处。对于轴向超声速出流,则所有流动参数都从计算域内部外推至出口边界处。

(3) 壁面边界条件: 在叶片表面、轮毂面和机匣面等固体壁面上,我们规定速度无滑移条件。至

于温度边界条件,则分别有如下3种不同情况:①对于壁面绝热流动,有 $\partial T / \partial n = 0$;②给定壁面温度的分布;③对于壁面热通量已知的流动,给定壁面热通量的分布。一个补充计算边界条件是压强的法向导数为零。

(4) 周期性边界条件: 在周期性区域的对应边界点处,全部流动参数满足周期性条件。

(5) 对于冷却孔,还要给定该处的边界条件。

3 涡轮转子三维流场中的湍流模式

在工程计算中,Baldwin-Lomax模式是常用的湍流模式之一,然而它存在着不能直接反映自由湍流和转捩问题的缺点。在本文中,对它进行了修正,并采用了下面的湍流粘性系数:

$$\mu_T = (1 - Y_T) \mu_{TU} + Y_T \mu_{TB} \tag{2}$$

其中, μ_{TB} 为完全湍流时的湍流粘性系数, μ_{TU} 为湍流度粘性系数, Y_T 为反映转捩的间歇因子。

3.1 转捩准则

转捩起始点动量厚度雷诺数一般由来流湍流度决定。这里采用了Mayle转捩公式^[2],其中间歇因子 Y_T 采用了文献[3]的取法。图1分别给出了

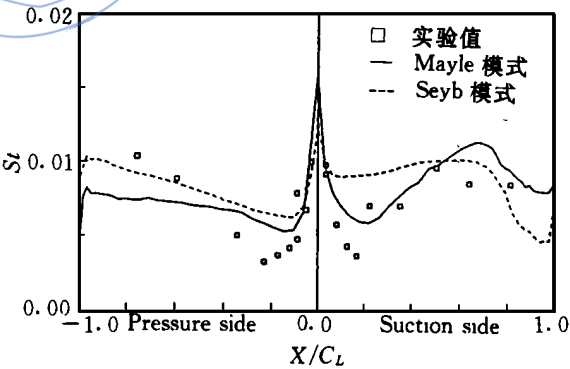


图1 不同转捩公式计算结果的比较

用Seyb转捩公式^[4]和Mayle公式得到的SSME转子^[5]在中心拟 S_1 面上Stanton数的分布,可以看到,采用Mayle转捩公式较Seyb公式有较大的改善。

3.2 湍流度粘性系数 μ_{TU} 的计算

本文采用Hylton LD等^[6]提出的公式计算湍流度粘性系数 μ_{TU} :

$$\mu_{TU} = \frac{T_1 + T_2}{1 + K_1} \frac{y}{\delta} \rho l U_\infty T_{ue} \tag{3}$$

其中, δ 为边界层名义厚度; l 为混合长度。而 T_1, T_2, K_1 在叶片压力面与吸力面有不同的取值。在压力面上,有: $K_1 = 0$

$$T_1 = B \left(\frac{A}{1.816} \right)^2, \quad T_2 = \left(\frac{Re_1 Re_0}{Re_2 57} \right)^3$$

$$B = \begin{cases} \exp \left[1.176 - 0.02 T_{u\infty} \sqrt{\rho_{\infty} U_{\infty} \frac{D}{\mu_{L\infty}}} \right] & 0 \leq T_{u\infty} \sqrt{\rho_{\infty} U_{\infty} D / \mu_{L\infty}} \leq 50 \\ 1.2 & T_{u\infty} \sqrt{\rho_{\infty} U_{\infty} D / \mu_{L\infty}} > 50 \end{cases}$$

在吸力面上,有:

$$K_1 = \frac{\sqrt{T_{u\infty} Re_0 K_2^{0.25}}}{612}$$

$$K_2 = \max(0.005, 0.0001 Re_1 - 26.6)$$

$$T_1 = B \left(\frac{A}{1.816} \right)^2, \quad T_2 = \left(\frac{Re_1 Re_0}{Re_2 50} \right)^3$$

其中, Re_1, Re_2 分别为以弦长作为特征长度时,进口和出口相应的雷诺数; Re_0 为当地的动量厚度雷诺数。另外, A 反映了前缘的传热能力, $A = 1.816$; D 为叶片前缘直径。

3.3 完全湍流粘性系数 μ_{TB} 的计算

湍流粘性系数 μ_{TB} 的计算采用了 Baldwin-Lomax 代数模式。计算中发现,在吸力面上应用该模式所得计算结果令人满意,但在压力面上计算结果偏小,特别在有气膜冷却时更是如此。所以在压力面上将 Baldwin-Lomax 模式修改为如下形式:

$$\mu_T = \rho l^2 |\omega|$$

$$l = \begin{cases} 0.4y [1 - \exp(-y^+ / A^+)] & 0 \leq y^+ \leq 0.225\delta \\ 0.09\delta [1 - \exp(-y^+ / A^+)] & y^+ \geq 0.225\delta \end{cases} \quad (4)$$

图 2 给出了利用标准 Baldwin-Lomax 模式和

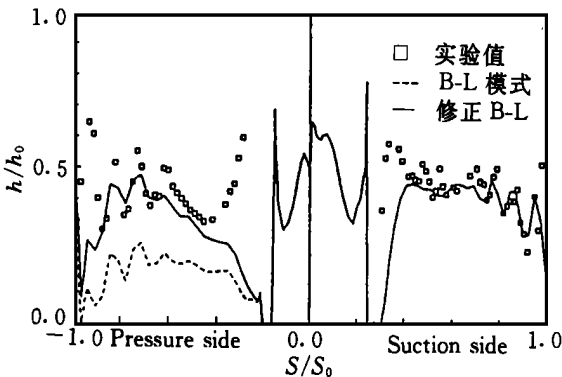


图 2 Baldwin-Lomax 模式和其修正模式
计算结果的比较

按上述方法修改的 Baldwin-Lomax 模式计算 C3X 直立叶栅流场的比较图,可以看到,修正后

的 Baldwin-Lomax 模式计算结果有了改善。

3.4 角区内湍流系数的计算

流场中任一点既要受到叶片表面的影响,又要受到机匣面和轮毂面的影响。为了有效的考虑上述因素,采用下式去计算实际的湍流粘性系数:

$$\mu_T = \frac{d_{bl}^2 \mu_{av} + d_{aw}^2 \mu_{bl}}{d_{bl}^2 + d_{aw}^2} \quad (5)$$

其中: d_{bl} 表示该点到叶片表面的距离, d_{aw} 表示该点到轮毂面或机匣面的距离; μ_{bl} 表示受叶片表面影响产生的湍流粘性系数; μ_{av} 表示受轮毂面或机匣面的影响产生的粘性系数,计算中到底取轮毂面的影响还是取机匣面的影响,应该由该点到它们的距离去确定。这里我们仅考虑其中距离较小的壁面所产生的影响。

4 转动坐标系下主方程组的 离散与求解

将方程组(1)在求解域上积分,便得到转动坐标系下积分型 N-S 方程组:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \rho dV + \oint_{\partial\Omega} \mathbf{f} \cdot \mathbf{n} dS = \iiint_{\Omega} \mathbf{S}_\omega dV \quad (6)$$

这里 $\mathbf{f}$ 为矢通量,其定义为:

$$\mathbf{f} \equiv (f_i + f_v)\mathbf{i} + (g_i + g_v)\mathbf{j} + (h_i + h_v)\mathbf{k} \quad (7)$$

式中, $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ 分别为沿 x, y, z 方向的单位矢量。考查选定的网格单元 i , 并将物理量置于网格单元中心,于是(6)式变为:

$$V_i \frac{\partial Q_i}{\partial t} + \sum_{j=nb(i)} (f_{i,j} \cdot \mathbf{n}_{i,j}) S_{i,j} = S_\omega V_i \quad (8)$$

这里 $nb(i)$ 表示单元 i 的相邻单元,下标 (i, j) 表示单元 i 与单元 j 的交界面, $f_{i,j}$ 表示界面 (i, j) 处的通量矢量, $\mathbf{n}_{i,j}$ 表示界面 (i, j) 的外法线单位矢量。 V_i 为单元 i 体积, $S_{i,j}$ 为界面 (i, j) 的面积

$$\mathbf{f}_{i,j} \cdot \mathbf{n}_{i,j} = F_{i,j}^I + F_{i,j}^V \quad (9)$$

这里 $F_{i,j}^I$ 为无粘通量,它可由 Roe 通量差分裂作计算; $F_{i,j}^V$ 为粘性通量。将方程(8)在时间方向上采用欧拉向后差分,便有:

$$V_i \frac{Q_i^{n+1} - Q_i^n}{\Delta t} + R_i^{n+1} = 0 \quad (10)$$

其中, $R_i^{n+1} = -S_\omega^{n+1} V_i + \sum_{j=nb(i)} (F_{i,j}^I + F_{i,j}^V)^{n+1} S_{i,j}$ 。

对 R_i^{n+1} 采用局部线性化,便有:

$$R_i^{n+1} = R_i^n + \sum_{j=nb(i)} (A_{ij,i}^I + A_{ij,i}^V)^n S_{i,j} \bar{Q}_i^n + \sum_{j=nb(i)} (A_{ij,j}^I + A_{ij,j}^V)^n S_{i,j} \bar{Q}_j^n - A_\omega^n V_i \bar{Q}_i^n \quad (11)$$

式中 $\delta Q_i^{(n)} = Q_i^{n+1} - Q_i^n$

$$\left. \begin{aligned} A_{ij,i}^I &= \frac{\tilde{q}_1(Q_i, Q_i)}{\tilde{Q}_i} \\ A_{ij,j}^I &= \frac{\tilde{q}_1(Q_i, Q_i)}{\tilde{Q}_j} \\ A_{ij,i}^V &= \frac{\tilde{q}_2(Q_i, Q_i)}{\tilde{Q}_i} \\ A_{ij,j}^V &= \frac{\tilde{q}_2(Q_i, Q_i)}{\tilde{Q}_j} \\ f_1(Q_i, Q_j) &= \frac{F_i^I + F_j^I - |A_{Roe}|(Q_i - Q_j)}{2} \\ f_2(Q_i, Q_j) &\approx \mu I_V \frac{r_{i,j} \cdot n_{i,j}}{|r_{i,j}|^2} (Q_i^V - Q_j^V) \end{aligned} \right\}$$

式中, $r_{i,j}$ 定义为单元 i 与 j 中心之间的距离矢量

$$I_V = \text{diag} \left[0, 1, 1, 1, \frac{1}{(\gamma - 1)P} \right]$$

$$Q^V = [0, u, v, w, \gamma P / \rho]$$

借助于(11)式, 则(10)式便被整理为如下形式:

$$\left\{ \frac{V_i}{\Delta t} I - \beta V A_{\omega}^n + \alpha \beta \sum_{j=nb(i)} [S_{ij} (A_{ij,i}^I + A_{ij,i}^V)] \right\} \cdot \delta Q_i^{(n)} = -R_i^n - \alpha \beta \cdot \sum_{j=nb(i)} [S_{ij} (A_{ij,j}^I + A_{ij,j}^V) \delta Q_j^{(n)}] \quad (12)$$

式中 $A_{\omega}^n = \left(\frac{\partial \omega}{\partial Q} \right)_i^{(n)}$, α 为加权系数; β 为格式开关, 当 $\beta = 1$ 时为隐式格式。另外, 下角“ ij ”表示单元体 i 与单元体 j 的交界面。显然, 方程(12)式可用 Gauss-Seidel 点迭代求解。

5 初始流场的赋值

过去那种简单的赋初场的方式存在着很大弊端, 很容易造成计算收敛速度变慢, 甚至出现不收敛的现象。本文提出一个较为简易可行的办法, 它包括5个步骤:

(1) 求解拟 S_2 面上的 σ 角^[7], 其中 A 为机匣上的点, B 为轮毂上的点, 于是有:

$$\text{tg} \sigma = \text{tg} \sigma_B + \frac{\text{tg} \sigma_A - \text{tg} \sigma_B}{r_A - r_B} (r - r_B) \quad (13)$$

此处, 假设位于同一个 x 值上的 $\text{tg} \sigma$ 值呈线性分布。

(2) 求解拟 S_1 面上的 β 角^[8]。这里需要判断所考查点的位置:

(a) 如果点位于叶片前缘的前面, 这时的 β 值可赋为给定的进气角:

$$\text{tg} \beta = \text{tg} \beta_{in} \quad (14)$$

(b) 如果点位于叶片后缘的后面, 这时的 β 值可赋为给定的出气角:

$$\text{tg} \beta = \text{tg} \beta_{out} \quad (15)$$

(c) 如果点位于叶片区内时, 这时要再进一步去判断点的上下位置:

① 当所考查点的点位于叶型上缘点 B 的上方, 例如 C_1 位置时便有:

$$\text{tg} \beta_{C_1} = \text{tg} \beta_A - \frac{\text{tg} \beta_A - \text{tg} \beta_B}{y_A - \left[y_B - \frac{2\pi r_i}{ZN} \right]} \cdot \left[y_A - \left[y_{C_1} - \frac{2\pi r_i}{ZN} \right] \right] \quad (16)$$

② 当所考查点的点位于叶型上缘点 B 的下方, 例如 C_2 位置时便有:

$$\text{tg} \beta_{C_2} = \text{tg} \beta_A - \frac{\text{tg} \beta_A - \text{tg} \beta_B}{y_A - \left[y_B - \frac{2\pi r_i}{ZN} \right]} \cdot (y_A - y_{C_2}) \quad (17)$$

这里(16), (17)式中的 ZN 为叶片数, r_i 为当地点的柱坐标。此处, 我们假设沿同一个 x 值的 $\text{tg} \beta$ 值呈线性分布。

(3) 在求解压力分布 $p(x)$ 时, 采用线性化的假设, 因此对于任意一点的压力 $p(x)$ 值便有:

$$p(x) = p_1 + \frac{p_2 - p_1}{x_2 - x_1} (x - x_1) \quad (18)$$

(4) 求出压力后, 便可得到该点的马赫数、温度值、音速值以及总的相对速度值。

(5) 在确定了所考查点处总的相对速度值后, 下面关键问题是定出圆柱坐标系下各个方向上的分速度值。经分析可得到如下关系式:

$$\left. \begin{aligned} W_x &= \frac{W}{\sqrt{1 + \text{tg}^2 \sigma + \text{tg}^2 \beta}} \\ W_\theta &= W_x \text{tg} \beta \\ W_r &= W_x \text{tg} \sigma \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

这里我们选用了含多排冷却孔的涡轮转子作算例, 将采用上述赋初场方法与使用文献[9]的赋初场办法作了对比, 图3给出流场计算到第60步时的速度矢量分布, 显然本文提出的赋初场方法有利于流场的收敛。计算实践表明: 对于转子三维流场的许多工况, 尤其是含多排冷却孔的涡轮转子流场使用文献[9]的赋初场办法, 流场迭代计算已无法收敛, 而使用本文的办法却能够得到流场迭代的收敛解, 可见本文提出的赋初场办法是较为有效的。

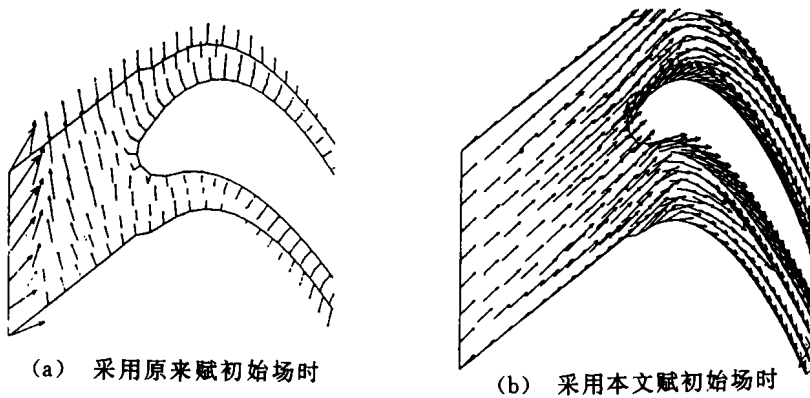


图3 计算60步时速度矢量图对比

6 涡轮转子湍流流场的典型算例

6.1 SSM E 涡轮转子三维流场计算

我们以静子流场^[1]得到的出口流动参数作为转子进口边界条件, 计算了转子流场。图4给出网格图, 其中拟 S_1 面上网格数有2696, 叶高方向上网格数有36, 总的网格数有97056; 另外叶片表面附近O型网格有12层, 并且相邻网格长度的扩张比为1.4。

6.1.1 顶隙的近似处理

这里讨论转子叶片与机匣面之间顶隙的处理方法。对于转子流场, 当假定叶片有围带时, 则这时叶片顶部边界条件易于处理, 可提相对无滑移边界条件。然而假定叶片没有围带时, 由于这时叶片顶部和机匣之间有一定间隙, 机匣静止不动而转子叶片以很大速度转动, 因此顶隙内的流动十分复杂, 存在着叶片顶部端面和机匣面上的边界层流动, 存在着顶隙内漏流, 二次流等。另外, 由于叶片顶端与机匣之间有很大的相对速度, 使得顶

隙内的流动参数梯度很大, 这就更增加了流动的复杂性。叶片表面两侧由于速度不同产生压力差, 在压力差的驱动下, 叶片压力面上的流体绕过叶尖流向叶片吸力面。叶尖漏流对流场的压力分布和换热系数分布, 产生很大影响。因此正确预测这一流动现象对于提高转子内的流动和传热的能力有很大意义。

考虑顶隙流动, 通常多采用多块网格拼接法, 即在顶隙区内生成专门的网格。本文想寻找一种简单的处理方法去有效的计算含气膜冷却的涡轮流场中的间隙流动。在通常情况下, 处理间隙流动可有两类近似方法: 第一类方法是在计算中忽略了顶隙区的存在, 在机匣面采用无粘假设。采用这种方法对压力的预测是可以接受的, 但对传热的预测很不理想; 另一类方法是作薄叶片假设, 假设顶隙区中叶片厚度变为零, 因而将顶隙区直接处理为周期性边界。通常这类方法能反映叶尖漏流的本质, 因此我们采用了第二类处理方法, 即将叶片延拓到顶隙区, 并在叶顶处不提无滑移条件, 而

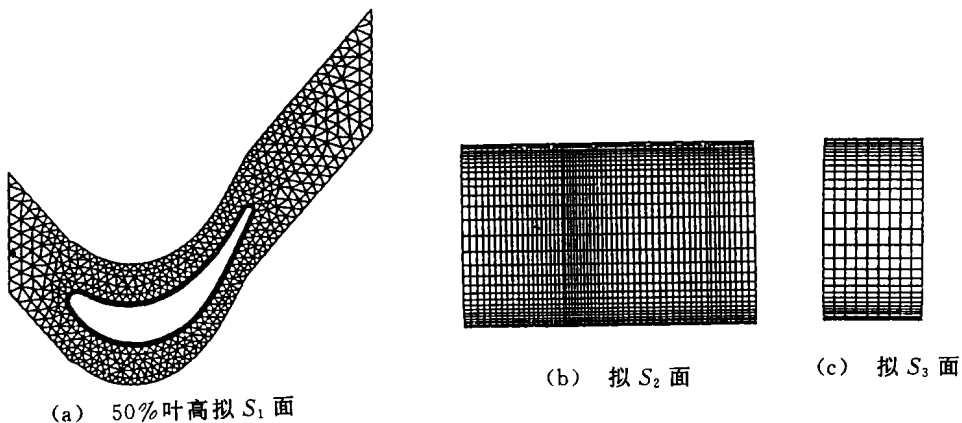


图4 SSM E 涡轮转子计算网格图

提周期性条件。在机匣面上, 仍提绝对无滑移条件。计算实例表明, 这种处理办法基本上能模拟出顶隙区叶尖漏流的结构, 是一个简单可行的工程处理办法。

6 1 2 计算结果分析

图5是10%叶高处拟 S_1 面上叶面压力系数 C_p 的分布。从定性上看, 计算得到的结果是合理的。图6给出10%叶高处拟 S_1 面上叶面 Stanton 数的分布以及和实验值的比较。可以看到, 计算与实验的符合程度较好。

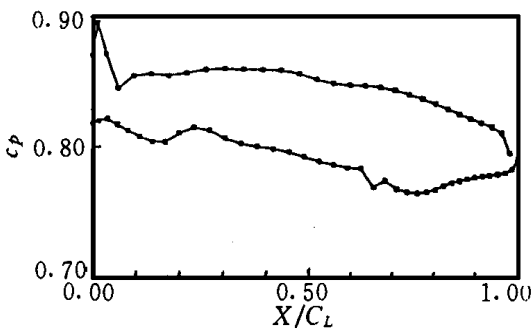


图5 SSM E 涡轮转子叶片表面压力系数分布图

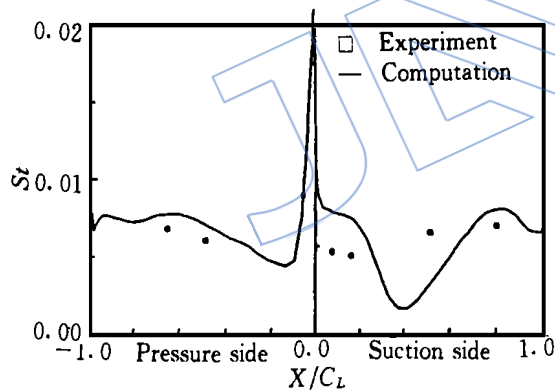
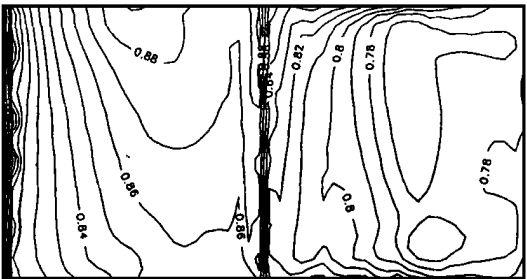


图6 SSM E 涡轮转子叶片表面 Stanton 数分布图

图7给出了叶面上的压力系数等值线分布, 这里图7(a)为不考虑顶隙的结果, 图7(b)为考虑顶隙的结果。图8给出了叶面 Stanton 数等值线的分布, 这里图8(a)为不考虑顶隙的结果, 图8(b)为考虑顶隙的结果。由上述结果可以看出, 顶隙对压力和传热的影响主要表现在叶片顶部区域。图9给出了顶隙区的速度矢量图, 其中图9(a), 9(b)和9(c)分别为不考虑顶隙时的相对速度矢量图、考虑顶隙时的相对速度矢量图和考虑顶隙时的绝对速度矢量图。可以看到, 不考虑顶隙时由于采用了速度无滑移条件, 因而导致了不存在叶尖漏流的数值结果。当考虑顶隙时, 在顶隙区气流一方面受机匣

面较大的相对转速的带动, 存在较大的从吸力面

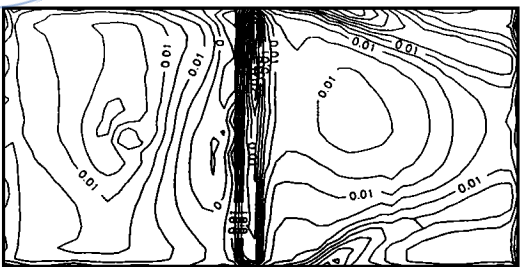


(a) 不考虑顶隙

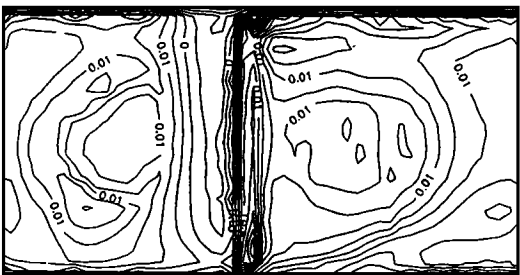


(b) 考虑顶隙

图7 SSM E 涡轮转子叶片表面压力系数等值线分布图



(a) 不考虑顶隙



(b) 考虑顶隙

图8 SSM E 涡轮转子叶片表面 Stanton 数等值线分布图

到压力面的速度; 另一方面还受到叶片两侧压力差的驱动, 即存在着从压力面到吸力面的速度。从图9(b)可以看出, 在叶型前半部第一种影响占上

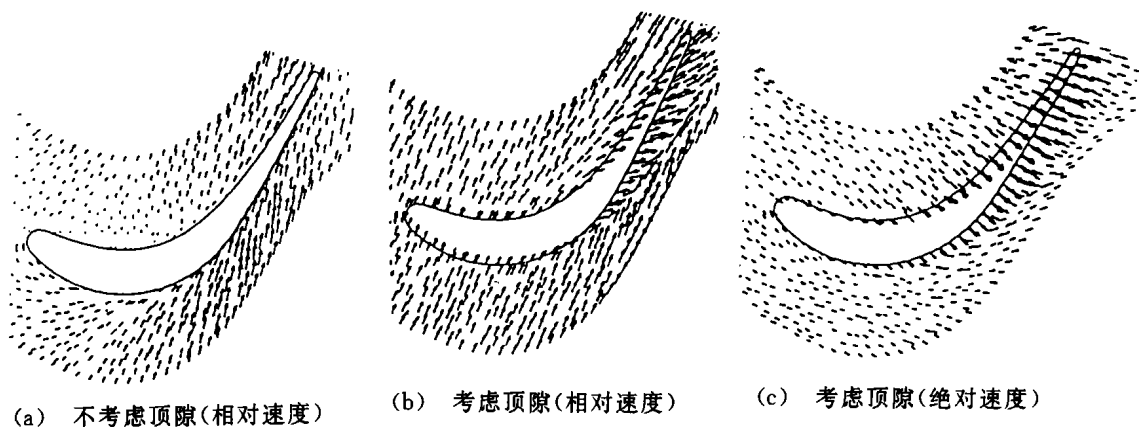


图9 SSM E 涡轮转子顶隙区内的速度矢量图

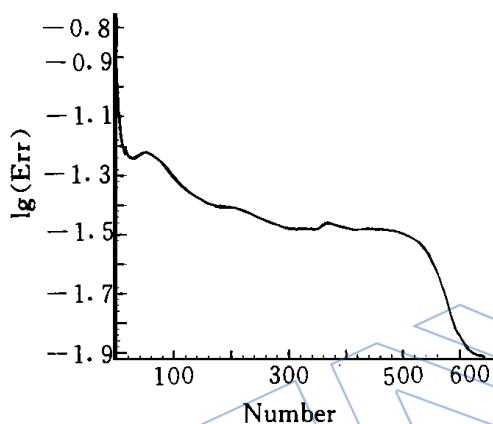


图10 带有多排冷却孔的涡轮转子流场计算的收敛曲线图

风, 速度方向从吸力面到压力面; 在叶型后半部第二种影响占上风, 速度方向从压力面到吸力面。另外, 从图9(c)中还可以清楚的看出受压力差驱动的叶尖漏流。在叶型前半部, 叶尖漏流速度很小, 随着向尾缘移动, 漏流速度在逐步加大。

6.2 压力面和吸力面上分别含多排冷却孔的涡轮转子

本算例涡轮转子含34个叶片, 每个叶片含有五排冷却孔, 其中吸力面上有两排, 压力面上有3排。计算工况为:

$$P_0 = 15\,896 \times 10^5 \text{ Pa}$$

$$P_2 = 7.76 \times 10^5 \text{ Pa}$$

$$T_0 = 1556.5 \text{ K}$$

$$T_u = 6.5\%$$

这里 P_0 为来流总压, P_2 为转子出口压力, T_0 为来流总温, T_u 为来流湍流度。计算采用了54560个单元, 其中拟 S_1 面上有2480个, 叶高方向有22个。图10给出了收敛曲线。可看到, 采用本文提出

的赋初场办法能得到该转子流场的一个收敛解, 而使用文献[9]的办法, 仅迭代20多步便发散了。

7 结 论

(1) 对于含多排冷却孔的涡轮转子三维流场, 在采用适当的数值格式下湍流模式的选取便至关重要。针对叶片压力面与吸力面上气流的不同流动, 本文提出了相应的湍流模式。大量的数值计算以及有关的实验数据对比表明: 使用本文提出的湍流工程模式能得到较为合理的数值解。

(2) 在非结构网格下, 初始场的赋值办法对涡轮转子流场迭代的收敛性影响很大。大量计算表明, 本文提出的赋初场办法简单、可行, 有利于迭代的收敛。

(3) 转子叶尖间隙站的设置直接影响着间隙附近的流场。数值计算表明: 文中提出的顶隙处理办法简便、可行, 能够反映顶隙区气流的流动, 并且这种处理办法也能用于压气机的转子流场^[10]。

参考文献

- [1] 王保国, 李荣先, 马智明等. 非结构网格生成方法的改进及气膜冷却三维静子流场的求解[J]. 航空动力学报, 2001, 16(3): 232- 237.
- [2] Mayle R E. The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines[J]. Journal of Turbomachinery, 1991, 113: 509- 537.
- [3] Ameri A A, Amon A. Transition Modeling Effects on Turbine Blade Heat Transfer Predictions[J]. Journal of Turbomachinery, 1996, 118: 307- 313.
- [4] Seyb N J. The Role of Boundary Layers in Axial Flow Turbomachines and the Prediction of Their Effects[R]. AGARD- AG- 164, 1972.
- [5] Dunn M G, Kim J. Heat Transfer and Pressure Measurements and Comparison with Prediction for the SSM E Two- Stage

- Turbine[R]. NASA CR 190164, (1991).
- [6] Hylton L D, et al Analytical and Experimental Evaluation of the Heat Transfer Distribution over the Surface of Turbine Blade[R]. NASA CR 168015, (1983).
- [7] 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
- [8] 王仲奇著: 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
- [9] 曾扬兵, 沈孟育, 王保国: 非结构网格在平面叶栅内湍流流动数值模拟中的应用[J]. 工程热物理学报, 1997, 18(2): 173- 176
- [10] 王保国, 黄虹宾著: 叶轮机械跨声速及亚声速流场的计算方法[M]. 北京: 国防工业出版社, 2000
- (责任编辑 杨再荣)

Calculation of Turbulent Flow over Three-Dimensional Turbine Rotor Blade Rows with Film Cooling on Unstructured Grids

WANG Bao-guo¹, LI Rong-xian¹, MA Zhi-ming², LUO Xiao-yong¹

1. Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;
2. Navy Aeronautic Engineering Institute, Qingdao 266041, China

Abstract: A high resolution finite-volume scheme for the Reynolds-averaged Navier-Stokes solutions on unstructured Grids has been developed and tested in rotating Cartesian coordinates. A Godunov-type upwind method was used for inviscid flux computations. The second order smoothing operator and the minmod limiter were developed for shock-capturing. A finite-volume formulation was applied to computations of viscous terms. The turbulence models for suction and pressure surfaces of turbine rotor blade row with film cooling were established, respectively. Initial conditions in calculation procedure of N-S equations were given by a new method. The rotor region had a tip clearance grid system that contained about 7 grid points in the spanwise direction. The computed results obtained from the proposed scheme are compared with experiment in a good agreement and show a dramatic improvement in the convergence and in the resolution of flow field.

Key words: unstructured grid; rotating Cartesian coordinates; turbulence model; three-dimensional flows; calculations