

文章编号:1000-8055(2009)12-2703-08

考虑转捩的跨声速气冷涡轮叶片气热耦合计算

王 强, 郭兆元, 周 驰, 颜培刚, 冯国泰, 王仲奇
(哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 为了研究转捩对气热耦合计算的影响,在 B-L 代数模型与 SST(shear stress transport) $k\omega$ 二方程模型的基础上,增加了两类基于间歇因子的转捩模型:代数 AGS (Abur Gharmam Shaw) 模型与一方程间歇因子输运方程.选取 NASA-MARK II 跨声速叶片为算例,分别采用全湍流模型与加入转捩的模型进行气热耦合计算.数值计算结果与试验对比表明由于能够预测附面层中的转捩过程,采用转捩模型的耦合计算得到的结果与试验吻合最好,由于在叶片壁面附近的网格较粗,采用间歇因子输运方程的转捩模型计算的结果要逊于采用代数转捩模型的结果.

关 键 词: 涡轮; 气热耦合; 转捩流动; 间歇因子; 湍流模型

中图分类号: V211.6

文献标识码: A

Coupled heat transfer simulations of a transonic vane by taking account of transition flows

WANG Qiang, GUO Zhao-yuan, ZHOU Chi, YAN Pei-gang,
FENG Guo-tai, WANG Zhong-qi

(School of Energy Science and Engineering,

Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: The Abur Gharmam Shaw (AGS) transition model and a one-equation intermittency transition model were added into the Navier-Stokes (N-S) solver, HIT-3D, so as to investigate the effect of laminar-turbulent transition on predicting thermal load of vane. The test case was 5411 run of NASA-MARK II vane, a transonic turbine vane. The full turbulent models and transition models were employed by the coupled heat transfer simulations. The results show that the transition model can predict the transition process in the boundary layer near the vane, and that the simulations with such models lead to thermal load matching well the experiments. Since the grids cells near the vane surface are coarse, the simulations with the intermittency equation lead to results worse than those with the algebraic transition model.

Key words: turbine; coupled heat transfer; transition flow; intermittency factor; turbulence model

在叶轮机内部流动中,涡轮叶片表面附面层内转捩现象是很常见的.一般来说,转捩可以分为三种类型^[1]:自然转捩、旁路转捩以及分离泡转捩;而后两种是叶轮机内常见的转捩类型.由于

转捩前后附面层内流动状况、壁面切应力、热传导等因素变化很大,因此在涡轮的气动、热力设计过程中准确地预测转捩,就显得很重要了.

目前在转捩问题的研究方法中:稳定性分析

收稿日期:2008-11-26; 修订日期:2009-01-07

基金项目:国家自然科学基金(50476028, 50576017, 50706009)

作者简介:王强(1982-),男,山西高平人,博士生,主要从事气冷涡轮气热耦合数值仿真方面的研究.

的方法^[2-3],一般忽略转捩区长度,而涡轮叶片表面的转捩区一般都比较长,故该方法不适合预测涡轮表面的转捩过程;低雷诺数模型在壁面处引入阻尼函数,可以很容易地应用到现有的计算流体力学(CFD)程序中,但 Roberts^[4]认为由于其全湍流的实质,该类模型很难准确描述转捩的物理过程,而 Savill^[5]与 Westin & Hekes^[6]的计算表明所有的全湍流模型不具备预测转捩起始位置与转捩区长度的能力;建立在 Emmons^[7]与 Narasimha^[8]工作基础上的基于间隙因子的转捩模型在工程中运用最为广泛,这类模型一般包括间歇因子的关系式,如代数关系式^[9-10]与间歇因子输运方程^[11-12],转捩起始判别式,如 Abur-Ghannam & Shaw^[13], Mayle^[1]等提出的经验准则关系式等.由于现有的大多数转捩起始判别式采用了动量厚度雷诺数, Menter^[14]指出在现有的 Navier-Stokes (N-S) 求解器中采用该类转捩起始判别式是比较困难的,而且很难考虑局部参数对转捩的影响,他提出的转捩模型采用局部参数预测转捩过程,并提出一类转捩起始雷诺数输运方程,结合 SST (shear stress transport) $k\omega$ ^[15]模型,该转捩模型可以很方便地运用于现有的 CFD 软件中.

气热耦合方法是涡轮冷却系统设计的重要工具,目前已有研究人员在该领域做了大量卓有成效的工作.但是在气热耦合计算中,转捩因素考虑得还不是很多. Bohn^[16]在计算中通过设置确定的转捩区来预估转捩的影响,并得到了较好的结果. Chmielniak 等人^[17]对一个二维叶栅进行气热耦合模拟,他们发现全层流与全湍流计算的结果都只能在部分区域与实验结果接近. Facchini 等人^[18]以 NASA-C3X 作为算例,采用多种 $k\epsilon$ 全湍流模型进行气热耦合计算,发现预测的热传导系数与静温分布与实验相比不尽如人意,尤以转捩区域的误差最大;而考虑转捩影响的非耦合计算预测的中径处叶片表面传热系数与实验值吻合得要好多,这就说明了在计算中考虑转捩的重要性.

本文的目的在于研究气热耦合过程中的转捩现象,以及转捩对气热耦合计算的影响.采用的求解器为 HIT3D,其中湍流模型采用 MML (modified mixing length)^[19]混合长度修正的 B-L (Baldwin-Lomax)代数模型^[20]与经过时间尺度限制修正^[21]的 Menter-SST $k\omega$ ^[15]模型,转捩模型则为 AGS (Abur-Ghannam Shaw) 代数转捩模型

与一个一方程转捩模型,选用算例为美国航空航天局 NASA Lewis 研究中心 Hylton^[22]实验研究的 MARK III 叶片的 5411 运行工况.

1 数值方法

1.1 控制方程及离散方法

任意曲线坐标系下无量纲形式的 Navier-Stokes (N-S) 方程为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial G}{\partial \zeta} = \frac{f_1}{r} + \frac{1}{Re} \left(\frac{f_2}{r} + \frac{\partial Q}{\partial \xi} + \frac{\partial R}{\partial \eta} + \frac{\partial S}{\partial \zeta} \right) \quad (1)$$

其中 $U = J \cdot [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad e]^T$ 为守恒形式的变量, J 为雅可比行列式,通量 E, F, G 与其它变量的形式参见文献[23].在固体区域,控制方程(1)转化为 Fourier 方程.

在计算中, N-S 方程组与 Fourier 方程分别求解.采用时间二阶精度的 G-N (Crank-Nicolson) 格式, N-S 方程组可以化作以下的形式:

$$\left[I + \tau \left(\frac{\partial A^n}{\partial \xi} + \frac{\partial B^n}{\partial \eta} + \frac{\partial C^n}{\partial \zeta} \right) \right] \Delta U^n = - \tau \left(\frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial G}{\partial \zeta} - H \right)^n$$

$$\tilde{U}^{n+1} = \tilde{U}^n + \Delta U^n \quad (2)$$

其中 A, B, C 分别为通量 E, F, G 的雅可比矩阵, H 为扩散项.上式中左边项为隐式部分,右边为显式部分.采用隐式近似因式分解法求解隐式部分,同时对雅可比矩阵进行对角线化,并对其采用矢通量分裂方法^[24],这样可以提高求解效率,保证计算稳定性.显式部分包括对流项与扩散项.对流项采用具有 Godunov 性质^[25]的三阶 TVD (total variation diminishing) 格式^[23]离散,由此得到网格交界面上的通量,并构造 Riemann 问题,考虑到计算的稳定性,采用了近似黎曼算子法^[26].对流项的离散采用了中心差分离散格式.

流程程序的湍流模型有:采用 B-L 代数湍流模型,以及经过修正的 Menter-SST $k\omega$ 双方程湍流模型.

Fourier 方程采用中心差分离散,求解则采用了 D-R (Douglas-Rachford) 交替方向隐式格式来求解^[27].

流场与叶片温度场之间的耦合方法为直接耦合方法^[28].其表达式如下:

$$T_w = \frac{\left(\frac{\lambda}{\lambda_s}\right) \cdot \left(\frac{\Delta n}{\Delta n_s}\right) T_s + T_f}{1 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_s}\right) \cdot \left(\frac{\Delta n}{\Delta n_s}\right)} \quad (3)$$

其中 n 表示到壁面的法向距离;下标 w 表示叶片表面, s 和 f 分别表示固体和流体.直接耦合方法不需要计算 q_w ,而是通过交界面两侧的相关参数直接计算 T_w .

1.2 转捩模型

1.2.1 AGS 转捩模型

AGS 模型为建立在间歇因子基础上的一类代数转捩模型,在计算中,首先采用经验公式(4)计算局部附面层的转捩起始雷诺数以及转捩终止雷诺数,以动量厚度作为特征长度,然后计算当地的附面层动量厚度雷诺数,通过比较判断附面层内流动的流态.

转捩临界雷诺数公式为

$$Re_{\theta_{st}} = 163 + \exp\left[F(\lambda_{\theta}) - \frac{F(\lambda_{\theta})}{6.91} T_u\right] \quad (4)$$

T_u 为来流湍流度(%),当 Re_{θ} 大于临界雷诺数 $Re_{\theta_{st}}$ 时,作为转捩的起点.

$$F(\lambda_{\theta}) = \begin{cases} 6.91 + 12.75\lambda_{\theta} + 63.34\lambda_{\theta}^2 & (\lambda_{\theta} < 0) \\ 6.91 + 2.48\lambda_{\theta} - 12.27\lambda_{\theta}^2 & (\lambda_{\theta} \geq 0) \end{cases} \quad (5)$$

压力梯度参数 $\lambda_{\theta} = \frac{\theta}{\nu} \frac{dU_e}{ds}$, U_e 为边界层外缘速度;

加速参数 $K = \frac{\nu}{U_e^2} \frac{dU_e}{ds}$,转捩终点雷诺数 $Re_{\theta_{te}} =$

2.667 $Re_{\theta_{st}}$.

在计算中,限定压力梯度参数的范围为

$$-0.1 \leq \lambda_{\theta} \leq 0.1 \quad (6)$$

在计算中,由于要用到动量厚度雷诺数,因此需要对动量厚度进行计算,按照动量厚度定义,求解动量厚度应该首先确定边界层的边缘,由于涡轮叶片表面流动复杂,很难采用速度 99% 定律来确定边界的位置,在计算中采用文献[29]中提到的方法:在 B-L 模型中,需要计算函数 $f(y)$: $f(y) = y|\omega| [1 - \exp(-y^+/A^+)]$,其中 y 为到壁面的法向距离, ω 为涡量, y^+ 为无量纲距离, $A^+ = 26$.通过 B-L 模型得到壁面法向的 $f(y)$ 分布,并得到其最大值 $f_{\max}$,并在该处向离开壁面的方向寻找 $f(y) = f_{\max}/2$ 的位置,此处的 y 为 y_{half} ,

认为边界层的边缘 $\delta = 1.2 y_{\text{half}}$.然后积分求得边界层的动量厚度.值得一提的是,该方法在文献[30]中得到应用,并取得了较好的结果.由于本算例为直列叶栅,并且试验只给出了中径处的测量数据,因此本文在边界层厚度计算中忽略了壁角的影响.此外,由于本文的 B-L 代数模型采用 MML^[19]修正的混合长度公式计算混合长度,该式在计算角区中单元中心至壁面距离时已经包含了壁角区的影响,本文采用该距离代替前文所说的计算点至壁面法向距离 y ,因此认为求得的边界层厚度包含一定的壁角区影响.

1.2.2 间歇因子输运方程

本文采用的间歇因子输运方程为文献[14]中的相关方程,其关系式如下:

$$\frac{\partial(\rho Y)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j Y)}{\partial x_j} = P_Y - E_Y + P_{Y2} - E_{Y2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu}{\sigma} \right) \frac{\partial Y}{\partial x_j} \right] \quad (7)$$

限于篇幅,式中各项的表达式及物理意义这里不再介绍.

利用计算得到的间歇因子对 SST 模型中 k 方程的产生项与耗散项修改,将该模型与 SST 模型结合在一起,修改后的产生项与耗散项为

$$\tilde{P}_k = Y P_k \quad (8)$$

$$\tilde{D}_k = \min[\max(Y, 0.1), 1.0] D_k \quad (9)$$

在计算中,需要额外引入一个关系式来判断转捩的发生与否,即诱发公式(7)中的产生项起作用,在文献[14]中提供了两类方法:①关于转捩起始雷诺数的输运方程;②代数经验公式.限于文献给出的数据不全,采用第二种方法,即代数经验公式来判断转捩的发生与否,并采用该文献中的方法迭代来求解动量厚度雷诺数,避免了直接求解附面层动量厚度,为计算带来了极大地便利.

采用的转捩起始雷诺数代数公式为

$$Re_{\theta_{st}} = 803.73 [T_u + 0.6067]^{-1.027} F(\lambda_{\theta}, K) \quad (10)$$

$$F(\lambda_{\theta}, K) = 1 - (-10.32\lambda_{\theta} - 89.47\lambda_{\theta}^2 - 265.51\lambda_{\theta}^3) e^{-T_u/3} (\lambda_{\theta} \leq 0) \quad (11)$$

$$F(\lambda_\theta, K) = 1 + [0.0962(K \cdot 10^6) + 0.148(K \cdot 10^6)^2 + 0.0141(K \cdot 10^6)^3] \cdot$$
$$(1 - e^{-T_u/1.5}) + 0.556(1 - e^{-23.9\lambda_\theta})e^{-T_u/1.5}$$
$$(\lambda_\theta > 0)$$

(12)

1.3 对时间尺度的限制

由于现有的二方程湍流模型预测的滞止点处的湍动能偏大,这必然会导致叶片前缘附近的涡黏系数偏大,因而导致该处的叶片温度偏高,因此引入时间尺度限制方法^[21]来避免该现象,限制公式如下:

$$T = \min\left[\frac{1}{\omega}, \frac{0.6}{\sqrt{6}|s|}\right]$$

(13)

其中 s 为应变率, T 为限制后的时间尺度.

涡黏系数的计算公式变化为: $\mu = \rho k T$. 此外,时间尺度变化后,相应地对比耗散率 ω 的方程进行修改如下^[31]:

$$\frac{D\rho\omega}{Dt} = \frac{1}{T}\left(\frac{g}{k}\tau_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta\rho\omega\right) +$$
$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \alpha_\omega\mu)\frac{\partial\omega}{\partial x_j}\right] +$$
$$2(1 - F_1)\rho\alpha_\omega\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial\omega}{\partial x_j}$$

(14)

2 算例及计算网格

采用 NASA-Lewis 研究中心 Hylton 实验研究的 Mark II 叶片作为验证算例,该叶片内部具有 10 个径向冷却通道,内通冷气实现叶片的冷却. 流场采用了 H-O-H 型网格进行空间离散,而固体温度场采用结构化的多块网格,孔内则采用了 H-O 混合网格,壁面第一层网格的 y^+ 控制在 15 以内,其中,在叶片前缘(吸力面 $x/L < 0.3$,压力面 $x/L < 0.5$, x 为叶片表面距前缘点轴向位置, L 为叶片轴向弦长)范围, y^+ 控制在 5 以内. 据验证,在这个范围内是可以使用壁面函数,并得到网格无关解的. 网格示意图如图 1,试验所测参数参见文献^[23].

计算时,在进口设定总温、总压,并认为气流垂直进气,在入口处各参数分布是均匀的,而在出口设定了静压. 此外还对孔内的流动设定边界条件:在进口给定质量流量、总温,并设定气流垂直入口进气,在出口给定静压. 耦合计算的初值采用绝热条件下流道与冷却通道流场的收敛值.

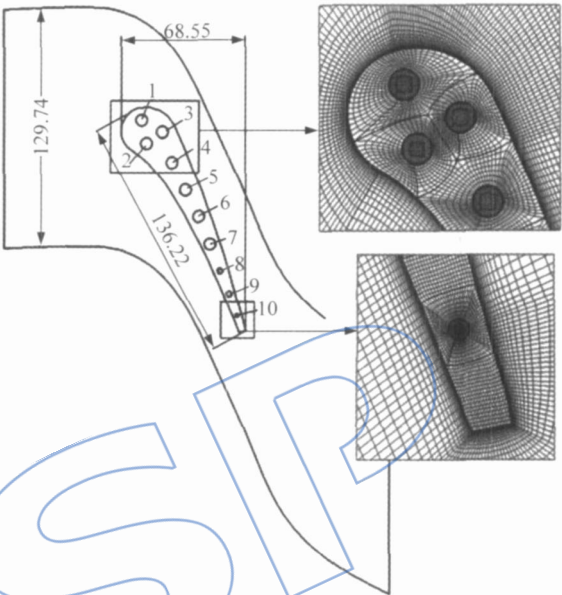


图1 MARK II几何尺寸及所采用的计算网格
Fig. 1 Profile and computational grids of NASA-MARK II

3 计算结果分析

在燃气涡轮的导叶中,燃气沿着前缘滞止点两侧的吸力面与压力面向出气边流动,先在前缘附近区域形成层流边界层,然后随着流动的发展,经过转捩,然后形成湍流边界层. 由于层流边界层与湍流边界层在边界层的发展规律、壁面切应力、传热效应等各方面都有很大的不同,因此在气热耦合计算中,应该首先明确边界层的流动状态.

图 2 给出了流道中径处的马赫数分布云图,可见在算例的流道中流动为跨声速流动,而且在吸力面存在两道激波. 结合图 3 可以得出一道激波位于吸力面 $x/L = 0.45$ 处,最大马赫数为 1.5,为强激波,而另一道激波位于吸力面 $x/L = 0.95$ 处,马赫数为 1.2,为弱激波. 由图 3 可以看出,采用不同的模型计算得到的型面压力分布基本类似,与实验值也吻合得很好,由于附面层内的压力分布同附面层外缘的压力相同,这说明采用这 4 种模型对附面层外流场预测的结果接近,并且与

真实的流动状况符合得也很好。

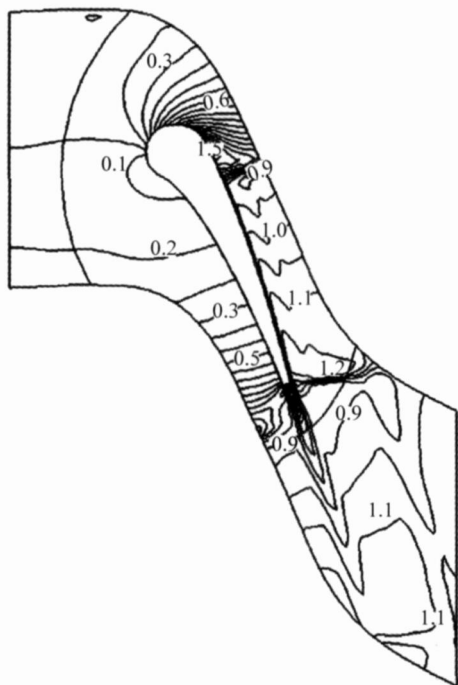


图 2 中径处马赫数

Fig. 2 Mach number contours at mid-span

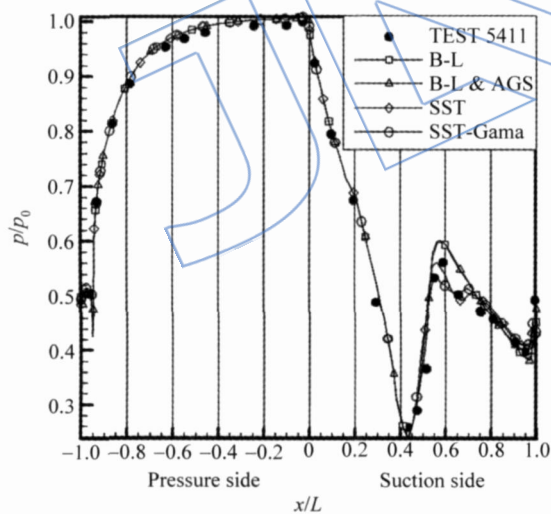


图 3 中径处型面压力分布

Fig. 3 Profile pressure at mid-span

图 4 为采用两种转捩模型计算出的壁面处间歇因子分布.可以看出在叶片表面 $-0.6 < x/L < 0.45$ 范围内,AGS 模型预测的边界层流态为层流流动,随后经过很短的转捩区流动,流动转化为旺盛的湍流流动,在压力面 $x/L = 0.9$ 附近区域,间歇因子有波动,这可能是当地动量厚度没有算好导致的.而采用间歇因子输运方

程计算壁面间隙因子在两道激波附近升高较快,而在其他区域值较低,最低值位于前缘附近,其值不高于 0.1.这两种模型的区别在于 AGS 模型是一种代数经验模型,该模型通过简单比较动量厚度雷诺数与转捩起始雷诺数、转捩终止雷诺数来确定边界层的流态.而且该模型没有考虑到间歇因子的输运效应,并认为间歇因子沿着壁面法向是一致的,故在网格较粗的条件下,采用边界层参数计算,仍然能给出比较好的间歇因子分布;而本文采用的间歇因子输运方程采用当地的物理参数来计算转捩起始雷诺数,在计算中考虑了间歇因子的输运效应以及沿壁面法向的变化,因此在原理上采用后者计算的间歇因子更符合物理事实,在网格较细的情况下 ($y_p^+ < 1.0$),第一层网格中心位于边界层的层流底层,计算的壁面间歇因子应该很小,接近于 0,但是由于本文采用的网格较粗,所以计算出来的间歇因子就出现了如图 4 中的分布,尽管如此,仍然可以看出采用该间歇因子输运方程计算的壁面间歇因子分布与物理事实吻合较好的.

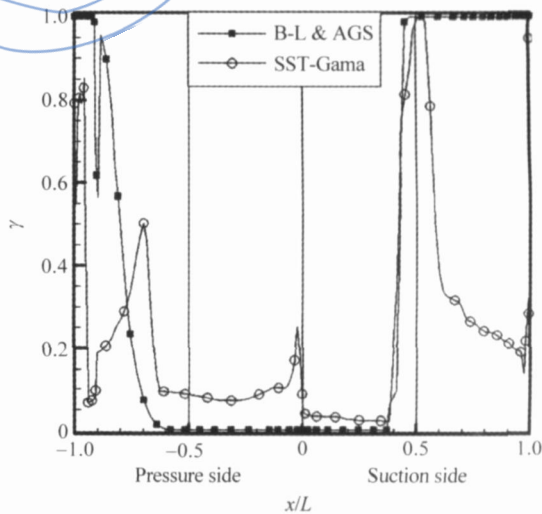


图 4 中径处壁面间歇因子

Fig. 4 Intermittency near the vane surface at mid-span

图 5 给出了采用不同的模型计算得到的涡黏系数在中径处壁面的分布.在 AGS 模型预测的层流区域,即叶片表面 $-0.6 < x/L < 0.45$ 区域,考虑转捩后计算得到的涡黏系数均低于同位置采用同种湍流模型的结果.而在湍流区域,采用同种湍流模型计算的涡黏系数差别不大.此外,在湍流区域的涡黏系数要远高于层流区域的相应值,说明

在湍流区域的对流效应比较强烈. 由于涡黏系数影响传热系数计算, 进而影响到温度场的预测, 这必然会造成叶片表面温度预测的差异.

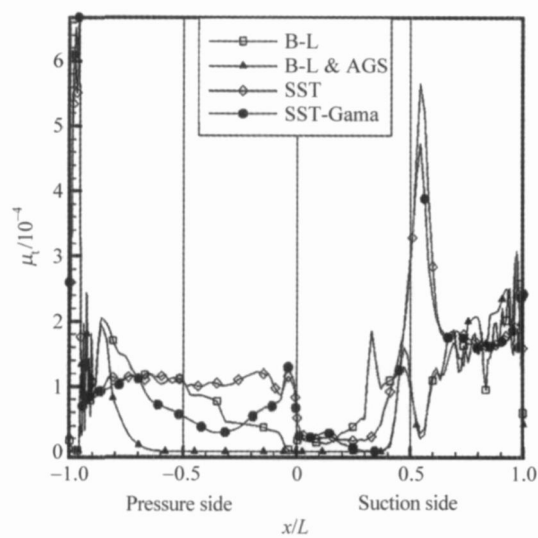


图 5 中径处壁面涡黏系数分布

Fig. 5 Eddy viscosity near the vane surface at mid-span

在涡轮设计中, 准确地预测叶片的温度是非常重要的, 如果温度预测不准, 那么在设计中不得不采用“过冷却”的设计, 这意味着冷却叶片需要更多的冷气量, 这必然会影响到涡轮的效率. 在内冷涡轮叶片表面, 存在层流到湍流的转捩过程, 在上述分析中, 已经看到在 MARK III 叶片的吸力面强激波前以及压力面的大部分区域为层流流动, 由于现有的湍流模型都是建立在全湍流假设基础之上的, 由图 5 看出, 采用全湍流模型预测的涡黏系数过高, 因而会预测出过高的叶片表面温度. 图 6 为采用各种模型计算得到的中径处壁面温度分布 (T_0 表示参考温度). 对采用同种湍流模型的计算, 在层流区域, 即吸力面 $x/L < 0.45$ 以及压力面的大部分区域, 全湍流模型预测的壁面温度要高于考虑转捩模型的结果, 要较后者更偏离试验值. 这充分说明了考虑转捩在气热耦合计算中的重要性. 而对比 AGS 模型与间歇因子输运方程两类不同的转捩模型预测的温度分布, 可以看出在叶片表面的所有区域, 采用 AGS 代数转捩模型的结果要较后者更接近于试验值, 但是在压力面的一些区域其值较试验值低. 由于本文采用的网格较粗, 第一层网格中心位于附面层的过渡区以及黏性底层; 基于经验公式的 AGS 转捩模型采用附面层参数来预测附面层的流态, 进而计算间歇

因子, 故其对网格要求不是很高, 而间歇因子输运方程则要依赖于附面层当地的参数来判断附面层流态, 以及计算间歇因子; 相比而言, 间歇因子输运方程对网格的要求要较高, 如文献 [14] 采用的网格第一层网格中心的 y^+ 控制在 1.0 左右. 从图 4 与图 5 可以看出, 采用间歇因子输运方程计算的第一层网格中心的间歇因子与涡黏系数要高于采用 AGS 模型计算的相应值, 这就造成了两种转捩模型预测的壁面温度的差异.

图 7 为采用各种模型计算的中径处壁面对流传热系数分布 (H_0 表示参考的表面传热系数).

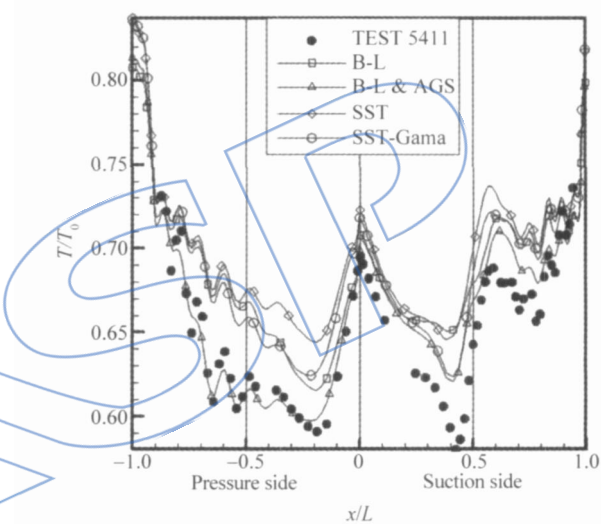


图 6 中径处型面温度分布

Fig. 6 Profile temperature at mid-span

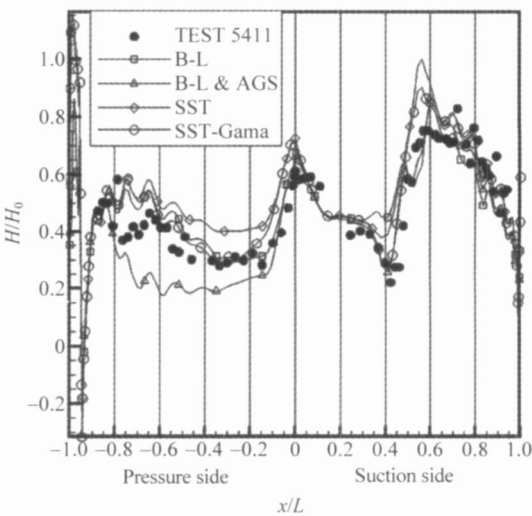


图 7 中径处壁面对流传热系数分布

Fig. 7 Profile heat transfer coefficient at mid-span

同图 6 的壁面温度分布类似,对流传热系数的预测也要受到不同模型对边界层内流动状况的影响.可见气热耦合计算中,传热计算受流动计算结果影响很大,尤其是当附面层内存在层流到湍流的转捩过程时,能否准确地预测该流动过程关系到传热计算的精度,进而影响到涡轮的设计.

4 结 论

综上所述,得出以下的结论:

1) 采用各种湍流模型都能够较准确地预测附面层外流场中的流动,但是全湍流模型不能够预测附面层内的层流、转捩状况,在层流区域计算的温度与传热系数均要高于实际情况;A GS 模型与间歇因子输运方程可以预测边界层内的转捩过程,因此得到的温度要更接近于实验值.

2) A GS 代数转捩模型能够较准确地预测附面层内的流态,采用该模型预测的壁面温度与试验值最为接近.限于网格的影响,本文采用的间歇因子输运方程虽然也能够预测转捩过程,但是其精度不如 A GS 模型.

此外,本文的计算是在较粗网格基础上进行的,在今后的研究中,我们将在研究细网格条件下,对这些转捩模型对转捩的预测能力以及对温度场预测的影响做进一步的研究.

参考文献:

- [1] Mayle R E. The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines[J]. Journal of Turbomachinery, 1991, 113: 509-537.
- [2] 董学智, 颜培刚, 韩万金. PSE 方法在后部加载叶栅扰流稳定性分析及转捩预测中的应用[J]. 航空动力学报, 2007, 22(9): 1492-1498.
DONG Xuezhi, YAN Peigang, HAN Wanjin. Application of PSE method into aft-load cascade boundary stability analysis and transition prediction[J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22(9): 1492-1498. (in Chinese)
- [3] 苏彩虹, 周恒. 零攻角小钝头钝锥高超音速扰流边界层的稳定性分析和转捩预报[J]. 应用数学和力学, 2007, 28(5): 505-513.
SU Caihong, ZHOU Heng. Stability analysis and transition prediction of hypersonic boundary layer over a blunt cone with small nose bluntness at zero angle of attack[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2007, 28(5): 505-513. (in Chinese)
- [4] Roberts S K, Yaras M I. Modeling of boundary-layer transition [R]. ASME GT2004-53664.
- [5] Savill A M. Some recent progress in the turbulence modeling of bypass transition[C]// Near-wall Turbulent Flows. New York: Elsevier Science Publishers, 1993:829-848.
- [6] Westin K J A, Henkes R A W M. Application of turbulence models to bypass transition[J]. Journal of Fluids Engineering, 1997, 119: 859-866.
- [7] Emmons H W. The laminar-turbulent transition in a boundary layer: Part I[J]. Journal of Aerospace Science, 1951, 18(7): 490-498.
- [8] Narasimha R. On the distribution of intermittency in the transition region of a boundary layer[J]. Journal of Aerospace Science, 1957, 24(9): 711-712.
- [9] Chen K K, Thyson N A. Extension of emmons' spot theory to flows on blunt bodies[J]. AIAA Journal, 1971, 9(5): 821-825.
- [10] Solomon W J, Walker G J, Gostelow J P. Transition length prediction for flows with rapidly changing pressure gradients[J]. Journal of Turbomachinery, 1996, 118(4): 744-751.
- [11] Steelant J, Dick E. Modeling of bypass transition with conditioned Navier-Stokes equation coupled to an intermittency transport equation[J]. Int. J. Num. Meth. Fluids, 1996, 23:193-220.
- [12] Suzen Y B, Huang P G. Modeling of flow transition using an intermittency transport equation[J]. ASME Journal of Fluids Engineering, 2000, 122:273-284.
- [13] Abur-Gharmam B J, Shaw R. Natural transition of boundary layers: the effects of turbulence, pressure gradient, and flow history[J]. Journal of Mechanical Engineering Science, 1980, 22(5): 213-228.
- [14] Menter F R, Langtry R B, Likki S R. A correlation-based transition model using local variables: Part I—Model formulation[R]. ASME GT2004-53452.
- [15] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [16] Bohn D, Heuer T. Conjugate flow and heat transfer calculations of a high-pressure turbine nozzle guide vane[R]. AIAA-2001-3304.
- [17] Chmielniak T, Weoblewski W, Nowak G, et al. Coupled analysis of cooled gas turbine blades[R]. ASME GT2003-38657.
- [18] Facchini B, Magi A, Scotti A, et al. Conjugate heat transfer simulation of a radial cooled gas turbine vane[R]. ASME GT2004-54213.
- [19] Conley J M. Modification of the MML turbulence model for adverse pressure gradient flows[R]. AIAA-94-2715.
- [20] Baldwin B S, Lomax H. Thin layer approximation and algebraic model for separated flows[R]. AIAA-78-257.
- [21] Medic G, Durbin P A. Toward improved prediction of heat transfer on turbine blades[J]. Journal of Turbomachinery, 1994, 124: 187-192.
- [22] Hylton L D, Milhec M S, Turner E R, et al. Analytical and experimental evaluation of the heat transfer distribution over the surface of turbine vanes[R]. NASA-CR-

- 168015, 1983.
- [23] 王松涛. 叶轮机三维粘性流场数值方法与弯叶栅内涡系结构的研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 1999.
- WANG Songtao. Numerical method of 3D viscous flow field in turbomachinery and study of vortex structure in bowed blade cascade [D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 1999. (in Chinese)
- [24] Pulliam T H, Chaussee D S. A diagonal form of an implicit approximate factorization algorithm[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 39: 371-390.
- [25] Godunov S K. A finite-difference method for the numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics[J]. Matematicheskii Sbornik, 1959, 47: 271-390.
- [26] Smith L H. The radial equilibrium equation of turbomachinery [J]. ASME Journal of Engineering and Power, 1966, 88(1): 1-22.
- [27] 李荣华, 冯果忱. 微分方程数值解法[M]. 北京: 高等教育出版社, 1995:330-332.
- LI Ronghua, FENG Guochen. Differential equation numerical resolution[M]. Beijing: Higher Education Press, 1995:330-332. (in Chinese)
- [28] Han Z X, Dennis B H. Simultaneous prediction of external flow-field and temperature in internally cooled 3-D turbine blade material[R]. ASME GT2000-253.
- [29] 朱自强. 应用计算流体力学[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 1998:134.
- ZHU Ziqiang. Applied computational fluid dynamics[M]. Beijing: Beijing University of Aeronautics Astronautics Press, 1998:134. (in Chinese)
- [30] 杨琳, 邹正平, 宁方飞, 等. 边界层转捩的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2005, 20(3): 355-360.
- YANG Lin, ZOU Zhengpin, NING Fangfei, et al. Simulation of boundary layer transition[J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(3): 355-360. (in Chinese)
- [31] Pecnik R, Sanz W, Pieringer P. Numerical investigation of unsteady boundary layer transition induced by periodically passing wakes with an intermittency transport equation[R]. ASME GT2004-53204.