

气冷涡轮气热耦合数值模拟*

周 驰¹, 王 强¹, 郭兆元¹, 黄家骅², 冯国泰¹

(1. 哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;

2. 二炮驻 31 所军代表室, 北京 100074)

摘 要: 应用有限差分方法进行气冷涡轮气热耦合计算, 研究了影响气热耦合计算精度的几个因素, 包括: 流场壁面附近的计算网格、湍流转捩模型以及能量方程中普朗特数的计算等。为了能够应用高精度离散格式, 并加快计算速度, 采用了气热耦合动力学的微分方程与相应的差分格式, 采用了结构化网格。数值计算结果与试验进行对比表明, 在流场壁面附近应采用正交性好的网格, 并在计算中考虑转捩的影响; 而普朗特数的变化对本次计算的影响不大。

关键词: 涡轮; 耦合; 数值仿真; 有限差分法; 计算网格; 普朗特数

中图分类号: V211.6 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2009) 05-0566-05

Coupled heat transfer analysis of air cooling gas turbine

ZHOU Chi¹, WANG Qiang¹, GUO Zhao-yuan¹, HUANG Jia-hua², FENG Guo-tai¹

(1. School of Energy Science and Engineering Harbin Inst. of Technology Harbin 150001, China

2. The Second Artillery Representative Office in the 31st Research Inst., Beijing 100074, China)

Abstract Coupled heat transfer simulations with a FDM coupled solver were carried out to study the factors effecting the coupled simulation accuracy. Such factors included numerical grids around the blade wall, the turbulence and transition models, and the variation of Prandtl number. The difference scheme corresponding to the conjugate heat transfer dynamics differential equation and structured grids were employed to ensure the computational accuracy and speed. The comparison between numerical results and the measured ones shows that the grids quality around the blade wall and the transition model are essential for the coupled heat transfer simulations, and that the variation of Prandtl number affects slightly on the numerical results.

Key words Turbine; Coupling; Numerical simulation; Finite difference method; Computational grid; Prandtl number

1 引 言

目前存在两种气热耦合的方法: 一种是强耦合方法 (Conjugate Heat Transfer), 该方法直接将 CFD 程序的求解区域扩展到固体区域, 采用流体控制方程中的能量方程描述叶片中的传热过程, 因此不需要设定耦合方法^[1, 2]; 而另一种方法则是弱耦合方法 (Coupled Heat Transfer), 该方法分别对流体与固体区域采用单独的求解器, 并在流、固交界面保证温度与热流量的连续^[3~5]。尽管相对弱耦合方法而言, 强耦合方法对流固交界面不需要考虑特殊的数据传递方式, 具备形式简单的特点, 但是如文献 [4] 所述: 在叶轮机械的

各固体部件的传热计算中, 往往需要用到特定的热力计算模型, 这是强耦合方法所欠缺的, 而弱耦合方法则可以避免这种缺点, 故本文采用弱耦合方法来求解耦合问题。

流场的控制方程大体上可分为微分形式、积分形式与变分原理的控制方程。在强耦合计算程序中, 一般采用有限体积法及相应的差分格式^[2, 6], 在弱耦合计算程序中, 有采用有限体积法 (流体区域) 与有限元方法 (固体区域)^[4], 或者有限体积法 (流体区域) 与边界元法 (固体区域)^[7, 8]的, 也有全采用有限差分方法的^[3]。本文采用统一气热耦合微分方程, 结构化网格群的方法, 通过有限差分方法对其求解, 编制

* 收稿日期: 2008-09-04 修订日期: 2009-05-20

基金项目: 国家自然科学基金项目 (5047028 50706009)。

作者简介: 周 驰 (1976—), 男, 博士生, 研究领域为涡轮内气热耦合计算。E-mail: danielzch@tm.com

了气热耦合的计算程序。应用该程序对具有详细实验数据的 Mark II 型叶片进行数值模拟, 计算结果与实验数据吻合较好。

应用气热耦合方法计算流场与固体温度场, 目前比较大的问题是计算精度不高。为此在如何提高气热耦合计算精度方面开展了一些工作, 如网格、转捩与普朗特数变化的影响等问题。目前气冷涡轮气热耦合计算大部分是采用商业程序, 我国自编程序还比较少。文中介绍了采用有限差分方法计算气热耦合问题的整体计算框架与提高计算精度的方法, 在这一领域建立自己的气热耦合平台。

2 气热耦合计算方法与边界条件

2.1 基本方程

气体流动微分方程组

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \dots (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \dots (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \Pi) - \rho \mathbf{m} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \dots (\rho \mathbf{v} e) - \dots (\Pi \cdot \mathbf{v}) - \dots (\lambda \cdot T) = 0 \quad (3)$$

流场程序的湍流模型有两种, 一种为采用修正的混合长度 (MML)^[9] 的 B-L 代数湍流模型^[10], 另一种是 $q-\omega$ 低雷诺数二方程湍流模型^[11]。此外, 我们又在程序中增加 AGS 代数转捩模型^[12], 在计算中, 该模型与 B-L 模型结合使用。考虑湍流与转捩模型后的标量微分方程为 5~7 个, 方程展开式在曲线坐标系中的表达式^[13]如下

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial G}{\partial \zeta} &= \frac{f_1}{r} + \\ \frac{1}{Re} \left(\frac{f_2}{r} + \frac{\partial \mathcal{Q}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial \zeta} \right) & \end{aligned} \quad (4)$$

计算固体温度场的导热微分方程为

$$\frac{\partial(\rho C T)}{\partial t} = \dots (\lambda \cdot T) \quad (5)$$

2.2 应用不重叠区域 D-N 交替法算法求解气热耦合问题

计算叶片固体温度场与流道是全场内两个相互独立的区域, 对流场应用方程 (1) (2) (3), 与湍流模型等方程, 对固体应用方程 (4)。对于气热耦合问题实质是热耦合, 两个场热耦合问题仅是流场能量方程 (3) 与固体方程能量方程 (4) 的耦合求解, 固体能量方程较流体能量方程简单, 但本质上两者是一致的,

解流场与固体温度场均是解同一能量方程, 对于这一耦合问题显然可以用不重叠区域 D-N 交替法算法来求解。求解步骤如下:

步骤 1 选初始 $\lambda^0 \in \Phi, n = 0$

步骤 2 在 Ω_1 上解 Dirichlet 问题; 在 Ω_2 上解 Neumann 问题

$$\begin{cases} Lu_1^n = f_1(\Omega_1) \\ u_1^n = \lambda^n, (\Gamma) \\ u_1^n = g_1(\partial\Omega_1 \setminus \Gamma) \end{cases} \quad \begin{cases} Lu_2^n = f_2(\Omega_2) \\ \frac{\partial u_2^n}{\partial n_2} = \frac{\partial u_1^n}{\partial n_1}, (\Gamma) \\ u_2^n = g_2(\partial\Omega_2 \setminus \Gamma) \end{cases}$$

步骤 3 计算或输入 θ_n , 并置 $\lambda^{n+1} = \theta_n u_2^n + (1 - \theta_n) \lambda^n, (\Gamma)$

步骤 4 置 $n = n + 1$ 转步骤 1。

2.3 耦合边界条件与差分计算方法

根据 D-N 交替法, 耦合计算时叶片与流场分别在各自区域内计算, 它们在叶片边界处耦合: 叶片传递给流场第二类温度边界条件 (热流密度), 流场传递给叶片第一类边界条件 (温度), 这类耦合正是前文所述的弱耦合解法。

流场计算部分采用的格式为具有 Godunov 性质的三阶精度 TVD 格式, 隐式部分采用迎风对角线隐式近似因式分解法, 并引用粘性通量的简化算法, 显示部分采用三阶精度 TVD 格式, 同时在单元边界上构造 Riemann 问题, 通过该问题的解求得单元边界上的数值通量, 为了处理方便将粘性项作为源项放在显示部分中。^[14]

对于以叶片为固体控制体, 考虑热传导系数变化的热传导方程并在任意曲线坐标系下展开得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \dots (\gamma \cdot T) = \\ \gamma \frac{\partial \alpha}{\partial y^n} \frac{\partial \beta}{\partial y^n} \frac{\partial^2 T}{\partial \alpha^a \partial \beta^b} &+ \frac{\partial \alpha}{\partial y^n} \frac{\partial T}{\partial \alpha^a} \frac{\partial}{\partial \alpha^a} \left| \gamma \frac{\partial \alpha}{\partial y^n} \right| \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $\gamma = \frac{\lambda}{\rho C}$, λ 为热传导系数, C 为比热容, ρ 为密度, T 为叶片温度, x 为任意曲线坐标系下变量, y 为直角坐标系下变量, $\alpha, \beta, n = 1, 2, 3$ 为爱因斯坦求和符号。

对上式温度场方程的求解, 采用二维 Douglas-Rachford 交替方向隐式格式并将其推广到三维得到如下差分格式^[13]

$$(I + \tau_m L_1) u^{(m+1/3)} = (I + \tau_m L_1 - \tau_m L_h) u^{(m)} \quad (7)$$

$$(I + \tau_m L_2) u^{(m+2/3)} = u^{(m+1/3)} + \tau_m L_2 u^{(m)} \quad (8)$$

$$(I + \tau_m L_3) u^{(m+1)} = u^{(m+2/3)} + \tau_m L_3 u^{(m)} \quad (9)$$

对于二维 Douglas-Rachford 交替方向隐式格式是

稳定的,但三维稳定性相对较差,在某些情况下有可能发散。为了改善程序的稳定性,对公式(7)~(9)的差分格式进行了稳定性处理,在等式两边各加上一项以使求解矩阵达到对角线占优,所加的这两项在计算收敛时是完全相等的。程序编制使用 Fortran90编写。

3 计算结果与讨论

3.1 算 例

Mark[®]叶片内部具有十个径向冷却通道,内通冷气实现叶片的冷却。计算采用两套计算网格离散流道中流场区域:H型网格与H-O-H网格;固体区域采用结构化的多块网格离散;冷却孔的流场区域则采用H-O混合网格离散。网格示意图见图1。

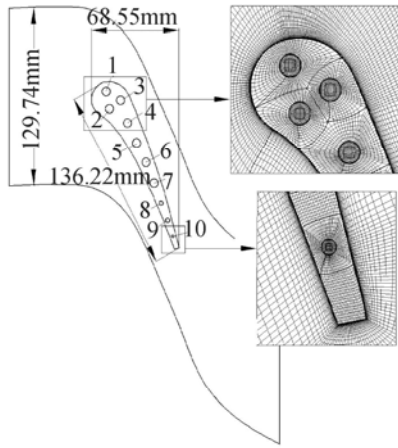


Fig 1 Mark[®] profiles and computational grids

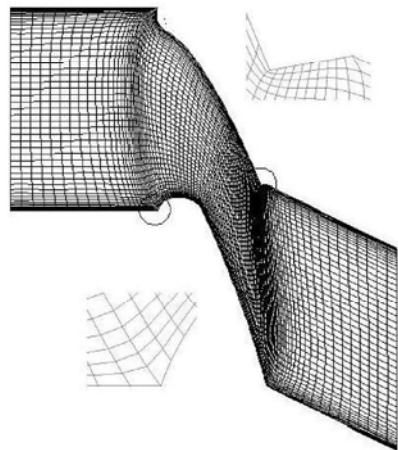


Fig 2 H-type grids for the passage

对于H-O-H网格其第一层网格的 y^+ 控制在5以内,而H型网格第一层网格的 y^+ 控制在20以内,计算表明这些网格可以得到网格无关解。

根据试验测量值,将MARK[®]叶片5411号试验的工况参数列出,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。此外还应对孔内的流动设定边界条件,有进口的质量流量、进口总温,同样设气流垂直入口进气,在出口给定静压。

耦合计算流场的初值采用绝热条件下流道与冷却通道流场的收敛值。

Table 1 Operating conditions of NASA-MARK[®]

$P_{tot\ inlet}$ /kPa	$T_{tot\ inlet}$ /K	Ma_{inlet}	Re_{inlet}	Tu_{inlet} /%	P_{outlet} /kPa
337.1	788	0.19	5.6×10^6	6.5	169.8

Table 2 Operating conditions of flows in the cooling holes

	Diameter/mm	Mass flow rate/(kg/s)	T_{mid} /K	T_{in} /K
1	6.3	0.0246	336.39	326
2	6.3	0.0237	326.27	316
3	6.3	0.0238	332.68	322
4	6.3	0.0247	338.86	328
5	6.3	0.0233	318.95	308
6	6.3	0.0228	315.58	305
7	6.3	0.0238	326.26	313
8	3.1	0.00775	359.83	335
9	3.1	0.00511	360.89	330
10	1.98	0.00334	414.85	354

3.2 影响计算精度的几个问题

3.2.1 网格的影响

流体计算网格为图2所示的H型网格,耦合方式为上文提到的第一种耦合方法,湍流模型为B-L代数模型。但是该计算在耦合几步之后即发散,对热流量 q_w 采取欠松弛技术,在数十步迭代之后,计算仍发散。发散之前的叶片中径处壁面温度如图3所示。可见震荡发生在前缘与尾缘处,即图2中局部显示的区域,可以看出该处的网格正交性很差。由于气热耦合计算实现了两个不同物理场之间的耦合,这是一个非线性的过程,具有不稳定以及难以收敛的特点。为了使计算收敛,计算网格质量是首先必须要保证的。图3中还给出了采用相同的耦合方法、相同的计算条件、但在叶片周围采用O型网格的计算结果,可以看到在流固交界面流体侧采用正交性好的网格是能够促进计算收敛的。而计算结果与实验值在大部分区域吻合得很好也说明了在气热耦合计算中采用正交性好的O型网格计算是很有必要的,因此在后续的

计算中,我们都采用了 H-O-H 网格来离散流场计算域。

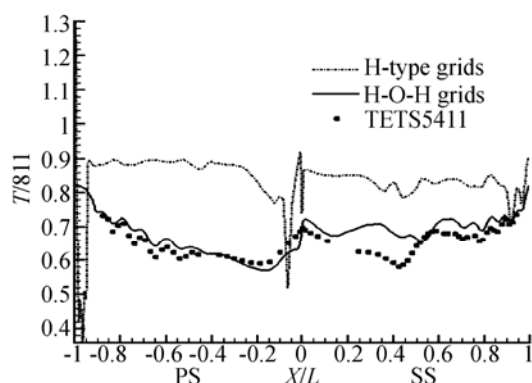


Fig 3 Profile temperature at mid-span with different computational grids

3.2.2 三种模型的影响

分别采用前述三种模型对 MARK 叶片 5411 号试验的工况进行了计算。图 4~6 是三种模型计算结果与实验的比较。

图 4 给出了叶片中径处表面的压力分布。可以看出采用这三种模型的计算值与实验值吻合得较好。(注:图中横坐标正负分别代表叶片内背弧)从 NASA 的实验报告^[15]中得知,MARK 叶片 5411 号工况下,叶片表面存在由层流向湍流的转捩过程,典型的转捩位置位于吸力面第一道强激波后,而在压力面也有较长的转捩区。无论是流动特性还是传热特性,层流边界层与湍流边界层都有很大的不同。要准确预测叶片表面的温度分布,首先必须准确地判定叶片表面边界层的流态。对于转捩模型而言,适合于工程用的是建立在 Emmons 提出的间歇因子概念基础上的转捩模型,AGS 代数转捩模型便是其中之一。

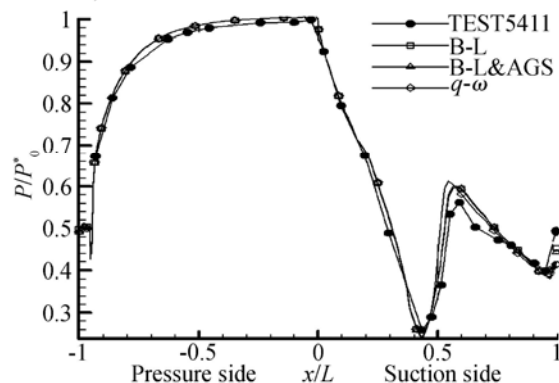


Fig 4 Profile pressure at mid-span

图 5 给出了采用三种模型计算所得的叶片中径处温度分布。可以看到在前缘处,这三种模型计算所得温度值与实验吻合得很好;在整个压力面, B-L 模

型计算得到的温度偏高, AGS 模型的 B-L 模型与 $q-\omega$ 模型计算所得温度与实验比较接近。其中 AGS 模型计算的温度与实验最为接近,但是在一些区域其值要低于实验值;吸力面的温度计算对现有的 CFD 软件来说是一个挑战,这是由于在该区域存在极为复杂的流动状态,如:层流到湍流的转捩、激波附面层干扰等。由实验得知,从吸力面前缘到强激波前 ($x/L < 0.45$) 的流动为层流流动,强激波后,转捩发生,并迅速转化为全湍流流动 ($0.45 < x/L < 0.60$)。从图中可以看出,采用全湍流假设的 B-L 模型在激波前预测的温度要高出实验值 50 K 左右,低雷诺数 $q-\omega$ 模型计算的温度值与 AGS 模型预测的结果接近,较 B-L 模型要接近实验值。在强激波后弱激波前 ($0.60 < x/L < 0.95$),由于存在激波与附面层的相互干扰作用,而现有的湍流模型对该物理现象的预测能力还有待于提高,故三种模型预测的结果都存在一定的误差。总体来说, B-L 模型计算的结果最差,而 $q-\omega$ 模型与 AGS 模型的结果比较接近,而在吸力面尾缘弱激波后 ($x/L > 0.95$),流动为旺盛的湍流流动,此时三种模型的结果比较接近,且与实验值吻合较好。

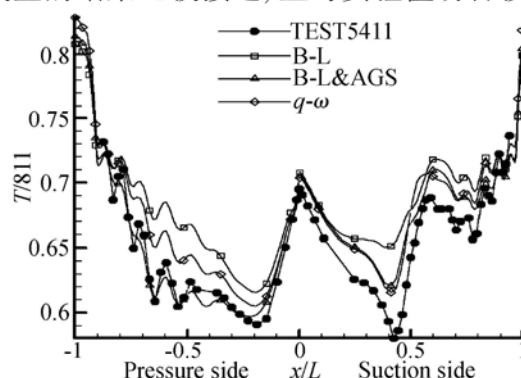


Fig 5 Profile temperature at mid-span with different turbulence and transition models

通过以上的分析,可以看出:在转捩区域,考虑转捩的代数 AGS 转捩模型与 $q-\omega$ 预测的结果接近于实验值;在强激波后的区域内,各个模型给出的结果与实验相比仍有较大的误差;在其他区域全湍流模型计算的结果与实验吻合较好。这说明在气热耦合计算中,现有的全湍流模型完全可以模拟湍流区的流动与传热过程;但是由于其内在的缺陷,是不足以模拟转捩流动的,此时,引入合适的转捩模型就很有必要了;此外如何模拟强压力梯度下的流动传热过程,也是湍流模型的一个很重要的发展方向。

3.2.3 普朗特数变化的影响

上述结果都是将湍流普朗特数取做 0.9 而计算

的结果,为了研究湍流普朗特数变化对气热耦合计算结果的影响,采用 Crawford-Kays 的计算式,湍流模型则采用 B-L 代数模型,转捩模型为 AGS 代数模型,对 5411 算例重新计算,计算所得的中径处压力与温度分布如图 6 所示。可以看出,采用变化的 Pr_t 对计算结果影响不是很大。

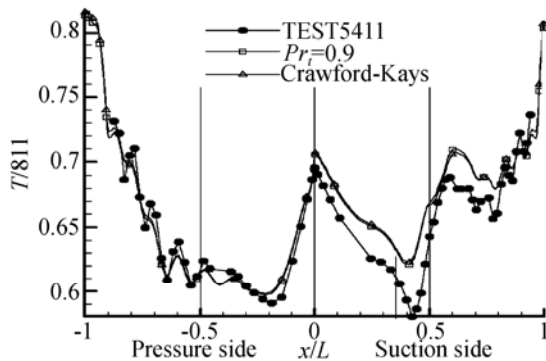


Fig 6 Profile temperature at mid-span with different Prandtl number

4 结 论

(1) 介绍采用差分的方法进行气冷涡轮气热耦合的数值模拟方程算法与差分格式。这一方法的优点是易于采用结构化网格,易于采用高精度的差分格式,求解速度快。

(2) 对 MARK ⑤ 叶片 5411 号试验的工况进行了计算,计算值与实验结果较吻合。

(3) 通过气热耦合计算可知,由于在流固耦合边界流场侧区域内存在复杂的速度边界层与温度边界层的非线性耦合作用,应该采用正交性好的 O 型网格进行离散计算。

(4) 边界层流动复杂,存在层流、湍流不同的流态以及转捩现象,不同流态以及转捩区内的流动、传热有很大的差异。基于全湍流假设的模型不具备或者具备一定的预测转捩的能力,但是要准确预测转捩过程,在气热耦合计算中就必须采用合适的转捩模型。

(5) 采用变化的湍流普朗特数,对计算结果影响不是很大。

参考文献:

- [1] Roscoe D V, Tolpadi A K, Buggehn R C. Numerical analysis of conjugate heat transfer and fluid flow in disk pumping applications[R]. AIAA 92-0397.
- [2] Bohn D, Heuer T. Conjugate flow and heat transfer calcu-

lation of a high pressure turbine nozzle guide vane[R]. AIAA 2001-3304.

- [3] Douglas L, Sondak, Daniel J Domez. Simulations of coupled unsteady fluid dynamics and conduction heat transfer in a turbine stage[R]. AIAA 99-2521.
- [4] John A Verdicchio, John W Chew, Nick J Hills. Coupled fluid/solid heat transfer computation for turbine discs[R]. ASME 2001-GT-0205.
- [5] Tadeusz Chmieleński, Włodzisław Wroblewski, Grzegorz Nowak, et al. Coupled analysis of cooled gas turbine blades[R]. ASME 2003-GT-38657.
- [6] Takashi Yamae, Toyoki Yoshida, Shunji Enomoto, et al. Conjugate simulation of flow and heat conduction with a new method for faster calculation[R]. ASME 2004-GT-53680.
- [7] Hongjun Li, Alain J Kassab. Numerical prediction of fluid flow and heat transfer in turbine blades with internal cooling[R]. AIAA 94-2933.
- [8] Christopher P Rahaim, Robert J Cavalleri. Coupled finite volume and boundary element analysis of conjugate heat transfer problems[R]. AIAA 96-1809.
- [9] Conley J M. Modification of the MML turbulence model for adverse pressure gradient flows[R]. AIAA 94-2715.
- [10] Bakkin B S, Lomax H. Thin layer approximation and algebraic model for separated flows[R]. AIAA 78-257.
- [11] Coakley T J. Turbulence modeling method for the compressible navier-stokes equations[R]. AIAA 83-1693.
- [12] Abu-Ghannam 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.
- [13] 周 驰. 叶片三维气热耦合问题有限差分数值计算方法的研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2001.
- [14] 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.
- [15] Hylton L D, Milhech M S, Tumer E R, et al. Analytical and experimental evaluation of the heat transfer distribution over the surface of turbine vanes[R]. NASA-CR-168015, 1983.

(编辑: 姚懿巧)