

文章编号: 1000-8055(2000) 03-0241-05

# 考虑动叶顶部间隙影响的跨音涡轮级的数值模拟

袁 宁<sup>1</sup> 张振家<sup>2</sup> 王松涛<sup>1</sup> 冯国泰<sup>1</sup>

<sup>1</sup>(哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院 241 教研室, 黑龙江 哈尔滨 150001)

<sup>2</sup>(中国航天工业总公司 31 研究所, 北京 100074)

摘要: 本文给出了一种基于区域分解算法的可考虑动叶顶部间隙和机匣刮削作用的涡轮级计算方法。并对 NASA 实验涡轮级进行了计算, 计算结果和实验结果吻合得很好。通过分析, 可以发现动叶顶部间隙流动将引起动叶顶部气流的欠偏转, 从而降低顶部的做功能力, 并且这一影响区域会达到一个相当大的范围。在动叶叶片顶部尾缘存在激波的情况下, 尾缘激波和顶部泄漏流动相互作用使激波结构变得十分复杂和无序, 这种无序的结构必然带来较大的损失。

关键词: 动叶片; 流场; 计算方法; 数据模拟  
中图分类号: V 211 文献标识码: A

自由词: 区域分解算法

## 1 数值方法

### 1.1 差分格式、叶列间“混合平面法”及湍流模型

对雷诺平均的 Navier-Stokes 方程进行差分离散。采用了时间隐式推进方式, 空间显式部分采用了三阶精度的 Godunov 格式<sup>[1]</sup>, 它具有 TVD 的性质。

在多叶片排的三维计算中, 本文使用“混合平面”法进行叶片排间参数的传递处理。在“混合平面”上采用外推边界条件保证了交界面上本叶列参数的周向不均匀性。由于在多叶片排中叶列间小间隙情况求解的过程中会引起参数的振荡而很难使程序得到收敛解, 文献[2]提出了一种在交接面上构造 Riemann 问题解和使用松弛因子的方法, 该方法可以大大提高程序的稳定性。文献[2]同时给出了一种变比热的计算方法。

湍流模型采用 B-L 代数模型, 方程中粘性项的离散采用中心差分。分子粘性系数  $\mu$  采用萨瑟兰公式计算,  $\mu$  的计算见文献[3]。对于间隙流场中上下壁面的两壁面情况, 湍流模型在上下两

个壁面分别使用然后进行平均。这里假设上下壁面的内层区域并不互相重叠, 只是外层区域是重叠的。对于外层区域的平均处理通过对  $F_{wake}$  的处理来体现。外层重叠区域的  $F_{wake}$  的计算如下:

$$F_{wake} = \frac{(F_{wake})_1 f_1 + (F_{wake})_2 f_2}{f_1 + f_2}$$

$(F_{wake})_1, (F_{wake})_2$  分别是文献[3]中公式在上下壁面的计算值,  $f_1$  和  $f_2$  的定义如下:

$$f_1 = \left[ \frac{2D_1}{y_1} \right]^n, \quad f_2 = \left[ \frac{2D_2}{y_2} \right]^n$$

在本文间隙流场计算中, 这里常系数  $n$  取 2.0。  $y_1, y_2$  分别是到上下壁面的垂直距离;  $D_1, D_2$  分别是上下壁面到最大速度点  $|\vec{v}|_{max}$  的垂直距离。  $(F_{klb})_1, (F_{klb})_2$  分别是文献[3]中公式上下壁面的计算值, 重叠区  $F_{klb}$  计算值为:

$$F_{klb} = \min[(F_{klb})_1, (F_{klb})_2]$$

### 1.2 动叶间隙计算采用的不重叠区域分解算法

本文采用的不重叠区域算法是 Marini-Quarteroni 算法, 具体的处理方法如下:

(1) 给定  $g^0 \in \Phi, n := 1$

(2) 在  $\Omega$  上解 Dirichlet 问题

收稿日期: 1999-07-08; 修订日期: 1999-10-15

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59636180); 教育部博士点基金资助项目

作者简介: 袁宁(1972-), 男, 哈尔滨工业大学能源科学与工程学院 241 教研室, 博士

$$\left. \begin{aligned} a_1(u_1^n, v) &= \int_{\Omega_1} f v dx \quad (\forall v \in V_1^0) \\ u_1^n &= \lambda^n \quad (\Gamma) \end{aligned} \right\}$$

(3) 在  $\Omega$  上解 Neumann 问题

$$\begin{aligned} a_2(u_2^n, v) &= \int_{\Omega_2} f v dx - a_1(u_1^n, R_1 \gamma_0 v) + \\ &\quad \int_{\Gamma_1} f R_1 \gamma_0 v dx \quad (\forall v \in V_2) \end{aligned}$$

(4) 确定松弛因子  $\forall n$ , 并置

$$g^n = \theta_n u_2^n + (1 - \theta_n) g^{n-1} \quad (\Gamma)$$

(5) 置  $n := n + 1$  后转到(2)。

数学工作者已经证明了如果选择的松弛因子  $\theta_n$  适当, 则能够保证 M - Q 算法收敛, 甚至可以加速收敛。

## 2 动叶计算区域的剖分与网格的生成方法

本文的计算程序动叶采用“镶嵌”式网格进行分区计算。假如把叶栅槽道划为  $\Omega_1$  区, 把叶顶间

隙划为  $\Omega$  区(见图 1)。那么在  $\Omega$  区中不同的作者可以采用不同的网格形式, 如 H 型和 C 型。在  $\Omega$  区通常采用 O 型和 H 型。Beach<sup>[4]</sup> 在叶片间隙中使用了 O 型网格, 它最大的优点是对真实的间隙几何不做任何修改的同时可以容易的生成间隙流场的网格, 分区时界面上的控制单元体排序方便。但它最大的困难是 O 型网格求解时内部网格上的数值边界条件难以给定。为了避免 O 型网格在数值边界条件上确定困难, 在间隙流场中采用 H 型网格<sup>[5]</sup> 是一个很好的想法。鉴于此本文采用了“镶嵌”式的 H 型计算网格对叶片顶部间隙流场进行求解, 区域的剖分和 S3 面网格见图 2。

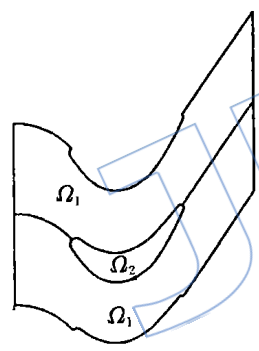


图 1 计算区域分裂

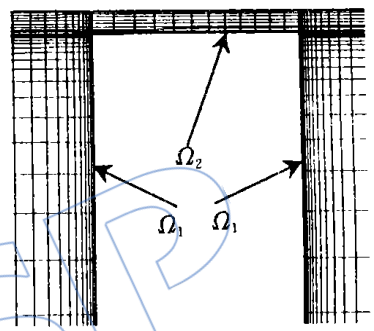


图 2 S3 面叶顶间隙 H 型网格细节

本文网格生成首先采用求解二维泊松方程的微分法生成二维网格, 再利用拉格朗日三点插值在径向生成三维网格。求解泊松方程时源项的选取直接影响网格的质量, 因此本文对源项的选取进行了一些改进。即便如此, 在复杂的情况下网格的质量也差强人意, 因此如果在微分法求解的同时进行几何上的调整将大大改善网格在叶片前、后小园附近的质量(见图 3)。

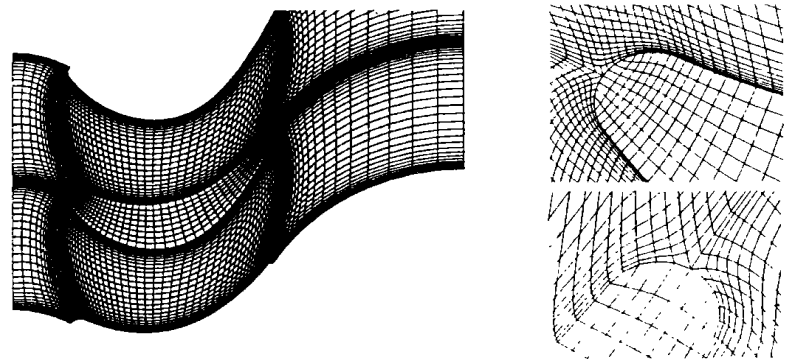


图 3 动叶顶部间隙 S1 流面网格及其前、后小园附近的细节

### 3 数值计算结果及分析

计算的 NASA 算例叶型几何尺寸见文献 [6], 所不同的是考虑到了实际情况下叶顶 2.3% 相对叶高的间隙。计算所采用的网格节点为: 静叶  $87 \times 39 \times 39$ , 动叶  $89 \times 39 \times 39$ , 动叶间隙  $51 \times 9 \times 9$ 。网格生成方法同上节。计算网格见图 4。

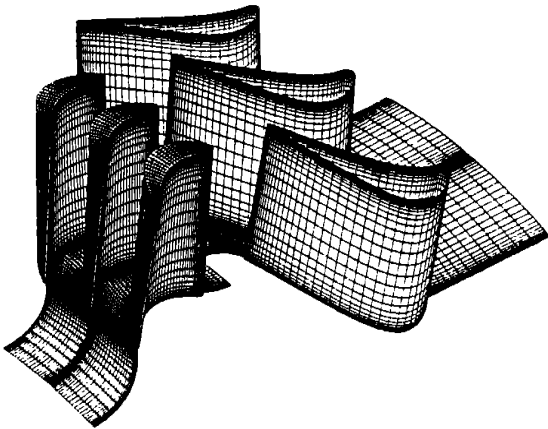


图 4 考虑动叶间隙的涡轮及计算网格

表 1 计算结果(考虑动叶间隙)与实验结果的比较

|                   | 流量/(kg/s) | 功率/(kw) | 效率/(%) | $\alpha_1/(^\circ)$ | $\beta_1/(^\circ)$ | $V_{t1}/(\text{m/s})$ | $\alpha_2/(^\circ)$ | $\beta_2/(^\circ)$ | $V_{t2}/(\text{m/s})$ |
|-------------------|-----------|---------|--------|---------------------|--------------------|-----------------------|---------------------|--------------------|-----------------------|
| 实验 <sup>[6]</sup> | 3.856     | — — —   | 88.6   | 72.25               | 48.26              | 325.6                 | - 22.6              | - 56.4             | 197.8                 |
| 计 算               | 3.865     | 289.0   | 88.77  | 71.8                | 49.6               | 319.5                 | - 21.9              | - 56.1             | 194.9                 |

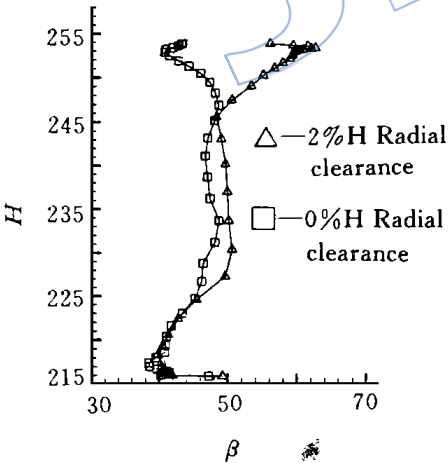


图 5 动叶出口相对气流角展向分布

88.6%。虽然一般情况下效率的计算只具有相对的意义, 但我们也可以看出考虑间隙计算和未考虑间隙计算在总体参数计算上的差异以及间隙对涡轮效率的影响是相当大的。

本文算例的动、静叶均属于跨音涡轮, 图 6 (a) 和 (b) 分别给出了涡轮级在 50% 和 85% 叶高

表 1 中绝对出口气流角  $\alpha_1$ (静叶)、 $\alpha_2$ (动叶), 相对出口气流角  $\beta_1$ (静叶)、 $\beta_2$ (动叶) 以及绝对出口速度  $V_{t1}$ (静叶)、 $V_{t2}$ (动叶) 的结果均为叶片中径处的节距平均结果。测量以及计算所选取的具体位置一致。

考虑间隙计算的涡轮级输出功率为 277.741 kW, 未考虑间隙计算的涡轮级输出功率为 288.99 kW。输出功率的降低是因为间隙泄漏流动降低了动叶叶片顶部的做功能力, 这一点可以从图 5 的动叶周向平均的出口相对气流角(气流与轮周方向夹角)的变化直观地看出。有无间隙相对比较, 气流角在根部 20% 叶高以下基本上没有变化; 叶片中部气流角变化也很小; 但在叶片 80% 叶高以上的顶部气流角变化很大, 气流间隙泄漏引起了气流的欠偏转, 这种欠偏转最大时多达二十几度。从而使得涡轮做功能力显著下降。同时也说明间隙流动在流场中影响的区域是非常大的, 在本文的算例中几乎达到了 20% 叶高。考虑间隙计算的涡轮级效率为 88.77%, 未考虑间隙计算的涡轮级效率为 90.9%, 实验的测量结果为

处马赫数等值线的分布。从图中可以看到在静叶喉道以后气流的过膨胀流动, 在接近尾缘处产生激波, 特别是在叶展 50% 处产生一道明显的正激波。

在动叶的 50% 叶高处可以清楚地看到由于尾缘绕流所形成的“燕尾”型斜激波, 也称为尾缘激波。但在动叶 85% 叶高处发现动叶靠近尾缘附近的激波波系变得非常复杂和混乱。由于此涡轮级是大径高比的短叶片, 因此顶部流场的显著变化显然与叶顶间隙的泄漏流动有关。可以说顶部泄漏流动引起的叶背尾缘附近的气体分离以及泄涡与主流的掺混作用使得顶部波系结构发生了变化, 而这种混乱而无序的激波结构极可能带来非常大的损失。

图 7 给出了计算所得的动叶叶顶间隙中静压分布的细节, 图中在叶顶间隙中静压梯度表明叶顶间隙泄涡在叶片顶部吸力面一侧形成并且向着尾缘方向发展。从图 8 动叶叶顶间隙中速度矢量和流线的分布也可以看到流体在 30% 弦长处

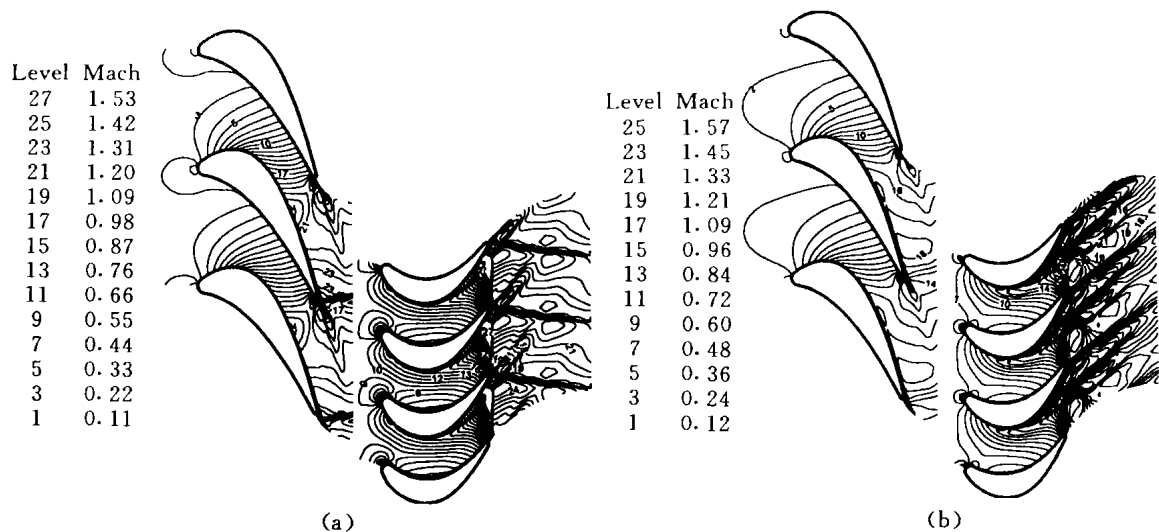


图 6 涡轮级 50% 和 85% 叶高处马赫数等值线[ (a) 5%; (b) 85% ]

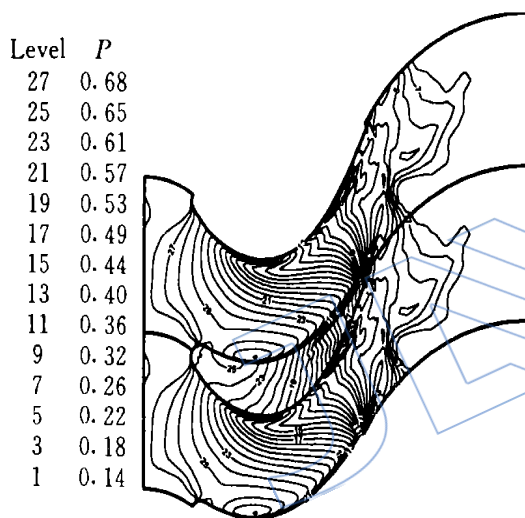


图 7 动叶顶部间隙中静压等值线分布

况下泄漏涡一直靠近吸力面向后发展, 并且影响的范围逐渐加大。在叶轮机内部流动中气体的分离属于三维分离现象, 物面上的三维分离线分别是由正则分离点和奇点分离点构成的。前者对应于自由涡面的分离形式, 后者对应于泡式分离的形式。图 9 是有间隙动叶吸力面表面极限流线

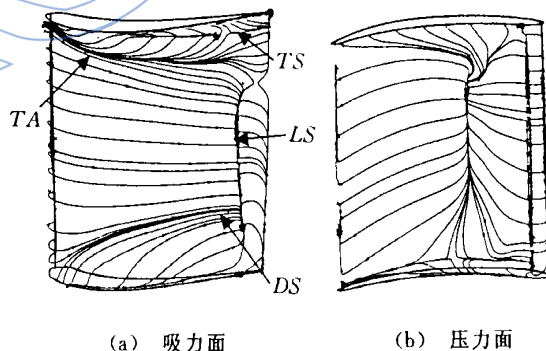


图 9 动叶吸力面、压力面表面极限流线

的分布。从吸力面下半叶展的极限流线分布可以看到很强烈的二次流动, 极限流线收缩为下通道涡的分离线  $DS$ , 同时也预示了三维分离的发生。在这条分离线的起始位置上找不到一个奇点, 因此认为它起始于非奇点, 所以认为这个分离为开式分离, 它对应于自由涡面分离。在吸力面的上半翼展附面层与顶部泄漏流的相互作用使得叶片顶部的极限流线发生了剧烈的变化, 从叶片前缘到后缘顶部极限流线的收缩和扩张的发展过程预示了叶片顶部的涡系结构。极限流线扩张形成了三维流动的再附线  $TA$ , 这条再附线从前缘持续到尾缘预示着叶顶泄漏涡的涡心非常靠近吸力面,

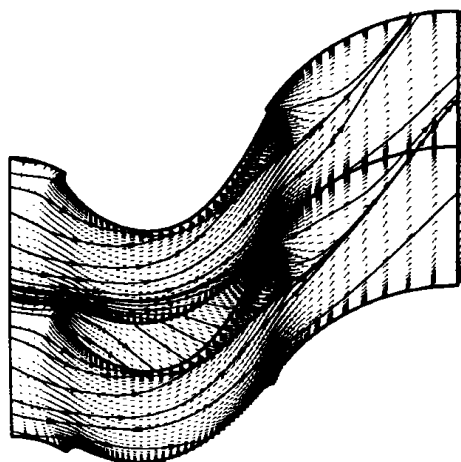


图 8 动叶顶部间隙中速度矢量与流线分布

并且从产生后保持一定的强度向尾缘发展,并且影响的区域在不断的扩大。在这条再附线上方的分离线  $TS$  一般认为是泄漏涡诱导的二次涡的分离线。在这条分离线中出现了一个分离结点—鞍点的结构,它在空间上体现出了一种“泡型”涡破裂的趋势。在叶片叶展中部靠近尾缘的位置上存在着一条分离结点—鞍点—分离结点结构的分离线  $LS$ ,它符合拓扑规律下奇点的连接原则。这条分离线起始于奇点,因此该分离为闭式分离,它对应于泡式分离结构。

图 9(b)是有间隙动叶压力面表面极限流线的分布。由于动叶存在较大的负攻角所以在压力面前缘附近发生了分离。这个分离是典型的“泡型”的闭式分离,分离线由分离结点—鞍点—分离结点结构组成。气流从分离线离开压力面,随后在压力面气流再附,再附线由结点—鞍点结构组成。由于叶片顶部存在间隙,间隙中的流体从压力面向吸力面泄漏流动,从极限流线的分布可以看出叶片压力面顶部附面层内部的流体向间隙中迁移。

## 4 结 论

本文发展了一种基于区域分解算法的可考虑动叶顶部间隙流动的涡轮级计算方法。并对 NASA 实验涡轮级进行了计算,从总体参数的比较上看计算结果和实验结果吻合得很好。从对动叶的分析中可得到以下结论:(1)动叶顶部间隙流

动将引起动叶顶部出口相对气流角(和轴向夹角)的减小,引起顶部气流的欠偏转,从而降低顶部的做功能力,并且这一影响区域会达到一个相当大的范围。(2)动叶在某些情况下会产生“燕尾”状的两道尾缘斜激波,但在叶片顶部,燕尾波和顶部泄漏流动相互作用而使激波结构变得十分复杂和无序,这种无序的结构必然带来较大的损失。(3)在本文的工况条件下,泄漏涡在向尾缘发展的过程中得到了加强,并且诱导出一个很强的二次涡。

## 参 考 文 献

- 1 王松涛,袁宁,王仲奇,冯国泰.具有 TVD 性质的三阶精度 GODUNOV 格式在粘性流场计算中的应用[J].工程热物理学报,1999,20(3):299-303
- 2 袁宁,王松涛,张振家,王仲奇,冯国泰.涡轮级三维粘性流场的数值模拟[J].航空动力学报,1999,14(2):135-138
- 3 Baldwin B, et al. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows[R]. AIAA paper 78-257, 1978
- 4 Basson A H, et al. Grid Generation for Three-Dimensional Turbomachinery Geometries Including Tip Clearance[R]. 1991, AIAA 91-2360
- 5 Beach T A. An Interactive Grid Generation Procedure for Axial and Radial Flow Turbomachinery[R]. 1990, AIAA 90-0344
- 6 Moffitt T P, Szanca E M. Design and Cold Air Test of Single-Stage Uncooled Core Turbine with High Work Output[R]. NASA TP-1690

(责任编辑 杨再荣)

# A Numerical Simulation of Turbine Stage with Tip Clearance

Yan Ning<sup>1</sup>, Zhang ZhenJia<sup>2</sup>, Wang Songtao<sup>1</sup>, Feng Guotai<sup>1</sup>

<sup>1</sup>(2th Dept. Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

<sup>2</sup>(The 31th Research Institute, Beijing 100074, China)

**Abstract:** By using nonoverlapping domain method, a 3-D viscous code had been developed to calculate flow field in a cascade with tip clearance and craping along casing. A turbine stage of NASA is also simulated. The results show that the relative exit flow angle (and axial flow angle) is reduced by leakage flow on top of the rotor. As a result, the flow angle on top is underturned and its loading is reduced. The shock wave structure on top of the rotor becomes very complex and out-of-order due to interaction between the leakage flow and the shock wave. This out-of-order shock wave structure will bring high loss.

**Key words:** moving blade; flow fields; computational methods; numerical simulation