

文章编号: 1000-8055(2002) 04-0399-05

叶轮机械中间隙流与通道二次流 相互作用的数值研究

贾希诚, 王正明

(中国科学院工程热物理研究所, 北京 100080)

摘要: 采用数值解法对一压气机静叶栅中叶顶泄漏流与通道二次流的相互作用进行研究, 详细揭示了在顶部区通道涡、泄漏涡及分离涡的生成和发展。结果表明, 由于泄漏流动与通道二次流动的方向正好相反, 适量的泄漏流动可以在一定程度上起到削弱通道涡强度、改善顶部区流动状况的作用。

关键词: 间隙流; 二次流; 相互作用; 数值研究

中图分类号: V 231. 3

文献标识码: A

Numerical Study of Interaction between Clearance Flow and Passage Secondary Flow in Turbomachinery

JIA Xi-cheng, WANG Zheng-ming

(Institute of Engineering Thermophysics, Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100080, China)

Abstract: In this paper, the interaction between tip leakage flow and passage secondary flow in a compressor stator was investigated by numerical method. The calculations are based on the 3D Navier-Stokes equations expressed with nonorthogonal curvilinear coordinates and corresponding nonorthogonal velocity components, and the explicit time marching algorithm and Baldwin-Lomax turbulence model are adopted. An efficient integral H-grid is employed to solve the grid singularity in the tip region. The details of generation and development of passage vortex, leakage vortex and tip separation vortex were predicted. The computed results show, because the direction of the leakage flow is opposite to that of the passage secondary flow, proper leakage flow can weaken the intensity of passage vortex and improve the flow in tip region.

Key words: clearance flow; secondary flow; interaction; numerical study

1 引言

叶轮机械中的损失主要分成三个部分: 叶型损失、二次流损失和端部损失。研究表明(见参考文献[1~8]), 二次流损失和叶片端部的泄漏损失在三维叶栅的总损失中占有很大的比重。泄漏流

和二次流的相互作用不仅影响了叶栅通道内的流场, 而且对叶栅的稳定工作范围也有影响, 因而这方面的研究对更准确地分析、设计三维叶栅具有重要意义。一般情况下, 端壁附近通道二次流动的方向和泄漏流动的方向相反, 而且同时沿着流向逐渐增强, 两者之间的相互作用势必影响叶栅内

收稿日期: 2001- 09- 24; 修订日期: 2001- 12- 25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59976046); 国家重点基础研究项目(G1999022309)

作者简介: 贾希诚(1972-), 男, 湖南常德人, 中国科学院工程热物理研究所博士生, 主要从事叶轮机械气动热力学研究。

的整体流动,可能的结果有:(1) 泄漏流和二次流互相掺混后在端部区形成低能流体,恶化了通道内的流动条件,对叶栅性能产生负面效果;(2) 泄漏流和二次流互相抵消,改善了通道内的流动条件,并最终对叶栅性能产生积极的效果。本文的工作从研究叶栅顶部区泄漏流和二次流的相互作用出发,对某环形叶栅内的三维粘性流场进行了数值研究,并进而揭示了叶栅通道内泄漏流和二次流相互作用的机理。计算算例包括了叶顶有间隙和无间隙的情况。本文的工作可以为叶轮机械的优化设计提供有益的参考。

2 基本方程和数值方法

本文的计算采用基于非正交曲线坐标和非正交速度分量下完全守恒型 N-S 方程组,其表达式如下:

连续方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{g}}{g} \rho \right) + \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\frac{\bar{g}}{g_{ii}} \rho W^i \right) = 0 \quad (1)$$

动量方程的三个分方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{g}}{g_{ij}} \rho \left(W^j + r \omega \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \right) Y_{j1} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\frac{\bar{g}}{g_{ii}} \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \rho W^i \left(W^j + r \omega \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \right) Y_{j1} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\frac{\bar{g}}{g} p Y_{i1} \right) + \frac{\partial}{\partial x^i} \left(- \frac{\bar{g}}{g} g^\alpha g^\beta \pi_{\alpha\beta} Y_{j1} \right) \\ & = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{g}}{g_{ij}} \rho \left(W^j + r \omega \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \right) Y_{j2} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\frac{\bar{g}}{g_{ii}} \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \rho W^i \left(W^j + r \omega \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \right) Y_{j2} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\frac{\bar{g}}{g} p Y_{i2} \right) + \frac{\partial}{\partial x^i} \left(- \frac{\bar{g}}{g} g^\alpha g^\beta \pi_{\alpha\beta} Y_{j2} \right) \\ & = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{g}}{g_{ij}} \rho \left(W^j + r \omega \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \right) Y_{j3} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\frac{\bar{g}}{g_{ii}} \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \rho W^i \left(W^j + r \omega \frac{\bar{g}}{g_{ij}} \right) Y_{j3} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\frac{\bar{g}}{g} p Y_{i3} \right) + \frac{\partial}{\partial x^i} \left(- \frac{\bar{g}}{g} g^\alpha g^\beta \pi_{\alpha\beta} Y_{j3} \right) \\ & = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

能量方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\bar{g}}{g} (\rho I - p) \right] + \frac{\partial}{\partial x^i} \left(\frac{\bar{g}}{g_{ii}} \rho W^i I \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x^i} \left(- \frac{\bar{g}}{g} g^{ij} \lambda \frac{\partial T}{\partial x^j} \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x^i} \left(- \frac{\bar{g}}{g} g^{ij} \pi_{jk} \frac{W^k}{g^{kk}} \right) = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

其中: $x^i (i=1, 2, 3)$ 为非正交曲线坐标,且取 x^1 为沿叶栅周向, x^2 为沿叶栅拟流向, x^3 为沿叶栅拟径向; W^i 是与非正交曲线坐标相应的非正交速度分量。数值离散采用两步显式时间推进的格式^[9]和整体 H-网格技术^[8],湍流粘性的计算采用经过一定改进的 Baldwin-Lomax 湍流模型。

3 计算结果

本文的算例是一个沿径向非等截面的环形叶栅。叶片在内环处的弦长为 6.77 cm,外环处的弦长为 8.97 cm。叶片内径 0.266 m、外径 0.652 m,间隙高度用 τ 表示。无间隙算例网格为 $37 \times 57 \times 37$ (周向 $\times$ 拟流向 $\times$ 拟径向),有间隙算例网格为 $37 \times 57 \times 47$,其中间隙内网格沿径向有 10 站,叶片前后缘间沿拟流向有 31 站,三维网格见图 1。

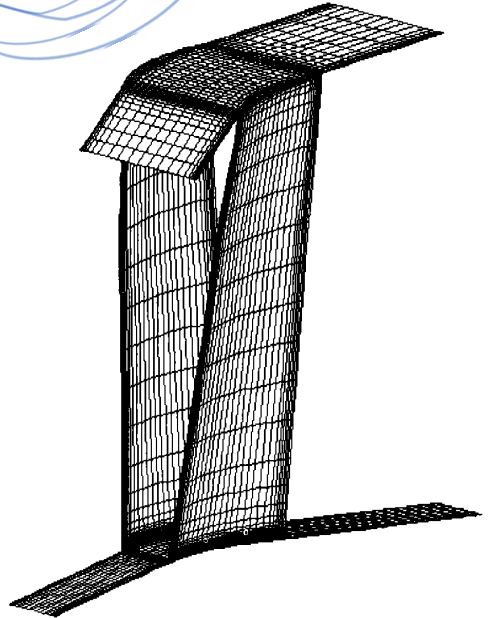


图 1 三维计算网格图

图 2 是无间隙情况下,不同轴向位置处 S_3 面上的速度矢量图,它体现了通道二次流沿流向的发展。图中左侧为压力面,右侧为吸力面,由图可见,在叶栅前缘附近已存在明显的二次流动,通道二次流分别在内外环附近生成。受壁面附面层和压力面、吸力面之间压差的影响,由压力面向吸力

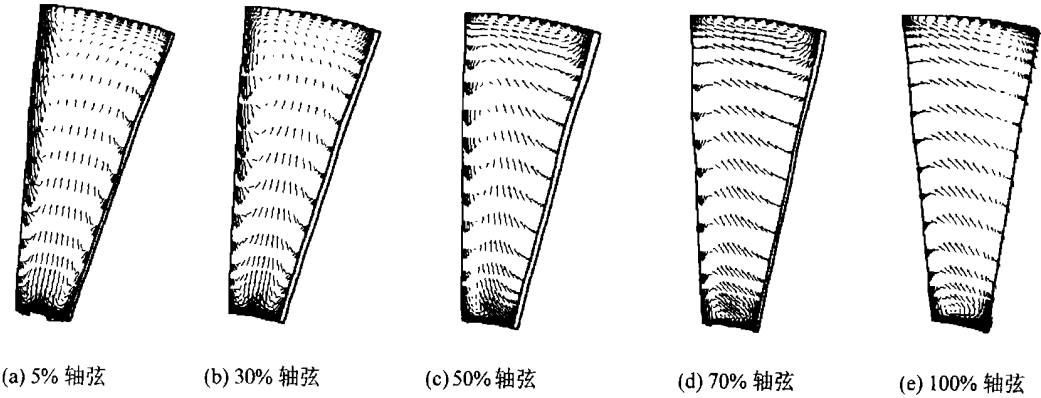


图 2 不同轴向位置处 S_3 面上的速度矢量图($\tau=0\text{ mm}$)

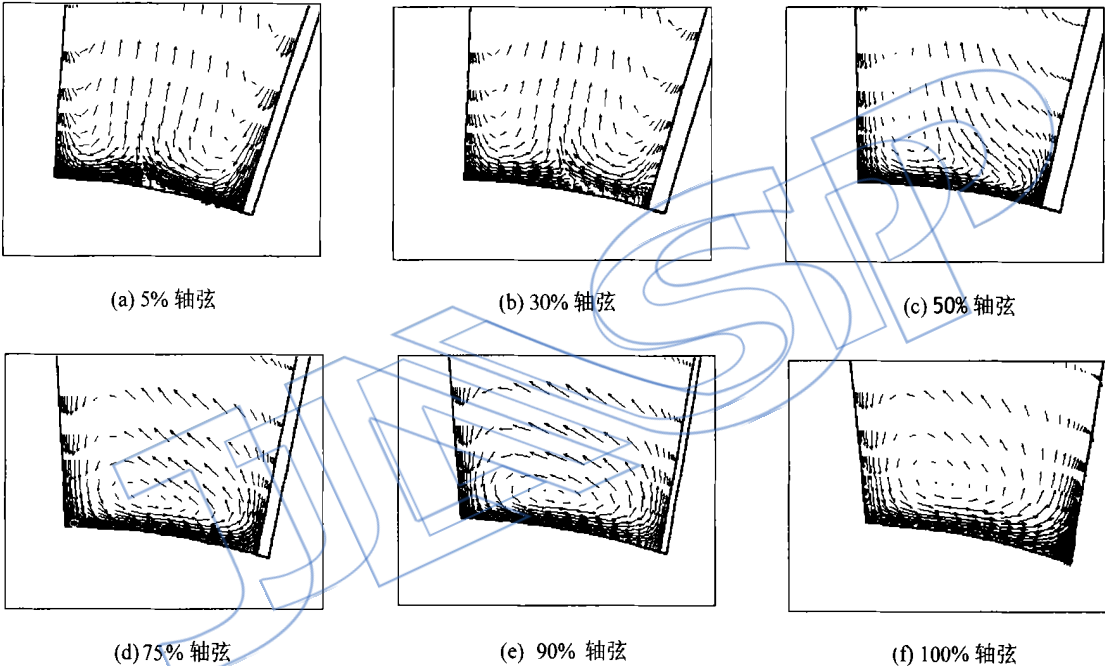


图 3 内环附近不同轴向位置处 S_3 面上的速度矢量图($\tau=0\text{ mm}$)

面的二次流逐渐增强, 并形成环壁附近的通道涡。图 3 是内环附近 S_3 面上的速度矢量图, 从中可以清楚地看到通道涡的形成和发展过程。

图 4 是考虑叶顶间隙时内环附近 S_3 面上的速度矢量图。可以发现, 泄漏流和二次流同时沿流向逐渐增强, 泄漏流的存在增强了通道内环附近由吸力面向压力面的流动。与图 3 无间隙情况下的算例比较, 有间隙情况下的通道二次流的涡核更靠近压力面侧, 且涡的强度也明显减弱。

根据 Rains 的泄漏流模型, 叶顶的泄漏流动是靠压力面和吸力面之间的压力差以及惯性力驱动的。从图 4 可以看出, 叶顶区存在很大的泄漏流速度, 这是由于在相对较窄的叶片厚度上存在很强的压力梯度; 而这股泄漏流动和通道内来自压

力面向吸力面发展的二次流相互作用, 并在壁面粘性力的作用下最终导致泄漏涡的生成。同时, 由于泄漏涡的旋转方向与通道二次涡的方向相反, 泄漏流的发展抑制了通道二次涡的发展。见图 4 (d~f), 在 50% 弦长以后, 这种作用更加明显。

图 5 是叶栅顶部区域 S_3 面上的速度矢量图, 图中还清晰地显示了由于顶部台阶引起的分离涡及其形成和发展过程。分离涡在距叶片前缘 50% 弦长以后开始形成并迅速发展, 其涡核同时随着泄漏流的运动向吸力面侧移动, 到 90% 弦长后, 由于叶片厚度越来越薄, 虽然叶片顶部表面的分离流仍然存在, 但是分离涡已经耗散。

总之, 对于本算例而言, 内环附近二次流的影响要强于泄漏流的影响。泄漏流的存在虽然带来

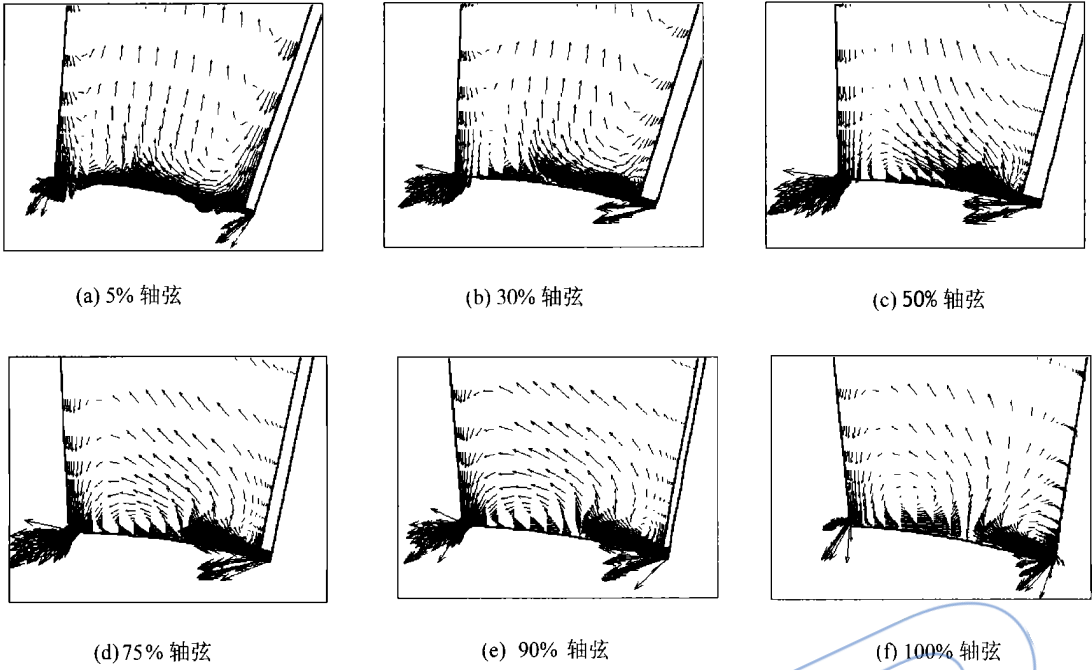


图 4 内环附近不同轴向位置处 S_3 面上的速度矢量图($\tau=2.0\text{ mm}$)

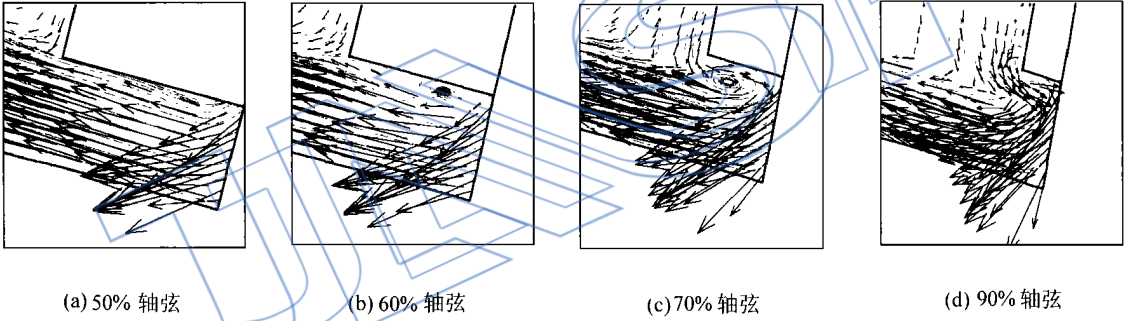


图 5 叶顶区不同轴向位置处 S_3 面上的速度矢量图($\tau=2.0\text{ mm}$)

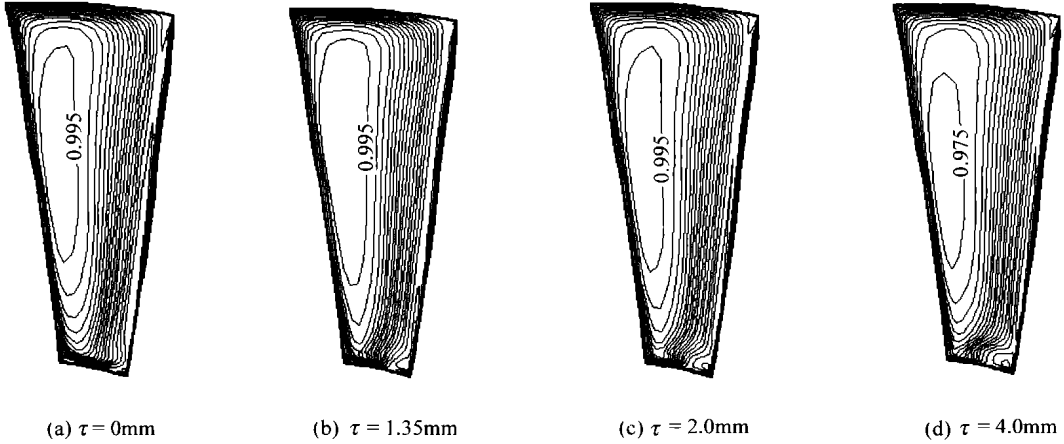


图 6 距尾缘下游 30% 弦长 S_3 面上的总压恢复系数等值线图

了泄漏损失,但同时由于泄漏流的发展削弱了内环附近通道涡的强度,使得二次流所带来的损失减小,因此,从两者相互作用的方式来说,可能存在于一个叶顶间隙高度,使得二次流损失的减少量

大于由顶部泄漏而引入的损失量,并最终减小叶栅的总损失。在此基础上,本文对几种径向等间隙高度的叶栅算例进行了流场的分析和比较,图 6 是距叶片尾缘下游 30% 轴弦处总压恢复系数等值线图。由图可见,对于大间隙的算例(如 $\tau=4.0$ mm),总压损失要大于无间隙的情况;而对于较小间隙的算例($\tau=1.35$ mm),总压损失反而比无间隙的情况要小,从而证实了上述的预测。

4 结束语

本文通过对压气机静叶栅内三维粘性流场的数值模拟,描述了叶顶泄漏流和通道二次流相互作用的过程,并捕获了间隙内的分离流细节。结果表明,在顶部附近的通道涡、泄漏涡和分离涡均沿着流向不断变化,由于泄漏流动与通道二次流动的方向正好相反,适量的泄漏流动可以在一定程度上起到削弱通道涡强度、改善顶部区流动状况的作用。本文的研究工作可以为叶轮机械的优化设计提供参考。

参考文献:

[1] Bindon J P. The Measurement and Formation of Tip Clearance Loss[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 1989, 111:

257- 263.

[2] Dishart, P T, Moore J. Tip Leakage Losses in a Linear Turbine Cascade[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 1990, 112: 599- 608.

[3] Harrison S. Secondary Loss Generation in a Linear Cascade of High- Turning Turbine Blades[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 1990, 112: 618- 624.

[4] Kaldellis J K, Katramatos D T, Ktenidis P D. Effects of the Tip Clearance Flow Field on the Secondary Losses[R]. ASME Paper No. 91- GT- 58.

[5] Kameier F, Neise W. Experimental Study of Tip Clearance Losses and Noise in Axial Turbomachines and Their Reduction[J]. ASME Journal of Turbomachinery, 1997, 119: 460- 471.

[6] Rains D A. Tip Clearance Flow in Axial Flow Compressor and Pumps[R]. California Institute of Technology, Hydrodynamics and Mechanical Engineering Laboratories Report No. 5, 1954.

[7] Sharma O P, Butler T L. Predictions of Endwall Losses and Secondary Flows in Axial Flow Turbine Cascade[J]. Journal of Turbomachinery, 1987, 109: 229- 236.

[8] 贾希诚,王正明. 叶顶间隙对环形叶栅三维粘性流场影响的数值模拟[J]. 工程热物理学报, 1999, 20(6): 707- 710.

[9] 王正明. 非正交曲线坐标下三维粘性流动数值分析[J]. 工程热物理学报, 1997, 18(3): 288- 293.

(责任编辑 杨再荣)