

蒸汽轮机长叶片颤振预估方法研究

北京航空航天大学 陶德平 杨晓东 周 盛

【摘要】 本文根据叶栅实验和流场计算结果对蒸汽轮机末级流动特征进行了分析。在小容积流量工况, 末级流场可分为根部脱流区、脱流区之上的主流区叶栅槽道存在附体流区和分离区。三区大小随容积流量变化。由于末级流动复杂, 发展工程上实用的算法很有吸引力。实验结果和理论分析表明, 在小容积流量工况容易诱发叶片自激振动。为了能预估叶片颤振, 本文发展了系列变形激盘法(机时少, 适于工程应用)、数值方法(能给出叶片表面压力分布和激波振荡, 有助于了解叶片颤振发作机理)。经实验证明, 可以用于叶片设计阶段颤振预估。

一、引言

目前大型蒸汽轮机单机功率已逾百万千瓦, 末级叶片长度超过 1 米, 刚性和固有频率降低。机组变负荷时, 末级叶片在小容积流量、大负攻角条件下运行。实践经验和理论分析指出, 小容积流量工况会引起叶片动应力突增, 而且叶片动应力与蒸气容积流量呈非单调变化, 这种非单调变化是自激振动的一个特征, 在小容积流量工况发生的自激振动与叶片的失速颤振相关联。解决叶片颤振问题一是发展工程上实用的预估方法, 从而在叶片设计阶段消除颤振的发生; 二是研究防颤的措施, 一旦颤振出现有足够的技术储备来解决颤振问题。

本文研究叶片颤振的预估方法, 目前预测叶片颤振的方法有经验法、半经验法和计算流体力学方法。本文重点发展的变形激盘法是一种半经验方法, 它是从流体力学的基本方程组出发, 具有概念清晰的特点, 同时又引入工程实验数据, 使该方程组的求解简单而有效, 这是一种工程上实用的叶片颤振预估方法。

目前叶轮机气动弹性力学经常使用了三条基本假设: (1) 取叶高某一特征截面的二维流场代表实际的三维流场。(2) 叶片间相位角为常数。(3) 引入无粘假设。对分离区用简化模型或经验方法处理。用无粘 Euler 方程组求解非定常流场。引入无旋假设, 可求解非定常位函数方程。本文突破了 (1)、(2) 条假设。在求解二维非定常流场的基础上, 发展了三维非定常流场计算方法。颤振预估还考虑了叶片间相角的变化, 从而发展了用变形激盘法预估叶片颤振的一个系列。同时还发展了用小扰动位势振幅方程预估叶片颤振的计算流体力学方法。这些方法已分别用于航空轴流压气机和蒸汽轮机叶片颤振预估。实践证明这些方法是工程上行之有效的方法, 受到有关部门的重视。

二、末级流动特征分析

弄清末级的流动特征, 是进行末级叶片气动弹性稳定性分析的基础。在小容积流量工

况, 末级动叶根部产生脱流, 脱流区高度随相对容积流量减小而增加, 世界各国对于这一点认识是一致的。对于小容积流量工况, 末级静动叶顶部间隙是否存在分离旋涡区, 则有不同的看法^[1]。如果外壁存在分离区, 则将影响到取特征截面来分析叶片气弹稳定性的有效性。这时无粘模型预估叶片颤振会带来巨大的困难。为了弄清末级的流动结构, 进行了模拟末级顶部流动的叶栅实验和末级的流场计算, 得到一些有价值的结果。

1. 叶栅试验^[1] 为弄清外壁的流动特点, 模拟了汽轮机末级的顶部边界, 用顶部扩张角为 50° 的平面叶栅, 分别在水洞和风洞中观察顶部的流动结构, 试验的攻角为 0° - 30° - 45° - 60°; 负攻角越大对应着越小的容积流量。试验中观察到以下一些有意义的结果: (a) 在比较大的负攻角, 叶盆出现分离泡, 当负攻角很大, 分离流体不附着, 形成整个叶盆流动分离。(b) 叶片前缘端壁附近形成的马蹄涡分两叉进入叶片通道, 马蹄涡与通道涡会合形成涡度很强的旋涡。随着叶盆分离区扩大, 马蹄涡和通道涡削弱, 到 -60° 攻角马蹄涡和通道涡几乎看不见。(c) 在试验的攻角范围, 未观察到整个通道流动分离。在叶片通道中存在着主流区和分离区, 主流区的二次流很强, 但流动仍很规则, 负攻角增加, 分离区扩大, 主流区缩小。

根据上述实验结果, 可以得出两点看法: 其一是分析叶片颤振问题需要考虑分离流和二次流效应, 取特征截面预估叶片颤振只能是近似的方法; 其二是一些文献指出静动叶顶部间隙的旋涡可能是叶片通道局部区域的分离, 而不是代表整个叶片通道分离形成的旋涡, 与根部脱流是不同的。

2. 末级流场计算^[2] 用流线曲率法对某型汽轮机末级流动特征分析得到以下一些结果: (a) 随容积流量减小, 末级动叶经历着低负荷、过渡工况和“鼓风”等不同工作状态, 在“鼓风”工况动叶出口温度比设计值高 80℃, 造成叶片过热, 对机组的可靠性不利。(b) 当相对容积流量 $\overline{GV}_2 = 0.5$ 左右, 动叶根部开始出现脱流, 随容积流量减小, 脱流区高度增加。根部出现脱流区后, 流线向叶尖翘曲, 气流主要由叶尖部分通过。(c) 在小容积流量工况, 动叶进口有很大的负攻角, $\overline{GV}_2 = 0.47$ 中径攻角可达 -60°; $\overline{GV}_2 = 0.183$ 叶根附近攻角为 -110° (已出现脱流), 叶尖攻角只有 -10° 左右, 说明叶尖的分离不严重。(d) 末级进口有正的径向速度梯度, 动叶出口子午速度沿叶高分布趋于均匀, 根部子午速度增加, 有推迟根部脱流效应。

通过试验和理论分析, 可以概括地描述末级的流动特点。在小容积流量工况, 动叶根部出现大尺度脱流, 脱流区高度随容积流量减小而增加。脱流区之上的主流以很大的负攻角进入动叶, 引起叶片槽道气流分离。动叶的流动可以分为三区: 根部脱流区、叶片通道的主流区和分离区, 三区大小随容积流量变化。静叶出口顶部间隙中未发现整个环形通道分离, 当静叶为大负攻角时, 叶片通道中也有分离区和主流区, 主流区二次流效应是很强的, 由于末级流动结构很复杂, 发展工程上实用的算法是有吸引力的。

三、变形激盘法系列

本文发展的系列变形激盘法可以计算二维和三维非定常流场, 能计算弯曲和扭转振型叶片颤振, 考虑了叶片间相角可变和不变两种情况, 发展了解析法和数值方法。这些方法可用于压气机和涡轮机的叶片颤振预估。变形激盘法把叶栅视为无厚度的激盘, 叶栅中诸叶片的振动看成激盘发生微小变形运动, 变形激盘的运动扰动了叶栅前后流场, 使之成为非定常波动场。变形激盘是一个运动边界, 气流通过变形激盘, 其参数将发生突跃。变形激盘法利用准定常假设来确定叶栅出口的总压损失系数和落后角的变化。除了对变形激盘法作了常规的假定之外, 系

列变形激盘法还采用了以下假设：(a) 设流动是无粘的，用 Euler 方程组求解流场。通过引入无旋假设。可解位函数方程。(b) 引入小扰动假设、任一气动参数可分解为定常分量和非定常分量的迭加，并对 Euler 方程组和位函数方程进行线性化。(c) 设非定常扰动量随时间呈简谐变化，则非定常线性化的方程变成振幅方程。

采用上述假设可简化方程，减少计算量。由变形激盘法的突跃条件，确定激盘前后的未知量或待定常数。

1. 二维变形激盘法^[3] 采用沿叶高取特征截面来代表整个叶片的气弹稳定性分析。假设栅前无旋，栅后有旋，叶栅前后气流均匀。通过求解线性化位函数方程和波桑方程确定非定常波动场。用这种方法对某型汽轮机末级叶片作弯曲振动的颤振问题进行了分析。计算表明，叶片间相角 σ 对气动弹性稳定性有很大的影响。 $\overline{GV}_2 = 0.2$ ，叶片间相角 $\sigma = -90^\circ$ 气动阻尼 δ_{aer} 出现最大负值，当 $\overline{GV}_2 = 1.0$ 时， $\sigma = 90^\circ$ 气动阻尼也出现最大负值，说明这两种状态最不稳定。图 1 给出了气动阻尼随功率 N 的变化， $N = 18\%$ 和 $N = 100\%$ ，气动阻尼均达到最大负值。 $N = 18\%$ 对应着小容积流量，这时出现失速颤振，而 $N = 100\%$ ，叶片上气流未分离，承受的负荷大，可称为高负荷非失速颤振。图上给出实测的振幅曲线，在 $N = 18\%$ 附近，振幅最大，与气动阻尼计算一致，说明振幅大是失速颤振引起的。图 1 还给出了片条理论计算的气动阻尼随功率的变化，其趋势与特征截面计算结果相同。

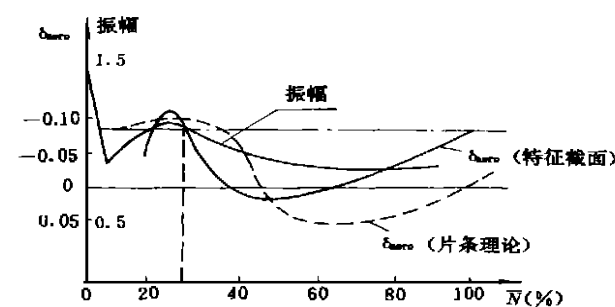


图 1 气动阻尼随机组负荷变化

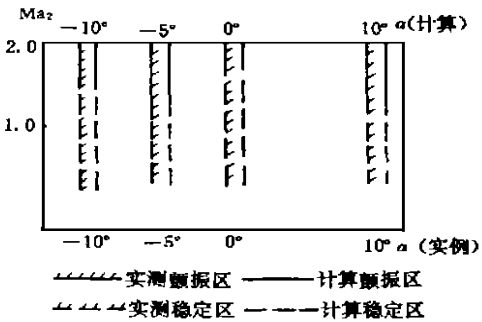


图 2 涡轮叶栅计算与实测颤振区比较

2. 变形半激盘法^[4] 这种方法对叶栅前后的流场计算与激盘法基本相同，所不同的是考虑了叶片槽道的流动，由于可算出作用在叶片上的非定常气动力矩，因而可预估扭转振型的叶片颤振。用这种方法计算了一个蒸汽轮机叶栅的扭转失速颤振。计算与实验的符合程度是满意的。以攻角—出口马赫数表示的蒸汽轮机叶栅颤振边界如图 2 所示，在 0° 攻角所有的 Ma 数都是稳定的，计算与实验一致。在其它攻角均有一、二个失速颤振区，在较大负攻角有失速颤振发作，与蒸汽轮机小容积流量发生动应力突增是由失速颤振引起的观点是一致的。激盘和半激盘法都说明蒸汽轮机在小容积流量下有发生弯曲或扭转失速颤振的可能性。

3. 可变叶片间相角的二维数值激盘法 目前预估叶片颤振的方法都采用了叶片间相角为常数的假设，文献 [5] 发表的数值激盘法可以考虑叶片间相角的变化。数值激盘法在求解 Euler 振幅方程组时，由于定常 $Ma \geq 1$ 方程的类型不统一，求解不便，因此采用了在振幅中引入时间变量，任一气动扰动量可表示为：

$$f(x, y, t) = f(x, y, t) e^{ikt} \tag{1}$$

由于边界上和突跃面的振幅不变，随着时间推进过程，振幅 $f(x, y, t)$ 将趋于稳定值

$f(x, y)$, 非定常线性 Euler 方程组全场是统一的双曲型, 可用时间推进法求解。

$$\text{连续方程} \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \bar{p} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) + ik\bar{p} = 0 \quad (2)$$

$$\text{动量方程} \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + 1/\bar{p} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + ik\bar{u} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + 1/\bar{p} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + ik\bar{v} = 0 \quad (4)$$

$$\text{能量方程} \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \bar{a}^2 \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \right) + ik(\bar{p} - \bar{a}^2 \bar{p}) = 0 \quad (5)$$

这个方程组是在叶栅前后气流均匀的条件下得到的, 求解这个方程组除了满足激盘的突跃条件之外, 其它的边界条件和初始条件的给法与时间推进法求解定常 Euler 方程组相同, 计算用的差分格式为 MacCormack 格式, 数值方法见文献 [5]。文献 [5] 的算例是 TS22 风扇转子, 该转子实验中出现了失速颤振, 并给了实测的叶片动应力分布和振动相位的分布。按实测的叶片振动相位输入计算机程序, 可算出叶片上的气动阻尼, 如图 3 所示。图上 7~9 号叶片出现气动阻尼峰值, 实例 0~6 号出现动应力峰值, 计算与实验比较接近。由图 3 还可看出, 7、8、9 三个叶片气动阻尼为负值, 说明已进入颤振区, 其它叶片仍处于稳定状态, 这个结果说明颤振发生时, 并不是所有叶片都损坏。

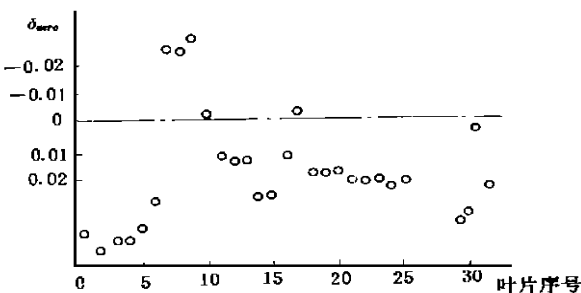


图 3 变叶片间相角气动阻尼

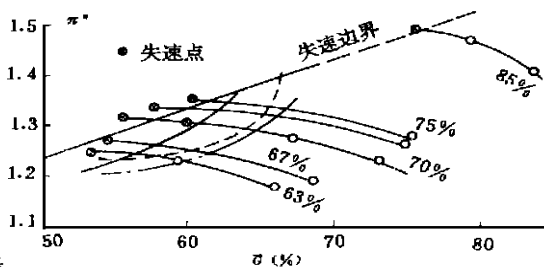


图 4 计算与实测颤振边界比较

图 4 给出 TS22 转子计算的颤振边界与实测边界的比较, 变叶片间相角计算的边界 (点画线) 与实验值 (虚线) 相近, 而等叶片间相角计算的边界 (实线) 与实验值 (虚线) 差得较远。说明考虑叶片间相角变化预估叶片颤振更符合实际。

4. 三维数值变形激盘法 蒸汽轮机末级流动有很强的三维性, 用取特征截面的二维方法预估叶片颤振会带来较大误差。为了提高颤振预估精度, 在考虑变叶片间相角的二维数值变形激盘法的基础上, 发展了三维数值变形激盘法。根据前面的假设得到所求的主方程为三维 Euler 振幅方程组。关于方程组的推导和求解数值方法见文献 [6]。

算例是北航 BF-1 颤振系列转子, 这是个研究叶片颤振的跨音转子。在均匀进气条件下, 转速从 12000~16500 r/min 范围内均出现了弯曲振型失速颤振。当进口气流有径向畸变时, 上述转速范围不出现颤振, 说明径向畸变对颤振有抑制作用。用本文发展的三维数值激盘法对上述两种情况的颤振边界进行了预测, 在压气机特性图上表示的计算和实验的颤振边界如图 5 所示。图 5 上还给出了用片条方法预估的颤振边界。由图可见, 在均匀进气条件下 (图 5a), 三维数值激盘法 (实线) 与片条方法 (点画线) 预估的颤振边界与实验的边界 (虚线) 靠近。有径向畸变时

(图 5b), 三维数值激盘法预估的颤振边界(实线)在旋转失速边界的左边, 与

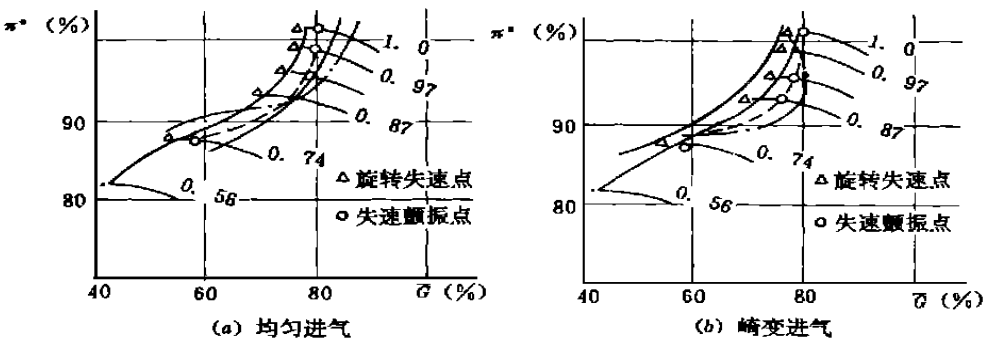


图 5 均匀进气与畸变

实验不出现颤振的结论一致, 而片条方法预估的颤振边界(点画线)与均匀进气实验边界(虚线)接近, 说明片条方法对于有很强三维性流动的颤振预估并不十分有效。

四、预估叶片颤振的数值方法

用 N-S 方程直接求解汽轮机中的分离流动有困难。解 Euler 方程组计算量大, 通过无旋、小扰动的假设, Euler 方程变成小扰动位势方程, 再假定小扰动量作简谐振动, 可得到小扰动振幅方程, 则大大减少了计算工作量。二维小扰动位势方程

$$(1 - M_{ax}^2) \Phi_{xx} + (1 - M_{ay}^2) \Phi_{yy} + 2 M_{ax} M_{ay} \Phi_{xy} + c^4 \Phi + c^5 \Phi + c^6 \Phi = 0 \tag{6}$$

式中

$$c^4 = \frac{1}{a_0^2} \left[(k - 1) u_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial y} + (k + 1) u_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial x} + 2 v_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial y} + 2 i \omega \phi_0 \right]$$
$$c^5 = \frac{1}{a_0^2} \left[(k - 1) v_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial x} + (k + 1) v_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial y} + 2 u_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial y} + 2 i \omega \phi_0 \right]$$
$$c^6 = \frac{1}{a_0^2} \left[\omega^2 - i \omega (k - 1) \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial y} + \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \right) \right]$$

对于方程 (6) 中的定常量用 Denton 的二维时间推进有限面积法求解, 定常流场确定之后, 再给定相应的边界条件, 即可求解非定常流场。对于具有任意厚度和任意弯度的叶型叶栅流场, 由于流线曲率较大, 对跨音流场求解必需采用旋转差分格式。用随流线变化的相对坐标系写出小扰动振幅方程, 沿流线方向, 超音点用逆风格式, 亚音点用中心差分, 垂直于流线方向采用中心差分格式^[7]。根据求出的非定常流场, 积分得到作用在叶片上的非定常气动力(力矩), 再求出一个振动周期的气动功,

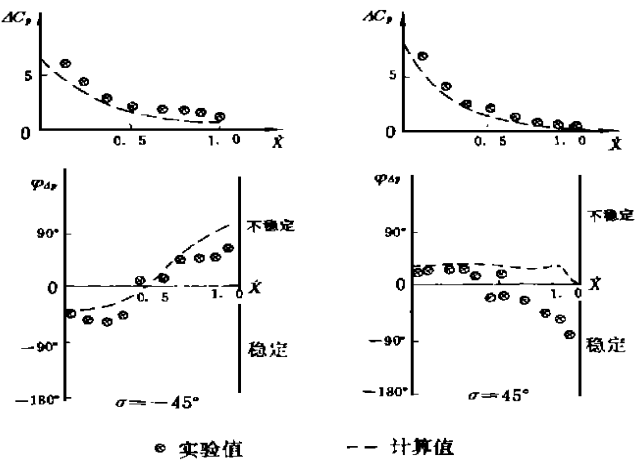


图 6 Δcp 与 Φcp 沿叶片表面分布

根据能量法判别叶片的气动弹性稳定性。

本文算例选用叶轮机气动弹性标准结构。两个算例分别选用标准结构 1 和标准结构 4。标准结构 1 是由 11 个 NASA65 系列叶型组成的二维叶栅, 来流 $Ma_1 = 0.18$, 攻角 $i = 2^\circ$, 折合频率 $K = 0.122$, 叶栅作扭转振动, 其振幅 $\alpha = 0.5^\circ$; 叶片间相角 $\sigma = \pm 45^\circ$; 叶片表面非定常压力系数差 ΔC_p 及其相位 Φ_p 的分布见图 6。计算和实验的 ΔC_p 符合相当好, Φ_p 与实验差别较大。由于叶片尾部 ΔC_p 接近零值, 气动力对叶片做功主要在叶片前、中部, 而叶片尾部 Φ_p 的误差对整个叶片气动功影响小。图 7 给出的气动阻尼系数与叶片间相角的变化曲线说明这一点。 $\sigma = 0 \sim 180^\circ$; 计算与实验两者一致, $\sigma = -180 \sim 0^\circ$; 计算与实验趋势相同, 数值有些差别。

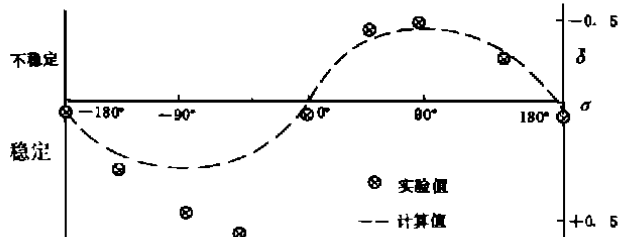


图 7 叶片间相角与气动阻尼系数的关系

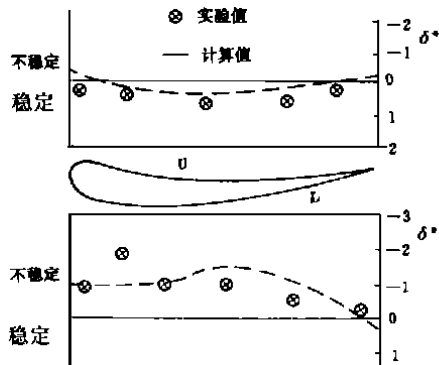


图 8 涡轮叶片表面气动阻尼系数分布

算例 2 是一个高负荷涡轮转子环形叶栅, 作弯曲振动。叶栅进口 $Ma_2 = 0.28$ 出口 $Ma_1 = 0.90$, 进口气流角 $\beta_1 = 45^\circ$; 折合频率 $K = 0.107$, 弯曲振动方向角 $\psi = 27.05^\circ$; 计算两个叶片间相角 $\sigma = -90$ 和 0° ; $\sigma = -90^\circ$; 叶片表面非定常阻尼系数分布如图 8 所示。计算结果和实验值符合较好。积分叶片表面非定常力作的气动阻尼功 $W = -2.09$, 实验给出的气动阻尼功为 -2.15 , 两者吻合程度是满意的。 $\sigma = 0^\circ$; 由于实验未给出叶片表面气动阻尼系数的分布, 计算结果无法与之对比, 而实验给出了总的气动阻尼 $W = 0.0$, 本程序计算的气动阻尼功 $W = -0.17$, 两者接近。

参 考 文 献

- [1] 杨晓东、陶德平, “有关蒸汽轮机失速颤振模型的一个实验”, 北航学报, No. 4, 1986 年。
- [2] 陶德平、袁利群, “蒸汽轮机末级流动特征及气弹稳定性分析”, 第三届全国流体弹性力学学术会议论文集, 1990 年 6 月。
- [3] 杨晓东、唐智明、周盛, “蒸汽轮机叶片失速颤振预测”, 航空动力学报, Vol. 2, No. 1, 1987 年。
- [4] X. D. Yang, D. P. Tao, S. Zhou, “A Semi-Actuator Disk Method for Predicting the Blade Flutter of Axial-Flow Turbomachinery”, Proc. of Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines and Propellers, 1987, Aachen.
- [5] 杨晓东、陶德平、周盛, “对于叶轮机气动弹性力学一个基本假设的讨论”, 中国科学 (待出版)。
- [6] 杨晓东、陶德平、周盛, “预估轴流叶轮机械叶片颤振的三维数值变形激盘法”, 北航科研报告。BH-B3842, 1990 年 8 月。
- [7] S. Z. Duan, X. L. Wei, S. Zhou, “A Numerical Method Solving 2D Unsteady Flow Field Around Cascade of Oscillating Airfoils with Arbitrary Camber and Thickness”, Proc. of 4th Inter Symp of Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines and Propellers, 1987 Aachen.

by integrating the momentum equation and then the densities are obtained from the energy equation. Nine numerical examples of three types of the centrifugal compressors show that the solution obtained by the present method is in good agreement with experimental data, provided that there is no large flow separation in compressors.

PREDICTION OF LONG BLADE FLUTTER IN A STEAM TURBINE

Tao Deping, Yang Xiaodong, Zhou Shen

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics)

ABSTRACT

The flow characteristics of the last stage of the steam turbine are analysed on the basis of the results obtained from the cascade experiments and flow field calculation. In the case of low volumetric flow rate, the large scale separation occurs in the last stage rotor hub, and the height of separated flow region increases as the volumetric flow rate decreases. Flow separation appears at the blade pressure surface as the bulk flow enters the rotor with large negative incidence. The flow in the rotor can be divided into three regions — a separated hub flow region, an attached-flow region and a separated-flow region. The dimensions of the three regions vary with the flow rate. The flow pattern in the last stage is very complicated. A series of deforming actuator disk methods and a numerical method have been developed to predict the blade flutter. The deforming actuator disk method system is applicable to calculating 2-D and 3-D unsteady flow fields and also to calculating the bending mode and the torsional mode blade flutters. The analytical and numerical deforming actuator disk methods for predicting the blade flutter in a compressor or a steam turbine have been developed in consideration of variability of or invariability of the interblade phase angle. The small-disturbance potential amplitude equation is adopted in the numerical method for unsteady flow in the cascade, while the airfoil thickness and bending degree are arbitrary and the rotating finite difference scheme is employed in the calculation of transonic flow field. The comparison between the computational and the experimental results shows that the presented methods are feasible in prediction of the flutter in blade design.

NUMERICAL SIMULATION OF TRANSITIONAL FLOWS OVER A FLAT PLATE

Jiang Hongde (*Institute of Engineering Thermophysics*)

J. G. Moore and J. Moore (*Virginia Polytechnic Institute and State University*)

ABSTRACT

A new version of one-equation turbulence model for predicting the incompressible, transitional flow over a flat plate is developed. Based on an analysis of the existing one-equation models and some physical features of the transitional flow, both the eddy viscosity and turbulence length scale in the turbulence kinetic energy equation are modified in order to bring the low Reynolds number effect into the new model. The capability of this model for predicting the transitional flow is demonstrated by an extensive numerical testing for flat plate flow under free stream turbulence intensity ranging from 0.03 to 8 percent. Both the start and length of the transition are correctly predicted. Comparison of the calculated results of both the mean and fluctuating flow properties with experimental data indicates the agreement between them is very good. A time-averaged picture for a complete boundary flow from purely