

翼型近尾迹流动的 PIV 研究—动力学机制

北京航空航天大学 刘宝杰* * 王光华 高 歌

【摘要】 利用在线式互相关 PIV (Particle Image Velocimetry) 系统, 在低速风洞中对 NACA0012 翼型在雷诺数 2.39×10^5 , 0 和 4 攻角下的近尾迹流动进行了详细测量。实验结果表明, 翼型近尾迹存在有序的涡街结构, 涡街在尾缘处形成后, 在向下游的迁移中, 会经历一个发展壮大、失稳破碎的演化过程, 流动从有序走向无序。翼型的近尾迹是一种以旋涡的运动学特性和动力学机制为主导的流动现象。本文着重探讨了翼型尾缘处的涡街形成机理, 尾迹内的流动机制, 以及近尾迹的流动稳定性。

主题词: 翼型 湍流尾流 测量 流动稳定性
分类号: V211 O357

自由词: PIV

1 引 言

在较高雷诺数下, 翼型/叶片尾迹是一种典型的湍流剪切流, 其近尾迹是以旋涡流动为主导的流动现象。翼型/叶片的几何形状、其附面层的演化、流动的压缩性、流动的压力梯度及其尾缘的几何形状等, 对翼型/叶片的近尾迹的流动都有显著的影响。因此对翼型/叶片的近尾迹流动的深入研究, 可以促进对尾迹/叶片排相互作用的认识, 提出更有效的翼型/叶片尾迹的流动控制措施, 实现尾迹/叶片排相互作用的合理利用。关于翼型近尾迹研究的有关情况参见文献 [1]。本文着重分析了翼型近尾迹的流动机制: 涡量的聚集、输运和演化, 涡街的形成、发展和破碎, 旋涡之间、旋涡和主流之间的相互作用, 近尾迹的流动稳定性。

2 实验设备和实验方案

实验设备主要由低速风洞、PIV 系统和示踪粒子发生器等几部分组成, 各部分的工作原理、系统配置和性能参数在文献 [2, 3] 中已有详细介绍。

实验模型为标准的 NACA0012 翼型, 弦长 250 mm, 展长 560 mm, 实验方案如图 1 所示。实验风速为 15 m/s, 对应的以翼型弦长为特征长度的雷诺数为 2.39×10^5 。实验时从风洞的入口处加入示踪粒子, 这样既保证了示踪粒子在测量域内的

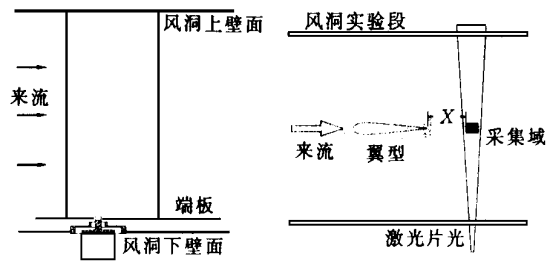


图 1 翼型尾迹 PIV 测量实验示意图

均匀散播，同时又不干扰被测流场。

实验中图像采集域的大小约为 $48.34\text{ mm}\times 36.25\text{ mm}^2$ ，所用 RS-170 式互/自相关 CCD 的分辨率为 $640\text{ 像素}\times 480\text{ 像素}$ ，图像分析时查问域大小为 $64\text{ 像素}\times 64\text{ 像素}$ ，用于互相关分析的两帧图像的时间间隔为 $30\text{ }\mu\text{s}$ ，每个工况所采集的图像均为 128 帧。

实验测量主要是在翼型的近尾迹区内完成的，采集域沿流向分别设置在翼型尾缘以及距翼型尾缘分别为 0.1、0.3、0.5、0.7 和 1.0 倍弦长的 6 个位置，并对 0 和 4 攻角两种情况进行对比实验，实验结果编号如表 1 所示。

表 1 翼型实验结果编号 (X 为采集域距翼型尾缘距离， C 为翼型弦长)

X/C	0	0.1	0.3	0.5	0.7	1.0
攻角 0°	A0-00	A0-01	A0-03	A0-05	A0-07	A0-10
攻角 4°	A4-00	A4-01	A4-03	A4-05	A4-07	A4-10

3 实验结果分析和讨论

关于湍流剪切流旋涡的结构特征、形成、发展和破裂、以及稳定性分析等研究，目前还主要依靠实验手段。由于当前的 PIV 系统工作频率较低，远远低于翼型尾流中旋涡的脱落频率，因此 PIV 的测量结果实际上是所测量流动的时间离散结果。所以在利用 PIV 技术研究复杂流动时，每一测量截面常常要采集几十幅或几百幅速度场。本实验中在每一测量位置采集了约 64 幅速度场，由于篇幅所限，在下面的分析中，只给出 4 攻角情况下的 4 组有代表性的实验结果，如图 2~5 所示，并未包括全部的流动特点，更详细的结果及其分析请参阅文献 [3]。

3.1 旋涡的识别和流动高压区的判断

在翼型/叶片尾迹中，所考察的主要是具有涡核的集中涡形态的旋涡，这也是拟序结构中主要的旋涡类型，本文所讲旋涡主要是指这类具有涡核的集中涡形态的旋涡。由于 PIV 的测量结果是流动一个截面内的瞬时速度场，怎样从中识别和跟踪旋涡结构，以及判断流动相互

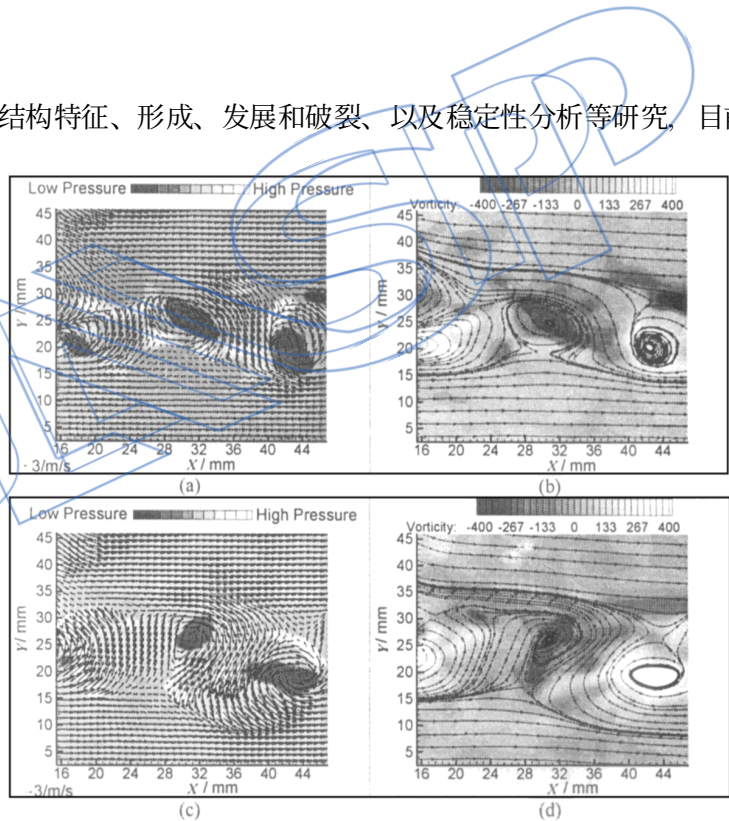


图 2 工况 A4-01 的瞬态场

作用形成的高压区分布, 是研究旋涡的运动学特性及其动力学机制的前提。

经过深入的分析, J. Jeong 和 F. Hussain^[4] 提出并验证了一种有效的旋涡涡核的识别准则, 即负 λ_c 判定准则。其物理意义是集中涡的旋转运动使其涡核具有较低的压力分布, 但要扣除流场中的非定常效应和粘性效应, 但这一准则却需要流动的三维速度分布, 不能直接用于二维测量结果的分析。本文作者在文献 [3] 中利用“特征值分割定理”, 导出了适合于二维 PIV 测量结果分析的下列旋涡识别准则:

$$\begin{cases} u_{1,1}^2 + u_{2,2}^2 + 2u_{1,2}u_{2,1} < \epsilon \\ \text{涡核区必须有净流量} \end{cases} \quad (1)$$

其中 ϵ 为一负的控制参数; 以及由于流动相互作用形成的高压区判别准则:

$$u_{1,1}^2 + u_{2,2}^2 + 2u_{1,2}u_{2,1} > \gamma \quad (2)$$

其中 γ 为一正的控制参数。在 (1) 式和 (2) 式中, u_1 和 u_2 分别为 x 和 y 方向的速度分量, $u_{1,2}$ 表示 x 方向的速度分量对 y 的偏导数, 余此类推。在本文的实验结果分析中, 采用了上述旋涡和流动高压区的识别准则。

4 攻角情况下, 距翼型尾缘分别为 0.1, 0.5 和 1.0 倍弦长区域的 PIV 测量结果分别如图 2~4 所示, 翼型尾缘处的测量结果如图 5 所示, 其中标号结尾为 a 的各图是流动的相对速度场与基于速度场计算出的旋涡涡核 (低压区) 及流动高压区的复合图; 标号结尾为 b 的各图是流动的瞬时流线和涡量分布的复合图。图 2~4 中的瞬时速度场是测量的绝对速度场分别减去 0.8, 0.9 和 0.95 倍尾迹外侧主流速度的相对速度场。

实验结果表明, 所采用的旋涡识别准则 (1) 式, 可以非常有效地从流场中辨别出旋涡涡核的结构和位置; 所采用的高压区判别准则 (2) 式, 可以有效地判断出由于流动相互作用所形成的高压区。

3. 2 近尾迹流动机制

实验结果的统计分析、瞬时速度场的流动结构和流动机制的初步分析请参见文献 [1, 5]。由图 2~4 可以看到, 翼型的近尾迹流动是以集中涡为主导的流动现象, 其中存在不同尺度、不同强度的旋涡, 旋涡/涡街的形成、发展和失稳破碎的演化过程、旋涡之间的相互作用、旋涡与主流之间的相互作用控制了翼型近尾迹流动的主要特性。

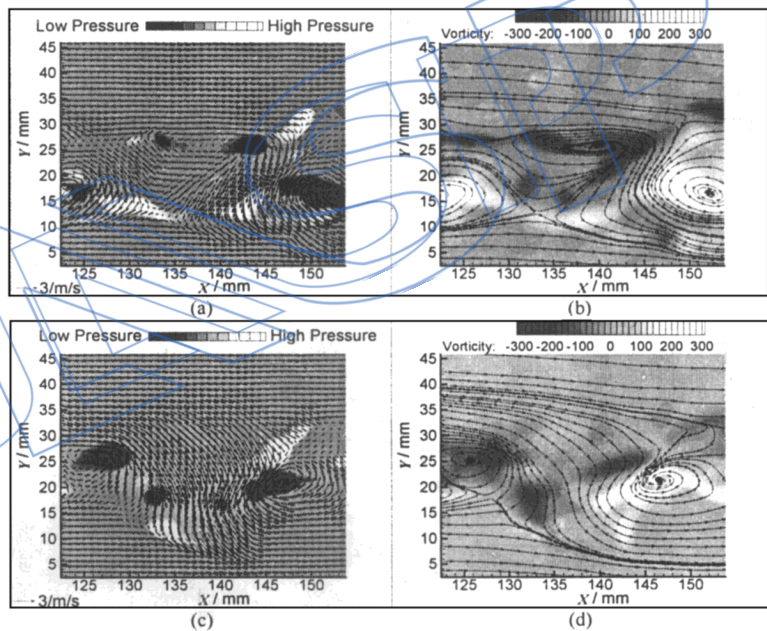


图3 工况 A4- 05 的瞬态场

图 2 表明, 靠近翼型尾缘处的旋涡的涡量较为集中地聚集在旋涡涡核处, 而旋涡所携带的围绕其涡核旋转的流体较少, 流动速度较低, 所以旋涡具有很强的诱导能力, 可将相邻主流中的流体卷吸到尾迹之中, 并被相邻的旋涡吸收, 旋涡从而得到增强, 尾迹两侧的主流也发生了相互作用。卷吸进的主流流体具有较高的 X 方向动量, 在旋涡与主流的相互作用中动量要保持平衡, 使旋涡向下游迁移, 迁移的速度很快地得到提高, 翼型尾流的平均速度型在尾缘处恢复得很快, 尾迹宽度也很快增加。

由图 2~4 可以发现, 同一位置不同时刻旋涡的强度、尺度和整体流动形态存在较大的差异, 0 攻角情况下这一现象更为明显, 形成这一现象的主要原因是翼型附面层所具有的非定常特性。对比 4 攻角和 0 攻角下的对应测量结果可以发现, 攻角的出现可以提高涡量产生的强度, 增强尾缘处旋涡的形成机制, 形成的旋涡强度较高、集中涡和涡街的形态更为鲜明和规则, 在一定程度上减弱了翼型附面层对翼型近尾迹的影响。

3. 3 近尾迹流动稳定性

3. 3. 1 旋涡的稳定性

翼型近尾迹中, 只有当旋涡发展到一定的尺度之后才会发生失稳、破碎现象, 所以旋涡失稳主要是由于离心不稳定性。离心不稳定性的物理机理是, 旋涡的压力分布不足以平衡旋涡上流体质点受到扰动后的离心力的变化。

旋涡失稳首先是涡核失稳。涡核和主涡量区最先发生变形, 并有带状涡量从主涡量区散出, 如图 3 的 2 (b) 图中的正涡量旋涡所示; 然后涡核开始膨胀, 分裂为两个或多个涡斑, 旋涡开始破碎, 向四周抛射流体, 如图 3 的 1 图中的负涡量旋涡和图 4 的 1 图中的正涡量旋涡所示。当尺度较大、强度较高的旋涡失稳破碎时, 会与周围流体发生强烈的相互作用, 使破碎后的旋涡的正负涡量团呈现分散的交混的分布, 如图 4 的 2 图所示; 当尺度较小、强度较弱的旋涡失稳时, 其

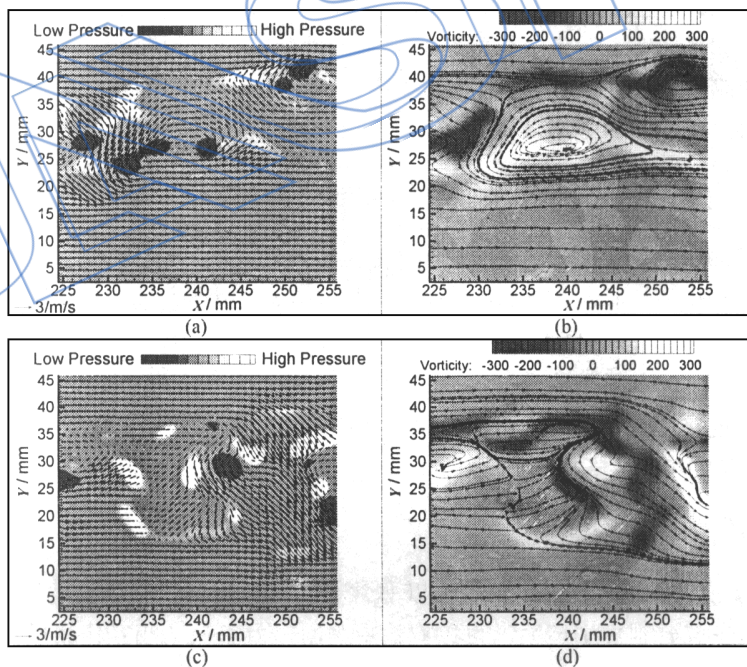


图 4 工况 A4-10 的瞬态场

涡核失稳后主要沿流向展开, 与周围流体之间的相互作用较弱, 破碎后的涡街呈现双涡层的分布, 然后由于涡层失稳, 涡量散成以条状为主的形态, 而且具有明显的正负配对现象^[3]。

3.3.2 涡街的稳定性

关于涡街稳定性的分析,主要有两种基本流动的取法,一种是考虑时均的速度型;一种是考虑交替排列的涡列。较为直观的双排涡列的流动稳定性分析,从冯·卡门^[6]的双排点涡列模型,到 P. G. Saffman^[7]考虑有限大小涡核的模型均得到了一个结论:只对于一个特定的 b/l 值 (b 为两排涡列的间距, l 为同排涡列中相邻旋涡的间距),涡街对于小扰动是临界稳定的,一般情况下涡街是不稳定的。

首先要注意到,翼型近尾迹涡街与卡门涡街有很大的差异。旋涡从尾缘处向下游迁移的过程中,其迁移速度会不断提高;旋涡的转速也并不完全等于涡量的诱导速度,旋涡的尺度也在不断的发展变化;涡核涡量具有一定的分布,其尺度及形状均在不断的变化之中;旋涡之间、旋涡与主流之间存在明显的相互作用;不同时刻旋涡分布的 b/l 值也有很大的差异,但其运动形态又都是稳定的。因此涡街稳定的机制并不完全由其运动学性质所决定,流动的动力学机制对于涡街形态的维持及其稳定起到了重要作用。

从前面的实验结果可以看出,旋涡处于持续的运动变化当中,会与其周围流体之间发生相互作用,因此涡街形态能否维持的关键在于这种相互作用的结果。由图 2 可以看到,当旋涡具有较好的稳定性时,旋涡之间、旋涡和主流之间相互作用所形成的高压区,交替地分布在旋涡的周围,界定了旋涡的范围,使旋涡被限定在主流与相邻的两个反向旋涡之间。因此只要旋涡有较好的稳定性,旋涡与周围流体之间相互作用的动力学机制保证了涡街形态的维持。

3.4 尾缘处旋涡的形成机制

4 攻角翼型尾缘处的 PIV 测量结果如图 5 所示,图中翼型尾缘在 $Y = -0.1 \text{ mm}$ 处。

尾缘处流动的一个明显的特点是,瞬态流线在尾缘后是收缩的。这应当是旋涡脱离翼型尾缘后,与主流发生相互作用而被加速造成的。图 5 表明,当一个新的旋涡出现在翼型尾缘之后时,它与周围的流体将发生较强的相互作用,会在其对侧的剪切层中形成高压区,从而将其对侧的涡层割断,促使其对侧剪切层中形成新的集中涡。这种相互作用的交替发生,形成了具有交替相间分布的高压区和交替排列的涡街结构。可以预见,翼型尾缘处的旋涡相互作用形成的高压区还会

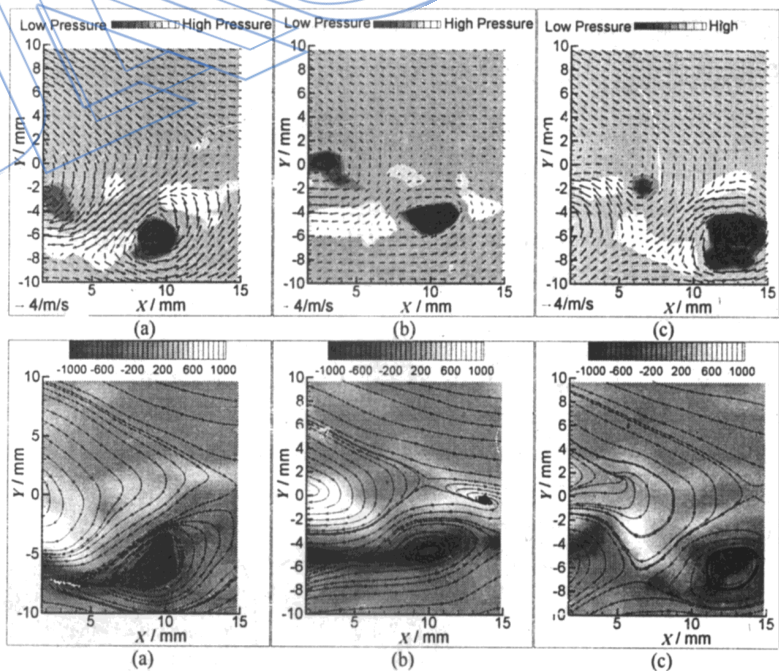


图5 工况 A4-00 的瞬态场

影响到翼型的附面层内的流动。上述集中涡和涡街的形成机制,显然会受到周围流动环境的较大影响,尤其是翼型附面层中涡量的分布及其非定常性,以及尾缘对流动的限制作用、尾缘处逆压梯度、流动的压缩性等因素的影响。在本文的实验条件下,主要是翼型附面层的影响,它是导致翼型尾迹的旋涡结构和涡街形态、及其演化都存在较大的差异的根本原因。

在翼型尾缘处采取流动控制措施,可以极大地影响或改变尾缘处的上述旋涡和涡街形成机制,尤其是与其耦合的尾缘处压力分布的改变,可以明显地影响到整个翼型绕流流动,以及翼型表面的压力分布。因此在翼型尾缘处采取适当的措施,不但可以有效地改善翼型气动性能^[8-11],而且可以有效地控制翼型湍流尾流,改变尾流与其下游物体相互作用的形式和机制。

4 结 论

(1) 翼型近尾迹流动的一个重要现象,就是存在有序的涡街结构。涡街在尾缘处形成后,在向下游的迁移中,会经历一个发展壮大、失稳破碎的演化过程,流动从有序走向无序。(2) 翼型附面层的非定常特性,对翼型的近尾迹结构及其演化有重要影响。(3) 翼型近尾迹流动的稳定性问题主要是旋涡的稳定性和涡街的稳定性的,其中旋涡的稳定性占有主导地位,旋涡的不稳定性主要是离心不稳定性。旋涡涡量的分布对旋涡的稳定性有很大影响。(4) 旋涡失稳首先是涡核失稳,尺度和强度不同的旋涡具有不同的失稳机制和破碎形态。(5) 旋涡之间、旋涡和主流之间相互作用所形成的高压区,界定了旋涡的范围,使旋涡被限定在主流与相邻的两个反向旋涡之间。因此只要旋涡有较好的稳定性,旋涡与周围流体之间相互作用的动力学机制保证了涡街形态的维持。(6) 翼型上下翼面涡层旋涡在尾缘处的强烈相互作用,是形成翼型近尾迹旋涡和涡街的根本原因。

实验结果表明,较高雷诺数下的翼型的近尾迹流动是以集中涡为主导的流动现象,其中存在不同尺度、不同强度的旋涡,旋涡/涡街的形成、发展和失稳破碎的演化过程、旋涡之间的相互作用、旋涡与主流之间的相互作用控制了翼型近尾迹流动的主要特性。

参 考 文 献

- 1 王光华,刘宝杰,刘涛,高歌. 翼型近尾迹流动的 PIV 研究—运动学特性. 航空动力学报, 1999, 14 (2): 119-124
- 2 刘宝杰,王光华,袁辉靖,高歌. PIV 在低速风洞中的应用. 流体力学实验实验与测量, 1998, 12 (2): 55-63
- 3 刘宝杰. 尾流旋涡的流动机制及其应用: [博士论文]. 北京航空航天大学, 1998
- 4 Jeong J, Hussain F. On the Identification of a Vortex. J. Fluid Mech. 1995, 285: 69-94
- 5 王光华. 湍流剪切流研究和子波分析应用: [硕士论文]. 北京航空航天大学, 1998
- 6 Von Karman Th. Über den Mechanismus den Widerstands, den ein Bewegter Körper in einer Flüssigkeit Erfährt. Göttingen Nachr. Math. Phys. Kl. 1912, 12: 509
- 7 Meiron D I, Saffman P G, Schatzman J C. The Linear Two-Dimensional Stability of Inviscid Vortex Streets of Finite-Cored Vortices. J. Fluid Mech. 1984, 147: 187-212
- 8 Liebeck R H. Design of Subsonic Airfoils for High Lift. J. Aircraft. 1978, 5 (9): 547-561
- 9 Storms B L, Jang C S. Lift Enhancement of an Airfoil Using a Gurney Flap and Vortex Generators. J. Aircraft, 1994, 31 (3): 542-547
- 10 Bloy A W, Tsioumanis N, Mellor N T. Enhanced Aerofoil Performance Using Small Trailing-Edge Flaps. J. Aircraft, 1997, 34 (4): 569-571
- 11 Wood N J, Nielson N J. Circulation Control Airfoils. Past, Present, Future. AIAA-85-0240, 1985

(责任编辑 杨再荣)

PIV STUDY OF AIRFOIL NEAR WAKE FLOW PART II — DYNAMIC MECHANISM

Liu Baojie, Wang Guanghua, Gao Ge

(4th Dept. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083)

ABSTRACT

Detailed 2D velocity and vorticity fields were measured to investigate the turbulent near wake flow of NACA0012 airfoil with on-line cross-correlation PIV in a low-speed wind tunnel. The Reynolds number on chord length is 2.39×10^5 , the angles of attack are 0° and 4° . The experimental results indicate that ordered vortex streets exist in the turbulent near wake, the vortex streets created at the airfoil trailing edge region will fully develop and finally break up downstream, and the ordered wake flow turns into disordered. The near wake flow is dominated by the kinetic characteristics and dynamic mechanism of vortices. As the second part of the investigation, the paper mainly discusses the formation of the vortex streets, the dynamic mechanism of the near wake, and the fluid instability of the vortex and vortex streets.

Key Words Airfoils Wakes Turbulence measurements Fluid Instability

FEM CALCULATION AND EXPERIMENTAL STUDY OF THE 3-D FLOW IN VANE DIFFUSER

Liu Xiaomin, Xi Guang, Wang Shangjin

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)

ABSTRACT

The viscous incompressible turbulent flow in a vane diffuser was analyzed numerically by using penalty finite element method, based on Galerkin variational finite element method. During discretizing the controlled equations in arbitrary curvilinear coordinates, the consistent formulation of penalty pressure matrix was chosen, and conjoined with the streamline upwind Petrov-Galerkin weighted residual formulation to modify the weight function. In reference to the experience of the finite difference method, the streamline upwind term only along the flow direction was controlled by the upwinding parameters. This approach ensured the stability of the solution of the pressure. Numerical results of the turbulent flow in the vane diffuser were satisfactorily consistent with the experimental measurements and indicated that the spurious pressure was eliminated while the false diffusion of other terms was simultaneously minimized.

Key Words Finite element Numerical analysis Turbulence Van diffuser

A NUMERICAL SIMULATION OF 3D VISCID STEADY FLOW IN A TURBINE STAGE

Yuan Ning, Wang Songtao, Zhang Zhenjia, Wang Zhongqi, Feng Guotai

(Power Engineering Dept. Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

ABSTRACT

A 3D numerical methodology is presented for simulating blade rows in a turbine stage by solving 3D time-dependent compressible Navier-Stokes equations. This numerical method is based on Godunov's finite volume scheme with third-order accuracy and TVD property. Baldwin-Lomax algebraic turbulence model is employed to simulate largely separated flow. The principal assumptions are made as follows: the flow is