

文章编号:1000-8055(2013)12-2803-10

有/无尾迹作用下低压涡轮叶栅分离 边界层转捩的大涡模拟

刘志刚¹, 叶建², 邹正平³

(1. 西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710072;

2. 重庆大学 动力工程学院, 重庆 400044;

3. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191)

摘 要: 采用经过大量算例验证的可压缩大涡模拟求解器对雷诺数为 60 154、马赫数为 0.402 的低压涡轮叶栅 T106D-EIZ 进行了细致模拟, 计算了定常来流和周期性尾迹来流两种工况。对计算结果的分析表明: 定常来流工况下, 叶片吸力面后部出现大尺寸的层流分离泡, 分离剪切层的转捩过程受 Kelvin-Helmholtz (K-H) 不稳定性控制; 尾迹来流工况下, 由于来流尾迹的周期性扫掠, 时均分离泡尺寸变小, 叶栅总压损失降低。对相位平均和瞬态流场的分析表明, 尾迹引起的逆射流使分离点后移, 形成卷起涡结构, 逆射流掠过卷起涡的过程中与其发生强烈的相互作用, 产生大量气动损失, 而后卷起涡破碎, 流动转捩为湍流。

关 键 词: 低压涡轮; 大涡模拟; 尾迹/边界层相互作用; 尾迹诱导转捩; 卷起涡

中图分类号: V231.3

文献标志码: A

Large-eddy simulation of separated boundary layer transition in low-pressure turbine cascade with and without wakes

LIU Zhi-gang¹, YE Jian², ZOU Zheng-ping³

(1. School of Power and Energy,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;

2. College of Power Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China;

3. School of Energy and Power Engineering,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: A well validated large-eddy simulation (LES) solver for compressible flows was employed to simulate the low pressure turbine (LPT) cascade T106D-EIZ where the Reynolds number and Mach number were 60 154 and 0.402, respectively. Two cases with steady inflow and periodic wakes inflow were calculated and analyzed. The results of steady inflow case show that large separation bubble appears at the rear part of the blade suction surface and transition process of the separated shear layer is dominated by Kelvin-Helmholtz (K-H) instability. In the wakes inflow case, due to the periodic sweeping of inflow wakes, the size of time mean separation bubble significantly reduces and the total pressure loss of the cascade also decreases. The analysis of phase averaged and instantaneous flowfield reveals that the negative jet of wake-induced forces the separation point to move forward and then the roll-up vortex emerges. The strong interactions of sweeping negative jet and roll-up vortex result in large aerodynamic losses. Then roll-up vortex quickly breakdowns and boundary

收稿日期:2013-05-12

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20131111.1602.023.html>

基金项目: 国家自然科学基金(51206198); 中央高校基本科研业务费(CDJZR12140030)

作者简介: 刘志刚(1968—), 男, 河北平乡人, 研究员, 博士生, 主要从事航空发动机叶轮机部件实验研究。

layer transitions to turbulence.

Key words: low-pressure turbine; large-eddy simulation; wake-boundary layer interaction; wake-induced transition; roll-up vortex

低压涡轮是航空发动机最为重要的部件之一,用来驱动风扇和增压级,由于单级输出功率有限,因而通常级数多、质量大^[1]. 现代先进低压涡轮趋于减少叶片数,以降低质量和制造成本、提高部件的可靠性^[2],但由此却导致叶片气动负荷显著增加;另一方面,航空发动机主要部件中,低压涡轮的工作雷诺数处于最低水平^[3],尤其是在高空巡航条件下,低的大气密度使雷诺数效应最为显著. 对低雷诺数下工作的高负荷低压涡轮而言,其叶片吸力面常常遭遇分离流转捩现象,转捩过程对叶片负荷、叶型损失乃至低压涡轮效率均有显著影响,因而深入理解分离边界层的转捩过程是现代高负荷低压涡轮设计的关键之一^[4].

过去数十年间,国内外研究者对该现象进行了大量研究,如 Volino^[5], Dähnert 等^[6], 乔渭阳等^[7], 李伟等^[8]对低压涡轮层流分离流进行了细致测量, Raverdy 等^[9], Jagannathan 等^[10], 叶建等^[11]对类似流动的数值模拟,这些工作深化了人们对边界层分离转捩物理过程的理解. 但从气动设计的角度看,更为关键的问题是如何降低低压涡轮的叶型损失,即如何利用各种主/被动控制手段有效抑制吸力面的分离区. 由于叶排间的相对运动,真实条件下的涡轮叶片处于强烈的非定常扰动环境中,其中上游尾迹对叶片表面的周期性扫掠会显著影响边界层的流动状态;对低雷诺数低压涡轮而言,若能恰当利用来流尾迹实现对层流分离区的抑制,减少气动损失,势必大大降低流动控制手段的复杂程度. 实际上,这一问题早就受到研究者的关注并进行了大量的相关工作,其中最具代表性的是剑桥大学 Hodson 等^[1,4]的研究,他们的结论验证了上述想法的合理性.

尽管人们对吸力面边界层非定常转捩现象的认识已大大深入,但仍有部分详细的物理机制未被完全理解,特别是由于实验手段自身的制约,亟需一批高精度的数值模拟结果验证实验中的发现和结论. 而对于低压涡轮吸力面发生的这种复杂分离转捩流动而言,传统的以雷诺平均为代表的数值方法预测能力有限,必须采用更为精确的数值技术,大涡模拟方法显然是目前阶段的理想选项之一^[9-10]. 因此,本文采用经过大量算例验证的可压缩大涡模拟求解器,对雷诺数为60154、马赫

数为0.402的低压涡轮叶栅 T106D-EIZ 进行模拟,细致分析了定常来流和周期性尾迹来流两种工况的计算结果. 文章内容安排如下:第1部分给出相关数值方法,第2部分介绍算例设计,第3部分从时均流场、相均流场、瞬态流场等几个方面分析计算结果,最后给出简单结论.

1 数值方法

对可压缩的 Navier-Stokes(N-S)方程组进行无量纲化,定义 Favre 滤波 $\tilde{\phi} = \overline{\rho\phi}/\bar{\rho}$, 忽略某些小项,滤波后的 N-S 方程组可以写为^[12]

$$\partial\bar{\rho}/\partial t + \partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j)/\partial x_j = 0 \quad (1)$$

$$\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)/\partial t + \partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j + \bar{p}\delta_{ij})/\partial x_j = \partial(\bar{\sigma}_{ij} - \tau_{ij})/\partial x_j \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial(\bar{\rho}\tilde{E})/\partial t + \partial(\bar{\rho}\tilde{E} + \bar{p})\tilde{u}_j/\partial x_j = \\ -\partial[\tilde{q}_j + Q_j/(\gamma-1)M_0^2]/\partial x_j + \\ \partial\tilde{u}_i(\bar{\sigma}_{ij} - \tau_{ij})/\partial x_j \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\tilde{E} = \tilde{T}/[\gamma(\gamma-1)M_0^2] + \tilde{u}_j\tilde{u}_j/2 + \tau_{kk}/(2\bar{\rho})$, 亚格子应力 $\tau_{ij} = \bar{\rho}(\tilde{u}_i\tilde{u}_j - \tilde{u}_i\tilde{u}_j)$, 亚格子热通量 $Q_j = \bar{\rho}(\tilde{u}_j\tilde{T} - \tilde{u}_j\tilde{T})$, 补充状态方程 $\bar{p} = \bar{\rho}\tilde{T}/(\gamma M_0^2)$. 要封闭上述方程组,必须对亚格子应力和亚格子热通量项进行模化. 本文采用如下形式的动力涡黏模型:

$$\tau_{ij} - \delta_{ij}\tau_{kk}/3 = -C_2\bar{\rho}\Delta^2|\tilde{S}|(\tilde{S}_{ij} - \delta_{ij}\tilde{S}_{kk}/3) \quad (4)$$

$$\tau_{kk} = C_{iso}2\bar{\rho}\Delta^2|\tilde{S}|^2 \quad (5)$$

$$Q_j = -C\Delta^2\bar{\rho}|\tilde{S}|(\partial\tilde{T}/\partial x_j)/Pr_t \quad (6)$$

其中的系数 C_{iso} , C 和 Pr_t 通过公式动态计算

$$C_{iso} = \langle L_{kk} \rangle / \langle 2\Delta^2(\hat{\rho}\alpha^2|\tilde{S}|^2 - \overline{\bar{\rho}|\tilde{S}|^2}) \rangle \quad (7)$$

$$C = \langle (L_{ij} - \delta_{ij}L_{kk}/3)M_{ij} \rangle / \langle M_{kl}M_{kl} \rangle \quad (8)$$

$$Pr_t = C\langle T_k T_k \rangle / \langle K_j T_j \rangle \quad (9)$$

式(1)~式(9)中各符号的具体含义参见文献[12],这里不再详细列出. 将封闭的方程组式(1)~式(3)写成积分形式,采用网格中心的有限体积法离散. 对流项采用4阶偏斜对称型的中心格式^[13],黏性项采用2阶中心格式,时间推进采用3阶三步的紧致 Runge-Kutta 方法,为了保证

格式的稳定性,还使用 11 点的显式选择性滤波器对流场变量进行滤波处理^[14]. 本文的计算采用据上述算法发展的多块并行大涡模拟程序(MPLES)进行,其预测精度和适应性已通过大量校验算例进行验证,更多细节可参见文献[12, 15].

2 算例设计

本文计算所选用的叶栅是名为 T106D-EIZ 的低压涡轮平面叶栅,实验中通过上游圆柱的运动实现对来流尾迹的模拟^[16-17]. 计算的雷诺数 $Re_c=60\,154$,马赫数 $Ma=0.402$,包括定常来流和周期性尾迹(非定常)来流两种工况,更详细的参数设置见表 1. 从表中可以看到,由于数值不大且对结果影响较小,计算中忽略了背景湍流度的效应;对于非定常工况,上游尾迹的流动系数 ϕ 和折合频率 f_r 取值均与实验不同,分别为 $\phi=0.83$ 和 $f_r=0.67$,这与现代低压涡轮中的典型数值相符,更具代表性.

表 1 T106D-EIZ 叶栅参数

Table 1 T106D-EIZ cascade parameters

参数	实验值	计算值
弦长/mm	100	
栅距/mm	105	
安装角/(°)	59.3	
真实进口气流角/(°)	41.0	
等熵出口雷诺数	60 154	
等熵出口马赫数	0.402	
来流背景湍流度/%	2.5	
圆柱直径/mm	2	
圆柱/尾迹节距/mm	40	105
流动系数	3.84	0.83
折合频率	0.38	0.67

计算域及网格如图 1 所示,其中网格线间隔 4 条显示. 计算域入口位于叶栅前缘上游 $0.5c_x$ (c_x 为沿 x 方向的弦长)处,出口位于叶栅尾缘下游 $2c_x$ 处,展向宽度取值为 $0.3c_x$. 沿 x, y, z 三个方向的网格单元数分别为 340, 210, 48, 通过恰当分布网格点,可以保证壁面第 1 层网格高度约为 1,而沿着流向和展向的取值分别约为 32 和 16,完全满足大涡模拟方法对网格分辨率的要求. 对于定常工况,边界条件设置如下:进口给定总温、

总压、气流角,出口给定背压,栅距方向的进口和出口段为周期性条件,叶片表面为绝热无滑移壁面,展向方向为周期性条件. 对于非定常工况,基本设置同定常工况,来流尾迹的模拟不是直接计算运动圆柱,而是预先计算自由衰减的尾迹流,待其满足来流尾迹的特性(速度亏损和尾迹半宽)后再将其叠加到计算域入口,具体方法可参考文献[12]. 本算例中入口位置尾迹的速度亏损约为 11%,尾迹半宽约为 12 mm.

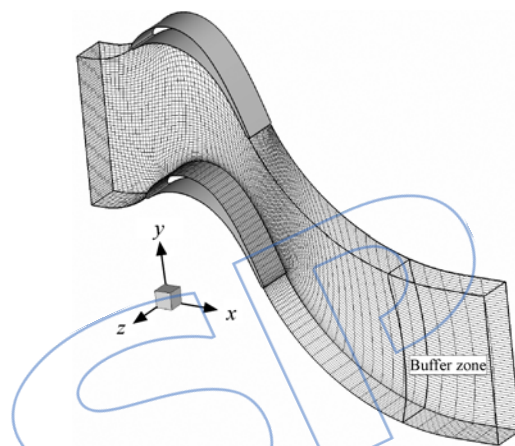


图 1 计算域及网格

Fig. 1 Computational domain and grid

计算的时间步长取 1.96×10^{-4} ,对于非定常工况,每个尾迹通过周期对应 5400 步. 给定初场后,首先让流场演化几十个特征时间,通过监测叶片受力确定流场已进入统计定常状态,而后每 60 步输出一个瞬态流场文件. 定常工况下,记录了约 1000 个瞬态流场,将这些流场沿时间和展向进行平均,即可获得时均流场. 非定常工况下,收集了 10 个尾迹通过周期的流场,每个周期 90 个文件,固定尾迹相位,将相同相位的 10 个流场进行时间和展向平均,即可获得相位平均流场,再将相位平均场进行平均,即可获得时均流场.

3 计算结果分析

3.1 时均流场

叶片表面边界层处于何种流动状态强烈依赖于叶片表面压力的分布情况,图 2 给出了两种工况下时均流场中叶片表面等熵马赫数 Ma_{is} 的分布. 对于定常工况,从图中可以看到,计算结果和实验数据吻合得很好:在叶片压力面, $x/c_x=0.03$ 附近 Ma_{is} 取最小值,对应前缘滞止点,从此处到尾缘,压力面流动不断加速;在叶片吸力面,小的

正攻角导致前缘附近出现吸力峰^[18],流动处于强逆压梯度环境(可能形成前缘分离泡),而后变为顺压梯度, $x/c_x \approx 0.35$ 开始又变为逆压梯度,随后边界层分离,图中出现从 $x/c_x \approx 0.50$ 一直持续到尾缘的大压力平台,说明吸力面发生的是大尺寸开放式分离. 对于非定常工况,压力面 Ma_{is} 分布曲线几乎与定常工况重合,而在吸力面,两者存在明显差异. 前缘吸力峰后的逆压梯度区, Ma_{is} 数值与定常工况接近,而后吸力面经历了一个较长的加速区直至 $x/c_x \approx 0.52$ 位置, Ma_{is} 的峰值远大于定常工况,继续朝向下游,较强的逆压梯度导致边界层在 $x/c_x \approx 0.66$ 位置附近分离,但同定常工况不同,压力平台后强的压力恢复区表明分离边界层发生再附,其位置在 $x/c_x \approx 0.85$ 附近,逆压梯度使得再附的边界层持续减速到尾缘. 从定常到非定常工况,吸力面的开放式分离区被闭合的分离泡所取代, Ma_{is} 曲线发生显著变化,由此后者较前者有更高的气动负荷.

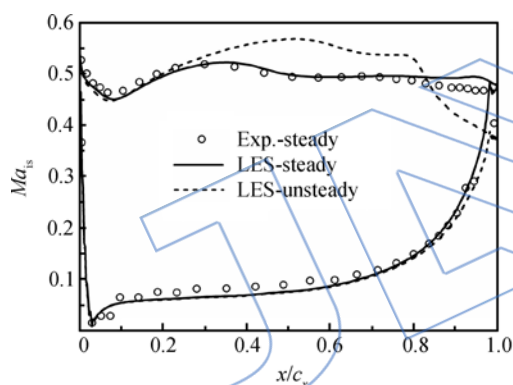


图2 时均流场中叶片表面等熵马赫数分布

Fig. 2 Isentropic Mach number distribution of blade surface in time-averaged flow fields

图3给出了两种工况下时均流场中叶片吸力面壁面摩擦因数 C_f 的分布,图中横坐标采用归一化的吸力面长度, s_0 为叶片前缘到尾缘的曲线长度, s 为计算点距离前缘的曲线长度. 显然, C_f 为负值的区域代表分离区. 对于定常工况,边界层从 $s/s_0 \approx 0.38$ 位置开始分离,一直持续到尾缘,这正是前述的开放式分离区. 非定常工况的分离泡始于 $s/s_0 \approx 0.52$ 位置,在 $s/s_0 \approx 0.75$ 处再附,其长度为 $\Delta(s/s_0) \approx 0.23$. 两种工况下,靠近前缘位置同样存在小尺寸的分离区,它们是由前缘吸力峰后的强逆压梯度造成的^[18],且定常工况的前缘分离泡尺寸更大一些.

为了了解整个叶栅流场的情况,图4给出了

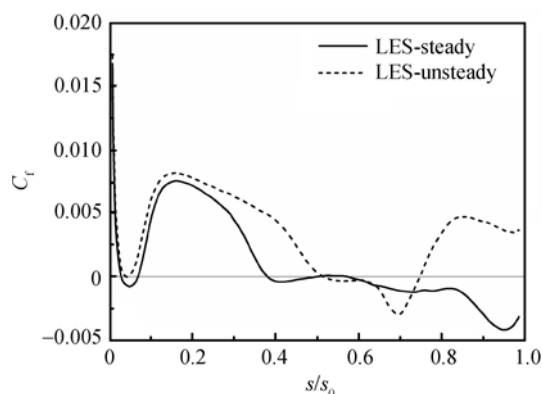


图3 时均流场中叶片吸力面壁面摩擦因数分布

Fig. 3 Skin friction coefficient distribution along suction surface of blade in time-averaged flow fields

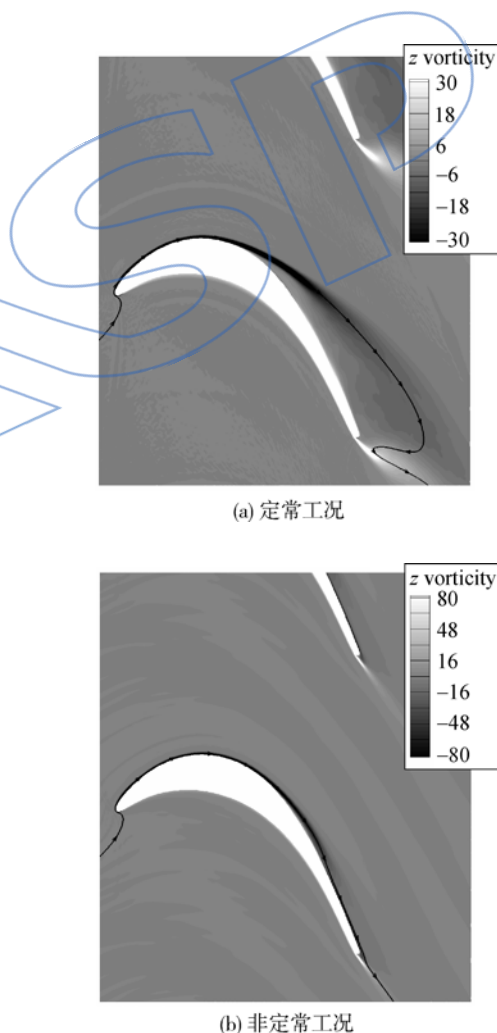


图4 时均流场中的展向涡量云图

Fig. 4 Contours of spanwise vorticity in time-averaged flow fields

两种工况下时均流场中的展向涡量云图(其中涡量已做无量纲化处理,下同),强逆压梯度导致吸

力面的层流边界层离开壁面,形成自由剪切层,在图中表现为负涡量涡层.图中流线则大致勾勒出了分离区的范围,显然,定常工况中的开放分离区尺寸远远大于非定常工况中的闭合分离泡.分离区尺寸的巨大差异导致两种工况下尾迹区的气动损失差别很大,图 5 给出了叶栅出口平面下游 $0.4c$ (c 为弦长) 位置总压损失系数 C_{tpl} 沿栅距方向的分布, C_{tpl} 的定义为

$$C_{\text{tpl}} = \frac{p_{01} - p_{02}}{p_{01} - p_2} \quad (10)$$

其中 p_2 代表出口测量平面平均静压, p_{01} 为进口总压, p_{02} 为当地的平均总压.从图中看,对于定常工况,计算结果在 $y/t=0.28$ 处 (t 为栅距) 取最大值 $C_{\text{tpl}}=0.76$,实验结果的最大值 $C_{\text{tpl}}=0.68$ 则位于 $y/t=0.35$ 位置,这表明:尽管都是开放式分离,但计算结果预测的分离区尺寸较实验结果大,其原因一方面是因为实验中测量的进口气流角不准^[16],可能导致计算中的进口攻角比实验稍大;另一方面,则可能是计算中忽略了来流背景湍流度的影响.同定常工况比较,非定常工况在 $y/t=0.52$ 位置取最大值 $C_{\text{tpl}}=0.28$, C_{tpl} 的峰值大大减小且朝向压力面移动.显然,非定常尾迹的作用导致分离泡尺寸大大减小,叶栅出口的总压损失也显著降低,气流转角的增加使得其峰值位置发生移动.从图 5 还可以看到,非定常工况下大约在 $0.08 \leq y/t \leq 0.28$ 区间 C_{tpl} 为负,这一靠近吸力面的负值区可能是由于尾迹非定常作用引起能量分离而产生的^[19].

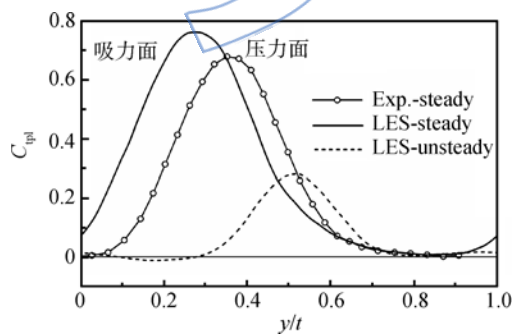
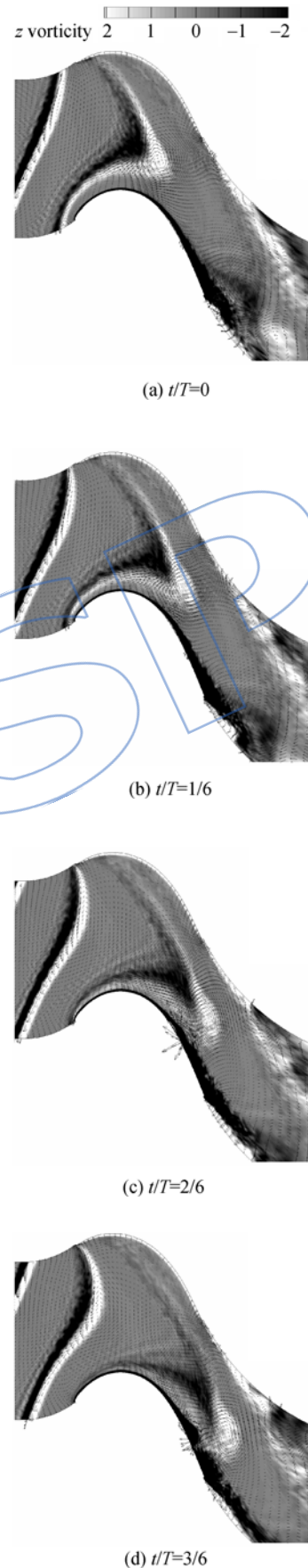


图 5 叶栅出口平面下游 $0.4c$ 位置总压损失系数沿栅距方向的分布

Fig. 5 Total pressure loss coefficient distribution along pitchwise direction on $0.4c$ downstream of cascade exit plane

3.2 非定常工况的相位平均流场

图 6 给出了一个尾迹通过周期 T 内等时间间距的叠加了扰动速度矢量的展向涡量云图,可



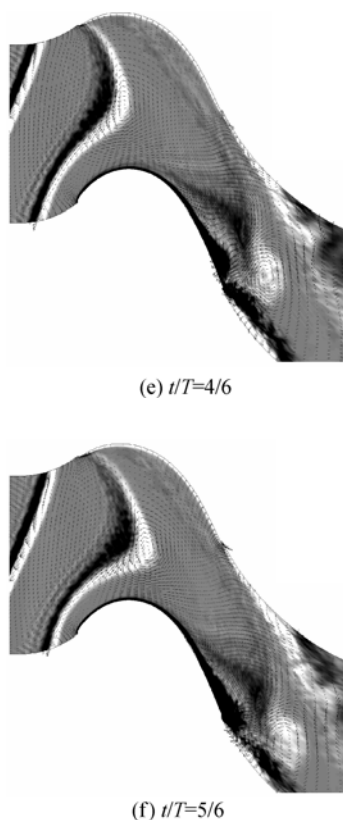


图6 叠加了扰动速度矢量的展向涡量云图

Fig. 6 Contours of spanwise vorticity superimposed by perturbation velocity vectors

以看到,利用展向涡量能够很好地识别来流尾迹,由于速度亏损,尾迹表现为一正一负的两个相邻涡层,而利用图中叠加的扰动速度矢量,尾迹引起的逆射流也清晰可见.按照 Smith 的观点^[20],尾迹在叶栅通道内的输运过程中存在弯曲、再定向、拉长和拉伸等现象,结合图画,整个过程可描述如下:叶栅前缘平面附近,尾迹被叶片前缘切断,由于叶栅通道中间流速大,而靠近叶片前缘位置流速小,以当地速度输运得尾迹因此弯曲成弓形.弯曲的尾迹进入叶栅,由于近吸力面流速高于近压力面流速,近吸力面尾迹在通道内输运得更快,导致靠近压力面尾迹段的轴线沿逆时针方向缓慢旋转,最后几乎和压力面平行,这就是尾迹的再定向过程.压力面附近,流场拉伸方向与尾迹主轴方向一致,尾迹受拉伸变长变细;吸力面弓形顶点附近,流场拉伸方向与尾迹主轴垂直,尾迹在拉伸作用下变粗.这与文献^[21]的实验结果非常类似.再观察通道内吸力面附近的逆射流,其朝向吸力面运动,最后撞击到吸力面上,形成吸力面附近的堆积,逆射流的扰动使得尾迹中心下游表面附近的流动加速,上游表面流动减速,尾迹两侧形成一对

反向旋转的涡对.

图7给出了叶片吸力面壁面切应力 τ_{wall} 的时空图,图中横坐标为归一化的吸力面长度,纵坐标为归一化的时间(尾迹通过周期), τ_{wall} 已做无量纲化处理,两条竖直虚线分别对应时均的分离/再附位置,实线则是 $\tau_{\text{wall}}=0$ 的等值线,显然,该等值线所包围的区域就是相均流场的分离区.首先考察前缘附近区域,相位平均的分离区在时空图上变成一个一个的“孤岛”,一段时间出现、一段时间消失,例如 $t/T=2/6\sim 4/6$ 区间都不存在,结合图6,很明显,分离泡都是在尾迹通过前缘附近时才消失的,尾迹通过的间隙,前缘分离泡又再次出现.接下来考察叶片中后部区域,从时空图上看,相位平均的分离区同样变成了一个“孤岛”,但在任意固定时刻,吸力面中后部总是存在分离:即一个周期内,任选一个时间,沿着吸力面中后部观察, t/T 等于定值的水平线至少会穿过一个分离区.

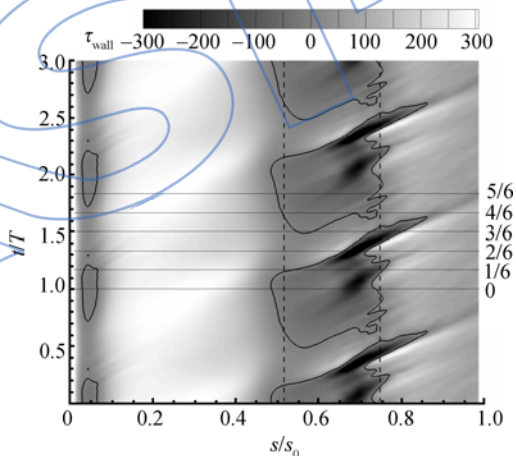


图7 叶片吸力面壁面切应力的时空图

Fig. 7 Space-time diagram of blade suction side wall shear stress

为了便于更形象地理解,图8给出了相位平均流场中吸力面分离泡的演化,图中S表示分离点,R表示再附点.图8(a)~图8(f)分别对应 $t/T=0\sim 5/6$ 时刻,事实上,这和图7中在右侧标了时间的6条水平线是完全对应的.可以看到, $t/T=0\sim 2/6$ 阶段,吸力面存在着一个大的分离泡,该分离泡随时间向下游运动,尺寸不断缩小; $t/T=2/6\sim 3/6$ 阶段,该分离泡尺寸变化不大,而后逐渐变小最终消失,但到 $t/T=3/6$ 时刻,下一个分离泡已经开始在上游产生.结合图6,当尾迹接近分离区时,来自逆射流的扰动,在尾迹中心的下游加速表面附近的流动,在上游减速流动,由此

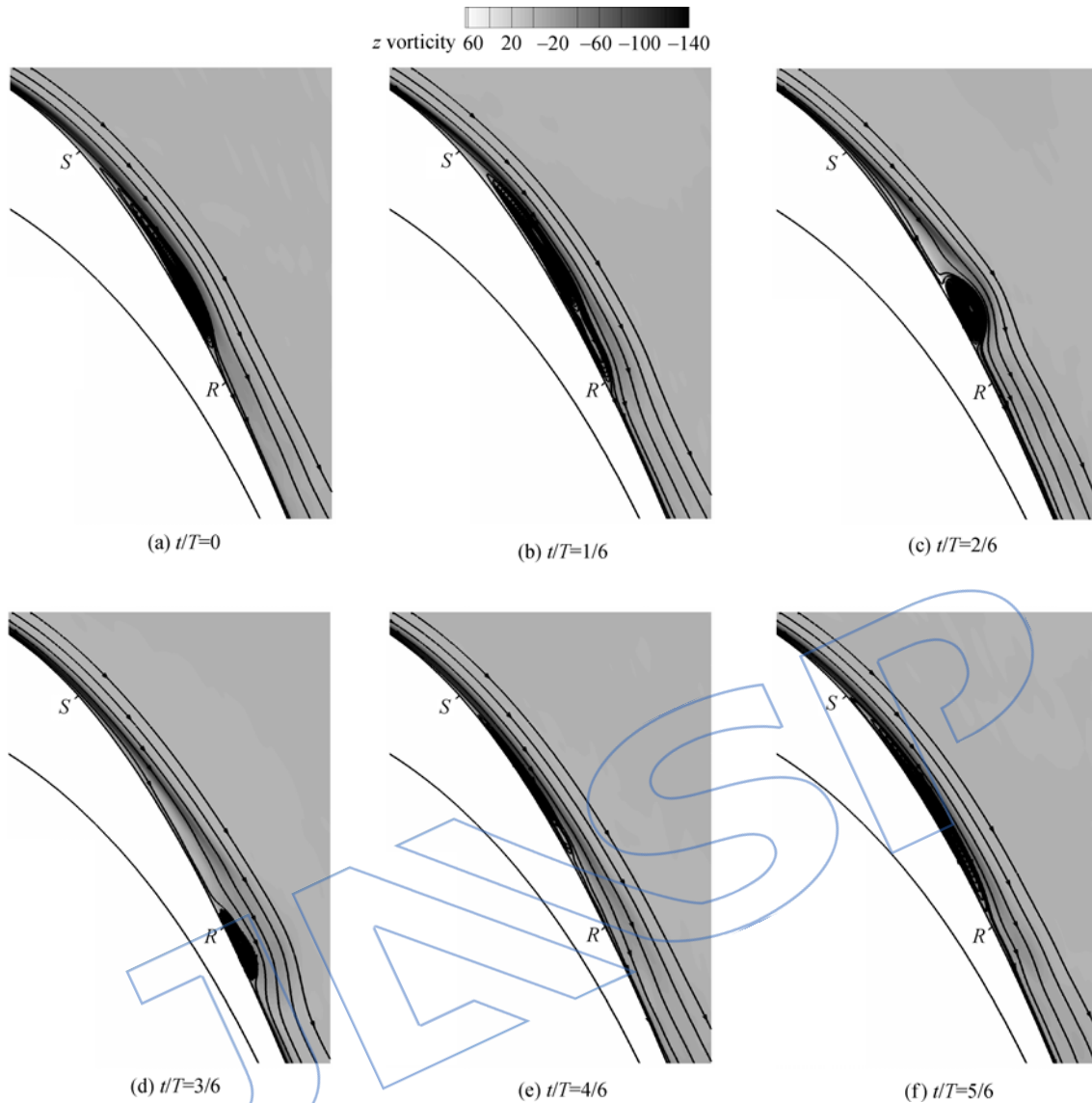


图 8 相位平均流场中吸力面分离泡的演化

Fig. 8 Evolution of suction side separation bubble in phase-averaged flow fields

分离区受到“挤压”,分离点向下游移动,分离泡尺寸减小,形成类似卷起涡^[22]的结构.又由于尾迹运输的速度快于卷起涡运动速度,尾迹会从其上方跨过卷起涡,这一过程中卷起涡快速破碎成湍流,导致了边界层的转捩.而在上游区域,当这些扰动的影响逐步减弱后,层流边界层无法抗拒大的逆压梯度,再次发生分离,且分离区尺寸逐渐增大,直到下一个尾迹出现,上述过程再一次重复.

图 9 给出了叶片吸力面耗散系数 C_d 的时空图,耗散系数是来源于边界层熵产率的无量纲参数,其定义如下^[23]:

$$C_d = \frac{\dot{T}\dot{S}}{\rho_e u_e^3} \quad (11)$$

式中 T 是温度, $\dot{S}$ 是单位面积边界层的熵产率,下标 e 代表边界层外缘的自由流参数,利用 C_d ,

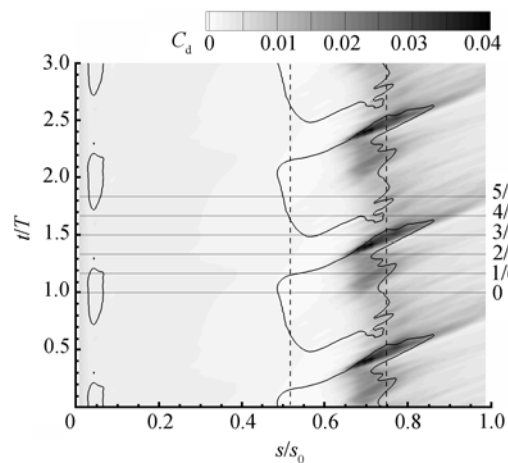


图 9 叶片吸力面耗散系数的时空图

Fig. 9 Space-time diagram of dissipation coefficient of blade suction side

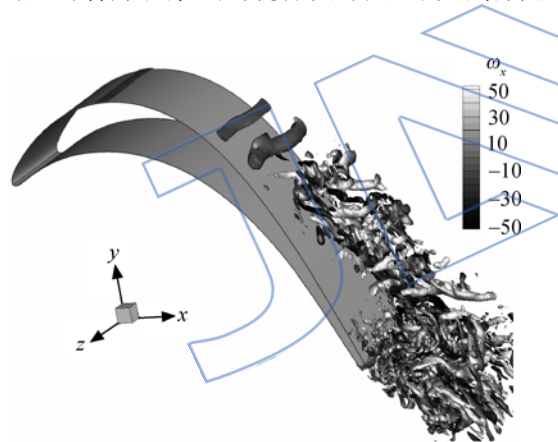
可以准确表征当地边界层中损失的产生情况. 从时空图中可以看到, 自叶片前缘开始, 一直到分离点附近, C_d 不断减小, 在分离点后取极小值, 而后 C_d 在分离区迅速增大, 在再附点前取极大值, 接下来又迅速较小, 但多数情况下 C_d 数值仍大于分离前水平. 特别值得关注的是, 最大的损失发生在卷起涡区域, 这和文献[22]的研究结论是一致的.

3.3 瞬态流场

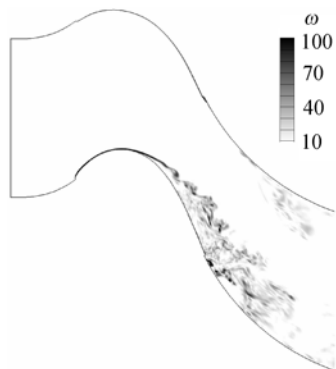
图 10 给出了定常工况下某一时刻的瞬态流场, 其中图 10(a) 使用 Q 准则^[12] 识别旋涡并用 x 方向涡量 ω_x 对旋涡进行灰度着色, 图 10(b) 则是同一流场展向中截面的涡量 ω 的模云图. Q 的定义参见文献[12]. 对比可以发现, 吸力面边界层在逆压梯度作用下发生分离, 形成自由剪切层, 由于 K-H 不稳定性, 自由剪切层中的扰动被放大, 初始连续的涡层卷起一个个展向涡向下游输运, 尺寸也不断增加, 但展向涡结构并不稳定, 出现沿展向的波动, 相邻涡之间由于拉伸作用产生成对的流向涡, 此外还可以观察到相邻展向涡缠绕在一起的配对合并现象. 继续朝向下游, 展向涡结构破

碎, 流场中可以看到大量较为稳定的流向涡结构.

图 11 给出了非定常工况下某一时刻的瞬态流场, 该时刻对应尾迹通过周期的 $t/T=2/6$ 相位, 图 11(a) 和图 11(b) 均采用旋涡识别的 Q 准则, 但具体取值不同. 图 11(a) 主要刻画了来流尾迹在叶栅通道内的输运过程, 可以清晰看到, 来流尾迹内部多是一些较小尺度的结构, 进入叶栅通道后, 在主流场的拉伸作用下, 形成了很多的流向涡, 弓形区顶点附近, 流向涡方向与尾迹主轴近似垂直, 其他大部分区域, 流向涡近似沿尾迹主轴方向. 图 11(b) 主要给出了吸力面附近的大尺度结构, 采用展向涡量灰度着色, 图中最醒目的结构就是沿着展向的卷起涡, 其相位平均结构如图 8(c) 所示, 在卷起涡下游, 流动已转换为湍流, 在其上游也存在一些较为杂乱的结构, 说明卷起涡和掠过它的尾迹存在着较为强烈的相互作用, 此后卷起涡快速破碎, 可能正是这个原因导致卷起涡区域存在最大的损失.



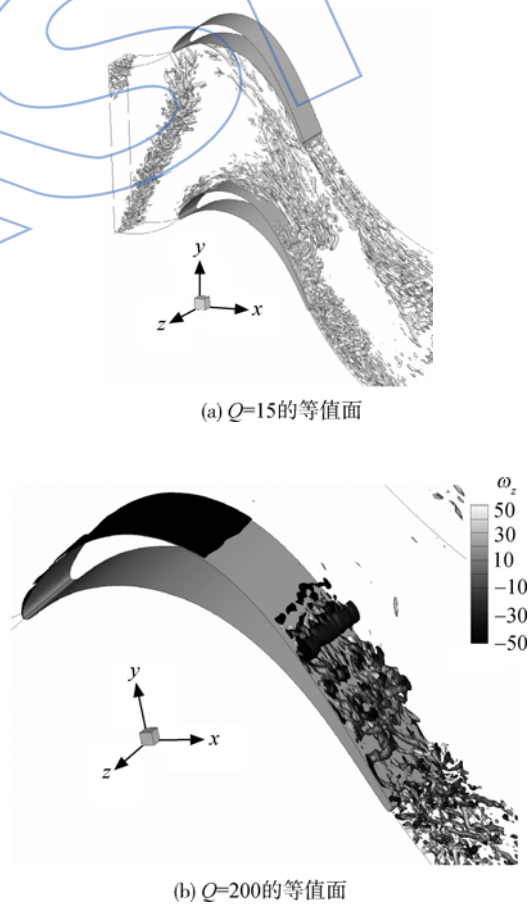
(a) $Q=300$ 的等值面



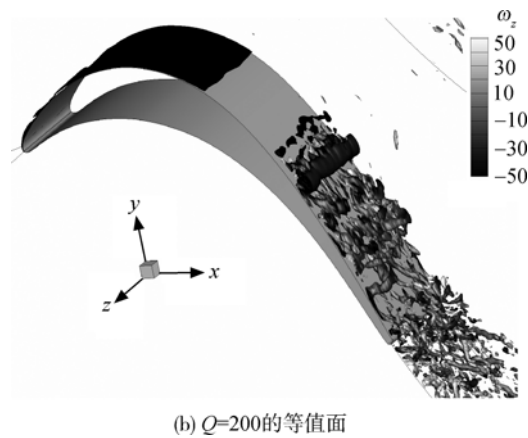
(b) 展向中截面的涡量模云图

图 10 定常工况下某一时刻的瞬态流场

Fig. 10 Instantaneous flow field of steady case



(a) $Q=15$ 的等值面



(b) $Q=200$ 的等值面

图 11 非定常工况下某一时刻的瞬态流场

($t/T=2/6$)

Fig. 11 Instantaneous flow field of unsteady case

($t/T=2/6$)

图 12 给出了一个尾迹通过周期内吸力面第 1 层网格切向速度的瞬态流场云图,图中两条虚线分别代表时均的分离/再附位置,实线包围的区域则是瞬态流场的分离区,显然,相比图 7 或图 8 的相位平均分离泡,瞬态流场中的分离区要混乱得多.图 12(a)和图 12(b)中,由于尾迹迫近分离区,逆射流的扰动加速下游表面附近的流动,分离区受到“挤压”,分离线向下游运动,分离泡尺寸减

小,到图 12(c)时已变成卷起涡(该流场与图 11 是同一瞬态场),这一阶段尾迹从卷起涡上方跨过,两者发生强烈的相互作用,在图 12(c)到图 12(d)阶段产生了整个尾迹通过周期中最大的损失(如图 9 所示),而后卷起涡迅速破碎成湍流,边界层发生转换.从图 12(d)到图 12(f),在上游区域,由于尾迹向下游运动后扰动逐步减弱,层流边界层无法抗拒大的逆压梯度而再次分离,分离线向上游运动,分离区尺寸逐渐增大,直到下一个尾迹出现,类似过程又重复发生.

4 结 论

本文采用可压缩大涡模拟求解器对雷诺数为 60154、马赫数为 0.402 的高负荷低压涡轮叶栅 T106D-EIZ 进行了细致模拟,计算并对比分析了定常来流和周期性尾迹来流两种工况的结果.主要结论如下:

1) 上游尾迹的周期性扫掠可以显著减小叶片吸力面分离区的尺寸,大大降低叶型气动损失,明显提高叶片负荷.

2) 定常来流下,叶片吸力面后部出现大尺寸的层流分离泡,分离剪切层的转换过程受 K-H 不稳定性控制.

3) 尾迹来流下,尾迹引起的逆射流迫使分离点后移,形成卷起涡结构,逆射流从上方掠过卷起涡时与其发生强烈的相互作用,而后卷起涡破碎,流动转换为湍流,卷起涡的发展演化过程与气动损失的产生强烈相关.

参考文献:

- [1] Hodson H P, Howell R J. The role of transition in high-lift low-pressure turbines for aeroengines[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2005, 41(6): 419-454.
- [2] Gier J, Franke M, Hübner N, et al. Designing low pressure turbines for optimized airfoil lift[J]. Journal of Turbomachinery, 2010, 132(3): 031008. 1-031008. 12.
- [3] Mayle R E. The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines[R]. ASME Paper 91-GT-261, 1991.
- [4] Hodson H P, Howell R J. Bladerow interactions, transition, and high-lift aerofoils in low-pressure turbines[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2005, 37: 71-98.
- [5] Volino R J. Separated flow measurements on a highly loaded low-pressure turbine airfoil[J]. Journal of Turbomachinery, 2010, 132(1): 011007. 1-011007. 10.
- [6] Dähnert J, Lyko C, Peitsch D. Transition mechanisms in laminar separated flow under simulated low pressure turbine aerofoil conditions[J]. Journal of Turbomachinery, 2013, 135(1): 011007. 1-011007. 10.

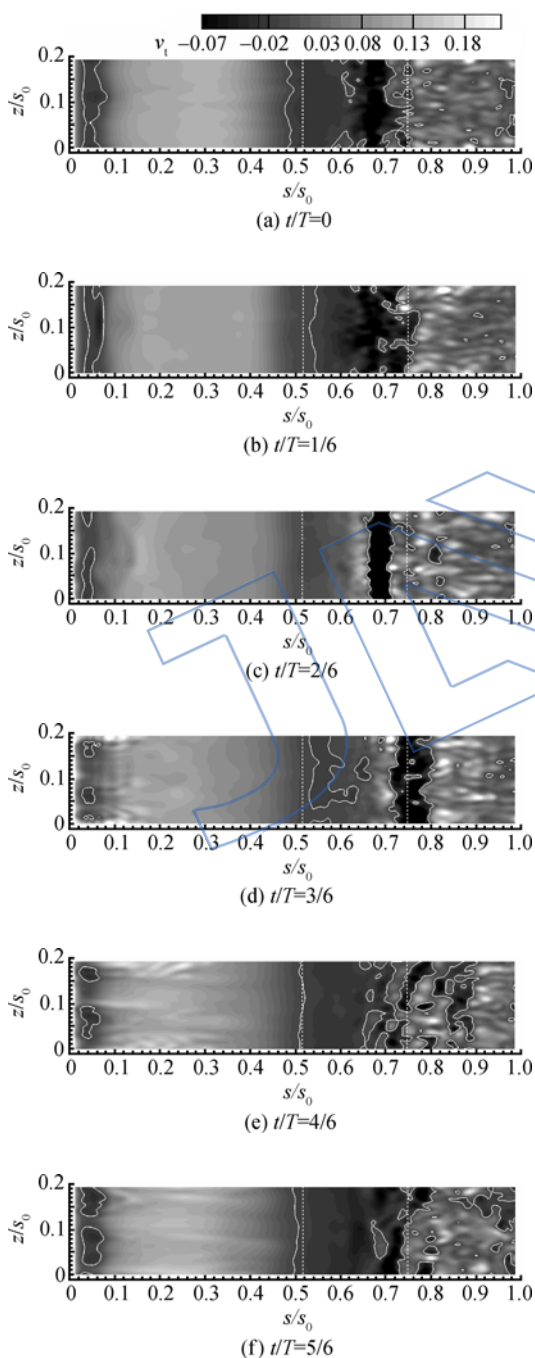


图 12 吸力面第 1 层网格切向速度的瞬态流场云图
Fig. 12 Instantaneous flow field contours of the first grid cell tangential velocity of suction surface

- [7] 乔渭阳,赵磊,罗华玲,等.低雷诺数涡轮叶片边界层转捩及分离特性测量[J].推进技术,2012,33(6):859-865.
QIAO Weiyang,ZHAO Lei,LUO Hualing,et al. Measurement of the transition and separation for turbine blade boundary layer with low-Reynolds number[J]. Journal of Propulsion Technology,2012,33(6):859-865. (in Chinese)
- [8] 李伟,朱俊强,李钢,等.基于表面热膜的超高负荷低压涡轮叶栅附面层特性[J].航空动力学报,2011,26(1):115-121.
LI Wei,ZHU Junqiang,LI Gang,et al. Experimental research on boundary layer behaviors of ultra-high-lift low-pressure turbine profile based on surface-mounted hot-film[J]. Journal of Aerospace Power,2011,26(1):115-121. (in Chinese)
- [9] Raverdy B, Mary I, Sagaut P, et al. High-resolution large-eddy simulation of flow around low-pressure turbine blade[J]. AIAA Journal,2003,41(3):390-397.
- [10] Jagannathan S, Schwänen M, Dugleby A. Low pressure turbine relaminarization bubble characterization using massively-parallel large eddy simulations[J]. Journal of Fluids Engineering,2012,134(2):021102.1-021102.13.
- [11] 叶建,邹正平.逆压梯度下层流分离泡转捩的大涡模拟[J].工程热物理学报,2006,27(3):402-404.
YE Jian,ZOU Zhengping. Large-eddy simulation of laminar separation bubble transition under adverse pressure gradient[J]. Journal of Engineering Thermophysics,2006,27(3):402-404. (in Chinese)
- [12] 叶建.非定常环境中叶片边界层时空演化机制的大涡模拟[D].北京:北京航空航天大学,2008.
YE Jian. Large-eddy simulation of blade boundary layer spatio-temporal evolution under unsteady disturbances[D]. Beijing:Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2008. (in Chinese)
- [13] Ducros F, Laporte F, Soulères T, et al. High-order fluxes for conservative skew-symmetric-like schemes in structured meshes; application to compressible flows[J]. Journal of Computational Physics,2000,116(1):114-139.
- [14] Berland J, Bogey C, Marsden O, et al. High-order, low dispersive and low dissipative explicit schemes for multiple-scale and boundary problems[J]. Journal of Computational Physics,2007,224(2):637-662.
- [15] 叶建.复杂可压缩流动大涡模拟程序的若干改进[D].北京:北京航空航天大学,2011.
YE Jian. Some improvements on the large-eddy simulation solver for complex compressible flows[D]. Beijing:Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2011. (in Chinese)
- [16] Stadtmüller P. Investigation of wake-induced transition on the LP turbine cascade T106D-EIZ, test case documentation version 11[D]. Munich, Germany: University of the Federal Armed Forces,2001.
- [17] Stadtmüller P, Fottner L. A test case for the numerical investigation of wake passing effects on a highly loaded LP turbine cascade blade[R]. ASME Paper 2001-GT-0311,2001.
- [18] 陆宏志.叶轮机叶片前缘流动和前缘形状优化[D].北京:北京航空航天大学,2003.
LU Hongzhi. Flow around the leading edge of turbomachinery blading and improved design for leading edge shapes[D]. Beijing:Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2003. (in Chinese)
- [19] Hodson H P, Dawes W N. On the interpretation of measured profile losses in unsteady wake-turbine blade interaction studies[J]. Journal of Turbomachinery,1998,120(2):276-284.
- [20] Smith L H. Wake dispersion in turbomachines[J]. Journal of Basic Engineering,1966,88:688-690.
- [21] Stieger R D, Hodson H P. The unsteady development of a turbulent wake through a downstream low-pressure turbine blade passage[R]. ASME Paper GT-2004-53061,2004.
- [22] Stieger R D, Hodson H P. The transition mechanism of highly-loaded LP turbine blades[R]. ASME Paper GT-2003-38304,2003.
- [23] Denton J D. Loss mechanisms in turbomachines[R]. ASME Paper 93-GT-435,1993.