

流场分析及气动性能研究

文章编号:1001-2060(2024)01-0040-10

转捩对压气机叶片气动阻尼的影响研究

彭威,李雪松,任晓栋,顾春伟

(清华大学 能源与动力工程系 燃气轮机研究所,北京 100084)

摘要:为探究转捩对压气机叶片气动阻尼的影响规律,以某压气机平面叶栅 R13 为研究对象,通过 7 通道影响系数法,分别采用转捩模型和全湍流模型,计算了进口马赫数 0.6 工况下不同攻角和不同叶间相位角的气动阻尼。结果表明:转捩计算得到的攻角范围比全湍流结果窄,同时转捩计算得到气动阻尼随着攻角的增大而逐渐高于全湍流结果,攻角为负值时两者相差较小;转捩和全湍流计算得到的气动阻尼在叶间相位角接近 0° 时差别较小,但在远离 0° 时差别较大;转捩影响通过叶片表面压力幅值和相位角改变叶片表面的气动功密度分布,并且主要通过影响压力相位角影响整体气动阻尼;在不同攻角和叶间相位角下,转捩和全湍流计算得到的压力相位角差别较大,导致整体气动阻尼不同;当压气机叶片表面中部存在明显的转捩现象并且攻角较大时,气动阻尼的计算需要考虑采用转捩模型。

关键词:转捩;气动阻尼;攻角;叶间相位角;压气机

中图分类号:V232.4 **文献标识码:**A **DOI:**10.16146/j.cnki.rndlgc.2024.01.005

[引用本文格式]彭威,李雪松,任晓栋,等.转捩对压气机叶片气动阻尼的影响研究[J].热能动力工程,2024,39(1):40-49.
PENG Wei, LI Xue-song, REN Xiao-dong, et al. Effect of transition on aerodynamic damping of compressor blades[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2024, 39(1): 40-49.

Effect of Transition on Aerodynamic Damping of Compressor Blades

PENG Wei, LI Xue-song, REN Xiao-dong, GU Chun-wei

(Gas Turbine Research Institute, Department of Energy and Power Engineering, Tsinghua University,
Beijing, China, Post Code: 100084)

Abstract: In order to investigate the effect of transition on aerodynamic damping of compressor blades, using a compressor plane cascade R13 as the research object, the aerodynamic damping of different attack angles and different interblade phase angles under inlet Mach number of 0.6 was calculated by using the transition model and the full turbulence model respectively by using the 7-channel influence coefficient method. The results show that the range of the angle of attack calculated by transition is narrower than that of the total turbulence, while the aerodynamic damping obtained by transition is gradually higher than that of the total turbulence with the increase of the angle of attack, and the difference is smaller when the angle of attack is negative; the aerodynamic damping calculated by the transition and total turbulence is little different when the interblade phase angle is close to 0°, but much different when the interblade phase angle is far away from 0°; the aerodynamic power density distribution on the blade surface is changed by transition influence through the pressure amplitude and phase angle on the blade surface, but the overall aerodynamic damping is mainly affected by the influence of pressure phase angle; at different

收稿日期:2023-10-24; 修订日期:2023-11-03

基金项目:国家科技重大专项资助(J2019-II-0005-0025)

Fund-supported Project: National Science and Technology Major Special Project (J2019-II-0005-0025)

作者简介:彭威(1997-),男,清华大学博士研究生。

attack angles and interblade phase angles, the pressure phase angles calculated by the transition and total turbulence are quite different, resulting in different aerodynamic damping; when there is obvious transition phenomenon in the middle of compressor blade surface and the angle of attack is large, the transition model should be considered in the calculation of aerodynamic damping.

Key words: transition, aerodynamic damping, angle of attack, interblade phase angle, compressor

引言

气动阻尼是压气机气动弹性计算研究中的重要参数,过低的气动阻尼既可能导致压气机叶片振动发散而出现颤振事故,也可能导致叶片受到激励源激励而出现较高幅的振动应力进而出现高周疲劳问题^[1],因此准确预测压气机叶片气动阻尼非常重要。在各种影响气动阻尼的流动现象中,边界层转捩对摩擦阻力大小、流动的分离位置和跨音速激波位置等有很大的影响,使得气动力的非线性特性和黏性效应更为复杂^[2],进而可能显著影响叶片的气动阻尼。

目前,对于颤振问题的研究多采用充分发展湍流假设,而忽略转捩对气动阻尼的影响,仅有少量关于转捩对于机翼跨音速颤振的影响的研究^[3~6],压气机叶片的相关研究更少。但实际工况下压气机部分叶片雷诺数较低,来流湍流度较小,叶片表面可能发生明显的转捩现象,会在不同攻角、不同叶间相位角下对气动阻尼产生影响,因此有必要研究转捩和全湍流状态下压气机叶片气动阻尼,以确定转捩对压气机叶片气动阻尼的影响。

本文通过转捩模型和全湍流模型计算 R13 叶片不同攻角、不同叶间相位角下的气动阻尼,对比总结转捩对于压气机叶片气动阻尼的影响规律,为准确预测并抑制危险振动提供依据。

1 研究对象与数值方法

1.1 研究对象

本文以某气动性能试验中的压气机叶栅 R13 为研究对象,展弦比为 4。气动性能试验时叶片两端固定,但为研究一般叶片的气动阻尼,叶片设置为根部固定,顶部无约束,叶片顶部和上端面无间隙,不考虑叶顶间隙影响。叶栅几何结构如图 1 所示。

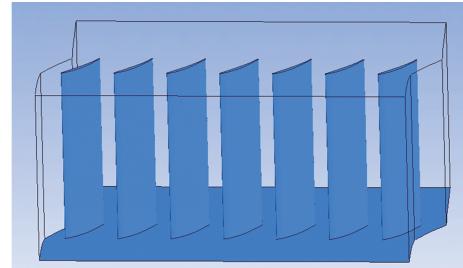


图 1 R13 几何结构示意图

Fig. 1 R13 geometric structure diagram

R13 的材料为不锈钢,密度 $7\ 850\ kg/m^3$,杨氏模量 $200\ GPa$,泊松比为 0.3 。通过 ANSYS 模态分析得到一阶模态为一弯振型,一阶模态对应的固有频率为 $84.6\ Hz$,如图 2 所示。

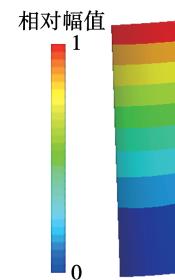


图 2 R13 一弯模态振型分布

Fig. 2 R13 first-bending mode shape distribution

1.2 数值方法

采用 ANSYS CFX19.2 进行模拟,通过 RANS 方法求解三维可压缩粘性湍流 Navier-Stokes 方程,湍流模型为 SST $k-\omega$ 模型,进口湍流强度为 0.01 ,涡粘比为 1 。同时进行转捩计算和全湍流计算,转捩模型采用一方程 Intermittency Model^[7]。

不同叶间相位角下气动阻尼的计算采用影响系数法(ICM)^[8]。该方法在计算气动阻尼时先给定某个叶片振型、振幅和振动频率,其他叶片不动,通过不同叶片模态力叠加计算得到不同叶间相位角下叶片的气动阻尼。该方法通过一次非定常计算就可以

得到不同叶间相位角下的气动阻尼,与一般的行波法(TWM)^[9,10]相比极大地节省了计算成本,该方法广泛应用于数值计算和试验^[11~13]。考虑到叶片振动的影响随着距离的增大而衰减,一般采用部分通道就可以得到较准确的结果^[14],因此取7个通道进行计算。只计算一弯振型的气动阻尼,振动频率设置为固有频率。时间步长选为一个振动周期的1/60,给定最大振幅为200 μm。

模态气动阻尼比 ξ_{ad} 是评估叶片某一模态振动时的气动阻尼的重要参数。在叶片振幅较小时,采用线性粘滞等效假设,通过材料阻尼比的方式计算模态气动阻尼比。本文通过叶片在固有频率下振动过程中受到的模态气动力计算模态气动阻尼比 ξ_{ad} :

$$\xi_{ad} = \left(\frac{f_{ad,har}}{2\omega_n^2 q_{har}} \right)_{\text{imag}} \quad (1)$$

式中: $f_{ad,har}$ —固有频率下的简谐形式的模态力; q_{har} —叶片的模态位移; ω_n —叶片模态固有圆频率;下角标—虚部。

1.3 网格设置

流体网格通过 NUMECA Autogrid 5 绘制,采用O4H网格拓扑。网格数约98万,壁面第一层网格高度为2 μm,保证 y^+ 值小于1.5,满足SST $k-\omega$ 模型的要求,其中考虑转捩时0°攻角定常计算结果中叶片表面 y^+ 分布如图3所示。其中,AOA,LE,TE,PS和SS分别代表攻角、前缘、尾缘、压力面和吸力面。

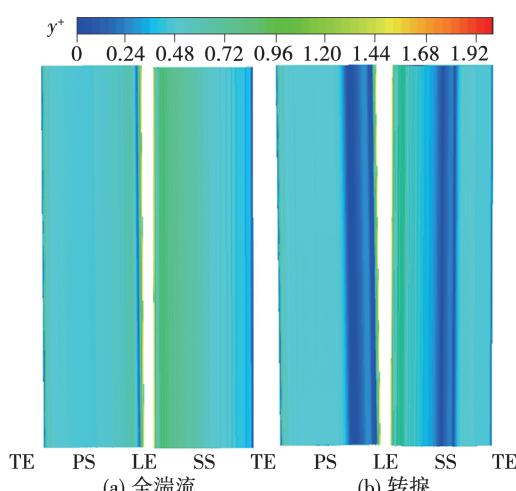


图3 R13叶片 y^+ 分布($AOA=0^\circ$)

Fig. 3 R13 blade y^+ distributions ($AOA=0^\circ$)

1.4 边界条件

进口给定总温总压和气流角,总温为288.15 K,气流角根据攻角和叶片几何角计算得到。给定进口总压前首先在不同的进口气流角下根据进口马赫数0.6设置进口速度,在定常计算后计算进口平均总压,并由此给定进口总压。经过定常计算发现,不同攻角下给定速度进口和总压进口计算得到的进口平均马赫数均为0.6。出口处给定平均静压,具体数值由不同气流角下的试验分别得到。轮毂和机匣壁面采用光滑绝热的自由滑移边界条件,忽略端壁粘性作用。

1.5 方法验证

以STCF4标准气弹算例^[15~16]为对象,通过7通道影响系数法(ICMx7),计算某亚音工况下的气动阻尼,并与试验结果对比发现,数值吻合良好,表明7通道影响系数法能够准确预测气动阻尼。计算和试验结果对比如图4所示。

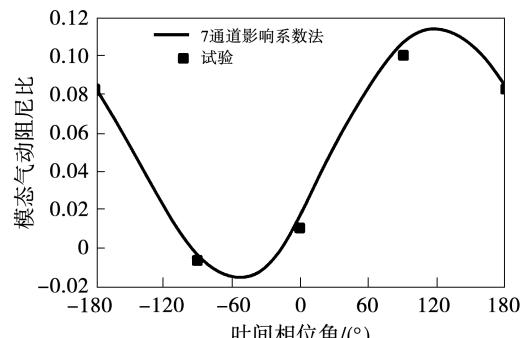


图4 STCF4 计算结果与试验结果

Fig. 4 STCF4 calculation result and test result

2 计算结果及分析

2.1 不同攻角下转捩和全湍流计算结果

通过非定常计算得到不同攻角下R13叶栅的气动阻尼。在计算过程中发现,转捩计算的攻角范围比全湍流结果窄,转捩计算的攻角范围为-10°~+2°。当攻角为-10°时出现负阻尼,超过+2°时计算难以收敛。图5和6分别给出攻角为+2°和+3°时某时刻转捩计算得到的不同叶片的极限流线。图7为攻角为+3°时50%叶高的马赫数分布。由图5~图7可以看出,攻角超过+2°时不同叶片转捩情况和气

动状态差别较大,此时影响系数法不再适用。



图5 攻角为 $+2^{\circ}$ 时某时刻叶片的极限流线(转捩)

Fig. 5 Limiting flow lines of different blades at the angle of attack of $+2^{\circ}$ (transition calculation)

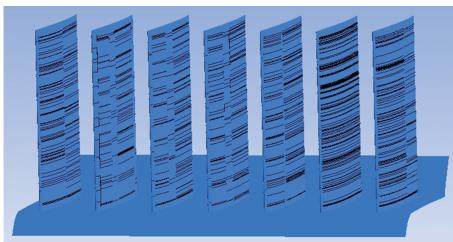


图6 攻角为 $+3^{\circ}$ 时某时刻叶片的极限流线(转捩)

Fig. 6 Limiting flow lines of different blades at the angle of attack of $+3^{\circ}$ (transition calculation)

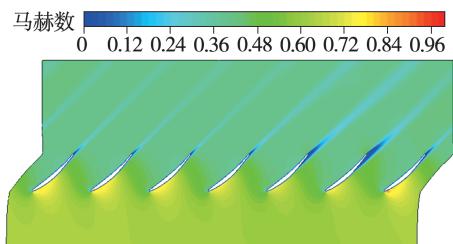
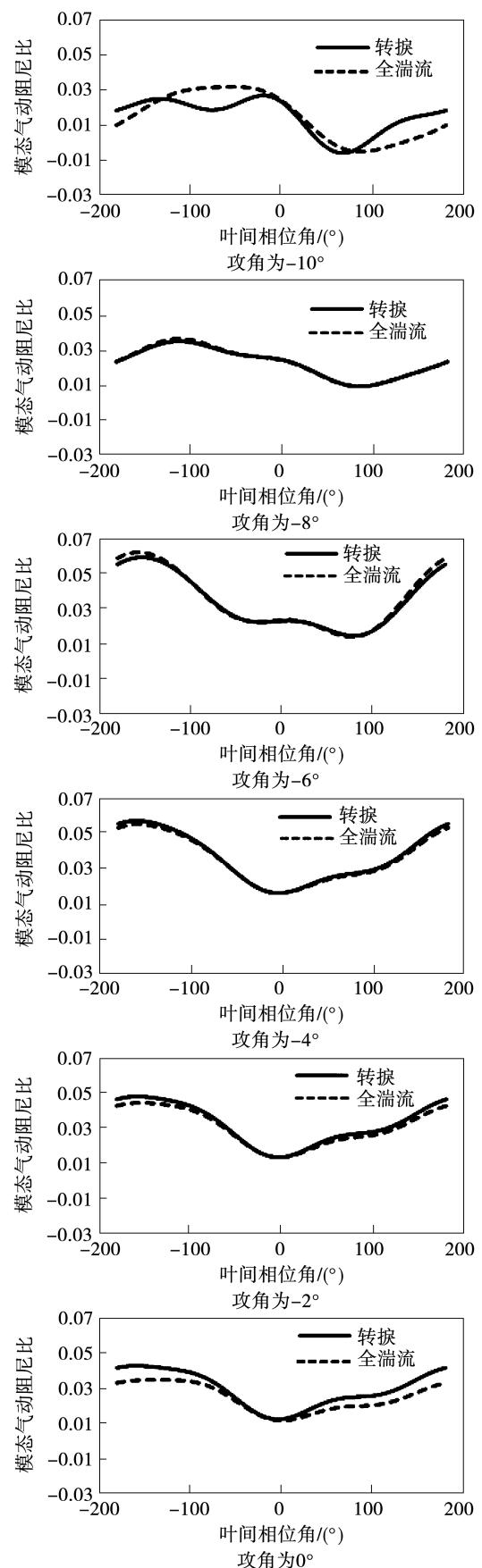


图7 攻角为 $+3^{\circ}$ 时某时刻50%叶高马赫数分布(转捩)

Fig. 7 Mach number distribution of 50% blade span at the angle of attack of $+3^{\circ}$ (transition calculation)

图8为不同攻角下的R13叶栅转捩和全湍流计算结果。当攻角为 $-8^{\circ} \sim 0^{\circ}$ 时,转捩和全湍流计算得到的不同叶间相位角下的气动阻尼差别不大,转捩计算得到的气动阻尼整体随着攻角的增大而逐渐高于全湍流计算结果。在攻角为 $-2^{\circ} \sim +2^{\circ}$ 时,转捩计算得到的气动阻尼整体高于全湍流计算结果,并且差别随着攻角的增大而更加明显。从叶间相位角来看,叶间相位角在 0° 附近时转捩和全湍流计算结果相近,远离 0° 时转捩和全湍流计算结果偏差较大。



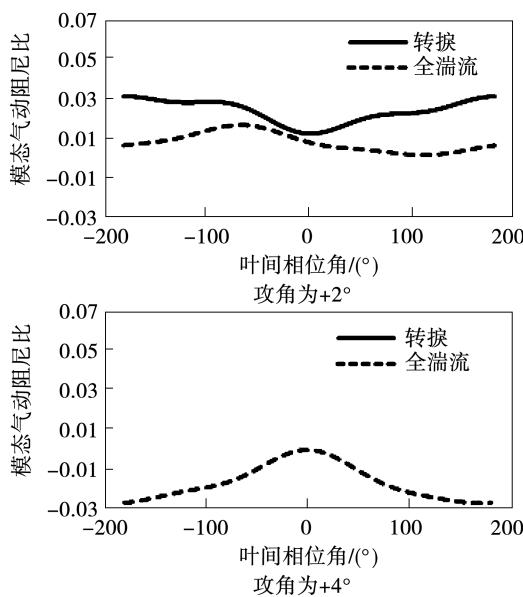


图 8 不同攻角下 R13 的模态气动阻尼比

Fig. 8 Modal aerodynamic damping ratios of R13 at different angles of attack

为了分析转捩和全湍流计算获得的气动阻尼不同的原因,接下来对 0° 和 $+2^\circ$ 攻角下叶片表面压力和气动功进行具体分析。

2.2 攻角为 0° 时不同叶间相位角气动阻尼

图9~图11为攻角为 0° 并且叶间相位角为 0° 时湍动能、极限流线和气动功密度。其中,IBPA 代表叶间相位角。

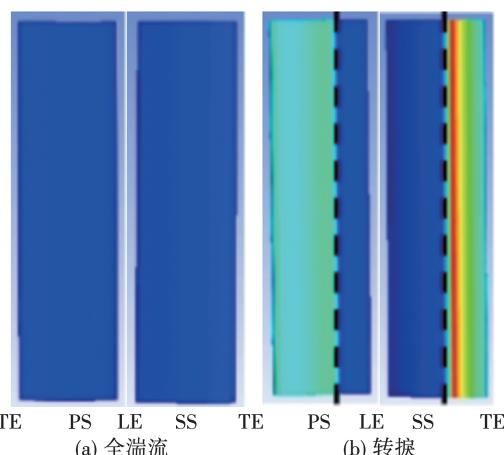
图 9 叶片表面湍动能强度分布 ($AOA = 0^\circ$, $IBPA = 0^\circ$)

Fig. 9 Strength distributions of turbulent kinetic energy on blade surface ($AOA = 0^\circ$, $IBPA = 0^\circ$)

由图9中湍动能分布对比可以看出,当攻角为 0° 时,在叶片吸力面 0.01 m 处和压力面 0.003 m 处

开始出现转捩,即图中黑色虚线处。

由图10可知,全湍流计算中吸力面和压力面极限流线平整,没有明显出现分离,几乎平行于弦长方向。转捩计算中吸力面的极限流线在 z 方向 $0.007 \sim 0.011\text{ m}$ 处由于转捩而存在分离,压力面转捩处没有出现分离,但是两侧极限流线仍几乎平行于弦长方向。从极限流线来看,全叶高流场呈现近似二维的特点。

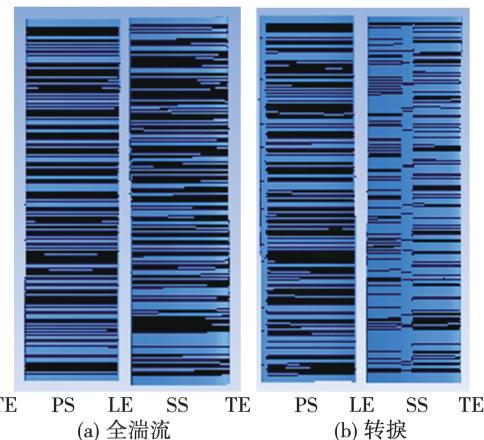
图 10 叶片表面极限流线 ($AOA = 0^\circ$)

Fig. 10 Blade surface limiting flow lines ($AOA = 0^\circ$)

由图11可知,随着叶高增加振幅逐渐增大,转捩计算和全湍流计算得到的气动功密度随叶高增加而增大。转捩计算中压力面叶顶区域存在明显的低气动功密度区,而吸力面叶顶区域转捩位置附近存在高气动密度区。

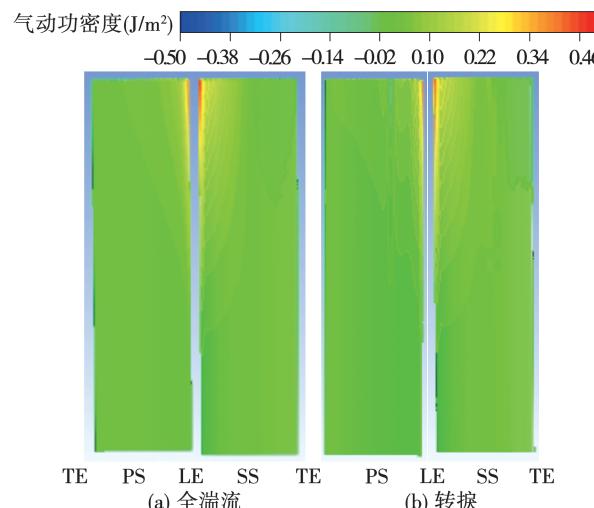
图 11 叶片表面气动功密度分布 ($AOA = 0^\circ$, $IBPA = 0^\circ$)

Fig. 11 Distributions of aerodynamic work density of blade surface ($AOA = 0^\circ$, $IBPA = 0^\circ$)

转捩计算和全湍流计算得到的湍动能、极限流线和气动功密度从根部到顶部呈现近似二维分布情况,不同叶高处分布相似,下面取90%叶高处进行进一步分析。

图12为90%叶高处时均静压的z方向分布。从时均静压分布可知,在相同进口马赫数和攻角下,转捩对于吸力面影响较明显,转捩处静压z方向梯度明显变化,并且静压低于全湍流计算结果。转捩对于压力面影响较小,静压分布几乎重合,在此基础上可以进行非定常特征的分析。

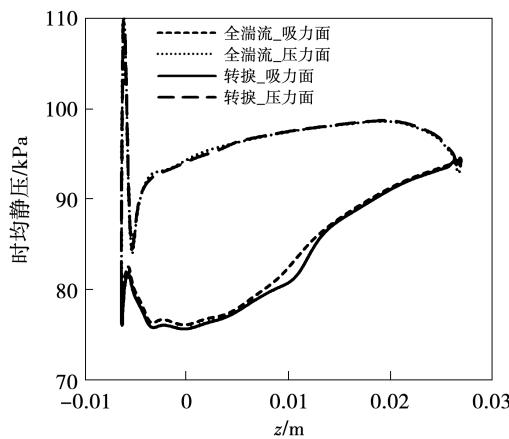


图12 90%叶高处时均静压的z方向分布
(AOA = 0°)

Fig. 12 Distribution of time-average static pressure of 90% blade span in z-direction (AOA = 0°)

图13给出90%叶高处气动功密度z方向分布。由气动功密度分布可以看出,相对于全湍流结果,转捩计算得到的气动功密度在吸力面和压力面的转捩位置附近与全湍流结果相比存在明显波动,但远离转捩位置的前缘尾缘附近的气动功密度相差不大。虽然转捩计算得到的吸力面压力面部分区域气动功密度与全湍流结果存在差别,但整体气动功和气动阻尼与全湍流结果相差不大。

取该叶高处吸力面和压力面的压力及z方向位移进行傅里叶变换处理,得到该叶高处振动频率下的压力幅值,如图14所示。可以看出,转捩同时影响叶片表面的压力幅值。转捩处压力幅值大小和分布情况有较明显的区别,其中吸力面处压力幅值差别明显,这是因为该位置由于转捩而出现分离泡。压力幅值出现差异的位置与气动功密度出现波折处相对应。

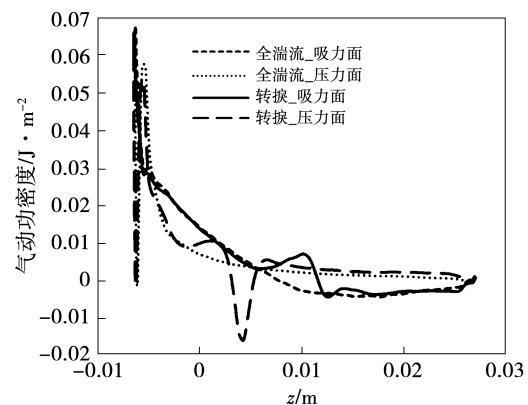


图13 90%叶高处气动功密度的z方向分布
(AOA = 0°, IBPA = 0°)

Fig. 13 Distribution of aerodynamic work density of 90% blade span in z-direction (AOA = 0°, IBPA = 0°)

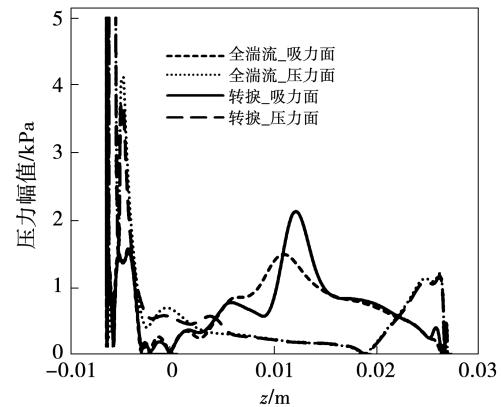


图14 90%叶高处压力幅值的z方向分布
(AOA = 0°, IBPA = 0°)

Fig. 14 Distribution of pressure amplitude of 90% blade span in z-direction (AOA = 0°, IBPA = 0°)

图15为90%叶高处压力相位角的z方向分布。其中压力相位角为0°和180°时气动功为零,当相位角在180°~360°之间时,气动功密度为正;在0°~+180°之间时,气动功密度为负。可见图15中的压力相位角与图13中的气动功密度正负位置对应。由图15中压力相位角可知,转捩同时影响压力的幅值和相位角,进而导致图13中全湍流和转捩计算得到的气动功密度分布存在差别,但是该叶间相位角下的整体气动阻尼相差不大。

图16给出攻角为0°并且叶间相位角为+90°时气动功密度z方向分布。转捩计算得到气动功密度在转捩位置附近仍存在波动的情况,但是吸力面和压力面的整体数值明显高于全湍流结果。这种情况下,转捩计算得到的总气动功和气动阻尼明显高于全湍流计算结果。

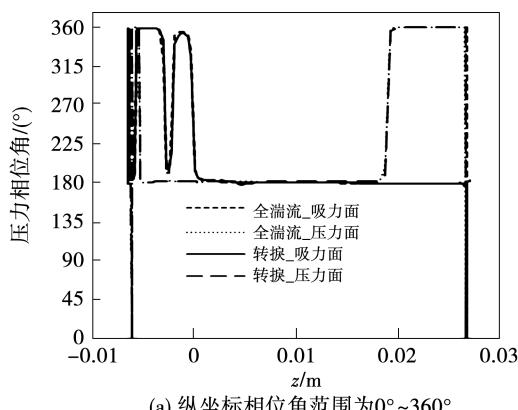
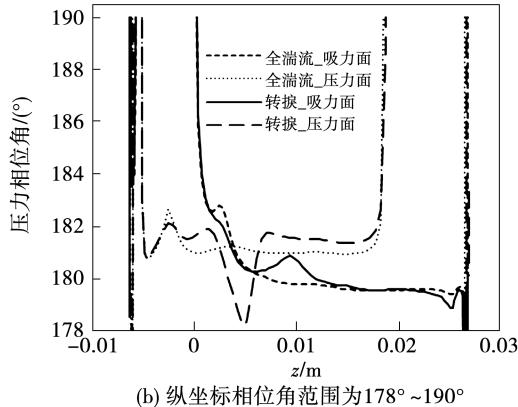
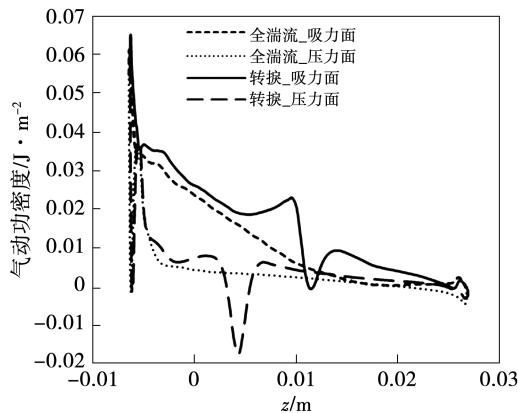
(a) 纵坐标相位角范围为 $0^\circ \sim 360^\circ$ 图 15 90% 叶高处压力相位角的 z 方向分布
(AOA = 0° , IBPA = 0°)Fig. 15 Distributions of phase angle of 90% blade span in z -direction (AOA = 0° , IBPA = 0°)图 16 90% 叶高处气动功密度的 z 方向分布
(AOA = 0° , IBPA = $+90^\circ$)Fig. 16 Distribution of aerodynamic work density of 90% blade span in z -direction (AOA = 0° , IBPA = $+90^\circ$)

图 17 为 90% 叶高处压力幅值在 z 方向分布。由图 17 可知, 压力幅值分布与叶间相位角为 0° 时差别不大, 压力幅值在转捩位置出现相似的差别, 这说明叶间相位角对于压力幅值影响较小。

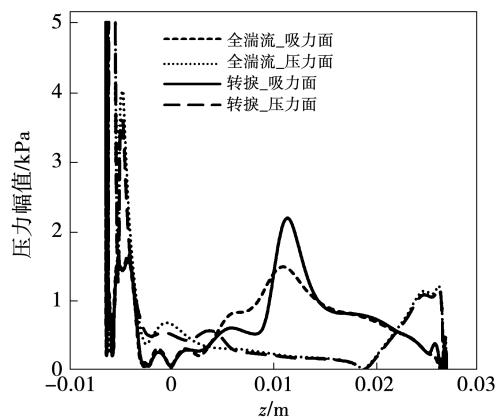
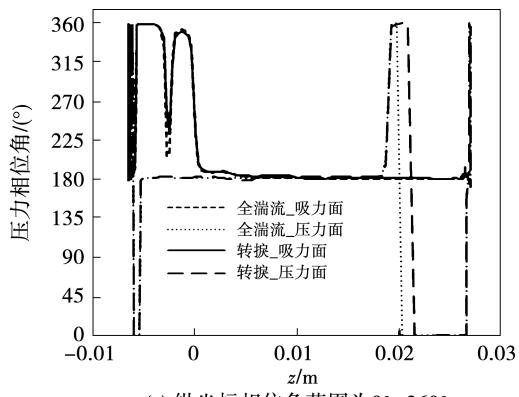
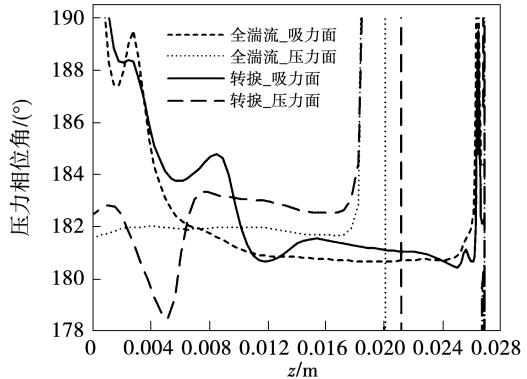
图 17 90% 叶高处压力幅值的 z 方向分布
(AOA = 0° , IBPA = $+90^\circ$)Fig. 17 Distribution of pressure amplitude of 90% blade span in z -direction (AOA = 0° , IBPA = $+90^\circ$)

图 18 为 90% 叶高处压力相位角的 z 方向分布。由图 18 可知, 该叶间相位角下转捩计算得到的压力相位角整体高于全湍流计算结果, 导致气动功密度和整体气动阻尼高于全湍流计算结果的主要原因。

(a) 纵坐标相位角范围为 $0^\circ \sim 360^\circ$ (b) 纵坐标相位角范围为 $170^\circ \sim 190^\circ$ 图 18 90% 叶高处压力相位角的 z 方向分布
(AOA = 0° , IBPA = $+90^\circ$)Fig. 18 Distributions of phase angle of 90% blade span in z -direction (AOA = 0° , IBPA = $+90^\circ$)

综上,转捩通过改变压力幅值和压力相位角来影响气动功密度的分布。同一攻角下,叶间相位角主要通过改变压力相位角来影响整体气动阻尼。

2.3 攻角为 $+2^\circ$ 且叶间相位角为 $+90^\circ$ 时气动阻尼

为确定不同攻角下转捩对气动阻尼的影响,本文计算了攻角为 $+2^\circ$ 且叶间相位角为 $+90^\circ$ 的工况。通过图19中湍动能分布可以看出,叶片吸力面0.0085 m处和压力面0.0065 m处湍动能强度变化明显,(即黑色虚线处)表明这两处开始转捩,即随攻角的增大,吸力面转捩位置提前,而压力面转捩位置延后。

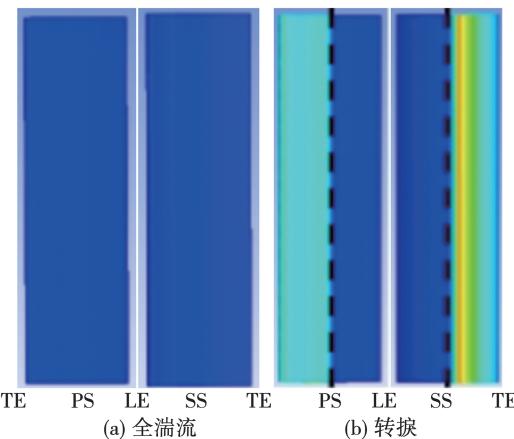


图19 叶片表面湍动能强度分布($\text{AOA} = 0^\circ$, $\text{IBPA} = 0^\circ$)

Fig. 19 Strength distributions of turbulent kinetic energy on blade surface ($\text{AOA} = 0^\circ$, $\text{IBPA} = 0^\circ$)

由图20可见两种计算的极限流线与攻角为 0° 时相似,极限流线较为平直,流场呈现近似二维的特点。从转捩计算得到的极限流线中可以看出,吸力面 z 方向 $0.005 \sim 0.009$ m处出现分离,较攻角为 0° 时前移约6%弦长。

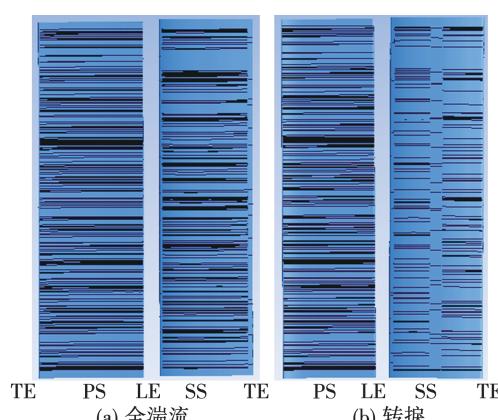


图20 叶片表面极限流线($\text{AOA} = +2^\circ$)

Fig. 20 Blade surface limiting flow lines ($\text{AOA} = +2^\circ$)

图21为90%叶高处时均静压分布,由图21可以看出,转捩和全湍流计算结果的时均静压在吸力面转捩位置附近有较明显区别,在其他位置相差不大,这种情况与攻角为 0° 时相似。

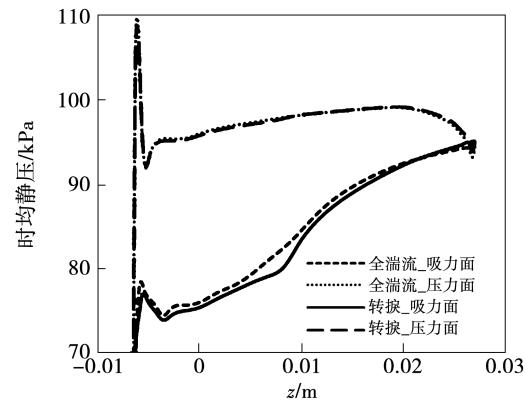


图21 90%叶高处时均静压的 z 方向分布
($\text{AOA} = +2^\circ$)

Fig. 21 Distribution of time-average static pressure of 90% blade span in z -direction ($\text{AOA} = +2^\circ$)

图22给出攻角为 $+2^\circ$ 并且叶间相位角为 $+90^\circ$ 时气动功密度 z 方向分布。由图可见,在该攻角下,转捩计算得到的吸力面和压力面的气动功密度整体明显高于全湍流结果,并且在转捩位置有明显波折。

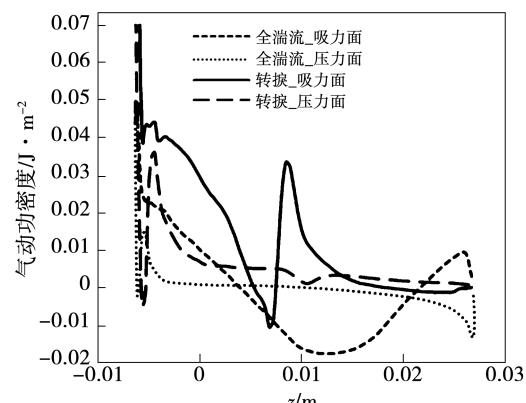


图22 90%叶高处气动功密度的 z 方向分布
($\text{AOA} = +2^\circ$, $\text{IBPA} = +90^\circ$)

Fig. 22 Distribution of aerodynamic work density of 90% blade span in z -direction ($\text{AOA} = +2^\circ$, $\text{IBPA} = +90^\circ$)

图23为90%叶高处压力幅值在 z 方向分布。由图23可见,两种计算结果中压力幅值在吸力面转捩位置有较大区别,但在其他位置的差别较小,与攻角为 0° 时压力幅值分布情况系数。

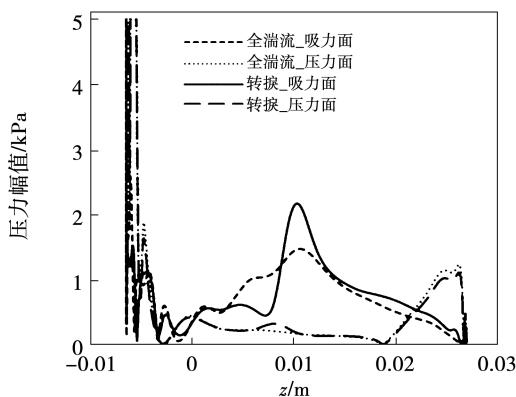
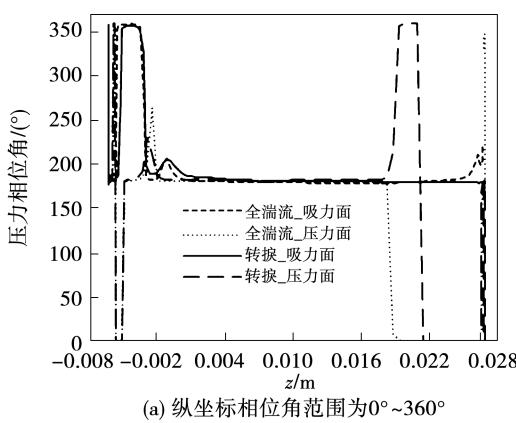


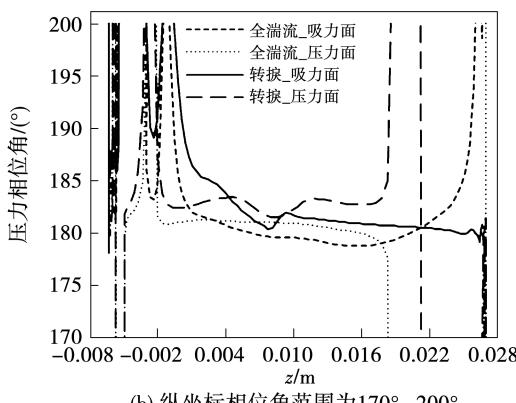
图 23 90% 叶高处压力幅值的 z 方向分布
($\text{AOA} = +2^\circ$, $\text{IBPA} = +90^\circ$)

Fig. 23 Distribution of pressure amplitude of 90% blade span in z -direction ($\text{AOA} = +2^\circ$, $\text{IBPA} = +90^\circ$)

图 24 为 90% 叶高处压力相位角的 z 方向分布。由图 24 可见,两种计算结果中压力相位角有比较明显的区别,转捩计算得到的压力相位角在大部分位置上高于全湍流计算的结果,这是导致该工况下转捩计算得到的气动阻尼远大于全湍流结果的主要原因。



(a) 纵坐标相位角范围为 $0^\circ \sim 360^\circ$



(b) 纵坐标相位角范围为 $170^\circ \sim 200^\circ$

图 24 90% 叶高处压力相位角的 z 方向分布
($\text{AOA} = +2^\circ$, $\text{IBPA} = +90^\circ$)

通过与图 13~图 15 攻角为 0° 且叶间相位角为 $+90^\circ$ 的计算结果相比可以发现,不同攻角下,转捩和全湍流计算的压力幅值分布相似,但压力相位角随着攻角增大而增大,使得转捩计算得到的整体气动阻尼随着攻角的增大而增大。

综上,攻角主要通过影响压力相位角来影响整体气动阻尼,对于压力幅值的影响较小。随着攻角的增大,转捩计算得到的压力相位角和整体气动阻尼随之增大。

3 结 论

本文通过转捩计算和全湍流计算得到 R13 叶片的气动阻尼。对于本算例,主要结论如下:

(1) 可用于转捩计算的攻角范围比全湍流的范围窄。当攻角为负时,转捩和全湍流计算得到不同叶间相位角下气动阻尼偏差较小,转捩计算得到的气动阻尼随攻角增大而逐渐高于全湍流计算结果。当攻角为正值时,转捩和全湍流结果差别较大,此时计算需要考虑采用转捩模型。

(2) 与叶间相位角在 0° 附近时,转捩和全湍流计算得到的气动阻尼偏差不大;而在叶间相位角远离 0° 时,两者存在明显偏差,此时计算需要考虑采用转捩模型。

(3) 转捩通过改变叶片表面压力幅值和相位角,来影响叶片气动功密度分布;但主要通过改变压力相位角影响整体气动阻尼。攻角和叶间相位角对于压力相位差的影响较大,这是整体气动阻尼变化的主要原因。

参 考 文 献:

- [1] 杨慧, 郑赟. 测量叶轮机振动叶片表面非定常气动响应的实验技术——影响系数法 [J]. 实验流体力学, 2011, 25(3): 71~77.
YANG Hui, ZHENG Yun. Experimental technique for measuring unsteady aerodynamics of vibrating blade in turbomachinery – influence coefficient method [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2011, 25(3): 71~77.
- [2] LAPOINTE S, DUMAS G. Improved numerical simulations of self-sustained oscillations of a NACA0012 with transition modeling [C]//41st AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Honolulu, Hawaii, USA, 2011.

- [3] 钱炜祺, RANDOLPH C K. 考虑转捩影响的翼型动态失速数值模拟 [J]. 空气动力学学报, 2008, 26(1): 50–55.
QIAN Wei-qi, RANDOLPH C K. Numerical simulation of airfoil dynamic stall incorporating transition modeling [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2008, 26(1): 50–55.
- [4] ROOIJ A V. Flutter behaviour of laminar supercritical airfoil-a numerical investigation into the influence of boundary layer transition [D]. Delft: Delft University of Technology, 2012.
- [5] 李国俊, 白俊强, 刘南, 等. 基于 γ -Re θ t 转捩模型的二维翼型跨音速颤振边界预测 [J]. 振动与冲击, 2017, 36(22): 205–211.
LI Guo-jun, BAI Jun-qiang, LIU Nan, et al. Flutter boundary prediction of a two-dimensional airfoil in transonic flight regime with the γ -Re θ t transition model [J]. Journal of Vibration and Shock, 2017, 36(22): 205–211.
- [6] FEHRS M, NITZSCHE J, HEBLER A. CFD-based flutter prediction for high Reynolds number flows with free boundary layer transition [C]//International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics, Como, Italy, 2018.
- [7] MENTER F R, SMIRNOV P E, LIU T, et all. A one-equation local correlation-based transition model [J]. Flow, Turbulence and Combustion, 2015, 95(4): 583–619.
- [8] YOJI H, HIDEO T, KAZUO Y. A simplified method to measure unsteady forces acting on the vibrating blades in cascade [J]. Bulletin of the JSME, 1980, 23(180): 880–887.
- [9] LANE F. System mode shapes in the flutter of compressor blade rows [J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1956, 23(1): 54–66.
- [10] HE L, DENTON J. Three-dimensional time marching inviscid and viscous solutions for unsteady flows around vibrating blades [J]. Journal of Turbomachinery, 1994, 116(3): 469–476.
- [11] NOWINSKI M, PANOVSKY J. Flutter mechanisms in low pressure turbine blades [J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2000, 122(1): 82–88.
- [12] EHRLICH D A, FLEETER S. Incidence effects on chordwise bending cascade unsteady aerodynamics [J]. AIAA Journal, 2000, 38(2): 284–291.
- [13] WATANABE T, KAJI S. Experimental study on unsteady aerodynamic characteristics of an oscillating cascade with tip clearance [J]. JSME International Journal, Ser. 2: Fluids Engineering Heat Transfer Power Combustion Thermophysical Properties, 2008, 31(4): 660–667.
- [14] MARTELSSON H, VOGT D M, FRANSSON T H. Assessment of a 3D linear Euler flutter prediction tool using sector cascade test data [C]//ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea, and Air, Reno-Tahoe, Nevada, USA, 2005.
- [15] BOLCS A, FRANSSON T. Aerodynamics in turbomachines comparison of theoretical and experimental cascade results [J]. Communication N°13 du Laboratoire de Thermique Appliquée et de Turbomachines de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1986, 13(1): 1–235.
- [16] JI S, LIU F. Flutter computation of turbomachinery cascades using a parallel unsteady Navier-Stokes code [J]. AIAA Journal, 1999, 37(3): 320–327.

(姜雪梅 编辑)