

尾迹对低压涡轮边界层稳定性的影响

梁 赞^{1,2}, 刘火星^{1,2}, 邹正平^{1,2}

(1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院
航空发动机气动热力国家级重点实验室, 北京 100191;
2. 先进航空发动机协同创新中心, 北京 100191)

摘 要: 在低压涡轮内部上游周期性扫过的尾迹是下游叶片排内最重要的非定常扰动源,会对边界层的失稳和转捩过程产生决定性的影响.在施加低压涡轮负荷分布的平板上,采用热线对雷诺数为 130 000 工况下,有/无尾迹作用时分离剪切层中的速度波动进行了测量.通过对比两种工况下分离剪切层中的扰动发展,分析了尾迹对分离泡稳定性的影响.结果表明:在无尾迹来流工况下,扰动在分离泡前部的增长符合线性不稳定机制,扰动增长至饱和后非线性机制开始起作用.主导分离剪切层的失稳过程的为 K-H (Kelvin-Helmholtz) 无黏不稳定机制.尾迹与分离剪切层的相互作用产生的扰动的增长在分离泡前部同样满足线性不稳定机制.尾迹加速了分离剪切层的失稳转捩进程,从而抑制了分离.

关 键 词: 低压涡轮; 尾迹; 边界层; 分离泡; 稳定性

中图分类号: V211.7 **文献标志码:** A

Influence of wakes on boundary layer stability in low-pressure turbines

LIANG Yun^{1,2}, LIU Huo-xing^{1,2}, ZOU Zheng-ping^{1,2}

(1. National Key Laboratory of Science and Technology on Aero-Engine
Aero-thermodynamics, School of Energy and Power Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China;
2. Collaborative Innovation Center for Advanced Aero-Engine, Beijing 100191)

Abstract: As the most important disturbance source, the wakes dominate the instability and transition process of boundary layer in low-pressure turbines. A detailed experimental study on the velocity fluctuation in a laminar separated shear layer on the flat plate of low-pressure turbine pressure distribution with the hot-wire probe at Reynolds number of 130 000 were presented. The disturbance development under stable and instable incoming conditions was compared to analyze the influence of the wakes on the destabilization mechanism. Results show that the disturbance grows linearly in the former part of the separation bubble, and nonlinear interaction appears when the disturbance saturates, leading to vortex shedding at the maxima height of the bubble. Inviscid K-H (Kelvin-Helmholtz) mechanism dominates the instability process in the separation bubble. The occurrence of convective linear instability mechanisms was also revealed when amplifying the velocity fluctuations carried by wakes while propagating downstream. This accelerated the transition process and suppressed the separation bubble.

Key words: low-pressure turbine; wake; boundary layer; separation bubble; stability

民用航空发动机在高空巡航飞行状态时,低压涡轮部件通常工作在低雷诺数工况下,此时叶片吸力面边界层在很大面积上处于层流状态.由于层流边界层抵抗分离的能力较弱,在逆压梯度的作用下吸力面边界层极易发生分离形成分离泡,分离泡导致了气动损失的急剧上升.深入理解边界层分离的机理及时空演化规律,对有效降低低压涡轮气动损失,增大气动负荷具有重要意义.而分离剪切层的稳定性机制在分离泡形成过程中起到了至关重要的作用.流场中的扰动在分离剪切层中传播,放大,当扰动增长至一定程度时会触发了剪切层失稳,继而流动发生转捩,使得分离剪切层向壁面再附形成分离泡.由此可见对边界层分离机制的探索最终会归结于对分离剪切层中流动稳定性及其失稳机制的研究.

关于层流分离泡分离剪切层稳定性的研究主要从失稳过程和失稳机制两方面展开.对失稳过程的早期研究主要基于线性稳定性理论,Chandrasekhar^[1]将分离后的速度型模化为双曲正切速度型,采用线性稳定性理论对其进行稳定性分析,发现由于分离泡的速度型存在拐点,对外界的扰动十分敏感.Yarusevych 等^[2-3]研究发现在一定的频率范围内的扰动沿分离剪切层指数型增长,在分离泡的最大高度位置,分离剪切层失稳会卷起形成涡结构.涡结构的破碎导致转捩发生,同时促进了湍流掺混和向壁面方向的动量输运,使得流动再附.

关于分离剪切层中失稳机制的相关研究,大部分研究结果倾向于认为在边界层分离形成的分离剪切层中,K-H 无黏不稳定机制是失稳的主导机制(Pauley 等^[4],Hagglmark 等^[5],Burgmann 等^[6]).但由于分离泡的分离剪切层由层流边界层分离而形成,仍然受到壁面的影响,因此也有学者认为在分离剪切层的失稳过程中并非只有 K-H 无黏不稳定机制起作用.Watmuff^[7]通过在平板边界层分离位置之前引入脉冲扰动研究其演化过程,认为无黏不稳定机制和黏性不稳定机制可能同时存在于分离剪切层的转捩过程中.Roberts 和 Yaras^[8-9]在实验研究中发现,转捩过程中的大尺度展向涡脱落的主频率与 T-S(Tollmien-Schlichting)波的最放大频率一致,认为这是 T-S 黏性不稳定机制与 K-H 无黏不稳定机制相互作用的结果.而关于两种类型不稳定机制之间的相对主导地位问题,目前研究认为这主要取决于分离剪切层的厚度及分离剪切层与壁面的距离.Diwan

等^[10]认为不稳定类型受到拐点与壁面距离影响,只有当距离很大时才表现为明显的 K-H 无黏不稳定性.Rist 和 Maucher 等^[11-12]通过对回流速度剖面进行线性稳定性分析,认为分离泡上方的分离剪切层内存在无黏不稳定性而分离泡内部的近壁面回流区存在黏性不稳定性,分离泡厚度越小,T-S 黏性不稳定机制的主导作用越明显,反之亦然.

在真实的发动机中,上游叶片排尾迹是下游叶片排中的最重要的非定常扰动源之一,尾迹与边界层的干涉作用会对边界层的失稳过程产生决定性的影响.Meyer^[13]认为尾迹可以看做是相对主流区域具有反向速度的射流,即所谓的逆射流.Stieger 和 Hodson^[14-15]采用激光多普勒测速仪(LDV)观察到尾迹在涡轮叶栅通道内的输运过程中会出现弯曲、再定向、拉伸等行为,分离剪切层在尾迹扰动的触发下会卷起旋涡.这种宏观的流场波动在很大程度上影响边界层的稳定性,而 Simoni 等^[16]实验研究发现,除了这种低频的尾迹逆射流作用外,尾迹流所携带的高频扰动在剪切层中的放大,也会造成剪切层的失稳.LOU Weiliang 和 Hourmouziadis^[17]认为这种高频波动对稳定性的影响要比低频波动造成的影响大.尽管关于边界层的稳定性问题已经有了较多研究认识,但是关于尾迹与分离剪切层稳定性的影响及两者间的相互作用机制目前尚未被完全揭示,需要进一步深入研究.

针对这一问题本文采用边界层热线测试技术,在具有高负荷低压涡轮负荷分布形式的平板上,对分离泡稳定性进行实验测量.通过对比低雷诺数工况下,有/无来流尾迹作用时分离泡稳定性的变化,分析了尾迹对分离泡稳定性的影响,揭示了尾迹与分离剪切层间的相互作用机制.

1 实验装置与测量系统

1.1 实验装置

实验在北京航空航天大学的多功能低速风洞实验台上完成,整个实验台包括风洞,尾迹模拟机构和实验平板 3 部分,实验台如图 1 所示.风洞为低速、开环、吹气式风洞,气源由罗茨鼓风机提供,风洞出口宽度为 200 mm,湍流度为 1%.杨龙君等^[18]对实验台的来流品质进行了验证,表明实验台的进口流场具有良好的空间均匀性和能谱均匀性,能够满足进行边界层转捩精细测量的要求.

本实验在具有典型高负荷低压涡轮负荷分布形式的平板上进行测试.与平面叶栅实验相比,平

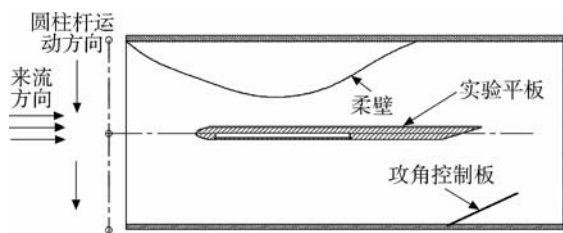


图1 平板实验台示意图

Fig. 1 Flat experimental rig

板的测试长度更大,具有较大的测试空间,从而能够更加灵活的布置测点,进行更详细地测试. Coull 等^[19]证实采用平板测试方法能够对低压涡轮中的流动进行比较准确地模拟.

Pfeil 等^[20]研究发现气流绕流圆柱后流场与真实叶轮机叶片尾迹的流场结构基本相同,因此可以采用运动的圆柱杆来模拟上游尾迹作用.将圆柱杆固定于橡胶同步带上,由电动机带动同步带,使圆柱杆以一定的速度运动,切割流场产生尾迹.

Schulte^[21]详细分析了运动圆柱杆对来流尾迹的模拟准确程度,证明在保证运动圆柱杆的速度系数、折合频率、损失系数与叶轮机真实工况相匹配的情况下,可以准确模拟上游尾迹的作用.通过保证速度系数的匹配来保证速度三角形的相似,由此可以确定圆柱杆的运动速度.本实验中尾迹杆的速度系数选定为 0.98.折合频率表征上游尾迹在叶栅通道中的非定常作用扰动程度,选定折合频率即可确定圆柱杆数目.在此基础上通过保证圆柱杆的损失系数与真实涡轮中的损失系数相同(约为 4%)即可确定圆柱杆的直径.

实验平板为铝制平板,平板宽为 200 mm,测试长度为 300 mm.前缘为长轴比 3:1 的椭圆前缘.尾缘采用 15°角尖劈以避免尾缘脱落涡的影响.平板表面开静压孔从而实现对压力分布的测量.平板上方采用可自由调节形状的柔壁从而在平板上行可以形成与高负荷低压涡轮相似的负荷分布形式.平板下方放置调节板,可以通过调整板的位置改变来流气流角.

1.2 测试系统

本实验综合采用压力传感器,边界层热线等实验测试手段,对有/无尾迹作用下的叶片表面压力分布和边界层的分离转捩进行了测量,边界层热线探针和表面静压孔示意图见图 2.压力测量采用 Rosemount 3051 稳态压力传感器,压力传感器精度为 0.04%,完全能够满足实验压力测试精度要求.

边界层热线测量具备对流场扰动小,响应频率高等优点,实验使用的热线是 DANTEC 公司生产的 55P15 边界层热线探针,为了兼顾测试工作量和流场测试分辨率,在 65%~98% S_0 (S_0 表示平板长度,与实际叶型的吸力面弧长相对应)范围内沿流向选择 8 个测量位置.在每个测量位置处,沿法向布置 25 个测量点,第 1 个测量点的位置距离叶片表面 0.1 mm,在测试工况下 y^+ 约为 10.热线设置过热比为 0.5,采样频率为 40 kHz.实验所关注的湍流波动信号的频率一般小于 10 kHz,因此热线的采样频率可以满足测试要求.

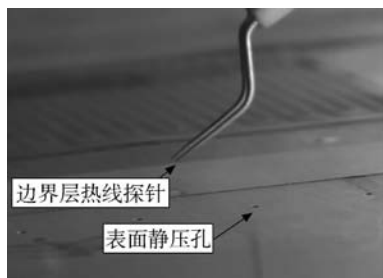


图2 边界层热线探针和表面静压孔示意图

Fig. 2 Sketch of surface static pressure tapings and hot-wire probe in boundary layer

1.3 数据分析方法

由于尾迹周期性的扫掠,边界层流动会发生周期性的变化,为了捕捉尾迹扫掠下边界层的非定常流动特性,采用系综平均的方法处理实验数据.尾迹通过一个固定位置时会产生一个触发信号,将每一个尾迹周期按相对触发信号的时间分为多个相位,选取不同尾迹周期内,同一相位的数据进行统计平均,这种处理方法可以加强周期性信号的作用并去除非周期性的波动对测量结果的影响.选取 200 个尾迹周期的数据进行系综平均,具体的处理方法如下所示:

$$\bar{v}(t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N v_n(t) \quad (1)$$

$$\bar{v}(t)_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [v_n(t) - \bar{v}(t)]^2} \quad (2)$$

其中 v 代表边界层内的流向速度, $\bar{v}(t)_{\text{rms}}$ 为系综平均后的速度方均根值,用来表示速度的波动程度,当流动为层流时方均根值较低,一旦流动出现失稳转捩,方均根值会急剧增加.

2 实验结果分析

2.1 无尾迹来流工况下的边界层流动特性

本实验的测试工况雷诺数为 130 000,处于低

压涡轮的典型工作雷诺数范围中,在无尾迹来流工况下,由于强逆压梯度的作用边界层不可避免地会发生分离.图 3 为沿流向 8 个测量位置处的边界层速度型,根据速度型拐点的位置可以判断出分离泡的法向边界,如图中黑色实线所示.通过对沿流向不同流向位置处的边界层速度型进行分析,图中 S 表示流向位置可以发现在 $65\%S_0$ 处,流动没有发生分离,边界层仍为附着边界层.从 $70\%S_0$ 开始,边界层速度型开始出现拐点,流动开始发生分离.流动继续向下游发展,边界层速度拐点逐渐远离壁面,说明分离剪切层上抬,分离泡的法向尺度增大, $75\%S_0$, $80\%S_0$, $85\%S_0$ 三个位置均位于分离泡前部,能够明显观察到死水区的速度型特征,到 $85\%S_0$ 处分离泡达到法向最大高度.从 $90\%S_0$ 开始由于分离剪切层的失稳转捩,剪切层开始向壁面再附的过程,到 $98\%S_0$ 位置处,剪切层再附完成,形成短分离泡.

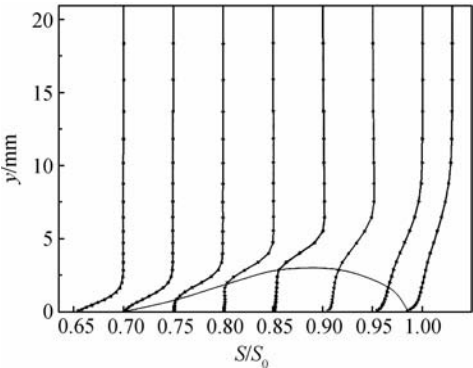


图 3 沿流向边界层速度型

Fig. 3 Velocity profiles in boundary layer at different streamwise locations

图 4 为流场中速度波动的无量纲方均根(RMS)值(量符号记为 U_{rms})云图,RMS 值已经使用主流速度进行无量纲化.根据图 3 中的速度型拐点的位置可以大致判断得出分离泡的范围.由于单丝热线只能得到速度的大小而不能判断速度方向,在分离泡内由于存在回流,在分离泡内部测量得到的速度波动存在较大误差,因此分离泡范围内的 RMS 值没有采用,分离泡区域以白色覆盖.白色虚线为不同流向位置处 RMS 最大值的连线.由图中可以发现在流动没有发生分离时,RMS 值一直维持在较低的水平.分离点附近的分离剪切层的 RMS 值仍然较低,继续向下游发展 RMS 值逐渐增大,在分离泡最高点的下游,存在一个 RMS 值较高的区域,对应着分离剪切层形

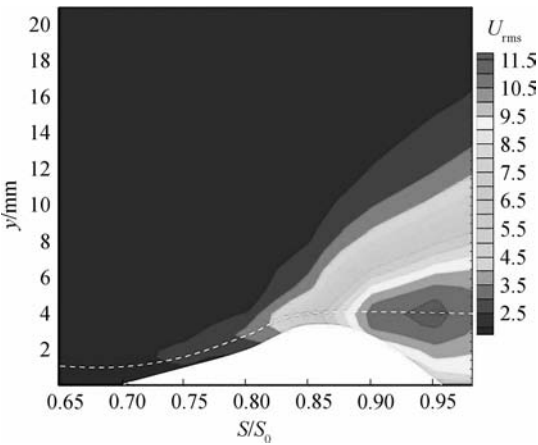


图 4 速度波动无量纲 RMS 值云图

Fig. 4 Contour of dimensionless RMS value of fluctuation velocity

成的周期性的展向脱落涡.

当边界层离开壁面形成分离剪切层后,分离点上游的速度波动会在分离剪切层中增长放大,通过对波动的频率和增长率进行分析可以得出流动失稳的类型.图 5 为分离剪切层中沿流向扰动强度的增长示意图,图中 U_{ts} 表示主流速度, $U_{rms,max}$ 表示速度波动的无量纲 RMS 值的最大值, S,M,R 分别代表分离,分离泡最大高度和边界层再附位置.采用速度波动的 RMS 值的最大值来表述扰动的强度,所有扰动强度均使用主流速度来进行无量纲化.在对数坐标系下从分离点开始一直到分离泡最大高度处,扰动一直呈现线性增长趋势,说明在分离泡的前部扰动的增长是符合线性稳定性理论的,而在最大高度下游位置处,扰动的增长不符合线性规律,说明非线性作用开始起作用,最终导致分离剪切层的失稳转捩.

根据前人的研究,由于分离剪切层既有类似

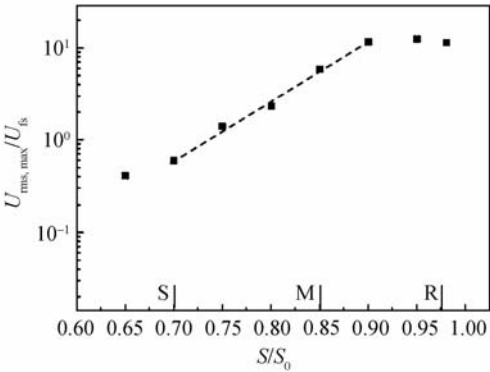


图 5 沿流向扰动强度增长

Fig. 5 Growth of disturbance intensity at different streamwise locations

自由剪切层的特性同时也会受到壁面的影响,因此分离剪切层中的失稳过程会兼具边界层流动和分离剪切层流动两种流动的特点. 因此 T-S 黏性不稳定性 和 K-H 无黏不稳定性两种失稳机制都有可能主导分离剪切层的失稳转换过程. 为了研究分离剪切层中的失稳类型,对不同流向位置处热线测得的脉动速度进行分析,得到脉动速度的能谱密度,如图 6 所示. 从图中可以观察到在分离泡的前部,即 $70\%S_0$, $75\%S_0$ 位置处,能量主要集中在低频区域,沿着流向低频范围内的能量逐渐增大. 继续向下游发展,在 $80\%S_0$ 位置处可以看到明显的 428 Hz 的频率峰值,这对应着相应的 K-H 卷起涡的脱落频率. 在 $85\%S_0$ 位置处能谱出现两处峰值, 428 Hz 和 788 Hz . 高阶谐频的出现与扰动饱和过程相对应,说明此时非线性作用已经开始显现.

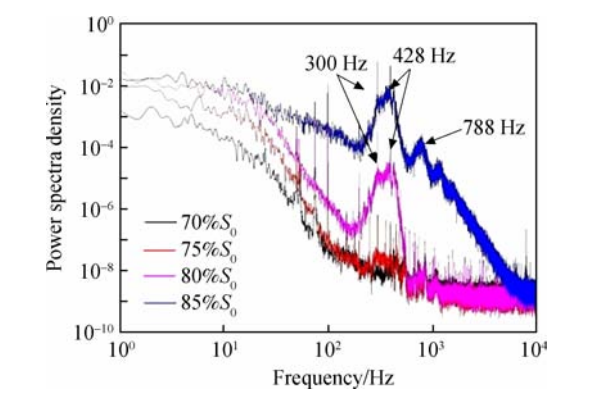


图 6 不同流向位置处速度波动能谱密度
Fig. 6 Power spectra density of fluctuation velocity at different streamwise locations

由于扰动的主导频率会和具体工况参数相关,为了进行统一比较,在分析中引入一个无量纲参数——斯特劳哈尔数(Sr)进行比较,定义为 $Sr_\theta = f\theta/\Delta U$, 式中 f 为频率, θ 为边界层动量厚度, ΔU 为当地速度与主流速度的速度差. Ho 和 Huerre^[22] 通过研究认为 K-H 无黏不稳定性对应的斯特劳哈尔数在 0.016 左右. 根据本实验的结果,在 $75\%S_0$ 位置处, $Sr=0.015$, $80\%S_0$ 位置处 $Sr=0.0162$, $85\%S_0$ 位置处的 $Sr=0.0157$. 这表明在本实验的研究工况下,分离泡的不稳定机制为 K-H 无黏不稳定性机制, Sr 的微小变化与回流强度和基础流动的速度型有关.

2.2 尾迹与分离剪切层的相互作用机制

图 7 为有无尾迹作用工况下,平板表面的负荷分布形式的对比,图中 C_p 为表面压力系数. 从

图中可知,在无尾迹来流工况下,流动在 $70\%S_0$ 位置附近发生分离,压力分布平台区持续至 $86\%S_0$ 位置,根据 Horton^[23] 的研究理论,这对应着分离泡前半部死水区. 流动在尾缘位置处发生再附.

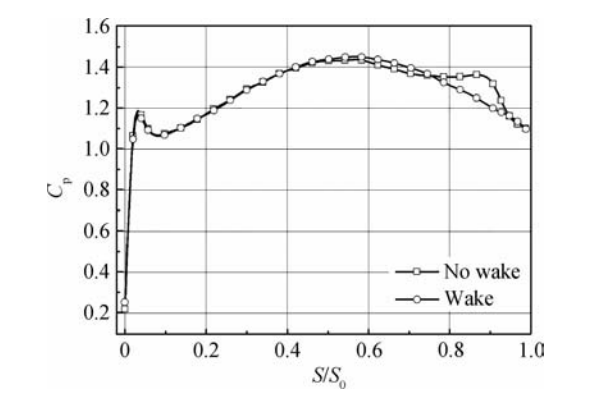


图 7 有无尾迹工况下平板表面负荷分布形式
Fig. 7 Loading distributions on the flat plate surface with and without wake

为了对流场内的非定常流动进行分析,对流场内各测点所采集的数据进行系综平均. 为避免重复实验造成的误差,所有数据均为同一次实验的测试结果,保证在测试时间内测试状态不变. 图 8 为一个尾迹通过周期内不同时刻流场内的系综平均的速度分布,图中 u 表示当地速度. 将一个尾迹通过周期 T 分为 8 份. 通过对每一个瞬时刻流场内速度变化的分析可以判断出尾迹在整个测试区域内的传播过程及分离泡形态的变化. 在 $T/8$ 时刻尾迹尚未进入测试区域,在图中可以明

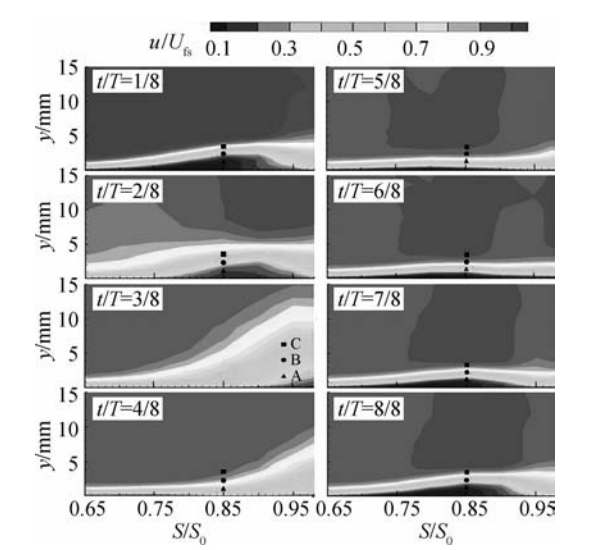


图 8 一个尾迹周期内不同时刻系综平均的速度分布
Fig. 8 Ensemble-averaged velocity distributions at different times in one wake cycle

显观察到边界层的分离,根据低速区的范围可以确定边界层分离和再附的位置,从而得出分离泡的流向和法向范围.在尚无尾迹影响的情况下,此时分离泡的尺度最大.在 $2T/8$ 时刻,尾迹开始进入测试区域,在尾迹的作用下,分离开始受到抑制,分离点向下游移动至 $80\%S_0$ 位置处,分离泡的范围缩小.尾迹继续向下游运动,尾迹经过的范围内分离基本消失,到 $3T/8$ 时刻仅在 $95\%S_0\sim 98\%S_0$ 很小范围内仍然存在低速区.到 $4T/8$ 时刻尾迹离开测试区域,此时流场内分离被完全抑制.当尾迹通过测试区域后在下一个尾迹到来之前,在逆压梯度的作用下,边界层会再次分离.从 $5T/8$ 到 $8T/8$ 的流场速度分布可以观察到分离泡的形成和发展的全过程. $5T/8$ 时刻边界层离开壁面后形成分离剪切层,随后剪切层逐渐抬升远离壁面,分离泡的法向高度和流向长度逐渐增加.

根据同一流向位置不同法向高度处 RMS 值在一个尾迹周期内的变化,可以对尾迹逆射流刺入分离剪切层内部的过程进行分析.图 9 为 $85\%S_0$ 位置处不同法向高度点在一个尾迹周期内速度 RMS 值的变化. A 点最靠近壁面,在无尾迹来流条件下 A 点位于分离泡前部的死水区中. B 点, C 点均位于分离剪切层中, B 点位于分离剪切层内侧, C 点则位于分离剪切层的外缘.

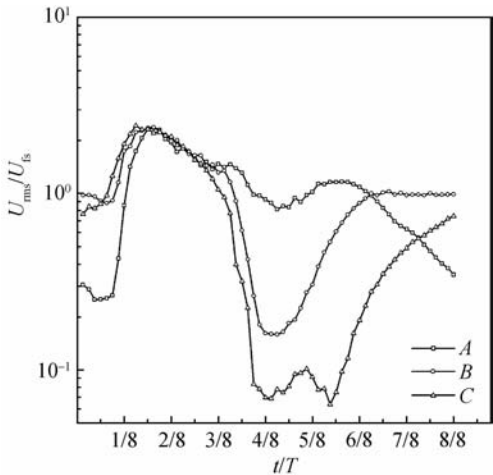


图 9 3 个测点的 RMS 值在一个尾迹周期内的变化
Fig. 9 Variation of RMS values at three measuring points in one wake cycle

在无尾迹来流工况下,3 个测点的流动状态有所不同.当没有尾迹作用时($T/8$ 时刻),C 点的 RMS 值最高,这是因为失稳转捩过程在分离剪切层外缘与主流的交界面处最为剧烈,而 A 点由于处在分离泡死水区内部,流动较为平稳,因此

RMS 值较低.在 $T/8\sim 2T/8$ 时刻,3 点的 RMS 值均出现急剧上升,说明此时尾迹已经到达 $85\%S_0$ 位置,尾迹的逆射流效应和高湍流度流体共同作用,使得分离剪切层快速失稳转捩.在此时间范围内 3 点处的 RMS 值变化为 C 点大于 B 点, B 点大于 A,说明此时尾迹的中心尚未能完全进入分离剪切层内部,而在 $2T/8\sim 3T/8$ 时刻 3 点处的 RMS 值几乎相同,说明此时尾迹中心的高湍流度流体已经完全主导了该位置处的流动,3 点的 RMS 值代表了尾迹中高湍流度流体的波动程度.在该时间段内,3 点的 RMS 值均开始逐渐下降,这意味着尾迹中心湍流度最高的部分扫过该位置,逐渐向下游移动.在 $3T/8\sim 4T/8$ 时刻, RMS 值出现大幅下降,结合图 8 的速度云图分布可以发现,这是由于尾迹已经离开 $85\%S_0$ 位置.由于尾迹抑制了分离,流动处于层流状态,因此在接下来的一段时间内($4T/8\sim 5T/8$), RMS 值均会维持在一个较低的水平上.由于层流的边界层较薄,之前位于分离剪切层的 B 点、C 点现在处在主流区中,而之前处于分离泡死水区中的 A 点现在位于层流边界层与主流的交界面附近,因此此时 3 点的 RMS 值的变化为 A 点大于 B 点, B 点大于 C 点.由图 8 的速度云图分布可知,在两个尾迹通过的间隙中,由于逆压梯度的作用,边界层会再次发生分离,因此在 $5T/8\sim 6T/8$ 时刻,3 点的 RMS 值均开始大幅上升.随着时间的发展分离剪切层由于不断上抬远离壁面,会依次扫过 A, B, C 三点,这将使造成 3 点 RMS 值呈现不同的变化趋势. $7T/8$ 时刻后,分离剪切层已经扫过 A 点, A 点位置重新变成死水区,剪切层的上抬会造成死水区法向尺度的增长,这使得 A 点 RMS 值会不断减小.由于在这一时间段内, B 点一直处在分离剪切层内部, B 点的 RMS 值会保持不变.而 C 点的 RMS 值呈现不断上升的趋势也是因为分离剪切层逐渐上抬逼近 C 点导致的.

为了对尾迹与分离剪切层的相互作用进行更加详细地研究,将一个尾迹周期进一步细分,平均分为 64 份,对每一时刻流场内 RMS 值的分布进行分析,从而掌握尾迹对分离剪切层中速度波动及其稳定性的影响(图 10).图中黑色星号为不同流向位置处分离剪切层中心位置.尾迹传播到不同的流向位置时会和分离剪切层耦合,造成分离剪切层的失稳转捩.根据 Stieger 和 Hodson^[24] 的研究,尾迹在与分离泡进行耦合作用时,在逆射流的作用下,尾迹中心下游壁面附近的流体被加速,

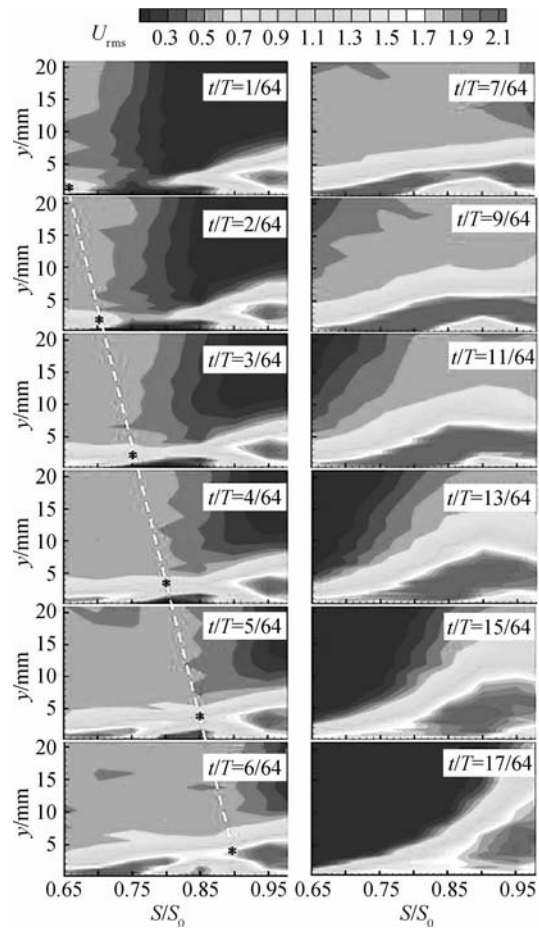


图 10 一个尾迹周期内不同时刻的 RMS 值分布
Fig. 10 RMS value distributions at different times in one wake cycle

而上游的流体减速. 当尾迹到达分离区时, 尾迹的前缘使得边界层的外区被加速, 内区由于黏性的作用对外部扰动响应较慢, 因此, 分离区的剪切增强. 尾迹从分离泡上游向下游输运, 逆射流的法向分量使剪切层变形, 分离剪切层的速度剖面不稳定, 在尾迹的触发下卷起旋涡. 尾迹运动到卷起涡下游, 继续扰动下游的分离剪切层, 不断产生卷起涡. 最后, 卷起涡快速破碎成湍流, 导致边界层转捩. 卷起涡和湍流边界层通过以后, 出现寂静区, 在寂静区的影响消失后, 边界层再次分离, 直到下一个尾迹的出现.

从图 10 中可以观察到, 在 $T/64$ 时刻, $65\%S_0$ 位置处的 RMS 值开始升高, 无尾迹来流工况下, 流动在该位置并没有发生分离, 因此此时 RMS 值的升高是由于尾迹前缘到达该位置造成的. 如果采用拉格朗日法, 随着尾迹前缘向下游移动, 通过分析尾迹前缘到达某流向位置时当地的 RMS 值的变化可以得到尾迹在传播过程中对分离剪切层稳定性的影响, 白色虚线可以被认为是

尾迹前缘在不同时刻下传播到的空间位置. 当尾迹的前缘刚好与分离剪切层相互作用时的 RMS 值提取出来, 如图 11 所示.

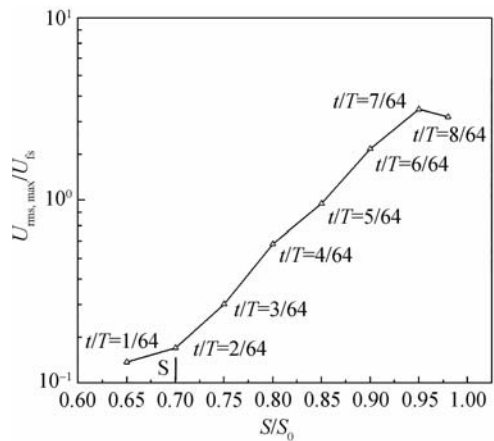


图 11 尾迹导致的速度波动在分离剪切层中的演化
Fig. 11 Evolution in the separated shear layer of velocity fluctuations induced by wake

从图 11 中观察可知, 随着尾迹向下游传播, 尾迹与分离剪切层相互作用造成的速度波动在时间上是呈指数型增长的, 符合线性不稳定性理论. 在空间上以和尾迹相同的运动速度随尾迹向下游传播, 属于对流不稳定性. 因此尾迹携带的扰动在对流线性不稳定性机制的作用下增长, 这加速了分离剪切层的转捩过程, 从而抑制了边界层的分离.

3 结 论

本文通过在平板表面施加负荷分布, 模拟了低压涡轮内的分离泡, 采用边界层热线测试手段研究了尾迹对分离泡分离剪切层的稳定性产生的影响, 实验得到了以下结论:

- 1) 在无尾迹来流工况下, 边界层发生分离后, 扰动在分离泡前部的增长符合线性不稳定机制, 当扰动增长至饱和阶段后非线性作用出现. 在 K-H 无黏不稳定性机制的作用下在分离泡最大高度位置出现涡脱落.
- 2) 尾迹与分离剪切层相互作用时, 尾迹携带的高频速度波动触发分离剪切层的最不稳定频率. 速度波动在这种不稳定频率的作用下指数型增长.
- 3) 随着尾迹向下游传播, 对流线性不稳定机制的作用下, 扰动增长加速转捩过程, 从而抑制分离.

参考文献:

[1] Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic

- stability[M]. Oxford:Oxford University Press,1961.
- [2] Yarusevych S,Kawall J G,Sullivan P E. Coherent structures in an airfoil boundary layer and wake at low Reynolds numbers[J]. *Physics of Fluids*,2006,18(4):044101. 1-044101. 11.
- [3] Yarusevych S,Sullivan P E,Kawall J G. Separated-shear-layer development on an airfoil at low Reynolds numbers[J]. *AIAA Journal*,2008,46(12):3060-3069.
- [4] Pauley L L,Moin P,Reynolds W C. The structure of two-dimensional separation[J]. *Journal of Fluid Mechanics*,1990,220:397-411.
- [5] Haggmark C P,Bakchinov A A,Alfredsson P H. Experiments on a two-dimensional laminar separation bubble[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society: A Mathematical and Engineering Sciences*,2000,358(1777):3193-3205.
- [6] Burgmann S,Schroder W. Investigation of the vortex induced unsteadiness of a separation bubble via time-resolved and scanning PIV measurements[J]. *Experiments in Fluids*,2008,45:675-691.
- [7] Watmuff J H. Evolution of a wave packet into vortex loops in a laminar separation bubble[J]. *Journal of Fluid Mechanics*,1999,397:119-169.
- [8] Roberts S K,Yaras M I. Boundary layer transition in separation-bubbles over rough surfaces[R]. ASME Paper GT2004-53667,2004.
- [9] Roberts S K,Yaras M I. Effects of surface roughness geometry on separation bubble transition[R]. ASME Paper GT2005-68664,2005.
- [10] Diwan S,Ramesh O N. On the origin of the inflectional instability of a laminar separation bubble[J]. *Journal of Fluid Mechanics*,2009,629:263-298.
- [11] Rist U,Maucher U. Investigations of time-growing instabilities in laminar separation bubbles[J]. *European Journal of Mechanics; B/Fluids*,2002,21(5):495-509.
- [12] Maucher U,Rist U,Kloker M, et al. DNS of laminar-turbulent transition in separation bubbles[C]// *Proceedings of High Performance Computing in Science and Engineering*. Heidelberg,Berlin:Springer-Verlag,2000:279-294.
- [13] Meyer R X. The effects of wakes on the transient pressure and velocity distributions in turbomachines[J]. *Journal of Basic Engineering*,1958,80:1544-1552.
- [14] 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.
- [15] Stieger R D,Hodson H P. Unsteady dissipation measurements on a flat plate subject to wake passing[R]. Praha, Czech: The 5th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics,2003.
- [16] Simoni D,Ubaldi M,Zunino P. Experimental investigation of the interaction between incoming wakes and instability mechanisms in a laminar separation bubble[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*,2003,50:54-60.
- [17] LOU Weiliang, Hourmouziadis J. Separation bubbles under steady and periodic-unsteady main flow conditions[J]. *Journal of Turbomachinery*,2003,122(4):634-643.
- [18] 杨龙君. 涡轮叶片边界层非定常流动实验模拟及测试技术研究[D]. 北京:北京航空航天大学,2012.
- YANG Longjun. Research on experimental simulation and testing technology for unsteady boundary layer flow on turbine blade[D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics,2012. (in Chinese)
- [19] Coull J D,Thomas R L,Hodson H P. Velocity distributions for low-pressure turbines[J]. *Journal of Turbomachinery*,2010,132(4):041006. 1-041006. 13.
- [20] Pfeil H,Eifler J. Turbulenzverhältnisse hinter rotierenden zylindergittern[J]. *Forschung im Ingenieurwesen*,1976,42:27-32. (in German)
- [21] Schulte V. Unsteady wake boundary layer interaction[D]. Cambridge:Cambridge University,1995.
- [22] Ho C,Huerre P. Perturbed free shear layers[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*,1984,16(1):365-422.
- [23] Horton H P. Laminar separation in two and three-dimensional incompressible flow[D]. London:University of London,1968.
- [24] Stieger R D,Hodson H P. The transition mechanism of highly-loaded LP turbine blades[R]. ASME Paper GT-2003-38304,2003.

(编辑:王碧珺)