

涡发生器控制平板边界层分离的大涡模拟

胡 昊^{1,2}, 李新凯¹, 戴丽萍¹, 王晓东¹, 康 顺^{1,3}

- (1. 华北电力大学 能源动力与机械工程学院
电站设备状态监测与控制教育部重点实验室, 北京 102206;
2. 华北水利水电大学 电力学院, 郑州 450045;
3. 中国兵器工业集团公司 西安现代控制技术研究所, 西安 710065)

摘 要: 为了研究涡发生器(VGs)间距 λ 对控制边界层分离效果的影响,选取了 4 种涡发生器间距, λ/H (H 为涡发生器高度)分别为 5,7,9,11.采用大涡模拟(LES)方法对带逆压梯度的平板边界层分离流动及 VGs 控制分离流动进行了数值模拟.分析了有无 VGs 控制时,湍流场中大尺度相干结构及其演化规律,分别从旋涡间距、边界层内流体动能、压差损失等方面考察了 VGs 间距对控制流动分离效果的影响.研究结果表明当 λ/H 为 5 时,VGs 间距过小抑制了旋涡的展向发展, λ/H 为 9,11 时,VGs 间距过大边界层内流体动能偏低,当间距 λ/H 为 7 时流动控制效果更优,此时计算域压差损失最小,相比较无 VGs 控制时,压差损失降低了 30.95%.

关 键 词: 涡发生器; 边界层分离; 大涡模拟; 流动控制; 相干结构
中图分类号: V232; TK83 **文献标志码:** A

Vortex generators control flat boundary layer separation of large eddy simulation

HU Hao^{1,2}, LI Xin-kai¹, DAI Li-ping¹,
WANG Xiao-dong¹, KANG Shun^{1,3}

- (1. Key Laboratory of Condition Monitoring and Control for Power Plant Equipment of
Ministry of Education, School of Energy Power and Mechanical Engineering,
North China Electric Power University, Beijing 102206, China;
2. School of Electric Power, North China University of Water Resources and
Electric Power, Zhengzhou 450045, China;
3. Xi'an Modern Control Technology Research Institute,
China North Industries Group Corporation, Xi'an 710065, China)

Abstract: In order to study the effect of spacing λ of vortex generators (VGs) on the control boundary layer separation, 4 kinds of vortex generators spacing were selected, and λ/H (H is the height of vortex generators) respectively were 5, 7, 9, 11. The boundary layer separation flow of adverse pressure gradient and VGs control flow separation were simulated by large eddy simulation (LES) method. The evolution of the large scale coherent structure in turbulent flow field were analyzed with and without VGs control, and the influence of VGs spacing on the flow separation control effect were investigated from vortex spacing, fluid kinetic energy in the boundary layer, loss of pressure difference, etc. The research results

show that when λ/H is 5, the spacing of VGs is too small, so that the spanwise development of vortex are suppressed, when λ/H are 9, 11, the spacing of VGs is too large lead to the fluid kinetic energy in the boundary layer is too low, when the spacing of VGs is λ/H is 7, the effect of flow control is better, then the pressure loss of calculation domain is minimum, compared with no VGs control, pressure loss is reduced by 30.95%.

Key words: vortex generators; boundary layer separation; large eddy simulation (LES); flow control; coherent structure

大型水平轴风力机叶片在运行过程中,叶片根部往往会发生较大尺度的流动分离.叶片发生流动分离后会影响到风轮对风能的捕获功率^[1-3].涡发生器(VGs)是抑制流动分离的有效手段,其主要工作原理是流体流过VGs时会产生强度较强的集中涡,通过集中涡旋转,将边界层外的高能流体卷入边界层底层,为边界层内的低能流体注入能量,从而达到推迟或抑制边界层分离的目的^[4-7].VGs是按一定规则布置于叶片表面的若干个小翼的组合,两个小翼产生的集中涡向下游运动过程中会相互干涉影响,从而影响VGs流动控制效果,所以研究VGs之间的间距对抑制流动分离的影响规律非常有必要.叶片绕流中,由于受叶片曲率、旋转效应等因素影响,叶片表面流动情况非常复杂,如果直接在叶片上研究VGs间距对流动控制效果的影响,不容易总结普遍规律.再者如果直接在叶片中进行大涡模拟,计算量巨大.所以根据文献[8]的方法设计了带一定逆压梯度平板边界层分离流动,用来产生与叶片吸力面类似的分离流动.

在涡发生器研究方面, Lin^[9]通过试验手段在平板上研究了VGs抑制边界层流动分离的效果,分析了VGs抑制流动分离的机理. Godard等^[10-12]在2006年的3份报告中采用试验方法研究了带逆压梯度的平板上三角形VGs排列方式对控制边界层分离的效果. 2004—2005年 Johansen, Soerensen等^[13-14]在2份关于气动附件的报告中,采用数值计算的方法研究了三角形VGs对风力机翼型及叶片气动性能的影响,发现VGs在一定攻角范围内可以有效抑制流动分离.西北工业大学刘刚等^[15]通过数值模拟的方法,探究了VGs排列方式和几何尺寸对翼型流动分离的影响,进而得出了对超临界机翼气动性能的影响规律.在流动控制研究方面,空军工程大学张海灯等^[16]研究了等离子体的布局对高负荷压气机叶栅流动控制的影响规律,给出了等离子体最佳流

向布置位置.西安交通大学张荻等^[17]通过试验及大涡模拟方法在带有一定逆压梯度的平板上,研究了边界层分离泡涡结构及涡旋射流的涡结构. Rao等^[18]通过大涡模拟方法,研究了由逆压梯度引起的边界层分离泡的产生及发展过程,并展示了旋涡的发展过程.南京航空航天大学高翔等^[19]研究了叶尖射流流动控制对风力机叶梢涡的影响规律,其研究的射流流动控制可以较好改善风力机下游流场,提高风力机效率.

选择了4种VGs间距,采用大涡模拟(LES)方法,对有无VGs平板边界层流动进行了模拟,对比了4种VGs间距抑制边界层分离的效果.结合三维旋涡结构,分析了湍流场中大尺度相干结构的演化规律.

1 几何模型及数值方法

1.1 几何模型

图1为带逆压梯度平板计算域, VGs放置于计算域下壁面距进口 $9H$ 处,展向布置6个小翼, VGs排列方式、几何形状、尺寸如图1所示.

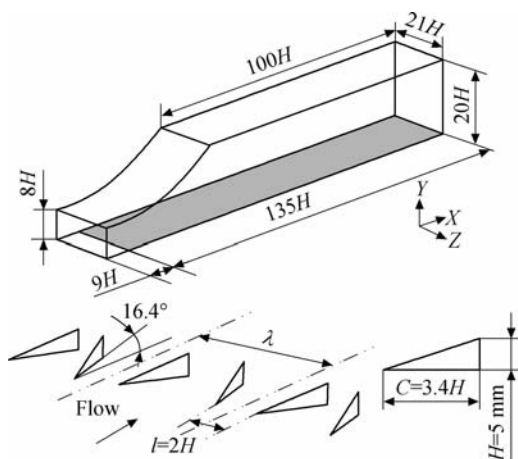


图1 计算域及VGs几何模型

Fig. 1 Computational domain and VGs geometric models

1.2 数值方法

采用 ICEM (integrated computer engineering and manufacturing) 软件进行网格划分, 全域采用结构网格, 计算域流向、展向、高度方向分别对应的网格节点数为 $220 \times 120 \times 100$, 网格总数约 260 万, 第一层网格高度 0.001 mm , 壁面最大 $Y^+ < 1$, 满足计算要求. 对 VGs 周围进行网格加密, 小翼长度方向布置 50 个网格节点, 高度方向布置 40 个网格节点, 小翼实际厚度为 0.2 mm , 其厚度很小, 计算时将小翼设置为 0 mm 厚度面, 一是该厚度对小翼产生的旋涡影响很小可以忽略, 二是可以通过改变小翼所在边界条件(固壁或内部面)从而在同一套网格下, 对比有无 VGs 控制时控制流动分离的效果. 网格分布见图 2(a). 计算域采用速度进口, 压力出口边界条件, 速度进口按 $1/7$ 次幂给定来流速度型, 边界层厚度为 VGs 高度. 其余边界条件设置如图 2(b) 所示.

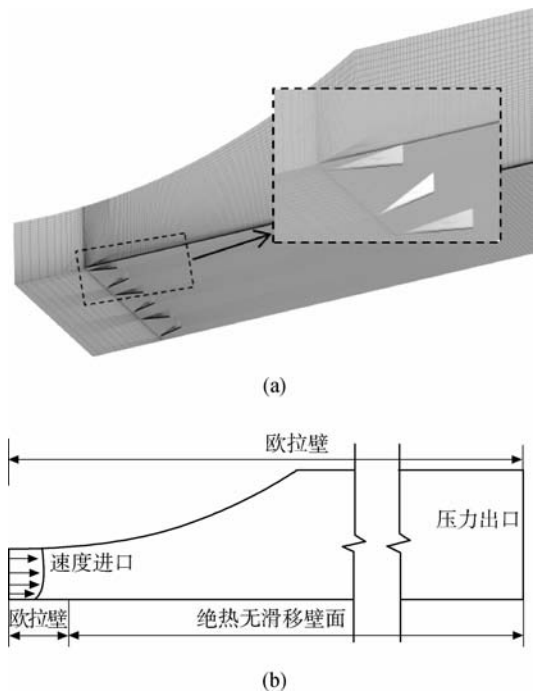


图 2 网格分布及边界条件设置

μ_t 为亚格子湍流黏度; $\bar{S}_{ij}$ 为亚格子尺度的应变率张量, 有关参数表达式如下:

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{S}| \tag{2}$$

$$L_s = \min(\kappa d, C_s \Delta) \tag{3}$$

$$|\bar{S}| \equiv \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \tag{4}$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \tag{5}$$

式中 κ 为冯卡门常数, d 为距壁面最近距离, Δ 为网格尺寸, C_s 为涡黏系数. 本文采用动态剪切方法来确定 C_s , 其更适合剪切流动的计算. 求解基于 Fluent 软件, 采用有限体积法对控制方程进行离散, 空间离散采用有限中心差分格式, 压力-速度耦合基于 SIMPLE 算法, 时间步长 $\Delta t = 3 \times 10^{-5}\text{ s}$. 流场达到统计稳定状态后进行时均统计, 以流体扫过平板下壁面为一个周期, 对流场稳定后的 6 个周期进行时均统计.

1.3 计算方案

VGs 产生的集中涡向下游运行过程中, 其涡核运动轨迹在展向上会向小翼与来流夹角方向偏斜, 两个集中涡在间距 λ 侧相互作用较大, 所以固定 l 的间距不变, 通过改变间距 λ 的大小, 研究展向间距 λ 对 VGs 抑制流动分离效果的影响. VGs 安装在风力机叶片根部, 虽然风力机来流风速较低, 但雷诺数较高, 风力机典型来流风速时, 基于 VGs 高度的雷诺数大致为 3×10^4 这个量级, 为保证流体力学中的动力相似, 本文所取基于 VGs 高度的雷诺数为 3×10^4 , 再通过 VGs 高度 0.005 m , 得到来流风速为 82 m/s . 计算方案见表 1.

表 1 计算方案
Table 1 Scheme of computation

λ/H	来流速度/(m/s)	Re	$\Delta t/s$
5	82	3×10^4	3×10^{-5}
7			
9			
11			

2 结果分析

2.1 数值方法验证

为验证数值方法的可靠性, 对具有试验数据的逆压梯度平板边界层流动进行了数值模拟, 计算域尺寸见图 3(a), 详细几何尺寸及试验结果见文献[20-22]. 采用 ICEM 进行全域结构网格划

采用大涡模拟 (LES) 方法进行数值求解, 该方法对湍流大尺度涡采用直接求解, 小尺度涡采用亚格子模型过滤. 本文采用的亚格子应力模型为 Smagorinsky-Lily 模型, 其表达式为

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -\mu_t \bar{S}_{ij} \tag{1}$$

式中 τ_{ij} 为亚格子应力; δ_{ij} 为 Kronecker 的 δ 函数;

分,网格节点分布与上文节点分布相同,网格总数约 260 万,网格见图 3(b),数值方法采用 LES 方法,设置方法与上文相同,来流速度 15 m/s. 图 3(c)为计算域下壁面压力系数沿流向分布,其中 LES 为本文数值计算结果,Exp 为试验结果. 从图中可以看出在计算域大部分位置,计算得到压力系数分布与试验值吻合较好.

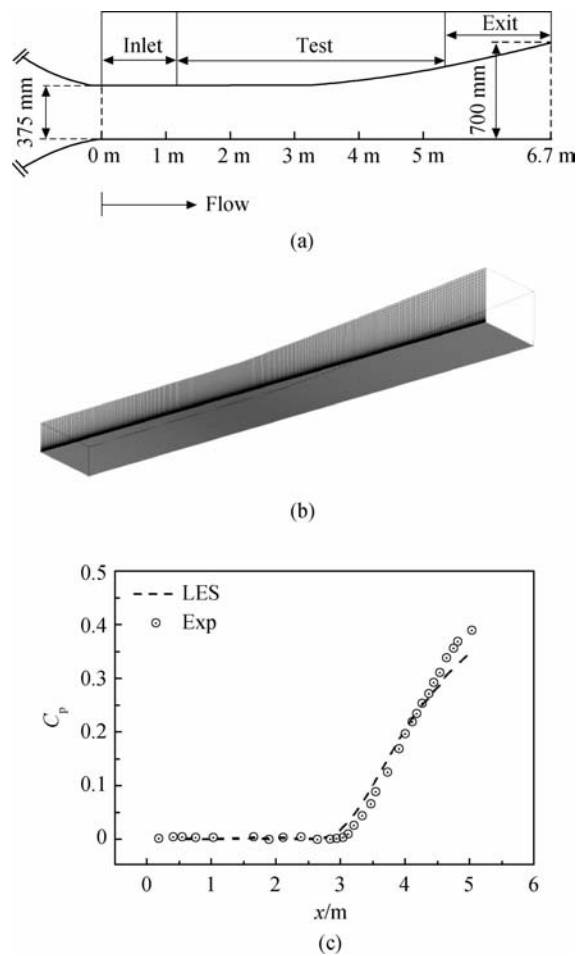


图 3 算例验证模型及 C_p 对比结果
Fig. 3 Model of numerical example and compared of C_p

2.2 无 VGs 平板边界层分离流动

图 4 为无 VGs 时计算域展向对称面上时均速度 U 云图,从图中可以看出在 $0\sim35H$ 处通道

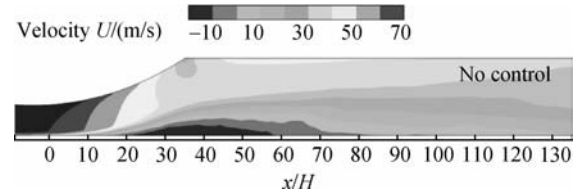


图 4 计算域展向对称面上时均速度云图
Fig. 4 Computational domain spanwise mean velocity contours on the plane of symmetry

扩张属于逆压梯度 (APG) 段,流体流速不断降低. 在逆压梯度与壁面黏性的作用下,流体在下壁面发生流动分离,出现低速区,流动分离位置 $x_1\approx20H$,在计算域的上壁面采用的是欧拉边界条件所以上壁面未发生流动分离. 在 $35\sim135H$ 段为零逆压梯度 (ZPG) 段,流动在该段发生流动再附,再附位置 $x_2\approx60H$ 处.

图 5 为计算域下壁面中间位置处压力系数 C_p 沿流向分布, $C_p=2(p-p_\infty)/\rho U_\infty^2$,其中 p_∞ 和 U_∞ 分别为计算域进口静压和速度值, p 为下壁面静压. 流体经过扩张段,壁面压力迅速增加,从图 4 可知,在 $(x\approx20H)$ 处发生流动分离,在出现流动分离之后,虽未出现压力平台,但压力下降的斜率发生了变化,压力下降的斜率变小,在 ZPG 段,发生流动再附之后,壁面压力值变化较小.

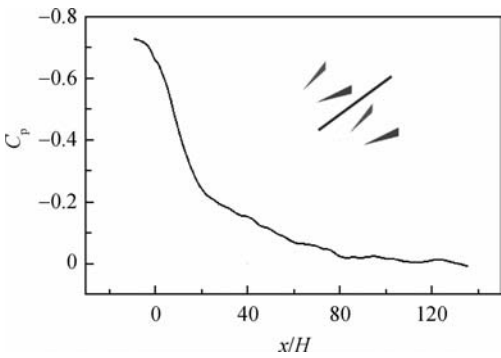


图 5 计算域下壁面 C_p 分布
Fig. 5 Distribution of C_p on the down wall of computational domain

虽然在一些简单流动中,人们可以凭直觉和图像确定涡的存在,在三维黏性流动中,特别是复杂流动中,从试验或直接数值模拟的大量数据中显示出涡结构、涡演化和相互作用是十分必要的,为此需要给出一个客观分辨涡旋的判据^[23]. Hung 等^[24] (1988 年)提出把 $Q>0$ 的区域定义成涡,即 $\|\Omega\|^2>\|E\|^2$,其物理意义即为在涡旋的区域内流体的旋转(涡量大小)比较应变率大小而言起主导作用. 具体式(6)如下:

$$Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|E\|^2) \tag{6}$$

式中 $\|E\|^2=e_{ij}e_{ji}$, $\|\Omega\|^2=\Omega_{ij}\Omega_{ji}=\frac{1}{2}|\omega|^2$, e_{ij} , Ω_{ij} 分别是应变率张量和涡量张量. 本文采用 Q 判据来识别流场中的三维涡结构.

图 6 为流场中带速度 u 云图的 Q 等值面 ($Q=1\times10^5$). 从图 6 中可以看出无 VGs 控制时,

湍流场中存在着大量无序的旋涡结构,但也可以从中分辨出较典型的湍流相干结构. 在流动的初始阶段,在壁面黏性及速度剪切作用下,在近壁区卷起二维展向涡(展向即为平板的宽度方向,如图 6 中 A 涡),二维展向涡在自身旋转作用下产生向上卷起趋势,向下游运动过程中涡核半径逐渐增大. 同时受三维流场的扰动,二维展向涡发生展向波动,出现扭曲并沿法向向上突起,突起部分受到展向涡自身旋转的诱导作用加剧了突起高度(如图 6 中 B 涡). 在剪切流的作用下,二维展向涡继续拉伸抬起,逐渐发展成为上端封闭,下端开口的发卡涡(如图 6 中 C 涡),继续向后运动发卡涡的涡头变大,涡腿伸长,在发卡涡的涡头部分形成了局部的高剪切层,剪切层失稳后涡头破碎,并且在主流流体的作用下,涡管被拉伸成近似的流向涡(如图 6 中 D 涡). 这也说明在湍流中,统计意义上占优势的是涡管的平均长度普遍被伸长,涡管长度被拉伸的结果会逐次地产生更小尺度的运动,能量从大涡到小涡到更小的涡直至黏性耗散成热的输运过程称为能量的级串(cascade)原理.

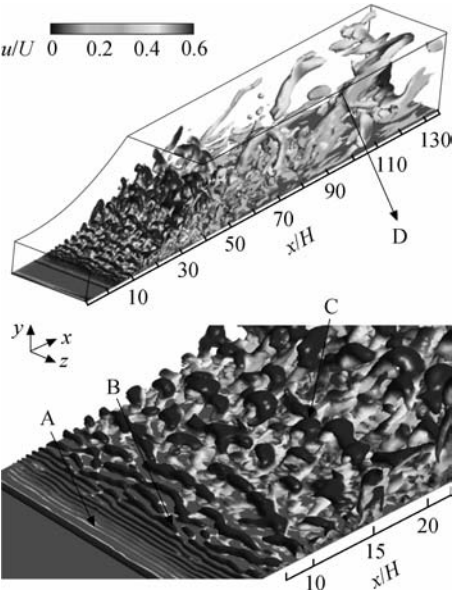


图 6 无 VGs 控制时,带速度 u 云图的 Q 瞬时等值面 ($Q=1\times 10^5$)

Fig. 6 Isosurface of Q with velocity u contours for no VGs control ($Q=1\times 10^5$)

2.3 有 VGs 控制平板流动

图 7 为计算域中间对称面上,时均速度云图. 从图中可以看出带 VGs 平板边界层流动中, VGs 抑制了流动分离, 4 种情况下边界层均未发生流动分离. 当 VGs 间距 $\lambda/H=9$ 时, 在 $x\approx 30H$ 处

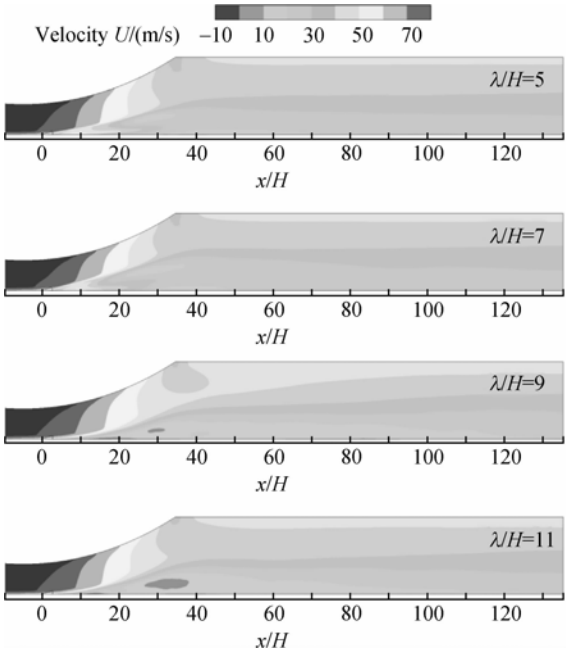


图 7 计算域展向对称面上时均速度云图

Fig. 7 Computational domain spanwise mean velocity contours on the plane of symmetry

出现了较小范围的低速区, 当 VGs 间距 $\lambda/H=11$ 时, 该位置处低速区范围扩大, 表明当 $\lambda/H=11$ 时由于 VGs 展向间距过大, 导致集中涡在该位置处作用能力变弱, 在逆压梯度下该处流体动能已经很低. 而其余两个较小的安装间距未出现低速区.

图 8 为计算域下壁面中间位置处压力系数 C_p 沿流向分布. 从图中可以看出无 VGs 控制时, 壁面压力系数在 $x\approx 20H$ 处出现拐点, 压力系数变化的斜率降低, VGs 控制下的平板边界层流动中, 在计算域 APG 段, 下壁面压力迅速增加, 由于未发生流动分离, 压力变化的斜率在 APG 段未发生变化, 压力在 ZPG 段大部分位置压力基本

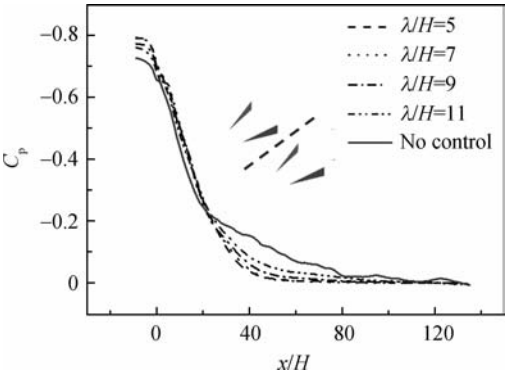


图 8 计算域下壁面 C_p 分布

Fig. 8 Distribution of C_p on the down wall of computational domain

为 0. 不同 VGs 间距的区别主要体现在压力转折位置, VGs 间距越大, 壁面压力下降的斜率越小, 流动控制效果越差.

图 9 为有 VGs 控制时带速度 u 云图的 Q 等值面($Q=1\times10^5$). 首先将图 9(a) 与图 6 进行对比可以发现, 无 VGs 控制时计算域下游产生大量的无规则的旋涡结构, 而有 VGs 控制时, 计算域下游大量无规则旋涡结构变少. 再对比不同间距时计算域下游旋涡结构发现, 随着间距增加, 虚线框内旋涡抬离壁面高度更高. 在这里定义 λ 间距为 VGs 内侧, l 间距为 VGs 外侧, 如图 9(b) 所示. 从图 9(b) 可以看出, 流场中有 VGs 的存在, 阻碍了边界层中展向涡的发展及运动, 两个小翼之间生成的集中涡旋转方向相反, 小翼外侧的受到集中涡向下的力, 从而小翼外侧展向涡受到“抑制”, 而小翼内侧受到集中涡向上的力, 在两个集中涡的作用下内侧的展向涡被“扬起”, 形成类发

卡涡, 而集中涡在向下游发展过程中逐渐与类发卡涡腿融合. 集中涡与类发卡涡的涡腿对近壁区流体动能的交换及能量耗散起到重要作用. 当 $\lambda/H=5$ 时, 两个小翼生成的集中涡距离非常近, 以至于小翼内侧的展向涡未被“扬起”, 而是在下游某位置处两个集中涡在逆压梯度的作用下融合到一起, 形成类发卡涡. $\lambda/H=7$ 时, 小翼外侧的展向涡受到“抑制”, 而内侧展向涡被“扬起”形成规则的类发卡涡向下游运动. $\lambda/H=9, \lambda/H=11$ 时, 由于两个小翼间距大, 小翼内侧未生成规则的类发卡涡, 这种杂乱无序的湍流结构不利于近壁区的能量交换, 容易产生流动分离.

图 10 为 VGs 下游 5 个截面位置处, 一对 VGs 的涡量等值线. 从图中可以看出随着 VGs 间距变大, 两个涡核中心间距逐渐增加, 在 $x/H=15$ 位置下游, 间距 $\lambda/H=9, 11$ 时, 旋涡形状已不太规则没有明显的涡核中心, 涡核包围的面积变大, 这是因为两个旋涡之间的间距大, 旋涡在内测不受抑制更容易扩散导致. 而 $\lambda/H=5, 7$ 时, 两个涡核间距较近, 互相诱导, 集中涡形状保持较好. $\lambda/H=5$ 时涡核中心距离壁面高度最高, 这是由于集中涡在小翼内侧向上旋转, 两个集中涡互相受到向上的力, 涡核间距足够小时, 该向上的旋转力使旋涡抬离壁面. 其余三种间距涡核中心高度相差不多. 对于 VGs 抑制流动分离, 在同样旋涡强度情况下, 旋涡越贴近壁面运动, 对近壁区的能量交换作用越强, 越有利于流动控制, 从这点判断的话 $\lambda/H=5$ 时该间距有些小, 不利于进行流动控制.

图 11(a) 为 $\lambda/H=7, x/H=20$ 涡核中心高度处, 旋涡涡量值随展向距离的变化关系. 以这两个旋涡为例, 从图中可以看出两个波峰为涡核中心位置, 波谷为两个旋涡中间位置, 图中 r 表示涡核半径, Δx 表示两个涡核中心间距. 涡核半径代表着旋涡展向作用范围, 对于 VGs 抑制流动分离, 理论上讲当涡核半径 r 与涡核间距 $\Delta x/2$ 相等时为最佳间距, 但旋涡涡核半径沿流向会增加, 且旋涡在展向方向略有偏移, 所以涡核半径与涡核间距在流向上不可能处处相等. 当涡核的间距 $\Delta x/2 < r$ 时, 说明 VGs 的间距已经阻碍了旋涡的发展, 当 $\Delta x/2 > r$ 时, 该间距使旋涡存在作用不到的区域, 导致边界层内流体动能增加值变小. 图 11(b) 表示涡核半径及涡核间距随流向距离的变化关系. 对比这 4 种 VGs 间距可以看出, $\lambda/H=5$ 时, 除了在 $x/H=1$ 处, 其余位置涡核间距 $\Delta x/2$

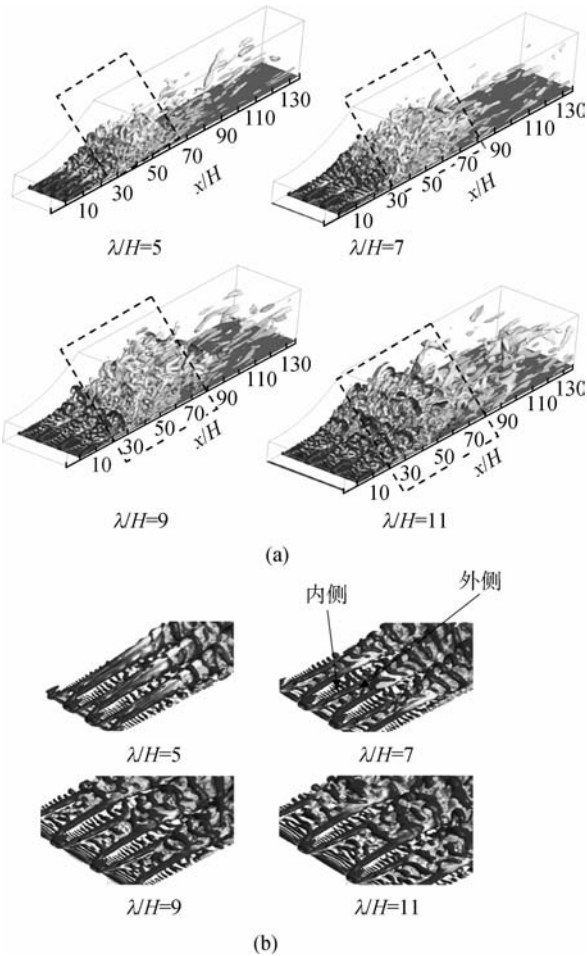


图 9 有 GVs 控制时, 带速度 u 云图的 Q 瞬时等值面 ($Q=1\times10^5$)

Fig. 9 Isosurface of Q with velocity u contours for VGs control ($Q=1\times10^5$)

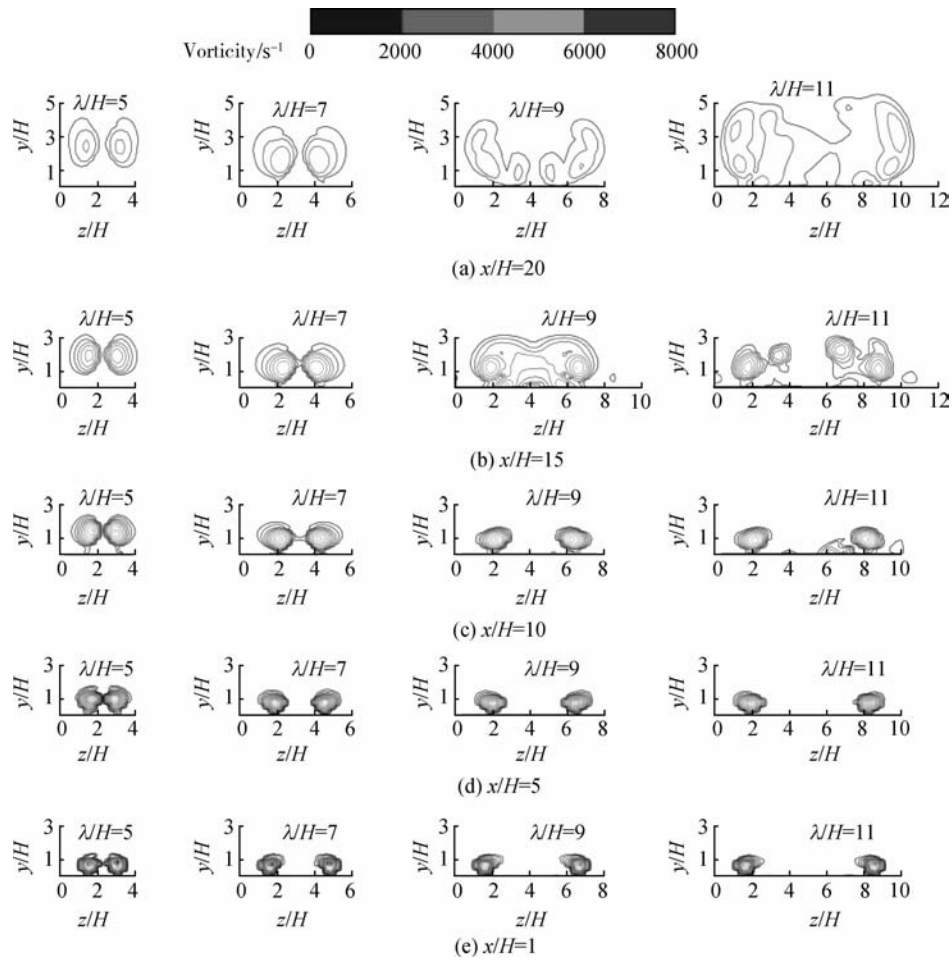


图 10 涡量等值线
Fig. 10 Vorticity contours

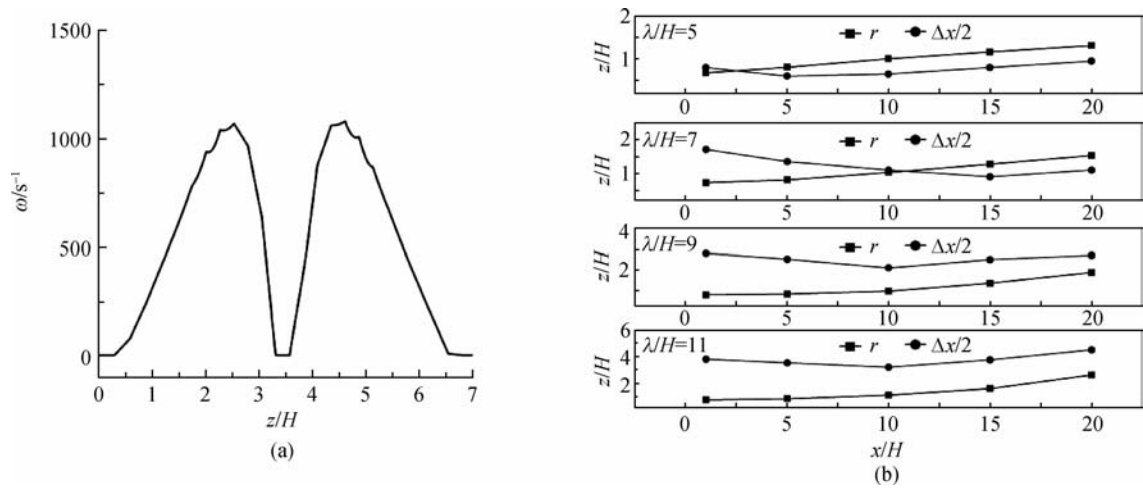


图 11 涡核半径、涡核间距随流向变化关系
Fig. 11 Relation between the vortex core radius, the vortex core spacing along the flow direction

均小于涡核半径 r , 说明 $\lambda/H=5$ 时在大部分流向位置该间距已经阻碍了旋涡的展向发展, 该间距太小不利于流动控制; $\lambda/H=9, 11$ 时在各流向位置涡核间距大于涡核半径, 这两种间距均较大, 降低了单个涡核有效作用范围, 不利于流动控制; $\lambda/H=7$ 时, 在 $x/H=10$ 之前涡核间距大于涡核半径, $x/H=10$ 之后涡核间距小于涡核半径, 这个 VGs 间距相比较其余 3 种间距更加适合流动

控制.

2 阶空间相关是研究湍流的一种常用的统计方法,空间两点相关能够反应出湍流场内一个或多个脉动量间在空间上的关系,相应组织或结构等.通过这种方法可以分析 VGs 下游涡结构相关性特性,相关特性的具体物理意义及含义参见文献[25].相关函数定义如下:

$$R_{ij}(\mathbf{r},\mathbf{x})\equiv\langle u'_i(\mathbf{x},t)u'_j(\mathbf{x}+\mathbf{r},t)\rangle\quad(7)$$

式中 u_i,u_j 为脉动速度的分量,当 $i=j$ 时,式(7)表示某脉动量自相关, $i\neq j$ 时,表示两个脉动量互相关, $\mathbf{x}$ 和 $\mathbf{r}$ 均为矢量.

将式(7)转化为无量纲的相关系数如下:

$$R'_{ij}=\frac{\langle u'_i(\mathbf{x},t)u'_j(\mathbf{x}+\mathbf{r},t)\rangle}{\sqrt{\langle u'^2_i(\mathbf{x},t)u'^2_j(\mathbf{x}+\mathbf{r},t)\rangle}}\quad(8)$$

相关系数的大小表征了两个随机变量之间的统计相似程度或脉动量在流场不同位置处的取同号的概率. $R'_{ij}=\pm 1$ 表示两个随机变量完全相关, $R'_{ij}=\pm 0$ 则表示完全不相关.对于均匀湍流而言,相关系数与坐标位置无关,仅与相关距离有关.为考察 VGs 下游湍流脉动量存在的相关性,本文在一对 VGs 中心对称面上,选取不同高度处某点沿流向脉动量 v' 的相关特性进行对比.

图 12 为计算域中心对称面上不同位置处脉

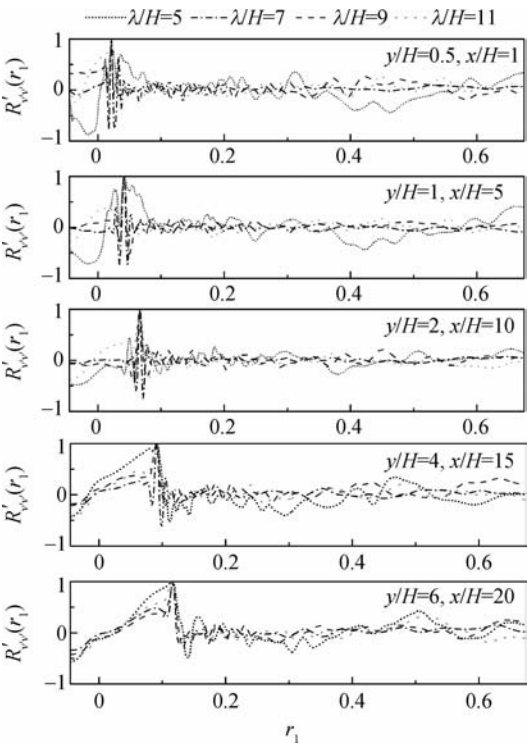


图 12 脉动速度 v' 流向相关系数分布
Fig. 12 Correlation coefficient distribution of fluctuating velocity v'

动速度 v' 的自相关系数曲线 $R'_{vv}(r_1)$, 选取了不同高度及不同流向位置处的 5 个参考点进行相干性分析,最小相关距离为 0.5 mm,最大相关距离为 675 mm,VGs 放置于 0 位置处.从图中可以看出,相干系数在参考点处为 1,说明参考点与其自身自相关,且在参考点附近的相关系数幅值较大,相关系数幅值越大说明脉动量与参考点存在着较高的相关性.对比以下 4 种情况, $\lambda/H=5$ 时相关系数的幅值在大部分位置最大,说明该间距时下游空间中的湍流结构保持着较高的组织性, $\lambda/H=9,11$ 时在大部分位置处相关系数的幅值也较大,而在大多数位置处 $\lambda/H=7$ 的相关系数更接近于 $R'_{vv}(r_1)=0$,该间距时 VGs 下游湍流旋涡与参考的相关性较差,这从湍流的统计规律上说明 VGs 的间距 $\lambda/H=7$ 时更加适合抑制流动分离.相关系数曲线与 $R'_{vv}(r_1)=0$ 两交点间的宽度反映了下游湍流场中相干结构的尺度大小,从图中可以看出随着流动向下游发展,旋涡的尺度逐渐增大.

图 13 为 VGs 下游不同流向位置处展向平均速度型分布, $\langle u \rangle/U_\infty$ 为时均速度与主流速度之比, y/H 为壁面法向高度与 VGs 高度之比.从图中可以看出 VGs 控制边界层分离流动中,边界层

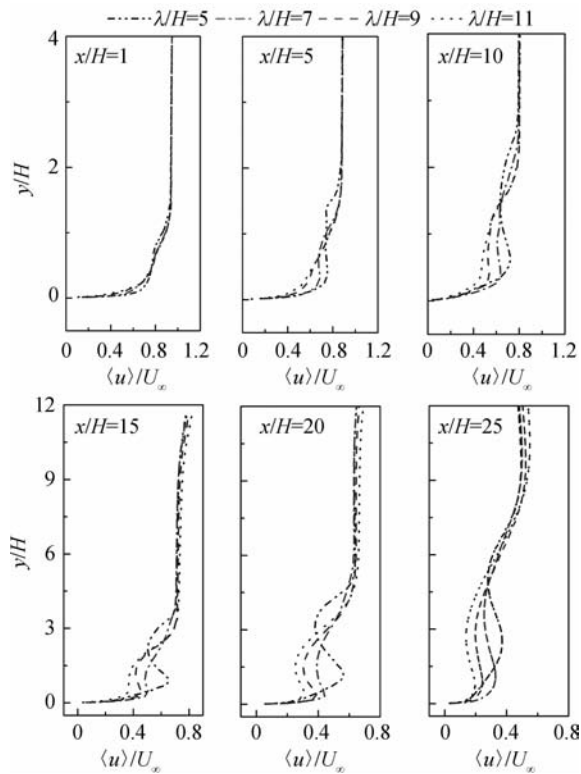


图 13 展向平均速度分布
Fig. 13 Spanwise mean velocity distribution

底层流体动能的增加对应着边界层上层流体动能的减小,以涡核中心为对称点呈 S 型速度分布,这也是 VGs 控制流动分离的主要工作原理,即通过集中涡的旋转运动,将边界层外的高能流体带入边界层底层,从而抑制边界层分离.对比 4 种间距时 VGs 下游速度型可以看出,边界层内流体动能基本上随间距的减小而增大,但在 $x/H=15$ 位置下游,由于 $\lambda/H=5$ 时涡核中心距壁面较高,所以边界层内高能流体距壁面高度也较高,而 $\lambda/H=7$ 时边界层底层流体动能最大.对于抑制边界层流动分离,边界层底层流体动能越大对于抑制流动分离越有利.

图 14 为计算域进出口压差损失系数 C_{dp} 与 VGs 间距之间的关系.图中 clean 表示无 VGs 控制时计算域进出口压差损失系数,图中数值表示有 VGs 时压差损失系数相比无 VGs 时压差损失系数减小百分比.从图中可以看出带 VGs 计算域进出口压差损失均有所减小,其中 VGs 间距 $\lambda/H=7$ 时压差损失最小,压差损失最大降低了 30.95%,而 $\lambda/H=11$ 时压差损失最大,但压差损失较无 VGs 时也降低了 2.37%,从而可以看出 VGs 间距 $\lambda/H=7$ 时更加适合流动控制.

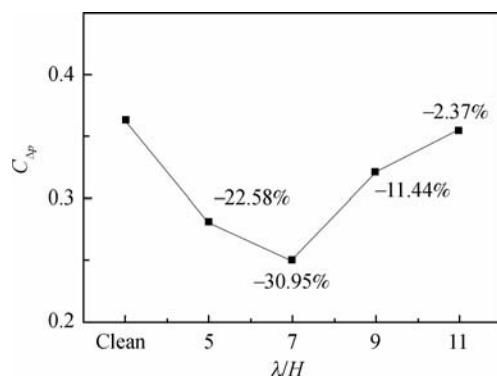


图 14 压差损失系数

Fig. 14 Loss coefficient of differential pressure

3 结 论

采用 LES 方法对存在逆压梯度环境下平板边界层分离流动及 VGs 控制下的边界层流动进行了研究.分析了由逆压梯度引起的边界层分离湍流场中大尺度相干结构及其演化过程,并通过涡核间距、边界层内流体动能,压差损失等,对比了不同 VGs 间距抑制边界层分离的效果.得到如下结论:

1) 从涡核间距与涡核半径之间的关系来看,

当 VGs 间距 $\lambda/H=5$ 时,在大部流向位置涡核间距 $\Delta x/2$ 都小于涡核半径 r ,该间距抑制了旋涡的展向发展,而 $\lambda/H=9,11$ 时,涡核间距 $\Delta x/2$ 总是大于涡核半径 r ,该间距使涡核存在未作用区域,当 $\lambda/H=7$ 时,在 $x/H=10$ 处涡核间距 $\Delta x/2$ 与涡核半径 r 大致相等,所以 VGs 间距 $\lambda/H=7$ 时比其余 3 种间距更加适合流动控制.

2) 边界层内流体动能的增加值基本与 VGs 间距成反比,但 $\lambda/H=5$ 时涡核间距偏小使旋涡抬离壁面最高,导致在 $x/H=10$ 下游处边界层内高能流体距壁面较高,而在近壁区 $\lambda/H=7$ 时流体动能最大,在 $x/H=35$ 截面处尤为明显.

3) VGs 间距 $\lambda/H=7$ 时计算域进出口压差损失最小,较无 VGs 控制计算域压差损失降低了 30.95%.叶片分离流动中,压差损失是最主要的损失来源. VGs 间距的优化实质是旋涡尺度与旋涡涡核间距的优化,旋涡尺度及涡核间距与 VGs 几何及布置间距有关而与流动情况关系不大,所以本文得出的 VGs 间距的规律同样适用于叶片边界层分离流动控制当中.

参考文献:

[1] 范忠瑶. 风力机定常与非定常气动问题的数值模拟研究[D]. 北京:华北电力大学,2011.
FAN Zhongyao. Numerical simulations of steady and unsteady aerodynamics of wind turbines[D]. Beijing: North China Electric Power University,2011. (in Chinese)

[2] 范忠瑶,康顺,王建录. 风力机叶片三维数值计算方法确认研究[J]. 太阳能学报,2010,31(3):279-284.
FAN Zhongyao,KANG Shun,WANG Jianlu. The validate and research on 3D numerical simulation of the aerodynamic perormance of wind turbine blades[J]. Acta Ener-giae Solaris Sinica,2010,31(3):279-284. (in Chinese)

[3] 张磊. 风力机钝尾缘叶片及其气动性能改进研究. [D]. 北京:中科院热物理研究所,2011.
ZHANG Lei. Wind turbine blade with blunt trailing-edge and improvements of its aerodynamic performance[D]. Beijing:Institute of Engineering Thermophysics,2011. (in Chinese)

[4] Akshoy R P, Pritan S R, Vivek K P, et al. Comparative studies on flow control in rectangular S-duct diffuser using submerged-vortex generators[J]. Aerospace Science and Technology,2013,28(1):332-343.

[5] Shun S,Ahmed N A. Wind turbine performance improve-ments using active flow control[J]. Procedia Engineering, 2012,49:83-91.

[6] Jasvipul S C,Shashikanth S,Bhalchandra P. Efficiency im-provement study for small wind turbines through flow control[J]. Sustainable Energy Technologies and Assess-

- ments, 2014, 7: 195-208.
- [7] Leandro O S, Daniel J D, Jurandir I Y. Optimization of winglet-type vortex generator positions and angles in plate-fin compact heat exchanger: response surface methodology and direct optimization[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, 82: 373-387.
- [8] Ralph J V, Lennart S H. Measurements in separated and transitional boundary layers under low-pressure turbine airfoil conditions[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2001, 123(2): 189-197.
- [9] Lin J C. Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2002, 38(4/5): 389-420.
- [10] Godard G, Stanislas M. Control of a decelerating boundary layer: Part 1 optimization of passive vortex generators[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2006, 10(3): 181-191.
- [11] Godard G, Foucaut J M, Stanislas M. Control of a decelerating boundary layer: Part 2 optimization of slotted jets vortex generators[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2006, 10(6): 394-400.
- [12] Godard G, Stanislas M. Control of a decelerating boundary layer: Part 3 optimization of round jets vortex generators[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2006, 10(6): 455-464.
- [13] Johansen J, Soerensen N N, Zahle F, et al. KNOW-BLADE task-2 report: aerodynamic accessories[R]. Denmark: Risoe National Laboratory, Risoe-R-1482, 2004.
- [14] Johansen J, Soerensen N N, Peck M, et al. Rotor blade computations with 3D vortex generators[R]. Denmark: Risoe National Laboratory, Risoe-R-1486, 2005.
- [15] 刘刚, 刘伟, 牟斌, 等. 涡流发生器数值计算方法研究[J]. *空气动力学学报*, 2007, 25(2): 241-244.
LIU Gang, LIU Wei, MOU Bing, et al. CFD numerical simulation investigation of vortex generators[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2007, 25(2): 241-244. (in Chinese)
- [16] 张海灯, 吴云, 李应红, 等. 叶栅等离子体流动控制布局优化和影响规律[J]. *航空动力学报*, 2014, 29(11): 2593-2605.
ZHANG Haideng, WU Yun, LI Yinghong, et al. Layout optimization and influence law of cascade plasma flow control[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2014, 29(11): 2593-2605. (in Chinese)
- [17] 张荻, 樊涛, 蓝吉兵, 等. 涡旋射流控制逆压梯度平板边界层分离的涡结构研究[J]. *西安交通大学学报*, 2012, 46(1): 1-8.
ZHANG Di, FAN Tao, LAN Jibing, et al. Study on the special vortical structure development during flow separation control by VGJs in boundary layer of flat plate with adverse pressure gradient[J]. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2012, 46(1): 1-8. (in Chinese)
- [18] Rao V N, Turcker P G, Jefferson-Loveday R J, et al. Large eddy simulations in low-pressure turbines: effect of wakes at elevated free-stream turbulence[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2013, 43(2013): 85-95.
- [19] 高翔, 胡骏, 王志强. 叶尖射流对风力机叶尖流场影响的数值研究[J]. *航空动力学报*, 2014, 29(8): 1863-1870.
GAO Xiang, HU Jun, WANG Zhiqiang. Numerical study on effects of blade tip air jet on the flow field of wind turbine blade tip[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2014, 29(8): 1863-1870. (in Chinese)
- [20] Monty J P, Harun Z, Marusic I. A parametric study of adverse pressure gradient turbulent boundary layers[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2011, 32(3): 575-585.
- [21] Marusic I, Perry A E. A wall-wake model for the turbulence structure of boundary layers: Part 2 further experimental support[J]. *Fluid Mechanics*, 1995, 298: 389-407.
- [22] Jones M B, Marusic I, Perry A E. Evolution and structure of sink-flow turbulent boundary layers[J]. *Fluid Mechanics*, 2001, 428: 1-27.
- [23] 童秉纲, 尹协远, 朱克勤. 涡运动理论[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2009.
- [24] Hung S C, Kinney R B. Unsteady viscous flow over a grooved wall: a comparison of two numerical methods[J]. *International Journal for Numerical Method in Fluids*, 1988, 8(1): 1403-1437.
- [25] 梁俊宇. 涡轮叶片气膜冷却孔绕流的实验与数值模拟研究[D]. 北京: 华北电力大学, 2012.
LIANG Junyu. Experimental and numerical investigation of flow around film cooling hole of turbine blade[D]. Beijing: North China Electric Power University, 2012. (in Chinese)

(编辑: 秦理曼)