

低雷诺数下 NACA64-418 翼型的流动分离研究

石建伟¹, 常方圆¹, 宋文武¹, 肖 姚²

(1. 西华大学 能源与动力工程学院, 四川 成都 610039; 2. 重庆重通成飞新材料有限公司, 重庆 400000)

摘 要:通过粒子图像测速(PIV)技术,在低速风洞中研究了 $0^\circ \sim 15^\circ$ 攻角和雷诺数分别为 1.54×10^5 、 2.57×10^5 和 3.59×10^5 下 NACA64-418 翼型的压力性能,并基于 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型分析了翼型表面的流动分离及涡脱落情况。研究表明:NACA64-418 翼型具有较大的失速攻角,PIV 结果的时均流场和瞬时流场表明,NACA64-418 翼型具有较大的失速攻角,随着雷诺数的增加,失速攻角变小;从翼型壁面回流区可以看出 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型可以准确评估翼型表面从层流到湍流流动的变化;数值结果与实验结果进行比较,验证了 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型的预测是准确的。

关 键 词: $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型; PIV 实验; 翼型; 升阻比

中图分类号:TK221 文献标识码:A DOI:10.16146/j.cnki.rndlgc.2020.02.036

[引用本文格式]石建伟,常方圆,宋文武,等.低雷诺数下 NACA64-418 翼型的流动分离研究[J].热能动力工程,2020,35(2):254-272. SHI Jian-wei, CHANG Fang-yuan, SONG Wen-wu, et al. Flow separation of NACA64-418 airfoils at low Reynolds number[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2020, 35(2): 254-272.

Flow Separation of NACA64-418 Airfoils at Low Reynolds Number

SHI Jian-wei¹, CHANG Fang-yuan¹, SONG Wen-wu¹, XIAO Yao²

(1. School of Energy and power Engineer, Xihua University, Chengdu, China, Post Code: 610039;

2. Chongqing Chongtong Chengfei New Materials Co., Ltd., Chongqing, China, Post Code: 400000)

Abstract: The pressure performance of NACA64-418 airfoil at $0 \sim 15$ degree angles of attack and Reynolds numbers of 1.54×10^5 , 2.57×10^5 and 3.59×10^5 were studied by particle image velocimetry (PIV) in a low-speed wind tunnel. The flow separation and vortex shedding on the airfoil surface were analyzed based on the $\gamma-Re_\theta$ transition model. The results show that the NACA64-418 airfoil has a large stall angle of attack. The time-averaged flow field and instantaneous flow field of PIV results show that the NACA64-418 airfoil has a large stall angle of attack. With the increase of Reynolds number, the stall angle of attack decreases. It is verified that the prediction of $\gamma-Re_\theta$ transition model is accurate.

Key words: $\gamma-Re_\theta$ transition model, PIV experiment, airfoil, lift-drag ratio

引 言

传统的风力发电机组,如 NACA44xx 系列和

NACA64-4xx 系列,在雷诺数较低的风洞中进行了实验^[1]。基于 NUMECA 软件,韩中合等人^[2]研究了 NACA644 系列的流场, $\kappa-\varepsilon$ 、 $\kappa-SST$ 模型的结果优于 Spalart-Allmaras(S-A)的结果,而较厚的翼

收稿日期:2018-06-27; 修订日期:2018-09-06

基金项目:国家自然科学基金资助项目四川省科技厅应用基础研究项目(2016JY0187);四川省教育厅培育项目(14CZ013);西华大学流体及动力机械教育部重点实验室开放基金(szjj2015-037)

Fund-supported Project: NSFC Sichuan Provincial Department of science and technology applied basic research project (2016jy0187), Cultivation Project of Sichuan Education Department (14CZ013), Open Fund for Key Laboratory of Fluid and Power Machinery Education, Xihua University (szjj2015-037)

作者简介:石建伟(1988-),男,辽宁朝阳人,西华大学讲师,E-mail:shijianwei0416@163.com.

通讯作者:常方圆(1994-),男,安徽六安人,西华大学硕士研究生,E-mail:chang-fangyuan@qq.com.

型更适合在大的攻角下进行操作。基于可实现的 $\kappa - \varepsilon$ 模型,王菲等人^[3]研究了 NACA4418 和 4412 的流场,大攻角翼型厚度增加可以提高翼型的升阻比。张玉伦^[4]采用 Transition SST 模型研究了 DU 系列尾翼不同相对厚度的压力性能,后缘的厚度越大,翼型的最大升力系数越大,后缘的厚度过大将导致升力的急剧下降。叶志全等人^[5]对 FFA-W3 系列进行了风洞实验,实验结果丰富了相关翼型的实验数据。Yarusevych^[6]的研究发现,漩涡源自分离剪切层的 K-H 不稳定性,并导致层流分离剪切层向湍流的转变。采用径向基函数(RBF)动态网格,白俊强等人^[7]研究了不同翼型参数的优化模型,与 Beier 曲线方法相比,B 样条参数化方法^[8]可以更好。通过使用 3D PIV 技术, Burgmann 等人^[9]研究了 SD700 的流场,在分离剪切层中卷起的漩涡破裂并在重新附着时发生变化,改变压力梯度可能导致流动状态的不同变化。从以上研究中发现,翼型层流和湍流区域在中等雷诺数范围内具有相同的数量级,并且使用全层流或全湍流计算导致大的计算误差。因此,重要的是模拟转换位置。为了适应 CFD 模拟, Menter & Langtry^[10]提出了 $\gamma - Re_\theta$ 转换模型。该模型具有良好的预测低速流动过渡能力,并且对流场的转变点,过渡区域的长度以及过渡对流动分离的影响有较好的预测。

虽然已经对风力机叶片翼型的压力特性^[11-13]进行了一些研究,但是由于流场分离、漩涡形成和叶片周围的脱落过程的复杂性,导致 $\gamma - Re_\theta$ 转捩模型的准确性尚不清晰。本文将对 NACA 64-418 翼型进行 PIV 实验和数值模拟。通过 PIV 系统测量翼型流场,研究了相同攻角和不同雷诺数下的流场结构^[14-16],速度矢量图和失速特性。通过使用不可压缩流动和 $\gamma - Re_\theta$ 转捩模型计算翼型周围流场分离和漩涡脱落的过程。通过比较 PIV 实验和数值模拟的结果,评估 $\gamma - Re_\theta$ 转捩模型的准确性。

1 PIV 实验装置

实验在西华大学低速回流风洞进行。试验段长 3 m,宽 1.2 m,高 1.2 m。风洞具有光学透明侧壁,

速度范围为 0.5 ~ 60 m/s。风洞的收缩比为 7.1,存在较低的自由流湍流。通过眼镜蛇探头测量,在 10 ~ 55 m/s 的速度范围内的湍流强度和流动角分别小于 1% 和流动角小于 0.5°。

翼型的内部是桐木,外层是具有光滑表面的玻璃纤维。弦长 c 为 0.15 m,翼展 l 为 1 m,纵横比 ($\beta = l/c$) 为 6.67。翼型攻角的调整是通过端板上的角度定位设备实现的,该设备可以在 360° 内以度数进行调节。

图 1 显示了 PIV 测量的实验设置的原理图。PIV 实验的主要设备包括 Evergreen 145 Laser、同步器、电荷(CCD 耦合器件)相机、图像采集卡和计算机。双脉冲 Nd:YAG 激光器在 523 nm 的波长下产生 145 mJ/脉冲的激光。测量区域中近场激光片的厚度小于 1 mm。通过分辨率为 $2\,560 \times 2\,160$ 的 CCD 相机进行图像采集。

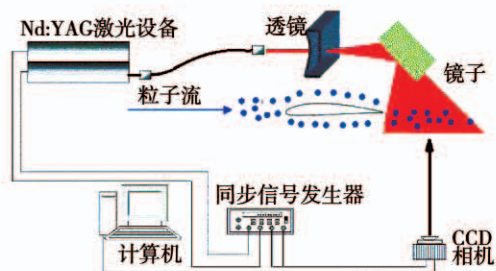


图 1 PIV 实验装置

Fig. 1 PIV experimental setup

在 PIV 实验中示踪粒子的均匀分布是实验成功的基本保证。在该实验中,将石蜡作为示踪粒子。当石蜡加热气化后,会产生直径为 $0.6 \sim 1.2 \mu\text{m}$ 的颗粒,这符合实验测量要求。合适大小的石蜡颗粒确保流场具有足够的颗粒浓度和分布均匀性。当示踪剂颗粒均匀分布到未测量的流场中时,其被激光片光照射的同时通过 CCD 照相机进行流场拍摄。根据不同的速度将两个连续激光脉冲的时间间隔设置为不同的时间,以获得良好的 PIV 结果。基于在给定大小的连续时间捕获的粒子图像,在给定的大小搜索域中进行互相关分析以获得流场。最后通过分析得到该时间间隔的位移,得到平均速度^[12]。

2 数值方法

由于失速现象, 流动中存在大范围的不稳定分离和大规模涡旋结构, 因此在解决这个不稳定的湍流场时, 需要解决时间尺度和空间尺度, 并选择合适的湍流模型。

利用 FLUENT 软件对 $Re = 1.54 \times 10^5$ 、 2.57×10^5 和 3.59×10^5 的 NACA64-418 翼型的流场进行分析, 并与利用 PIV 连续观察翼型尾流的变化过程进行对比, 分析了当攻角增加时翼型表面分离过程、升阻比随着攻角的变化、翼型表面压力系数的分布以及翼面压力系数分布对流场的影响。

2.1 湍流模型

由于不稳定流动的特殊性, 一些适合稳态流动的湍流模型在不稳定湍流计算中无效, 如 B-L 代数模型和标准 $\kappa - \varepsilon$ 双方程模型。使用 Menter F R^[17] 开发的 $\gamma - Re_\theta$ 转捩模型。该模型基于 SST $\kappa - \varepsilon$ 传输方程与两个传输方程的耦合, 一个用于间歇因子, 一个用于控制流场转捩的起始标准, 间歇控制用于过渡动量厚度与应变率雷诺数之间的关系。间歇方程式为:

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma +$$

$$\frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \quad (1)$$

间歇来源被定义为:

$$P_\gamma = C_{a1} F_{\text{length}} \rho S [\gamma F_{\text{onset}}]^{0.5} (1 - C_{e1} \gamma) \quad (2)$$

$$E_\gamma = C_{a2} F_{\text{turb}} \rho \Omega \gamma (C_{e2} \gamma - 1) \quad (3)$$

式中: S —应变速率; Ω —涡度; F_{turb} —用于层流边界层外部或粘性子层中的破坏/相对离子源; F_{onset} —用于触发间歇生产; F_{length} —控制过渡区域长度的经验相关性。

过渡动量厚度雷诺数用于控制间歇因子的增量, 并结合局部涡旋雷诺数构成转换触发规则。当漩涡雷诺数超过局部过渡动量厚度雷诺数时, 间歇因子开启输运方程并控制转捩的发生。过渡动量厚度雷诺数 $\bar{Re}_{\theta_t}$ 的输运方程定义为:

$$\frac{\partial(\rho \bar{Re}_{\theta_t})}{\partial \theta} + \frac{\partial(\rho U_j \bar{Re}_{\theta_t})}{\partial x_j} = F_{\theta_t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\sigma_{\theta_t} (\mu + \mu_t)]$$

$$\cdot \frac{\partial \bar{Re}_{\theta_t}}{\partial x_j} \quad (4)$$

$$P_{\theta_t} = C_{\theta_t} \rho (Re_{\theta_t} - \bar{Re}_{\theta_t}) (1 - F_{\theta_t}) / t \quad (5)$$

式中: t —出于维度原因存在的时间尺度。 θ_t —动量厚度, 源项 P_{θ_t} —在使 Re_{θ_t} —传输的标量与从边界层之外的经验相关性 Re_{θ_t} —计算的局部值相匹配。混合函数 F_{θ_t} —用于关闭边界层中的源项, 并允许 Re_{θ_t} 传输的标量自由扩散^[3]。

$\gamma - Re_\theta$ 转捩模型中的两个过渡方程的目的是增加间歇因子, 用于修改标准模型方程中 $\kappa - \varepsilon$ 方程的生产, 破坏和混合项^[18]。

2.2 边界条件及网格划分

使用 FLUENT 软件分析了不同攻角和雷诺数计算翼型周围的流场。流场被认为是不可压缩的, 在入口边界处是均匀的速度进口。采用 SIMPLE 算法用于强制质量守恒, 并通过使用速度和压力校正之间的关系获得压力场。

在 $X - Y$ 平面翼型的前缘和计算模型的网格如图 2 所示。坐标系的原点 (X 为流向, Y 为垂直向上) 位于中心, 该压力中心位于翼型前缘约弦长的 25% 处。

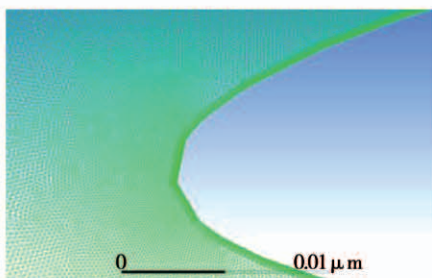
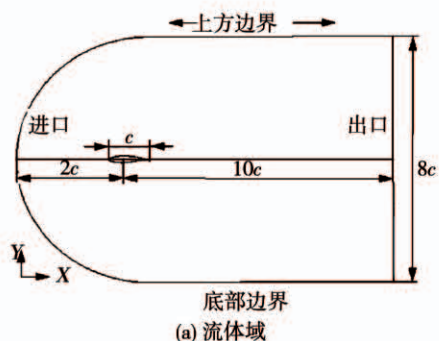


图 2 翼型计算面积和计算模型的网格

Fig. 2 Calculation area and meshing of airfoil

翼型流量的计算面积为 $12c \times 8c$,如图 2(a) 所示,其尺寸类似于风洞实验平台。图 2(b) 显示了翼型前缘的网格。在使用四边形网格进行细化的翼型表面和分离表面的三角形网格中,使总网格具有良好的纵横比和膨胀比进行计算。根据 $\gamma - Re_\theta$ 过渡模型,为了正确捕获层流和过渡边界层, y^+ ($y^+ = \frac{y}{\nu}(\frac{\tau w}{\rho})^{0.5}$) 近壁必须接近于 1,增长率小于 1.1。图 2(b) 中的翼型 y^+ 小于 1,网格增长率为 1.05。计算模型的入口、上壁和底壁被定义为速度边界条件,出口为自由流动边界条件,翼型壁无滑移。

3 结果与讨论

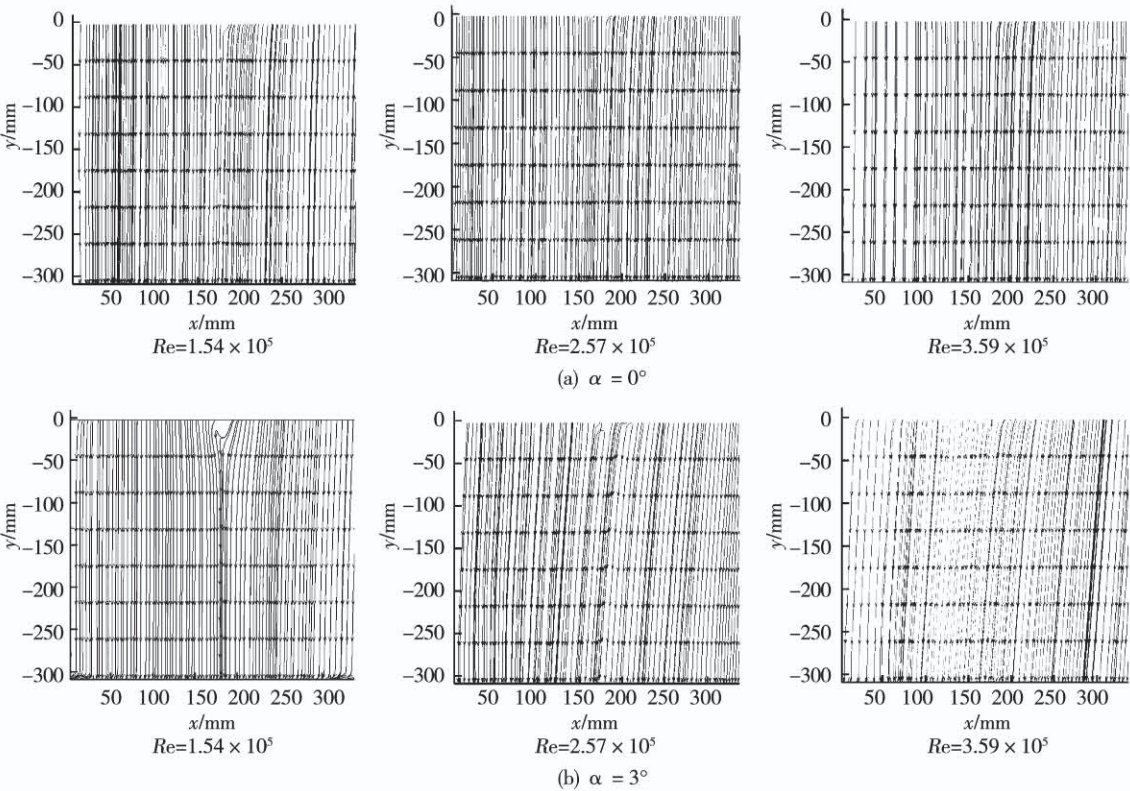
3.1 PIV 实验时均速度场

为了直观地了解翼尾场的特性,首先分析流场的均流场和尾流速度曲线,然后观察某一时时刻场上翼型的瞬时速度。为进一步比较,实验中连续收集 PIV 流场图像,得到不同雷诺数和不同攻角下 800 次连续变化的瞬态速度场分布,对所有瞬态速度场进行时间平均统计,得到时均流场。

图 3 显示了在不同攻角下具有不同雷诺数的翼

型的时均流线,为翼型前端的 PIV 流场图像, X 、 Y 轴为图像区域的横纵尺寸。当攻角 α 小于 9° 时,翼型表面流动几乎没有分离,流场的后缘是均匀的,流体完全附着在翼面上。 α 在 $9^\circ \sim 12^\circ$,流动分离发生在翼型上表面的后缘附近,尾迹很小。从图 3 可以看出,流场的分离角约为 10° 。随着翼型攻角的增加,尾流的大小逐渐增加,翼型上表面的分离点逐渐向翼型的前缘移动。在 $\alpha = 15^\circ$ 时,翼型表面具有较大的回流区。

图 4 显示了不同雷诺数和不同攻角下翼型的速度分布。从图中可以看出,当 $\alpha < 12^\circ$ 时,速度曲线陡峭,尾迹速度在后缘 20 mm 处达到速度最大。可以得出结论, $\alpha < 9^\circ$ 的翼型尾部几乎没有漩涡分离。在 $\alpha = 12^\circ$ 时,速度曲线变得更平滑。随着雷诺数增加,速度曲线的曲率减小,尾迹速度在后缘 100 mm 处达到最大速度。 $\alpha = 15^\circ$ 时的速度曲线相对于 $\alpha = 12^\circ$ 的速度曲线更为平缓,尾迹速度达到 $\alpha = 15^\circ$ 时后缘 300 mm 处的最大速度。可以得出结论,随着 α 的增加,尾迹更为动荡。在翼型的尾部 40 mm 处的回流区域速度达到最小值,回流区的长度约为弦长的 53%。随着 α 的增加,回流区增大。



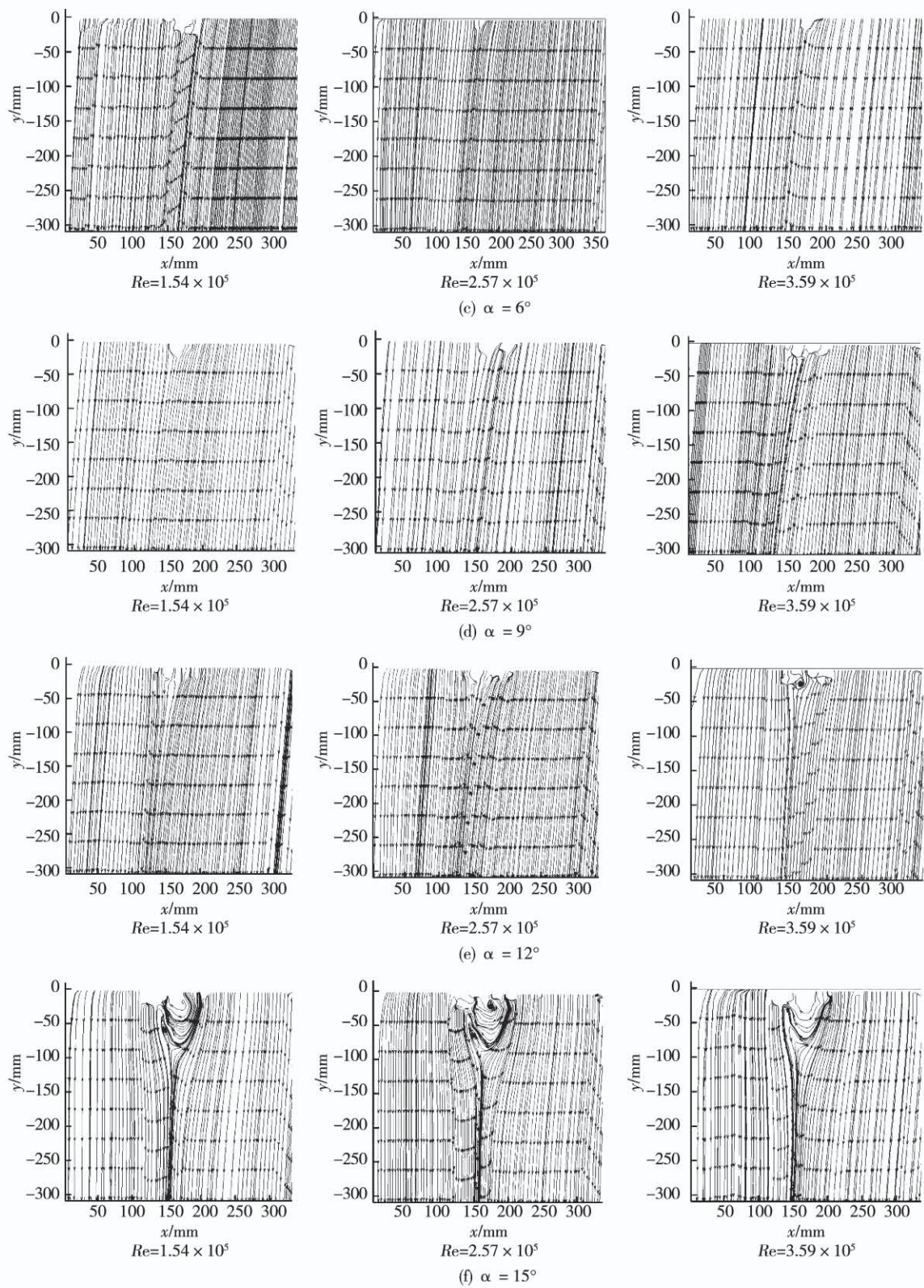


图 3 不同攻角下翼型的时均流线

Fig. 3 Time-averaged streamlines of airfoil at different attack angle

3.2 PIV 瞬态速度场和流场结构

图 5 显示了在不同的雷诺数下 $\alpha = 9^\circ$ 、 12° 和

15° 攻度的翼型的瞬时流场,为翼型后端的 PIV 流场图像,X、Y 轴为图像区域的横纵尺寸。不同攻角相

同的雷诺数相比,随着攻角的增加,尾迹的湍流越来越强烈,流线变得更为弯曲。通过比较流曲率的变化,可以看出,翼型后缘在 $\alpha = 9^\circ$ 处几乎没有漩涡,在 $\alpha = 12^\circ$ 时翼型的后缘产生连续的漩涡。在翼型

上表面中间的 $\alpha = 15^\circ$ 处,漩涡的分离继续产生较大的分离。通过比较相同雷诺数下流场的变化,可以看出,随着雷诺数增加,后缘的湍流越大,流动分离点向前缘移动。

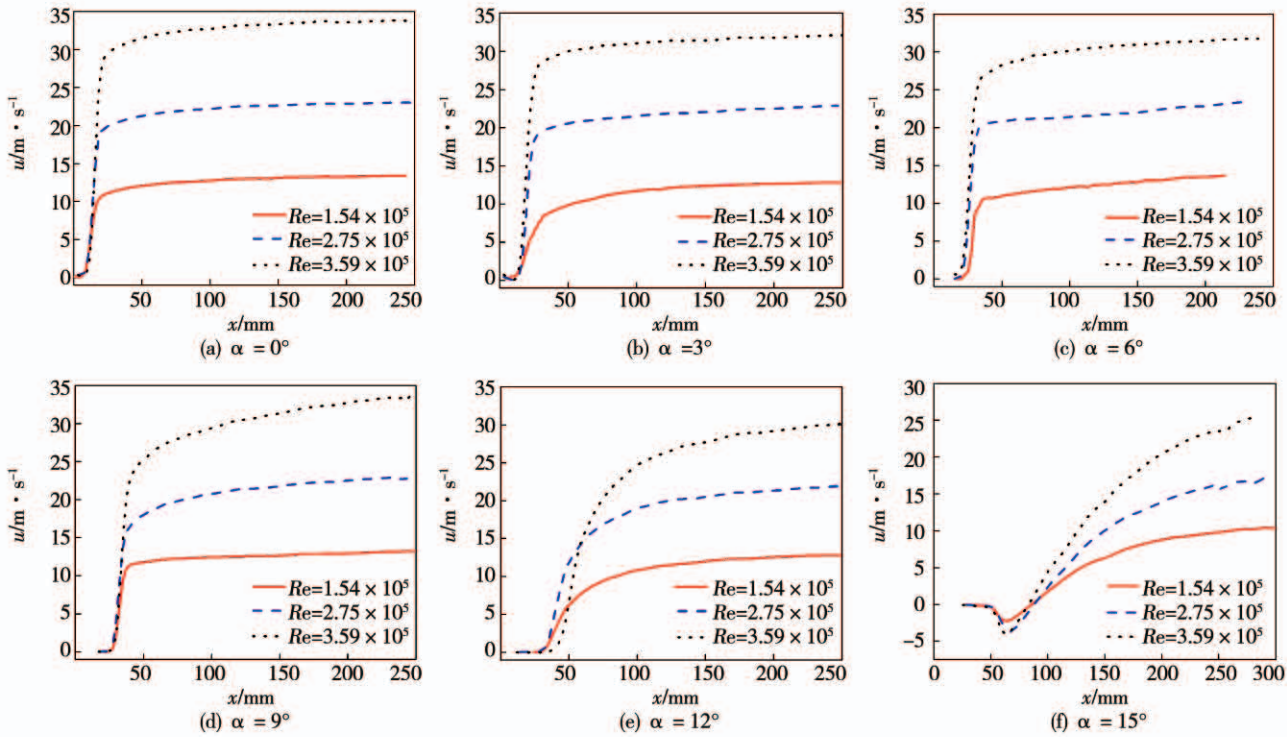


图 4 不同雷诺数和不同攻角下翼型的速度分布

Fig. 4 Horizontal velocity profile of airfoil at different Reynolds number and attach angle

3.3 流场结构与升阻力系数、压力系数

一般来说,翼型空气动力特性包括翼型周围的升力特性,阻力特性和气流条件。翼型的升力特性通常由翼型升力系数 C_l 以迎角的曲线表示。升力系数定义为:

$$C_l = \frac{2F_l}{\rho u^2 A} \tag{6}$$

式中: F_l —翼型受到的升力, N; ρ —空气密度, kg/m^3 ; u —气流相对于物体的流速, m/s ; A —翼型面积, m^2 。

翼型的阻力特性通常用翼型升力系数 C_d 与迎角的曲线来表示。阻力系数定义为:

$$C_d = \frac{2F_d}{\rho u^2 A} \tag{7}$$

式中: F_d —翼型受到的阻力, N。

翼型周围的流场可以通过翼型表面压力分布和

翼型表面的流线表示。其中,翼型表面压力分布可以通过压力系数来描述:

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{0.5 \rho_\infty V_\infty^2} \tag{8}$$

式中: p —监测点的压力, Pa; p_∞ —自由流场中的压力, Pa; ρ_∞ —流量的流体密度, kg/m^3 ; V_∞ —流体的自由流速度,或通过流体的物体的速度, m/s 。

图 6 显示了不同雷诺数下 NACA64-418 翼型的升阻比随着攻角的变化。当 α 在 $0^\circ \sim 6^\circ$ 之间时,升阻比随着攻角的增加而增加。当 α 在 $8^\circ \sim 15^\circ$ 之间时,升阻比大幅度降低,不同雷诺数之间的升阻比变化不大。不同雷诺数下的最大升阻比在 $6^\circ \sim 8^\circ$ 之间。比较不同雷诺数下的最大升阻比,可以看出,当 α 在 $0^\circ \sim 8^\circ$ 之间时攻角不同。雷诺数越大,最大升阻比的攻角越小。

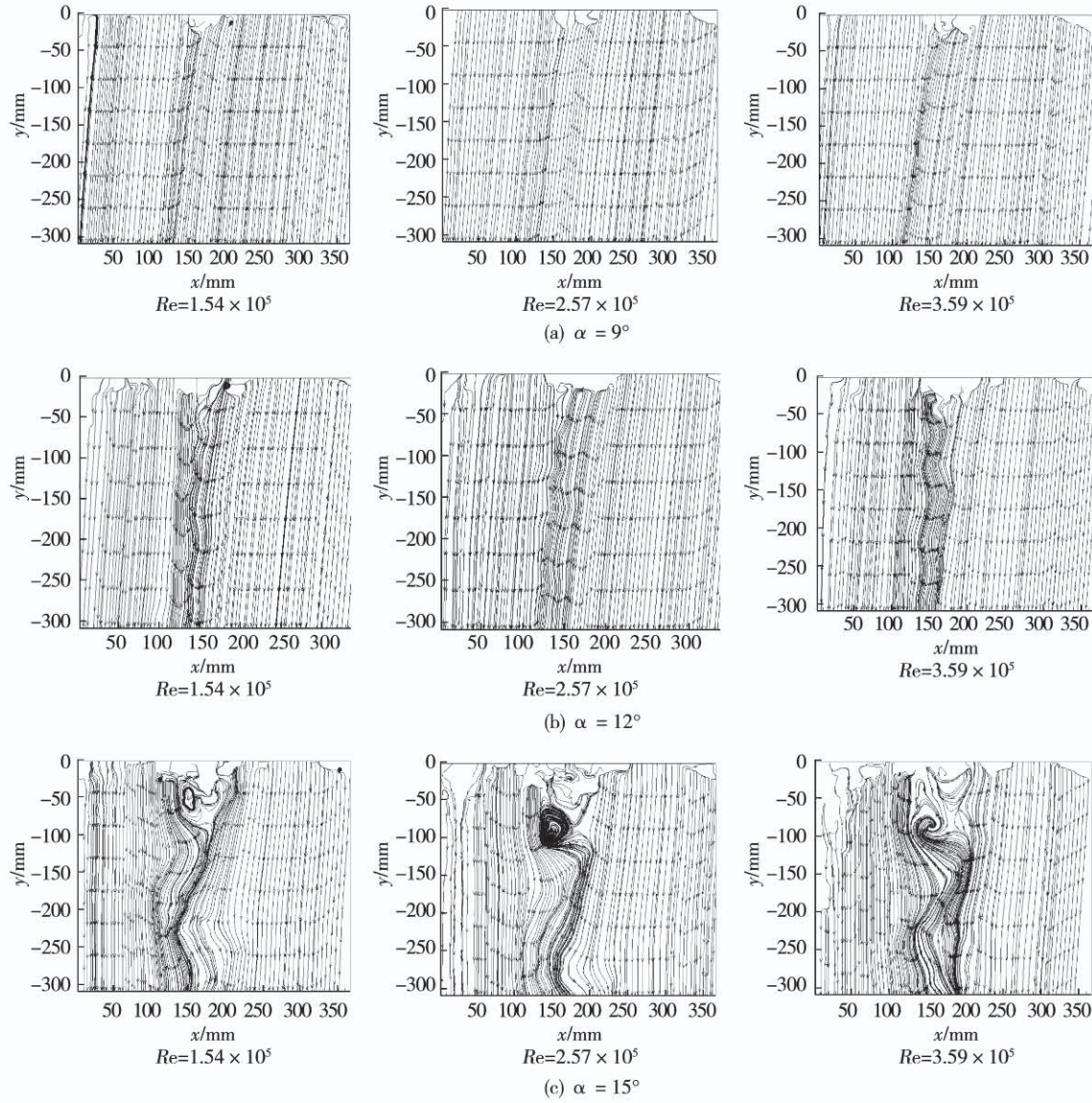


图 5 不同的雷诺数下翼型的瞬时流场

Fig. 5 Instantaneous streamlines of airfoil at different Reynolds number

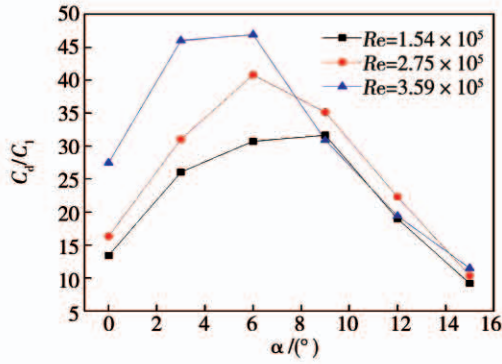


图 6 升阻比随攻角的变化

Fig. 6 The relationship between the lift-drag ratio and attach angle

翼面的上表面和下表面的压力分布将影响翼型的升阻比。上表面的压力越大,下表面的压力越小,翼型的升阻力比越大。图 7 显示了不同雷诺数下翼型表面的压力系数分布。可以看出,随着雷诺数的增加,上下翼型之间的压力系数越大。

从图 7 可以得出结论,上表面上的压力系数的最小值在压力中心后出现在 0.15,从图 8 可以看出,翼型在压力中心具有一些回流区。与不同攻角的翼型上表面的压力系数的变化相比,可以看出,随着攻角的增加,上翼型压力系数曲线越平滑,曲率越小。随着攻角的增加,上表面的压力系数与上表面

的最小压力系数之差越来越小。结合图 11,可以得出:翼型尾部的压力系数的大小接近上翼的最小压力系数时,在翼型尾部存在大量的漩涡脱落。比较下翼面压力系数曲线,当 α 在 $0^\circ \sim 3^\circ$ 之间时,可以得到最小压力系数位于压力中心后 0.15 处。随着攻角的增加,压力系数的最小值出现在前下表面的停滞点处。对比不同的攻角和不同的雷诺数,翼型表面的压力系数变化可以看出,当 α 在 $0^\circ \sim 9^\circ$ 之间时,随着雷诺数的增加,压力系数增加。在 α 为 9° 时,下边缘的压力系数不随雷诺数而变化。下后缘的压力系数随着大角度 ($\alpha > 10^\circ$) 雷诺数的增加而

减小。并且表面翼型压力系数不再随雷诺数变化而减小。同时在压力中心 0.15 处,压力系数接近直线。当 α 在 $0^\circ \sim 6^\circ$ 之间时,随着雷诺数的增加,压力中心 0.15 之后的压力系数变小。在 $\alpha = 9^\circ$ 时,翼型下表面的压力系数不随雷诺数而变化。随着雷诺数大幅度的增加 ($\alpha > 10^\circ$),下后缘的压力系数降低,上表面的压力系数也没有变化。从上述分析可以得出结论,在大的攻角 ($\alpha > 10^\circ$) 下,翼面的上表面在压力中心后方具有 0.15 的流场分离,导致翼面上表面的压力系数降低。压力系数的降低有助于升阻比的降低。

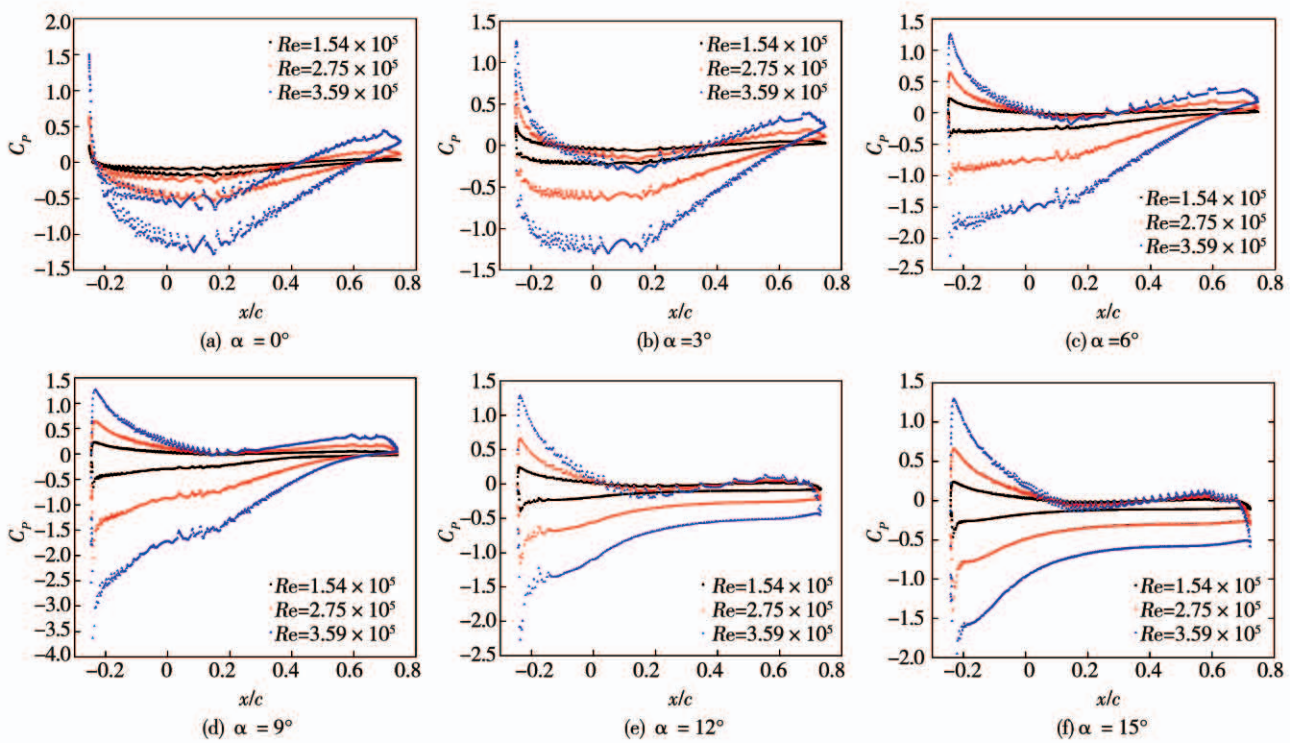


图 7 翼型表面的压力系数分布

Fig. 7 Distribution of pressure coefficient on the surface of airfoil

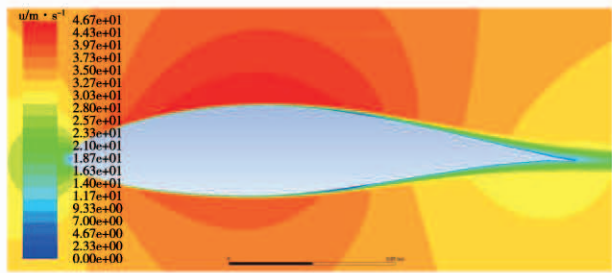


图 8 翼型近表面在 $\alpha = 0^\circ$, $Re = 3.59 \times 10^5$ 时的流场

Fig. 8 The flow field near surface of airfoil at

$\alpha = 0^\circ$ and $Re = 3.59 \times 10^5$

图 9 显示了 $Re = 3.59 \times 10^5$ 时不同攻角的时均流场。可以看出,尾翼流动分离的 α 值约为 10° , 在 $\alpha = 12^\circ$ 时,尾翼处有一些小的漩涡。在 $\alpha = 15^\circ$ 时,后缘产生较大的漩涡,并且在翼型中间产生流场分离,随着攻角增加,流场分离点连续向翼型前缘移动。与图 3 相比,数值模拟结果与 PIV 实验结果吻合较好, $\gamma - Re_\theta$ 转捩模型对翼型周围的流动有很好的预测。

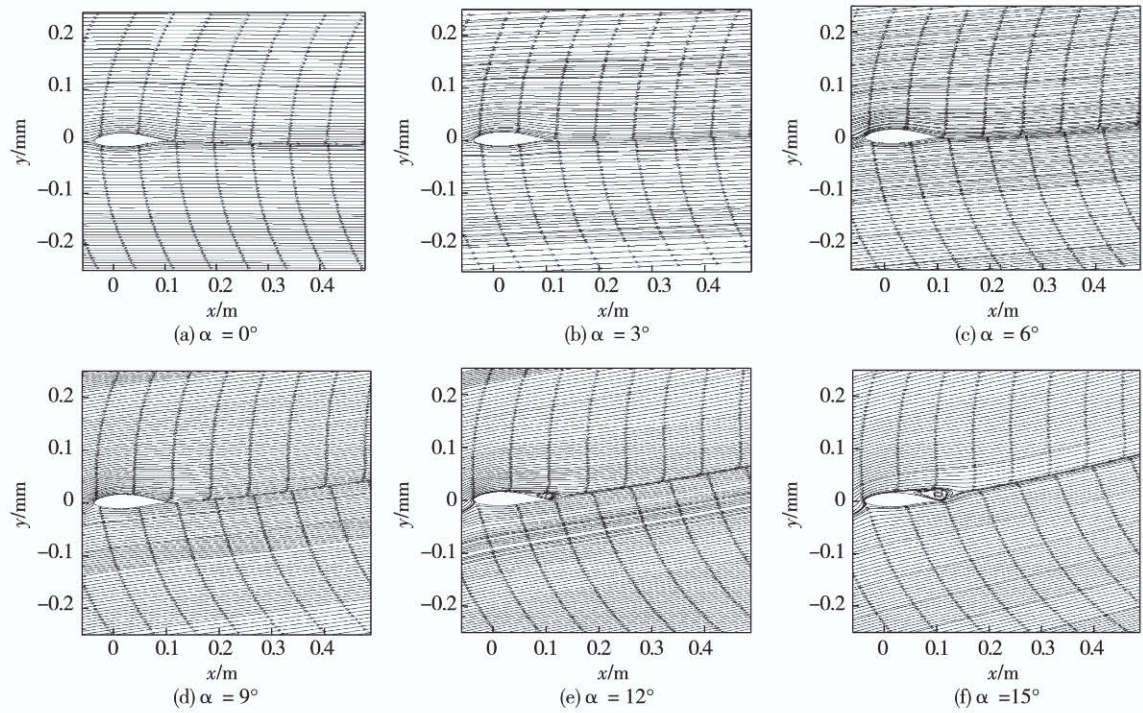


图 9 $Re = 3.59 \times 10^5$ 时不同攻角的时均流场

Fig.9 Time-averaged streamlines of airfoil at $Re = 3.59 \times 10^5$

在 $\alpha < 9^\circ$ 时,在翼型的后缘几乎没有分离旋涡,当 α 约为 9° 时,翼型尾部出现较小的回流区,如图 11(d) 所示。翼型表面在小攻角 ($\alpha < 9^\circ$) 处没有漩涡脱落现象。流场也是稳定的。从图 10(a) 中升力系数随时间变化程可以看出,在小攻角下,升力系数保持稳定,波动性不大。从 α 约为 10° 开始,后翼的涡旋开始周期性地下降,升力系数开始以小的振幅振荡,流动开始出现不稳定。图 11(e) 显示了 $\alpha =$

12° 流场的瞬时流程图。从图中可以看出,流动在后缘分离并产生小的漩涡脱落,这使得升力系数稍微振荡,如图 10(b) 所示。随着升力系数的周期性的增加,漩涡的面积正在增加。图 10(c) 和图 11(f) 分别显示了 $\alpha = 15^\circ$ 时瞬时流场的升力系数和流线图。可以看出,流动分离从翼型的中间开始,尾流效应更长。从图中提升系数曲线显示,漩涡脱落仍具有强烈的周期性。

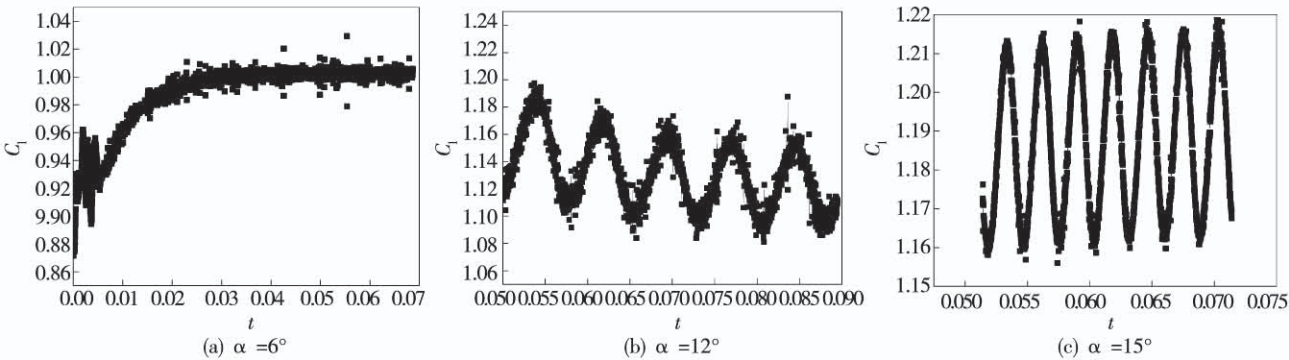


图 10 在 $Re = 3.59 \times 10^5$ 时升力系数随时间变化过程

Fig.10 Lift coefficient variation with time at $Re = 3.59 \times 10^5$

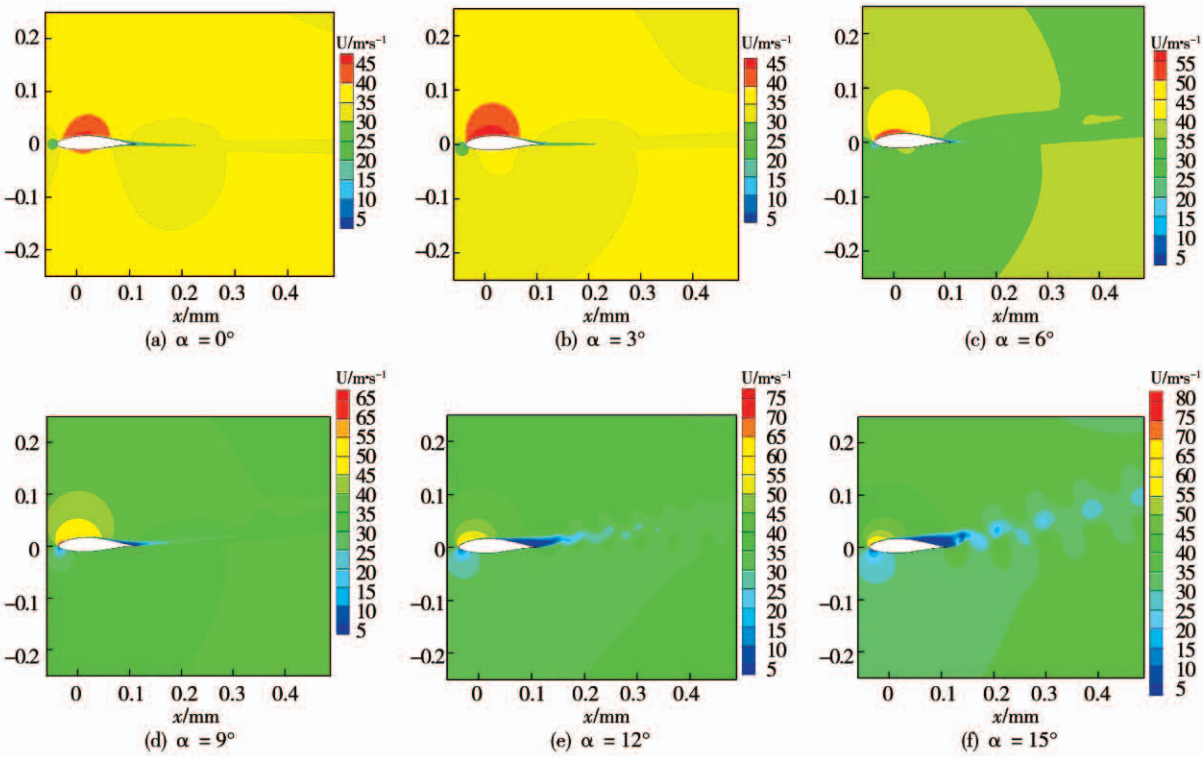


图 11 翼型后部瞬时流场
Fig. 11 Instantaneous flow field at airfoil rear

4 结 论

通过风洞实验中的 PIV 系统和 FLUENT 软件研究了 NACA64-418 翼型不同雷诺数和不同攻角的流场。 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型能够用于预测翼型壁流动分离和翼面表面压力分布。研究表明,NACA64-418 具有较大的攻角,0°~9°之间的角度几乎不发生分离。当 α 约为 10°时,有一些漩涡开始脱落。随着迎角持续增加,脱落呈现强烈的周期性。当翼型角 $\alpha < 12^\circ$ 时,速度曲线陡峭,可以看出翼型尾流的速度分布,当 $\alpha = 15^\circ$ 时,速度曲线更为平缓。通过对比利用风洞实验中的 PIV 系统与基于 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型进行数值模拟分析所获得的 NACA64-418 翼型不同雷诺数和不同攻角的流场情况,通过比较尾涡的大小,可以看出 PIV 的结果与数值模拟结果吻合良好。 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型可以准确地评估从层流到湍流流动的变化。

参考文献:

[1] 张维智. 低雷诺数高升力翼型大攻角失速特性的实验研究 [D]; 清华大学,1995.
ZHANG Wei-zhi. Experimental study on stall characteristics of high lift airfoil with low Reynolds number at high angle of attack [D]; Tsinghua University, 1995.

[2] 韩中合,李 引. 不同厚度风力机翼型气动性能数值模拟研究 [J]. 华东电力,2010,38(9): 1466-8.
HAN Zhong-he, LI Yin. Aerodynamic performance simulation of wind turbine airfoils with different thickness [J]. East China Power, 2010, 38 (9): 1466-8.

[3] 王 菲,吕剑虹,王 刚. 翼型厚度对风力机叶片翼型气动特性的影响 [J]. 流体机械,2011,39(12): 5-8.
WANG Fei, LU Jian-hong, WANG Gang. Effects of airfoil thickness on aerodynamic characteristics of wind turbine blade airfoil [J]. Fluid Machinery, 2011, 39 (12): 5-8.

[4] 张玉伦,王光学,孟德虹,等. $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型的标定研究 [J]. 空气动力学学报,2011(3): 295-301.
ZHANG Yu-lun, WANG Guang-guang, MENG De-hong, et al. Calibration of $\gamma-Re_\theta$ transition model [J]. Journal of Aerodynamics,

- 2011(3):295–301.
- [5] BURGMANN S, BRCKER C, SCHRDER W. Scanning PIV measurements of a laminar separation bubble[J]. Experiments in Fluids, 2006, 41(2): 319–26.
- [6] YARUSEVYCH S, SULLIVAN P E, KAWALL J G. Coherent structures in an airfoil boundary layer and wake at low Reynolds numbers[J]. Physics of Fluids, 2006, 18(4): 044101.
- [7] MENTER F R, LANGTRY R, LIKKI S, et al. A correlation-based transition model using local variables—Part I: model formulation[J]. Journal of turbomachinery, 2006, 128(3): 413–422.
- [8] ZHANG X, ZHENG HONG G. A numerical research on a compressibility-correlated Langtry's transition model for double wedge boundary layer flows[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2011, 24(3): 249–57.
- [9] YOU Y, LUEDEKE H, EGGERS T, et al. Application of the γ – Re_{θ} Transition Model in High Speed Flows[C]. Proceedings of the 18th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, F, 2012.
- [10] 郑 赟, 李虹杨, 刘大响. γ – Re_{θ} 转换模型在高超声速下的应用及分析[J]. 推进技术, 2014, 35(3): 296–304.
- ZHENG Yi, LI Hong-yang, LIU Da-xiang. Application and analysis of gamma-Retheta transition model at hypersonic velocity[J]. Propulsion technology, 2014, 35(3): 296–304.
- [11] PETTERSSON K, CRIPPA S. Implementation and verification of a correlation based transition prediction method[C]. Proceedings of the 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, F, 2008.
- [12] YOSHIARA T, SASAKI D, NAKAHASHI K. Conjugate heat transfer simulation of cooled turbine blades using unstructured-mesh cfd solver[C]. Proceedings of the 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, F, 2011.
- [13] ADRIAN R J. Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2003, 23(1): 261–304.
- [14] YARUSEVYCH S, SULLIVAN P E, KAWALL J G. On vortex shedding from an airfoil in low-Reynolds-number flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 632(632): 245–71.
- [15] LIANG Z-C, XUE L-P. Detached-eddy simulation of wing-tip vortex in the near field of NACA 0015 airfoil[J]. Journal of Hydrodynamics, Ser B, 2014, 26(2): 199–206.
- [16] DHAWAN S, NARASIMHA R. Some properties of boundary layer flow during the transition from laminar to turbulent motion[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1958, 3(4): 418–36.
- [17] MENTER F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications [J]. Aiaa Journal, 1994, 32(8): 1598–605.
- [18] LANGTRY R B, MENTER F R. Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes[J]. AIAA Journal, 2009, 47(12): 2894–906.

(金圣迪 编辑)