

文章编号: 1000-8055(2003)01-0038-08

低雷诺数下二维翼型绕流的流场特性分析

叶 建¹, 林国华², 邹正平¹, 陆利蓬¹

(1 北京航空航天大学 动力系, 北京 100083;

2 北京航空航天大学 飞机设计研究所, 北京 100083;)

摘要: 采用高精度有限差分格式, 对低雷诺数下二维翼型绕流进行了直接数值模拟, 计算了雷诺数为 1.0×10^4 , NACA 0012 翼型 0° , 4° 以及 10° 攻角下的流场。计算结果表明: 在 0° 和 4° 攻角条件下, 翼型绕流尾迹区的统计特性相似, 0° 攻角下的统计量值具有很好的对称性; 在距翼型尾缘 0.3 弦长以后的尾迹区, 旋涡排列成类似涡街的结构, 涡量的极值、压力的极小值都位于旋涡中心, 沿着流向, 涡量极值的绝对值逐渐减小, 压力的极小值逐渐增大。 10° 攻角下, 翼型上表面从前缘开始分离, 尾迹区统计分析结果所得图象与 0° 和 4° 完全不同, 数值上较后者结果大; 在翼型尾缘处, 涡量的卷吸, 高压区域的形成, 是旋涡脱落的条件, 正向和反向旋涡的交替脱落, 形成了类似涡街的结构。

关键词: 航空、航天推进系统; 翼型; 直接数值模拟; 低雷诺数; 非定常分离

中图分类号: V 231.3

文献标识码: A

The Analysis of Flow Around a 2-D Airfoil at Low Reynolds Number

YE Jian, LIN Guo-hua, ZOU Zheng-ping, LU Li-peng

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Using high order finite difference scheme, a direct numerical simulation (DNS) of low Reynolds number flow around a NACA 0012 airfoil was carried out. The Reynolds number based on chord is 1.0×10^4 , the angles of attack are 0° , 4° and 10° . The computation results indicate that the statistical traits of wake region are similar at angles of attack 0° and 4° . In the wake region distancing trailing edge 0.3 chord, ordered vortex streets exist, the extremum of vorticity and minimum of pressure are located in the center of vortices. Along the stream line, the absolute value of vorticity decreases gradually, while the minimum of pressure increase step by step. The statistical traits of wake region at angle of attack 10° are different from that at other two angles. The absorption of vorticity and formation of high pressure region are two conditions of vortices shedding.

Key words: aerospace propulsion; airfoil; direct numerical simulation;
low Reynolds number; unsteady separation

收稿日期: 2002-01-10; **修订日期:** 2002-05-15

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50206001 10172016); 航空科学基金资助项目(99C51074 99A51075)

作者简介: 叶建(1978-), 男, 四川郫县人, 北京航空航天大学动力系硕士生

1 引言

翼型的非定常绕流流动研究在飞行器及叶轮机械设计中有着非常重要的作用^[1]。翼型绕流、边界层的非定常分离特性、翼型的尾迹流动以及尾迹涡系的结构,都包含了丰富的旋涡运动学、动力学问题,始终是涡动力学的重要研究对象。在叶轮机中,叶片边界层的分离和转捩位置的变化,将对叶轮机的性能产生很大的影响^[2,3]。通过对这些流动现象进行深入的研究,可以清晰了解其内部物理图象,提出更有效的流动控制方法,设计出具有更好气动性能的翼型;同时也会丰富我们对涡动力学的理解。

现有的研究结果,许多都来自于实验:Hebbark 在低速情况下用热线风速仪对零度攻角对称翼型的尾流进行了详细的实验测量^[4],Yao 利用 PIV 技术,对自然尾流翼型的近尾迹流动进行了测量^[5],王光华和刘宝杰等利用 PIV 技术研究了翼型近尾迹流动的运动学和动力学机制^[6,7]。但是,热线风速仪测量得不到瞬态的整个流场信息,而 PIV 技术的测量窗口大小有限,且响应频率较低。要得到整个流场的时空高分辨率的非定常演化信息,目前看来,数值模拟方法不失为一种较好的解决方法。

由于目前现有的湍流模型难以对转捩、分离等流动过程进行准确的描述,基于雷诺平均 N-S 方程求解(RANS)难以反映这些流动特征^[8]。从研究流动机理的角度出发,利用高精度数值模拟方法如直接数值模拟(DNS)和大涡模拟(LES)等,可以给出清晰细致的物理流动图象;其结果可以为流动控制提供新的思路和方法;同时,利用高精度数值模拟计算结果建立的数据库,也有助于建立和校验适于描述分离和转捩等流动现象的湍流模型。

随着计算机硬件性能快速提高和并行计算等方法的应用,直接数值模拟作为一种模拟真实流动的有效方法,获得了越来越多的应用^[9]。本文采用高精度差分格式,直接离散二维非定常 N-S 方程,在雷诺数为 1.0×10^4 的条件下,对 NACA 0012 翼型不同攻角下的流动进行了计算,得到了流动的周期解。本文选取了 0° 、 4° 和 10° 不同攻角进行计算,以比较不同攻角的流动特性。通过对大量计算结果的分析,研究了低雷诺数下绕翼型流动的统计特征,分析了翼型表面非定常分离流动,以及尾迹流动结构,并总结了尾迹脱落非

定常分离流动的机制。相比于求解雷诺平均的 N-S 方程,直接数值模拟虽然增加了计算时间,但由于其不依赖于模型,计算结果准确可靠,对于研究翼型绕流的物理机制极为重要。

2 数值计算方法

本文对 N-S 方程的离散采用了由傅德薰、马延文等发展的高精度有限差分格式^[10~12]。

2.1 N-S 方程的求解

曲线坐标系下二维非定常可压缩的控制方程为:

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \right)$$

式中:上标 $\hat{\cdot}$ 代表曲线坐标系 (ξ, η) 下的变量。其中 $\frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta}$ 称为对流项, $\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta}$ 称为粘性项,各项定义参见文献[10]。对流项经矢通量分裂后采用 3 阶迎风紧致格式 UCD3 离散,矢通量分裂采用曲线坐标下的 Van Leer 格式,最终分裂为 $E^\pm, F^\pm$ 的形式。

2.2 对流项

以 ξ 方向为例,令 f 为沿 ξ 向的对流量,分裂后有 $f = f^+ + f^-$ 。设 $F^\pm$ 为 $\frac{\partial f^\pm}{\partial \xi}$ 的差分逼近,则 UCD3 为:

f^+ :

$$\frac{2}{3}F_i^+ + \frac{1}{3}F_{i-1}^+ = \frac{1}{6\Delta\xi} (f_{i+1}^+ + 4f_i^+ - 5f_{i-1}^+)$$

f^- :

$$\frac{2}{3}F_i^- + \frac{1}{3}F_{i+1}^- = \frac{1}{6\Delta\xi} (5f_{i+1}^- - 4f_i^- - f_{i-1}^-)$$

连同边界条件,上述离散构成一个关于一阶导数变量的带状线性方程组,很容易求解。

2.3 粘性项

粘性项采用 4 阶对称紧致格式 SCD4 离散。例如对 $\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial \xi} \right)$ 令 $\mu \frac{\partial u}{\partial \xi} = g$, 且设 G 为 $\frac{\partial g}{\partial \xi}$ 的差分逼近式,则 SCD4 为:

$$\frac{1}{6}G_{i+1} + \frac{2}{3}G_i + \frac{1}{6}G_{i-1} = \frac{1}{2\Delta\xi} (g_{i+1} - g_{i-1})$$

而 g 中的一阶导数项仍需应用类似于上式的方法事先求出。 ξ 和 η 方向的对流项和粘性项离散后得到的半离散形式:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = R(Q)$$

这里独立变量守恒通量 $Q = J^{-1}(\rho, \rho u, \rho v, e)$, R

为空间导数项的差分算子。对上述方程采用 3 步 3 阶精度 Runge-Kutta 方法推进求解:

$$Q^{(1)} = Q^{(n)} + \Delta t R [Q^{(n)}]$$

$$Q^{(2)} = \frac{3}{4}Q^{(n)} + \frac{1}{4}Q^{(1)} + \frac{1}{4}\Delta t R [Q^{(1)}]$$

$$Q^{(n+1)} = \frac{1}{3}Q^{(n)} + \frac{2}{3}Q^{(2)} + \frac{2}{3}\Delta t R [Q^{(2)}]$$

3 计算结果分析与讨论

3.1 计算结果的统计分析

计算域如图 1 所示, 翼型弦长为 L (图中坐标用弦长无量纲化, 下同), 计算域的左边界距翼型前缘 $2L$, 右边界距翼型尾缘 $3.6L$, 上下边界距翼型弦线为 $3L$ 。采用 C 型贴体网格, 节点数为 815×100 。计算中的雷诺数 $Re = U_\infty L / \nu = 1.0 \times 10^4$, 其中 U_∞ 是无穷远来流速度。

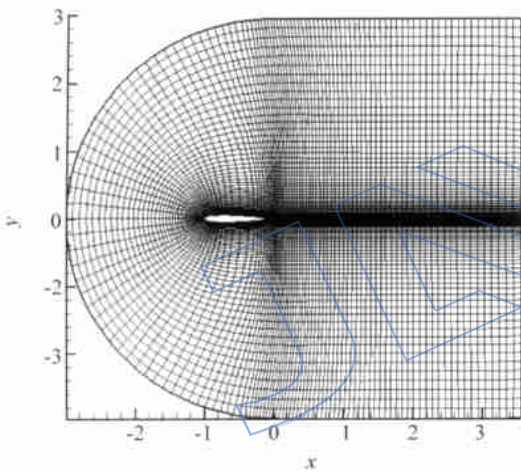
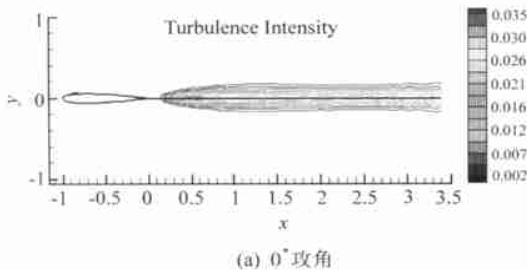


图 1 计算域及网格(网格为间隔取点), x 和 y 坐标以弦长无量纲化

Fig. 1 Computational domain and mesh: 815×100 nodes (every 5th node in C-direction and 2nd in normal direction are plotted)



(a) 0° 攻角

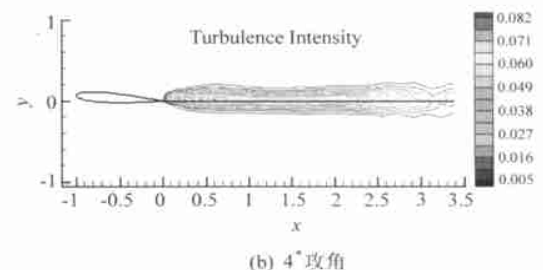
由文献[1]可知在 1.0×10^4 的雷诺数下, 尾迹区已为湍流流动。图 2(a), 图 2(b) 和图 3(a) 分别对应 0° , 4° 和 10° 攻角下湍流强度在计算域中的分布, 其中湍流强度定义为:

$$T_u = \frac{\sqrt{(1/2)(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})}}{U_\infty}$$

式中: $\overline{u'^2}$ 和 $\overline{v'^2}$ 都取周期解的一个周期做平均。

从图中可以看出, 0° 和 4° 攻角的图画较为相似, 除了尾迹区的狭长带条区域外, 计算域内的湍流强度都接近于零, 4° 的带条区较于 0° 的宽一些, 湍流强度值在整体上也较 0° 的大。 10° 的流动图画与 0° 和 4° 的流动图画相差较大, 湍流强度值总体上比前两者大的多。这主要是由于攻角增大, 翼型对于来流的扰动也相应增大, 翼型前缘过早的分离, 导致尾迹中的涡运动更为活跃的缘故, 这与文献[13]中流动显示结果是吻合的(参见图 4)。

图 5 分别为距尾缘 1 倍弦长区域内 ($0 < x < 1$), 0° 攻角和 4° 攻角的湍流强度、速度脉动量的二阶关联量 $\overline{u'v'}$, $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ ($\overline{u'v'}$, $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ 都取周期解的一个周期做平均) 的计算结果。分析图象可以发现: 对于 0° 攻角(图 5(a1)~(a4)), 湍流强度 T_u 和 $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ 关于尾迹中心对称, 其中 $\overline{u'u'}$ 表现为对称于中心线的双凸峰, 而 $\overline{u'v'}$ 关于中心尾迹反对称, 二者符号相反, 表现为明显的双尾结构; 相比之下 4° 攻角的图画(图 5(b1)~(b4)), 已经显现出明显的不对称性, $\overline{u'u'}$ 下半部的峰值大于上半部的峰值, 对应 $\overline{u'v'}$, 其下半部的绝对值峰值也大于上半部的绝对值峰值。二者的区别还表现在: 对于各个统计量, 4° 攻角的绝对值都大于 0° 攻角的绝对值, 4° 攻角尾迹的宽度也大于 0° 攻角的宽度。但是二者也存在共性, 结合图 2 和图 5 可以看出: 0° 攻角和 4° 攻角的对应图画在形态上是相似的, 沿着流向, 尾迹的宽度都不断变厚, T_u , $\overline{u'v'}$, $\overline{u'u'}$,



(b) 4° 攻角

图 2 0° 和 4° 攻角下计算域内湍流强度的分布

Fig. 2 Turbulence intensity at angles of attack 0° and 4° respectively

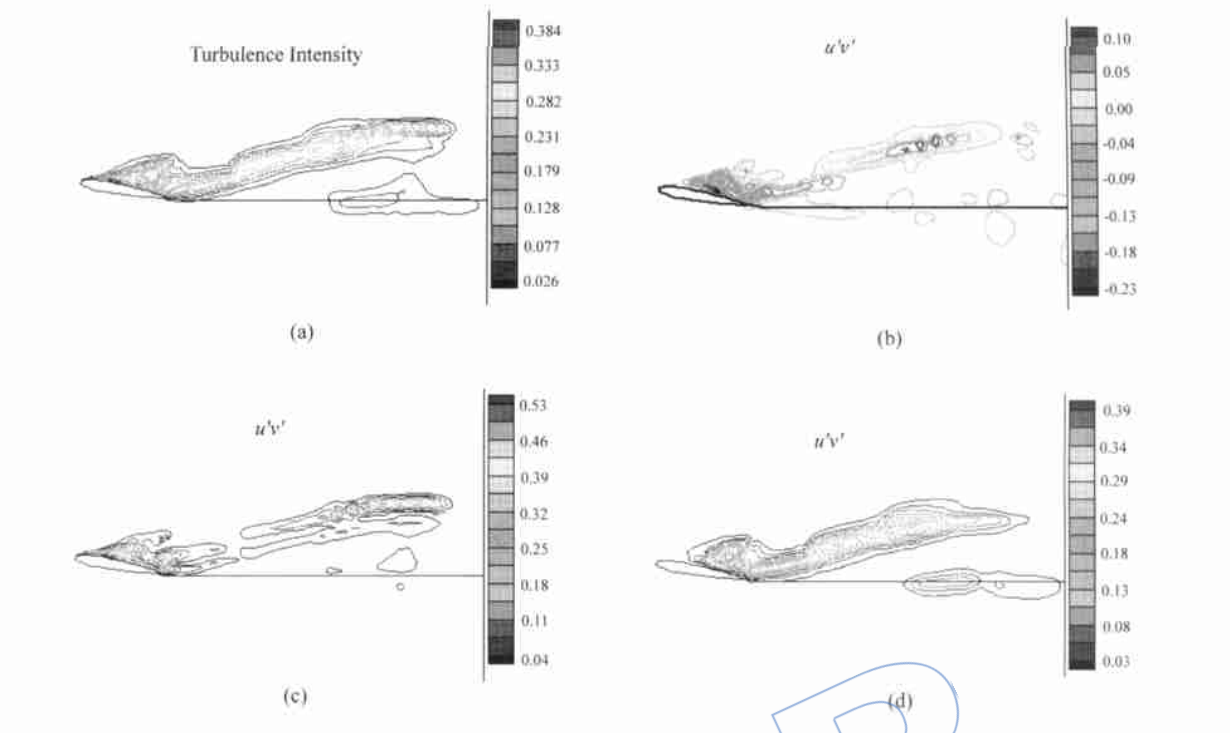


图 3 10 攻角下计算域内统计量的分布
Fig 3 Statistical results at angle of attack 10 °

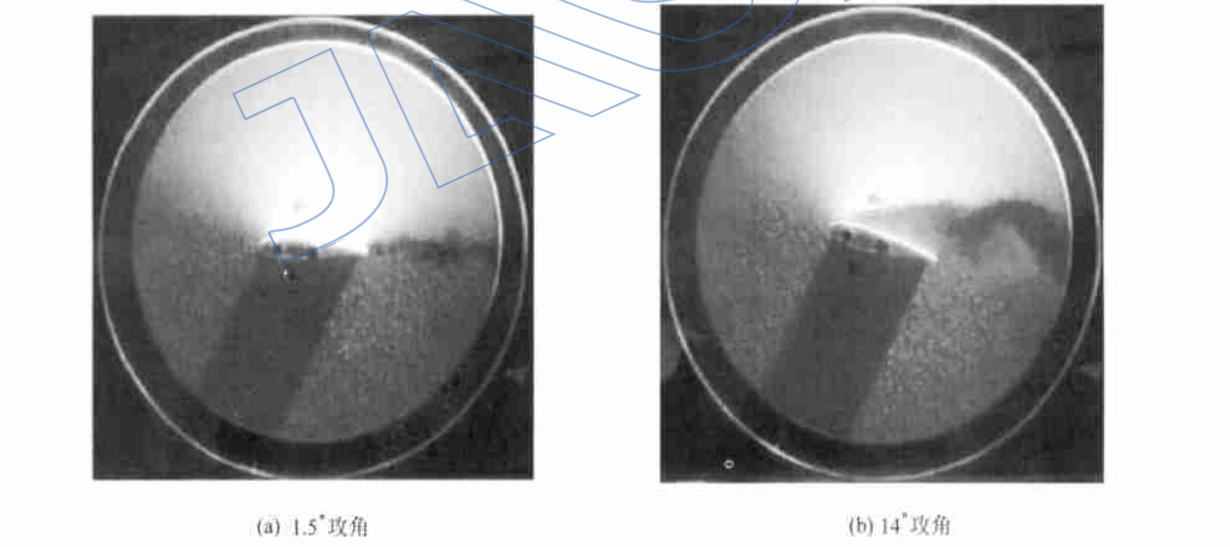


图 4 1.5 和 14 攻角下的流动显示结果 ($Re=1.5\times10^5, Ma_\infty=0.054$)^[13]
Fig 4 Flow visualization at angles of attack 1.5°and 14°respectively,
 $Re=1.5\times10^5, Ma_\infty=0.054$, quoting from ref [13]

$\overline{v'v'}$ 沿流向迅速达到极值后, 其绝对量值都逐渐减小。分析其原因, 由于翼型尾缘旋涡的不断脱落, 使尾迹区出现了类似涡街的结构, 从而导致了速度脉动 u', v' 的出现, 开始时由于流动速度低, 而旋涡脉量较高, 有很强的诱导能力, 通过吸卷主流流体, 旋涡得到增强; 但随着流动速度的提高,

旋涡与主流之间、旋涡与旋涡之间相互作用的结果使旋涡脉量减少, 逐渐变弱。由此脉动速度 $\overline{u'}$, $\overline{v'}$ (取周期解的一个周期做平均) 都经历一个由小到大, 然后再逐渐减小的过程; 在垂直于流向的方向上, $\overline{v'}$ 只有一个最大值, 位于中心线, 而 $\overline{u'}$ 有两个最大值, 关于中心线对称, T_u ,

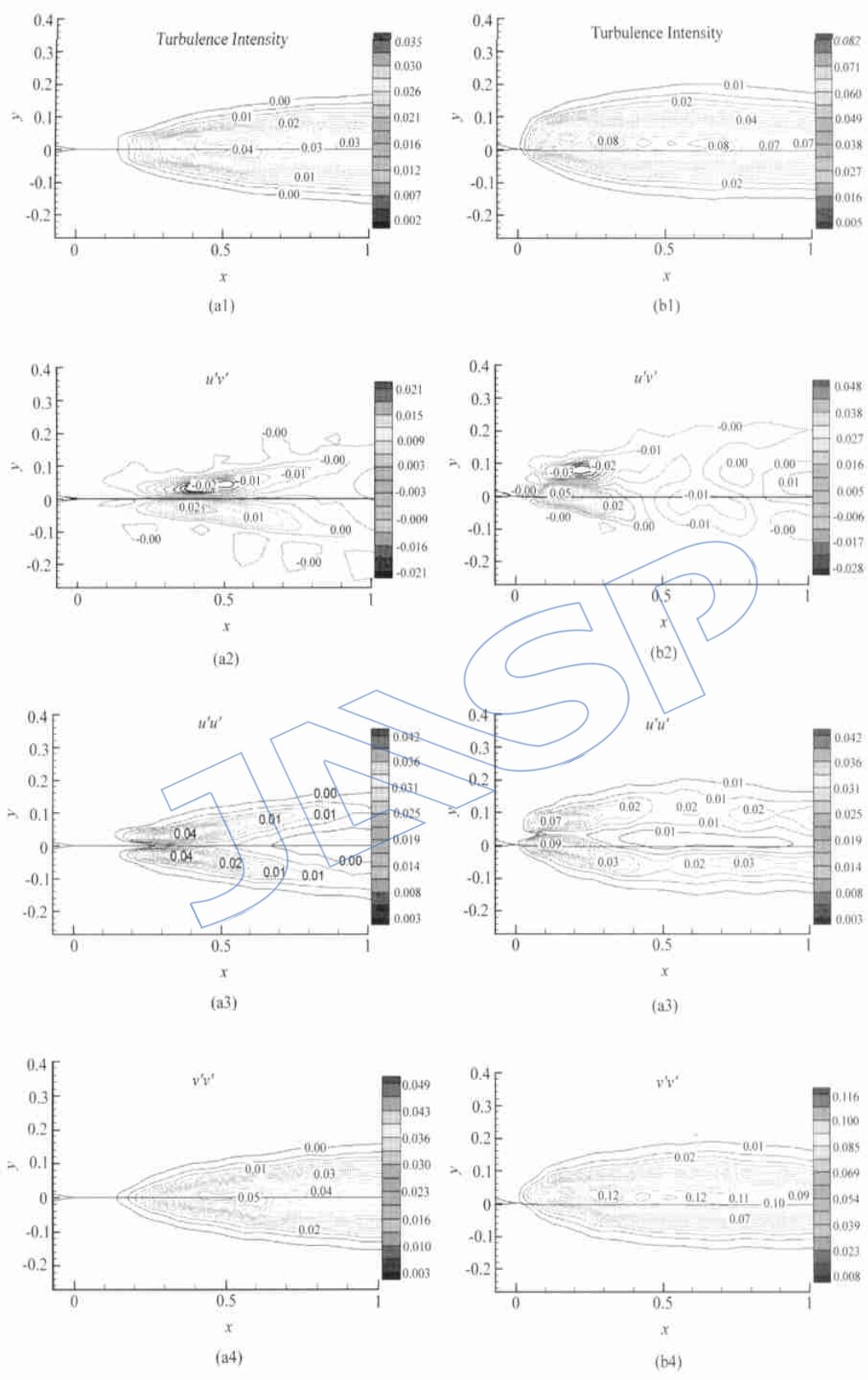


图 5 距尾缘 1 倍弦长区域内湍流统计量, 标记(a)和(b)分别对应 0 和 4 攻角
Fig 5 Statistical results at angles of attack 0° and 4° corresponding to (a) and (b), in the wake region distancing trailing edge 1 chord

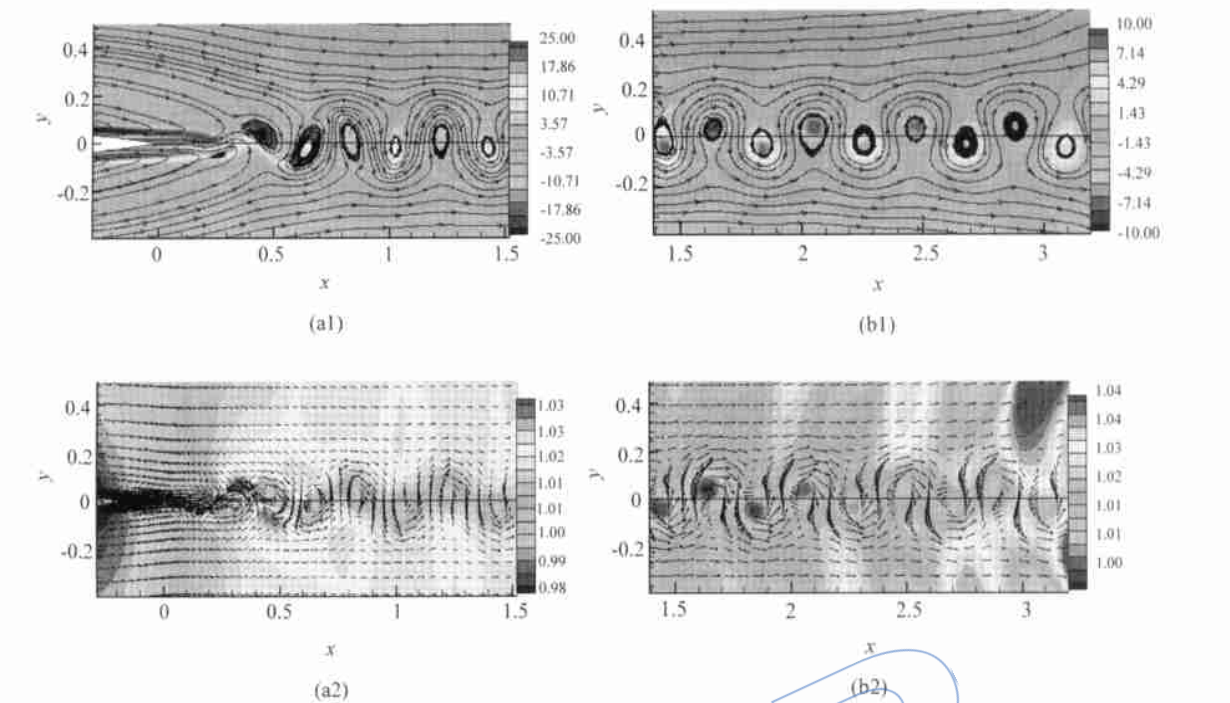


图 6 0 攻角下翼型尾迹的涡量—流线、压力—速度矢量图

Fig 6 Instantaneous contours of vorticity-stream line, pressure-velocity field in wake region, angle of attack equals 0°

$\overline{u'v'}, \overline{u'u'}, \overline{v'v'}$ 的结构都可以由此得到解释。对于 4 攻角, 由于旋涡脱落的不对称, 必然导致 $T_u, \overline{u'v'}, \overline{u'u'}, \overline{v'v'}$ 图象的不对称。这些结果与文献 [6] 的结果定性一致。

通过对比图 3 和图 5, 可以发现, 10 攻角的计算结果与前两者的差别很大, 图象完全不同, 没有对称性, 统计量的数值都远较 0 和 4 的数值大。这是由于在 10 攻角下翼型上表面已经完全分离, 不断有大的涡结构脱落的缘故。

3 2 翼型尾迹流动结构分析

由于绕翼型流动的非定常性, 对不同攻角下的周期性流场, 我们都取了 20 个左右的瞬态流场进行研究, 画出了尾迹流动的涡量- 流线、压力- 速度矢量图, 通过比较发现: 对 0 和 4 攻角的情况, 翼型尾迹图象总体上非常相似, 其中 0 攻角下的图象非常规则, 具有代表性; 而在 10 攻角下, 出现了非常严重的分离, 流场结构与前二种情况差别较大。由于攻角大, 分离几乎不可避免, 旋涡不断从尾缘处脱落下来, 在尾缘后 3 倍弦长的地方旋涡依然存在。

图 6 是 0 攻角下翼型尾迹的瞬态流场图, 由于涡量、压力在尾缘后 0~ 3L 范围内的变化较大, 为了清楚的显示它们的变化趋势, 将其分为两

个部分画出: 其中标记(a)和(b)的分别为尾缘后 0~ 1.5L 和 1.5L~ 3L 的流场(注意: 图中涡量、压力等值线的变化范围不同), (1)和(2)分别为涡量—流线、压力—速度矢量图。旋涡从尾缘处向下游运动, 尾迹的速度亏损不断减少导致其迁移速度逐渐提高, 为了显示出旋涡结构, 就必须减去相应的迁移速度, 通过比较发现, 当流向的速度减去 0.85U_∞ 时, 在 0.3L~ 3L 范围内都可以较好的显示出旋涡结构, 所以图 6 中的流向速度是减去了 0.85U_∞ 的结果。

从图中可以发现: 在 0.3L 以后的区域, 旋涡排列成类似涡街的结构, 涡量的极值点与旋涡的中心相对应, 其中正的极值点对应来自翼型下表面的涡量, 负的极值点对应来自翼型上表面的涡量。压力场中压力的极小值也和旋涡的中心对应。沿着流向, 涡量的极值逐渐减小, 涡量的分布也更接近于圆形, 对应压力场压力的极小值也逐渐增大, 正负旋向旋涡在垂直于主流方向上的距离逐渐减少。这些都说明, 旋涡与主流之间, 旋涡与相邻旋涡之间都存在着较强的相互作用, 随着旋涡向下游运动, 一部分涡量被消耗掉, 结果使旋涡不断减弱, 涡量的分布接近于圆形, 并且更加均匀; 同时, 旋涡的旋转速度也不断减小, 导致旋涡中心

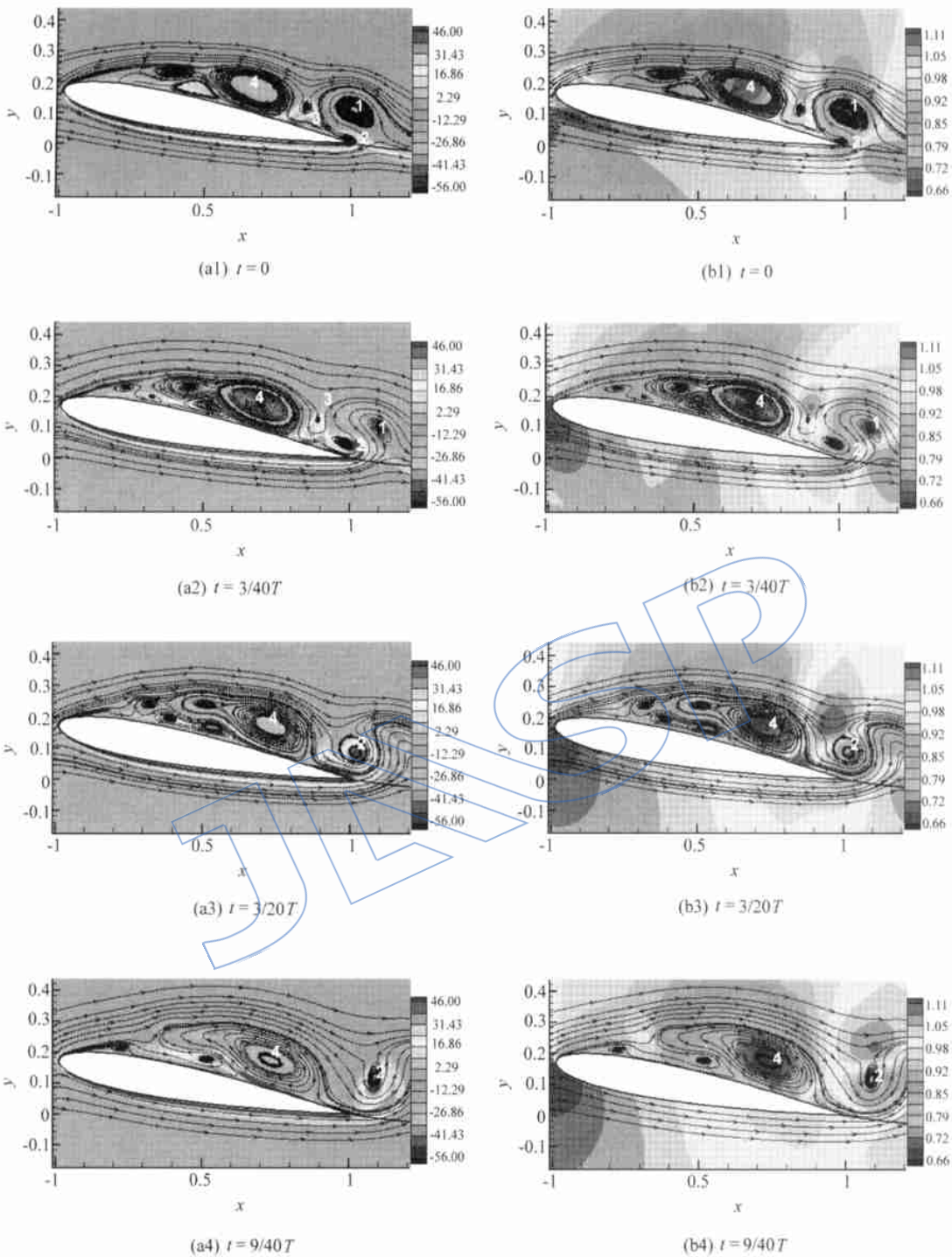


图 7 10 攻角下尾缘旋涡脱落过程的涡量—流线、压力—流线图

Fig 7 Vortex shedding process of trailing edge, contours of vorticity-stream line, pressure-velocity field of different time, angle of attack equals 10 °

的压力相应增大; 主流与尾迹是不断混合的, 尾迹的速度亏损趋于零。这些结果与文献[7]的结果定性一致。

3 3 翼型尾涡脱落非定常分离流动机制分析

图 7 展示了 10 攻角下尾缘旋涡脱落的过程。

其中, 标记(a)和(b)分别对应涡量—流线和压力—流线图, 标记(1), (2), (3)和(4)分别对应时间 $t=0$, $t=3/40T$, $t=3/20T$, $t=9/40T$ 的瞬态流场, 其中 T 为 10 流场周期解的周期。

从图中可以发现, 10 攻角下翼型在非常靠近

前缘的地方就开始分离,除了主涡(脱落涡)以外,存在着明显的二次涡结构。 $t=0$, $t=3/40T$ 对应于顺时针旋转旋涡(图中标记为旋涡 1)的脱落, $t=3/20T$, $t=9/40T$ 对应于逆时针旋转旋涡(图中标记为旋涡 2)的脱落。首先分析旋涡 1,从图 7(a1)可以看出,在旋涡 1 的作用下,翼型下表面的涡量(红色部分)已经通过尾缘被卷吸到翼型的上表面,由于下表面涡量与涡 1 的涡量相反,导致涡 1 的生长被切断;另一方面,对照图 7(b1),由于旋涡的作用,在涡 1 的上游形成了高压区域(红色部分),迫使涡 1 向下游运动。正是这两者的共同作用,才导致了旋涡 1 的脱落,也正是这两者的作用,几乎使脱落涡前方涡 2 的位置保持不便,促进了它的生长。其次分析旋涡 2,从图 7(a2)和(a3)可以看出,在涡 2 的作用下,翼型下表面的涡量被卷吸到涡 2 内,促进了它涡量的增长,同时,翼型上方的主流也被卷到了它的下面;在图 7(b3)中,涡 2 上方也存在类似图 7(b1)的高压区。两者共同作用,促使旋涡 2 脱落,同时也促进了前方涡 4 的生长。顺时针旋转涡和逆时针旋转涡的交替脱落,形成了类似涡街的结构。由此可见,无论对于顺时针脱落涡、逆时针脱落涡,对涡量的卷吸,高压区的形成,都是旋涡脱落的条件,同时也促进了下一个脱落涡的发展壮大。正是这个过程的反复进行,才产生了尾迹区类似涡街的结构。

4 结 论

在 0 和 4 攻角条件下,对雷诺数为 1.0×10^4 翼型绕流的尾迹区进行统计分析,所得流动图画大致相似,0 攻角下的统计量值具有很好的对称性。在距翼型尾缘 $0.3L$ 以后的尾迹区,旋涡排列成类似涡街的结构,涡量的极值都位于旋涡中心,压力的极小值也位于旋涡中心,沿着流向,涡量极

值的绝对值逐渐减小,压力的极小值逐渐增大。在 10 攻角下,翼型上表面从前缘开始分离,尾迹区统计分析结果所得图象与 0 和 4 完全不同,数值上较 0 和 4 结果大。在翼型尾缘处,涡量的卷吸,高压区域的形成,是旋涡脱落的条件,正向和反向旋涡的交替脱落,形成了类似涡街的结构。

参考文献

- [1] John A. Ekaterinaris, Max F. Platzer. Computational Prediction of Airfoil Dynamic Stall[J]. Prog. Aerospace Sci., 1997, 33: 759- 846
- [2] Lake J. P., King P. I., Rivir R. B. Reduction of Separation Losses on a Turbine Blade with Low Reynolds Number[R]. AIAA 99- 0242, 1999
- [3] Mayle R. E. The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines[R]. ASME 91- GT- 261, 1991
- [4] Hebbark S. Mean and Turbulence Measurements in the Boundary Layer and Wake of a Symmetric Airfoil[J]. Exp., Fluids, 1986, (4): 214- 222
- [5] Yao C., Paschal K. PIV Measurement of Airfoil Wake C Flow Turbulence Statistics and Turbulent Structures[R]. AIAA- 94- 0085, 1994
- [6] 王光华, 刘宝杰, 刘涛, 等. 翼型近尾迹流动的 PIV 研究—运动学特性[J]. 航空动力学报, 1999, 14(2): 119- 124
- [7] 刘宝杰, 王光华, 高歌. 翼型近尾迹流动的 PIV 研究—动力学机制[J]. 航空动力学报, 1999, 14(2): 125- 130
- [8] Wilcox D. C. Turbulence Modeling for CFD[M]. California: DCW Industries, Inc., 2000
- [9] 是勋刚. 湍流[M]. 天津: 天津大学出版社, 1994
- [10] 傅德薰. 计算空气动力学[M]. 北京: 宇航出版社, 1994
- [11] 傅德薰, 马延文. 物理问题的数值模拟及高精度差分格式[J]. 计算物理, 1992, 9(4): 501- 505
- [12] Dexun Fu, Yanwen Ma. A High Order Accurate Difference Scheme for Complex Flow Fields[J]. J., Comput., Physics, 1997, 134: 1- 15
- [13] Pyle M., Schrider S., Kelly R. Subsonic Pressure Analysis of a NACA 0018 Airfoil[R]. AIAA 342- 0171, 2001