

等速上仰翼型动态失速现象研究¹⁾

白 鹏 崔尔杰 周伟江 李 锋

(北京空气动力研究所, 北京 100074)

摘要 翼型大迎角绕流的静态失速将造成升力突降和气动性能急剧恶化, 但利用非定常运动所产生的动态失速效应, 可以大大地延缓气流分离和失速现象的发生. 采用 Rogers 发展的双时间步 Roe 格式, 求解拟压缩性修正不可压 N-S 方程. 数值模拟了低雷诺数 ($Re = 4.8 \times 10^4$) 条件下 NACA0015 翼型作等速上仰 ($\alpha = 0^\circ \sim 60^\circ$) 的动态失速过程, 同 Walker 的试验结果比较, 验证了计算结果的正确性. 研究了该过程中主涡、二次涡和三次涡的发展, 升力系数随攻角变化, 以及不同上仰速度对动态失速效应所造成的影响.

关键词 动态失速, 低雷诺数, 不可压缩, 等速上仰

引 言

翼型大迎角绕流的静态失速将造成升力突降和气动性能急剧恶化. 但利用非定常运动所产生的动态失速效应, 可以大大地延缓气流分离和失速现象的发生, 使之在超过静态失速的大迎角条件下, 仍能保持较高的气动效益^[1].

几十年来, 众多研究者对此类既有实用价值又有理论意义的动态失速问题进行了大量研究. 早期是为了理解和预测在直升机前飞条件下, 桨叶俯仰振荡所产生的气动现象; 随后高性能飞行器所要求的“过失速机动”等非常规机动能力, 成为对此类问题研究的重要目的; 近年来受到广泛关注的, 处于小雷诺数范畴的微型飞行器研究, 包括固定翼和扑翼问题, 也为动态失速问题研究提出了新的目标. 可见此类动态失速问题已成为现代飞行器设计中具有重要意义的研究课题.

由于这种复杂的问题很难用经典的静态线性理论进行分析, 所以研究者主要采用试验^[2~5]和数值模拟方法^[6~8]. Walker 等^[2~4]对翼型等速上仰问题进行了大量的试验研究, 给出了大量的试验照片和定量结果, 并指出当攻角大于静态失速攻角时, 动态失速涡的存在对翼型上表面速度和压力分布存在重大影响. 随着翼型上仰速度的增加, 动态失速涡的出现角度增加, 附着在翼型上的时间相对更长, 可以显著地增加翼型大攻角条件下的时均气动力. 翼型转轴向后缘移动的效应类似于增加上仰速率^[2,3]. Walker

给出了 NACA0015 翼型在 Re 为 $4.8 \times 10^4 \sim 1.9 \times 10^5$ 范围等速上仰, 攻角 $\alpha = 0^\circ \sim 60^\circ$ 升力系数随攻角变化的试验结果^[4]. Albertson 等^[5]还指出对于较低的无量纲上仰速度 (如 $\alpha^+ = \omega c / U_\infty$ 为 0.05, 0.02. 其中 α^+ 为无量纲上仰速率, ω 为上仰速率, c 为翼型弦长, U_∞ 为来流速度), 也可以使最大升力系数大大增加 (分别增加 100% 和 50%), 这对飞行器的机动性能是重要的. Wu^[6]通过求解非定常涡量输运方程数值模拟了 NACA0012 翼型等速上仰的气动特性, 上仰攻角 α 的范围为 $0^\circ \sim 34.4^\circ$, 并对上仰速率和转轴位置的影响进行了研究. Visbal^[7,8]采用 Beam-Warming 隐式格式求解二维可压缩 N-S 方程, 数值模拟了 NACA0015 翼型, 不同上仰速度, 不同转轴位置的动态失速效应, 并同 Walker 的试验结果^[4]进行了比较, 得到了相似的结论.

本文采用 Rogers^[9]发展的双时间步 Roe 格式, 求解拟压缩性修正不可压 N-S 方程. 数值模拟了低雷诺数 ($Re = 4.8 \times 10^4$) 条件下 NACA0015 翼型作等速上仰 (α 为 $0^\circ \sim 60^\circ$) 的动态失速过程, 并同 Walker 的试验结果^[4]进行比较, 验证了计算结果的正确性. 研究了该过程中主涡、二次涡和三次涡结构的发展历程, 升力系数随攻角变化规律, 以及不同上仰速度对动态失速效应所造成的影响.

1 数值方法

控制方程为曲线坐标系下守恒型不可压 N-S 方程. 引入人工可压缩关系, 在方程中加入虚拟时间

2004-05-19 收到第 1 稿, 2004-08-04 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (10232010, 10032060).

导数项. 应用 Euler 隐式差分对虚拟时间导数进行离散, 物理时间导数采用二阶精度三点向后差分格式, 并且对右端余量 $\hat{R}$ 的虚拟时间步做线性化处理, 则得到以增量形式表示的非定常不可压三维守恒形式的控制方程

$$\left[I_{tr} + \left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial \hat{D}} \right)^{n+1,m} \right] (\hat{D}^{n+1,m+1} - \hat{D}^{n+1,m}) = -\hat{R}^{n+1,m} - \frac{I_m}{\Delta t} (1.5\hat{D}^{n+1,m} - 2\hat{D}^n + 0.5\hat{D}^{n-1}) \quad (1)$$

n 表示物理时间步, m 表示虚拟时间步. 采用 Rogers^[9] 发展的三阶精度 Roe 迎风差分矢量通量分裂格式离散对流项. 隐式方法采用 LGS(line-relaxation Gauss-Seidel) 格式^[9].

物理时间推进采用双时间步方法^[9]. 虚拟时间步长 $\Delta \tau = 10^{12}$. 一般虚拟时间迭代次数有多种控制方式: (1) 给定亚迭代步数; (2) 给定最大误差判据, 如当某一物理量的最大误差小于 10^{-4} 时, 本物理步迭代结束; (3) 每物理时间步中, 某物理量的最大误差下降若干量级; (4) 考虑亚迭代中所有网格点误差范数的比值^[10] 小于某一给定值时认为亚迭代收敛. 本文计算时采用 (1) 和 (3) 两种方法结合的办法, 既能较好地体现物理量收敛, 又能避免亚迭代出现死循环.

当考虑物体的平动或转动时, 物体本身不发生形变. 一般有两种方法可以实现: (1) 在随体坐标系下求解加入惯性力项的控制方程. 该方法的优点是计算网格只需生成一次, 但在物体旋转时需对远场边界进行特殊处理, 导致在方程中引入另一些额外的项. (2) 在随体坐标系下生成网格后, 随时间推进, 将随体网格转换到惯性坐标系下, 在惯性坐标系下求解控制方程. 这样, 随体网格和随体网格导数也只需计算一次. 优点是不要对远场的边界条件进行特殊处理, 可以直接应用已有的数值方法. 本文的动网格计算, 采用了第 (2) 种方法.

计算采用“O”型网格(图1). 数值试验了两种网格密度: (1) 117×51, (2) 205×71. 数值试验表明密网格的计算结果更好.

边界条件处理:

(1) 外边界条件: 入口边界压力外插, 速度给定; 出口边界, 速度外插, 压力给定.

(2) 壁面边界: $U = U_B$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\rho \mathbf{a}_B \cdot \mathbf{n}$$

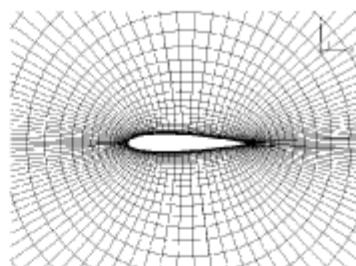


图1 计算“O”型网格

Fig.1 Computational “O” type grid

U_B, a_B 分别为壁面速度和加速度, $\mathbf{n}$ 为壁面外法向矢量.

(3) 周向 Cut 边界采用周期性边界条件.

2 计算结果分析

本文研究上仰转轴不变情况下, 翼型等速动态上仰特性. 转轴距前缘 0.25 倍弦长.

2.1 不同加速过程的比较

为避免翼型从静止突然起动造成加速度无穷大, 引入如下函数定义的加速过程.

$$\left. \begin{aligned} \alpha^+ &= 0.5\alpha_0^+ (1 - \cos(\pi t/T_0)), & 0 < t < T_0 \\ \alpha^+ &= \alpha_0^+, & t > T_0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中 α^+ 无量纲上仰速率, α_0^+ 最终等速上仰速率, t 无量纲时间, T_0 上仰速度 α^+ 从 0 加速到 α_0^+ 所需要的时间. 该过程可以保证在时刻 $t=0$ 和 $t=T_0$ 时, 上仰加速度为 0.

先比较不同加速时间对计算结果所造成的影响. 图2为 $Re = 4.8 \times 10^4$, 上仰速率 $\alpha_0^+ = 0.6$, 采用网格(1), 分别取 $T_0 = 0.1$ 和 $T_0 = 1.0$, 升力系

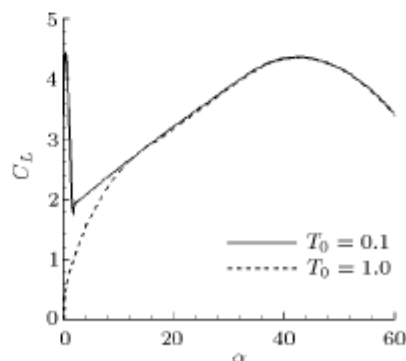


图2 不同加速时间升力系数比较

$Re = 4.8 \times 10^4, \alpha_0^+ = 0.6$, grid: 117 × 51

Fig.2 C_L comparison in different T_0

$Re = 4.8 \times 10^4, \alpha_0^+ = 0.6$, grid: 117 × 51

数 C_L 随攻角变化曲线. 由图 2 看出较小的加速时间会产生更大的升力系数增量, 造成更大的冲击, 但这种影响仅限制在翼型上仰的初始阶段. 当攻角到达 11° 时, 加速时间的影响消失.

2.2 不同网格密度的比较

本文比较了两种网格密度的计算结果:

(1) 117×51 , (2) 205×71 . 图 3 为不同网格计算所得升力系数随攻角变化曲线同试验结果比较. 试验结果^[4] Re 为 $4.8 \times 10^4 \sim 1.9 \times 10^5$, 上仰速率 $\alpha_0^+ = 0.2$; 计算状态为: $Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.2$, 时间步长 $\Delta t = 0.001$, 稀网格的 $T_0 = 0.1$, 密网格的 $T_0 = 1.0$. 比较发现, 稀网格和密网格的计算结果都可以定性地反映出翼型非定常动态等速上仰产生高气动升力的现象. 但稀网格计算所得气动力偏高, 密网格的计算结果与试验结果吻合更好, 并且可以反映出攻角 $\alpha = 31^\circ$ 和 $\alpha = 46^\circ$ 左右时会产生两个升力峰值.

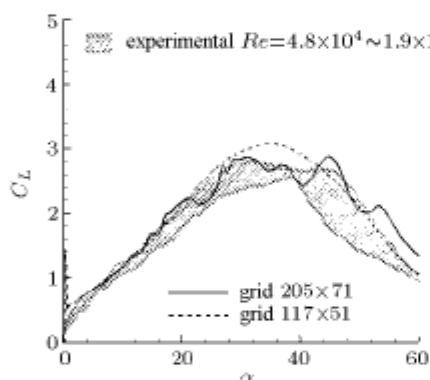


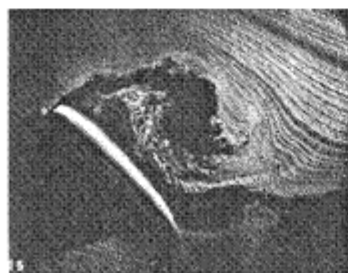
图 3 不同网格密度升力系数比较

($Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.2$)

Fig.3 C_L comparison in different grid density

($Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.2$)

图 4 为 $Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.2$ 条件下, 攻角 $\alpha = 40^\circ$ 时不同密度网格计算所得流线同试验流动显示照片^[3] 的比较. 图 4 中显示密网格计算结果与试验图像更为接近, 可以更好地揭示流动中二



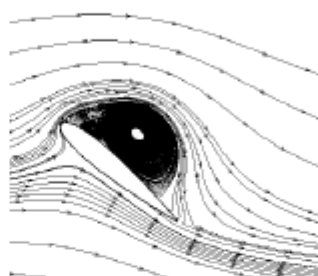
(a) Walker 的试验结果^[3]

(a) Walker's experiment result^[3]



(b) 网格密度为 205×71 所得流线

(b) Present CFD (grid: 205×71)



(c) 网格密度为 117×51 所得流线

(c) Present CFD (grid: 117×51)

图 4 不同网格密度所得流线同试验结果^[3] 比较

($Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.2$, $\alpha = 40^\circ$)

Fig.4 Comparison of streamline between present CFD and Walker's experiment result^[3]

($Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.2$, $\alpha = 40^\circ$)

次、三次前缘涡和尾涡等流场运动结构.

综上所述, 本文采用密网格 205×71 进行翼型等速上仰非定常问题的研究.

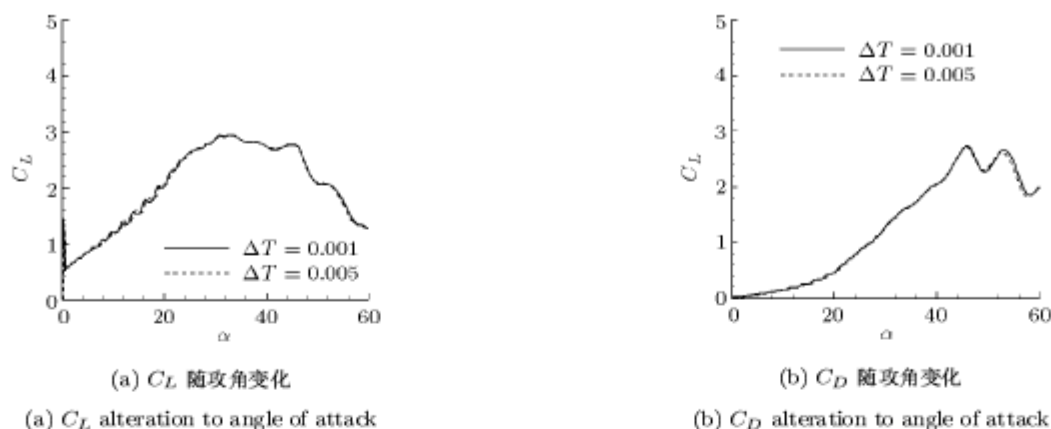
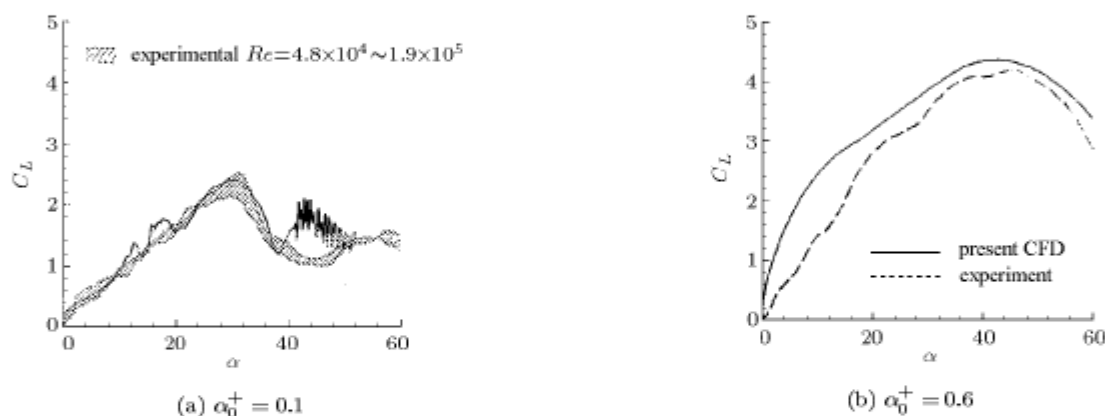
2.3 不同物理时间步长的比较

对于非定常问题, 时间步长的选取是关键问题之一. 图 5 给出了 $Re = 4.5 \times 10^4$, 上仰速率 $\alpha_0^+ = 0.2$, $T_0 = 0.1$, 密网格, 时间步长分别取 $\Delta t = 0.001$ 和 $\Delta t = 0.005$, 升力系数 C_L 和阻力系数 C_D 随攻角变化曲线.

比较发现, $\Delta t = 0.001$ 和 $\Delta t = 0.005$ 计算所得到的结果吻合得很好, 表明 $\Delta t = 0.005$ 可以得到较好的结果, 故本文计算采用时间步长 $\Delta t = 0.005$.

2.4 计算结果同试验结果的比较

图 3 已经给出了 $Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.2$ 的计算结果同试验的比较, 下面在图 6 中给出 α_0^+ 为 0.1, 0.6 的计算同试验^[4] 的比较. $\alpha_0^+ = 0.1$ 时计算结果在 $\alpha = 40^\circ$ 之前与试验吻合较好, 但在之后产生较大波动, 可能是由于在这个区域, 亚迭代误差较难收敛. $\alpha_0^+ = 0.6$ 时, 计算所得结果比试验略高, 但

图 5 不同时间步长 C_L 和 C_D 随攻角变化比较 $(Re = 4.8 \times 10^4, \alpha_0^+ = 0.2, T_0 = 0.1, \text{grid: } 205 \times 71)$ Fig.5 Relation of C_L and C_D to the angle of attack in different computational time step $(Re = 4.8 \times 10^4, \alpha_0^+ = 0.2, T_0 = 0.1, \text{grid: } 205 \times 71)$ 图 6 计算升力系数 C_L 随攻角变化同试验结果的比较 $Re = 4.8 \times 10^4$ Fig.6 Comparison between the CFD C_L alteration to the experimental results $Re = 4.8 \times 10^4$

是最大升力峰值出现的位置和升力系数随攻角变化的趋势吻合较好。图 3, 图 4 和图 6 表明, 本文计算结果同 Walker 的试验较为吻合, 较好反映了 NACA0015 翼型做等速上仰的非定常过程。可以用来较为细致地研究这一重要的非定常过程。

2.5 涡结构随攻角变化过程

图 7 为 $Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.2$, 不同攻角条件下, 流线和等涡量线图。下面结合图 3 对随攻角变化的漩涡结构进行分析。当翼型攻角 $\alpha = 15.4^\circ$ 时, 翼型后缘附近开始出现一个小的剪切涡, 前缘附近流动在逆压梯度的作用下分离, 但前缘分离涡还没有形成, 对应升力系数曲线有一个小的峰值; 当翼型攻角 $\alpha = 21.2^\circ$ 时, 翼型后部的剪切涡逐渐增强, 此时, 前缘已经有分离涡存在, 对应于升力系数的又一个较大峰值。这说明前缘涡和翼型表面剪

切涡的存在, 有助于在翼型上表面产生低压区, 获得额外的升力。

当攻角 $\alpha = 24.0^\circ$ 时, 观察图 3, 会发现升力系数出现一个小的下降。结合流线和涡量图, 不难发现, 此时尽管前缘涡和剪切涡进一步增强, 但在后缘出现了反向旋转的后缘涡, 正是由于后缘涡的出现抵消了一部分前缘涡和剪切涡产生的涡量, 从而造成升力系数下降。同时, 在前缘分离主涡作用下, 诱导出了二次和三次涡结构, 位于前缘和分离主涡之间。由图 3 看到, 当攻角 α 为 $28.0^\circ \sim 33.0^\circ$ 时, 升力系数达到第 1 个高点。对照 $\alpha = 30.3^\circ$ 时流线和涡量图, 表明后缘涡已经脱落, 新的后缘涡还没有产生, 前缘主涡和剪切涡进一步增强, 在上翼面流动中占据主导地位, 产生高的升力值。同时前缘主涡在二次涡和三次涡的作用下, 涡心位置升高并向后移动。

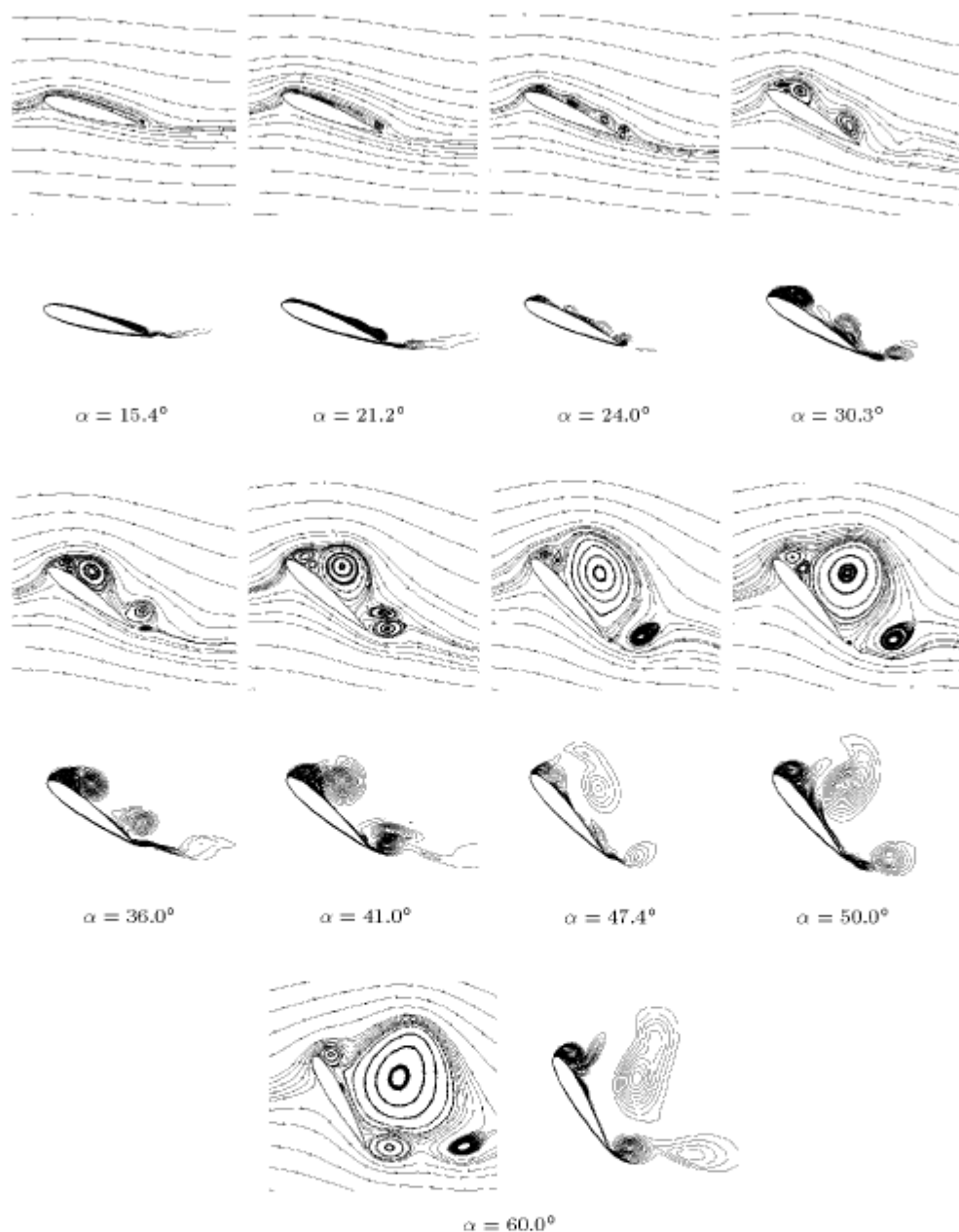


图 7 涡结构随攻角变化过程 (流线和等涡量线)

$$(Re = 4.8 \times 10^4, \alpha_0^+ = 0.2)$$

Fig.7 Vortex structure alteration along the angle of attack (streamline and vortex isoline)

$$(Re = 4.8 \times 10^4, \alpha_0^+ = 0.2)$$

攻角继续增加到 $\alpha = 36.0^\circ$, 新的后缘涡开始形成, 对应于升力系数的略微下降。随着主涡强度的增加, 其所诱导的二次和三次涡结构也不断增强, 反过来又对主涡产生挤压作用, 造成主涡涡心位置持续向后上方移动。当攻角达到 $\alpha = 41.0^\circ$ 时, 后缘涡显著增强, 前缘主涡也在前缘二次涡和三次涡结构的作用下继续后移上移, 并与后缘涡共同挤压剪切涡, 使其离开翼型表面。在后缘涡增强和剪切涡脱落的综合作用下, 升力系数出现一个波谷。

在 $\alpha = 47.4^\circ$ 时, 后缘涡再次脱落, 同时产生一个新的小的后缘涡, 二次涡和三次涡持续增强, 主涡位于翼型的中上部, 几乎控制了整个上翼面的流动, 上翼面不再有剪切涡存在, 此时对应升力系数的第 2 个高点。其后在不断增强的前缘二次和三次涡结构的排挤作用下, 主涡涡心位置继续升高, 开始离开翼型, 流场进入动态失速区, 升力系数快速下降, 见 $\alpha = 50.0^\circ$ 时的情况。当 $\alpha = 60.0^\circ$ 时, 在后缘位置又一次形成强的后缘涡结构, 并同前缘

三次涡一起挤压主涡,使其脱落,主涡结构已经变得松散和不规则.同时由于主涡脱落现象的发生,由其诱导的二次涡也变得很弱.

2.6 不同上仰速率的影响

图 8,图 9 分别为 $\alpha_0^+ = 0.1$, $\alpha_0^+ = 0.6$, 流线和等涡量线随攻角的演化. 结合图 3,图 6,图 7 表明:不同上仰速率的 α_0^+ 对于非定常气动力和非定常旋涡结构具有重大影响.

首先比较图 7,图 8 和图 9 中旋涡结构的差异. $\alpha_0^+ = 0.1$ 时, $\alpha = 14.9^\circ$ 翼型上表面就出现了剪切涡, $\alpha = 20.0^\circ$ 左右时前缘主涡和剪切涡都已经发展得很明显,且前缘主涡已经诱导出二次涡和三次涡结构.当攻角 α 发展到 $25.0^\circ \sim 31.0^\circ$ 时,前缘主涡不断增强,并在二次涡和三次涡的作用下向后移动,开始主导上翼面流场,并在 $\alpha = 30.0^\circ$ 左右产生最大升力峰值.此时,涡心距翼面高度变化不大.但随后,翼型后缘产生迅速发展的后缘涡,前缘二次和三次涡结构也不断增强.在其共同作用下,前缘主涡的前后位置变化不大,但距翼型高度迅速增加,

攻角从 $29.8^\circ \sim 34.9^\circ$ 涡心高度几乎增加 1 倍.进一步 $\alpha = 40.1^\circ$ 时,在强的后缘涡,前缘二次涡和三次涡的作用下,主涡脱落,翼型气动特性急剧变差. $\alpha_0^+ = 0.2$ 时(图 7),攻角增加到 $\alpha = 15.4^\circ$ 时,翼型上还没有出现明显的剪切涡,出现剪切涡的攻角延后到了 $\alpha = 21.0^\circ$ 左右. $\alpha = 24.0^\circ$ 时翼型上表面出现较为明显的前缘涡,后缘涡和附面层内多个剪切涡.随后在前缘涡和后缘涡不断增强,造成剪切涡相对减弱,在攻角范围为 $\alpha = 30.3^\circ \sim 47.4^\circ$ 时,流场中占据主导地位的是前缘和后缘涡.和 $\alpha_0^+ = 0.1$ 时相类似,前缘主涡不断壮大,同时前缘二次和三次涡也在逐渐增强,两者相互作用的结果是,主涡涡心从前缘逐渐移动到翼型中间部位,主涡所主导的区域迅速增加.但也是在这一攻角范围内,由于主涡强度的增加和前缘二次三次涡以及后缘尾涡的发展,使得主涡涡心同翼面的距离逐渐增加.于是,从另一个角度看,距离的增加又必然造成主涡对翼型附近流场主导作用的减弱.当距离增加到一定程度就产生了动态失速现象,当 $\alpha_0^+ = 0.2$ 时主涡的脱落角度延缓到 48.0° 以后,从图 9 中看到攻角在 $50.0^\circ \sim 60.0^\circ$

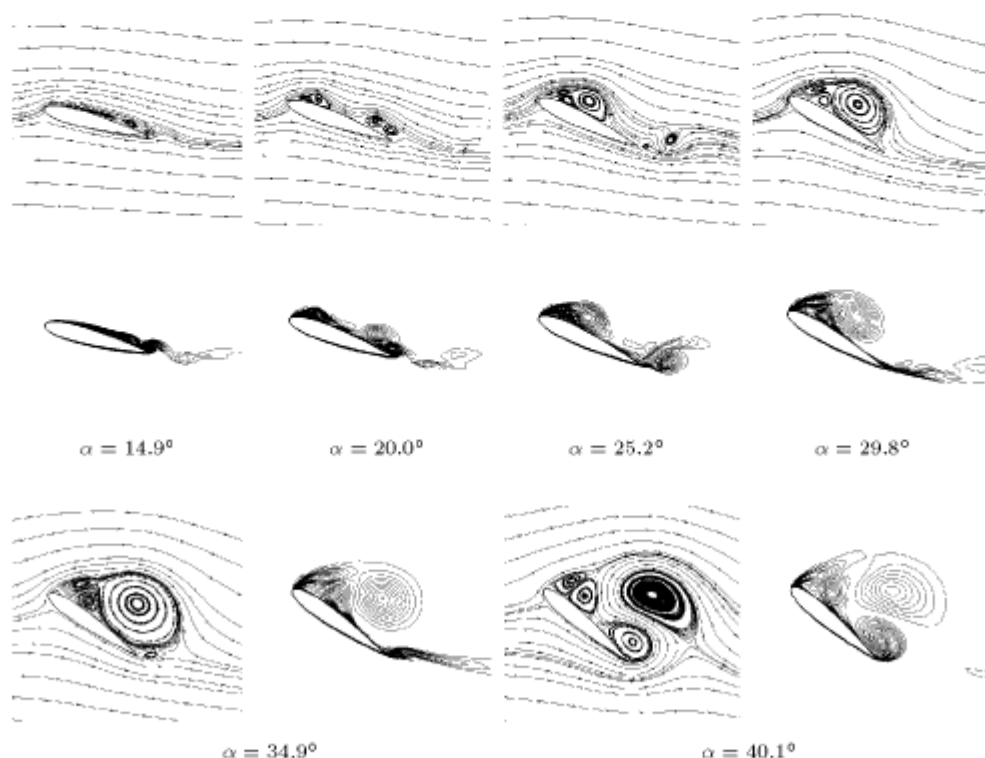


图 8 涡结构随攻角变化过程(流线和等涡量线)

($Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.1$)

Fig.8 Vortex structure alteration along the angle of attack (streamline and vortex isoline)

($Re = 4.8 \times 10^4$, $\alpha_0^+ = 0.1$)

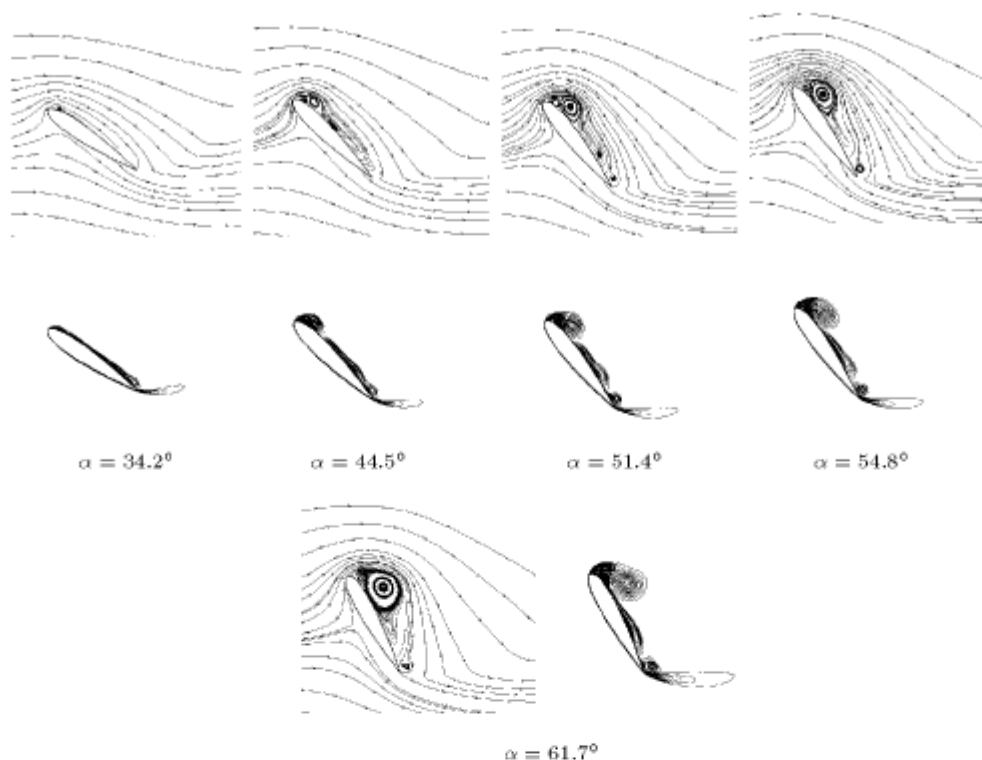


图 9 涡结构随攻角变化过程 (流线和等涡量线)

(Re = 4.8 × 10⁴, α₀⁺ = 0.6)

Fig.9 Vortex structure alteration along the angle of attack (streamline and vortex isoline)

(Re = 4.8 × 10⁴, α₀⁺ = 0.6)

时,主涡从翼型上脱落.当 $\alpha_0^+ = 0.6$ 时,剪切涡和前缘涡直到 $\alpha = 34.0^\circ$ 左右才开始出现,发展到 44.5° 较为明显.但由于上仰速度相对较快,前缘主涡始终保持附体,其强度还没有迅速发展到占据翼型上表面流场的主导地位.在 $\alpha = 34.2^\circ \sim 61.7^\circ$ 的上仰过程中,前缘涡,后缘涡和剪切涡的共同作用,使得翼型附近流场还没有出现主涡脱落现象.从上面的分析发现,前缘主涡的发展,包括其强度和位置,会对翼型的失速特性产生决定性影响.如何有效地控制前缘主涡的发展,使其强度不会过大,并保持在适当的位置上可以较好地改善翼型的气动特性.这里采用的增加上仰速率的方法可以有效延迟前缘涡系和剪切涡出现的攻角,控制翼型上表面主涡的强度和位置,推迟前缘主涡脱落攻角,大大改善流场旋涡分布结构.

再比较图 3 和图 6,可以发现 α_0^+ 为 0.1, 0.2 和 0.6 时,计算得到: (1) 最大升力系数 $C_{L\max}$ 分别约为: 2.4, 2.8 和 4.38; (2) 最大升力峰值出现的角度分别约为: 30.0° , 33.0° 和 44.0° ; (3) 高升力保持的角度范围分别约为: $28.0^\circ \sim 32.0^\circ$, $29.0^\circ \sim 48.0^\circ$ 和 $30.0^\circ \sim 54.0^\circ$. 进一步说明增加上仰速率,改善旋

涡分布结构,可以获得更大的升力系数,推迟最大升力系数出现的攻角,增加高升力系数保持的范围,大大提高翼型的大攻角特性.

总的来说,增加上仰速度可以有效地延缓前缘主涡的快速发展及脱落,具有显著的驻涡作用,对翼型气动特性有较大的改善.

3 结 论

本文的计算结果同 Walker 的试验结果^[4]吻合较好,说明本文的计算结果是可信的.可以用来对非定常等速上仰翼型的流场结构进行研究.翼型上表面前缘涡和剪切涡对升力系数的提高作出正的贡献,但转动方向相反的后缘涡的出现会抵消一部分升力贡献.翼型做等速上仰的非定常运动可以有效提高大攻角升力系数,延缓失速现象的发生,大大提高翼型的大攻角特性.另外,绕距前缘 0.25 弦长位置转轴,不同上仰速率的计算结果说明:增加上仰速率,可以改善翼型上表面旋涡结构,获得更大的升力系数,推迟最大升力系数出现的攻角,增加高升力系数保持的范围,得到更好的机动大攻角特性.

参 考 文 献

- 1 童秉纲, 张炳曜, 崔尔杰. 非定常流与涡运动. 北京: 国防工业出版社, 1993 (Tong Binggang, Zhang Bingxuan, Cui Erjie. Unsteady Flow and Vortex Motion. Beijing: National Defence Industry Press, 1993(in Chinese))
- 2 Helin HE, Walker JM, Seiler Frank J. Interrelated effects of pitch rate and pivot point on airfoil dynamic stall. *AIAA* 85-0130, 1985
- 3 Walker JM, Helin HE, Strickland JH. An experimental investigation of an airfoil undergoing large-amplitude pitching motions. *AIAA Journal*, 1985, 23(8): 1141~1142
- 4 Walker J, et al. Unsteady surface pressure measurements on a pitching airfoil. *AIAA* 85-0532, 1985
- 5 Albertson JA, Troutt TR, Siuru WD. Dynamic stall vortex development and the surface pressure field of a pitching airfoil. *AIAA* 87-1333, 1987
- 6 Wu JC, Wang CM, Tuncer IH. Unsteady aerodynamics of rapidly pitched airfoils. *AIAA* 86-1105, 1986
- 7 Visbal MR. Evaluation of an implicit Navier-Stokes solver for some unsteady separated flows. *AIAA* 86-1053, 1986
- 8 Visbal MR, Shang JJS. Numerical investigation of the flow structure around a rapidly pitching airfoil. *AIAA* 87-1424, 1987
- 9 Rogers SE, Kwak Dochan. Steady and unsteady solutions of the incompressible Navier-Stokes equations. *AIAA Journal*, 1991, 29(4): 603~610
- 10 袁先旭. 非定常流动数值模拟及飞行器动态特性分析研究. [博士论文]. 北京: 中国空气动力研究与发展中心研究生部, 2002 (Yuan Xianxu. Research of unsteady flow computational simulation and dynamic characteristics of aircraft. [Ph D Thesis]. Beijing: Graduate Student Department of Chinese Research and Development Center of Aerodynamics, 2002 (in Chinese))

INVESTIGATION OF THE DYNAMIC STALL ABOUT
THE PITCHING AIRFOIL¹⁾

Bai Peng Cui Erjie Zhou Weijiang Li Feng
(Beijing Institute of Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract The static stall about the airfoil at the high angle of attack deteriorate the characteristics of aerodynamics rapidly. But this phenomena can be delayed effectively by the dynamic stall caused by the unsteady motion. The dual-step Roe schema developed by Rogers was used to solve the incompressible Navier-Stokes equations. Computationally simulated the dynamic stall about the pitching NACA0015 airfoil with identical pitching rate ($\alpha = 0^\circ \sim 60^\circ$), at Low Reynolds number ($Re = 4.8 \times 10^4$). And compared with Walker's experimental results to correct the CFD results. The developments of the main vortex, the second vortex and the third vortex, and the lift coefficient alteration to the angle of attack during the process were studied. Finally, the effects of the different pitching rate to the dynamic stall were compared.

Key words dynamic stall, low Reynolds number, incompressible, identical pitching

Received 19 May 2004, revised 4 August 2004.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (10232010, 10032060).