

文章编号: 1001- 2486(2008) 05- 0001- 05

攻角对双三角翼旋涡特性影响的数值模拟^{*}

杨小亮, 刘 伟

(国防科技大学 航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘 要: 采用数值方法研究了双三角翼上涡流运动随攻角的变化规律。计算取层流假设, 研究了攻角在 $5^\circ \sim 30^\circ$, $76^\circ/40^\circ$ 后掠双三角翼绕流的流场结构随攻角的变化, 并对双三角翼上涡破裂现象对流场结构及气动力性能的影响进行了分析。结果表明, 双三角翼上的多涡结构存在强烈的相互影响, 较大的攻角会导致涡破裂在翼面上发生, 严重影响了双三角翼的气动力性能。

关键词: 双三角翼; 涡破裂; 分离流; 数值模拟

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A

Numerical Simulation of Effect of Attack Angle on the Vertex Characteristics of Double-Delta Wing

YANG Xiao-liang, LIU Wei

(College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Numerical investigation of the vertex flow characteristics on double-delta wing was presented. The flows over the $76^\circ/40^\circ$ -deg double-delta wing were computed with complete laminar when attack angles varies from 5° deg to 30° deg. The flow structures were exhibited in different angles and the analysis of the aerodynamic characteristics was presented. The investigation shows that vortexes on the double-delta wing surface may fiercely interact with each other and the burst of vortexes caused by large attack angle will exert great influence on the aerodynamic characteristics of double-delta wing.

Key words: double-delta wing; burst of vortex; separating flow; numerical simulation

现代战斗机常常具有超机动性特征, 因此要求战斗机具有改善过失速机动性能, 能在极大攻角下作短暂的机动飞行。双三角翼是现代战斗机的常见构型之一, 其动态可控攻角远大于静态失速攻角。在 1989 年巴黎航展中 Sukhoi 27 战斗机表演的“眼镜蛇机动”就是典型的例子, 数秒钟内, 战斗机由低速飞行快速俯仰 100° 左右又拉回到平飞状态, 并保持高度基本不变。

双三角翼构形简单, 流场中具有丰富的分离及涡流动结构, 因此一直是人们研究的热点; 但目前人们对这些复杂流动的机理、规律的理解还不透彻, 所以双三角翼的研究也是当今计算流体力学(CFD)研究中的难点。2005 年, Fujii^[1]在对 CFD 的发展方向进行展望时指出: 经过几十年发展, 虽然 CFD 方法模拟复杂外形的能力得到了极大的提高, 但对诸如双三角翼这样简单外形的问题的数值模拟还没有完全解决。许多文献采用大量的计算网格或高阶精度的格式, 结果仍旧不能令人满意: 文献[2]采用数百万网格模拟双三角翼上的涡流流场, 计算结果得到了明显的改善, 但仍与实验结果有较大差距; 文献[3]使用六阶紧致格式进行计算, 结果得到了一定程度的改善, 但是模拟的展向吸力峰值及其位置都与实验结果存在着不同程度的差异。由此可见, 除网格和计算格式的精度外, 数值模拟结果还受到其他因素的影响, 要准确捕捉双三角翼上的前缘分离涡流动, 还有待于对卷起前缘涡的剪切层中的结构进行细致的研究。总体来说, 双三角翼上的多涡结构是当前 CFD 研究的难题, 还需要进行更为广泛、深入的研究。本文采用三阶精度的 WNND 空间格式和时间 AF-ADI 方法离散 N-S 方程, 通过在双三角翼前缘及沿涡轴位置和涡间干扰区域布置大量网格以捕捉涡的形成和涡间的干扰, 研究了攻角对 $76^\circ/40^\circ$ 后掠双三角翼

^{*} 收稿日期: 2008- 03- 13

基金项目: 国家重大基础研究资助项目(61351); 国家自然科学基金资助项目(90716015)

作者简介: 杨小亮(1982-), 男, 博士生。

上涡流运动的影响,并初步分析了双三角翼上流场中的涡结构随攻角变化的规律。

1 控制方程及数值方法

1.1 控制方程

计算采用贴体坐标系下守恒形式的无量纲 Navier-Stokes 方程组:

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial G}{\partial \zeta} = \frac{\partial E_v}{\partial \xi} + \frac{\partial F_v}{\partial \eta} + \frac{\partial G_v}{\partial \zeta} \quad (1)$$

其中 U 是守恒变量, E, F, G 为无粘通矢量, E_v, F_v, G_v 为粘性通矢量, 具体形式参见文献[4]。

1.2 数值方法

控制方程组(1)的离散采用具有空间三阶精度的 WNND 半离散格式,以一维双曲型方程组 $\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0$ 为例,有下述形式:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_i = - \frac{1}{\Delta x} \left(\overleftarrow{F}_{i+\frac{1}{2}} - \overleftarrow{F}_{i-\frac{1}{2}} \right) \quad (2)$$

$$\overleftarrow{F}_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left(F_{i+} + F_{i+1} \right) + \frac{1}{2} \left(A_{i+\frac{1}{2}}^+ H_{i+\frac{1}{2}}^L - A_{i+\frac{1}{2}}^- H_{i+\frac{1}{2}}^R \right)$$

$$H_{i+\frac{1}{2}}^L = -\Delta U_{i+\frac{1}{2}} + \omega_1^+ \Delta_{i-\frac{1}{2}} U + \omega_0^+ \Delta_{i+\frac{1}{2}} U, \quad H_{i+\frac{1}{2}}^R = -\Delta U_{i+\frac{1}{2}} + \omega_1^- \Delta_{i+\frac{1}{2}} U + \omega_0^- \Delta_{i+\frac{3}{2}} U$$

其中 ω 为加权系数,具体形式见文献[4], $F_{i-\frac{1}{2}}$ 可类似得到。对(1)式中粘性项的离散采用简单的二阶中心差分格式。显式的时间离散格式由于受稳定库朗数的影响,时间步长很小,计算时间过长,为提高计算效率,对时间导数的离散采用 AF-ADI 方法,具体形式见文献[4]。

2 76°/40° 双三角翼计算结果及分析

2.1 计算模型、网格及定解条件

本文计算的双三角翼外形取自于 NAWC (Naval Air Warfare Center)^[5-6] 的风洞试验模型,详细尺寸见该文献。采用 O-H 型结构化网格,网格数为 $177 \times 177 \times 61$, 分别对应流向、周向(半场)和法向,网格上游边界距翼尖网格为 1.5 倍根弦长,下游边界距离翼面尾缘网格为 5 倍根弦长,翼前端展向外边界距翼面 1.5 倍根弦长,翼后展向距翼面网格 2 倍根弦长。图 1 显示了本文使用的 76°/40° 双三角翼翼面网格略图,为显示清晰,每三条网格线只显示其中的一条。

来流马赫数 $Ma = 0.3$, 基于根弦长的雷诺数 $Re = 1.0 \times 10^6$, 使用入口条件初始化流场,壁面使用绝热壁条件,入口采用无反射边界条件,出口采用外推条件,在对称面位置取对称边界条件(仅在一定攻角范围内有效),计算取层流假设,研究了攻角 $5^\circ \sim 30^\circ$ 的流动情况。

2.2 旋涡流场随攻角的变化

双三角翼上分离涡流场强烈受到攻角的影响,如图 2 所示,随着攻角的增大,涡破裂点位置逐渐前移。在攻角为 5° 时,主翼涡的破裂发生在尾缘附近,而边条涡在翼面上没有出现涡破裂现象,如图 2(a) 所示,紧凑的边条涡和翼涡涡轴向下游发展直至双三角翼尾缘而互不干扰,翼面上翼涡涡核基本与边条涡的涡核在同一高度,如图 2(a) 侧视图所示。

从双三角翼 10° 攻角时的流动情况可以判定翼涡已经在翼面上发生了螺旋型破裂,如图 2(b) 所示,而边条涡在翼面上始终保持紧凑的涡结构,在尾缘处扩散的涡核流线表明边条涡已经开始破裂。从图 2(a)、(b) 的侧视图可见,与 5° 攻角时相比,集中涡与翼面距离加大,而且迅速发展的翼涡在尾缘的附近也高于边条涡距离翼面的位置。

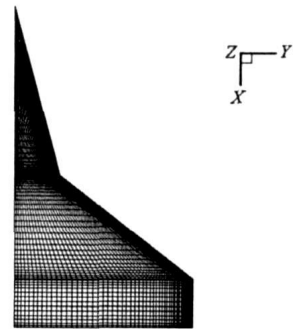


图 1 双三角翼表面网格
Fig. 1 Surface grid of double delta wing

如图 2(c) 中俯视图所示, 15° 攻角时螺旋型破裂的翼涡的破裂点推进到约 0.75 倍根弦的位置, 而此时边条涡也在翼面上约 0.85 倍根弦长的位置发生了破裂, 当两涡在约 0.95 倍根弦长位置绕合时都已经呈现了较为明显的破裂特征。

当攻角增大到 20° 以后, 如图 2(d) 中俯视图所示, 双三角翼上已经发生了较为剧烈的涡破裂, 翼涡核在沿流向约 0.65 倍根弦长位置突然转向, 是涡破裂的典型特征, 同时在沿流向约 0.75 倍根弦长位置, 边条涡出现了驻点, 回流型的包络线形象地显示了边条涡泡型破裂的特征。

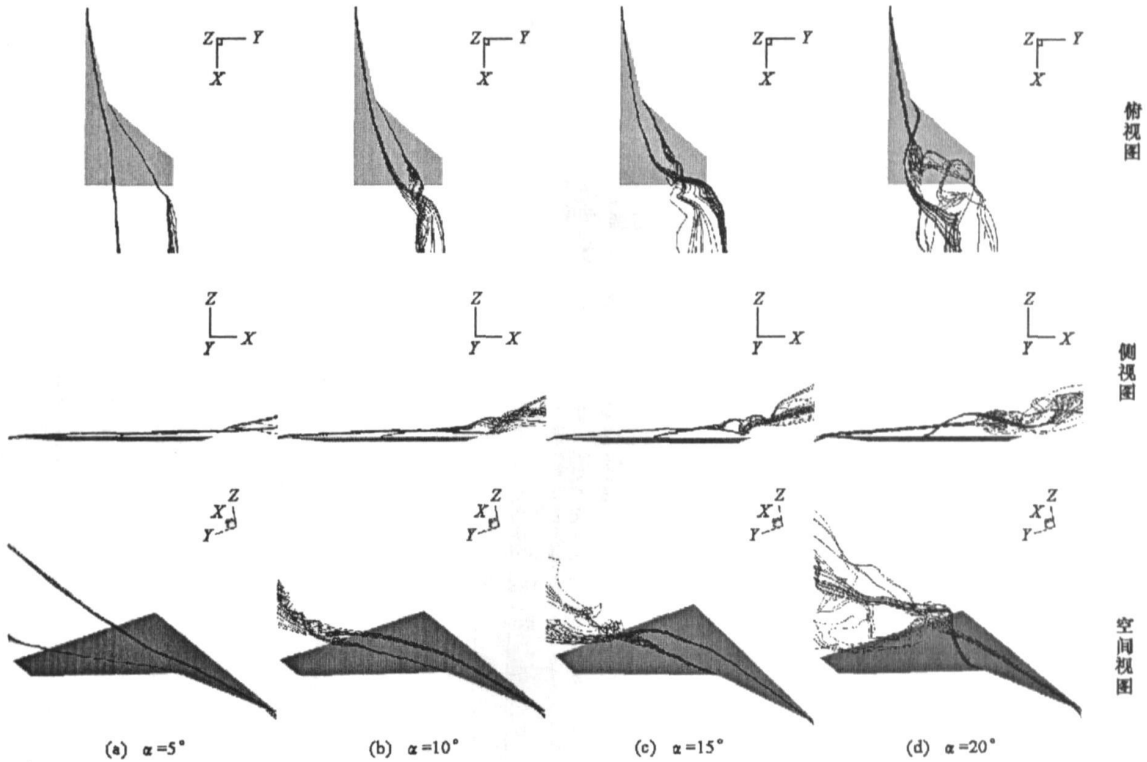


图 2 前缘集中涡随攻角变化图

Fig. 2 The development of fore-edge vortices with attack angle

攻角等于 15° 和 20° 的情况, 如图 2(c)、(d) 所示, 边条涡和主翼涡在绕合前都已经发生了破裂, 而且主翼涡的破裂都发生在边条涡破裂之前, 边条涡的轨迹严重受到翼涡的影响, 因此可以认为边条涡的破裂不仅受攻角的影响, 可能还与翼涡的干扰有关。

图 3(a) 是文献[5]给出的涡破裂位置的实验结果, 图 3(b) 是实验的误差带, 总体来看, 本文计算的涡破裂位置的变化情况与实验结果的分布基本上是一致的。

图 4 是文献[5]的实验和计算结果以及本文的计算得到的截面速度矢量图, 由图可知, 计算的结果和实验基本能够吻合, 与实验结果相比, 在位于边条上 $0.5c$ 的截面上, 本文计算的边条涡沿展向较靠近翼面外侧; 在位于边条和主翼结合部以后 $0.625c$ 截面上, 计算的翼涡和边条涡位置都与实验结果基本一致, 而 $0.75c$ 截面所显示的主翼涡和边条涡的位置较实验结果及文献的计算结果而言涡间距离稍小, 翼涡强烈地受到边条涡的干扰, 使得翼涡较靠近翼面内侧, 这可能是由于所使用的网格数量不够, 文献[3]使用数百万计算网格试图准确分辨两涡之间的干扰, 结果表明计算得到的翼涡比实验结果靠近翼面的内侧, 可见要准确分辨双三角翼上的多涡流特性还需要更为深入的研究。

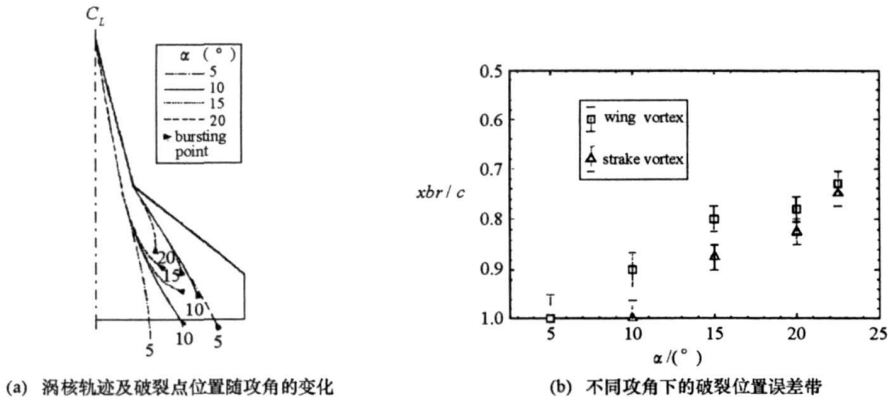


图3 攻角对涡轴及破裂点的影响^[5]

Fig.3 Effect of α on vortex axis trajectory and core burst location

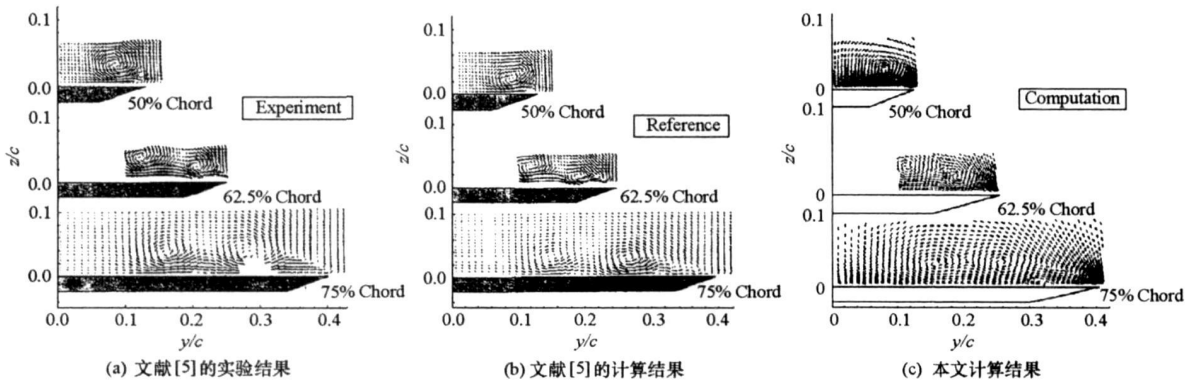


图4 76°/40°双三角翼流向不同站位的截面速度矢量($\alpha = 10^\circ$)

Fig.4 Measured and computed velocity vector ($\alpha = 10^\circ$)

图5显示了流过双三角翼前缘的流线与边条涡和翼涡的作用,在攻角为 5° 和 10° 时,边条涡和翼涡几乎互不干扰,流过边条和主翼前缘的流线分别卷起形成边条涡和主翼涡,涡结构较为紧凑有序;攻角等于 15° 和 20° 时,由于涡破裂已经在翼面上发生,翼涡和边条涡的绕合导致流过主翼前缘的流线不再全部为主翼涡的发展供给能量,前缘流线的轨迹也较为混乱,而且部分流线由于受到已经扩散的涡核的影响,不再卷入前缘涡,直接从前缘涡上方流过。

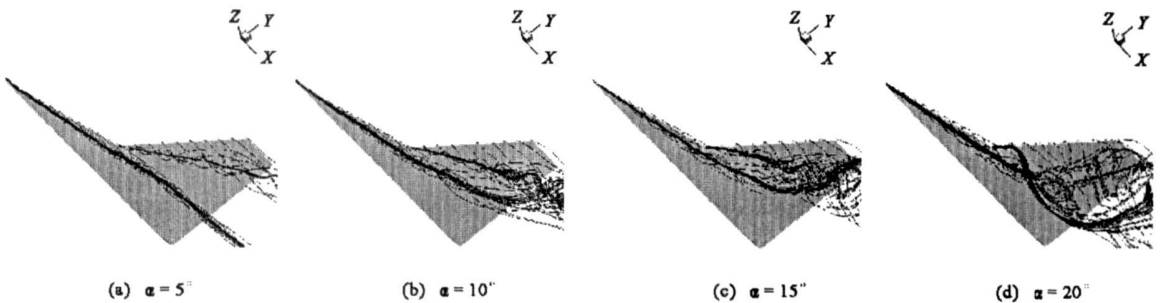


图5 前缘流线对集中涡的影响随攻角的变化

Fig.5 Effect of attack angle on fore-edge vortices

本文模拟得到的流场与文献[5]的计算结果基本能够吻合,但计算与实验还有一定差异,这可能与本文所使用的网格有关。在现有的计算条件下,使数值模拟结果与实验结果完全吻合还很困难,而且由

于洞壁干扰和支架干扰对实验结果的影响很难估计, 实验结果之间也存在着较大的差异^[6], 要减小实验与数值模拟之间的差异必须作进一步的研究。

2.3 气动力特性随攻角的变化

涡破裂在翼面上发生, 导致升力下降, 影响飞行器的气动性能, 严重时甚至会导致飞行器失速。本文在图 6 中给出了 $76^\circ/40^\circ$ 平板双三角翼气动力系数随攻角变化的计算结果。

双三角翼升力特性随攻角的变化如图 6(a) 所示, 从 5° 攻角到 15° 攻角, 法向力曲线几乎呈线性变化, 表明虽然此时涡破裂已经发生在双三角翼翼面上, 但涡破裂造成的吸力下降还没有明显影响整体的升力, 其影响区域还没有大面积扩散; 当攻角从 15° 向 20° 变化时, 法向力曲线斜率减小, 表明由于涡破裂的影响使得升力的增加减缓, 涡破裂在翼面上发生已经显著地影响到双三角翼的气动力特性了; 而攻角大于 20° 以后, 法向力系数开始下降, 表明在 20° 攻角附近, 由涡破裂造成的法向力下降已经和由于攻角增大提供的法向力相当了; 攻角继续增大, 涡破裂点继续前移, 翼面上涡破裂的面积越来越大, 因此, 在攻角大于 20° 以后, 随着攻角的不断增大, 法向力不断减小。

图 6(b)、(c) 分别是该双三角翼轴向力系数和升阻比随攻角变化的情况, 随着攻角的增大, 轴向力系数呈线性增加, 几乎不受涡破裂的影响。升阻比随攻角的变化曲线显示, 在 10° 攻角附近升阻比达到极值, 这可能是翼面上完全不受破裂影响的非线性集中涡达到最强, 而主要由轴向力导致的阻力还没有明显的增加, 共同导致了最佳升阻比出现在 10° 攻角附近。

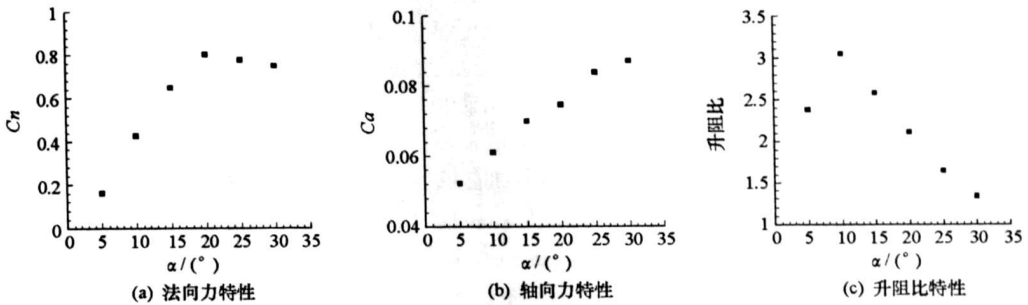


图 6 $76^\circ/40^\circ$ 平板双三角翼气动力特性
Fig. 6 Aerodynamic characteristics of $76^\circ/40^\circ$ double-delta wing

3 结论

本文通过对 $76^\circ/40^\circ$ 双三角翼在一系列攻角下的流动的数值模拟, 得到如下几点结论: (1) 翼面上存在泡型破裂和螺旋形破裂的形式, 在一定条件下可相互转化; (2) 双三角翼上的多涡结构存在相互影响, 而且涡的破裂与涡间的相互影响也有一定关系; (3) 边条涡和翼涡的绕合、涡破裂在翼面上发生甚至越过边条和主翼的连接部, 严重影响双三角翼的气动力性能。(4) 中小攻角下, 双三角翼上能够形成较为稳定的非线性分离涡流动, 当破裂发生在双三角翼尾缘附近时, 可获得双三角翼的最佳升阻比;

参考文献:

- [1] Fujii K. Progress and Future Prospects of CFD in Aerospace Wind Tunnel and Beyond [J]. Progress in Aerospace Sciences, 2005, 41: 455–470.
- [2] Fujii K, Gavali S, Hoist T L. Evaluation of Navier-Stokes and Euler Solutions for Leading Edge Separation Vortices [J]. Int J Num Meth Fluids, 1988, 8(10): 1319–29.
- [3] Anasawa T, Fujii K, Miyaji K. High-order Compact Difference Scheme Applied to Double-delta Wing Vertical Flows [J]. Journal of Aircraft, 2004, 41(4): 953–957.
- [4] 刘伟. 细长机翼摇滚机理的非线性动力学分析及数值模拟方法研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2004.
- [5] Verhaagen N G, Jemkins L N, Kern S B, et al. A Study of the Vortex Flow over A $76^\circ/40^\circ$ deg Double Delta Wing [R]. AIAA Paper 95-0650, 1995.
- [6] Verhaagen N G. Tunnel Wall Effect on the Flow Around A $76^\circ/40^\circ$ deg Double-delta Wing [R]. AIAA paper 98-0312; 1998.