

中国科学技术大学研究生院（合肥）

研究生毕业论文

研究生姓名: 吉州

指导教师姓名: 庄礼贤 尹协远

专业: 流体力学

研究方向: 计算流体力学

论文题目: 非定常前侧缘分离流的涡格法模拟

一九九二年六月二十五日

致谢

本文得以完成首先是尹协远教授悉心指导的结果。尹老师不仅经常在本思想上提出宝贵的意见,而且时时关心着计算中的细节问题,同时也尽力为学生创造较好的工作条件。谨在此对老师的谆谆教诲和辛勤劳动致以衷心的感谢。

非常感谢庄礼贤教授在本文工作之初提出的许多重要的指导思想和具体设想,这是本文工作能够进行的基础。

朱克勤副教授为本文提供了自己工作的资料、源程序和很有意义的建议,借此机会深表感谢。

课题组各位老师同学都对本文的完成提供了诸多帮助,在此一并致谢,恕不尽列尊名。

非定常前侧缘分离流的涡格法模拟

摘要

本文采用非定常涡格法, 计算了若干不同外形的薄翼的非定常分离流的流动图象和流动参数。由传统的涡格法推广而来的非定常涡格法, 计入了非定常尾迹和前缘(或侧缘)分离的影响, 使较少的计算量模拟小展弦比三角翼前缘、矩形翼侧缘分离流之类较复杂的流动成为可能, 而且它的计算过程几乎不受复杂的非定常机理的制约, 从而使某些理论研究和其他数值方法难以处理的问题得到初步的认识。

本文的算例包括几种展弦比的三角翼和矩形翼在不同攻角下的突然起动、定常运动, 以及不同角速度的等速仰起时的流动图象、力系数和压力分布。本文还利用这种方法研究了三角翼的前缘襟翼(Leading-Edge Flap)对流动的影响。计算结果大多和已有的实验、计算结果得到较好的吻合。

ABSTRACT

A method originated from traditional vortex-lattice method was used to calculate several unsteady maneuvers of delta/rectangular wing. The method costs less calculations than other numerical simulation procedures and is not obstructed by the complex mechanism of unsteady flow. From the results obtained in this paper, we can find out some characteristics of leading edge/side edge separated flow around delta/rectangular planar wing which has not been understood completely. And some numerical results, such as pressure distribution on unsteady moving wings, were calculated for the first time.

The maneuvers analysed include impulsive start, steady motion and ramp pitch up from both start moment and steady state. And the results covered delta wings and rectangular wings of several aspects at different angles of attack. The agreement between present numerical results and available experimental data or other calculations is convincing and encouraging.

Some calculation was carried out about the leading-edge flap(LEF) of delta wing. The accordant result with experiments was satisfactory and suggested further use of present method to study the influence of LEF on the flow.

目录

致谢

摘要

ABSTRACT

一. 引言

二. 数学模型

§ 1. 基本方程

1.1 控制方程

1.2 边界条件和初始条件

1.3 压力分布和总体力系数

§ 2. 数值方法

2.1 网格划分和诱导速度的计算

2.2 按时间逐步进行的计算过程

2.3 若干方法细节的举例说明

§ 3. 结果表示

三. 计算结果

(一)三角翼的突然起动和定常状态

(二)三角翼的等速仰起

(三)矩形翼

(四)带有前缘襟翼的三角翼

四. 结论

五. 结束语

参考文献

附图

一. 引 言

近年来,有关小展弦比翼非定常分离流的问题,实验探索和数值模拟方面的研究都相当活跃,取得了不少有意义的结果^[1]。其主要原因之一便在于所谓“超机动飞行(Supermaneuverability)”所引起的广泛关注。

小展弦比机翼的气动优越性表现于高超音速巡航和低速起降两方面,前(侧)缘涡的作用正是后一种情况的主要原因。例如,三角翼的前缘分离涡对升力的有效提高已为人熟知。前缘分离涡片所诱导的较大的展向速度分量造成机翼上表面的压强降低,抑制了边界层分离,同时明显地提高气动升力。实际的升力可以成倍于不考虑前缘分离的线性理论值。

而利用了非定常效应之后,未来的飞行器可能会更快和更有效地实现传统理论所不能达到的飞行姿态和性能。大俯仰率(角速度)条件下的飞行已被证明可具有特别的性质,这主要是来自于分离涡的滞留或增强。实验显示,三角翼上的前缘涡的迟滞时间比通常的非定常响应时间长得多^[2],这可能带来较持久的非定常气动影响,从而提高战斗机大攻角大俯仰率时的战斗性能。在这种情况下可以实现瞬间极大攻角的飞行,超出定态的失速攻角,此即所谓动态失速,同时也就表现出超常的机动性。实际上,1991年3月前苏联的苏-27远程截击机就已在我国进行了此类表演。而短程红外制导导弹的发展也促进了人们对战斗机突变机动性的研究^[3]。同时,非定常条件下分离涡的结构和发展机理对理论研究者也很有吸引力。

这一类的实验研究相对比较深入,比如三角翼的俯仰振荡^[2、4、5]、上仰^[6、7]和滚转^[8]方面的文献都较多,其他如分离涡控制以及壁面射流^[9]或者矩形翼的俯仰^[10]等也可见到。然而,非定常分离流的数值模拟普遍存在着理论上的困难和大计算量的障碍。常规的数值方法,比如有限差分法,处理此类问题存在较大困难。过于完备的控制方程计算量极大,给数值模拟造成障碍,而且容易湮没关键性因素的作用和流动的主要特征;而简化的方程又无法模拟这种以分离流为基本特征的流动,对非定常流而言则问题更多。因此,数值计算甚至理论研究都多限于包括本文所采用的涡格法在内的面元法及核函数法或者经验公式等^[1、11],而且以往的方法多有攻角、展弦比等方面的限制。

而非定常涡格法的采用,正是利用人们对这些流动的初步认识,抓住物理图象的关键,用相对较少的计算模拟出各种复杂的非定常飞行姿态的流动图象和参数。过去已有的结果和本文的工作都证明了这种方法的可行性和它一定的价值。由于这种前(侧)缘分离流动的基本特点在于比较集中的分离涡层,尤其是前缘分离涡,所以能够以固定于前后缘的涡面为基础,用涡丝围成的“涡格”模拟它的作用和运动,从而能以较少的计算量来分析这类分离流在较大范围涡破碎之前的流动特征。Hummel^[12]指出,涡面模型与实验比较主要的偏差在于对二次

涡的忽略,它较好地说明了前缘分离涡的形状、位置和强度,这些结论在本文中得到了验证。

传统的涡格法是以分布在翼面上的马蹄涡来模拟平板翼对流场的扰动,实际上就是以若干涡格代表机翼,以沿翼平面的半无限长涡丝(半封闭涡格)代表尾迹。这里所谓涡格是指由涡丝围成的四边形涡环。尾迹本身的变化和它对翼面上载荷分布的影响、小展弦比三角翼和矩形翼的前(侧)缘分离都是这种方法无法处理的。

为了进而研究尾迹及其影响,最初是把代表尾迹的直线涡丝代以更符合实际形状的折线涡丝,令涡丝沿当地流动速度排列。当然这种处理方法同样适用于小展弦比的前(侧)缘分离涡面^[13]。但至此仍不能分析非定常运动机翼的前后缘分离及载荷情况。由于这种方法的具体实现方式各不相同,加之三角翼前缘涡之类流动所引起研究,对于定常问题也不断有一些新的工作^[14、15]。

近十年来,人们又把这种方法推广成一种适应性很强的新方法,即用可随流动移动和变形的涡格代表尾迹和前(侧)缘分离涡面。我们称这样的涡格为自由涡格,而把和翼面固定在一起的那些涡格叫作附着涡格。与定常问题一样,非定常涡格法虽然具有统一理论模型的一类方法,但从细节上说却可能存在着不同的具体作法和效果的差异。使用这种方法就有可能去预言非定常运动翼面上的压力分布和总体力系数,考察前后缘分离涡破碎之前的变化,并为处理非定常过程提供了方便。D.Levin和J.Katz^[16]、J.Katz^[17]、P.Konstadinopoulos^[11、18]等人采用这种方法得到了一些比较满意的结果,但实际处理非定常飞行姿态的还非常少,对载荷分布给出比较完整结果的工作更显缺乏。

本文在这些方面作了进一步的努力,并以此为工具对大攻角飞行的特殊现象进行了探讨,研究了机翼俯仰角速度对流动可能造成的影响。本文首先计算了展弦比 AR 为1的三角翼在几种攻角下的突然起动过程,并由此最终得到定常状态的流动图象和力系数(包括总体力系数和压强分布),这些定常的结果和经典的实验数据相符得很好。在此基础上进而对照了不同展弦比的影响和矩形翼的类似运动。计算结果显示展弦比越大时失速攻角越小,这和后掠角越大俯仰力矩的失稳攻角越大的结论^[2]是一致的。然后计算了同样的薄翼的等角速度仰起,得到和已有文献相近的结果。在仰起过程中前缘涡变小,同时也就意味着强度的增加和更为稳定^[2],也就是说仰起的动态过程能明显抑制分离涡面的破碎倾向,提高升力系数,而且这种效应和仰起的角速度成正比。仰起过程的力系数和实验数据也作了一定的对比。

三角翼的前缘襟翼也是一个引起广泛兴趣的问题,实验^[19、20、21]和理论^[22、23]研究领域都有不少已发表的工作。这里所谓前缘襟翼有人称为前缘涡襟翼(Leading-Edge Vortex Flap)^[21],因为它的作用不同于常规的前缘襟翼抑制分离的发生,而是维持前缘涡的存在。这些文献中包括不同的襟翼形式、偏转方向,其中理论研究大都限于极端简化的模型代替前缘涡。在这个问题当中,襟翼的非定常开合更为新颖和有意义,但也较为困难。通常的分析方法处理这样的问题显然难度较大。而本文所采用的涡格法则不存在类似的困难。虽然对定常问题而言,即使是较复杂外形也已有比较成熟的处理方法,但本文对有前缘襟翼三角翼突然起动的计算意义在于,这种方法并没有从定常到非定常的障碍,因此容易用于襟翼动态偏转之类的问题。可是这种方法最大的局限是在于流场中必须只有稳定的分离涡层。

二. 数学模型

§ 1. 基本方程

1.1 控制方程

当薄翼在不可压流体中运动时,在大雷诺数的条件下,涡量主要集中在翼面和前(侧)缘分离涡面、尾涡面中。翼面可以看作是一个给定形状的涡面,或者说是一个承受载荷的切向间断,我们称之为附着涡面。而前缘分离涡和尾迹则是不受力的自由涡面。除了在这些间断面上之外,整个流动可假定为无粘的位势流。有关实验^[12]在一个较大的区间内都没有发现雷诺数对总体力系数(包括力矩)的影响。但对压力分布等细节来说,湍流边界层的情况更接近本文这种势流模型,因为此时涡面模型中所忽略的二次涡的范围较小。

此时的独立变量只有流动速度 \mathbf{V}^* 。压强可由Bernoulli方程求得,不影响求解过程。记流场中任一点的速度 $\mathbf{V}^*(x^*, y^*, z^*, t^*) = \mathbf{V}_\infty^*(x^*, y^*, z^*, t^*) + \mathbf{v}^*(x^*, y^*, z^*, t^*)$,其中 \mathbf{V}_∞^* 是来流速度, \mathbf{v}^* 是全体涡面的诱导速度。上标*表示有量纲量,以下没有上标*的量表示相应的无量纲量,无量纲化选用的参考长度是根弦长 b^* ,参考速度是 \mathbf{V}_∞^* 。黑体字表示向量。下文均遵此约定。计算中采用较为方便的体轴坐标系,如图2.1所示。因此,对非定常飞行姿态来说,即使是均匀来流其来流速度 \mathbf{V}_∞^* 也是和座标有关的。

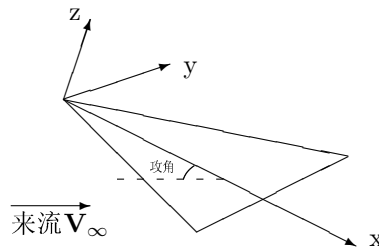


图2.1 坐标系

引入速度势 ϕ , 则 $\mathbf{V} = \nabla\phi$. 代入连续性方程 $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$, 得控制方程

$$\nabla^2\phi = 0 \quad (1)$$

1.2 边界条件和初始条件

边界条件有：

- (1)在无穷远处, $\mathbf{V} = \mathbf{V}_\infty$ 或 $\mathbf{v} = 0$
- (2)在附着涡面上, $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} = 0$, 其中 \mathbf{n} 为附着涡面的法向量
- (3)在自由涡面上, $\Delta Cp = 0$, 其中 $\Delta Cp = Cp_{\text{上}} - Cp_{\text{下}}$, $Cp_{\text{上}}$ 和 $Cp_{\text{下}}$ 分别是上下表面的压力系数即 $Cp \equiv \frac{p-p_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2}$, 其中 V_∞ 是来流速度大小, S 是特征面积(一般即取为翼面的平面面积)

(4)前后缘Kutta条件

初始条件为：

在整个流场中, $\mathbf{V}(x, y, z) = \mathbf{V}_0(x, y, z)$

或者

$\gamma_b(x, y, z) = \gamma_{b0}(x, y, z)$, 在附着涡面 $F_b(x, y, z, 0) = 0$ 上,

其中 $\gamma_b(x, y, z) = \gamma_{b0}(x, y, z)$ 是附着涡面的强度, $F_b(x, y, z, 0) = 0$ 是附着涡面的位置;

$\gamma_f(x, y, z) = \gamma_{f0}(x, y, z)$, 在自由涡面 $F_f(x, y, z, 0) = 0$ 上,

其中 $\gamma_f(x, y, z) = \gamma_{f0}(x, y, z)$ 是自由涡面的强度, $F_f(x, y, z, 0) = 0$ 是自由涡面的位置。

1.3 压力分布和总体力系数

由非定常Bernoulli方程

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial t^*} + \frac{1}{2} \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{V}^* + \frac{p^*}{\rho} = C^*(t),$$

其中 C^* 是和时时间有关的常数,

容易推得第 i 个控制点处上下表面压力系数之差 ΔCp 的表达式:

$$\Delta Cp \equiv Cp_{\text{下}} - Cp_{\text{上}} = \frac{1}{2} \frac{\partial \Gamma_i}{\partial t} + 2[\Delta \mathbf{V} \cdot \mathbf{V}]_i \quad (2)$$

其中下标 i 表示涡格及相应的控制点的编号, Γ_i 即第 i 个涡格的环量, $\Delta \mathbf{V}$ 实际就是附着涡面的强度, 即 γ .

需要计算的总体力系数为:

$$\textcircled{1} \text{法向力系数 } C_N \equiv \frac{N}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 S} = \int_S \Delta Cp dS,$$

其中 N 是法向力, 即作用在平板翼上的合力, 向上为正;

$$\textcircled{2} \text{升力系数 } C_L \equiv \frac{L}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 S} = C_N \cos \alpha$$

其中 L 是升力, 即法向力在垂直于来流方向上的分量;

$$\textcircled{3} \text{俯仰力矩系数 } C_M \equiv \frac{M}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 S b_A} = \int_S \Delta Cp \cdot X dS$$

其中俯仰力矩 $M = -\int_S (p_{\text{下}} - p_{\text{上}}) \cdot x dS$, 以原点(即三角翼的翼尖或矩形翼的前缘中点)为参考点, 抬头方向为正, 这在各种文献中有所不同, b_A 是平均气动弦长^[24], 三角翼 $b_A = -\frac{2}{3}x_{pj}$, 平均弦长 $x_{pj} = 0.5$, 而矩形翼 $b_A = x_{pj} = 1$;

$$\textcircled{4} \text{压力中心 } X_p \equiv -M/N = -C_M/C_N \cdot b_A.$$

§ 2. 数值方法

2.1 涡格划分和诱导速度的计算

在涡格法中,上述的涡面又被进一步简化为一些有限大小的涡环。本文的计算中,除个别位置之外这些涡环都是由四条直线段组成,而且平面的涡面(如本文中的附着涡面)是由平面四边形的涡格来模拟。

附着涡格除在三角翼的前缘之外一般取为矩形,满足物面边界条件的控制点的位置通常取在矩形涡格的中点,这和传统涡格法的($\frac{1}{4} - \frac{3}{4}$)法则是一致的。所谓($\frac{1}{4} - \frac{3}{4}$)法则是指点涡和控制点分别位于每个单元长度的 $\frac{1}{4}$ 和 $\frac{3}{4}$ 处,因此各单元的控制点距前后两侧点涡都是 $\frac{1}{2}$ 单元长。计算经验证明了这种作法是可行的。控制点的总数和附着涡格的数目相等,以下求解附着涡格强度时用到这一点。三角翼前缘的涡格形状在本文的计算中取为有一边和前缘平行的五边形(见图2.2),这条边即对应于所谓起动涡。计算的实践证明,无论是三角翼还是矩形翼,这条涡丝都应该离开物理的翼前缘或侧缘一定距离才能求得比较准确的力系数。这暗示了前(侧)缘上一个类似Kutta条件的限制。有关文献一般认为实验结果支持计算中的这种处理^[13、18]。

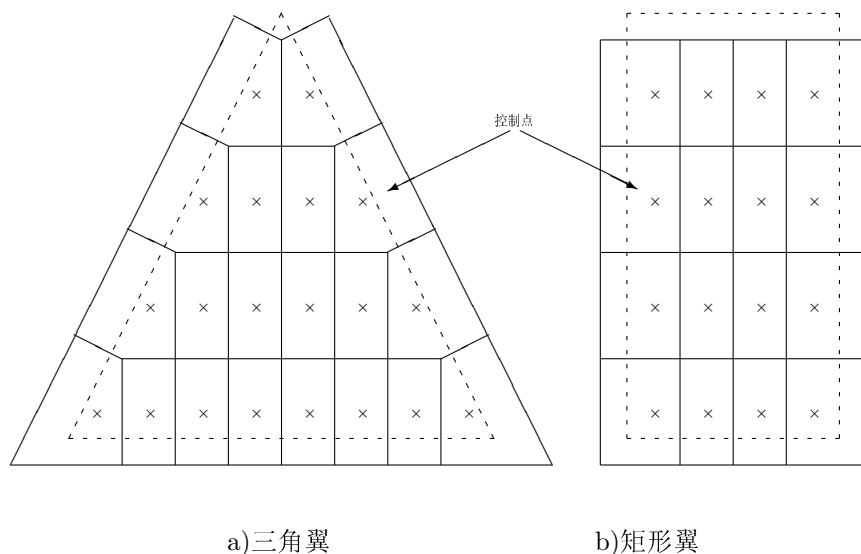


图2.2 附着涡格的划分

本文计算的前缘襟翼如图2.3(a)所示,和文献[19]中的相同。而文献[20]研究的前缘襟翼有两种形式,一种称作尖襟翼(Tapered Flap),也就是我们所选的形式,另一种是等弦长襟翼(Constant Chord Flap) (图2.3(b))。但我们的涡格恰好和后一种有类似之处。如其指出,绕这两种形状的流动没有大的不同,但前者相对较优。

因为前缘襟翼顶角较小,我们用一排涡格来代表整个襟翼。和上文的平板薄翼一样,也令这些涡格在物理的襟翼前缘伸出一定距离,同时把主翼前缘的涡丝

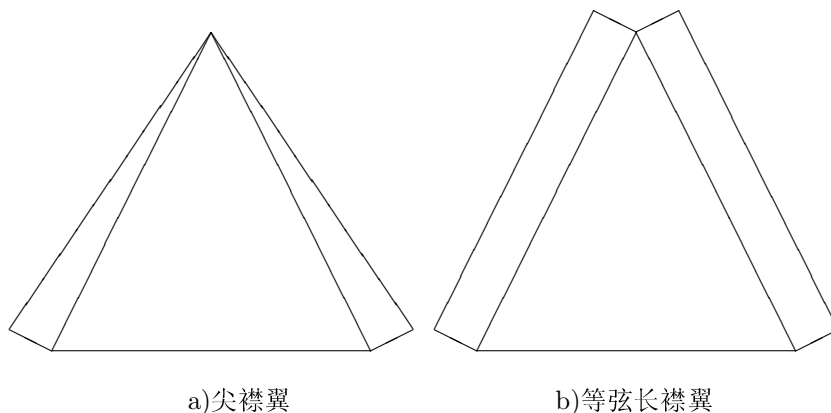


图2.3 前缘襟翼的形状

布置在铰接处,和襟翼相连。襟翼上的控制点取在每个涡格中部的顶角角平分线上。襟翼部分的涡格及控制点如图2.4所示。

因为自由涡面也被离散成类似的涡格,流场中所有涡面在一点的诱导速度实际上是由若干直线涡丝段在该点的诱导速度叠加而得。

这个速度可由Biot-Savart公式的最简单形式计算:

$$V = \frac{1}{4\pi r} (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2),$$

其中 $r = |\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2|/L$, $\cos \alpha_1 = \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{L}/(r_1 L)$, $\cos \alpha_2 = \mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{L}/(r_2 L)$;

$$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2|} V, \text{ 见图2.5。}$$

直线涡丝在其本身上的点的诱导速度有奇性,而且当计算点靠近涡丝时便给出极大的值,这在物理上是没有意义的。在数值计算中可以令这样的点上的诱导速度为零,使之更符合真实的流动图象。在本文的工作中,为了使数值结果更好地收敛,我们作了进一步修正,假定计算点靠涡丝很近时诱导速度的值和距离成正比,在某个距离上和Biot-Savart公式计算的值相衔接。这种作法相当于把涡丝换成一个具有有限直径的粘性涡核的Rankine涡。显然这种作法并非必须的,实践也证明防止奇性的具体方法对结果没有决定性的影响。但所取Rankine涡核的大小当然应该小于计算中的其他尺度。

由于本文的算例仅限于左右对称的飞行姿态,实际计算时只需考虑一侧半机翼的作用,另外一半镜向涡面的影响可由对称性直接得到。这样可大大节约计算时间和所需计算机内存量。

2.2按时间逐步进行的计算过程

由于诱导速度是由Biot-Savart公式计算而得,连续性方程和边界条件(1)都自动满足。

就三维问题而言,对Kutta条件的意义和后、前缘条件的提法尚有不同的理解。非定常Kutta条件的具体提法更是一个研讨之中的问题。在本文的计算中,

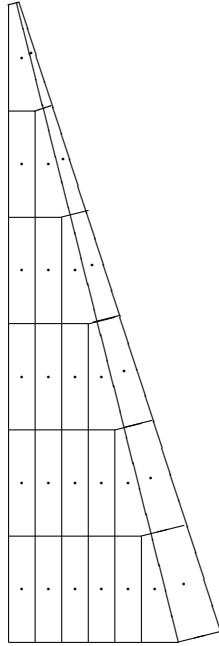


图2.4 带前缘襟翼的三角翼的涡格和控制点

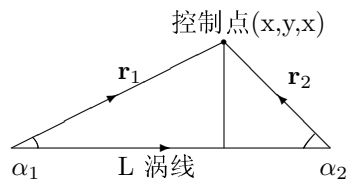


图2.5 Biot-Savart公式

如前所述以延伸出物理翼面的涡格代表Kutta条件即边界条件(4)的作用。计算结果表现出后缘处的 ΔC_p 确是趋于0,这正符合了二维Kutta条件各种提法之间的一致性。

在自由涡面上,和边界条件(3)等价的即Helmholtz定理: $\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = 0$,就是说涡量是随着流体质点移动的。因此,计算中的质点速度就是自由涡格移动的速度。为保证涡格由直线涡段组成,我们只考虑涡格的结点的移动,而认为结点之间的直线涡丝永远保持直线形状。结点的移动速度是上文Biot-Savart公式计算的涡面诱导速度与来流速度之和。同时,每一个自由涡格的环量 Γ_{fi} 在运动中是永远不变的。

对离散成涡格的涡面来说,初始条件实际上就是在 $t = 0$ 时刻已知附着涡格的强度即环量大小 $\Gamma_{bi}(0) = \Gamma_{bi0}, i = 1, 2, \dots, N$ (附着涡格的位置一般说是不变的)和自由涡格的强度 $\Gamma_{fi} = \Gamma_{fi0}$ 及位置 $\mathbf{r}_{ij}(0) = \mathbf{r}_{ij0}, i = 1, 2, \dots, I, j = 1, 2, \dots, J(i)$,这里 N 是附着涡格的个数, I 是 $t = 0$ 时刻自由涡格的总个数,包括代表前缘分离涡面和代表尾迹的涡格, J 是每个自由涡格的结点数,一般地说就是4。

那么,在下一个计算时间步,即 $t = \Delta t$ 时刻,自由涡格的新位置由 $\mathbf{r}(x, y, z, t) = \mathbf{r}_0(x, y, z) + \mathbf{V}(x, y, z, t)\Delta t$ 得到。其中 $\mathbf{V}(x, y, z, t)$ 包括来流速度和涡面的诱导速度,诱导速度一般按 $t=0$ 时刻所有的涡格来计算,如果采用 $t = \Delta t$ 时刻的速度,或者更一般地,取加权平均,则计算量将大大增加,并且收敛性需要特别的注意。

这里我们注意到,每个自由涡格的强度实际上是不随时间变化的,这是Helmholtz定理的要求,也就是上面对边界条件(3)的处理。

$t = \Delta t$ 时刻的 N 个附着涡格的强度由边界条件(2)得到。

边界条件(2)即壁面无穿透条件在附着涡面上的 N 个控制点上得到满足,则由此得到的 N 个线性方程

$$\sum_{i=1}^N a_{ji} \Gamma_{bi}(t) = b_j(t) - \sum_{i=1}^I a_{ji}(t) \Gamma_{fi}, j = 1, 2, \dots, N,$$

其中 $\Gamma_{bi}(t)$ 是第 i 个附着涡格的环量大小, $\Gamma_{fi}(t)$ 是第 i 个自由涡格的环量; a_{ji} 是第 i 个附着涡格按单位强度计在第 j 个控制点上产生的法向诱导速度的大小, a_{ji} 是第 i 个自由涡格按单位强度计在同一点上诱导的法向速度, b_{ji} 是这个控制点上来流速度法向分量的相反数。假如计算的是翼的突然起动,则 $t=0$ 时刻还没有分离涡的存在,那么上式中 $I=0$,也就是说等号右边只有 $b_j(0)$ 一项。事实上平板翼的附着涡格和控制点都在同一个平面内,前者在后者上所产生的诱导速度必然是法向的。

它们所组成的方程组正好足以求解 N 个附着涡格的强度 $\Gamma_{bi}(t)$ 。

$t = 2\Delta t$ 时刻的参数以 $t = \Delta t$ 时刻为起点用同样的方法解得。依次下去便得到求解的全部非定常过程。

在不考虑有变形的机翼时,附着涡格的划分一般当然也是固定的。这样 a_{ji} 即和涡格的强度无关,也就是说,在随时间前进的计算过程中上述线性方程组的系数矩阵是常数的。这一点对计算的进行是很有利的。

当时间趋于无穷大时,自由涡格的个数也将变为无穷多, a_{ji} 的计算即使不是不可能也要面对极其巨大的计算量。其实这是不必要的,因为足够远的涡丝在翼面上的控制点的诱导速度已经小到可以忽略,而且实际的涡面在长距离运动后如果没有破碎也必然发生了耗散。所以我们在计算中把一定距离(大约4倍根弦长)之外的涡丝都略去不计。这个距离的选取来自经验和计算条件的可

能。Konstadinopoulos^[11]认为三倍弦长之后的尾迹对解实际上已没有影响,而且即使只计入两倍弦长之内的尾迹精度的损失也不大。

关于 Δt 大小的选取,已有的经验和合理的推论都提示采用 $\Delta t = \Delta x/V_\infty$,从而使自由涡格和附着涡格的大小基本相同。

2.3 若干方法细节的举例说明

我们在引言中已经提到,涡格法这类方法虽然是以统一的理论模型为基础,但在具体实施计算时却可以有各种不同的作法,而这种作法上的细节很可能影响结果的质量,甚至带来较大的差别。这既是方法本身固有的弱点,也正是具体工作的困难所在。下面以本文工作中的经验为例试加以说明。

A. 翼尖

一般地说,组成涡格的涡丝的端点也是相邻涡格连接的结点,换言之即结点之间的涡丝都是直线而不是折线,即不存在其他点需要计算其运动速度。这是我们以直线涡丝围成的网格模拟涡面的基础。然而位于翼尖的一个附着涡格有所不同,在它靠前缘和靠后缘的两个结点之间的涡丝有一个代表翼尖的折点,因而在这里就可能有多种作做法。本文试算了两种方法:一是象计算其他结点的运动速度一样地处理这个点,二是在自由涡面中把这点略去不作为结点,它们的比较见图2.6。选用的算例是展弦比为1的三角翼在 10° 时的突然起动直至定常状态的过程。结果证明两种方法计算的流动图象和力系数(包括压强分布)几乎完全相同。这种一致性说明了数学方法和物理现象之间的符合,也从一个侧面显示了本文所采用的涡格法的可靠性。

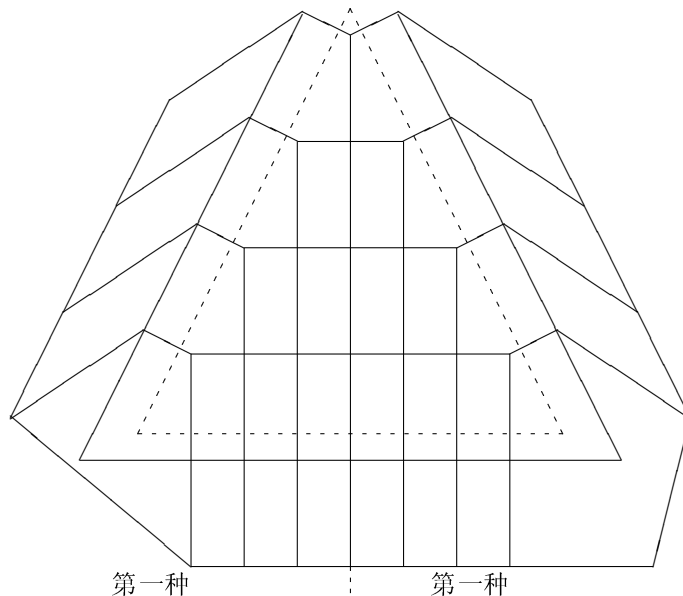


图2.6(a) 翼尖涡格的两种处理方法

B. 涡格的“展弦比”

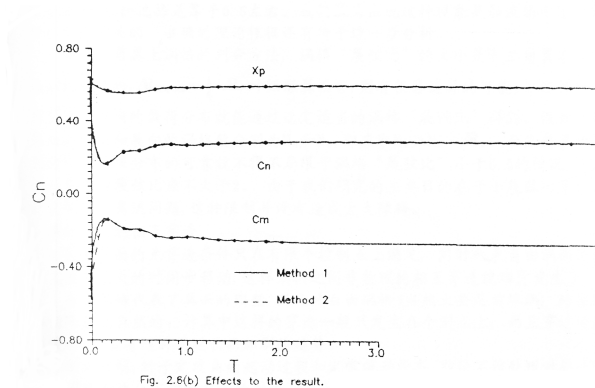


图2.6(b) 对结果的影响 ($\alpha = 10^\circ$, $Re = 1$)

在本文的计算工作中发现,涡格“展弦比”较小的时候显得有利于获得较为准确的压力分布。所谓涡格“展弦比”是指一个涡格展向长度和弦向长度之比。当涡格的“展弦比”大于0.5时,在接近后缘的部分控制点上会计算出明显不合理的负压强分布,而过小“展弦比”的涡格看来也不利于得到较精确的压强分布,最佳的选择是等于0.5左右。我们认为出现这种现象是和流场中速度的特征方向有关的,准确的理论根据还有待于进一步分析。

根据三角翼上涡格的划分方法,涡格“展弦比”的大小是和三角翼本身的展弦比相关的, $AR = \frac{1}{4}AR$ 。对矩形翼而言,则有任意选择的可能。这样矩形翼比较准确的载荷分布就能通过选定适当的涡格“展弦比”得到。假如半矩形翼的弦向和展向的涡格数分别为 N_c 和 N_s ,即应取 $N_s \geq N_c \cdot AR$ 。而三角翼的计算为保证压强分布的可靠就不得不局限于涡格“展弦比”小于0.5的情况,就是说三角翼的展弦比应不大于2。由于我们研究的主要目的在于小展弦比平板翼的前侧缘分离流问题,这种限制并没有造成太大障碍。

C. 涡格之间的相互穿透

因为壁面的无穿透条件只在有限个控制点上满足,同时代表自由涡面的涡格又按有限大的时间步移动,这样涡格之间非物理的相互穿透就难免发生了。

附着涡格代表了翼面的固壁,因此对自由涡格(当然主要是前缘涡)的穿透加以限制是自然的。计算中这样的穿透一般只发生在个别点上,而且穿过的距离较小,也没有随时间延长而加剧的趋势。

实践证明,对于定攻角的起动过程和定常流动状态,即使不作处理对整体的流动图象和力分布都没有大的影响。这也从另一个侧面说明了本文采用的方法确能掌握住主要的物理现象。然而,意料之中的是,俯仰振荡的情形(本文中计算的是等速上仰),尤其是当俯仰角速度较大时,这种处理的必要性便较为突出。而同是定攻角的情况,更容易发生这种穿透的是较复杂的外形,例如本文中带有折起的前缘襟翼的三角翼。

代表平板翼的附着涡格都在同一平面内,而且是坐标平面,是否穿过是很好判断和抑制的。前缘襟翼也是一个平面,处理时也无太大困难。而在一定条件下自由涡格之间也会发生相互穿插交叠,此时算法上的困难和根据的不足都阻碍了人为的限制。当这种穿插较大范围存在时可以看作是一种涡面破碎的象征。

D. 起动涡

当翼面突然起动时,首先产生的尾迹和前缘分离涡就是起动涡。起动涡会在和脱出方向垂直的方向局部地卷起。如前所述,在涡格法模拟中第一排脱出的横向(垂直于流动方向)的涡丝就相当于起动涡,在计算中这排涡格也会明显地卷起。但是,由于涡面被离散成有限大小的涡格,涡格的大小和实际的起动涡的尺度相比一般说都要偏大,所以卷起的范围相应地也偏大,对较粗的划分来说尤其如此。从另外一个角度看,就是计算这条涡丝的运动时,有限大的时间步长造成在垂直于涡面的方向太大的偏移。

为减弱这种影响,采取一种修正,即把第一排涡丝的速度和移动之后新时间步的涡面相应位置上的速度作平均。这样处理的结果更接近真实的起动涡的物理图象。平均时可采用不同的加权因子,但无论如何加权或修正与否都只对起动的过程有影响。当起动涡已经远离翼面时,它的作用也就消除了。所以,对定常状态的流动或此后其它的非定常姿态来说,这种修正并没有影响。

由于同样的原因,前缘涡片最初卷起的涡核在明显小于涡格尺度时也不可能逼真地再现。

§ 3. 结果表示

A. 流动图象

我们给出了计算中自由涡格的三维投影图,以便能对流动图象有一个比较直观的认识。在某些投影图中,为清楚起见只画出了纵向(沿流动方向)或者横向涡丝。因为自由涡丝是由流体质点组成,所以纵向的涡丝实际上就是通过前缘和后缘上若干点的脉线,当然对定常流动的情形而言也就是流线。

同时,为了更清楚地看到涡面尤其是前缘涡卷起的形状,还画出了涡面的剖面图。具体的做法是,在给定 x 坐标的截面上把纵向的涡丝的位置用直线连接起来。如前所述,在涡格划分较粗时,这样表示的涡面卷起形状比较粗糙,但对涡面卷紧的程度和卷起相对翼面的位置已能有所反映。如果采用光滑曲线连接这些涡丝的位置,可以得到更接近于真实的图象。

B. 压力分布 ΔC_p 的求法

真实的涡量总是存在在一定的体积之中,涡面假设把薄层内的涡量看作“压缩”于一个无限薄的面内,而涡丝假设则是把这些涡量集中到直线段上。为了得到(2)式中的 ΔV 即 γ ,我们再把涡丝的环量分布到面上。分布的方式可以象Konstadinopoulos^[11、18]做的那样,把每一涡段的环量均匀地分布到它所接的两个涡格中,即对相邻的两个控制点产生影响。也可以采用其他方法,比如把整个翼面上的涡丝环量按一种线性的连续方式分布开。图2.7以二维的形式示意了两种作法的不同,按第一种方法

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_i}{x_{ci} - x_{ci-1}} + \frac{\Gamma_{i+1}}{x_{ci+1} - x_{ci}} \right),$$

第二种则是

$$\gamma = \frac{x_{ci+1} - x_{ci}}{x_{i+1} - x_i} \cdot \frac{2\Gamma_i}{x_{i+1} - x_{i-1}} + \frac{x_{ci} - x_i}{x_{i+1} - x_i} \cdot \frac{2\Gamma_{i+1}}{x_{i+2} - x_i}$$

$$= \frac{2}{x_{i+1} - x_{i-1}} \left(\frac{x_{i+1} - x_{ci}}{x_{i+1} - x_i} \Gamma_i + \frac{x_{ci} - x_i}{x_{i+2} - x_i} \Gamma_{i+1} \right).$$

其中 γ 即控制点位置上的涡层强度, x_{i-1} 、 x_i 、 x_{i+1} 是点涡的位置, x_{ci-1} 、 x_{ci} 、 x_{ci+1} 是控制点的位置。前一种方法稍方便一些,也更容易和诱导速度的计算过程有一致的解释;而计算证明后一种方法可能使压力分布更符合实际。事实上这两方面的差别都不大。

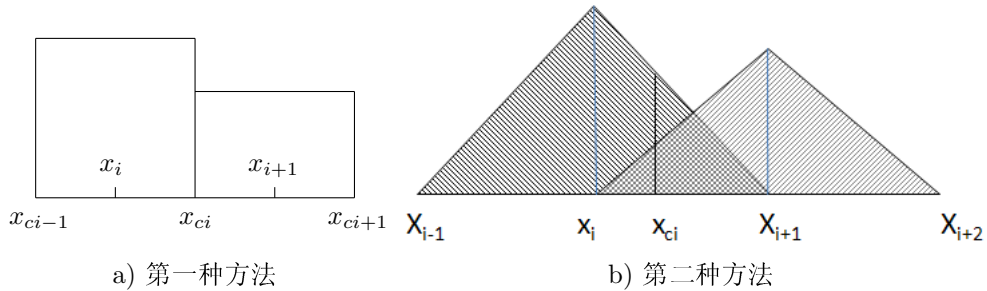


图2.7 计算压力系数的两种方法

C. 总体力系数

在本文的计算结果中,给出了非定常过程几种力系数随时间变化的曲线以及定常状态的力系数—攻角曲线。

此外,给出的结果中还包括某个 x 位置上的横向速度场分布。

三. 计算结果

和流动状态相关的几个参数定义如下:

- 攻角 α ,俯仰开始攻角 $\alpha_{\text{始}}$ 和终止攻角 $\alpha_{\text{终}}$;
- 无量纲时间 $t = t^*V_{\infty}^*/b^*$, 其中 V_{∞}^* 为来流速度, b^* 为翼根弦长。无量纲时间 $t=1$ 即机翼前进一倍根弦长所需的时间;
- 完成俯仰过程的时间 $T = T^*V_{\infty}^*/*$;
- 俯仰角速度 $\Omega = \Omega^*b^*/2V_{\infty}^*$ (在本文的计算中 Ω 都为常数,即等速仰起);
- 展弦比 \mathbf{R} (本文只计算了没有变形的薄翼,但这并不是方法的局限);
- 前缘襟翼的顶角 θ 和偏角 ϕ (向上翼面方向偏转为正)。

本文给出的结果主要包括以下几个方面:

1. 流动图象:包括三维涡格的二维投影图和分离涡面的剖面形状;
2. 总体力系数:包括升力系数、法向力系数、俯仰力矩系数和压力中心;
3. 压强分布:在给定弦向或展向位置上以曲线表示,在整个翼面上以等压力线表示。因为对照数据不多,所以在所有的算例中给出。

本文计算的各种飞行姿态的算例包括:

- 1.三角翼
 - a.展弦比 $\mathbf{R}=1$ 的三角翼的突然起动过程和定常状态, 攻角 α 分别为 10° 、 15° 、 20° 、 30° ;
 - b.展弦比 $\mathbf{R}=1$ 的三角翼的等速上仰过程, $\alpha_{\text{始}}=10^\circ$, $\alpha_{\text{终}}=90^\circ$, $T = 1$ 和 3 ,即 $\Omega = 0.698$ 和 0.233 ,起始状态分别为静止(即突然起动同时上仰)和定常状态
 - c.三角翼在攻角 α 为 15° 下的突然起动过程和定常状态, 展弦比 \mathbf{R} 分别为 $1, 1.5, 2$;
 - d.展弦比 $\mathbf{R}=2$ 的三角翼的突然起动过程和定常状态,攻角 α 分别为 5° 、 10° 、 15° 、 20° 、 30° ;
 - e.展弦比 $\mathbf{R}=2$ 的三角翼的等速上仰过程, $\alpha_{\text{始}}=0^\circ$, $\alpha_{\text{终}}=91.676^\circ$, $T = 20$,即 $\Omega = 0.04$,起始状态为定常状态。
- 2.矩形翼
 - a.展弦比 $\mathbf{R}=1$ 的矩形翼的突然起动过程和定常状态,攻角 α 分别为 10° 、 15° 、 20° 、 30° ;

b.展弦比 $R=1$ 的矩形翼的等速上仰过程, $\alpha_{\text{始}}=10^\circ, \alpha_{\text{终}}=90^\circ$, $T=1$, 即 $\Omega=0.698$,起始状态为定常状态

3.带前缘襟翼的三角翼

具有 5° 顶角前缘襟翼、展弦比为1的三角翼在襟翼偏角 $\phi=0^\circ$ 和 90° 时的定常流动(包括突然起动过程), 攻角有 10° 和 0° .

(一)三角翼的突然起动和定常状态

所谓突然起动,即在时间 $t=0$ 时刻无量纲来流速度直接从0变为1. 计算时就是把有来流速度而尚无任何尾迹和前(侧)缘分离作为初始条件. 这样就模拟了较快速度起动的情况. 当时间一定长之后,最初的分流涡已足够远,翼面即附着涡及其附近的流动已基本不再变化,我们便可以认为已达到定常状态.

实际的流动可能有非对称性和非零的滚转力矩,见文献[1]. 这是本文采用的方法所无法模拟的.

图3.1给出了展弦比 $R=1$ 的三角翼在攻角 $\alpha=10^\circ$ 突然起动过程的流动图象. 图3.1(a)是从后方左上侧观察的自由涡格即分离涡面的投影图,图3.2(b)是在给定 x 位置的分离涡的剖面形状, 涡面的剖面取于 $x=0.3, 0.6, 0.9, 1.2$ 四个位置. 其中每组四幅图分别对应于起动之后 $t=0.5, 1, 2$ 和达到定常状态之后.

因为流动是对称的,为清楚起见,只画出了对称面的右半侧,以下的各种图都是如此.

为了更好地了解结果,我们在和图3.1相同的流动参数下,即展弦比1的三角翼 10° 攻角时的定常运动,给出了另外几种流动图象的表示方法. 图3.2是只画出纵向涡丝的尾迹图,图3.3是只画出横向的涡丝,图3.4迎来流方向观察的尾迹,图3.5是在后缘前后两个给定 x 位置的平面上的横向速度分布. 文献[12]中给出了若干后缘之后的速度分布图,图3.5和它们的吻合是较好的. 这里的横向速度是指与翼面对称轴垂直的速度分量,但不包括来流速度在内.

三角翼前缘分离流的图象可见于文献[12]等多处,从图3.1-图3.5可以看到,非定常涡格法比较真实地模拟了三角翼前缘分离涡面的卷起及其非定常的形成过程,这为研究更复杂的机翼外形和流动情况提供了良好的基础. 在以下的结果中可以看到,用这种方法得到的力系数,包括压强分布,都和实验或其他计算结果相符得较好.

图3.6是展弦比为1的三角翼在4个不同攻角的起动过程中力系数随时间的变化. 突然起动的瞬间 $t=0, \partial\Gamma/\partial t = \infty$, 所以 $\Delta C_p = \infty, C_L = \infty$. 数值模拟时即 $\Delta\Gamma/\Delta t$ 中 $\Delta t=0$. 实际计算时 Δt 仍取起动以后的所用的有限大的值, 算出的结果可以在一定程度上反映 ΔC_p 中另一项的大小.

结果表明力系数在突然起动中的变化过程是和已有的认识符合的. 类似的结果可见于文献[16]、[17]. 但是,当攻角较大时计算的力系数变化波动很明显, 这主要是由于攻角越大前缘涡越不稳定, 直至达到或接近失速攻角时, 下文将再次论及.

图3.7把 $R=1$ 的三角翼定常状态的攻角-升力系数关系和见于教科书[24]的实验数据作了比较. 图3.8给出了不同实验结果的比较. 可以看出,本文的方法得到的结果误差没有超出不同实验者和实验条件之间的差别,是非常准确的.

图3.9对照了同一个三角翼攻角 10° 时的展向压强分布和前人的实验及计算结果. 计算的压强分布是靠近后缘的一排控制点,相当于 $x=0.958$,实验值在 $x=0.933$,用于对照的其他计算结果也是最后一排单元,但其单元较大,相当于在 $x=0.95$. 计算的压强分布包括吸力峰值的位置略有向翼面内侧偏移. 图3.10是弦向的压强分布,选自展弦比2的三角翼,但对照数据的展弦比是2.5,仅能

作趋势的比较。和展向相比,弦向压力分布在靠近翼尖的位置上稍显不同。基本上可以说,本文得到的压强分布至少对定常流动来说还是相当准确的。

有理由推测,更密的涡格划分可能得到更准确的压强分布,然而这必须以计算量的指数增长为代价。主要原因在于与空间离散相应的时间步缩小,以及因此带来的自由涡面中的涡格数目的大幅度增加。

图3.11是 $AR=1$ 的三角翼攻角 10° 和 30° 时上下表面压强差的等值线。我们看到,在 30° 时压力分布要平缓得多,这是由于攻角较大时整个翼面上压强增大,从而使局部的差别相对减小。需要指出的是本文中所有得到的压强分布都是指上下表面的压强差,而实验测量值一般都是上下表面单独给出。

图3.12比较了不同展弦比的三角翼的升力系数,其中展弦比1.5的翼只计算了在攻角 $\alpha=15^\circ$ 时的值。显然展弦比的增大必伴随升力系数的增大。不同展弦比的影响和文献[24]指出的相符,即展弦比越大 $C_L - \alpha$ 曲线的斜率越大。

图3.13给出了展弦比为2的三角翼在攻角 30° 时的尾迹图象,是从水平位置左后方观察的自由涡格。此时距突然起动时间已30,尽管涡片卷起的总趋势依然可见,近场流动参数(附着涡格强度)仍有较明显的波动。我们认为这是接近或达到失速攻角的表现。

对于给定展弦比的三角翼,当攻角增大到一定程度稳定的分离涡面的模型已不准确,在计算中以涡格环量大小为代表的参数在较长时间内波动,波动的幅度随攻角的增大而增大。在同一个收敛判据下,攻角越大收敛于定常状态所需的时间越长,在这点上物理的时间和计算的时间是一致的。一般认为,从翼面相对于定常姿态开始运动到恢复到定常状态所需的时间最大约为30^[5]。而展弦比为2的三角翼在攻角达到 30° 时计算时间超过30后仍无收敛的迹象,我们认为此时稳定的分离涡面已不存在。物理上意味着超出或达到了失速攻角。展弦比为1的三角翼在攻角为 30° 时仍可达到稳定的定常状态,由此可以看到展弦比为2的三角翼失速攻角约为 30° ,而展弦比为1的三角翼失速攻角在 30° 以上。从本文的计算结果可以得到定性的结论,即失速攻角对大展弦比的机翼较小,这和人们已有的认识是相符的。不同的实验研究发现,对展弦比为1的三角翼来说,前缘涡破碎点达到后缘处的攻角大约是从 30° 到 35° ^[2、11];而后掠 70° 的三角翼(相当于展弦比1)是在攻角 22.5° 时破碎点扩大到这一位置^[17]。

以上对照证明这种方法不只是定性的合理,定量分析也有足够的可靠性。

(二)三角翼的等速仰起

这里的算例都是在时间 T 内攻角从 $\alpha_{\text{始}}$ 等角速度变到 $\alpha_{\text{终}}$ 的流动图象和压力分布。攻角的变化过程如图3.14所示。

等速仰起和正弦振荡或其它形式的俯仰运动不应有本质的区别^[1、6]。但仰起结束后的流动两者当然有不同的性质,振荡机翼上的前缘涡一般会一直代表流动的特征。在现有实验中振荡的结果较多。

图3.15-21研究了等速上仰的过程。对比了三角翼的定态运动以及不同形式的仰起的流动图象和力系数。

图3.15-17是 $AR=1$ 的三角翼等速仰起和定态的对照,俯仰轴都选在0.5根弦长处。其中图3.15是涡格的投影图,每一图包括从三角翼后方左上侧观察和正左侧观察两种;图3.16是分离涡面的剖面图,剖面位置在 $x = 0.3, 0.6, 0.9, 1.2$ 四处。这两图的(a)是定常运动,其①、②分别是攻角 20° 和 30° 的流动图象,(b)和(c)都是从 10° 到 90° 的等速上仰,仰起时间 T 各为1和3,即俯仰率 Ω 分别为0.698和0.233,其①、②分别是仰起到 23.3° 和 36.7° 攻角的时刻,由于时间步较大,这两个攻角与对照的定常流动稍有不同。尽管仰起运动的攻角已超过对照的定常运动,但

前缘涡面却更靠近于翼面。而且上仰过程中前缘涡的卷起形状也要更紧凑,这样涡量就集中在一个较小的范围内,从而使涡升力更显著。

图3.17(a)(b)(c)对比了不同攻角下这三种情况的法向力系数、俯仰力矩系数和压力中心。仰起过程的法向力系数明显大于相应攻角的定常流动,而且能在较大攻角比如 80° 甚至 90° 时保持稳定的法向力。这种区别对俯仰率较大的仰起过程也更大。还有很重要的一点,就是 $\Omega=0.698$ 的仰起过程比 $\Omega=0.233$ 的情况力系数变化要稳定得多,这说明大俯仰率具有的特别优越性不只是量的不同。

图3.18给出了 20° 攻角的定常流动和仰起过程中 23.3° 时的压强差分布的等值线。从中可以看到仰起时翼面前部压强差的降低和后部压强差的增大,这是因为仰起时前部要受到额外的向下的作用力,而后部相反。

从以上结果中看到的最主要现象是,较大角速度仰起的动态过程使前缘分离涡片的涡核更加集中和靠近翼表面,从而极大地提高了涡升力。而定态的流动在相应的大攻角就不可能维持稳定的前缘涡片。图3.17(c)显示了上仰过程的另一个可以预见的影响,就是压心的明显后移,这一点在图3.18中也可以很清楚地看到。

这里的算例都选择从 10° 开始仰起是因为更小的攻角时不一定有前缘分离涡存在,涡片模型可能失去基础。无论定常或俯仰运动,三角翼前缘涡的出现都是在 8° 到 10° 左右的攻角,而且这个界限对展弦比很不敏感^[6]。在本文的计算方法中,较小攻角时自由涡格和附着涡格相互靠近,还有可能发生非物理的交错或其他数值上的不稳定。

本文的计算没有比较俯仰轴位置的影响。但有一点是清楚的,即当其他参数相同时,对上仰而言俯仰轴向前移动必使法向力及其分布增大,向后使之减小;对下俯来说正好相反。注意,这里上仰下俯是以机翼抬头或低头为标准,与俯仰轴位置无关。上仰时压力中心后移的趋势则无论俯仰轴在哪里都是不变的。

有的实验显示,不同大小的俯仰率下分离涡的发生过程有从翼尖开始或从翼稍开始的不同^[2],由于没有更系统的实验结果,这一点在本文的作法中还无法体现出来。

总之,从流动图象中可以发现,仰起的角速度增大明显影响分离涡面的形状,延缓了涡的尺度增大和破裂,有利于充分利用涡升力。特别是在大攻角时能得到定态时不可能有的稳定的法向力。但这种快速上仰过程的力系数和图象还有待于与实验的比较。

仰起角速度在三维流动中的影响和王家禄^[25]等对翼型的实验有相似的现象无论三维或二维,俯仰率越大则分离涡能够保持存留的攻角就越大。二维情况的不同点在于较大俯仰率能延迟分离涡的发生^[6]。

为和实验对照定态与仰起的不同,我们又计算了一个小得多的俯仰率的算例。图3.19是 $AR=2$ 的三角翼在 $\Omega=0.04$ 时从 0° 攻角开始上仰过程的法向力系数和定常情况的对照,以及同样参数下的实验数据^[1]。这样的仰起相当于在时间20内从 0° 上仰到 91.676° 。结果显示这么小的俯仰率时计算未能表现实验结果中仰起对力系数的稳定提高,因为较缓慢的仰起中稳定的分离涡面可能已不能维持。这也再次说明,尽管实验证明较小俯仰率的上仰仍能明显提高法向力,但可靠地实现超机动飞行可能还是要在迅速仰起的过程中。

当攻角 α 较大甚至接近 90° 时,而且俯仰率只是0.04左右,以前缘分离涡为主要特征的流动图象中的稳定涡面必然已不存在。本文所采用的数学模型的基础已经失去,计算所得力系数的不真实也是清理之中的结果。

本文还计算了另一种计算量较小的非定常飞行姿态,即三角翼突然起动

同时仰起,因为此时需要计算的分离涡面比已经达到定常状态的情况少得多。图3.20给出了 $R=1.0$ 的三角翼突然起动同时仰起的流动图象。与以前的算例一样包括自由涡格的投影图和涡面剖面图,每组四幅图分别是仰起到 23.3° 、 36.7° 、 50° 和 90° 的时刻。图3.21是整个上仰过程中总体力系数的变化过程,以及和从定常开始上仰的对照。这种过程的特征基本上是突然起动和上仰两种作用的叠加,以上仰的影响为决定性的因素。力系数比流动图象更清楚地反映了这一点,因为两种情况相当接近,都明显高于没有仰起的情况。

(三)矩形翼

侧缘分离涡的作用和三角翼的前缘涡基本相同,但侧缘涡相对整个矩形翼来说范围较小,所以它对矩形翼的影响也比较小。本文的计算说明了这一点。

图3.22(a)是 $R=1$ 、 $\alpha=15^\circ$ 的矩形翼定常状态的涡格投影,图3.22(b)是相应的涡面剖面。

图3.23对照了 $R=1$ 的矩形翼定常状态升力系数、俯仰力矩和实验的结果^[11、24]。升力系数的计算值稍有偏小,不及三角翼吻合得那么完美。其中图3.23(b)是俯仰力矩和实验数据以及其他计算的对照,一致的程度是令人满意的。

图3.24是 x 方向两个位置上的展向压力分布和其他人计算结果^[26]的对照。所选参数是展弦比为1,攻角 15° 。本文的控制点位置是在 $x=0.458$ 和 0.792 ,对照数据是 $x=0.5$ 和 0.85 。这里虽然趋势一致,但差别明显,本文的计算大得多。这当中原因之一是本文所取位置要靠前一些。可是从图3.23(a)显示的升力系数的吻合来看本文的计算要更为可靠。

对于矩形翼我们计算了一种俯仰率 $\Omega=0.698$ 的上仰运动,即在时间1内从 10° 攻角仰起到 90° 。图3.25、3.26、3.27对照了它和定态的不同,其他参数均和三角翼的情况相同。结果表明,仰起过程使法向力系数显著提高、侧缘涡靠近翼面 and 更加集中、以及压力中心的后移,这些都与三角翼前缘分离时的结论相类似。

图3.28是仰起和定态的压力分布的等值线比较,也显示了与三角翼类似的不同点。需要再次注意本文所有结果都是只给出了右半侧翼面。文献[10]中有较大展弦比(3.54)的矩形翼在仰起过程中的压力分布,从中可以看到相近的地方,但由于展弦比差别较大,而且测量值分布不光滑,所以不可能作定量的比较。可是,从分布趋势推断本文的压力分布是有参考价值的。

由这些结果总的来看,对侧缘分离的矩形翼而言,仰起的非定常过程的作用与前缘分离的小展弦比三角翼的情形没有质的区别。

(四)带有前缘襟翼的三角翼

本文的计算选择了展弦比1的三角翼前缘襟翼向上偏转 90° 和不偏转时的突然起动。襟翼顶角 5° 。这些参数参考文献[1]。图3.29(a)是襟翼偏转 90° 达到定常状态时的分离涡形状(涡格投影),图(b)是涡面剖面,(c)是当攻角变为 0° 时的涡面剖面;图3.30是襟翼不偏转的情况。从剖面形状看计算明显不及没有前缘襟翼时的结果。这一方面可能是由于涡格的划分还没有比较成熟的经验,另一方面本质的原因是前缘襟翼的存在使流动更加复杂,可能出现多种不同形式的二次分离^[19],而这些问题本文的计算中尚无考虑。

图3.31(a)(b)分别对比了这两种情况以及不带襟翼的三角翼的法向力系数和俯仰力矩,攻角都是 10° ,其差别和实验是一致的^[20]。前缘襟翼的存在和偏转显然提高了升力。考虑到偏转角 $\phi=0^\circ$ 的对比(实际即为展弦比增大的三角翼),可以知道这种升力的增加不仅是来自于翼平面面积的加大。

图3.32是襟翼偏转 90° 而攻角为 0° 的突然起动过程的力系数变化。此时升

力系数已经明显不为0^[19].这是由于在0° 攻角时襟翼前缘相对于来流有攻角,所以也有分离涡片发生。偏转角90° 时这个攻角的大小是90° 减去后掠角。

这几个例子都与文献[19]和[20]的结论一致,即前缘襟翼在攻角较小时对升力的增加最为明显。前缘襟翼增加升力的同时会增加阻力,但有时是有益的^[20]。在我们的计算中当然如此,因为这里的升力和阻力是同一个法向力的分量。

四. 结 论

关于小展弦比翼前(侧)缘分离流的一些性质,从本文的多个算例中得到若干认识和验证。

从突然起动直至最终得到定常结果,无论图象还是力系数等,都和现有的结果吻合得非常好,三角翼尤其如此。

计算结果证明,较大的仰起角速度能有效地抑制涡的增大和破碎,更有利于保持稳定的涡升力。仰起过程中在一定范围内超过定态的失速角并不发生失速,而较快的仰起这种效果更明显。从本文的计算中可见明显的升力系数提高,同时伴随压力中心的后移。

关于前缘襟翼的计算,本文所作的仅仅是一个开头。但是已有的实践说明,非定常涡格法处理这一类问题没有大的障碍,前缘襟翼的存在及其偏转对三角翼性能的影响肯定可以通过这种方法得到初步的认识。计算结果证明了反转前缘襟翼的优越性。

以上结果表明,非定常涡格法可以比较有效地处理前(侧)缘分离流的问题。这种方法是易行的,其结果对于了解问题的基本特征来说也是可靠的。特别是因为非定常问题几乎不对这种方法构成障碍,从而使我们能对某些较复杂的非定常分离流现象的性质得到一定的认识和验证。非定常问题有着非常深远和光明的前景,而本方法对认识这一领域某些复杂的现象有一定的意义。

尽管这种非线性涡格法的具体实施尚缺乏很可靠的指导原则,但从以往的实践和本文的工作中还是可以得到关于作法技巧的一些一般性的结论,例如:

1. 整个流场中的涡格的大小比较一致时有利于得到较为稳定和准确的结果;
2. 翼面边界条件控制点应和周围的涡丝交错均匀分布;
3. 涡格在平面两个方向上的尺度之比与这两个方向上的流动速度的大小之比以相适应为宜。

然而,有时为了适应具体的外形或流动条件,不得不放弃以上某些原则,比如本文中前缘襟翼的计算就属于这种情况,襟翼上及铰接处的涡格和控制点分布与其他部位相比形成一种比较特殊的形状和疏密程度。这种作法对结果必然有其不良的影响。如何兼顾经验和较为复杂的具体条件还值得进一步探讨,且有赖于计算实践和理论研究两方面的进展。

采用这种方法的困难之处是与其理论上的不成熟密切相关的。由于把附着涡面和自由涡面离散成涡格的具体方式在很大程度上依赖于经验的选择,不仅会引起人为因素对计算结果的影响,而且给计算的实施造成不少障碍。文献[13]研究了经典涡格法的二维问题,从理论上得到了与精确的压力分布对应的一种离散方

式,但这种论证须以已知的精确解为基础。而三维问题中较精确的压力分布和流动图象的得到还只能依靠计算的经验。即使某些离散方式或计算过程能得到比较满意的结果,规律性的结论仍然期待着相关的理论探讨的佐证。

由于这种方法的数学模型极其简单,某些定量的结果不一定很准确,比如压力分布有时就是如此。然而即使这样,这些结果仍有其定性的指导意义。

尽管存在如此种种问题,非定常涡格法的应用还是有相当大的开拓前景。比如,模拟和研究前缘襟翼偏转的动态过程^[19]或者其他较复杂外形对流动的和压力分布的作用、以及地面效应^[8、13]等,都容易做到,没有本质上的障碍。而且方法本身的发展和完善也大有可为,以线性分布的涡层面元代替涡丝类似方法已有一些尝试^[26],虽然其计算量相对较大,但显然更接近真实的物理现象。那么是否能以此换来更准确的模拟便很值得研究。关于有厚度物体情形,比如翼身组合体^[14],也已有过一些工作,但还都限于定常或者比较简单的非定常问题。如果方法上得到改进则又意味着新的应用可能。这些工作都还有待于进一步地开展。

五. 结束语

由于时间和条件的限制,尚有不少很有意义和引起兴趣的问题未及作更进一步的探讨。比如前缘襟翼的开合过程;分离涡结构的演化过程以及发生破裂的条件、判据或前兆;上仰过程中转轴位置、终始攻角等参数的影响,还有仰起角速度大小在不同攻角范围内的不同作用(文献[25]对翼型上仰中这些参数的影响有较详细的讨论)等。对于已有的计算结果,也有一些未能作更深入的讨论和与较新的实验数据对照。

从数值方法的角度来看,网格划分的加密是否确能有利于获得更准确的压强分布和总体力系数、更真实的流动图象,或者对它们产生什么样的影响,这些都值得进一步研究。

另外,从目前的趋势看,计算流体力学结果的后处理所需的计算机能力(速度和内存)和工作量都已经趋于接近甚至超过计算本身的需要。譬如本文中结果中的三维图形的二维投影图和二维切片图,倘能分别在连续的观察方向和切取位置上动态显示,将大大提高对结果的认识和了解程度。事实上,具有良好直观性和真实感的结果显示,不仅有利于更清楚地了解图象,而且对分析结果和检验方法都可能有关重要的帮助。

参考文献

- (1) Ashley, H., Katz, J., Jarrah, M.A.M., Vaneck, T., Unsteady Aerodynamics Loading of Delta Wings for Low and High Angle of Attack, Int. Symposium on Unsteady FD, 1990
- (2) Brandon, J.M., Shah, G.H., Effect of Large Amplitude on the Unsteady Aerodynamics Characteristics of Flat-plane Wings, AIAA Paper 88-4331-CP, 1988
- (3) Gad-el-Hak, M., Blackwelder, R.F., Control of Discrete Vortices from a Delta Wing, AIAA J., Vol.25, No.8, 1988
- (4) Saltani, M.R., Bragg, M.B., Measurements on an Oscillating 70-Deg Delta Wing in Subsonic Flow, J.Aircraft, Vol.27, No.3, 1990
- (5) LeMay, S.P., Vortex Dynamics on a Pitching Delta Wing, J.Aircraft, Vol.27, No.2, 1990
- (6) Gilliam, F., Wissler, J., Robinson, M., Walker, J., Visualization of Unsteady Separated Flow About a Pitching Delta Wing, AIAA Paper 87-0240, 1987
- (7) Bragg, M.B., Saltani, M.R., Measure Forces and Moments on a Delta Wing During Pitch-Up, J.Aircraft, Vol.27, No.3, 1990
- (8) Er-El, J., Seter, D., Weihs, D., Nonlinear Aerodynamics of a Delta Wing in Combine Pitch and Roll, J.Aircraft, Vol.26, No.3, 1989
- (9) Katz, J., Kern, D., Effect of Vertical Ejector Jet on the Vortex Lift of Delta Wing, AIAA Paper 88-3842-CP
- (10) 村重敦, 非定常な運動をすする翼回りの流れに関する研究, 東京大学学位論文, 1990
- (11) Konstadinopoulos, P., Mook, D.T., and Nayfeh, A.H., A Numerical Method of General, Unsteady Aerodynamics, AIAA Paper 81-1877
- (12) Hummel, D., On the Vortex Formation over a Slender Wing at Large Angles of Attack, AGARD-CP-247,5, 1979
- (13) 朱克勤, 涡格法超收敛性研究及升力面脱体涡模拟, 中国科技大学博士论文, 1988
- (14) 叶正寅, 杨永年, 大迎角翼-机身组合体非定常流的数值模拟, 第六届全国计算流体力学会议论文集, 1992
- (15) 郭文海, 细长翼背风面分离涡的数值模拟, 北京计算流体力学讨论会文集, 1989
- (16) Levin, D. and Katz, J., Vortex-Lattice Method for the Calculation of the Unsteady Separated Flow over Delta Wings, J., J.Aircraft, Vol.18, No.12, 1981
- (17) Katz, J., Lateral Aerodynamics of the Delta wings with Leading-Edge Separation, AIAA Journal, Vol.22, No.3, 1984
- (18) Konstadinopoulos, P., Thrasher, D.F., Mook, D.T., Nayfeh, A.H. and Watson, L., A Vortex-Lattice Method for General, Unsteady Aerodynamics, J. Aircraft, Vol.22, No.1, 1985
- (19) Karagouis, T., Maxworthy, T. and Spedding, G.R., Generation and Control of Separated Vortices over a Delta Wing by Means of Leading Edge Flaps, AIAA Paper 89-0997
- (20) Marchman, J.F., III, The Aerodynamics of Inverted Leading Edge Flaps on Delta Wings, AIAA Paper 81-0356

- (21) Ellis,D.G., The Behaviour and Performance of Leading Edge Vortex Flaps,CAR-8601,1986
- (22) Oh,S., Tavella,D.,Analytical Observations on the Aerodynamics of a Delta Wing Leading Edge of Flaps, NASA-CR-177022,1986
- (23) Oh,S., Tavella,D., Roberts,L., Theoretical Studies on Flapped Delta Wings, NASA-CR-184795, 1989
- (24) 杨岷生,俞守勤, 飞行器部件空气动力学,国防工业出版社,1981
- (25) 王家禄, 大攻角俯仰振荡翼型的研究, 北京航空航天大学博士论文, 1992
- (26) Kandil,O.A., Chu,L.-C., Tureaud,T., A Nonlinear Hybrid Vortex Method for Wings at Large Angle of Attack,AIAA Journal,Vol.22, No.3,1984

附 图

- 图2.1 坐标系
图2.2 附着涡格的划分 a)三角翼 b)矩形翼
图2.3 前缘襟翼的形状 a) b)
图2.4 带前缘襟翼三角翼的涡格和控制点
图2.5 Biot-Savart公式
图2.6(a) 翼尖涡格的两种处理
图2.6(b) 对结果的影响($\alpha=10^\circ$, $Re=1$)
图2.7 计算压力系数的两种做法 a) b)
图3.1 三角翼突然起动过程($\alpha=10^\circ$, $Re=1$)
(a) 涡格投影图 ① $t=0.5$ ② $t=1$. ③ $t=2$. ④ $t=\infty$
(b) 涡面剖面图 ① $t=0.5$ ② $t=1$. ③ $t=2$. ④ $t=\infty$
图3.2 定常状态纵向的涡丝($\alpha=10^\circ$, $Re=1$)
图3.3 定常状态横向的涡丝($\alpha=10^\circ$, $Re=1$)
图3.4 迎来流方向观察的尾迹($\alpha=10^\circ$, $Re=1$)
图3.5 给定x位置的平面上的横向速度分布($\alpha=10^\circ$, $Re=1$)
(a) $x=0.9$ (b) $x=1.2$
图3.6 $Re=1$ 的三角翼起动过程力系数
a) $\alpha=10^\circ$, b) $\alpha=15^\circ$, c) $\alpha=20^\circ$, d) $\alpha=30^\circ$
图3.7 定常状态升力系数和实验的对照($Re=1$ 的三角翼)
图3.8 不同实验的定常状态升力系数比较($Re=1$ 的三角翼)
图3.9 展向压力分布和实验的对照($\alpha=10^\circ$, $Re=1, x=0.95$)
图3.10 弦向压力分布和实验的对照($\alpha=10^\circ$, $Re=1$)
图3.11 $Re=1$ 三角翼压力差分布的等值线
① $\alpha=10^\circ$ ② $\alpha=30^\circ$
图3.12 不同展弦比的三角翼的力系数
图3.13 达到或接近失速攻角时的流动图象($\alpha=30^\circ$, $Re=2$)
图3.14 等速上仰算例的攻角变化过程
图3.15 三角翼的定态和不同角速度仰起的流动图象对照
a) 定常状态 ① $\alpha=20^\circ$ ② $\alpha=30^\circ$
b) $\Omega=0.698$ ① $\alpha=23.3^\circ$ ② $\alpha=36.7^\circ$
c) $\Omega=0.233$ ① $\alpha=23.3^\circ$ ② $\alpha=36.7^\circ$
图3.16 三角翼的定态和不同角速度仰起的分离涡面剖面对照
a) 定常状态 ① $\alpha=20^\circ$ ② $\alpha=30^\circ$
b) $\Omega=0.698$ ① $\alpha=23.3^\circ$ ② $\alpha=36.7^\circ$
c) $\Omega=0.233$ ① $\alpha=23.3^\circ$ ② $\alpha=36.7^\circ$
图3.17 三角翼的定态和不同角速度仰起的力系数对照
a) C_L
b) C_M
c) x_p
图3.18 仰起和定态压力分布比较
a) 定常状态 $\alpha=20^\circ$
b) $\Omega=0.698$ $\alpha=23.3^\circ$
图3.19 三角翼仰起($\Omega=0.04$, 即 $\alpha_{始}=0^\circ$, $\alpha_{终}=91.676^\circ$, $T=20$)和定态的升力系数同实验结果的对照($Re=2$)

图3.20 三角翼突然起动同时仰起($AR=1.0$)

($\alpha_{\text{始}}=10^\circ, \alpha_{\text{终}}=90^\circ, T=1$ 即 $\Omega=$)

a) 三维投影图

① $t=0.167$ ② $t=0.333$ ③ $t=0.5$ ④ $t=1.0$

b) 涡面剖面图

① $t=0.167$ ② $t=0.333$ ③ $t=0.5$ ④ $t=1.0$

图3.21 两种仰起形式的总体力系数

图3.22 矩形翼定常运动流动图象($AR=1, \alpha=15^\circ$)

(a) 三维投影图(b) 涡面剖面图

图3.23 矩形翼定常状态力系数和实验的对照($AR=1$)

图3.24 矩形翼展向压力分布和其他计算的对照($\alpha=15^\circ, AR=1$)

图3.25 矩形翼从定常状态开始仰起尾迹和定态的对照

a) 定常状态① $\alpha=20^\circ$ ② $\alpha=30^\circ$

b) $\Omega=0.698$ ① $\alpha=23.3^\circ$ ② $\alpha=36.7^\circ$

图3.26 矩形翼从定常状态开始仰起涡片剖面和定态的对照

a) 定常状态① $\alpha=20^\circ$ ② $\alpha=30^\circ$

b) $\Omega=0.698$ ① $\alpha=23.3^\circ$ ② $\alpha=36.7^\circ$

图3.27 矩形翼的定态和仰起的力系数对照

a) C_L

b) C_M

c) x_p

图3.28 矩形翼仰起和定态的压力分布等值线比较

a) 定常状态 $\alpha=20^\circ$

b) $\Omega=0.698 \alpha=23.3^\circ$

图3.29 前缘襟翼偏角 90° 流动图象

(a) 涡格投影(b) 涡面剖面(c)攻角 0° 时的涡面剖面

图3.30 前缘襟翼偏角 0° 流动图象

(a) 涡格投影(b) 涡面剖面

图3.31 前缘襟翼偏角 90° 、 0° 和无襟翼时力系数对比

(a) 法向力(b) 俯仰力矩

图3.32 带前缘襟翼的三角翼 0° 攻角起动时的力系数