基于 N-S 方程的尾迹面法翼型气动阻力计算

刘 周 朱自强 王晓璐 吴宗成

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100083)

摘 要: 研究了计算翼型阻力改进的方法——尾迹面法及尾迹面积分的位置和相应的积分技术. 在亚跨声速时分别采用了表面积分和尾迹积分求得给定翼型 RAE2822 的阻力. 结果显示,2 种方法具有相同的结果,表明尾迹面积分方法是有效的,与实验值吻合较好. 尾迹面法中,尾迹面位置应处于离后缘相对弦长距离 0.6 ~ 1.0 之间. 尾迹面积分方法中积分结果不依赖于物体的详细几何外形,可以预计对曲率变化大的三维复杂外形,该方法有更大的优势.

关 键 词: 尾迹面积分; 表面积分; 阻力计算; N-S 方程

中图分类号: V 211.3

文献标识码: A **文 章 编 号**: 1001-5965(2006)03-0288-05

Wake integration method for airfoil drag evaluation using N-S equations

Liu Zhou Zhu Ziqiang Wang Xiaolu Wu Zongcheng

(School of Aeronautic Science and Technology, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Minimal improved far field method for airfoil drag evaluation——wake integration method was introduced. The position of wake integration and associated integral technics were also discussed. Predicted drag values for a given airfoil(RAE2822 airfoil) were compared and discussed using the surface integration and wake integration methods under both subsonic and supercritical flow conditions. Numerical data show that the results of both methods are the same, which indicates the wake surface integration method is valid. The calculated values agree well with the experimental data. It also indicate that in the wake integration method, the location of wake integration surface should be set in the distance of 0.6 ~ 1.0 relative chord length from the trailing edge. In the mean time, the results of wake integration method is independent of the variation of detailed configuration surface. Wake integration method might be more potential for the complex three-dimensional configurations having large curvature variation on the surface compared with surface integration method.

Key words: wake integration; surface integration; drag evaluation; N-S equations

由于飞行器阻力比升力小一个量级,无论是实验还是计算,都很难获得其准确值. 阻力的微小差异会严重影响某些飞机的性能和有效载荷[1~3]. 此外,翼型性能是机翼和全机气动性能的基础,优化设计具有高升阻比的翼型的前提是要能准确地估计翼型的阻力[4]. 阻力的准确计算是多年来计算流体力学工作者所追求的目标[5~8]. 提高阻力计算的准确度的一个方向是提高计算格式的精度,但二阶以上的高阶精度计算格式作为工程应用至少在目前是无法接受的. 因此如何在已有的二阶精度格式的计算方法中努力提高阻力计算的准确度仍是面临的任务. 传统计算阻力的方法是近场法和远场法. 在相同网格数的流场解下,比较 2 种方法可见,近场法是对飞行器的表面压强和切应力进行积分,用积分小平面来代替物体真实曲面,并且在积分中存在相反方向力矢量

收稿日期: 2005-04-07

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10472013); 航空科学基金资助项目(04A51044)

作者简介: 刘 周(1981-), 男, 重庆人, 硕士生,liuzhou _ buaa@ hotmail. com.

的相减,故不易获得准确的阻力值,且受表面曲率变化的影响大,同时无法按阻力产生的机理将其分解. 远场法则通过对包围飞行器的远场表面进行积分,虽与物面的曲率变化无关,但由于远场网格较稀疏及流场解的耗散,传统的远场法并不能满足计算要求.

本文将讨论一种尾迹面积分法,它在原理上是远场法的改进,即在飞行器流场下游某一位置的尾迹面上积分,弥补上述 2 种方法的不足,在同样的计算网格精度下对于表面外形变化复杂的物体更有利,且能分解出各个阻力成份[9],这对设计者是迫切需要和十分重要的. 尾迹面法从原理上来说也是经典的,但用 CFD(Computational Fluid Dynamic)手段来计算,还需探讨其中的方法和技术,特别是所取尾迹面的位置和积分技术等. 本文主要讨论基于 N-S 方程的二维翼型的尾迹面法计算.

1　尾迹面法计算阻力

考虑如图 1 所示包含整个物体外形的控制体上的动量方程,忽略彻体力,以自由来流方向为 x 方向,来流速度矢量 $\boldsymbol{V}=U_\infty \boldsymbol{i}$,定常情况下,得到[7,10]:

$$\int_S [-p\boldsymbol{n}+\tau : \boldsymbol{n}-\rho\boldsymbol{V}(\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{n})]\,\mathrm{d}S=0 \quad (1)$$

S 是整个控制体的表面,包含 S_{far},S_{body},S_{cut},其中 $S_{\mathrm{far}}=S_{\mathrm{inlet}}+S_{\mathrm{side}}+S_{\mathrm{exit}}$. ($S_{\mathrm{far}}$,$S_{\mathrm{body}}$,$S_{\mathrm{cut}}$,$S_{\mathrm{inlet}}$,$S_{\mathrm{side}}$ 和 S_{exit} 分别表示远场面、物体表面、物体下游剪切面、来流入口面、来流法向侧面和来流出口面),$\boldsymbol{n}=n_x\boldsymbol{i}+n_y\boldsymbol{j}+n_z\boldsymbol{k}$,表示垂直于 S 的单位矢量,方向向外为正,$\boldsymbol{V}=u\boldsymbol{i}+v\boldsymbol{j}+w\boldsymbol{k}$,代表速度矢量. 张量 $\boldsymbol{T}$ 是应力张量:

$$\boldsymbol{T}=\begin{bmatrix}\tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz}\\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz}\\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz}\end{bmatrix} \quad (2)$$

又设 $-p\boldsymbol{n}+\tau:\boldsymbol{n}-\rho\boldsymbol{V}(\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{n})=\Delta$,有:

$$\int_{S_{\mathrm{far}}}\Delta\,\mathrm{d}S+\int_{S_{\mathrm{body}}}\Delta\,\mathrm{d}S+\int_{S_{\mathrm{cut}}}\Delta\,\mathrm{d}S=0 \quad (3)$$

由于 S_{cut} 的上下 2 侧各点所对应的正方向正好相反,所以在式(3)中的第 3 项积分为 0;又翼型为固壁表面,则 Δ 中所含的动量通量项 $\rho\boldsymbol{V}(\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{n})$ 在式(3)中的第 2 项积分为 0,故式(3)可化为

$$\int_{S_{\mathrm{body}}}(-p\boldsymbol{n}+\tau:\boldsymbol{n})\,\mathrm{d}S=$$

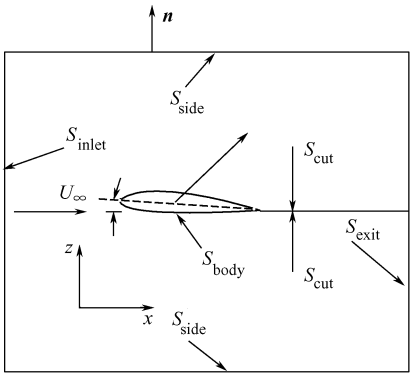


图 1　对控制体的阻力推导示意图

$$-\int_{S_{\mathrm{far}}}[-p\boldsymbol{n}+\tau:\boldsymbol{n}-\rho\boldsymbol{V}(\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{n})]\,\mathrm{d}S \quad (4)$$

式中左侧的积分表示翼型作用在流体上的力,因此,流体对翼型沿自由来流方向的阻力可以表示为

$$D=-\int_{S_{\mathrm{body}}}(-pn_x+\tau_{xx}n_x+\tau_{xy}n_y)\,\mathrm{d}S-\int_{S_{\mathrm{body}}}\tau_{xz}n_z\,\mathrm{d}S \quad (5)$$

或者

$$D=\int_{S_{\mathrm{far}}}(-pn_x+\tau_{xx}n_x+\tau_{xy}n_y)\,\mathrm{d}S+\int_{S_{\mathrm{far}}}[\tau_{xz}n_z-\rho u(\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{n})]\,\mathrm{d}S \quad (6)$$

式(5)是表面积分计算翼型阻力的公式. 式(6)则是远场积分计算翼型阻力的公式. 将进口面 S_{inlet} 和侧面 S_{side} 移到无穷远,因此可假设这些面上的流动没有受到任何扰动[7],可以得到:

$$D=-\int_{S_{\mathrm{exit}}}[(p-p_\infty)+(\rho u^2-\rho_\infty U_\infty^2)]\,\mathrm{d}S-\int_{S_{\mathrm{exit}}}-\tau_{xx}\,\mathrm{d}S \quad (7)$$

由质量通量守恒,有

$$U_\infty\int_{S_{\mathrm{exit}}}(\rho u-\rho_\infty U_\infty)\,\mathrm{d}S=0$$

则式(7)可以化为

$$D=\int_{S_{\mathrm{exit}}}[(p_\infty-p)+\tau_{xx}-\rho u(u-U_\infty)]\,\mathrm{d}S \quad (8)$$

S_{exit} 垂直于自由来流方向,式(8)即为尾迹积分计算翼型阻力的计算公式.

2　流场解与网格生成

2.1　流场计算方法

采用有限体积法求解可压缩雷诺平均 N-S 方

程. 空间离散采用标准的二阶中心差分离散,时间推进采用五步龙格-库塔方法[11],加入二阶和四阶人工黏性项以保证数值稳定性. 同时采用当地时间步长和多重网格加速收敛. 计算采用的是全湍流计算,湍流模型采用简单的零方程模型——B-L 湍流模型[12].

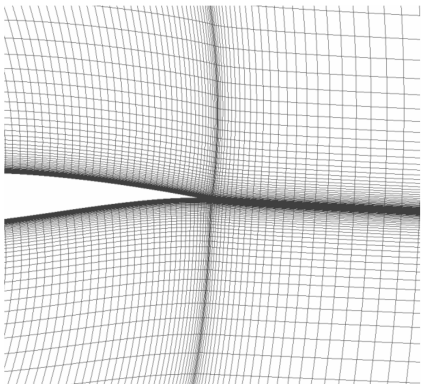
2.2 网格生成

计算采用 C 型网格. 研究表明,近场流动参数计算的精确性,对于表面积分和远场积分及尾迹积分都是必要的.

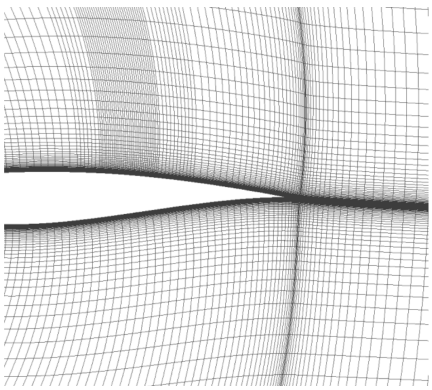
在文中第 1 算例中,采用 352×96 的网格以求详细捕获流动特性.

在第 2 算例中,因存在强激波,故在第 1 算例的基础上采用 384×96 的局部加密网格.

图 2 给出了网格的局部示意图.



a 算例 1



b 算例 2

图 2 翼型网格示意图

3 数值计算过程

在获得收敛的流场解之后,利用式(5),式(6),式(8),即可使用不同的方法计算翼型的阻力. 对于远场积分,可沿着任意一条封闭的,环绕翼型的网格线进行;对于尾迹积分,可沿着翼型下游的,任意的,垂直于自由来流方向的直线段积分. 积分线上的点的流场参数可通过双线性插值获得. 为了求得 τ_{xx},需要计算 x 方向的速度梯度,因此需要再做 2 条平行于积分线的直线段,这 2 条线上的流场参数也类似地通过双线性插值获得. 在后面的算例中可以看到,τ_{xx} 在阻力计算中所占的比重很小,在不影响结果精度的情况下,这部分工作可以省略. 一旦求得所有的积分点上的参数,即可按照式(8)积分,直到总压恢复到自由来流总压为止.

需要注意的是,一般的流场解程序求解的流场参数是以体轴系为坐标的,而上述的 3 个公式的推导是在风轴系下进行的,因此,求解出来的流场矢量参数如速度则需要进行旋转一个迎角大小的坐标变换以保证自由来流为水平方向.

4 算例与结果讨论

选用 RAE2822 超临界翼型[13] 作为算例翼型,第 1 算例取 $Ma_\infty = 0.676$, $Re = 5.7\times10^6$;第 2 算例为超临界流动,取 $Ma_\infty = 0.730$, $Re = 6.5\times10^6$. 分别以 C_l 和 C_d 表示翼型的升力系数和阻力系数. 2 个算例分别对应文献[13]中的 Case 1 与 Case 9.

算例 1 在 $Ma_\infty = 0.730$, $Re = 5.7\times10^6$,实验迎角 $\alpha = 2.40°$, C_l 为 0.566,计算时为保证 C_l 与实验一致,计算迎角减小到 $\alpha = 1.71°$. C_p 为压强系数,x/c 为翼型上点的相对弦长位置.

图 3 给出了计算与实验的 C_p 分布,从图中可见吻合得很好.

表 1 给出了采用表面积分方法和尾迹积分方法对阻力计算的结果. 从表中可见,不论是哪种方法,结果都与实验值有很好的吻合(计算值与实验室的相对误差仅 1%). 由于实验值是在离翼型尾缘 1 个弦长处用尾迹测量技术测得的,为便于比较,本文使用尾迹积分方法计算阻力时其位置也放在此处以便于比较.

表 1 算例 1 情况下不同方法计算的 C_d 的比较

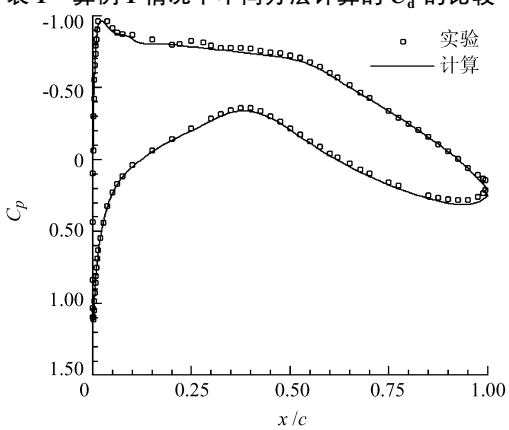


图 3 算例 1 RAE2822 的 C_p 分布

方　法	C_l	α/(°)	C_d
实验值	0.566	2.40	0.008 50
表面积分	0.566	1.71	0.008 60
尾迹积分	0.566	1.71	0.008 61

图 4 给出了在使用尾迹积分计算阻力过程中,总阻力和 3 个计算分量项的大小关系(图中 dx/c 表示尾迹面位置离后缘相对弦长的距离),3 个分量是压力项,黏性应力项和动量项,分别是式(8)中的第 1,2,3 项. 从图中可见,除了在尾缘后部极小的区域内,正如所预测的,总阻力的大小是独立的,不随积分位置的变化而改变.

黏性应力项对阻力的贡献极小,几可忽略;随着积分位置向下游推进,压力项对阻力的贡献越来越小,可以预计,在远后方,阻力仅由动量项所提供. 由图还可知,各项分量在 dx/c 大于 1 以后变化甚小,故尾迹面位置最好取在离后缘一个弦长以内,否则由于网格愈益稀疏,增大计算误差.

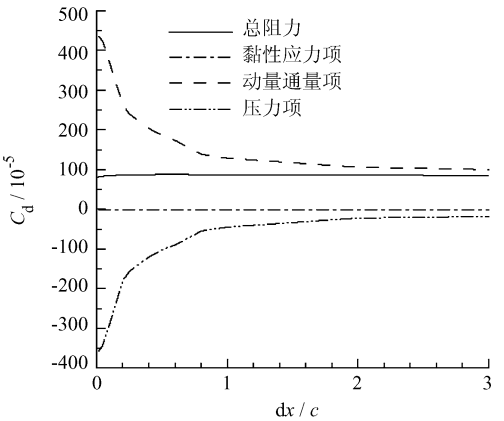


图 4　压力项,动量通量项和黏性应力项在尾迹积分中的贡献(算例 1)

算例 2　$Ma_\infty = 0.730$, $Re = 6.5\times10^6$,这是存在强激波的一种流动状态,不易计算准确,在 $\alpha = 3.19°$时 $C_l = 0.803$,计算时 $\alpha = 2.532°$以保证 C_l 与实验值相一致. 图 5 是实验与计算所得的压强分布,从图中可见,计算和实验吻合得很好.

表 2 给出了使用不同方法计算阻力结果的比较. 从表中可见,2 种计算方法所算得的阻力值非常接近,表明本文方法的准确性,但它们都与实验值有一定的偏差(计算值与实验值的相对误差约为 9%). 这种偏差可能是由于:

1) 翼型尾部的压强系数相对实验值有偏差;

2) 激波位置处的压强分布与实验值有些差异,这是由于采用的空间离散格式的间断分辨率不高和所选用的湍流模型较简单所造成的.

表 2　算例 2 中不同方法计算的 C_d 的比较

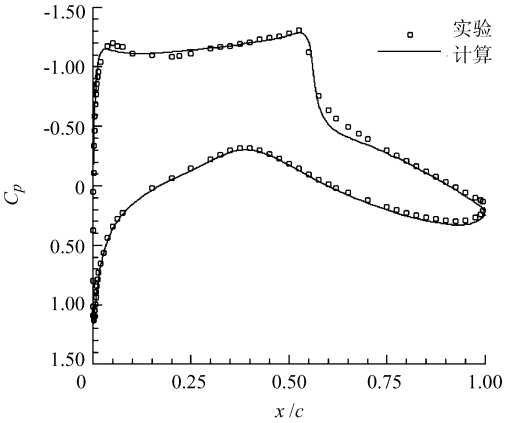


图 5　算例 2 RAE2822 的 C_p 分布

方　法	C_l	α/(°)	C_d
实验值	0.803	3.19	0.016 8
表面积分	0.803	2.53	0.015 2
尾迹积分	0.803	2.53	0.015 2

图 6 给出了在算例 2 情况下,使用尾迹积分计算阻力过程中,总阻力和 3 个计算分量项的大小关系,从图中可见,除了在尾缘后部较小的区域(dx/c<0.6)内,总阻力由于近壁面的扰动有一定变化外,当 dx/c>0.6 后,正如所预测的,总阻力的大小是独立的,不随积分位置的变化而改变. 其阻力成分随 dx/c 的变化与算例 1 类似.

5　结　论

本文比较了亚跨声速的翼型阻力计算时表面积分和尾迹积分 2 种方法,在尾迹面法中可知尾迹面位置应处于离后缘 dx/c = 0.6 ~ 1.0 之间. 尾迹面上积分区域包含直到总压恢复到自由总压为止,及采用双线性积分方法等积分技术是可行的. τ_{xx}在总阻力中所占比重很小. 算例结果表明:在相同的网格收敛解下,这 2 种方法都有相当的精确性,可预计尾迹面法对于更复杂的三维外形(如翼身结合部等)其效果会更明显,而且在推广

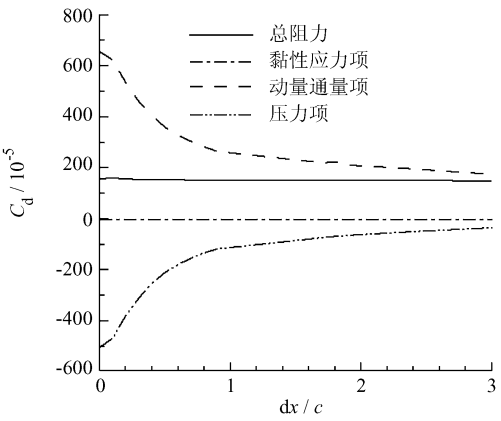


图 6　压力项,动量通量项和黏性应力项在尾迹积分中的贡献(算例 2)

到三维情况时,它易于分离飞行器的型阻和诱导阻力.因此,尾迹积分比表面积分有更大的潜力.

参考文献(**References**)

[1] Paterson J H, Blackerby W T, Schwanebeck J C. Analysis of flight test data on the C-141A aircraft[R]. NASA CR-1558, Washington, D C: NASA, 1970

[2] MacWilkinson D G, Blackerby W T, Paterson J H. Correlation of full-scale drag predictions with flight measurements on the C-141A aircraft——phase II, wind tunnel test, analysis, and prediction techniques[R]. NASA CR-2333, Washington, D C: NASA, 1974

[3] Meredith P T. Viscous phenomena affecting high-lift systems and suggestions for future CFD development[A]. High-Lift Systems Aerodynamics, AGARD CP 315[C]. London: Technical Editing and Reproduction, Ltd,1993

[4] 刘 周,朱自强,付鸿雁,等.高升阻比翼型的设计[J].空气动力学学报,2004,22(4):410~415
Liu Zhou, Zhu Ziqiang, Fu Hongyan, *et al*. Design of airfoil with high ratio of lift over drag[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2004,22(4):410~415(in Chinese)

[5] Tinoco E N. An assessment of CFD prediction of drag and other longitudinal characteristics[R]. AIAA 2001-1002,2001

[6] Peavey C C. Drag prediction for military aircraft using CFD[R]. AIAA 2000-0383,2000

[7] Van Dam C P. Recent experience with different methods of drag prediction[J]. Progress in Aerospace Sciences, 1999,35:751~798

[8] Van Dam C P, Nikfetrat K, Wong K. Drag prediction at subsonic and transonic speeds using Euler methods[J]. Journal of Aircraft, 1995,32(4): 839~845

[9] 刘 杰,朱自强,陈泽民,等.基于欧拉方程的尾迹面法气动力计算[J].航空学报,2005,26(4):417~421
Liu Jie, Zhu Ziqiang, Chen Zemin, *et al*. Wake integration method for aerodynamics evaluation using Euler equations[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica,2005,26(4):417~421(in Chinese)

[10] Chao D D, Van Dam C P. Airfoil drag prediction and decomposition[R]. AIAA, 98-2783,1998

[11] Jameson A, Schmidt W, Turkel E. Numerical solutions of the Euler equations by finite volume methods with Runge-Kutta time stepping schemes[R]. AIAA 81-1259,1981

[12] Baldwin B S, Lomax H. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows[R]. AIAA 78-257,1978

[13] Cook P H, McDonald M A, Firmin M C P. Aerofoil RAE2822-pressure distributions, and boundary layer and wake measurements[R]. AGARD-AR-138, 1979