

跨声速翼型上激波/边界层干扰的 自适应控制计算

马 侠 蒋金贵 张绵纯 肖林奎

中国科学院力学研究所, 北京(邮政编码 100080)

摘要 在激波区使用自适应壁对跨声速翼型上的激波/边界层干扰进行控制, 可改变机翼的气动性能。这种被动控制可通过在翼型的激波区开一凹腔, 其上覆盖一弹性橡胶膜柔壁来实现。本文给出用 N-S 方程数值模拟这一自适应控制翼型的跨声速粘性绕流, 提出了一个适用于本特殊情况(物面边界局部地区在求解过程中有变化)的处理办法。并探讨了自适应柔壁对当代跨声速翼型绕流的影响。

关键词 激波/边界层干扰, 被动控制, 超临界翼型, 跨声速分离流。

引 言

飞机的巡航效率与它的飞行速度成正比, 所以飞得快, 除了有“快”的优点外, 还有飞得远, 耗油量少等优点。但是, 当飞行马赫数达到超临界时, 可能出现激波及其诱导边界层分离, 增加了阻力, 降低了与之成反比的巡航效率。先进跨声速翼型的近无激波设计大大地改善了其在设计状态下的性能, 但在非设计状态下, 对其性能的主要影响仍然是激波/边界层干扰。边界层分离和激波振荡相互作用导致众所周知的“抖振”。因而决定了这类翼型的运行极限。通过在翼型的激波区开一凹腔, 其上覆盖封闭的弹性橡胶膜柔壁, 可实现被动控制激波/边界层干扰。翼型根据压力的不同而自适应改变其形状, 从而改善非设计状态下超临界翼型的性能。改变的程度与凹腔的尺寸和其中的压力及膜中的张应力有关。翼型形状的改变将引起激波位置和压力分布的改变以及边界层情况的变化。激波前面压力较低, 膜向上凸, 导致激波化为许多弱压缩波, 降低熵增和波阻。在压力较高的波后, 膜向下凹, 使这里突然增厚(或分离)的边界层对整个外部流动的不利影响减少。与多孔通气凹腔(另一种激波/边界层干扰被动控制装置)的情况相比, 这一方法的优点是没有气体经过多孔通过凹腔的能量损失和在实际飞行中细孔可能被堵的问题。但两者作用的机理不同, 效果也会不同。

本文用 N-S 方程数值计算上述带有自适应柔壁的翼型绕流流场, 研究这种在求解过程中壁面局部地区有变化的边界条件处理方法。并与一没有柔壁的超临界翼型的计算结果和实验结果比较, 探讨这一装置的效果。对于数值计算方法, 采用 Beam-Warm-

本文于 1991 年 11 月 20 日收到, 1992 年 2 月 18 日收到修改稿。

ing^[1]隐式中心差分格式加人工粘性求解雷诺时间平均的全N-S方程和修正的 Baldwin-Lomax^[2]湍流模型。用双曲型偏微分方程生成C型网格。计算结果表明这种方法对改善翼型性能有一定效果。

近年在中国科学院力学研究所亚跨超声速空气动力学研究室,高雷诺数跨声速空气动力学组开展了先进跨声速翼型空气动力学特性的研究工作,内容涉及翼型高雷诺数试验技术研究、雷诺数对超临界翼型气动特性的影响、被动减阻方法、低阻翼型设计方法等,本文所述内容是本课题组长期研究计划的一部分。

一、控制方程和边界条件

本文采用二维雷诺时间平均可压缩非定常没有简化的N-S方程。空气的质量力忽略不计,假设气体是完全气体,使用了气体状态方程和傅立叶传热定律;由于假定了牛顿流体,所以Stokes的摩擦定律可应用;分子粘性系数由Sutherland定律给出,分子Prandtl数取常数($Pr=0.72$ 空气),湍流Prandtl数取0.9。考虑到有激波的间断面,N-S方程写成强守恒形式^[3]。方程用来流的密度、速度、马赫数、比热比、分子粘度等无量纲化(长度无量纲因子为翼型弦长)。由于贴体坐标系使壁面边界条件的处理变得精确和简单,将方程组从笛卡尔坐标系变换到非正交曲线坐标系。考虑到差分的方便,变换的结果为在计算平面中,网格均匀且为单位长度,计算域为矩形,计算平面的点与物理平面的点一一对应(除奇点外)。这种变换关系在用双曲型微分方程生成C型网格的过程中具体实现。湍流模型使用Baldwin-Lomax代数模型,计算中分三个区运用湍流模型,即翼面边界层,近尾迹区(大约离尾缘0.2到1个弦长)和远尾迹区。在翼面上使用二层代数模型,内层湍流粘度由Prandtl-vanDriest给出的表达式,外层略作修改,以使其能够更好地处理边界层分离。即将原尾迹函数修改为(增加一项)

$$F_{wake} = C_{wk} Y_{max} U_{dif}^2 / F_{max} + C_{wk} Y_{max} U_{dif}^2 / F_{max} \int_0^{Y_0} D_{wk} d\eta \quad (1)$$

这里 Y_0 为分离区的高度,其它符号的意义见文献[4]。转捩点根据实验人工确定,从转捩点以后应用上述湍流模型。

上述封闭的控制方程还需给出适当的边界条件和初始条件才有确定的解,由于N-S方程采用了时间推进法求定常解,所以必须给出 $t=t_0$ 的初场值。可以用来流条件的均匀流场作为初场,也可用时间推进过程中的中间计算结果作为初场(其后的推进求解中,雷诺数、转捩点等可改变)。壁面边界条件为无滑移条件: $u=v=0$ 和假设壁面绝热。壁面密度和压力由外推得到,计算域外边界的边界条件为:在C网格的外边界这条C形曲线上(不包括C的封口,即下游边界), X (与翼型弦线重合)和 Y 方向的速度分别为来流速度乘以攻角的余弦和正弦,其它的所有流动参数为来流条件。在下游边界,压力为自由流的,密度、速度分量等用外推确定。

本文边界条件处理的主要问题在自适应柔壁处。它随着压力的不同而改变形状,所以在时间渐进过程中形状是在不断变化的,最后与全流场一起趋于定常。在时间推进过程中的每个时间步:柔壁上表面的压力 $P(X)$ 是已知的,柔壁下表面凹腔中的压力 P 是

给定的常数,柔壁上下的压力差将引起柔壁的弯曲变形。假定柔壁只能承受拉应力,则压力差与弯曲变形大小的关系根据材料力学可容易推导出为

$$\Delta P = \sigma h / R \quad (2)$$

ΔP 为柔壁上下的压力差 $\Delta P = P - p$, σ 为柔壁中单位厚度和单位变形的张应力, h 为柔壁厚度, R 为曲率半径。这里假设了柔壁抗弯能力为零(对橡胶膜基本真实)。曲率半径 R 为

$$R = (1 + y'^2)^{3/2} / y'' \quad (3)$$

x, y 为柔壁上的笛卡尔坐标, $y(x)$ 为柔壁变形的曲线方程。由于柔壁斜率比较小,所以 $y'^2 \ll 1$, 在上式中忽略掉它,然后将上式代入(2)式则有

$$y'' = \Delta P / (\sigma h) \quad (4)$$

假设 σ 在柔壁中为常数,积分上式,得到

$$y(x) = \int_0^x \left(\int_0^x \frac{P(x)}{\sigma h} dx \right) dx - \frac{x}{L\sigma h} \int_0^L \left(\int_0^x P(x) dx \right) dx - \frac{pL^2}{2\sigma h} \left(\frac{x}{L} - \frac{x^2}{L^2} \right) \quad (5)$$

边界条件为 $y(0) = y(L) = 0$, L 是凹腔的长度。积分采用数值方法进行。 $\sigma h, p, L$ 和凹腔的位置是自由参数(或控制参数),它们决定这个装置对翼型绕流的控制情况。

这样在时间推进过程中的每个时间步,都可计算出一个确定的翼型形状,因而可生成相应的网格(如图1至图2)。在实际计算时,每前进50步处理一次边界形状比较合

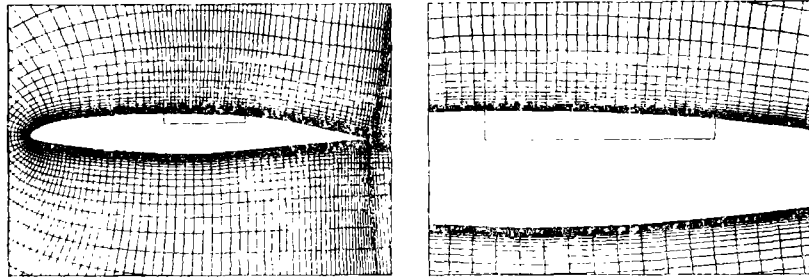


图1 均匀流初场未变形时的网格
Fig. 1 Airfoil grids of uniform initial flowfield without deflection

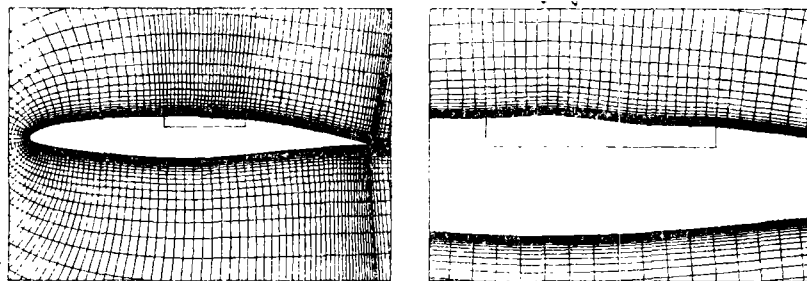


图2 收敛后柔壁变形的翼型网格
Fig. 2 Airfoil grids of converged flowfield with flexible wall deflected

适,且并不一定重新生成网格,本文先做局部处理。因为柔壁上每点的位移主要是沿法

向 η 的,沿翼面流动方向 ξ 的位移可忽略不计(如图2),而且凹腔两端的位移为零 $y(0)=y(L)=0$,所以在凹腔范围里,网格点可沿 η 方向向外以指数方式移动 $y(x)$,即在壁面移动量为 $y(x)$,向外以指数衰减。经过上述修改的网格,正交性和光滑性基本得到了保持。这样就只需改变局部的网格点,而不需要在所有的网格点上进行插值,这不但可减少插值带来的误差,实践证明还起了加快得到稳定的收敛解的作用。为了保证网格的品质,每次局部改变网格后验证网格在壁面的正交性,如果正交性不好(垂直网格线与壁面夹角小于 86° 或大于 94°),则重新生成网格。在计算一开始推进200~300步需要重新生成一次网格,在接近收敛时就基本不需要再重新生成网格了,壁面正交性为 $\pm 1^\circ$ (这时柔壁的变化很小),这可能是加快收敛速度的主要原因。如果每推进50步,重新生成一次网格(就必须在全流场进行插值),在计算的开始阶段没有问题,但接近收敛时,误差下降很慢,很难下降到所需误差值。这时上述局部修改网格的方法就显示出明显的优势。

二、网格生成和数值求解方法

本文选用了双曲型偏微分方法生成C型网格,它具有比较快,生成近似正交网格和对网格局部间距密度的控制比较容易实现等特点。网格生成从给定的物面开始,一层一层向外推进直到最后一层为外边界。外边界是求出的,不能给定。C型网格尾迹区较密,而近尾迹区对粘性流动的求解很重要。

本网格周向取194个点,法向取55个点,其中周向有54点在尾迹区,翼面上的140个点在自适应柔壁区(从0.395c到0.635c)有23个点。从图1或图2可看出,网格周向在前缘、尾缘、激波区(即柔壁区)等处加密,在这些加密控制点之间,采用Eiseman一维伸展函数。法向在翼面和尾迹处加密,向外以指数方式扩大间距。

在柔壁发生变化时,网格修正为:当 $122 < \xi < 145$ (在翼面上对应 $0.395c < X < 0.635c$), $\eta < 40$ 时

$$X(\xi, \eta) = X(\xi, \eta) \quad (6)$$

$$Y(\xi, \eta) = Y(\xi, \eta) + y(x) \cdot (1 - \eta/40) \quad (7)$$

其中 $x = X(\xi, 0) - 0.395c$,这里 x, y 为柔壁上的笛卡尔坐标, $y(x)$ 由(5)式给出, X, Y 为翼型上的笛卡尔坐标, $X(\xi, \eta), Y(\xi, \eta)$ 函数由网格生成得到(与翼型攻角无关),等式左边的 X, Y 是网格修正后的,等式右边是修正前的。在所讨论的范围里, η 与 Y 大致是指数关系,所以网格的变化沿 η 以指数方式衰减。当 ξ 和 η 在以上范围以外时,网格点不变。

本文选用Beam-Warming的隐式近似因子分解法。对空间变量(包括对流项和压力项的通量向量以及所有粘性项)的离散都用二阶中心差分。时间采用一阶Euler差分。离散后形成时间一阶精度,空间二阶精度的隐式差分方程,这个代数方程组用近似因子分解为 ξ 方向(周向)和 η 方向(法向)两个分支,然后交替扫描求解,因子分解的每一支形成一个一维块三角矩阵,通过有效的块消除方法求解。 X, Y 对 ξ, η 的导数由贴体网格数据计算,内点采用二阶中心差分,边界点采用一侧差分近似。因为间断产生

高频数值源, 它们可产生有限的数值振荡, 使收敛速度大幅度下降, 必须加入足够的耗散以除去数值解中的寄生振荡。不稳定在高雷诺数下更为明显。这些不稳定性可由非线性效应, 分离区流动方向骤变, 大的压力梯度和计算域中壁面和外边界的影响等引起, 为了保持稳定, 在方程中加入四阶显式耗散项和二阶隐式耗散项的人工粘性。

为了加快收敛速度, 还使用了与当地流动量和网格尺寸有关的变时间步长。CFL条件数取为20。隐式格式一般很稳定, 可取较大的时间步长, 对它的限制主要是在截断误差方面, 而不是在稳定性方面。对高雷诺数流动问题, 计算域内的网格尺寸有可能相差好几个量级。根据小尺寸网格和CFL条件确定的所允许的最小时间步长需要几千步才能得到收敛解。如果只对定常问题感兴趣, 可对不同的网格点使用不同的时间步长。定常流场是在给定初场的条件下, 对时间积分推进得到的, 须给出适当的收敛准则。这通过仔细考察升力和阻力系数, 它们一般以衰减振荡的形式趋于定常值。

三、计算结果和讨论

本文给出了CAST10超临界翼型跨声速粘性绕流的N-S方程计算结果, 包括具有自适应柔壁控制和没有柔壁控制两种情况。图3和图4分别给出了这两种情况的压力系

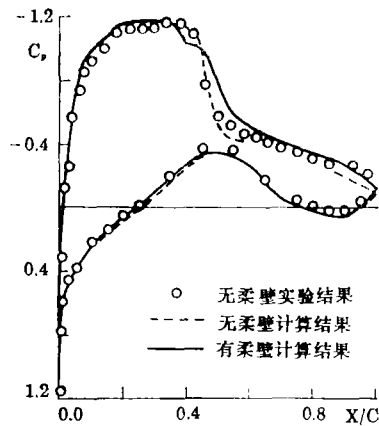


图3 CAST10 压力曲线的比较
Fig.3 Comparison of the pressure distributions on CAST10 airfoil

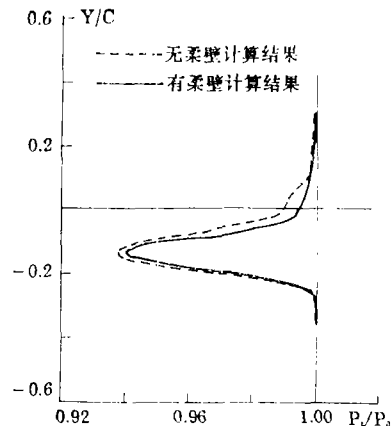


图4 有毛柔壁尾迹总压损失的比较
Fig.4 Comparison of the total pressure losses with and without wake of CAST10 airfoil

数曲线的比较和尾迹总压损失的比较。其中图3还给出了CAST10^{ES}的实验结果(无柔壁控制)做参考。来流马赫数 $M=0.7857$, 攻角 $\alpha=4.016^\circ$, 雷诺数 $Re=4 \times 10^6$ 。柔壁的抗拉能力 σh 取为2.5(根据来流压力单位化)。凹腔中的 C_p 值为 -0.75 , 腔深度为 $0.03c$, 腔长 $L=0.24c$ 。无柔壁控制情况推进2000步(对应无量纲 $\tau=2.78$)时即收敛。它以衰减振荡的形式收敛, 达到了比较好的收敛指标, 即升力系数收敛到小数点四位, 在100次迭代中 C_L (平均值)漂移小于0.1%, 振幅小于0.05%。四个方程的平均残差在 10^{-4} 到 10^{-8} 之间。具有柔壁控制的情况以此基础为初场只需向前再推进800步即可

收敛, 如果从头来, 则需 2500 次才能收敛, 所以最好是先推进两三百次没有柔壁变形的计算, 以此基础为初场进行有柔壁变形的计算。

图 3 中有柔壁计算结果的压力曲线与无柔壁情况相比在 0.39c 处有一个小激波, 这可能是由于此处正是柔壁开始点, 这点有个小小的折角造成的。从图可以看出, 这个小激波使主激波比原来的弱了, 升力系数稍有升高。图 4 是总压亏损曲线, 横坐标是当地总压除以来流总压(P_t/P_0), 纵坐标是与来流方向垂直的无量纲几何尺寸(Y/c)。可以看出在上翼面, 有自适应柔壁控制的总压损失比没有的略小一点, 这表明总阻力稍有降低, 因为总压亏损是一种能量损失, 这是由激波的熵增和边界层粘性熵增造成的, 它们将动能转化成热能散发掉了。总压亏损反映出总阻力的大小。总压是在离尾缘两个翼弦长处计算的, 由于有攻角, 所以亏损曲线在 Y 等于 0 下方。本例总阻力减少 3.127%, 翼面摩擦阻力没有减少, 所以总阻力的减少为波阻和形阻的减少。

四、结 论

本文提出了一种在求解过程中翼面局部地区随着流场变化而改变形状的自适应跨声速翼型的 N-S 方程计算方法, 给出了计算结果, 并探讨了自适应柔壁被动控制激波/边界层干扰对一超临界翼型的影响。这种方法处理局部物面边界随着流场有弱的自适应变化很有效, 计算时间与没有自适应边界情况的差不多。计算结果表明, 自适应控制使原来较强的激波化为两个较弱的激波, 升力略有增加, 阻力稍有下降。

参 考 文 献

- 1 Beam R M, Warming R F. An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, 1978, 16(4): 393~401
- 2 Baldwin B S, Lomax H. Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, AIAA Paper 78-257, 1978.
- 3 Fletcher C A J *Computational Techniques for Fluid Dynamics*, by Springer-Verlag, 1987.
- 4 Kinsey D M. Two-Dimensional Navier-Stokes Solution of the Flow Over a Thick Supercritical Airfoil with Strong Shock Induced Separation, AFWAL TR 88 3085, also AD-A203 331, 1988.
- 5 David A D, Charles B J, et al. High Reynolds Number Tests of the CAST 10-2/DOA 2 Airfoil in the Langley 0.3-Meter Transonic Cryogenic Tunnel, Phase 1 NASA TM 84620, 1983.

Calculation of Transonic Flow with the Shock/Boundary Layer Interaction Controlled Adaptively

Ma Xia Jiang Jingui Zhang Mianchun Xiao Linkui
(*Institute of Mechanics, Academia sinica*)

Abstract The performance of transonic airfoil can be changed with the shock/boundary layer interaction controlled by an adaptive surface in the shock region. This passive control can be realized by making a cavity on the airfoil and covering it with an elastic rubber membrane wall. The 2-D Reynolds-averaged compressible unsteady full Navier-Stokes equations is solved using the Beam-Warming scheme with Baldwin-Lomax turbulent model. A method is proposed which can treat this special case (with the local surface boundary adaptively changed by the flow field around airfoil), and a procedure is described which allows the computation of transonic viscous flow over the adaptive airfoil using N-S equation. The influence of the adaptive wall on the flow field over a modern transonic airfoil has been investigated.

Since we use the time marching method to get the steady result, the main difficult in the present case is the treatment of the membrane wall boundary which changes its shape as the solution proceeds. Deflections of the flexible wall as function of the pressure over it can be found by the mechanics of materials. We proposed a method of locally changing grids to avoid the global interpolation. Since the grid spaces grow exponentially from the surface in the normal direction, we use a linear relation which means deformation of grids dies out exponentially. The converging time is saved considerably to get accurate solutions following the above treatment. The locally changed grids maintain the good quality of the original grids. The calculated results show that compared with the case without control, a strong shock splits into two weak shocks and the lift increase a little with the adaptive control case. That the adaptive control case has a smaller wake means less losses and the total drag decrease more than three percent.

Key words shock/boundary interaction, passive control, supercritical airfoil, transonic separated flow.