

跨音速翼型上的激波/边界层干扰 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 100080)

摘 要

在激波区使用自适应壁对跨音速翼型上的激波/边界层的相互作用(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 Navier-Stokes(N-S)方程数值模拟这一自适应控制翼型的跨音速粘性绕流,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音速翼型绕流的影响。

关键词:激波/边界层干扰;被动控制;翼型;跨音速流

1 引 言

飞机的巡航效率与它的飞行马赫数成正比。但是,当飞行马赫数达到超临界情况(这时流场有亚音区、超音区和音速线,所以叫跨音速流场),可能出现激波及其诱导边界层分离,增加了阻力和降低了与之成反比的巡航效率。

先进跨音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。通过多孔通气凹腔装置可实现被动控制激波/边界层干扰,从而改善非设计状态下超临界翼型(当代跨音速翼型)的性能。这一装置是在翼型的激波区开一凹腔,覆盖上多孔金属蒙皮,激波后高压的一部分气体就通过多孔和凹腔流入波前,使波前边界层加厚,从而使激波变成许多弱的压缩波,减少了激波损失;同时,波后的边界层由于流入凹腔一部分而变薄,从而减小了分离的可能性,增加了激波的稳定性,推迟了抖振的发生。美国 82 年首先开展这一研究,目前已有许多的实验和理论分析计算结果,但仍存在着一些问题。J. Zierep^[1]最近提出了一种新的激波/边界层干扰被动控制方法。这种方法

来稿日期:199112-11

是将原来的凹腔上方的多孔金属蒙皮换成弹性橡胶膜柔壁(无孔),这样翼型根据压力的不同而自适应改变。改变的程度与凹腔尺寸和其中的压力及膜中的应张力(膜的抗拉硬度)有关。翼型形状的改变将引起激波位置和压力分布的变化和边界层情况的变化。它可模拟通气凹腔的虚拟变形。例如,激波前面压力较低,膜向上凸,模拟凹腔通气使波前边界层变厚的翼型虚拟变形,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,类似于通气情况波后边界层变薄的虚拟变形,使这里实际上增厚(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,效果也不相同。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。

2 控制方程

本文采用了二维雷诺时间平均的可压缩的非定常的没有简化的 N-S 方程^[4]。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付立叶传热定律;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^[4]。由于贴体坐标系使壁面边界条件的处理变得精确和简单,将这些方程从笛卡尔坐标系变换到非正交曲线坐标系。这种变换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。

3 边界条件

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(在以后的推进求解中,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),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。

由于外边界是近似的,外边界的位置(大小)对解的影响本文做了一些比较。在翼面上近似正交的贴体坐标 C 型网格的尾迹上,使用上下线的平均值以保证流动参数连续。

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:

$$\Delta P = \sigma h / r \quad (1)$$

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。假设 σ 在柔壁中为常数, 积分上式, 得到:

$$Y(x) = \int_0^x \left(\int_0^x \frac{P(x)}{\sigma h} dx \right) dx - \frac{X}{L\sigma h} \int_0^L \left(\int_0^x P(x) dx \right) dx + \frac{PL^2}{2\sigma h} \left(\frac{x}{L} - \frac{x^2}{L^2} \right) \quad (2)$$

边界条件为 $Y(0) = Y(L) = 0$, L 是凹腔的长度。

这样在时间推进过程中的每个时间步, 都可以算出一个确定的翼型形状, 因而可生成相应的网格。在实际计算时, 每前进 50 步 (大约对应 $\mu = 0.02$) 处理一次边界形状比较合适, 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 2b), 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, 而不需要在所有网格点上进行搜索, 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。

4 网格生成

用有限差分求解控制流体绕任意物形的流动的偏微分方程组的第一步是建立适当的计算网格。根据物形生成的贴体网格除了使差分简单和使边界条件处理简单精确外, 还可通过在流动梯度大的地方加密网格 (如壁面和激波附近), 利用较少的计算资源得到较精确的解。因此, 好的网格对数值求解流体力学问题是很重要的。

代数方法生成网格具有比较简单和快的优点, 在一些问题中得到应用, 但是最常用的方法还是求解偏微分方程方法。其中括椭圆型最常用, 应用范围也比较广。双曲型方法相对比较快和简单, 但对物形的适应能力较差, 特别是象内流和多件物体, 不能生成贴体网格。最近发展的抛物型方法, 似乎很有前景。偏微分方程方法一般生成近似正交和相邻网线不相交的网格。

根据本计算对象的特点, 选用了双曲型方法。

本网格在周向取 194 个点, 法向取 55 个点。其中周向有 54 个点在尾迹区, 翼面的 140 个点中在自适应柔壁区 (从 $0.39c$ 到 $0.63c$) 有 23 个点。从图 1 或图 2 可看出

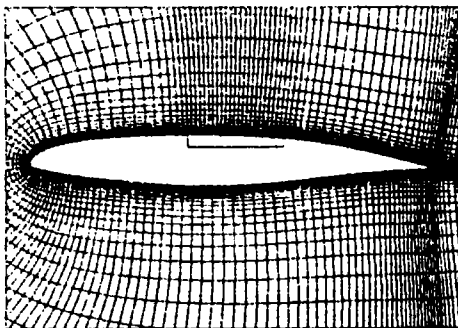


图 1(a) 均匀流初场柔壁未变形时的网格

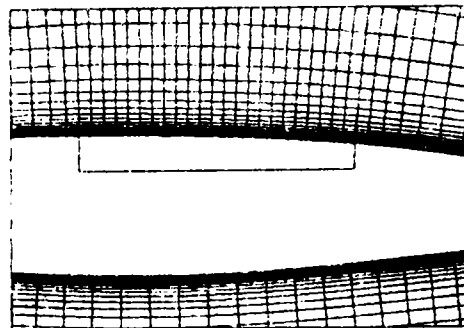


图 1(b) 初场柔壁处局部放大的网格

网格周向在前缘、尾缘、激波区 (即柔壁区) 等处加密, 网格间的距离分别为 $0.005c$, $0.01c$, 和

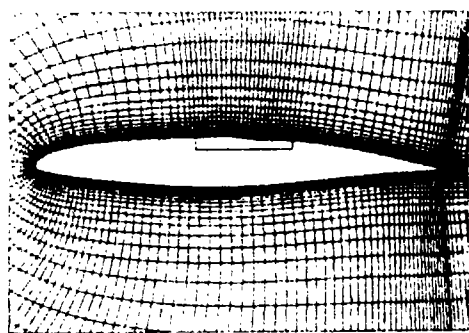


图 2(a) 收敛后翼型绕流的网格(柔壁变形)

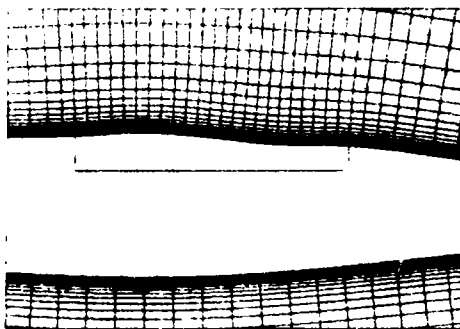


图 2(b) 收敛后柔壁变形的局部网格

0.003c, 在这些加密控制点之间, 采用 Eisman 一维伸展函数, 法向在翼面和尾迹处加密, 壁面离第二条网线的距离为 0.00005c, 向外以指数方式扩大间距。在壁面边界层, 网格雷诺数的量级为 10。

在柔壁发生变化时, 网格修正为:

当 $122 < \xi < 145$ (在翼面上对应 $0.395c < x < 0.635c$),

$$\left. \begin{aligned} \eta < 40 \text{ 时,} \\ X(\xi, \eta) &= X(\xi, \eta) \\ Y(\xi, \eta) &= Y(\xi, \eta) + y(x) \cdot (1 - \eta/40) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中 $x = x(\xi, 0) - 0.395c$, 这里小 x, y 为柔壁上的笛卡尔坐标, $y(x)$ 由(2)给出, 大 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 在以上范围之外时, 网格点不变, 即 $X(\xi, \eta) = X(\xi, \eta), Y(\xi, \eta) = Y(\xi, \eta)$ 。

5 数值求解方法

Beam-Warming 的隐式近似因子分解法使 CFD(计算流体力学)前进了一大步。由于它可用 ADI(交替方向隐式)方法求解, 所以可以直接向量化程序, 大大加快了计算速度(对有向量计算功能的计算机)。由于对流场的求解精度要求越来越高, 因而要求越来越细的网格变为可能, 所以隐式方法对细网格的稳定性的优点越来越突出, 因而得到广泛的应用, 当然显式格式也在通过例如多重网格方法等继续向前发展。所以用 N-S 方程较精确地求解流场随着计算方法和计算机的改进, 变得比较容易了。

虽然目前发展了迎风差分格式等更符合流动机理的格式, 但 Beam-Warming 中心差分格式加人工粘性仍然是比较成熟的方法, 所以本文选用了这种方法。

对空间变量(包括对流向和压力项的通量向量以及所有粘性项)的离散都用二级中心差分。时间采用一级 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^[2]为 ξ 方向(周向)和 η 方程(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, 可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。为了使激波间断

满足 Rankine-Hugoniot 关系,格式采用守恒形式。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,分离区的流动方向聚变,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。

定常流场是在给定初场的条件下,对时间积分推进得到的,必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。

6 计算结果和讨论

本文给出了 CAST10 超临界翼型跨音速粘性绕流的 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,图 4

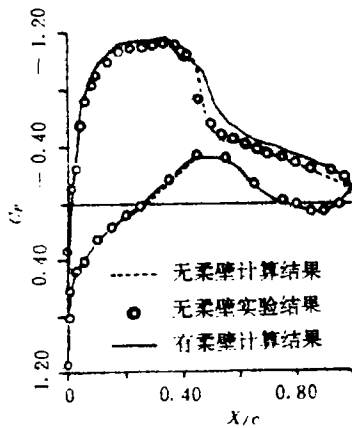


图 3 CAST10 压力系数曲线的比较

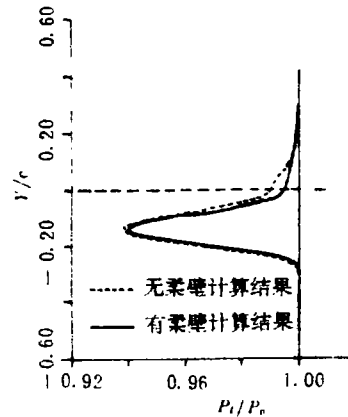


图 4 有无柔壁尾迹总压损失的比较

分别给出了这两种情况的压力系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 的实验结果(无柔壁控制)做参考。来流马赫数 $M = 0.7857$, 攻角 $\alpha = 4.16$ 度, 雷诺数 $Re = 4 \times 10^4$, 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 , 凹腔深度为 $0.03c$, 腔长 $L = 0.24c$ 。无柔壁控制情况推进 2000 步(对应无量纲时间 $\tau = 2.78$) 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^{-9} 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(如图 1), 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, 由于这个小激波, 主激波比原来的弱了。升力系数稍有升高(C_L 由 0.5894 升到 0.6017)。图 4 是总压亏损曲线, 横坐标是当地总压除以来流总压(P_i/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, 这表明阻力将稍有降低, 因为总压亏损是一种能量损失, 这是由于激波的熵增和边界层粘性熵增造成的, 它们将动能转化

成熟能散发掉了。总压亏损图能反映出阻力的大小(在水平飞行时,升力不做功)。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 等于零的下方。

为了看一看计算域的大小对计算结果的影响程度,对同一种情况的三个不同位置的外边界做了计算,即离翼型分别为 9.24 和 48 弦长的外边界。由于采用双曲型方程向外推进生成网格法,较大边界的计算可以利用较小边界的计算结果作为初场进行。例如,具有离翼形 24 个弦长的外边界的计算域的计算,可利用 9 个弦长的计算域的计算结果,而不必改变 9 个弦长计算域内的网格,也不用插值,完全不变的作为 24 个弦长计算域的初值,在 9 个弦长与 24 个弦长之间的计算域的初场取来流条件,这样可大大节省 24 个弦长计算域的计算时间,事实上,只需再迭代 200 到 300 步,即可得到 24 个弦长计算域的收敛结果。否则从头来,至少需要 2000 步,而 24 个弦长的每一步计算比 9 个弦长的计算要长。本文程序在可扩展至四兆内存操作系统的 386 微机上运行,一个算例需要两三天时间,节省时间很重要。计算结果表明,随着外边界的扩大,激波微微向下游移动,与 9 个弦长相比,24 个和 48 个弦长的升力系数变化分别为 1.6% 和 2.7%。图 3、图 4 给出的计算结果是 9 个弦长计算域的。

7 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音速翼型的 $N-S$ 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] Breittling, T and Zierep, J., ACTA MECHANICA, by Springer-Verlag 1990
- [2] Beam, R. M. and Warming, R. F., AIAA Paper 77-645
- [3] Baldwin, B. S. and Lomax, H., AIAA Paper 78-257, 1978
- [4] Fletcher, C. A. J., Computational Techniques for Fluid Dynamics by Springer-Verlag, 1987
- [5] Paul, D. B., AFIT/GAE/AA/88D-02, also AD-A205 771, 1989
- [6] Kinsey, D. W., AFWAL-TR-88-3085, also AD-A293 331, 2988
- [7] David, A. D., Charles B. J., etc., NASA TM 84620, 1983

Constraint of Side-groove and Its Influence on Fracture Toughness Parameter in Charpy-size Specimens

Zhang Xinping Shi Yaowu

(Xi'an Jiaotong University)

Abstract

This paper has studied the effect of side-groove constraint on pre-cracked Charpy-size specimen, and the influence of side-groove on fracture toughness parameters. The results indicate that when side-groove depth approach a critical value, the maximum load toughness J_m values are nearly coincident with the initiation toughness J_i values. Thickening action of side-groove may be expressed by calculating the extra thickness of specimen. For different materials the additional thickness due to side-groove is distinct. When the depth of side-grooves is 33% of specimen thickness the specimen obtains the maximum additional thickness. The side-groove constraint coefficient(C) presented by this paper can quantitatively evaluate the level of plastic constraint at crack tip, and explain the experimental results well.

Key words: side-groove, Charpy-size specimen, fracture toughness, constraint coefficient.

Computation of Transonic Airfoil Flow with the Shock Boundary Layer Interaction Adaptively Controlled

Ma Xia Jiang Jingui Zhang Mianchun Xiao Linkai

(Chinese Academy of Sciences)

Abstract

The performance of transonic airfoils 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. A method which can treat this special case (with the local surface boundary adaptively changed by the flow field around airfoil) is proposed and a procedure which allows the computation of transonic viscous flow over the adaptive airfoil using Navier-Stokes equation is described. The influence of the adaptive wall on the flow field over a modern transonic airfoil has been investigated.

Key words: shock boundary layer interaction, passive control, airfoil, transonic flow.