

文章编号: 1000-8055(2005)01-0008-05

声波与剪切流作用的数值模拟

邢超, 罗纪生

(天津大学力学系, 天津 300072)

摘要: 基于完整的可压缩流体力学方程, 利用特征分析的方法给出了气动声学中数值计算扰动的边界处理方法。采用所提出的边界处理方法, 模拟了静止流场、不同来流速度的均匀流场及均匀剪切流场中扰动的演化, 结果表明: 给出的边界条件的处理方法是合适的。文中还模拟了混合层中扰动的演化, 给出了扰动在混合层中传播的特征。

关键词: 航空、航天推进系统; 气动声学; 数值模拟; 边界条件; 混合层

中图分类号: V 231.3

文献标识码: A

Numerical Simulation of Mixing Layer Effect on Sound Waves

XING Chao, LUO Ji-sheng

(Department of Mechanics, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Based on the integrated compressible fluid mechanics equations, using eigenvalue analysis, the new method of non-reflecting boundary condition was proposed for aeroacoustics simulation of disturbance in shear flows. With the new boundary conditions, the disturbance were simulated in static fluid, uniform flows and uniform shear flows, and the results show that the new boundary conditions given in this paper are appropriate. The evolvement of disturbance in compressible mixing layer was also simulated, and the transmitted characteristic of disturbance in compressible mixing layer was presented.

Key words: aerospace propulsion system; aeroacoustics; numerical simulation; boundary condition; mixing layer

航空和工业应用中经常会碰到各种形式的由于流动中的脉动引起的噪声问题, 典型的例子有各种形式叶轮机的气动噪声, 燃气噪声, 喷气噪声等等。气动噪声不仅会浪费能源, 污染环境, 在军事上还会影响飞机的防御性能, 在某些情况下甚至会造成结构的疲劳和破坏。所以, 理解、预测并最终控制气动噪声的工作越来越重要, 也引起学术界和工业应用部门的日益重视^[1]。

在气动声学的研究中, Lighthill 理论被许多学者所采用。该理论将整个声场分为近场和远场

两个部分, 近场是声源区域, 远场为声音的传播区域。Lighthill 理论认为除了偶极子和单极子外, 远场的气动声场还可由近场的四极子声源 ($T_{ij} = \rho u_i u_j + (p' - c_\infty^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij}$) 产生。在给出近场的声源分布后, Lighthill 理论可以对远场进行预测, 但该理论没有给出如何确定近场的声源分布的方法。近年来许多学者在这方面进行了研究, Brian E Mitchell, Sanjiva K Lele and Parviz Moin^[2]利用数值模拟的方法研究了由对称中的涡对产生的声场, Xuesong Wu^[3]把渐进分析中的三层结构理

收稿日期: 2004-02-18; 修订日期: 2004-06-01

联系人: 罗纪生

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10172066); 南开大学天津大学刘徽应用数学中心资助项目

作者简介: 邢超(1978-), 男, 陕西人, 天津大学力学系硕士生, 主要从事流体力学研究

论用于气动声学领域, 该理论指出渐进展开的前三项可以分别作为近场四极子, 偶极子和单极子声源, 并进一步强调了三种声源对于远场的声波都有贡献。

数值模拟方法是研究近场复杂流动所产生的气动声场的重要方法之一。在气动声学的数值模拟中, 由于扰动的传播方向是事先未知的, 因此给边界条件的处理带来许多困难。而边界条件的处理又是数值模拟中一个至关重要的问题, 处理的好可使整个计算在流场中不产生非物理的数值反射, 处理的不好, 非物理的数值反射将“污染”整个计算的流场。Poinsot T J and Lele S K^[4]曾利用一维无粘假设提出了一类边界条件的处理方法, 随后 Tim Colonius, Sanjiva K Lele and Parviz Moin^[5]又针对计算气动声学提出了边界条件的处理方法, 但该处理方法对于剪切流中声场的计算效果仍不好。居鸿宾, 沈孟育^[6]也针对计算气动声学提出过边界条件的处理方法。

$$\begin{cases} 2\frac{\partial E_{i-1}^+}{\partial x} + 3\frac{\partial E_i^+}{\partial x} = \frac{1}{12\Delta x} (-E_{i+2}^+ + 12E_{i+1}^+ + 36E_i^+ - 44E_{i-1}^+ - 3E_{i-2}^+) \\ 2\frac{\partial E_{i-1}^-}{\partial x} + 3\frac{\partial E_i^-}{\partial x} = -\frac{1}{12\Delta x} (-E_{i-2}^- + 12E_{i-1}^- + 36E_i^- - 44E_{i+1}^- - 3E_{i+2}^-) \end{cases}$$

(2 1)

对粘性项采用 6 阶中心型紧致格式, 具体形式如下:

$$12\frac{\partial f_{i-1}}{\partial x} + 36\frac{\partial f_i}{\partial x} + 12\frac{\partial f_{i+1}}{\partial x} = \frac{28(f_{i+1} - f_{i-1}) + (f_{i+2} - f_{i-2})}{\Delta x}$$

(2 2)

强迫压力脉动的空间导数为:

$$\begin{cases} \partial p/\partial x = A(x - x_0)e^{-B[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]}\sin(\omega t) \\ \partial p/\partial y = A(y - y_0)e^{-B[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]}\sin(\omega t) \end{cases}$$

(3)

其中: x_0 和 y_0 为所加强迫压力脉动的位置。时间方向采用一阶显格式计算。

2 边界条件

由于声波在计算中对所采用的边界条件非常敏感, 加之声波非常微弱, 所以边界条件的选取对于计算的成败就显得尤为重要。Lele^[4, 5]等提出的边界条件是在基于特征波理论基础上的, 考虑以 $U_p = (\rho, u, v, p)^T$ 为变量的一维无粘方程, 利用特征分解有:

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial p}{\partial t} - \rho_c \frac{\partial u}{\partial t} \right] + \lambda_1 \left[\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_c \frac{\partial u}{\partial x} \right] = 0 \\ \left[c^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} \right] + \lambda_2 \left[c^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \right] = 0 \\ \partial v/\partial t + \lambda_3(\partial v/\partial x) = 0 \\ \left[\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_c \frac{\partial u}{\partial t} \right] + \lambda_4 \left[\frac{\partial p}{\partial x} + \rho_c \frac{\partial u}{\partial x} \right] = 0 \end{cases}$$

为了能计算剪切流中的气动声场, 本文从完整的可压缩流体力学方程出发, 结合特征分析给出了新的边界条件的处理方法, 以静止流场, 均匀流动, 均匀剪切流动中加压力强迫脉动产生扰动为例, 数值模拟了扰动的演化, 得到了比较理想的计算结果。在此基础上, 又研究了自由混合层中强迫压力脉动产生的扰动的传播特征与流动的关系。

1 数值计算方法

计算采用直角坐标系下二维守恒形式方程:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y}$$

(1)

其中, $U = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E_n)^T$ 为守恒型通量, $\partial E/\partial x$ 和 $\partial F/\partial y$ 为对流项及压力项, $\partial E_v/\partial x$ 和 $\partial F_v/\partial y$ 为粘性项及热传导项。对流项采用特征分裂, 对正通量 E^+ 和负通量 E^- 在空间上采用如下的 5 阶弱迎风紧致格式:

其中:

$$\lambda_1 = u - c, \quad \lambda_2 = \lambda_3 = u$$

$$\lambda_4 = u + c$$

令:

$$\begin{cases} Q_1 = \lambda_1 \left[\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_c \frac{\partial u}{\partial x} \right] \\ Q_2 = \lambda_2 \left[c^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \right] \\ Q_3 = \lambda_3 \left[c^2 \frac{\partial v}{\partial x} \right] \\ Q_4 = \lambda_4 \left[\frac{\partial p}{\partial x} + \rho_c \frac{\partial u}{\partial x} \right] \end{cases}$$

(5)

这里的 Q 分别代表以 λ 为速度传播的特征波。 λ 的正负代表波的传播方向。由(4)式, 得:

$$\begin{cases} \varphi = - [(\partial p / \partial t) - \rho c (\partial u / \partial t)] \\ \varphi = - [c^2 (\partial \rho / \partial t) - (\partial p / \partial t)] \\ \varphi = - [c^2 (\partial v / \partial t)] \\ \varphi = - [(\partial p / \partial t) + \rho c (\partial u / \partial t)] \end{cases} \quad (6)$$

根据特征波的理论,对于穿过边界流出计算域的特征波, φ 值完全由计算域内的值确定,可用单边差分计算边界上(5)式中的空间导数,从而得到流出计算域的 φ 。对于穿过边界流入计算域的特征波, φ 值不能用计算域内的点差分求得,而由

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2c^2} (\varphi + 2\varphi_2 + \varphi_3) \\ \frac{1}{2c^2} [u(\varphi + 2\varphi_2 + \varphi_3) + c(\varphi_1 - \varphi)] \\ \frac{v}{2c^2} (\varphi + 2\varphi_2 + \varphi_3) + \rho\varphi \\ \frac{u^2 + v^2}{4c^2} (\varphi + 2\varphi_2 + \varphi_3) + \frac{1}{2(\gamma - 1)} (\varphi + \varphi_1) + \frac{u}{2c} (\varphi_1 - \varphi) + \rho v \varphi_3 \end{bmatrix} \quad (7)$$

对流出计算域的 φ 由单边差分求出,流入计算域的 φ 取零值。由(7)及(1)式可计算出边界上下一时刻的守恒型通量 U ,进一步可以解出边界上的 ρ, u, v, p 和 T 。在计算(1)式时, $\partial F / \partial y$ 项不进行特征分裂,采用(2.2)的差分格式, $\partial E_v / \partial x$ 用单边差分格式。

3 计算结果

3.1 静止流场中扰动演化的数值模拟

为了检验边界条件处理的合理性,本文模拟了静止流场中扰动的演化。

图1给出了采用此边界条件计算出的静止流场中扰动传播的压力等值线图,其中强迫压力脉

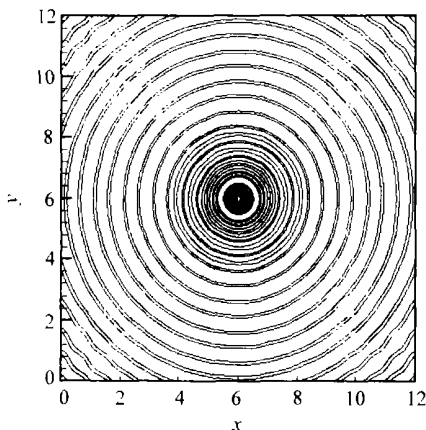


图1 静止流场中压力扰动演化等值线图

Fig 1 Disturber pressure contours at still flow s

计算域外的信息确定。

对于亚音速的出口边界, $\lambda_1 = u - c < 0$ 。因此,特征波 φ 向上游传播,为流入计算域的特征波。Lele等人建议对该特征波,采用 $\varphi = k(p - p_\infty)$ 的边界条件。但经计算,发现该条件并不理想。我们认为可能的原因是,基于一维假设建立的边界条件对于沿着各个方向传播的声波是不合理。

我们仍利用变量 $U_p = (\rho, u, v, p)^T$ 、分解(4)和 φ 的定义,由此可得 $\partial E / \partial x$ 与 φ 的关系如下:

动项中的 $A = 0.005, B = 400, \omega = 2\pi$ 。可以发现压力扰动传播速度约为1,波长约为1。由计算结果可以看到边界上的反射较小,这表明文中所给边界条件是可以用来模拟声波演化,而且比文献[6]中的结果要好。

3.2 均匀流场中扰动演化的数值模拟

设无量纲的来流速度 $u = 0.6$,雷诺数 $Re = 10\,000$,强迫压力脉动项中 $A = 0.005, B = 400, \omega = 2\pi$ 。图2给出了压力扰动演化的等值线图。由图可以看到,沿着流向扰动是以 $c + u$ 的速度向下游转播,而向上游的传播速度为 $c - u$,沿着法向传播速度为 a_0 。

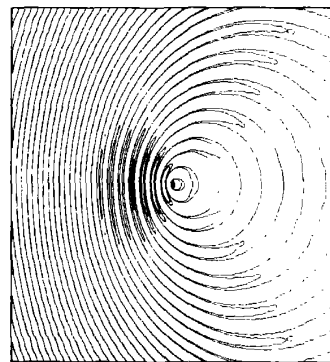


图2 亚音速的均匀流场中压力扰动的等值线图
(其中: $Re = 10\,000, u = 0.6$)

Fig 2 Disturber pressure contours for uniform subsonic fluid at $Re = 10\,000, u = 0.6$

图 3 给出了无量纲来流速度 $u = 1.3$ 时, 压力扰动演化的等值线图, 可以发现扰动在流场中形成马赫锥, 波被限制在马赫锥内向下游传播。

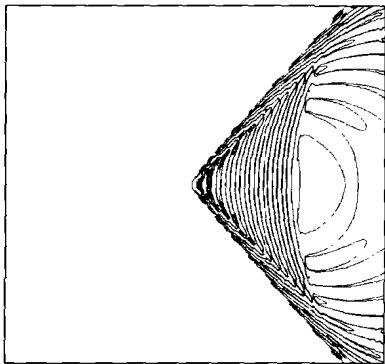


图 3 超音速的均匀流场中压力扰动的等值线图
(其中: $Re = 10\,000, u = 1.3$)

Fig 3 Disturber pressure contours for uniform supersonic fluid at $Re = 10\,000, u = 1.3$

3 3 均匀剪切流中扰动演化的数值模拟

均匀剪切流的来流速度分布为 $u = \frac{u_{max}y}{y_l}$, 雷诺数 $Re = 10\,000$, 压力扰动导数的形式仍如式 (3), 其参数 $A = 0.005, B = 400, \omega = 2\pi$, 计算中 $u_{max} = 1$ 。图 4 给出了压力扰动演化的等值线图。

由于来流速度的不均匀性, 扰动沿各个方向

$$\begin{cases} u = 1 + [(u_1 - u_2)/(u_1 + u_2)] \cdot \tanh(y) = 1 + u_b \cdot \tanh(y) & v = 0 \\ T = 1 + [(Y - 1)/2] \sqrt{PrMa^2 u_b^2 [1 - \tanh^2(y)]} & p = 1/\gamma Ma^2 \end{cases} \quad (8)$$

其中: u_1 和 u_2 为上下端的流向速度, u_b 为速度比。计算中取速度比 $u_b = 0.2$, 马赫数 Ma 为 0.6 。混合层中心线取在 $y = 30$ 处, 强迫压力脉动的形式见式 (4), 其中 $A = 0.005, B = 400, \omega = \pi$

图 5 为强迫压力脉动加在混合层中间 ($x_0 = 50, y_0 = 30$) 处的压力扰动的等值线图, 图中可以看出, 扰动在混合层的上、下层两层的传播情况是不同的。由于上层的速度大, 因此扰动向上游的传播速度就小, 由于下层的速度小, 因此扰动向上游的传播速度就大。

从图 5 还可发现压力扰动等值线不同于均匀剪切流的压力扰动 (参看图 3), 这是由于均匀剪切流的速度 u 变化比较平缓, 沿着整个 y 向均匀变化, 而混合层中, 速度变化集中在混合层内。由此可知, 来流速度沿 y 方向变化的快慢将影响扰动传播的特性。

图 6 和图 7 分别为强迫压力脉动在下层 ($x_0 = 50, y_0 = 15$) 处和在上层 ($x_0 = 50, y_0 = 45$) 处的

的传播速度不一样, 在上游 y 较大处, 速度 u 较大, 因此向上游的传播速度 $c - u$ 较小, 在上游 y 较小处, 速度 u 较小, 向上游的传播速度 $c - u$ 较大。速度的不均匀性导致等值线在 y 方向变形。

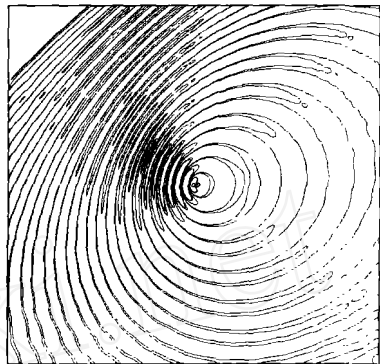


图 4 均匀剪切来流中压力扰动的等值线图
(其中: $Re = 10\,000, u_{max} = 1$)

Fig 4 Disturber pressure contours for shear fluid at $Re = 10\,000, u_{max} = 1$

3 4 可压缩混合层中扰动演化的数值模拟

为了研究强迫压力脉动源在混合层中产生的扰动向外传播的特性, 及了解混合层外产生的扰动波是如何穿过混合层的等现象, 分别对混合层中及混合层外加强迫压力脉动源的情况进行数值模拟。设混合层的无量纲的速度、压力和温度为:

数值模拟的结果。由图可见, 压力扰动在没有穿过

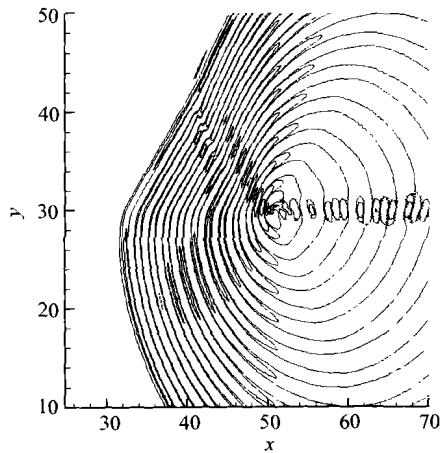


图 5 混合层中压力扰动的等值线图
其中压力扰动源位于 (50, 30)

Fig 5 Disturber pressure contours for mixing layer, disturbing source at (50, 30)

混合层前仍然以马赫波的形成传播。穿过混合层

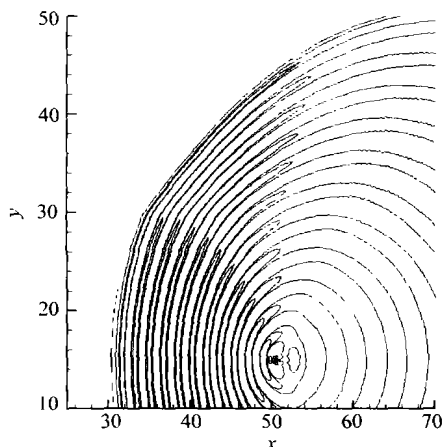


图 6 混合层中压力扰动的等值线图
其中压力扰动源位于 (50, 15)

Fig 6 Disturber pressure contours for mixing layer,
disturbing source at (50, 15)

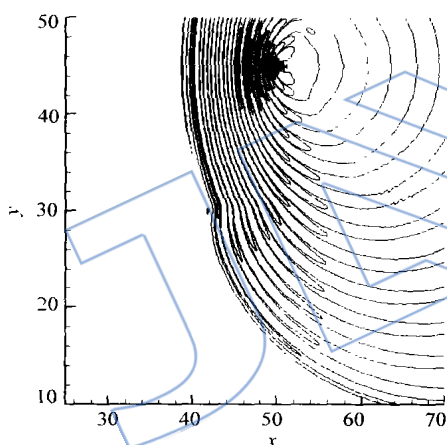


图 7 混合层中压力扰动的等值线图
其中压力扰动源位于 (50, 45)

Fig 7 Disturber pressure contours for mixing layer,
disturbing source at (50, 45)

后, 传播方向发生变化, 这是由于混合层的上下两边的马赫数不同所引起的。具体的说, 由于混合层上端的速度 ($u_1 = 0.8$) 大于混合层下端的速度 ($u_1 = 0.4$), 这样, 图 6 中压力扰动自下而上穿过混合层后将向后倾, 图 7 中压力扰动自上而下穿过混合层后将向前倾。

总之, 混合层的存在将使扰动波在通过混合层时传播的方向要发生变化。

4 结 论

从完整的可压缩流体力学方程出发, 结合特征分析, 给出了能模拟沿着各个方向进行传播的扰动演化的新的边界处理方法。利用该方法对静止流场、均匀流场及均匀剪切流场进行了计算, 结果表明新的边界处理方法是比较理想的。对均匀剪切流场及可压缩混合层的计算结果表明, 扰动在剪切流场的传播形式将受来流速度沿空间变化快慢的影响; 在混合层外的扰动波可以穿过混合层继续传播, 但扰动传播的方向要发生变化。

参考文献

- [1] 居鸿宾, 沈孟育. 计算气动声学的问题、方法与进展[J]. 力学与实践, 1995, 17(5): 1~10
- [2] Brian E Mitchell, Sanjiva K Lele, Parviz Moin. Direct Computation of the Sound Generated by Vortex Pairing in an Axisymmetric Jet[J]. *J. Fluid Mech.*, 1999, 383: 113~142
- [3] Xuesong Wu. Generation of Sound and Instability Waves Due to Unsteady Suction and Injection[J]. *J. Fluid Mech.*, 2002, 453: 289~313
- [4] Tim Colonius, Sanjiva K Lele, Parviz Moin. Boundary Conditions for Direct Computation of Aerodynamic Sound Generation[J]. *AIAA Journal*, 1993, 31(9): 574~1582
- [5] Poinot Y J, Lele S K. Boundary Conditions for Direct Simulations of Compressible Viscous Flows[J]. *Journal of Computational Physics*, 1992, 101: 104~129
- [6] 居鸿宾, 沈孟育. 气动声学数值模拟中无反射边界处理及声源模型的建立[J]. 上海交通大学学报, 1998, 32(7): 36~39