

文章编号: 1000-8055(2003) 01-0015-05

亚、超音喷管中声传播的数值模拟

李晓东, 高军辉

(北京航空航天大学 动力系, 北京 100083)

摘要: 采用计算气动声学方法研究了管道近音速区的声传播和声波与激波的相互作用问题。空间离散采用高阶 DRP 格式, 时间离散采用低耗散低频散的龙格库塔方法, 边界条件采用 Giles 的特征变量一维非定常无反射边界条件。计算结果和解析解的精确吻合表明, 计算中应用的这种高阶的 DRP 格式有很高的分辨率和很好的稳定性, 适合声传播的计算。

关键词: 航空、航天推进系统; 计算气动声学; 高阶格式; 喷管; 无反射边界条件; 声传播
中图分类号: O422.5 文献标识码: A

Numerical Simulation of Sound Wave Propagation in Subsonic and Supersonic Nozzle

LI Xiao-dong, GAO Jun-hui

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: A computational aeroacoustics approach is applied to studying sound propagation in subsonic and supersonic nozzle. The spatial derivatives are discretized by DRP scheme, and the low dissipation and dispersion Runge-Kutta scheme is used for time integration. The Giles' characteristic 1D unsteady non-reflecting boundary conditions are applied to the inflow and outflow boundary regions. Numerical results agree well with analytical solutions and it reveals that the DRP scheme performed very well because of the high resolution and robust stability and is capable of calculating sound propagation.

Key words: aerospace propulsion; CAA; high order scheme; nozzle;
non-reflecting boundary conditions; sound propagation

1 引言

在发动机进气道、叶栅的狭窄通道处以及尾喷管中, 当地速度可能很接近音速或者超过音速, 存在很大的速度梯度或者很复杂的激波系结构, 准确计算声波通过这种区域需要高精度高分辨率的格式和精确的无反射边界条件。八十年代中期 Hariharan 曾经用低阶的 MacCormack 格式计算过这种问题^[1,2], 由于低阶格式分辨率低以及没有

合适的频散和耗散特性, 需要很密的网格以保证精度, 从而加大了计算量, 而且当时也没有合适的无反射边界条件。九十年代以来, 计算气动声学的研究进展表明只有采用高精度高分辨率、具有很好频散耗散特性的高阶格式和比较准确的无反射边界条件, 才可能用最少的点和最短的时间来准确解决问题。实际的物理问题无疑是全三维的, 但是全三维问题在复杂性和计算量上的困难是显而易见的。为了减少问题的复杂性和计算量而又不

收稿日期: 2002- 01- 27; 修订日期: 2002- 05- 20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10072009)

作者简介: 李晓东(1967-), 男, 江苏海安人, 北京航空航天大学动力系教授, 博士, 主要从事气动声学研究

改变问题的物理本质, 第三届计算气动声学专题讨论会把这类问题简化为一维拉瓦尔喷管中近音速区声传播和声波与激波相互作用两个问题, 来测试数值格式的精度和边界条件的准确性。许多研究者参加了这项测试, 典型的有 Hixon, Hu 等^[3]。本文作者曾采用一种优化过的高阶 MacCormack 格式求解了该问题, 为了进一步提高求解精度与空间分辨率, 本文采用一种高阶频散相关保持(Dispersion-Relation-Preserving, DRP)格式^[4]和 Giles 的特征变量 1D 非定常无反射边界条件^[5], 对这两个问题进行了计算, 并和 NASA Glenn 研究中心的理论解^[3]进行了比较, 结果表明, 本文采用的这种 DRP 格式由于分辨率很高, 所以只需较少的网格点就能得到所需的精度。

2 控制方程

控制方程采用准一维的线化 Euler 方程, 其守恒形式为:

$$\frac{5Q}{5t} + \frac{5F}{5x} = H \tag{1}$$

其中:

$$Q = \begin{bmatrix} Q A \\ (Q u_0 + Q u) A \\ \left[\frac{p'}{C-1} + \frac{1}{2} Q u_0^2 + Q u_0 u \right] A \end{bmatrix}$$
$$H = \left[0, \frac{dA}{dx} p, 0 \right]^T$$
$$Q' = Q - Q_0$$
$$u' = u - u_0, \quad p' = p - p_0$$

公式中的 A 是面积, Q, u₀, p₀ 分别是平均密度、平均速度、平均压力, Q_u, p 是流场参数: 密度、速度、压力, Q', u', p 是相对应的扰动量。

3 数值方法

空间离散采用 DRP 格式^[4]:

$$\frac{5F}{5x} = \sum_{i=1}^3 a_i F_i \tag{2}$$

其中, A 是经过优化后的离散系数。时间离散采用低耗散低频散 46 步龙格库塔(LDDRK46)方法^[6]:

$$Q^{(1)} = Q^k \tag{3}$$

$$Q^{(i)} = Q^k + A \Delta t F(Q^{(i)})$$
$$i = 2, 4/6 \tag{4}$$

$$Q^{(k+1)} = Q^k + \Delta t \sum_{i=1}^{4/6} B_i F(Q^{(i)}) \tag{5}$$

A 是每一分步的时间系数, B 是时间积分系数。由于这种格式的 CFL 条件为: 0.2≤CFL≤1.4, 所以在计算时可以取比较大的时间步长减少计算量而不影响结果精度。

4 边界条件

边界条件的处理一直是计算气动声学中的难点之一, 而无反射边界条件是其中最重要的部分。无反射边界条件种类很多, 每一种都对应着一定的物理机制, 但是却没有一种普适的无反射边界条件。本文使用的是 Giles 特征变量一维非定常无反射边界条件, 它在处理一维均匀流动的线化问题时有很高的精度^[5]。

5 数值计算结果及讨论

5.1 问题 1: 跨音喷管中的声传播

在亚音叶栅的狭窄通道处, 当地 Ma 数可能很接近 1, 为简单起见而又保持问题的物理本质, 可以把它简化为一个一维声波通过一个收扩喷管的声传播问题(图 1)。一维拉瓦尔喷管的形状为:

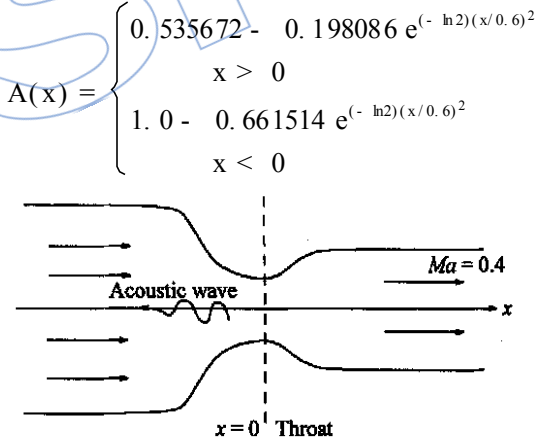


图 1 声波穿过亚音喷管示意图

Fig. 1 Propagation of sound through a transonic throat of a subsonic nozzle

计算区域为-10<x<10, 出口条件为, 出口马赫数 Ma=0.4。声源在喷管的出口处, 声波由下游向上游传播。声源为:

$$\begin{bmatrix} Q \\ u \\ p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} E \sin \left[X \left(\frac{x}{1-Ma} + t \right) \right] \tag{6}$$

其中: E=10⁻⁵, X=0.6P 均为无量纲值。平均流场的计算可以用 CFD 的方法, 也可以采用解析解, 本文采用解析解的方法^[7]。网格在喉道处加密, 节

点数分别取为 151, 201 两种。

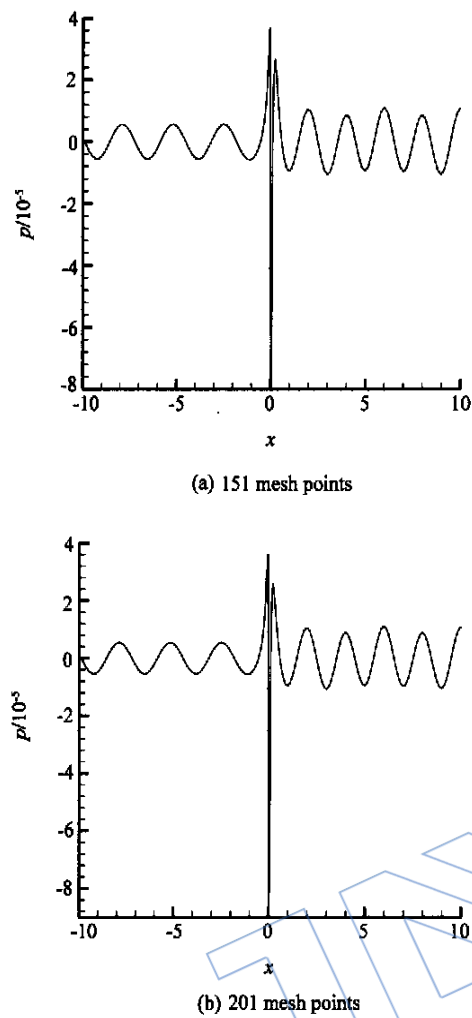


图 2 亚音喷管中瞬态声压分布($t=60T$)

Fig. 2 The instantaneous pressure perturbation along the subsonic nozzle ($t=60T$)

由图 2、图 3 和图 4 可以看出, 由于在喉道处面积减小, 流速接近音速, 声波的频率变大, 幅值急剧增大; 由于下游管面积的变化, 向上游传播的声波一部分反射回来, 在下游段发生了干涉, 这在图 3 和图 4 中可以看出来。而且由于上游管面积比下游管面积大以及喉道处的反射作用, 上游声波的幅值减小, 起到了一定的消声作用, 这与 Hariharan 等人的结果一致^[1,2]。由图 3 和图 4 还可以看出, 在 151 和 201 个点时的结果与理论解相比相差很小。Hixon 采用 6 阶的预因子紧致格式(Prefactored Compact Scheme)和一维非线性特征变量边界条件, 用 251 个点计算了这个问题, Hu 采用 DRP 格式和 Thompson 一维特征变量边界条件用 381 个点计算了这个问题^[3], 得到相当精度的结果。对比 Hixon 和 Hu 等人的结果可

以看出, 因为这种 DRP 格式的分辩率很高, 只需要较少的点就能达到所需的精度, 所以在计算时可以减少网格点数从而大大减少计算量。

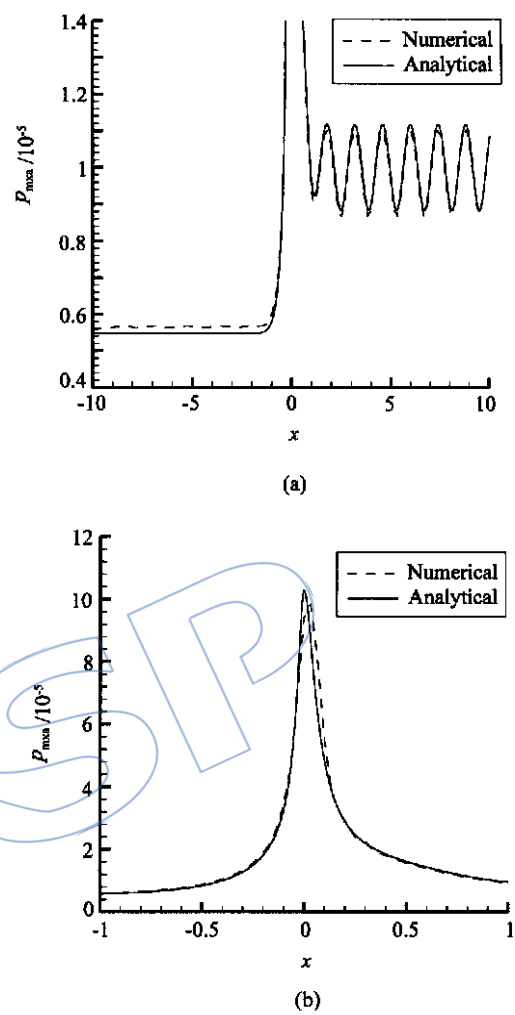


图 3 声压最大值分布图(151 个网格点)

Fig. 3 The maximum pressure distribution for 151 mesh points

5. 2 问题 2: 声波与激波的相互作用

不完全膨胀的超音速喷流会在喷管的下游部分形成激波。要模拟激波与声波的相互作用, 这个问题可以简化为声波穿过一个准一维的超音喷管, 喷管的几何形状与问题 1 中的一样(图 5)。

声源在上游进口处, 进口条件为:

$$\begin{bmatrix} Q \\ u \\ p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ M \\ \frac{1}{C} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \text{Bsin} \left[X \left(\frac{x}{1 - \text{Ma}} + t \right) \right] \quad (7)$$

其中:

$$\text{Ma} = 0.206533, \quad C = 1.4$$

$E=10^{-5}, X=0.6P$

出口反压为 $p=0.6071752$,均为无量纲值。平均流场可以采用 CFD 的方法计算,也可以求解解析解,本文采用解析解^[7]。网格在喉道处加密,网格节点数分别取 81, 151 两种情况。

由图 6 可以发现,当声波传播到激波处时,会与激波发生干涉,产生明显的相位变化,这与 Loh 等有关声波与激波相互作用的研究结论一致^[8]。由图 6 和图 7 中计算结果和解析解的比较可以看出,在网格数为 81 和 151 时的计算结果与理论解相比相差很小(图中 T 表示周期)。Hixon 采用 6 阶的预因子紧致格式和一维非线性特征变量边界条件,用 201 个点计算了这个问题,Hu 采用 DRP 格式和 Thompson 一维特征变量边界条件用 617 个点计算了这个问题^[3],得到相当精度的结果,由此表明这种空间离散格式的精确和高分辨率。

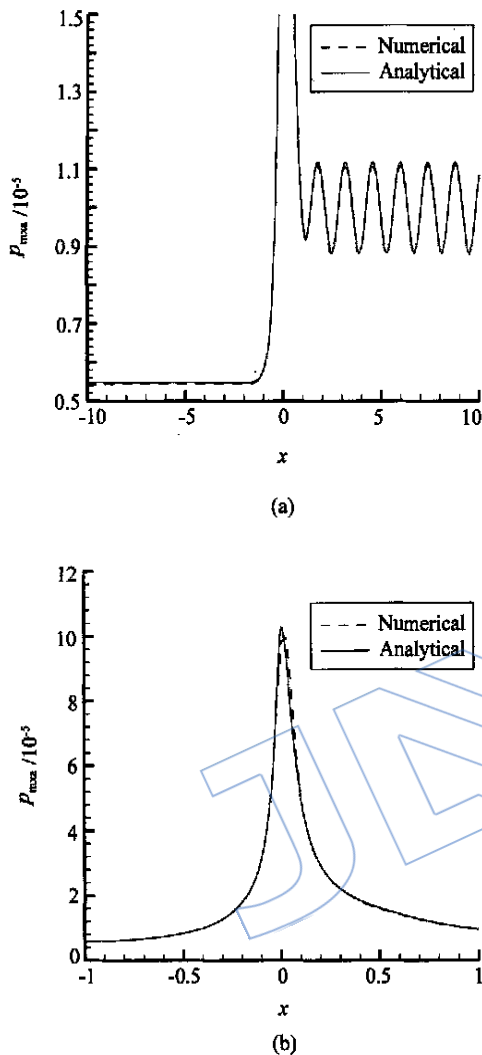


图 4 声压最大值分布图(201 个网格点)
Fig.4 The maximum pressure distribution for 201 mesh points

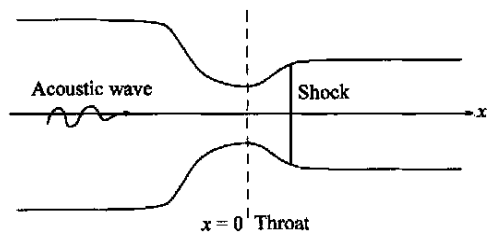


图 5 声波与激波相互作用示意图
Fig.5 Sound wave- normal shock interaction

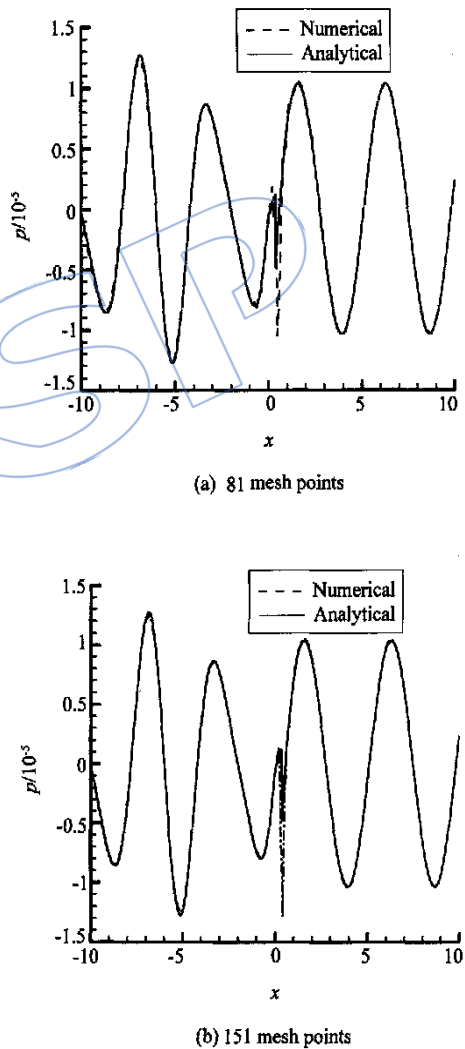


图 6 声波与激波相互作用瞬态声压变化图
($t=60T$)
Fig.6 The instantaneous pressure perturbation of the sound wave- normal shock interaction ($t=60T$)

与下游段反射回来的声波在下游段发生干涉产生明显的干涉现象; 由于管道面积的变化以及反射作用, 使得声波在传播过程中幅值减小, 起到了一定的消声作用。在超音喷管中声波与激波相互作用, 会产生明显的相位变化。计算结果和解析解的精确吻合表明, 这种高阶 DRP 格式具有很高的分辨率和很好的稳定性, 在实际计算时可以用很少的网格点就能达到所需的精度, 适合声传播的计算, 而且由于 LDDRK46 方法可以取很大的 CFL 值, 从而大大减少了计算量。

参考文献:

[1] Hariharan S I, Lester H C. A Finite Difference Solution for the Propagation of Sound in Near Sonic Flows[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1984, 75(4): 1052-1061.

[2] Hariharan S I, Lester H C. Acoustic Shocks in A Variable Area Duct Containing Near Sonic Flows[J]. Journal of Computational Physics, 1985, 58:134- 145.

[3] Hardin J C, Huff D, Tam C K. Third CAA workshop on Benchmark Problems [R]. NASA CP- 2000 - 209790, 2000.

[4] Tam C K W, Webb J C. Dispersion-Relation-Preserving Finite Difference Schemes for Computational Acoustics[J]. Journal of Computational Physics, 1993, 107: 263- 281.

[5] Giles M B. Non-Reflecting Boundary Conditions for Euler Equation Calculations [J]. AIAA Journal, 1990, 28(12): 2050- 2058.

[6] Hu F Q, Hussaini M Y, Manthey J. Low Dissipation and Dispersion Runge-Kutta Schemes for Computational Acoustics[R]. ICASE Report 94- 102, Dec.

[7] 王伯年, 曹伟武. 激波在收缩—扩张喷管中位置的解析—数值解[A]. 中国工程热物理学会热机气动热力学学术会议论文集[C]. 镇江: 中国工程热物理学会, 1999.

[8] Loh C Y, Chang S C, Scott J R. Computational Aeroacoustics Via the Space-Time Conservation Element/ Solution Element Method[R]. AIAA Paper 96- 1687.

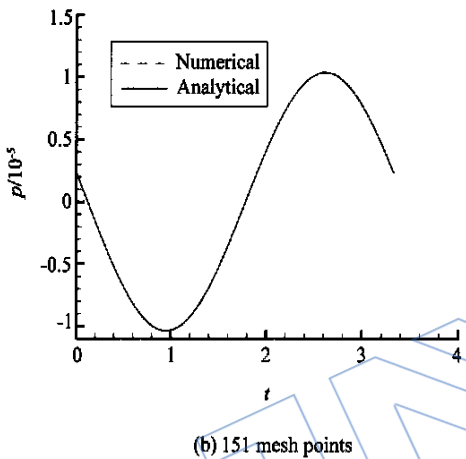
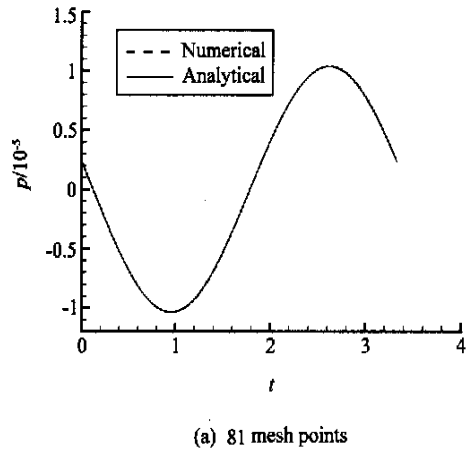


图 7 出口处声压变化图

Fig. 7 The pressure perturbation at the exit plane through a cycle

6 结 论

本文采用高阶 DRP 格式计算了管道近音速区的声传播和激波与声波的相互作用这两个问题。计算结果表明: 声波在亚音的喷管里逆流传播时, 由于在喉道处面积减小, 流速接近音速, 声波的频率变大, 幅值急剧增大; 向上游传播的声波会