

[文章编号] 1001-246X(2001)03-0193-06

轴对称射流气动声场的数值模拟

胡国庆¹, 刘明宇², 傅德薰¹, 马延文²

(1. LNM, 中国科学院力学研究所, 北京 100080; 2. LHD, 中国科学院力学研究所, 北京 100080)

[摘 要] 构造了 Kirchhoff 积分和 CFD 计算相结合的算法, 采用高精度差分格式对不同喷口马赫数的轴对称射流进行数值模拟, 并以此作为近场声源, 运用 Kirchhoff 积分方法研究远场气动噪声. 数值结果表明, 远场噪声具有方向性, 噪声声压在离开对称轴 20 处达到最大值. 随着传播距离增大, 噪声方向性逐渐减弱.

[关键词] 气动噪声; 轴对称射流; Kirchhoff 积分; 紧致差分格式

[中图分类号] V211 [文献标识码] A

0 引言

喷气式飞机的起飞和着陆阶段, 往往伴随着巨大的噪声. 由于人们环保意识的日益加强, 各国航空条例和相关法律对飞行器噪声控制提出了非常严格的要求, 从而使如何减少高速飞行器的噪声水平成为一个具有挑战性的课题. 在众多的噪声声源中, 喷气发动机的射流噪声是最为突出的关键问题之一.

实验研究^[1~3]显示, 在射流剪切运动中, 声源主要由大尺度相干结构主导. 亚音速射流噪声的能量主要来自从喷口到下游 4~5 倍直径的区域^[4]. Laufer & Yen^[5]的实验观察到射流的远场噪声具有很强的方向性, 即噪声分布与观测点离开射流主轴的角度密切相关. 在射流近区, 即大约 10 倍于射流出口直径范围内的区域, 是射流失稳、形成大尺度涡和开始转捩的过渡阶段, 大尺度相干结构对流场特性起着主导作用. 准确地了解这一阶段射流的流场特性是研究射流噪声的基础.

本文首先构造了 Kirchhoff 积分和非定常流动计算相结合的算法, 然后采用 5 阶迎风紧致格式和 3 阶 Runge-Kutta 方法计算轴对称可压缩非定常 Navier-Stokes 方程, 给出不同马赫数条件下的轴对称射流流场, 并以此作为近场声源, 结合 Kirchhoff 积分公式对远场声场特性进行研究.

2 Kirchhoff 积分和 CFD 方法相结合的算法

Kirchhoff 方法的基本思想是采用一个控制面

S 包围近场声源, 并假定此控制面包括所有非线性流动影响和气动声源, 控制面以外声波是在均匀介质中线性传播的, 通过 S 上的积分可计算远场噪声.

考虑如图 1 所示的封闭曲面 S , 它由方程 $f = 0$ 所决定, 并规定 $f > 0$ 为曲面 S 的外部.

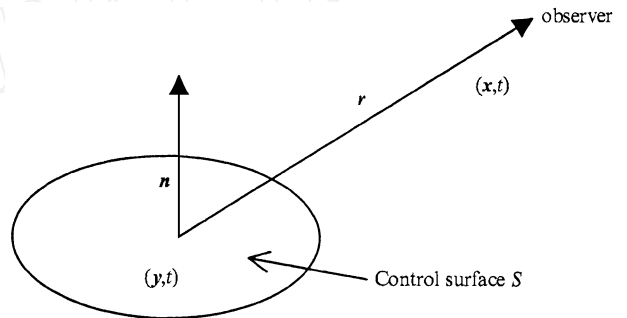


图 1 Kirchhoff 控制面 S 和坐标关系

Fig. 1 Kirchhoff control surface S and coordinate relationship

控制面 S 固定情形下的 Kirchhoff 积分为^[6]

$$4 \quad (x, t) = \int_{f=0} \left[\frac{-\cos}{r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial n} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{r \partial} \cos \right] dS, \quad (1)$$

式中 c 为均匀介质中的声速, $r = |r| = |x - y|$ 为声源到观测点的距离, n 为控制面 S 上指向外部的单位法向向量, \cos 为向量 r 和 n 之间的方向余弦. 等式右端的值均在延滞时间 $\tau = t - r/c$ 时刻获得. 这样, 知道控制面上的值及其导数值, 就可通过 (1) 式得到远场观测点的值.

声波从控制面 S 到达观测点需要一定的传播

[收稿日期] 2000-02-01; [修回日期] 2000-06-12

[基金项目] 国家自然科学基金(19872069)及九七三(G1999032805)资助项目

[作者简介] 胡国庆(1969-), 男, 博士, 主要从事计算流体力学和计算气动声学研究.

时间. CFD 计算得到的是控制面不同面积元上的离散值. 从不同面积元 e 出发, 声波到达远场同一观测点的时间会因为距离不同而有所差别, 这就需要考虑传播时间的影响.

设 r_e 为面积元到某一观察点的距离, 那么传播时间为 r_e/c , 即 t 时刻近场扰动在 $t + r_e/c$ 时刻才对此观察点的声压产生作用. 在数值计算中, t 可表示为 $n \Delta t$, 这里 n 为时间层, Δt 为时间步长. 用时间层的概念来定义 $t + r_e/c$,

$$t + r_e/c \approx [n + \text{int}(r_e/c / \Delta t)] \Delta t, \quad (2)$$

$\text{int}(\)$ 为取整算子. 只要 Δt 足够小, 上面表达式的误差可以忽略不计.

每一个面积元 $e (e = 1, 2, \dots, NE)$ 都对观测点的声压有贡献, 全部面积元对观测点声压的综合作用可利用以下公式进行计算.

$$\begin{aligned} \text{new}\{x, [n + \text{int}(r_e/c / \Delta t)] \Delta t\} = \\ \frac{1}{4} \sum_{e=1}^{NE} R_{HS_e}[n \Delta t] S_e + \\ \text{old}\{x, [n + \text{int}(r_e/c / \Delta t)] \Delta t\}. \end{aligned} \quad (3)$$

这里 R_{HS_e} 为公式(1)右端积分号内的各项之和, S_e 为面积元 e 的面积.

实际的流场计算中, 由于受稳定性限制, Δt 有时非常小, 没有必要每一步都进行 Kirchhoff 积分, 而可以每隔 K 步积分一次, 此时(3)式变为

$$\begin{aligned} \text{new}\{x, [n + K \text{int}(r_e/c / \Delta t / K)] \Delta t\} = \\ \frac{1}{4} \sum_{e=1}^{NE} R_{HS_e}[n \Delta t] S_e + \text{old}\{x, [n + \\ K \text{int}(r_e/c / \Delta t / K)] \Delta t\}. \end{aligned} \quad (4)$$

2 轴对称射流流场计算

2.1 控制方程

二维轴对称可压缩射流的控制方程采用柱坐标下的 Navier-Stokes 方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{f}_1}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{f}_2}{\partial r} + \frac{\mathbf{S}}{r} = \\ \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial \mathbf{V}_1}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{V}_2}{\partial r} + \frac{\mathbf{E}}{r} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= [\rho, u, v, e]^T, \\ \mathbf{f}_1 &= [\rho u, u^2 + p, uv, u(e+p)]^T, \\ \mathbf{f}_2 &= [\rho v, uv, v^2 + p, v(e+p)]^T, \\ \mathbf{S} &= [\rho v, uv, v^2, v(e+p)]^T, \\ \mathbf{V}_1 &= [0, \tau_{xx}, \tau_{xr}, q_x]^T, \end{aligned}$$

$$\mathbf{V}_2 = [0, \tau_{rx}, \tau_{rr}, q_r]^T,$$

$$\mathbf{E} = [0, \tau_{rx}, \tau_{rr}, q_r]^T,$$

$$e = [c_v T + (u^2 + v^2)/2].$$

这里 x 表示流向, r 表示径向, $\tau_{xx}, \tau_{xr}, \tau_{rx}$ 为剪应力, q_x, q_r 为对应于 x, r 方向的热通量, ρ, u, v, T, p, e 分别表示流体的密度、轴向速度、径向速度、温度、压力和单位质量能量. 无量纲系统为 $\bar{\rho}, \bar{u}, \bar{v}, \bar{p}, \bar{e}$ 分别表示流体的密度、轴向速度、径向速度、温度、压力和单位质量能量. 无量纲系统为 $\bar{\rho}, \bar{u}, \bar{v}, \bar{p}, \bar{e}$. 上标“ $\bar{\cdot}$ ”代表有量纲量, 下标“ $\bar{\cdot}$ ”代表来流, \bar{R} 为特征长度, 文中选为喷嘴半径.

2.2 差分离散

将方程(5)中的对流项进行 Steger-Warming 分裂^[7]后, 采用 5 阶迎风紧致格式离散, 粘性项用 6 阶对称紧致格式离散, 具体可参见文[8]. 时间方向推进采用 3 步 3 阶 Runge-Kutta 方法.

2.3 边界条件和初始条件

上边界和出口边界采用无反射边界条件, 在射流的对称轴即 $r=0$ 处, 根据流动的物理特性, u, ρ, T 采用对称条件, v 采用反对称条件.

数值模拟的物理流动为亚音速射流 ($M_j = 0.4$ 和 $M_j = 0.8$) 射入静止环境介质中, 并在同一温度下进行混合. 计算初始条件如下,

$$u = 1 - \tanh[20(r-1)], \quad (\rho = 0.97),$$

$$v = 0, \quad T = 1, \quad Re = 2500.$$

计算区域在轴向长度为 60, 径向为 8.2, 采用非均匀网格, 使网格间距在 $r=1$ 附近最密, 网格点数为 451×101 .

入口边界给定来流条件. 为了使流动尽快混合并产生涡对并, 在入口处叠加工扰

$$v = A [\cos(\omega_0 t) + \cos(\frac{1}{2} \omega_0 t)], \quad (6)$$

式中 A 为扰动振幅, ω_0 为扰动基频. 根据文[11], 本文取 $\omega_0 = 1.382$. 振幅 A 取 0.08 ($M_j = 0.4$) 或 0.15 ($M_j = 0.8$).

2.4 射流流场的计算结果

图 2 显示了 $M_j = 0.4$ 条件下射流近场区域涡量的序列图, 从上至下时间增长间隔为 0.4. 从图 2 可以看到, 由于入口边界所加的人工扰动, 在射流发展的早期, 射流开始产生波状运动, 然后卷起并形成独立的大尺度涡. 大尺度涡脱落后向下游运动, 受亚谐波扰动的影响, 相邻两涡靠近, 逐步形成涡的对并. 对并以后, 相邻两涡之间的距离增加一倍. 从图 2 还可得到大涡的对流速度为 1.06, 此速度基本保持不变, 与涡的大小和位置无关. 计算所得的旋涡对流速



图 2 $M_j = 0.4$ 时涡量的演化过程, 从上至下时间增长间隔为 $t = 0.4$ (等值线从 0 到 2.8, 间隔为 0.14)
Fig. 2 Evaluation of vorticity when $M_j = 0.4$, from up to bottom time interval $t = 0.4$ (the contour levels range from 0 to 2.8 with increment 0.14)

度和 Dimotakis^[9]及 Papamoschou & Roshko^[10]的结论非常吻合. 图 3 为 $M_j = 0.8$, 幅值 $A = 0.15$ 条件下的射流涡量序列图. 由于较高马赫数下射流不易失稳, 所以在计算中加大扰动幅值至 0.15, 使之尽快产生涡的对并. 相比 $M_j = 0.4$ 情形, $M_j = 0.8$ 条件下对并位置较为靠后.

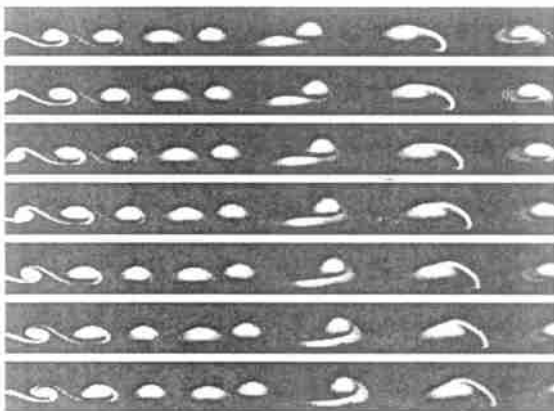


图 3 $M_j = 0.8$ 时涡量的演化过程, 从上至下时间增长间隔为 $t = 0.4$ (等值线从 0 到 2.8, 间隔为 0.14)
Fig. 3 Evaluation of vorticity when $M_j = 0.8$, from up to bottom time interval $t = 0.4$ (the contour levels range from 0 to 2.8 with increment 0.14)

3 射流远场声场的计算

图 4 为射流远场噪声计算示意图. 远场观测点

分布在以喷口中心为圆心、半径 r 为 100 和 200 的半圆弧上, 每隔 10° 分布一个观测点, 方位角逆时针方向从 0° 增长到 180° . 近场采用包围射流流场的圆柱面作为 Kirchhoff 控制面, L_s 为圆柱长度, R_s 为圆柱半径. 控制面上的声压 p 及其导数值 p_n 和 p_t 均可由射流计算所得 ($p = p - p'$), 并用它们代替公式 (1) 中的 p 以及相应的导数. 圆柱面沿周向划分为 100 个网格, 但由于对称性, 实际只需在一半圆柱面上进行积分. 积分时间步长取为 $10 t$, 这里 t 为射流近场计算的推进时间步长. 本文根据涡对并的位置, 将控制面长度 L_s 分别取为 20 ($M_j = 0.4$) 或 30 ($M_j = 0.8$). 利用公式 (4), 即可在近场计算过程中同时进行远场噪声计算.

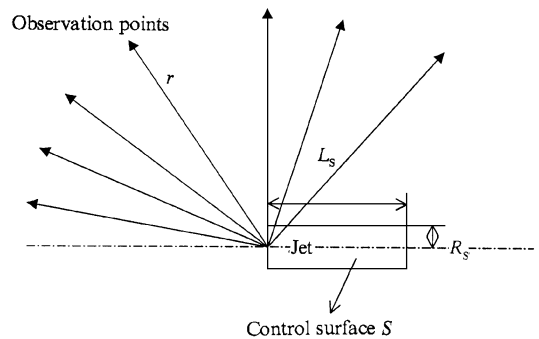


图 4 射流噪声的计算示意图

Fig. 4 Schematic of the jet noise computation

在 Kirchhoff 方法中, 控制面的选取对远场噪声计算有很大影响. 许多流动如射流、尾迹等, 流动衰减缓慢, Kirchhoff 控制面不可能取得很长, 控制面的人为截断会带来误差. Freund, et al^[12] 对此种误差给出了一个几何判据, 认为如果远场观测点和近场主要声源之间的连线穿过 Kirchhoff 控制面的话, 那么截断误差会比较小, 反之则误差较大. 因此为了减小截断误差, 控制面半径 R_s 应尽可能小, 而长度 L_s 应尽可能大. 但是, 如果 R_s 过小, 控制面就有可能并未包括近场的所有非线性扰动, 从而使声波线性传播假定得不到保证, 这样会导致另一方面的误差. 所以, 在进行 Kirchhoff 积分之前, 必须选择合适的控制面半径 R_s .

本文采用声压级 SPL (Sound Pressure Level) 代表噪声的强弱, 计算公式为

$$p_{SPL} = 20 \lg \left(\frac{p_{rms}}{p_{ref}} \right) \text{ (dB)}, \quad (6)$$

式中参考声压 $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$, p_{rms} 为声压压力均方根.

图 5 为 $M_j = 0.4$, 控制面半径 R_s 分别取 4、5、6

时,远场 $r = 100$ 处声压 p_{SPL} 分布. 由图中看到 $R_S = 4$ 和 $R_S = 5$ 的结果较为一致, 可以认为在 $M_j = 0.4$ 条件下, 控制面半径 R_S 取 4~5 之间已经包含了绝大部分非线性扰动, 计算结果较为可靠. 而 $R_S = 6$ 之所以和前面两者存在一定误差, 可能是由于此位置网格间距较大引起的. 需要注意的是, 无论 R_S 取何值, 在 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta = 180^\circ$ 两点的声压均存在差别, 这是和前面关于控制面误差的分析是一致的.

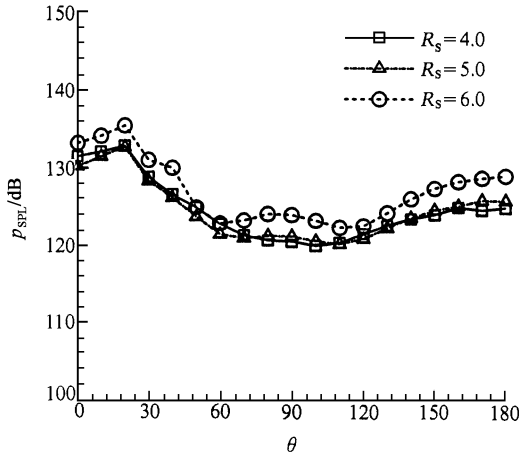


图 5 $M_j = 0.4$ 时不同控制面 S 下远场 $r = 100$ 处的声压 p_{SPL} 比较

Fig. 5 Comparison of the sound pressure p_{SPL} obtained using different control surface at far field $r = 100$ when $M_j = 0.4$

图 6 为 $M_j = 0.4$, $r = 100, 200$ 处声压随方位角的变化曲线. 远场声压 p_{SPL} 具有方向性, 在 $\theta = 20^\circ$ 处到达最大值. Moore^[13] 的实验也显示射流远场声压在 20° 附近达到最大. 从图 6 还可以看到, $r = 100$

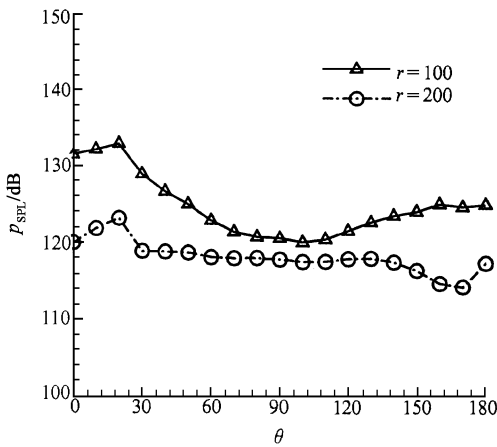


图 6 $M_j = 0.4$ 远场不同位置的声压 p_{SPL} 分布
Fig. 6 Distribution of the sound pressure p_{SPL} at different far field location when $M_j = 0.4$

处声压随角度的变化较大, 而 $r = 200$ 处声压变化较为平坦, 特别是在 30° 到 140° 范围内几乎成一直线, 这说明随着传播距离的增加, 噪声强度的方向性有逐渐消失的趋势.

图 7 为 $M_j = 0.8$, 控制面半径 R_S 分别取 4、5、6 时, 远场 $r = 100$ 处声压 p_{SPL} 分布. 可以看到 $R_S = 5$ 和 $R_S = 6$ 的结果较为一致, 而 $R_S = 4$ 和前面两者存

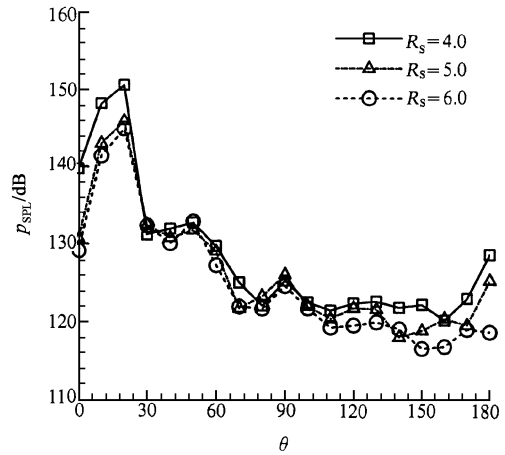


图 7 $M_j = 0.8$ 时不同控制面 S 下远场 $r = 100$ 处的声压 p_{SPL} 比较

Fig. 7 Comparison of the sound pressure p_{SPL} obtained using different control surface at far field $r = 100$ when $M_j = 0.8$

在一定误差, 和 $M_j = 0.4$ 的情况有所不同. 这是因为射流马赫数 M_j 较大, 非线性扰动衰减较慢, 以 $R_S = 4$ 为半径的控制面未包括全部非线性效应. 这一结果显示在计算高马赫数射流噪声时, 需要相应加大控制面. 图 8 为 $M_j = 0.8$, $r = 100, 200$ 处声压

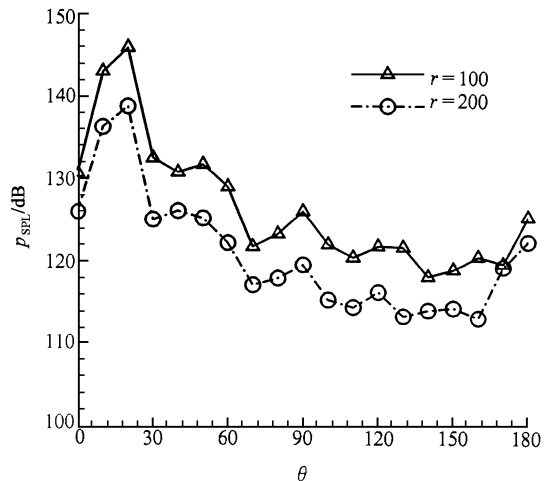


图 8 $M_j = 0.8$ 远场不同位置的声压 p_{SPL} 分布
Fig. 8 Distribution of the sound pressure p_{SPL} at different far field location when $M_j = 0.8$

随方位角的变化曲线. 远场声压 p_{SPL} 在 $\theta = 20^\circ$ 处到达最大值. 比较 $M_j = 0.4$ 时相应的曲线(图 6), 发现 $M_j = 0.8$ 时远场声压不仅强度增加, 而且随方位角的变化也更为剧烈, 显示出远场噪声强度有着更强的方向性. 同样, 远场噪声的方向性随传播距离增加仍然存在减弱的趋势.

图 9 为 $M_j = 0.4$ 和 $r = 100$ 时的声压谱, Strouhal 数定义为 $St = f\bar{U} / \bar{R}$. 随着方位角 θ 的增大, 声压峰值向高频方向移动, 并且能量分布范围变宽.

4 结论

首先导出了 Kirchhoff 积分和 CFD 方法相结合的数值算法, 然后采用 5 阶迎风紧致差分法和 3 阶

RK 方法, 通过求解轴对称可压缩 Navier-Stokes 方程, 计算了两种马赫数下的轴对称射流流场. 结合 Kirchhoff 积分, 研究了射流的远场噪声特性. 结果显示: 通过在射流入口叠加基频和亚谐波扰动, 可促进涡的卷起、脱落和对并. 射流中旋涡的对并可大大增加动量厚度. 压缩性效应对扰动波的增长有抑制作用. Kirchhoff 控制面的选取对噪声计算有较大影响. 在确保控制面包含近场声源非线性扰动量的前提下, 控制面半径越小越好. 本文的研究表明亚音速射流所产生的远场噪声在不同方向上具有不同强度, 即存在方向性. 远场噪声在离开主流方向 20° 附近存在声压峰, 并且它的方向性随着传播距离的增加而减弱.

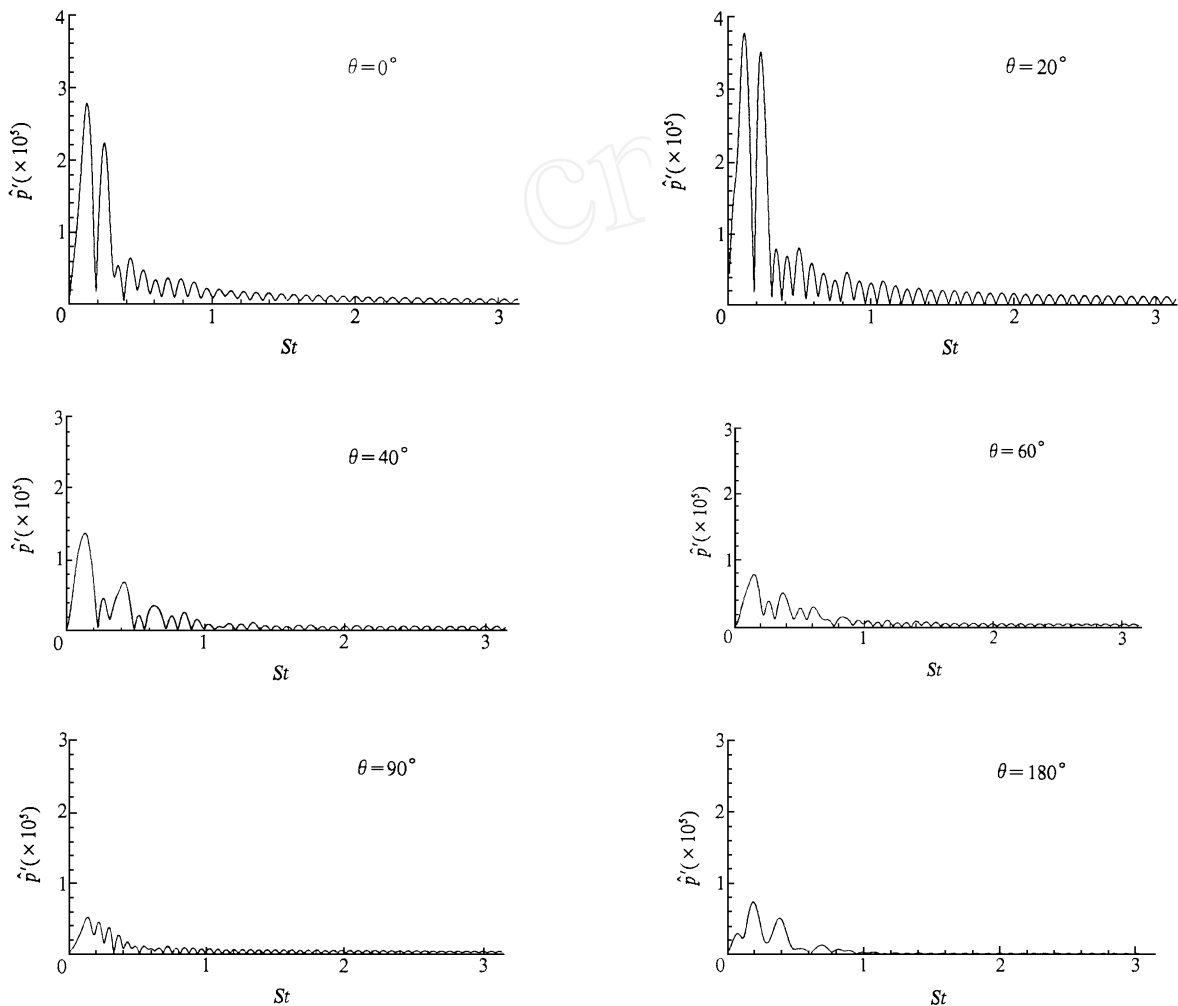


图 9 远场不同方位角的噪声声压谱 ($M_j = 0.4, r = 100$)

Fig. 9 Spectra of the far field sound pressure at different azimuthal degree ($M_j = 0.4, r = 100$)

[参 考 文 献]

- [1] Mollo-Christensen E. Jet noise and shear flow instability seen from an experimenter 's viewpoint [J]. American Soc Mech Engng J Appl Mech ,1967 ,**89**:1 - 7.
- [2] Liu J T C. Developing large-scale wavelike eddies and the near jet noise field [J]. J Fluid Mech ,1974 ,**62**: 437 - 464.
- [3] McLaughlin D K, Morrison G L, Troutt T R. Experiments on the instability waves in a supersonic jet and their acoustic radiation [J]. J Fluid Mech ,1975 ,**69**: 73 - 95.
- [4] Laurence J C. Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet [R]. NACA Rep. No. 1292. 1956.
- [5] Laufer J, Yen T C. Noise generation by a low-Mach-number jet [J]. J Fluid Mech ,1983 ,**134**:1 - 31.
- [6] Lyrintzis A S. A review of the uses of Kirchhoff 's method in computational aeroacoustics [J]. Trans ASME:J Fluids Engng ,1994 ,**116**:665 - 676.
- [7] 傅德薰主编. 计算空气动力学 [M]. 北京:宇航出版社,1994. 158 - 160.
- [8] Fu Dexun, Ma Yanwen. A high order accurate difference scheme for complex flow fields [J]. J Comput Phys ,1997 ,**134**(1):1 - 15.
- [9] Dimotakis P E. Entrainment into a fully developed two-dimensional shear layer [R]. AIAA paper , 84 - 0368. 1984.
- [10] Papamoschou D, Roshko A. Observations of supersonic free shear layers [R]:AIAA paper 86 - 0162. 1986.
- [11] Mitchell B E, Lele S K, Moin P. Direct computation of the sound generated by vortex pairing in an axisymmetric jet [J]. J Fluid Mech , 1999 ,**383**:113 - 142.
- [12] Freund J B, Lele S K, Moin P. Calculation of the radiated sound field using an open Kirchhoff surface [J]. AIAA Journal , 1996 ,**34**:909 - 916.
- [13] Moore C J. The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise [J]. J Fluid Mech ,1977 ,**80**:321 - 367.

NUMERICAL SIMULATION OF THE SOUND FIELD GENERATED BY AXISYMMETRIC JET

HU Guo-qing¹, LIU Ming-yu², FU De-xun¹, MA Yan-wen²

(1. LNM, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, P R China;

2. LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, P R China)

[Abstract] An algorithm is proposed to combine Kirchhoff integral and an unsteady flow computation. Axisymmetric jet flows are given by DNS using 5-order accurate upwind compact scheme and 3-order accurate Runge-Kutta scheme. Kirchhoff integral is used to predict the far-field sound. Numerical results show that farfield sound pressure has the directivity and reaches maximal value at 20° diverged from the flow direction. The directivity is attenuating while the propagation distance is increasing.

[Key words] aeroacoustic noise; axisymmetric jet; Kirchhoff integral; compact difference scheme