

文章编号:1000-8055(2011)07-1569-06

变截面风扇管道快速声散射计算

王同庆¹, 张莉爽¹, 杨 兵², 杨明绥³

- (1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191;
2. 中国科学院 工程热物理研究所, 北京 100190;
3. 中国航空工业集团公司 沈阳发动机设计研究所, 沈阳 110015)

摘 要: 针对航空发动机消声短舱声学设计的需要, 发展了一种结合快速声散射和直接边界元计算发动机远场声散射的方法, 用于计算包含了壁面声阻抗影响的复杂截面管道声散射问题. 应用该方法针对某风扇实验台进行了管道消声的数值模拟, 得到了远场声散射结果, 进行了声衬声阻抗影响的计算, 并通过与文献结果的对比表明该方法具有工程应用价值.

关 键 词: 发动机短舱; 变截面管; 直接边界元方法; 声衬; 快速声散射

中图分类号: V231

文献标志码: A

Aeroacoustic scattering via the fast scattering method

WANG Tong-qing¹, ZHANG Li-shuang¹,
YANG Bing², YANG Ming-sui³

- (1. School of Jet Propulsion,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China;
2. Institute of Engineering Thermophysics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
3. Shenyang Aeroengine Research Institute,
Aviation Industry Corporation of China, Shenyang 110015, China)

Abstract: The fast scattering method was developed in this paper, which could be used for predicting the acoustic propagation problems in the varying cross-section ducts with the acoustic liners. The method can handle the complex section relatively easily by using the direct boundary element method. The noise reduction of a real fan with the duct liners was predicted. The influence of the liner impedance and the sound scattering from the moving body was investigated by comparing the results with those given in the literature. The results illustrate that the present method can be used for the design of the duct liner in the engineering.

Key words: aircraft engine nacelle; varying cross-section duct;
direct boundary element method; acoustic liner; fast scattering

在航空发动机消声短舱的声学设计中广泛应用了敷设声衬的技术. 为了理解短舱声传播的物理机制以期优化设计声衬结构, 国内外学者开展了大量数值和实验研究工作. 发动机消声短舱设

计的核心是降低旋转叶轮机械声源通过管道向外辐射噪声, 通过短舱优化设计确定声衬长度、位置和声阻抗等参数, 以获得较好的消声效果.

在航空发动机短舱声学设计中常用模态匹配

收稿日期: 2011-04-15; 修订日期: 2011-05-27

作者简介: 王同庆(1945—), 男, 江苏江阴人, 教授、博士生导师, 博士, 主要从事气动测量及声学方面的研究.

方法^[1],有限元方法^[2],计算气动声学方法^[3-4](computational aeroacoustics,简称CAA)和边界元方法^[5-6].2004年,Dunn和Tinetti发展了一种快速声散射计算程序(fast scattering code,简称FSC),采用等价分布源方法求解Helmholtz方程边值问题,可以求解变截面管道的声传播问题,但是求解高频情况计算量较大^[7].2005年,北京航空航天大学杨兵、王同庆等人发展了一种有限长管道声传播和辐射的直接边界元模型^[8-9],这种方法将整个管道声场分为管道内声场和管道外声场两部分,通过进出口边界连续条件将内外声场联系起来统一求解,避免了求解管口反射系数,目前只能计算等截面圆管问题.

本文结合快速声散射方法与直接边界元方法,计算变截面管道声传播问题,能较快捷计算高频工况,扩展声衬优化设计能力,减少设计周期.

1 快速声散射方法的基本原理

快速声散射方法建立在求解Helmholtz方程边值问题基础上,可以计算包含声衬影响、截面变化影响以及管道壁厚影响的管道声传播问题.

1.1 简化模型

快速声散射模型对实际发动机风扇管道作如下假设:

- 1) 管道简化为低速、定常、直线运动的细长空气动力绕流体,截面形状变化不大;
- 2) 远前方为均匀来流,等价于介质不动,管道匀速在静止介质中运动,忽略物体运动对流动影响;
- 3) 忽略流体的黏性和边界层效应,管道内表面为刚性表面或具有局部反应阻抗表面,管道外表面为刚性表面;
- 4) 假设扰动为等熵声学小扰动.

如图1所示,用 s 表示的空气绕流体散射表面, s^+ 表示表面外空间, n 表示外法向矢量矩阵.

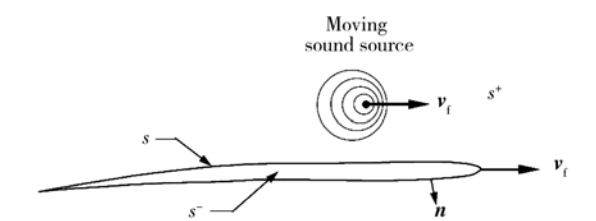


图1 快速声散射方法的基本思想

Fig.1 Sketch of fast scattering method

1.2 边值问题

在静止坐标系中描述管道声散射的方程如下:质量守恒方程

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} + \nabla p = 0 \quad (2)$$

能量守恒方程

$$\frac{Dp}{Dt} - c^2 \frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (3)$$

声速方程

$$c^2 = \frac{\gamma p}{\rho} \quad (4)$$

式中 γ 为空气的比热比($\gamma=1.4$),其中

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$$

将流动变量分成背景流和小扰动两部分,定常背景流下标为0

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_0) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\rho_0}{2} \nabla |\mathbf{v}_0| + \nabla p_0 = 0 \quad (6)$$

$$\nabla p_0 - c_0^2 \nabla \rho_0 = 0 \quad (7)$$

一阶声学小扰动变量为

$$i\omega \rho' + \nabla \cdot (\rho' \mathbf{v}_0 + \rho_0 \mathbf{v}') = 0 \quad (8)$$

$$\nabla p' - \frac{\rho'}{\rho_0^2} \nabla p_0 = 0 \quad (9)$$

$$p' - c_0^2 \rho' = 0 \quad (10)$$

将方程(7)和(10)代入方程(8),(9)中,消去 ρ' 和 p_0 ,并假定 ρ_0 为常量,得到

$$ik_0 p' + \rho_0 c_0 \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho_0 c_0} p' \mathbf{Ma}_0 + \mathbf{v}' \right) = 0 \quad (11)$$

$$ik_0 \mathbf{v}' + \frac{1}{\rho_0 c_0} \nabla (p' + \rho_0 c_0 \mathbf{Ma}_0 \cdot \mathbf{v}') = 0 \quad (12)$$

其中

$$k_0(\mathbf{x}) = \frac{\omega}{c_0(\mathbf{x})} \quad (13)$$

$$\mathbf{Ma}_0(\mathbf{x}) = \frac{\mathbf{v}_0(\mathbf{x})}{c_0(\mathbf{x})} \quad (14)$$

方程(11),(12)包含声学变量 p' , $\mathbf{v}'$ 和定常背景流马赫数矩阵 $\mathbf{Ma}_0$,忽略物体运动对流动的影响,以远前方马赫数矩阵 $\mathbf{Ma}_\infty$ 代替当地马赫数矩阵 $\mathbf{Ma}_0$,通过Lorentz变换将运动介质转换为静止,而管道运动速度为 $\mathbf{v}_f = -\mathbf{Ma}_\infty c_0$.

Lorentz变换为如下的 3×3 矩阵 $\mathbf{B}_0$:

$$\mathbf{B}_0 = \mathbf{I} - \frac{1 - \beta_0}{\mathbf{Ma}_\infty^2} \mathbf{Ma}_\infty \mathbf{Ma}_\infty^T \quad (15)$$

其中

$$\mathbf{Ma}_\infty^2 = \mathbf{Ma}_\infty^T \mathbf{Ma}_\infty, \quad \beta_0^2 = 1 - \mathbf{Ma}_\infty^2$$

$\mathbf{I}$ 为 3×3 的单位矩阵, $\mathbf{B}_0$ 有如下性质:

$$\mathbf{B}_0^2 = \mathbf{I} - \mathbf{Ma}_\infty \mathbf{Ma}_\infty^T \quad (16)$$

$$\mathbf{B}_0^{-1} = \mathbf{I} + \frac{1 - \beta_0}{\beta_0 \mathbf{Ma}_\infty^2} \mathbf{Ma}_\infty \mathbf{Ma}_\infty^T \quad (17)$$

$$\mathbf{B}_0 \mathbf{Ma}_\infty = \beta_0 \mathbf{Ma}_\infty \quad (18)$$

$$\mathbf{n}^T \mathbf{B}_0^{-1} = \mathbf{n}^T \quad (19)$$

由 Lorentz 变换定义一个新的变量 ξ

$$\xi = \mathbf{B}_0^{-1} \mathbf{x} \quad (20)$$

在新的坐标系下, 引入新变量 $p'_1(\xi)$ 和 $\mathbf{v}'_1(\xi)$ 满足如下关系:

$$p'_1(\xi) = \frac{1}{\beta_0} (p' + \rho_0 c_0 \mathbf{Ma}_\infty \cdot \mathbf{v}') e^{-i\kappa_0 \mathbf{Ma}_\infty \cdot \xi} \quad (21)$$

$$\mathbf{v}'_1(\xi) = \mathbf{B}_0^{-1} \left[\mathbf{v}' + \frac{p'}{\rho_0 c_0} \mathbf{Ma}_\infty \right] e^{-i\kappa_0 \mathbf{Ma}_\infty \cdot \xi} \quad (22)$$

其中 $\kappa_0 = k_0 / \beta_0$, 方程(21), (22)变换后得到

$$p'(\xi) = \frac{1}{\beta_0} (p'_1 - \rho_0 c_0 \mathbf{Ma}_\infty \cdot \mathbf{v}'_1) e^{i\kappa_0 \mathbf{Ma}_\infty \cdot \xi} \quad (23)$$

$$\mathbf{v}'(\xi) = \mathbf{B}_0^{-1} \left[\mathbf{v}'_1 - \frac{p'_1}{\rho_0 c_0} \mathbf{Ma}_\infty \right] e^{i\kappa_0 \mathbf{Ma}_\infty \cdot \xi} \quad (24)$$

将方程(20)~(24)代入方程(11), (12)后得到

$$i\kappa_0 p'_1 + \rho_0 c_0 \nabla \cdot \mathbf{v}'_1 = 0 \quad (25)$$

$$i\kappa_0 \mathbf{v}'_1 + \frac{1}{\rho_0 c_0} \nabla p'_1 = 0 \quad (26)$$

在方程(25), (26)中消去 $\mathbf{v}'_1$ 得到无对流项的 Helmholtz 方程, 化为无流动管道边值问题.

控制方程

$$\nabla^2 p'_1 + \kappa_0^2 p'_1 = 0 \quad (27)$$

边界条件

1) 硬壁

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0$$

即

$$\frac{\partial (p'_1)_s}{\partial n} = - \frac{\partial (p'_1)_{inc}}{\partial n} \quad (28)$$

2) 软壁

根据 Myers 的阻抗边界条件^[10], 得到

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = A_{zn} p' \left[\frac{1}{i c_0 k_0} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{n} \cdot \nabla c_0 \mathbf{Ma}_\infty) - 1 \right] - \left[\frac{1}{i k_0} \mathbf{Ma}_\infty \cdot \nabla A_{zn} p' \right] \quad (29)$$

这里 A_{zn} 为壁面声衬的阻抗.

Sommerfeld 远场辐射条件

$$\lim_{R=|\xi| \rightarrow \infty} \left[R \left(\frac{\partial p'_1}{\partial R} + i \kappa_0 p'_1 \right) \right] = 0 \quad (30)$$

由控制方程、边界条件和远场条件构成定解边值问题.

1.3 数值方法

若流场速度近似为常数, 则波数 $\kappa_0 = k_0 / \beta_0$ 近似为常数, 方程(27)为定系数 Helmholtz 方程, 边值问题可用直接边界元方法求解. 定义 p'_1 为总声压, $(p'_1)_{inc}$ 为已知入射声压, $(p'_1)_s$ 为散射声压, 将总声场写成如下两部分:

管道内声场

$$p'_1 = (p'_1)_{inc} + (p'_1)_s \quad (31)$$

管道外声场

$$p'_1 = (p'_1)_s \quad (32)$$

利用格林函数将声场写为边界积分方程的形式求解, 通过进出口表面声压和声质点速度连续将内外声场联系起来, 避免了求解管口反射系数, 将内外声场统一求解. 详细推导过程参考文献[8].

2 验证算例

早在 2001 年, Rienstra 和 Eversman 分别使用摄动方法和有限元方法对变截面管道声传播问题进行了数值模拟^[11], 计算了图 2 所示物理问题的管道声传播, 并给出了流动及声衬的影响.

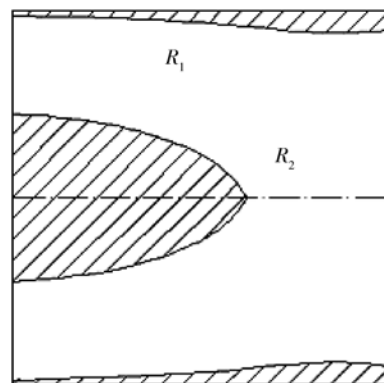


图 2 管道声传播示意图

Fig. 2 Geometry of computational model

由文献[11]可知, 该算例的轴向流动马赫数

Ma 和密度 D 随几何形状的变化没有剧烈变化, 近似认为管道内的流动为均匀流动, 可用本方法计算该物理问题, 并与文献[12]给出的等价分布源计算结果对比。

$$R_1 = \begin{cases} 1 & x \in (-2, 0) \\ 1 - 0.18453x'^2 + 0.10158 \frac{e^{-11(1-x')} - e^{-11}}{1 - e^{-11}} & x \in (0, 1.86393) \\ 1 - 0.18453 + 0.10158 \frac{e^{-11}}{1 - e^{-11}} & x \in (1.86393, 2) \end{cases}$$

$$R_2 = \begin{cases} 0.64212 - 0.04777^{1/2} & x \in (-2.6, 0) \\ \max[0, 0.64212 - (0.04777 + 0.98234x')^{1/2}] & x \in (0, 1.86393) \\ 0 & x \in (1.86393, 2) \end{cases}$$

这里 $x' = x/1.86393$. 入射声源是通过频率为 865.8 Hz, 转频为 86.58 Hz 的旋转偶极子声源, 推力 $F=50$ N, 轴向位置 -0.25 . 入射声场为 10 个叶片产生的自由空间声场^[13], 由周向分布在有效半径 $r_s=0.9 r_d$ 的偶极子旋转点源表示. 各计算方案软壁面边界条件参考表 1.

表 1 管道软壁面边界条件
Table 1 Soft wall boundary conditions

方案	声衬位置/m	归一化阻抗
1	管道入口 (0, 1.86393)	(2, -1)
2	管道入口 (0, 1.86393)	(2, -1)
	管道出口 (-1.5, -0.5)	(2, -1)
3	管道入口 (0, 1.86393)	(2, -1)
	管道出口 (-1.5, -0.5)	(2, -1)
	进气锥 (-1.5, -0.5)	(2, -1)

2.1 等截面圆管声散射计算结果

对图 3 所示无限薄圆管进行验证, 远场指向性半径 $r=10$ m, 指向性角度 $\theta \in (0^\circ, 180^\circ)$, $\theta=0^\circ$ 对应 x 轴正方向, $\theta=180^\circ$ 对应 x 轴负方向. 分别

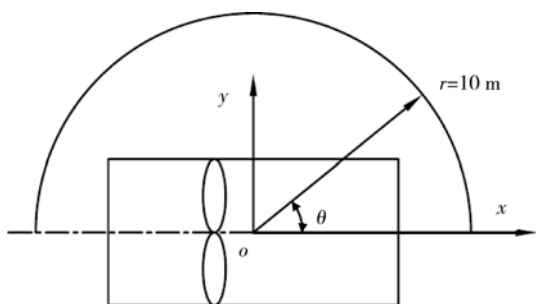


图 3 等截面圆管计算示意图
Fig. 3 Sketch of a circular duct

文献[12]分别计算了等截面圆管、变截面圆管及变截面圆环管三种几何形状的声传播和声散射。

变截面圆环管道外/内半径如下:

计算了管道内壁面为硬壁, 以及表 1 中的方案 1 和方案 2 三种情况。

无流动时的远场声压级(SPL)计算结果如图 4, 硬壁情况下文献[12]和本文方法计算结果基本重合, 验证了本文方法. 使用本文方法对方案 1 和方案 2 的软壁工况计算结果可以看出, 仅敷设进口声衬时, 进口处散射声明显减小, 但出口处由于管口的反射作用, 散射声略有增加, 总的降噪量很小. 对进出口段均敷设声衬后, 总散射声场声压级明显减小. 可见管道出口段辐射声场在总的散射声场中占主要地位。

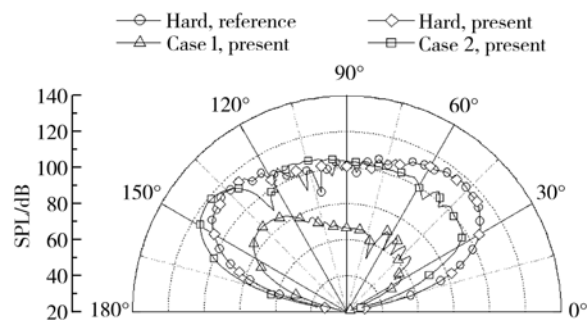


图 4 等截面圆管无流动时计算结果
Fig. 4 Result of a circular duct without flow

图 5 为有流动时散射声场计算结果, 文献结果和本文计算结果基本重合, 进一步验证了本文的方法. 仅敷设入口段声衬后的效果优于图 4 中无流动情况。

2.2 变截面圆管声散计算结果

将管道简化为图 6 所示变截面圆管. 管道厚度为半径的 2%, 认为满足均匀来流条件。

有/无流动变截面圆管计算结果示于图 7、图 8。

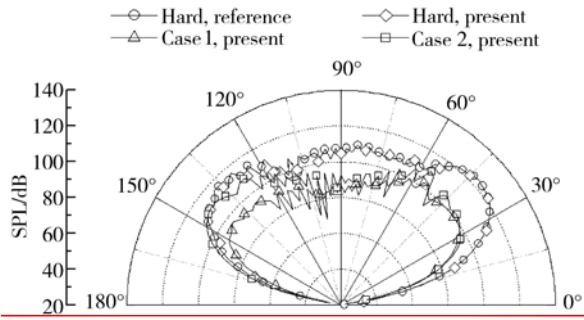


图5 等截面圆管有流动时计算结果

Fig. 5 Result of a circular duct with flow

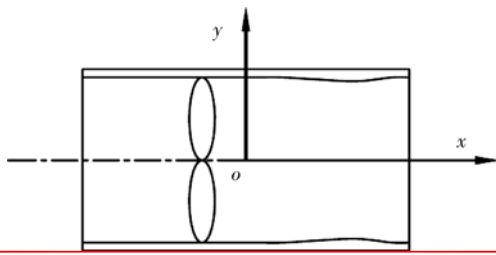


图6 变截面圆管计算示意图

Fig. 6 Sketch of a varying cross-section duct

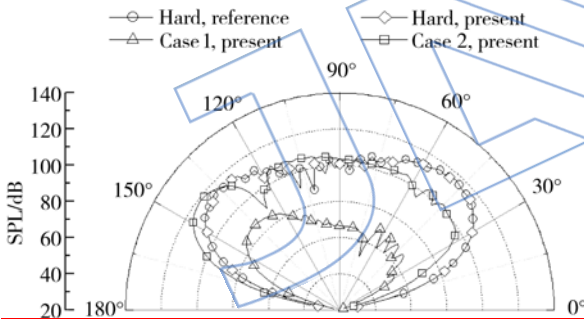


图7 变截面圆管道无流动时计算结果

Fig. 7 Result of a varying cross-section duct without flow

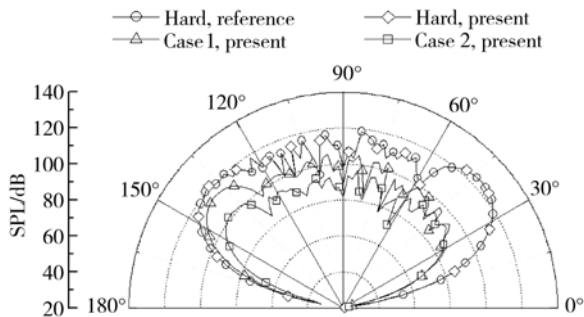


图8 变截面圆管道有流动时计算结果

Fig. 8 Result of a varying cross-section duct with flow

本文方法对硬壁的计算结果与文献基本相同,验证了算法.根据声传播理论变截面管道入口处相当于一个收缩管,入口处声压比等截面管略有增加;出口处声压无流动时会减弱,有流动时相应增加.分析声衬消声效果在有流动情况下,进口声衬效果与等截面管道相同,但消声作用更明显.

2.3 变截面圆环管声散计算结果及对比

前面涉及的计算模型都与真实发动机形状不同,进行了一定简化,为了更为细致研究声传播特性,模型修正为如图9所示圆环管,图中标识出表1所列各段声衬的相对位置.有/无流动的变截面圆环管道计算结果分别示于图10、图11.

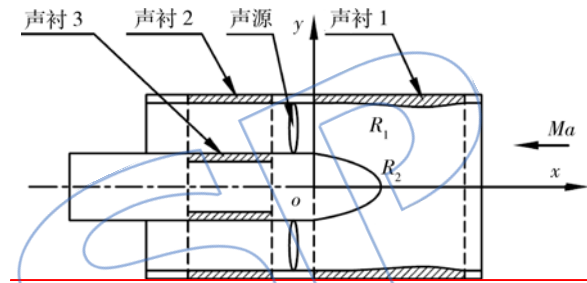


图9 变截面圆环管计算示意图

Fig. 9 Sketch of a varying cross-section annulus duct

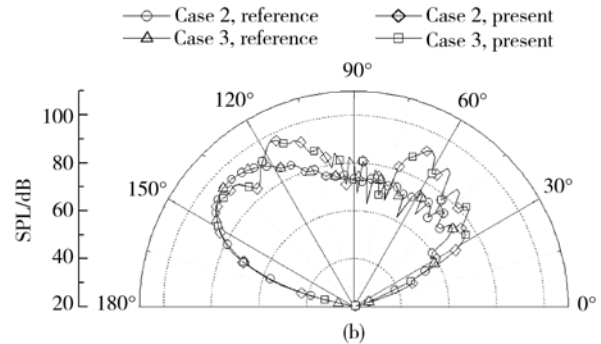
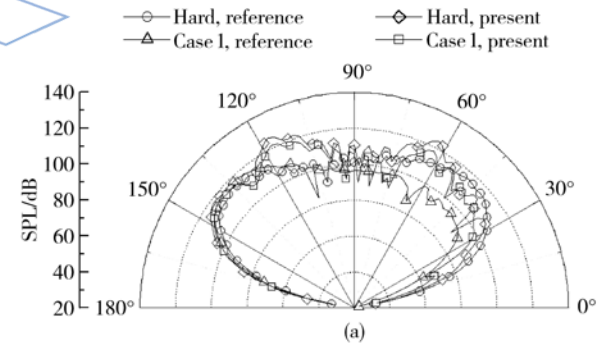


图10 变截面圆环管道无流动时计算结果

Fig. 10 Result of a varying cross-section annulus duct without flow

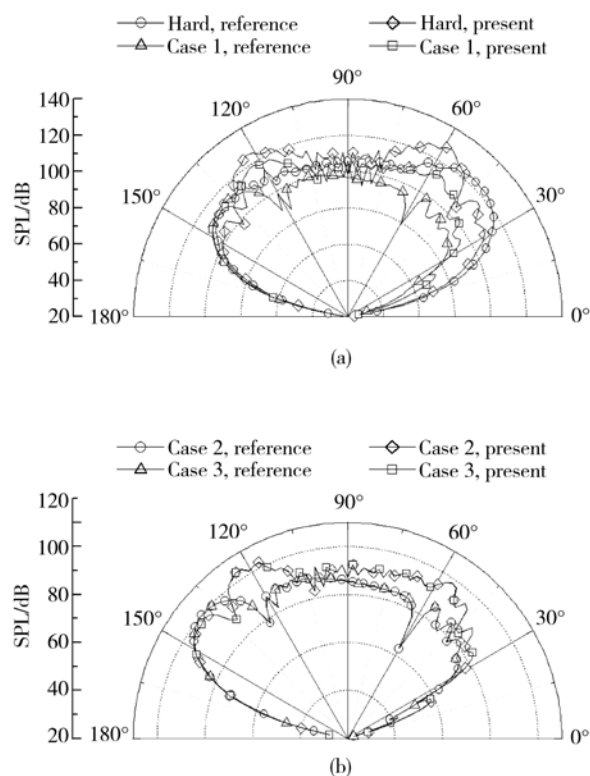


图 11 变截面圆环管道有流动时计算结果
Fig. 11 Result of a varying cross-section annulus duct with flow

从与文献结果的对比可以看到,各工况的指向性图趋势基本一致,表明本方法在计算复杂截面时仍有效。对比有流动和无流动的计算结果可以看出流动对于散射声场的影响较大,有流动的情况下声衬的作用更明显,但内壁声衬 3 的作用不明显,这与文献[12]给出的结果一致。

3 结 论

本文推导了快速声散射方法的物理模型,结合直接边界元方法发展了可计算有厚度变截面管道声散射的方法,完成了包括真实发动机形状等多个管道形状的算例,与等价分布源方法计算的指向结果对比,趋势基本一致,验证了模型及数值方法的正确。对比等截面圆管、变截面圆管和变截面圆环管的结果,说明用等截面圆管简化真实发

动机形状是合理的,本文所发展方法可快速预测散射声场。

参考文献:

- [1] Zorumski W E. Acoustic theory of axisymmetric multisection ducts[R]. NASA TR-R-419, 1974.
- [2] Alfredson R J. The propagation of sound in a circular duct of continuously varying cross-sectional area[J]. Journal of Sound and Vibration, 1972, 23(4): 433-442.
- [3] Ozyoruk Y, Long L N, Jones M G. Time-domain numerical simulation of a flow-impedance tube[J]. Journal of Computational Physics, 1998, 146(1): 29-57.
- [4] Mankbadi R R. Review of computational aero acoustics in propulsion systems[J]. AIAA Journal of Propulsion and Power, 1999, 15(4): 504-512.
- [5] Myers M K. Radiation of sound from a point source in a short duct[R]. NASA CP-3352, 1997.
- [6] Dunn M H, Tweed J, Farassat F. The application of a boundary integral equation method to the prediction of ducted fan engine noise[J]. Journal of Sound and Vibration, 1999, 227(5): 1019-1048.
- [7] Dunn M H, Tinetti A F. Aeroacoustic scattering via the equivalent source method[R]. AIAA-2004-2937, 2004.
- [8] Yang B, Wang T Q. An approach to predict ducted fan noise by boundary integral equation method[R]. AIAA-2005-3068, 2005.
- [9] Wang T Q, Yang B. A study on the prediction of the ducted fan noise[R]. AIAA-2005-3069, 2005.
- [10] Myers M K. On the acoustic boundary condition in the presence of flow[J]. Journal of Sound and Vibration, 1980, 71(3): 429-434.
- [11] Rienstra W, Eversman W. A numerical comparison between the multiple-scales and finite-element solution for sound propagation in lined flow ducts[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2001, 437: 367-384.
- [12] 王晓宇, 杜林, 孙晓峰. 考虑变截面影响的航空发动机短舱声学模型及数值结果[J]. 航空学报, 2006, 27(6): 1073-1079.
- [13] WANG Xiaoyu, DU Lin, SUN Xiaofeng. A new approach for the acoustic design of aeroengine nacelle with the effect of varying cross-section area[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2006, 27(6): 1073-1079. (in Chinese)
- [14] Dunn M H, Tweed J, Farassat F. The prediction of ducted fan engine noise via a boundary integral equation method[R]. AIAA Paper 96-1770, 1996.