

无限长 FFS 圆柱壳体远场辐射声压的参数研究

李洪亮, 吴成军, 黄协清

(西安交通大学振动与噪声控制工程研究所, 西安 710049)

摘 要: 该文以无限长 FFS (Fluid Filled/Submerged) 圆柱壳体的远场声压谱为研究对象, 利用波数域法建立了在集中载荷作用下, 无限长 FFS 圆柱壳体的径向波数域振动速度计算公式, 进而利用边界积分方程求得了该类壳体的远场辐射声压表达式。这里的流体为一维轴向、无旋、无粘的匀质流体, 并利用这个理论模型, 研究了流体类型 (轻质、重质), 流体速度, 壳体阻尼, 力的作用方向 (径向、切向、轴向) 等参数变化对无限长 FFS 圆柱壳体声辐射的影响规律, 旨在为工程中大量存在的输流管道减振降噪优化设计提供指导原则。数值模拟结果表明: 对于声波逆流传播, 随着流速增加, 远场辐射声压增加; 对于空气这种轻质流体, 其流动对壳体远场辐射声压影响较小。而增加圆柱壳体的结构阻尼, 可以有效降低其远场辐射声压。该文的研究结果对农机和加工设备的低噪声优化设计有一定的参考价值。

关键词: 无限长 FFS 圆柱壳体; 波数域; 边界积分方程; 远场声压; 流速; 低噪声优化设计

中图分类号: O 328

文献标识码: A

文章编号: 1002-6819(2003)03-0041-05

1 引言

输流管道广泛用于农机、排灌、运输和国防等许多行业。流激和管壁的结构振动会引起很强的振动和噪声, 严重影响人们的身心健康, 甚至导致管系和机器的损坏, 带来严重的后果。本文研究的为薄壁管道, 可以简化为无限长薄壁圆柱壳模型。研究这类圆柱壳体的声振特性、分析其噪声产生机理并从理论上对其声辐射进行预估, 对农机产品的低噪声优化设计具有重要的理论价值和现实意义。

文献[1]用振动能量流的分析方法研究了无限长充液圆柱壳能量流的输入和传播; 文献[2]研究了有限长圆柱壳振动功率流的输入和传播, 但他们都假定流体是静止的。对于输送运动流体的管道振动能量流, 文献[3, 4]进行了研究, 得到了一些有益的结论。然而他们的研究只考虑内部流体对管道振动能量流的影响, 属于单层流固耦合的问题。实际上, 输流管道一方面充满流体, 另一方面又浸没于外部流体中, 耦合作用发生在内部流体和壳体之间以及外部流体和壳体之间, 属于双层流固声振耦合的范畴。对此, 文献[5]用波数域和边界积分方程相结合的方法推导了受径向点载荷激励的 FFS (fluid-filled/submerged) 壳体远场辐射声压的理论表达式, 并用实验进行了验证。该法的实质是利用波数域的 Fourier 变换, 从而方便的得到壳体振动响应波数域计算公式, 然后用边界积分方程直接得到壳体远场辐射声压解析表达式。该法的优点是适用于任意边界条件, 方法简单、快捷, 计算精度高。但是文献[5]的研究没有考虑流体的流动, 事实上对输流管道来说, 内外部流体往往是运动的。本文的目的就在于建立无限长 FFS 圆柱壳体在力激励下远场辐射声压表达式, 并利用该理论公式研究一些参数的变化对输流管道远场辐射声压的影响规

律。这里的流体为一维轴向、无旋、无粘的匀质流体。本文的研究工作对圆柱形输流管道的低噪声优化设计有一定的指导意义。

2 理论分析

2.1 壳体振动响应

本文所研究的问题其简化模型和相关的坐标系如图 1 所示, 一个充满运动流体的无限长圆柱壳体, 并浸没于运动流体中, 这里的流体为一维轴向、无旋、无粘的

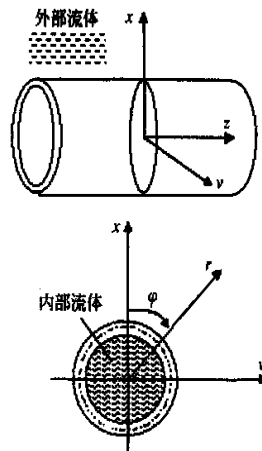


图 1 无限长 FFS 圆柱壳及圆柱坐标系

Fig 1 An infinite FFS cylindrical shell and co-ordinate system

匀质流体。设壳体中性面半径为 α , 厚度为 h , 壳体材料的弹性模量为 E , 结构损耗因子为 η , 泊松比为 ν , 密度为 ρ_s ; 内部流体介质的密度为 ρ_i , 流速为 U_i , 声速为 c_i , 外部流体介质的密度为 ρ_o , 流速为 U_o , 声速为 c_o 。本文采用 Flügge 壳体理论来描述壳体的运动, 设壳体受到简谐激励的作用, 忽略时间因子 $e^{-j\omega t}$, 则浸没于外部流体的充液圆柱壳体振动方程可以表示如下^[6]

$$[T] \cdot \begin{bmatrix} u_z(a, \varphi, z) \\ u_\varphi(a, \varphi, z) \\ u_r(a, \varphi, z) \end{bmatrix} = \frac{1 - \nu^2}{E \cdot h} \begin{bmatrix} F_z \\ F_\varphi \\ Q_\varphi \end{bmatrix} \quad (1)$$

收稿日期: 2002-07-09 修订日期: 2002-12-03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (50005015)

作者简介: 李洪亮, 博士研究生, 西安市咸宁西路 28 号 西安交通大学振动与噪声控制研究所, 710049

式中 $[T]$ ——Flügge 微分算子; E^* ——复弹性模量, $E^* = E(1 + j\eta)$; u_r, u_φ, u_z 和 F_φ, F_z ——分别是壳体的中性面径向、周向、轴向的位移和作用于壳体表面周向、轴向的力(作用于壳体外表面为负, 作用于壳体内表面为正)。且

$$Q_r = F_r(r, \varphi, z) + p(r_i, \varphi, z) - p(r_o, \varphi, z) \quad (2)$$

式中 $p(r_i, \varphi, z), p(r_o, \varphi, z)$ ——分别为作用于壳体内、外表面的声压; $F_r(r, \varphi, z)$ ——作用于壳体表面的机械激励力。

对式(1)进行如下的空间坐标二维 Fourier 变换:

$$g_n(r, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(r, \varphi, z) e^{-j(n\varphi - \zeta z)} d\varphi dz \quad (3)$$

式中 ζ ——流体的轴向波数; n ——周向模态阶数。可以得到壳体振动的波数域表达式为

$$[T] \cdot \begin{bmatrix} u_{z,n}(a, \zeta) \\ u_{\varphi,n}(a, \zeta) \\ u_{r,n}(a, \zeta) \end{bmatrix} = \frac{1 - \nu^2}{E^* h} \begin{bmatrix} F_z \\ F_\varphi \\ Q \end{bmatrix} \quad (4)$$

由式(4)可以得到壳体中性面波数域位移表达式

$$\begin{bmatrix} \tilde{u}_{z,n}(a, \zeta) \\ \tilde{u}_{\varphi,n}(a, \zeta) \\ \tilde{u}_{r,n}(a, \zeta) \end{bmatrix} = \frac{1 - \nu^2}{E^* h} \begin{bmatrix} F_z \\ F_\varphi \\ Q \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中 $\begin{bmatrix} \tilde{u}_{z,n}(a, \zeta) \\ \tilde{u}_{\varphi,n}(a, \zeta) \\ \tilde{u}_{r,n}(a, \zeta) \end{bmatrix} = [T]^{-1}$ 。

从而由式(5)可以导出壳体中性面波数域径向速度为

$$\tilde{u}_{r,n}(a, \zeta) = -j\omega \frac{1 - \nu^2}{E^* h} \begin{bmatrix} \tilde{Q}_r + \begin{bmatrix} \tilde{F}_z \\ \tilde{F}_\varphi \end{bmatrix} \end{bmatrix}_{3,3} + \begin{bmatrix} \tilde{F}_z \\ \tilde{F}_\varphi \end{bmatrix}_{3,3} \quad (6)$$

式中 $\begin{bmatrix} \tilde{Q}_r \\ \tilde{F}_z \\ \tilde{F}_\varphi \end{bmatrix}_{3,1}, \begin{bmatrix} \tilde{Q}_r \\ \tilde{F}_z \\ \tilde{F}_\varphi \end{bmatrix}_{3,2}, \begin{bmatrix} \tilde{Q}_r \\ \tilde{F}_z \\ \tilde{F}_\varphi \end{bmatrix}_{3,3}$ ——分别为矩阵 $\begin{bmatrix} \tilde{u}_{z,n}(a, \zeta) \\ \tilde{u}_{\varphi,n}(a, \zeta) \\ \tilde{u}_{r,n}(a, \zeta) \end{bmatrix}$ 的第 3 行第 1、2、3 列元素。

本文所研究的是充液圆柱壳体的外部辐射声场, 需要知道壳体外表面波数域径向速度。由于本文所研究的壳体为薄壳, 其中性面位移、内外表面位移相等, 所以

$$\tilde{u}_{r,n}(a, \zeta) = \tilde{u}_{r,n}(r_i, \zeta) = \tilde{u}_{r,n}(r_o, \zeta) \quad (7)$$

式中 r_i, r_o ——分别为压缩机壳体内、外表面半径。

综合式(6)、(7), 可以得到壳体外表面波数域径向速度表达式

$$\tilde{u}_{r,n}(r_o, \zeta) = \frac{\begin{bmatrix} \tilde{Q}_r \\ \tilde{F}_z \\ \tilde{F}_\varphi \end{bmatrix}_{3,1} + \frac{\Gamma_{3,1}}{\Gamma_{3,3}} F_{z,n}(r, \zeta) + \frac{\Gamma_{3,2}}{\Gamma_{3,3}} F_{\varphi,n}(r, \zeta)}{Z_n(r_i, \zeta) - Z_{s,n}(a, \zeta) - Z_n(r_o, \zeta)} \quad (8)$$

式中 $Z_n(r_i, \zeta), Z_n(r_o, \zeta)$ ——分别为内外部流体波数域声辐射阻抗; $Z_{s,n}(a, \zeta)$ ——壳体波数域径向机械阻抗, 其计算表达式如下^[5]

$$Z_{s,n}(r_o, \zeta) = - \frac{E^* h}{j\omega(1 - \nu^2) \Gamma_{3,3}} \quad (9)$$

只要知道了流体波数域声辐射阻抗代入式 $Z_n(r_i,$

$\zeta), Z_n(r_o, \zeta)$, 代入式(8)就可以求得壳体外表面波数域径向振动速度。

2.2 流体波数域声辐射阻抗

流动为均匀轴向流动, 流速为 U , 且不考虑粘性、温度和密度梯度的影响, 则柱坐标下的声波方程为^[7]

$$(\nabla^2 + K^2)p(r, \varphi, z) = 0 \quad (10)$$

式中 K ——为轴向均匀流动流体波数, $K = k_f - M\zeta$, $k_f = \omega/c_f$, c_f 为自由流体中的波速, M 为 Mach 数, $M = U/c_f$, U 为流体流速。

方程(10)的波数域通解为^[8]

$$p_n(r, \zeta) = A_1(n, \zeta) J_{|n|}(\gamma r) + A_2(n, \zeta) H_{|n|}(\gamma r) \quad (11)$$

式中 $r = \sqrt{K^2 - \zeta^2}$, $H_n()$ —— n 阶第一类 Hankel 函数; $J_n()$ —— n 阶 Bessel 函数。

在流体与结构的接触面上, 流体的径向位移必须等于结构的径向位移。由动量方程可以求得波数域声压 $p_n(r, \zeta)$ 满足如下的边界条件

$$\frac{\partial p_n(r, \zeta)}{\partial r} = j\rho_f c_f^2 (k_f - M\zeta) \tilde{u}_{r,n}(r, n, a) / \omega \quad (12)$$

对于式(12), 由数学知识可知^[9], 当 $r \rightarrow 0$ 时, $J_{|n|}(\gamma r) \rightarrow 0$, 且 $H_{|n|}(\gamma r) \rightarrow \infty$; 同样当 $r \rightarrow \infty$ 时, $J_{|n|}(\gamma r) \rightarrow 0$, 且 $H_{|n|}(\gamma r) \rightarrow \infty$, 这两种情况声压 $p_n(r, \zeta)$ 均趋于无穷大, 从物理概念上讲是无意义的。因此对于内部流体应舍去 $H_{|n|}(\gamma r)$ 项, 即令 $A_2(n, \zeta) = 0$; 对于外部流体应舍去 $J_{|n|}(\gamma r)$ 项, 即令 $A_1(n, \zeta) = 0$ 。

综合式(11)、(12)可以得到内部流体中波数域声压与壳体内表面径向速度的关系式如下

$$p_n(r_i, \zeta) = j\rho_i c_i^2 (k_i - M_i \zeta)^2 \frac{J_{|n|}(\gamma_i r)}{\gamma_i J_{|n|}(\gamma_i r) \omega} \tilde{u}_{r,n}(r_i, \zeta) \quad (13)$$

式中 $r_i = \sqrt{K_i^2 - \zeta^2}$; $M_i = U/c_i$; $J_n()$ —— n 阶 Bessel 函数对变量的导数。

进而可得到内部流体中波数域声辐射阻抗为

$$Z_n(r_i, \zeta) = \frac{p_n(r_i, \zeta)}{\tilde{u}_{r,n}(r_i, \zeta)} = j\rho_i c_i^2 (k_i - M_i \zeta)^2 \frac{J_{|n|}(\gamma_i r)}{\gamma_i J_{|n|}(\gamma_i r) \omega} \quad (14)$$

同理可以得到外部流体中波数域声辐射阻抗为

$$Z_n(r_o, \zeta) = \frac{p_n(r_o, \zeta)}{\tilde{u}_{r,n}(r_o, \zeta)} = j\rho_o c_o^2 (k_o - M_o \zeta)^2 \frac{H_{|n|}(\gamma_o r_o)}{\gamma_o H_{|n|}(\gamma_o r_o) \omega} \quad (15)$$

式中 $\gamma_o = \sqrt{K_o^2 - \zeta^2}$; $M_o = U/c_o$; $H_n()$ —— n 阶第一类 Hankel 函数对变量的一阶倒数。

2.3 内部机械激励力的确定

不失一般性, 设在壳体外表面上某一点 (φ_0, z_0) 处受到一简谐固定点激励力作用, 该力在径向、周向、轴向的分量分别为 $F_{r0}, F_{\varphi0}, F_{z0}$, 其在柱坐标系中表达式如下

$$F(r_o, \varphi, z) = - \frac{1}{r_o} \begin{Bmatrix} F_{r0} \\ F_{\varphi0} \\ F_{z0} \end{Bmatrix} \delta(z - z_0) \delta(\varphi - \varphi_0) \quad (16)$$

根据式(3)可以得到该力在波数域的表达式如下

$$F_n(r_o, \zeta) = \begin{Bmatrix} F_{r,n}(r_o, \zeta) \\ F_{\varphi,n}(r_o, \zeta) \\ F_{z,n}(r_o, \zeta) \end{Bmatrix} = -\frac{1}{2\pi r_o} \begin{Bmatrix} F_{r0} \\ F_{\varphi0} \\ F_{z0} \end{Bmatrix} \delta(\varphi - \varphi_0) \delta(z - z_0) e^{-jn\varphi} e^{-j\zeta z} d\varphi dz = -\frac{1}{2\pi r_o} \begin{Bmatrix} F_{r0} \\ F_{\varphi0} \\ F_{z0} \end{Bmatrix} e^{-jn\varphi_0 - jz_0\zeta} \quad (17)$$

把式(9)、(14)及(15)、(17)代入式(8), 就可以得到壳体外表面的波数域径向振动速度, 进而用边界积分方程可以求得观测点 $N(R, \theta, \varphi)$ 处的声压(此观测点为远场点), 观测点处的声压表达式为^[5]

$$p(R, \theta, \varphi) = \frac{\omega \rho_o e^{jk_o R}}{\pi K_o R \sin \theta} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(-j)^{|n|} |U_n(r_o, n, K_o \cos \theta)|}{H_{|n|}(K_o r_o \sin \theta)} e^{jn\varphi} \quad (18)$$

则相应的声压级为

$$L_p = 20 \lg_{10} \left(\frac{p}{p_{\text{参考}}} \right) \quad (19)$$

式中 $p_{\text{参考}} = 2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$

3 数值仿真及讨论

在集中载荷作用下, 输流管道远场辐射声压的计算公式由式(18)、(19)给出。由式(14)、(15)及(18)可以看出, 一旦流速为零, 可以得到和文献[5]一样的结果。现在我们利用其预估输流管道的远场辐射声压, 这里输流管道简化为一无限长 FFS 圆柱壳体, 并研究内外部流体流速, 壳体阻尼, 力的作用方向等参数变化对输流管道声辐射的影响规律。为该类壳体的低噪声优化设计提供一些指导性建议。

数值仿真所需的结构参数和物理参数如下: $a = 0.056 \text{ m}$, $h = 0.004 \text{ m}$, $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$, $\nu = 0.3$, $\eta = 0.01$, $E = 211 \text{ e9 N/m}^2$, 激励点的位置为 $z_0 = 0$, $\varphi_0 = 0^\circ$; $F_{r0} = 10 \text{ N}$, $F_{z0} = 10 \text{ N}$, $F_{\varphi0} = 10 \text{ N}$, 观测点的位置由 $R = 1 \text{ m}$, $\theta = 60^\circ$ 以及 $\varphi = 0^\circ$ 确定; 流体为空气、水; 其密度分别为 1.24 kg/m^3 、 1000 kg/m^3 , 声速分别为: 343 m/s 、 1447 m/s 。

图2反映了内部流体流动对输流管道远场辐射声压的影响。马赫数为负, 表示流体流动方向和声传播方向相反, 也就是声波逆流传播, 马赫数为正, 则表示声波顺流传播。由图2可以看出, 对于声波逆流传播, 随着流速增加, 远场辐射声压增加。这是因为随着流速增加, 内部流体声辐射阻抗降低, 壳体振动响应增加, 相应的远场辐射声压增加。另一方面, 对于空气这种轻质流体, 其流动对壳体远场辐射声压影响很小, 这是因为相对于重质流体, 轻质流体作用于壳体的载荷很小, 几乎可以忽略不计^[3,4]。对于声波逆流传播, 情况刚好相反。

图3反映了外部流体流动对 FFS 圆柱壳体远场辐射声压的影响。同样可以看出, 对于声波顺流传播, 随着流速增加, 远场辐射声压增加, 而对于声波逆流传播, 情况恰恰相反。此外, 由图3可以看出随着流速增加, 声压谱共振峰向高频移动, 这主要是因为多普勒频移效应。

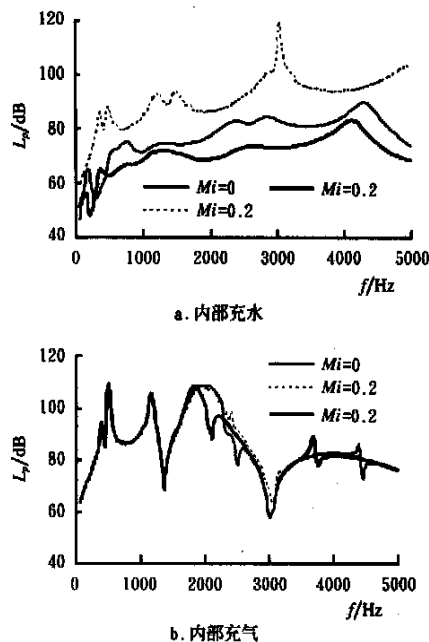


图2 浸没空气中的无限长 FFS 圆柱壳体远场声压谱: $M_o = 0$

Fig. 2 Far field sound radiation spectra of an infinite cylindrical shell emerged in air

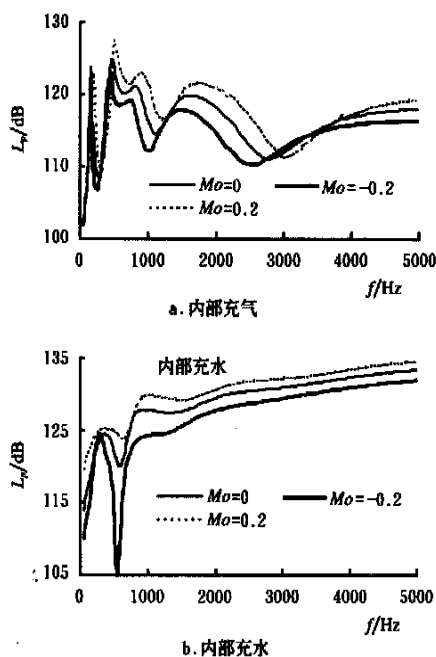


图3 浸没水中的无限长 FFS 圆柱壳体远场声压谱: $M_i = 0$

Fig. 3 Far field sound radiation spectra of an infinite cylindrical shell emerged in water

图4反映了壳体阻尼对 FFS 圆柱壳体远场辐射声压的影响。由图4可以看出, 随着壳体阻尼增加, 远场辐射声压降低, 尤其在共振峰处, 声压下降非常明显。这主要是因为, 阻尼可以有效抑制共振峰处的壳体响应。增加结构阻尼是一种有效的降低壳体远场辐射声压的方法。

图5反映了力的作用方向对 FFS 圆柱壳体远场辐射声压谱的影响。由图5可以看出, 当 FFS 圆柱壳体浸

没于空气中时,对相同幅值的激励力,径向力激起的壳体远场辐射声压最大,而轴向力激起的壳体远场辐射声压最小;但情况并不总是这样,当圆柱壳体浸没于水中时,对相同幅值的激励力,在频率低于2 800 Hz,径向力激起的 FFS 圆柱壳体远场辐射声压最大,而轴向力激起的 FFS 圆柱壳体远场辐射声压最小。而当频率高于2 800 Hz 时,切向力激起的 FFS 圆柱壳体远场辐射声压最大,而轴向力激起的 FFS 圆柱壳体远场辐射声压最小。可以根据需要,调整作用于 FFS 圆柱壳体的激励力的方向,以控制 FFS 圆柱壳体的远场辐射声压。

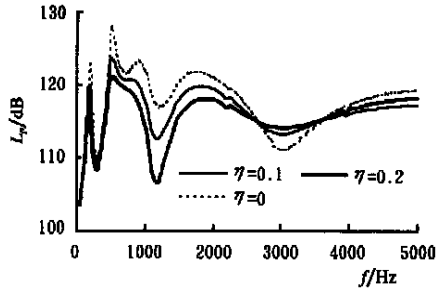
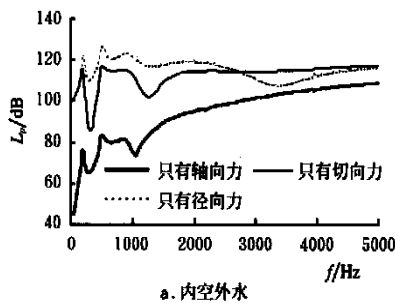
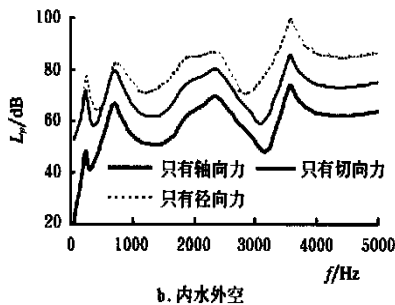


图4 内空外水无限长 FFS 圆柱壳体远场声压谱: $M_o = 0.2, M_i = 0.2$

Fig. 4 Far sound radiation spectra of an infinite air-filled cylindrical shell emerged in water



a. 内空外水



b. 内水外空

图5 无限长 FFS 圆柱壳体远场声压谱: $M_o = 0.2, M_i = 0.2$

Fig. 5 Far field sound radiation spectra of an infinite FFS cylindrical shell

4 结 论

本文利用波数域法建立了在集中载荷作用下,无限长FFS圆柱壳体的径向波数域振动速度计算公式,进

而利用边界积分方程求得了该类壳体的远场辐射声压表达式。这里的流体为一维轴向、无旋、无粘的匀质流体。并利用这个理论模型,研究了流体类型(轻质、重质),流体速度,壳体阻尼,力的作用方向(径向、切向、轴向)等参数变化对无限长 FFS 圆柱壳体声辐射的影响规律,得到以下结论:

1) 对于声波逆流传播,随着流速增加,远场辐射声压增加;此外,对于外部流体的流动,随着流速增加,其共振峰向高频移动;对于空气这种轻质流体,其流动对壳体远场辐射声压影响很小。

2) 增加壳体的结构阻尼是一种有效的降低 FFS 圆柱壳体噪声的方法。

3) 在幅值一定的情况下,当 FFS 圆柱壳体浸没于空气中时,对相同幅值的激励力,径向力激起的壳体远场辐射声压最大,而轴向力激起的壳体远场辐射声压最小;当圆柱壳体浸没于水中时,在频率低于2 800 Hz,径向力激起的 FFS 圆柱壳体远场辐射声压最大,而轴向力激起的 FFS 圆柱壳体远场辐射声压最小。而当频率高于2 800 Hz 时,切向力激起的 FFS 圆柱壳体远场辐射声压最大,而轴向力激起的 FFS 圆柱壳体远场辐射声压最小。

[参 考 文 献]

- [1] 徐慕冰,张小铭,张维衡. 充液圆柱壳受迫振动的能量输入及传播[J]. 声学学报, 1999, 24(4): 391~ 399.
- [2] 刘艳梅,黄协清. 有限长圆柱壳中振动功率流的输入与传播[J]. 农业工程学报, 2001, 17(2): 28~ 32.
- [3] 徐慕冰,张小铭. 管内流速对充液壳输入能量流的影响[J]. 声学学报, 1998, 23(6): 509~ 514.
- [4] Brødt B J, Fuller C R. Effect of an internal flow on the distribution of vibrational energy in an finite fluid-filled thin cylindrical elastic shell[J]. Journal of Sound and Vibration, 1993, 167(1): 149~ 163.
- [5] Wu C J, Chen H L, Huang X Q. Vibroacoustic analysis of a fluid-loaded cylindrical shell excited by a rotating load[J]. Journal of Sound and Vibration, 1999, 225(1): 79~ 94.
- [6] Ming R S, Pan J, Norton M P. The mobility functions and their application in calculating power flow in coupled cylindrical shells[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1999, 105(3): 1702~ 1713.
- [7] P. M. 莫尔斯 K. U. 英格特. 理论声学(下册)[M]. 北京: 科学出版社, 1986.
- [8] Skelton E A, James J H. Acoustics of an anisotropic layered cylinder[J]. Journal of sound and vibration, 1993, 161(2): 251~ 264.
- [9] 梁昆森. 数学物理方法[M]. 北京: 高等教育出版社, 1991.

Parametric study on far-field sound pressure radiation from an infinite FFS cylindrical shell

Li Hongliang, Wu Chengjun, Huang Xieqing

(Institute of Vibration and Noise Control, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract The far field sound radiation spectra of an infinite FFS (fluid-filled/submerged) cylindrical shell was studied when a simply harmonic point force applied on it. The formulae of the radial velocity of an infinite FFS cylindrical shell under the concentrated excitation in wave number domain were developed by using wave number domain approach (WDA). Then, the analytical expressions were derived for the far-field sound pressure radiating from the cylindrical shell by using Boundary Integral Equation (BIE). Here, the fluid is non-viscous, isotropic and irrotational coaxial flow. Based on it, the influences of parameters such as kinds of fluid, structural damping, direction of the force on the far field pressure were also investigated. It was shown that the pressure and the resonance frequency would increase with the fluid velocity increasing for downstream propagation. Furthermore, the motion of the light fluid, such as air, has little effect on the far field sound radiation spectrum. Increasing the structural damping is a useful method to control the sound radiation. This paper gives some guidelines on the optimized design of the agricultural mechanism for noise reduction.

Key words: an finite FFS cylindrical shell; WDA; BIE; far-field sound pressure; flow speed; optimized design for low noise