

文章编号: 1007-7294(2025)12-1978-13

水下圆柱壳声辐射热点识别及有源控制机理研究

郑金焱¹, 董文凯¹, 赵应龙^{2,3}, 陈美霞¹

(1. 华中科技大学 船舶与海洋工程学院, 武汉 430074; 2. 海军工程大学 振动与噪声研究所, 武汉 430033; 3. 船舶振动噪声重点实验室, 武汉 430033)

摘要: 准确识别结构的远场辐射热点对振动声辐射控制具有重要意义。本文采用开源边界元程序获取圆柱壳的辐射阻抗矩阵, 并提取出壳体的法向振速, 基于奇异值分解获取了水下圆柱壳的非负声强和辐射声功率, 获得了远场声辐射模式, 并利用有限元软件进行了方法验证。在此基础上, 讨论了激励力处存在大加筋对非负声强的影响。进一步, 以声辐射功率最小化为目标, 建立了有源控制的数学模型, 分析了控制力对结构声辐射模式的影响, 并利用非负声强分布揭示其影响机理。结果显示, 降低辐射声功率必须改变结构表面的辐射模式; 次级力控制结构振动声辐射的本质是使结构振动从强辐射模式变为弱辐射模式, 降低结构的辐射效率。

关键词: 声辐射; 非负声强; 有源控制

中图分类号: TB532 TB535 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1007-7294.2025.12.014

Research on identification of acoustic radiation hotspots and active control mechanism of underwater cylindrical shell

ZHENG Jin-yan¹, DONG Wen-kai¹, ZHAO Ying-long^{2,3}, CHEN Mei-xia¹

(1. School of Naval Architecture and Ocean Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China; 2. Institute of Noise and Vibration, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China; 3. National Key Laboratory on Ship Vibration & Noise, Wuhan 430033, China)

Abstract: Accurately identifying the far-field radiation hotspots of structures is of great significance for vibration and sound radiation control. In this paper, an open-source boundary element program is used to obtain the radiation impedance matrix of the cylindrical shell, and the normal vibration velocity of the shell is extracted. Based on the singular value decomposition, the non-negative intensity and radiated sound power of the underwater cylindrical shell are obtained, and the far-field acoustic radiation model is acquired, moreover, the method is verified by finite element software. On this basis, the influence of large stiffener at the structure, where an excitation force is applied, on non-negative intensity is discussed. Furthermore, the mathematical model of active control is established with the aim of minimizing the acoustic radiation power. The influence of control force on structural sound radiation mode is analyzed, and its influence mechanism is revealed using the non-negative intensity distribution. The results show that the radiation mode of the structural surface must be changed to reduce the radiation acoustic power. And the essence of secondary force controlling structural vibration radiation is to change the structural vibration from strong radiation mode to weak mode, thus

收稿日期: 2025-04-25

基金项目: 基础加强计划重点基础研究项目(2020-JCJQ-ZD-222); 国家自然科学基金资助项目(52071152; 52371320)

作者简介: 郑金焱(2000-), 男, 硕士生; 董文凯(1998-), 男, 博士研究生;

赵应龙(1976-), 男, 博士, 研究员, 通讯作者, E-mail: zhaoyl_hg@163.com; 陈美霞(1975-), 女, 博士, 教授。

reducing the radiation efficiency of the structure.

Key words: acoustic radiation; non-negative intensity; active control

0 引 言

圆柱壳作为潜艇和工程结构中最主要的结构元件,其振动与声辐射问题的研究一直以来都受到关注,多年来人们对其开展相关研究工作并取得了大量的成果。

振动模态叠加和声辐射模态叠加是研究结构振动声辐射的两个重要方法,声辐射模态相比于结构模态在开展声辐射特性的计算和控制中具有极大的便利。国内外众多学者针对声辐射模态进行了大量研究和分析。Borgiotti^[1]最早通过辐射声功率的二次型表达式,引入一个辐射算子并对其进行奇异值分解,获得了结构表面的高效辐射速度分量,为后续声辐射模态理论的发展奠定了基础。Gibbs 等^[2]研究了结构模态与声辐射模态的关系。

国内,姜哲^[3-4]通过定义一个包含声辐射性质的算子,对振动物体表面的辐射模式进行了描述,并对典型辐射体进行了声辐射模态计算。张晓宇等^[5]以加筋圆柱壳和圆锥壳为研究对象,运用有限元和边界元方法,对二者的声辐射模态特性进行了相关阐述。随着计算机技术的快速发展,王纪会等^[6]利用边界元和特征值分解的方法,计算了两端简支圆柱壳的声辐射模态及远场指向性特征。

由于近场振动声能量的复杂性,传统有功声强并不能准确标识出结构的远场辐射亮点,基于声辐射模态理论,多位学者在结构表面分别定义了超声声强、非负声强等概念,进行远场声辐射热点识别。Williams^[7]定义了超声声强矢量的概念,其仅由辐射到远场的波分量组成,而后他又进一步使用空间傅里叶变换,筛除了亚声速成分,识别了有限平板结构的声辐射热点区域。Marburg 等^[8]则基于声辐射模态,提出了一种识别振动结构表面对辐射声功率贡献的方法,其结果表明,振动结构表面上的声强并不直接对应能够辐射到远场的表面贡献。刘正浩^[9]在 Marburg 的基础上,使用表面贡献的方法对 300 t 巡逻艇的远场辐射热区进行了求取。耿宁焱等^[10]对非负声强计算方法进行相关改进,减小了辐射声功率的计算量,同时以另外一种截断准则对有用声强法进行改进,然后以四边简支铝板为例,验证了上述改进方法的准确性。近年来,林伟等^[11]利用边界元的方法获取了声源在非自由情况下的自由场特性,并以圆柱壳为例,利用表面贡献的方法在近场标识出结构的远场辐射亮点。

各阶声辐射模态对辐射声功率的贡献相互独立,该特性被广大学者运用到振声控制领域。Hu 等^[12]以简支板为研究对象,讨论了最佳次级力源的数量和振幅对声辐射模态控制的影响。Loghmani 等^[13]研究了基于辐射模态的圆柱壳辐射声功率的主动噪声控制,从控制圆柱壳的第一阶辐射模式角度出发,使用改进的高次谐波控制(MHHC)方法,降低了结构的辐射声功率。上述国外学者的研究显现了声辐射模态在有源控制方面的优点。在国内,黄银龙等^[14]以声功率灵敏度作为指导,采用拓扑优化的方法,选取不同位置进行加筋,得到了辐射声功率最小的加筋布局。胡新欢^[15]以有限长加筋圆柱壳为研究对象,基于声辐射模态理论,分析了圆柱壳的振声特性,并在此基础上建立了圆柱壳与隔振系统耦合的数学模型,进行数值计算和分析。丁少虎等^[16]利用声辐射模态与振动模态的关系,确定了低频段内圆柱壳的最大贡献模态,从降低结构辐射声功率的角度出发,采用施加次级力的方式对结构进行有源控制。

上述学者的研究表明,开展振动声辐射研究与控制具有重要的理论价值与工程意义。目前,针对简单结构的声辐射模态计算已逐渐完善,许多学者为平板等结构的声辐射热区识别提供了技术途径,并且基于辐射模态理论的有源控制研究成果已颇为丰硕,但是对于不规则的形状结构,辐射阻抗矩阵的求取仍存在一定的困难;在有源控制方面,如何抑制结构的振声扰动,也仍是水中声对抗需解决的关键问题。

鉴于此,本文以圆柱壳为研究对象,基于非负声强对其远场辐射亮点区域进行识别,针对所需的辐射阻抗矩阵和法向振速,分别采用开源边界元程序和有限元软件进行获取,对于复杂结构的声辐射阻抗矩阵计算困难问题,本文所采用的开源边界元程序不仅计算效率高,且满足精度要求。然后从声学角度

出发,讨论激励力处存在加筋时对结构声辐射模式的影响;进一步,以降低结构振动为出发点,建立圆柱壳有源控制的数学模型,初步讨论结构振动与辐射噪声之间的关系,最终利用非负声强阐明有源控制前后声辐射的机理。

1 理论介绍

1.1 非负声强求取

由声学理论可知,有限结构的辐射声功率 W 可由其表面声压 p_e 和法向速度 v_n 来表示

$$W = \frac{1}{2} \int_S \operatorname{Re}(p_e v_n^H) dS \quad (1)$$

式中: S 代表结构表面, Re 表示取实部, 上标“H”表示取共轭转置。

对结构表面进行离散,将表面上的每一单元的声压和振速用形函数插值得到,即

$$\begin{aligned} p_{\text{rad}} &= N_s p_e \\ v_{\text{rad}} &= N_s v_n \end{aligned} \quad (2)$$

式中: p_{rad} 、 v_{rad} 分别为各个单元上的声压与振速, N_s 为结构形函数矩阵, 利用式(2)对式(1)进行化简可得

$$W = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(v_{\text{rad}}^H \Phi p_{\text{rad}}) \quad (3)$$

式中: $\Phi = \int N_s^H N_s dS$, Φ 表示结构形函数矩阵在表面 S 上的积分。根据边界元理论可知, 结构表面声压 p_e 和法向振速 v_n 的关系为 $p_e = Z v_n$, 同理可知 $p_{\text{rad}} = Z v_{\text{rad}}$, 将其代入式(3), 可得

$$W = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(v_{\text{rad}}^H \Phi Z v_{\text{rad}}) = v_{\text{rad}}^H Z_R v_{\text{rad}} \quad (4)$$

式中: Z_R 表示结构声辐射阻抗矩阵, $Z_R = \frac{\Phi}{2} \operatorname{Re}(Z)$ 。

这里将 $1/2$ 保留, 定义 $Z_r = \Phi \operatorname{Re}(Z)$, 根据式(4)辐射声功率可以写成如下形式

$$W = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(v_{\text{rad}}^H \Phi Z v_{\text{rad}}) = \frac{1}{2} v_{\text{rad}}^H Z_r v_{\text{rad}} \quad (5)$$

对 Z_r 矩阵进行奇异值分解

$$Z_r = Q \Lambda Q^H \quad (6)$$

式中: Q 为 Z_r 矩阵进行特征分解的特征向量, Λ 为 Z_r 矩阵的特征值对角矩阵。

将式(6)代入式(5)中, 可得

$$W = \frac{1}{2} v_{\text{rad}}^H Q \Lambda Q^H v_{\text{rad}} \quad (7)$$

由线性代数的知识可得 Z_r 矩阵存在如下性质

$$\begin{aligned} Q Z_r Q^H &= \Lambda \\ Q^H \Phi Q &= \mathbf{I} \end{aligned} \quad (8)$$

式中: $\mathbf{I}$ 为单位矩阵。利用 Z_r 矩阵的性质, 逐步对式(8)进行化简, 辐射声功率可写为

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} v_{\text{rad}}^H Q \Lambda Q^H v_{\text{rad}} = \frac{1}{2} (\sqrt{\Lambda} Q^H v_{\text{rad}})^H (\sqrt{\Lambda} Q^H v_{\text{rad}}) = \frac{1}{2} (\sqrt{\Lambda} Q^H v_{\text{rad}})^H Q^H \Phi Q (\sqrt{\Lambda} Q^H v_{\text{rad}}) \\ &= \frac{1}{2} (Q \sqrt{\Lambda} Q^H v_{\text{rad}})^H \Phi (Q \sqrt{\Lambda} Q^H v_{\text{rad}}) \end{aligned} \quad (9)$$

这里设定 $\beta = Q \sqrt{\Lambda} Q^H v_{\text{rad}}$, 可得

$$W = \frac{1}{2} \beta^H \Phi \beta = \frac{1}{2} \int_S \eta(x, y, z) dS \quad (10)$$

式中: β 为一向量(针对单频), η 为一恒正值, 将其定义为非负声强, 深入分析 η 的物理意义可知, 非负声

强是将远场的声能量映射到结构表面得到的物理量。

由于 η 在结构表面处处为正, 可以认为 η 代表着节点处的传播波对辐射声功率的贡献, 而节点处同样存在倏逝波, 其能量有正有负, 相互抵消之后对总辐射声功率贡献为零。 η 这一物理量巧妙地利用了倏逝波能量的正负抵消性质, 过滤掉循环于振动结构表面的能量流, 利用 η 可以对振动结构表面对总辐射声能量有贡献的区域进行识别定位。

1.2 辐射阻抗矩阵计算

求取远场辐射热点时, 关键的是需要获取辐射阻抗矩阵 $\mathbf{Z}$, 本文采用开源边界元程序求解 Helmholtz 积分方程获取辐射阻抗矩阵。

针对空间中任意形状的封闭结构 Ω , 如图 1 所示, Q_1 是结构表面上的点, P_1 是外部空间中某一场点的坐标。应用 Kirchhoff-Helmholtz 积分公式可求得 P_1 点的声压如下

$$C(P)p(P_1) = \int_{\Omega} \left(p(Q_1) \frac{\partial G(R_{pq})}{\partial \vec{n}} + j\rho\omega G(R_{pq})v(Q_1) \right) d\Omega + 4\pi p^i(P_1) \quad (11)$$

式中: $C(P)$ 为声压系数, 与 P_1 点的位置有关, 当 P_1 点位于结构外部时, $C(P)=1$; 当 P_1 点位于结构内部时, $C(P)=0$; 当 P_1 点位于光滑的结构表面时, $C(P)=0.5$ 。 $\vec{n}$ 为结构表面 Q_1 点的外法线方向, p^i 为外部入射声场, $G(R_{pq})$ 为自由空间的格林函数, 其表达式 $G(R_{pq}) = e^{-jkR_{pq}}/R_{pq}$, R_{pq} 为 P_1 、 Q_1 两点之间的距离, k 为流体自由波数, $k=\omega/c$, c 为外部流体的声速, ρ 为外部流体密度, ω 为角频率。

运用边界元方法将结构表面离散成 N 个单元, 得到 Helmholtz 表面积分方程(无外部声场激励)为

$$\frac{1}{2}p(r_{am}) = \sum_{i=1}^N \int_{\Omega_{a_i}} \left(p(r_{a_i}) \frac{\partial G(r_{a_i}, r_{am})}{\partial \vec{n}} + j\rho\omega G(r_{a_i}, r_{am})v \right) d\Omega(r_{a_i}) \quad (12)$$

式中: $p(r_{am})$ 、 $p(r_{a_i})$ 分别为结构表面第 m 个和第 i 个单元的声压, r_{a_i} 、 r_{am} 是对应的位置矢径。

令

$$\begin{cases} a_{mi} = \int_{\Omega_{a_i}} \frac{\partial G(r_{a_i}, r_{am})}{\partial \vec{n}} d\Omega(r_{a_i}) \\ b_{mi} = \int_{\Omega_{a_i}} j\rho\omega G(r_{a_i}, r_{am}) d\Omega(r_{a_i}) \end{cases} \quad (13)$$

则式(12)可写为如下形式

$$[\mathbf{A}]_{N \times N} \{p\}_{N \times 1} = [\mathbf{B}]_{N \times N} \{v\}_{N \times 1} \quad (14)$$

其中, 矩阵 $[\mathbf{A}]$ 和矩阵 $[\mathbf{B}]$ 两者第 m 行第 i 列上的值可分别利用 a_{mi} 、 b_{mi} 表达成

$$\begin{cases} A_{mi} = \frac{1}{2}\delta_{mi} - a_{mi} = \frac{1}{2}\delta_{mi} - \int_{\Omega_{a_i}} \frac{\partial G(r_{a_i}, r_{am})}{\partial \vec{n}} d\Omega(r_{a_i}) \\ B_{mi} = b_{mi} = \int_{\Omega_{a_i}} j\rho\omega G(r_{a_i}, r_{am}) d\Omega(r_{a_i}) \end{cases} \quad (15)$$

式中: δ 为狄拉克函数, 当 $m=i$ 时, $\delta_{mi}=1$; 当 $m \neq i$ 时, $\delta_{mi}=0$ 。

进一步由式(14)可得

$$\{p\}_{N \times 1} = [\mathbf{A}]_{N \times N}^{-1} [\mathbf{B}]_{N \times N} \{v\}_{N \times 1} = \mathbf{Z}_{N \times N} \{v\}_{N \times 1} \quad (16)$$

由此, 建立了结构表面声压和速度的矩阵表达式, 其中 $\mathbf{Z}$ 为表面声辐射阻抗矩阵。观察系数矩阵 $[\mathbf{A}]$ 、 $[\mathbf{B}]$ 的表达, 可以发现 $\mathbf{Z}$ 只取决于结构几何尺寸、形状、激励频率及外部流体介质。本文参考相关开源边界元程序, 利用 Matlab 编程求解相关系数, 进一步可求得结构的辐射阻抗矩阵 $\mathbf{Z}$ 。

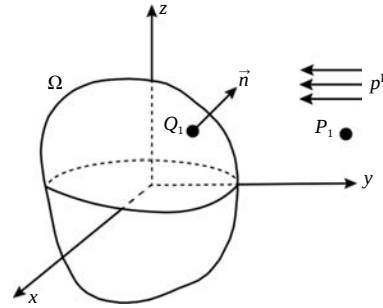


图 1 求解 Helmholtz 积分方程

Fig.1 Illustration for solving the Helmholtz integral equation

1.3 有源控制

结构的低频振动与辐射噪声控制长期以来受到国内外众多学者的广泛关注,传统的无源控制方法,如在结构上敷设一定面积的阻尼,并不能有效地控制结构的低频线谱,而有源控制方法为解决结构的低频振动和声辐射问题提供了新的途径。基于这一背景,本文采取结构声有源控制技术,即施加有源控制力对辐射噪声进行控制,以辐射声功率为控制目标,消减结构的振动声辐射。

参考文献[15]基于有源控制的相关理论,推导了当初级力(即扰动输入)的位置、幅值已知时以及次级力(控制输入)位置已知时噪声幅值的表达式。图2为水中圆柱壳的有源控制模型示意图, x_p, θ_p 为激励力位置, x_c, θ_c 为次级力位置。

由前述推导可知,辐射声功率可表示为壳体法向振速求和的形式

$$W = \mathbf{v}_n^H \mathbf{Z}_R \mathbf{v}_n \quad (17)$$

根据叠加原理,加上控制力后,壳体振动速度为

$$\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_p + \mathbf{v}_c = \mathbf{H}_p \mathbf{F}_p + \mathbf{H}_c \mathbf{F}_c \quad (18)$$

式中: $\mathbf{H}_p, \mathbf{H}_c$ 分别为激励力和控制力到壳体表面位移的传递函数, $\mathbf{F}_p, \mathbf{F}_c$ 为初级力和次级力的幅值向量。

将式(18)代入式(17),辐射声功率可展开为

$$W = (\mathbf{H}_p \mathbf{F}_p)^H \mathbf{Z}_R (\mathbf{H}_p \mathbf{F}_p) + (\mathbf{H}_c \mathbf{F}_c)^H \mathbf{Z}_R (\mathbf{H}_c \mathbf{F}_c) + (\mathbf{H}_p \mathbf{F}_p)^H \mathbf{Z}_R (\mathbf{H}_c \mathbf{F}_c) + (\mathbf{H}_c \mathbf{F}_c)^H \mathbf{Z}_R (\mathbf{H}_p \mathbf{F}_p) \quad (19)$$

式(19)为 Hermitian 的标准形式,为使声功率最小化,对控制力 $\mathbf{F}_c$ 进行求导可得

$$\mathbf{F}_{\text{opt}} = -\left((\mathbf{H}_c)^H \mathbf{Z}_R \mathbf{H}_c\right)^{-1} (\mathbf{H}_c)^H \mathbf{Z}_R (\mathbf{H}_p \mathbf{F}_p) \quad (20)$$

由此得出控制力的表达,当有多个控制力作用时, $\mathbf{F}_{\text{opt}}$ 为一向量。

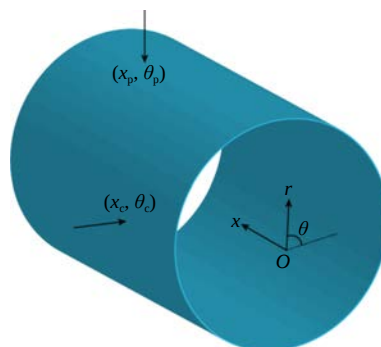


图2 有源控制数学模型

Fig.2 Mathematical model for active control

2 数值计算

2.1 远场辐射亮区识别

2.1.1 获取壳体法向振速

对圆柱壳的远场辐射亮区进行分析时,重要的一步是获取壳体表面法向振速,本文采用 COMSOL 有限元软件,建立有限元模型进行网格划分及动力学分析,模型具体参数如表1所示。

表1 计算模型基本参数

Tab.1 Basic parameters of the calculation model

名称	符号/单位	数值
壳体长度	L_1/m	1.2
壳体半径	R_1/m	0.4
厚度	t/mm	3
弹性模量	E/Pa	$2.1\text{E}11$
密度	$\rho_1/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	7800
泊松比	$\mu/1$	0.3
流体密度	$\rho_0/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	1000
流体声速	$c_0/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	1500

利用有限元软件建立的三维模型如图 3 所示, 边界条件为两端简支, 壳体轴向划分 50 份, 周向网格份数共 40 份。为激起结构产生更多振动模态, 激励力施加位置应该避开前几阶模态振型节点, 在 $(x=0.44 \text{ m}, \theta=0^\circ)$ 处施加径向点力, 幅值大小为 1 N, 分析频段为 10~500 Hz, 频率间隔为 2 Hz。同时为保证壳体节点法向振速的求取足够精确, 在圆柱壳外建立一大大小为 1.5 m 的小球体将其包裹, 并对流固耦合面上的流体网格进行加密处理。为了模拟无反射边界条件, 在水域最外层设置完美匹配层(PML)。

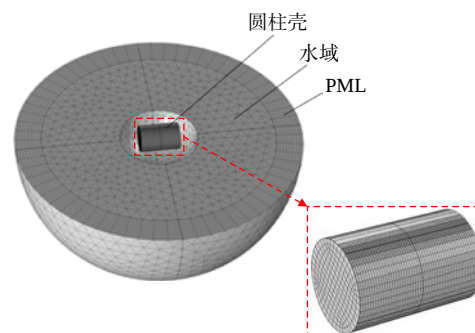


图 3 有限元模型 (隐藏部分网格)

Fig.3 Finite element model (only parts visible)

2.1.2 辐射阻抗矩阵求取

由于声辐射模态只与结构形状、大小、激励频率及外部流体介质有关, 将上节划分的壳体表面网格数据导入开源边界元程序进行计算, 导入后的节点网格如图 4 所示。

由于导入的网格模型包含两端刚性障板, 在提取出节点的法向振速后, 对端板上的节点进行强制赋零的操作。然后编写相关程序计算辐射声功率, 与有限元结果进行对比, 曲线如图 5 所示 (为了更清晰和直观地展示曲线, 这里对计算出的辐射声功率取级, $L_w=10\lg(W/W_0)$, 其中参考级 $W_0=10^{-12} \text{ W}$, 同时后文所绘制的辐射声功率曲线图均采用上述公式进行计算)。

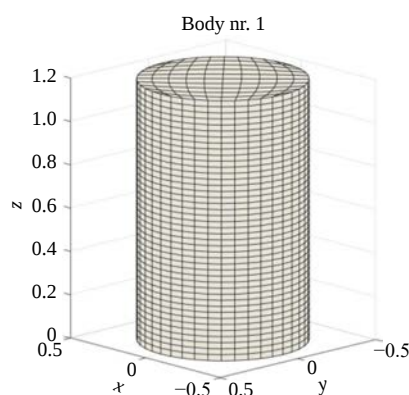


图 4 导入网格模型图

Fig.4 Grid model (with data imported in BE program)

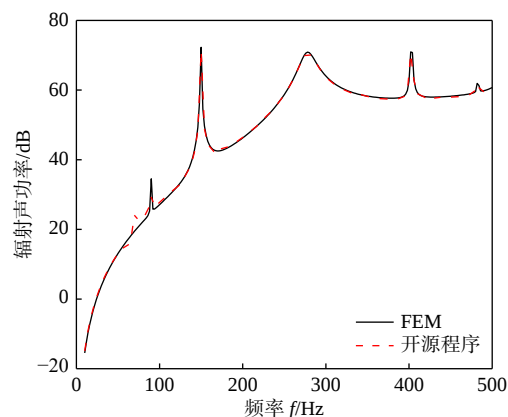


图 5 辐射声功率计算结果对比

Fig.5 Comparison of calculation results of radiated sound power

从图 5 可以看出两条曲线基本吻合, 编写的计算程序基本上可以捕捉到圆柱壳的所有峰值频率, 后续将使用该程序计算圆柱壳的远场辐射热区云图及有源控制模型算例。

2.1.3 强加筋对非负声强的影响

在结构的初期设计阶段, 工程人员往往从振动角度出发, 在板壳上布置各种纵横加筋来提高结构的强度与刚度。但是, 这些加筋未必都有利于降低结构的辐射噪声, 如何对加强筋位置进行优化设计是舰船振动噪声控制的关键问题。基于此, 本文从声学角度入手, 讨论激励力处存在加强筋时对结构振动与辐射声功率的影响, 模型如图 6 所示, 激励力处存在一矩形框架肋骨, 具体尺寸为 $0.06 \text{ m} \times 0.003 \text{ m}$, 加筋材料的参数与壳体一致, 激励力、其他参数同未加筋。

这里先给出结构的均方振速及均方振速级的相关定义如下

$$V_n = \frac{\sum_{i=1}^N |v_i|^2}{N}, \quad L_v = 10\lg\left(\frac{V_n^2}{V_0^2}\right) \quad (21)$$

式中: V_n 为均方振速, v_i 表示结构表面第 i 个单元对应的速度, N 表示结构表面的单元总数, L_v 表示均方振速级, V_0 为参考级, $V_0=10^{-9}$ m/s。

图7为激励力处是否存在加筋时圆柱壳的均方振速与辐射声功率曲线。

观察图7可知,当激励力位置处存在强加筋时,结构振动在整个频段范围内得到明显抑制,但辐射声功率并未下降,与无加筋时的曲线几乎完全一致。为了便于分析,选取辐射声功率的代表性峰值278 Hz进行讨论,在图8中绘制了激励力处有无加筋的法向速度及非负声强云图。

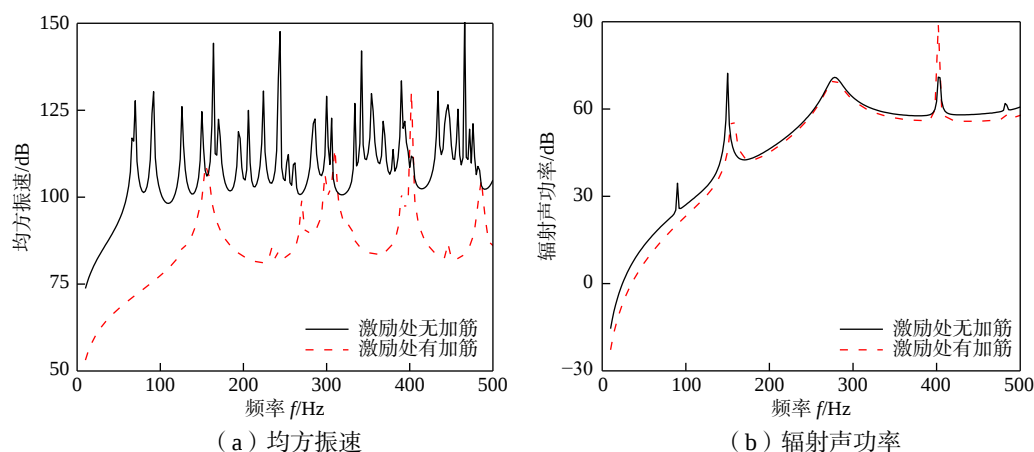


图7 强加筋对圆柱壳振动声辐射的影响

Fig.7 Effect of large stiffener on vibration acoustic radiation of cylindrical shell

由图8可以明显看出,当激励力作用在强加筋时,加筋的刚度显著影响结构的振动,集中力激发的振动能量均匀地传递到整个圆柱壳,即加筋较充分地参与了抵抗变形的过程,所以其振动幅值明显降低;同时,观察加筋前后的非负声强云图可见,圆柱壳的表面辐射模式并未发生改变,仍以类似单极子源模式向外辐射,这说明在低频情况下,当激励力处存在强加筋时,结构的声辐射性能并不会有所下降,换言之振动模式的改变并不意味着结构声辐射模式的改变,结构的法向速度与辐射声功率之间并非单调关系,因此要降低辐射声功率,必须从结构的声辐射模式入手。

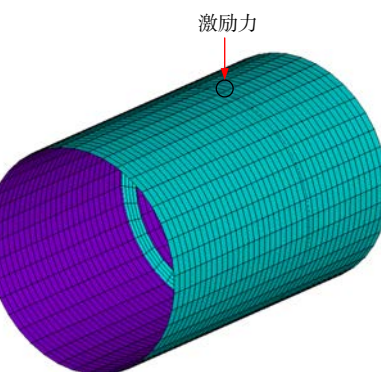
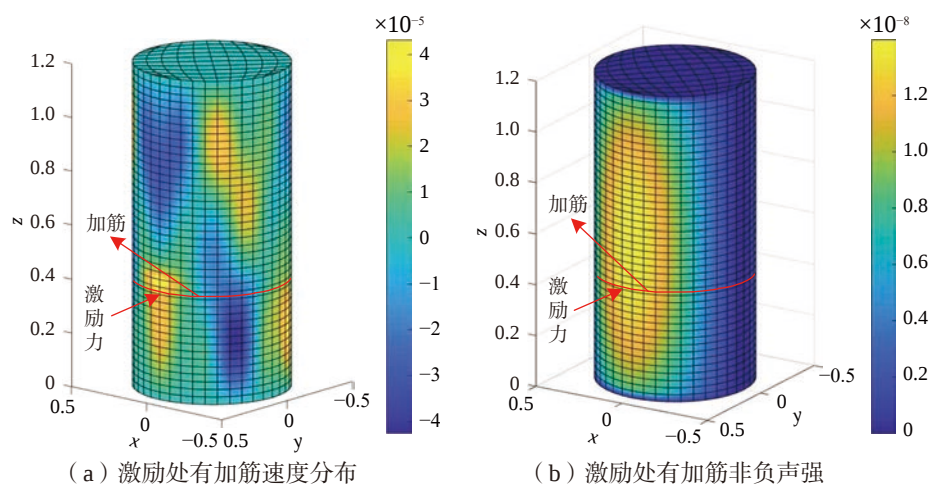


图6 激励力处存在强加筋模型图

Fig.6 Model with large stiffener at the position where excitation force being applied

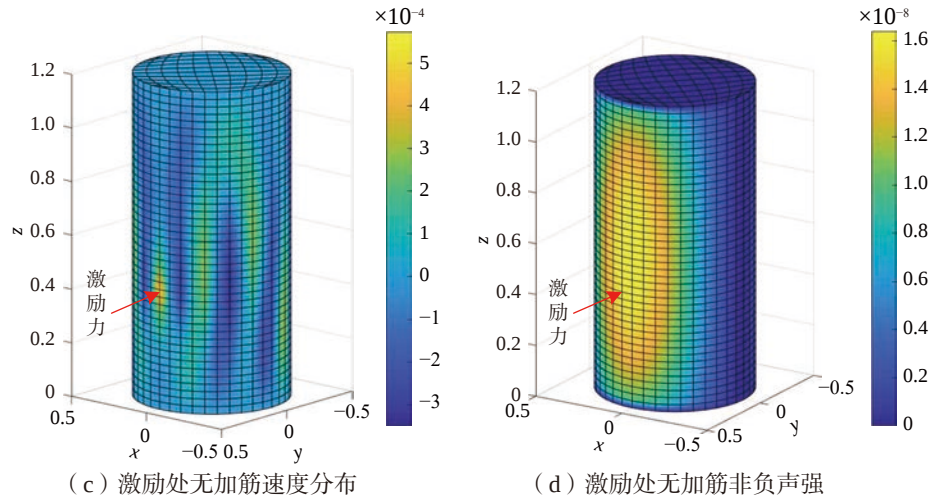


图 8 激励处有无加筋对应的圆柱壳法向振速与非负声强云图 (278 Hz)

Fig.8 Contour plot of normal velocity and non-negative sound intensity of cylindrical shell with and without stiffener at 278 Hz

2.1.4 有源控制机理分析

同样取前文所述算例进行分析, 初级力位置保持不变, 坐标为($x_0=0.44$ m, $\theta_0=0^\circ$)。根据文献[14]可知, 辐射声功率的控制效果对次级力的作用位置十分敏感。为达到满意的控制效果, 在壳体不同位置处施加次级径向激励, 讨论次级力位置及个数对声功率的控制效果(圆柱壳有源控制中控制力布放的基本准则可参考文献[15])。如图 9 所示, 次级力 1 的位置为($x_1=0.6$ m, $\theta_1=0^\circ$)、次级力 2 的位置为($x_2=0.76$ m, $\theta_2=0^\circ$)、次级力 3 的位置为($x_3=0.76$ m, $\theta_3=180^\circ$)。

图 10(a)为不同位置次级力作用后辐射声功率的变化曲线, 图 10(b)为多个控制力与单个控制力控制后壳体辐射声功率的对比曲线。

观察图 10(a)可以发现, 有源控制后, 壳体的振动声辐射在整个频段内得到明显抑制, 次级力的布放位置对控制效果有很大的影响, 对比同一周向位置的控制力 1 和控制力 2 可知, 次级力与初

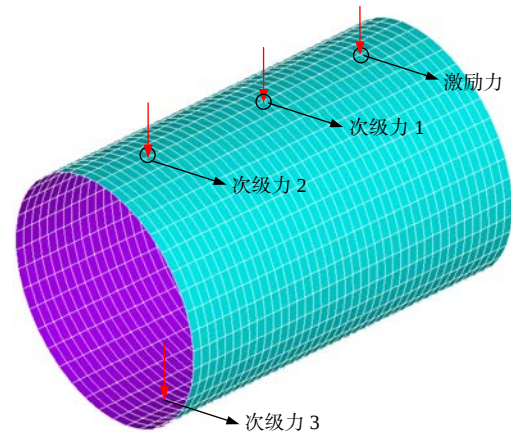


图 9 控制力不同布放位置示意图

Fig.9 Different positions for control force

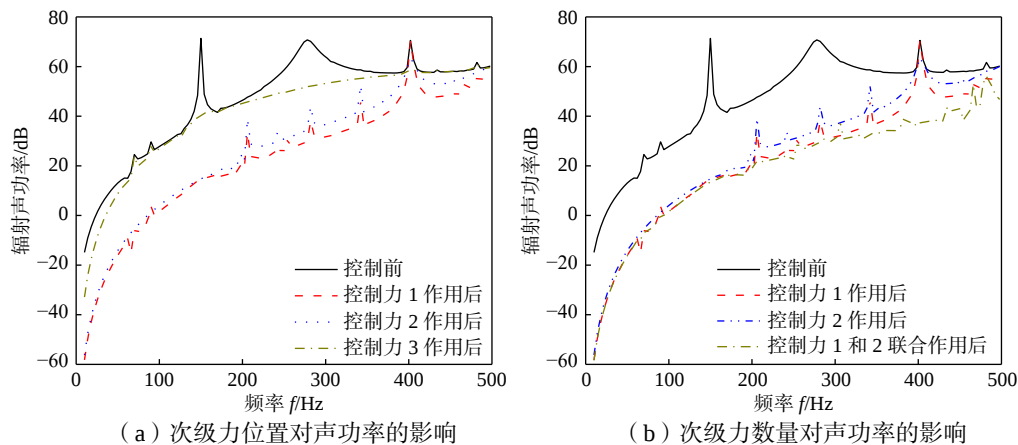


图 10 声功率为目标函数的有源控制

Fig.10 Active control with sound power as objective function

级力的作用位置越近,控制效果越好;对比同一轴向位置的控制力2和控制力3可知,次级力与初级力的周向相差角度越小,控制效果越明显。在402 Hz处单独施加控制力1、2、3,辐射声功率并未受到抑制,这是因为此时控制力与激励力同时施加时,两个力的施加位置正好处于结构振动模式的节线处,如图11所示。

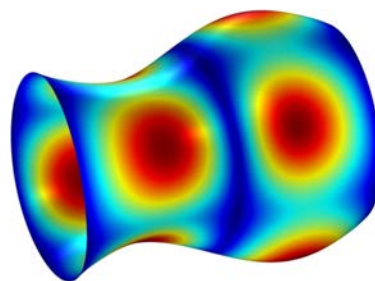


图11 响应云图(402 Hz)

Fig.11 Contour plot of response for 402 Hz

另外,对比多个控制力的控制效果可知,控制力数量的增多并不意味着壳体的控制效果更好。由于控制力1和2存在相位差,两个控制力联合作用与单独作用时相比,在10~200 Hz范围内控制效果并没有提升,在342 Hz后辐射噪声才有所降低,并且两个控制力同时作用相比于单独加载,将402 Hz处的辐射声功率进行了削弱。可见,在实际控制中应根据需要,合理地选择控制力的数量及布置位置。

由于非负声强消除了由倏逝波所引起的振动表面声强矢量的能量循环,只留下了能够向远场进行辐射的分量,并且其在振动表面的求和等于辐射到远场的声功率,而前述的有源控制也是以辐射声功率最小化为目标,这里将二者进行结合,利用非负声强来解释有源控制中控制力降低振动声辐射的机理。基于此,本文选取控制前辐射声功率曲线的两个峰值频率150 Hz和278 Hz进行分析,以次级力1为控制力,绘制控制前、后表面法向振速及非负声强云图对比,如图12和图13所示。

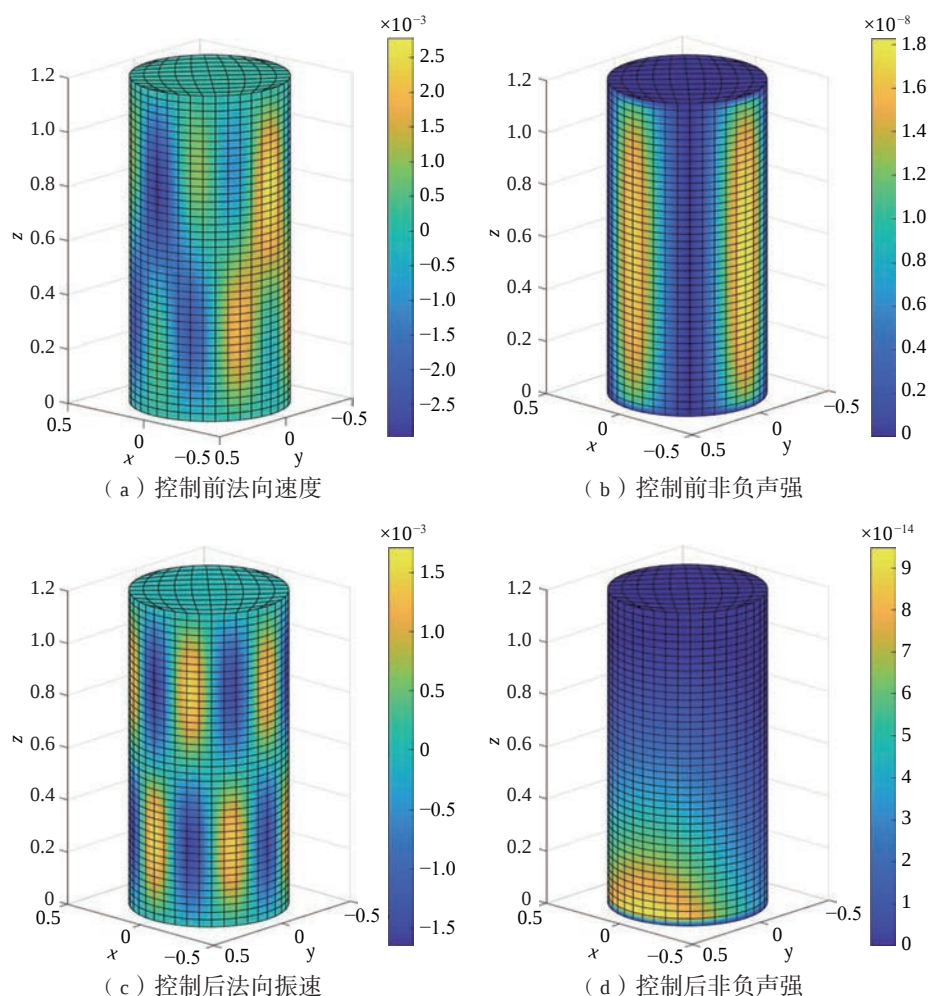


图12 控制前后圆柱壳法向振速与非负声强云图(150 Hz)

Fig.12 Contour plot of the normal velocity and non-negative sound intensity of cylindrical shell before and after control at 150 Hz

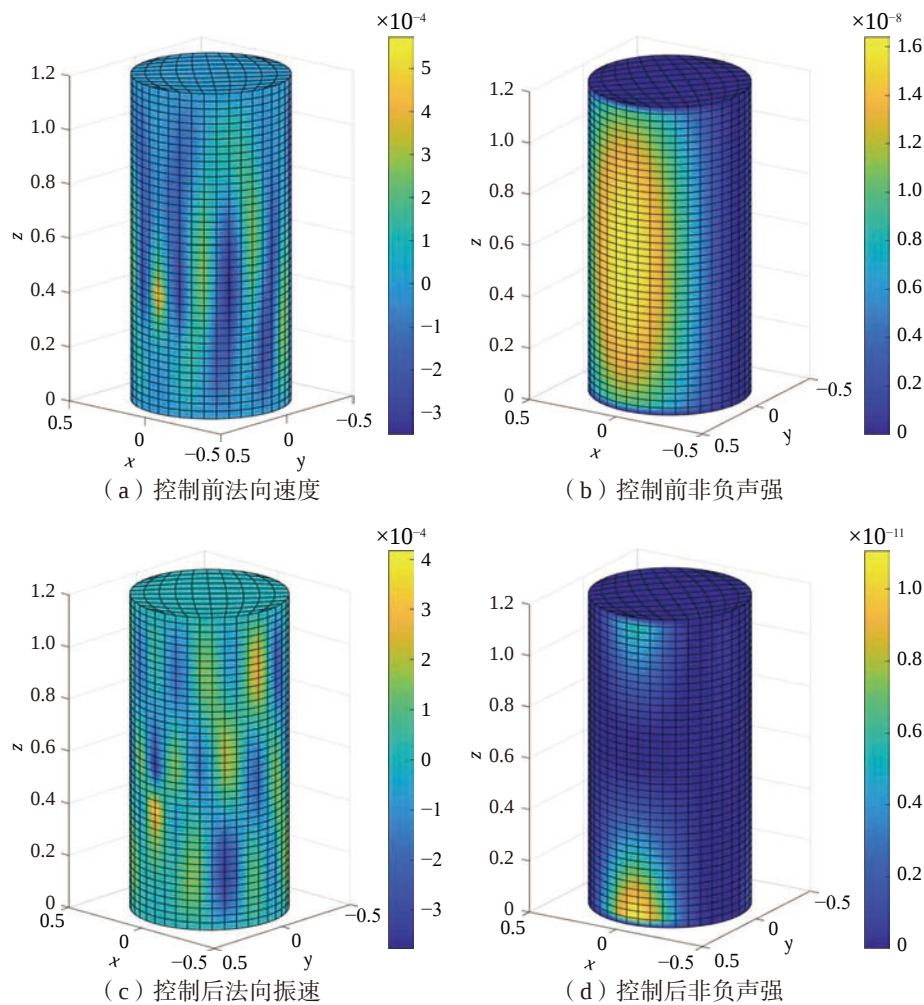


图 13 控制前后圆柱壳非负声强与法向振速云图 (278 Hz)

Fig.13 Contour plot of the normal velocity and non-negative intensity of cylindrical shell before and after control at 278 Hz

观察图 12(b)的非负声强云图,控制前圆柱壳存在沿周向分布的 4 个远场辐射亮区,辐射效率较大,同时可以看到壳体的非负声强显示面积过大,对远场辐射声功率有实质贡献的区域分辨率较低,这是因为远场声辐射热点完全使用传播波信息进行识别,丢失了声场的相位信息^[9]。另一方面,在近场声全息领域中,倏逝波包含了丰富的声学信息,是突破 $1/2$ 声波波长衍射极限的关键^[9]。非负声强通过消除近场倏逝波带来的干扰后,其分辨率就无法突破这一限制,因此在低频段,结构识别出的辐射亮点面积过大。施加控制力后壳体的速度分布发生改变,法向振速量级也有所降低,圆柱壳出现边、角辐射模式,即通过施加控制力改变了圆柱壳的辐射模式,降低了结构的辐射效率,同时,还可发现控制后圆柱壳的非负声强很好地吻合了结构的边角辐射模式理论^[17]。

下面对边角辐射模式^[17]产生的条件进行说明。以有限大的平板为例,板的振动可以看作各种振动模式的叠加。以无限障板上的简支平板为例,根据被激发具有最大幅值的模式对应的波数,在波数空间中的位置和辐射主贡献区的不同,可将模式分为角模式、边模式和表面模式。边模式发生的条件为:两个波数(k_x, k_y)中有任何一个大于流体中的自由波数 k_0 ;角模式出现的条件为:两个波数(k_x, k_y)都大于流体中的自由波数 k_0 。对于圆柱壳这一回转体结构,只有边模式,控制后在 150 Hz 处的轴向驻波计算波数为 5.2360,远大于此时流体中的自由波数 $k_0=0.6283$ 。

同样地,在 278 Hz 时,观察非负声强云图可以发现,控制前圆柱壳以类似单极子源模式进行辐射,而控制后壳体以偶极子模式进行辐射,非负声强出现在壳体的上下边缘,即施加控制力改变了圆柱壳的非负声强分布,使壳体从强辐射模式变为弱辐射模式。另外,观察壳体振速,相比控制之前,轴向和周向

出现多个半波,幅值也有所降低,每个节点块对应的速度有正有负,法向振速相位为正的区面向外推动流体,法向振速相位为负的区域表面向内压缩流体,导致循环于结构表面的振动能量流存在互相抵消的作用。同时,也证明了非负声强能够准确标识出结构的远场辐射亮点。

继续以 278 Hz 为例,利用不同控制力作用后的非负声强云图,阐释单个控制力的布放位置对辐射声功率的影响,如图 14 所示。

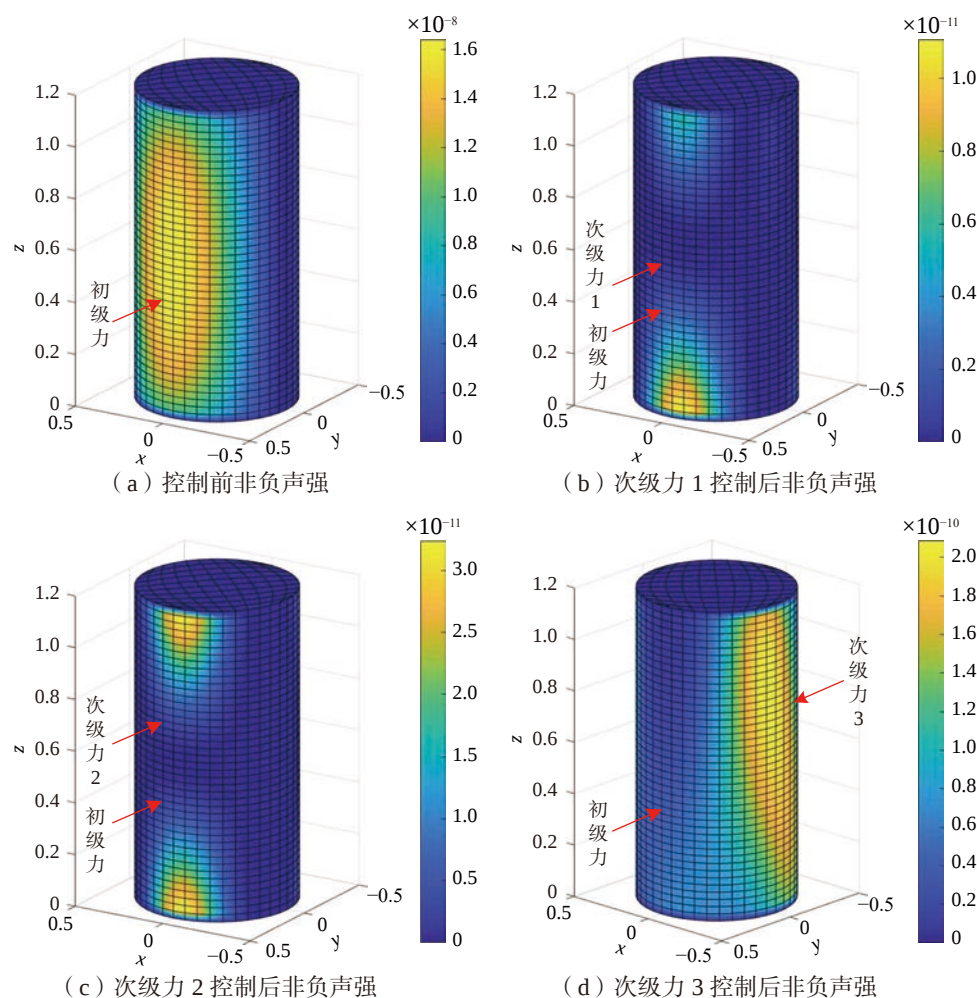


图 14 不同控制力作用下的圆柱壳非负声强云图 (278 Hz)

Fig. 14 Contour plot of the non-negative sound intensity of cylindrical shell under different control forces at 278 Hz

观察不同控制力作用后的非负声强云图可以发现,针对控制前的远场辐射亮区,对非负声强量级最大的点施加控制的效果最好,即次级力 1 作用后壳体以偶极子模式向外辐射;次级力 2 与次级力 1 相比,在壳体的上边缘出现明显的辐射亮点,对于不施加在辐射热区的次级力 3,其控制后壳体的声辐射模式相比控制前未发生明显变化,仍以单极子源向外辐射,只是非负声强量级减小,辐射区域转移至 $x=-0.4$ 平面附近。将非负声强云图综合对比分析可知次级力布放的一些基本准则:针对不同频率下的远场辐射热区,在辐射热区进行布置的效果优于非辐射热区,在非负声强量级大的区域进行有源控制可以得到更好的控制效果。

3 结 论

本文基于非负声强对圆柱壳结构的远场辐射热区进行识别,针对非负声强所需要的辐射阻抗矩

阵,采用开源边界元程序进行提取;对于壳体的法向振速,利用有限元软件进行计算。然后从声学角度出发,讨论了激励力处存在强加筋时对辐射声功率的影响。进一步,以辐射声功率最小化为目标,建立了主动控制的数学模型,利用非负声强,解释了有源控制中次级力降低振动声辐射的影响机理。结果表明,若要降低辐射声功率,必须改变结构的声辐射模式。在结构的声有源控制中,以声辐射功率为目标函数施加的控制力,声辐射降低的本质是改变结构的辐射模式,让结构以弱辐射模式辐射声。本文工作为后续水下更复杂工程结构的声辐射热点识别与有源控制相关研究提供了新流程与新方法,对水下结构物声辐射问题的本质性研究具有一定意义。

参 考 文 献:

- [1] Borgiotti G V. The power radiated by a vibrating body in an acoustic fluid and its determination from boundary measurements[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1998, 88(4).
- [2] Gibbs, Clark, Cox, et al. Radiation modal expansion: Application to active structural acoustic control[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2000, 107(1).
- [3] 姜 哲. 声辐射问题中的模态分析: I 理论[J]. 声学学报, 2004(4): 373–378.
Jiang Z. Modal analysis in acoustic radiation problems : I Theory[J]. Acta Acustica, 2004(4): 373–378. (in Chinese)
- [4] 姜 哲. 声辐射问题中的模态分析: II 实例[J]. 声学学报, 2004(6): 507–515.
Jiang Z. Modal Analysis of Acoustic radiation problems : II Examples[J]. Acta Acustica, 2004(6): 507–515. (in Chinese)
- [5] 张晓宇, 陈美霞, 魏建辉. 圆锥壳和圆柱壳声辐射模态特性比较[J]. 舰船科学技术, 2012, 34(8): 7–11.
Zhang X Y, Chen M X, Wei J H. Comparison of acoustic modes characteristics for conical shell and cylindrical shell[J]. Ship Science and Technology, 2012, 34(8): 7–11. (in Chinese)
- [6] 王纪会, 贾连徽, 宋立伟, 等. 基于边界元法的圆柱壳声辐射模态数值计算分析[J]. 声学技术, 2016, 35(3): 50–53.
Wang J H, Jia L H, Song L W, et al. Acoustic radiation modes of the cylindrical shell numerical analysis based on the boundary element method[J]. Technical Acoustics, 2016, 35(3): 50–53. (in Chinese)
- [7] Williams E G. Supersonic acoustic intensity[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1995, 97(1).
- [8] Marburg S, Lösche E, Peters H, et al. Surface contributions to radiated sound power[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2013, 133(6).
- [9] 刘正浩. 空气噪声和结构噪声及声辐射热区识别研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2016.
Liu Z H. Study of airborne sound and structure-borne sound and sound radiation hot spot localization[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2016. (in Chinese)
- [10] 耿宇烨, 黎 胜, 孟春霞. 改进的非负声强和有用声强识别表面声辐射[J]. 应用声学, 2018, 37(3): 438–444.
Geng N Y, Li S, Meng C X. Improved non-negative intensity and useful intensity for identification of radiating regions on surfaces[J]. Journal of Applied Acoustics, 2018, 37(3): 438–444. (in Chinese)
- [11] 林 伟, 夏茂龙, 刘正浩, 等. 水中目标自由场声辐射特性还原及远场声辐射热区识别[J]. 兵工学报, 2020, 41(1): 119–126.
Lin W, Xia M L, Liu Z H, et al. The recovery of underwater target's free field acoustic radiation characteristics and identification of farfield acoustic radiation hotspot[J]. Acta Armamentarii, 2020, 41(1): 119–126. (in Chinese)
- [12] Hu H X, Tang B, Zhao Y. Active control of structures and sound radiation modes and its application in vehicles[J]. Journal of Low Frequency Noise, Vibration and Active Control, 2016, 35(4).
- [13] Loghmani A, Danesh M, Kwak M K, et al. Active control of radiated sound power of a smart cylindrical shell based on radiation modes[J]. Applied Acoustics, 2016, 114.
- [14] 黄银龙, 姜 哲. 发动机板结构加筋降噪优化研究[J]. 计算机仿真, 2016, 33(11): 131–134+156.
Huang Y L, Jiang Z. Stiffeners layout optimization research for noise reduction on engine plate structure[J]. Computer

- Simulation, 2016, 33(11): 131–134+156. (in Chinese)
- [15] 胡新欢. 圆柱壳耦合结构声振特性及主动控制仿真研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2013.
Hu X H. Simulation research on vib-acoustic characteristics and active control of cylindrical shell coupling structure[D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2013. (in Chinese)
- [16] 丁少虎, 陈克安, 李 双. 水下圆柱壳低频声辐射特性及有源控制[J]. 振动与冲击, 2015, 34(20): 185–190.
Ding S H, Chen K A, Li S. Low frequencies radiation characteristics of a submerged cylindrical shell and its active control[J]. Journal of Vibration and Shock, 2015, 34(20): 185–190. (in Chinese)
- [17] Williams, Earl G. 傅里叶声学: 声辐射与近场声全息[M]. 北京: 清华大学出版社, 2016.
Williams, Earl G. Fourier acoustics: sound radiation and nearfield acoustical holography[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2016. (in Chinese)