

内部体积源作用下的圆柱壳内外声场特性

杨德森 张睿 时胜国

Sound radiation from finite cylindrical shell excited by inner finite-size sources

Yang De-Sen Zhang Rui Shi Sheng-Guo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 244301 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181716

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181716>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[丛聚的含气泡水对线性声传播的影响](#)

Linear-wave propagation in liquids containing bubbly clusters

物理学报.2018, 67(17): 174301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180728>

[基于简正波分解的不同阵列匹配场定位性能分析](#)

Performance analysis of matched field processing localization with various line array configurations based on normal mode decomposition

物理学报.2018, 67(17): 174302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180124>

[部分浸没圆柱壳声固耦合计算的半解析法研究](#)

Semi-analytical research on acoustic-structure coupling calculation of partially submerged cylindrical shell

物理学报.2018, 67(8): 084302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172681>

[陆架斜坡海域上坡波导环境中声能量急剧下降现象及其定量分析](#)

Investigation and quantitative analysis on the acoustic energy tobogganing in the upslope waveguide of continental slope area

物理学报.2017, 66(19): 194301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.194301>

[气泡体积分数对沙质沉积物低频声学特性的影响](#)

Effect of gas bubble volume fraction on low-frequency acoustic characteristic of sandy sediment

物理学报.2017, 66(19): 194302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.194302>

内部体积源作用下的圆柱壳内外声场特性*

杨德森¹⁾²⁾³⁾ 张睿¹⁾³⁾ 时胜国¹⁾²⁾³⁾†

1) (哈尔滨工程大学, 水声技术国防科技重点实验室, 哈尔滨 150001)

2) (工业和信息化部, 海洋信息获取与安全工信部重点实验室 (哈尔滨工程大学), 哈尔滨 150001)

3) (哈尔滨工程大学水声工程学院, 哈尔滨 150001)

(2018年9月16日收到; 2018年10月11日收到修改稿)

圆柱壳内各型体积源辐射噪声特性研究是声场建模和声场预报的前提. 为了研究具有指向性的大尺度体积源特性对水下航行器结构内外声场的影响, 本文结合薄壳理论、等效源和柱腔 Green 函数构造了体积源激励下的壳体振动耦合方程, 研究了体积源表面声散射作用和指向性强弱对圆柱壳内外声场的影响. 数值计算结果表明, 体积源构造的准确性与其等效源位置有关, 等效源配置在体积源几何中心与其结构表面之间 0.4—0.6 时, 可以提高声场计算结果的准确性; 大尺度体积源表面的声散射作用会导致壳体内部声场结构发生改变, 内声场声腔共振峰发生偏移, 并且在部分频段引起较强的声透射现象; 此外, 体积源指向性变化对壳体内外声场强弱影响较小, 其显著作用表现在改变了外辐射声场的远场指向性. 该研究结果对噪声预报和控制有一定的参考价值.

关键词: 体积源, 等效源, 圆柱壳, 声透射

PACS: 43.30.+m, 43.40.+s, 43.20.+g, 43.50.+y

DOI: 10.7498/aps.67.20181716

1 引言

圆柱壳结构以其优异的力学特性被广泛地应用于工业领域, 如机舱、航行器耐压壳、大型通道等, 对这类结构声学特性的研究一直是声学领域的热点和难点^[1-3], 其中对壳体内部大型机械设备、大尺度弹性结构等体积噪声源特性的研究是分析壳体内部声场环境、结构噪声传递特性的重要基础. 尽管在噪声源定位、波导声传播等方面通常将体积源看作点声源来简化计算模型, 但该简化仅局限于处理远场问题. 对于机舱、船舱等结构内部的近场声学问题, 一方面由于体积源表面振动分布十分复杂, 产生的辐射噪声呈现为一定程度的空间指向性; 另一方面由于大尺度体积源表面的声散射作用, 体积源本身不仅作为声场的能量输入, 而且作为散射体改变了所处环境的声场结构, 这些因素导

致体积源简化为点声源的计算结果往往会带来较大误差. 因此, 开展对圆柱壳结构内部大尺度体积源特性的研究对壳体内声场预报及噪声控制具有重要意义.

早在 20 世纪八九十年代, Dowell 等^[4,5] 便开展了单、双层圆柱壳内部声场方面的研究, 主要讨论声场结构的固有频率及内声场的空间分布特性, 并没有考虑壳体结构外辐射声场问题. 对此, Fuller^[6] 研究了内部声源激励下无限长圆柱壳辐射噪声的指向性规律及结构噪声的能量传递特性. Pan 等^[7] 则在已有模型的基础上, 通过解析和数值两种方式较为详细地讨论了壳体尺寸、噪声源位置等参数对外辐射声场的影响. 陈美霞等^[8] 通过加肋圆柱壳模型试验, 研究了在不同激励方式下圆柱壳内部声场与壳体振动分布及外辐射声场的关系. 上述研究中的噪声源皆采用点声源, 该模型便于研究壳体结构内外声场分布和噪声能量传递的一般规律, 但

* 国家自然科学基金 (批准号: 61601149) 和教育部长江学者和创新团队发展计划 (批准号: IRT_16R17) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shishengguo@hrbeu.edu.cn

没有考虑噪声源自身特性与壳体结构内外声场的关系.

为了有效地研究体积源的声辐射问题, Koopmann等^[9,10]提出了波叠加方法, 其思想是体积源的辐射声场可以由置于其内部的一系列具有不同大小源强的虚拟源叠加得到, 适用于分析任意形状物体的声辐射问题. 于飞等^[11]采用 Tikhonov 正则化方法对求解源强矩阵进行了滤波处理, 提高了声场重构的计算精度. 李加庆等^[12]和陈鸿洋等^[13]则进一步研究了等效源的最优参数配置问题. 考虑到体积源辐射声场具有一定的空间分布特性, Vecherin等^[14]指出了研究体积源声辐射指向性在工程应用中的重要意义, 并利用指向性函数明确给出了确定等效源布放参数的方法, 但其研究只能解决指向性体积源在远场的声传播问题. 而 Pan等^[15]通过构造一组具有随机幅度和相位的等效源来研究机械设备类体积源对圆柱壳结构声透射的影响, 发现等效源相位变化显著地改变了壳体结构的声透射特性, 然而其模型忽略了体积源表面的声散射问题. Bi等^[16,17]采用双层阵列对封闭空间内体积源表面引起的散射声进行了分离和重构, 其结果表明大尺度体积源表面的声散射作用对声场重构的影响非常显著. 声场重构属于声学逆问题, 而 Liu等^[18,19]则从正问题角度给出了封闭空间内建立体积源模型的等效源法, 并阐述了等效源法相比有限元方法的计算优势, 但其研究受限于阻抗边界条件. 事实上, 当体积源处于壳体这类弹性体内部时, 体积源特性的改变不仅会影响壳体结构内部的声场分布, 而且会影响内部声场与弹性体之间的耦合关系, 最终影响壳体结构外部的辐射噪声特性.

本文针对更一般性的体积源激励下的圆柱壳结构声透射问题, 研究体积源指向性和空间占据对圆柱壳结构内外声场的影响. 借鉴文献^[20—22]中把半空间 Green 函数与等效源结合的思路, 将柱腔 Green 函数引入到构造体积源的模型中, 在壳体振动耦合方程的基础上, 结合声场分离方法, 得到体积源激励下的壳体振动特性及内外声场分布. 通过数值计算得到等效源数量、位置等参数对计算结果准确性的影响; 通过改变体积源的几何尺寸研究大型噪声源设备对壳体结构内声场结构的影响; 通过改变体积源表面振动分布, 得

到体积源指向性强弱与圆柱壳内外声场之间的关系.

2 理论模型

等效源基本原理是利用一组位于声源内部的虚源产生的声场代替实际声源产生的声场, 当声源位于壳体结构内部时, 则需要考虑壳体结构内表面和噪声源表面边界条件对声场的影响. 对此, 本文将体积源作用下的圆柱壳声透射建模过程分为两个步骤, 一是利用等效源法对体积源作用下的封闭空间声场进行建模, 二是结合柱腔 Green 函数得到壳体运动方程中的源强函数.

2.1 体积源作用下的封闭空间声场分布

不同于一般自由场条件下的等效源模型, 在封闭空间中对体积源进行建模, 不仅需要已知体积源的自身振动特性和表面阻抗特性, 还需要获得体积源所处声场的环境参数. 此时, 噪声源表面 Γ_s 和封闭声场结构内表面 Γ_r 需要满足如下边界条件:

$$\begin{cases} \beta_s(r)p_t(r) + u_0(r) = u_{nt}(r), & r \in \Gamma_s, \\ \beta_r(r)p_t(r) = u_{nt}(r), & r \in \Gamma_r, \end{cases} \quad (1)$$

式中 $p_t(r)$ 和 $u_{nt}(r)$ 分别为声场中声压和法向质点振速, $\beta_s(r)$ 和 $\beta_r(r)$ 分别为源表面和封闭声场环境内表面的法向声导纳, $u_0(r)$ 为在真空条件下的体积源表面法向质点振速.

将封闭空间内声场分解为体积源在自由场条件下的直达声和声场环境及源表面引起的散射声两个部分, 有

$$\begin{cases} p_t(r) = p_f(r) + p_r(r), \\ u_t(r) = u_f(r) + u_r(r), \end{cases} \quad (2)$$

式中 $p_f(r)$ 和 $u_f(r)$ 分别为声场中声压和质点振速的直达声分量, $p_r(r)$ 和 $u_r(r)$ 分别为声场中声压和质点振速的散射声分量. 其中直达声分量 $p_f(r)$ 和 $u_f(r)$ 在体积源表面满足边界条件^[23]:

$$\beta_s p_f(r) + u_0(r) = u_{nf}(r), \quad r \in \Gamma_s. \quad (3)$$

将(2)和(3)式代入(1)式, 得

$$\begin{cases} \beta_s(r)p_r(r) - u_{nr}(r) = 0, & r \in \Gamma_s, \\ \beta_r(r)p_r(r) - u_{nr}(r) \\ = u_{nf}(r) - \beta_r(r)p_f(r), & r \in \Gamma_r. \end{cases} \quad (4)$$

根据波叠加原理, 封闭空间中声场分布可以由虚拟简单源产生的声场叠加代替. 将虚拟源分布分为两组: 一组 Q_r 连续分布在封闭空间壁面外表面附近, 表示由壁面引起的向内散射声; 一组 Q_s 连续分布在体积源内表面附近, 表示由体积源引起的向外辐射声(图1). 其中 Q_s 可以分解为 $Q_s = Q_{sf} + Q_{ss}$, Q_{sf} 表示体积源在自由场条件下辐射噪声对应的源强项, Q_{ss} 为噪声源表面声散射作用对应的源强项.

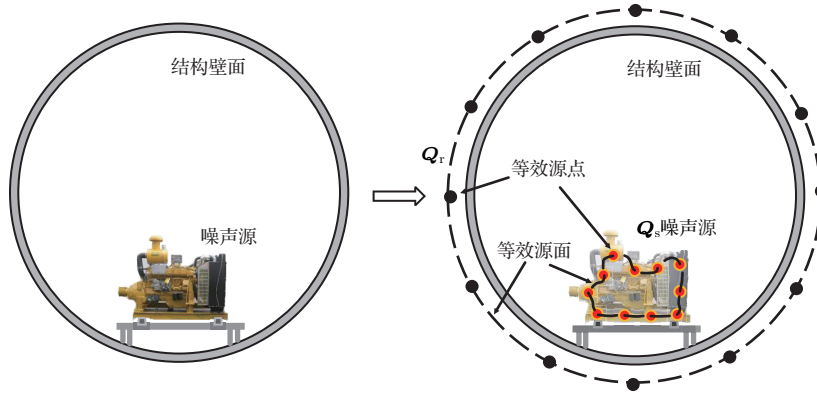


图1 结构振动噪声源模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of finite-size noise sources.

将(5)和(6)式代入(4)式, 并写成离散矩阵形式如下:

$$\begin{bmatrix} B_s A_p^{(1ss)} - A_{u_n}^{(1ss)} & B_s A_p^{(1r)} - A_{u_n}^{(1r)} \\ B_r A_p^{(2ss)} - A_{u_n}^{(2ss)} & B_r A_p^{(2r)} - A_{u_n}^{(2r)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q_{ss} \\ Q_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ (B_r A_p^{(2)} - A_{u_n}^{(2)}) Q_{sf} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

其中

$$\begin{cases} B_s = \text{diag}(\beta_s(r_1), \beta_s(r_2), \dots, \beta_s(r_{M_s})), \\ B_r = \text{diag}(\beta_r(r_1), \beta_r(r_2), \dots, \beta_r(r_{M_r})), \\ (A_p^{(*)})_{ij} = g^{(*)}(r_i, r_j), \\ (A_u^{(*)})_{ij} = \frac{1}{i\omega\rho} \partial_n g^{(*)}(r_i, r_j), \\ Q_{ss} = [q_1^{ss}, q_2^{ss}, \dots, q_{n_s}^{ss}]^T, \\ Q_r = [q_1^r, q_2^r, \dots, q_{n_r}^r]^T, \end{cases} \quad (8)$$

式中 r_1, r_2, \dots, r_{M_s} 为体积源表面坐标点; r_1, r_2, \dots, r_{M_r} 为声场结构内表面附近坐标点; β_s 和 β_r 分别为体积源表面和封闭声场结构内表面的法向声导纳; $q_{n_s}^{ss}$ 和 $q_{n_r}^r$ 分别为 Q_{ss} 和 Q_r 两组等效源向量对应的源强; $A_p^{(*)}$ 和 $A_{u_n}^{(*)}$ 上角标中的

声场中任意一点及源表面边界上声压、振速和等效源之间的关系可以表示为

$$p(r) = \sum_{k=1}^N q_k(r_0) g(r, r_0), \quad (5)$$

$$u(r) = \frac{1}{i\rho\omega} \sum_{k=1}^N q_k(r, r_0) \nabla g(r, r_0), \quad (6)$$

式中 q_k 表示源强, $g(r, r_0)$ 为自由场条件下场点 r 到场点 r_0 的格林函数, $\nabla g(r, r_0)$ 表示 $g(r, r_0)$ 的空间梯度函数.

数字1和2分别表示坐标位于体积源表面和声场结构表面, 上角标中的字母ss和r分别表示 r_j 对应不同等效源向量 Q_{ss} 和 Q_r . 若已知在自由场条件下体积源表面的振动分布, 则可通过传统等效法获得体积源辐射噪声自由场对应的分量 Q_{sf} 值, 进而通过(7)式可得到源强向量 Q_{ss} 和 Q_r , 将其代入(5)式即可获得封闭结构的内声场分布.

为了进一步分析体积源表面声散射的作用, 可以对内声场中由声源散射引起的噪声进行分离, 将向量 Q_r 进行如下分解:

$$Q_r = Q_{rf} + Q_{rs}, \quad (9)$$

式中 Q_{rf} 为体积源直达声引起的壁面散射声向内辐射的等效源强, Q_{rs} 为由体积源表面散射声引起的壁面散射声向内辐射的等效源强, 其中 Q_{rf} 满足

$$(B_r A_p^{(2)} - A_{u_n}^{(2)}) Q_{rf} = (B_r A_p^{(2)} - A_{u_n}^{(2)}) Q_{sf}. \quad (10)$$

将(10)式代入(9)式, 得

$$Q_{rs} = Q_r - (B_r A_p^{(2)} - A_{u_n}^{(2)})^{-1} \times (B_r A_p^{(2)} - A_{u_n}^{(2)}) Q_{sf}. \quad (11)$$

由上述推导可知, 封闭空间中声场分布可以由两组虚拟源产生的声场叠加代替, Q_r 和 Q_s 分别表示向内和向外辐射的虚拟源强, 其中 Q_{rf} 和 Q_{sf} 对应体积源直达声引起的声场分布部分, Q_{rs} 和 Q_{ss} 对应由体积源表面散射引起的声场分布部分.

2.2 体积源作用下的壳体振动方程

本文研究的力学模型为有限长薄壁圆柱壳, 壳体两端简支在无限长刚性圆柱障板上, 壳体内外部皆为可压缩性理想流体, 内部受体积源激励, 其示意图如图 2 所示. 壳体的运动方程采用 Flügge 薄壳振动方程, 其表达式如下:

$$[L_{ij}] \{u, v, w\}^T = \frac{1 - \sigma^2}{Eh} \{p_t^T - p_e^T\}, \quad (12)$$

式中 L_{ij} 为 Flügge 壳体理论的微分算子; u, v, w 分别表示柱坐标下壳体轴向、周向、径向三个方向的

位移; h 为壳体厚度; E 和 σ 分别表示壳体结构的杨氏模量和泊松比; p_e 是外部流场声压向量, p_t 为体积源激励下作用于壳体内表面的声压矩阵. 为了简化, 忽略方程中时间简谐因子 $\exp(-j\omega t)$.

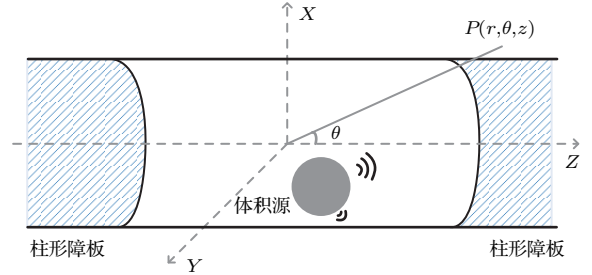


图 2 圆柱壳结构模型示意图

Fig. 2. Geometry and coordinate systems of a cylindrical shell.

对于两端简支的有限长圆柱壳, 壳体位移函数可以写成如下模态叠加形式:

$$\begin{pmatrix} u(\theta, z) \\ v(\theta, z) \\ w(\theta, z) \end{pmatrix} = \sum_{\alpha=0}^1 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \begin{pmatrix} U_{\alpha mn} \cos(n\theta - \alpha\pi/2) \cos(m\pi z/L + m\pi/2) \\ V_{\alpha mn} \sin(n\theta - \alpha\pi/2) \sin(m\pi z/L + m\pi/2) \\ W_{\alpha mn} \cos(n\theta - \alpha\pi/2) \sin(m\pi z/L + m\pi/2) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

式中 $U_{\alpha mn}$, $V_{\alpha mn}$ 和 $W_{\alpha mn}$ 分别为对应三个方向壳体位移的模态系数; m 和 n 分别为圆柱壳轴向半波数和周向波数; $\alpha = 0, 1$ 分别表示壳体振动的对称模态和反对称模态.

壳体结构外部流场作为流体负载影响了壳体的振动及声辐射特性, 其外辐射声场表达式具有如下形式 [24,25]:

$$p_e(r, \theta, z) = \frac{\rho_1 \omega^2}{k_e^2 L} \sum_{\alpha, m, n} m \sin\left(n\theta + \frac{\alpha\pi}{2}\right) \times \int_0^{+\infty} W_{\alpha mn} \frac{G_m(\lambda)}{\sqrt{1 - \lambda^2}} \frac{S_m(\lambda)}{\left(\frac{m\pi}{k_e L}\right)^2 - \lambda^2} d\lambda, \quad (14)$$

其中

$$G_m(\lambda) = \begin{cases} \frac{H_n(k_e \sqrt{1 - \lambda^2} r)}{H'_n(k_e \sqrt{1 - \lambda^2} R)}, & \lambda \leq 1, \\ \frac{K_n(k_e \sqrt{1 - \lambda^2} r)}{K'_n(k_e \sqrt{1 - \lambda^2} R)}, & \lambda > 1, \end{cases} \quad (15)$$

$$S_m(\lambda) = \frac{1}{2} e^{ik_e \lambda(z+L/2)} [1 - (-1)^m e^{-ik_e \lambda L}], \quad (16)$$

式中 $k_e = \omega/c_1$ 为圆柱壳外部流体波数, ρ_1 和 c_1 分别为外部流体介质的密度和声速, $H_n(\cdot)$ 和 $K_n(\cdot)$ 分别为第 n 阶汉克尔函数和修正汉克尔函数.

壳体结构内部声场的空间分布特性需要考虑壳壁振动及噪声源表面声散射作用的影响, 体积源激励下壳体内部声场的一般表达式如下:

$$p_t(r, \omega) = \iint G_r(r, r') w(r', \omega) d^2 r' + \iiint G_r(r_s, r) \mathfrak{S}(r_s, \omega) d^3 r_s, \quad (17)$$

式中 r' 表示壳体内表面附近的坐标位置, r_s 表示体积源对应的体积源空间分布的坐标位置, $G_r(\cdot)$ 为柱腔格林函数. 从 (17) 式可以看到, 壳体内部有限空间声场 p_t 由两部分组成, 等号右边第一项表示壳体受激振动引起的辐射噪声, 第二项表示体积源引起的直达声、反射声及源表面散射声的总和. 通过与 (7) 式对比可以发现, 壳体表面声导纳项被壳体振动位移分布所代替, 此时壳体内表面法向声导纳矩阵 $B_r = 0$. 将 (17) 式中等号右边第二项写成离散形式, 满足

$$G_r(r_s, r) Q_c(r_s, \omega) = G_f(r, r_s) Q_s + G_f(r, r_r) Q_r, \quad (18)$$

式中 Q_c 为体积源函数 \mathfrak{S} 的离散形式, 进而可以得到体积源函数为

$$Q_c = [G_f(r, r_s)]^{-1} [G_f(r, r_s)Q_s + G_f(r, r_r)Q_r]. \quad (19)$$

由(19)式可知, 当考虑体积源表面声散射作用时, 体积源函数不仅与其表面振动分布特性有关, 而且受所处封闭空间声场中的相对位置影响. 为了进一步获得体积源函数中散射项分量, 可以将体积源函数 Q_c 分解为

$$Q_c = Q_{sf} + Q_{cs}, \quad (20)$$

其中 Q_{cs} 为体积源声散射项. 在以往的研究中通常忽略散射项而只考虑 Q_{sf} 的影响, 在这种情况下体积源函数只和自身特性有关, 不再受所处环境参数的影响. 与获得 Q_c 方式类似, 声散射项 Q_{cs} 表达式:

$$Q_{cs} = [G_r(r, r_s)]^{-1} [G_f(r, r_s)Q_{ss} + G_f(r, r_r)Q_{rs}]. \quad (21)$$

最终, 将(19)式代入(17)式, 并结合(12)—(16)式, 即可得到体积源作用下壳体的振动位移函数的模态系数, 进而获得壳体外辐射声场分布.

3 数值分析

为了分析体积源激励下的圆柱壳内外声场特性. 本文选取的体积源为顶部有圆形振动活塞的刚性球, 通过改变刚性球半径 a 的大小及振动面对应球心的角度 φ , 可以研究体积源指向性及源表面散射对圆柱壳结构内外声场的影响. 选取的圆柱壳模型结构长 $L = 9.6$ m, 半径 $R = 3.5$ m, 厚度 $h = 0.028$ m; 壳体的弹性杨氏模量 $E = 2.1 \times 10^{11}$ N/m², 泊松比 $\sigma = 0.3$, 密度 $\rho_s = 7800$ kg/m³, 损耗因子为 0.01. 壳体外部流体为水介质, 密度 $\rho_1 = 1000$ kg/m³, 声速 $c_1 = 1500$ m/s. 壳体内部流体为空气介质, 密度 $\rho_2 = 1.29$ kg/m³, 声速 $c_2 = 340$ m/s. 为了便于对比和分析体积源区别于点声源的特性, 改变活塞面振动强度使得体积源与点声源在自由场的辐射声功率相同, 活塞表面振速分布 v_r 的形式如下:

$$v_r(a, \varphi, \omega) = \begin{cases} U_0, & \varphi \in [0, \varphi_0], \\ 0, & \text{else.} \end{cases} \quad (22)$$

3.1 等效源参数选取及准确性分析

采用等效源法对体积源进行建模的过程中, 等效源面的形状、位置、数量等因素均会对声场计算

结果的准确性产生影响. 为了验证本文计算结果的有效性, 将球面活塞振动源置于圆柱壳内部几何中心, 半径 $a = 1$ m, 振动活塞面对应球心角度 $\varphi = 10^\circ$, 沿径向方向指向壳壁. 在圆柱壳内表面附近选取 360 个测量点进行对比验证, 测量点周向间隔为 20° , 轴向间隔为 $L/20$. 采用商业有限元软件计算结果作为真实值, 为了定量地描述误差的大小, 定义相对误差 η 为

$$\eta = \sqrt{\sum_{i=1}^M (|p_i - \tilde{p}_i|)^2} / \sqrt{\sum_{i=1}^M |\tilde{p}_i|^2} \times 100(\%), \quad (23)$$

式中 M 为测量点数, p_i 和 \tilde{p}_i 分别为等效源法和有限元法得到的球面活塞振动源在第 i 个测量点处产生的声压.

等效源面与结构表面共形是一种有较好适应性和收敛性的等效源布放方法^[26], 该方法往往通过缩进结构表面坐标来获得等效源面, 在误差允许范围内, 选取合适的缩进比率 $K (< 1)$ 有利于减少等效源的点数, 在保证计算结果准确性的同时降低计算复杂度. 在等效源面内, 采用将球面活塞振动源的方位角和俯仰角均匀离散化的方式布放等效源(图3).

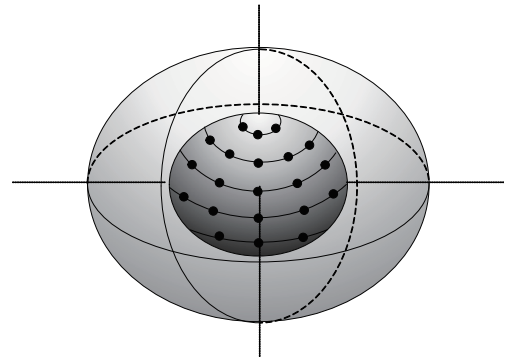


图3 等效源布放示意图

Fig. 3. Schematic diagram of equivalent source layout.

分别选取 10×10 和 20×20 个等效源点, 分析缩进比率 K 对计算结果的影响. 从图4可以看出, 等效源坐标位于体积源的中心位置或靠近结构表面都会引起较大的计算误差, 在等效源数量相同的情况下, 随着频率的升高, 缩进比率 K 对应相对误差较小的区间越来越窄, 当 K 值在 0.4—0.6 时, 在各频点的计算结果相对误差均小于 5%. 对图4仔细观察可以发现, 50 Hz 对应的相对误差相对偏大, 其量值与 250 Hz 对应的相对误差接近, 这主要是

由于在 50 Hz 附近发生了声腔共振现象, 在声腔共振频率附近通常会因部分共振频率计算的轻微偏差导致相对较大的声压响应误差, 这一点在建模过程中需要特别注意.

选取缩进比率 $K = 0.5$, 进一步分析等效源数量对计算结果的影响. 由图 5 (a) 可以看出, 随着激励频率的升高, 测量点声压的相对误差整体呈递增趋势. 对此可以根据允许的最大相对误差和频率范围, 通过增加等效源数量来提高计算结果的准确

性. 当等效源数量为 10×10 时, 在本文计算频率范围内, 测量点声压的相对误差小于 5%, 此时, 通过等效源法获得的内声场均方声压与有限元计算结果几乎完全重合 (图 5 (b)). 因此本文选取 10×10 个等效源和 $K = 0.5$ 的缩进比率作为等效源的布放参数. 需要注意的是, 当体积源的形状和坐标位置发生改变时, 应当根据实际情况对等效源的数量和位置的缩进比率进行分析和调整.

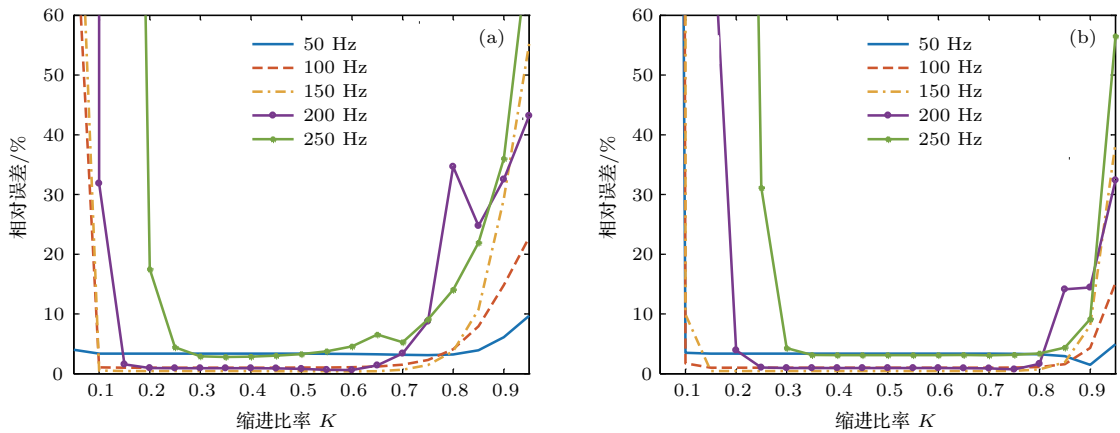


图 4 缩进比率 K 对计算误差的影响 (a) 10×10 个等效源点; (b) 20×20 个等效源点

Fig. 4. Effect of the indentation ratio K on the calculation error: (a) 10×10 equivalent source points; (b) 20×20 equivalent source points.

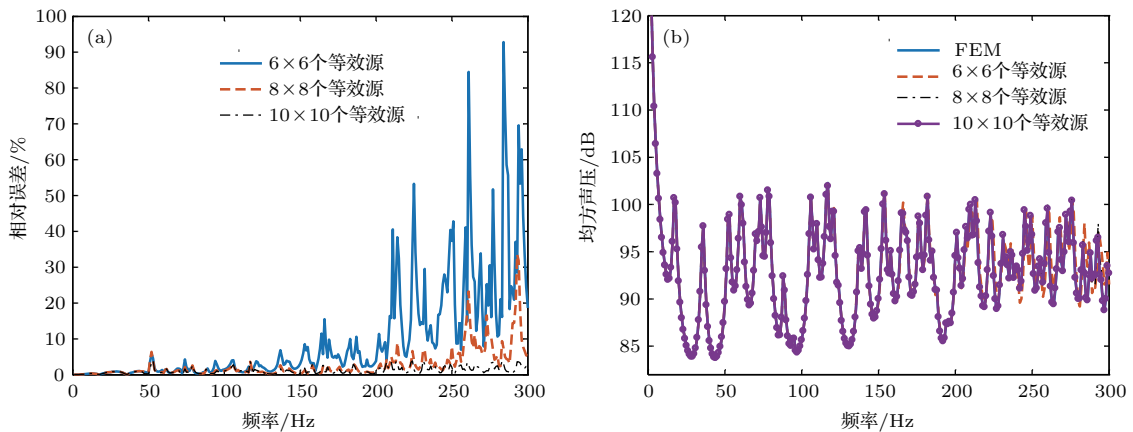


图 5 等效源数量对计算误差的影响 (a) 相对误差; (b) 均方声压

Fig. 5. Effect of the number of equivalent sources on the calculation error: (a) Relative error; (b) average quadratic pressure.

3.2 体积源表面声散射的影响

在自由场条件下, 体积源的声辐射特性可以用多个分布式点声源进行描述, 且点声源源强与自身位置无关. 在封闭声场结构内部, 由于体积源在声场中占据一定的空间分布, 导致体积源作为噪声源

的同时还作为一个散射体, 其表面的声散射作用对于大尺度体积源尤为显著. 为了便于和点声源对比, 选取一个半径为 1 m 的无指向脉动球 (活塞面对应球心角度 $\varphi = 180^\circ$) 作为激励源. 由图 6 可知, 体积源激励下壳体内声场的均方声压曲线在 50 Hz 以内频段与点声源的基本重合, 当激励频率高于

50 Hz 时, 体积源表面的声散射作用影响了壳体内声场的频响曲线. 然而一旦忽略体积源表面声散射作用, 则体积源与点声源对应的均方声压曲线则完全重合.

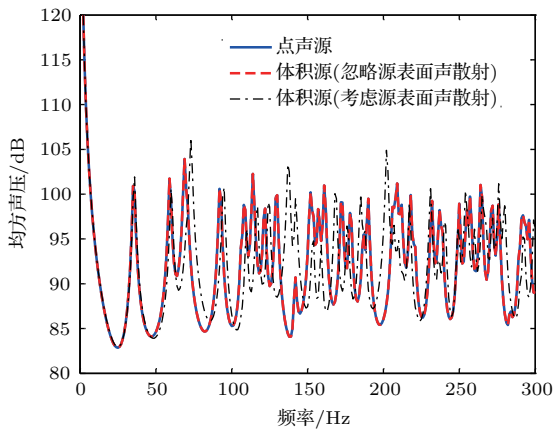


图6 体积源表面声散射对内声场的影响

Fig. 6. Effect of sound scattering from the source surface on internal sound field.

体积源表面的声散射作用与其几何尺寸密切相关. 图7(a)给出了不同半径的无指向性体积源激励下圆柱壳内部声场的变化情况, 从图7(a)可以看出, 圆柱壳内部声腔结构的共振频率随着体积源半径增大逐渐向高频发生偏移, 这是由于体积源表面具有散射体的特性, 不同半径尺寸的体积源改变了圆柱壳内部声场的结构. 由于体积源声散射作用对各阶共振峰偏移量的影响各不相同, 导致各共振峰对应的频率曲线相互交叉而呈现为不连续的“点状”分布. 而对于体积源激励频率低于50 Hz ($\lambda/R \approx 2$) 的频段, 或在体积源半径小于0.4 m ($a/R \approx 0.1$) 情况时, 体积源表面声散射作用

则表现不明显, 可见体积源表面的声散射作用是随频率和体积源尺寸的变化而逐渐变化的, 其主要表现在大尺寸源和相对较高的频率范围. 图7(b)给出了频带范围内不同尺寸的体积源引起内声场的总均方声压, 从图7(b)可以看出, 体积源表面的声散射作用主要影响了内声场共振峰的偏移, 对内声场整体强弱变化的影响较小.

体积源引起的内声场变化通过壳体结构影响了壳体的外辐射声场, 由图8可以看出, 壳体辐射声功率的频率响应也发生了类似于内声场的频率偏移, 同样对于小尺寸体积源在50 Hz 以下频段的源表面声散射作用表现不明显. 与之不同的是, 圆柱壳在环频以下总辐射声功率随着体积源半径变化出现了明显起伏, 如当体积源半径为0.9 m 和1.5 m 时, 其外辐射噪声能量明显高于其他尺寸大小的体积源, 通过对图8(a)进行观察, 可以发现这是由于在135 Hz 和150 Hz 附近出现较强声透射现象导致的.

下面对声透射较强的频段进行分析. 图9对比了135 Hz 附近内、外声场的频率响应曲线, 壳体结构本身在135 Hz 附近为其振动的固有频率, 当内声场的共振频率随着半径变化偏移到与结构固有频率重合时, 则产生内声场与壳体结构共振模态之间的耦合现象, 导致在135 Hz 附近出现较强的声透射现象. 通过对其他声透射较强的频段进行分析, 发现其原理与图9中情况类似. 为了降低水下结构的声透射现象, 在进行声学方面设计时, 尽量避免这类情况的发生.

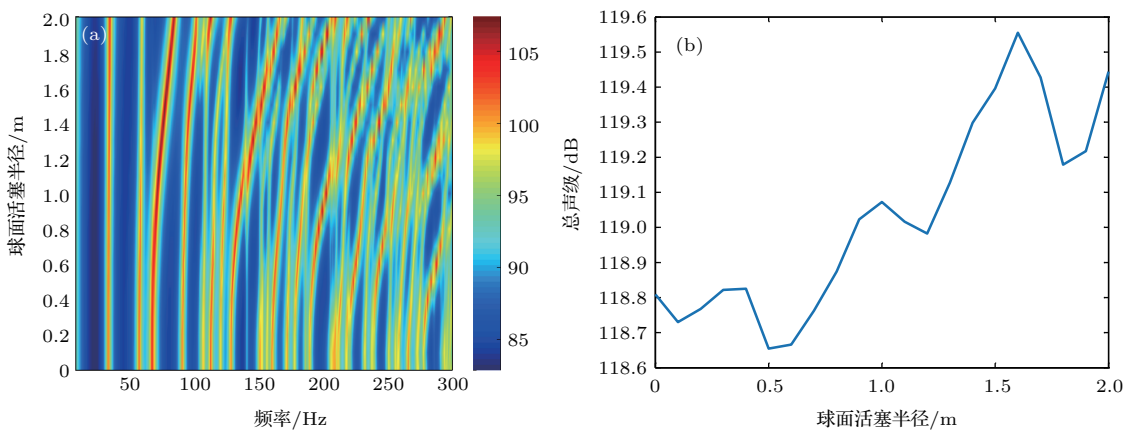


图7 体积源尺寸变化对内声场的影响 (a) 均方声压; (b) 带内总声级

Fig. 7. Effect of the source size on internal sound field: (a) Average quadratic pressure; (b) total sound level.

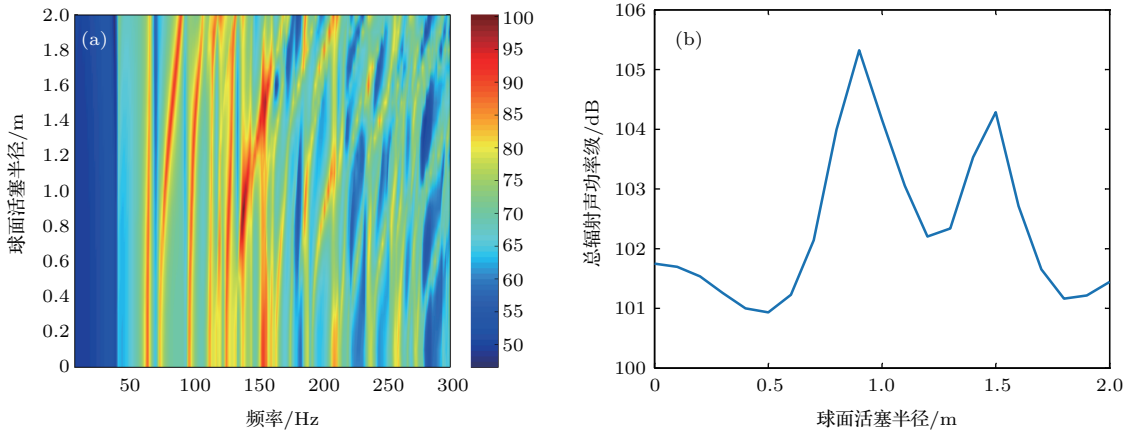


图8 体积源半径变化对外声场的影响 (a) 辐射声功率; (b) 带内总辐射声功率

Fig. 8. Effect of the source size on external sound field: (a) Radiated sound power; (b) total radiated sound power.

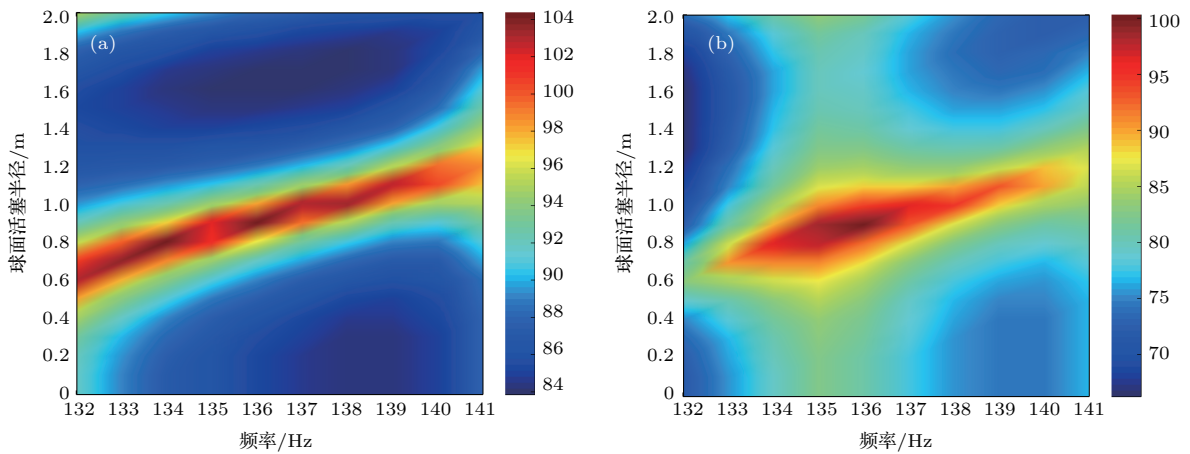


图9 较强声透射现象分析 (a) 内声场均方声压; (b) 外声场辐射声功率

Fig. 9. Analysis of strong sound transmission: (a) Internal average quadratic pressure; (b) external radiated sound power.

3.3 体积源指向性的影响

辐射噪声的空间指向性是体积源区别于点声源的重要特征. 体积源表面质点振速幅度和相位不一致导致了体积源辐射声场在空间上具有一定的分布特性. 以往在研究体积源指向性时, 主要集中在噪声源远场辐射声压分布特性上, 考虑到在低频段体积源辐射声波波长一般大于甚至远大于体积源最大尺度, 故通常忽略体积源辐射噪声指向性影响, 将其简化为点声源模型. 然而, 壳体结构内部空间狭小, 不满足声辐射的远场条件, 因而有必要研究体积源指向性对壳体内外声场的影响. 图 10 为 $k_t a = 1$ ($k_t = \omega/c_2$) 时不同 φ 值情况下体积源辐射声场的空间分布情况, 其中图 10(a) 和图 10(b) 中的声压分布是在自由场条件下获得的, 图 10(c) 则为体积源激励下圆柱壳内部的声压分布情况. 不难看出, 相比远场声压空间分布特性, 虽然体积源辐射声压空间分布在近场起伏相对明显, 但在相同距

离条件下声压幅值起伏小于 10 dB. 而一旦将体积源置于壳体内部, 在距离体积源中心相同距离处的声压起伏则变得十分剧烈.

下面通过改变 φ 值讨论体积源指向性强弱对壳体内、外声场影响的一般规律 (图 11 和图 12). 当 φ 值较小时, 体积源具有相对较强的指向性; 随着 φ 值的增大, 体积源指向性逐渐减弱; 当 $\varphi = 180^\circ$ 时, 体积源为无指向性的脉动球源. 由图 11(a) 可知, 当体积源指向性较强时在低频段可以激发壳体内声场更多的共振峰, 当体积源指向性较弱时壳体内声场能量在频域上相对集中. 而壳体的外辐射声场特性有所不同, 由图 12(a) 可知, 由于壳体结构响应对外辐射声场的影响, 体积源指向性强弱改变了壳体结构声透射的作用频段. 通过对图 11(b) 和图 12(b) 观察可知, 虽然体积源指向性强弱对圆柱壳内、外声场有一定的影响, 但整体声场强弱趋势变化都在 1 dB 范围以内.

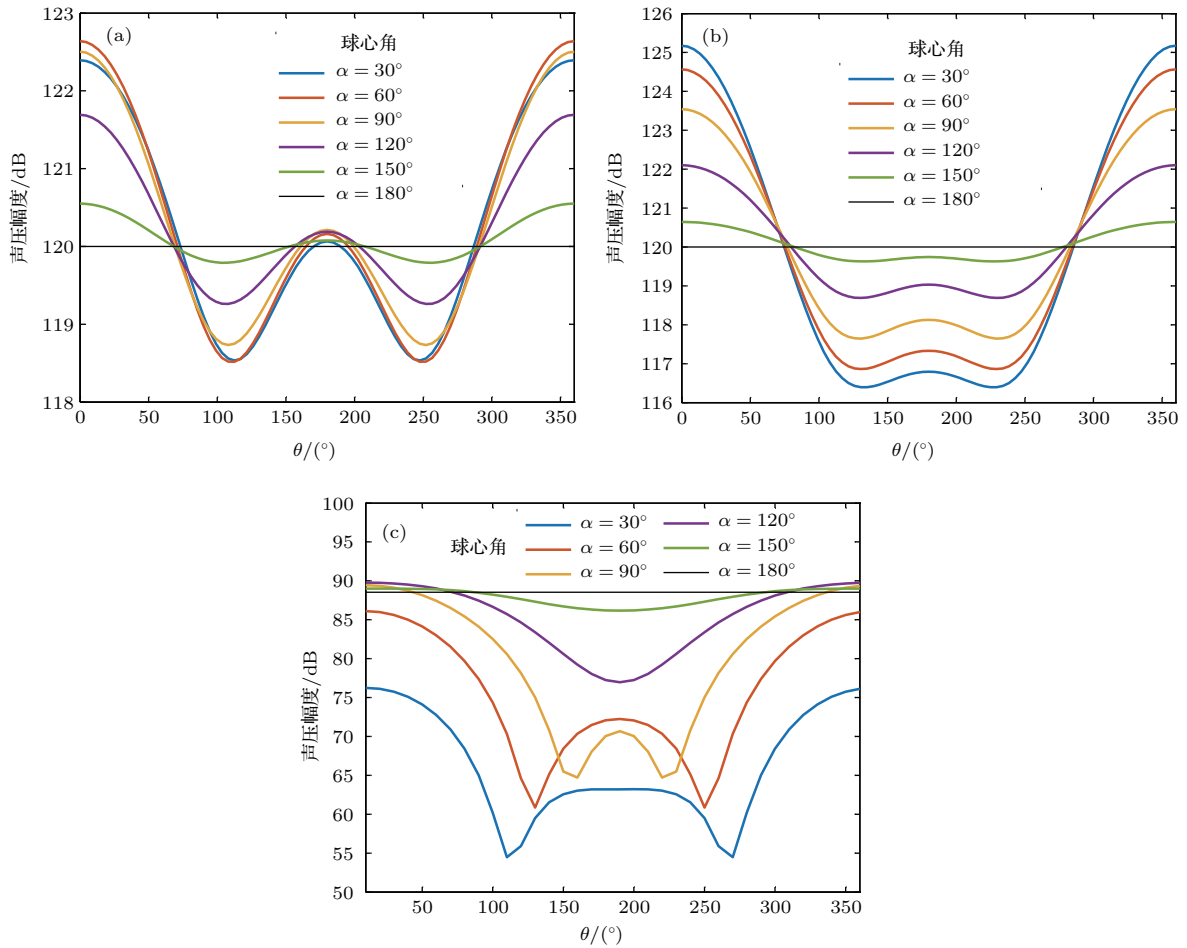


图10 球面活塞振动源的辐射声压指向性 (a) 自由场条件下, 远场归算到 $r = 3.5$ m 处; (b) 自由场条件下 $r = 3.5$ m; (c) 圆柱壳内 $r = 3.5$ m
 Fig. 10. Directivity of radiation pressure on spherical piston vibration source: (a) Free field condition, far field reduction to $r = 3.5$ m; (b) free field condition $r = 3.5$ m; (c) inside cylindrical shell $r = 3.5$ m.

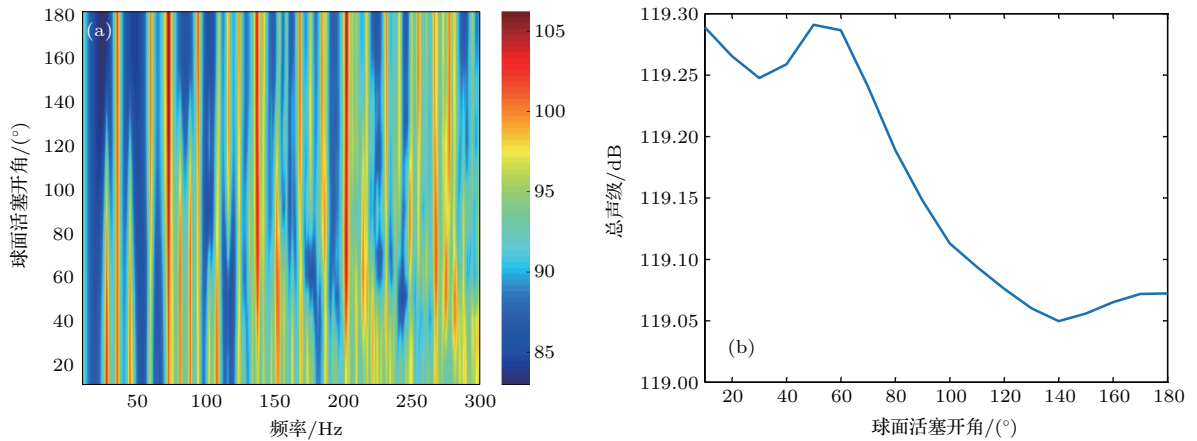


图11 体积源指向性变化对内声场影响 (a) 均方声压; (b) 带内总声级
 Fig. 11. Effect of finite-size source directivity on internal sound field: (a) Average quadratic pressure; (b) total sound level.

体积源指向性强弱影响了壳体外的辐射声功率频响曲线, 同时也改变了外辐射声场的指向性特性. 图13 分别给出了在体积源不同频率激励下, 圆柱壳 $z = 0$ 处, 圆柱壳周向的远场指向性规律, 其中

声压幅值按照球面波扩展归算到壳体表面附近. 不难看出, 体积源指向性越强则壳体远场辐射噪声指向性越强, 随着频率的升高, 壳体远场辐射噪声指向性由于壳体振动特性的变化起伏越来越剧烈.

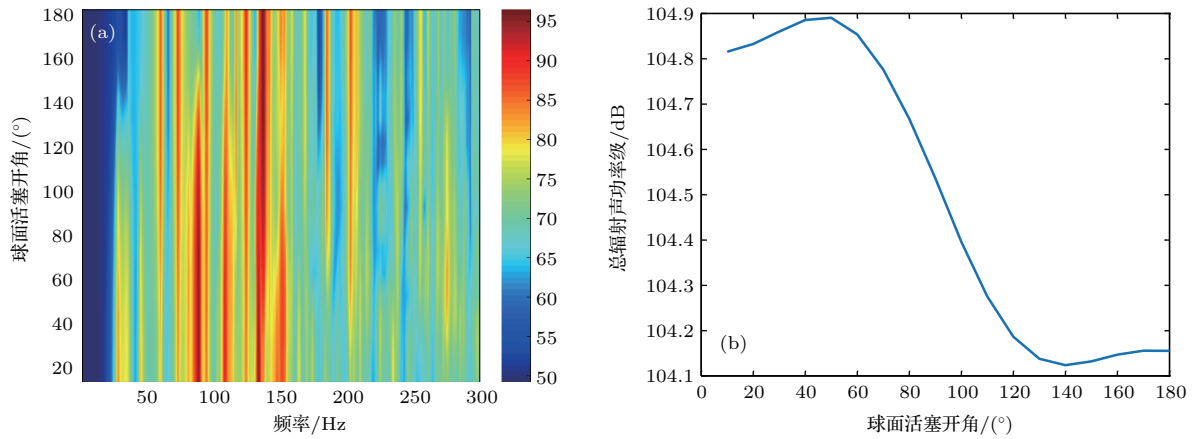


图 12 体积源指向性变化对外声场影响 (a) 辐射声功率; (b) 带内总辐射声功率

Fig. 12. Effect of finite-size source directivity on external sound field: (a) Radiated sound power; (b) total radiated sound power.

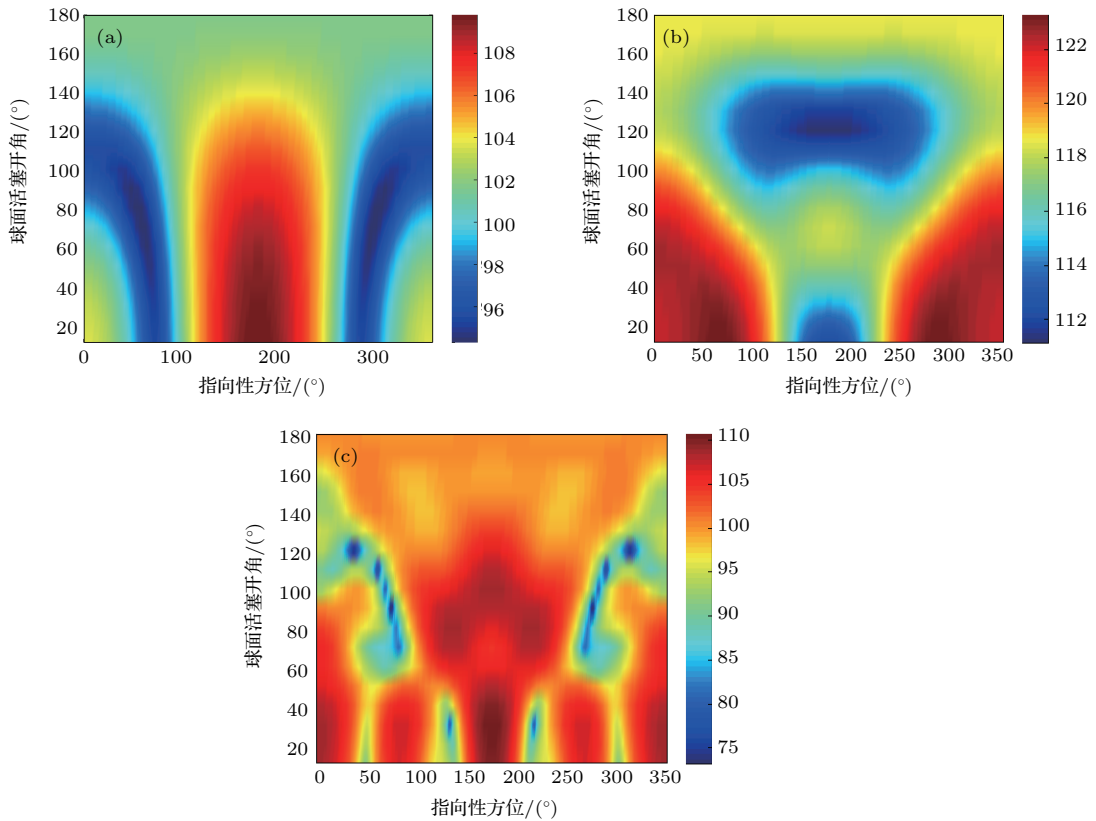


图 13 体积源作用下外辐射声场指向性 (a) $f = 50$ Hz; (b) $f = 150$ Hz; (c) $f = 250$ Hz

Fig. 13. Directivity of radiation sound field excited by finite-size source: (a) $f = 50$ Hz; (b) $f = 150$ Hz; (c) $f = 250$ Hz.

4 结 论

本文结合等效源和柱腔 Green 函数构造了圆柱壳内部的体积源模型, 通过分析等效源布放参数引起计算结果的相对误差, 给出了等效源布放参数与壳体内部声场计算结果准确性之间的关系; 通过

改变体积源尺寸讨论了体积源表面声散射作用对壳体内、外声场的影响; 最后, 通过改变体积源表面振动分布研究了体积源指向性强弱与圆柱壳内外声场之间的关系, 主要结论如下。

1) 体积源的等效源参数选择直接影响计算结果的准确性, 其具体参数设置应根据体积源的实际形状和坐标位置进行分析和调整, 一般情况下等效

源坐标位于体积源几何中心位置或靠近体积源表面都会引起较大的计算误差,其坐标位于体积源几何中心与结构表面之间0.4—0.6附近时计算误差较小.等效源的数量应根据允许最大相对误差和体积源激励频率进行确定,随着频率的升高,增加等效源的数量可以提高计算结果的准确性.

2) 体积源表面的声散射作用与其几何尺寸密切相关.大尺度体积源表面的声散射作用改变了圆柱壳内部的声场结构,而圆柱壳内部声腔结构的共振频率随着体积源尺寸变大逐渐向高频发生偏移,圆柱壳内部声场结构的改变进而影响了内声场与壳体结构之间的耦合关系,并在部分频段产生较强的声透射现象.体积源表面的声散射作用主要表现在大尺寸源和相对较高的频率范围,而对于小尺寸体积源在低频段的声散射作用则表现不明显.一旦忽略体积源表面的声散射作用,则无指向性体积源与点声源可以相互等效.

3) 由于体积源表面振动分布十分复杂,产生的辐射噪声具有一定的空间分布特性,相比于声辐射远场问题,体积源辐射噪声的空间分布特性在近场条件下更为显著.虽然体积源指向性强弱对圆柱壳内声场均方声压及壳体结构总辐射声功率的影响较小,但体积源指向性变化影响了圆柱壳内的声场分布,进而改变了圆柱壳外的辐射声场指向性特性,并且随着频率的升高,圆柱壳远场辐射噪声指向性的起伏越来越剧烈.

参考文献

- [1] Pan A, Fan J, Wang B, Chen Z G, Zheng G Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 214301 (in Chinese) [潘安, 范军, 王斌, 陈志刚, 郑国垠 2014 物理学报 **63** 214301]
- [2] Shang D J, Qian Z W, He Y A, Xiao Y 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 084301 (in Chinese) [商德江, 钱治文, 何元安, 肖妍 2018 物理学报 **67** 084301]
- [3] Guo W J, Li T Y, Zhu X, Qu K Y 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 084302 (in Chinese) [郭文杰, 李天匀, 朱翔, 屈凯昉 2018 物理学报 **67** 084302]
- [4] Dowell E H, Gorman G F, Smith D A 1977 *J. Sound. Vib.* **52** 519
- [5] Dowell E H 1980 *J. Aircraft* **17** 690
- [6] Fuller C R 1986 *J. Sound. Vib.* **109** 259
- [7] Pan X, MacGillivray I, Tso Y, Peters H 2013 *Proceedings of Acoustics 2013 Victor Harbor, Australia, November 17–20, 2013* p1
- [8] Chen M X, He W P, Qiu C L, Chen Q K 2011 *J. Huazhong Univ. Sci. Tech.* **39** 55 (in Chinese) [陈美霞, 和卫平, 邱昌林, 陈清坤 2011 华中科技大学学报 **39** 55]
- [9] Koopmann G H, Song L, Fahline J B 1989 *J. Acoust. Soc. Am.* **86** 2433
- [10] Song L, Koopmann G H, Fahline J B 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 2625
- [11] Yu F, Chen X Z, Li W B, Chen J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2607 (in Chinese) [于飞, 陈心昭, 李卫兵, 陈剑 2004 物理学报 **53** 2607]
- [12] Li J Q, Chen J, Yang C, Jia W Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4258 (in Chinese) [李加庆, 陈进, 杨超, 贾文强 2008 物理学报 **57** 4258]
- [13] Chen H Y, Shang D J, Li Q, Liu Y W 2013 *Acta Acoust.* **38** 137 (in Chinese) [陈鸿洋, 商德江, 李琪, 刘永伟 2013 声学学报 **38** 137]
- [14] Vecherin S N, Wilson D K 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 3608
- [15] Pan X, Tso Y, Forrest J, Peters H 2014 *Inter. Noise 2014 Melbourne, Australia, November 16–19, 2014* p4505
- [16] Bi C X, Chen X Z, Chen J 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **123** 1472
- [17] Bi C X, Bolton J S 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 1260
- [18] Liu Y F, Bolton J S 2013 *Proc. Mtgs. Acoust.* **19** 015130
- [19] Liu Y F, Bolton J S 2017 *Noise Control Engr. J.* **65** 406
- [20] Bi C X, Jing W Q, Zhang Y B, Lin W L 2017 *J. Sound. Vib.* **386** 149
- [21] Di X, Gilbert K E 1993 *J. Acoust. Soc. Am.* **93** 714
- [22] Ochmann M 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **116** 3304
- [23] Langrenne C, Melon M, Garcia A 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **121** 2750
- [24] Woo H, Shin Y S 2016 *J. Comput. Acoust.* **24** 1550021
- [25] Stepanishen P R 1982 *J. Acoust. Soc. Am.* **71** 813
- [26] Gounot Y J R, Musafir R E 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **122** 3195

Sound radiation from finite cylindrical shell excited by inner finite-size sources*

Yang De-Sen¹⁾²⁾³⁾ Zhang Rui¹⁾³⁾ Shi Sheng-Guo¹⁾²⁾³⁾†

1) (*Underwater Acoustic Science and Technology Laboratory, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

2) (*Key Laboratory of Marine Information Acquisition and Security (Harbin Engineering University), Ministry of Industry and Information Technology, Harbin 150001, China*)

3) (*College of Underwater Acoustic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

(Received 16 September 2018; revised manuscript received 11 October 2018)

Abstract

The study of the characteristics of noise sources in cylindrical shells is the foundation of sound field prediction. Although noise sources are usually regarded as point sources to simplify the calculation model in noise source localization and waveguide sound propagation, the approximation is limited to far-field problems. For the near-field acoustics problems in engine room and ship cabin, the radiated noise possesses the spatial directivity because of the complex vibration distribution of the noise source surface. Moreover, the sound scattering on the surface of finite-size sources makes the noise source itself act not only as the energy input of sound field, but also as the scatterer to change the structure of sound field in the environment. These factors lead to large errors when the finite-size source is simplified into a point source. In order to explore the influence of finite-size source on the acoustic field inside and outside the underwater vehicle structure, the shell coupled equation is constructed by combining thin shell theory, equivalent source and Green function. The effects of source surface scattering and directivity on the acoustic field inside and outside the cylindrical shell are studied. The results show that the accuracy of finite-size source construction is related to the equivalent source location. It proves that equivalent source allocation should be arranged in the middle of the geometric center of sources and its structural surface. Sound scattering from the surface of the finite-size source will change the sound field inside the shell, and then the resonant peaks of the cavity are shifted to the high frequencies as the source volume increases, which causes a strong sound transmission phenomenon in some frequency bands. In addition, the directivity of the finite-size source has little effect on the intensity of the sound field inside and outside the shell, which is evident in changing the far-field directivity of the radiated sound field. The research results are valuable for noise prediction and noise control.

Keywords: finite-size source, equivalent source, cylindrical shell, sound transmission

PACS: 43.30.+m, 43.40.+s, 43.20.+g, 43.50.+y

DOI: 10.7498/aps.67.20181716

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61601149) and the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of Ministry of Education of China (Grant No. IRT_16R17).

† Corresponding author. E-mail: shishengguo@hrbeu.edu.cn