

文章编号:1006-1355(2022)01-0238-06

半空间近场声全息技术的等效源配置研究

景文倩

(湖北文理学院 纯电动汽车动力系统设计与测试湖北省重点实验室, 湖北 襄阳 441053)

摘要:当振动体位于某边界面上方时,通常可采用半空间近场声全息技术重构三维空间声场,以便考虑该边界面反射作用对声场的影响。其中,基于等效源法的半空间近场声全息技术将反射声视为由一系列位于边界面下方的等效源辐射所得,采用自由空间传递函数即可实现半空间声场重建,原理简单,计算方便,但该方法计算精度严重依赖于等效源配置。如果等效源配置不合理,重建精度很低,甚至重建失效。而目前的等效源配置方法主要适用于自由声场。以探索适用于半空间声场的等效源配置方法为目标,通过数值仿真研究和分析,寻找合适的等效源配置方案,最终获得更高更稳定的半空间声场重建精度。

关键词:声学;近场声全息技术;半空间声场;等效源法;等效源配置

中图分类号:O422.2;O422.3

文献标志码:A

DOI编码:10.3969/j.issn.1006-1355.2022.01.039

Study on Equivalent Source Configuration in Semi-space Near-field Acoustic Holography

JING Wenqian

(Hubei Key Laboratory of Power System Design and Test for Electrical Vehicle,
Hubei University of Arts and Sciences, Xiangyang 441053, Hubei, China)

Abstract : When a vibrating object is located above a reflection plane, the semi-space nearfield acoustic holography can be used to reconstruct the 3D sound field so as to consider the influence of reflected sound from the plane on the sound field. The semi-space near-field acoustic holography based on equivalent source method, in which the reflected sound is treated as a radiation from a series of equivalent sources beneath the boundary plane, can reconstruct the sound field by using the free space transfer function. Thus, the method is simple in principle and convenient in calculation. However, this method relies on the equivalent source configuration heavily and may give poor reconstruction results if the equivalent source configuration is unreasonable. At present, the equivalent source configuration principle is mainly applicable to the free sound field. This paper focuses on exploring the appropriate configuration of equivalent sources to improve the reconstruction results and provide stable reconstruction accuracy though numerical simulations and analysis.

Key words : acoustics; near-field acoustic holography; semi-space sound field; equivalent source method; equivalent source configuration

近场声全息技术^[1-5](Near-field acoustic holography, NAH)是一种有效的声场可视化和声源定位工具,因此得到很多研究学者的青睐。从空间傅里叶变换方法到逆边界元方法、最小二乘法、统计最优法和等效源法,NAH技术的全息变换算法一直在持续发展和完善。然而,应用这些算法的前提是全息数据必须在一个自由声场环境中获取。事实上,大多

数振动体可能被固定在某一边界面上,或位于边界面上方,导致自由空间声场变成半空间声场,此时由边界面产生的反射声对空间声场的影响应当予以考虑。

由于声场分离技术^[6-8]可以分离传入波和传出波,因此可用来重建半空间声场。而且该技术有一个明显优势,即不需要知道反射面的表面声阻抗。但该技术应用于半空间声场时要求测量面必须是包络振动体的封闭面,以确保反射声刚好从测量面的另一侧传播至待研究的半空间声场。此外,该技术本身对测量面也有诸多要求,比如双面声压测量^[6]、双面质点振速测量^[7],或单面声压-质点振速测量^[8],需要高额的测量成本,包括测量设备等经济成本和

收稿日期:2021-01-13

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11704110);湖北省优势特色学科群开放基金资助项目(XKQ2020010)

作者简介:景文倩(1987-),女,湖北省襄阳市人,博士,讲师,主要从事噪声源识别与汽车测试研究。

E-mail: jwqtkhz@126.com

测量工作等时间成本。

如果反射面的表面声阻抗已知,可通过将半空间格林函数引入传统近场声全息技术^[9-10],来实现半空间声场重建。目前有两类半空间格林函数:一类基于平面波假设^[9],认为被反射的声波是平面波,在振动体与反射面距离不够远的情况下半空间声场重建精度显著降低;另一类基于真实的球面波,自动满足反射面的边界条件,可获取较高的半空间声场重建精度,但因涉及积分运算,计算很耗时^[8]。

另一方面,在反射面表面声阻抗未知的条件下,若将因反射面产生的反射声视为由一系列位于反射面下方的等效源辐射所得^[11],那么半空间声场问题将转换成多源自由声场问题,即无需考虑反射面的表面声阻抗,也避免了积分计算,且全息数据只需测量单面声压或单面质点振速即可获取,大大降低测量成本。由于该方法独立于反射面表面声阻抗,且基于等效源方法,故将其命名为 I-ESM (Independent-equivalent source method)。ESM 严重依赖于等效源的配置,因此不合理的等效源配置可能显著降低声场重建精度甚至导致重建失效,而目前有关等效源配置的研究主要针对自由空间声场。本文将探索适用于半空间声场的等效源配置方法,尤其是表征反射面作用的一系列等效源的配置方案,通过数值仿真研究和分析,寻找一种合适的等效源配置方案,以保证重建半空间声场时始终获得较高精度。

1 理论基础

根据 I-ESM 的思想,如果一个振动体位于某无限大反射面上方时,反射声将被视为由一系列位于反射面下方的等效源辐射所得,那么半空间声场将转化成由振动体本身和一系列表征反射声的等效源组成的多源自由声场。

针对表征反射声作用的等效源,文献[11]介绍了两种配置方式:位于像源内部(IIS, Inside the Image Source)和位于接近反射面的平面(CRP, Close to the Reflecting Plane)。如果采用 IIS 配置,则认为反射声由一个与振动体形状相同的声源所辐射,且这个声源与振动体关于反射面对称布置;如果采用 CRP 配置,则认为反射声由一个与反射面平行的平面声源所辐射。根据文献[11],基于 IIS 配置的 I-ESM 始终可以获得较高的半空间声场重建精度,而基于 CRP 配置的 I-ESM 却不能保证半空间声场重建精度的稳定性,有时会得到比较糟糕的重建结果。据此,本文将研究基于 CRP 配置的 I-ESM 技术,通过研究不同等效源配置方案对该技术重建精度的影响,寻找适用于半空间声场的等效源配置方案。

如果振动体位于某反射面上方时,则声场可以由位于振动体内部的简单源和位于反射面下方的简单源所辐射的声场叠加替代,其原理示意图如图1所示。

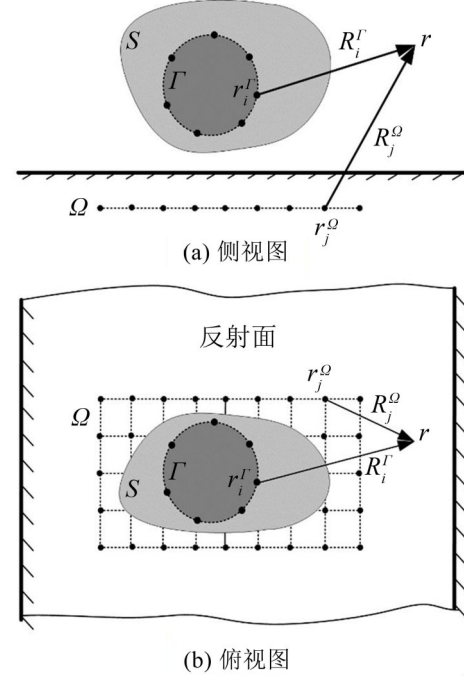


图1 基于CRP配置的I-ESM的原理示意图

给定声场中某点 r ,则声压可以表示为:

$$p(r) = i\rho\omega \left[\sum_{i=1}^I q_i^{\Gamma} g_{\text{free}}(r, r_i^{\Gamma}) + \sum_{j=1}^J q_j^{\Omega} g_{\text{free}}(r, r_j^{\Omega}) \right] \quad (1)$$

式中: ρ 是空气密度, ω 是角频率, I 和 J 分别是虚源面 Γ 和 Ω 上的等效源数目, q_i^{Γ} 和 q_j^{Ω} 分别是 Γ 上第 i 个等效源和 Ω 上第 j 个等效源的源强, r_i^{Γ} 和 r_j^{Ω} 分别是 Γ 上第 i 个等效源和 Ω 上第 j 个等效源的位置。这里 g_{free} 代表自由空间格林函数,可表示为:

$$g_{\text{free}}(r, r_i^{\Gamma}) = \frac{e^{ikR_i^{\Gamma}}}{4\pi R_i^{\Gamma}}, \quad g_{\text{free}}(r, r_j^{\Omega}) = \frac{e^{ikR_j^{\Omega}}}{4\pi R_j^{\Omega}} \quad (2)$$

式中: k 是波数, R_i^{Γ} 和 R_j^{Ω} 分别是场点 r 与等效源点 r_i^{Γ} 和 r_j^{Ω} 的距离。

假定全息面 H 有 M 个测量点,则式(1)可以写成矩阵的形式:

$$P^H = i\rho\omega \left(G_{p,\text{free}}^{\Gamma H} Q^{\Gamma} + G_{p,\text{free}}^{\Omega H} Q^{\Omega} \right) = i\rho\omega \begin{bmatrix} G_{p,\text{free}}^{\Gamma H} & G_{p,\text{free}}^{\Omega H} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q^{\Gamma} \\ Q^{\Omega} \end{bmatrix} = i\rho\omega G_{p,\text{free}}^{\Sigma H} Q^{\Sigma} \quad (3)$$

式中: $G_{p,\text{free}}^{\Gamma H}$ 是表征 H 上声压与 Γ 上等效源之间的声压传递函数矩阵, $G_{p,\text{free}}^{\Omega H}$ 是表征 H 上声压与 Ω 上等效源之间的声压传递函数矩阵, $G_{p,\text{free}}^{\Sigma H}$ 是表征 H 上声压与 Γ 和 Ω 上等效源之间的综合声压传递函数矩阵,

$Q^{\Gamma} = [q_1^{\Gamma}, \dots, q_i^{\Gamma}, \dots, q_l^{\Gamma}]$ 和 $Q^{\Omega} = [q_1^{\Omega}, \dots, q_j^{\Omega}, \dots, q_l^{\Omega}]$ 分别是 Γ 上和 Ω 上的等效源强列向量, Q^{Σ} 是 Γ 和 Ω 上综合源强列向量。根据广义逆矩阵, 可得等效源强列向量 Q^{Σ} 的正则化解为

$$Q^{\Sigma} = \frac{1}{i\rho\omega} [(\mathbf{G}_{p,\text{free}}^{\Sigma H})^H \mathbf{G}_{p,\text{free}}^{\Sigma H} + \varepsilon \mathbf{E}]^{-1} (\mathbf{G}_{p,\text{free}}^{\Sigma H})^H \mathbf{P}^H \quad (4)$$

式中: “H” 代表厄密特共轭转置, “-1” 代表矩阵逆运算, ε 正则化参数, \mathbf{E} 是单位矩阵。

将求解的等效源强列向量 Q^{Σ} 的正则解代入式(1), 即可重建半空间声场中任意点处的声压。同时, 振动体表面的法向振速也可得到重建:

$$\mathbf{V}^S = \mathbf{G}_{v,\text{free}}^{\Sigma S} Q^{\Sigma} \quad (5)$$

式中: $\mathbf{G}_{v,\text{free}}^{\Sigma S}$ 是振动体表面 S 上法向振速与 Γ 和 Ω 上等效源之间的振速传递函数矩阵, 表征质点振速传递函数关系, 可表示为:

$$\mathbf{G}_{v,\text{free}}^{\Sigma S} = [\mathbf{G}_{v,\text{free}}^{\Gamma S} \quad \mathbf{G}_{v,\text{free}}^{\Omega S}] \quad (6)$$

式中: $\mathbf{G}_{v,\text{free}}^{\Gamma S}$ 和 $\mathbf{G}_{v,\text{free}}^{\Omega S}$ 分别由以下函数组成:

$$g_{v,\text{free}}(r_n^S, r_i^{\Gamma}) = \frac{(1 - ikR_{in}^{\Gamma S}) e^{ikR_{in}^{\Gamma S}}}{4\pi (R_{in}^{\Gamma S})^2} \cos(\phi_{in}^{\Gamma S}),$$

$$\cos(\phi_{in}^{\Gamma S}) = \frac{(r_n^S - r_i^{\Gamma}) \cdot \mathbf{n}^S}{|r_n^S - r_i^{\Gamma}|} \quad (7)$$

$$g_{v,\text{free}}(r_n^S, r_j^{\Omega}) = \frac{(1 - ikR_{jn}^{\Omega S}) e^{ikR_{jn}^{\Omega S}}}{4\pi (R_{jn}^{\Omega S})^2} \cos(\phi_{jn}^{\Omega S}),$$

$$\cos(\phi_{jn}^{\Omega S}) = \frac{(r_n^S - r_j^{\Omega}) \cdot \mathbf{n}^S}{|r_n^S - r_j^{\Omega}|} \quad (8)$$

式中: “ \cdot ” 表示点积运算, \mathbf{n}^S 是振动体表面的单位法向量, $R_{in}^{\Gamma S}$ 是振动体表面第 n 个节点 r_n^S 与 r_i^{Γ} 之间的距离, $R_{jn}^{\Omega S}$ 是 r_n^S 与 r_j^{Ω} 之间的距离。

2 基本仿真参数

根据文献[11], 基于 CRP 配置的 I-ESM 技术不能提供稳定的半空间声场重建精度, 有时重建结果很不理想, 其最大原因可能是等效源配置不合理, 尤其是布置在 Ω 上表征反射声作用的等效源。本节将研究 Ω 上的等效源配置对该技术重建半空间声场精度的影响, 寻找合适的等效源配置方案, 以获得更高更稳定的半空间声场重建精度。

如图2所示, 一个半径为 0.1 m 的球形声源 S 位于某反射面上方。假定该反射面是 Delany and Bazley 类型^[12], 而且拥有无限厚度, 那么表面阻抗 Z 可表示为:

$$Z = \rho c \left[1 + 9.08 \left(\frac{f}{\sigma_0} \right)^{-0.75} + i \times 11.9 \left(\frac{f}{\sigma_0} \right)^{-0.73} \right] \quad (9)$$

式中: f 是频率, σ_0 是流阻, 采用 Cgsunits ($\text{g} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$)。

需要注意的是, 式(9)未考虑入射角度影响, 即该反射面材料属于局部响应。

以球声源 S 的圆心在反射面上的投影为原点, 反射面为 xoy 平面, 建立笛卡尔直角坐标系, $z > 0$ 的声场即为待研究的半空间声场, 如图2所示。图2很直观地展示了球声源 S 、全息面 H 、虚源面 Γ 和 Ω 在三维空间中的相对位置关系。为了更清晰地说明测量参数和等效源配置参数, 又用图3给出仿真示意图的俯视图和侧视图。

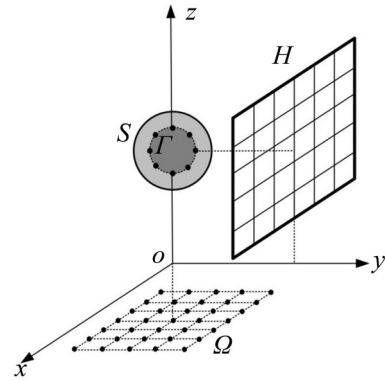


图2 声源 S 、全息面 H 、虚源面 Γ 和 Ω 在三维空间的相对位置示意图

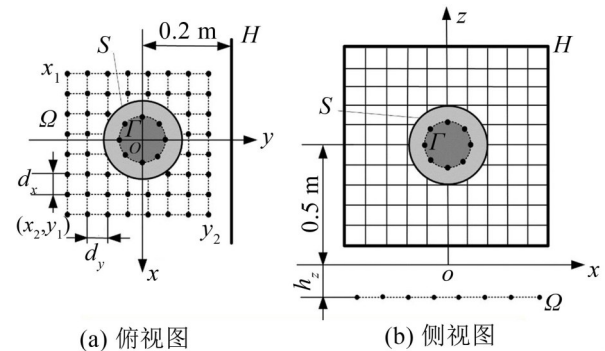


图3 声源 S 、全息面 H 、虚源面 Ω 的平面位置关系及 Ω 尺寸和等效源分布间隔

从图3中可以看出, 球声源 S 的球心距离反射面 0.5 m, 全息面 H 位于 $y=0.2$ m 处。全息测量范围沿 x 方向上为 -0.25 m \sim 0.25 m, 沿 z 方向上为 0.25 m \sim 0.75 m, 测量间隔沿 x 和 z 方向上均为 0.05 m。

将声源 S 均匀离散为 42 个节点, 在方位角和极角方向的离散间隔分别是 $\pi/4$ 和 $\pi/6$ 。表征振动体本身的一系列等效源布置在与球声源 S 同心的小球面 Γ 上, 其球面半径为 0.02 m。 Γ 上等效源的分布间隔与球声源表面的节点分布一致。

给定球声源表面的法向振速为:

$$v^S = v_0 \frac{z^S - z_a}{r_a} \quad (10)$$

式中: v_0 是均匀径向振速, r_a 是振动球的半径, z^S 是振动球表面节点的 z 坐标, z_a 是球心的 z 坐标。全息声

压数据由边界元方法计算得到,其中反射面流阻设置为 35 cgs units,并加入信噪比为 30 dB 的高斯白噪声。

3 等效源配置讨论

如图 3 所示, Ω 是平行于反射面的平面,其上等效源的配置方案可以从两个方面考虑:

(1) Ω 的位置,以相对反射面的后退距离 h_z 表示,依次设置为 -0.001 m, -0.2 m, -0.5 m 和 -1 m;

(2) Ω 的大小、等效源分布间隔等,以参数组 $(x_1, x_2, y_1, y_2, d_x, d_y)$ 表示,共设置 18 组,如表 1 所示。其中, x_1 和 x_2 分别表示 Ω 在 x 方向上的最小和最大坐标值, y_1 和 y_2 分别表示 Ω 在 y 方向上的最小和最大坐标值, d_x 和 d_y 分别表示等效源在 x 和 y 方向上的分布间隔,如图 3(a) 所示。

表 1 等效源配置参数组 $(x_1, x_2, y_1, y_2, d_x, d_y)$

序号	$(x_1, x_2)/\text{m}$	$(y_1, y_2)/\text{m}$	d_x/m	d_y/m
1	(-0.2, 0.2)	(-0.2, 0.2)	0.050	0.050
2	(-0.2, 0.2)	(-0.2, 0.2)	0.025	0.025
3	(-0.1, 0.1)	(-0.1, 0.1)	0.050	0.050
4	(-0.1, 0.1)	(-0.1, 0.1)	0.025	0.025
5	(-0.05, 0.05)	(-0.05, 0.05)	0.050	0.050
6	(-0.05, 0.05)	(-0.05, 0.05)	0.025	0.025
7	(-0.25, 0.25)	(0.1, 0.2)	0.050	0.050
8	(-0.25, 0.25)	(0.1, 0.2)	0.050	0.025
9	(-0.25, 0.25)	(0, 0.2)	0.050	0.050
10	(-0.25, 0.25)	(0, 0.2)	0.050	0.025
11	(-0.25, 0.25)	(-0.1, 0.2)	0.050	0.050
12	(-0.25, 0.25)	(-0.1, 0.2)	0.050	0.025
13	(-0.25, 0.25)	(-0.2, 0.2)	0.050	0.050
14	(-0.25, 0.25)	(-0.2, 0.2)	0.050	0.025
15	(-0.25, 0.25)	(-0.1, 0.1)	0.050	0.050
16	(-0.25, 0.25)	(-0.1, 0.1)	0.050	0.025
17	(-0.25, 0.25)	(-0.05, 0.05)	0.050	0.050
18	(-0.25, 0.25)	(-0.05, 0.05)	0.050	0.025

分别采用不同后退距离 h_z 和不同参数组 $(x_1, x_2, y_1, y_2, d_x, d_y)$, 采用基于 CRP 配置的 I-ESM 技术重建 500 Hz 时球声源表面法向振速, 其重建误差如图 4 所示。这里, 定义法向振速的重建误差为:

$$E_r = \frac{\|V_{\text{recon}}^S - V_{\text{theo}}^S\|_2}{\|V_{\text{theo}}^S\|_2} \times 100\% \quad (11)$$

式中: V_{recon}^S 和 V_{theo}^S 分别是球声源表面法向振速的重建值和理论值。

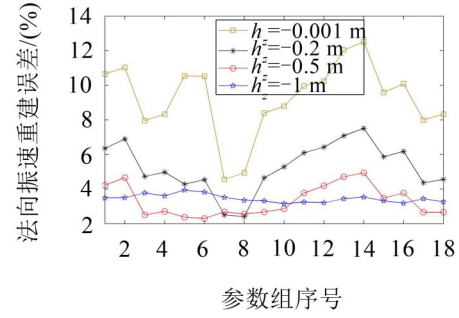


图 4 不同等效源配置情况下 500 Hz 时球声源表面法向振速重建误差

首先, 分析后退距离 h_z 对重建误差的影响。在 h_z 依次取值 -0.001 m, -0.2 m, -0.5 m 的情况下, 当参数组取值相同时, 法向振速重建误差随着 h_z 的减小而减小。但当 h_z 取更小值 -1 m 时, 重建误差不再减小, 有时反而会增大, 比如参数组取第 3~10 号的情况。因此, Ω 相对反射面的后退距离 h_z 应设置为 -0.5 m。有趣的是, 球声源 S 刚好位于反射面上方 0.5 m 处。由此可认为, Ω 应置于声源中心的镜像位置。

其次, 分析 Ω 的大小 (x_1, x_2, y_1, y_2) 和等效源分布间隔 (d_x, d_y) 对重建结果的影响。当 h_z 取值 -0.001 m, -0.2 m, -0.5 m 时, 尤其是取前两个值时, 每条法向振速重建误差曲线都有着相同的转折点, 如参数组取第 3 号和 7 号的情况。从表 1 可知, 这些转折点刚好对应于 Ω 的大小 (x_1, x_2, y_1, y_2) 改变的情况。而当 Ω 的大小取值相同时, 重建误差随着等效源分布间隔 (d_x, d_y) 变化并不明显。由此说明, Ω 的大小对重建精度影响比较明显, 而等效源分布间隔对重建精度影响甚小。但当 h_z 为 -1 m 时, 也就是 Ω 远在镜像距离 -0.5 m 以外的情况下, 不论是其大小还是等效源分布间隔都对重建精度影响很小。基于这些分析结果, 下文只考虑等效源分布间隔 (d_x, d_y) 均为 0.05 m 时的等效源配置情况。

然后, 分析每条重建误差曲线中的特殊点。当 $h_z = -0.001$ m 或 $h_z = -0.2$ m 时, 即 Ω 在镜像距离 -0.5 m 以内, 法向振速重建误差分别在参数组取第 7 号和第 14 号时为最小值和最大值。图 5 给出了由第 7 号和 14 号参数组所绘制的虚源面 Ω_7 和 Ω_{14} 。从图中可以看出, Ω_7 正好覆盖声源与全息面之间的区域, 而 Ω_{14} 是最大虚源面, 覆盖了所有参数组所确定的虚源面。这些结果说明, 当 Ω 在镜像距离 -0.5 m 以内时, 等效源应仅布置在声源与全息面之间的区域, 可获得较好重建结果。

最后, 寻找合适等效源配置。从以上分析可知, 后退距离 h_z 设置为 -0.5 m 是比较理想的选择, 但如

果 $(x_1, x_2, y_1, y_2, d_x, d_y)$ 选取不当,比如选取第14号,则法向振速重建误差甚至可能大于 h_z 取 -1 m时的重建误差。从图4可以看出,在 $h_z = -0.5$ m的情况下,当参数组取第3号、5号、7号、9号或17号时,重建误差都比较小。由第3号、5号、7号和17号参数组所绘制的虚源面 Ω_3 、 Ω_5 、 Ω_7 和 Ω_{17} 如图5所示。

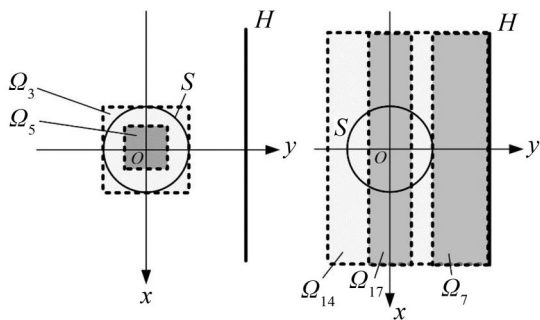


图5 虚源面 Ω 的位置和尺寸示意图

由图可知, Ω_3 正好覆盖了球声源在 Ω 上的投影区域; Ω_5 则稍小,其上等效源都集中分布于球声源中心部分在 Ω 上的投影区域; Ω_{17} 也是覆盖了球声源中心部分在 Ω 上的投影区域。另一方面, Ω_7 正好覆盖声源与全息面之间的投影区域, Ω_9 尽管稍大,但也主要集中在这个区域。总之, Ω 上的等效源要么分布在声源中心部分的镜像位置,要么分布在声源与全息面之间区域的镜像位置。

4 合理等效源配置方案验证

基于以上分析,表2给出了3种具有代表性的等效源配置方案。其中,第14号参数组和 $h_z = -0.001$ m代表较差方案,第5号参数组和 $h_z = -0.5$ m代表较好方案,而第1号参数组和 $h_z = -0.2$ m则表示中等方案。分别采用3种等效源配置方案重建球声源表面法向振速,重建结果如图6所示。从图中可以看出,由第5号参数组和 $h_z = -0.5$ m得到的重建结果与理论值吻合比较好,而由第14号参数组和 $h_z = -0.001$ m得到的重建结果则与理论值偏差比较大。

此外,表2也给出了3种等效源配置情况下法向振速的重建误差。不难发现,由第5号参数组和 $h_z = -0.5$ m得到的重建误差很小,而由第14号参数组和 $h_z = -0.001$ m得到的重建误差则大得多,由第1号参数组和 $h_z = -0.2$ m得到的重建误差处于两者之间。这些分析结果表明第5号参数组和 $h_z = -0.5$ m确实是比较合适的等效源配置方案,同时也说明在等效源配置合理的前提下,I-ESM将是一种有效的高精度半空间声场重建方法。

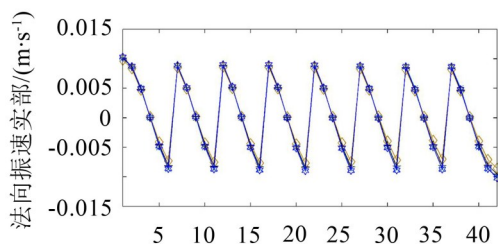
表2 选取3种等效源配置方案及对应的球声源表面法向振速重建误差

h_z/m	参数组序号	重建误差/(%)
-0.001	14	13.89
-0.2	1	7.08
-0.5	5	3.24

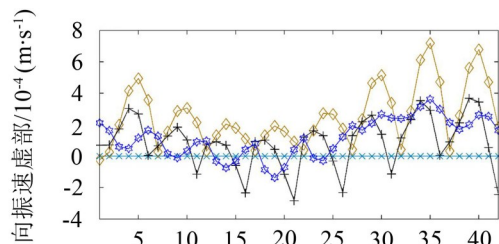
此外,图7和图8分别给出了球声源表面法向振速重建误差随着频率和反射面流阻的变化曲线。从图种可以看出,由第5号参数组和 $h_z = -0.5$ m得到的重建误差始终很小,由第1号参数组和 $h_z = -0.2$ m得到的重建误差稍大,而由第14号参数组和 $h_z = -0.001$ m得到的重建误差则大得多,再次说明第5号参数组和 $h_z = -0.5$ m是比较理想的等效源配置方案,而且合适的等效源配置方案可以为I-ESM提供更高更稳定的半空间声场重建精度。

5 结语

本文针对基于CRP配置的I-ESM技术重建半空间声场时精度不稳定问题,探讨适用于半空间声场的等效源配置方法。通过重建球声源表面法向振速,分析得出位于虚源面 Ω 上表征反射声作用的等效源的合理配置方案为:虚源面 Ω 应当置于声源的镜像位置,且等效源尽量分布在声源中心部分的镜像位置或分布在声源与全息面之间区域的镜像位置。同时,仿真分析结果也说明合适的等效源配置



球声源表面节点



球声源表面节点

x: 理论值;◇: 由第14号参数组和 $h_z = -0.001$ m得到的重建结果;

+ : 由第1号参数组和 $h_z = -0.2$ m得到的重建结果;☆: 由第5号参数组和 $h_z = -0.5$ m得到的重建结果

图6 频率为500 Hz时球声源表面法向振速的重建结果和理论值。

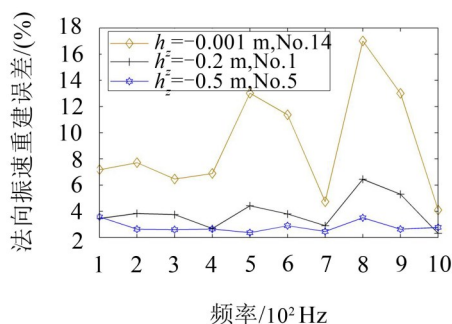


图7 球声源表面法向振速重建误差频响曲线

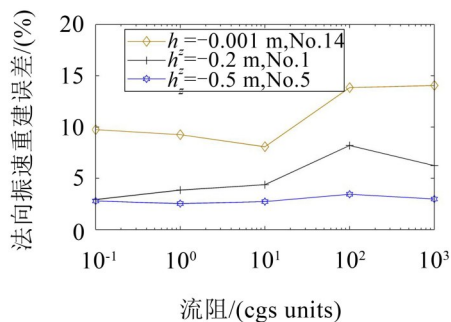


图8 频率为500 Hz时球声源表面法向振速重建误差随反射面流阻的变化曲线

方案可以保证基于CRP配置的I-ESM的准确性,可提供更高更稳定的半空间声场重建精度。

此外,以某双核音箱为实验对象,开展了一系列实验研究,并分别考虑了大理石刚性地面和海绵吸声材料两种反射面。实验结果与数值仿真结果基本一致,即反射声的等效源应尽量分布在真实声源中心部分的镜像位置。受文章篇幅所限,实验研究部分未在本文给出,将分析整理成其他文章。

参考文献:

- [1] GENG L, BI C X, ZHANG X Z. Recovery of non-stationary free field with double-layer pressure measurements [J]. Mechanical Systems and Signal Processing, 2019, 121: 455-470.
- [2] ZHAO S Y, CHU Z G, YANG Y. High-resolution CLEAN-SC for acoustic source identification with spherical microphone arrays[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2019, 145(6): EL598-EL603.
- [3] TAN D Y, CHU Z G, WU J. Robust reconstruction of equivalent source method based near-field acoustic holography using an alternative regularization parameter determination approach[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2019, 146(1): EL34-EL38.
- [4] PING G L, CHU Z G, YANG Y, et al. Wideband holography based spherical equivalent source method with rigid spherical arrays[J]. Mechanical Systems and Signal Processing, 2018, 111(OTC): 303-313.
- [5] CHU Z G, SHEN L B, YANG Y. Non-negative least squares deconvolution method for mirror-ground beam-forming[J]. Journal of Vibration and Control, 2016, 22 (16): 3470-3478.
- [6] BI C X, JING W Q, ZHANG Y B. Patch nearfield acoustic holography combined with sound field separation technique applied to a non-free field[J]. Science China-Physics, Mechanics and Astronomy, 2015, 58(2): 024301.
- [7] BI C X, HU D Y, ZHANG Y B, et al. Reconstruction of the free-field radiation from a vibrating structure based on measurements in a noisy environment[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2013, 134(4): 2823-2832.
- [8] BI C X, JING W Q, ZHANG Y B. Broadband acoustic holography from intensity measurements with a three-dimensional pressure-velocity probe[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2015, 138(5): 2929-2936.
- [9] BI C X, CHEN X Z, ZHOU R, et al. Reconstruction and separation in a semi-free field by using the distributed source boundary point method-based nearfield acoustic holography[J]. Journal of Vibration and Acoustics-Transactions of the ASME, 2007, 129(3): 323-329.
- [10] PAN S W, JIANG W K, ZHANG H B, et al. Modeling transient sound propagation over an absorbing plane by a half-space interpolated time-domain equivalent source method[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2014, 136(4): 1744-1755.
- [11] BI C X, JING W Q, ZHANG Y B, et al. Reconstruction of sound field above a reflecting plane using the equivalent source method[J]. Journal of Sound and Vibration, 2017, 386: 149-162.
- [12] DELANY M E, BAZLEY E N. Acoustical properties of fibrous absorbent materials[J]. Applied Acoustics, 1970, 48 (2): 105-116.