

单层传声器阵列信号空间重采样的声波分离方法*

宋玉来¹⁾ 卢奂采^{1)†} 金江明²⁾

1) (浙江工业大学机械工程学院, 特种装备制造与先进加工技术教育部/浙江省重点实验室, 杭州 310014)

2) (浙江省信号处理重点实验室, 杭州 310014)

(2014年3月31日收到; 2014年5月9日收到修改稿)

为了重构非自由声场中目标声源的声场响应, 提出单层传声器阵列信号空间重采样的声波分离方法. 以球面波函数为基函数, 建立由系列球面波函数叠加表达的声场数学模型. 基于近场声全息原理, 利用单层传声器阵列面上空间重采样形成的两组声压测量信号, 求解基函数系数, 并重构出传声器阵列两侧声源各自的声场响应, 实现声波分离. 使用脉动球和振动球共同作用的非自由声场, 检验了数学模型以及传声器信号信噪比、传声器阵列形状和面积、声源中心位置、频率等关键参数对声波分离精度的影响, 并在全消声室内进行了实验验证. 最后, 对单层传声器阵列重采样的声波分离方法的实施给出了建议.

关键词: 非自由声场, 近场声全息, 空间重采样, 声波分离

PACS: 43.35.Sx, 43.60.Pt

DOI: 10.7498/aps.63.194305

1 引言

在非自由声场中, 当目标声源与干扰声源分别处于传声器阵列的两侧时, 近场声全息方法 (nearfield acoustic holography, NAH) 不能重建目标声源单独产生的声场^[1-3]. 为了实现干扰声源存在时对目标声源形成的声场的重建, 研究人员提出了基于阵列信号处理的声波分离方法. 该类方法在不改变被测声场的前提下, 使用声波分离方法把目标声源产生的声波从总的声场响应中分离, 然后进行非自由声场中的目标声源识别和定位.

声波分离是分析复杂声场的重要手段, 对于分离由同一声源所产生的行波和驻波, Pachner^[4] 使用两个不同半径的同心球形传声器阵列, 通过获取两个共形球面上的声压分布求解声场参数, 然后进行声波分离. 当干扰声波来自传声器阵列另一侧时, Weinreich等^[5] 同样使用了两个同心球形传声器阵列, 根据传声器阵列上的复声压分离出了来自内全息面内侧的去波和来自外全息面外侧的来波.

上述两种方法所用全息测量面必须是规则的球形传声器阵列. NAH是十分强大的声场重建方法, 在基于空间傅里叶变换的NAH中^[1,3], 全息测量面可以采用较为简单的平面阵列. 所以, 于飞等^[6] 使用双层平行的声压测量面获取声场信息, 基于波数域的波场外推建立两平行测量面之间的联系, 由空间傅里叶逆变换分离出测量面一侧声源单独作用的声场响应. 因为空间傅里叶变换法存在窗效应和卷绕误差, 李卫兵等^[7] 引入直接在空间域计算的统计最优平面近场声全息技术, 建立了相应的声波分离方法. 在可采集的声场物理量中, 介质粒子的振速是矢量, 相对于声压的标量增加了速度方向的信息, 可用于NAH中的声场重建, 且基于粒子振速的NAH比基于声压的NAH更稳定^[8,9]. 于是, 多位学者对基于粒子振速信息的声波分离进行了研究, 所用测量面分别为双层粒子速度测量面^[10-12] 或单层声压-粒子速度测量面^[13-15], 并将基于双层粒子振速测量的分离方法与基于双层声压测量的分离方法做了比较^[16]. 对比上述声波分离方法, 其主要区别在于所用的基函数不同; 其相似之处在于

* 国家自然科学基金 (批准号: 51275469, 51205354) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: huancailu@zjut.edu.cn

都使用了双声学量作为声波分离方法的输入量, 即同一物理量的双层测点信息或单层测点上获取不同的物理量. 在选择基函数时, 除了以上各声波分离方法所用的基函数以外, 球面谐波函数已被当作基函数用于 NAH 的声场重建中^[17-21], 且球面谐波函数是通过不同阶次的叠加描述声场, 相对于使用多个单极子描述声场的方法更易于实施^[22].

本文提出基于单层传声器阵列信号空间重采样的声波分离方法. 即先把测量面上的测点空间重采样为数量相等或相近的两组, 再通过基于球面谐波叠加的全息重建方法建立两组间的联系, 然后重建出各声源在测量面上单独的声压贡献.

2 声波分离与重建原理

2.1 基于球面谐波叠加的声全息原理

声波在空气中传播时, 声场中任意位置的声压变化可以用波动方程加以描述, 波动方程经 Fourier 变换后可得到 Helmholtz 方程. 在球坐标系下, 用分离变量法解 Helmholtz 方程, 可得声场中确定位置处的声压为^[23]

$$p(r, \varphi, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=-n}^n (c_{ln} h_n^{(1)}(kr) Y_n^l(\theta, \varphi) + d_{ln} h_n^{(2)}(kr) Y_n^l(\theta, \varphi)), \quad (1)$$

其中, $h_n^{(1)}(kr) Y_n^l(\theta, \varphi)$ 代表去波 (outgoing wave) 分量, $h_n^{(2)}(kr) Y_n^l(\theta, \varphi)$ 代表来波 (incoming wave) 分量, $h_n^{(1)}(kr)$ 是第一类 n 阶球 hankel 函数, $h_n^{(2)}(kr)$ 是第二类 n 阶球 hankel 函数, $Y_n^l(\theta, \varphi)$ 是 n 阶 l 次的球面谐波 (spherical harmonics) 函数, k 为波数, c_{ln} 和 d_{ln} 代表权重系数. 在自由场中没有噪声源干扰的情况下, 声场中确定位置处的声压可写为

$$p(r, \varphi, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=-n}^n c_{ln} h_n^{(1)}(kr) Y_n^l(\theta, \varphi). \quad (2)$$

根据上述声场的描述, Wu 等^[17]提出了基于球面谐波叠加逼近的近场声全息方法. 当声场中的声源位于测量面的一侧时, 将 (2) 式所表达的测点声压写作向量形式 $\mathbf{P}(\mathbf{X})$, 则

$$\mathbf{P}(\mathbf{X}) = \mathbf{G}_P(\mathbf{X}|\mathbf{X}_m) \mathbf{P}(\mathbf{X}_m), \quad (3)$$

式中, $\mathbf{G}_P(\mathbf{X}|\mathbf{X}_m)$ 代表从测量声压向量 $\mathbf{P}(\mathbf{X}_m)$ 到声场任意重建面上声压向量 $\mathbf{P}(\mathbf{X})$ 的传递矩阵, 其中,

$$\mathbf{G}_P(\mathbf{X}|\mathbf{X}_m) = \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{X}) \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{X}_m)^+, \quad (4)$$

式中, $\boldsymbol{\Psi}(\mathbf{X}_m)^+$ 是传递矩阵 $\boldsymbol{\Psi}(\mathbf{X}_m)$ 的伪逆.

$$\boldsymbol{\Psi}(\mathbf{X}_m)^+ = [\boldsymbol{\Psi}(\mathbf{X}_m)^H \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{X}_m)]^{-1} \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{X}_m)^H, \quad (5)$$

式中, 上标 H 表示传递矩阵 $\boldsymbol{\Psi}$ 的共轭转置, 该传递矩阵的组成分量即为 Helmholtz 方程的特解

$$\begin{aligned} \psi_j(r, \theta, \varphi) &\equiv \psi_{nl}(r, \theta, \varphi) \\ &= h_n^{(1)}(kr) Y_n^l(\theta, \varphi), \end{aligned} \quad (6)$$

其中, $j = n^2 + n + l + 1$, 球面谐波函数 $Y_n^l(\theta, \varphi)$ 的表达式为

$$Y_n^l(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-l)!}{(n+l)!}} p_n^l(\cos \theta) e^{il\varphi}, \quad (7)$$

式中, $p_n^l(\cos \theta)$ 为 Associated Legendre 函数.

由上可知, 该近场声全息方法能够根据测量面的声压信息重建声源面上或声源面与测量面之间的声场分布, 也可以实现测量面外侧的声场预测.

2.2 声波分离的数学模型

在测量面两侧都存在声源时, 现有近场声全息方法不能重建出各声源单独产生的声场响应. 为了获取目标声源单独的声场响应, 需在分离重建过程中去除干扰声源对目标声场的影响. 在稳态声场中, 如图 1 (a) 所示, 不规则测量面 S 的两侧都有声源, 左侧的声源 1 被视为目标声源, 右侧的声源 2 被视为干扰声源. 如图 1 (b) 所示, 把测量面上的每一列的测点按隔点取点的方式空间重采样为数量相等或相近的两组, 把圆形标记表示的一组测点称为 S_1 组, 把三角形标记表示的一组测点称为 S_2 组.

由于声压是标量, 声场内介质粒子小振幅振动所产生的声压具有线性可加性, 所以测点组 S_1 上的声压向量 \mathbf{P}_{S_1} 可由两声源分别在该组测点上的独立响应之和得到

$$\mathbf{P}_{S_1} = \mathbf{P}_{S_1}^1 + \mathbf{P}_{S_1}^2, \quad (8)$$

其中, $\mathbf{P}_{S_1}^1$ 是声源 1 单独在测点组 S_1 上产生的复声压; $\mathbf{P}_{S_1}^2$ 是声源 2 单独在测点组 S_1 上产生的复声压.

同理, 对于测点组 S_2 上复声压 \mathbf{P}_{S_2} , 也可由测量面两侧声源单独响应之和表示为

$$\mathbf{P}_{S_2} = \mathbf{P}_{S_2}^1 + \mathbf{P}_{S_2}^2, \quad (9)$$

其中, $\mathbf{P}_{S_2}^1$ 是声源 1 单独在测点组 S_2 上产生的复声压; $\mathbf{P}_{S_2}^2$ 是声源 2 单独在测点组 S_2 上产生的复声压.

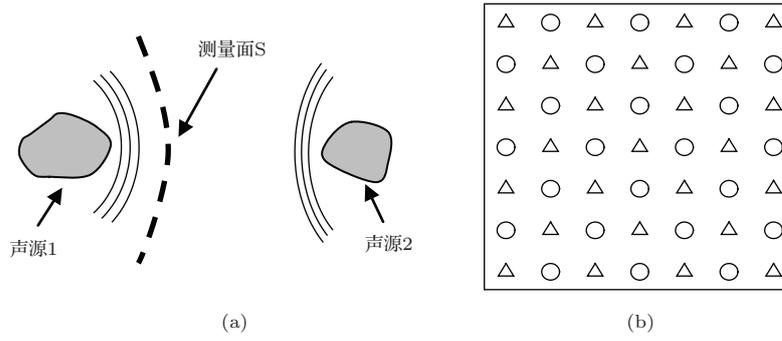


图1 声波分离示意图 (a) 声源和测量面的相对位置; (b) 测点空间重采样后的分组 (○—S₁组, △—S₂组)

设测点组 S₁ 和测点组 S₂ 上分别有 N 个测点, 根据球面谐波叠加重建原理可得声源 1 在测点组 S₁ 上的声压向量 $P_{S_1}^1$ 为

$$P_{S_1}^1 = \Psi_{S_1}^1 C_{S_1}^1, \quad (10)$$

其中, $\Psi_{S_1}^1$ 是与 S₁ 测点组中测点位置对应的传递矩阵, $C_{S_1}^1$ 为系数向量. 可得

$$C_{S_1}^1 = (\Psi_{S_1}^1)^\dagger P_{S_1}^1.$$

由于两测点组距离声源较近, 可以将其视为处在声源的近场. 根据球面谐波叠加重建原理, 可得声源 1 在测点组 S₂ 上产生的声压向量 $P_{S_2}^1$ 为

$$P_{S_2}^1 = \Psi_{S_2}^1 C_{S_1}^1 = \Psi_{S_2}^1 (\Psi_{S_1}^1)^\dagger P_{S_1}^1, \quad (11)$$

已知声源 2 在测点组 S₂ 上单独引起的声压向量 $P_{S_2}^2$ 时, 根据球面谐波叠加重建原理可得 $P_{S_2}^2$ 为

$$P_{S_2}^2 = \Psi_{S_2}^2 C_{S_2}^2, \quad (12)$$

其中, $\Psi_{S_2}^2$ 是与测点组 S₂ 上测点对应的传递矩阵, $C_{S_2}^2$ 为系数向量. 可得

$$C_{S_2}^2 = (\Psi_{S_2}^2)^\dagger P_{S_2}^2.$$

于是, 根据球面谐波叠加重建原理得到声源 2 在测点组 S₁ 上产生的声压 $P_{S_1}^2$ 为

$$P_{S_1}^2 = \Psi_{S_1}^2 C_{S_2}^2 = \Psi_{S_1}^2 (\Psi_{S_2}^2)^\dagger P_{S_2}^2. \quad (13)$$

联立方程 (8), (9), (11), (13), 可解得声源 1 在测点组 S₁ 和 S₂ 上的单独声压响应分别为

$$P_{S_1}^1 = (E - T_1 T_2)^\dagger (P_{S_1} - T_1 P_{S_2}), \quad (14)$$

$$P_{S_2}^1 = T_2 P_{S_1}^1, \quad (15)$$

其中, $T_1 = \Psi_{S_1}^2 (\Psi_{S_2}^2)^\dagger$, $T_2 = \Psi_{S_2}^1 (\Psi_{S_1}^1)^\dagger$.

于是, 可得声源 1 在测量面 S 上的声压分布为

$$P_S^1 = P_{S_1+S_2}^1, \quad (16)$$

(16) 式即为经过分离后的目标声源在测量面 S 上单独产生的声压响应. 同理可以重建出干扰声源在测量面 S 上的声压分布. 但是, 由于干扰声源声场的重建方法与目标声源完全一样, 所以, 分离过程中只讨论目标声源声场的重建. 鉴于声波分离方法所用声场数学模型, 对近似球形声源的描述优于薄板形声源 [18], 故建议将声波分离方法用于目标声源为近似球形的声场.

为了定量表达分离值与理论值的相对误差大小, 定义相对分离误差 Δ 的计算式为

$$\Delta = \frac{\|P'_{\text{meas}} - P_{\text{sep}}\|_2}{\|P'_{\text{meas}}\|_2} \times 100(\%), \quad (17)$$

式中, P'_{meas} 是目标声源单独在测量面上产生的复声压向量, P_{sep} 是由算法分离后得到的目标声源在测量面上产生的复声压向量.

3 仿真实验与参数分析

为了验证所提方法的可行性, 如图 2 所示, 在测量面两侧同时存在声源的非自由声场中, 径向脉动球被视为目标声源, Z 方向刚性振动球被视为干扰噪声源. 径向脉动球的半径为 0.05 m, 振动速度为 0.08 m/s; 刚性振动球的半径为 0.05 m, 振动速度为 0.08 m/s. 脉动球的球心位于坐标 (0, 0.05 m, 0) 处, 振动球的球心坐标是 (-0.05 m, 0, 0.3 m). 空气密度取 1.29 kg/m³, 声在空气中的传播速度取 340 m/s. 测量面为 0.18 m × 0.18 m 的规则平面, 其上均布 7 × 7 个测点, 依据空间采样定理, 当最高分析频率为 2000 Hz 时, 阵元间距要小于等于 0.085 m, 故选取相邻测点间距为 0.03 m, 以较大限度获取声场信息. 测量面与 XOY 平面平行, 距离坐标原点 $d_1 = 0.1$ m, 距离干扰声源所在平面的距离 $d_2 = 0.2$ m. 为了使仿真结果更接近真实测量情况,

把测量面上采集的声压加入 25 dB 的随机噪声. 需要说明的是, 近场声全息研究中, 许多具有不规则几何结构的复杂声源的声场响应, 要用有限项不同阶次球面波的线性叠加建立声场数学模型, 而脉动球和振动球是最具代表性的也是最重要的球面波声源 [24].

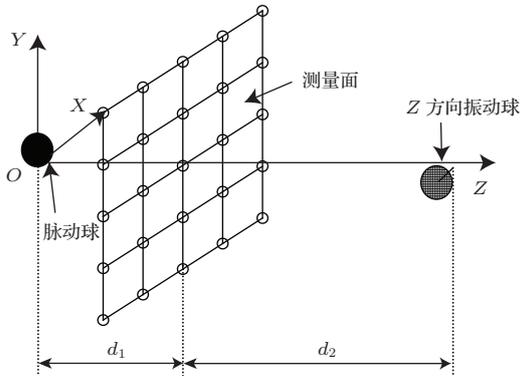


图2 声波分离示意图

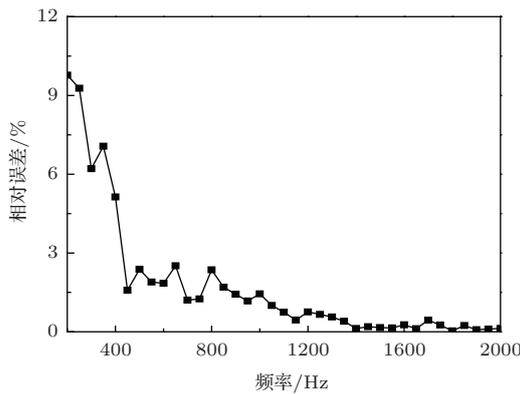


图3 分离相对误差随频率的变化

使用 2.2 节提出的分离方法对阵列采集到的数据进行分离处理, 重建出目标声源单独在测量面上的声压分布, 并由 (17) 式计算分离相对误差, 如图 3 所示. 由图可知, 分析频段内多数频率下的分离相对误差约在 10% 以下, 分离方法对干扰声源的影响具有很强的抑制作用, 分离误差从较低频率到较高频率具有下降的趋势, 这是因为在由数字声源计算声场响应时, 当保持频率以外的参数不变时, 测量面上所算得的声压随着频率的升高具有增大的趋势, 而所加入的随机噪声的大小是恒定的, 所以在较低频率时随机噪声对输入声压的影响相对于较高频率大, 间接的影响了低频时的分离精度. 由于不同参数对分离精度的影响程度不同, 下面将

针对主要参数分别讨论.

3.1 信噪比对声波分离精度的影响

信噪比 (signal to noise ratio, SNR) 反映了测量面处目标声源和干扰声源强度的相对大小, 是影响分离精度的重要因素之一. 为了考察不同信噪比对分离效果的影响, 使用图 2 所示的声场分布和声源参数, 仅改变两声源的振动速度, 使不同频率下两声源在测量面上各测点的平均 SNR 分别为 2 dB, 10 dB, 18 dB. 遵循单参数变化的分析原则, 此处不再添加随机噪声.

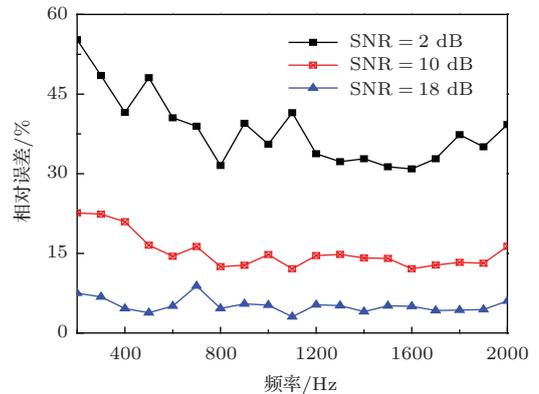


图4 信噪比不同时相对误差随频率的变化

使用所提分离方法对声场进行分解和重建, 并由 (17) 式计算相对误差, 如图 4 所示. 由图可知, 不同信噪比下的分离精度有很大不同, 其中 SNR 为 18 dB 时分离误差最小, 多数频率对应分离误差值在 8% 以下. 随着干扰噪声振动速度的提高, SNR 值渐渐变小, 分离误差值上升. 当 SNR 值为 10 dB 时, 多数频率的分离误差在 15% 附近, 仍具有一定分离效果. 当 SNR 值减小为 2 dB 时, 各采样频率对应分离误差已超过 40%, 此时所得分离结果已不具有参考价值. 所以, 在图 2 所示声场中, 建议使信噪比保持在 10 dB 以上, 以便获得有效的分离结果. 同时, 对比图 3 和图 4 可以发现, 去除了恒定大小的随机噪声后, 分离误差受频率变化因素影响变小, 较高频段与较低频段的分离误差相对一致.

3.2 测量面的面积对声波分离精度的影响

当测量面几何形状确定后, 测量面的面积直接决定了所采集的声场信息, 合理的测量面尺寸是声波分离方法有效实施的关键. 仿真时选用平面网

格阵列采集声场信息, 其原因是有限项的球面波叠加不能准确描述平面网格阵列所获取的声压, 而测量面上声压的理论值可以由计算获得, 这样可以定量的分析不同测量面对应的分离误差. 在图 2 所示的声场中, 分别对测点间距相同但测量面面积不同的多个平面网格阵列进行了分离尝试. 所用阵列相邻传声器间隔为 0.03 m, 根据球面谐波叠加逼近方法中测量面面积选取的建议, 选用面积为 $0.12\text{ m} \times 0.12\text{ m}$ 的测量面为最小测量面, 然后每次同时在 X 轴和 Y 轴上增加一个测点, 得到最大测量面的面积为 $0.24\text{ m} \times 0.24\text{ m}$. 使用所提分离方法对声场相同但测量面不同的情形分别进行分离运算, 得到不同频率下的分离相对误差, 如图 5 所示. 由计算可知, 当使用最小测量面采集声信号时, 分离相对误差远大于使用其他尺寸测量面算得的分离误差, 所分析频段的分离误差在 5% 以上 (图 5 中不可见). 其原因是较少的测点所获取的声场信息缺乏, 不能准确描述声场. 随着测量面面积的不断增大, 分离相对误差有减小趋势. 当测量面的面积为 $0.18\text{ m} \times 0.18\text{ m}$ 时, 由图 5 可知, 其分离相对误差最小, 所分析频段的多数分离误差在 0.2% 以下, 是 5 个平面方阵中的最优阵列. 当继续保持测点间距不变同时增加测量面的面积时, 分离相对误差有了一定程度的增加, 最大测量面对应的分离误差约为最优值时的两倍. 这是因为在声源大小没有改变时, 测量面上所增加的测点距离目标声源和干扰声源都较远, 所采集的声场信息较弱, 使得分离效果在逆运算的过程中被影响, 造成了分离误差的上升. 所以, 在设计方形平面阵列时, 建议使阵列边长在目标声源直径或其最小外接球直径的 1.5—2 倍之间.

上述所用阵列都是方形阵列, 为了检验矩形阵列是否在图 2 所示声场环境下是否有助于分离精度的提高, 以面积为 $0.18\text{ m} \times 0.18\text{ m}$ 的最优方形阵列为基础, 保持 0.03 m 的测点间距不变, 通过分别在 X 轴和 Y 轴方向增加或减少测点的方法, 得到测量面长宽比不同或面积不同的矩形阵列. 使用各矩形阵列分别采集声场信息, 经分离算法处理后得到各频率下的分离相对误差, 并将该分离误差与原方形阵列的分离误差做比较, 如图 6 所示. 由图可知, 在分析频段的多数频率下, 无论所用矩形阵列的面积比方形阵列小或者大, 其对应的分离精度都比方形阵列的分离精度低, 尽管部分频率下提升的分离精度的绝对值并不是很大. 所以, 在图 2 所示声场

中方阵列比矩形阵列更有益于分离精度的提高. 其原因比较容易理解, 由于数学模型中声场是由球面谐波的叠加进行描述, 测点位置的方形分布比矩形分布更能准确表达声场. 此外, 对比观察图 5 和图 6 发现, 阵列面积比最优方阵小的测量面受声场频率的影响较大, 而相对较大的测量面虽无益于减小分离误差, 但可以增强分离方法在不同频段下的稳定性.

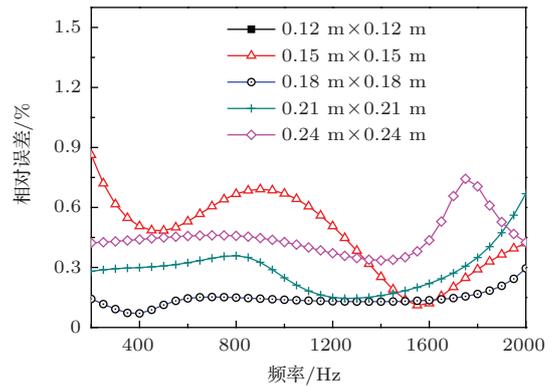


图 5 不同面积方阵的分离相对误差随频率的变化

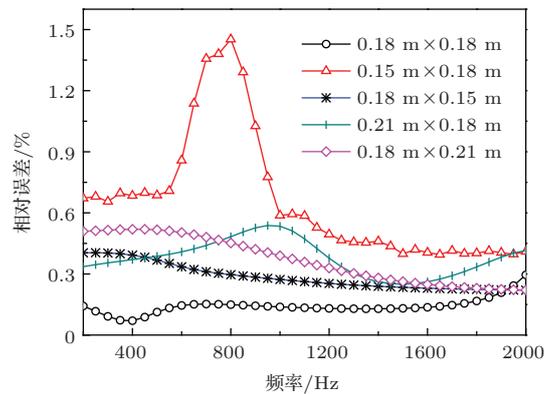


图 6 不同矩形阵列与方形阵列的分离误差对比

3.3 测量面形状对声波分离精度的影响

由于分离方法对测量面的几何形状没有特别的要求, 平面阵列或任意几何形状阵列都可以使用. 而不同类型阵列所测得的声场空间信息有差异, 这会直接影响到方法的分离效果. 为了寻找合适的信号采集阵列, 根据声场分布特点分别选用了三种不同阵列: 图 2 中所示的方形平面传声器阵列、图 7 所示的切面半径等差变化的 3/4 半球共形阵列、图 8 所示的切面间距恒定的 3/4 半球共形阵列. 在图 7 和图 8 中, 为了使 3/4 半球共形阵列同方

形平面阵列具有一定的可比性, 布置立体阵列的测点时, 都使用 49 个测点, 并将 3/4 半球上所有测点分成四组, 从左到右依次布置在四个切面上, 第一切面外环到第四切面(即顶点)的测点个数分别为 24, 16, 8, 1, 且第一切面的半径等于方形阵列边长的一半, 即 $r_1 = 0.09 \text{ m}$, 两图中的 A 点是阵列的球心位置. 在图 7 中, 第一切面到第四切面的半径依次减小, 公差 $d = 0.03 \text{ m}$. 在图 8 中, 不同切面的间距恒定不变, 即为 $\delta = 0.0225 \text{ m}$. 立体阵列上测点的重采样与平面阵列相似, 是将第一切面到顶点处各测点依次编号, 然后把所有测点按隔点取点的方式重采样为不同的两组.

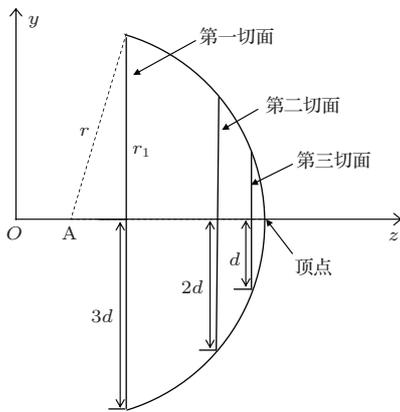


图 7 切面半径等差变化的 3/4 半球共形阵列示意图

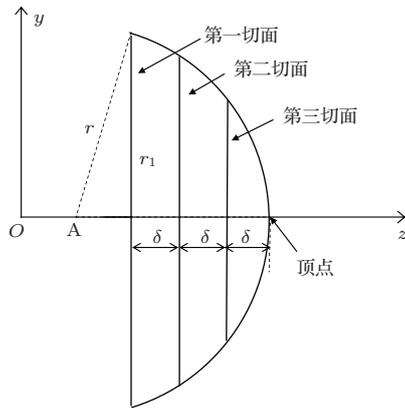


图 8 切面间距恒定的 3/4 半球共形阵列示意图

在信号采集时, 保持图 2 所示声场参数不变, 先使用方形平面传声器阵采集声场信息, 然后分别使用图 7 和图 8 中两共形阵列分别进行测量. 两共形阵列的第一切面与平面方阵在同一平面内, 且第一切面的几何中心与方阵的几何中心重合. 使用所提声波分离原理对不同阵列采集的数据进行处理,

分别得到各阵列对应的分离精度随频率的变化, 如图 9 所示.

由分离结果可知, 相同声场环境下使用切面间距恒定的 3/4 半球阵列采集数据所得的分离误差在 0.15% 以上, 是三种阵列中分离效果最差的, 这是因为当切面间距恒定不变时, 大部分测点分布在第一切面和第二切面上, 在第三切面内约 1/4 的测量面上仅分布 1 个测点, 这样分布的测点所获取的声场信息并不全面, 间接导致了分离精度的下降. 由方形平面阵列采集数据获取的分离精度虽优于切面间距恒定的阵列, 但整体分离精度并不高, 特别是在 1000 Hz 以后, 已经和切面间距恒定阵列的分离误差处于同一水平. 这是因为尽管方形平面阵列上的测点均匀分布, 但是由于声源是球形的, 使得平面测量面外侧的测点距离声源中心较远, 所获取的声场信息信噪比较差, 只有靠近阵列中心的多数测点被高效使用, 导致重建结果相对较差. 对比不同阵列的分离结果发现, 由切面半径等差变化的 3/4 半球阵列采集信息所获得的分离精度最高, 而且不同频率下的分离误差比较稳定, 其主要原因是此阵列的外形与被测对象一致, 都具有球面几何特征, 且测量面上的测点分布均匀, 使测量面上的测点得到了有效的使用. 需要说明的是, 切面半径等差变化的 3/4 半球阵列只是相对合理的阵列, 若想获得精度更高更稳定的分离结果, 仍需对测点的布置方式做进一步研究.

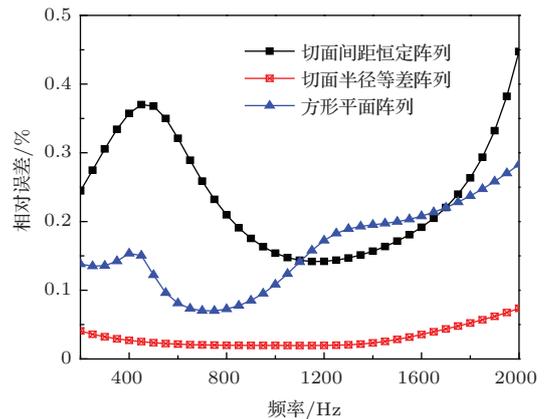


图 9 (网刊彩色) 各阵列的分离相对误差随频率的变化

3.4 声源位置偏差对声波分离精度的影响

声源位置是基于球面谐波叠加逼近方法描述声场的重要参数, 在使用球面谐波叠加描述球形声源辐射的声场时, 球面谐波函数的坐标原点应选在

球形声源的几何中心处. 但是当现场条件不允许获取声源几何中心时, 所预估的声源中心会给分离结果带来误差^[18]. 为了观察该误差的影响大小, 使用图 2 中的声源和坐标系, 只是把声场中的平面方形阵列换成图 7 所示的切面半径等差变化的 3/4 半球阵列, 然后把脉动球沿 X 轴正方向移动, 移动的距离为声源半径的 10%, 即 $\Delta x = 0.1r$, 分别记录不同偏移位置时的声场信息, 并由所提分离方法进行处理, 得到不同偏移距离下的分离相对误差随频率的变化, 如图 10 所示.

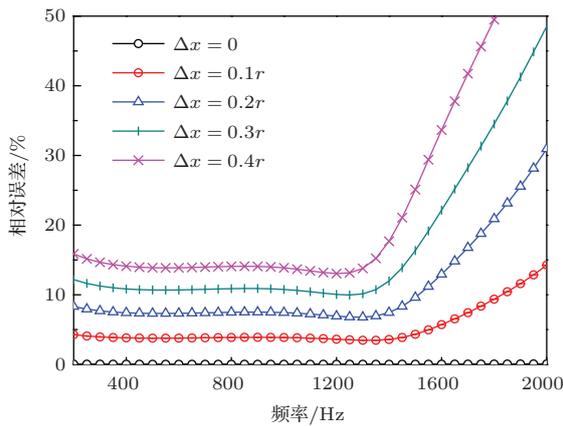


图 10 (网刊彩色) 共形阵列分离相对误差随频率的变化

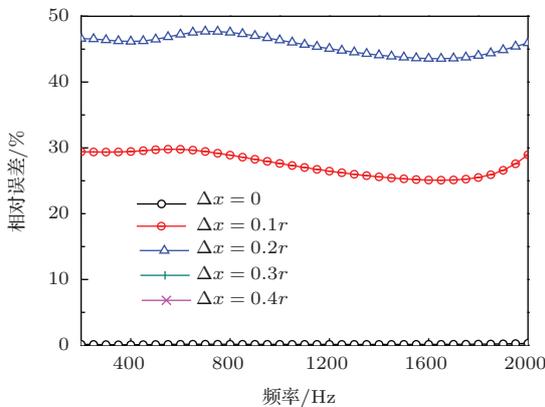


图 11 (网刊彩色) 平面阵列分离相对误差随频率的变化

由图 10 可知, 当声源位置准确无误时分离精度很理想, 整个分析频段上各频率的分离误差都在 0.05% 以下. 随着脉动球沿 X 轴正向持续偏移, 分离误差大幅度升高. 当偏移距离为 $0.1r$ 时, 1400 Hz 以下频段的分离误差约为 5%, 而 1400 Hz 以上频段的分离误差在 5% 与 15% 之间, 可见目标声源的位置偏差对较高频段的分离效果影响较大. 当偏移距离为 $0.4r$ 时, 1300 Hz 以下频段的分离误差约为 15%, 1300 Hz 以上频段的分离误差迅速增大, 其中

部分频率下的分离误差已超过 50%. 对比不同偏移量的误差曲线可看出, 在 1300 Hz 以下的较低频段内分离误差随着偏移距离的增加而增加, 其增加速度相对比较平稳, 而较高频段内的误差增速相对较快. 可见声源位置偏差对较低频段的分离重建影响较小, 其原因主要是低频信号的波长较长, 对声源位置变化没有高频信号那样敏感. 观察相同声场条件下使用图 2 所示方形阵列的分离结果, 如图 11, 当声源位置准确无误时, 整个分析频段上各频率的分离误差约在 0.15%, 当声源位置存在偏差时分离误差迅速增大, 由此可知共形阵列对声源位置偏差更具有鲁棒性. 所以, 在分离方法的实施过程中, 应优先选用共形阵列采集声场信息, 并尽量避免将其用于声源位置完全未知或无法获取的声场.

4 实验验证

为进一步验证所提声波分离方法的可行性, 在全消声室内开展了实验研究. 由于现有实验条件的限制, 选择测量阵列时并没有采用仿真结果所建议的共形阵列, 而是使用了均匀分布 8×8 节点的平面阵列网格, 网格节点间距设定为 3 cm, 与仿真中平面阵列节点间距相同, 当分析频率为 900 Hz 时, 测点间距满足空间采样定理. 根据实际情况在该阵列网格上布置了 8×6 个传声器, 如图 12. 为使实验具有一般性, 使用了两个直径约为 7 cm 的扬声器分别作为目标声源和干扰声源, 且将两扬声器交错对立放置, 扬声器相对于阵列的具体位置见图 12. 数据采集时使用的是 PULSE Lan-XI 数采系统. 此外, 为了将同一声源不同时刻的声场响应做对比, 在声场中设置了参考信号.

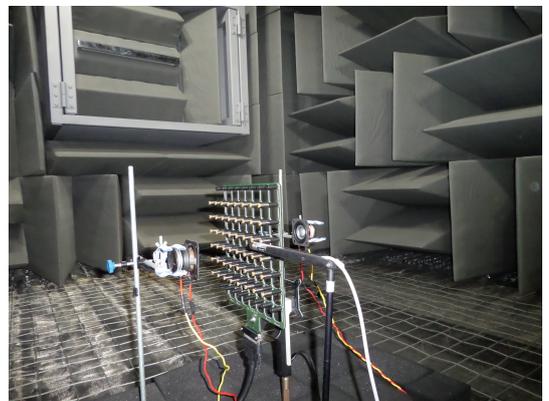


图 12 (网刊彩色) 实验现场图

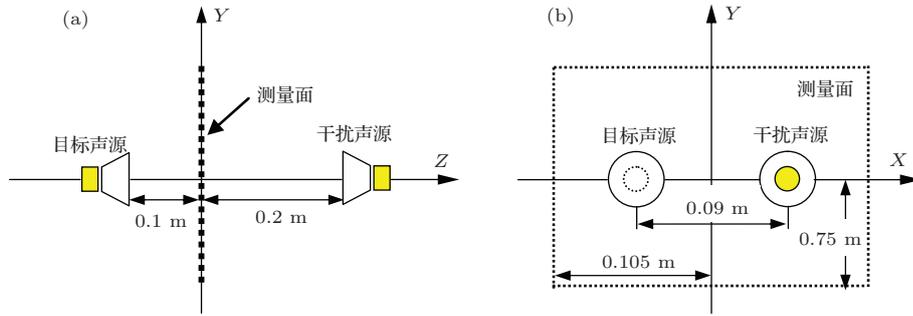


图 13 实验布置示意图 (a) X 向视图; (b) Z 向视图

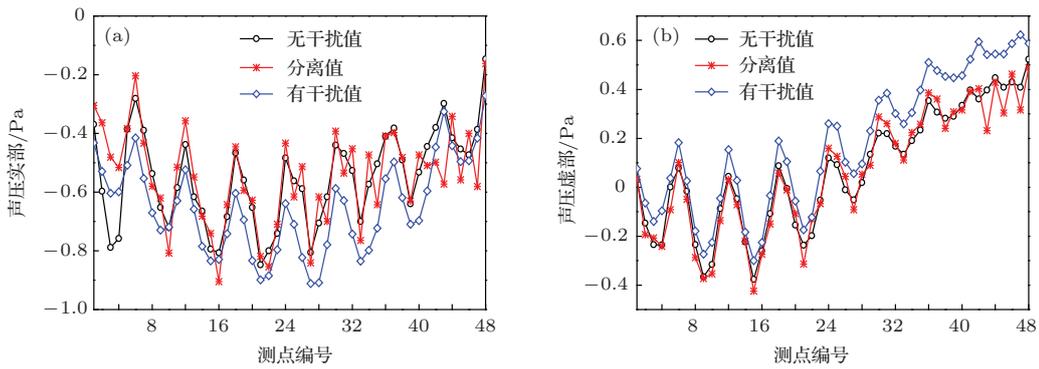


图 14 测量面上分离前后目标声源的声压实部 (a) 和声压虚部 (b) 的变化 (900 Hz)

实验过程中, 由 PULSE 系统向两扬声器分别输入相同的正弦波信号, 信号频率都为 900 Hz, 且扬声器的辐射状态在测量时保持不变. 两声源在测量面上各测点的平均 SNR 为 11.4 dB. 为了对比目标声源声波分离前后在测量面上的声压变化, 先将两个扬声器都打开并采集数据, 此时测量面上的声压值称为有干扰值; 然后保持现场条件和参数不变, 仅打开目标扬声器并采集数据, 测量面上测得的声压值称为无干扰值. 经分离方法处理后, 得到如图 14 所示的分离前后对比图, 图中纵坐标分别是声压实部和虚部的大小, 横坐标为测点编号, 编号方法是沿着 X 轴负方向将每一列测点从上到下依次排序. 由图 14 可知, 分离值与无干扰值在大部分测点上比较接近, 且与混合值有较大的不同, 具有明显的分离效果, 根据 (17) 式可算得分离相对误差为 18.2%. 观察图 14(a) 可知, 阵列中间区域 (见图 12) 的测点分离效果较好, 而阵列两侧的分

离效果相对较差; 再观察图 14(b) 发现, 靠近阵列右侧的测点分离失效, 而在阵列左侧的测点处得到了较准确的分离值. 各测点实部虚部的分离结果综合表明, 测量面中间区域测点的分离结果优于两侧. 这样的分离特点是由分离理论所决定的, 2.2 节

中的分量方法是使用声源位置的球面谐波的叠加与对应系数的积逼近测量面上所有测点的混合值, 且目标声源靠近测量阵列而干扰声源相对远离测量阵列, 这使得测量阵列左侧的混合值比右侧大很多, 为了保证整体上具有较好的逼近效果, 测量阵列两侧的混合值没有被准确的描述, 从而导致了分离误差的增大.

5 结 论

此外, 由于平面阵列并不是所述分离方法的最优测量阵列. 所以, 在该分离方法的具体工程应用中, 建议采用与被测对象共形的立体阵列, 并根据所要达到的分离精度等参数对测量阵列进一步优化.

使用球面谐波的叠加描述声场, 提出了一种基于单层传声器阵列信号空间重采样的声波分离方法. 根据所建立的物理模型, 使用数字声源对影响分离精度的主要参数进行了讨论, 包括信噪比、测量面面积、测量面形状和声源所在坐标原点位置, 然后基于实验室现有设备对分离方法做了进一步验证. 由仿真和实验研究得到如下结论:

1) 所提方法对非自由声场中目标声源声场的分离问题是有效的. 当使用平面阵列采集声场信息时, 一般而言方形阵列的分离效果优于矩形阵列, 建议方形阵列的边长在目标声源直径或其最小外接球直径的1.5—2倍之间.

2) 相同声场布置下, 使用与目标声源共形的阵列比平面阵列更有利于分离精度的提高.

3) 方法的实施过程中, 需要知道声场中各声源的粗略位置, 其中目标声源的位置偏差对分离精度影响较大. 若目标声源为球形声源, 则偏差距离应不大于该声源半径的0.2倍. 对比不同频率时相同偏移距离对分离精度的影响, 可知相对低频时的分离精度较之高频稳定.

参考文献

- [1] Maynard J D, Williams E G, Lee Y 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **78** 1395
- [2] Wu S F 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **124** 2680
- [3] Veronesi W A, Maynard J D 1987 *J. Acoust. Soc. Am.* **81** 1307
- [4] Pachner J 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 90
- [5] Weinreich G, Arnold E B 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **68** 404
- [6] Yu F, Chen J, Chen X Z 2003 *Acta Acustica* **28** 385 (in Chinese) [于飞, 陈剑, 陈心昭 2003 声学学报 **28** 385]
- [7] Li W B, Chen J, Yu F, Bi C X, Chen X Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1253 (in Chinese) [李卫兵, 陈剑, 于飞, 毕传兴, 陈心昭 2005 物理学报 **54** 1253]
- [8] Jacobsen F, Liu Y 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **118** 3139
- [9] Zhang Y B, Jacobsen F, Bi C X, Chen X Z 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **126** 721
- [10] Fernandez-Grande E, Jacobsen F 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 5
- [11] Fernandez-Grande E, Jacobsen F, Leclere Q 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **132** 3818
- [12] Bi C X, Hu D Y, Zhang Y B, Xu L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084301 (in Chinese) [毕传兴, 胡定玉, 张永斌, 徐亮 2013 物理学报 **62** 084301]
- [13] Jacobsen F, Jaud V 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **121** 1550
- [14] Zhang Y B, Chen X Z, Jacobsen F 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **125** 3518
- [15] Zhang Y B, Xu L, Bi C X, Chen X Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8364 (in Chinese) [张永斌, 徐亮, 毕传兴, 陈心昭 2009 物理学报 **58** 8364]
- [16] Bi C X, Zhang Y B, Xu L, Chen X Z 2010 *Acta Acustica* **35** 653 (in Chinese) [毕传兴, 张永斌, 徐亮, 陈心昭 2010 声学学报 **35** 653]
- [17] Wang Z, Wu S F 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **102** 2020
- [18] Wu S F 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 2511
- [19] Lu H, Wu S F 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **125** 1538
- [20] Wu S F 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **115** 207
- [21] Zhang H B, Jiang W K, Xue W F, Liao C J 2008 *J. Vib. Shock* **27** 93 (in Chinese) [张海滨, 蒋伟康, 薛玮飞, 廖长江 2008 振动与冲击 **27** 93]
- [22] Choi J W 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **134** 3998
- [23] Williams E G 1999 *Fourier Acoustics-Sound Radiation and Nearfield Acoustic Holography* (1st Ed.) (London: Academic Press) pp 183–193
- [24] Pierce A D 1989 *Acoustics: An Introduction to Its Physical Principles and Applications* (New York: the Acoustical Society of America) pp 153–158

Sound wave separation method based on spatial signals resampling with single layer microphone array*

Song Yu-Lai¹⁾ Lu Huan-Cai^{1)†} Jin Jiang-Ming²⁾

1) (*Key Laboratory of E&M, Ministry of Education & Zhejiang Province, Zhejiang University of Technology, Hangzhou 310014, China*)

2) (*Key Laboratory of Signal Processing of Zhejiang Province, Hangzhou 310014, China*)

(Received 31 March 2014; revised manuscript received 9 May 2014)

Abstract

In order to reconstruct the sound field of target sources in non-free sound field, a method of sound field separation and reconstruction is presented based on spatial resampling with single layer microphone array. In this method, the spherical harmonics are taken as the basis functions, and the spherical harmonics of different orders are added to describe the mathematical model of the sound field. On the basis of the nearfield acoustic holography, the coefficients of the basis functions can be obtained with two groups' sound pressures resampled from the microphone array, then the sound fields generated by the sound sources on both sides of the microphone array are separated. The mathematical model is validated against the benchmark values. A non-free sound field with a radially oscillating sphere and a transversely oscillating rigid sphere is built, and the impact of various parameters such as the signal to noise ratio, the geometric shape and area of the microphone array, location of target sound source, and frequency of signals on the accuracy of separation is examined. Finally, some suggestions are given for the industrial application of the above method.

Keywords: non-free sound field, nearfield acoustic holography, spatial resampling, sound wave separation

PACS: 43.35.Sx, 43.60.Pt

DOI: [10.7498/aps.63.194305](https://doi.org/10.7498/aps.63.194305)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51275469, 51205354).

† Corresponding author. E-mail: huancailu@zjut.edu.cn