

# 基于声压-振速测量的单面声场分离技术\*

张永斌† 徐 亮 毕传兴 陈心昭

(合肥工业大学噪声振动工程研究所,合肥 230009)

(2009 年 2 月 2 日收到 2009 年 3 月 10 日收到修改稿)

在近场声全息技术的基础上,研究了基于声压-质点振速测量的单面声场分离技术.分析了现有基于 Fourier 变换的单面声场分离技术中的奇异性问题,并应用波数域谱平均法提出了去除奇异性的修正声场分离公式.为改善分离效果,减小由于 Fourier 变换引起的卷绕误差等因素的影响,基于统计最优近场声全息提出了一种新的单面声场分离方法.通过仿真分析对各种单面声场分离方法做了比较,并用 Microflown 公司的声强探头做了基于声压-振速测量的单面声场分离实验研究,验证了提出的修正公式和基于统计最优单面声场分离方法的正确性和有效性.

关键词:声场分离,近场声全息,统计最优,Fourier 变换

PACC:4320,4363

## 1. 引 言

声源识别是进行噪声和振动控制的先决条件,对噪声源识别技术的研究近来也越来越受到人们的关注.近场声全息(NAH)技术是一种强大的声源识别定位和声场可视化工具,该技术通过测量包含倏逝波的近场数据可以对声压、质点振速和声强等声学量进行重建,获得包含声源在内的整个声场的信息,从而指导噪声和振动的控制<sup>[1-10]</sup>.但是 NAH 技术的应用中有一个重要的先决条件,就是要求所有声源必须位于全息面的一侧<sup>[1]</sup>.但是在实际工况中由于一些干扰噪声源的存在,该条件通常不能满足,所以在测量中有时只能通过移除干扰声源来获得自由场的条件,而当干扰声源不能被移除时,NAH 技术的应用就受到了限制.而突破这种局限性的有效方法就是声场分离技术.

基于 NAH 的声场分离技术研究开始于 20 世纪 80 年代.1980 年 Frisk 等<sup>[11]</sup>首先提出用于测量反射系数的基于空间 Fourier 变换的声场分离技术,通过测量两个距离很近的平行平面上的声压数据实现声场分离.之后很多学者做了进一步研究和发展.Cheng 等<sup>[12]</sup>应用该方法研究了散射场的分离并扩展

到了柱面坐标,于飞等<sup>[13]</sup>成功将该方法应用到 NAH 重建中,消除了背景噪声的影响.其后通过测量两个平行平面上的声压,Hald<sup>[14]</sup>基于统计最优 NAH 提出了另外一种声场分离技术.最近毕传兴等<sup>[15]</sup>提出了基于等效源法的双面声场分离技术,分离后的声压在 NAH 重建中取得了很好的效果.目前的声场分离方法大都是基于双面声压测量,但是该方法需要在两个平面上测量声压数据,效率较低.而且双面分离方法的效果与两个测量平面之间的距离有密切关系,该间距的选取不当会造成分离失败,而目前该间距的选取并没有确定的准则<sup>[13]</sup>.

随着传感器技术的发展,质点振速的测量越来越受到人们关注,并出现了一种新的质点振速传感器<sup>[16,17]</sup>.质点振速与声压一样同样包含了声场信息,因而基于声压和振速测量也能实现声场分离,但目前在这方面的研究并不多见,只有文献[18]做了初步的探索和仿真研究.与双面声场分离技术相比,基于声压-振速测量的单面声场分离技术测量效率更高,而且不存在两测量面间距的选取问题,更便于实际应用.

本文对基于声压-振速测量的单面声场分离技术作了进一步的仿真和实验研究.先对文献[18]所提出的方法作了更深入的分析,指出了该方法中存

\* 国家自然科学基金(批准号 50675056,10874037)、霍英东教育基金(批准号:111058)和教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET-08-0767)资助的课题.

† E-mail: zybmy1997@163.com

在的奇异性问题,并提出了消除奇异性的修正声场分离公式.由于 Fourier 变换,该方法还是存在边缘分离效果较差等缺点.为获得更好的分离效果,本文又提出了基于统计最优的单面声场分离方法,有效地避免了边缘效应.仿真分析中对各种单面声场分离方法作了比较,用 Microflow 公司的声强探头进行了声压-振速单面分离的实验研究,验证了提出的修正公式和基于统计最优单面声场分离方法的正确性和有效性.

## 2. 基于 Fourier 变换的单面声场分离技术

如图 1 所示,在声源 1 和声源 2 组成的混合声场中,按文献 [18] 提出的基于声压和振速的声场分离方法,由声源 1 单独在测量面上产生的声压  $p_1$  写为

$$p_1(x, y) = \frac{1}{2} p(x, y) + \frac{\rho\omega}{8\pi^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V_z(k_x, k_y) \frac{1}{k_z} e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (1)$$

式中  $p$  为两声源共同作用时的测量声压;  $\rho$  为声传播介质密度;  $\omega$  为角频率;  $V_z(k_x, k_y)$  为波数域质点振速,由两声源共同作用时测量面上的质点振速  $v_z(x, y)$  经二维空间 Fourier 变换而来. Fourier 变换的定义为

$$V_z(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_z(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy; \quad (2)$$

$k_z$  的表达式为

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & (k_x^2 + k_y^2 \leq k^2), \\ -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & (k_x^2 + k_y^2 > k^2). \end{cases} \quad (3)$$

(1) 式就是于飞等在文献 [18] 中提出的基于声压-振速测量的单面声场分离公式,但是该公式在应用中存在着严重的奇异性问题.从(1)式可以看出,当  $k_z$  接近零或者  $k_x^2 + k_y^2 \approx k^2$  时,测量的质点振速波数域谱会被无限放大,出现奇异性问题并导致分离失败.

该奇异性问题可以通过波数域谱平均的方法解决,该方法为 Williams 等 [19] 所提出用于解决 Green 函数中的奇异性问题.但是与文献 [19] 不同,这里需要平均的量并不是 Green 函数,而是因子  $1/k_z$ . 参考文献 [19] 中的原理,推导出该因子平均值的表达式为

$$\bar{k}_z^{-1} = \begin{cases} \frac{\mathcal{A}[\sqrt{k^2 - k_1^2} - \sqrt{k^2 - k_2^2}]}{k_2^2 - k_1^2} & (k_2 \leq k), \\ \frac{\mathcal{A}[\sqrt{k^2 - k_1^2} - j\sqrt{k_2^2 - k^2}]}{k_2^2 - k_1^2} & (k_1 \leq k \leq k_2), \\ \frac{-2\mathcal{A}[\sqrt{k_2^2 - k^2} - \sqrt{k_1^2 - k^2}]}{k_2^2 - k_1^2} & (k \leq k_1). \end{cases} \quad (4)$$

这里  $(k_x, k_y) = (m\Delta k, n\Delta k)$  为波数域抽样点,其中  $\Delta k = 2\pi/L$  ( $L$  为测量孔径),  $m, n$  为整数;  $k_1 = k_0 - \Delta k/2$ ,  $k_2 = k_0 + \Delta k/2$ , 其中  $k_0^2 = (m^2 + n^2)\Delta k^2$ .

把(4)式代入(1)式可得到消除奇异性的修正声场分离公式

$$p_1(x, y) = \frac{1}{2} p(x, y) + \frac{\rho\omega}{8\pi^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{k}_z^{-1} V_z(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (5)$$

当获得测量面上的声压和法向质点振速后,由(5)式可以分离出每个声源单独产生的声压,用分离后的声压进行 NAH 重建,消除了干扰声源的影响.但是由于(5)式是基于 Fourier 变换而来,不可避免地会产生卷绕误差以及由边缘不连续性带来的分离误差,而且由于经过了平均处理,所得到的结果会过于平滑.而 Hald 所提出的统计最优 NAH 技术避免了 Fourier 变换的计算,自然也不会有相应的卷绕等误差.为改善分离效果,本文提出一种新的基于统计最优方法的单面声场分离技术,避免了卷绕等误差的影响,也不存在奇异性.

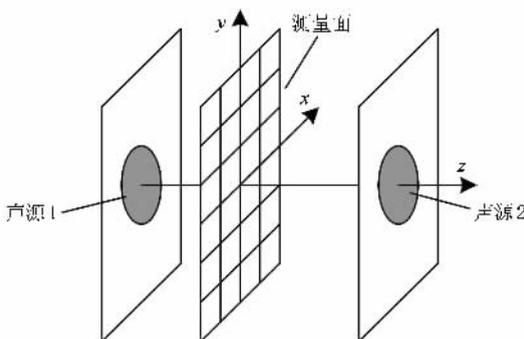


图 1 基于 Fourier 变换的单面声场分离原理示意图

### 3. 基于统计最优的单面声场分离技术

在统计最优 NAH 中,空间任意场点  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  处的声压可以表示为测量面上  $N$  个测量点  $\mathbf{r}_{h,n}$  处的声压的加权叠加,即

$$p(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N c_n(\mathbf{r}) p(\mathbf{r}_{h,n}) = \mathbf{p}^T(\mathbf{r}_h) \mathbf{c}(\mathbf{r}). \quad (6)$$

由(6)式相应的重建面上  $N$  个重建点  $\mathbf{r}_{s,n}$  的声压可表示为

$$p^T(\mathbf{r}_s) = \mathbf{p}^T(\mathbf{r}_h) \mathbf{C}_{pp}. \quad (7)$$

式中  $T$  表示矩阵转置,  $\mathbf{p}(\mathbf{r}_s)$  为重建面声压列向量,  $\mathbf{C}_{pp}$  为加权系数矩阵. 定义倏逝波和平面单元波序列为

$$\Phi_m(\mathbf{r}) = e^{-k_x m x + k_y m y + k_z m z} \quad (m = 1, 2, \dots, M; M \rightarrow \infty), \quad (8)$$

则传递矩阵  $\mathbf{C}_{pp}$  可由下式求得:

$$\mathbf{B} = \mathbf{A} \mathbf{C}_{pp}, \quad (9)$$

式中

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \Phi_1(\mathbf{r}_{s,1}) & \Phi_1(\mathbf{r}_{s,2}) & \dots & \Phi_1(\mathbf{r}_{s,N}) \\ \Phi_2(\mathbf{r}_{s,1}) & \Phi_2(\mathbf{r}_{s,2}) & \dots & \Phi_2(\mathbf{r}_{s,N}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Phi_M(\mathbf{r}_{s,1}) & \Phi_M(\mathbf{r}_{s,2}) & \dots & \Phi_M(\mathbf{r}_{s,N}) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \Phi_1(\mathbf{r}_{h,1}) & \Phi_1(\mathbf{r}_{h,2}) & \dots & \Phi_1(\mathbf{r}_{h,N}) \\ \Phi_2(\mathbf{r}_{h,1}) & \Phi_2(\mathbf{r}_{h,2}) & \dots & \Phi_2(\mathbf{r}_{h,N}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Phi_M(\mathbf{r}_{h,1}) & \Phi_M(\mathbf{r}_{h,2}) & \dots & \Phi_M(\mathbf{r}_{h,N}) \end{pmatrix}.$$

对(9)式求解,  $\mathbf{C}_{pp}$  的正则化解为

$$\mathbf{C}_{pp} = (\mathbf{A}^H \mathbf{A} + \lambda^2 \mathbf{I})^{-1} \mathbf{A}^H \mathbf{B}, \quad (10)$$

式中  $\mathbf{I}$  为单位阵,  $\lambda$  为正则化参数,  $H$  表示矩阵共轭转置.

由 Euler 公式和(7)式可以得到重建面上质点振速的重建公式为

$$\begin{aligned} v_z^T(\mathbf{r}_s) &= \frac{-1}{j\omega\rho} \mathbf{p}^T(\mathbf{r}_h) \frac{\partial \mathbf{C}_{pp}}{\partial z_s} \\ &= \mathbf{p}^T(\mathbf{r}_h) \mathbf{C}_{pv}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中,  $z_s$  为重建面法向坐标,

$$\mathbf{C}_{pv} = \frac{-1}{j\omega\rho} (\mathbf{A}^H \mathbf{A} + \lambda^2 \mathbf{I})^{-1} \mathbf{A}^H \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z_s}. \quad (12)$$

基于统计最优的单面声场分离如图 2 所示.  $p_{s1}$  表示在测量面与声源面之间的任意一个平面上由声源 1 单独产生的声压,该平面也可以与声源面重合.

$p_{s2}$  与  $p_{s1}$  含义一样,是在测量面与声源 2 间的任意平面上由声源 2 单独产生的声压. 测量面上的声压和法向振速可以表示为两个声源所产生的声场的叠加,即

$$p^T(\mathbf{r}_h) = p_1^T(\mathbf{r}_h) + p_2^T(\mathbf{r}_h), \quad (13)$$

$$v_z^T(\mathbf{r}_h) = v_{z1}^T(\mathbf{r}_h) - v_{z2}^T(\mathbf{r}_h), \quad (14)$$

式中  $p_1$  和  $v_{z1}$  为声源 1 所产生的声压和质点振速列向量,  $p_2$  和  $v_{z2}$  为声源 2 所产生的声压和质点振速列向量. 另外,由于质点振速为矢量,故其叠加有方向性.

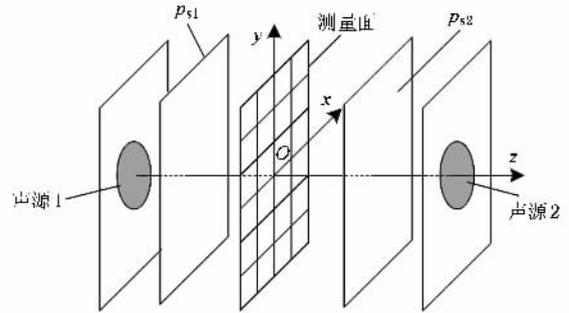


图 2 基于统计最优的单面声场分离原理示意图

由(7)和(11)式声源 1 和声源 2 在测量面的声场可分别表示为  $p_{s1}$  和  $p_{s2}$  的加权叠加,即

$$p_1^T(\mathbf{r}_h) = \mathbf{p}_{s1}^T \mathbf{C}_{pp1}, \quad (15)$$

$$p_2^T(\mathbf{r}_h) = \mathbf{p}_{s2}^T \mathbf{C}_{pp2}, \quad (16)$$

$$v_{z1}^T(\mathbf{r}_h) = \mathbf{p}_{s1}^T \mathbf{C}_{pv1}, \quad (17)$$

$$v_{z2}^T(\mathbf{r}_h) = \mathbf{p}_{s2}^T \mathbf{C}_{pv2}. \quad (18)$$

$\mathbf{C}_{pp1}$ ,  $\mathbf{C}_{pv1}$  可参照(10)和(12)式求得,但是值得注意的是,与(10)和(12)式中的重建传递矩阵不同,这里的  $\mathbf{C}_{pp1}$ ,  $\mathbf{C}_{pv1}$  为向前预测矩阵,所以计算时要将(10)和(12)式中的矩阵  $\mathbf{A}$  和  $\mathbf{B}$  互换;  $\mathbf{C}_{pp2}$  和  $\mathbf{C}_{pv2}$  是声源 2 和测量面之间的传递矩阵,不能直接按照(10)和(12)式计算. 考虑到声源 2 所对应的倏逝波、平面单元波与声源 1 的传播方向相反,所以  $\mathbf{C}_{pp2}$  和  $\mathbf{C}_{pv2}$  应该由另外一组单元波序列确定,

$$\begin{aligned} \Psi_m(\mathbf{r}) &= e^{-k_x m x + k_y m y - k_z m z} \\ (m = 1, 2, \dots, M; M \rightarrow \infty), \end{aligned} \quad (19)$$

相应的矩阵  $\mathbf{A}$  和  $\mathbf{B}$  为

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \Psi_1(\mathbf{r}_{s,1}) & \Psi_1(\mathbf{r}_{s,2}) & \dots & \Psi_1(\mathbf{r}_{s,N}) \\ \Psi_2(\mathbf{r}_{s,1}) & \Psi_2(\mathbf{r}_{s,2}) & \dots & \Psi_2(\mathbf{r}_{s,N}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Psi_M(\mathbf{r}_{s,1}) & \Psi_M(\mathbf{r}_{s,2}) & \dots & \Psi_M(\mathbf{r}_{s,N}) \end{pmatrix},$$

$$A = \begin{pmatrix} \Psi_1(\mathbf{r}_{h,1}) & \Psi_1(\mathbf{r}_{h,2}) & \cdots & \Psi_1(\mathbf{r}_{h,N}) \\ \Psi_2(\mathbf{r}_{h,1}) & \Psi_2(\mathbf{r}_{h,2}) & \cdots & \Psi_2(\mathbf{r}_{h,N}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Psi_M(\mathbf{r}_{h,1}) & \Psi_M(\mathbf{r}_{h,2}) & \cdots & \Psi_M(\mathbf{r}_{h,N}) \end{pmatrix}. \quad (20)$$

由(20)式所示的矩阵  $A$  和  $B$  按照  $C_{pp1}$ ,  $C_{pv1}$  的求解过程就可以得到  $C_{pv2}$  和  $C_{pv2}$ .

联立(13)–(18)式,可以得到声源 1 所单独产生的声压  $p_{s1}$ ,

$$p_{s1}^T = [u_2^T(\mathbf{r}_h) + p^T(\mathbf{r}_h)C_{pv2}^{-1}C_{pv2}] \times (C_{pv1} + C_{pp1}C_{pv2}^{-1}C_{pv2})^{-1}. \quad (21)$$

将(21)式代入(15)式就可以分离出声源 1 在测量面上的声压.由(21)式可以看出,除了没有奇异性,避免了 Fourier 变换及相应的卷绕等误差外,与基于 Fourier 变换的声场分离方法相比,基于统计最优的单面声场分离方法还把重建过程集成到了分离过程中.在实际应用中,可以选择  $p_{s1}$  平面与要重建的平面重合,直接得到消除了干扰源影响的重建结果.

## 4. 仿真分析

为验证所提出的基于 Fourier 变换的修正声场分离公式和基于统计最优的新型声场分离方法的有效性,以两个脉动球声源为例进行仿真分析和对比.其中一个脉动球位于  $(-0.2 \text{ m}, 0 \text{ m}, -0.2 \text{ m})$  为目标声源,另一个脉动球位于  $(0.2 \text{ m}, 0 \text{ m}, 0.2 \text{ m})$  为干扰声源,球半径均为  $0.01 \text{ m}$ .测量面位于  $z = 0$ ,尺寸为  $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ ,测点数为  $20 \times 20$ .为减小卷绕误差,基于 Fourier 变换的声场分离过程中对测量数据进行了补零.

图 3(a)所示为在  $1012.5 \text{ Hz}$  时,应用于飞等所提出的声场分离公式得到的分离结果与理论值的比较(目标声源球心所在列的数据),可以发现分离完全失效,分离结果远远大于理论值.在  $1012.5 \text{ Hz}$  时  $k_z$  的最小值等于  $0.042$ ,非常接近零,由于公式中  $1/k_z$  的存在结果被放大.从这个例子可以明显看出,由于奇异性的存在,直接应用该公式会出现分离失效的情况.图 3(b)所示为利用平均后的修正公式和所提出的基于统计最优的分离方法所得到的结果与理论值的比较.由图 3 可以看出,用修正公式得到的结果与理论值符合较好,只是在边缘部分由于 Fourier 变换存在的卷绕等误差影响产生了一定偏差,而基于统计最优的分离方法不存在奇异性问题并避免了

Fourier 变换,直接分离的结果好于 Fourier 变换方法,分离效果在边缘处的优势明显.

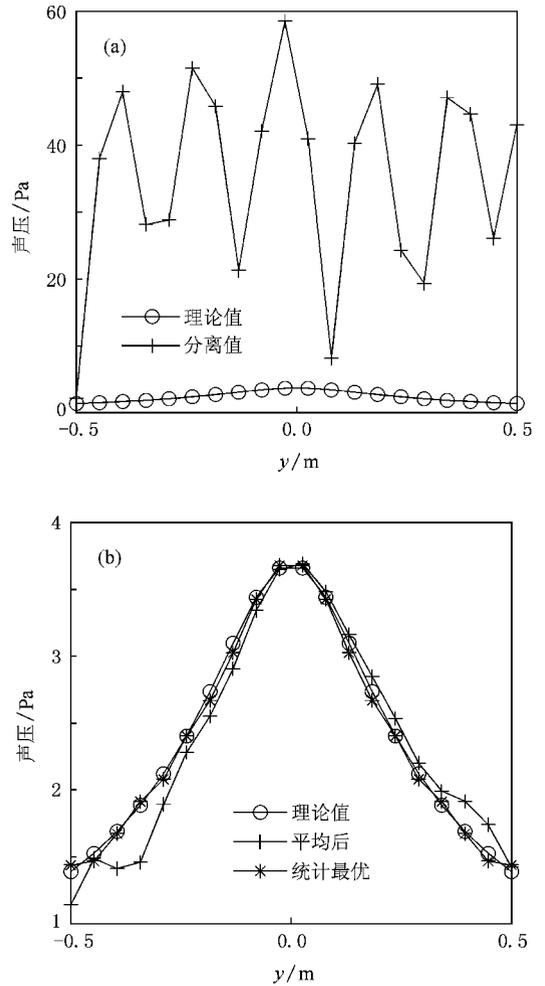


图 3 1012.5 Hz 时的分离结果与理论值比较 (a) 现有方法, (b) 本文方法

而当  $k_z$  的最小值不是非常接近零时,于飞等<sup>[13]</sup>所提出公式的奇异性不是特别明显.图 4(a)所示为  $1500 \text{ Hz}$  时基于 Fourier 变换直接分离的结果与理论值的比较,此时的  $k_z$  最小值为  $3.88$ ,  $1/k_z$  没有对结果进行放大.从图 4(a)可以看出,利用 Fourier 变换直接分离也能得到近似的分离声场,但是与图 4(b)中修正公式获得的结果相比发现,不管是否在奇异范围之内,平均后的修正公式都比直接分离的效果更好,该修正公式完全可以替代现有公式.另外从图 4(b)还可以看出,在  $1500 \text{ Hz}$  基于统计最优的分离效果也要好于 Fourier 变换方法.

通过仿真分析可知,本文提出的修正公式和基于统计最优的分离方法都能有效地实现声场分离,但是基于 Fourier 变换的修正公式在测量面边缘的

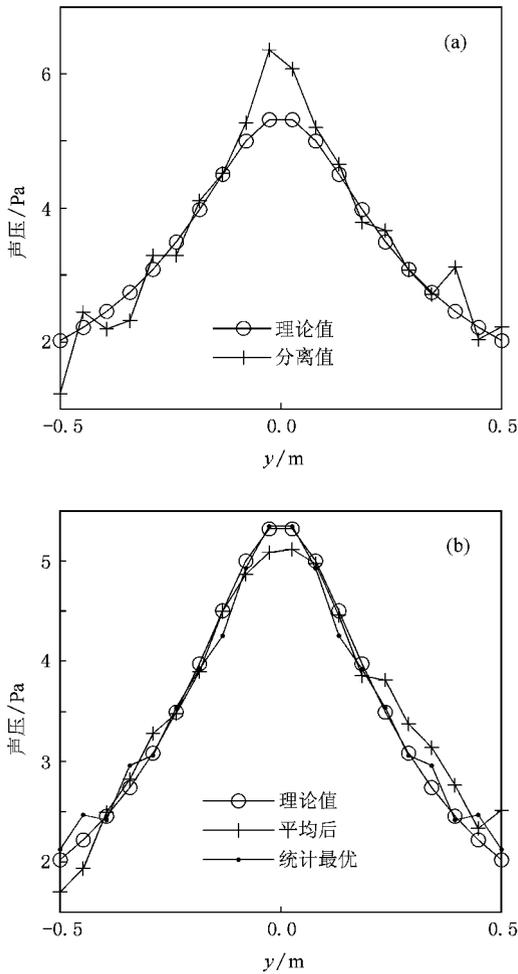


图4 1500 Hz 时的分离结果与理论值比较 (a) 现有方法, (b) 本文方法

精度较低, 而基于统计最优的分离方法由于避开了 Fourier 变换能得到更高精度的分离结果. 但是由于快速 Fourier 变换在计算速度上的优势, 即便是修正公式计算中也会由于补零增加计算量, 但仍然比统计最优方法的计算速度更快, 尤其是在测量点较多、计算量较大时比较明显. 所以, 可以根据实际需要选择分离方法. 需要较高的分离精度可以选择基于统计最优的声场分离方法, 而如果测量点较多且需要较快的计算速度可以选择基于 Fourier 变换的修正声场分离方法.

## 5. 实验研究

为验证本文提出的两种声场分离方法的正确性和有效性, 进行了实验研究和对比, 实验场景如图 5 所示, 右边的音箱为目标声源, 左边的干扰声源为丹

麦 Brüel & Kjær (B&K) 生产的 4299 型单极子声源. 信号采集和发生设备为 B&K 公司生产的型号为 3560 的 PULSE 分析仪. PULSE 分析仪产生的信号经功率放大后分别输入目标源和干扰源形成叠加声场. 设测量面所在平面为坐标平面, 测量面中心为坐标原点, 应用 Microflown 公司集成传声器和 Microflown 质点振速传感器的 1/2 英寸声强探头, 在尺寸为  $0.25 \text{ m} \times 0.25 \text{ m}$  的平面上测量声压与分析仪所产生信号的频率响应以及质点振速与分析仪所产生信号的频率响应. 测量点为  $11 \times 11$ , 但是由于 Fourier 变换计算中偶数点便于频谱平移, 所以取后  $10 \times 10$  测量点进行计算.

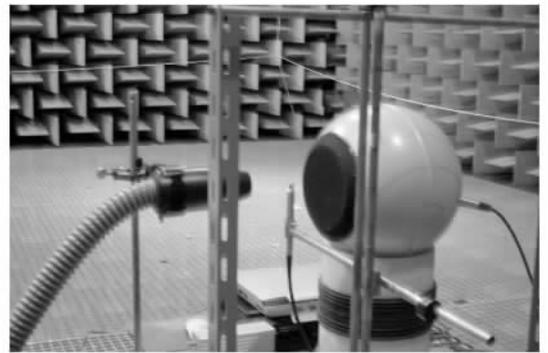


图5 实验场景

首先研究目标声源在  $(0 \text{ m}, 0 \text{ m}, -0.05 \text{ m})$ , 而干扰声源在  $(0 \text{ m}, 0 \text{ m}, 0.05 \text{ m})$  (情形 1) 和  $(-0.05 \text{ m}, 0.05 \text{ m}, 0.05 \text{ m})$  (情形 2) 两种情形下的声场分离效果. 图 6(a) 所示为在 320 Hz 时本文提出的修正分离公式和统计最优分离方法针对情形 1 的分离结果对比 (沿  $y$  轴). 由图 6(a) 可以看出, 由于干扰声源在影响分离前的声压远远大于目标声源单独作用时的声压, 在测量面中心点其幅值比为 2.71, 而本文所提出的两种分离方法都给出了较好的分离结果, 与测量值符合很好, 但相比之下统计最优分离结果要好于基于 Fourier 变换的修正分离公式. 图 6(b) 所示为 320 Hz 时对情形 2 的分离效果对比. 由于干扰声源的位置稍微偏离中心, 两个声源共同作用时的声场也产生了偏离, 此时测量面中心点分离前声压与目标声源单独作用时的声压幅值比为 2.18, 干扰声源的影响依然非常明显. 与情形 1 的结果类似, 两种方法都能有效分离出目标声源声场, 而且统计最优法比修正公式精度更高. 为进一步验证, 对这两种情况在 528 Hz 时的声场分离效果进行了研究. 如图 7 所示, 结果与 320 Hz 时完全一致, 充分说明了

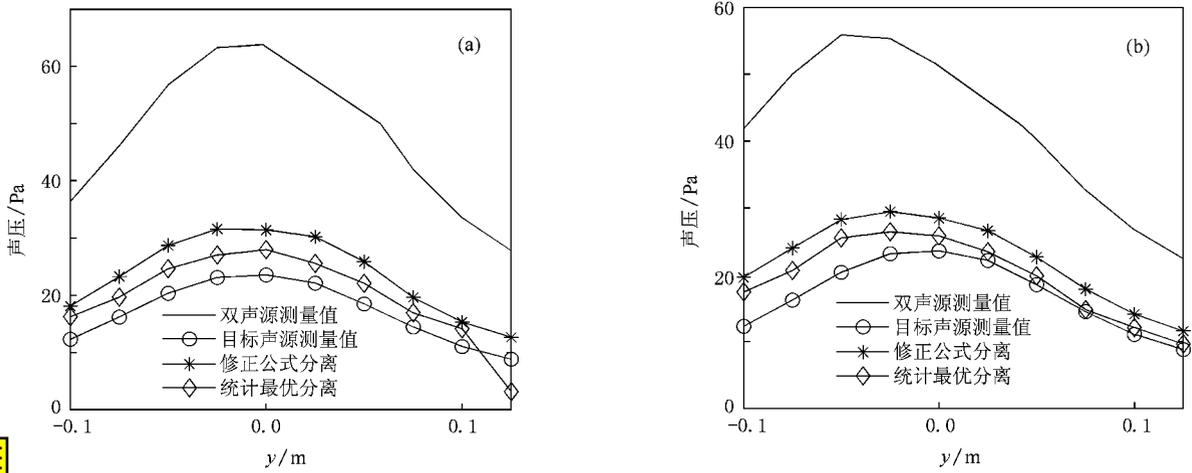


图6 320 Hz时的分离结果与测量值比较 (a)情形1 (b)情形2

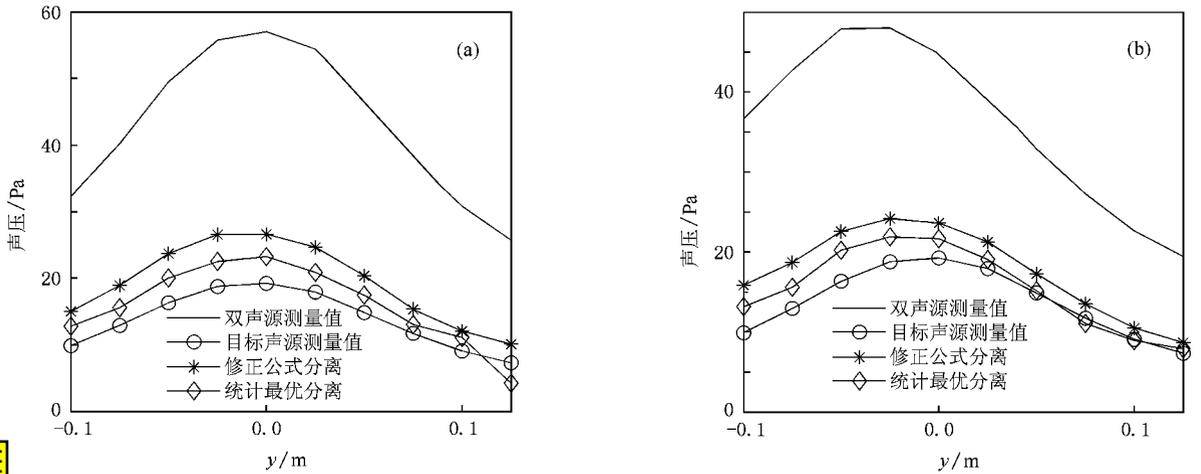


图7 528 Hz时的分离结果与测量值比较 (a)情形1 (b)情形2

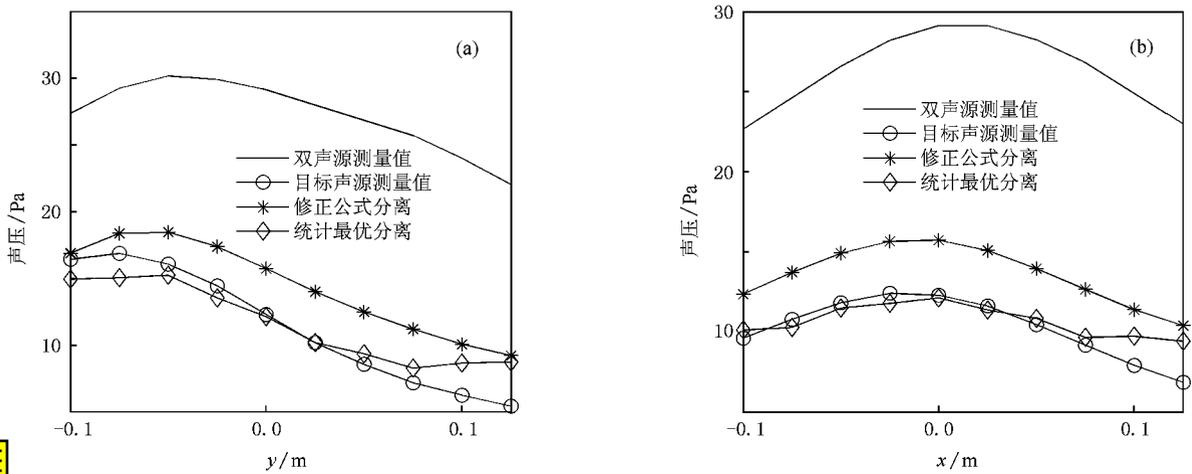


图8 目标声源与干扰声源严重不对称情形下 320 Hz时的分离结果与测量值的比较 (a)沿  $y$  轴 (b)沿  $x$  轴

本文提出的两种方法的有效性和正确性. 另外需要注意的是, 由于实验中没有对传感器做归一化处理, 所以图中的声压幅值偏大, 但并不影响结果的比较.

由于实际中的干扰声源位置不一定在目标声源对面或者附近, 所以针对更接近实际情况的声场环境, 也就是目标声源与干扰声源不对称度更高的情况进行研究, 目标声源位于 $(-0.075\text{ m}, 0\text{ m}, -0.08\text{ m})$ 而干扰声源位于 $(0.075\text{ m}, 0.05\text{ m}, 0.14\text{ m})$ , 分析频率为 $320\text{ Hz}$ , 而在测量面中心点分离前测量声压与目标声源单独作用时的测量声压幅值比为 $2.36$ , 干扰声源强度不弱于目标声源, 影响非常明显. 如图8所示, 对这种严重不对称的情况本文方法同样能准确实现声场分离, 而且可以看出在这种情况下基于统计最优的分离方法的优势更加明显.

## 6. 结 论

本文首先分析了现有的基于 Fourier 变换的单面声场分离技术中的奇异性问题, 并提出了消除奇异性的修正声场分离公式. 虽然基于 Fourier 变换的声场分离方法有计算速度上的优势, 但是由于快速 Fourier 变换所产生的卷绕误差等因素也影响了分离精度, 尤其是在测量面的边缘比较明显. 为改善分离效果, 基于统计最优近场声全息提出了一种新的单面声场分离方法. 通过仿真分析对各种单面声场分离方法作了比较, 验证了统计最优分离方法和修正公式的正确性以及统计最优法在精度上的优势. 最后用 Microflown 公司的声强探头进行了基于声压-振速测量的单面声场分离实验研究, 针对三种不同的声源布置方式验证了提出的修正公式和基于统计最优单面声场分离方法的正确性和有效性.

- [ 1 ] Maynard J D , Williams E G , Lee Y 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **78** 1395
- [ 2 ] Bi C X , Chen J , Chen X Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4268 (in Chinese) [ 毕传兴、陈 剑、陈心昭 2004 物理学报 **53** 4268 ]
- [ 3 ] Zhang H B , Jiang W K , Wan Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 313 (in Chinese) [ 张海滨、蒋伟康、万 泉 2008 物理学报 **57** 313 ]
- [ 4 ] He Z Y 1996 *Prog. Phys.* **16** 600 (in Chinese) [ 何祚镛 1996 物理学进展 **16** 600 ]
- [ 5 ] Jiang W K , Wan Q 2005 *J. Mech. Strength* **27** 288 (in Chinese) [ 蒋伟康、万 泉 2005 机械强度 **27** 288 ]
- [ 6 ] He Y A , He Z Y 2002 *Acta Acoust.* **27** 507 (in Chinese) [ 何元安、何祚镛 2002 声学学报 **27** 507 ]
- [ 7 ] Bi C X , Chen X Z , Chen J 2005 *Sci. China E* **35** 535
- [ 8 ] Yang D G , Zheng S F , Li Y K 2001 *Acta Acoust.* **26** 156 (in Chinese) [ 杨殿阁、郑四发、李愈康 2001 声学学报 **26** 156 ]
- [ 9 ] Wan Q , Jiang W K 2005 *Acta Acoust.* **30** 379 (in Chinese) [ 万 泉、蒋伟康 2005 声学学报 **30** 379 ]
- [ 10 ] Bai M R 1992 *J. Acoust. Soc. Am.* **92** 533
- [ 11 ] Frisk G V , Oppenheim A V , Martinez D R 1980 *J. Acoust. Soc. Am.* **68** 602
- [ 12 ] Cheng M T , Mann J A , Pate A 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **97** 2293
- [ 13 ] Yu F , Chen J , Bi C X , Li W B , Chen X Z 2005 *Chin. J. Acoust.* **24** 111
- [ 14 ] Hald J 2006 *Proceedings of Euronoise* ( Tampere : Finland )
- [ 15 ] Bi C X , Chen X Z , Chen J 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **123** 1472
- [ 16 ] Jacobsen F , de Bree H E 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **118** 1510
- [ 17 ] Jacobsen F , Liu Y 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **118** 3139
- [ 18 ] Yu F , Chen J , Li W B , Chen X Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 789 (in China) [ 于 飞、陈 剑、李卫兵、陈心昭 2005 物理学报 **54** 789 ]
- [ 19 ] Williams E G , Maynard J D 1982 *J. Acoust. Soc. Am.* **72** 2020

# Sound field separation technique based on single surface measurement using pressure-velocity transducers<sup>\*</sup>

Zhang Yong-Bin<sup>†</sup> Xu Liang Bi Chuan-Xing Chen Xin-Zhao

( *Institute of Sound and Vibration Research, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China* )

( Received 2 February 2009 ; revised manuscript received 10 March 2009 )

## Abstract

The sound field separation technique based on single surface measurement is investigated in this paper. A modified separation formula based on the spatial Fourier transform is presented to overcome the inherent singularity of the current single surface separation technique. However due to the wraparound error associated with fast Fourier transform(FFT), the accuracy of separation technique based on FFT is not satisfactory and a novel separation method based on the statistically optimized nearfield acoustic holography is proposed to improve the separation. The simulations as well as experiments carried out with the  $p$ - $u$  intensity probe produced by Microflown demonstrate the validity of the proposed modified formula and the effectiveness of the new separation method.

**Keywords** : sound field separation , nearfield acoustic holography , statistically optimized , spatial Fourier transform

**PACC** : 4320 , 4363

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 50675056 , 10874037 ) , the Fok Ying-Tung Education Foundation ( Grant No. 111058 ) and the Program for the New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education , China ( Grant No. NCET-08-0767 ).

<sup>†</sup> E-mail : zybmy1997@163.com