

矢量拖线阵水听器流噪声响应特性*

时胜国^{1)2)†} 于树华²⁾ 时洁¹⁾²⁾ 马根卯²⁾³⁾

1) (哈尔滨工程大学水声技术重点实验室, 哈尔滨 150001)

2) (哈尔滨工程大学水声工程学院, 哈尔滨 150001)

3) (杭州应用声学研究所, 杭州 310012)

(2014年11月25日收到; 2015年1月6日收到修改稿)

针对传统拖线阵流噪声理论的局限性, 建立了完善的矢量拖线阵流噪声理论分析方法, 可全面准确地揭示矢量拖线阵流噪声响应特性. 基于细长圆柱的湍流边界层压力起伏 Carpenter 模型, 采用波数-频率谱分析方法对矢量拖线阵流噪声响应特性进行了理论研究, 导出了圆柱形矢量水听器流噪声响应的声压和振速自功率谱及其互功率谱的解析表达式, 定量分析了流噪声响应功率谱与拖曳速度、水听器尺寸、套管尺寸和材料等参数之间变化规律; 另外, 还讨论了圆柱形矢量水听器偏离护套轴线时矢量拖线阵流噪声响应, 导出了流噪声响应的声压、径向和轴向振速自功率谱及其互功率谱的解析表达式, 数值计算结果表明: 轴线偏移距离对声压和轴向振速的高频噪声的影响要大于对低频噪声的影响, 而对径向振速的全频段噪声都有明显影响, 且对振速分量影响要远大于对声压影响.

关键词: 拖线阵, 矢量水听器, 流噪声, 非轴线布放

PACS: 43.30.+m, 43.50.+y

DOI: 10.7498/aps.64.154306

1 引言

拖线阵在海洋地震勘探和远程目标探测中得到广泛应用^[1,2], 但由于水听器阵安装在一根直径几厘米的长柔性护套管内, 拖线阵的噪声背景与其他声呐有很大不同^[2]. 当拖曳速度较高时, 由拖线阵护套管外壁湍流边界层压力起伏激励产生的管内噪声^[3,4], 它是制约拖线阵声呐性能的关键因素.

随着拖线阵声呐技术发展, 矢量水听器被成功应用于拖线阵声呐^[5-7], 矢量拖线阵流噪声问题愈发受到人们的关注. Zou等^[8]分析了流噪声对矢量拖线阵和常规拖线阵波束形成性能的影响, 计算结果表明流噪声对矢量拖线阵波束形成性能的影响更大. 杨秀庭^[9]和邹锦芝^[10]等均采用 Corcos 压力起伏模型分析了矢量拖线阵流噪声响应的自功率谱特性, 该模型是基于平板 TBL 压力起伏实验

测量结果拟合建立的经验模型^[11-13]. 但这与实际拖线阵几何结构形式存在一定差异性, 为了提高拖线阵内部噪声场的预报精度, 人们一直致力于完善细长圆柱体表面的 TBL 压力起伏模型, 并建立了相应的 Carpenter 压力起伏模型^[14,15]. 近些年来, Knight 利用该模型分析了拖线阵护套管、水听器的流噪声抑制性能^[16]; 王斌等则对 Corcos 和 Carpenter 两种压力起伏模型以及相应的拖线阵流噪声响应进行了全面比较, 进一步阐述了 Carpenter 压力起伏模型预报拖线阵流噪声响应的有效性^[17]. 上述有关矢量拖线阵流噪声响应特性研究的文献还存在两方面严重不足: 一是忽略了矢量拖线阵阵列信号处理更关心的声压和振速通道流噪声的互功率谱特性; 二是未考虑矢量水听器柔性悬挂安装、拖线阵封装误差及其在水中拖曳运动等引起水听器偏移护套轴线时对流噪声响应的影响, 而这对矢量拖线阵实际工程应用具有重要意义.

* 长江学者和创新团队发展计划 (批准号: IRT1228) 和水声技术重点实验室基金 (批准号: 9140C2002021001) 资助的课题.

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

本文采用 Carpenter 模型计算矢量拖线阵流噪声, 该模型是基于细长圆柱 TBL 压力起伏建立的, 可以更准确地反映出套管外壁处 TBL 压力起伏大小和频谱特性; 并采用波数-频率谱分析方法系统推导了圆柱形矢量水听器声压和振速通道流噪声自功率谱及其互功率谱解析表达式, 定量分析水听器流噪声响应与拖曳速度、水听器尺寸、套管尺寸等参数之间变化关系, 归纳了矢量水听器抑制流噪声基本规律. 最后, 讨论了圆柱形矢量水听器非轴线布放时流噪声响应, 导出了相应的流噪声自功率谱及其互功率谱解析表达式, 定量分析了矢量水听器轴线偏移大小对矢量拖线阵声压和振速通道流噪声响应的影响.

2 流噪声的理论模型

2.1 噪声场的一般形式

在矢量拖线阵中, 矢量水听器柔性安装在由软管包裹的拖缆内. 为降低不同材料界面处声波的反射损失, 以保证阻抗匹配, 在护套管内一般还需要灌注轻蜡油. 为了求解护套管内部噪声场, 需做以下假设: 1) 拖线阵护套管表面流场和声场是周向均匀的, 因此作用在护套管表面上的压力起伏沿圆周方向统计均匀; 2) 拖线阵足够长使得两端的反射作用可以忽略; 3) 整个声系统是线性的, 满足线性叠加原理. 基于上述假设, 矢量拖线阵流噪声场问题可以简化为仅与纵轴 z 及径向 r 有关的二维无限长黏弹性柱壳问题, 拖缆的基本结构和坐标系如图 1 所示.

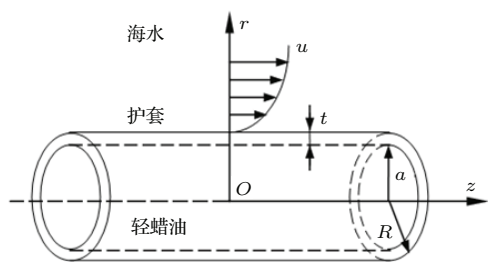


图 1 矢量拖线阵拖缆的基本结构

Fig. 1. The geometry of towed array elastomer tube.

由波数-频率谱分析方法可以得到护套管内部 ($r \leq a$) 噪声的自功率谱 [3]

$$\Phi(r, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) h(k_z, r, \omega)$$

$$\times h^*(k_z, r, \omega) dk_z, \quad (1)$$

其中, $\Phi_s(k_z, \omega)$ 是压力起伏的波数-频率谱, $h(k_z, r, \omega)$ 是系统传递函数的波数-频率谱.

由 (1) 式可推得护套管内噪声场的声压、径向和轴向振速自功率谱及其互功率谱

$$\begin{aligned} \Phi_{pp}(r, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) |h_p(k_z, r, \omega)|^2 dk_z, \\ \Phi_{rr}(r, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) |h_r(k_z, r, \omega)|^2 dk_z, \\ \Phi_{zz}(r, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) |h_z(k_z, r, \omega)|^2 dk_z; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{pr}(r, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) h_p(k_z, r, \omega) \\ &\quad \times h_r^*(k_z, r, \omega) dk_z, \\ \Phi_{pz}(r, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) h_p(k_z, r, \omega) \\ &\quad \times h_z^*(k_z, r, \omega) dk_z, \\ \Phi_{rz}(r, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) h_r(k_z, r, \omega) \\ &\quad \times h_z^*(k_z, r, \omega) dk_z. \end{aligned} \quad (3)$$

根据位移势函数与声压和质点振速之间的关系, 由文献 [3] 可推出该系统对流噪声声压、径向和轴向振速的传递函数波数-频率谱 (时间因子 $e^{-i\omega t}$)

$$\begin{aligned} h_p(k_z, r, \omega) &= -\rho_1 \omega^2 F J_0(k_1 r), \\ h_r(k_z, r, \omega) &= -i\omega k_1 F J_1(k_1 r), \\ h_z(k_z, r, \omega) &= -\omega k_z F J_0(k_1 r); \end{aligned} \quad (4)$$

$$F = -\frac{1}{2\mu} k_2 H_1^{(1)}(k_2 R) \frac{\Delta_d}{\Delta_6}. \quad (5)$$

其中, μ 为护套管材料的 Lamé 常数, ρ_1 为护套管内流体密度, $k_2 = \sqrt{\omega^2/c_2^2 - k_z^2}$, c_2 为护套管外流体声速, R 为护套管的外半径, $k_1 = \sqrt{\omega^2/c_1^2 - k_z^2}$, c_1 为护套管内流体声速, $H_1^{(1)}(\cdot)$ 为一阶第一类 Hankel 函数, $J_0(\cdot)$ 为零阶 Bessel 函数, Δ_6 为 6 阶行列式, Δ_d 为 Δ_6 去掉 1, 5 行, 1, 6 列的 4 阶行列式, 行列式中各项元素见文献 [3].

2.2 Carpenter 压力起伏模型

基于细长圆柱外壁面 TBL 压力起伏的 Carpenter 模型 [14]

$$\Phi_s(k_z, \omega) = \frac{C\rho_2^2 u_*^3 R^2 \left[(k_z R)^2 + 1/12 \right]}{\left[\frac{(\omega R - u_c k_z R)^2}{(h u_*)^2} + (k_z R)^2 + \frac{1}{b^2} \right]^{2.5}}, \quad (6)$$

其中, ρ_2 为护套管外流体密度, TBL 剪切速度 $u_* = 0.04U$, 迁移波速 $u_c = 0.68U$, U 为拖曳速度, $C = 0.063$, $h = 3.7$, $b = 1.08$. 当护套管外径和边界层厚度 δ 满足 $\delta/R \gg 1$ 时, 这种近似是较准确的.

3 圆柱形矢量水听器的流噪声响应

根据拖线阵的流噪声理论模型可知, 在水听器自身结构和安装方式保持周向均匀的理想情况下, 作用在轴线布放有限尺度矢量水听器外表面上的随机压力是周向均匀的, 则矢量水听器整个外表面接收到的径向平均随机压力为零, 在流噪声作用下矢量水听器也就不会产生径向运动, 所以同振式矢量水听器径向振速通道对流噪声响应为零. 因此, 在理想情况下轴线布放的同振式矢量水听器只有声压通道和轴向振速通道对流噪声有响应.

3.1 矢量水听器流噪声功率谱

设 $S(k_z, \omega)$ 是作用在护套管外壁上的 TBL 压力起伏波数-频率谱, 则水听器接收到随机压力场为

$$G(z, r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h(k_z, r, \omega) \times e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega. \quad (7)$$

假设圆柱形矢量水听器长度为 l , 半径为 r_0 , 且与护套管轴线重合 (见图 2 所示). 另外, 假设水听器声压通道接收面为灵敏度均匀圆柱面, 则其接收到的单位面积的随机压力为

$$\begin{aligned} \overline{G_p(z, r, t)} &= \frac{1}{l} \int_{z-l/2}^{z+l/2} G(z, r_0, t) dz \\ &= \frac{1}{l} \int_{z-l/2}^{z+l/2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_p(k_z, r_0, \omega) \times e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega dz \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_p(k_z, r_0, \omega) \frac{\sin(k_z l/2)}{k_z l/2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_p(k_z, r_0, \omega) a_p(k_z, l) \times e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $a_p(k_z, l) = \frac{\sin(k_z l/2)}{k_z l/2}$ 是圆柱形声压水听器的形状函数 [4].

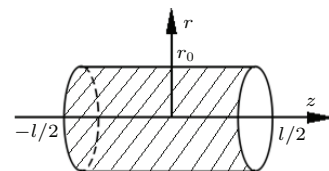


图 2 圆柱形矢量水听器

Fig. 2. The structure of cylindrical vector hydrophone.

由同振式矢量水听器工作原理可知 [18], 圆柱形矢量水听器轴向振速通道响应是对整个水听器外表面轴向随机压力积分的结果, 积分表面包括中间圆柱面和两个端面, 但由于圆柱形矢量水听器与护套管共形放置, 中间圆柱面外法线方向与轴向相互垂直, 它对轴向振速响应的积分贡献为零, 则圆柱形矢量水听器接收到单位面积的轴向随机压力为

$$\begin{aligned} \overline{G_z(z, r, t)} &= \frac{1}{2\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} [G(z-l/2, r, t) + G(z+l/2, r, t)] r dr d\theta \\ &= \frac{1}{2\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_z(k_z, r, \omega) \times \left(e^{i[k_z(z-l/2) - \omega t]} + e^{i[k_z(z+l/2) - \omega t]} \right) \times r dk_z d\omega dr d\theta \\ &= \frac{1}{2\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} r J_0(k_1 r) dr d\theta \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \times \frac{h_z(k_z, r_0, \omega)}{J_0(k_1 r_0)} \left(e^{-ik_z l/2} + e^{ik_z l/2} \right) \times e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega \\ &= \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} r J_0(k_1 r) dr \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \times \frac{h_z(k_z, r_0, \omega)}{J_0(k_1 r_0)} \cos\left(\frac{k_z l}{2}\right) e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega. \end{aligned}$$

利用 $\int x J_0(x) dx = x J_1(x)$ 得到

$$\overline{G_z(z, r, t)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_z(k_z, r_0, \omega) \times a_z(k_z, l) e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega, \quad (9)$$

其中, $a_z(k_z, l) = \frac{2J_1(k_1 r_0)}{k_1 r_0 J_0(k_1 r_0)} \cos\left(\frac{k_z l}{2}\right)$ 是圆柱形振速水听器轴向振速形状函数.

根据波数-频率谱分析理论^[3,4], 由(8)式和(9)式可分别推得圆柱形矢量水听器接收到流噪声的声压、轴向振速自功率谱及其互功率谱表达式

$$\begin{aligned} \Phi_{pp}(r_0, l, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) |h_p(k_z, r_0, \omega)|^2 \\ &\quad \times |a_p(k_z, l)|^2 dk_z, \\ \Phi_{zz}(r_0, l, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) |h_z(k_z, r_0, \omega)|^2 \\ &\quad \times |a_z(k_z, l)|^2 dk_z; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{pz}(r_0, l, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) h_p(k_z, r_0, \omega) \\ &\quad \times h_z^*(k_z, r_0, \omega) a_p(k_z, l) \\ &\quad \times a_z^*(k_z, l) dk_z. \end{aligned} \quad (11)$$

由(10)式和(11)式可知, 矢量水听器流噪声响应特性主要取决于护套管外壁面处湍流压力起伏波数-频率谱、系统传递函数波数-频率谱以及水听器形状函数.

3.2 流噪声响应计算与结果分析

根据(10)式和(11)式, 通过数值积分计算可得圆柱形矢量水听器流噪声自功率谱和互功率谱与拖曳速度、水听器尺寸、套管尺寸等参数之间的变化关系, 并讨论矢量水听器抑制流噪声的特点. 矢量水听器拖线阵流噪声计算参数均按表1中的基本参数进行选取.

表1 拖线阵流噪声计算基本参数

Table 1. The baseline parameters for towed array flow noise calculation.

拖曳速度 $U/(m/s)$	8	护套厚度 t/mm	3
迁移波速 $u_c/(m/s)$	$0.68U$	护套材料密度 $\rho_1/(kg/m^3)$	1200
剪切速度 $u_*/(m/s)$	$0.04U$	压缩波波速 $c_l/(m/s)$	2239.3
管内流体密度 $\rho_1/(kg/m^3)$	761	切变波波速 $c_t/(m/s)$	104
管内流体声速 $c_1/(m/s)$	1150	压缩波衰减因子 ξ_l	0.03
管外流体密度 $\rho_2/(kg/m^3)$	1000	切变波衰减因子 ξ_t	0.3
管外流体声速 $c_2/(m/s)$	1500	柱形水听器半径 r_0/mm	10
护套外半径 R/mm	30	柱形水听器长度 l/mm	30
护套内半径 a/mm	27	$C = 0.063, h = 3.7, b = 1.08$	

图3为拖线阵接收到流噪声响应的声压和轴向振速的自功率谱及其互功率谱随拖曳速度变化规律. 声压自功率谱参考值为 $1 \mu Pa^2/Hz$, 轴向振速自功率谱参考值为 $(1 \mu Pa/\rho_1 c_1)^2/Hz$, 声压和振速互功率谱参考值为 $(1 \mu Pa/\rho_1 c_1)^2/Hz$. 由图3计算结果可知, 当拖曳速度不变时, 流噪声响应的功率谱随着频率增加而降低, 在高频段存在一个拐点频率, 低于该频率时轴向振速自功率谱下降速率大于声压自功率谱及两者的互功率谱, 高于该频率时声压和轴向振速自功率下降速率基本相同, 而两者互功率谱则随频率振荡衰减; 当拖曳速度提高一倍时, 在频率大于10 Hz的频段, 矢量水听器声压自功率谱增加约24 dB, 而轴向振速自功率

谱及两者互功率谱在低频段的增加大于声压自功率谱; 在拖曳速度较低时, 轴向振速自功率谱比声压自功率谱大超过24 dB, 而两者互功率谱比声压自功率谱略大, 且随着拖曳速度提高, 它们在中间频段差值有逐渐变大趋势. 这主要原因是: 1) 由于Carpenter模型的湍流压力起伏的波数-频率谱 $\Phi_s(k_z, \omega)$ 存在一个迁移波数, 在低于迁移波数的区域, $\Phi_s(k_z, \omega)$ 是随着频率增加而下降, 但随着波数增加而增加; 高于迁移波数的区域, $\Phi_s(k_z, \omega)$ 是随着频率增加而基本不变, 但随着波数增加而减小^[15]. 2) 声压和轴向振速响应的传递函数波数-频率谱 $h(k_z, r, \omega)$ 也存在一个明显谐振谱峰, 在谐振谱峰以上高频段, $h(k_z, r, \omega)$ 是随着频率的增加而

减小的;在谐振谱峰以下低频段,声压响应的传递函数波数-频率谱是随着频率降低基本不变,而轴向振速影响的传递函数波数-频率谱是随着频率降低而下降. 3) Carpenter压力起伏模型的迁移波数随拖曳速度增加向低波数域移动,拖曳速度提高一倍,模型的 $\Phi_s(k_z, \omega)$ 增加约24 dB;并且接近系统传递函数 $h(k_z, r, \omega)$ 的谐振峰值,从而也导致流噪声响应增大.

声响应增大.

图4为护套的外径 R ,厚度 t 和材料切变波衰减因子 ξ_t 对矢量拖线阵流噪声响应的影响. 在图4中同线形曲线中,最下面曲线为声压自功率谱,最上面曲线为轴向振速自功率谱,中间曲线为声压和轴向振速互功率谱. 由图4(a)可知,随着护套外径的增大,当频率较高时,声压自功率谱是明显减

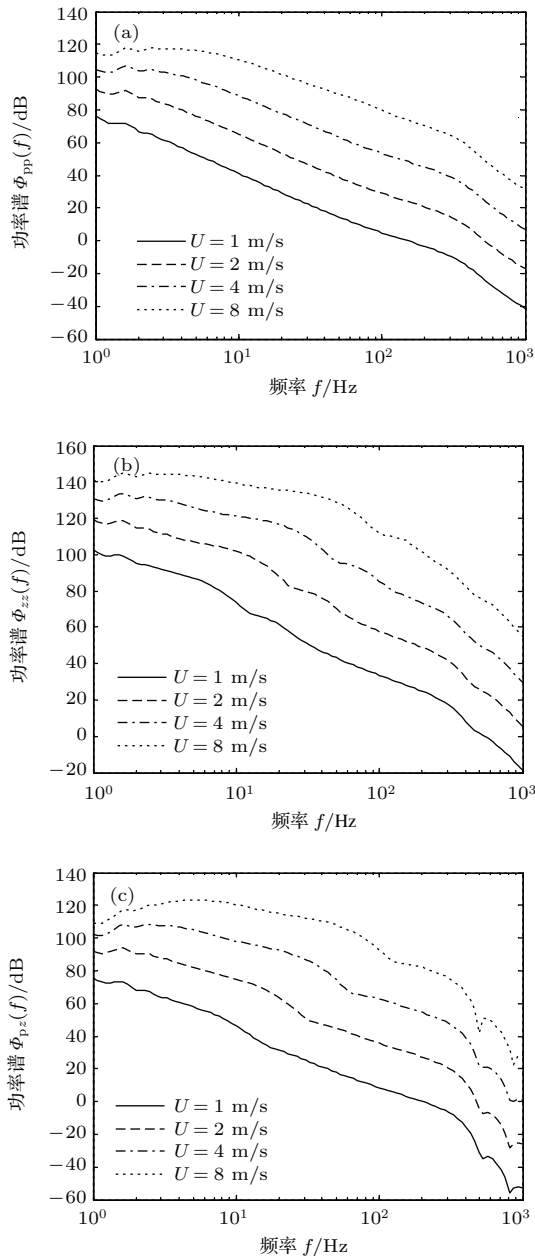


图3 矢量拖线阵流噪声随拖曳速度变化规律 (a) 声压自功率谱 Φ_{pp} ; (b) 轴向振速自功率谱 Φ_{zz} ; (c) 声压和轴向振速互功率谱 Φ_{pz}

Fig. 3. Calculated flow noise spectra for vector hydrophone towed array at different towed speed: (a) acoustic pressure power spectra Φ_{pp} ; (b) axial particle velocity power spectra Φ_{zz} ; (c) acoustic pressure and axial particle velocity cross power spectra Φ_{pz} .

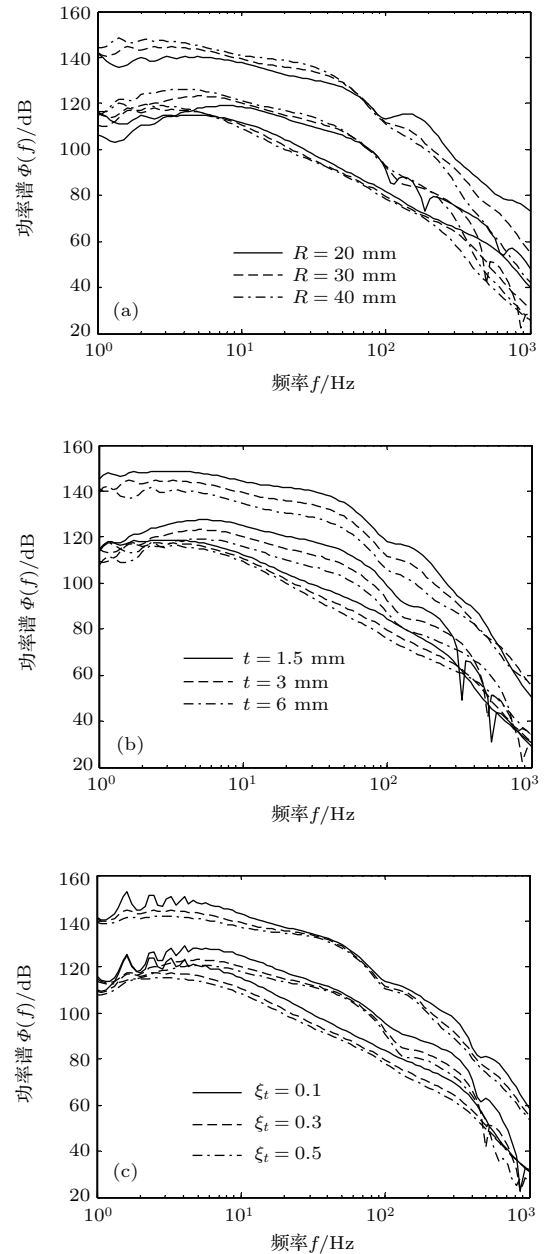


图4 护套材料参数对矢量拖线阵流噪声的影响 (a) 护套外半径 R 的影响; (b) 护套厚度 t 的影响; (c) 切变波衰减因子 ξ_t 的影响

Fig. 4. Effect of the elastomer tube parameters on flow noise spectra for vector hydrophone towed array: (a) The elastomer tube outer radius R ; (b) the elastomer tube wall thickness t ; (c) the shear wave damping factor ξ_t .

小的, 当频率较低时, 其功率谱是增大的, 而在中间频段内护套外径对其影响不大; 在高频段轴向振速自功率谱是明显减小的, 而在低频段其功率谱是增大的; 声压和轴向振速的互功率谱具有与轴向振速自功率谱相似规律, 但其高频段随频率振荡衰减幅度逐渐变小. 由图 4(b) 可知, 随着护套厚度的增大, 当频率较低时, 流噪声响应的功率谱均是减小的, 当频率较高时, 声压自功率谱是增大的, 而轴向振速功率谱变化规律不甚明显, 两者互功率谱随频率振荡衰减幅度逐渐变小. 由图 4(c) 可知, 随着护套材料衰减因子的增大, 流噪声响应的功率谱均有所减小. 综上所述, 在矢量拖线阵实际工程设计和使用中, 适当地增大护套的外径、厚度以及材料衰减因子可以起到抑制流噪声的效果.

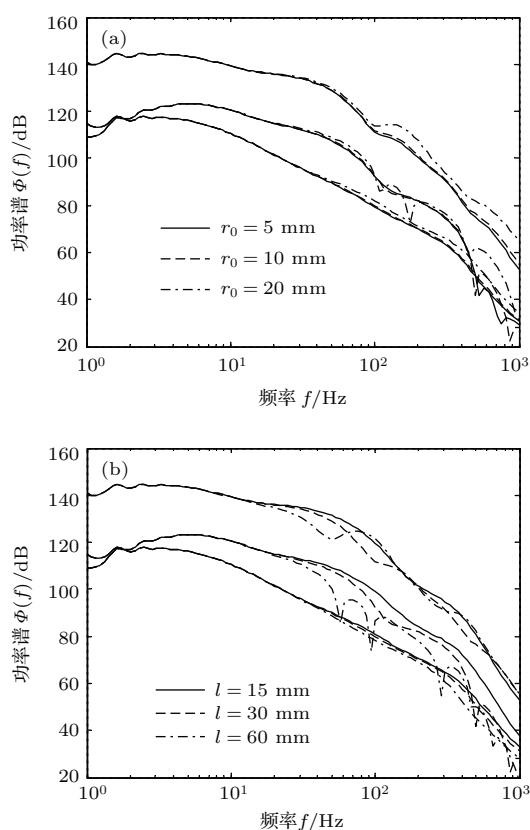


图 5 水听器结构参数对矢量拖线阵流噪声的影响 (a) 水听器半径 r_0 的影响; (b) 水听器长度 l 的影响
Fig. 5. Effect of the hydrophone structure parameters on flow noise spectra for vector hydrophone towed array: (a) The hydrophone radius r_0 ; (b) the hydrophone length l .

图 5 为水听器的半径 r_0 、长度 l 对矢量拖线阵流噪声响应的影响. 在图 5 中同线形曲线中, 最下面曲线为声压自功率谱, 最上面曲线为轴向振速自功率谱, 中间曲线为声压和轴向振速互功率谱. 由

图 5(a) 可知, 当频率较低时, 水听器半径对流噪声基本没有影响; 当频率较高时, 水听器半径越小对声压和轴向振速流噪声响应抑制效果越好, 尤其对轴向振速流噪声响应抑制效果更好, 但对声压和轴向振速互功率谱影响规律不甚明显. 由图 5(b) 可知, 当频率较低时, 水听器长度对流噪声基本没有影响; 当频率较高时, 水听器长度越长对声压流噪声响应的抑制效果越好, 对轴向振速流噪声响应的抑制效果越好, 但随着水听器长度增加声压和轴向振速互功率谱减小, 且随频率振荡衰减起伏变大. 综上所述, 细长型水听器比短粗型水听器对流噪声的抑制效果好. 这主要是因为细长型水听器接收面距离护套内壁距离大, 指数衰减因子增加.

4 矢量水听器轴线偏移对流噪声的影响

在矢量拖线阵研制过程中, 由于矢量水听器柔性悬挂安装、拖线阵封装误差及其在水中拖曳运动, 不可避免地会引起水听器偏移护套轴线情况. 因而, 研究矢量拖线阵内水听器偏离轴线时的流噪声响应具有重要的工程应用价值.

矢量水听器偏移护套轴线时拖线阵的截面示意图如图 6 所示, 假设圆柱面矢量水听器中心偏离护套轴线的距离为 d_0 , 水听器表面到护套中心的距离为 r , $r = \sqrt{r_0^2 + d_0^2 - 2r_0d_0 \cos \theta}$.

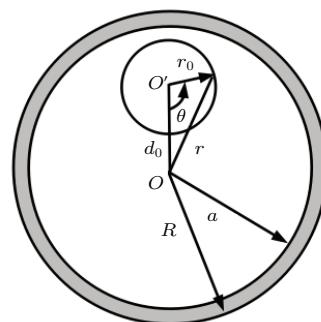


图 6 矢量水听器偏移护套轴线时拖线阵截面图
Fig. 6. The cross-sectional drawing of non-axially distributed vector hydrophones in towed array.

根据文献 [17] 可直接得偏离护套轴线的圆柱形矢量水听器声压通道接收到的单位面积的随机压力和流噪声的声压自功率谱表达式.

偏离护套轴线的圆柱形矢量水听器径向振速通道接收到的单位面积的随机压力为

$$\begin{aligned}
 & \overline{G_r(z, r, t)} \\
 &= \frac{1}{2\pi r_0 l} \int_{z-l/2}^{z+l/2} \int_0^{2\pi} G(z, r, t) r_0 \cos \theta d\theta dz \\
 &= \frac{1}{2\pi l} \int_{z-l/2}^{z+l/2} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_r(k_z, r, \omega) \\
 & \quad \times \cos \theta e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega d\theta dz \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_r(k_z, r_0, \omega) \\
 & \quad \times \left(\frac{1}{l} \int_{z-l/2}^{z+l/2} e^{ik_z z} dz \right) \\
 & \quad \times \left(\frac{1}{2\pi J_1(k_1 r_0)} \int_0^{2\pi} J_1(k_1 r) \cos \theta d\theta \right) \\
 & \quad \times e^{-i\omega t} dk_z d\omega \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_r(k_z, r_0, \omega) a_p(k_z, l) \\
 & \quad \times \left(\frac{1}{2\pi J_1(k_1 r_0)} \int_0^{2\pi} J_1(k_1 r) \cos \theta d\theta \right) \\
 & \quad \times e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega. \quad (12)
 \end{aligned}$$

偏离护套轴线的圆柱形矢量水听器轴向振速通道接收到的单位面积的随机压力为

$$\begin{aligned}
 & \overline{G_z(z, r, t)} \\
 &= \frac{1}{2\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} [G(z-l/2, r', t) \\
 & \quad + G(z+l/2, r', t)] r' dr' d\theta \\
 &= \frac{1}{2\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_z(k_z, r, \omega) \\
 & \quad \times \left(e^{i[k_z(z-l/2) - \omega t]} + e^{i[k_z(z+l/2) - \omega t]} \right) \\
 & \quad \times r' dk_z d\omega dr' d\theta \\
 &= \frac{1}{2\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} r' J_0(k_1 r) dr' d\theta \\
 & \quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \frac{h_z(k_z, r_0, \omega)}{J_0(k_1 r_0)} \\
 & \quad \times \left(e^{-ik_z l/2} + e^{ik_z l/2} \right) e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega.
 \end{aligned}$$

根据 Bessel 函数的加法定理

$$\begin{aligned}
 J_0(k_1 r) &= J_0(k_1 r') J_0(k_1 d_0) \\
 & \quad + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_m(k_1 r') J_m(k_1 d_0) \cos m\theta,
 \end{aligned}$$

以及 $\cos m\theta$ 的周期性, 可得

$$\begin{aligned}
 & \overline{G_z(z, r, t)} \\
 &= \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} r' J_0(k_1 r') J_0(k_1 d_0) dr' d\theta
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \frac{h_z(k_z, r_0, \omega)}{J_0(k_1 r_0)} \\
 & \times \cos\left(\frac{k_z l}{2}\right) e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega \\
 &= \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} r_0 J_0(k_1 r_0) dr_0 \\
 & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \frac{h_z(k_z, r_0, \omega) J_0(k_1 d_0)}{J_0(k_1 r_0)} \\
 & \times \cos\left(\frac{k_z l}{2}\right) e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) h_z(k_z, r_0, \omega) J_0(k_1 d_0) \\
 & \times a_z(k_z, l) e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega. \quad (13)
 \end{aligned}$$

根据波数-频率谱分析理论^[3,4], 由文献^[16]和(12)式和(13)式可分别推得偏离护套轴线的圆柱形矢量水听器流噪声响应的声压、径向振速和轴向振速自功率谱及其互功率谱为

$$\begin{aligned}
 & \Phi_{pp}(r_0, l, \omega) \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) |h_p(k_z, r_0, \omega)|^2 |a_p(k_z, l)|^2 \\
 & \quad \times |J_0(k_1 d_0)|^2 dk_z, \\
 & \Phi_{rr}(r_0, l, \omega) \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) |h_r(k_r, r_0, \omega)|^2 |a_p(k_z, l)|^2 \\
 & \quad \times \left| \frac{1}{2\pi J_1(k_1 r_0)} \int_0^{2\pi} J_1(k_1 r) \cos \theta d\theta \right|^2 dk_z, \\
 & \Phi_{zz}(r_0, l, \omega) \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) |h_z(k_z, r_0, \omega)|^2 |a_z(k_z, l)|^2 \\
 & \quad \times |J_0(k_1 d_0)|^2 dk_z; \quad (14) \\
 & \Phi_{pr}(r_0, l, \omega) \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) h_p(k_z, r_0, \omega) h_r^*(k_z, r_0, \omega) \\
 & \quad \times |a_p(k_z, l)|^2 \frac{J_0(k_1 d_0)}{2\pi J_1^*(k_1 r_0)} \\
 & \quad \times \left[\int_0^{2\pi} J_1^*(k_1 r) \cos \theta d\theta \right] dk_z, \\
 & \Phi_{pz}(r_0, l, \omega) \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) h_p(k_z, r_0, \omega) h_z^*(k_z, r_0, \omega) \\
 & \quad \times a_p(k_z, l) a_z^*(k_z, l) |J_0(k_1 d_0)|^2 dk_z, \\
 & \Phi_{rz}(r_0, l, \omega)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(k_z, \omega) h_r(k_z, r_0, \omega) h_z^*(k_z, r_0, \omega) \\
 &\quad \times a_p(k_z, l) a_z^*(k_z, l) J_0^*(k_1 d_0) \frac{1}{2\pi J_1(k_1 r_0)} \\
 &\quad \times \left[\int_0^{2\pi} J_1(k_1 r) \cos \theta d\theta \right] dk_z. \quad (15)
 \end{aligned}$$

偏离护套轴线与未偏离护套轴线的圆柱形矢量水听器流噪声响应的声压和轴向振速自功率谱

及其互功率谱的差别在于波数域积分核中增加了一个零阶贝塞尔函数修正因子 $|J_0(k_1 d_0)|^2$; (14) 式和 (15) 式中的积分

$$\int_0^{2\pi} J_1(k_1 r) \cos \theta d\theta$$

无法直接给出, 可采用数值积分的办法对其进行计算.

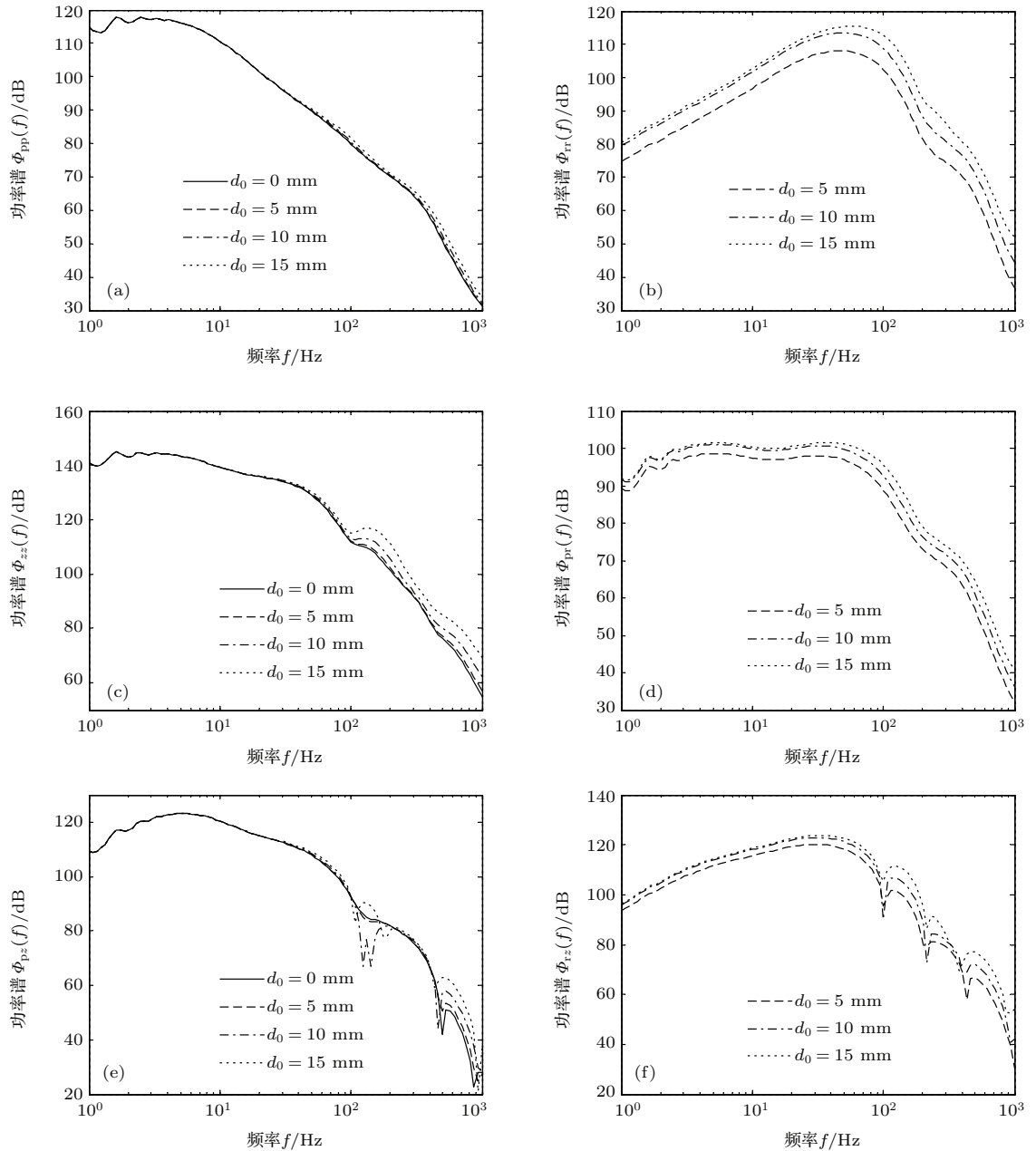


图7 水听器偏离护套轴线时流噪声功率谱 (a) 声压自功率谱 Φ_{PP} ; (b) 径向振速自功率谱 Φ_{RR} ; (c) 轴向振速自功率谱 Φ_{ZZ} ; (d) 声压和径向振速互功率谱 Φ_{PR} ; (e) 声压和轴向振速互功率谱 Φ_{PZ} ; (f) 径向振速和轴向振速互功率谱 Φ_{RZ} .

图7为圆柱形矢量水听器偏离护套轴线不同距离 d_0 时的流噪声声压、径向振速和轴向振速功率谱变化曲线。由计算结果可以看出, 偏离距离 d_0 越大, 矢量水听器表面噪声越强, 对流噪声响应的声压和轴向振速自功率谱及其互功率谱的高频噪声分量的影响要大于对低频噪声分量的影响, 而对径向振速自功率谱、声压和轴向振速与径向振速互功率谱的全频段噪声都有影响。声压自功率谱随偏离距离 d_0 的增大而高频段略微增大, 当偏离距离 d_0 为15 mm时, 声压功率谱增大约5 dB; 轴向振速功率谱随偏离距离 d_0 的增大而高频段明显增大, 当偏离距离 d_0 为15 mm时, 轴向振速功率谱增大约15 dB; 径向振速功率谱随偏离距离 d_0 的增大而明显增大, 当偏离距离 d_0 为15 mm时, 高频段具有和未偏离时轴向振速功率谱相当的数量级。偏离距离 d_0 对振速分量的影响要远大于对声压的影响, 对于矢量拖曳线列阵更要注意沿轴线布放时的精确性, 减少径向偏差带来的流噪声影响。

5 结 论

本文基于细长圆柱TBL压力起伏Carpenter模型, 采用波数-频率谱分析方法系统推导了圆柱形矢量水听器流噪声响应的声压和振速自功率谱及其互功率谱解析表达式, 定量分析了水听器流噪声响应与拖曳速度、水听器尺寸、套管尺寸等参数之间关系, 归纳了矢量水听器抑制流噪声特点; 最后讨论了圆柱形矢量水听器非轴线布放时流噪声响应, 导出了相应的流噪声自功率谱及其互功率谱解析表达式, 定量分析了矢量水听器轴线偏移大小对矢量拖曳线列阵流噪声响应的影响。主要结论如下:

1) 矢量拖曳线列阵流噪声与拖曳速度、护套外径和厚度有密切关系, 而护套材料的切变波衰减因子对矢量拖曳线列阵流噪声有一定影响。当拖曳速度不变时, 流噪声响应随着频率增加而降低, 在较高频段声压和轴向振速互功率谱随频率振荡衰减; 当拖曳速度提高一倍时, 声压自功率谱增加约24 dB, 轴向振速自功率谱增大超过24 dB, 两者互功率谱比声压自功率谱略大, 且随着拖曳速度提高, 在中间频段差值有逐渐变大趋势; 护套外径和厚度越小流噪声响应越大, 高频分量比低频分量对护套外径的变化更敏感。矢量拖曳线列阵振速通道对流噪声较为敏感, 且流噪声振速谱级要显著高于声压谱级; 另外,

适当地增加护套外径、护套厚度和材料的切变波衰减因子, 选择细长型水听器均可以降低拖曳线列阵流噪声响应。

2) 偏离护套轴线与未偏离护套轴线的圆柱形矢量水听器接收到流噪声的声压和轴向振速功率谱差别在于波数域积分核中增加了一个零阶贝塞尔函数修正因子。矢量水听器偏离护套轴线距离越大, 流噪声的功率谱越强, 并且对流噪声响应的声压和轴向振速自功率谱及其互功率谱的高频噪声的影响要大于对低频噪声的影响, 而对径向振速自功率谱、声压和轴向振速与径向振速互功率谱的全频段噪声都有影响。偏离距离对振速分量的影响要远大于对声压的影响, 对于矢量拖曳线列阵在安装和使用时要尽量保证水听器不要偏移轴线位置。

参考文献

- [1] Lemon S G 2004 *IEEE J. Oceanic Eng.* **29** 365
- [2] Lasky M, Doolittle R D, Simmons B D, Lemon S G 2004 *IEEE J. Oceanic Eng.* **29** 374
- [3] Tang W L, Wu Y 1997 *Acta Acustica* **22** 60 (in Chinese) [汤渭霖, 吴一 1997 声学学报 **22** 60]
- [4] Wu Y, Tang W L 1997 *Acta Acustica* **22** 70 (in Chinese) [吴一, 汤渭霖 1997 声学学报 **22** 70]
- [5] Abraham B M 1996 *Proceedings of the Workshop on Acoustic Particle Velocity Sensors: Design, Performance and Applications* Mystic, USA, September 12–13, 1995 p189
- [6] Benjamin M R, Battle D, Eickstedt D, Schmidt H, Balasuriya A 2007 *IEEE International Conference on Robotics and Automation* Roma, Italy, April 10–14, 2007 p562
- [7] Korenbaum V I, Tagiltsev A A 2014 *Proceeding of Meeting on Acoustics* **21** 070010
- [8] Zou N, Goh I N, Nehorai A 2011 *IEEE International Conference on Acoustic, Speech and Signal Processing* Prague, Czech Republic, May 22–27, 2011 p2652
- [9] Yang X T, Sun G Q, Li M, Li Q H 2007 *Technical Acoustics* **26** 775 (in Chinese) [杨秀庭, 孙贵青, 李敏, 李启虎 2007 声学技术 **26** 775]
- [10] Zou Z Z, Tu Y, Chen D P, Cai H Z 2009 *Technical Acoustics* **28** 454 (in Chinese) [邹锦芝, 涂英, 陈丹平, 蔡惠智 2009 声学技术 **28** 454]
- [11] Corcos G M 1964 *J. Fluid Mech.* **18** 353
- [12] Chase D M 1980 *J. Sound Vib.* **70** 29
- [13] Capone D E, Lauchle G C 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 2226
- [14] Carpenter A L, Kewley D J 1983 *Eighth Australasian Fluid Mechanics Conference* NSW, Australia, November 28–December 2, 1983 p9A 1

- [15] Luxton R E, Bull M K, Rajagopalan S 1984 *Aeronaut J.* **88** 186 (in Chinese) [王斌, 汤渭霖, 范军 2008 声学学报 **33** 402]
 [16] Knight A 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **100** 245 [18] Shi S G, Yang D S, Hong L J 2009 *Acta Acustica* **34** 30 (in Chinese) [时胜国, 杨德森, 洪连进 2009 声学学报 **34** 30]
 [17] Wang B, Tang W L, Fan J 2008 *Acta Acustica* **33** 402

Flow-induced noise calculations for vector hydrophones in towed arrays*

Shi Sheng-Guo^{1)2)†} Yu Shu-Hua²⁾ Shi Jie¹⁾²⁾ MA Gen-Mao²⁾³⁾

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

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

3) (Hangzhou Applied Acoustics Research Institute, Hangzhou 310012, China)

(Received 25 November 2014; revised manuscript received 6 January 2015)

Abstract

The purpose of this study is to develop an integrated analytical method of flow-induced noise for vector hydrophones in towed arrays and discuss the parameters that influence flow-induced noise character. Based on Carpenter turbulent boundary layer pressure fluctuation model for slender cylinder, the power spectra and cross power spectra of acoustic pressure and particle velocity of flow-induced noise, are deduced by utilizing the wavenumber-frequency spectral analysis. It is shown that the flow-induced noise is determined by the towed speed, the size of both vector hydrophones and elastomer tube, the material parameters of elastomer tube and so on. In addition, the condition that cylindrical vector hydrophones are distributed non-axially in elastomer tube is also taken into account. Considering the influence of the axis-off distance on acoustic pressure, axial particle velocity and radial particle velocity, a set of numerical results show that the influence of the axis-off distance on the high-frequency component of the acoustic pressure and axial particle velocity is greater than that on the low-frequency component. The radial particle velocity is influenced by the axis-off distance within the full frequency range. The impact of the axis-off distance on the particle velocity is far greater than that on acoustic pressure.

Keywords: towed arrays, vector hydrophone, flow-induced noise, non-axially distributed

PACS: 43.30.+m, 43.50.+y

DOI: 10.7498/aps.64.154306

* Project supported by the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of Ministry of Education of China (Grant No. IRT1228), and the Science and Technology of Underwater Acoustic Laboratory Foundation of China (Grant No. 9140C2002021001).

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