

基于频带分解和距离加权的单矢量水听器浅海被动测距方法研究*

朱良明¹⁾²⁾ 李风华^{1)†} 孙梅¹⁾³⁾ 陈德胜¹⁾

1)(中国科学院声学研究所声场声信息国家重点实验室, 北京 100190)

2)(中国科学院大学物理学院, 北京 100049)

3)(泰山学院物理与电子工程学院, 泰安 271021)

(2015年1月30日收到; 2015年3月4日收到修改稿)

本文针对浅海环境中中低频宽带脉冲声源被动测距问题, 提出了一种声压和水平振速联合处理的被动测距方法. 在浅海波导中, 声压和质点振速的自相关函数卷绕(warping)谱具有稳定的频率特征. 声压和水平振速的自相关卷绕谱具有相同的准线谱特征, 垂直振速自相关卷绕谱具有宽谱叠加线谱的特征, 与声压自相关卷绕谱相比, 其尖峰个数比更多, 且尖峰宽度更宽. 利用引导源, 本文提出了基于频带分解和距离加权的声压和水平振速联合被动测距方法. 利用该方法对2008年冬季青岛海域综合实验中单矢量水听器接收的气枪信号进行处理, 结果表明, 该方法能够实现气枪声源的有效测距. 与传统单声压水听器被动测距方法相比, 该方法可以有效减小代价函数的主瓣宽度、提高测距精度.

关键词: 单矢量水听器, 被动测距, 频带分解, 距离加权

PACS: 43.30.Bp, 43.60.Jn, 43.30.Wi

DOI: 10.7498/aps.64.154303

1 引言

目标声源被动定位一直是水声领域中重要的研究方向之一, 目前主要有匹配场处理、时间反转聚焦、基于波导不变量的处理等方法. 匹配场处理计算量大, 且容易出现环境和阵形失配问题. 基于波导不变量的被动定位方法要求对声场进行大尺度的空间采样. Thode等^[1]将波导不变量和匹配场结合, 提高了匹配场定位性能. Gao等^[2]提出了一种类似Fourier变换的双参数酉变换, 可以同时消除多模频散. Zhao等^[3]利用声源距离与声场干涉谱频域周期的关系实现单水听器声源距离估计. Paulo等^[4]通过估计接收信号的本征声线到达角, 再利用声线反传实现了单矢量水听器的声源被动定位. Thode等^[5]结合虚拟阵元和波导不变量理论, 提出了基于引导源的测距方法, 该方法可实现

较少或无先验环境信息下的被动测距.

实际海洋声传播受海面、海底和水体不均匀性等因素的影响, 接收信号往往具有多途结构和频散特征, 波导的这些特性增加了水声信号处理和水声通信的复杂度. 另一方面, 信号的多途结构和频散特征携带了声源位置、波导参数等信息, 如果能充分理解其规律并加以应用, 将有利于我们获取声源信息和环境参数信息. 卷绕(warping)变换的出现为其提供了新的思路. Touze等^[6]首次提出适用于浅海Pekeris波导的时域卷绕变换算子, Niu等^[7]基于波束位移射线简正波理论对其进行修正, 使变换后的特征频率更加接近相应的截止频率. 此后, 该算子被不断完善, 并适用于一般水体环境^[8]和水平变化波导^[9]. 国内外学者还研究了基于该算子的相关应用, Bonnel等^[10]利用该算子进行模态滤波提取本征函数, 其他学者还研究了基于该算子的地

* 国家自然科学基金(批准号: 11125420)和山东省博士基金(批准号: BS2012HZ015)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lfh@mail.ioa.ac.cn

声反演^[11,12]、气泡二次脉动的去除^[13]、宽带声源定位^[14-16]和具有温跃层结构浅海中模态间干涉和波导不变量起伏分析等^[17]应用。

针对匹配场和基于波导不变量被动定位等方法的局限性,结合矢量水听器自身优势,本文提出一种声压和水平振速联合处理的单矢量水听器被动测距方法.浅海波导中声压和质点振速的自相关函数的卷绕谱(下文简称 $F_T W_T$ 谱)具有稳定的频率特征,声压和水平振速的自相关 $F_T W_T$ 谱具有一致的线谱特征,垂直振速的自相关 $F_T W_T$ 谱具有宽谱叠加线谱的特征,且尖峰的个数比声压多、尖峰的宽度比声压宽.本方法对接收信号进行频带划分从而提取自相关 $F_T W_T$ 谱的单尖峰结构,分别利用声压和水平振速在子带内估计声源距离,再利用各估计值与距离平均值的差值构建加权系数,通过各子带的声压和水平振速的距离代价函数加权求和来构造联合代价函数,最终通过联合代价函数的最大值确定声源距离.利用该方法处理了2008年冬季青岛实验中单矢量水听器接收的气枪信号数据,结果表明,该方法能够对气枪声源进行有效测距.与传统单声压水听器被动测距结果相比,该方法可以有效减小代价函数的主瓣宽度、提高测距精度。

2 浅海波导矢量声场 $F_T W_T$ 谱特性

对于浅海波导环境下中远程传播的低频脉冲信号的时域表达式可以表示成各号简正波的叠加:

$$r(t) = \sum_n^N a_n(t) \exp\left(i \int_{t_r}^t f_n(t') dt'\right), \quad (1)$$

式中, $a_n(t)$ 为第 n 号简正波的瞬时幅度, $f_n(t')$ 为简正波的瞬时频率, t_r 为脉冲声到达时刻, $t' \geq t_r$ 为波包传播时间, N 为波导中有效简正波号数.对于海面绝对软、海底绝对硬的理想波导,本征声线的循环距离 S_n 和对应的时间 T_n 分别为^[18]

$$S_n = \frac{2H\mu_n}{\sqrt{k_1^2 - \mu_n^2}}, \quad T_n = \frac{2Hk_1}{c_1\sqrt{k_1^2 - \mu_n^2}}, \quad (2)$$

式中, H 为海深, c_1 为海水声速, $k_1 = w/c_1$ 为海水介质的波数.对于理想波导,上、下边界处的波束位移和时延为零,简正波群速度可以表示为

$$v_n^g = \frac{S_n}{T_n} = \frac{r_0}{t}, \quad (3)$$

式中, r_0 为收发距离.对于海面绝对软、海底绝对硬的理想波导,本征方程可简化为^[18]

$$2H\sqrt{k_1^2 - \mu_n^2} = 2(n-1)\pi,$$

$$(n = 1, 2, \dots, N). \quad (4)$$

根据(2)至(4)式可以得到理想波导脉冲信号第 n 阶简正波的瞬时频率为^[8]

$$f_n(t) = \frac{(2n-1)c_1 t}{4H\sqrt{t^2 - t_r^2}}, \quad (5)$$

式中, $t_r = r_0/c_1$ 为脉冲信号第 n 阶简正波的到达时刻.将瞬时频率表达式代入(1)式可将接收信号 $r(t)$ 表示为

$$r(t) = \sum_{n=1}^N a_n(t) \exp\left(i2\pi f_{cn} \sqrt{t^2 - t_r^2}\right), \quad (6)$$

$$f_{cn} = \frac{(2n-1)c_1}{4H}, \quad (7)$$

式中, f_{cn} 为第 n 号简正波的截止频率.从(6)式可知接收信号具有随时间的非线性相位,在频率域表现为宽谱特征.文献[6]提出卷绕变换算子 W_h ,该算子在时域对接收信号进行非线性采样,最终将自然时间域的非线性相位转化为卷绕时间域的线性相位,从而在卷绕频率域表现出线谱特征. W_h 算子具体表达式为^[6]

$$(W_h r)(t) = \sqrt{|h'(t)|} \cdot r[h(t)], \quad (8)$$

$$h(t) = \sqrt{t^2 + t_r^2}, \quad (9)$$

式中, $\sqrt{|h'(t)|}$ 是为了保证算子变换前后信号能量守恒,此处 t 为卷绕域时间因子, t 的时间起点为0(对应自然时间域的脉冲信号到达时刻).浅海理想波导脉冲信号经 W_h 算子后为

$$(W_h r)(t) = \sum_n^N \sqrt{|h'(t)|} \cdot a_n[h(t)] \times \exp(i2\pi f_{cn} t). \quad (10)$$

从上式可知,信号经 W_h 变换算子后,信号 $F_T W_T$ 谱的线谱对准波导的截止频率 f_{cn} ,该算子虽然是在理想波导下得出的,但是具有一定的宽容性,适用于一般的浅海波导环境^[7].声场各阶简正波的截止频率 f_{cn} 只与波导环境有关,因此信号 $F_T W_T$ 谱具有稳定的频率特性。

在原点处的单位强度简谐点源激发的声场中,位于柱坐标系 (r_0, z) 点处的声压和质点振速在转化为统一声压量纲之后的远场解为

$$\begin{aligned} & P(r_0, z, f) \\ &= \sum_n^N P_n(r_0, z, f) \exp[i\mu_n(f)r_0], \quad (11a) \\ & V_r(r_0, z, f) \end{aligned}$$

$$= \sum_n^N V_{rn}(r_0, z, f) \exp [i\mu_n(f)r_0], \quad (11b)$$

$$V_z(r_0, z, f) = \sum_n^N V_{zn}(r_0, z, f) \exp [i\mu_n(f)r_0]. \quad (11c)$$

式中, N 为有效简正波数, $\mu_n(f)$ 为第 n 阶简正波的水平波数, $P_n(r_0, z, f)$, $V_{rn}(r_0, z, f)$, $V_{zn}(r_0, z, f)$ 分别为声压、水平振速和垂直振速的各号简正波幅度:

$$P_n(r_0, z, f) = \frac{i e^{-i\pi/4}}{\rho(z_s)} \sqrt{\frac{2\pi}{r\mu_n(f)}} \Phi_n(z_s)\Phi_n(z), \quad (12a)$$

$$V_{rn}(r_0, z, f) = \frac{i e^{-i\pi/4}}{\rho(z_s)k_1} \sqrt{\frac{2\pi\mu_n(f)}{r}} \Phi_n(z_s)\Phi_n(z), \quad (12b)$$

$$V_{zn}(r_0, z, f) = \frac{-e^{-i\pi/4}}{\rho(z_s)k_1} \sqrt{\frac{2\pi}{r_0}} \frac{\Phi_n(z_s)\Phi'_n(z)}{\sqrt{\mu_n(f)}}, \quad (12c)$$

式中, z_s 为声源深度, $\rho(z_s)$ 为声源处的介质密度, $\Phi'_n(z) = \partial\Phi_n(z)/\partial z$ 为第 n 号简正波本征函数在垂直方向的偏导数.

对于浅海波导的中低频远场, 高号简正波严重衰减, 声场中起主要作用的为低号简正波, 因此近似有 $\mu_n \approx k_1$, 代入 (12a) 和 (12b) 两式可得 $P_n(r, z, f) \approx V_{rn}(r, z, f)$, 因此在浅海波导的中低频远场中声压和水平振速的各阶简正波幅度一致, 声压和水平振速具有相似特性.

另外, 由 (12) 式可知, 声压和水平振速的简正波幅度是由本征函数在接收深度上的采样值 $\Phi_n(z)$ 决定的, 而垂直振速的简正波幅度由本征函数垂直方向偏导函数在接收深度上的采样值 $\Phi'_n(z)$ 决定. 低号简正波是深度上的慢变函数, 高号简正波是深度上的快变函数, 所以 $\Phi'_n(z)$ 的幅度随阶数 n 的增大而增大, 这导致垂直振速中高号简正波的幅度比声压和水平振速大, 对垂直振速起主要贡献的简正波号数比声压和水平振速多.

以浅海 Pekeris 波导为例进行数值仿真, 仿真波导环境如图 1 所示, 水深 100 m, 声源深度 20 m, 矢量水听器接收深度 90 m, 收发距离 20 km, 声场频率计算范围为 20 Hz 至 200 Hz, 计算频点间隔为 0.05 Hz.

图 2 为接收信号时域波形, 图中从上至下依次

对应声压、水平振速和垂直振速, 为了清晰地显示波形, 图中对垂直振速进行了放大. 从图中可知, 声压和水平振速的时域波形相似, 垂直振速和它们差异较大, 与声压信号相比垂直振速信号的尾部能量更强, 这对应到达时间靠后的高号简正波. 图 3 为声压和质点振速经 $W_h(\cdot)$ 算子之后的归一化 $F_T W_T$ 谱幅度, 其中图 3(a) 为声压和水平振速的 $F_T W_T$ 谱, 图 3(b) 为垂直振速的 $F_T W_T$ 谱, 图中的点线为各阶简正波的截止频率. 从图 3 可知, $W_h(\cdot)$ 算子同样对水平振速和垂直振速适用, 变换后声压和质点振速 $F_T W_T$ 谱上的各线谱对准波导各阶简正波截止频率; 声压和水平振速的 $F_T W_T$ 谱完全重合, 两者各阶简正波幅度一致, 说明两者简正波成份相同; 对声压和水平振速起主要贡献的简正波有 4 阶, 垂直振速有 8 阶, 垂直振速的各阶简正波幅度关系也与声压不同, 垂直振速的高阶简正波所占能量要比声压大. 这与前面的理论分析结果一致.

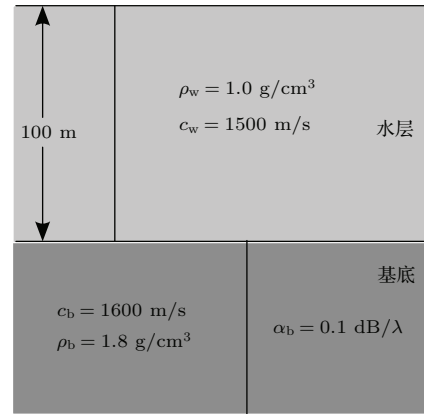


图 1 浅海 Pekeris 波导示意图

Fig. 1. Pekeris waveguide in the shallow water.

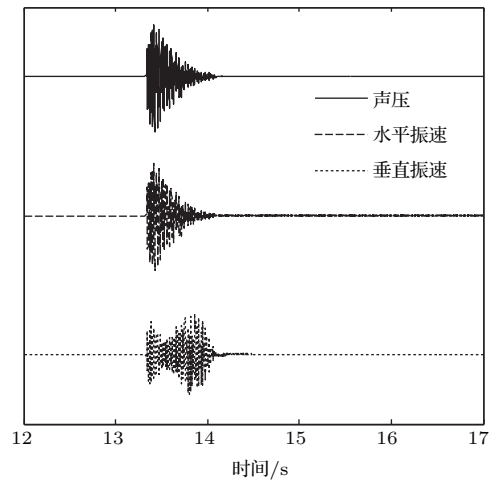


图 2 接收信号时域波形

Fig. 2. Waveforms for various signal components received by a vector hydrophone.

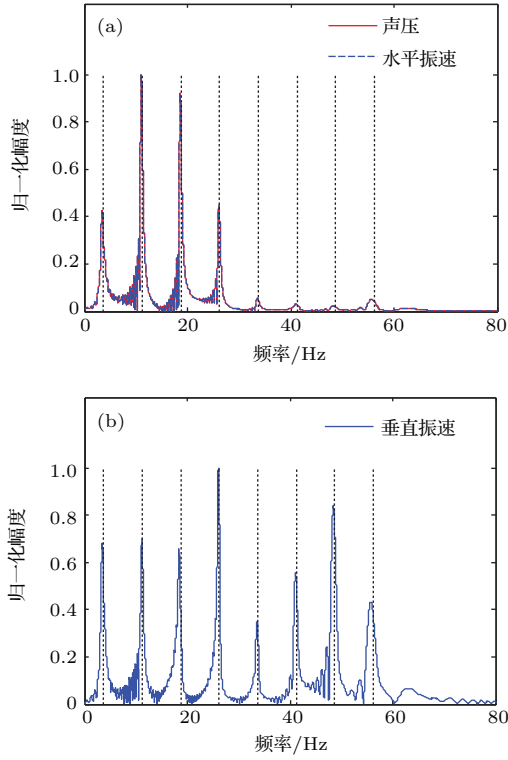


图3 (网刊彩色) 声压和质点振速的归一化 $F_T W_T$ 谱
Fig. 3. (color online) The normalized $F_T W_T$ spectra of pressure and particle velocities: (a) the spectra for pressure and particle horizontal velocity; (b) the spectrum for particle vertical velocity.

前述的 $W_h(\cdot)$ 算子是直接对信号进行的, 它一般在已知信号的准确到达时间 t_r 和收发距离 r 的场合应用较多, 比如在模态滤波^[10]、频散特性提取^[11]、地声反演^[12]和二次脉动的去除等^[13]应用中. 但在很多实际应用中, 脉冲的准确到达时间往往很难知道, 这使 $W_h(\cdot)$ 算子在实际应用时面临很大的局限性. Zhou 等^[14]提出对脉冲信号的自相关函数进行卷绕变换, 变换时只需将接收信号自相关函数的峰值时刻作为到达时刻, 取信号自相关函数的右半边信号进行卷绕变换也能提取一种频率不变性, 并应用这种不变性成功实现了声源被动定位.

矢量声场中, 声压、水平振速和垂直振速的自相关函数的傅里叶积分形式为

$$\begin{aligned}
 R_{pp}(r_0, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\sum_{n=1}^N |P_n|^2 + \sum_{n=1}^N \sum_{m \neq n}^N P_n P_m^* \right) \times e^{i[\mu_n(f) - \mu_m(f)]r_0} e^{i2\pi f t} df, \quad (13a) \\
 R_{rr}(r_0, t) &
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\sum_{n=1}^N |V_{rn}|^2 + \sum_{n=1}^N \sum_{m \neq n}^N V_{rn} V_{rm}^* \right) \times e^{i[\mu_n(f) - \mu_m(f)]r_0} e^{i2\pi f t} df, \quad (13b) \\
 R_{zz}(r_0, t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\sum_{n=1}^N |V_{zn}|^2 + \sum_{n=1}^N \sum_{m \neq n}^N V_{zn} V_{zm}^* \right) \times e^{i[\mu_n(f) - \mu_m(f)]r_0} e^{i2\pi f t} df. \quad (13c)
 \end{aligned}$$

对自相关函数最大值附近进行置零处理, 从而将自相关函数中同阶简正波的非相干项去除而保留不同阶简正波之间的相干项, 仅考虑自相关函数最大峰右边的单边函数, 同时进行 t_0 的时延处理, 得到

$$\begin{aligned}
 \tilde{R}_{pp}(r_0, t) &= \sum_l^L \int_{-\infty}^{+\infty} A_l(f) \exp\{i[\xi_l(f)r_0 + 2\pi f(t - t_0)]\} df, \quad (t \geq t_0), \quad (14a) \\
 \tilde{R}_{rr}(r_0, t) &= \sum_l^L \int_{-\infty}^{+\infty} B_l(f) \exp\{i[\xi_l(f)r_0 + 2\pi f(t - t_0)]\} df, \quad (t \geq t_0), \quad (14b) \\
 \tilde{R}_{zz}(r_0, t) &= \sum_l^L \int_{-\infty}^{+\infty} C_l(f) \exp\{i[\xi_l(f)r_0 + 2\pi f(t - t_0)]\} df, \quad (t \geq t_0), \quad (14c)
 \end{aligned}$$

式中, $A_l = P_n P_m^*$, $B_l = V_{rn} V_{rm}^*$, $C_l = V_{zn} V_{zm}^*$, $\xi_l(f) = \mu_n(f) - \mu_m(f)$, 且 $n \neq m$, $L = C_N^2$ 表示 N 阶简正波之间的交叉项的个数. 由稳相法近似可得^[14], 当 $t_0 = t_r$ 时, 声压的自相关单边时延函数 \tilde{R}_{pp} 和它的 $W_h(\cdot)$ 变换算子表达式为^[14]

$$\begin{aligned}
 \tilde{R}_{pp}(r_0, t) &= \sum_{l=1}^L A_l \left(\frac{\Delta f_l t}{\sqrt{t^2 - t_r^2}} \right) \frac{t_r \sqrt{\Delta f_l}}{\sqrt{2}(t^2 - t_r^2)^{3/4}} \times e^{i2\pi \Delta f_l \sqrt{t^2 - t_r^2}}, \quad (15a) \\
 (W_h \tilde{R}_{pp})(t) &= \sqrt{\left| \frac{\partial h(t)}{\partial t} \right|} \cdot \sum_{l=1}^L A_l \left(\frac{\Delta f_l \sqrt{t^2 + t_r^2}}{t} \right)
 \end{aligned}$$

$$\times \frac{t_r \sqrt{\Delta f_l}}{\sqrt{2}t^{3/2}} e^{i2\pi\Delta f_l t}, \quad (15b)$$

式中, $\Delta f_l = \sqrt{|f_{cn}^2 - f_{cm}^2|}$, ($n \neq m$) 表示两阶简正波截止频率形成的干涉峰. 同理可得水平振速和垂直振速的自相关单边时延函数 \tilde{R}_{rr} , \tilde{R}_{zz} 和它们的 $W_h(\cdot)$ 变换算子表达式为

$$\tilde{R}_{rr}(r_0, t) = \sum_{l=1}^L B_l \left(\frac{\Delta f_l t}{\sqrt{t^2 - t_r^2}} \right) \frac{t_r \sqrt{\Delta f_l}}{\sqrt{2}(t^2 - t_r^2)^{3/4}} \times e^{i2\pi\Delta f_l \sqrt{t^2 - t_r^2}}, \quad (16a)$$

$$(W_h \tilde{R}_{rr})(t) = \sqrt{\left| \frac{\partial h(t)}{\partial t} \right|} \cdot \sum_{l=1}^L B_l \left(\frac{\Delta f_l \sqrt{t^2 + t_r^2}}{t} \right) \times \frac{t_r \sqrt{\Delta f_l}}{\sqrt{2}t^{3/2}} e^{i2\pi\Delta f_l t}, \quad (16b)$$

$$\tilde{R}_{zz}(r_0, t) = \sum_{l=1}^L C_l \left(\frac{\Delta f_l t}{\sqrt{t^2 - t_r^2}} \right) \frac{t_r \sqrt{\Delta f_l}}{\sqrt{2}(t^2 - t_r^2)^{3/4}} \times e^{i2\pi\Delta f_l \sqrt{t^2 - t_r^2}}, \quad (17a)$$

$$(W_h \tilde{R}_{zz})(t) = \sqrt{\left| \frac{\partial h(t)}{\partial t} \right|} \cdot \sum_{l=1}^L C_l \left(\frac{\Delta f_l \sqrt{t^2 + t_r^2}}{t} \right)$$

$$\times \frac{t_r \sqrt{\Delta f_l}}{\sqrt{2}t^{3/2}} e^{i2\pi\Delta f_l t}. \quad (17b)$$

(15b) 式、(16b) 式和 (17b) 式说明, 声压、水平振速和垂直振速的自相关函数 $F_T W_T$ 谱也具有稳定的频率特征, 且自相关 $F_T W_T$ 谱的峰值对准 Δf_l , Δf_l 只与波导环境有关, 与声传播的收发距离无关, 且该算子适用于大部分浅海波导环境, 由于时域非线性采样的对象是声压和质点振速的自相关单边函数, 因此放宽了必须已知信号准确到达时间的严格要求, 提高了算子的实用性.

仿真波导环境为如图 1 所示的 Pekeris 波导, 声源深度 20 m, 接收深度 90 m, 频率范围 20 Hz 至 200 Hz. 图 4 为收发距离 20 km 处声压和质点振速的自相关 $F_T W_T$ 谱, 其中图 4 (a) 为声压和水平振速的结果, 图 4 (b) 为垂直振速的结果, 从图中可知, 声压和水平振速的自相关 $F_T W_T$ 谱基本一致且具有 4 根线谱, 而垂直振速自相关 $F_T W_T$ 谱的峰值个数要多于声压, 尖峰的宽度有一定的展宽, 而且还具有宽带特征. 图 5 为 10 km 至 50 km 距离范围声压和质点振速的自相关 $F_T W_T$ 谱, 图 5 (a) 为声压

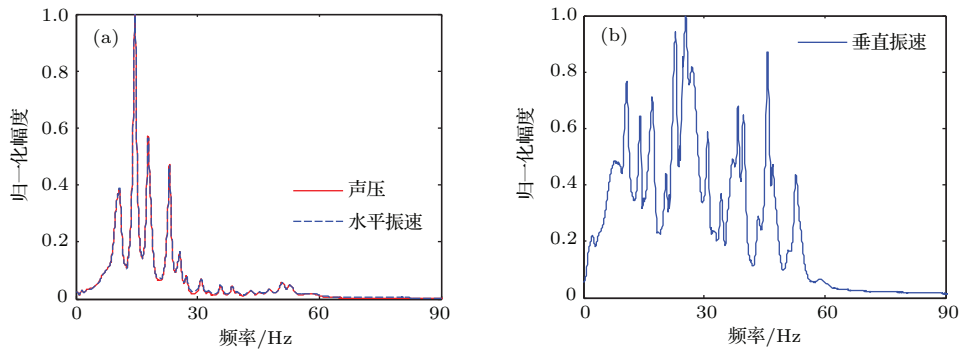


图 4 (网刊彩色) 20 km 声压和质点振速的自相关 $F_T W_T$ 谱

Fig. 4. (color online) The autocorrelation function's $F_T W_T$ spectra of pressure and particle velocities received at 20 km: (a) the spectra for pressure and particle horizontal velocity; (b) the spectrum for particle vertical velocity.

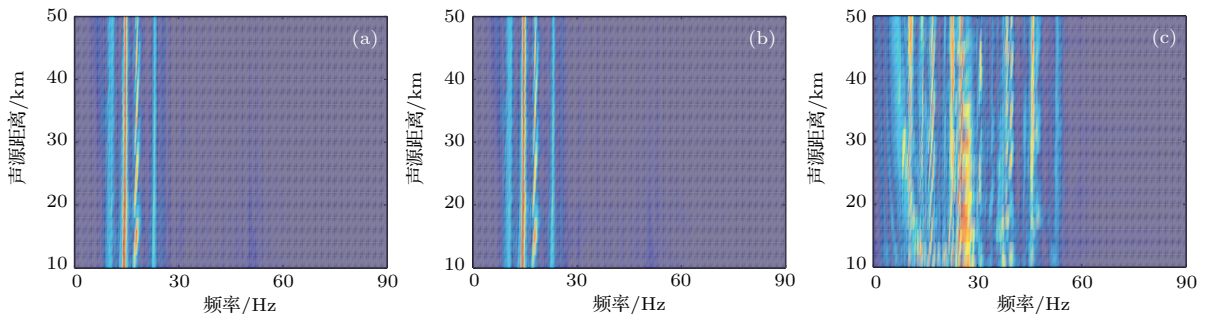


图 5 (网刊彩色) 10 km 至 50 km 范围声压和质点振速的自相关 $F_T W_T$ 谱

Fig. 5. (color online) The autocorrelation function's $F_T W_T$ spectra of pressure and particle velocities received from 10 km to 50 km: (a) the spectrum for pressure; (b) the spectrum for particle horizontal velocity; (c) the spectrum for particle vertical velocity.

结果, 图 5(b) 为水平振速结果, 图 5(c) 为垂直振速结果, 从图中可知, 当收发距离改变时声压和质点振速存在稳定的自相关 $F_T W_T$ 谱特征.

由图 3 可知, 声压主要包含前 4 阶简正波, 垂直振速主要包含前 8 阶简正波. 为解释图 4 和图 5 中声压和垂直振速的自相关 $F_T W_T$ 谱的差异, 图 6 给出了图 1 所示 Pekeris 波导环境下的自相关 $F_T W_T$ 谱峰值 Δf_l 的分布情况, 纵坐标为频率, 横坐标为干涉峰的序号, 其中图 6(a) 为存在前 4 阶简正波的结果, 图 6(b) 为存在前 8 阶简正波的结果, 即图 6(a) 对应声压信号, 图 6(b) 对应垂直振速信号. 从图中可知, 只存在 4 号简正波时一共存在 6 个峰值点, 其中第 3 和第 4 个频点接近, 第 5 和第 6 个频点接近, 一共有 4 个可分离的峰值; 当存在 8 号简正波时, 一共有 28 个峰值点, 各峰值点十分接近而出现频率上的相互连接, 因此垂直振速的自相关 $F_T W_T$ 谱具有一定的宽谱特征, 考虑到各阶简正波的能量不一样, 垂直振速的自相关 $F_T W_T$ 谱还具有线谱特征, 而且可分离的尖峰个数也比声压要多.

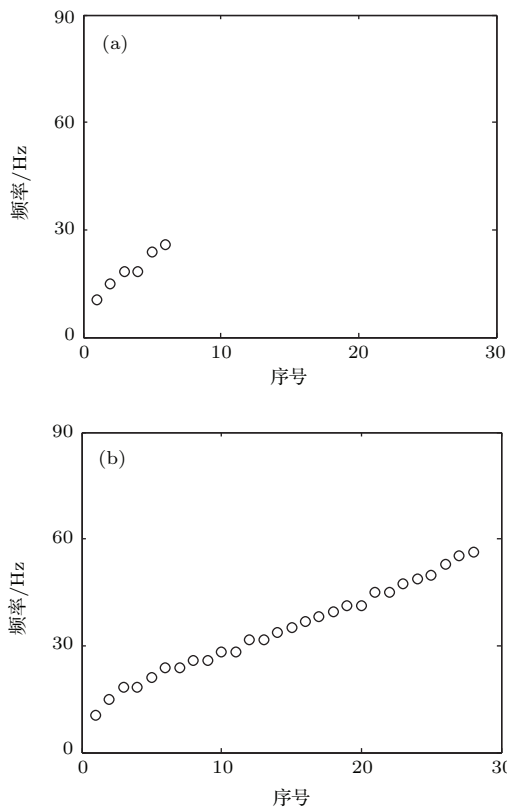


图 6 垂直振速的自相关 $F_T W_T$ 谱峰值频率点

Fig. 6. The $F_T W_T$ spectrum's peak frequencies of particle vertical velocity's autocorrelation function: (a) the situation where the sound field contains four modes; (b) the situation where the sound field contains eight modes.

3 单矢量水听器被动测距

声压和质点振速自相关函数的卷绕变换需要知道收发距离 r_0 , 且变换后 $(W_n \tilde{R})(t)$ 的峰值频率点对准 Δf_l . 当声源实际距离未知时, 以假设距离 r 对信号自相关函数进行变换, 此时的峰值频率点 $\Delta \tilde{f}_l$ 与 Δf_l 满足如下关系 [14]:

$$\Delta \tilde{f}_l = \sqrt{r_0/r} \cdot \Delta f_l. \quad (18)$$

从上式可知, 当假定的声源距离比真实距离偏大或者偏小时, 自相关 $F_T W_T$ 谱的峰值频率点将往左偏移或者往右偏移, 这是信号自相关 $F_T W_T$ 谱应用于声源被动定位的理论基础.

将信号自相关 $F_T W_T$ 谱记为 $\Upsilon(f)$, 将已知距离 r_0 处的脉冲信号 $p_0(t)$ 作为引导源, 提取出引导源的自相关 $F_T W_T$ 谱 $\Upsilon_0(f)$, 然后对未知距离的声源信号 $p(t)$ 以假设距离 r 进行变换提取自相关 $F_T W_T$ 谱 $\Upsilon(r, f)$, 通过对 $\Upsilon_0(f)$ 和 $\Upsilon(r, f)$ 进行匹配从而确定实际声源距离. 文献 [14] 定义距离搜索的代价函数为

$$F(r) = \gamma(r) \cdot \int_{\zeta_a}^{\zeta_b} |\Upsilon_0(f) \cdot \Upsilon^*(r, f)| df, \quad (19)$$

式中, ζ_a 和 ζ_b 分别为自相关 $F_T W_T$ 谱的频率上、下限, $\gamma(r)$ 为与自相关 $F_T W_T$ 谱频率中心偏移有关的量, 它表征自相关 $F_T W_T$ 谱频率中心的相对偏移大小, 其定义式为 [14]

$$\gamma(r) = (1 - |[f_c(r) - f_c(r_0)]/f_c(r_0)|), \quad (20)$$

式中, $f_c(r_0)$ 为引导源提取的自相关 $F_T W_T$ 谱的频率中心, $f_c(r)$ 为以假定距离提取的自相关 $F_T W_T$ 谱频率中心.

单基元矢量水听器同步共点测量声场中的声压和质点振速信号, 从面对声压、水平振速和垂直振速的自相关 $F_T W_T$ 谱特性的分析可知, 声压和水平振速的自相关 $F_T W_T$ 谱都存在稳定的准线谱特征, 而且尖峰带宽窄, 而垂直振速的自相关 $F_T W_T$ 谱具有宽带特征而且尖峰带宽较宽. 尖峰越窄则自相关 $F_T W_T$ 谱对距离失配越敏感, 因此声压和水平振速对收发距离的失配要比垂直振速敏感, 与垂直振速相比, 声压和水平振速的自相关 $F_T W_T$ 谱具有更高的距离估计精度.

实际应用中难免存在环境噪声和各种干扰, 使得距离估计值与真实值之间存在偏差, 某些干扰严重的时候还会产生严重偏离的野点, 使距离估计结果的精度和可信度降低. 结合矢量水听器自身的

优势和声压、质点振速的自相关 $F_T W_T$ 谱特性, 本文提出基于频带分解和距离加权的单矢量水听器被动测距方法, 具体方法如下: 1) 将信号能量集中的频带划分成 N 个子带, 对引导源提取出各个子带内的声压和水平振速自相关 $F_T W_T$ 谱 $\Upsilon_{P0}^j(f)$ 和 $\Upsilon_{Vr0}^j(f)$, 在各个子带内以假定距离 r 估计声压和水平振速的自相关 $F_T W_T$ 谱 $\Upsilon_P^j(r, f)$ 和 $\Upsilon_{Vr}^j(r, f)$, 并得出声压和水平振速在各个子带的距离代价函数 $F_P^j(r)$ 和 $F_{Vr}^j(r)$ 为

$$F_P^j(r) = \gamma_P^j(r) \cdot \int_{\zeta_{aj}}^{\zeta_{bj}} \left| \Upsilon_{P0}^j(f) \cdot \Upsilon_P^j(r, f) \right| df, \quad (j = 1, 2, \dots, N), \quad (21a)$$

$$F_{Vr}^j(r) = \gamma_{Vr}^j(r) \cdot \int_{\zeta_{aj}}^{\zeta_{bj}} \left| \Upsilon_{Vr0}^j(f) \cdot \Upsilon_{Vr}^j(r, f) \right| df, \quad (j = 1, 2, \dots, N). \quad (21b)$$

2) 选取声压和水平振速在各子带的距离代价函数的最大值对应的距离作为估计距离:

$$\hat{r}_{P0}^j = \arg \max_r [F_P^j(r)], \quad (22a)$$

$$\hat{r}_{Vr0}^j = \arg \max_r [F_{Vr}^j(r)]. \quad (22b)$$

计算这 $2N$ 个估计距离的平均值 \hat{r}_0 , 在统计意义上, 平均值 \hat{r}_0 比子带内单个代价函数的距离估计值具有更高的精度, 因此可将各估计值与平均值 \hat{r}_0 的距离作为各子带声压和水平振速测距结果的可信度因子, 以各距离估计值与平均值 \hat{r}_0 的距离倒数作为代价函数加权值 w_j :

$$\hat{r}_0 = \frac{1}{2N} \left(\sum_{j=1}^N \hat{r}_{P0}^j + \sum_{j=1}^N \hat{r}_{Vr0}^j \right), \quad (23)$$

$$w_j = \begin{cases} \left[\sigma + \left| \hat{r}_0 - \hat{r}_{P0}^j \right| \right]^{-1}, & j = 1, 2, \dots, N, \\ \left[\sigma + \left| \hat{r}_0 - \hat{r}_{Vr0}^{j-N} \right| \right]^{-1}, & j = N + 1, N + 2, \dots, 2N, \end{cases} \quad (24)$$

式中, σ 为大于零的小量, 以防止 $\left| \hat{r}_0 - \hat{r}_{P0}^j \right| = 0$ 时 w_j 出现奇异值.

3) 使用距离加权系数 w_j 对各子带内的声压和水平振速距离代价函数 $F_P^j(r)$ 和 $F_{Vr}^j(r)$ 进行加权求和, 并用最大值进行归一化处理得到联合的距离代价函数 $F_{syn}(r)$:

$$\hat{F}_{syn}(r) = \sum_{j=1}^N w_j F_P^j(r) + \sum_{j=1}^N w_{N+j} F_{Vr}^j(r), \quad (25)$$

$$F_{syn}(r) = \hat{F}_{syn}(r) / \max\{\hat{F}_{syn}(r)\}. \quad (26)$$

将 $F_{syn}(r)$ 最大值对应的距离 $r_{final} = \arg \max_r [F_{syn}(r)]$ 作为声源距离的最终估计值.

该方法充分利用各个子带内的声压和水平振速距离估计值的随机偏差, 通过求各个估计值的平均值在一定程度上抑制随机误差, 再通过各个估计值与平均值的距离来构建各代价函数的加权系数, 对各个距离代价进行加权求和构造联合代价函数, 这可以突出高准确度的距离代价函数而抑制准确度较差的距离代价函数, 从而抑制偏差较大的野点、减小测距误差、提高测距结果的可信度.

4 实验系统及测量结果

中国科学院声学研究所声场声信息国家重点实验室于2008年冬季在青岛某海域进行了一次水声综合实验. 实验海域水深变化较小, 平均水深32.5 m, 矢量水听器布放于18.1 m处, 实验中发射声源为气枪声源, 气枪声源的拖曳深度约10.5 m. 图7为实验测量水文, 水体声速随深度变化较小, 可近似为等声速水体, 水体平均声速约1521.2 m/s. 图8为2 km至6 km距离范围矢量水听器接收的信号时域波形, 其中图8(a), (b)和(c)依次对应声压、水平振速和垂直振速的时域波形, 信号经过100 Hz至500 Hz带通滤波, 图中信号经过 $\tau = r/\bar{c}$ (\bar{c} 为水体平均声速) 的时间平移.

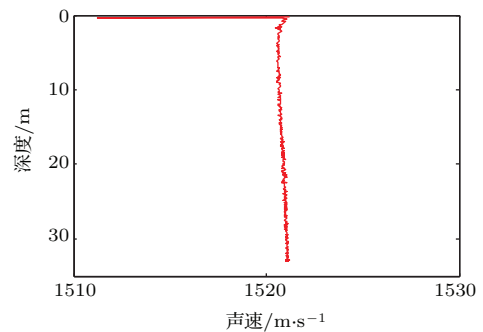


图7 实验测量的水体声速剖面

Fig. 7. The sound speed profile measured in the experiment.

图9为2 km至8.5 km收发距离范围连续75个气枪信号的自相关 $F_T W_T$ 谱瀑布图, 其中图9(a), (b)和(c)分别为声压、水平振速和垂直振速结果. 从图中可知, 声压和质点振速存在稳定的自相关 $F_T W_T$ 谱特征, 声压和水平振速特征相似, 垂直振速的谱宽带比声压要宽, 这与前面理论分析一致.

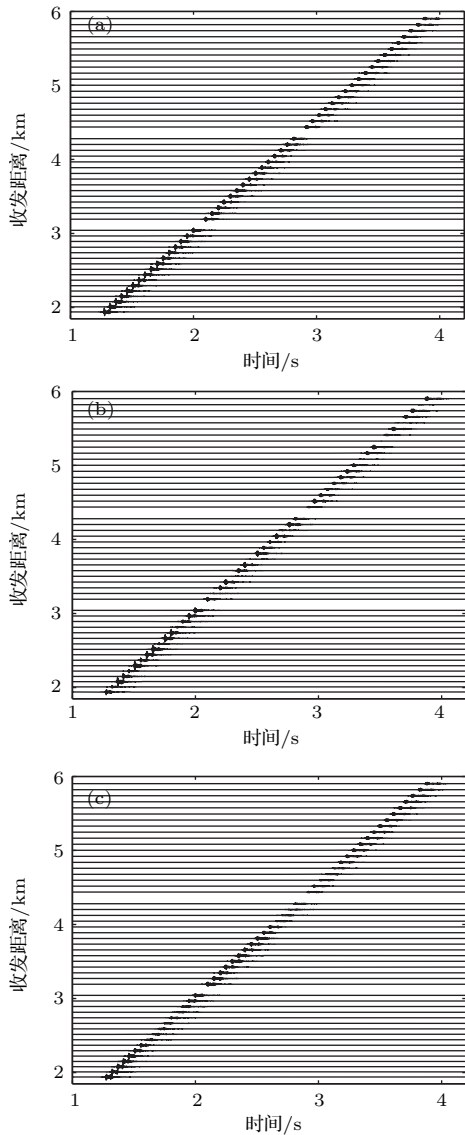


图8 接收信号时域波形 (a) 声压; (b) 水平振速; (c) 垂直振速

Fig. 8. Air-gun impulsive signal samples received from 2 km to 6 km with source and vector hydrophone depths of 10.5 m and 18.1 m, respectively (a) the waveform for pressure; (b) the waveform for particle horizontal velocity; (c) the waveform for particle vertical velocity.

将5 km处的气枪信号作为引导源, 图10为引导源的自相关 $F_T W_T$ 谱, 从图中可知声压和水平振速具有相似的谱特征, 而且存在一个主要尖峰, 尖峰处的频率约为29 Hz.

图11为应用(19)式(文献[14])的方法单独使用声压信号的声源距离估计结果, 图11(a)为连续75个气枪信号的距离估计历程图, 图中白实线为声源真实距离. 图11(b)是距离估计结果对比. 从图11(a)和(b)可知, 只使用声压信号可以估计出

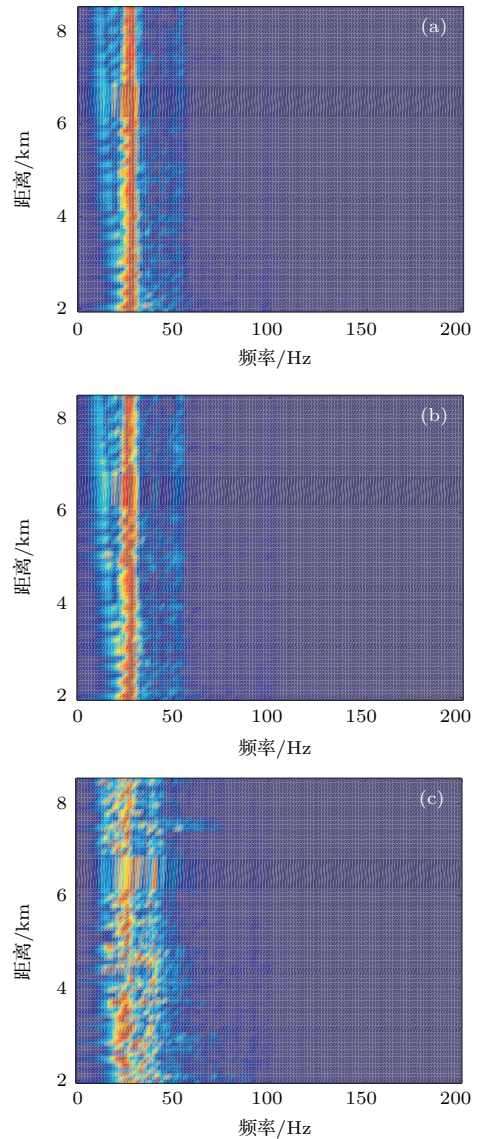


图9 (网刊彩色) 声压和质点振速的自相关 $F_T W_T$ 谱瀑布图

Fig. 9. (color online) The autocorrelation function's $F_T W_T$ spectra of pressure and particle velocities received from 2 km to 8.5 km (a) the spectrum for pressure; (b) the spectrum for particle horizontal velocity; (c) the spectrum for particle vertical velocity.

声源距离, 距离估计值分布在真实值附近, 但是代价函数的主瓣较宽.

现将信号能量集中的100 Hz至500 Hz频段划分成三个子带: 1) 100 Hz至200 Hz频段; 2) 200 Hz至300 Hz频段; 3) 400 Hz至500 Hz频段. 子带的划分可以更好的突出自相关 $F_T W_T$ 谱的单个尖峰, 在不进行子带划分时有些能量小的干涉尖峰被能量大的掩盖, 在子带内能量小的干涉尖峰得以提取. 图12为对5 km处引导源在各个子带内提

取的自相关 $F_T W_T$ 谱, 其中图 12 (a), (b) 和 (c) 分别对应 100 Hz 至 200 Hz, 200 Hz 至 300 Hz 和 400 Hz 至 500 Hz 子带结果, 图中尖峰位置分别位于 29 Hz, 54 Hz 和 102 Hz. 图 13 为应用实测水文和波导参数对各个子带的声压信号自相关 $F_T W_T$ 谱进行理论计算的结果, 对比图 12 和图 13 可知, 实验数据提取的自相关 $F_T W_T$ 谱的尖峰频率位置和理论计算结果一致.

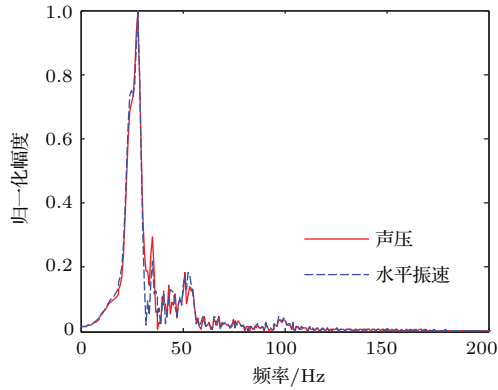


图 10 引导源的自相关 $F_T W_T$ 谱

Fig. 10. The autocorrelation function's $F_T W_T$ spectra of the guided source signal.

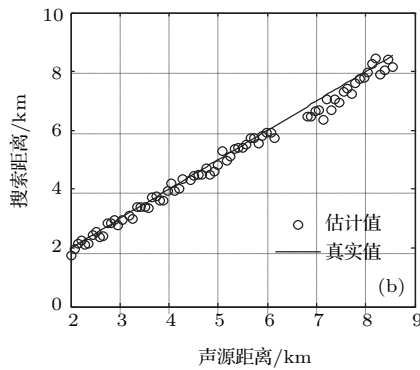
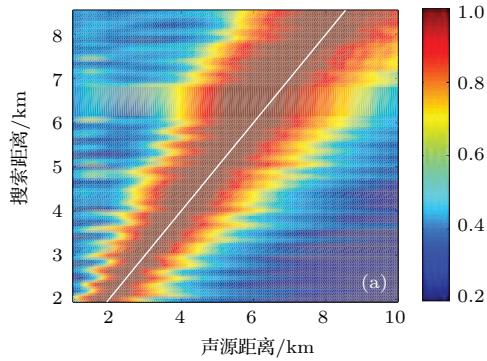


图 11 声压信号的声源距离估计结果 (a)(彩色印刷) 声源距离估计历程图; (b) 距离估计结果对比

Fig. 11. The source ranges estimated by the conventional pressure method (a) the progression diagram of source range estimation; (b) the comparison between source range's estimated values and real values.

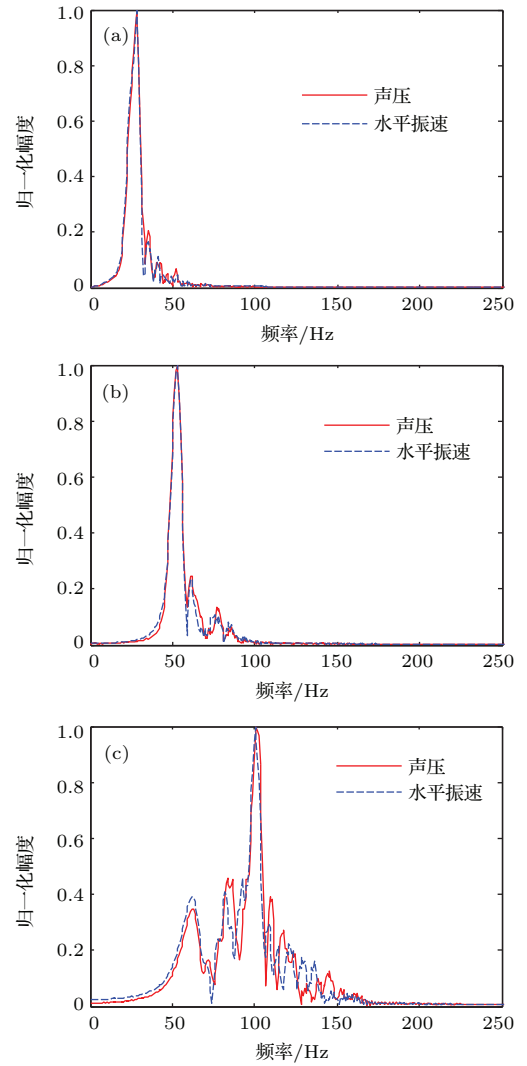


图 12 引导源在不同子带内的自相关 $F_T W_T$ 谱

Fig. 12. The autocorrelation function's $F_T W_T$ spectra of the guided source signal in three different sub bands (a) the sub band is from 100 Hz to 200 Hz; (b) the sub band is from 200 Hz to 300 Hz; (c) the sub band is from 400 Hz to 500 Hz.

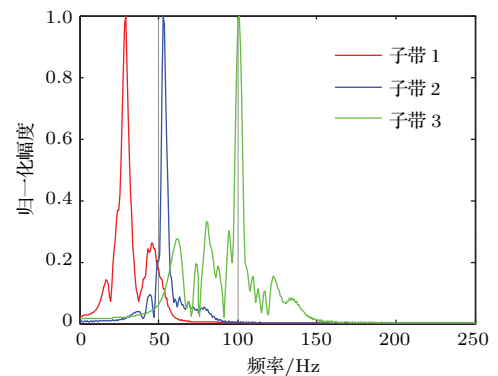


图 13 各子带理论计算的声压自相关 $F_T W_T$ 谱

Fig. 13. The theoretical results of autocorrelation function's $F_T W_T$ spectra of the guided source signal in three different sub bands.

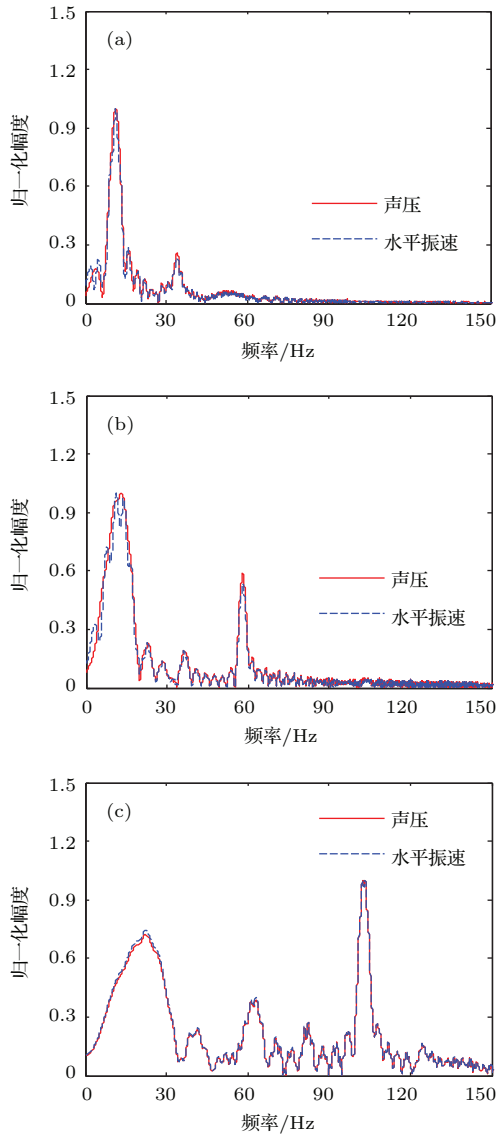


图 14 (网刊彩色) 各子带理论计算的声压和水平振速的 $F_T W_T$ 谱

Fig. 14. (color online) The theoretical results of the guided source signal's $F_T W_T$ spectra in three different sub bands (a) the sub band is from 100 Hz to 200 Hz; (b) the sub band is from 200 Hz to 300 Hz; (c) the sub band is from 400 Hz to 500 Hz.

为深入理解图 12 和图 13 中的各个子带信号自相关 $F_T W_T$ 谱的峰值关系, 本文利用实测水文计算各个子带的声压和水平振速脉冲信号的自身 $F_T W_T$ 谱, 图 14 为计算结果, 其中图 14 (a), (b) 和 (c) 分别对应子带 1, 子带 2 和子带 3 的计算结果, 计算中使用 (8) 式给出的理想波导卷绕变换算子, 且信号自身 $F_T W_T$ 谱的尖峰频率对应简正波的截止频率. 从图 14 (a) 和 (b) 可知, 在子带 1 和子带 2 上只有两阶简正波起主要作用, 而且子带 1 上的两阶简正波截止频率分别为 13 Hz 和 34 Hz, 子带 2 上的

两阶简正波截止频率分别为 13 Hz 和 58 Hz, 由前面自相关 $F_T W_T$ 谱峰值频率 Δf_i 计算公式可知, 子带 1 和子带 2 上的两阶简正波形成的自相关 $F_T W_T$ 谱峰值频率分别为 31 Hz 和 55 Hz; 子带 3 上有三阶简正波起主要作用, 这三阶简正波截止频率分别为 13 Hz, 58 Hz 和 105 Hz, 同理可知, (13 Hz, 105 Hz) 形成的自相关 $F_T W_T$ 谱峰值频率为 104 Hz, (13 Hz, 58 Hz) 形成的自相关 $F_T W_T$ 谱峰值频率为 55 Hz, (58 Hz, 105 Hz) 形成的自相关 $F_T W_T$ 谱峰值频率为 87 Hz, 又因为截止频率为 105 Hz 的简正波能量最大, 截止频率为 58 Hz 的简正波能量最小, 截止频率为 13 Hz 的简正波能量介于两者之间, 因此自相关 $F_T W_T$ 谱中 104 Hz 处的尖峰最强, 58 Hz 处的尖峰最弱, 87 Hz 处的尖峰强度介于两者之间. 这很好地解释了图 12 和图 13 中各子带信号自相关 $F_T W_T$ 谱的峰值频率特性.

应用本文提出的声压和水平振速联合距离估计方法对气枪声源进行被动测距, 计算中各子带信号的自相关 $F_T W_T$ 谱的频率上限 ζ_{aj} 和下限 ζ_{bj} 分别设为距峰值频率 7.5 Hz 的左右两频率点. 图 15 为声压和水平振速联合距离估计结果, 其中图 15 (a) 为连续 75 个气枪信号的距离估计历程图, 图中白实线为声源真实距离, 图 15 (b) 为距离估计结果对比. 对比图 11 (a) 和 (b) 的结果可知, 新的测距方法可以有效减小代价函数的主瓣宽度, 降低背景噪声, 而且距离估计值更加接近真实值.

图 16 为声源距离估计的绝对误差对比 (a) 和相对误差对比 (b), 图中蓝线为单独用声压测距的结果, 绿线为基于频带分解和等值加权的声压振速联合测距结果, 红线为基于频带分解和距离加权的声压振速联合测距结果. 从图中可知, 声压单独测距误差最大, 基于频带分解和距离加权的声压振速联合测距误差最小, 基于频带分解和等值加权的声压振速联合测距误差介于两者中间, 因此频带分解和距离加权都有助于提高测距精度. 在 9 km 范围内, 单独用声压测距的绝对误差在 1 km 以内, 声压振速联合测距的绝对误差在 0.4 km 以内; 声压振速联合测距的相对误差基本在 7% 以内, 而单独用声压测距的相对误差在 12% 以内. 综上所述, 基于子带分解和距离加权的声压振速联合测距方法可以有效减小代价函数的主瓣宽度、提高测距精度.

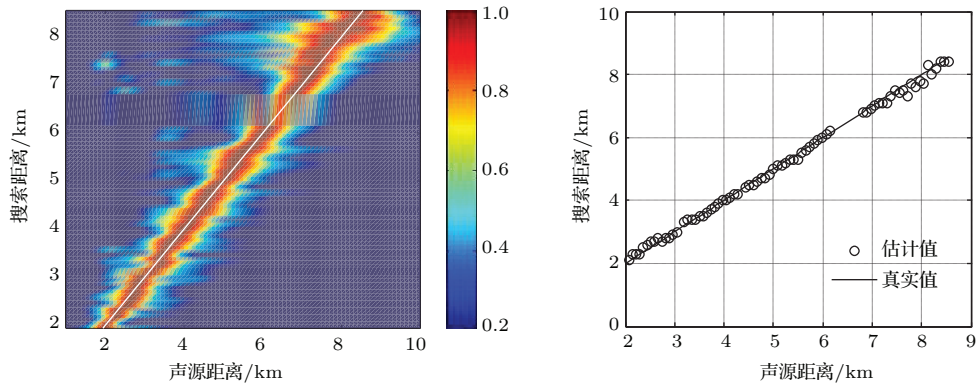


图 15 声压和水平振速联合距离估计结果 (a) 声源距离估计历程图; (b) 距离估计结果对比

Fig. 15. The source ranges estimated by the union ranging of pressure and particle horizontal velocity (a) the progression diagram of source range estimation; (b) the comparison between source range's estimated values and real values.

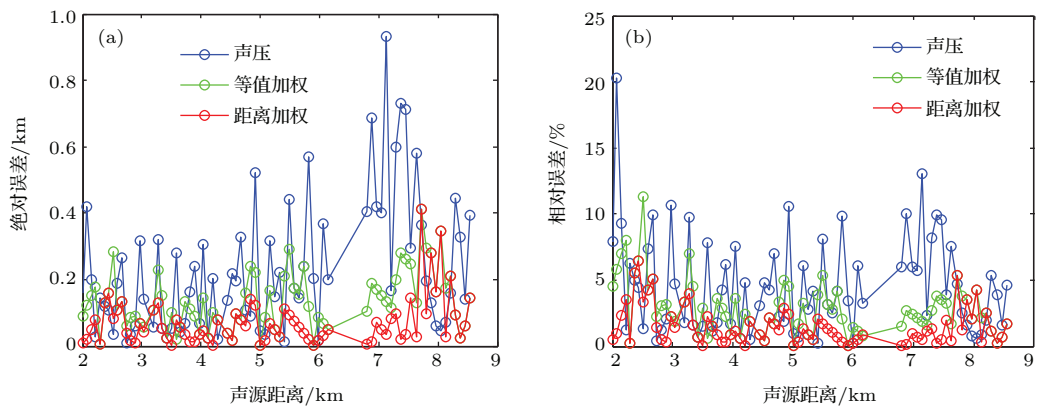


图 16 声源距离估计的误差对比

Fig. 16. The estimation error comparison among three different source ranging methods (a) the comparison for absolute errors; (b) the comparison for relative errors.

5 结 论

浅海波导中声压和质点振速的自相关 $F_T W_T$ 谱具有频率不变特征, 声压和水平振速的自相关 $F_T W_T$ 谱具有一致的准线谱特征, 垂直振速的自相关 $F_T W_T$ 谱具有宽谱叠加线谱的特征, 而且尖峰的个数比声压多, 尖峰的宽度比声压宽. 本文提出基于频带分解和距离加权的单矢量水听器浅海被动测距方法, 该方法对接收信号进行频带分解从而提取各子带内的声压和水平振速自相关 $F_T W_T$ 谱, 在各个子带内利用声压和水平振速分别进行距离估计, 通过各距离估计值与平均值的差值来构建加权系数, 对各子带声压和水平振速的距离代价函数进行加权求和构造联合代价函数, 由联合距离代价函数的最大值确定声源距离. 理论分析和实验数据处理结果表明, 与传统单声压水听器测距相比, 该方法可以有效减小代价函数的主瓣宽度、提高测距

精度.

由衷感谢 2008 年青岛综合水声实验的全体实验人员为本文提供了宝贵的实验数据. 同时感谢中国科学院声学研究所声场声信息国家重点实验室戚聿波博士的讨论.

参考文献

- [1] Thode A M, Kuperman W A, D' Spain G L, Hodgkiss W S 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 278
- [2] Gao D Z, Wang N, Wang H Z 2010 *J. Comput. Acoust.* **18** 245
- [3] Zhao Z D, Wang N, Gao D Z 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 064301
- [4] Paulo F, Orlando R, Paulo S, Emanuel E, Sergio M J 2013 *Sensors* **13** 8856
- [5] Thode A M 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 278
- [6] Touze G L, Nicolas B, Mars J I, Lacoume J 2009 *IEEE Trans. Signal Processing* **57** 1783
- [7] Niu H Q, Zhang R H, Li Z L 2014 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **57** 424

- [8] Niu H Q, Zhang R H, Li Z L 2014 *J. Acoust. Soc. Am.* **136** 53
- [9] Qi Y B, Zhou S H, Zhang R H, Zhang B, Ren Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 044303 (in Chinese) [戚聿波, 周士弘, 张仁和, 张波, 任云 2014 物理学报 **63** 044303]
- [10] Bonnel J, Gervaise C, Roux P, Nicolas B, Mars J I 2011 *J. Acoust. Soc. Am.* **130** 61
- [11] Bonnel J, Gervaise C, Nicolas B, Mars J I 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 1191
- [12] Bonnel J, Dosso S E, Chapman N 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **134** 120
- [13] Niu H Q, Zhang R H, Li Z L, Guo Y G, He L 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 084301
- [14] Zhou S H, Qi Y B, Ren Y 2014 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **57** 225
- [15] Lopatka M, Touze G L, Nicolas B, Cristol X, Mars J I, Fattaccioli D 2010 *EURASIP Journal on Advanced Signal Processing* **2010** 304103
- [16] Qi Y B, Zhou S H, Zhang R H, Ren Y 2015 *J. Comput. Acoust.* **23** 1550003
- [17] Zhou S H, Qi Y B, Ren Y, He L 2013 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **43** 68 (in Chinese) [周士弘, 牛海强, 任云, 何利 2013 中国科学: 物理学 力学 天文学 **43** 68]
- [18] Zhang R H, Li F H 1999 *Science in China (Series A)* **29** 241 (in Chinese) [张仁和, 李风华 1999 中国科学(A 辑) **29** 241]

Source ranging based on frequency band decomposition and distance weighting using a single acoustic vector sensor in shallow water*

Zhu Liang-Ming¹⁾²⁾ Li Feng-Hua^{1)†} Sun Mei¹⁾³⁾ Chen De-Sheng¹⁾

1) (State Key Laboratory of Acoustics, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (College of Physics, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (School of Physics and Electronic Engineering, Taishan University, Taian 271021, China)

(Received 30 January 2015; revised manuscript received 4 March 2015)

Abstract

A novel method is proposed for the passive source range estimation based on union processing of pressure and particle horizontal velocity. Autocorrelation functions' warping spectra of pressure and particle velocities have frequency invariability. The spectra of the warped autocorrelation functions of pressure and particle horizontal velocity have the same line spectrum feature, while the spectrum of the warped autocorrelation function of particle vertical velocity possesses both line and broadband spectrum features. Moreover, the warped autocorrelation function's spectrum of particle vertical velocity has more peaks, and the peak width is broader than those of pressure and particle horizontal velocity. In this paper, source ranges are estimated based on frequency band decomposition and distance weighting, and a guided source with a known range is employed to provide the crucial frequency invariant features. Experimental data in shallow water with an iso-speed profile are used to verify the approach which can reasonably estimate source ranges with the relative errors of the source ranging basically less than 7%. This method can effectively reduce the mainlobe width and background level of the cost function, and can significantly improve the resolution of source range estimation, compared with the results of conventional source ranging approach that uses a single pressure hydrophone.

Keywords: single vector hydrophone, source ranging, frequency band decomposition, distance weighting

PACS: 43.30.Bp, 43.60.Jn, 43.30.Wi

DOI: 10.7498/aps.64.154303

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11125420), and the Doctoral Fund of Shandong Province, China (Grant No. BS2012HZ015).

† Corresponding author. E-mail: lfh@mail.ioa.ac.cn