

浅海负跃层中利用互相关输出峰值迁移曲线的声源深度判别

李晓彬 孙超 刘雄厚

Source depth discrimination using peak migration line of cross-correlation output in shallow water having negative thermocline

Li Xiao-Bin Sun Chao Liu Xiong-Hou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 134302 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211987

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211987>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

浅海波导中低频声场干涉简正模态的判别

Identification of interference normal mode pairs of low frequency sound in shallow water

物理学报. 2019, 68(13): 134304 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190221>

浅海周期起伏海底环境下的声传播

Sound propagation in shallow water with periodic rough bottom

物理学报. 2021, 70(3): 034302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201233>

倾斜弹性海底条件下浅海声场的简正波相干耦合特性分析

Coherent mode coupling in shallow water overlaying sloping elastic ocean bottom

物理学报. 2021, 70(21): 214304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211013>

表面声道对深海风成噪声垂直空间特性的影响规律

Influence of surface duct on the vertical spatial characteristics of wind-generated noise in deep ocean

物理学报. 2019, 68(2): 024302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181794>

浅海波导环境不确定性对声源功率估计的影响

Influence of environmental uncertainty on source power estimation in shallow water waveguide

物理学报. 2021, 70(24): 244301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210852>

风成噪声背景下垂直阵列信噪比随声源深度的变化规律

Variation of signal-to-noise ratio of vertical array with sound source depth under wind-generated noise background

物理学报. 2022, 71(4): 044302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211654>

浅海负跃层中利用互相关输出峰值迁移曲线的声源深度判别

李晓彬¹⁾²⁾³⁾ 孙超^{1)2)3)†} 刘雄厚¹⁾²⁾³⁾

1) (西北工业大学航海学院, 西安 710072)

2) (西北工业大学, 陕西省水下信息技术重点实验室, 西安 710072)

3) (西北工业大学, 海洋声学信息感知工业和信息化部重点实验室, 西安 710072)

(2021 年 10 月 26 日收到; 2022 年 3 月 9 日收到修改稿)

针对浅海负跃层波导中的声源深度判别问题, 通过研究不同深度声源信号到达接收阵的简正波结构特征, 提出了一种利用互相关输出峰值迁移曲线的声源深度判别方法. 该方法利用浅海负跃层中主导简正波类型由声源深度决定这一先验信息, 根据峰值迁移曲线中互相关时延在 0 时刻的位置进行声源深度判别. 首先, 利用垂直线列阵波束输出与单阵元接收信号做互相关处理, 得到互相关时延—俯仰角输出二维图. 然后, 在图中提取不同时延上角度维峰值, 根据时延小于等于 0、大于 0 的情况对所提取的峰值点进行分段线性拟合, 得到互相关输出峰值迁移曲线. 最后, 以曲线位于互相关时延为 0 时的位置进行声源深度判断. 理论分析表明, 曲线受波导中声速随深度变化的影响较小, 互相关时延 0 时刻位置的判别阈值由低阶简正波决定, 区分声源深度的区间由跃层的位置和厚度决定, 且跃层上下声速差越大越有利于声源深度判别. 仿真实验和海试数据分析结果表明, 该方法可有效进行声源深度判别, 并且无需模态分离、声源相对接收阵移动、精确声速剖面测量等前提条件.

关键词: 浅海负跃层, 峰值迁移曲线, 深度判别, 简正波

PACS: 43.60.+d, 43.30.Bp, 43.60.Bf, 43.60.Fg

DOI: 10.7498/aps.71.20211987

1 引言

水下声源深度判别为发现疑似目标后的应对措施提供重要依据. 不同于声源深度估计, 深度判别旨在较宽容的条件下利用较少的信息对声源处于近水面还是水下进行判断. 目前大多数方法是依据声源在不同深度上激发的各阶简正波的不同来分类声源, 大致分为两类, 一类是将接收信号中分离出的简正波模态与利用声场计算得到的模态矩阵来匹配, 不同之处在于如何获取单个简正波模态. Touzé 等^[1]利用简正波模态的频散特性, 采用时频分析的方法分离得到简正波; Nicolas 等^[2]将

时频分析后的信号变换到频率—波数域再得到简正波; 随后, Courtois 等^[3]提出利用压缩感知的方法, 更好地在频率—波数域上分离各阶模态; Lopatka 等^[4]发现同时利用模态的幅度和相位 (符号) 将得到更稳健的声源定位结果. 然而此匹配场类方法容易受环境失配影响, 计算得到的模态矩阵有误差, 导致方法性能下降. 另一类是要求声源移动较远的距离 (即保证足够的水平孔径) 以获取简正波模态函数并匹配的方法. Shang^[5]和 Neilsen^[6]利用垂直阵采集到的声场模态函数的正交完备性, 通过奇异值分解获得模态矩阵, 并与分离的简正波模态做匹配来估计声源深度. Reeder^[7]和 Yang^[8]通过对运动声源激发声场做 Hankel 变换得到波数谱

† 通信作者. E-mail: csun@nwpu.edu.cn

来区分水面声源和水下声源. 事实上, 对于声源深度判别而言, 上述两类方法所使用的先分离单个模态再深度匹配的处理过程是非必须的, 这是由于对声源的判别仅要求将近水面声源和水下声源区分开即可, 不求解具体深度数值, 无需精准匹配单个模态.

浅海负跃层的存在会使得近水面声源和跃层以下声源激发的各阶模态能量有明显差异, 可以由上文介绍的分离模态方法——反映, 也可组合起来由波导不变量 β 反映^[9,10] (但这仍然要求声源相对接收阵移动). 声源激发模态能量的相对大小还可以由延时求和波束形成反映^[11]. 这是因为根据简正波理论, 各阶简正波除能量不同以外, 各自的俯仰角也不同. 水面声源激发的高阶简正波占主导, 其俯仰角较大, 而水下声源低阶简正波能量占比重大, 其俯仰角较小, 可以对阵列接收信号做常规波束形成 (conventional beamforming, CBF), 来观察不同深度声源激发简正波的到达结构^[12,13], 并基于此结构分析到达接收阵列的主导简正波, 进而判别声源深度. 本文借鉴文献^[13]的思路, 将垂直线列阵 (vertical linear array, VLA) 波束输出与单阵元接收信号做互相关处理, 避免非脉冲声源信号的到达重叠问题, 对不同时刻时延的输出取最大值并分段线性拟合, 获得互相关输出峰值迁移曲线. 声源深度决定了到达接收阵的主导简正波类型, 其俯仰角可由曲线位于互相关时延为 0 时的位置确定, 依此可分辨水面声源和水下声源. 互相关输出峰值迁移曲线受波导中声速随深度变化的影响较小, 曲线在互相关时延为 0 时刻位置的判别阈值由前几阶简正波决定, 区分水面声源和水下声源的深度区间由跃层的位置和厚度决定, 且跃层上下声速差越大, 越有利于声源深度判别. 此方法无需模态分离、声源相对垂直阵移动, 也不要求精准测量声速剖面.

本文其他部分安排如下. 第 2 节推导了 VLA 的互相关输出峰值迁移曲线方程, 提出了利用该曲线的声源深度判别方法, 分析了水体声速随深度变化对曲线的影响, 得到了曲线互相关时延为 0 时刻位置的判别阈值, 给出了判别算法流程图. 第 3 节通过仿真实验给出了本文所提方法的判别结果, 深入分析了跃层参数改变对方法的影响, 研究了不同信噪比条件下算法的性能, 验证了方法的适用性. 第 4 节通过公开试验数据验证了所提方法的有效

性. 第 5 节给出了本文得到的相关结论.

2 负跃层环境下的声源深度判别方法

2.1 垂直线列阵的互相关输出

考虑距离无关的浅海负跃层波导, 采用单层海底模型, 覆盖全水深的 VLA 位于 roz 坐标系原点位置, 声源位于 (r_s, z_s) 处. 如图 1 所示, r_s 是声源与垂直阵的水平距离, z_s 是声源深度, k 是波数, ψ 是阵列扫描角, ψ_n 是第 n 阶简正波的俯仰角.

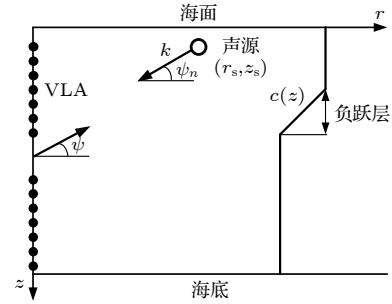


图 1 VLA、声源位置和负跃层声速剖面示意图

Fig. 1. VLA, the position of the source and SVP in shallow water with a negative thermocline.

定义 VLA 的互相关输出 $I_{ac}(s, \tau)$ 由阵列时域波束输出 $p_a(s, t)$ 与任一阵元接收时域信号 $p_e(z_l, t)$ 做互相关处理得到, 是关于阵列扫描角 ψ 和互相关时延 τ 的函数

$$I_{ac}(s, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p_e^*(z_l, t) p_a(s, t + \tau) dt, \quad (1)$$

式中, $s = \sin \psi$; T 为信号处理时长, z_l 是阵元深度, $l = 1, 2, \dots, L$, L 是阵元个数. (1) 式中的时域表达可以由阵列频域波束输出 $P_a(s, f)$ 和单阵元接收声压信号 $P_e(z_l, f)$ 复共轭乘积的逆傅里叶变换得到:

$$I_{ac}(s, \tau) = \mathcal{F}^{-1} \{ P_e^*(z_l, f) P_a(s, f) \} \\ = 2\text{Re} \left\{ \int_0^\infty P_e^*(z_l, f) P_a(s, f) e^{-i2\pi f \tau} df \right\}, \quad (2)$$

式中, \mathcal{F}^{-1} 表示傅里叶逆变换, $\text{Re}\{\cdot\}$ 表示取实部.

在远场简正波假设下, 位于 (r_s, z_s) 位置上的点声源辐射的声压为^[12]

$$P(z, f) = 4\pi Q(f) \frac{i}{\sqrt{8\pi \rho_w(z_s)}} e^{-i\pi/4} \\ \times \sum_n^N u_n(z_s) u_n(z) \frac{e^{ik_{rn} r_s}}{\sqrt{k_{rn} r_s}}, \quad (3)$$

式中, $Q(f)$ 是声源频谱; ρ_w 是水体密度; N 是声源激发简正波模态的总阶数; k_{rn} 是第 n 阶简正波的水平波数; u_n 是第 n 阶简正波的模态函数且满足 $\int_0^H u_m(z)u_n^*(z)/\rho_w(z)dz = \delta_{mn}, m \neq n$, H 为波导深度. VLA 对接收信号波束形成后的频域输出 $P_a(s, f)$ 可以表示为阵列扫描角 ψ 的函数:

$$P_a(s, f) = \sum_{l=0}^{L-1} P_e(z_l, f) e^{ik(z_l - z_0) \sin \psi} \\ \simeq 4\pi Q(f) \frac{i}{\sqrt{8\pi} \rho_w(z_s)} e^{-i\pi/4} \sum_n^N u_n(z_s) \\ \times \frac{e^{ik_{rn} r_s}}{\sqrt{k_{rn} r_s}} [N_n^+ B(s - s_n) + N_n^- B(s + s_n)], \quad (4)$$

式中, $s_n = \sin \psi_n$; N_n^+ 和 N_n^- 是用 WKB 近似将第 n 阶简正波模态函数表示为 $u_n(z) = N_n^+ e^{ik_{zn} z} + N_n^- e^{-ik_{zn} z}$ 形式时的平面波幅值, k_{zn} 是第 n 阶简正波的垂直波数; $B(s)$ 是 VLA 的波束图.

将 (3) 式和 (4) 式代入 (2) 式可得

$$I_{ae}(s, \tau) = 2\text{Re} \left\{ \sum_m^N \sum_n^N G_{mn}(s, \tau) \right\}, \quad (5)$$

式中, $G_{mn}(s, \tau)$ 为 P_a 的第 m 阶模态和 P_e 的第 n 阶模态乘积的复包络

$$G_{mn}(s, \tau) \\ = \frac{2\pi}{\rho_w^2(z_s)} \int_0^\infty |Q(f)|^2 u_m(z_s) u_n(z) \\ \times u_n^*(z_s) u_n^*(z_l) \times \frac{B(s - s_m)}{\sqrt{k_{rm} k_{rn} r_s}} e^{ir_s \varphi_{mn}} df, \quad (6)$$

式中, $\varphi_{mn} = (k_{rm} - k_{rn}) - 2\pi f \tau / r_s$. 关于 $m = n$ 和 $m \neq n$ 时的 G_{mn} 具体形式及推导见附录 A. G_{mn} 中的模态能量大小由 $u_m(z_s)$ 和 $u_n(z_s)$ 决定.

求解 (6) 式中的积分需要利用稳相法 [14], 即要求 φ_{mn} 满足:

$$\frac{\partial \varphi_{mn}}{\partial f} = \frac{\partial k_{rm}}{\partial f} - \frac{\partial k_{rn}}{\partial f} - \frac{2\pi \tau}{r_s} = 0. \quad (7)$$

此时, 恰好有互相关时延 τ 等于第 m 阶模态和第 n 阶模态的到达时间差 τ_{mn} :

$$\tau = \frac{r_s}{2\pi} \left(\frac{\partial k_{rm}}{\partial f} - \frac{\partial k_{rn}}{\partial f} \right) = r_s \left(\frac{1}{v_{gm}} - \frac{1}{v_{gn}} \right) = \tau_{mn}, \quad (8)$$

式中, v_{gm} 和 v_{gn} 分别为第 m 阶模态和第 n 阶模态的群速度.

综上, $I_{ae}(s, \tau)$ 包含了模态间的到达时间差 τ_{mn} 、模态俯仰角 ψ_m 和模态能量 $u_m(z_s)$ 以及 $u_n(z_s)$, 即显示了模态到达结构, 且 $I_{ae}(s, \tau)$ 仅与声源功率谱 $|Q(f)|^2$ 相关, 与源信号在时域上的具体形式无关. 图 2 展示了 $I_{ae}(s, \tau)$ 阵列指向角 $s > 0$ (水平方向向下为正) 的部分, 这是由于每个简正波实际上可以表示为一个上行和下行平面波的叠加 [11], 考虑一侧也可观察简正波到达结构.

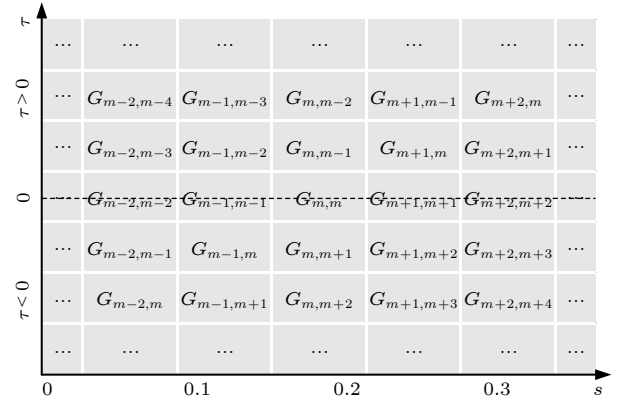


图 2 互相关输出示意图

Fig. 2. The cross-correlation output.

由图 2 可以看出: 1) 由于 G_{mm} 是第 m 阶模态自相关的形式, 其位于 $\tau = 0$ 位置. 第 m 阶模态的俯仰角 ψ_m 随 m 增大而增大, G_{mm} 在 s 轴上的位置向右移动; 2) 当 $m > n$ 时, $v_{gm} < v_{gn}$, $\tau_{mn} > 0$, G_{mn} 出现在 $\tau > 0$ 区域, 且随着 n 减小, τ_{mn} 增大, G_{mn} 在 τ 轴的位置上移. 当 $m < n$ 时, $v_{gm} > v_{gn}$, $\tau_{mn} < 0$, G_{mn} 出现在 $\tau < 0$ 区域, 且随着 n 增大, τ_{mn} 减小, G_{mn} 在 τ 轴的位置下移.

2.2 互相关输出峰值迁移曲线

负跃层波导下, 互相关输出峰值迁移曲线指的是, 在 τ (时延) 变化时, $I_{ae}(s, \tau)$ 在 s (角度) 维上的最大值连成的曲线. 由 2.1 节中的 (5) 式和 (6) 式可知, 最大值出现在 $\tau = \tau_{mn}$ 且 $s = \sin \psi_m$, 即互相关时延等于模态到达时间差, 且阵列扫描角对准第 m 阶模态的俯仰角:

$$s_{\max}(z, \tau) = \max_{\tau} I_{ae}(s, \tau) \\ = s_{mn}(z, \tau) = \sin[\psi_m(z, \tau_{mn})]. \quad (9)$$

当 $\tau_{mn} > 0$ 时, (9) 式可以写成 (推导过程见附录 B):

$$s_{mn}(z, \tau) \simeq \sqrt{1 - \left(\frac{r_s}{c(z)\tau_{mn} + r_s} \right)^2}. \quad (10)$$

该式表明, 峰值 s_{mn} 将随着 τ 的增大向右上方迁移, 原因有: 1) 更高阶模态与第 n 阶模态的到达时间差更大使峰值向上移; 2) 更高阶模态有更大的俯仰角使峰值向右移. 为方便分析, 不妨假设声源激发信号经远距离传播后到达接收阵能量最大的模态是第 m 阶模态. 依简正波理论, 模态衰减系数随阶数增大而增大, 这意味着第 1, 2, \dots , $m-1$ 阶模态的激发程度远小于第 m 阶模态, 也小于第 $m+1$, $m+2$, \dots 阶模态等, 因此 $G_{m,m-1} < G_{m+1,m}$, $G_{m+1,m-1} < G_{m+2,m}$, \dots , 依此类推. 随着 τ 的增大, 峰值将在 τ 维逐次向上移 τ_{mn} , 同时在 s 维逐次向右移 $\sin \psi_m - \sin \psi_n$, 即总的来说, 峰值向右上方迁移.

当 $\tau_{mn} \leq 0$ 时, (9) 式可以写成 (推导过程见附录 B):

$$s_{mn}(z, \tau) = \sin \psi_m(\tau_{mn}) \simeq \sin \psi_m. \quad (11)$$

该式表明, 峰值 s_{mn} 将随着 τ 的减小向下方迁移, 位置仅与 ψ_m 有关. 声源激发的第 m 阶模态能量最大, 也即 $G_{mm}(s, \tau) > G_{mn}(s, \tau)$, $n \neq m$, 使得峰值在 s 维不会左右迁移. 更高阶的第 n 模态与第 m 阶模态的到达时间差更大, 峰值将在 τ 维逐次向下移 τ_{mn} .

然而由 (10) 式可以看出, 在负跃层环境下利用 VLA 观察简正波的到达结构, 还有水体中随深度变化的声速 $c(z)$ 造成的两个现象: 1) 不同深度上的声速不同导致同一阶模态在不同接收深度上的俯仰角不同, 使得 $I_{ac}(s, \tau)$ 上出现同一阶模态具有不同俯仰角的峰裂分现象, 可能影响峰值在 s 轴的位置; 2) 不同深度上的声速不同导致 CBF 的相邻阵元间的延时 Δ 与单阶模态到达相邻阵元的时间差不匹配, 使得峰值在 s 轴的位置发生偏移. 下面对这两个现象及其对峰值位置的影响逐一分析:

1) 定义相速度小于水中最大声速的模态为陷获模态^[15] (trapped mode, TM), 它对应前文提到的低阶模态, 仅在模态函数反转点深度以下的水体中传播. 定义其他模态为非陷获模态 (non-trapped mode, NTM), 对应前文中的高阶模态, 在全深度水体中传播. 定义 k_{r-TM} 和 k_{r-NTM} 分别为 TM 和 NTM 的水平波数, k_{up} , k_{tc} 和 k_{dn} 分别为跃层上、中和下部分的波数. 图 3 给出 TM 和 NTM 在不同接

收深度上的俯仰角示意图, ψ_{TM-tc} 和 ψ_{TM-dn} 分别为 TM 在跃层中和跃层下的俯仰角, ψ_{NTM-up} , ψ_{NTM-tc} 和 ψ_{NTM-dn} 分别为 NTM 在跃层上、中和下部分的俯仰角.

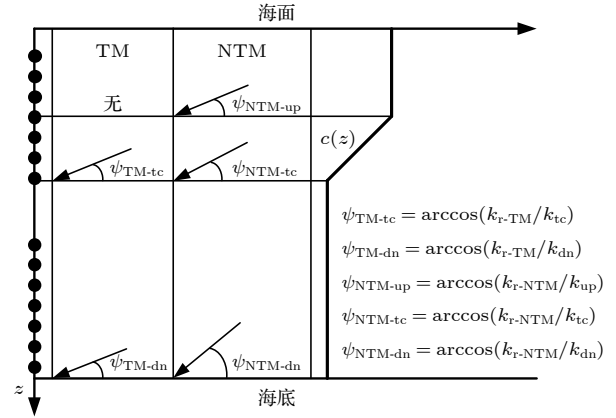


图 3 TM 和 NTM 在不同接收深度上的俯仰角示意图
Fig. 3. The elevation angles of TM and NTM at different depths.

由于跃层上和跃层中的声速比跃层下的声速大, 因此 $k_{up} < k_{tc} < k_{dn}$. NTM 在跃层上中部分水体的俯仰角比跃层下的要小, 即更靠近 $s = 0$ 端, 可能被误认为是较小俯仰角的 TM, 进而影响峰值位置. 但一般地, 水体跃层下的厚度大于跃层上和跃层厚度之和, 这部分模态的能量多数仍集中在跃层下部分. 因此对互相关输出取最大值, 仍然处于跃层下的模态俯仰角处, 即对峰值位置没有影响.

2) $I_{ac}(s, \tau)$ 包含了阵列波束输出, 声速不失配时 CBF 的相邻阵元间的延时可以写成 $\Delta = d \sin \psi / c$. 而负跃层水体中声速 $c(z)$ 随深度变化, 这将导致互相关输出的峰值位置 $\sin \psi$ 产生偏差. 经过简单推导可将偏差 $|\sin \psi - \sin \psi_e|$ 写成:

$$|\sin \psi - \sin \psi_e| = \frac{|c(z) - c_0|}{c_0} \sin \psi. \quad (12)$$

一般浅海水体中声速范围在 1440—1540 m/s^[16], 此处 c_0 选择 CBF 中的常见声速 1500 m/s, 用于判别的 ψ 也小于 10° (下文有证明), 所以该偏差最大约为 0.0069. 因此即使有偏移, 对结果影响也极小, 可以忽略不计.

综合上述分析, 将 (10) 式和 (11) 式重写如下:

$$s_{\max}(\tau) = \begin{cases} \sqrt{1 - \left(\frac{r_s}{c_0 \tau + r_s} \right)^2}, & \tau > 0, \\ \sin \psi_m, & \tau \leq 0. \end{cases} \quad (13)$$

即为负跃层波导下的互相关输出峰值迁移方程. 取 $I_{ae}(s, \tau)$ 在不同 τ 时刻上的峰值 $\tilde{s}_{\max}(\tau)$, 按 (13) 式分段线性拟合, 得到负跃层波导下的互相关输出峰值迁移曲线 $s_{\max}(\tau)$, 如图 4 黑线所示, 曲线在 $\tau = 0$ 时的位置位于到达接收阵能量最大的第 m 阶模态的俯仰角处.

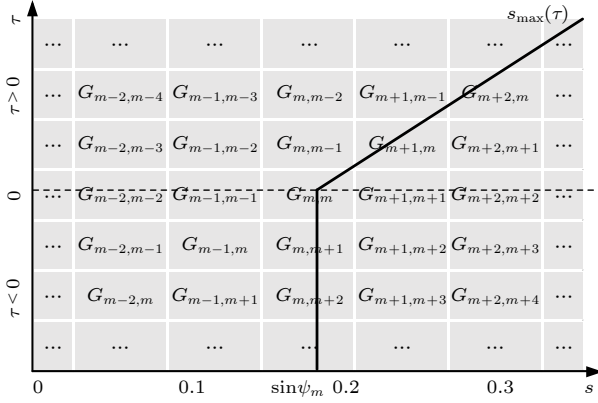


图 4 互相关输出峰值迁移曲线示意图

Fig. 4. The peak migration line of the cross-correlation output.

2.3 声源深度判别方法

在负跃层波导中, TM 存在反转点, 其模态函数在反转点以深是振荡变化的, 在反转点以浅呈指数规律迅速衰减^[17]. 水面 (跃层以上) 声源位于所有 TM 的反转点深度以浅, 激发的 TM 能量极小, 到达接收阵的主导简正波是 NTM, 互相关输出峰值迁移曲线在 $\tau = 0$ 的位置位于 NTM 的大俯仰角处. 而位于水下 (跃层以下) 的声源, 激发的 TM 和 NTM 能量虽然有大有小, 但由于 TM 远距离传播后的衰减较小, 到达接收阵的能量大, TM 的小俯仰角处成为曲线 $\tau = 0$ 的位置. 利用跃层上下声源激发的各阶简正波能量和俯仰角的不同, 可以根据互相关峰值迁移曲线互相关时延为 0 时刻的位置进行声源深度判别.

基于上述分析, 主导简正波的类型由声源深度也即 TM 的激发程度决定. 这意味着, 前几阶 TM 的俯仰角将成为互相关时延为 0 时刻位置的判别阈值. 第 n 阶简正波的水平波数 $k_{rn}(f)$ 在理想波导条件下 (负跃层波导下也满足) 可以表示为

$$k_{rn}(f) = \frac{2\pi}{c_0} \sqrt{f^2 - f_n^2}, \quad (14)$$

式中, f_n 表示第 n 阶简正波的截止频率, 在前几

阶 TM 的截止频率远小于信号分析频率的条件下 (也即 $f_n/f \leq 0.1 \ll 1$), 可由泰勒级数得到:

$$k_{rn}(f) = \frac{2\pi}{c_0} \sqrt{f^2 - f_n^2} \approx \frac{2\pi}{c_0} \left(f - \frac{f_n^2}{2f} \right). \quad (15)$$

则第 n 阶简正波的俯仰角为

$$\psi_n = \arccos \frac{k_{rn}(f)}{k} = \arccos \left(1 - \frac{f_n^2}{2f^2} \right) \approx 5.73^\circ. \quad (16)$$

得到曲线互相关时延为 0 时刻位置的判别阈值 $\sin \psi_n \approx 0.1$, 依此就可以进行声源深度的判别. 因此, 阵列接收信号的互相关输出峰值迁移曲线的 $s_{\max}(\tau = 0) > 0.1$ 时即可判别为水面声源, 否则为水下声源.

作为总结, 图 5 给出了本文提出的利用互相关输出峰值迁移曲线判别声源深度的算法流程图.

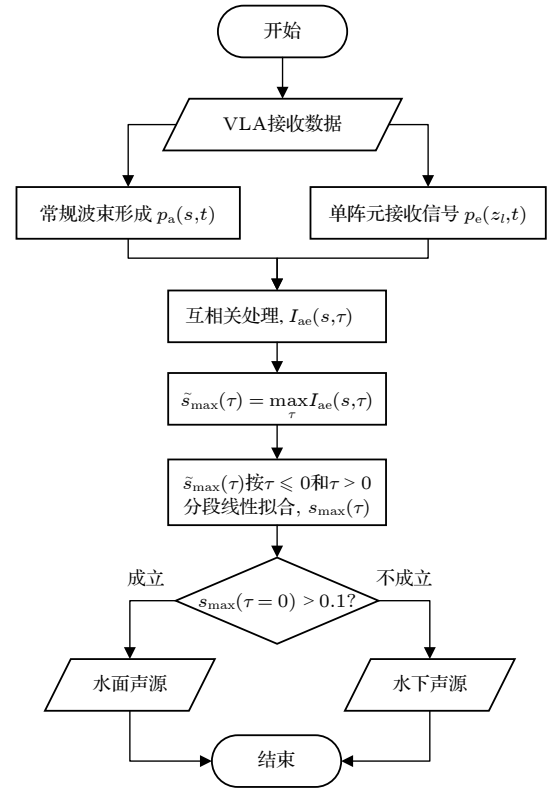


图 5 判别算法流程图

Fig. 5. The flow diagrams of the source depth discrimination.

3 仿真实验与分析

本节将通过仿真实验验证利用互相关输出峰值迁移曲线判别声源深度方法的有效性, 并探究曲线随跃层参数的变化规律及造成这种变化

的物理机理, 以及研究不同信噪比条件下算法的性能. 仿真使用的波导环境模型和 VLA 如图 6 所示, 图中标注了相关的海洋环境参数, 负跃层波导水深 100 m, 跃层位于 20—40 m 深度. VLA 覆盖整个水深, 阵元个数 $L = 100$, 起始阵元深度为 1 m, 阵元间距为 1 m. 声场与模态函数由 Kraken 程序计算.

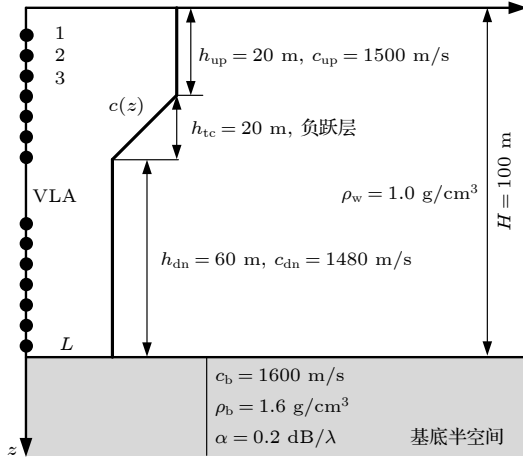


图 6 负跃层波导环境及其相关参数

Fig. 6. The shallow water waveguide with a negative thermocline and its environmental parameters.

3.1 数值仿真

图 7 给出此仿真环境下的频率 400 Hz 声源激发的各阶模态函数. 由图 7 可以看出, 位于负跃层深度以上的声源, TM 的激发程度很低, 同时受到远距离传播衰减影响, 到达接收处能量比重较大的是 NTM 的前几阶. 而负跃层深度以下的声源, TM 和 NTM 都有激发, 同样由于衰减, 到达接收阵的 TM 占能量主导.

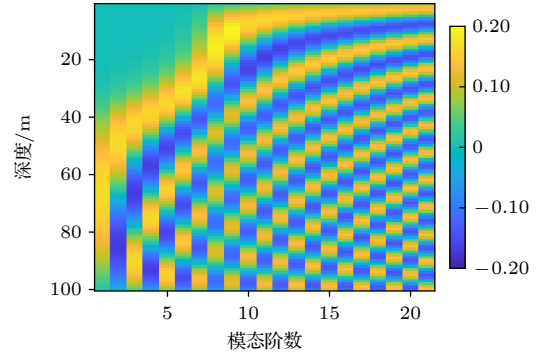


图 7 各阶模态函数

Fig. 7. The mode functions.

假设声源深度分别为 10 和 50 m, 声源与 VLA 水平距离为 5 km, 选取的声源信号为线性调频信号, 频率范围为 380—420 Hz, 时长 1 s. 对不同深度声源的接收信号分别做 CBF, 再与 99 m 处阵元接收信号做互相关 (与任一阵元都可反映模态互相关), 得到互相关输出 $I_{ae}(s, \tau)$, 分别提取不同 τ 时刻上 $I_{ae}(s, \tau)$ 的最大值 $\tilde{s}_{max}(\tau)$, 并分段线性拟合, 即得到互相关输出峰值迁移曲线 $s_{max}(\tau)$, 如图 8 所示.

观察图 8(a) 发现, 白色虚线圈内有能量较大的部分, 这是由于位于跃层之上的声源激发的前几阶 NTM 在跃层上和跃层中的俯仰角较小, 且群速度稍小于 TM, 出现在 $I_{ae}(s, \tau)$ 的 τ 较小的负值位置且靠近 $s = 0$ 处, 对应 2.2 节分析 $c(z)$ 造成的现象 1) 即同一阶模态具有不同俯仰角的峰裂分现象. 然而在搜索最大值的过程中, 同样的模态在跃层下的俯仰角更大且跃层下接收能量更大 (阵列数更多), 使得最大值落在较大的俯仰角处. 所以当 $\tau > 0$ 时, $s_{max}(\tau)$ 位于 $s > 0.1$. 当 $\tau \leq 0$ 时, $s_{max}(\tau)$ 仅与激发的 NTM 的俯仰角有关, 因此仍位于

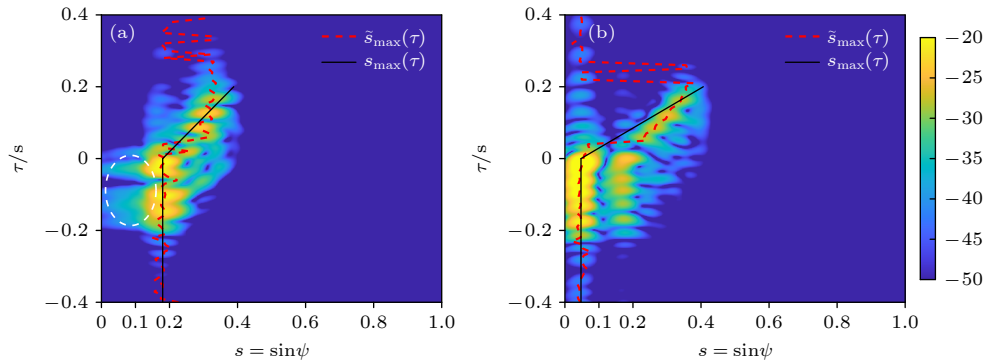


图 8 不同声源深度的 $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ 和 $s_{max}(\tau)$ (a) 声源深度 10 m, 白色虚线圈标注了峰裂分现象; (b) 声源深度 50 m

Fig. 8. $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ and $s_{max}(\tau)$ of sources at different depths: (a) Source at a depth of 10 m, with the peak splitting indicated by white dashed circle; (b) source at a depth of 50 m.

$s > 0.1$. 而观察图 8(b) 发现, 当 $\tau \leq 0$ 时, 跃层下声源的 $s_{\max}(\tau)$ 位于 $s \leq 0.1$ 处. 以上即证明了互相关输出峰值迁移曲线用于声源深度判别的有效性.

3.2 跃层参数对曲线位置的影响及机理分析

对于激发 TM 极小的水面声源来说, 其互相关输出峰值迁移曲线的 $s_{\max}(\tau = 0)$ 位置将在所有 TM 的俯仰角以右, 因此决定其位置的是 TM 的数量及其占激发简正波总数的比例 (一般地, 声源激发的简正波总数受声源频率和水深影响最大, 环境参数变化对其影响较小). 而 TM 数量与跃层参数相关, 这就使得互相关输出峰值迁移曲线会受到跃层参数的影响.

为充分说明跃层参数不同时对曲线的影响, 这里给出跃层厚度变化、跃层起始深度变化和跃层上下声速差改变时的理论分析结果, 以及跃层上下声速差改变时的示例. 除声速剖面 and 跃层外其他环境参数与 3.1 节示例相同. TM 临界数 n^* 可以写成^[18]:

$$n^* = \frac{2f}{c_s} (H_{\text{eff}} - H_t) \sqrt{1 - \left(\frac{c_{\text{dn}}}{c_{\text{up}}}\right)^2} - \frac{3}{4}, \quad (17)$$

式中, c_s 是水面的声速; H_t 是反转深度; c_{dn} 是跃层下的声速; c_{up} 是跃层上的声速; 等效深度^[19] H_{eff} 可以写成:

$$H_{\text{eff}} = H + \Delta H, \quad \Delta H = \frac{P\lambda}{4\pi}, \quad P = 2\frac{\rho_b}{\rho_w} \left[1 - \left(\frac{c_w}{c_b}\right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

式中, P 为反射系数的相位参数; ρ_b 为海底底质密度; ρ_w 为水体密度; c_w 为水底声速; c_b 为海底底质声速. 将 (18) 式代入 (17) 式可得

$$n^* = \frac{2f}{c_s} \left[H - H_t + \frac{2\lambda\rho_b}{4\pi\rho_w} \frac{1}{\sqrt{1 - (c_w/c_b)^2}} \right] \times \sqrt{1 - \left(\frac{c_{\text{dn}}}{c_{\text{up}}}\right)^2} - \frac{3}{4}, \quad (19)$$

式中, TM 的临界反转深度 H_t 为跃层起始深度, $c_w = c_{\text{dn}}$. 由 (19) 式可知, 影响 TM 的临界数 n^* 的参数主要有声源频率 f , 跃层起始深度 H_t , 跃层下声速 c_{dn} 和海底底质声速 c_b .

单独改变跃层厚度 h_{lc} , 临界数 n^* 没有变化, 本文所提方法有效且能完全区分开跃层上下的声源. 当 $h_{\text{lc}} = 0$ m 时, 此时波导变为理想负跃层波导, 仍存在有反转点的 TM. 当 h_{lc} 变大时, 也仅改变了判别声源来自水面还是水下的深度范围.

单独改变跃层起始深度 H_t , 对临界数 n^* 的影响较小, 本文所提方法仍然有效. 起始深度变浅, TM 的反转深度变浅, 比起始深度更浅的声源会被判别为水面声源. 起始深度变深, TM 的反转深度也变深, 此时只有比跃层下界更深的声源才会被判定水下声源.

固定跃层厚度 h_{lc} 、跃层起始深度 H_t 和跃层上声速 c_{up} 不变, 将跃层上下声速差 Δc 由前文中的 20 m/s (1500–1480 m/s) 变为 0 和 40 m/s, 得到其他条件相同时的模态函数和处理结果如图 9 和图 10 所示. 由 (19) 式简单推导可知, 跃层上下声速差减小到 0 时, 波导变为等声速波导, n^* 为负数, 说明此时已没有 TM, 水面声源和水下声源都将激发低阶和高阶简正波, 曲线互相关时延为 0 时刻位置均位于 $s < 0.1$, 本文所提方法失效, 如图 10(a) 和图 10(b) 所示. 跃层上下声速差 Δc 变大, c_{dn} 和 c_w 都减小, (19) 式中因子 $\sqrt{1 - (c_w/c_b)^2}$ 位于加法

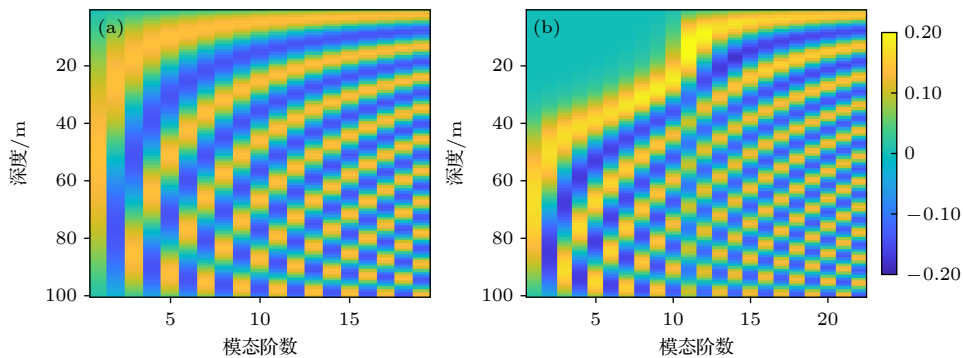


图 9 不同声速差时的各阶模态函数 (a) $\Delta c = 0$ m/s; (b) $\Delta c = 40$ m/s

Fig. 9. The mode functions with different Δc : (a) $\Delta c = 0$ m/s; (b) $\Delta c = 40$ m/s.

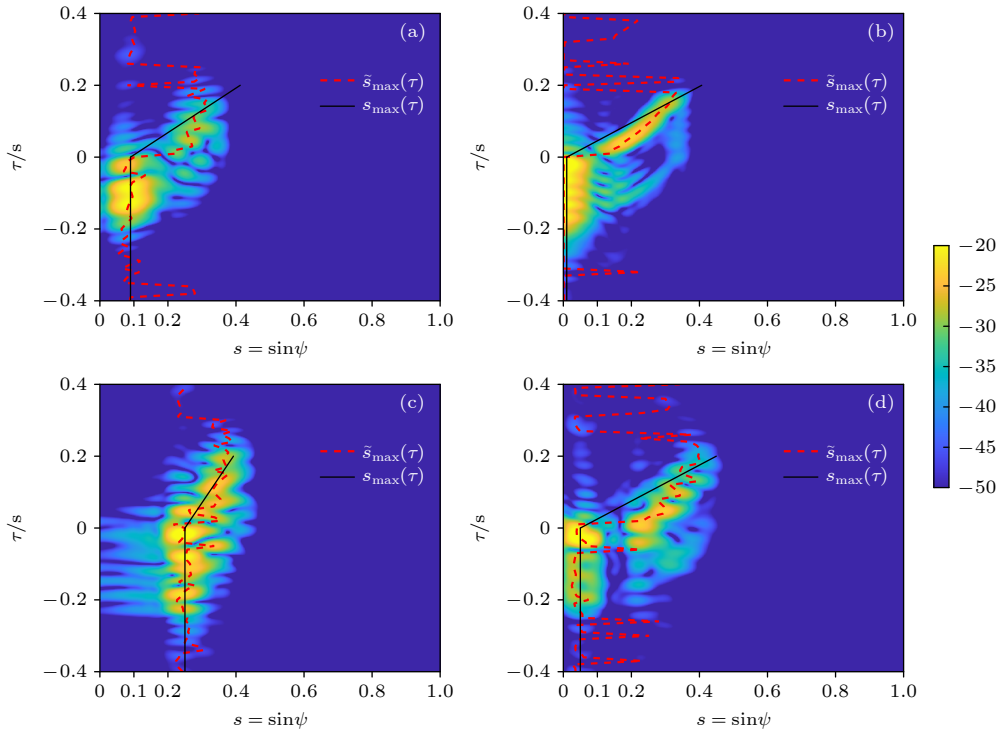


图 10 不同声速差时不同声源深度的 $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ 和 $s_{max}(\tau)$ (a) $\Delta c = 0$ m/s, 声源深度 10 m; (b) $\Delta c = 0$ m/s, 声源深度 50 m; (c) $\Delta c = 40$ m/s, 声源深度 10 m; (d) $\Delta c = 40$ m/s, 声源深度 50 m

Fig. 10. $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ and $s_{max}(\tau)$ of sources at different depths with different Δc : (a) $\Delta c = 0$ m/s, source at a depth of 10 m; (b) $\Delta c = 0$ m/s, source at a depth of 50 m; (c) $\Delta c = 40$ m/s, source at a depth of 10 m; (d) $\Delta c = 40$ m/s, source at a depth of 50 m.

计算使 n^* 变小, 而因子 $\sqrt{1 - (c_{dn}/c_{up})^2}$ 位于乘法计算对临界号数的影响更大, 最终使 n^* 变大即 TM 占总体简正波的比例增加. 因此互相关输出峰值迁移曲线将整体右移 (对比图 8(a)), 如图 10(c) 所示, 更有利于声源深度判别.

3.3 不同信噪比条件下判别方法的性能

本小节通过改变不同输入信噪比条件, 研究所提判别方法的性能. 除信噪比设置外, 其他仿真条件与 3.1 节设置相同. 定义输入信噪比为各阵元接收信号功率 σ_l^2 的平均与阵元噪声功率 σ_n^2 的比值:

$$\text{SNR} = 10 \lg \frac{\frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \sigma_l^2}{\sigma_n^2} = 10 \lg \frac{\sum_{l=1}^L \sigma_l^2}{L \sigma_n^2}. \quad (20)$$

图 11 给出了 SNR 分别为 -10, -20 和 -25 dB 下的 $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ 和 $s_{max}(\tau)$. 由图 11(a)–(d) 可以看出, 在 SNR = -10 和 -20 dB 时, 尽管信噪比较低, 仍能从图中提取互相关峰值迁移曲线有效进行声源深度判别. 这是由于利用覆盖全水深的 VLA 接收信号做波束形成已经获得了相当的阵增益, 得到输出后再与单阵元接收信号做互相关处

理, 相当于匹配滤波操作, 进一步获得了一定处理增益. 当 SNR 进一步降低 (-25 dB), 互相关输出 $I_{ae}(s, \tau)$ 已完全被噪声主导, 如图 11(e) 和图 11(f) 所示, 提取出的互相关输出峰值 $\tilde{s}_{max}(\tau)$ 轨迹混乱, 无法拟合有效的峰值迁移曲线 $s_{max}(\tau)$, 也无法判别声源来自水面还是水下. 图 11 结果表明, 利用所提方法判别声源深度, 需要保证一定的 SNR, 在阵元极低 SNR 条件下, 方法性能下降甚至无法有效判别.

4 海试数据分析

本次海试数据是来自 SWellEX-96 水声试验^[20]. 本文采用试验 S5 部分的数据对所提深度判别方法的有效性进行验证.

图 12(a) 展示了 S5 试验的阵列布放位置及发射船拖曳声源的航迹 (蓝色方格为船只每 5 min 的位置). VLA 布放在航迹西北方向处. 试验场海底有 23.5 m 的沉积层, 覆盖在 800 m 厚的泥岩层上, 声速剖面细节如图 12(b) 所示, 可以近似看作负跃层波导环境. 发射船拖曳了“浅”声源 (J-13, 9 m 深) 和“深”声源 (J-15, 54 m 深), 各自的频率如表 1 所示.

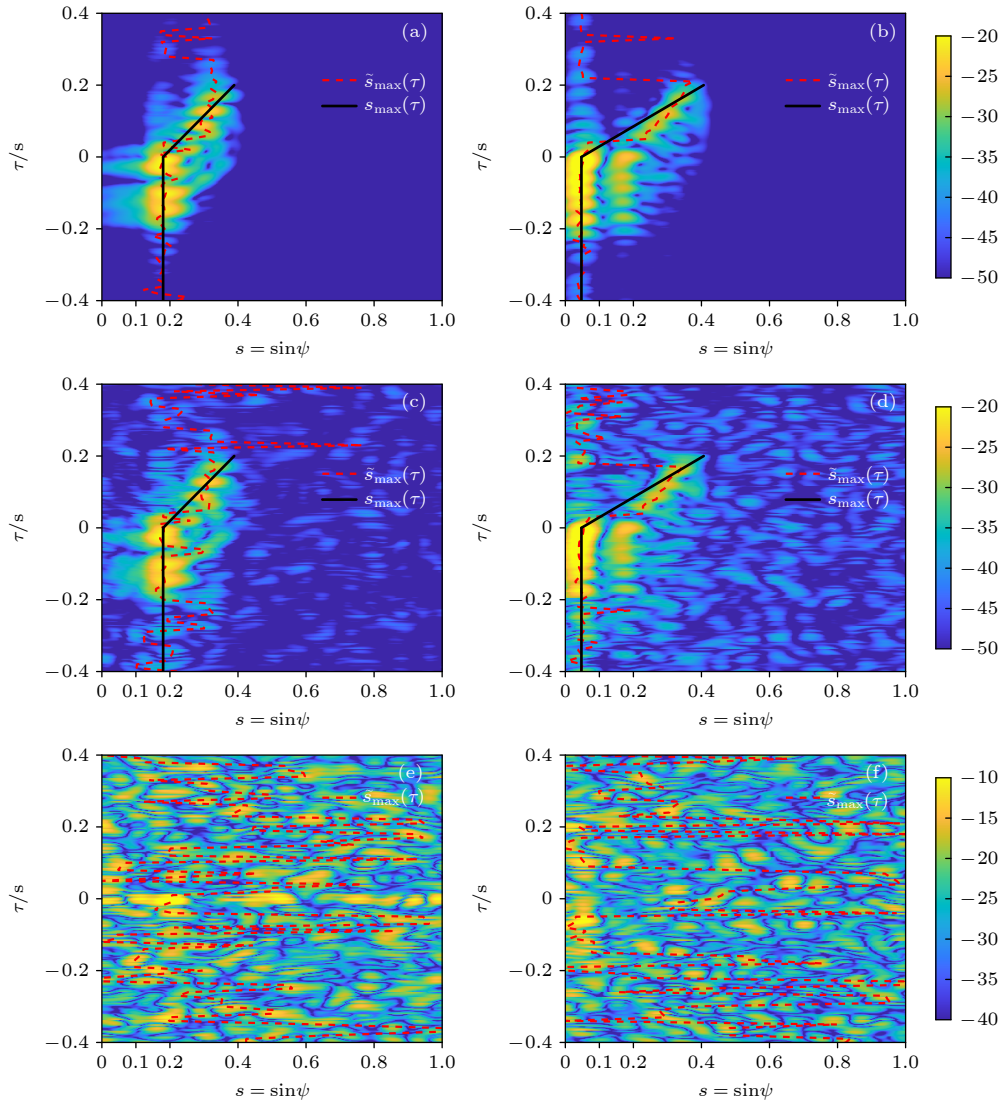


图 11 不同 SNR 条件下, 不同声源深度的 $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ 和 $s_{max}(\tau)$ (a) SNR = -10 dB, 声源深度 10 m; (b) SNR = -10 dB, 声源深度 50 m; (c) SNR = -20 dB, 声源深度 10 m; (d) SNR = -20 dB, 声源深度 50 m; (e) SNR = -25 dB, 声源深度 10 m; (f) SNR = -25 dB, 声源深度 50 m

Fig. 11. $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ and $s_{max}(\tau)$ of sources at different depths with different SNR: (a) SNR = -10 dB, source at a depth of 10 m; (b) SNR = -10 dB, source at a depth of 50 m; (c) SNR = -20 dB, source at a depth of 10 m; (d) SNR = -20 dB, source at a depth of 50 m; (e) SNR = -25 dB, source at a depth of 10 m; (f) SNR = -25 dB, source at a depth of 50 m.

依给出的 VLA 阵元间距 (6 m 左右) 选取合适的处理频率范围 100—170 Hz, 此频带内, J-13 声源有 109, 127, 145 和 163 Hz 四个频率成分, J-15 声源有 112, 130, 148 和 166 Hz 四个频率成分, 采样频率为 1500 Hz.

表 1 不同声源的频率

Table 1. Frequencies transmitted by different sources.

声源类型	频率/Hz
J-13(9 m)	109 127 145 163 198 232 280 335 385
J-15(54 m)	49 64 79 94 112 130 148 166 201 235 283 338 388

图 13 是依实验波导环境仿真的 135 Hz 的简正波各阶模态函数图, 图中用黑线标出深度 9 m 和 54 m. 再结合图 12(b) 可以看出, J-13 声源位于负跃层以上, 而 J-15 声源位于跃层靠近下端位置, 可以近似为负跃层以下, 考虑使用本文所提方法进行声源深度判别.

取 VLA 第 2700—2701 s 接收数据分别滤除水面声源频点和水下声源频点后做 CBF, 与第 1 号阵元 (深度 212.25 m) 第 2700—2701 s 的接收信号做互相关处理得到输出和互相关输出峰值迁移曲线如图 14 所示. 在 S5 试验水文条件下, 仿真

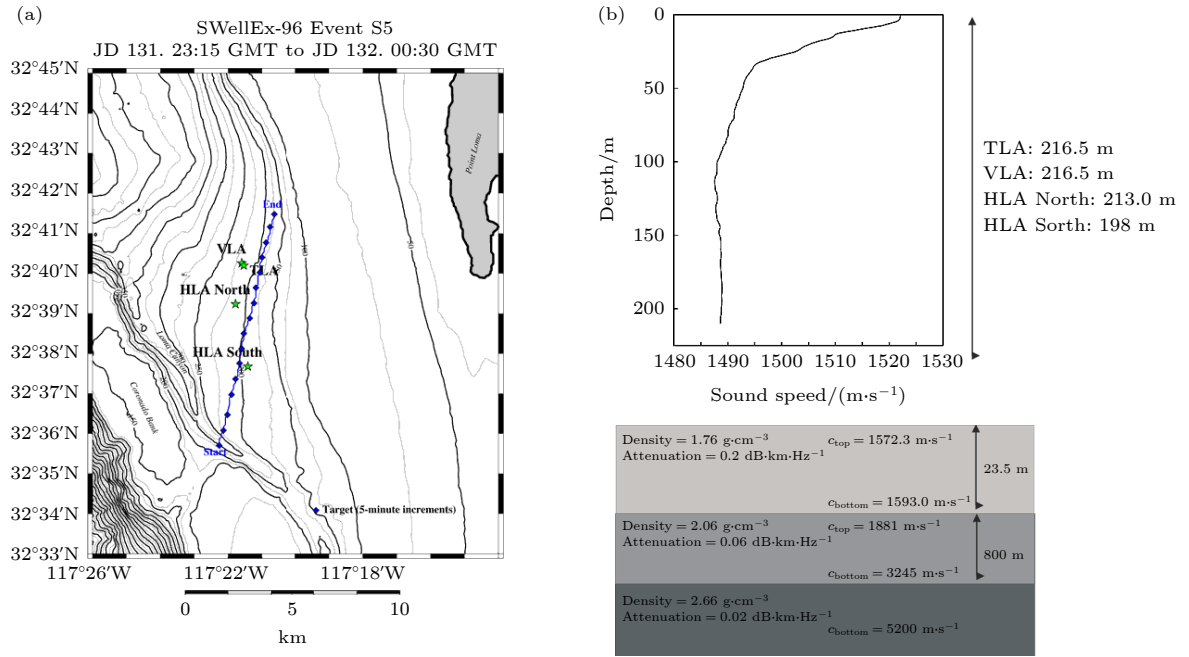


图 12 S5 试验情况 (a) 试验场环境与发射船轨迹; (b) 声速剖面

Fig. 12. Event S5: (a) The environment and the track of the source ship; (b) SVP.

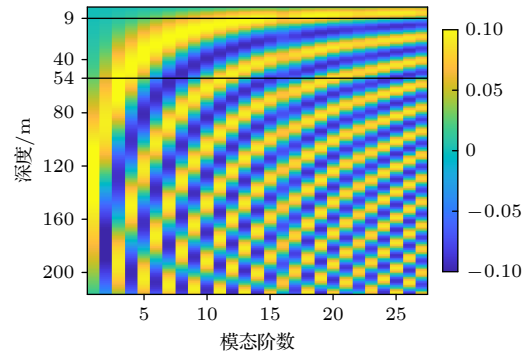


图 13 S5 试验波导下频率 135 Hz 的各阶模式函数

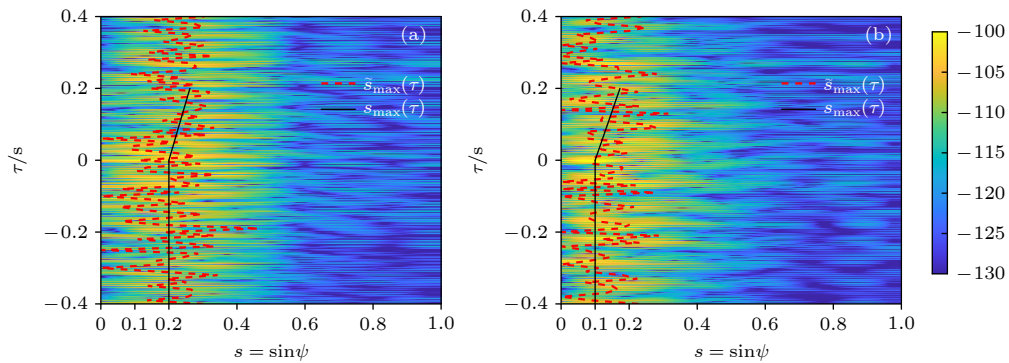
 Fig. 13. The mode functions in S5 waveguide with $f = 135$ Hz.

 图 14 J-13 和 J-15 声源的 $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ 和 $s_{max}(\tau)$ (a) J-13, 9 m; (b) J-15, 54 m

 Fig. 14. $I_{ae}(s, \tau)$, $\tilde{s}_{max}(\tau)$ and $s_{max}(\tau)$ of different sources: (a) J-13, 9 m; (b) J-15, 54 m.

计算可以得知 135 Hz 激发的前 8 阶简正波为 TM, 且第 9 阶模态的俯仰角为 $\psi_9 = 13.43^\circ$, $\sin \psi_9 = 0.23$. 从图 13 也可以看出, 声源位于深度 9 m 处激

发的 TM 能量极小. 因此 J-13 声源的互相关输出峰值迁移曲线的 $s_{max}(\tau = 0)$ 在 0.2 附近 (如图 14(a) 所示), 可以判断为水面声源. 而 J-15 声源位于

54 m 深度, 处于除第 1 阶外的其他所有 TM 的反转深度以下, 因此其互相关输出峰值迁移曲线的 $s_{\max}(\tau=0)$ 在 0.1 附近 (如图 14(b) 所示), 可以判断为水下声源.

5 结 论

本文研究了浅海负跃层波导中的声源深度判别, 根据声源激发各阶简正波模态的能量和俯仰角不同, 提出了一种利用互相关输出峰值迁移曲线的声源深度判别方法. 通过理论分析、仿真实验与海试数据验证得到了如下结论: 1) 方法利用垂直阵波束输出与单阵元接收信号的互相关输出来观察简正波的到达结构, 互相关峰值迁移曲线反映声源激发简正波的相对大小. 方法无需分离模态、声源相对接收阵移动, 也不要求对声速剖面的精准测量; 2) 曲线受负跃层波导中声速随深度变化的影响较小, 曲线互相关时延为 0 时刻位置由声源信号到达接收阵的主导简正波的俯仰角决定; 3) 曲线互相关时延为 0 时刻位置的判别阈值由声源激发的俯仰角较小的前几阶简正波决定; 4) 跃层的位置和厚度决定了声源所属的深度区间, 且跃层上下声速差越大越有利于声源深度判别.

附录 A

对于 $m = n$, G_{mn} 可以写成:

$$G_{mm}(s, \tau) = \frac{2\pi}{\rho_w^2(z_s)} \int_0^\infty |Q(f)|^2 |u_m(z_s)|^2 u_m(z) u_m^*(z_l) \times \frac{B(s - s_m)}{k_{rm} r_s} e^{-i2\pi f \tau} df. \quad (A1)$$

在 $\tau = 0$ 时, G_{mm} 是第 m 阶模态自相关的形式.

对于 $m \neq n$, G_{mn} 可以由稳相法近似成:

$$G_{mn}(s, \tau) = \frac{2\pi}{\rho_w^2(z_s)} |Q(f)|^2 u_m(z_s) u_m(z) u_n^*(z_s) u_n^*(z_l) \times \frac{B(s - s_m)}{\sqrt{k_{rm} k_{rn} r_s}} F_m(f), \quad (A2)$$

式中, $F_m(f)$ 是利用稳相法得到的与相位有关的函数:

$$F_m(f) = \begin{cases} e^{ir_s(k_{rm} - k_{rn} - 2\pi f \tau) + i \operatorname{sgn}(\phi_{mn}'') \pi/4} \left(\frac{\pi}{2r_s \phi_{mn}''} \right)^{\frac{1}{2}}, & \phi_{mn}'' \neq 0, \\ e^{ir_s(k_{rm} - k_{rn} - 2\pi f \tau)} \left[\frac{6}{r_s \phi_{mn}'''} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma(1/3)}{3}, & \phi_{mn}'' = 0, \end{cases} \quad (A3)$$

式中, $\operatorname{sgn}\{\cdot\}$ 为符号函数; ϕ_{mn}'' 和 ϕ_{mn}''' 分别表示对函数

φ_{mn} 求关于 f 的二阶导函数和三阶导函数; $\Gamma(\cdot)$ 为 Gamma 函数.

附录 B

在水平分层波导中, 简正波模态的群速度和俯仰角的关系^[12]为

$$v_{gm} = \frac{c(z) \cos \psi_m(z)}{1 + D_m(z)}, \quad (B1)$$

其中 $D_m(z) = [c(z)/2\pi] \sin \psi_m(z) [dk_{zm}(z)/df]$. 对于大多数远离截止频率的简正波而言, $D_m(z)$ 可以忽略.

当 $\tau_{mn} > 0$ 时, 此时 $m > n$, n 取 1 方便推导, $\cos \psi_n \simeq 1$, $\sin \psi_n \simeq 0$, $D_n(z) \simeq 0$. 代入 (B1) 式有

$$\begin{aligned} \tau_{mn} &= r_s \left(\frac{1}{v_{gm}} - \frac{1}{v_{gn}} \right) \\ &= \frac{r_s}{c(z)} \frac{\cos \psi_n(z) [1 + D_m(z)] - \cos \psi_m(z) [1 + D_n(z)]}{\cos \psi_m(z) \cos \psi_n(z)} \\ &\simeq \frac{r_s}{c(z)} \frac{1 - \cos \psi_m(z)}{\cos \psi_m(z)}. \end{aligned} \quad (B2)$$

再根据 (9) 式和 (B2) 式得到:

$$s_{mn}(z, \tau) \simeq \sqrt{1 - \left(\frac{r_s}{c(z)\tau_{mn} + r_s} \right)^2}. \quad (B3)$$

当 $\tau_{mn} \leq 0$ 时, 此时 $m \leq n$, 一般都有更高的第 n 阶模态与第 m 阶模态的到达时间差更大, 使曲线向下迁移. 同时由于声源激发的第 m 阶模态能量最大, 使得曲线不会左右迁移. 因此有

$$s_{mn}(z, \tau) = \sin \psi_m(\tau_{mn}) \simeq \sin \psi_m. \quad (B4)$$

参考文献

- [1] Touzé G L, Nicolas B, Lacoume J L, Mars J, Fattaccioli D 2005 *IEEE OCEANS* Brest, France, June 20–23, 2005 p725
- [2] Nicolas B, Mars J, Lacoume J-L 2006 *EURASIP J. Adv. Signal Process.* **2006** 1
- [3] Courtois F L, Bonnel J 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **138** 575
- [4] Lopatka M, Touzé G L, Nicolas B, Cristol X, Mars J, Fattaccioli D 2010 *EURASIP J. Adv. Signal Process.* **2010** 1
- [5] Shang E C 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **77** 1413
- [6] Neilsen T B, Westwood E K 2002 *J. Acoust. Soc. Am.* **111** 748
- [7] Reeder B D 2014 *J. Acoust. Soc. Am.* **135** EL1
- [8] Yang T C 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **138** 1678
- [9] Turgut A, Fialkowski L T, Schindall J A 2016 *J. Acoust. Soc. Am.* **139** EL184
- [10] Liu Z T, Guo L H, Yan C 2019 *Acta Acust.* **5** 925 (in Chinese) [刘志韬, 郭良浩, 闫超 2019 *声学学报* **5** 925]
- [11] Jensen F B, Kuperman W A, Porter M B, Schmidt H 2011 *Computational Ocean Acoustics* (New York: Springer) pp739–740
- [12] Lee S, Makris N C 2006 *J. Acoust. Soc. Am.* **119** 336
- [13] Gong Z, Ratilal P, Makris N C 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **138**

2649

声学学报 2 102]

- [14] Ewing W M, Jardetzky W S, Press F 1957 *Elastic Waves in Layered Media* (McGraw-Hill: New York) pp341–367
- [15] Premus V E, Helfrick M N 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **133** 4019
- [16] Urick R J 1983 *Principles of Underwater Sound* (Vol. 3) (McGraw-Hill: New York) pp120–121
- [17] Zhang R H 1979 *Acta Acust.* **2** 102 (in Chinese) [张仁和 1979
- [18] Gao D Z 2012 *Ph. D. Dissertation* (Qingdao: Ocean University of China) (in Chinese) [高大治 2012 博士学位论文(青岛: 中国海洋大学)]
- [19] Weston D E. 1960 *J. Acoust. Soc. Am.* **32** 647
- [20] Marine Physical Lab <http://swellex96.ucsd.edu/index.htm> [2021-10-19]

Source depth discrimination using peak migration line of cross-correlation output in shallow water having negative thermocline

Li Xiao-Bin¹⁾²⁾³⁾ Sun Chao¹⁾²⁾³⁾† Liu Xiong-Hou¹⁾²⁾³⁾

1) (School of Marine Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

2) (Shaanxi Key Laboratory of Underwater Information Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

3) (Key Laboratory of Ocean Acoustics and Sensing, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 26 October 2021; revised manuscript received 9 March 2022)

Abstract

In this paper, the peak migration line of cross-correlation output is utilized to discriminate the depth of an underwater acoustic source in shallow water environment with a negative thermocline through studying the modal arrival structure of the source at different depths. The discrimination can be done according to the position of the migration line when the cross-correlation delay is zero since the type of dominant normal mode is determined by the depth of the source. Firstly, using the beam output of a vertical linear array and the received signal of a single array element to do cross-correlation processing, a two-dimensional intensity image of cross-correlation delay versus elevation angle is obtained. Then, the peaks in the angle domain at different delays can be extracted from the image. The cross-correlation peak migration line can be achieved by piecewise linear fitting which is divided into two parts corresponding to the delay being less than or equal to zero and the delay being more than zero, respectively. Finally, the source depth is determined by the position of the curve where the cross-correlation time delay is zero. Theoretical analysis shows that the migration line is little influenced by the sound velocity profile (SVP) varying with depth, the discrimination threshold is determined by the lower-order normal modes, the identification region is determined by the thickness and depth of the thermocline and the higher strength of the thermocline is instrumental in distinguishing. The numerical results and the experimental results prove the method's effectiveness which can be implemented without SVP details or mode separation, or source movement.

Keywords: negative thermocline in shallow water, peak migration line, source depth discrimination, normal mode

PACS: 43.60.+d, 43.30.Bp, 43.60.Bf, 43.60.Fg

DOI: 10.7498/aps.71.20211987

† Corresponding author. E-mail: csun@nwpu.edu.cn