源致内波引起的声场扰动及其检测方法*

何兆阳[1)] 雷波[1)2)†] 杨益新[1)]

1) (西北工业大学航海学院, 西安 710072)

2) (西北工业大学青岛研究院, 青岛 266200)

(2023 年 3 月 9 日收到; 2023 年 5 月 3 日收到修改稿)

水下目标体在密度分层流体中航行时会激发内波, 这种内波常被称为源致内波, 具有难以消除的特性. 本文对声波穿过运动球体激发内波后产生的起伏进行研究, 结果表明源致内波对声场的影响范围远大于目标体, 声场变化的强度与覆盖范围均与目标穿越角度呈反比. 进一步提出了一种基于滑动窗主分量分析的处理方法, 通过短时窗信号子空间重构对声场微弱起伏进行增强处理, 并用湖上实验证明了所提方法具有稳健性. 研究结果表明, 基于源致内波声起伏的探测方法可以对目标进行探测, 具有覆盖范围广、稳健性高的优点.

关键词: 源致内波, 声场强度变化特征, 滑动窗主分量分析, 目标探测

PACS: 43.30.+m **DOI:** 10.7498/aps.72.20230346

1 引 言

水下目标的准确探测是现代海上作战中的重点[1], 随着消声技术的发展, 潜艇辐射噪声级已降至海洋背景噪声级以下[2,3], 敷瓦技术的发展使得潜艇对典型探测频段具有很强的吸收效果, 探测信号的回波强度很低[4–7]. 这一现状对主、被动声纳的目标探测造成了严峻挑战, 研究者们开始寻找更加显著的目标特征.

实际海洋存在温、盐分层, 最终导致不同深度上的密度差异. 研究表明, 水下目标在密度分层水体内运动时, 目标体后方由于体积排水效应会产生包含内波和湍流等的大幅度水动力尾迹, 湍流随流场传播逐渐破碎消失, 而内波在重力和浮力作用下往复振荡, 最终在目标体后方远场形成扇形内波场[8–10]. 这种内波与典型大洋内波的扰动源不同, 为进行区分常被称为源致内波[11–12]. 这种内波具有幅度大、持续时间长、难消除的特点[13], 可以看作运动目标在水中遗留的“脚印”, 包含了目标大小、运动方向等信息. 内波可以引起声速剖面变化进而影响声传播特性, 造成声场强度等特征起伏[14–17], 因此源致内波有望作为发现水下目标的一种有效手段. 研究源致内波引起的声场强度扰动机理和特征提取方法, 对水下运动目标的稳健探测具有重要的科学价值.

早在 20 世纪 60 年代, Hudimac[18] 与 Yeung 和 Nguyen[19] 就发现了源致内波的存在并从理论上指出了内波场分布特征与目标尺寸和运动速度有关. Keller 和 Munk[20] 推导了源致内波的弥散方程与典型传播模式, 并发现源致内波波前存在周期性尖端现象; Robey[21] 在球体目标拖曳实验中进一步明确了目标特征傅汝德数会影响内波场的时空结构特征. Voisin[22,23] 推导了球体目标的源致内波场显式, 张效慈[24] 采用经验公式推导了典型潜艇源致内波的海面映波值并对比了公开数据, 结果表明不同型号潜艇目标在深度 100 m 以额定航速行驶时激发的源致内波幅度可达 2—5 m, 且内波波

* 国家自然科学基金 (批准号: 12174311) 和陕西省自然科学基础研究计划 (批准号: 2023-JC-JQ-07) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lei.bo@nwpu.edu.cn

幅在艇后距 1 km 处仍能保留 55%. 胥炳臣 [25] 使用二维有限元模型模拟了源致内波声速扰动引起的中低频声场强度起伏, 结果表明源致内波可引起低频声场随距离周期性强度起伏, 但基于 CFD 的数值仿真计算量巨大, 难以对大尺度态势下的流场与声场扰动进行快速计算. Xue 等 [26] 通过光学手段观测运动潜体激发内波的海面映波特征并进行目标状态反演, 但其仿真环境是较为理想的淡水、海水强分层环境, 方法实用性需要进一步研究.

目前, 源致内波在水下目标非声探测领域受到了广泛关注 [26–33], 然而其在水下目标声学探测机理及应用方面, 国内外的研究还存在大量空白. 因此, 本文重点针对源致内波引起的声场强度起伏机理及探测方法进行研究. 首先通过对匀速直线运动球体目标的多航向流场仿真确定了以垂直角度穿越探测区域时引起的内波幅度与范围最小, 在这一“最差情况”下研究了前向声场强度变化与分布特性并给出机理解释, 结果表明源致内波场的空间影响范围远大于目标体本身, 其引发的局部声速剖面起伏改变了透射声线轨迹, 干涉叠加后引起了前向声场的强度变化, 并从理论上说明该变化与目标穿越收发连线的角度呈反比; 针对微弱声强起伏的检测, 基于源致内波声场强度起伏特征与背景声场不相关的特性, 提出了滑动窗主分量分析检测方法, 并通过湖试证明了基于源致内波的目标探测方法具有稳健性.

2 源致内波引起的声场变化机理

实际海洋是密度和声速分层的环境, 水下潜航器在航行时由于体积排水效应会源源不断地激发源致内波, 进而引起难以消除的水声环境起伏与前向声场变化. 源致内波作为携带运动目标信息的稳定水动力特征, 为本文的声场特征提取与检测提供了物理依据.

2.1 源致内波流场仿真

考虑球形目标在典型浅海分层环境中匀速直线运动所形成的源致内波场, 海水密度在深度方向可视为由上下较均匀、中间跃变较大的三部分水体组成, 修正 Holmboe 模式可较好描述该密度分布 [34–36], 其表达式为

$$\rho_1 = \rho_0 \exp\left\{-\alpha \tanh\left[\beta(z' - z_0')/h\right]\right\}, \tag{1}$$

其中 ρ_1 为连续变化的水体密度, z_0' 为跃层中心距水面深度, z' 为当前位置距水面深度, ρ_0 为深度 z_0' 处的海水密度, α 为地转惯性频率, β 为密度分布参数并取 $\beta = 3$, h 为跃层厚度的一半.

采用表 1[36] 参数仿真分层水体, 环境密度与浮力频率的垂向分布如图 1(a) 两黑色虚线所示, 海水密度与浮力频率在上下两层水体内变化较小, 跃层内的密度变化趋势接近线性, 浮力频率较为稳定且在 100 m 深度取得最大值. 将 80—120 m 内的密度变化近似为线性曲线, 则该区间内的浮力频率将保持为恒定值, 此时两者的分层结果如图 1(a) 的两实线所示, 可见该线性近似对跃层内的密度与浮力频率垂向分布数值影响不大.

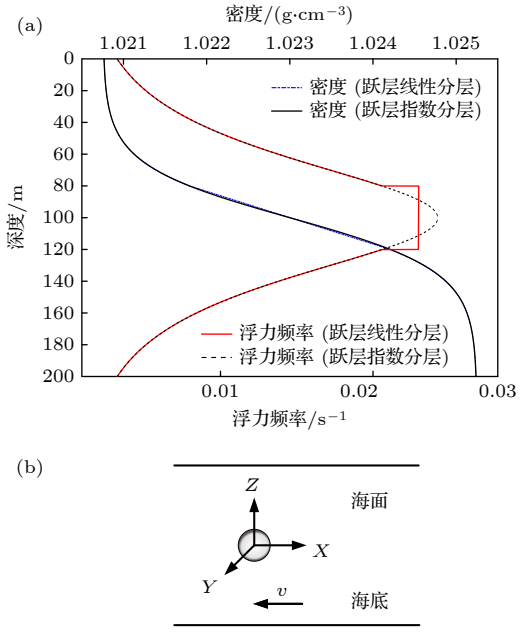

图 1 分层流体垂向分布与随体坐标系 (a) 浅海密度与浮力频率垂向分布; (b) 随体坐标系

Fig. 1. Vertical distribution of stratified fluids and dependent coordinate system: (a) Vertical distribution of density and buoyancy frequency in shallow water; (b) dependent coordinate system.

表 1 密度分布参数的条件

Table 1. Conditions of density distribution parameters.

水面密度/(kg·m^{-3})	水底密度/(kg·m^{-3})	准均匀层/m	密跃层/m	水深/m	地转频率/cph (1 cph = 1/3600 Hz)
1020.8	1025.2	0—50	50—150	200	0.0138

研究表明, 源致内波公式解与试验结果、CFD结果的精度相当[37], 而公式求解的计算量远低于CFD计算. 因此基于线性密度分层水体上的分布显式[22], 在仿真水体内构建了匀速直线运动球体目标的源致内波场, 并建立了以目标位置为原点的随体坐标系 (如图 1(b) 所示). 源致内波的空间分布由目标半径、目标空间位置和水体浮力频率共同决定, 内波幅度[22] 可表达为

$$\begin{aligned}
&\zeta(x,y,z) = H(x)\zeta_0(x,y,z)\cos\left[\phi(x,y,z)\right],\\
&H(x) = \begin{cases} 0, & x \leqslant 0,\\ 1, & x > 0, \end{cases}\\
&\zeta_0(x,y,z) = \frac{NR^3xz\left[\left(y^2+z^2\right)^2+x^2y^2\right]^{\frac{1}{2}}}{U(y^2+z^2)^{\frac{3}{2}}\left(x^2+y^2+z^2\right)},\\
&\phi(x,y,z) = \frac{N|z|\left[x^2+y^2+z^2\right]^{\frac{1}{2}}}{U[y^2+z^2]^{\frac{1}{2}}},
\end{aligned} \tag{2}$$

其中 $H(x)$ 为 Heaviside 函数, (x,y,z) 为空间点坐标, $\zeta(x,y,z)$ 为该点内波场幅度, ζ_0 为幅度项, ϕ 为相位项, N 为水体浮力频率, R 为目标半径, U 目标运动速度. (1) 式表明, 内波幅度大小由幅度项和相位项共同决定, 并且有 $\zeta_0/R(Fx/R)^{-1}$, 即波幅与水平距离 x 呈反比关系.

使用和经典文献 [23] 相同的条件进行源致内波流场仿真对比: 傅汝德数 $Fr = U/NR = 1$, 其中 U 为航速, N 为浮力频率, R 为球源半径. 无量纲数 ζ/R 的分布如图 2 所示, 其中横纵轴分别为 X/R 和 Y/R 的无量纲数, X 和 Y 为水平面两个方向的距离, ζ 为源致内波垂向幅度. 由图 2(a) 和图 2(b) 的对比可知, 仿真结果与文献结果完全一致, 可证明本文对源致内波仿真的正确性.

半径 5 m 的目标在 100 m 深度上以 4 m/s 速度匀速直线运动, 源致内波在不同深度上的分布如图 3 所示. 各深度上的内波在 x 方向的分布范围均超过 1 km, 并呈现高低幅度区交替的形式; 在 y 方向的分布范围在 50—400 m 不等, 并形成随深度绝对值增大的水平夹角; 在 z 方向的分布范围超过 40 m. 内波幅度在目标深度上 ($z = 0$) 最大, 并随深度绝对值的增大逐渐衰减.

由以上可知, 源致内波夹角与随体坐标系内的深度绝对值 $|z|$ 有关, 该夹角可用流场等相位面表征. 在随体坐标系下, 等相位面方程可表达为[38]

$$\begin{aligned}
&\frac{x_*^2}{1-z_*^2} - \left(\frac{y_*}{z_*}\right)^2 = 1, \quad x_* = \frac{x'N}{\phi_0 U},\\
&y_* = \frac{y'N}{\phi_0 U}, \quad z_* = \frac{z'N}{\phi_0 U},
\end{aligned} \tag{3}$$

其中 x' 为 x 轴上某个点的横坐标, N 为浮力频率, ϕ_0 为相位, U 为运动速度.

图 3 各个子图中的虚线为等相位线, 由外到内等相位线的相位值分别为 $n\pi$ ($n = 1, 2, 3$), 内波覆盖范围基本在低相位等相线所成角度以内. 同深度上内波的覆盖范围随 x 方向距离的增大而逐渐扩大. 在不同深度上, 当 $|z|$ 较小时, 内波幅度较高而等相线夹角较小, 内波影响范围在 x 轴附近; 随着 $|z|$ 扩大, 内波最大幅度逐渐降低而等相线角度增大, 覆盖范围随水平距离的增大迅速增大. 总体而言, 源致内波的幅度较大, 且空间覆盖范围远大于目标体本身. 波幅在目标深度达最高并随距离增大呈反比降低, 覆盖范围随深度和距离迅速增大.

源致内波作为内波的一种, 其频率 f_i 的大小应在惯性频率与浮力频率之间, 以内波在 $Y = 0$,

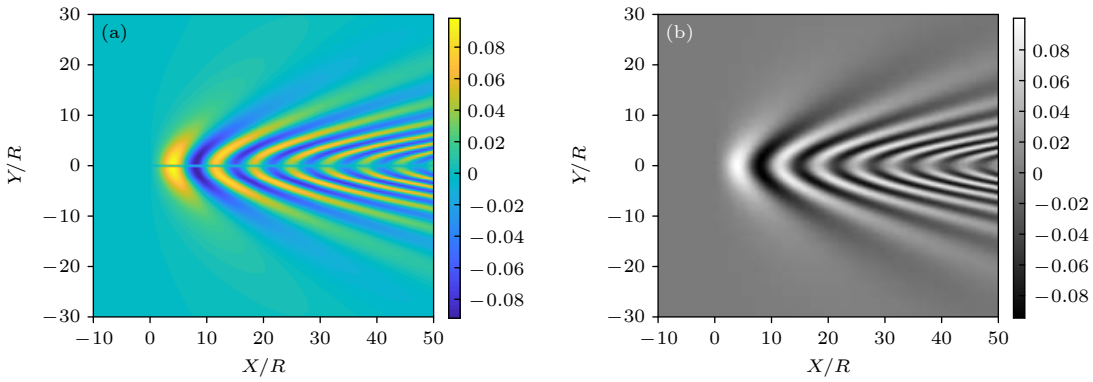

图 2 与经典文献结果对比 (a) 仿真结果; (b) 文献结果

Fig. 2. Comparison with classical results: (a) Simulation result; (b) classical result.

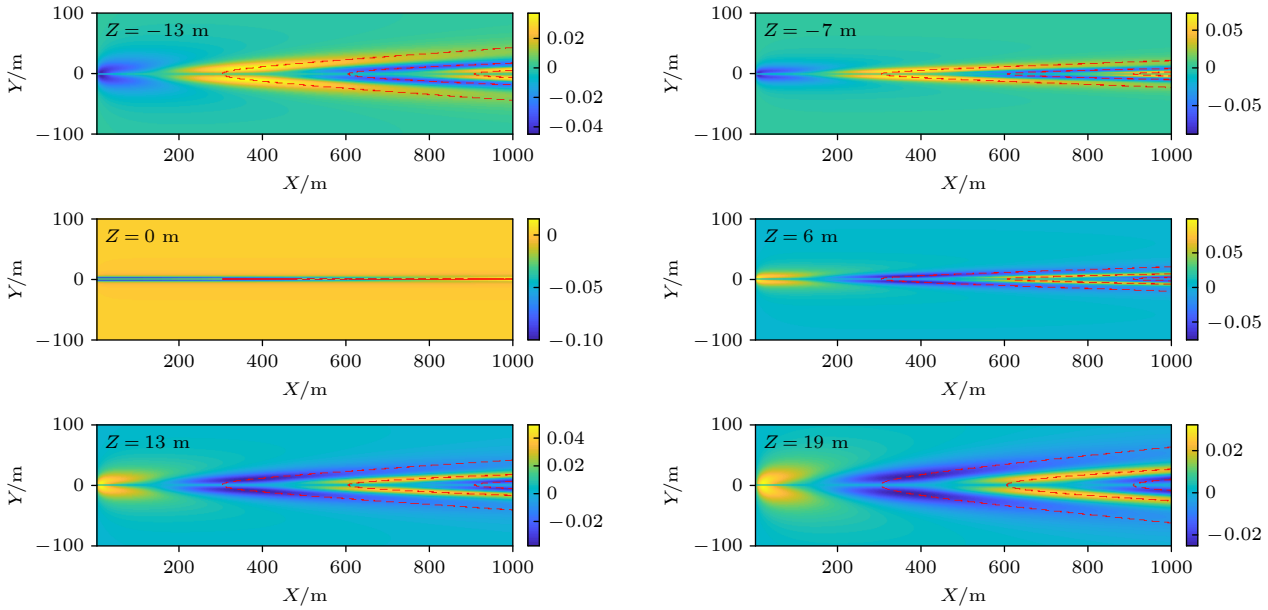

图 3 源致内波多深度切面

Fig. 3. Multi depth section of source-generated internal waves.

$Z=20$ 上沿 X 轴的波形为例 (见图 4), 对其做距离维傅里叶变换, 其距离维频率 f_x 成分集中于 0.003 m^{-1}. 依据文献 [38], 内波频率应满足:

$$k=2\pi f_x,$$
$$f=Uk/(2\pi), \tag{4}$$

其中, k 为波数, f_x 为距离维频率, U 为目标移速 (本文为 1 m/s), f_{i} 为内波频率. 依据 (4) 式可求得 $f_{\mathrm{i}}=0.003$ Hz, 属于高频内波.

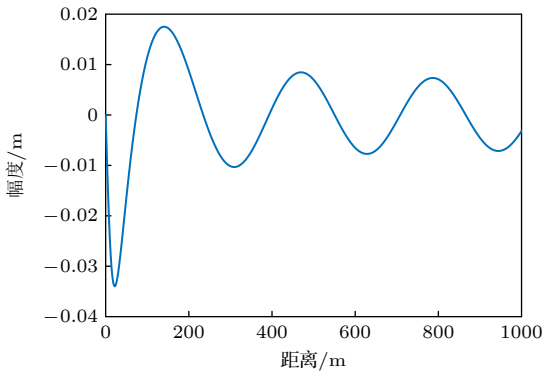

图 4 $Y=0$, $Z=20$ 的源致内波波形

Fig. 4. Source-generated internal wave at $Y=0$, $Z=20$.

以上仿真表明, 源致内波是一种典型的高频各向异性流场, 扰动幅度具有复杂的空间分布特性. 双基地声呐的探测区域在收发连线形成的垂直平面 (以下称声屏障平面) 附近, 水下潜航器可能以各种角度穿越探测区域, 尾随的源致内波可造成复杂的流场与声场变化. 为研究源致内波流场、声场的特征分布与目标航向的关系, 以下针对浅海球目标多航向内波场开展仿真研究. 基于源致内波场的分布特性, 构建探测场景如图 5 所示. 声源与接收阵列的距离 6 km, 声源深度 30 m. 当目标穿越探测区域后, 激发的源致内波可引起声屏障平面上的声速剖面起伏, 进而造成前向声场强度扰动. 内波场的仿真范围设为 x 方向 1 km, y 方向± 200 m, z 方向± 20 m, 定义运动目标的方向向量与发射-接收连线向量所成角度为穿越角度 a (如图 6(a) 所示, 单位为 (°)). 由于角度 a 上激发的内波分布与角度 $180-a$ 的镜像对称, 与 $360-a$ 的完全一致, 因此在 $0<a<90°$ 范围内模拟了目标以不同穿越角度驶离时声屏障平面上的内波振幅分布, 结果如图 6(b) 所示. 横坐标 L 与纵坐标 Z 分别为仿真内波场与声屏障平面相交的水平与垂直距离, 当穿越角度小于 23.5°(即仿真内波场 x-y 平面的对角线

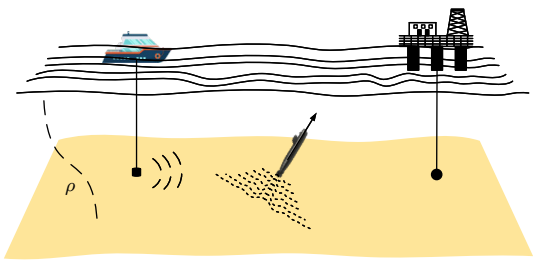

图 5 探测场景示意图

Fig. 5. Diagram of detection scene.

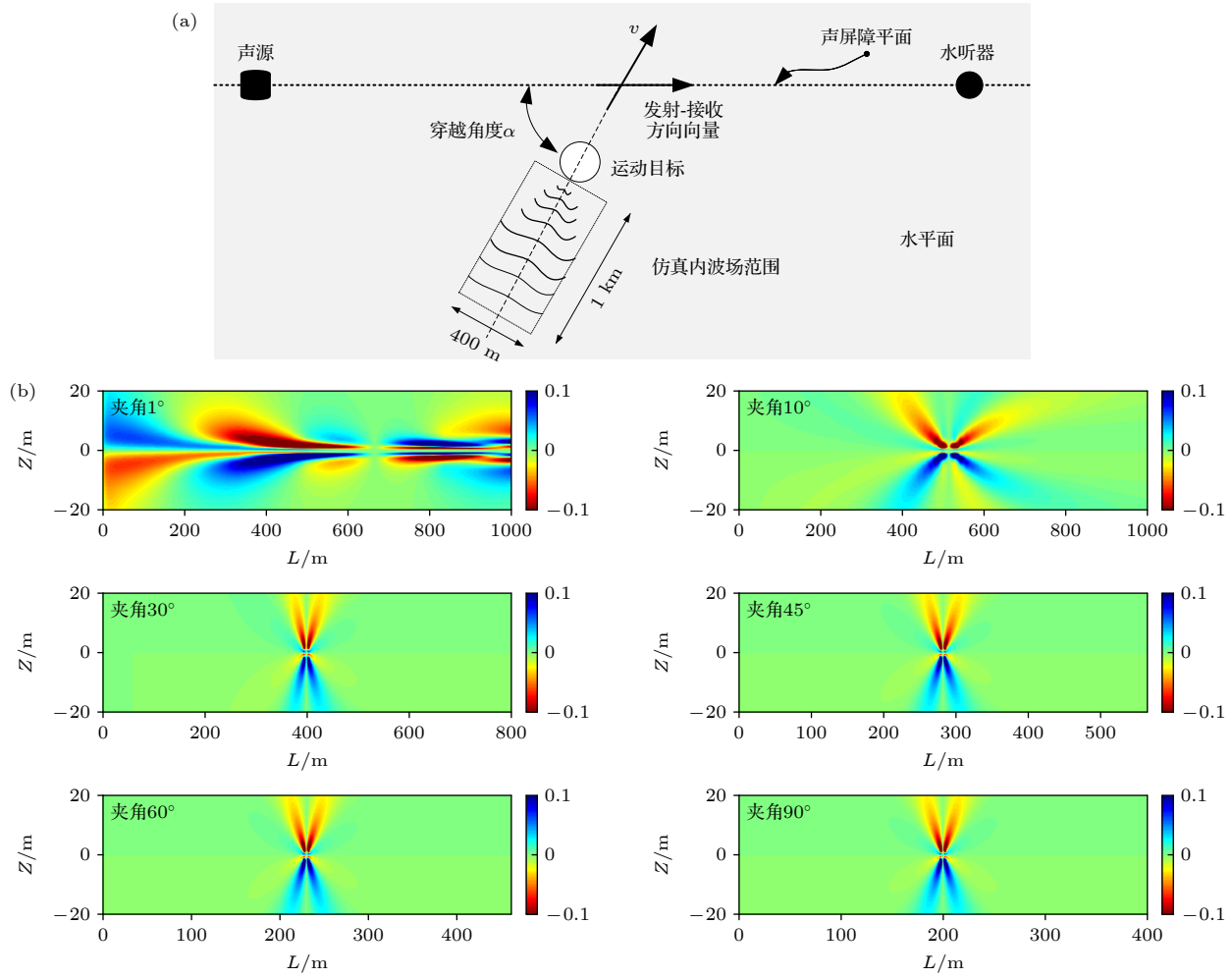

图 6 各航向的内波场在声屏障平面内截面 (a) 穿越示意图; (b) 声屏障平面内的源致内波分布

Fig. 6. Internal waves in each heading direction within the sound barrier: (a) Diagram of crossing event; (b) distribution of source-generated internal wave within sound barrier.

与 x 轴夹角) 时, 声屏障平面可覆盖仿真内波场在 x 轴的全部 1 km 范围, 水平距离 L 的最大值为 1 km; 随着穿越角度逐渐增大, 声屏障平面与仿真内波场相交的水平范围 L 逐渐降低, 并最终在穿越角度为 90°时只覆盖 y 方向的± 200 m 全部范围, 此时水平距离 L 的最大值为 400 m. 对比“夹角 1°”—“夹角 90°”结果可知, 源致内波在声屏障平面内 L 方向上的分布范围随 a 的增大显著“变窄”, 垂向影响范围几乎不变, 高幅度区域的覆盖面显著减小; 内波分布的变化速度随着角度增大逐渐降低, 夹角 30°—90°内波的幅度与空间分布几乎一致.

2.2 源致内波引起的声场变化特征

运动目标激发的源致内波会引起上下层水体的垂向位移, 导致温盐物理量的垂向结构发生变化, 进而造成随距离变化的声速剖面起伏. 水质点的垂向位移与声速扰动的关系可以表示为[39]

$$\delta c(\boldsymbol{r}, z) = c(z)\tilde{Q}\tilde{N}^2(z)\zeta(\boldsymbol{r}, z), \tag{5}$$

其中 δc 为声速扰动, $\boldsymbol{r} = (x, y)$ 为水平方位向量, z 为深度, $c(z)$ 为背景声速剖面, $\tilde{Q}$ 为海洋环境常数, 一般取 3.3, $\zeta(r, z)$ 为空间上某水质点的垂向位移. 背景声速剖面选用 Munk 深海声速剖面在 0—200 m 的负梯度分布, 结果如图 7(a) 所示.

定义某深度内波幅度 1 m 时引起的声速扰动量为该深度的声速扰动率. 以上仿真条件得到的垂向分布结果如图 7(b) 所示. 在水深 100 m 声速扰动率处最高值达 2.52 s^{-1}, 即水质点的垂向位移为 1 m 时引起的声速扰动为 2.52 m/s, 在海面与海底则接近 0 s^{-1}. 结合图 1 与图 7 分布可知, 密度跃层附近的声速剖面较容易受到源致内波的扰动, 这是由于该区域的浮力频率较高造成的.

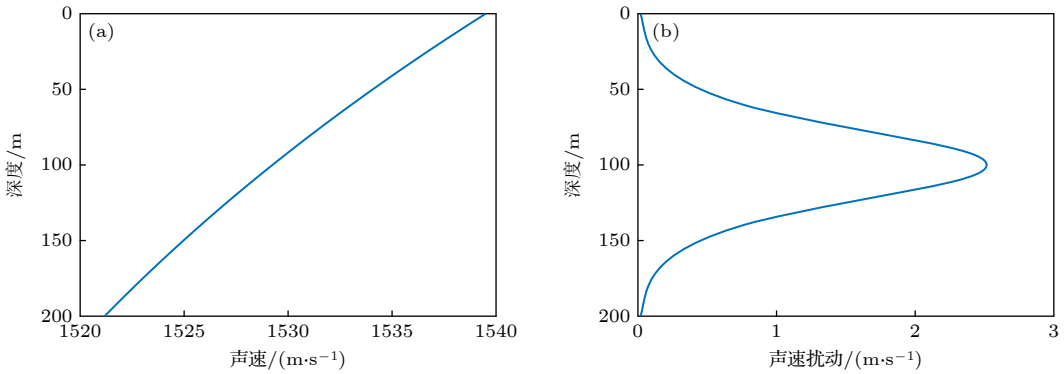

图 7 水声环境与声速扰动率 (a) 声速剖面; (b) 声速扰动率垂向分布

Fig. 7. Underwater acoustic environment and sound speed disturbance rate: (a) Sound speed profile; (b) sound speed disturbance rate.

由 2.1 节与 2.2 节结果可知, 当目标穿越角度越大时, 落入声屏障平面上的源致内波引起的声速扰动的幅度与覆盖范围便越小, 推测其引起的前向声场的变化也应越小, 因此以下仿真从检测难度最大的“最差”情况出发, 以穿越角度 90°的场景为例构建水声探测环境. 假设目标穿越声屏障平面时距离声源 1 km, 其他条件不变, 提取图 6 中“夹角 90°”的内波场分布, 依据 (5) 式计算源致内波引起的声速剖面扰动, 将其叠加至声屏障平面的背景声速剖面, 起伏声速剖面如图 8(a) 所示. 源致内波引起的最大声速起伏量超过±0.5 m/s, 水平覆盖范围约 150—200 m, 垂直覆盖范围 40 m, 远远大于目标体的影响范围.

依据声源频率、声速与水深条件可知, 仿真满足声学高频近似条件[40] $f = 1000\ \text{Hz} > 10 \times c/H = 75\ \text{Hz}$, 因此采用射线声学模型[41] 对有无源致内波场影响下的前向声场进行声线路径分析, 海面视为真空, 海底视为弹性半空间. 海底底质为沙, 密度为 1.9 kg/m^3, 声速为 1650 m/s, 纵波衰减 0.8 dB/λ, 横波衰减 2.5 dB/λ. 为方便对比, 限制声源出射角度为±5°, 并设置跟踪的声线条数为 100 条, 结果如图 8(b) 和图 8(c) 所示. 强负梯度声速剖面使得声线在信道内弹射前进, 并浅层深度上出现方向翻转现象. 此时由源致内波引起的声线轨迹变化区域如图 8(c) 黑色实线所形成范围, 声线路径从源致内波所在的水平距离 1 km 处开始偏折, 一直延伸至前方全部声场范围. 轨迹差异现象在海面附近声线翻转处较为显著, 在海底反射前后较为微弱. 为分析该现象对声线幅度的影响, 在 1—10 km 声场上以距离 0.1 km 和深度 0.5 m 为间隔设置接收机, 计算有 ($i = 1$)、无 ($i = 0$) 内波时到达声线幅度差 $a_i = s_{i\_\max} - s_{i\_\min}(i = 0, 1)$ 以表征该点接收声线的幅度结构离散度, 其中 $s_{i\_\max}$ 与 $s_{i\_\min}$ 分别为某接收点到达声线的最高与最低幅度, 并定义起伏倍数 $(a_1 - a_0)/a_0$ 表征该点声线结构受源致内波影响的起伏程度, 其分布结果如图 8(d) 所示. 起伏倍数的分布范围与声线轨迹畸变范围一致, 其最大幅值超过 1, 这表明源致内波的存在使得声线幅度差达到原本的 2 倍以上, 声线离散度显著增大. 起伏倍数在海面附近的声线翻转处达最强, 这是由于翻转区域的声线高度聚集, 起伏声线彼此相干叠加造成的; 而海底反射区域的声场传播损失较大, 因此起伏也不显著.

依据射线声学理论, 声场内某点的接收信号是由多条幅相不同的声线干涉叠加而成, 因此当声波穿越源致内波场的声速变化区域时声传播路径发生偏转, 改变了到达接收机处声线的幅度与时延, 使得源致内波前方的声场开始出现声场强度变化. 当该声源频率为 1 kHz 时, 对 10 km 内有无内波时的声场强度结果作差后取绝对值, 得到了源致内波引起的声强变化分布, 结果如图 8(e) 所示. 声强起伏在海面附近的声线翻转处达最强, 这是由聚集的起伏声线相干叠加造成的, 此时起伏幅度可达 5 dB 以上. 但其分布范围局限于声线路径畸变范围内, 覆盖面积较小, 检测难度较大.

为增大声场起伏特征的影响范围, 将声源开角增大至全向, 此时声场变化范围几乎覆盖了源致内波前方的全部声场 (图 8(f)), 但由于大量幅度起伏的声线相互叠加, 图 8(f) 相比于图 8(e) 声场强度起伏较高区域的变化强度与覆盖范围反而降低,

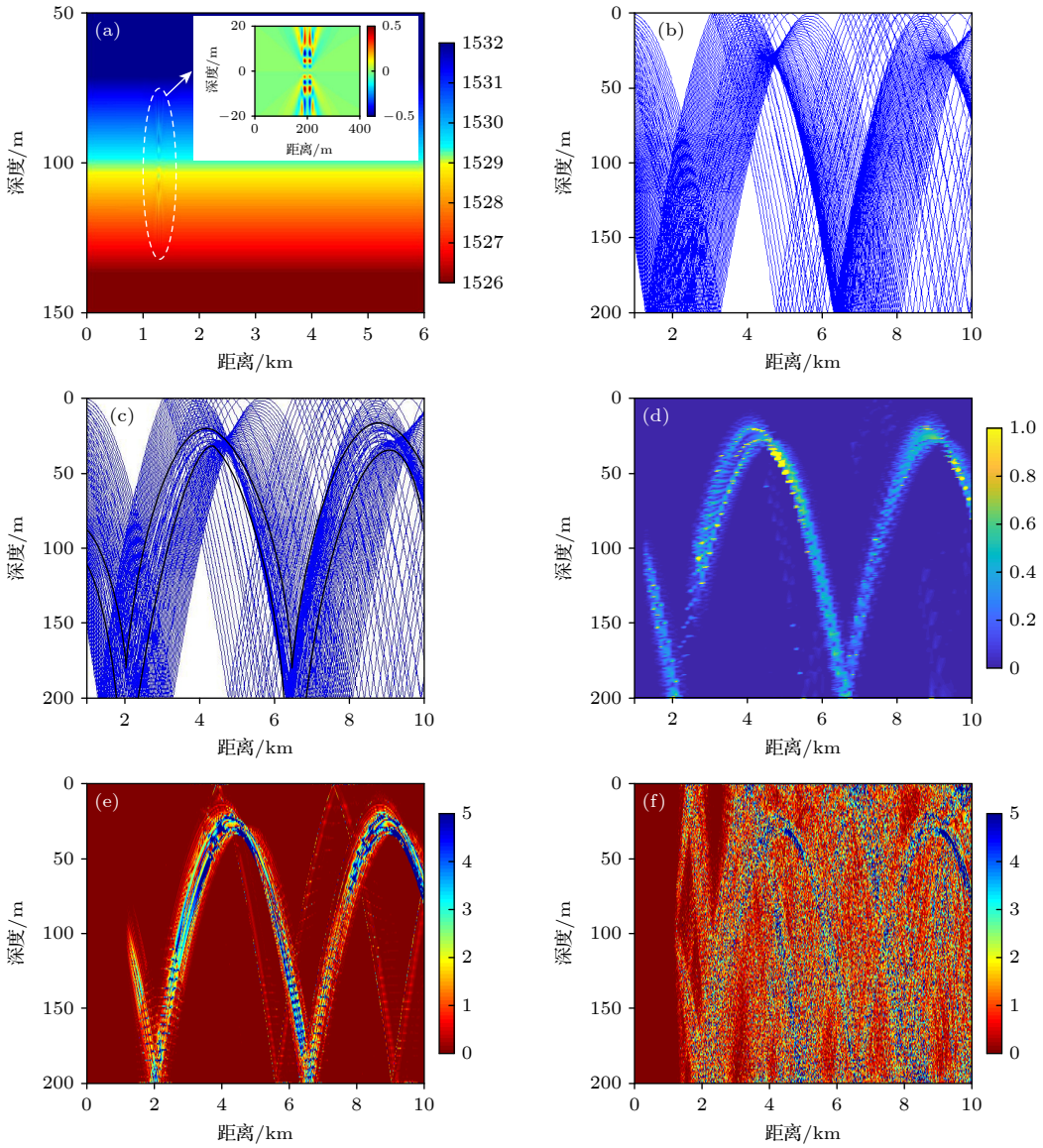

图 8 声速剖面起伏与声场分析 (a) 声屏障平面内的声速剖面起伏; (b) 无内波时声线分布; (c) 有内波时声线分布; (d) 声线幅度起伏倍数; (e) 限制声源开角后的声场强度起伏; (f) 声源全向开角的声场强度起伏

Fig. 8. Fluctuation of sound speed profile and sound field: (a) Fluctuation of sound speed profiles within the sound barrier; (b) distribution of acoustic ray with internal wave; (c) distribution of acoustic ray without internal wave; (d) amplitude fluctuation multiple of acoustic ray; (e) fluctuation of sound field intensity of source with limited opening angle; (f) fluctuation of sound field intensity of omnidirectional source.

仅两次声线翻转区域的起伏强度较高, 该区域与图 8(d) 中的起伏倍数高幅度区一致, 其声场强度最高, 受源致内波影响最高.

以上结果表明, 源致内波引起的透射声场强度起伏与无内波时透射声场 (以下称背景声场) 在该处的强度呈正比, 这是由于该声强起伏并非由独立声信号传播产生的, 而是起伏声线相干叠加引起的背景声场波动. 在声波穿越源致内波区域时, 反射次数较少的高能量声线对声场强度变化的贡献较大, 而反射次数多的声线影响较小. 由于各位置上透射声线的反射次数与路径等均不相同, 因此目标在不同位置上引起的声场起伏强度与分布特征将有显著差异, 后文将结合实验具体分析.

3 声场强度变化增强检测原理

以上研究表明源致内波可引起局部水体波动进而使背景声场产生强度起伏, 该起伏并非由新的散射信号干涉叠加产生, 而是由原本稳定的背景声场在局部时空上的起伏导致的. 此时将源致内波声起伏特征视为稳定背景上的扰动量, 则总接收声场

可视为由稳定背景声场与等效声强起伏叠加而成, 物理上描述为 $I = I_{\rm d} + \Delta I$, 其中 I 为总接收声场, $I_{\rm d}$ 为稳定背景声场, ΔI 为源致内波引起的等效声强起伏. 背景信号 $I_{\rm d}$ 是声源发射后未受源致内波影响而到达接收机的信号, 在多个周期内保持稳定且强度最高. 图 8(f) 表明在某些区域 ΔI 与 $I_{\rm d}$ 叠加可引起 5 dB 以上强度差, 这些区域上 ΔI 与 $I_{\rm d}$ 强度相当, 但高起伏区域面积较小. 多数区域上的声场强度起伏 ΔI 在 1.0—1.5 dB, 因此对于大多数检测场景, 背景声场 $I_{\rm d}$ 的强度比 ΔI 高 15—20 dB, 此时 $I_{\rm d}$ 成为强干扰, ΔI 被其掩盖.

由以上分析可知, 强背景干扰 $I_{\rm d}$ 掩盖了声强起伏特征 ΔI 使其难以被检测, 信道多径传播引起的起伏声线叠加进一步削弱了 ΔI 的幅度. 针对强干扰下微弱声场起伏特征的提取, 本文提出了一种基于主分量干扰抑制的声强变化特征提取与检测方法, 其实现过程与原理如下.

为激发目标不同频率特征常使用具有一定带宽的发射信号, 线性调频 (LFM) 信号因兼具良好的脉冲压缩特性和抗环境起伏特性常被选为发射信号. 浅水环境下多途效应严重, 信号因幅-相起伏的多径叠加而产生严重波形展宽. 为提升时域分辨率并降低环境起伏的影响, 对接收信号进行带通滤波仅保留发射信号所在频段附近的信号, 而后使用发射信号对其进行脉冲压缩处理, 并提取包络信号作为新的处理对象. 依据信号周期 T 将包络信号整理为数据矩阵, 矩阵的行数和列数分别为探测周期个数和一个周期内的采样点数. 此时多周期信号沿时间轴对齐, 背景干扰 $I_{\rm d}$ 保持稳定的多帧强相关性, 随目标运动产生的声强起伏特征 ΔI 具有多帧非相关性. 主分量分析法将数据集视为多个正交特征维度的叠加, 数据的强相关成分在高维空间中将集中在一条穿过原点的直线附近, 特征分解后将分布于某个特定维度. 因此从强相关干扰抑制的角度出发, 使用主分量分析法剔除背景声场 $I_{\rm d}$ 所在维度, 同时保留声强起伏特征 ΔI 的维度进行特征提取与检测.

特征维度剔除与提取的本质是降维处理, 对某一数据点 $\boldsymbol{x}^{(i)} \in \mathbb{R}^n$ 找到一个对应的编码向量 $\boldsymbol{c}^{(i)} \in \mathbb{R}^l$ $(l < n)$, 使用更少的维度表达原有数据. 因此需要找到编码函数使 $\boldsymbol{c} = f(\boldsymbol{x})$, 也需要找到一个解码函数使 $\boldsymbol{x} = g(f(\boldsymbol{x}))$. 使用矩阵 $\boldsymbol{D} \in \mathbb{R}^{n\times l}$ 表征由 $\mathbb{R}^l$ 到 $\mathbb{R}^n$ 的解码函数, 即 $g(\boldsymbol{c}) = \boldsymbol{D}\boldsymbol{c}$, 矩阵 $\boldsymbol{D}$ 列向量彼此正交. 将求编码函数 f 的问题转化为求一个最优编码 $\boldsymbol{c}^*$ 使输入向量 $\boldsymbol{x}$ 和重构向量 $g(\boldsymbol{c}^*)$ 之间的距离最小的问题. 使用 L2 范数的平方衡量两者距离, 问题转化为

$$\boldsymbol{c}^* = \arg\min_{c} \|\boldsymbol{x} - g(\boldsymbol{c})\|_2^2 . \tag{6}$$

该函数可简化为

$$\begin{aligned}\|\boldsymbol{x} - g(\boldsymbol{c})\|_2^2 &= (\boldsymbol{x} - g(\boldsymbol{c}))^{\rm T}(\boldsymbol{x} - g(\boldsymbol{c})) \\ &= \boldsymbol{x}^{\rm T}\boldsymbol{x} - 2\boldsymbol{x}^{\rm T} g(\boldsymbol{c}) + g(\boldsymbol{c})^{\rm T} g(\boldsymbol{c}),\end{aligned} \tag{7}$$

去除与 $\boldsymbol{c}$ 无关的 $\boldsymbol{x}^{\rm T}\boldsymbol{x}$ 并代入 $g(\boldsymbol{c}) = \boldsymbol{D}\boldsymbol{c}$, 目标函数转化为

$$\boldsymbol{c}^* = \arg\min_{c}(-2\boldsymbol{x}^{\rm T}\boldsymbol{D}\boldsymbol{c} + \boldsymbol{c}^{\rm T}\boldsymbol{c}). \tag{8}$$

使用向量微分法求解该最优化问题, 则有

$$\nabla_{\rm c}\left(-2\boldsymbol{x}^{\rm T}\boldsymbol{D}\boldsymbol{c} + \boldsymbol{c}^{\rm T}\boldsymbol{c}\right) = 0, \ \ \boldsymbol{c} = \boldsymbol{D}^{\rm T}\boldsymbol{x}. \tag{9}$$

因此编码矩阵为矩阵 $\boldsymbol{D}^{\rm T}$, 编码函数为 $f(\boldsymbol{x}) = \boldsymbol{c} = \boldsymbol{D}^{\rm T}\boldsymbol{x}$. 将数据矩阵视为多个向量 $\boldsymbol{x}$ 的叠加并记为 $\boldsymbol{X}' \in \mathbb{R}^{n\times m}$, 特征重构矩阵 $\boldsymbol{Y}$ 可表示为

$$\boldsymbol{Y} = \boldsymbol{D}\boldsymbol{D}^{\rm T}\boldsymbol{X}'^{\rm T}, \tag{10}$$

其中矩阵 $\boldsymbol{D}$ 由 $\boldsymbol{X}'^{\rm H}\boldsymbol{X}'$ (协方差矩阵) 的最大的 l 个特征值对应的特征列向量组成, 这些特征向量指向数据的最大方差方向, 使得在数据重构时更有效的信息被保留.

由此可见, 准确提取矩阵 $\boldsymbol{X}'$ 的特征向量是提取声强起伏特征 ΔI 的关键, 为增大数据量以提升特征分解的稳定性, 在无目标时采集大量背景信号 $I_{\rm d}$, 进行脉冲压缩、包络提取和矩阵整理后构建基底矩阵 $\boldsymbol{B}$. 对实时接收信号进行相同处理, 形成脉冲矩阵 $\boldsymbol{M}$. 为构建实时数据矩阵, 使用长度 w 的滑动窗沿采集时间依次读取 $\boldsymbol{M}$ 中 w 行信号, 将其放入基底矩阵 $\boldsymbol{B}$ 的后方共同组成输入矩阵 $\boldsymbol{X}$. 此时 $\boldsymbol{X}$ 中包含的 n 个样本, 每个样本包含 m 个观测值, 每次处理时 $\boldsymbol{X}$ 中第 n–w—n 个样本为滑动窗读入的实时数据, 其他样本为基底数据. 为减少声源性能不稳定与接收器件直流电平的影响, 对 $\boldsymbol{X}$ 各行进行去均值和归一化预处理, 得到标准矩阵 $\boldsymbol{Z}$. 以上过程如 (11) 式和 (12) 式所示:

$$\boldsymbol{X} = \begin{bmatrix} x_{11} & x_{12} & \cdots & x_{1m} \\ x_{21} & x_{22} & \cdots & x_{2m} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ x_{n1} & x_{n2} & \cdots & x_{nm} \end{bmatrix},$$

$$\mu_i = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} x_{ij}, x_{\max} = \max(\boldsymbol{X}), \tag{11}$$

$$z_{ij}=\frac{x_{ij}-\mu_i}{x_{\max}}. \tag{12}$$

为求得特征向量矩阵 $\boldsymbol{D}$, 对 $\boldsymbol{Z}$ 做相关处理得到相关矩阵 $\boldsymbol{R}$:

$$\boldsymbol{R}=\frac{\boldsymbol{Z}\boldsymbol{Z}^{\mathrm{H}}}{n-1}, \tag{13}$$

其中矩阵 $\boldsymbol{R}$ 是实对称矩阵, 其 i 行 j 列元素 r_{ij} 反映了 $\boldsymbol{Z}$ 矩阵第 i 行与第 j 行样本序列的相关性. $\boldsymbol{R}$ 特征值均为非负数, 设其特征值为 $\lambda_1\geqslant\lambda_2\geqslant\lambda_3\geqslant\cdots\geqslant\lambda_n\geqslant0$, 它们对应的正交化后的特征向量可写为 $\boldsymbol{a}_i=[a_{i1},a_{i2},\cdots,a_{in}]^{\mathrm{T}}$, $i=1,2,\cdots,n$.

对矩阵 $\boldsymbol{R}$ 进行特征分解处理, 并依据各信号成分的性质差异进行子空间特征提取. 接收信号中背景干扰 I_{d} 的能量最高且多帧强相关, 在特征分解后必定分布于最大特征值 (主特征值) 维度, 因此为抑制背景干扰应剔除 λ_1 的对应维度; 源致内波声场变化特征 ΔI 的幅度小于背景干扰且不稳定, 特征分解后将落入次大特征值及其之后的维度, 因此指定 2—k 号特征值 $\lambda_2,\lambda_3,\cdots,\lambda_k$ 所在维度作为目标特征子空间, 其中 k 为截止维度数, 取值依赖于目标特征在子空间中的分布情况, 为充分提取目标特征并同时减小干扰, 一般可取值 4—10. 此时, 编码矩阵 $\boldsymbol{D}$ 可表示为

$$\boldsymbol{D}=[\boldsymbol{a}_2,\boldsymbol{a}_3,\cdots,\boldsymbol{a}_k]. \tag{14}$$

将矩阵 $\boldsymbol{Z}$ 与 (13) 式代入 (10) 式得 (15) 式, 依据 (15) 式对矩阵 $\boldsymbol{Z}$ 进行子空间特征重构, 得到重构特征矩阵 $\boldsymbol{E}$:

$$\boldsymbol{E}=\begin{bmatrix}\boldsymbol{e}_1\\ \boldsymbol{e}_2\\ \cdots\\ \boldsymbol{e}_n\end{bmatrix}=\boldsymbol{D}\boldsymbol{D}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{Z}=\sum_{i=2}^{k}(\boldsymbol{a}_i\boldsymbol{a}_i{}^{\mathrm{T}}\times\boldsymbol{Z}). \tag{15}$$

至此, 矩阵 $\boldsymbol{E}$ 通过去除主特征值维度抑制了强相关的背景干扰 I_{d}, 同时提取了 2—k 号特征维度上源致内波引起的声强变化特征 ΔI. 计算矩阵 $\boldsymbol{E}$ 各行重构信号序列 $\boldsymbol{e}_i=[e_{i1},e_{i2},\cdots,e_{im}]$, $i=1,2,\cdots,n$ 的二阶累积量 (L2 范数) 以衡量信号 e_i 的能量, 并将 l_1—l_n 中的最大值作为当前时段的实时输出结果:

$$l_i=\sqrt{\sum_{j=1}^{m}{e_{ij}}^2},\quad i=1,2,\cdots,n. \tag{16}$$

方法实现过程整体可分为 3 个模块, 流程如图 9 所示. 源致内波幅度与其声场检测输出均是与目标运动时间 t 有关的函数, 若发射信号周期为 T, 则探测时段被分为若干个时长为 T 的区间. 经过方法处理后, 每一个区间会得到一个输出数值, 进而形成随探测时间变化的目标检测曲线.

滑动窗长度即为单次读取脉冲矩阵的周期个数, 窗长取整数并设置滑动步长等于窗长, 其取值影响检测输出的精度和速度. 窗长的最小值为 1, 此时方法将逐次提取各个周期接收信号的特征强度 ΔI 并形成检测曲线, 检测输出的时间分辨率为 T; 当窗长增大至 $w(w>1)$时, 对累积的 w 个周期接收信号同时进行检测, 持续输出该时段内特征强度 ΔI 的最大值, 形成时间分辨率为 $w\times T$ 的检测曲线. 可见随着窗长取值的增大, 检测速度提高 w 倍, 但窗长过大易受野值的影响, 该时段某周期的局部极大值会掩盖其他周期内的目标特征, 使检测精度逐渐下降. 可见滑动窗长的取值应根据环境背景场起伏取值.

数据矩阵 $\boldsymbol{X}$ 的样本量越多, 相关矩阵 $\boldsymbol{R}$ 的准确度越高, 特征向量的方向也越准确, 因此主分量分析在被处理数据量 (基底数据+实时读入数据) 较大时效果较好. 实际被测环境中无目标的

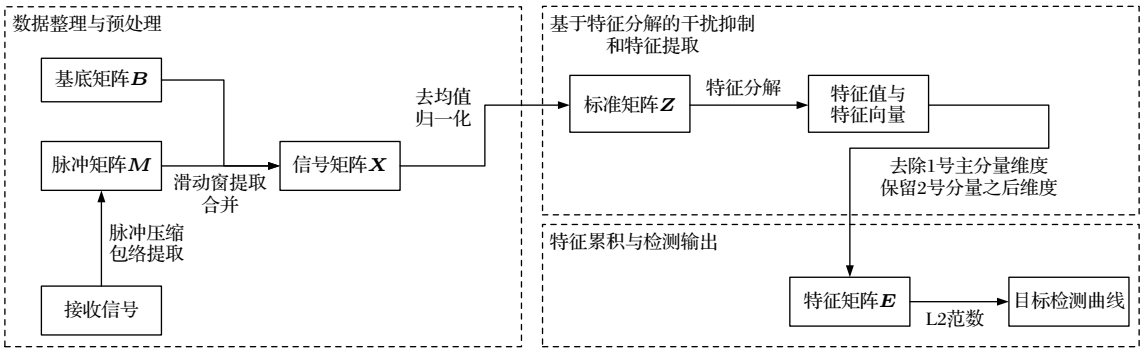

图 9 特征提取与目标探测流程

Fig. 9. Characteristics extraction and target detection process.

情况占大多数, 可取得足够多稳定的背景声场信号 $I_{\rm d}$ 作为基底数据.

总体而言, 背景声场 $I_{\rm d}$ 受源致内波的扰动产生声场起伏特征 ΔI, 使得部分能量从 1 号特征值空间内“泄露”至高维度空间, 并由主分量分析法的滑动特征提取过程所“捕获”. 基于以上原理将该方法命名为滑动窗主分量分析法, 该方法有效实现了低维子空间干扰抑制和高维子空间声强变化特征的快速提取.

4 试验验证

4.1 试验配置与过程

为了对所提方法进行验证, 开展了小目标湖上探测试验, 试验布置如图 10(a) 所示, 试验区域湖底底质以泥沙为主, 收发连线上的试验水深由 72 m 缓慢变化至 65 m. 使用中心频率 50 kHz 的高频换能器作为发射声源, 其垂直指向性为–30°—30°. 为保证收发之间有高能量直达声线透射源致内波, 将声源由发射船吊放至 40 m 深度. 在平台上采用单水听器采集声信号, 水听器深度与声源相同, 收发距离 1.1 km. 运动目标采用外径 324 mm 的 AUV (尺寸如图 10(b) 所示), 航行深度 40 m, 航速为 4 节. 试验过程中 AUV 做定深匀速航行 (AUV 入水如图 10(c) 所示), 按照预定航迹多次穿越收发连线 (如图 10(d) 实线所示), 内置惯性导航系统记录了目标运动轨迹. 探测时间覆盖了 4 次 AUV 穿越事件, 如图 10(d) 红实线框所示.

接收处实测声速剖面如图 11(a) 所示, 在 10—30 m 深度上具有强跃层. 发射信号为中心频率 45 kHz, 带宽 10 kHz 的线性调频脉冲信号, 脉冲宽度 30 ms, 周期 0.5 s. 由于该声传播过程满足高频近似条件 $f = 45\ {\rm kHz} > 10 \times (1500/65) \approx 231\ {\rm Hz}$, 因此可采用射线声学模型进行分析. 声波在信道中先后有多簇幅度较大的多径到达接收点, 如图 11(b) 所示, 其中前四簇分别为水面反射声线、两簇水底反射声线和直达声线, 而经多次界面反射的声线则最后到达且能量较小. 已知源致内波引起的声强变化幅度与透射声线幅度绝对值呈正比, 因此选取幅度最高的声线簇上进行处理, 如图 11(b) 中红虚线框所示. 经脉冲压缩后的信号矩阵如图 11(d) 所示, 其中 620 s附近仪器故障导致信号异常, 在处理中将其去除. 前向散射目标强度可以依据目标的尺寸、声入射角、声散射角和入射声波频率求得 [42], 仿真得到 AUV穿越过程的目标强度变化结果如图 11(e) 所示, 其中 AUV 上的红色虚线图案为对准接收机位置的目标强度分布. 当 AUV 位于声屏障平面上时, 其与收发装置形成的分置角为 180°,

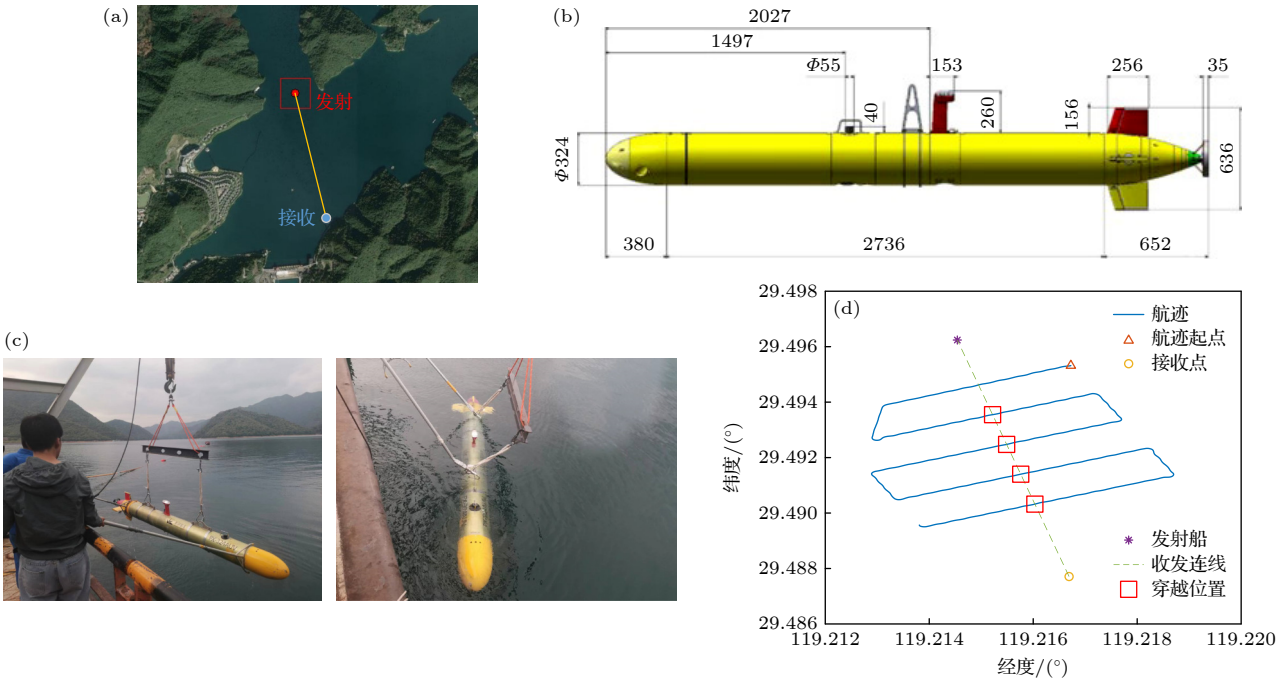

图 10 试验布置 (a) 试验布置图; (b) AUV 目标; (c) 试验场景图; (d) AUV 航迹

Fig. 10. Experiment arrangement: (a) Diagram of experiment; (b) AUV target; (c) experiment scene; (d) trajectory of AUV.

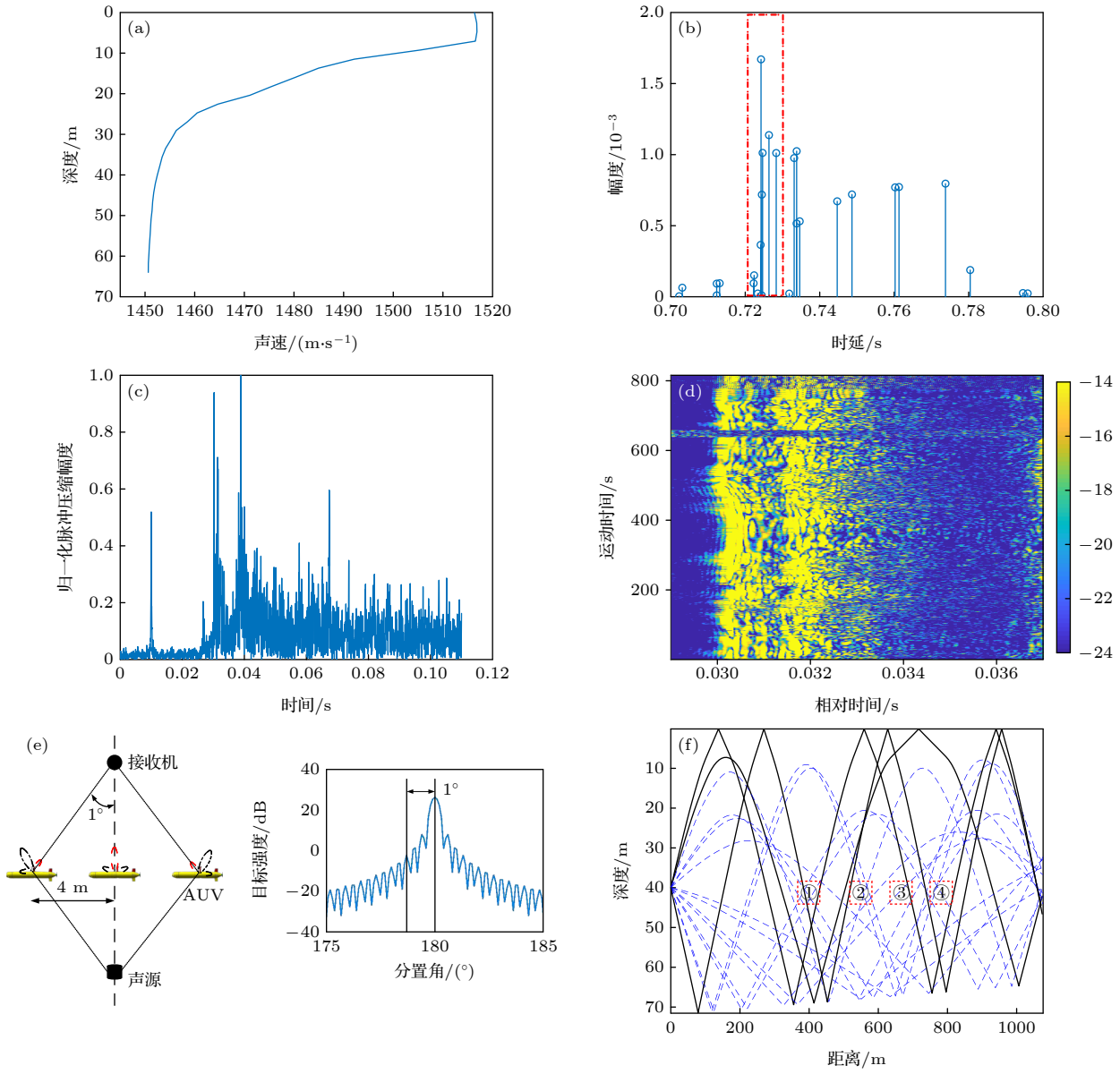

图 11 声速剖面与接收声场 (a) 湖试声速剖面; (b) 仿真信道冲激响应; (c) 接收信号脉冲压缩结果; (d) 信号矩阵; (e) 穿越过程与目标强度变化; (f) 本征声线

Fig. 11. Sound speed profile and received sound field: (a) Sound speed profile of lake experiment; (b) simulation of channel impulse response; (c) pulse compression results of received signals; (d) signal matrix; (e) target strength variations during a crossing event; (f) distribution of eigenray.

前向散射目标强度主瓣对准接收机, 强度值高于 20 dB; 当 AUV离开声屏障平面后, 目标强度旁瓣对准接收机, 散射强度值迅速降低, 目标体引起的声场起伏变得非常微弱. 声屏障平面上的本征声线分布如图 11(f)所示, 其中声源位置为距离 0 m 处, 蓝虚线为未经水面反射的声线, 能量相对较高, 黑实线为经过水面水底反射的声线, 能量相对较低. 由左至右的①—④号红色虚线框依次为 1—4 次穿越位置, 可见各穿越位置的本征声线组成不同, 其影响将结合下文检测结果分析.

4.2 试验结果

对实时采集数据进行脉冲压缩、包络提取和矩阵整理处理形成脉冲矩阵, 采用 0.5 s 的时间窗将脉冲矩阵数据读入至基底矩阵中形成数据矩阵, 对数据矩阵去均值与归一化预处理后进行特征分解处理. 上文结果表明强相关的背景干扰集中分布于 1 号特征维度, 与干扰不相关的源致内波微弱声起伏特征分布于 2 号及之后的特征维度, 截止维度可取值 4. 因此为充分抑制干扰并同时提取目标特征, 取 2—4 号特征维度进行特征重构. 为提取特

征变化的趋势以减小检测误差, 计算相邻 5 s 内检测值的均值作为当前时刻的检测输出, 特征矩阵与目标检测曲线分别如图 12(a) 和图 12(b) 虚线所示. 而以未处理信号强度 (信号矩阵行 L2 范数) 为检测量时, 检测结果如图 12(b) 的“未处理结果”(实线) 所示, 整个检测过程内接收信号强度起伏约为 1.5 dB, 强背景干扰掩盖了声场起伏特征. 特征矩阵在红虚线框内呈现显著声场起伏特征, 将特征矩阵沿行取 L2 范数进行能量累积, 处理后检测曲线 (图 12(b) 红虚线) 幅度在 10—70 s, 340—420 s, 570—660 s, 740—780 s 内均有明显提升 (点划线框内), 这表明该时段有运动目标穿越探测区域, 这 4 个时段均与航迹记录结果相吻合. 其他时段内, 检测输出在基底数据的作用下稳定保持在背景值附近, 相比可见目标引起的检测量增幅最高可达 4.6 dB. 由于检测输出为 5 s 内瞬时输出的均值, 因此无法从时间上直接区分出目标体和源致内波引起的声场变化. 但经计算目标距离收发连线 4 m 时分置角变化约等于 1°(如图 11(e)), 此时目标强度由 20 dB 降至 0 dB 以下, 定义起伏信号强度 I_s 与背景干扰强度 I_d 之比 $10\lg(I_s/I_d)$ 为信干比, 经计算信干比低于–40 dB. 因此目标体引起可观声场变化的时间窗口不足 3 s, 无法形成持续 50—100 s 的输出增强特征. 因此可以推断这种长时间持续的声场变化必然是由 AUV 运动产生的源致内波等流场扰动造成的. 这也说明在目标探测中声场起伏是由目标体和目标尾流场共同作用导致的.

源致内波引起的声场强度变化分布在能量较高且穿越源致内波影响区域的本征声线轨迹上, 因此当目标处于不同位置时, 透射声线的组成及强度差异使得 4 次穿越过程的检测输出强度和持续时间存在显著不同. 对比图 10(d) 与图 11(f) 可知, 当源致内波影响区域经过多条高能量本征声线时 (如图 11(f) 的①, ②, ④均有多条反射次数较少的透射声线), 检测输出的强度与持续时间会相对较大; 反之, 当透射声线的数量少且经历多次反射次数较多时 (如图 11(f) 的③, 图 11(b) 的 600 s 附近), 则输出强度与持续时间较小.

在实际应用背景下, 环境起伏或干扰也会引起信道内的流场与声场波动, 但其影响范围和时间上与源致内波有很大不同. 当受到水面舰船干扰时, 其激发的海面波浪向水下传播时在理论上遵循指数衰减规律 [43], 因此难以影响水下探测区域; 当探测区域受流作用时, 水体起伏具有时间更长、范围更大的特点, 引起接收信号波形调制现象, 这与源致内波特征有着显著区别. 此外, 通过及时更新所提方法中的基底数据, 匹配新的时空环境信息, 也可以有效应对慢变的环境起伏.

4.3 多深度数据处理

为研究试验深度对检测性能的影响, 以下对收-发-目标深度 (以下称系统深度) 分别为 6 m 和 25 m 的试验数据进行处理, 并与系统深度 40 m 时的处理结果对比.

AUV 依据设定航迹反复穿越收发连线, 依据惯导记录分别绘制系统深度为 6 m 与 25 m 试验航迹, 结果如图 13(a) 和图 13(b) 所示. 由图可知, 在两个深度上 AUV 均有 6 次穿越 (航迹图实线框). 对两个深度的接收数据进行处理, 当系统深度为 6 m 时, 以未处理数据的能量为检测量, 检测结果如图 13(c) 的“未处理结果”(实线) 所示, 整个检测过程内接收信号强度起伏超过 3 dB, 强干扰和

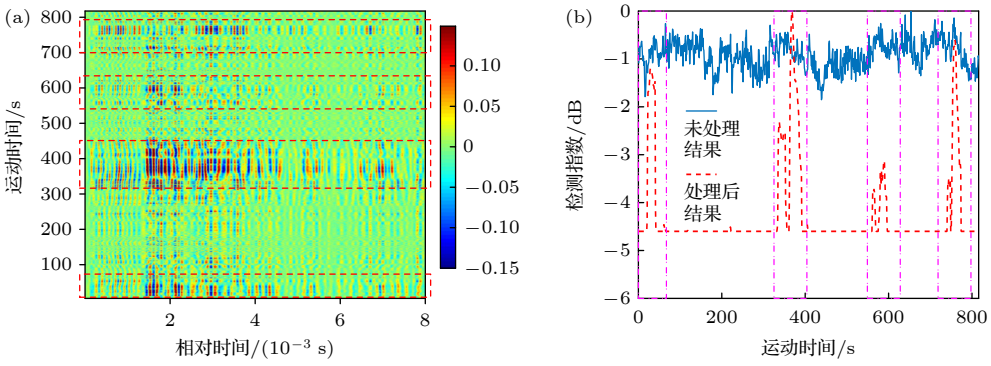

图 12 信号处理结果 (a) 声场变化特征提取矩阵; (b) 目标检测曲线

Fig. 12. Signal processing results: (a) Characteristic extraction matrix of acoustic strength aberration; (b) target detection curves.

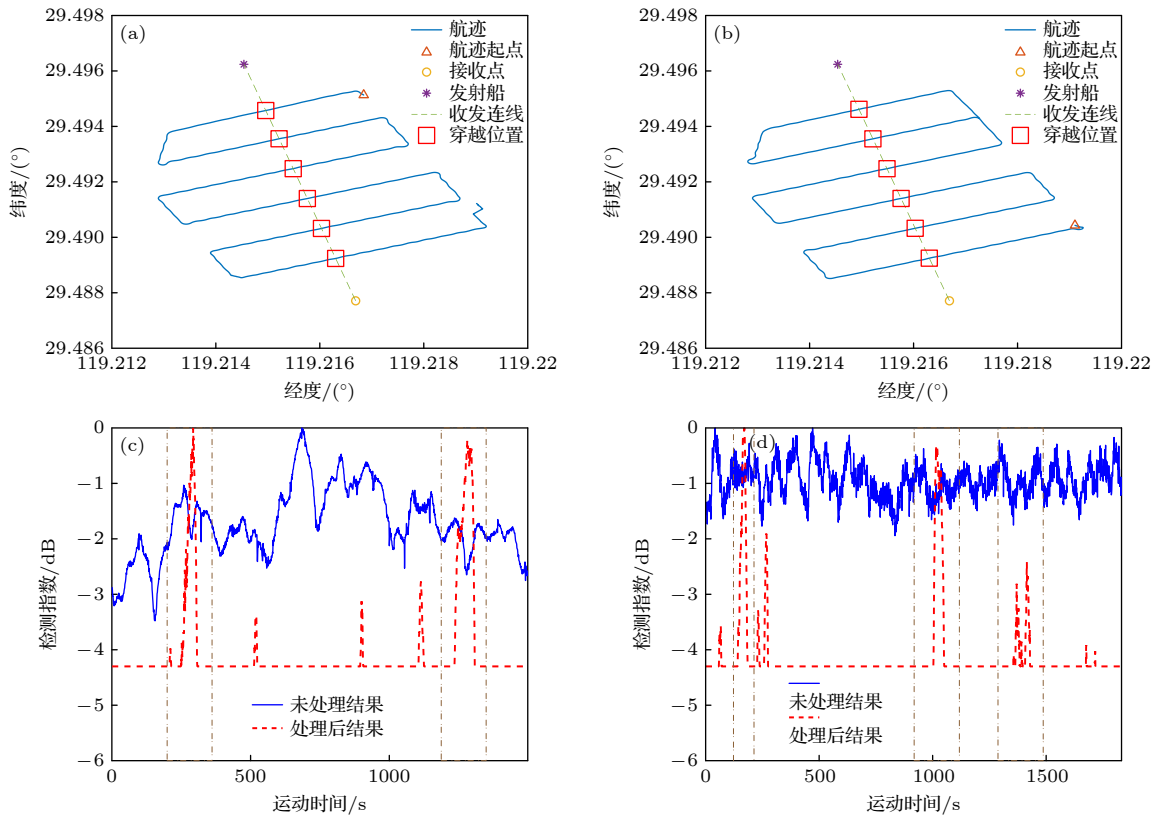

图 13 其他两深度试验结果 (a) 深度 6 m 的航迹; (b) 深度 25 m 的航迹; (c) 深度 6 m 的检测曲线; (d) 深度 25 m 的检测曲线

Fig. 13. Results on other two depths: (a) Trajectory on depth of 6 m; (b) trajectory on depth of 25 m; (c) detection curves on depth of 6 m; (d) detection curves on depth of 25 m.

环境起伏掩盖了目标. 以本文所提方法处理后, 检测曲线 (虚线) 在 251—308 s 和 1234 —1308 s 共 2 个时段 (点划线框) 内提升较大, 这两个时段与航迹记录相吻合, 这表明在 6 m 深度上检测到 2 次目标穿越事件. 在 500—1200 s 内的检测指数出现多次小起伏, 这可能是由于该时段环境起伏较为剧烈造成的. 当系统深度为 25 m 时, 整个过程接收信号强度起伏 (图 13(d) "未处理结果") 约为 2 dB, 以所提方法处理后, 检测曲线 (虚线) 在 141—192 s, 1003—1056 s 和 1355—1429 s 共 3 个时段 (点划线框) 内均有显著提升, 这些时段与航迹记录相吻合, 表明系统深度为 25 m 时共检测到 3 次目标穿越事件.

以上结果表明, 试验深度对检测性能有着显著影响, 相比于深度 6 m 和 25 m 的试验结果, 系统深度 40 m 时的试验结果的检测成功率更高且干扰更少, 该现象说明检测性能是源致内波幅度与透射声线强度综合作用的结果. 当系统深度位于混合层内时, 密度与温度分层效应较弱, 直达透射声线的能量较强但源致内波幅度小; 当系统深度位于跃层时分层效应较强, 源致内波幅度较大, 但声线弯曲严重使得经过界面反射的透射声线能量较低. 因此系统深度的选择需要根据实际的分层状况选取.

5 结 论

本文研究了运动球体目标的源致内波引起的前向声场强度变化特征, 采用内波控制方程进行源致内波流场幅度仿真, 并结合射线声学模型建立了内波影响下的声速起伏水声环境, 构建了运动目标与声场的联系. 多种典型角度下的仿真结果表明: 当目标远离收发连线时源致内波仍可引起声场强度变化特征, 以垂直角度穿越引起的声场起伏最小; 进一步针对强背景干扰下的微弱声起伏特征提取, 利用源致内波引起的声扰动特征与背景声场不相关的特性, 提出一种基于滑动窗主分量分析的干扰抑制与目标探测方法, 通过子空间特征重构法进行强干扰抑制与特征提取同步处理, 并通过湖上试验进行了验证. 研究结果表明, 水下运动目标的前向声场起伏特征是目标体与目标流场共同作用的结果, 源致内波可以作为一种新的目标声学探测对象.

值得注意的是, 源致内波声场变化特征源于信道局部扰动, 因此所提方法在水声环境起伏不剧烈时更为有效. 此外, 源致内波的声场变化特征与目标运动参数的关系也需要进一步研究.

参考文献

[1] Hu J X, Fu T X 2001 *Ship. Sci. Tech.* **14** 2 (in Chinese) [胡家雄, 伏同先 2001 舰船科学技术 **14** 2]

[2] Tyler G D 1998 *Johns Hopkins APL Technical Digest.* **12** 145

[3] Liu G L, Ling G M, Yan Q 2007 *Tech. Acoust.* **26** 335 (in Chinese) [刘贯领, 凌国民, 严琪 2007 声学技术 **26** 335]

[4] Hamblen D W 1998 *Sea Technol.* **11** 59

[5] Zhang H J, Qiu B H, Shi L, He P 2001 *Ship. Sci. Tech.* **14** 6 (in Chinese) [张宏军, 邱伯华, 石磊, 贺鹏 2001 舰船科学技术 **14** 6]

[6] Wang Y, Lu K M, Yu G P, Zhang Z 2010 *Ship. Elect. Eng.* **30** 1 (in Chinese) [王勇, 鲁克明, 余广平, 张昭 2010 舰船电子工程 **30** 1]

[7] He L 2006 *Ship. Sci. Tech.* **28** 9 (in Chinese) [何琳 2006 舰船科学技术 **28** 9]

[8] Wei G, Le J, Dai S 2003 *J. Appl. Math. Mech.* **24** 1025

[9] Wei G, Dai S Q 2006 *Adv. Mech.* **36** 111 (in Chinese) [魏岗, 戴世强 2006 力学进展 **36** 111]

[10] Hopfinger E J, Flor J B 1991 *Exp. Fluids.* **11** 255

[11] Han P, Qian H B, Li Y H, Jie X M 2020 *Oceanic Eng.* **38** 148 (in Chinese) [韩鹏, 钱洪宝, 李宇航, 揭晓蒙 2020 海洋工程 **38** 148]

[12] Yao Z C, Zhao F 2011 *Proceedings of the 23rd National Hydrodynamics Symposium and the 10th National Hydrodynamics Academic Conference* Xi'an, China, September 19, 2011 p106 (in Chinese) [姚志崇, 赵峰 2011 第二十三届全国水动力学研讨会暨第十届全国水动力学学术会议文集 西安, 中国 09–19, 2011 p106]

[13] Khalil S S, Hossein M S 2018 *Appl. Ocean Res.* **78** 281

[14] Dirk Tielbürger, Steven Finette, Stephen Wolf 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **101** 789

[15] Qin J X, Katsnel-Son B, Li Z L, Zhang R H, Luo W Y 2016 *Acta Acustica* **41** 9 (in Chinese) [秦继兴, Katsnel-Son Boris, 李整林, 张仁和, 骆文于 2016 声学学报 **41** 9]

[16] Li Q R, Sun C, Xie L 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 024302 (in Chinese) [李沁然, 孙超, 谢磊 2022 物理学报 **71** 024302]

[17] Ji G H, He L, Zhang Z Z, Gan W M 2021 *Acta Acustica* **46** 1132 (in Chinese) [季桂花, 何利, 张振洲, 甘维明 2021 声学学报 **46** 1132]

[18] Hudimac AA 1961 *J. Fluid Mech.* **11** 229

[19] Yeung R W, Nguyen T C 1999 *J. Fluid Mech.* **35** 85

[20] Keller J B, Munk W H 1970 *Phys. Fluids* **13** 1425

[21] Robey H F 1997 *Phys. Fluids* **9** 3353

[22] Voisin B 1994 *J. Fluid Mech.* **261** 333

[23] Voisin B 2007 *J. Fluid Mech* **574** 273

[24] Zhang X C 2005 *J. Ship. Mech* **4** 25 (in Chinese) [张效慈 2005 船舶力学 **4** 25]

[25] Xu B C 2021 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [胥炳臣 2021 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]

[26] Xue F Y, Jin W, Qiu S, Yang J 2020 *IEEE Access* p1

[27] Nguyen H P 1993 *Submarine Detection from Space* (Annapolis, Md: Naval Institute Press)

[28] Leonard D A *U. S. Patent* 4 893 924 [1990-01-16]

[29] Stewart R H 1985 *Methods of Satellite Oceanography* (United States: University of California Press)

[30] Yu J, Huang W G 2006 *Torpedo Tech.* **14** 8 (in Chinese) [于杰, 黄韦艮 2006 鱼雷技术 **14** 8]

[31] Shi Y J, Ren H G 2015 *Ship. Elect. Eng* **35** 5 (in Chinese) [师于杰, 任海刚 2015 舰船电子工程 **35** 5]

[32] Yu W, You H J, Hu Y X, Liu R 2023 *J. Elect. Info. Tech.* **45** 282 (in Chinese) [余伟, 尤红建, 胡玉新, 刘瑞 2023 电子与信息学报 **45** 282]

[33] Pan B Z, Jiang S H, Hu Q, Ge Y C, Tang J 2020 *Ship. Sci. Tech* **42** 67 (in Chinese) [潘宝珠, 姜舒昊, 胡琪, 葛浥尘, 汤靖 2020 舰船科学技术 **42** 67]

[34] Pan B B, Cui W C, Ye C, Liu Z Y 2012 *J. Ship. Mech* **16** 58 (in Chinese) [潘彬彬, 崔维成, 叶聪, 刘正元 2012 船舶力学 **16** 58]

[35] Shen G G, Li D Y, Wang R X, Xu Z T 1998 *J. Exper. Mech.* **13** 59 (in Chinese) [沈国光, 李德筠, 王日新, 徐肇廷 1998 实验力学 **13** 59]

[36] Ye C S, Cai B 2011 *Ship. Sci. Tech* **33** 25 (in Chinese) [叶春生, 蔡波 2011 舰船科学技术 **33** 25]

[37] Wang A C, Xu D, Gao J P 2021 *Ocean Eng.* **235** 109314

[38] Makarov S, Chashechkin Y D 1981 *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **22** 772

[39] Munk W H, F Zachariasen 1976 J. *Acoust. Soc. Am.* **59** 818

[40] Liu B S, Huang Y W, Chen W J, Lei J Y 2019 *Principles of Underwater Acoustics* (Beijing: Science Press) p95 (in Chinese) [刘伯胜, 黄益旺, 陈文剑, 雷家煜 2019 水声学原理 (北京: 科学出版社) 第95页]

[41] Jensen F B, Kuperman W A, Porter M B, Schmidt H 2000 *Computational Ocean Acoustics* (New York: Springer)

[42] Ye Z, Hoskinson E, Dewey R K 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **102** 1964

[43] Wang S Q, Liang B Q 2013 *Ocean Engineering Wave Mechanic* (Qingdao: Ocean University of China Press) p18 (in Chinese) [王树青, 梁丙臣 2013 海洋工程波浪力学 (青岛: 中国海洋大学出版社) 第18页]

Acoustic field fluctuation caused by source-generated internal waves and its detection method*

He Zhao-Yang [1)] Lei Bo [1)2)†] Yang Yi-Xin [1)]

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

2) (*Qingdao Research Institute, Northwestern Polytechnical University, Qingdao* 266200, *China*)

(Received 9 March 2023; revised manuscript received 3 May 2023)

Abstract

The development of noise reduction and silencing technology has brought great difficulties to underwater target detection, and more target characteristics need further studying. When a submerged target travels through density-stratified environment, the fluid will oscillate behind the target owing to gravity and buoyancy and generate internal waves, which are often referred to as source-generated internal waves. These internal waves are difficult to eliminate, which can cause the sound speed profiles to fluctuate. Therefore, these internal waves are expected to be effective for detecting underwater target. In this paper, the fluctuations of the received sound passing through the internal waves produced by a moving sphere are investigated. A typical shallow stratified environment is set up, and internal wave fields generated by a sphere moving in many horizontal directions are simulated. According to the simulation results, these internal wave fields have a much wider range than the scenario of the target body. Based on the relationship between the amplitude of the internal wave and the variation of sound speed, range–dependent sound speed profiles are constructed, and model based on ray acoustics is used to analyze the aberration strength of passing sound fields. Results show that the strength aberration is inversely proportional to the target passing angle, and these characteristics can be covered by the background. Focusing on this problem, an extraction method based on principal component analysis with sliding window is then proposed. The uncorrelation between the disturbance of internal wave and background signal is utilized, and interference is suppressed by removing the component in No.1 principal component space, and retaining the No.2–No.k subspace. Detection can be executed based on multi period received data from single hydrophone. A lake experiment is conducted to verify the performance. A detection scenario of single source and single receiver is established, and the AUV target crosses source–receiver line multiple times. The research results show that the detection scheme based on the acoustic aberration of source-generated internal wave has potential for underwater target detection, possessing the advantages of wide coverage and high robustness. Data on multi depths are processed to show that the detection performance is dependent on the depth of system. Since the acoustic strength variations are derived form local disturbance in channel, the proposed method may be affected by severe environment fluctuation, and further research is still needed.

Keywords: source-generated internal wave, sound field strength aberration, sliding window principal component analysis, target detection

PACS: 43.30.+m **DOI:** 10.7498/aps.72.20230346

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12174311) and the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2023-JC-JQ-07).

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

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

源致内波引起的声场扰动及其检测方法

何兆阳　雷波　杨益新

Acoustic field fluctuation caused by source-generated internal waves and its detection method

He Zhao-Yang　Lei Bo　Yang Yi-Xin

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 144301 (2023)　DOI: 10.7498/aps.72.20230346
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20230346
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn
