

基于流固耦合方程的典型底质海洋环境声场预报方法

孔妍茗,夏冬明,谭 军,宋 鹏,毛士博,祖国昌,刘光照

(中国海洋大学 海洋地球科学学院,山东 青岛 266100)

摘要:传统声场预报模型通常忽略了海底沉积层中的横波传播、纵横波模式转换及黏弹性衰减,难以准确表征复杂海洋环境下的真实声场特征。为此,本研究基于声波-黏弹性波流固耦合方程对泥质、粉砂质和砂质等典型底质的声场传播进行时域有限差分(FDTD)数值模拟,并将模拟得到的时域波形、频谱特征及传播损失等结果与基于传统声波方程的纯流体模型数值模拟结果进行对比分析。结果表明,相较于纯流体模型,流固耦合模型能够更真实地刻画声波在海底沉积物中的传播过程、纵横波模式转换及黏弹性耗散效应,有效提高传播损失的模拟精度。本方法可为复杂海洋底质条件下的声学建模及声场反演等提供理论基础。

关键词:流固耦合方程;时域有限差分;声场预报;传播损失;黏弹性衰减

中图分类号:P733.21

文献标志码:A

A sound field prediction method in typical seabed marine environments based on fluid-solid coupling equations

KONG Yanming, XIA Dongming, TAN Jun, SONG Peng,

MAO Shibo, ZU Guochang, LIU Guangzhao

(College of Marine Geosciences, Ocean University of China, Qingdao 266100, China)

Abstract: Conventional sound field prediction models often neglect shear wave propagation, P-S mode conversions, and viscoelastic attenuation in seabed sediments, making it difficult to accurately characterize the actual sound field features in complex marine environments. To address this issue, this study conducted finite-difference time-domain (FDTD) simulations of acoustic propagation in typical seabed sediments with clayey, silty, and sandy bottoms based on acoustic-viscoelastic wave fluid-solid coupling equations. The simulated results such as time-domain waveforms, spectral characteristics, and transmission loss were then compared with the results of the numerical simulations of a pure fluid model based on a traditional acoustic wave equation. The results show that, relative to the pure fluid model, the fluid-solid coupling model can more accurately characterize the wave propagation in marine sediments, P-S mode conversions, and viscoelastic energy dissipation, thereby significantly improving the simulation accuracy of transmission loss. The proposed approach provides a theoretical basis for acoustic modeling and acoustic field inversion in shallow water environments with complex seabed conditions.

Key words: fluid-solid coupling equations; finite-difference time-domain; sound field prediction; transmission loss; viscoelastic attenuation

收稿日期:2025-12-11

基金项目:国家自然科学基金项目(42206195);国家重点研发计划项目(2022YFC2803501);崂山实验室科技创新项目(2021WHZZB0703)

作者简介:孔妍茗(2000—),女,山东潍坊人,硕士研究生,主要从事地震波正演模拟与成像方面的研究。

宋 鹏(1979—),男,山东胶州人,教授,博士,主要从事地震数据处理方面的研究,本文通信作者。

E-mail: pengs@ouc.edu.cn

声场预报利用声传播模型预测声波在特定海洋环境中的传播、衰减及空间分布特征,是海洋声学中的主要研究方向之一。声场的数值计算广泛应用于海洋声学反演、匹配场定位、声层析成像、声呐系统设计以及水下作战等军事和民用场景,对海洋探测与声学工程具有重要意义^[1]。

目前常用的水声传播预报方法包括射线、简正波、快速场、抛物方程以及波动方程等^[2]。射线法基于高频近似,适用于折射率变化缓慢的高频传播环境,但在浅海低频条件下精度显著下降。简正波法计算效率较高,适合弱横向变化、低频远场问题,但由于忽略了模态间耦合,不适用于复杂水平变异环境。快速场法通过波数积分获得分层介质的解析声场解,在深海或近水平同质环境下表现优良,但难以处理强水平变化的环境。抛物方程法是对波动方程进行窄角近似,适用于大多数前向传播问题,但无法准确描述大角度散射和强反向传播。然而,真实海洋环境常伴随强横向变化、复杂底质特性以及明显的多程干涉^[3],导致上述近似模型在精度和适用性方面均存在局限。上述方法本质上均基于对全波动方程的高频、小角度或弱横向变化的假设,因此在低频、浅海、强界面散射或复杂底质条件下难以完整刻画声波的传播机理。

数值求解波动方程不依赖上述近似,从基本物理定律出发,能够获得更高保真度的声场解。其中,时域有限差分(finite-difference time-domain, FDTD)法因其结构简单、便于处理复杂边界、适合时域脉冲分析等优点,在海洋声学中得到广泛应用^[4]。该方法最早由 Yee^[5]提出,应用于电磁场计算,随后扩展至声场计算中,在建筑声学、超声成像、环境噪声与浅海声传播等领域均取得了良好效果。在浅海低频传播条件下,FDTD能够较好地刻画传播波形特征。现有研究基于FDTD方法对浅海声传播问题进行了系统研究,在考虑介质吸收效应的情况下,可较好地模拟甚低频声波在复杂海底条件下的传播过程。数值结果表明,该类方法在传播波形及传播损失特征方面与经典声传播模型及实测结果具有良好一致性,同时能够有效描述倾斜海底条件下声场的时域演化特征及其传播损失变化规律^[6]。然而,传统基于声波方程的纯流体模型只能描述纵波传播,无法反映沉积层中的横波、模式转换及黏弹性衰减现象,其在传播损失、振幅谱和波形相位等方面会不可避免地引入系统误差,从而导致声场预报出现偏差^[7]。为有效解决上述问题,国内外学者提出多种流-固耦合数值方法。Carcione等^[8]基于域分解技术模拟了波穿过流体与黏弹性固体的传播过程,并分析了振幅随偏移距(amplitude variation with offset, AVO)的变化。Zhang^[9]提出一种适应任意界面形态的网格方法,流体域采用压力更新方程,固体域采用位移方程,并通过显式积分实现耦合,数值结果与解析解吻合良好。Lombard等^[10]在界面处引入局部精细化方法,显著提升了界面模拟精度。Soares^[11]对有限差分、有限元、边界元等耦合方法进行了系统总结,并指出非有限差分方法虽精度高但计算量大、实现复杂。吴建鲁等^[12]提出基于等效交错网格和参数空间变异性的流-固耦合数值方法,显著提升了模拟精度与稳定性。Qu等^[13]构建了基于曲面坐标系的声-弹性波耦合方程,实现海底起伏界面的海底地震仪(ocean bottom seismometer, OBS)数据模拟;Li等^[14]发展了广义有限差分法,并拓展到各向异性介质。Yu等^[15]通过将压力-正应力关系引入弹性波方程,避免了界面边界条件的显式处理;Sun等^[16]在此基础上提出改进的声-弹性波耦合方程,并应用于OBS数据模拟;刘光照等^[17]在改进的声-弹性波耦合方程中引入压力分量与正应力的关系,推导出适用于水层-黏弹性沉积层体系的声波-黏弹性波流固耦合方程。

本研究在前述工作基础上,采用声波-黏弹性波流固耦合方程与交错网格有限差分方法,对泥质、粉砂质和砂质等典型底质条件下的声场传播特性进行系统正演研究。通过提取不同频率下的单频传播损失曲线,并与基于声波方程的纯流体模型结果进行对比,定量评估流固耦合方法在浅海环境中的适用性与相对优势,为复杂底质条件下的声场模拟和声呐性能分析提供理论依据与数值参考。

1 声波-黏弹性波流固耦合正演模拟

本研究基于声波-黏弹性波流固耦合理论,建立相应的正演数值模拟方法,对声波在水体-沉积层体系中的传播过程进行描述。首先给出声波-黏弹性波流固耦合控制方程,并在此基础上推导其交错网格有限差分格式;随后对数值计算中的稳定性条件与频散误差进行分析,为后续数值仿真与结果讨论提供理论与方法基础。

1.1 声波-黏弹性波流固耦合方程差分格式推导

在声波-黏弹性波流固耦合理论基础上,给出控制方程的数学表达形式,并结合交错网格的空间离散方式,推导相应的有限差分格式。

声波-黏弹性波流固耦合方程如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial(\tau'_n - P)}{\partial x} + \frac{\partial \tau'_s}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial V_z}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau'_s}{\partial x} + \frac{\partial(-\tau'_n - P)}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial P}{\partial t} = \left(\frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \mu - \frac{\tau_\epsilon^P}{\tau_\sigma} (\lambda + 2\mu) \right) \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \frac{1}{2} (r_{xx} + r_{zz}), \\ \frac{\partial \tau'_n}{\partial t} = \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} (r_{xx} - r_{zz}), \\ \frac{\partial \tau'_s}{\partial t} = \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right) + r_{xz}, \\ \frac{\partial r_{xx}}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_\sigma} r_{xx} + \frac{1}{\tau_\sigma} \left(1 - \frac{\tau_\epsilon^P}{\tau_\sigma} \right) (\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - 2 \frac{1}{\tau_\sigma} \left(1 - \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \right) \mu \frac{\partial V_z}{\partial z}, \\ \frac{\partial r_{zz}}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_\sigma} r_{zz} + \frac{1}{\tau_\sigma} \left(1 - \frac{\tau_\epsilon^P}{\tau_\sigma} \right) (\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - 2 \frac{1}{\tau_\sigma} \left(1 - \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \right) \mu \frac{\partial V_x}{\partial x}, \\ \frac{\partial r_{xz}}{\partial t} = -\frac{1}{\tau_\sigma} r_{xz} + \frac{1}{\tau_\sigma} \left(1 - \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \right) \mu \left(\frac{\partial V_x}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial x} \right). \end{cases} \quad (1)$$

式中: P 为压力项, Pa; V_x 、 V_z 分别为速度的水平方向与垂直方向分量, m/s; τ'_n 为法向偏应力张量, τ'_s 为剪切偏应力张量; r_{xx} 、 r_{zz} 、 r_{xz} 分别为正应力记忆变量的水平分量、垂直分量以及剪应力分量, Pa; ρ 为密度, kg/m³; λ 和 μ 为拉梅系数, Pa; τ_ϵ^P 和 τ_ϵ^S 分别为纵波和横波的应变松弛时间, s; τ_σ 为应力松弛时间, s; τ_σ^P 、 τ_σ^S 分别为纵波应力松弛时间、横波应力松弛时间, 这里假设 $\tau_\sigma^P = \tau_\sigma^S = \tau_\sigma$ 。

式(1)中

$$\begin{aligned} P &= -\frac{1}{2} \text{tr}(\mathbf{T}) \\ &= -\frac{1}{2} (\tau_{xx} + \tau_{zz}) \\ &= \left(\frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \mu - \frac{\tau_\epsilon^P}{\tau_\sigma} (\lambda + 2\mu) \right) \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) - \frac{1}{2} (r_{xx} + r_{zz}). \end{aligned} \quad (2)$$

其中: $\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xz} \\ \tau_{xz} & \tau_{zz} \end{bmatrix}$ 为应力张量; τ_{xx} 、 τ_{zz} 、 τ_{xz} 分别指 x 方向正应力、 z 方向正应力以及剪应力分量, Pa; tr 表示张量的迹。

松弛变量与品质因子 Q 的关系为:

$$\begin{cases} \tau_\epsilon^P = \frac{\tau_0}{Q_P} (\sqrt{1 + Q_P^2} + 1), \\ \tau_\epsilon^S = \frac{\tau_0}{Q_S} (\sqrt{1 + Q_S^2} + 1), \\ \tau_\sigma^P = \tau_\sigma^S = \tau_\sigma = \frac{\tau_0}{Q_P} (\sqrt{1 + Q_P^2} - 1). \end{cases} \quad (3)$$

式中: Q_P 和 Q_S 分别为纵波品质因子和横波品质因子, 无量纲; $\tau_0 = 1/\omega_0$ 为参考松弛时间, s; $\omega_0 = 2\pi f_m$ 为参考角频率, rad/s; f_m 表示震源子波主频, Hz。

如图 1 为本研究声波-黏弹性波耦合方程的网格设置方式,式(1)中的 V_x 位于 $(i+1/2, j)$, V_z 位于 $(i, j+1/2)$, P 、 τ'_n 、 r_{xx} 、 r_{zz} 位于 (i, j) , τ'_s 和 r_{xz} 位于 $(i+1/2, j+1/2)$ 。

将差分格式代入式(1)中,结合本研究网格剖分方式,可推导出声波-黏弹性波耦合方程的时间二阶空间 $2M$ 阶精度的差分格式。为简化高阶差分表达式,引入空间差分算子。由于不同物理量定义在不同的网格位置,差分算子需根据其所在位置分别进行定义。以作用在整数网格点 (i, j) 的差分算子为例,有

$$D_x^{(M)} f|_{i,j} = \frac{1}{\Delta x} \sum_{m=1}^M C_m^{(M)} (f_{i+m-1/2,j} - f_{i-m+1/2,j}), \quad (4)$$

$$D_z^{(M)} f|_{i,j} = \frac{1}{\Delta z} \sum_{m=1}^M C_m^{(M)} (f_{i,j+m-1/2} - f_{i,j-m+1/2}). \quad (5)$$

式中: $D_x^{(M)}$ 和 $D_z^{(M)}$ 分别表示 x 和 z 方向的 $2M$ 阶中心差分算子; f 表示定义在网格节点上的一般物理量; Δx 和 Δz 分别为 x 和 z 方向的空间步长, m ; $C_m^{(M)}$ 为对应的 $2M$ 阶差分系数,无量纲。其余位置(如 $(i+1/2, j)$ 及 $(i+1/2, j+1/2)$ 等)的差分算子可按相同方式定义。

在此基础上,可得简化后的高阶差分格式为:

$$\left\{ \begin{array}{l} V_x|_{i+1/2,j}^{k+1/2} = V_x|_{i+1/2,j}^{k-1/2} + \frac{\Delta t}{\rho} (D_x^{(M)} (\tau_n^k - P^k)|_{i+1/2,j} + D_z^{(M)} \tau_s^k|_{i+1/2,j}), \\ V_z|_{i,j+1/2}^{k+1/2} = V_z|_{i,j+1/2}^{k-1/2} + \frac{\Delta t}{\rho} (D_x^{(M)} \tau_s^k|_{i,j+1/2} - D_z^{(M)} (\tau_n^k + P^k)|_{i,j+1/2}), \\ P|_{i,j}^{k+1} = P|_{i,j}^k + \Delta t \left(\frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \mu - \frac{\tau_\epsilon^P}{\tau_\sigma} (\lambda + 2\mu) \right) (D_x^{(M)} V_x^{k+1/2}|_{i,j} + D_z^{(M)} V_z^{k+1/2}|_{i,j}) - \frac{1}{2} (r_{xx}|_{i,j}^k + r_{zz}|_{i,j}^k), \\ \tau_n|_{i,j}^{k+1} = \tau_n|_{i,j}^k + \Delta t \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \mu (D_x^{(M)} V_x^{k+1/2}|_{i,j} - D_z^{(M)} V_z^{k+1/2}|_{i,j}) + \frac{1}{2} (r_{xx}|_{i,j}^k - r_{zz}|_{i,j}^k), \\ \tau_s|_{i+1/2,j+1/2}^{k+1} = \tau_s|_{i+1/2,j+1/2}^k + \Delta t \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma} \mu (D_x^{(M)} V_z^{k+1/2}|_{i+1/2,j+1/2} + D_z^{(M)} V_x^{k+1/2}|_{i+1/2,j+1/2}) + r_{xz}|_{i+1/2,j+1/2}^k, \\ r_{xx}|_{i,j}^{k+1} = (1 - \frac{\Delta t}{\tau_\sigma}) r_{xx}|_{i,j}^k + \frac{\Delta t}{\tau_\sigma} (1 - \frac{\tau_\epsilon^P}{\tau_\sigma}) (\lambda + 2\mu) (D_x^{(M)} V_x^{k+1/2}|_{i,j} + D_z^{(M)} V_z^{k+1/2}|_{i,j}) - 2 \frac{\Delta t}{\tau_\sigma} (1 - \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma}) \mu D_z^{(M)} V_z^{k+1/2}|_{i,j}, \\ r_{zz}|_{i,j}^{k+1} = (1 - \frac{\Delta t}{\tau_\sigma}) r_{zz}|_{i,j}^k + \frac{\Delta t}{\tau_\sigma} (1 - \frac{\tau_\epsilon^P}{\tau_\sigma}) (\lambda + 2\mu) (D_x^{(M)} V_x^{k+1/2}|_{i,j} + D_z^{(M)} V_z^{k+1/2}|_{i,j}) - 2 \frac{\Delta t}{\tau_\sigma} (1 - \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma}) \mu D_x^{(M)} V_x^{k+1/2}|_{i,j}, \\ r_{xz}|_{i+1/2,j+1/2}^{k+1} = (1 - \frac{\Delta t}{\tau_\sigma}) r_{xz}|_{i+1/2,j+1/2}^k + \frac{\Delta t}{\tau_\sigma} (1 - \frac{\tau_\epsilon^S}{\tau_\sigma}) \mu (D_x^{(M)} V_z^{k+1/2}|_{i+1/2,j+1/2} + D_z^{(M)} V_x^{k+1/2}|_{i+1/2,j+1/2}). \end{array} \right. \quad (6)$$

式中: k 为时间步指标,表示离散时间上的第 k 个时间; Δt 为时间步长, s 。

1.2 稳定性条件和频散误差分析

在上述交错网格时间二阶、空间 $2M$ 阶差分格式中,空间步长 Δx 、 Δz 与时间步长 Δt 需满足柯朗-弗利德里希-卢伊(Courant-Friedrichs-Lewy, CFL)稳定性条件使解收敛和稳定,公式为:

$$c_{\max} \Delta t \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z^2}} \leq C_{\text{CFL}}. \quad (7)$$

式中: $c_{\max}$ 为计算区域的最大相速度, m/s ; C_{CFL} 为柯朗数,无量纲。对于流固耦合介质, $c_{\max}$ 为水层与沉积层中所有纵波和横波速度的最大值,以保证固体部分的剪切波也被稳定地更新。其中最优的空间步长,

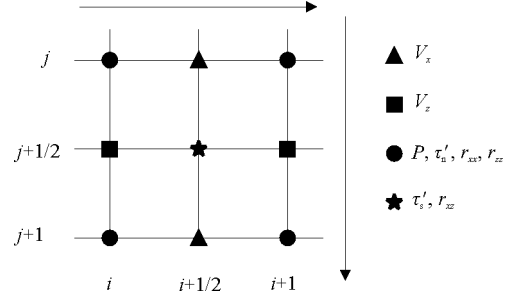


图 1 声波-黏弹性耦合方程的网格剖分图

Fig. 1 Staggered grid partition of the acoustic-viscoelastic coupling equation

可由式(7)计算得到。本研究采用的时间推进格式属于显式中心差分,在此类格式的数值经验范围内,一般取 CFL 数 $C_{\text{CFL}} \leq 1$ 较为安全。本研究取 $\Delta x = \Delta z = 1 \text{ m}$ 、 $\Delta t = 0.2 \text{ ms}$ 。考虑不同底质参数差异,稳定性约束中的最大相速度取全域纵、横波速度最大值(本算例 $c_{\text{max}} = 1\,630 \text{ m/s}$),代入式(7)可知所选时间步长满足三种底质情形的稳定性要求。

网格的离散化会引起数值频散问题,主要存在空间与时间上的频散问题,空间频散主要表现为数值波场传播速度偏离真实波场传播速度,时间频散则会引起波形相位误差。为有效控制频散误差,空间网格划分需严格遵循采样定理。频散经验公式为^[18]:

$$\max\{\Delta x, \Delta z\} \leq \frac{\lambda_{\min}}{N} \quad (8)$$

式中, $\lambda_{\min} = \frac{v_{\min}}{f_{\max}}$ 为最小波长, m。式(8)可整理为

$$\max\{\Delta x, \Delta z\} \leq \frac{c_{\min}}{f_{\max} N} \quad (9)$$

式中: N 为最小波长内包含的网格点数; $c_{\min}$ 表示速度的最小值, m/s; $f_{\max}$ 表示最高有效频率, Hz, 通常取震源子波主频的 2 倍。为避免空间假频并保证模拟精度,对于传统低阶差分格式,理论上通常要求 $N \geq 10$ ^[19]。随着空间差分阶数 M 的提高,其频散压制能力显著增强,允许在更小的 N 值下保持高精度。Levander^[20]指出 4 阶格式仅需 $N = 5$ 即可;而对于本研究采用的 12 阶高精度格式,理论上 $N \approx 3 \sim 4$ 即可进入频散收敛区。

以本研究最高频率 100 Hz、最小速度 1 500 m/s 为例,最小波长 $\lambda_{\min} \approx 15 \text{ m}$,当 $\Delta x = 1 \text{ m}$ 时, $N \approx 15$,满足高精度模拟要求。

2 数值仿真与分析

基于上述流固耦合差分格式,分别在均匀海水模型和典型水平层状模型上开展数值模拟。数值实验均采用时间 2 阶、空间 12 阶($M=6$)的交错网格差分格式,上边界施加自由表面条件,其余三侧设置 100 层完美匹配层(perfectly matched layer, PML)。空间步长取 $\Delta x = \Delta z = 1 \text{ m}$,时间步长取 $\Delta t = 0.2 \text{ ms}$,震源为主频 30 Hz 的雷克子波,即

$$s(t) = (1 - 2(\pi f_m \tau)^2) \cdot e^{-(\pi f_m \tau)^2}, \tau = t - t_0 \quad (10)$$

式中: $s(t)$ 表示震源时间函数,即雷克子波波形函数; t 为时间, s; f_m 为子波主频, Hz; t_0 为时间延迟, s。图 2 给出了主频为 30 Hz 的雷克子波波形。

根据最大纵波速度代入式(7)所给出的 CFL 稳定性条件,所选时间步长满足稳定性要求。对于传播损失分析中最高频率 40 Hz 的情况,估算水中最小波长为 37.5 m,每波长约 38 个网格点;对于频谱分析扩展到 100 Hz 的部分,最小波长为 15 m,满足经验要求,频散误差可以忽略。

2.1 均匀模型实验

本研究首先在均匀海水模型上验证流固耦合数值方法的有效性。计算区域大小为 $1\,000 \text{ m} \times 1\,000 \text{ m}$ (图 3),海水声速 $c = 1\,500 \text{ m/s}$,密度 $\rho = 1\,000 \text{ kg/m}^3$,水深为 1 000 m。震源布置在水面下 500 m 处(图 3 中红色五角星所示),接收测线位于同一深度且自水平距离 500 m 处开始向右布设,检波器间距为 1 m(图 3 中蓝色虚线所示)。

在该模型中分别计算仿真传播损失 $L_{\text{sim}}(r)$ 与理论扩散损失 $L_{\text{th}}(r)$,单位均为 dB,分别定义为^[2]:

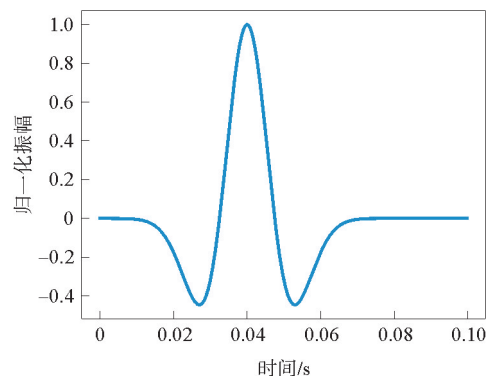


图 2 30 Hz 雷克子波波形

Fig. 2 30 Hz Ricker wavelet waveform

$$L_{\text{sim}}(r) = 20 \lg \frac{P_r}{P_1}, \quad (11)$$

$$L_{\text{th}}(r) = 10 \lg r. \quad (12)$$

式中: r 为目标位置与声源的距离, m; P_r 为距离声源 r 处的声压; P_1 为距离声源 1 m 处的声压, 即参考幅度, Pa。仿真结果和理论结果对比如图 4 所示。

均匀水层的数值传播损失与理论柱面扩散曲线在 0~500 m 范围内基本重合, 最大偏差小于 0.5 dB。该微小差异主要来源于有限差分引入的数值频散与截断误差、PML 吸收边界在极弱反射条件下对远距离振幅的轻微影响以及有限时间窗内傅里叶变换对稳态幅度估计带来的误差。上述误差均处于工程应用可接受范围内, 不影响后续复杂底质模型中不同方法之间的对比分析。上述结果说明, 在自由表面和 PML 边界条件下, 本研究提出的流固耦合模型在纯流体环境中具有良好的精度和稳定性, 可作为后续复杂模型计算的基础。

2.2 典型底质水平层状模型实验

为研究海底沉积物性质对传播损失的影响, 构建泥质、粉砂质和砂质三种典型沉积层的双层水平层状模型(图 5)。模型尺寸为 5 000 m × 1 000 m, 上部为 500 m 海水层, 下部为 500 m 沉积层。震源布置在水面下 80 m 处(图 5 中红色五角星所示), 接收测线位于深度 100 m 处且自模型水平方向起始位置开始向右布设, 检波器间距为 1 m(图 5 中蓝色虚线所示)。

如表 1 所示为三种典型底质(泥质、粉砂质、砂质)的声学参数, 基于南黄海区域前期海洋地质与地球物理调查资料建立。在前期研究工作中, 通过沉积物样品的粒度组成、矿物成分及物性特征, 结合岩石物理与地声学模型, 对不同底质类型的纵波速度、横波速度及衰减参数进行定量估计。本研究在此基础上采用前期研究中的典型参数, 构建等效底质模型, 用于数值模拟分析。由表 1 可以看出, 从泥质到粉砂质再到砂质, 沉积层密度、纵波速度以及纵横波品质因子 Q_p 、 Q_s 均逐渐增大, 对应沉积物黏弹性衰减逐渐减弱, 同时水-底界面声阻抗及反射特性也发生变化。

如图 6 所示为声源脉冲在 1.0~3.0 s 泥质底质模型中的声场快照, 图中 a. u. 表示任意单位, 表征相对强度。可以看出, 声波自震源向外扩散, 在海面与海底界面之间发生多次反射, 形成典型的浅海多程干涉结构。与声波方程结果相比, 流固耦合方程计算得到的波场在水-沉积层界面附近表现出更明显的能量分配差异, 部分声能进入沉积层并以弹性波场形式传播。由于沉积层中存在剪切响应和黏弹性耗散, 流固耦合模型进入海底后的波场能量衰减更快, 从而为后续传播损失和波形差异提供物理解释。

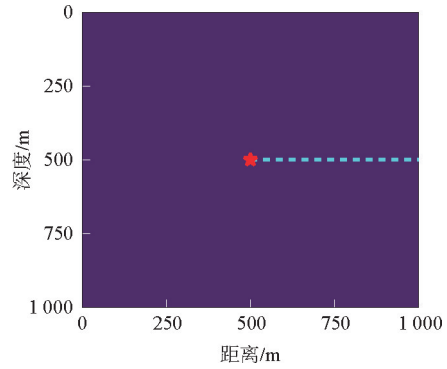


图 3 均匀模型

Fig. 3 Uniform model

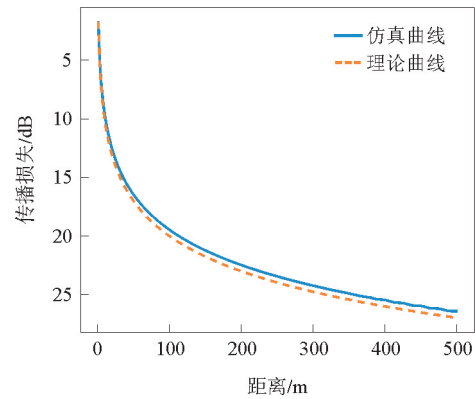


图 4 基于流固耦合方程计算的均匀模型传播损失
仿真曲线与理论曲线对比 (30 Hz)

Fig. 4 Comparison of transmission loss simulation curves calculated using the fluid-solid coupling equation with theoretical curves for the uniform model (30 Hz)

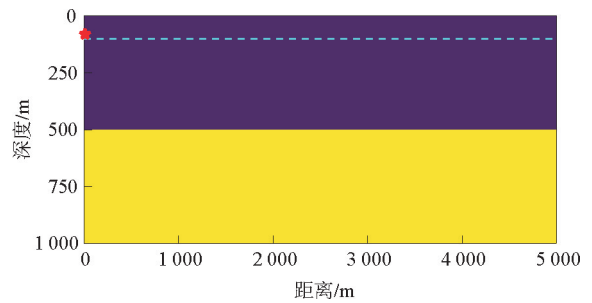


图 5 双层水平层状模型

Fig. 5 Two-layer horizontally layered model

FDTD 方法输出某个位置所有时刻的数据为该位置接收到的时域波形。本研究选取距声源 2.5 km 处的接收点,比较声波方程与流固耦合方程得到的时间域声压记录。

表 1 不同底质类型的水平层状模型实际参数

Table 1 Actual parameters of horizontally layered models for different seafloor sediment types

底质类型	介质	深度/m	纵波速度/($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	横波速度/($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	密度/($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	Q_p	Q_s
泥质	海水	0~500	1 500	0	1 000	无穷大	无穷大
	泥质沉积物	500~1 000	1 550	135	1 680	36.7	7.3
粉砂质	海水	0~500	1 500	0	1 000	无穷大	无穷大
	粉砂质沉积物	500~1 000	1 570	125	1 710	37.8	7.6
砂质	海水	0~500	1 500	0	1 000	无穷大	无穷大
	砂质沉积物	500~1 000	1 630	155	1 820	41.0	8.2

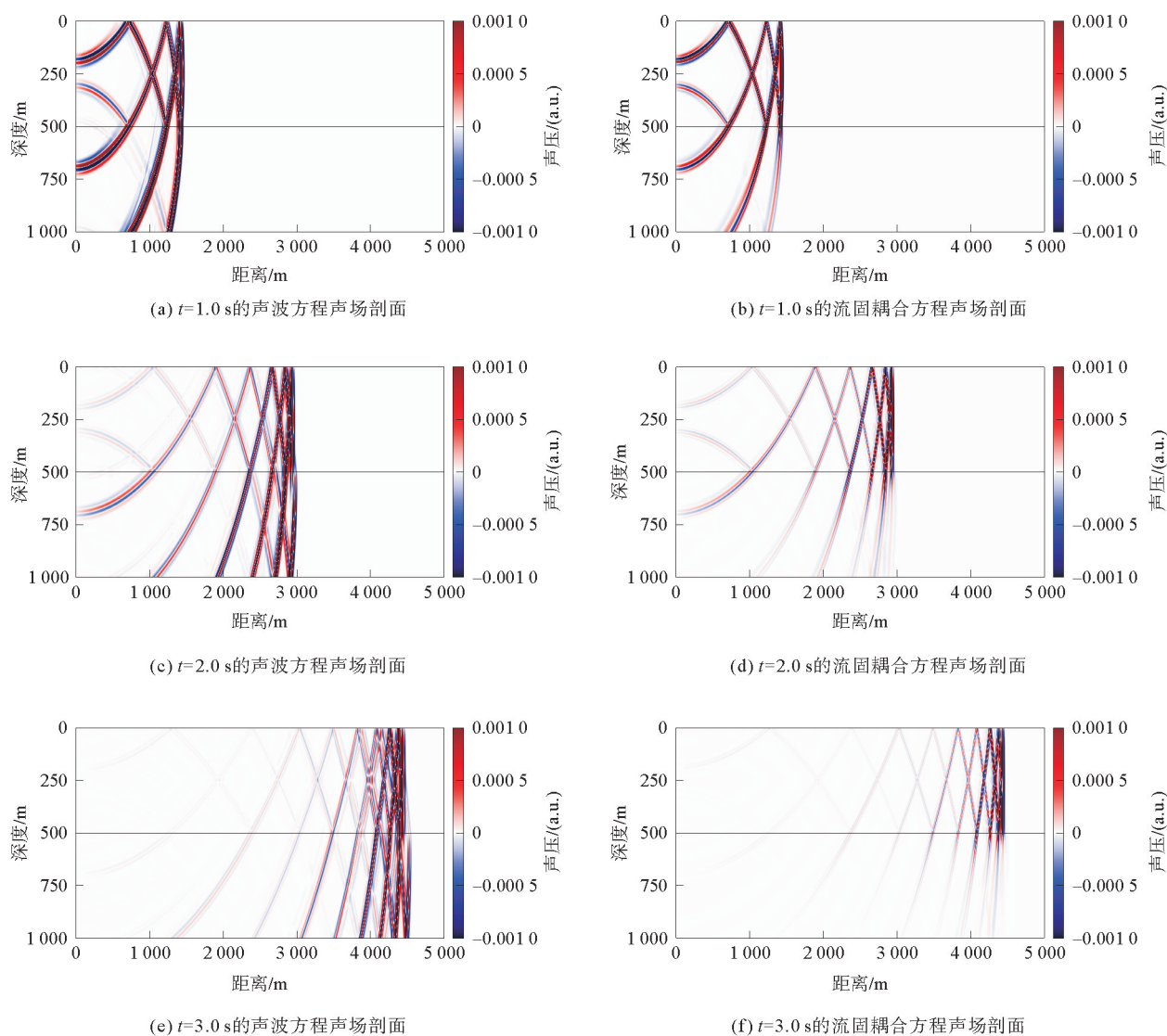


图 6 $t=1.0\sim 3.0$ s 时刻分别用声波方程和流固耦合方程计算的声场剖面(以泥质底质模型为例)

Fig. 6 $t=1.0\sim 3.0$ s sound field profiles computed using the acoustic wave equation and the fluid-solid coupling equation respectively (taking the model with a muddy seabed as an example)

图 7 结果表明,在三种底质类型下,两种方程的直达波的到时和主频振荡形态基本一致,说明数值离散格式在水体内的传播部分具有良好的一致性;相同底质条件下,流固耦合方程得到的波形振幅整体小于声波方程结果,表明有限 Q 黏弹性衰减、声能泄漏和模式转换会削弱水层接收信号的能量。不同底质之间,随着底质由泥质、粉砂质向砂质变化,主能量包及后续波列的局部振幅整体呈增大趋势,说明 Q 值增大使介质吸收减弱,接收点处保留的有效声能相对增强。

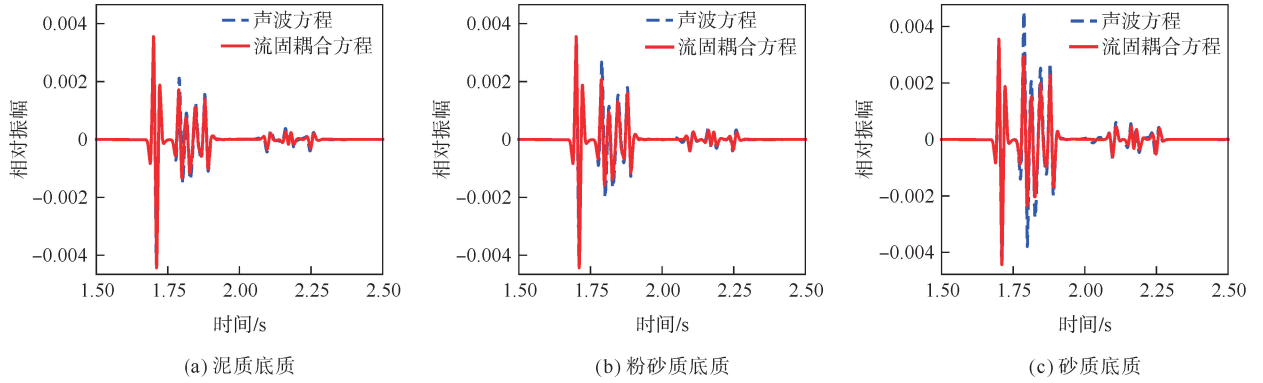


图 7 三种底质模型距声源 2.5 km 处由声波方程与流固耦合方程得到的时间波形对比 (1.5~2.5 s)

Fig. 7 Comparison of time-domain waveforms (1.5~2.5 s) at a range of 2.5 km from the sound source for three seabed models obtained using the acoustic wave equation and the fluid-solid coupling equation

在同一接收点上对声压记录进行快速傅里叶变换,可以得到三种底质下声波方程与流固耦合方程在 0~100 Hz 频带内的频谱,如图 8 所示。对比可见,两类方程得到的主要能量频带基本一致,能量主要集中在 10~65 Hz 范围内,但局部谱峰幅值和谱谷位置存在差异。相同底质条件下,流固耦合方程得到的频谱振幅在部分频段低于声波方程结果,说明海底剪切响应、纵横波模式转换和有限 Q 黏弹性衰减会改变接收信号的频谱结构,并对部分频率成分产生削弱作用。从不同底质之间的对比来看,随着底质由泥质、粉砂质向砂质变化,主能量频带内的谱峰幅值整体呈增大趋势,表明底质吸收逐渐减弱,接收点处保留的频域能量相对增强。该现象主要与品质因子 Q 增大有关,同时也可能受到界面反射特性差异的调制。

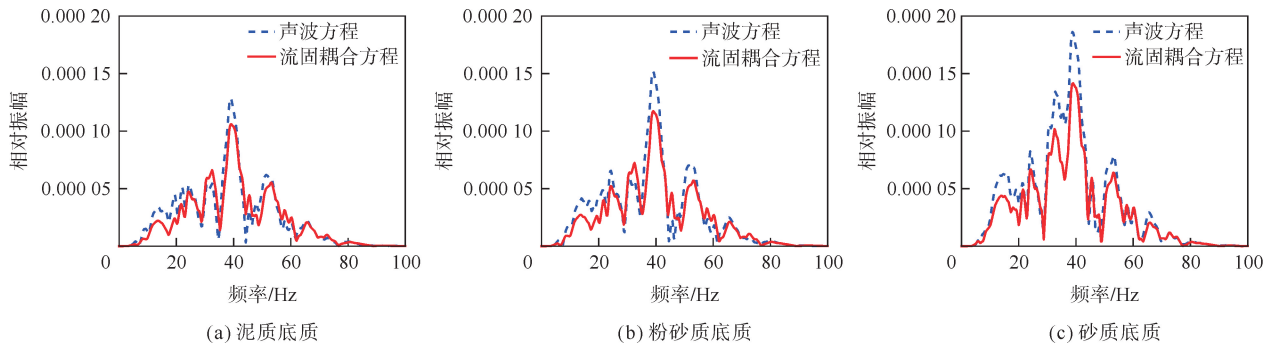


图 8 三种底质模型距声源 2.5 km 处由声波方程与流固耦合方程得到的频谱对比

Fig. 8 Comparison of amplitude spectra at a range of 2.5 km from the sound source for three seabed models, obtained using the acoustic wave equation and the fluid-solid coupling equation

为在更大传播范围内定量刻画不同底质类型对声波能量传播的影响,分别在 20、30 和 40 Hz 三个频率抽取 0~5 km 范围内的单频传播损失曲线,并分别对比声波方程与流固耦合方程的结果(图 9~11)。整体来看,三种底质条件下的传播损失曲线均呈明显峰谷起伏,且随距离变化并不表现为简单单调增大,说明水平层状浅海波导中的声场分布受海面-海底反射、多路径传播及相干叠加的共同影响。近距离段曲线起伏较强,两类方程结果差异相对较小;进入中远距离段后,两类方程的差异逐渐显现。

相同底质条件下,对比两种控制方程可见,流固耦合方程在多数中远距离段给出的传播损失大于声波方程结果,表明海底弹性响应、纵横波模式转换和黏弹性衰减会增强声能向海底的泄漏与耗散。局部距离处两类曲线存在交叉,主要与单频多路径相干叠加和界面反射相位变化有关,不能简单理解为某一模型整体能量损失更强。

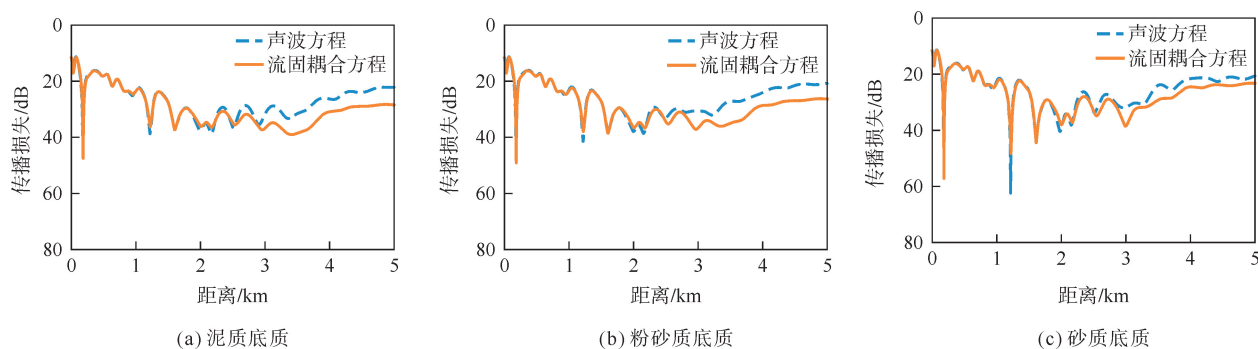


图 9 三种底质模型分别用声波方程和流固耦合方程计算的频率为 20 Hz 的传播损失仿真曲线

Fig. 9 Simulated transmission loss curves at a frequency of 20 Hz for three seabed models computed using the acoustic wave equation and the fluid-solid coupling equation respectively

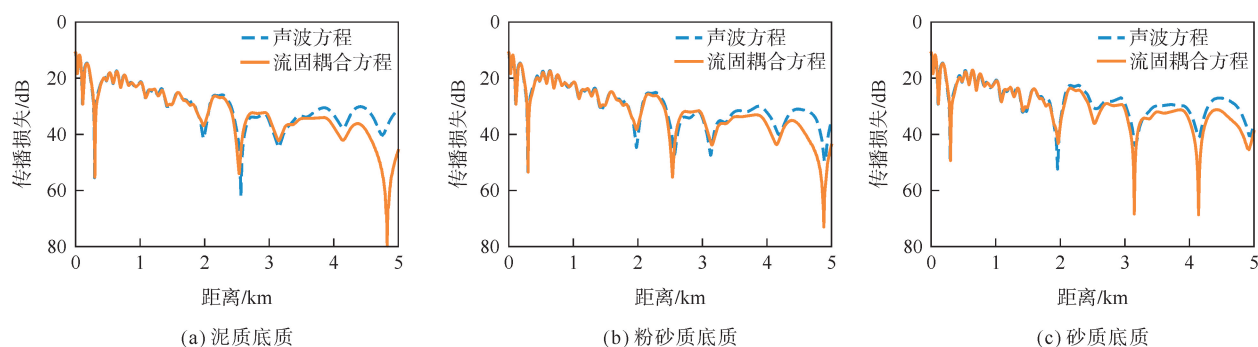


图 10 三种底质模型分别用声波方程和流固耦合方程计算的频率为 30 Hz 的传播损失仿真曲线

Fig. 10 Simulated transmission loss curves at a frequency of 30 Hz for three seabed models computed using the acoustic wave equation and the fluid-solid coupling equation respectively

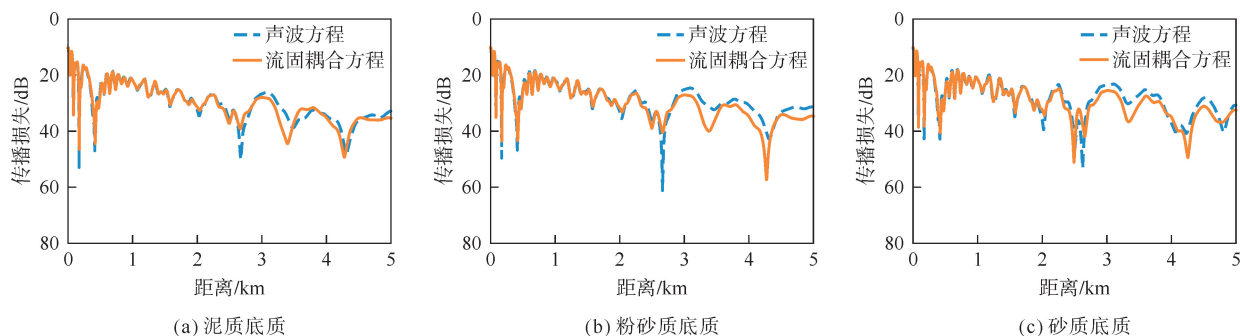


图 11 三种底质模型分别用声波方程和流固耦合方程计算的频率为 40 Hz 的传播损失仿真曲线

Fig. 11 Simulated transmission loss curves at a frequency of 40 Hz for three seabed models computed using the acoustic wave equation and the fluid-solid coupling equation respectively

从频率变化来看,随着频率由 20 Hz 升高至 30 和 40 Hz,传播损失曲线的局部起伏更加密集,峰谷结构更为复杂,说明较高频率下声场对海底界面反射条件、介质吸收和多路径干涉更加敏感。已有研究表明,频率升高会使传播损失起伏更加明显,并使相邻声影区间距减小^[21],这与本研究不同频率下传播损失

曲线的变化特征基本一致。

从不同底质之间的对比来看,随着底质由泥质、粉砂质向砂质变化,传播损失曲线整体受到品质因子 Q 、海底反射特性及流固界面模式转换等因素共同影响。其中,品质因子 Q 增大对应介质黏弹性吸收减弱,使水层中有效声能衰减相对减小;但由于单频声场中多路径传播、海底反射相位和相干叠加作用明显,不同底质之间的曲线差异并不表现为严格单调变化。总体而言,水平层状模型结果表明,底质 Q 值、声波频率、海底弹性响应、模式转换和黏弹性衰减共同控制传播损失分布;相比传统声波方程,流固耦合方程能够更完整地反映海底介质弹性响应和能量耗散机制对声场传播的影响。

3 结论

1) 均匀海水模型实验结果表明,采用声波-黏弹性波流固耦合方程推导的交错网格有限差分格式,在自由表面与 PML 吸收边界条件下,计算得到的传播损失曲线与理论扩散公式高度一致,说明本研究方法在纯流体极限下具有良好的精度与可靠性,可作为后续复杂海底模型正演模拟的数值基础。

2) 在典型水平层状海水-沉积层模型中,流固耦合方程在多数中远距离段得到的传播损失整体略高于声波方程结果。对比时域波形与频谱可以看出,沉积层中的黏弹性耗散及纵横波模式转换会增加能量损失,传统声波方程主要描述等效流体介质中的纵波传播,难以体现沉积层剪切响应、横波传播、纵横波模式转换及有限 Q 黏弹性衰减的影响;而流固耦合方程能够进一步刻画声能向海底介质的泄漏、转换和耗散过程。

3) 三种典型底质,即泥质、粉砂质和砂质的对比结果表明,底质品质因子 Q 是影响黏弹性吸收的重要参数。随着底质由泥质、粉砂质向砂质变化, Q 值整体增大,介质吸收减弱,接收波形和主能量频带内的谱峰幅值整体增大,说明底质黏弹性衰减差异会影响水层接收信号能量。但传播损失曲线并不表现为严格单调变化,其局部峰谷、曲线交叉和不同底质间差异还受到多路径干涉、海底反射相位、界面反射特性以及流固界面模式转换等因素共同影响。由此说明,底质类型对声场传播的影响并非由单一 Q 值控制,而是黏弹性吸收、界面反射、剪切响应和流固耦合效应共同作用的结果。

本研究目前主要基于水平两层模型开展典型底质声场预报分析,未来工作将现有方法扩展至多层起伏界面模型,更系统地研究不规则海底地形和多界面组合对声传播损失的影响。

参考文献:

- [1] 阳凡林,孙翠羽,赵相伟,等. 声信号探测海洋动物的研究现状和展望[J]. 山东科技大学学报(自然科学版),2007,26(5):1-6.
YANG Fanlin, SUN Cuiyu, ZHAO Xiangwei, et al. Research status and prospect in detection of marine beastie based on acoustic signal[J]. Journal of Shandong University of Science and Technology(Natural Science), 2007, 26(5):1-6.
- [2] JENSEN F B, KUPERMAN W A, PORTER M B, et al. Computational ocean acoustics[M]. New York: Springer New York, 2011.
- [3] 梁锴,陈浩然,孙上饶. VTI 介质修正声学近似 qP 波波动方程与模拟[J]. 山东科技大学学报(自然科学版),2024,43(1):53-60.
LIANG Kai, CHEN Haoran, SUN Shangrao. Wave equation and numerical simulation for qP wave in VTI media with modified acoustic approximation[J]. Journal of Shandong University of Science and Technology(Natural Science), 2024, 43(1):53-60.
- [4] HIGGINS A, SIDERIUS M. Underwater acoustic propagation and scattering from a dynamic rough sea surface using the finite-difference time-domain method[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2024, 156(1):119-136.
- [5] YEE K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1966, 14(3):302-307.
- [6] 朱嘉慧,吴金荣,侯倩男,等. 柱坐标系下浅海传播声场时域有限差分预报方法[J]. 声学技术, 2024, 43(2):163-171.
ZHU Jiahui, WU Jinrong, HOU Qiannan, et al. Acoustic propagation field prediction in shallow water using finite-difference time-domain method in a cylindrical coordinate system[J]. Technical Acoustics, 2024, 43(2):163-171.
- [7] KORDE U A. Propagation of underwater wave groups in a compressible ocean coupled with an elastic seafloor[J/OL].

- Journal of Fluid Mechanics, 2024, 996: A18. DOI: 10. 1017/jfm. 2024. 682.
- [8] CARCIONE J M, HELLE H B. The physics and simulation of wave propagation at the ocean bottom[J]. Geophysics, 2004, 69(3): 825-839.
- [9] ZHANG J F. Wave propagation across fluid-solid interfaces: A grid method approach[J]. Geophysical Journal International, 2004, 159(1): 240-252.
- [10] LOMBARD B, PIRAUX J. Numerical treatment of two-dimensional interfaces for acoustic and elastic waves[J]. Journal of Computational Physics, 2004, 195(1): 90-116.
- [11] SOARES J D. Coupled numerical methods to analyze interacting acoustic-dynamic models by multidomain decomposition techniques[J/OL]. Mathematical Problems in Engineering, 2011(1). DOI: 10. 1155/2011/245170.
- [12] 吴建鲁, 吴国忱, 王伟, 等. 基于等效交错网格的流固耦合介质地震波模拟[J]. 石油地球物理勘探, 2018, 53(2): 272-279.
- WU Jianlu, WU Guochen, WANG Wei, et al. Seismic forward modeling in fluid-solid media based on equivalent staggered grid scheme[J]. Oil Geophysical Prospecting, 2018, 53(2): 272-279.
- [13] QU Y M, GUAN Z, LI J L, et al. Fluid-solid coupled full-waveform inversion in the curvilinear coordinates for ocean-bottom cable data[J]. Geophysics, 2020, 85(3): R113-R133.
- [14] LI Q Y, WU G C, JIA Z F, et al. Full-waveform inversion in acoustic-elastic coupled media with irregular seafloor based on the generalized finite-difference method[J]. Geophysics, 2023, 88(2): T83-T100.
- [15] YU P F, GENG J H, LI X B, et al. Acoustic-elastic coupled equation for ocean bottom seismic data elastic reverse time migration[J]. Geophysics, 2016, 81(5): S333-S345.
- [16] SUN M M, JIN S G. Multiparameter elastic full waveform inversion of ocean bottom seismic four-component data based on a modified acoustic-elastic coupled equation[J/OL]. Remote Sensing, 2020, 12(17). DOI: 10. 3390/rs12172816.
- [17] 刘光照, 毛士博, 宋鹏, 等. 基于声波-黏弹性波流固耦合方程的多参数全波形反演[J]. 石油地球物理勘探, 2025, 60(3): 700-709.
- LIU Guangzhao, MAO Shibo, SONG Peng, et al. Multi-parameter full waveform inversion based on fluid-solid coupling equations of acoustic-viscoelastic waves[J]. Oil Geophysical Prospecting, 2025, 60(3): 700-709.
- [18] YANG X J, HUANG J P, SHEN Y, et al. Elastic reverse time migration using an efficient and accurate adaptive variable grid discretization method[J]. Journal of Geophysics and Engineering, 2024, 21: 1463-1476.
- [19] VIRIEUX J. SH-wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress finite-difference method[J]. Geophysics, 1984, 49(11): 1933-1957.
- [20] LEVANDER A R. Fourth-order finite-difference P-SV seismograms[J]. Geophysics, 1988, 53(11): 1425-1436.
- [21] 刘力溟, 冯伟佳, 计方, 等. 典型浅海环境参数对声传播损失影响及试验验证[J]. 数字海洋与水下攻防, 2024, 7(3): 246-252.
- LIU Liming, FENG Weijia, JI Fang, et al. Effects and experimental verification of typical shallow sea environmental parameters on acoustic transmission loss[J]. Digital Ocean and Underwater Defense, 2024, 7(3): 246-252.

(责任编辑: 高丽华)