doi: 10.11720/wtyht.2026.1376
梁田, 孙成禹, 黄宏宇. 海洋模型参数对 Scholte 波频散特性的影响[J]. 物探与化探, 2026, 50(2): 355-365. https://doi.org/10.11720/wtyht.2026.1376
Liang T, Sun C Y, Huang H Y. Influence of marine model parameters on the dispersion characteristics of Scholte waves[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2026, 50(2): 355-365. https://doi.org/10.11720/wtyht.2026.1376

海洋模型参数对 Scholte 波频散特性的影响

梁田, 孙成禹, 黄宏宇
(中国石油大学(华东)地球科学与技术学院, 山东 青岛 266580)

摘 要: Scholte 波是在流固界面产生的面波, 携带丰富的海底信息, 在传播过程中存在频散现象, 其传播特征受海水及海底参数控制。为研究不同海洋环境对 Scholte 波的影响, 首先基于层状海底模型推导了 Scholte 波的频散特征方程, 然后采用交错网格有限差分法对多种较为典型的海洋模型进行正演模拟, 并利用互相关相移法分析研究了理论 Scholte 波波场的频散特性。分析结果表明: 当海水深度增加时, Scholte 波频散特征减弱; Scholte 波对横波速度的变化十分敏感, 介质的横波速度对 Scholte 波频散特征有明显影响, 当固体介质层横波速度减小时, Scholte 波的频散现象更加明显, 其能量和频散曲线形态发生明显改变。

关键词: Scholte 波; 频散特性; 数值模拟; 海洋地震勘探
中图分类号: P31; P631.4 **文献标识码**: A **文章编号**: 1000-8918(2026)02-0355-11

0 引言

近年来, 随着海洋地震勘探技术不断发展, 海洋油气资源的勘探受到越来越多的重视。面波的频散特征受速度结构控制, 因此可以通过研究频散曲线来研究地下速度结构特征[1]。海水层及其海底沉积层使得海水层中的地震波场与陆上地震波场存在差异。海底的介质条件和观测环境特殊, 自由表面、海水层、地壳结构和海底地形的存在使得地震波在传播过程中发生复杂的反射和折射现象; 海底地震记录的波型种类多、波场特征复杂, 会产生多次波, 如鸣震、鬼波、层间多次波等, 这些干扰严重影响了海洋勘探, 因此, 在成像和反演时需要针对各类波型特征进行压制或利用[2]。Scholte 波是一种沿流-固分界面传播的表面波, 在传播过程中存在频散现象[3], 传播特征受水深和海底沉积物的影响。在油气勘探中, 面波也可作为有用信号来反演速度。研究 Scholte 波的频散特性对海底参数反演、目标定位等具有重要意义, 有助于更好地指导海底工程建设[4]。

1947 年, Scholte[5] 发现在流-固界面处传播的面波, 该波是一种沿着固-液界面传播的 P-SV 波[6]。自此, 各学者对 Scholte 波的研究就没有中断过。1952 年, Biot[7] 考虑到了均匀半无限弹性固体介质上覆的流体层, 推导了 Scholte 波的基本频散方程。1964 年, Harkrider[8] 在 Haskell 传递矩阵理论的基础上建立了流体层和固体层之间的传递关系。1993 年, Qi[9] 推导了 Scholte 波相速度频散方程。2011 年, 基于 Scholte 波的特征方程, Vinh 等[10] 讨论了流、固介质密度与 Scholte 波波速的关系。2016 年, 祝捍皓等[11] 以声能流为研究对象提出基于半无限介质海底模型的 Scholte 波的求解方法, 并结合简正波理论分析了 Scholte 波的质点运动轨迹和质点位移的传播特性。随后, Zhang 等[12] 使用传递矩阵法建立了粘弹性水平层状海底介质的 Scholte 波频散方程, 研究发现 Scholte 波频散曲线对水下底层介质的横波速度变化十分敏感。

Scholte 波的频散特性对横波速度很敏感, 众多学者根据这一特性反演海底横波速度结构, 利用在浅海区获得的 Scholte 波数据进行了海底横波速度结构成像[13-15]。这一方法的前提是准确描述 Scholte 波在海底流-固界面处的传播。为详细研究 Scholte

收稿日期: 2025-10-16; **修回日期**: 2025-12-17
基金项目: 国家自然科学基金项目 (42574157)
第一作者: 梁田(2001-), 女, 硕士在读, 主要研究方向为地震波传播理论研究、地震波场正演研究。Email: 1148622619@qq.com
通讯作者: 孙成禹(1968-), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事地震勘探方面的教学和科研工作。Email:suncy@upc.edu.cn

波的频散特征，国内外众多学者建立了各种海底模型展开研究。1993 年，Hassan 等[16] 建立了含沉积层的半无限弹性海底模型，分析了海底沉积层对 Scholte 波频散特性的影响。邵广周[17] 分析了上覆两层、三层液体层及低速夹层的固体层状海洋模型的 Scholte 波频散曲线。罗夏云等[18] 基于 Pekeris 海洋声场模型分析了环境参数对 Scholte 波传播特性的影响。于鹏飞等[19] 设计 6 层海水−海底分层模型，推导 Scholte 波频散方程，采用谱元法数值模拟分析了海水深度及海底沉积物物性对 Scholte 波频散特征的影响，并基于东海实际海底与理论计算结果进行对比验证。Wu 等[20] 采用交错网格有限差分法，结合频散方程解和数值模拟结果研究海底参数对 Scholte 波基阶和高阶模态能量分布的影响。

海底层作为地震波在海洋中传播的重要介质，对地震波的传播规律与产生机制的影响极其重要。在实际海洋环境中，海底是复杂的非均匀介质，因此，沉积层对 Scholte 波的影响不容忽视。但目前关于 Scholte 波的研究大多基于半无限弹性海底模型[4,11] 或半无限海底上覆盖单一沉积层等模型[19]，基于此，本文针对海底上覆盖弹性沉积层建立不同的海洋环境模型，利用传递矩阵法推导了层状海底模型条件下 Scholte 波的频散方程，在正演结果上加入解析解，有效验证了频散公式的正确性，研究了海底分界面的 Scholte 波传播特性，并分析不同海底沉积层的弹性参数对 Scholte 波传播特性的影响。研究结果可为海洋地震勘探技术及海底工程提供一定的应用价值。

1　基本原理

1.1　Scholte 波及其频散方程推导

Scholte 波频散曲线正演方法主要分为两类，本文利用传递矩阵法推导 Scholte 波的频散公式。建立如图 1 所示的层状海洋模型，海平面以上为真空，中间为海水层，海底界面以下为弹性固体层，各层参数均为已知，其中 v_{P} 为纵波速度，v_{S} 为横波速度，

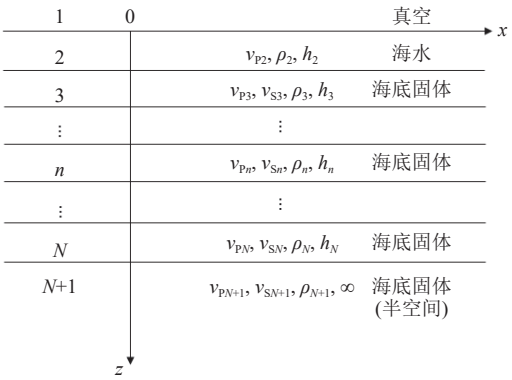


图 1　层状海洋模型

Fig. 1　The horizontally layered seabed model

ρ_i为介质密度，h 为层厚度；在 x-z 方向的直角坐标系中，假设原点位于海水表面，x 轴沿海面水平延伸，z 轴垂直向下。

模型有 3 种主要边界条件，这些边界条件约束了 P 波与 SV 波的传播。根据边界条件可以推导出频散方程，得到第i层各波的位函数φ和ψ的表达式：

$$\begin{cases}\varphi^{(i)} = A_1^{(i)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}[\omega t-(\xi x+dz)]} + A_2^{(i)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}[\omega t-(\xi x-dz)]} = \\ \qquad (A_1^{(i)}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}dz} + A_2^{(i)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}dz})\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\xi x)}, \\ \psi^{(i)} = B_1^{(i)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}[\omega t-(\xi x+sz)]} + B_2^{(i)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}[\omega t-(\xi x-sz)]} = \\ \qquad (B_1^{(i)}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}sz} + B_2^{(i)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}sz})\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\xi x)},\end{cases} \tag{1}$$

$$\xi = k_{\mathrm{P}}\sin\alpha = k_{\mathrm{S}}\sin\beta = \omega q。 \tag{2}$$

式中：A、B分别表示 P 波和 SV 波的位移位振幅，下标 1 表示下行波，下标 2 表示上行波；α、β分别为纵波射线、横波射线与法线的夹角；ω为频率；ξ为水平波数；k_{P}、k_{S}分别为沿 P 波和 SV 波传播方向的波数；d、s 分别为k_{P}、k_{S}在垂直方向上的分量；q为水平慢度，波在层间传播过程中q为常数。

令 $P = dh$，$Q = sh$，对位函数表达式进行推导，令式 (1) 中$z = h$，可以得到第 i 层底面的位移和应力值$[u^{(i)}, w^{(i)}, \sigma_{zz}^{(i)}, \tau_{zx}^{(i)}]^{\mathrm{T}}$，其表达式为

$$\begin{bmatrix} u^{(i)} \\ w^{(i)} \\ \sigma_{zz}^{(i)} \\ \tau_{zx}^{(i)} \end{bmatrix} = \boldsymbol{F}_h^{(i)} \begin{bmatrix} A_1^{(i)} + A_2^{(i)} \\ A_1^{(i)} - A_2^{(i)} \\ B_1^{(i)} - B_2^{(i)} \\ B_1^{(i)} + B_2^{(i)} \end{bmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\xi x)}, \tag{3}$$

$$\boldsymbol{F}_h^{(i)} = \begin{bmatrix} -\mathrm{j}\xi\cos P & -\xi\sin P & \mathrm{j}s\cos Q & \mathrm{s}\sin Q \\ -d\sin P & -\mathrm{j}d\cos P & -\xi\sin Q & -\mathrm{j}\xi\cos Q \\ -(\lambda k_{\mathrm{P}}^2 + 2\mu d^2)\cos P & \mathrm{j}(\lambda k_{\mathrm{P}}^2 + 2\mu d^2)\sin P & -2\mu\xi s\cos Q & 2\mathrm{j}\mu\xi s\sin Q \\ 2\mathrm{j}\mu d\xi\sin P & -2\mu d\xi\cos P & -\mathrm{j}\mu(s^2-\xi^2)\sin Q & \mu(s^2-\xi^2)\cos Q \end{bmatrix}。 \tag{4}$$

式中：λ、μ 为弹性拉梅常数。第$i-1$层的底面同时也是第i层的顶界面，其位移和应力是相等的，代入式 (3) 得到第$i-1$层底面的位移和应力表达式。通过层间连续性条件，即可得到第$i-1$层底面和第i层底面之间的位移和应力关系：

$$\begin{bmatrix} u^{(i)} \\ w^{(i)} \\ \sigma_{zz}^{(i)} \\ \tau_{zx}^{(i)} \end{bmatrix} = \boldsymbol{F}_h^{(i)}(\boldsymbol{F}_0^{(i)})^{-1} \begin{bmatrix} u^{(i-1)} \\ w^{(i-1)} \\ \sigma_{zz}^{(i-1)} \\ \tau_{zx}^{(i-1)} \end{bmatrix}。 \tag{5}$$

递推可得到各层底面的位移和应力之间的关系:

$$\begin{bmatrix} A_1^{(n)}+A_2^{(n)} \\ A_1^{(n)}-A_2^{(n)} \\ B_1^{(n)}-B_2^{(n)} \\ B_1^{(n)}+B_2^{(n)} \end{bmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-\xi x)} = (\boldsymbol{F}_0^{(n)})^{-1}\boldsymbol{F}_h^{(n-1)}(\boldsymbol{F}_0^{(n-1)})^{-1}\cdot$$

$$\boldsymbol{F}_h^{(n-2)}(\boldsymbol{F}_0^{(n-2)})^{-1}\cdots\boldsymbol{F}_h^{(4)}(\boldsymbol{F}_0^{(4)})^{-1}\begin{bmatrix} u^{(3)} \\ w^{(3)} \\ \sigma_{zz}^{(3)} \\ \tau_{zx}^{(3)} \end{bmatrix}。\tag{6}$$

第 2 层与第 3 层的界面为流体−固体分界面, 该界面满足法向应力连续、法向位移连续、切向应力为零的边界条件:

$$\begin{cases} w^{(3)}\Big|_{z=0} = w^{(2)}\Big|_{z=h_2}, \\ \sigma_{zz}^{(3)}\Big|_{z=0} = \sigma_{zz}^{(2)}\Big|_{z=h_2}, \\ \tau_{zx}^{(3)}\Big|_{z=0} = 0。 \end{cases}\tag{7}$$

在第 2 层与第 1 层界面处(空气层与海水层的交界面), 由于海面为自由表面, 边界条件正应力为 0, $\sigma_{zz}^{(1)}\Big|_{z=0}$; 第 2 层中无横波, 于是在第 2 层中 $B_1^{(2)} = B_2^{(2)} = 0$。代入边界条件求解, 可得到 Scholte 波的频散方程。

1.2　流−固耦合介质的波动方程有限差分解

地震波场数值模拟在研究复杂地质构造方面发挥着重要作用, 主要方法有射线追踪法、有限差分法和谱元法等。在开展流−固耦合界面地震波数值模拟时, 传统模拟方法假定流体是横波速度为零的固体, 没有保证流−固界面条件的正确实施。本文应用针对流−固界面的交错网格仿真型有限差分(mimetic finite-difference, MFD)正演模拟方法, 使用二阶有限差分格式计算时间导数, 采用分区模拟方法, 在流体区域和固体区域分别使用一阶声压−速度声波方程和一阶应力−速度弹性波方程模拟地震波的传播。同时, 引入 MFD 方法处理流体自由表面条件和流−固界面条件, 这样既满足波动方程和边界条件, 又使得边界附近和区域内部达到相同的模拟精度。

流体中没有切向应力, 在各向同性非均质情况下, 一阶声压−速度形式声波方程表示为

$$\begin{cases} \rho^{\mathrm{f}}\dot{v}_i^{\mathrm{f}} + \partial_i p = 0, \\ \dot{p} + \kappa\partial_i v_i^{\mathrm{f}} = s^{\mathrm{f}}, \end{cases}\tag{8}$$

式中: ρ^{f}为流体密度; v_i^{f}为质点速度的 i 方向分量; p 为声压; $\kappa = \rho^{\mathrm{f}}\left(v_p^{\mathrm{f}}\right)^2$, 为体积模量; s^{f}为震源函数; 变量上方黑点代表时间一阶导数; ∂_i表示变量在空间 i 方向的一阶导数; 上标 f 表示流体区域; 下标$i \in \{x,y,z\}$。

流体自由表面条件要求界面上的声压为零, 即 $p=0$, 结合式 (8), 可以得到流体表面质点速度空间导数间的约束关系:

$$\frac{\partial v_z^{\mathrm{f}}}{\partial z} = -\frac{\partial v_x^{\mathrm{f}}}{\partial x} - \frac{\partial v_y^{\mathrm{f}}}{\partial y}。\tag{9}$$

流−固界面条件要求界面上牵引力和质点速度法向分量连续, 即

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n} = -p\boldsymbol{n}, \\ \boldsymbol{v}^{\mathrm{f}}\cdot\boldsymbol{n} = \boldsymbol{v}^{\mathrm{s}}\cdot\boldsymbol{n}, \end{cases}\tag{10}$$

式中: 第一个方程为牵引力连续性条件; 第二个方程为质点速度法向分量连续性条件; $\boldsymbol{n} = (n_1,n_2,n_3)^{\mathrm{T}}$, 是垂直于界面的单位向量; $\boldsymbol{v}^{\mathrm{f}} = \left(v_x^{\mathrm{f}},v_y^{\mathrm{f}},v_z^{\mathrm{f}}\right)$, 表示流体区域质点速度; $\boldsymbol{v}^{\mathrm{s}} = \left(v_x^{\mathrm{s}},v_y^{\mathrm{s}},v_z^{\mathrm{s}}\right)$, 表示固体区域质点速度; $\boldsymbol{\sigma}$为对称应力张量:

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}。\tag{11}$$

水平的流−固耦合界面的法线方向就是垂直方向, 因而式 (10) 可以化简为

$$\begin{cases} \sigma_{xz} = 0, \\ \sigma_{yz} = 0, \\ \sigma_{zz} = -p, \end{cases}\tag{12}$$

$$v_z^{\mathrm{f}} = v_z^{\mathrm{s}}。\tag{13}$$

此时, 单位向量 $\boldsymbol{n}$=$(0,0,1)^{\mathrm{T}}$。

弹性波动由运动方程和弹性本构方程控制, 表示为

$$\begin{cases} \rho^{\mathrm{s}}\dot{v}_i^{\mathrm{s}} = \partial_j\sigma_{ij} + s_i^{\mathrm{s}}, \\ \dot{\sigma}_{ij} = \frac{1}{2}C_{ijkl}\left(\partial_l v_k^{\mathrm{s}} + \partial_k v_l^{\mathrm{s}}\right), \end{cases}\tag{14}$$

式中: 上标 s 表示固体区域; σ_{ij}为应力张量; s_i^{s}为震源函数; C_{ijkl}为弹性张量, 当介质为各向异性时, C_{ijkl}包含 21 个独立弹性系数, 而对于各向同性介质, C_{ijkl}只包含两个独立的弹性系数。

结合分区模拟方法和 MFD 方法, 在流体区域和固体区域分别使用声波方程和弹性波方程模拟地震波传播。通过 MFD 方法实施两种界面条件, 使用交错网格有限差分算子和 MFD 算子, 可得二维声波方程和弹性波方程的离散格式(见附录 A), 随后添加仿真型变量到界面上应力(声压)变量所在位置, 根据流体自由表面条件和流−固界面条件推导出仿真型变量的更新公式。

2　数值实验

2.1　海水深度对 Scholte 波频散特性的影响

2.1.1　模型设置及模拟结果

模型大小(宽×深)设置为 3 000 m×1 500 m; 震源子波为主频 30 Hz的 Ricker 子波, 置于模型中间, 震

源水深 1 m, 时间采样间隔 1 ms, 记录时长为 1 s。根据海水层的不同层深, 共设置了 3 个模型, 模型的弹性参数见表 1。

表 1　模型弹性参数

Table 1　Elastic parameters of model

层序	层深/m	v_P/(m·s^{-1})	v_S/(m·s^{-1})	ρ/(kg·m^{-3})
海水层	5, 15, 200	1 500	0	1 000
固体层1	10	2 000	800	1 800
固体层2	10	2 200	1 000	2 000
固体层3(半空间)	∞	3 000	1 500	2 300

图 2 为通过有限差分数值模拟生成的模型 2(海水层深 15 m)在 100 ms 时刻的波场快照, 从固–液界面中可以识别出 Scholte 波, 证明本文模拟的有效性。

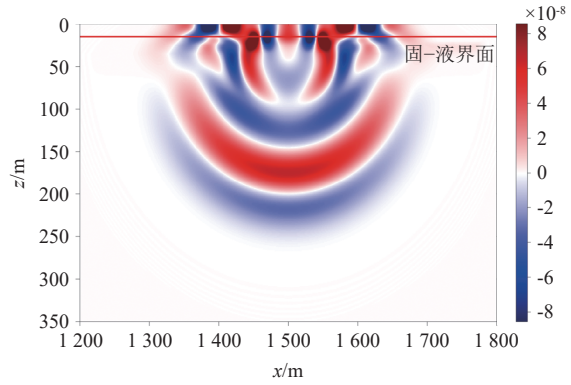
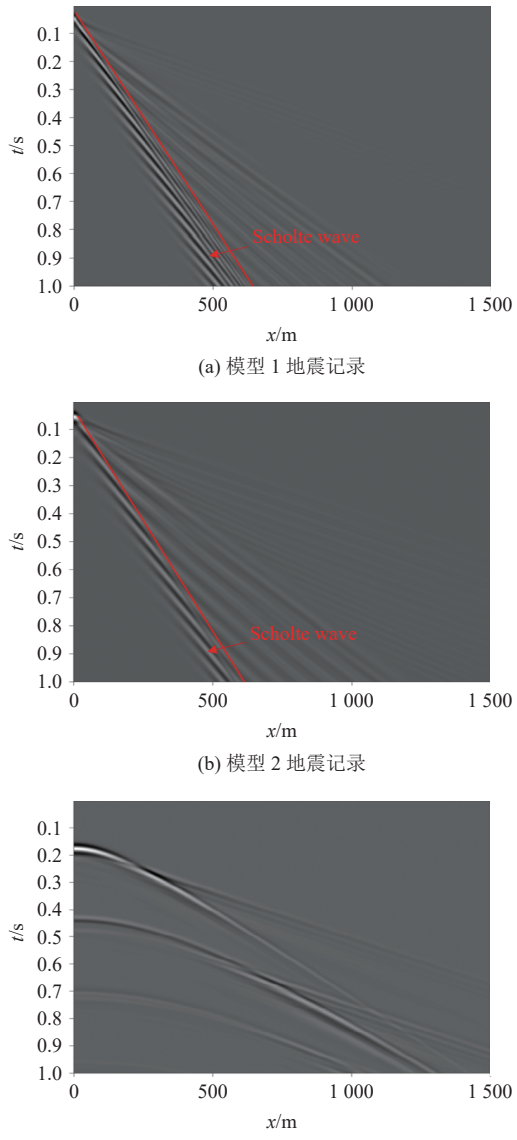


图 2　模型 2 波场快照

Fig. 2　Wave field snapshot of model 2

图 3 给出了 3 个模型弹性波数值模拟的地震记录(垂直分量): 当海水层水深为 5 m 时, Scholte 波面波在地震记录中占主导位置, 能量最强, 传播速度最慢, 呈发散的“扫帚状”(图 3a); 当海水层深度增加至 15 m 时, Scholte 波能量有所减弱, 其余波能量增强(图 3b); 海水层深度增加至 200 m 时, 无 Scholte 面波能量, 可能是因海水层过厚导致面波的能量被吸收(图 3c)。可见, Scholte 波能量随海水层厚度的增加逐渐减弱, 因此, 浅海 Scholte 波能量相较于深海环境更强。

图 4、图 5 为用互相关相移法[21]得到的模型 1、模型 2 的 Scholte 波频散成像结果, 以及在频散结果的基础上绘制出用递推法推导的 Scholte 波理论频散曲线。图 4 显示: 海水层水深 5 m 时, Scholte 波具有明显的频散特征, 在低频区域, 相速度(V_{Scholte})随着频率的增加而迅速降低, 并在高频区域逐渐趋近于某一稳定值, 该数值约为表层固体介质横波波速的 0.9 倍, 其频散谱与理论 Scholte 波频散曲线吻合较好, 验证了方法的准确性和有效性; 模型 1 水平分量上基阶 Scholte 波发育较弱, 高阶 Scholte 波频散



(a) 模型 1 地震记录

(b) 模型 2 地震记录

(c) 模型 3 地震记录

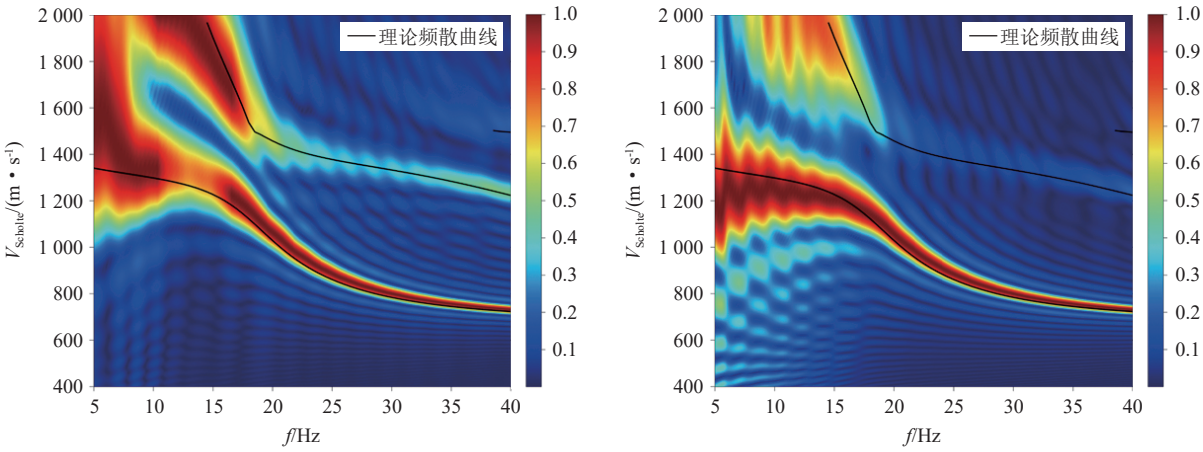
图 3　弹性波正演模拟记录

Fig. 3　Elastic wave forward modeling record

能量更为明显, 而垂直分量的基阶 Scholte 波发育最强, 高阶能量发育较弱。图 5 显示: 当海水层水深增加至 15 m 时, Scholte 波基阶能量减弱, 但高阶模态能量明显增强, 海水层水深的增加使得高阶能量发育变好。对比图 4、图 5 可知, 在垂直分量上, Scholte 波的基阶频散曲线能量明显强于水平分量上的基阶能量, 高阶频散曲线能量则在水平分量上更为突出。

当水深增加至 200 m 时成像效果不好, 这可能是由于海水层厚度的增加导致 Scholte 波能量衰减, 或是由于 Scholte 面波能量低, 其余波能量增强, 干扰了成像结果。这在一定程度上表明 Scholte 波频散曲线的能量受海水层厚度的影响。

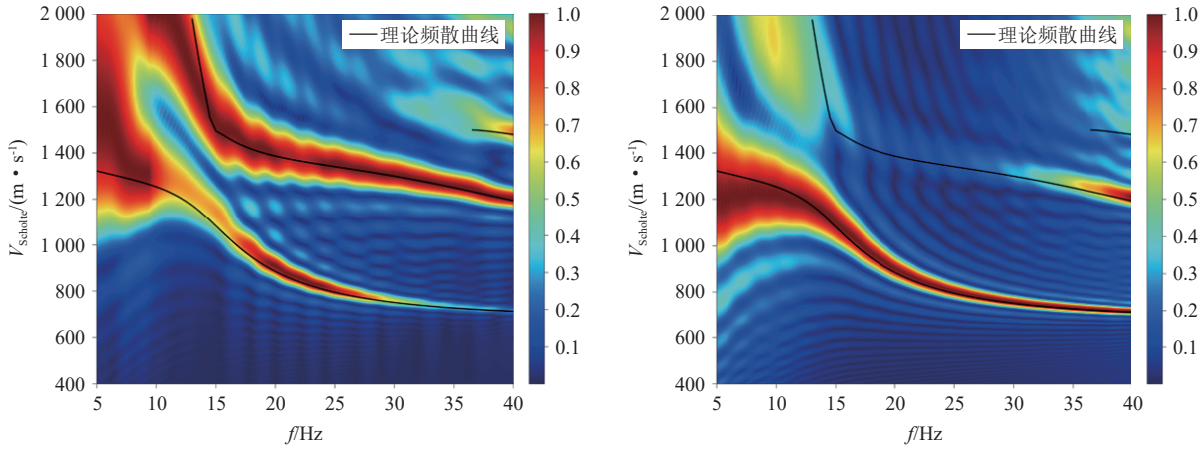
提取模型 1~模型 3 的基阶频散曲线进行分析。如图 6 所示, 当海水层厚度增加时, 低频区域频散曲



(a) 水平分量　　(b) 垂直分量

图 4　模型 1 频散成像结果

Fig. 4　Dispersion imaging for model 1



(a) 水平分量　　(b) 垂直分量

图 5　模型 2 频散成像结果

Fig. 5　Dispersion imaging for model 2

线的相速度衰减加快, 频散特征减弱, 但高频区域频散曲线趋近的稳定值不受海水厚度的影响。

2.1.2　频散曲线敏感度分析

本实验为观察任意固体介质层厚度的改变对频散曲线的影响。为对不同层位参数改变引起的各频率处 Scholte 波频散曲线的变化进行定量分析, 设计 Scholte 波相速度敏感系数$S_{V_{\text{Scholte}}}(n,f)$为

$$S_{V_{\text{Scholte}}}(n,f)=\frac{\left|V_{\text{Scholte}}(f)-V'_{\text{Scholte}}(n,f)\right|}{V_{\text{Scholte}}(f)},\qquad(15)$$

式中: $V_{\text{Scholte}}(f)$代表初始模型的 Scholte 波相速度; $V'_{\text{Scholte}}(n,f)$代表第 n 层参数改变后的 Scholte 波相速度。根据公式, 该敏感系数可以反馈 Scholte 波频散曲线相速度的改变量, 从而得出 Scholte 波频散曲线受参数改变的影响程度。

分别将模型 1~模型 3 中每层介质的厚度增加 20%, 计算变化前后的 Scholte 波频散曲线, 结果如图 7 所示。图 7a 中, 频散曲线对各层厚度变化的敏感度逐渐增大(固体层 3 除外), 在 20 Hz 附近达到最大值。当各敏感系数曲线达到峰值时, 各频散曲线相较于原模型频散曲线的相速度改变量达到最大,

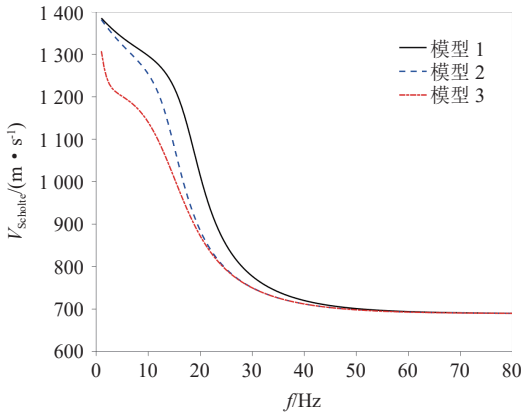
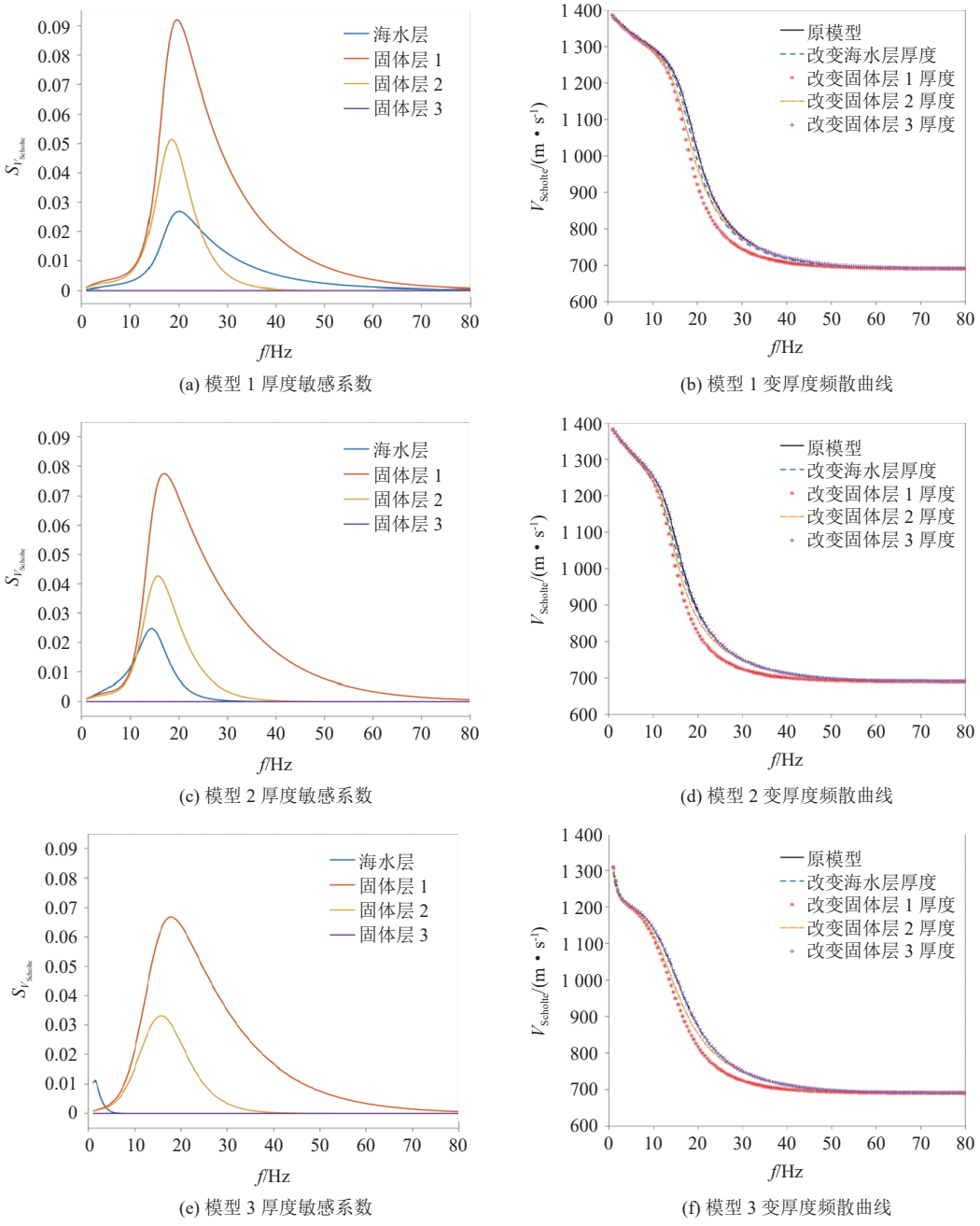


图 6　不同海水深度模型的基阶频散曲线对比

Fig. 6　Comparison of dispersion curves for different water depth models

随着频率增加，频散曲线的相速度差别逐渐减小，敏感系数也随之降低。各敏感系数曲线中，Scholte 波对固体层 1 的敏感系数大于其他层，最大达 0.09 左右，说明 Scholte 波频散曲线对固体层 1 的厚度变化最为敏感。由图 7b 可以看出，固体层 1 厚度的增加使得频散曲线相速度衰减特征更明显，与图 7a 中固体层 1 厚度的敏感系数数值最大这一现象相符；在 20 Hz 处，该频散曲线与原模型频散曲线相差达到最大，随频率的增加，两者差异逐渐减小。当海水层水深增加至 15 m 时，敏感系数变化趋势与图 7a 相似，敏感系数随频率先增加后降低。海水水深增加至 200 m，在频率小于 3 Hz 时，Scholte 波频散曲线对海水层水深的变化最敏感，随后随着频率的增加逐渐减小；当频率大于 3 Hz 时，频散曲线对固体层 1 厚度的变化最敏感，敏感系数最大值达 0.065 左右，固体层 1、固体层 2 敏感度系数分别达到最大值，之后随着频率的增加而逐渐降低。图 7 显示，各层敏感系数随频率的变化趋势相似，各模型对固体层 1(即表层固体层)的厚度变化最敏感；固体层 3 厚度的变化对频散曲线没有影响，对应的频散曲线对比图可验证这一现象。随着海水深度的增加，频散曲线对各层厚度的敏感性在不断降低，即海水深度



(a) 模型 1 厚度敏感系数　(b) 模型 1 变厚度频散曲线

(c) 模型 2 厚度敏感系数　(d) 模型 2 变厚度频散曲线

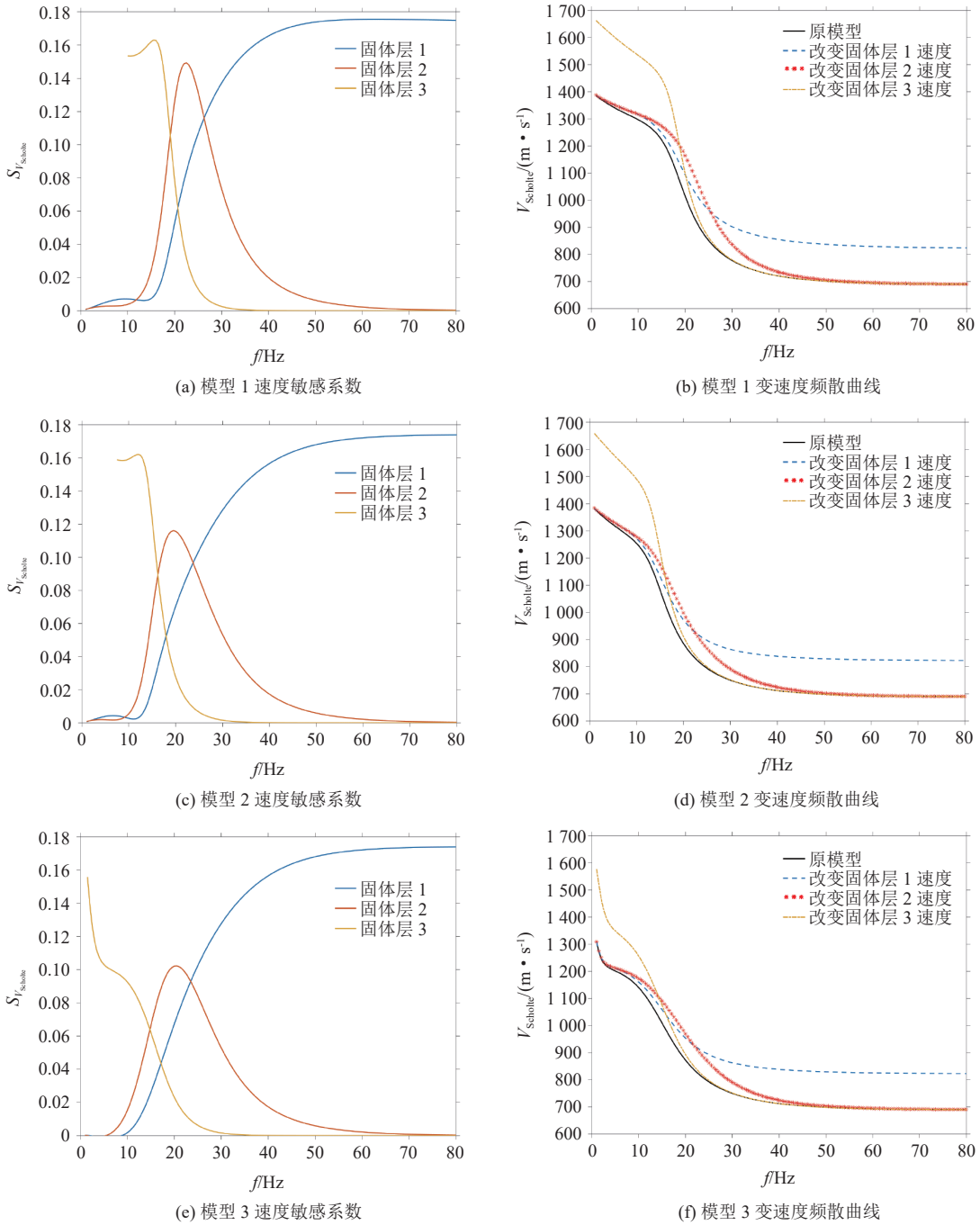
(e) 模型 3 厚度敏感系数　(f) 模型 3 变厚度频散曲线

图 7　频散曲线对厚度的敏感系数分析

Fig. 7　Sensitivity coefficient analysis of dispersion curve to thickness

增加后, 各层介质厚度的改变对频散曲线相速度变化量的影响减小。

将模型中各固体层的横波速度增加 20% 进行敏感度分析, 结果如图 8 所示。图 8a 中, 当频率小于 19 Hz 时, 固体层 3(半空间)横波速度的敏感系数值最大(0.16), 此时频散曲线与原模型频散曲线的相速度差距最大; 随着频率的增大, 频散曲线相速度差距减小, 固体层 3(半空间)横波速度的敏感系数逐渐降低, 固体层 2 的横波速度敏感系数逐渐增大, 最大值接近 0.15, 此时 Scholte 波频散曲线对固体层 2 的横波速度最敏感; 当频率大于 26 Hz 时, 固体层 1 横波速度的敏感系数最大, 此时频散曲线对固体层 1 横波速度较为敏感。由图 8b 可以看出, 固体层 1 横波速度的增加使得频散曲线与原模型频散曲线改变更大, 频散曲线相速度逐渐趋近于固体层 1 的横波速度。图 8b 中各频散曲线的变化与图 8a 中各层的速度敏感系数随频率的变化相对应。固体层 2 横波速度的增加使得频散曲线在 20 Hz 左右与原模型频散曲线相速度相差达到最大, 随频率的增加, 两者差异逐渐减小, 趋近于同一相速度。固体层 3(半空间)横



(a) 模型 1 速度敏感系数　(b) 模型 1 变速度频散曲线

(c) 模型 2 速度敏感系数　(d) 模型 2 变速度频散曲线

(e) 模型 3 速度敏感系数　(f) 模型 3 变速度频散曲线

图 8　频散曲线对横波速度的敏感系数分析(模型 1~模型 3)

Fig. 8　Sensitivity coefficient analysis of dispersion curve to the shear wave velocity(model 1-3)

波速度的增加使得频散曲线在低频阶段与原频散曲线相速度相差较大，随频率增加，在高频阶段与原频散曲线接近。图 8c 各敏感系数变化规律与图 8a 相同，其中，固体层 2 横波速度的敏感系数明显降低，最大值降至 0.12 左右。当海水水深增加至 200 m 时（图 8e），固体层 3（半空间）横波速度的改变导致的频散曲线的相速度差异随频率的增加而减小，敏感系数减小，当频率小于 15 Hz 时，Scholte 波频散曲线对固体层 3（半空间）横波速度的变化最敏感；随着频率的增加，固体层 2 横波速度的敏感系数随频率增至最大值后减小，最大值达 0.1 左右；固体层 1 横波速度的敏感系数随频率增大逐渐增大，最后趋近 0.17。对比图 8，随着海水深度的增加，频散曲线对各层横波速度的敏感性不断降低，说明海水深度的增加使得横波速度对频散曲线的影响逐渐变小。其中，固体层 2 横波速度的敏感性受海水厚度的影响最大，其敏感系数随海水深度的增加不断减小；固体层 1 横波速度的敏感性不受海水深度变化的影响，敏感系数随频率增加趋近于某一稳定值，说明固体层 1（即首层固体层）介质横波速度的变化对频散曲线的影响较大。

2.2　淤泥层对 Scholte 波频散特性的影响

2.2.1　模型设置及模拟结果

设置五层夹淤泥层海底模型（模型 4），其弹性参数如表 2 所示。模型 4 相较于模型 1 加入了 1 层厚度为 3 m 的淤泥层，探究淤泥层对 Scholte 波频散特征的影响。

图 9 为模型 4 的弹性波数值模拟地震记录，Scholte 面波主要分布在左下角低频低速区域，具有明显的频散特征。淤泥层作为粘滞性介质，对地震波的能量损耗较大。与图 3a 中模型 1 的地震记录相比，加入 3 m 的淤泥层后，Scholte 面波能量减弱，传播速度显著减小。

表 2　模型 4 弹性参数

Table 2　Elastic parameters of model of model 4

层序	层厚/m	v_P/(m·s^{-1})	v_S/(m·s^{-1})	ρ/(kg·m^{-3})
海水层	5	1 500	0	1 000
淤泥层	3	1 650	200	1 400
固体层1	7	2 000	800	1 800
固体层2	10	2 200	1 000	2 000
固体层3（半空间）	∞	3 000	1 500	2 300

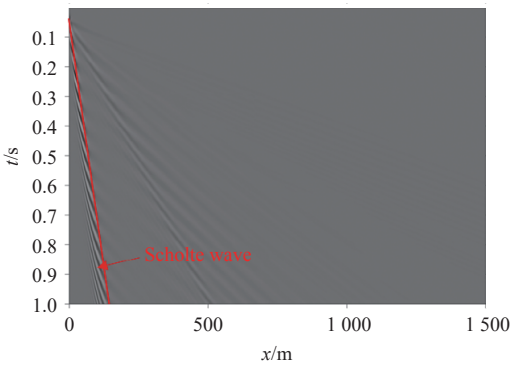


图 9　模型 4 弹性波正演模拟记录

Fig. 9　Elastic wave forward modeling record of model 4

利用互相关相移法提取的模型 4 的频散成像如图 10 所示，加入淤泥层后频散图像与理论频散曲线依旧吻合较好，证明了方法的有效性。图 10 中的 Scholte 波具有明显的频散特征，频散曲线的相速度随频率的增大逐渐衰减，直至趋近于淤泥层横波速度，且淤泥层使得 Scholte 波基阶频散曲线在低频范围的衰减更为明显、高阶频散能量发育更好。如图 10a 所示，频散曲线的形态与频散图像相比于图 4a 有明显改变，且不同阶相速度频散曲线呈现“之”字形结构，在频率为 15 Hz 处有“模式亲吻”的趋势。在实际勘探工作中，利用“之”字形结构这个特点可推断出软夹层或裂缝的大体位置。图 10b 中，基阶

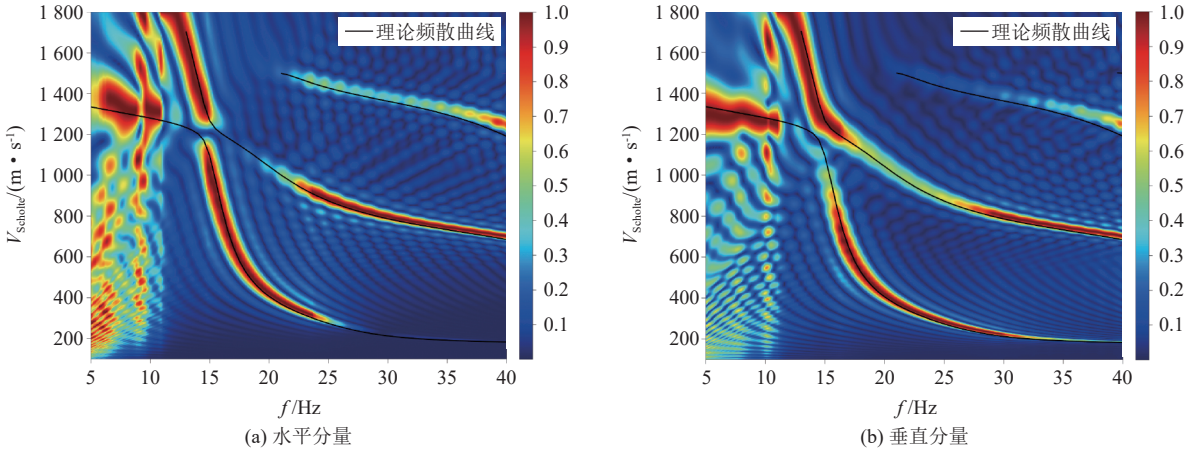


图 10　模型 4 频散成像结果

Fig. 10　Dispersion imaging for model 4

Scholte 波发育较强, 低频段发育较好, 高阶能量相较于水平分量发育较弱。这在另一方面也说明 Scholte 波频散特征受固体层横波速度的影响较大, 表层固体横波速度的改变会导致频散曲线发生变化。

2.2.2　频散曲线敏感度分析

将模型 1~模型 4 的基阶频散曲线提取并进行对比(图 11), 可知淤泥层对 Scholte 波频散特征的影响。当表层固体介质的横波速度降低时, Scholte 波频散特征更为明显, 这一现象说明横波速度对 Scholte 波的频散特征具有显著影响, 该特征可以为 Scholte 波反演提供重要参考。

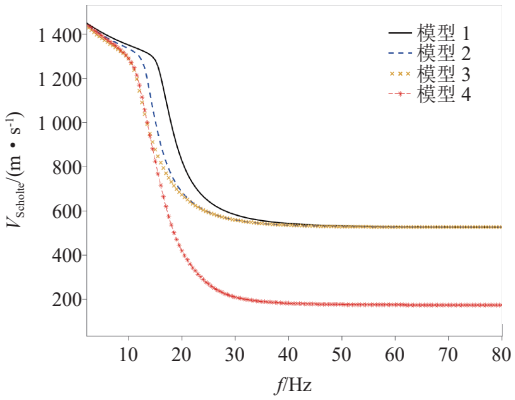
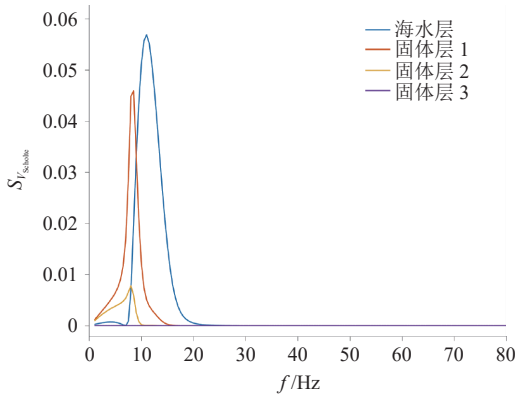


图 11　模型频散曲线对比结果

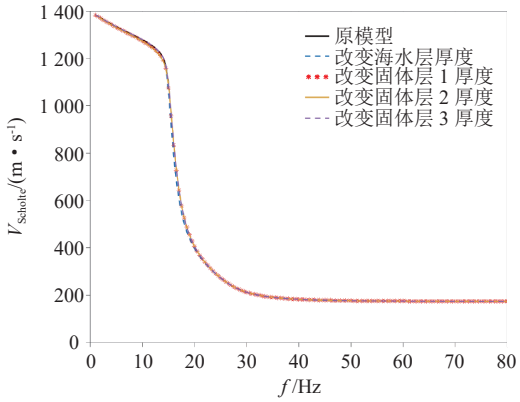
Fig. 11　Comparison of dispersion curves of models

如图 12a 所示, 将模型 4 各层厚度增加 20% 后, 除半空间外, 各层厚度的敏感系数皆随频率的增加, 敏感系数呈增长到最大值后降低的趋势; 固体层 3(半空间)厚度的变化对 Scholte 波频散曲线没有影响。图 12b 显示, 改变参数后各频散曲线与原模型频散曲线相差不大, 这与敏感系数数值小这一现象相符。当频率小于 9 Hz 时, Scholte 波频散曲线对固体层 2 厚度变化最为敏感, 敏感系数最大值约为 0.04 左右; 当频率大于 9 Hz 时, 频散曲线对固体层 1 厚度的变化更为敏感, 敏感系数最大值为 0.055 左右。与图 7 相比, 淤泥层使得各厚度的敏感系数明显减小, 敏感性降低, 即各层厚度的增加对频散曲线的影响程度减小。

将模型 4 中各固体层横波速度增加 20% 进行敏感度分析。如图 13a 所示, Scholte 波频散曲线对固



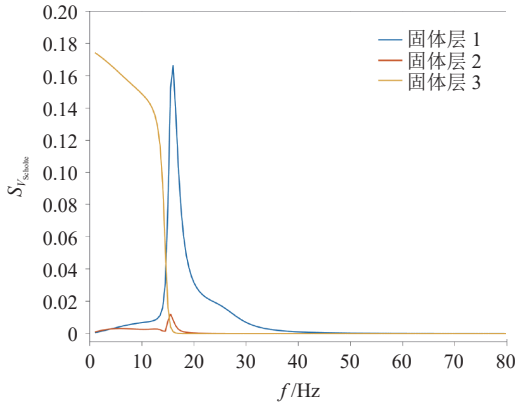
(a) 厚度敏感系数



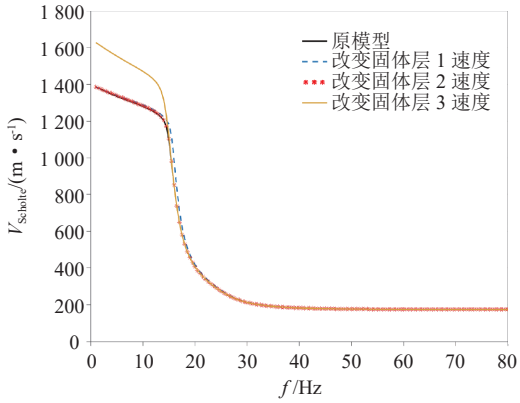
(b) 变厚度频散曲线

图 12　模型 4 频散曲线对厚度的敏感系数分析

Fig. 12　Sensitivity coefficient analysis of dispersion curve to thickness of model 4



(a) 模型 4 速度敏感系数



(b) 模型 4 变速度频散曲线

图 13　模型 4 频散曲线对横波速度的敏感系数分析

Fig. 13　Sensitivity coefficient analysis of dispersion curve to the shear wave velocity of model 4

体层 2 横波速度的变化最不敏感。固体层 3(半空间)横波速度的敏感系数随频率的增加而降低,说明固体层 3(半空间)横波速度的改变带来的频散曲线的差距逐渐减小,当频率小于 17 Hz 时,频散曲线对固体层 3(半空间)横波速度的变化最敏感,最大值约为 0.18 左右;当频率大于 17 Hz 时,固体层 1 横波速度的敏感系数最大,最大值约为 0.16 左右;达到最大值后,敏感系数随频率的增加而迅速降低。图 13b 中,改变固体层 3(半空间)横波速度后的频散曲线与原模型频散曲线相差最大,随着频率的增加,逐渐接近原模型频散曲线。与图 8 相比,淤泥层对固体层 3(半空间)敏感系数的影响较小,整体趋势不变,对其他各层敏感系数影响较大,说明淤泥层对频散曲线的相速度衰减趋势有较大影响。

3 结论及讨论

1)Scholte 波在层状介质中存在正频散现象,随着频率的增加,相速度逐渐减小至稳定值,约为表层固体介质横波速度的 0.9 左右。模型介质层厚度的变化对 Scholte 波的频散结果有一定影响,相比于深海环境,浅层海水中 Scholte 波能量更强、频散特征更明显。

2)对于 Scholte 波,垂直分量上基阶频散曲线的能量比水平分量的更明显,频散曲线的高阶模态则在水平分量上更明显。

3)Scholte 波频散特征和频散曲线形态对海底介质横波速度的变化十分敏感,淤泥层使得 Scholte 波频散特征更加明显,在低频区域内衰减更快,频散曲线特征更复杂,出现“模式接吻”现象。实际工作中可以利用“之”字形结构特点判断特殊地层,为利用 Scholte 波频散特性反演浅海横波速度提供了重要的理论支持。

随着 OBC(海底电缆)、OBN(海底节点)、OBS(海底地震仪)技术的发展,Scholte 波数据作为特殊面波在研究和实际生产中具有重要的应用价值。研究海底各参数对 Scholte 的影响程度,有助于通过反演 Scholte 波频散曲线获得海底重要参数,在海洋资源勘探、海底环境调查和海底工程等方面具有一定的应用前景和应用价值。

参考文献(References):

[1] Xia J H, Miller R D, Park C B. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves[J]. Geophysics, 1999, 64(3): 691−700.

[2] 王腾飞,刘学义,程玖兵. 典型水深与海底介质条件下的 OBC/OBN 多分量地震数据波型特征 [J]. 石油物探, 2024, 63(1): 45−60.
Wang T F, Liu X Y, Cheng J B. Wave modes of multi-component OBC/OBN data under typical water depth and bottom medium conditions[J]. Geophysical Prospecting for Petroleum, 2024, 63(1): 45−60.

[3] Bohlen T, Kugler S, Klein G, et al. 1.5D inversion of lateral variation of Scholte-wave dispersion[J]. Geophysics, 2004, 69(2): 330−344.

[4] 罗夏云,程广利,张明敏,等. 浅海 Scholte 波的频散特性研究 [J]. 兵工学报, 2018, 39(9): 1786−1794.
Luo X Y, Cheng G L, Zhang M M, et al. Research on dispersion characteristics of Scholte-wave in shallow sea[J]. Acta Armamentarii, 2018, 39(9): 1786−1794.

[5] Scholte J G. The range of existence of Rayleigh and stoneley waves[J]. Geophysical Journal International, 1947, 5(s5): 120−126.

[6] Kugler S, Bohlen T, Bussat S, et al. Variability of Scholte-wave dispersion in shallow-water marine sediments[J]. Journal of Environmental and Engineering Geophysics, 2005, 10(2): 203−218.

[7] Biot M A. The interaction of Rayleigh and Stoneley waves in the ocean bottom[J]. Bulletin of the Seismological Society of America, 1952, 42(1): 81−93.

[8] Harkrider D G. Surface waves in multilayered elastic media I. Rayleigh and Love waves from buried sources in a multilayered elastic half-space[J]. Bulletin of the Seismological Society of America, 1964, 54(2): 627−679.

[9] Qi Q. Attenuated leaky Rayleigh waves[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1994, 95(6): 3222−3231.

[10] Vinh P C, Giang P T H. On formulas for the velocity of Stoneley waves propagating along the loosely bonded interface of two elastic half-spaces[J]. Wave Motion, 2011, 48(7): 647−657.

[11] 祝捍皓,郑红,林建民,等. 海洋环境参数对 Scholte 波特性的影响 [J]. 上海交通大学学报, 2016, 50(2): 257−264.
Zhu H H, Zheng H, Lin J M, et al. Influence of ocean environment parameters on Scholte-wave[J]. Journal of Shanghai Jiao Tong University, 2016, 50(2): 257−264.

[12] Zhang Y, Wang Y, Wang X C, et al. Dispersion of Scholte-wave under horizontally layered viscoelastic seabed[J]. Geophysical Journal International, 2023, 235(2): 1712−1724.

[13] Klein G, Bohlen T, Theilen F, et al. Acquisition and inversion of dispersive seismic waves in shallow marine environments[J]. Marine Geophysical Researches, 2005, 26(2): 287−315.

[14] Dong H F, Nguyen T D, Duffaut K. Estimation of shear-velocity profiles using shear source data in marine environment[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2012, 131(s4): 3278.

[15] Wang Y, Li Z W, You Q Y, et al. Shear-wave velocity structure of the shallow sediments in the Bohai Sea from an ocean-bottom-seismometer survey[J]. Geophysics, 2016, 81(3): ID25−ID36.

[16] Hassan B A, Bibee L D. The influence of sediment layering and geoacoutics on the propagation of Scholte interface waves[C]//Proceedings of OCEANS93: Engineering in Harmony with Ocean. Victoria, BC, Canada: IEE, 1993: 105-113.

[17] 邵广周. 多阶模式瑞利波频散特征与反演研究 [D]. 西安: 长安大学, 2009.
Shao G Z. Study on multiple-mode dispersion characteristics of Rayleigh waves and it’s inversion[D]. Xi’an: Changan University, 2009.

[18] 罗夏云, 程广利, 孟路稳, 等. 两种声场模型下环境参数对 Scholte 波传播特性的影响 [J]. 海军工程大学学报, 2019, 31(3): 48−54.
Luo X Y, Cheng G L, Meng L W, et al. Influence of environmental parameters on Scholte-wave propagation characteristics under two kinds of acoustic field model[J]. Journal of Naval University of Engineering, 2019, 31(3): 48−54.

[19] 于鹏飞, 陈隽琳, 江佳萌, 等. 水平层状海底 Scholte 波频散特性 [J]. 石油地球物理勘探, 2024, 59(2): 206−218.
Yu P F, Chen J L, Jiang J M, et al. Dispersion characteristics of Scholte-waves on horizontal layered seabed[J]. Oil Geophysical Prospecting, 2024, 59(2): 206−218.

[20] Wu H, Shao G Z, Li Q C. Study of Scholte-wave dispersion curves and modal energy distribution using a wavefield numerical simulation method[J]. Exploration Geophysics, 2018, 49(3): 372−385.

[21] 伍敦仕, 孙成禹, 林美言. 基于互相关相移的主动源地震面波频散成像方法 [J]. 地球物理学进展, 2017, 32(4): 1693−1700.
Wu D S, Sun C Y, Lin M Y. Activeseismic surface wave dispersion imaging method based on cross-correlation and phase-shifting[J]. Progress in Geophysics, 2017, 32(4): 1693−1700.

Influence of marine model parameters on the dispersion characteristics of Scholte waves

LIANG Tian, SUN Cheng-Yu, HUANG Hong-Yu
(*School of Geosciences*, *China University of Petroleum* (*East China*), *Qingdao* 266580, *China*)

Abstract: Scholte waves serve as surface waves propagating at a fluid-solid interface, carrying abundant seabed information. They exhibit dispersion during propagation, which is primarily controlled by the parameters of both seawater and seabed. To investigate the influence of different marine environments on Scholte waves, this study first derived the equation expressing their dispersion characteristics based on a layered seabed model. Then, using the staggered-grid finite-difference (SGFD) method, it conducted forward modeling on several typical marine models. The dispersion characteristics of the theoretical Scholte wavefields were analyzed using the cross-correlation and phase-shifting (CCPS) method. The analysis results show that the dispersion characteristics of Scholte waves weakened with increased seawater depth. In addition, Scholte waves are highly sensitive to changes in the S-wave velocity of the medium that, in turn, exert a significant impact on the dispersion characteristics of Scholte waves. In the case of decreased S-wave velocity of the solid medium layers, the Scholte waves exhibited stronger dispersion, accompanied by significant changes in both energy and dispersion curves.
Key words: Scholte wave; dispersion characteristic; numerical simulation; marine seismic survey

（本文编辑: 叶佩, 沈效群）

附录　二维声波方程和弹性波方程的离散格式

声波方程的离散格式:

$$\begin{cases} v_{x,(i+1/2,k)}^{\mathrm{f},t+1/2} = v_{x,(i+1/2,k)}^{\mathrm{f},t-1/2} - \dfrac{\Delta t}{\rho_{(i+1/2,k)}^{\mathrm{f}}} F_x p\big|_{(i+1/2,k)}^{t}, \\ v_{z,(i,k+1/2)}^{\mathrm{f},t+1/2} = v_{z,(i,k+1/2)}^{\mathrm{f},t-1/2} - \dfrac{\Delta t}{\rho_{(i,k+1/2)}^{\mathrm{f}}} D_z p\big|_{(i,k+1/2)}^{t}, \\ p_{(i,k)}^{t+1} = p_{(i,k)}^{t} - \Delta t \kappa_{(i,k)} \left[F_x v_x^{\mathrm{f}}\big|_{(i,k)}^{t+1/2} + G_z\left(v_z^{\mathrm{f}M}, v_z^{\mathrm{f}}, v_z^{M}\right)\Big|_{(i,k)}^{t+1/2} \right]。 \end{cases}$$

弹性波方程的离散格式:

$$\begin{cases} v_{x,(i+1/2,k)}^{\mathrm{s},t+1/2} = v_{x,(i+1/2,k)}^{\mathrm{s},t-1/2} + \dfrac{\Delta t}{\rho_{(i+1/2,k)}^{\mathrm{s}}} \left[F_x \sigma_{xx}\big|_{(i+1/2,k)}^{t} + G_z(0, \sigma_{xz})\big|_{(i+1/2,k)}^{t} \right], \\ v_{z,(i,k+1/2)}^{\mathrm{s},t+1/2} = v_{z,(i,k+1/2)}^{\mathrm{s},t-1/2} + \dfrac{\Delta t}{\rho_{(i,k+1/2)}^{\mathrm{s}}} \left(F_x \sigma_{xz}\big|_{(i,k+1/2)}^{t} + D_z \sigma_{zz}\big|_{(i,k+1/2)}^{t} \right), \\ \sigma_{xx,(i,k)}^{t+1} = \sigma_{xx,(i,k)}^{t} + \Delta t \left[\chi_{(i,k)} F_x v_x^{\mathrm{s}}\big|_{(i,k)}^{t+1/2} + \lambda_{(i,k)} G_z\left(v_z^{M}, v_z^{\mathrm{s}}\right)\Big|_{(i,k)}^{t+1/2} \right], \\ \sigma_{zz,(i,k)}^{t+1} = \sigma_{zz,(i,k)}^{t} + \Delta t \left[\lambda_{(i,k)} F_x v_x^{\mathrm{s}}\big|_{(i,k)}^{t+1/2} + \chi_{(i,k)} G_z\left(v_z^{M}, v_z^{\mathrm{s}}\right)\Big|_{(i,k)}^{t+1/2} \right], \\ \sigma_{xz,(i+1/2,k+1/2)}^{t+1} = \sigma_{xz,(i+1/2,k+1/2)}^{t} + \Delta t \mu_{(i+1/2,k+1/2)} \left(F_x v_z^{\mathrm{s}}\big|_{(i+1/2,k+1/2)}^{t+1/2} + D_z v_x^{\mathrm{s}}\big|_{(i+1/2,k+1/2)}^{t+1/2} \right)。 \end{cases}$$

式中: 上标 t 为时间轴索引; 下标 i、j 和 k 分别为 x 轴、y 轴和 z 轴上的索引; Δt为时间步长; F_x、F_y分别为交错网格有限差分算子; D_z、G_z分别为仿真型散度算子和仿真型梯度算子。