

气枪声源激发的浅海地震波频散特性研究

刁爱民¹, 程广利², 王泽明^{2,3}

(1.海军工程大学 船舶与海洋学院, 湖北 武汉 430033; 2.海军工程大学 电子工程学院, 湖北 武汉 430033)
(3.南部战区海军参谋部, 广东 湛江 524000)

摘要:为了研究由浅海中声源激发的海底地震波主要波动成分的频散特性,首先基于波动方程对液-固界面处的声场进行了推导,证明纵波和横波不具有频散特性,而表面波具有正常频散特性。随后基于高阶交错网格有限差分法,对气枪声源激发的液-固界面处的声场进行了数值仿真,通过分析仿真数据观察到表面波的频散现象,验证了理论分析结果;最后基于 τ - p 变换对海试数据处理与分析,精细提取了海底表面波的频散曲线。

关键词:气枪声源;浅海地震波;频散;表面波; τ - p 变换法

中图分类号:TN911.7

文献标志码:A

文章编号:1000-2758(2019)04-0724-06

舰船在海洋中航行时,其中甚低频辐射噪声波长较大,经海水传播至海底,会在海水-海底界面处激发出甚低频的舰船海底地震波场^[1]。这些海底地震波场主要波动成分为纵波、横波、表面波等^[2],海底地震波在水平方向衰减慢,几乎不受海洋水文环境的影响,故可在海底远距离传播,并被对方侦测到。因此,可利用海底地震波中所携带的舰船信息实现对敌方舰艇进行远距离的预警、探测和跟踪。

浅水底部的地震波频散现象势必对利用其频率信息进行探测和跟踪造成影响,故对海底地震波主要波动成分的频散特性进行研究十分必要。如果直接对舰船辐射噪声等连续声源激发的海底地震波场分析,会面临着各种波动成份混杂在一起无法分离的难题,更无法验证频散现象是由哪种波动成分导致,所以本文选用气枪作为浅水中地震波试验的激发声源,旨在清楚了地分析出海底地震波频散的原因。目前,有多种频散曲线的提取方法,其中相位差法^[3]在面对干扰较多的数据时可靠性较差,互相关法^[4]在低频段不稳定,S变换^[5]可以体现数据时频域的局部变化,从而使得频散现象可以被观察到,但是在干扰较多的情况下同样会失效。 τ - p 变换^[6]具有失真小、计算量小、易于实现的特点,适用于提

取浅水地震波试验数据中的频散曲线。

本文首先通过理论分析找到产生海底地震波频散现象的主要波动成分,随后基于高阶交错网格有限差分法对气枪声源激发出的海底地震波场进行数值模拟,分析模拟得到的海底地震波场,通过S变换观察到主要波动成分的频散现象,以验证理论分析得出的结论。最后,利用海试数据对本文得出的结论进行验证,并利用 τ - p 变换得到试验数据中表面波的频散曲线。

1 理论分析

1.1 纵波和横波的频散特性

首先,根据理想弹性介质中的波动方程^[7]:

$$\begin{cases} (\lambda + \mu) \frac{\partial I}{\partial x} + \mu \nabla^2 u_x + \rho F_x = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \\ (\lambda + \mu) \frac{\partial I}{\partial y} + \mu \nabla^2 u_y + \rho F_y = \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} \\ (\lambda + \mu) \frac{\partial I}{\partial z} + \mu \nabla^2 u_z + \rho F_z = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \end{cases} \quad (1)$$

式中, λ 和 μ 为拉梅系数,与介质本身性质有关, I 为

收稿日期:2018-09-02

基金项目:国防科技创新特区项目支持(ZT-001-002-10)资助

作者简介:刁爱民(1966—),海军工程大学教授、硕士生导师,主要从事海洋工程研究。

通信作者:程广利(1976—),海军工程大学教授,主要从事水声工程研究。E-mail: sonarcgl@126.com

相对体变,即介质的拉伸量或压缩量, u 为质点的位移分量, ρ 为介质密度, F 为作用在单位质量物体上的体力。

将(1)式表示为矢量形式

$$(\lambda + \mu) \cdot \nabla I + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{F} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (2)$$

式中, $\mathbf{u} = u_x \mathbf{i} + u_y \mathbf{j} + u_z \mathbf{k}$ 为位移矢量, ∇ 为梯度算子, ∇^2 为拉普拉斯算子。又因为 $\nabla^2 \mathbf{u} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times \nabla \times \mathbf{u}$, (2)式可以表示为

$$(\lambda + 2\mu) \cdot \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu \nabla \times \nabla \times \mathbf{u} + \rho \mathbf{F} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (3)$$

进一步地,可以根据亥姆霍兹定理,将位移矢量 \mathbf{u} 和体力矢量 \mathbf{F} 分解成相应的纵波和横波分量。

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \mathbf{u}_p + \mathbf{u}_s = \text{grad}\varphi + \text{rot}\boldsymbol{\psi} \\ \mathbf{F} = \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_s = \text{grad}\Phi + \text{rot}\boldsymbol{\Psi} \end{cases} \quad (4)$$

式中, φ, Φ 为标量势函数, $\boldsymbol{\psi}, \boldsymbol{\Psi}$ 为矢量势函数。

若令势函数 $\boldsymbol{\psi} = \psi_x \mathbf{i} + \psi_y \mathbf{j} + \psi_z \mathbf{k}$,将其代入(4)式,可得到新的位移分量表达式

$$\begin{cases} u_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi_x}{\partial y} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} \\ u_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \psi_x}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial x} \\ u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_y}{\partial x} - \frac{\partial \psi_x}{\partial y} \end{cases} \quad (5)$$

结合(4)式和(5)式,可得

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 \varphi = \Phi \\ \frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \boldsymbol{\psi} = \boldsymbol{\Psi} \end{cases} \quad (6)$$

式中

$$\begin{cases} c_p^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \\ c_s^2 = \frac{\mu}{\rho} \end{cases} \quad (7)$$

c_p 为纵波波速, c_s 为横波波速,显然纵波与横波的速度只与拉梅系数和介质密度有关,即只取决于介质本身的属性,则纵波与横波不存在物理上的频散现象,即海底地震波中的频散特性与纵波和横波无关。

1.2 表面波的频散特性

表面波的特征方程为^[8]

$$\left(2 - \frac{c^2}{c_s^2}\right)^2 - 4 \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_p^2}\right)} \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_s^2}\right)} +$$

$$\begin{aligned} & \tanh\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_1^2}\right)} H\right) \cdot \\ & \frac{\rho_1 c^4 \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_p^2}\right)}}{\rho_2 c_s^4 \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_1^2}\right)}} = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

式中, c 为表面波的波速。

由(8)式可知,表面波的速度由海底纵波速度、海底横波速度、水中声速、海水深度以及海水层和海底层介质的密度、表面波频率等参数决定,即在海水-海底界面处表面波速度是频率的函数,因此表面波在某些情形下具有频散特性。接下来,针对影响表面波频散特性的几种情形进行讨论。

1) 当海深与频率乘积很小($H \cdot f \rightarrow 0$)时

即海水深度非常浅或者表面波频率非常低时,

$\tanh\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_1^2}\right)} H\right) \rightarrow 0$,此时(8)式转化为

$$\begin{aligned} & \left(2 - \frac{c^2}{c_s^2}\right)^2 - 4 \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_p^2}\right)} \cdot \\ & \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_s^2}\right)} = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

(9)式即为瑞利方程,求解方程可得到瑞利波的波速,也就是说,在海水深度非常浅或者表面波频率非常低时,表面波的波速接近于瑞利波波速,(9)式与频率无关,即此时表面波同瑞利波一样,不存在频散现象。

2) 当海深与频率乘积很大($H \cdot f \rightarrow \infty$)时

即海水深度非常深或者表面波频率非常高时,

$\tanh\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_1^2}\right)} H\right) \rightarrow 1$,此时(8)式转化为

$$\begin{aligned} & \left(2 - \frac{c^2}{c_s^2}\right)^2 - 4 \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_p^2}\right)} \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_s^2}\right)} + \\ & \frac{\rho_1 c^4 \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_p^2}\right)}}{\rho_2 c_s^4 \sqrt{1 - \left(\frac{c^2}{c_1^2}\right)}} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

求解(10)式得到的解与频率无关,即此时表面波也不存在频散现象。

3) 硬质海底情况($c_p > c_s > c_1$)

选取玄武岩底质海底分层模型进行分析,图1

给出了 50 m 海深条件下表面波速度随频率变化曲线,可以看出表面波存在明显的频散现象,假设频率为 0 时,利用(8)式计算得到的速度为 1 788 m/s,即此时的瑞利波波速;在 15 Hz 处出现了低频截止现象,此时达到了其速度最大值 1 493 m/s;当频率大于 58 Hz 时,其速度为 1 442 m/s,且随着频率的增加,表面波速度保持不变。

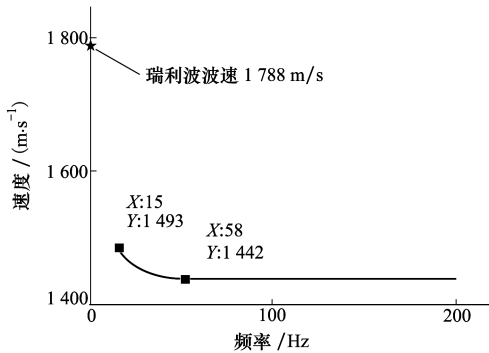


图 1 硬海底表面波频散曲线

4) 软质海底情况 ($c_p > c_1 > c_s$) 时

选取白垩岩底质海底分层模型进行分析,图 2 给出了 50 m 海深条件下表面波速度随频率变化曲线,可以看出表面波存在明显的频散现象。假设频率为 0 时,其数值计算的速度解为 941.3 m/s,即为瑞利波波速;频率大于 15 Hz 时速度为 868.6 m/s,且随着频率的增加,表面波速度保持不变。

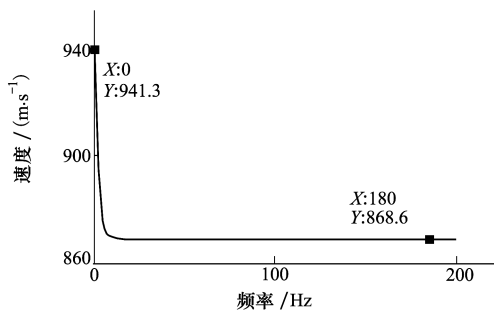


图 2 软海底表面波频散曲线

由图 1 和图 2 可知,只有在甚低频段,表面波才会产生频散现象,且最高速度和最低速度之间的差值仅为几十米每秒。硬海底条件下表面波会出现甚低频截止的情况,无论是硬海底条件还是软海底条件,表面波都呈现正常频散,即随着频率增加相速度减小。

2 试验数据处理与分析

2.1 数值仿真试验及其结果分析

基于高阶交错网格有限差分法^[9-10],仿真出水中脉冲声源激发的海底地震波场,为减少篇幅,文中从略。假设为海水-玄武岩 2 层海洋模型,海洋介质参数见表 1^[11]。

表 1 海洋介质类型及其声学参数

介质类型	纵波速度/ (m·s ⁻¹)	横波速度/ (m·s ⁻¹)	介质密度/ (kg·m ⁻³)
海水	1 500	0	1 000
玄武岩	4 500	1 900	2 600

海深 30 m,采用中心频率为 15 Hz 的雷克子波在 20 m 深度上激发海底地震波,雷克子波波波形如图 3 所示,激发出的海底地震波场仿真结果时域波形如图 4 所示,传感器位于距声源水平距离 5 000 m 的界面处。

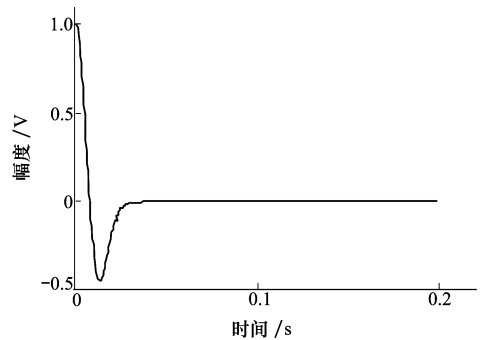


图 3 雷克子波波波形

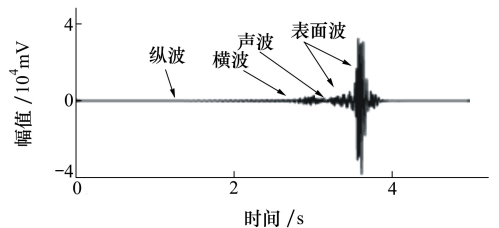


图 4 玄武岩海底基岩界面处地震波波波形图

由仿真时预设玄武岩介质声学参数纵波速度 4 500 m/s、横波速度 1 900 m/s、声波速度 1 500 m/s,观察图 4 可知,在 1.11 s 处出现纵波,在 2.63 s 处出现横波,在 3.23 s 处出现声波,根据(10)式计算得

到模型中表面波的速度为 1 473 m/s,即表面波应出现在 3.29 s。在图 4 中的上述时刻可以观察到波形发生变化,即波动成分在相应时刻被传感器接收到。观察图 3 中的 4 种波动成分,纵波、横波、水中声波这 3 种波动成份的波形在其存在的时间区间内都没有发生较大变化,只有表面波的波形发生明显变化,在 3.5 s 时刻之前的波形和 3.5 s 前后的波形差异明显。

为了更直观地显示出这 4 种波动成份的时频特性,利用 S 变换将海底地震波的波动成分在时频域中展示出来,见图 5。

观察图 5 中 4 种波动成分的时频分布,纵波、横波、直达声波的频率与波速(图中呈现为波动成分到达时间)无关。在被椭圆围起来的区域内,随着到达时间的增加,表面波的频率逐渐增加,在 3.5 s 之后表面波的频率才趋于稳定。这一方面说明表面波具有频散特性,频率越低传播速度越快,即频率低的表面波先到达传感器;另一方面也与图 4 中观察到的在 3.5 s 前后表面波波形产生的差异相吻合。

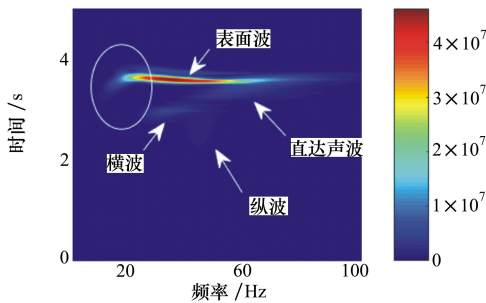


图 5 玄武岩海底基岩界面处地震波时频图

2.2 海上试验及其结果分析

为了验证理论分析及数值仿真的结论,在海上进行气枪声源激发的浅海地震波试验。试验中,海深 22 m,将气枪声源置于距海底 3 m 处、以 10 MPa 压强激发,距声源 1 150 m 处传感器接收到的地震波信号如图 6 所示。

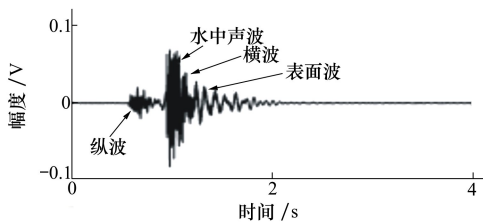


图 6 海试中地震波信号的时域波形图

对比图 3 数值仿真出的地震波时域信号,可对应依次观察到纵波、水中声波、横波、表面波,与图 4 不同的是声波能量最强,此现象由 2 个原因导致:①传感器离声源距离较近,气枪声源产生的水中声波能量大且衰减程度小;②声波在较浅的水中传播时,多径效应导致声波聚集在一起。

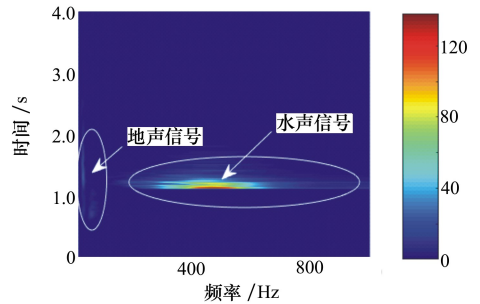


图 7 海试中地震波信号的波场时频图

图 7 给出了试验地震波信号的时频图,因为水声信号太强,将地声信号(横波、纵波、表面波等)掩盖掉,因此图 8 给出处于甚低频段地声波动成份的波场时频图。

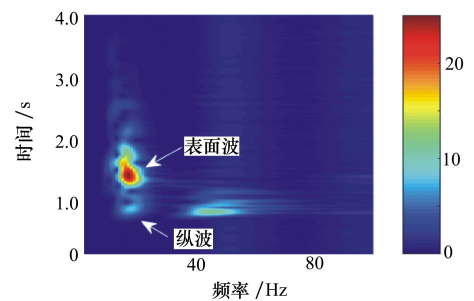


图 8 海试中地声信号时频图

观察图 6 和图 8 发现,由于海试的数据比较复杂,干扰较多,无法通过信号的时域波形图和时频图观察到频散现象,故本文采用 τ - p 变换对整个阵列接收到的信号进行分析,利用阵列提供的各波动成分速度信息,对表面波的频散特性进行研究。

τ - p 变换是基于古典的 Radon 变换,本质上是一个倾斜叠加的过程,其中 τ 代表截距时间, p 代表波慢度,即波速的倒数, τ - p 变换的过程就是将信号从 $(t-x)$ 转换到 $(\tau-p)$ 域。

τ - p 变换的公式为:

$$\phi(p, \tau) = \sum \varphi(x, \tau + px) \quad (11)$$

采用 τ - p 变换提取表面波频散曲线的步骤:

1) 从接收到的地震波信号中提取表面波信号,

并将其由 $t-x$ 域通过 $\tau-p$ 变换转换到 $\tau-p$ 域。

2) 对 $\tau-p$ 域中每一个 p 道的数据进行傅里叶变换,从而得到 $f-p$ 域数据,即频率 - 波慢度域数据。

3) 将波慢度取倒数,得到 $f-v$ 域数据,即频率 - 速度域数据,

4) 取每一个 v 道中的极值点,找到其对应的 f 值,即得到 $v-p$ 曲线,即频散曲线。

选取海试中气枪声源于距海底 10 m 处、以 6 MPa 压强激发,距声源 300~550 m 处传感器阵列接收到的表面波信号,其六道信号波形如图 9 所示。

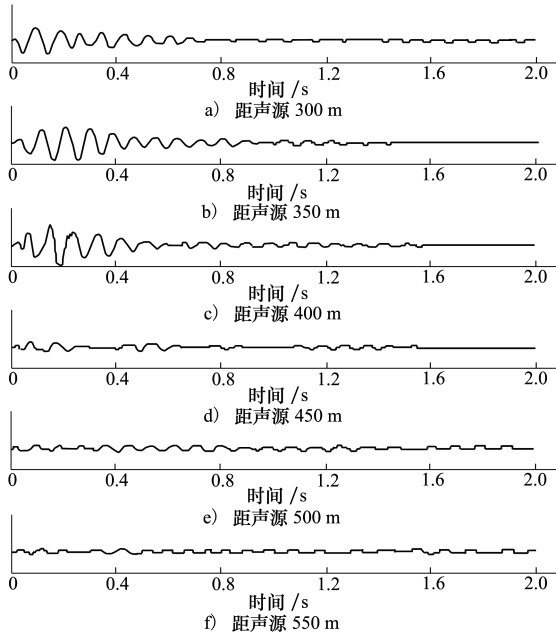


图 9 海试中的表面波

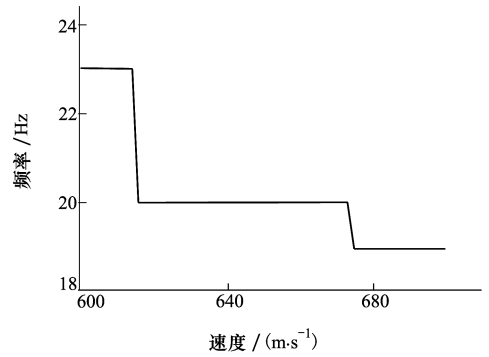


图 10 海试表面波频散曲线

左右。2 种方法的结果对比表明, S 变换和 $\tau-p$ 法得到的表面波的所处频段一致,但 $\tau-p$ 法可以精细地给出表面波的频散曲线,而时频分析方法只能粗略观察到其存在频散现象。

3 结 论

本文通过对液-固界面处声场的推导,以及对数值仿真和海试浅水底部地震波数据的处理与分析得到如下结论:

- 1) 水中声源激发的浅海海底地震波中的纵波和横波不具有频散特性;
- 2) 当水深与频率乘积不是很小或很大时,海底地震波中的表面波才会存在频散现象;无论是软海底情况还是硬海底情况,表面波都呈现正常频散特性。
- 3) 时频分析方法可以观察到数值仿真试验数据中表面波的频散现象,基于 $\tau-p$ 变换可以精细提取海试数据中的表面波频散曲线。

$\tau-p$ 变换得到表面波的频散曲线如图 10 所示。由图 10 可知,表面波频散的范围是 19~23 Hz,图 8 通过 S 变换观察到的表面波频率集中在 20 Hz

参考文献:

[1] 卢再华,张志宏,顾建农. 舰船海底地震波形成机理的理论分析[J]. 应用力学学报,2007,24(1): 54-57
 LU Zaihua, ZHANG Zhihong, GU Jiannong. Theoretical Analysis to Mechanism of Seafloor Seismic Wave Induced by Sailing Vessel[J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2007, 24(1): 54-57 (in Chinese)

[2] 王泽明. 气枪声源激发的海底表面波特性研究[D]. 武汉:海军工程大学,2018
 WANG Zeming. Study on Characteristics of Seabed Scholte Wave Motivate by Air Gun Source[D]. Wuhan, Naval University of Engineering, 2018 (in Chinese)

[3] 潘冬明. 瑞雷面波频散分析与应用[D]. 徐州:中国矿业大学,2009
 PAN Dongming. Dispesion Analysis of Rayleigh Scholte Waves and Applications[D]. Xuzhou, China University of Mining and Technology, 2009 (in Chinese)

[4] 时福荣. 互相关分析计算瑞雷波传播速度的原理和方法[J]. 物探化探计算技术,1990,12(4): 357-360

- SHI Furong. Principle and Method of Calculation of Rayleigh Wave Propagation Velocity by Cross correlation Analysis[J]. Computing Techniques for Geophysical and Geochemical Exploration, 1990, 12(4): 357-360 (in Chinese)
- [5] 郑成龙,王宝善. S变换在地震资料处理中的应用与展望[J]. 地球物理学进展, 2015, 30(4): 1580-1591
ZHENG Chenglong, WANG Baoshan. Applications of Transform in Seismic Data Processing[J]. Progress in Geophysics, 2015, 30(4): 1580-1591 (in Chinese)
- [6] 吴律. τ - p 变换及应用[M]. 北京:石油工业出版社, 1993
WU Lü. τ - p Transformation and Application[M]. Beijing, Petroleum Industry Press, 1993 (in Chinese)
- [7] 孙成禹. 地震波理论与方法[M]. 青岛:中国石油大学出版社, 2007
SUN Chengyu. Theory and Methods of Seismic Wave[M]. Qingdao, China University of Petroleum Press (in Chinese)
- [8] 张海刚. 浅海甚低频声传播建模与规律研究[D]. 哈尔滨. 哈尔滨工程大学, 2010
ZHANG Haigang. Research on Modeling and Rule of Infrasound Propagation in Shallow Sea[D]. Harbin, Harbin Engineering University, 2010 (in Chinese)
- [9] LI C X, DICK K P Y. A Fast Multi-Layer Boundary Element Method for Direct Numerical Simulation of Sound Propagation in Shallow Water Environments[J]. Journal of Computational Physics, 2019, 392(1): 694-712
- [10] LI C X. Numerical Investigation of a Hybrid Wave Absorption Method in 3D Numerical Wave Tank[J]. CMES-Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2015, 107(2): 125-153
- [11] Jennifer L G. An Inversion Scheme for Shear Wave Speed Using Scholte Wave Dispersion[D]. Rhode Island, University of Rhode Island

On the Dispersive Characteristics of Shallow Water Seismic Waves Excited by Air Gun Sound Source in Shallow Water

DIAO Aimin¹, CHENG Guangli², WANG Zeming^{2,3}

(1. College of Naval Architecture and Ocean Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;)
 (2. College of Electronic Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;
 (3. Navy Staff Office of Southern Theater Command, Zhanjiang 524000, China

Abstract: In order to study the dispersion characteristics of seabed seismic waves excited by acoustic sources in shallow water, the sound field at liquid-solid interface is derived based on the wave equation firstly, which results demonstrate that the longitudinal wave and transversal wave are not dispersive, while the Scholte wave is normal dispersive. Then, the numerical simulation is carried out on the sound field at the liquid-solid interface excited by the air gun sound source based on high-order staggered grid finite difference method, which results demonstrate that the dispersion phenomenon of Scholte waves is observed and the theoretical analysis results were verified. Finally, the data of experiment in the sea are analyzed based on the transformation, and the dispersion curve of Scholte wave is finely extracted.

Keywords: air gun sound source; seismic waves in the shallow water; dispersion; scholte wave; transformation method