

DOI: 10.11779/CJGE201505020

# 非线性波浪作用下埋置管道周围土体渗流压力计算

付长静<sup>1, 2</sup>, 李国英<sup>1</sup>, 赵天龙<sup>1</sup>

(1. 南京水利科学研究院岩土工程研究所, 江苏 南京 210024; 2. 河海大学土木与交通学院, 江苏 南京 210098)

**摘 要:** 由于浅水区波浪的非线性影响显著, 浅埋管道受非线性波浪荷载的影响大, 由于波浪的传播造成海床面波压力随周期变化, 而波压力会进一步传递到海床中, 管道周围的渗流压力会随波浪的传播发生变化, 为了保证管道长期运行的稳定性, 需要研究海底管道周围渗流压力的变化。基于 Biot 固结理论和一阶近似孤立波理论研究了非线性波浪作用下浅水区埋置管道周围的渗流压力分布, 推导海床内管道周围的渗流压力解析解, 并与已有的非线性波的试验结果及推进波的数值计算结果进行比较。计算结果表明, 在孤立波的作用下, 海底管道附近的渗流压力呈正弦分布, 与试验结果一致。同时, 根据不同波浪理论得出的渗流压力差别较大, 工程计算中应根据海况条件合理地选择相应的波浪理论。

**关键词:** 非线性波浪理论; 埋置管道; 渗流压力

中图分类号: TU 279.7

文献标识码: A

文章编号: 1000 - 4548(2015)05 - 0932 - 05

**作者简介:** 付长静(1987 - ), 女, 博士研究生, 主要从事岩土工程试验及岩土数值分析研究。E-mail: nhri\_fuchangjing@163.com。

## Calculation of seepage force around buried pipelines under nonlinear waves

FU Chang-jing<sup>1, 2</sup>, LI Guo-ying<sup>1</sup>, ZHAO Tian-long<sup>1</sup>

(1. Geotechnical Engineering Department, Nanjing Hydraulic Research Institute, Nanjing 210024, China; 2. College of Civil and Transportation Engineering, Hohai University, Nanjing 210098, China)

**Abstract:** Due to the effect caused by nonlinear shallow waves, the nonlinear wave load has a great influence on the shallow buried pipelines. The wave pressure on seabed surface changes periodically with the propagation of waves, and it will further pass to the sea-bed, so the seepage force around pipelines will change over the propagation of waves. In order to ensure their stability, we need to study the seepage pressure around the pipelines. Based on the Biot consolidation theory and the first-order solitary wave theory, the distribution of seepage force caused by nonlinear waves around the buried pipelines in shallow water is studied, and the relevant analytic solution is derived and compared with the existing test and the numerical results. The calculated results show that the seepage force around the buried pipelines exhibits a sinusoidal distribution under the effect of solitary waves, and they agree well with the test ones. Since the seepage forces based on different wave theories have great differences, the corresponding wave theory should be chosen according to the sea conditions in practical engineering.

**Key words:** nonlinear wave theory; buried pipeline; seepage force

## 0 引 言

海底管道是开发海洋石油天然气不可缺少的关键工程之一, 被称为“海洋油气田生命线”。随着海洋石油勘探开采步伐的加快, 海底管道逐渐成为能源运输的动脉。海底管道的敷设形式主要包括埋置(深埋和浅埋)和直铺两种, 由于深埋管道敷设成本高, 施工难度大, 而直铺管道又易受外界荷载影响, 因此在管道的建设过程中大多采用浅埋方式。通常浅水区的海上工程受波浪荷载的影响最大, 由于波浪的传播造成海床面波压力随周期变化, 而波压力会进一步传递到海床中, 引起超静孔隙水压力和附加有效应力, 改

变了海床中有效应力的分布。因此, 为了合理地评价海底管道在波浪作用下的稳定性, 保证管道长期运行, 必须考虑波浪荷载在管道周围海床中所引起的渗流压力的影响。McDougal等<sup>[1-3]</sup>基于势流理论, 利用线性波浪理论, 采用映像法或保角映射法提出无限或有限深海床中作用在埋置管道周围的渗流压力计算解析解, 但求解过程中忽略了孔隙水的压缩和土骨架的变形, 这与实际的海床情况相差比较大, 且大量的研究表明在计算误差允许范围内, 深水区可采用线性

波浪理论, 但对于浅水区, 用线性方程来描述会引起较大的误差<sup>[4]</sup>, 因此需要研究波浪的非线性对渗流压力的影响。栾茂田等<sup>[5-6]</sup>、Gao等<sup>[7]</sup>考虑波浪的非线性, 根据有限振幅波理论 (stokes二阶或三阶理论), 计算并讨论了管道周围海床孔隙水压力的分布。目前考虑波浪的非线性影响大都采用stokes波浪理论, 但Le Mehaute<sup>[8]</sup>在研究各种波浪理论的适用范围时, 认为stokes波浪理论适用于深水区, 在浅水区更适合采用孤立波理论或椭圆余弦波理论。孙昭晨等<sup>[9]</sup>根据一阶近似椭圆余弦波理论, 推导得到了浅水区非线性波浪作用下埋置管道上的渗流压力解析解, 但对于适用于孤立波情况并未讨论。近年来越来越多人关注孤立波对海洋建筑物的作用, 且研究表明当浅水波的波长充分大时, 浅水区的非线性作用可以利用孤立波理论进行研究<sup>[10-11]</sup>。李奇等<sup>[12]</sup>基于孤立波绕射理论和Biot 波浪渗流固结理论, 由特征函数法给出了孤立波作用下对应孤立圆柱的可渗透海床内渗流压力场的数学解式, 并据此对波浪渗流压力引起的孤立圆柱底部所受浮托力和倾覆力矩进行了实算。Xiao等<sup>[13]</sup>利用有限元法, 建立了三维数值模型, 分析了沿海孤立波与圆筒桩的相互作用。在以往的研究成果基础上, 考虑孔隙水和海床土体的可压缩性, 基于Biot固结理论和一阶近似孤立波理论, 推导非线性波浪作用下, 无限深海床中埋置管道周围孔隙水压力的解析解, 并与相关波浪水槽试验及已有数值计算结果进行对比。

## 1 控制方程及边界条件

如图1所示, 考虑无限深海床, 半径为 $R$ 的管线埋置于海床中, 埋置深度为 $b$ 。波浪沿着垂直于管线轴线即 $x$ 方向传播,  $z$ 坐标自管线中心起向上。根据Biot固结理论, 土体的控制方程可以表示为<sup>[14]</sup>

$$\begin{cases} -G\nabla^2 w_x + \frac{G}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \varepsilon_v + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ -G\nabla^2 w_z + \frac{G}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \varepsilon_v + \frac{\partial p}{\partial z} = -\gamma \\ \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} + \frac{k}{\gamma_w} \nabla^2 p = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中  $w_x$ 与 $w_z$ 为土体的位移;  $\varepsilon_v = -\left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_z}{\partial z}\right)$  为体应变;  $G$ 和 $\nu$ 分别为海床的剪切模量和泊松比;  $\gamma_w$ 为海水重度;  $k$ 为海床渗透系数;  $t$ 为时间。

在利用Biot固结理论进行波浪作用下海底管线周围动力响应分析中, 为了简化和描述问题清楚起见, 一般有如下假定: ①海床土是各向同性和均质的; ②海床土骨架和孔隙水的压缩系数是常数; ③海床土骨架变形遵从Hooke定律; ④孔隙水是无黏性的流体;

⑤海床以上的水层不可压缩; ⑥海床以上的波浪场是无旋的; ⑦海床内渗流满足Darcy定律; ⑧海床土的渗透系数为常数; ⑨管壁材料为不透水材料; ⑩不考虑波浪在传播中的能量损耗。由于波浪引起的海床运动是相对静水平衡状态时的微小振荡, 以上假定是合理的。

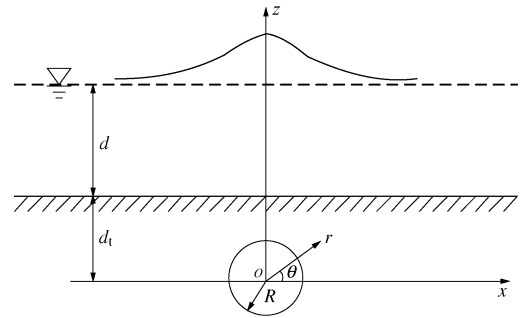


图1 计算模型

Fig. 1 Schematic diagram of computational model

对于可压密介质中的可压缩性流体, 其运动用控制方程可描述为<sup>[15]</sup>

$$\frac{k}{\gamma_w} \nabla^2 p = \frac{n}{K} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} \quad (2)$$

式中,  $n$ 为孔隙率,  $K$ 为水的体积弹性模量 ( $K=2.18 \times 10^9 \text{ Pa}$ )。

由于求解耦合方程 (1)、(2) 较困难, 因此将其中的位移项消去<sup>[16]</sup>, 得到关于孔隙水压 $p$ 的控制方程为

$$\nabla^2 p = C_s \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3)$$

式中,  $C_s = \frac{\gamma_w}{k} \left( \frac{n}{K} + \frac{1}{2G} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \right)$ 。

假设海床无限深且海床土体为均匀介质,  $p$ 满足以下边界条件:

$$\begin{cases} p = p_w & (y = d_t) \\ \frac{\partial p}{\partial r} = 0 & (r = R) \\ p = 0 & (z \rightarrow -\infty) \end{cases} \quad (4)$$

式中, 管道的半径为 $R$ , 埋置深度为 $d_t$ ,  $r=(x^2+z^2)^{1/2}$ , 如图1所示。

根据伯努利方程, 波浪场内任意一点的波压强为

$$p' = \gamma_w \left\{ H \operatorname{sech}^2 \left\{ \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} \left[ x - \sqrt{g(d+H)t} \right] \right\} + d - z + d_t \right\} \quad (5)$$

式中,  $H$ 为波高,  $d$ 为静水深度。

通常在计算海床表面的超静孔隙水压力时, 往往忽略水的黏性和摩擦力, 不考虑海床表面的竖向有效应力和剪应力, 认为其近似等于波浪在海床底部引起

的波压力<sup>[18]</sup>, 则

$$p_w = \gamma_w H \operatorname{sech}^2 \left\{ \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} [x - \sqrt{g(d+H)t}] \right\} + \gamma_w d. \quad (6)$$

若用指数函数表示, 则海床表面的超静孔隙水压力可近似推导为

$$p_w = \gamma_w H \exp \left\{ -2 \left[ \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} (x - \sqrt{g(d+H)t}) \right] \right\} + \gamma_w d. \quad (7)$$

## 2 渗流压力解析计算

由于管道的存在, 海床内流体与管道相遇时会发生散射, 因此将 $p$ 分为两部分, 即单纯由波浪引起的渗流压力 $p_1$ 和管道所引起的摄动压力 $p_2$ , 即

$$p = p_1 + p_2. \quad (8)$$

当海床内没有管道时, 由波浪引起的渗流压力 $p_1$ 满足如下的控制方程和相应的边界条件:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial z^2} = C_s \frac{\partial p_1}{\partial t} \\ p_1 = p_w \quad (z = d_t) \\ p_1 = 0 \quad (z \rightarrow -\infty) \end{cases}. \quad (9)$$

根据边界条件可以很容易得出海床由波浪引起的渗流压力 $p_1$ :

$$p_1 = \gamma_w H \exp \left\{ C(z - d_t) - 2 \left[ \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} (x - \sqrt{g(d+H)t}) \right] \right\} + \gamma_w d, \quad (10)$$

$$\text{式中, } C = \left[ \frac{3H}{d^3} - \frac{C_s}{\gamma_w} \cdot \sqrt{\frac{3g(d+H)}{d^3 H}} \right]^{1/2}.$$

在求解管道引起的摄动压力时, 通常考虑管道为圆管, 为了方便求解将控制方程进行坐标转换, 则 $p_2$ 的控制方程及边界条件为

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p_2}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p_2}{\partial \theta^2} = C_s \frac{\partial p_2}{\partial t} \\ p_2 = 0 \quad (r = d_t, \theta = \frac{\pi}{2}) \\ \frac{\partial p_2}{\partial r} = -\frac{\partial p_1}{\partial r} \quad (r = R) \\ p_2 = 0 \quad (r \rightarrow -\infty) \end{cases}. \quad (11)$$

利用分离变量法, 得出管道所引起的摄动压力 $p_2$ :

$$p_2(r, \theta, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} A \cos(m\theta) J_m \left( \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} r \right) \exp \left[ -\frac{1}{C_s} \left( \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} \right)^2 t \right]. \quad (12)$$

式中,  $J_m(\cdot)$ 表示第 $m$ 阶第一类贝塞尔函数,  $\mu_j^{(m)}$ 表示 $J_m(\cdot)$ 的正零点,  $A$ 为待定系数。

根据边界条件 $\frac{\partial p_2}{\partial r} = -\frac{\partial p_1}{\partial r}$ ,  $r = R$ , 得出式(12)

的待定系数 $A$ :

$$A = \frac{-\gamma_w H}{\exp(Cd_t)} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\exp \left\{ \left[ 2 \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} \cdot \sqrt{g(d+H)t} + \frac{1}{C_s} \left( \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} \right)^2 t \right] \int_0^{2\pi} \cos(m\theta) \cdot f(\theta) d\theta \right\}}{\left[ \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} J_{m-1} \left( \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} R \right) - \frac{m}{R} J_m \left( \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} R \right) \right]}. \quad (13)$$

$$\text{式中, } f(\theta) = \left( C \sin \theta - 2 \sqrt{\frac{3H}{d^3}} \cos \theta \right) \cdot \exp \left( CR \sin \theta - 2 \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} R \cos \theta \right), \quad f(t) = \exp \left[ 2 \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} \cdot \sqrt{g(d+H)t} \right].$$

最后得到海床内任意一点的渗流压力 $p$ 为

$$p = p_1 + p_2 = \gamma_w H \exp \left\{ C(z - d_t) - 2 \left[ \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} [x - \sqrt{g(d+H)t}] \right] \right\} + \gamma_w d + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} A' \cos(m\theta) J_m \left( \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} r \right) \exp \left\{ \left[ 2 \sqrt{\frac{3H}{4d^3}} \sqrt{g(d+H)t} \right] t \right\}, \quad (14)$$

式中,

$$A' = \frac{-\gamma_w H}{\exp(Cd_t)} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\int_0^{2\pi} \cos(m\theta) f(\theta) d\theta}{\left[ \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} J_{m-1} \left( \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} R \right) - \frac{m}{R} J_m \left( \frac{\mu_j^{(m)}}{d_t} R \right) \right]}.$$

## 3 渗流压力对比分析

2002年Sudhan等<sup>[4]</sup>进行利用水槽试验(如图2所示)研究在波浪作用下不同埋置深度的管道周围海床的渗流水压力分布情况, 模型海床采用细砂,  $d_{50}$ 为0.57 mm,  $\gamma_d$ 为14.83 kN/m<sup>3</sup>, 试验的波浪条件采用印度东海沿岸波浪(见图3), 利用活塞式造波机造波, 试验发现沿管道一周由波浪引起的渗流水压力呈正弦曲线分布。图3为Sudhan的部分试验结果与理论计算结果对比, 试验参数见表1。从图3中可以看出理论计算得出的渗流力分布呈正弦分布, 趋势与试验结果相近, 但数值略小于试验值。这是因为无限深海床土会造成更大的动态压力衰减, 而试验只能考虑有限海床的情况, 因此, 理论值比数值结果略小, 并且试验过程中传感器的精度及灵敏度都会造成一定的误差, 使计算结果与试验结果产生差异。由此可看出本文计算结果符合实际规律。同时, 从图3中还可以看出理论计算中非线性影响较试验结果不明显, 这是由于在进行理论推导时采用了孤立波的一阶波浪理论, 忽略了二阶的非线性项, 但若考虑二阶的孤立波理论, 当 $H/d > 0.5$ 时, 会

产生较大的误差<sup>[17]</sup>, 为求近似值, 不如采用一阶的孤立波理论。

的相关研究。

表 1 计算参数

Table 1 Parameters		
参数	Sudhan等试验 <sup>[4]</sup>	曲鹏 <sup>[18]</sup>
海水密度 $\rho_w/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	1025	1025
海床渗透系数 $k/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	$8.1\times10^{-4}$	$1\times10^{-3}$
土的变形模量 $E_s/(\text{N}\cdot\text{m}^{-2})$	$4.8\times10^7$	$1\times10^8$
海床孔隙率 $n$	0.4	0.40
海床泊松比 $\nu$	0.25	0.33
管线埋深 $d/\text{m}$	0.18	1.50
管线半径 $R/\text{m}$	0.1	0.50

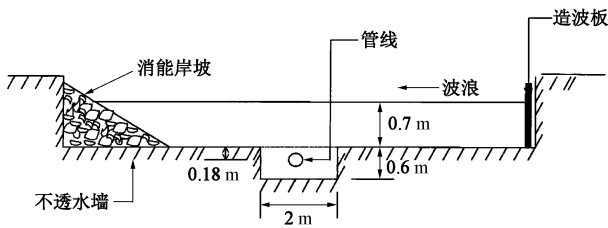


图 2 试验段示意图  
Fig. 2 Test section

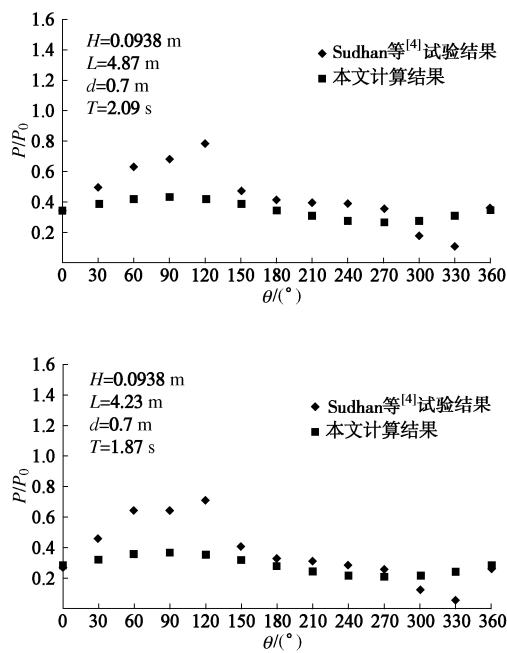


图 3 计算结果与 Sudhan 试验结果对比分析

Fig. 3 Comparison between calculated and Sudhan's test results

目前对孤立波作用下埋置管道周围海床土的动力特性的试验研究非常少, 曲鹏<sup>[18]</sup>在研究海底管道周围海床的动力响应时, 假定管线是弹性可变形体, 同时考虑了土与管线之间的接触效应和土体和管线加速度产生的惯性效应, 利用推进波理论, 采用有限元方法分析了管线周围海床土的动力响应<sup>[18]</sup>, 计算边界如图 4 所示。由于孤立波是推进波的一种, 因此与其数值计算结果进行了对比, 如图 4 所示, 相关计算参数见表 1。从图 5 可以看出, 本文计算结果同文献结果趋势基本相同, 认为本文给出的解析公式存在一定的可行性, 从图 5 中还可以看出, 计算结果略小于数值计算结果, 这是由于本文理论适用于无限深海床土, 而数值计算中假定海床深度有限。与有限深的海床土相比, 无限深海床土会造成更大的动态压力衰减, 因此, 适用于无限深海床土的理论值应略低于数值计算结果。因此, 在实际工程中可以将孤立波理论用于浅水区海底管道

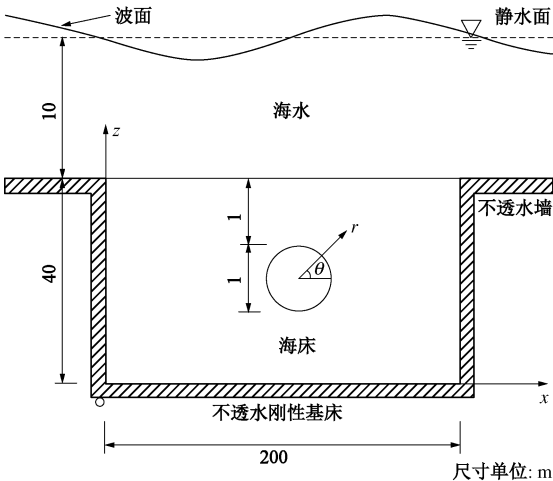


图 4 数值计算边界图

Fig. 4 Boundary of numerical calculation

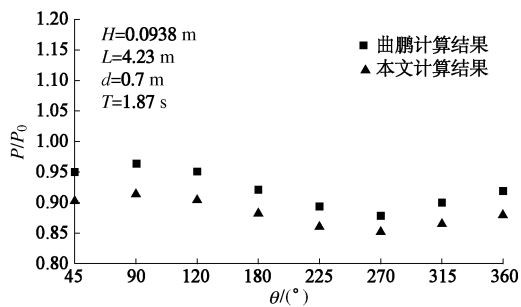


图 5 计算结果与曲鹏计算结果对比分析

Fig. 5 Comparison between calculated and QU Peng's finite element results

4 结 论

本文基于Biot固结理论和一阶近似孤立波理论, 给出了计算无限深海床中埋置管道周围海床渗流压力的计算方法。与已有的试验结果及数值计算结果进行比较, 结果表明, 在孤立波的作用下, 管道周围海床的渗流压力呈正弦曲线分布, 与试验结论一致, 趋势相同, 且计算结果与数值结果非常相近, 认为给出的解析公式有一定的可行性, 但由于孤立波作用下海底管道及管道周围海床的动力特性等相关试验数据匮

乏, 因此本文的计算方法还应进一步验证。

## 参考文献:

- [1] LAMBRAKOS K F, CHAO J C, BECKMANN H, et al. Wake model of hydrodynamic forces on pipelines[J]. *Ocean Engineering*, 1987, **14**(2): 117 - 136.
- [2] MCDUGAL W G, DAVIDSON S H, MONKMEYER P L, et al. Wave-induced forces on buried pipelines[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 1979, **114**(2): 220 - 236.
- [3] SPIEREBURG S E J. Wave-induced pore pressure around submarine pipelines[J]. *Coastal Engineering*, 1986, **10**(1): 33 - 48.
- [4] SUDHAN C M, SUNDAR V, RAO S N. Wave induced forces around buried pipeline[J]. *Ocean Engineering*. 2002, **29**: 533 - 544.
- [5] 栾茂田, 曲 鹏, 杨 庆, 等. 波浪引起的海底管线周围海床动力响应分析[J]. *岩石力学与工程学报*, 2008, **27**(4): 789 - 795. (LUAN Mao-tian, QU Peng, YANG Qing, et al. Wave-induced dynamic response of seabed around submarine pipeline[J]. *Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering*, 2008, **27**(4): 789 - 795. (in Chinese))
- [6] 栾茂田, 曲 鹏, 杨 庆, 等. 非线性波浪作用下海底管线-海床动力响应分析[J]. *岩土力学*, 2007, **28**(增刊 1): 709 - 714. (LUAN Mao-tian, QU Peng, YANG Qing, et al. Nonlinear wave-induced transient response of pipeline-seabed interaction[J]. *Rock and Soil Mechanics*, 2007, **28**(S1): 709 - 714. (in Chinese))
- [7] GAO F P, JENG D S, SEKIGUCHI H. Numerical study on the interaction between non-linear wave, buried pipeline and non-homogenous porous seabed[J]. *Computers and Geotechnics*, 2003, **30**: 535 - 547.
- [8] LE MEHAUTE. An Introduction to hydrodynamics and water waves[M]. New York: Springer-Verlag, 1976.
- [9] 孙昭晨, 邱大洪. 浅水区海底埋设管线上非线性波浪力[J]. *大连理工大学学报*, 2000(增刊 1): 95 - 98. (SUN Zhao-chen, QIU Da-hong. Nonlinear wave force on a buried pipeline in shallow water[J]. *Journal of Dalian University of Technology*, 2000(S1): 95 - 98. (in Chinese))
- [10] 宋 帅, 尤云祥, 魏 岗. 孤立波与直墙式多孔介质结构相互作用数值分析[J]. *海洋工程*, 2007, **25**(4): 7 - 14. (SONG Shuai, YOU Yun-xiang, WEI Gang. The interaction of the solitary wave with a vertically walled porous structure[J]. *The Ocean Engineering*, 2007, **25**(4): 7 - 14. (in Chinese))
- [11] LYNETT P J, LIU P L F, LOSADA I J, et al. Solitary wave interaction with porous breakwaters[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 2000, **126**(6): 313 - 321.
- [12] 李 奇, 黄 华, 詹杰民, 等. 孤立波引起的对孤立墩柱底部的波浪渗流作用[J]. *热带海洋学报*, 2013(5): 42 - 47. (LI Qi, HUANG Hua, ZHAN Jie-min. Solitary wave-induced seepage effects on the bottom of vertical cylinder resting on porous seabed[J]. *Journal of Tropical Oceanography*, 2013(5): 42 - 47. (in Chinese))
- [13] XIAO H, HUANG W. Three-dimensional numerical modeling of solitary wave breaking and force on a cylinder pile in a coastal surf zone[J]. *Journal of Engineering Mechanics*. 2014: A4014001.
- [14] 钱家欢. 土工原理与计算[M]. 北京: 中国水利水电出版社, 1995. (QIAN Jia-huan. *Geotechnical principle and calculation*[M]. Beijing: China Water Power Press, 1995. (in Chinese))
- [15] J 贝尔. 多孔介质流体动力学[M]. 北京: 中国建筑工业出版社, 1983. (BELL J. *Dynamics of fluids in prousmedia*[M]. Beijing: China Architecture and Building Press, 1983. (in Chinese))
- [16] KOKKINOWRACHOS K. Hydrodynamic analysis of large offshore structure on porous elastic seabed[Z]. Tokyo: OMAE, 1985.
- [17] 邱大洪. 波浪渗流力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2006. (QIU Da-hong. *Seepage mechanics of waves*[M]. Beijing: National Defense of Industry, 2006. (in Chinese))
- [18] 曲 鹏. 波浪作用下海底管线及周围海床动力响应分析[D]. 大连: 大连理工大学, 2008. (QU Peng. *Numerical analysis of dynamic response of submarine pipeline and seabed under wave loading*[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2008. (in Chinese))