矩形双曲余弦型水深港池振荡的数值模拟

席苛梦[1,2]，马小舟[1,2]，王 岗[3,4]，董国海[1,2]

（1. 大连理工大学 建设工程学部，辽宁 大连 116024；2. 海岸和近海工程国家重点实验室，辽宁 大连 116024；
3. 河海大学 港口海岸与近海工程学院，江苏 南京 210098；4. 海岸灾害及防护教育部重点实验室，江苏 南京 210098）

摘 要：为了研究由涌浪引发的港口横向振荡，采用完全非线性 Boussinesq 数值模型 FUNWAVE 2.0 模拟了双曲余弦型水深的矩形港池内(1,1)模态的横向振荡。研究表明，只有在港池底部设置微小横向坡度，才能成功地激发横向震荡；而在横向水深不变的情况下，无法激发明显的横向振荡。通过分析纵向坡度、横向坡度和入射波高对横向振荡的影响，了解了横向坡度的影响：当横向振荡幅值较小时，它与横向幅度保持线性关系；横向振荡的幅值较大时，它受到非线性强度的限制，增长缓慢。在纵向坡度较大，入射波高较小时，横向振荡的幅值经过一定时间的增长，能超过纵向振荡并主导港内的水体运动。所有横向振荡都是非线性作用的结果，而非单纯的由地形变化产生的绕射导致的。

关键词：港湾振荡；横向振荡；数值实验；非线性作用

中图分类号：P736.211；P642.11 **文献标识码**：A **文章编号**：1002-3682(2019)02-0124-10

doi：10.3969/j.issn.1002-3682.2019.02.005

引用格式：XI K M，MA X Z，WANG G，et al. Numerical simulation of transverse oscillations in a rectangular port pool with hyperbolic-cosine water depth[J]. Coastal Engineering，2019，38(2)：124-133. 席苛梦，马小舟，王岗，等. 矩形双曲余弦型水深港池振荡的数值模拟[J]. 海岸工程，2019，38(2)：124-133.

当由外海入射的波浪频率接近港口固有频率时，在港内某些位置会产生数倍于港外波高的波动，这种现象被称为港湾振荡[1]。当较低阶的模态被激发的时候，不仅会产生较大港内振荡，在波节处还伴随着剧烈的往复流动。港口的固有周期从几分钟到几个小时，当其与系泊船的某一固有周期接近时，还有可能引起船舶的剧烈运动，造成缆绳断裂和船舶破坏[1]。

港湾振荡早期的理论研究主要关注港口的水平尺度对港湾振荡的影响，比如口门宽度[2]，港口几何形状[3]等，未考虑垂向尺度的影响，通常假设港口内外水深相同。实际上，港口内部及口门附近由于淤积和航道等因素的影响，水深通常是变化的。口门处水深不连续的问题引起了 Liu[4] 的注意，通过渐进匹配展开的方法研究了口门不连续对辐射阻尼和港内振荡的影响，发现口门处水深的不连续会导致口门处振荡增强，辐射阻尼减小。此外，有关港内地形的连续变化对港湾振荡的影响也引起了诸多学者的关注：Raichlen 和 Nahher[5] 通过使用二维有限差分法求解 Helmholtz 方程，研究了任意形状和水深的开口港池内由长波引发的港湾振荡；Mattioli[6] 研究了几种简单变水深港池的港湾振荡，发现港池内水的体积起最重要的作用，随着港内水体体积减小，共振时对应的波数减小同时振幅的峰值增加；Zelt 和 Raichle[7] 推导了一组弱非线性，弱色散性的长波方程来描述波浪在变水深港口内响应，并研究了狭长港口内的共振响应过程，取得了良好的效果。但是上述研究通常计算繁琐，需要使用数值方法求解[4,7]，而且往往只关注长度方向的振荡。为了克服上述问题，基于线性浅水方程，Wang 等[8-9] 提出了两种简洁的公式来分别计算坡度为常数和双曲余弦型水深的矩形开口港池内，港湾振

收稿日期：2019-03-08

资助项目：国家重点研究发展计划项目——海洋工程动力环境精细化预报与安全保障及评估技术研究（2017YFC1404200）和港湾低频振荡精细化预测与港口安全评估技术（2017YFC1404205）；中央高校基本科研业务费资助——深海岛礁水动力及港湾振荡研究（DUT18ZD214）

作者简介：席苛梦（1994-），男，硕士研究生，主要从事港湾振荡方面研究. E-mail：xkm@mail.dlut.edu.cn

（王佳实 编辑）

荡(纵向和可能的横向振荡)沿港口长度方向的波高分布。由于港内存在多个可能的模态，用 (n,m) 代表不同模态的横向振荡，其中 n 表示垂直于岸线的波节线数，m 表示平行于岸线的波节线数。在 (1,1) 模态下，港口内存在一条平行于岸线的波节线，和一条垂直于岸线的波节线，这条波节线与港口中心线重合。

通过数值模拟的方法研究港湾振荡的文献大多关注沿港口纵向的振荡。针对变水深的工况，Gao 等[10] 采用 Boussinesq 数值模型，模拟了孤立波在不同地形的港池内产生的港湾振荡。为了研究口门不同外珊瑚礁地形对次重力波引发的港湾振荡的影响，Gao 等[11-13] 分析了共振发生时港内短波、自由长波、锁相长波等所占的比例。以上研究都只考虑纵向振荡，与横向振荡相关的研究较少。通过数值方法，对 Wang 等[8] 取得的成果进行必要的补充就显得尤为必要。他们在推导理论解的过程中将横向振荡与纵向振荡分开考虑，并没有考虑两者的相互影响。同时，横向振荡的幅值也不能通过解析解直接得到。但实际上，横向振荡出现时，纵向振荡必然也同时存在。为了研究两者的相互作用及横向振荡的幅值，Wang 等[14] 采用数值模拟的方法研究了池底坡度为常数的矩形港池内的 (1,0) 模态的横向振荡，发现当入射波频率与横向振荡的固有频率接近时，港池底部有微小横向坡度(s)的港口能产生明显的横向振荡。对于坡度较陡的港口，横向振荡的幅值甚至会超过纵向振荡。

以往的研究仅仅认识到在港池底部横向上设置了微小的坡度，才能在入射波频率接近固有频率时激发横向振荡，并未考虑横向坡度的大小对横向振荡的幅值的影响。本文进一步研究了港池水深为双曲余弦型的矩形港池内，(1,1) 模态的横向振荡。通过采用的实际比尺，能更直观地评估实际港口中 (1,1) 模态的横向振荡的危害。本文研究了不同纵向坡度的港池内横向振荡的发展过程，并将港内的波高分布与理论解进行对比。然后分析了横向坡度，入射波波高等因素对横向振荡的影响。

1　数值模型和理论解

1.1　数值模型

Boussinesq 模型被广泛地用于模拟从有限水深水到浅水的波浪传播过程。近年来，随着对其非线性和色散性的改善，它可以用于精确地模拟波浪的浅化、变形和港湾振荡等近岸水动力现象。本研究采用数值模型 FUNWAVE 2.0 来模拟港湾振荡的发展过程，并选取 Wei 等[15] 推导的完全非线性 Boussinesq 方程。王岗等[16] 曾采用 FUNWAVE 2.0 模拟了 Loasada 等[17] 的部分物理模型实验。通过对比共振发生时港口最内侧的波面时间序列，发现数值模拟的结果与物理模型实验的结果吻合的很好，证明了 FUNWAVE 2.0 可以精确地模拟非线性较强的港湾共振现象。

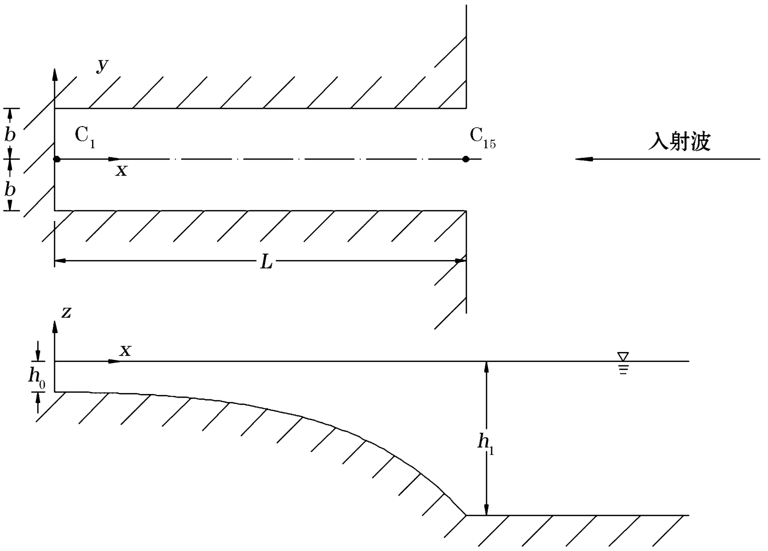
1.2　理论解

为了验证数值模拟结果的可靠性，本研究采用 Wang 等[9] 推导的港湾振荡分布公式与 FUNWAVE 2.0 模拟的结果进行对比。如图 1 所示，坐标系轴平行于矩形港池的长度方向并与港口中心线重合，正方向指向外海；轴平行于岸线(也就是港口宽度方向)并与港口后墙重合；笛卡尔坐标系原点取在静水面，z 轴正方向垂直于静水面向上。港口后墙处 $x=0$，取得最小水深 h_0；港池内部 $0<x<L$，水深满足 $h=h_0\cosh^2(\lambda x)$，λ 为双曲余弦参数，λ 越大，港池底部的纵向坡度越大；口门处 $x=L$，口门和外海水深相同，均为最大水深 h_1。在港池内，沿着港口的中心线布置了 15 个测点($C_1 \sim C_{15}$)，其中 C_1 在港口最内侧，C_{15} 在口门处。

基于线性浅水方程，港内存在一种沿港口长度方向的振荡，被称为纵向振荡(ζ^{L})。它主要由入射波和反射波的叠加产生，其波幅公式为

$$\zeta^{\mathrm{L}}=\operatorname{sech}(\lambda x)\left[AP(v,1,\chi_1)+BQ(v,1,\chi_1)\right],\tag{1}$$

式中，P 和 Q 为两类线性无关的连带勒让德函数；$v=-1/2+(1/4+\omega^2/gh_0\lambda^2)^{1/2}$；$\chi_1=\tanh(\lambda L)$；$\lambda$ 为双曲余弦参数，λ 越大，港池底部的纵向坡度越大；g 为重力加速度；ω 是入射波的角频率。通过港口最内侧的



注:L 为港口长度;$2b$ 为港口宽度

图1 港口地形及坐标系示意图

Fig.1 A sketch map of the topography and the coordinate system in the harbor

不可穿透边界条件,波幅及其导数在口门处耦合的条件,可以确定常数A,B的值。

由于入射波的方向垂直于港口宽度方向,通常港内波浪在横向上均匀分布。但可能会使港内波浪产生横向的往复运动,即横向振荡(ζ^{T}),此时入射波的波数与港口宽度需满足如下关系:

$$k_n=\frac{n\pi}{2b}\qquad n=1,2,3,\cdots,\tag{2}$$

式中,n 为垂直于岸线的波节线数;k_n 为对应的波数;横向振荡沿港口长度方向的波幅分布为

$$\zeta^{T}=C\sqrt{1-\tau^{2}}\left[P(v,\mu,\tau)-\frac{2}{\pi}\tan(\mu\pi)Q(v,\mu,\tau)\right],\tag{3}$$

式中,系数 C 是港口最内侧横向振荡的幅值,无法通过理论得到;$\tau=\tanh(\lambda x)$;$\mu=(1+k_n^2/\lambda^2)^{1/2}$;$v$ 的取值与式(1)相同;P 和 Q 为两类线性无关的连带勒让德函数。

横向振荡满足的色散关系为

$$\omega^2=gh_0\lambda^2(\sqrt{1+k_n^2/\lambda^2}+2m)(\sqrt{1+k_n^2/\lambda^2}+2m+1)\qquad m=0,1,2,\cdots,\tag{4}$$

式中,当 n 与 m 取不同的整数时对应横向振荡的(n,m)模态,本文主要研究入射波波高和港内地形对(1,1)模态下横向振荡的影响。式(4)色散关系可以确定港内横向振荡的固有频率。

2 数值实验布置

实验设置了3种港口地形,水深均满足双曲余弦函数,具体参数见表1。矩形港池的水平尺度均相同,港口宽度 $2b=200$ m,长度 $L=400$ m。港口后墙处水深 $h_0=7$ m,双曲余弦函数中的系数(即双曲余弦参数 λ)取3组不同的值,对应纵向不同的坡度,$\lambda=0.002$ 对应较缓的坡,$\lambda=0.003$ 对应中等的坡,$\lambda=0.004$ 对应陡坡。分别将参数代入式(4)中,可以确定各个港池内横向振荡的固有频率($f^{\mathrm{T}}_{(1,0)}$)。为使3种坡度不同港池内横向振荡的幅值可以对比,要保证港口后墙处纵向振荡的幅值相同。在没有特别说明的情况下,入射波波高(H_1)的选取标准:通过试错的方法保证港口最内侧纵向振荡的幅值等于0.53 m(即 $\zeta^{\mathrm{L}}/h_0=0.075$)。具体参数见表1。

表 1　数值实验的地形及波浪参数

Table 1　Parameters of topography and waves used in the numerical experiment

工　况	λ	h_1/m	$f^{\mathrm{T}}_{(1,0)}$/Hz	H_1/m	s
a	0.002	12.5	0.022 2	0.46	0.005
b	0.003	46.5	0.030 9	0.376	0.005
c	0.004	67.6	0.034 4	0.31	0.005

在港池横向水深不变的情况下，不论如何调整入射波的频率和波高，都无法产生明显的横向振荡。受到 Wang 等[14]在模拟 (1,0) 模态的横向振荡时，在港内设置微小的横向坡度(s)来激发横向振荡的启发，本文也采用相同的方法激发横向振荡。在没有特别说明的情况下，默认设置 $s=0.005$。为了研究这种因素的作用，在 3 组港池内分别设置了 17 组横向坡度(s)，从 0.000～0.016，每组坡度间隔 0.001。

C_1，C_{15} 测点在 (1,1) 模态下，横向振荡的波节线在港口中心线处。在此位置横向振荡的幅值最小，可以用来分析纵向振荡的沿程分布。通过将变量分离的横向流速代入浅水方程，可以得到水深平均的横向流速与横向振荡幅值的关系：

$$\zeta^{\mathrm{T}}=i\,\frac{\omega}{gk^{\mathrm{T}}_{(1,1)}}V^{\mathrm{T}}\ ,\tag{5}$$

式中，V^{T} 为横向流速；i 为虚数单位，代表 ζ^{T} 与 V^{T} 有 $\pi/2$ 的相位差；$k^{\mathrm{T}}_{(1,1)}$ 为能够激发(1,1)模态横向振荡的波数，本研究中 $k^{\mathrm{T}}_{(1,1)}=\pi/200$。之后的分析中，将测点 $C_1\sim C_{15}$ 获取的横向流速作为水深平均的横向流速，代入式(5)，可以得到横向振荡幅值的沿程分布。

在港口内，1 个波长范围大概设置了 30 个网格。海岸线和港内边墙均设置为全反射直墙。数值水池的造波区放置于距离口门 1 个波长的位置。在距离口门两侧 3 个波长的位置以及造波区的后方均设置了海绵层，用来吸收反射和辐射的波浪。为了保证良好的收敛性，要求柯朗数 $C_r=\sqrt{gh}\,\Delta t/\min(\Delta x,\Delta y)$ 小于 0.5，其中，Δx，Δy 分别为 x，y 方向的网格宽度。经过验证，时间步长均取 $\Delta t=0.1$ s。模拟时长为 5 000 s，共 50 001 步。以下数值模拟过程中均未考虑底摩阻的作用。

3　结果和分析

设置港池的水深沿纵向满足双曲余弦函数，并在港内设置了一个微小的横向坡度。在这种情况下，入射波频率与固有横向频率接近时，3 种港池内均激发了明显的横向振荡。由图 2 可见，工况 c 对应的港口内，第 3 900 s 的瞬时波面，在这一时刻，横向振荡主导了港池内水体的运动，集中在港口最内侧及港口中部，横向振荡与长度方向的振荡几乎同时产生，并经过一段时间的发展之后达到稳定的状态(图 3)。从图 3 中还可以看出，纵向坡度越陡的港池(λ 较大)，横向振荡幅值越明显，并且达到稳定需要的时间越长。

通过对数值模拟的结果进行分析，发现横向振荡的幅值主要受港口地形的纵向坡度、横向坡度及入射波的波高三个因素的影响，以下将分别讨论这 3 种因素对横向振荡的影响。

3.1　纵向坡度对横向振荡的影响

为了研究港内纵向坡度对横向振荡幅值的影响，设置横向坡度 $s=0.005$，选取的入射波波高见表 1。由于港口最内侧 C_1 点测得的横向振荡幅值最大，选取横向振荡稳定之后，该点横向振荡的幅值($\zeta_{\max}$)与港口最小水深(h_0)的比值，即相对波高，反映无因次化的振荡幅值，下文中提到的幅荡幅值均特指无因次化的结果。图 4 展示了在固有频率附近，横向振荡的幅值随入射波频率的变化。随着纵向坡度越来越陡(λ 的增大)，横向振荡的幅值会越来越大。同时，使横向振荡取得峰值的入射波频率与固有横向频率($f^{\mathrm{T}}_{(1,1)}$)会产生一定的误差，这个误差也随着 λ 的增大而逐渐增大。对于缓坡 $\lambda=0.002$ 的港池，相对误差小于 0.1%；中等坡度

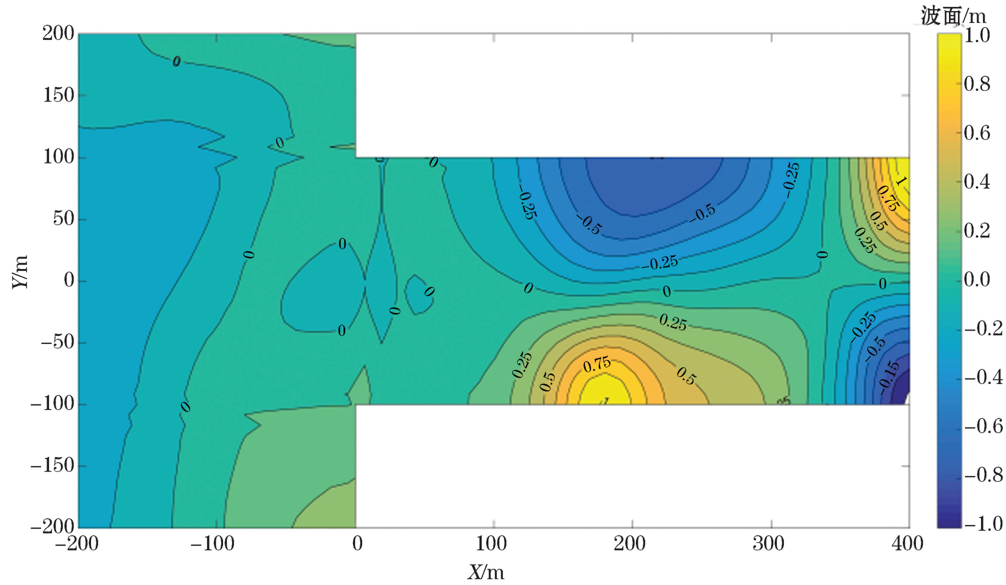


图 2　第 3 900 s 的瞬间波面示意图

Fig.2　A schematic diagram of instantaneous wave surface at 3 900 s

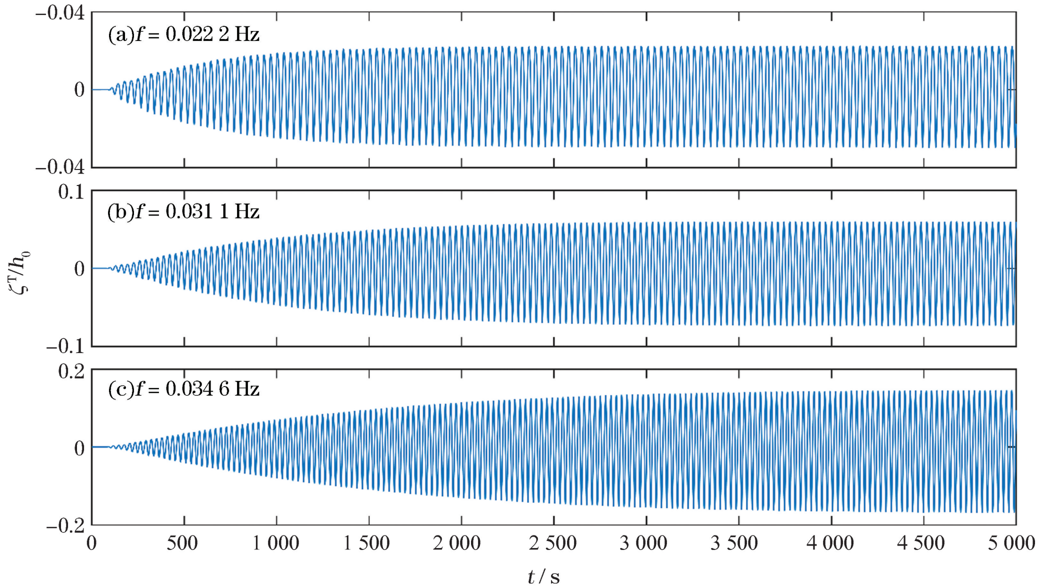


图 3　后墙处横向振荡的波面时间序列

Fig.3　The wave surface time series of transverse oscillation at the back wall

$\lambda=0.003$，相对误差为 0.3%；陡坡 $\lambda=0.004$，相对误差为 0.5%。这是由于较大的 λ 值对应的口门处水深较大，这与理论解中的浅水假设误差也随之增大。另外，在港内水深为常数（$\lambda=0$）的情况下，不论如何调整入射波的频率或波高都不能产生明显的横向振荡。在之后的分析中，选取使横向振荡取得峰值的频率作为 λ 射频率，对于工况 a，$f=0.022\ 2$ Hz；工况 b，$f=0.031\ 1$ Hz；工况 c，$f=0.034\ 6$ Hz。如果不是特别说明除 λ 射波频率外，其余参数见表 1。

横向振荡稳定之后，测点 $C_1 \sim C_{15}$ 采集的波面时间序列可以用来分析纵向振荡沿港口长度方向的波高分布。通过将这些测点采集的横向速度的时间序，代入式（5），可以得到横向振荡的波高沿程变化。通过式

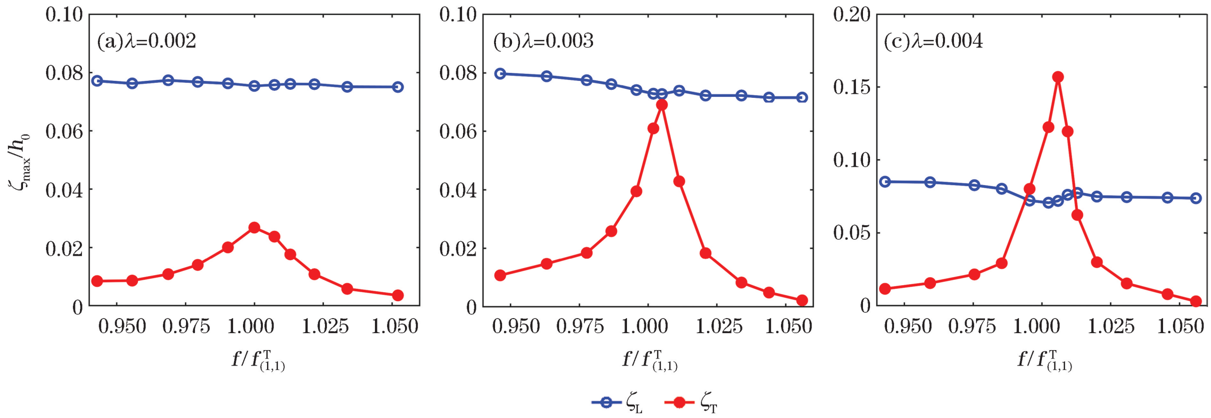


图 4　港口后墙处产生的横向振荡幅值随入射波频率的变化

Fig.4　The change of the amplitude of the transverse oscillation formed at the back wall with the frequency of incident wave

(1)可以得到纵向振荡在港口长度方向分布的理论解。通过式(3)可以得到横向振荡的理论解，但是有一个未知常数 C 无法通过理论方法确定。本研究采用数值模拟得到的港口后墙处横向振荡的波幅，作为常数 C 的值。图 5 分别展示了理论解与数值模拟的横向振荡在沿港池长度方向的波高分布，在港口内侧横向振荡的理论解与数值模拟结果吻合的较好。但是在横向振荡的第 2 个峰值处，数值模拟的结果明显小于理论解，特别是在 λ 的值较小时。这是由于这种情况下，横向振荡的幅值在口门处较大，受到口门的影响，有一部能量向港外辐射。而理论解假设港口长度为足够长，不会影响横向振荡的幅值，因此并未考虑这部分能量损失。而纵向振荡数值模拟的结果和解析解在幅值和相位上都吻合的较好。

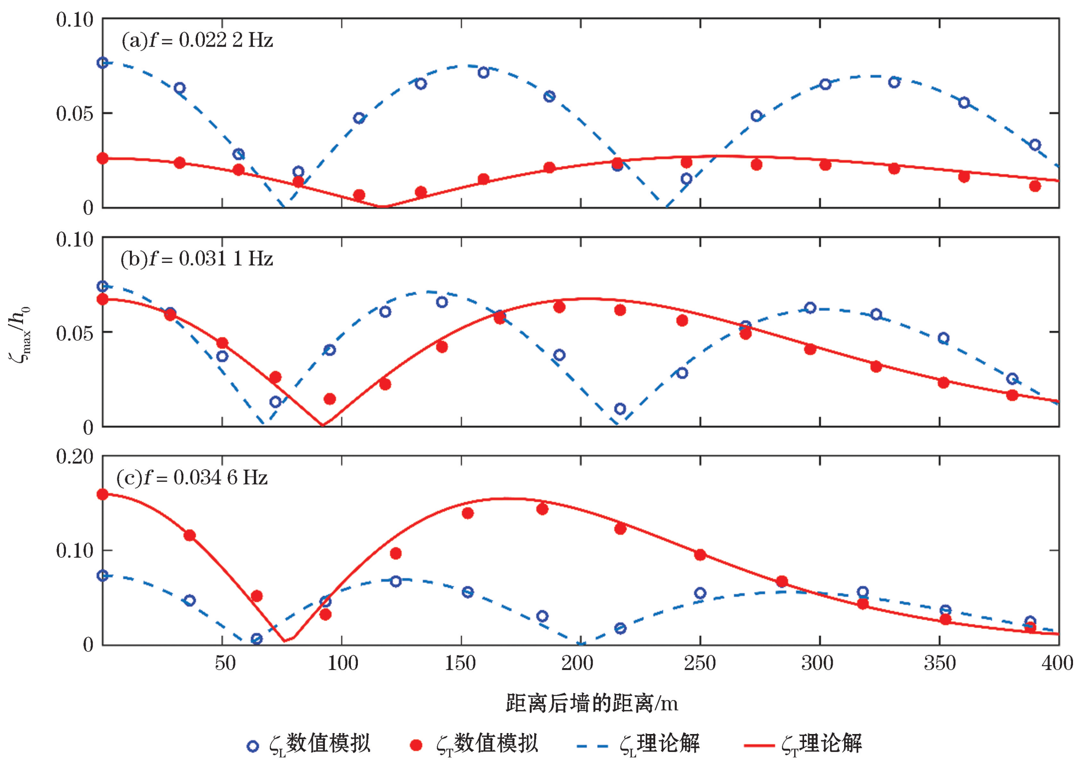


图 5　港湾振荡在港内分布的数值模拟结果和理论解对比

Fig.5　Comparisons of FUNWAVE simulated oscillation profile and predictions

3.2 横向坡度对横向振荡的影响

横向坡度对横向振荡非常重要。港池底部如果设置为横向水深不变,无论是调整入射波频率,波高都不能在实际模拟过程中产生明显的横向振荡。通过在港内横向地形上设置微小的坡度,能激发明显的横向振荡。图6显示了纵向和横向振荡在后墙处的幅值随横向坡度的变化,纵向振荡的幅值基本不变。横向振荡较小时,横向振荡的幅值与横向坡度基本保持线性关系。若以可决系数R-squared大于0.99作为满足线性相关的标准,在$\lambda=0.002$的港池内,17组值均满足线性关系。在$\lambda=0.003$和$\lambda=0.004$的港池内的港池内,分别在横向坡度$s<0.012$和$s<0.005$时,横向振荡与其满足线性相关。分别拟合在这2个港池横向振荡满足线性关系的部分并延长,可以看到横向坡度大于以上2个值之后,横向振荡的增长明显减慢。这是由于横向振荡较小时,由横向坡度决定横向振荡的幅值;在横向振荡较大时,由于入射波波高不变,横向振荡的幅值受到非线性强度的限制,不能无限增长。在$\lambda=0.002$、$\lambda=0.003$和$\lambda=0.004$的港池内,横向振荡在后墙处的幅值分别在横向坡度$s>0.0016$,$s>0.006$和$s>0.003$时,超过纵向振荡。

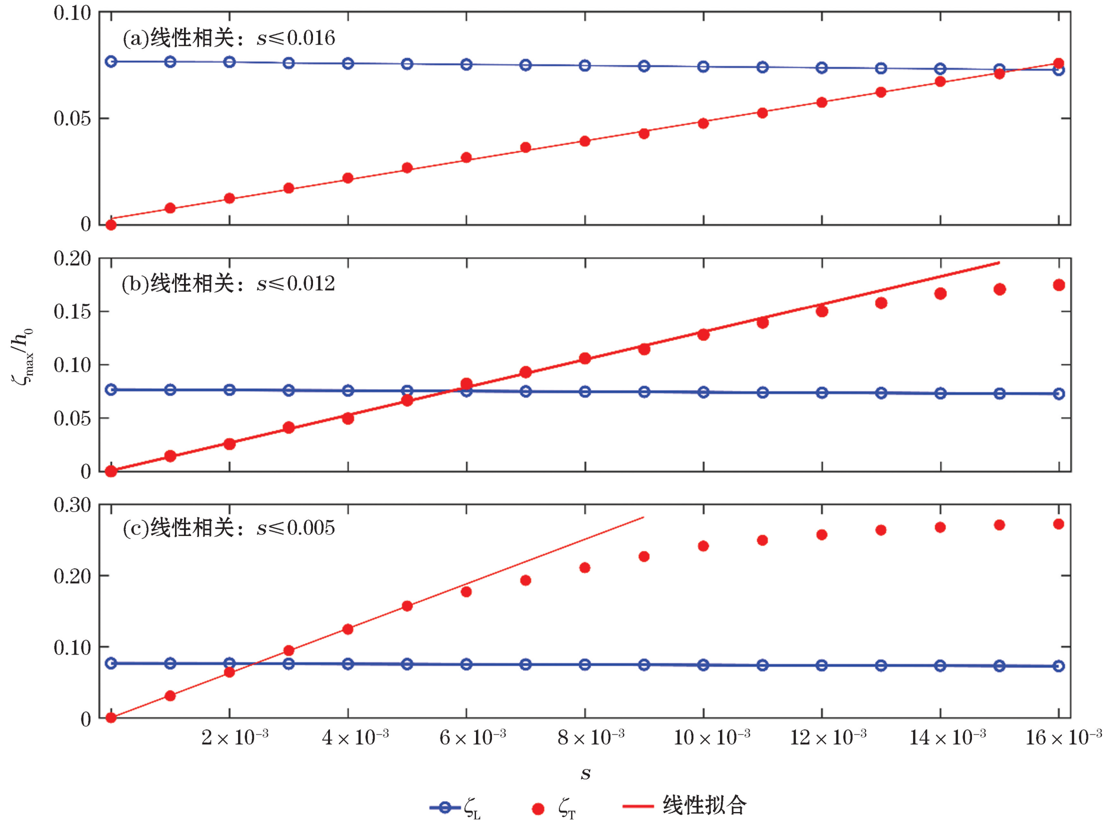


图6 港口后墙处横向振荡幅值随横向坡度的变化

Fig.6 The change of the amplitude of the transverse oscillation formed at the back wall with the transverse slope

3.3 入射波波高对横向振荡的影响

图7展示了港湾振荡随入射波波高的变化。在入射波波高较小时,横向振荡的幅值随着入射波波高的增大而增大。在入射波波高(H_1)与后墙处水深(h_0)的比值即入射相对波高(H_1/h_0)超过某一阈值后,横向振荡的幅值保持稳定,不再增长。而纵向振荡的幅值与入射波波高(H_1)基本满足线性关系。随着入射波波高的增长,纵向振荡的幅值最后都会超过横向振荡。对于$\lambda=0.002$的港池,纵向振荡的幅值始终大于横向振荡。对于$\lambda=0.003$和$\lambda=0.004$的港池,入射波较小时,横向振荡的幅值大于纵向振荡。随着入射波的增

长，分别在 $H_1/h_0>0.05$ 和 $H_1/h_0>0.095$ 之后，纵向振荡的幅值才反超横向振荡。另外，入射波波高超过阈值后，虽然不能使横向振荡的幅值增大，却能减小横向振荡达到稳定状态所需的时间。

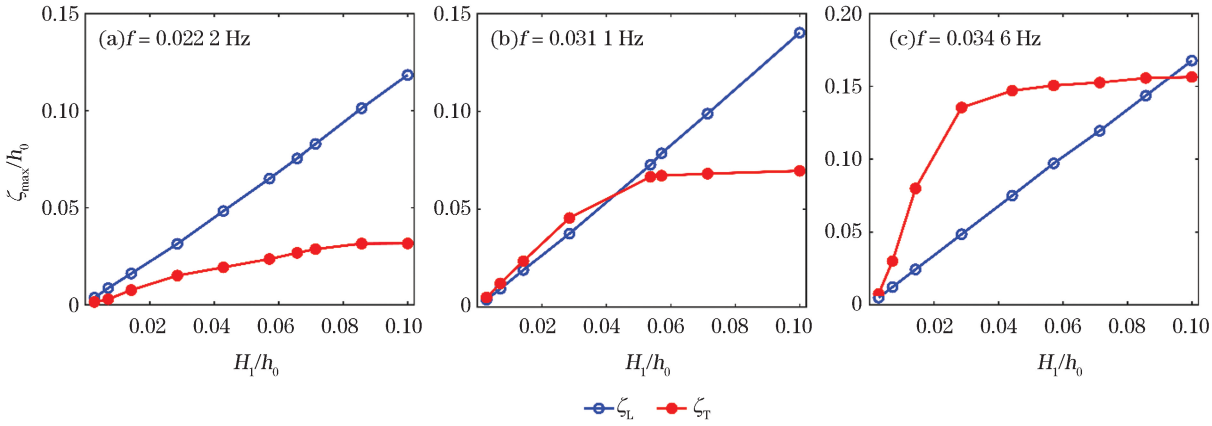


图 7　港口后墙处横向振荡幅值随入射波波高的变化

Fig.7　The change of the amplitude of the transverse oscillation formed at the back wall with the incident wave height

由于港池底部设置了微小的横向坡度，为了证明横向振荡不是完全由绕射产生的，在 FUNWAVE 2.0 中选取线性方程模拟以上过程。模拟过程中无论如何调整入射波频率都无法产生明显的横向振荡。表明了港内的横向坡度只能起到产生横向扰动的作用，由微小的横向扰动增长到稳定的横向振荡需要持续地通过非线性作用从纵向振荡中获取能量。

4　结　论

本研究采用基于 Boussinesq 方程的数值模型 FUNWAVE 2.0 模拟了水深沿纵向满足双曲余弦函数的矩形港池内，由垂直入射的规则波产生的 (1,1) 模态的横向振荡。分析了港口地形的纵向坡度(参数 λ)、横向坡度及入射波的波高对横向振荡的影响，并将数值模拟的结果与理论解进行对比，得到了以下结论：

1)港内 (1,1) 模态下横向振荡的幅值随着港底部的坡度(参数 λ)的增大而增大。当 λ 较小时，横向振荡沿港口长度方向的第 2 个峰值通常小于理论解，这是由于理论解假设港口长度为足够长，不会影响横向振荡的幅值。而实际上在数值模拟过程中口门处的横向振荡的幅值较大，有部分横向振荡的能量从口门辐射到外海，而理论解中并未考虑这部分能量损失。

2)虽然描述港内横向振荡的公式是基于线性浅水方程推导的，但港内的横向振荡实际上都是非线性作用的结果。

3)随着港内横向坡度的增长，横向振荡的幅值在较小时，它与横向坡度保持线性相关。横向振荡的幅值较大时，它受到非线性强度的限制，增长减缓。

4)入射波的波高在横向振荡的发展过程中扮演了双重角色。在入射波高较小时，它既能决定横向振荡的幅值也能决定其增长的速度；它超过一定的阈值以后不再影响横向振荡的幅值，仅仅减小了横向振荡达到稳定所需的时间。

5)当横向坡度较大时，在 λ 值较大的港内，横向振荡的幅值可能超过纵向振荡并主导港内的水体运动。在现实的涌浪和低频波中，0.034 6 Hz 左右的成分在很常见，(1,1) 模态的横向振荡也能产生较大的幅值，影响港口作业。

参考文献(References):

[1] WANG G, GAO J L, WANG P T, et al. Review on harbor resonance[J]. Haiyang Xuebao, 2017, 39(11): 1-13. 王岗, 高俊亮, 王培涛, 等. 港湾共振研究综述[J]. 海洋学报, 2017, 39(11): 1-13.

[2] MILES J, MUNK W. Harbor paradox[J]. Journal of the Waterways and Harbors Division, 1961, 87: 111-130.

[3] LEE J J. Wave-induced oscillations in harbors of arbitrary geometry[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1971, 45(2): 375-394.

[4] LIU P L. Effects of depth discontinuity on harbor oscillations[J]. Coastal Engineering, 1986, 10: 395-404.

[5] RAICHLEN F, NAHEER E. Wave induced oscillations of harbors with variable depth[C]// American Socierty of Civil Engineers. 15th International Conference on Coastal Engineering. Hawaii: Honolulu, 1976.

[6] MATTIOLI F. Wave-induced oscillations in harbours of variable depth[J]. Computers and Fluids, 1978, 6(3): 161-172.

[7] ZELT J A, RAICHLEN F. A Lagrangian model for wave-induced harbour oscillations[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1990, 213: 203-225.

[8] WANG G, DONG G, PERLIN M, et al. An analytic investigation of oscillations within a harbor of constant slope[J]. Ocean Engineering, 2011, 38(2-3): 479-486.

[9] WANG G, ZHENG J, LIANG Q, et al. Analytical solutions for oscillations in a harbor with a hyperbolic-cosine squared bottom[J]. Ocean Engineering, 2014, 83: 16-23.

[10] GAO J L, JI C Y, LIU Y Y, et al. Numerical study on transient harbor oscillations induced by solitary waves[J]. Ocean Engineering, 2016(1),126: 467-480.

[11] GAO J, ZHOU X, ZANG J, et al. Influence of offshore fringing reefs on infragravity period oscillations within a harbor[J]. Ocean Engineering, 2018, 158: 286-298.

[12] GAO J, JI C, LIU Y, et al. Influence of offshore topography on the amplification of infragravity oscillations within a harbor[J]. Applied Ocean Research, 2017, 65: 129-141.

[13] GAO J, JI C, MA X, et al. Numerical investigation of infragravity wave amplifications during harbor oscillations influenced by variable offshore topography[J]. Ocean Dynamics, 2017, 67(9):1151-1162.

[14] WANG G, ZHENG J, MAA J P, et al. Numerical experiments on transverse oscillations induced by normal-incident waves in a rectangular harbor of constant slope[J]. Ocean Engineering, 2013, 57: 1-10.

[15] WEI G, KIRBY J T, GRILLI S T, et al. A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves. Part 1. Highly nonlinear unsteady waves [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1995, 294(1): 71-91.

[16] WANG G, MA X Z, MA Y X, et al. Long-period harbor resonance induced by short waves[J]. Engineering Mechanics, 2010, 27(4): 240-245. 王岗, 马小舟, 马玉祥, 等. 短波对港池长周期振荡的影响[J]. 工程力学, 2010, 27(4): 240-245.

[17] LOSADA I J, GONZALEZ-ONDINA J M, DIAZ-HERNANDEZ G, et al. Numerical modeling of nonlinear resonance of semi-enclosed water bodies: description and experimental validation[J]. Coastal Engineering, 2008, 55(1): 21-34.

Numerical Simulation of Transverse Oscillations in a Rectangular Port Pool With Hyperbolic-cosine Water Depth

XI Ke-meng[1,2], MA Xiao-zhou[1,2], WANG Gang[3,4], DONG Guo-hai[1,2]

(1. *Department of Construction Engineering*, *Dalian University of Technology*, Dalian 116024, China;

2. *State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering*, *Dalian University of Technology*, Dalian 116024, China;

3. *College of Port*, *Coastal and Offshore Engineering*, *Hohai University*, Nanjing 210098, China;

4. *Key Laboratory of Coastal Disaster and Protection*, *Ministry of Education*, Nanjing 210098, China)

Abstract: In order to study the surge-induced transverse oscillations in port pools, the fully nonlinear Boussinesq numerical model FUNWAVE 2.0 is used to simulate the transverse oscillation of mode in a rectangular port pool with hyperbolic cosine water depth. It is found that only by setting a small transverse slope at the bottom of the port pool can the transverse oscillation be successfully excited, whereas no obvious transverse oscillation can be excited under the condition that the transverse water depth remains unchanged. By analyzing the effects of longitudinal slope, transverse slope and incident wave height on transverse oscillation, the influence of transverse slope is understood. When the amplitude of transverse oscillation is small, it keeps a linear relationship with the transverse amplitude; when the amplitude of transverse oscillation is large, it is limited by the nonlinear intensity and grows slowly; and when the longitudinal slope is large and the incident wave height is small, the amplitude of transverse oscillation can exceed the longitudinal oscillation and dominate the water movement in the harbor after growing for a certain period of time. All the transverse oscillations mentioned above are the results of nonlinear effect, rather than those simply caused by the diffraction that is caused by topographic changes.

Key words: oscillation in the harbor; transverse oscillation; numerical experiment; nonlinear action

Received: March 4, 2019