

基于波浪增量分析的海上栈桥极限承载力及破坏模式研究

刘强, 魏凯

(西南交通大学桥梁工程系, 四川成都, 610031, Email: kaiwei@home.swjtu.edu.cn)

摘要: 本研究以平潭海峡公铁两用大桥为工程背景, 应用 USFOS 软件建立了海上栈桥的有限元模型, 考虑杆件弹塑性和节点非线性, 利用波浪增量分析理论研究分析了海上栈桥的承载能力曲线, 得出了海上栈桥的极限承载能力及所对应的倒塌波高, 依据所得的极限承载能力状态分析了栈桥结构的破坏模式, 并对其破坏机理作了详细的阐述。研究表明, 波浪增量分析理论对于分析海上栈桥在波浪环境载荷作用下的不同极限状态和性能精确可行, 有实用价值。海上栈桥在横桥向波浪作用下表现为横向弯曲破坏, 其薄弱部位为导管架下方钢管桩的两端, 特别是钢管桩底部, 对海上栈桥的破坏形式分析可为工程实践提供一定的参考价值。

关键词: 跨海大桥; 极限承载力; 波浪增量分析; 海上栈桥; 破坏模式; USFOS

1 引言

海上栈桥属于跨海大桥施工中常用的一种临时结构, 为水上桥梁基础施工提供作业平台^[1]。栈桥结构通常采用钢管桩基础、型钢分配梁、贝雷桁架或者型钢梁及花纹钢板桥面板的结构形式, 具有构件工业化程度高、结构拆装方便等特点^[2]。近年来, 我国沿海地区大量修建跨海大桥, 与内陆桥梁不同, 跨海桥梁所处的海洋环境具有水深、浪大、流急等特点^[3]。作为跨海桥梁重要的辅助工程, 海上栈桥遭受着恶劣海洋环境的严峻挑战。据统计, 国内已有多处海上栈桥由于波浪作用发生了不同程度的破坏。1933 年, 作为金门大桥临时辅助工程的施工栈桥, 由于受到巨浪的冲击严重受损^[4]; 2013 年, 青岛栈桥受到风暴潮引起的巨浪作用, 造成大面积桥面坍塌^[5]。对于海上栈桥设计过于保守会增加工程造价, 设计过于激进又会导致栈桥安全储备不足。因此, 对施工栈桥的合理设计与建设关系到整个工程的经济性与安全性。刘长辉^[6]从设计和施工两个方面, 论述了风大、浪高、水深、流急等复杂海况及裸岩地质条件下栈桥快速施工的关键技术。王东辉等^[7]针对栈桥设计难点, 制定了栈桥荷载组合及设计原则。可见, 目前对栈桥设计方法与施工工艺已有较多的研究, 但很少研究海上栈桥在波浪作用下的极限承载能力及其破坏模式。海上栈桥下部结

构形式属于导管架结构, 针对于海上导管架结构的研究国内外学者已经取得很大的进展。Golafshani 等^[8]提出波浪增量分析理论, 用来评估导管架石油平台在波浪载荷作用下的结构极限承载能力的有效方法。该方法在弥补了现常用的静力弹塑性 (Pushover) 分析方法的不足。首先, 按照确定波高得到的波浪荷载加载模式不一定是结构实际破坏时的波浪荷载模式。其次, Pushover 分析无法提供关于结构安全性与波高的关系。该方法可根据波高变化, 不断调整波浪荷载加载模式, 逐级开展 Pushover 分析, 最终给出结构承载力和位移的关系, 解决了传统 Pushover 分析中波浪荷载侧向力加载模式无法变化的问题。基于上述思路, 本研究将利用新提出的分析理论—波浪增量分析理论, 研究海上栈桥的极限承载能力以及栈桥在波浪方向下的破坏模式, 从根本上确定栈桥结构的破坏位置, 为施工加固提供一定的参考价值, 以确保海上栈桥的施工与人员安全。

2 工程背景

本研究以在建的平潭海峡公铁两用大桥为工程背景, 该桥位于福建省东部, 起于福建省长乐市松下镇, 经人屿岛、长屿岛、小练岛至大练岛, 共跨越三个航道、四座岛屿, 全长 11.15 km, 最大水深为 43m, 如图 1(a)所示。桥址所在海域地形复杂, 受太平洋副热带高压和季风影响, 台风频发^[9], 常引起海面上涌起巨浪, 给该跨海桥梁施工建设带来巨大威胁, 如图 1(b)所示。本研究所分析的结构为一联海上栈桥, 该栈桥为两跨连续梁结构, 桥长 54 m +54 m, 桥宽 6m, 栈桥处水深 30m, 水深与导管架下部平齐。栈桥桥面到水底的高度为 42m。上部结构主要包括贝雷梁和桥面板, 贝雷梁高度为 1.5m, 钢管桩高度为 40.5m, 直径为 1.5m, 钢管桩间距为 12m, 导管架结构高度为 6.5m, 直径为 0.63m, 钢管桩底部嵌入海底岩层。贝雷梁材料采用 Q235 型钢, 钢管桩材料采用 Q345 型钢, 桥面板材料采用 16Mn 型钢, 如图 1(c)所示。



图 1 平潭海峡公铁两用大桥及海上栈桥

3 模型建立与数值分析

3.1 有限元模型建立

采用海洋工程有限元分析软件 USFOS^[10]建立海上栈桥有限元模型, 如图 2 所示。其中, 贝雷梁、导管架、钢管桩采用 8329 个非线性梁单元模拟, 梁单元采用塑性铰模型模拟杆件

弹塑性。桥面板采用 71 个四点壳单元模型建立。采用如图 3 所示节点模型模拟导管架中的钢管节点，考虑节点偏心和节点非线性。贝雷架与钢管柱之间采用刚性连接，上部结构与下部结构之间仍采用刚性连接，通过增加桥面板的厚度考虑护栏的质量，钢管桩底部固结约束。

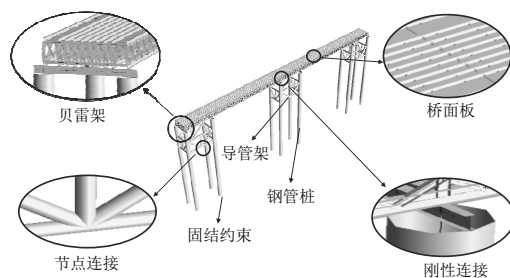


图 2 海上施工栈桥 USFOS 有限元模型

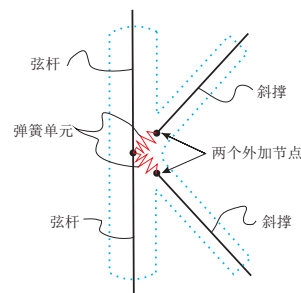


图 3 节点模型说明

3.2 数值分析

将利用新提出的波浪增量分析理论对栈桥结构在波浪作用下的极限承载力进行数值分析，波浪增量分析流程见图 4。波浪增量分析曲线示意图见图 5。

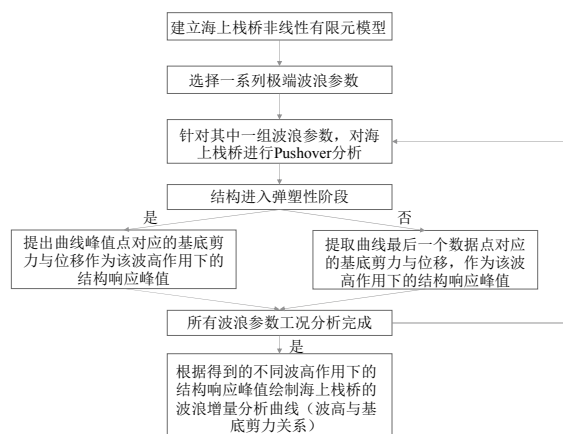


图 4 波浪增量分析流程

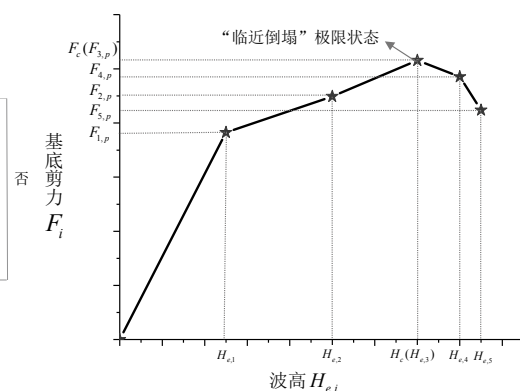


图 5 波浪增量分析曲线示意图

针对于波浪增量分析曲线，其最高点对应的结构状态被定义为栈桥的“临近倒塌”极限状态，该点对应的波浪高度被认定为倒塌波高 H_c ，对应的基底剪力为栈桥的极限承载力 F_c 。其中，倒塌波高 H_c 具有明确的物理意义，当波高大于 H_c 的波浪作用于结构时，结构将会发生严重的塑性破坏，可以直观地给出栈桥结构在不发生严重塑性破坏状态下，所能抵御的最大波高。

采用 Stream Function 计算波面、速度场和加速度场时程。栈桥下部结构，如导管架和钢管桩以及栈桥的上部结构，如贝雷梁等都属于小尺度结构，其波浪力采用 Morison 方程^[11]进行求解。由于施工栈桥桥面板位置较低，在极端波浪下，波浪可能会作用到桥面板上。

作用在桥面板上的波浪荷载会对栈桥的承载力有明显影响，需要在分析时加以考虑。对于桥面受到的波浪荷载，通过计算每块桥面板（壳单元）受到的波浪力，求和得到桥面上的总波浪荷载。其中每个壳单元上的波浪荷载根据 API 规范^[12]计算。

为了绘制海上施工栈桥的波浪增量分析曲线，按照如下方式确定极端波高：从 $H=1\text{m}$ 开始，以 0.5m 为步长，逐级增加波高，分别对海上施工栈桥开展 Pushover 分析，直到海上栈桥出现严重的塑性破坏（形成完整的塑性铰或者节点破坏）。图 6 给出了波浪作用方向为横桥向时，栈桥结构在 7 个典型极端波高下的 Pushover 曲线。

由图 6 可知，每个波高工况下海上施工栈桥的静力弹塑性曲线均不同，波高小于 7.5m 时，栈桥 Pushover 曲线的初始斜率随波高增加而增大，但当波高超过 7.5m 后，Pushover 曲线的初始斜率随波高增加而减小。这是由于不同波高下海上施工栈桥受到的波浪荷载加载模式不同。当波高小于 3m 时，栈桥基本处于弹性工作状态，随着波高的增大，栈桥部分构件开始进入弹塑性状态，结构极限位移和基底剪力不断增大。但当波高超过 7.5m 时，波浪合力作用点升高，栈桥基底弯矩增加较快，栈桥部分杆件及节点迅速进入塑性状态，结构无法继续承担更大的荷载，从而造成海上施工栈桥基底剪力随着波高增大而减小。

根据图 6 给出的不同波高波浪作用下海上施工栈桥 Pushover 曲线，按照本文所给出的步骤绘制海上施工栈桥的波浪增量分析曲线（图 7）。

由图 7 可知，随着波高的增大，海上施工栈桥的基底剪力先递增再减小，该曲线最高点即为波浪作用方向为横桥向时，海上施工栈桥的“临近倒塌”极限状态，该点所对应的基底剪力为海上施工栈桥所能承受的极限基底剪力，约为 4.2MN ，所对应的波高为倒塌波高，约为 7.5m 。并根据图 6 可知，所对应的位移为倒塌位移，约为 0.71m 。

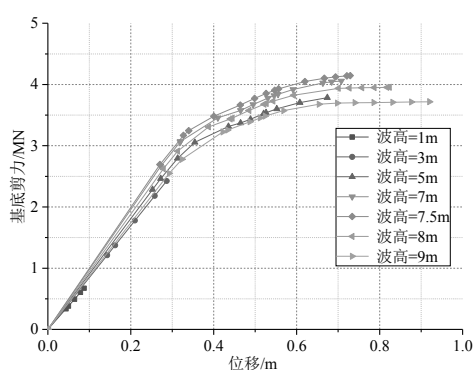


图 6 各波浪参数下海上栈桥 Pushover 曲线

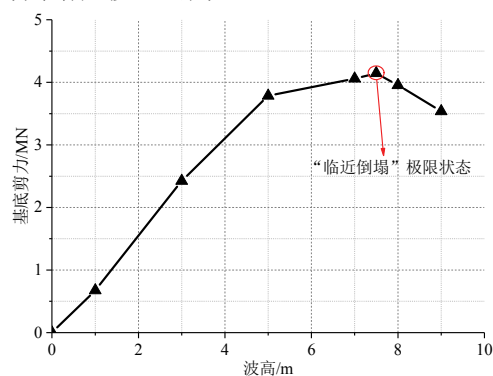


图 7 海上栈桥波浪增量分析曲线

3.3 破坏模式研究

根据上节计算可知，海上施工栈桥在极端波浪作用下会进入弹塑性阶段，甚至发生塑性破坏，因此，明确海上施工栈桥可能的破坏模式对于栈桥结构设计十分重要。本研究采取逐级增加外荷载直至达到最大外荷载的 Pushover 分析模式。当以倒塌波高所对应的加载模式作为荷载加载模式时，可以有效模拟海上施工栈桥在倒塌波高作用下的破坏历程。

图 8 给出了波浪作用方向为横桥向时，海上施工栈桥在倒塌波高作用下的破坏过程，

提取了 Pushover 分析中荷载加载至 25%、60%和 100%时的结构状态。图 8 也可表示出海上栈桥在倒塌波高作用下不同程度的杆件塑性变形云图。图中钢管桩黑色区域表示杆件处于塑性状态，浅色区域表示杆件仍处于弹性状态。由图 8 可知，在该波浪作用方向下，海上栈桥的钢管桩底部先形成塑性铰，随着荷载逐渐增大，导管架与钢管桩相交的节点下侧发生塑性破坏，最终导致整体结构沿横桥向发生弯曲破坏。

从破坏的构件来看，结构的薄弱部位位于桩底截面及导管架下侧与钢管桩交界处。从破坏发生的顺序来看，先在海上施工栈桥桩底截面发生塑性破坏，进而逐步发展到导管架下侧与钢管桩交界处。

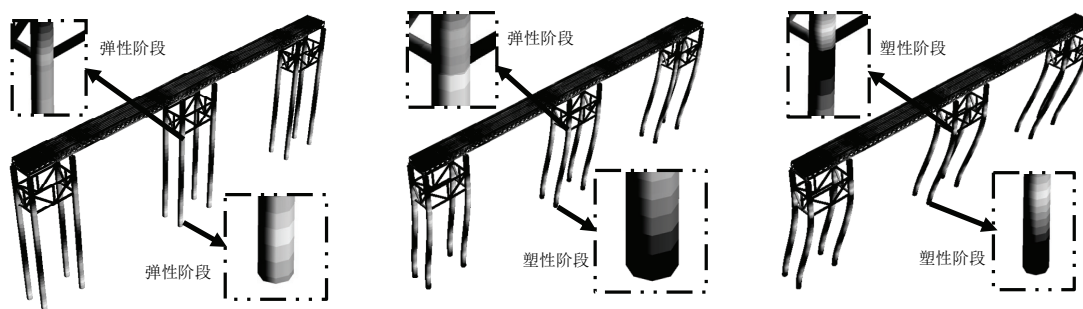


图 8 海上栈桥破坏历程 ($H_c=7.5\text{m}$)

同时，通过计算也可以发现，海上施工栈桥上部结构整体刚度大，抵抗荷载的能力强，往往都不会发生破坏。然而，下部结构的钢管桩以及钢管桩与导管架相交的节点位置，受力较大，空心截面极易发生破坏。因此，在工程实践中，为提高海上施工栈桥的安全性，应对上述薄弱部位进行重点设计。

4 结论

基于波浪增量分析理论对某海上施工栈桥开展弹塑性分析，研究了海上施工栈桥结构在极端波浪作用下的极限承载力和破坏模式。文章得出的主要结论有以下 3 点。

(1) 波浪增量分析为栈桥在极端波浪下的极限承载力及破坏模式研究提供了有效手段，计算得到的波浪增量分析曲线可以直观地给出海上施工栈桥结构在不发生严重塑性破坏状态下，所能抵御的最大波高。

(2) 当波浪作用方向为横桥向时，海上栈桥会发生钢管桩横向弯曲破坏。

(3) 海上栈桥的主要薄弱部位位于钢管桩桩底及其与导管架相交的节点处，应在设计中重点关注。

参考文献

- 1 田学林, 王立辉. 深水急流钢栈桥施工技术[J]. 铁道建筑技术, 2009(12):36-38.
- 2 覃勇刚. 杭州湾跨海大桥南岸超长栈桥设计研究[D]. 东南大学, 2006.
- 3 Qin Shunquan, Gao Zongyu. Developments and Prospects of Long-Span High-Speed Railway Bridge

- Technologies in China. Engineering, 2018. 3(6): p. 787-794.
- 4 方庆贺. 跨海近岸桥梁极端波浪作用研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2012.
 - 5 沈海鹏, 陈徐均, 苗玉基, 等. 装配式高架栈桥结构模态分析[J]. 解放军理工大学自然科学版, 2016, 17(1):67-71.
 - 6 刘长辉. 复杂海况裸岩地质大跨度栈桥快速施工技术[J]. 铁道建筑技术, 2015(11):31-35.
 - 7 王东辉, 张立超. 平潭海峡公铁两用大桥栈桥设计[J]. 桥梁建设, 2015(4):1-6.
 - 8 Golafshani A A, Bagheri V. Incremental Wave Analysis and its Application to Performance-based Assessment of Jacket Platforms[J]. Journal of Constructional Steel Research, 2011, 67(10):1649-1657.
 - 9 梁春明. 基于实测的海洋桥梁桥址区波浪特性及波浪力研究[D]. 重庆: 西南交通大学, 2017.
 - 10 Holmas T. USFOS User's Manual, version 8-1. 2004[J].
 - 11 Morison J R, Johnson J W, Schaaf S A. The Force Exerted by Surface Waves on Piles[J]. Journal of Petroleum Technology, 1950, 2(05): 149-154.
 - 12 RP2A-WSD A P I. Recommended Practice for Planning, Designing and Constructing Fixed Offshore Platforms—working Stress Design—[C]/Twenty-. 2000.

Study on ultimate capacity and failure mode of offshore trestle based on incremental wave analysis

LIU Qiang, WEI Kai

(Department of Bridge Engineering, Southwest Jiaotong University, Chengdu, 610031)

Email: kaiwei@home.swjtu.edu.cn

Abstract: In this paper, the Pingtan Strait rail-cum-road bridge is taken as the engineering background, and the finite element model of the offshore trestle is established using USFOS software and considering the elastic-plasticity of beams and the nonlinearity of the nodes. The incremental wave analysis theory is used to study and analyze the bearing capacity curve of the offshore trestle, and the ultimate capacity and the corresponding collapse wave height of the offshore trestle are obtained. Based on the obtained ultimate capacity state, the failure mode of the offshore trestle structure was analyzed, and its failure mechanism was elaborated. The research shows that the incremental wave analysis theory is practical and feasible for analyzing the limit state and performance of offshore trestle under environmental wave loading. Under the direction of wave loading, the offshore trestle exhibits lateral bending damage. Its weak parts are the two ends of the steel pipe pile below the jacket, especially the bottom of the steel pipe pile. Analysis of the damage type of the offshore trestle can provide certain reference value for engineering practice.

Key words: Sea-crossing bridge; ultimate capacity; incremental wave analysis; offshore trestle; failure mode; USFOS

聚焦波作用下直立圆柱高频荷载及 Ringing 现象研究

张益, 滕斌

(大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连, 116024, Email: bteng@dlut.edu.cn)

摘要: 针对近海风机单桩基础在极端海况下受到的高频荷载及其激发的Ringing响应问题, 本研究基于傅里叶时间步进方法模拟生成聚焦波浪, 并分别利用FNV理论和Rainey的细长体理论对聚焦波作用下直立圆柱受到的高频荷载及Ringing响应进行计算。与发表的实验结果比较表明, 波面高度和波浪水质点速度与实验数据吻合良好, 验证了聚焦波模型计算的准确性, 并且该模型能准确模拟波浪在时-空聚焦过程中的频谱演化和能量传递。目前的数值模拟表明高频荷载将引起结构的Ringing现象, 且流固耦合效应在计算中不可忽略。

关键词: Ringing 现象, 聚焦波, 直立圆柱, 高频荷载

1 引言

Ringing 现象是指海上结构物在恶劣海况下产生的一种近似瞬态的高频共振响应, 其共振频率远高于波浪主导波的频率, 一般为入射波浪主导频率的 3~5 倍^[1]。Ringing 现象将引起重力式结构的弯曲和张力腿式结构的垂向共振, 从而影响深海采油平台或近海风机等海上结构物的正常运行和疲劳破坏。然而, 传统的一阶、二阶绕射理论无法合理解释这一现象, 非线性不规则波浪和高阶波浪力的准确计算是预测这一现象的基础。

自 20 世纪人们发现 Ringing 现象以来, 围绕这一问题人们开展了大量的研究工作。近年来, 针对近海风机单桩基础在中等水深条件下的 Ringing 现象又重新获得了人们的关注。实验研究方面, Grue 和 Huseby^[2]在波浪水槽中系统研究了深水 Stokes 波入射条件下作用在直立圆柱上的高次谐波波浪力。Zang 和 Taylor^[3]在水池中开展了单向和多向聚焦波入射下直立圆柱的高频荷载分析。Chaplin 等^[4], Scolan 等^[5]对底部与波浪水槽底部绞接而顶端用弹簧和平板连接的单桩在单个极端瞬态大波作用下产生的 Ringing 响应进行了研究。理论研究方面则主要集中在开发高阶波浪力作用模型, Rainey^[6]基于细长体理论, 采用动量守恒、能量守恒推导了计算水动力的一个新公式, 该公式引入了一些非线性附加项, 可看做是对

Morison 公式惯性项的推广。Jefferys 和 Rainey^[7]基于该细长体理论对张力腿平台和重力基础类结构的高频共振响应现象进行了计算。Faltinsen, Newman 和 Vinje^[8]基于势流理论, 采用细长体理论与匹配渐进展开方法, 提出了规则波作用下细长直立圆柱三阶水平波浪力计算方法(下文称作 FNV 理论)。随后, Newman^[9]采用线性叠加方法, 将其扩展至不规则波作用下的水平力计算。Ferrant^[10]提出了入散射波分离方法, 并采用半混合欧拉-拉格朗日法(Semi-MEL)追踪自由表面, 建立了开敞水域的完全非线性波浪与结构物作用模型。

本研究基于傅里叶时间步进方法模拟生成聚焦波浪, 并分别利用 FNV 理论和 Rainey 细长体理论对聚焦波作用下桩柱模型受到的高频荷载及 Ringing 响应进行计算。数值模拟结果表明高频荷载将引起结构的 Ringing 现象, 且流固耦合效应在计算中不可忽略。

2 数学模型

2.1 聚焦波模型

假定流体为不可压缩、无黏、运动无旋的理想流体, 水深为 d , 坐标原点在静水面处, z 轴竖直向上为正, 流域内存在速度势 ϕ 满足 Laplace 方程:

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (1)$$

水底边界条件($\partial \phi / \partial z = 0, z = -d$)和自由水面边界条件:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} &= -\frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} &= -g\eta - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2)$$

式中, g 为重力加速度。由式(2)可知, 若给定初始时刻波面 η 和速度势 ϕ 的空间分布, 则可由自由水面条件时间步进得到下一时刻的值。利用 Rinenecker 和 Fenton^[11]求解非线性稳态波的傅里叶方法, 类似地将波面和速度势进行傅里叶空间展开^[12]:

$$\eta(x, t) = \sum_{n=1}^N [a_n(t) \cos(k_n x) + b_n(t) \sin(k_n x)] \quad (3)$$

$$\phi(x, z, t) = \sum_{n=1}^N \left\{ [A_n(t) \cos(k_n x) + B_n(t) \sin(k_n x)] \frac{\cosh[k_n(z+d)]}{\cosh(k_n d)} \right\} \quad (4)$$

式中, $k_n = nk_0$, k_0 为基本波数, 假设变量以长度尺度 $L_0 = 2\pi/k_0$ 周期性变化, N 为截断项数, k_0 与 N 的选取决定了计算的分辨率和精度。展开式(4)满足控制方程和海底条件, 未知系数(a_n, b_n, A_n, B_n)仅为时间的函数。在每一时刻对 L_0 进行空间离散成 $2N$ 个离散点, 将这 $2N$ 个离散点代入自由水面条件式(2)得到关于未知系数时间导数的 $4N$ 个线性方程组。为节约计

算时间, 前 $2N$ 个未知量可由 FFT 进行求解, 后 $2N$ 个未知量由 LU 分解进行求解。

初始时刻波面由于远离能量聚焦时刻, 非线性波一波相互作用较弱, 故可采用下列线性聚焦波模型进行近似:

$$\eta(x, t) = \sum_{n=1}^N \alpha_n \cos(k_n x - \omega_n t) \quad (5)$$

式中, N 为组成波的个数, α_n 为第 n 个组成波的波幅, k_n 为波数, ω_n 为对应的圆频率, k_n 与 ω_n 满足线性色散关系。组成波的波幅 α_n 取决于波浪频谱的分布形式, 考虑到极端海浪实际情况由 New wave 模型^[13]进行确定, 并根据谱的连续性将其由频域转化至波数域:

$$\alpha_n = A_l \frac{S(\omega_n) \Delta \omega_n}{\sum_{n=1}^N S(\omega_n) \Delta \omega_n} = A_l \frac{S(k_n) \Delta k_n}{\sum_{n=1}^N S(k_n) \Delta k_n} \quad (6)$$

式中, A_l 为组成波波幅的线性求和, $S(\omega)$ 和 $S(k)$ 分别为波浪在频域和波数域的功率谱密度函数。一旦合适的初始时刻 t_0 ($t_0 < 0$) 确定, 未知系数的初始值可由下式确定:

$$a_n = \alpha_n \cos(\omega_n t_0), b_n = \alpha_n \sin(\omega_n t_0); A_n = -\frac{g \alpha_n}{\omega_n} \sin(\omega_n t_0), B_n = \frac{g \alpha_n}{\omega_n} \cos(\omega_n t_0) \quad (7)$$

由此, 这 $4N$ 个未知系数的初始值可以时间步进进行更新以确定新时刻的波面和速度势。综合考虑计算效率和精度, 时间积分格式采用四阶 Adams-Bashford-Moulton 预测-校正方法, 前三个时间步利用四阶 Runge-Kutta 方法进行。

2.2 Ringing 响应模型

为简化问题, 本研究只考虑近海风机桩柱以纵摇形式表现的高频共振响应, 即研究单一自由度底部弹性固定的小直径桩柱对作用在其上的极端波浪的响应, 其运动方程如下:

$$(I + I_a) \ddot{\theta} + C \dot{\theta} + K \theta = M_y \quad (8)$$

式中, I 为质量惯性矩, I_a 为附加质量惯性矩, K 为旋转刚度, C 为结构阻尼系数, θ 、 $\dot{\theta}$ 和 $\ddot{\theta}$ 分别为转动位移、速度和加速度, M_y 为作用在桩柱上的波浪力矩。

其中, 附加质量惯性矩表达式如式 (9) 所示, 波浪力计算分别采用 FNV 理论和 Rainey 细长体理论, 考虑高阶波浪力的影响, 其表达式分别为式 (10) 和式 (11):

$$I_a = \rho \pi a^2 \int_0^{L(t)} r^2 dr \quad (9)$$

$$\begin{aligned} M_y^{FNV} = & \rho \pi a^2 \int_0^{L(t)} \left(2 \frac{\partial u}{\partial t} + 2w \frac{\partial w}{\partial x} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) r dr \\ & + \rho \pi a^2 \frac{4}{g} (u - r \dot{\theta})^2 \frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{r=L(t)} L(t) + \rho a C_D \int_0^{L(t)} (u - r \dot{\theta}) |u - r \dot{\theta}| r dr \end{aligned} \quad (10)$$

$$M_y^{\text{Rainey}} = \rho\pi a^2 \int_0^{L(t)} \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) + (u - r\dot{\theta}) \frac{\partial w}{\partial z} - 2\dot{\theta}w \right] r dr - \rho\pi a^2 \frac{1}{2} \frac{\partial \eta}{\partial x} (u - r\dot{\theta})^2 \Big|_{r=L(t)} L(t) + \rho a C_D \int_0^{L(t)} (u - r\dot{\theta}) |u - r\dot{\theta}| r dr \quad (11)$$

式中, a 为桩柱半径, u, w 为流体质点速度, 可由 2.1 节中的聚焦波模型求得, $L(t)$ 为瞬时浸没长度, $L(t)=\eta(t)+d$, C_D 为黏性阻力系数。

给定桩柱的初始位移和速度, 采用 Newmark 法对该动力学方程进行求解, 即可得到该桩柱在波浪力矩作用下的 Ringing 响应。

3 数值结果与分析

考虑聚焦波作用下小直径桩柱 Ringing 响应问题, 本章选取一个数值算例对上述聚焦波模型和 Ringing 响应模型进行验证分析, 该算例的相关参数如表 1 和表 2 所示。

其中, 聚焦波浪参数与 Baldock 等^[14]的物理模型试验一致, 各组成波按照周期范围等间距分布且波幅相等, 则功率谱密度 $S(\omega)$ 以 ω^{-4} 衰减, 取 $A_I = 0.055\text{m}$, 分别记为 Case B55 和 Case D55, 试验中发现 $A_I = 0.055\text{m}$ 已接近波浪破碎极限波幅的 90%。在数值分析中合理选取 k_0 与 N 保证了计算的分辨率和精度, 时间步长 Δt 取为 0.01s, 计算中确保结果已收敛。

表 1 波浪参数

名称	周期范围(s)
Case B	$0.6 \leq T \leq 1.4$
Case D	$0.8 \leq T \leq 1.2$

表 2 结构尺寸和力学参数

模型参数	数值
直径	0.1m
吃水	0.7m
质量惯性矩	$2.35\text{kg} \cdot \text{m}^2$
旋转刚度	$1.0725 \times 10^3 \text{N} \cdot \text{m/rad}$
阻尼比	0.5%

图 1 和图 2 分别表示 Case B55 和 Case D55 聚焦点处 ($x=0, t=0$) 波面高程的数值计算结果, 并与 Baldock 等^[14]的试验值, 一阶线性理论和 Longuet-Higgins 和 Stewart^[15]最先提出的二阶理论进行了对比, 可以看出一阶、二阶理论显著低估了聚焦点处的波面高度, 而

本研究数值计算结果与试验值吻合良好，这是因为波浪在时-空聚焦过程中发生频谱演化和能量传递，非线性波-波相互作用使能量向高频转移，导致波峰更加狭窄而波谷更加平坦^[14]。

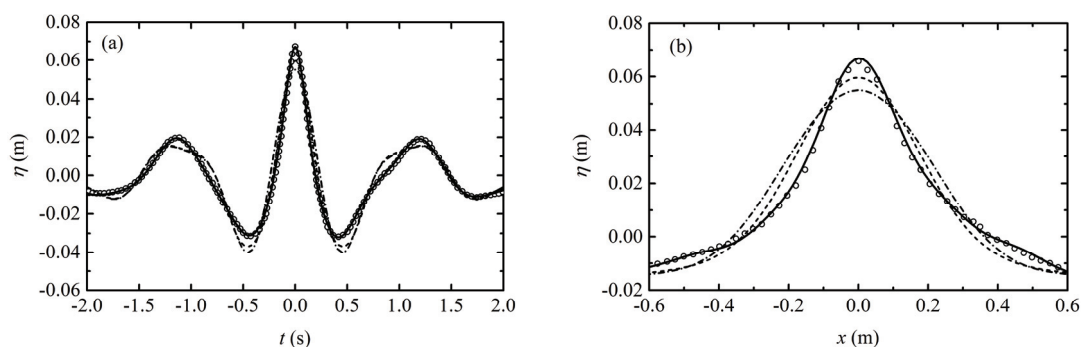


图1 聚焦点处波面高程 (Case B55). (a) 时间历程 ; (b) 空间分布
标记: o 试验值; -··-·- 线性理论; - - - - 二阶理论; ——— 数值结果

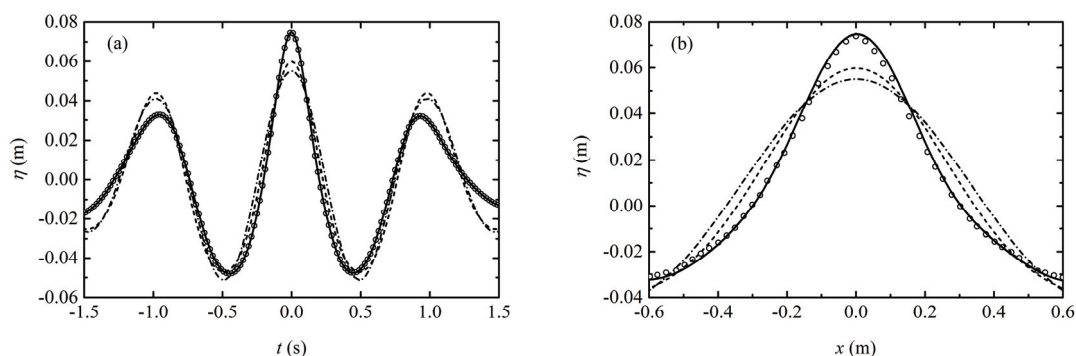


图2 聚焦点处波面高程 (Case D55). (a) 时间历程 ; (b) 空间分布
标记: o 试验值; -··-·- 线性理论; - - - - 二阶理论; ——— 数值结果

图3表示 Case B55 和 Case D55 聚焦点处水平速度剖面分布情况，在远离自由表面处，一阶理论计算的水平速度似乎被高估，若加上二阶修正则与试验值吻合较好；相反在靠近自由表面处，一阶、二阶理论计算的水平速度均与试验值有较大差异。然而，本文的数值计算结果在所有水深范围内均与试验值吻合良好，验证了本研究数值方法的准确性。

图4表示在 Case D55 聚焦波浪条件下，该桩柱模型受到的波浪力矩和高频共振响应。根据表1的波浪条件与表2的力学参数，可知桩柱固有频率与波浪谱峰频率之比 $\omega_c/\omega_p \approx 4$ 。如图4所示，利用 FNV 理论与 Rainey 细长体理论计算得到的波浪力矩与 Ringing 响应趋势基本一致，在幅值上略有差异，而线性绕射理论计算结果并未激发 Ringing 响应，可知非线性高频荷载是引起结构的 Ringing 现象的重要原因，若阻尼较小，则该高频共振响应将

持续进行, 从而影响海上结构物的正常运行和疲劳破坏。该数值计算结果和结论与 Scolan 等^[5]的试验结果基本一致。

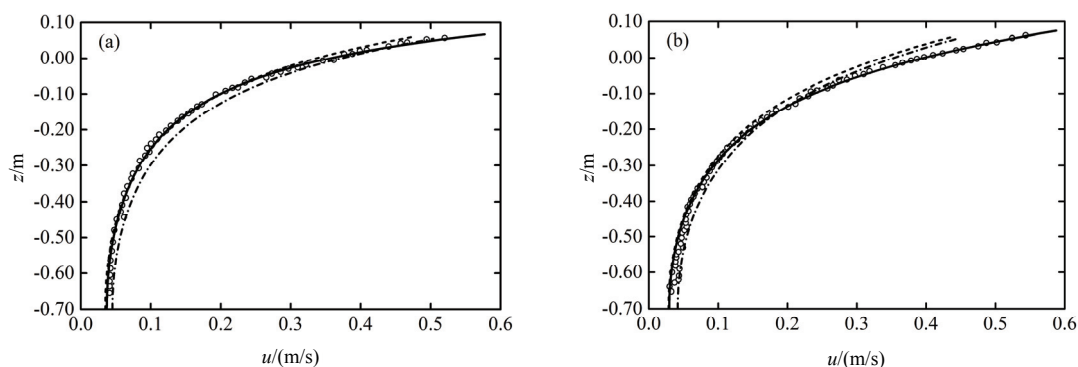


图3 聚焦点处水平速度剖面, $u(z)$. (a) Case B55; (b) Case D55.

标记: o 试验值; - - - 线性理论; - - - 二阶理论; — 数值结果

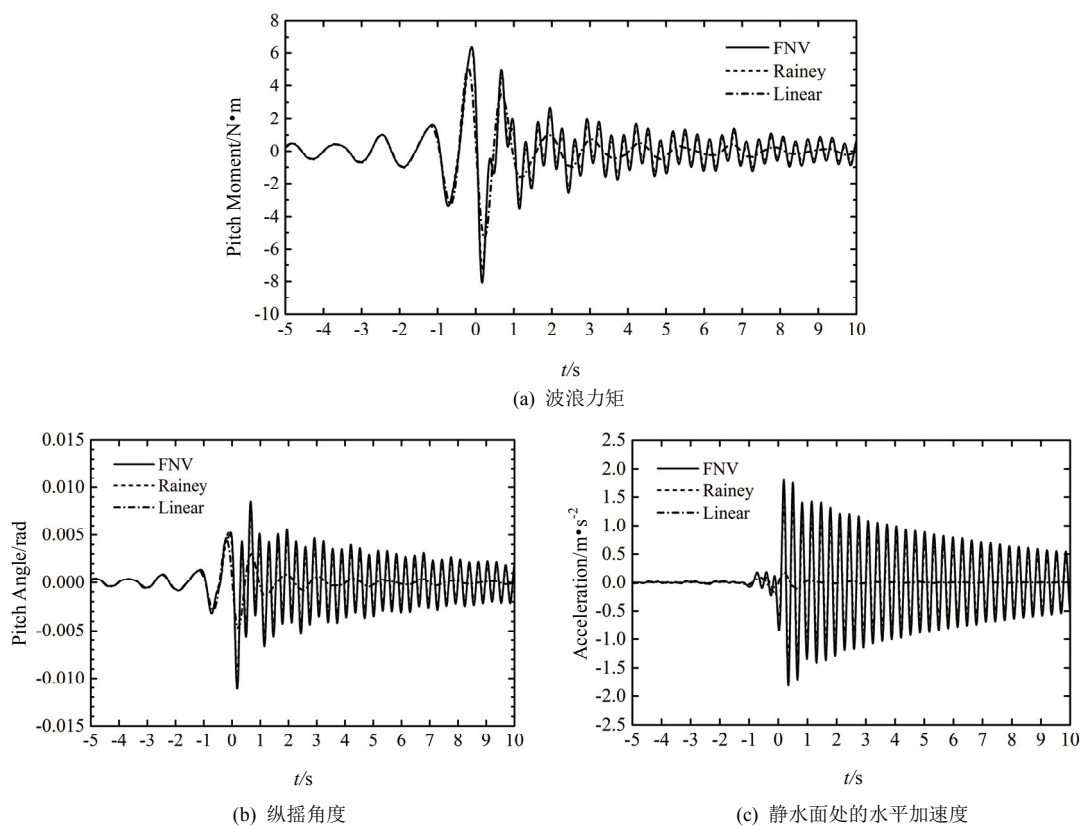


图4 桩柱模型在 Case D55 聚焦波浪条件下受到的波浪力矩和高频共振响应历时曲线

图5考虑了流固耦合效应对计算结果的影响,由频谱分析可以发现当考虑流固耦合影响时,接近共振频率的波浪力高频成分十分显著,该波浪力高频成分会引起结构的高频共振响应,反过来该响应又会诱导产生高频波浪力,并使波浪力峰值有所增加。流固耦合效应产生的附加质量和辐射阻尼还将使结构的共振频率向低频移动,从而更易与波浪谱峰频率一致,更容易激起共振响应。

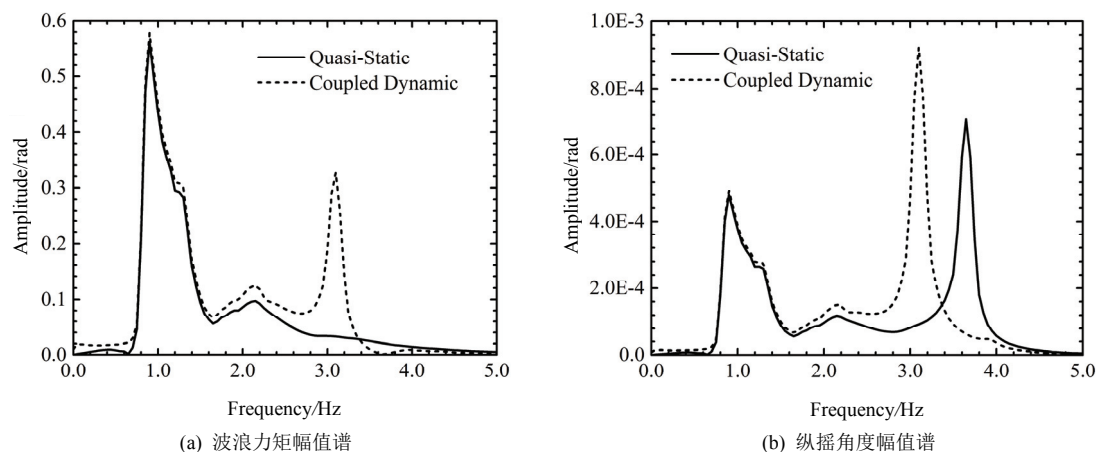


图5 桩柱模型在 Case D55 聚焦波浪条件下受到的波浪力矩和纵摇角度幅值谱

4 结论

本研究基于傅里叶时间步进方法模拟生成聚焦波浪,并利用FNV理论和Rainey细长体理论对聚焦波作用下桩柱模型受到的高频荷载及Ringing响应问题进行研究。通过与已发表的实验结果比较,验证了本研究数值计算的准确性。目前的数值模拟表明波浪在时一空聚焦过程中发生频谱演化和能量传递,非线性波一波相互作用使能量向高频转移,导致聚焦点处的波面更加陡峭,靠近自由表面处的水质点速度梯度更大,波浪荷载中含有更多的高频成分。高频荷载将引起结构的Ringing现象,且流固耦合效应在计算中不可忽略。当考虑流固耦合影响时,接近共振频率的波浪力高频成分十分显著,且附加质量和辐射阻尼的影响还将使结构的共振频率向低频移动,使之更容易与波浪谱峰频率一致而激起共振响应,从而影响海上风机结构的正常运行和疲劳破坏。

参 考 文 献

1. Grue J. On four highly nonlinear phenomena in wave theory and marine hydrodynamics. *Applied ocean research*, 2002, 24(5): 261-274.
2. Huseby M, Grue J. An experimental investigation of higher-harmonic wave forces on a vertical cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 414: 75-103.
3. Zang J, Taylor P H, Morgan G, Stringer R, Orszaghova J, Grice J, Tello M. Steep wave and breaking wave impact on offshore wind turbine foundations – ring re-visited. In: *The 25th IWWF, Harbin, China*, 2010.
4. Chaplin J R, Rainey R C T, Yemm R W. Ringing of a vertical cylinder in waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 1997, 350:119-147.
5. Scolan Y-M, Le Boulluec M, Chen X-B, Deleuil G, Ferrant P, Malenica S, Molin B. Some results from numerical and experimental investigations on the high frequency responses of offshore structures. *Behaviour of Offshore Structural Conference (BOSS)*, 1997.
6. Rainey R C T. Slender-body expressions for the wave load on offshore structures. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1995, 450, 391-416.
7. Jefferys E R, Rainey R C T. Slender body models of TLP and GBS ringing. In: *7th International Conference on the Behaviour of Offshore Structures*, Massachusetts, USA, 1994, 2: 587-605.
8. Faltinsen O M, Newman J N, Vinje T. Nonlinear wave loads on a slender vertical cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 289:179-198.
9. Newman J N. Nonlinear scattering of long waves by a vertical cylinder, In: *Waves and Nonlinear Processes in Hydrodynamics*, Kluwer, 1996, 91-102.
10. Ferrant P. Fully nonlinear interactions of long-crested wave packets with a three dimensional body. *Proc. 22nd ONR Symposium on Naval Hydrodynamics*, 1998, 403-415.
11. Rienecker M M, Fenton J D. Fourier approximation method for steady water waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 1981, 104(1): 119.
12. Johannessen T B, Swan C. Nonlinear transient water waves: part I. A numerical method of computation with comparisons to 2-D laboratory data. *Appl. Ocean Res.* 19, 1997. 293–308.
13. Tromans P S, Anaturk A, Hagemeyer P. A new model for the kinematics of large ocean waves application as a design wave. *The First International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers, 1991.
14. Baldock T E, Swan C, Taylor P H. A laboratory study of non-linear surface waves on water. *Phil. Trans. R. Soc. Lond., Ser. A*, 1996, 354, 649-676
15. Longuet-Higgins M S, Cokelet E D. The deformation of steep surface waves on water-I. A numerical method of computation. *Proc. R. Soc. Lond., Ser. A*, 1976, 350, 1-26.

Higher-harmonic wave forces and ringing responses of vertical cylinders

ZHANG Yi, TENG Bin

(State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian, 116024.

Email: bteng@dlut.edu.cn)

Abstract: This paper concerns about the high-frequency wave loads and induced ringing response of offshore wind turbine foundation exposed to steep waves. The numerical simulation of unidirectional focused waves is based on a Fourier time-stepping procedure, and then using the FNV theory and Rainey force model to calculate the higher-harmonic wave forces on a vertical cylinder respectively. The proposed model is validated by comparison with the published laboratory measurements. These comparisons confirm that, in respect of both the water surface elevation and the underlying water particle kinematics, the numerical results are excellent agreement with the laboratory data. Furthermore, the local evolution of the wave spectrum and transfer of energy into the higher harmonics can be effectively modeled. Resonant ringing response excited by nonlinear higher-harmonic wave forces is found in the present numerical simulation, and the coupled dynamic effect of fluid-structure interaction cannot be neglected.

Key words: Ringing response; Focused wave; Vertical cylinder; Higher-harmonic forces

水深对超空泡及波浪影响的三维数值模拟

施红辉, 张亚涛, 温俊生, 鲁林旺, 刘晨, 王天雨

(浙江理工大学机械与自动控制学院, 杭州, 310018, Email: hhshi@zstu.edu.cn)

摘要: 为了研究物体在水下航行时, 水深和速度对超空泡及波浪的影响, 本研究利用 Fluent 软件, 选择 VOF 多相流模型和标准 $k-\epsilon$ 湍流模型, 针对物体在 26mm、106mm、206mm 和 406 mm 四个水深下以 60m/s、100m/s 和 200 m/s 的初速度运动的超空泡流场进行了三维数值模拟, 分析了水深对波浪和空泡形态的影响, 也得到了波浪随着速度的变化规律。结果表明: 随着水深的增加, 自由面波动产生的波浪高度逐渐减小, 超空泡的对称性变好。随着速度增加, 自由面波动产生的波浪高度逐渐增加, 也得到了对超空泡形状产生影响的临界水深。

关键词: 空泡形态; 波浪高度; 临界水深; 数值模拟

1 引言

近年来, 我国开展了大量的超空泡技术研究, 鲁传敬等^[1]在考虑可压缩性的情况下提出了高速空化流动模型, 旨在解决跨音速流动下的空化流问题。徐清沐等^[2]对不同形状圆盘空化器的空化流动进行了三维数值模拟, 分析了空化数对阻力系数和空泡形状的影响。陈晨等^[3]基于 VOF 多相流模型模拟了锥头型圆柱体高速入水过程。李雨田等^[4]采用三通道空间运动模型研究了超空泡气流的不稳定性和航行体的水动力学稳定性。熊天红等^[5]基于 LES 湍流模型模拟了三维高速射弹超空泡流动。王昌明等^[6]通过大量的实验论证得出: 水下射弹的存速系数在浅水区域较高, 而在深水区域较低。曹伟等^[7]通过水洞实验对不同尺寸的高速射弹产生的自然超空泡的形态特性和发展规律进行了研究。陈波等^[8]模拟研究了浅水域时自由界面对水平超空泡形状的影响, 以及深水域时空化数对空泡形态的影响。

本研究通过三维数值模拟, 得到了不同速度的物体在不同水深处航行时空泡形态和波浪高度的变化规律。更多详细内容, 可见文献[9]。

2 计算区域、边界条件及网格划分

数值模拟采用的物体模型是直径为 12 mm, 长度为 72 mm 的平头圆柱弹体, 如图 1 所

示。计算区域是 $1900 \times 950 \times 950 \text{ mm}^3$ 的长方体, 弹体头部距离前方来流入口的距离为 400 mm , 距离尾部出口的距离为 1500 mm , 自由液面距离顶部的距离为 150 mm , 距离底部的距离为 800 mm 。

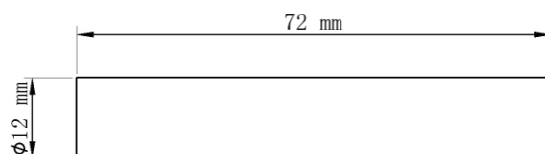


图1 数值模拟的弹体模型 (二维截面)

边界条件如图 2 所示: 入口设置为速度入口(velocity-inlet), 出口设置为压力出口(pressure-outlet), 上边界设置为 symmetry, 弹体表面及其余边界均设为壁面。采用 Gambit 2.4.6 对计算结果进行四面体网格划分, 如图 3 所示。在弹体周围和自由面附近对网格进行加密, 最终得到的网格数为 600712。

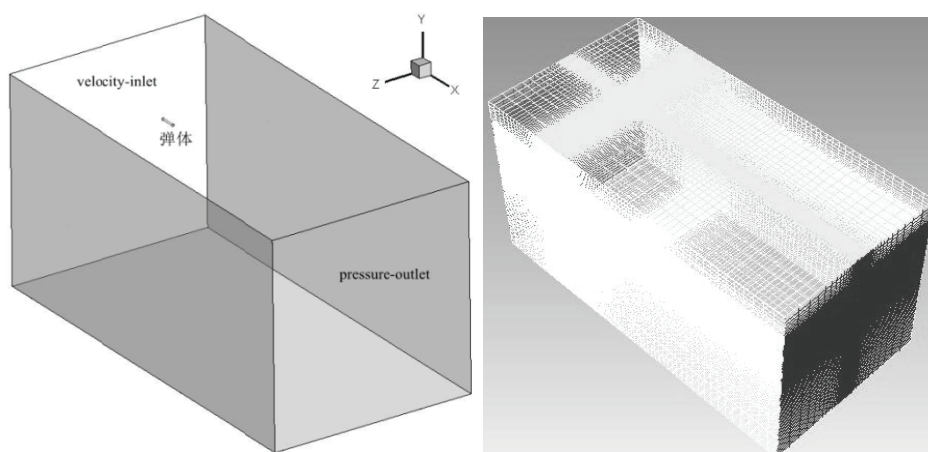


图2 三维模拟的计算区域图3 三维网格划分

3 结果分析

本研究模拟了平头圆柱弹体在四个水深(即 $h=26$ 、 106 、 206 、 406 mm) 下以不同速度航行的过程, 分析了水深对空泡形态和波浪产生的影响, 也得到了波浪随着速度的变化规律。

3.1 水深 h 对空泡形态的影响

4 个水深下, 超空泡形态随着时间的发展过程见图 4。如图 4(a)所示, 在近自由面的工况下, 超空泡上表面形状出现上凸状态, 下表面略显平坦。超空泡会在水面拉出一个倾斜

的先导波浪，波浪的前沿位置超过了物体或超空泡的头部位置，这是由于超空泡对浅水层的挤压造成的。随着水深增加，超空泡的外形轮廓逐渐变成一个基本上下对称的椭球体，如图 4(b)~(d)所示。

4 个水深下，超空泡的无量纲直径随着时间的变化如图 5 所示。超空泡的无量纲直径随着时间的逐渐增加至一个稳定状态。随着水深的增加，超空泡的无量纲直径会逐渐减少。

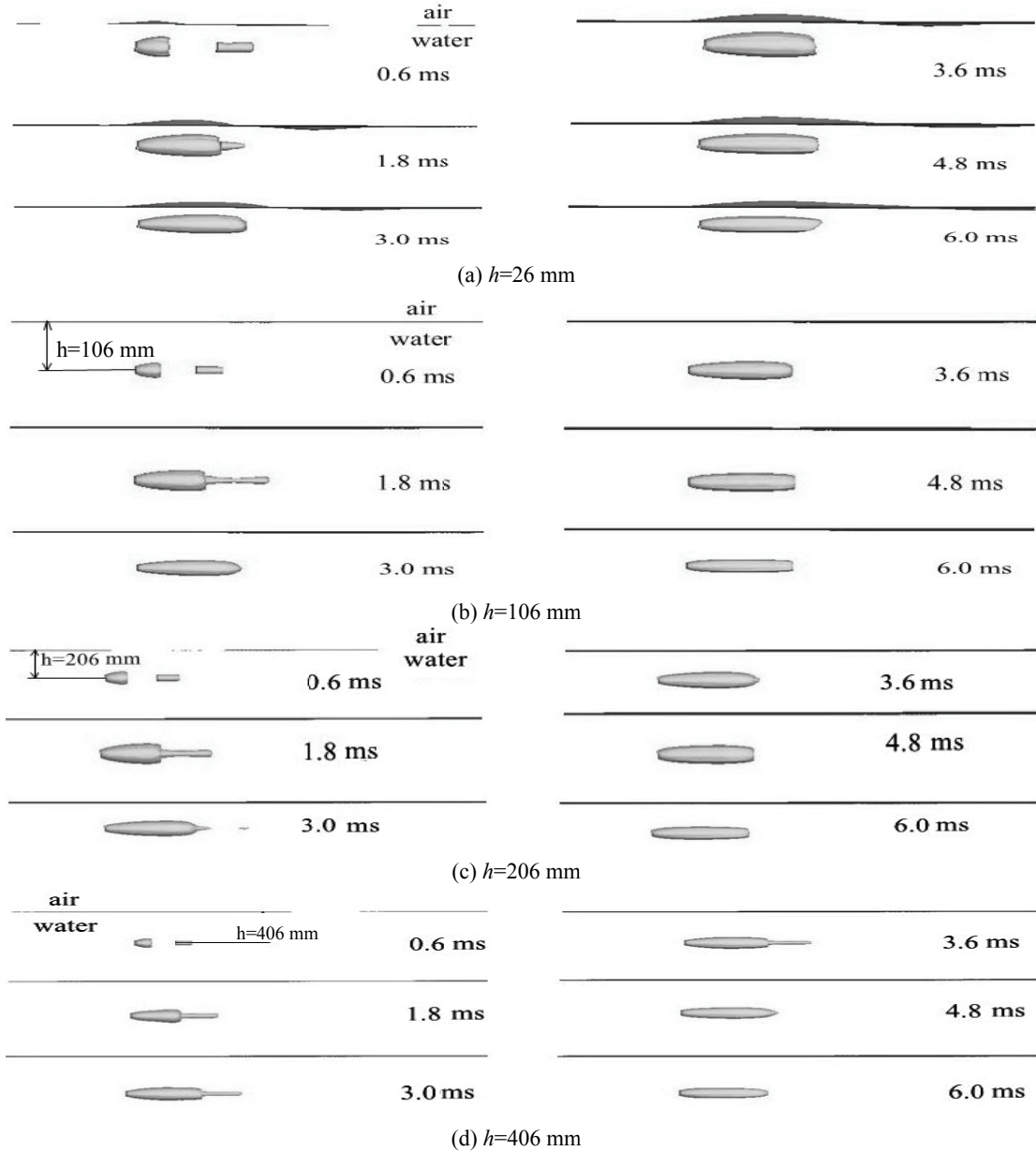


图 4 $v=60$ m/s 时，4 个水深 h 下的三维等值面

3.2 水深 h 对波浪的影响

不同水深时,无量纲的波浪高度随着时间的变化如图 6 所示。当物体在某一水深航行时,自由面波动产生的波浪高度随着时间逐渐增加,直至一个稳定的状态。随着水深地增加,自由面波动产生的波浪高度逐渐减小。

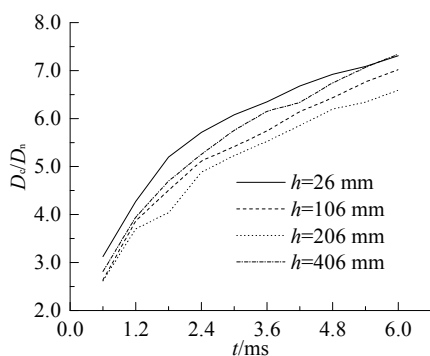


图 5 空泡无量纲直径随时间的变化

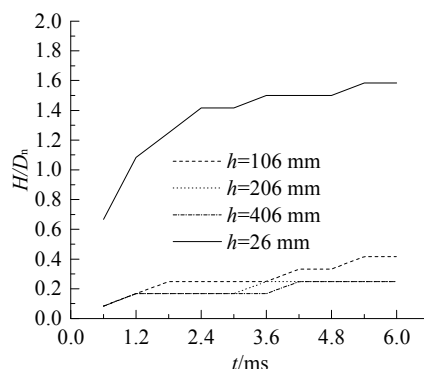


图 6 无量纲的波浪高度随时间的变化

本研究发现,当物体以 60 m/s 的速度水下航行时, $h=206$ mm 为对超空泡形状产生影响的临界水深,当 $h>206$ mm 时,自由面不发生变化,临界水深的大小会受到速度的影响。当水深不变时,速度越大,自由面波动产生的波浪高度就越大(图 7)。

4 结论

弹体在 26mm, 106mm, 206mm, 406mm 4 种不同水深下高速运行时,空化数近似相等。当弹体离水面越远时,空泡对称性受到自由面的干扰越小,自由面波动产生的波浪高度越小。当圆头圆柱弹体在水下以 60 m/s 的速度航行时,对超空泡形状产生影响的临界水深为 $h=206$ mm,若大于此临界水深,则自由面不发生变化。临界水深的大小与运动体的速度有关。当水深相同时,自由面波动产生的波浪高度随着速度增加。

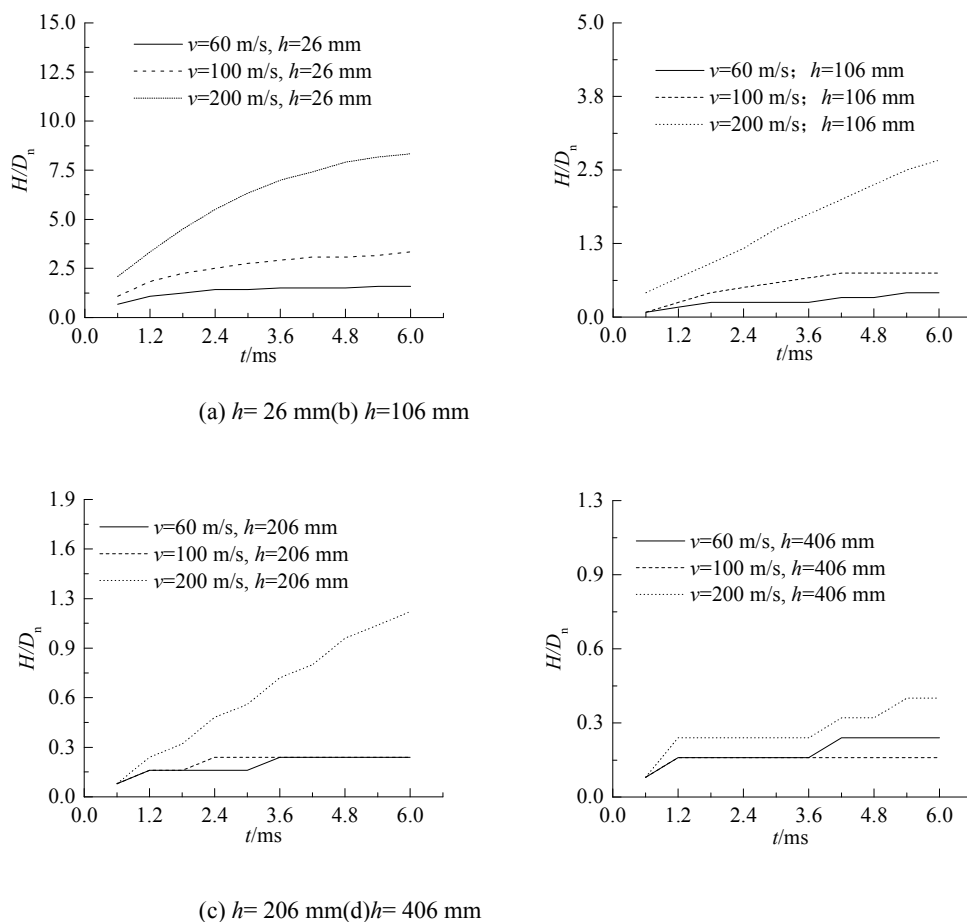


图 7 不同速度下无量纲波浪高度随时间变化曲线

参考文献

- 1 陈瑛, 鲁传敬, 陈鑫, 等. 高速可压缩空泡流数值模拟方法[C]. 第二十五届全国水动力学研讨会暨第十二届全国水动力学学术会议文集(上册), 2013: 419-426.
- 2 徐清沐, 薛雷平. 带凹槽和带凸起的圆盘空化器超空泡流数值研究[J]. 水动力学研究与进展, 2013, 28(5): 518-525.
- 3 陈晨, 马庆鹏, 魏英杰, 等. 空气域压力对高速射弹入水流场影响[J]. 北京航空航天大学学报, 2015, 41(8): 1443-1450.
- 4 李雨田, 张宇文, 李代金. 超空泡水下航行器直航弹道三通道控制与动态特性仿真[J]. 振动与冲击.

- 2012, 31(4): 30-33.
- 5 熊天红, 张木, 易文俊, 等. 小空化数下带尾翼射弹超空泡减阻试验与数值模拟[J]. 南京理工大学学报(自然科学版), 2013, 37(2): 244-249.
 - 6 陈舟, 王昌明, 狄长安, 等. 水深变化时水下发射装置的内弹道计算[J]. 兵工学报, 2002, 23(4): 462-464.
 - 7 曹伟, 王聪, 魏英杰, 等. 自然超空泡形态特性的射弹实验研究[J]. 工程力学, 2006, 23(12): 175-179.
 - 8 陈波, 胡青青, 施红辉, 等. 离自由面不同深度下水平运动超空泡的数值模拟研究[J]. 浙江理工大学学报(自然科学版), 2015(5): 375-381.
 - 9 张亚涛, 近自由面超空泡运动机理研究[D]. 杭州: 浙江理工大学硕士论文, 2018: 55-92.

Three-dimensional numerical simulation of the water-depth effects on supercavity and waves

SHI Hong-hui, ZHANG Ya-tao, WEN Jun-sheng, LU Lin-wang, LIU Chen, WANG Tian-yu
(Faculty of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou, 310018

Email: hhshi@zstu.edu.cn)

Abstract: In order to study the effects of water depth and velocity on supercavity and waves, three-dimensional numerical simulation was performed when the projectile sails at 26, 106, 206 and 406 mm water depth with the initial velocity of 60, 100 and 200 m/s in this paper based on Fluent commercial software. VOF multiphase flow model and the standard $k-\varepsilon$ turbulence model were applied. The effects of water depth on the free surface and the shape of the supercavity were analyzed and the variation of waves with velocity was also obtained. The results show that with the increase of water depth, the wave height induced by the free surface fluctuation gradually decreases and supercavity symmetry becomes better. The wave height resulting from the free surface fluctuation gradually increases when the velocity increases. The critical water depth that affects the shape of supercavity was also obtained.

Key word: the shape of the supercavity; the wave height; the critical water depth; numerical simulation

燕尾坎水舌纵向扩散特性及其 对消能的影响

马飞, 吴建华, 骆超

(河海大学水利水电学院, 南京, 210098, Email: mafei921@163.com)

摘要: 燕尾坎挑流水舌通过纵向扩散增加水舌与空气的掺混, 减小下游河道单位面积的入水量, 提高挑流消能的消能效果。本研究对燕尾坎消能工实施了物理模型试验, 研究了燕尾坎水舌纵向扩散系数特性, 分析了水舌纵向扩散对消能率的影响。研究表明, 水舌纵向扩散随挑角及来流佛氏数的增加而显著增大, 但中间槽宽度对其影响较小。根据试验结果, 得到了燕尾坎水舌纵向扩散系数的经验表达式。燕尾坎水舌纵向扩散系数与消能率密切相关, 水舌纵向扩散越大, 消能率越高, 根据对试验数据的分析, 给出了水舌纵向扩散系数与消能率间的经验关系式。

关键词: 燕尾坎; 水舌; 扩散; 泄洪; 消能率

1 引言

挑流消能是水电工程泄洪消能方式中应用最广泛的一种。针对不同的工程特点, 研究人员和工程师们已开发出多种型式的挑流消能工。从挑流水舌的形态特点上可划分为: 等宽水舌挑流消能工 (以传统连续式弧形坎为代表)^[1-2]、偏转水舌挑流消能工 (扭曲坎等)^[3-4]、横向扩散水舌挑流消能工 (舌形坎、斜切坎等)^[5]和纵向扩散水舌挑流消能工 (差动坎、窄缝坎和燕尾坎等)^[6-8]。其中, 纵向扩散水舌挑流消能工的适用范围较广, 特别适用于下游河道相对狭窄的水电工程。

纵向扩散水舌挑流消能工通过纵向上分散水舌, 可有效提高挑流消能的消能率和减轻对下游河床的冲刷。燕尾坎是纵向扩散水舌挑流消能工的一种, 它不仅能够形成纵向扩散的挑流水舌, 而且可降低水舌起挑条件, 避免低佛氏来流条件下的水流堵塞问题^[9]。目前, 尽管纵向扩散水舌挑流消能工已大量应用于大型水电工程中, 但其水舌纵向扩散特性以及纵向扩散对消能率的影响仍缺乏相关研究。本研究以燕尾坎为研究对象, 通过物理模型试验, 研究其水舌纵向扩散特性, 并分析水舌纵向扩散对消能率的影响。

2 试验装置与方法

如图 1 所示, 物理模型试验在一个泄洪底孔模型上实施。该泄洪底孔为短有压进口, 有压段出口设置弧形闸门, 明流段为水平渠道, 燕尾坎位于渠道末端, 将来流挑至下游河道内消能。试验系统包括进出水系统、水泵、地下水库、泄洪底孔模型、燕尾坎及尾水渠等。其中, 泄洪底孔及燕尾坎采用有机玻璃制作, 以便于观察水流流态及变换不同结构参数的燕尾坎模型。尾水渠下游设置矩形薄壁堰及三角形薄壁堰, 用于流量量测。

传统燕尾坎尾部中间为缺口, 由中间缺口下泄的水舌挑距较短, 工程应用中易发生水舌冲击岸坡等不利流态。因此, 本研究对传统燕尾坎进行了改进, 将原中间缺口设置为水平底板的中槽。图 2 为本研究的燕尾坎结构示意图。在试验中, 泄洪底孔宽度 B 固定为 15cm, 燕尾坎中间槽宽度 b 分别取 5 cm、7 cm、9cm。齿坎挑角 φ 分别取 25° 、 35° 和 45° , 齿坎反弧半径 R 固定为 50cm。表 1 为模型试验方案表, 其中, M11、M12 和 M13 用于研究中间槽宽度 b 的影响, M12、M22、M32 用于研究齿坎挑角 φ 的影响。弧形闸门可控制出流水深 $h_0 = 6.2$ 、10.0cm。泄洪底孔底板距排水渠底板的距离 s 为 1.0m。试验参数的测量: 水深及水舌宽度采用钢尺测量, 流量采用矩形堰或三角堰测量。



图 1 模型试验装置

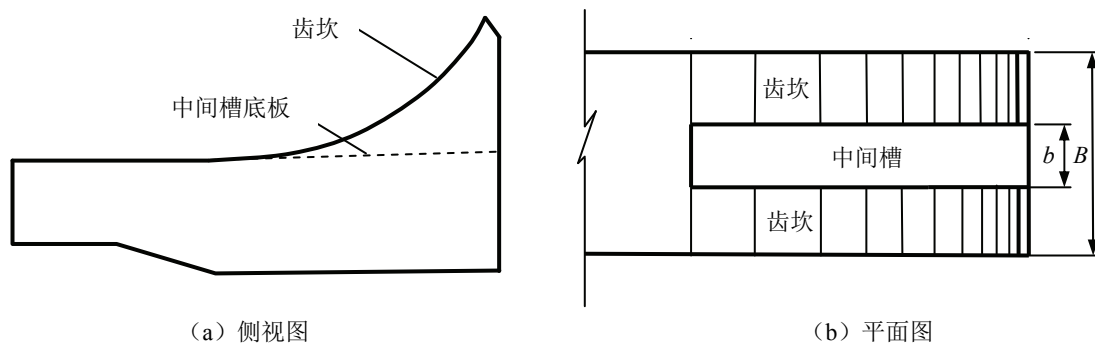


图 2 燕尾坎结构示意图

表 1 模型试验方案

方案编号	b/cm	$\varphi/^\circ$	备注
M11	5	35	
M12	7	35	研究 b 的影响
M13	9	35	
M22	7	25	和 M12 研究 φ
M32	7	45	的影响

图 3 为燕尾坎流动示意图。图中, $D_{\max}$ 是垂直于流向的水舌最大宽度, 定义 $k = D_{\max}/h_0$ 为水舌纵向扩散系数, 通常 k 值越大, 水舌纵向扩散程度越好。消能率测量时, 调整尾水渠的尾门开度以调节尾水深度, 使水舌落入尾水渠后形成临界水跃, 即: 使水跃跃首恰位于水舌冲击尾水渠底板处。图 3 中, 0 断面为来流断面, 1 断面为跃首断面, 2 断面为跃后断面。以尾水渠底板为基准面, 燕尾坎消能率可以表示为 $\eta = (H_0 - H_1)/H_0$ 。 H_0 是 0 断面的总水头, 动能修正系数取为 1, $H_0 = V_0^2/2g + h_0 + s$; H_1 是 1 断面的总水头, $H_1 = V_1^2/2g + h_1$, V_0 、 V_1 分别为 0 和 1 断面的平均流速, 由流量除以过流面积计算得到。水跃跃后水面较为平稳, 易于测量水深。试验中量测 2 断面的跃后水深 h_2 , 根据水跃方程推算出跃前水深 h_1 , 以计算消能率。

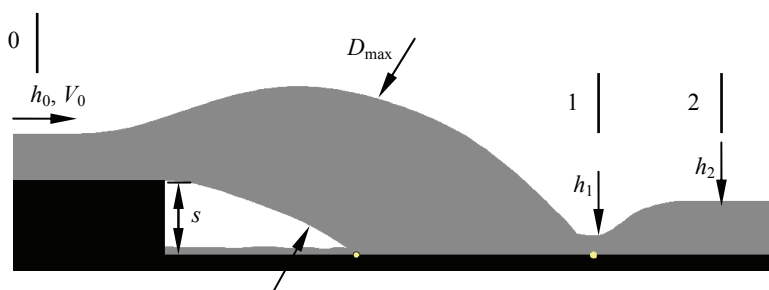


图 3 燕尾坎流动示意图

3 试验结果与讨论

3.1 燕尾坎水舌流态

图 4 是模型 M32 (中间槽宽度为 7cm, 齿坎挑角为 45°) 在来流水深 $h_0=10.0\text{cm}$ 时, 不同水流佛氏数下的水舌流态。从图 3 可以观察到, 水流经过燕尾坎时, 由中间槽流动产生

一股水舌，而两侧齿坎上的挑流水舌在向下游流动过程中发生纵向拉伸，并与中间槽流出的水舌连为一体，由此形成纵向拉伸的水舌。随着泄洪底孔工作水头的增大，来流佛氏数随之增高，燕尾坎水舌挑距增大的同时，其纵向拉伸程度亦增大。如图 4(c)所示，当来流佛氏数达到 4.89 时，水舌纵向上充分拉伸，呈破絮状。水舌纵向拉伸后增大了水舌与周围空气的掺混面积，由图 4 中可以看出水舌颜色变白，说明水舌掺气效果较好。前人研究表明，含气浓度高的射流对下游河床的冲刷较轻^[10]。另外，水舌最大宽度 $D_{\max}$ 随水流佛氏数的增大而增大，且其所在位置逐渐向水舌下游移动。

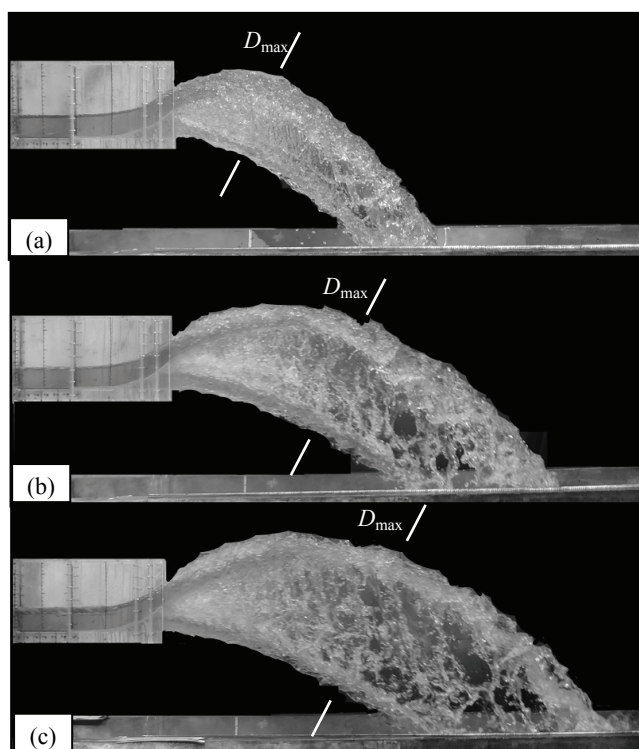


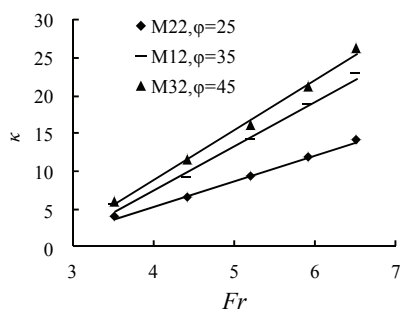
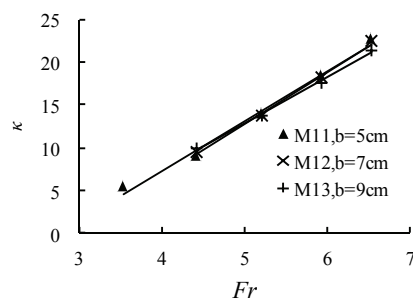
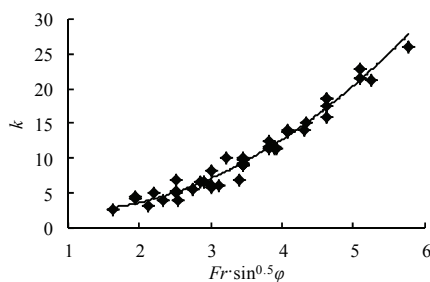
图 4 燕尾坎水舌流态 (M32, $h_0 = 10.0\text{cm}$, (a) $F_r = 3.21$; (b) $F_r = 4.41$; (c) $F_r = 4.89$)

3.2 燕尾坎水舌扩散系数

图 5 是不同齿坎挑角下的来流佛氏数与水舌扩散系数的关系。由图 5 可知，水舌扩散系数 k 随来流佛氏数 F_r 的增加而线性增加，也随着齿坎挑角 φ 的增大而增大。并由图 4 可以看出，燕尾坎水舌上缘出射角显著小于齿坎挑角，且燕尾坎不易发生水流堵塞，故在实际工程设计中可采用大挑角齿坎，以增加水舌扩散。图 6 是不同中间槽宽度下的来流佛氏数与水舌扩散系数的关系。由图可知，中间槽宽度对水舌扩散系数影响较小。那么，燕尾坎水舌扩散系数 k 可以表示为来流佛氏数 F_r 和齿坎挑角 φ 的函数，如图 7 所示。根据试验数据的拟合，得到燕尾坎水舌扩散系数的经验表达式：

$$k = 1.07(F_r \sin^{0.5} \varphi)^2 - 1.92(F_r \sin^{0.5} \varphi) + 3.09 \quad (1)$$

$$R^2 = 0.97$$

图5 不同挑角下 k 与 Fr 的关系 ($h_0=6.2\text{cm}$)图6 不同中间槽宽度下 k 与 Fr 的关系 ($h_0=6.2\text{cm}$)图7 水舌扩散系数 k 与综合参数 $Fr \cdot \sin^{0.5} \varphi$ 的关系

3.3 燕尾坎水舌扩散对消能的影响

图8为消能率 η 与相对坎高 w/h_0 的关系, R 为挑坎反弧半径, $w = R(1 - \cos \varphi)$ 为挑坎坎高, h_0 为来流水深。数据图中, M11 ~ M32 为本研究试验数据, $\varphi = 10^\circ \sim 40^\circ$ 系列数据是 Heller 等^[1]的连续坎试验数据。由图8可知, 在本试验研究范围内, 燕尾坎消能工的消能率较连续坎提高约 10% 以上。这主要是燕尾坎的挑流水舌纵向上发生扩散, 增加水气掺混及分散入水所致。为分析水舌扩散对消能率的影响, 将连续坎的水舌扩散系数 k 视为 1, 综合分析连续坎和燕尾坎的试验数据, 得到挑流消能工消能率 η 与相对坎高和水舌扩散系数的综合参数 $(w/h_0) \cdot k^{0.8}$ 的关系(图9)。图9包含本研究试验数据和 Heller 等^[1]的连续坎试验数据。经过数据拟合, 得到考虑水舌分散的挑流消能工消能率的经验表达式如下:

$$k = 0.137 \ln(w/h_0 \cdot k^{0.8}) + 0.293 \quad (2)$$

$$R^2 = 0.78$$

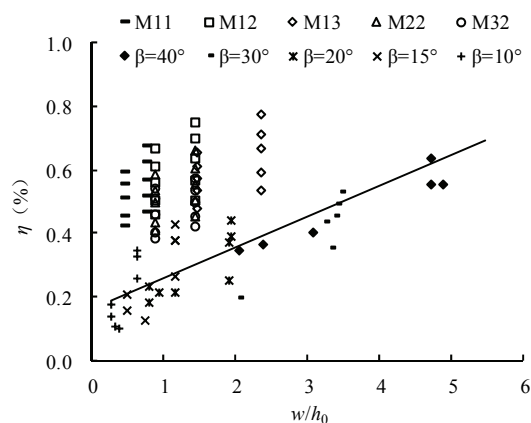
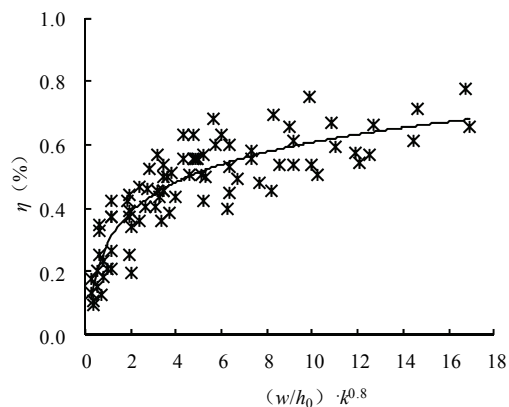


图8 燕尾坎与传统连续坎消能率的比较

图9 消能率 η 与 $(w/h_0) \cdot k^{0.8}$ 的关系

4 结论

燕尾坎能够形成纵向上充分拉伸的水舌，其水舌扩散系数主要受来流佛氏数和齿坎挑角影响，随二者的增加而增加。在实际工程中可采用大挑角燕尾坎，以增加水舌扩散。基于对试验结果的分析，研究给出了估算燕尾坎水舌扩散系数的经验表达式。与连续坎相比，燕尾坎消能工的消能率显著提高。研究结果表明，挑流水舌扩散程度愈好，消能率愈高。综合连续坎和燕尾坎的试验结果，考虑水舌扩散的影响，得到了挑流消能工消能率与相对坎高和水舌扩散系数组成的综合参数间的经验关系式。

致谢

本研究受国家自然科学基金面上项目（项目编号：51579076）支持。

参考文献

- 1 Heller V., Hager W.H., and Minor H. Ski jump hydraulics[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2005, 131(5):347-355.
- 2 Schmocker L., Pfister M., Hager W. H., and Minor H. Aeration characteristics of ski jump jets[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2008, 134(1): 90-97.
- 3 吴新宇, 孙东坡, 高昂, 等. 扭曲鼻坎对泄洪洞挑流消能的影响研究[J]. 水利水电技术, 2014, 45(8):56-61.

- 4 Lucas J., Hager W.H., Boes R.M. Deflector effect on chute flow[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2013, 139(4):444-449.
- 5 杨首龙. 单圆弧斜切双扩散坎消能工的水力设计[J]. 人民长江, 2004, 35(9):20-21.
- 6 张挺, 陈虹, 许唯临, 等. 高扩散低收缩差动挑坎 I :水力特性实验研究[J]. 水力发电学报, 2013, 32(5):134-139.
- 7 WU Jian-hua, WAN Bin, MA Fei, et al. Flow choking characteristics of slit-type energy dissipaters[J]. Journal of Hydrodynamics, 2015, 27(1):159-162.
- 8 马飞. 一种新型燕尾坎消能工的流态和消能分析[J]. 水电能源科学, 2016, 34(12):114-117.
- 9 MA Fei, XU Zhun, WU Jian-hua. Flow choking over weir flow slit-type flip buckets[J]. Journal of Hydrodynamics, 2015, 27(6):907-912.
- 10 Weilin Xu, Jun Deng, Jingxue Qu, et al. Experimental investigation on influence of aeration on plane jet scour[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2004, 130(2):160-164.

Jet scatter of swallow-tail-bucket and its effect on energy dissipation

MA Fei, WU Jian-hua, LUO Chao

(College of Water Conservancy and Hydropower Engineering, Hohai University, Nanjing, 210098.

Email: mafei921@163.com)

Abstract: Swallow-tail-buckets may gain good energy dissipation behavior because they can generate the scattering jets in longitudinal direction, and thus increase the air entrainment and reduce the discharge unit area of plunging jet. In this paper, physical model tests were conducted to investigate the characteristics of jet scatter and its effect on energy dissipation for swallow-tail-buckets. The results indicated that, the coefficient of longitudinal jet scatter increases with increased deflect angle and approach Froude number, but the effect of middle groove width can be neglected. Based on test results, an empirical expression of coefficient of longitudinal jet scatter was proposed herein. Moreover, this coefficient is closely related to energy dissipation, since the larger coefficient leads to the higher energy dissipation rate. Lastly, an empirical relationship of the coefficient of longitudinal jet scatter and energy dissipation rate was proposed based on analysis of test data.

Key words: Swallow-tail-bucket; Jet; Scatter; Flood discharge; Energy dissipation.

基于数值模拟的畸形波统计特性研究

毛青, 马玉祥, 袁长富

(大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连, 116023, Email: maoqing@mail.dlut.edu.cn)

摘要: 根据线性叠加原理模拟随机波浪生成, 基于 JONSWAP 谱模拟符合高斯过程的波浪时间序列。应用蒙特卡洛方法计算不同畸形波定义下的畸形波出现概率后, 采用畸形波定义 $H/H_s > 2$ 对畸形波进行统计特性分析, 结果表明: 对比几种常用极值分布后, 畸形波波高、周期的分布用 GEV 分布拟合效果最佳, 而陡度的分布不适于用极值分布拟合; 畸形波出现的时间间隔符合指数分布, 同时给出了各分布相应的参数。

关键词: 畸形波, 线性叠加法, 波浪统计分析, 蒙特卡洛

1 引言

畸形波是海洋中突然发生的极端巨浪, 出现没有任何征兆, 具有显著的随机性和偶然性, 一般具有异常大波峰或异常深波谷, 局部波陡很大、能量集中、破坏力强, 可对船舶与海上建筑物的稳定以及海上人员的安全造成极大威胁。近年来, 世界各地已发生多起由畸形波造成的海上工程事故和船舶破坏^[1-3], 因此畸形波越来越受到海洋工程研究人员的关注, 目前, 对畸形波的研究主要集中在定义、发生机理、物理数值模拟、实测数据分析与讨论、畸形波与海洋结构物相互作用等方面^[1,3-6], 关于畸形波统计特性的研究较少。

由于不同海域间地形、气象等因素存在差异, 畸形波的出现概率也各不相同, 又畸形波的出现难以预测, 所以尽管已有部分畸形波观测记录^[7-10], 但数量不足以形成可靠的数据库来进行特征统计分析, 而物理模拟实验则由于受场地尺寸限制, 不能长时间造波, 难以获得足够多足够长的时间序列, 因此数值模拟方法是研究畸形波统计特性的重要途径。

数值模拟畸形波的主要方法有: 组成波随机叠加、基于 KdV 方程、Kp 方程、深水 NLS 方程等演化方程建立非线性波浪数值模型、基于势流理论用 HOS 方法求解欧拉方程、求解基于黏流理论的 N-S 方程、非线性改造 Stokes 波等, 尽管 NLS 方程、HOS 等方法可以数值模拟畸形波, 但均存在计算量大、计算效率低的缺点, 不适合用于研究畸形波的统计特征, 而组成波随机叠加法原理简单、实现方便、计算效率高, 故本研究用组成波随机叠加

基金项目: 工信部高技术船舶科研项目资助(2016-23-7)

法来快速高效大量地模拟波浪。又因为尽管波浪的二阶修正会使波峰变陡、波谷变缓，但总波高基本不受影响且未涉及与波峰、波谷相关的讨论，故只考虑一阶谐波的叠加。

关于畸形波统计特性的研究主要集中在畸形波出现概率、波浪要素分布等方面，针对畸形波出现概率计算的研究主要有：Dysthe 等^[5]推荐使用 Forristall 模型进行波高模拟、使用 Naess 模型用于波高模拟，由 Forristall 模型算得的 $\eta_c/H_s > 1.25$ 超越概率和由 Naess 模型算得的 $H/H_s > 2$ 超越概率均近似为 10^{-4} ；Mori^[11]基于窄带非线性假设以偏度和峰度为参量给出一最大波高分布计算公式；Hu 等^[12]用基于概率的叠加模型模拟畸形波，由此推导了相应的畸形波出现概率计算公式，但目前还未有关于畸形波出现概率的一致结论；畸形波波浪要素分布目前仍常使用线性或二阶理论的统计分布，此外，由于数据记录很少且短，已有的畸形波统计分析多为求包含畸形波的整个时间序列的波要素分布，而对单个畸形波主要研究其剖面形状和特征波要素数值^[13-15]，针对时间序列中各畸形波的统计分析研究很少，由于本研究模型可模拟得大量足够长的时间序列，产生一定数量的畸形波，故对此情况下的畸形波出现概率和时间序列中各畸形波的统计特性进行了讨论。

由于海洋的不规则性，不同波浪记录的统计特性存在一定差异，但当波浪记录时间足够长且随机波浪为平稳、各态历经过程时，各波浪记录统计特性间的差异很小^[16]，又因为特定海域在特定季节的波浪可以用特定的谱来表示，故可基于海浪谱用线性叠加法生成足够多的波浪时间序列，进而采用蒙特卡洛方法进行畸形波的统计特征分析。

本研究使用 WAFO^[17](Wave Analysis for Fatigue and Oceanography)，通过对海浪谱进行逆傅里叶变换后快速精确地随机叠加不同相位不同相位角的余弦波来模拟零均值平稳高斯过程，进而获得波浪时间序列。WAFO 是 MATLAB 的工具箱，因为计算效率高，较多用来模拟波浪^[18-19]，WAFO 用于畸形波研究主要有 Gemmrich^[20-21]等用 WAFO 生成大量时间序列，将时间序列中超过前 $n-m$ 个波浪波高或波峰 α 倍的 $m+1$ 个波浪的组合定义为突发浪 ($m < n$, m 常取 0,1,2)，计算了深水情况和有限水深情况下对应不同 m 值时突发浪的回归周期，用加拿大西部和东部实测数据检验后发现计算结果合理，以 $H/H_s > 2.2$ 定义畸形波，发现突发浪不全是畸形波，但畸形波占突发浪的比例随着 n 和 α 增大而增大，最大可达 70%，说明畸形波与突发浪间存在一定关联，尽管对畸形波进行了讨论，但不够全面深入，也未涉及到畸形波的统计特性，因此本研究使用 WAFO，针对畸形波统计特性进行分析。

2 模拟波浪的线性数值模型及其有效性验证

2.1 波浪的线性数值模型

海浪谱是描述海浪内部能量相对于频率和方向分布的图谱，不仅能表明海浪内部构成，还能间接表征海浪对外表现特征。自 20 世纪 50 年代初 Pierson 最先将 Rice 对信号处理的理论应用于海浪研究以来，用谱描述海浪成为主要研究手段。根据线性叠加法，可将海浪看作由无限多个不同周期不同振幅不同随机初相位的余弦波叠加而成的平稳随机过程：

$$\eta(t) = \sum_{i=1}^M a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \varepsilon_i) \quad (1)$$

式中, $\eta(t)$ 为波动水面相对于静水面的瞬时高度; a_i 为第 i 个组成波的振幅; k_i, ω_i 分别为第 i 个组成波的波数和圆频率; x, t 分别表示位置和时间; ε_i 为第 i 个组成波的初相位, 在 $(0, 2\pi)$ 内均匀分布。在已知海浪谱的情况下, 可根据等分频率法算得 a_i, ω_i 从而确定各组成波形式, 进而将各组成波以随机初相位随机叠加求得 $\eta(t)$ 。由模型产生的波浪时间序列如图 1 所示。

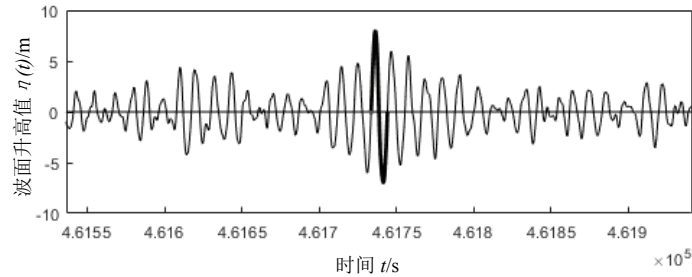


图 1 由模型模拟产生的大浪示例(加粗部分为一畸形波)

2.2 蒙特卡洛方法

波浪过程中的不确定因素可以通过大量的模拟和统计试验寻找变化规律, 从而预测其实际变化。蒙特卡洛方法^[22]的实质是根据待求统计参量构建模型, 依照模型进行大量随机试验, 再基于统计参量发生概率与样本体积间的相似性, 对待求统计参量的值进行近似估计, 模拟样本的数量越多, 统计参量越接近真实值, 所以广泛应用于概率估计中。

2.3 线性数值模型的验证

本研究统一采用深水情况下由有效波高 $H_{m0}=7\text{m}$ 、谱峰周期 $T_p=11\text{s}$ 、谱峰升高因子 $\gamma=7$ 确定的 JONSWAP 谱为靶谱来模拟波浪时间序列。时间间隔取 0.1s , 折叠圆频率取 3rad/s , 则算得 $\pi/\Delta t \approx 31.4 > 3$, 不会发生混叠(alias)现象。为保证稳定且方便后续计算, 选用 $H > 1.5H_s$ 为初步筛选畸形波的标准, 经试算, 发现模拟生成 150 万个波浪时筛选出来的畸形波个数占总的波数个数的比例已趋于稳定(表 1), 所以模拟波列中波浪的个数选为 150 万。

表 1 模拟波数对畸形波出现概率的影响(各模拟波数均模拟 100 次)

模拟波数	实际平均波数	波数相对误差/%	平均出现概率/%	概率标准差
100000	100013	0.0132	0.0157	3.89×10^{-5}
500000	499933	0.0135	0.0153	1.65×10^{-6}
1000000	999852	0.0148	0.0154	1.36×10^{-6}
1500000	1499830	0.0113	0.0152	1.07×10^{-5}
2000000	1999728	0.0136	0.0152	9.53×10^{-6}
2500000	2499747	0.0101	0.0152	7.99×10^{-6}

为验证模型的有效性, 对模拟结果的特征统计量进行检验, 结果如表 2 所示, 可以看到模拟值与目标值的相对误差较小, 均不超过 5%。

表 2 模型的检验

项目	目标值	计算式	模拟值	相对误差
有效波高	7m	前 1/3 大波的平均波高	6.8168m	2.6171%
		$2\pi/f_p f_p$ 为谱峰频率	10.9421s	0.5264%
谱峰周期	11s	$2\pi \int S(f)^4 df / \int f \cdot S(f)^4 df$, f 为频率, $S(f)$ 为谱值	10.9340s	0.6000%
不规则系数	0.7202	$m_2 / \sqrt{m_0 m_4}$, $m_i = \int f^i S(f) df$ 为谱 $S(f)$ 的 i 阶矩	0.6993	0.1000%
窄度系数	0.3155	$\sqrt{m_0 m_2 / m_1^2 - 1}$	0.3624	0.0276%
宽度系数	0.6938	$\sqrt{(1 - m_2^2 / m_0 m_4)}$	0.7148	0.0980%
峰度系数	4.6900	$(2 \int f \cdot S(f)^2 df) / m_0^2$	2.6773	0.4425%
波的个数	1500000	/	1499193	0.0538%
平均水位	0	/	$-1.51 \cdot 10^{-19}$	/
偏度	0	μ_3 / σ^3 , μ_3 为波面的 3 阶中心矩, σ 为标准差	$-3.66 \cdot 10^{-4}$	/
峰度	3	μ_4 / σ^4 , μ_4 为波面的 4 阶中心矩	3.0010	0.0333%

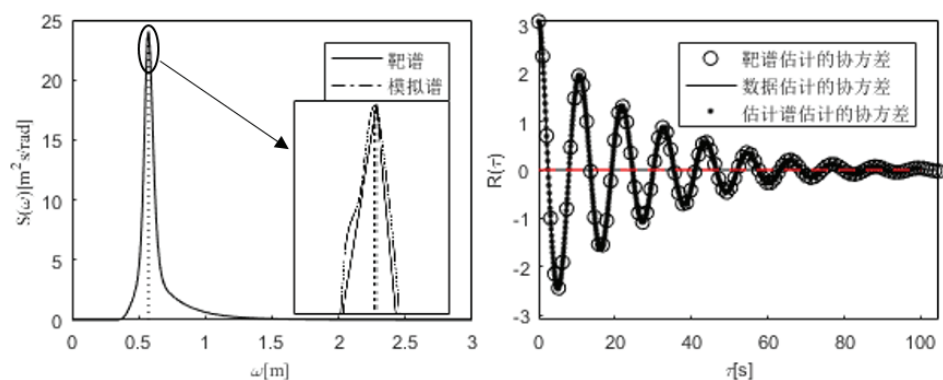


图 2 实际谱与靶谱的比较

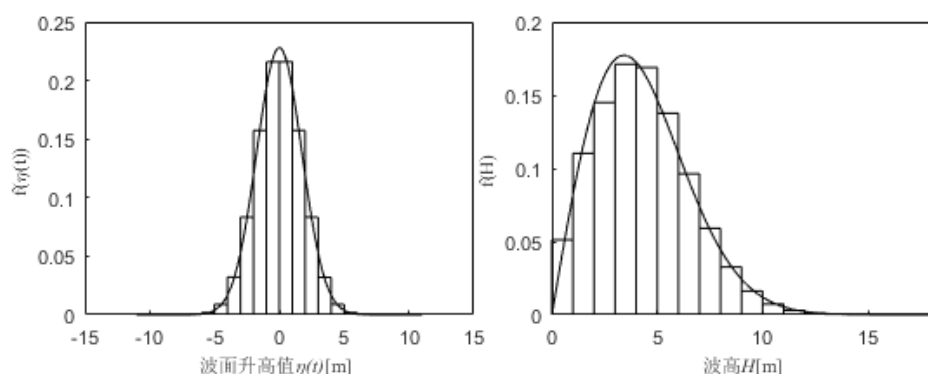


图3 波面升高值分布与正态分布的比较、波高分布与瑞利分布的比较

用相关函数法对模拟数据进行谱估计并用 parzen 窗平滑, 结果见图 2, 发现模拟谱与靶谱较相符, 但局部放大后发现模拟谱谱峰值略低于靶谱。通过分别计算由靶谱、模拟数据及模拟谱算得的协方差来检验模拟谱的质量, 发现尽管靶谱与模拟谱算得的结果点密度存在差异, 但均与由数据算得的值拟合良好, 说明模拟谱能较好地反映波浪的特性。

由于模拟基于高斯过程且为深水情况, 故波面升高值应满足正态分布, 波高应满足瑞利分布, 模拟结果与各特征分布的拟合程度如图 3 所示, 可以看到拟合程度较好。

以上分析结果表明, 本研究所采用的模拟方法可以很好地模拟随机波浪序列。

3 畸形波统计特征分析

3.1 不同畸形波定义对畸形波出现概率的影响

由于畸形波主要表现为极大的波高, 因此其大部分定义都从波高出发。Klinting 和 Sand^[23]认为畸形波需满足 3 个条件: ①波高大于 2 倍有效波高; ②波高大于其相邻波浪波高的 2 倍; ③波峰高度占总波高的比重不低于 65%。Haver^[7]认为满足 $H/H_s > 2$ 或 $\eta_c/H_s > 1.25$ 的波浪即可视为畸形波; 黄国兴^[24]从工程角度出发, 认为畸形波波高应大于 1.6 倍有效波高, 并提出用畸形度来描述畸形程度; 各国研究者针对不同海域常用的畸形波判据也存在差别, 王瑶等^[25]对其进行了总结。但目前尚未有明确的畸形波定义, 因此先考虑各定义下畸形波的出现概率, 再根据畸形波出现概率很小这一特点选取合适定义。

对模拟结果进行分析, 不同畸形波定义下的畸形波出现概率如表 3 所示, 最终选用定义 $H/H_s > 2$, 因为其应用最广且不仅能反映畸形波具有独立突出波高的特征还简单易于实现、出现概率较合理。此外, 可看到按上跨零点法和下跨零点法定义的波浪计算结果相近, 说明不同波浪定义方法对畸形波的判别影响很小。

表 3 不同畸形波定义下的畸形波出现概率

判据	畸形波出现概率/%	
	上跨零点法	下跨零点法
$H/H_s > 2$	0.0152	0.0153
$A_c \geq 0.65H$	11.5013	11.5008
$H_i > 2H_{i+1}$ 且 $H_i > 2H_{i-1}$	1.1017	1.1010
$H/H_s > 2$ 且 $A_c \geq 0.65H$	≈ 0	≈ 0
$H/H_s > 2$ 且 $H_i > 2H_{i+1}$ 且 $H_i > 2H_{i-1}$	≈ 0	≈ 0
$A_c \geq 0.65H$ 且 $H_i > 2H_{i+1}$ 且 $H_i > 2H_{i-1}$	0.0399	0.396
$H/H_s > 2$ 且 $A_c \geq 0.65H$ 且 $H_i > 2H_{i+1}, H_i > 2H_{i-1}$	0	0
$H/H_s > 1.6$	0.3730	0.3730
$H/H_s > 2$ 或 $A_c/H_s > 1.25$	0.0152	0.0153

3.2 畸形波出现概率

利用本研究模型算得的畸形波出现概率如表 4 所示, 可看到实际波数与预设模拟波数的相对误差很小, 且随着谱峰升高因子的增大, 谱宽减小, 畸形波出现概率逐渐增大, 畸形波的重现期变短; 由相同谱算得的谱宽参数 ε^2 普遍比 v^2 大。

$$\varepsilon^2 = 1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}, v^2 = \frac{m_0 m_2}{m_1^2} - 1 \quad (2)$$

表 4 不同谱峰升高因子对应的畸形波出现概率

γ	谱宽参数		时间序列 长/s	出现概 率/%	出现概率 标准差	重现期 /d	实际波数	波数相对误 差/%
	ε^2	v^2						
1	0.5089	0.1447	11988695	0.0075	7.77×10^{-6}	30	1499724	0.0184
2	0.5108	0.1348	12565184	0.0093	8.27×10^{-6}	26	1499739	0.0174
3	0.5074	0.1258	12959049	0.0107	8.63×10^{-6}	23	1499760	0.0160
4	0.5018	0.1179	13257563	0.0121	1.03×10^{-5}	21	1499719	0.0187
5	0.4953	0.1110	13496085	0.0133	1.00×10^{-5}	19	1499696	0.0202
6	0.4885	0.1049	13693145	0.0143	1.00×10^{-5}	18	1499821	0.0119
7	0.4814	0.0995	13859826	0.0152	1.10×10^{-5}	17	1499880	0.0080

3.3 畸形波波高、周期、陡度分布

考虑到畸形波为极端大浪, 采用统计分析中的极值分布来拟合, 常用极值分布有:

① Weibull 分布: $f(x) = \frac{b}{a} \left(\frac{x}{a}\right)^{b-1} e^{-\left(\frac{x}{a}\right)^b}, x > 0, a > 0, b > 0$ (3)

② Gumbel 分布: $f(x) = \frac{1}{a} e^{-\frac{(x-c)}{a}} e^{-e^{-\frac{(x-c)}{a}}}, -\infty < x < \infty, a > 0$ (4)

③ GEV 分布(Generalized Extreme Value Distribution):

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{a} \left(1 - \frac{b(x-c)}{a}\right)^{\frac{1-b}{b}} e^{-\left(1 - \frac{b(x-c)}{a}\right)^{\frac{1}{b}}}, & b \neq 0, a > 0, -\infty < b < \infty, -\infty < c < \infty \\ \frac{1}{a} e^{-\frac{(x-c)}{a}} e^{-e^{-\frac{(x-c)}{a}}}, & b = 0 \end{cases} \quad (5)$$

其中, a 为尺度参数, b 为位置参数, c 为形状参数。

a 为尺度参数, b 为形状参数, c 为位置参数。

用计算 $\gamma=7$ 时畸形波出现概率所模拟的 100 组数据来计算畸形波波高、周期、陡度的分布, 波陡 $S=2\pi H/gT^2$ 由上跨定义法定义的波浪要素确定, 先用最大似然估计计算每组畸形波各波要素对应不同极值分布时参数的值, 再取平均, 算得各参数如表 5 所示。任意选取一组数据对拟合效果进行检验, 各波浪要素的分布与理论极值分布比较的结果见图 4。

由图 4 可以看出, 畸形波波高、周期的分布用 GEV 分布拟合效果最佳, 而理论极值分布均低估了小陡度的概率分布密度、高估了大陡度的概率分布密度, 应考虑采用其他进行描述, 用模拟所得其他组数据进行拟合, 所得结论相近。

表 5 不同极值分布对应的平均参数

波要素	分布	a	b	c
波高	GEV 分布	-0.2058	0.0586	2.0569
	Weibull 分布	2.1578	16.6390	/
	Gumbel 分布	0.0643	/	2.0641
波周期	GEV 分布	0.3275	0.0387	0.9372
	Weibull 分布	0.9678	26.7362	/
	Gumbel 分布	0.0388	/	0.9306
无因次波陡	GEV 分布	0.1788	0.3386	1.9814
	Weibull 分布	2.2682	6.9023	/
	Gumbel 分布	0.3300	/	1.9472

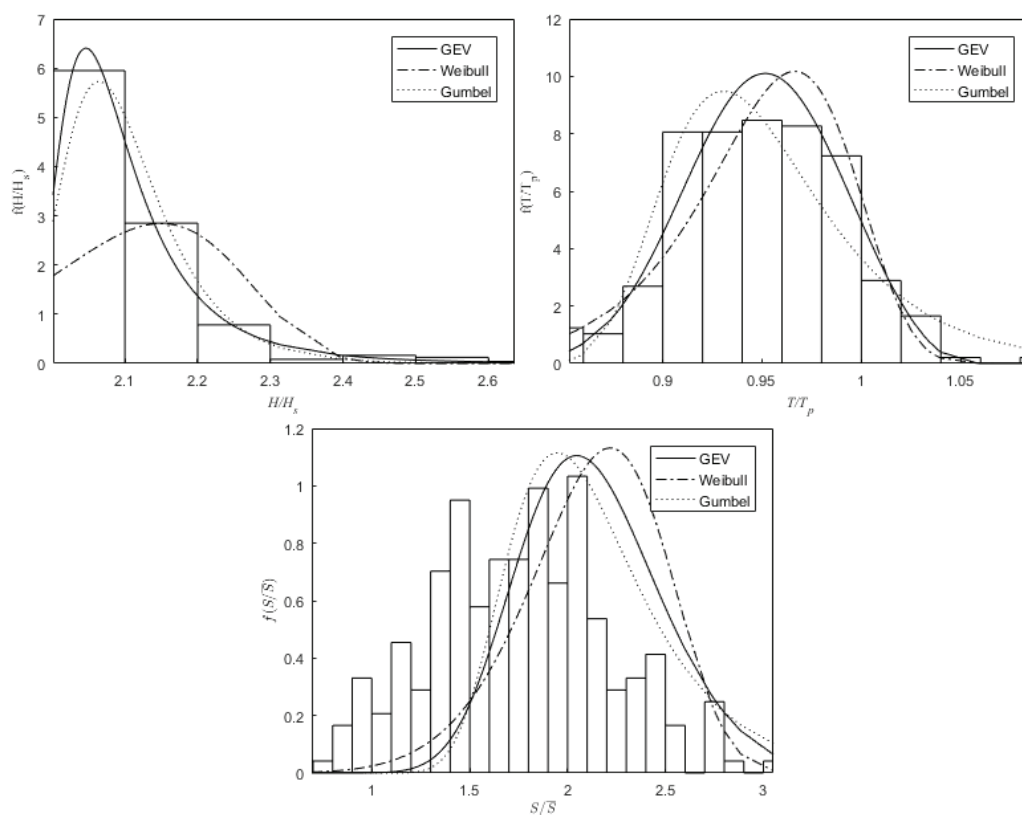


图4 畸形波波高、波周期、陡度分布与各极值分布的比较

3.4 畸形波出现时间间隔

畸形波预报一直是畸形波研究的热点，对畸形波出现时间间隔进行研究可以为畸形波预报提供依据。以各畸形波波峰间时间间隔作为畸形波出现时间间隔，发现其分布与指数分布的形状相似，100组数据的平均 $\lambda=4761.24$ ，代入指数分布后的拟合结果如图6所示，可看到畸形波出现时间间隔分布与指数分布拟合效果较为理想，用模拟所得其他组数据拟合也能得到同样的结论。

$$\text{指数分布: } f(x) = \begin{cases} \lambda e^{-\lambda x}, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases} \quad (6)$$

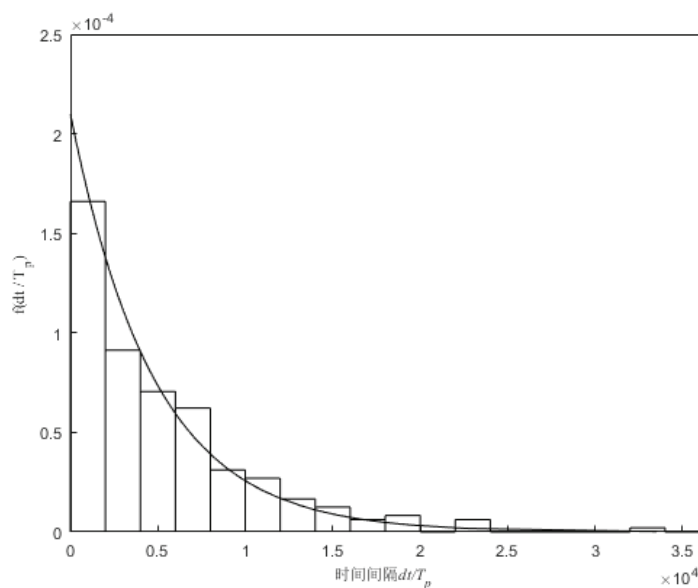


图5 畸形波出现时间间隔分布拟合

4 结论

本研究用线性叠加法大量模拟波浪时间序列进而应用蒙特卡洛方法进行统计特性分析。计算不同畸形波定义下的畸形波出现概率后，认为畸形波定义为 $H/H_s > 2$ 较合理，并给出了对应不同谱宽时的畸形波出现概率，用常用极值分布拟合畸形波波高、周期、波陡的分布后发现仅波高、周期与 GEV 分布拟合良好，而理论极值分布均低估了小陡度的概率分布密度、高估了大陡度的概率分布密度，故应考虑采用其他方式来描述波陡，畸形波出现时间间隔的分布用指数分布描述较为理想。本研究只考虑了一组波浪条件下的畸形波出现概率，且为线性波浪叠加所以未考虑畸形波波峰的分布，后续研究中将对不同波浪条件和组成波为二阶的情况进行讨论。

参 考 文 献

- 1 Kharif C, Pelinovsky E. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon[J]. European Journal of Mechanics, 2003, 22(6):603-634.
- 2 Slunyaev A, Didenkulova I, Pelinovsky E. Rogue waves in 2006–2010[J]. Natural Hazards & Earth System Sciences, 2011, 11(11):2913-2924.
- 3 Bitner-Gregersen, E.M. and Gramstad, O. (2016). Rogue waves. Impact on ship and offshore structures. DNV GL R&I Position Paper, 05-2015, issued March 2016.

- 4 Onorato M, Suret P. Twenty years of progresses in oceanic rogue waves: the role played by weakly nonlinear models[J]. Natural Hazards, 2016, 84(2):541-548.
- 5 Dysthe K, Krogstad H E, Müller P. Oceanic Rogue Waves[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2008, 40(1):287-310.
- 6 Kharif C., Pelinovsky E., Slunyaev A. Rogue waves in the ocean[M]. Springer, 2009.
- 7 Haver S. Evidences of the existence of freak waves[J]. Rogue Waves, 2000,129-140.
- 8 Didenkulova I I, Slunyaev A V, Pelinovsky E N, et al. Freak waves in 2005[J]. Natural Hazards & Earth System Sciences, 2006, 6(6):1007-1015.
- 9 Mori N, Liu P C, Yasuda T. Analysis of freak wave measurements in the Sea of Japan[J]. Ocean Engineering, 2002, 29(11):1399-1414.
- 10 Magnusson A K, Donelan M A. The Andrea Wave. Characteristics of a measured North Sea Rogue Wave.[J]. Journal of Offshore Mechanics & Arctic Engineering, 2013, 135(3):1885-1886.
- 11 Mori N. Occurrence probability of a freak wave in a nonlinear wave field[J]. Ocean Engineering, 2004, 31(2):165-175.
- 12 Hu Z, Tang W, Xue H. A probability-based superposition model of freak wave simulation ☆[J]. Applied Ocean Research, 2014, 47(9):284-290.
- 13 Stansell P. Distributions of freak wave heights measured in the North Sea[J]. Applied Ocean Research, 2004, 26(1):35-48.
- 14 Gibson R, Christou M, Feld G. The statistics of wave height and crest elevation during the December 2012 storm in the North Sea[J]. Ocean Dynamics, 2014, 64(9):1305-1317.
- 15 Christou M, Ewans K. Examining a Comprehensive Dataset Containing Thousands of Freak Wave Events: Part 2—Analysis and Findings[C]// ASME 2011, International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. 2011:827-837.
- 16 Podgórski K, Rychlik I, Machado U E B. Exact Distributions For Apparent Waves In Irregular Seas[J]. Ocean Engineering, 2000, 27(9):979-1016.
- 17 Brodtkorb, P.A., Johannesson, P., Lindgren, G., Rychlik, I., Rydén, J. and Sö, E. (2000). "WAFO - a Matlab toolbox for analysis of random waves and loads", Proc. 10th Int. Offshore and Polar Eng. Conf., Seattle, USA, Vol III, pp. 343-350.
- 18 Machado U B. Probability density functions for non-linear random waves and responses[J]. Ocean Engineering, 2003, 30(8):1027-1050.
- 19 Lindgren G, Åberg S. First Order Stochastic Lagrange Model for Asymmetric Ocean Waves[J]. Journal of Offshore Mechanics & Arctic Engineering, 2009, 131(3):1672-1682.
- 20 Johannes Gemmrich and Chris Garrett. Unexpected Waves[J]. J.phys.oceanogr, 2008, 38(10):2330-2336.
- 21 Gemmrich J, Garrett C. Unexpected waves: Intermediate depth simulations and comparison with observations[J]. Ocean Engineering, 2010, 37(2-3):262-267.
- 22 吉庆丰. 蒙特卡罗方法及其在水力学中的应用[M]. 南京: 东南大学出版社, 2004.

- 23 Klinting P, Sand S. Analysis of prototype freak waves[C]. Coastal Hydrodynamics.ASCE,1987:618-632.
- 24 黄国兴. 畸形波的模拟方法及基本特性研究[D]. 大连: 大连理工大学,2002
- 25 王瑶, 郑金海, 陶爱峰, 等. 基于实测资料的畸形波发生概率研究综述[J]. 海洋通报, 2013,32(2):235-239.

Research on statistical properties of freak wave based on numerical simulation

MAO Qing, MA Yu-xiang, YUAN Chang-fu

(State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian, 116023, Email: maoqing@mail.dlut.edu.cn)

Abstract: In this paper, wave is simulated according to the linear random superposition principle. Based on a JONSWAP spectrum, the wave time series which is in accord with Gaussian process is obtained. Monte Carlo method is used to calculate the occurrence probability of freak wave under different criteria, then the statistical characteristics of freak wave are analyzed under the criterion $H/H_s > 2$. The results show that among several common extremum distributions, the fitness of Generalized Extreme Value distribution is the most ideal one for the distribution of freak wave heights and periods, however, none of the three extremum distributions is suitable to describe the distribution of freak wave steepness, while the distribution of time interval between freak wave is fitted by exponential distribution. Besides, the corresponding parameters of each distribution are given.

Key words: freak wave; linear superposition; wave statistical analysis; Monte Carlo

长波波列传播特性的模拟研究

李翔, 宁德志

(大连理工大学海岸和近海国家重点实验室, 大连, 116024, Email: 569074917@qq.com)

摘要: 长波波列在结构上作用会产生很大的波浪爬高和荷载。这种波列在长距离的传播中无法维持稳定, 导致其波面形态发生改变, 并对其之后与结构的作用产生很大影响, 该现象亦出现在对海啸波波列的观测中。本研究基于时域高阶边界元方法, 建立了完全非线性二维数值波浪水槽, 对长波波列传播过程中的变形和各阶波浪间能量交换问题进行了模拟和研究。自由表面满足完全非线性自由水面运动学和动力学边界条件, 采用混合欧拉-拉格朗日方法追踪瞬时自由面流体质点, 采用四阶 Runge-Kutta 法对下一时间步的波面和自由面速度势进行更新。研究发现, 长波传播过程中, 波面会产生振荡变形, 能量由低阶传递到高阶成分, 使得波高显著增大, 这会在结构上产生极大的瞬时荷载和波浪爬高。

关键词: 非线性; 高阶边界元; 长波波列; 波浪变形

1 引言

波浪作为海洋结构物的主要荷载之一, 对船舶, 采油平台, 港口以及防波堤等各类海洋结构物的安全设计有着重要的影响。因此, 对波浪特性的准确预测, 尤其是极端波况下的波浪, 在海洋工程结构的设计当中起着至关重要的作用。关于波浪, 学者们对其进行了广泛的研究。Longuet-Higgins 等^[1-2]对随机波浪中的波浪极值进行了大量的统计学研究, 并将结果应用于海浪与船体的相互作用问题。Goda 等^[3]研究了随机波浪与各种海洋结构物的相互作用问题, 提出了一系列港口、海堤和防波堤的设计方法。Davis 等^[4]提出将聚焦方法应用到极端波浪的模拟当中, 其与结构物的作用亦得到了广泛的研究^[5-7]。

我们在之前的研究当中发现^[8], 一种长波组成的波列与直墙作用时会产生非常大的波浪爬高, 其最大可达 5 倍的入射波幅, 这远远大于线性理论所预报的 2 倍入射波幅。其波浪在直墙上产生了强烈的高频振荡, 并分裂成数个波长更小, 波陡更大的小波。类似的过程在 2004 年的印度洋海啸中也被观测到。Grue 等^[9]通过数值求解 KDV 方程对海啸波进行了模拟。其结果亦发现了类似的现象。并且发现, 入射波的波高越大, 该分离过程发生的就越早。Constantin 等^[10]通过多尺度方法对极限长波的传播进行了数值模拟。Madsen 等^[11]对孤立波的传播进行了模拟, 亦发现了分离波列的形成, 并对波列生成的临界传播距离进行了研究。Akrish 等^[12]通过高阶谱方法模拟了长波群与墙壁的作用, 并对墙壁距入射边界

的长度与波浪爬高的关系进行了研究。本研究在之前研究结果的基础上^[8]，使用时域高阶边界元方法对长波波列在传播过程中的变形过程进行了数值模拟，并对其各阶波浪组成成分之间的能量传递和变形后的最大波高进行了研究。

2 数学模型与数值方法

建立如图 1 所示的二维数值波浪水槽。左侧为造波板，右侧为固壁边界。水槽长度为 L ，静水深为 d 。造波板边界、自由水面、固壁和水底边界分别用 Γ_w 、 Γ_f 、 Γ_b 、 Γ_d 来表示，流域用 V 来表示。

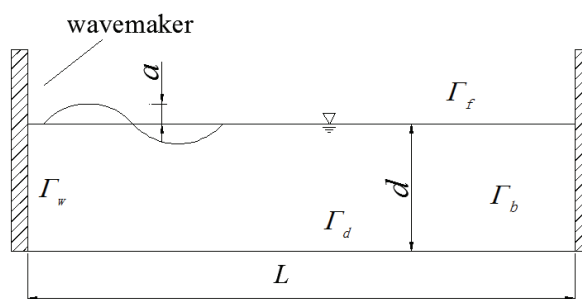


图 1 波浪水槽示意图

建立笛卡尔坐标系 Oxz ，其中 O 位于造波板与自由水面平均位置的交点处， Ox 指向右侧水平方向， Oz 竖直向上。假定流体为理想流体且其运动无旋，则可采用势流理论模型来描述水槽内水体运动，并得到下述控制方程和初边值条件：

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (\text{在 } V \text{ 内}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (\text{在 } \Gamma_f \text{ 上}) \quad (2)$$

$$g\eta + \partial \varphi / \partial t + (1/2) |\nabla \varphi|^2 = 0 \quad (\text{在 } \Gamma_f \text{ 上}) \quad (3)$$

$$\partial \varphi / \partial n = 0 \quad (\text{在 } \Gamma_d \text{ 和 } \Gamma_b \text{ 上}) \quad (4)$$

$$\partial \varphi / \partial n = u(t) \quad (\text{在 } \Gamma_w \text{ 上}) \quad (5)$$

$$\varphi = 0, \eta = 0 \quad (\text{对于 } t \leq 0) \quad (6)$$

其中，速度势 $\varphi(x, y, z)$ 为标量，其空间梯度为流体的速度， η 表示自由面波高， g 为重力加速度， $\partial \varphi / \partial n$ 表示速度势在物面法线方向的偏导数。造波板的运动速度 $u(t)$ 为

$$u(t) = \frac{\omega A}{T(\omega)} \cos(\omega t) \quad (7)$$

$$T(\omega) = \frac{2(\cosh(2kd) - 1)}{2kd + \sinh(2kd)} \quad (8)$$

其中, A 为入射波幅, ω 为入射波角频率, k 为入射波数, $T(\omega)$ 为传递系数, 将入射波幅值转换成造波板的运动幅值。

为了消除右侧固壁边界反射的影响, 在右侧自由表面设置阻尼区, 其长度为 L_b 。阻尼区内, 自由面边界条件可写为:

$$\begin{cases} \frac{DX(x, z)}{Dt} = U\mathbf{i} + \nabla\phi - \mu(x)(\mathbf{X} - \mathbf{X}_0) \\ \frac{D\phi}{Dt} = -g\eta + \frac{1}{2}|\nabla\phi|^2 - \frac{p}{\rho} - \mu(x)\phi \end{cases} \quad (9)$$

$$\mu(x) = \begin{cases} \omega \left(\frac{x - x_0}{L_b} \right)^2 & (x_0 \leq x \leq x_0 + L_b) \\ 0 & (x < x_0) \end{cases} \quad (10)$$

其中, $\mathbf{X}_0(x_0, z_0)$ 为阻尼区的起始坐标, $\mu(x)$ 为阻尼系数, p 为压强。

根据格林第二定理, 方程 (1) 可转换为下述边界积分方程^[13]

$$C(\mathbf{p})\phi(\mathbf{p}) = \int_{\Gamma} [\phi(\mathbf{q}) \frac{\partial G(\mathbf{q}, \mathbf{p})}{\partial n} - G(\mathbf{q}, \mathbf{p}) \frac{\partial \phi(\mathbf{q})}{\partial n}] d\Gamma \quad (11)$$

式中, $\mathbf{p} = \{x_0, z_0\}$ 为配置点坐标, $\mathbf{q} = \{x, z\}$ 为边界上一点的坐标, C 为固角系数, Γ 为全部流域边界, G 为简单格林函数。对于该二维问题, $G(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ 可定义为:

$$G(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \ln|\mathbf{p} - \mathbf{q}| \quad (12)$$

进一步采用边界单元来离散流域边界, 得到离散化的边界积分方程。在每一个时间步, 自由面上的速度势和物面上的速度势法向导数是已知的, 通过求边界积分方程, 可以得到物面上速度势和自由面上速度势法向导数的值。根据自由面边界条件, 可得到速度势和波高的时间偏导数, 可应用数值积分的方法, 进行时间步进, 计算得到下一时刻自由面上的速度势和波高。本研究选用四阶 Runge-Kutta 法对自由面条件进行时间积分^[14]。

3 计算结果及分析

考虑一规则波列在二维水槽内的传播。本研究中, 水槽长度 $L=13\lambda$, 阻尼层长度 $L_b=2.0\lambda$, 水深 $d=1.0\text{m}$, 入射波幅 $A=0.05d$ 。其中 λ 为入射波长, 模拟中选取的波长范围为

$\lambda=10d\sim 40d$ 。为了验证模型的收敛性和稳定性,取 $\lambda=15d$ 的工况开展收敛性试验。如图2所示,图2(a)中选取了3种网格密度(mesh-1: $\Delta x=\lambda/30$, mesh-2: $\Delta x=\lambda/50$, mesh-3: $\Delta x=\lambda/70$),图2(b)中选取了3种时间步长($\Delta t=T/80$, $T/100$ 和 $T/120$)。其中, T 为入射波周期。结果表明,各网格密度下的计算结果吻合得很好,证明了模型的收敛性和稳定性。本研究中,取 $\Delta x=\lambda/50$, $\Delta t=T/100$ 。

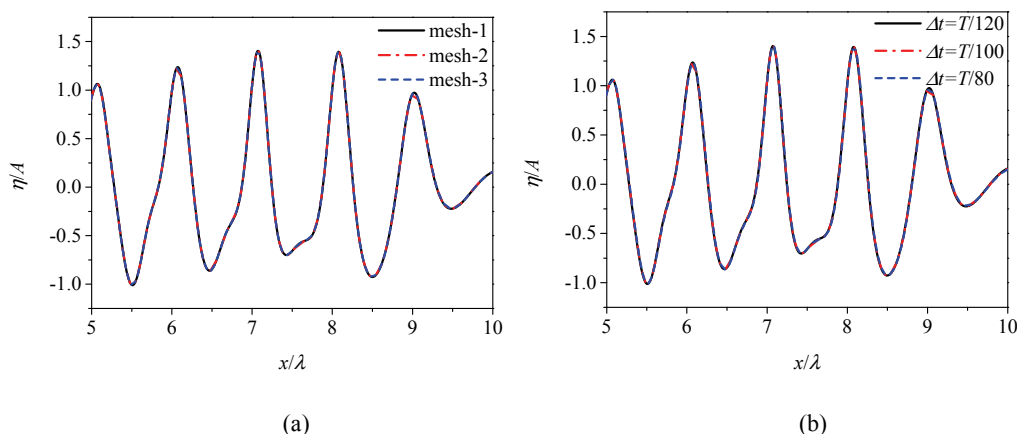


图2 $t=10T$ 时波面沿水槽分布

为了证明结果的准确性,将数值结果与实验结果^[15]进行了对比。该实验中,水深 $d=0.3\text{m}$,入射波高 $H=0.03\text{m}$ 。图3为距离造波板7.0m处浪高仪测得的波面高度的时间历程。可以看出,数值结果与实验结果基本吻合,证明了该数值模型的准确性。

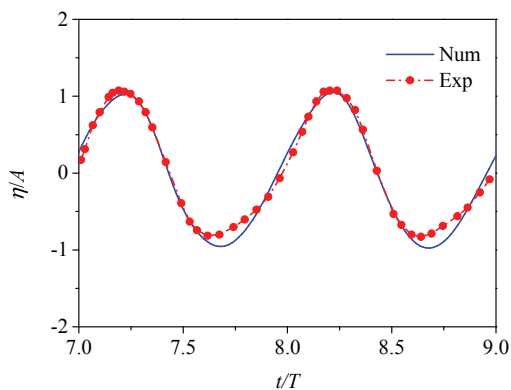


图3 $x=7\text{m}$ 处的波面历程

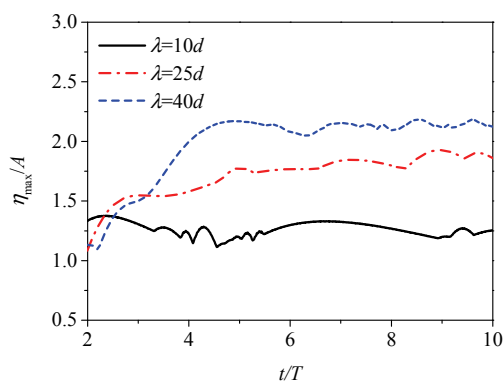


图4 每个时刻水槽内最大波面高度

图4给出了3种波况下,整个水槽内最大波面高度 $\eta_{\max}$ 随时间的变化。由图4可见,随着时间的增长,波面高度最大值 $\eta_{\max}$ 有增大的趋势,且远大于线性预报值 $\eta_{\max}/A=1.0$ 。这说明,长波波列在传播过程中,其波高显著增长。在所选取的波浪参数范围内,入射波长

越长,波高增长的幅度越大。在图 4 中 $\lambda=40d$ 的波况下,其最大波面高度达到了 $\eta_{\max}/A=2.2$ 。此时,该波浪在结构上会产生比入射波更大的瞬时荷载和波浪爬高。

图 5 给出了波浪传播过程中($t=10T$)的波面变形过程。对比发现, $\lambda=10d$ 时,波面相对规则,并且其各波浪波幅接近于线性幅值 $\eta/A=1.0$ 。增大波长至 $\lambda=25d$ 时,波浪的前侧变得陡峭并产生振荡。每个波均分离成波长更小的两个小波,位于前侧的小波幅值显著增大。 $\lambda=40d$ 时,该震荡过程更加剧烈,波浪前侧更加陡峭且分离后的波浪数目进一步增加。此时最大波面高度进一步增大,达到了 2 倍入射波幅左右。该过程说明,波高的增大是由波浪在传播过程中的变形所导致的。除此之外,可以观察到,波浪的变形程度还和波浪的传播距离有关。由图 $\lambda=25d$ 和 $\lambda=40d$ 两种工况来看,越接近造波板的波浪越规则。波浪传播的距离越远,变形的程度越剧烈,波高越大。

图 6 为整个计算过程中,水槽内不同位置的最大波面高度。可以看出, $\lambda=10d$ 时,最大波高随位置呈现周期性的变化。 $\lambda=25d$ 时,波面最大波高在在 $x=6\lambda$ 附近存在峰值。 $\lambda=40d$ 时,波面的变化更加复杂。

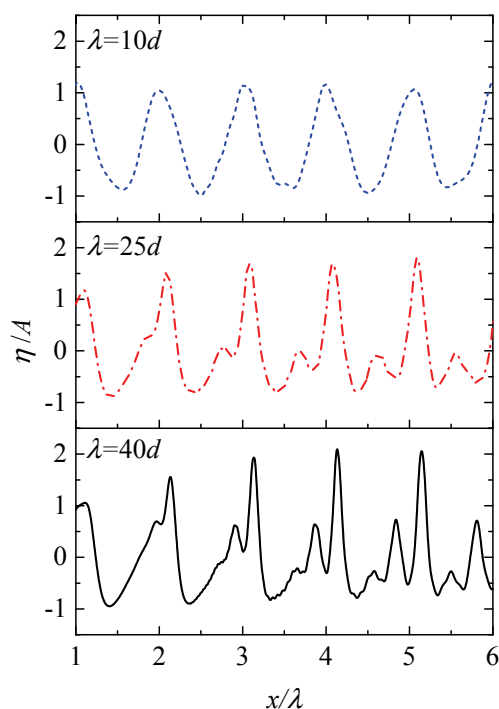


图 5 $t=10T$ 时波面沿水槽的分布

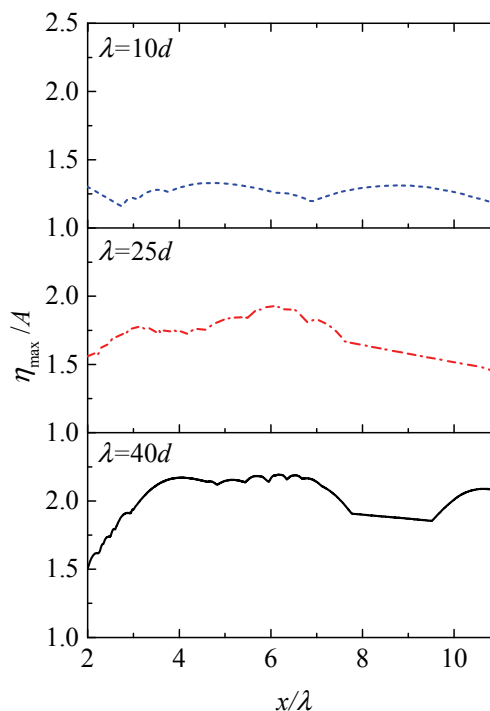


图 6 水槽内不同位置的最大波面高度

为了深入研究长波传播的变化过程,我们提取各阶波浪的幅值,观察其随空间位置的变化。图 7(a)-(c)分别代表波长 $\lambda=10d, 15d, 20$ 三组工况。由图 7(a)可以发现,其一阶波浪的能量占能量的主要部分,其幅值接近 $\eta/A=1.0$ 。二阶波浪幅值相对较小,约为一阶幅值的 1/5,

并且其幅值随着传播距离的增加呈现周期性变化。其余各阶波浪幅值较小，能量可忽略不计。对比图 7(a)、(b)和(c)，可以发现随着波长的增加，二阶波浪的周期和幅值随之增加，其幅值逐渐达到和一阶幅值同一量级。同时，在一阶波浪幅值较大的位置处，一阶波浪的幅值相应减小，这说明能量从一阶波浪逐渐转移到二阶波浪当中。除此之外，三阶，四阶能量也随着波长的增大而小幅增大。

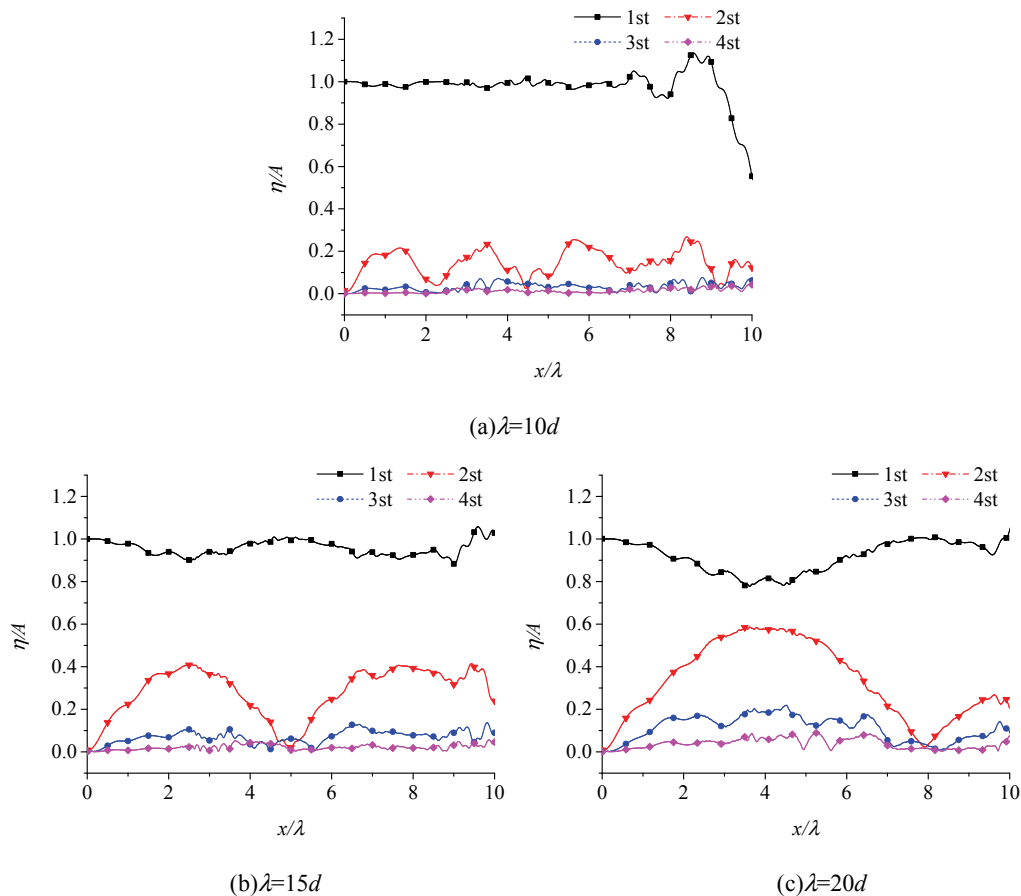


图 7 各阶波浪幅值沿水槽的分布

4 结论

本研究基于时域高阶边界元方法，建立了完全非线性二维数值波浪水槽，对长波波列的传播特性进行了模拟和研究。结果发现，长波波列在传播过程中，由于各阶波浪之间发生能量交换，规则波的形态会逐渐发生改变。随着波浪的传播，波形会震荡分裂成数个短波，其波前锋变得陡峭，其波高显著增长。在本文所计算的结果中，最大波面高度可达入

射波幅的 2.2 倍。入射波长越长, 波高增长的幅度越大。分离其各阶波浪后发现, 其二阶波浪幅值沿传播空间方向产生周期性变化, 其空间周期随入射波长的增大线性增长, 幅值增大。在二阶波浪幅值增长的同时, 一阶幅值下降, 说明能量从一阶波浪中转移到二阶波浪当中。当入射波长较短时, 其三阶及更高阶的波浪幅值相对较小, 可忽略不计。而当波长较长时, 其三阶波浪幅值亦有明显增大。这说明, 入射波长越长, 转移到高阶波浪中的能量就越多。此时能量集中到分离后的高阶短波当中, 使得波浪长度方向上被压缩得更短, 但波高更大。此时波浪与结构作用时, 会产生很大的瞬时荷载和波浪爬高。

参考文献

- 1 Longuet-Higgins M S. On the statistical distribution of the heights of sea waves. *Mar. Research*, 1952, 11(3): 245-266.
- 2 Cartwright D E, Longuet-Higgins M S. The statistical distribution of the maxima of a random function. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1956, 237(1209): 212-232.
- 3 Goda Y. *Random seas and design of maritime structures*. World Scientific Publishing Company, 2010.
- 4 Davis M C, Zarnick E E. *Testing ship models in transient waves*. David Taylor Model Basin Washington DC Hydromechanics Lab, 1966.
- 5 Bai W, Taylor R E. Numerical simulation of fully nonlinear regular and focused wave diffraction around a vertical cylinder using domain decomposition. *Applied Ocean Research*, 2007, 29(1-2): 55-71.
- 6 Xiao X, Teng B, Gou Y, et al. Transient response of TLP under freak waves. *Port and Waterway Engineering*, 2009, 5: 9-14.
- 7 Westphalen J, Greaves D M, Williams C J K, et al. Focused waves and wave-structure interaction in a numerical wave tank. *Ocean Engineering*, 2012, 45: 9-21.
- 8 李翔, 张崇伟, 宁德志, 等. 非周期波浪与直墙作用的非线性数值研究. *力学学报*, 2017, 49(5): 1042-1049.
- 9 Grue J, Pelinovsky E N, Fructus D, et al. Formation of undular bores and solitary waves in the Strait of Malacca caused by the 26 December 2004 Indian Ocean tsunami. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2008, 113(C5).
- 10 Constantin A, Johnson R S. Propagation of very long water waves, with vorticity, over variable depth, with applications to tsunamis. *Fluid Dynamics Research*, 2008, 40(3): 175-211.
- 11 Madsen P A, Fuhrman D R, Schäffer H A. On the solitary wave paradigm for tsunamis. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2008, 113(C12).
- 12 Akrish G, Rabinovitch O, Agnon Y. Extreme run-up events on a vertical wall due to nonlinear evolution of incident wave groups. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 797: 644-664.
- 13 Ning D, Teng B, Zhao H, et al. A comparison of two methods for calculating solid angle coefficients in a

- BIEM numerical wave tank. Engineering analysis with boundary elements, 2010, 34(1): 92-96.
- 14 Ning D Z, Teng B. Numerical simulation of fully nonlinear irregular wave tank in three dimension. International Journal for numerical methods in fluids, 2007, 53(12): 1847-1862.
- 15 王大国. 港口非线性波浪耦合计算模型. 大连: 大连理工大学, 2005.

Numerical study of the propagation characteristics of long wave

LI Xiang, NING De-zhi

(State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology,
Dalian, 116024. Email: 569074917@qq.com)

Abstract: Long wave can produce large wave run-up and wave load on the structures. This type of wave is not stable in long-distance propagation. The profile of the free surface will deform during the propagation, which has a great influence on the process of wave-structure interaction. The deformation phenomenon also appeared in the observation of tsunami wave trains. In this study, a 2D fully-nonlinear numerical wave tank is developed based on the time-domain higher-order boundary element method. The deformation phenomenon and the energy exchange between waves of different orders during the propagation of long wave are studied. The fully nonlinear kinematic and dynamic boundary conditions are satisfied on the instantaneous free surface. The mixed Eulerian-Lagrangian method is adopted to track the transient water particle on the free surface and the fourth-order Runge-Kutta method is used to predict the velocity potential and wave elevation on the free surface. It is found that the free surface deforms and oscillates violently during the propagation. The energy is transferred to the higher order component waves, which lead to the amplification of the surface elevation. This will create enormous transient loads and extreme run-up on the structures.

Key words: Nonlinearity; Higher-order boundary element method; Long wave; wave deformation

双向波列共振作用影响的数值模拟研究

谢健健, 马玉祥, 董国海, 艾丛芳

(大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连, 116024, Email: yuxma@dlut.edu.cn)

摘要: 本研究基于一个非静压表面流模型, 对双向深水波列的四波共振作用进行数值模拟。结果显示该模型可以准确地模拟共振波波幅沿程线性增长的特性, 并与已有的线性共振理论相吻合。基于该波浪模型, 本研究还详细分析了波列的波陡对双向波列共振作用形成的短峰波浪场演化特征的影响。结果表明, 波列非线性的增强会使波浪场的波峰线和波谷线变得弯曲, 其弯曲程度与波列的波陡以及传播距离成正比。而对不满足共振条件的波列的相互作用, 即使具有较大波陡, 也不会出现弯曲现象。

关键词: 双向波列; 四波共振; 共振波; 波峰/波谷线; 非静压表面流模型

1 引言

垂直海墙对波浪的反射、有限宽度的结构物对波浪的绕射, 以及沿不同方向传播的涌浪的叠加等均会形成双向波列短峰波浪场。波列间的非线性作用会引起各波谱成分之间的能量传递, 甚至导致波高的大幅度增加, 给船舶、海上结构物以及海岸防护设施等带来破坏。自 20 世纪 60 年代, 水波共振理论逐渐成为解释波浪非线性现象的重要机理之一。许多学者指出水波成分之间的共振或近似共振作用可以显著影响波浪的幅值。因此, 开展双向波列的共振研究有助于增进对复杂海况演化机制的理解, 增加对海浪特征的认识。

波浪共振理论的建立和发展始于 1960 年 Phillips 的开创性工作^[1]。Phillips 指出深水条件下 4 个表面重力波发生共振的条件为:

$$\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2 \pm \mathbf{k}_3 \pm \mathbf{k}_4 = 0, \quad \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \pm \omega_4 = 0 \quad (1)$$

其中 $\mathbf{k}_i$ 为各波列的波数矢量, $\omega_i = \sqrt{gk_i}$ 为线性角频率, $k_i = |\mathbf{k}_i|$ 为波数, g 为重力加速度。当该条件被满足时, 三个波列的相互作用 (如 $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$, $\mathbf{k}_3$) 会将能量传递给初始波

幅为零的第四个波列 ($\mathbf{k}_4$), 且该共振波的波幅随时间呈线性增长。随后 Longuet-Higgins^[2] 在 $\mathbf{k}_1=\mathbf{k}_2$ 的条件下证实了 Phillips 的共振理论, 并指出该理论仅适用于有限的传播距离或共振波的初始增长阶段, 同时还明确给出了共振波波幅的空间增长率表达式, 即

$$a_4 = \varepsilon_1^2 \cdot \varepsilon_3 \cdot d \cdot G(\theta) \quad (2)$$

其中 ε_1 和 ε_3 分别为 $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_3$ 的波陡, d 为共振波的传播距离, θ 为 $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_3$ 的夹角, $G(\theta)$ 为耦合函数。后续很多研究都基于 $\mathbf{k}_1=\mathbf{k}_2$ 的特殊情况, 共振条件(1)则简化为

$$2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_4, \quad 2\omega_1 - \omega_3 = \omega_4 \quad (3)$$

满足该条件的波数矢量图以及(2)中的耦合函数 $G(\theta)$ 可分别参见图 1(a) 和图 1(b)。

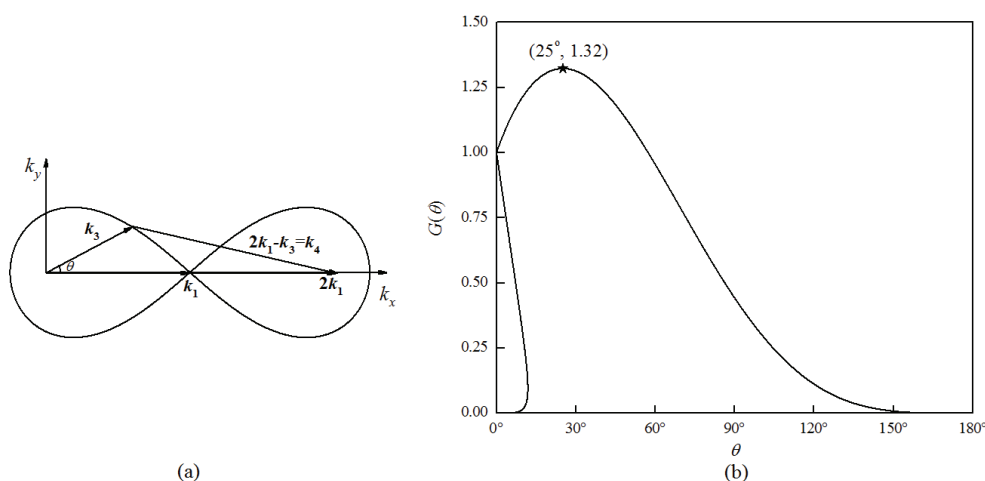


图 1 (a)为满足共振条件(3)的共振圈, (b)为耦合函数 $G(\theta)$ 的变化曲线

随后, Longuet-Higgins 和 Smith^[3], McGoldrick 等^[4], 以及 Tomita^[5]分别通过实验研究了两正交深水波列的共振作用, 并验证了 Phillips 和 Longuet-Higgins 的共振理论。最近, Bonnefoy 等^[6]于 2016 年首次通过实验研究了两斜向波列的四波共振作用, 并通过 3 个组次分别分析了波陡、传播方向和波数矢量失谐 ($2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4 = \Delta\mathbf{k} \neq 0$) 对共振作用的影响。但截至目前, 尚未有表面重力波四波共振作用的数值模拟研究。通过高精度的数值模型模拟双列波的四波共振相互作用可以细致地分析共振作用对波浪场水动力学的影响。

本研究基于一个非静压表面流模型, 对双向深水波列的四波共振作用进行数值模拟。为验证本模型的准确性, 波浪参数的选取参照 Bonnefoy 等^[6]的实验参数, 并将数值解和理论解作对比验证。基于该模型, 还详细分析了波列的波陡对所形成的短峰波浪场演化特征的影响。

2 数值模型简介

本研究采用的数值模型是由 Ai 等^[7]建立的一个三维非静压表面流模型，该模型的控制方程为：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (6)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial uw}{\partial x} + \frac{\partial vw}{\partial y} + \frac{\partial ww}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial q}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (7)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\eta} v dz = 0 \quad (8)$$

其中式(8)为自由液面的控制方程， q 为待求的动压力项。

该模型的主要特点有：①将总压力 P 分解为静压力和动压力，即 $P = \rho g(\eta - z) + q$ ；②自由液面为水平面上的单值函数假定；③动压力 q 的变量布置采用 Keller-box 格式，该格式确保了自由表面零压力边界条件的准确施加(忽略表面张力)，因而能以较少的垂向分层达到较高的计算精度。

该模型是一个强非线性和强色散性的三维水波模型，采用有限体积和有限差分相结合离散格式对控制方程求解，详细的数值格式和求解步骤参见文献[7]。

3 数值实验介绍

为验证本模型的准确性，波浪参数的选取参照 Bonnefoy 等^[6]的实验参数，即 $f_1 = 0.9 \text{ Hz}$ ， $f_3 = 0.714 \text{ Hz}$ ， $h = 5 \text{ m}$ ， $\theta = 25^\circ$ ， $\theta_1 = -\theta/2 = -12.5^\circ$ ， $\theta_3 = \theta/2 = 12.5^\circ$ ，其中 θ_1 和 θ_3 分别为波列 $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_3$ 与 x 方向的夹角。 $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_3$ 的相互作用将会产生一个沿 -23.1° 方向传播的共振波 $\mathbf{k}_4$ ，参见图 2。由图 1(b) 可知，当 $\theta = 25^\circ$ 时，耦合函数的值达到最大，即 $G_m = 1.32$ ，此时共振波的增长效果最为明显。

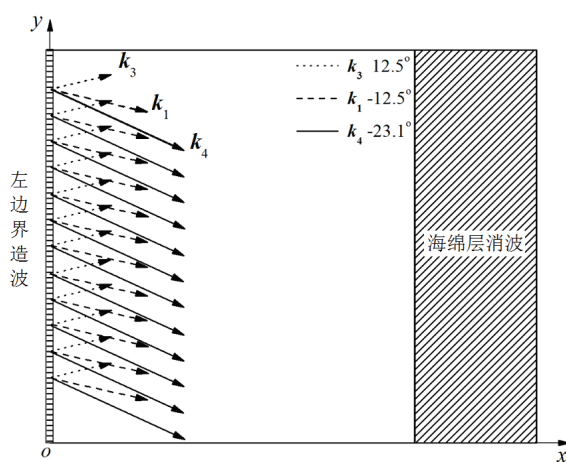


图2 数值水池示意图，其中 $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_3$ 为两斜向波列， $\mathbf{k}_4$ 为生成的共振波，

箭头指向为波列的传播方向

表1 各工况参数列表 ($f_1 = 0.9 \text{ Hz}$, $f_3 = 0.714 \text{ Hz}$, $\theta_1 = -\theta_3 = -\theta/2$)

工况	波陡
Case A	$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 0.05$, $\theta = 25^\circ$
Case B	$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 0.08$, $\theta = 25^\circ$
Case C	$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 0.08$, $\theta = 15^\circ$

表1列出了本研究模拟的3种工况，其中Case A和Case B均满足共振条件，但具有不同的波陡，用于分析波陡对波浪场演化特征的影响。Case C的波陡与Case B相同，但通过调整 $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_3$ 的夹角使其不满足共振条件，用于和Case-B作对比。

4 模型验证与结果分析

首先, 将 Case A 的模拟结果与 Longuet-Higgins 的理论解(2)作对比, 以验证该数值模型的准确性。图 3 的横坐标 d 为共振波 $\mathbf{k}_4$ 在 x 方向的传播距离, 纵坐标为由频谱分析得到的沿 $\mathbf{k}_4$ 传播方向上各测点的共振波波幅。结果表明, 该波浪模型可以准确地模拟共振波波幅沿空间线性增长的特性。

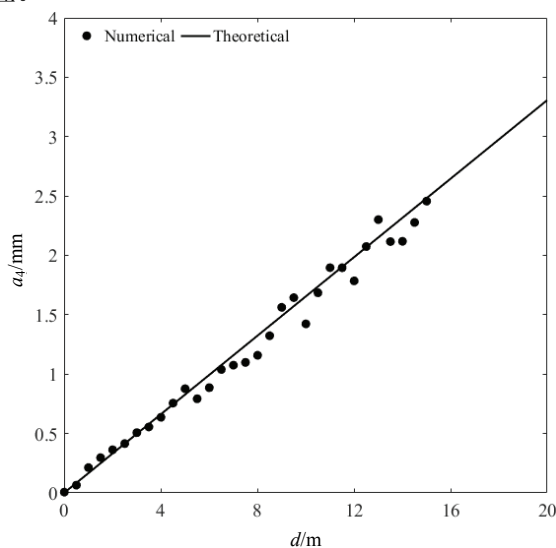


图 3 共振波波幅 a_4 随传播距离的变化

接下来分析波列的波陡对双向波列共振作用形成的短峰波浪场演化特征的影响。图 4 对比了不同波陡条件下无量纲后的局部波浪场云图, 即 $\bar{\eta} = \eta / (a_1 + a_3)$, 其中 η 为自由液面高程, a_1 和 a_3 分别为波列 $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_3$ 的初始波幅。对比发现, 当 $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 0.08$ 时, 波浪场的波峰线和波谷线均出现了不同程度的弯曲, 而且传播距离越远, 该弯曲程度就越明显。

为确认该弯曲现象是由波列本身的非线性引起或是由共振作用引起, 在相同波陡条件下, 将 $\mathbf{k}_1$ 和 $\mathbf{k}_3$ 的夹角由满足共振条件的 25° 调整为不满足共振条件的 15° , 即 Case C。图 5(a)为 Case C 的波数矢量图, 图 5(b)为其无量纲后的局部波浪场云图。对比图形 4(b)和 5(b), 不难发现, 即使具有 0.08 的波陡, 非共振条件下的波浪场并未出现波峰线和波谷线的弯曲现象。由此可推断, 只有较大波陡条件下的共振作用才会使波峰线和波谷线变得弯曲。

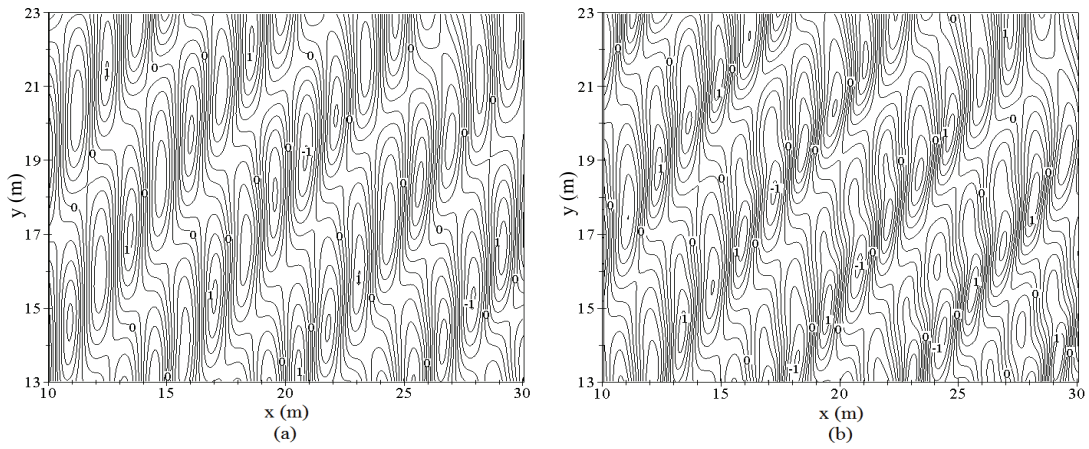


图 4 (a) 和 (b) 分别为 Case A 和 Case B 的局部波浪场云图

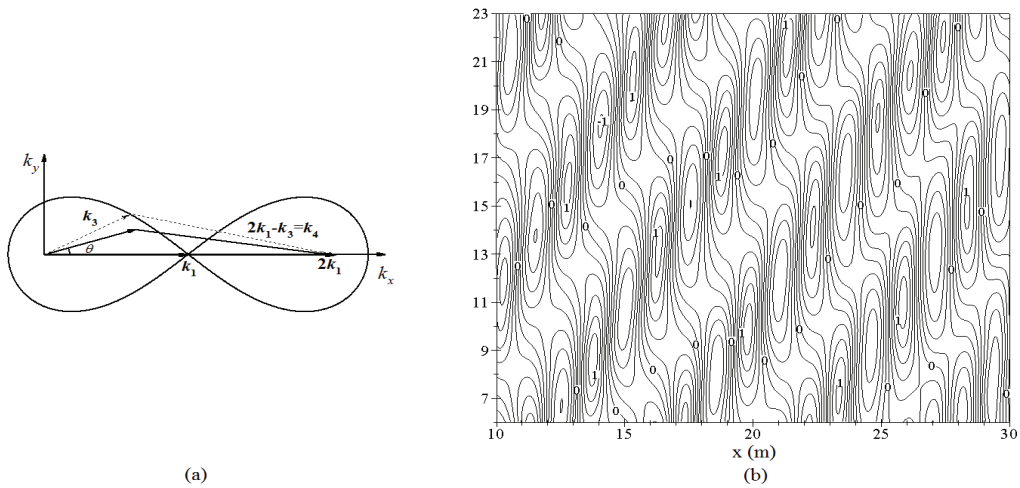


图 5 Case C 的波数矢量图(a) 及其相应的局部波浪场云图(b)

5 结论

本研究采用的三维非静压表面流模型能够准确地模拟共振波波幅沿空间线性增长的特性。此外，具有较大波陡的双向波列的共振相互作用会使波浪场的波峰线和波谷线变得弯曲，其弯曲程度与波列的波陡以及传播距离成正比。而对不满足共振条件的波列的相互作用，即使具有较大波陡，也不会出现该弯曲现象。

参 考 文 献

- 1 Phillips OM. On the dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude. J. Fluid Mech., 1960, 9: 193-217.
- 2 Longuet-Higgins MS. Resonant interactions between two trains of gravity waves. J. Fluid Mech., 1962, 12(3): 321-332.
- 3 Longuet-Higgins MS, Smith ND. An experiment on third-order wave interactions. J. Fluid Mech., 1966, 25: 417-435.
- 4 McGoldrick MF, Phillips OM, Huang N, Hodgson T. Measurement of resonant wave interactions. J. Fluid Mech., 1966, 25: 437-456.
- 5 Tomita, H. Theoretical and experimental investigations of interaction among deep-water gravity waves. Rep. Ship Res. Inst., 1989, 26 (5): 251-350.
- 6 Bonnefoy F, Haudin F, Michel G, et al. Observation of resonant interactions among surface gravity waves. J. Fluid Mech., 2016, 805: R3.
- 7 Ai Congfang, Jin Sheng, Lv Biao. A new fully non-hydrostatic 3D free surface flow model for water wave motions. Int. J. Numer. Methods Fluids, 2011, 66(11): 1354-1370.

Numerical modelling studies of the wave steepness effects on the resonance interactions of two oblique wave trains

XIE Jian-jian, MA Yu-xiang, DONG Guo-hai, AI Cong-fang

(State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian, 116024.

Email: yuxma@dlut.edu.cn)

Abstract: Based on a fully non-hydrostatic model, this paper numerically studies the four-wave resonance interactions of two oblique wave trains in deep water. The results indicate that this model could simulate the linear growth properties of the resonance wave amplitude, which is consistent with the existing linear resonance theory. Besides, the effects of wave steepness on the wave field's evolution characteristics have been studied as well. It is shown that the enhanced nonlinearity of wave trains would induce the wave crest/trough lines to curve, and its extent is proportional to the wave steepness and its propagation distance. While the interactions of two wave trains under non-resonance conditions would not lead to this phenomenon, even with large wave steepness.

Key words: Two oblique wave trains; Four-wave resonance; Resonance wave; Wave crest/trough line; Non-hydrostatic model.

海流对极值波浪非线性特性影响模拟研究

宁德志, 邱诗惠, 滕斌

(大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连, 116024, Email: dzning@dlut.edu.cn)

摘要: 基于完全非线性势流理论和高阶边界元方法建立海流和极值波浪混合作用的数值波浪水槽模型, 模拟研究海流环境下极值波浪的非线性特性变化规律。极值波浪通过波群聚焦原理在指点位置产生, 海流通过修改完全非线性自由水面动力学边界条件和运动学边界条件及波浪入射条件来实现。通过与已发表试验结果对比验证本模型。研究发现, 在顺流、纯浪和弱逆流情况下, 极值波浪的聚焦和解焦过程是可逆的, 而在强逆流作用下, 波群中的高频部分会发生阻塞, 导致极值波高减小。

关键词: 海流; 极值波浪; 聚焦; 数值波浪水槽; 非线性

1 引言

近年来发生的众多海洋灾害中, 由于极值波浪造成的船只失事、海洋平台被毁事件频繁发生。这种极值波浪在世界很多海域均有出现记录, 对海洋运输船舶和石油钻井平台具有极大的威胁。调查发现极值波浪一般不是孤立存在的, 而是伴随海流同时出现的, 它们间的相互作用将影响各自的传播特性, 即波浪要素产生变形, 其传播将发生折射, 同时水流的流速分布也发生变化, 综合形成的流场并不是纯波动场与纯水流场的简单叠加, 而是一个比较复杂的组合过程。但大多数波流混合作用的研究还局限于规则波或一般随机波浪与水流的作用, 如王涛和李家春^[1]对波流相互作用研究进展进行了综述, 概述了波浪在水流中的变形、波流相互作用对流场的影响、波与流与结构物的相互作用以及波流边界层等方面已取得的主要成就; Zhang 等^[2]开展了波浪和非均匀流作用的数值模拟; 卢吉和余锡平^[3]开展了近岸波流混合作用的模拟研究; 宁德志等^[4]用数值模拟的方法研究了水流对波浪非线性特征的影响; Celebi^[5]采用间接边界积分方程方法对波流混合与结构物作用进行了完全非线性数值模拟研究; 李玉成等^[6]采用有限元方法对波流与墩群作用的流场进行了模拟, 利用波浪弥散关系的迭代计算求得波向与流向的夹角以及波浪的相对频率, 其数值模拟结果与试验数据以及其他学者计算数据进行对比, 结果较为合理; 然而关于极值波浪和水流混合作用的研究还很少, 如 Hjelmervik 和 Trulsen^[7], Yan 等^[8]开展了极值波浪与同一直线

方向上水流相互作用的数值模拟研究, 讨论了水流对极值波浪波幅及频谱宽带的影响。

本研究将基于完全非线性势流理论, 通过波浪聚焦的方法和实时模拟造波板运动产生极值波浪, 利用时域高阶边界元方法建立聚焦波浪与水流相互作用的数值水槽模型, 进而研究海流影响下极值波浪的非线性特性。

2 极值波浪和海流相互作用数学模型

假定流体均匀、不可压缩、无黏和无旋, 且忽略表面张力, 从而采用势流理论来描述流体运动, 连续方程和动量方程可简化为拉普拉斯方程和伯努利方程。建立笛卡尔坐标系 Oxz , 使得坐标原点位于静水面上, 且 z 轴向上为正, 波浪沿 x 轴正向传播, $X=(x,z)$ 代表任一点的坐标。当波浪与均匀水流相互作用时, 域内的整体速度势是波浪速度势与水流速度势叠加而成, 即流动速度势 (即整体速度势) 为

$$\phi = Ux + \varphi(x, z, t) \quad (1)$$

式中, U 为水流速度, $\varphi(x, z, t)$ 表示由于波浪而引起的速度势, 和整体速度势 ϕ 也满足拉普拉斯方程。

在瞬时自由水面上满足完全非线性运动学和动力学边界条件, 同时在水槽右端自由水面 Γ_f 上, 采用引入数值岸滩的方法亦即阻尼层方法来吸收向右传播的波浪。自由表面边界条件进而可以表示成如下欧拉格式

$$\begin{cases} \frac{dX(x, z)}{dt} = U\mathbf{i} + \nabla\varphi - \mu(x)(X - X_0) \\ \frac{d\varphi}{dt} = -g\eta + \frac{1}{2}|\nabla\varphi|^2 - \mu(x)\varphi \end{cases} \quad (2)$$

式中, $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$, $\mathbf{v}$ 为流体质点速度向量。阻尼系数为

$$\mu(x) = \begin{cases} \omega_{\min} \left(\frac{x - x_0}{L_b} \right)^2 & (x_0 \leq x \leq x_0 + L_b) \\ 0 & (x < x_0) \end{cases} \quad (3)$$

$\omega_{\min}$ 为波分量中的最小角频率; x_0 为阻尼层起始坐标, L_b 为阻尼层长度, 取 $1.5\lambda_{\max}$ (最大波长)。

在水底和水槽侧壁上满足固壁不可渗透边界条件, 若流体运动不脱离物体表面而形成空隙的话, 在固体表面的法向方向上, 流体速度应等于固体的法向运动速度

$$\frac{d\varphi}{dn} = 0 \quad (4)$$

式中, $\mathbf{n}$ 为固体边界单位法矢量。

在水槽入射边上, 利用正弦运动的推板式造波机可以产生规则波浪和不规则波浪, 当产生聚焦波, 运动方程可写为

$$S = \sum_{i=1}^N s_{a,i} \sin(k_i x_p + \omega_i(t - t_p)) \quad (5)$$

造波板在各瞬时位置处的运动速度为

$$u_p = \sum_{i=1}^N s_{a,i} \omega_i \cos(k_i x_p + \omega_i(t - t_p)) \quad (6)$$

式中, s_a 和 ω 分别是造波板的运动幅值和运动角频率; N 是组成波分量的数量; x_p 和 t_p 分别代表输入聚焦位置和聚焦时间; k_i 和 ω_i 分别是第 i 个波分量的波数和角频率, 并满足如下色散关系

$$(\omega_i - k_i U)^2 = g k_i \tanh k_i h \quad (7)$$

根据线性造波理论, 造波板运动幅值 $s_{a,i}$ 和波幅 a_i 之间的满足如下转换关系^[9]

$$s_{a,i} = a_i / Tr \quad (8)$$

式中, $Tr = 4 \sinh^2(k_i h) / (2k_i h + \sinh(2k_i h))$, 其中 h 为静水深。

假定自由水面初始时刻静止, 即得到如下初始边界条件

$$\phi = 0, \quad \eta = 0 \quad t \leq 0 \quad (9)$$

在整个流域内应用格林第二定理, 则可以得到求解关于边界上速度势和速度断面的边界积分方程^[80]:

$$\alpha(p) \phi_r(p) = \int_{\Gamma} (\phi_r(q) \frac{\partial G(q, p)}{\partial n} - G(q, p) \frac{\partial \phi_r(q)}{\partial n}) d\Gamma \quad (10)$$

式中, $p=(x_0, z_0)$ 为源点, $q=(x, z)$ 为场点, 边界 Γ 包括自由水面 Γ_f 和固体表面 Γ_N 。 $\alpha(p)$ 为固角系数, 采用间接方法进行求解。 G 是简单格林函数。

通过二次型函数将计算域边界离散成三节点单元, 并且通过数学的变换, 将节点单元转换成用参数坐标表示的等参单元, 在每个单元内布置 4 个高斯点, 在单元内任意一点的几何坐标或者速度势等的物理量可以用二次形状函数插值得到。由于积分边界是不断地随着时间变化的, 在每一计算时刻都要重新建立空间系数矩阵, 并且在每一计算时刻都要对方程进行求解。

3 计算结果和分析

为了验证所建立数学模型，这里考虑 Wu 和 Yao^[10]实验中的算例，初始输入条件如下：水深 $h=0.6\text{m}$ ；组成波个数 $N=32$ ；频率范围为 $0.69\text{Hz} \leq f \leq 1.47\text{Hz}$ 。波分量为等频率间隔分布。每个波分量的幅值 a_n 满足线性波陡分布，且 a_n 定义如下：

$$a_n = \frac{k_N^0 - k_n^0}{k_n^0(k_N^0 - k_1^0)} G \quad (11)$$

式中： k_n^0 是纯浪条件下波分量角频率 ω_n 对应的波数， G 是用来调节线性斜率 $a_n k_n^0$ 的系数。 $U=0.1\text{m/s}$ 条件下的 G 为 0.0145，对应的输入波幅 A 为 0.0757m。在数值模型中，聚焦位置和聚焦时间分别取值为 $x_p=4.8\text{m}$ 和 $t_p=11.35\text{s}$ 。空间步长和时间步长分别取值为 $\Delta x=\lambda_{\min}/15$ 和 $\Delta t=T_{\min}/50$ ($\lambda_{\min}$ 和 $T_{\min}$ 分别代表波分量中的最小波长和最小周期)。

图 1 给出了顺流条件下距理论设定的聚焦位置 x_p 不同距离处的波面时间历程结果并与实验结果做了比较。由图中可以看出，波浪在水槽中自左往右传播，长波追赶短波，并且在聚焦点 x_f 处，长波追上短波，叠加形成一个孤立的大波。由于波浪的非线性作用，实际聚焦位置 x_f 与理论设定值 x_p 存在偏差，波浪实际在 $x-x_p=1\text{m}$ 附近达到最大峰值并产生聚焦现象。图 1 中的数值模拟结果与实验结果吻合良好。

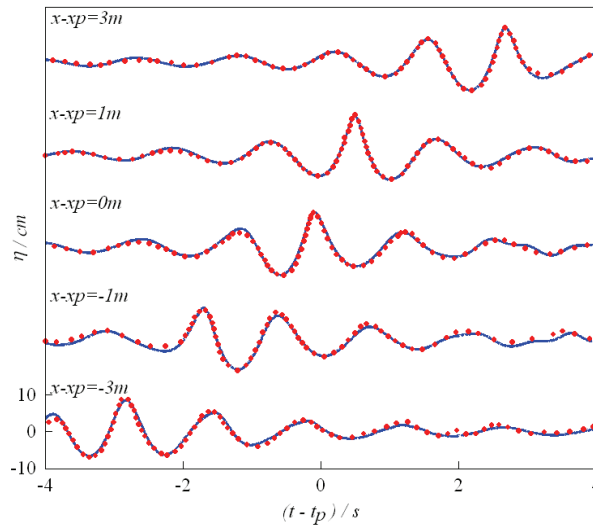


图 1 $U=0.1\text{m/s}$ 时的波面时间历程（图中实线为数值解，虚线为实验结果）

接下来采用与 Bladock 等^[11]实验中相同的条件并在完全非线性自由水面条件中引入水流项来研究线性均匀水流对聚焦波浪的影响。图 2 给出了不同幅值 A 条件下聚焦点处波浪峰值 η_{crest} 随水流速度 U 的变化情况，周期范围为 $0.8\text{s} \leq T \leq 1.2\text{s}$ 。如图 2 所示，当水流速度 U

$> U_c$ 时 ($U_c = -0.042 \text{ m/s}$), 无量纲化的最大波峰值 (η_{crest}/A) 在本研究的范围内随着 U 的增大而减小。然而当水流速度 $U < U_c$ 时, 无量纲化的最大波峰值 (η_{crest}/A) 在本研究的范围内随着 U 的减小而减小, 这意味着强反向水流导致了较小的聚焦峰值。水流不仅影响着聚焦点处波峰值大小, 同时对聚焦时间 t_f 有不同程度的影响。图 3 给出了不同幅值 A 条件下实际聚焦时间 t_f 与理论设定值的偏差随水流速度 U 的变化情况, 图 3 中点是数值计算结果, 线是根据计算点的拟合曲线。由于非线性和水流的影响, 由图 3 可以看出, 受正向水流的影响, 实际聚焦时间 t_f 相比静水情况均滞后; 而反向水流作用时, 实际聚焦时间 t_f 相比静水情况均提前。偏移量随着水流的增强而增大。有趣的是, 受正向水流的影响, 实际聚焦时间 t_f 相比静水情况均滞后且逐渐趋于水平

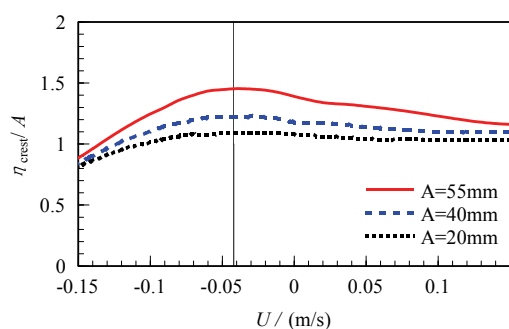


图 2 聚焦点处波峰幅值随水流速度的变化

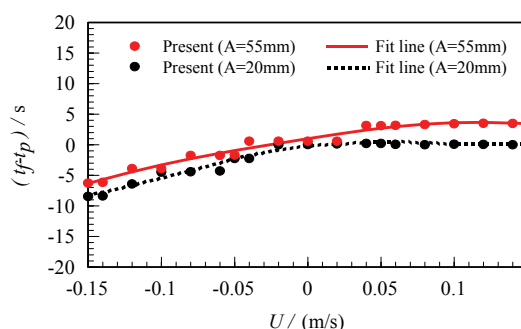


图 3 聚焦时间偏差随流速的变化

4 结论

本研究建立了模拟极值波浪和海流相互作用的完全非线性数值水槽模型, 通过与已发表的实验结果进行了验证。进一步数值分析发现: 水流的存在对极值波幅值有很大影响, 顺流降低了聚焦点处波峰值, 逆流则是相反, 然而对于强逆流, 聚焦点处波峰值随水流的增大而减小, 这是由于强逆流导致波群中高频部分被阻塞掉。顺流使得实际聚焦点相比静水滞后, 而逆流作用时, 实际聚焦点相比静水提前。偏移量随着水流的增强而增大。因为非线性随着顺流的增强而减小, 顺流导致实际聚焦位置点相比静水情况均滞后且逐渐趋于水平。

参考文献

- 1 王涛, 李家春. 波流相互作用研究进展. 力学进展, 1999, 29(3): 331-343.
- 2 Zhang HS, Zhao HJ, Ding P X, et al. On the modeling of wave propagation on non-uniform currents and depth. Ocean Engineering, 2007, 34(10): 1393-1404.
- 3 卢吉, 余锡平. 基于 Boussinesq 方程的近岸波流统一模型. 水动力学研究与进展, 2008, 23(3): 314-320.

- 4 宁德志,陈丽芬, 田宏光.波流混合作用的完全非线性数值水槽模型.哈尔滨工程大学学报, 2010, 33(11): 1450-1455.
- 5 Celebi M S. Nonlinear transient wave-body interactions in steady uniform currents. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2001, 190(39): 5149-5172.
- 6 李玉成,刘德良,陈兵,等.大尺度圆柱墩群周围的波流场数值模拟.海洋通报, 2005, 24(2):1-12
- 7 Hjelmerik K B, Trulsen K. Freak wave statistics on collinear currents. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 637(1): 267-284.
- 8 Yan S, Ma Q, Adcock T A A. Investigations of Freak Waves on Uniform Current. 25th Int Wksp on Water Waves and Floating Bodies, Harbin, China, 2010.
- 9 Dean R G, Dalrymple R A. Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists. Englewood Cliffs: Prentice-hall, 1984.
- 10 Wu C H, Yao A. Laboratory measurements of limiting freak waves on current. Journal of Geophysical Research, 2004, 109(C12): 1-18.
- 11 Baldock T E, Swan C, Taylor P H. A laboratory study of nonlinear surface waves on water. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1996, 354(1707): 649-676.

Numerical investigation on the influence of sea current on nonlinear extreme wave characteristics

NING De-zhi, QIU Shi-hui, TENG Bin

(State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian, 116024.

Email: dzning@dlut.edu.cn)

Abstract: Based on fully nonlinear potential flow theory and higher-order boundary element method, a numerical wave flume was developed for simulation of extreme wave and sea current interaction. The nonlinear characteristics of extreme wave are investigated in the circumstance of sea current. Extreme wave is generated at the specified point based on spatial-temporal focusing theory. Current effect was realized by the modification of fully nonlinear free surface boundary conditions and incident boundary condition. The numerical model was validated by comparison with the published experiment. By numerical tests, it was found that the reversible processes of wave focusing and defocusing can be observed for zero, following and weak opposing currents. Opposite for a strong opposing current with partial blocking, resulting in the extreme wave height decreasing.

Key words: Sea current; Extreme wave; Focusing; Numerical wave flume; Nonlinearity.

基于 MIKE21 BW 模型的近岛礁波浪模拟研究

邹丽^{1,2,*}, 董进¹, 姜胜超¹, 于宗冰¹, 于游¹, 裴玉国¹

(1. 大连理工大学 工业装备结构分析国家重点实验室 船舶工程学院 大连 116024; 2. 高技术船舶与深海开发装备协同创新中心 上海 200240; *Email: zoulidut@126.com)

摘要: 本研究基于 MIKE21 BW 模型对岛礁附近的波浪场进行数值模拟, 对规则波和不规则波情况下的近岛礁波浪传播过程进行模拟。计算给出了目标测点的波高, 并与模型试验结果进行了比较, 结果表明, 数值模拟与模型试验的波高吻合较好。利用 MIKE21 BW 模型能够较好地模拟岛礁附近波浪场的传播过程, 对后续的工程建设具有一定的指导意义。

关键词: 数值模拟; MIKE21 BW 模型; 波浪传播; 岛礁

1 引言

近岸海浪与人类实践活动密切相关, 对近岸海洋环境、资源和工程建设、军事和国防都有重要的影响。近岸波浪主要是由外海的风浪或涌浪传播至海岸和岛礁附近, 在地形作用下演化而来的波浪。当海浪在地形上传播时, 往往包含着浅水变形、折射、波浪反射、波浪破碎、底摩擦、白帽耗散等非线性作用。珊瑚岛礁是我国南海最具代表性的地形之一, 珊瑚礁盘好似深海中的平台, 其与周边深海形成了巨大的水位落差^[1]。当波浪从远海传至近岸岛礁时, 势必会经过水深落差较大的礁盘边缘。水深的急剧变浅会导致波浪传播发生变形。因此精确模拟波浪从深海传至近岸岛礁的传播过程, 对于近岛礁的工程设计具有重要的意义。

目前用于计算近岸波浪传播过程的数学模型主要有射线理论、谱方程、波浪绕射方程、缓坡方程、Boussinesq 方程等^[2]。其中 Boussinesq 方程是一种能够直接描述海浪波动过程中水质点运动的计算模型, 此类模型可以较好地模拟波浪传播中的非线性作用, 对于计算浅水区域的波浪传播过程具有较好效果, 是模拟港口航道、码头、岛礁等小面积波浪场较理想的计算模型。早在 1967 年 Peregrine^[3]推导出了缓变水深下的二维经典 Boussinesq 方程, 但此方程仅适用于浅水, 对水深变化较大以及考虑不规则波情况是无法计算的。为此, 众多学者提出了多种改进后的 Boussinesq 方程。1984 年 Witting^[4]针对一维等水深工况; 将方程的色散性的精度提高了一阶。相似的 1991 年 Madsen^[5]提高了变水深工况下方程色散性

的精度。1996 年 Beji 和 Nadaoka^[6]通过引入高阶导数项提高了方程的色散性能和方程能量守恒特性。国内学者张永刚^[7]、邹志利等^[8]通过不同的方法得到了较高色散精度的方程，并且邹志利将方程的非线性提高了一阶，使得 Boussinesq 方程能够更好的计算近岸波浪在复杂地形上的传播过程。然而相比于一般缓坡地形下的波浪传播过程，珊瑚岛礁地形下的波浪传播更为复杂，如何精确地模拟波浪在近岛礁处的传播过程显得尤为重要。本研究基于 Boussinesq 方程的 MIKE21 BW 模型，对近岛礁处的波浪演化过程进行数值模拟，将数值模拟结果与模型试验结果进行对比分析，验证了 Boussinesq 方程在模拟近岛礁处波浪传播的可行性与准确性。

2 基本控制方程

MIKE21 BW 模型是丹麦水动力研究所（DHI 公司）开发的水动力学软件之一，该模型可以模拟复杂地形下的一维和二维情形下的波浪传播，包括波浪折射、绕射、反射、浅水效应、波波非线性相互作用等物理现象。本研究基于二维 Boussinesq 方程求解，其基本控制方程如下

连续性方程：

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial q}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

x 方向动量方程：

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p^2}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{pq}{h} \right) + gh \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{g \sqrt{\frac{p^2}{h^2} + \frac{q^2}{h^2}}}{c^2} - E \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) = \frac{1}{3} Dh \left(\frac{\partial^3 p}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 q}{\partial x \partial y \partial t} \right) \quad (4)$$

y 方向动量方程：

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q^2}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{pq}{h} \right) + gh \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{g \sqrt{\frac{p^2}{h^2} + \frac{q^2}{h^2}}}{c^2} - E \left(\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} \right) = \frac{1}{3} Dh \left(\frac{\partial^3 q}{\partial y^2 \partial t} + \frac{\partial^3 p}{\partial x \partial y \partial t} \right) \quad (5)$$

式中： ξ 为波面相对于静水面的高度； p 为 x 方向的流量密度； q 为 y 方向的流量密度；

h 为总水深； D 为平均水深； c 为谢才阻力系数； E 为紊动的涡黏系数。

3 模型试验与数值模型参数设定

3.1 模型试验设定

模型试验采用重力相似准则，取模型试验缩尺比为 1:100，即水深缩尺比、波高缩尺比为 1:100，波浪周期缩尺比为 1:10。试验水池长 55m，宽度 30m，深 1.0m。水池前端装备有三维不规则造波机，尾部安装了架空斜坡碎石消能设备，以避免波浪的反射。试验地形见图 1，计算工况见表 1。

3.2 数值模型参数设定

本次数值模拟区域长 5500m，宽度为 3000m，计算地形及测点见图 1。计算采用 10m×10m 的矩形网格，模拟时间步长取 0.1s，模拟 1.5 h 的实际波浪演化过程。波浪来向为 N 向，入射波浪边界条件选用内部造波，不规则波采用 JONSWAP 谱，计算过程中考虑底摩擦、波浪破碎。计算工况见表 1。

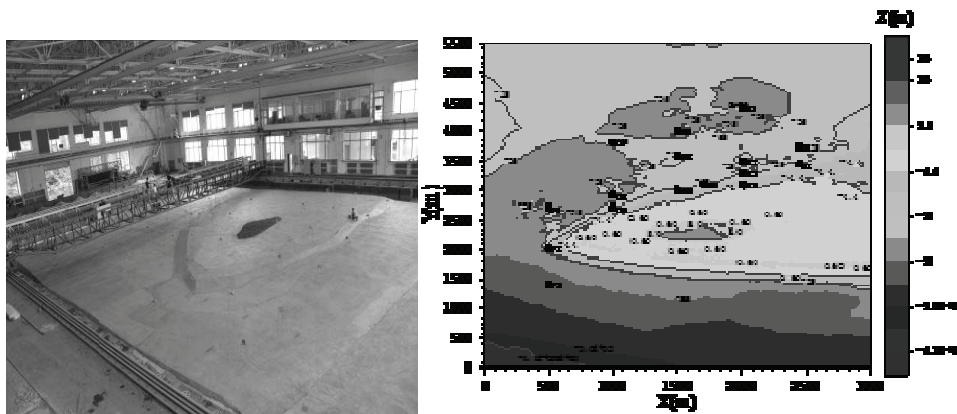


图 1 试验模拟地形与数值计算地形及测点分布

表 1 计算工况

规则波		不规则波	
波高/m	周期/s	有义波高/m	谱峰周期/s
3	11.6	1.61	10
6	11.6	4.82	7.3

4 结果分析

针对试验中岛礁地形下，对规则波与不规则波等不同工况下的波浪传播过程进行了数值模拟，给出了各测点在规则波和不规则波工况下的波高，并与相应的试验结果进行对比，

计算了各测点波高的相对误差。

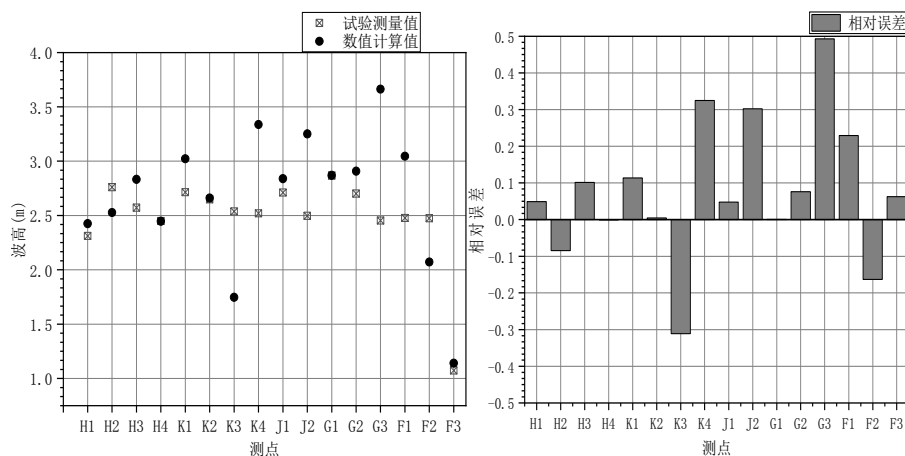


图2 波高 3m, 周期 11.6s 工况各测点波高对比及误差

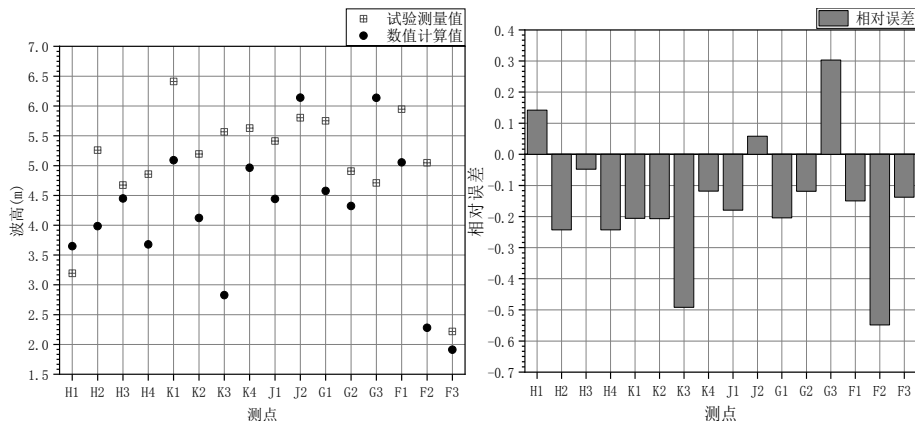


图3 波高 6m, 周期 11.6s 各测点波高对比及误差

图2和图3为规则波工况下各测点波高结果对比与相对误差。从图2和图3中可以看出,在水深较深的H1、K1、J1、G1、F1几处测点的数值模拟结果与试验结果吻合较好,误差在25%以内。在礁盘附近的K3、K4、G3、F2几处测点的数值模拟结果与试验结果误差在30%之上。究其原因,这几处测点分布于礁盘附近,礁盘附近水深变化剧烈,波浪破碎与波浪反射等非线性现象较为剧烈;其次,试验地形在礁盘边缘处做了简化处理,与数值模拟地形有所误差。

图4和图5为不规则波工况下各测点有义波高结果对比与相对误差。从图4中可以看出,除测点F2之外,其余测点有义波高的相对误差均低于20%,与试验结果吻合很好。从图5中可以看出,在有义波高4.82m,谱峰周期7.3s工况下,数值计算结果明显小于试验结果;尤其在礁盘附近的H4、K3、K4、F2几处测点的误差在30%之上,这一现象与规则波工况下的结果相似。

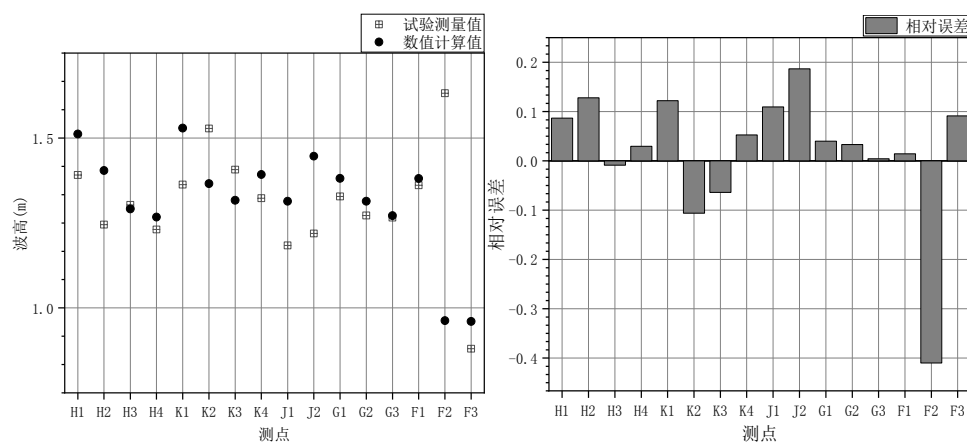


图5 有义波高 1.61m, 谱峰周期 10s 工况各测点波高及误差

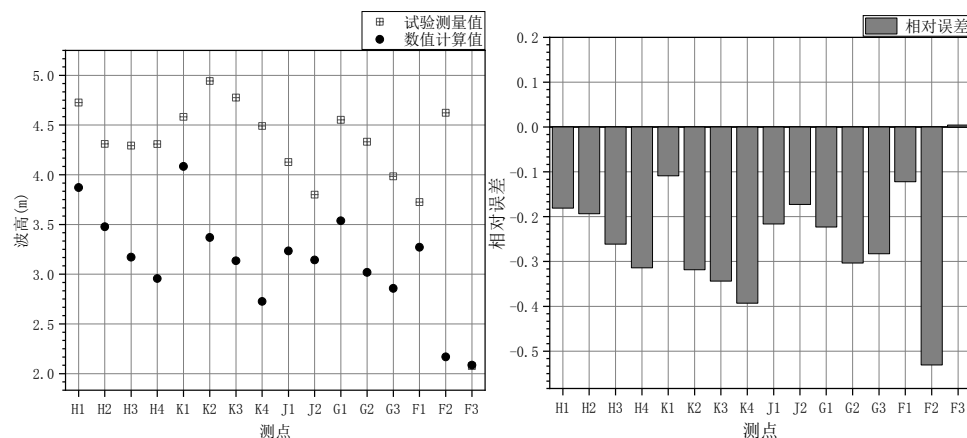


图6 有义波高 4.82m, 谱峰周期 7.3s 工况各测点波高及误差

5 结语

本研究利用基于完全非线性 Boussinesq 方程所建立的 MIKE21 BW 模型, 对岛礁附近的波浪演化过程进行研究, 通过与模型试验结果对比发现: ①MIKE21 BW 模型能够较好地模拟波浪从深水区域向浅水区域的传播过程, 可为后续的工程设计提供参考依据; ②Mike21 BW 模型在浅水区区域的模拟结果与模型试验有着一定的误差, BW 模型在模拟浅水区域的波浪破碎与能量耗散过程是依靠其模型中海绵层与孔隙率的设定, 这两项的设定通常是根据经验和反复尝试。因此, 如何提高 MIKE21 BW 模型在浅水区域的模拟还需要进一步的研究。

致谢

本研究由国家自然科学基金 (51522902, 51579040) 支持完成, 中央高校基本科研业务费专项资金 (DUT17ZD233), 工信部联装[2016]22 号资助完成。

参考文献

- 1 刘思,柳淑学,李金宣.岛礁地形上二维波浪传播的数值模拟[J].港工技术,2015,52(05):1-5.
- 2 李孟国,王正林,蒋德才.近岸波浪传播变形数学模型的研究与进展[J].海洋工程,2002(04):43-57.
- 3 Peregrine. A. D., Long waves on a beach[J]. Journal of fluid mechanics, 1967, 27(04): 815-827.
- 4 Witting, J. M. A unified model for the evolution nonlinear water waves[J]. Journal of Computational Physics, 1984, 56(2): 203-236.
- 5 Madsen, P. A., Murray, R. and Srensen, O. R. A new form of the boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics[J]. Coastal Engineering, 1991, 15(4): 371-388.
- 6 Beji, S. and Nadaoka, K. A formal derivation and numerical modelling of the improved boussinesq equations for varying depth[J]. Ocean Engineering, 1996, 23(8): 691-704.
- 7 张永刚, 李玉成.一种新型式的 Boussinesq 方程[J].科学通报, 1997, 21: 021.
- 8 邹志利.高阶 Boussinesq 水波方程的改进[J].中国科学:E 辑, 1999, 29(1): 87-96.

Numerical simulation of wave propagation near a reef island using MIKE21 BW model

ZOU Li, DONG Jin, JIANG Sheng-chao, YU Zong-bing, YU You, PEI Yu-guo

(1.School of Naval Architecture, State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian University of Technology, Dalian 116024, PR China; 2.Collaborative Innovation Center for Advanced Ship and Deep-Sea Exploration, Shanghai 200240, PR China.;Email: zoulidut@126.com)

Abstract: In this paper, the wave field near a reef island is simulated using MIKE21 BW model, the wave propagation near the reef island under the condition of regular wave and irregular wave is simulated. The wave height of the measured point is calculated and compared with the model experiment results, and a significant agreement between them can be observed. In this paper, MIKE21 BW model proves to simulate wave propagation well near a reef island and this study can provide basic data for engineering construction.

Key words: Numerical simulation; MIKE21 BW model; Wave propagation; Reef island.

水平细长圆柱潜体侧面遭遇内孤立波时的运动响应

王若愚^{1,2}, 勾莹¹

(1 大连理工大学 海岸及近海工程国家重点实验室, 大连, 116024

2 中交第一航务工程勘察设计院有限公司, 天津, 300222)

摘要: 基于两层流中典型的 Kdv 型内孤立波方程, 初步开展了水平细长圆柱潜体侧面遭遇内孤立波时运动响应的研究。采用 Morison 公式近似计算潜体受到的内孤立波力, 根据潜体运动方程建立内孤立波作用下潜体运动响应的时域数值模型, 采用四阶龙格库塔法求解。选取我国南海附近深水海域中典型的流体分层参数及下凹型内孤立波特征参数, 参考常规潜艇外形尺寸选取简化水平细长圆柱模型, 近似模拟了两种悬浮位置下圆柱型潜体的运动响应。数值结果表明, 当潜体位于分界层上时, 潜体受到很大的水平作用力, 会产生很大的水平位移; 潜体位于内孤立波波面范围内时, 由于潜体穿过内孤立波波面导致潜体周围流体的密度改变, 潜体浮力发生快速变化, 在较大的向下的垂向力作用下, 潜体加速向下运动, 短时间内产生较大幅度掉深。

关键词: 内孤立波; Kdv 方程; 莫里森公式; 潜体; 运动响应

1 引言

内孤立波是一种发生在密度稳定层化的海水内部、特征波长很长的非线性大振幅波动, 是海洋中的一种普遍现象。内孤立波的稳定传播是非线性效应和频散效应动力学平衡的结果, 可以用 KDV、Ekdv、Mkdv 和 MCC 等理论来描述^[1]。

大振幅内孤立波携带巨大的能量, 可能会对海洋工程结构特别是跨越密跃层的潜体结构产生重大影响。据报道, 1963 年 4 月, 美国“长尾鲨”号核潜艇在大西洋中部试航时失事沉没, 下沉的原因是核潜艇在水中航渡时, 遭遇了强内波, 巨大的垂直内波作用力将其拖拽至海底。2014 年初, 我国海军 372 号潜艇在南海执行任务期间, 遭遇内孤立波, 潜艇在短时间内大幅度掉深。

可见, 海洋内孤立波很可能对潜艇的运动产生非常大的影响, 但迄今为止相关的研

研究工作较少。目前的研究主要集中于内孤立波作用下结构物的受力分析,沈国光^[2]和蔡树群等^[3],采用 Morison 公式,基于 Kdv 理论对密度间断分层流体中内孤立波与竖直圆柱体的水平相互作用进行了研究。殷文明等^[4]选取 mkdv 理论,建立两层流体中考虑浮力变化以及采用 Morison 公式计算内孤立波对顺流向放置潜体的垂向力及力矩的计算方法。付东明等^[5]数值模拟双层流体中内孤立波与潜体的相互作用,分析了不同潜深下潜体所受的内孤立波荷载特性。关晖等^[6]建立了内孤立波数值水槽,对匀速潜艇与内孤立波相互作用和流场的变化进行了研究。陈杰等^[7]基于双层流体中内孤立波的 mKdV 理论建立了数值水槽,计算了内孤立波与匀速潜体的相互作用。对于波长相对较短的周期性内波,Teng 等^[8]通过边界元方法建立了内波与结构物相互作用的时域数值模型。此外,2010 年 Song 等^[9]基于 KdV 理论,采用 Morison 公式研究了在内孤立波作用下 SPAR 平台的运动响应。在此基础上对水平细长圆柱潜体侧面遭遇内孤立波时的运动响应开展近似计算分析,研究内孤立波对潜体运动响应的影响机制。

2 运动方程

为描述内孤立波特性,建立如图 1 所示直角坐标系 $o-xyz$,设 oxy 平面位于流体的静水面, ox 轴水平向右为正,内孤立波沿 ox 轴正方向传播, oz 轴正方向垂直向上。 ρ_1 、 ρ_2 是上、下层流体的密度, h_1 和 h_2 是分界面处上、下层流体的水深, $h=h_1+h_2$ 为总水深。

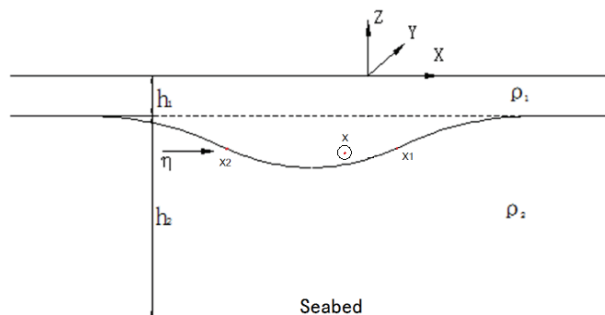


图 1 潜体与波浪相对位置示意图

水平细长圆柱潜体的轴线与 oy 轴平行,即内孤立波的传播方向与柱体轴线垂直,不考虑圆柱潜体的转动,只计算内孤立波作用下潜体的平动。潜体受到的作用力包括内孤立波力和浮重力。由于内孤立波的等效波长远大于研究的圆柱潜体的特征长度,波浪场将基本不受结构物存在的影响,可用 Morison 公式^[10]计算结构上的内孤立波作用力;当内孤立波经过时,如果圆柱体周围的流体密度发生改变,会导致圆柱体浮重力产生变化,根据波面与潜体的实时位置计算浮重力的变化。

侧面遭遇内孤立波时潜体的运动方程可写为:

$$m \begin{bmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_x(x, z, \dot{x}, \dot{z}, \ddot{x}, \ddot{z}, t) \\ F_z(x, z, \dot{x}, \dot{z}, \ddot{x}, \ddot{z}, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{dx}(x, z, \dot{x}, \dot{z}, t) + F_{mx}(x, z, \ddot{x}, \ddot{z}, t) \\ F_{dz}(x, z, \dot{x}, \dot{z}, t) + F_{mz}(x, z, \ddot{x}, \ddot{z}, t) + \Delta F_f(x, z, t) \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中, x, z 为潜体中心点坐标, F_x, F_z 为潜体受到的水平、垂向作用力。 F_d, F_m 为 Morison 公式计算的拖曳力和惯性力, ΔF_f 为浮重力。对该二阶微分方程本研究应用四阶龙格库塔法求解^[10]。

根据 Morison 公式计算的内孤立波力由拖曳力和惯性力两部分组成, 可写为:

$$\begin{aligned} \overline{F_{dj}}(t) &= \frac{1}{2} \rho_j C_d D \overline{v_{vj}}(t) \cdot |\overline{v_{vj}}(t)| \cdot L_m \quad j=1,2 \\ \overline{F_{mj}}(t) &= C_m \rho_j \frac{\pi D^2}{4} \overline{\partial v_{vj}(t)/\partial t} \cdot L_m \quad j=1,2 \end{aligned} \quad (2)$$

式中: $j = 1$ 和 2 分别对应上层流体和下层流体。 $\overline{v_{vj}} = \overline{v_j - S'(t)}$ 代表水质点与结构物的相对速度, 其中 $\overline{v_j}$ 是内孤立波引起的水质点速度, $\overline{S'(t)}$ 代表结构物中心点的运动速度。 $\overline{\partial v_{vj}(t)/\partial t} = \overline{\partial v_j(t)/\partial t} - \overline{S''(t)}$ 代表水质点与结构物的相对加速度, 其中 $\overline{\partial v_j(t)/\partial t}$ 代表水质点加速度, $\overline{S''(t)}$ 代表结构物中心点加速度。 D 是结构的水平尺度(对于圆柱为直径), L_m 是结构的长度。 C_d 是速度力系数, C_m 是惯性力系数。

根据南海内孤立波卫星遥感资料空间分布的统计结果表明, 南海内孤立波主要分布在吕宋海峡、东沙群岛和海南以东, 尤其是东沙群岛附近内孤立波活动最为频繁。根据蔡树群^[11]对南海附近深水海域中内孤立波及所在环境假设的特征参数, $|\eta_0/h| < 0.1$ ^[12], 符合 Kdv 理论的适用范围, 所以采用 Kdv 理论来模拟内孤立波波场。根据 Kdv 方程双层流体中水质点的速度和加速度可以得出水平速度的表达式:

$$u_j(x, t) = (-1)^j \cdot \frac{C_0 \eta_0}{h_j} \sec h^2 \left(\frac{x - C_p t}{l} \right) \quad j=1,2 \quad (3)$$

由连续方程可推导出垂向速度:

$$w = \begin{cases} -\frac{2C_0 \eta_0 z}{h_1 l} \sec h^2 \left(\frac{x - C_p t}{l} \right) \tanh \left(\frac{x - C_p t}{l} \right) & \text{在上层流体中} \\ \frac{2C_0 \eta_0 (z + h_1 + h_2)}{h_2 l} \sec h^2 \left(\frac{x - C_p t}{l} \right) \tanh \left(\frac{x - C_p t}{l} \right) & \text{在下层流体中} \end{cases} \quad (4)$$

相应水质点的水平加速度和垂向加速度分别为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = (-1)^j \cdot \frac{C_0 C_p \eta_0}{h_j L} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x - C_p t}{L} \right) \tanh \left(\frac{x - C_p t}{L} \right) \quad j=1,2 \quad (5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \begin{cases} -\frac{2C_0\eta_0 z}{h_1 L} \cdot \frac{C_p}{L} \cdot \left(3\operatorname{sech}^2\left(\frac{x-C_p t}{L}\right) \cdot \tanh^2\left(\frac{x-C_p t}{L}\right) - \operatorname{sech}^2\left(\frac{x-C_p t}{L}\right) \right) & \text{上层流体} \\ \frac{2C_0\eta_0(z+h_1+h_2)}{h_2 L} \cdot \frac{C_p}{L} \cdot \left(3\operatorname{sech}^2\left(\frac{x-C_p t}{L}\right) \tanh^2\left(\frac{x-C_p t}{L}\right) - \operatorname{sech}^2\left(\frac{x-C_p t}{L}\right) \right) & \text{下层流体} \end{cases} \quad (6)$$

一般工程中, 圆柱体的附加质量系数 C_m 取 1, $C_m=1+C_m'$, 本文中 C_m 取为 2.0。速度力系数 C_d 与雷诺数 Re 有关。稳定流时, 在亚临界区 (水流呈层流状态), 速度力系数 C_d 约为常数, 可以取为 1.2; 在临界区 $Re=2.0 \times 10^5 \sim 5.0 \times 10^5$, 该区域内阻力系数迅速下降, 线性衰减; 在超临界区, 柱体后形成强烈旋涡, $Re > 5.0 \times 10^5$, C_d 大体稳定, 可取 $0.6 \sim 0.7^{[10]}$ 。即:

$$C_d = \begin{cases} 1.2 & Re < 2.0 \times 10^5 \\ 0.7 + \frac{5.0 \times 10^5 - Re}{6.0 \times 10^5} & 2.0 \times 10^5 < Re < 5.0 \times 10^5 \\ 0.7 & Re > 5.0 \times 10^5 \end{cases} \quad (7)$$

将浮力和重力一起考虑, 定义为浮重力 $\Delta F_f(t)$, 假定潜体的重力与初始潜体处在的分层流体提供的浮力相等, 即: 初始时刻潜体在上层流体, 那么潜体的重力与上层流体提供的浮力相等; 初始时刻在下层, 则潜体的重力等于下层流体提供的浮力。只有潜体处于内孤立波波动范围内, 当内孤立波穿越圆柱体时, 上、下层流体的密度差会导致圆柱体浮力产生变化, 通过实时计算波面与潜体的相对位置计算浮力的变化。浮重力计算公式:

$$\Delta F_f(t) = \Delta \rho \cdot g \begin{cases} 0 & x(t) > x_1(t) \\ \frac{\pi D^2}{4} L_m & x_1(t) \leq x(t) \leq x_2(t) \\ 0 & x(t) < x_2(t) \end{cases} \quad (8)$$

式中, $x_1(t)$ 和 $x_2(t)$ 代表波面上与潜体处于等深位置处的两点的水平坐标, $x_1(t) > x_2(t)$, 见图 1。

3 数值结果与分析

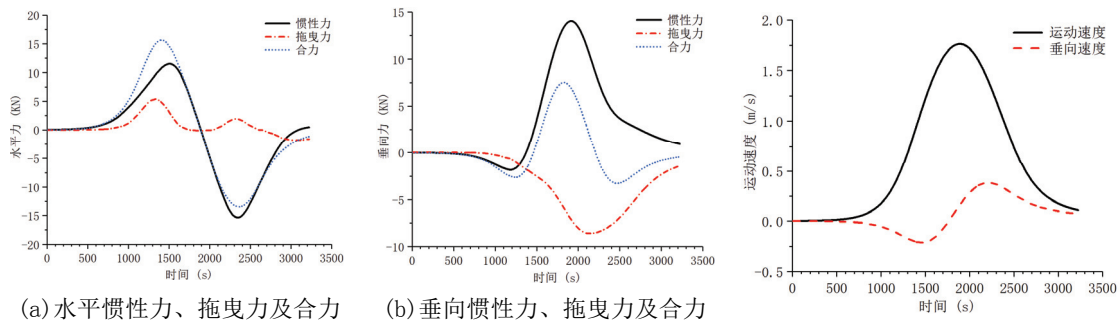
根据南海附近深水海域中内孤立波及所在环境假设的特征参数, 下凹型内孤立波参数见表 1。372 潜艇艇长 72.6m, 宽 9.9m, 选取长 72.6m, 直径 9.9m 的圆柱型潜体模型。不考虑潜体的操纵性, 初始时刻潜体静止悬浮于水中。在计算的初始时刻, 内孤立波波谷离潜体中心点的水平距离为 5000m, 模拟计算了 0~4000s 潜体的运动响应。

表 1 内孤立波参数

上层水深 h_1/m	200.0
下层水深 h_2/m	3500.0
上层密度 $\rho_1/(\text{kg}/\text{m}^3)$	1025.0
下层密度 $\rho_2/(\text{kg}/\text{m}^3)$	1028.0
波幅 η_0/m	-150.0
线性波速 $C_0/(\text{m}/\text{s})$	2.33
相速度 $C_p/(\text{m}/\text{s})$	3.15

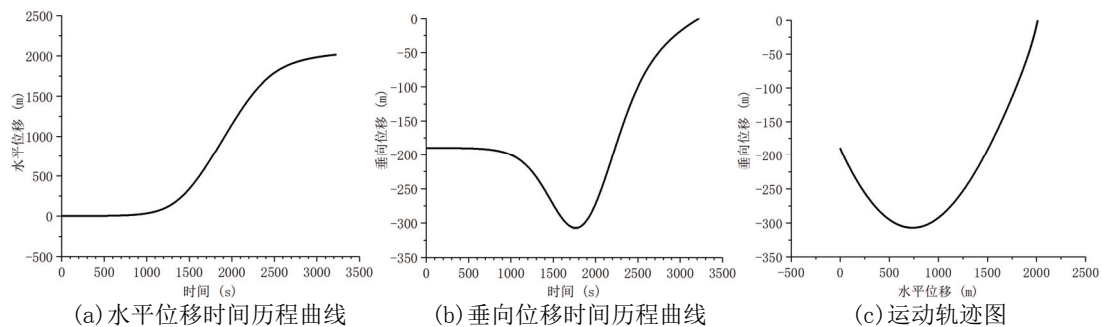
考虑潜体两种不同的悬浮位置，一种是潜体中心 (x, z) 处于内界面上层 10m，即 $x=0$ ， $z=-190\text{m}$ ；第二种是潜体中心处于双层流体内孤立波波动的范围内，在内波界面下 10m，即 $x=0$ ， $z=-210\text{m}$ 。

图 2 至图 4 分别是第一种算例下，潜体作用力、运动速度和运动轨迹的结果图。由图可知，波面不会与潜体相交，潜体始终在上层流体中，受到的作用力都是由内孤立波产生的，主要取决于内孤立波水质点速度和结构的运动速度。随着内孤立波的传播，在水平方向上，潜体的运动速度先增加后减小，始终向 x 轴正方向运动；在垂直方向上，潜体先向下(Z 轴负方向)加速运动，达到最大值后开始减速，减到零后开始向上加速运动，再达到一个最大值后减速运动，直到运动到水表面。水平速度的幅值远大于垂向速度，水平方向的位移也远大于垂向位移。



(a) 水平惯性力、拖曳力及合力

(b) 垂向惯性力、拖曳力及合力

图 2 $z=-190\text{m}$ 时潜体受力的时间历程曲线图 3 $z=-190\text{m}$ 时潜体运动速度

(a) 水平位移时间历程曲线

(b) 垂向位移时间历程曲线

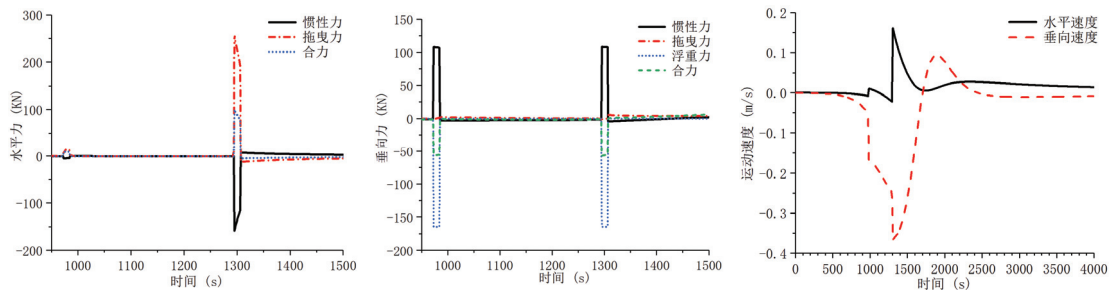
(c) 运动轨迹图

图 4 $z=-190\text{m}$ 时潜体的运动响应曲线

图 5 至图 7 分别是第二种算例下，潜体作用力、运动速度和运动轨迹的结果图。由图

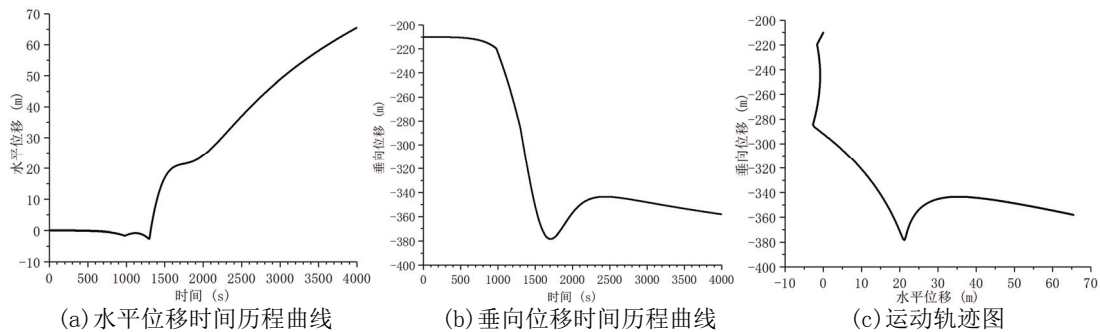
5 可知, 在 972s、985s、1294s 和 1307s 时作用力发生突变, 是因为潜体在这 4 个时刻穿越了波面而浮力发生突变。在 972s 时潜体进入上层流体, 浮力迅速减小, 潜体向下运动的速度快速增加, 在 985s 又越过波面掉回到下层; 在 1294s 潜体再一次越过波面进入上层, 在 1307s 又掉回到下层直到运动停止。其中水平力的突变是因为上层流体水平流速大, 而垂向力的突变主要是因为潜体受到的浮力发生了突变。

由图 6 和图 7 可知潜体的速度变化很复杂, 当潜体穿越波面的时候, 会明显的改变潜体的运动状态。水平位移变化不大, 潜体先向左运动然后向右; 垂向速度的幅值比第一种情况大, 且大多数时间向下, 潜体达到最大潜深后由于内孤立波的作用小幅度回升, 但因为没有恢复力作用不能回升到初始潜深。掉深速度比第一种算例大, 在 700s 左右的时间下降了约 160m。



(a) 水平惯性力、拖曳力及合力 (b) 垂向惯性力、拖曳力及合力

图 5 $z=-210\text{m}$ 时潜体受力的时间历程曲线



(a) 水平位移时间历程曲线

(b) 垂向位移时间历程曲线

(c) 运动轨迹图

图 7 $z=-210\text{m}$ 时潜体的运动响应

4 结论

本研究建立了水平圆柱潜体侧面遭遇内孤立波的时域数值模型, 近似模拟潜体的运动轨迹。应用数值模型模拟了两种悬浮位置下水平细长圆柱潜体在 Kdv 型内孤立波作用下的运动响应。计算结果表明: 潜体位于分界面上方时, 由于没有恢复力作用, 在内孤立波产生的很大的水平作用力下, 潜体发生较大的水平位移, 在本算例中 600s 的时间运动约 1000m; 潜体位于分界面下方并位于内孤立波波动范围内时, 内孤立波与潜体相交后, 由

于浮力减小, 主要在重力作用下潜体向下加速运动, 最快时在 700s 左右的时间下降了约 160m。本研究近似分析了潜体遭遇内孤立波时可能的运动轨迹, 对潜体结构的安全具有一定的参考意义。

致谢

本研究工作作为国家自然科学基金资助项目 (基金号 51490672, 51479026)。

参 考 文 献

- 1 Helfrich K R, Melville W K 2006 Ann. Rev. Fluid Mech. 38 395
- 2 沈国光, 叶春生. 内波孤立子的非波导荷载计算[J]. 天津大学学报, 2005, 38(12): 1046-1050.
- 3 Cai S Q, Long X M, Gan Z J. A method to estimate the forces exerted by internal solitons on cylinder piles[J]. Ocean Engineering.2003,30:673-689.
- 4 殷文明, 郭海燕, 吴凯锋, 等. 内孤立波对水平圆柱潜体作用力的计算[J]. 浙江大学学报: 工学版, 2016, 50(7): 1252-1257.
- 5 付东明, 尤云祥, 李巍. 两层流体中内孤立波与潜体相互作用数值模拟[J]. 海洋工程, 2009, 27(3): 38-44.
- 6 关晖, 魏岗, 杜辉. 内孤立波与潜艇相互作用的水动力学特性[J]. 解放军理工大学学报: 自然科学版, 2012, 13(5): 577-582.
- 7 陈杰, 尤云祥, 刘晓东, 等. 内孤立波与有航速潜体相互作用数值模拟[J]. 水动力学研究与进展: A 辑, 2010 (3): 344-351.
- 8 Teng B, Gou Y. A time-domain model of internal wave diffraction from a 3D body in a two-layer fluid[C]//24th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Zelenogorsk, Russia. 2009.
- 9 Song Z J, Teng B, Gou Y, et al. Comparisons of internal solitary wave and surface wave actions on marine structures and their responses[J]. Applied Ocean Research, 2011, 33(2): 120-129.
- 10 李玉成, 滕斌. 波浪对海上建筑物的作用[M]. 北京: 海洋出版社, 2015.
- 11 蔡树群. 内孤立波数值模式及其在南海区域的应用[M]. 北京: 海洋出版社, 2015.
- 12 黄文昊, 尤云祥, 王旭, 等. 有限深两层流体中内孤立波造波实验及其理论模型[J]. 物理学报, 2013, 62(8): 084705

Motion response of a horizontal slender submerged cylinder induced by lateral interfacial solitary waves

WANG Ruo-yu^{1,2}, GOU Ying¹

(1 State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian, 116024
2 CCCC First Harbor Consultants Co., Ltd., Tianjin, 300222, China)

Abstract: Based on the typical Kdv equation in two-layer fluid, the motion response of a horizontal slender submerged cylinder induced by encountering lateral internal solitary wave is preliminarily studied. A simple time-domain numerical model is established based on the motion equation and the fourth-order Runge-Kutta method is used for time stepping. The parameters of interfacial solitary wave are chosen on the basis of observed data in South China Sea and the parameters of submerged cylinder model is selected by referring to the conventional submarine dimensions. Two kinds of levitational positions are considered. The calculations show that when the submerged body is located on the upper fluid, the body is subjected to great horizontal force and generates great horizontal displacement. If the body is located in the lower fluid and within the fluctuation range of the solitary wave, the vertical forces on the body change greatly and the body moves downward with a great displacement in a short time when the depression internal solitary wave crosses the submerged body. The main reason which results in the great vertical motion is the decrease of the buoyance.

Key words: Internal Soliton; Kdv Equation; Morison Formula; Submerged Body; Motion Response

斜坡堤上的孤立波传播演变数值模拟

杭滔¹, 房克照^{*1}, 孙家文¹², 刘忠波³

(1. 大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连, 116000, Email: kfang@dlut.edu.cn; 2. 国家海洋环境监测中心 海域管理技术重点实验室, 辽宁 大连 116023; 3. 大连海事大学 交通运输工程学院, 辽宁 大连 116026)

摘要: 为了研究孤立波对海堤等海岸结构物的作用, 基于 OpenFOAM 开源程序建立数值水槽, 模拟了孤立波在斜坡堤上的传播过程。采用了该程序中的 RANS 模型并用 $k-\omega$ 两方程湍流模型封闭进行求解, 并和实验数据进行对比。孤立波在常水深水槽中的传播波形与理论解吻合良好, 沿程衰减较小。针对孤立波在斜坡堤上的传播变形过程进行了数值模拟, 结果表明, 该模型能够准确模拟孤立波在斜坡上的浅化和破碎过程, 波面升高和压力的计算结果与实验数据吻合较好。

关键词: 孤立波; 海堤; RANS; 破碎

1 引言

海啸是由海地地震、火山爆发、海底塌陷滑坡等大地活动所产生的具有长波长和长周期的远洋行波^[1], 其内部蕴含着大量的能量, 是一种破坏力极大的自然灾害。海啸波由远海传播至近岸时, 会发生浅化、破碎、爬高等现象, 但由于海堤的存在, 消耗了大部分波浪能量, 对抵御海啸, 保护岸线有积极作用^[2]。

国内外学者对海啸波在近岸传播做了大量的数值模拟研究。这些模型主要有: 浅水方程模型、Boussinesq 方程模型、势流理论模型以及基于 NS 方程模型^[2]等等。近年来, 随着计算机性能的提高, 基于 NS 方程的数值模型得到了广泛的应用。姚宇等^[3]利用 OpenFOAM 开源程序包建立数值水槽, 采用了 LES 大涡模拟法模拟湍流, 研究了珊瑚岛礁附近的孤立波传播变形特征。Hsiao 和 Lin 等^[4]通过物理模型实验研究并采用 COBRAS 模型, 基于 RANS 方程并采用了 $k-\epsilon$ 模型模拟了孤立波在海堤上的传播, 研究了孤立波的传播演变过程, 分析了海堤迎水面及背水面上的压力分布以及流速分布, 并初步探究了传播过程中的湍动能分布。Chella 等⁵基于三维 CFD 模型 reef3d 研究了孤立波在斜坡海床上的传播特性, 分析了孤立波经过一个竖直圆柱体时产生的波浪力、流速、波面高程, 并与实验数据相对比, 验证数值模拟的准确性, 实验结果也表明 reef3d 模型对于陡峭的斜坡也能很好的模拟。

为进一步研究波浪在斜坡堤上的传播特性,并验证 OpenFOAM 数值水槽在这种地形下的适用性。本研究在 Hsiao 和 Lin^[4]的实验基础上,利用 OpenFOAM 中的两相流求解器建立数值水槽,模拟了孤立波在斜坡堤上的传播,分析了孤立波在防波堤上的变浅、破碎和越浪等演化过程。

2 数值模型的建立

2.1 控制方程

OpenFOAM 中用于波浪计算模块的主要是两相流求解器 interFOAM 和 interDyMFOAM。在此基础上,IHFoam⁶和 waves2Foam⁷对求解器进一步开发,丰富了造波消波理论,简化了前后处理过程。两相流模型通过相函数把液体和气体表达成一种混合物质, $\alpha=1$ 为一种物质, $\alpha=0$ 为另外一种物质, $0<\alpha<1$ 为两种液体交界面。这种混合液体的密度和动力黏性系数可表示为:

$$\rho = \alpha\rho_1 + (1-\alpha)\rho_2 \quad (1)$$

$$\mu = \alpha\mu_1 + (1-\alpha)\mu_2 \quad (2)$$

所以,基本控制方程为连续方程和引入相函数的动量方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) - \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{U} + \rho \boldsymbol{\tau}) = C \kappa \nabla \alpha - g \mathbf{X} \nabla \rho - \nabla P_{\rho g \mathbf{X}} \quad (4)$$

式中, $\mathbf{U}$ 为平均速度矢量, t 为时间, $\rho \boldsymbol{\tau}$ 为雷诺应力项, $C \kappa \nabla \alpha$ 为表面张力项, C 为表面张力系数; κ 为自由面的曲率; g 为重力加速度; $\mathbf{X}$ 为位置矢量。

此外,interFOAM 采用 VOF 方法捕捉自由液面,weller^[8]引入了额外的人工压缩项 U_r , U_r 仅在交界面处起作用:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \alpha \mathbf{U} + \nabla \cdot [\alpha(1-\alpha) \mathbf{U}_r] = 0 \quad (3)$$

2.2 离散方法

OpenFOAM 采用有限体积法对 NS 方程进行离散,采用 SIMPLE 算法对压力和速度解耦。时间离散,压力梯度离散等各种离散格式与方法均采用 OpenFOAM 中的默认设置⁸。

2.3 边界条件

造波边界使用速度入口式造波,通过设置入口处的速度、压力、 γ 值,达到造波的目的。数值水槽底部,防波堤壁面以及出口边界均为固壁边界条件。水槽顶部为压力出口边界条件。

2.4 湍流模型

常见的湍流模型有直接模拟(DNS),大涡模拟(LES)和雷诺时均(RANS)模拟方

法。直接模拟方法直接用瞬态 NS 方程对湍流进行计算,可以得到准确的结果,但是其对计算要求很高;大涡模拟方法对流场的计算网格质量要求较高,尤其是壁面附近的网格,对计算资源要求也很高;而雷诺时均方法相较而言,计算效率较高,计算结果的精度也满足工程需要,因此应用最为广泛¹⁰。

雷诺时均方法(RANS)先对 NS 方程作时间平均¹¹,然后求解得到的时均化的方程,为了使方程封闭,可以采用 Spalart-Allmaras 模型, $k-\epsilon$ 模型, $k-\omega$ 模型,雷诺应力模型等等。本研究采用了 $k-\omega$ 湍流模型进行求解。

3 数值模型的设置及验证

数值模型尺寸与 Hsiao 和 Lin 进行的物理模型实验相同,斜坡堤模型尺寸与实验完全一致。实验地形以及浪高仪,点压力布置见图 1 和图 2。6 支浪高仪位置坐标为 8.9m, 10m, 11.8m, 13m, 13.63m, 3.92m。12 支压力计布置的坐标为 p1 (13.63m, 0.188m), p2 (13.67m, 0.197m), p3 (13.70m, 0.205m), p4 (13.73m, 0.213m), p5 (13.77m, 0.222m), p6 (13.80m, 0.23m), p7 (13.83m, 0.239m), p8 (13.86m, 0.247m), p9 (13.97m, 0.245m), p10 (13.99m, 0.235m), p11 (14.01m, 0.224m), p12 (14.02m, 0.214m)。

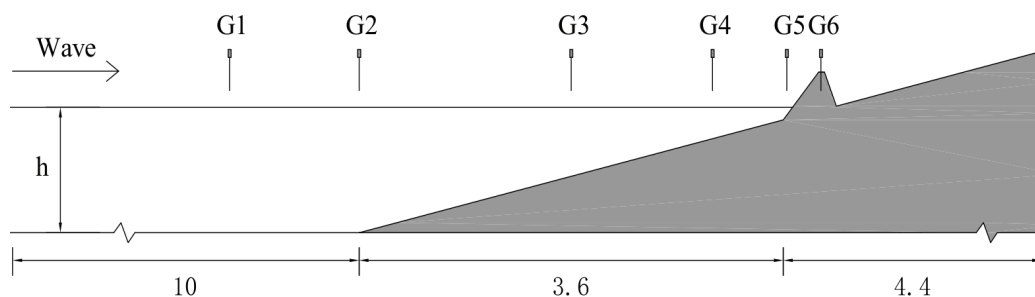


图 1 斜坡堤整体地形及浪高仪布置图

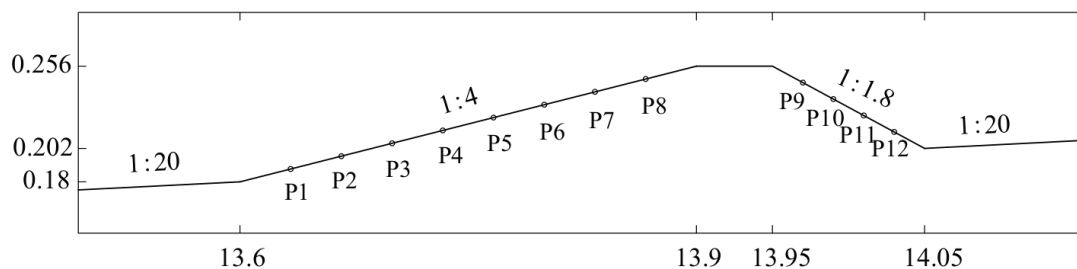


图 2 斜坡堤细部尺寸及点压力布置图

对 3 种典型工况的物理模型实验都进行了模拟。第一种工况,孤立波在海堤前的斜坡

上卷破并冲击海堤；第二种工况，孤立波在海堤前坡上卷破；第三种工况，孤立波直接越过海堤。具体的工况设置见表 1。

表 1 物理模型试验工况设置

工况	水深 h/m	入射波高 A/m	A/h
1	0.2	0.07	0.35
2	0.22	0.638	0.29
3	0.256	0.589	0.23

数值水槽以 x 轴方向为孤立波的传播方向， z 方向为水深方向。整体采用结构化网格，由于海堤结构略微复杂，因此，先制作 STL 地形文件，再采用其自带的 snappyHexMesh 程序导入地形文件。在堤边缘附近为非结构化网格，并可以进一步局部细化。整体结构化网格在 x 方向上的网格大小为 $dx=5\text{mm}$ ， z 方向上的网格大小为 3mm 左右，由于是二维计算， y 方向设置一层网格即可。海堤附近网格布置细节如图 3 所示。

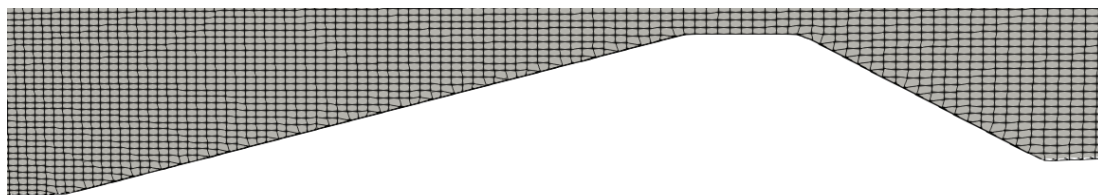


图 3 斜坡堤附近网格布置

为了检验数值模型中孤立波传播的稳定性和精确性，对孤立波在常水深水槽中的传播进行模拟验证。针对工况 1 展开，计算时实际输入波高要比理论值要小，实际输入波高为 0.0614m ，实验波高为 0.7m ，水深为 0.2m ，网格设置与之前相同。计算结果见图 4，将水槽前半部特征点处的波高时间序列与孤立波理论波形 $\eta(x,t)=H\text{sech}^2[\sqrt{3H/4d^3}(x-ct)]$ 对比，孤立波波形吻合良好，沿程衰减在 1% 以内，表明数值模型有较高的精度。

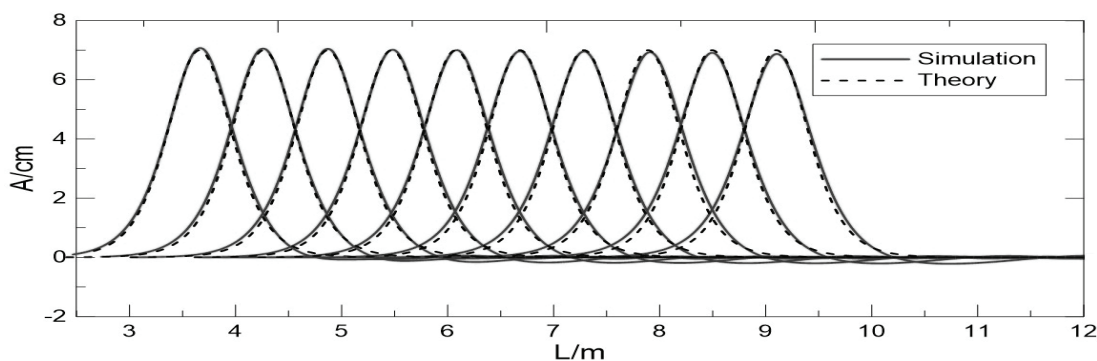


图 4 常水深水槽孤立波传播验证结果

4 结果分析

对于工况 1, 水深为 0.2m, 略高于防波堤前趾, 波高为 0.07m, $A/h=0.35$, 是强非线性波, 图 5 选取了 6 个典型时刻的波浪传播形态与实验录像进行对比, 以孤立波波峰传播到 8.9m 处时为 0 时刻, 当 $t=2.63s$ 时, 孤立波在斜坡上浅化, 产生弯卷的水舌; 当 $t=2.89s$ 时, 波浪卷破, 并产生漩涡; 当 $t=3.01s$ 时, 卷破的波浪继续向海堤上传播, 波面涌高; 当 $t=3.19s$ 时, 波浪崩塌在海堤上; 当 $t=3.35s$ 时, 波浪越过海堤, 继续向前传播; 当 $t=3.71s$ 时, 产生明显的反射波。图 6 对比了 6 个特征点处的浪高仪数据。浪高仪 4、5 和 6 由于在破碎区域, 计算结果存在波面震荡现象, 与实验结果也略有差异。总体而言, 在孤立波卷破之前, 该模型对波浪传播的形态的捕捉基本一致, 但是, 对于破碎之后, 产生的水花并不能较好的捕捉, 一方面是由于网格精度达不到要求, 另一方面也是因为 VOF 方法不能很好地捕捉气液混合相。此外, 加入湍流模型后, 破碎部分的计算结果更加圆润, 表现出更强的黏性。

对于工况二, 水深为 0.22m, 波高为 0.0638m, 同样以孤立波波峰传播到 8.9m 处时为 0 时刻, 图 7 对比了 6 个时刻的波浪形态, $t=2.95s$ 时, 波浪产生弯卷的水舌; $t=3.01s$ 时, 水舌冲击防波堤; $t=3.1s$ 时, 波浪越过防波堤。图 8 对比了 6 支浪高仪数据, 吻合良好。

对于工况三, 水深为 0.256m, 和防波堤顶部齐平, 波高为 0.0589m。图 9 对比了 6 个时刻的波浪形态, 图 10 对比了 6 支浪高仪数据, 吻合良好。当波浪越过防波堤时, 并没有模拟出波浪出射的效果, 本模型计算结果对壁面展现出较强的依附性, 此外, 网格的精度也是一个重要原因。

图 11 对比了 3 个工况的点压力数据, 对于压力极值, 以及总体的趋势走向基本吻合, 对于工况 2 最后一个点处, 模拟结果没有达到实验中的极大值, 原因是本模型没有模拟出波浪出射的效果, 点 12 在射流与防波堤的作用点上。

总体而言, 从 3 个工况的浪高仪数据对比来看, 湍流模型的加入, 对破碎区域的计算结果影响较大。而在未破碎之前, 有无湍流模型的计算结果基本完全一致。与实验录像对比结果来看, 本模型计算结果表现出更强的黏性, 对于波浪的卷破特征能够较好的捕捉, 但是, 对于破碎之后产生的气液混合相以及水流出射的模拟结果并不好。

5 结论

本研究基于 OpenFOAM 开源程序建立数值水槽, 模拟了孤立波在斜坡堤上的传播。采用了该程序中的 RANS 模型并用 $k-\omega$ 两方程模型封闭进行求解。数值模型采用有限体积法离散, 使用 VOF 方法捕捉自由液面。计算域整体采用结构化网格, 在结构物附近采用一层非结构化网格, 在自由表面附近对网格进一步细化。最后与实验数据进行对比验证。研究发现, 本模型能够准确的模拟孤立波在斜坡堤上的浅化、破碎、越浪等演化过程。对于防

波堤上各点的压力分布也能给出较准确预测结果，可利用此模型展开进一步的研究工作。

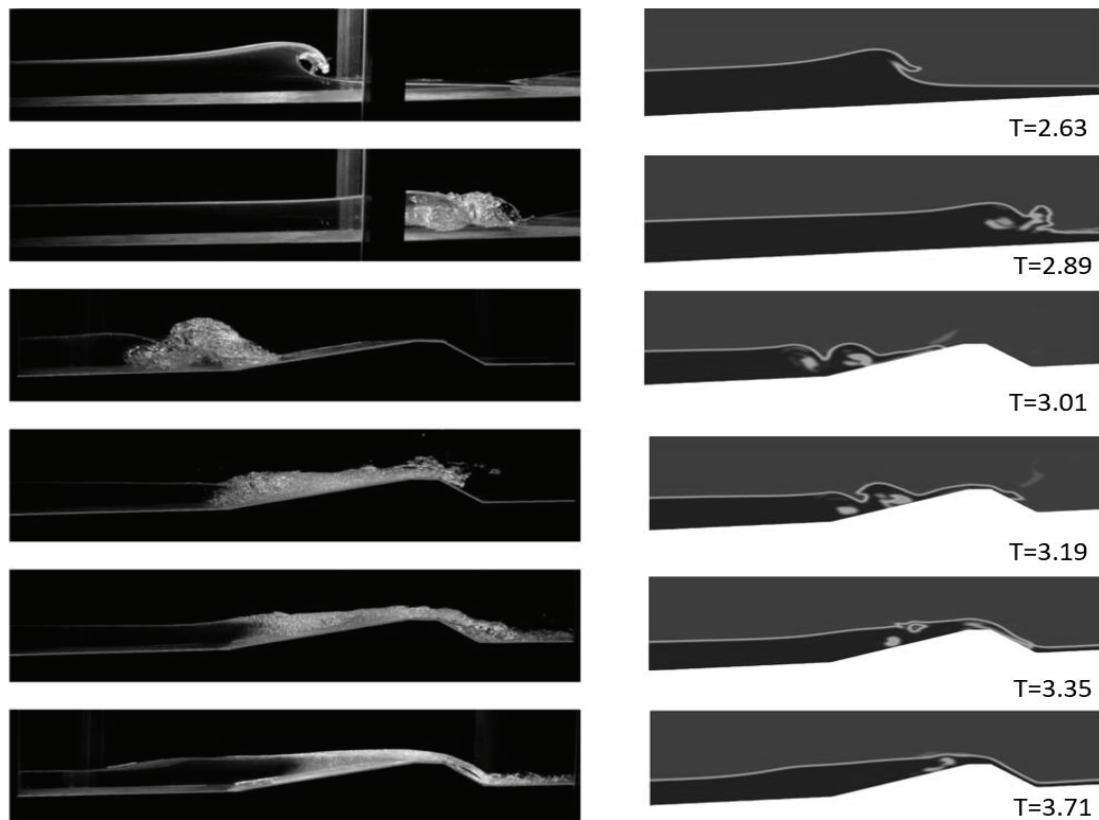


图5 工况一特征时刻与实验录像对比结果 (k- ω)

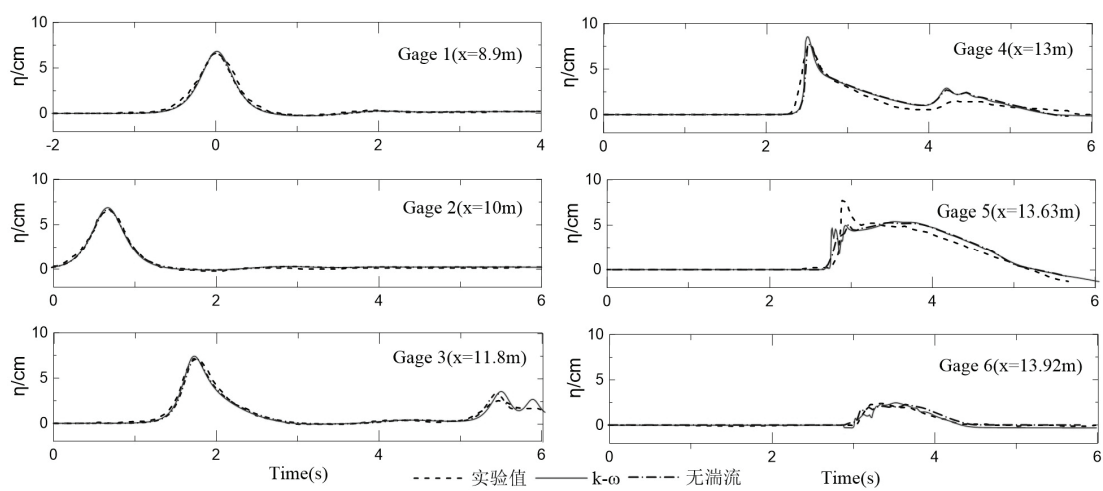


图6 工况一浪高仪对比结果

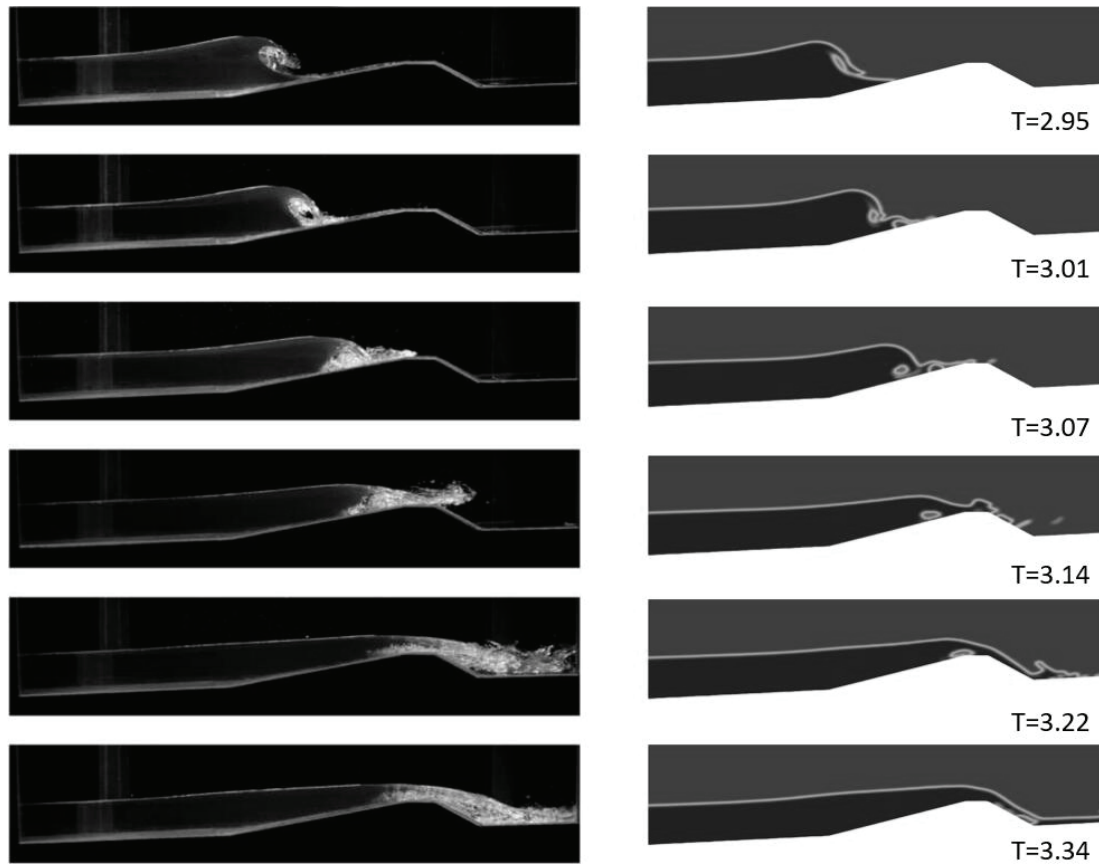


图7 工况二特征时刻与实验录像对比结果 (k- ω)

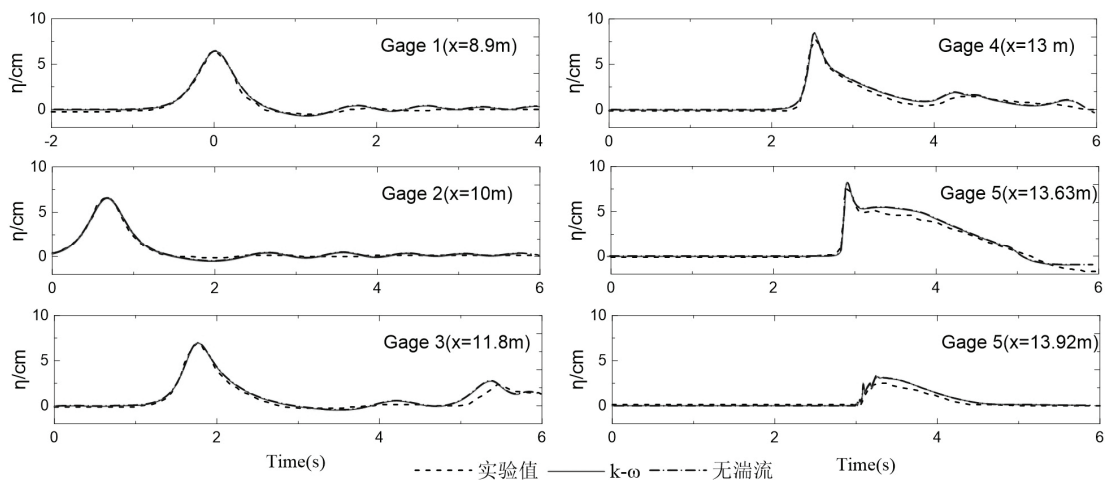


图8 工况二浪高仪对比结果

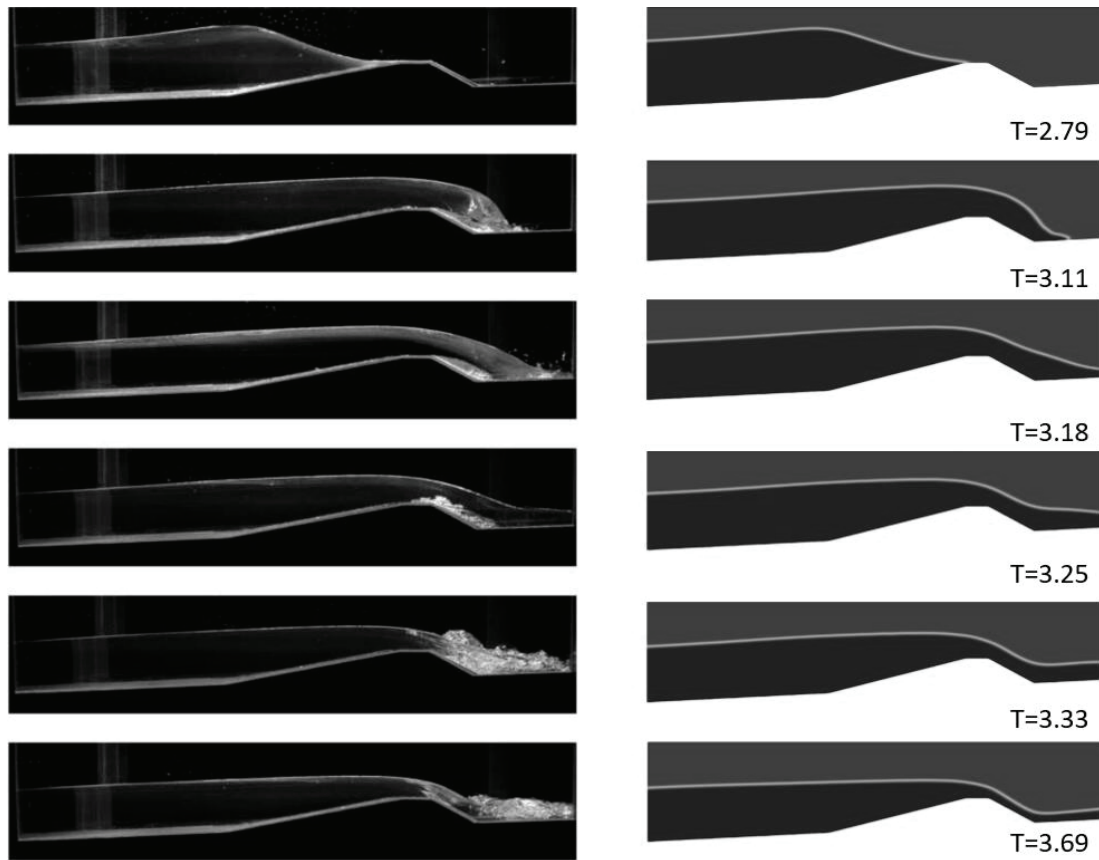


图9 工况三特征时刻与实验录像对比结果(k- ω)

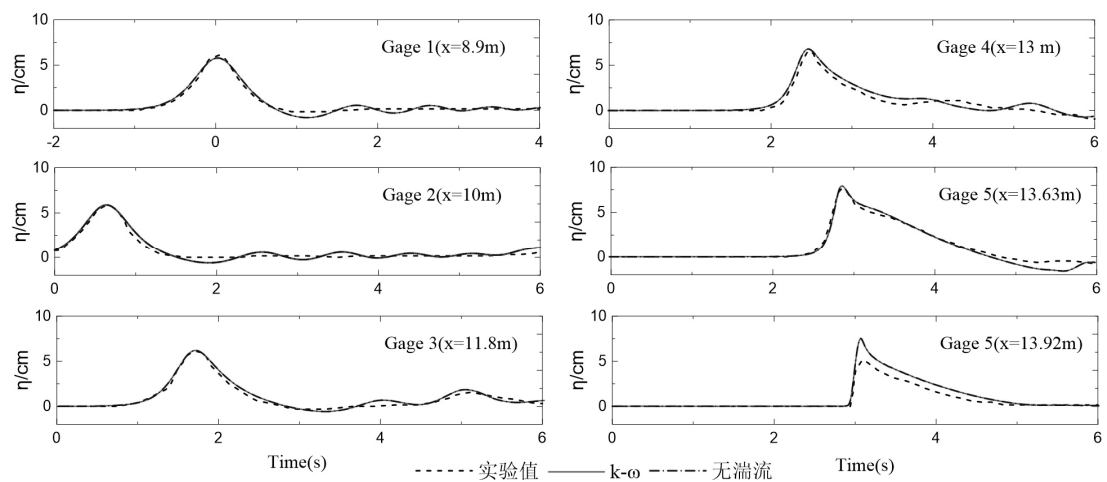


图10 工况三浪高仪对比结果

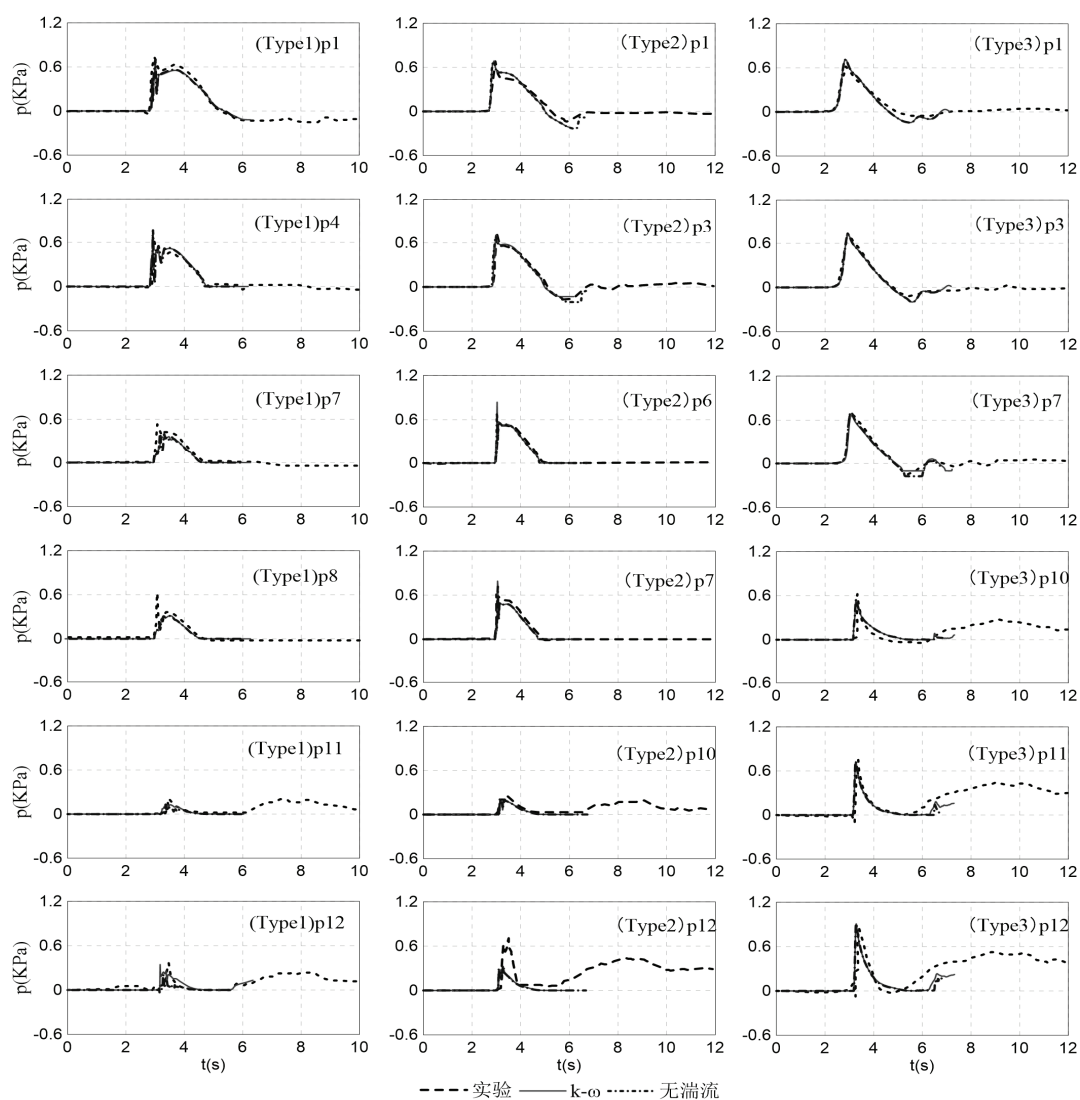


图 11 点压力对比结果

致谢

本研究得到中央高校基本科研业务费 (DUT18ZD214) 和国家自然科学基金 (51579034, 51779022) 资助。

参考文献

- 1 姚远, 蔡树群, 王盛安. 海啸波数值模拟的研究现状[J]. 海洋科学进展, 2007, 25(4):487-494.
- 2 姚宇, 杜睿超, 袁万成, 等. 珊瑚岸礁破碎带附近波浪演化实验研究[J]. 海洋学报, 2015, 37(12):66-73.
- 3 姚宇, 何文润, 李宇, 等. 基于 Navier-Stokes 方程珊瑚岛礁附近孤立波传播变形数值模拟[J]. 哈尔滨工

- 程大学学报, 2018, 39(2):392-398.
- 4 Hsiao S C, Lin T C. Tsunami-like solitary waves impinging and overtopping an impermeable seawall: Experiment and RANS modeling[J]. Coastal Engineering, 2010, 57(1):1-18.
 - 5 Chella M A, Bihs H, Myrhaug D, et al. Breaking solitary waves and breaking wave forces on a vertically mounted slender cylinder over an impermeable sloping seabed[J]. Journal of Ocean Engineering & Marine Energy, 2016, 3(1):1-19.
 - 6 Higuera P, Lara J L, Losada I J. Realistic wave generation and active wave absorption for Navier–Stokes models: Application to OpenFOAM® [J]. Coastal Engineering, 2013, No.71: 102-118.
 - 7 Jacobsen N G, Fuhrman D R, Fredsøe J. A wave generation toolbox for the open-source CFD library: OpenFoam® [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2012, vol.70, No.9: 1073-1088.
 - 8 Weller H.G, A new approach to VOF-based interface capturing methods for incompressible and compressible flow, Technical Report TR/HGW/04.
 - 9 OpenCFD Ltd., 2008. Greenshields C J. OpenFOAM User Guide[M]. Version3.0.1. OpenFOAM Foundation, Ltd, 2015.
 - 10 王福军. 流体机械旋转湍流计算模型研究进展[J]. 农业机械学报, 2016, 47(2).
 - 11 Wilcox D C. Turbulence modeling for CFD [M]. 3rd ed. California: DCW Industries Inc. , 2006. 7
Matsushima T, Marcus P S. A Spectral Method for Unbounded Domains . J. Comput. Phys., 1997,321–345

Numerical simulation of solitary wave propagation over a seawall

HANG Tao¹, FANG Ke-zhao^{*1}, SUN Jia-wen^{1 2}, LIU Zhong-bo³

(1. State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Science and Technology, Dalian, 116000, Email: kfang@dlut.edu.cn; 2. National Marine Environmental Monitoring Center, Dalian, 116023; 3. Transportation Engineering College, Dalian Maritime University, Dalian, 116026.)

Abstract: A numerical tank is established based on OpenFOAM open source program to simulate the propagation of solitary waves on a seawall. The Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) equation and the $k-\omega$ turbulence closure solver have been used. The propagation of solitary waves over constant water depth is firstly simulated for model validation and good agreements with the theoretical solution are found. The solution has been compared with the laboratory data. The numerical simulation of the propagation of the solitary wave on the seawall is conducted and the computed results are compared against the laboratory data. The comparison show that the model can accurately simulate the propagation, transformation and breaking process of the solitary wave.

Key words: solitary wave; seawall; RANS; wave breaking.

基于 δ -SPH 方法的双层水平板防波堤 水动力特性研究

陈永焜, 潘驰, MERINGOLO Domenico D., 刘勇

(中国海洋大学, 海岸与海洋工程研究所, 山东青岛, 266100)

摘要: 本研究基于弱压缩的光滑粒子流体动力学方法 (δ -Smooth Particle Hydrodynamics, δ -SPH), 建立数值波浪水槽, 研究规则波作用下淹没式双层水平板防波堤的水动力特性。通过与已有物理模型试验数据对比, 验证数值波浪水槽计算结果的合理性。通过数值算例分析, 研究水平板宽度对水平板所受波浪力的影响规律, 结果表明: 上层水平板所受波浪力大于下层水平板所受波浪力; 双层水平板防波堤所受向上总力和向下总力的最大值分别出现在水平板相对宽度 (板宽/波长) 0.25 和 0.31 左右。本研究数值分析有助于进一步理解双层水平板防波堤的水动力特性, 研究结果可为工程设计提供参考。

关键词: δ -SPH 方法; 双层水平板防波堤; 波浪力; 弱压缩

1 引言

水平板防波堤是一种新型防波堤结构, 该结构的主要优点包括: 提供有效掩护的同时可以保证良好的水体交换, 进而保护近岸水质和生态环境; 对海床地质条件要求不高, 能够适用于淤泥质海床。为提高水平板防波堤对潮位变化的适应性和掩护效果, 可以考虑采用双层水平板结构。

许多学者对水平板结构的水动力特性进行了试验和理论研究。Neelaman 和 Gayathri^[1]对单层自由水面板和双层板的防浪效果进行了物理模型试验研究, 发现双层水平板的掩护效果通常要优于单层水平板。Usha 和 Gayathri^[2]基于线性势流理论, 利用特征函数展开法对双层水平板型防波堤 (上层板位于自由水面) 的反射系数和透射系数进行了研究, 发现双层水平板型防波堤的掩护效果优于单层自由水面板、单层潜板 and 多层潜板。Liu 等^[3]利用特征函数展开法分析了双层水平板潜堤的水动力特性, 探讨了水平板厚度对反射系数和透射系数的影响规律。以上研究工作主要考虑水平板结构的掩护性能, 针对水平板防波堤非线性波浪荷载的数值分析工作不足。

本研究利用光滑粒子流体动力学方法 (Smooth Particle Hydrodynamic, SPH), 研究波浪对淹没式双层水平板防波堤的作用, 该方法最早由 Lucy^[4]、Gingold 和 Monaghan^[5]提出, 目前已经在海岸工程领域得到广泛应用。SPH 方法因其拉格朗日粒子特性, 在模拟水体大

变形问题上较之基于网格的方法具有独特优势。传统 SPH 方法在流固耦合分析中存在压力震荡问题, 为了避免这一问题, 采用 δ -SPH 方法^[6]。

根据 Bouscasse 和 Colagrossi^[7]提出的波浪力计算方法, 模拟分析双层水平板防波堤所受的波浪力, 研究双层水平板上无因次波浪力随着水平板相对宽度的变化规律, 为工程设计提供科学指导。

2 数值模型

采用拉格朗日形式的 Navier-Stokes 方程描述流体的运动:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{g} \quad (2)$$

式中, $\frac{d}{dt}$ 表示物质导数; ρ 、 $\mathbf{u}$ 、 p 、 $\mathbf{g}$ 分别为流体的密度、速度、压强和重力加速度; $\boldsymbol{\tau}$ 为剪切应力; $\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}$ 表示流体的黏性项。

利用 δ -SPH 方法对式 (1) 和式 (2) 进行离散, 同时为了避免压力震荡, 采用 δ -SPH 方法^[6]将人工耗散项引入方程 (1), 得到:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (\mathbf{u}_a - \mathbf{u}_b) \cdot \nabla_a W_b(r_a) + 2\delta c_0 \sum_b \psi_{ab} \frac{(\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a) \cdot \nabla_a W_b(r_a)}{\|\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a\|^2} \quad (3)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_a}{dt} = \mathbf{g} - \sum_b m_b \left(\frac{p_a}{\rho_a^2} + \frac{p_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_b(r_a) + \mu \sum_b \frac{m_b}{\rho_a \rho_b} \pi_{ab} \nabla_a W_b(r_a) \quad (4)$$

式中, δ 为定值, 本研究 $\delta = 0.1$; $\mu = \frac{\alpha c_s \rho h}{8}$, 其中 α 为定值, 取值范围为 0.01~0.05, 本研究 $\alpha = 0.01$, h 为光滑核函数的光滑长度, c_s 表示声速, 本研究 $c_s = 50$ m/s; $\psi_{ab} = (\rho_a - \rho_b)$, $\pi_{ab} = \frac{8(\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_a) \cdot (\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a)}{\|\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a\|^2}$ 。

在 δ -SPH 方法中, 将流体视为弱可压缩介质, 压力和密度之间的关系通过以下状态方程显式求解:

$$P = P_0 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (5)$$

式中, ρ_0 为流体的初始密度; γ 是常数, 取 $\gamma = 7$ 。 $P_0 = \frac{c_s^2 \rho}{\gamma}$ 为参考压强, 其中: c_s 为流场

中人工设定的声速，将流体密度的振荡幅度控制在 1% 以内，取 $c_s = 50 \text{ m/s}$ 。

考虑弱可压缩流体，数值计算程序编写简单，但是数值结果通常会受到声波的影响，为保证数值结果的准确性，需要消除声波造成的影响。当马赫数趋近于 0 时，可以认为方程（1）和方程（2）所得的结果由两部分组成：①不可压缩流体的结果，②声波的结果。特别是，压强 p 可以认为 $p = p_1 + p_2$ ，其中 p_1 表示不可压缩流体中的压强， p_2 表示声波的压强^[8]。本文声速 $c_s = 50 \text{ m/s}$ ，马赫数趋于 0，满足上述情况。本文采用小波变换对波浪力进行过滤。

目前基于 SPH 的波浪力计算方法主要有以下两种。

方法一：在结构物上布置足够多的压力计，任意压力计处的压强为：

$$p_a = \sum_b p_b W_{ab} V_b \quad (6)$$

式中，下标 a 表示压力计，下标 b 表示压力计测量域内的水粒子和边界粒子， V 表示粒子的体积。沿结构物表面对压强进行积分，可以得到结构物上波浪力的时间历程线。

方法二：直接计算波浪力，计算公式为^[7]：

$$F = \sum_{a \in \text{fluid}} \sum_{b \in \text{solid}} [-(p_a + p_b) + \rho_0 \nu \pi_{ab}] \nabla_a W_{ab} V_a V_b \quad (7)$$

其中， ν 表示水体的运动黏度系数， $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ 。

对比以上两种方法，方法一需要的粒子点数量较多，计算量较大，并且需要对数值结果进行后处理，因此本研究选择方法二计算水平板的波浪力。

3 数值结果验证

为验证本研究数值模拟结果的合理性，将数值模拟结果与林玉芳^[10]的物理模型试验结果进行比较。图 1 给出数值波浪水槽的布置示意图：水深 $d = 0.46 \text{ m}$ ，双层水平板长度 $B = 1 \text{ m}$ ，间距 $S = 0.1 \text{ m}$ ，放置在距离推板造波边界 6 倍波长处，在数值波浪水槽末端布置 1.5 倍波长的消波层。双层水平板上共布置 20 个压力计，分别布置在各水平板的上、下表面，其中 #1 ~ #5 测点布置在上层板上表面；#6 ~ #10 测点布置在上层板下表面；#11 ~ #15 测点布置在下层板上表面；#16 ~ #20 测点布置在下层板下表面。水平板上各压力计的具体布置见图 2。

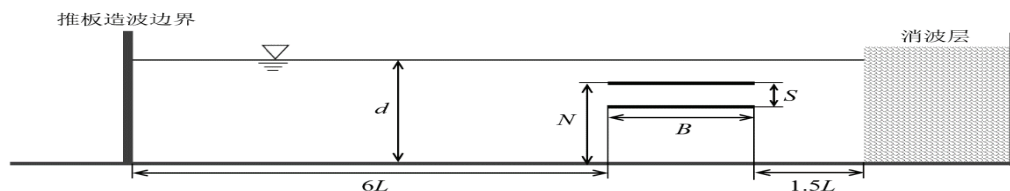


图 1 数值波浪水槽的布置示意图

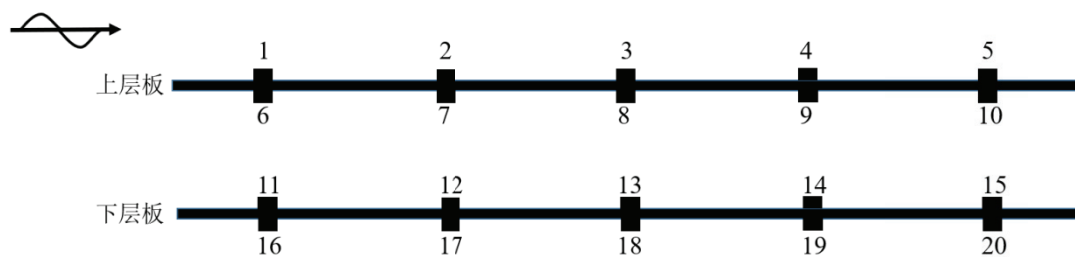
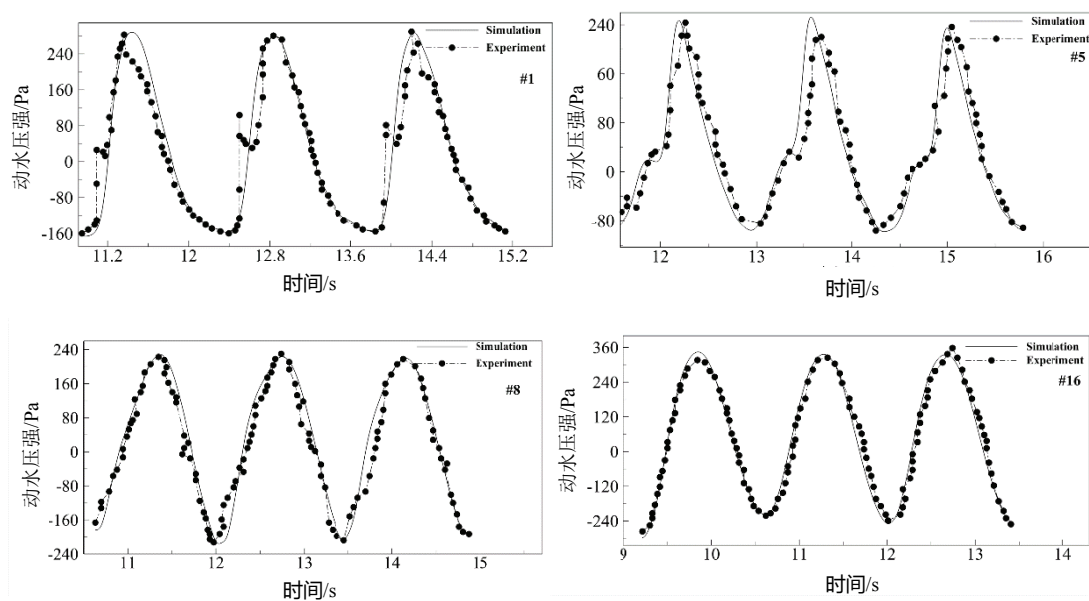


图2 水平板上压力计布置

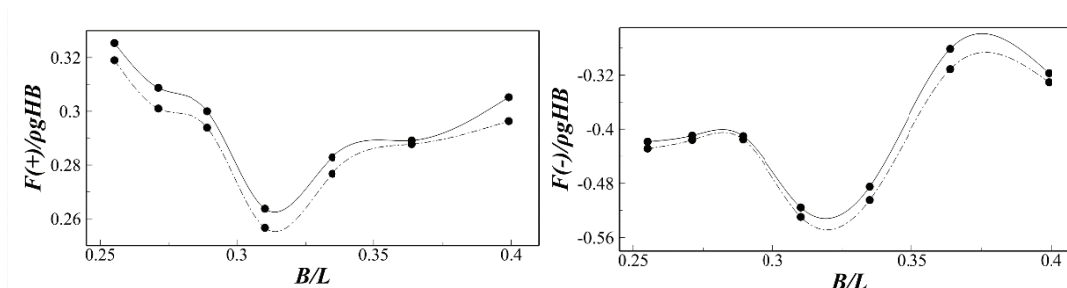
将各测点冲击压强时间历程线的数值模拟结果与试验结果进行了对比, 图3给出#1、#5、#8、#16四个典型测点处的对比结果, 计算条件为: 入射波周期 $T=1.4\text{s}$, 波高 $H=0.08\text{m}$ 。由图3可以看出, 基于 δ -SPH 方法的数值模拟结果与物理模型试验结果符合良好, 证明了数值模型的合理性。

图3 #1、#5、#8、#16 冲击压强时间历程线的数值模拟结果与试验结果对比^[10]

4 算例分析与讨论

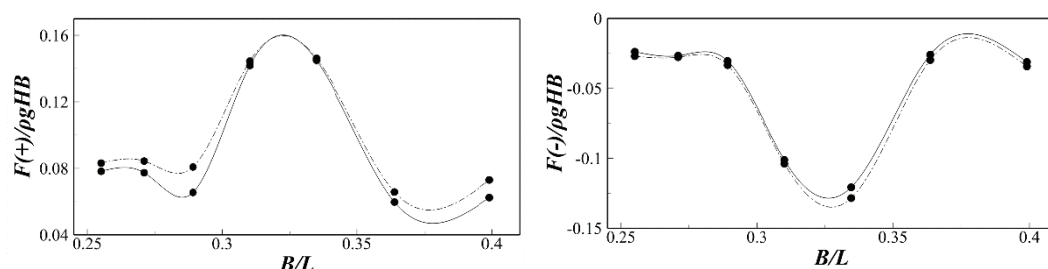
开展数值试验,分析双层水平板防波堤的相对板宽 B/L (板宽/入射波波长) 对结构总波浪力的影响规律。数值波浪水槽的布置同图 1。数模试验中,水深 $d=0.46\text{m}$,波高分别为 0.045m 、 0.05m ,周期为 $1.4\sim 2.0\text{s}$ (间隔为 0.1s)。

图 4 至图 6 给出不同相对板宽条件下,无因次总波浪力随相对板宽的变化规律。图中, $F(+)/\rho ghB$ 表示向上无因次总波浪力的最大值, $F(-)/\rho ghB$ 表示向下无因次总波浪力的最大值,实线为波高 $H=0.05\text{m}$,点划线为波高 $H=0.045\text{m}$ 。从图 4 可以看出:对于上层水平板,随相对板宽 B/L 的增加,向上无因次总波浪力最大值先减小后增大,在相对板宽约为 0.25 时达到最大,在相对板宽约为 0.31 时达到最小;向下无因次总波浪力最大值在相对板宽为 0.32 左右时达到最大。对比图 4 和图 5 可以看出:下层水平板承受的总波浪力最大值比上层水平板的总波浪力最大值小很多,当相对板宽约为 0.32 时,下层水平板向上和向下无因次总波浪力最大值达到最大。从图 5 可以看出:双层水平板的总无因次总波浪力最大值随相对板宽的变化趋势与上层水平板相近,当相对板宽约为 0.25 时,向上无因次总波浪力最大值达到最大,当相对板宽约为 0.31 时,向下无因次总波浪力最大值达到最大。



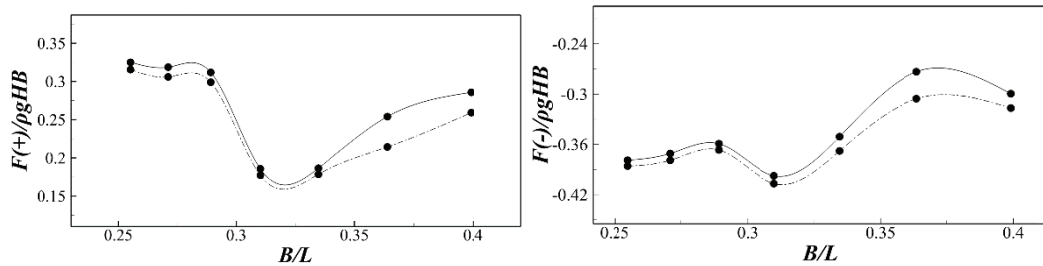
(a) 向上总波浪力最大值 (b) 向下总波浪力最大值

图 4 相对板宽对上层水平板总波浪力最大值的影响



(a) 向上总波浪力最大值 (b) 向下总波浪力最大值

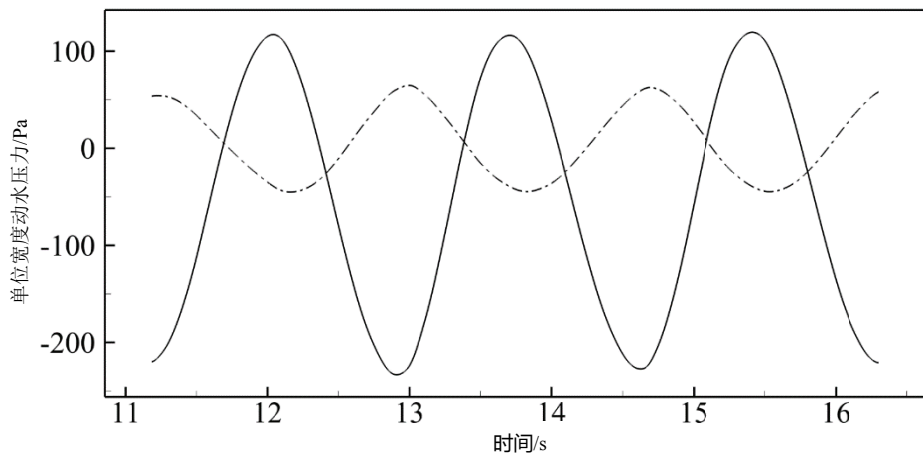
图 5 相对板宽对下层水平板总波浪力最大值的影响



(a) 向上总波浪力最大值 (b) 向下总波浪力最大值

图 6 相对板宽对双层水平板总波浪力最大值的影响

由图 4 至图 6 可以看出，上层水平板向上无因次总波浪力最大值随相对板宽变化的变化趋势与下层水平板向上无因次总波浪力最大值的变化趋势相反，但是与双层水平板向上无因次总波浪力最大值的变化趋势相近，本研究任意选取一种工况对这一现象进行分析。图 7 给出了波高 $H=0.045\text{m}$ ，周期 $T=1.7\text{s}$ 工况下，双层水平板防波堤的受力情况，其中实线代表上层水平板的单位宽度动水压力，点划线代表下层水平板的单位宽度动水压力。由图 7 可以看出：上层水平板与下层水平板单位宽度动水压力之间存在一个明显的相位差，当上层水平板向上受力达到最大值时，下层水平板向下受力基本达到最大值；上层水平板的单位宽度动水压力最大值远大于下层水平板的单位宽度动水压力最大值，对双层水平板的单位宽度总动水压力而言，上层水平板受力占主要部分，因此双层水平板向上无因次总波浪力最大值的变化趋势与上层水平板向上无因次总波浪力最大值的变化趋势相近。

图 7 双层水平板上下两板受力情况 ($H=0.045\text{m}$, $T=1.7\text{s}$)

5 结论

本研究基于 δ -SPH 方法,建立了波浪与双层水平板防波堤相互作用的数值模型。对比分析了数值模拟结果与物理模型试验结果,两者符合良好,证实了数值波浪水槽的合理性。模拟分析了相对宽度对双层水平板防波堤波浪力的影响规律,发现:上层水平板所受的波浪力远大于下层水平板所受的波浪力,工程设计中要重点关注上层水平板的强度;上层和下层水平的波浪力存在一明显相位差,上层水平板向上受力达到最大值的时间与下层水平板向下受力达到最大值的时间接近。

参考文献

- 1 S.Neelamani,T.Gayathri. Wave interaction with twin plate wave barrier[J].OceanEngineering,2006,33(3-4):495-516.
- 2 R.Usha, T.Gayathri.Wave motion over a twin-plate breakwater[J]. Ocean Engineering,2005,32 (8-9)
- 3 Liu Y, Li Y C, Teng B. Wave motion over two submerged layers of horizontal thick plates[J]. Hydrodynamics,2009, 21(4): 453–462.
- 4 LucyLB. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis[J].Astronomical Journal,1977,82(12):1013-1024.
- 5 Gingold R A,Monaghan J J. Kernel estimates as a basis for general particle methods in hydrodynamics [J]. Journal of Computational Physics,1982,46(3):429-453.
- 6 M.Antuono, A.Colagrossi, S.Marrone, D.Molteni, Free-surface flows solved by means of SPH schemes with numerical diffusive terms, Comput. Phys.Commun. 181 (3) (2010) 532–549.
- 7 B. Bouscasse, A.Colagrossi, S.Marrone ,M.Antuono.Nonlinear water wave interaction with floating bodies in SPH[J]. Journal of Fluids and Structures 42(2013)112–129.
- 8 Munz, C.D., Roller, S., Klein, R., Geratz, K.J., 2003. The extension of incompressible flow solvers to the weakly compressible regime. Comput. Fluids 32, 173–196.
- 9 D.D. Meringolo, A. Colagrossi, S. Marrone, F. Aristodemo, On the filtering of acoustic components in weakly-compressible SPH simulations, Journal of Fluids and Structures .70 (2017) 1–23.
- 10 林玉芳.浅淹没型双层水平板防波堤水动力特性研究[D].大连: 大连理工大学, 2012.

Analysis on hydrodynamic performance of horizontal twin-plate breakwater based on δ -SPH

CHEN Yong-kun, PAN Chi, MERINGOLO Domenico D., LIU Yong

(Institute of Coastal and Ocean Engineering, Ocean University of China, Qingdao, 266100)

Abstract: Based on weakly-compressible δ -SPH, a wave flume is developed to study the interaction between the waves and submerged horizontal twin-plate breakwater. The numerical results agree well with the experimental data in literature. Based on the numerical results, the relationship between the relative plate width and the wave forces on the horizontal twin-plate breakwater is analyzed. It is found that the wave force acting on the upper horizontal plate is larger than that on the lower horizontal plate. The maximum upward and downward wave force acting on the twin-plate occur at $B / L = 0.25$ and $B / L = 0.31$, respectively. The present numerical analysis is helpful to understand the hydrodynamic characteristics of the horizontal twin-plate breakwater, and the analysis results can provide reference for the engineering design.

Key words: δ -SPH; wave force; horizontal twin-plate break water; weakly-compressible

淮河蚌埠-洪泽湖段水文水动力模型的建立与验证

张明², 王玲玲^{*1,2}, 张凤山³, 唐洪武^{1,2}

(1.水文水资源与水利工程科学国家重点实验室, 江苏南京, 210098; 2.河海大学水利水电学院, 江苏南京, 210098; 3.中国电建集团华东勘测设计研究院有限公司, 浙江杭州, 311122.

Email:wanglingling@hhu.edu.cn)

摘要:淮河流域中游水系占地面积广阔, 防洪体系规模庞大且组成复杂, 加之淮河与洪泽湖密切的河湖连通关系, 流域的建模难度大。基于 MIKE, 选用 2013 年的地形资料建立淮河蚌埠以下段流域水文水动力模型, 其中, 水文模型采用集总式 NAM 模型, 水动力模型采用一二维耦合模型。该模型包括淮河干流蚌埠-老子山段、洪泽湖以及主要入、出湖河流。选用 2007 年洪水过程, 从洪泽湖水量平衡、淮河干流水位和流量以及湖区水位等方面对流域模型进行率定。模拟结果与实测值吻合良好, 可为淮河流域河湖水系的模拟以及防洪工程调度的研究奠定基础。

关键词: 水文水动力模型; MIKE FLOOD; NAM; 蚌埠-洪泽湖

1 引言

淮河流域地跨河南、安徽、江苏、山东和湖北五省, 在国民经济中具有非常重要的地位^[1], 洪泽湖西纳淮河, 南入长江, 东贯黄海, 北连沂沭水系, 是淮河中游、支流与下游河道的联结点; 另外淮河降雨集中在每年的 6—8 月, 水位受降雨的影响较大。目前, 淮河流域中游水系仍然存在整体防洪标准偏低、洪泽湖及其周边圩区防洪矛盾突出、防洪工程相互影响与运行方案需进一步优化等问题, 因此迫切需要研究该河段的水流特性。

流域通常具有尺度较大、结构复杂的特点, 因此, 流域水文水动力耦合模拟的研究难度较大。近年来, 随着现代水文学、计算水力学和计算机技术的快速发展, 运用流域水文模型和水动力模型开展流域数值模拟研究已成为国内外的的重要手段^[2]。针对洪泽湖及周边

基金项目: 国家重点研发计划资助项目(2017YFC0405605, 2016YFC0401503); 国家自然科学基金项目资助(51479058, 51609068); 高等学校学科创新引智计划资助(B17015)

河段建立起来的数学模型，贲鹏^[3]利用蚌埠闸至老子山段一维水动力数学模型开展了该河段现状泄流能力计算，利用浮山至老子山段二维数学模型研究了该河道滩槽的泄流能力；虞邦义^[4]针对淮河干流浮山至洪泽湖出口段河道呈倒比降、入湖河段河道分汊的特点，建立了一、二维耦合洪水演进数学模型，对河道段采用一维水流数学模型计算洪水波的传播，对湖泊采用平面二维水流数学模型模拟水流流动；梁云等^[5]利用 MIKE21 水动力学模型，模拟了洪泽湖的水位变化过程。目前的研究中针对湖区、河道、行蓄洪区等单独建立的模型较多，且没有考虑降雨—径流模块。由于蚌埠—洪泽湖段有花园湖、鲍集圩等重要的行蓄洪区^[6]，且洪泽湖湖区入湖河道较多，水动力特性复杂，因此有必要建立一个以淮河中游重要控制站蚌埠为起点，至洪泽湖出口段的整体模型。基于 MIKE NAM 水文模块以及 MIKE11、MIKE 21 水动力模块，建立了淮河中游蚌埠-洪泽湖段流域水文水动力模型，并采用 2007 年淮河流域洪水过程率定模型参数，其成果可为今后淮河流域河湖水系的规划调整、防洪调度、干流河道疏浚等方面的研究打下基础。

2 模型建立

2.1 控制方程与数值方法

一维河道水动力过程可描述为符合有关物理定律的 Saint-Venant 方程组，包括连续方程（质量守恒定律）和动量方程（牛顿第二定律）：

$$\frac{\partial Q}{\partial x} + B_t \frac{\partial Z}{\partial t} = q \quad (1)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + 2u \frac{\partial Q}{\partial x} + (gA - Bu^2) \frac{\partial Z}{\partial x} - u^2 \frac{\partial A}{\partial x} \Big|_z + g \frac{n^2 |Q| Q}{AR^{4/3}} = 0 \quad (2)$$

式中： x 为河道纵向坐标； t 为时间； n 为糙率系数； Q 为断面流量； Z 为水位； q 为单位河长的旁侧入流量； A 为过水断面面积； u 为过水断面平均流速； R 为过水断面水力半径； $\frac{\partial A}{\partial x} \Big|_z$ 为水位相同时的断面沿程变化率； g 为重力加速度； B_t 为河宽 B 与附加滩地宽度 B_w 之和。

采用的 Abbott-Ionescu 六点隐格式对方程进行离散，并用追赶法进行求解。

平面二维非恒定流计算的控制方程为沿水深积分平均的 N-S 方程，可写为如下的通用格式：

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial f(\phi)}{\partial x} + \frac{\partial g(\phi)}{\partial y} = b(\phi) \quad (3)$$

式中： $\phi = [h, hu, hv]^T$ 为守恒物理量； $f(\phi) = [hu, hu^2 + gh^2/2, huv]^T$ 为 x 向通量； $g(\phi) = [hv, huv, hv^2 + gh^2/2]^T$ 为 y 向通量；源（或汇）项 $b(\phi) = [b_1, b_2, b_3]^T$ ，其中， $b_1 = 0$ ； $b_2 = gh(S_{0x} - S_{fx}) + S_{wx}$ ； $b_3 = gh(S_{0y} - S_{fy}) + S_{wy}$ 。

模型通过二阶 TVD 格式来进行离散。

2.2 研究区域概况

淮河中游蚌埠—老子山段长约 180 km，淮河于老子山汇入洪泽湖。洪泽湖承接上游 15.8 万 km^2 的来水，正常水位 12.5 m。淮河洪水经洪泽湖后主要由二河、入海水道、入江水道以及苏北灌溉总渠等水道分泄至下游。本研究区域为淮河中游蚌埠以下段及两岸行蓄洪区、洪泽湖区及其周边入出湖河流，如图 1 所示。流域模型包括水文模型、一维河网与二维湖泊及行蓄洪区水动力模型。

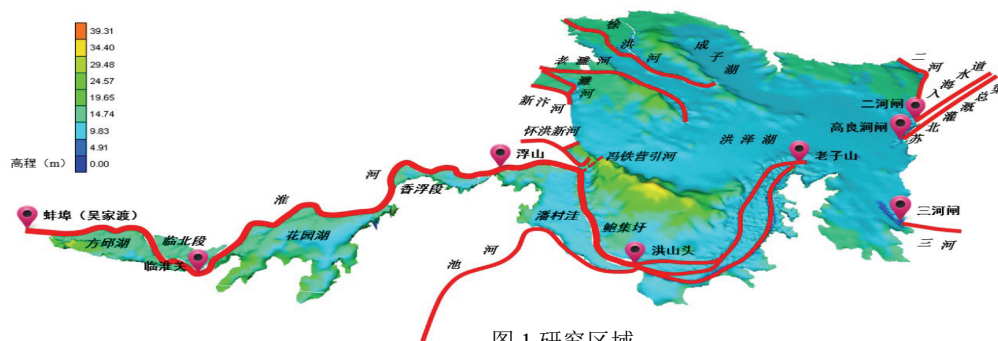


图 1 研究区域

2.3 水动力数学模型参数

一、二维模型在耦合边界处实现水力要素的传递。在一维模型中添加侧向引渠，通过 MIKE FLOOD 标准连接形式将引渠与洪泛区进行耦合，考虑耦合边界处的动量传递，并将通过边界处的水流按照二维网格单元水深分配到各单元中。

一维河网总长约 310 km，包括淮河干流蚌埠（吴家渡）—洪山头段、怀洪新河双沟及下草湾入湖段、池河、新汴河、濉河、新濉河及冯铁营引河共 7 条入湖河道，以及二河、三河、苏北灌溉总渠 3 条出湖河道。

二维区域总面积约 4500 km^2 ，网格数量为 49076，最小网格面积为 512 m^2 。计算范围包括洪泽湖及其周边滞洪区，以及 6 个现状行洪区。

通过 MIKE RR 模块中的 NAM 模型构建水文模型，计算区域内雨量站的选取遵循河网全覆盖的原则。区域内的降雨径流过程通过 NAM 模型进行计算，最后按照分布式的旁侧入流均匀汇入一维河道中。

3 模型验证

选取 2007 年洪水过程作为率定工况，计算时段为 2007 年 6 月 28 日至 8 月 27 日。需从 NAM 模型参数、入出湖水量及流量、一维淮河干流水位以及二维洪泽湖水位等 4 方面进行全面率定。通过 Nash-Sutcliffe 效率系数 $NSE^{[7]}$ 判别模拟值与实测值的吻合程度，计算公式

如下：

$$NSE = 1 - \frac{\sum_{t=1}^T (Q'_t - Q'_m)^2}{\sum_{t=1}^T (Q'_t - \overline{Q'_0})^2} \quad (4)$$

式中： Q_0 指观测值； Q_m 指模拟值； Q'_t 指 t 时刻的值； $\overline{Q'_0}$ 表示总平均观测值

3.1 NAM 模型参数

NAM 模型的主要参数为地表储水层储水容量 $U_{\max}$ 、浅层储水层储水容量 $L_{\max}$ 、地表径流系数 CQ_{OF} 、土壤中流出流时间系数 CK_{IF} 、地表径流和土壤中流的汇流时间系数 CK_1 和 CK_2 。通过计算时段内小柳巷的流量过程率定以上 5 个参数，率定结果如图 2 所示。小柳巷洪峰流量偏差不到 3%，峰现时间均为 7 月 22 日，偏差小于 2h，NSE 系数达到 0.986，表明水文模型的产汇流计算结果达到了较高的精度。

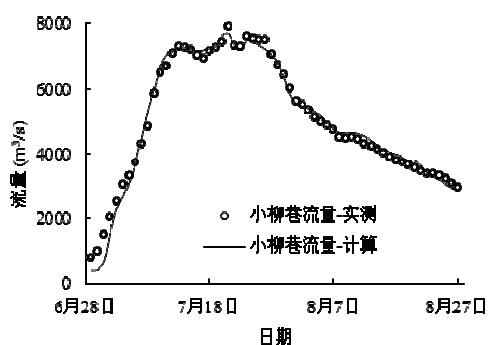


图 2 小柳巷流量率定结果

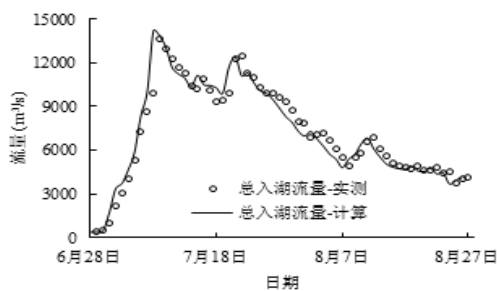


图 3 洪泽湖入湖流量过程

3.2 洪泽湖入出湖流量过程及总水量

以水文模型率定结果为基础，对 2007 年洪水期洪泽湖入出湖流量过程进行率定，作为计算时段内水量率定的依据。如图 3 所示的洪泽湖总入湖流量过程计算值与实测值吻合程度较好，NSE 系数达到 0.984。

3.3 淮河干流水位

在一维河网中，临淮关站为行洪区启用的控制站，浮山站为行洪区下游的重要控制站点，因此选取临淮关、浮山站的水位过程率定模型糙率、水闸系数等模型参数的合理性。淮河干流的水位率定结果如图 4 所示。、临淮关、浮山水位过程的 NSE 系数分别达到 0.991、0.993，各站峰值水位偏差均小于 1%，表明模型计算结果与实测值吻合程度较好。

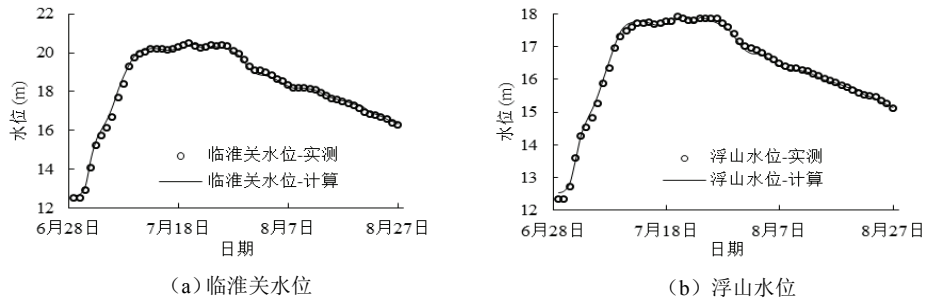


图4 淮河干流水位过

3.4 洪泽湖水位

分析洪泽湖蒋坝站水位过程,如图5所示,从7月11日到8月1日,由于二河新闻的启用,蒋坝站实测水位开始降低。对于不启用二河新闻的情况,文献^[8]通过调洪演算得到蒋坝还原水位,与模型计算结果相近,NSE系数达到0.976。

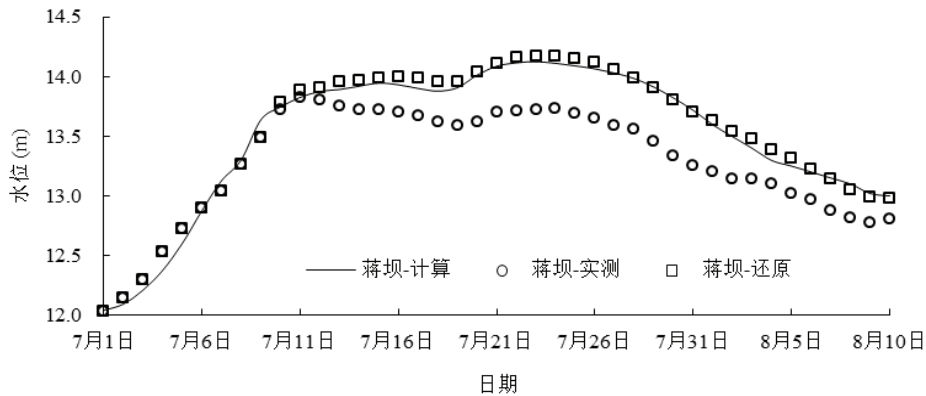


图5 蒋坝水位过程

4 结论

本研究建立了淮河蚌埠—洪泽湖段流域水文水动力模型,考虑到研究区域面积广大且防洪工程调度运行较为复杂,故采用整体与局部相结合的方式进行模型率定,选取2007年洪水过程作为率定工况,率定内容包括水文模型参数、洪泽湖进出水量、淮河干流水位以及洪泽湖水位等,结果表明,该流域模型在计算区域整体的模拟中达到了较高的精度,可应用于淮河干流与环洪泽湖防洪工程体系的模拟以及防洪调度研究。

参考文献

- 1 国务院发展研究中心发展战略和区域经济研究部和水利部淮河水利委员会联合课题组. 淮河流域行蓄

- 洪区管理政策研究[M]. 北京: 中国发展出版社, 2009.
- 2 李云良等. 湖泊流域系统水文水动力联合模拟研究进展综述[J]. 长江流域资源与环境, 2015, 24(2): 263-270.
- 3 贲鹏. 淮河中游蚌埠闸至老子山段河道水动力数学模型研究及其应用[D]. 合肥: 合肥工业大学, 2010.
- 4 虞邦义, 倪晋, 杨兴菊, 等. 淮河干流浮山至洪泽湖出口段水动力数学模型研究[J]. 水利水电技术, 2011, 42(8):38-42.
- 5 梁云, 殷峻暹, 祝雪萍, 等. MIKE21 水动力学模型在洪泽湖水位模拟中的应用[J]. 水电能源科学, 2013(1):135-137.
- 6 水利部淮河水利委员会. 淮河流域综合规划(2012~2030 年)[Z]. 国函〔2013〕35 号批复, 2011
- 7 Nash J E, Sutcliffe J V. River flow forecasting through conceptual models, Part I: A discussion of principles[J]. Journal of Hydrology, 1970, 3(10): 282-290
- 8 中华人民共和国水利部水文局, 水利部淮河水利委员会. 2007 年淮河暴雨洪水[M]. 北京: 中国水利水电出版社, 2010.

Establishment and verification of hydrological-hydrodynamic model for Huaihe River from Bengbu to Hongze Lake

ZHANG Ming², WANG Ling-ling^{*1,2}, ZHANG Feng-shan³, TANG Hong-wu^{1,2}

(1.State Key Laboratory of Hydrology-Water Resources and Hydraulic Engineering,Hohai University, Nanjing 210098,China; 2.College of Water Conservancy and Hydropower Engineering,Hohai University,Nanjing 210098,China; 3.Powerchina Huadong Engineering Corporation LimitedHangzhou 311122.China.Email:wanglingling@hhu.edu.cn)

Abstract: The river system in the middle reaches of the Huaihe River Basin has a vast area, and the flood control system is large in size and complex in composition. In addition to the close relationship between the Huaihe River and the Hongze Lake, it is difficult to model the basin. Based on MIKE, the geographic data of 2013 was used to establish a hydrodynamic model for the lower reaches of the Huaihe River. The hydrological model uses the lumped NAM model and the hydrodynamic model uses a two-dimensional coupled model. The model includes the Huaihe River mainflow from Bengbu to Laozishan, Hongze Lake, and the main into or out of the Lake Rivers. The 2007 flood process was selected to calibrate the basin model from the water balance of Hongze Lake, the water level and flow of the main Huai River, and the water level of the lake. The simulation results are in good agreement with the measured values, which can lay a foundation for the simulation of the rivers and lakes in the Huaihe River Basin and the study of the flood control projects scheduling.

Key words: Hydrological-hydrodynamic model; MIKE FLOOD; NAM; Bengbu-Hongze Lake

管道端部泥沙冲刷的三维数值模拟

史舒婧, 黄杰, 梁东方, 张景新

(上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院, 上海, 200240, Email: ssjjsjr@sjtu.edu.cn)

摘要: 海底排污口将成为沿海地区可持续和环境敏感的废水管理战略的重要组成部分。本研究基于 N-S 方程和有限体积法, 在 FLUENT 中进行二次开发, 通过用户定义函数 (UDF) 使用有限差分方法求解泥沙输运方程, 建立了模拟海底管线周围三维流动和冲刷的数值模型。根据一段时间内的推移质输沙率得到床面节点的高程变化, 再通过动网格技术更新床面网格形状, 并采用了一种对流场计算时间与床面冲刷计算时间进行耦合的方法来提高计算效率。利用该数值模型, 模拟了沿管道展向初始冲坑的深度变化, 分析三维流动与冲坑肩部发展的规律, 得到了冲坑展向发展的特点。

关键词: 海底管道; 三维冲刷; FLUENT; 用户自定义函数 (UDF)

据联合国统计, 世界上有一半人口生活在 60km 的海域, 3/4 的大城市都位于海岸。随着沿海经济的发展, 以及沿海地区兴建的石油化工企业, 不可避免造成大量经过处理的污水被排放到海洋中, 海洋排污口被不断应用。由于污水排海是有严格要求的, 不仅控制排污混合区的位置和范围, 而且需要在不影响周围海域的使用功能和生态平衡的前提下, 选定合适的排污口位置。因此, 研究海底排污管道的安全稳定和影响范围对海洋生态环境具有重大意义。

本研究在前人建立的“水下结构物周围泥沙冲刷的通用计算模型”基础上, 在 FLUENT 中进行二次开发, 通过用户定义函数 (UDF) 使用有限差分方法求解泥沙输运方程, 建立三维冲刷的数值模型, 模拟不同时刻下海底管道周围泥沙冲刷, 从而得到管道端部的冲坑发展规律。

1 数学模型

1.1 流动方程

假设流体为不可压缩的流动, 控制方程为 Navier-Stokes 方程和连续性方程:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \Delta u_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

式中, t 为流动时间, x_i 为三维笛卡尔坐标系下 3 个方向的坐标, u_i 为 3 个方向上的速度分量, ρ 为流体密度, p 为压力, μ 为动力黏度, τ_{ij} 为雷诺应力。

1.2 湍流模型

对三维非定常的 N-S 方程平均后, 得到相应的平均方程, 此时平均方程中增加了未知的雷诺应力项, 从而形成了湍流基本方程的不封闭问题。Boussinesq 假设提出引入涡黏度 μ_t 来模拟湍流流动, 通过涡黏度将雷诺应力和平均流场联系起来:

$$\tau_{ij} = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3)$$

其中, k 是湍流动能, δ_{ij} 是 Kronecker 符号。

本研究采用标准 $k-\varepsilon$ 模型来求解两个附加的输运方程, 从而得到湍流动能 k 和湍流耗散率 ε :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon^1} \frac{\varepsilon}{k} G_k - \rho C_{\varepsilon^2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

再通过湍流动能 k 和湍流耗散率 ε 的函数计算得到涡黏度 μ_t :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

其中, $G_k = 2\mu_t S_{ij} S_{ij}$ 是湍动能产生项, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$ 是平均应变率, σ_k 和 σ_ε 分别是

湍流动能和湍流耗散率所对应的 Prandtl 数, C_{ε^1} 和 C_{ε^2} 为经验常数。标准 $k-\varepsilon$ 模型的各项参数数值如下表 1 所示。

表 1 标准 $k-\varepsilon$ 模型的各项参数数值

C_μ	σ_k	σ_ε	C_{ε^1}	C_{ε^2}
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92

1.3 泥沙输运模型

研究推移质, 不考虑悬移质的影响, 并且假定泥沙为均匀的颗粒。前人通过实验给出了许多关于推移质输运的经验公式, 本研究采用 Van Rijn^[1]提出的推移质输沙率公式来计算:

$$T = \frac{u_{*s}^2 - u_{*cr}^2}{u_{*cr}^2} \quad (7)$$

$$q_b = \begin{cases} 0.053 \sqrt{g(s-1)d_{50}^3} \frac{T^{2.1}}{D_*^{0.3}}, & T > 0 \\ 0, & T \leq 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中, T 为无量纲超出剪应力, q_b 为推移质单宽输沙率, u_{*s} 为表面摩阻产生的摩阻速度分量 (在床面平整、无沙波和沙垄时, $u_{*s} = u_*$, u_* 为总摩阻速度), u_{*cr} 为泥沙起动的临界摩阻速度, s 为泥沙比重, $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ 为重力加速度, d_{50} 为泥沙中值粒径, D_* 为无量纲粒径:

$$D_* = \left[\frac{g(s-1)}{\nu^2} \right]^{1/3} d_{50} \quad (9)$$

式中, ν 是水的运动黏度。通过引入 Shields 数 $\theta = \frac{u_*^2}{g(s-1)d_{50}}$ 计算泥沙起动的临界摩阻速度 u_{*cr} :

$$\theta_{cr0} = \frac{0.30}{1+1.2D_*} + 0.055[1 - \exp(-0.020D_*)] \quad (10)$$

其中, θ_{cr0} 是水平床面上泥沙起动的临界 Shields 数。在倾斜床面上, 临界 Shields 数 θ_{cr0} 可以被修正^[2]为 θ_{cr} :

$$\frac{\theta_{cr}}{\theta_{cr0}} = \cos \alpha + \frac{\sin \alpha}{\tan \Phi} \quad (11)$$

式中, α 是床面的倾角, Φ 是泥沙水下休止角。

1.4 床面变形方程

根据推移质输沙平衡, 由冲淤方程来表示床面高程变化:

$$\frac{\partial h_b}{\partial t} = \frac{1}{1-po} \left[-\frac{\partial q_{bi}}{\partial x_i} + D + E \right] \quad (12)$$

式中, q_{bi} 为推移质输沙率 q_b 在 x_i 方向上的分量, 对于二维流动, $i = 1$, 对于三维流动, $i = 1, 2$; h_b 为床面高程; po 为床沙孔隙率; D , E 分别是悬移质的沉积项与起动项。本研究仅考虑受推移质对床面变化的影响, 故式 (12) 可以写为:

$$\frac{\partial h_b}{\partial t} = \frac{1}{1-po} \left[-\frac{\partial q_{bi}}{\partial x_i} \right] \quad (13)$$

推移质输沙率 q_b 的方向近似地看作与水流方向一致, 床面形状的更新由局部重构动网格^[3]的方法完成, 即在每个时间步更新床面上的网格节点高程来模拟床面变形过程。

2 数值模型

本模拟计算中,使用商业软件 FLUENT 作为流动求解器,求解具有 $k-\varepsilon$ 标准湍流闭合的非定常雷诺平均 Navier-Stokes 方程。在计算流量时,通过有限体积法离散控制方程,即将计算域划分成一系列互不重合的控制体,在每个控制体上对控制方程进行积分得到离散方程。压力和速度的耦合使用 SIMPLEC (使压力场改进与速度场改进同步进行) 算法,这是由 Van Doormal 和 Raithby 提出的 SIMPLE 改进算法之一。

在入口边界定义来流为充分发展的水力光滑紊流:

$$u(z) = \min\{u_* / \kappa \ln(z / z_0), u_0\} \quad (14)$$

式中, $u_* = \kappa u_0 / \ln(\delta / z_0)$ 为摩阻流速, δ 为边界层厚度, $z_0 = 2.5d_{50} / 30$ 为底部摩阻长度, 卡门常数 $\kappa = 0.42$ 。入口断面边界条件^[4]定义为:

$$k(z) = \max\left\{C_\mu^{-1/2} \left(1 - \frac{z}{\delta}\right)^2 u_*^2, 0.0005u_0^2\right\} \quad (15)$$

$$l(z) = \min\left\{\frac{\kappa z}{1 + 1.5z/\delta}, C_\mu \delta\right\} \quad (16)$$

$$\varepsilon(z) = \frac{C_\mu^{3/4} k(z)^{3/2}}{l(z)} \quad (17)$$

其中, $l(z)$ 为紊流长度尺度。底部床面边界采用标准壁面函数, 出口断面为自由出流, 液面采用刚盖假定。

床面变形方程 (13) 在二维冲刷过程计算中, 采用简单的前后差分格式离散; 而在三维冲刷过程中, 计算域采用非结构化四面体划分, 且将管线周围的计算网格加密, 在底部床面的三角形网格面上求解床面变形方程, 时间上采用前后差分格式离散, 空间上在三角形网格面采取图 1 所示的方法^[5]离散得到网格面中心的偏导数:

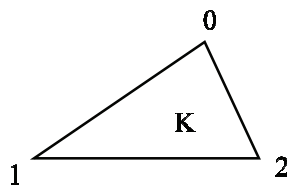


图 1 三角差分方法

对于坐标系中的平面三角形 K (图 1), 有如下的偏导数:

$$\begin{aligned}\left.\frac{\partial q}{\partial x}\right|_K &= \frac{1}{|D|} \begin{vmatrix} 1 & q_0 & y_0 \\ 1 & q_1 & y_1 \\ 1 & q_2 & y_2 \end{vmatrix} \\ \left.\frac{\partial q}{\partial y}\right|_K &= \frac{1}{|D|} \begin{vmatrix} 1 & x_0 & q_0 \\ 1 & x_1 & q_1 \\ 1 & x_2 & q_2 \end{vmatrix}\end{aligned}\quad (18)$$

$$|D| = \begin{vmatrix} 1 & x_0 & y_0 \\ 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \end{vmatrix}\quad (19)$$

其中, q_i , x_i , y_i ($i=1,2,3$) 分别表示三角形 K 第 i 个顶点的输沙率和坐标值。

本计算中, 流场的变化和床面的冲刷同时发生, 由于两者的时间尺度之间存在巨大差异, 如果实时模拟流场和冲刷将付出高昂的代价。为了克服这个困难, Liang^[6-7]提出了一个时间推进方法来提高效率。由于冲刷计算的时间尺度大于流动计算的时间尺度, 时间推进方法针对流动计算与冲刷计算分别采用了不同的时间步长, 通过增大冲刷时间尺度来加速计算。本研究将全部采用无量纲时间 $t_0 = tu_0/D$ (t 为流动时间, u_0 为来流速度, D 为特征长度) 进行计算, 取 $\Delta t_{\text{flow}} = 0.01$, $\Delta t_{\text{morph}} = 0.1$, $n=10$ 作为标准的计算时间步长。

3 模型验证

本文利用 FLUENT 软件, 通过水平管道周围的二维冲刷计算, 并与前人的实验数据[8]进行比较, 验证本文中数值冲刷模型的准确性。对于近水平管道周围的绕流, 当跨度 $b = L/D > 10$ 时, 沿管道方向的影响可以忽略不计, 可将该问题视为二维对称面上的流动。

管道的中心放置在 $(x, y) = (0, 0.5D)$, $D=100\text{mm}$, 距离床面的高度为 0。管道前长 $8.0D$, 管道后长 $12.0D$, 计算域高度为 $3.5D$ 。由于本数值模型未考虑到渗流的影响, 故在管道下方设置了一个深 $0.1D$ 的正弦曲线形状初始冲刷坑。计算网格采用非结构化三角形网格, 管道周围边界层第一层的网格厚度为 0.19mm , y^+ 值不超过 5.0, 加密了床面和管道附近的网格。

床沙中值粒径为 $d_{50} = 0.36\text{mm}$, 泥沙休止角 $\Phi=30^\circ$, 来流速度控制为 0.4m/s , 使得来流 Shields 数 $\theta_\infty = 0.048$ 。

图 2 比较了平衡状态时数值模型预测的冲刷床面与实验中测得冲刷床面。结果表明, 数值模拟结果与实验结果吻合良好。

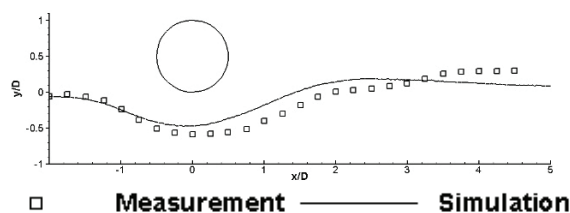


图2 平衡时冲刷床面的比较

4 管道端部的三维冲刷

使用验证结果良好的数值模型来模拟长度为 $6.0D$ 的管道周围的流场和冲刷过程,计算域如图3所示。由于管道周围绕流关于中线处 YZ 平面对称,为了减少计算量,可以将计算域减少一半。管道前长 $5.0D$,管道后长 $12.0D$,计算域高度为 $3.5D$,宽度为 $5.0D$ 。在管道正下方设置了一个正弦曲线形状的初始冲刷坑,冲刷坑的深度沿管道轴线线性变化,在管道对称面处($x=0$)深度为 $0.2D$,在管道端部($x=3D$)深度为 $0.1D$,初始冲刷坑在管道端部向外延伸出一个半径为 $0.5D$ 的半圆。

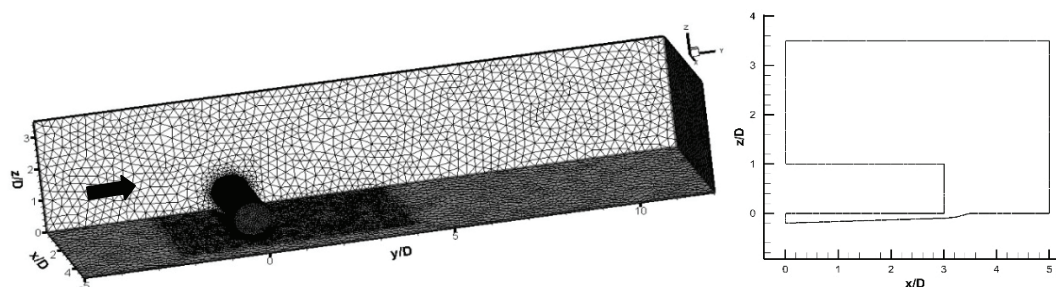


图3 模型计算域及管道轴线处剖面形状

在 $Y-Z$ 平面上,管道端部圆管附近的压力分布如图4所示。图4中可以看出,圆管前方压力较大,后方压力较小,两侧产生较大的压力差。在管道两侧压力差的作用下,管道下方会发生渗流作用,当流速大于泥沙颗粒的起动流速时,泥沙颗粒将随渗流方向运动,管道与床面间会产生一定的空隙(微孔)。随着水流的进一步作用,加速了空隙扩大,形成了一个水流通,并不断增加冲刷深度,直至管道与床面间的冲刷坑形成稳定的剖面形态。

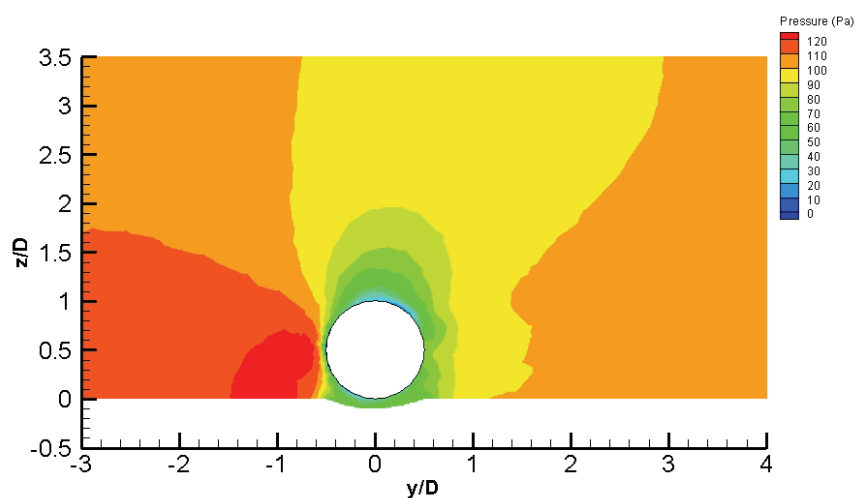
图4 $Y-Z$ 平面上管道端部圆管附近的压力分布

图5和图6分别给出了不同时刻沿管轴方向及管线端部 $Y-Z$ 平面的床面高程变化示意图,冲刷速度随着时间的发展而逐渐减缓,最终达到平衡状态,冲刷坑形态趋于稳定。从图6可以看出冲刷坑的深度在逐渐稳定在 $h = 0.51D$ 处,且原本底部床面高程沿管轴是变化的,对称面处最深,沿着管轴方向向两端逐渐减小,随着冲刷过程不断发展,冲刷坑底部逐渐变得平坦,高程差不断减小。而在管线端部,如图8所示,在管道后方产生了一个隆起的沙波,随着时间的发展,沙波沿水流方向不断向下游推移,沙波前后坡均变得平缓,后坡的坡度比前坡更小。当冲刷逐渐达到平衡状态时,冲坑在 $Y-Z$ 平面上范围大约为 $(-3.0D, 2.0D)$,宽度可以达到 $5.0D$,沙波向后延展至管道后 $6.0D$ 。

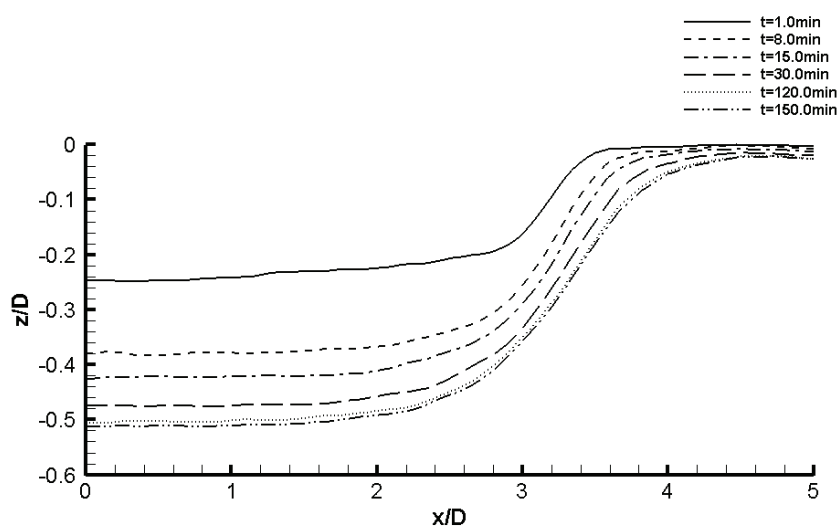
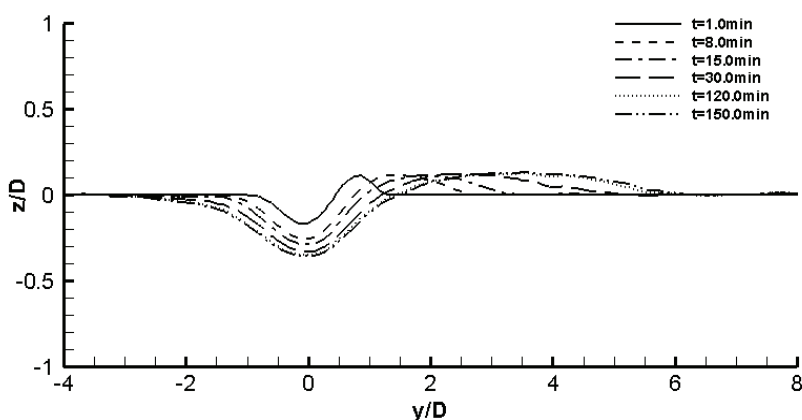


图5 不同时刻沿管轴方向床面高程变化

图6 不同时刻管线端部 $Y-Z$ 平面的床面高程变化

5 结论

冲刷刚开始时, 管线中央初始空隙很大, 空隙沿管线轴向两端逐渐减小。随着时间的发展, 局部冲刷剧烈, 管道下方的冲刷孔迅速加深, 先到达平衡深度; 而在靠近管线端部, 冲坑发展较慢。在冲刷坑的发展过程中, 形态变化逐渐减缓并最终达到平衡状态, 冲刷坑的底部逐渐趋于平坦。

参考文献

- 1 Rijn, L. C. V. Mathematical Modelling of Morphological Processes in the case of Suspended Sediment Transport, vol. 382. Civil Engineering & Geosciences, 1987.
- 2 Allen, J. R. L. Simple models for the shape and symmetry of tidal sand waves: (3) dynamically stable asymmetrical equilibrium forms without flow separation. Mar Geol, 1982, 48(3-4): 321-336.
- 3 Xiong, W., Cai, C. S., Kong, B. and Kong, X. CFD simulations and analyses for Bridge-Scour development using a Dynamic-Mesh updating technique. J Comput Civil Eng, 2016, 30(1): 04014121.
- 4 Br Oslash, B. Numerical modeling of flow and scour at pipelines. J Hydraul Eng, 1999, 125(5): 511-523.
- 5 刘智, 林秉南, 何少苓. 三角形网格在二维不恒定流计算中的应用. 水利学报, 1987(9): 27-35.
- 6 Liang, D. and Cheng, L. Numerical modeling of flow and scour below a pipeline in currents: Part I. Flow simulation. Coast Eng, 2005, 52(1): 25-42.
- 7 Liang, D., Cheng, L. and Li, F. Numerical modeling of flow and scour below a pipeline in currents: Part II. Scour simulation. Coast Eng, 2005: 52(1): 25-42.
- 8 Mao, Y. The interaction between a pipeline and an erodible bed. Febs Lett, 1987, 225(1-2): 218-222.

Three-dimensional modeling of the scour near the pipe end

SHI Shu-jing, HUANG Jie, LIANG Dong-fang, ZHANG Jing-xin

(School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, 200240.

Email: ssjjsjr@sjtu.edu.cn)

Abstract: A numerical model has been developed for predicting the flow and local scour around offshore structures. The commercial software FLUENT is used as the flow solver, which is based on the unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations with standard turbulence closure. The bedload sediment transport equations are then solved using the finite difference method through User-Defined-Functions (UDFs). The change in the bed level is calculated from the continuity equation of sediment transport. A dynamic re-meshing algorithm is used to update the bed positions during the simulation. An efficient time-marching algorithm is adopted to speed up the computation. Using the newly-developed model, this paper simulates the bed changes adjacent to a pipeline, with the focus on the three-dimensional flow pattern. The characteristic of the spanwise development of the scour hole is then summarized.

Key words: offshore pipelines; 3D flow pattern, FLUENT, User-Defined-Functions (UDFs).

寒区水电站库区冰情数值模拟研究

陈胖胖¹, 程铁杰¹, 赵海镜², 张凯¹, 王军^{1*}

(1.合肥工业大学 土木与水利工程学院, 合肥, 230039, Email: hfut_chengtj@126.com;

2.中国电建集团北京勘测设计研究院有限公司, 北京, 100024)

摘要: 我国北方寒冷地区的水库在冬期会面临冰冻问题, 电站库区的冰情演变过程对水电站的规划设计、运行以及水工构筑物的安全均产生不同程度的影响, 基于水深平均的浅水控制方程组、热传导能量方程和改进的度日法方程, 建立了寒区水电站库区冰情演变数学模型, 并附以实例进行数值模拟。结果表明: 数学模型在水力计算、水温扩散和冰盖热力消长的计算结果与水电站库区冰情原型观测结果吻合较好, 研究成果可为寒区水电站库区冰情演变过程、电站运行调度方式的选择、水库冰冻库容预留问题提供支撑。

关键词: 寒区水电站; 数学模型; 冰情演变; 数值模拟

1 引言

我国北方寒冷地区冬季普遍存在结冰及融冰的自然现象, 随着我国能源消费量的上涨和电网规模的扩大, 在该地区规划建设了大量的水电站。这些水电站的规划设计、冰期运行都不同程度地遇到冰冻问题影响^[1], 系统地研究寒冷及严寒气候条件下电站库区冰冻情况及其水库冰的形成、发展和消融过程有着工程实际意义和应用价值。

目前国内外有关寒区水库(湖泊)冰情的研究成果主要为常规的静水冰生消过程, 相比较而言, 有关水电站冰期运行条件下的实际原型观测资料较少, 且电站运行对冰情的影响还主要停留在直观认识的层面^[2-4], 赵海镜^[5]、吕明治^[6]以及李楠等^[7]对水电站的冰情演变特征进行了一定的描述及研究, 相关的数值模拟研究工作较为鲜见。拟采用数值模拟的方法开展寒冷及严寒地区水电站库区冰情演变的研究工作, 并利用原型观测成果进行验证, 为水库冰情演变过程、电站运行调度方式的选择、水库冰冻库容量阈值等问题提供有效的理论计算方法和参考依据。

2 数学模型

根据水电站自身的运行特点, 水库在一个发电运行周期内存在水位涨落, 因此需建立

非恒定流条件水力计算模型；同时原型观测结果表明：水库水温变化对冰盖消长产生较大影响，因此模拟计算电站水库冰情演变过程需要引入温度扩散模型和冰盖热力消长模型，具体模型设计技术路线分别表述如下。

2.1 模型控制方程

根据水力计算模块计算需求，拟定将物理计算域简化为平面两维数学模型，在水深方向上的各项物理量统一进行深度平均处理，本部分控制方程主要为连续性方程和平面 x 方向和 y 方向上的动量守恒方程，采用水深平均化的两维浅水方程组^[8]，方程具体形式如下：连续性方程：

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = S \quad (1)$$

动量方程：

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{\partial(uq_x)}{\partial x} + \frac{\partial(vq_x)}{\partial y} + gh \frac{\partial Z}{\partial x} + g \frac{n^2 u \sqrt{u^2 + v^2}}{h^{1/3}} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} + \frac{\partial(uq_y)}{\partial x} + \frac{\partial(vq_y)}{\partial y} + gh \frac{\partial Z}{\partial y} + g \frac{n^2 v \sqrt{u^2 + v^2}}{h^{1/3}} = 0 \quad (3)$$

式（1）至式（3）中， h 为水深； Z 为水位， $Z=Z_0+h$ ； Z_0 为床面高程； S 为源汇项； q_x ， q_y 分别为 x ， y 方向上的单宽流量，且 $q_x=hu$ ， $q_y=hv$ ； u ， v 分别 x 、 y 方向上的平均流速； n 为糙率； g 为重力加速度。

温度扩散模块的计算同样采用平面两维控制方程^[9]，形式如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p h \Delta \bar{T}_w) + \frac{\partial}{\partial x}(q_x \rho C_p \Delta \bar{T}_w) + \frac{\partial}{\partial y}(q_y \rho C_p \Delta \bar{T}_w) = \frac{\partial}{\partial x} \left(hk \frac{\partial \Delta \bar{T}_w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(hk \frac{\partial \Delta \bar{T}_w}{\partial y} \right) - S'_T \quad (4)$$

式（4）中： C_p 同上为水的比热容； $\Delta \bar{T}_w$ 为单元水深平均温度增值； q_x ， q_y 分别为 x ， y 方向上的单宽流量， k 为流体的导热系数， h 为单元水深， S'_T 表征单元单位面积上的热通量。

冰盖热力消长模块基于度日法^[10]进行改进，具体控制方程如下：

$$\Delta(h_i)_d = A_0 (S_{j+1}^{0.5} - S_j^{0.5}) - \sum_{n=1}^m \frac{h_w (\Delta \bar{T}_w)_n}{L_i \rho_i} \Delta t \quad (5)$$

式（5）中： $\Delta(h_i)_d$ 为冰厚日变化值； A_0 为度日法经验常数； S_j 为累积负温值； h_w 为冰水热交换系数； L_i 为结冰和融冰潜热。

2.2 网格处理及模型求解

水电站在进、出水过程中库区水位整体上升或下降，因此在模拟计算时涉及到动边界

处理技术。动边界处理技术主要有“冻结”法、“窄缝”法、“干湿”法、以及“水位平铺”方法^[1]。本研究中对于动边界的处理方式：将整个计算区域内的网格都参与计算，并采用“水位平铺”方法，将动边界问题转化为网格干湿问题。模型物理计算域应覆盖或包含所有被水体占据的平面域，网格形式则采用规则四边形网格，同时网格大小尺寸需综合考虑计算精度、计算耗时、模拟计算收敛特性等因素选取取值。水力计算模块采用有限差分法的逆风格式对控制方程(1)-(3)进行离散，同时利用ADI交替方向隐式算法求解方程组。这样做可以较大的节省计算内存空间，同时提高计算效率。基于四边形结构网格划分结果，物理变量在网格中的布置形式如图1所示，在网格节点处计算水深 h 与水位 Z ，在网格边界上计算通道流量 q_x 、 q_y 。基于水力模块求解结果，方程(4)和方程(5)均可采用显式方法求解。

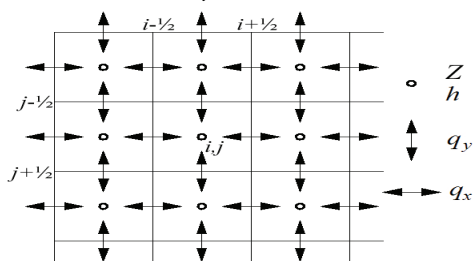


图1 物理量网格布置示意

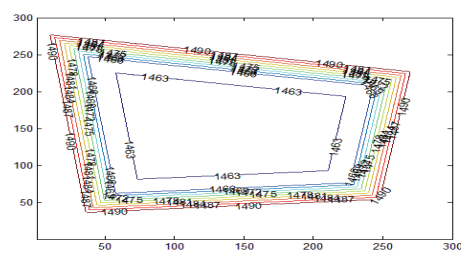
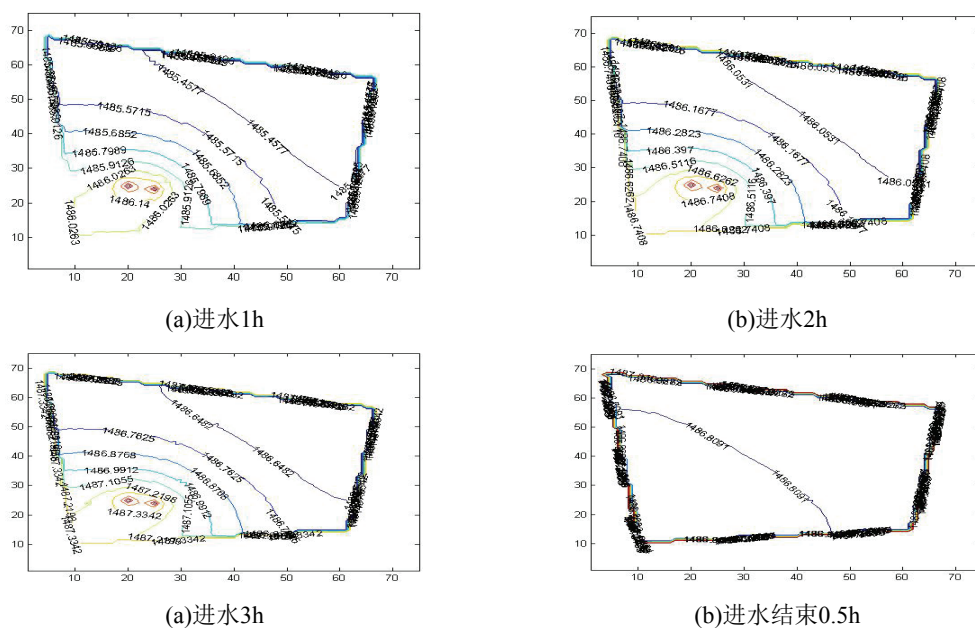


图2 模型实例应用物理域床面高程等值线

3 实例应用

采用概化的模型物理域作为上述模型的实例应用对象，该物理域地形特征如图2所示，库区最大高程和最小高程分别为1490m和1460m，其实际尺寸为600m×600m，模拟求解总时长暂设为1d，即经历一次水位涨落循环。边界条件方面初始水位设为1485m，对应库区库容为322.9027万 m^3 。结合实际情况，模型开始计算时首先为进水过程，进水时间为3h，流量为30 m^3/s 。进水过程结束后停机12h进入出水过程，出水时间同为3h，出水流量取值为30 m^3/s 。出水过程结束后停机6h，即合计模拟时间共24h。

图3分别为进水1h、2h、3h和进水结束后停机0.5h的水位等值线结果。图4分别为出水1h、2h、3h和出水结束后停机0.5h的水位等值线结果。假定进水过程中进水水温恒为4℃，在上述水力条件下计算得到物理域水温扩散的演变结果如图5所示。由图5可知，水温的扩散结果显示进出水口处水温增值相对较高，距进出水口的距离越大，则水温增值有所衰减，水温增值的极大值区位于距进出水口较近的库岸处。



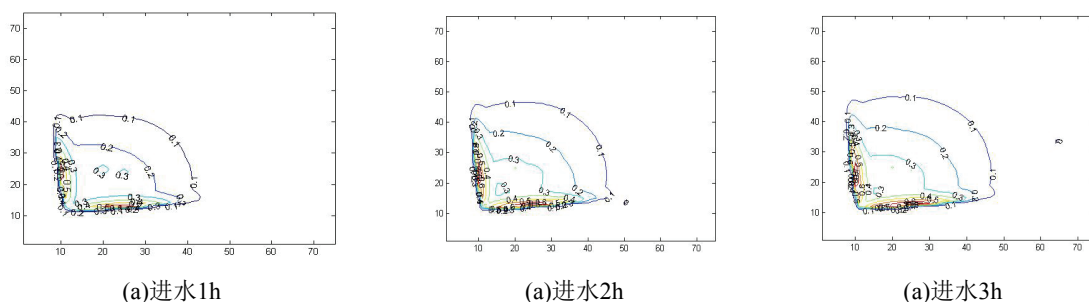


图5 进水过程中库区水温增值线模拟结果

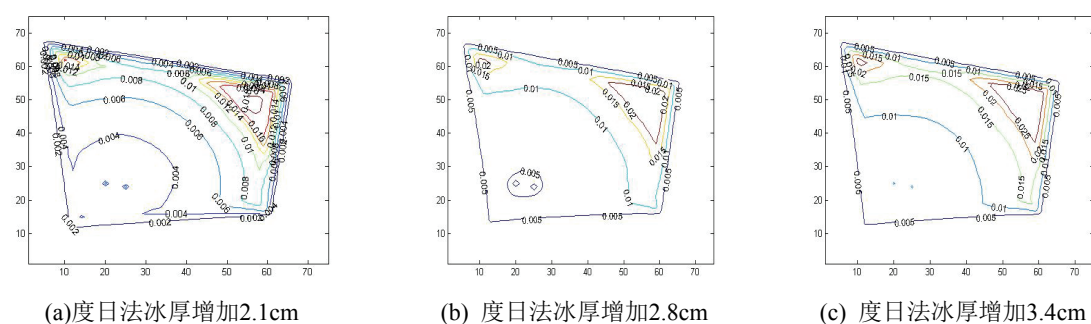


图6 水电站库区24h冰厚等值模拟结果

4 结果与讨论

寒区水电站库区冰情演变过程对冬季水库的安全运行的影响不可忽视, 由于受到水电站机组运行影响其冰情演变特征与静水条件存在较大的差异。采用数值模拟研究方法, 分别考虑非恒定水流条件和水温扩散作用对冰厚的影响, 建立了包含水力计算、水温扩散和冰盖热力消长三个参数化模块的寒区水电站库区冰情平面二维数学模型; 实例应用表明该模型计算结果与天然实际的水力、热力和冰厚演变情况存在较好的一致性, 可为相关工程技术人员提供良好的冰情仿真及模拟计算平台。但由于水电站库区冰期实际演变情况较为复杂, 数学模型尚未考虑碎冰屑在充出水过程中的漂流影响作用, 有待进一步研究。

致谢

本研究工作得到了国家自然科学基金项目“冰塞与桥墩相互水力作用特性的研究”(NO. 51379054), 中国电力建设股份有限公司项目“水电工程水文气象重大关键技术应用研究”(DJ-ZDZX-2016-02)联合资助。

参 考 文 献

- 1 郭红永, 韩宏韬, 王培杰, 等. 冰冻对抽水蓄能电站的影响及解决措施[C]. 抽水蓄能电站工程建设文集2014.
- 2 肖建民, 金龙海, 谢永刚, 等. 寒区水库冰盖形成与消融机理分析[J]. 水利学报, 2004(6):80-85.
- 3 郝红升, 邓云, 李嘉, 等. 冰盖生长和消融的实验研究与数值模拟[J]. 水动力学研究与进展, 2009,24(3): 374-380.
- 4 Kirillin G, Leppäranta M, Terzhevik A, *et al.* Physics of seasonally ice-covered lakes: a review[J]. Aquatic Sciences, 2012,74(4):659–682.
- 5 赵海镜, 靳亚东, 郭新蕾. 抽水蓄能电站冰情研究展望[C]. 抽水蓄能电站工程建设文集2013.
- 6 吕明治, 赵海镜, 靳亚东, 等. 典型抽水蓄能电站水库冰情原型监测[C]. 抽水蓄能电站工程建设文集2014.
- 7 李楠, 脱友才, 邓云, 等. Modeling of thermodynamics of ice and water in seasonal ice-covered reservoir[J]. Journal of Hydrodynamics, 2018,30(02):267-275.
- 8 汪德耀. 计算水力学理论与应用[M]. 河海大学出版社, 1989.
- 9 Foltyn E P, Shen H T. St. Lawrence River Freeze-up Forecast[J]. Journal of Waterway Port Coastal & Ocean Engineering, 1986, 112(4): 467-481.
- 10 练继建, 赵新. 静动水冰厚生长消融全过程的辐射冰冻度-日法预测研究[J]. 水利学报, 2011, 42(11): 1261-1267.
- 11 陈胖胖, 王军. 河冰数值模拟中不规则边界处理技术探讨[J]. 冰川冻土, 2012, 34(6):1353-1357.

Study on numerical simulation of reservoir ice process for hydropower station in cold regions

CHEN Pang-pang¹, CHENG Tie-jie¹, ZHAO Hai-jing², ZHANG Kai¹, WANG Jun^{1*}

(1. School of Civil Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009. Email: hfut_chengtj@126.com;

2. Power China Beijing Engineering Corporation Limited, Beijing 100024)

Abstract: In winter, there are freezing problems in the reservoirs in the cold regions of the north of China. The evolution process of ice in the reservoir area has different effects on design, operation of hydropower station and safety of hydraulic structures. Based on the Shallow Water Equations, the Heat Conduction Energy Equation and the Modified Degree Day Method Equation, the mathematical model of ice regime evolution in the reservoir area of cold area is

established, and numerical simulation is carried out with an example. The results show that the calculation results of mathematical models in hydraulic calculation, water temperature diffusion and ice cap thermal dissipation are in good agreement with the prototype observation results in the reservoir area of hydropower station. The research results can provide support for the ice evolution process in the reservoir area of the cold zone, the selection of operation and dispatching mode of hydropower station and the freezing storage capacity of the reservoir.

Key words: Cold area hydropower station; Mathematical model; Ice process; Numerical simulation.

陡波作用下圆柱前后波浪爬高的数值研究

樊翔¹, 张景新^{1,2}, 刘桦^{1,2}

(1. 上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院, 上海 200240, Email: hliu@sjtu.edu.cn)

(2. 上海交通大学 水动力学教育部重点实验室, 上海 200240, Email: hliu@sjtu.edu.cn)

摘要: 圆柱上的波浪爬高是一种强非线性运动。本研究基于开源软件 OpenFOAM 中的造波求解器 waves2foam 求解陡波作用下直立单圆柱上的波浪爬高问题。文章运用 VOF 方法实现对自由面的准确捕捉。数值计算的结果通过与实验结果的对比验证了模型的准确性。本章对圆柱前方与后方的波浪爬高都进行了分析。研究了爬高与波陡、相对水深以及相对直径之间的关系。结果显示, 波陡与相对直径对圆柱前后的波浪爬高影响较大, 而相对水深的影响很弱。最后, 文章通过统计的方法拟合了陡波作用下圆柱前后波浪爬高的经验公式。

关键词: 陡波; 直立圆柱; 爬高; 经验公式

1 引言

波浪爬高是一种强非线性现象, 这对海洋结构物的安全性至关重要。随着海洋工程建设如火如荼的进行, 波浪爬高问题越来越成为各界关注的焦点。直立圆柱是海洋工程中最基本的结构形式。因此, 研究直立圆柱上的波浪爬高问题至关重要。

MacCamy 等^[1]和 Haney 等^[2]发展了线性波浪绕射理论用来研究圆柱与波浪的相互作用问题。因此, 圆柱上的波浪爬高就有了线性解。随后, Kriebel^[3]给出了波浪爬高的二阶解。二阶结果显示, 线性解大大低估了陡波在直立圆柱上的爬高值。随后, Stansberg 等^[4]和 Kristiansen 等^[5]的实验研究表明, 高阶部分的作用在波浪爬高问题中不可忽略。在数值研究方面, Chen 等^[6]基于 OpenFOAM 计算了不同波陡的规则波与大直径圆柱的相互作用问题。他们发现, 当波陡较大时, 圆柱后方也有明显的波浪爬高。Paulsen 等^[7]通过数值计算研究了 secondary load cycle 形成的机理问题。他们指出, secondary load cycle 的出现于圆柱后方形成的涡旋有直接的联系。而圆柱后方能够形成涡旋, 其中一个重要因素就是波浪从圆柱两侧绕到圆柱后方相遇形成爬高。

基于此, 本研究运用开源软件 OpenFOAM 中的造波求解器 waves2foam 研究了陡波作用下直立圆柱前后的波浪爬高问题。文章先在数值水槽中重演了 Nielsen^[8]的模型实验, 通过数值与实验结果的对比验证了模型的准确性。随后文章通过一系列的计算研究了波陡、相对水深和相对直径与爬高之间的关系。最后文章拟合了波浪爬高的经验公式。

2 数学模型及数值造波

2.1 控制方程

本研究以 RANS 方程为基础，三维不可压缩流体运动的控制方程表述如下：

$$\nabla \bar{U} = 0 \quad (1) \quad \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{U} \bar{U}) = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta \bar{U} + \bar{F} \quad (2)$$

式中， $\bar{U}$ 为流体质点速度， ρ 为流体的密度， ν 为运动学黏性系数， $\bar{F}$ 为体积力， P 为流体压强。

采用 VOF 法捕捉自由面。 α_q 定义为流体 q 的体积分数， $\alpha_q = 1$ 表示区域均为液相； $\alpha_q = 0$ 表示区域均为气相； $0 < \alpha_q < 1$ 表示气液交换区域。 α_q 满足方程：

$$\sum_{q=1}^2 \alpha_q = 1 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \bar{U} \cdot \nabla \alpha_q = 0 \quad (4)$$

2.2 数值造波及消波

水槽/池分为前端消波区、工作区和末端消波区三个部分（图 1）。采用速度入口造波，根据不同波的种类在入口处分别设置波面、压强和速度值： $\eta = \eta(\vec{x}, t)$ ， $P = P(\vec{x}, t)$ ， $\bar{U} = \bar{U}(\vec{x}, t)$ 。

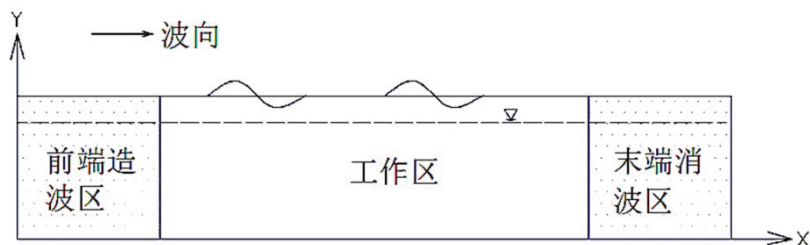


图 1 数值水槽/池示意图

解析松弛法的思想是在消波区每一个计算步内都对流场进行修正^[9]，具体为：

$$\bar{U}_M = C\bar{U}_J + (1-C)\bar{U}_I \quad (5)$$

下标 M 表示更新的速度值， J 表示计算值， I 表示目标值。 C 为与空间有关的光滑过渡函数，前端消波区中 $[C]_{x \min} = 0$ ， $[C]_{x \max} = 1$ ；末端消波区中 $[C]_{x \min} = 1$ ， $[C]_{x \max} = 0$ 。通过上述手段，工作区可获得稳定的波形。

3 数值模型验证

本研究重演了 Nielsen 在 2003 年做了一组实验。模型实验的波浪参数见表 1。水池深 489m。由于波高水深比 $L/h = 0.26 < 0.5$ ，因此这是深水波。实验圆柱的直径为 $D=16\text{m}$ ，吃水为 $Dr=24\text{m}$ 。图 2 展示了实验中浪高仪的布置形式，表 2 列出了具体的位置。

表 1 波浪参数

水深(h)	波高 (H)	波长 (L)
489.0	4.22	129.5

表 2 浪高仪的位置

组别	1-4 号浪高仪的半径(m)
A1	8.05, 9.47, 12.75, 16.0
A2	8.05, 9.47, 12.75, 16.0

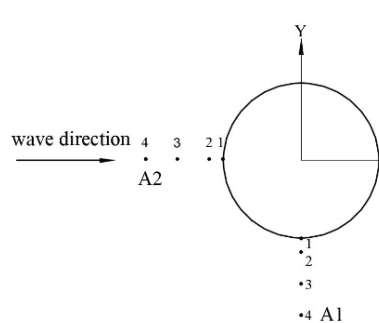


图 2 浪高仪布置

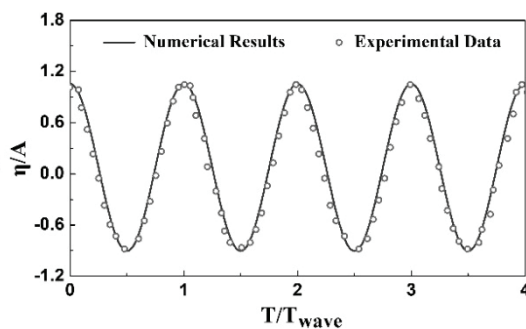


图 3 波浪历时曲线对比

图 3 展示了入射波的实测值与计算值。图 3 显示，两者结果吻合较好。这证明了模型造波能力的准确性。

图 4 展示了两组浪高仪上的最大水位。其中， η_m 是 10 个波周期中最大水位的平均值， A 是入射波的波幅， r 是浪高仪距离圆柱中心的距离， a 是圆柱半径。图上显示计算值与实测值吻合良好。这说明本模型能准确计算圆柱的爬高问题。

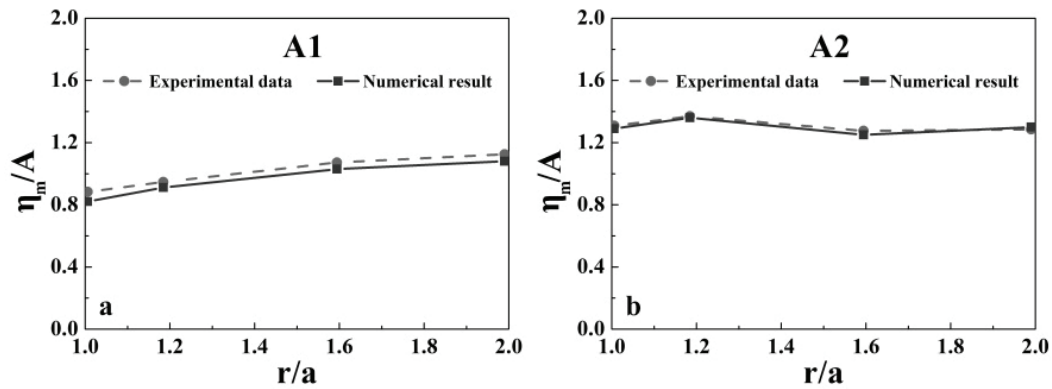


图4 两组浪高仪上最大水位的对比

4 结果与分析

当陡波的波峰靠近圆柱时，圆柱前方的水位不断升高。圆柱前方的最大水位值就是爬高值。在圆柱前方水位抬升时，圆柱前方的水沿着圆柱两侧流向圆柱后方。两股水流在圆柱正后方相遇，于是动能转为势能，最后在圆柱后方形成爬高。

根据 Paulsen 等^[7]的研究，圆柱前后的波浪爬高在研究高阶波浪力 secondary load cycle 时都很重要。Sarpkay^[9]的研究表明，在 KC 数小于 4 的时候，流体粘性对波浪力的影响可以忽略。因此，在规则陡波作用下直立圆柱上的波浪爬高可以表示为：

$$R = 2\eta_m / H = R(kh, kD, H / H_m) \quad (6)$$

其中， η_m 是最大水位值， k 是波数， H_m 是极限波高，定义为：

$$H_m = 0.142 \tanh(kh)L \quad (7)$$

表 3 列出了研究圆柱前后波浪爬高问题的计算工况。

表 3 计算工况

H/m	D/m	h/m	T/s	H/H_m	kD	kh	KC
0.085	0.06	0.60	0.676	0.750	0.47	4.72	3.98
0.083	0.06	0.60	0.678	0.730	0.47	4.72	3.87
0.082	0.06	0.60	0.679	0.725	0.47	4.72	3.85
0.079	0.06	0.60	0.681	0.700	0.47	4.72	3.83
0.077	0.06	0.60	0.682	0.687	0.47	4.72	3.78
0.076	0.06	0.60	0.684	0.675	0.47	4.72	3.71
0.073	0.06	0.60	0.686	0.650	0.47	4.72	3.60
0.072	0.06	0.60	0.687	0.641	0.47	4.72	3.56
0.071	0.06	0.60	0.688	0.625	0.47	4.72	3.48
0.068	0.06	0.60	0.690	0.600	0.47	4.72	3.34
0.083	0.05	0.60	0.678	0.730	0.39	4.72	3.99
0.083	0.07	0.60	0.678	0.730	0.55	4.72	3.42
0.083	0.08	0.60	0.678	0.730	0.63	4.72	2.99
0.083	0.09	0.60	0.678	0.730	0.71	4.72	2.67
0.083	0.10	0.60	0.678	0.730	0.79	4.72	2.40
0.083	0.11	0.60	0.678	0.730	0.86	4.72	2.18
0.083	0.12	0.60	0.678	0.730	0.94	4.72	2.01
0.083	0.13	0.60	0.678	0.730	1.02	4.72	1.85
0.083	0.14	0.60	0.678	0.730	1.10	4.72	1.71
0.083	0.15	0.60	0.678	0.730	1.26	4.72	1.60
0.081	0.08	0.40	0.679	0.730	0.63	3.15	2.99
0.082	0.08	0.50	0.678	0.730	0.63	3.93	2.98
0.082	0.08	0.70	0.678	0.730	0.63	5.50	2.98
0.082	0.08	0.80	0.678	0.730	0.63	6.29	2.98
0.082	0.08	0.90	0.678	0.730	0.63	7.07	2.98
0.082	0.08	1.00	0.678	0.730	0.63	7.85	2.98
0.082	0.08	1.10	0.678	0.730	0.63	8.64	2.98
0.082	0.08	1.20	0.678	0.730	0.63	9.42	2.98

图 5 展示了相对水深对圆柱爬高的影响。此时波陡与相对直径为固定值，分别为 $H/H_m = 0.730$ ， $kD = 0.472$ ，相对水深的变化为 $3.15 < kh < 9.42$ 。由图上可知，水深对圆柱前后的爬高 R_1 ， R_2 影响较弱，因为随着水深的变化 R_1 ， R_2 均趋向于固定值。

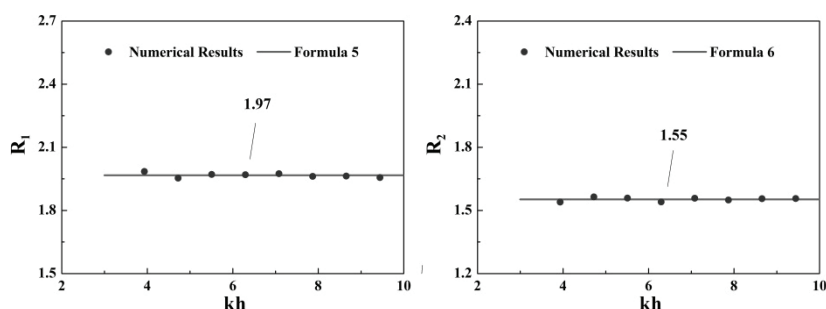


图 5 相对水深与圆柱前后爬高的关系

图 6 展示了波陡与圆柱爬高的关系。此时相对直径与相对水深为固定值，分别为 $kh = 4.72$ ， $kD = 0.472$ ，波陡的变化为 $0.6 < H/H_m < 0.75$ 。根据计算点的数据，可以得到拟合公式为：

$$R_1(H/H_m, kD, kh) = \left[-11.4(H/H_m - 0.685)^2 + 1.85 \right] \bar{R}_1(kD, kh) \quad (8)$$

$$R_2(H/H_m, kD, kh) = \left[-6.4(H/H_m - 0.61)^2 + 1.23 \right] \bar{R}_2(kD, kh) \quad (9)$$

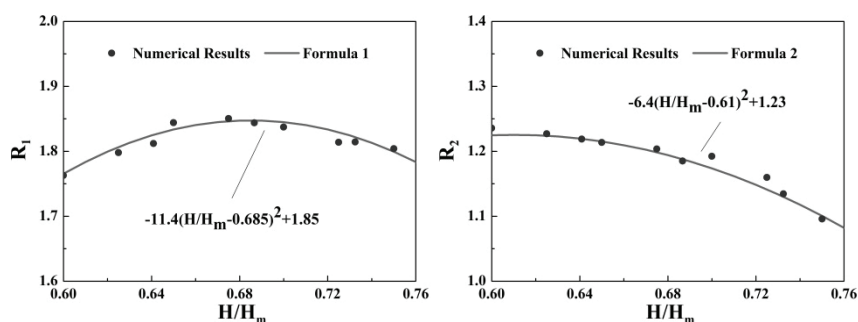


图 6 波陡与圆柱前后爬高的关系

图 7 展示了相对直径与圆柱爬高的关系。此时相对水深与波陡为固定值，分别为 $kh = 4.72$ ， $H/H_m = 0.73$ ，相对直径的变化为 $0.393 < kD < 1.257$ 。根据计算点的数据，可以得到拟合公式为：

$$R_1(H/H_m, kD, kh) = \left[0.61kD^2 + 1.69 \right] \bar{R}_1(H/H_m, kh) \quad (10)$$

$$R_2(H/H_m, kD, kh) = \left[-1.98(kD - 1.12)^2 + 2.09 \right] \bar{R}_2(H/H_m, kh) \quad (11)$$

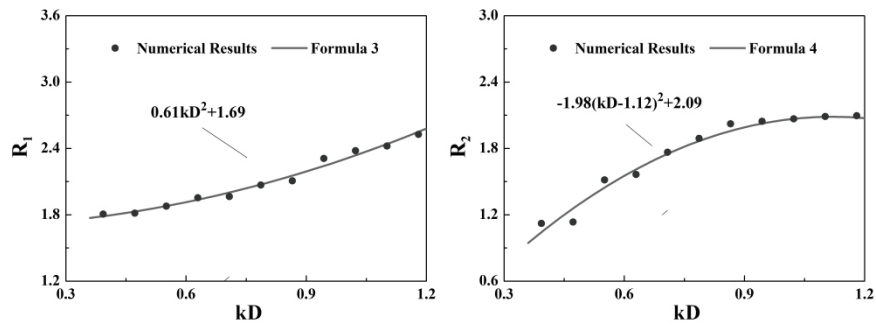


图7 相对直径与圆柱前后爬高的关系

根据以上的分析，可以得出圆柱前后爬高的完整公式为：

$$R_1 = 3.8 \left[0.162 - (H/H_m - 0.685) \right]^2 (2.76 + kD^2) \quad (12)$$

$$R_2 = 10.7 \left[0.192 - (H/H_m - 0.61) \right]^2 \left[1.055 - (kD - 1.12)^2 \right] \quad (13)$$

5 总结

本研究基于开源软件 OpenFOAM 建立了数值模型用以研究陡波作用下圆柱前后的波浪爬高问题。数值结果与实验结果做对比，两者结果吻合良好，这验证了数值模型的准确性。随后文章分析了波陡、相对直径与相对水深对波浪爬高的影响。最后，文章基于一系列的计算结果拟合出了陡波作用下圆柱前后波浪爬高的经验公式。

致谢

本研究受到国家 973 计划项目（2014CB046200）资助，特此感谢。

参考文献

- 1 MACCAMY RC, FUCHS RA. Wave force on piles: A diffraction theory[J]. Beach Erosion Board Office of the Chief Engineers, Department of the Army, Technical Memo, 1954, 69: 1-17.
- 2 HANEY JP, HERBICH JB. Wave flow around thin piles and piles groups[J]. J Hydraul Res, 1982, 20 (1): 1-14.
- 3 KRIEBEL DL. Nonlinear wave interaction with a vertical circular cylinder. Part II: Wave run-up[J]. Ocean Eng, 1992, 19(1): 75-99.
- 4 STANSBERG CT, BRAATEN H. Nonlinear wave disturbance around a vertical circular column[J]. Proceedings of the 21st OMAE Conference, 2002, Oslo, Norway.

- 5 KRISTIANSEN T, BAARHOLM RJ, STANSBERG CT. Validation of second-order analysis in predicting diffracted wave elevation around a vertical cylinder[J]. Proceedings of the 14th ISOPE conference, 2004, Toulon, France.
- 6 CHEN LF, et al. Numerical investigation of wave-structure interaction using OpenFOAM[J]. Ocean Eng, 2014, 88: 91-109.
- 7 PAULSEN BT, et al. Forcing of a bottom-mounted circular cylinder by steep regular water waves at finite depth[J]. J. Fluid Mech, 2014, 755: 1-34.
- 8 NIELSEN, FG. Comparative study on airgap under floating platforms and run-up along platform columns[J]. Marine Structures, 2003, 16: 97-134.
- 9 SARPKEYA, T. Wave forces on offshore structures[M]. Cambridge University Press, 2010.

Numerical investigation of the run-up of a cylinder induced by steep regular wave

FAN Xiang¹, ZHANG Jing-xin^{1,2}, LIU-Hua^{1,2*}

(1. School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China; Email: hliu@sjtu.edu.cn)

(2. MOE Key Laboratory of Hydrodynamics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China; Email: hliu@sjtu.edu.cn)

Abstract: The run-up on offshore structures induced by the steep regular wave is a highly nonlinear motion. The present paper focuses on the investigation of the steep regular wave run-up on a single vertical cylinder by solving the Navier-Stokes equations. A numerical wave tank is established based on the open-source package waves2foam. The VOF method is applied to capture the strong motion of the free surface. The numerical model is validated by experimental results. The wave run-ups on the upstream and downstream sides of a cylinder are both analysed. The relationships between the run-ups and the wave steepness, the relative diameter and the relative depth are studied. It shows that the run-ups on the upstream and downstream sides of the cylinder depend mainly on the wave steepness and the relative diameter while the dependence on the relative depth is weak. By using the fitting method, three empirical formulas are proposed to calculate the effect of the wave steepness and the relative diameter on the run-ups.

Key words: Steep wave; vertical cylinder; run-up; empirical formula.

海啸波在南海北部大陆架上的波形演化

李志松, 赵曦, 安超, 刘桦

(上海交通大学水动力学教育部重点实验室, 上海, 200240, Email: hliu@sjtu.edu.cn)

摘要: 海啸长波在平坦大陆架上传播会演化出短周期的波状涌潮。文章立足南海马尼拉俯冲带潜在的特大地震海啸, 研究海啸波在南海北部平坦大陆架上的演化波形。使用 Boussinesq 模型, 数值模拟海啸波从马尼拉俯冲带传播到台湾、广东、海南和海防沿岸。在球面坐标系统中, 逐层加密网格, 得到强度收敛的波状涌潮, 收敛网格大小为 15m。对从上述地方 200m 等深线以内区域选取若干区域, 计算结果显示广东汕尾到广东湛江一线海域 100m 和 50m 等深线水域有波状涌潮出现, 越南海防外海也有波状涌潮出现。波状涌潮的周期约 30s、波长约 1000m。对比出现波状涌潮和没有出现波状涌潮区域的入射波, 总结了行程波状涌潮的入射波特征。

关键词: 海啸波; 南海大陆架; Boussinesq 模型; 波状涌潮

1 引言

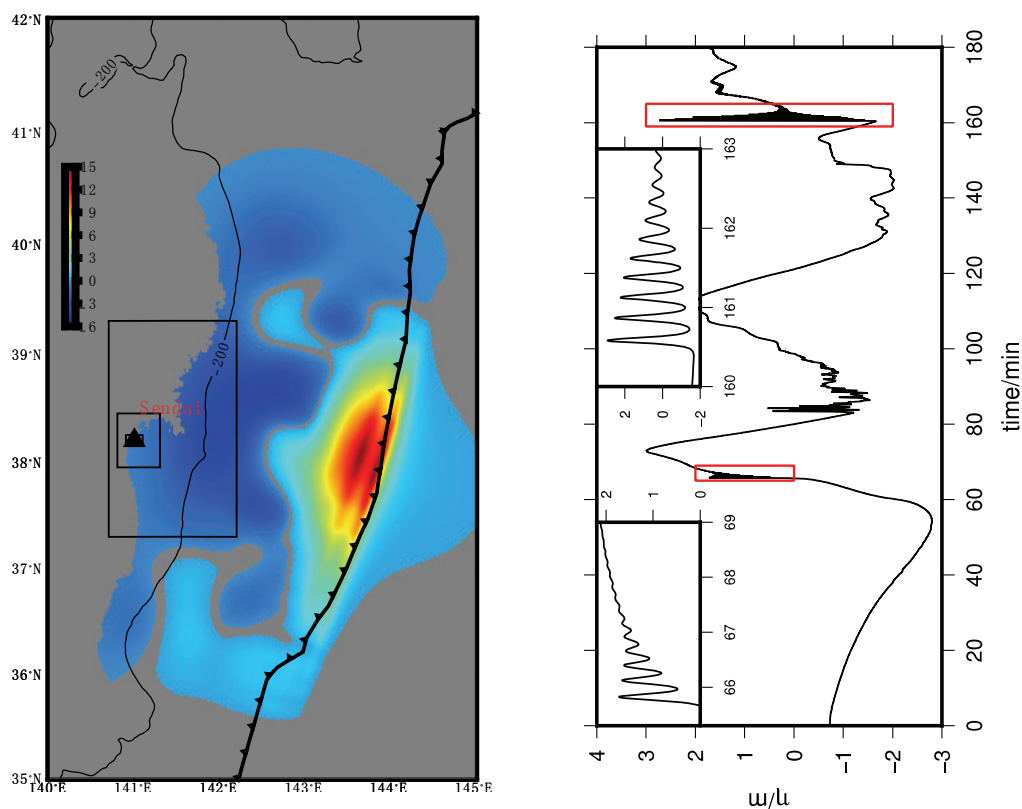
浅水长波, 如潮汐、海啸波, 从海洋深水向浅水传播过程中, 遇到河口、海峡或大陆架等由于地形变化, 使得长波的波峰增大、波陡变陡, 波前分裂出短波。这种由长波演化而成的短波称为波状涌潮 (undular bore)。如 Wolanski 等和 Chanson 曾经在河口和航道内观测到潮汐演化而成的波状涌潮。2004 印度洋海啸和 2011 日本东北地震海啸海啸波传播到海峡或水深较浅的大陆架水域, 有波状涌潮形成。几十年来, 人们借助解析、实验和数值手段, 试图多角度全方位研究波状涌潮这一水动力现象。Johnson 指出, 波状涌潮是浅水长波传播过程中水波色散特性的一种物理表现, 由水流的垂向加速度引起。通过研究可积的 Kaup-Boussinesq 方程, El 等给出单向波状涌潮的行波解的结构; 研究变系数的 Korteweg de Vries (KdV) 方程, El 等研究大陆架上的波状涌潮, 发现自由水面初始状态的渐进解最终会演变成一串有孤立波组成的波列。当然, 通过解析方法研究波状涌潮需要用现场观测或室内试验结果验证。Treske 在开敞水域的截面为矩形和梯形航道中研究波状涌潮的形成过程, 揭示在 Froude 数 1.1~1.25 范围内会出现强度最大的波状涌潮。在超大实验室水槽内, Matsuyama 等在 300 m 长度的水槽内真实还原大陆架的地形结构, 用一个周

期的正弦波作为入射波,成功捕捉到水波在逐渐变浅的水槽中波前变形的过程,完整记录了沿程分裂(演化)结果。当然,虽然解析和实验是研究水波的有效方法,但局限于控制方程的非线性特点和水槽尺度的限制,全方位研究波状涌潮的形成机理还需要使用数值手段。而研究浅水长波最常规的手段便是求解线性或非线性浅水方程,但浅水方程不能描述水质点的垂向加速度,即浅水方程不具有描述水波色散物理特性。因此,具有色散性的 KdV 方程、Boussinesq 方程,是研究非破碎涌潮的首选对象。最早,对波状涌潮的研究可以追溯到 1966 年,Pregrine 求解拓展的 KdV 方程(extended KdV equations),成功模拟波状涌潮的形成和演化过程。Tsuji 等求解 KdV-Burgers 方程,研究河道中的涌潮,并根据形状把涌潮分为波状涌潮和非波状涌潮;还发现波状涌潮的最大波高可以达到初始入射波高的 2 倍。Grue 等研究印度洋海啸在马拉卡海峡(Strait of Malacca)中传播,同样使用了一维的 KdV 方程。KdV 方程虽然相对于浅水方程保留了色散项,但仍然局限于弱色散范围内。对于诸如海啸波,跨洋传播后在大陆架浅化分裂,水波的非线性显著增强,同时准确描述传播过程中的色散效应需要特高控制方程色散项的阶数。在改进 Boussinesq 方程非线性项和色散项阶数方面,Nwogu (1993) 用 0.531 倍水深处的速度替换垂向平均速度,同时提高了传统 Boussinesq 方程对水波非线性特性和色散特性的描述精度。其后,Wei 等、Madsen 等和 Lynett 等通过不同的途径改善 Boussinesq 的非线性和色散特性。至 Liu 等通过沿水深对水体分层,最终得到分四层的高阶非线性和散散 Boussinesq 方程,水波相速度误差保证 1%精度 $kh=667-800$ 。Nwogu 在笛卡尔坐标系统下推出了新的 Boussinesq 方程, Zhou 等在球面坐标系统下,改写 Nwogu 等的方程,在目标浅水区域使用嵌套网格(nested grid),发现了波状水跃。Baba 等在现有浅水方程中添加高阶非线性项和色散项,同样使用嵌套网格,也捕捉到了海啸波演化成的波状水跃。

2004 年印度洋地震海啸给包括印度尼西亚、斯里兰卡、印度和泰国等环印度洋的国家造成 29.2 万人死亡、51 万人受伤,初步估计这次自然灾害波及 300 万-500 万人(维基百科-印度洋地震海啸)。2005 年 USGS 召开的西太平洋俯冲带震源特征临时会议上,与会的地球物理学和地理学专家认为现有的危险识别结果低估了包括马尼拉俯冲带在内的西太平洋水域的俯冲带的潜在地震海啸威胁等级(Kirby 等),并初步把马尼拉俯冲带按走向划分为 6 段,给出了每段的长度、走向角(strike)、倾角(dip)和中心坐标。基于 Madsen 等改善模型非线性和色散性的思路,Zhao 等研究南中国海和东中国海海啸波的传播和演化,最终发现海啸长波演化成一波长较短类似孤立波的短波波列,但其研究是一维情况。Ren 等使用 Boussinesq 模型 Funwave 研究了 Mw9.3 级地震诱发的海啸波在南中国海范围内的色散特征,但由于使用的网格精度低而没有在大陆架区域发现波状涌潮。Li 等和 Li 等沿着 Ren 等的思路,用嵌套网格,发现强海啸波在汕尾经过香港、澳门到湛江沿海水域演化出了波状涌潮,越南海防(HaiPhong) 附近海域也发现了波状涌潮。

2 数学模型验证及设定

为研究南海潜在特大地震海啸的威胁，以及海啸波在南海大陆架的演化，这里仍然使用基于高阶非线性和色散性的 Boussinesq 模型 Funwave-tvd (v2.1)，并在局部区域使用嵌套网格，以保证计算精度。此处借鉴 Baba 等计算 2011 日本东北地震海啸在仙台（Sendai）海域的演化波形，验证 Funwave 计算波状涌浪的效果。震源参数取自 Shao 等，初始水面形变如图 1(a)。从变形区域向仙台，逐渐从 30 弧秒、6 弧秒、1.2 弧秒和 0.4 弧秒。仙台附近，1 弧分 $\times$ 1 弧分的笛卡尔距离为 1.45km $\times$ 1.85km，最密的网格分辨率为 9.6m $\times$ 12.3m。计算发现，仙台海域出现了波状涌潮(见图 1(b))，周期约 12~18s；Baba 等给出的波状涌潮的周期约 12s。由于使用的震源参数不同，波状涌潮的强度有差别。使用基于 Boussinesq 方程的水波模型 Funwave-tvd，能够准确捕捉海啸长波在大陆架上的演变及分裂过程。



(a) 水面形变和加密区示意图 (b) 仙台附近水域的波状涌潮

图 12011 年日本东北地震海啸初始水面变形、地形及日本附近俯冲带走势

(其中黑色方框表示计算加密区域；右侧表示仙台附近海域波状涌潮，记录点坐标为 (141° E, 28.2° N)。

为清楚识别水面的初始形变，请参阅本文的网络版本)

计算域范围包括 98°E - 128°E 、 0°N - 30°N 的海域,使用来源于 GEBCO (General Bathymetric Chart of the Oceans) 精度 1 弧分的地形数据(图 2)。震源参数采用 Nguyen 等推荐的 $M_w 9.3$ 级特大地震震源参数,假定海水不可压缩,地震导致的海底变形瞬间完成且水面变形和海底床面变形相同,使用 Okada 弹性模型,水面初始形变见图 2。

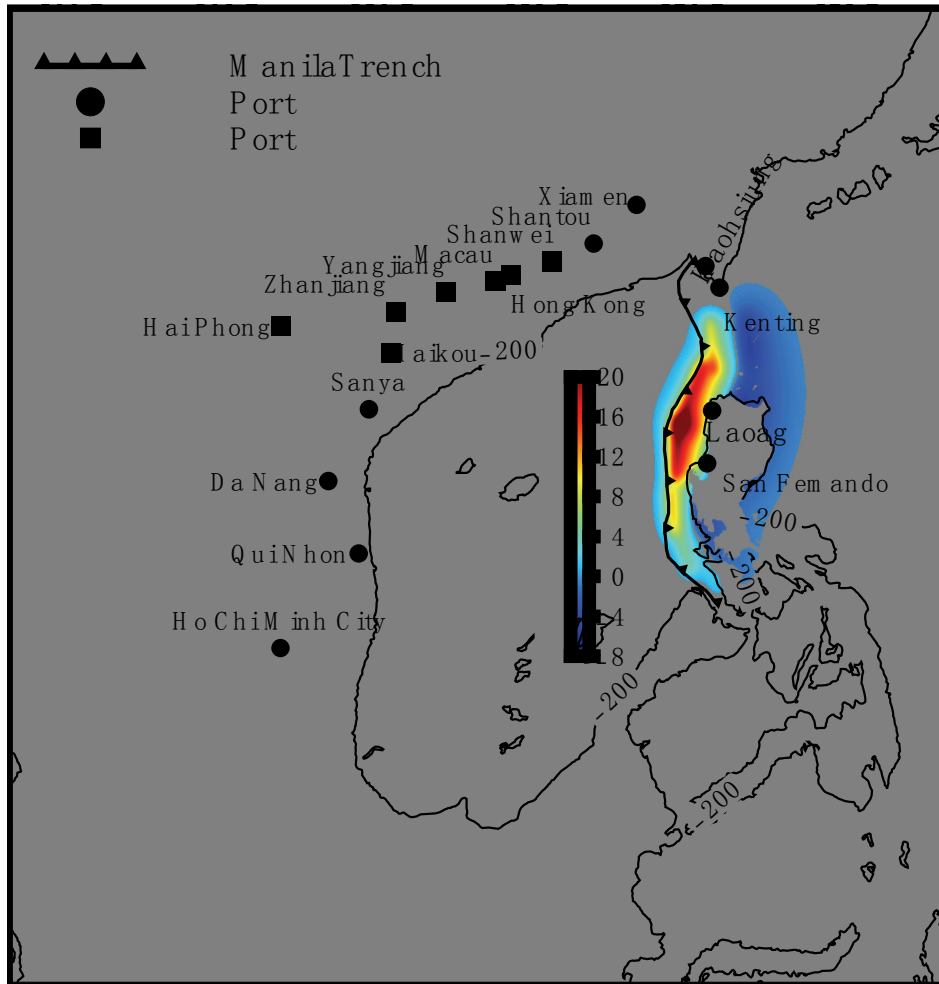


图 2 本研究所用的计算域及海域地形、初始水面变形、200m 等深线位置、马尼拉断裂带位置和南海周边重点城市分布

(其中图中黑色方框表示该城市附近水域出现了波状涌潮。为清楚识别水面的初始形变,请参阅本文的网络版本)

3 特大海啸波在南海大陆架上的演化

马尼拉断裂带发生的特大海啸波在南海的传播过程及传播至南海周围重点城市的波高和到达时间, 见 Ren 等, Zhao 等和 Li 等。本文中, 只对特大海啸波在南中国海北部大陆架上的演化作针对性研究。从图 2 可以看出, 200m 等深线所处的位置是海底地形变化最剧烈的区域。从 200m 等深线向陆地方向, 水深变浅坡度变小, 在此会与内, 海啸波浅化波陡增大现象显著增强, 波峰可能在此海域内分裂行程波状涌潮。在广东沿海(从琼州海峡东侧起, 经过湛江、阳江、澳门香港到汕尾、汕头一线水域)、台湾东南部(高雄-肯定沿线)、海南南部(三亚附近)和北部湾内部(包括越南海防、钦州、北海、防城港等)逐区域研究海啸波的演化。如 Madsen et al. (2008), 用数值方法重现长波演化分裂为短波的过程, 需要计算网格足够小。对一维情况, 以 2 倍的关系加密计算网格依次加密粗、中、细三套网格, 细网格的网格数量是粗网格的 8 倍; 而对平面二维情况, 细网格的网格数量将是粗网格数量的 64 倍。考虑到在深水区域, 如水深大于 200m 的范围内, 本文计算的海啸波的相对波高约 0.05。因此在 200m 以外的计算域内使用较粗的网格, 如网格大小为 1 弧分 $\times$ 1 弧分, 而在 200m 以内的计算域, 在观测点附近逐层加密网格, 得到收敛的计算结果。如图 3, 计算域的网格大小从 74~7.5m, 以 2% 的最大波高作为收敛标准, 收敛网格的大小为 15m。用嵌套网格, 逐区域、逐层加密计算网格, 在各监测点(图 4 中三角位置), 波状涌潮的出现位置见图 4 中黑色实心三角(编号 1-7), 白色实心三角(编号 8-13)表示此处没有波状涌潮出现。部分测点记录到的海啸波形状如图 5, 对波状涌潮做快速 Fourier 变换, 得到波状涌潮的特征周期约 30s。对应的在物理平面内, 通过测量得到波长约 1000m。

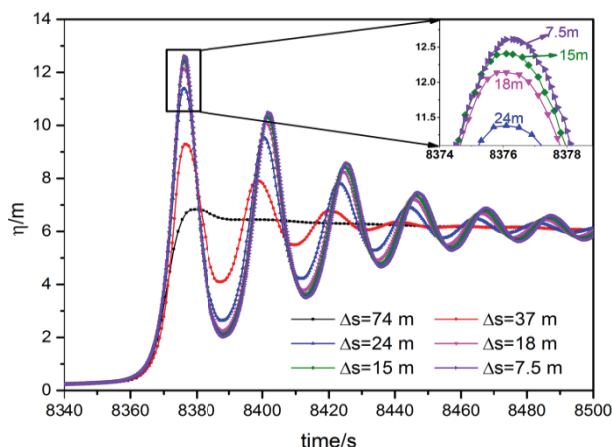


图 3 网格尺度对波状涌潮结果的影响

(记录位置: 靠近汕尾外海 50m 水深处 (115.25° E, 22.25° N)。为清楚识别不同网格尺度的计算结果, 请参阅本文的网络版本。若以 2% 的波高变化为收敛准则, 则收敛网格尺度为 15m; 以 5% 的波高变化为收敛准则, 则收敛网格尺度为 18m。

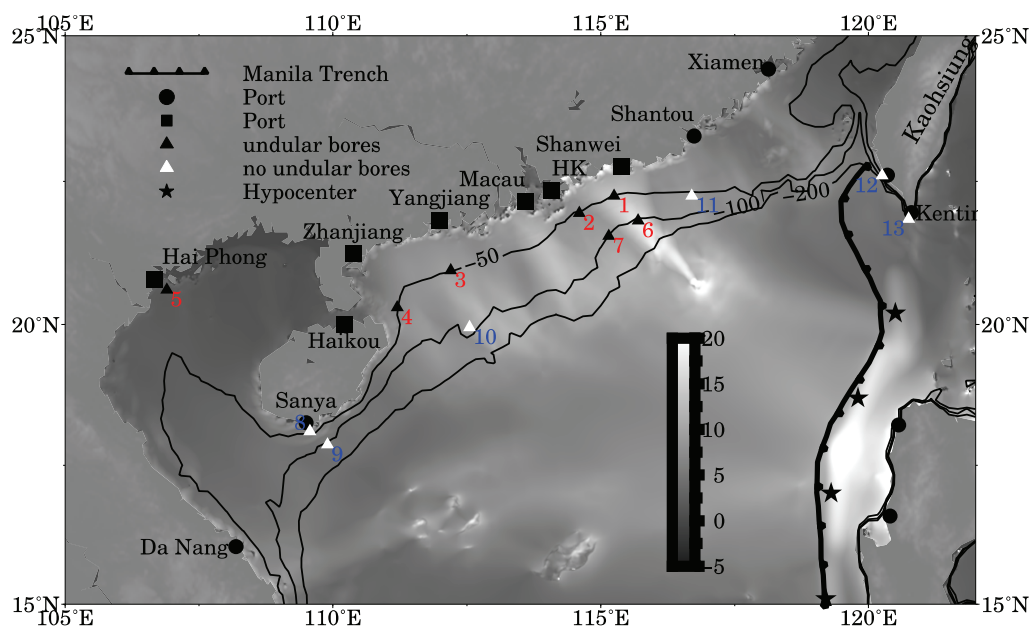


图 4 特大海啸波在南中国海北部的最大波高分布及波状涌潮的出现位置

(黑三角：编号 1-7，有波状涌潮出现，白三角：编号 8-13，无波状涌潮出现)

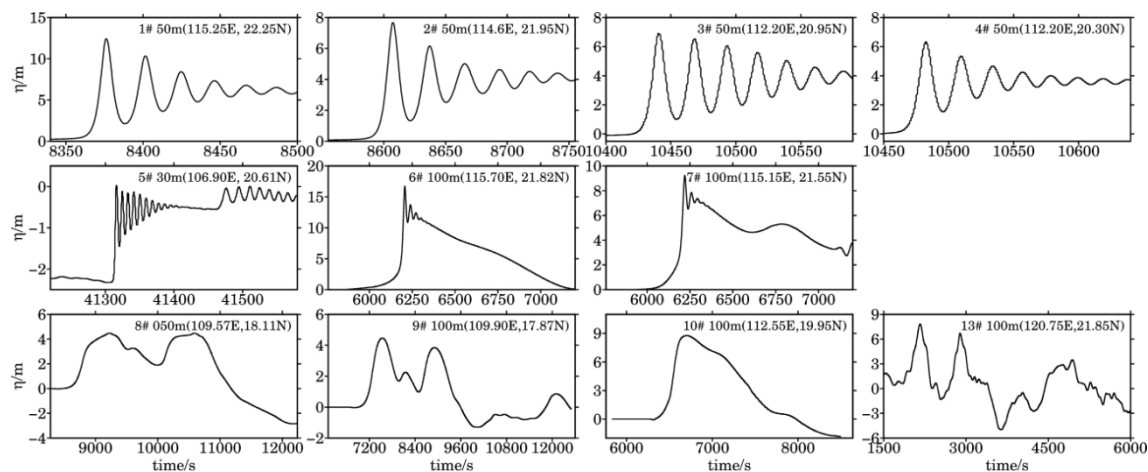


图 5 特大海啸波在南海北部部分测点处的波形

从图 4 中测点的位置可以看出，#6 和#7 可以看做#1 和#2 的入射位置，#10 可以看做#4 的入射位置。#1、#2 和#4 出波形的共同特征是在该处海啸波演化成了波状涌潮。作为

入射位置的#1、#2 和#10，该处波形的特征是入射波的波陡很大，波形特点是波前陡、波后缓，且波后的海啸波高度迅速降低。反观在三亚附近记录的波形（图 5 中#8 和#9），波峰处明显有一段水平段，海啸波的波高鲜有变化。以测点#1、#6 和测点#4、#10 为对象，对波形求时间一阶导数，结果如图 6。海啸波从#10 向#4 传播过程中演化成波状涌潮，一次从#6 向#1 传播中波状涌潮继续发展，根据线性化的自由面运动学边界条件，水质点的重力方向的速度逐渐增大。

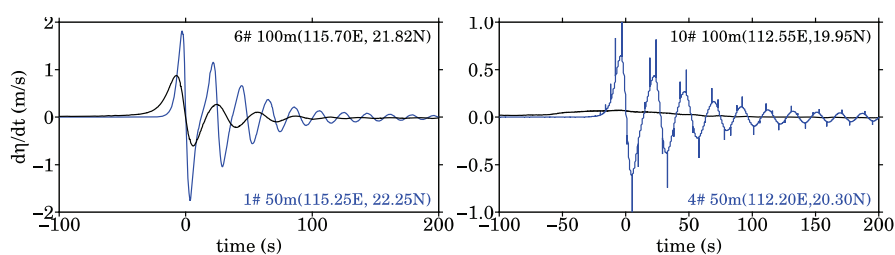


图 6 测点#1、#6 和测点#4、#10 水面波形对时间的导数

4 结论

波状涌潮是水波领域的一个有趣的物理现象，即长波在斜坡上传播，波前会分裂出波长较短的一串波列。本文以马尼拉海沟的南海特大海啸波为研究对象，用 Boussinesq 模型研究海啸波在南海北部传播过程中波形的演化。结果显示在广东汕尾至湛江一线海域 200m 等深线以内海域发现有波状涌潮出现，越南海防近海也有波状涌潮形成，周期约 30 s、波长约 1000 m。对比出现波状涌潮和未出现波状涌潮区域的入射波，发现波前变陡、波形不对称的入射波才能在传播到更浅水域中发展成波状涌潮，而波形对称的入射波未能发展成波状涌潮。

参考文献

- 1 Baba, T, Narumi T, Yoshiyuki K, Kazuto A, Daisuke M, and Toshihiro K. Parallel implementation of dispersive tsunami wave modeling with a nesting algorithm for the 2011 Tohoku Tsunami.” Pure and Applied Geophysics, 2015, 172 (12): 3455–72
- 2 El, GA, Grimshaw RH, and Pavlov MW. Integrable shallow-water equations and undular bores. Studies in Applied Mathematics, 2011, 106 (2): 157–186
- 3 El, GA, and Grimshaw RH. Generation of undular bores in the shelves of slowly-varying solitary waves. Chaos, 2002, 12 (4): 1015–1026
- 4 Grue J, Pelinovsky EN, Fructus D, Talipova T, and Kharif C. Formation of undular bores and solitary waves

- in the Strait of Malacca caused by the 26 December 2004 Indian Ocean Tsunami. *Journal of Geophysical Research*, 2006, 113 (C5)
- 5 Johnson RS. A non-linear equation incorporating damping and dispersion. *Journal of Fluid Mechanics*, 1970, 42(1): 49-60.
- 6 Kirby S, Geist E, Lee W HK, Scholl D, and Blakely R. Tsunami source characterization for western pacific subduction zones: a preliminary report USGS. NOAA Technical Memorandum ERL, 2006
- 7 Li, ZS, Zhao X, An C, and Liu H. Wave profiles of a virtual extreme tsunami in the northern region of South China Sea. *Journal of Earthquake and Tsunami*, 2018, 106: 1840004–16
- 8 Li, ZS, Zhao X, An C, and Liu H. A Numerical Study on Tsunami Waveforms and Inundation along Vietnam Coast in the South China Sea, *International Society of Offshore and Polar Engineers*, 2018b, accepted
- 9 Liu, ZB, Fang KZ, and Cheng YZ. A new multi-layer irrotational Boussinesq-type model for highly nonlinear and dispersive surface waves over a mildly sloping seabed.” *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 842: 323–353
- 10 Lynett PJ and Liu PLF. A two-layer approach to wave modelling. *Proceedings of The Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2004a, 460(2049): 2637-2669
- 11 Lynett PJ and Liu PLF. Linear analysis of the multi-layer model. *Coastal Engineering*, 2004b, 51(5-6): 439-454
- 12 Matsuyama M, Ikeno M, Sakakiyama T, and Takeda T. A study of tsunami wave fission in an undistorted experiment. *Pure and Applied Geophysics*, 2007, 164 (2-3): 617–631
- 13 Madsen PA, Fuhrman DR, and SchÄFfer HA. On the solitary wave paradigm for tsunamis. *Journal of Geophysical Research*, 2008, 113 (C12): C12012
- 14 Madsen PA, Bingham HB, and Liu H. A new Boussinesq method for fully nonlinear waves from shallow to deep water. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 462: 1-30
- 15 Nguyen HP, Bui QC, Vu PH, and Pham TT. Scenario-based tsunami hazard assessment for the coast of Vietnam from the manila trench source. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 2014, 236: 95–108.
- 16 Nwogu, O. Alternative form of the Boussinesq equations for nearshore wave propagation. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 1993, 119 (6): 618–638
- 17 Okada Y. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space. *Bulletin of Seismological Society of America*, 1985, 75 (4): 1135–1154
- 18 Peregrine DH. Calculations of the development of an undular bore. *Journal of Fluid Mechanics*, 1966, 25(2): 321-330.
- 19 Ren ZY, Zhao X, and Liu H. Dispersion effects on tsunami propagation in South China Sea. *Journal of Earthquake and Tsunami*, 2015, 09 (05): 1540001–15
- 20 Tsuji Y, Takashi Y, and Murata I. Tsunami ascending in rivers as an undular bore. *Natural Hazards*, 1991, 4: 257–266

- 21 Wolanski E, Williams D, Spagnol S, and Chanson H. Undular tidal bore dynamics in the Daly Estuary, Northern Australia. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 2004, 60 (4): 629–636
- 22 Wei G, Kirby JT, Grilli ST, and Subramanya R. A fully nonlinear boussinesq model for surface waves. part 1. highly nonlinear unsteady waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 294: 71–92.
- 23 Zhao X, Liu H, and Wang BL. Evolution of tsunami waves on the continental shelves with gentle slope in the China Seas. *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, 2013, 3 (3): 032005
- 24 Zhao X, Jiang YP, Ren ZY, and Liu H. Historical tsunami records and potential tsunami scenarios near Haikou coastal region. *Natural Hazards*, 2017, 89: 625–645

Evolution of tsunami wave over the continental shelves of the northern South China Sea

LI Zhi-song, ZHAO Xi, AN Chao, LIU Hua

(Key Laboratory of Hydrodynamics (Ministry of Education) Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, 200240

Email: hliu@sjtu.edu.cn)

Abstract: Long tsunami wave may evolve into short period undular bores while propagating over the flat continental shelves. By assuming a giant tsunamigenic earthquake in the Manila Trench, evolution of tsunami waves over the northern South China Sea is studied numerically in this paper, and the key sea regions include southwest Taiwan, Guangdong, Hainan and HaiPhong. In the spherical coordinate, by adopting the Boussinesq numerical model and nested grid algorithm, undular bores are studied and the converged grid size is about 15 m. Further study on the aforementioned sea area (sea water depth is shallower than 200 m) shows that, undular bores are developed along the coastal areas from Shanwei to Zhanjiang, as well as the sea area of HaiPhong, Vietnam. The period is about 30 s and wave length is about 1000 m. The characters of incident wave are studied by comparing the incident waves whether undular bores are evolved or not.

Key words: Tsunami wave; Continental shelves of the South China Sea; Boussinesq model; undular bore.