

隋侗侗, 姜启翻, 王广生, 等. 双峰谱波浪作用下斜坡堤周围海床液化稳定研究[J]. 海洋学报, 2025, 47(2): 98–107, doi:10.12284/hyxb2025027

Sui Titi, Jiang Qihe, Wang Guangsheng, et al. Liquefaction stabilization of the seabed around a sloping breakwater under bimodal spectral waves[J]. Haiyang Xuebao, 2025, 47(2): 98–107, doi:10.12284/hyxb2025027

# 双峰谱波浪作用下斜坡堤周围海床液化稳定研究

隋侗侗<sup>1</sup>, 姜启翻<sup>1</sup>, 王广生<sup>2</sup>, 杨沐盛<sup>1</sup>, 孙朝阳<sup>3</sup>, 张弛<sup>1</sup>, 郑金海<sup>1</sup>

(1. 河海大学 海岸灾害及防护教育部重点实验室, 江苏 南京 210098; 2. 中国港湾工程有限责任公司, 北京 100027; 3. 交通运输部 东海航海保障中心上海海事测绘中心, 上海 200090)

**摘要:** 西非海域受到北大西洋远程涌浪的影响, 形成了独特的双峰波浪现象, 这对防波堤的设计与稳定性构成了挑战。本文建立了一个基于雷诺时均的 Navier-Stokes 方程和  $k-\omega$  湍流模型的数值波浪水槽, 耦合了基于 Biot 半动态 (u-p 假设) 多孔弹性介质理论的海床模块与结构物模块, 数值模拟并研究了双峰谱随机波浪-斜坡式防波堤-海床相互作用机制。基于 Soares 4 参数法构造的双峰谱随机波浪荷载动力条件, 本文分析了斜坡式防波堤前的水动力特征, 探讨了斜坡堤周围海床的动力响应、液化的时空分布规律及频域特征, 阐明了不同双峰谱涌浪能量占比对海床孔压分布及液化特性的影响。结果表明, 随着双峰谱涌浪占比的增加, 海床内低频孔压越来越显著, 且更加容易穿透海床向海床深度传播。在海床液化显著区域, 液化深度随着双峰谱波浪中涌浪占比的增加而增大, 且高频和低频孔压对海床液化的影响程度随着距离防波堤堤脚位置的增加交替上升。本研究为斜坡式防波堤的设计与基础稳定评估提供科学依据。

**关键词:** 双峰谱波浪; 防波堤; 海床液化; 数值模拟

中图分类号: P753

文献标志码: A

文章编号: 0253-4193(2025)02-0098-10

## 1 引言

近年来, 受我国“一带一路”倡议的影响, 西非海岸的工程建设需求日益增加, 海岸防护的要求也相应提高。斜坡式防波堤因其设计灵活性, 能够适应多样化的海岸地形和波浪条件, 因而受到广泛青睐, 并在众多港口、海岸保护及海洋工程项目中得到了应用。尽管西非海域的海洋环境相对温和, 但与中国沿海相比, 西非海域在冬季会受到北向及西北向的北大西洋涌浪影响, 涌浪与风浪相互叠加<sup>[1]</sup>, 形成了独特的波浪频谱双峰现象。

前人对于波浪荷载下防波堤的研究, 关注重点多在防波堤附近水动力环境与波浪-防波堤相互作用机

理。Nerzic 等<sup>[2]</sup>对西非海域的涌浪特征进行了深入研究, 探讨了涌浪与风浪之间的复杂作用关系。Orimoloye 等<sup>[3]</sup>在不同波陡和波高下模拟了单峰和双峰波浪与防波堤的作用, 发现西非独特的双峰谱波浪展现了良好的越浪能力。王野等<sup>[4]</sup>通过 SPH 方法, 研究了波浪作用下抛石地基上沉箱防波堤的稳定性, 考虑了水平波浪力、竖向浮托力以及沉箱结构的运动响应。Guo 等<sup>[5]</sup>建立了基于非静水力学数值波浪模型 (NHAVE) 评估透水式和非透水式潜堤对多向聚焦波的衰减, 发现透水式潜堤在降低多向聚焦波群的波幅、流速、水位和能量通量方面具有显著优势。Zhao 等<sup>[6]</sup>模拟了孤立波作用下淹没防波堤周围的水动力环境, 讨论了不同孔隙率和中值粒径下的波能消耗。

收稿日期: 2024-12-12; 修订日期: 2025-02-14。

基金项目: 国家重点研发计划 (2023YFE0126300)。

作者简介: 隋侗侗 (1989—), 男, 山东省济宁市人, 教授, 研究方向为管缆冲刷悬跨拓展及回填机理、波流作用下海洋工程结构与海床地基系统的耦合响应。E-mail: ttsui@hhu.edu.cn

散,发现中等孔隙率和半径下的防波堤水动力环境更加稳定。陈汨梨等<sup>[7]</sup>通过实验确定多孔结构抛石堤对波浪分布的影响,模拟了防波堤在真实波浪环境下的工作状态,发现在波长较大时,波高可能积聚的危险区域在防波堤前方更远的距离。上述研究仅限防波堤周围的水动力荷载,对波浪与堤前土体之间的相互作用缺乏深入探讨。

最早描述波浪作用下海床动态响应的理论模型将土体骨架的变形忽略,只考虑土体孔隙中流体的流动。Putnam<sup>[8]</sup>给出了线性波浪作用下有限深海床孔隙水压力解析解,研究指出,波浪能量损失主要来自于黏性流体在海床内部的渗透过程,与海床参数无关,这一结论具有较大的局限性,只适用于渗透系数很大的粗砂质海床。1978年,Yamamoto等<sup>[9]</sup>和Madsen<sup>[10]</sup>基于Biot固结方程提出了忽略孔隙流体加速度和土骨架加速度的静态海床模型(Q-S模型),也被称为Biot固结模型,给出了波浪作用下海床土体内部孔隙水压力、土体应力和位移情况;为了进一步提升计算精度,Zienkiewicz等<sup>[11]</sup>提出了并发展了海床响应半动态模型和全动态模型,半动态模型是在静态模型的基础上,考虑了土体的加速度而忽略了孔隙流体的加速度,而全动态模型则同时考虑二者的加速度。在波浪循环压力的作用下,斜坡堤周围海床土体内的有效应力场和孔隙水压力场会随时间和空间位置而变化,严重时可能导致液化。Hsu和Jeng<sup>[12]</sup>研究了波浪在直立堤前引发的海床响应,提出与波浪倾斜度和各向异性相关的参数,给出无限深度海床的解析解。Tsai和Lee<sup>[13]</sup>在此基础上探讨了防波堤反射下短峰波对海床响应的影响,发现短峰波引发的液化深度是行进波液化深度的2倍,且低渗透性非饱和海床更易发生液化。王岳等<sup>[14]</sup>提出离散元孔隙密度流方法,实现了海床沉积物孔压的累积过程模拟,发现对海床沉积物施加波浪荷载后,表层土体中产生较高孔压,并逐渐向深层传递,在循环波浪荷载作用下,土颗粒间孔压累积范围逐渐增加。倪云林等<sup>[15]</sup>通过数值模型研究了海床可渗透情况下,海床的渗透性参数、坝体的相对宽度、数量、浸没度对波浪反射系数的影响及其与海床不可渗透情况下的差异,发现,Bragg共振发生时的反射系数随坝体数量的增多而增大,随海床渗透性参数和坝体浸没度的增大而减小。Ye等<sup>[16]</sup>使用olaFlow求解器,针对南海的水动力特点,建立了模型进行研究波浪、防波堤和珊瑚砂基础之间的相互作用,探讨了结构形式的适用性。Li和Jeng<sup>[17]</sup>使用OpenFOAM进行了一项研究双层防波堤周围的海床响应,

发现相比于单层防波堤,双层防波堤提供更好的保护,但反射波节点位置的液化深度比其他地方大。Duan和Wang<sup>[18]</sup>在OpenFOAM框架下提出了一个新的三维数值模型用于研究流体-海床-结构相互作用(FSSI)中单桩周围残余土动态响应。该模型考虑了波浪-流速相互作用,重新定义了孔隙压力产生的源项,并且在预测土体液化时同时考虑了振荡孔隙压力和残余孔隙压力。

综上所述,已有研究对波浪-防波堤-海床相互作用问题进行了探讨,但对于随机波浪,尤其是西非特有的双峰谱波浪作用下斜坡堤周围海床液化稳定性研究鲜有涉及。本文研究双峰谱波浪作用下斜坡堤周围海床动力响应及液化稳定性。研究成果为斜坡式防波堤的设计与基础稳定评估提供科学依据。

## 2 数值模型

本文建立了双峰谱随机波浪作用下斜坡式防波堤周围海床动力响应数值模型。模型包含两个模块,分别是基于雷诺时均的Navier-Stokes方程的波浪模块,以及基于Biot半动态多孔弹性介质理论的海床模块。

### 2.1 波浪模型

波浪模型控制方程是基于雷诺时均应力的Navier-Stokes方程组,包含连续性方程和动量方程:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_w}{\partial x_j} + g + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ 2\nu S_{ij} + \frac{\tau_{ij}}{\rho} \right], \quad (2)$$

式中: $u_i(i=x,y,z)$ 表示速度矢量; $g$ 表示重力加速度; $\rho$ 是流体密度; $p_w$ 是波压力; $\nu$ 表示动力黏度; $\tau_{ij}$ 为雷诺应力张量; $S_{ij}$ 是流体的平均应变率张量:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3)$$

本文采用RANS湍流模型闭合Navier-Stokes方程,以达到模拟精度和效率的平衡。由于雷诺时均的处理引入了一个额外的雷诺应力项,导致公式(1)和(2)组成的雷诺时均Navier-Stokes方程组并不闭合,因此需要对雷诺应力项进行建模,构建额外的方程组才能求解。基于涡黏性假设,认为雷诺应力项的表达形式与黏性切应力项类似,基于涡黏性假设对雷诺应力建立二方程 $k-\omega$ 湍流模型,即引入了关于 $k$ 和 $\omega$ 两个方程来闭合Navier-Stokes方程组:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \sigma^* \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \sigma \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (5)$$

式中:  $k$  表示湍流湍动能;  $\omega$  表示湍流动能耗散率, 雷诺应力项表达为

$$\tau_{ij}^* = 2 \frac{\kappa}{\omega} S_{ij} - \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij}. \quad (6)$$

模型中包含部分经验系数, 标准模型的系数取值为  $\sigma^* = \sigma = 0.5$ ,  $\beta^* = 0.09$ ,  $\beta = 0.072$ ,  $\alpha = 0.52$ 。模型采用 VOF (Volume of Fluid) 方法捕捉自由液面, 此方法是一种基于欧拉坐标系下的气-液界面捕捉方法。使用相分数  $\alpha$  来定义介质为气体 ( $\alpha = 0$ ) 或液体 ( $\alpha = 1$ ), 并通过求解下面的相分数方程进行相位更新:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} = 0. \quad (7)$$

### 2.2 海床模型

本研究海床模型基于半动态 (u-p 假设) 多孔弹性介质理论。与完整考虑土骨架加速度和孔隙流体加速度的全动态理论相比, 半动态理论在模拟坐落式结构物 (如本文中的斜坡式防波堤) 附近的海床响应问题中可达到较高精度, 且相比之下拥有更高的计算效率和更好的收敛性, 因此选取海床动力响应半动态理论作为本研究土体控制方程。控制方程包含整体受力平衡方程, 孔隙流体平衡方程以及质量守恒方程, 具体如下:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho_s g_i = \rho_s \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2}, \quad (8)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho_t g_i = \rho_t \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} + \frac{\rho_t g}{K} \frac{\partial W_i}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial W_i}{\partial t \partial x_i} = -\frac{n}{K_f} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (10)$$

式中:  $\sigma_{ij}$  是土体应力张量,  $\epsilon_{ij}$  表示土体的应变张量,  $U_i$  表示土体 (骨架) 的位移,  $W_i$  是孔隙流体相对于土骨架的位移,  $p$  是孔隙水压力,  $\rho_s$  是土体的密度,  $\rho_t$  是孔隙流体的密度,  $n$  是孔隙度,  $K$  表示土体的渗透系

数,  $K_f$  是可压缩孔隙流体的体积模量。其中, 土体应变张量可以表示如下:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right). \quad (11)$$

基于土体有效应力原理, 土骨架上的土体有效应力应当为总应力与孔隙水压力的差值, 可以表示为

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} - \delta_{ij} p, \quad (12)$$

式中:  $\sigma'_{ij}$  是土体的有效应力; 在线弹性假设下, 土体的有效应力与应变之间存在线性关系, 其表达式为

$$\sigma'_{ij} = \mathbf{E}_{ij} \epsilon_{ij}, \quad (13)$$

式中:  $\mathbf{E}_{ij}$  是土体的线弹性刚度矩阵, 包含了土体的杨氏模量、泊松比等特性 (在本模型定义拉应力为正, 压应力为负)。

### 2.3 边界条件

本文模型计算域包括空气、波浪和海床 3 种元素。波浪与海床模型交界处采用狄利克雷边界条件。海床表面孔隙水水压与波浪模型底部压力一致, 海床表面有效垂向应力和海床剪应力为 0, 如下所示:

$$p = p_b, \quad (14)$$

$$\sigma'_{soil} = 0, \quad (15)$$

$$\tau_{soil} = 0. \quad (16)$$

海床底部假设为不透水的刚体, 土体和孔隙水的位移以及孔隙水的法向梯度为 0

$$u_{soil} = 0, \quad (17)$$

$$W_i = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0. \quad (19)$$

此外, 波浪与防波堤、海床与防波堤之间的边界均假设为不可渗透的刚体, 设置为无滑移边界。水体、土体的位移均为 0。

### 2.4 模型设置

双峰谱波浪作用下斜坡式防波堤海床响应数值

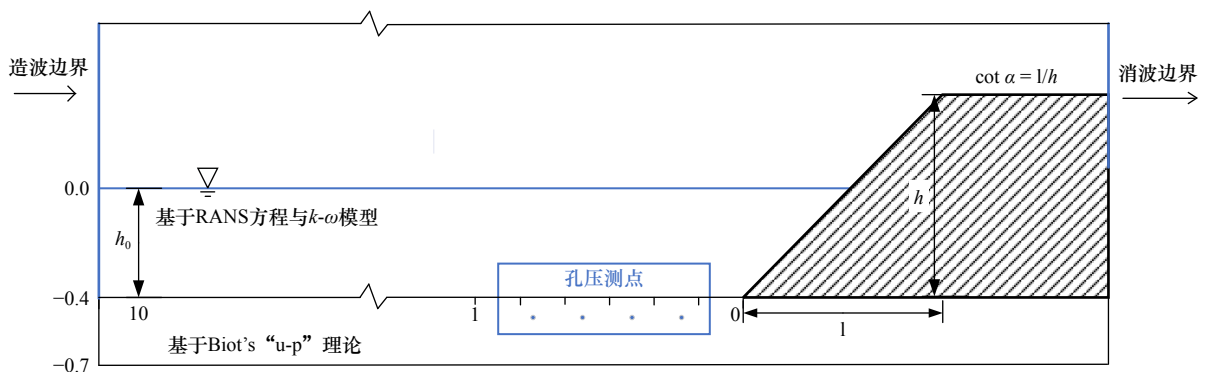


图 1 数值水槽布置示意图

Fig. 1 Schematic map for the set-up of numerical cases

水槽布置如图1所示。波浪从计算域左侧产生,防波堤堤身高0.8 m,堤前斜坡长1.6 m,坡度为0.5,水深为0.4 m。波浪模型在 $x$ 方向(波浪传播方向)的网格精度为0.045 m,在 $z$ 方向(水深方向)的网格精度为0.02 m,计算步长为0.000 1 s。海床模型在 $x$ 方向(波浪传播方向)的网格精度为0.045 m,在 $z$ 方向(水深方向)的网格精度为0.01 m,计算步长为0.02 s。

目前主要存在两种双峰谱模拟方法,分别是Ochi-Hubble的6参数双峰频谱和Soares提出的4参数方法。Ochi和Hubble<sup>[19]</sup>提出了一个6参数频谱,它是通过结合两个具有3个参数的变形P-M频谱而形成的。Soares<sup>[20]</sup>则提出可用两种Jonswap类型的频谱对双峰频谱进行建模。Ochi-Hubble的6参数双峰频谱更适合于在开放海域中建造岛屿、礁岩工程和海洋工程平台,而Soares的4参数频谱则更适合于近岸工程中的波浪建模。在本研究中,考虑到防浪堤通常存在于浅近岸区域,从方法机理来看,Soares的4参数方法基于Jonswap谱进行模拟,而Ochi-Hubble的6参数基于P-M谱,Jonswap谱引入了增长因子和衰减因子,普适性更强,在模拟风浪方面更具优势,更适合风浪-涌浪控制的双峰谱波浪;从优势角度来看,Soares方法参数较少,在数值模拟过程中计算成本相对较低,模型的收敛性更好,因此选择了Soares的4参数方法来模拟双峰波浪。参考4分量频谱模型方法,将Jonswap频谱的风浪和涌浪叠加以获得目标双峰

频谱。在目标频谱的总能量保持不变的情况下,改变涌浪能量比(SER),研究不同波浪工况下的防波堤基础稳定性。参考前人研究,涌浪能量比的表达式如下:

$$SER = \frac{E_{swell}}{E_{total}}, \quad (20)$$

式中:SER表示涌浪能量比; $E_{total}$ 是双峰谱的总能量; $E_{swell}$ 是双峰谱中涌浪的能量。当涌浪能量比等于0%和100%时,分别对应于纯风浪和纯涌浪环境。入射双峰波浪波谱参照西非几内亚湾Moree海域较深水域<sup>[21]</sup>(8 m水深)实测谱图设定,涌浪谱峰周期12.7 s,风浪谱峰周期6.2 s。

### 3 模型验证

#### 3.1 前进波在潜堤上的传播变形

Luth等<sup>[22]</sup>在1994年开展物理模型试验,研究了规则波在潜堤上传播变形的问题。实验水槽全长30 m,高0.6 m,潜堤提高0.3 m,堤顶宽2 m,堤底宽11 m,潜堤前部的坡比为1:20,后部的坡比为1:10。该实验中波高为 $H = 0.02$  m,周期 $T = 2$  s,水深 $h = 0.4$  m。参考物理模型实验布置搭建数值水槽,并与实验采用相同的波浪条件。为了数值模拟与物理模型试验波面变化之间的验证对比,水槽模型沿着波浪传播方向分别在潜堤前后设置了9个监测点: $x = 4$  m、10.5 m、12.5 m、13.5 m、14.5 m、15.7 m、17.3 m、19.0 m、21.0 m。由于本文研究更关注堤前波浪,因此

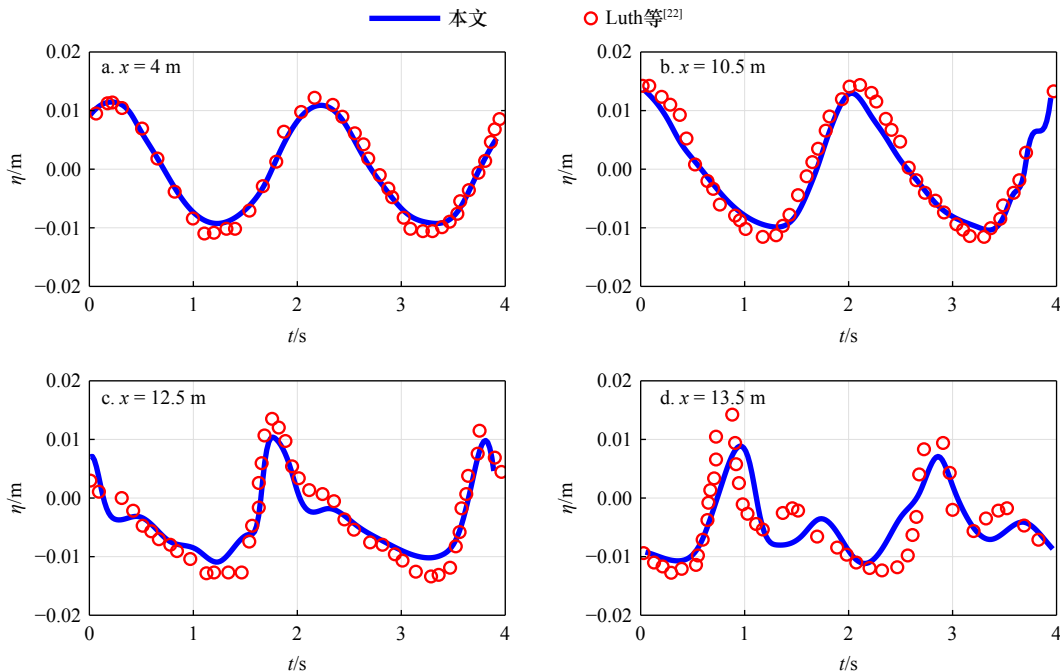


图2 数值模拟(本文)与物理模型试验(Luth等<sup>[22]</sup>)波面对比

Fig. 2 Numerical simulation (this model) and physical model test (Luth et al. <sup>[22]</sup>) wave face comparison

选取前4个测点(堤前和堤上位置)进行对比验证。如图2a-d分别展示了波浪沿着传播方向在潜堤上的变化对比情况。堤后由于波浪非线性增强,模拟结果与实验测量有略微误差,但总体验证良好,精度达87.9%以上。

### 3.2 前进波作用下海床内孔隙水压力时空分布

卢海滨<sup>[23]</sup>在2005年进行了一系列物理模型试验,研究波浪作用下海床孔隙水压力随时间的变化规律。试验波槽长60 m,宽1.5 m,深1.8 m。孔隙压力计被放置在距离海床底部5 cm、10 cm、15 cm和20 cm处,用于记录孔隙压力的时序列变化。波浪参数为波周期 $T=1.4$  s,水深 $h=0.5$  m,波高 $H=0.14$  m。海床参数为杨氏模量 $E=14$  MPa,泊松比 $\mu=0.33$ ,渗透系数 $k=0.0014$  m/s,土壤饱和度 $S_r=0.98$ 。数值模拟海床参数及测点位置与物理实验一致,图3显示了本研究的模拟结果与物理模型测量数据之间的比较,图3a、b、c和d分别对应距离海床底部5 cm、10 cm、15 cm和20 cm处。可以看出,海床内孔隙水压力在线性波的作用下变化相对平稳。孔隙压力的幅度随着海底深度的增加而减小。通过与实验数据的比较,可以看出本研究数学模型可以较好地反映海床内部的孔隙压力变化,精确度达96.1%以上。

### 3.3 入射波谱验证

通常可以将多个具有不同频率、初始相位和波高的线性波浪叠加来模拟随机波浪。通过将目标双峰谱离散成多个椭圆余弦波,并将这些椭圆余弦波的波

高、波周期、波相位和传播方向写入造波文件 wave-Dict 进行造波。离散波数量对入射谱的生成质量有很大的影响,经过多次试验发现,取300分量造波效果最好。选取SER=50%的工况,提取波面时间序列进行快速傅里叶变换,获取数值模拟波浪的频谱与入射波谱的解析解进行比较,验证数值水槽入口处的不规则波浪符合理论入射谱。如图4所示,精确度可达90%,由于对照采取的是入射波谱的解析解,没有考虑海床摩擦等因素对波浪的耗散作用, Kim 和 Kaihatu<sup>[24]</sup>提出了一种改进的波浪能量耗散的频率分布函数,引入了与频率成正比的阻尼系数,因此实际情况下峰值会相对偏低,并且在0.8 Hz处更加明显。综上,数值模拟的双峰谱随机波浪与理论入射波谱基本吻合。

## 4 结果分析

波浪产生的周期性动压力作用在海床表面,会导致防波堤周围的海床内发生复杂的动力响应。本文首先对双峰谱随机波引起孔压在海底内的传播规律展开探讨,之后再考虑加入防波堤之后的影响。

### 4.1 双峰谱随机波致孔隙水压力在海床内的传播耗能规律

首先对5种不同风涌浪占比(0%, 25%, 50%, 75%, 100%)的双峰谱波浪与海床的相互作用进行模拟。模型的海床参数根据非洲西海岸科特迪瓦实测设置,对西非海岸研究具有普适性,见表1。本文研究的双峰谱波浪有效波高为0.08 m,风浪频率为0.8 Hz,涌浪

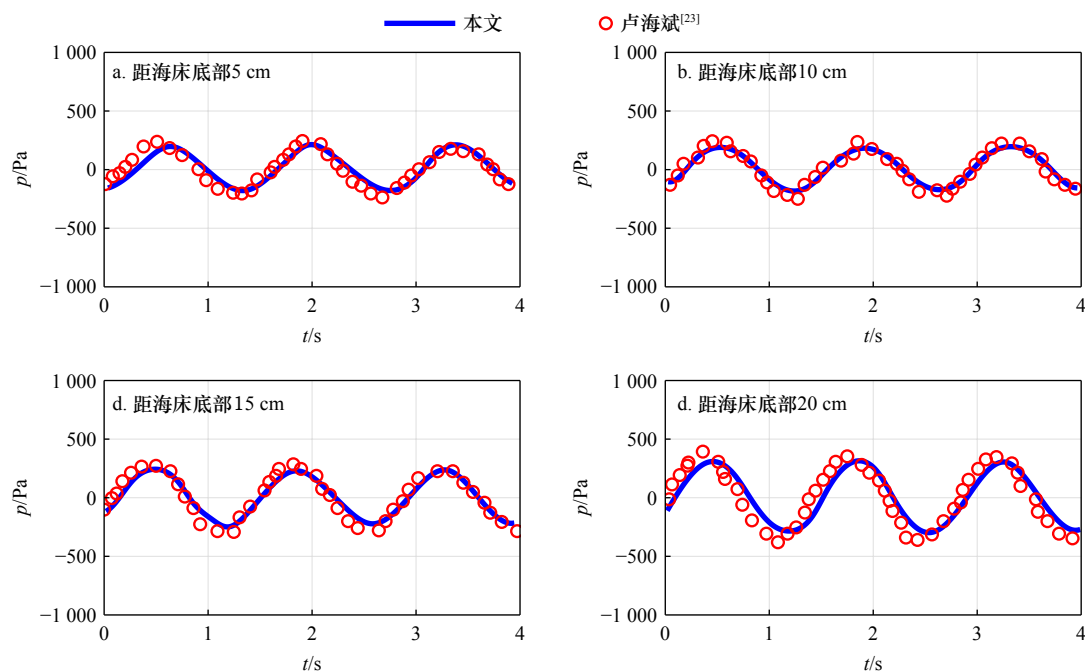


图3 数值模拟(本文)与物理模型试验(卢海滨<sup>[23]</sup>)孔压对比

Fig. 3 Numerical simulation (this model) and physical model test (Lu<sup>[23]</sup>) pore pressure comparison

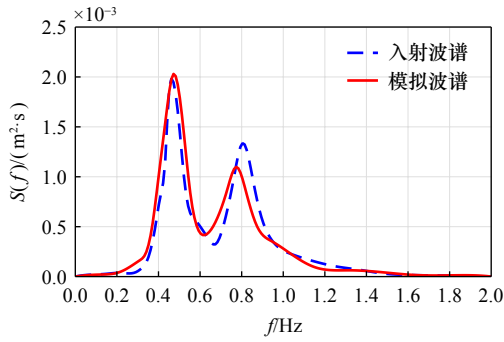


图4 入射波谱验证

Fig. 4 Incident spectrum verification

频率为 0.4 Hz。分别提取不同波况下距离模型右边界 1.6 m 处深度 0.01 m、0.05 m、0.1 m 处的海床孔压时序列, 将孔压时序列转为频谱, 在此基础上分析不同波况作用对孔压时域和频域方面的影响。

图 5a 左侧为 SER = 0% (纯风浪条件下) 时不同深度处的孔压时序列, 右侧为转换后得到的孔压频谱。从图 5a 左侧孔压时序列变化图中可以看出, 不同深度处孔隙水压力的历时变化具有随机性, 且孔压幅值随着深度的增加而降低。从图 5a 右侧孔压频谱图分析可得, 纯风浪作用下孔压频谱呈单峰形态, 且主峰频率与输入波浪谱频率保持一致 ( $f = 0.8$  Hz), 孔压能量多集中在 0.4~0.8 Hz 之间。随着海床深度的增

表 1 海床参数

Table 1 Seabed parameters

海床参数	符号	值	单位
杨氏模量	$E$	100	MPa
泊松比	$\mu$	0.33	1
剪切模量	$G$	37.6	MPa
渗透系数	$K$	0.000 1	m/s
土体饱和度	$S_r$	0.98	1
孔隙率	$n$	0.3	1
密度	$\rho_s$	2 650	kg/m <sup>3</sup>

加, 由于海床土体对孔压能量的耗散作用, 孔压频谱的主峰峰值明显减小。图 5b 展示了入射波谱风浪涌浪能量占比一致时 (SER = 50%), 不同深度 (0.01 m、0.05 m、0.1 m) 处的孔压时序列变化 (图 5b 左) 及孔压频谱图 (图 5b 右)。从图 5b 左侧不同深度孔压的时序列可知, 不同深度孔压时序列具有和单峰风浪下孔压变化 (图 5a 左侧) 相似趋势。此外, 从图 5b 右侧频谱图分析可得, 当入射波谱涌浪能量占比为 50% 时, 近海床表面处海床孔压频谱呈双峰形态, 主峰突出而次峰不显著, 随着深度增加, 次峰逐渐消失。从频率上看, 孔压能量主要分布在 0.2~0.6 Hz。随着深度增

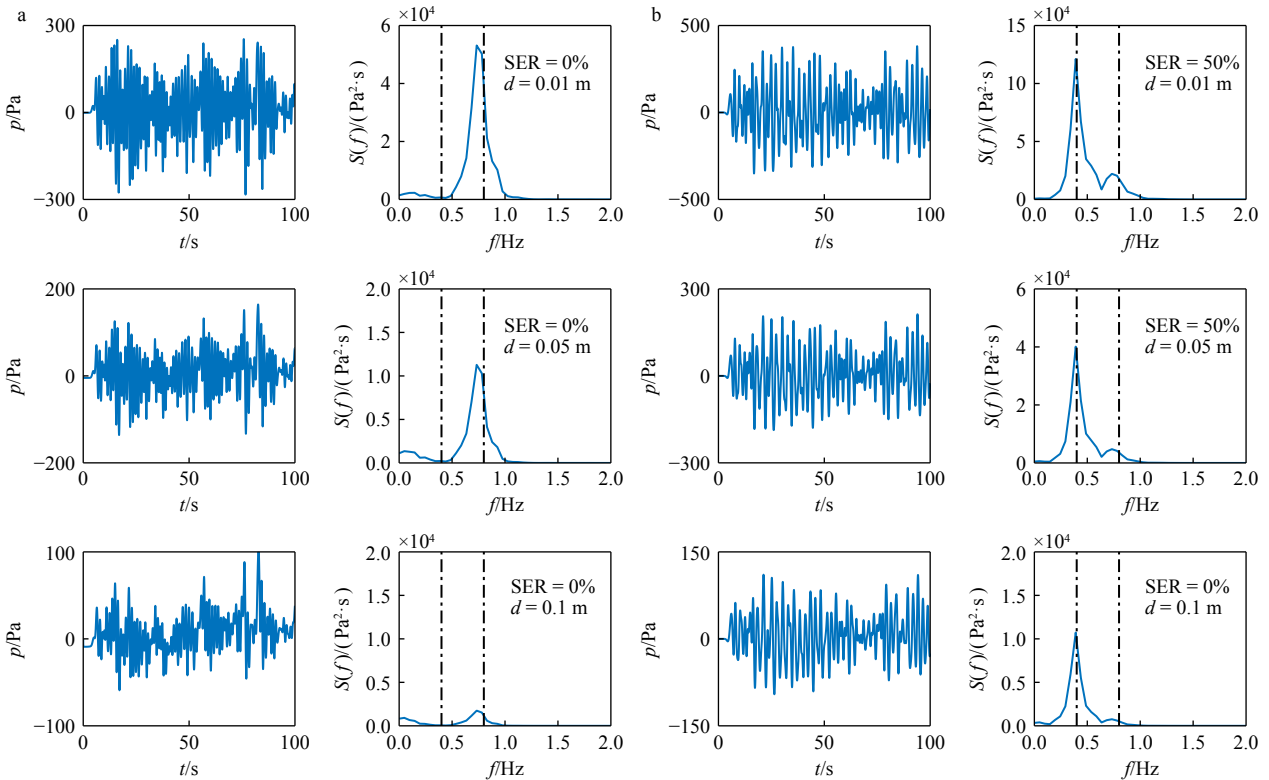


图 5 不同深度处随机波致孔压时间序列及频谱图 (SER = 0%, 50%)

Fig. 5 Time series and spectrogram of random wave pore pressure at different depths (SER = 0%, 50%)

加, 0.8 Hz 以上的能量趋近于零, 0.2~0.6 Hz 的能量越来越显著。

从以上分析可知, 随着涌浪能量占比的增大, 孔压幅值逐渐增大, 孔压频谱逐渐从单峰谱向双峰谱转变。本文涌浪工况下, 孔压能量多集中分布在 0.3~0.6 Hz, 且随着深度的增加低频孔压越来越显著。为了进一步明晰双峰谱波浪作用下孔压能量在垂向上的变化趋势, 将 0.4 Hz 处的孔压能谱密度命名为  $E_{m1}$ , 0.8 Hz 处的孔压能谱密度命名为  $E_{m2}$ 。分别提取 SER = 25%、50%、75% 算例下不同深度的孔压时序列进行频谱计算得到  $E_{m1}$  和  $E_{m2}$ 。为判断上述变量在孔压衰减中哪个贡献更大, 求取  $E_{m1}$  与  $E_{m2}$  的比值。图 6 所示风涌浪产生孔压谱峰能量比值沿深度方向变化,  $x$  轴表示  $E_{m1}/E_{m2}$ ,  $y$  轴表示距海床表面的距离, 即海床深度。从图 6 可以看出, 随着海床深度的增加,  $E_{m1}/E_{m2}$  比值均增大; 同一深度处,  $E_{m1}/E_{m2}$  比值随着涌浪能量占比的增大而变大。随着海床深度的增大, 当两个变量  $E_{m1}$  和  $E_{m2}$  都在减小的情况下(图 5a 右, 图 5b 右),  $E_{m1}/E_{m2}$  比值的增大表明低频能量在海床中的衰减速率小于高频能量, 说明低频孔压在向海床深度方向传播的时候更加容易穿透海床。

#### 4.2 不同风涌浪占比下斜坡堤周围海床动力响应

本节在入射波谱能量不变的前提下, 改变涌浪能量占比, 研究双峰谱随机波浪对防波堤堤前海床孔压响应的影响。相较于上一节平底海床, 本节引入斜坡式防波堤结构, 研究双峰谱波浪与斜坡堤相互作用下

的结构物周围海床孔压的分布特性。提取 3 个代表深度, 绘制沿程孔压最大值, 如图 7 所示。横坐标  $x$  表示距防波堤堤脚的距离; 纵坐标  $y$  表示孔压最大值 ( $p_{\max}$ ), 图 7a、b 和 c 分别代表不同海床深度 0.01 m、0.05 m 和 0.1 m。从图 7 可以看出, 孔压最大值的沿程分布具有明显的波动性。随着距离堤脚的位置越远, 孔隙水压力的幅值越小, 当距离防波堤堤脚大于 4 m, 孔压极值的变化较小。在同一深度处, 涌浪能量 (SER) 占比越高, 孔压极值越大, 且受 SER 变化的影响越不明显。这说明在入射波谱中, 相比于风浪, 涌浪对海床内孔压的变化占据主导地位。

#### 4.3 双峰谱随机波作用下斜坡堤周围海床液化特征

波浪作用下海床可能会发生液化现象。基于波浪作用下超孔隙水压力的概念, 学者 Zen 和 Yamazaki<sup>[25]</sup> 提出了一维海床液化准则, 其含义为当海床内部由波浪循环荷载产生的超孔隙水压力大于等于上覆土体的有效重度时, 海床发生液化[式(21)]:

$$-(\gamma_s - \gamma_w)z \leq p - p_b, \quad (21)$$

式中:  $\gamma_s$  代表海床土体容重,  $\gamma_w$  代表水的容重,  $p_b$  代表海床表面波压力。

Jeng<sup>[26]</sup> 将上述判断准则推广到三维, 引入静止土压力系数, 用于修正三维空间中的上覆土压力重度 [(式 22)]:

$$-(\gamma_s - \gamma_w) \left( \frac{1+2K_0}{3} \right) z \leq p - p_b \quad (22)$$

式中:  $K_0$  代表静止土压力系数, 通常情况下一般取值 0.5。

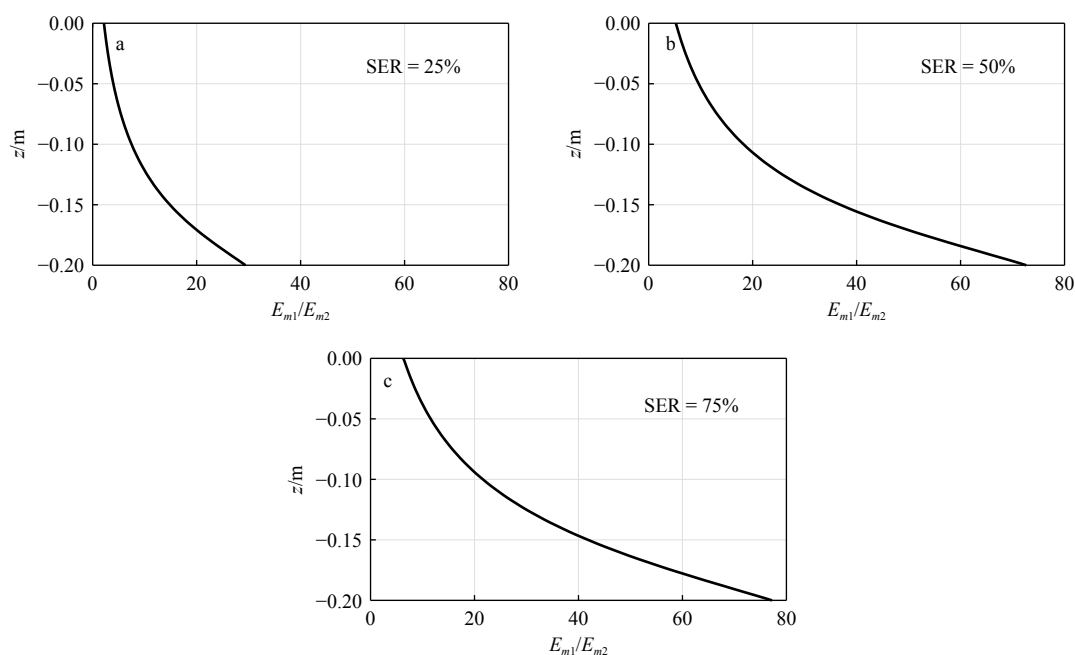


图 6 谱峰能量比值沿深度方向变化

Fig. 6 Variation of the spectral peak energy ratio along the depth direction

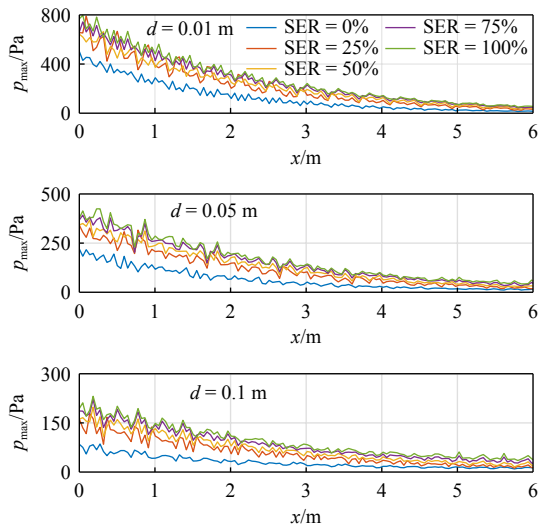


图7 孔隙水压力最大值沿程变化

Fig. 7 The maximum pore pressure varies along the way

本节研究不同风涌浪占比对液化范围的影响。通过数值计算,获得每个计算节点处超静孔隙水压力,通过与上覆土体重度进行比较,预测斜坡式防波堤周围海床液化特征。图8所示a不同风涌浪占比工况下的防波堤前海床液化范围,和图8b-d风涌浪占比SER = 25%、SER = 50%、SER = 75%下总孔压引起的液化范围(实线),高频孔压(虚线)及低频孔压(点线)影响下的海床液化范围。其中高低频孔压以频率为 $f = 0.4$  Hz为界,该值以上为高频孔压,以下为低频孔压。

从图8a可以看出,海床液化深度和范围随着涌浪占比的增大而逐渐增大。如当输入波谱为纯风浪时,取得最大液化深度0.07 m;输入波谱为纯涌浪时,最大液化深度0.13 m。此外,海床最大液化深度并不处于堤脚处( $x = 0$  m),而是距离防波堤约1.0~1.5 m的位置。这是由于随机波浪与斜坡式防波堤相互作用发生部分立波现象,导致波浪动荷载在距离堤脚一定位置处最为显著。

从图8b-d自上而下分别为涌浪占比为25%、50%和75%工况下高低频孔压分别造成的液化深度差异。从图中可以看出,随着入射波谱涌浪占比的增加,总孔压引起的海床液化深度和范围增大。低频孔压和孔压在不同时间尺度上对海床孔隙水压力的贡献不同,低频孔压的周期较长,能量累积时间较长,而高频孔压的周期较短,能量累积时间较短,低频孔压和孔压在传播路径和能量分布上会相互干扰。给定同一涌浪占比工况,相比于高频孔压,低频孔压造成的海床液化的深度和范围较小。如图8b所示, SER = 25% 工况下低频孔压引起的液化深度为0,

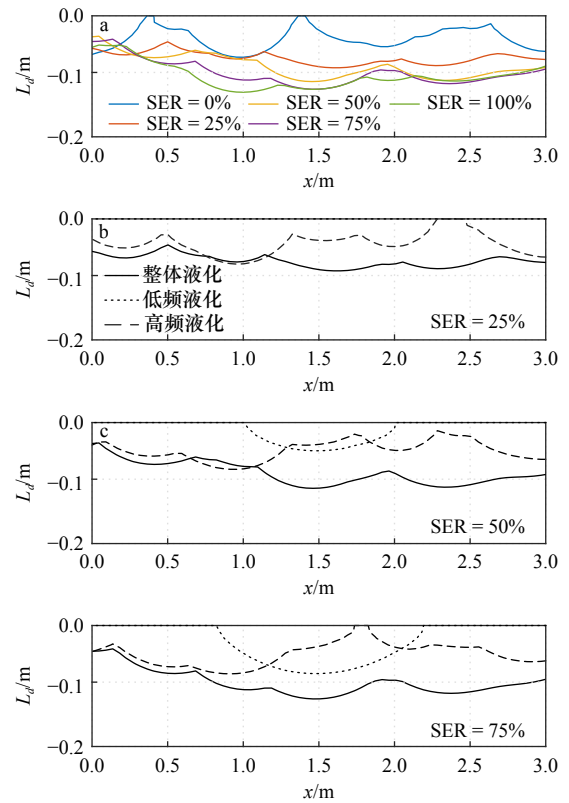


图8 风涌浪占比与高低频孔压对最大液化范围与深度的影响

Fig. 8 Effect of SER and high/low frequency pore pressure on the maximum liquefaction range and depth

点线: 低频; 虚线: 高频

Dot line: low frequency; dashed line: high frequency

而高频孔压引起的最大液化深度约为0.09 m。此外,从图8c-d中发现,在防波堤脚附近( $x < 1$  m),高频孔压下的液化深度与总孔压液化深度相近,这说明堤脚附近的海床液化由高频孔压主导;而在距离防波堤堤脚一定位置处( $1 \text{ m} < x < 2 \text{ m}$ ),低频孔压海床液化深度与总孔压相近;但在距离防波堤堤脚更远位置( $x > 2 \text{ m}$ ),低频孔压对液化的影响又小于高频孔压。这说明在海床液化显著区域( $3 \text{ m} > x > 0 \text{ m}$ ),随着与防波堤堤脚距离的增加,高低频孔压对海床液化的影响程度交替上升。这是由于高频波浪的波长较短,能量相对分散,但在堤脚附近,由于结构物的存在,高频波浪的能量能够迅速集中,导致孔隙水压力显著增加,这种局部的能量集中使得高频孔压在堤脚附近的液化深度较大;低频波浪的波长较长,能量能够穿透到更深的海床区域,然而,在堤脚附近,低频孔压的局部影响被高频孔压所干扰,随着距离堤脚的增加,低频孔压的作用优势显现,能够更充分地引发海床土体的有效应力变化,导致液化深度增加。同时,由于不同频率的波浪波长会有较大差异,影响了与波浪与防

波堤相互作用后的部分立波现象。频率越低的波浪(如涌浪)越容易形成立波,进而影响床面波浪动压力,随着距离的增加,低频孔压的能量逐渐衰减,而高频孔压虽然在传播过程中也会衰减,但由于其频率高、周期短,在更远距离处仍能保持一定的能量水平,继续对海床产生液化作用,这导致了如图8所示高低频孔压对海床液化影响程度的空间差异。

## 5 结论

建立了双峰谱波浪-防波堤-海床相互作用数值模型,分析讨论了双峰谱波浪引起的孔隙水压力在海床内的传播耗能规律。考虑斜坡式防波堤,探讨了风涌浪占比对于防波堤周围海床动力响应及液化的影响。本文得到以下结论:

(1)随着双峰谱涌浪占比的增加,海床内低频孔压越来越显著。随着海床深度的增加,双峰谱波浪中涌浪引起的孔压能量 $E_{m1}$ 和风浪引起的孔压能量 $E_{m2}$ 均减小。同一深度处,涌浪能量占比越大, $E_{m1}/E_{m2}$ 比值越大,这表明低频孔压在海床中的衰减速率小于高频孔压,即低频孔压在海床内传播时更加容易穿透海床。

(2)斜坡式防波堤前海床液化深度随着双峰谱波浪中涌浪占比的增加而增大,防波堤堤脚处的海床液化主要由高频孔压主导。在海床液化显著区域,随着与防波堤堤脚距离的增加,受制于不同频率波浪波长与防波堤相互作用的差异,高频和低频孔压对海床液化的影响程度呈现交替上升的空间特征。

## 参考文献:

- [1] 朱建, 窦培林, 陈刚, 等. 西非海域涌浪对多点系泊 FPSO 水动力性能影响分析[J]. *中国造船*, 2014, 55(3): 117-124  
Zhu Jian, Dou Peilin, Chen Gang, et al. Influence of swell on hydrodynamic performances of FPSO in West Africa waters[J]. *Shipbuilding of China*, 2014, 55(3): 117-124.
- [2] Nerzic R, Frelin C, Prevosto M, et al. Joint distributions of wind/waves/current in West Africa and derivation of multivariate extreme I-FORM contours[C]//The Seventeenth International Offshore and Polar Engineering Conference. Lisbon: ISOPE, 2007: ISOPE-I-07-298.
- [3] Orimoloye S, Horrillo-Caraballo J, Karunarathna H, et al. Wave overtopping of smooth impermeable seawalls under unidirectional bimodal sea conditions[J]. *Coastal Engineering*, 2021, 165: 103792.
- [4] 王野, 温鸿杰, 余锡平. 波浪作用下抛石基床上沉箱稳定性的 SPH 模拟[J]. *科学通报*, 2021, 66(36): 4700-4708  
Wang Ye, Wen Hongjie, Yu Xiping. SPH modeling of caisson stability on rubble-mound foundation under wave action[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2021, 66(36): 4700-4708.
- [5] Guo L, Qu K, Wang X, et al. Numerical study on performance of submerged permeable breakwater under impacts of multi-directional focused wave groups[J]. *Ocean Engineering*, 2024, 302: 117665.
- [6] Zhao Enjin, Dong Youkou, Tang Yuezhao. Performance of submerged semi-circular breakwater under solitary wave in consideration of porous media[J]. *Ocean Engineering*, 2021, 223: 108573.
- [7] 陈汨梨, 严士常, 杨越, 等. 组合式抛石防波堤港外波高分布试验研究[J]. *中国港湾建设*, 2022, 42(1): 45-47.  
Chen Mili, Yan Shichang, Yang Yue, et al. Experimental study on wave height distribution outside harbor for composite rubble mound breakwaters[J]. *China Harbour Engineering*, 2022, 42(1): 45-47.
- [8] Putnam J A. Loss of wave energy due to percolation in a permeable sea bottom[J]. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 1949, 30(3): 349-356.
- [9] Yamamoto T, Koning H L, Sellmeijer H, et al. On the response of a poro-elastic bed to water waves[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1978, 87: 193-206.
- [10] Madsen O S. Wave-induced pore pressures and effective stresses in a porous bed[J]. *Géotechnique*, 1978, 28(4): 377-393.
- [11] Zienkiewicz O C, Chang C T, Bettess P. Drained, undrained, consolidating and dynamic behaviour assumptions in soils[J]. *Géotechnique*, 1980, 30(4): 385-395.
- [12] Hsu J R C, Jeng D S. Wave-induced soil response in an unsaturated anisotropic seabed of finite thickness[J]. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 1994, 18(11): 785-807.
- [13] Tsai C P, Lee T L. Standing wave induced pore pressures in a porous seabed[J]. *Ocean Engineering*, 1995, 22(6): 505-517.
- [14] 王岳, 刘春, 刘晓磊, 等. 波浪作用下海床孔压累积过程离散元数值模拟[J]. *海洋学报*, 2021, 43(11): 88-95  
Wang Yue, Liu Chun, Liu Xiaolei, et al. Discrete element numerical simulation of the accumulation process of wave-induced pore water pressure in the seabed[J]. *Haiyang Xuebao*, 2021, 43(11): 88-95.
- [15] 倪云林, 龚倩, 沈梦佳. 渗透海床上矩形 Bragg 防波堤对波浪反射的研究[J]. *海洋学报*, 2022, 44(9): 124-131  
Ni Yunlin, Gong Qian, Shen Mengjia. Study of wave reflection by the Bragg breakwater with rectangular bars on the permeable seabed[J]. *Haiyang Xuebao*, 2022, 44(9): 124-131.
- [16] Ye Jianhong, Shan Jipeng, Zhou Haoran, et al. Numerical modelling of the wave interaction with revetment breakwater built on reclaimed coral reef islands in the South China Sea-experimental verification[J]. *Ocean Engineering*, 2021, 235: 109325.

- [17] Li Zhengxu, Jeng D S. Dynamic soil response around two-layered detached breakwaters: three-dimensional OpenFOAM model[J]. *Ocean Engineering*, 2023, 268: 113582.
- [18] Duan Lunliang, Wang Duoyin. Novel three-dimensional numerical model for residual seabed response to natural loadings near a single pile[J]. *Applied Ocean Research*, 2020, 94: 102004.
- [19] Ochi M K, Hubble E N. Six-parameter wave spectra [J]. *Coastal Engineering Proceedings*, 1976, 1(15): 17.
- [20] Soares C G. Representation of double-peaked sea wave spectra[J]. *Ocean Engineering*, 1984, 11(2): 185–207.
- [21] Jonah F E. Managing coastal erosion hotspots along the Elmina, Cape Coast and Moree area of Ghana[J]. *Ocean & Coastal Management*, 2015, 109: 9–16.
- [22] Luth H R, Klopman G, Kitou N. Kinematics of waves breaking partially on an offshore bar, LVD measurements for waves without a net onshore current[R]. Delft, the Netherlands: Delft Hydraulics, 1994.
- [23] 卢海斌. 波浪作用下沙质海床孔隙水压力的研究[D]. 长沙: 长沙理工大学, 2005  
Lu Haibin. The research on pore water pressure response to waves in sandy seabed[D]. Changsha: Changsha University of Science & Technology, 2005.
- [24] Kim I C, Kaihatu J M. A modified frequency distribution function of wave-breaking-induced energy dissipation[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2022, 127(12): e2022JC018792.
- [25] Zen K, Yamazaki H. Oscillatory pore pressure and liquefaction in seabed induced by ocean waves[J]. *Soils and Foundations*, 1990, 30(4): 147–161.
- [26] Jeng D S. Wave-induced seabed instability in front of a breakwater[J]. *Ocean Engineering*, 1997, 24(10): 887–917.

## Liquefaction stabilization of the seabed around a sloping breakwater under bimodal spectral waves

Sui Titi<sup>1</sup>, Jiang Qihe<sup>1</sup>, Wang Guangsheng<sup>2</sup>, Yang Musheng<sup>1</sup>, Sun Chaoyang<sup>3</sup>, Zhang Chi<sup>1</sup>, Zheng JinHai<sup>1</sup>

(1. Key Laboratory of Coastal Disaster and Protection (Hohai University), Ministry of Education, Nanjing 210024, China; 2. China Harbour Engineering Company Ltd., Beijing 100027, China; 3. Shanghai Maritime Surveying and Mapping Center of Eastern Navigation Service Center, Ministry of Transport, Shanghai 200003, China)

**Abstract:** This article explores the distinctive marine environment of the West African coastal region, with a particular focus on bimodal waves-induced seabed response and stability around sloping breakwaters. Bimodal waves are a unique wave pattern observed in the West African Sea, influenced by distant swells from the North Atlantic. These waves present new challenges in marine engineering, particularly in the design and maintenance of breakwater structures. A complex numerical model has been developed to simulate the interaction between bimodal spectrum random waves and sloping breakwaters. This model is grounded in the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations and employs the  $k-\omega$  turbulence model to simulate the flow field and pressure distribution around the breakwater. Furthermore, the model incorporates Biot's semi-dynamic porous medium theory (the u-p model) to assess wave-induced pore pressure and the liquefaction features of the seabed. The study found that the pore pressure response varies under different conditions, generally indicating that pore pressure increases with the swell energy ratio (SER). It was observed that low-frequency pore pressure becomes more pronounced with increasing depth and swell wave ratio. Analyzing the swell energy ratio revealed that the attenuation rate of low-frequency energy is lower than that of high-frequency energy. As the swell energy ratio increases, the pore pressure response in the seabed intensifies significantly, leading to an expansion in the range and depth of seabed liquefaction, especially noticeable at certain distances in front of the breakwater. Furthermore, the influence of high-frequency and low-frequency pore pressure on seabed liquefaction alternates with the increasing distance from the breakwater's toe. This study provides a scientific basis for the design and stability assessment of sloping breakwaters.

**Key words:** bimodal waves; sloping breakwater; seabed liquefaction; numerical simulation