

波浪与斜坡堤护面块体相互作用的 SPH-DEM 数值模拟

任冰^{*1}, 金钊², 高睿³, 贺铭¹, 王永学¹

(1. 大连理工大学 海岸和近海工程国家重点实验室, 辽宁 大连 116024;
2. 中国建筑东北设计研究院有限公司, 辽宁 沈阳 110006;
3. 中国石油天然气管道局第六工程公司, 天津 300270)

摘要: 基于 SPH 方法和离散单元法 (DEM) 建立了二维流固耦合数值模型, 模拟了波浪作用下斜坡式防波堤护面块体的水动力变化特性. 流体模型采用经黎曼接触算法和 CSPM 修正后的 SPH 方法, 水槽固壁和造波边界以及结构物边界采用固壁粒子法处理. 离散护面块体的运动和受力采用 DEM 方法来模拟. 流体与固体的交界面处满足界面力平衡条件. 应用所建立的二维 SPH-DEM 耦合数值模型模拟了波浪与斜坡堤护面块体的相互作用, 分析了波浪爬坡过程中的流场变化以及波压力沿胸墙的分布规律. 物理模型试验验证了所建立的数学模型.

关键词: SPH; DEM; 斜坡式防波堤; 护面块体

中图分类号: TV139.2 **文献标志码:** A

0 引言

波浪与斜坡堤之间的相互作用是一个涉及多物理场和多尺度效应的复杂问题, 目前国内外罕有关于斜坡堤护面层内的波能衰减规律、流场变化特性等的研究成果. 近年来全球气候变暖、海平面上升和近海风暴灾害的频发使近岸防护结构面临的威胁日益严峻, 所以开展波浪作用下斜坡堤的水动力特性研究具有重要的意义.

关于波浪与斜坡堤的相互作用目前常用数学模型的基本思想是将斜坡堤的护面层结构假设为多孔介质^[1-4], 采用紊流时均方程 (RANS) 结合适当的湍流模型 ($k-\epsilon$, RNG 或 LES 等) 来求解流体运动, 流体作用于固体上的边界力由控制方程中基于 Forchheimer 渗流关系得到的拖曳力项来模拟, 通过两步映射法差分求解湍流控制方程得到计算域内的速度和孔隙水压力. 上述多孔介质渗流模型未考虑块体的移动、护面块体的复杂形状以及块体间的相互作用力的影响, 关于护面块体的稳定性也需通过相关的经验公式如 Hudson 公式和 Van Der Meer 公式等来分析. 由于斜坡堤的

护面块体和大的垫层块石是非连续介质, 块体形状各异、相互勾连且数量众多, 离散块体的尺寸效应、运动和力学特性对整个护面结构体系的水动力特性影响很大.

近几年, 开始有学者用离散单元法^[5] (DEM) 来模拟斜坡堤护面块体的稳定性. Gotoh 等^[6] 将 MPS 和 DEM 方法结合起来研究了沉箱抛石基床上规则排列的矩形护面块体的稳定性. Mindel^[7] 将求解流体运动的有限元模型与求解结构运动的 FEMDEM 模型耦合, 模拟了波浪在护面块体上的破碎. 李增志^[8] 采用二维刚性离散元模型研究了拟静力转化的波浪力作用下堆石防波堤的稳定性.

波浪与斜坡式防波堤的相互作用不仅涉及波浪破碎、湍流、边界层效应和渗流等多种复杂的水动力现象, 还包括离散护面块体结构的运动和变形断裂等. 目前在水动力数值模型方面, 有限元方法难以处理自由表面大变形和波浪破碎问题、边界元方法无法求解湍流涡旋问题、基于 VOF 方法的有限差分法难以解决复杂物面边界问题, 因此需要发展一个可以方便求解自由表面大变形流

收稿日期: 2011-12-05; 修回日期: 2012-12-28.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (51179030); “九七三”国家重点基础研究发展计划资助项目 (2011CB013702).

作者简介: 任冰* (1972-), 女, 教授, 博士生导师, E-mail: bren@dlut.edu.cn.

动和复杂物面边界问题的数值波浪模型. 近年来新兴的光滑粒子流体动力学 SPH 方法, 具有自适应性和无网格特性, 可以实现对大变形自由表面和复杂物面边界的精确模拟. 且由于其与离散单元法的拉格朗日共性, 使得两者之间的耦合求解易于实现^[9].

本文建立基于 SPH 方法和 DEM 方法的二维流固耦合 SPH-DEM 数值模型, 对斜坡式防波堤护面块体的水动力特性及其运动规律进行数值模拟, 并用物理模型实验对所建立的数学模型进行验证.

1 SPH 方法

1.1 SPH 原理

SPH 方法中场变量 $f(\mathbf{r})$ 可以通过核近似过程表示成如下积分形式:

$$f(\mathbf{r}) = \int_D f(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}' \quad (1)$$

式中: h 是光滑长度, 控制积分域的大小; \mathbf{r} 是粒子的矢径; W 为核函数, 本文采用 Monaghan^[10] 提出的样条函数, 其表达式为

$$W(\mathbf{r}, h) = \alpha_b B(q) \quad (2)$$

式中

$$B(q) = 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{4}q^3; 0 \leq q \leq 1$$

$$B(q) = \frac{1}{4}(2 - q)^3; 1 \leq q \leq 2$$

$$B(q) = 0; q \geq 2$$

式(2)中 α_b 在二维问题中等于 $\frac{10}{7\pi h^2}$, $q = \frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{h}$.

式(1)场函数的粒子近似形式为

$$f(\mathbf{r}) = \sum_b m_b \frac{f_b}{\rho_b} W_{cb} \quad (3)$$

其中粒子质量 m_b 和密度 ρ_b 的比值表示积分微元.

1.2 控制方程

流体运动的控制方程为

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (4)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \mathbf{F} \quad (5)$$

式中: ρ 是水的密度; \mathbf{F} 为体积力, 二维问题中 \mathbf{F} 为重力加速度 $-\mathbf{g}$; p 为压力.

控制方程的粒子近似表达式为

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \mathbf{u}_{ij} \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial \mathbf{x}_i} \quad (6)$$

$$\frac{D\mathbf{u}_i}{Dt} = -\sum_{j=1}^N m_j \left[\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right] \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial \mathbf{x}_i} + \mathbf{F} \quad (7)$$

直接应用式(6)和(7)来研究波浪变形、破碎等强非线性流体动力学问题时, 自由表面边界附近由于积分域缺失导致粒子近似式中边界粒子不足而无法满足核函数的归一性, 从而影响流体压力场和速度场的计算精度. 本文采用基于泰勒级数展开的 CSPM 和黎曼解对方程(6)、(7)进行了修正, 修正后控制方程的 SPH 表达式为^[11]

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \frac{2\rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_{ij}^*}{\rho_{ij}^*} (U_i^r - U_{ij}^r) \cdot \nabla_i W}{\sum_{j=1}^N (\mathbf{r}_{ij}^* - \mathbf{r}_i) \otimes \nabla_i W_{ij} \frac{m_{ij}^*}{\rho_{ij}^*}} \quad (8)$$

$$\frac{D\mathbf{u}_i}{Dt} = \frac{-\sum_{j=1}^N m_{ij}^* \frac{p_{ij}^*}{\rho_i \rho_{ij}^*} \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial \mathbf{x}_i}}{\sum_{j=1}^N (\mathbf{r}_{ij}^* - \mathbf{r}_i) \otimes \nabla_i W_{ij} \frac{m_{ij}^*}{\rho_{ij}^*}} + \mathbf{F} \quad (9)$$

其中 $\mathbf{r}_{ij}^* - \mathbf{r}_i = (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \left[\frac{m_i/\rho_i}{m_i/\rho_i + m_j/\rho_j} \right] + U_{ij}^r \Delta t$, m_{ij}^* 按平均值计算, ρ_{ij}^* 按体积平均计算, U_i^r 是粒子 i 的径向速度, U_{ij}^r 和 p_{ij}^* 为接触点处的法向速度和压力.

1.3 边界条件

SPH 的完全拉格朗日特性使其在其自由表面的边界条件是自动满足的, 不需要特殊的处理.

本文采用固壁粒子法(如图 1)来模拟固壁边界条件, 包括水槽固壁边界、造波板边界以及结构物边界.

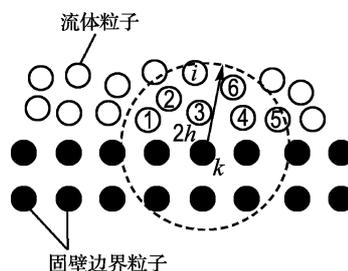


图 1 固壁边界布置形式

Fig. 1 Boundary particles layout of solid wall

在固壁粒子方法中, 边界粒子与流体粒子一样参与式(8)和(9)的计算, 但其位置和速度保持不变, 仅更新其密度和压力. 对于造波板和浮体等

可动边界上的粒子,分别按照造波板控制信号和求解浮体运动方程确定边界粒子的位置和速度. 边界粒子 k 对其附近的流体粒子 i 的作用力如下:

$$f_{ik}(\mathbf{r}) = -m_k \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_k}{\rho_k^2} \right) \nabla_i W_{ik} \quad (10)$$

式中: p_k 是固壁边界粒子的压力, p_i 是流体粒子的压力. 为使计算稳定,本文对边界粒子 k 的压力作如下修正^[11]: $p_k(\rho) = p'_k(\alpha(\rho_k + \rho_i)/2)$, 其中 α 是常数,可通过数值试验确定,这里取为 1.000 2. p'_k 是由状态方程计算出的固壁边界粒子压力. ρ_i 的表达式如下:

$$\rho_i = \frac{\sum_{i=1}^n \rho_i}{n} \quad (11)$$

2 DEM 方法

斜坡堤的护面块体和块石形状各异、互相勾连且分布数量众多,单个块体的局部尺寸效应、运动和力学特性对整个护面结构体系的影响很大. 本文采用近年来发展起来的离散力学计算方法——离散单元法来模拟分析斜坡堤离散护面块体的受力和运动.

离散单元法的基本思想是把研究对象用一系列具有一定质量的单元离散,单元在运动过程中受重力、相邻单元间的法向接触力和切向接触力作用. 当单元 i 与单元 j 接触时,根据牛顿第二定律,单元 i 的运动控制方程可以写为

$$m_i \frac{d\mathbf{u}}{dt} = m_i \mathbf{g} + \sum_{j=1}^N (\mathbf{F}_{n,ij} + \mathbf{F}_{t,ij}) \quad (12)$$

$$\mathbf{I}_i \frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{dt} = \sum_{j=1}^N \mathbf{T}_{t,ij} \quad (13)$$

式中: $\mathbf{F}_{n,ij}$ 和 $\mathbf{F}_{t,ij}$ 分别为单元 j 对单元 i 的法向和切向作用力; \mathbf{I}_i 为单元体的转动惯量; $\boldsymbol{\omega}_i$ 为单元 i 的角速度; $\mathbf{T}_{t,ij}$ 为 $\mathbf{F}_{n,ij}$ 和 $\mathbf{F}_{t,ij}$ 对单元 i 的力矩^[12].

为了简化接触模型,本文采用 multi-sphere 方法^[13]将单个离散块体表面形状用一组相邻的球形粒子描述,如图 2 所示. 由此将块体间的接触近似为不同的球形粒子间的接触,如图 3 所示. 上述处理既可以方便地描述块体的复杂表面形状(凹多边形),又可以简化接触判断. 在求得不同的球形粒子间的接触力后,将其简化到对应块体的形心上,然后根据式(14)~(16)计算块体所受的

合力和合力矩. 由式(12)和(13)得到块体的加速度和角速度,更新块体位移和转角,块体表面球形粒子的位置随块体整体位置变化而即时更新.

$$F_x = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_{n,i} + \mathbf{F}_{t,i})_x \quad (14)$$

$$F_z = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_{n,i} + \mathbf{F}_{t,i})_z \quad (15)$$

$$M = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_{n,i} + \mathbf{F}_{t,i})_x d_{zi} + (\mathbf{F}_{n,i} + \mathbf{F}_{t,i})_z d_{xi} \quad (16)$$

不同块体的接触力通常采用线性黏弹性模型来计算^[14],其中法向接触力由粒子间的弹性作用力和黏性阻尼力两部分组成,如下式:

$$F_n = k_n \delta_n + c_n v_n \quad (17)$$

式中: k_n 为法向刚度系数; δ_n 为法向叠合量, $\delta_n = r_i + r_j - d_{ij}$, r_i, r_j 为互相接触的两球形粒子的半径, d_{ij} 为两粒子圆心间距离; c_n 为法向黏性阻尼系数; v_n 为法向相对速度, $v_n = v_m - v_{jn}$.

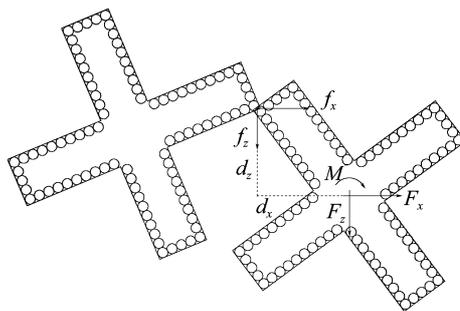


图 2 采用 multi-sphere 方法的颗粒离散单元模型
Fig. 2 DEM model of particles using multi-sphere method

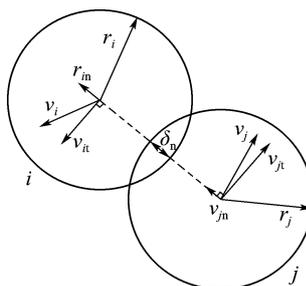


图 3 球形粒子 i, j 接触示意图
Fig. 3 Contact for sphere particles i and j

粒子间的切向力大小与相接触的粒子间相对速度有关,满足库仑定律,其具体表达式如下式:

$$F_t = \min(k_t v_t, \mu F_n) \quad (18)$$

式中: k_t 为切向刚度系数; v_t 为切向相对速度, $v_t = v_n - v_{jt}$.

式(17)和(18)中的参数 k_n, c_n, k_t 的取值方法较多,可根据相关的经验公式取值,也可通过试算和试验求得. 本文通过限制法向叠合量 ($\delta_n < 0.01r$) 并使计算尽快稳定的原则由试算确定这些系数.

3 SPH-DEM 耦合模型

位于流体和固体交界面处的离散护面块体结构,其受力包括两部分,其中流体的作用力通过 SPH 中的固壁粒子法确定,块体间的作用力通过 DEM 方法确定. 当流体粒子与固体粒子之间发生相互作用时,流体粒子需要满足不可穿透物面条件,流体粒子和固体粒子间的作用力可由式(19)确定. 块体整体受力如式(20)~(22)所示. 块体的位移和速度通过 DEM 算法确定.

$$f_{bf}(\mathbf{r}) = m_f \left(\frac{\rho_f}{\rho_b} + \frac{\rho_b}{\rho_f} \right) \nabla_f W_{fb} \quad (19)$$

$$F_x = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_{n,i} + \mathbf{F}_{t,i})_x + \sum_{i=1}^N \left(\sum_{j=1}^{N_f} f_{bfj} \right)_x \quad (20)$$

$$F_z = \sum_{i=1}^N (\mathbf{F}_{n,i} + \mathbf{F}_{t,i})_z + \sum_{i=1}^N \left(\sum_{j=1}^{N_f} f_{bfj} \right)_z \quad (21)$$

$$M = \sum_{i=1}^N ((\mathbf{F}_{n,i} + \mathbf{F}_{t,i})_x d_{xi} + (\mathbf{F}_{n,i} + \mathbf{F}_{t,i})_z d_{zi}) + \sum_{i=1}^N \left(\left(\sum_{j=1}^{N_f} f_{bfj} \right)_x d_{xi} + \left(\sum_{j=1}^{N_f} f_{bfj} \right)_z d_{zi} \right) \quad (22)$$

式中: N 代表离散块体的球形粒子数, N_f 代表与固体粒子 i 相互作用的流体粒子数.

4 数值造波

数值造波机采用可吸收式造波技术^[15],即造波板的运动除了产生所需要的行进波之外,还产生一个附加项以消除二次反射波的影响. 对于平衡位置在 origin、角频率为 ω 、冲程为 X_0 的活塞式造波机,根据线性造波理论,其推板作简谐运动的速度为

$$U(t) = \frac{\omega}{W} \eta_0 \cos \omega t \quad (23)$$

其中 η_0 为所需波面, W 为传递函数,其表达式为

$$W = \frac{4 \sinh^2 kd}{2kd + \sinh 2kd} \quad (24)$$

当采用可吸收式造波机时,推板的运动速度可以表示为

$$U(t) = \frac{dX}{dt} = \frac{\omega}{W} (2\eta - \eta) \quad (25)$$

其中 η 为造波板前实际波面, X 为造波板位置.

5 数值波浪水槽验证

本文利用直墙边界的全反射特性验证了所建立的主动吸收式二维数值波浪水槽. 计算域布置如图 4 所示. 水槽长 9.0 m,坐标原点位于水槽最左端的静水面处,初始时刻造波板位于 $x=0.5$ m 处,水槽最右端 $x=9.0$ m 处设置为直墙边界. 水深为 $d=0.5$ m,入射波为规则波,波高 $H=0.08$ m,周期 $T=1.5$ s,波长 $L=2.825$ m. 流体计算域采用 SPH 方法模拟,初始粒子间距为 0.01 m.

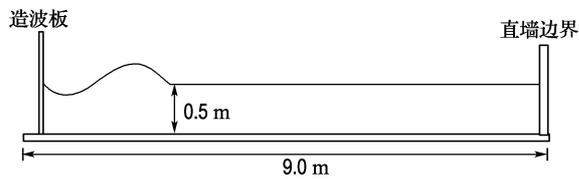


图 4 数值计算域示意图

Fig. 4 Layout of computational domain

图 5 给出了数值波浪水槽不同位置处的波面历时曲线. 由图 5 可以看出,本文建立的 SPH 数值波浪水槽,可以很好地消除左边界造波板的二次反射,波浪经右边直墙边界反射后在水槽中形成稳定的驻波,水槽中各测点波形稳定. 在距离直墙边界半波长整数倍距离处,即驻波腹点处,如 $x=1.91$ m 和 6.18 m,波高近似为入射波高的 2 倍,在驻波节点处,如 $x=6.88$ m,波高近似为 0.

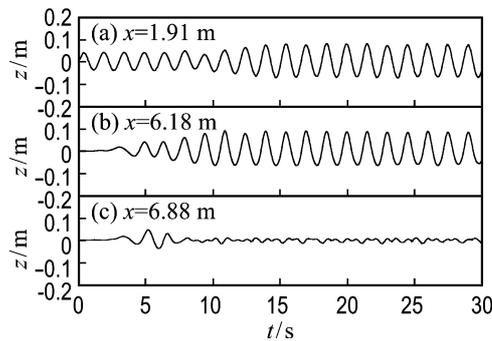


图 5 波浪水槽中不同位置处的波面历时曲线 ($H=0.08$ m, $T=1.5$ s, $d=0.5$ m)

Fig. 5 Time series of wave surface at different measure points in wave flume ($H = 0.08$ m, $T = 1.5$ s, $d = 0.5$ m)

6 二维波浪与斜坡堤护面块体相互作用的模拟

数值计算域布置如图 6 所示. 斜坡式防波堤设置在水槽右边, 堤角位于 $x=8.0$ m 处, 斜坡坡度为 1 : 1.75, 水深为 0.4 m. 胸墙高度为 0.12 m, 底高程位于静水面处. 斜坡堤护面块体为十字形块体, 块体尺寸及斜坡堤结构示意如图 7 所示. 流场采用 SPH 方法模拟, 初始粒子间距为 0.01 m. 护面块体采用 DEM 模拟, 每个块体表面布置一系列球形粒子, 粒子间距为 0.002 m, 护面块体表面的压力测点布置和位置如图 7 所示.

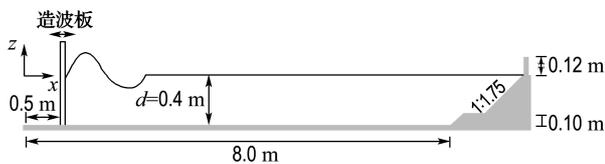


图 6 斜坡堤数值计算域示意图

Fig. 6 Computational domain of the slope breakwater

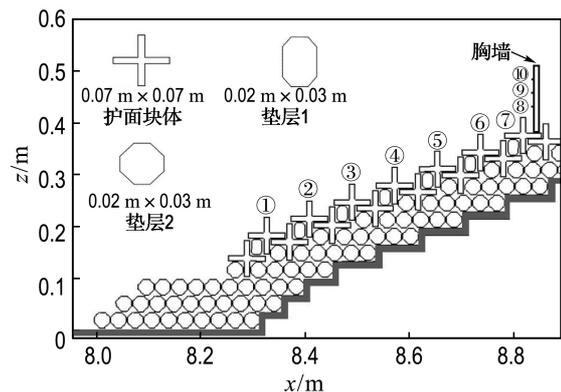


图 7 斜坡堤护面块体结构示意图和各压力测点位置图

Fig. 7 The main setup of armor blocks along the slope breakwater and the pressure measuring points

图 8 给出了波浪沿斜坡堤爬坡、破碎、越浪和回落过程的流场变化和压力分布图($d=0.4$ m, $T=1.2$ s, $H=0.14$ m). 当 $t=14.0$ s 和 $t=14.2$ s 时, 波浪沿着斜坡堤斜向上运动, 并与上一周期回落的流体汇聚, 交汇处的流体粒子以较大的速度向上运动. 当 $t=14.4$ s, 波峰粒子继续向前运动形成卷破形态. 当 $t=14.6$ s 时, 波浪破碎后的流体粒子继续沿着斜坡向上运动, 直到冲击到胸墙

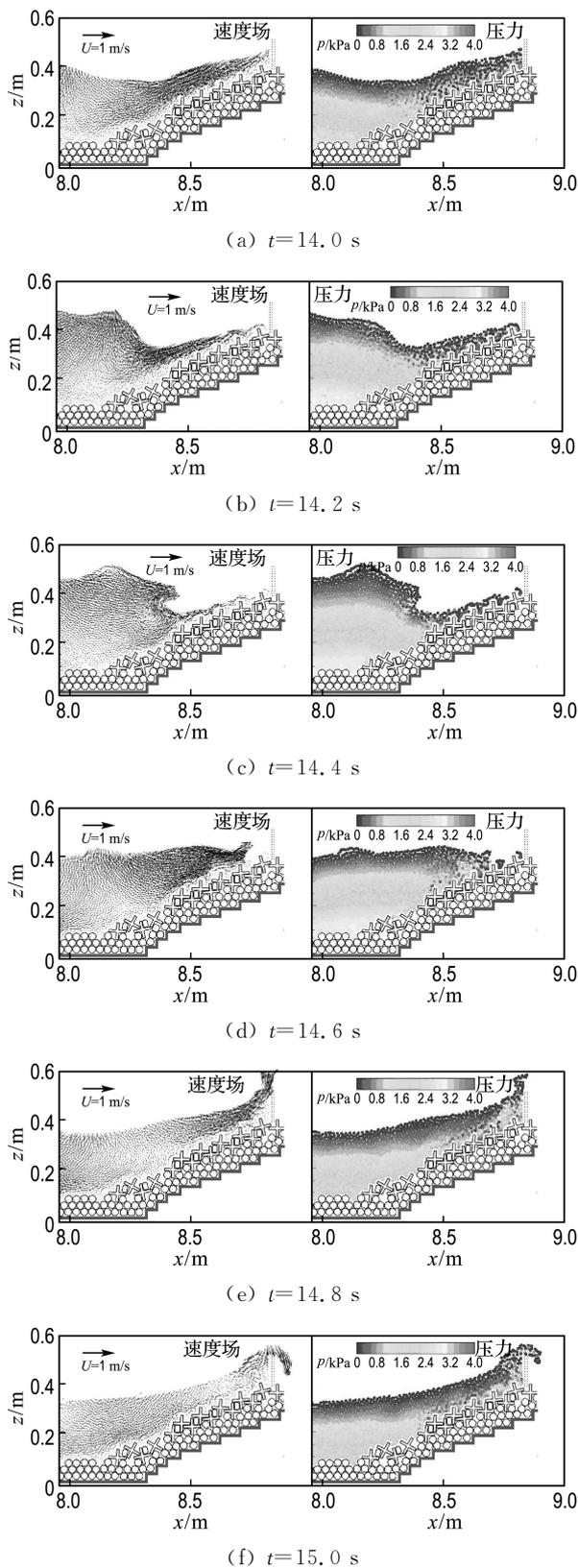


图 8 斜坡堤附近的速度场及压力分布 ($H=0.14$ m, $T=1.2$ s, $d=0.4$ m)

Fig. 8 Distribution of velocity field and pressure near the slope breakwater ($H=0.14$ m, $T=1.2$ s, $d=0.4$ m)

面. 当 $t=14.8\text{ s}$, 流体粒子斜向上以较大的速度越过胸墙. 当 $t=15.0\text{ s}$ 时, 未越过胸墙的水流开始回落, 流体粒子将沿着斜坡堤面向下运动, 并与下一周期的波浪汇聚. 由压力分布图可以看出, 在波浪沿斜坡堤爬坡破碎过程中, 斜坡堤附近压力场变化稳定、连续. 当 $t=14.6\text{ s}$ 时, 波浪破碎后冲击到护面块体上产生明显的压力波动; 当 $t=14.8\text{ s}$ 时, 当破碎波冲击到胸墙上时, 在胸墙前产生较大的压力.

图 9 给出了胸墙上测点⑧、⑨、⑩处波压力历时曲线的实测值和计算值的比较. 可以看出, 破碎波冲击到胸墙上时, 会对胸墙产生一个冲击压力, 其峰值具有一定的随机性. 测点⑧压力峰值的计算值与实测值分别为 2.45 和 2.05 kPa , 测点⑨压力峰值的计算值与实测值分别为 1.0 和 0.8 kPa , 测点⑩压力峰值的计算值与实测值分别为 0.5 和 0.4 kPa . 由于本文建立的数值模型未考虑

湍流引起的能量损耗的影响, 数值计算结果略大于物理模型试验结果.

图 10 给出了护面块体附近①到⑦号测点的

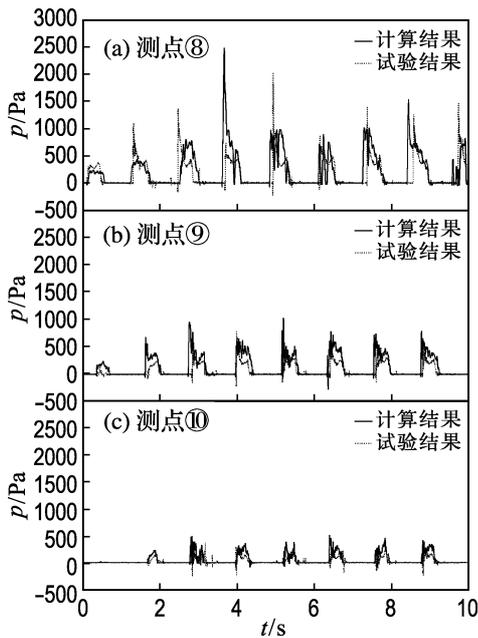


图 9 胸墙上各测点波压力历时曲线的计算值和试验值比较 ($H=0.14\text{ m}$, $T=1.2\text{ s}$, $d=0.4\text{ m}$)

Fig. 9 Comparison between calculated time series of pressure and experiment results on the parapet ($H=0.14\text{ m}$, $T=1.2\text{ s}$, $d=0.4\text{ m}$)

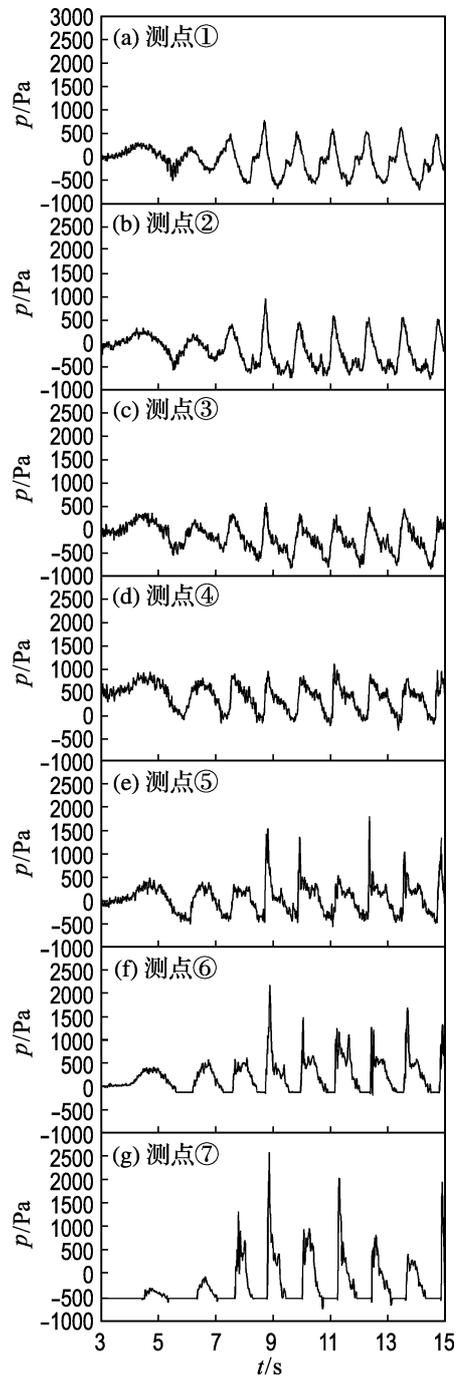


图 10 斜坡表面不同测点处动水压力随时间变化过程 ($H=0.14\text{ m}$, $T=1.2\text{ s}$, $d=0.4\text{ m}$)

Fig. 10 The time variation of hydrodynamic pressures at different measure points along the slope ($H=0.14\text{ m}$, $T=1.2\text{ s}$, $d=0.4\text{ m}$)

动水压力随时间的变化过程,测点位置如图7所示.可以看出,距离静水面较远的测点①~④的动水压力呈周期性变化,且正压力峰值与负压力峰值相差不大,而静水面附近的测点⑤~⑦由于受波浪破碎的影响,其动水压力峰值表现出一定的脉冲性和随机性,且测点位置越接近静水面其脉冲性和随机性越明显.其中测点⑤的压力峰值为1.8 kPa,测点⑥的压力峰值为2.2 kPa,测点⑦的压力峰值为3.2 kPa.

需要说明的是,由于SPH方法的计算效率较低,限制了其应用范围,特别是对于三维问题,需要进一步发展SPH并行算法和高效的相邻粒子搜索技术来提高计算效率.为此作者基于OPENMP技术,充分利用多核共享内存系统的计算资源,采用计算域分割的并行算法来进行邻近粒子搜索,运算效率较串行算法大幅提高^[16].

7 结论与展望

本文建立了基于SPH方法与DEM的二维流固耦合数学模型,研究了规则波与斜坡式防波堤护面块体的相互作用.其中流场采用通过CSPM和黎曼解修正后的SPH模型来模拟,护面块体的运动与受力采用DEM计算.数值模拟结果表明:本文建立的流固耦合模型能够很好地模拟波浪沿斜坡堤表面爬坡、破碎和回落及越浪过程.斜坡堤上距离静水面较远的护面块体附近测点的动水压力随时间呈周期性变化,正压力峰值与负压力峰值相差不大,而由于受波浪破碎的影响,位于静水面附近的各测点的动水压力峰值表现出一定的随机性和脉冲性,且测点位置越接近静水面,其正压力峰值的随机性和脉冲性越明显.波浪破碎后在直立式胸墙上产生的破波压力历时曲线与物理模型试验结果吻合较好.

限于篇幅,本文目前只分析了波浪与斜坡堤离散块体耦合作用过程中的水动力特性,对于斜坡堤护面块体的受力和运动分析,将另文讨论.且由于在波浪爬坡破碎过程中,各层流体掺混现象强烈,作者下一步将在数学模型中考虑湍流脉动耗散的影响.

参考文献:

- [1] Liu P L F, Lin Peng-zhi, Chang Kwang-an, *et al.* Numerical modeling of wave interaction with porous structures [J]. **Journal of Waterway Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE**, 1999, **125**(6):322-330.
- [2] Hsu T J, Sakakiyama T, Liu P L F. A numerical model for wave motions and turbulence flows in front of a composite breakwater [J]. **Coastal Engineering**, 2002, **46**:25-50.
- [3] Lara J L, Garcia N, Losada I J. RANS modelling applied to random wave interaction with submerged permeable structures [J]. **Coastal Engineering**, 2006, **53**:395-417.
- [4] Karim M F, Tanimoto K, Hieu P D. Modelling and simulation of wave transformation in porous structures using VOF based two-phase flow model [J]. **Applied Mathematical Modelling**, 2009, **33**:343-360.
- [5] Cundall P A, Strack O D L. A discrete numerical model for granular assemblies [J]. **Geotechnique**, 1979, **29**(1):47-65.
- [6] Gotoh H, Ikari H, Yasuoka T. Simulation of armor blocks in front of caisson breakwater by DEM-MPS hybrid model [C] // **Proceedings of the Nineteenth International Offshore and Polar Engineering Conference**. Osaka:IOPEC, 2009:21-26.
- [7] Mindel J E. Interface tracking and solid-fluid coupling techniques with coastal engineering applications [D]. London: Applied Modelling and Computational Group, Department of Earth Science and Engineering Imperial College of Science, Technology, and Medicine, 2008.
- [8] 李增志. 抛石防波堤稳定性的离散单元法分析 [D]. 天津:天津大学, 2003.
LI Zeng-zhi. The stability analysis of rubble mound breakwater by distinct element method [D]. Tianjin: Tianjin University, 2003. (in Chinese)
- [9] Potapov A V, Hunt M L, Campbell C S. Liquid-solid flows using smoothed particle hydrodynamics

- and the discrete element method [J]. **Powder Technology**, 2001, **116**:204-213.
- [10] Monaghan J J. Particle methods for hydrodynamics [J]. **Computer Physics Reports**, 1985, **3**(2): 71-124.
- [11] GAO Rui, REN Bing, WANG Guo-yu, *et al.* Numerical modelling of regular wave slamming on subface of open-piled structures with the corrected SPH method [J]. **Applied Ocean Research**, 2012, **34**:173-186.
- [12] Poschel T, Schwager T. **Computational Granular Dynamics: Models and Algorithms** [M]. Berlin: Springer-Verlag, 2005.
- [13] Latham J P, Munjiza A, Mindel J, *et al.* Modelling of massive particulates for breakwater engineering using coupled FEMDEM and CFD [J]. **Particuology**, 2008, **6**:572-583.
- [14] Markauskas D, Kacianauskas R, Rnavakas D A. Investigation of adequacy of multi-sphere approximation of elliptical particles for DEM simulations [J]. **Granular Matter**, 2010, **12**: 107-123.
- [15] Hirakuchi H, Kawauchi T. Application of a piston-type absorbing wave-maker to irregular wave experiments [J]. **Coastal Engineering in Japan**, 1990, **33**(1):2-89.
- [16] 金 钊. 斜坡堤护面块体稳定性的数值模拟[D]. 大连:大连理工大学, 2012.
- JIN Zhao. Numerical simulation of the stability of armor blocks of rubble mound breakwater [D]. Dalian:Dalian University of Technology, 2012. (in Chinese)

Numerical simulation of wave interaction with armor block of mound breakwater by SPH-DEM model

REN Bing^{*1}, JIN Zhao², GAO Rui³, HE Ming¹, WANG Yong-xue¹

- (1. State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;
2. China Northeast Architectural Design & Research Institute Co., Ltd., Shenyang 110006, China;
3. China Petroleum Pipeline Bureau (CPP) No.6 Construction Company, Tianjin 300270, China)

Abstract: A 2D SPH-DEM fluid-solid coupled numerical model is presented to simulate the hydrodynamic characteristics and motion of the armor blocks of the mound breakwater under wave force. The hydrodynamic conditions of the blocks are treated using the Riemann-CSPM revised SPH method. The solid boundaries, such as the wave maker, tank bottom and tank wall, are simulated by wall particles. The interaction forces and motions between different discretized blocks are calculated using the DEM model. The interface force equilibrium conditions are met on interface of fluid-solid. Based on the above 2D SPH-DEM coupled numerical model, the interaction of wave and armor block of mound breakwater is simulated, and the variation of flow field during the process of wave shoaling and the pressure distribution along the slope are analyzed. The impact pressures when the wave slams on the parapet are also compared with the physical model experimental results.

Key words: SPH; DEM; mound breakwater; armor block