

孤立波生成问题的 MPS 数值模拟

李梦诗^{1,2}, 王国玉¹, 李春辉¹

(1. 大连理工大学海岸与海洋工程全国重点实验室, 辽宁 大连 116024;

2. 四川大学水力学与山区河流开发保护国家重点实验室, 四川 成都 610065)

摘要:基于移动粒子半隐式方法(MPS),提出了一种求解流体与刚体结构物相互作用的等效动量传递法,并以水位差法和箱体落水法为例对孤立波生成问题进行了数值模拟。该方法将结构物离散为刚体粒子群,它们由相应的“流体”粒子群替代,在完成全域内单一密度流体动量方程的求解后,将这部分“流体”粒子群所获得的动量传递给相应的刚体粒子群,并恢复刚体的初始几何构型,从而实现流体与结构物的动力学耦合。数值模拟结果表明,该方法模拟得到的孤立波生成过程中结构物附近流场变化、波面传播以及结构物运动等信息均与物理模型试验结果吻合良好;与箱体落水法相比,水位差法生成的孤立波的波高较大,波速较快,但生成稳定孤立波所需的时间较长。

关键词:孤立波;移动粒子半隐式方法;等效动量传递;流固耦合

中图分类号:TV139.2

文献标志码:A

文章编号:1006-7647(2025)03-0048-07

Numerical simulation of solitary wave generation using MPS method//LI Mengshi^{1,2}, WANG Guoyu¹, LI Chunhui¹

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

2. State Key Laboratory of Hydraulics and Mountain River Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

Abstract: Based on the moving particle semi-implicit (MPS) method, an equivalent momentum transfer method was developed to solve the interaction between fluid and rigid structures, and the solitary wave generation was numerically simulated using the water level difference method and box-dropping method. In this method, the structure is discretized to rigid body particle groups, which are replaced by corresponding fluid particle groups. After solving the momentum equation of the single-density fluid in the entire domain, the momentum obtained by these fluid particle groups is transferred to their corresponding rigid particle groups, and the initial geometric configuration of the rigid body is restored, thus completing the dynamic coupling motion process between the fluid and structure. The numerical simulation results show that the flow field change near the structure, wave propagation, and structural motion during the solitary wave generation process simulated by this method are in good agreement with the results of physical modeling experiments. Compared with the box-dropping method, the water level differences method can generate solitary waves with greater height and faster propagation speed, but it needs more time to generate stable solitary waves.

Key words: solitary wave; moving particle semi-implicit method; equivalent momentum transfer; fluid-solid coupling

孤立波通常用于研究海啸、风暴引起的巨浪等极端海况的产生机理,这种极限波浪作用于海岸或海洋结构物时,常伴随有波浪上涌、破碎、砰击等现象,会对海上结构物的安全产生极大的威胁。因此,探究孤立波的生成和传播特性已成为海洋工程领域的重要研究课题。

自 1834 年 Scott Russell 发现孤立波^[1]以来,人们为探究这种强非线性波浪与其他结构的相互作用,在生成稳定的孤立波问题上进行了大量尝试,主

要包括以下 4 种方法:①推板造波法。Hall 等^[2]和 Frederick 等^[3]用推板式造波机生成了孤立波;Hess^[4]使用活塞式造波器探究了孤立波与其他结构的相互作用;李雪临^[5]使用推板造波法生成规则波,并采用 SPH-ALE 方法对规则波的传播进行了数值模拟。②传统的 Scott Russell 孤立波生成模型。Monaghan 等^[6]采用箱体落水的方法,结合 SPH 数值模拟探究了波浪振幅随箱体质量的变化规律;Fan 等^[7]利用二维 DDA-SPH 方法复现了 Scott Russell

基金项目:国家自然科学基金重点项目(52031002)

作者简介:李梦诗(2000—),女,博士研究生,主要从事波浪与结构物作用的数值模拟研究。E-mail:18032048410@163.com

通信作者:王国玉(1977—),男,副教授,博士,主要从事波浪与结构物作用研究。E-mail:wanggyu@dlut.edu.cn

孤立波生成实验,验证了 DDA-SPH 模拟流固耦合动力学的准确性;Yeylaghi^[8]使用 ISPH 方法对箱体落水生成孤立波问题进行了数值模拟;Böckmann 等^[9]基于压力投影的 SPH 方法对刚体入水问题进行了模拟。③水柱坍塌法。Wang 等^[10]利用箱内水体瞬间坍塌造波,在二维波浪水槽中生成孤立波,并探究了波高与水深等因素的关系;王寅等^[11]采用重力塌陷法制造内孤立波,并分析了孤立波与柱体作用时柱体不同部位的受力特性。④水位差法。Liu 等^[12]使用水位差法产生了相对波高较大的孤立波,并作用于有孔沉箱;Halász 等^[13]给出了一种浅水孤立波的高阶修正方法,通过与实验室中水位差法生成的孤立波传播速度的对比,证明了浅水孤立波高阶修正理论的合理性。水位差法与水柱坍塌法的不同在于,水柱坍塌法产生孤立波时,一般在左侧设置负压水箱,在造波的过程中不可避免水箱壁面对孤立波的影响;而水位差法是通过在水槽中设置闸门,在其两侧产生水位差,闸门快速拉开时产生孤立波,孤立波生成过程中没有壁面影响。

上述孤立波生成方法中,往往涉及结构物与水体或水体与水体之间的相互作用,且伴有液面翻卷等大变形和波形破碎等非线性现象。在移动粒子半隐式 (moving particle semi-implicit, MPS) 方法^[14-15]中,整个流场由粒子表示,每个粒子携带流体的质量和速度等物理信息。因此,该方法能有效模拟自由液面的大变形和非线性破碎等问题。

本文基于等效动量传递的 MPS 方法,模拟了孤立波的生成问题,以水位差法和箱体入水法为例,对数值计算的结构物运动信息进行了检验,并对孤立波的生成方式进行了初步探讨。

1 MPS 方法

1.1 控制方程

在 MPS 方法中,对于不可压缩流体,连续性方程和动量方程分别为

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{1}$$

$$D\boldsymbol{u}/Dt = -\nabla P/\rho + \boldsymbol{v}\nabla^2\boldsymbol{u} + \boldsymbol{g} \tag{2}$$

式中: ρ 为流体密度; $\boldsymbol{u}$ 为流体速度矢量; P 为流体所受压力; $\boldsymbol{v}$ 为流体运动黏性系数; $\boldsymbol{g}$ 为重力加速度矢量。

1.2 核函数

核函数表达式为

$$w(r_{ij},r_e)=\begin{cases}0.5\cos(\pi r_{ij}/r_e) & r_{ij}<r_e\\0 & r_{ij}\geq r_e\end{cases} \tag{3}$$

式中: r_e 为粒子的有效距离; r_{ij} 为粒子 i 与粒子 j 之

间的距离。

1.3 数值离散

1.3.1 梯度模型

本文采用如下的梯度模型:

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{p_j - p_i}{|r_j - r_i|} (r_j - r_i) w(|r_j - r_i|, r_e) \right] \tag{4}$$

式中: d 为空间维度; n^0 为初始粒子数密度; p 为压力。

1.3.2 拉普拉斯模型

动量方程中的拉普拉斯模型计算公式如下:

$$\langle \nabla^2 \boldsymbol{u} \rangle_i = \frac{2d}{\lambda^0 n^0} \sum_{j \neq i} (u_j - u_i) w(|r_j - r_i|, r_e) \tag{5}$$

$$\text{其中} \quad \lambda^0 = \frac{\sum_{j \neq i} |r_j^0 - r_i^0|^2 w(|r_j - r_i|, r_e)}{\sum_{j \neq i} w(|r_j - r_i|, r_e)}$$

式中 λ^0 的作用是确保数值结果与扩散方程的解析解一致。

1.3.3 散度模型

速度的散度项参与压力泊松方程的计算,散度模型计算公式为

$$\langle \nabla \cdot \boldsymbol{u} \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{(u_j - u_i)(r_j - r_i)}{|r_j - r_i|^2} w(|r_j - r_i|, r_e) \tag{6}$$

1.4 压力泊松方程

压力泊松方程采用如下的混合源项形式:

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{k+1} = (1 - \gamma) \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \boldsymbol{u}_i^* - \gamma \frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^k - n^0}{n^0} \tag{7}$$

式中: γ 为压力松弛系数,取值为 $0 \sim 1$; n_i^k 为当前时间粒子 i 的粒子数密度;上标 $k, k+1, *$ 分别表示当前时间步、下一时间步和临时时间步。

1.5 边界条件

1.5.1 固壁边界条件

本文将边界粒子分为两类,一类是不需要计算压力的壁面粒子,另一类是需要计算压力的虚拟壁面粒子。第一类边界粒子布置在固体边壁上,第二类边界粒子的层数视粒子作用域半径大小而变,这些边界粒子具有和流体粒子相同的物理量,对于非运动边界其速度始终设为零,对于运动边界采用无滑移边界,即将虚拟壁面粒子的速度设置为关于壁面对称粒子速度的相反数,保证界面上的速度为零。

在本文的计算中,固体边界粒子布置 3 层,其中虚拟壁面粒子是第一类边界粒子,不需要计算压力,布置 2 层;壁面粒子需要计算压力,采用第二类边界条件 (Neumann 边界条件),布置 1 层。

1.5.2 自由表面边界

在 MPS 方法中,处于自由表面附近的粒子数密度较小,因此可由粒子数密度(式(8))同时叠加粒子数(式(9))判断位于自由表面的粒子。

$$n_i^*/n^0 < \beta_1 \tag{8}$$

$$N_i^*/N^0 < \beta_2 \tag{9}$$

式中: n_i^* 为在临时位置的粒子数密度; N_i^* 为粒子在临时位置的粒子数; β_1, β_2 为判别参数, β_1 取值范围在 0.80~0.99 之间, β_2 取 0.80;上标 0 表示初始时间步。

被判定为自由面的粒子所携带的压力设定为零,作为边值条件代入到压力泊松方程(式(7))的求解中,确定边界条件后,通过共轭梯度法进行求解。

2 等效动量传递法

Scott Russell 孤立波生成涉及刚体与流体的动力学耦合,虽然粒子法较网格法更适合求解^[15-21],但模拟时需要积分结构物表面压强来获得压力,在准确求解结构物受力上仍有不足。Koshizuka^[14]提出了一种动量传递的方法,可以回避结构物表面压力积分,将结构物视为与其密度相同的特殊“流体”粒子——刚体粒子,在计算域内求解两种不同密度流体的动量方程^[22]。

与上述方法不同,本文提出的等效动量传递法将刚体粒子群视为与周围流体密度相同的“流体”粒子群,与周围流体粒子一起参与单相流体的动量方程计算,获得相应的速度;再根据动量守恒,将“流体”粒子群获得的动量等效地传递给刚体粒子群,获得刚体粒子群的速度和位置信息;最后根据结构物的刚体属性,将离散后的刚体粒子群恢复为结构物的初始几何构型。

图 1 所示为一密度 ρ_s 的刚体,以速度 $\mathbf{u}=(u,v,0)$ 、角速度 $\boldsymbol{\omega}=(0,0,\omega)$ 与密度为 ρ 的流体相互作用,以粒子 i 为例,等效动量传递法的计算可分为以下 4 个步骤:

步骤 1 在当前时间步内(以上标 k 表示),将刚体离散为与其密度一致的刚体粒子群(以下标 s 表示),共计 N 个,如图 1(a)所示。

步骤 2 暂时忽略上述刚体粒子群与周围流体

粒子的密度差别,将它们视为与周围流体密度一致的“流体”粒子(以下标 F 表示),如图 1(b)所示。这部分“流体”粒子与周围流体粒子共同参与动量方程的计算,获得“流体”粒子的速度 $\mathbf{u}_{iF}^{k+1}$ 。

步骤 3 “流体”粒子在一个时间步长内,除重力外还受到周围流体的作用力 $\mathbf{f}_i$,即:

$$(\mathbf{u}_{iF}^{k+1} - \mathbf{u}_i^k)/\Delta t = \mathbf{f}_i/\rho + \mathbf{g} \tag{10}$$

事实上,密度为 ρ_s 的刚体粒子在该时间步内同样受到除重力外的其他粒子的作用力 $\mathbf{f}_i$,即:

$$(\mathbf{u}_{is}^{k+1} - \mathbf{u}_{is}^k)/\Delta t = \mathbf{f}_i/\rho_s + \mathbf{g} \tag{11}$$

于是

$$\mathbf{u}_{is}^{k+1} = \mathbf{u}_{is}^k + \frac{\rho}{\rho_s}(\mathbf{u}_{iF}^{k+1} - \mathbf{u}_i^k) - \frac{\rho - \rho_s}{\rho_s} \mathbf{g} \Delta t \tag{12}$$

这样就获得了刚体粒子的运动速度,如图 1(c)所示,更新位置:

$$\mathbf{r}_{is}^{k+1} = \mathbf{r}_{is}^k + \mathbf{u}_{is}^{k+1} \Delta t \tag{13}$$

步骤 4 更新位置后的刚体粒子群质心位置 $\mathbf{r}_g$ 、平动速度 $\mathbf{u}_g$ 与转动速度 $\boldsymbol{\omega}$ 分别为

$$\mathbf{r}_g = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_{is} \tag{14}$$

$$\mathbf{u}_g = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_{is} \tag{15}$$

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^N \mathbf{q}_i \times \mathbf{u}_{is} \tag{16}$$

其中 $\mathbf{q}_i = \mathbf{r}_{is} - \mathbf{r}_g \quad I = \sum_{i=1}^N |\mathbf{q}_i|^2$

式中: $\mathbf{q}_i$ 为粒子 i 相对于质心的局部坐标; I 为转动惯量。

由于刚体在运动过程中形状保持不变(图 1(d)),则刚体内任意一点的速度与相对位置为

$$\mathbf{u}_{is} = \mathbf{u}_g + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{q}_i \tag{17}$$

$$\mathbf{q}_i = \mathbf{R}(\theta) \mathbf{u}_i^0 \tag{18}$$

其中 $\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$

式中: $\mathbf{q}_i^0$ 为粒子 i 初始相对位置; $\mathbf{R}(\theta)$ 为转换矩阵。

等效动量传递法的核心是刚体粒子不参加动量方程的计算,仅求解单一密度流体的纳维-斯托克斯方程即可,计算流程如图 2 所示。需要注意的是动

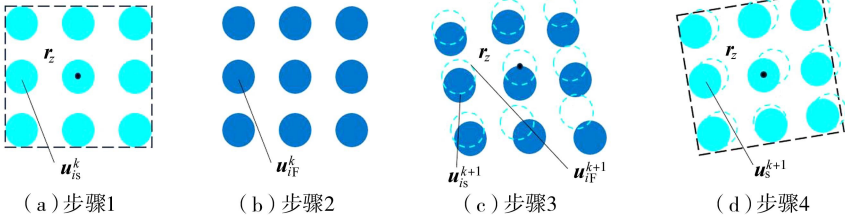


图 1 等效动量传递法示意图

量传递完成后,刚体的位置更新,而周围流体的位置没有变化,这在一定程度上会导致刚体表面和流体之间产生“空隙”。在计算时间步长适当的情况下,随着粒子法计算过程的步进,这种“空隙”会得到弥补,不会引起数值计算结果的不稳定,但其是否会对压力场产生影响需要进一步的分析和研究。

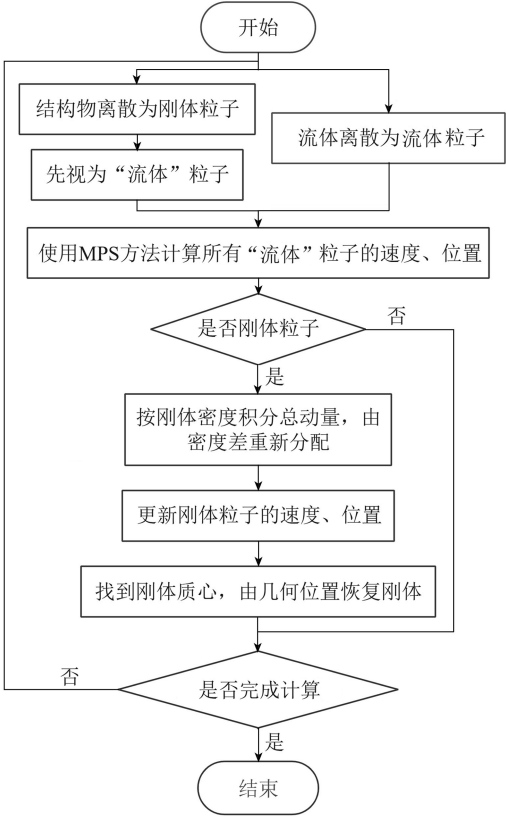


图2 等效动量传递法计算流程

3 数值模拟

等效动量传递法可用于模拟孤立波的生成问题。本文以水位差法和箱体落水法为例进行孤立波生成问题的 MPS 数值模拟,并对本文方法(基于等效动量传递法的 MPS 方法)进行验证,同时对两种方法生成的孤立波进行初步探讨。

3.1 水位差法

Halász 等^[13]在 2009 年进行了水位差法生成孤立波的试验,水箱的最左侧由一个闸门隔开,两侧液体高度不同,在快速拉开闸门后,液体的高度差产生了向右侧传播的孤立波。本文数值模拟参照上述试验设置:水槽长 2 m,高 0.3 m,水深 $D=0.1$ m,左侧水箱宽 0.13 m,高度分别取 0.17、0.18、0.19、0.20、0.21、0.22、0.23 m,初始设置见图 3,取粒子间距 $d=0.005$ m。

图 4 给出了水位差法生成的孤立波在不同时刻(t_1 和 t_2)的传播形态,其传播速度 c 可通过波峰之间的位置和时间间隔的比值 ($\Delta x/\Delta t$) 得到。

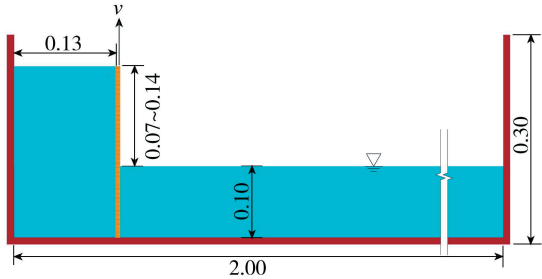


图3 水位差法生成孤立波的试验设置(单位:m)

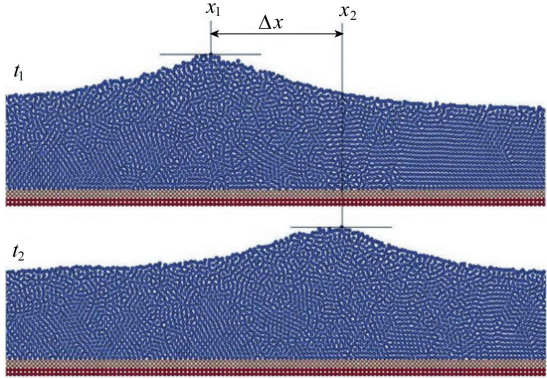


图4 水位差法生成的孤立波在不同时刻的传播形态

图 5 给出了孤立波无因次传播速度 ($c/\sqrt{gD}$) 随相对波振幅 (A/D) 的变化关系,图中 A 为孤立波的波振幅, D 为闸门右侧初始水深。本文的数值模拟结果与二阶孤立波理论解、Halász 等^[13]的物理模型试验结果均吻合良好。

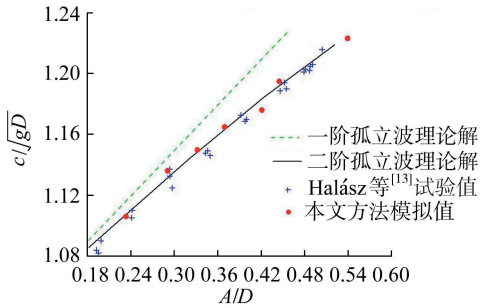


图5 孤立波无因次传播速度与相对波振幅的关系

3.2 箱体落水法

与水位差法生成孤立波的单相流问题不同, Monaghan 等^[6]采用箱体落水法生成孤立波的试验涉及结构物与流体之间的动力学耦合问题,该问题可通过等效动量传递法进行求解,试验中水槽长 9 m、高 0.4 m、宽 0.4 m,水深 0.21 m。结构物是长 0.3 m、宽 0.39 m、高 0.3 m 的箱体,距离水槽左侧 0.02 m。该箱体在重力作用下竖直自由入水,生成 Scott Russell 孤立波。

对应 Monaghan 等^[6]的试验条件,数值模拟中设置一个长 4 m、高 0.6 m 的二维水槽,水深 $D=0.21$ m。结构物尺寸为 0.3 m×0.4 m,距离箱体左端 0.02 m,数值计算域如图 6 所示。为与其他方法对

比,取粒子间距 0.005 m,则竖直方向(y 方向)粒子数 $N_y=40$,总粒子数为 42 592。

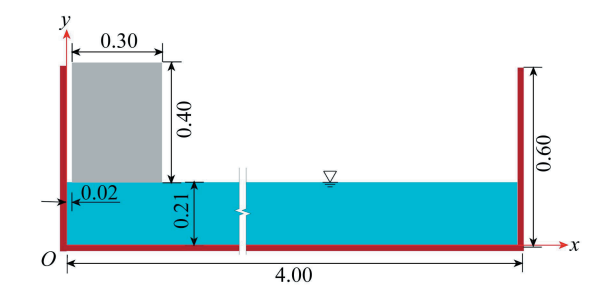


图 6 箱体落水法计算域条件设置(单位:m)

3.2.1 孤立波形态

图 7(a) 为结构物近场流体速度场变化情况。箱体在重力作用下自由下落,其下方的水被迅速排挤出来,驱动周围的水体向右且向上运动。向上涌动的水体迅速回旋并作用于箱体,在近场处形成一个明显的涡旋;同时,这部分水体驱动水槽中的水体向右运动,在远场形成一个向右传播的孤立波。图 7(b) 为远场孤立波形态与压力场,孤立波形态与物理模型试验结果拟合良好。

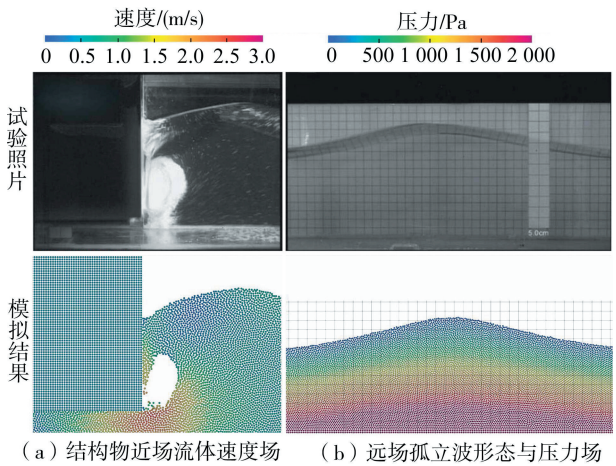


图 7 箱体附近液体变化与生成的孤立波形态

通过 Matlab 提取所需粒子信息,获得 0.285 s 生成的涡旋尺寸以及生成的稳定孤立波波高,涡旋参数物理量含义见图 8(a),模拟结果见表 1。由图 8(b) 及表 1 可知,粒子间距 0.010 m ($N_y=20$) 与 0.005 m ($N_y=40$) 分辨率时,MPS 数值模拟的结果相差不大。

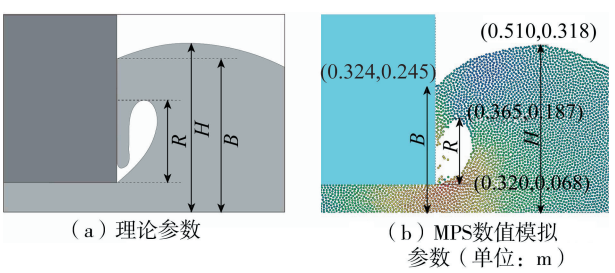


图 8 涡旋参数与速度场变化

图 9 给出了箱体自由落入水的过程,水体向左侧翻卷形成一个明显的涡旋作用于结构物,随着箱体逐步下落,涡旋逐步消散,孤立波逐步形成并向远场传播。

3.2.2 箱体运动速度

图 10 为本文方法模拟得到的箱体竖向无量纲运动速度随其在水中位置的变化关系曲线及与物理模型试验、经验公式、SPH ($N_y=40$) 模拟结果^[6] 的对比。箱体在重力作用下,从水面由静止状态开始自由下落,随着箱体运动速度的增大,其在水中的位置逐步降低,且水体对其的阻力和浮力均增大,箱体的运动状态由加速运动转变为减速运动,直至箱体降至水槽底部而停止运动。显然,箱体和水体之间互相作用时,结构物的运动速度受水体作用力的影响,而本文方法模拟得到的结构物运动速度较好地再现了这一动力学耦合过程。在竖向粒子分辨率 ($N_y=40$) 相同的条件下,本文方法的模拟结果与 SPH 模拟结果相比,与试验结果更为接近,且在很大程度上降低了数值振荡。

3.3 孤立波传播特性

水位差法和箱体落水法均可以在水槽中生成孤立波,本文设置与图 3 相同的计算域(其中左侧水柱高度为 0.1 m)分析两种方法生成孤立波的传播特性,为方便对比,水槽左上方分别设置质量和体积均相同的水体和箱体。

图 11 给出了不同时刻两种方法生成孤立波的速度场模拟结果,模拟结果显示,水位差法生成孤立波的过程中,随着左侧水柱快速坍塌,底部的水体被向右挤出且向上涌动,与下落的水体发生强烈碰撞

表 1 涡旋形态与生成的波高

研究方法	分辨率/m	B /m	B 的误差/%	H /m	H 的误差/%	R /m	R 的误差/%	波高/m	波高误差/%
ISPH ^[9]	0.010	0.254	-16.2	0.310	-6.9	0.133	0	0.304	0.7
	0.005	0.279	-7.9	0.311	-6.6	0.133	0	0.314	4.0
WCSPH ^[6]	0.010	0.273	-9.9	0.308	-7.5	0.075	-43.6	0.303	0.3
	0.005	0.273	-9.9	0.309	-7.2	0.109	-18.0	0.306	1.0
MPS	0.010	0.241	-20.5	0.309	-7.2	0.105	-21.1	0.303	0.3
	0.005	0.245	-19.1	0.318	-4.5	0.119	-10.5	0.307	1.7
物理模型试验 ^[6]		0.303		0.333		0.133		0.302	

试验照片

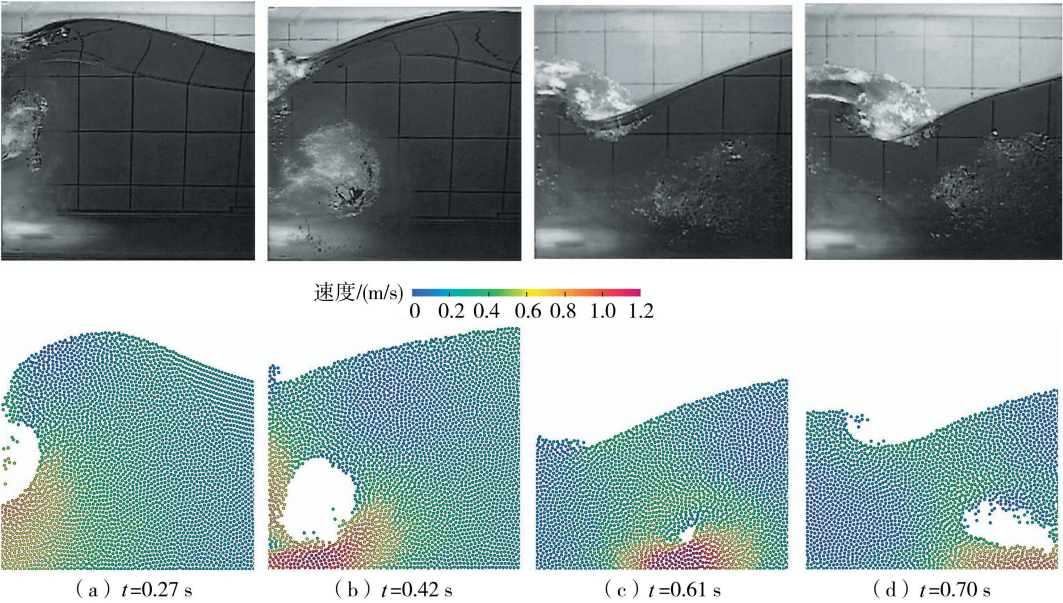


图9 箱体入水过程中不同时刻液面变化与速度场

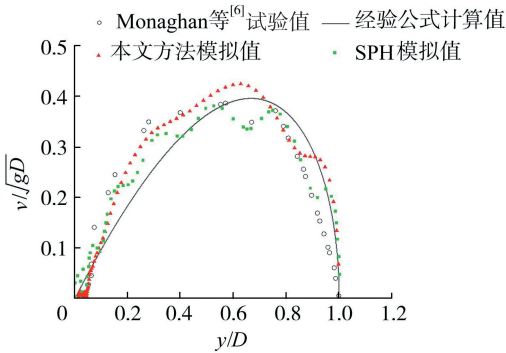


图10 箱体运动速度随相对位置的变化关系曲线

作用,会产生破碎现象,之后形成一个向右传播的孤立波。而箱体落水法生成孤立波的直接原因是箱体对水体的挤压,导致水体与箱体相互作用并形成向右传播的波浪,并在箱体附近由于水体的翻卷而形成空腔,随着波形的生成而逐步消散。

图12给出了分别距水槽左侧边壁0.8、1.0、1.2、1.4 m处,两种方法生成的孤立波的相对波振

幅(A/D)时程曲线。与箱体落水法相比,水位差法生成孤立波时有更多的水体(坍塌下落的部分)参与到波浪的传播过程中。因此,水位差法生成的孤立波的最大相对波高较箱体落水法更大,前者约为0.41,而后者约为0.25。

另一方面,与箱体竖直入水时部分坍塌下落的水体向下且同时向右运动相比,水柱坍塌的速度明显快于箱体下落的速度。图12表明,水位差法在 $x=1.4$ m处生成稳定孤立波,而箱体落水法在 $x=1.2$ m处生成了稳定孤立波,水位差法生成稳定孤立波的波峰提前约0.10 s抵达。同时依据图12可计算出水位差法和箱体落水法生成的孤立波传播速度约分别为1.03、1.05 m/s,与浅水波速 $c=\sqrt{gD}$,即0.99 m/s相比,误差分别为4%和6%。

模拟结果表明,水位差法可生成相对波高较大的孤立波,但与箱体落水法相比生成稳定的孤立波所需时间较长。

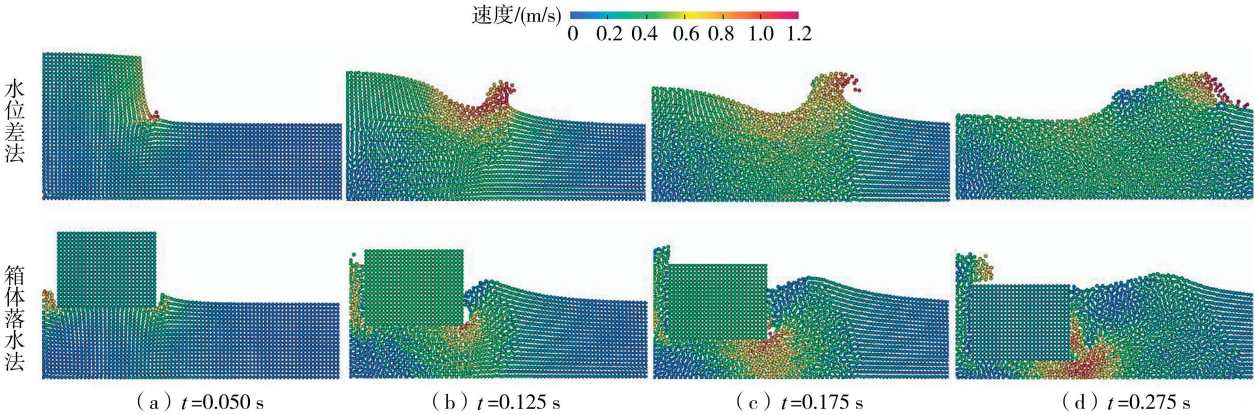


图11 不同时刻两种方法生成的孤立波波形对比

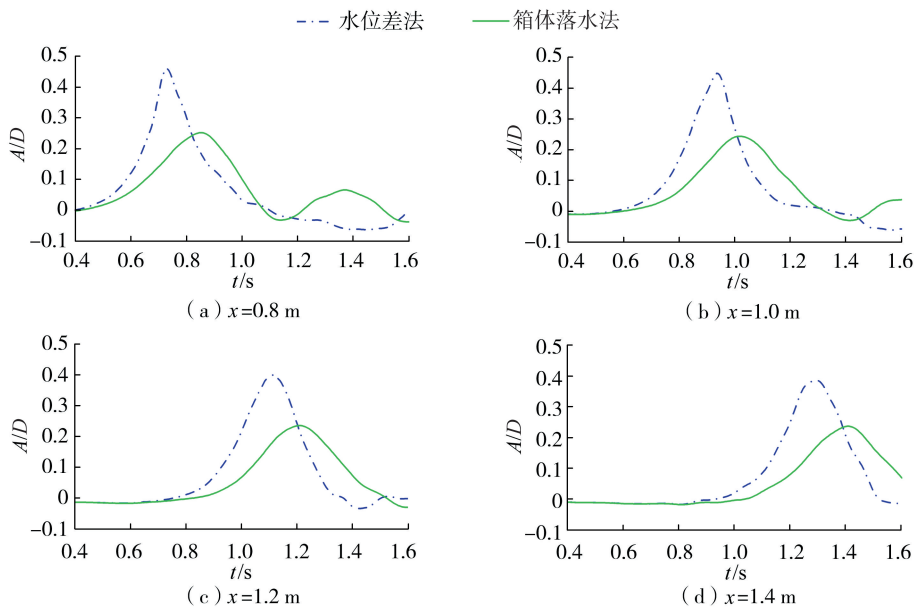


图 12 不同位置处相对波振幅的时程曲线

4 结 语

本文基于等效动量传递的 MPS 方法对孤立波的生成问题进行了数值模拟。该方法中刚体粒子的运动由假想的“流体”粒子通过求解单一密度的动量方程完成,二者之间传递相同的动量,确保了计算过程中动量守恒。该方法在模拟孤立波的生成问题时,成功地捕获了结构物的运动以及波面的生成、传播过程。水位差法和箱体落水法生成孤立波的模拟结果表明,与后者相比,前者生成的孤立波的波高较大,波速较快,但生成稳定孤立波所需的时间较长。值得注意的是,该方法所带来的更新后的结构物表面与周围流体粒子之间的空隙是否会产生压力场的振荡等问题,尚需进一步研究。

参考文献:

[1] DRAZIN P G, JOHNSON R S, SAVIT R. Solitons: an introduction[J]. Physics Today, 1990, 43(7): 70-71.

[2] HALL J V, WATTS G M. Laboratory investigation of the vertical rise of solitary waves on impermeable slopes[R]. Washington, D. C.: Beach Erosion Board, U. S. Army Corps of Engineers, 1953.

[3] CAMFIELD F E, STREET R L. Shoaling of solitary waves on small slopes[J]. American Society of Civil Engineers, 1969, 95(1): 1-22.

[4] HESS F, BOES R M, EVERS F M. Forces on a vertical dam due to solitary impulse wave run-up and overtopping [J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2023, 149(7): 04023020.

[5] 李雪临,路宽,韩林生,等. 基于 SPH-ALE 方法的波浪水槽数值模拟[J]. 水利水电科技进展, 2016, 36(6):

39-43. (LI Xuelin, LU kuan, HAN Linsheng, et al. Numerical simulation of wave flume based on SPH-ALE method[J]. Advances in Science and Technology of Water Resources, 2016, 36(6): 39-43. (in Chinese))

[6] MONAGHAN J J, KOS A. Scott Russell's wave generator [J]. Physics of Fluids, 2000, 12(3): 622-630.

[7] FAN Hongyun, LI Liping, CHEN Guangqi, et al. Analysis method of the water intrush and collapse in jointed rock mass tunnels; a case study[J]. Engineering Analysis with Boundary Elements, 2023, 146: 838-850.

[8] YEYLAGHI S, MOA B, BUCKHAM B, et al. ISPH modelling of landslide generated waves for rigid and deformable slides in newtonian and non-newtonian reservoir fluids[J]. Advances in Water Resources, 2017, 107: 212-232.

[9] BØCKMANN A, SHIPILOVA O, SKEIE G. Incompressible SPH for free surface flows[J]. Computers & Fluids, 2012, 67: 138-151.

[10] WANG Jin, DONG Changming, LIU Qingjun, et al. Solitary wave simulated by the water column collapsing method [J]. China Ocean Engineering, 2022, 36(3): 395-402.

[11] 王寅,王玲玲,计勇,等. 内孤立波环境下柱体的受力特性[J]. 水利水电科技进展, 2020, 40(2): 17-22. (WANG Yin, WANG Lingling, JI Yong, et al. Mechanical properties of cylinders under environment of an internal solitary wave[J]. Advances in Science and Technology of Water Resources, 2020, 40(2): 17-22. (in Chinese))

[12] LIU Xiao, LIU Yong, LIN Pengzhi, et al. Experimental and numerical studies of solitary wave interaction with perforated caisson breakwaters [J]. Physics of Fluids, 2023, 35(5): 057119.

(下转第 85 页)

models and individual predictions with feature contributions [J]. Knowledge and Information Systems, 2014, 41(3): 647-665.

[27] 马先林,周德胜,蔡文斌,等. 基于可解释机器学习水平井产能预测方法[J]. 西南石油大学学报(自然科学版), 2022, 44(4): 81-90. (MA Xianlin, ZHOU Desheng, CAI Wenbin, et al. An interpretable machine learning approach to prediction horizontal well productivity [J]. Journal of Southwest Petroleum University (Science & Technology Edition), 2022, 44(4): 81-90. (in Chinese))

[28] EKANAYAKE I U, MEDDAGE D P P, RATHNAYAKE U. A novel approach to explain the black-box nature of machine learning in compressive strength predictions of concrete using Shapley additive explanations (SHAP) [J]. Case Studies in Construction Materials, 2022, 16: e01059.

[29] 陈小昆,左航旭,廖彬,等. 融合 XGBoost 与 SHAP 的冠心病预测及其特征分析模型[J]. 计算机应用研究, 2022, 39(6): 1796-1804. (CHEN Xiaokun, ZUO Hangxu, LIAO Bin, et al. Coronary artery disease prediction and feature analysis model based on XGBoost and SHAP [J]. Application Research of Computers, 2022, 39(6): 1796-1804. (in Chinese))

[30] 宋蕾,雷兆星. 基于 Inception 模块与改进 GRU 的混凝土坝变形预测模型[J]. 水利水电科技进展, 2024, 44(6): 100-105. (SONG Lei, LEI Zhaoxing. Concrete dam deformation prediction model based on Inception module and improved GRU [J]. Advances in Science and Technology of Water Resources, 2024, 44(6): 100-105. (in Chinese))

[31] 张世宝,李芳. 小湾拱坝应力监测资料分析[J]. 华北水利水电大学学报(自然科学版), 2014, 35(4): 31-34. (ZHANG Shibao, LI Fang. Analysis of stress monitoring data of Xiaowan arch dam [J]. Journal of North China University of Water Resources and Electric Power (Natural Science Edition), 2014, 35(4): 31-34. (in Chinese))

[32] KE Guolin, MENG Qi, FINLEY T, et al. LightGBM: a highly efficient gradient boosting decision tree [C]// Proceedings of the 31st International Conference on Neural Information Processing Systems. Long Beach: Curran Associates Inc., 2017: 3149-3157.

(收稿日期: 2024-02-24 编辑: 俞云利)

(上接第 54 页)

[13] HALÁSZ, GÁBOR B. Higher order corrections for shallow-water solitary waves: elementary derivation and experiments [J]. European Journal of Physics, 2009, 30(6): 1311-1323.

[14] KOSHIZUKA S, OKA Y. Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid [J]. Nuclear Science and Engineering, 1996, 123(3): 421-434.

[15] CHIKAZAWA Y, KOSHIZUKA S, OKA Y. A particle method for elastic and visco-plastic structures and fluid-structure interactions [J]. Computational Mechanics-International Journal Then Research Journal, 2001, 27(2): 97-106.

[16] KIM K H, LEE D Y, KIM Y S. Experimental study of water impact loads on symmetric and asymmetric wedges [J]. Journal of Ocean Engineering and Technology, 2014, 28(3): 209-217.

[17] OGER G, DORING M, ALESSANDRINI B, et al. Two-dimensional SPH simulations of wedge water entries [J]. Journal of Computational Physics, 2006, 213(2): 803-822.

[18] ZHANG Youlin, TANG Zhenyuan, WAN Decheng. Simulation of water entry of a free-falling wedge by improved MPS method [C]//The 26th International Ocean and Polar Engineering Conference. Rhodes: International Society of Offshore and Polar Engineers, 2016: 220-227.

[19] TANG Zhenyuan, CHEN Xiang, WAN Decheng. Application of IMPS method in a ship bow section entering water problems [C]//The Twenty-Sixth International Ocean and Polar Engineering Conference. Rhodes: International Society of Offshore and Polar Engineers, 2016: 213-219.

[20] TANG Zhenyuan, WAN Decheng, CHEN Gang, et al. Numerical simulation of 3D violent free-surface flows by multi-resolution MPS method [J]. Journal of Ocean Engineering and Marine Energy, 2016, 2(3): 355-364.

[21] YOKOYAMA M, KUBOTA Y, KIKUCHI K, et al. Some remarks on surface conditions of solid body plunging into water with particle method [J]. Advanced Modeling and Simulation in Engineering Sciences, 2014, 1(1): 9. (DOI: 10.1186/2213-7467-1-9)

[22] SUN Zhe, DJIDJELI K, XING J T, et al. Coupled MPS-modal superposition method for 2D nonlinear fluid-structure interaction problems with free surface [J]. Journal of Fluids and Structures, 2016, 61: 29. (DOI: 10.1016/j.jfluidstructs.2015.12.002)

[23] 林鹏智,刘鑫. 光滑粒子水动力学在水利与海洋工程中的应用研究进展[J]. 水利水电科技进展, 2015, 35(5): 36-46. (LIN Pengzhi, LIU Xin. Recent advances of application of smoothed particle hydrodynamics in hydraulic and ocean engineering [J]. Advances in Science and Technology of Water Resources, 2015, 35(5): 36-46. (in Chinese))

(收稿日期: 2024-04-07 编辑: 熊水斌)