•复杂艰险山区重大工程与环境•

DOI:10.12454/j.jsuese.202600073

本刊网刊

散粒体滑坡涌浪三维DEM–SPH耦合模拟方法及影响参数分析

李　阳[1],马建新[2],程　颇[3],石　浚[4],刘　勇[4*]

(1.长江勘测规划设计研究有限责任公司,湖北 武汉 430000;2.广西右江水利开发有限责任公司,广西 南宁 530000;
3.重庆交通大学 未来土木科技研究院,重庆 400074;4.武汉大学 水利水电学院,湖北 武汉 430000)

摘　要:实际临水散粒体滑坡在运动、入水过程中,受重力、内部作用力、耦合力等共同作用会发生变形,并进一步影响涌浪的诱发进程与传播特征。对于滑坡入水过程及后续涌浪传播控制参数进行系统研究有助于进行后续滑坡灾害复现及灾害防治。针对此,本文通过引入多相流模型优化耦合界面体积分数分布,开发了无网格三维半解析DEM–SPH滑坡涌浪数值模拟算法,有效模拟滑坡涌浪诱发全过程。此外,结合物理模型试验和数值模拟方法,系统讨论了各类参数对于诱发涌浪的最大波幅影响规律。结果表明,本文所开发耦合模拟算法能有效模拟涌浪诱发过程,滑坡涌浪首浪波幅主要受滑坡体的宽度、厚度、入水冲击速度以及岸坡坡度影响,次浪波幅还受滑坡体的长度影响。研究结果能够为库区滑坡涌浪灾害关键影响参数的快速确定提供参考,并为涌浪受灾范围预测和受灾程度评估提供技术支撑。

关键词:滑坡涌浪;离散元方法;光滑粒子流体动力学方法;波幅影响参数

中图分类号:TV314　　**文献标志码:**A　　**文章编号:**2096-3246(2026)06-0120-14

中国是一个地质灾害广布的国家,在地震烈度高、峡谷岸坡生态改造强烈、岩性及构造复杂的河段区域,受强烈的人工开挖干扰以及水库库区蓄水过程的影响,常分布有诸多潜在滑坡体,当滑坡体失稳并下滑入水时,会诱发较大规模的涌浪[1–2]。滑坡涌浪不仅会直接对其发生区域附近水域的通行船只、建筑物造成威胁,也会影响库区的上下游水域,扩大滑坡灾害的影响范围以及灾害整体的预警区域[3–5]。

滑坡涌浪灾害发育过程涉及岩土力学、流–固耦合以及流体力学等多学科交叉领域,已有诸多学者[6–8]针对该课题开展了一系列研究,其中,数值模拟方法因其高效性、低成本等优势成为研究热点之一。姜治兵[9]与任坤杰[10]等推导了适用于变形滑坡涌浪耦合计算的DIF方程,并使用基于不规则网格的有限体积法对用涌浪流场进行求解;Crosta等[11]搭建了任意拉格朗日–欧拉–有限元计算体系(abitary Lagrangian–Eulerian–finite element method,ALE–FEM)并模拟了瓦伊昂水库滑坡涌浪;Cremonesi等[12]提出了颗粒有限元改进算法(particle-finite element method,PFEM);Zhao等[13]所提的离散元–计算流体力学(discrete element method–computational fluid dynamics,DEM–CFD)方法被用于反演瓦伊昂滑坡涌浪过程;洪涵雨等[14]利用有限离散元法(finite discrete element method,FDEM)复现了2014年西藏阿汝错流域冰崩事件。此类欧拉–拉格朗日计算框架能考虑到土体本构方程以及流体控制方程复杂的实施过程,对固、液相运动过程的反演具有较强的解释性。

然而,基于有限元法(FEM)的模拟方法虽能处理复杂的边界条件,但由于其本质上依赖于网格的构建,在模拟滑坡体入水过程中液面的剧烈变形时存在显著不足,往往难以取得较好结果;此外,欧拉–拉格朗日方法虽然可以处理流–固耦合问题,但在模拟高非线性变形时精度有所欠缺。为了克服上述不足,近年来无网格方法在滑坡涌浪模拟中的应用得到了广泛关注[15–18]。无网格方法无需建立计算网格,因而在处理大变形、破碎及自由液面等复杂场景时有显著优势,当滑坡体在失稳运动中出现大变形并解体为块石或散粒体集合时,采用离散元方法进行表征具备明确的物理基础。然

收稿日期:2026–01–21　　**修回日期:**2026–06–11　　**网络出版日期:**2026–07–06

基金项目:国家自然科学基金项目(U25B20219;U22A20596);长江勘测规划设计研究有限责任公司自主创新基金项目(CX2022Z04–2)

作者简介:李　阳(1998—),男,工程师,博士.研究方向:河道治理及堤防灾害防治.E-mail:liyang7@cjwsjy.com.cn

* **通信作者:**刘　勇,E-mail:liuy203@whu.edu.cn

而,由于其计算自由度较高,模拟过程中常需引入额外的计算参数以确保计算的稳定性和精度,这在一定程度上增加了模型的复杂性和计算难度。

本文主要针对可离散表征的散粒体滑坡开展研究,提出一种基于半解析格式的三维DEM–SPH耦合计算模型,通过引入多相流模型优化固液耦合界面的体积分数计算,在保证精度的同时提升了计算效率;对于散粒体滑坡诱发涌浪的过程进行合理表征,反演散粒体土体变形滑坡涌浪全过程,并应用于滑坡涌浪波幅的控制参数分析之中。相关研究成果能为库岸滑坡灾害的防治预警提供有效手段。

1　数值计算方法

1.1　离散元(DEM)方法

离散元方法最早由Cundall和Strack[19]提出,广泛应用于模拟颗粒材料及岩土体的力学行为。其核心思想是将研究对象细观尺度离散为一系列颗粒单元,颗粒单元之间的相互作用通过重叠接触计算实现,如图1所示,集成到宏观尺度上对研究对象整体运动规律进行描述。

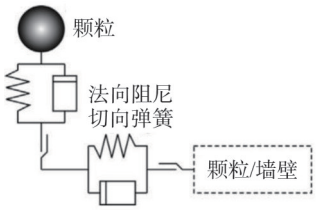


图 1　DEM弹簧系统示意图

Fig. 1　Schematic diagram of a DEM spring system

颗粒运动参数计算公式如下:

$$m_k\frac{\partial \boldsymbol{u}_k}{\partial t}=\boldsymbol{F}_{\text{contact},k}+\boldsymbol{F}_{\text{coupling}} \tag{1}$$

$$I_k\frac{\partial \boldsymbol{\omega}_k}{\partial t}=\boldsymbol{M}_{\text{total},k}+\boldsymbol{M}_{rk}+\boldsymbol{M}_{\text{coupling}} \tag{2}$$

$$\boldsymbol{M}_{rk}=\min((\boldsymbol{M}_{rk})_{t-\Delta t}+\Delta\boldsymbol{M}_{rk},\boldsymbol{M}_{rk0}) \tag{3}$$

$$\boldsymbol{M}_{rk0}=\mu_r\overline{R}\left|\boldsymbol{F}_n\right| \tag{4}$$

$$\Delta\boldsymbol{M}_{rk}=k_s\overline{R}^2\Delta\theta \tag{5}$$

式(1)～(5)中:t为时间;m_k为颗粒k的质量;$\boldsymbol{F}_{\text{contact},k}$为颗粒$k$的接触力;$\boldsymbol{F}_{\text{coupling}}$为耦合力;$\boldsymbol{M}_{\text{total},k}$为外力接触力矩;$\boldsymbol{M}_{rk}$为滚动接触力矩;$\boldsymbol{M}_{rk0}$为最大滚动接触力矩;$(\boldsymbol{M}_{rk})_{t-\Delta t}$为颗粒$k$在上一计算时间步$t-\Delta t$时刻的滚动接触力矩;$\boldsymbol{M}_{\text{coupling}}$为耦合力矩;$\boldsymbol{u}_k$为线速度;$I_k$为转动惯量,$I_k=0.5m_kR_k^2$,其中,$R_k$为半径;$\boldsymbol{\omega}_k$为角速度;$\mu_r$为滚动阻力系数;$\overline{R}$为两颗粒之间的接触有效半径,定义为$\overline{R}=R_aR_b/(R_a+R_b)$,其中,下标$a$和$b$分别表示接触界面从属的两个颗粒单元$a$和$b$;$\boldsymbol{F}_n$为法向接触力;$k_s$为接触刚度;$\Delta\theta$为单时间步内两接触颗粒间相对角度增量。

DEM颗粒间的接触力可分解成法向接触力$\boldsymbol{F}_n$和切向接触力$\boldsymbol{F}_s$,本文选择的接触力计算模型为非线性模型:

$$\boldsymbol{F}_{\text{contact}}=\boldsymbol{F}_{\text{spring}}+\boldsymbol{F}_{\text{damp}} \tag{6}$$

$$\boldsymbol{F}_n=k_n\delta_n\boldsymbol{n}+\boldsymbol{F}_{\text{ndamp}} \tag{7}$$

$$\boldsymbol{F}_t=\max\left[(\boldsymbol{F}_t)_{t-\Delta t}+k_t\delta_t+\boldsymbol{F}_{\text{tdamp}},\mu\left\|\boldsymbol{F}_n\right\|\right] \tag{8}$$

式(6)～(8)中:$\boldsymbol{F}_{\text{contact}}$为接触力;$\boldsymbol{F}_{\text{spring}}$为弹性接触力;$\boldsymbol{F}_{\text{damp}}$为阻尼力;$\boldsymbol{n}$为法向单位向量;$\boldsymbol{F}_{\text{ndamp}}$为法向阻尼力;$\delta_n$为法向相对位移;$\boldsymbol{F}_t$和$(\boldsymbol{F}_t)_{t-\Delta t}$分别表示当前时间步和上个时间步该接触位置的切向接触力;δ_t为单时间步内接触位置间的切向相对位移;$\boldsymbol{F}_{\text{tdamp}}$为切向阻尼力;$\mu$为动摩擦系数;$k_n$、$k_t$分别为接触界面法向、切向刚度,其计算公式分别为:

$$k_n=\frac{2G^*\sqrt{2R^*}}{3(1-v^*)}\sqrt{s_{\text{overlap}}} \tag{9}$$

$$k_t=\left(\frac{2G^{*2}3(1-v^*R^*)^{\frac{1}{3}}}{2-v^*}\right)\left\|\boldsymbol{F}_n\right\|^{\frac{1}{3}} \tag{10}$$

式(9)～(10)中:G^*为颗粒单元的剪切模量,$G^*=0.5\times(G_a+G_b)$,G_a和G_b分别表示相互接触的两个DEM颗粒单元a和b的剪切模量;v^*为泊松比,$v^*=0.5(v_a+v_b)$,v_a和v_b分别表示相互接触的两个DEM颗粒单元a和b的泊松比;s_{overlap}为接触重合距离;R^*为两接触颗粒的等效半径,$R^*=2R_aR_b/(R_a+R_b)$,对于边界而言,该半径视为无穷大,即$R^*=2R_k$。

1.2　光滑粒子流体动力学(SPH)方法

作为主流的流体拉格朗日算法之一,光滑粒子动力学法(smoothed particle hydrodynamics,SPH)在模拟自由液面运动及大变形过程中有天然的优势[20],本文选择该方法对涌浪部分进行模拟。SPH方法的核心是对Navier–Stokes方程进行求解,流体控制方程SPH格式如下所示:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\rho_i}{\partial t}=-\rho_i\displaystyle\sum_{j=1}^{N}(\boldsymbol{u}_j-\boldsymbol{u}_i)\cdot\nabla_iW_{ij}V_j,\\[2ex]\dfrac{\partial\boldsymbol{u}_i}{\partial t}=-\displaystyle\sum_{j=1}^{N}m_j\left(\frac{p_i}{\rho_i^2}+\frac{p_j}{\rho_j^2}\right)\cdot\nabla_iW_{ij}V_j+\frac{\boldsymbol{F}_{\text{vis}}}{\rho_i}+\boldsymbol{g},\\[2ex]p_i=\dfrac{c_0^2\rho_0}{\gamma}\left[\left(\dfrac{\rho_i}{\rho_0}\right)^{\gamma}-1\right]\end{cases} \tag{11}$$

式中:N为粒子i核函数支撑域内参与求和的SPH粒子数量;i和j分别表示目标SPH粒子和其邻近SPH粒子的编号;ρ为密度;$\boldsymbol{u}$为速度;V为体积;p为压强;c_0为人工声速;ρ_0为参考密度;γ为常数,取值为7;$\boldsymbol{F}_{\text{vis}}$为黏

性力；$\boldsymbol{g}$ 为重力加速度，取值为 9.81 m/s^2；∇ 为算子；W 为光滑核函数，$W_{ij}=W(\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j,h)$，$h$ 为光滑长度，$\boldsymbol{r}$ 为粒子的位移。

本文选取的 Wendland C2 格式核函数[21]表达式为：

$$W=\alpha_{\dim}\begin{cases}\left(1-\dfrac{q}{2}\right)^4(2q+1), 0\le q\le 2;\\ 0, q>2\end{cases} \tag{12}$$

式中：q 为两个粒子之间距离与光滑长度 h 的比值，$q=\|\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j\|/h$；$\alpha_{\dim}$ 为维度参数，二维工况下取 $7/(4\pi h^2)$，三维工况下取 $21/(16\pi h^3)$。光滑核函数在二维与三维的函数示意图如图 2 所示。

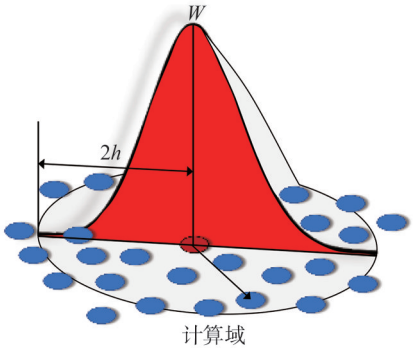


图 2 三维工况核函数示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the kernel function for three-dimensional cases

参考 Molteni 和 Colagrossi[22]所提 δ–SPH 方法，本文在式(11)的连续性方程中添加密度耗散项，以消除流场内的压强噪声。更新后的连续性方程格式为：

$$\frac{\partial\rho_i}{\partial t}=\sum_{j=1}^{N}\rho_i(\boldsymbol{u}_i-\boldsymbol{u}_j)\cdot\nabla_i W_{ij}V_j+2\delta h_i c_0\sum_{j=1}^{N}\psi_{ij}\frac{(\boldsymbol{r}_j-\boldsymbol{r}_i)\cdot\nabla_i W_{ij}}{\boldsymbol{r}_{ij}^2} \tag{13}$$

$$\psi_{ij}=(\rho_j-\rho_i)-0.5\left[<\nabla\rho>_i^L+<\nabla\rho>_j^L\right]\cdot(\boldsymbol{r}_j-\boldsymbol{r}_i) \tag{14}$$

式(13)～(14)中：δ 为密度耗散系数，本文中取 0.1；ψ_{ij} 为粒子 i 和 j 之间的密度差修正项；$<\nabla\rho>_i^L$ 和 $<\nabla\rho>_j^L$ 分别表示粒子 i 和 j 处重整化的密度梯度，其具体计算过程详见 Molteni 和 Colagrossi[22]推导过程。

1.3 半解析 DEM–SPH 耦合算法基本理论

土–水固液耦合过程由浮力、阻力、润滑力和反作用力等动力学方程控制。在耦合计算中，可概化为处理 DEM 颗粒和 SPH 粒子之间的相互作用力。耦合界面上，SPH 粒子的体积分数 ε 分布会直接影响浮力计算的准确性[23–25]，其计算公式如式(15)、(16)所示：

$$\varepsilon_i=1-\sum_{\Omega}V_k W_{ik} \tag{15}$$

$$p_i=\frac{c_0^2\rho_0}{\gamma}\left(\left(\frac{\rho_i}{\varepsilon_i\rho_0}\right)^{\gamma}-1\right) \tag{16}$$

式(15)中，ε_i 为 SPH 粒子 i 所在位置的局部流体体积分数(孔隙率)，Ω 为控制域里粒子的集合。

本文通过引入多相流模型优化了耦合界面的体积分数分布，使耦合计算结果更为精确。

该算法将固体颗粒视为携带固体密度的 SPH 粒子，从而简化了浮力的计算过程。耦合计算采用基于体积应变格式的多相流 SPH 模型[26]，该模型基本理论可以用偏微分方程(17)表示：

$$\frac{\partial(\delta V)}{\partial t}=\delta V\mathrm{div}(\boldsymbol{u}) \tag{17}$$

参考上述基于密度梯度的控制方程，可推导出以下多相流 SPH 控制方程：

$$\frac{\partial V_i}{\partial t}=V_i\sum_{j=1}^{N}(\boldsymbol{u}_j-\boldsymbol{u}_i)\cdot\nabla_i W_{ij}+2\delta h c_{0\chi}\sum_{j=1}^{N}\left(V_i\left(1-\frac{\rho_j}{\rho_i}\right)\frac{\boldsymbol{r}_{ij}}{\boldsymbol{r}_{ij}^2}\cdot\nabla_i W_{ij}\right) \tag{18}$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}_i}{\partial t}=-\sum_{j=1}^{N}\frac{p_i+p_j}{\rho_i}\cdot\nabla_i W_{ij}V_j+\sum_{j=1}^{N}\frac{(\mu_i+\mu_j)\boldsymbol{r}_{ij}\cdot\nabla_i W_{ij}V_j}{\rho_i(\boldsymbol{r}_{ij}^2+0.01h^2)}\boldsymbol{r}_{ij}+\boldsymbol{g} \tag{19}$$

$$p_i=\frac{c_0^2\rho_{0\chi}}{\gamma}\left(\left(\frac{\rho_i}{\rho_{0\chi}}\right)^{\gamma}-1\right) \tag{20}$$

式(18)～(20)中，$c_{0\chi}$ 为流体相 χ 的人工声速，$\rho_{0\chi}$ 为流体相 χ 的参考密度。

半解析耦合算法示意图如图 3 所示。

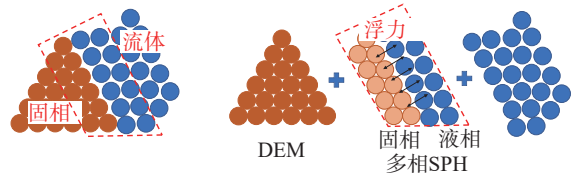


图 3 半解析耦合算法示意图

Fig. 3 Schematic diagram of the semi-resolved coupling algorithm

由图 3 可以看出，固相的 SPH 密度通过流体相的压强插值计算所得，方法见 Adami 等[27]相关研究，DEM 颗粒所受浮力计算见式(21)：

$$\frac{\partial u_S}{\partial t}=-\sum_{j=1}^{N}\frac{p_S+p_F}{\rho_S}\cdot\nabla_S W_{SF}V_F \tag{21}$$

式中，下标 S 表示固相，下标 F 表示液相。单相介质的内部计算仍遵循 DEM 或单相 SPH 计算原理。

此外，为模拟土水之间的拖曳作用，本文采用了 Ergun[28]、Wen[29]等所提公式计算拖曳力。通过考虑流体黏性及颗粒间相对速度，准确描述土水耦合界面的拖曳效应。流体、固体颗粒所受耦合力表达式如表 1 所示。

表 1　半解析耦合算法DEM和SPH粒子间耦合力

Tab. 1　Semi-resolved coupling algorithm for DEM and SPH inter-particle coupling forces

粒子类型	耦合力	表达式	求解方式
DEM	浮力	$\boldsymbol{F}_k^{\mathrm{b}}=-m_k\sum_{j=1}^{N}\frac{p_k+p_j}{\rho_k}\cdot\nabla_k W_{jk}V_j$	全解析
	拖曳力	$\boldsymbol{F}_k^{\mathrm{d}}=\frac{\eta}{1-\varepsilon_k}(\boldsymbol{u}_k^{\mathrm{f}}-\boldsymbol{u}_k)$	非解析
SPH	浮力反作用力	$\boldsymbol{F}_i^{\mathrm{b}}=-m_i\sum_{k=1}^{N}\frac{p_i+p_k}{\rho_i}\cdot\nabla_i W_{ki}V_k$	全解析
	拖曳力反作用力	$\boldsymbol{F}_i^{\mathrm{d}}=\sum_{\Omega}-\frac{V_iW_{ik}}{\sum_{\Omega'}V_jW_{jk}}\cdot\boldsymbol{F}_k^{\mathrm{d}}$	非解析

表1中:Ω'为DEM粒子k邻域内的SPH粒子集合;$\boldsymbol{u}_k^{\mathrm{f}}$为插值后DEM颗粒$k$周围流体粒子的平均速度;$\eta$为相间动量传递系数,该参数与局部体积分数和相对速度有关,具体表达如下:

$$\eta=\begin{cases}150\dfrac{(1-\varepsilon_k)^2}{\varepsilon_k}\cdot\dfrac{\mu_{\mathrm{f}}}{4R_k^2}+1.75(1-\varepsilon_k)\dfrac{\rho_{\mathrm{f}}}{2R_k}\left\|\boldsymbol{u}_k^{\mathrm{f}}-\boldsymbol{u}_k\right\|,\\ \quad\varepsilon_k\le 0.8;\\ 0.75C_{\mathrm{d}}\dfrac{\varepsilon_k(1-\varepsilon_k)}{2R_k}\rho_{\mathrm{f}}\left\|\boldsymbol{u}_k^{\mathrm{f}}-\boldsymbol{u}_k\right\|\varepsilon_k^{-2.65},\varepsilon_k>0.8\end{cases}\tag{22}$$

式中,μ_{f}为流体黏性系数,C_{d}为阻力系数,ρ_{f}为流体密度。ε_k、$\boldsymbol{u}_k^{\mathrm{f}}$和$C_{\mathrm{d}}$计算分别如下:

$$\varepsilon_k=\sum_{\Omega}\varepsilon_i\frac{m_i}{\bar{\rho}_i}W_{ik}\Big/\sum_{\Omega}\frac{m_i}{\bar{\rho}_i}W_{ik}\tag{23}$$

$$\boldsymbol{u}_k^{\mathrm{f}}=\sum_{\Omega}\boldsymbol{u}_i\frac{m_i}{\bar{\rho}_i}W_{ik}\Big/\sum_{\Omega}\frac{m_i}{\bar{\rho}_i}W_{ik}\tag{24}$$

$$C_{\mathrm{d}}=\begin{cases}\dfrac{24}{Re_k}\left(1+0.15Re_k^{0.687}\right),\ Re_k\le 1\,000;\\ 0.44,\ Re_k>1\,000\end{cases}\tag{25}$$

式(23)～(25)中,Re_k为DEM颗粒k的雷诺数,$Re_k=\dfrac{2\left|\boldsymbol{u}_k^{\mathrm{f}}-\boldsymbol{u}_k\right|\varepsilon_k\rho_{\mathrm{f}}R_k}{\mu_f}$,$\bar{\rho}_i=\varepsilon_i\rho_i=(1-\sum_{\Omega}V_kW_{ik})\rho_i$。

本文所提DEM–SPH模型计算流程如图4所示,整体计算模型中DEM和SPH框架的计算相互独立,耦合力作为附加项在每个时间步添加到两个框架中,整体而言,本文所提的耦合模型为半解析模型。需要注意的是,半解析耦合模型中体积分数的计算依赖于SPH粒子的空间分布,当粒子分辨率不足时可能引入浮力估计偏差;拖曳力模型在不同局部体积分数范围内适用性存在差异,尤其在固相密集区(体积分数接近1),其预测精度可能下降,故本文模型适用于中低体积分数工况。

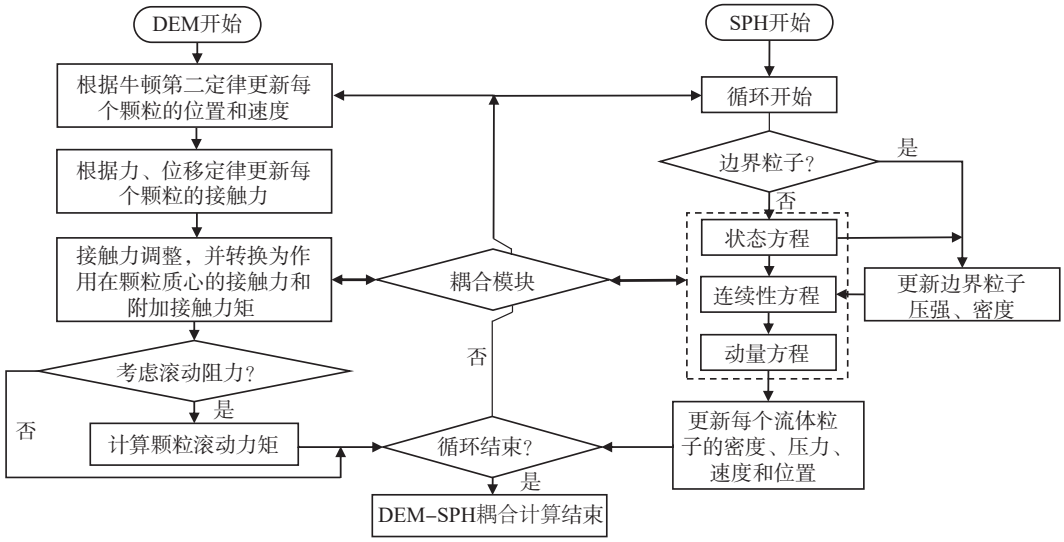


图 4　DEM–SPH计算流程图

Fig. 4　Flowchart of the DEM–SPH algorithm

2　模型验证

2.1　DEM方法验证

离散元DEM的验证算例参考PFC颗粒扭转基准算例[30],如图5所示,两颗粒相切加载过程主要分为5个阶段:

1)颗粒A沿z轴运动,速度为−0.01 m/s,持续0.10 s;

2)颗粒A绕z轴旋转,角速度为π/500 rad/s,持续0.05 s;

3)颗粒A绕x轴旋转,角速度为π/500 rad/s,持续0.05 s;

4)颗粒A绕y轴旋转,角速度为2π rad/s,持续0.05 s;

5)颗粒A沿z轴运动,速度为0.01 m/s,持续0.10 s。

数值模拟的颗粒材料参数取值如表2所示。计算过程中对颗粒A所受法向接触力F_{n}、法向阻尼力F_{ndamp}、剪切力F_{c}、x方向切向阻尼力F_{cdampx}进行监测,并绘制其变化曲线如图6所示。从图6可看出,3个工况下的监测参数变化规律与三维颗粒流离散元数值模拟软件PFC3D计算结果均较为接近。

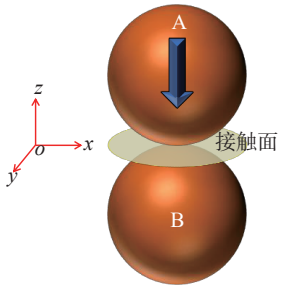


图 5 两球体颗粒接触扭转作用基准算例示意图

Fig. 5 Schematic diagram of a benchmark example for torsional action at the contact of two spherical particles

表 2 数值模拟的颗粒材料参数取值

Tab. 2 Parameter values for granular materials in numerical simulations

工况编号	剪切模量/(10^9 Pa)	泊松比	动摩擦系数	最大剪应力随法向应力变化	接触阻尼系数
1	1.0	0.3	0.5	否	1.0
2	1.0	0.3	0.5	是	1.0
3	1.0	0.3	0.5	是	0.5

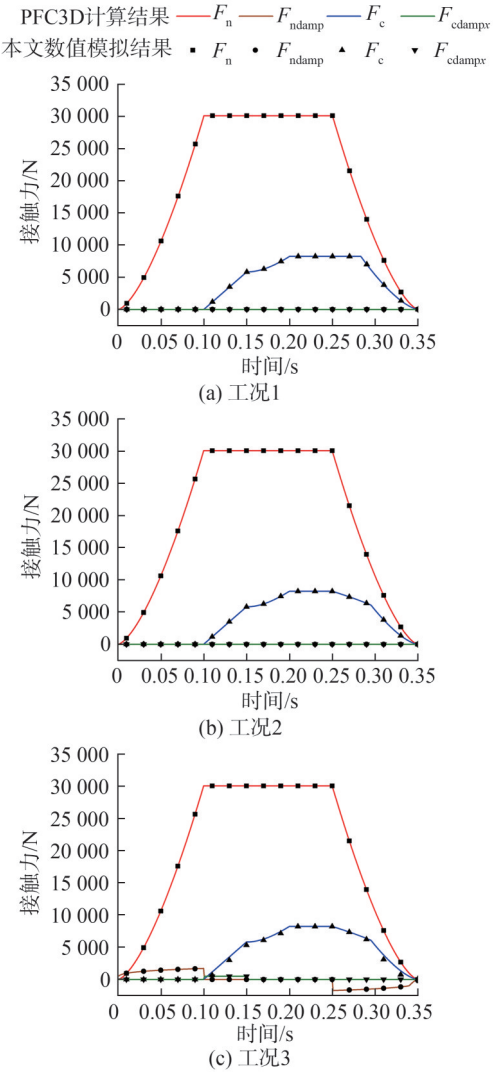


图 6 3组数值模拟工况下的监测参数变化规律

Fig. 6 Variation patterns of monitoring parameters under three sets of numerical simulation conditions

2.2 SPH方法验证

验证模型参考Lobovský等[31]开展的三维水槽试验，该试验模拟了水体溃决后的涌浪传播过程。模型尺寸如图7所示，试验设置4处波高仪，用于记录水面高度随时间的变化。

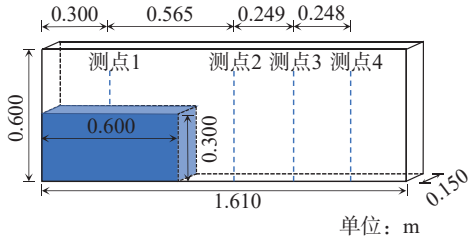


图 7 三维水体溃坝模型示意图

Fig. 7 Schematic diagram of a three-dimensional water dam-break model

为保证足够精度，数值模拟选择的SPH粒子尺寸为0.002 5 m。令闸门启动时刻为t=0，3个不同时刻的物理模型结果与数模计算流态、数值对比如图8和9所示。图8中，p为水压。图9中纵坐标h'代表波高仪处的水深，H代表初始水深。从图8可以发现，模拟结果能够准确反映涌浪传播和反射过程中的波形变化。这一结果证明了SPH方法在处理复杂流体运动问题时的高效性和准确性。

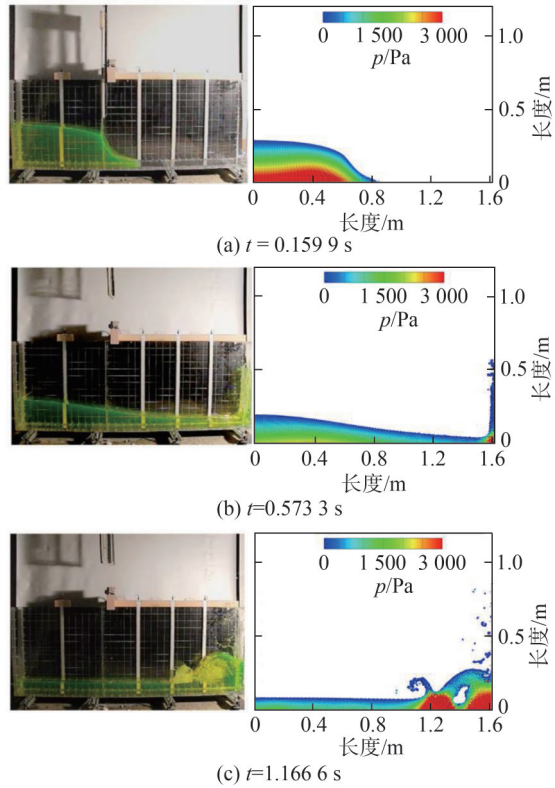


图 8 不同时刻物理模型（左侧）与数值模拟（右侧）压力云图对比

Fig. 8 Comparison of pressure contour between the physical model (left) and the numerical model (right) at different time instances

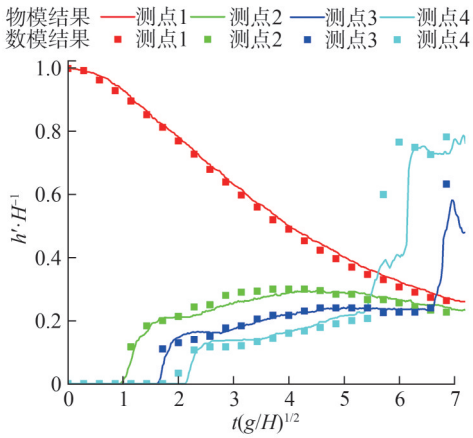


图 9　4处波高仪采集的自由液面高程时历曲线

Fig. 9　Time history curves of free surface elevation collected by four wave gauges

2.3　耦合模型验证

为验证DEM–SPH耦合模型的精确性，本文设计开展了散粒体滑坡涌浪模型试验，记录滑坡体的堆积形态以及涌浪的传播情况。模型整体布置示意图如图10所示。试验方案设计参考变量包括滑坡体的长度、宽度、厚度、滑坡启动高度以及水深等5个参数，见表3，其中，滑坡厚度固定为0.300 m，初始启动速度为0，滑坡坡角为35°，滑坡体长度从小到大依次编号为L1、L2、L3、L4，宽度、启动高度（距离水面）、水深各水平编号顺序同理。若滑坡体的长度为0.375 m、宽度为0.250 m、滑坡启动高度为0 m、水深为0.450 m，则该工况编号为L1W1H1D1，其他工况以此类推。在河道中布置5处波高仪，编号为CWG1～CWG5，具体位置如图10所示。

表3　模型试验设计方案及参数

Tab. 3　Design and parameters for the model experiment

参数	编号	取值
滑坡体长度 l/m	L	0.375、0.750、1.125、1.500
滑坡体宽度 w/m	W	0.250、0.500、0.750、1.000
距水面启动高度 H/m	H	0、0.150、0.300
水深 h/m	D	0.450、0.600、0.750

滑坡体整体以及由DEM颗粒进行模拟，为保证模拟的精度，选择的DEM粒径与石英砂粒径相同，均为8 mm，并添加滚动阻力系数表征石英砂轮廓光滑程度，整体计算域内共315 550个DEM颗粒和10 379 020个SPH粒子。建模过程中的其他参数设置见表4，整体的数值模型示意图如图11所示。计算在Intel Xeon Gold 6248R服务器（2×24核，3.0 GHz）上完成，采用OpenMP并行加速，模拟实际6.0 s的工况1，耗时约72 h，表明该方法具有一定的工程可行性。在相同粒子分辨率下，本文半解析模型与全解析耦合模型（DEM颗粒与SPH粒子直接全解析计算浮力）相比，波幅预测相对误差不超过3%，但计算耗时减少约30%，体现了半解析方案在效率方面的优势。

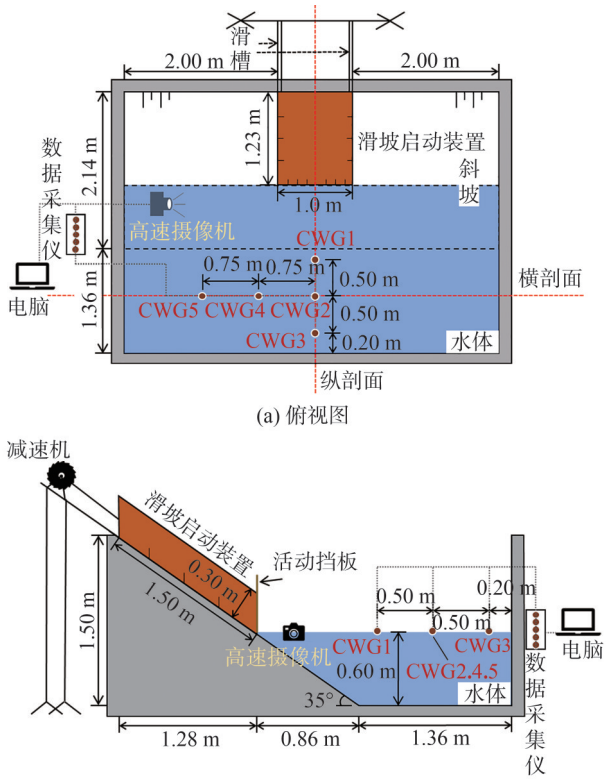


图 10　模型整体布置示意图

Fig. 10　Schematic diagram of the overall arrangement of the model

表 4　模拟三维滑坡涌浪试验的DEM和SPH方法的参数

Tab. 4　Parameters of DEM and SPH parameters for simulating three-dimensional landslide-induced surge experiments

方法	参数	取值
DEM	半径/m	0.004
	密度/(kg·m^{-3})	2 600
	杨氏模量/(10^8 Pa)	7.2
	泊松比	0.2
	动摩擦系数	0.4
	孔隙率	0.23
	碰撞恢复系数	0.9
SPH	初始间距/m	0.008
	光滑长度/m	0.012
	流体密度/(kg·m^{-3})	1 000
	黏性系数/(Pa·s)	0.001
	核函数形式	Wendland C2
	人工声速/(m·s^{-1})	50
	密度耗散系数	0.1

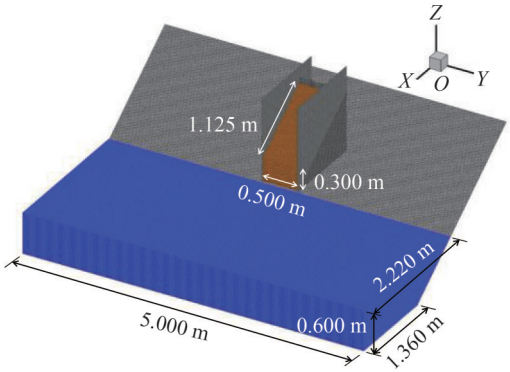
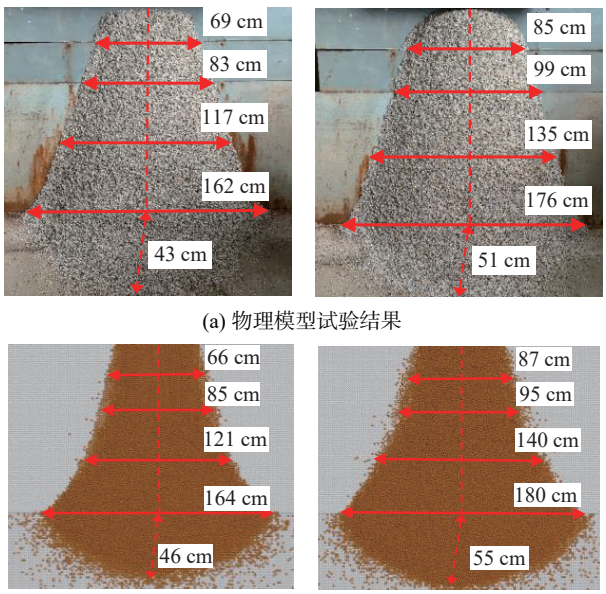


图 11 数值模拟模型整体示意图(L3W2H1D2)

Fig. 11 Overall schematic diagram of the numerical simulation model (L3W2H1D2)

首先对滑坡散粒体模拟参数选取的合理性进行考证。选取 L2W2H1D2、L2W3H1D2 的无水工况进行试验对照,如图 12 所示,河道内水深为 0,滑坡体整体释放、运动、轮廓发育均为散粒体单相作用过程;通过对比滑坡体横向扩展幅度、滑距等可量化参数的数值大小可知,所选取的 DEM 参数在描述试验过程滑坡体运动特征时具有较高精度。



(a) 物理模型试验结果

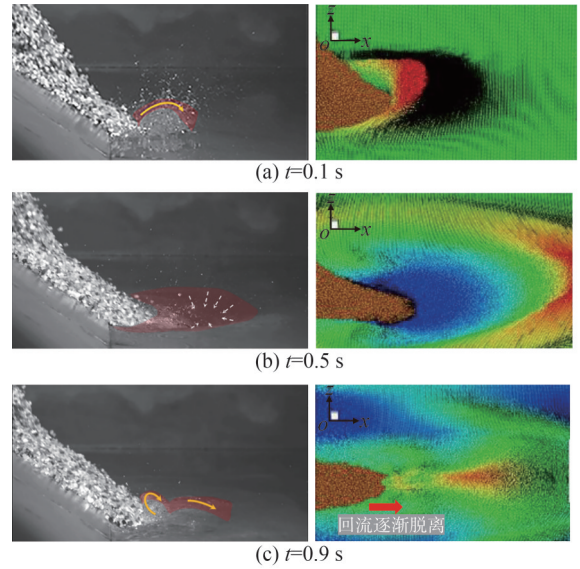
(b) 数值模拟结果

图 12 无水条件下滑坡体模拟结果对比验证

Fig. 12 Comparative verification of landslide simulation results under dry conditions

图 13 为高速摄像机拍摄的 L1W1H1D2 工况的滑坡入水诱发涌浪过程。整个过程可分为 3 个阶段:滑坡体诱发首浪阶段(图 13(a))、冲击坑形成阶(图 13(b))、次浪形成阶段(图 13(c))。对比数值模拟的流态可以发现,三维 DEM–SPH 对于涌浪首浪的诱发过程以及冲击坑的生成过程均能进行有效模拟。

水体作用下,滑坡体的堆积状态如图 14 所示,滑坡体呈现前缘厚、后缘薄的轮廓特征。图 15 为 2 个典



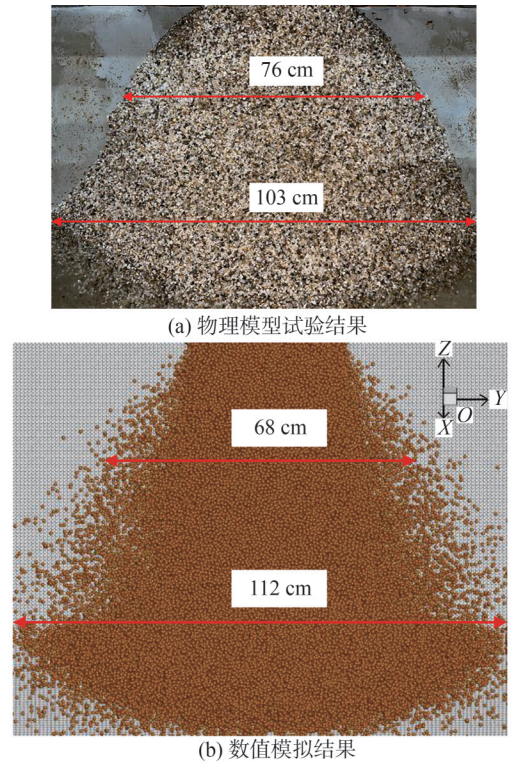
(a) t=0.1 s

(b) t=0.5 s

(c) t=0.9 s

图 13 L1W1H1D2 工况滑坡入水诱发涌浪过程

Fig. 13 Process of landslide-generated surge under the L1W1H1D2 condition



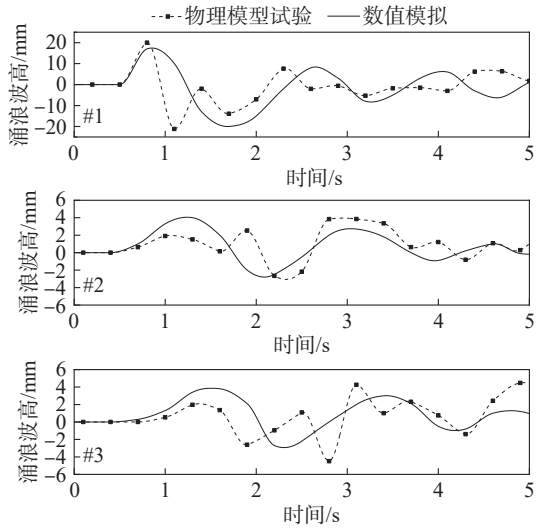
(a) 物理模型试验结果

(b) 数值模拟结果

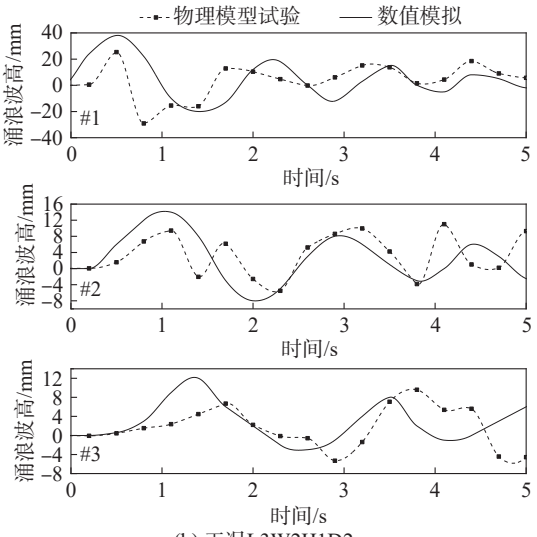
图 14 滑坡体堆积形态

Fig. 14 Accumulation configuration of the slope mass

型工况滑坡运动方向 3 处波高仪(编号#1～#3)位置(CWG1～CWG3)的涌浪波幅变化,可以发现物理模型试验结果与数值模拟结果的吻合程度较高。图 16 为各工况下物理模型试验、数模计算在波高仪处最大涌浪波幅对比,结果表明,各工况下 5 处波高仪最大涌浪波幅的平均相对误差为 5%～12%,波面时历曲线的均方根误差(RMSE)在 0.003～0.008 m 范围内,进一步验证了模型良好的预测精度。



(a) 工况L2W2H1D1



(b) 工况L3W2H1D2

图 15　纵截面 3 处波高仪位置涌浪波形对比

Fig. 15　Comparison of surge waveforms at three wave gauge locations on the longitudinal section

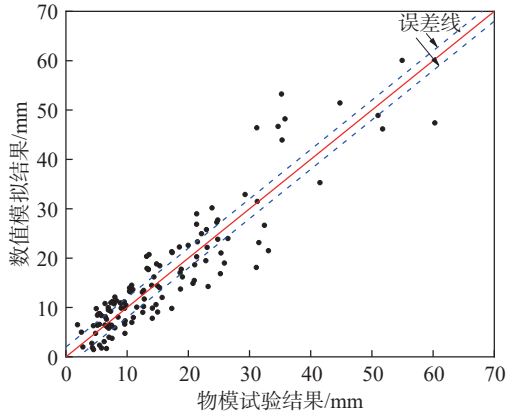


图 16　物理模型试验与数值模型在波高仪处最大涌浪波幅结果对比

Fig. 16　Comparison of maximum surge amplitudes at wave gauges between physical model tests and numerical models

为进一步验证参数选取的合理性，对 DEM 粒径（4、8、12 mm）、SPH 初始间距（0.006、0.008、0.010 m）和人工声速（30、50、70 m/s）开展了收敛性分析。以典型工况 L2W2H1D2 为例，不同参数设置下涌浪最大波幅计算结果的变化幅度均小于 8%，验证了本文所选参数的合理性。

整体而言，数值模型在模拟实际三维滑坡涌浪的流态、滑坡体堆积过程以及涌浪传播过程时均有良好表现，能被用于滑坡涌浪传播特性的研究之中。

3　涌浪最大波幅控制参数分析

滑坡涌浪的最大波幅是评估整体涌浪灾害后果的重要参数，因此使用第 2.3 节所提数值模型，主要针对影响最大涌浪波幅的参数进行系统分析，并归纳出各参数对波幅的影响规律，研究参数分为体型参数、运动参数、地形参数三类。

3.1　滑坡体尺寸参数影响规律分析

参考现有河道模型尺寸，滑坡体型参数如表 5 所示，滑坡体水深 0.6 m，启动速度为 1.0 m/s，坡角为 35°。

表 5　滑坡体体型参数

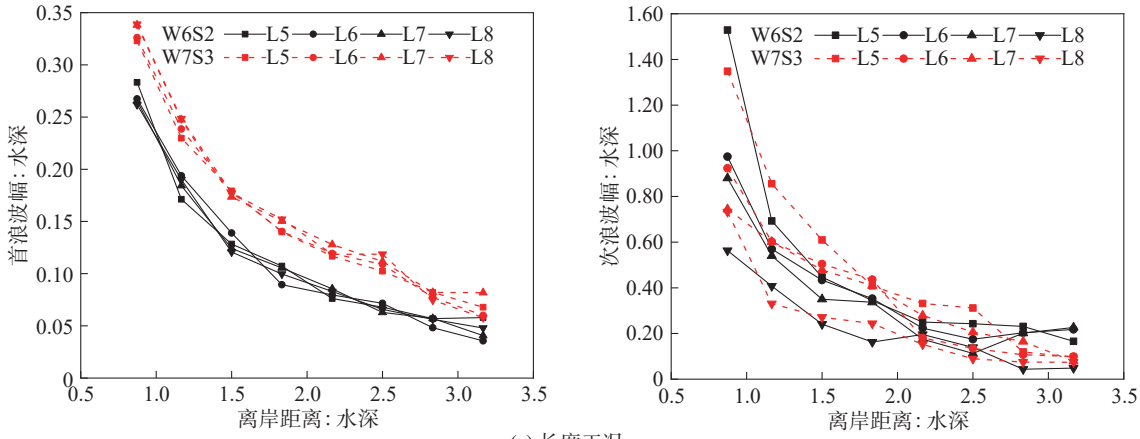
Tab. 5　Landslide geometry parameters

体型参数	取值	编号
长度/m	0.25、0.50、0.75、1.00	L5～L8
宽度/m	0.25、0.50、0.75、1.00	W5～W8
厚度/m	0.20、0.30、0.40、0.50	S1～S4

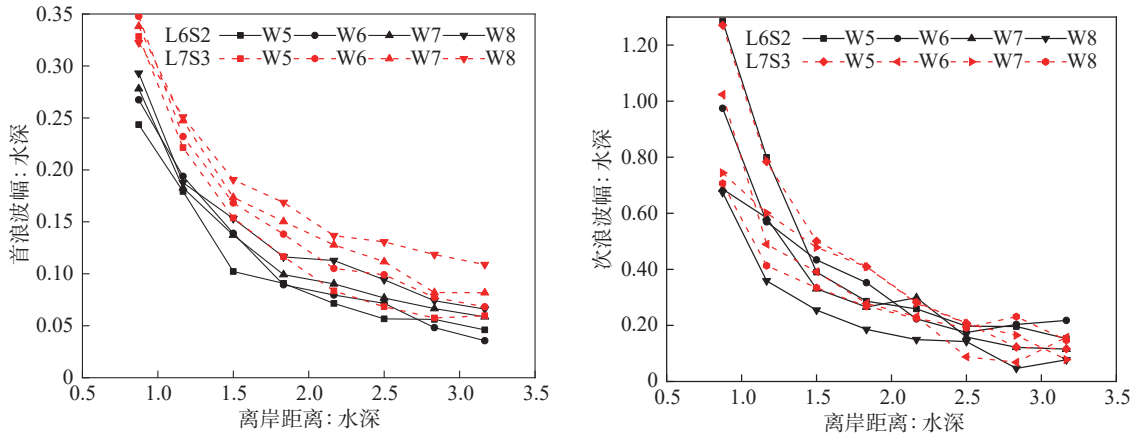
图 17 为河道纵剖面沿程首浪、次浪涌浪相对波幅变化曲线。从图 17 可以发现，滑坡体长度增大时（从 L5 增大至 L8），虽然滑坡体整体动能、重力势能均增大，但其冲击水体时的接触面积、冲击速度并未改变，因此诱发首浪的影响因素并未变化，首浪波幅及沿程最大涌浪波幅水平在 4 个工况下均相近，4 个工况下的次浪波幅随滑坡体长度增大会出现减小趋势。这是由于在大长度工况下，后续滑坡体较多地覆盖于冲击坑上方，减少了涌浪回填时参与爬升的有效水体体积，从而使次浪波幅降低。对比 L5、L8 工况冲击坑尺寸，L5 工况冲击坑最大深度约 0.12 m，回填水体无量纲体积约为 0.45；L8 工况冲击坑最大深度降至 0.08 m，回填无量纲体积降至约 0.28，也进一步验证了上述次浪波幅影响因素分析的合理性。

对比不同滑坡体宽度工况发现，随着宽度的增大，沿程最大首浪、次浪波幅均出现增大。该现象可能与滑坡体宽度的叠加效应有关，当滑坡体的宽度增大时，主要带来两方面的影响，一是增大整个滑坡体的入水体积，二是增大滑坡体冲击入水时与水体间的接

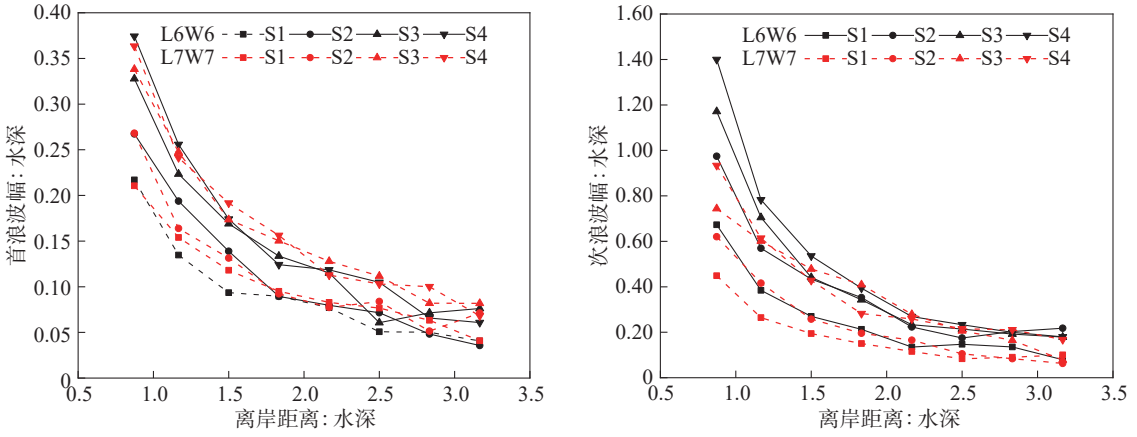
触面积。增大滑坡体的入水体积会放大滑坡体积效应，并抬升水体；滑坡体入水接触面积增大会提高土水之间动量交换的效率，水体整体动能增大幅度更明显，两者共同影响首浪诱发过程，次浪诱发则与滑坡体积效应有关。滑坡体厚度对首浪、次浪的影响规律与宽度影响规律相近。



(a) 长度工况



(b) 宽度工况



(c) 厚度工况

图 17　不同滑坡体尺寸工况下的涌浪波幅传播规律

Fig. 17　Propagation characteristics of surge wave amplitude under various landslide sizes

3.2　滑坡体运动参数影响规律分析

滑坡体的运动参数一般取入水速度 v_s，在研究中常用入水佛汝德数进行表征，其计算公式如下：

$$Fr=\frac{v_s}{\sqrt{gh_0}} \tag{28}$$

式中，Fr 为入水佛汝德数，h_0 为滑坡入水位置的初始静水深度。

选择滑坡体尺寸相同的工况（L3W3S3），通过设置不同的入水速度，分析入水速度对首浪与次浪波幅系数及其沿离岸距离衰减特征的影响。图 18 为不同滑

坡体入水速度工况下的涌浪波幅变化。不同工况下(V1~V4)其入水速度取值分别为1.0、1.5、2.0和2.5 m/s,对应的入水*Fr*数分别为0.4、0.6、0.8、1.0,从图18可以发现:当*Fr*增大时,纵剖面上沿程首浪波幅均随之增大,表明入水速度对于首浪波幅增长有着显著的促进影响;当速度增大时,滑坡体与水体间的动量交换过程更剧烈,对于水体的排挤作用更为明显。沿程次浪波幅随着入水速度的增大均有增大,这是由于次浪的产生主要与冲击坑内填充水体爬升过程相关,冲击坑规模与入水速度呈正相关。

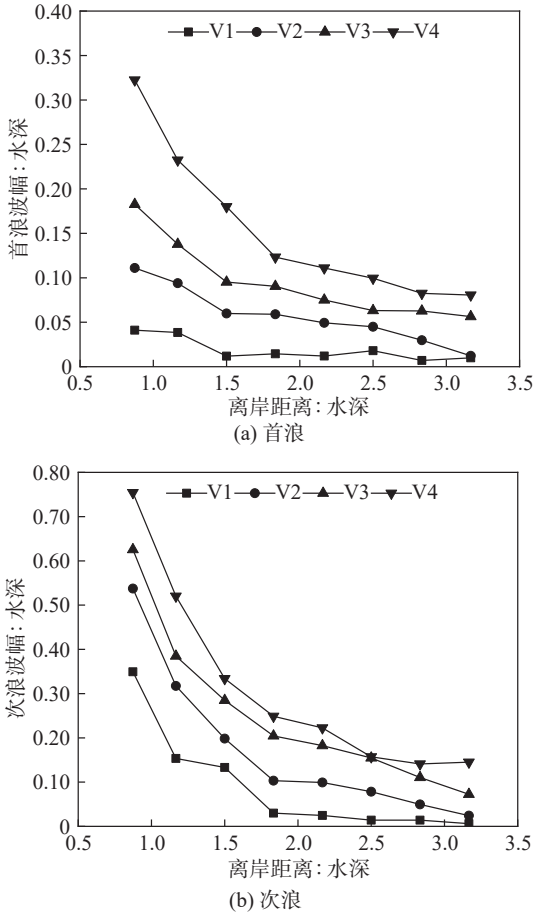


图 18　不同滑坡体入水速度工况下的涌浪波幅传播规律

Fig. 18　Propagation characteristics of surge wave amplitude under various landslide water-entry velocities

3.3　地形参数影响规律分析

地形影响主要包括滑坡体启动高度和岸坡坡角。滑坡体启动高度会同时影响滑坡体的入水速度与横向扩展程度,其中横向扩展程度的变化会影响滑坡体尺寸,无法进一步厘清涌浪关键控制因素。滑坡体的启动高度设置为0,选择滑坡体尺寸、入水速度均相同的滑坡体工况(L7W7S3V3),不同岸坡坡角工况(A1~A5)的坡角取值分别为25°、35°、45°、55°和65°。图19为不同坡角工况下的首浪、次浪波幅沿程变化曲线,随着坡角的增大,首浪、次浪整体的沿程波幅均有增大。其原因是当坡角增大时,滑坡对水体的推移作用增强,体积效应更明显,显著影响首浪生成和次浪诱发过程。随着坡角增大,4个位置上的最大涌浪波幅增长速率逐渐增大,且其增长速率与坡角的正弦值接近线性相关(图20)。

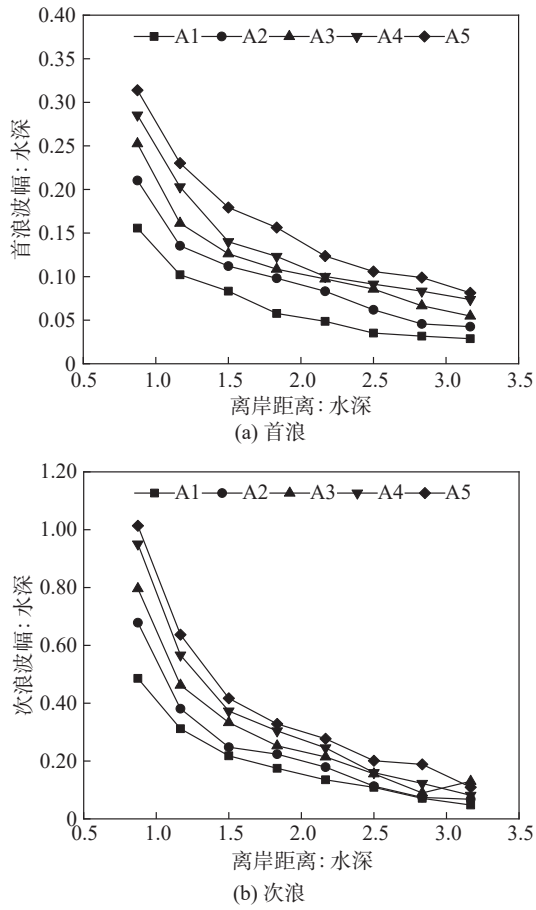


图 19　不同岸坡坡角工况下的首浪和次浪波幅传播规律

Fig. 19　Propagation characteristics of the first and second wave amplitude under various bank slope angles

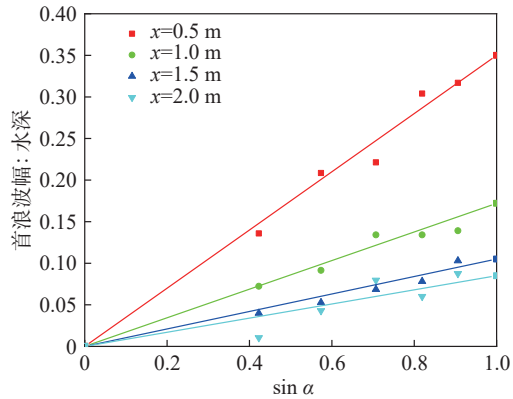


图 20　不同位置的首浪波幅随坡角正弦值变化规律

Fig. 20　Variations of the first-wave amplitude with sin *α* at different locations

3.4　讨　论

综合以上参数对于涌浪首浪、次浪波幅的影响规律可以发现,涌浪首浪波幅主要受滑坡体的宽度、厚

度、入水冲击速度以及岸坡坡度影响，次浪波幅还受滑坡体的长度影响。

变形散粒体滑坡体首浪诱发过程主要受滑坡体的体积效应和冲击过程的动量交换控制，增大滑坡体的宽度、厚度、坡角可以放大滑坡体入水过程的体积效应与叠加效应，进而增大首浪波幅；此外，增大滑坡体前缘面积和入水速度能够提高动量交换过程，同样达到增大首浪波幅的结果。

滑坡体长度的增大将更多滑体堆积于冲击坑区域，削减回填水体的有效体积，从而降低次浪波幅；而滑坡体宽度的增大通过扩大入水体积与冲击坑规模，增强体积效应，进而增大次浪波幅。入水速度与坡角的增大扩展了整体冲击坑的形成规模，增加了回流水体的体积，增大次浪波幅。

为定量评估各参数的影响排序，分别以无量纲长度 l/h_0、宽度 w/h_0、厚度 s/h_0、入水佛汝德数 Fr 和坡角正弦值 $\sin\alpha$ 为自变量，首浪与次浪最大相对波幅 A/h_0 为因变量，进行多元回归分析。结果表明：首浪波幅对各因子的敏感度排序为 Fr(0.583)>s/h_0(0.391)>$\sin\alpha$(0.338)>w/h_0(0.196)，l/h_0 影响不显著（约0.05）；次浪波幅的敏感度排序为 $\sin\alpha$(0.422)>Fr(0.315)>s/h_0(0.262)>l/h_0(−0.183，负相关)>w/h_0(0.078)。分析结果进一步支撑了上述定性结论。

4 结 论

本文针对三维散粒体变形滑坡涌浪开展研究，开发了基于半解析DEM–SPH耦合的三维滑坡涌浪数值模拟算法，通过引入多相流模型改进界面体积分数计算提出了三维无网格半解析DEM–SPH耦合计算模型，设计并开展物理模型试验；通过对比流态、滑坡体轮廓和沿程涌浪高度变化，结合相对误差和均方根误差等定量指标，验证所提耦合模型的准确性，在此基础上，对滑坡涌浪波幅的主要影响参数进行系统分析。主要结论如下：

1）构建了基于半解析DEM–SPH耦合的三维散粒体滑坡涌浪数值模拟算法，引入多相流模型改进界面体积分数计算，有效提升了模拟精度与计算效率，通过算例对比，证明了所提框架分别模拟滑坡体、水体运动时的准确性。

2）开展三维散粒体滑坡涌浪物理模型试验，对比诱发涌浪流态、滑坡体堆积轮廓以及波高仪处涌浪波幅数值，采用相对误差与RMSE等指标量化验证，证明所提三维DEM–SPH耦合模型能够有效模拟变形滑坡诱发涌浪、滑坡体堆积过程，并对沿程涌浪的传播过程进行准确复现。

3）系统分析滑坡体主要参数对滑坡涌浪波幅的影响，结果表明，首浪诱发过程主要受滑坡体的体积效应以及冲击过程的动量交换控制，次浪的诱发过程则主要受冲击坑后水体回流的影响。在此诱发机理作用下，涌浪首浪波幅主要受滑坡体的宽度、厚度、入水冲击速度以及岸坡坡度影响，次浪波幅额外受滑坡体的长度影响。

参考文献：

[1] Huang Bolin,Yin Yueping, Chen Xiaoting,et al. A review on impulse wave generated by geohazards[J]. Hydrogeology & Engineering Geology,2014,41(1):112–118.[黄波林,殷跃平,陈小婷,等.地质灾害涌浪研究综述[J].水文地质工程地质,2014,41(1):112–118.]

[2] Huang Bolin, Yin Yueping, Li Renjiang, et al. Research progress and challenges of landslide-induced impulse wave prevention and control engineering measures[J]. Journal of Engineering Geology,2025,33(1):159–170.[黄波林,殷跃平,李仁江,等.滑坡涌浪综合防控工程措施研究进展与挑战[J].工程地质学报,2025,33(1):159–170.]

[3] Xu Wenjie.Research advances in disaster dynamics of landslide tsunami[J].Journal of Engineering Geology,2023,31(6):1929–1940.[徐文杰.库岸滑坡涌浪链生灾害动力学研究进展[J].工程地质学报,2023,31(6):1929–1940.]

[4] Zhou Jiawen,Chen Mingliang,Qu Jingkun,et al.Research and prospect on disaster-causing mechanism and prevention-control technology of reservoir landslides[J].Advanced Engineering Sciences,2023,55(1):110–128.[周家文,陈明亮,瞿靖昆,等.水库滑坡灾害致灾机理及防控技术研究与展望[J].工程科学与技术,2023,55(1):110–128.]

[5] Peng Ming,Wang Yue,Ma Chenyi,et al.Review of risk assessment and prevention for valley landslide disaster chains[J].Earth Science,2025,50(10):3723–3760.[彭铭,王悦,马晨议,等.河谷滑坡灾害链风险评估及防控研究进展[J].地球科学,2025,50(10):3723–3760.]

[6] Wang Shanshan, Zhang Jianzhao, Wang Dongpo, et al. Surge characteristics of reservoir bank granular landslide based on physical model experiments[J]. Advanced Engineering Sciences,2025,57(1):107–119.[王珊珊,张检召,王东坡,等.基于物理模型试验的库岸散粒体滑坡涌浪特性[J].工程科学与技术,2025,57(1):107–119.]

[7] Chen Xuejian,Ren Shunping,Guo Xingsen,et al.Comparative modelling of retrogressive landslide runout: 2D and 3D random large-deformation analyses using coupled Eulerian-Lagrangian method[J]. International Journal of Mining Science and Technology,2025,35(11):2011–2030.

[8] Cheng Po,Wang Manyu,Wu Lizhou,et al.Role of crack in

earthquake-induced anti-dip rock slope instability:Insights from shaking table test and numerical analysis[J/OL]. Rock Mechanics and Rock Engineering,2026–05–25.https://link.springer.com/article/10.1007/s00603-026-05568-y?utm_source=researchgate.net&utm_medium=article.

[9] Jiang Zhibing,Jin Feng,Sheng Jun.Numerical simulations of water waves due to landslides[J].Journal of Changjiang River Scientific Research Institute,2005,22(5):1–3.[姜治兵,金峰,盛君.滑坡涌浪的数值模拟[J].长江科学院院报,2005,22(5):1–3.]

[10] Ren Kunjie,Jin Feng,Xu Qinqin.Vertical two-dimensional numerical simulation for landslide-generated waves[J]. Journal of Yangtze River Scientific Research Institute, 2006,23(2):1–4.[任坤杰,金峰,徐勤勤.滑坡涌浪垂面二维数值模拟[J].长江科学院院报,2006,23(2):1–4.]

[11] Crosta G B, Imposimato S, Roddeman D. Monitoring and modeling of rock slides and rock avalanches[J],Italian Journal of Engineering Geology and Environment,2013,6:3–14.

[12] Cremonesi M,Frangi A,Perego U.A lagrangian finite element approach for the simulation of water-waves induced by landslides[J].Computers & Structures,2011,89(11/12):1086–1093.

[13] Zhao T,Utili S,Crosta G B.Rockslide and impulse wave modelling in the Vajont Reservoir by DEM–CFD analyses[J]. Rock Mechanics and Rock Engineering,2016,49(6):2437–2456.

[14] Hong Hanyu,Dai Feng,Liu Yi,et al.Experimental and numerical study of impulse waves in downstream water bodies generated by ice avalanche[J/OL].Advanced Engineering Sciences, 2026–06–08.https://jsuese.scu.edu.cn/zh/article/doi/10.12454/j.jsuese.202600129/.[洪涵雨,戴峰,刘燚,等.冰崩碎屑致下游水体涌浪灾害试验与数值模拟研究[J/OL].工程科学与技术,2026–06–08.https://jsuese.scu.edu.cn/zh/article/doi/10.12454/j.jsuese.202600129/.]

[15] Shi Chuanqi,An Yi,Yang Jiaxiu.A SPH based numerical method of landslide induced impulse wave and its application on Huangtian landslide event[J].Scientia Sinica(Physica, Mechanica & Astronomica),2015,45(10):52–60.[石传奇,安翼,杨家修.滑坡涌浪的三维SPH方法模拟及其工程应用[J].中国科学:物理学 力学 天文学,2015,45(10):52–60.]

[16] Li Yang,Liu Hongqing,Yang Lei,et al.An optimized DEM-SPH model for surge waves induced by riverside landslides[J].International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics,2024,48(1):270–286.

[17] Tang Yuehao, Jiang Qinghui. Landslide surge simulation based on SPH–DEM parallel computing[J].Yangtze River, 2025,56(5):136–142.[唐岳灏,姜清辉.基于SPH–DEM并行计算的滑坡涌浪模拟[J].人民长江,2025,56(5):136–142.]

[18] Bi Zhonghui,Wang Yadong,Zhang Hanyun,et al.On water intrusion and soil porosity in landslide-induced surge waves:A multi-layer SPH analysis of the Vajont disaster[J]. Computers and Geotechnics,2026,195:108081.

[19] Cundall P A,Strack O D L.Particle flow code in 2D[M]. Minnesota:Itasca Consulting Group,Inc.,1999.

[20] Liu G R,Liu M B.Smoothed particle hydrodynamics[M]. Singapore:World Scientific,2003.

[21] Wendland H. Piecewise polynomial,positive definite and compactly supported radial functions of minimal degree[J]. Advances in Computational Mathematics,1995,4(1):389–396.

[22] Molteni D, Colagrossi A. A simple procedure to improve the pressure evaluation in hydrodynamic context using the SPH[J]. Computer Physics Communications, 2009, 180(6): 861–872.

[23] Robinson M,Ramaioli M,Luding S.Fluid-particle flow simulations using two-way-coupled mesoscale SPH–DEM and validation[J].International Journal of Multiphase Flow,2014, 59:121–134.

[24] Tan Hai.Study of landslides and landslide-induced waves based on meshfree methods[D].Wuhan:Wuhan University, 2019.[谭海.基于无网格方法的滑坡及滑坡涌浪研究[D].武汉:武汉大学,2019.]

[25] Xu Wenjie.Fluid-solid coupling method of landslide tsunamis and its application[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2020,39(7):1420–1433.[徐文杰.滑坡涌浪流–固耦合分析方法与应用[J].岩石力学与工程学报,2020,39(7):1420–1433.]

[26] Hammani I,Marrone S,Colagrossi A,et al.Detailed study on the extension of the δ–SPH model to multi-phase flow [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering,2020,368:113189.

[27] Adami S,Hu X Y,Adams N A.A generalized wall boundary condition for smoothed particle hydrodynamics[J]. Journal of Computational Physics,2012,231(21):7057–7075.

[28] Ergun S.Fluid flow through packed columns[J].Chemical Engineering Progress,1952,48:89–94.

[29] Wen C,Yu Y.Mechanics of fluidization[C]//Fluid particle technology:Chemical Engineering Progress Symposium Series. New York:American Institute of Chemical Engineers, 1966,62:100-111.

[30] Cundall P A.Fluid formulation for PFC2D[M].Minneapolis:Itasca Consulting Group,2000.

[31] Lobovský L,Botia–Vera E,Castellana F,et al.Experimental investigation of dynamic pressure loads during dam break [J].Journal of Fluids and Structures,2014,48:407–434.

Optimized 3D DEM–SPH Algorithm and Impact Parameters of Surge Wave Amplitude for Granular Landslides

LI Yang[1], *MA Jianxin*[2], *CHENG Po*[3], *SHI Jun*[4], *LIU Yong*[4*]

(1.Changjiang Survey, Planning, Design and Research Co., Ltd., Wuhan 430000, China;
2.Guangxi Youjiang Water Resources Development Co., Ltd., Nanning 530000, China;
3.Institute of Future Civil Engineering Science and Technology, Chongqing Jiaotong University, Chongqing 400074, China;
4.School of Water Resources and Hydropower Engineering, Wuhan University, Wuhan 430000, China)

Abstract:

Objective Mesh-based and Eulerian−Lagrangian methods cannot adequately simulate large deformations, free-surface fragmentation, or fluid–solid interaction during granular landslide-induced surges. A three-dimensional meshless semi-resolved discrete element method (DEM) and smoothed particle hydrodynamics (SPH) coupling algorithm were developed to address these limitations, incorporating a multiphase flow model to optimize volume-fraction distribution at the coupling interface. The key parameters controlling the maximum surge wave amplitude were systematically investigated to support hazard prediction in reservoir areas.

Methods The DEM with a nonlinear contact force model and rolling resistance simulated granular landslides. Each DEM particle obeyed Newton's second law, with normal and tangential contact forces computed using a nonlinear model with damping. SPH solved the Navier−Stokes equations for the fluid phase using a Wendland C2 kernel with a compact support radius of $2h$. To reduce pressure noise, a δ-SPH density diffusion term (coefficient δ=0.1) was added to the continuity equation. The multiphase flow model optimized the volume-fraction calculation at the solid–liquid interface using a density-gradient-based control equation. A semi-resolved scheme was used to calculate buoyancy, drag, and reaction forces between DEM and SPH particles: buoyancy was calculated via pressure interpolation from surrounding fluid particles; drag forces were computed using the Ergun and Wen–Yu correlations for void fractions <0.8 and ≥0.8, respectively, based on local void fraction and relative velocity. A three-dimensional wave tank was used for the physical experiments. The granular landslide material was quartz sand (mean diameter=8 mm, density=2 600 kg/m^3, and porosity=0.23). For the validation experiment, landslide length varied from 0.375 to 1.500 m (four levels: L1−L4), width from 0.250 to 1.000 m (W1−W4); thickness was fixed at 0.300 m (S); release height ranged from 0 to 0.300 m (H1−H3) and water depth from 0.450 to 0.750 m (D1−D3); and slope angle was fixed at 35°. Five wave gauges (CWG1−CWG5) recorded free-surface elevation. The total simulation domain contained 315 550 DEM particles and 10 379 020 SPH particles. DEM particle radius was 0.004 m, SPH initial spacing was 0.008 m, smoothing length was 0.012 m, artificial sound speed was 50 m/s, fluid density was 1 000 kg/m^3, and dynamic viscosity was 0.001 Pa·s. Computations were performed on an Intel Xeon Gold 6248R server with 2×24 cores at 3.0 GHz using OpenMP parallelization. A typical 6 s simulation required approximately 72 hours. Convergence analyses were conducted with DEM particle sizes of 4, 8, and 12 mm; SPH initial spacings of 0.006, 0.008, and 0.010 m; and artificial sound speeds of 30, 50, and 70 m/s. The maximum amplitude variation remained <8% across all convergence tests. Parametric analyses subsequently varied landslide length from 0.25 to 1.00 m (four levels), width from 0.25 m to 1.00 m (four levels), thickness from 0.20 m to 0.50 m (four levels), entry velocity from 1.0 to 2.5 m/s (four levels, corresponding to Froude numbers in the 0.41−1.03 range), and slope angle from 25° to 65° (five levels). For the parametric studies, water depth was maintained at 0.6 m, entry velocity at 1.0 m/s (except for the velocity study), and slope angle at 35° (except for the slope study). The Froude number was defined as a water-entry velocity-related dimensionless parameter.

Results and Discussions The coupled model reproduced the entire surge process, including generation of the first wave, formation of the impact crater, and development of the secondary wave. Under dry conditions (zero water depth), the simulated landslide spread distance and accumulation pattern agreed with experimental results, with a deviation in lateral spread width of 5%. Under submerged conditions, the average relative error of the maximum surge amplitude at the five wave gauges ranged from 5% to 12% across all tests, and the root-mean-square error (RMSE) ranged from 0.003 to 0.008 m. Compared with fully resolved coupling, in which buoyancy was computed from all surrounding fluid particles, the semi-resolved method reduced computational time by approximately 30% while keeping wave-amplitude prediction error <3%. Time−history curves of free-surface elevation at the three longitudinal wave gauges (CWG1−CWG3) exhibited close agreement between physical experiments and numerical simulations, with phase errors <0.05 s. The DEM−SPH model also effectively captured the landslide deposit morphology post-water entry, characterized by a thicker front and a thinner tail. Parametric analyses produced the following results. For the first-wave amplitude, increasing landslide width from 0.25 m (W5) to 1.00 m (W8) doubled the normalized first-wave amplitude (A/h_0) from 0.08 to 0.16 at the near-field gauge. Increasing landslide thickness from 0.20 m (S1) to 0.50 m (S4) increased the first-wave amplitude by a factor of 1.8. Increasing the entry velocity from 1.0 m/s (V1, Fr=0.41) to 2.5 m/s (V4, Fr=1.03) increased the first-wave amplitude by 150% along the entire longitudinal section. Increasing the slope angle from 25° (A1) to 65° (A5) caused a 120% increase in the first-wave amplitude at the gauge closest to the impact zone. The rate at which the first-wave amplitude grew with increasing slope angle was nearly linearly correlated with sinα (R^2 of 0.96). For the

secondary-wave amplitude, increasing landslide length from 0.25 m (L5) to 1.00 m (L8) reduced amplitude by approximately 40% due to reduced backfill volume over the impact crater. The maximum depth of the impact crater decreased from 0.12 m under L5 to 0.08 m under L8; the dimensionless backfill volume dropped from 0.45 to 0.28. Increasing landslide width from 0.25 to 1.00 m raised the secondary-wave amplitude by 80%, and increasing landslide thickness from 0.20 to 0.50 m raised it by 70%. A multivariate linear regression was performed with the following dimensionless variables: l/h_0 (length divided by water depth), w/h_0, s/h_0, Fr, and sin α as independent variables, and the normalized maximum wave amplitude A/h_0 as the dependent variable. For the first wave, the standardized sensitivity coefficients were 0.583 for Fr, 0.391 for s/h_0, 0.338 for sin α, 0.196 for w/h_0, and 0.05 for l/h_0 the coefficient for l/h_0 was not statistically significant. For the secondary wave, the coefficients were 0.422 for sin α, 0.315 for Fr, 0.262 for s/h_0, −0.183 for l/h_0 (negative correlation), and 0.078 for w/h_0. These regression results quantified the relative importance of each parameter.

Conclusions A three-dimensional semi-resolved DEM−SPH coupled algorithm with a multiphase-flow-optimized interface volume fraction was developed. The model simulated granular landslide deformation, water entry, impact crater formation, and surge generation. Physical validation produced relative errors of 5%–12% for wave amplitude and an RMSE of 0.003–0.008 m. The semi-resolved scheme reduced computational time by 30% compared to fully resolved coupling. The first surge wave was controlled by landslide width, thickness, impact velocity, and slope angle through volume effect and momentum exchange. The secondary wave amplitude was also influenced by landslide length, with increased length reducing the backfill volume over the impact crater, thereby suppressing secondary waves. The derived sensitivity coefficients (Fr: 0.583, s/h_0: 0.391, sin α: 0.338 for the first wave; sin α: 0.422, Fr: 0.315, s/h_0: 0.262, l/h_0: −0.183 for the secondary wave) provide a quantitative basis for rapidly identifying critical parameters in reservoir landslide surge hazard assessment.

Key words: landslide surge wave; discrete element method; smoothed particle hydrodynamics; impact parameters of wave amplitude

（编辑　张　琼）

引用格式: Li Yang,Ma Jianxin,Cheng Po,et al.Optimized 3D DEM−SPH algorithm and impact parameters of surge wave amplitude for granular landslides[J].Advanced Engineering Sciences,2026,58(6):120–133.[李阳,马建新,程颇,等.散粒体滑坡涌浪三维DEM−SPH耦合模拟方法及影响参数分析[J].工程科学与技术,2026,58(6):120–133.]