

Doi:10.11840/j.issn.1001-6392.2023.03.008

两相流模型在南海内孤立波与沙波相互作用中的应用

吴浩南, 陈同庆, 张庆河, 李景远

(天津大学 水利工程安全与仿真国家重点实验室, 天津 300072)

摘 要: 为研究内孤立波与沙波的相互作用, 本文对基于 OpenFOAM 的 SedWaveFoam 求解器进行改进, 建立了内孤立波-泥沙运动欧拉两相流模型。在利用试验资料对模型进行验证的基础上, 在南海北部典型代表性条件下, 模拟分析了 500 m 水深位置沙波床面上内孤立波作用下的水动力变化和泥沙运动。结果表明, 内孤立波逐渐离开沙波时, 海底沙波背流面处出现与内孤立波背景流速反向的流速, 在内孤立波导致的流场作用下, 沙波床面上的泥沙悬起并运动到床面以上的水体中。振幅 100 m 的内孤立波可以导致床面以上 14 m 高的位置处出现约 0.07 kg/m^3 的悬沙浓度。

关键词: 内孤立波; 海底沙波; 两相流; 数值模拟

中图分类号: P737.2 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-6932(2023)03-0314-11

Application of a two-phase flow model on interaction between internal solitary waves and sand waves in the South China Sea

WU Haonan, CHEN Tongqing, ZHANG Qinghe, LI Jingyuan

(State Key Laboratory of Hydraulic Engineering Simulation and Safety, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: In order to investigate the interaction between internal solitary waves and sand waves, an Eulerian two-phase flow solver based on OpenFOAM, SedWaveFoam, is improved to develop a numerical model for internal solitary waves and sand transport. The developed model is validated against experimental data. Under typical representative conditions in the northern part of the South China Sea, hydrodynamics of internal solitary waves and sand transport above the seabed with sand waves at water depth of 500 m are simulated and analyzed. The results show that reverse velocity appears on the lee side of sand waves when internal solitary waves gradually pass by the sand wave. The sediment on the slope of sand waves is suspended into the water column near the seabed caused by internal solitary waves induced current. An internal solitary wave with an amplitude of 100 m can lead to a suspended sand concentration of about 0.07 kg/m^3 at a position about 14 m above the seabed.

Keywords: internal solitary waves; submarine sand waves; two-phase flow; numerical simulation

海底沙波 (sand wave) 是一种韵律形的海床地貌形态。在水动力作用下, 海底沙波会产生迁移, 可造成海底管道的覆盖或悬空, 威胁结构安全^[1]。我国南海北部陆架-陆坡区相对较深的海域 (水深大于 100 m) 分布着大量的水下沙波地貌^[2], 同时南海北部存在多个大中型油气田^[3], 为保证国

家能源安全, 我国正积极开发南海北部的油气等资源。因此, 南海北部沙波的研究具有重要的意义。

对于南海北部相对较深的海域, 沙波床面上的泥沙运动主要与内孤立波有关^[4-6]。内孤立波是一种特殊的内波, 具孤立波形, 在海洋中可以长距离传播而保持波形和波速不变^[7]。当相对水深变

收稿日期: 2022-06-03; 修订日期: 2023-02-09

基金项目: 国家重点研发计划 (2021YFB2601100); 国家自然科学基金 (51509183)

作者简介: 吴浩南 (1997—), 硕士研究生, 主要从事海洋水动力及泥沙运动研究, 电子邮箱: naive@tju.edu.cn

通信作者: 陈同庆, 副教授, 主要从事海洋水动力及泥沙运动研究, 电子邮箱: tqchen@tju.edu.cn

浅水时, 内孤立波在传播过程中会逐渐浅化变形直到破碎, 可以产生周期短、强度高的底部强流^[8], 从而导致底部泥沙输运^[9-10]。

Reeder等^[11]在该海域的陆坡上部观测到了大型沙波, 并观测到由内孤立波引起的泥沙悬浮。Jia等^[12-13]的观测进一步证实了该海域陆坡上部的内孤立波可以造成泥沙的悬浮。Ma等^[14]对南海北部海域陆坡上部内孤立波引起的近底流速进行了观测, 通过泥沙起动流速的计算, 发现内孤立波导致的水流可以引起底部泥沙起动, 认为内孤立波是沙波迁移的主要原因。Tian等^[15]观测到南海北部陆坡处内孤立波可以导致强烈的海底泥沙悬浮, 其中水深<700 m时的底床泥沙被较显著地扰动而悬浮。余乐等^[16-17]对内孤立波作用下的泥沙悬浮与运动开展了实验研究。以往研究主要集中在室内实验和现场观测, 而室内实验由于Re数与现场不同, 具体流动过程与实际存在一定差异^[18]。由于现场观测本身的复杂性, 目前仍缺乏内孤立波作用下的近底水动力过程与泥沙浓度的同步高精度观测数据。在现场观测与理论分析基础上开展数值模拟是研究内孤立波与沙波相互作用的重要研究手段^[18], 而目前现场尺度的数值模拟尚不多见。近年来, 基于欧拉两相流的水沙数学模型得到发展^[19-20], 并在水动力作用下的泥沙运动方面得到较好的应用^[21-22]。本文构建了内孤立波-泥沙运动两相流模型, 并对现场尺度下内孤立波与沙波的相互作用进行模拟。

1 模型建立

基于流体求解开源库OpenFOAM的SedWaveFoam求解器^[19,23]是用于求解表面波浪与泥沙运动的求解器, 该求解器将泥沙视为一种流体, 通过两相流求解水流与泥沙问题。本文对求解器进行改进, 建立内孤立波-泥沙运动欧拉两相流模型。将原求解器的空气相、水相和泥沙相修改为密度较轻的上层水体相、密度较重的下层水体相和泥沙相, 并去除原求解器中空气-水界面的表面张力。

1.1 控制方程

假定相与相之间没有质量交换, 上层流体相、下层流体相和泥沙相的雷诺平均质量守恒方程为:

$$\frac{\partial \phi^{\text{fup}}}{\partial t} + \frac{\partial \phi^{\text{fup}} u_i^{\text{fup}}}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi^{\text{fdown}}}{\partial t} + \frac{\partial \phi^{\text{fdown}} u_i^{\text{fdown}}}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi^{\text{s}}}{\partial t} + \frac{\partial \phi^{\text{s}} u_i^{\text{s}}}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

式中: u_i 为速度矢量; 上角标“fup”“fdown”和“s”分别代表上层流体、下层流体和泥沙; ϕ 为相分数, 为单元内某相所占的体积, 整体相分数满足 $\phi^{\text{fup}} + \phi^{\text{fdown}} + \phi^{\text{s}} = 1$; t 为时间; $i, j = 1, 2, 3$, 分别表示笛卡尔坐标系下的 x, y, z 三个方向。

本模型的上层流体和下层流体间界面位置使用VOF法进行捕捉, 并使用界面压缩法保障界面的捕捉精度。上层流体和下层流体的质量守恒方程(1)和(2)就可以被合并成混合流体相的质量守恒方程:

$$\frac{\partial \phi^{\text{f}}}{\partial t} + \frac{\partial \phi^{\text{f}} u_i^{\text{f}}}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

式中: 上角标“f”代表既包括上层流体又包括下层流体的混合流体, 于是有 $u^{\text{f}} = (u^{\text{fup}} \phi^{\text{fup}} + u^{\text{fdown}} \phi^{\text{fdown}}) / \phi^{\text{f}}$ 和 $\phi^{\text{f}} = \phi^{\text{fup}} + \phi^{\text{fdown}}$ 。上层流体相、下层流体相和泥沙相的三相被分为流体相和泥沙相两相, 下文的“两相”代表流体相(上层流体和下层流体的混合相)和泥沙相。

混合流体相和泥沙相的雷诺时均动量守恒方程为:

$$\frac{\partial \rho^{\text{f}} \phi^{\text{f}} u_i^{\text{f}}}{\partial t} + \frac{\partial \rho^{\text{f}} \phi^{\text{f}} u_i^{\text{f}} u_j^{\text{f}}}{\partial x_j} = -\phi^{\text{f}} \frac{\partial p^{\text{f}}}{\partial x_i} + \rho^{\text{f}} \phi^{\text{f}} g \delta_{i3} + \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{f}}}{\partial x_j} + M_i^{\text{fs}} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^{\text{s}} \phi^{\text{s}} u_i^{\text{s}}}{\partial t} + \frac{\partial \rho^{\text{s}} \phi^{\text{s}} u_i^{\text{s}} u_j^{\text{s}}}{\partial x_j} = & -\phi^{\text{s}} \frac{\partial p^{\text{s}}}{\partial x_i} - \frac{\partial p^{\text{s}}}{\partial x_i} + \rho^{\text{s}} \phi^{\text{s}} g \delta_{i3} \\ & + \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{s}}}{\partial x_j} + M_i^{\text{sf}} \end{aligned} \quad (6)$$

式中: ρ^{f} 为混合流体的密度, 满足 $\rho^{\text{f}} = (\rho^{\text{fup}} \phi^{\text{fup}} + \rho^{\text{fdown}} \phi^{\text{fdown}}) / \phi^{\text{f}}$; 泥沙密度 $\rho^{\text{s}} = 2650 \text{ kg/m}^3$; p^{f} 和 p^{s} 分别为流体和泥沙的压力; δ_{ij} 为克罗内克符号; τ_{ij}^{f} 和 τ_{ij}^{s} 分别为流体和泥沙的剪切应力。

M_i 为流体和泥沙之间的应力, 遵循牛顿第三定律, 于是有 $M_i^{\text{fs}} = -M_i^{\text{sf}}$

$$M_i^{\text{fs}} = -\phi^{\text{s}} \beta (u_i^{\text{f}} - u_i^{\text{s}}) + \beta \frac{\nu^{\text{f}}}{\sigma_c} \frac{\partial \phi^{\text{s}}}{\partial x_i} \quad (7)$$

式中: β 为广义拖曳力系数; ν^{f} 为流体的紊动黏性系数; σ_c 为施密特数。

模型上边界采用刚盖假定。造波边界采用Li等^[24]模拟内孤立波的DJL方程理论解方法造波或采用重力塌陷法造波^[25]。上层水体和下层水体间

的界面压缩因子取0.2^[26]。

1.2 流体相紊流模型

基于 Boussinesq 假设, 流体的剪切应力由黏性应力和紊动应力组成, 可以写作:

$$\tau_{ij}^f = 2\rho^f \phi^f \left[(\nu^f + \nu^f) S_{ij}^f - \frac{1}{3} k^f \delta_{ij} \right] \quad (8)$$

$$\nu^f = C_\mu \frac{(k^f)^2}{\varepsilon^f} \quad (9)$$

式中: S_{ij}^f 为流体的剪切应变率张量; ν^f 为流体的运动黏性系数; k^f 为流体的紊动能; ε^f 为流体的紊动耗散率, C_μ 为紊流模型系数。

模型使用修正后的 $k-\varepsilon$ 紊流模型, 考虑流体相和泥沙相相互作用的流体紊动能守恒方程和流体紊动耗散率守恒方程分别为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^f k^f}{\partial t} + \frac{\partial \rho^f u_j^f k^f}{\partial x_j} = & R_{ij}^f \frac{\partial u_j^f}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho^f \left(\nu^f + \frac{\nu^f}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k^f}{\partial x_j} \right] \\ & - \rho^f \varepsilon^f - \frac{2\beta(1-\alpha)\phi^s k^f}{\phi^f} \\ & - \frac{\rho^f \nu^f}{\phi^f \sigma_c} \frac{\partial \phi^s}{\partial x_j} (s-1) g \delta_{j3} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho^f \varepsilon^f}{\partial t} + \frac{\partial \rho^f u_j^f \varepsilon^f}{\partial x_j} = & C_{1\varepsilon} R_{ij}^f \frac{\varepsilon^f}{k^f} \frac{\partial u_j^f}{\partial x_j} - C_{2\varepsilon} \rho^f \frac{\varepsilon^f}{k^f} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho^f \left(\nu^f + \frac{\nu^f}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon^f}{\partial x_j} \right] \\ & - C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon^f}{k^f} \frac{2\beta(1-\alpha)\phi^s k^f}{\phi^f} \\ & - C_{4\varepsilon} \frac{\varepsilon^f}{k^f} \frac{\rho^f \nu^f}{\phi^f \sigma_c} \frac{\partial \phi^s}{\partial x_j} (s-1) g \delta_{j3} \end{aligned} \quad (11)$$

式中: $\sigma_k=1$, 为 TKE 经验 Schmidt 数; $s=\rho^s/\rho^f$, 为相对密度; α 为形容泥沙随流体运动程度的参数。等式右端第四项为泥沙相惯性效应, 第五项为由于泥沙存在导致的密度分层效应。方程中紊流模型系数见表 1。

表 1 紊流模型系数

C_μ	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_{3\varepsilon}$	$C_{4\varepsilon}$	σ_c	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.2	1.0	1.0	1.3

1.3 泥沙相应力本构关系

模型将泥沙间应力分为碰撞应力和摩擦应力。当泥沙堆积, 速度较慢时, 泥沙间的应力以摩擦应力为主; 当泥沙起悬运动, 速度较快时, 泥沙间的应力以碰撞应力为主。当泥沙相分数 $\phi^s > 0.57$ 时, 摩擦应力占主导; 当泥沙相分数 $\phi^s <$

0.57 时, 碰撞应力占主导。

$$p^s = p^{sc} + p^{sf} \quad (12)$$

$$\tau_{ij}^s = \tau_{ij}^{sc} + \tau_{ij}^{sf} \quad (13)$$

式中: 上标 sc 和 sf 分别代表泥沙相的碰撞应力和摩擦应力。

泥沙间的碰撞应力使用颗粒动理论进行模化, 使用颗粒温度 Θ 来表示泥沙紊动能的大小。

$$p^{sc} = \rho^s \phi^s [1 + 2(1+e)g_{s0}] \Theta \quad (14)$$

$$\tau_{ij}^{sc} = 2\mu^{sc} S_{ij}^s + \lambda \frac{\partial u_k^s}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (15)$$

式中: e 为颗粒碰撞时的恢复系数; g_{s0} 为泥沙颗粒径向分布系数; μ^{sc} 为泥沙相碰撞黏性系数; S_{ij}^s 为泥沙的剪切应变率张量; λ 为体积黏性系数。

颗粒温度 Θ 的平衡方程如下:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \left(\frac{\partial \phi^s \rho^s \Theta}{\partial t} + \frac{\partial \phi^s \rho^s u_j^s \Theta}{\partial x_j} \right) = & (\tau_{ij}^{sc} - p^{sc} \delta_{ij}) \frac{\partial u_i^s}{\partial x_j} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa^{sc} \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right) - \gamma_s + J_{int} \end{aligned} \quad (16)$$

式 (16) 右端第一项为泥沙相剪切运动引起的紊动能项, 第二项为泥沙紊动能扩散项, 第三项为泥沙颗粒非弹性碰撞引起的能量耗散项, 第四项为流体项对泥沙相紊动能的影响。

泥沙相的摩擦应力见下式:

$$p^{sf} = \begin{cases} 0, & \phi^s > 0.57 \\ F \frac{(\phi^s - 0.57)^a}{(\phi_{max}^s - \phi^s)^b}, & \phi^s \leq 0.57 \end{cases} \quad (17)$$

$$\tau_{ij}^{sf} = -2\mu^{sf} S_{ij}^s \quad (18)$$

$$\mu^{sf} = \frac{p^{sf} \sin(\theta_t)}{\sqrt{2S_{ij}^s \cdot S_{ij}^s}} \quad (19)$$

式中: $F=0.05$ 、 $a=3$ 、 $b=5$, 均为经验系数; $\phi_{max}^s=0.635$ 为泥沙相最大堆积相分数; μ^{sf} 为泥沙相的摩擦黏性系数; θ_t 为泥沙休止角。

2 模型验证

本文选取内孤立波在斜坡上变形的试验数据和内孤立波作用下泥沙悬浮的试验数据对模型进行验证。

2.1 内孤立波斜坡上的变形

Cheng 等^[27]通过实验室尺度的物理模型实验研究了内孤立波在斜坡上浅化变形的现象实验, 实

验布置见图1, 采用两种密度不同的液体进行实验, 上层较轻, 下层较重, 水槽右侧采用重力塌陷法进行造波, 通过调节造波区两层液体界面的初始高差 η_0 可造出不同振幅的内孤立波。选取Cheng等^[27]试验中第2、3测点采集的试验数据进行验证, 试验中 $h_1=0.07$ m, $h_2=0.48$ m, $\eta_2=0.04$ m, $\rho_1=996$ kg/m³, $\rho_2=1\ 030$ kg/m³。数值模型中水槽的长为12 m, 高为0.55 m。网格逐级加密, 水平和垂直方向的背景网格尺寸分别为 $\Delta x=2\times 10^{-2}$ m、 $\Delta z=5\times 10^{-3}$ m, 贴近斜坡处的网格尺寸分别逐级加密至 $\Delta x=9.5\times 10^{-4}$ m、 $\Delta z=6.25\times 10^{-4}$ m。数值水槽左右边界、底部边界以及斜坡处采用无滑移边界条件, 顶部采用刚盖假定, 初始时刻流体静止, 造波方法与实验相同, 采用重力塌陷法。时间步长 $\Delta t=0.013$ s, 总模拟时长为60 s。经过测定, Cheng等^[27]实验造波区域的初始高差 $\eta_0=0.09$ m。经过重力塌陷造波后, 数值水槽内的内孤立波振幅与物理实验一致。图2给出了实验中测点2与3处内孤立波波面试验和数值模拟结果的对比, 两点处的相对均方根误差分别为17.2%和21.0%。图3给出了内孤立波传播过程中不同时刻的波面数值模拟与试验结果对比。

2.2 水动力作用下的悬沙浓度

为保证修改后的两相流模型可以合理地模拟泥沙运动, 选取Van Rijn^[28]清水来流引起泥沙床面悬沙的试验数据, 对模型进行验证。数值水槽的长为70 m, 水深为0.25 m, 床面泥沙层厚0.25 m。网格逐级进行加密, 水平和垂直方向的背景网格尺寸分别为 $\Delta x=4\times 10^{-2}$ m、 $\Delta z=1\times 10^{-2}$ m, 中间段含有泥沙的部分网格尺寸分别逐级加密至 $\Delta x=1\times 10^{-2}$ m、 $\Delta z=2.5\times 10^{-3}$ m。数值水槽左右两端分别为入流和出流条件, 按照试验设置入流流速, 底部边界采用无滑移边界条件。初始时刻泥沙静止。时间步长 $\Delta t=0.001$ s, 总模拟时长为180 s。

图4为水槽沿程各测量断面上悬沙浓度的垂向分布, 可以看到模型计算的悬沙浓度分布和物理试验结果基本一致, 表明此模型可以合理地模拟泥沙运动。

3 内孤立波与沙波相互作用的模拟

根据Tian等^[15]的研究, 南海北部内孤立波传播至水深700 m左右的位置时, 内孤立波会与海底陆坡地形相互作用, 海底泥沙开始被较明显地

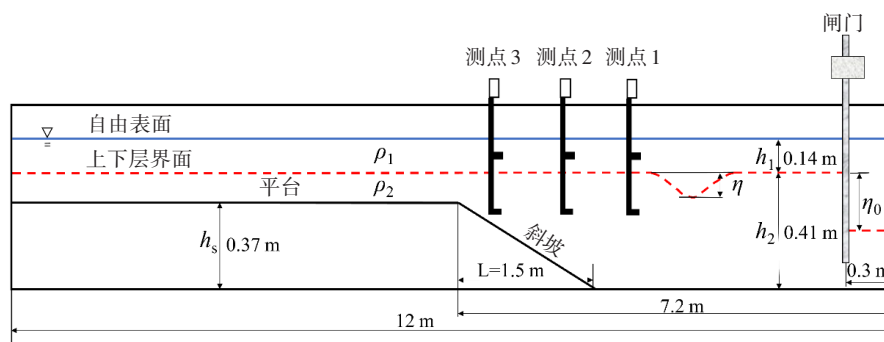


图1 Cheng等^[27]实验布置示意图

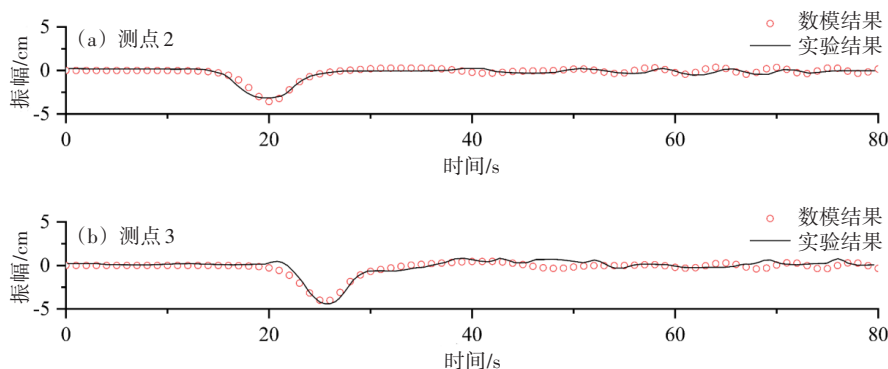


图2 波面数值模拟结果与实验结果对比图

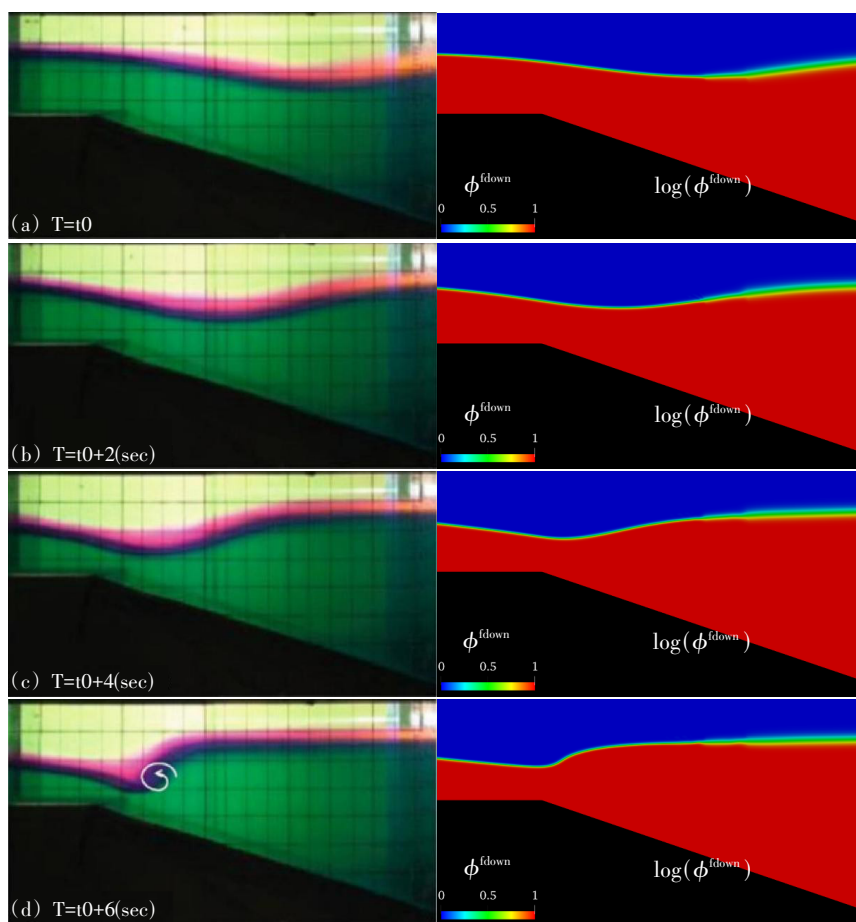


图3 内孤立波传播过程的数值模拟(右)与实验结果(左)对比图

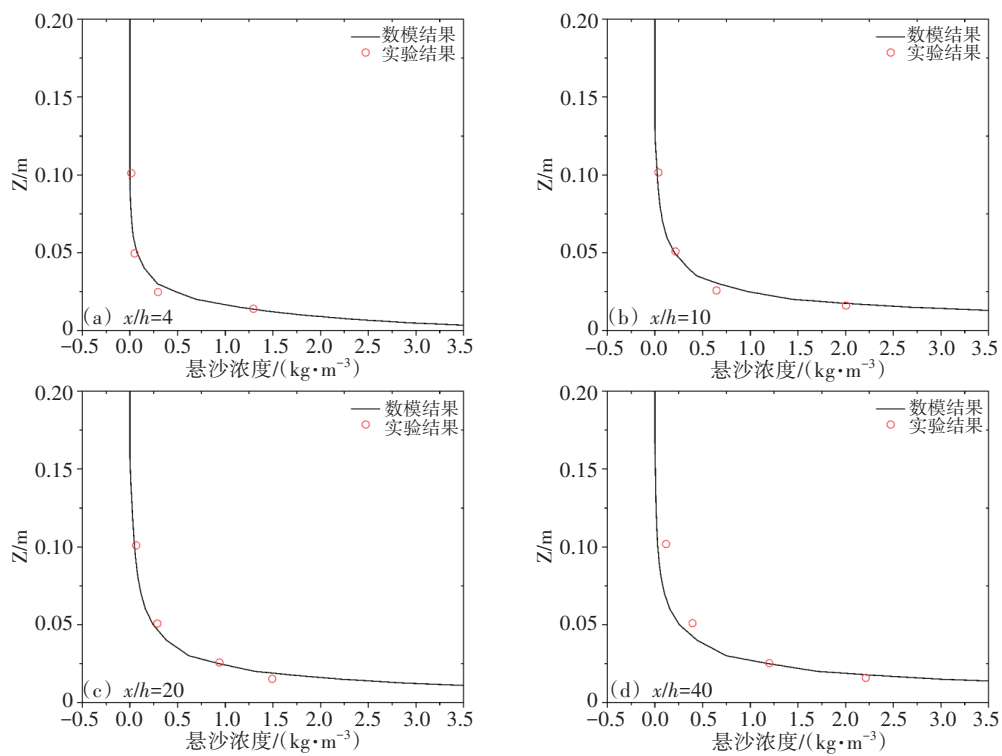


图4 水槽沿程各测量断面上悬沙浓度的垂向分布图

扰动并悬浮。Reeder等^[11]在500~600 m水深处观测到振幅大于16 m、波长大于350 m的海底沙波。该水深处沙波的规模较大,沙波高度约为水深的1/32,其可对底部流场产生较大的影响。南海北部沙波所在海域陆坡坡度较小,一般小于1°,在较短距离内坡度不会对内孤立波产生明显的影响^[29],因此,本文将海底坡度的取值近似为零,研究南海典型代表条件下500 m水深处内孤立波与沙波的相互作用。

3.1 模型设置

基于建立的内孤立波-泥沙运动两相流模型,构建二维数值水槽开展模拟。数值模型长为7 920 m,高为500 m。垂向坐标原点设置在海水密度分层界面处,向上为正;横坐标原点设置在沙波区域最左端,以右为正。水槽水平和垂直方向的背景网格尺寸分别为 $\Delta x=7.2$ m、 $\Delta z=4$ m。网格尺寸满足Li等^[24]采用OpenFOAM模拟内孤立波中的网格敏感性的分析结果,即水平向网格尺寸取 $L/150$,垂向网格尺寸取 $a/25$ 。底床中间位置设置三个沙波,在沙波附近进行网格加密。最小网格 $\Delta x=0.225$ m、 $\Delta z=0.125$ m,网格示意图见图5。数值水槽底部采用无滑移边界条件,左右开边界采用周期性边界条件,上边界采用刚盖假定。

上层海水厚度取100 m,密度为1 021 kg/m³,下层海水厚度400 m,密度为1 029 kg/m³,总水深

500 m。根据现场观测资料^[30],内孤立波振幅分别取代表值60 m、100 m和140 m,密度跃层厚度60 m,初始位置 $x=3\ 200$ m。沙波波高12 m,波长350 m,左侧坡面倾角2.99°,右侧坡面倾角5.71°,共放置三个沙波。沙波形状概化为非对称的线性形状^[31-33]。床面泥沙中值粒径取为0.1 mm^[11]。

数值水槽右侧为造波区域,采用Li等^[24]模拟内孤立波的DJL方程理论解方法对内孤立波场进行初始化,图6(a)给出了振幅为100 m时模型初始时刻的波面与流速分布。内孤立波由右向左传播,在底部内孤立波引起的背景流速为由左向右,因此下文统一将沙波左侧坡面称为迎流面,将沙波右侧坡面称为背流面。

3.2 沙波床面上的水动力变化

图7给出了振幅为100 m算例的中间沙波附近的1 100~2 200 s的流场图,为了能较清楚地表达流场,图中用箭头代表流速方向。 $t=1\ 100$ s时,内孤立波位于 $x=340$ m处,中间沙波附近流速方向基本为右向,如图7(a)所示。 $t=1\ 200$ s时,内孤立波位于 $x=80$ m处,中间沙波附近流速逐渐变小,在背流面底部开始出现与背景流速方向相反(与内孤立波传播方向相同)的负向流速,如图7(b)所示。 $t=1\ 300\sim 1\ 400$ s时,中间沙波附近背景流速继续变小,沙波背流面出现负向流速的区域增大,并在迎流面床面附近开始出现负向流速,

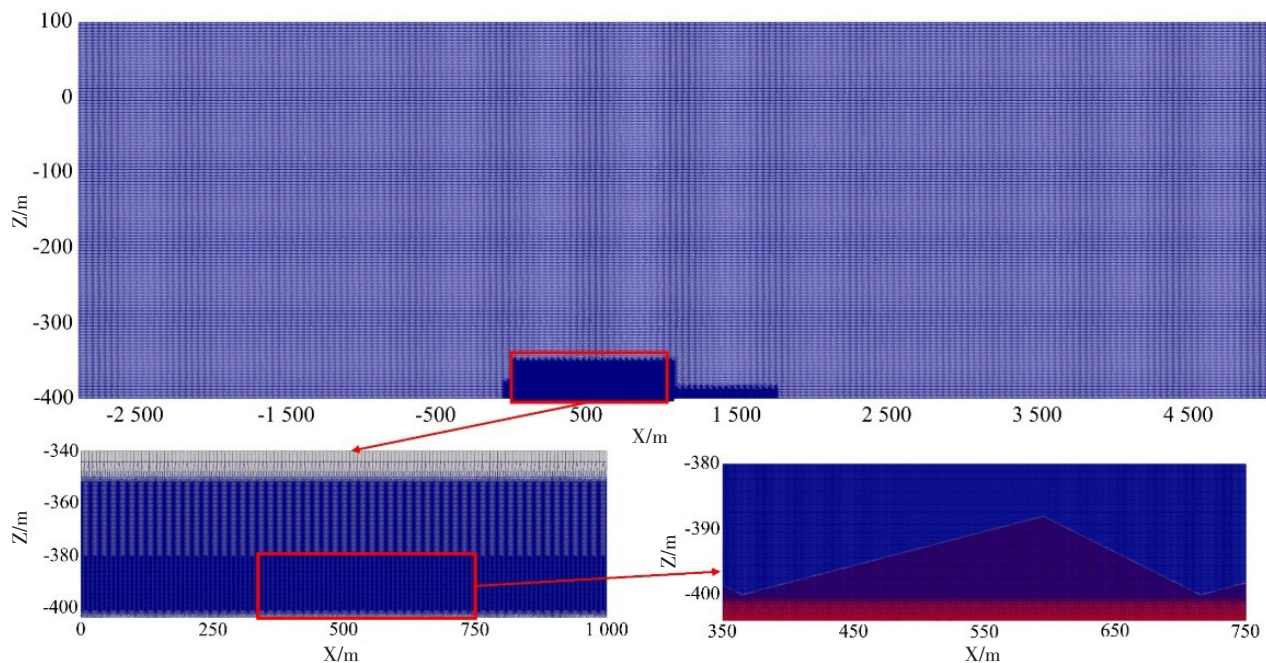


图5 网格示意图

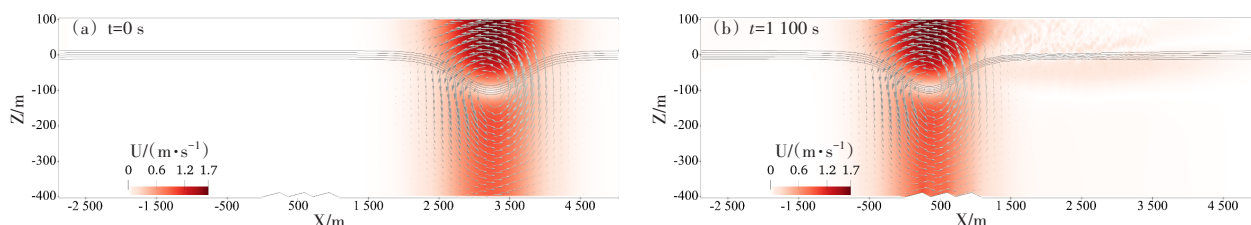


图6 振幅为100 m时不同时刻内孤立波引起的流场

沙波波峰处流速向上并不断发展（见图7(c)、(d)）。 $t=1\,500\sim 1\,600\text{ s}$ 时，内孤立波已经远离沙波区域，背景流速已经基本降为零，但沙波的背流面、迎流面靠近床面处仍存在向左的流速。沙波波峰和背流面形成数个顺时针涡旋（见图7(e)、(f)）。 $t=1\,700\sim 1\,800\text{ s}$ 时，沙波床面处反向流速逐渐减小，迎流面处出现数个顺时针涡旋，波峰和背流面处的顺时针涡旋向上发展的同时强度也逐渐衰减（见图7(g)、(h)）。 $t=1\,900\sim 2\,200\text{ s}$ 时，床面以上流速和涡旋强度逐渐减小。

在上述水动力变化过程中，沙波床面的背流面在内孤立波逐渐离开沙波区域的过程中，开始出现与内孤立波导致的背景流速相反的流速，反向流速最大值约为 0.36 m/s 。这一过程与内孤立波与海脊相互作用时的情形类似，主要由床面附近的逆压梯度导致^[34-35]。振幅为60 m和140 m的计算结果与上述结果类似。

3.3 沙波床面上的泥沙运动

参考Salimi-Tarazouj等^[22]在表面波作用下的沙纹床面泥沙运动模拟中的处理方法，对泥沙相的相分数取对数后给出泥沙运动的模拟结果。

图8给出了振幅为100 m算例的不同时刻沙波附近泥沙运动模拟结果。由图可知， $t=1\,100\text{ s}$ 时，泥沙尚未运动。 $t=1\,200\sim 1\,300\text{ s}$ 时，底部流速逐渐减小，背流面处出现反向流速，泥沙开始向上悬起。 $t=1\,400\sim 1\,500\text{ s}$ 时，沙波波峰处悬起的泥沙随水流逐渐向上运动；同时沙波背流面处的反向流速不断驱使着泥沙向沙波波峰处输运，背流面处出现三个丸状(bolus)泥沙团同步向上抬升。 $t=1\,600\sim 1\,700\text{ s}$ 时，悬起的泥沙在水流作用下向上抬升，逐渐运动到床面以上约17 m高处，而后在向下流速作用下重新回落到床面上。背流面处丸状泥沙团在向上抬升的同时逐渐向沙波波峰移动。 $t=1\,800\sim 1\,900\text{ s}$ 时，沙波背流面处丸状泥沙团在向上抬升过程中泥沙浓度逐渐降低。 $t=2\,000\sim$

$2\,100\text{ s}$ 时，沙波波峰处悬起的泥沙浓度逐渐降低，泥沙缓慢回落到迎流面顶部；同时背流面处悬起的泥沙逐渐回落到床面上。 $t=2\,200\text{ s}$ 时，悬起的泥沙基本全部回落到床面上。

在上述过程中，振幅100 m的内孤立波在500 m水深的海底沙波波峰处导致床面以上约24 m高的位置处最大悬沙浓度为 0.01 kg/m^3 左右（图8(j)），床面以上约14 m高的位置处最大悬沙浓度为 0.07 kg/m^3 左右（图8(e)）。模拟结果显示底床上泥沙被悬起发生在内孤立波逐渐离开沙波时，这与现场观测结果是一致的。Jia等^[12]对南海北部内孤立波与海底泥沙相互作用的现场观测表明，海底悬沙浓度增加发生在内孤立波导致海底强流的8~10 min后，即内孤立波逐渐离开时。另外，从模拟结果可以看出，泥沙被悬浮进入水体的过程中，垂向流速具有重要的影响，这与Aghsaee等^[25]的试验结果是类似的，平底床面上内孤立波导致泥沙悬浮的试验结果为泥沙起悬主要出现在垂向流速区域。

图9给出了不同振幅的内孤立波造成床面以上10 m高位置的最大悬沙浓度。内孤立波振幅60 m算例中，床面以上10 m高位置最大悬沙浓度出现在 $t=2\,200\text{ s}$ ，此时 $x=578.1\text{ m}$ 处床面以上约10 m高的位置悬沙浓度为 0.02 kg/m^3 （图9(a)）；内孤立波振幅100 m算例中，床面以上10 m高位置最大悬沙浓度出现在 $t=1\,750\text{ s}$ ，此时 $x=586.2\text{ m}$ 处床面以上约10 m高的位置悬沙浓度为 0.09 kg/m^3 （图9(b)）；内孤立波振幅140 m算例中，床面以上10 m高位置最大悬沙浓度出现在 $t=1\,400\text{ s}$ ，此时 $x=607.1\text{ m}$ 处床面以上约10 m高的位置悬沙浓度为 0.37 kg/m^3 （图9(c)）。

不同振幅内孤立波作用下泥沙运动的共同特点是在沙波背流面处泥沙开始起悬，悬移质随着床面附近的反向流速向沙波迎流面移动。当内孤立波振幅较小时，床面附近的逆压梯度导致的海

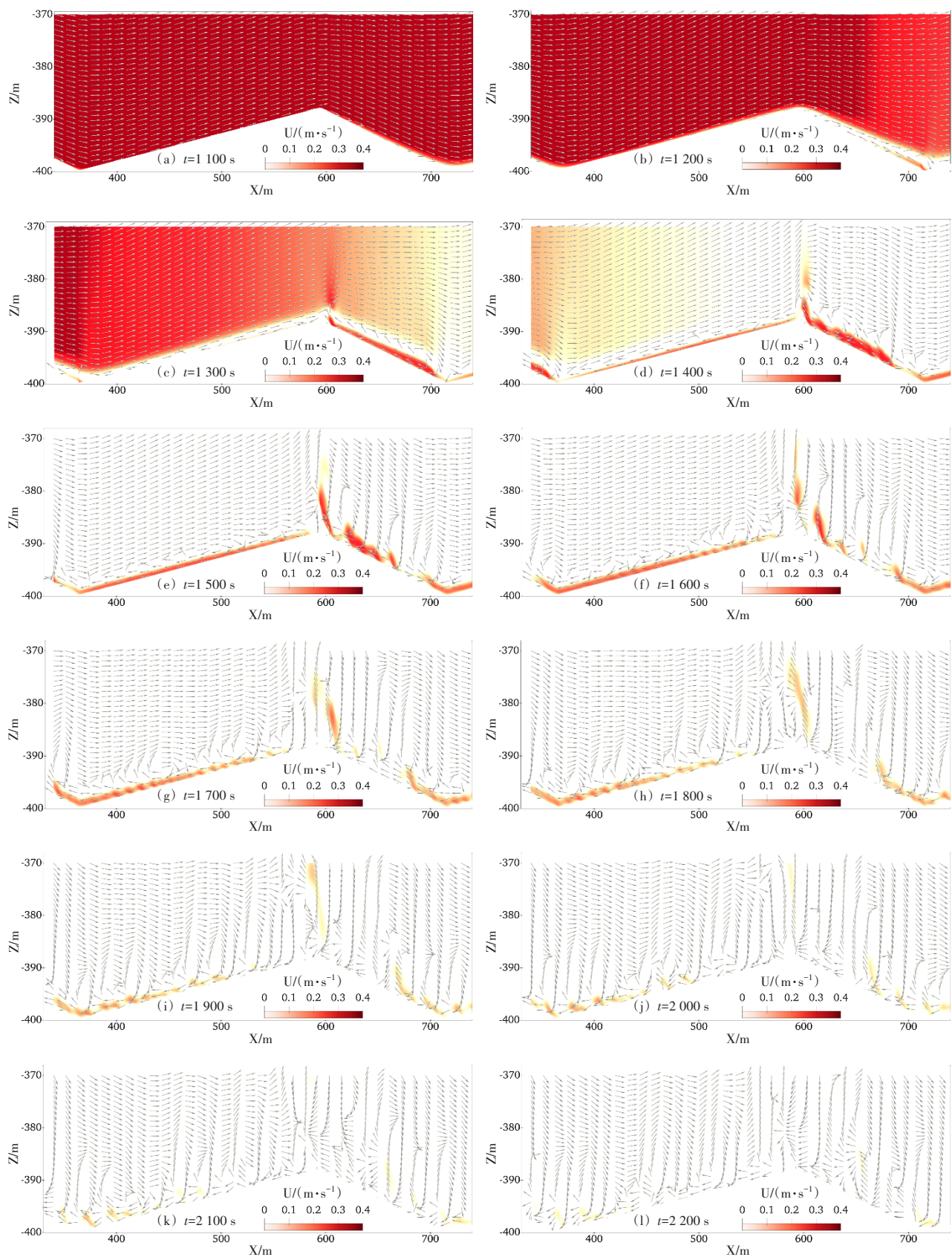


图7 振幅为 100 m 时中间沙波附近流速分布

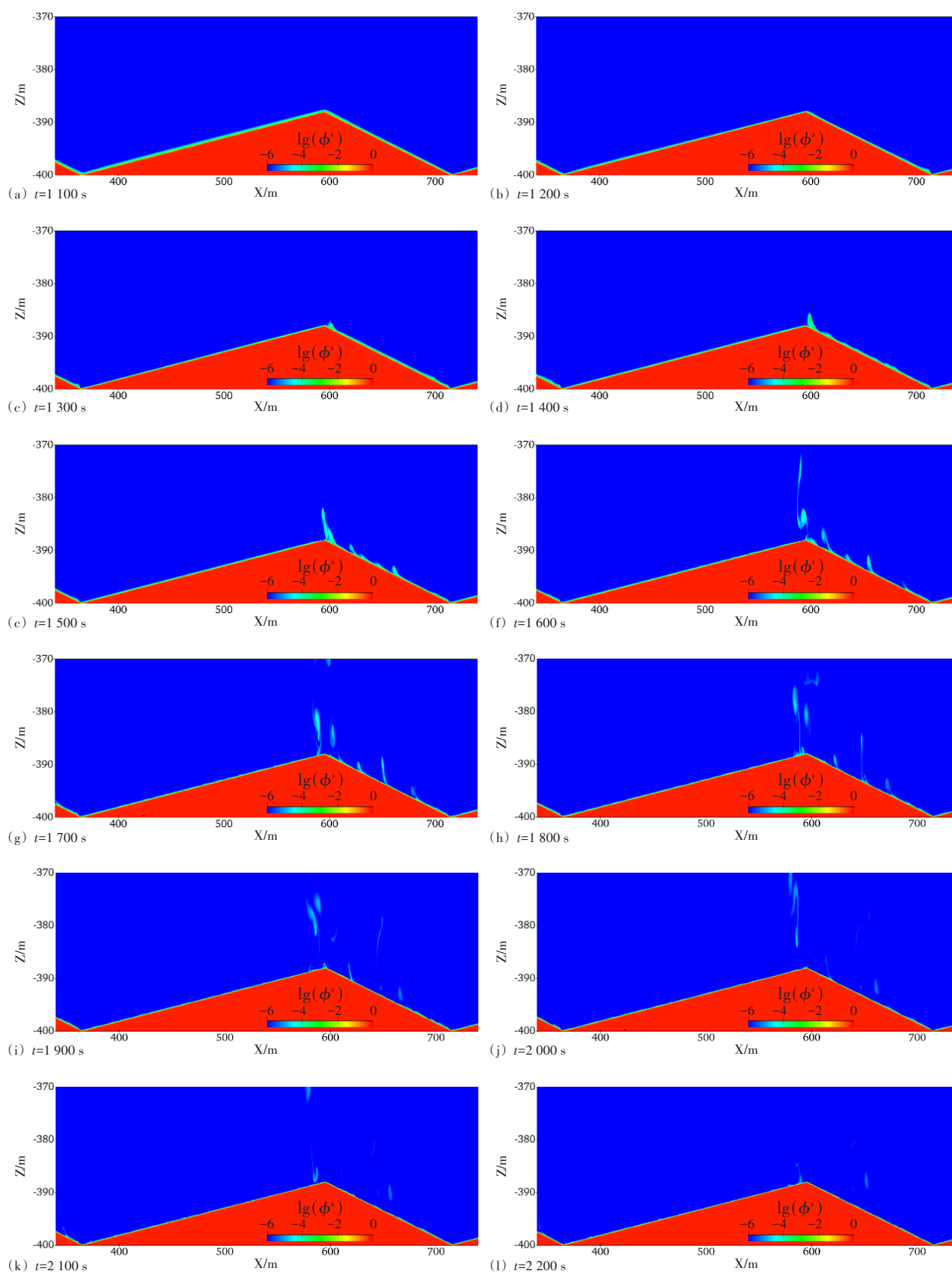


图8 内孤立波振幅为100 m时沙波表面悬移质运动模拟结果

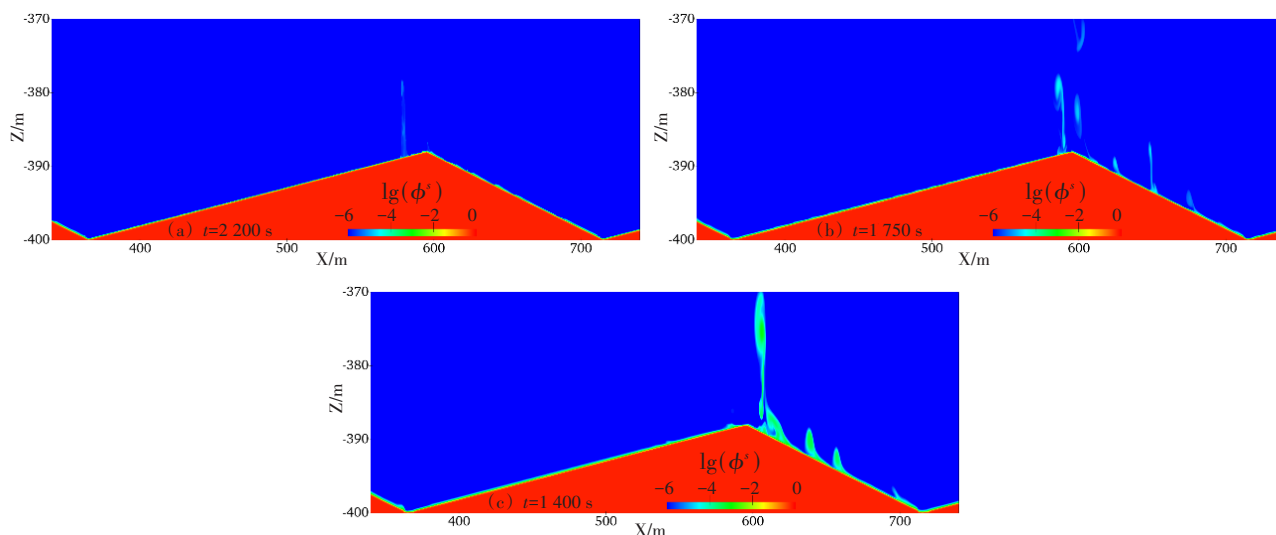


图9 不同振幅的内孤立波造成床面以上10 m高位置的最大悬沙浓度

底沙波背流面处反向流速较小,引起的泥沙悬扬相对较弱。当内孤立波振幅较大时,由于海底沙波背流面处反向流速较大,引起的泥沙悬扬相对较强。需要指出的是,本文主要目的是构建内孤立波-泥沙运动两相流模型,并对现场尺度下的内孤立波与沙波的相互作用进行模拟,限于篇幅,不同振幅内孤立波作用下的规律将作为下一步研究重点讨论的问题。

4 结论

对基于流体运动开源库 OpenFOAM 的表面波浪-泥沙运动两相流求解器 SedWaveFoam 进行改进,建立了两层流体的内孤立波-泥沙运动欧拉两相流模型。利用建立的模型对南海典型代表条件下500 m水深处内孤立波与沙波的相互作用进行了数值模拟。主要结论如下:

(1) 利用内孤立波传播变形与水动力作用下泥沙运动试验数据对模型进行了验证,结果表明改进后的模型可以合理地模拟内孤立波的传播变形和泥沙的运动。

(2) 在内孤立波传播经过沙波床面的过程中,床面附近的逆压梯度导致海底沙波背流面处出现反向流速。振幅100 m的内孤立波可以导致背流面出现约0.36 m/s的反向流速。

(3) 在内孤立波导致的流场作用下,沙波床面的泥沙被悬起。对于中值粒径为0.1 mm

的泥沙,振幅100 m的内孤立波可以导致床面以上约14 m高的位置处出现约 0.07 kg/m^3 的悬沙浓度。

参 考 文 献

- [1] NEMETH A A, HULSCHER S, DE VRIEND H J. Off-shore sand wave dynamics, engineering problems and future solutions[J]. Pipeline & Gas Journal, 2003, 230(4): 67-69.
- [2] 蔺爱军, 胡毅, 林桂兰, 等. 海底沙波研究进展与展望[J]. 地球物理学进展, 2017, 32(3): 1366-1377.
- [3] 唐晓音, 胡圣标, 张功成, 等. 南海北部大陆边缘盆地地热特征与油气富集[J]. 地球物理学报, 2014, 57(2): 572-585.
- [4] 夏华永, 刘愉强, 杨阳. 南海北部沙波区海底强流的内波特征及其对沙波运动的影响[J]. 热带海洋学报, 2009, 28(6): 15-22.
- [5] 耿明会, 宋海斌, 关永贤, 等. 南海北部东沙海域巨型水下沙丘的分布及特征[J]. 地球物理学报, 2017, 60(2): 628-638.
- [6] 周川. 南海北部陆架外缘海底沙波分布规律及活动机理研究[D]. 青岛: 中国科学院海洋研究所, 2013.
- [7] 张磊, 薛斌. 孤立内波对过渡海域声场干涉结构的影响分析[J]. 海洋通报, 2022, (6): 676-682.
- [8] 蔡树群, 何建玲, 谢皆烁. 近10年来南海孤立内波的研究进展[J]. 地球科学进展, 2011, 26(7): 703-710.
- [9] POMAR L, MORSILLI M, HALLOCK P, et al. Internal waves, an under-explored source of turbulence events in the sedimentary record[J]. Earth-Science Reviews, 2012, 111(1-2): 56-81.
- [10] LAMB K G, XIAO W T. Internal solitary waves shoaling onto a shelf: Comparisons of weakly-nonlinear and fully

- nonlinear models for hyperbolic-tangent stratifications[J]. *Ocean Modelling*, 2014, 78: 17–34.
- [11] REEDER D B, MA B B, YANG Y J. Very large subaqueous sand dunes on the upper continental slope in the South China Sea generated by episodic, shoaling deep-water internal solitary waves[J]. *Marine Geology*, 2011, 279 (1/4): 12–18.
- [12] JIA Y, TIAN Z, SHI X, et al. Deep-sea sediment resuspension by internal solitary waves in the northern South China Sea[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9: 1–8.
- [13] ZHANG H, MA X, ZHUANG L, et al. Sand waves near the shelf break of the northern South China Sea: morphology and recent mobility[J]. *Geo-Marine Letters*, 2019, 39 (1): 19–36.
- [14] MA X, YAN J, HOU Y, et al. Footprints of obliquely incident internal solitary waves and internal tides near the shelf break in the northern South China Sea[J]. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 2016, 121(12): 8706–8719.
- [15] TIAN Z, JIA Y, CHEN J, et al. Internal solitary waves induced deep-water nepheloid layers and seafloor geomorphic changes on the continental slope of the northern South China Sea[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(5): 1–12.
- [16] 余乐, 郭秀军, 田壮才, 等. 内孤立波作用下南海北部陆坡沙波形成过程实验模拟[J]. *中国海洋大学学报(自然科学版)*, 2017, 47(10): 113–120.
- [17] TIAN Z, ZHANG S, GUO X, et al. Experimental investigation of sediment dynamics in response to breaking high-frequency internal solitary wave packets over a steep slope [J]. *Journal of Marine Systems*, 2019, 199: 1–11.
- [18] Boegman L, Stastna M. Sediment resuspension and transport by internal solitary waves[J]. *Annual review of fluid mechanics*, 2019, 51: 129–154.
- [19] KIM Y, CHENG Z, HSU T J, et al. A numerical study of sheet flow under monochromatic nonbreaking waves using a free surface resolving Eulerian two-phase flow model[J]. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 2018, 123(7): 4693–4719.
- [20] OUDA M, TOORMAN E A. Development of a new multiphase sediment transport model for free surface flows[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2019, 117: 81–102.
- [21] NAGEL T, CHAUCHAT J, BONAMY C, et al. Three-dimensional scour simulations with a two-phase flow model [J]. *Advances in Water Resources*, 2020, 138: 1–79.
- [22] SALIMI-TARAZOUJ A, HSU T J, TRAYKOVSKI P, et al. A Numerical Study of Onshore Ripple Migration Using a Eulerian Two-phase Model[J]. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 2021, 126(2): 1–27.
- [23] KIM Y, MIERAS R S, CHENG Z, et al. A numerical study of sheet flow driven by velocity and acceleration skewed near-breaking waves on a sandbar using SedWaveFoam [J]. *Coastal Engineering*, 2019, 152: 1–18.
- [24] LI J Y, ZHANG Q H, CHEN T Q. ISWFoam: a numerical model for internal solitary wave simulation in continuously stratified fluids[J]. *Geoscientific Model Development*, 2022, 15(1): 105–127.
- [25] AGHSAEE P, BOEGMAN L. Experimental investigation of sediment resuspension beneath internal solitary waves of depression[J]. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 2015, 120(5): 3301–3314.
- [26] GIMENEZ J M, DAMIÁN S M, AGUERRE H, et al. Multiphase flows simulation with the particle finite element method and its comparison with Eulerian alternatives[J]. *Mecánica Computacional*, 2014, 33(7): 387–405.
- [27] CHENG M H, HSU J R C, CHEN C Y. Laboratory experiments on waveform inversion of an internal solitary wave over a slope-shelf[J]. *Environmental Fluid Mechanics*, 2011, 11 (4): 353–384.
- [28] RIJN L C V. Mathematical modeling of suspended sediment in nonuniform flows[J]. *Journal of Hydraulic Engineering*, 1986, 112(6): 433–455.
- [29] ORR M H, MIGNEREY P C. Nonlinear internal waves in the South China Sea: Observation of the conversion of depression internal waves to elevation internal waves[J]. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 2003, 108(C3): 1–16.
- [30] RAMP S R, TANG T Y, DUDA T F, et al. Internal solitons in the northeastern South China Sea – Part I: Sources and deep water propagation[J]. *Ieee Journal of Oceanic Engineering*, 2004, 29(4): 1157–1181.
- [31] 冯文科, 黎维峰. 南海北部海底沙波地貌动态研究[J]. *海洋学报*, 1994, 16(6): 92–99.
- [32] 周川, 范奉鑫, 栾振东, 等. 南海北部陆架主要地貌特征及灾害地质因素[J]. *海洋地质前沿*, 2013, 29(1): 51–60.
- [33] 王文介. 南海北部的潮波传播与海底沙脊和沙波发育 [J]. *热带海洋*, 2000, 19(1): 1–7.
- [34] HARNANAN S, SOONTIENS N, STASTNA M. Internal wave boundary layer interaction: A novel instability over broad topography[J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27(1): 1–19.
- [35] STEFANAKIS T. Bottom boundary layer instabilities induced by nonlinear internal waves[D]. Ithaca: Cornell University, 2010.

(本文编辑: 王少朋)