

椭圆余弦波作用下沙纹底床近区流场及水体紊动特性数值模拟研究

刘诚^{1,2}, 刘晓建^{1,2}, 刘绪杰³

1. 珠江水利委员会珠江水利科学研究院, 广东 广州 510611, Email: jacklc2004@163.com;

2. 水利部珠江河口动力学及伴生过程调控重点实验室, 广东 广州 510611;

3. 河海大学 港口海岸与近海工程学院, 江苏 南京 210098

摘要: 采用 OpenFOAM 建立波浪数值水槽, 开展了椭圆余弦波作用下沙纹底床近区流场及水体紊动特性数值模拟研究工作。研究发现一个波周期内水流首先在沙纹峰后发生分离, 并在背浪侧生成一个强度较大的涡流场, 其中水平方向上存在明显的回流, 竖直方向上有一个紧邻沙纹峰的上升流和远离沙纹峰的下降流; 沙纹对近底水体的影响主要位于距离底床 $\lambda \sim 3\lambda$ 的范围内, 其中竖直方向上较大的影响主要集中在底床表面和距离底床 2λ 的位置, 水平方向上较大的影响主要集中在沙纹峰的两侧, 且迎浪侧的影响范围远大于背浪侧; 此外, 一个波周期内强烈的紊动水体首先产生于沙纹背浪侧, 并沿背水坡抬升至沙纹峰以上, 继而向上游运动, 其运动过程中, 水体的紊动动能逐渐减小。

关键词: 沙纹; 波浪; OpenFOAM; 瞬时流场; 紊动动能

1 引言

沙纹广泛存在于海岸带, 是受近底动力过程制约的最小床面形态。一般而言, 沙纹断面形态呈三角形, 两侧的斜坡平缓且关于沙纹峰对称。与平坦底床相比, 沙纹峰处的水流流动分离和背水坡的涡动脱落会对河床演变和泥沙运输产生较大影响^[1]。因此研究沙纹床面近区流场和水体紊动特性对于港口、航运以及海岸带的防护均具有重要意义。

目前, 国内外学者针对沙纹床面近区流场和水体紊动特性开展了大量研究, 多集中于雷诺应力^[2]、波浪底摩阻^[3]、底部切应力等方面^[4-5]。除了上述直接作用力外, 沙纹背浪侧的紊动水体引起的底层扫水 (sweep) 也会加速床面掀沙^[6]。Aythya^[7]研究了波浪作用下沙纹床面附近的紊动, 细致描述了水体紊动的形成、发展, 及其与沙纹几何形态的关系; Liu 等^[8]采用 DPTV 试验研究了紊动水体的发展过程; Shen 等^[9]基于浸入边界法数值模拟了沙

纹床面附近的紊动水体流动。此外, 相关的研究内容也被 Earnshaw 等^[10]和蒋昌波等^[11-12]等多个学者报道。最近, Hamidouche 等^[2]基于物理实验对固定单沙纹附近的水动力特性进行研究, 指出紊动水体流态会显著改变床面剪切应力特征。然而由于侧重点不同, 现有研究多集中于顺波向紊动水体的演化。而实际情况下, 近岸区域多为波谷平缓、波峰尖锐的浅水非线性波, 故波谷历时较波峰长, 因此一个波周期内质量平均输运速度与规则波有所差异, 会促使底沙存在一个逆水流方向的运动^[13]。然而由于侧重点不同, 现有研究较少全面阐述相关波况下的床面近区流场和水体紊动特性。

为了弥补现有研究的不足, 本文基于三维不可压缩 Navier-Stokes 方程, 利用 OpenFOAM 开源代码中两相流求解器 IHFOAM 建立了三维数值波浪水槽模型。OpenFOAM 作为 CFD 开源程序包, 以其易扩展性、并行计算的稳定高效和先进的求解方法等特点在计算流体力学领域得到了广泛的应用, 近年来也开始应用于波浪动力及流固耦合作用等问题。具体而言, 本研究拟采用椭圆余弦波近似描述波浪在浅水中的运动形态及特征, 使用 $k-\varepsilon$ 两方程湍流模型捕捉湍流特性, 并运用修正的流体体积函数输运方程 (VOF, volume of fluid) 追踪自由液面。通过数值模拟方法分析沙纹床面波浪水体瞬时流场特征和紊动动能变化, 为进一步探究波浪作用沙纹演化及泥沙运输等问题提供相关理论依据。

2 数学模型介绍

2.1 控制方程

三维波浪数学模型基于三维连续不可压缩 RANS 方程求解 $k-\varepsilon$ 湍流模型, 模拟非定常不可压缩黏性流体的流动。其控制方程为连续性方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

动量方程:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T] = -\nabla p^* - \mathbf{g} \cdot \mathbf{x} \nabla \rho + \nabla \cdot [\mu \nabla \mathbf{u} + \rho \boldsymbol{\tau}] + \sigma_T \kappa_\gamma \nabla \gamma \quad (2)$$

式中: $\mathbf{u}=(u,v,w)$ 为流速矢量; $\mathbf{x}=(x,y,z)$ 为笛卡尔坐标系位置矢量; ∇ 为散度 $(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)^T$; ρ 为流体密度; p^* 为动水压强; $\mathbf{g}$ 为重力加速度; 方程(2)右边最后一项为表面张力项, 其中 σ_T 为表面张力系数, 20°C 时为 0.074 kg/s^2 , κ_γ 为表面曲率, γ 为跟踪流体的指标函数, $\boldsymbol{\tau}$ 为湍流 (雷诺) 应力张量

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{2}{\rho} \mu_t \mathbf{S} - \frac{2}{3} k \mathbf{I} \quad (3)$$

式中: μ_t 为涡黏系数; $\mathbf{S} = (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)/2$ 为应变率张量, $\mathbf{I}$ 为克罗奈克 (Kronecker) 函数, k 为湍流动能

$$k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}^T} \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{0.75} k^{1.5}}{l} \quad (5)$$

式中： ε 为湍流动能耗散率， $C_\mu = 0.09$ 为标准 k - ε 模型中的无量纲系数， l 为湍流长度尺度。湍动能 k 和湍流耗散率 ε 的输运方程：

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla(k\mathbf{u}) = \nabla \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \nabla k \right) + 2 \frac{\nu_t}{\rho} |\nabla \mathbf{u}|^2 - \varepsilon \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla(\varepsilon\mathbf{u}) = \nabla \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + 2C_{1\varepsilon} \nu_t |\nabla \mathbf{u}|^2 \frac{\varepsilon}{k} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (7)$$

式中： ν_t 为湍流运动黏性系数， $C_{1\varepsilon}$ 、 $C_{2\varepsilon}$ 、 σ_k 和 σ_ε 均为经验系数，分别为 1.44、1.92、1 和 1.3。

2.2 液面捕捉方法

本文采用修正的流体体积函数（VOF 方法）捕捉自由液面运动，在自由面的处理上引入体积分数 α 描述流场中气相和液相的分布，定义 $\alpha=1$ 为液相， $\alpha=0$ 为气相，气液交界面处于 α 为 0~1 之间。为确保交界面附近方程解自动满足有界性，模型在传统体积输运方程中加入了人工压缩项，有效避免气液交界面模糊的问题，且对界面外部的流场不产生影响，具体方程为

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} \alpha + \nabla \cdot \mathbf{u}_r \alpha (1 - \alpha) = 0 \quad (8)$$

式中：方程左边最后一项为人工压缩项，其中 $\mathbf{u}_r$ ($|\mathbf{u}_r| = \min[c_\alpha |\mathbf{u}|, \max |\mathbf{u}|]$) 为压缩界面的速度场，根据界面过渡区流场对系数 c_α 进行调整，使压缩效果作用于界面的法向方向。

2.3 求解格式

控制方程中分别采用有限体积法和欧拉格式对空间和时间离散，运用运用 PIMPLE 算法对方程进行求解，其中动量方程对流项采用 Gauss linear Upwind 格式，压力梯度项采用 Gauss linear 离散格式，拉普拉斯项采用 Gauss linear corrected 离散格式。方程(8)中的对流项采用 MUSCL(multidimensional universal limiter for explicit solution)格式，人工压缩项采用 Gauss interface Compression 格式。

2.4 边界条件

本研究采用 Higuera 等^[14]提出的 IHFOAM 求解器，该求解器支持基于大多数波浪理论的数值波的生成，其中入口造波边界采用 Svendsen 等^[15]提出的椭圆余弦波理论。波长 L 及椭圆参数 m 的关系为：

$$\frac{c^2}{gh} = 1 + \frac{H}{mh} \left(2 - m - 3 \frac{E_m}{K_m} \right) \quad (9)$$

$$\frac{HL^2}{h^3} = \frac{16}{3} m K_m^2 \quad (10)$$

$$c = \frac{L}{T} \quad (11)$$

式中： K_m 和 E_m 分别为与 m 相关的第一类、第二类完全椭圆积分；方程(11)用于计算误差；

c 为波速； h 为水深； H 为波高； T 为波周期。

波面高程 η ：

$$\eta = H \left[\frac{1}{m} \left(1 - \frac{E_m}{K_m} \right) - 1 + cn^2 \left[2K_m \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) \right]_m \right] \quad (12)$$

流速水平分量 u 和垂直分量 w ：

$$u = c \frac{\eta}{h} - c \left(\frac{\eta^2}{h^2} + \overline{\eta^2} \right) + \frac{1}{2} ch \left(\frac{1}{3} - \frac{z^2}{h^2} \right) \eta_{xx} \quad (13)$$

$$w = -cz \left[\frac{\eta_x}{h} \left(1 - \frac{2\eta}{h} \right) + \frac{1}{6} h \left(1 - \frac{z^2}{h^2} \right) \eta_{xxx} \right] \quad (14)$$

式中： cn 为雅可比椭圆函数， η_x 、 η_{xx} 、 η_{xxx} 分别表示波面高程 η 对 x 的一阶、二阶、三阶导数， $\overline{\eta^2}$ 表示一个波周期内波面高程平方的时均值。

此外，数值计算域两侧边界采用周期性边界，底面设置为固壁无滑移边界，顶面为自由进出流边界条件，出口处使用主动式消波法消波，该方法克服了传统消波法（如松弛区消波法）增大计算域的缺点，从而有效提高了计算效率。

3 模型验证

采用 Fredsøe 等^[16]的试验对本研究中建立的三维数值波浪模型进行验证，模型布置具体如图 1a 所示：以波浪传播方向为 x 轴，水槽横断面为 y 轴，水深方向为 z 轴，其中 $x=0$ 为入口造波边界， $y=0$ 为水槽正面， $z=0$ 为水槽底面。波浪计算条件水深 $h=0.42\text{m}$ ，波高 $H=0.13\text{m}$ ，周期 $T=2.5\text{s}$ ，底层流速 $U_m=0.229\text{m/s}$ 。数值模型中沙纹尺寸与 Fredsøe 等^[15]的试验中沙纹断面一致，该断面对实际沙纹特征具有一定的代表意义，具体断面尺寸见图 1b，其中沙纹长 λ 为 22cm ，沙纹峰高 η 为 3.5cm 。

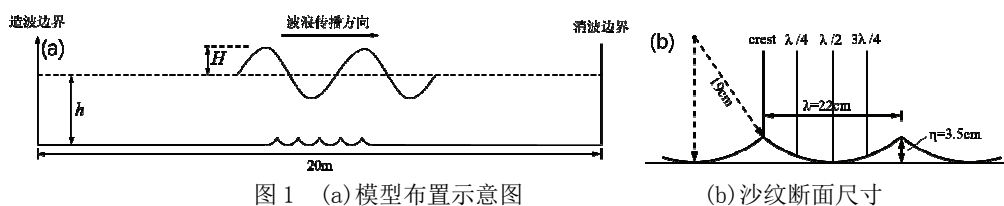


图1 (a) 模型布置示意图

(b) 沙纹断面尺寸

图2给出了本模型的具体网格划分。模型采用结构化网格，在保证计算稳定和合理捕捉水动力参数的前提下，为了节省计算资源对 x 方向和 z 方向网格进行分段局部加密，其中沙纹、自由液面和沙纹峰等核心计算区域的最小网格尺寸分别达到了 1mm 、 2mm 和 1.5mm 。沙纹两侧与平底水槽采用相同尺寸的网格均匀衔接($d_x = 5\text{mm}$)。 y 方向采用恒定网格尺度 $d_y = 5\text{mm}$ ，共设置了10层网格。模型的计算采用自适应时间步长，以保证克朗数 c_r ($c_r = \Delta t \times \max(|\Delta u|) / \min(|\Delta x|)$ ，其中 $\min(|\Delta x|)$ 和 $\max(|\Delta u|)$ 分别为最小网格尺寸和最大流速)小于1。

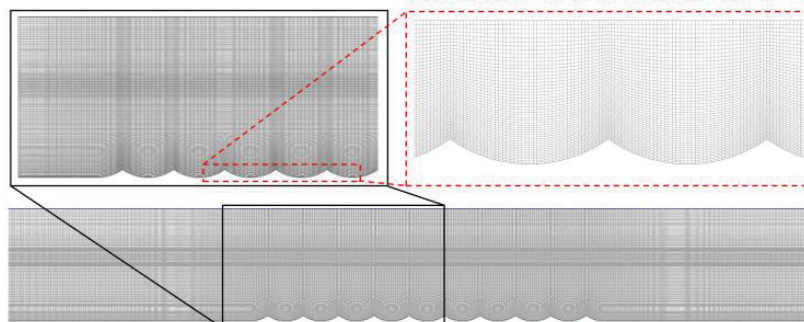
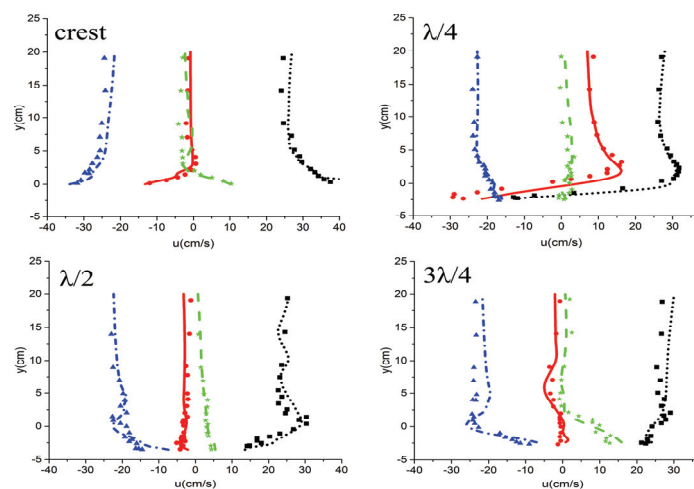


图2 计算域网格划分

图3和图4分别给出了沙纹各断面处的流速验证结果和沙纹峰以上 1cm 处流速历时过程验证结果，可以看出本研究的数值模拟结果与Fredsoe等^[16]的试验数据吻合较好，表明该数值模型具有较好的精度和可靠性，可用于波浪作用下沙纹床面附近流动特性的研究。此外，进一步缩小模型网格尺度，计算结果并未有明显改善，故本研究采用当前网格设置进行后文的分析和讨论。



黑色点线及符号■、红色实线及符号●、蓝色点划线及符号▲、绿色虚线及符号★分别表示 $\omega t = 0^\circ$ 、 $\omega t = 90^\circ$ 、 $\omega t = 180^\circ$ 、 $\omega t = 270^\circ$ 相位下的模拟值和试验值

图3 沙纹各断面各相位时的流速验证

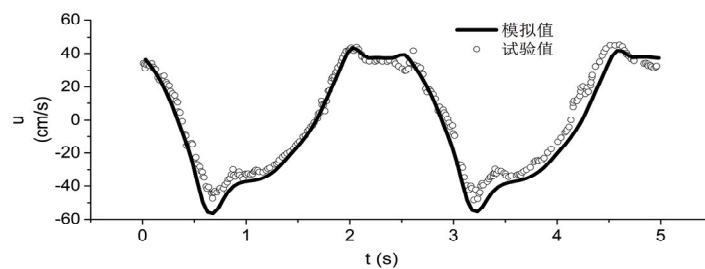


图4 沙纹峰以上 1 cm 处流速历时

4 工况设置及结果分析

本研究中数值模型采用的沙纹断面尺度同验证工况相同，即沙纹长 λ 为 22cm，沙纹峰高 η 为 3.5cm。Nelson 等^[17]归纳了前人现场尺度和实验室尺度的研究成果，指出实际情况下沙纹的形态特征与波况直接相关。根据其研究成果可知，现场尺度下波况的水深 h 为 0.2~1.1m、周期 T 为 2.2~12s、近底层水流流速 U_m 为 0.156~0.591m/s 时，可促使底床泥沙运动并形成本研究中的沙纹特征。结合 Nelson 等^[17]的研究成果及当前沙纹尺度，本研究将波高设定为 0.13m，周期为 3.0s，水深为 0.4m。

4.1 流速分量瞬时特性

本研究将波浪波峰经过某一沙纹峰（即 $x=9.89\text{m}$ ）的时刻作为一个周期的起始时刻

($\omega t = 0^\circ$), 图 5 给出了计算工况下一个完整波周期内的流场和水平方向流速的变化情况。从图 5 中可以看出, $\omega t = 0^\circ$ 时刻, 水流在沙纹峰后发生分离, 并在背浪侧生成一个强度较大的涡流场, 底部出现明显的回流; $\omega t = 60^\circ$ 时刻, 沙纹附近正向流速有所减小, 而底部回流则进一步增大; $\omega t = 120^\circ$ 时刻, 流场发生反向, 底部回流越过沙纹峰向上游运动; 随后 (约为 $\omega t = 180^\circ \sim 270^\circ$ 时刻) 回流继续保持向上游运动的趋势, 但由于波动能量的减弱,

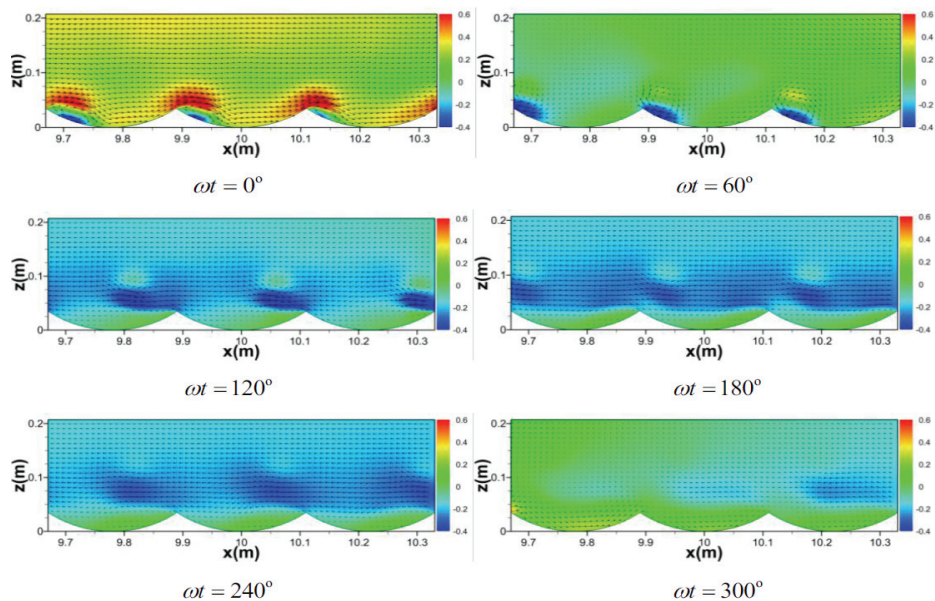


图 5 不同相位时刻的水平流速(u)

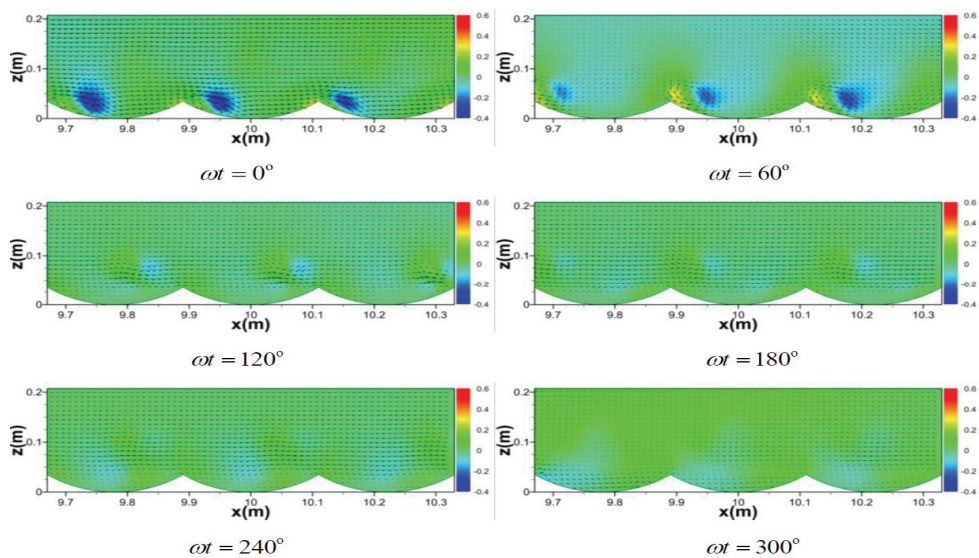


图 6 不同相位时刻的垂向流速(w)

回流流速有所减小；并在下一个波的影响下，回落流再次发生反向。

此外，本研究也给出了垂向流速的变化情况，从图中可以明显看出初始时刻（ $\omega t = 0^\circ$ ），沙纹峰背浪侧有一个显著的下降流；随后（在 $\omega t = 60^\circ$ 时刻）由于旋涡的影响，背浪侧的下降流演化成一个紧邻沙纹峰的上升流和远离沙纹峰的下降流，此时复杂的垂向水体流速将会加速底床的泥沙扰动和起悬；此后（ $\omega t = 120^\circ \sim 300^\circ$ 时刻），垂向流速的作用效果有所减弱。

4.2 合速度动力特性

为了凸显沙纹床面底部水动力作用，本研究给出了水体合速度瞬时特征。从图 7 中可以看出，初始时刻（ $\omega t = 0^\circ$ ）水体在沙纹峰处发生扰流，流速明显增大。同时，由于沙纹的阻流效应，沙纹峰背浪侧流速有所减小； $\omega t = 60^\circ$ 时刻，沙纹背水坡处形成一个明显的旋涡，其中旋涡边缘附近流速明显增大，而旋涡中心点处流速较小；随后由于水体的反向（在 $\omega t = 120^\circ \sim 270^\circ$ 时刻），沙纹峰上游水体流速逐渐增大，该变化主要集中在 $\lambda \sim 3\lambda$ 之间，而由于沙纹的阻挡作用，迎浪侧底部流速急剧减小； $\omega t = 300^\circ$ 时刻，底部流速由逆波向转为顺波向，且流速值有所增大，这主要归因于下一个周期波的影响，此时较小的流速值集中在 λ 附近（即沙纹峰附近）。

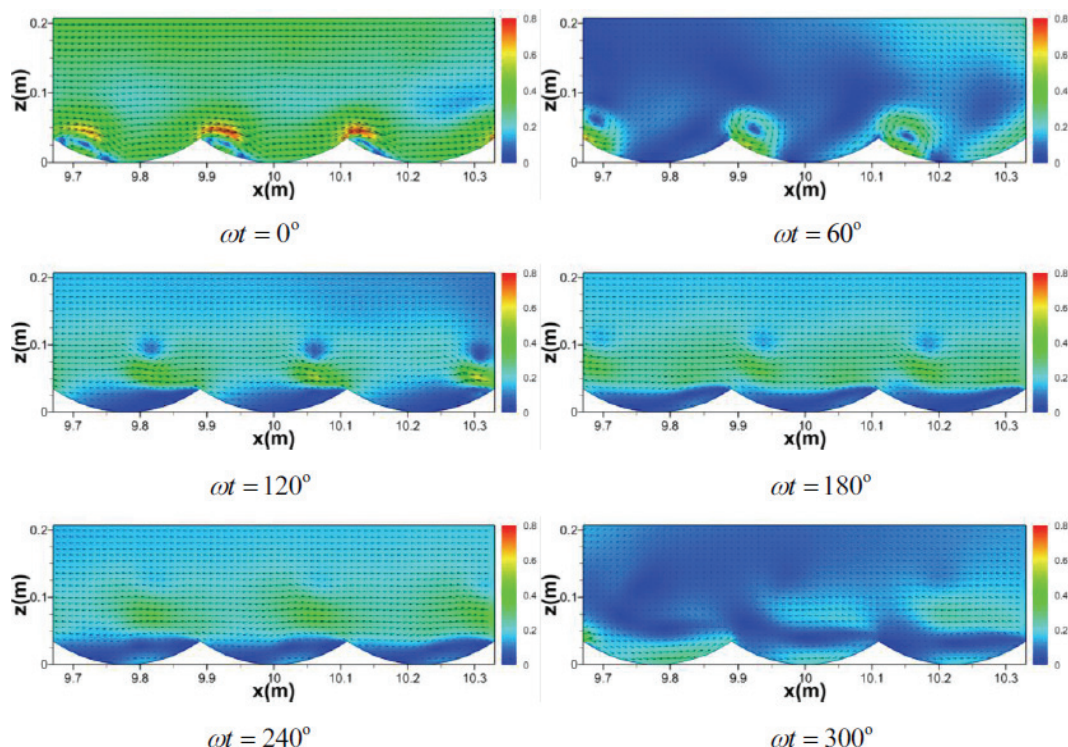


图 7 不同相位时刻的合速度

对一个波周期内的合速度进行平均，得到相位平均的合速度分布图（图 8）。从图 8 中可以看出，椭圆余弦波对床面的作用范围在 $\lambda \sim 3\lambda$ 之间，其中较大的影响主要集中在沙纹床面的迎浪侧和背浪侧，以及距离床面 2λ 的迎浪侧，且迎浪侧的影响范围要远大于背浪侧。整体而言，一个波周期内水体的逆波向流动强于顺波向。

4.3 紊动动能变化过程

波浪在沙纹底床上传播过程中，会耗散大量能量。为了给出瞬时能量耗散特征，本节对该过程中沙纹附近水体紊动动能分布特性进行分析。紊动动能 k 考虑了 3 个方向流速的脉动，表征紊流中脉动水流所携带的能量，其表达式为：

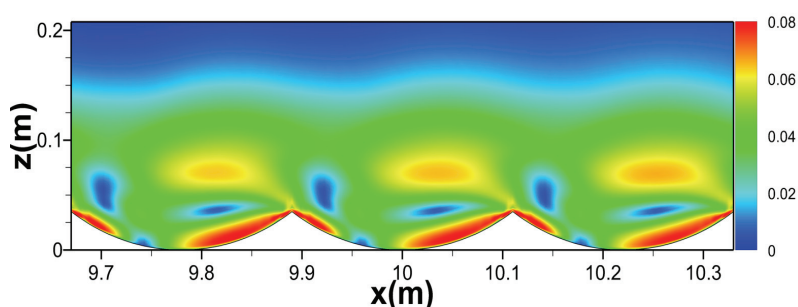


图 8 相位平均的合速度

$$k = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (15)$$

式中 u' 、 v' 和 w' 分别为水平方向、纵向和垂向的脉动流速。

图 9 给出了波浪在沙纹底床上传播过程中沙纹附近水体的紊动动能变化情况。从图 9 中可以看出， $\omega t = 0^\circ$ 时刻，水流在沙纹波峰背浪侧有一个强度较大的紊动； $\omega t = 60^\circ$ 时刻，此时水体紊动动能有所减弱，但紊动核心位置有所升高、呈现向上游运动的趋势，且影响范围增大； $\omega t = 120^\circ$ 时刻，紊动的水体越过沙纹峰向上游运动，并出现分离、脱落，此时背浪侧紊动动能明显减小；在 $\omega t = 180^\circ \sim 240^\circ$ 时刻，水体的紊动动能进一步减弱，紊动的水体均匀分布在沙纹底层，此时紊动的水体仍具有向上游运动和扩散的趋势； $\omega t = 300^\circ$ 时刻，紊动水体不再局限于沙纹底层，而具有一个竖向运动的趋势。在下一个波周期内，该强度较弱的紊动水体将在初始强浪的影响下转向下游运动（约为下一波周期的 $\omega t = 0^\circ \sim 60^\circ$ 时刻），直至完全耗散。

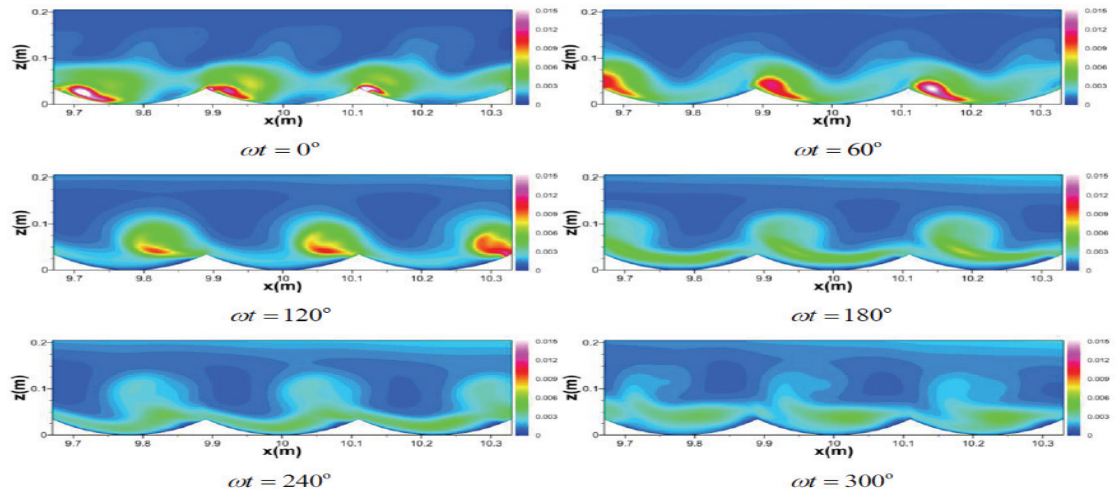


图9 不同相位时刻的紊动动能

5 结论

本研究利用 OpenFOAM 开源程序包建立基于 $k-\varepsilon$ 湍流模型的三维波浪水槽模型, 采用 VOF 方法追踪自由液面, 对波浪作用下沙纹床面近区流场和水体紊动特征进行模拟。模型采用结构化网格, 其中底部边界处进行加密处理, 并与外层网格均匀衔接, 该模型能够合理捕捉沙纹床面附近的水流流动特征。主要结论如下:

(1) 一个波周期内水流首先在沙纹峰后发生分离, 并在背浪侧生成一个强度较大的涡流场, 其中水平方向上出现明显的回流, 竖直方向上有一个紧邻沙纹峰的上升流和远离沙纹峰的下降流, 将会加速底床泥沙的扰动和起悬。

(2) 水体对沙纹床面的作用主要位于距离底床的 $\lambda \sim 3\lambda$ 范围内, 其中竖直方向上较大的影响主要集中在底床表面和距离床面 2λ 的位置, 水平方向上较大的影响主要集中在沙纹峰的迎浪侧和背浪侧, 且迎浪侧的影响范围要远大于背浪侧。

(3) 一个波周期内强烈的紊动水体首先产生于沙纹背浪侧, 并沿背浪侧抬升至沙纹峰以上, 继而向上游运动。其运动过程中, 水体紊动动能逐渐减小, 但具有显著的竖向运动趋势。可知, 椭圆余弦波作用下, 紊动水体将会促进沙纹床面悬移质和推移质向上游运动。

参 考 文 献

- 1 钱宁, 万兆惠. 泥沙运动力学 [M]. 北京: 科学出版社, 1986.
- 2 Hamidouche S, Callaud D, Pineau G. Study of instantaneous flow behind a single fixed ripple [J]. Journal of Hydro-environment Research, 2018, 19:117-127

- 3 Bhaganagar K, Hsu T J. Direct numerical simulations of flow over two-dimensional and three-dimensional ripples and implication to sediment transport: Steady flow [J]. Coastal Engineering, 2008, 56(3):320-331.
- 4 Grigoriadis D G E, Dimas A A, Balaras E. Large-eddy simulation of wave turbulent boundary layer over rippled bed [J]. Coastal Engineering, 2012, 60:174-189
- 5 Blondeaux P, Vittori G. RANS modelling of the turbulent boundary layer under a solitary wave [J]. Coastal Engineering, 2012, 60:1-10.
- 6 邹志利, 严以新. 海岸动力学 [M]. 北京:人民交通出版社, 2009.
- 7 Ayrton H. The origin and growth of the ripple mark [J]. Proceedings of The Royal Society of London, 1910, A84:285-310.
- 8 Liu P L F, Albanaa K A, Cowen E A. Water Wave Induced Boundary Layer Flows Above a Rippled Bed[M]// PIV And Water Waves, 2004:81-117.
- 9 Shen L, Chan E S. Numerical simulation of oscillatory flows over a rippled bed by immersed boundary method[J]. Applied Ocean Research, 2013, 43:27-36.
- 10 Earnshaw H C, Greated C A. Dynamics of ripple bed vortices[J]. Experiments in Fluids, 1998, 25(3):265-275.
- 11 蒋昌波,白玉川,赵子丹等. 沙纹床面上波流共同作用的数值模拟 [J].水利学报, 2005, 36(01):62-68.
- 12 蒋昌波,白玉川,赵子丹等.波浪作用下沙纹床面底层流动特性研究 [J].水科学进展, 2003, 14(03):333-340.
- 13 白玉川,许栋.明渠沙纹床面湍流结构实验研究 [J].水动力学研究与进展 A 辑, 2007, (03):278-285.
- 14 Higuera P, Lara J L, Losada I J. Realistic wave generation and active wave absorption for Navier-Stokes models: Application to OpenFOAM® [J]. Coastal Engineering, 2013, 71:102-118.
- 15 Svendsen I A. Introduction to Nearshore Hydrodynamics [M]. World Scientific, 2006.
- 16 Fredsøe J, Andersen K H, Sumer B M. Wave plus current over a ripple-covered bed [J]. Coastal Engineering, 1999, 38(4):177-221.
- 17 Nelson T R, Voulgaris G, Traykovski P. Predicting wave-induced ripple equilibrium geometry [J]. Journal of Geophysical Research Oceans, 2013, 118(6):3202-3220.

The Numerical investigation of flow field and turbulence near the rippled bed under cnoidal waves

LIU Cheng^{1,2}, LIU Xiao-jian^{1,2}, LIU Xu-jie³

1. Pearl River Hydraulic Research Institute, Pearl River Water Resources Commission of the Ministry of Water Resources, Guangzhou, Guangdong 510611, Email: jacklc2004@163.com;
2. Key Laboratory of the Pearl River Estuarine Dynamics and Associated Process Regulation, Ministry of the Water Resources, Guangzhou, Guangdong 510611;
3. College of Harbor, Coastal and Offshore Engineering, Hohai University, Nanjing, Jiangsu 210098.

Abstract: To improve our current understanding of the characteristic of flow field and turbulence near the rippled bed under cnoidal waves, a numerical wave tank based on the CFD tool

OpenFOAM was developed in this paper. The results show that the flow separation occurred on the leeside of the sand ripple in a wave period and then generated an intensive eddy field, in which there were remarkable backflow, as well as an upwelling close to the crest and a downwelling far from it. The effect of rippled bed on the bottom flow was concentrated on the range from η to 3η , in which the larger value was found near the location of 2η in the vertical direction, as well as the two sides of the crest in the horizontal direction and the scope of influence in the seaside is larger than that in the leeside. In addition, we also found that the highly turbulence flow generated on the leeside of the rippled bed in a wave period, subsequently raised above the crest along the downstream slope and then moved toward the upstream. In this process, the turbulent kinetic energy decreased gradually.

Key words: Rippled bed; Cnoidal wave; OpenFOAM; Instantaneous flow field; Turbulent kinetic energy