

波流作用下沙纹床面悬沙运动的高效数值模型

周 游, 侯新好, 施华斌, 陈 鑫

EFFICIENT NUMERICAL MODEL FOR SUSPENDED SEDIMENT TRANSPORT OVER RIPPLED BED UNDER WAVE-CURRENT ACTIONS

Zhou You, Hou Xinyu, Shi Huabin, and Chen Xin

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.6052/0459-1879-24-437>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

海冰与波流耦合动力学的研究进展

REVIEW ON THE INTERACTION BETWEEN SEA ICE AND WAVES/CURRENTS

力学学报. 2021, 53(3): 641–654

波浪作用下直立结构物附近强湍动掺气流体运动的数值模拟

NUMERICAL SIMULATION OF THE HYDRODYNAMIC CHARACTERISTICS OF VIOLENT AERATED FLOWS NEAR VERTICAL STRUCTURE UNDER WAVE ACTION

力学学报. 2020, 52(2): 408–419

粗糙床面物质交换特性及其主导机制实验研究

EXPERIMENTAL STUDY ON INTERFACIAL MASS EXCHANGE PROCESS AND ITS DOMINANT MECHANISM FOR ROUGH BED

力学学报. 2020, 52(3): 673–679

基于沿程坐标积分模式颗粒流与结构物阵列相互作用的数值模拟

NUMERICAL STUDY OF INTERACTION BETWEEN GRANULAR FLOW AND AN ARRAY OF OBSTACLES BY A BED-FITTED DEPTH-AVERAGED MODEL

力学学报. 2021, 53(12): 3399–3412

波浪扰动下河口幂律异重流的动力场分布特性

DYNAMIC DISTRIBUTION OF POWER-LAW DENSITY CURRENT IN ESTUARY UNDER WAVE

力学学报. 2019, 51(6): 1699–1711

基于势流理论的内孤立波与立管作用数值研究

THE NUMERICAL INVESTIGATION OF THE RESPONSE OF RISERS INDUCED BY INTERNAL SOLITARY WAVES BASED ON POTENTIAL FLOW THEORY

力学学报. 2022, 54(4): 892–900



关注微信公众号，获得更多资讯信息

波流作用下沙纹床面悬沙运动的高效数值模型¹⁾

周 游* 侯新好* 施华斌† 陈 鑫*, 2)

*(中国农业大学水利与土木工程学院, 北京 100083)

†(澳门大学智慧城市物联网国家重点实验室, 澳门 999078)

摘要 沙纹床面旋涡运动和泥沙输运对海岸地貌演变有着重要影响, 但传统数值模型忽略了非线性波-流相互作用、泥沙相位差等重要因素. 文章在保证精度的基础上降低计算成本, 发展了一个高效的波流共同输运悬沙的数值模型, 并探究了沙纹床面水动力及悬沙运动规律. 悬沙方程综合了惯性及尾涡对颗粒紊动扩散的相反作用; 泥沙近底条件综合了非线性波的加速度-边界层非对称效应和波流相互作用, 泥沙的相位差和质量守恒效应. 本文用系列波流共同作用下的沙纹实验验证了模型适用性, 进一步对比了恒定流、波浪往复流和波流共同作用的沙纹水动力和悬沙运动. 结果表明, 波浪的存在增加了紊流黏度, 动量交换机制使得表面粗糙高度比实际粗糙高度大很多, 从而改变了流的速度对数分布律. 流的存在主要影响波峰以上波浪的水平流速, 影响了对称往复流泥沙通量在正负半周期的对称性, 从而产生净输沙. 该高效数值模型可用于海域复杂波流动力条件下沙纹的数值计算, 可为港口、海岸及近海工程的规划和建设提供科学指导.

关键词 波流共同作用, 涡动沙纹, 相位差, 惯性及尾涡, 泥沙近底条件

中图分类号: TV142

文献标识码: A

DOI: 10.6052/0459-1879-24-437

CSTR: 32045.14.0459-1879-24-437

EFFICIENT NUMERICAL MODEL FOR SUSPENDED SEDIMENT TRANSPORT OVER RIPPLED BED UNDER WAVE-CURRENT ACTIONS¹⁾

Zhou You* Hou Xinyu* Shi Huabin† Chen Xin*, 2)

*(College of Water Resources and Civil Engineering, China Agricultural University, Beijing 100083, China)

†(State Key Laboratory of Internet of Things for Smart City, University of Macau, Macau 999078, China)

Abstract Vortex motion and sediment transport over rippled beds greatly impact coastal geomorphology, but traditional numerical models ignore important factors such as nonlinear wave-current interaction and phase-lag. The two-phase model involves complex calculations for particle collision stress, friction stress, and interphase forces, and the applications of the Lagrangian model are limited by particle size and number of particles. To minimize computational costs while ensuring accuracy, an efficient numerical model for sediment transport was developed, and the hydrodynamics and suspended sediment motion above the rippled bed under wave-current actions were explored. The efficient advection-diffusion sediment numerical model incorporated the impacts of particle inertia and wake flow around particles. The asymmetric development of boundary layer, acceleration effect, phase-lag, and mass conservation of

2024-09-12 收稿, 2024-12-09 录用, 2024-12-12 网络版发表.

1) 国家自然科学基金(12472415 和 41961144014)和澳门特别行政区科学技术发展基金(0050/2020/AMJ)资助项目.

2) 通讯作者: 陈鑫, 教授, 主要研究方向为泥沙运动力学. E-mail: chenx@cau.edu.cn

引用格式: 周游, 侯新好, 施华斌, 陈鑫. 波流作用下沙纹床面悬沙运动的高效数值模型. 力学学报, 2025, 57(2): 453-463

Zhou You, Hou Xinyu, Shi Huabin, Chen Xin. Efficient numerical model for suspended sediment transport over rippled bed under wave-current actions. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2025, 57(2): 453-463

sediment under the influence of nonlinear waves were incorporated into the bottom boundary condition for sediment. To accurately solve the flow with inverse pressure gradient above the rippled bed, the Reynolds stress was closed by the shear stress transport (SST) $k-\omega$ turbulence model. The model was verified by a series of experiments, and hydrodynamics and suspended sediment motion were studied above rippled beds under actions of current, wave, and wave-current flow. The results were as follows. (1) Compared to the wave oscillatory flow, the addition of current primarily affected the horizontal velocity above the ripple crest, while the flow below the ripple crest was still influenced by the periodic vortex structure. The positive (anticlockwise) vortex formed on the left side of the ripple moved further in the horizontal direction; the size and strength of the negative (clockwise) vortex formed on the right side of the ripple increased. The negative vortex had a longer duration and extended further on the right side, and after being thrown to the left side of the ripple, its horizontal movement distance was shorter. (2) Compared to the current flow, the presence of wave increased the turbulent viscosity, resulting in a reduction of the flow velocity gradient. The mean horizontal velocity grew slowly near the bottom and faster in the upper part. The flow velocity was distributed as two straight lines with different slopes. The intercept of the upper straight-line extension showed the apparent roughness height, which was considerably greater than the actual roughness height. (3) In wave-current flow, the distribution of concentration peaks was no longer symmetrical in the onshore and offshore phases. The third concentration peak, formed by the negative vortex carrying sediment cloud ejection during the flow reversal, was larger than the first peak formed by the positive vortex. In contrast to oscillatory flow, positive current flow altered the wave motion, promoted the development of the negative vortex, and generated net flow and net sediment transport. This study demonstrates that the presence of the wave increases the turbulent viscosity and changes the logarithmic profile of current velocity. The momentum transfer mechanism results in an apparent roughness height that is significantly greater than the actual roughness height. The presence of current mainly affects the horizontal velocity above the ripple crest and changes the wave motion. The imposed current changes the symmetry of sediment flux between onshore and offshore periods to result in net sediment transport. This efficient numerical model is suitable for the calculation of ripples under the action of waves and currents and can provide scientific guidance for the planning and construction of ports, coastal and offshore engineering projects.

Key words wave-current interaction, vortex ripples, phase lag, inertia and wake flow, near-bed sediment condition

引 言

港口、海岸及近海工程的建设和运营面临着复杂海洋环境的挑战,如潮流、波浪、泥沙、结构物和海底地形间相互作用^[1]. 沙纹是海洋地形中一种常见的床面形态,其床面上旋涡运动和泥沙输运对水环境中物质的输移扩散及海岸地貌的塑造具有重要影响,并影响着生态动力学中诸多要素的时空变化规律. 为确保基础设施的合理规划、安全建设和高效运作,必须对复杂波流条件下沙纹上旋涡动力学和泥沙颗粒的运动有深入的理解和预测.

数值模拟是研究波流作用下水沙两相流的重要手段,可分为单相流和两相流模型. 单相流模型将水相视为连续介质,在欧拉框架下求解水相 Navier-Stokes 方程;采用泥沙输移扩散方程描述泥沙运动. 学者们采用不同紊流模型研究了波浪作用下沙纹床面的流动和泥沙浓度,如 $k-\epsilon$ ^[2-4], SST (shear stress

transport) $k-\omega$ ^[5] 和雷诺应力模型 (Reynolds stress model, RSM)^[6]. Hou 等^[7]模拟了对称和非对称波浪作用下旋涡结构和泥沙运动的规律,并指出 SST $k-\omega$ 比 RNG (re-normalisation group) $k-\epsilon$ 和 RSM 更加适合沙纹模拟. 相比于纯波浪或纯恒定流,波流共同作用下底部边界层、旋涡结构和净输沙更加复杂,波流的叠加并非简单的线性耦合. 大涡模拟^[8-9]和直接数值模拟^[10]计算成本十分昂贵,其在沙纹领域的研究较少. 因此,基于双方程的紊流模型更适合应用在大范围海域的港口、海岸及近海工程建设.

根据对泥沙相的处理不同,两相流模型可分为两类:欧拉-欧拉和欧拉-拉格朗日模型. 欧拉-拉格朗日模型将泥沙视为离散相^[11-12],考虑了水-泥沙和泥沙颗粒间复杂的作用力,根据牛顿第二定律精确求解悬沙颗粒的平移和旋转运动. 随着颗粒浓度增加和粒径减小,其计算成本急剧增加. 欧拉-欧拉模型

将水相和泥沙相视为可相互掺混的两种连续介质^[13], 分别求解两套 Navier-Stokes 方程. 欧拉-欧拉模型涉及复杂的颗粒碰撞和摩擦应力、颗粒体的剪胀剪缩效应和水-沙相间作用力的计算^[14]. 此外, 泥沙近底边界条件也会影响数值模型的精度. 经典恒定流的近底边界条件^[15-16] 由于缺失相位差和加速度效应等因素, 在波流作用输沙中会导致较低的精度和较大的不确定性. Chen 等^[17-18] 提出了非对称歪斜波和流相互作用的近底条件, 公式包含了非线性波的加速度-边界层非对称效应、泥沙相位差和质量守恒等效效应. Hou 等^[7] 对比了恒定流公式^[15-16] 和 Chen 等^[17-18] 公式在平底地形中的泥沙浓度, 后者考虑了逆流时的泥沙残留, 即在流速降为零的时刻泥沙浓度并不会减小至零, 整体浓度变化更符合实际. Chen 等^[17-18] 考虑了泥沙质量守恒, 近底浓度不会因为流速的增加而无限增加, 与恒定流推导的公式^[15-16] 相比有更高的精度.

综上, 目前近岸缺乏一个波流共同作用下悬沙运动的高效数值模型, 本文将发展该模型. 模型基于低计算成本的泥沙输移扩散方程, 拓展非对称歪斜波和流输沙的泥沙近底条件以保证计算精度, 其紊动扩散综合考虑颗粒惯性和颗粒尾涡的作用. 进一步探究了波流共同作用下沙纹床面涡结构和悬沙运动规律及不同强度流作用于波浪的情况. 该高效数值模型适用于海域复杂波流条件下沙纹的数值计算, 可为港口、海岸及近海工程的规划和建设提供科学依据和技术支持.

1 数学模型

1.1 控制方程及紊流模型

从尽可能控制计算成本的角度考虑, 当颗粒的平均间隔距离大于一个粒径时 ($\alpha_s < 0.08$, α_s 为泥沙体积浓度), 颗粒间碰撞摩擦^[19] 和颗粒浓度梯度对水相紊动的抑制可忽略^[20]. 此时, 水相连续和动量方程的雷诺平均是

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u'_i u'_j}) - \frac{\partial p}{\rho \partial x_i} + S_i + \\ &\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

其中, u , ρ 和 x 分别是速度、水相密度和坐标; t , p 和 ν 分别代表时间、压力和水的运动黏性系数; δ_{ij} 是 Kronecker 符号; $\overline{u'_i u'_j}$ 是紊动应力; S_i 代表波、流和重力驱动源. 波流共同作用中 $S_1 = du_b/dt + gJ$, u_b 是波浪水质点水平速度, g 是重力加速度, J 是能坡. S_1 中第一项是波浪驱动源, 第二项是流驱动源. 为准确求解沙纹床面存在逆压梯度的流动, 采用 SST $k-\omega$ 紊流模型封闭紊动应力.

泥沙颗粒的输移扩散方程为

$$\frac{\partial \alpha_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [(u_i - \delta_{i2} w) \alpha_s] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\gamma \frac{\partial \alpha_s}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

其中, w 和 γ 分别是泥沙沉速和扩散系数^[21], $\gamma = S_{c1} \nu_t / S_{c2}$, ν_t 是水相涡黏系数. S_{c1} 和 S_{c2} 表征相反两种紊动作用机制: 颗粒尾涡促进颗粒局部紊动能^[22] 和惯性抑制颗粒自身紊动^[23], 即

$$S_{c1} = 1 + 1.5 C_d^{4/3} \delta^{1/3} w_s w_s / k \quad (4)$$

$$S_{c2} = \sqrt{1 + 6 w_s w_s / k} \quad (5)$$

$$\delta = \begin{cases} 1 - \exp[-0.007(Re_s - 2)], & Re_s \geq 2.0 \\ 0, & Re_s < 2.0 \end{cases} \quad (6)$$

其中, w_s , k 和 δ 分别是单颗粒泥沙静水沉速、水相紊动能和相关系数^[20]; C_d 是泥沙曳力系数, $C_d = 24 \cdot (1 + 0.15 Re_s^{0.687}) / Re_s$, 其中泥沙颗粒雷诺数 $Re_s = w_s d_s / \nu$, d_s 是泥沙粒径. 当 $Re_s < 2.0$ 时 δ 定义为 0, 这是因为相比粗颗粒泥沙, 细颗粒可以很好地跟随水体运动, 水沙相对速度小, 可以忽略尾流造成的局部紊动能增强^[20]. 考虑高浓度对泥沙颗粒沉速的修正^[20]

$$w = (1 - \alpha_s)^n w_s \quad (7)$$

其中, n 是理论推导的参数, $n = 2.2 + 2.65 / (1 + 0.06 Re_s^{0.7})$.

1.2 物理模型及定解条件

在波周期尺度中可忽略沙纹形状变化^[24], 使用固定的沙纹模拟. 物理模型如图 1, 其中 η 和 λ 是沙纹高度和长度. 计算域顶部采用刚盖假定, 左右两侧采用周期边界. 为保证水平向的可重复性, 水平向设置为两个沙纹长度、网格均匀布置. 垂向设置为 6 倍沙纹高度以满足刚盖假定, 底部第一层网格厚设置为 $4d_s$ (便于设置参考浓度); 为减少计算, 垂向网格厚从底部按固定比率向上增长. 按照文献 [25-26] 给定圆状 (round ripple, RR) 或尖状 (sharp ripple,

SR) 沙纹轮廓. 底部采用不可滑移边界, 在 $x_2 = 2d_s$ 处给定泥沙浓度, Chen 等^[17-18] 公式适用于波浪破碎和浅水变形中非线性波浪和流共同作用输沙工况

$$\alpha_s(x_1,t) = \alpha_{sm} \exp \left[- \left(1 + \frac{2d_s}{Z} \right) \right] \tag{8}$$

$$\frac{Z(x_1,\sigma t + \psi)}{d_s} = (\beta_1 \theta_m + \beta_2 \theta) \left(1 + 0.011 \frac{U_m}{w_s} \right) \tag{9}$$

$$\theta(x_1,t) = \frac{\tau_b}{\rho(s_d - 1)gd_s} \tag{10}$$

其中, $\alpha_{sm}(=0.6)$ 是底床饱和泥沙体积浓度; Z 和 ψ 分别是底床侵蚀深度和泥沙相位滞后参数; $\psi = 2\sigma Z_m/w_s$; $\sigma = 2\pi/T$; T 和 Z_m 分别是波周期和底床最大侵蚀深度; θ 和 θ_m 分别是底床谢尔兹数和最大谢尔兹数; 泥沙相位残留参数 $\beta_1 = 3.2\exp(-0.2/\psi)$, $\beta_2 = 3.2 - \beta_1$; U_m , τ_b 和 s_d 分别是 u_b 最大值、动床的切应力和泥沙相对水的比重.

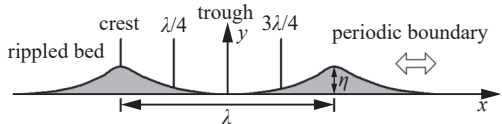


图 1 沙纹床面物理模型
Fig. 1 Schematic diagram of physical model

2 结果和讨论

本文的算例包括 Fredsøe 等^[27] 的波浪水槽 (wave flume, WF) 实验和 Yuan^[28]、van der Kaaij 等^[29] 的往复流水槽 (oscillatory flume, OF) 实验. 实验参数如表 1 所示. 模拟了涵盖不同波浪周期 (2.50 ~ 4.55 s)、外边界层波浪水平流速 (0 ~ 0.48 m/s) 以及不同强度流的工况. Fredsøe 等^[27] 实验波浪水质点水平速度为 $u_b = 0.235\cos[\sigma(t + t_0)] + 0.02\cos[2\sigma(t + t_0)] + u_c$, 其中 $t_0/T = 0.0275$, 使 $t = 0$ 接近流速最大值相位; 其余算例为正弦流动, $u_b = u_m\sin(\sigma t) + u_c$, 使 $t = 0$ 处于零波动流速相位.

表 1 沙纹实验参数

Table 1 Parameters of ripple experiments										
Computational cases		T/s	$u_m/(m \cdot s^{-1})$	$u_c/(m \cdot s^{-1})$	s_d	d_s/mm	λ/m	η/m	Flume	Ripple shape
Fredsøe et al. ^[27]	W1	2.50	0.255	0.00	—	—	0.22	0.035	WF	SR
	WC1	2.50	0.255	0.222	—	—	0.22	0.035	WF	
Yuan ^[28]	C2_F	—	0.00	0.30	—	—	0.3	0.05	OF	RR
	W_F	4.55	0.48	0.00	—	—	0.3	0.05		
	WC2_F	4.55	0.48	0.30	—	—	0.3	0.05		
van der Kaaij et al. ^[29]	TW	2.63	0.15	0.00	2.65	0.2	0.093	0.016	OF	RR
	T1	2.63	0.15	0.11	2.65	0.2	0.093	0.016	OF	
	T2	2.62	0.21	0.12	2.65	0.2	0.092	0.017	OF	
	T3	2.50	0.23	0.09	2.65	0.21	0.100	0.016	OF	

2.1 水动力特征

水动力特性的探究可为进一步研究泥沙运输提供基础. 相较于波浪或恒定流, 波流共同作用下沙纹的水动力特性发生了变化. Fredsøe 等^[27] 在波浪水槽中进行了一系列波流共同作用实验, 采用固定的混凝土沙纹, 长 0.22 m, 高 0.035 m. 选取其中一组波浪 (W1) 和波流共同作用 (WC1) 实验进行模拟. 图 2 展示了 Fredsøe 等^[27] 实验沙纹不同位置 (波峰、波谷、 $\lambda/4$ 和 $3\lambda/4$) 在不同相位 (σt) 的水平流速分布情况. 从图中可以看出, 波浪工况 (W1) 的模拟结果与实验值符合较好, 但在 $\lambda/4$ 和 $3\lambda/4$ 位置接近逆流 (80°) 时刻存在一定误差, 这是因为该时刻 $y >$

0.2 m 时实验流速与自由流速不相符. 在相位 $\sigma t = 0^\circ(u_b = u_m)$ 时, 沙纹右侧顺时针旋涡发展, 中心涡量达到最值, 波峰附近存在明显的相位超前, $\lambda/4$ 位置水平流速由离岸转变为向岸 (由负向转为正向). 在 $\sigma t = 80^\circ$ (接近逆流时刻) 时, 沙纹右侧旋涡的喷射使得波峰和 $\lambda/4$ 处出现较大的离岸相位超前. 当相位为 180° (接近最大离岸速度) 时, 沙纹波峰和波谷处的速度剖面 and $\sigma t = 0^\circ$ 时呈现相反的特性. 当相位为 270° 时, u_b 刚刚从离岸转变为向岸, 呈现很小的正向流速.

流速正值和负值分别代表向岸和离岸方向. 波流共同作用工况 (WC1) 的水平流速分布模拟结果

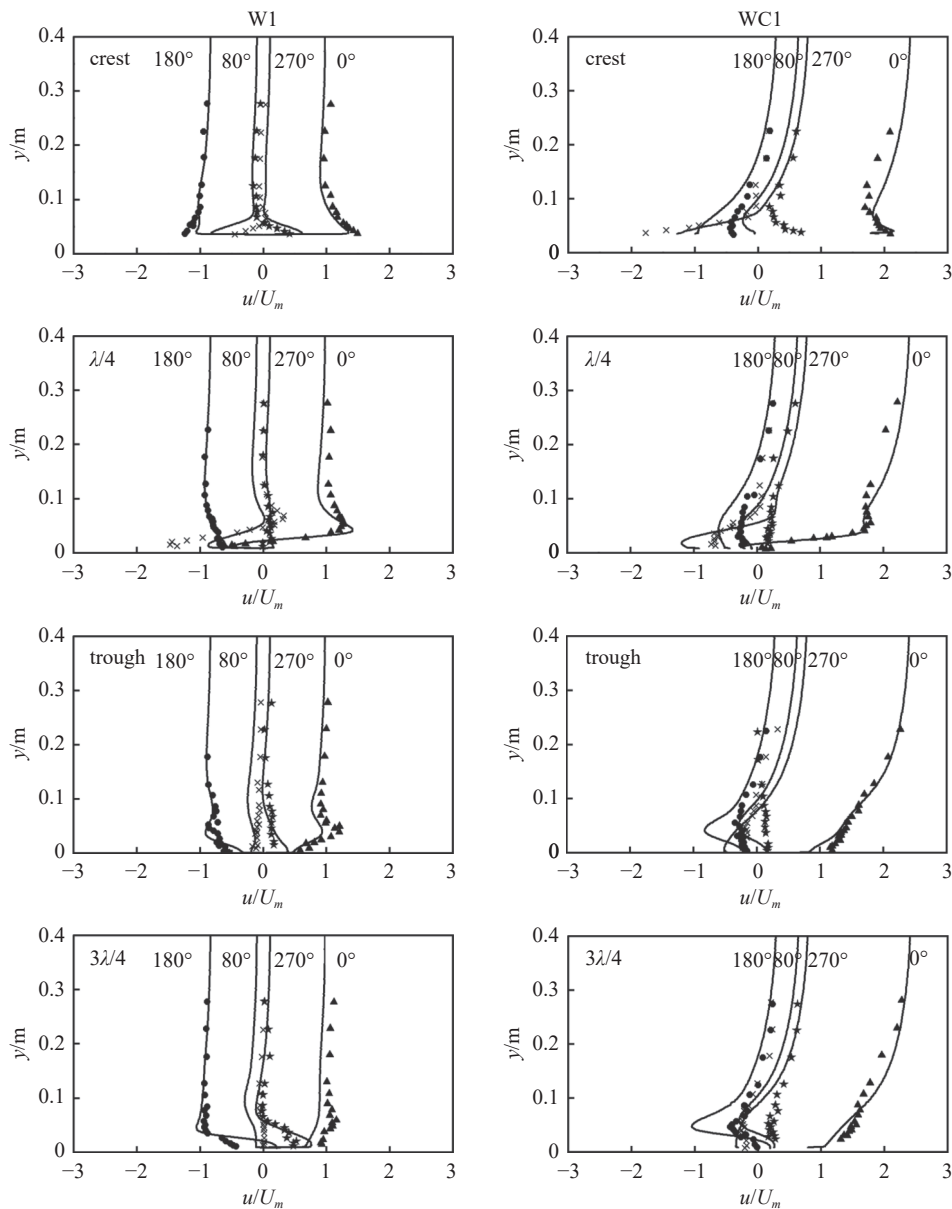


图 2 波浪 (W1) 和波流共同作用 (WC1) 工况不同位置水平流速分布

Fig. 2 Horizontal velocity profile at different locations in wave case (W1) and wave-current case (WC1)

与实验值总体上也具有良好的一致性, 波峰处靠近床面位置有一定低估. 与图 2 左侧的波浪比较可见, 流的加入主要影响沙纹波峰以上水平流速, 正向流动的加入使其呈现一个较大的正值. 波峰以下流速并不会明显地向正向偏移, 而受沙纹几何原因产生的周期性涡结构的影响更大. 主要有 2 个原因^[30]: (1) 波浪增加了近底边界层区域的紊动黏性, 从而减小了近底的正向流速; (2) 正向流增大了波浪周期的非对称性, 使正向流动阶段的流速和紊动大于负向流动阶段的流速和紊动, 诱发波浪边界层产生负向的流动而进一步抵消近底的正向流. 由于正向流的加入, 离岸-向岸逆流后逆时针旋涡越过沙纹波峰后

的强度并不会像波浪条件下迅速减小, 旋涡会在流场中持续更长的时间.

由于 Fredsøe 等^[27] 实验未有可对比的净流动, 此处选用 Yuan^[28] 正弦波实验比对. 其沙纹长 0.3 m, 高 0.05 m. WC2_F 是加入 0.3 m/s 正向流的波流共同作用工况, C2_F 是对应的恒定流工况. 图 3 是沙纹长度和波浪周期平均水平流速, 纵坐标分别是线性和对数坐标. 总体看, 计算结果与实验符合良好. 与恒定流相比, 实验中观察到波的加入并未使得近底流速增长, 上部流速增长快. 这是因为波的存在导致紊流黏度增加, 特别是靠近床面的位置, 流速梯度减小^[30]. 从半对数坐标图中看出, 恒定流工况下平均

流速满足对数分布. 波流共同作用的流速剖面观察到两段不同斜率的直线部分, 上部直线延长的截距可以得到表观粗糙高度, 比实际床面粗糙高度大很多. Fredsøe 等^[27]认为这与动量交换机制有关, 近底波浪边界层形成的额外紊流使得高速流动通过紊流混合更接近床面, 造成了粗糙高度的增加. 总体上看, 沙纹波峰以上位置受流的影响较大, 流的加入使得 WC2_F 实验在波速为负向时远离床面位置始终呈现正向流速. 正向流的加入促进了顺时针涡的发展, 减弱了逆时针涡的发展. 波峰及以下位置周期性涡结构发展仍然是流场的主要特征.

为进一步探究波流共同作用对周期性涡结构的影响, 进一步对工况 W_F 和 WC2_F 中负涡的涡中心、涡大小和涡强度进行定量比较. 此处正向涡旋转方向为逆时针, 而负向涡旋转方向为顺时针. 涡强度 Γ 为涡量在涡范围内的数值积分^[7, 13, 31], 统计范围为 100%~10% 的最大涡量值^[31]. 涡中心的定义方式有两种: 一种是旋转中心定义的涡中心, 即流动中局部速度的最小值点^[13]; 另一种是质心定义的涡中心, 把几何中心和涡量极值点结合^[32]. 采用局部速度最小值^[13]和质心法^[32]两种方法对涡中心进行定义.

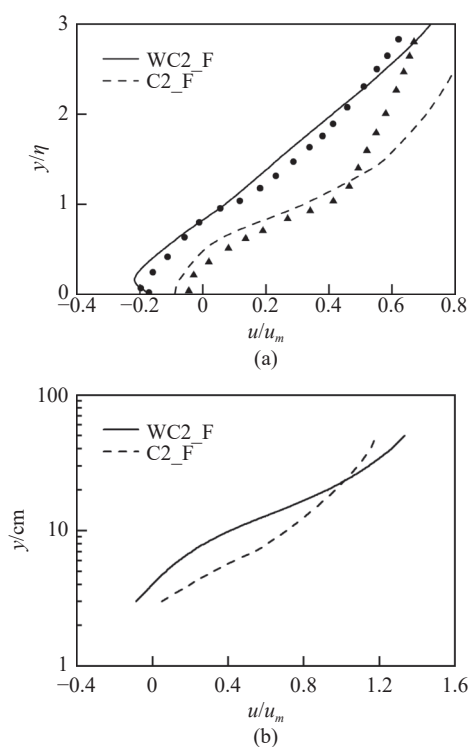


图3 Yuan^[28]恒定流 (C2_F) 和波流共同作用 (WC2_F) 平均水平流速分布

Fig. 3 Average horizontal velocity in Yuan's^[28] current (C2_F) and wave-current (WC2_F) cases

表征涡大小的方法有: 质心法定义的涡半径^[31]和涡区域面积法^[33]. 在流动后期边界截止涡量难以与背景涡量区分^[7]. 选用质心法定义的涡半径来表征涡大小, 该方法比涡区域面积法更准确. 图4是局部速度最小值法定义下负涡中心的轨迹, 以 $t/T=0$ 对应离岸向岸逆流时刻. 正向流的加入延长了负涡在沙纹右侧 (背水面) 的历时. 从图中可以清晰看到, 波浪作用 (W_F) 时, 逆流后 ($t/T=1/2$) 负涡中心越过沙纹波峰, 进而向上向前运动; 加入正向流之后 (WC2_F), 负涡直到 $t/T=2/3$ 时刻才越过沙纹波峰, 较强的正向流动促进了负涡的发展.

图5是 W_F 和 WC2_F 质心定义下负涡中心的

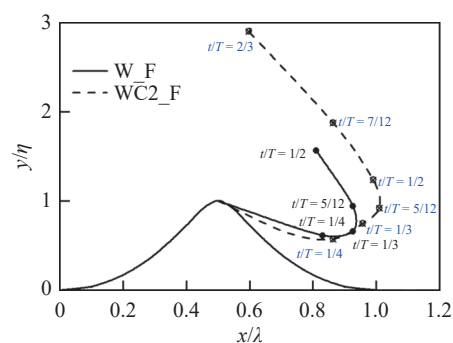


图4 波流共同作用 (W_F 和 WC2_F) 涡中心轨迹

Fig. 4 Vortex center in wave-induced (W_F) and wave-current (WC2_F) cases

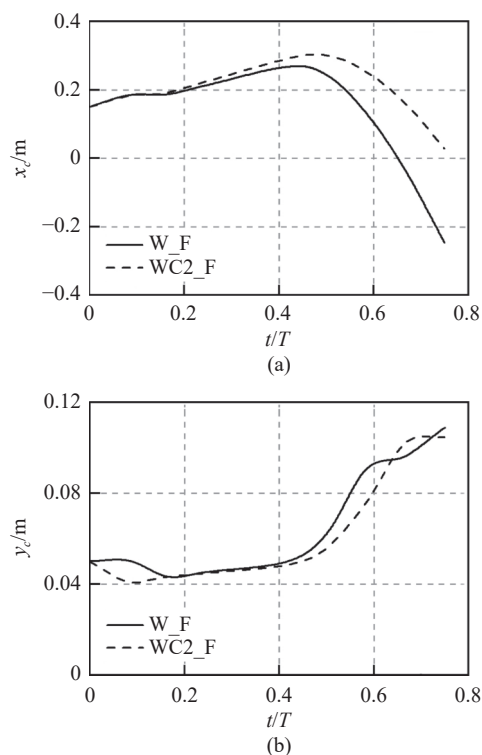


图5 涡中心横坐标 (x_c) 和纵坐标 (y_c)

Fig. 5 Coordinates of vortex center

横坐标和纵坐标. 总体看, 流的加入对负涡垂向运动高度影响较小, 主要影响水平位置. 负涡是流动发展的正半周期在沙纹右侧 (背水面) 形成的, 逆流时随着水流运动被抛向沙纹左侧. 流的加入使得负涡在沙纹右侧延伸距离更远, 体现在波流共同作用时横坐标距离原点更远. 随水流喷射越过沙纹波峰后, 由于负涡和水流运动方向相反, 波流共同作用下的负涡整体水平运动距离比波浪作用下的更短.

图 6 是 W_F 和 $WC2_F$ 负涡的涡半径和涡强度, 负涡强度计算后乘-1 显示. 波流共同作用下负涡的涡大小略大于波浪作用形成的负涡. 流的加入使得负涡近似延伸到下一个沙纹的波峰位置, 涡大小明显增加. 正向流的加入也增强了负涡的强度, 但没有改变涡强度最值出现的时间. 图中只展示了

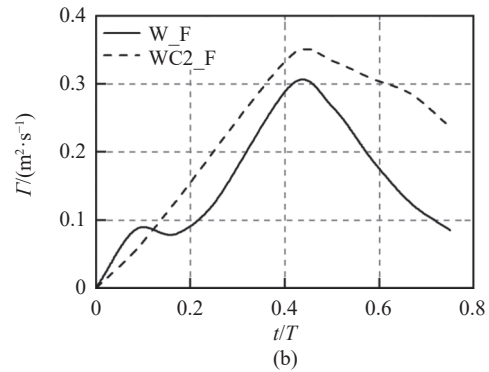
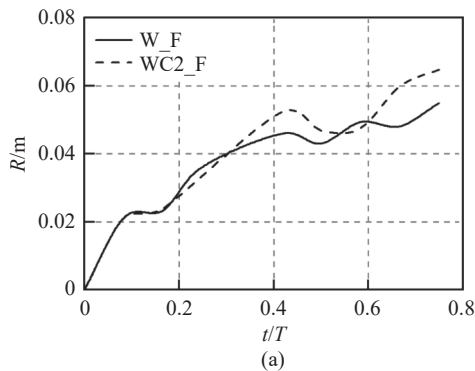


图 6 负涡半径 (R) 和强度 (I)

Fig. 6 Negative vortex size and strength

负涡结果, 正向流的加入对离岸半周期形成的正涡的影响与此相反, 波流共同作用下正涡的强度和大小减小. 但由于逆流后正涡从沙纹左侧抛射到右侧的运动方向与正向流一致, 正涡的水平运动距离会更大.

2.2 悬沙运动

van der Kaaij 等^[29] 在往复流水槽进行了一系列沙纹波流共同作用实验, 选取 3 组实验分析悬沙运动情况, 在本文中依次定义为 T1, T2 和 T3. 采用正弦波模拟该实验. 图 7 是实验的波浪周期和沙纹长度平均水平流速和悬沙浓度分布. 近底流速和实验数据符合较好, T3 在较高垂向位置出现一定误差,

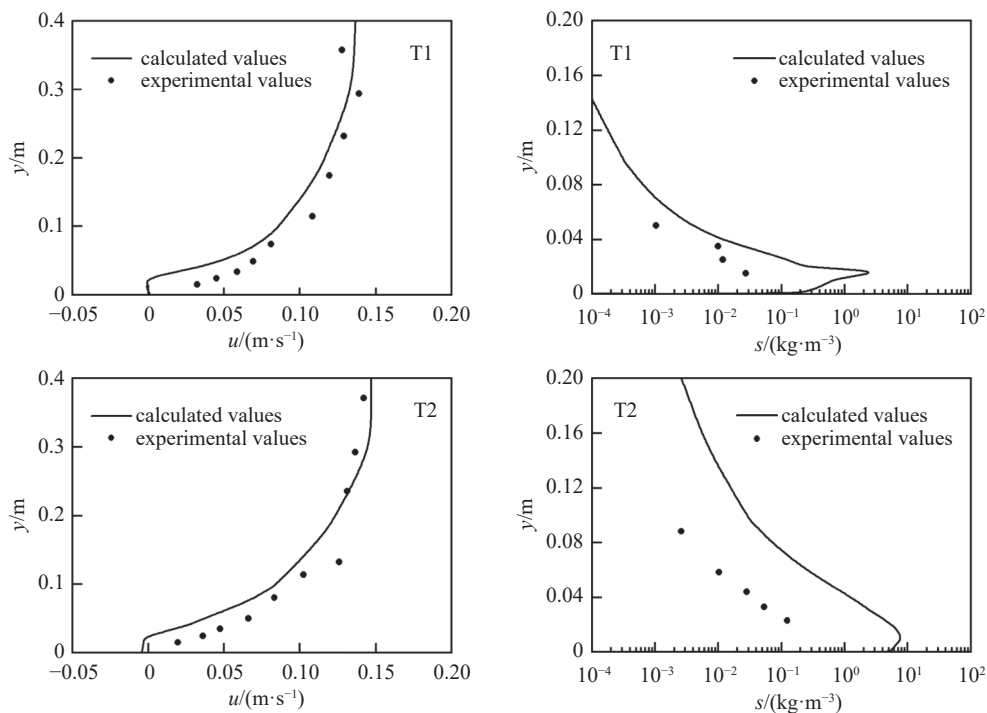
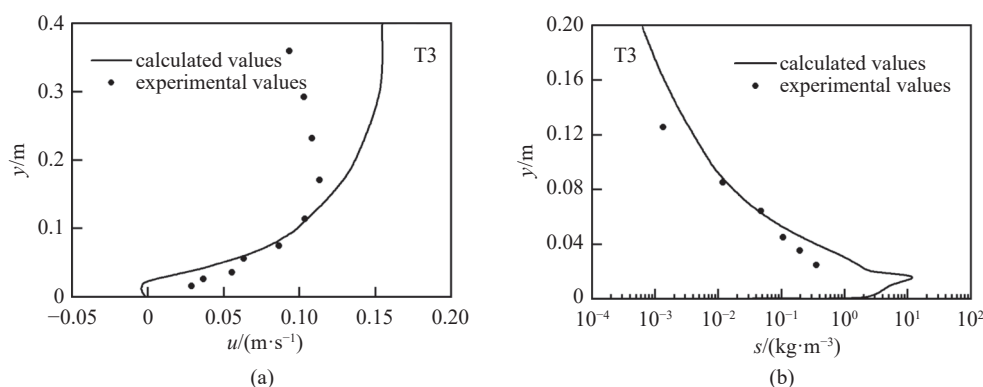


图 7 van der Kaaij 等^[29] 实验平均流速和悬沙浓度分布

Fig. 7 Average velocity and sediment volumetric concentration in van der Kaaij et al.^[29] experiments

图 7 van der Kaaij 等^[29]实验平均流速和悬沙浓度分布 (续)Fig. 7 Average velocity and sediment volumetric concentration in van der Kaaij et al.^[29] experiments (continued)

这是因为远离床面测得的速度受波面效应的影响很大, 偏离对数分布. T2 平均悬沙浓度计算结果相比实验有所高估, 这可能是模拟中采用规则波代替实验随机波, 导致无法模拟波浪随机性造成的近床挟沙量变化. 此外, 这也可能与实验中沙纹出现三维特征有关. 总体看, 模拟的平均流速和悬沙浓度结果与实验相符.

为探究波流共同作用相比波浪对沙纹悬沙运动的影响, 模拟了波流工况 T1 对应的波浪实验工况 TW. 实验中, $t/T = 0$ 对应离岸-向岸逆流时刻. 图 8 对比了两种工况沙纹波峰、波谷上方 0.6 cm 处悬沙浓度的周期变化. 波浪和波流作用下在不同位置处均可观察到 4 个浓度峰值. 其中, 两个较大的峰值是周期性涡运动导致的; 两个较小的峰值是最大流速时较大切应力导致的. 波谷处浓度峰值相较波峰有一定时间上的延迟. 在波浪往复流中 (TW), 由于流动和沙纹形状均是对称的, 后半周期形成的两个峰值与前半周期完全相同, 呈现对称分布. 波流共同作用 (T1) 改变了浓度峰值分布的对称性, 后半周期的浓度峰值明显高于前半周期. 这是因为正向流的加入促进了沙纹右侧顺时针负涡的发展, 降低了左侧逆时针正涡的面积和强度, 并且正涡喷射时随后而来的正向流动迅速扫平了沙云团^[6]. 因此, 逆流时负涡携带沙云团抛射形成的第 3 浓度峰值高于正涡形成的第 1 浓度峰值.

为进一步探究波流共同作用对泥沙通量和输沙率的影响, 图 9 对比了 T1 和 TW 不同相位悬沙瞬时通量 ($q = \alpha_s u_1$) 的模拟情况, 其中左边是波流共同作用实验 T1, 右边是波浪往复流实验 TW. 在波浪往复流实验中, 由于流动是正弦波且沙纹是对称沙纹, 正半周期和负半周期的瞬时泥沙通量完全对称. 在向

岸流动发展阶段 ($t/T = 0 \sim 1/2$), 沙纹右侧 (背水面) 的顺时针负涡是发展的主涡, 沙云团也在沙纹右侧发展. 此时存在明显的向岸输沙, 特别是在沙纹波峰附近, 为沙云团的发展贡献了能量. 向岸最大流速 ($t/T = 1/4$) 时刻, 沙纹右侧紧贴床面附近在负涡下形成了很薄的正涡区域, 使得向岸泥沙通量下方出现了离岸泥沙通量. 逆流时 ($t/T = 1/2$) 负涡随水流运动被扫向沙纹左侧, 左侧的逆时针旋涡成为离岸半周期 ($t/T = 1/2 \sim 1$) 的主涡, 沙云团在沙纹左侧发展, 存

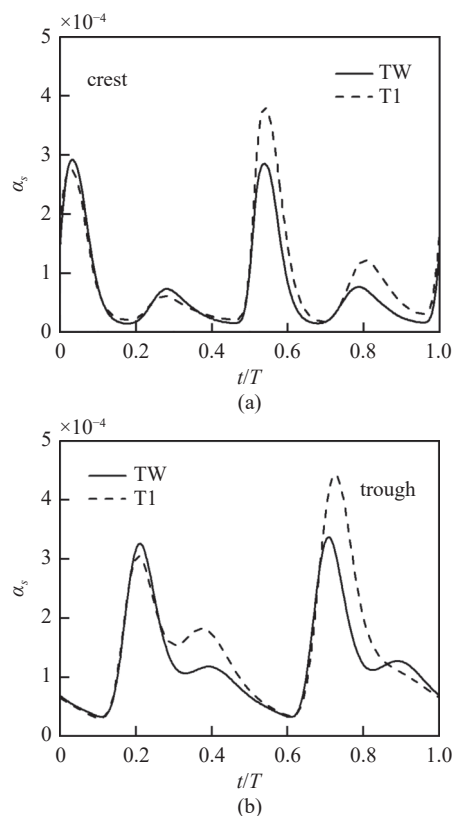
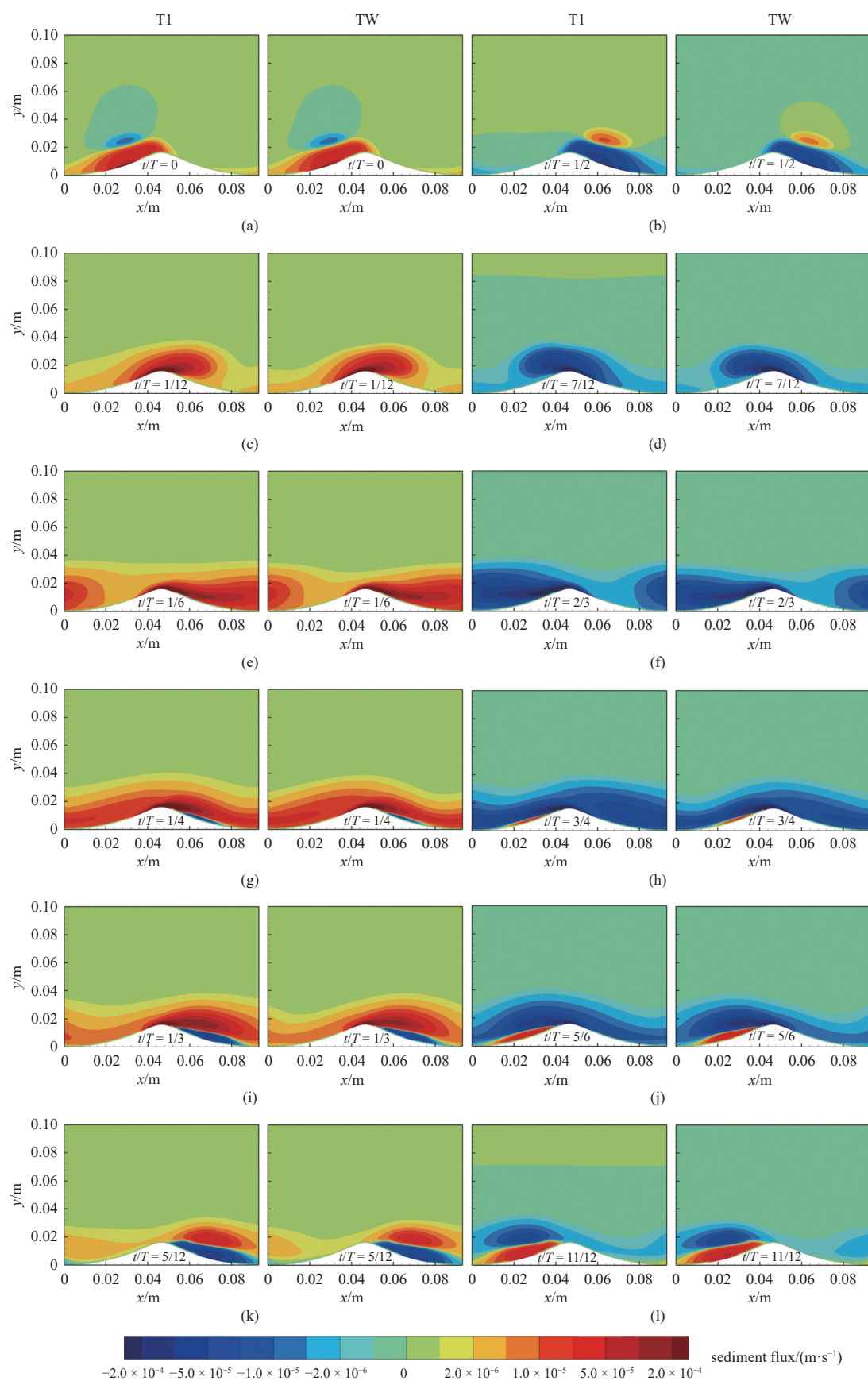


图 8 工况 T1 和 TW 波峰波谷上方 0.6 cm 处的悬沙浓度

Fig. 8 Sediment volumetric concentration at 0.6 cm above ripple crest and trough for cases T1 and TW

图 9 van der Kaaij 等^[29]实验瞬时泥沙体积通量Fig. 9 Suspended sediment flux in van der Kaaij et al.^[29] experiments

在明显的离岸输沙. 流的加入改变了正负半周期泥沙瞬时通量的对称性. 沙纹近底水动力学主要受几何形状导致的周期性涡结构影响, 波流共同作用并没有改变沙纹周期性涡结构发展的一般规律, 瞬时泥沙通量整体发展与波浪作用相似. 但正向流的加入促进了负涡的发展, 增强了向岸泥沙通量, 从图 9(d) ~ 图 9(f) 中可以明显看出增强效果. 甚至在波浪离岸半周期较小流速时刻 (图 9(g) ~ 图 9(i)), 正向流的存在使得远离沙纹床面位置呈现向岸输沙. 同样, 正向流阻碍了正涡的发展, 减小了离岸泥沙通量.

为进一步探究输沙率的影响, 表 2 给出了 van der Kaaij 等^[29] 实验 (T1 和 T3) 输沙率计算结果与实验数据的对比. 计算值与实验数据符合较好, 正向流的加入使其产生了向岸净输沙. Yuan^[28] 在波流共同作用的沙纹研究中也有相似的结论, 认为加入较弱的恒定流沙纹上的自由涡发展变化不大, 相位滞后效应导致非对称往复流条件下离岸净输沙的产生; 加入较强恒定流时正半周期的负涡在流的影响下显著增大, 净输沙变为向岸方向.

表 2 净输沙率计算结果

Table 2 Net sediment transport rate

Computational cases	Calculated values/ ($10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	Experimental values/ ($10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
T1	3.88	2.26
T3	64.5	37.4

3 结论

本文发展了一套兼顾计算成本和精度的单相流水沙数值模型, 在泥沙近底条件中统合了泥沙相位差、质量守恒、波浪破碎带的加速度效应、波浪浅水变形导致的边界层非对称性, 其适用于真实近海环境中波流共同作用及波浪破碎变形的情况, 并探究了波流共同作用下沙纹地形的水动力和悬沙运动规律. 相关沙纹实验验证模型在波流条件下的适用性, 并进一步探索区别于恒定流和波浪往复流的特性, 以及不同强度流作用于波浪运动的情况. 本文得到主要结论如下.

(1) 与波浪工况相比, 流的加入主要影响沙纹波峰以上水平流速, 使其呈现一个较大的正值, 波峰以下流场仍然受沙纹几何产生的周期性涡结构影响. 正向流的加入使得离岸-向岸逆流时旋涡越过沙纹

波峰后强度不像往复流情况下迅速减小. 沙纹左侧的逆时针正涡水平运动距离更远, 沙纹右侧的顺时针负涡大小和强度增大, 负涡在沙纹右侧的历时更长, 延伸距离更远, 被抛向沙纹左侧后由于与水流运动方向相反其水平运动距离变短.

(2) 与恒定流工况相比, 波的存在增加了紊流黏度, 特别是在靠近床面的位置, 使得流速梯度减小, 出现平均水平流速在近底处增长缓慢、上部增长快的现象. 波流共同作用的流速剖面存在两段不同斜率的直线部分, 上部直线延长线的截距得到表观粗糙高度, 比实际粗糙高度大很多, 这与动量交换机制相关.

(3) 波流共同作用时, 波浪周期内波峰和波谷上方仍然存在 4 个明显的浓度峰值, 但峰值在向岸和离岸周期内不再对称. 正向流的加入促进了负涡发展, 减弱了正涡面积及强度, 因此逆流时负涡携带沙云团抛射形成的第 3 浓度峰值大于正涡形成的第 1 浓度峰值. 流的存在改变了波浪运动, 产生净流动和净输沙. 与对称往复流相比, 正向流的加入促进负涡发展, 增强了向岸泥沙通量, 产生向岸净输沙.

参 考 文 献

- 王立忠, 洪义, 高洋洋等. 近海风电结构台风环境动力灾变与控制. *力学学报*, 2023, 55(3): 567-587 (Wang Lizhong, Hong Yi, Gao Yangyang, et al. Dynamic catastrophe and control of offshore wind power structures in typhoon environment. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2023, 55(3): 567-587 (in Chinese))
- Tsujimoto G, Hayakawa N, Ichiyama M, et al. A study on suspended sediment concentration and sediment transport mechanism over rippled sand bed using a turbulence model. *Coastal Engineering in Japan*, 1991, 34(2): 177-189
- Trouw K, Williams JJ, Rose CP. Modelling sand resuspension by waves over a rippled bed. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 2000, 50(1): 143-151
- 刘诚, 刘绪杰, 刘晓建等. 椭圆余弦波作用下沙纹床面附件涡流运动特性. *水动力学研究与进展 (A 辑)*, 2019, 34(5): 622-629 (Liu Cheng, Liu Xujie, Liu Xiaojian, et al. The characteristics of eddy flow near rippled bed under cnoidal waves. *Chinese Journal of Hydrodynamics A*, 2019, 34(5): 622-629 (in Chinese))
- Sishah B, Vittori G. RANSE modeling of the oscillatory flow over two-dimensional rigid ripples. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2022, 127(1): e2021JC017439
- Li M, O'Connor BA. Numerical study of sediment transport above rippled beds under the action of combined waves and currents. *Sedimentology*, 2007, 54(6): 1345-1363
- Hou XY, Weng ZH, Chen X, et al. Efficient numerical model for sediment transport on vortex ripple bed in wave-induced oscillatory flow. *Coastal Engineering*, 2024, 187: 104423

- 8 及春宁, 刘丹青, 许栋. 基于颗粒离散元的沙纹演变大涡模拟研究. *力学学报*, 2015, 47(4): 613-623 (Ji Chunling, Liu Danqing, Xu Dong. Large eddy simulation of sand ripple evolution using discrete particle method. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2015, 47(4): 613-623 (in Chinese))
- 9 许栋, 张炳昌, 徐彬等. 复式断面明渠浅滩水深及雷诺数对湍流结构影响的大涡模拟研究. *水动力学研究与进展 (A 辑)*, 2020, 35(1): 74-83 (Xu Dong, Zhang Bingchang, Xu Bin, et al. Investigation on the influence of floodplains depth and Reynolds number on the turbulence structure of flow in compound open-channels using large eddy simulation. *Chinese Journal of Hydrodynamics A*, 2020, 35(1): 74-83 (in Chinese))
- 10 Mazzuoli M, Kidanemariam AG, Uhlmann M. Direct numerical simulations of ripples in an oscillatory flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 863: 572-600
- 11 Zhou Y, Shi HB, Li JX, et al. Fully coupled discrete element method for graded particles transport in pipes. *Physics of Fluids*, 2024, 36(5): 053339
- 12 Finn JR, Li M, Apte SV. Particle based modelling and simulation of natural sand dynamics in the wave bottom boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 796: 340-385
- 13 Chen X, Yu XP. A numerical study on oscillatory flow-induced sediment motion over vortex ripples. *Journal of Physical Oceanography*, 2015, 45(1): 228-246
- 14 何康, 施华斌, 余锡平. 基于两相流理论的稀疏和致密颗粒流统一模型. *工程力学*, 2023, 40(8): 24-35 (He K, Shi HB, Yu XP. The unified model for dilute and dense granular flows based on the two-phase flow theory. *Engineering Mechanics*, 2023, 40(8): 24-35 (in Chinese))
- 15 Zyserman JA, Fredsøe J. Data analysis of bed concentration of suspended sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, 1994, 120(9): 1021-1042
- 16 Engelund F, Fredsøe J. A sediment transport model for straight alluvial channels. *Hydrology Research*, 1976, 7(5): 293-306
- 17 Chen X, Niu XJ, Yu XP. Near-bed sediment condition in oscillatory sheet flows. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 2013, 139(5): 393-403
- 18 Chen X, Li Y, Wang FJ. Mobile bed thickness in skewed asymmetric oscillatory sheet flows. *Acta Mechanica Sinica*, 2018, 34(2): 257-265
- 19 O'Donoghue T, Wright S. Concentrations in oscillatory sheet flow for well sorted and graded sands. *Coastal Engineering*, 2004, 50(3): 117-138
- 20 Li JX, Chen X. A general two-phase mixture model for sediment-laden flow in open channel. *Journal of Hydrodynamics*, 2022, 34(2): 286-298
- 21 Liang LX, Yu XP, Bombardelli F. A general mixture model for sediment laden flows. *Advances in Water Resources*, 2017, 107: 108-125
- 22 Shi HB, Yu XP. An effective Euler-Lagrange model for suspended sediment transport by open channel flows. *International Journal of Sediment Research*, 2015, 30(4): 361-370
- 23 Greimann BP, Muste M, Holly JRFM. Two-phase formulation of suspended sediment transport. *Journal of Hydraulic Research*, 1999, 37(4): 479-500
- 24 Andersen KH, Faraci C. The wave plus current flow over vortex ripples at an arbitrary angle. *Coastal Engineering*, 2003, 47(4): 431-441
- 25 Sleath JFA. *Sea Bed Mechanics*. Wiley Interscience Publication, 1984
- 26 Lewis AW, Hitching E, Perrier G, et al. Flow over ripples: Models and experiments//Proceedings of the 2nd International Conference on Coastal Dynamics, 1995: 686-697
- 27 Fredsøe J, Andersen KH, Sumer BM. Wave plus current over a ripple-covered bed. *Coastal Engineering*, 1999, 38(4): 177-221
- 28 Yuan J. Observations of net sediment transport rate and boundary layer of wave-current flows over vortex ripples. *Coastal Engineering*, 2023, 181: 104288
- 29 van der Kaaij TH, Nieuwjaar MWC. Sediment transport concentrations and sediment transport in case of irregular non-breaking waves with a current. *Civil Engineering & Geosciences*, 1987
- 30 Chen X, Hu XY. Explicit approximation for velocity and sediment flux above mobile sediment bed beneath current and asymmetric wave. *Coastal Engineering*, 2020, 157: 103635
- 31 Earnshaw HC, Greated CA. Dynamics of ripple bed vortices. *Experiments in Fluids*, 1998, 25(3): 265-275
- 32 Malarkey J, Davies AG. An eddy viscosity formulation for oscillatory flow over vortex ripples. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2004, 109: C12016
- 33 Sand Jespersen T, Thomassen JQ, Andersen A, et al. Vortex dynamics around a solid ripple in an oscillatory flow. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 2004, 38(1): 127-138