

田海平, 陈雷, 王维, 等. 离岸流灾害水动力学过程的数值模拟研究[J]. 海洋学报, 2021, 43(12): 92–101, doi:10.12284/hyxb2021175

Tian Haiping, Chen Lei, Wang Wei, et al. Numerical simulation of the hydrodynamic process of rip current hazard[J]. Haiyang Xuebao, 2021, 43(12): 92–101, doi:10.12284/hyxb2021175

离岸流灾害水动力学过程的数值模拟研究

田海平¹, 陈雷^{1,2*}, 王维¹, 辛立彪¹

(1. 太原理工大学 力学国家级实验教学示范中心, 山西 太原 030024; 2. 西北工业大学 力学与土木建筑学院, 陕西 西安 710129)

摘要: 离岸流是近岸流的重要组成部分, 当波浪受到特殊海滩地形的影响, 会形成一股沿着离岸方向运动的高速水流, 能够迅速将人带离海岸, 对海滨安全造成威胁。为了深入探究离岸流的形成机理及水动力学特性, 本文基于二阶 Stokes 波浪理论, 采用了更为光滑的变截面沙坝模型, 通过流体体积法捕捉自由液面, 对离岸流进行三维数值模拟探究。本文重点分析了离岸流产生时流场的瞬时速度、时均速度、压强等不同参量的分布规律, 结果显示在沙坝和海岸线之间, 有一对方向相反的水循环体系; 对比不同流层离岸流的速度, 了解到波浪与离岸流的耦合作用; 并探究了入射波波高对离岸流强度及分布区域的影响, 深化了对离岸流水动力学过程的认识。

关键词: 离岸流; 数值模拟; 二阶 Stokes 波; 三维流场; 沙坝海滩

中图分类号: P731.2

文献标志码: A

文章编号: 0253-4193(2021)12-0092-10

1 引言

离岸流是一股垂直于海岸, 冲向深海的强劲水流^[1], 其宽度一般小于 10 m, 长度在几十到几百米不等, 流速一般在 0.3~2 m/s, 有时可高达 3 m/s^[2-3]。流体在受到风力、引力、地形变化等各种因素作用下做周期性振动, 并且朝着固定的方向传播, 进而形成波浪。当波浪传播到近岸区的时候, 其运动状态会发生复杂的变化, 如折射、反射、绕射及破碎等, 形成沿岸流和离岸流等近岸流。这些近岸流会影响近岸区的泥沙和污染物等物质的输送, 从而改变海滩环境和近岸区的地形^[4]。

离岸流类型不同, 形成因素也因海滩环境和近岸地形的差异而不同^[5]。其中, 最典型的沟槽离岸流^[6]就是水流冲破水下沙坝的阻挡而形成的。沙坝和沙

滩共同组成了一个类似“堰塞湖”的水池地貌。波浪朝着海岸运动时, 会提供足够多的动力将海水推到水池当中, 水池中的水会逐渐堆积, 最终大量的海水会在沙坝的某些薄弱部位突破, 从而形成强劲的离岸流。通常认为这种离岸流由流根、流颈和流头 3 部分组成^[7], 其结构如图 1 所示。

虽然离岸流范围较窄, 持续时间短, 但是由于其流速快, 危害较大, 而且离岸流往往藏在波涛汹涌的海浪之中, 具有极强的隐蔽性, 再加上人们对离岸流的认识不足, 离岸流已经成为海滩事故中最危险的一类^[8], 所以对离岸流进行深入研究有重要意义。目前, 研究离岸流的手段主要包括实验模拟、现场观测和数值模拟^[9]。Shepard 等^[10]通过施放示踪浮子定性地测量离岸流的一些行为特征, 发现离岸流的强度和范围与波高有关。Longuet-Higgins 和 Stewart^[11]首次提

收稿日期: 2020-09-03; 修订日期: 2020-10-30。

基金项目: 国家自然科学基金(11802195); 山西省应用基础研究项目青年科技研究项目(201801D221027); 太原理工大学教学改革项目(TLJ2021066, TLJ2019072)。

作者简介: 田海平(1988—), 男, 河北省衡水市人, 博士, 副教授, 主要从事复杂流动水动力学特性研究。E-mail: tianhaiping88@126.com

* 通信作者: 陈雷(1997—), 男, 四川省南充市人, 主要从事离岸流水动力学数值模拟研究。E-mail: chenleiyut@126.com

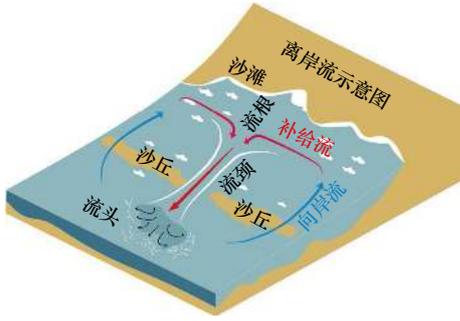


图1 离岸流结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of rip currents

出辐射应力的概念, 将一个波周期内的平均波浪水平动量流称为辐射应力, 此后数值模拟均以此为基础。Liu 和 Dalrymple^[12] 将 Longuet-Higgins 的模型进行了推广, 得到了波浪入射角较大的情况下离岸流的运动状态。Hass 等^[13] 采用准三维的数学模型 SHORE-CIRC 分析了离岸流沿着水深方向的流动特征以及三维模型对环流的影响。房克照等^[14] 在考虑了波浪破碎引起能量耗散的基础上, 进行了单沟槽沙坝海滩数值模拟。王彦和邹志利^[15] 分析了缓坡沟槽和交叉叠加波浪同时存在时离岸流的分布特征。Wang 等^[16] 对弧形海岸上形成的离岸流特性进行了分析。

目前我国对于离岸流的研究工作正处于起步阶段, 对不同非线性波产生离岸流的数值模拟工作较少, 也尚未形成一套完整的离岸流预警系统。对离岸流的水动力学过程的认识存在不足, 规律性和量化结果仍比较缺乏。本文基于二阶 Stokes 波浪理论, 采用不规则的沙坝模型对典型的沟槽离岸流进行了三维数值模拟, 分析了不同流层离岸流的强度和三维速度场的分布特征, 对离岸流水动力过程进行了细致的讨论, 也探讨了入射波波高对离岸流强度的影响, 对深入认识离岸流、防范离岸流危害具有积极意义。

2 数学模型

2.1 控制方程

本文以常黏度的不可压缩黏性流体为研究对象, 所使用的坐标系是欧拉描述中的直角坐标系。 u 、 v 、 w 是流体 t 时刻在点 (x, y, z) 的速度的分量; f_x 、 f_y 、 f_z 为单位体积流体受到的外力; 常数 ν 为运动学黏性系数; ρ 为流体密度; p 为压强。

连续性方程为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

N-S 方程本质为牛顿第二定律:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = f_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = f_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right). \quad (4)$$

2.2 二阶 Stokes 波浪理论

本文基于二阶 Stokes 波浪理论对离岸流开展数值模拟。Stokes 波浪理论是 Stokes 在 1847 年提出来的, 假定波浪运动也是势运动, 认为水波的运动是不可压缩理想流体在重力作用下的无旋运动。当波陡 ϵ 较小时, 波动问题是一个弱非线性问题, 采用摄动法求解, 假设速度势函数 ϕ 和波面函数 η 是波陡 ϵ 这个微元参数的幂级数

$$\phi = \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n \phi^n = \epsilon \phi_1 + \epsilon^2 \phi_2 + \dots + \epsilon^n \phi_n + \dots, \quad (5)$$

$$\eta = \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon^n \eta^n = \epsilon \eta_1 + \epsilon^2 \eta_2 + \dots + \epsilon^n \eta_n + \dots. \quad (6)$$

通过有限振幅波浪理论中 Stokes 波浪理论的二阶近似解, 即 $n=2$ 时, 求出速度势函数和波面函数的解。

速度势函数为

$$\begin{aligned} \phi = & \frac{\pi H}{kT} \frac{\cosh[k(y+h)]}{\sinh(kh)} \sin(kx - \omega t) + \\ & \frac{3}{8} \frac{\pi^2 H}{kT} \left(\frac{H}{L} \right) \frac{\cosh[2k(y+h)]}{\sinh^4(kh)} \sin[2(kx - \omega t)], \end{aligned} \quad (7)$$

将速度势函数分别对 x 和 y 求偏导, 水质点流速场如下

$$\begin{aligned} u = \frac{\partial \phi}{\partial x} = & \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh[k(y+h)]}{\sinh(kh)} \cos(kx - \omega t) + \\ & \frac{3}{4} \frac{\pi^2 H}{T} \left(\frac{H}{L} \right) \frac{\cosh[2k(y+h)]}{\sinh^4(kh)} \cos[2(kx - \omega t)], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} v = \frac{\partial \phi}{\partial y} = & \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh[k(y+h)]}{\sinh(kh)} \sin(kx - \omega t) + \\ & \frac{3}{4} \frac{\pi^2 H}{T} \left(\frac{H}{L} \right) \frac{\sinh[2k(y+h)]}{\sinh^4(kh)} \sin[2(kx - \omega t)], \end{aligned} \quad (9)$$

波面函数为

$$\begin{aligned} \eta = & \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{\pi H}{8} \left(\frac{H}{L} \right) \times \\ & \frac{\cosh(kh) [\cos(2kh) + 2]}{\sinh^3(kh)} \cos[2(kx - \omega t)]. \end{aligned} \quad (10)$$

二阶 stokes 波的水质点运动轨迹不再为封闭的

椭圆轨迹运动,波浪传播方向有位移,称为“质量迁移”, (x_0, y_0) 为初始的水质点初始位置,迁移后的位置 (X, Y) 为

$$X = x_0 - \frac{H \cosh(y_0 + h)}{2 \sinh(kh)} \sin(kx - \omega t) - \frac{\pi H}{4} \left(\frac{H}{L}\right) \times \left\{ \frac{1}{\sinh(kh)} \frac{3 \cosh[2k(y_0 + h)]}{4 \sinh^2(kh)} - \frac{1}{2} \right\} \sin(kx - \omega t) + \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \frac{\cosh[2k(y_0 + h)]}{\sinh^2(kh)} \left[\frac{3\omega H^2}{32 \sinh^4(kh)} \right] t, \quad (11)$$

$$Y = y_0 - \frac{H \sinh(y_0 + h)}{2 \sinh(kh)} \cos(kx - \omega t) - \frac{3\pi H}{16} \left(\frac{H}{L}\right) \frac{\sinh[2k(y_0 + h)]}{\sinh^4(kh)} \sin(kx - \omega t). \quad (12)$$

1 个周期的质量迁移为

$$\Delta x^T = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \frac{\cosh[2k(y_0 + h)]}{\sinh^2(kh)} \left[\frac{3\omega H^2}{32 \sinh^4(kh)} \right] T. \quad (13)$$

平均迁移速度为

$$\bar{U} = \frac{\Delta x^T}{T} = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{H}{L}\right)^2 \frac{\cosh[2k(y_0 + h)]}{\sinh^2(kh)} \left[\frac{3\omega H^2}{32 \sinh^4(kh)} \right], \quad (14)$$

式中, H 为波高; k 为波数; T 为波浪周期; L 为波长; h 为静水深度; 波陡 $\epsilon = H/L$; ω 为圆频率; \sinh 、 \cosh 分别为双曲正弦函数和双曲余弦函数。

2.3 自由表面跟踪方法

为了将液相和气相区分开,采用流体体积法 (Volume of Fluid, VOF) 方法^[17]捕捉自由液面。该方法具体的数学理论是定义一个流体体积函数 F_q , F_q 表示在计算域内的每个单元的第 q 相流体所占的体积与该单元的体积之比。若 $F_q = 1$, 则表示该单元被第 q 相流体占满; 若 $F_q = 0$, 则表示该单元没有第 q 相流体; 若 F_q 在 $0 \sim 1$ 之间, 这种单元体称作交界面单元体。

在每一个单元体内,两相流体的体积分数为 1, 即

$$\sum_{q=1}^2 F_q = 1, \quad (15)$$

又因为 $F_q(x, y, z, t) = 0$, 满足输运方程

$$\frac{\partial F_q}{\partial t} + \frac{\partial u F_q}{\partial x} + \frac{\partial v F_q}{\partial y} + \frac{\partial \omega F_q}{\partial z} = 0. \quad (16)$$

求解式(16)即可得到计算域内每个单元体液相所占的体积分数的百分比,从而确定自由液面的位置。

3 三维波浪数值模型

采用数值模拟可以较为系统地研究离岸流运动状况,目前使用的数值模型分为两类:时均模型和时域模型^[16]。波浪时均模型求解思路是将流体的运动方程在一个周期上进行平均,通过求解时均方程得到流场,以辐射应力来考虑波浪的作用。这类模型计算时间短,对电脑硬件要求低,但是不能考虑到波流耦合作用产生的非线性影响。另一种就是波浪时域模型,此模型直接对波浪运动的过程进行求解,计算速度相对较慢。

Haller 等^[18]进行了带沟槽沙坝的实验研究,本文数值模拟采用的模型在此基础上进行了一些优化,是为了使沙坝更接近自然水流冲击形成的情况。本文未采用传统的等截面积沙坝,而是将沙坝整体倾斜了 3.83° , 形成了中间窄两边宽的条状沙坝。模型忽略了自然沙坝的不对称性^[19], 采用理想化的单沟槽对称斜坡模型,如图 2 所示。同时忽略沙床底部粗糙度影响,简化为平整固体壁面。模型计算尺寸为 $25.17 \text{ m} \times 15.80 \text{ m} \times 3.39 \text{ m}$, 沙滩的倾角为 7.09° , 其中两段沙坝各长为 7.17 m , 沟槽宽度为 1.46 m , 水平坝面和倾斜坝

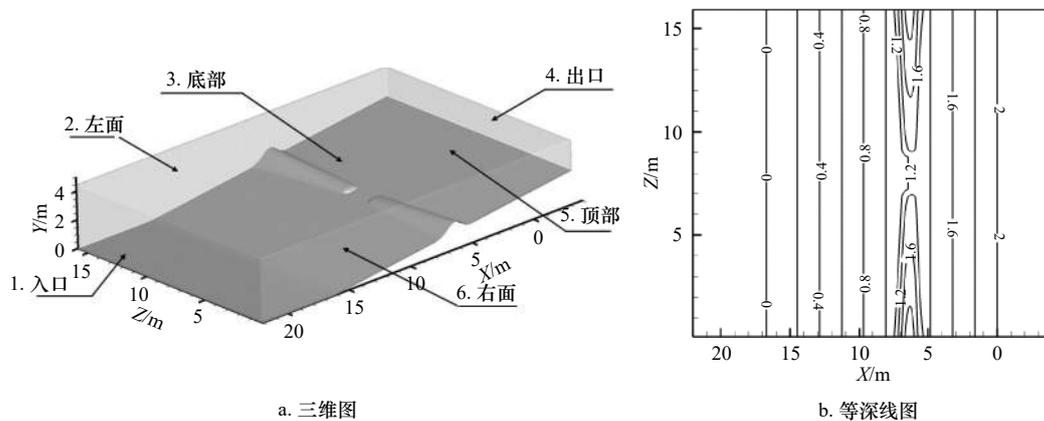


图 2 可产生离岸流的典型海滩计算模型

Fig. 2 Typical beach calculation model which can produce rip current

面之间设置了半径为 8 m 的倒角, 以便光滑过渡。

数值模拟中, 液相为水(不可压缩, 黏度为 $0.001\ 003\ \text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$), 气相为空气, 气液界面表面张力为 $0.07\ \text{N}/\text{m}$ 。初始流场域静止。计算采用 SST $k-\omega$ 湍流模型。初始静水深度 h 为 $1.50\ \text{m}$, 即图 2a 中, $Y=0\sim 1.5\ \text{m}$ 的流体区域, F 的初始值为 1; 其余的区域(气相)初始值为 0。自由液面通过 VOF 来确定液相所占的体积。

计算域中每个面的编号设置如图 2a 所示, 其边界条件分别设置如下: (1) 入口处设置为速度入口边界, 波高 H 初始条件分别为 $0.25\ \text{m}$, $0.30\ \text{m}$, $0.35\ \text{m}$, $0.40\ \text{m}$, 波长 L 为 $8.5\ \text{m}$; (2) 左面和右面为对称边界; (3) 底部为固壁边界, 满足无滑移边界条件; (4) 出口和顶部为压力出口边界, 忽略大气压的影响。

3.1 网格质量检查

本文采用四面体网格, 单元网格的整体尺寸为 $0.2\ \text{m}$, 对两个沙坝的单元格进行局部加密, 尺寸为 $0.1\ \text{m}$ 。考虑壁面边界层及沙坝对流动的影响, 将贴壁网格进行加密。同时, 为了适当减小计算量, 提高计算精度, 在贴壁区域设置了边界层网格, 最大层数为 5 层, 边界层的增长率为 1.2, 过渡比为 0.272。网格总数量为 1 516 831 个。

单元网格质量指标的范围为 $0\sim 1$, 越接近 1, 表示网格质量越好。本次数值模拟的网格的平均质量为 0.851 82, 大于 0.7, 基本符合数值模拟计算要求。

3.2 波的适用性检查及模型可靠性验证

波陡 $\varsigma = H/L$ (波高与波长的比值) 决定波形, ς 越大, 则波峰越陡峭, 波谷越平坦; 二阶 Stokes 波不适用于相对水深 $h/L < 0.125$ 的情况, 且 Ursell 数^[20] Ur 的适用范围为 $0\sim 25$, 通过对式 (17) 的求解, 结果如表 1 所示, 可见 4 种不同波高情况下都满足该适用范围。

表 1 不同波高的 Ursell 数

Table 1 Ursell number of different wave heights

波高/m	0.25	0.3	0.35	0.4
Ur	5.35	6.42	7.49	8.56

$$Ur = (Hh)^3 / (HL)^2. \quad (17)$$

在有限深水二阶 Stokes 波浪理论中, 其周期公式为

$$T = \sqrt{2\pi L / g \tanh(2\pi h / L)}. \quad (18)$$

由式 (17) 可知, 波浪周期与波高无关, 只与静水深度 h 和波长 L 有关, g 取 $9.8\ \text{m}/\text{s}^2$, π 取 3.14, 理论周

期 T 通过式 (18) 计算出为 $2.60\ \text{s}$ 。图 3 给出了造浪边界处不同波高下 3 个周期内的波形, 表征了液面高度随时间的变化情况, 随着波高的增加, 自由液面 η 的高度也增加, 但是周期均为 $2.58\ \text{s}$, 与理论周期的误差小于 1%, 表明了此次数值模拟工作的可靠性。

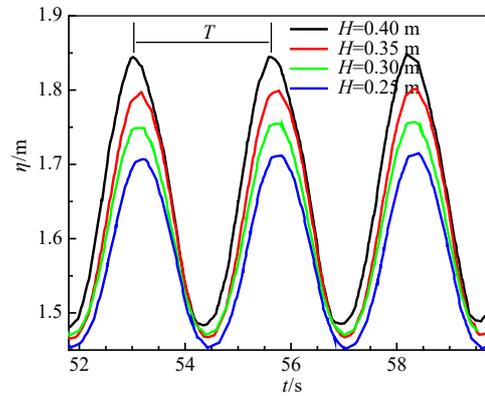


图 3 液面高度随时间的变化

Fig. 3 The height of the liquid level varies with time

4 结果分析

4.1 离岸流水动力过程流场特性

不同波高情况下离岸流的水动力学分布不具有特殊性, 仅仅影响离岸流的强度, 现以波高 $H=0.35\ \text{m}$ 的仿真结果为例进行分析。

为了更清楚地看到离岸流发生时离岸方向 (X) 和沿岸方向 (Z) 速度分布的形态和演化的规律, 根据定量的结果再次审视离岸流水动力过程的循环体系 (图 1), 因此, 重点分析沟槽附近的流体域的速度分布云图, 将 X 、 Y 、 Z 方向的瞬时速度的分量分别记为 u 、 v 、 w 。

4.1.1 瞬时结果

图 4 和图 5 分别给出了 $0T$ 、 $1/4T$ 、 $1/2T$ 、 $3/4T$ 时刻离岸方向 (X) 和沿岸方向 (Z) 的速度云图。为了更好地分析结果, 这里只显示沙坝附近的流场。在 $0T$ 时刻可以清晰的看到离岸流的流头结构, 该时刻波浪刚好到达沙坝附近, 还没有翻过沙坝。在 $X=16\ \text{m}$ 处, 波浪受到离岸流的冲击, 向近岸区一侧发生凹陷; 在 $1/2T$ 时刻向深海区一侧凹陷。对比同时刻的速度 w 可知, 离岸流受到波浪的阻挡后, 分成两股水流沿着平行于海岸的方向流去, 但是由于波浪的影响, 其速度会逐渐减小。

从不同时刻沿岸方向速度的分布 (图 5) 来看, 在 $X=5\sim 7\ \text{m}$ 的区域, 其速度大小较为稳定, 区域分布比较广泛。沙坝外侧处的水流作为离岸流的供水源头,

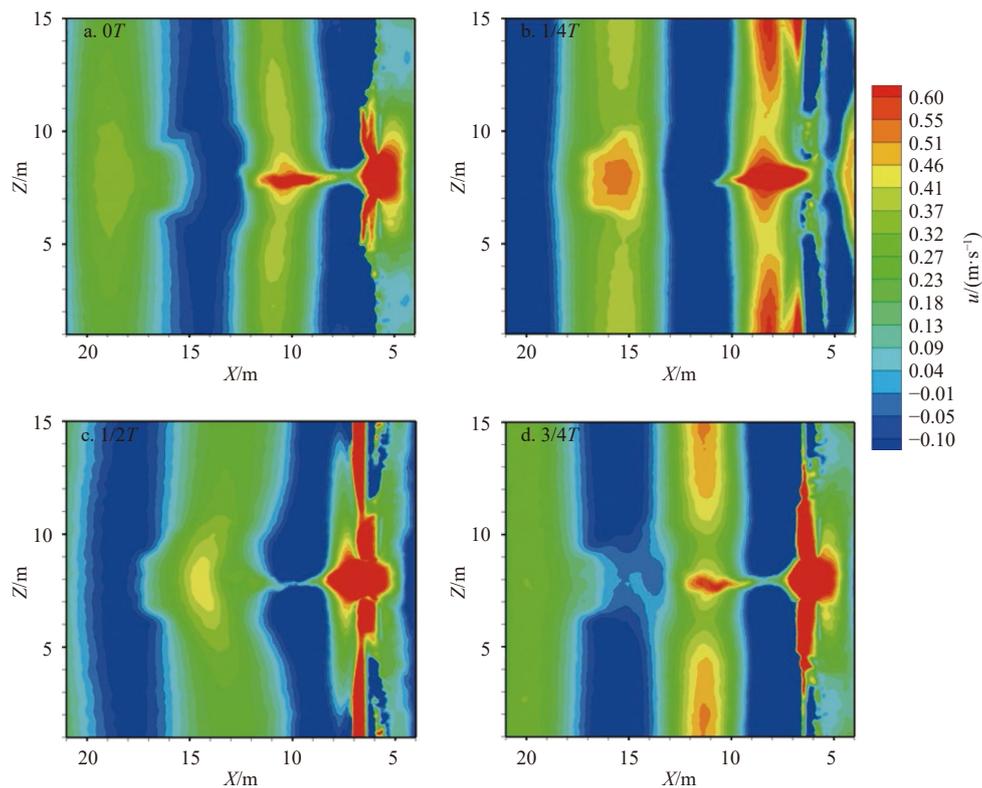


图 4 1 个周期内离岸方向(X)速度云图

Fig. 4 Velocity cloud distribution of offshore direction (X) velocity in a period

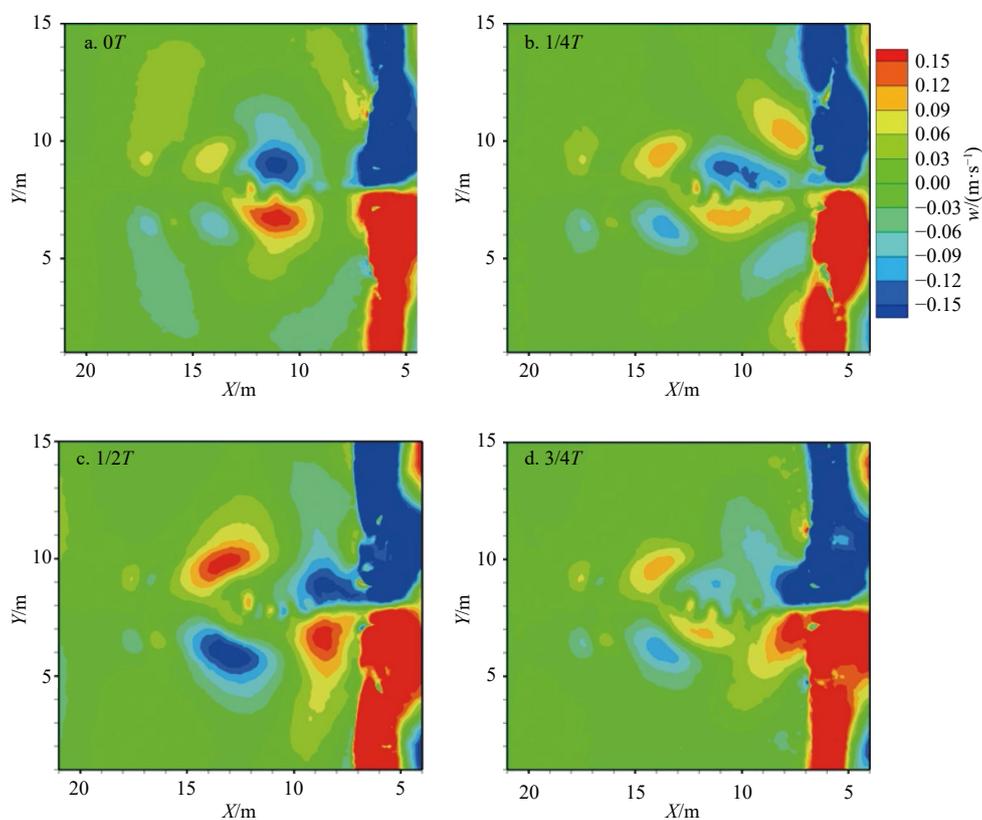


图 5 1 个周期内沿岸方向(Z)速度云图

Fig. 5 Velocity cloud distribution of coastal direction (Z) velocity cloud map in a period

沿着两个沙坝,源源不断的汇聚到沟槽内,进一步发展成为离岸流。在 $X=7\sim 15\text{ m}$ 的区域有两对符号相反的速度结构,缺口处产生的一对符号相反的 w 速度结构是由于流颈变窄,速度变大,压强变小而带动周边流体补充所致,可见离岸流在形成过程中也会从周围流场积聚流体;流头处则是因为流体积聚,速度变小,压力增高,将海水向两侧排挤所致。

波浪必然与离岸流相互影响,相互制约。如图6所示,提取一个液相的体积分数为25%的等值面(该

等值面一定程度上可以代表自由液面),分别取 $0T$ 、 $1/4T$ 、 $1/2T$ 、 $3/4T$ 4个不同时刻,观察波浪传播的情况以及该等值面上 X 方向的速度分布情况,可见波浪和离岸流之间的耦合作用明显。由于离岸流的影响,波浪传播到沙坝附近时,沟槽处的速度分布发生断层,可见离岸流在自由液面也并不是稳定存在的。波浪越大,则沙坝内侧汇聚的水流越多,形成的离岸流的强度也越大,会对波浪的冲击有一定的弱化作用。

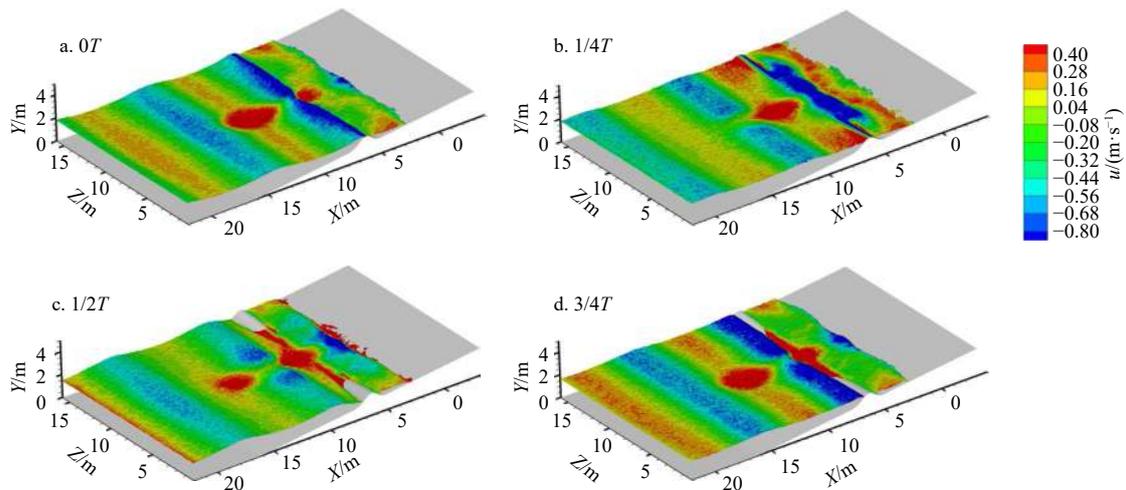


图6 波浪表面速度 u 分布

Fig. 6 Offshore velocity u distribution of wave surface

4.1.2 时均结果

由瞬态结果可得,离岸流并不是一个能持续稳定存在的流动,因此对其进行时均分析也非常必要。图7a给出了时均场 X 方向速度 $\bar{u}=0.2\text{ m/s}$ 的等值面图,可以清晰地看到流头和流颈的三维包络结构。在流颈部分,越靠近海底,其包络面的范围也越来越小,呈现出上宽下窄的倒三角形结构。图7b给出了速度 $\bar{w}=-0.15\text{ m/s}$ 和 $\bar{w}=0.15\text{ m/s}$ 的等值面图,呈现出了两对反向排列的结构。可见,岸边海水沿着海岸向沙坝较高处移动,然后向离岸方向运动,继而在沙坝的阻

碍下,沿着沙坝内侧向沟槽处移动,形成如图7b中箭头所示的水循环,构成了离岸流的主要供水源头,这与房克照等^[21]实验结果中对离岸流补偿流的描述基本一致。该水循环结构与传统认知的离岸流的循环(图1)有所区别,体现在两点:(1)近岸岸边的水循环系统共同构成补给流;(2)流头是一个“铁锹式”下沉结构,主要是由于流头处的水流速度较低,表面容易受到波浪的影响;由此不难分析,向岸流不是一股具体的流动结构,而是海浪向岸边质量运输的综合效果,只是经由沟槽的海浪携带海水经自由海面流向岸

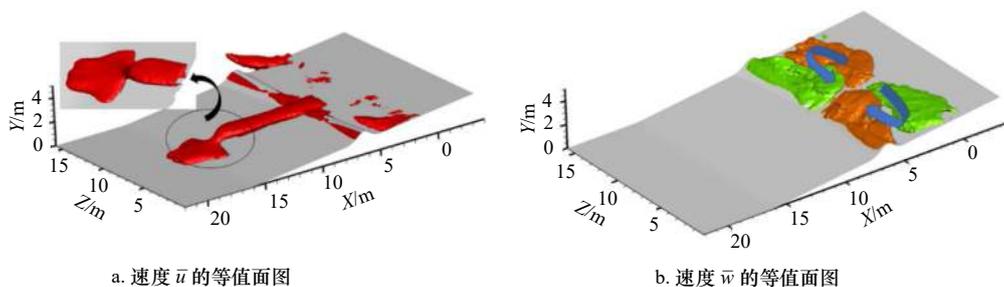


图7 离岸流流场特性的三维结构

Fig. 7 The 3-D structure of rip current

边, 构成近岸区水循环的来源。

由于自由液面的速度分布出现了断层, 为了探究不同水深下流速的分布情况, 观察自由液面以下离岸流速度分布是否也产生了断层。研究中选取了压强 P 为 1 000 Pa、3 000 Pa、7 000 Pa 和 8 000 Pa 等 4 个等压曲面来分析, 压强越大, 则表示越远离自由液面, 亦

可反映海面波浪对海面下等压面形态产生的影响。同时, 在该研究背景下同一竖直方向上压强大小与海水深度呈现正相关, 不同等压曲面亦可反映距自由液面的水深情况。不同等压面上的时均速度分布如图 8 所示, 可见, 越靠近自由液面, 其速度越容易受到波浪的影响, 导致发生断层。

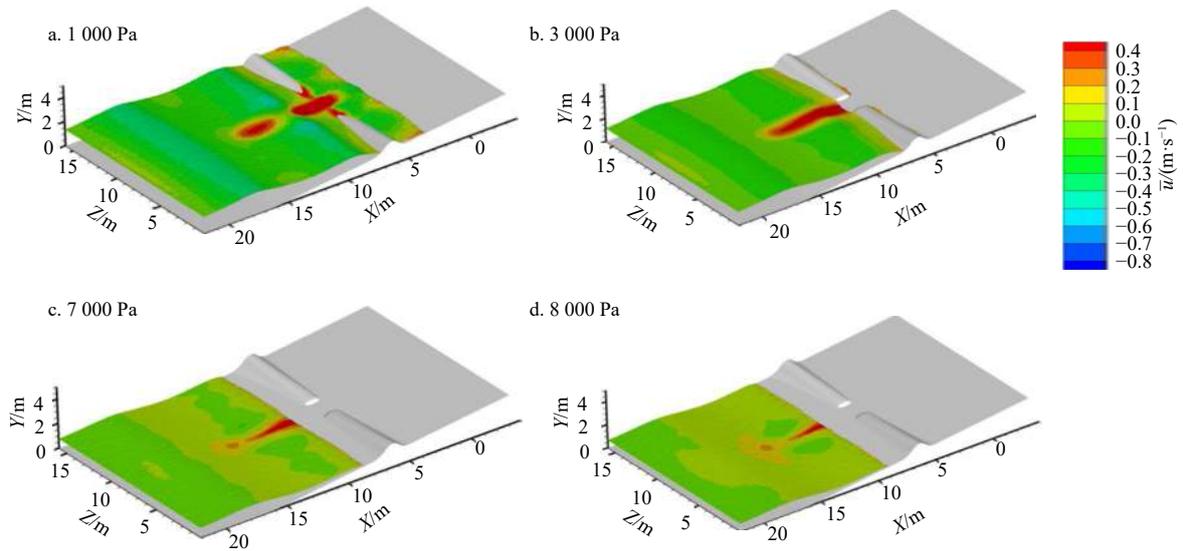


图 8 不同等压面上 \bar{u} 分布

Fig. 8 The velocity distribution of \bar{u} under different isobaric surfaces

为了定量地分析不同流层的速度, 现依次选取 $Y=0.9$ m、 $Y=1.1$ m、 $Y=1.3$ m 和 $Y=1.5$ m 4 个不同平面 ($Y=0$ m 为海滩底部), 沟槽中心 (即 $Z=8$ m 处) 处时均速度随位移变化如图 9 所示, $Y=0.9$ m、 $Y=1.1$ m 和 $Y=1.3$ m 3 条曲线表明越接近海滩底部, 由于水的黏性增大, 其离岸流的速度越小; $Y=1.5$ m 所在的平面为初始液面, 由于受到波浪的冲击, 其表面的离岸流的强度有所降低。水流在通过了沟槽 ($X=6$ m) 后, 继续

向离岸方向流动, 速度进一步发展, 形成流颈。在接近沙坝的沟槽 ($X=7$ m) 附近, 速度最大, 方向为正, 即背离海岸指向外海。这股离岸流在受到向岸波浪的作用后, 速度开始衰减, 强度逐渐减弱。

为了更进一步说明波流耦合作用和水黏性的影响, 选择流颈附近的一条竖直垂线 (平面 $X=10.2$ m 和平面 $Z=8$ m 的交线), 其平均速度随 Y 方向变化关系如图 10 所示。在 $Y=1.4$ m 的平面, 即初始液面 0.1 m 下

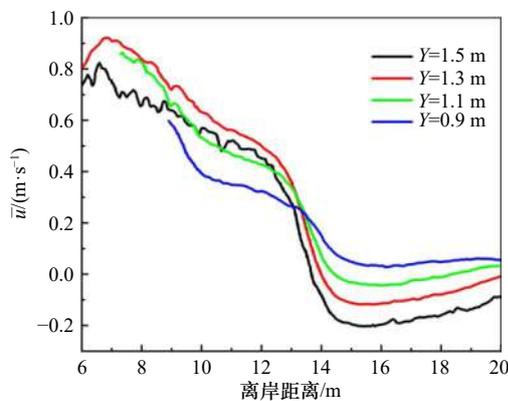


图 9 不同流层 \bar{u} 随离岸方向变化

Fig. 9 The velocity distribution of \bar{u} at different flow layer along the offshore direction

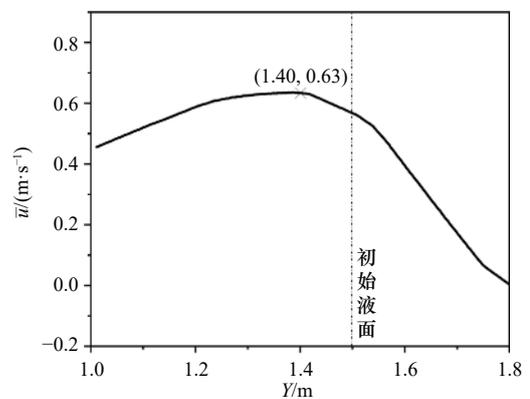


图 10 流颈附近 \bar{u} 随水位变化

Fig. 10 The velocity distribution of \bar{u} near the neck of current varies with the water level

的位置是离岸流强度最大的位置,随着水深的进一步增加,上下水体交换越来越弱,离岸流强度也随之减弱。

4.2 波浪高度对离岸流强度的影响

在研究了波浪高度 $H=0.35\text{ m}$ 情况下离岸流的形态后,进一步改变入射波波高,分析波浪高度对离岸流的影响。

图 11 和图 12 分别给出了速度 u 沿着离岸方向变化和速度 w 沿着沿岸方向的变化情况。其整体的趋势是随着波高的增加,两个方向的速度大小也增大。由图 11 可以看出,在 $X=7\text{ m}$ 和 $X=12\text{ m}$ 附近分别达到了极大值,表明了沟槽口附近离岸流的速度最大,此处为流颈处流速最快的位置,在受到波浪影响的情况下,速度在 $X=12\text{ m}$ 附近达到了第 2 个极值。图 12 中取的是液面以下 20 cm 处靠近海岸的沟槽附近的速度曲线,该曲线关于 $Z=8\text{ m}$ 呈现出反对称的趋势,表明其水流都沿着海岸朝着沟槽内流动,成为离岸流的供水源头。图 13 给出了沟槽附近 ($X=8.25\text{ m}$) 沿岸方向的时均速度 \bar{u} 分布规律,在 $Z=8\text{ m}$ 处,其速度峰值随着波高的降低而降低,表明了离岸流的强度也随之降低。

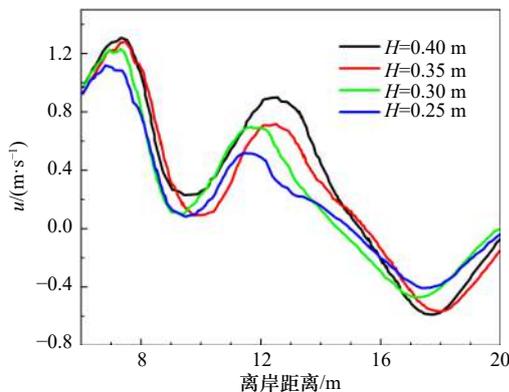


图 11 速度 u 沿离岸方向 X 的分布
Fig. 11 The velocity distribution of u along the offshore direction X

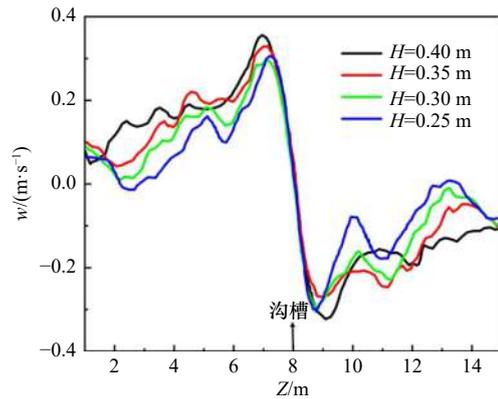


图 12 速度 w 在沿岸方向 Z 的分布
Fig. 12 The velocity distribution of w along the coastal direction Z

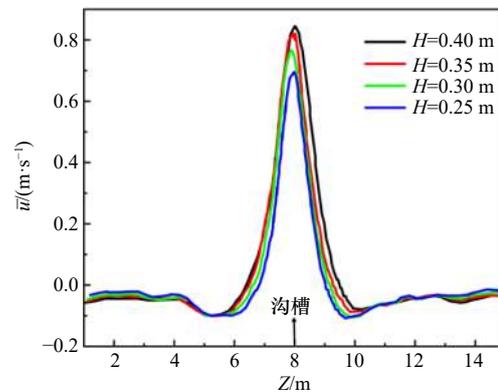


图 13 时均速度 \bar{u} 在沿岸方向 Z 的分布
Fig. 13 The mean velocity distribution of \bar{u} along the coastal direction Z

度最大的地方。离岸流在沙坝缺口处形成后,进一步发育,在流颈某一流向位置离岸速度达到极值后逐渐减弱;在沙坝和海岸线之间,形成了一对方向相反的水循环体系;

(2) 离岸流流头是一个“铁锹式”下沉结构;离岸流的供水来源有二,一是沙坝内侧的近岸水循环,另一个是在流颈发展形成过程中“卷吸”进来的周边流体;

(3) 离岸流的强度随着波高的变大而变大,在一定范围内随着水深的增加而减小。但是离岸流的强度与水深并不是简单的线性关系,在自由液面附近,波浪会阻碍离岸流的形成,越接近海滩底部,波浪对离岸流的影响越小。由于波流复杂的耦合作用,离岸流流速最大(最危险)的位置一般都在自由液面以下。

5 结论

本文基于二阶 Stokes 波浪理论,采用边界造波的方法,通过对典型沟槽离岸流水动力学过程的三维数值模拟,对离岸流流场分布特性和波流耦合作用都有了进一步的了解,主要得到以下结论:

(1) 离岸流在沙坝缺口处的速度并不是离岸流速

参考文献:

- [1] Dalrymple R A, MacMahan J H, Reniers A J H M, et al. Rip currents[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2011, 43: 551–581.
- [2] Sonu C J. Field observation of nearshore circulation and meandering currents[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1972, 77(18):

- 3232–3247.
- [3] Short A D, Hogan C L. Rip currents and beach hazards: Their impact on public safety and implications for coastal management[J]. *Journal of Coastal Research*, 1994(12): 197–209.
- [4] 任春平, 白玉川. 规则波斯托克斯漂移对污染物输移的影响[J]. *水科学进展*, 2017, 28(4): 605–613.
Ren Chunping, Bai Yuchuan. Effects of Stokes drift induced by regular waves on pollutant transport[J]. *Advances in Water Science*, 2017, 28(4): 605–613.
- [5] Castelle B, Scott T, Brander R W, et al. Rip current types, circulation and hazard[J]. *Earth-Science Reviews*, 2016, 163: 1–21.
- [6] Winter G. Rip current characteristics at the Dutch coast: Egmond aan zee[D]. Delft, The Netherlands: Delft University of Technology, 2012.
- [7] 孟凡昌, 李本霞. 裂流的研究综述[J]. *海洋预报*, 2017, 34(1): 82–89.
Meng Fanchang, Li Benxia. Review on the study of the rip current[J]. *Marine Forecasts*, 2017, 34(1): 82–89.
- [8] 田海平, 伊兴睿, 王维. 警惕海滩隐形杀手——离岸流[J]. *力学与实践*, 2020, 42(3): 381–387.
Tian Haiping, Yi Xingrui, Wang Wei. Beware of the beach hidden killer—rip current[J]. *Mechanics in Engineering*, 2020, 42(3): 381–387.
- [9] 王彦, 邹志利. 海岸裂流的研究进展及其展望[J]. *海洋学报*, 2014, 36(5): 170–176.
Wang Yan, Zou Zhili. Progress and prospect of rip currents[J]. *Haiyang Xuebao*, 2014, 36(5): 170–176.
- [10] Shepard F P, Emery K O, La Fond E C. Rip currents: A process of geological importance[J]. *The Journal of Geology*, 1941, 49(4): 337–369.
- [11] Longuet-Higgins M S, Stewart R W. Radiation stresses in water waves: a physical discussion, with applications[J]. *Deep-Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 1964, 11(4): 529–562.
- [12] Liu P, Dalrymple R. Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angles of incidence[J]. *Journal of Marine Research*, 1978, 36(2): 357–375.
- [13] Haas K A, Svendsen I A, Haller M C, et al. Quasi-three-dimensional modeling of rip current systems[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2003, 108(C7): 3217.
- [14] 房克照, 邹志利, 刘忠波. 沙坝海岸上裂流的数值模拟[J]. *水动力学研究与进展*, 2011, 26(4): 479–486.
Fang Kezhao, Zou Zhili, Liu Zhongbo. Numerical simulation of rip current generated on a barred beach[J]. *Chinese Journal of Hydrodynamics*, 2011, 26(4): 479–486.
- [15] 王彦, 邹志利. 叠加波浪有槽缓坡沙坝地形裂流试验[J]. *应用基础与工程科学学报*, 2015, 23(6): 1166–1173.
Wang Yan, Zou Zhili. Experimental study of rip currents by intersecting wave on barred beach of mild slopes with rip channel[J]. *Journal of Basic Science and Engineering*, 2015, 23(6): 1166–1173.
- [16] Wang Hong, Zhu Shouxian, Li Xunqiang, et al. Numerical simulations of rip currents off arc-shaped coastlines[J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2018, 37(3): 21–30.
- [17] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, 39(1): 201–225.
- [18] Haller M C, Dalrymple R A, Svendsen I A. Experimental modeling of a rip current system[C]// *Proceedings of the 3rd International Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis*. Virginia Beach, VA: ASCE, 1997: 750–764.
- [19] Chen Qin, Dalrymple R A, Kirby J T, et al. Boussinesq modeling of a rip current system[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1999, 104(C9): 20617–20637.
- [20] Ursell F. The long-wave paradox in the theory of gravity waves[J]. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1953, 49(4): 685–694.
- [21] 房克照, 尹继伟, 邹志利. 单沟槽沙坝海岸的裂流实验研究[J]. *水动力学研究与进展*, 2013, 28(3): 363–369.
Fang Kezhao, Yin Jiwei, Zou Zhili. Experiment study on rip current of barred beach with a single channel[J]. *Chinese Journal of Hydrodynamics*, 2013, 28(3): 363–369.

Numerical simulation of the hydrodynamic process of rip current hazard

Tian Haiping¹, Chen Lei^{1,2}, Wang Wei¹, Xin Libiao¹

(1. National Demonstration Center for Experimental Mechanics Education, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China;
2. School of Mechanics and Civil Architecture, Northwest Polytechnic University, Xi'an 710129, China)

Abstract: Rip current is an important part of nearshore current. Affected by special beach topography, waves will form a high velocity flow moving along the offshore direction, which can quickly take people away from the shore

and pose a threat to beach safety. In order to further explore the formation mechanism and hydrodynamics characteristics, three-dimensional numerical simulation of rip current was carried out. In this paper, based on the second-order Stokes wave theory, a typical sandbar model with variable cross-section is adopted and used to generate rip current. The free liquid surface is captured by volume of fluid method. The rip current flow field distribution laws of instantaneous velocity, time-averaged velocity and pressure are analyzed and made some discoveries: there is a pair of opposite water circulation systems between the bar and the shoreline. By comparing the velocity distribution of rip current a different depth, the interaction between waves and rip currents is understood. Furthermore, the influence of incident wave height on intensity and distribution of rip current is also studied, which deepens the understanding of the hydrodynamic process of rip current.

Key words: rip current; numerical simulation; second-order Stokes waves; three-dimensional flow field; barred beach