

付楠楠, 任春平. 强波生流条件下破波带内涡演变特性[J]. 海洋学报, 2025, 47(2): 15–28, doi:10.12284/hyxb2025017

Fu Nannan, Ren Chunping. Evolution characteristics of surf zone eddies under strong wave-induced currents[J]. Haiyang Xuebao, 2025, 47(2): 15–28, doi:10.12284/hyxb2025017

强波生流条件下破波带内涡演变特性

付楠楠¹, 任春平^{1*}

(1. 太原理工大学 水利科学与工程学院 山西 太原 030024)

摘要: 破波带涡对物质输运、岸滩演变、生态环境等具有重要影响,但其产生机制及演变特性尚不明晰,特别是强波生流条件下破波带涡的时空演变特性仍需深入研究。本文采用破波带内污染物示踪试验和基于 Boussinesq 方程的 Funwave 数值模型,分析了强波生流条件下破波带内涡时空演变。试验结果表明在强波生流条件下破波带向岸和离岸一侧都有大尺度涡团出现,具有瞬时性,涡团从污染团中脱离出来,向岸一侧的涡团尺度受岸线约束,离岸一侧的则逐渐发展演化,有向破波带外输移的趋势。数值模拟结果表明强涡主要集中在破波线附近;破波带内涡场可以分为前剪切区与后剪切区,二者在沿岸方向上具有相似的空间周期和涡分布,涡强度随着波高和周期的增大而增强,且强涡向海侧偏移;不规则波入射条件下,涡强度减弱,并使涡最大值向岸线偏移。

关键词: 破波带; 强波生流; 涡演变; Funwave; 涡谱密度

中图分类号: P731.2

文献标志码: A

文章编号: 0253-4193(2025)02-0015-14

1 引言

波浪向岸传播时,随着水深变浅,波高增大,直至波高“触底”达到极限值,波浪开始破碎。从破波点到海岸线之间的区域称为破波带^[1]。斜向入射的波浪破碎后,剩余动量流分布不均引发了沿岸流^[2-3]。波浪破碎后形成的近岸环流和水平涡流被认为是破波带内物质扩散的主要驱动力,影响泥沙、营养物质、浮游生物、污染物和微塑料等的输移^[4-12]。因此,研究破波带涡的演化对理解海陆间物质交换具有重要意义^[5-6]。

破波带涡通常由短波峰破碎^[11]、波群强迫^[13-15]或沿岸流的剪切不稳定性^[16-19]引发,呈现出复杂的时空演变特征。早期研究认为,沿岸流速度剖面的不均匀性导致剪切不稳定性^[20],进而引发沿岸流中的波动,并通过非线性过程发展成涡旋,涡的长度尺度可达数百

米。涡是破波带内垂直岸线方向示踪剂扩散的主要动力^[3,5-6],与沿岸流的剪切不稳定性密切相关,且涡流速度的大小通常与沿岸流速成正比^[21]。然而,仅考虑剪切波情况下,破波带涡的能量和频率范围比实际观测结果偏低^[21]。

另一观点认为,破波带内的瞬时涡旋主要受波向变化和波群驱动影响^[11,14,22]。只有在入射波频谱和方向谱非常窄且入射角较大,形成强沿岸流的情况下,才可能由沿岸流主导涡的生成^[11]。有研究指出,波群强迫对涡旋的生成和生命周期有重要影响^[14-15]。这种强迫作用可以在破波带内驱动尺度为 $O(100)$ m 的涡旋生成,这些涡旋的能量通过正向能量级联传递到更小的尺度,最终因海底摩擦和流体黏性耗散消亡^[23]。此外,波浪干涉引起的沿岸变化的波浪破碎能在近岸区域引发高能涡流^[22]。短破波波峰在破碎位置和未

收稿日期: 2024-11-03; 修订日期: 2025-01-06。

基金项目: 水利工程安全与仿真国家重点实验室开放基金资助项目(HESS-2006); 山西省自然科学基金(202103021224116); 山西省回国留学人员科研教研资助项目(2023-67)。

作者简介: 付楠楠(1999—),女,福建省宁德市人,主要从事海岸水动力学研究。E-mail: funannan0829@163.com

* 通信作者: 任春平,博士,副教授,主要从事河口、海岸水动力学研究。E-mail: chunpingren@163.com

破碎的位置之间形成间歇性梯度,在波峰两侧生成正向和逆向的涡,其长度尺度为 $O(10)\text{m}$ ^[24]。由于破波带区域水深相对于涡流水平尺度较浅,通常被视为二维湍流。在此假设下,这些小尺度涡可以通过逆能量级联机制联合成更大尺度 $O(100)\text{m}$ 的涡^[7]。数值模拟^[7,11]、实验室实验^[25-26]和现场观测^[27]表明,在均匀的沿岸流动条件下,近岸区域的低频涡旋可能是逆能级联的结果,能量从小尺度的涡转移到更大的尺度,并最终受到破波带宽度等因素约束。这一现象在复杂环流模式^[28]、大波向扩散^[25]及非破碎波条件下^[29-30]都得到了验证。这些大尺度涡旋不仅促进了破波带内物质的混合扩散,还可能通过相互作用或与背景流场的耦合形成瞬时离岸流^[31]。此外,破波带涡在某些情况下会随机向海或岸上喷射或脱落,进一步推动破波带内外的物质交换。

综合考虑外部波浪破碎驱动和内部剪切不稳定的影响,沿岸水深、波浪入射角及方向扩散等波浪因素对破波带涡的演化起着关键作用^[32-34]。入射波场的方向扩散显著影响近岸涡旋的规模与强度^[33]。研究表明,小尺度涡旋受方向扩散影响,大尺度涡旋则受沿岸水深变化影响^[34]。涡流速度与方向扩散无关,主要受波高影响;涡长度尺度随波浪方向扩展的增加而轻微减小,但与波高的关系较弱^[25]。在随机波浪入射条件下,波浪的频率和方向对沿岸流和涡旋的演化有显著影响^[15],使得破波带涡旋更加复杂。同时,入射波在传播过程中受到波流相互作用影响,会导致波浪特性改变,从而影响涡旋的生成、演化^[20,35]。尽管现

有研究为破波带涡的形成及其影响因素提供了重要的理论基础,但强波生流下不同波浪要素对破波带涡的演化及其对破波带内外的物质输移交换的影响仍需进一步探讨。

因此,本文采用Funwave模型对1:100缓坡上大角度波浪入射条件下的涡场进行数值模拟,重点探讨强波生流下破波带涡的时空演变及入射波浪的影响。同时,结合数值模拟分析和污染物示踪实验,进一步研究在该条件下破波带内外涡场特性。研究结果有助于深入理解破波带内外的物质输移机制。

2 实验简介

2.1 实验布置

波导沿岸流及污染物示踪实验在大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室进行^[36],实验装置如图1所示。波浪以 30° 入射角进入1:100缓坡区域,以模拟强波生流。为减少反射波的干扰,坡脚两侧设置了波导墙,墙内侧设有消浪网。实验使用流速仪和浪高仪测量流速与波高。

在污染物示踪实验中,采用墨水作为污染物进行模拟,以确保不影响实验水质,从而保障后续实验的顺利进行。通过细管在破波带附近以 $50\text{ cm}^3/\text{s}$ 的流量在(4.5 m, 3 m)位置处连续注入墨水。CCD摄像机(charge coupled device)用于采集 $7\text{ m} \times 5\text{ m}$ 区域的污染物扩散情况(图1虚线框),采集间隔为1 s。图2展示了污染物图像采集系统的示意图。实验设计了9组波况,各实验参数详见表1。

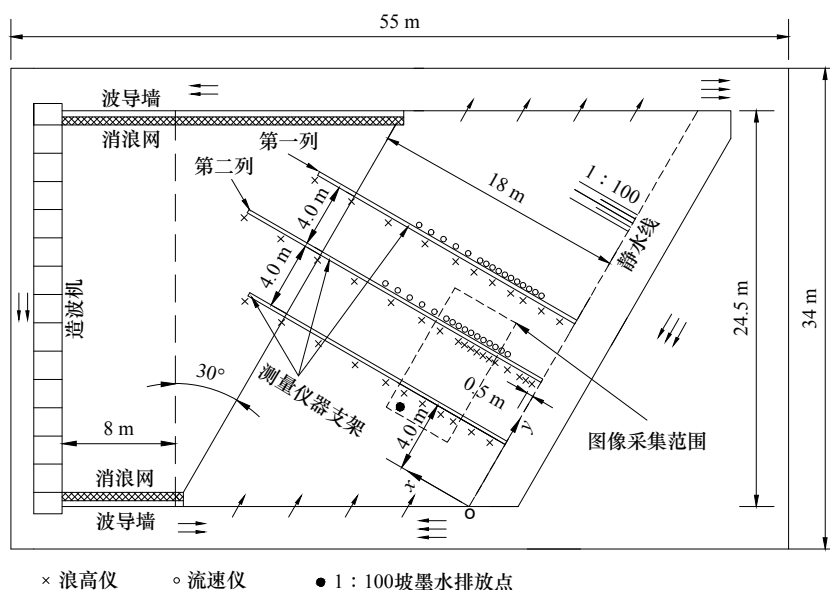


图1 实验装置布置

Fig. 1 Experimental layout

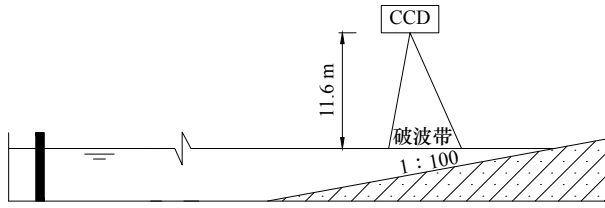


图2 染料团图像采集系统

Fig. 2 The dye patch imaging system

表1 不同实验条件下的波浪参数

Table 1 Wave parameters under different experimental conditions

波况	入射波	坡度	水深D/m	波高H/m	周期T/s
1	规则波	1:100	0.18	0.035	1.0
2	规则波	1:100	0.18	0.045	1.0
3	规则波	1:100	0.18	0.027	1.5
4	规则波	1:100	0.18	0.042	1.5
5	规则波	1:100	0.18	0.030	2.0
6	规则波	1:100	0.18	0.045	2.0
7	不规则波	1:100	0.18	0.024	1.0
8	不规则波	1:100	0.18	0.039	1.0
9	不规则波	1:100	0.18	0.050	1.5

2.2 实验结果

2.2.1 沿岸流

波况3下的涡旋演化过程具有较为清晰的特征,因此选取波况3靠近墨水释放位置处的流速进行分

析,以更好地揭示流速对污染团演化、涡旋形成以及物质运输的作用机制。图3显示了波况3在(4.5 m, 8 m)位置处垂直岸线方向(u)和沿岸方向(v)的流速时间历程。在所有波况下,流速均随时间呈大振幅周期性振荡,规则波波动周期约为50 s,不规则波约为100 s。对于所有波况,平均岸流的最大测量结果在0.09和0.19 m/s之间变化。根据弗劳德相似准则,原型的沿岸流速可以根据下式计算

$$v_p = \lambda_L^{0.5} v_m = \left(\frac{H_{sp}}{H_{sm}} \right)^{0.5} v_m, \quad (1)$$

式中: λ_L 为长度比尺,下角标 p 、 m 分别代表原型和模型。由该式可知,模型流速对原型流速的影响最大,因此取最小沿岸流速波况(波况7)计算原型流速。对于波况7,实验设置有效波高为0.027 m,最大平均沿岸流为0.09 m/s,假设实际流场的有效波高为1.0 m,则计算得到与实验结果相对应的平均沿岸流的流场最大值约为0.55 m/s,为强沿岸流。因此,可以认为本试验中产生的沿岸流均达到强流水平。

2.2.2 破碎带内污染涡团演化

图4呈现了波况3下污染团演化过程。污染团在初始时刻($t=15$ s, 对应于图3 t_1 时刻)仅存在向岸方向的输移,表明此时斯托克斯质量输移流起主导作用。随着污染团逐渐靠近岸线,沿岸流增强,驱动污染团沿岸输移,并逐渐形成涡旋。到 $t=75$ s时(即图3 t_2 时刻),涡旋基本成型,并与连续注入的污染团一起沿岸输移(图4红色虚线框和实线框)。从空间尺度

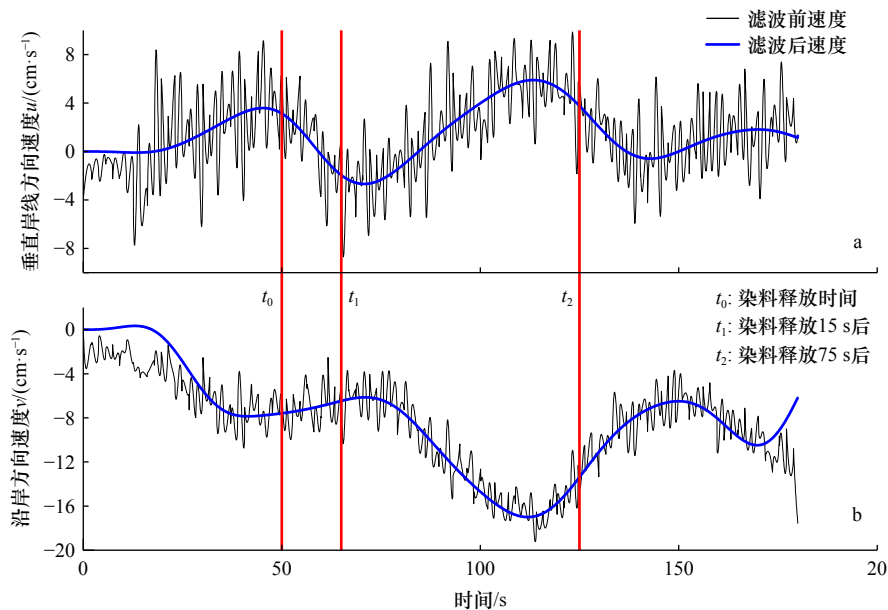


图3 波况3在(4.5 m, 8 m)位置处垂直岸线方向(a)和沿岸方向(b)的流速时间历程

Fig. 3 Time series of cross-shore velocity (a) and alongshore velocity (b) at (4.5 m, 8 m) for case 3

蓝线表示滤波后的结果;3条红线分别表示墨水开始释放、释放15 s、释放75 s时对应的时间

The blue line represents the filtered results. The three red lines correspond to the time of dye release onset, 15 s, and 75 s after release

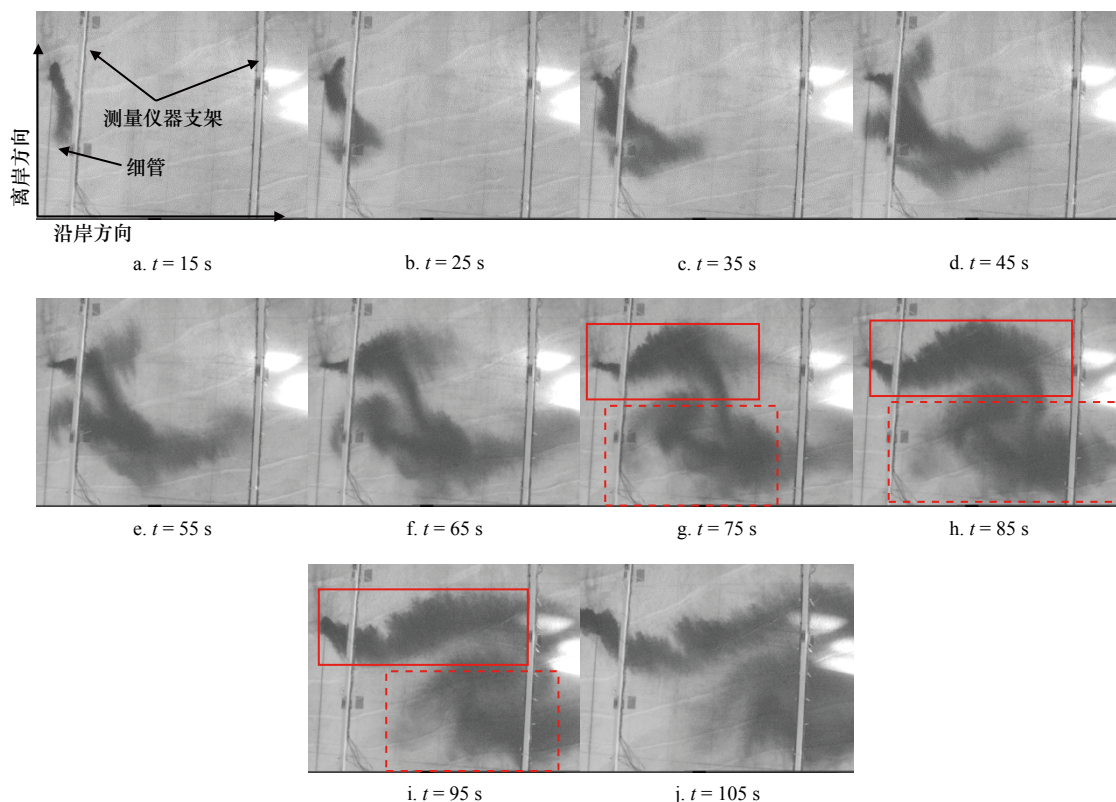


图 4 波况 3 下采集的墨水运动图像

Fig. 4 Dye patch images collected in case 3

红色实线框和虚线框分别表示沿岸流和涡驱动的墨水

The solid red and dashed boxes indicate the dye patches driven by alongshore currents and vorticity respectively

上来看, 污染涡团在沿岸方向的尺度可达到 4 m, 在垂直岸线方向的尺度约为 1 m, 远大于水深 0.18 m, 表明在强沿岸流作用下, 破波带涡规模较大。这些大尺度涡旋具有较强水动力作用, 可能会显著影响污染物的扩散和输移过程。

图 5 展示了波况 7、8、9 下瞬时涡旋在 3 个时刻的形态。在波况 7 下, 污染团蜿蜒移动且未观察到涡旋形成。这可能是由于涡旋生成的时间或位置超出了观测范围。在波况 8 和波况 9 中, 污染团前端出现旋涡状卷曲, 并在离岸和向岸方向发生脱离(图 5 红色框)。

实验结果表明, 在强波生流作用下, 破波带内的污染团演化过程中形成了大尺度的涡团, 且这些涡团具有瞬时性。随着污染团在破波带内的移动, 涡团逐渐从污染团中脱离并沿岸输移。向岸方向脱离出的涡团逐渐靠近岸线, 受岸线的限制, 尺度在 2~3 m 之间, 而在离岸方向, 涡团则表现出更大的演化潜力, 有向破波带外输移的趋势。

3 Funwave 数模构建及模拟结果

近年来, 数值模型已成为近岸流体动力学研究的

重要工具, 广泛应用于沿岸流、裂流等近岸环流的分析^[3, 6, 14, 37]。研究表明, Funwave 模型能够有效模拟破波带的物理过程和涡结构^[3, 6, 38]。因此, 本文采用 Funwave-TVD 模型对破波带涡进行数值模拟。

3.1 控制方程

控制方程主要基于 Chen 等^[37]建立的 Boussinesq 模型, 能够精准捕捉波浪的相位信息:

$$\eta_t + \nabla \cdot (h + \eta) \left\{ \mathbf{u}_\alpha + \left(\frac{z_\alpha^2}{2} - \frac{1}{6} (h^2 - h\eta + \eta^2) \right) \nabla B + \left(z_\alpha + \frac{1}{2} (h - \eta) \right) \nabla A \right\} = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \mathbf{u}_{\alpha,t} + (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha + g \nabla \eta + \left(\frac{z_\alpha^2}{2} \nabla B + z_\alpha \nabla A \right)_t - \nabla \left(\frac{\eta^2}{2} B_t + \eta A_t \right) + \\ & \nabla \left((z_\alpha - \eta) (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) A + \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) B + \frac{1}{2} (A + \eta B)^2 \right) + \\ & (\mathbf{v}_{\alpha,x} - \mathbf{u}_{\alpha,y}) \mathbf{i} \times \left(\left(\frac{z_\alpha^2}{2} - \frac{1}{6} (h^2 - h\eta + \eta^2) \right) \nabla B + \left(z_\alpha + \frac{1}{2} (h - \eta) \right) \nabla A \right) + \\ & [z_{\alpha,x} (A_y + z_\alpha B_y) - z_{\alpha,y} (A_x + z_\alpha B_x)] \mathbf{i} \times \mathbf{u}_\alpha + \mathbf{R} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

式中: η 是波面高程; ∇ 是梯度运算; h 是静水深度; \mathbf{u}_α 是水深 z_α 处的速度; $z_\alpha = -0.53h + 0.47\eta$; $A = \nabla \cdot (h\mathbf{u}_\alpha)$; $B = \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha$; g 是重力加速度; 下标 t 是对时间的偏导; 下标 x, y 分别表示 x, y 方向的分量; \mathbf{i} 表示 z 方向的单

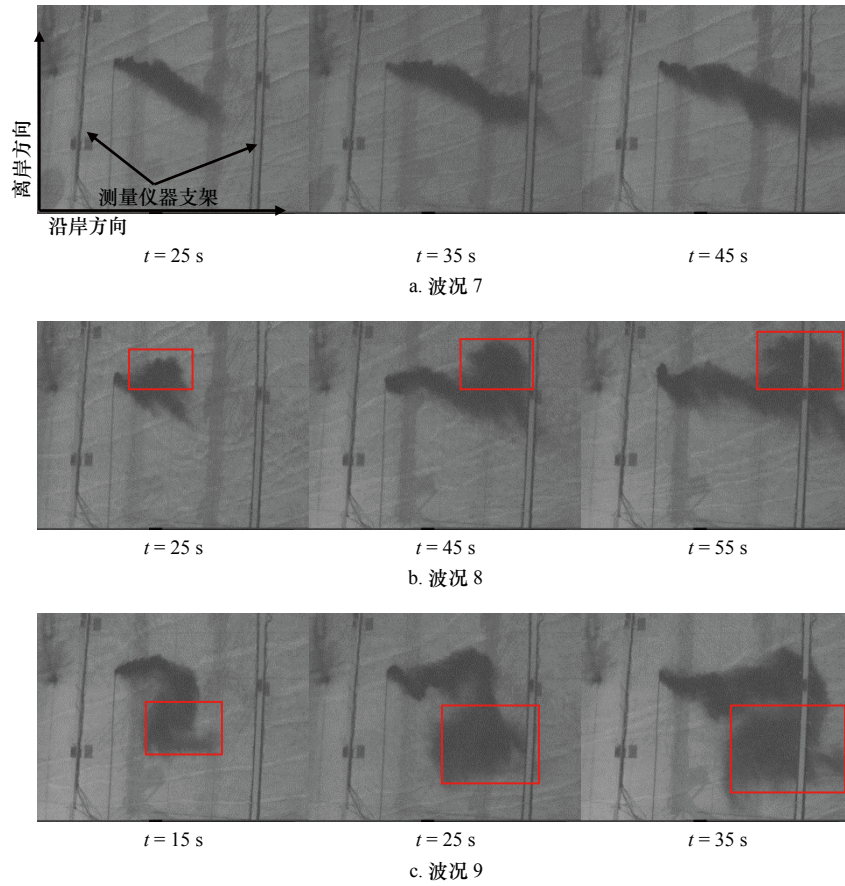


图5 不同时刻采集的墨水运动图像

Fig. 5 Dye patch images at different times

位向量。 $\mathbf{R} = -\mathbf{R}_f + \mathbf{R}_b + \mathbf{R}_s$ 是扩散和耗散量, 分别代表底部摩擦、波浪破碎和亚网格横向湍流混合引起的能量消耗。

$$\mathbf{R}_f = C_d \mathbf{u}_a |\mathbf{u}_a| / (h + \eta), \quad (4)$$

式中: C_d 是无量纲的底摩擦系数, 范围在 0.001~0.01 之间。

$$\mathbf{R}_b = (h + \eta)^{-1} \nabla \cdot [\nu (h + \eta) (\nabla \mathbf{u}_a + (\nabla \mathbf{u}_a)^T)], \quad (5)$$

式中: ν 是涡黏系数, $\nu = B \delta_b^2 (h + \eta) \eta_i$, δ_b 是波浪破碎强度参数, 取值在 0.2~2.0 之间, 默认取值 1.2。 B 是判断波浪破碎的参数, 由于在模型中没有发现不稳定问题, 因此将 B 从 0 到 1 的平滑变化^[39] 修改为常数, $\eta_i \geq \eta_i^f$ 时, $B = 1$, 波浪破碎, $\eta_i < \eta_i^f$ 时, $B = 0$, 停止破碎。 $\eta_i^f = C_{brk1} \sqrt{gh}$, $\eta_i^f = C_{brk2} \sqrt{gh}$, C_{brk1} 、 C_{brk2} 是经验参数。

\mathbf{R}_s 表达式与 \mathbf{R}_b 相同, 见公式(5), 仅将其中的涡黏系数 ν 替换为亚网格湍流引起的涡黏性系数 ν_s ,

$$\nu_s = C_m \Delta x \Delta y \left[U_x^2 + V_y^2 + (U_x + V_y)^2 / 2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

式中: C_m 是侧混系数, 取值范围为 0.1~2.0; Δx 和 Δy 是垂直岸线方向和沿岸方向的网格尺寸; U 、 V 是时均流场的分量, 下标表示分量方向。

3.2 数值求解及边界条件

Boussinesq 方程采用有限体积法和有限差分法组合进行离散化, 空间导数项采用有限差分法, 通量项使用有限体积法。本研究采用基于三阶 Runge-Kutta 方法的自适应时间步长。通过 CFL 条件来评估模拟的时间步长大小, 以确保数值模拟的稳定性和准确性。

造波机采用基于 Wei 等^[40] 的内部双向造波机, 不考虑二阶波平均效应, 由于剪切不稳定会在造波机处生成流和涡, 因此将造波机设置在远离岸坡的位置, 以减小影响。采用干湿网格法模拟移动的海岸线, 南北方向应用周期性边界条件。由于造波机是双向造波, 故在造波机后侧设置了 5 m 的海绵层以吸收反射波。

3.3 模型设置

基于物理模型实验, 模拟域大小增加了 10 m 的模型宽度, 并在数值结果中去除两侧各 5 m 的模拟结果, 以减小 Funwave 侧边界对模拟的影响^[41]。模型模拟时长为 400 s (不规则波为 600 s), 以最后 20 个入射波周期的模拟结果进行平均。模型布置如图 6 所示。

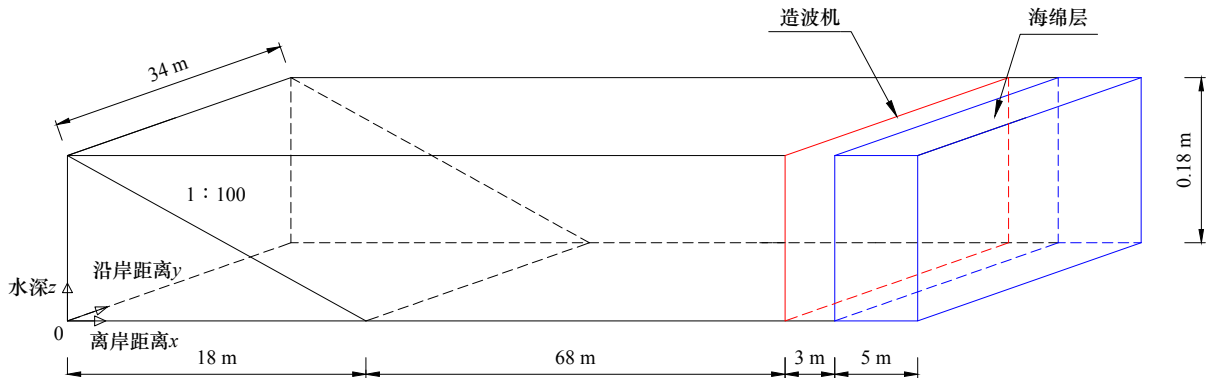


图6 模型布置示意图

Fig. 6 Model layout

3.4 参数敏感性测试

为了验证数值模拟结果的网格无关性,本研究选取了波况3的3种不同的网格尺寸进行模拟。图7展示了不同网格分辨率下,垂直岸线方向平均沿岸流速分布和波高变化数值模拟结果。尽管在流速最大值位置和剖面宽度略有差异,数值模拟结果与实验结果趋势保持一致。波高在破碎前的模拟结果与实验基本吻合,波浪破碎后,模拟的波高低于实验值。波高在到达岸坡前略有波动,可能是波浪干涉引起的波高分布不均所致^[21]。在网格分辨率方面,较粗的网格导致流速和波高的模拟结果偏低。网格分辨率为0.03 m时,沿岸流幅值相差不大,幅值位置拟合较好,但计算时长成倍增加。参考前人对波生流场的模拟经验,通常一个波长内划分20~30个网格点,以确保模型能够准确捕捉波浪传播和破碎特征。本文入射波况对应的波长约为2 m,综合考虑模拟精度和计算效率,选取网格尺寸为 $\Delta x = \Delta y = 0.04$ m,一个波长内有50个网格点。该网格分辨率在满足模拟精度要求的同时保证了较高的计算效率。

选取波况3与实验断面一致的垂直岸线方向的截面进行比较,对模型关键参数底摩擦系数 C_d 、波浪

破碎经验参数 C_{brkl} 和次网格混合系数 C_m 进行了率定,结果如图8所示。保持 C_{brkl} 、 C_m 不变,调整底摩擦系数 C_d ,如图8a和d所示。结果表明,较大的底摩擦系数增强了床面剪切力,从而降低了流速幅值。保持 C_d 和 C_m 一致,改变 C_{brkl} 取值,如图8b、e所示。 C_{brkl} 较大会导致波浪破碎推迟,流速减小。保持 C_d 和 C_{brkl} 一致,改变 C_m ,如图8c和f所示。 C_m 变化对流速和波高影响较小。通过对比分析,确定参数最佳取值位 $C_d = 0.0015$, $C_{brkl} = 0.40$, $C_m = 0.25$ 。

3.5 模拟结果

3.5.1 波生流场

当波浪进入浅水区时,随着水深的减小,波高显著增大(见图8底行,进入斜坡范围后波高呈增大趋势)。由于同一波峰线上的波浪在不同水深处的传播速度不同,波峰线逐渐弯曲趋向与岸线平行。在此过程中,波浪的非线性效应逐渐增强,波峰变得狭窄且尖锐,波谷变得宽阔平坦(图9c)。波浪破碎后,波高迅速衰减(图9b)。在波浪破碎过程中,斜向入射的波浪在沿岸方向的辐射应力不平衡,促使了沿岸流的形成(图9a),沿岸流的流速呈左右摆动,表现出沿岸流不稳定性。模拟结果成功再现了波浪从深水区向

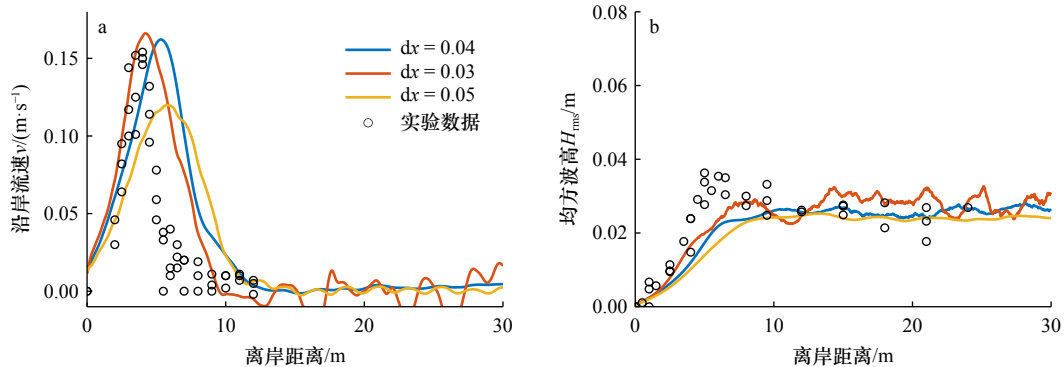


图7 不同网格分辨率下模拟的沿岸流速及波高同实验数据的比较

Fig. 7 Comparisons of the numerical simulation results for alongshore current profile and wave height with experimental data regarding different grid sizes

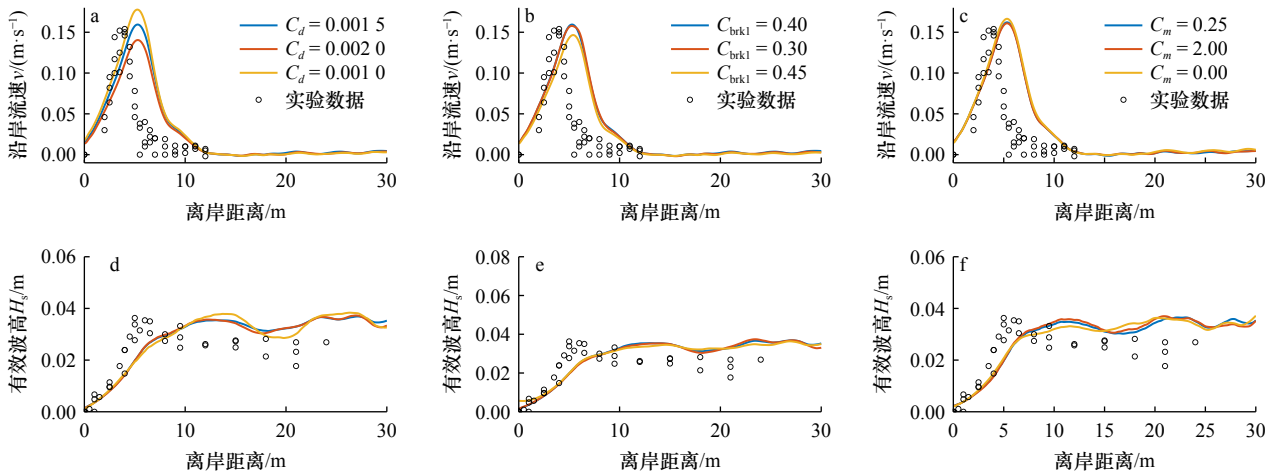


图 8 波况 3 下不同参数条件下模拟的沿岸流速及有效波高同实验数据的比较

Fig. 8 Comparison of the numerical simulation results for alongshore current profile and significant wave height with experimental data for case 3

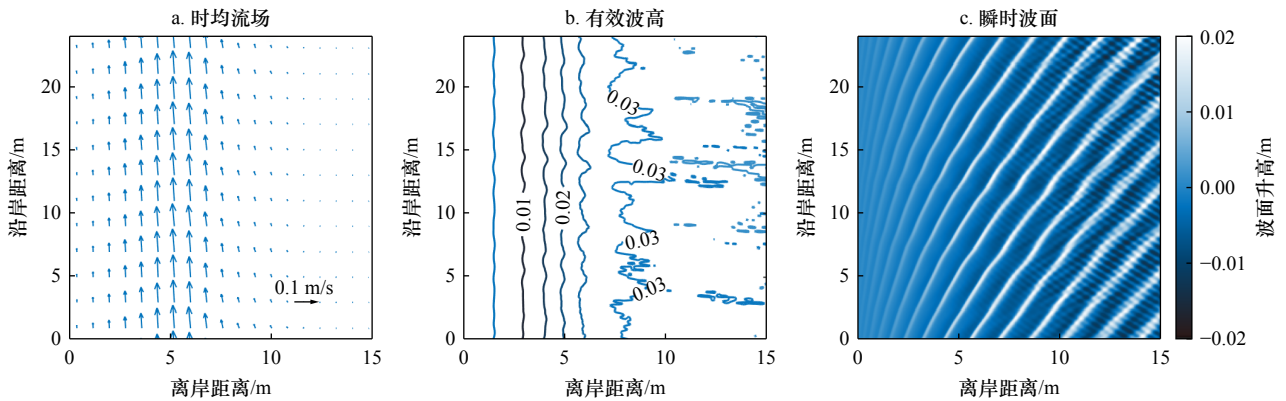


图 9 波况 3 下的模拟结果

Fig. 9 Simulated results for Case 3

a. 时均流场, b. 时均有效波高, c. $t = 400$ s 时的瞬时波面

a. time-averaged current field; b. time-averaged significant wave height; c. instantaneous surface elevations at $t = 400$ s

浅水区传播、破碎及沿岸流特征,为深入分析破波带涡特性提供基础。

3.5.2 涡场

波况 1 涡场如图 10 所示,白色虚线表示破波线,由模型 $\eta_r \geq \eta_l$ 时的破波位置确定。在破波带外侧(虚线外),由于波浪尚未破碎,涡度接近于 0,流体运动以波浪传播为主。在离岸 5 m 到 10 m 范围内,涡度逐渐增大,且均为正值(正负仅表示方向,以逆时针旋转为正)。随着波浪向岸方向传播,涡度逐渐减小,直至为零,此时沿岸流速达到峰值,流体近乎不存在旋转运动。在距离岸线 5 m 内的区域,涡在沿岸方向表现出周期性的高频变化,呈长条状分布(图 10a)。初期,涡度条垂直于岸线,随着沿岸流发展,条状结构逐渐向下游倾斜(图 10b)。负涡度条带沿岸宽度约为 0.7 m,夹杂有 0.2 m 宽的正涡度条,离岸约束在 2~

3 m 左右,且二者沿岸空间周期均为 1 m。在距岸线 0~1 m 范围内分布有沿岸尺度 0.5 m、垂直岸线方向尺度 0.4 m 的强涡团。

随着时间推移,负涡区域的强条状涡向岸方向衰减直至消失,正涡度团也逐渐缩小,次强涡度扩展并覆盖沿岸区域,新的强涡团形成并在沿岸流作用下输移。部分涡团由于耗散作用而逐渐消亡,另一些涡团则与相邻涡团融合,形成更大的涡结构。在正涡区域,强涡度条表现出周期性变化,多个涡度条融合形成更大的涡度团,并沿岸输移,整体涡度逐渐增强。随着沿岸流的基本稳定,各区域的强涡团也趋于稳定,高涡度团块沿岸大小约为 2~3 m,垂直岸线方向大小在 0.8~1.0 m 左右,沿岸空间周期约为 4~5 m。

图 11 展示了不同波况在 $t = 400$ s 时的涡场图。通过对比分析发现,波高较小时涡分布相对规整、均

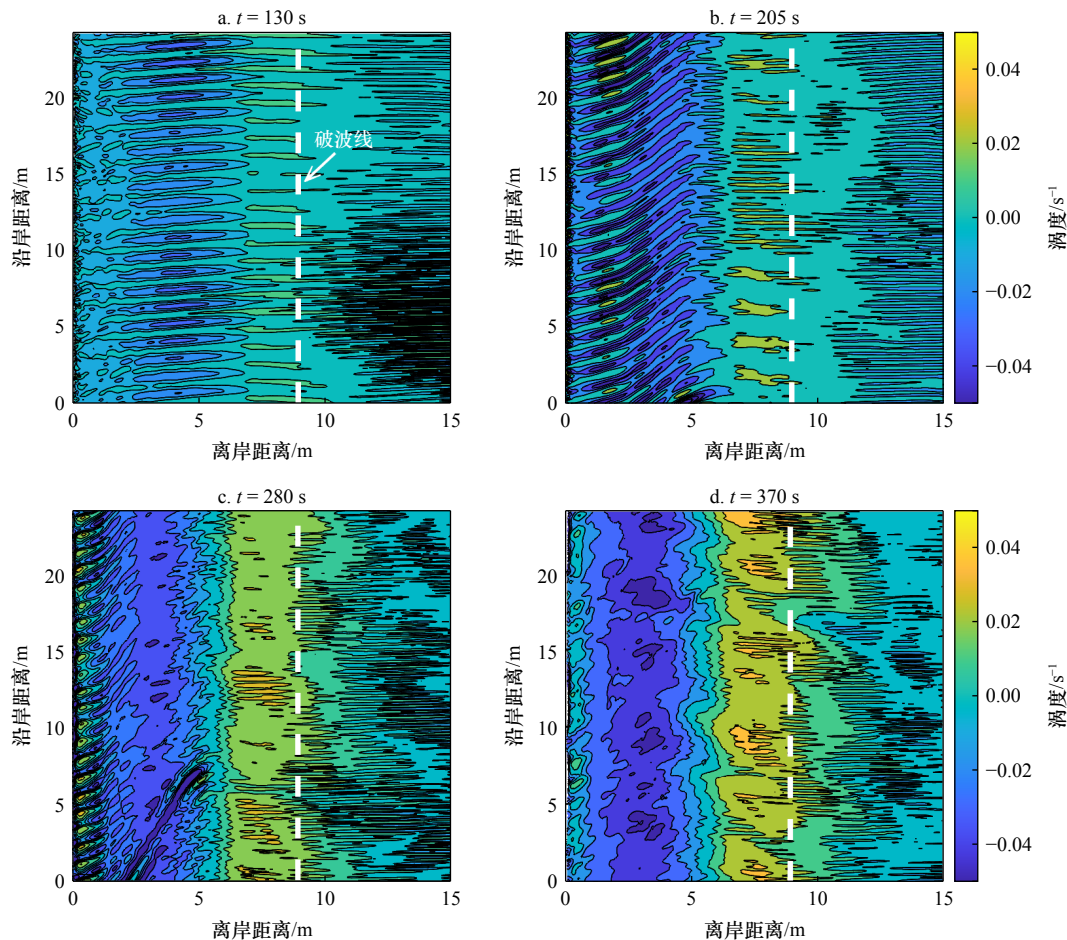


图 10 波况 1 下不同时刻的涡场

Fig. 10 Vorticity fields at different time instants for case 1

白色虚线表示破波线

The white dashed line indicates the breaking line

匀。随着波高的增加, 涡分布范围更广、更加复杂 (图 11c 和 d), 涡强度显著增强。不同于周期对沿岸流速度幅值的微弱影响^[42], 波周期对涡强度的影响较为显著。波浪周期增大时, 波浪所携带的动量随之增加, 破波导致的涡度增强, 涡场更为破碎。相较于规则波情况, 不规则波产生的涡强度较低且涡分布更为紊乱。

图 12 进一步展示了涡最大值及其位置与周期、波高的关系。结果表明, 随着入射波浪周期和波高的增加, 涡度最大值显著提升。不规则波的涡度最大值小于规则波。涡最大值位置与入射波周期、波浪形态密切相关, 但几乎不受波高影响。周期不变时, 不同波高的涡最大值位置近乎重合, 而波况 3 涡最大值位置偏向岸线。

4 涡特性分析

4.1 涡空间分布

观察涡场图发现, 涡主要集中在破波带内(图 11),

大尺度强涡团靠近破波线, 且沿岸尺度大于垂直岸线方向的尺度。这一现象表明, 波浪的破碎是涡旋形成的关键因素, 而沿岸流则影响着这些涡旋的演化。可以将涡场划分为前剪切区与后剪切区, 二者以涡度为 $0(0 \text{ s}^{-1})$ 为界, 此时沿岸流速达到最大值。前剪切区位于沿岸流流速最大值到岸边的区域。后剪切区则在沿岸流流速最大值到向海一侧。在这两个区域内均存在显著增强的高涡度团块(取前 1% 涡度值)。随着沿岸流的稳定, 各区域内的强涡团也逐渐趋于稳定。后剪切区的强涡团与前剪切区在沿岸方向上具有相似的空间周期, 且量级相近。即使在不规则波条件下, 入射波的相互干涉使得破波带内难以形成连续均匀的涡度带, 但仍可观察到涡随沿岸流输移演化, 且前后剪切区的涡结构相互对应。

4.2 涡谱密度

功率谱密度用于描述信号在频域上的能量分布, 表示单位频率或单位波数范围内信号的能量大小。在海洋动力学研究中, 功率谱密度已广泛应用于分析

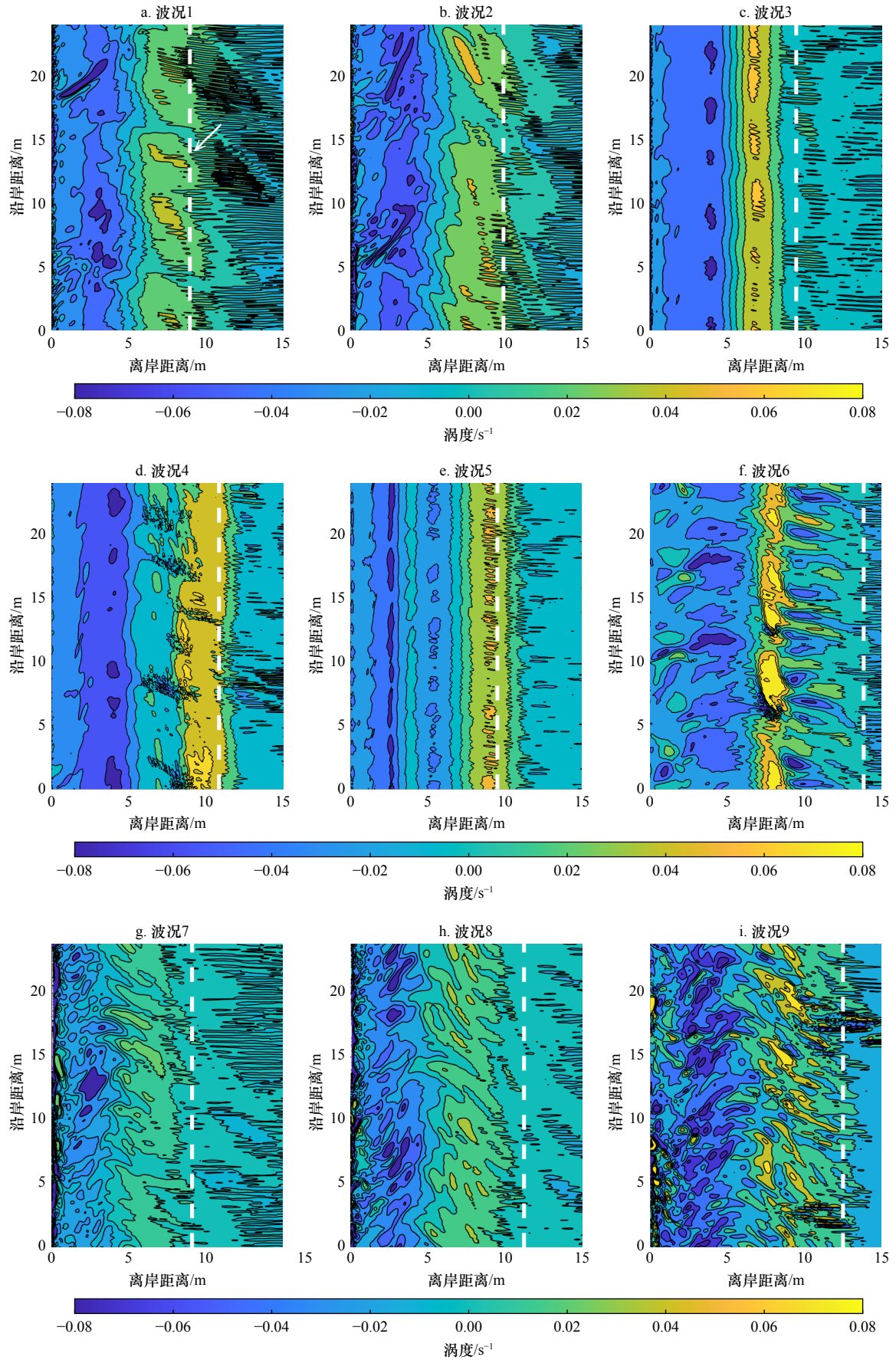


图 11 $t = 400$ s时各波况下的涡场(白色虚线为破波线)

Fig. 11 Vorticity fields at $t = 400$ s for different cases (the white dashed line indicates the breaking line)

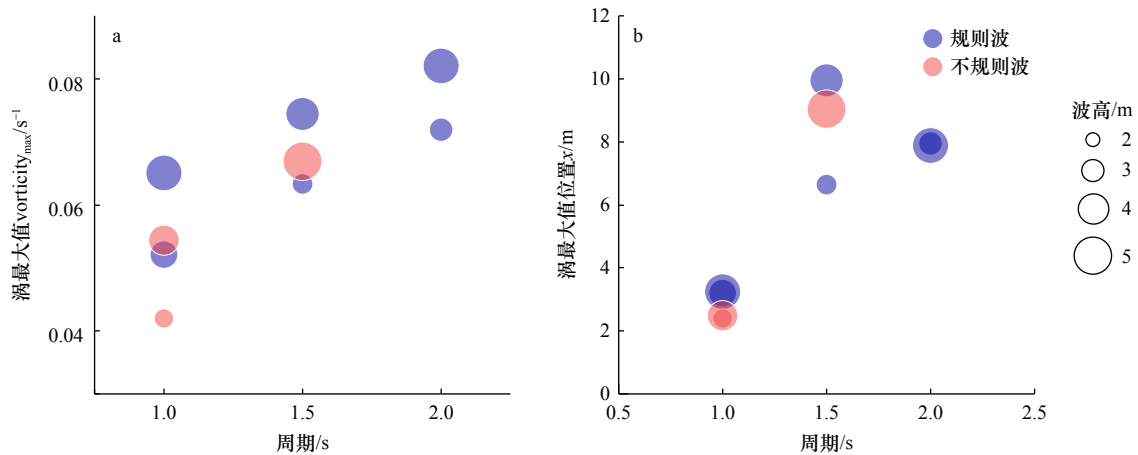


图 12 各波况下涡最大值及其位置分布

Fig. 12 Maximum vorticity and their locations under different cases

蓝色表示规则波况、红色表示不规则波况；圆的大小表示波高的尺度

The blue indicates regular waves, the red indicates irregular waves, and the size of the circle indicates the scale wave height

风场、波浪及海流的能量分布特征^[34, 43]。本研究通过沿岸涡度波数谱密度 S_ω 量化不同沿岸长度尺度($L = 1/k_y$)下涡动强度的分布,以分析涡场的时空分布特性。破波带涡的长度尺度在 $O(10 \sim 100)$ m 范围内,通常将波长 $L = 1/k_y > O(100)$ m (即 $k_y < 10^{-2} \text{ m}^{-1}$)的涡团称为大尺度涡。模型水深为 0.18 m,实际水深通常在 2~10 m 或更大范围内。因此,依据相似比尺,将波数 $k_y < 10^{-1} \text{ m}^{-1}$ 的涡团归为大尺度涡。

如图 11 所示,破波带可划分为 3 个区域:前剪切区、后剪切区及破波带外侧,各区域表现出不同的涡特征。因此,为更清晰地揭示各区域涡旋的演化特征,本文根据破波带宽度(x_b)将涡场划分为前剪切区($0.2x_b \sim 0.5x_b$)、后剪切区($0.5x_b \sim x_b$)以及破波带外侧($x_b \sim 1.5x_b$)。其中 $0 \sim 0.2x_b$ 靠近海岸线,受波浪爬坡等复杂水动力作用的影响,具有高度不稳定性,且本研究更注重破波带涡的影响,故不考虑这一区域范围。在上述分区基础上,本文通过傅里叶变化将涡度从空间域转换到频谱域,对得到的波数谱进行时间平均与空间平均,从而求得沿岸涡度波数谱密度。图 13 展示了不同波况下不同分区的沿岸涡度波数谱密度 S_ω 。

如图 13 所示,不同波况下的沿岸涡度波数谱密度 S_ω 均表现出随波数增大(沿岸尺度减小)而下降的趋势,这一现象与能量级联规律一致^[23]。不同波况下,各区域的涡度波数谱密度曲线整体形态相似,大尺度涡($k_y < 10^{-1} \text{ m}^{-1}$)在破波带内外都起主导作用。对比前剪切区与后剪切区的大尺度涡度波数谱密度(蓝线和红线),前剪切区相对较强,二者相差不到半个量级,但破波带外的大尺度涡度波数谱密度(黄线)

普遍低于破波带内(蓝线和红线)。这表明大尺度涡主要在破波带内形成演化,且前后剪切区的大尺度涡在沿岸尺寸和分布上相似。而中小尺度涡(k_y 在 $O(10^0)$ m 左右)的能量波动在破波带附近更为显著,破波带外和后剪切区呈现类似的波动,前剪切区较为平滑,表明小尺度涡的波动可能受到瞬时波浪破碎的湍动能影响。

4.3 与污染物示踪实验结果比较

前剪切区的涡条状结构与质量输移流的作用密切相关。在沿岸流还未充分发展,观察到的污染团只存在向岸方向的输移(图 4a),与涡度条带的垂直岸线分布一致,如图 10a。随着沿岸流增强,流速在垂直岸线方向的分布不均(图 10a),靠近沿岸流速峰值区域的涡输移相应加快,带状涡随沿岸流输移并倾斜(图 10b),最终向下游扩散,逐渐趋于均匀分布(图 10c)。

在强波生流作用下,离岸扩散受到抑制^[44],涡主要集中在破波带内沿岸旋转输移,且其强度、空间尺度和周期与入射波况密切相关。大尺度涡旋主要集中在破波带内,且沿岸尺度大于垂直岸线方向的尺度,与实验观测的墨水团的输移(图 4, 图 5)相符。破波带外的涡主要由波浪运动和瞬时破碎的湍动引起,破波带内的涡向外扩散较少。在波况 8 中,墨水团前端沿逆时针方向卷曲并逐渐脱落;而在波况 9 中,墨水团前端沿顺时针方向卷曲并向岸脱落,表明波况 8 受后剪切区影响,波况 9 受前剪切区影响。在周期为 1 s 的入射条件下(波况 1、2、7、8),前剪切区内出现最强涡。随着波周期增加,理论上涡强度随之增加。然而向岸一侧前剪切区内涡的尺寸和强度

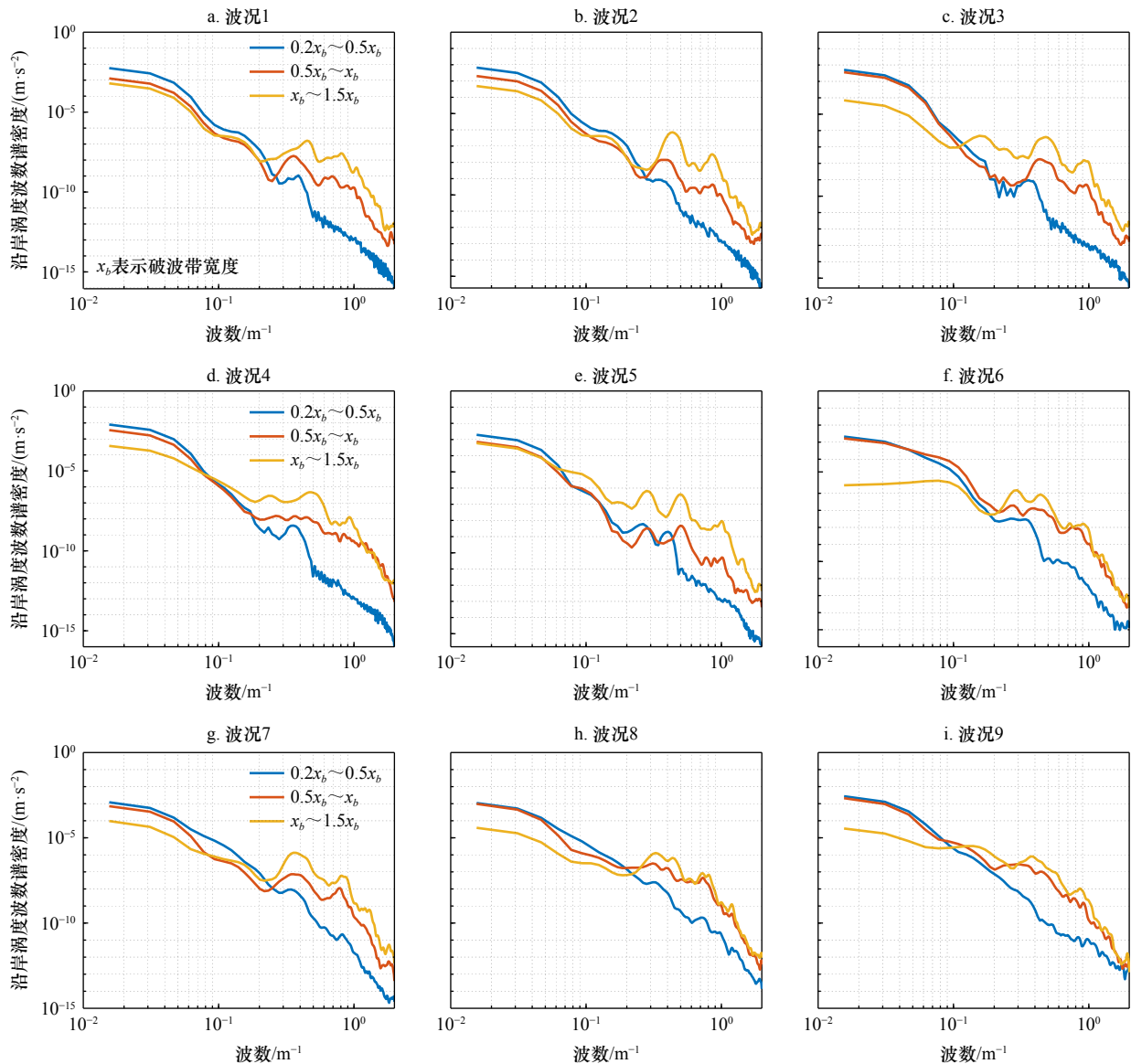


图 13 不同波况下 3 个分区的沿岸涡度波数谱密度

Fig. 13 Alongshore vorticity wavenumber spectra for three zones under different cases

受岸线约束, 最终后剪切区涡强度普遍比前剪切区更高。

5 结论

本文结合污染物示踪试验和基于完全非线性 Boussinesq 方程的 Funwave 数值模型, 分析了强波生流下破波带内涡的演变过程。试验结果表明, 在强波生流条件下, 破波带内向岸和离岸一侧均会形成大尺度的瞬时涡团。涡团从污染团中脱离, 靠岸一侧的涡团受岸线约束, 其尺度和强度被限制, 而离岸一侧的涡团则逐渐扩展, 有向破波带外输移的趋势。

参考文献:

- [1] 邹志利. 海岸动力学[M]. 4版. 北京: 人民交通出版社, 2009.

数值分析结果进一步揭示了涡的特性:(1)强涡主要集中在破波线附近, 并随沿岸流输移扩散, 呈现周期性变化。破波带内涡场可以分为前剪切区和后剪切区, 两个区域内存在尺度、沿岸空间周期相似的强涡团。(2)波高增加使涡强度增加, 但对强涡分布影响较小; 波周期增大显著增强了涡强度, 推动强涡向海侧偏移; 在不规则波入射条件下, 涡强度降低, 且涡最大值位置偏向岸侧。(3)通过沿岸涡度波数谱密度分析表明, 大尺度涡主要集中在破波带内, 且前后剪切区的大尺度涡相近。小尺度涡集中在破波带外和后剪切区, 可能是受瞬时破碎引起的湍动能影响。

- Zou Zhili. Coastal Hydrodynamics[M]. 4th ed. Beijing: China Communications Press, 2009.
- [2] Reniers A J H M, Battjes J A, Falqués A, et al. A laboratory study on the shear instability of longshore currents[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1997, 102(C4): 8597–8609.
- [3] Feddersen F, Clark D B, Guza R T. Modeling surf zone tracer plumes: 1. Waves, mean currents, and low-frequency eddies[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2011, 116(C11): C11027.
- [4] Li Shuo, Li Wenxin, Shi Huabin, et al. Hydrodynamics and sediment transport under solitary waves in the swash zone[J]. *Journal of Marine Science Engineering*, 2024, 12(9): 1686.
- [5] Clark D B, Feddersen F, Guza R T. Cross-shore surfzone tracer dispersion in an alongshore current[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2010, 115(C10): C10035.
- [6] Clark D B, Feddersen F, Guza R T. Modeling surf zone tracer plumes: 2. Transport and dispersion[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2011, 116(C11): C11028.
- [7] Spydell M S, Feddersen F, Guza R T. Observations of drifter dispersion in the surfzone: the effect of sheared alongshore currents[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2009, 114(C7): C07028.
- [8] Suanda S H, Feddersen F. A self-similar scaling for cross-shelf exchange driven by transient rip currents[J]. *Geophysical Research Letters*, 2015, 42(13): 5427–5434.
- [9] Rilov G, Dudas S E, Menge B A, et al. The surf zone: a semi-permeable barrier to onshore recruitment of invertebrate larvae?[J]. *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, 2008, 361(2): 59–74.
- [10] Shanks A L, Morgan S G, MacMahan J, et al. Surf zone physical and morphological regime as determinants of temporal and spatial variation in larval recruitment[J]. *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, 2010, 392(1/2): 140–150.
- [11] Feddersen F. The generation of surfzone eddies in a strong alongshore current[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2014, 44(2): 600–617.
- [12] Brown J A, MacMahan J H, Reniers A J H M, et al. Observations of mixing and transport on a steep beach[J]. *Continental Shelf Research*, 2019, 178: 1–14.
- [13] Castelle B, Almar R, Dorel M, et al. Rip currents and circulation on a high-energy low-tide-terraced beach (Grand Popo, Benin, West Africa)[J]. *Journal of Coastal Research*, 2014, 70: 633–638.
- [14] Long J W, Özkan-Haller H T. Low-frequency characteristics of wave group–forced vortices[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2009, 114(C8): C08004.
- [15] Choi J, Kirby J T, Yoon S B. Boussinesq modeling of longshore currents in the SandyDuck experiment under directional random wave conditions[J]. *Coastal Engineering*, 2015, 101: 17–34.
- [16] Bowen A J, Holman R A. Shear instabilities of the mean longshore current: 1. Theory[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1989, 94(C12): 18023–18030.
- [17] Oltman-Shay J, Howd P A, Birkemeier W A. Shear instabilities of the mean longshore current: 2. Field observations[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1989, 94(C12): 18031–18042.
- [18] Reniers A J H M, MacMahan J H, Thornton E B, et al. Surf zone surface retention on a rip-channeled beach[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2009, 114(C10): C10010.
- [19] Noyes T J, Guza R T, Elgar S, et al. Field observations of shear waves in the surf zone[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2004, 109(C1): C01031.
- [20] Zhang Xuan, Simons R, Zheng Jinhai, et al. A review of the state of research on wave-current interaction in nearshore areas[J]. *Ocean Engineering*, 2022, 243: 110202.
- [21] Noyes T J, Guza R T, Feddersen F, et al. Model-data comparisons of shear waves in the nearshore[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2005, 110(C5): C05019.
- [22] Zhang Yu, Shi Fengyan, Kirby J T, et al. Phase-resolved modeling of wave interference and its effects on nearshore circulation in a large ebb shoal-beach system[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2022, 127(10): e2022JC018623.
- [23] Boffetta G, Ecke R E. Two-dimensional turbulence[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2012, 44: 427–451.
- [24] Clark D B, Elgar S, Raubenheimer B. Vorticity generation by short-crested wave breaking[J]. *Geophysical Research Letters*, 2012, 39(24): L24604.
- [25] Baker C M, Moulton M, Chickadel C C, et al. Two-dimensional inverse energy cascade in a laboratory surf zone for varying wave directional spread[J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35(12): 125140.
- [26] Baker C M. Surfzone vorticity dynamics in a directional wave basin[D]. Washington: University of Washington, 2023.
- [27] Elgar S, Raubenheimer B. Field evidence of inverse energy cascades in the surfzone[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2020, 50(8): 2315–2321.
- [28] Elgar S, Dooley C, Gorrell L, et al. Observations of two-dimensional turbulence in the surfzone[J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35(8): 085142.

- [29] Xia H, Francois N. Two-dimensional turbulence in three-dimensional flows[J]. *Physics of Fluids*, 2017, 29(11): 111107.
- [30] Colombi R, Schlüter M, von Kameke A. Three dimensional flows beneath a thin layer of 2D turbulence induced by Faraday waves[J]. *Experiments in Fluids*, 2021, 62(1): 8.
- [31] Baker C M, Moulton M, Chickadel C C, et al. Wave breaking eddies and transient rip current dynamics in large-scale wave basin experiments[C]// 9th International Conference on Physical Modelling in Coastal Engineering. Delft: Delft University of Technology, 2024.
- [32] Spydell M S. The suppression of surfzone cross-shore mixing by alongshore currents[J]. *Geophysical Research Letters*, 2016, 43(18): 9781–9790.
- [33] Bondehagen A, Roeber V, Kalisch H, et al. Wave-driven current and vortex patterns at an open beach: insights from phase-resolving numerical computations and Lagrangian measurements[J]. *Coastal Engineering*, 2024, 193: 104591.
- [34] Baker C M, Moulton M, Raubenheimer B, et al. Modeled three-dimensional currents and eddies on an alongshore-variable barred beach[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2021, 126(7): e2020JC016899.
- [35] Zheng Jinhai, Yao Yu, Chen Songhui, et al. Laboratory study on wave-induced setup and wave-driven current in a 2DH reef-lagoon-channel system[J]. *Coastal Engineering*, 2020, 162: 103772.
- [36] 任春平. 沿岸流不稳定运动的实验研究及理论分析[D]. 大连: 大连理工大学, 2009.
- Ren Chunping. A laboratory study and theoretical analysis on the instabilities of alongshore currents[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2009.
- [37] Chen Qin, Kirby J T, Dalrymple R A, et al. Boussinesq modeling of longshore currents[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2003, 108(C11): 26.
- [38] Hally-Rosendahl K, Feddersen F. Modeling surfzone to inner-shelf tracer exchange[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2016, 121(6): 4007–4025.
- [39] Kennedy A B, Chen Qin, Kirby J T, et al. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and runup. I: 1D[J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 2000, 126(1): 39–47.
- [40] Wei Ge, Kirby J T, Sinha A. Generation of waves in Boussinesq models using a source function method[J]. *Coastal Engineering*, 1999, 36(4): 271–299.
- [41] 李绍武, 黄筱云. 用 Boussinesq 方程计算沿岸流的数值方法[J]. *天津大学学报*, 2004, 37(12): 1059–1062.
- Li Shaowu, Huang Xiaoyun. Numerical method for calculation of longshore current by using Boussinesq equations[J]. *Journal of Tianjin University*, 2004, 37(12): 1059–1062.
- [42] 王国玉, 张琪, 赵银林. 不规则波作用下沿岸流流速分布规律分析[J]. *海洋工程*, 2021, 39(3): 11–20.
- Wang Guoyu, Zhang Qi, Zhao Yinlin. Analysis of alongshore current velocity generated by irregular waves[J]. *The Ocean Engineering*, 2021, 39(3): 11–20.
- [43] O’Dea A, Kumar N, Haller M C. Simulations of the surf zone eddy field and cross-shore exchange on a nonidealized bathymetry[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2021, 126(5): e2020JC016619.
- [44] Spydell M S, Feddersen F, Suanda S. Inhomogeneous turbulent dispersion across the nearshore induced by surfzone eddies[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2019, 49(4): 1015–1034.

Evolution characteristics of surf zone eddies under strong wave-induced currents

Fu Nannan¹, Ren Chunping¹

(1. College of Water Resource Science and Engineering, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

Abstract: The surf zone eddies play a vital role in material transport, coastal morphology, and ecological environment. However, the formation mechanisms and evolution characteristics of surf zone eddies, especially their spatiotemporal evolution under strong wave-induced currents, remain insufficiently understood. This study integrates pollutant tracer experiments and numerical simulations using the Funwave model based on the Boussinesq equations to investigate the evolution of surf zone eddies under strong wave-driven currents. The experimental results demonstrate that under strong wave-induced currents, large-scale eddies emerge on both the onshore and offshore sides of the surf zone, exhibiting transient behavior. These eddies detach from the pollutant patches, with the on-

shore eddies constrained by the shoreline, while the offshore eddies gradually evolve and exhibit a tendency to migrate outward beyond the surf zone. The numerical simulations indicate that strong eddies concentrate near the breaking line, with the surf zone eddy field characterized by upstream and downstream shear zones, both exhibiting similar alongshore spacing and eddy structures. Vorticity positively correlates with wave height and period, and the stronger eddies are shifted to the seaward side. Under irregular wave conditions, vorticity decreases, accompanied by a shoreward shift in the locations of maximum vorticity.

Key words: Surf zone; strong wave-induced currents; eddy evolution; Funwave; vorticity wavenumber spectra