



Impact de la dynamique non-hydrostatique 3D sur le transport de traceurs dans la région littorale

Simon TREILLOU¹, Patrick MARCHESIELLO¹

1. IRD/LEGOS, Toulouse, France.

simon.treillou@ird.fr ; patrick.marchesiello@ird.fr

Résumé :

Le transport en zone littorale, qui comprend la zone de déferlement et le plateau interne, est encore relativement mal compris. Pourtant, le devenir des traceurs (sédiments, polluants, larves, etc.) est d'une grande importance pour l'écosystème côtier et sa vulnérabilité. Plusieurs études se sont déjà intéressées au transport de traceurs passifs en zone littorale en utilisant des modèles à profondeur moyennée et à vagues résolues pour reproduire les observations. Des diagnostics pertinents ont été proposés, tels que le bilan de masse des traceurs ou la quantification des échanges entre la zone de déferlement et le plateau interne. Cependant, les modèles à profondeur moyennée ont tendance à sous-estimer le transport dans la zone de déferlement et à le surestimer sur le plateau interne, ce qui rend difficile la représentation précise des données mesurées. L'objectif principal de cet article est donc de revisiter ces études en utilisant un modèle 3D non-hydrostatique à vagues résolues (CROCO). Les données utilisées pour la comparaison sont issues de l'expérience IB09 où un colorant a été libéré en zone de déferlement et hautement mesuré. Ces données ont déjà été comparées à un modèle à vagues résolues moyenné en profondeur par HALLY-ROSENDAHL & FEDDERSEN (2016). Les diagnostics de ces simulations chercheront à mettre en évidence les instabilités 3D à l'œuvre dans la zone littorale et à déduire la capacité d'un modèle 3D à vagues résolues à améliorer la représentation des observations disponibles.

Mots clés :

Hydrodynamique littorale, Transport de traceur, Zone de déferlement, Modèle à vagues résolues.

Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

1. Introduction

La zone littorale est une région d'étude comprenant la zone de déferlement (du rivage à x_b , la limite vers le large du déferlement des vagues limité par la profondeur) et le plateau interne (de x_b à une profondeur d'environ 20 m). Cette région est particulièrement complexe, voire chaotique, car des processus d'échelles temporelles et spatiales très différentes coexistent et interagissent les uns avec les autres. Il est donc essentiel d'améliorer la compréhension de cette région pour représenter correctement le transport des traceurs, dont le devenir peut affecter l'écosystème côtier et sa vulnérabilité. Les traceurs d'intérêt sont généralement la chaleur, les sédiments, les nutriments, les larves (voir par exemple BOEHM *et al.*, 2005) ou les agents pathogènes. Comme la plupart des simulations de la zone littorale sont effectuées à l'aide de modèles à profondeur moyennée, l'impact de la dynamique non-hydrostatique 3D sur les tourbillons de la zone de déferlement et le transport des traceurs reste actuellement inconnu. Les modèles conventionnels à profondeur moyennée peinent à décrire les observations de terrain et peuvent passer à côté d'importants processus pour le transport littoral.

Des études basées sur des modèles à profondeur moyennée et des expériences de terrain ont déjà été réalisées pour évaluer le transport de traceurs passifs dans la zone littorale. En particulier, HALLY-ROSENDAHL & FEDDERSEN (2016), dénommé par la suite HR16, présentent une simulation d'une expérience de terrain effectuée à Imperial Beach, où un traceur chimique à flottabilité neutre (rhodamine) a été libéré à grande échelle. La capacité de funwaveC, un modèle à profondeur moyennée et à vagues résolues couramment utilisé, à reproduire les observations de la zone de déferlement et du plateau intérieur a été étudiée. En particulier, le bilan massique du colorant calculé à partir des observations a été comparé avec celui du modèle. Les résultats ont montré que le transport de colorant était surestimé dans le plateau intérieur mais sous-estimé dans la zone de déferlement.

Récemment, des modèles 3D à vagues résolues ont été mis à disposition pour l'étude des régions littorales. Le modèle ici utilisé est le modèle Coastal and Regional Ocean Community (CROCO). CROCO a récemment été enrichi d'un solveur compressible et non-hydrostatique, lui permettant de résoudre explicitement les vagues de surface et leur transfert d'énergie dans la zone de déferlement vers la circulation côtière tridimensionnelle (MARCHESIELLO *et al.*, 2021). Il permet de simuler et de comprendre les processus littoraux avec un nombre réduit de paramètres inconnus. L'objectif général de notre étude est donc d'analyser la dynamique 3D complète, y compris la structure tourbillonnaire 3D, les mécanismes d'instabilité, les cascades turbulentes et les processus de transport. Comme CROCO peut être progressivement dégradé en un modèle à profondeur moyennée ou même à vagues moyennées, il est possible d'évaluer le réalisme d'équations simplifiées couramment utilisées dans les études scientifiques et d'ingénierie.

2. Méthodes

2.1 Équations continues et compressibles à surface libre

L'ensemble des équations de Navier-Stokes pour un océan à surface libre est explicitement intégré dans CROCO, y compris les équations de quantité de mouvement et de continuité, la relation cinématique de la surface libre et le traceur C (chaleur, sel, ou tout type de traceur passif) :

$$\frac{\delta \rho u}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} u) + \rho f v - \rho \tilde{f} w - \frac{\delta P}{\delta x} + F_u + D_u + \lambda \frac{\delta \vec{v} \cdot \vec{v}}{\delta x} \quad (1)$$

$$\frac{\delta \rho v}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} v) - \rho f u - \frac{\delta P}{\delta y} + F_v + D_v + \lambda \frac{\delta \vec{v} \cdot \vec{v}}{\delta y} \quad (2)$$

$$\frac{\delta \rho w}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} w) + \rho f u - \frac{\delta P}{\delta z} - \rho g + F_w + D_w + \lambda \frac{\delta \vec{v} \cdot \vec{v}}{\delta z} \quad (3)$$

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) \quad (4)$$

$$\frac{\delta \eta}{\delta t} = w|_{z=\eta} - \vec{v}|_{z=\eta} \cdot \vec{\nabla} \eta \quad (5)$$

$$\frac{\delta \rho C}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} C) + F_c + D_c \quad (6)$$

où $\vec{v} = (u, v, w)$ est le vecteur des vitesses, P la pression totale, η l'anomalie de surface libre, ρ la densité, θ et S la température et salinité potentielles respectivement, f et \tilde{f} les paramètres de Coriolis traditionnels et non-traditionnels respectivement, λ la seconde viscosité associée à l'incompressibilité (amortissant les ondes acoustiques), F_u, F_v, F_w les termes de forçage et D_u, D_v, D_w les termes de diffusion turbulente.

2.2 Générateur de vagues

Le spectre de vagues est créé à l'aide d'un batteur numérique positionné à la frontière ouest (*i.e.* au large). Le batteur génère un spectre de vagues linéaires 3D basé sur une distribution statistique JONSWAP (MARCHESIELLO *et al.*, 2021). Le spectre présente une propagation fréquentielle et directionnelle telle que :

$$\eta_{bc}(y, t) = \sum_i a_i \sum_j d_j \cos(k_{y,i,j} y - \omega_i t - \Phi_{i,j}) \quad (7)$$

avec $d_j = e^{-\left(\frac{\theta_j - \theta_m}{\sigma_\theta}\right)^2}$ et $\sum d_j = 1$, et :

$$u_{bc} = \eta_{bc}(y, t) \omega_p \cos(\theta_m) \frac{\cosh(k_p(z+h))}{\sinh(k_p h)} \quad (8)$$

$$v_{bc} = \eta_{bc}(y, t) \omega_p \sin(\theta_m) \frac{\cosh(k_p(z+h))}{\sinh(k_p h)} \quad (9)$$

où (x, y, z) sont respectivement les directions transversale, le long de la côte et verticale, (i, j) sont respectivement les indices de la distribution spectrale en fréquences et en directions, a_i l'amplitude associée à la fréquence ω_i donnée par la distribution statistique JONSWAP, $k_{y,i,j} = k_i \sin(\theta_j)$ le nombre d'ondes le long du littoral (k_i étant le nombre d'ondes de la théorie linéaire donné par $\omega_i^2 = g k_i \tanh(k_i h)$ avec h la profondeur d'eau moyenne), θ_j l'angle de la vague, θ_m la direction moyenne de la vague et σ_θ la dispersion directionnelle autour de la moyenne. ω_p et k_p sont les fréquences et nombre d'ondes de

Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

pointe, d_j est une distribution directionnelle normalisée et dépendant de la fréquence et $\phi_{i,j}$ une phase aléatoire uniformément distribuée.

2.3 Fermeture turbulente

En addition du traitement numérique des vagues déferlantes, un modèle $k - \omega$ est utilisé pour résoudre les équations de fermeture turbulente de l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation ω ($\propto \epsilon k^{-1}$), suivant la méthode Generic Length Scale (WARNER *et al.*, 2005). Sans forçage de flottabilité, les équations de la turbulence expriment un équilibre entre la production, la dissipation, le transport et la diffusion de cisaillement :

$$\frac{\delta \rho k}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} k) + D_k + \rho(P - \epsilon) \quad (10)$$

$$\frac{\delta \rho \omega}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \omega) + D_\omega + \rho \frac{\omega}{k} (c_{\omega 1} P - c_{\omega 2} \epsilon) \quad (11)$$

où D_k, D_ω sont les termes de diffusion, ϵ la dissipation turbulente cinétique et $c_{\omega 1}, c_{\omega 2}$ les fonctions de stabilité. La viscosité turbulente $\nu_t = c_\mu l k^{1/2}$ est dérivée de ces équations avec un coefficient c_μ dépendant des fonctions de stabilité et de la longueur de mélange $l \propto k^{3/2} \epsilon^{-1}$. Plus de détails et de paramètres de modèles de turbulence sont donnés dans (WARNER *et al.*, 2005).

2.4 Équations discrétisées

CROCO est discrétisé sur une grille C d'Arakawa à l'aide de méthodes de différences finies et d'un traitement explicite séparant modes lents et rapides (ondes acoustiques et mouvements en eaux peu profondes). La discrétisation en temps est faite à l'aide d'un schéma prédicteur-correcteur du troisième ordre. Les termes de flux verticaux qui ne requièrent pas de précision particulière sont calculés avec un pas de temps implicite pour augmenter la stabilité du calcul. Les termes d'advection horizontale et verticale sont discrétisés à l'aide du schéma essentiellement non-oscillatoire pondéré d'ordre 5 WENO5-Z (BORGES *et al.*, 2008). Ce schéma est précis pour les problèmes hyperboliques contenant à la fois des chocs et des structures continues. Il est particulièrement adapté aux vagues déferlantes.

2.5 Expérience IB09

L'accent est mis sur l'expérience du 13 octobre 2009 effectuée à Imperial Beach en Californie (32.6°N, 117.1°O). Nommée IB09, cette campagne de terrain a essentiellement consisté à libérer du colorant à grande échelle dans la zone littorale pour pouvoir étudier son transport. Un court résumé de l'expérience est présenté ici tandis qu'une description plus détaillée figure dans HR16. Imperial Beach est une plage orientée vers l'ouest (269.6°) avec une bathymétrie approximativement uniforme le long de la côte, ce qui la rend particulièrement propice pour les études de processus. Les paramètres de configuration du cas sont basés sur ceux utilisés pour funwaveC dans HR16. Les mouvements sont produits par un générateur de vagues disposé au large (frontière ouest)

et une contrainte de vent de surface uniforme le long de la côte. Pour arriver plus rapidement à un équilibre, le modèle est initialisé par un champ de vitesse uniforme le long de la côte (en v), résultant d'un équilibre entre le forçage du vent et la friction de fond. La contrainte de vent appliquée le long de la côte (vers le nord) est fixée à 0.085 N.m^{-2} , concordant avec les observations moyennées. La friction de fond est donnée par une loi de trainée quadratique en couche logarithmique avec une longueur de rugosité $z_{0,b}=0.01\text{mm}$. Le batteur utilise un spectre JONSWAP avec une hauteur de vague significative $H_s=0.8\text{m}$, une période de pic $T_p=13\text{s}$ et un paramètre de crête $\gamma=3.3$. L'angle d'incidence et la dispersion directionnelle sont calibrés en utilisant les observations de la vitesse moyenne le long de la côte et de la hauteur significative de la vague (voir figure 3 correspondante dans HR16) et fixés à 11° et 30° respectivement. La dispersion directionnelle est responsable de la génération de vagues à crêtes courtes, qui sont la source principale des courants d'arrachements transitoires (*flash rips*, courants d'arrachement non dus à la bathymétrie) dans les modèles à profondeur moyennée (par exemple HR16).

La bathymétrie est définie comme un profil longitudinal uniforme et est représentée sur la figure 1. De $x = -150$ à 0 m , la bathymétrie est construite en se basant sur le profil présenté à l'emplacement des capteurs f1-f6 (voir figure 3 correspondante dans HR16). La plage subaérienne ($0\text{-}50\text{m}$) est extrapolée avec une fonction *tanh* jusqu'à environ 7 m de profondeur.

Le domaine de calcul est fixé à 400m et 1088m en x et y respectivement. La frontière ouest, où les vagues sont générées, est ouverte aux vagues se propageant vers l'extérieur, avec une couche éponge pour réduire les perturbations (MARCHESIELLO *et al.*, 2001). Les frontières nord et sud sont périodiques, et la périodicité est assurée en fixant la longueur du domaine le long de la côte en fonction de la longueur d'onde forcée et de l'angle d'incidence des vagues à la frontière ouest. Le pas de temps est fixé à 20ms avec 10 pas de temps rapides pour résoudre la dynamique rapide (la vitesse pseudo-acoustique est fixée à 100 m/s pour réduire la contrainte de stabilité). La résolution spatiale est fixée à 1m afin de résoudre correctement les instabilités de cisaillement 3D (MARCHESIELLO *et al.*, 2021).

Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

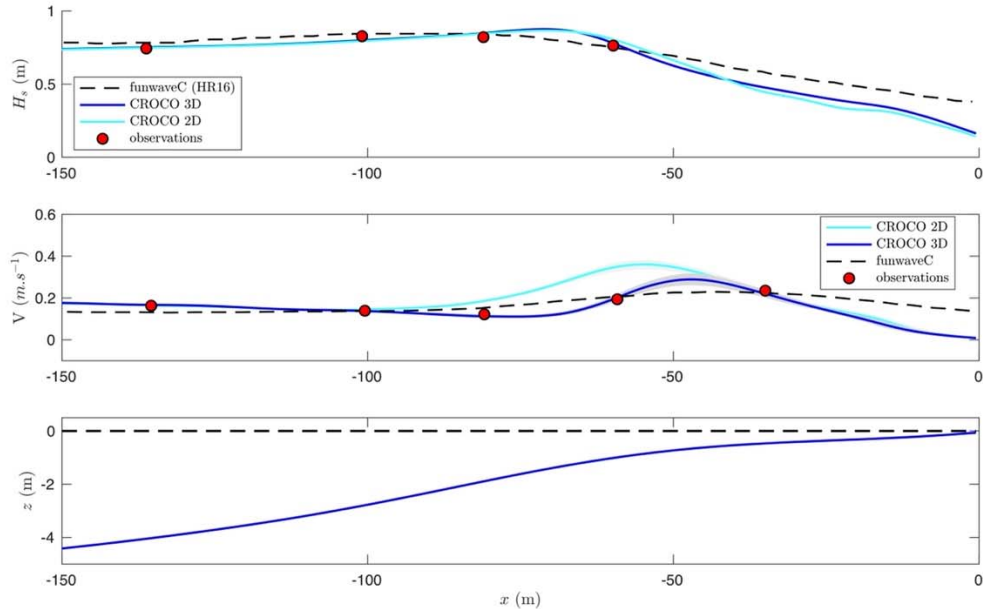


Figure 1. Hauteur significative de vague H_s et vitesse le long de la côte V moyennées en temps observés (points rouges) et simulés (tirets noirs pour funwaveC/HR16, ligne bleue pour 3D CROCO, ligne cyan pour 2D CROCO) avec les déviations standards représentées par les régions grisées. La bathymétrie est illustrée en bas.

3. Résultats

3.1 Validation

Comme décrit dans HR16, le spectre de vagues observé lors de la libération du colorant effectuée pendant l'expérience IB09 du 13 octobre est dominé par une houle de sud avec une période de pic de 13s. Les autres paramètres du batteur (hauteur des vagues, angle d'incidence) ont été calibrés dans le modèle pour s'adapter aux observations d'un ensemble de mesures prises transversalement à la plage (hauteur significative des vagues et courants littoraux moyens). Des expériences de sensibilité ont montré que des valeurs plus grandes ou plus petites de l'angle d'incidence conduisent à une dérive littorale trop forte ou trop faible. La hauteur significative H_s maximum observée dans la coupe transversale est de 0.87 m. Le modèle CROCO a lui un maximum de 0.875 m avec un score RMSE pour tous les points de mesure d'environ 2 cm. Il est important de remarquer que le maximum semble plus proche de la côte dans le modèle CROCO que dans le modèle funwaveC, mais la résolution des mesures ne permet pas de trancher entre les deux modèles. Ensuite, nous comparons $V(x)$, la vitesse barotrope moyennée en temps et en espace le long de la côte. Les courants dans CROCO diffèrent de ceux dans funwaveC (RMSE=2 cm/s) mais sont plus cohérents avec les données (RMSE=1.1 cm/s).

La vitesse maximale modélisée (0.29 m/s) est plus élevée que celle observée (0.23 m/s) mais cette différence est probablement due à une meilleure résolution que celle disponible avec les mesures. Il est intéressant de noter que le modèle est capable de simuler une diminution de la vitesse (un creux dans le profil de vitesse) dans la zone de déferlement vers $x_b = -81\text{m}$. Ce phénomène est absent de la simulation de funwaveC. D'après l'analyse des flux de tourbillons, il semble provenir de l'advection de courants le long de la côte induits par le déferlement, exprimant une asymétrie entre les demi-cycles de vagues. Enfin, les courants induits par le vent sont perceptibles sur le plateau intérieur avec une vitesse relativement élevée d'environ 0.2 m/s, figure 2.

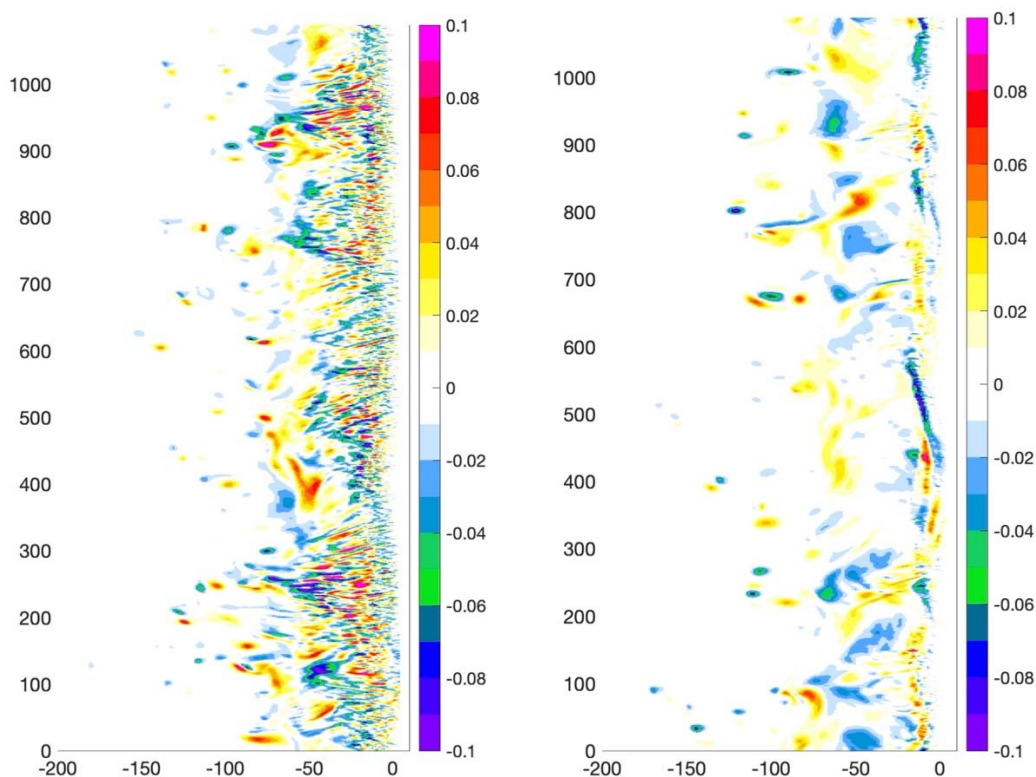


Figure 2. Instantané de la vorticité verticale de surface moyennée par vague pour 3D CROCO (gauche) et 2D CROCO (droite).

3.2 Vorticité

Une comparaison de la vorticité vertical entre les simulations CROCO pseudo-2D et 3D montre les mêmes schémas que dans (MARCHESIELLO *et al.*, 2021). La simulation CROCO 2D présente des filaments et des tourbillons de déferlement à grande échelle, typiques de la génération de vagues à crête courte dans les modèles moyennés sur la profondeur (par exemple, HR16), alors que le modèle 3D complet est étonnamment différent. Si les grands tourbillons et filaments de la zone de déferlement sont toujours présents, l'ensemble du spectre semble être hachuré par des courants d'arrachement à plus petite échelle d'environ 5 m de large (et <1min pour l'échelle de temps) apparaissant

comme des structures en arêtes (*rib structures*). Ce sont des manifestations d'une instabilité de cisaillement 3D (type Kelvin-Helmholtz), c'est-à-dire des instabilités primaires et secondaires qui génèrent de la vorticité dans le sens du courant et transversalement (MARCHESIELLO *et al.*, 2021).

3.3 Transport de traceurs

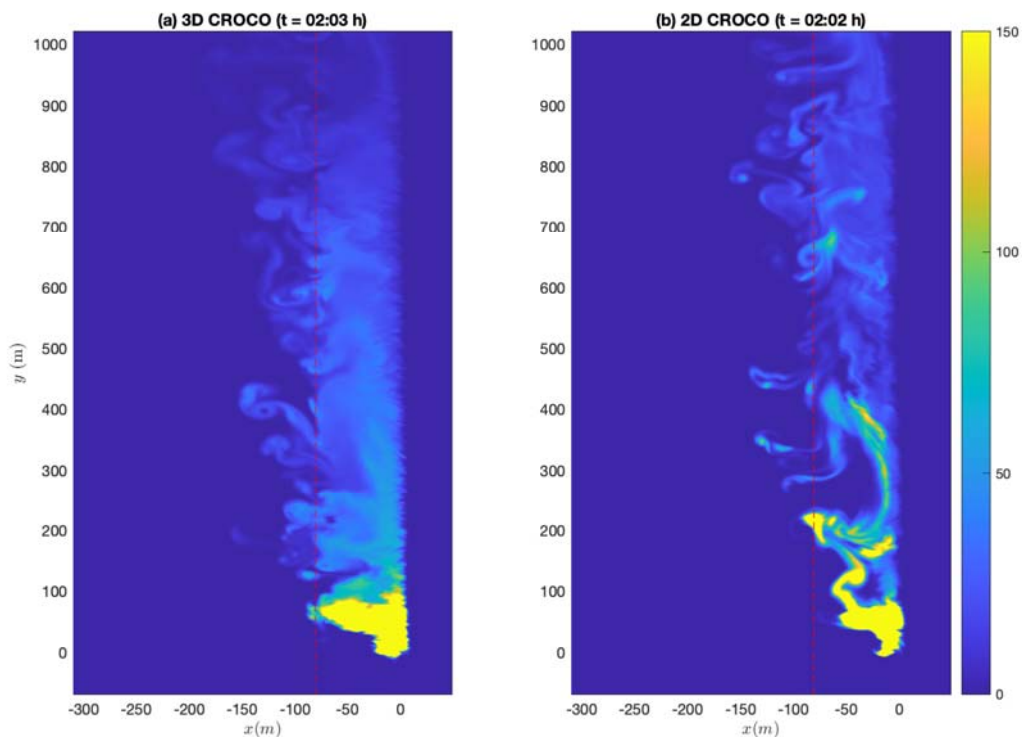


Figure 3. Concentration du colorant (ppm) pour la simulation 3D CROCO (gauche) et 2D CROCO (droite). x_b est indiqué par les pointillés rouges.

Une première analyse qualitative de la concentration de surface du colorant indique une nette différence entre les modèles 2D et 3D, figure 3. Nous sommes particulièrement intéressés par le rôle de l'instabilité de cisaillement 3D. La vorticité transverse et dans le sens du courant provenant des instabilités primaires et secondaires semble structurer la concentration de colorant. Les filaments dans le sens du courant peuvent faiblement s'étendre au-delà de la zone de déferlement, mais ils sont particulièrement efficaces pour mélanger le colorant dans la zone de déferlement. L'absence de tourbillons 3D à petite échelle dans le cas du pseudo-2D conduit à un mélange beaucoup plus réduit dans la zone de déferlement avec une plus grande intermittence entre les filaments. Au lieu de cela, les zones de forte concentration de colorant peuvent s'étendre plus fréquemment au-delà de la zone de déferlement dans le plateau intérieur. Nous nous attendons à ce que les modèles

2D surestiment l'échange entre la zone de déferlement et le plateau intérieur car ils sont particulièrement efficaces pour générer de grands courants d'arrachement associés à des vagues à crête courte. Le fort cisaillement vertical généré par le déferlement de surface modifie la génération de ces grands courants d'arrachement (MARCHESIELLO *et al.*, 2021) et devrait à son tour diminuer l'échange entre la zone de déferlement et le plateau intérieur. Des analyses quantitatives seront nécessaires pour vérifier ces points.

4. Conclusion

Une nouvelle configuration IB09 est mise en place et calibrée à l'aide de CROCO dans une approche non-hydrostatique et à vagues résolues. Le modèle 3D semble saisir des subtilités laissées de côté par les modèles 2D. CROCO est validé avec les observations des courants et de la hauteur significative des vagues, puis utilisé pour l'analyse du transport d'un colorant à grande échelle à Imperial Beach. Une première évaluation du transport suggère que les instabilités de cisaillement 3D sont particulièrement efficaces pour le mélange de la zone de déferlement, tandis que l'échange entre la zone de déferlement et le plateau intérieur peut être réduit par des processus 3D qui affectent les courants d'arrachement transitoires à grande échelle générés par des vagues à crête courte.

5. Références

- BOEHM A.D., KEYMER D.P., SHELLNBARGER G.G. (2005). *An analytical model of enterococci inactivation, grazing, and transport in the surfzone of a marine beach*. Water Research 39, 3565-3578. doi: 10.1016/j.watres.2005.06.026
- BORGES R., CARMONA M., COSTA B., DON W.S. (2008). *An improved weighted essentially non-oscillatory scheme for hyperbolic conservation laws*. J. Comput. Phys. 227 (6), 3191-3211. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2007.11.038>
- FEDDERSEN F., CLARK D.B., GUZA R.T. (2011). *Modeling surfzone tracer plume: 2. Transport and dispersion*. Journal of Geophysical Research: Oceans 116 (C11). <https://doi.org/10.1029/2011JC007211>
- HALLY-ROSENDAHL K., FEDDERSEN F. (2016). *Modeling Surf zone to Inner-Shelf Tracer Exchange*. J. Geophys. Res. Oceans, 121, 4007-4025. <https://doi.org/10.1002/2015JC011530>
- MARCHESIELLO P., MCWILLIAMS J.C., SHCHEPETKIN A. (2001). *Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models*. Ocean Modelling, 3, 1–20. [https://doi.org/10.1016/S1463-5003\(00\)00013-5](https://doi.org/10.1016/S1463-5003(00)00013-5)
- MARCHESIELLO P., AUCLAIR F., DEBREU L., MCWILLIAMS J., ALMAR R., BENSILHA R., DUMAS F. (2021). *Tridimensional nonhydrostatic transient rip currents in a wave-resolving model*. Ocean Modelling 163, 101816. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2021.101816>

Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

WARNER J., SHERWOOD C.R., ARANGO H.G., SIGNELL R.P. (2005). *Performance of four turbulence closure methods implemented using a Generic Length Scale method*. *Ocean Mod.* 8, 81-113. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2003.12.003>

ZILJEMA M., STELLING G., SMIT P. (2011). *SWASH: An operational public domain code for simulating wave fields and rapidly varied flows in coastal waters*. *Coast. Eng.* 58 (10), 992-1012. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2011.05.015>