

THÈSE PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE  
**DOCTEUR**  
**DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ECOLE DOCTORALE SCIENCES ET ENVIRONNEMENTS

PHYSIQUE DE L'ENVIRONNEMENT

Par **Arthur Mouragues**

Étude de la dynamique instationnaire des vagues et des  
circulations associées en milieu littoral

Sous la direction de : **Philippe Bonneton**  
Co-directeur : **Bruno Castelle**

Date de soutenance : 4 décembre 2020

Membres du jury :

Denis Morichon	Professeur associé	UPPA	Rapporteur
Eric Barthélemy	Professeur des Universités	LEGI-UMR 5519	Rapporteur
Marion Tissier	Professeure associée	Delft University of Technology	Examinatrice
David Lannes	Directeur de Recherche	CNRS-UMR 5251 IMB	Examineur
Thierry Garlan	Ingénieur de Recherche	SHOM	Examineur
Philippe Bonneton	Directeur de Recherche	CNRS-UMR 5805 EPOC	Directeur
Bruno Castelle	Directeur de Recherche	CNRS-UMR 5805 EPOC	Co-Directeur
Vincent Marieu	Ingénieur de Recherche	CNRS-UMR 5805 EPOC	Invité



## Étude de la dynamique instationnaire des vagues et des circulations associées en milieu littoral

**Résumé :** Les littoraux dominés par l'action des vagues sont soumis à des forçages hydrodynamiques très intenses et sujets à de forts aléas naturels, tels que l'érosion côtière et la submersion marine. Il est ainsi essentiel de mieux comprendre l'impact des événements extrêmes à la côte. Pour cela, nous avons d'abord comparé les méthodes existantes pour reconstruire la surface libre des vagues à partir de la mesure *in situ* de pression au fond. Les méthodes classiquement utilisées ne permettent pas de correctement reproduire la hauteur et la forme des vagues extrêmes. A l'inverse, des méthodes non-linéaires récemment développées permettent de bien les reproduire et constituent donc un outil performant pour la mesure *in situ* des vagues extrêmes en zone littorale. Afin de mieux comprendre la dynamique des circulations induites par les vagues le long de caps rocheux, des mesures *in situ* haute-fréquences ont été collectées durant 3 semaines (Octobre 2018) sur la plage de la Petite Chambre d'Amour (PCA) à Anglet (France). Une analyse détaillée montre que les schémas de circulation varient selon le climat de houle. Pour des houles obliques très énergétiques, un courant de cap intense, modulé par la marée, et s'étendant à  $O(100)$  m au large est mesuré. L'intensité de ce courant est sujet à des fluctuations horaires, amplifiant son intensité jusqu'à 2-3 fois sa valeur moyenne. Le modèle hydrodynamique XBeach est utilisé pour mieux appréhender la structure spatio-temporelle des courants de cap à PCA. Le modèle calibré et validé confirme que ces courants couvrent de larges échelles spatiales et suggère un fort couplage hydrodynamique de part et d'autre du cap. Notre étude expérimentale et de modélisation indique que les courants de cap de déflexion agissent comme des conduits permanents pouvant transporter au large des matières en surface ainsi que des sédiments.

**Mots-clés :** Mesures *in situ*, Évènements extrêmes, Courants de cap, Modélisation XBeach

---

### Study of wave and wave-induced circulation dynamics in the nearshore

**Abstract :** Wave-dominated coasts are exposed to high-energy hydrodynamic forcings and major hazards such as coastal erosion and flooding. It is therefore essential to better understand the impact of extreme events on the coast. First, we compared the existing methods for recovering surface wave elevation from *in situ* pressure measurements at the bottom. The most commonly-used methods are unable to accurately reproduce the height and shape of extreme waves. In contrast, recently developed nonlinear methods allow to accurately recover such waves and are therefore an efficient tool for measuring *in situ* extreme waves in the nearshore. To better understand wave-induced circulation dynamics against rocky headlands, high-frequency *in situ* measurements were collected during 3 weeks in October 2018, at Petite Chambre d'Amour (PCA) beach, Anglet (France). A detailed analysis highlights the very contrasted circulation patterns according to the offshore wave climate. Under high-energy oblique waves, an intense tidally-modulated headland rip extending over  $O(100)$  m offshore is measured. The headland rip intensity shows oscillations on the time scale of 1 hour, with velocities peaking at 2-3 times its mean values. The XBeach hydrodynamic model is then set up to further assess the spatio-temporal evolution of headland rips at PCA. The calibrated and validated model confirms that such rips cover very wide spatial scales and suggests a strong hydrodynamic coupling between both sides of the headland. Our experimental and modelling study indicates that headland deflection rips can act as persistent conduit for transporting floating material and sediments far offshore.

**Keywords :** *In situ* measurements, Extreme events, Headland rips, XBeach modelling

---



# Remerciements

Je dois le succès de cette thèse à un grand nombre de personnes avec qui j'ai pu interagir de près ou de loin. Un grand merci à mes trois directeurs, Philippe, Bruno et Vincent, pour votre confiance et votre disponibilité. Merci pour vos nombreuses explications-corrections et votre pragmatisme à toutes épreuves, bien que ça n'a pas été facile pour mes deux neurones de compiler les commentaires de trois directeurs avec des avis quelques fois divergents. Un grand merci au futur HDR de l'équipe, Vincent Marieu, toujours présent et dispo pour aider et mettre les mains dans le cambouis. Mes travaux n'auraient peut-être pas abouti avant 2050 sans ton aide précieuse. En espérant pouvoir contempler tes techniques de squash, mondialement connues à Talence-Pessac. Merci encore pour ton humour noir qui m'apporte une quantité non négligeable de bonheur au quotidien. J'extrapole mes remerciements à tous les membres de l'équipe Méthys avec qui j'ai plus ou moins interagi. Un grand merci à Guillaume, maître de l'instrumentation et de la débrouille en tout genre. Merci de m'avoir guidé sur le terrain (La Salie, Anglet). Ce fût un plaisir d'aller à Anglet avec toi pour relever la bathy et planter les instruments. Hâte de revenir dans la zone à la recherche des capteurs de pression et de se recasser le bide avec les pains perdus de notre resto favori. Même s'ils ne le verront sûrement jamais, je souhaite aussi remercier l'équipe de New Plymouth qui a géré d'une main de maître le déploiement des drifters à Anglet (Tim Scott, Jak McCarroll, Tim Poate et Aaron Barrett). Un plaisir d'avoir pu collaborer avec vous et d'avoir admiré votre sens du travail bien fait. Déployer les drifters à l'arrière du jet ski dans 2 m de vagues était sans doute le meilleur moment de ces trois années de thèse. Un grand merci également à Denis Morichon et Damien Sous pour votre implication et participation à la campagne de mesure à Anglet. J'espère pouvoir collaborer plus amplement avec vous dans la suite. Je tiens aussi à remercier Benjamin Dubarbier, pour son aide pendant le stage de fin d'études et sa disponibilité. C'est en grande partie grâce à toi que j'ai décidé de poursuivre dans le domaine de la wave.

Je souhaite aussi remercier un grand nombre de collègues doc et post-doc. Merci à la bande Mélanie, Cassandra et Barbara qui m'auront bizuté un bon nombre de fois et avec le sourire. Merci pour votre soutien et votre positivité à toute épreuve, qui m'ont sincèrement beaucoup aidé et remonté le moral plus d'une fois pendant ces trois ans. Merci pour votre aide précieuse

du début jusqu'à la fin, ainsi que les conseils de rédaction de manuscrit. Merci aussi à Kevin pour ton aide énorme et tes nombreuses explications que mes deux neurones ont du mal à suivre quelques fois. Merci pour nos nombreux zoom pour tenter de faire marcher et débbugger XBeach, ton expertise sans failles m'a été indispensable. Espérons que l'on puisse enfin se le faire ce squash. Merci à Elias pour ta bonne humeur et ton français aussi parfait que mon espagnol. Dommage que ta venue dans l'équipe ait été aussi courte, content d'être allé déposer des capteurs de pression au Porge en pleine semaine, 20 degrés,  $T_p = 14$  s,  $H_s = 1.8$  m, marée montante, et nos planches sous le bras, un pur hasard. Nos nombreuses sessions furent du pur plaisir, une minute de silence pour ton aileron perdu et ton genou en vrac. Merci pour ton optimisme et nos quelques soirées dans Bordeaux. Pas facile de draguer avec comme pote un très grand néerlandais blond. J'espère tenir ma promesse de venir te voir à Delft en vélo. Un grand merci aux autres nombreux collègues : Quentin, Isaac, Aldo, Nadia, Bertrand, Natalie et Andrea (90 % de déception et 10 % de frustration).

Un grand merci à un bon nombre d'amis qui me soutiennent et surtout me supportent depuis tant d'années. Un grand merci aux potes très intelligents et matures de Matmeca (Paul, Thibaut, Julien, Hugo, Zarof, Guillaume, Charlot, JC). Un grand merci à Paul et Thibaut pour votre soutien inconditionnel et votre existence, surtout pendant les épreuves personnelles compliquées et tout au long de la thèse. Merci à Thibaut aka Disc Jockey en musique électronique d'jeuns, récemment promu au rang de caporal ragix. Félicitations pour ce poste amplement mérité. Un bon courage pour cette fin de rédaction de manuscrit. Nos très nombreuses discussions de thésard à thésard m'ont rempli de rire, de joie et de positivisme. Quand je pense que tu pensais que je te détestais pendant la première année d'école, et bien tu avais raison (oublie pas le lydia pour le café que je t'avais payé en 2005, merci). Quelques souvenirs mémorables : surfer la wavepool de Bristol sous -4 degrés, se péter le bide à l'indien du coin, la session surf ressourçante au Porge, nos délires complètement à l'opposé du politiquement correct, sans parler des festivals avec eau de source et dodo à 20h (DGTL, Climax), Bali, Sardaigne, Madrid et bien d'autres à venir. Je m'arrête là sinon les remerciements seront aussi longs que le manuscrit. Un énorme merci Paul, aka la Wernasse, le bon froux, le monstre de la course à pieds et de la séduction, le dieu vivant de la tartine saint Moret, le mec à la MP40 sur Brecourt et récemment promu au grade d'amiral de la

flotte ragix. Nous nous sommes rencontrés au premier jour de l'école d'ingénieur, et depuis nous sommes inséparables, pour le bien et pour le moins bien. Je suis fier de la personne que tu es devenue. Des dîners non-sobres au RU aux soirées endiablées du zer zer en passant par nos activités nocturnes au Bootleg (rest in peace), ta maturité au quotidien et ta diplomatie après trois pintes sont une inspiration pour tout le peuple français. Bien que tu n'acceptes toujours pas mes 17 min au 5 k, tu es résilient et un viking du trail toulousain, merci pour ton soutien infailible 24/24 7/7 et bon courage pour le reste de ta thèse. Merci à Julien, aka Di Markosse, le chopeur de nenettes, toujours une grande source de rire, de brasse et de philosophie. Une minute de silence pour tes pieds dont la peau est restée coincée dans les rochers de Taghazout, tout comme les miens à Noosa pendant les early days. Pour info, Mitch m'indique qu'il va retester de surfer Lundi, il temporise encore un peu à Banane là. J'espère qu'on aura encore pleins de surf trip ensemble et des futurs Ötillö aussi. Bien que plus éloigné, un grand merci à toi Hugo, aka la (bonne) vollmasse, le volmix, la vollmouze (on peut y passer la nuit), un mec qui régale. Des pâtes carbo à 4h30 à la Chocolaterie aux câlins et quelques phrases qui réconfortent, ton charisme et ta connaissance de l'outil m'ont inspiré depuis tant d'années, merci encore d'exister. Par contre, évite le Thompson sur Brecourt, thanks. Merci également aux deux Gui, le Zarof et la Coup's. Toujours un pur régal de vous croiser de temps à autres, vous êtes également une grande source d'inspiration, toujours présent pour effectuer de la brasse interstellaire, je vous aime. Zarof, le mec déjà proprio de 8 immeubles alors que nous on se tape encore le RU étudiant. La Coup's, non-stop brasse, avec ton t-shirt loup garou non lavé depuis 1992, j'apprécie très sincèrement nos quelques discussions sérieuses.

Je tiens bien évidemment à remercier de tout mon coeur ma famille. Mon parcours professionnel et personnel a très clairement été dicté par votre soutien et votre positivisme perpétuel. Content de devenir docteur avant toi Charlotte, je vais pouvoir te le rabâcher de manière extrêmement lourde jusqu'à ma mort. Je remercie aussi les potes de l'athlé (Martin, Yves, Sarah, Logan), 10ème équipe mixte de l'Ekiden quand même. Merci pour les bons entraînements ensemble et les sorties longues, essentielles pour prendre l'air et décrocher des 40h par jour devant l'écran. Un grand merci à Jean Marc Jancovici, Gaël Giraud, Aurélien Barraud, Thinkerview pour toutes les connaissances, l'ouverture d'esprit et la conscience

d'un monde fini et complexe que vous m'avez apporté. Un grand merci également au B18 de ne pas s'être effondré, trois ans de thèse sans chauffage, ni isolation thermique et sonore, ni d'eau officieusement potable, ça mérite le prix Nobel à mon humble avis. Merci également aux pays exportateurs de café et l'inventeur du cuiseur à riz.

Pour finir, je ne remercie pas tous les thésards qui insèrent une citation, parfois très ringarde, à la fin de leurs remerciements. Je tiens à dire que jamais je ne ferai ça, je préfère me démarquer.

*"La forêt est davantage qu'une forêt, la forêt vaut pour elle-même, elle n'est pas utile pour le monde, elle est le monde." — Aurélien Barraud*

# Table des matières

Liste des symboles	vii
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xiv
<b>1 Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>2 Mesure et reconstruction du champ de vagues</b>	<b>7</b>
2.1 Introduction . . . . .	7
2.2 Méthodes . . . . .	8
2.2.1 Mesure des vagues proche du littoral . . . . .	8
2.2.1.1 Méthodes de mesure en laboratoire . . . . .	8
2.2.1.2 Méthodes de mesure <i>in situ</i> . . . . .	9
2.2.2 Méthodes de reconstruction des vagues à partir de la mesure de pression	13
2.2.2.1 Position du problème et mise en équations . . . . .	13
2.2.2.2 Reconstruction hydrostatique . . . . .	16
2.2.2.3 Méthode de la fonction de transfert (TFM) . . . . .	17
2.2.2.4 Méthodes non-linéaires . . . . .	21
2.2.2.5 Notes sur les hypothèses adoptées . . . . .	22
2.3 Applications . . . . .	25
2.3.1 Zone de levée . . . . .	25
2.3.2 Zone de <i>surf</i> . . . . .	39
2.4 Implications sur la dynamique hydro-sédimentaire . . . . .	43
2.5 Conclusions et perspectives . . . . .	45
<b>3 Circulations induites par les vagues en présence d'un cap et d'un récif :</b>	
<b>observations <i>in situ</i></b>	<b>47</b>
3.1 Introduction . . . . .	47
3.2 État de l'art sur les circulations induites par les vagues . . . . .	48
3.2.1 Approche à phase moyennée . . . . .	48

3.2.1.1	Échelles caractéristiques temporelles . . . . .	48
3.2.1.2	Équations 2DH . . . . .	51
3.2.2	Synthèse des principaux types de circulation . . . . .	58
3.2.2.1	Courants d'arrachement et circulations horizontales associées	58
3.2.2.2	Circulation le long des plages en baie . . . . .	64
3.2.3	Dynamique instationnaire des courants d'arrachement et circulations horizontales associées . . . . .	70
3.2.4	Conclusion . . . . .	73
3.3	Campagne de mesures intensives des vagues et des circulations induites : Anglet, Octobre 2018 . . . . .	74
3.3.1	Présentation du site d'étude . . . . .	75
3.3.2	Méthode de mesures . . . . .	77
3.3.2.1	Mesures bathymétriques et topographiques . . . . .	77
3.3.2.2	Mesures hydrodynamiques . . . . .	80
3.3.2.3	Acquisition d'images-vidéos . . . . .	82
3.3.3	Conditions de vagues au large et marée . . . . .	83
3.4	Analyse expérimentale des circulations observées . . . . .	86
3.5	Conclusions . . . . .	108

#### **4 Circulations induites par les vagues en présence d'un cap et d'un récif :**

	<b>modélisation</b>	<b>111</b>
4.1	Introduction : quel modèle pour l'étude des circulations à PCA? . . . . .	111
4.1.1	Rappels sur les échelles spatio-temporelles à modéliser . . . . .	111
4.1.2	Choix du modèle . . . . .	113
4.2	Description du modèle XBeach . . . . .	115
4.2.1	Module de vagues . . . . .	115
4.2.2	Module de circulations . . . . .	120
4.2.3	Notes sur les conditions limites au large . . . . .	121
4.3	Synthèse des travaux antérieurs sur la modélisation des circulations avec XB-SB122	
4.4	Implémentation . . . . .	126
4.4.1	Bathymétrie et maillage . . . . .	126

4.4.2	Conditions de forçage . . . . .	129
4.4.3	Notes sur la logistique de calcul . . . . .	131
4.4.4	Méthodes de comparaison modèle-mesure . . . . .	131
4.5	Calibration et validation . . . . .	133
4.5.1	Ajustement de paramètres . . . . .	133
4.5.2	Vagues . . . . .	135
4.5.3	Courants . . . . .	139
4.6	Dynamique des courants de déflexion . . . . .	147
4.6.1	Modulation tidale et emprise spatiale . . . . .	147
4.6.2	Variabilité spatiale des fluctuations VLF . . . . .	150
4.6.3	Évolution spatio-temporelle des courants . . . . .	151
4.7	Variabilité des circulations en fonction du climat de vagues et de la marée . . . . .	159
4.8	Discussion . . . . .	163
4.8.1	Fluctuations VLF . . . . .	163
4.8.2	Circulation à l'échelle des deux baies . . . . .	164
4.8.3	Implications sur la dynamique hydro-sédimentaire le long des caps et des plages en baie . . . . .	166
4.9	Conclusions et perspectives . . . . .	168
<b>5</b>	<b>Conclusions et perspectives générales</b>	<b>173</b>
<b>A</b>	<b>Bande dessinée présentée à l'édition 2020 du festival de l'innovation de Nouvelle-Aquitaine (NOVAQ)</b>	<b>179</b>
<b>B</b>	<b>Field observations of wave-induced headland rips. <i>Proceedings from the Interna- tional Coastal Symposium (ICS) 2020 (Seville, Spain)</i></b>	<b>182</b>
<b>C</b>	<b>Exemple de fichier d'entrée XBeach pour notre étude</b>	<b>188</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>190</b>

# Liste des symboles

## Constantes

$\rho$	Masse volumique de l'eau .....	$1025 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$g$	Accélération de la pesanteur .....	$9.81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$

## Variables

$\delta_m$	Distance entre le fond et l'instrument de mesure .....	$\text{m}$
$\epsilon$	Paramètre de non-linéarité .....	—
$\lambda$	Longueur d'onde .....	$\text{m}$
$\mathcal{F}_T$	Transformée de Fourier en temps .....	—
$\mathcal{F}_X$	Transformée de Fourier en espace .....	—
$\mu$	Paramètre de dispersion .....	—
$\omega$	Fréquence radiale .....	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
$\sigma$	Paramètre de cambrure .....	—
$\theta_p$	Angle d'incidence pic par rapport l'axe cross-shore .....	$^\circ$
$\zeta$	Élévation de surface libre .....	$\text{m}$
$\zeta_H^{\delta_m}$	Élévation de surface libre hydrostatique .....	$\text{m}$
$f$	Fréquence .....	$\text{s}^{-1}$
$f_c$	Fréquence de coupure .....	$\text{s}^{-1}$
$h_0$	Profondeur au repos .....	$\text{m}$
$H_s$	Hauteur significative .....	$\text{m}$
$k$	Nombre d'onde .....	$\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$
$K_p$	Coefficient de correction non-hydrostatique .....	—
$P_L$	Puissance longshore .....	$\text{W/m}$
$T_p$	Période pic .....	$\text{s}$
$U_C$	Vitesse cross-shore .....	$\text{m/s}$
$U_L$	Vitesse longshore .....	$\text{m/s}$

# Liste des figures

2.1	Méthodes usuelles pour la mesure <i>in situ</i> des vagues. (a) Acoustic surface tracking (AST); (b) Scanner Lidar (d'après <a href="#">Martins et al., 2018</a> ); (c) Capteur de pression; (d) Domaine spatial d'applicabilité pour chaque méthode. . . . .	12
2.2	Définition des variables du problème. . . . .	13
2.3	Évolution du ratio du nombre d'onde $k$ (a), de la célérité $c$ (b) et du coefficient de correction non-hydrostatique $K_p$ (c) en fonction de l'intensité et du sens du courant $U$ et de la fréquence $f$ , pour $h_0 = 2$ m. $U > 0$ ( $U < 0$ ) indique un courant dans le même sens (resp., sens opposé) que la propagation des vagues. Le texte en gris montre l'influence de la prise en compte du courant sur la valeur de $k$ , $c$ et $K_p$ . . . . .	24
2.4	Décomposition de la vitesse horizontale totale $u$ en zone de levée (a) et en zone de <i>surf</i> (b). NM indique le niveau d'eau moyen. $u_\phi$ et $u_r$ représentent respectivement les composantes irrotationnelle et rotationnelle. . . . .	25
2.5	Profondeur d'eau totale mesurée par l'AST ( $h_{AST}$ ; noir) et reconstruite par la méthode SNL ( $h_{SNL}$ ; rouge), TFM ( $h_L$ ; vert) et hydrostatique ( $h_H^{\delta m}$ ; bleu) en zone de <i>surf</i> externe (a et b; $h_0 = 1.6$ m et $\mu = 0.05$ ) et interne (c et d; $h_0 = 1.3$ m et $\mu = 0.04$ ) avec un zoom sur la vague la plus haute de la série temporelle. . . . .	40
2.6	Élévation de surface libre mesurée par Lidar ( $\zeta_{lidar}$ ; noir) et reconstruite par la méthode SNL ( $\zeta_{snl}$ ; rouge), TFM ( $\zeta_{lin,fc}$ ; bleu) et hydrostatique ( $\zeta_{hyd}$ ; vert) en zone de <i>surf</i> externe (a; $h_0 = 2.15$ m et $\mu = 0.08$ ) et interne (b et c; $h_0 = 0.76$ m et $\mu = 0.03$ ) avec un zoom sur la vague la plus haute de la série temporelle en zone de <i>surf</i> interne (d'après <a href="#">Martins et al., 2020b</a> ) . . . . .	42
3.1	(a) Échelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques proche du littoral (inspiré de <a href="#">Bonneton, 2003</a> ). (b) Spectre de la vitesse <i>cross-shore</i> mesurée à la plage de la Petite Chambre d'Amour (Anglet, France) le 12/10/2018 pour une houle de hauteur significative de 1.7 m et de période pic de 12 s ( $f_p \approx 0.08$ Hz). Le spectre est calculé pour une série temporelle de 24 h afin de faire apparaître l'harmonique liée à la marée ( $f \approx 10^{-5}$ Hz). La courbe jaune représente le spectre moyenné sur 0.00076 Hz. . . . .	50
3.2	Représentation schématique de la circulation induite par le déferlement des vagues sur des barres (d'après <a href="#">Bonneton et al., 2010</a> ). $e_k$ le vecteur d'onde des vagues et $\nabla D$ représente le gradient spatial de la force dissipative $D$ . . . . .	57
3.3	Diagramme résumant les différents types de courants d'arrachement en fonction des mécanismes prédominants (d'après <a href="#">Castelle et al., 2016</a> ). (a) et (b) : courants contrôlés uniquement par le forçage hydrodynamique ( <i>shear instability rips</i> et <i>flash rips</i> ); (c) et (d) courants contrôlés par les irrégularités bathymétriques hors et en zone de <i>surf</i> ( <i>focused rips</i> et <i>channel rips</i> ); (e) et (f) courants contrôlés par les irrégularités topographiques de par la présence de frontières physiques ( <i>shadow rips</i> et <i>deflection rips</i> ). Les panels (g), (h), (i) et (j) représentent les éventuelles combinaisons de différents types de courants. . .	63

3.4	Exemples de circulations observées le long des plages en baie. (a) Intensité et direction des vitesses Lagrangiennes en <i>surface</i> , dépeignant des courants de cap aux extrémités (courant de déflexion et par effet d'ombrage) et un courant d'arrachement au centre de la plage ( $H_s = 1$ m; Whale beach, Australie; d'après <a href="#">McCarroll et al., 2014</a> ); (b) Courant de déflexion longeant un cap ( $H_s = 1.6$ m; Anglet, France); (c) Circulation cellulaire pendant des conditions très énergétiques ( $H_s = 5.5$ m; Arrifana, Portugal; d'après <a href="#">Loureiro et al., 2012a</a> ); (d) Courants-cellule de circulation par effet d'ombrage ( $H_s = 0.9$ m; City beach, Australie; d'après <a href="#">Pattiaratchi et al., 2009</a> ). . . . .	66
3.5	Vue schématique des circulations en présence d'une multitude d'épis (d'après <a href="#">Scott et al., 2016</a> ). (a) Schéma des principaux courants et des paramètres géométriques entrant en jeu ( $L_s$ : distance entre 2 épis, $L_g$ : longueur des épis; $X_b$ : largeur de zone de <i>surf</i> ; (b) Schéma des résultats de modélisation montrant le contrôle des ratios $L_s/L_g$ et $L_g/X_s$ sur l'intensité et l'étendue au large des circulations. . . . .	67
3.6	(a) Localisation d'Anglet le long du littoral sud-Aquitain (Sud-Ouest, France). (b) Carte des plages d'Anglet montrant la position des épis (lignes épaisses noires), l'estuaire de l'Adour et une photo du cap Saint Martin. La ligne rouge indique là où la plage est renforcée par une digue. . . . .	76
3.7	(a) Bathymétrie-Topographie de la zone d'étude. La couleur représente l'élévation (m+NGF-IGN69). Les points donnent la position des instruments déployés. La zone grisée et l'étoile rouge montrent la position du récif et du phare de Biarritz, respectivement. Les lignes rouges indiquent l'angle de vue de la caméra fixée en haut du phare. (b) Exemple d'une image brute (non-redressée) enregistrée par la caméra depuis le phare. (c) Vue aérienne de la zone d'étude. (d) et (e) sont des images Google Earth montrant le cap et le récif pour des vagues peu énergétiques (d) et modérément énergétiques (e). . . . .	79
3.8	Photos du même type de <i>drifters</i> utilisés pendant la campagne de mesures (d'après <a href="#">Scott et al., 2016</a> ) . . . . .	82
3.9	Climat de vagues et niveau de marée pendant le mois d'Octobre 2018. (a) Niveau de marée (ligne bleue), hauteur significative ( $H_s$ ; ligne noire) et hauteur maximale ( $H_{max}$ ; points rouges). (b) Période pic ( $T_p$ ; points bleus) et moyenne ( $T_{m02}$ ; ligne noire). (c) Angle d'incidence pic par rapport à l'axe <i>cross-shore</i> ( $\theta_p$ ; points bleus) et sa valeur moyennée sur 12 h (ligne noire). (d) $f(P_L) = \text{sign}(P_L)\sqrt{ P_L }$ (points bleus) et sa valeur moyennée sur 12 h (ligne noire). Les zones grisées indiquent les évènements sélectionnés pour l'analyse de la section 3.4. (e) Calendrier de déploiement de chaque instrument (H-b et U-m Cam sont la caméra fixée au phare et accrochée au drone, respectivement). . . . .	85
4.1	(a) Bathymétrie implémentée dans le modèle. La courbe bleue indique l'isobathe du niveau moyen. (b) et (c) indiquent la taille <i>cross-shore</i> ( $\Delta y$ ) et <i>longshore</i> ( $\Delta x$ ) des mailles. Les isobathes représentées sur (a) sont espacées de 2 m. . . . .	128

4.2	(a) Zoom sur la zone d'étude. La courbe bleue indique l'isobathe du niveau moyen. Les points indiquent la position des instruments. (b) Élévation du transect <i>cross-shore</i> à la position <i>longshore</i> 600 m. Les isobathes représentées sur (a) sont espacées de 1 m. . . . .	129
4.3	Conditions de vagues au large et de niveau de marée. (a) Hauteur significative ( $H_s$ ; noir) et niveau de marée ( $\zeta_{\text{marée}}$ ; bleu). (b) Période pic ( $T_p$ ; bleu) et période moyenne ( $T_{m02}$ ; noir). (c) Angle d'incidence pic ( $\theta_p$ ; bleu) et sa valeur moyenne (noir). (d) et (e) montrent les spectres directionnels $E(f, \theta)$ pour les événements D2 et D1. Les isolignes grise, magenta et rouge indiquent les niveaux d'énergie $10^{-1}$ , $10^0$ et $10^1$ $\text{m}^2/\text{Hz}/\text{rad}$ . La droite noire montre l'axe perpendiculaire à la plage de PCA. . . . .	130
4.4	Erreur quadratique moyenne (RMSE; eq. 4.24a) et RMSE normalisée (NRMSE; eq. 4.24b) des hauteurs significatives gravitaires ( $H_{m0, HF}$ ; colonne de gauche), et infragravitaires ( $H_{m0, LF}$ ; colonne du milieu) et de l'intensité des vitesses moyennées sur 30 min ( $\ U\ _{30}$ ; colonne de gauche) pour différentes valeurs de $\gamma$ (a-f) et de $C$ (g-m) calculées à chaque instrument. La ligne verticale en gris indique la valeur du paramètre choisie pour la suite. Notons que pour (a-f) et pour (g-m), $C$ et $\gamma$ sont pris par défaut respectivement, c'est-à-dire $C = 55$ $\text{m}^{1/2}/\text{s}$ et $\gamma = 0.55$ . . . . .	134
4.5	Hauteurs significatives modélisées et mesurées des ondes courtes ( $H_{m0, HF, XB}$ et $H_{m0, HF, M}$ ; rouge; colonne de gauche) et longues ( $H_{m0, LF, XB}$ et $H_{m0, LF, M}$ ; bleu; colonne de droite) à chaque instrument pour l'évènement D1. $h_0$ est la profondeur d'eau. . . . .	136
4.6	Hauteurs significatives modélisées et mesurées des ondes courtes ( $H_{m0, HF, XB}$ et $H_{m0, HF, M}$ ; rouge; colonne de gauche) et longues ( $H_{m0, LF, XB}$ et $H_{m0, LF, M}$ ; bleu; colonne de droite) à chaque instrument pour l'évènement D2. $h_0$ est la profondeur d'eau. . . . .	137
4.7	Évolution temporelle du spectre directionnel mesuré au large pendant l'évènement D1 du 23/10/18 9h au 24/10/18 0h. Les spectres sont tracés toutes les 3h afin de mettre en évidence l'apparition d'une seconde houle courte venant du nord à partir de 12-15 h. Les fréquences et les directions sont identiques aux figures 4.3d et e. . . . .	138
4.8	Comparaison mesure versus modèle pour les événements D1 et D2 à chaque instrument. (a) : hauteurs significatives des ondes courtes ( $H_{m0, HF, M}$ et $H_{m0, HF, XB}$ ); (b) hauteurs significatives des ondes longues ( $H_{m0, LF, M}$ et $H_{m0, LF, XB}$ ) et (c) intensités des vitesses moyennées sur 30 min ( $\ U\ _{30, M}$ et $\ U\ _{30, XB}$ ). Pour chaque panel est indiqué le coefficient de corrélation $R^2$ et le biais relatif de l'ensemble des points. . . . .	138
4.9	Vitesses <i>cross-shore</i> et <i>longshore</i> moyennées sur 5 min modélisées ( $u_{C, XB}$ et $u_{L, XB}$ ; noir et magenta; colonne de gauche) et mesurées ( $u_{C, M}$ et $u_{L, M}$ ; bleu et rouge; colonne de gauche) et les intensités associées ( $\ U\ _{XB}$ et $\ U\ _M$ ; noir et bleu; colonne de droite) à chaque instrument pour l'évènement D1. $h_0$ est la profondeur d'eau. . . . .	142

4.10	(a) Champs de vitesse moyenne Lagrangienne mesuré en surface (Mesures <i>drifters</i> ); (b) Champs de vitesse moyenne Lagrangienne modélisé (XB-SB) interpolé sur la même grille que la mesure <i>drifters</i> . La période sur laquelle les vitesses sont moyennées ainsi que les conditions de vagues au large ( $H_s$ , $T_p$ , $\theta_p$ ) et d'élévation de marée ( $\zeta_{\text{marée}}$ ) associées sont indiquées dans le cadre au dessus des panels. . . . .	143
4.11	Vitesses <i>cross-shore</i> et <i>longshore</i> moyennées sur 5 min modélisées ( $u_{C, XB}$ et $u_{L, XB}$ ; noir et magenta; colonne de gauche) et mesurées ( $u_{C, M}$ et $u_{L, M}$ ; bleu et rouge; colonne de gauche) et les intensités associées ( $\ U\ _{XB}$ et $\ U\ _M$ ; noir et bleu; colonne de droite) à chaque instrument pour l'évènement D2. $h_0$ est la profondeur d'eau. . . . .	144
4.12	Zoom à marée basse pendant l'évènement D2. (a) et (c) : Intensité des vitesses moyennées sur 5 min modélisées (noir) et mesurées (bleu); (b) et (d) : Spectre de la intensité des vitesses modélisées (noir) et mesurées (bleu). Les droites noires indiquent les fréquences 0.004 Hz et 0.04 Hz, séparant les domaines très basses fréquences (VLF), infragravitaire (IG) et gravitaire (G). . . . .	145
4.13	Champs de vitesse moyenne à marée basse (colonne de gauche) et marée haute (colonne de droite) pendant les évènements D1 (haut) et D2 (bas). Pour chaque panel, le texte indique la période durant laquelle les vitesses sont moyennées ainsi que les conditions de vagues au large ( $H_s$ , $T_p$ , $\theta_p$ ) et d'élévation de marée ( $\zeta_{\text{marée}}$ ) associées. . . . .	148
4.14	Champs d'écart type de la vitesse moyenne à marée basse (a) et marée haute (b) pour l'évènement D2. Le champ de vitesses moyennes superposé est indiqué par les flèches. . . . .	151
4.15	Clichés du champ de vitesse moyennée sur 5 min (panels de gauche), de la vorticité associ�e (panels du milieu) et la série temporelle des vitesses moyennes <i>cross-shore</i> , <i>longshore</i> , la intensité et la vorticité associ�es au SIG1 à 7h25 (a-c), 7h29 (d-f), 7h33 (g-i), 7h37 (j-m) et 7h41 (n-p). . . . .	153
4.16	(a) Champ des vitesses moyennées � marée basse pendant l'�v�nement D2. Les traits noirs indiquent la position des transects. (b) Intensité des vitesses aux points P1 et P2 pendant la marée basse. (c) Diagramme temps-période de la corrélation entre les deux signaux du panel b calcul�e par une analyse en ondelettes crois�es. Les flèches indiquent les relations de phase (vers la droite : en phase; vers la gauche : en opposition de phase; verticale : en quadrature de phase). Le cône d'influence est indiqué par les zones transparentes et les lignes noires montrent les seuils de niveau de confiance à 95 %. . . . .	154
4.17	évolution temporelle de la intensité des vitesses moyennes ( $U$ ; panels de gauche) et de la direction ( $\theta$ ; panels de droite) � marée basse de l'�v�nement D2, le long de transects dans le cou du courant de déflexion (TD; panels du haut); dans la zone de <i>surf</i> (TS; panels du milieu) et à la pointe du cap du côté de GPB (TB; panels du bas). Les lignes grises indiquent la position des points P1 et P2. La référence des angles est indiqu�e dans les cadres blancs ( $0^\circ$ et $-90^\circ$ indiquent respectivement un courant orienté vers le large et vers le sud). 156	

4.18	Évolution temporelle de la vorticité verticale ( $\Omega$ ; panels de gauche) et de débit ( $Q$ ; panels de droite) à marée basse de l'évènement D2, le long de transects dans le cou du courant de déflexion (TD; panels du haut); dans la zone de <i>surf</i> (TS; panels du milieu) et à la pointe du cap du côté de GPB (TB; panels du bas). Les lignes grises indiquent la position des points P1 et P2. . . . .	157
4.19	Évolution temporelle de la intensité des vitesses moyennées sur 5 min (a) et de la vorticité associée (b), le long d'un transect perpendiculaire à la plage proche du cap (TC). . . . .	158
4.20	Variabilité du champs de vitesse moyenne pour différents forçages au large (Hauteur significative $H_s$ et angle d'incidence $\theta$ ) à marée haute ( $\zeta_{\text{marée}} = 2.0$ m; panels a) et à marée basse ( $\zeta_{\text{marée}} = -2.3$ m; panels b). . . . .	161
4.21	Variabilité du champs d'écart type des vitesses moyennes pour différents forçages au large en configuration déflexion (Hauteur significative $H_s$ et angle d'incidence $\theta$ ) à marée haute ( $\zeta_{\text{marée}} = 2.0$ m; panels a) et à marée basse ( $\zeta_{\text{marée}} = -2.3$ m; panels b). . . . .	162
4.22	Champ de vitesses moyennes à marée basse (a) et marée haute (b) pendant l'évènements D2. Les lignes grises indiquent les isobathes tous les 2 m. . . . .	165

# Liste des tableaux

- 4.1 Erreur quadratique moyenne (RMSE), erreur quadratique moyenne normalisée (NRMSE) et biais relatif pour chaque évènement et chaque instrument des hauteurs significatives gravitaires ( $H_{m0,HF}$ ) et infragravitaires ( $H_{m0,LF}$ ) et des intensités de vitesses moyennées sur 30 minutes ( $\|\mathbf{U}\|_{30}$ ). La moyenne sur l'ensemble de l'évènement des hauteurs et courants mesurées et modélisées est indiquée par les notations  $\overline{H}_{m0,LF,M}$  et  $\overline{H}_{m0,HF,XB}$ ,  $\overline{H}_{m0,LF,M}$  et  $\overline{H}_{m0,HF,XB}$ ,  $\overline{\|\mathbf{U}\|_{30,M}}$  et  $\overline{\|\mathbf{U}\|_{30,XB}}$ . . . . . 139
- 4.2 Vitesse quadratique moyenne dans la bande VLF mesurée et modélisée ( $U_{rms,VLF,M}$  et  $U_{rms,VLF,XB}$ ) à SIG1 et AQ, et l'erreur relative associée, pendant la marée basse de l'évènement D2 (07/11/18 - 4h à 11h).  $U_{rms,VLF}$  est calculée selon [Reniers et al. \(2007\)](#). . . . . 146

# Chapitre 1

## Introduction générale

### Contexte et enjeux

Abritant 15 des 20 mégalopoles mondiales, les littoraux sont parmi les zones les plus peuplées au monde (Ranasinghe, 2016; Luijendijk *et al.*, 2018). A l'échelle mondiale, les zones côtières basses (ne dépassant pas 10 m par rapport au niveau de la mer) concentrent 10 % de la population mondiale (McGranahan *et al.*, 2007). Les événements marins extrêmes ont donc des impacts humains, environnementaux et socio-économiques de plus en plus critiques. Les littoraux soumis à des forçages hydrodynamiques (houle et marée) très intenses, tel que la Nouvelle-Aquitaine, sont sujets à de forts aléas naturels tels l'érosion côtière et la submersion marine. Dans un contexte de changement climatique, ces aléas sont renforcés par la montée du niveau des mers et par une possible augmentation de la fréquence et de l'intensité des événements tempétueux. Il est alors essentiel de développer des outils performants, tels que des méthodes de mesure et de modélisation, pour l'étude des événements marins extrêmes et de leur impact sur les littoraux.

### Motivations et objectifs

Pour prévoir l'impact des événements énergétiques à la côte, il est crucial de disposer d'une caractérisation précise du champ de vagues par la mesure *in situ*. Si une grande diversité d'outils existent aujourd'hui pour la mesure des vagues, les capteurs de pression sont les plus utilisés pour mesurer leur hauteur proche du littoral (*e.g.* Folsom, 1947; Seiwel, 1947). Cependant, ces capteurs, généralement posés proche du fond, ne fournissent qu'une mesure indirecte de la hauteur des vagues. Des méthodes pour passer de la pression proche du fond à la hauteur des vagues sont ainsi nécessaires; ces méthodes sont appelées méthodes de reconstruction. Les méthodes de reconstruction classiquement utilisées aujourd'hui, et qui sont basées sur la théorie linéaire des vagues, permettent de bien estimer les paramètres

moyens des vagues, tels que leur hauteur moyennée sur une dizaine de minutes (*e.g.* Guza et Thornton, 1980; Tsai *et al.*, 2005). Néanmoins, à l'échelle des vagues individuelles, ces méthodes peuvent sous-estimer très fortement la hauteur des vagues les plus hautes, et une analyse vague-à-vague est déconseillée (Bishop et Donelan, 1987). Ces méthodes ne sont donc pas adaptées pour la mesure *in situ* des vagues les plus hautes, souvent identifiées comme les plus non-linéaires. Récemment, des méthodes de reconstruction non-linéaires et applicables pour des champs de vagues *in situ* ont été développées par Bonneton (2007) et Bonneton *et al.* (2018). Leurs travaux présentent des résultats très encourageants pour des vagues en laboratoire et l'application de ces nouvelles méthodes reste encore à faire pour des champs de vagues *in situ*. Afin d'évaluer les performances de chacune de ces méthodes, la mesure directe du champ de vagues est nécessaire. Des techniques innovantes basées sur des méthodes de suivi acoustique (Pedersen *et al.*, 2002) et de télédétection Lidar (Martins *et al.*, 2017b) ont été développées pour la mesure directe de la surface libre des vagues proche du littoral. Ces techniques se sont avérées très efficaces pour mesurer précisément le champ de vagues *in situ*, en particulier la hauteur et la forme de chaque vague. Elles sont donc très prometteuses mais n'ont pas été utilisées dans le cadre des méthodes de reconstruction mentionnées ci-dessus. Cette mesure directe est par ailleurs très importante pour l'identification précise des vagues ayant un caractère extrême, c'est-à-dire dont la hauteur est très supérieure à la moyenne (Dysthe *et al.*, 2008). La bonne distinction de ce type de vagues *via* la mesure directe est cruciale pour évaluer la performance des méthodes de reconstruction à reproduire précisément ces vagues extrêmes qui sont généralement responsables d'épisodes de submersion marine.

Une bonne compréhension de la dynamique des circulations induites par les vagues est essentielle pour prévenir des aléas naturels auxquels sont soumis les littoraux, notamment l'érosion côtière. Le long des plages sableuses ouvertes, les schémas des circulations induites par les vagues sont assez bien connus (*e.g.* Bruneau *et al.*, 2009; MacMahan *et al.*, 2010). En revanche, le long des plages dites « fermées », telles que les plages en baie délimitées par des caps rocheux ou par des ouvrages côtiers (*e.g.* épis, digues), les circulations induites par les vagues n'ont été que très peu abordées dans la littérature. Les quelques travaux s'intéressant à l'hydrodynamique *in situ* le long des plages en baie n'ont pas étudié la réponse des circula-

tions à une large gamme de forçages hydrodynamiques (hauteurs et angles d'incidence des vagues, marée; *e.g.* [McCarroll et al., 2014](#); [Scott et al., 2016](#)). Par ailleurs, des études numériques pour des plages en baie idéalisées indiquent la présence de courants d'arrachement de cap pouvant s'étendre bien plus au large que les courants d'arrachement qui sont présents le long des plages ouvertes ([Castelle et Coco, 2013](#)). Les courants de cap joueraient donc un rôle très important dans les échanges hydro-sédimentaires entre les franges littorales et le plateau interne. De plus, des études de suivi morphologique des plages en baie naturelles montrent qu'il peut y avoir des flux sédimentaires très intenses le long des caps, notamment pendant les événements extrêmes pour lesquels des quantités significatives de sédiments sont expulsées loin au large des caps (*e.g.* [McCarroll et al., 2018a](#); [Valiente et al., 2019](#)). Des flux de sédiments peuvent même être perçus entre plusieurs plages en baie naturelles ([Vieira da Silva et al., 2016](#)), suggérant que les courants de cap jouent le rôle de « canaux » sédimentaires à l'échelle d'une et plusieurs baies. Néanmoins, ces études ne s'appuient sur très peu voire aucune mesure hydrodynamique et font donc l'hypothèse de la présence de courants intenses le long des caps pour justifier les fortes évolutions morphologiques observées. Les courants de cap constituent donc une composante très importante dans les processus hydro- et morphodynamiques le long des littoraux naturels découpés par des caps et des littoraux anthropisés. Leur dynamique spatio-temporelle en milieu naturel (*e.g.* modulation tidale, fluctuations d'intensité, emprise spatiale, variabilité verticale), et plus généralement les circulations induites proches des caps, n'est que très peu connue et doit donc être plus largement abordée. Ce manque de connaissances se justifie par l'absence de jeu de données hydrodynamiques, qui s'explique par la difficulté d'instrumenter ce type d'environnement. On a donc besoin d'un jeu de données hydrodynamiques complets, c'est-à-dire des mesures hautes-fréquences, en plusieurs points de l'espace et sur des périodes couvrant une vaste gamme de conditions de vagues et d'élévation de marée.

## Cadre et structure de cette thèse

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans deux projets de recherche : le projet Région Nouvelle-Aquitaine « Vagues extrêmes en milieu côtier, impact et submersion » et le projet MEPELS (Modèle d'évolution des plages et environnements littoraux sableux) piloté par le

SHOM en partenariat avec la DGA. Le manuscrit de cette thèse s'organise en fonction des problématiques posées dans la section précédente.

Dans le chapitre 2, les méthodes existantes pour la reconstruction du champ de vagues à partir de la mesure *in situ* de pression proche du fond seront appliquées et comparées. Cette comparaison s'effectuera en utilisant la mesure directe de la surface libre des vagues par méthode acoustique et télédétection Lidar. Nous montrerons que, contrairement aux méthodes linéaires classiques, les méthodes non-linéaires récemment développées sont très efficaces pour reconstruire la hauteur et la forme de toutes les vagues, de la zone de levée jusqu'à la zone de *surf* interne. Nous identifierons les vagues extrêmes *via* la mesure directe et nous verrons qu'elles sont bien reproduites par les méthodes non-linéaires.

Dans le chapitre 3, nous présenterons un jeu de données unique collecté lors d'une campagne de mesure de 3 semaines le long de la plage de la Petite Chambre d'Amour (PCA) à Anglet au pays Basque (Sud Nouvelle-Aquitaine). Cette plage a la particularité de comporter un cap rocheux long de 500 m et d'un récif rocheux. Une analyse détaillée de ce jeu de données nous permettra d'étudier la dynamique des circulations induites par les vagues le long d'un cap. Nous montrerons que les schémas de circulation observés sont très variés et fortement impactés par les conditions de vagues et l'élévation de la marée. Un résultat important de cette analyse concerne l'identification d'intenses courants de cap pour des vagues obliques peu et très énergétiques. Nous verrons que ces courants de cap peuvent s'étendre très loin au large et sont sujets à de fortes fluctuations très basses fréquences démontrant leur potentiel rôle critique dans la dynamique hydro-sédimentaire lors d'évènements extrêmes.

La dynamique spatio-temporelle des courants de cap à PCA ne peut pas être complètement appréhendée avec la mesure en quelques points de l'espace, en particulier pendant l'évènement très énergétique. La modélisation est ainsi nécessaire et est l'objet du chapitre 4, dans lequel le modèle hydrodynamique 2DH XBeach (Roelvink *et al.*, 2009) est implémenté le long des plages d'Anglet et de la Grande Plage de Biarritz (plage adjacente à notre site d'étude). Nous calibrerons et validerons le modèle avec les mesures collectées pour deux évènements de houles obliques : l'un peu énergétique et l'autre très énergétique. Le modèle nous permettra ensuite de mieux comprendre l'évolution spatio-temporelle des courants de cap, notamment leur modulation tidale et leur dynamique instationnaire aux échelles très basses

fréquences. Nous identifierons les entités hydrodynamiques (*e.g.* courant de dérive, courant de la baie adjacente) qui impactent fortement la dynamique spatio-temporelle du courant de cap modélisé à Anglet. Enfin, nous explorerons la réponse des schémas de circulation à une large gamme de climat de vagues (hauteur et angle d'incidence) et de marée.



# Chapitre 2

## Mesure et reconstruction du champ de vagues

### 2.1 Introduction

Le long des côtes exposées aux houles océaniques énergétiques, les vagues jouent un rôle majeur dans les processus hydro- et morpho- dynamiques proches du littoral. Ainsi, disposer d'une caractérisation précise du champ de vagues via une mesure *in situ* est essentiel. De par leur facilité de déploiement, leur aspect bon marché et leur robustesse face aux conditions extrêmes, les capteurs de pression sont, depuis toujours, les instruments les plus utilisés pour mesurer la hauteur des vagues proches du littoral. Néanmoins, la mesure de pression est une mesure indirecte de la hauteur des vagues et des méthodes pour la reconstruction de la hauteur des vagues doivent donc être appliquées. Même si les méthodes traditionnellement utilisées permettent de raisonnablement bien prédire les paramètres moyens du champ de vagues, des travaux récents montrent qu'elles peuvent fortement sous-estimer la hauteur et la forme asymétrique des vagues les plus non-linéaires, souvent identifiées comme des vagues extrêmes.

La mesure précise des plus hautes vagues est capitale pour de nombreuses applications. En période de tempête, prédire précisément la hauteur des vagues extrêmes est crucial notamment pour les problèmes liés à la sécurité de la navigation et au franchissement d'infrastructures côtières de protection, entraînant de la submersion marine et inondations du front de mer. La hauteur des plus hautes vagues est d'ailleurs un paramètre clé en ingénierie côtière pour la conception de ces infrastructures. En zone de *surf*, le déferlement des vagues induit la mise en mouvement des masses d'eau créant des circulations à différentes échelles spatiales et temporelles (*e.g.* Dalrymple *et al.*, 2011; Castelle *et al.*, 2016). Ces circulations dominent l'hydrodynamique de la zone de *surf* et ont un impact significatif sur la morphodynamique des barres sableuses ou, lors d'évènements extrêmes, pour l'érosion localisée (*e.g.* Thornton *et al.*, 2007; Castelle *et al.*, 2015). A l'échelle des vagues individuelles, l'asymétrie des vitesses orbitales proches du fond, résultant du profil asymétrique des vagues, est responsable d'un

transport net de sédiments vers le bord, et sont donc moteurs de la reconstruction des plages sableuses et de la migration des barres sableuses sous-marines vers la plage (e.g. [Dubarbier et al., 2015](#)). Enfin, la mesure des hauteurs de vagues est primordiale pour la validation des modèles numériques à résolution de phase (e.g. [Zijlema et al., 2011](#); [Bonneton et al., 2011b](#)) et pour la calibration des modèles à phase moyennée utilisés pour prédire les circulations induites par les vagues proche du littoral (e.g. [Booij et al., 1999](#); [Roelvink et al., 2009](#)).

Après une brève description des principales techniques utilisées pour la mesure *in situ* des vagues, les différentes méthodes existantes pour la reconstruction du champ de vagues à partir de la mesure de pression sont introduites (Section 2.2). Une attention particulière est portée sur la méthode de la fonction de transfert, basée sur la théorie linéaire des vagues, qui est la plus utilisée dans la littérature. Les différentes méthodes de reconstruction sont ensuite appliquées et comparées pour des vagues se propageant en zone de levée, juste avant leur déferlement (Section 2.3). La reconstruction du champ de vagues en zone de *surf* est ensuite discutée. Enfin, nous évoquerons l'implication des résultats obtenus sur la dynamique hydro-sédimentaire (Section 2.4) avant de conclure et de présenter des potentielles perspectives (Section 2.5).

## 2.2 Méthodes

### 2.2.1 Mesure des vagues proche du littoral

Il existe une grande diversité de techniques pour la mesure du champ de vagues. Ces techniques sont adaptées au type de mesure recherché et à l'environnement dans lequel elles sont employées. Dans cette section, les méthodes de mesure en laboratoire sont brièvement abordées avant de présenter les principales méthodes de mesure *in situ*. Pour plus d'informations sur les techniques récentes de mesure des vagues et des courants, le lecteur est invité à se référer à [Pandian et al. \(2009\)](#).

#### 2.2.1.1 Méthodes de mesure en laboratoire

Pour des environnements contrôlés, tels que les bassins et canaux à houle, des sondes disposant d'une tige résistive ou capacitive partiellement submergée sont souvent utilisées, afin de

mesurer les fluctuations temporelles à haute fréquence ( $O(10)$ - $O(10^2)$  Hz) du niveau d'eau en un point de l'espace (e.g. [Haller et Dalrymple, 2001](#); [Chawla et Kirby, 2002](#); [Ruessink et al., 2013](#)). Du fait de leur fragilité face à l'action directe des vagues et des contraintes liées à la longueur de la tige, les sondes résistives sont très peu utilisées pour la mesure *in situ* des vagues (e.g. [Guza et al., 1985](#)). Les techniques de détection de la surface libre des vagues par imagerie sont aussi utilisées en laboratoire pour mesurer les fluctuations temporelles et spatiales de l'élévation de la surface libre. Par exemple, les méthodes de type PIV (Particle Image Velocimetry; e.g. [Adrian, 1991](#)) permettent de mesurer finement les mouvements verticaux et horizontaux des particules d'eau. Cette technique rend ainsi possible une reconstruction très précise de la surface libre des vagues et du profil vertical de la vitesse des particules (e.g. [Kimmoun et Branger, 2007](#)). Ce type de mesure n'est pas adapté à la mesure des vagues en conditions réelles mais permet tout de même d'analyser les processus hydrodynamiques à des échelles spatio-temporelles très fines (*i.e.* à des fréquences caractéristiques de l'ordre de  $O(1)$ - $O(10)$  Hz), comme les structures turbulentes générées par le déferlement (e.g. [Cox et Anderson, 2001](#)).

### 2.2.1.2 Méthodes de mesure *in situ*

#### **Bouée de houle**

Les bouées de houle sont des bouées flottantes, déployées principalement au large des côtes,  $O(10)$  km au large, et en eau profonde,  $O(10)$  m. Maintenues par un corps mort posé au fond et reliées par un élastomère, elles sont équipées d'accéléromètres mesurant les déplacements horizontaux et verticaux de la bouée qui sont ensuite convertis en élévation de surface libre et direction des vagues. Les bouées de houle sont robustes face aux tempêtes, ont une longue autonomie mais sont onéreuses, nécessitent un entretien régulier et leur déploiement est complexe. Elles sont aussi connues pour sous-estimer l'élévation de la crête des plus hautes vagues du fait de la présence de l'élastomère ([Pandian et al., 2009](#)). L'objectif des bouées de houle est de collecter des informations sur le climat de vagues au large. Sur des fenêtres temporelles de 30 minutes à une heure, une analyse spectrale et vague à vague est effectuée pour calculer la répartition fréquentielle et angulaire de l'énergie des vagues ainsi que les paramètres spectraux et statistiques associés (hauteur significative, période pic, direction pic, étalement). Les données acquises sont ensuite directement transmises par satellites sur des

serveurs de stockage, permettant un accès en temps réel (e.g. réseau CANDHIS en France). Elles sont largement utilisées pour étudier les statistiques long terme des paramètres d'état de mer (e.g. [Butel et al., 2002](#); [Abadie et al., 2005](#)), pour la validation et paramétrisation des modèles prévisionnels d'état de mer à l'échelle continentale et régionale,  $O(10)$  km, et servent de conditions limites pour les modèles appliqués à des échelles plus petites,  $O(1)$  km.

### **Méthode acoustique (Acoustic Surface Tracking)**

Récemment, un système de suivi acoustique de la surface libre (Acoustic Surface Tracking; AST) a été implémenté au sein de certains profileurs de courant haute fréquence (Acoustic Doppler Current Profiler; ADCP). Contrairement aux bouées de houle, les ADCPs sont posés au fond et envoient un signal acoustique en direction de la surface (Figure 2.1a). Ce signal est ensuite réfléchi par l'interface eau-air, puis renvoyé vers l'instrument. Le décalage temporel entre la transmission et la réception du signal permet de calculer la distance parcourue dans la colonne d'eau. Les ADCPs sont généralement déployés sur des périodes allant de quelques heures à plusieurs mois en fonction de leur fréquence d'acquisition et de leur capacité de stockage. L'avantage principal de l'AST est de fournir une mesure directe et haute fréquence de la surface libre. Il reste cependant très sensible à la présence de bulles d'air dans la colonne d'eau, le rendant quasi-inexploitable pour des vagues déferlées (cf. Section 2.3.2; e.g. [Pedersen et al., 2002](#); [Birch et al., 2004](#)). Ce type de mesure n'a été testé que pour des profondeurs de l'ordre de 10 m et pour des fréquences d'acquisition inférieure à 4 Hz (e.g. [Pedersen et Lohrmann, 2004](#); [Pedersen et Nylund, 2004](#); [Flanagan et al., 2016](#)). Pour la mesure haute fréquence d'un mascaret non-déferlant, [Martins et al. \(2017c\)](#) ont obtenu un très bon accord entre la surface libre mesurée par l'AST et la surface libre mesurée par télédétection Lidar; l'erreur quadratique moyenne de l'amplitude verticale de la vague était de 0.05 m.

### **Télédétection de surface par scanner Lidar**

La technologie de télédétection lidar (LIght Detection And Ranging) permet d'estimer la distance entre un émetteur et un objet ou surface réfléchissante à partir du temps de parcours d'un signal lumineux. Elle est aujourd'hui utilisée dans de très nombreux domaines et notamment depuis quelques décennies dans les environnements littoraux pour les suivis morphologiques et étude d'impact des tempêtes (e.g. [Sallenger et al., 2003](#)). Depuis une dizaine d'années, la technologie lidar s'est particulièrement développée pour étudier la zone

de *surf* ainsi que les interactions entre le jet de rive et le haut de plage, notamment grâce à la capacité des lasers infrarouges pour mesurer à la fois la surface libre de vagues déferlées et la topographie de la plage (Blenkinsopp *et al.*, 2010; Brodie *et al.*, 2015; Almeida *et al.*, 2015; Martins *et al.*, 2016, 2017b). De par sa nature de technologie de télédétection, les lidars ont la particularité d'être relativement robuste face aux événements extrêmes puisqu'ils ne sont pas en interactions avec les vagues déferlantes (voir par exemple Figure 2.1b avec le déploiement au-dessus d'un ponton utilisé par Martins *et al.*, 2018). Par rapport à des mesures *in situ* ponctuelles classiques, les principaux avantages du lidar sont sa capacité à fournir une mesure directe des profils de plages et vagues à haute fréquence et haute résolution spatiale. Cependant, l'obtention de données fiables et régulières de surface libre requiert une surface réfléchissante et rugueuse. En zone de *surf*, la présence de bulles d'air générées par des vagues déferlées à la surface est nécessaire pour la bonne réflexion du signal (Blenkinsopp *et al.*, 2010). Dans la zone de *surf*, le lidar est donc un outil puissant pour étudier la transformation des vagues du point de déferlement jusqu'au jet de rive (e.g. Martins *et al.*, 2017b). En l'absence de bulles d'air, plus l'eau est turbide (*i.e.* forte teneur de matières en suspension), plus la mesure est fiable (e.g. Blenkinsopp *et al.*, 2012; Martins *et al.*, 2017c). L'inconvénient du lidar est la logistique de son déploiement puisqu'il nécessite une structure proche de la zone d'étude et une capacité de stockage importante et robuste.

### Capteur de pression

De par leur robustesse, leur insensibilité à la présence de bulles d'air, leur facilité de déploiement et leur caractère bon marché, les capteurs de pression sont, depuis plus d'un demi-siècle, utilisés pour la mesure des vagues *in situ* (e.g. Folsom, 1947; Seiwel, 1947; Guza et Thornton, 1980; Bishop et Donelan, 1987; Power *et al.*, 2010; Bertin *et al.*, 2020). Tout comme l'AST, les capteurs de pression sont posés au fond et mesurent la pression exercée par la colonne d'eau (Figure 2.1c). Cependant, la mesure de pression est une mesure indirecte de la surface des vagues. Une étape de reconstruction de la surface libre des vagues à partir de la pression mesurée au fond est alors nécessaire.

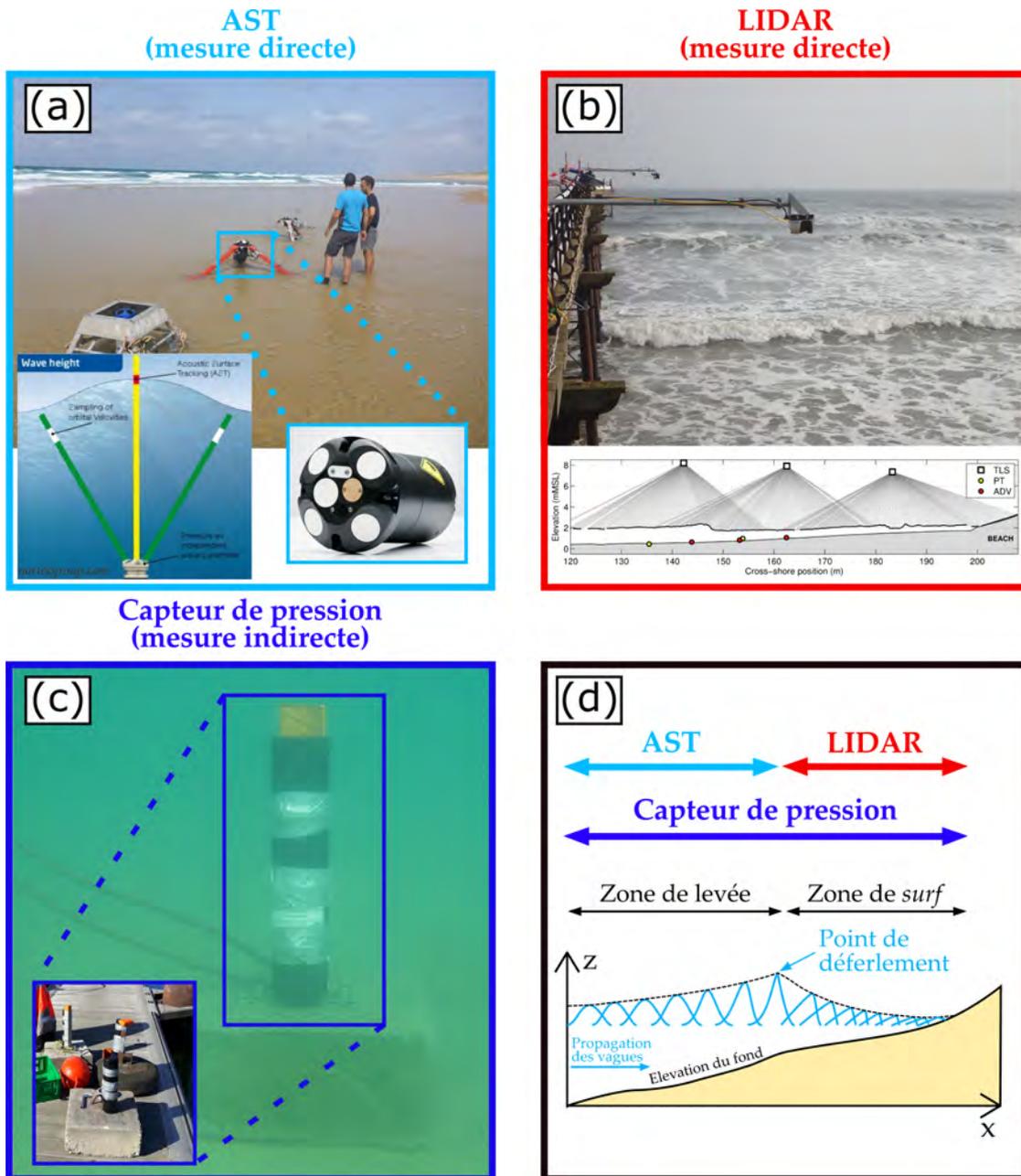


FIGURE 2.1 – Méthodes usuelles pour la mesure *in situ* des vagues. (a) Acoustic surface tracking (AST); (b) Scanner Lidar (d’après [Martins et al., 2018](#)); (c) Capteur de pression; (d) Domaine spatial d’applicabilité pour chaque méthode.

## 2.2.2 Méthodes de reconstruction des vagues à partir de la mesure de pression

### 2.2.2.1 Position du problème et mise en équations

En considérant un fluide homogène, non visqueux et incompressible, la propagation des vagues dans le plan vertical  $(x,z)$  est décrite par les équations d'Euler :

$$\partial_x u + \partial_z w = 0, \quad (2.1a)$$

$$\partial_t u + u \partial_x u + w \partial_z u = -\frac{1}{\rho} \partial_x P, \quad (2.1b)$$

$$\partial_t w + u \partial_x w + w \partial_z w = -\frac{1}{\rho} \partial_z P - g, \quad (2.1c)$$

décrivant la conservation de la masse (Eq. 2.1a) et de la quantité de mouvement suivant l'axe horizontal de propagation  $x$  (Eq. 2.1b) et suivant l'axe vertical  $z$  (Eq. 2.1c).

Les vitesses horizontales et verticales sont désignées par le couple  $(u,w)$ .  $P$  est la pression,  $\rho$  la masse volumique et  $g$  la constante de gravité. Ce système d'équations est valable pour  $z$  allant de l'élévation du fond  $z = -h_0$  jusqu'à l'élévation de la surface libre des vagues  $z = \zeta(x,t)$  (Figure 2.2).

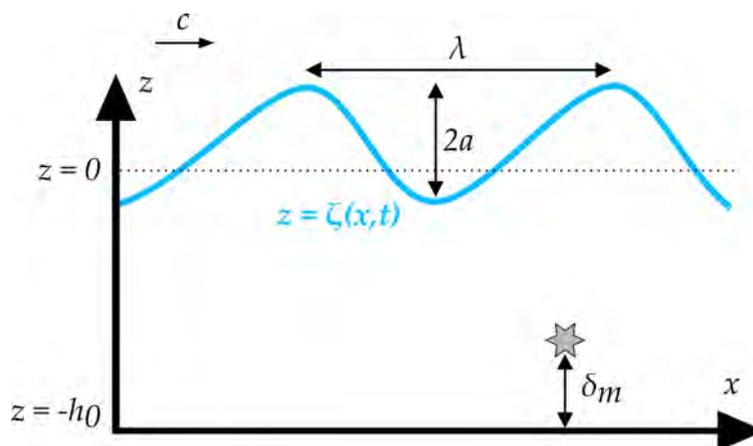


FIGURE 2.2 – Définition des variables du problème.

Dans la figure 2.2, la longueur d'onde des vagues est notée  $\lambda$  et s'exprime en fonction du nombre d'onde  $k$  telle que  $\lambda = 2\pi/k$ . La vitesse de propagation et l'amplitude des vagues

sont notées  $c$  et  $a$ , tandis que  $\delta_m$  est la distance entre le fond et l'instrument de mesure.

Dans la suite de ce chapitre, trois hypothèses sont faites pour simplifier le problème :

1. Le fond est supposé localement plat au point de mesure *i.e.* les gradients spatiaux de l'élévation du fond au point de mesure sont faibles,
2. l'effet des courants sur le champ de vagues est négligé,
3. l'écoulement est supposé irrotationnel.

Ces trois hypothèses seront discutées dans la section 2.2.2.5 et nous verrons qu'elles sont bien vérifiées dans la plupart des applications littorales.

Les hypothèses 2 et 3 permettent d'exprimer la vitesse horizontale  $u$  et verticale  $w$  en fonction du potentiel de vitesses  $\phi$  telle que  $u = \partial_x \phi$  et  $w = \partial_z \phi$ . Le système d'équations 2.1 s'écrit :

$$\partial_{xx}\phi + \partial_{zz}\phi = 0 \quad z \in [-h_0, \zeta], \quad (2.2a)$$

$$\partial_t \phi + \frac{1}{2} \left( (\partial_x \phi)^2 + (\partial_z \phi)^2 \right) + \frac{P - P_a}{\rho} + gz = 0 \quad z \in [-h_0, \zeta], \quad (2.2b)$$

où l'équation 2.2b est l'équation de Bernoulli instationnaire. Trois conditions limites sont associées au système 2.1 : la continuité des pressions à la surface libre et les conditions cinématiques à la surface libre et au fond. Ces trois conditions s'écrivent respectivement :

$$P = P_a \quad z = \zeta, \quad (2.3a)$$

$$\partial_t \zeta + \partial_x \phi \partial_x \zeta = \partial_z \phi \quad z = \zeta, \quad (2.3b)$$

$$\partial_z \phi = 0 \quad z = -h_0, \quad (2.3c)$$

où  $P_a$  est la pression atmosphérique.

Les trois échelles spatiales principales du problème sont : l'amplitude caractéristique des vagues  $a$ , la profondeur d'eau  $h_0$  et la longueur horizontale caractéristique des vagues  $L = \lambda/2\pi = 1/k$  (Figure 2.2). La propagation des vagues est alors contrôlée par deux nombres sans dimension :

$$\epsilon = \frac{a}{h_0}, \quad \mu = \left( \frac{h_0}{L} \right)^2 = (kh_0)^2, \quad (2.4)$$

où  $\epsilon$  et  $\mu$  illustrent le caractère non-linéaire et dispersif des vagues. De manière alternative,

ces deux nombres sans dimension peuvent se regrouper en fonction de la cambrure  $\sigma$  :

$$\sigma = \epsilon\sqrt{\mu}. \quad (2.5)$$

D'un point de vue pratique, la pression exercée par les vagues proche du fond n'est pas mesurable en eau profonde ( $\mu \gg 1$ ). Proche du littoral, la propagation des vagues se restreint à deux régimes typiques :

- des vagues de faible amplitude ( $\epsilon \ll 1$ ; champ de vagues linéaire) en profondeur intermédiaire ( $\mu \approx 1$ ; milieu fortement dispersif),
- des vagues de forte amplitude ( $\epsilon \approx 1$ ; champ de vagues non-linéaire) en eau peu profonde ( $\mu \ll 1$ ; milieu faiblement dispersif).

Ces deux régimes impliquent donc que  $\sigma \ll 1$ . Afin d'évaluer l'importance de chaque terme dans les systèmes d'équations 2.2 et 2.3, ceux-ci peuvent être réécrits sous forme adimensionnée. En normalisant les variables en fonction des échelles caractéristiques, les variables sans dimension s'écrivent :

$$x' = \frac{x}{L}, \quad z' = \frac{z}{h_0}, \quad t' = \frac{\sqrt{gh_0}}{L}t, \quad \zeta' = \frac{\zeta}{a}, \quad \phi' = \frac{h_0}{aL\sqrt{gh_0}}\phi, \quad P' = \frac{P}{\rho gh_0}. \quad (2.6)$$

En omettant les primes pour plus de clarté, on obtient ainsi le système d'équations sans dimension :

$$\mu\partial_{xx}\phi + \partial_{zz}\phi = 0 \quad z \in [-1, \epsilon\zeta], \quad (2.7a)$$

$$\partial_t\phi + \frac{1}{2}\left(\epsilon(\partial_x\phi)^2 + \frac{\epsilon}{\mu}(\partial_z\phi)^2\right) + \frac{P - P_a}{\epsilon} + \frac{1}{\epsilon}z = 0 \quad z \in [-1, \epsilon\zeta], \quad (2.7b)$$

$$\partial_t\zeta + \epsilon\partial_x\phi\partial_x\zeta = \frac{1}{\mu}\partial_z\phi \quad z = \epsilon\zeta, \quad (2.7c)$$

$$\partial_z\phi = 0 \quad z = -1. \quad (2.7d)$$

En pratique, la mesure de pression est effectuée à une distance  $\delta_m$  du fond (Figure 2.2). En évaluant l'équation 2.7b en  $z = -1 + \delta_m$ , l'altitude de la mesure de pression, et  $z = \epsilon\zeta$ , l'altitude de la surface, l'élévation de surface libre à reconstruire  $\zeta$  peut s'exprimer en fonction de la mesure de pression au fond  $P_m(t) = P(z = -1 + \delta_m, t)$  (Bonneton et Lannes, 2017;

Bonneton *et al.*, 2018) :

$$\zeta_H^{\delta_m} = \frac{1}{\epsilon} (P_m - P_a - 1 + \delta_m), \quad (2.8)$$

$$\zeta = \zeta_H^{\delta_m} - \int_{-1+\delta_m}^{\epsilon\zeta} \Gamma dz, \quad (2.9)$$

où  $\zeta_H^{\delta_m}$  est l'élévation de surface libre hydrostatique et  $\Gamma$  l'accélération verticale du fluide telle que :

$$\Gamma = \partial_z \left( \partial_t \phi + \frac{1}{2} \left( \epsilon (\partial_x \phi)^2 + \frac{\epsilon}{\mu} (\partial_z \phi)^2 \right) \right) = \partial_t w + \epsilon u \partial_x w + \frac{\epsilon}{\mu} w \partial_z w. \quad (2.10)$$

L'équation 2.9 relie ainsi l'élévation de surface libre des vagues  $\zeta$  en fonction de la pression mesurée proche du fond  $P_m$ . Cependant, puisque le deuxième terme de droite ne peut se calculer en fonction de  $P_m$ , il est nécessaire d'approximer cette formulation en effectuant des développements asymptotiques en fonction de petits paramètres, en particulier la cambrure  $\sigma$ .

### 2.2.2.2 Reconstruction hydrostatique

Une première approximation de l'équation 2.9 consiste à négliger l'accélération verticale. L'élévation de surface libre  $\zeta$  est donc équivalente à la surface libre hydrostatique. Sous forme dimensionnée, la **reconstruction hydrostatique** s'écrit :

$$\zeta_H^{\delta_m}(t) = \frac{P_m(t) - P_a}{\rho g} + \delta_m - h_0. \quad (2.11)$$

La reconstruction hydrostatique permet une bonne estimation de la surface libre associée à des ondes très longues (marée, tsunami). Elle est aussi couramment utilisée en zone de *surf* (e.g. Raubenheimer *et al.*, 1996; Sénéchal *et al.*, 2001), où la contribution de la pression non-hydrostatique est généralement négligée (Lin et Liu, 1998). Cependant, lorsque les vagues se raidissent proche de la côte, l'accélération verticale du fluide n'est plus négligeable. La reconstruction hydrostatique conduit alors à une très forte sous-estimation de la hauteur moyenne et individuelle des vagues hors de la zone de *surf* (cf. section 2.3.1; e.g. Martins *et al.*, 2017a) et en zone de *surf* (cf. section 2.3.2; Van Dorn, 1978; Martins *et al.*, 2020b). Il est alors nécessaire de disposer de méthodes non-hydrostatiques pour la reconstruction du

champ de vagues.

### 2.2.2.3 Méthode de la fonction de transfert (TFM)

La méthode de reconstruction non-hydrostatique la plus communément utilisée est basée sur la théorie linéaire des vagues. En supposant des vagues de faible cambrure, le potentiel de vitesse peut s'approximer à l'ordre 1 par rapport à  $\sigma$  comme :

$$\phi = \phi_0 + O(\sigma). \quad (2.12)$$

Le système d'équations 2.7 peut alors se linéariser et devient, sous forme dimensionnée, :

$$\partial_{xx}\phi_0 + \partial_{zz}\phi_0 = 0 \quad z \in [-h_0, 0], \quad (2.13a)$$

$$\zeta(t) = -\frac{1}{g}\partial_t\phi_0 \quad z = 0, \quad (2.13b)$$

$$\partial_t\zeta = \partial_z\phi_0 \quad z = 0, \quad (2.13c)$$

$$\partial_z\phi_0 = 0 \quad z = -h_0, \quad (2.13d)$$

avec, en  $z = -h_0 + \delta_m$ , la surface libre hydrostatique telle que :

$$\zeta_H^{\delta_m}(t) = -\frac{1}{g}\partial_t\phi_0. \quad (2.14)$$

En utilisant la transformée de Fourier en espace  $\mathcal{F}_X$  telle que :

$$\mathcal{F}_X\{f\}(k) = \int_{\mathbb{R}} f(x)e^{-ikx} dx, \quad (2.15)$$

où  $f$  est une variable du problème (*i.e.*  $\zeta$ ,  $\zeta_H^{\delta_m}$  et  $\phi_0$ ). En combinant les équations 2.13a et 2.13d, la transformée de Fourier en espace de  $\phi_0$  s'écrit :

$$\mathcal{F}_X\{\phi_0\}(k, z, t) = B \cosh(k(z + h_0)), \quad (2.16)$$

où  $B$  est une fonction indépendante de  $z$ . En injectant 2.16 dans 2.14 et 2.13c, on obtient la **reconstruction linéaire en espace** :

$$\mathcal{F}_X\{\zeta_{L,\text{space}}\}(k, t) = K_P(k)\mathcal{F}_X\{\zeta_H^{\delta_m}\}(k, t), \quad (2.17a)$$

$$K_P(k) = \frac{\cosh(kh_0)}{\cosh(k\delta_m)}, \quad (2.17b)$$

où  $K_P$  est un facteur de correction non-hydrostatique, à savoir la fonction de transfert.

Le système précédent permet d'obtenir l'élévation de surface libre  $\zeta_{L,\text{space}}$  en fonction de  $\zeta_H^{\delta_m}$  (Eq. 2.11). Cependant, ce type de reconstruction requiert de connaître le nombre d'onde  $k$  en chaque point de l'espace, équivalent à la longueur d'onde des vagues, ce qui nécessite de connaître la pression au fond en chaque point de l'espace. Cette information spatiale n'est pas disponible dans la plupart des applications puisque la mesure se fait en un point fixe de l'espace (cf. Figure 2.2). Pour pallier à ce problème, une transformée de Fourier en temps  $\mathcal{F}_T$  est communément utilisée :

$$\mathcal{F}_T\{f\}(\omega) = \int_{\mathbb{R}} f(t)e^{-i\omega t} dt, \quad (2.18)$$

où  $\omega$  est la fréquence radiale. On obtient ainsi la reconstruction linéaire en temps ou **méthode de la fonction de transfert (Transfert Function Method ; TFM)** :

$$\mathcal{F}_T\{\zeta_L\}(x, \omega) = K_P(\omega)\mathcal{F}_T\{\zeta_H^{\delta_m}\}(x, \omega), \quad (2.19a)$$

$$K_P(\omega) = \frac{\cosh(kh_0)}{\cosh(k\delta_m)}, \quad (2.19b)$$

$$\omega^2 = gk \tanh(kh_0). \quad (2.19c)$$

A l'inverse de la reconstruction hydrostatique qui est applicable directement dans l'espace temporel, la TFM s'applique dans l'espace fréquentiel (équivalent à  $\omega = 2\pi f$ ). A chaque composante fréquentielle  $f_i$  est associée un nombre d'onde  $k_i$  via la relation de dispersion linéaire (Eq. 2.19c). Les composantes du coefficient de correction non-hydrostatique  $K_P(\omega_i)$  (Eq. 2.19b) et de la transformée de Fourier de la surface à reconstruire  $\mathcal{F}_T\{\zeta_L\}(x, \omega_i)$  (Eq. 2.19a) sont ensuite déduites. Lorsque chaque composante fréquentielle est connue, une transformée de Fourier inverse est effectuée pour obtenir la série temporelle de surface libre reconstruite par la TFM ( $\zeta_L(t)$ ).

La TFM est la méthode la plus utilisée pour reconstruire la hauteur des vagues à partir de la pression (e.g. [Folsom, 1947](#); [Seiwell, 1947](#); [Cavalerie, 1980](#); [Lee et Wang, 1985](#); [Pomeroy et al., 2012](#); [Karimpour et Chen, 2017](#); [Bertin et al., 2020](#)). Pour des champs de vagues linéaires, cette méthode permet une estimation acceptable des paramètres moyens des vagues tels que l'énergie ou, de manière équivalente, la hauteur significative estimés avec des erreurs inférieures à 10 % (e.g. [Guza et Thornton, 1980](#); [Tsai et al., 2005](#)). Néanmoins, son utilisation pour analyser les paramètres individuels des vagues, tels que la hauteur et la forme de chaque vague, est généralement déconseillée ([Bishop et Donelan, 1987](#)). Pour des champs de vagues non-linéaires, en particulier en zone de levée, le spectre de densité d'énergie associée à la TFM, (équivalent à  $(\mathcal{F}_T\{\zeta_L\})^2$ ) « explose » dans la partie haute fréquence. En pratique, cette explosion a généralement lieu pour  $f > 2f_p$ , où  $f_p$  est la fréquence pic du spectre (cf. section [2.3.1](#); e.g. [Lee et Wang, 1985](#); [Smith, 2002](#); [Karimpour et Chen, 2017](#); [Martins et al., 2020b](#)).

Or, la bonne reproduction de cette partie du spectre (appelée aussi queue du spectre) est primordiale pour une reconstruction précise de la hauteur et la forme des plus hautes vagues. Dans la section [2.3.1](#), nous verrons que la surestimation de la queue du spectre produit des oscillations parasites qui peuvent considérablement déformer la surface libre en gonflant artificiellement l'élévation de la crête et du creux des vagues. Ce problème est généralement attribué au bruit de l'instrument, illustré par un plateau énergétique dans la queue du spectre de la mesure  $\zeta_H^{\delta_m}$  (e.g. [Guza et Thornton, 1980](#); [Smith, 2002](#); [Jones et Monismith, 2007](#)). Récemment, [Bonneton et Lannes \(2017\)](#) et [Bonneton et al. \(2018\)](#) ont montré que l'explosion de la queue du spectre est due aux non-linéarités et à la présence d'harmoniques secondaires. Celles-ci sont liées aux harmoniques fondamentales et se propagent à une célérité bien plus importante que celle prédite par la théorie linéaire  $c = \omega/k = \sqrt{g/k \tanh(kh_0)}$  ([Thornton et Guza, 1982](#); [Elgar et Guza, 1985](#)).

Pour résoudre ce problème, une fréquence de coupure  $f_c$  est communément utilisée. Au delà de cette fréquence, le spectre reconstruit par la TFM est remplacé par le spectre de la reconstruction hydrostatique. Ceci revient donc à appliquer la fonction de transfert suivante :

$$K_P(\omega) = \frac{\cosh(kh_0)}{\cosh(k\delta_m)} \quad \omega \leq 2\pi f_c \quad (2.20a)$$

$$K_P(\omega) = 1 \quad \omega > 2\pi f_c. \quad (2.20b)$$

Dans la plupart des applications, la « vraie » mesure de la surface libre (*e.g.* mesures acoustiques, Lidar) n'est pas connue et rend difficile la détermination précise de la fréquence de coupure. Celle-ci est alors fixée de manière empirique et varie généralement entre 0.25 Hz et 0.6 Hz (*e.g.* [Guza et Thornton, 1980](#); [Ruessink \*et al.\*, 1998](#); [Smith, 2002](#); [Sénéchal \*et al.\*, 2004](#)). Dans la section [2.3.1](#), nous verrons que la hauteur et la forme des vagues sont très sensibles à la valeur de  $f_c$ .

Enfin, d'autres méthodes dérivées de la théorie linéaire et applicables dans le domaine temporel peuvent être utilisées afin d'éviter d'introduire une fréquence de coupure. En se basant sur la TFM, [Nielsen \(1986\)](#) a développé la méthode **linéaire semi-empirique** suivante :

$$\zeta_N = \zeta_H^{\delta_m} F \left[ \frac{\omega^2}{g} (h_0 + \zeta_H^{\delta_m} - \delta_m) \right], \quad (2.21)$$

où  $F$  la fonction de transfert telle que  $F(x) = \exp(A(\delta_m/h_0)x)$  avec  $A$  le facteur empirique donné par  $A(\delta_m/h_0) = 0.64 + 0.34\delta_m/h_0$ . La fréquence radiale locale  $\omega_i$  est calculée grâce à une approximation de différences finies d'ordre 2 de la courbure de  $\zeta_H^{\delta_m}$  telle que :

$$\omega_i^2 = -\frac{(\partial_{tt}\zeta_H^{\delta_m})_i}{(\zeta_H^{\delta_m})_i} = -\frac{(\zeta_H^{\delta_m})_{i+1} - 2(\zeta_H^{\delta_m})_i + (\zeta_H^{\delta_m})_{i-1}}{(\zeta_H^{\delta_m})_i \Delta t^2} \quad (2.22)$$

avec  $(\zeta_H^{\delta_m})_i$  la  $i^{\text{ème}}$  valeur de la série temporelle de  $\zeta_H^{\delta_m}$  et  $\Delta t = 1/f_a$ ,  $f_a$  étant la fréquence d'échantillonnage.

Nous verrons dans la section [2.3.1](#) que la TFM et les méthodes empiriques dérivées ne permettent pas de bien représenter l'énergie des harmoniques hautes fréquences. La bonne reconstruction de l'énergie de cette partie du spectre est primordiale pour la reconstruction précise des vagues les plus non-linéaires, souvent identifiées comme des vagues extrêmes. Pour cela, il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes non-linéaires.

### 2.2.2.4 Méthodes non-linéaires

La plupart des méthodes non-linéaires existantes sont des méthodes conçues pour des vagues périodiques de forme permanente (*e.g.* [Deconinck et al., 2012](#); [Constantin, 2012](#); [Clamond et Constantin, 2013](#)). Celles-ci ne sont donc pas applicables aux vagues irrégulières en milieu naturel. Récemment, [Oliveras et al. \(2012\)](#) et [Vasan et Oliveras \(2017\)](#) ont développé une méthode de **reconstruction heuristique**  $\zeta_{\text{HE}}$  valable pour un champ d'ondes irrégulières se propageant à des vitesses différentes :

$$\zeta_{\text{HE}} = \frac{\zeta_{\text{L}}}{1 - \mathcal{F}_{\text{T}}^{-1} \{k \sinh(kh_0) \mathcal{F}_{\text{T}} \{ \zeta_{\text{H}}^{\delta_m} \} \}}, \quad (2.23)$$

En se basant sur des développements asymptotiques à l'ordre  $O(\sigma^2)$  ([Lannes et Bonneton, 2009](#)), [Bonneton et Lannes \(2017\)](#) ont récemment dérivé une formule de **reconstruction non-linéaire en régime dispersif** ( $\mu \ll 1$ ) :

$$\zeta_{\text{NL}} = \zeta_{\text{L}} - \frac{1}{g} \partial_t (\zeta_{\text{L}} \partial_t \zeta_{\text{L}}), \quad (2.24)$$

Cette dernière méthode permet de bien reproduire la hauteur et la forme des vagues non-linéaires lorsqu'elle est appliquée en espace et que  $\zeta_{\text{L}}$  est calculée avec la reconstruction linéaire en espace (Eq. 2.17). Pour des mesures ponctuelles, l'information en espace n'est pas disponible et  $\zeta_{\text{L}}$  est calculée avec la TFM (Eq. 2.19). Ainsi, en pratique, la reconstruction heuristique et la reconstruction non-linéaire en régime dispersif nécessitent l'utilisation d'une fréquence de coupure.

Pour des régimes faiblement dispersifs ( $\mu \ll 1$ ), [Bonneton et al. \(2018\)](#) ont étendu leur formulation pour obtenir une **reconstruction non-linéaire faiblement dispersive (Shallow water NonLinear; SNL)** :

$$\zeta_{\text{SNL}} = \zeta_{\text{SL}} - \frac{1}{g} \partial_t (\zeta_{\text{SL}} \partial_t \zeta_{\text{SL}}), \quad (2.25)$$

où  $\zeta_{\text{SL}} = \zeta_{\text{H}}^{\delta_m} - \frac{h_0}{2g} \partial_{tt} \zeta_{\text{H}}^{\delta_m}$ . Notons que les équations 2.24 et 2.25 sont valables pour  $\delta_m = 0$ . Pour  $\delta_m > 0$ , le lecteur est invité à se référer à [Bonneton et Lannes \(2017\)](#) et [Bonneton et al. \(2018\)](#).

La reconstruction SNL a été dérivée pour des non-linéarités modérées,  $\epsilon = O(\sqrt{\mu})$ . L'avantage

de cette formule faiblement dispersive est qu'elle est directement applicable dans le domaine temporel et ne nécessite pas de fréquence de coupure  $f_c$  liée aux non-linéarités. Toutefois, en pratique, les reconstructions SL et SNL nécessitent une fréquence de coupure  $f_{c,\text{noise}}$  due au bruit de la mesure de pression. La valeur de  $f_{c,\text{noise}}$  est cependant bien moins restrictive car bien plus élevée que  $f_c$ , permettant aux méthodes faiblement dispersives de bien reproduire le spectre haute fréquence. En effet, nous verrons par la suite que la reconstruction SNL permet de reproduire de manière très précise la hauteur moyenne des vagues ainsi que la hauteur et la forme des vagues les plus extrêmes, en zone de levée et en zone de *surf*.

### 2.2.2.5 Notes sur les hypothèses adoptées

Nous discutons ici des hypothèses adoptées dans le cadre de la reconstruction des vagues à partir de la pression. En particulier, nous montrons que ces hypothèses sont bien vérifiées dans la plupart des applications littorales.

#### (1) Fond localement plat au point de mesure

Pour une bathymétrie faiblement variable en espace, l'élévation du fond s'écrit  $z = -h_0 + b(x)$  où  $b$  est une fonction faiblement variable de  $x$ . [Bonneton et Lannes \(2017\)](#) et [Bonneton et al. \(2018\)](#) ont montré que la contribution du fond est contrôlée par le nombre sans dimension  $\sqrt{\mu}\sigma_b$  où  $\sigma_b$  est la pente caractéristique du fond au point de mesure. Le terme  $\sqrt{\mu}\sigma_b$  étant faible pour la plupart des applications littorales (*e.g.*  $\sigma_b = 0.015$  en section [2.3.1](#)), la contribution du fond est bien négligeable.

#### (2) Effet d'un courant sur le champ de vagues

La présence d'un courant ambiant entraîne un décalage entre la fréquence absolue et la fréquence intrinsèque (ou relative) des vagues (effet Doppler). En supposant un courant  $U$  horizontal et uniforme suivant la verticale, la vitesse horizontale s'écrit  $u = \partial_x \phi + U$ . La relation de dispersion et la célérité des vagues deviennent :

$$\omega = \sqrt{gk \tanh(kh_0)} + kU \quad \& \quad c = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh_0)} + U. \quad (2.26)$$

L'équation [2.26](#) illustre le fait que les vagues accélèrent pour un courant allant dans le même sens que les vagues ( $U > 0$ ) et ralentissent pour un courant opposé ( $U < 0$ ; [Figure 2.3b](#)).

Dans ce dernier cas, les vagues se raccourcissent (Figure 2.3a) et, par conservation du flux d'énergie, se raidissent. Celles-ci peuvent même être stoppées dans leur propagation et déferler (e.g. [Chawla et Kirby, 2002](#); [Bertin et Olabarrieta, 2016](#)). Notons que pour un courant opposé la correction non-hydrostatique de la TFM s'intensifie fortement dans la partie haute fréquence du spectre (Figure 2.3c). Dans ce cas là, la combinaison de l'erreur faite sur  $K_p$  dues aux non-linéarités et à la non prise en compte du courant rendrait la TFM encore moins performante.

Pour des courants intenses, la non prise en compte du courant dans la TFM peut entraîner des erreurs importantes dans la hauteur significative reconstruite ([Gabriel et Hedges, 1986](#); [Smith, 2002](#)). Cependant, [Bonneton et Lannes \(2017\)](#) ont montré que l'effet du courant peut être négligé lorsque  $U < \epsilon\sqrt{gh_0}$ . Ce dernier critère est généralement vérifié pour des applications littorales loin des embouchures.

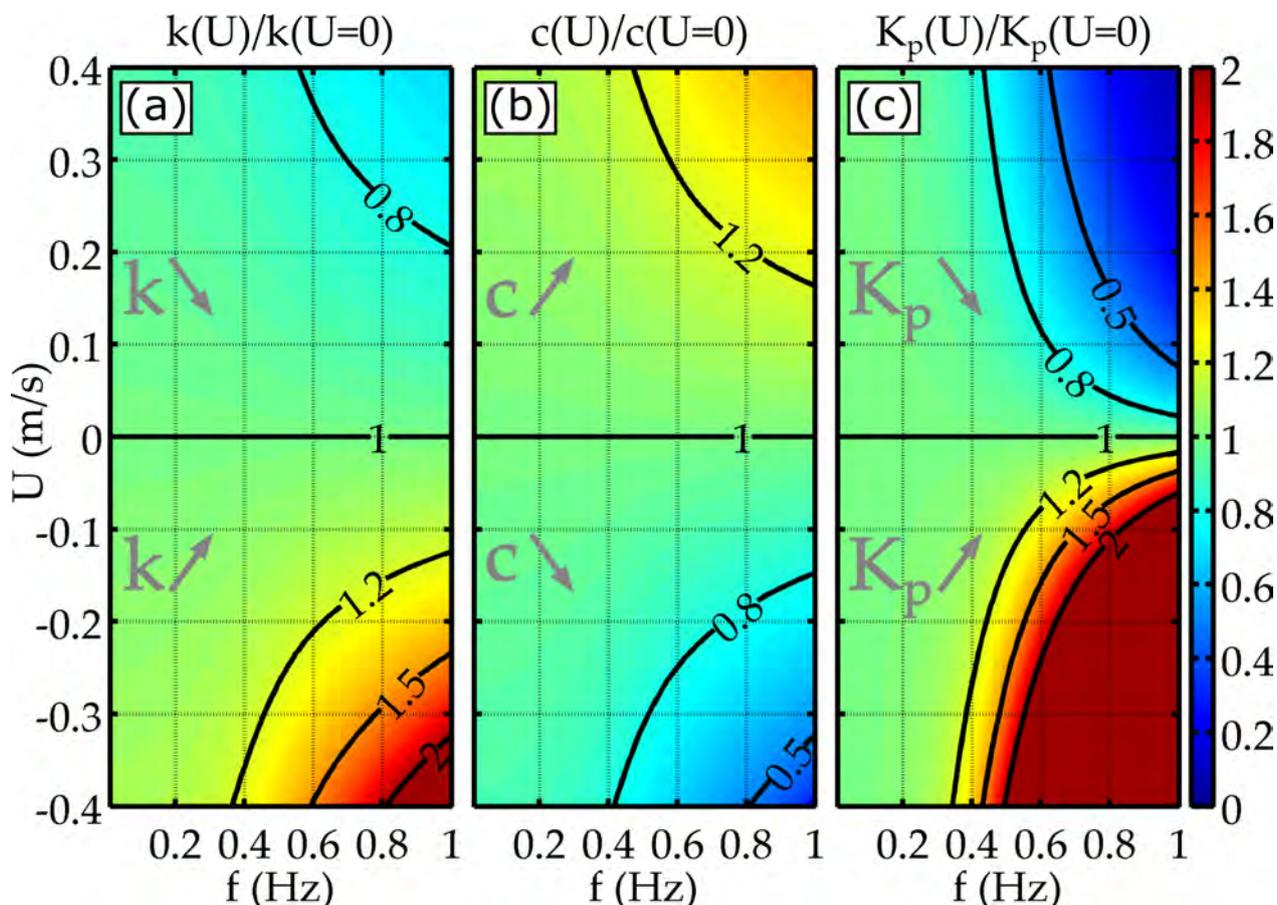


FIGURE 2.3 – Évolution du ratio du nombre d'onde  $k$  (a), de la célérité  $c$  (b) et du coefficient de correction non-hydrostatique  $K_p$  (c) en fonction de l'intensité et du sens du courant  $U$  et de la fréquence  $f$ , pour  $h_0 = 2$  m.  $U > 0$  ( $U < 0$ ) indique un courant dans le même sens (resp., sens opposé) que la propagation des vagues. Le texte en gris montre l'influence de la prise en compte du courant sur la valeur de  $k$ ,  $c$  et  $K_p$ .

### (3) Écoulement irrotationnel

L'hypothèse d'un écoulement irrotationnel est bien vérifiée pour des vagues non-déferlantes comme en zone de levée (Figure 2.4a). En zone de *surf*, le mouvement du fluide proche de la surface du front des vagues est contrôlé par la présence du rouleau de déferlement (Figure 2.4b). Le rouleau de déferlement est un mélange eau-air turbulent et constitue la partie rotationnelle des vagues déferlées (e.g. Basco, 1985). On peut alors décomposer la vitesse horizontale totale  $u$  telle que  $u = u_\phi + u_r$  où  $u_\phi = \partial_x \phi$  est la composante irrotationnelle (ou potentielle) et  $u_r$  est la composante rotationnelle liée au rouleau de déferlement (Figure 2.4b).

Nous verrons en section 2.3.2, que, dans le cadre de la reconstruction des vagues à partir de la pression mesurée au fond, la composante rotationnelle de l'écoulement en zone *surf* est négligeable. L'hypothèse d'irrotationnalité, sur laquelle se fondent les reconstructions présentées dans cette thèse, est donc bien vérifiée de la zone de levée jusqu'au jet de rive.

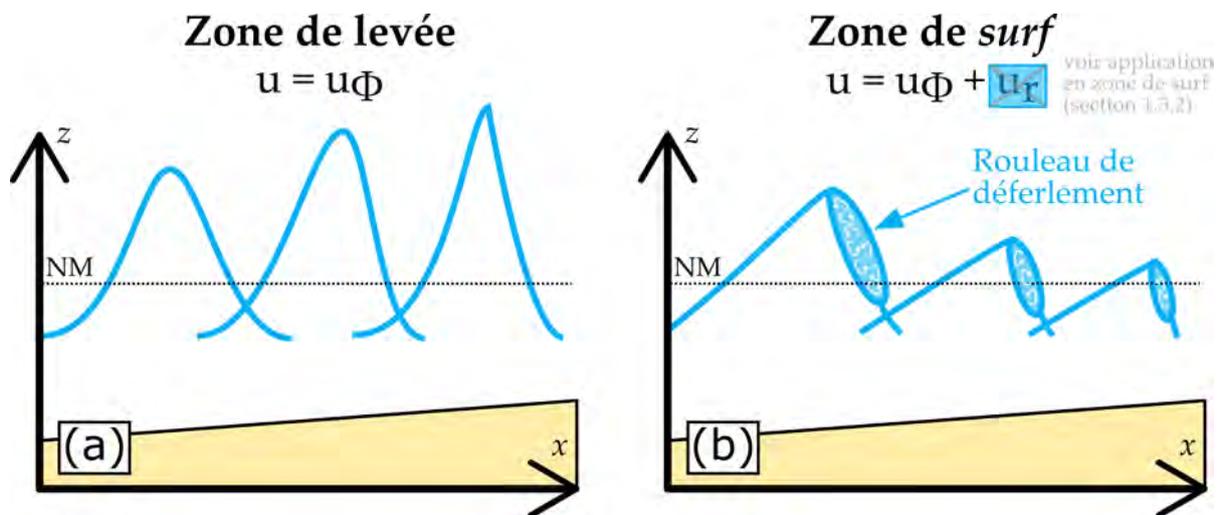
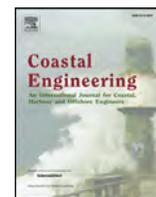


FIGURE 2.4 – Décomposition de la vitesse horizontale totale  $u$  en zone de levée (a) et en zone de *surf* (b). NM indique le niveau d'eau moyen.  $u_\phi$  et  $u_r$  représentent respectivement les composantes irrotationnelle et rotationnelle.

## 2.3 Applications

Dans cette partie, les différentes méthodes de reconstruction du champ de vagues sont appliquées et comparées à des mesures *in situ* du champ de vagues. Ces mesures ont été collectées en zone de levée et en zone de *surf* lors d'une campagne de mesure à La Salie (Nouvelle-Aquitaine) en Avril 2017. Ce dernier travail est présenté sous la forme d'un article publié dans la revue *Coastal Engineering*. Nous aborderons ensuite la reconstruction du champ de vagues en zone de *surf*.

### 2.3.1 Zone de levée



## Field data-based evaluation of methods for recovering surface wave elevation from pressure measurements

A. Mouragues<sup>a,\*</sup>, P. Bonneton<sup>a</sup>, D. Lannes<sup>b</sup>, B. Castelle<sup>a</sup>, V. Marieu<sup>a</sup>

<sup>a</sup> University of Bordeaux, CNRS, UMR 5805 EPOC, Allée Geoffroy Saint-Hilaire, F-33615, Pessac, France

<sup>b</sup> University of Bordeaux, IMB and CNRS UMR 5251, F-33405, Talence, France



### ARTICLE INFO

#### Keywords:

Wave measurements  
Pressure sensor  
Reconstruction methods  
Acoustic surface tracking  
Wave-by-wave analysis  
Nonlinear waves  
Extreme waves

### ABSTRACT

We compare different methods to reconstruct the surface elevation of irregular waves propagating outside the surf zone from pressure measurements at the bottom. The traditional transfer function method (TFM), based on the linear wave theory, predicts reasonably well the significant wave height but cannot describe the highest frequencies of the wave spectrum. This is why the TFM cannot reproduce the skewed shape of nonlinear waves and strongly underestimates their crest elevation. The surface elevation reconstructed from the TFM is very sensitive to the value of the cutoff frequency. At the individual wave scale, high-frequency tail correction strategies associated with this method do not significantly improve the prediction of the highest waves. Unlike the TFM, the recently developed weakly-dispersive nonlinear reconstruction method correctly reproduces the wave energy over a large number of harmonics leading to an accurate estimation of the peaked and skewed shape of the highest waves. This method is able to recover the most nonlinear waves within wave groups which some can be characterized as extreme waves. It is anticipated that using relevant reconstruction method will improve the description of individual wave transformation close to breaking.

### 1. Introduction

Pressure sensors have long been used to measure waves in the coastal zone mainly because of their robustness, low-cost aspect and convenience to deploy. However, they do not provide direct measurement of the wave surface elevation. The widely-used method to reconstruct the wave surface elevation from pressure measurements at the bottom is the so-called transfer function method (TFM; e.g. Bishop and Donelan, 1987), based on the linear wave theory. The TFM allows to recover linear wave fields and gives a reliable estimate of the significant wave height (i.e wave energy). Guza and Thornton (1980) found that the total harmonic variance could be retrieved with error of 7.6 % near the breakpoint. However, for the highest frequencies, the energy density spectra reconstructed from the TFM blows up. To prevent the latter, a cutoff frequency is commonly used (e.g. Lee and Wang, 1985; Bishop and Donelan, 1987). Contrary to what is generally accepted in the literature for swell reconstruction, the need for such a cutoff is mainly due to wave nonlinearities rather than to pressure measurement noise (Bonneton and Lannes, 2017). In this paper, we will show that the cutoff frequency is artificial and that the TFM solution is very sensitive to its value.

In shallow water, nonlinear interactions induce the development of

high-frequency harmonics which cannot be correctly reproduced by the TFM. Martins et al. (2017a) found that the TFM fails to recover the peaked and skewed shape of nonlinear waves with individual wave height error up to 30 %. However, well predicting nonlinear waves, especially in the shoaling zone, is of paramount importance for many coastal applications. Indeed, the most nonlinear waves are very often found to be the largest waves. An accurate prediction of these waves is then essential for applications involving extreme wave events, wave submersion studies, or coastal construction projects that need to cope with the height of the most extreme waves. Moreover, an accurate characterization of wave skewness and asymmetry is essential for studying sediment transport (Dubarbier et al., 2015). Lastly, the surface wave reconstruction is also crucial for the calibration of phase-averaged wave model parameters (e.g. Booij et al., 1999) and for the validation of phase-resolving wave models (e.g. Zijlema et al., 2011; Bonneton et al., 2011).

In the present paper, we review and apply the main methods designed to reconstruct *in situ* irregular waves. First, we present the commonly-used linear methods as well as recently developed nonlinear methods. Different high-frequency tail correction procedures associated with the TFM are also reviewed. Then, we apply and compare each method with field data, in terms of spectral and temporal parameters, in

\* Corresponding author.

E-mail address: [arthur.mouragues@u-bordeaux.fr](mailto:arthur.mouragues@u-bordeaux.fr) (A. Mouragues).

<https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2019.04.006>

Received 18 January 2019; Received in revised form 28 March 2019; Accepted 22 April 2019

Available online 29 April 2019

0378-3839/ © 2019 Elsevier B.V. All rights reserved.

near-breaking conditions. In such conditions, wave groups contain highly nonlinear waves for which the use of the TFM, based on the linear wave theory, is questionable. More importantly, these waves need to be properly described as they control the break point position and can be characterized as extreme waves. Finally, we conduct a wave-by-wave analysis of the whole dataset in order to compare each method over a large range of nonlinearities.

## 2. Reconstruction methods

In this section, the main methods to reconstruct irregular wave surface elevation from *in situ* pressure measurements at the bottom are reviewed. We focus on unbroken waves propagating outside the surf zone in intermediate to shallow water depth, for which the flow can be assumed irrotational. In this work, the bottom variation contribution is assumed negligible, which is true for many coastal applications. The background current contribution is also assumed negligible, which is true for most wave-dominated coastal areas far from river mouths or tidal inlets. Bonneton and Lannes (2017) derived a reconstruction formula which takes into account a background current. However, their method requires additional velocity measurement, which, in most nearshore field campaigns, is rarely collected at the same location as the pressure sensor, and is therefore out of scope of the present paper.

Three main length scales are critical to the problem addressed here: the wave amplitude  $a$ , the characteristic horizontal length scale  $L$  ( $k = 1/L$  the typical wave number) and the mean water depth  $h_0$ . The wave propagation is then controlled by two dimensionless parameters:

$$\varepsilon = \frac{a}{h_0}, \mu = \left(\frac{h_0}{L}\right)^2 = (kh_0)^2, \quad (1)$$

where  $\varepsilon$  is a nonlinearity parameter and  $\mu$  is a shallowness (or dispersion) parameter; or alternatively the steepness parameter  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{a}{L} = \varepsilon\sqrt{\mu}. \quad (2)$$

From a practical point of view, deep water cases ( $\mu \gg 1$ ) are disregarded as pressure measurements are not relevant in such water depths. Reconstruction methods are usually based on an asymptotic expansion of the irrotational wave equations in terms of the steepness parameter  $\sigma$ , which is a small parameter for most coastal waves. The small steepness regime encompasses the two following scenarios: large amplitude waves ( $\varepsilon \sim 1$ ) in shallow water ( $\mu < 1$ ) and small amplitude waves ( $\varepsilon \ll 1$ ) in intermediate depth ( $\mu \sim 1$ ).

For the sake of clarity, a two-dimensional wave field associated with the Cartesian coordinates  $(x, z)$  is considered, where  $x$  corresponds to the horizontal axis along which waves propagate and  $z$  is the positive-upward vertical axis (see Fig. 1). The mean water level and the free surface elevation are defined by  $z = 0$  and  $z = \zeta(x, t)$ , respectively. The pressure sensor is located at a distance  $\delta_m$  from the bottom level  $z = -h_0$  and provides the measured pressure  $P_m(t) = P(z = -h_0 + \delta_m, t)$ .

For very long waves (very small  $\mu$ ), the surface elevation can be estimated from the hydrostatic equilibrium. The hydrostatic reconstructed elevation,  $\zeta_H^{\delta_m}$ , is then given by:

$$\zeta_H^{\delta_m}(t) = \frac{P_m(t) - P_a}{\rho g} + \delta_m - h_0, \quad (3)$$

where  $P_a$  is the constant atmospheric pressure,  $\rho$  is the water density and  $g$  is the gravity. This hydrostatic reconstruction (Eq. (3)) gives good results for tides and tsunamis, but cannot be applied to wind waves which have non-hydrostatic characteristics. Some of the most commonly-used non-hydrostatic linear reconstruction methods are introduced below, and the recently developed nonlinear approaches are further presented.

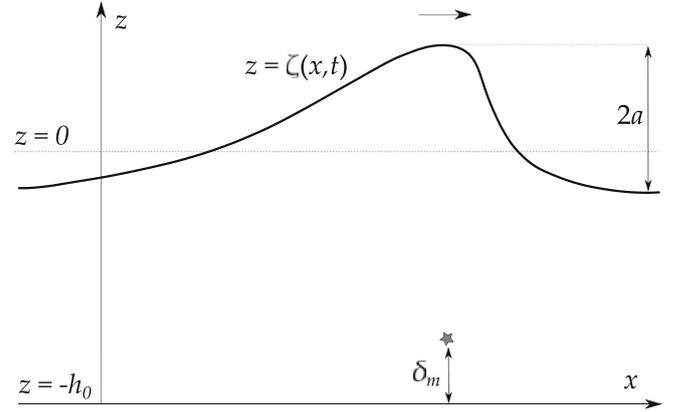


Fig. 1. Definition sketch of the physical variables.  $x$  and  $z$  are the horizontal (wave propagation axis) and vertical axis, respectively.  $z = 0$  is the mean water level and  $-h_0$  is the constant bottom elevation.  $\zeta(x, t)$  is the surface wave elevation,  $a$  is the characteristic wave amplitude and  $\delta_m$  represents the distance from the bottom where the pressure sensor is located.

### 2.1. Linear methods

#### 2.1.1. Linear wave theory

The derivation of the following reconstruction method can be applied to three-dimensional wave fields but a two-dimensional wave field is considered here for the sake of derivation simplicity (see Fig. 1). The fluid motion is governed by the free-surface incompressible Euler equations. From the irrotational assumption, the horizontal velocity  $u$  and the vertical velocity  $w$  are given by the velocity potential  $\phi$  as:  $u = \partial_x \phi$  and  $w = \partial_z \phi$ . Neglecting the  $O(\sigma)$  terms in the Euler equations, the following linearized system is obtained:

$$\partial_{xx}\phi + \partial_{zz}\phi = 0 \text{ for } z \in [-h_0, 0] \quad (4)$$

$$\partial_t \phi + \frac{P(z, t) - P_a}{\rho} + gz = 0 \text{ for } z \in [-h_0, 0], \quad (5)$$

where Eq. (4) is the mass conservation equation and Eq. (5) is the linearized Bernoulli equation. This set of equations is completed by linearized boundary conditions at the bottom and at the surface:

$$\partial_z \phi = 0 \quad \text{at } z = -h_0 \quad (6)$$

$$\partial_z \phi = \partial_t \zeta \quad \text{at } z = 0 \quad (7)$$

$$P = P_a \quad \text{at } z = 0. \quad (8)$$

Evaluating Eq. (5) at  $z = -h_0 + \delta_m$  and  $z = 0$  results in the following expression of  $\zeta_H^{\delta_m}$  and  $\zeta$ :

$$\zeta_H^{\delta_m}(t) = -\frac{1}{g} \partial_t \phi \quad \text{at } z = -h_0 + \delta_m \quad (9)$$

$$\zeta(t) = -\frac{1}{g} \partial_t \phi \quad \text{at } z = 0. \quad (10)$$

The variables  $\zeta$ ,  $\zeta_H^{\delta_m}$  and  $\phi$  are then decomposed using the following Fourier transform in space:

$$\mathcal{F}_X\{f\}(k) = \int_{\mathbb{R}} f(x) e^{-ikx} dx, \quad (11)$$

where  $\mathcal{F}_X\{f\}$  is the Fourier transform in space of the function  $f$ :  $x \mapsto f(x)$ .

Combining Eqs. (4) and (6), we get the expression of the Fourier transform in space of  $\phi$ :

$$\mathcal{F}_X\{\phi\}(k, z, t) = B \cosh(k(z + h_0)), \quad (12)$$

where  $B$  is an independent function of  $z$ .

Plugging Eq. (12) into Eqs. (9) and (10),  $\zeta$  can be expressed as a function of  $\zeta_H^{\delta_m}$ :

**Table 1**

Overview of the hydrostatic, TFM and semi-empirical TFM reconstruction methods studied in this article. - means that no high-frequency tail correction is applied.

Surface elevation name	Reconstruction method	Associated equations	Nonlinear cutoff frequency $f_c$	High-frequency tail correction
$\zeta_H^{\delta_m}$	Hydrostatic (equivalent to pressure measurements)	Eq. (3)	No	-
$\zeta_{L,space}$	Linear formula in space	Eqs. (13) and (14)	No	-
$\zeta_{L,NC}$	TFM	Eqs. (15)–(17)	No	-
$\zeta_{L,Sh}$	TFM - sharp cutoff	Eqs. (15) and (17)	Yes	Eqs. (19) and (20)
$\zeta_{L,J}$	TFM - Jonswap	Eqs. (15) and (17)	Yes	Eqs. (19) and (21)
$\zeta_{L,L}$	TFM - linear cutoff	Eqs. (15) and (17)	Yes	Eqs. (19), (22) and (23)
$\zeta_{L,St}$	TFM - steady cutoff	Eqs. (15) and (17)	Yes	Eqs. (19) and (24)
$\zeta_N$	semi-empirical TFM	Eq. (26)	No	-

$$\mathcal{F}_X\{\zeta\}(k, t) = K_P(k)\mathcal{F}_X\{\zeta_H^{\delta_m}\}(k, t) \tag{13}$$

$$K_P(k) = \frac{\cosh(kh_0)}{\cosh(k\delta_m)}, \tag{14}$$

where  $K_P$  is the non-hydrostatic correction factor.

Eqs. (13) and (16) are hereafter referred to as the linear formula in space, and the resulting reconstructed surface elevation is hereafter referred to as  $\zeta_{L,space}$  (see linear formula in space in Table 1). In Fig. 2,  $\zeta_{L,space}$  is compared to the surface elevation computed from the Full Euler equations (Fenton, 2014) in case of a periodic weakly nonlinear wave field ( $\epsilon = 0.15$  and  $\mu = 0.25$ ). The linear formula in space significantly improves the hydrostatic reconstruction in terms of crest elevation and wave shape, even if the crest elevation is still underestimated compared to the Full Euler solution.

2.1.2. Transfer function method

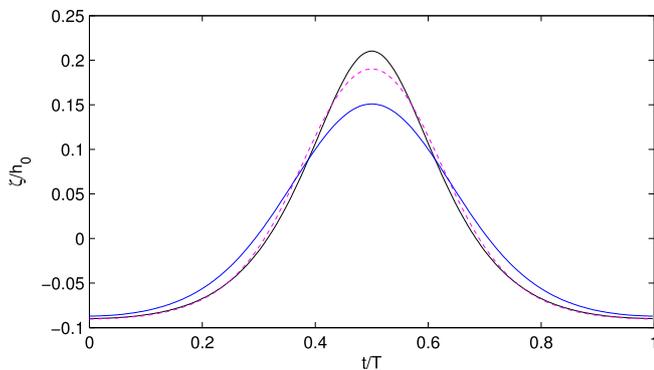
The linear formula (Eqs. (13) and (14)) involves a Fourier transform in space, which requires the knowledge of  $\zeta_H^{\delta_m}$  (or equivalently  $P_m$ ) over the whole horizontal space. However, for most coastal applications,  $P_m$  is only known at one single measurement point. The common practice with the TFM is to replace the Fourier transform in space by a Fourier transform in time, using the linear dispersion relation to express  $k$  as a function of the pulsation  $\omega$ . The TFM writes:

$$\mathcal{F}_T\{\zeta\}(x, \omega) = K_P(\omega)\mathcal{F}_T\{\zeta_H^{\delta_m}\}(x, \omega) \tag{15}$$

$$K_P(\omega) = \frac{\cosh(kh_0)}{\cosh(k\delta_m)} \tag{16}$$

$$\omega^2 = gk \tanh(kh_0), \tag{17}$$

where the Fourier transform in time is defined by:



**Fig. 2.** Surface elevation of a periodic weakly nonlinear wave,  $\epsilon = 0.15$ ,  $\mu = 0.25$ ,  $\delta_m = 0$ . Full Euler solution (black line); hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta_m}$  (blue line); linear formula in space:  $\zeta_{L,space}$  (magenta dashed line); see the associated equations in Table 1. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

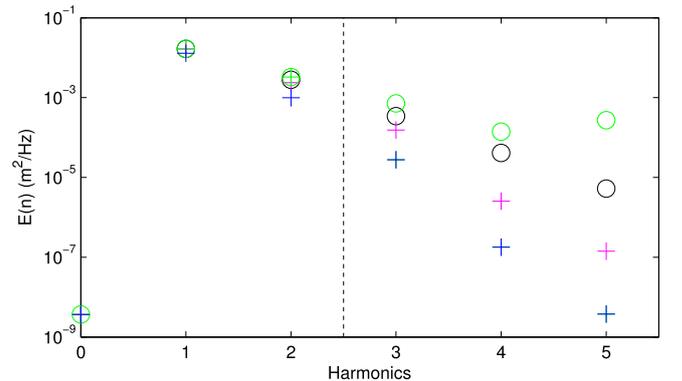
$$\mathcal{F}_T\{f\}(\omega) = \int_{\mathbb{R}} f(t)e^{-i\omega t} dt. \tag{18}$$

Bonneton and Lannes (2017) showed that this method is mathematically justified for linear wave fields but is questionable when applied to nonlinear waves. This is illustrated with the periodic weakly nonlinear wave field presented in Fig. 2. The surface elevation computed from the TFM is hereafter referred to as  $\zeta_{L,NC}$  (Eqs. (15)–(17); see TFM - no cutoff in Table 1). Fig. 3 shows that the energy density of the two first harmonics is well predicted by  $\zeta_{L,space}$  while the energy density of the following harmonics are underestimated.

Unlike the linear formula in space, the TFM (see  $\zeta_{L,NC}$  in Fig. 3) leads to an energy density overestimation, even for weakly nonlinear waves, which increases rapidly with the harmonics and leads to a blow up of the TFM solution (overestimation of the fifth harmonic by two orders of magnitude). As described by Bonneton and Lannes (2017), it is due to secondary harmonics which are phase locked, or bound, to the fundamental harmonics and travel at a celerity which is much larger than their intrinsic (linear) phase speed. Thus, the linear dispersive relation (Eq. (17)) strongly overestimates the wave number of the harmonics leading to the overestimation of  $K_P$  (Eq. (16)).

To overcome this TFM problem, the commonly-used approach is to introduce a cutoff frequency  $f_c$ . At  $f = f_c$ , the TFM spectrum is truncated and replaced by the hydrostatic spectrum for  $f > f_c$  (equivalent to a low-pass filter). The expression of  $K_P$  then becomes:

$$K_P(\omega) = \frac{\cosh(kh_0)}{\cosh(k\delta_m)} \quad \text{for } \frac{\omega}{2\pi} \leq f_c \tag{19}$$



**Fig. 3.** Surface elevation energy density spectra  $E(n)$  of a periodic weakly nonlinear wave,  $\epsilon = 0.15$ ,  $\mu = 0.25$ ,  $\delta_m = 0$ . Full Euler solution (black circle); hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta_m}$  (blue crosses); linear formula in space:  $\zeta_{L,space}$  (magenta crosses); TFM - no cutoff:  $\zeta_{L,NC}$  (green circles); TFM - sharp cutoff:  $\zeta_{L,Sh}$  (green crosses); see the associated equations in Table 1. The cutoff harmonic index is indicated by the vertical black dotted line. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

$$K_P(\omega) = 1 \quad \text{for } \frac{\omega}{2\pi} > f_c \quad (20)$$

Eq. (20) is hereafter referred to as the sharp cutoff and the associated surface elevation is referred to as  $\zeta_{L,sh}$  (see TFM - sharp cutoff in Table 1).

It is worth noting that contrary to what is generally accepted in the literature for swell reconstruction, the need for such a cutoff is mainly due to wave nonlinearities rather than to pressure measurement noise. Therefore,  $f_c$  can be considered as a nonlinear cutoff frequency. Nonetheless, in most coastal applications, two different empirical approaches are generally used to determine the value of  $f_c$  (Smith, 2002). The first one consists in setting  $f_c$  at the frequency where the pressure signal is one order of magnitude higher than the noise floor, which is questionable. In the second approach,  $f_c$  is set to the frequency where  $K_P$  is less than 10 to 1000, which value depends on the pressure sensor resolution (Wolf, 1997). The reconstructed wave characteristics are very sensitive to the subjective value of  $f_c$  (see Section 4.1.1; Smith, 2002; Jones and Monismith, 2007). In Fig. 3, the value of  $f_c$  is optimized i.e. we set  $f_c$  by comparing the wave energy reconstructed by the TFM with no nonlinear cutoff frequency,  $\zeta_{L,NC}$  (see TFM - no cutoff in Table 1), and the true wave energy.  $f_c$  is taken at the frequency where  $\zeta_{L,NC}$  starts to overestimate the true wave energy (i.e. where  $K_P$  is too high), here after the second harmonic (see the vertical dashed line in Fig. 3).

In most studies, the direct measurement of the surface wave elevation is not available but is retrieved from pressure measurements and  $f_c$  cannot be optimized objectively. Most of the time, it is not clear how the cutoff frequency has been set and, for field applications, its value typically ranges between 0.25 and 0.6 Hz (e.g. Guza and Thornton, 1980; Ruessink et al., 1998; Smith, 2002; Sénéchal et al., 2004). However, the way  $f_c$  is set is crucial and can strongly affect the wave shape. Indeed, the cutoff induces spectral information loss beyond  $f_c$  that will generate oscillations within the reconstructed time series (see Section 4.1.1). The frequency of these oscillations being of the same order as  $f_c$ , those are then strongly dependent on the cutoff and are not physical. This kind of oscillations is hereafter referred to as parasite oscillations.

**2.1.2.1. High-frequency tail empirical correction.** As introduced above, the widely-used TFM requires a cutoff frequency. Using the sharp cutoff method (Eq. (20); see TFM - sharp cutoff in Table 1) will induce spectral information loss for  $f > f_c$  (see Fig. 3). To limit this loss of information, several empirical formula were derived to artificially fill the high-frequency tail. Three empirical methods are presented here.

A first method is to replace the high-frequency tail by a Jonswap diagnostic tail. The energy density spectra  $E(f)$  is expressed as a function of  $f^{-n}$  where  $n$  represents the tail's slope (Eq. (21); see TFM - Jonswap in Table 1):

$$E(f > f_c) = E(f_c) \left( \frac{f}{f_c} \right)^{-n} \quad (21)$$

The value of  $n$  depends on the water depth.  $n = 5$  is usually set in deep water while  $n = 4$  and  $n = 3$  are set for intermediate water and shallow water, respectively.

Eq. (21) allows to better predict spectral wave parameters (e.g. Wolf, 1997; Smith, 2002; Jones and Monismith, 2007). However, this method is not able to recover surface elevation time series as the phase signal is not given by this approach.

The two other methods consist in tuning the value of  $K_P$  beyond  $f_c$ . Neumeier uses an empirical correction factor  $K_{P,L}$  which linearly decreases over an artificial frequency range (Eqs. (22) and (23); see TFM - linear cutoff in Table 1).

$$K_P(\omega) = K_{P,L} \quad \text{for } f_c < \frac{\omega}{2\pi} < f_{lin}, \quad (22)$$

$$K_P(\omega) = 1 \quad \text{for } \frac{\omega}{2\pi} > f_{lin}, \quad (23)$$

where the expression of  $K_{P,L}$  and  $f_{lin}$  can be found in Neumeier.

A steady correction factor can also be applied (Eq. (24); see TFM - steady cutoff in Table 1). The correction factor beyond  $f_c$  is taken as  $K_P(\omega = 2\pi f_c)$  and stays the same over the whole high-frequency tail.

$$K_P(\omega) = K_P(\omega = 2\pi f_c) \quad \text{for } \frac{\omega}{2\pi} > f_c \quad (24)$$

In Section 4.1.1, the influence of the above high-frequency tail correction methods on wave reconstruction and parasite oscillations will be addressed. A sensitivity study over the typical *in situ*  $f_c$  range will be also conducted.

## 2.2. Semi-empirical transfer function method

To avoid introducing a cutoff frequency, several authors have proposed local methods, as opposed to global (spectral) methods, in order to improve the shape and height of individual waves. Nielsen (1986) was the first to develop such methods called local sinusoidal approximation (LSA) methods.

A local frequency based on the local curvature is defined as:

$$\omega_i^2 = - \frac{(\partial_{tt} \zeta_{H,m}^{\delta_m})_i}{(\zeta_{H,m}^{\delta_m})_i} = - \frac{(\zeta_{H,m}^{\delta_m})_{i+1} - 2(\zeta_{H,m}^{\delta_m})_i + (\zeta_{H,m}^{\delta_m})_{i-1}}{(\zeta_{H,m}^{\delta_m})_i \Delta t^2} \quad (25)$$

where  $(\zeta_{H,m}^{\delta_m})_i$  is the  $i^{\text{th}}$  value of time series  $\zeta_{H,m}^{\delta_m}$  (Eq. (3)) and  $\Delta t = \frac{1}{f_a}$ ,  $f_a$  being the sampling rate.

Along with a stretched linear theory, Nielsen (1986) established the following semi-empirical transfer function method (see semi-empirical TFM in Table 1):

$$\zeta_N = \zeta_{H,m}^{\delta_m} F \left[ \frac{\omega^2}{g} (h_0 + \zeta_{H,m}^{\delta_m} - \delta_m) \right] \quad (26)$$

where the transfer function  $F$  is fitted as  $F(x) = \exp\left(A \left(\frac{\delta_m}{h_0}\right) x\right)$  and the empirical factor  $A$  is given by  $A \left(\frac{\delta_m}{h_0}\right) = 0.64 + \frac{0.34\delta_m}{h_0}$ .

Fenton (1987) introduced local polynomial approximation (LPA) methods in which the complex velocity potential and the surface elevation are given by polynomials and incorporated into the fully nonlinear equations of motion. Townsend and Fenton (1997) compared both LSA and LPA and concluded that LSA (Eq. (26)) performs better than LPA especially for low  $\delta_m/h_0$  ratio. Moreover, LSA requires less computational effort than LPA (Nielsen, 1989; Townsend and Fenton, 1997). Therefore, only the LSA method from Nielsen (1989) is considered in this study.

## 2.3. Nonlinear methods

Over the past few years, several authors have gone to great lengths studying nonlinear surface wave reconstruction from pressure measurements (e.g. Deconinck et al., 2012; Oliveras et al., 2012; Constantin, 2012; Clamond and Constantin, 2013). Nevertheless, all these methods were derived assuming steady water waves propagating at a constant celerity and are therefore not suitable for real coastal applications.

However, Oliveras et al. (2012) derived a heuristic reconstruction method  $\zeta_{HE}$  as a function of  $\zeta_L$  (here,  $\zeta_L$  is the surface elevation reconstructed from the linear formula in space or from the TFM) that can be applied for irregular waves travelling at different wave celerities. For  $\delta_m = 0$  (see Vasan and Oliveras, 2017 if  $\delta_m > 0$ ),  $\zeta_{HE}$  is written as follows:

$$\zeta_{HE} = \frac{\zeta_L}{1 - \mathcal{F}_T^{-1}\{k \sinh(kh_0) \mathcal{F}_T\{\zeta_{H,m}^{\delta_m}\}\}}, \quad (27)$$

where  $k$  is computed with the dispersion relation (Eq. (17)).

As remarked in Bonneton and Lannes (2017), at order  $O(\sigma)$ , this formula is equivalent to:

$$\zeta_{HE} = \zeta_L - \frac{1}{g} \zeta_L \partial_{tt} \zeta_L. \quad (28)$$

Using data from laboratory experiments, the heuristic method was found to significantly improve the wave crest elevation as well as the wave shape compared to the TFM (Oliveras et al., 2012).

Recently, Bonneton and Lannes (2017) and Bonneton et al. (2018) have derived nonlinear reconstruction methods also suitable for irregular waves. Bonneton and Lannes (2017) performed an asymptotic expansion of the nonlinear wave equations in terms of the steepness parameter  $\sigma$ . For  $\delta_m = 0$  (see Bonneton and Lannes, 2017 if  $\delta_m > 0$ ) and neglecting the  $O(\sigma^2)$  terms, they obtained a fully-dispersive nonlinear reconstruction method:

$$\zeta_{NL} = \zeta_L - \frac{1}{g} \partial_t (\zeta_L \partial_t \zeta_L). \quad (29)$$

The nonlinear term on the right-hand side of Eq. (29) can be split into two nonlinear terms: (1)  $-\frac{1}{g} (\zeta_L \partial_{tt} \zeta_L)$  and (2)  $-\frac{1}{g} (\partial_t \zeta_L)^2$ . Term (1) improves the wave extrema compared to the linear reconstruction  $\zeta_L$  by increasing the crest elevation and flattening the wave trough. Term (2), which is neglected in the heuristic method (see Eq. (28)), amplifies the wave skewness and asymmetry. Both nonlinear methods described above rely on  $\zeta_L$ . The latter can theoretically be computed using the linear formula in space  $\zeta_{L,space}$ . Fig. 4 shows the surface elevation reconstructed from the two nonlinear methods using the linear formula in space ( $\zeta_{HE,space}$  and  $\zeta_{NL,space}$ , respectively; see Table 2).

Both nonlinear methods accurately reproduce the crest elevation and the wave shape. Nonetheless,  $\zeta_{NL,space}$  provides a better description of the peaked wave shape as well as the crest elevation compared to  $\zeta_{HE,space}$ . As explained in the previous section, the measured pressure  $P_m$  is often available at one single measurement point which implies to use the classical TFM instead of the linear formula in space. Hence, in practice, a cutoff frequency needs to be introduced for computing  $\zeta_{HE}$  and  $\zeta_{NL}$ . Bonneton and Lannes (2017) have applied these nonlinear reconstructions in case of fully-dispersive nonlinear bichromatic waves ( $\mu = 0.53$ ). Even though the heuristic method is able to properly reproduce the crest elevation, it still underestimates the skewed shape of the largest waves. The fully-dispersive nonlinear method was found to provide a much better description of the peaked and skewed waves than both the TFM and the heuristic reconstructions.

To overcome the need for a cutoff, in weakly-dispersive regime ( $\mu < 1$ ), Bonneton et al. (2018) made a Taylor expansion of the

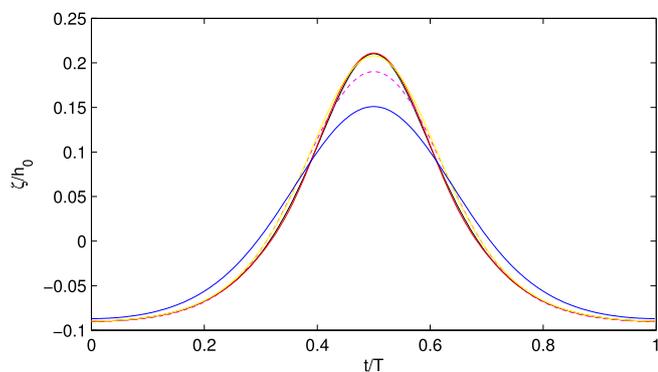


Fig. 4. Surface elevation of a periodic weakly nonlinear wave,  $\epsilon = 0.15$ ,  $\mu = 0.25$ ,  $\delta_m = 0$ . Full Euler solution (black line); hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta_m}$  (blue line); linear formula in space:  $\zeta_{L,space}$  (magenta dashed line); fully-dispersive nonlinear reconstruction in space:  $\zeta_{NL,space}$  (red line); heuristic reconstruction in space:  $\zeta_{HE,space}$  (yellow line); see the associated equations in Tables 1 and 2 (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

nonlinear wave equations with respect to  $\mu$ . Neglecting the  $O(\mu^2)$  terms, they obtained the following weakly-dispersive linear and nonlinear reconstruction methods (see Bonneton et al., 2018 if  $\delta_m > 0$ ):

$$\zeta_{SL} = \zeta_H^{\delta_m} - \frac{h_0}{2g} \partial_{tt} \zeta_H^{\delta_m} \quad (30)$$

$$\zeta_{SNL} = \zeta_{SL} - \frac{1}{g} \partial_t (\zeta_{SL} \partial_t \zeta_{SL}). \quad (31)$$

Along with the semi-empirical TFM (see Table 1), Eqs. (30) and (31) can be applied locally in time and a cutoff frequency is not necessarily needed, unlike for the computation of fully-dispersive methods (TFM,  $\zeta_{HE}$  and  $\zeta_{NL}$ ). Bonneton et al. (2018) applied Eq. (31) locally in time by discretizing first- and second-order time derivatives involved in Eqs. (30) and (31). Such time discretization requires to filter measurement noise, as with the Fourier approach. However, time derivatives computation is more accurate using Fourier analysis.

In this way, recovering  $\zeta_{SL}$  and  $\zeta_{SNL}$  (and  $\zeta_N$ ) still requires a cutoff frequency  $f_{c,noise}$  in order to remove pressure measurement noise. However, this cutoff frequency is much higher than the nonlinear cutoff frequency  $f_c$  introduced earlier. Accordingly,  $\zeta_{SL}$  and  $\zeta_{SNL}$  (and  $\zeta_N$ ) are computed accounting for much higher frequency spectral information which is crucial to correctly reconstruct the surface elevation of nonlinear waves. Bonneton et al. (2018) found a good agreement for weakly-dispersive nonlinear waves ( $\mu < 0.3$ ) between  $\zeta_{SNL}$  and direct  $\zeta$  measurements in case of monochromatic waves ( $\epsilon = 0.65$ ), bichromatic waves ( $\epsilon = 0.37$ ) and *in situ* waves ( $\epsilon_{max} = 0.31$  where  $\epsilon_{max}$  is the nonlinear parameter of the highest wave).

### 3. In situ dataset

#### 3.1. Field site

In order to assess and compare the ability of the reconstruction methods to recover irregular wave field from pressure measurements, *in situ* hydrodynamic data was collected at La Salie beach, SW France (see Fig. 5). La Salie beach is a relatively alongshore-uniform gently-sloping sandy beach associated with a meso-macro semi diurnal tidal regime. The relatively wide intertidal region ( $\sim 200$  m in the cross-shore) allows easy and convenient instrument deployment at low tide.

#### 3.2. Field experiment

The field experiment was carried out over two periods on April 13–14 2017 (LS1) and May 17–18 2018 (LS2) and aimed at characterizing nonlinear waves in intermediate and shallow depth. A Nortek Signature 1000 kHz current profiler was deployed at low tide. The Signature 1000 kHz vertical beam allows a high-frequency direct measurement of the surface wave elevation using Acoustic Surface Tracking (AST). Besides AST, it also provides pressure measurements. Signature 1000 manufacturer (Nortek) reports pressure-derived elevation and AST measurements with accuracy of  $\pm 1$  mm and  $\pm 2$  cm, respectively. The instrument recorded at 8 Hz sampling rate and pressure was measured at 0.7 m above the bottom ( $\delta_m = 0.7$  m). The characteristic bottom slope was  $\sigma_b = 0.015$  at the sensor location.

AST is a relatively new ADCP feature that has mainly been validated for waves propagating in deep water ( $> 20$  m) and for sampling rate not exceeding 4 Hz (Pedersen and Nylund, 2004; Pedersen and Lohrmann, 2004). Martins et al. (2017b) collected high-frequency surface elevation measurements and found a very good agreement between the surface elevation measured from the Signature 1000 kHz and from a LIDAR scanner (root mean square error RMSE of 0.05 m) for an undular tidal bore propagating in the Garonne river ( $\epsilon = 0.08$ ;  $\mu = 5.85$ ; the mean water depth at low tide was 2.8 m).

Nonetheless, AST is very sensitive to air bubbles as the acoustic signal can be significantly altered within the water column (see Nortek

**Table 2**  
Overview of the nonlinear reconstruction methods studied in this article.

Surface elevation name	Reconstruction method	Associated equations	Nonlinear cutoff frequency $f_c$
$\zeta_{HE,space}$	Heuristic in space	Eq. (27) (using $\zeta_{L,space}$ )	No
$\zeta_{NL,space}$	Fully-dispersive nonlinear in space	Eq. (29) (using $\zeta_{L,space}$ )	No
$\zeta_{HE}$	Heuristic in time	Eq. (27)	Yes
$\zeta_{NL}$	Fully-dispersive nonlinear in time	Eq. (29)	Yes
$\zeta_{SNL}$	Weakly-dispersive nonlinear	Eqs. (30) and (31)	No

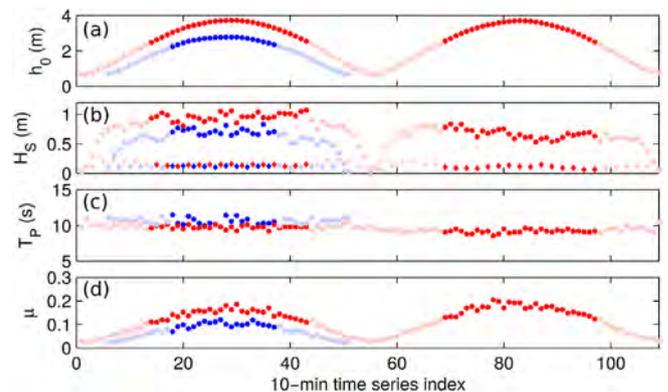
Manual). Hence, the AST ability to provide reliable measurements under wave breaking can be questioned (Pedersen et al., 2002; Birch et al., 2004), but the present study focuses on waves propagating outside the surf zone (see Fig. 6). A video system was set up on the first day of each deployment period to follow the position of the surf zone during the experiment. The system allowed to identify the time evolution of the outer edge of the surf zone, defined as the location of the onset of breaking of the largest waves (see darker points in Fig. 6, within which none of the waves are breaking). The other outer surf zone limits were set by visually checking the AST signal.

Both pressure and AST measurements were divided into 10-min time series. Pressure time series was low-pass filtered (1 Hz) to remove instrumental noise. AST time series was also low-pass filtered to be consistent with pressure time series. The mean water depth  $h_0$  was computed from pressure measurements both outside and inside the surf zone. Each water depth time series was detrended to remove tidal variation. The water level was slowly fluctuating with the infragravity motion. We then define the free surface elevation (in the short-wave frequency band) as:

$$\zeta(t) = h(t) - h_{intra}(t), \tag{32}$$

where  $h$  is the water depth and  $h_{intra}$  is the water depth computed over the infragravity frequency range (0.005 Hz - 0.05 Hz). Eq. (32) was applied to both pressure and AST measurements yielding the hydrostatic surface elevation  $\zeta_H^{\delta m}$  (Eq. (3)) and the direct measurement of the surface elevation  $\zeta_m$ , respectively.

Outside the surf zone,  $h_0$  ranged from 2.25 m to 3.72 m (see Fig. 6a). For such water depths, we choose to take  $n = 4$  (as in Jones and Monismith (2007)) for the TFM - Jonswap method (Eq. (21)). Except for  $h_0$ , parameters in Fig. 6 were calculated using  $\zeta_H^{\delta m}$  inside the surf zone and using  $\zeta_m$  outside the surf zone. Both experiments were characterized by long and grouped wave conditions with a sea-swell significant wave height  $H_{s,short-wave}$  ranging from 0.54 m to 1.08 m (see Fig. 6b) associated with a peak period  $T_p$  ranging from 8.6 s to 11.5 s (see Fig. 6c). The maximum observed wave height was 1.54 m for LS1 and 1.95 m for LS2. The wave number  $k$  was estimated using the linear dispersion relation (Eq. (17)) yielding the shallowness parameter  $\mu = (kh_0)^2$ . The whole dataset features relatively small  $\mu$  ( $\mu \leq 0.2$ ; see Fig. 6d) characterizing a weakly-dispersive wave regime. It is worth



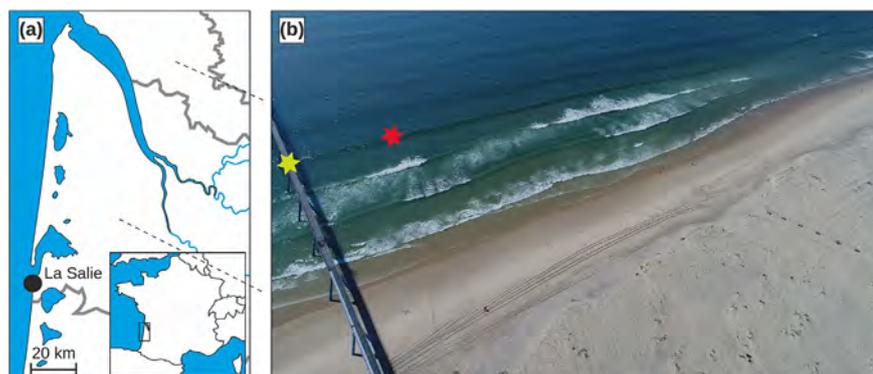
**Fig. 6.** Wave and tide conditions for both experiments (LS1 in blue and LS2 in red). (a) Mean water depth  $h_0$ ; (b) Short-wave significant wave height  $H_{s,short-wave}$  (circles) and infragravity significant wave height  $H_{s,intra}$  computed over 20 min (diamonds); (c) Spectral peak period  $T_p$ ; (d) Shallowness parameter  $\mu$ . Dark-colored points and light-colored points show data outside and inside the surf zone, respectively. Transitions between both areas represent the outer surf zone limits. In the present study, we only focus on the dark-colored points. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

noting that, the parameter  $\sqrt{\mu}\sigma_b$  being very small for the whole experiment, the bottom contribution can be neglected (Bonneton et al., 2018).

### 3.3. Data processing

#### 3.3.1. AST processing

Even outside the surf zone, the AST signal was sometimes altered by reflection within the water column. This was caused by the presence of air bubbles that were generated by wave breaking occurring shoreward but close to the instrument, which were occasionally moved by currents above the instrument. This led to the presence of spikes in the surface wave elevation time series that were removed using a gradient thresholds between two consecutive points.



**Fig. 5.** (a) Location map with the field site of La Salie indicated by the black circle. (b) Unmanned aerial vehicle photo of the field site at mid-tide during the experiment. A video system was installed on the pier shown in the left-hand side of the image. The yellow star and the red star show the location of the video system and the instrument, respectively, during the experiment. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

### 3.3.2. Wave-by-wave analysis

Zero crossing analysis is the most traditional method to determine individual wave characteristics. It first consists in identifying individual waves between each zero-downcrossing or each zero-upcrossing of surface wave elevation. Wave crests and troughs are then respectively defined as the maximum and minimum of surface elevation between two consecutive crossings. In intermediate depth to shallow water, low-frequency motions can be strong and might potentially lead to crests under the mean sea level and troughs above the mean sea level, making the zero-crossing method irrelevant. In addition, filtering-out low-frequency motions is not a reliable option as it can critically transform the wave extrema and the wave shape (Power et al., 2010). A different method based on a local maxima analysis was implemented (Power et al., 2010; Power et al., 2015; Martins et al., 2017a). A wave is identified between two consecutive crests. The wave trough is taken as the minimum of the surface elevation between the two consecutive crests. Wave height and period criteria are set to avoid detecting small oscillations (with amplitude  $<0.1$  m and period  $<T_p/4$ ).

## 4. Results and discussion

In this section, the different reconstruction methods presented above are applied to LS1 and LS2 dataset and further compared (see Tables 1 and 2). We first assess each method in near-breaking conditions. These conditions are characterized by the presence of nonlinear waves for which the validity of linear reconstruction methods to recover individual wave characteristics is questionable. Then, the ability of each method to recover waves within wave groups which contain highly nonlinear and extreme waves is addressed. Finally, we present a wave-by-wave analysis over the whole dataset.

### 4.1. Near-breaking conditions

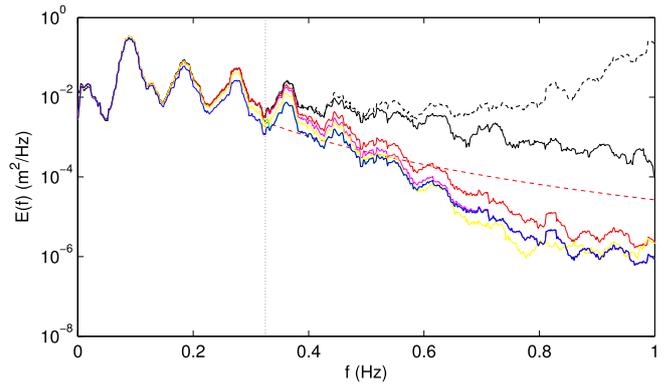
In this subsection, we focus on a 10-min time series from LS1 characterized by highly nonlinear waves, i.e. waves just before the onset of breaking (see the blue point at the first outer surf zone limit of LS1 in Fig. 6;  $h_0 = 2.25$  m;  $\mu = 0.075$ ). This time series is characterized by a peak wave period of 11.5 s, a significant wave height of 0.71 m and a maximum individual wave height of 1.4 m. The latter yields a maximum nonlinearity parameter  $\varepsilon$  of 0.31 corresponding to strong *in-situ* nonlinearities.

#### 4.1.1. Linear methods and semi-empirical transfer function

Surface elevation energy density spectra computed from the TFM with different high-frequency tail corrections and the semi-empirical TFM (see Table 1) are presented in Fig. 7. Here, the nonlinear cutoff frequency  $f_c$  is set at 0.32 Hz which corresponds to frequency up to the third harmonic (around 0.28 Hz). As explained in Section 2, the cutoff frequency associated with spectral reconstruction methods is optimized. Indeed, it is set by comparing the wave energy reconstructed from the TFM - no cutoff ( $\zeta_{L,NC}$ ) and the true wave energy ( $\zeta_m$ ).  $f_c$  is taken at the frequency for which the TFM correction starts exceeding the measured wave energy. Again, results are very sensitive to  $f_c$ . Depending on its value, the computed wave surface elevation can be significantly altered, which will be addressed at the end of this section.

As expected,  $\zeta_H^{\delta m}$  correctly reproduces the low-frequency spectrum as well as the first harmonic (around 0.09 Hz) but strongly underestimates the energy of all subsequent harmonics. The semi-empirical TFM,  $\zeta_N$ , provides a good estimate of wave energy up to the second harmonic (around 0.18 Hz) but then slowly starts underpredicting all the subsequent harmonics as well. For  $f < f_c$ , the TFM - sharp cutoff,  $\zeta_{L,SH}$  (equivalent to  $\zeta_{L,L}$ ,  $\zeta_{L,ST}$  and  $\zeta_{L,J}$ ) properly reproduces the energy spectrum compared to  $\zeta_H^{\delta m}$ .

For  $f > f_c$ ,  $\zeta_{L,SH}$  (equivalent to  $\zeta_H^{\delta m}$ ) strongly underestimates the energy by two to three orders of magnitude at the highest frequencies. The TFM - Jonswap,  $\zeta_{L,J}$ , is able to reproduce the high-frequency tail's slope



**Fig. 7.** Surface elevation energy density spectra  $E(f)$ . AST measurements:  $\zeta_m$  (black line); hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta m}$  (blue line); TFM - sharp cutoff:  $\zeta_{L,SH}$  (green line); TFM - linear cutoff:  $\zeta_{L,L}$  (magenta line); TFM - steady cutoff:  $\zeta_{L,ST}$  (red line); TFM - Jonswap:  $\zeta_{L,J}$  (red dashed line); TFM - no cutoff  $\zeta_{L,NC}$  (black dashed line); semi-empirical TFM:  $\zeta_N$  (yellow line); see the associated equations in Table 1  $f_c = 0.32$  Hz (vertical black dotted line). The spectra have been averaged over  $1/66$  Hz. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

but does not reconstruct any harmonics. In the other hand, both the TFM - linear cutoff and the TFM - steady cutoff,  $\zeta_{L,L}$  and  $\zeta_{L,ST}$  respectively, improve  $\zeta_{L,SH}$  by correctly recovering one extra harmonic (fourth harmonic around 0.36 Hz), even though the energy is slightly underestimated. Unlike  $\zeta_{L,ST}$  that keeps correcting  $\zeta_{L,SH}$  over all frequencies,  $\zeta_{L,L}$  fades into  $\zeta_{L,SH}$  around 0.7 Hz.

The relative error of the spectral significant wave height  $H_{m0} = 4\sqrt{m_0}$  (where  $m_0$  is the zero-th spectral moment calculated between 0 and 1 Hz), the maximal crest elevation  $(\zeta_c)_{max}$  and the skewness parameter  $S_k = \langle \zeta^3 \rangle / (\langle \zeta^2 \rangle)^{3/2}$  (where  $\langle \cdot \rangle$  is the time-averaging operator) are computed for each reconstruction formula (see Table 3). In terms of  $H_{m0}$ , all TFM as well as the semi-empirical TFM are significantly better than  $\zeta_H^{\delta m}$  (equivalent to pressure measurements) and lead to reasonable  $H_{m0}$  error ( $\leq 7.4\%$ ) which is in line with the literature (e.g. Guza and Thornton, 1980; Bishop and Donelan, 1987).  $\zeta_N$  provides the same  $H_{m0}$  as  $\zeta_{L,SH}$ . Both  $\zeta_{L,L}$  and  $\zeta_{L,ST}$  are better than  $\zeta_{L,SH}$  by roughly 2%. As  $\zeta_{L,J}$  strongly underestimates the fourth and fifth harmonics (around 0.36 and 0.45 Hz in Fig. 7), the computed  $H_{m0}$  error is slightly higher than all other linear reconstructions. Among all reconstructions,  $\zeta_{L,ST}$  has the lowest  $H_{m0}$  error.

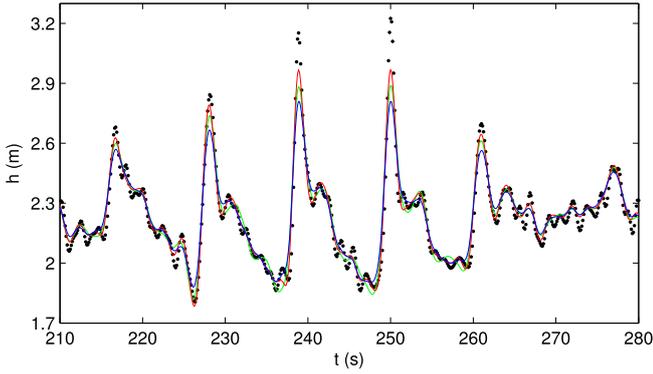
The same trend is observed for temporal parameters  $(\zeta_c)_{max}$  and  $S_k$ . In terms of these parameters,  $\zeta_N$  performs roughly the same as  $\zeta_{L,SH}$ . The TFM is slightly improved using the linear cutoff and the steady cutoff approaches ( $\zeta_{L,L}$  and  $\zeta_{L,ST}$ , respectively). Nonetheless,  $\zeta_{L,ST}$ , which gives the best agreement with  $\zeta_m$ , still considerably underestimates both  $(\zeta_c)_{max}$  and  $S_k$  by 26.5% and 37.2%, respectively (see Table 3).

For the sake of clarity, we only display in Fig. 8 the water depth time series reconstructed from the TFM - sharp cutoff and the TFM - steady cutoff (the latter giving the best results among all linear reconstructions). In line with the errors shown in Table 3, both

**Table 3**

Spectral significant wave height  $H_{m0}$ , highest crest elevation  $(\zeta_c)_{max}$  and sea surface skewness  $S_k$  relative error (%). hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta m}$ ; TFM - sharp cutoff:  $\zeta_{L,SH}$ ; TFM - linear cutoff:  $\zeta_{L,L}$ ; TFM - steady cutoff:  $\zeta_{L,ST}$ ; TFM - Jonswap:  $\zeta_{L,J}$ ; semi-empirical TFM:  $\zeta_N$ ; see the associated equations in Table 1.  $f_c = 0.32$  Hz.

	$\zeta_H^{\delta m}$	$\zeta_{L,SH}$	$\zeta_{L,L}$	$\zeta_{L,ST}$	$\zeta_{L,J}$	$\zeta_N$
$H_{m0}$	14.6	7.1	5.7	5.1	7.4	7.1
$(\zeta_c)_{max}$	41.8	33.7	28.6	26.5	–	30.6
$S_k$	59.9	49.5	41.0	37.2	–	42.0



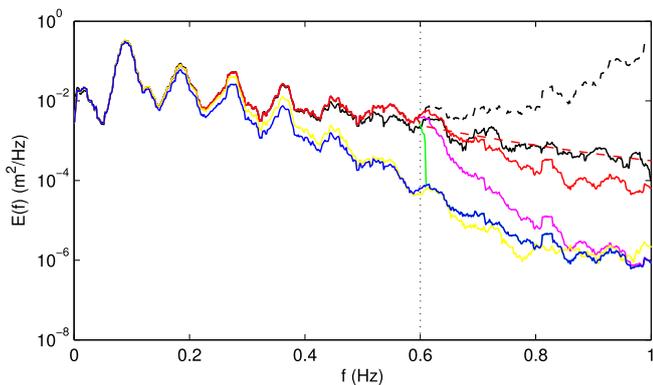
**Fig. 8.** Water depth time series of a wave group. AST measurements:  $h_0 + \zeta_m$  (black points); hydrostatic reconstruction:  $h_0 + \zeta_H^{\delta m}$  (blue line); TFM - sharp cutoff:  $h_0 + \zeta_{L,SH}$  (green line); TFM - steady cutoff:  $h_0 + \zeta_{L,ST}$  (red line); see the associated equations in Table 1.  $f_c = 0.32$  Hz and  $h_0 = 2.25$  m. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

reconstructions are able to recover the smallest waves but they strongly underestimate the peaked and skewed shape of the highest waves within the group, even though  $\zeta_{L,ST}$  slightly improves the reconstructed crest elevation compared to  $\zeta_{L,SH}$ .

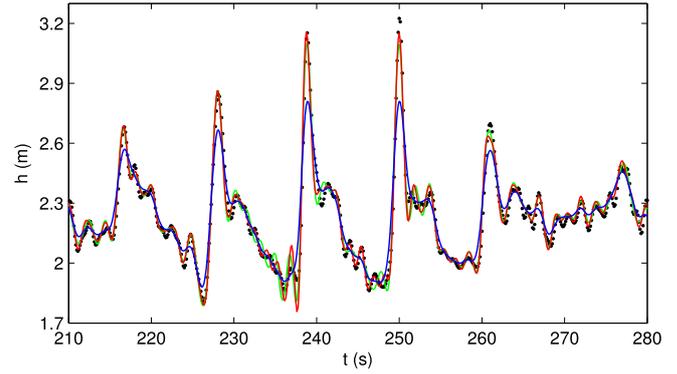
In most studies involving surface elevation recovery from pressure sensors, the rationale for choosing a particular  $f_c$  value is often unclear. To assess the cutoff frequency sensitivity, we set  $f_c$  at 0.6 Hz, which corresponds to the highest value found in the literature. Fig. 9 shows the effect on the wave energy spectrum. With such cutoff frequency, the section of the wave energy between 0.32 Hz and 0.6 Hz computed from  $\zeta_{L,SH}$  is overestimated. This drawback is strengthened for  $\zeta_{L,L}$  and  $\zeta_{L,ST}$  because these methods (Eqs. (22)–(24)) already fill the high-frequency tail. In Fig. 9, this is particularly noticeable for  $\zeta_{L,ST}$  which overestimates the harmonic around 0.61 Hz. As the reconstructed energy is higher, the  $H_{m0}$  error is much lower (1.4 % for  $\zeta_{L,SH}$  and 0.4 % for  $\zeta_{L,ST}$ ).

As shown in Fig. 10, due to the energy overestimation, the crest elevation of each wave is artificially enhanced and the reconstructed time series is affected by stronger parasite oscillations compared to  $f_c = 0.32$  Hz. These oscillations severely transform the shape of the surface wave elevation, particularly within the back face and the trough of the highest waves (see for instance at  $t = 236$  and  $252$  s in Fig. 10).

These results show that the classical TFM predicts the significant



**Fig. 9.** Surface elevation energy density spectra  $E(f)$ . AST measurements:  $\zeta_m$  (black line); hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta m}$  (blue line); TFM - sharp cutoff:  $\zeta_{L,SH}$  (green line); TFM - linear cutoff:  $\zeta_{L,L}$  (magenta line); TFM - steady cutoff:  $\zeta_{L,ST}$  (red line); TFM - Jonswap:  $\zeta_{L,J}$  (red dashed line); TFM - no cutoff  $\zeta_{L,NC}$  (black dashed line); semi-empirical TFM:  $\zeta_N$  (yellow line); see the associated equations in Table 1  $f_c = 0.6$  Hz (vertical black dotted line). The spectra have been averaged over 1/66 Hz. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

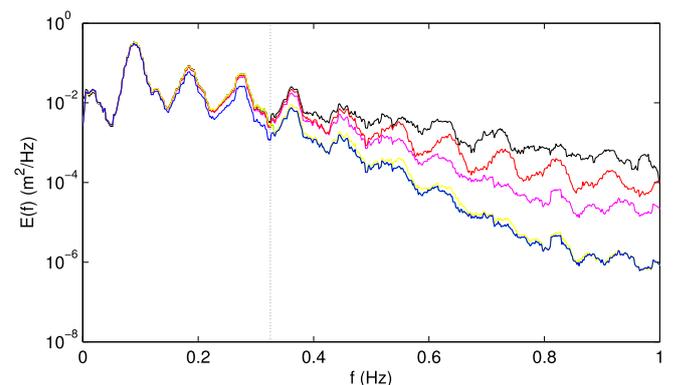


**Fig. 10.** Water depth time series of a wave group. AST measurements:  $h_0 + \zeta_m$  (black points); hydrostatic reconstruction:  $h_0 + \zeta_H^{\delta m}$  (blue line); TFM - sharp cutoff:  $h_0 + \zeta_{L,SH}$  (green line); TFM - steady cutoff:  $h_0 + \zeta_{L,ST}$  (red line); see the associated equations in Table 1.  $f_c = 0.6$  Hz and  $h_0 = 2.25$  m. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

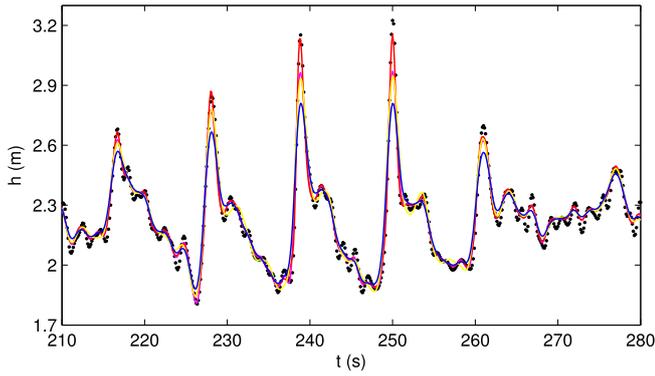
wave height with reasonable accuracy even when waves are nonlinear (see  $H_{m0}$  in Table 3). The different high-frequency tail correction methods associated with the TFM (see Table 1) lead to lower  $H_{m0}$  error by artificially amplifying the high-frequency wave spectrum. However, in terms of individual wave characteristics, all linear reconstruction methods reviewed here show similar skill. They significantly underestimate the crest elevation of the highest waves as well as its skewed shape. In the following, only the TFM with a sharp high-frequency tail correction (see TFM - sharp cutoff in Table 1), hereafter referred to as  $\zeta_L$ , is used for systematic comparison with nonlinear methods.

#### 4.1.2. Nonlinear methods

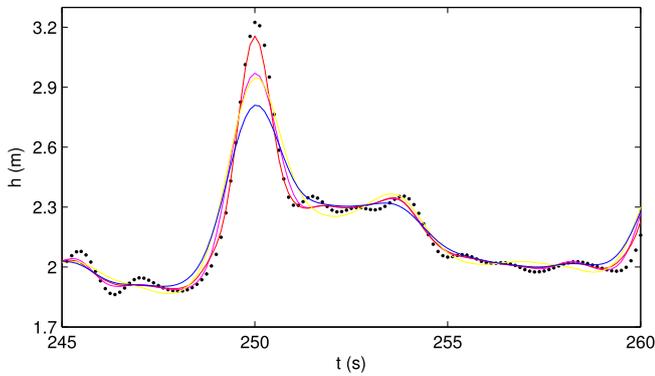
Reconstructed surface elevation energy and time series from each nonlinear method (except for  $\zeta_{NL}$  for the sake of clarity) are presented in Figs. 11–13. As explained in Section 3.2, pressure time series (equivalent to  $\zeta_H^{\delta m}$  Eq. (3)) were low-pass filtered to remove instrumental noise. The cutoff frequency associated with this filter is the cutoff frequency  $f_{c,noise}$  set to 1 Hz here. This cutoff frequency is applied to compute the weakly-dispersive methods  $\zeta_{SL}$  and  $\zeta_{SNL}$ .  $f_{c,noise}$  is much higher than the nonlinear cutoff frequency, used for the fully-dispersive methods ( $f_c = 0.32$  Hz). This makes the fully-dispersive methods much more restrictive than the weakly-dispersive methods and the high-frequency



**Fig. 11.** Surface elevation energy density spectra  $E(f)$ . AST measurements:  $\zeta_m$  (black line); hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta m}$  (blue line); weakly-dispersive linear reconstruction:  $\zeta_{SL}$  (magenta line); weakly-dispersive nonlinear reconstruction:  $\zeta_{SNL}$  (red line); heuristic reconstruction:  $\zeta_{HE}$  (yellow line); see the associated equations in Table 2.  $f_c = 0.32$  Hz (vertical black dotted line) and  $f_{c,noise} = 1$  Hz. The spectra have been averaged over 1/66 Hz. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)



**Fig. 12.** Water depth time series of a group of waves. AST measurements:  $\zeta_m$  (black points); hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta m}$  (blue line); weakly-dispersive linear reconstruction:  $\zeta_{SL}$  (magenta line); weakly-dispersive nonlinear reconstruction:  $\zeta_{SNL}$  (red line); heuristic reconstruction:  $\zeta_{HE}$  (yellow line); see the associated equations in Table 2.  $f_c = 0.32$  Hz,  $f_{c,noise} = 1$  Hz and  $h_0 = 2.25$  m. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)



**Fig. 13.** Water depth time series of the highest wave. AST measurements:  $\zeta_m$  (black points); hydrostatic reconstruction:  $\zeta_H^{\delta m}$  (blue line); weakly-dispersive linear reconstruction:  $\zeta_{SL}$  (magenta line); weakly-dispersive nonlinear reconstruction:  $\zeta_{SNL}$  (red line); heuristic reconstruction:  $\zeta_{HE}$  (yellow line); see the associated equations in Table 2.  $f_c = 0.32$  Hz,  $f_{c,noise} = 1$  Hz and  $h_0 = 2.25$  m. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

**Table 4**

Spectral significant wave height  $H_{m0}$ , highest crest elevation  $(\zeta_c)_{max}$  and sea surface skewness  $S_k$  relative error (%). TFM - sharp cutoff  $\zeta_L$ ; heuristic reconstruction  $\zeta_{HE}$ ; fully-dispersive nonlinear reconstruction  $\zeta_{NL}$ ; weakly-dispersive linear reconstruction  $\zeta_{SL}$ ; weakly-dispersive nonlinear reconstruction  $\zeta_{SNL}$ ; see the associated equations in Tables 1 and 2

	$\zeta_L$	$\zeta_{HE}$	$\zeta_{NL}$	$\zeta_{SL}$	$\zeta_{SNL}$
$H_{m0}$	7.1	5.7	5.9	6.3	4.2
$(\zeta_c)_{max}$	33.7	28.6	26.5	25.5	7.1
$S_k$	49.5	34.8	29.9	37.8	7.5

tail is better predicted by  $\zeta_{SL}$  and  $\zeta_{SNL}$  than by  $\zeta_L$  and  $\zeta_{HE}$  (see Fig. 11). As both the heuristic method and the fully-dispersive nonlinear method rely on the TFM which requires a nonlinear cutoff frequency,  $\zeta_{HE}$  and  $\zeta_{NL}$  do not improve enough  $\zeta_L$  and lead to larger errors compared to  $\zeta_{SNL}$  (see Table 4).

Even if  $\zeta_{SL}$  and  $\zeta_{SNL}$  slightly underestimate the second and third harmonics, the energy distribution in the highest frequencies is well evaluated leading to an accurate calculation of  $H_{m0}$  for both methods (error of 6.3 % and 4.2 %, respectively; see Table 4). Taking nonlinear effects into account, the SNL method accurately reproduces the energy

over a large number of harmonics compared to the SL method. Beyond 0.6 Hz,  $\zeta_{SNL}$  is considerably better than the classical TFM  $\zeta_L$  (equivalent to  $\zeta_H^{\delta m}$  in this frequency range) by two orders of magnitude. The third harmonic computed from the heuristic method is slightly overestimated leading to a smaller  $H_{m0}$  error than the TFM (see Table 4) but the energy distribution beyond  $f_c$  is poorly computed in the highest frequencies as it relies on the TFM. In terms of  $H_{m0}$ ,  $\zeta_{SNL}$  has the lowest error of all reconstruction methods reviewed in this article (see Table 4).

The ability of the weakly-dispersive methods to calculate the energy distribution is reflected in the surface elevation time series (see Figs. 12 and 13). Compared to  $\zeta_L$  and  $\zeta_{HE}$ , the weakly-dispersive reconstructions do not result in any parasite oscillation (see Fig. 12).  $\zeta_{SNL}$  reproduces very well the wave crests even for the highest wave with an error of 7.1 % (see Table 4). The wave shape is also properly recovered especially the steep slope of the front and back face of the highest wave (see the zoom of the highest wave in Fig. 13), which translates into the lowest skewness error compared to  $\zeta_{HE}$  and  $\zeta_{SL}$ .

Among all reconstruction methods presented in this work,  $\zeta_{SNL}$  is found to provide the best agreement with the measured surface elevation  $\zeta_m$  regarding spectral wave parameters ( $H_{m0}$ ) and more importantly regarding individual wave characteristics ( $(\zeta_c)_{max}$  and  $S_k$ ). In the wave groupiness section below, only the commonly-used transfer function method  $\zeta_L$  (TFM - sharp cutoff) and the weakly-dispersive nonlinear method  $\zeta_{SNL}$  are used.

#### 4.1.3. Wave groupiness

Earlier studies have proven that the presence of wave groups and the infragravity wave generation are both related (Longuet-Higgins and Stewart, 1962; Symonds et al., 1982). It is also well known that infragravity waves can result in coastal erosion and inundation events during extreme wave conditions (Roelvink et al., 2009; Baumann et al., 2017; Bertin et al., 2018). Well predicting wave groupiness is then of paramount importance for coastal applications. Along with the measured infragravity waves, Fig. 14a shows the measured wave envelope computed as the low-pass-filtered Hilbert transform of the short-wave signal (Battjes et al., 2009), with the corresponding time series of reconstructed dimensionless crest and trough elevation shown in Fig. 14b. The dimensionless crest elevation,

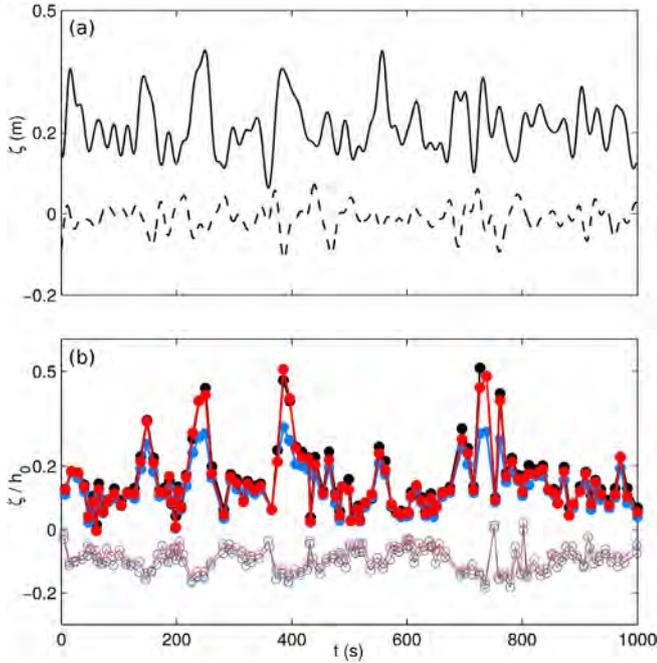
$$\epsilon_i = \frac{\zeta_c}{h_0} \tag{33}$$

can be considered as a local nonlinearity parameter (where  $\zeta_c$  is the crest elevation of each individual wave). Fig. 14b shows the time series of both measured and reconstructed  $\epsilon_i$  ( $(\epsilon_i)_m$ ,  $(\epsilon_i)_L$  and  $(\epsilon_i)_{SNL}$ , respectively).  $(\epsilon_i)_m$  has an average value of 0.16 but peaks at much higher values (between 0.35 and 0.51) within the three wave groups (see at  $t = 250$  s, 400 s and 760 s in Fig. 14b). Waves within these groups are highly nonlinear and also meet the following criteria:

$$\frac{\zeta_c}{H_s} > 1.25 \tag{34}$$

where  $H_s$  is the significant wave height, here defined as four times the standard deviation of the surface elevation. Criteria 34 is commonly used for identifying extreme waves (Dysthe et al., 2008). These highly nonlinear extreme waves also correspond to waves where the SNL correction is the most skillful compared to the linear (TFM) correction in terms of dimensionless crest elevations. The average of the highest one-tenth dimensionless crest elevations  $(\epsilon_i)_{1/10}$  is underestimated by 30.0 % and by 2.5 % for the linear and SNL method, respectively.

By visually checking images recorded from the video system, the most nonlinear wave over this 10-min time series ( $(\epsilon_i)_m)_{max} = 0.51$ ) is just before the onset of breaking. Over the whole dataset, the highest value of  $(\epsilon_i)_m$  is 0.53 outside of the surf zone, corresponding to a wave that is even closer to breaking. Hence, well predicting these waves is crucial for estimating the break point position which is a key parameter to many coastal applications and wave propagation models. At the



**Fig. 14.** (a) Measured wave envelope (black line) and measured infragravity surface elevation (black dashed line). (b) Dimensionless wave crests (filled circles) and troughs (empty circles) elevation. AST measurements:  $\zeta_m$  (black circles); TFM - sharp cutoff  $\zeta_L$  (blue circles); weakly-dispersive nonlinear reconstruction  $\zeta_{SNL}$  (red circles); see the associated equations in Tables 1 and 2.  $f_c = 0.32$  Hz,  $f_{c,noise} = 1$  Hz and  $h_0 = 2.30$  m. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

individual wave scale, its prediction can significantly differ using the linear or the SNL reconstruction method (see wave groups in Fig. 14b).

As pointed out above, the linear and weakly-dispersive nonlinear methods show similar skill to retrieve the significant wave height (see  $H_{m0}$  error in Tables 3 and 4). However, at the scale of individual waves, the two methods show strongly different reconstruction, especially for highly nonlinear waves in the groups, within which some waves can be characterized as extreme (see criteria 34). Accordingly, in the following section, a wave-by-wave analysis of the whole dataset is conducted in order to identify these nonlinear extreme waves and to further conclude on the overall ability of each method.

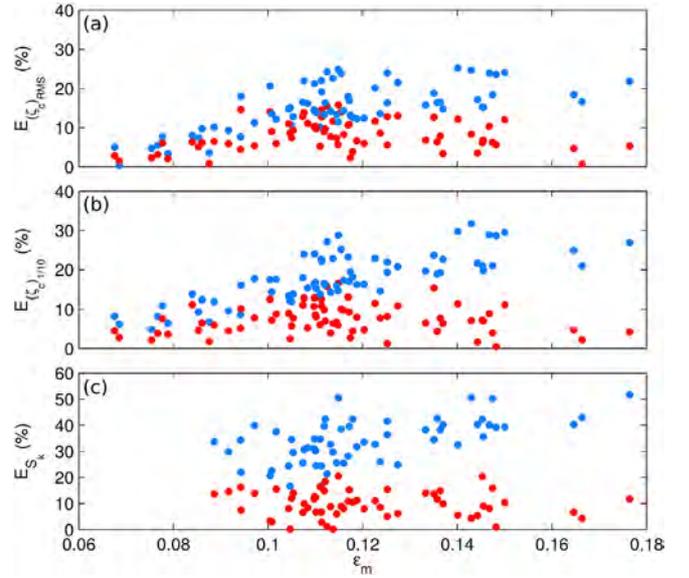
#### 4.2. A wave-by-wave analysis of the whole dataset

In this section, a wave-by-wave analysis of the entire dataset is performed. For each time series, relative errors for both linear and SNL reconstruction methods are computed in terms of three parameters: the root-mean-square crest elevation  $(\zeta_c)_{RMS}$ , the average of the highest one-tenth crest elevation  $(\zeta_c)_{1/10}$  and the skewness parameter  $S_k$ . Those are represented in Fig. 15 as a function of the average nonlinear parameter  $\epsilon_m$  computed as:

$$\epsilon_m = \frac{(H_m)_{RMS}/2}{h_0} \quad (35)$$

where  $(H_m)_{RMS}$  is the measured root-mean-square wave height. AST measurements allow to detect the wave crest of all individual waves of the entire dataset. Of note, in a limited number of 10-min time series some surface elevation was missing locally in the front faces. For these time series,  $S_k$  could not be calculated properly.

For the linear reconstruction, the relative error  $(\zeta_c)_{RMS}$  increases with increasing  $\epsilon_m$ . For low  $\epsilon_m$  ( $<0.10$ ), the RMS crest elevation error (see Fig. 15a) is less than 10%. The results of SNL method are roughly equivalent to those of the linear reconstruction, even though the SNL



**Fig. 15.** Relative error (%) of (a) the root-mean-square crest elevation  $(\zeta_c)_{RMS}$ , (b) the average of the highest one-tenth crest elevation  $(\zeta_c)_{1/10}$  and (c) the skewness parameter  $S_k$  as a function of the average nonlinear parameter  $\epsilon_m$ . TFM - sharp cutoff:  $\zeta_L$  (blue circles); weakly-dispersive nonlinear reconstruction:  $\zeta_{SNL}$  (red circles).  $f_c = 0.32$  Hz and  $f_{c,noise} = 1$  Hz. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

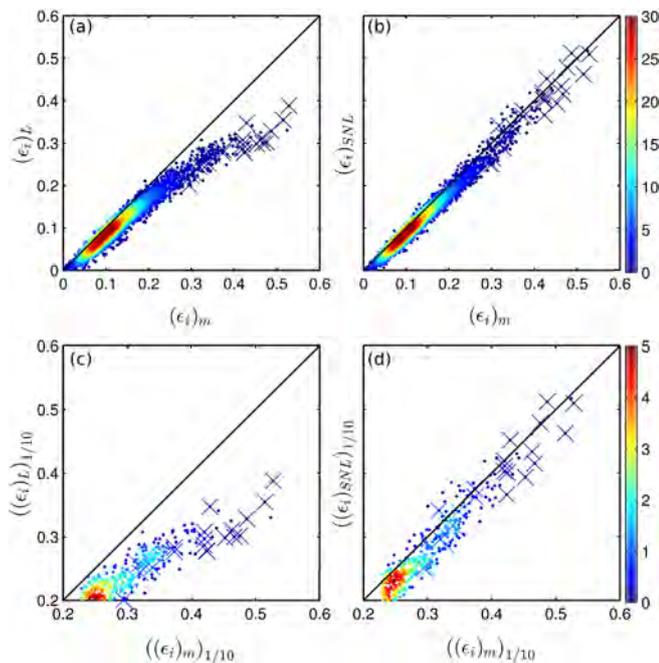
method gives slightly smaller errors for low  $\epsilon_m$ . As nonlinearities increase, the difference between both methods becomes stronger with SNL error varying around 5 to 10% while TFM error hovers around 15 to 25% for the highest  $\epsilon_m$  ( $>0.14$ ).

This pattern is strengthened for  $(\zeta_c)_{1/10}$  (see Fig. 15b). For low  $\epsilon_m$ , the SNL method is better than the linear method by 3–5%. Both methods quickly deviate for moderate to strong nonlinearities. For the highest  $\epsilon_m$ , the SNL method is significantly better than the linear method by 13–28%.

In terms of  $S_k$  (see Fig. 15c), the linear reconstruction fails to correctly describe the skewed wave shape with a scattered  $S_k$  error between 16.6% and 51.7% and an average error of 29.4%. Indeed, parasite oscillations induced by the cutoff can strongly modify the shape of the most nonlinear waves which worsen  $S_k$  prediction. Unlike the linear method, the SNL method skillfully recovers the wave shape with a  $S_k$  error systematically lower than 20% with an average of 8.5%.

Fig. 16 presents the dimensionless crest elevation of each 3560 detected individual waves for both reconstruction methods ( $(\epsilon_i)_L$  and  $(\epsilon_i)_{SNL}$ ) against AST measurements ( $(\epsilon_i)_m$ ). Most of the detected waves are linear as most of  $(\epsilon_i)_m$  values are relatively low (between 0.05 and 0.2). These linear waves correspond to 78% of the whole dataset and are well predicted by both reconstruction methods (see Fig. 16a and b).

However, for higher values of  $(\epsilon_i)_m$  ( $>0.25$ ), the two methods show different results. The linear method considerably underestimates the highest one tenth dimensionless crest elevation (average error of 20.3%; see Fig. 16c) while the weakly-dispersive nonlinear method is able to recover the crests of the most nonlinear waves (average error of 6.9%; see Fig. 16d). Blue crosses represent waves that meet the extreme wave criteria (Eq. (34)). These extreme waves correspond to 0.7% of all detected waves and correspond to some of the most nonlinear waves of our dataset ( $0.30 < (\epsilon_i)_m < 0.53$ ), which are correctly recovered by  $\zeta_{SNL}$  only. The linear reconstruction underestimates the dimensionless crest elevation of the detected extreme waves with an average error and a maximum error of 27.9% and 36.6%, respectively, against 5.4% and 16.7% for the SNL method.



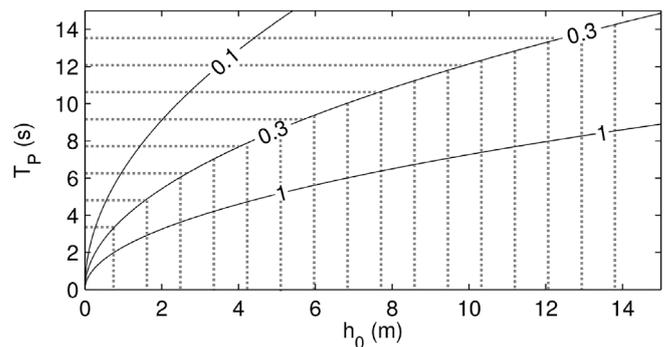
**Fig. 16.** Reconstructed dimensionless crest elevations versus measured crest elevations for all detected waves ((a) and (b)) and for the highest one-tenth dimensionless crest elevations ((c) and (d)). The color of each point represents its density (computed as the number of neighboring points within a 0.015 m radius). Blue crosses show the detected extreme waves (Eq. (34)). (a) and (c): TFM - sharp cutoff  $\zeta_L$ . (b) and (d): weakly-dispersive nonlinear reconstruction  $\zeta_{SNL}$ ; see the associated equations in Tables 1 and 2  $f_c = 0.32$  Hz and  $f_{c,noise} = 1$  Hz. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the Web version of this article.)

4.3. Discussion

In the above work, the weakly-dispersive nonlinear reconstruction ( $\zeta_{SNL}$  Eq. (31)) was found to be essential to accurately recover the highest waves, especially in the shoaling zone. However, we have focused on weakly-dispersive waves outside the surf zone ( $\mu \leq 0.2$ ; see Fig. 6). In this way, further investigations need to be carried out to identify a threshold above which the fully-dispersive reconstruction ( $\zeta_{NL}$  Eq. (29)) must be used instead of the weakly-dispersive one. First findings, regarding wave data collected in laboratory experiment, seem to indicate that  $\mu = 0.3$  is the transitional value above which  $\zeta_{NL}$  must be used instead of  $\zeta_{SNL}$ . Nonetheless, evaluating this transitional value in case of *in situ* irregular waves would require additional wave data in fully-dispersive regime (i.e. waves with shorter peak periods or propagating in deeper water depth; see Fig. 17).

Although AST did not enable an accurate measurement of broken waves in our experiment, it has still provided an approximate sight of the shape and crest elevation of waves inside the outer surf zone. The weakly-dispersive nonlinear reconstruction was found to correctly recover such waves. Inside the inner surf zone, the sawtooth wave shape comes from the balance between the nonlinear distortion of the wave field and the turbulent dissipation within the wave front. These rotational processes cannot be described with irrotational approaches. Furthermore, the pressure distribution under such waves is mainly hydrostatic (Lin and Liu, 1998). Nonlinear shallow-water equations are able to predict waves inside the inner surf zone and the swash zone as they accurately reproduce the distortion of nonlinear waves (Bonneton, 2007). Hence, the hydrostatic reconstruction ( $\zeta_H^{2m}$  Eq. (3)) would tend to be the most suitable method to recover the surface elevation of broken waves.

Concluding this section, Fig. 18 shows the range of validity of fully-dispersive, weakly-dispersive and hydrostatic reconstruction methods.



**Fig. 17.** Shallowness parameter  $\mu$  as a function of peak period  $T_p$  and mean water depth  $h_0$ .  $\mu < 0.3$  corresponds to weakly-dispersive regime (horizontal dotted line) and  $\mu > 0.3$  corresponds to fully-dispersive regime (vertical dotted line).

An accurate direct measurement of the surface elevation of fully-dispersive waves outside the surf zone and broken waves inside the surf zone is still required for identifying two thresholds: one for using  $\zeta_{NL}$  or  $\zeta_{SNL}$  and one for using  $\zeta_{SNL}$  or  $\zeta_H^{2m}$  (see Fig. 18).

5. Conclusion

We have applied and compared different methods to reconstruct the surface elevation from pressure measurements in case of irregular weakly-dispersive waves ( $\mu < 0.2$ ) propagating outside the surf zone ( $h_0 < 4$  m). The commonly-used transfer function method (TFM) was found to give a reliable estimate of the significant wave height ( $H_{m0}$ ) with error not exceeding 7 % in near-breaking conditions which feature highly nonlinear waves. However, this method requires the use of a cutoff frequency which restricts the reconstruction of the most nonlinear waves. The TFM solution is very sensitive to the value of this cutoff frequency, especially the reconstructed surface wave elevation. The latter can be affected by the presence of parasite oscillations that strongly alter the shape of the highest waves. Associated with the TFM, several high-frequency tail correction procedures were tested and found to slightly improve  $H_{m0}$  prediction. Nonetheless, these procedures still fail to describe the energy distribution in the highest frequencies leading to an underestimation of the crest elevation of the highest wave and the skewness parameter. On the contrary, the recently developed weakly-dispersive nonlinear reconstruction method (SNL) was found to correctly reproduce the wave spectrum over a large number of harmonics which allows an accurate estimation of the peaked and skewed shape of the highest waves. More importantly, unlike the TFM, this method is able to recover the most nonlinear waves within wave groups. Some of these waves can be characterized as extreme waves and are still accurately predicted by the SNL method (average relative error of 5.4 %) compared the TFM (average relative error of 27.9 %). Well predicting these waves is essential for many coastal applications, in particular those that require a correct estimation of the highest waves such as studies on wave submersion, but also for predicting the break point position which is crucial for the calibration and the validation of wave propagation models.

Acknowledgements

The Ph.D. thesis work of A. Mouragues is cofunded by a DGA-Région Nouvelle Aquitaine scholarship. This study has received financial support from Région Nouvelle Aquitaine (contract n° 2017-1R20107) and was carried out as part of the project MEPELS (contract n° 18CP05), performed under the auspices of the DGA, and led by SHOM. The authors wish to thank all those who contributed to the field experiment at La Salie Beach: Detandt G., Bonneton N., Dubarbier B. and Poncet P.A.



- Townsend, M., Fenton, J., 1997. A comparison of analysis methods for wave pressure data. In: Coastal Engineering 1996. American Society of Civil Engineers, Orlando, Florida, United States, pp. 575–588. <https://doi.org/10.1061/9780784402429.046>.
- Vasan, V., Oliveras, K.L., 2017. Water-wave profiles from pressure measurements: Extensions 68. pp. 175–180. <https://doi.org/10.1016/j.aml.2017.01.017>.
- Wolf, J., 1997. The analysis of bottom pressure and current data for waves. In: Seventh International Conference on Electronic Engineering in Oceanography - Technology Transfer from Research to Industry, vol. 1997. IEE, Southampton, UK, pp. 165–172. <https://doi.org/10.1049/cp:19970678>.
- Zijlema, 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>.

### 2.3.2 Zone de *surf*

Dans la section précédente, nous avons appliqué et comparé les différentes méthodes pour la reconstruction d'un champ de vagues en zone de levée et pour un régime faiblement dispersif ( $\mu < 0.2$ ). Nous avons montré l'aptitude de la reconstruction SNL à estimer de manière précise l'élévation des crêtes et le profil asymétrique de toutes les vagues en zone de levée. En particulier, contrairement à la TFM basée sur la théorie linéaire, la nouvelle méthode non-linéaire introduite par [Bonneton et Lannes \(2017\)](#) permet une bonne reconstruction des vagues les plus non-linéaires, souvent identifiées comme des vagues extrêmes ([Dysthe et al., 2008](#)).

Pour compléter nos travaux en zone de levée, la reconstruction du champ de vagues en zone de *surf* est maintenant abordée. Cette dernière tâche est particulièrement cruciale pour de nombreuses applications. En effet, la transformation des vagues en zone de *surf* (e.g. leur dissipation par déferlement bathymétrique) contrôle les gradients spatiaux de tension de radiation responsables de la surélévation du niveau d'eau moyen en zone de *surf* (e.g. [Longuet-Higgins et Stewart, 1964](#); [Bowen et al., 1968](#)), et la formation de circulations horizontales (e.g. [Bowen, 1969](#); [Dalrymple et al., 2011](#); [Castelle et al., 2016](#)).

Basée sur le même jeu de données présenté dans la section précédente, la figure 2.5 montre deux séries temporelles de la profondeur mesurée et reconstruite en zone de *surf* externe, où les vagues déferlent par groupe (Figure 2.5a), et en zone de *surf* interne, où toutes les vagues ont déferlé (Figure 2.5c). Pour chacune des séries temporelles, un zoom sur la plus haute vague est présenté (Figure 2.5b et d). De par la présence de bulles d'air sous les vagues déferlées, le signal acoustique est réfléchi plus « tôt » dans la colonne d'eau, entraînant une sous-estimation significative (de l'ordre de 30 cm) de la profondeur mesurée. Ce problème rend donc impossible une analyse précise des vagues en zone de *surf* par la méthode de mesure acoustique ([Birch et al., 2004](#)). Notons que la méthode acoustique a contribué à quantifier l'épaisseur du mélange eau-air injecté dans la colonne d'eau lors du déferlement recréé en laboratoire (e.g. [Bryan et al., 2020](#)).

En dépit de ces observations, la figure 2.5 souligne le fait que la reconstruction SNL semble bien reproduire les vagues en zone de *surf*. Contrairement à la TFM et la reconstruction

hydrostatique, la méthode non-linéaire reproduit correctement le profil en dent de scie typique des vagues en zone de *surf* interne (Figure 2.5d). Notons enfin le très faible apport, dans cette zone, de la TFM sur la reconstruction hydrostatique.

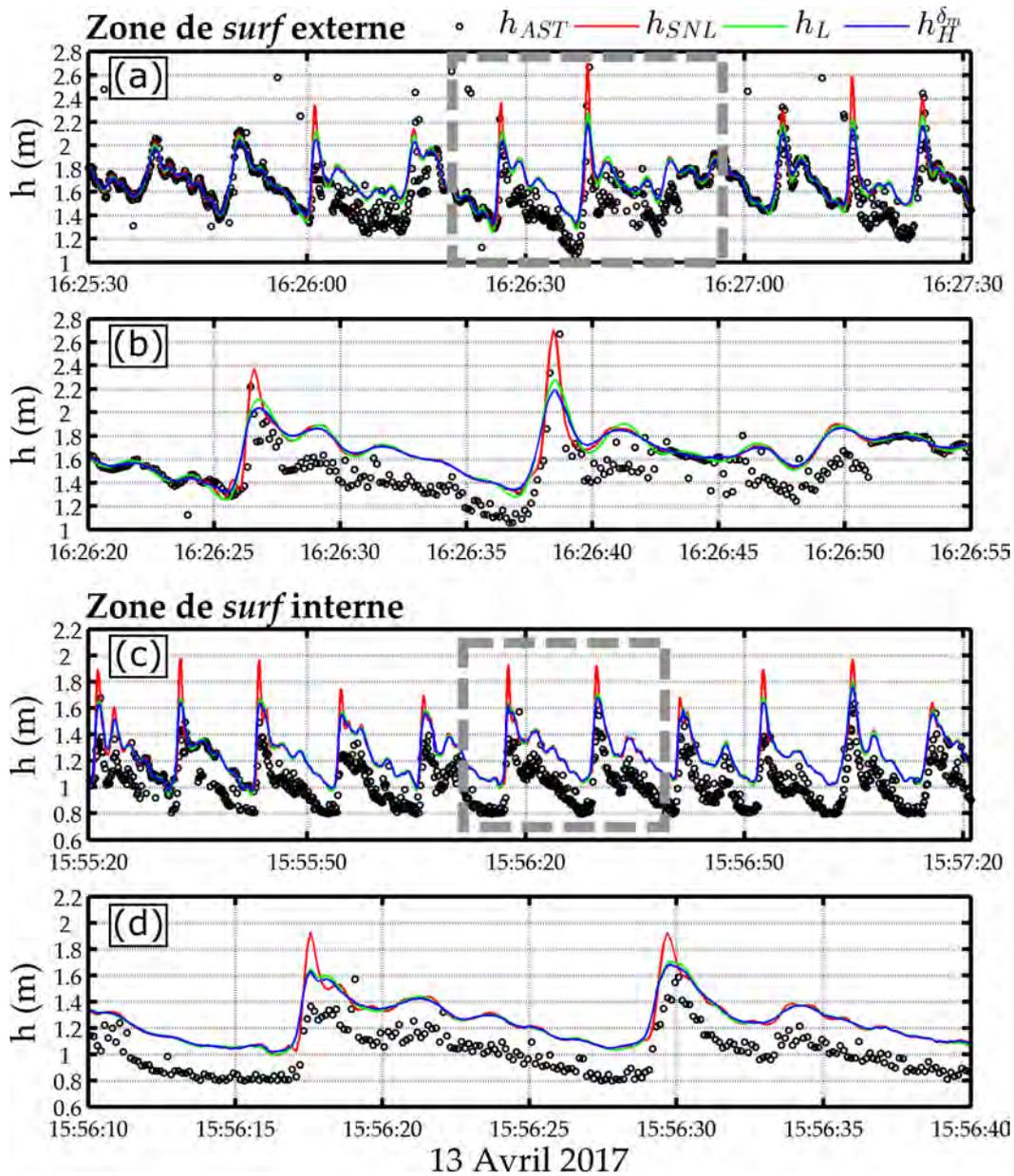


FIGURE 2.5 – Profondeur d’eau totale mesurée par l’AST ( $h_{AST}$ ; noir) et reconstruite par la méthode SNL ( $h_{SNL}$ ; rouge), TFM ( $h_L$ ; vert) et hydrostatique ( $h_H^{\delta m}$ ; bleu) en zone de *surf* externe (a et b;  $h_0 = 1.6$  m et  $\mu = 0.05$ ) et interne (c et d;  $h_0 = 1.3$  m et  $\mu = 0.04$ ) avec un zoom sur la vague la plus haute de la série temporelle.

Afin d'étendre nos travaux comparatifs de la zone de levée jusqu'au jet de rive, une mesure directe et précise du champ de vagues en zone de *surf* est essentielle. Dans la suite de cette section, nous présentons des résultats publiés par [Martins et al. \(2020b\)](#). Ces résultats incluent la quantification des effets non-hydrostatiques et l'application des méthodes de reconstruction en zone de *surf*. Une partie de ces travaux est une extension de l'analyse faite en zone de levée et vient compléter le domaine de validité de chaque méthode discuté dans la section précédente.

En déployant trois lidars le long d'un ponton perpendiculaire à la plage, [Martins et al. \(2017b\)](#) ont obtenu une mesure directe de l'évolution temporelle et spatiale des vagues du point de déferlement jusqu'au jet de rive (Figure 2.1b), leur permettant d'analyser de manière précise la transformation des vagues en zone de *surf*. Nous avons utilisé les données collectées pour quantifier les effets non-hydrostatiques et la performance de la reconstruction SNL en zone de *surf* externe et interne (Figure 2.6; [Martins et al., 2020b](#)).

En comparant la reconstruction hydrostatique avec la mesure Lidar, [Martins et al. \(2020b\)](#) ont montré que l'hypothèse hydrostatique entraîne une forte sous-estimation des paramètres moyens et individuels des vagues dans toute la zone de *surf*. Ce dernier point indique que les effets non-hydrostatiques restent significatifs du point de déferlement jusqu'au jet de rive. Ces effets sont principalement concentrés au niveau du front avant et sous la crête des vagues. Négliger ces effets entraîne une forte sous-estimation de l'élévation des crêtes et une mauvaise représentation du profil asymétrique des vagues dans toute la zone de *surf* (Figure 2.6). En particulier, la variance de l'élévation de surface libre, équivalente à l'énergie des vagues, est sous-estimée de 10 % en zone de *surf* interne en supposant la pression comme hydrostatique; ce qui est généralement fait dans cette zone (e.g. [Raubenheimer et al., 1996](#); [Sénéchal et al., 2001](#)).

En accord avec notre jeu de données de La Salie (Figure 2.5), la TFM n'améliore que très peu la reconstruction hydrostatique dans toute la zone de *surf*, concluant que la correction non-hydrostatique de la TFM n'est pas suffisante. Par contre, l'apport de la reconstruction SNL est significatif. En zone de *surf* externe, l'estimation de la variance de l'élévation et l'asymétrie verticale moyenne des vagues est améliorée de 20 % par la reconstruction SNL. A l'échelle individuelle, [Martins et al. \(2020b\)](#) ont aussi montré que l'élévation de la crête des vagues

extrêmes peut être sous-estimée de 35 % par la TFM (*cf.* la vague à  $t = 40-50$  s sur la Figure 2.6a). Contrairement à la TFM, la reconstruction SNL reproduit très bien l'élévation de la crête de cette vague extrême, avec une erreur de l'ordre de 4 %. En zone de *surf* interne, [Martins \*et al.\* \(2020b\)](#) obtiennent des performances similaires à la zone de *surf* externe. En particulier, ils montrent que le profil « discontinu » en dent de scie, typique des vagues se propageant en zone de *surf* interne, est bien reproduit par la méthode non-linéaire.

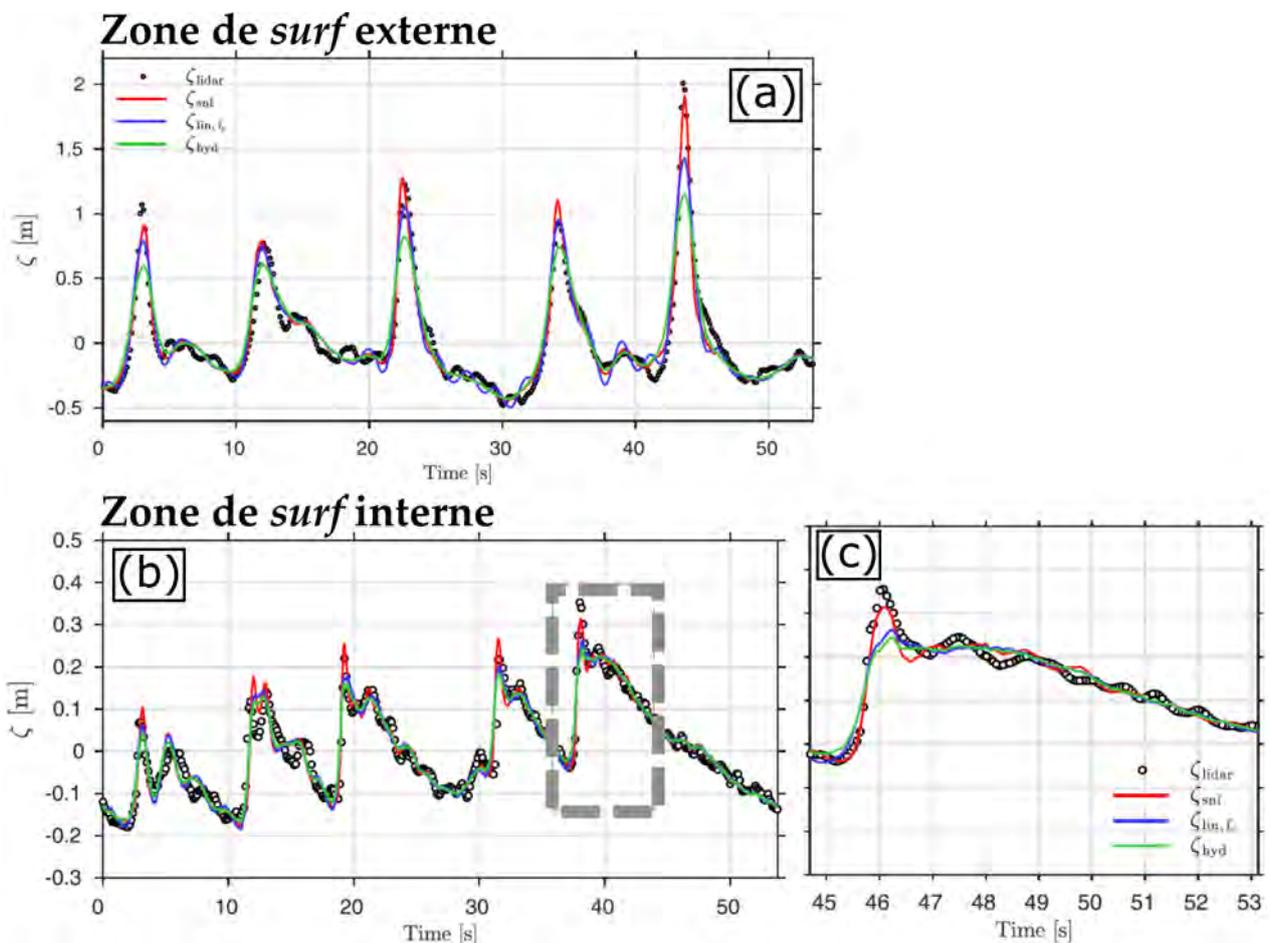


FIGURE 2.6 – Élévation de surface libre mesurée par Lidar ( $\zeta_{\text{lidar}}$ ; noir) et reconstruite par la méthode SNL ( $\zeta_{\text{snl}}$ ; rouge), TFM ( $\zeta_{\text{lin},f_c}$ ; bleu) et hydrostatique ( $\zeta_{\text{hyd}}$ ; vert) en zone de *surf* externe (a;  $h_0 = 2.15$  m et  $\mu = 0.08$ ) et interne (b et c;  $h_0 = 0.76$  m et  $\mu = 0.03$ ) avec un zoom sur la vague la plus haute de la série temporelle en zone de *surf* interne (d'après [Martins \*et al.\*, 2020b](#))

Enfin, [Martins \*et al.\* \(2020b\)](#) soulignent le fait que la bonne performance de la reconstruction SNL indique que l'hypothèse d'un écoulement irrotationnel sur laquelle se fonde cette mé-

thode (cf. hypothèse 3 dans la section 2.2.2.1) est valable en zone de *surf* pour des vagues dont le déferlement est glissant. Comme l'indiquent les auteurs, ce dernier résultat suggère que le caractère rotationnel de l'écoulement en zone de *surf*, lié à la présence du rouleau de déferlement, n'a pas une influence significative sur l'écoulement ondulatoire potentiel (Figure 2.4b).

Pour conclure cette partie, les résultats de [Martins et al. \(2020b\)](#) viennent compléter les travaux entamés dans [Bonneton et al. \(2018\)](#) et dans la section 2.3.1 sur le domaine de validité des différentes méthodes de reconstruction. Ces travaux soulignent la bonne performance de la nouvelle méthode non-linéaire introduite par [Bonneton et al. \(2018\)](#) pour prédire les paramètres moyens et individuels de toutes les vagues de la zone de levée à la zone de *surf* interne ( $\mu < 0.2$ ), contrairement aux méthodes classiquement utilisées dans ces zones.

## 2.4 Implications sur la dynamique hydro-sédimentaire

Dans cette section, les implications des résultats obtenus précédemment sur l'hydro- et la morphodynamique proche du littoral sont abordées. Celles-ci incluent les problèmes liés à la sous-estimation des vagues extrêmes et la calibration, généralement par des méthodes linéaires, de certains paramètres clés contrôlant les processus de transport sédimentaire et de déferlement dans les modèles de prévision de vagues et de circulations associées.

### Vagues extrêmes

Les résultats obtenus précédemment indiquent que les méthodes basées sur la théorie linéaire ne permettent pas de reproduire précisément le profil et l'élévation de la crête des vagues les plus non-linéaires. Selon le critère de [Dysthe et al. \(2008\)](#), la plupart de ces vagues sont identifiées comme des vagues extrêmes. En moyenne, l'erreur sur l'élévation de la crête de ces vagues est de l'ordre de 30 % pour la TFM contre 5 % pour la reconstruction SNL, en zone de levée et en zone de *surf*. La sous-estimation des plus hautes crêtes par l'approche linéaire est critique pour de nombreuses applications littorales. En effet, la conception de structures de protection du littoral (e.g. digues, brise-lames) face aux événements extrêmes (submersion marine, inondation) est généralement basée sur la hauteur et la cambrure des plus hautes vagues ([EurOtop, 2018](#)). De par son aptitude à bien reproduire les vagues extrêmes, la

reconstruction SNL est donc une bonne alternative pour améliorer le dimensionnement des ouvrages de protection maritime.

### Transport sédimentaire et morphodynamique

En plus de sous-estimer la hauteur des vagues non-linéaires, les méthodes linéaires reproduisent mal leur forme asymétrique. L'erreur moyenne faite par la TFM sur les paramètres d'asymétrie est de l'ordre de 30 % en zone de *surf* (Martins *et al.*, 2020b) et jusqu'à 50 % en zone de levée (cf. section 2.3.1). Au contraire, la reconstruction SNL prédit ces paramètres avec des erreurs inférieures à 10 %, de la zone de levée jusqu'au jet de rive. Une bonne description de l'asymétrie des vagues est essentielle pour prédire correctement l'asymétrie des vitesses orbitales proche du fond. Or, l'asymétrie des vitesses orbitales proche du fond ont fait l'objet de nombreux travaux de paramétrisation (e.g. Ruessink *et al.*, 2012; Rocha *et al.*, 2017) et joue un rôle déterminant sur le transport sédimentaire, et par conséquent, dans les processus morphodynamiques bi-dimensionnels (e.g. Dubarbier *et al.*, 2015; Fernández-Mora *et al.*, 2015) et tri-dimensionnels (e.g. Dubarbier *et al.*, 2017). La reconstruction SNL pourrait améliorer la paramétrisation des vitesses au fond lorsque celles-ci doivent être déterminées à partir de la mesure de pression au fond.

### Modèle de déferlement

L'inaptitude des méthodes linéaires à bien prévoir les plus hautes vagues a pour conséquence une mauvaise description de la distribution de probabilité des hauteurs de vagues. En zone de *surf*, Martins *et al.* (2020a) ont montré que la TFM et la reconstruction hydrostatique sous-estiment largement la distribution des plus hautes vagues. Ils montrent également que la distribution des hauteurs de vagues en zone de *surf* ne suit pas une loi de Rayleigh; cette loi décrit bien la distribution des hauteurs pour des champs de vagues linéaires (Longuet-Higgins, 1952). En zone de levée et en zone de *surf*, le caractère non-linéaire des vagues conduit à un fort contraste entre la loi de Rayleigh et la distribution des hauteurs mesurées. A l'inverse des reconstructions classiques, la nouvelle méthode non-linéaire permet de bien décrire les statistiques de hauteurs de vagues en zone de *surf*, dont la distribution suit une loi de Weibull (Martins *et al.*, 2020a). Même si la loi de Rayleigh est fautive en zone de *surf*, elle est néanmoins souvent utilisée pour déterminer la fraction de vagues déferlées qui joue un rôle important dans l'établissement des modèles de dissipation des vagues par déferlement (e.g.

Battjes et Janssen, 1978; Thornton et Guza, 1983; Stringari et Power, 2019). Ces modèles de déferlement sont utilisés dans la plupart des modèles de circulations et morphodynamiques (e.g. Castelle *et al.*, 2006; Roelvink *et al.*, 2009). La bonne performance de la nouvelle méthode non-linéaire pour reproduire les statistiques de vagues appelle à réajuster la paramétrisation de la dissipation par déferlement. Cette dernière tâche est d'autant plus importante que le gradient de dissipation des vagues le long des crêtes est le principal moteur de génération de vorticité verticale (Bonneton *et al.*, 2010), contrôlant l'intensité des circulations proche du littoral (Bruneau *et al.*, 2011).

## 2.5 Conclusions et perspectives

### Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons revu et appliqué différentes méthodes pour la reconstruction du champ de vagues à partir de la mesure de pression au fond. La performance de ces méthodes est établie en comparant l'élévation de la surface libre reconstruite avec celle mesur e directement par méthode acoustique en zone de lev e et par télédétection Lidar en zone de *surf*. La méthode de la fonction de transfert linéaire, méthode la plus utilis e dans le domaine littoral et bas e sur la théorie linéaire, permet de prédire de manière acceptable la hauteur moyenne des vagues en zone de lev e et en zone de *surf* (< 7 %). Cependant, à l'échelle individuelle, elle reproduit très mal la hauteur et la forme des vagues les plus non-linéaires. En particulier, la méthode linéaire peut sous-estimer jusqu'à 35 % l'élévation de la crête des vagues extrêmes en zone de lev e et zone de *surf* externe. Cette sous-estimation vient de l'inaptitude de la méthode linéaire à reproduire la partie haute-fréquence du spectre de surface libre, due à l'application d'une fréquence de coupure. Au contraire, la nouvelle méthode non-linéaire faiblement dispersive permet une très bonne estimation des paramètres moyens et individuels (hauteur et asymétrie) de toutes les vagues de la zone de levée jusqu'en zone de *surf* interne ( $\mu < 0.2$ ).

### Perspectives

Pour des régimes plus dispersifs que ceux étudiés ici, tels que pour des vagues plus courtes se propageant en eau intermédiaire et profonde, la reconstruction non-linéaire fortement

dispersive (NL; Eq. 2.24) doit être appliquée. Les travaux de [Bonneton et Lannes \(2017\)](#) semblent indiquer que  $\mu = 0.3$  correspond à la valeur à partir de laquelle la reconstruction NL devrait être utilisée. Néanmoins, une analyse sur un jeu de données en milieu dispersif est nécessaire pour confirmer cette valeur seuil.

Puisque la relation de dispersion entraîne une forte surestimation du nombre d'onde  $k$  dans les hautes fréquences, des techniques pour obtenir une mesure directe ou indirecte (*e.g.* [Herbers, 2002](#)) de  $k$  pourraient être utilisées dans le cadre de la reconstruction des vagues *in situ* (*e.g.* télédétection Lidar, vidéo). Une telle mesure serait d'autant plus intéressante en présence de courants ambiants intenses (*e.g.* courants proche des embouchures, courants d'arrachement, courants de cap), pour lesquels la relation de dispersion est encore plus restrictive (*cf.* section 2.2.2.5). La performance des nouvelles méthodes non-linéaires pourrait alors être évaluée en présence de courants intenses venant affecter le champ de vagues.

Enfin, les résultats obtenus dans ce chapitre appellent à réexaminer la calibration, généralement basée sur la théorie linéaire des vagues, de certains processus physiques jouant un rôle important dans la dynamique hydro-sédimentaire proche du littoral. Ce réexamen par des approches non-linéaires inclut de nouvelles formulations pour la prévision des vagues extrêmes ainsi que de nouvelles paramétrisations du transport sédimentaire et de la dissipation des vagues par déferlement dans les modèles prévisionnels de vagues et circulations associées.

# Chapitre 3

## Circulations induites par les vagues en présence d'un cap et d'un récif : observations *in situ*

### 3.1 Introduction

Proche du littoral, le déferlement des vagues est le principal moteur du mouvement des masses d'eau et du transport sédimentaire. Les circulations et le transport sédimentaire induit, entraînant une modification du fond et de ce fait une rétroaction sur l'hydrodynamique, sont des composantes clés pour de nombreux aspects tels que les échanges hydro-sédimentaires entre les franges littorales et le plateau interne ou encore la sécurité de la baignade. Pour mieux comprendre la dynamique des circulations induites par les vagues proche du littoral, l'observation *in situ* constitue une étape essentielle.

Depuis les années 1940, de nombreuses études se sont intéressées à la mesure en laboratoire et *in situ* des circulations, notamment pour des plages sableuses ouvertes (Shepard *et al.*, 1941). Dans ce type d'environnement, la compilation d'un grand nombre de travaux d'observations a conduit à une description schématique des circulations en fonction des conditions de vagues (*e.g.* MacMahan *et al.*, 2010). Cependant, pour des plages présentant de fortes contraintes morphologiques, telles que liées à l'héritage géomorphologique (*e.g.* cap rocheux, récifs naturels, canyons sous marins) ou à l'activité humaine (*e.g.* digues, épis, récifs artificiels), la structure des circulations peut devenir très complexe comparée aux plages sableuses ouvertes. Pour mieux comprendre la dynamique des circulations dans de tels environnements, des observations *in situ* sont nécessaires. C'est l'objet ce chapitre dans lequel est présentée l'analyse expérimentale des circulations induites par les vagues en présence d'un cap et d'un récif. Cette analyse s'appuie sur des données collectées lors d'une campagne de mesures à la plage de la Petite Chambre d'Amour à Anglet (Nouvelle-Aquitaine, France) en

Octobre 2018. Cette campagne a été réalisée dans le cadre du projet MEPELS (Modèle d'Évolution des Plages et Environnements Littoraux Sableux) développé par le SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine) et à laquelle j'ai activement participé.

Ce chapitre se découpe en trois parties. Dans une première partie, nous dressons un état de l'art sur les circulations induites par les vagues (Section 3.2). Afin de mettre plus facilement en évidence les mécanismes entrant en jeu dans la dynamique de la circulation moyenne, l'approche théorique 2DH est d'abord présentée. Une synthèse des différents types de circulations observées est ensuite effectuée, avant d'évoquer leur caractère instationnaire. Une seconde partie est dédiée à la présentation de la campagne de mesure des vagues et des courants à Anglet (Section 3.3). Après avoir décrit le site d'étude et les instruments de mesure déployés, les conditions de vagues et de marée lors de la campagne sont présentées. Dans une troisième partie, l'analyse expérimentale des mesures collectées est effectuée (Section 3.5). Cette analyse traite notamment de la variabilité des schémas de circulation en fonction des conditions de vagues et de l'élévation de la marée, et fait l'objet d'un article publié dans la revue *Journal of Geophysical Research - Oceans*. Enfin, nous concluons sur les principaux résultats obtenus (Section 3.5).

## 3.2 État de l'art sur les circulations induites par les vagues

### 3.2.1 Approche à phase moyennée

Dans cette section, nous décrivons le cadre théorique pour mieux illustrer les mécanismes physiques régissant l'écoulement induit par l'action des vagues proche du littoral.

#### 3.2.1.1 Échelles caractéristiques temporelles

Proche du littoral, les processus physiques associés aux mouvements de masses d'eau couvrent une large gamme d'échelles spatio-temporelles (Figure 3.1a; e.g. [Bonneton, 2003](#)). Ces dernières échelles peuvent être liées au caractère ondulatoire de l'écoulement; à l'échelle des vagues ( $0.04 < f < 0.5$  Hz) et d'ondes basses fréquences (infragravitaires;  $0.004 < f < 0.04$  Hz); et à son caractère tourbillonnaire; associé à la turbulence tridimensionnelle ( $f > 0.5$  Hz) et à la présence de tourbillons bidimensionnels (instabilités des courants moyens;  $f <$

0.004 Hz). Enfin, à l'échelle de la marée ( $f \approx 10^{-5}$  Hz), la modulation tidale des processus hydrodynamiques proche du littoral (*e.g.* déferlement des vagues) joue un rôle important dans les fluctuations de l'intensité des vitesses. La figure 3.1b montre le spectre d'une série temporelle de la vitesse *cross-shore* mesurée à la limite de la zone de *surf* et met en évidence la répartition très étalée en fréquence du spectre de vitesse. Cette étalement fréquentiel se caractérise notamment par la présence d'un pic énergétique lié à l'oscillation de la marée et d'un pic centré autour de 2 fois la fréquence pic  $f_p$  induit par un transfert d'énergie vers les hautes fréquences. Ce transfert est le résultat de fortes interactions non-linéaires typiques aux abords de la zone de *surf*. Enfin, des pics d'énergies un peu moins marqués sont présents dans la bande infragravitaire ( $0.004 < f < 0.04$  Hz) et très basse fréquences ( $10^{-4} < f < 0.004$  Hz).

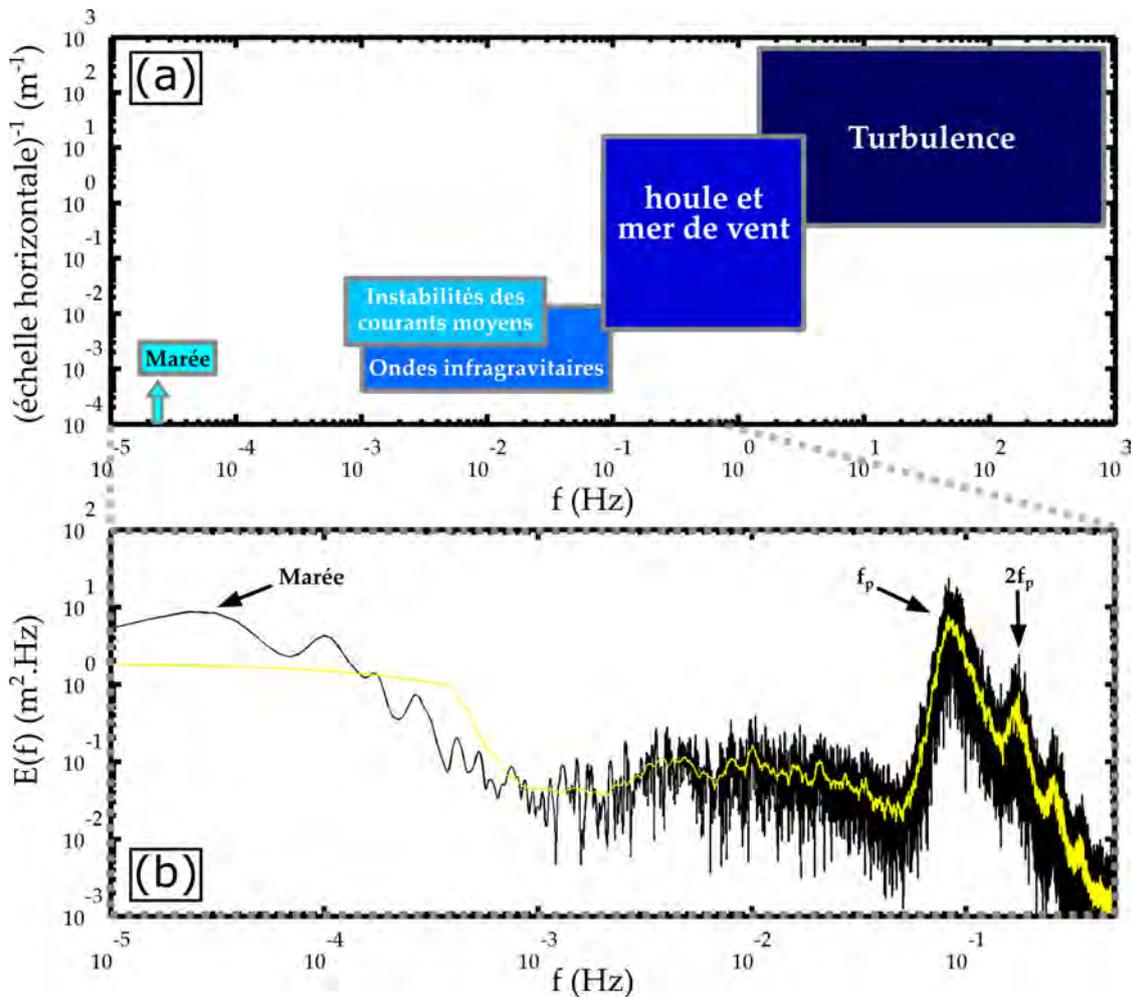


FIGURE 3.1 – (a) Échelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques proche du littoral (inspiré de Bonneton, 2003). (b) Spectre de la vitesse *cross-shore* mesurée à la plage de la Petite Chambre d'Amour (Anglet, France) le 12/10/2018 pour une houle de hauteur significative de 1.7 m et de période pic de 12 s ( $f_p \approx 0.08$  Hz). Le spectre est calculé pour une série temporelle de 24 h afin de faire apparaître l'harmonique liée à la marée ( $f \approx 10^{-5}$  Hz). La courbe jaune représente le spectre moyenné sur 0.00076 Hz.

Pour la modélisation de l'évolution morphologique des plages à l'échelle de la journée ou du mois, la prise en compte de l'ensemble des phénomènes entrant en jeu dans l'hydrodynamique du littoral n'est pas adaptée. En effet, la résolution spatiale et temporelle nécessaire pour modéliser tout les processus de la figure 3.1 ne permet pas de simuler l'écoulement induit par les vagues sur plusieurs cycles de marée ou plusieurs mois.

Afin de simplifier le problème, il convient de filtrer la dynamique haute fréquence en consi-

dérant qu'il y a une séparation d'échelle temporelle entre les phénomènes hautes et basses fréquences. Cette séparation d'échelle est définie par une fréquence de coupure  $f_c$  et un opérateur de moyenne :

$$\overline{(\cdot)} = \frac{1}{T_c} \int_{t-T_c/2}^{t+T_c/2} (\cdot) dt', \quad (3.1)$$

où  $T_c = 1/f_c$  est la période de coupure.

Cette opérateur de moyenne définit ainsi la notion d'écoulement ou de courant *moyen*. Pour modéliser l'écoulement moyen sur des temps supérieurs à plusieurs cycles de marée, la fréquence de coupure est généralement prise de l'ordre de la fréquence pic des vagues  $f_p$ . Dans ce cas là, la dynamique de l'écoulement à l'échelle de chaque vague n'est pas explicitement résolue. Ce type d'approche est couramment appelée approche à phase moyennée. Dans le dernier chapitre de cette thèse, nous verrons qu'il existe aussi des approches dites à résolution de phase ou des approches « hybrides » pour lesquelles la dynamique à l'échelle de chaque vague ou des groupes de vagues est résolue, respectivement.

Enfin, une seconde simplification consiste à considérer que l'écoulement moyen varie très peu suivant la verticale et de passer à un problème à deux dimensions. Cette approche est appelée approche 2DH et est décrite plus en détails dans la prochaine section.

Notons que, dans ce qui suit, les deux simplifications décrites au dessus sont faites c'est-à-dire que l'on considère un écoulement à phase moyennée et variant peu suivant la verticale. Des modèles à trois dimensions et à phase moyennée ou à résolution de phase existent aussi et nous y reviendrons dans le dernier chapitre.

### 3.2.1.2 Équations 2DH

Dans l'approche 2DH, les équations régissant l'écoulement (équations de Navier-Stokes présentées dans le chapitre 1) sont moyennées temporellement à l'aide de l'opérateur défini par l'équation 3.1. Proche du littoral, l'échelle horizontale caractéristique de l'écoulement moyen est très grande par rapport à la profondeur. On peut donc considérer que l'écoulement moyen varie très peu suivant la verticale. Ceci permet de passer à un problème deux dimensions (horizontales) en intégrant les équations de Navier Stokes suivant la verticale.

L'intégration suivant la verticale et la moyenne temporelle des équations de la conservation

de la masse et de la quantité de mouvement horizontale conduisent au système d'équations 2DH (Phillips, 1977) :

$$\partial_t \bar{\zeta} + \partial_x \bar{Q}_x + \partial_y \bar{Q}_y = 0, \quad (3.2a)$$

$$\rho \left[ \partial_t \bar{Q}_x + \partial_x \left( \frac{\bar{Q}_x^2}{\bar{h}} \right) + \partial_y \left( \frac{\bar{Q}_x \bar{Q}_y}{\bar{h}} \right) + g \bar{h} \partial_x \bar{\zeta} \right] = -(\partial_x S_{xx} + \partial_y S_{xy}) - \tau_x^f, \quad (3.2b)$$

$$\rho \left[ \partial_t \bar{Q}_y + \partial_x \left( \frac{\bar{Q}_x \bar{Q}_y}{\bar{h}} \right) + \partial_y \left( \frac{\bar{Q}_y^2}{\bar{h}} \right) + g \bar{h} \partial_y \bar{\zeta} \right] = -(\partial_x S_{yx} + \partial_y S_{yy}) - \tau_y^f, \quad (3.2c)$$

où la pression moyenne au fond a été considérée comme hydrostatique. Pour simplifier notre analyse, nous négligeons la contribution des tensions de cisaillement à la *surface*, du roulement de déferlement et de la diffusion de la quantité de mouvement.

Le couple  $(x,y)$  représente les coordonnées horizontales perpendiculaire (*cross-shore*) et parallèle à la plage (*longshore*), respectivement. Les quantités  $\tau^f$  et  $\bar{h}$  représentent la tension moyenne de cisaillement au fond et la profondeur totale moyenne, respectivement. Cette dernière s'exprime en fonction de la profondeur au repos  $h_0$  et de l'élévation de *surface* libre moyenne  $\bar{\zeta}$  telle que  $\bar{h} = h_0 + \bar{\zeta}$ . La composante du flux de masse total moyen  $\bar{Q}_i$  s'écrit en fonction de la composante du champ de vitesse  $u_i$  :

$$\bar{Q}_i = \overline{\int_{-h_0}^{\bar{\zeta}} u_i dz}. \quad (3.3)$$

Le champ de vitesse est décomposé en une composante moyenne uniforme suivant la verticale  $U_i(x, y, t)$  et une composante oscillante liée à la houle  $\tilde{u}_i(x, y, z, t)$  tel que :

$$u_i(x, y, z, t) = U_i(x, y, t) + \tilde{u}_i(x, y, z, t). \quad (3.4)$$

Notons que cette dernière composante n'inclue que les oscillations associées au mouvement organisé des vagues (mouvements orbitaux) puisque l'effet de la diffusion de la quantité de mouvement due aux oscillations associées à la turbulence a été ici négligé. Ainsi, l'expression

du courant moyen est donnée par :

$$u_i = \frac{\overline{Q_i} - \tilde{Q}_i}{\bar{h}}, \quad (3.5)$$

où  $\tilde{Q}_i = \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \tilde{u}_i dz}$  est le flux de masse induit par les vagues. Dans le système d'équations 2DH (Eq. 3.2), les termes  $S_{ij}$  représentent les composantes du tenseur de tension de radiation  $S$  dont les gradients spatiaux constituent le terme de forçage du système. Les tensions de radiation ont été introduites par [Longuet-Higgins et Stewart \(1964\)](#) et illustrent l'excès de quantité de mouvement de par la présence des vagues. Les composantes  $S_{ij}$  s'expriment en fonction de la pression  $P$  de la manière suivante :

$$S_{ij} = \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} (P\delta_{ij} + \rho\tilde{u}_i\tilde{u}_j) dz} - \frac{1}{2}\rho g\bar{h}^2\delta_{ij} - \rho\frac{\overline{Q_i Q_j}}{\bar{h}}. \quad (3.6)$$

En utilisant la théorie linéaire des vagues, celles-ci se réduisent à :

$$S_{xx} = \left( (1 + \cos^2 \theta) n - \frac{1}{2} \right) E_w, \quad (3.7a)$$

$$S_{yy} = \left( (1 + \sin^2 \theta) n - \frac{1}{2} \right) E_w, \quad (3.7b)$$

$$S_{xy} = S_{yx} = n \sin \theta \cos \theta E_w, \quad (3.7c)$$

où  $\theta$  est l'angle d'incidence de la houle,  $E_w = 1/8\rho gH^2$  est l'énergie des vagues et  $H$  leur hauteur.  $n$  est le ratio entre la vitesse de groupe  $c_g$  et la vitesse de phase  $c$ , et s'exprime en fonction du nombre d'onde des vagues  $k$  tel que  $n = 1/2 + k\bar{h}/\sinh(2k\bar{h})$ . De même, le flux de masse induit par la houle s'écrit :

$$\tilde{Q}_i = \frac{k_i}{k} \frac{E_w}{\rho c} \quad (3.8)$$

Pour calculer les tensions de radiation et ainsi fermer le système d'équations 2DH, il est nécessaire de connaître le champ de vagues (hauteur, longueur d'onde, angle d'incidence). Ainsi, en couplant un modèle de vagues avec le modèle de circulation moyenne décrit au dessus, on peut modéliser la circulation moyenne induite par les vagues. Ce couplage houle-

courant est largement utilisé dans la littérature et sera utilisé dans le chapitre 3 (e.g. Reniers, 2004; Castelle *et al.*, 2006; Roelvink *et al.*, 2009; McCarroll *et al.*, 2018a).

### Cas idéalisé

En considérant un écoulement moyen stationnaire et une plage dont la morphologie est uniforme suivant la direction *longshore*, le système 3.2 se réduit à :

$$\partial_x \bar{Q}_x = 0, \quad (3.9a)$$

$$\rho \left[ \partial_x \left( \frac{\bar{Q}_x^2}{\bar{h}} \right) + g\bar{h}\partial_x \bar{\zeta} \right] = -\partial_x S_{xx} - \tau_x^f, \quad (3.9b)$$

$$\rho \partial_x \left( \frac{\bar{Q}_x \bar{Q}_y}{\bar{h}} \right) = -\partial_x S_{yx} - \tau_y^f. \quad (3.9c)$$

Puisqu'il ne peut y avoir de flux de masse total à la côte, l'équation 3.9a indique que le flux de masse total est nul partout dans le domaine ( $\bar{Q}_x = 0$ ). L'équation 3.5 donne l'expression de la composante *cross-shore* du courant moyen :

$$u_x = -\frac{\bar{Q}_x}{\bar{h}} = -\frac{\cos \theta E_w}{\rho c \bar{h}} \quad (3.10)$$

Ce courant, appelé courant de retour (*undertow*), est orienté vers le large et contre-balance l'apport de masse d'eau par les vagues proche de la *surface*. Si l'approche 2DH considère un courant moyen uniforme suivant la verticale, des travaux expérimentaux ont mis en évidence le fort cisaillement vertical du courant de retour, notamment en zone de *surf* où le courant de retour est intense proche du fond (Faria *et al.*, 2000; Reniers *et al.*, 2004). Le fort cisaillement vertical des courants contribue aux mélanges des masses d'eau et à la mise en suspension du sédiment, et est paramétré dans les modèles 2DH (e.g. Svendsen et Lorenz, 1989; Putrevu et Svendsen, 1999; Reniers, 2004).

En négligeant  $\tau_x^f$ , l'équation 3.9b devient :

$$\partial_x S_{xx} + \rho g \bar{h} \partial_x \bar{\zeta} = 0, \quad (3.11)$$

illustrant l'équilibre entre les gradients *cross-shore* de tension de radiation et de pression.

L'augmentation des tensions de radiation, typiquement juste avant la zone de *surf*, entraîne un abaissement du niveau moyen (*set-down*). À l'inverse, une diminution des tensions de radiation, typiquement en zone de *surf*, entraîne une surélévation du niveau moyen (*setup*). Pendant les événements extrêmes, la surélévation du niveau moyen due au déferlement des vagues peut significativement surélever le niveau d'eau total, conduisant à des épisodes de franchissement d'infrastructures de protection et une forte érosion du littoral. Un grand nombre de travaux se sont penchés sur l'étude du *setup* et sa paramétrisation en fonction des caractéristiques de la plage et des conditions de vagues au large (e.g. [Bowen et al., 1968](#); [Holman et Sallenger, 1985](#); [Raubenheimer et al., 2001](#)).

Enfin, l'équation 3.9c devient :

$$\partial_x S_{xy} + \tau_y^f = 0, \quad (3.12)$$

où  $\tau_y^f$  s'exprime en fonction de la composante *longshore* du courant moyen  $U_y$  (courant de dérive) et d'un coefficient de frottement. Le gradient *cross-shore* du terme croisé des tensions de radiation force un courant de dérive, intense en zone de *surf* proche du point de déferlement. De par son aptitude à transporter des sédiments le long du littoral, la caractérisation du courant de dérive a fait l'objet de très nombreuses études (e.g. [Longuet-Higgins, 1970](#); [Thornton et Guza, 1986](#)).

Ainsi, pour un écoulement stationnaire et une plage uniforme dans la direction *longshore*, les gradients spatiaux de tension de radiation forcent une circulation moyenne, sous la forme d'un courant de retour et d'un courant de dérive, et une variation spatiale du niveau moyen. En pratique, les gradients spatiaux de tension de radiation sont largement contrôlés par la dissipation des vagues par déferlement en zone de *surf*.

### Cas idéalisé avec une morphologie tridimensionnelle

Précédemment, nous avons considéré un cas idéalisé où la morphologie de la plage est uniforme dans la direction *longshore*. Dans la plupart des applications, il existe une variabilité bathymétrique longitudinale s'illustrant par la présence d'irrégularités morphologiques plus ou moins marquées (e.g. système barre/chenal, cap rocheux, digues). Ces irrégularités induisent une variabilité spatiale dans la dissipation des vagues par déferlement bathymétrique, générant des courants moyens plus complexes que ceux illustrés dans la configuration

idéalisée précédemment. Un exemple classiquement observé le long des littoraux sableux est celui d'une bathymétrie tridimensionnelle pour laquelle des barres sableuses (« hauts fonds ») sont entrecoupées par des chenaux (« bas fonds »). La dissipation des vagues par déferlement bathymétrique sera plus intense au dessus des barres qu'au dessus des chenaux et induit une circulation avec un courant orienté vers le large, appelé courant d'arrachement ou sagittal (Figure 3.2).

Pour mieux expliquer ce phénomène, on peut identifier dans le système d'équations 2DH (Eq. 3.2) le forçage résiduel  $F_{ri}$  qui représente le forçage net disponible pour mettre en mouvement les masses d'eau (Haas *et al.*, 2003; Castelle et Bonneton, 2006). Il est non nul lorsque les gradients de pression et de tensions de radiation ne se contre-balancent plus. Cela s'exprime de la manière suivante :

$$F_{ri} = -\rho g \bar{h} \partial_i \bar{\zeta} - \partial_j \bar{S}_{ij}. \quad (3.13)$$

Il est néanmoins difficile d'interpréter, même qualitativement, l'effet de ce forçage résiduel sur la circulation induite. En se basant sur les travaux de Smith (2006), Bonneton *et al.* (2010) ont reformulé les équations 2DH et obtiennent l'équation de vorticité verticale du courant moyen  $\bar{\omega}$ , illustrant le caractère rotationnel de l'écoulement dans le plan horizontal.

En négligeant le terme lié à la diffusion de la vorticité, l'équation de vorticité s'écrit :

$$\partial_t \bar{\omega} + \vec{\nabla} \cdot \left[ \bar{\omega} \left( \vec{u} + \frac{\vec{Q}}{h} \right) \right] = \vec{\nabla} \wedge D \vec{e}_k, \quad (3.14)$$

où  $\vec{e}_k$  est le vecteur de propagation des vagues.  $D$  représente l'intensité de la force de dissipation des vagues par déferlement bathymétrique. En assimilant les vagues déferlées à des chocs dans les équations de Saint Venant, (Bonneton *et al.*, 2010) déterminent de manière explicite l'expression de la force de dissipation, contrairement aux approches classiques où celle-ci est calculée de manière empirique. Dans l'équation 3.14, le terme de droite est l'unique terme de forçage et peut se simplifier de la manière suivante (Bonneton *et al.*, 2010) :

$$\vec{F}_\omega = \vec{\nabla} D \wedge \vec{e}_k, \quad (3.15)$$

qui est non nul lorsque les gradients de dissipation ne sont pas parallèles à la direction de propagation des vagues.

Cette dernière approche met en évidence le fait que la génération de vorticité verticale des courants moyens est explicitement liée aux gradients de dissipation le long de la crête des vagues (Figure 3.2; Bonneton *et al.*, 2010). Elle permet ainsi d'expliquer la génération d'un courant d'arrachement associée à deux cellules de circulation et a été confirmée par des mesures *in situ* dans le cadre d'un système barre/chenal (Bruneau *et al.*, 2011). L'avantage de cette approche est la possibilité d'explicitier le caractère rotationnel des circulations induites par les vagues sans avoir à utiliser un modèle couplé houle-courant comme dans l'approche classique des tensions de radiation.

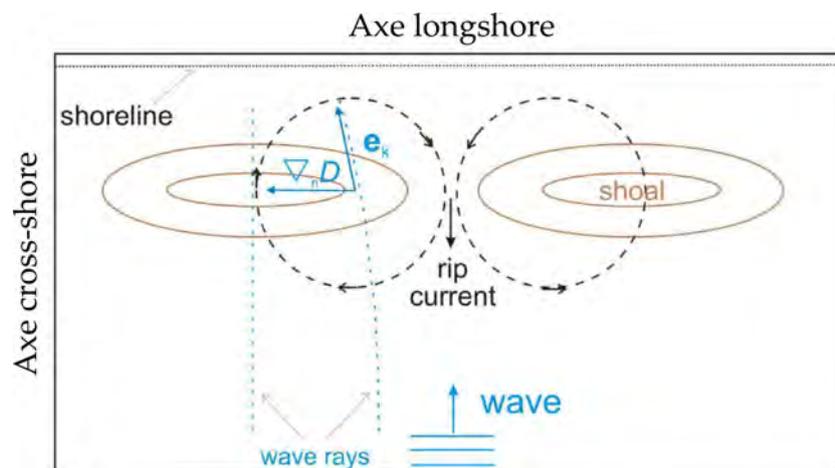


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de la circulation induite par le déferlement des vagues sur des barres (d'après Bonneton *et al.*, 2010).  $e_k$  le vecteur d'onde des vagues et  $\nabla D$  représente le gradient spatial de la force dissipative  $D$ .

### Cas des plages naturelles

Dans les sections précédentes, nous avons décrit les courants moyens induits, dans le cas d'un écoulement stationnaire, par une houle monochromatique c'est-à-dire définie par une unique longueur d'onde, période et hauteur. Néanmoins, les mesures *in situ* le long des plages naturelles dépeignent une réalité bien plus complexe, comme le montre la figure 3.1b. En effet, la houle réelle n'est pas monochromatique et s'illustre par la superposition d'un grand nombre d'onde sinusoïdale, chacune définie par sa propre longueur d'onde, sa propre amplitude et sa propre direction. En pratique, le caractère polychromatique et multi-

directionnel de la houle réelle induisent un écoulement instationnaire.

Par ailleurs, les plages naturelles peuvent se caractériser par la présence d'irrégularités morphologiques au large (*e.g.* barres sableuses externes, canyons sous-marins) ou de frontières physiques (*e.g.* caps rocheux, épis, digues). Ces caractéristiques morphologiques peuvent induire de fortes variabilités du déferlement des vagues en zone des *surf* et donc générer des circulations.

Ainsi, les circulations horizontales le long de plages naturelles peuvent être bien plus diverses que le long de plages idéalisées. C'est l'objet des deux prochaines sections dans lesquelles nous dressons une synthèse des courants d'arrachement et des circulations horizontales associées fréquemment reportés dans la littérature, avant d'évoquer leur dynamique instationnaire.

## 3.2.2 Synthèse des principaux types de circulation

### 3.2.2.1 Courants d'arrachement et circulations horizontales associées

Les courants d'arrachement (*rip currents*) sont des courants intenses, étroits, orientés vers le large et sont observés le long des plages dominées par l'action de la houle (*e.g.* Shepard *et al.*, 1941; Bowen, 1969). Ils prennent naissance en zone de *surf* et peuvent s'étendre loin au large. Ces dernières caractéristiques font des courants d'arrachement une entité hydrodynamique essentielle pour de nombreux aspects comme la sécurité de la baignade ou les échanges hydro-sédimentaires entre la zone de *surf* et le large. Ces échanges jouent un rôle déterminant sur l'évolution morphologique des plages sableuses sur des périodes allant de quelques jours à quelques mois.

Des travaux tels que ceux de MacMahan *et al.* (2006) et Dalrymple *et al.* (2011) synthétisent les connaissances actuelles résultant de l'observation et la modélisation des courants d'arrachement. Si tout les courants d'arrachement sont contrôlés par le forçage hydrodynamique, *i.e.* conditions de vagues au large et niveau de marée, certains mécanismes peuvent s'avérer dominants dans leur génération. Par exemple, la variabilité *longshore* du déferlement des vagues est un des principaux mécanismes responsables de courant d'arrachement en zone de *surf*. Cette variabilité peut être liée à la variabilité morphologique (bathymétrie et to-

pographique) et aux caractéristiques du champ de vagues incident. Récemment, [Castelle et al. \(2016\)](#) ont classifié les courants d'arrachement en fonction du mécanisme de forçage prédominant. En se basant sur [Castelle et al. \(2016\)](#), nous décrivons maintenant les courants d'arrachement fréquemment reportés dans la littérature.

### **Courants contrôlés par la bathymétrie**

Les courants d'arrachement contrôlés par l'hétérogénéité morphologique, *i.e.* bathymétrique ou topographique, en et hors zone de *surf* sont des courants ayant des durées de vie relativement longues (> 2 min). Ils sont généralement référés comme des courants dits « établis ». Leur intensité et direction peuvent néanmoins être sujets à des fluctuations intenses, nous y reviendrons plus tard. Dans la plupart des cas, le mécanisme prédominant dans leur génération est la variabilité *longshore* de la dissipation des vagues par déferlement due à l'hétérogénéité morphologique.

Le long des plages sableuses ouvertes, la tridimensionnalité bathymétrique de la zone de *surf* se caractérise souvent par la présence de barres sableuses entrecoupées de chenaux de vidange (système barre/chenal), donnant naissance à un courant d'arrachement de chenal (*channel rips*, voir Figure 3.3d). De par leur omniprésence le long des littoraux sableux, les courants d'arrachement sont les courants les plus documentés dans la littérature (*e.g.* [Callaghan et al., 2005](#); [Bruneau et al., 2009](#); [Austin et al., 2010](#); [MacMahan et al., 2010](#)). Comme déjà montré dans notre cas théorique (Figure 3.2), ils sont générés par la variabilité *longshore* de la dissipation des vagues par déferlement bathymétrique. Leur dynamique peut être fortement modulée par la marée et font généralement partie d'une structure hydrodynamique plus complexe qui sera abordée plus loin ([Brander et Short, 2000](#); [Haller, 2002](#); [Bruneau et al., 2011](#)). Les courants d'arrachement sont particulièrement actifs pour des houles longues et frontales ([Castelle et al., 2006](#)).

La variabilité bathymétrique hors de la zone de *surf* peut aussi induire un courant d'arrachement en zone de *surf*. De par la présence d'une « anomalie » bathymétrique au large, la réfraction du champ de vagues incident induit une (dé-)focalisation de l'énergie des vagues au large suivant le type d'anomalie (*e.g.* [Castelle et al., 2012](#)). Par exemple, en présence de barres sableuses externes (« hauts fonds »), la réfraction des vagues va conduire à une focalisation de l'énergie sur les barres. Au contraire, l'énergie des vagues se défocalise en

présence de « bas fonds » au large, tel qu'un canyon sous-marin (e.g. Long et Özkan-Haller, 2005; Apotsos *et al.*, 2008). Ainsi, la réfraction au large va causer une variabilité *longshore* des conditions de vagues au déferlement (e.g. hauteur et direction) et donc induire une variabilité *longshore* des courants de dérive. Ces derniers peuvent même s'opposer et se défléchir vers le large conduisant à la génération d'un courant de focalisation (*focused rips*, voir Figure 3.3c). Ce type de courant est particulièrement actif pour de larges anomalies bathymétriques et pour des houles longues frontales favorisant la réfraction des vagues au large.

### **Courants contrôlés par des contraintes topographiques**

Des courants d'arrachement peuvent aussi être générés en présence d'une topographie hétérogène. Cette topographie hétérogène est typiquement caractérisée par la présence d'une frontière physique naturelle (e.g. cap rocheux) ou artificielle (e.g. digues, épis). La présence de ces frontières induit un courant d'arrachement le long de celles-ci, généralement appelé courant de cap. Toutefois, deux mécanismes différents peuvent prédominer dans leur génération, en fonction de l'angle d'attaque des vagues et de la position de la frontière. Pour expliquer ces mécanismes, considérons un courant de dérive et la présence d'une frontière physique positionnée au milieu d'une plage et perpendiculaire à celle-ci.

En « aval » du courant de dérive par rapport à la frontière, une zone d'ombrage énergétique se crée proche du cap (Figure 3.3e). Dans la suite, cette configuration sera appelée configuration *shadowed* ou d'ombrage. L'effet d'ombrage force un gradient *longshore* de la dissipation du déferlement, avec un déferlement de plus en plus intense au fur et à mesure que l'on s'éloigne du cap. Ce gradient génère une cellule de circulation contre le cap, caractérisée par un courant d'arrachement longeant le cap (*shadow rips*; e.g. Gourlay, 1974; Pattiaratchi *et al.*, 2009). L'occurrence et la dynamique de courants par effet d'ombrage sont fortement dépendantes des caractéristiques du champ de vagues incidents (e.g. direction, étalement directionnel) et de la géométrie du cap (Castelle et Coco, 2012).

En « amont » du courant de dérive par rapport à la frontière, le courant de dérive est défléchi vers le large lorsqu'il rencontre la frontière physique. Dans cette configuration, le courant d'arrachement longeant le cap est appelé courant de déflexion (*deflection rips*, Figure 3.3f). Alors que les courants de cap sont omniprésents le long des côtes escarpées (e.g. Angleterre, Portugal, Australie), peu de mesures hydrodynamiques *in situ* y ont été effectuées (Coutts-

Smith, 2004; McCarroll *et al.*, 2014; Scott *et al.*, 2016). De récents travaux de modélisation le long de plages en baie idéalisées (Castelle et Coco, 2013) et d'une série d'épis (Scott *et al.*, 2016) ont montré que les courants de cap sont fortement contrôlés par la largeur de la zone de *surf* et par la longueur de la frontière physique, et peuvent potentiellement s'étendre très au large.

### **Courants contrôlés uniquement par le forçage hydrodynamique**

Les courants contrôlés uniquement par le forçage hydrodynamique ont une durée de vie relativement courte comparée aux autres types de courants décrits précédemment. Ils sont donc des courants dits « transitoires » en temps et en espace. Ils sont généralement observés le long des plages avec un faible contrôle morphologique, *i.e.* plages bidimensionnelles telles que les plages planes ou uniformes dans la direction *longshore* (e.g. Johnson, 2004; Murray *et al.*, 2013; Castelle *et al.*, 2014).

De par l'étalement directionnel du champ de vagues incident, la variabilité du déferlement le long de la crête des vagues génère de la vorticité verticale à la limite entre la partie d ferl e et non-d ferl e de la crête. Ce déferlement différentiel conduit à l'apparition de tourbillons horizontaux dans la zone de *surf* (Peregrine, 1998; Clark *et al.*, 2012). L'expulsion de ces tourbillons hors de la zone de *surf* conduit à un courant d'arrachement transitoire (*flash rips*, voir Figure 3.3b). En effet, lorsque deux tourbillons tournant dans le sens opposé se rencontrent, ceux-ci peuvent migrer sous forme de dipôle dans le sens opposé à la propagation des vagues (Peregrine, 1998; Johnson et Pattiaratchi, 2006). Pour des vagues obliques à la côte, le déferlement des vagues génère un courant de dérive qui peut être instable du fait de son cisaillement dans la direction *cross-shore*. Les instabilités de cisaillement du courant de dérive génèrent des tourbillons se propageant dans le sens du courant de dérive et qui peuvent être expulsés hors de la zone de *surf* de manière intermittente (*shear instability rips*, voir Figure 3.3a; Oltman-Shay *et al.*, 1989;  zkan-Haller et Kirby, 1999).

Du fait de leur imprévisibilité, et ainsi du manque de données expérimentales, les facteurs contrôlant l'occurrence des courants transitoires sont moins connus que les autres types de courants.

### **Circulations réelles complexes**

Il est important de noter que la classification faite au-dessus est dichotomique et masque la

forte variabilité en milieu naturel. En effet, la plupart des observations *in situ* montrent qu'il peut y avoir des combinaisons de plusieurs mécanismes, suggérant qu'il y a un continuum entre les différents types de courants (voir Figure 3.3g-j). En compilant un grand nombre de mesures Lagrangiennes des vitesses en *surface*, [McCarroll et al. \(2018b\)](#) mettent en avant ce type de continuum entre des courants transitoires présents au dessus de bathymétries 2D ou quasi-2D et des courants d'arrachements établis au dessus d'un chenal pour des bathymétries 3D.

La combinaison et/ou compétition de différents courants s'intègre dans des structures hydrodynamiques à plus large échelle. Pour les plages tridimensionnelles ouvertes, le courant d'arrachement présent au dessus d'un chenal fait la liaison entre deux cellules de circulation tournant en sens opposé, avec un courant orienté vers la plage au dessus des barres. Ce schéma de circulation est bien connu et est favorisé par une houle longue frontale, tandis qu'un courant de dérive oscillant prend le dessus au fur et à mesure que l'angle d'incidence de la houle augmente ([MacMahan et al., 2010](#)). Le long des plages en baie *i.e.* des plages « fermées » par des frontières physiques, tout les courants d'arrachement présentés au dessus peuvent être présents, pouvant complexifier la structure des circulations induites par les vagues.

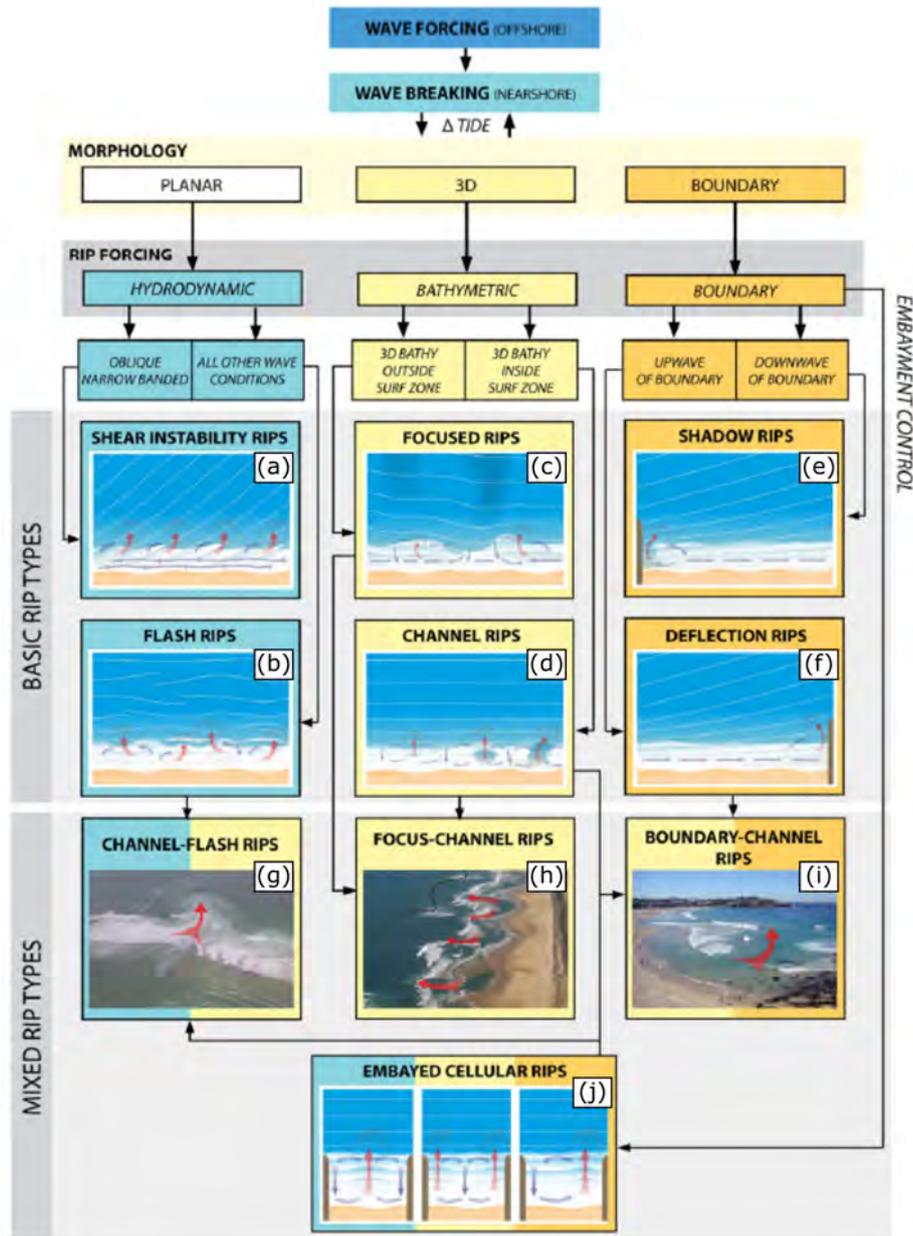


FIGURE 3.3 – Diagramme résumant les différents types de courants d'arrachement en fonction des mécanismes prédominants (d'après [Castelle et al., 2016](#)). (a) et (b) : courants contrôlés uniquement par le forçage hydrodynamique (*shear instability rips* et *flash rips*); (c) et (d) courants contrôlés par les irrégularités bathymétriques hors et en zone de surf (*focused rips* et *channel rips*); (e) et (f) courants contrôlés par les irrégularités topographiques de par la présence de frontières physiques (*shadow rips* et *deflection rips*). Les panels (g), (h), (i) et (j) représentent les éventuelles combinaisons de différents types de courants.

### 3.2.2.2 Circulation le long des plages en baie

Les plages en baie sont omniprésentes le long des côtes escarpées telles les côtes australiennes (Short, 2010), anglaises (Scott *et al.*, 2011) et portugaises (Loureiro *et al.*, 2012a,b). La largeur de la zone de *surf* et la distance entre les frontières sont des paramètres importants de la circulation moyenne induite par les vagues. Short et Masselink (1999) ont classifié cette circulation en fonction de ces deux paramètres :

1. **Circulation normale**, pour une zone de *surf* étroite comparée à la taille de la baie, avec des courants d'arrachement le long de la plage et des courants de cap aux extrémités. Dans ce cas là, ces deux types de courant n'interagissent pas ou très peu (Figure 3.4a);
2. **Circulation cellulaire**, pour une zone de *surf* large comparée à la taille de la baie, avec la présence de deux courants de cap aux extrémités ou d'un seul courant d'arrachement au centre de la baie (Figures 3.3j, 3.4c).

En plus de la largeur de la zone de *surf* et de la taille de la baie, la circulation est fortement influencée par l'angle d'incidence des vagues, avec une circulation cellulaire favorisée par une houle oblique (Castelle et Coco, 2013).

Dans la suite, nous synthétisons les travaux de mesures hydrodynamiques. Nous parlerons aussi des travaux sur l'évolution morphologiques des plages en baie afin de mettre en évidence le couplage qu'il y a entre l'hydrodynamique et la morphologie du fond. Les plages en baie naturelles sont souvent caractérisées par des contraintes morphologiques fortes dues à leur héritage géomorphologique. L'effet de cet héritage géomorphologique sera abordé. Enfin, nous dirons quelques mots sur les travaux de modélisation pour des plages en baie idéalisées.

#### Mesures hydrodynamiques

Peu d'études se sont focalisées sur la mesure *in situ* de l'hydrodynamique des plages en baie (e.g. Coutts-Smith, 2004; McCarroll *et al.*, 2014; Scott *et al.*, 2016). En déployant un grand nombre de *drifters* (34) mesurant les vitesses Lagrangiennes en *surface*, McCarroll *et al.* (2014) ont étudié la circulation normale d'une plage en baie naturelle soumise à des conditions de vagues obliques et peu énergétiques (hauteur significative  $H_s = 1$  m; Figure 3.4a). Leurs mesures indiquent la présence d'un courant d'arrachement au centre et de courants de cap

aux extrémités. [McCarroll et al. \(2014\)](#) mettent en avant l'aptitude des courants de cap à expulser les *drifters* de la zone de *surf*, avec des taux d'expulsion de l'ordre de 80 % pour le courant de déflexion contre 22 % pour le courant d'ombrage. Ce dernier courant est généralement associé à une dynamique circulatoire dont la capacité d'expulsion au large est relativement faible (Figure 3.4d; [Pattiaratchi et al., 2009](#); [Scott et al., 2016](#)).

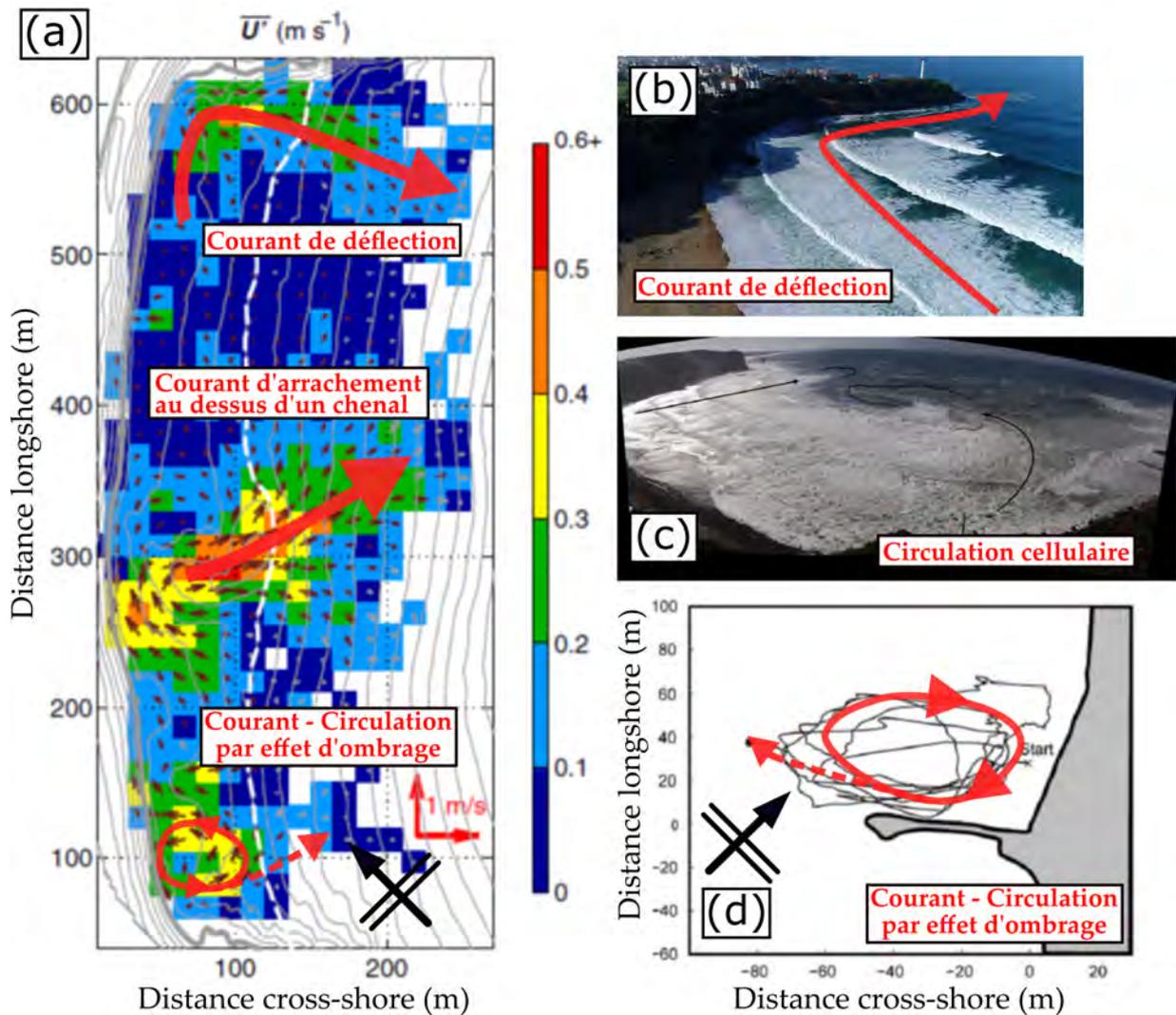


FIGURE 3.4 – Exemples de circulations observées le long des plages en baie. (a) Intensité et direction des vitesses Lagrangiennes en *surface*, dépeignant des courants de cap aux extrémités (courant de déflexion et par effet d'ombrage) et un courant d'arrachement au centre de la plage ( $H_s = 1$  m; Whale beach, Australie; d'après [McCarroll et al., 2014](#)); (b) Courant de déflexion longeant un cap ( $H_s = 1.6$  m; Anglet, France); (c) Circulation cellulaire pendant des conditions très énergétiques ( $H_s = 5.5$  m; Arrifana, Portugal; d'après [Loureiro et al., 2012a](#)); (d) Courants-cellule de circulation par effet d'ombrage ( $H_s = 0.9$  m; City beach, Australie; d'après [Pattiaratchi et al., 2009](#)).

En combinant des mesures *in situ* et de la modélisation, [Scott et al. \(2016\)](#) ont étudié la circulation induite par les vagues en présence d'une multitude d'épis perpendiculaires à la plage et pour des conditions de vagues n'excédant pas 2 m au large (Figure 3.5a). Leurs

travaux ont notamment permis d'identifier deux régimes de circulation en fonction du ratio entre la longueur de la frontière  $L_g$  et la largeur de la zone de surf  $X_s$  (Figure 3.5b). Pour  $L_g/X_s < 1.25$ , le courant de dérive est complètement défléchi vers le large. Pour  $L_g/X_s > 1.25$  (i.e. pour une frontière moins longue et/ou une zone de surf plus large), une partie ou l'entièreté du courant de dérive n'est pas défléchi au large et passe de l'autre côté de la frontière.

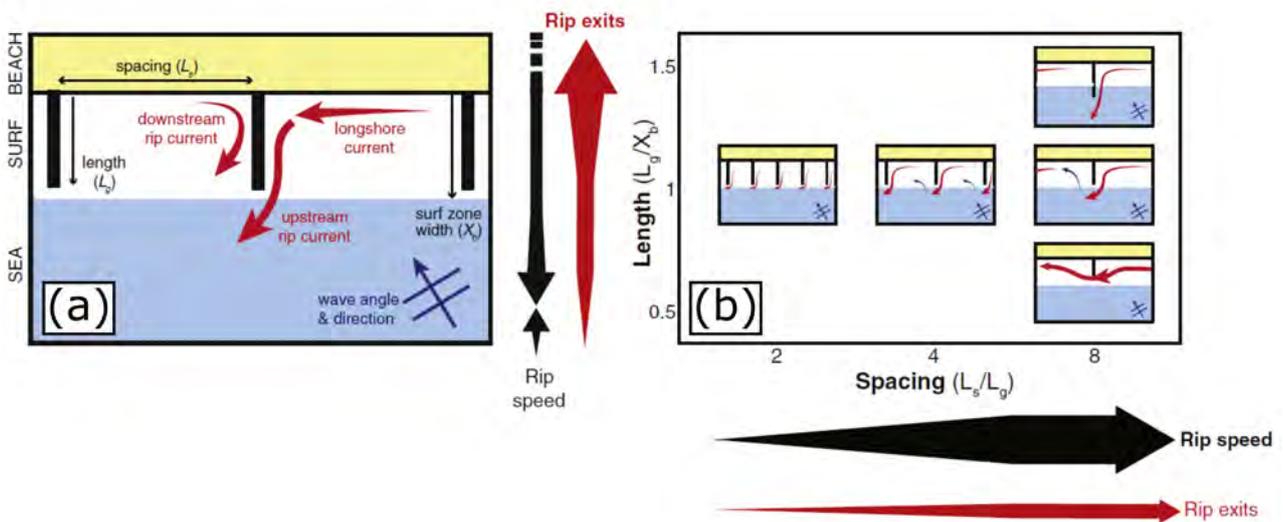


FIGURE 3.5 – Vue schématique des circulations en présence d’une multitude d’épis (d’après Scott *et al.*, 2016). (a) Schéma des principaux courants et des paramètres géométriques entrant en jeu ( $L_s$  : distance entre 2 épis,  $L_g$  : longueur des épis;  $X_b$  : largeur de zone de surf; (b) Schéma des résultats de modélisation montrant le contrôle des ratios  $L_s/L_g$  et  $L_g/X_s$  sur l’intensité et l’étendue au large des circulations.

Notons enfin que les travaux non publiés de Coutts-Smith (2004) présentent, à notre connaissance, les seules mesures de courants de cap pendant des conditions très énergétiques. Si leurs mesures suggèrent qu’un courant de cap s’étend jusqu’à 2 km au large d’une plage en baie, le traitement et l’analyse des mesures collectées sont minimales et très peu détaillés.

Si l’hydrodynamique des courants de cap, et plus généralement des plages en baie naturelles, est encore très peu connue, les quelques études décrites ci-dessus suggèrent que le caractère « expulsif » des courants d’arrachement de cap peut être très significatif comparé aux autres types de courants et auraient donc un fort impact de l’évolution morphologique des plages en baie.

### Mesures de l'évolution morphologique

L'évolution morphologique des plages en baie a fait l'objet de nombreux travaux (e.g. [Enjalbert et al., 2011](#); [Gallop et al., 2011](#); [Loureiro et al., 2012a](#); [McCarroll et al., 2016](#)). Par exemple, [Loureiro et al. \(2012a\)](#) se sont intéressés aux suivis morphologiques de plages en baie au sud du Portugal soumises à des conditions de vagues très énergétiques, avec des  $H_s$  atteignant 6 m au large (Figure 3.4c). Ils ont notamment mis en évidence la capacité des circulations cellulaires à fortement éroder les plages lors d'évènements extrêmes, en accord avec la modélisation sur des cas idéalisés de [Castelle et Coco \(2012, 2013\)](#) qui sera décrite plus loin. Cette érosion extrême est majoritairement régulée par des courants de cap intenses et larges, drainant et expulsant des quantités significatives de sédiment au large ([Loureiro et al., 2012a](#)). De par leur forte intensité, leur emprise spatiale et leur aptitude à transporter des sédiments, ces courants sont souvent référés dans la littérature comme des « mega » courants (*mega rips*; e.g. [Coutts-Smith, 2004](#); [Short, 2007](#); [Loureiro et al., 2012a](#)). Les suivis morphologiques de [Loureiro et al. \(2012a\)](#) indiquent aussi que les chenaux de vidange le long des caps, façonnés par ces courants pendant les évènements extrêmes, peuvent subsister pendant de longues périodes. Il est important de noter que les travaux sur l'évolution morphologique des plages en baie naturelles ne sont jamais ou très peu appuyés par des données *in situ* hydrodynamiques. Dans ces travaux, les auteurs mettent généralement en avant la forte intensité des flux sédimentaires orientés vers le large le long des caps, dont l'origine est supposée être la présence d'un fort courant de cap (e.g. [McCarroll et al., 2018a](#); [Valiente et al., 2019](#)). Ces courants joueraient donc un rôle critique sur le budget sédimentaire d'une plage en baie et sur les échanges avec les plages adjacentes, en expulsant de larges quantités de sédiment vers le large, par des mécanismes de *bypass* pendant les tempêtes ([McCarroll et al., 2018a](#)). Les courants de cap pourraient même expulser des sédiments au delà de la profondeur de fermeture ([Valiente et al., 2019](#)), définie et utilisée en ingénierie côtière comme la profondeur à partir de laquelle l'évolution morphologique du fond est négligeable. A l'échelle saisonnière, l'occurrence continue des courants de cap peut même induire une rotation de la plage (e.g. [Short et Masselink, 1999](#); [Harley et al., 2011](#)).

### Héritage géomorphologique des plages en baie naturelles

Jusqu'ici, les mécanismes expliquant la génération de courants de cap (effet d'ombrage

énergétique ou déflexion du courant de dérive ; voir figure 3.3e et f) ont été établis dans le cas de frontières physiques bien définies, *i.e.* une frontière droite et régulière. Si certaines plages en baie sont délimitées par des ouvrages artificiels dont la forme est régulière (*e.g.* digues, épis ; Birrien *et al.*, 2013; De Santiago *et al.*, 2013; Scott *et al.*, 2016), la plupart des plages en baie sont des plages naturelles délimitées par des caps rocheux irréguliers (*e.g.* Short, 2010). Ces irrégularités morphologiques sont liées à la présence de contraintes géomorphologiques appelées héritage géomorphologique dans la littérature (*e.g.* Cooper *et al.*, 2004; Jackson *et al.*, 2005). Cet héritage géomorphologique contribue à la complexité des circulations induites. Nous le verrons dans la section 3.4 dans laquelle nous montrerons la circulation proche des caps naturels peut être très différente de la circulation idéalisée comme illustrée sur les panels e et f de la figure 3.3.

### Modélisation pour des cas idéalisés

Les simulations pour des cas idéalisés de Castelle et Coco (2012) montrent que les chenaux proches des caps, façonnés par les courants de caps, influencent significativement la morphologie de la plage. En particulier, la création de chenaux de cap pour une circulation cellulaire est favorisée par une faible courbure de plage et un fort étalement directionnel du champ de vagues incident. Ces dernières caractéristiques minimisent la réfraction des vagues par le cap et favorisent ainsi l'effet d'ombrage énergétique et donc la génération d'un courant par effet d'ombrage (Castelle et Coco, 2012). Enfin, pour des grandes baies et des houles obliques, ils montrent que les chenaux de courant d'arrachement au milieu de la baie peuvent être « absorbés » par les chenaux le long des caps. D'un point de vue purement hydrodynamique, Castelle et Coco (2013) ont montré que les courants le long des plages en baie expulsent plus de masses d'eau que pour les plages ouvertes. Pour des houles obliques, les courants de cap peuvent s'étendre au large jusqu'à une distance de trois fois la largeur de la zone de surf. Castelle et Coco (2013) montrent également que la largeur de la baie et l'angle d'incidence de la houle dictent la structure de la circulation. Enfin, un résultat important de Castelle et Coco (2013) porte sur le caractère instationnaire des circulations des plages en baie idéalisées pour lesquelles, et identiquement aux plages ouvertes, des fluctuations très basses fréquences ( $O(10)$  min) sont à l'origine de l'expulsion des masses d'eau vers le large. De manière générale, l'intensité des circulations induites par les vagues s'illustre par une

dynamique instationnaire plus ou moins marquée, avec par exemple des oscillations liées à l'élévation de la marée ou par mouvements basses fréquences à larges emprises spatiales (Figure 3.1). Le caractère instationnaire des courants d'arrachement et circulations horizontales associées est maintenant abordé.

### 3.2.3 Dynamique instationnaire des courants d'arrachement et circulations horizontales associées

Dans la section 3.2.1, nous avons défini l'écoulement moyen à partir d'un opérateur de moyenne temporelle (Eq. 3.1) en fonction d'une fréquence de coupure. Pour la modélisation des circulations moyennes et de la morphodynamique induite sur des périodes allant de quelques heures à plusieurs jours, la fréquence de coupure est prise de l'ordre de la fréquence pic des vagues. Ceci permet de ne pas modéliser explicitement l'écoulement à l'échelle de chaque vagues. Dans ce contexte, le champ de vitesses moyennes peut fluctuer à l'échelle de la marée ( $f \approx 10^{-5}$  Hz), à l'échelle infragravitaire (IG;  $0.004 < f < 0.04$  Hz) et à des échelles très basses fréquences, ou « very low frequencies » (VLF;  $f < 0.004$  Hz).

#### Oscillations à l'échelle de la marée

Loin des embouchures, l'intensité des courants générées par l'onde de marée est faible. Par contre, la variation du niveau d'eau moyen due aux oscillations de marée ( $O(12)$  h) influe fortement sur l'hydrodynamique de la zone littorale. Par exemple, dans le cas d'un système barre/chenal, la profondeur d'eau au dessus de la barre et du chenal détermine l'intensité et la variabilité spatiale de la dissipation des vagues par déferlement contrôlant l'intensité et le sens des circulation induites (Bonneton *et al.*, 2010; Bruneau *et al.*, 2011). De nombreuses études ont souligné l'influence de la marée sur l'intensité des courants moyens, et en particulier les courants d'arrachement de chenaux (*e.g.* Sonu, 1972; Brander et Short, 2000; MacMahan *et al.*, 2005; Austin *et al.*, 2010). En revanche, la modulation tidale des courants de cap n'est pas connue. En effet, les mesures *in situ* des vitesses de courants de cap ont été analysées sur des périodes inférieures à celle de la marée (McCarroll *et al.*, 2014) ou ont été collectées pour des régimes micro-tidaux (Scott *et al.*, 2016) et ne permettent donc pas d'étudier de manière détaillée la modulation tidale des courants de cap. La marée pourrait significativement influencer sur la dynamique des courants de cap, en faisant varier, plus ou

moins fortement selon la bathymétrie de la plage, la largeur de la zone de *surf* qui est un paramètre important sur la circulation proche des caps (Scott *et al.*, 2016).

### Oscillations à l'échelle VLF

L'oscillation des vitesses en zone de *surf* à l'échelle VLF a été mise en évidence par de nombreuses études expérimentales en laboratoire (*e.g.* Haller et Dalrymple, 2001; Haller, 2002; Castelle *et al.*, 2010) et *in situ* (*e.g.* Callaghan *et al.*, 2005; Bruneau *et al.*, 2009; Elgar *et al.*, 2019). Les périodes caractéristiques reportées par mesure *in situ* sont de l'ordre de  $O(10)$  min. Par exemple, Bruneau *et al.* (2009) ont montré que le caractère intermittent de l'intensité d'un courant d'arrachement était expliqué par des fluctuations dans la bande fréquentielle VLF autour de 15-30 min. Ces fluctuations étaient très énergétiques comparées à celles dans la bande infragravitaire (Bruneau *et al.*, 2009). La signature VLF dans le spectre de *surface* libre est généralement très faible ou inexistante comparée à leur signature dans le spectre de vitesse; jusqu'à 2 ordres de magnitude plus faibles (*e.g.* Elgar *et al.*, 2019). Cette dernière observation indique que les mouvements VLFs sont associés à des mouvements rotationnels plutôt qu'à des ondes de *surface* gravitaire (Lippmann *et al.*, 1999). En pratique, ces mouvements rotationnels peuvent prendre la forme de tourbillons horizontaux dont l'emprise spatiale peut être très significative ( $O(10^2)$ - $O(10^3)$  m; MacMahan *et al.*, 2004a, 2010). Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer les mouvements VLFs. Ces mécanismes incluent le cisaillement de l'intensité du courant de dérive pour des houles obliques (Bowen et Holman, 1989; Oltman-Shay *et al.*, 1989) ou du courant d'arrachement (Haller et Dalrymple, 2001). Pour des houles frontales, MacMahan *et al.* (2004a) suggèrent que les mouvements VLFs sont liés à l'oscillation de toute la circulation en zone de *surf*, incluant le courant d'arrachement et les cellules de circulation horizontales associées. Plus récemment, Elgar et Raubenheimer (2020) ont montré que l'intensité des VLFs en zone de *surf* était positivement corrélée à l'étalement directionnel du champs de vagues. Globalement, les mécanismes responsables de la génération des VLFs sont encore mal connus. Certaines études rapportent que leurs oscillations s'intensifient avec la hauteur des vagues incidentes et sont principalement localisées dans la zone de *surf* (MacMahan *et al.*, 2004a). Une augmentation de la période et de l'aspect groupé du champ de vagues incident peut aussi favoriser l'activité des VLFs (De Schipper *et al.*, 2012).

Les mesures *in situ* sont localisées en quelques points de l'espace et ne permettent généralement pas d'analyser les fluctuations VLF. En effet, ces fluctuations sont associées à des échelles spatiales importantes qui requièrent de connaître la vitesse en de très nombreux points. L'étude des fluctuations VLF est donc généralement effectuée à l'aide de modèles numériques (Reniers *et al.*, 2007; Castelle *et al.*, 2014). Ces modèles numériques indiquent que, le long des plages ouvertes tridimensionnelles, l'expulsion des masses d'eau au large est principalement contrôlée par la présence de tourbillons VLFs se détachant du courant d'arrachement (Reniers *et al.*, 2010; Castelle *et al.*, 2014).

Contrairement aux plages ouvertes, les variations de l'intensité des courants de cap n'ont pas été abordées, à l'exception de quelques travaux. A l'aide d'un seul profileur de courant, Pattiaratchi *et al.* (2009) ont mesuré des pulsations basses fréquences d'un courant par effet d'ombrage. Pour des vagues peu énergétiques ( $H_s = 1$  m), les mesures Lagrangiennes des vitesses en *surface* de McCarroll *et al.* (2014) indiquent que l'intensité des courants de cap peut significativement dévier de la valeur moyenne. Pour des conditions énergétiques, les mesures non-publiées de Coutts-Smith (2004) suggèrent un caractère intermittent d'un courant de cap intense au large d'une baie mais, comme dit précédemment, l'analyse des mesures n'est pas claire. Enfin, pour des cas de plages en baie idéalisées, les récents travaux de modélisation de Castelle et Coco (2013) indiquent que, identiquement aux plages ouvertes, les fluctuations des courants de cap à l'échelle VLFs sont responsables de l'expulsion des masses d'eau au large. Ce dernier résultat suggère que les mouvements à l'échelle VLF jouent un rôle très important pour les échanges hydro-sédimentaires entre la zone de *surf* et le large. Dans le cas de plages naturelles où la morphologie peut être fortement irrégulière, la dynamique des courants de cap à l'échelle VLFs n'est pas connue.

### Oscillations à l'échelle infragravitaire

L'intensité des vitesses peut aussi être sujet à des oscillations liées à la présence d'ondes de *surface* ayant des longueurs d'onde plus importantes que les vagues. Ces ondes longues ou ondes infragravitaires sont générées par les interactions non-linéaires entre ondes courtes et sont liées aux groupes de vagues avec lesquels elles sont en opposition de phase (Longuet-Higgins et Stewart, 1962). Lorsque les groupes de vagues déferlent en zone de *surf*, les ondes longues sont libérées, réfléchies à la côte puis s'échappent et se propagent vers le large ou

restent bloquées dans la zone de *surf*, jusqu'à « mettre en résonance » la zone de *surf* sous la forme d'ondes stationnaires (e.g. Sheremet, 2002). Les ondes infragravitaires jouent un rôle très important dans l'hydrodynamique de la zone de *surf* et, notamment à la côte où l'arrivée des ondes longues induit des battements du jet de rive, visibles à l'oeil nu, appelés « *surf beats* » (e.g. Munk, 1949; Guza *et al.*, 1985; Raubenheimer *et al.*, 1996; Stockdon *et al.*, 2006). Ce dernier mécanisme entraîne des fluctuations intenses de la position verticale de la ligne d'eau (e.g. Sheremet *et al.*, 2014). Ces fluctuations jouent un rôle important dans les processus hydro- et morphodynamiques du haut de plage (Elfrink et Baldock, 2002), notamment pendant les événements extrêmes (Sallenger, 2000; Ruggierot *et al.*, 2001, e.g. ). Du fait de leur rôle dominant dans la dynamique du littoral, la transformation des ondes infragravitaires proche du littoral a fait l'objet de nombreuses études (Bertin *et al.*, 2018). Des outils numériques adaptés pour reproduire les processus hydro- et morphodynamique à l'échelle des ondes longues ont aussi été développés (Reniers *et al.*, 2004; Roelvink *et al.*, 2009). Enfin, le caractère intermittent des courants à l'échelle infragravitaire a été reporté par de nombreux travaux expérimentaux (e.g. Sonu, 1972; Brander et Short, 2001; MacMahan *et al.*, 2004b). Pour un système barre/chenal, MacMahan *et al.* (2004b) ont montré que les pulsations d'un courant d'arrachement à l'échelle infragravitaire étaient liées à la présence d'une onde stationnaire en zone de *surf*. Le long des plages en baie, et plus particulièrement le long des caps, les fluctuations de l'intensité des courants de cap à l'échelle infragravitaire n'ont jamais été étudiées.

### 3.2.4 Conclusion

Pour conclure cette section, nous avons montré que, contrairement aux plages sableuses ouvertes, la dynamique des circulations induites par les vagues le long de plages en baie naturelles est très peu connue. Ce manque de connaissance se traduit par un manque de jeu de données *in situ* de l'hydrodynamique au sein de plages en baie naturelles, et plus particulièrement le long de leurs frontières où d'intenses courants d'arrachement de cap peuvent se produire.

Les quelques études expérimentales, combinées à de récents travaux de modélisation pour des cas idéalisés, suggèrent que les courants de cap peuvent largement dominer les processus

hydro- et morphodynamiques à l'échelle de la plage, en s'étendant jusqu'à trois fois la largeur de la zone de *surf* au large. Certaines de ces études montrent aussi que la largeur de la zone de *surf* et la longueur du cap sont des paramètres importants pour la dynamique des courants de cap, suggérant que ces courants peuvent être sensibles aux fluctuations à l'échelle de la marée. Cette modulation tidale n'a néanmoins jamais été abordée. En plus de l'élévation de la marée, la réponse des courants de cap à différents climats de vagues (hauteur significative, angle d'incidence) n'a pas non plus été abordée, en particulier lors d'évènements énergétiques pendant lesquels des observations suggèrent que des courants de cap intenses subsistent et expulsent des sédiments très au large. Notons aussi que l'impact de l'héritage géomorphologique, souvent très marqué le long des plages en baie naturelles, sur les mécanismes régissant la génération des courants de cap n'est pas connu. Enfin, si la modélisation pour des cas idéalisés indique que le fort caractère expulsif des courants de cap est contrôlé par des structures très basses fréquences, la dynamique instationnaire des courants de cap pour des conditions réelles n'a été que très peu abordée.

Pour terminer, la variabilité verticale des courants de cap n'est pas non plus connue. Lorsque ces derniers s'étendent très au large de la zone de *surf*, la variabilité de l'écoulement au large suivant la verticale n'est plus négligeable. Tout comme déjà reporté pour des courants d'arrachement de chenal (e.g. [Haas et Svendsen, 2002](#)), un fort cisaillement vertical du courant pourrait être présent, rendant ainsi inappropriée l'approche 2DH décrite précédemment.

### **3.3 Campagne de mesures intensives des vagues et des circulations induites : Anglet, Octobre 2018**

Pour combler tout ce manque de connaissances sur les circulations induites par les vagues le long de caps naturels, il est nécessaire de disposer d'un vaste jeu de données hydrodynamiques. C'est pourquoi nous avons organisé une campagne expérimentale pour la mesure des vagues et des circulations induites sur la plage de Petite Chambre d'Amour à Anglet (France) pendant le mois d'Octobre 2018. Dans le cadre de cette campagne, des équipes de trois laboratoires se sont réunies, chacune coordonnant la mise en oeuvre de différents outils de mesures incluant : les relevés topo-bathymétriques, le déploiement de profileurs de cou-

rants et l'acquisition d'images par une caméra fixée à drone (EPOC-Université de Bordeaux); acquisition d'images par une caméra en haut du phare de Biarritz (SIAME-Université de Pau et des Pays de l'Adour) et le déploiement de *drifters* pour la mesure Lagrangienne des vitesses proche de la surface (*Coastal Marine Applied Research* CMAR- Université de Plymouth, Angleterre). Cette campagne a ainsi permis de collecter un vaste jeu de données pour étudier les circulations induites par les vagues dans des environnements aux contraintes géomorphologiques fortes, avec la présence d'un cap rocheux et d'un récif submergé. Après avoir présenté le site d'étude, nous parlerons des instruments déployés et des conditions de vagues et de marée lors de la campagne. Cette section est inspirée d'un acte de conférence publié dans la revue *Journal of Coastal Research* (voir Annexe B).

### 3.3.1 Présentation du site d'étude

La campagne de mesures a eu lieu du 3 au 26 Octobre 2018 à la plage de la Petite Chambre d'Amour (PCA) à Anglet, sur la côte Basque (Sud Ouest, France; Figure 3.6). Le littoral de la côte Basque est dominé par l'action de houles énergétiques générées en Atlantique, venant généralement de la direction Ouest-Nord Ouest, et peut aussi être soumis à de la mer de vent générée localement (Abadie *et al.*, 2005). La hauteur significative et la période pic annuelle moyenne sont de 1.57 m (jusqu'à 10 m pour les tempêtes les plus extrêmes) et de 10 s, respectivement. Le régime de marée correspond à un régime méso et semi-diurne, avec un marnage moyen pour les vives-eaux de 3.85 m.

Contrairement aux plages sableuses ouvertes présentes le long de la côte Nord de Nouvelle-Aquitaine, le littoral Basque est escarpé et est composé de plages aux contraintes géomorphologiques très marquées. La plage de PCA est la plage la plus au sud d'une baie sableuse de 4 km, faisant face à la direction Ouest-Nord Ouest et comprenant six épis (Figure 3.6b). La baie est délimitée par l'estuaire de l'Adour au Nord et par le cap Saint-Martin au sud, séparant PCA et la grande plage de Biarritz. La plage de PCA est faite de sable intermédiaire à grossier, pour lequel 50 % des grains ont un diamètre inférieur à 2 mm ( $D_{50} \approx 2$  mm). Le haut de plage est relativement pentu avec une pente de l'ordre de 1/10 contre 1/50 dans la zone inter-tidale. Pour plus d'informations sur la configuration des plages d'Anglet, le lecteur est invité à lire Huguet *et al.* (2016).

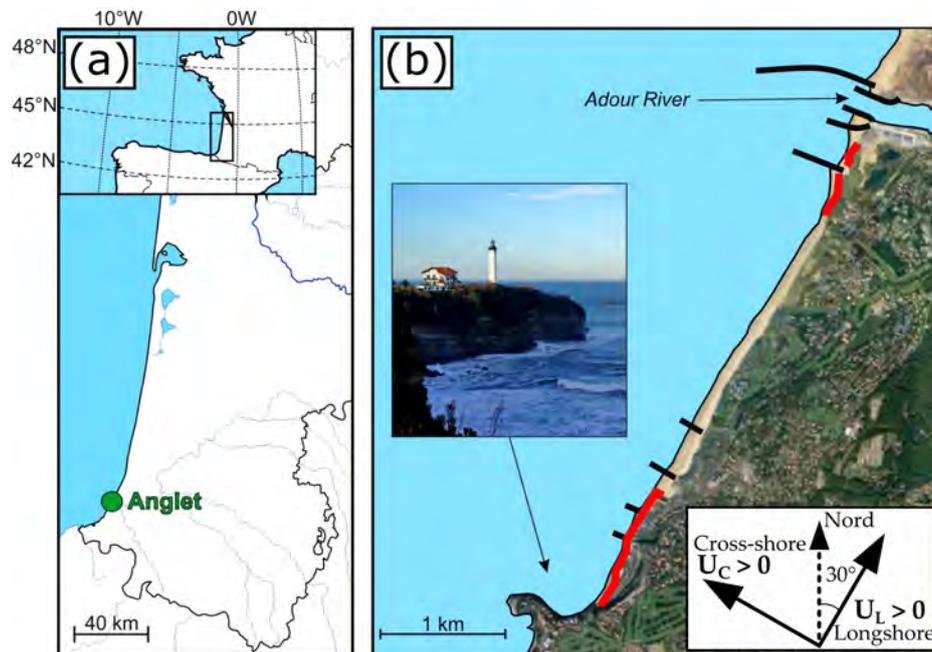


FIGURE 3.6 – (a) Localisation d'Anglet le long du littoral sud-Aquitain (Sud-Ouest, France). (b) Carte des plages d'Anglet montrant la position des épis (lignes épaisses noires), l'estuaire de l'Adour et une photo du cap Saint Martin. La ligne rouge indique là où la plage est renforcée par une digue.

Pendant la campagne de mesures, la morphologie de la partie Nord de PCA était quasi-bidimensionnelle tandis que la partie Sud est très irrégulière de par la présence d'un héritage géomorphologique très prononcé. Cet héritage géomorphologique se compose notamment d'un récif naturel submergé situé à 150 m du cap rocheux de Saint-Martin. Ce cap s'étend à 500 m au large, délimite la partie Sud de la zone d'étude et est composé de roches qui peuvent être émergées à marée basse. Ces contraintes géomorphologiques bien marquées jouent un rôle important sur la variabilité *longshore* du déferlement des vagues (voir Figure 3.7e illustrant le déferlement des vagues sur le récif). Suivant le forçage hydrodynamique, la présence du cap devrait induire un courant de cap. Afin d'analyser la variabilité spatiale et temporelle de ces potentielles circulations en zone de *surf*, une large gamme d'instruments de mesure ont été déployés sur la partie Sud de PCA.

## 3.3.2 Méthode de mesures

### 3.3.2.1 Mesures bathymétriques et topographiques

Un premier relevé bathymétrique fut effectué le 26 Juin 2018 à l'aide d'un sondeur multi-faisceau afin de cartographier précisément la morphologie fixe de la zone d'étude, c'est-à-dire le récif submergé et les affleurements rocheux bordant le cap. Un deuxième relevé fut effectué le 5 Octobre 2018 en mesurant l'élévation du fond le long de transects *cross-shore* espacés de 50 m à l'aide d'un sondeur mono-faisceau afin de cartographier la morphologie du fond sableux de PCA juste avant le début de la période de mesure. Ce dernier relevé a permis de collecter une mesure bathymétrique jusqu'à 400 m au large de la pointe du cap et 800 m parallèlement à la plage. Les deux relevés bathymétriques ont été effectués avec un système GPS calculant la position en temps réel (*Real Time Kinematic Global Positioning System*, RTK-GPS) depuis un bateau. L'élévation des zones proches du cap, qui sont trop dangereuses à mesurer à cause des vagues déferlées et des affleurements rocheux, a été mesurée par photogrammétrie en utilisant un drone pendant une marée basse de vives-eaux le 24 Octobre 2018 juste après la période de mesure. Cette dernière technique a aussi permis de mesurer précisément la topographie de la zone intertidale et du haut de plage (pour une procédure plus détaillée, le lecteur est invité à se référer à [Laporte-Fauret et al., 2019](#)). Les données collectées par le drone ont été géo-référencées en utilisant plusieurs points de contrôle placés à plusieurs positions étalées sur la zone d'étude. Leurs positions ont été relevées en utilisant un système GPS différentiel calculant la position en temps différé (*Post Processed Kinematic Differencial Global Positioning System*, PPK-DGPS). Les positions relevées ont ensuite été ré-ajustées en coordonnées réelles à l'aide d'une station de référence à l'aéroport d'Anglet, située à moins de 3 km de la zone d'étude. Les relevés bathymétriques et topographiques ont ensuite été assemblés et interpolés sur une grille de 2 m de résolution (voir Figure 3.7a montrant la carte d'élévation du relief en NGF-IGN69).

La partie la plus élevée du récif se trouve à approximativement 2.5 m du niveau d'eau moyen. Les panels b et e de la figure 3.7 mettent en évidence le contrôle du récif sur la structure du déferlement des vagues. Notons que la liaison entre la plage et le cap est relativement courbée (voir Figure 3.7a, d et e). Un examen qualitatif de la plage pendant la campagne, des vidéos

enregistrées par une caméra fixée à un drone et au phare (le système vidéo est décrit plus tard) et de la morphologie du site (Figure 3.7a) indiquent que la zone de *surf* de la partie sableuse de PCA était uniforme dans la direction *longshore* pendant toute la campagne de mesures. La morphologie de cette zone était de type « low tide terrace » d'après la classification de [Wright et Short \(1984\)](#). Il est donc légitime de s'attendre à ce que seul le récif et le cap exercent un fort contrôle sur la circulation de la zone de *surf* à PCA. Des instruments de mesure ont donc été déployés à proximité du récif et du cap afin de capturer la variabilité naturelle des circulations induites.

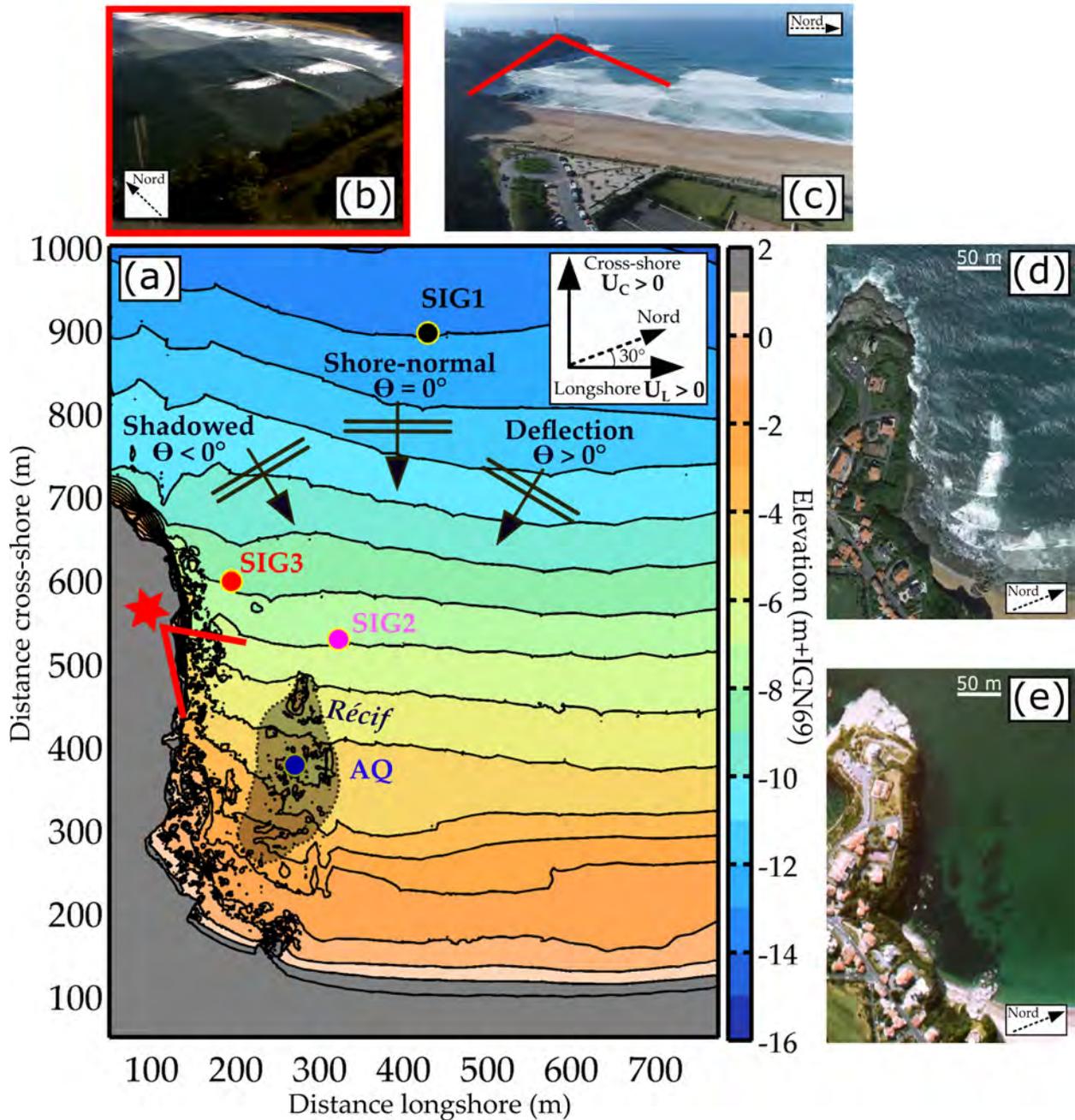


FIGURE 3.7 – (a) Bathymétrie-Topographie de la zone d'étude. La couleur représente l'élévation (m+NGF-IGN69). Les points donnent la position des instruments déployés. La zone grisée et l'étoile rouge montrent la position du récif et du phare de Biarritz, respectivement. Les lignes rouges indiquent l'angle de vue de la caméra fixée en haut du phare. (b) Exemple d'une image brute (non-redressée) enregistrée par la caméra depuis le phare. (c) Vue aérienne de la zone d'étude. (d) et (e) sont des images Google Earth montrant le cap et le récif pour des vagues peu énergétiques (d) et modérément énergétiques (e).

### 3.3.2.2 Mesures hydrodynamiques

Des profileurs de courants (ADCPs) et des *drifters* ont été déployés à proximité du récif et du cap pour mesurer le profil vertical des vitesses Eulériennes et les vitesses Lagrangiennes en *surface*, respectivement. Ces données de vitesses ont été converties en vitesses *cross-shore*  $U_C$  et *longshore*  $U_L$  (Figure 3.7a).  $U_C > 0$  ( $U_C < 0$ ) indique un courant orienté vers le large (la plage) tandis que  $U_L > 0$  ( $U_L < 0$ ) indique un courant s'éloignant du cap (allant vers le cap). La direction parallèle à la plage correspond à l'axe  $30^\circ$  en convention nautique.

#### Profileurs de courants

Quatre ADCPs ont été installés à des positions stratégiques de la zone d'étude (Figure 3.7a) et ont continuellement enregistré la pression au fond et le profil vertical des vitesses. SIG1 (Nortek Signature 500 kHz; 4 Hz), SIG2 (Nortek Signature 1000 kHz; 8 Hz), SIG3 (Nortek Signature 1000 kHz; 1 Hz) and AQ (Nortek Aquadopp; 1 Hz) ont été déployés à 800 m au large dans 12-16 m de profondeur, quelques mètres au large du récif dans 5.5-9.5 m de profondeur, le long du cap dans 7.5-11.5 m de profondeur et au dessus du récif dans 1.75-6 m de profondeur, respectivement. La date d'enregistrement de chaque instrument est indiquée sur le panel d de la figure 3.9. Notons enfin que SIG1 et SIG2 étaient équipés de la technologie AST (voir Chapitre 1) leur permettant de mesurer de manière directe la *surface* libre des vagues. Pour calculer les vitesses Eulériennes moyennées sur la verticale, les vitesses horizontales mesurées par les ADCPs sont moyennées suivant la verticale en utilisant uniquement les cellules émergées (en dessous du niveau de pression hydrostatique mesurée au sein même de chaque instrument). Pour s'assurer de la bonne qualité du signal, notamment proche de la *surface*, seules les cellules dont les corrélations étaient de plus 95 % ont été gardées pour l'analyse.

#### Bouées dérivantes *drifters*

Six *drifters* ont été déployés en zone de *surf* à proximité du récif afin de bénéficier d'une vaste couverture spatiale des courants de *surface*, comparé aux mesures fixes des ADCPs. Les *drifters* sont des bouées dérivantes équipées d'un GPS enregistrant leur position, et ont été conçu pour être partiellement submergés afin qu'ils mesurent les courants proche de la *surface* en évitant de « *surfer* », c'est-à-dire être attrapé par une vague déferlée (Figure 3.8). Basés sur la conception de MacMahan *et al.* (2009), ces *drifters* ont déjà été déployés

par les collaborateurs de l'Université de Plymouth et ont permis de mesurer précisément les circulations de la zone de *surf* dans des environnements variés (e.g. [MacMahan et al., 2010](#); [McCarroll et al., 2014](#); [Scott et al., 2016](#)). La position des *drifters* était enregistrée à 2.5 Hz et transmise à une équipe positionnée sur la plage pouvant visualiser la trajectoire de chaque drifter en direct et anticiper les futures retraits ou déploiements. Du fait des conditions énergétiques et des affleurements rocheux, le déploiement des *drifters* s'est fait par bateau pendant les journées du 16 et 17 Octobre, par jet ski le 18, 19 et 23 Octobre et à la main par des nageurs le 22 Octobre qui était la journée la moins énergétique. Pour le retrait des *drifters*, ceux-ci étaient repris à la main par l'équipe sur la plage lorsqu'ils entraient en zone de jet de rive, et à l'aide du bateau et/ou jet ski le reste du temps. Pour le traitement des données, les heures de déploiement et retrait ont été notées par l'équipe sur la plage. Les données *drifters* pendant les journées du 16 et 17 Octobre n'ont pas été utilisées du fait des conditions énergétiques ( $H_s = 2$  m ; Figure 3.9a) et que des tests de positionnement y étaient effectués. Le déploiement des quatre autres jours (le 18, 19, 22 et 23 Octobre) a permis de collecter assez de données pour étudier les circulations de la zone d'étude. La durée totale de déploiement des *drifters* est autour de 11h30 avec chaque déploiement quotidien allant de 2h à 3h30 et des couvertures spatiales allant de 330 m à 950 m par rapport au bord de plage.

Afin d'étudier les courants moyens proches de la *surface*, la zone d'étude a été divisée en mailles de 40 m par 40 m. Cette échelle spatiale de discrétisation a permis de mettre en évidence la variabilité spatiale de l'écoulement moyen en *surface*. Pour chaque maille est calculé la moyenne et l'écart type de la magnitude de vitesse et de la direction des observations dites « indépendantes ». A chaque fois qu'un drifter passe à travers une maille, ce trajet est considéré comme une observation indépendante. Puisque peu de *drifters* étaient pris dans des cellules de circulation et étant donné les larges échelles spatiales des circulations observées pendant la campagne de mesures comparées aux précédentes études (e.g. [Spydell et al., 2007](#); [MacMahan et al., 2010](#); [McCarroll et al., 2018b](#)), le nombre d'observation indépendante dans chaque maille spatiale était limité. De ce fait, nous n'avons pas utilisé de critère temporel, relatif au passage d'une maille à une maille voisine, pour la comptabilité des observations indépendantes.



FIGURE 3.8 – Photos du même type de *drifters* utilisés pendant la campagne de mesures (d'après [Scott et al., 2016](#))

### 3.3.2.3 Acquisition d'images-vidéos

En plus de la station vidéo permanente installée en 2013 ([Huguet et al., 2016](#)), une autre caméra fut installée afin d'enregistrer des images à haute fréquence (1 Hz) de la zone d'étude. Ces images nous ont permis de mieux visualiser et comprendre les circulations complexes ayant eu lieu proche du cap pendant la campagne. En mutualisant l'analyse qualitative des images avec les données *drifters* et ADCPs, les échelles spatiales et temporelles des circulations induites par les vagues à PCA ont pu être rigoureusement étudiées. Cette caméra fixe était positionnée en haut du phare situé à la pointe du cap Saint Martin (Figure 3.7a et b), à 70 m au dessus du niveau d'eau moyen et à 250 m du récif. La caméra enregistrait des images des circulations ayant lieu à proximité du récif et proche de la première moitié *cross-shore* du cap. Le panel b de la figure 3.7 montre un exemple d'une image brute prise par la caméra du phare, sur laquelle le déferlement des vagues sur le récif est visible. Les images collectées ont été rectifiées en coordonnées locales à l'aide de points de contrôle situés proche de la *surface* de l'eau et à terre. Afin de visualiser l'écoulement moyen, les images ont été lissées sur des fenêtres temporelles de 30 secondes afin de filtrer l'effet visuel des vagues courtes. Ce filtrage facilite l'analyse qualitative des courants de *surface* en visualisant la propagation de l'écume blanche générée par le déferlement des vagues. Dans la suite, les vidéos résultant

de la compilation des images rectifiées et lissées seront appelées vidéos timex. En fonction de la disponibilité des instruments de mesure, la trajectoire instantanée des *drifters* ainsi que l'intensité et la direction des vitesses moyennées sur la verticale à chaque ADCP sont tracées sur les vidéos timex.

L'angle de prise de vue de la caméra fixée au phare était relativement étroit, empêchant d'enregistrer des images de toute la zone d'étude, notamment de la pointe du cap. Une caméra accrochée au drone a aussi été utilisée pendant le déploiement des *drifters* (Figure 3.9d) afin de visualiser les circulations sur toute la zone d'étude, avec des angles de vue différents (voir un exemple sur la Figure 3.7c). Contrairement à la caméra fixe au phare, la caméra du drone n'est pas complètement immobile, nécessitant d'appliquer des techniques de redressement plus complexes que pour la caméra du phare (e.g. Rodriguez-Padilla *et al.*, 2019). Cette dernière tâche s'inscrit hors du cadre de cette thèse et fera l'objet de futures travaux.

### 3.3.3 Conditions de vagues au large et marée

Les données du climat de vagues mesurées par une bouée de houle directionnelle située à 5 km au large d'Anglet en grande profondeur (50 m) ont été utilisées pour connaître les conditions de vagues au large pendant le mois d'Octobre 2018. Ces données se composent, toutes les 30 min, de la hauteur significative, la période et l'angle d'incidence de la houle au large (Figure 3.9a-c). Les conditions de vagues pendant le mois d'Octobre 2018 étaient très variées, avec notamment des houles obliques très énergétiques et des houles frontales peu énergétiques. Globalement, les conditions de vagues sont relativement énergétiques ( $H_s$  moyen de 1.5 m) avec de nombreux événements où  $H_s$  dépasse 2 m (Figure 3.9a). Ces événements sont caractérisés par des périodes pic  $T_p$  et moyenne  $T_{m02}$  au large entre 6 et 16 s et entre 5 et 11 s, respectivement (Figure 3.9b).

L'incidence des vagues au large était aussi très variée, allant de vagues frontales à des vagues très obliques comme le montre le panel c de la figure 3.9. L'angle d'incidence pic  $\theta_p$  (relatif à l'axe *cross-shore* de PCA) variait entre  $-23$  et  $27^\circ$ . Le signe de  $\theta_p$  est fixé en fonction de quel côté du cap les vagues sont originaires (Figure 3.7a).  $\theta_p < 0$  et  $\theta_p > 0$  indiquent des configurations *shadowed* et de déflexion tandis que  $\theta_p = 0$  indique une configuration frontale. La première et troisième semaine de la campagne sont caractérisées par des configurations de déflexion

alors que la deuxième semaine est principalement illustrée par une configuration *shadowed*. Cette variabilité très prononcée du champ de vagues peut se regrouper dans l'évolution temporelle de la composante *longshore* de la puissance des vagues au large  $P_L$  (Figure 3.9d), illustrant la portion de la puissance des vagues disponible pour forcer un courant de dérive en zone de *surf* (Price et Ruessink, 2011).  $P_L$  est fonction de la puissance des vagues incidentes  $P$  et de  $\theta_p$  telle que :

$$P_L = P \sin(\theta_p) \cos(\theta_p), \quad (3.16)$$

où  $P$  est définie de la manière suivante :

$$P = \frac{\rho g^2}{64\pi} H_s^2 T_p. \quad (3.17)$$

Des valeurs très positives (négatives) de  $P_L$  mettent en évidence des évènements très énergétiques de déflexion (*shadowed*). Les valeurs proches de zéro indiquent des conditions de vagues frontales. Par souci de visualisation, l'évolution temporelle de  $P_L$  est représentée par la fonction  $f(P_L) = \text{sign}(P_L) \sqrt{|P_L|}$  (Figure 3.9d). Pendant la campagne de mesures, la puissance *longshore* au large variait entre -15 kW/m le 14 Octobre et 40 kW/m le 7 Octobre, correspondant à l'évènement le plus énergétique. En plus de la forte variabilité du climat de vagues au large, l'élévation de la marée était fortement fluctuante avec des marnages allant de 1 à 4 m pendant les périodes de mortes- et vives-eaux, respectivement (Figure 3.9a).

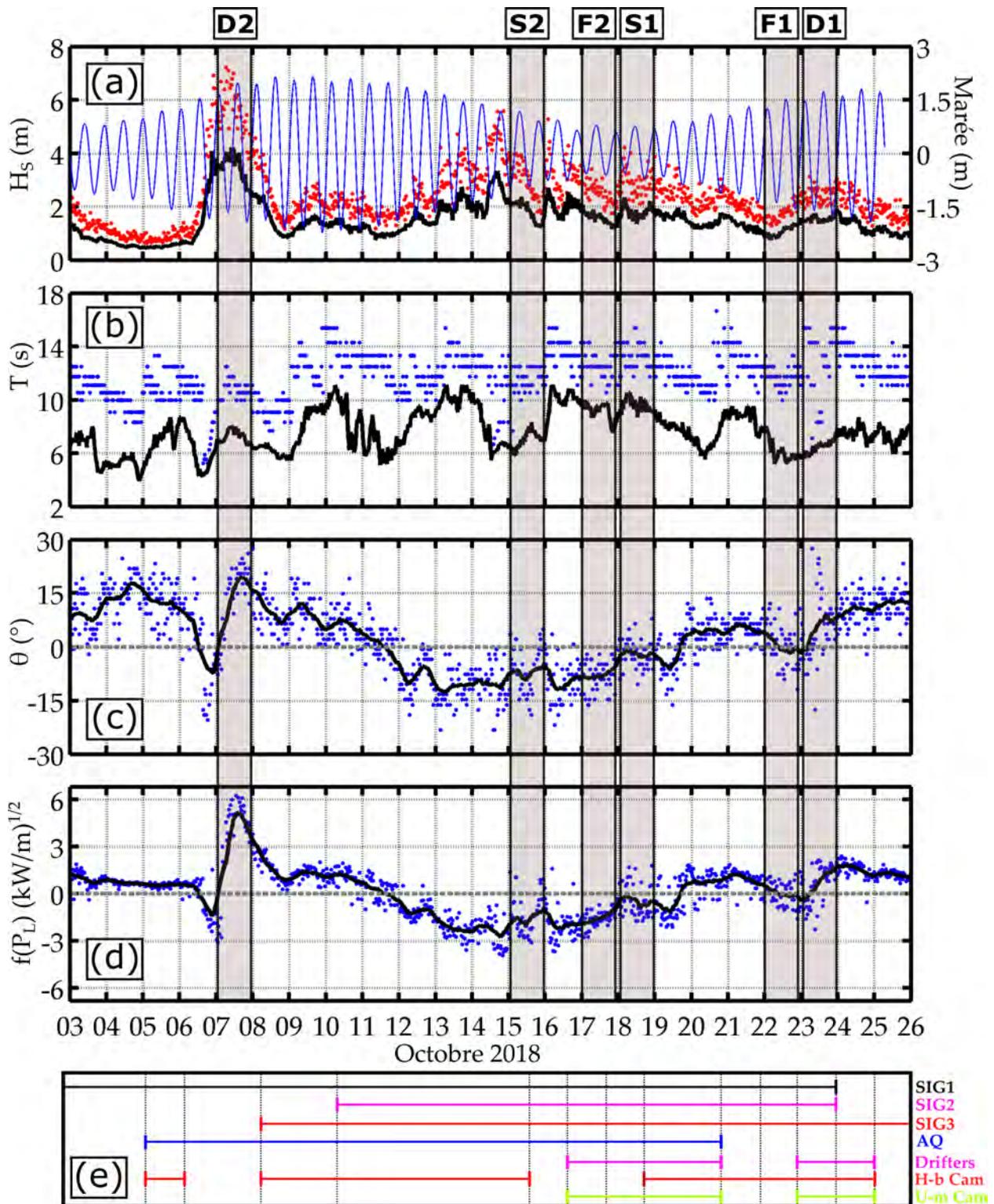


FIGURE 3.9 – Climat de vagues et niveau de marée pendant le mois d’Octobre 2018. (a) Niveau de marée (ligne bleue), hauteur significative ( $H_s$ ; ligne noire) et hauteur maximale ( $H_{max}$ ; points rouges). (b) Période pic ( $T_p$ ; points bleus) et moyenne ( $T_{m02}$ ; ligne noire). (c) Angle d’incidence pic par rapport à l’axe *cross-shore* ( $\theta_p$ ; points bleus) et sa valeur moyennée sur 12 h (ligne noire). (d)  $f(P_L) = \text{sign}(P_L) \sqrt{|P_L|}$  (points bleus) et sa valeur moyennée sur 12 h (ligne noire). Les zones grisées indiquent les évènements sélectionnés pour l’analyse de la section 3.4. (e) Calendrier de déploiement de chaque instrument (H-b et U-m Cam sont la caméra fixée au phare et accrochée au drone, respectivement).

### 3.4 Analyse expérimentale des circulations observées

Dans cette section, les données collectées sont analysées et mutualisées afin d'étudier les circulations induites par les vagues le long de PCA pendant le mois d'Octobre 2018. En sélectionnant des évènements de vagues avec un forçage hydrodynamique très varié, en particulier  $H_s$  et  $\theta_p$ , les schémas globaux de la circulation moyenne en sont déduits (voir zones grisées sur la Figure 3.9). Cette analyse expérimentale des circulations prend la forme d'un article publié dans la revue *Journal of Geophysical Research : Oceans*.

# High-Energy Surf Zone Currents and Headland Rips at a Geologically Constrained Mesotidal Beach

Arthur Mouragues<sup>1</sup>, Philippe Bonneton<sup>1</sup>, Bruno Castelle<sup>1</sup>, Vincent Marieu<sup>1</sup>, R. Jak McCarroll<sup>2</sup>, Isaac Rodriguez-Padilla<sup>1</sup>, Tim Scott<sup>2</sup>, and Damien Sous<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>University of Bordeaux; CNRS; UMR 5805 EPOC, Pessac, France, <sup>2</sup>Coastal Processes Research Group, School of Biological and Marine Sciences, University of Plymouth, Plymouth, UK, <sup>3</sup>University of Toulon; Aix Marseille University; CNRS; IRD; Mediterranean Institute of Oceanography (MIO), La Garde, France, <sup>4</sup>University Pau and Pays Adour; E2S UPPA; Chaire HPC-WAVES; SIAME, Anglet, France

## Key Points:

- In situ measurements are analyzed to identify the main circulation patterns occurring at a high-energy geologically constrained
- Small changes in offshore wave height and obliquity or tide elevation were found to impact circulation patterns across the entire field
- This study emphasizes the ability of deflection rips to extend far offshore, particularly during very energetic oblique wave conditions

## Supporting Information:

- Supporting Information S1
- Movie S1
- Movie S2
- Movie S3
- Movie S4
- Movie S5
- Figure S1

## Correspondence to:

A. Mouragues,  
arthur.mouragues@u-bordeaux.fr

## Citation:

Mouragues, A., Bonneton, P., Castelle, B., Marieu, V., McCarroll, R. J., Rodriguez-Padilla, I., et al. (2020). High-energy surf zone currents and headland rips at a geologically constrained mesotidal beach. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 125, e2020JC016259. <https://doi.org/10.1029/2020JC016259>

Received 25 MAR 2020

Accepted 3 OCT 2020

Accepted article online 14 OCT 2020

**Abstract** We analyze Eulerian and Lagrangian measurements of wave-induced circulation collected during a 3-week field experiment at a high-energy mesotidal barred beach with the presence of a 500-m headland and a submerged reef. Small changes in wave and tide conditions were found to largely impact circulation patterns. Three main regimes were identified depending on offshore wave obliquity: (1) Under shore-normal configuration, the flow was dominated by cross-shore motions, except for moderate waves at low tide, with the presence of a quasi-steady circulation cell on the reef. (2) Under shadowed configuration, an onshore-directed current flowing away from the headland and a weak oscillating eddy were present outside and inside the shadow region, respectively. (3) Under deflection configuration, a deflection rip flowing against the headland and extending well beyond the surf zone was present, with activity maximized around low tide for moderate waves. Under 4-m oblique waves, the deflection rip was active regardless of the tide with mean depth-averaged velocities up to 0.7 m/s 800-m offshore in 12-m depth, with energetic low-frequency fluctuations. Our results emphasize the ability of deflection rips to transport materials far offshore, suggesting that such rips can transport sediment beyond the depth of closure. This study indicates that a wide variety of wave-driven circulation patterns can occur and sometimes coexist on beaches with prominent geological settings. Changes in the dominant driving mechanism can occur as a result of small changes in wave and tide conditions, resulting in more spatially and temporally variable circulation than along open sandy beaches.

**Plain Language Summary** Most field experiments about wave-induced circulation patterns have been conducted along open sandy beaches, while experiments in geologically constrained environments are scarce. We performed intensive field measurements at a high-energy beach with the presence of a 500-m headland and a submerged natural reef. Three main circulation patterns were identified depending on the offshore wave obliquity. For shore-normal waves, cross-shore motions dominated the nearshore region, while oblique wave configurations resulted in more complex horizontal circulation. In particular, under intense headland-directed longshore current, the flow was deflected seaward against the headland. This deflection resulted in an intense seaward flowing jet (deflection rip) extending well beyond the surf zone edge, particularly during storm conditions. Such findings highlight the ability of these deflection rips to dominate water and sediment exchanges between the nearshore and the inner shelf region. Our study further outlines the more spatially and temporally variable circulation patterns occurring along geologically constrained beaches compared to open sandy beaches, ranging from small recirculating cells across the reef to a large deflection rip extending hundreds of meters beyond the surf zone.

## 1. Introduction

Wave breaking is the main driver for nearshore currents and sediment transport along wave-dominated coasts. Alongshore variations in breaking wave heights are among the major driving mechanisms for surf zone circulations such as rip currents (Bowen, 1969). These alongshore variations can arise from various causes (Castelle et al., 2016), which commonly include alongshore variations in surf zone morphology (channel rips; e.g., Bruneau et al., 2009), offshore wave energy focusing induced by wave refraction due to

©2020. The Authors.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

offshore bathymetric variations (focused rips; e.g., Dalrymple et al., 2011) and shadowing effect induced by the presence of a rigid boundary (shadow rips; e.g., Gourlay, 1974; Pattiaratchi et al., 2009). Deflection effect can also induce rip currents along boundaries (deflection rips; e.g., Scott et al., 2016). These bathymetrically and boundary-controlled mechanisms induce rip currents that are relatively persistent in space and time. On the other hand, transient flash rips can arise on beaches with weak topographic control, such as alongshore-uniform beaches, and are solely controlled by the hydrodynamic forcing (Feddersen, 2014). Depending on the beach characteristics and offshore wave forcing, transient flash rips are typically driven by shear instabilities of longshore currents (Ozkan-Haller & Kirby, 1999) and by vorticity generated by short-crested wave breaking (Johnson & Pattiaratchi, 2006). There is a natural continuum from weakly bathymetrically controlled rips, such as transient rips, to strongly bathymetrically controlled rips, such as channel rips (McCarroll, Brander, et al., 2018). Hence, some of the above-mentioned mechanisms may act together to produce rip currents and surf zone circulations at different spatial and temporal scales (Castelle et al., 2016).

Most rip current studies have focused on the dynamics of persistent channel rips on alongshore-variable open sandy beaches (e.g., Austin et al., 2010; Bruneau et al., 2009) or transient flash rips on alongshore-uniform open sandy beaches (e.g., Castelle et al., 2014; Johnson, 2004; Murray et al., 2013). Channel rips have received much more attention than flash rips owing to their predictable nature and their ubiquity along wave-dominated coastlines. Depending on the incident wave obliquity, two flow patterns are commonly observed on alongshore-variable open sandy beaches: counter-rotating circulation cells for shore-normal waves and a sinuous longshore current for oblique waves (MacMahan et al., 2010). However, these classic flow patterns can become complex with the presence of strong geological constraints (e.g., headlands, reef, and submarine canyons), which is typical of embayed beaches where many forms of rips may occur, such as boundary-controlled rips, hereafter referred to as headland rips.

Embayed beaches are ubiquitous along rugged coastlines (Loureiro et al., 2012b; Scott et al., 2011; Short, 2010) and can be characterized by different overall circulation regimes. Short and Masselink (1999) categorized embayed beach circulations as (1) normal circulation, in case of a narrow surf zone compared to the embayment, with rip currents present along the embayment which are not affected by headland rips; (2) cellular circulation, in case of a wide surf zone, compared to the embayment, with headland rips present at both ends of the embayment or one single rip current occurring in the middle of the embayment. Such a classification only depends on surf zone and embayment respective widths and does not account for the offshore wave obliquity. Yet, the latter affects the induced hydrodynamics along the embayment, in particular, by favoring a cellular circulation as the offshore wave obliquity increases (Castelle & Coco, 2013).

While several studies have looked at embayment-scale circulation by tracking morphological changes (e.g., Loureiro et al., 2012a, 2012b) and through modeling on idealized bathymetries (Castelle & Coco, 2012, 2013), very few studies have relied on in situ velocity measurements along embayed beaches (e.g., McCarroll et al., 2014), and almost none of them have been conducted under high-energy wave conditions. In particular, there is a lack of multiday circulation field data (GPS drifters) in waves over 2 m as measurements in such high-energy conditions are very challenging. In addition, field data-based studies looking at surf zone currents in the vicinity of embayment boundaries where headland rips can be present are scarce (Coutts-Smith, 2004; McCarroll et al., 2014; Pattiaratchi et al., 2009; Scott et al., 2016; Sous et al., 2020).

Headland rips are offshore-directed currents flowing against a boundary (e.g., headlands and groynes) and are driven by different mechanisms depending on the offshore wave obliquity with respect to the boundary (Castelle et al., 2016): (a) the seaward deflection of the alongshore current against the boundary (deflection rip) and (b) alongshore variations in wave breaking induced by shadowing effect of the boundary, generating a seaward flow against the boundary (shadow rip). Headland rip experimental studies are scarce and are generally associated with low- to moderate-energy offshore wave conditions, except for the unpublished work of Coutts-Smith (2004) and the present field experiment. Yet, headland rips are known to potentially extend much further offshore than most of the other rip types (Castelle & Coco, 2013; Scott et al., 2016). In addition, low-frequency fluctuations of headland rips have never been addressed with the exceptions of, for instance, Pattiaratchi et al. (2009), who measured low-frequency pulsations of a shadow rip using one single current profiler, and the unpublished work of Coutts-Smith (2004), who deployed current profilers offshore an embayment. More recently, Sous et al. (2020) measured low-frequency pulsations of headland rips using one single current profiler deployed at the same field site as in this study. These

low-frequency fluctuations can be very energetic during storm events, potentially leading to very intense headland rips offshore, as scarcely touched upon by Coutts-Smith (2004). Of note, low-frequency fluctuations of surf zone currents have been extensively addressed along open rip-channeled sandy beaches, with flow velocities typically oscillating at frequencies within the infragravity band (0.004–0.04 Hz; e.g., MacMahon, 2004a) and within the very low frequency (VLF) band (<0.004 Hz; e.g., Bruneau et al., 2009; Elgar et al., 2019). Characteristic periods of low-frequency motions measured in the field typically range from  $O(1)$  to  $O(10)$  min.

The above headland rip mechanisms have been mostly established for idealized configurations with, for instance, alongshore-uniform sandy beach morphologies and/or well-defined boundaries (e.g., groynes). However, rugged coastlines are generally characterized by prominent geological constraints (Short, 2010) with the presence of natural rocky headlands and emerged and submerged rocks (e.g., reef) and can also comprise rip-channeled sandy beach morphologies. Such complex morphological configurations are then likely to induce a large spectrum of circulation patterns, which include headland rips and bathymetrically controlled rips with a potential competition/combination between one another. In the case of natural headlands, the degree of morphological complexity can substantially hinder headland rip driving mechanisms, leading to significant discrepancies between the idealized headland rip patterns and actual observations and measurements, particularly under shadow rip configurations (this study, Sous et al., 2020).

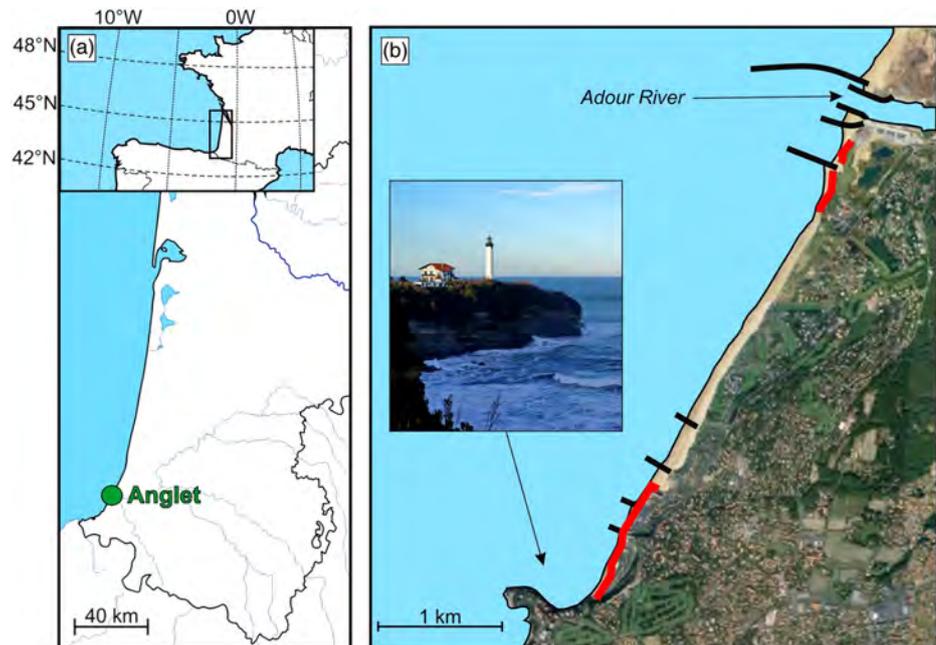
Overall, the dynamics of headland rips is still a poorly understood topic that needs to be further addressed as they represent a dominant feature of the nearshore hydrodynamics and, consequently, of the underlying morphodynamics. In particular, headland rips can favor sediment exchanges between the surf zone and the inner shelf (e.g., McCarroll, Masselink, et al., 2018) which may act as a sink in the long-term sediment budget of embayed beaches. Most studies aiming at predicting nearshore sediment exchanges are based on the theoretical concept of the depth of closure (DoC), which corresponds to the maximal theoretical depth from which wave-induced bottom elevation changes and net sediment exchange between the nearshore and the offshore are not significant. Yet, limitations of the DoC have been reported, especially when applied to embayed beaches. Indeed, recent modeling studies and field data-based sediment budget analysis of headland-bounded beaches have shown that significant sediment masses were transported from along headlands, mostly through bypass mechanisms during energetic wave conditions (McCarroll, Masselink, et al., 2018), to well beyond the DoC (Valiente et al., 2019). However, these morphological studies have relied on very scarce or no velocity measurements along the headland.

Accordingly, little is known on the relation between incident wave conditions and headland rip activity and, more generally, on the wave-induced circulation activity occurring along geologically constrained beaches. The present study attempts to bridge this knowledge gap by analyzing dense and high-frequency wave and current data collected during a comprehensive 3-week field experiment carried out in one of Anglet beaches (SW France) in October 2018 (Mouragues et al., 2020). After briefly presenting the field experiment in section 2, flow measurements are examined over the entire measurement period in section 3.1. Next, in section 3.2, six representative wave events with different offshore wave conditions are selected in order to depict the main circulation patterns, which are further discussed in section 4.

## 2. Field Experiment

### 2.1. Field Site

From 3 to 26 of October 2018, a field experiment was conducted at La Petite Chambre d'Amour (PCA) beach located in Anglet within the rugged Basque coastline, SW France (Figure 1a). This coast is regularly exposed to energetic Atlantic swells coming from the W-NW direction and also experiences more variable locally generated wind waves (Abadie et al., 2005). The annual mean significant wave height and peak period are  $H_s = 1.57$  m (up to 10 m during severe storms) and  $T_p = 10$  s, respectively. The tidal regime is semidiurnal meso with a mean spring range of 3.85 m. PCA beach is situated at the most southern part of a 4-km embayment, comprising six groynes and bounded by the Adour estuary at the northern end and by Saint Martin headland at the southern end (Figure 1b). The morphology of PCA beach is seasonally modulated and is mostly double-barred. For more information on Anglet beach setting and beach morphodynamics, the reader should refer to Huguet et al. (2016). The beach is composed of medium to coarse ( $D_{50} \sim 2$  mm) sand with a steep beach face ( $\sim 1/10$ ) and a more gentle sloped surf zone ( $\sim 1/50$ ). The Saint Martin headland bounding the southern end of the site is a 500-m rocky headland which is bordered by rocks that can be



**Figure 1.** (a) Location of Anglet along the Aquitaine south coast (SW France). (b) Map of Anglet beach showing the location of the groynes (black thick lines), the Adour river, and a photo of Saint Martin headland. The red line indicates where the beach is backed by a seawall.

emerged around low tide and which extends further offshore than a submerged natural reef located approximately 150 m from the headland (see section 2.2.1). While the headland can potentially guide headland rips, the alongshore variability in the depth of the reef is expected to lead to bathymetrically controlled rips.

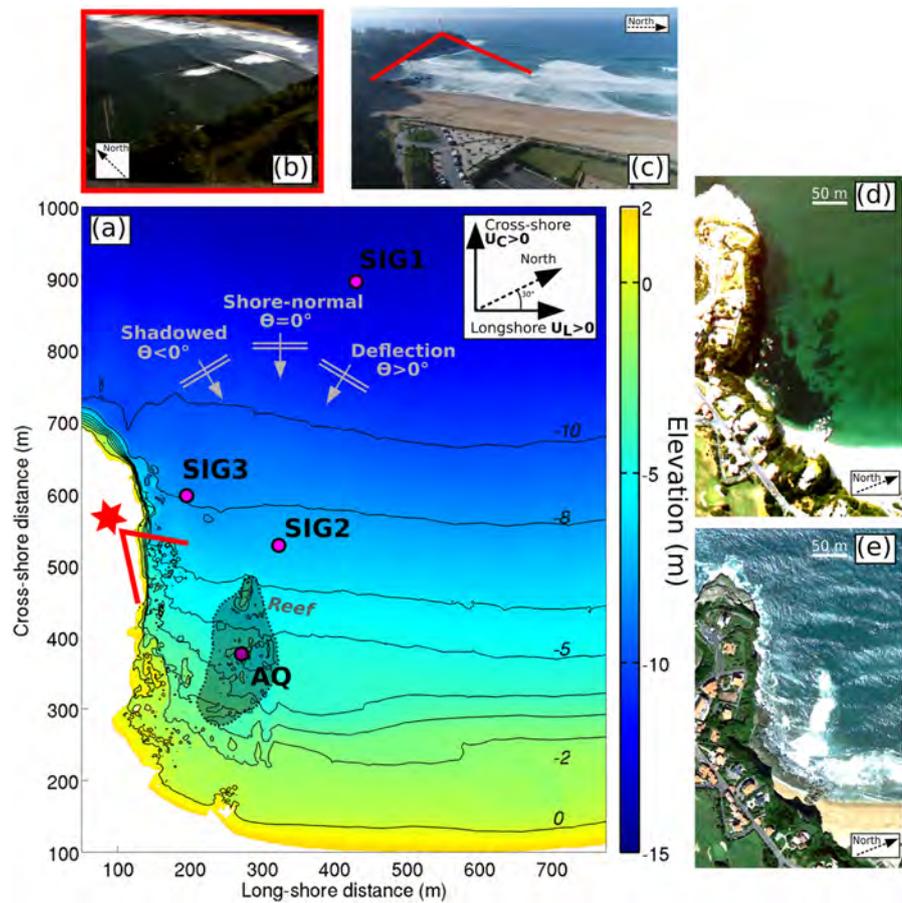
## 2.2. Experimental Setup and Methods

### 2.2.1. Morphological Measurements and Setup

A first multibeam bathymetric survey was carried on 26 June 2018 in order to accurately map the submerged reef and rocks bordering the headland. A second single-beam bathymetric survey with 50-m spaced cross-shore transects was conducted on 5 October 2018 in order to capture the sandy beach morphology just prior to the experiment. Additionally, a high-resolution topographic survey using photogrammetry (Laporte-Fauret et al., 2019) collected by an unmanned aerial vehicle (UAV) was performed at spring low tide on 24 October 2018 to measure the headland topography and the upper and intertidal sandy beach topography just after the experiment. The vertical uncertainty (95% CI) from bathymetric and topographic surveys is estimated to be less than 0.20 and 0.07 m, respectively. These multiple surveys were merged and gridded (mesh size of 2 m) using a natural neighbor interpolation method accounting for cross-shore transect anisotropy (see Figure 2a showing the bathy-topo map relative to NGF-IGN69 leveling). The highest elevation of the submerged reef is approximately  $-2.9$  m (NGF-IGN69), corresponding to  $-2.5$  m relative to the mean sea level. Figures 2b and 2e show the substantial control of the reef on wave breaking patterns. Of note, the connection between the beach and the headland is rather curved (see Figures 2a, 2d, and 2e). A qualitative assessment of the beach, video images, and the bathy-topo map of the site (Figure 2a) indicate that the beach morphology was alongshore-uniform during the entire field experiment, corresponding to a low-tide terrace beach state according to the classification of Wright and Short (1984). It is therefore expected that both the reef and the headland affect surf zone circulation at PCA. Based on the latter, wave and current data were collected in the vicinity of the reef and the headland in order to assess the natural variability of bathymetrically controlled circulation and headland rips.

### 2.2.2. Hydrodynamic Data

Acoustic Doppler current profilers (ADCPs) and surf-zone drifters were deployed in the vicinity of the reef and the headland for measuring Eulerian and Lagrangian velocities, respectively. Eulerian and Lagrangian velocities are analyzed in terms of cross-shore and longshore velocities ( $U_C$  and  $U_L$ , respectively).  $U_C > 0$



**Figure 2.** Experimental setup of the field campaign (modified from Mouragues et al., 2020). (a) Bathymetric map of the field site. Color represents elevation (m) in NGF-IGN69 (Global French Levelling). Magenta points indicate the location of each sensor. The shaded area and the red star show the location of the reef and the lighthouse, respectively. Red lines indicate the headland-based camera view angle. (b) Example of a raw image recorded by the headland-based camera. (c) Aerial view of the field site. (d and e) Google Earth images showing the headland and the submerged reef during low-energy wave conditions (d) and moderate-energy wave conditions (e).

( $U_C < 0$ ) indicates offshore (onshore)-directed flow, while  $U_L > 0$  ( $U_L < 0$ ) indicates a shore-parallel flow directed away from the headland (toward the headland; Figure 2a). The shore-parallel direction corresponds to  $30^\circ$  in nautical convention.

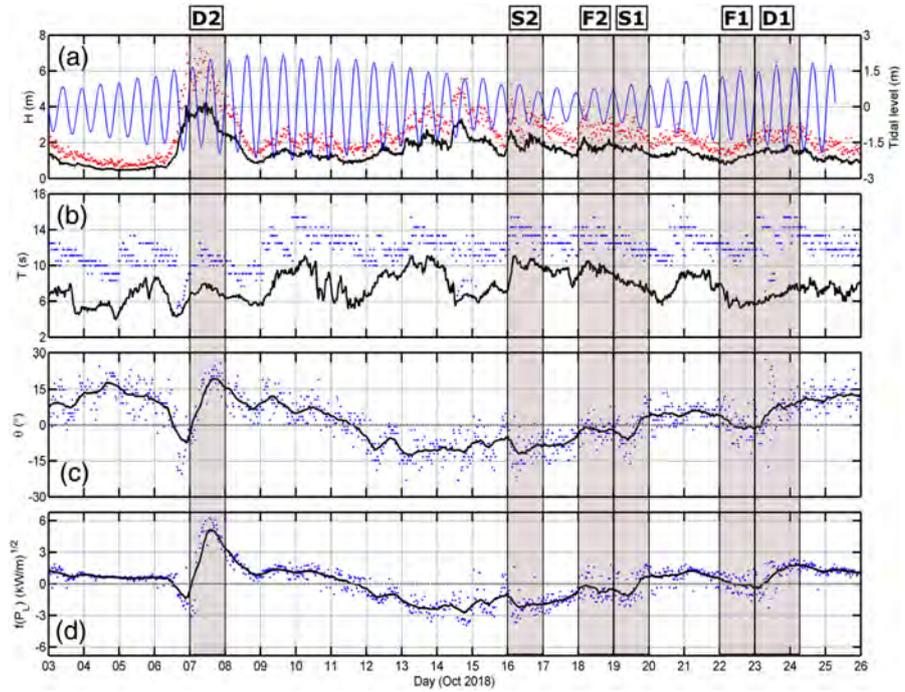
Four ADCPs were installed at strategic locations across the field site (Figure 2a) and were continuously recording pressure and velocity profile throughout the water column. SIG1 (Nortek Signature 500 kHz; 4 Hz; cell size: 0.5 m), SIG2 (Nortek Signature 1,000 kHz; 8 Hz; cell size: 0.2 m), SIG3 (Nortek Signature 1,000 kHz; 1 Hz; cell size: 0.2 m), and AQ (Nortek Aquadopp; 1 Hz; cell size: 0.1 m) were deployed far offshore (800-m offshore, in 12–16 m depth), few meters off the reef (in 5.5–9.5 m depth), along the headland (in 7.5–11.5 m depth), and in the vicinity of the reef (in 1.75–6 m depth), respectively (Figure 2a). ADCP cells above the embedded pressure signal were considered as emerged cells and were discarded from the analysis. ADCP beam correlations were also visually checked to ensure the quality of data, especially close to the surface. Cells with a correlation lower than 95% were removed from the analysis. Depth-averaged horizontal velocities were computed by averaging velocities of each remaining cell. Current profiler measurements indicate that the vertical variability of the flow field is rather weak in direction but can be substantial in intensity. Consequently, this paper focuses on the depth-averaged flow dynamics, which will be investigated in section 3. Of note, the vertical variability of headland rips at PCA beach is out of the scope of the present work and has been recently studied by Sous et al. (2020) using one single current profiler located along the headland (close to SIG3 position). This will be further discussed in section 4. In addition to Eulerian depth-averaged

velocities, Eulerian surface velocities are provided in section 3.2.3 to quantitatively compare these with Lagrangian surface velocities along the headland and to further characterize deflection rip regimes. Characteristic periods of Eulerian velocity fluctuations are defined by identifying frequency peaks in the power spectral density (PSD) of depth-averaged Eulerian velocities. These PSDs are computed over 4 hr using Welch's method with two Hanning-windowed segments, which allowed emphasizing the low-frequency velocity fluctuations ( $O(10)$  min and  $O(10^2)$  min). The characteristic periods were not significantly affected by changes in fast Fourier transform computation parameters (e.g., type of windowing and number of window segments).

Six surf-zone drifters were released in the vicinity of the reef in order to measure Lagrangian surface current velocities, providing a wider spatial extent of circulation variability than Eulerian measurements. Drifters were modified from the design of MacMahan et al. (2009) and consisted of a 110-cm long thin PVC mast, upon which a GPS antenna was mounted. The mast was attached to a 40-cm long submerged PVC tube, acting as ballast, with a damping plate and external fins to minimize surfing behavior. The drifter positions were telemetered in real time to a coastal ground station to aid deployment logistics in large surf and data logging in case of loss of drifters in such a high-energy environment. Drifter positions were monitored using QPS Qinsy hydrographic data acquisition software. Drifter position and velocity uncertainties are estimated to be less than 3 m and approximately 0.1 m/s, respectively. Such drifter design has been previously used for measuring surface flows associated with rips (e.g., MacMahan et al., 2010; McCarroll et al., 2014; Scott et al., 2014, 2016). Data collected by the drifters (2.5 Hz) allowed studying surface current circulation patterns occurring during four days (on 18, 19, 22, and 23 October 2018). During drifter deployments, wind conditions were relatively weak, with mean wind speed around 2.5 m/s and reaching 5 m/s. Accordingly, the effect of wind slippage on drifter trajectory was not significant with a maximum windage error below 0.04 m/s, according to Murray (1975). The total deployment duration is approximately 11 hr 30 min, with individual deployment duration ranging from 2 hr to 3 hr 30 min and individual deployment spatial coverage ranging from 330 to 950 m relative to the shoreline position. In order to investigate the mean Lagrangian circulation patterns, the studied site was divided into  $40 \times 40$  m bins. Such a coarse spatial discretization allowed addressing the mean surface flow patterns. For each bin, the mean and standard deviation of independent drifter velocities and directions were computed. Each time a drifter passed through a bin, it was considered an independent observation. Because few drifters were recirculating and given that spatial scales of the observed circulation were relatively large compared to other drifter studies (e.g., MacMahan et al., 2010; McCarroll, Brander, et al., 2018; Spydell et al., 2007), the number of individual drifter data in each spatial bin was limited. Therefore, contrary to previous works, no threshold on independent drifter observations was implemented herein. Of note, the standard deviation of drifter velocity and direction was computed based on the total instantaneous data point within each bin corresponding to the sum of raw data point for all drifters in a given bin. Averaged over the four drifter deployments, the minimum, the maximum, and the mean of the total instantaneous data point was 4, 7,921, and 1,377, respectively.

### 2.2.3. Video Data

Images of the field site were collected in order to provide a visual insight of circulation patterns. A fixed camera was installed at the top of the lighthouse (located at the tip of the headland; Figure 2a) approximately 70 m above the mean sea level and recorded high-frequency images (1 Hz) of circulation occurring on the reef and close to the most landward half of the headland (Figure 2b). The collected images were rectified using spatially distributed ground control points (GCPs) and converted into cross-shore and longshore coordinates. A moving average (over 30 s) was applied to the rectified images in order to filter out waves and emphasize foam and streaks and further qualitatively depict surface currents. The resulting images were compiled into videos, hereafter referred to as timex videos, some of which are provided as supporting information (a text file [Supporting Information S1] is also provided to explain in detail the content of the supporting information). Depending on data availability, instantaneous drifter trajectories (red dots), ADCP velocity magnitudes and directions (magenta arrows), and smoothed bathymetry contours (yellow lines) are overlaid on timex videos. Additional video monitoring was made using a camera-equipped UAV (e.g., Figure 2c). In the present paper, timex videos derived from the fixed camera are used to visualize circulation patterns. Detection algorithms for computing surface current velocities such as particle image velocimetry or optical flow were not implemented and are subject to future work. Here, a visual interpretation of timex videos is made to complement the quantitative analysis of hydrodynamic data collected by the ADCPs and the drifters. This analysis will be presented in section 3.2.



**Figure 3.** Offshore wave and tide conditions during the field experiment. (a) Tidal level (blue line), significant wave height ( $H_s$ ; black line), and maximum wave height ( $H_{max}$ ; red dots). (b) Peak wave period ( $T_p$ ; blue dots) and mean wave period ( $T_{m02}$ ; black line). (c) Peak wave incidence ( $\theta_p$ ; blue dots) and its 12 hr-averaged values (black line). (d)  $f(P_L) = \text{sign}(P_L)\sqrt{|P_L|}$ , where  $\text{sign}(P_L)$  corresponds to the sign of  $P_L$  (blue dots) and its 12 hr-averaged values (black line). Positive (negative) values of wave incidence and longshore wave power correspond to deflection (shadowed) configuration (see Figure 2a). Shaded areas show six events selected for further analysis.

### 2.3. Offshore Wave and Tide Conditions

Offshore wave conditions were obtained from a permanent directional wave buoy moored in 50 m water depth located about 5 km offshore of Anglet. During the field experiment, PCA beach was exposed to incident wave conditions characterized by long-period high- to low-energy wave events. Offshore significant wave height  $H_s$  ranged from 0.4 to 4.2 m (Figure 3a), while offshore peak wave period  $T_p$  and mean wave period  $T_{m02}$  ranged from 6 to 16 s and from 5 to 11 s, respectively (Figure 3b). Offshore wave conditions were moderately to highly energetic (average  $H_s$  of 1.5 m) and featured several wave events with  $H_s$  exceeding 2 m.

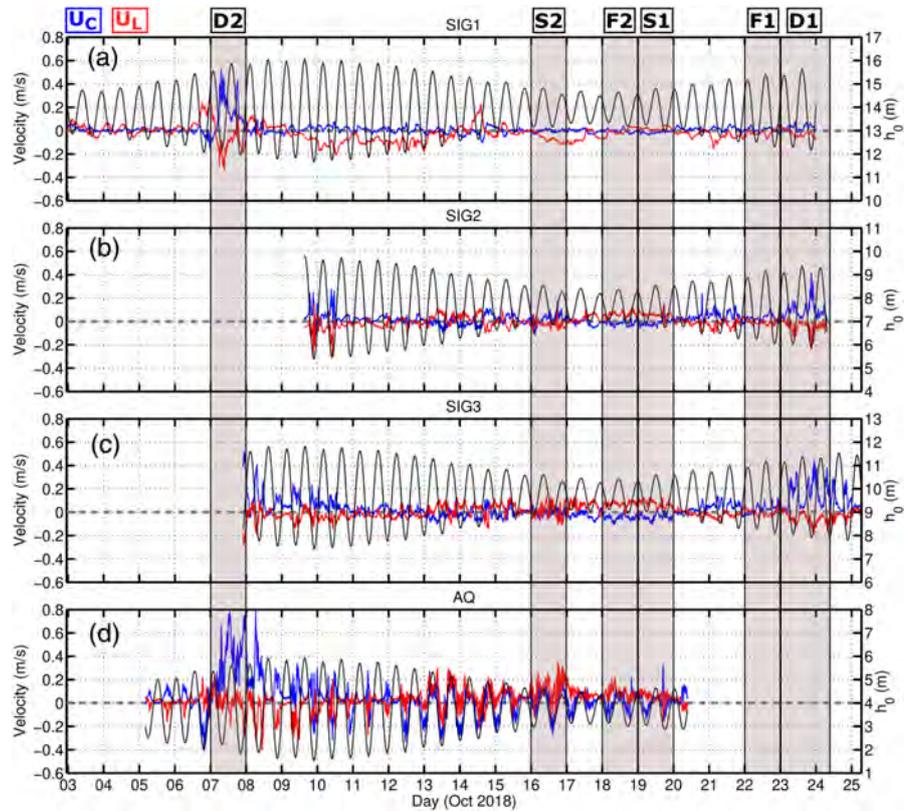
Incident wave conditions were also characterized by a wide range of wave obliquity, from shore-normal to very oblique waves (Figure 3c). The peak wave incidence (angle of wave incidence relative to the shore normal)  $\theta_p$  ranged from  $-23$  to  $27^\circ$ . The sign of  $\theta_p$  is set depending on which side of the headland waves are coming from (Figure 2a). While  $\theta_p = 0$  indicates shore-normal waves (hereafter called shore-normal configuration),  $\theta_p < 0$  and  $\theta_p > 0$  mean that the headland is located at the updrift (hereafter called shadowed configuration) or downdrift (hereafter called deflection configuration) side of the embayment, respectively. Overall, the first and third weeks of measurements correspond to deflection configuration, while the second week was mostly shadowed configuration.

Such a variability is emphasized by the temporal evolution of the alongshore component of offshore wave power  $P_L$  (Figure 3d), which is indicative of the portion of wave power available to drive alongshore currents in the surf zone (Price & Ruessink, 2011).  $P_L$  is a function of the incident wave power  $P$  and the peak wave incidence  $\theta_p$  and is computed as

$$P_L = P \sin(\theta_p) \cos(\theta_p), \quad (1)$$

where  $P$  is defined as

$$P = \frac{\rho g^2}{64\pi} H_s^2 T_p, \quad (2)$$



**Figure 4.** 20-min time-averaged water depth ( $h_0$ ; black line) and depth-averaged cross-shore ( $U_C$ ; blue line) and longshore ( $U_L$ ; red line) velocities for each sensor. (a) SIG1; (b) SIG2; (c) SIG3; and (d) AQ. Positive  $U_C$  ( $U_L$ ) corresponds to an offshore-directed (directed away from the headland) current. Shaded areas show six events selected for further analysis.

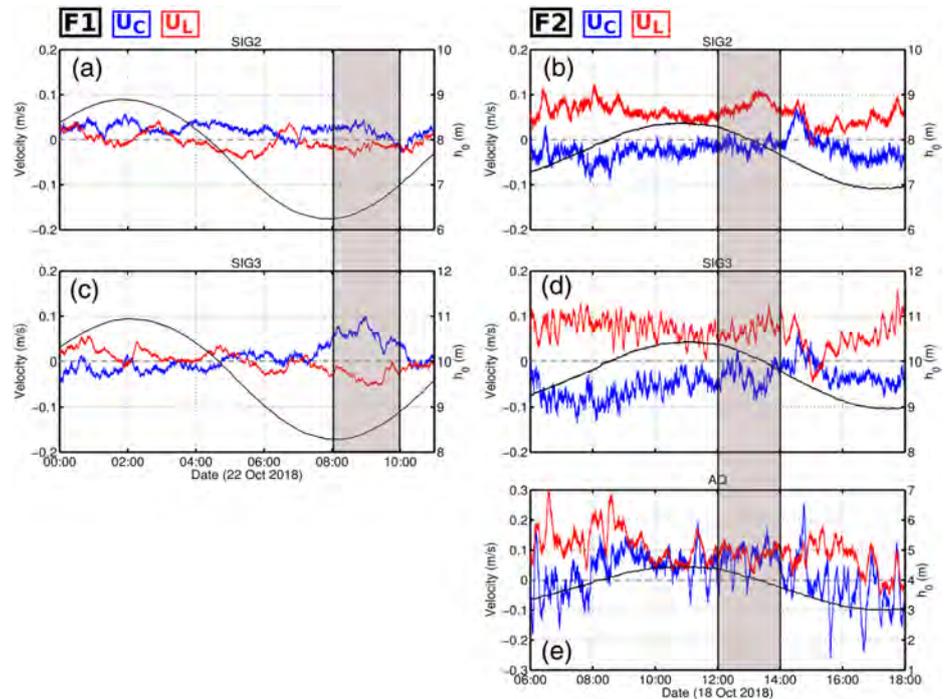
with  $\rho$  being the sea water density,  $g$  the gravity constant, and  $H_s$  and  $T_p$  are the offshore significant wave height and peak wave period, respectively. High positive (negative) values of  $P_L$  indicate high-energy swell under deflection (shadowed) configuration. Near-zero  $P_L$  indicate shore-normal wave conditions. For the sake of graphic visualization, the temporal evolution of  $P_L$  is depicted as  $f(P_L) = \text{sign}(P_L)\sqrt{|P_L|}$ , where  $\text{sign}(P_L)$  corresponds to the sign of  $P_L$  (Figure 3d). Based on the offshore wave climate during the field experiment, the alongshore offshore wave power ranged from  $-15 \text{ kW/m}$  on the 14th to  $40 \text{ kW/m}$  on the 7th, which corresponds to the most energetic wave event of the measurement period. In addition to the offshore wave condition variability, the experiment was characterized by different tidal level with tidal range varying from 4.4 m during spring tides to 1.1 m during neap tides (Figure 3a).

### 3. Results

In this section, depth- and 20-min-averaged Eulerian velocities are first presented in order to provide an overview of the flow response during the entire experiment. Based on the latter, circulation patterns are identified and further analyzed in detail using Eulerian (depth- and 5-min-averaged) and Lagrangian measurements along with timex videos (supporting information).

#### 3.1. Eulerian Measurement Overview

Figure 4 shows the temporal evolution of both cross-shore ( $U_C$ ; blue line) and longshore ( $U_L$ ; red line) 20-min time- and depth-averaged velocities and water depth (black line) recorded by each ADCP during the field experiment. The most offshore sensor, SIG1, measured velocities during the whole experiment in water depth ranging from 12 to 16 m (Figure 4a). With the exception of the seaward flow ( $U_C \sim 0.4 \text{ m/s}$ ) induced by a very energetic deflection wave event on 7 October ( $H_s = 4 \text{ m}$ ), offshore velocities are rather weak with near-zero  $U_C$  and weak  $U_L$  ( $|U_L| < 0.2 \text{ m/s}$ ), reaching 0.2 m/s during a shadowed wave event



**Figure 5.** Five-minute time-averaged water depth ( $h_0$ ; black line) and depth-averaged cross-shore ( $U_C$ ; blue line) and longshore ( $U_L$ ; red line) velocities for Events F1 (left column) and F2 (right column) measured by SIG2 (a, b), SIG3 (c, d), and AQ (e). Positive  $U_C$  ( $U_L$ ) corresponds to an offshore-directed (directed away from the headland) current. Shaded areas indicate drifter deployment periods. Note that velocity measurements on the reef (AQ) were not available during Event F1.

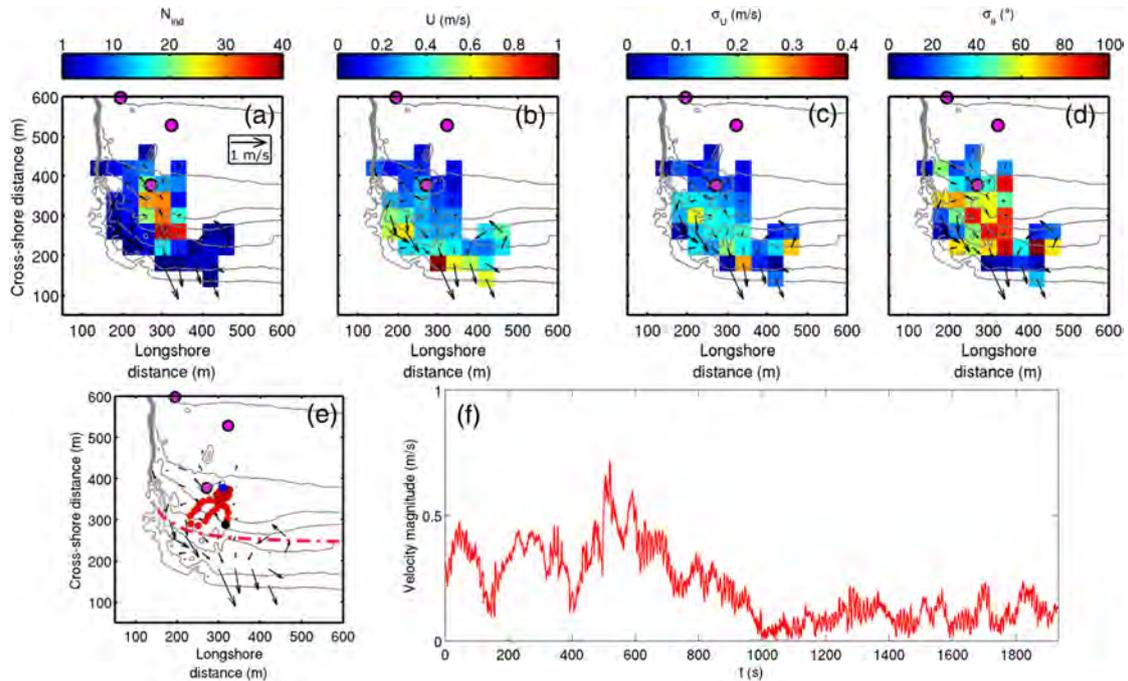
on the 14th. Measurements from SIG2, SIG3, and AQ indicate that velocity intensity and direction undergo significant time variations, with stronger intensities close to the shoreline. Nearshore currents measured by AQ in 1.75–6 m depth are strongly modulated by the tide, with the more intense flow as the water depth decreases. On the 7th, during the very energetic deflection wave event, AQ measured a seaward current flowing on the order of 0.8 m/s. During the shadowed wave period between the 13th and the 18th, AQ measured an alongshore current flowing away from the headland and reaching 0.35 m/s on the 16th. Nearshore currents at SIG2 in 5.5–9.5 m depth and SIG3 in 7.5–11.5 m depth are also tidally modulated and have a similar pattern. SIG2 and SIG3 measured a seaward current flowing around 0.2–0.4 m/s and 0.3–0.4 m/s during the deflection wave event on the 23th, respectively. During the shadowed wave period, SIG2 and SIG3 measured a rather weak alongshore current flowing away from the headland on the order of 0.1 m/s at both measurement locations. Overall, a strong variability in current dynamics (intensity and direction) is observed over the whole measurement period.

### 3.2. Rip-Flow Patterns

In order to address the effect of the offshore wave forcing on the hydrodynamics and depict the main observed rip-flow patterns, six representative events are selected according to the mean offshore significant wave height  $H_s$  and peak wave incidence  $\theta_p$ . The corresponding date of each event is shown in Figures 3 and 4. Events S1 and S2 denote shadowed moderate-energy weakly oblique ( $H_s = 1.6$  m and  $\theta_p = -5^\circ$ ) and high-energy moderately oblique ( $H_s = 2.2$  m and  $\theta_p = -10^\circ$ ) wave conditions, respectively. Events F1 and F2 correspond to shore-normal moderate-energy ( $H_s = 1.0$  m and  $\theta_p = 0^\circ$ ) and high-energy ( $H_s = 1.9$  m and  $\theta_p = 0^\circ$ ) wave conditions, respectively. Finally, Events D1 and D2 refer to deflection moderate-high-energy moderately oblique ( $H_s = 1.75$  m and  $\theta_p = 10^\circ$ ) and very high-energy highly oblique ( $H_s = 4.0$  m and  $\theta_p = 20^\circ$ ) wave conditions, respectively.

#### 3.2.1. Shore-Normal Configuration

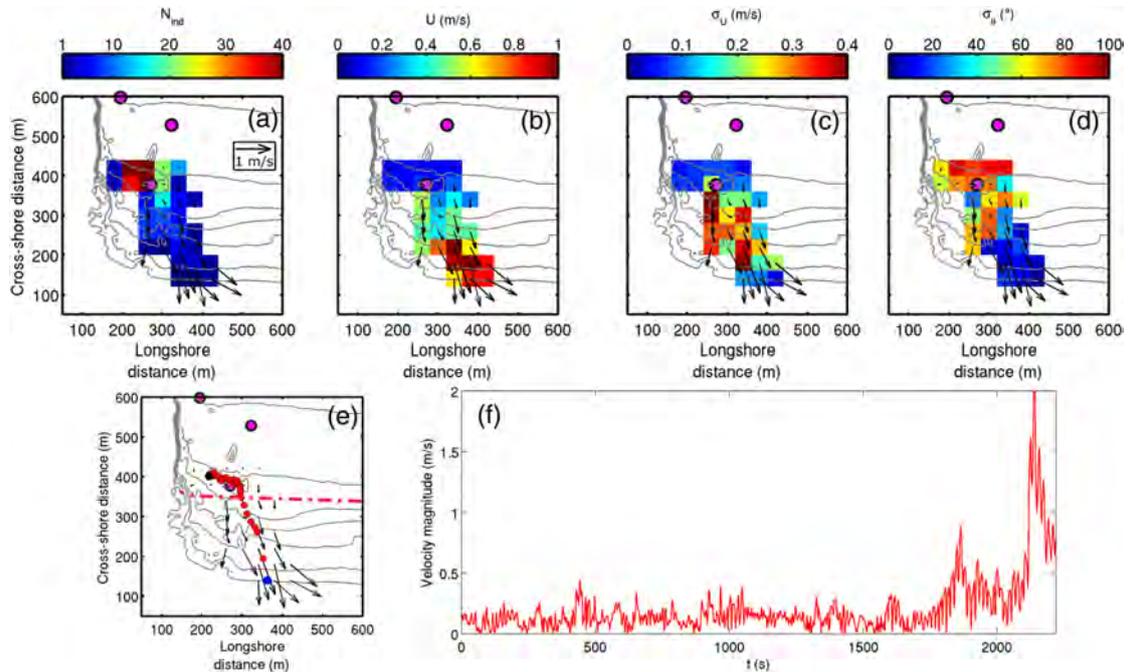
In this section, we describe the circulation patterns depicted under near shore-normal incident waves discriminating moderate-energy (Event F1,  $H_s = 1.0$  m,  $T_p = 11$  s) and high-energy (Event F2,  $H_s = 1.9$  m,



**Figure 6.** Mean Lagrangian surface currents during drifter deployment in the morning of 22 October (Event F1:  $H_s = 1.0$  m) overlaid on the smoothed bathymetry. (a) Number of independent observations  $N_{ind}$ . (b) Drifter velocity intensity  $U$  (m/s). (c) Standard deviation of drifter velocity intensity  $\sigma_U$  (m/s). (d) Standard deviation of drifter direction  $\sigma_\theta$  ( $^\circ$ ). (e) Raw trajectory of one single drifter with black and blue points showing the start and the end of deployment, respectively. The dashed red line shows the approximate surf zone edge. (f) Temporal evolution of raw velocity magnitude of one single drifter, whose trajectory is shown in panel (e). Magenta points indicate the location of each sensors.

$T_p = 14$  s) wave conditions. The left panels in Figure 5 show the time evolution of Eulerian currents at SIG2 and SIG3 during a whole tide cycle on 22 October 2018 (Event F1), with the corresponding mean Lagrangian flow near neap low tide level shown in Figure 6. Given that only SIG2 and SIG3 were collecting data at that time, Eulerian currents were only measured far offshore of the surf zone. Lagrangian measurements in the surf zone indicate the presence of an approximately 150-m wide circulation cell flowing anticlockwise against the headland. Mean offshore- and onshore-directed flows reached 0.3 and 0.5 m/s, respectively (Figure 6b), while instantaneous velocities were highly variable reaching 0.7 m/s (Figure 6f). While mostly recirculating, the rip cell slightly oscillated, resulting in large  $\sigma_U$  and  $\sigma_\theta$  (Figures 6c and 6d) and in occasional drifter exits from the surf zone. The offshore-directed velocity peaks captured further offshore at SIG3 around low tide (Figure 5c) are hypothesized to be the signature of such surf zone exits. A detailed inspection of the timex video indicates that the rip cell activity is significantly affected by wave breaking on the reef (see Movie S1) and is mostly active around low tide, which is in line with the tidal modulation of the offshore-directed flow captured by SIG3. Movie S1 also indicates that the surface currents inside the surf zone further away from the headland are onshore dominated, with their temporal variability largely controlled by wave groupiness. These onshore-directed motions at the surface were also captured by the drifters, which measured a dominant, strong onshore-directed flow away from the rip cell.

For high-energy wave conditions (Event F2), Eulerian measurements show slightly stronger velocities than during Event F1, with systematically onshore-directed flows and directed away from the headland at SIG2 and SIG3 with a mean peaking at 0.1 m/s and no tidal modulation (Figures 5b and 5d). This is in line with the Lagrangian measurements shown in Figure 7 revealing mean onshore-directed surface currents flowing slightly away from the headland, exceeding 0.5 m/s in the surf zone, with instantaneous velocities peaking at 2 m/s close to the shore (Figure 7f). While the weak positive alongshore component measured by the drifters and the current profilers is assumed to be caused by the slightly oblique incident waves (Figure 3c), a close inspection of the video images at that time indicates that surface flows are primarily onshore dominated inside the surf zone along the entire beach, with the temporal variability of these surface flows affected by wave groupiness (see Movie S2). In addition, measurements at AQ, which was located close to the outer edge



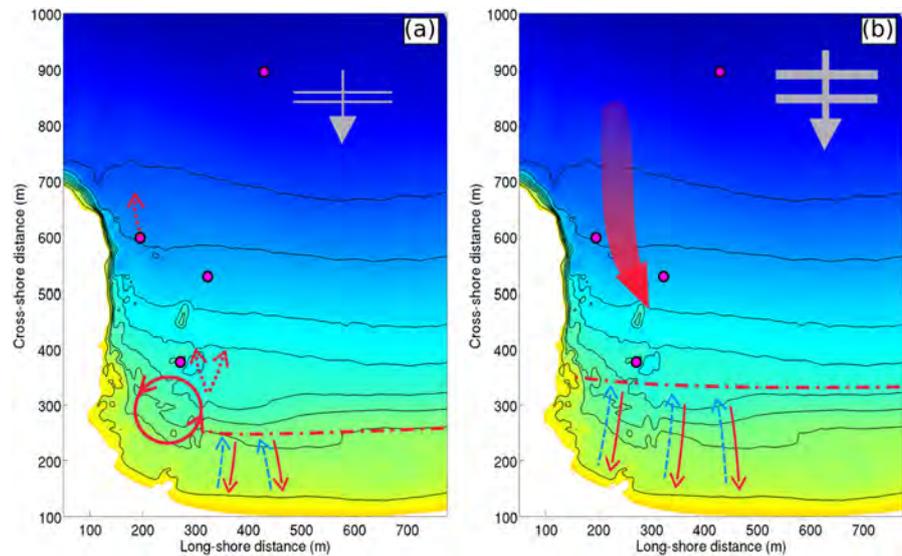
**Figure 7.** Mean Lagrangian surface currents during drifter deployment in the morning of 18 October (Event F2:  $H_s = 1.9$  m) overlaid on the smoothed bathymetry. (a) Number of independent observations  $N_{ind}$ . (b) Drifter velocity intensity  $U$  (m/s). (c) Standard deviation of drifter velocity intensity  $\sigma_U$  (m/s). (d) Standard deviation of drifter direction  $\sigma_\theta$  ( $^\circ$ ). (e) Raw trajectory of one single drifter with black and blue points showing the start and the end of deployment, respectively. The dashed red line shows the approximate surf zone edge. (f) Temporal evolution of raw velocity magnitude of one single drifter whose trajectory is shown in panel (e). Magenta points indicate the location of each sensor.

of the surf zone during drifter deployment (see Movie S2), show a slight tidal modulation with cross-shore and alongshore velocities both varying approximately from  $-0.3$  to  $0.3$  m/s (Figure 5e). Velocities also show large VLF motions with characteristic periods of 27 and 68 min.

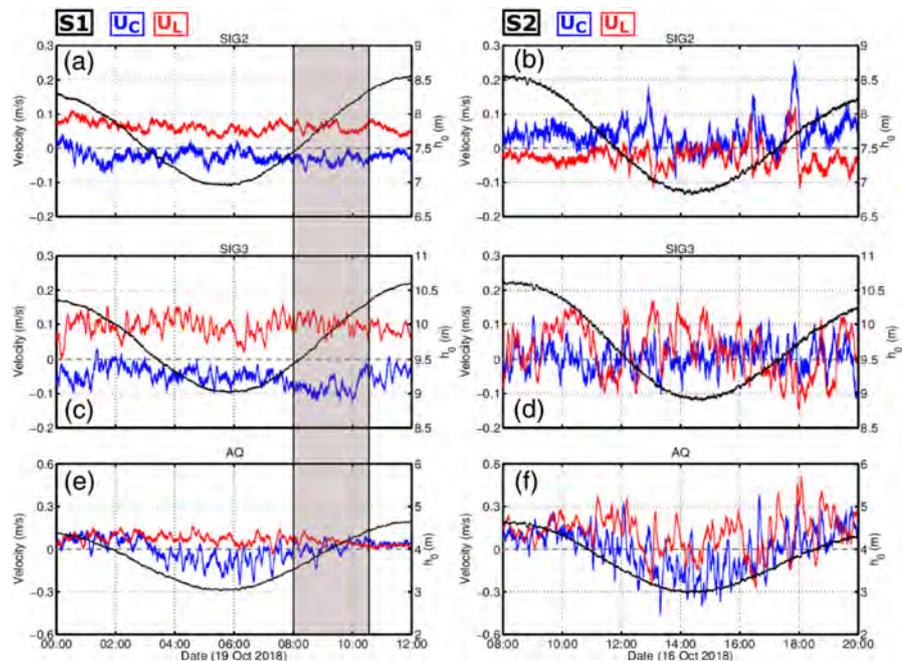
Overall, the mean flow patterns observed for near shore-normal incident waves are primarily associated with onshore-directed motions at the surface that are modulated by wave groups (Figure 8). Wave-driven currents on the reef and along the headland were tidally modulated only for moderate-energy wave conditions. For such conditions, the submerged reef exerts control on surf zone currents, with the formation of a quasi-steady circulation cell flowing anticlockwise against the headland around low tide, with occasional exit behavior (Figure 8a). By contrast, for high-energy wave conditions, this circulation is overwhelmed by a dominant onshore-directed flow at the surface inside the surf zone (Figure 8b). For both cases, the onshore-directed surface flows inside the surf zone (see onshore-directed red thin arrows in Figure 8) are likely to be associated with the presence of an undertow near the bed (see offshore-directed dashed blue thin arrows in Figure 8), suggesting that circulation patterns during shore-normal waves are primarily cross-shore. The latter assumption will be discussed in section 4.

### 3.2.2. Shadowed Configuration

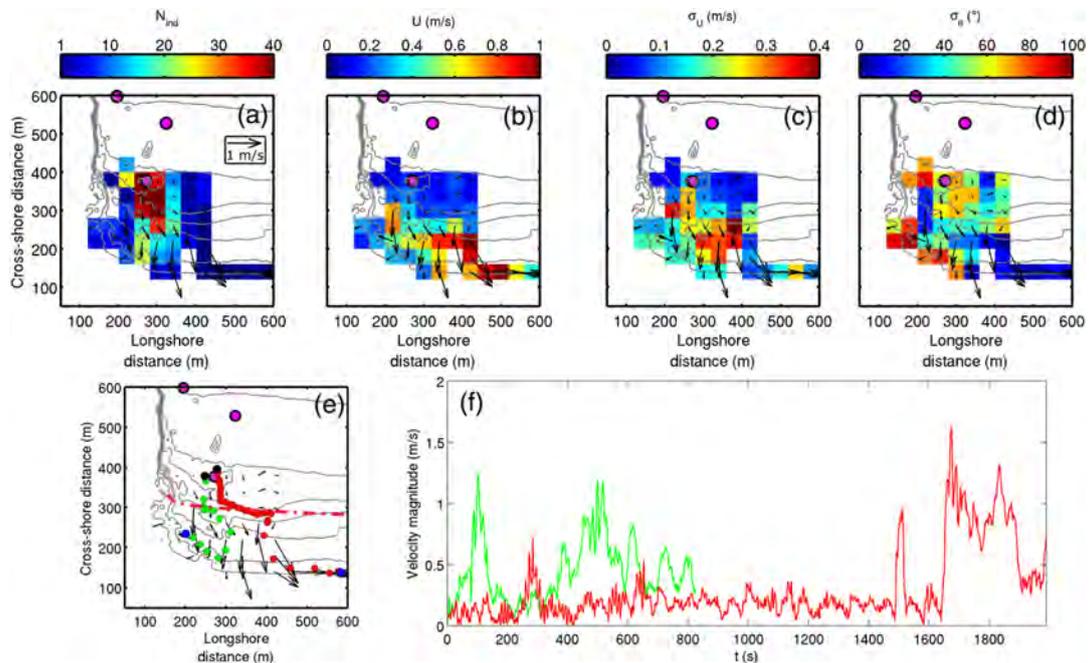
In this section, the circulation patterns observed under shadowed configuration and for moderate-energy weakly oblique (Event S1,  $H_s = 1.6$  m,  $\theta_p = -5^\circ$ ) and high-energy moderately oblique (Event S2,  $H_s = 2.2$  m,  $\theta_p = -10^\circ$ ) wave conditions are described. The left-hand panels in Figure 9 show the time evolution of Eulerian currents at SIG2, SIG3, and AQ during a whole tide cycle on 19 October 2018 (Event S1), with the corresponding mean Lagrangian flow near neap rising tide level shown in Figure 10. Lagrangian measurements indicate the presence of an onshore/alongshore current flowing away from the headland of  $0.1$ – $0.2$  m/s near the outer edge of the surf zone, which is in line with Eulerian measurements of AQ showing an onshore/alongshore current flowing away from the headland of  $0.1$ – $0.2$  m/s (Figure 9e). This onshore/alongshore current is also present far offshore where SIG2 and SIG3 recorded average intensities of approximately  $0.1$  m/s at both locations (Figures 9a and 9c). Lagrangian measurements also indicate that this onshore/alongshore current strengthened inside the inner surf zone, where it reached approximately



**Figure 8.** Schematic of the flow patterns observed under near shore-normal incident waves for (a) moderate-energy (Event F1) and (b) high-energy (Event F2) wave conditions superimposed onto the colored bathymetry. In all panels, the dashed-dotted red line indicates the approximate outer edge of the surf zone. The onshore-directed red thin arrows represent onshore-directed surf zone flows near the surface, while the offshore-directed dashed blue thin arrows show the potential presence of an undertow flowing offshore near the bed inside the surf zone. In panel (a), the continuous red circle indicates the quasi-steady circulation cell, with occasional exit behavior showed by offshore-directed dashed red arrows close to the cell and at SIG3. In panel (b), the thick red arrow represents the onshore-directed flow captured by SIG2 and SIG3.



**Figure 9.** Five-minute time-averaged water depth ( $h_0$ ; black line) and depth-averaged cross-shore ( $U_C$ ; blue line) and longshore ( $U_L$ ; red line) velocities for Events S1 (left column) and S2 (right column) measured by SIG2 (a, b), SIG3 (c, d), and AQ (e, f). Positive  $U_C$  ( $U_L$ ) corresponds to an offshore-directed (directed away from the headland) current. Shaded areas indicate drifter deployment periods.

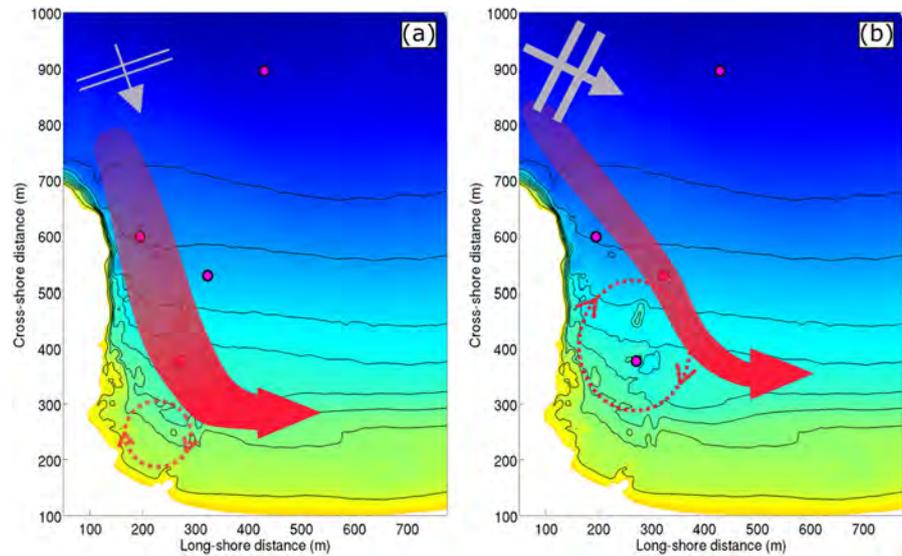


**Figure 10.** Mean Lagrangian surface currents during drifter deployment in the morning of 19 October (Event S1:  $H_s = 1.6$  m and  $\theta_p = -5^\circ$ ) overlaid on the smoothed bathymetry. (a) Number of independent observations  $N_{ind}$ . (b) Drifter velocity intensity  $U$  (m/s). (c) Standard deviation of drifter velocity intensity  $\sigma_U$  (m/s). (d) Standard deviation of drifter direction  $\sigma_\theta$  ( $^\circ$ ). (e) Raw trajectory of two drifters with black and blue points showing the start and the end of deployment, respectively. The dashed red line shows the approximate surf zone edge. (f) Temporal evolution of raw velocity magnitude of the two drifters whose trajectory is shown in panel (e) with corresponding colors. Magenta points indicate the location of each sensor.

1 m/s. Eulerian measurements show no tidal modulation of currents, except in the surf zone where AQ measured onshore-directed velocities reaching almost 0.3 m/s and where VLF fluctuations with characteristic periods of 31 and 54 min were measured. Timex videos (see Movies S3 and S4) display drifters moving within this onshore/alongshore current. They also suggest the presence of a transient clockwise recirculation eddy flowing against the headland, with some drifters moving toward the headland. Lagrangian measurements display a highly fluctuating current (high values of  $\sigma_U$  and  $\sigma_\theta$ ) flowing toward the headland with instantaneous surface velocities peaking around 1.2 m/s (Figure 10f). In addition to the visual interpretation of timex videos, a pixel intensity time-space diagram along a cross-shore transect on the reef shows the contribution of wave group breaking on the reef to the mean flow, with the mean onshore-directed flow during wave-group breaking events (see supporting information). This indicates that surf zone currents close to the headland are affected by incoming wave groups, suggesting that the variability of the transient eddy is influenced by incoming wave groups.

For high-energy and moderately oblique incident waves (Event S2), only the Eulerian measurements were available at this time. All sensors measured much more unstable velocities than during Event S1 (see the right-hand panels in Figure 9). Given the fact that video images were not available during Event S2, we hypothesize the transient recirculating eddy observed for Event S1 to be also present for Event S2 and to cover a much wider area, extending far offshore at least where SIG2 is positioned. Measurements from SIG2 show a weak mean offshore-directed flow (0.05 m/s), with intense offshore-directed peaks reaching 0.25 m/s (Figure 9b). All Eulerian velocities display VLF motions, especially SIG3 and AQ, which exhibit strong fluctuations of the alongshore current, reaching 0.15 and 0.5 m/s, respectively. Characteristic periods of these fluctuations are 33 and 57 min for SIG3 and  $O(10^2)$  min for AQ. As for Event S1, currents are weakly modulated by the tide, except for AQ with a more intense onshore-directed flow around low tide.

Overall, the mean flow patterns observed for shadowed configuration are characterized by the presence of an onshore oblique current directed away from the headland and a recirculating transient eddy far and close to the headland, respectively (Figure 11). Tidal modulation of currents was weak regardless of the offshore wave height and wave incidence, except in the vicinity of the reef. Timex videos indicate that the temporal variability of the transient eddy is influenced by incoming wave groups and that its spatial coverage increases

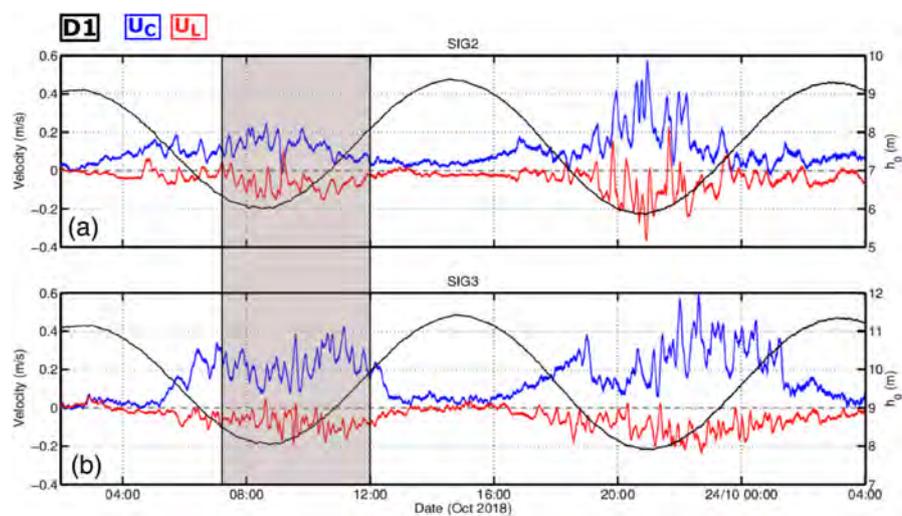


**Figure 11.** Schematic of the flow patterns observed under shadowed configuration for (a) moderate-energy and weakly oblique (Event S1) and (b) high-energy and moderately oblique (Event S2) wave conditions superimposed onto the colored bathymetry. In all panels, the thick red arrow represents the dominant alongshore current, and the dashed red circle indicates the transient recirculation eddy.

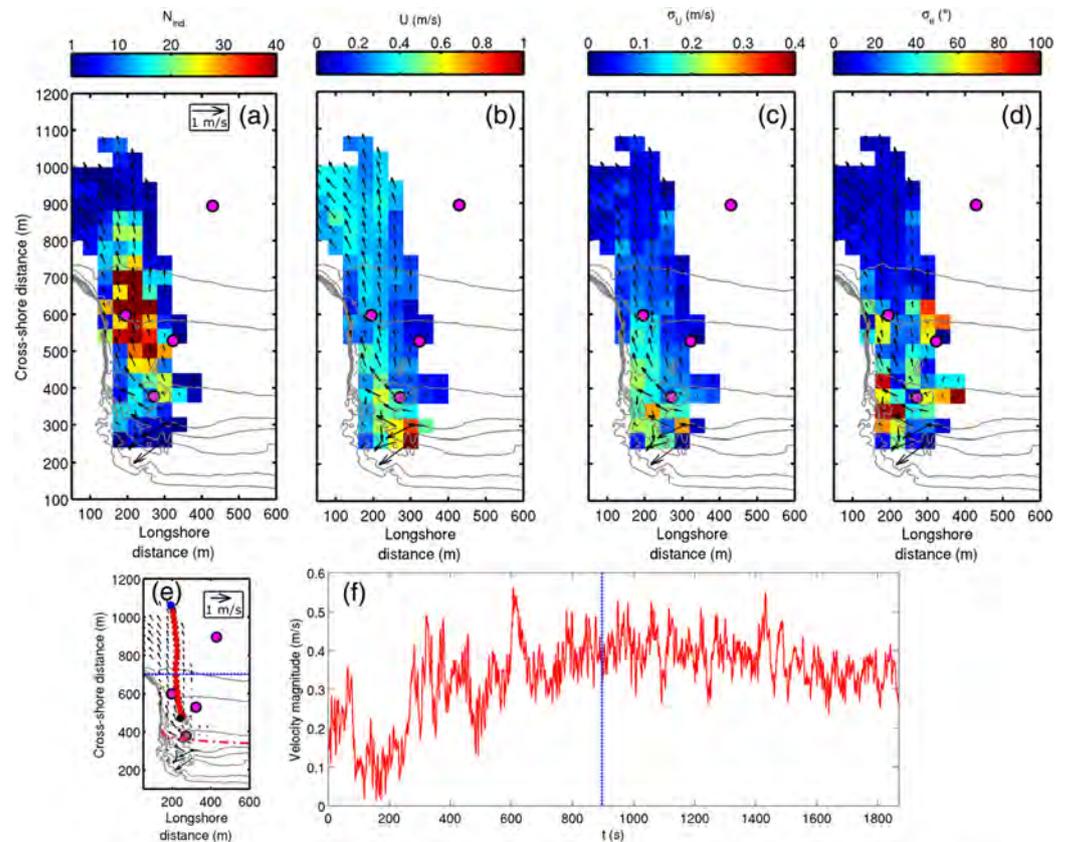
with increasing incident wave height and obliquity. This eddy is assumed to be concentrated within the submerged reef for moderate-energy and weakly oblique wave conditions (Figure 11a) and to extend further offshore for high-energy and moderately oblique wave conditions (Figure 11b). Large VLF motions were also present for both situations.

### 3.2.3. Deflection Configuration

In this section, we analyze the circulation patterns observed under deflection configuration for moderate-high-energy moderately oblique (Event D1,  $H_s = 1.75$  m and  $\theta_p = 10^\circ$ ) and very high-energy highly oblique (Event D2,  $H_s = 4.0$  m and  $\theta_p = 20^\circ$ ) wave conditions. Figure 12 displays the time evolution of Eulerian currents at SIG2 and SIG3 during a whole tide cycle on 23 October 2018 (Event D1), with the corresponding mean Lagrangian flow near neap low tide level depicted in Figure 13. Lagrangian

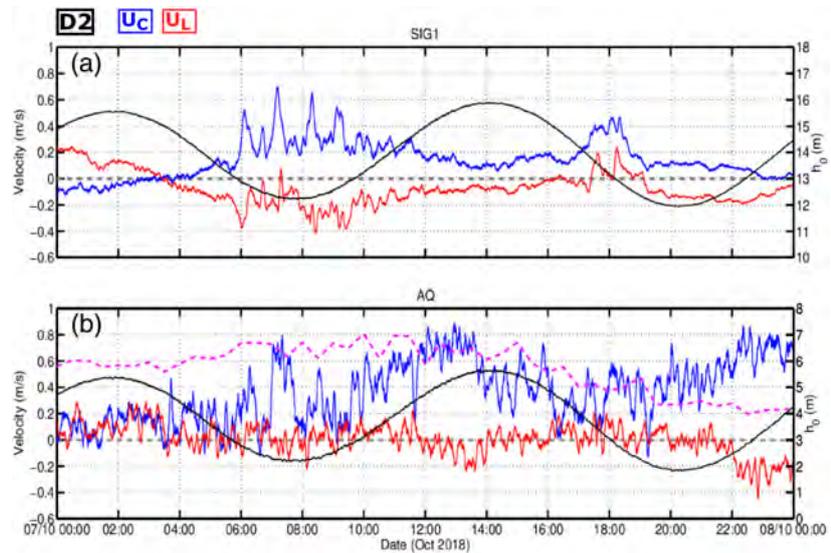


**Figure 12.** Five-minute time-averaged water depth ( $h_0$ ; black line) and depth-averaged cross-shore ( $U_C$ ; blue line) and longshore ( $U_L$ ; red line) velocities for Event D1 measured by SIG2 (a) and SIG3 (b). Positive  $U_C$  ( $U_L$ ) corresponds to an offshore-directed (directed away from the headland) current. The shaded area indicates the drifter deployment period. Note that velocity measurements on the reef (AQ) were not available during Event D1.



**Figure 13.** Mean Lagrangian surface currents during drifter deployment in the morning of 23 October (Event D1:  $H_s = 1.75$  m and  $\theta_p = 10^\circ$ ) overlaid on the smoothed bathymetry. (a) Number of independent observations  $N_{ind}$ . (b) Drifter velocity intensity  $U$  (m/s). (c) Standard deviation of drifter velocity intensity  $\sigma_U$  (m/s). (d) Standard deviation of drifter direction  $\sigma_\theta$  (°). (e) Raw trajectory of one single drifter with black and blue points showing the start and the end of deployment, respectively. The dashed red line shows the approximate surf zone edge. (f) Temporal evolution of raw velocity magnitude of one single drifter whose trajectory is shown in panel (e) with corresponding colors. Magenta points indicate the location of each sensors. The dashed blue line shows the maximum cross-shore extent of the headland.

mean surface current patterns are predominantly dominated by an offshore-directed current flowing against the headland, from the surf zone to at least 1,000 m offshore, where drifters were retrieved. Timex videos (see Movie S5) show that this current results from the deflection of the alongshore current against the headland. They also indicate that the deflection rip dynamics is slightly affected by the variability of wave breaking across the reef at the time scale of wave groups, resulting in high values of  $\sigma_U$  and  $\sigma_\theta$  of Lagrangian surface currents in the vicinity of the reef and further offshore (Figures 13c and 13d). Along the headland, the deflection rip neck is rather concentrated within approximately 150 m from the headland and is characterized by the highly fluctuating intensity with instantaneous rip intensity averaging around 0.3 m/s and oscillating between 0.1 and 0.5 m/s, in 3–8 m water depth (Figures 13e and 13f). Offshore of the headland, the deflection rip head covers a much wider area than the rip neck, with a more stable intensity than the rip neck, averaging around 0.35 m/s and varying between 0.25 and 0.50 m/s, in 8–14 m water depth. In line with drifter measurements, Eulerian measurements show offshore-directed flows which are intense around low tide and weak around high tide (Figure 12). During drifter deployment corresponding to the neap low tide at this time, the mean depth-averaged (surface) deflection rip intensity at SIG2 and SIG3 was approximately 0.2 m/s (0.2 m/s) and 0.3 m/s (0.3 m/s), respectively, which is consistent with Lagrangian surface velocities. Around high tide, the mean depth-averaged deflection rip intensity is well below 0.1 m/s for each current profiler while the mean surface deflection rip intensity reaches 0.13 and 0.10 m/s at SIG2 and SIG3, respectively. Eulerian velocities also display strong VLF rip pulsations with characteristic periods around 30



**Figure 14.** Five-minute time-averaged water depth ( $h_0$ ; black line) and depth-averaged cross-shore ( $U_C$ ; blue line) and longshore ( $U_L$ ; red line) velocities for Event D2 measured by SIG1 (a) and AQ (b). Positive  $U_C$  ( $U_L$ ) corresponds to an offshore-directed (directed away from the headland) current. Note that velocity measurements off the reef (SIG2) and along the headland (SIG3) were not available during Event D2. Magenta dashed line in panel (b) shows the temporal evolution of wave breaking water depth  $h_{br}$  defined as  $h_{br} = H_{s,0}/0.6$ .

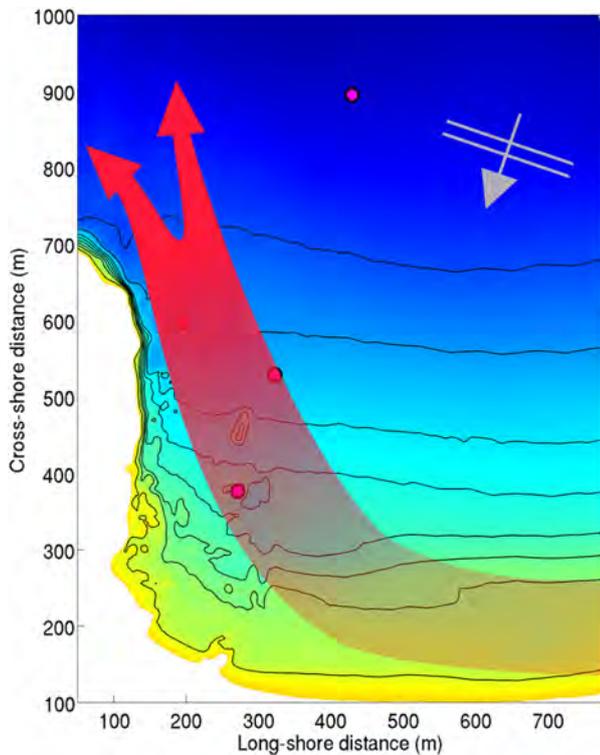
and 50 min. Around the second low tide in Figure 12, the deflection rip is much stronger due to increasing offshore wave obliquity (Figure 3c).

For very high-energy and highly oblique incident waves (Event D2), only the Eulerian data from SIG1 and AQ were available (Figure 14). The magenta dashed line in Figure 14b represents the time evolution of wave breaking water depth  $h_{br}$  defined as  $h_{br} = H_{s,0}/0.6$ , meaning that AQ was always inside the surf zone during Event D2. Eulerian measurements indicate the presence of a strong deflection rip extending from the surf zone to far offshore, at least 800 m offshore where SIG1 is positioned. At this position, the deflection rip is strongly modulated by the tide with more intense velocities as the water depth decreases (Figure 14a). Around low tide, the mean depth-averaged (surface) deflection rip intensity at SIG1 is approximately 0.30 m/s (0.39 m/s) in 12-m water depth. Measurements at SIG1 also display strong and narrow VLF peaks, reaching a depth-averaged value of 0.7 m/s, with characteristic periods of 31 and 64 min. Around high tide, the mean depth-averaged deflection rip intensity is rather weak (0.1 m/s), while the surface deflection rip intensity averages around 0.28 m/s in 16-m water depth. Inside the surf zone, the mean depth-averaged intensity was also modulated by the tide, with increasing mean intensity as the tide is rising. Around low tide, the rip is also strongly unstable, with depth-averaged intensity averaging around 0.3 m/s and reaching 0.8 m/s in 2-m water depth (Figure 14b). Characteristic periods of VLF peaks at this time are 28 and 72 min.

Overall, the mean flow pattern observed under moderate deflection configurations (Event D1) is largely controlled by the deflection of the alongshore current against the headland (Figure 15). Under more energetic deflection configurations (i.e., for increasing  $P_L$ ; Event D2), Eulerian measurements also suggest the presence of a strong deflection rip extending far offshore, which will be discussed in section 4. For both cases, the deflection rip is strongly modulated by the tide and exhibits strong VLF fluctuations.

#### 4. Discussion

The nearshore circulation at PCA for shore-normal waves was essentially characterized by cross-shore motions close to the headland, except during moderate-energy wave conditions (Figure 8a). For such conditions, alongshore variations in breaking wave energy dissipation due to the alongshore variability in the depth of the reef led to the formation of a quasi-steady circulation cell active around low tide. During high-energy wave conditions (Figure 8b), because the horizontal spatial scale of the reef (characteristic



**Figure 15.** Schematic of the flow patterns observed under deflection configuration for moderate-high-energy and moderately oblique (Event D1) wave conditions superimposed onto the colored bathymetry. Thick red arrows represent the prevailing deflection rip.

alongshore width of 20 m; see Figure 2d) was small compared to the length of incident waves (characteristic wavelength of 90 m for  $T_p = 14s$ ), waves were not fully refracted by the reef, which led to predominant cross-shore surf zone motions close to the headland. These cross-shore surf zone motions are assumed to be characterized by a depth-varying flow inside the surf zone, which is now further described. Timex videos and drifters clearly indicate that surf zone surface motions were primarily onshore-directed under shore-normal configurations, except on the reef during moderate waves. Because current profilers were not located inside the surf zone at this time, preventing any measurements of the vertical variability of the flow field in the surf zone, the wave breaking-induced onshore-directed mass flux near the surface is hypothesized to be counterbalanced by the undertow flowing offshore in the surf zone near the bed (Figure 8). Of note, velocity measurements at AQ, which was located near the outer edge of the surf zone at this time, display nearly depth-uniform velocities (as for all other current profilers and not shown here), suggesting that the depth-varying flow was likely mostly present in the surf zone. Since timex videos show a modulation of the onshore-directed surface flow at the wave group scale, the depth-varying flow in the surf zone is assumed to be also modulated by wave groups. Based on a visual inspection of the timex videos corroborating visual observations during the field experiment, flash rips within the surf zone, which are typically observed under similar configurations (e.g., Castello et al., 2014; Murray et al., 2013), were not observed here. This is assumed to be caused by the saturated surf zone, preventing any nonuniformities along breaking wave crest, which are responsible for flash rip occurrence under similar configurations (e.g., Johnson & Pattiaratchi, 2006).

Under oblique wave conditions, the nearshore circulation at PCA was predominantly controlled by the headland through wave shadowing or deflection effects, which is in line with previous studies. As described in

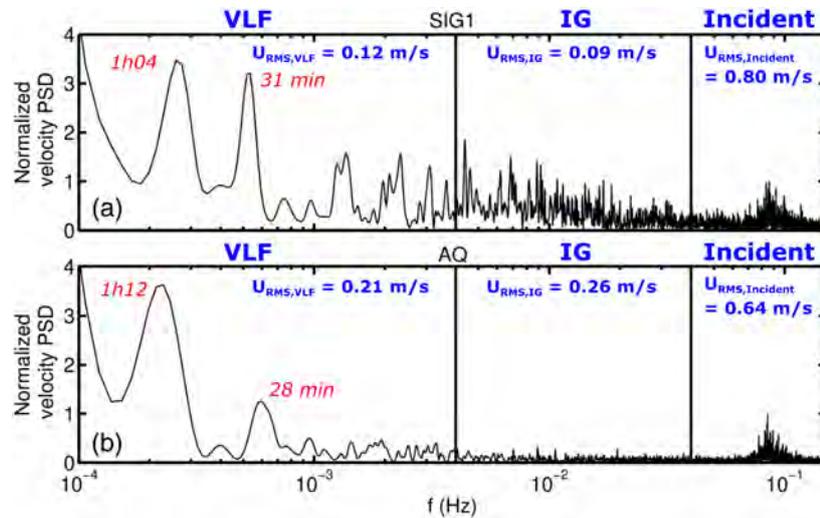
Gourlay (1974) and observed in Pattiaratchi et al. (2009), the flow dynamics of the wave shadowing region, which is the region close to the headland that is being sheltered from the wave action, was driven by a recirculating eddy, and an onshore oblique current directed away from the headland was present outside the wave shadowing region (Figure 11). Similar to Pattiaratchi et al. (2009), our findings suggest that the spatial coverage of the eddy increases with increasing incident wave height and obliquity. However, by contrast to previous studies with similar configurations (e.g., Castello & Coco, 2012; McCarroll et al., 2014; Pattiaratchi et al., 2009; Scott et al., 2016), shadow rips were not extensively observed at PCA beach, which is in line with a recent experimental study at the same field site (Sous et al., 2020). This is hypothesized to result from the prominent offshore extent of the headland at PCA compared to these previous studies, leading to relatively wide wave shadowing-induced alongshore variations of wave height, which were not sharp enough to drive shadow rips. Shadow rip activity is also likely to be limited due to the beach curvature close to the headland (Figure 2a), potentially favoring an alongshore current flowing away from the headland through wave refraction rather than a shadow rip through shadowing effect (Castello & Coco, 2012). The latter observations suggest that bathymetric and topographic features (e.g., headland, reef, and beach) may contribute to the observed circulation altogether. In particular, in the case of shadowed configurations, the morphological complexity of PCA beach is likely to induce a potential competition/combination between the wave shadowing-induced eddy and bathymetrically controlled rips enforced by breaking waves across the reef. Modeling works need to be further conducted to gain more insights regarding such processes.

During the experiment, the deflection rip was found to be the main mechanism responsible for drifter offshore ejection, suggesting that deflection configurations are essential for large-scale exchanges of materials (e.g., sediments and pollutants) between the nearshore and the offshore (Figure 15). In situ measurements of deflection rips are scarce and generally associated with low-to-moderate energy and weakly varying wave and tide forcing (McCarroll et al., 2014; Scott et al., 2016). Under energetic oblique wave conditions, Coutts-Smith (2004) reported intense and highly fluctuating rips offshore an embayed beach, but

the associated data processing was unclear. The present paper is the first study based on an extensive set of in situ deflection rip measurements showing that such rips can extend very far offshore. During the moderate-high-energy deflection event (Figure 15a), the deflection rip extended at least 1,000 m offshore where Lagrangian surface currents reached approximately 0.3 m/s in 14-m water depth (Figure 13). Such intense offshore Lagrangian velocities are likely to induce sediment transport beyond the 14-m water depth limit, corresponding to the approximate morphological DoC according to Hallermeier's formula (Hallermeier, 1978). Of note, the latter DoC has been computed using a 12-hr-per-year wave height and the corresponding wave period of 8.1 m and 10 s, respectively, which are based on the long-term wave climate variability along the Aquitaine south coast (Abadie et al., 2005). During the high-energy deflection event (Figure 14a), the depth-averaged deflection rip intensity reached up to 0.7 m/s at low tide in 12-m water depth. For the same energetic wave event, Mouragues et al. (2020) highlighted the weak vertical variability of this high-energy deflection rip at low tide. Sous et al. (2020) recently analyzed the vertical variability of headland rip flow at PCA under both deflection and shadowed configurations using a current profiler located at the SIG3 position. While the flow under shadowed configurations was always nearly depth-uniform regardless of the tide, they reported a depth-varying deflection rip intensity at high tide with high velocities near the surface and a nearly depth-uniform deflection rip intensity, which is similar to what has been observed but not shown in this study. The latter observations indicate that the flow near the bed is also intense and, in turn, likely to induce significant sediment transport. Such findings therefore suggest the critical ability of deflection rips to transport sediment beyond the DoC. By contrast to previous studies along headland-bounded embayments (e.g., McCarroll, Masselink, et al., 2018), tide-induced currents were negligible compared to wave-driven currents.

Scott et al. (2016) categorized deflection rip behaviors as a function of the boundary length to surf zone width ratio,  $L_g/X_s$ . They showed that the alongshore current is fully deflected offshore with no momentum exchanges between adjacent embayments when  $L_g/X_s > 1.25$ . The latter condition was met during the moderate-high-energy deflection event with  $L_g/X_s$  ( $L_g = 500$  m) ranging from 2.5 ( $X_s \sim 200$  m) to 5 ( $X_s \sim 100$  m) at low tide and high tide, respectively (the approximate value of  $X_s$  was estimated with the rectified timex video). During such an event, Lagrangian surface velocities indicate that the alongshore current is fully deflected offshore and that the resulting deflection rip was more intense around low tide, which is in line with Eulerian measurements (Figure 12). The tidal modulation of this moderate-high-energy deflection rip may result from the low tide terrace surf zone morphology (Figure 2a). Indeed, around high tide, incoming waves would tend to break with a more shore-normal incidence as they are refracted by the submerged single bar. By contrast, at low tide, the bar is emerged, preventing any wave refraction and leading to a more oblique wave incidence at the breaking point. Such mechanisms would further drive a more intense alongshore current at low tide than at high tide. In addition, the presence of emerged rocks at the toe of the headland (see around  $x = 250$  m and  $y = 200$  in Figure 2) could possibly hinder the deflection mechanism at high tide. During the high-energy deflection event, only Eulerian data far offshore (SIG1) and above the reef in the surf zone (AQ) were available. Although offshore Eulerian measurements indicate that the rip was mostly active around low tide, with much weaker depth-averaged intensities around high tide (Figure 14a), the spatial evolution of the deflection pattern with increasing  $P_L$  is still unclear. Overall, the data analysis presented above suggests that the circulation pattern may substantially differ as the incident wave energy increases, which is in line with the conceptual embayment circulation model proposed by Short and Masselink (1999). Such circulation pattern may be potentially locally affected by the degree of local morphological complexity.

For each circulation pattern depicted in this study, wave-driven current intensities displayed VLF fluctuations. Similar to Sous et al. (2020), the PSD of instantaneous velocities of each event (not shown here) indicate that the majority of low-frequency motions are contained within the VLF frequency band ( $f < 0.004$  Hz). These VLF motions were particularly intense during the high-energy deflection event. Figure 16 shows very energetic fluctuations of the deflection rip within the VLF frequency band with characteristic periods of approximately 30 and 60 min both far offshore and inside the surf zone. These VLF motions are a dominant feature of the velocity PSD, with their corresponding energy density peak value up to 3.5 times higher than the energy density peak within the sea-swell band. Their root mean squared (RMS) velocity magnitude ( $U_{rms, VLF}$ ), computed according to Reniers et al. (2007), is also of the same order of magnitude as RMS velocity magnitude at higher frequencies ( $U_{rms, IG}$  and  $U_{rms, Incident}$ ). Numerous studies have reported the presence of VLF fluctuations both in the field (MacMahan, 2004b; Bruneau et al., 2009) and in laboratory



**Figure 16.** Velocity magnitude power spectral density (PSD) normalized by the maximum power within the sea-swell frequency band ( $0.05 < f < 0.2$  Hz) of (a) SIG1 and (b) AQ. PSD is computed between 3 am and 1 pm in Figure 14. Vertical black lines indicate 0.004 and 0.04 Hz, delimiting very low frequency (VLF), infragravity (IG), and incident sea-swell frequency band. The red text indicates the characteristic period of the dominant very low frequency motions. The root mean square velocity magnitude  $U_{rms}$  is computed according to Reniers et al. (2007) using velocity time series extracted between 3 am and 1 pm and band-pass filtered within each frequency band.

conditions (Haller & Dalrymple, 2001). Such low-frequency fluctuations are generally related to nongravity rotational motions with the sea surface elevation PSD within the VLF band being 1–2 orders of magnitude lower than the velocity PSD (Lippmann et al., 1999). This is the case here when comparing sea surface elevation and velocity PSDs at SIG1 (not shown here) during the high-energy deflection event. VLF vortical motions are commonly hypothesized to be related to shear instabilities of alongshore currents (Oltman-Shay et al., 1989) or of rip currents (Haller & Dalrymple, 2001), to be associated with surf zone eddies (MacMahan, 2004b; Reniers et al., 2007), or to be related to short-crested breaking-wave-induced vorticity (Elgar & Raubenheimer, 2020). During the high-energy deflection event, the amplitude of VLF fluctuations at SIG1 increased with the mean velocity magnitude (see Figure 16a), suggesting that the rip becomes more unstable as it intensifies. Such a positive correlation suggests that VLF motions are related to shear instabilities of the deflection rip, as also suggested by Sous et al. (2020). While a few studies have focused on the depth variation of the mean flow (Haas, 2002; Reniers et al., 2004), the vertical structure of VLF motions remains poorly understood. A first inspection at the vertical variation of time-averaged horizontal velocities at SIG1 and AQ locations (not shown here) indicates that the standard deviation and characteristic periods are relatively depth-invariant at both low and high tide, as opposed to the associated mean flow (Mouragues et al., 2020; Sous et al., 2020). This suggests a rather weak vertical variation of VLF motions for the studied high-energy deflection rip that will need to be further explored.

## 5. Conclusion

An extensive set of in situ measurements has been analyzed in order to study wave-induced circulations occurring at a high-energy mesotidal geologically constrained beach with the presence of a rocky headland and a submerged reef. During the experiment, the field site was exposed to a wide range of incident wave and tide conditions. Small changes in offshore wave height and obliquity were found to potentially alter circulation patterns close to the headland. Along with timex videos, Eulerian and Lagrangian measurements enabled the identification and description of typical rip flow patterns. Under shore-normal wave conditions, the mean flow was characterized by cross-shore motions, except for moderate waves at low tide on the reef, with a quasi-steady recirculation eddy. Under oblique waves, the mean flow was driven by the headland through wave shadowing and deflection effects. The wave shadowing region was characterized by a transient recirculation eddy, and typical shadow rips were not observed. On the contrary, deflection rips extended very far seaward with mean Lagrangian surface velocities around 0.3 m/s 1,000-m offshore

in 14-m depth under moderate-energy weakly oblique wave conditions. Under very high-energy, highly oblique wave conditions, the deflection rip dynamics displayed energetic low-frequency fluctuations leading to intense offshore velocities up to 0.7 m/s 800-m offshore in 12-m depth. Our results suggest the critical ability of deflection rips to drive sediment beyond the DoC. This study highlights the necessity of further modeling to improve our understanding of the driving mechanisms of wave-induced circulations close to the headland and the associated low-frequency fluctuations, particularly during deflection configurations.

### Data Availability Statement

The data used in this study can be accessed on Zenodo at <https://zenodo.org/record/3726880> or from the corresponding author and used under Creative Commons Attribution 4.0 International license.

### Acknowledgments

The PhD of A. M. is co-funded by a DGA-Region Nouvelle Aquitaine scholarship. B. C. acknowledges support from Agence Nationale de la Recherche (ANR; grant number ANR-17-CE01-0014). The PhD of I. R.-P. is funded by CONACyT (México) through a PhD scholarship (grant number 540839). This study has received financial support from Region Nouvelle Aquitaine (contract number 2017-1R20107) and was carried out as part of the project MEPELS (contract number 18CP05), performed under the auspices of the DGA and led by SHOM. PCA beach is a field site labeled by SNO Dynalite (CNRS-INSU), which provided additional financial support for the experiment. The authors wish to thank Aaron Barrett, Natalie Bonneton, Guillaume Detandt, Kevin Martins, Denis Morichon, and Timothy Poate for their valuable help in the field. The authors are also grateful to Université de Pau et Pays de l'Adour and Phares et Balises for providing access to the lighthouse video camera system. They are also thankful to the lifeguard's representative (Syndicat Mixte de la Gestion de la Baignade Landaise and Guides des Bains Anglois) for providing jet-ski pilots and safety support during drifter deployment periods. Finally, the authors wish to thank Casagec for collecting the 2018 June bathymetric survey and Aymeric Jouon (Hydro-cote) for supervising further bathymetry measurements and helping with drifter deployments.

### References

- Abadie, S., Butel, R., Dupuis, H., & Brière, C. (2005). Paramètres statistiques de la houle au large de la côte sud-aquitaine. *Comptes Rendus Geoscience*, 337(8), 769–776. <https://doi.org/10.1016/j.crte.2005.03.012>
- Austin, M., Scott, T., Brown, J., Brown, J., MacMahan, J., Masselink, G., & Russell, P. (2010). Temporal observations of rip current circulation on a macro-tidal beach. *Continental Shelf Research*, 30(9), 1149–1165. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2010.03.005>
- Bowen, A. J. (1969). Rip currents: 1. Theoretical investigations. *Journal of Geophysical Research*, 74(23), 5467–5478. <https://doi.org/10.1029/JC074i023p05467>
- Bruneau, N., Castelle, B., Bonneton, P., Pedreros, R., Almar, R., Bonneton, N., et al. (2009). Field observations of an evolving rip current on a meso-macrotidal well-developed inner bar and rip morphology. *Continental Shelf Research*, 29(14), 1650–1662. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2009.05.005>
- Castelle, B., Almar, R., Dorel, M., Lefebvre, J.-P., Senechal, N., Anthony, E. J., et al. (2014). Rip currents and circulation on a high-energy low-tide-terraced beach (Grand Popo, Benin, West Africa). *Journal of Coastal Research*, 70, 633–638. <https://doi.org/10.2112/SI70-107.1>
- Castelle, B., & Coco, G. (2012). The morphodynamics of rip channels on embayed beaches. *Continental Shelf Research*, 43, 10–23. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2012.04.010>
- Castelle, B., & Coco, G. (2013). Surf zone flushing on embayed beaches. *Geophysical Research Letters*, 40, 2206–2210. <https://doi.org/10.1002/grl.50485>
- Castelle, B., Scott, T., Brander, R. W., & McCarroll, J. (2016). Rip current types, circulation and hazard. *Earth-Science Reviews*, 163, 1–21. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2016.09.008>
- Coutts-Smith, A. J. (2004). The significance of mega-rips along an embayed coast (unpublished doctoral dissertation).
- Dalrymple, R. A., MacMahan, J. H., Reniers, A. J. H. M., & Nelko, V. (2011). Rip currents. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43(1), 551–581. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-122109-160733>
- Elgar, S., & Raubenheimer, B. (2020). Field evidence of inverse energy cascades in the surfzone. *Journal of Physical Oceanography*, 50(8), 2315–2321. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-19-0327.1>
- Elgar, S., Raubenheimer, B., Clark, D. B., & Moulton, M. (2019). Extremely low frequency (0.1 to 1.0 mHz) surf zone currents. *Geophysical Research Letters*, 46, 1531–1536. <https://doi.org/10.1029/2018GL081106>
- Feddersen, F. (2014). The generation of surfzone eddies in a strong alongshore current. *Journal of Physical Oceanography*, 44(2), 600–617. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-051.1>
- Gourlay, M. R. (1974). Wave set-up and wave generated currents in the lee of a breakwater or headland. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(14), 115. <https://doi.org/10.9753/icce.v14.115>
- Haas, K. A. (2002). Laboratory measurements of the vertical structure of rip currents. *Journal of Geophysical Research*, 107(C5). <https://doi.org/10.1029/2001JC000911>
- Haller, M. C., & Dalrymple, R. A. (2001). Rip current instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, 433, 161–192. <https://doi.org/10.1017/S0022112000003414>
- Hallermeier, R. J. (1978). Uses for a calculated limit depth to beach erosion, *Coastal engineering 1978* (pp. 1493–1512). Hamburg, Germany: American Society of Civil Engineers.
- Huguet, J. R., Castelle, B., Marieu, V., Morichon, D., & de Santiago, I. (2016). Shoreline-sandbar dynamics at a high-energy embayed and structurally-engineered sandy beach: Anglet, SW France. *Journal of Coastal Research*, 75, 393–397. <https://doi.org/10.2112/SI75-079.1>
- Johnson, D. (2004). Transient rip currents and nearshore circulation on a swell-dominated beach. *Journal of Geophysical Research*, 109, C02026. <https://doi.org/10.1029/2003JC001798>
- Johnson, D., & Pattiaratchi, C. (2006). Boussinesq modelling of transient rip currents. *Coastal Engineering*, 53(5–6), 419–439. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2005.11.005>
- Laporte-Fauret, Q., Marieu, V., Castelle, B., Michalet, R., Bujan, S., & Rosebery, D. (2019). Low-cost UAV for high-resolution and large-scale coastal dune change monitoring using photogrammetry. *Journal of Marine Science and Engineering*, 7(3), 63. <https://doi.org/10.3390/jmse7030063>
- Lippmann, T. C., Herbers, T. H. C., & Thornton, E. B. (1999). Gravity and shear wave contributions to nearshore infragravity motions. *Journal of Physical Oceanography*, 29, 9.
- Loureiro, C., Ferreira, O., & Cooper, J. A. G. (2012a). Extreme erosion on high-energy embayed beaches: Influence of megarips and storm grouping. *Geomorphology*, 139–140, 155–171. <https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2011.10.013>
- Loureiro, C., Ferreira, O., & Cooper, J. A. G. (2012b). Geologically constrained morphological variability and boundary effects on embayed beaches. *Marine Geology*, 329–331, 1–15. <https://doi.org/10.1016/j.margeo.2012.09.010>
- MacMahan, J. H. (2004a). Infragravity rip current pulsations. *Journal of Geophysical Research*, 109, C01033. <https://doi.org/10.1029/2003JC002068>
- MacMahan, J. H. (2004b). Surf zone eddies coupled with rip current morphology. *Journal of Geophysical Research*, 109, C07004. <https://doi.org/10.1029/2003JC002083>

- MacMahan, J., Brown, J., Brown, J., Thornton, E., Reniers, A., Stanton, T., et al. (2010). Mean Lagrangian flow behavior on an open coast rip-channelled beach: A new perspective. *Marine Geology*, *268*(1–4), 1–15. <https://doi.org/10.1016/j.margeo.2009.09.011>
- MacMahan, J., Brown, J., & Thornton, E. (2009). Low-cost handheld global positioning system for measuring surf-zone currents. *Journal of Coastal Research*, *25*(3), 744–754. <https://doi.org/10.2112/08-1000.1>
- McCarroll, J., Brander, R. W., Scott, T., & Castelle, B. (2018). Bathymetric controls on rotational surfzone currents. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, *123*, 1295–1316. <https://doi.org/10.1016/j.margeo.2014.05.020>
- McCarroll, J., Brander, R. W., Turner, I. L., Power, H. E., & Mortlock, T. R. (2014). Lagrangian observations of circulation on an embayed beach with headland rip currents. *Marine Geology*, *355*, 173–188. <https://doi.org/10.3390/jmse6030094>
- McCarroll, J., Masselink, G., Valiente, N., Scott, T., King, E., & Conley, D. (2018). Wave and tidal controls on embayment circulation and headland bypassing for an exposed, macrotidal site. *Journal of Marine Science and Engineering*, *6*(3), 94. <https://doi.org/10.1029/2017JF004491>
- Mouragues, A., Bonneton, P., Castelle, B., Marieu, V., Barrett, A., Bonneton, N., et al. (2020). Field observations of wave-induced headland rips. *Journal of Coastal Research*, *95*, 578. <https://doi.org/10.2112/SI95-113.1>
- Murray, S. P. (1975). Trajectories and speeds of wind-driven currents near the coast. *Journal of Physical Oceanography*, *5*(2), 347–360. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1975\)005<0347:TASOWD>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1975)005<0347:TASOWD>2.0.CO;2)
- Murray, T., Cartwright, N., & Tomlinson, R. (2013). Video-imaging of transient rip currents on the Gold Coast open beaches. *Journal of Coastal Research*, *165*, 1809–1814. <https://doi.org/10.2112/SI65-306.1>
- Oltman-Shay, J., Howd, P. A., & Birkemeier, W. A. (1989). Shear instabilities of the mean longshore current: 2. Field observations. *Journal of Geophysical Research*, *94*(C12), 18031. <https://doi.org/10.1029/JC094iC12p18031>
- Ozkan-Haller, H. T., & Kirby, J. T. (1999). Nonlinear evolution of shear instabilities of the longshore current: A comparison of observations and computations. *Journal of Geophysical Research*, *104*(C11), 25,953–25,984. <https://doi.org/10.1029/1999JC900104>
- Pattiaratchi, C., Olsson, D., Hetzel, Y., & Lowe, R. (2009). Wave-driven circulation patterns in the lee of groynes. *Continental Shelf Research*, *29*(16), 1961–1974. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2009.04.011>
- Price, T. D., & Ruessink, B. G. (2011). State dynamics of a double sandbar system. *Continental Shelf Research*, *31*(6), 659–674. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2010.12.018>
- Reniers, A. J. H. M., MacMahan, J. H., Thornton, E. B., & Stanton, T. P. (2007). Modeling of very low frequency motions during ripex. *Journal of Geophysical Research*, *112*, C07013. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2004.02.001>
- Reniers, A. J. H. M., Thornton, E. B., Stanton, T. P., & Roelvink, J. A. (2004). Vertical flow structure during sandy duck: Observations and modeling. *Coastal Engineering*, *51*(3), 237–260. <https://doi.org/10.1029/2005JC003122>
- Scott, T., Austin, M., Masselink, G., & Russell, P. (2016). Dynamics of rip currents associated with groynes-field measurements, modelling and implications for beach safety. *Coastal Engineering*, *107*, 53–69. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2015.09.013>
- Scott, T., Masselink, G., Austin, M. J., & Russell, P. (2014). Controls on macrotidal rip current circulation and hazard. *Geomorphology*, *214*, 198–215. <https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2014.02.005>
- Scott, T., Masselink, G., & Russell, P. (2011). Morphodynamic characteristics and classification of beaches in England and Wales. *Marine Geology*, *286*(1–4), 1–20. <https://doi.org/10.1016/j.margeo.2011.04.004>
- Short, A. D. (2010). Role of geological inheritance in Australian beach morphodynamics. *Coastal Engineering*, *57*(2), 92–97. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2009.09.005>
- Short, A. D., & Masselink, G. (1999). Embayed and structurally controlled beaches. In A. D. Short (Ed.), *Handbook of Beach and Shoreface Morphodynamics* (pp. 230–250). John Wiley & Sons.
- Sous, D., Castelle, B., Mouragues, A., & Bonneton, P. (2020). Field measurements of a high-energy headland deflection rip current: Tidal modulation, very low frequency pulsation and vertical structure. *Journal of Marine Science and Engineering*, *8*(7), 534. <https://doi.org/10.3390/jmse8070534>
- Spydell, M., Feddersen, F., Guza, R. T., & Schmidt, W. E. (2007). Observing surf-zone dispersion with drifters. *Journal of Physical Oceanography*, *37*(12), 2920–2939. <https://doi.org/10.1175/2007JPO3580.1>
- Valiente, N. G., McCarroll, R. J., Masselink, G., Scott, T., & Wiggins, M. (2019). Multi-annual embayment sediment dynamics involving headland bypassing and sediment exchange across the depth of closure. *Geomorphology*, *343*, 48–64. <https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2019.06.020>
- Wright, L. D., & Short, A. D. (1984). Morphodynamic variability of surf zones and beaches: A synthesis. *Marine Geology*, *56*(1–4), 93–118. [https://doi.org/10.1016/0025-3227\(84\)90008-2](https://doi.org/10.1016/0025-3227(84)90008-2)

### 3.5 Conclusions

Contrairement aux plages sableuses ouvertes, peu d'analyses de mesures *in situ* hydrodynamiques des circulations induites par les vagues le long des plages en baie ont été effectuées. Pour des plages en baie naturelles présentant de fortes contraintes géomorphologiques, les schémas de circulation en réponse à un forçage hydrodynamique varié ne sont pas connus, en particulier pour des évènements énergétiques.

#### Un jeu de données unique

Pour combler ce manque de connaissances, une large gamme de techniques de mesures ont été déployées pour étudier les circulations induites par les vagues en présence d'un cap rocheux et d'un récif naturel submergé. Ce déploiement a permis de collecter un jeu de données complet et unique pour un large spectre de conditions de vagues et d'élévation de marée. Nous avons montré que, suivant la hauteur et l'incidence des vagues, les schémas de circulation sont très contrastés, allant d'une cellule de re-circulation transitoire à un courant de déflexion s'étendant au large pour des houles obliques, en passant par une dynamique plutôt *cross-shore* pour des houles frontales. Les mesures ont aussi pu permettre de montrer l'influence du récif submergé à marée basse pour des évènements de houles peu énergétiques et frontales. Dans ce type de configuration, une cellule de circulation était présente proche du cap, avec une dynamique fortement contrôlée par le déferlement des groupes de vagues sur le récif. Pour des configurations *shadowed*, nos mesures suggèrent une dynamique à tendance re-circulatoire, sans ou avec peu d'expulsions des masses d'eau au large, aussi fortement contrôlée par le déferlement des groupes de vagues. Cette observation s'oppose à la schématisation idéalisée, dépeignant un courant d'arrachement par effet d'ombrage le long du cap, et met ainsi en évidence le fort contrôle morphologique (géométrie du cap et héritage géomorphologique) sur les circulations induites dans ce type de configuration.

#### Courants de déflexion

Pour des configurations de déflexion, la déflexion par le cap du courant de dérive est la principale composante de la circulation observée. Ce dernier mécanisme produit un courant de déflexion longeant le cap et s'étendant loin au large pour des conditions modérément énergétiques et obliques ( $H_s = 1.75$  m et  $\theta_p = 10^\circ$ ) autour de la marée basse. Pendant cet

évènement, les mesures Lagrangiennes mettent en évidence des vitesses moyennes en *surface* jusqu'à 0.3 m/s à 1000 m au large dans 14 m de profondeur. Notre jeu de données a aussi permis de mettre en avant la forte modulation tidale des courants de déflexion, pour lesquels les vitesses Eulériennes proches du cap sont plus intenses à marée basse qu'à marée haute pour des cas de déflexion peu énergétiques. Pour des cas de déflexion très énergétiques ( $H_s = 4$  m et  $\theta_p = 20^\circ$ ), nos mesures Eulériennes rapportent des intensités de courant fortement modulées par la marée et atteignant 0.7 m/s à marée basse à 800 m au large et dans 12 m de profondeur d'eau. Pour cette évènement extrême, de fortes fluctuations VLFs (O(30) min et O(1) h) du courant de déflexion ont été capturées en zone de *surf* et au large et dominant largement le spectre des vitesses mesurées. Cette dernière observation est en accord avec les travaux de modélisation de plage en baie idéalisée montrant que l'expulsion des masses d'eau au large est dominée par les fluctuations VLFs des courants de cap. Nos mesures *in situ* suggèrent ainsi l'aptitude des courants de déflexion à drainer et expulser des quantités significatives de sédiments vers le large, jusqu'à au delà de la profondeur de fermeture, comme mis en avant par des travaux de suivi morphologique des plages en baie.

Enfin, l'analyse de notre jeu de données a montré qu'il peut y avoir une forte variabilité verticale de l'intensité des courants de cap. Pendant l'évènement de déflexion extrême, nos mesures à 800 m au large indiquent des vitesses moyennes intenses proche de la *surface* et quasi-nulles proche du fond à marée haute et des vitesses moyennes uniformes suivant la verticale à marée basse (voir Annexe B). En accord avec cette dernière observation et basé sur ce jeu de données, [Sous et al. \(2020\)](#) ont mis en évidence le fort cisaillement vertical des courants de déflexion, avec un courant de *surface* dans la tête (*i.e.* la partie la plus au large du courant) et un courant uniforme suivant la verticale dans le cou (*i.e.* la partie la moins au large du courant). Notons que ce fort cisaillement vertical modulé par la profondeur d'eau des courants de déflexion a été aussi observé pour un courant d'arrachement au dessus d'un chenal recrée en laboratoire ([Haas et Svendsen, 2002](#)). Cette variabilité verticale des courants de cap au large de la zone de *surf* est à garder en mémoire, notamment dans le cadre de l'approche 2DH classiquement utilisée pour modéliser les circulations induites par les vagues.

### **De la nécessité de la modélisation**

Si ce jeu de données nous a permis de combler une partie du manque de connaissances vis à vis des circulations présentes le long de cap rocheux (*i.e.* réponse à des conditions de forçage variées, modulation tidale, dynamique instationnaire et variabilité verticale), certaines questions restent encore en suspens. En effet, de par la complexité et la forte étendue spatiale de ces circulations, il est difficile de conclure sur leur variabilité spatio-temporelle. Par exemple, sous quelles formes s'illustrent les structures VLFs mesurées au sein du courant de déflexion? Ou encore, pendant la déflexion extrême, comment expliquer les vitesses moyennes quasi-nulles mesurées par l'instrument à 800 m au large à marée haute alors que l'instrument en zone de *surf* montre un courant de déflexion s'intensifiant lorsque la marée monte? Si ceci suggère une potentielle variabilité spatiale du schéma de déflexion à l'échelle de la marée, l'utilisation de la modélisation est nécessaire pour dresser des conclusions définitives. C'est l'objet du prochain chapitre dans lequel nous utilisons un modèle couplé houle-courant afin de mieux comprendre les mécanismes et la variabilité spatio-temporelle des circulations induites par les vagues à PCA.

# Chapitre 4

## Circulations induites par les vagues en présence d'un cap et d'un récif : modélisation

### 4.1 Introduction : quel modèle pour l'étude des circulations à PCA ?

La modélisation est une étape importante pour mieux analyser les processus physiques entrant en jeu dans la dynamique hydro-sédimentaire proche du littoral. En effet, s'appuyer seulement sur la mesure, souvent localisée en quelques points de l'espace et sur une période limitée, ne permet généralement pas de bien décrire ni de bien diagnostiquer la variabilité spatio-temporelle des phénomènes observés. L'approche de modélisation à adopter se détermine en fonction de l'emprise spatiale et temporelle des phénomènes que l'on cherche à comprendre. Dans la suite, nous rappelons les échelles spatio-temporelles des phénomènes que nous souhaitons modéliser. Ces rappels nous permettent de justifier notre choix de modèle. Enfin, nous présentons le plan de ce chapitre.

#### 4.1.1 Rappels sur les échelles spatio-temporelles à modéliser

##### Échelles temporelles

Dans le chapitre précédent, l'analyse des mesures collectées a permis de mettre en évidence la forte modulation tidale de l'intensité des circulations, en particulier des courants de cap. Pour bien reproduire cette modulation tidale, le modèle choisi doit être capable de simuler les processus hydrodynamiques sur des périodes de l'ordre de quelques cycles de marée ( $O(1)$  jour) et avec des temps de calcul raisonnables. Nous supposons qu'un temps de calcul est raisonnable lorsqu'il est inférieur à 2 jours. En effet, l'objectif de notre étude est d'analyser

l'effet d'un certain nombre de paramètres (*e.g.* climat de vagues, marée) sur l'écoulement. Cette dernière tâche requiert un certain nombre de simulations et il n'est donc pas raisonnable d'avoir des temps d'exécution très supérieur à une journée. Notre analyse expérimentale a aussi montré que les courants de cap présentaient une forte dynamique instationnaire à l'échelle très basses fréquences ( $O(10)$  min). Afin de bien reproduire ces fluctuations, il est essentiel que l'approche de modélisation soit adaptée pour simuler explicitement la variabilité des processus hydrodynamiques à l'échelle basses fréquences tels que les groupes de vagues ou les ondes infragravitaires.

### Échelles spatiales

Le domaine spatial implémenté dans le modèle est en partie défini par la condition limite au large. A cette condition limite, le modèle utilisé ici sera forcé par le climat de vagues mesuré par la bouée de houle mouillée dans 50 m de fond et située à 4-5 km au large des plages d'Anglet. Pour mieux visualiser l'emprise spatiale de cette zone, nous montrons sur la figure 4.2a la bathymétrie grande échelle qui s'étend jusqu'à la bouée de houle. Dans notre étude, la position de la bouée de houle détermine la distance *cross-shore* du domaine spatial à implémenter. Notons que cette condition limite au large est suffisamment loin de la zone de déferlement et des courants induits pendant les événements les plus énergétiques qui seront testés. De plus, les conditions limites latérales doivent être suffisamment éloignées de PCA pour ne pas affecter les courants modélisés, en particulier pour des vagues obliques. Le domaine inclut donc la Grande Plage de Biarritz (distance *longshore* entre -1500 et 0 m) et les plages d'Anglet jusqu'à la digue de l'Adour (distance *longshore* entre 0 et 5000 m). Inclure ces dernières caractéristiques morphologiques est particulièrement important pour bien simuler le courant de dérive qui est une composante importante des circulations à PCA. Les autres caractéristiques morphologiques et l'implémentation seront décrites et détaillées plus tard.

Ainsi, le modèle à adopter doit être capable de simuler explicitement l'hydrodynamique à l'échelle des basses fréquences, sur des périodes de  $O(1)$  jour, sur une étendue spatiale de  $O(10)$  km<sup>2</sup> et avec des temps de calcul raisonnables.

### 4.1.2 Choix du modèle

Une grande diversité d'approches de modélisation existe pour simuler l'hydrodynamique proche du littoral. Le domaine d'applicabilité de ces approches est déterminé par l'échelle spatio-temporelle des processus à étudier. Par exemple, des modèles basés sur les équations de Navier-Stokes diphasiques permettent d'étudier les processus à l'échelle turbulente comme les structures complexes tridimensionnelles générées par le déferlement des vagues. Ces modèles nécessitent une résolution spatiale et temporelle très fine pour laquelle les temps de calcul sont bien trop restrictifs pour notre étude. De plus, nous choisissons ici de nous focaliser sur les circulations intégrées sur la verticale. Il est alors naturel de se diriger vers une approche 2DH introduite dans le chapitre précédent. Notons que les progrès en termes de temps de calculs pourraient rendre pertinents l'utilisation de modèles 3D pour étudier la variabilité verticale des circulations à PCA. Nous évoquerons ce type de perspectives à la fin du chapitre.

Les modèles 2DH sont les plus utilisés aujourd'hui pour simuler les vagues et les courants proche du littoral. Des modèles 2DH dits « instationnaires » permettent de modéliser l'hydrodynamique à l'échelle de chaque vague (approche à résolution de phase ; *e.g.* [Bonneton et al., 2011a](#); [Zijlema et al., 2011](#)). De nouvelles avancées sur la formulation et la résolution d'équations 2DH fortement non-linéaires et faiblement dispersives (*e.g.* [Lannes et Bonneton, 2009](#)) ont permis la reproduction précise de la transformation des vagues de la zone de levée jusqu'au jet de rive (*e.g.* [Tissier et al., 2012](#)). Ces nouvelles avancées constituent une perspective intéressante pour la prédiction d'évènements de franchissement et submersion du front de mer pendant les tempêtes ([Filippini et al., 2018](#)).

Récemment, [Bellafont et al. \(2018\)](#) ont utilisé une approche à résolution de phase ([Roeber et Cheung, 2012](#)) pour simuler la transformation des vagues et des ondes infragravitaires du large des plages d'Anglet jusque dans l'estuaire de l'Adour. Le but de leur étude était de mieux comprendre l'agitation du plan d'eau du port de Bayonne, qui est majoritairement contrôlé par les ondes infragravitaires. Leur domaine couvre une zone de 8 km par 8.5 km dans la direction *cross-shore* et *longshore*. Il est découpé en  $O(1)$  million de mailles, dont le pas est de 10 et 6.5 m afin de correctement reproduire la transformation des ondes infragravitaires. Leur modèle permet une reproduction convenable des hauteurs significatives

infragravitaires, avec des erreurs de l'ordre de 10 %. Le grand nombre de mailles contraint leur étude numérique à simuler l'impact d'une tempête sur des périodes de  $O(1)$  h (Bellafont *et al.*, 2018) et ne permet donc pas de modéliser des circulations sur des périodes de  $O(1)$  jour. Notons que leur étude a permis de mettre en évidence l'impact significatif des hauts fonds au large des plages d'Anglet (voir Figure 4.1), sur la réfraction et le gonflement du champ de vagues incident.

Une autre alternative est d'utiliser des approches à phase moyennée dans lesquelles la dynamique à l'échelle de chaque vague n'est pas explicitement résolue. Ce type d'approche est généralement adoptée pour la modélisation morphodynamique des plages sur des durées allant de  $O(1)$  jour à  $O(1)$  mois. Pour modéliser l'évolution de la morphologie sur des échelles de temps aussi grandes, les fluctuations aux échelles infragravitaires et VLF sont filtrées et seules les fluctuations ayant des périodes supérieures à  $O(1)$  h sont explicitement modélisées (*e.g.* Castelle *et al.*, 2006; Bruneau *et al.*, 2011). Ce type de modèle n'est pas adapté pour bien simuler la dynamique des circulations aux échelles basses fréquences.

Pour résoudre explicitement les processus à ces échelles, des approches hybrides existent dans lesquelles la phase des vagues est moyennée et la phase des groupes de vagues est résolue. Ce type d'approche est fréquemment appelée approche « surfbeat » et est utilisée dans le modèle morphodynamique XBeach (eXtrem Beach behaviour; Roelvink *et al.*, 2009). XBeach est un code communautaire résolvant les équations 2DH pour la propagation des vagues, les circulations, le transport sédimentaire et l'évolution de la morphologie. Dans la suite, l'approche surfbeat d'XBeach sera appelée XB-SB. XB-SB a été initialement développé pour reproduire les processus hydro- et morphodynamiques dominants lors d'évènements extrêmes le long des littoraux sableux. Les premières applications du modèle se sont principalement intéressées à la réponse morphodynamique du haut de plage et notamment l'érosion des dunes soumises à des contraintes hydrodynamiques extrêmes (*e.g.* régime d'overwash, inondation). Des études ont montré que l'approche d'XB-SB permet de correctement simuler l'intensité des fluctuations basses fréquences des circulations le long de plages sableuses naturelles (*e.g.* Reniers *et al.*, 2006). Le contenu de ces études sera détaillé plus tard dans ce chapitre. Dans notre étude, nous nous focalisons sur l'hydrodynamique (vagues et courants) de PCA et le transport sédimentaire n'est pas considéré. Nous verrons qu'XB-SB est capable

de bien reproduire l'hydrodynamique des courants de cap. De ce fait, la modélisation XB-SB des flux sédimentaires induits par ces courants constitue une perspective intéressante qui nous conforte dans le choix de ce modèle et qui sera abordée à la fin du chapitre.

Dans ce chapitre, nous utilisons XB-SB pour mieux comprendre la variabilité spatiale et temporelle des courants de cap à PCA. Après avoir brièvement décrit les modules pour le calcul des vagues et des courants (Section 4.2), une synthèse des travaux de modélisation XB-SB des circulations est effectuée (Section 4.3). L'implémentation du modèle dans le cadre des circulations à PCA est ensuite présentée (Section 4.4). Puis, XB-SB est calibré et validé au regard des mesures collectées et analysées dans le chapitre précédent (Section 4.5). Le modèle est par la suite utilisé pour mieux comprendre la dynamique des courants de déflexion, en particulier leur modulation tidale et leurs fluctuations très basses fréquences (Section 4.6). La réponse des circulations induites par les vagues sur un large spectre de conditions de vague-marée est ensuite présentée (Section 4.7). Puis, nous discuterons de tout les résultats obtenus par notre étude de modélisation (Section 4.8). Pour terminer, nous concluons sur ce travail et détaillerons un certain nombre de perspectives (Section 4.9).

## 4.2 Description du modèle XBeach

Le modèle XB-SB est constitué d'un module de propagation des vagues résolvant la variation de l'énergie des vagues à l'échelle des groupes. Cette fluctuation d'énergie à l'échelle des groupes force un écoulement moyen, incluant les ondes infragravitaires et les circulations associées, décrit dans le module de circulations. La description qui suit s'inspire des travaux de [Roelvink \*et al.\* \(2009, 2018\)](#). Le lecteur est invité à se référer à leurs travaux et à la documentation en ligne pour une description plus complète du modèle ([https://xbeach.readthedocs.io/en/latest/xbeach\\_manual.html](https://xbeach.readthedocs.io/en/latest/xbeach_manual.html)).

### 4.2.1 Module de vagues

La propagation des vagues est modélisée par l'équation de la conservation de la densité d'action des vagues  $A(x, y, t, \theta)$  dont la répartition fréquentielle est représentée par une unique fréquence  $f_{m,-1,0}$ , appelée fréquence représentative ([Roelvink \*et al.\*, 2009](#)). Cette approche

mono-fréquence suppose donc que le spectre de vagues au large soit suffisamment étroit autour de cette fréquence représentative. L'équation de conservation s'écrit :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial c_x A}{\partial x} + \frac{\partial c_y A}{\partial y} + \frac{\partial c_\theta A}{\partial \theta} = -\frac{D_w + D_f}{\sigma}, \quad (4.1)$$

dans laquelle l'action des vagues est calculée telle que :

$$A(x, y, t, \theta) = \frac{S_w(x, y, t, \theta)}{\sigma(x, y, t)}, \quad (4.2)$$

où  $x$  et  $y$  sont les axes *cross-shore* et *longshore* et  $\theta$  représente la direction.  $S_w$  est la densité d'énergie des vagues dans chaque direction et  $\sigma$  est la fréquence radiale intrinsèque calculée avec la relation de dispersion linéaire.  $c_x$ ,  $c_y$  et  $c_\theta$  correspondent aux vitesses de propagation de l'action suivant les axes  $x$ ,  $y$  et dans l'espace directionnel  $\theta$ .  $D_w$  et  $D_f$  sont des termes de dissipation due au déferlement bathymétrique des vagues et au frottement du fond.

Les vitesses de propagation sont calculées à partir de la vitesse de groupe  $c_g$  et de la profondeur d'eau  $h$  :

$$c_x(x, y, t, \theta) = c_g \cos \theta + u^L \quad (4.3a)$$

$$c_y(x, y, t, \theta) = c_g \sin \theta + v^L \quad (4.3b)$$

$$c_\theta(x, y, t, \theta) = \frac{\sigma}{\sinh(2kh)} \left( \frac{\partial h}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial h}{\partial y} \cos \theta \right) \quad (4.3c)$$

$$+ \cos \theta \left( \sin \theta \frac{\partial u^L}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial u^L}{\partial y} \right) \quad (4.3d)$$

$$+ \sin \theta \left( \sin \theta \frac{\partial v^L}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial v^L}{\partial y} \right) \quad (4.3e)$$

où  $u_L$  et  $v_L$  correspondent aux vitesses Lagrangiennes *cross-shore* et *longshore* calculées à partir du module de circulation décrit en section 4.2.2. Les équations 4.3 prennent en compte les interactions vagues-courants qui induisent un changement des composantes *cross-shore* et *longshore* ( $k_x, k_y$ ) du nombre d'onde des vagues  $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ . Ces deux composantes sont

déterminées à partir des équations Eikonales :

$$\frac{\partial k_x}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial x} = 0, \quad (4.4a)$$

$$\frac{\partial k_y}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial y} = 0, \quad (4.4b)$$

avec  $\omega$  la fréquence radiale absolue telle que :

$$\omega = \sigma + k_x u^L + k_y v^L. \quad (4.5)$$

L'énergie totale des vagues  $E_w(x, y, t)$  est obtenue en intégrant  $S_w(x, y, t, \theta)$  dans chaque direction et permet de calculer la hauteur quadratique moyenne des vagues :

$$H_{rms}(x, y, t) = \sqrt{\frac{8E_w}{\rho g}}. \quad (4.6)$$

Pour modéliser la dissipation des vagues par déferlement, nous choisissons d'utiliser le modèle de [Roelvink \(1993\)](#) qui est le modèle par défaut dans XB-SB. Celui-ci permet de calculer le terme de dissipation par déferlement bathymétrique :

$$\bar{D}_w(x, y, t) = 2 \frac{\alpha}{T_{rep}} Q_b E_w, \quad (4.7a)$$

$$Q_b = 1 - \exp\left(-\left(\frac{H_{rms}}{H_{max}}\right)^n\right), \quad (4.7b)$$

$$H_{max} = \gamma h, \quad (4.7c)$$

où  $Q_b$  est la fraction de vagues déferlées,  $H_{max}$  la hauteur maximale des vagues et  $T_{rep}$  la période représentative calculée à partir de  $f_{m,-1,0}$ . Les paramètres  $\gamma$ ,  $n$  et  $\alpha$  sont des paramètres ajustables contrôlant la taille de la zone de *surf* et l'intensité de la dissipation par déferlement.  $\bar{D}_w$  est ensuite réparti suivant chaque direction tel que :

$$D_w(x, y, t, \theta) = \frac{S_w(x, y, t, \theta)}{E_w(x, y, t)} \bar{D}_w(x, y, t). \quad (4.8)$$

La dissipation des vagues par frottement du fond est calculée telle que :

$$D_f(x, y, t) = \frac{2}{3\pi} \rho f_w \left( \frac{\pi H_{rms}}{T_{m01} \sinh kh} \right)^3, \quad (4.9)$$

où  $f_w$  est un paramètre ajustable contrôlant l'intensité de la dissipation des vagues par frottement au fond et  $T_{m01}$  la période représentative calculée à partir de  $f_{m,-1,0}$ .

Pour prendre en compte l'influence du rouleau de déferlement dans le forçage des circulations, l'équation 4.1 est couplée avec l'équation de conservation de l'énergie du rouleau de déferlement. Dans ce couplage, le terme de dissipation des vagues par déferlement  $D_w$  sert de terme source dans l'équation du rouleau. L'énergie du rouleau de déferlement se dissipe par cisaillement au niveau de l'interface entre le rouleau et l'écoulement organisé sous-jacent. Cette dissipation est proportionnelle aux paramètres géométriques du rouleau tels que sa longueur ou son angle (*e.g.* Duncan, 1981; Dally et Brown, 1995; Reniers, 2004; Martins *et al.*, 2018). Le modèle de rouleau de déferlement dans XB-SB se base sur les travaux de Reniers (2004) et son implémentation est détaillé dans Roelvink *et al.* (2009).

Finalement, ce couplage permet d'obtenir la densité d'énergie des vagues  $S_w(x, y, t, \theta)$  et du rouleau  $S_r(x, y, t, \theta)$ . Les gradients spatiaux de tension de radiation, qui vont forcer les ondes infragravitaires et les circulations associées, se calculent de la manière suivante :

$$F_x(x, y, t) = - \left( \frac{\partial(S_{xx,w} + S_{xx,r})}{\partial x} + \frac{\partial(S_{xy,w} + S_{xy,r})}{\partial y} \right), \quad (4.10a)$$

$$F_y(x, y, t) = - \left( \frac{\partial(S_{yx,w} + S_{yx,r})}{\partial x} + \frac{\partial(S_{yy,w} + S_{yy,r})}{\partial y} \right), \quad (4.10b)$$

où les composantes du tenseur des tensions de radiation liées aux vagues  $S_{ij,w}$  s'écrivent :

$$S_{xx,w}(x, y, t) = \int_0^{2\pi} \left( \frac{c_g}{c} (1 + \cos^2(\theta)) - \frac{1}{2} \right) S_w(x, y, t, \theta) d\theta, \quad (4.11a)$$

$$S_{yy,w}(x, y, t) = \int_0^{2\pi} \left( \frac{c_g}{c} (1 + \sin^2(\theta)) - \frac{1}{2} \right) S_w(x, y, t, \theta) d\theta, \quad (4.11b)$$

$$S_{xy,w}(x, y, t) = S_{yx,w}(x, y, t) = \int_0^{2\pi} \left( \frac{c_g}{c} \sin(\theta) \cos(\theta) \right) S_w(x, y, t, \theta) d\theta, \quad (4.11c)$$

et celles liées au rouleau de déferlement  $S_{ij,r}$  s'écrivent :

$$S_{xx,r}(x, y, t) = \int_0^{2\pi} \cos^2(\theta) S_r(x, y, t, \theta) d\theta, \quad (4.12a)$$

$$S_{yy,r}(x, y, t) = \int_0^{2\pi} \sin^2(\theta) S_r(x, y, t, \theta) d\theta, \quad (4.12b)$$

$$S_{xy,r}(x, y, t) = S_{yx,w}(x, y, t) = \int_0^{2\pi} \sin(\theta) \cos(\theta) S_r(x, y, t, \theta) d\theta. \quad (4.12c)$$

Notons que, dans notre étude, nous utilisons l'option « single dir » récemment implémentée dans XB-SB et décrite par [Roelvink et al. \(2018\)](#). Cette option permet de passer d'un problème de trois à deux dimensions pour la propagation des vagues. En effet, un modèle à phase moyennée stationnaire est utilisé au préalable pour calculer la direction moyenne des vagues qui est ensuite injectée dans l'équation 4.1 mais sans discrétisation directionnelle. [Roelvink et al. \(2018\)](#) montrent que, comparée à la version où l'action associée aux groupes est propagée selon plusieurs directions (« multi-dir »), l'option « single-dir » permet de bien préserver l'aspect groupé du champ de vagues au cours de leur propagation. La bonne représentation de la structure des groupes de vagues est essentielle pour simuler correctement la transformation des ondes infragravitaires et la dynamique associée en zone de *surf*. Plus récemment, [Lashley et al. \(2019\)](#) ont utilisé cette option, en simulant la transformation des vagues et des ondes infragravitaires sur un domaine spatial très large (45 x 25 km) et pour des tailles de maille de 12.5 m et 25 m dans la direction *cross-shore* et *longshore*. [Lashley et al. \(2019\)](#) restreignent leur étude numérique à un unique climat de vagues (événement extrême) et comparent le modèle à des mesures *in situ* collectées en deux points. Nous verrons plus tard que la méthode de [Roelvink et al. \(2018\)](#) permet de bien reproduire les hauteurs gravitaires et infragravitaires pour des conditions de vagues variées et pour des domaines spatiaux de  $O(10) \text{ km}^2$ .

## 4.2.2 Module de circulations

L'écoulement induit par les vagues est modélisé par le système d'équations non-linéaire en eau peu profonde (*Nonlinear shallow water equations*; Équations de Saint Venant) :

$$\frac{\partial \eta_{IG}}{\partial t} + \frac{\partial h u^L}{\partial x} + \frac{\partial h v^L}{\partial y} = 0, \quad (4.13a)$$

$$\frac{\partial u^L}{\partial t} + u^L \frac{\partial u^L}{\partial x} + v^L \frac{\partial u^L}{\partial y} - f_{cor} v^L - \nu_h \left( \frac{\partial^2 u^L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u^L}{\partial y^2} \right) = -\frac{\tau_{bx}^E}{\rho h} - g \frac{\partial \eta_{IG}}{\partial x} + \frac{F_x}{\rho h}, \quad (4.13b)$$

$$\frac{\partial v^L}{\partial t} + u^L \frac{\partial v^L}{\partial x} + v^L \frac{\partial v^L}{\partial y} - f_{cor} u^L - \nu_h \left( \frac{\partial^2 v^L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v^L}{\partial y^2} \right) = -\frac{\tau_{by}^E}{\rho h} - g \frac{\partial \eta_{IG}}{\partial y} + \frac{F_y}{\rho h}, \quad (4.13c)$$

où  $f_{cor}$  est le coefficient de Coriolis,  $\nu_h$  la viscosité turbulente horizontale,  $\tau_b^E$  les contraintes de cisaillement au fond,  $\eta_{IG}$  le niveau d'eau incluant la marée et les ondes longues liées aux groupes de vagues (ondes infragravitaires) et  $F$  le forçage calculé par le module de vagues. Notons que les contraintes de cisaillement en surface ont été négligées. Le couple  $(u^L, v^L)$  sont les composantes *cross-shore* et *longshore* de la vitesse Lagrangienne. Celles-ci se décomposent en une composante Eulérienne  $(u^E, v^E)$  et une composante liée à la dérive de Stokes  $(u^S, v^S)$  :

$$u^L = u^E + u^S, \quad (4.14a)$$

$$v^L = v^E + v^S, \quad (4.14b)$$

où la dérive de Stokes s'exprime avec la théorie linéaire des vagues :

$$u^S = \frac{E_w \cos \bar{\theta}}{\rho h c}, \quad (4.15a)$$

$$v^S = \frac{E_w \sin \bar{\theta}}{\rho h c}, \quad (4.15b)$$

avec  $E_w$  l'énergie des vagues fluctuant à l'échelle des groupes et  $\bar{\theta}$  la direction moyenne calculées par le module de vagues. La dérive de Stokes est un courant de dérive orienté dans le sens de propagation des vagues et illustre le transport des particules fluides dû à la présence des vagues. Ce courant est intense proche de la surface et joue donc un rôle important dans le transport de matières en suspension et en surface.

La viscosité turbulente horizontale est calculée à partir d'un modèle de Smagorinsky, faisant intervenir la constante de Smagorinsky  $c_s$  fixée à 0.1 et les pas de mailles  $\Delta x$  et  $\Delta y$  :

$$\nu_h = c_s^2 2^{1/2} \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)^2} \Delta x \Delta y. \quad (4.16)$$

Les contraintes de cisaillement au fond sont calculées en fonction des vitesses Eulériennes telles que :

$$\tau_{bx}^E = c_f \rho u^E \sqrt{(1.16 u_{rms})^2 + (u^E + v^E)^2}, \quad (4.17a)$$

$$\tau_{by}^E = c_f \rho v^E \sqrt{(1.16 u_{rms})^2 + (u^E + v^E)^2}, \quad (4.17b)$$

où  $u_{rms}$  est l'intensité des vitesses orbitales des vagues calculée avec la théorie linéaire.  $c_f$  est un coefficient de frottement que nous choisissons de calculer avec la formulation de Chezy (par défaut dans XB-SB) :

$$c_f = \sqrt{\frac{g}{C^2}}, \quad (4.18)$$

avec  $C$  un paramètre ajustable en  $m^{1/2}/s$ .

### 4.2.3 Notes sur les conditions limites au large

A la condition limite au large, un spectre directionnel  $E(f, \theta)$  est imposé au modèle. Ce spectre est utilisé pour reconstruire une série temporelle de la surface des vagues au large, en sommant un grand nombre  $N$  de composantes harmoniques. Chaque composante est définie par une amplitude  $\hat{\eta}_i$ , un nombre d'onde dans la direction *longshore*  $k_{i,y}$ , une fréquence radiale  $\omega_i$  et une phase tirée aléatoirement  $\phi_i$  (Van Dongeren, 2003; Reniers *et al.*, 2004). En supposant que  $x = 0$  correspond à la condition au large, la surface libre reconstruite le long de la condition au large s'écrit :

$$\eta_{\text{offshore}}(y, t) = \sum_{i=1}^N \hat{\eta}_i \cos(k_{i,y} y - \omega_i t + \phi_i), \quad (4.19)$$

où l'amplitude de chaque harmonique  $\hat{\eta}_i$  est calculée à partir du spectre directionnel  $E_i(f, \theta)$  telle que :

$$\hat{\eta}_i = \sqrt{2 \int E_i(f, \theta) \Delta\theta \Delta f}. \quad (4.20)$$

A partir de  $\eta_{\text{offshore}}(\mathbf{y}, t)$  est calculée l'énergie des vagues fluctuante à l'échelle des groupes à partir de la théorie linéaire et force le module de vagues à la condition limite au large :

$$E_{w,\text{offshore}}(\mathbf{y}, t) = \frac{1}{2} \rho g A_{\text{offshore}}^2(\mathbf{y}, t), \quad (4.21)$$

où  $A_{\text{offshore}}(\mathbf{y}, t)$  est l'enveloppe des vagues calculée en utilisant une transformée de Hilbert de  $\eta_{\text{offshore}}(\mathbf{y}, t)$ .

Pour forcer le module de circulations au large, la surface libre des ondes longues liées aux groupes de vagues  $\eta_{\text{IG,offshore}}(\mathbf{y}, t)$  est aussi déterminée à partir du spectre directionnel. La reconstruction de la surface libre de ces ondes à partir du spectre de vagues est basée sur la théorie d'[Hasselmann \(1962\)](#) et a été décrite en détails dans [Herbers \*et al.\* \(1994\)](#) et [Van Dongeren \(2003\)](#).

### 4.3 Synthèse des travaux antérieurs sur la modélisation des circulations avec XB-SB

XB-SB, et des approches similaires, sont utilisés depuis un peu moins d'une vingtaine d'année pour modéliser les processus hydrodynamiques le long des littoraux dominés par l'action des vagues ([Van Dongeren, 2003](#); [Reniers \*et al.\*, 2004](#)). De nombreuses études se sont intéressées à modéliser la transformation des vagues de la zone de levée jusqu'au jet de rive où les ondes infragravitaires sont susceptibles d'avoir un impact significatif sur la morphodynamique du haut de plage (*e.g.* [Stockdon \*et al.\*, 2014](#); [de Santiago \*et al.\*, 2017](#); [Roelvink \*et al.\*, 2018](#); [Lashley \*et al.\*, 2019](#)). XB-SB a aussi été utilisé pour étudier la transformation des vagues et des ondes infragravitaires se propageant au dessus d'un système récif/lagon (*e.g.* [Van Dongeren \*et al.\*, 2013](#); [Buckley \*et al.\*, 2014](#); [Drost \*et al.\*, 2019](#)), le long de plages sableuses ouvertes ([Bertin \*et al.\*, 2020](#)), ou encore aux abords d'embouchure de lagune ([Bertin et Olabarrieta, 2016](#)). Ces

études présentent des comparaisons de hauteurs significatives gravitaires et infragravitaires entre le modèle et la mesure, mais les circulations associées ne sont que très rarement pas abordées.

Le long de plages sableuses ouvertes, un certain nombre d'études se sont intéressées à modéliser les circulations induites par les vagues avec XB-SB. Dans le but de développer un outil opérationnel pour évaluer la dangerosité de courants d'arrachement de chenal, [Austin et al. \(2012\)](#) ont couplé un modèle de vague à l'échelle régionale avec XB-SB. Les paramètres ajustables d'XB-SB contrôlant le déferlement des vagues et la pente du rouleau de déferlement ont été calibrés avec des mesures de vitesses Eulériennes. [Austin et al. \(2012\)](#) valident ensuite le modèle calibré en le comparant avec des champs de vitesses Lagrangiennes. Notons que leur étape de calibration n'a été effectuée pour un seul climat de houle peu énergétique ( $H_s \approx 1.0$  m) et sur une période simulée de 30 minutes.

Pour étudier la dynamique instationnaire des circulations le long d'un système barre/chenal, des comparaisons entre les vitesses mesurées et modélisées ont été effectuées ([Reniers et al., 2006, 2007](#)). Sur une période de 20 jours, [Reniers et al. \(2006\)](#) montrent que les vitesses moyennées dans la bande infragravitaire, ainsi que le spectre de vitesse, sont en bon accord avec les observations. Pour ces mêmes observations, [Reniers et al. \(2007\)](#) reproduisent bien l'amplitude des fluctuations des vitesses à l'échelle VLF (O(10) min). Leurs travaux de modélisation permettent de montrer que les mouvements VLF sont associés à la présence de tourbillons qui sont majoritairement confinés dans la zone de *surf* mais qui peuvent s'étendre occasionnellement vers le large.

Toujours le long de système barre/chenal, [Reniers et al. \(2009\)](#) et [Reniers et al. \(2010\)](#) ont mis en évidence la contribution significative des mouvements VLF à l'expulsion hors de la zone de *surf* de matières en surface (matières flottantes; e.g. polluants, nutriments, baigneurs). Pour évaluer la capacité de la zone de *surf* à piéger les matières en surface, des *drifters* virtuels sont généralement positionnés en zone de *surf* et le taux horaire de *drifters* en zone de *surf* est calculé. Ce taux horaire est appelé taux (horaire) de rétention de matière en surface et est souvent utilisé pour quantifier les échanges de matières en surface entre la zone de *surf* et le large. [Reniers et al. \(2009\)](#) ont montré que la prise en compte des mouvements VLF est essentielle pour bien calculer le taux de rétention. Ils indiquent qu'exclure et inclure les

mouvements VLF entraîne respectivement des taux de rétention de l'ordre de 100 % et 80 %, suggérant la forte contribution des mouvements VLF à l'expulsion hors de la zone de *surf* de matière en surface. Ils montrent également que la prise en compte de la dérive de Stokes, traduisant le transport net de particules induit par les vagues (Eq. 4.15), est primordiale pour bien reproduire les taux de rétention.

Pour le même système barre/chenal, [Reniers et al. \(2010\)](#) mettent en évidence le fait que les mouvements VLF sont associés à un étirement/extension du courant d'arrachement vers le large. En effet, de larges tourbillons se détachent du courant de manière intermittente ( $O(10)$  min) et sont ensuite transportés par celui-ci vers le large. Leurs résultats suggèrent que les mouvements VLF constituent le mécanisme dominant dans les échanges de matière en surface entre la zone de *surf* et le large. En utilisant XB-SB dans le cas de systèmes barre/chenal idéalisés, [Castelle et al. \(2014\)](#) confirment les résultats de [Reniers et al. \(2010\)](#). En accord avec les mesures *in situ* et en laboratoire ([MacMahan et al., 2010](#); [Castelle et al., 2010](#)), les études numériques montrent que les courants d'arrachement de chenal et les cellules de circulation associées sont des systèmes quasi-fermés. En effet, la matière en surface a tendance à rester piéger dans les cellules de circulation en zone de *surf* et peut être expulsé de manière intermittente (aux échelles VLF) hors de la zone de *surf* par les courants d'arrachement de chenal. Le long de plages en baie, ce comportement est nettement différent.

Pour des plages en baie idéalisées et des houles obliques, [Castelle et Coco \(2013\)](#) utilisent XB-SB et montrent que les taux de rétention sont systématiquement inférieurs à ceux le long des plages ouvertes. En effet, ils montrent que les courants de cap agissent comme des conduits quasi-permanents qui transportent le matériel en surface vers le large. Leurs résultats restent néanmoins à confirmer pour des caps ou des plages en baies naturelles, où la dynamique instationnaire VLF des courants de cap n'a jamais été étudiée.

Le long d'une série d'épis au sud de l'Angleterre, [Scott et al. \(2016\)](#) ont utilisé XS-SB pour étudier les circulations moyennes en réponse à des conditions de vagues modérément énergétiques ( $H_s < 2$  m). Leurs travaux pointent du doigt le contrôle de la largeur de la zone de surf et de la longueur de la frontière physique sur les schémas de circulation (voir Figure 3.5). Pour des houles obliques, lorsque la largeur de la zone de *surf*  $X_s$  est aussi importante que la longueur de la frontière ( $L_g$ ;  $L_g/X_s = O(1)$ ), une partie du courant de dérive est défléchi

vers le large tandis que l'autre partie est transmise de l'autre côté de la frontière (« déflexion partielle »). Lorsque la frontière est plus grande que la zone de *surf* ( $L_g/X_s < O(1)$ ), l'intégralité du courant de dérive est défléchi vers le large (« déflexion complète »). Nos résultats de modélisation à PCA seront comparés aux schémas conceptuels de [Scott et al. \(2016\)](#).

De plus, la largeur de la baie est aussi un paramètre clé puisqu'il détermine la distance sur laquelle le courant de dérive, induit par des houles obliques, va s'établir ([Castelle et Coco, 2013](#); [Scott et al., 2016](#)). Notons enfin que [Scott et al. \(2016\)](#) n'aborderont que très peu la calibration et la validation d'XB-SB, ni la dynamique spatio-temporelle des courants de cap.

Globalement, XB-SB n'a été que très peu utilisé pour étudier les courants de cap. Pour des cas idéalisés, des études se sont intéressées à l'évolution spatio-temporelle des courants de cap. Pour des cas réels, les courants moyens ont été étudiés et des comparaisons modèle-mesures n'ont pas été effectuées de manière détaillée. Ainsi, la structure spatio-temporelle des courants de cap le long des plages réelles ainsi qu'une comparaison précise modèle-mesures n'ont jamais été abordées. Dans la suite, nous utilisons XB-SB pour modéliser les circulations induites par les vagues à PCA. Le modèle est d'abord calibré et validé pour deux événements de déflexion, avant d'être utilisé pour étudier la variabilité spatiale et temporelle des courants de déflexion.

## 4.4 Implémentation

Cette section décrit l'implémentation du modèle à PCA, la bathymétrie et le maillage utilisés ainsi que les conditions choisies au large et les moyens de validation du modèle.

### 4.4.1 Bathymétrie et maillage

La figure 4.1 montre la bathymétrie implémentée dans le modèle (a) ainsi que la taille des mailles dans la direction *cross-shore*  $y$  (b) et *longshore*  $x$  (c). Cette bathymétrie se compose d'un ensemble de relevés bathymétriques qui ont été fusionnés. La bathymétrie du large a été collectée par le SHOM et met en évidence la présence d'affleurements rocheux ( $y < -2000$  m et  $-2000 < x < 2500$ ) et d'un haut fond sableux au large de l'estuaire de l'Adour ( $y < -2000$  m et  $3000 < x < 4000$  m). Ce haut fond résulte du clapage de sédiments dragués dans l'Adour et induit une focalisation de l'énergie des vagues (Bellafont *et al.*, 2018). L'étude de ces derniers auteurs montre que cette focalisation d'énergie avait une influence significative sur les hauteurs significatives gravitaires et infragravitaires aux abords de l'estuaire de l'Adour. Inclure ces irrégularités morphologiques est donc important pour bien simuler la dynamique des circulations à PCA, en particulier le courant de dérive rencontrant le cap de PCA ( $x \approx 0$  m et  $y \approx -800$  m) pour des configurations de déflexion.

Pour bien représenter les vagues et les courants à PCA tout en ayant des temps de calcul raisonnables, le maillage utilisé est affiné autour de la zone de d'étude. Une étude de sensibilité à la résolution de ce maillage affiné (2, 5 et 10 m) a été effectuée au préalable pour trouver un équilibre entre la bonne reproduction des vagues et des courants et un temps de calcul raisonnable. Une résolution de 10 m n'est pas assez fine pour correctement prédire l'hydrodynamique, en particulier pour des vagues peu énergétiques quand la zone de *surf* est étroite. Les résolutions de 2 et 5 m donnent les mêmes résultats. Nous choisissons donc celle de 5 m pour minimiser les temps de calcul. Les mailles sont agrandies au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone d'étude, jusqu'aux bords du domaine où leurs résolutions atteignent 17 m et 25 m dans la direction *cross-shore* et *longshore*.

Les données bathymétriques proche de la côte au nord de PCA n'étant pas disponibles, le profil *cross-shore* moyen de PCA a été prolongé le long des plages d'Anglet jusqu'à l'estuaire

de l'Adour. En fonction de la position du trait de côte, ce profil était compressé ou étendu de sorte à ce que la variabilité du trait de côte soit conservée.

Afin de simuler des conditions de vagues obliques au large, la bathymétrie a été étendue dans la direction *longshore* aux deux extrémités pour permettre d'appliquer des conditions périodiques aux bords. Les deux extrémités ont été suffisamment étendues (autour de 2 km au sud de la Grande Plage de Biarritz et 1 km au nord de la digue de l'Adour) afin de minimiser les effets de bords dus la présence des caps et de la digue de l'Adour. L'extension des deux extrémités a été faite avec un profil *cross-shore* moyen du nord de la digue de l'Adour. Au sud du cap du Rocher de la Vierge (cap sud de la Grande Plage de Biarritz), le profil utilisé pour l'extension a été relié linéairement à la donnée bathymétrique de cette zone.

Pour conclure, tout ce traitement permet d'obtenir un domaine de calcul s'étalant à approximativement 4 km au large et long de 10 km. Ce domaine est découpé en 570 et 1099 mailles dans la direction *cross-shore* et *longshore* soit un total de 626430 mailles. Notons enfin que l'interpolation de la topo-bathymétrie sur ce maillage provoque un lissage artificiel de certains rochers proche du cap. Pour éviter que ces pentes douces ne provoquent un déferlement non physique et jamais observé sur le terrain et sur les données vidéo, certains rochers proches du cap ont été surélevés.

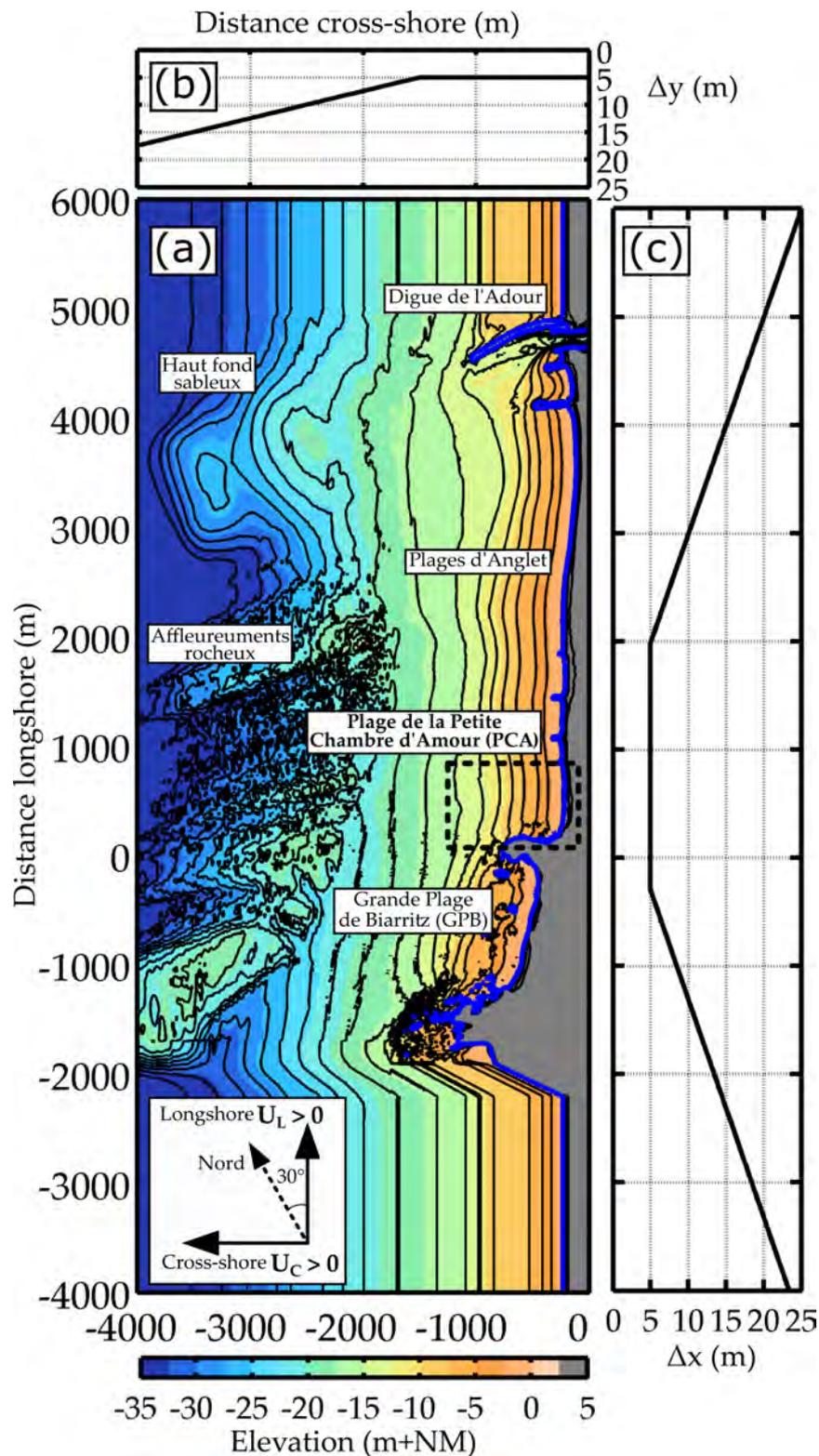


FIGURE 4.1 – (a) Bathymétrie implémentée dans le modèle. La courbe bleue indique l'isobathe du niveau moyen. (b) et (c) indiquent la taille *cross-shore* ( $\Delta y$ ) et *longshore* ( $\Delta x$ ) des mailles. Les isobathes représentées sur (a) sont espacées de 2 m.

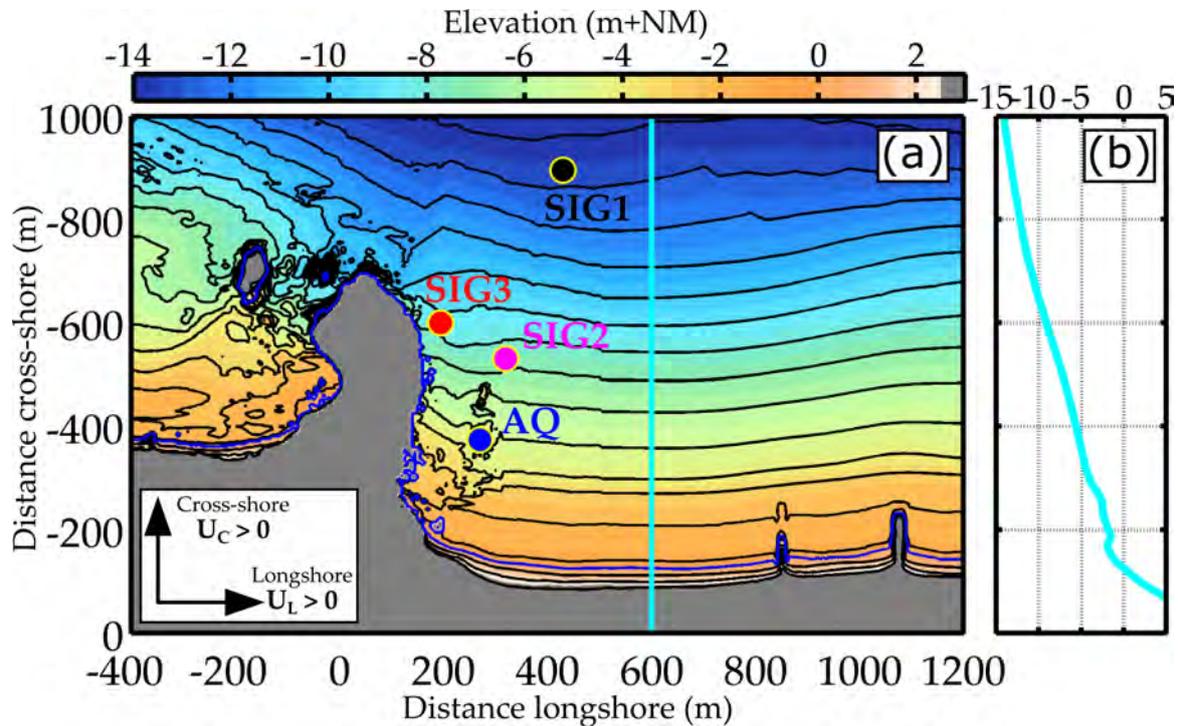


FIGURE 4.2 – (a) Zoom sur la zone d'étude. La courbe bleue indique l'isobathe du niveau moyen. Les points indiquent la position des instruments. (b) Élévation du transect *cross-shore* à la position *longshore* 600 m. Les isobathes représentées sur (a) sont espacées de 1 m.

#### 4.4.2 Conditions de forçage

Afin de modéliser les courants de déflexion à PCA, les spectres directionnels mesurés au large lors des deux évènements de déflexion analysés dans le chapitre précédent sont utilisés pour forcer XB-SB (Figure 4.3d et e). Dans la suite, les évènements D1 et D2 seront fréquemment appelés évènements de déflexion peu énergétique et très énergétique.

Pour chaque évènement, la série temporelle du spectre directionnel mesuré toutes les 30 minutes est imposée au large pour une période totale de 1 jour et demi (36 h). Afin de s'affranchir du régime de transition du modèle s'étalant au maximum sur environ 2 heures, la date du premier spectre directionnel forçant le modèle est décalée de quelques heures avant la période d'intérêt. Les évènements D1 et D2 correspondent donc aux périodes du 22/10/18 20h au 24/10/18 à 8h et du 06/10/18 20h au 08/10/18 8h.

En plus des spectres directionnels, la marée mesurée à Saint-Jean -de-Luz, situé à une quin-

zaine de kilomètres au sud de PCA, est imposée en condition limite.

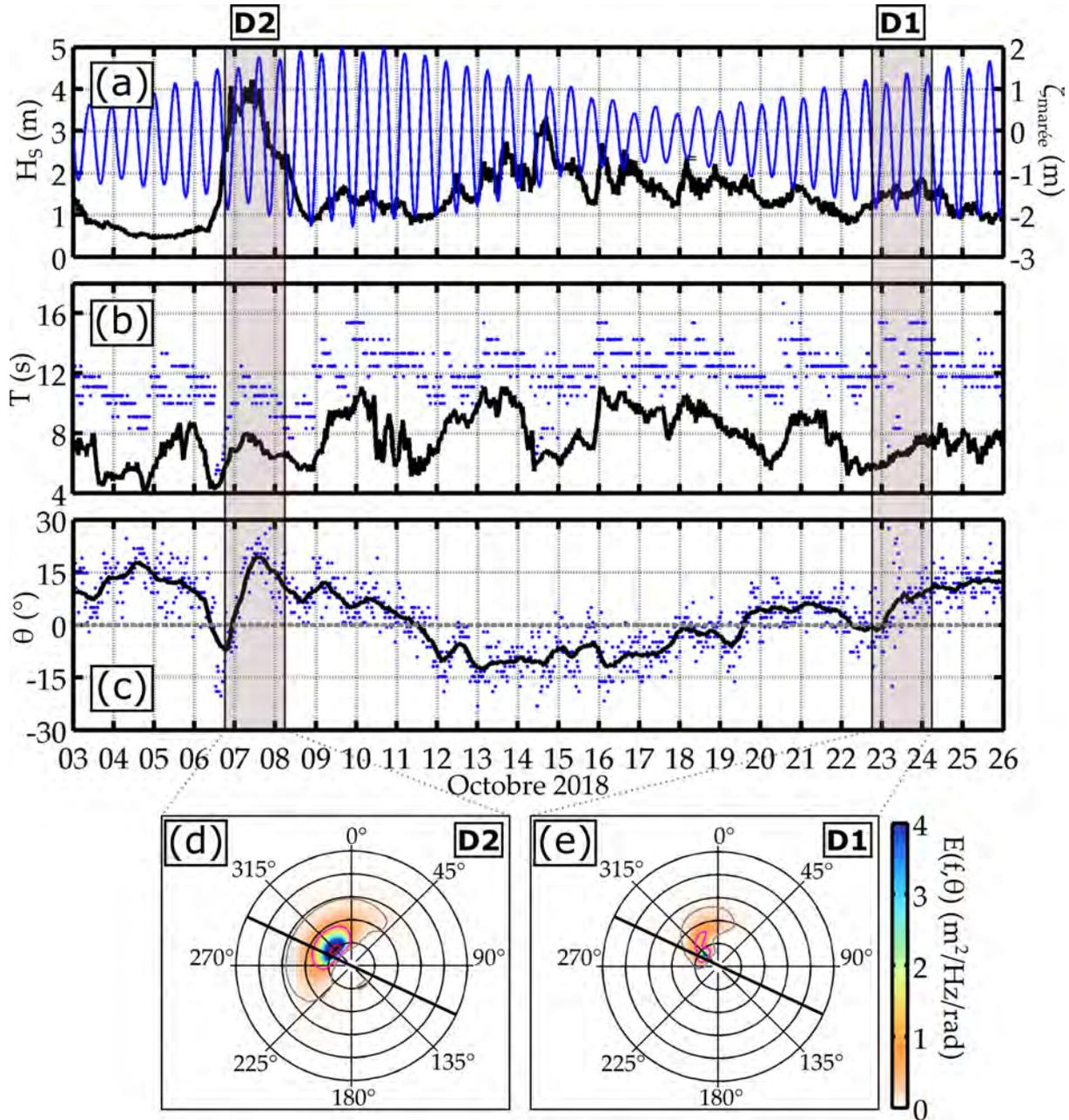


FIGURE 4.3 – Conditions de vagues au large et de niveau de marée. (a) Hauteur significative ( $H_s$ ; noir) et niveau de marée ( $\zeta_{\text{marée}}$ ; bleu). (b) Période pic ( $T_p$ ; bleu) et période moyenne ( $T_{m02}$ ; noir). (c) Angle d'incidence pic ( $\theta_p$ ; bleu) et sa valeur moyenne (noir). (d) et (e) montrent les spectres directionnels  $E(f, \theta)$  pour les évènements D2 et D1. Les isolignes grise, magenta et rouge indiquent les niveaux d'énergie  $10^{-1}$ ,  $10^0$  et  $10^1$  m<sup>2</sup>/Hz/rad. La droite noire montre l'axe perpendiculaire à la plage de PCA.

### 4.4.3 Notes sur la logistique de calcul

Pour réduire les temps de calcul, XBeach est exécuté en parallèle sur le serveur du Méso-centre de Calcul Intensif Aquitain (MCIA). La parallélisation du code est faite en utilisant la bibliothèque MPI. Chaque calcul a été lancé sur 1 processeur de 32 coeurs et mettait avec cette configuration (type de machine : Intel® Xeon® Gold SKL-6130 @ 2,1 GHz) environ autant de temps de calcul que de temps réel simulé (soit, ici, 1 jour et demi de temps de calcul pour 1 jour et demi de période à simuler).

### 4.4.4 Méthodes de comparaison modèle-mesure

Pour comparer la mesure et le modèle, les hauteurs significatives dans la bande gravitaire et infragravitaire mesurées ( $H_{m0,HF,M}$  et  $H_{m0,LF,M}$ ) et modélisées ( $H_{m0,HF,XB}$  et  $H_{m0,LF,XB}$ ) sont calculées toutes les 30 minutes. Les hauteurs mesurées sont calculées de la manière suivante :

$$H_{m0,HF,M} = 4\sigma(\eta_{HF,M}), \quad (4.22a)$$

$$H_{m0,LF,M} = 4\sigma(\eta_{LF,M}), \quad (4.22b)$$

où  $\sigma(X)$  est l'écart type du signal  $X$ .

$\eta_{HF,M}$  et  $\eta_{LF,M}$  correspondent aux séries temporelles de surface libre mesurée et filtrée dans la bande gravitaire (entre  $f_{split}$  et 0.5 Hz) et infragravitaire (0.005 Hz et  $f_{split}$ ). La fréquence de séparation entre le domaine gravitaire et infragravitaire  $f_{split}$  est fixée à  $0.6f_p$  où  $f_p$  est la fréquence pic de l'instrument le plus au large. Pour les deux évènements,  $f_{split}$  correspond bien à la fréquence observée du creux d'énergie entre le domaine gravitaire et infragravitaire.

Les instruments SIG1 et SIG2 disposaient de la technologie AST, permettant de collecter une mesure directe de la surface libre. Pour ces deux instruments, cette mesure directe est utilisée pour calculer  $\eta_{HF,M}$  et  $\eta_{LF,M}$ . Notons que, en prenant une fréquence de coupure à 0.3 Hz (fréquence généralement choisie de manière arbitraire dans la littérature), l'application de la méthode de la fonction de transfert (TFM; voir chapitre 1) induit ici des erreurs allant jusqu'à 30 % sur la hauteur moyenne des vagues. Ceci montre bien les limites de la TFM et la

nécessité d'utiliser des méthodes de reconstruction adaptées lorsque la mesure directe n'est pas disponible. Aux instruments où seule la mesure de la pression au fond est disponible (SIG3 et AQ), l'élévation de la surface libre est reconstruite avec la méthode SNL.

Les hauteurs modélisées sont calculées de la manière suivante (Roelvink *et al.*, 2018) :

$$H_{m0,HF,XB} = \sqrt{2} \sqrt{H_{rms}^2 + 8\overline{\eta_{HF,XB}^2}}, \quad (4.23a)$$

$$H_{m0,LF,XB} = 4\sigma(\eta_{LF,XB}), \quad (4.23b)$$

où  $H_{rms}$  est la hauteur moyenne quadratique modélisée et  $\overline{(\cdot)}$  est la moyenne sur 30 minutes.  $\eta_{HF,XB}$  et  $\eta_{LF,XB}$  sont calculées de la même manière que la mesure mais en utilisant la surface libre des ondes infragravitaires. Notons que l'équation 4.23a prend en compte le transfert d'énergie vers les hautes fréquences dû au grossissement et au raidissement des ondes infragravitaires en zone de *surf*.

Pour comparer les courants mesurés et modélisés, une moyenne glissante sur 5 min est faite sur les vitesses Eulériennes mesurées et modélisées. Ce type de moyenne permet de bien visualiser les fluctuations dans la bande VLF qui peuvent être très intenses et dominer le spectre des vitesses de courants de cap (voir chapitre précédent). Afin de quantifier la comparaison entre la mesure et le modèle pour l'ajustement de paramètres, l'intensité des vitesses moyennées sur 30 minutes de la mesure et du modèle est utilisée ( $\|U\|_{30,M}$  et  $\|U\|_{30,XB}$ ).

Pour quantifier les écarts entre le modèle et la mesure, l'erreur quadratique moyenne (RMSE), l'erreur quadratique moyenne normalisée (NRMSE) et le biais relatif sont calculés :

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_{XB}(i) - X_M(i))^2}, \quad (4.24a)$$

$$NRMSE = \frac{RMSE}{1/N \sum_{i=1}^N X_M(i)}, \quad (4.24b)$$

$$\text{Biais relatif} = \frac{\sum_{i=1}^N (X_{XB}(i) - X_M(i))}{\sum_{i=1}^N X_M(i)}, \quad (4.24c)$$

où X est une des grandeurs utilisées pour quantifier la comparaison entre le modèle et la mesure ( $H_{m0,HF}$ ,  $H_{m0,LF}$  et  $\|U\|_{30}$ ). Les indices M et XB indiquent une grandeur mesurée et

modélisée.

## 4.5 Calibration et validation

Les modules de vagues et de courants d'XB-SB comportent un certain nombre de paramètres ajustables. Une étude de sensibilité à ces paramètres a été effectuée afin d'identifier les paramètres les plus influents sur la hauteur des vagues et l'intensité des courants pour les deux événements de déflexion. Les paramètres les plus influents sont les suivants :  $\gamma$ , contrôlant la largeur de la zone de *surf* (Eq. 4.7c), et  $C$ , contrôlant l'intensité du frottement au fond sur les courants (Eq. 4.18). Différentes valeurs de ces paramètres sont prises dans la section 4.5.1 pour choisir leur valeur optimale c'est-à-dire pour laquelle les écarts entre le modèle et la mesure sont minimisés. Le reste des paramètres ajustables sont gardés par défaut dont la valeur est indiquée dans la documentation en ligne d'XBeach. De plus, l'annexe C montre un exemple de fichier texte en entrée du modèle pour notre étude.

### 4.5.1 Ajustement de paramètres

La figure 4.4 montre la RMSE et NRMSE pour différentes valeurs de  $\gamma$  et  $C$  pour les deux événements et pour chaque instrument. Notons que lorsqu'une valeur d'un des paramètres est changée, la valeur de l'autre paramètre est gardée par défaut. Ceci explique les fortes NRMSE dans les courants moyennés sur 30 minutes. Nous verrons dans la suite que, lorsque les deux paramètres sont correctement ajustés, les erreurs sont moins importantes.

Nous choisissons un couple unique ( $\gamma_{\text{opt}}$  et  $C_{\text{opt}}$ ) permettant de bien représenter les hauteurs de vagues et les intensités de courants pour les deux événements à la fois. En plus des écarts montrés sur la figure 4.4, une analyse qualitative de l'évolution temporelle, au cours des deux événements, des hauteurs de vagues et des courants moyennés sur 5 minutes a été effectuée. Cette analyse qualitative permet de compléter l'analyse quantitative de la figure 4.4 et de conforter notre choix de paramètres optimaux. Ces derniers sont ainsi choisis pour les deux événements :  $\gamma_{\text{opt}} = 0.5$  et  $C_{\text{opt}} = 45 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$ . Dans la suite, nous utilisons ce couple de paramètres optimaux et validons XB-SB avec la mesure.

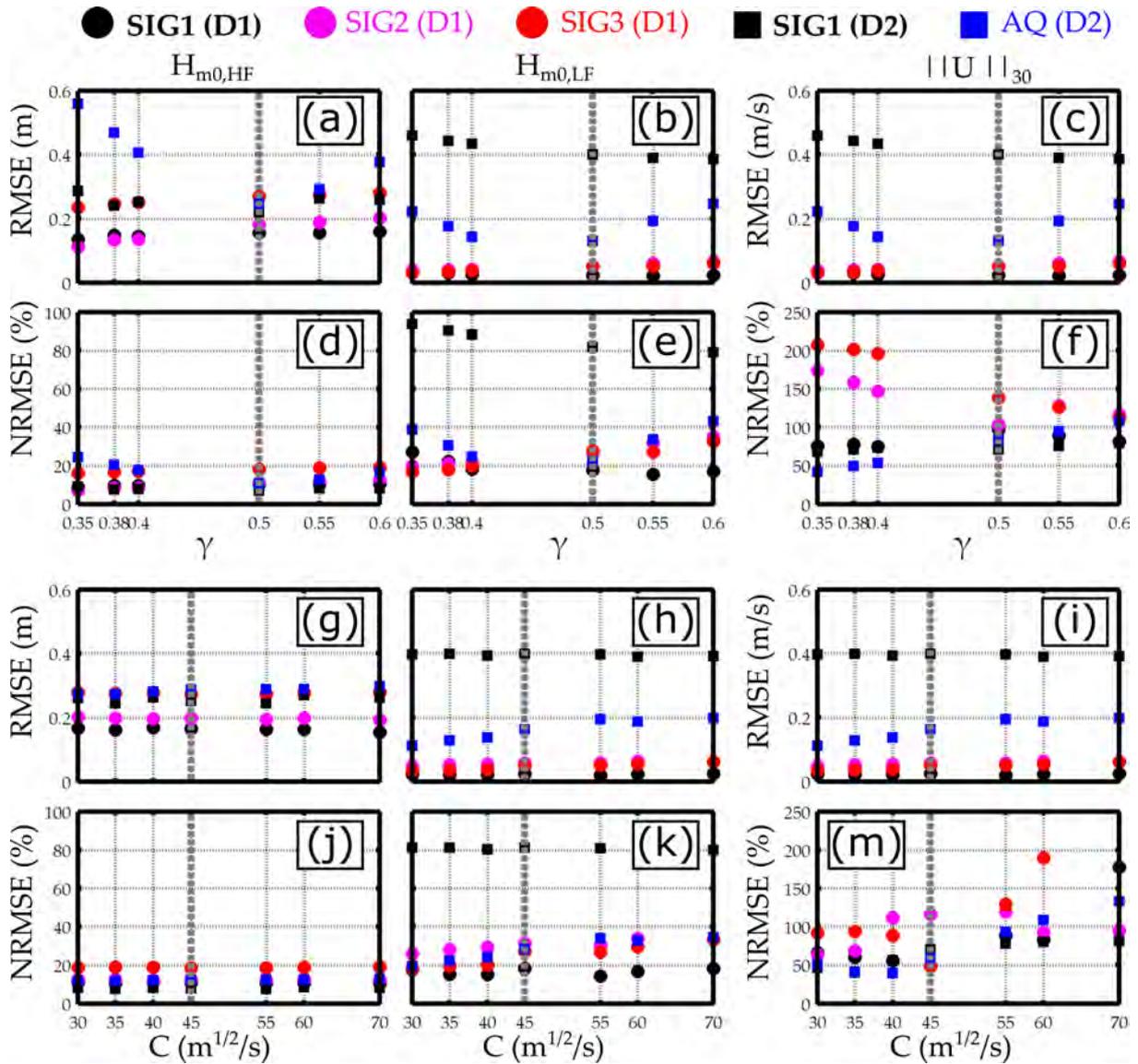


FIGURE 4.4 – Erreur quadratique moyenne (RMSE ; eq. 4.24a) et RMSE normalisée (NRMSE ; eq. 4.24b) des hauteurs significatives gravitaires ( $H_{m0,HF}$  ; colonne de gauche), et infragravitaires ( $H_{m0,LF}$  ; colonne du milieu) et de l'intensité des vitesses moyennées sur 30 min ( $\|U\|_{30}$  ; colonne de gauche) pour différentes valeurs de  $\gamma$  (a-f) et de  $C$  (g-m) calculées à chaque instrument. La ligne verticale en gris indique la valeur du paramètre choisie pour la suite. Notons que pour (a-f) et pour (g-m),  $C$  et  $\gamma$  sont pris par défaut respectivement, c'est-à-dire  $C = 55 m^{1/2}/s$  et  $\gamma = 0.55$ .

## 4.5.2 Vagues

Les figures 4.5 et 4.6 montrent une comparaison de l'évolution temporelle des hauteurs significatives gravitaire (panels de gauche ; rouge) et infragravitaire (panels de droite ; bleu) pour chaque instrument et pour les deux évènements. Pour chaque évènement et chaque instrument, le tableau 4.1 présente les valeurs moyennées sur l'ensemble de l'évènement de chaque grandeur et des erreurs associées.

Une fois calibré, XB-SB permet de bien reproduire l'évolution temporelle des hauteurs significatives pour chaque instrument et pour chaque évènement. Pendant D1 (Figure 4.5), les hauteurs de vagues simulées sont en bon accord avec les hauteurs de vagues mesurées, avec des RMSE entre 0.18 et 0.30 m correspondant à des NRMSE entre 11.6 et 20 %. De même, les hauteurs infragravitaires sont bien reproduites avec des RMSE de l'ordre de quelques centimètres, correspondant à des NRMSE de l'ordre de 20 % pendant l'évènement D1. Pendant le second cycle de marée de D1, les hauteurs gravitaires et infragravitaires sont surestimées par le modèle avec des biais relatifs allant jusqu'à 0.17. Ce biais pourrait être expliqué par l'arrivée d'une houle courte secondaire venant du Nord en début d'après-midi du 23/10/18 (Figure 4.7). Cette houle rend le spectre au large plus étalé en fréquence et direction et s'approche des limites de validité du modèle.

Pendant l'évènement D2 (Figure 4.6), le modèle est capable de bien simuler l'évolution temporelle des hauteurs significatives au large (SIG1) et en zone de *surf* (AQ). Pour les vagues, le pic de tempête au large et la modulation tidale prononcée en zone de *surf* sont correctement reproduits, avec des NRMSE de l'ordre de 10 %. Notons que l'asymétrie de la modulation tidale en zone de *surf* est moins bien reproduite avec une légère ( $\approx 20$  cm) sur- et sous-estimation des hauteurs simulées à marée basse et marée haute, respectivement. L'évolution temporelle des hauteurs infragravitaires est en bon accord avec le modèle, avec des NRMSE de l'ordre de 20 % pendant toute la période. En zone de *surf*, les hauteurs infragravitaires modélisées sont surestimées de l'ordre de 20 % à marée basse. Ceci pourrait s'expliquer par la réflexion des ondes infragravitaires mal représentée par le modèle à marée basse pendant D2.

Globalement, les hauteurs significatives gravitaires et infragravitaires sont bien simulées

par XB-SB pour les deux évènements. En rassemblant ces deux évènements, les hauteurs simulées et mesurées sont bien corrélées et peu biaisées, avec des coefficients de corrélation de l'ordre de 0.8 (Figure 4.8a et b).

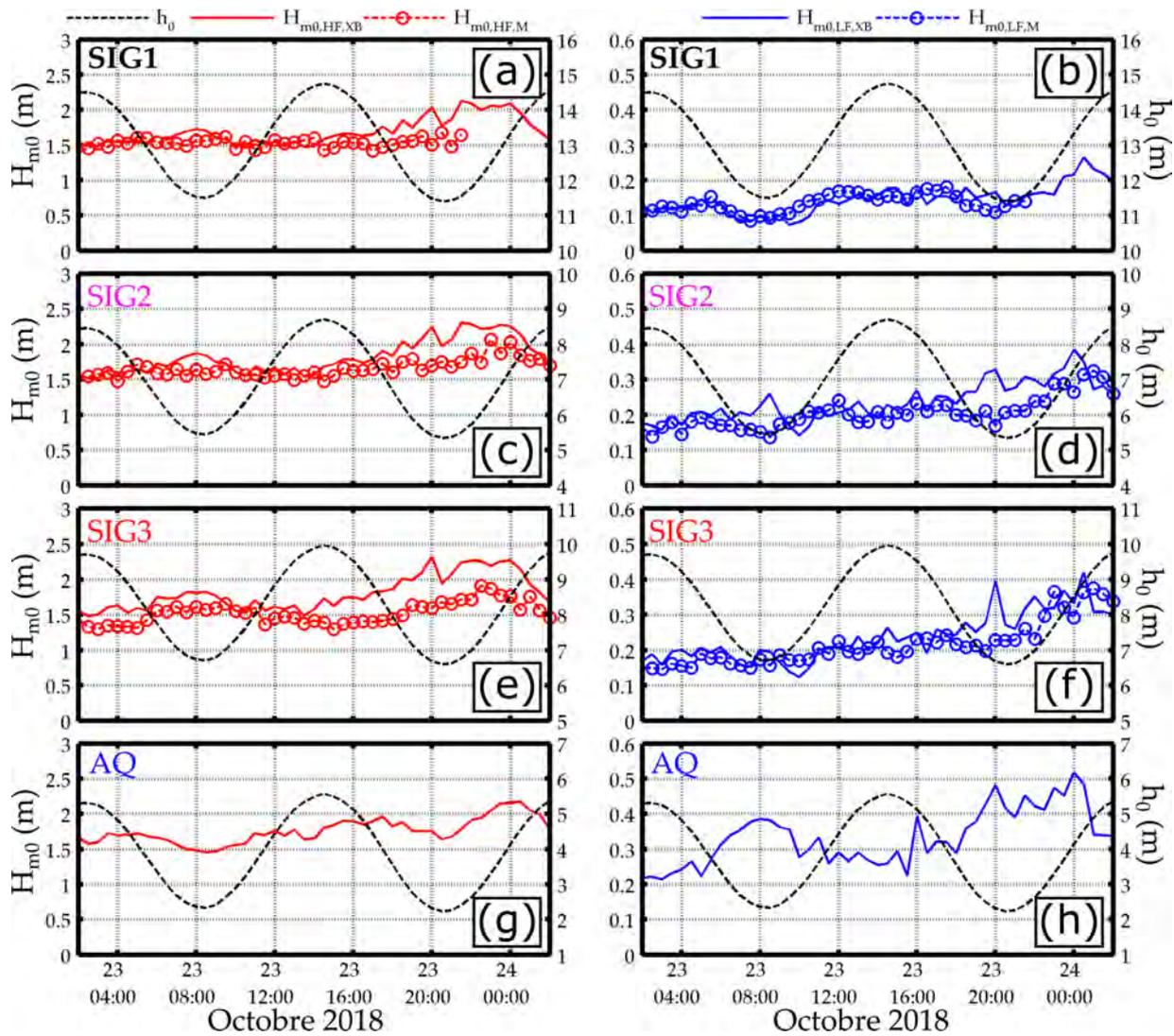


FIGURE 4.5 – Hauteurs significatives modélisées et mesurées des ondes courtes ( $H_{m0,HF,XB}$  et  $H_{m0,HF,M}$ ; rouge; colonne de gauche) et longues ( $H_{m0,LF,XB}$  et  $H_{m0,LF,M}$ ; bleu; colonne de droite) à chaque instrument pour l'évènement D1.  $h_0$  est la profondeur d'eau.

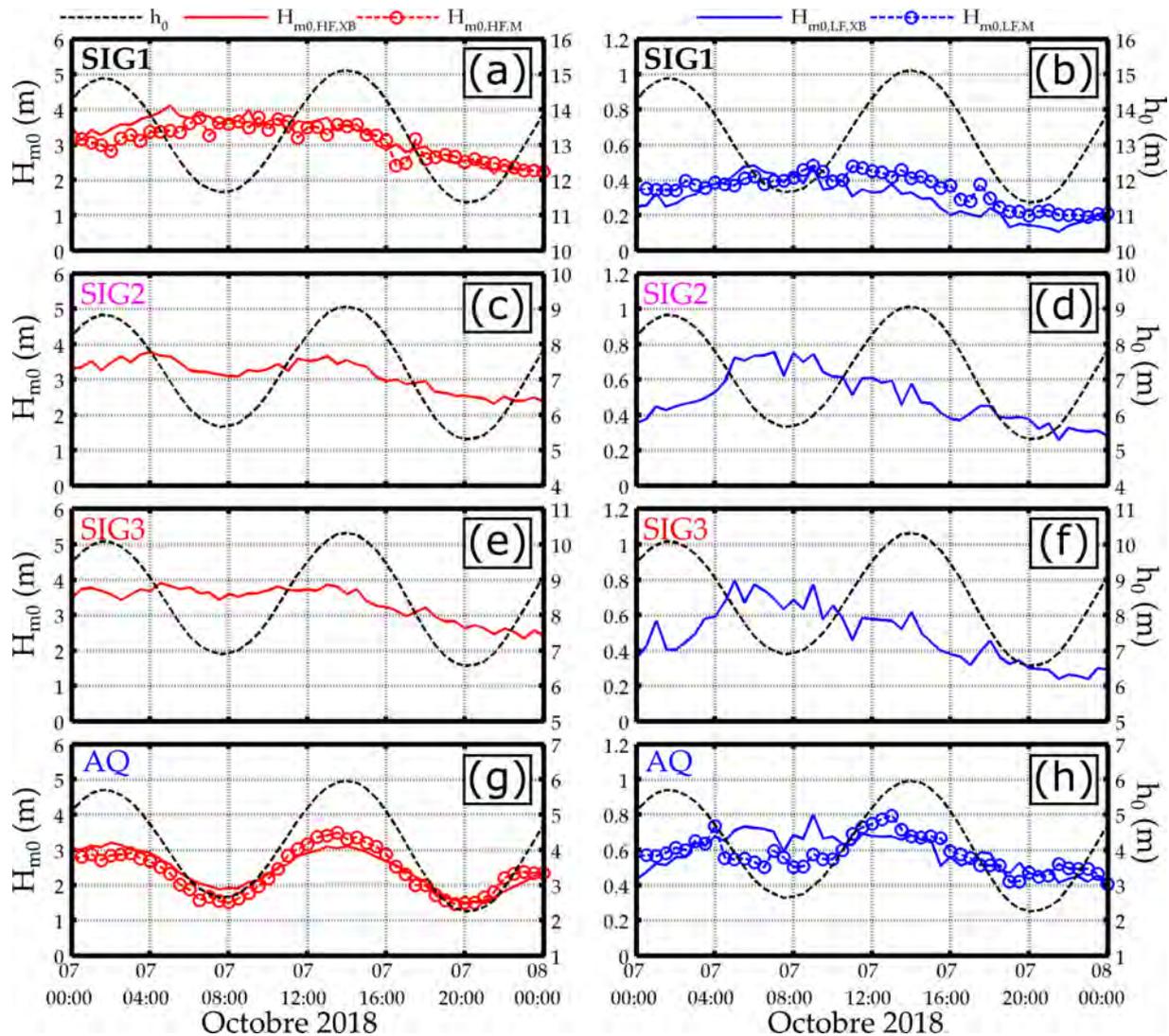


FIGURE 4.6 – Hauteurs significatives modélisées et mesurées des ondes courtes ( $H_{m0,HE,XB}$  et  $H_{m0,HFM}$ ; rouge; colonne de gauche) et longues ( $H_{m0,LF,XB}$  et  $H_{m0,LFM}$ ; bleu; colonne de droite) à chaque instrument pour l'évènement D2.  $h_0$  est la profondeur d'eau.

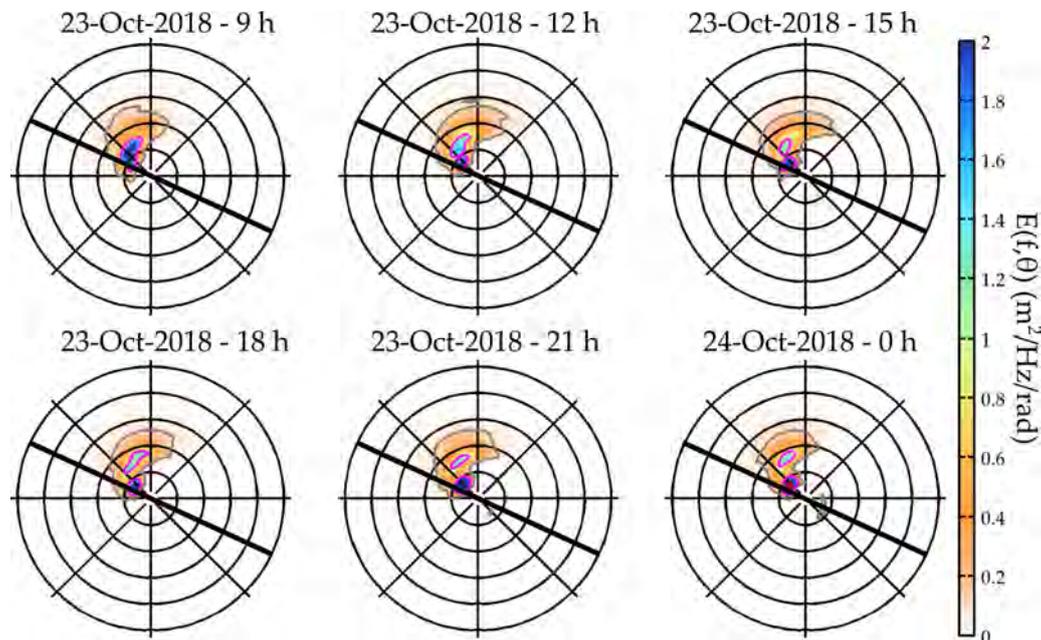


FIGURE 4.7 – Évolution temporelle du spectre directionnel mesuré au large pendant l'évènement D1 du 23/10/18 9h au 24/10/18 0h. Les spectres sont tracés toutes les 3h afin de mettre en évidence l'apparition d'une seconde houle courte venant du nord à partir de 12-15 h. Les fréquences et les directions sont identiques aux figures 4.3d et e.

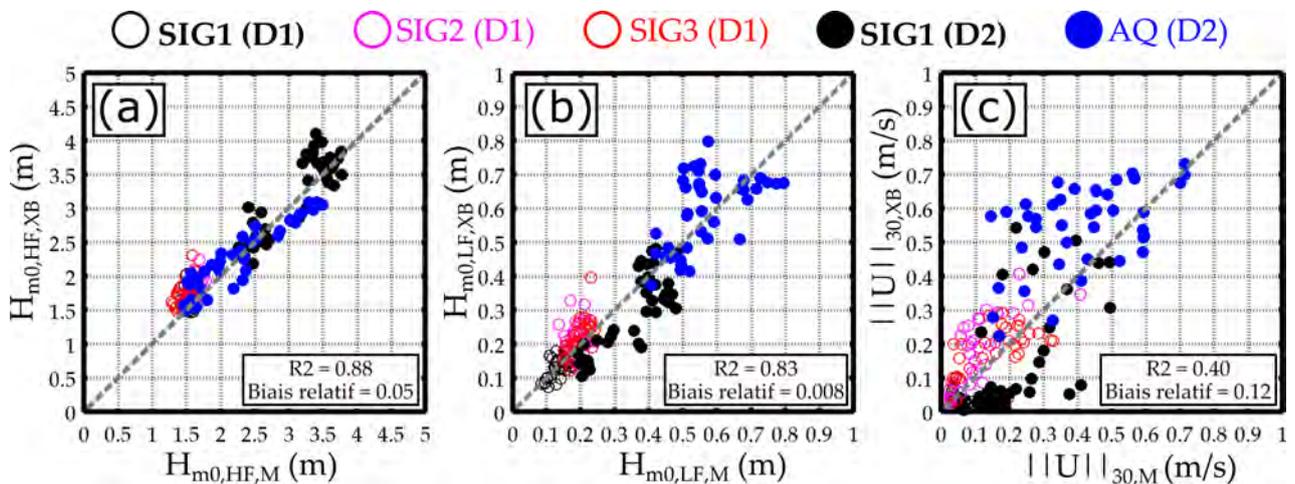


FIGURE 4.8 – Comparaison mesure versus modèle pour les évènements D1 et D2 à chaque instrument. (a) : hauteurs significatives des ondes courtes ( $H_{m0,HF,M}$  et  $H_{m0,HF,XB}$ ); (b) hauteurs significatives des ondes longues ( $H_{m0,LF,M}$  et  $H_{m0,LF,XB}$ ) et (c) intensités des vitesses moyennées sur 30 min ( $\|U\|_{30,M}$  et  $\|U\|_{30,XB}$ ). Pour chaque panel est indiqué le coefficient de corrélation  $R^2$  et le biais relatif de l'ensemble des points.

		D1			D2	
		SIG1	SIG2	SIG3	SIG1	AQ
$H_{m0,HF}$	$\bar{H}_{m0,HF,M}$ (m)	1.50	1.61	1.49	2.88	2.30
	$\bar{H}_{m0,HF,XB}$ (m)	1.64	1.76	1.75	3.03	2.33
	RMSE (m)	0.18	0.20	0.30	0.29	0.25
	NRMSE (%)	11.6	12.3	20.0	9.4	11.1
	Biais relatif	0.07	0.08	0.17	0.03	-0.003
$H_{m0,LF}$	$\bar{H}_{m0,LF,M}$ (m)	0.13	0.20	0.21	0.31	0.53
	$\bar{H}_{m0,LF,XB}$ (m)	0.15	0.24	0.25	0.25	0.52
	RMSE (m)	0.02	0.05	0.04	0.09	0.10
	NRMSE (%)	18.6	28.4	23.0	25.0	18.2
	Biais relatif	-0.04	0.17	0.11	-0.17	0.05
$\ \mathbf{U}\ _{30}$	$\ \mathbf{U}\ _{30,M}$ (m/s)	0.04	0.10	0.15	0.18	0.32
	$\ \mathbf{U}\ _{30,XB}$ (m/s)	0.03	0.18	0.15	0.15	0.42
	RMSE (m/s)	0.03	0.09	0.07	0.15	0.19
	NRMSE (%)	59.7	89.4	49.8	68.4	47.5
	Biais relatif	-0.25	0.64	0.11	-0.36	0.32

TABLE 4.1 – Erreur quadratique moyenne (RMSE), erreur quadratique moyenne normalisée (NRMSE) et biais relatif pour chaque évènement et chaque instrument des hauteurs significatives gravitaires ( $H_{m0,HF}$ ) et infragravitaires ( $H_{m0,LF}$ ) et des intensités de vitesses moyennées sur 30 minutes ( $\|\mathbf{U}\|_{30}$ ). La moyenne sur l'ensemble de l'évènement des hauteurs et courants mesurées et modélisées est indiquée par les notations  $\bar{H}_{m0,LF,M}$  et  $\bar{H}_{m0,HF,XB}$ ,  $\bar{H}_{m0,LF,M}$  et  $\bar{H}_{m0,HF,XB}$ ,  $\|\mathbf{U}\|_{30,M}$  et  $\|\mathbf{U}\|_{30,XB}$ .

### 4.5.3 Courants

Les figures 4.9 et 4.11 montrent une comparaison de l'évolution temporelle des vitesses (panels de gauche) et intensités associées moyennées sur 5 minutes (panels de droite) pour chaque instrument et pour les deux évènements. L'intensité et la direction des courants de déflexion peu et très énergétiques sont globalement bien reproduites par le modèle. Pendant D1, le modèle est capable de correctement prédire la modulation tidale du courant de déflexion, avec un courant quasi-inexistant à marée haute et plus intense à marée basse.

Au SIG2, l'intensité du courant à marée basse est surestimée par le modèle, avec un courant prédit de l'ordre de 0.30 m/s contre 0.18 m/s pour la mesure (voir à 8h sur les panels a

et b de la figure 4.9). Cette période correspond à la période de déploiement des *drifters* dont la mesure est comparée au modèle sur la figure 4.10. Sur cette figure, le champ de vitesses moyennes Lagrangiennes mesurées en surface (panel de gauche; Mesures *drifters*) est comparé avec le champ de vitesses moyennes Lagrangiennes modélisées et interpolées sur la même grille que la mesure (panel de droite; XB-SB). Notons qu'une analyse de la variabilité verticale des vitesses horizontales mesurées par les ADCPs a été effectuée et a montré que le courant de déflexion est quasi-uniforme aux points de mesure pendant la période de déploiement des *drifters*. Il est alors légitime de comparer les vitesses mesurées en surface par les *drifters* et moyennées suivant la verticale modélisées par XB-SB proche du cap. Pour cette période, l'intensité et la direction du courant de déflexion le long du cap de la mesure (Figure 4.10a) et du modèle (Figure 4.10b) sont du même ordre, avec des vitesses autour de 0.2-0.3 m/s. L'intensité du courant de déflexion modélisée le long du cap est en moyenne sous-estimée par approximativement 0.05-0.10 m/s.

Au large du cap (distance *cross-shore* < -700 m), le modèle n'est pas capable de reproduire l'extension au large du courant de déflexion (tête du courant).

Ceci s'expliquerait par le fait que le courant déflexion au large de la zone de *surf* soit cisailé suivant la verticale avec des vitesses maximales en surface. En effet, les mesures au capteur proche du cap (SIG3) indiquent que le courant de déflexion est plus intense proche de la surface à pleine marée haute (hors de la période de déploiement des *drifters*). Pendant la marée basse et la mi-marée (pendant la période de déploiement de *drifters*; Figure 4.10), la tête du courant, qui se situe au large du cap, pourrait être sujet à un fort cisaillement. Il est alors logique que l'approche 2DH utilisée ici sous-estime fortement l'intensité du courant de déflexion au large. Pour simuler correctement ces courants cisailés, il serait pertinent d'utiliser des modèles 3D. Cette perspective sera évoquée à la fin de ce chapitre. Enfin, nous verrons plus tard que cette forte sous-estimation du courant au large pourrait aussi être renforcée par une mauvaise prédiction d'un courant venant de la baie adjacente (la Grande Plage de Biarritz; GPB) et qui a un impact très important sur le schéma de déflexion au large.

Pendant l'évènement de déflexion énergétique (D2), les vitesses mesurées et modélisées au large et en zone de *surf* sont en bon accord (Figure 4.11a,b et g,h). En zone de *surf*, la

modulation tidale et l'intensité moyenne du courant de déflexion sont bien reproduites par le modèle. Pendant la première marée montante (07/10/18 à 10h) et la deuxième marée descendante (07/10/18 à 16h), le modèle surestime l'intensité du courant de 0.1 m/s. Au large, la modulation tidale et l'intensité moyenne du courant de déflexion sont correctement prédites par le modèle. En particulier, pendant la première marée basse, le modèle est capable de bien reproduire l'intensité moyenne et les fluctuations très basses fréquences du courant de déflexion (nous y reviendrons en dessous). Dans la figure 4.11a, une différence dans la direction du courant de déflexion modélisé et mesuré est à noter, avec l'intensité de la composante *longshore* sous-estimée par le modèle. Ceci indique que le modèle prévoit un courant de déflexion moins incliné, par rapport l'axe *cross-shore*, que la réalité. A la fin de la deuxième marée descendante (07/10/18 à 18h), le pic d'intensité du courant de déflexion présent au large pendant moins de 2h n'est pas reproduit par le modèle.

Dans l'ensemble, l'intensité et la direction du courant de déflexion modélisé pour des conditions peu énergétiques (D1) et très énergétiques (D2) sont en bon accord avec la mesure. L'intensité des courants obtenus avec XB-SB est du même ordre de grandeur que la mesure, avec des coefficients de corrélation de 0.40 et un biais relatif de 0.12 (Figure 4.8c).

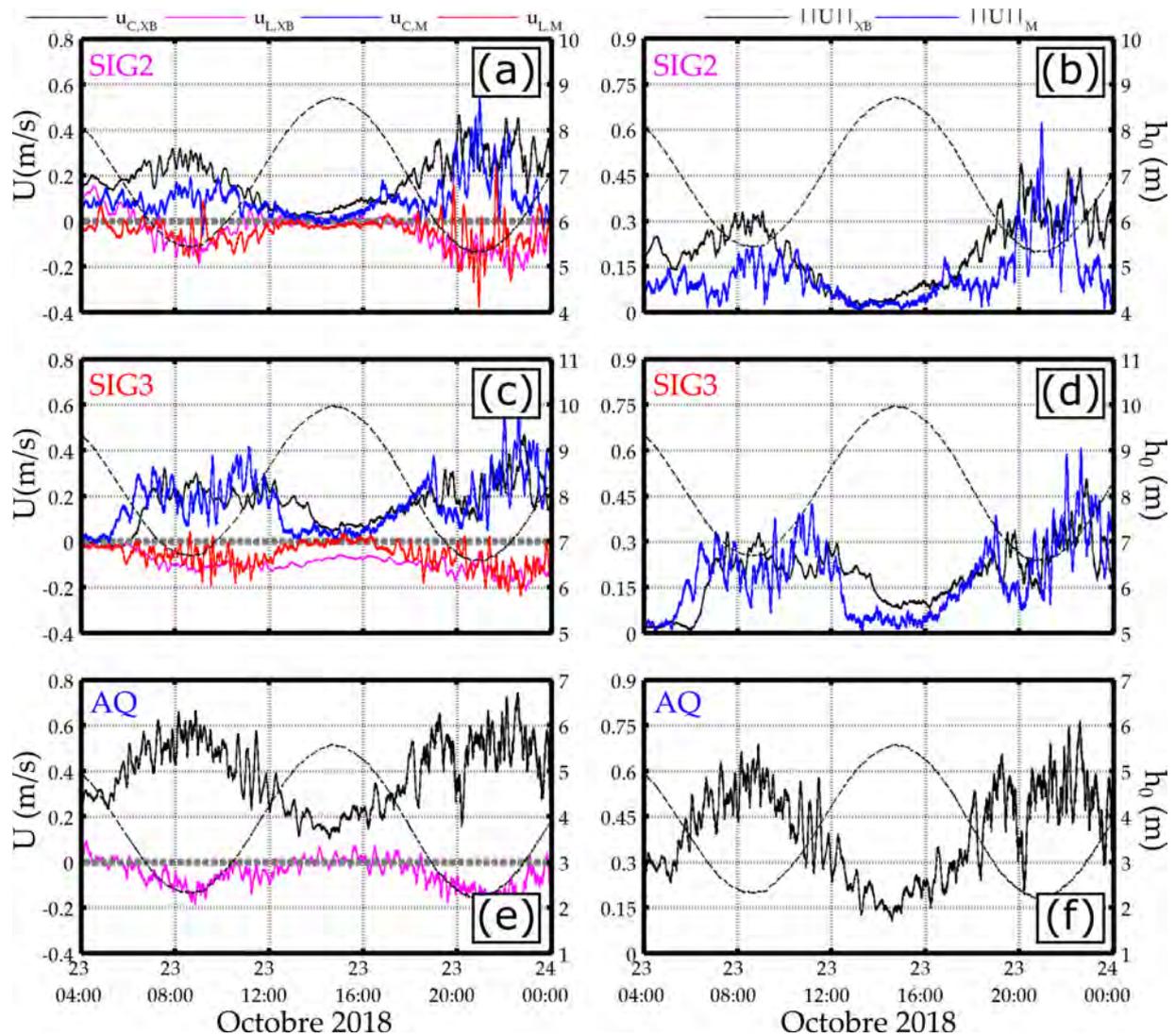


FIGURE 4.9 – Vitesses *cross-shore* et *longshore* moyennées sur 5 min modélisées ( $u_{C,XB}$  et  $u_{L,XB}$ ; noir et magenta; colonne de gauche) et mesurées ( $u_{C,M}$  et  $u_{L,M}$ ; bleu et rouge; colonne de gauche) et les intensités associées ( $\|U\|_{XB}$  et  $\|U\|_M$ ; noir et bleu; colonne de droite) à chaque instrument pour l'évènement D1.  $h_0$  est la profondeur d'eau.

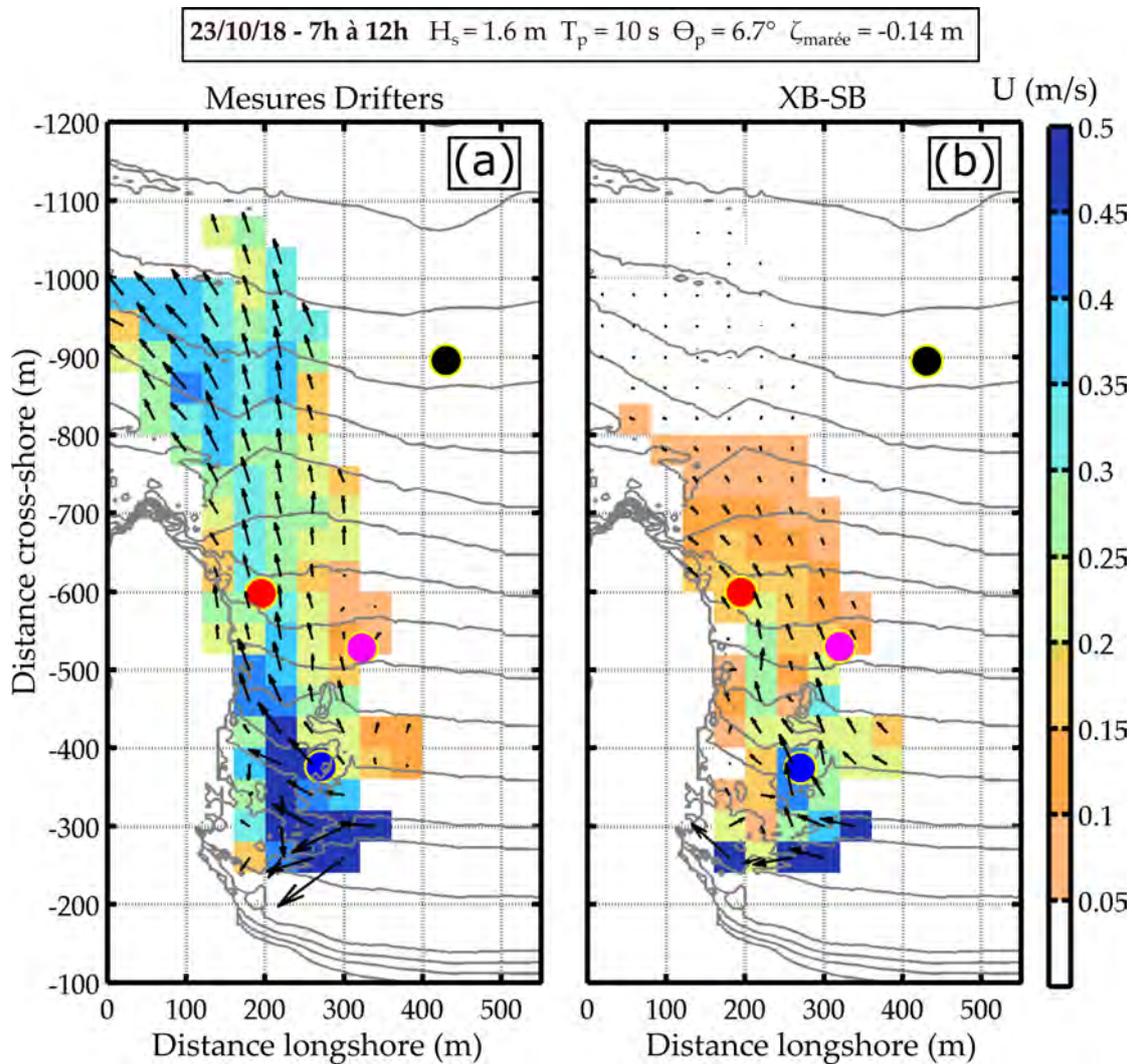


FIGURE 4.10 – (a) Champs de vitesse moyenne Lagrangienne mesuré en surface (Mesures *drifters*); (b) Champs de vitesse moyenne Lagrangienne modélisé (XB-SB) interpolé sur la même grille que la mesure *drifters*. La période sur laquelle les vitesses sont moyennées ainsi que les conditions de vagues au large ( $H_s$ ,  $T_p$ ,  $\theta_p$ ) et d'élévation de marée ( $\zeta_{\text{marée}}$ ) associées sont indiquées dans le cadre au dessus des panels.

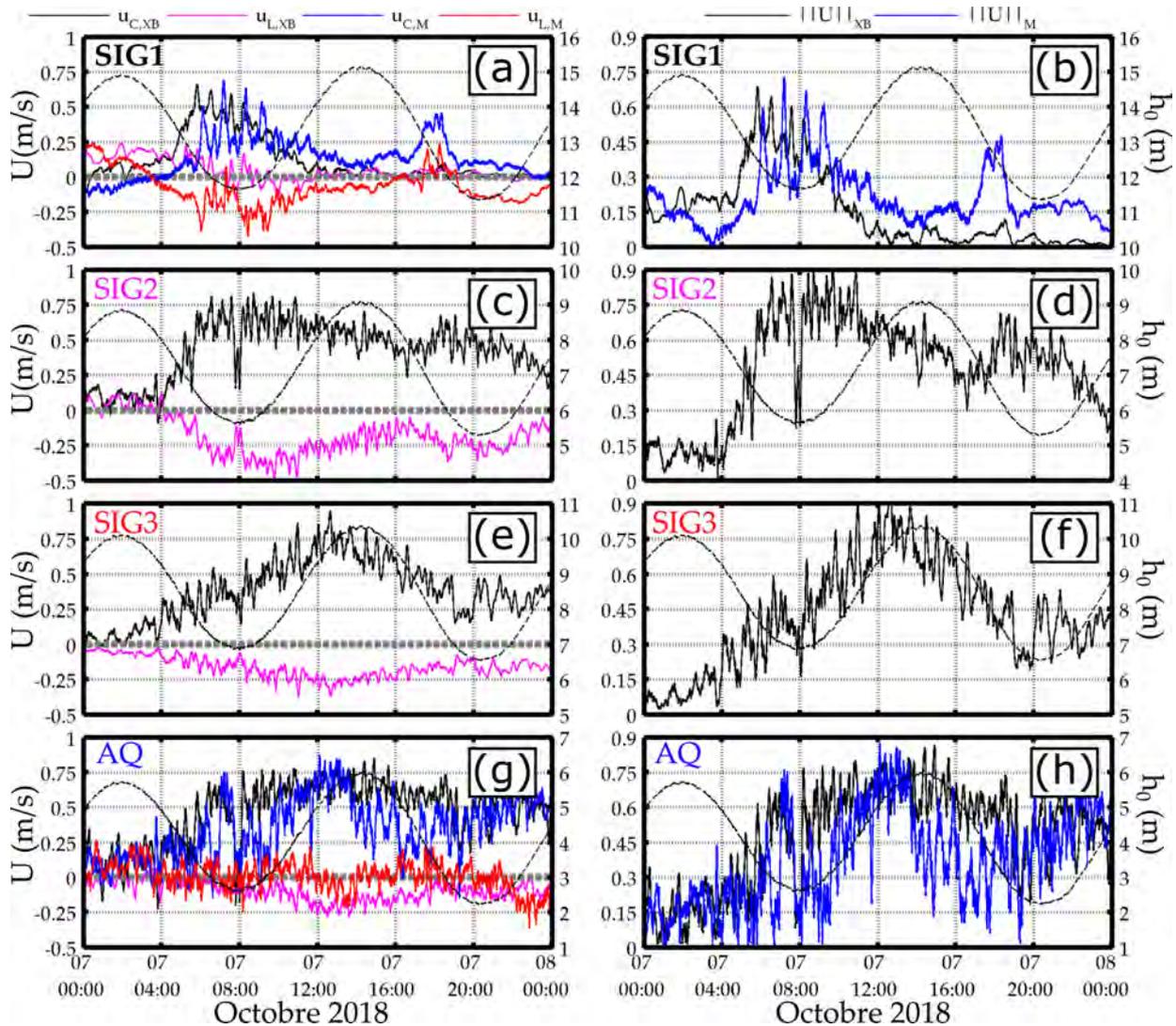


FIGURE 4.11 – Vitesses *cross-shore* et *longshore* moyennées sur 5 min modélisées ( $u_{C,XB}$  et  $u_{L,XB}$ ; noir et magenta; colonne de gauche) et mesurées ( $u_{C,M}$  et  $u_{L,M}$ ; bleu et rouge; colonne de gauche) et les intensités associées ( $\|U\|_{XB}$  et  $\|U\|_M$ ; noir et bleu; colonne de droite) à chaque instrument pour l'évènement D2.  $h_0$  est la profondeur d'eau.

Afin d'évaluer plus précisément la capacité du modèle à reproduire les fluctuations VLFs du courant de déflexion très énergétique à marée basse, le spectre de la intensité des vitesses instantanées de la mesure et du modèle est comparé (Figure 4.12b). Comme illustré sur le zoom à marée basse des intensités au large (Figure 4.12a), l'intensité et la période caractéristique ( $O(1)h$ ) des fluctuations VLFs sont bien calculées par le modèle. Un déphasage temporel entre les fluctuations de la mesure et modèle est à noter.

Dans la bande VLF, les niveaux d'énergies du spectre modélisé sont du même ordre de grandeur que la mesure. Au large, le spectre dans la bande infragravitaire est sous-estimé d'un ordre de grandeur et le spectre en zone de *surf* est en accord avec la mesure. Le tableau 4.2 indique la valeur et l'erreur relative associée des vitesses quadratiques moyennes dans la bande VLF à marée basse, et calculées selon Reniers *et al.* (2007). L'intensité des fluctuations VLFs simulée et mesurée sont du même ordre de grandeur en zone de *surf* et au large avec une erreur relative de l'ordre de 20 et 30 %, respectivement.

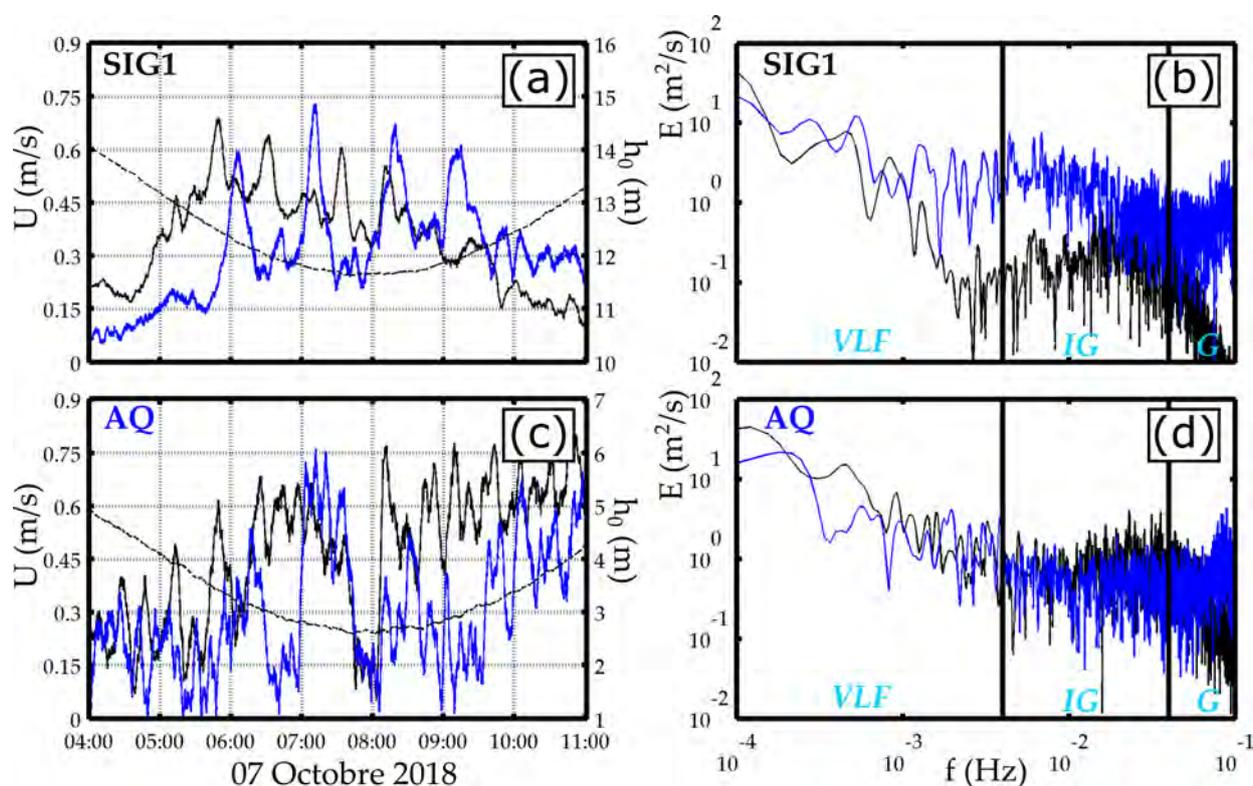


FIGURE 4.12 – Zoom à marée basse pendant l'évènement D2. (a) et (c) : Intensité des vitesses moyennées sur 5 min modélisées (noir) et mesurées (bleu); (b) et (d) : Spectre de la intensité des vitesses modélisées (noir) et mesurées (bleu). Les droites noires indiquent les fréquences 0.004 Hz et 0.04 Hz, séparant les domaines très basses fréquences (VLF), infragravitaire (IG) et gravitaire (G).

	<b>D2 - 07/11/18 - 4h à 11h</b>	
	<b>SIG1</b>	<b>AQ</b>
$U_{\text{rms,VLF,M}}$ (m/s)	0.15	0.23
$U_{\text{rms,VLF,XB}}$ (m/s)	0.10	0.18
Erreur relative (%)	33	22

TABLE 4.2 – Vitesse quadratique moyenne dans la bande VLF mesurée et modélisée ( $U_{\text{rms,VLF,M}}$  et  $U_{\text{rms,VLF,XB}}$ ) à SIG1 et AQ, et l'erreur relative associée, pendant la marée basse de l'évènement D2 (07/11/18 - 4h à 11h).  $U_{\text{rms,VLF}}$  est calculée selon [Reniers et al. \(2007\)](#).

Pour conclure, après une étape de calibration, XB-SB permet de reproduire correctement l'hydrodynamique (vagues et courants) lors des évènements de déflexion peu et très énergétiques. Pour l'ensemble des évènements, les hauteurs significatives mesurées et modélisées sont bien corrélées ( $R^2 > 0.8$ ). XB-SB est aussi capable de bien prédire l'évolution temporelle des vitesses Eulériennes moyennées sur 5 min mesurées par les ADCPs *i.e.* leur forte modulation tidale ainsi que l'ordre de grandeur de l'intensité des courants de déflexion ( $R^2 = 0.4$ ). Pour l'évènement peu énergétique, l'extension au large du courant de déflexion mis en évidence par les mesures *drifters* n'est pas reproduite par le modèle. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que l'approche 2DH utilisée ici ne soit pas adaptée pour modéliser le courant intense en surface au large du cap. Cette limitation des approches 2DH, et donc la pertinence de l'application de modèle 3D pour modéliser ces courants cisailés seront discutées dans la section 4.8. Pour l'évènement très énergétique, les fluctuations intenses dans la bande VLF du courant de déflexion au large et en zone de *surf* sont bien prédites par le modèle. L'analyse comparative faite dans cette section nous permet de valider la capacité d'XB-SB à modéliser les courants de déflexion peu et très énergétiques. Dans les prochaines sections, la variabilité spatio-temporelle des courants de déflexion est examinée plus en détails et leur réponse à différents forçages est explorée.

## 4.6 Dynamique des courants de déflexion

Dans cette section, nous décrivons les résultats du modèle pour mieux comprendre la modulation tidale et l'emprise spatiale des courants de déflexion. Les composantes les plus influentes sur le schéma de déflexion à PCA sont identifiées. La modulation tidale de variabilité spatiale des fluctuations VLF est ensuite mise en évidence. Puis, une analyse de l'évolution spatio-temporelle des courants le long de transects positionnés à des endroits stratégiques du domaine est effectuée.

### 4.6.1 Modulation tidale et emprise spatiale

Afin d'évaluer la modulation tidale et l'emprise spatiale des courants de déflexion, nous présentons sur la figure 4.13 le champ de vitesses moyennées à marée basse (panels de gauche) et marée haute (panels de droite) pendant les évènements D1 (panels du haut) et D2 (panels du bas). Cette figure met en évidence l'influence significative de la marée et des conditions de vagues au large sur le schéma des courants de déflexion (e.g. leur emprise spatiale, leur forme). Pendant D1, le courant de dérive est intense à marée basse ( $\approx 0.4$  m/s). Comme déjà indiqué (Figure 4.10), il est défléchi par le cap mais ne s'étend pas au large. A marée haute, le courant de dérive est peu intense ( $\approx 0.2$  m/s) et n'induit pas de courant de déflexion.

Pendant D2, la combinaison d'un courant de dérive très intense (0.5-1.0 m/s) et d'une zone de *surf* large (400-500 m) induit un courant de déflexion très intense et qui s'étend bien plus au large que pour l'évènement D1. Pendant cet évènement très énergétique, le schéma de déflexion est sensible à la marée. A marée basse, tout le corps du courant de déflexion, composé de son cou (proche du cap) et de sa tête (au large du cap), est très large ( $\approx 500$  m). La tête du courant est peu inclinée par rapport à l'axe *cross-shore* à marée basse, jusqu'à même présenter une composante *longshore* positive au large (orienté vers le Nord).

A marée haute, le courant de déflexion et la zone de *surf* sont moins large (respectivement de l'ordre de 200 m et 300 m). Le long du cap, le courant de déflexion est contraint sur une distance bien inférieure à celle à marée basse et est plus intense (d'à peu près 0.2 m/s) qu'à marée basse. Toujours à marée haute, l'inclinaison et l'emprise spatiale de la tête du courant

sont nettement différentes qu'à marée basse. La tête est cette fois inclinée en direction du Sud *i.e.* dans le sens du courant de dérive de PCA. Tout comme le cou, la tête est moins large qu'à marée basse.

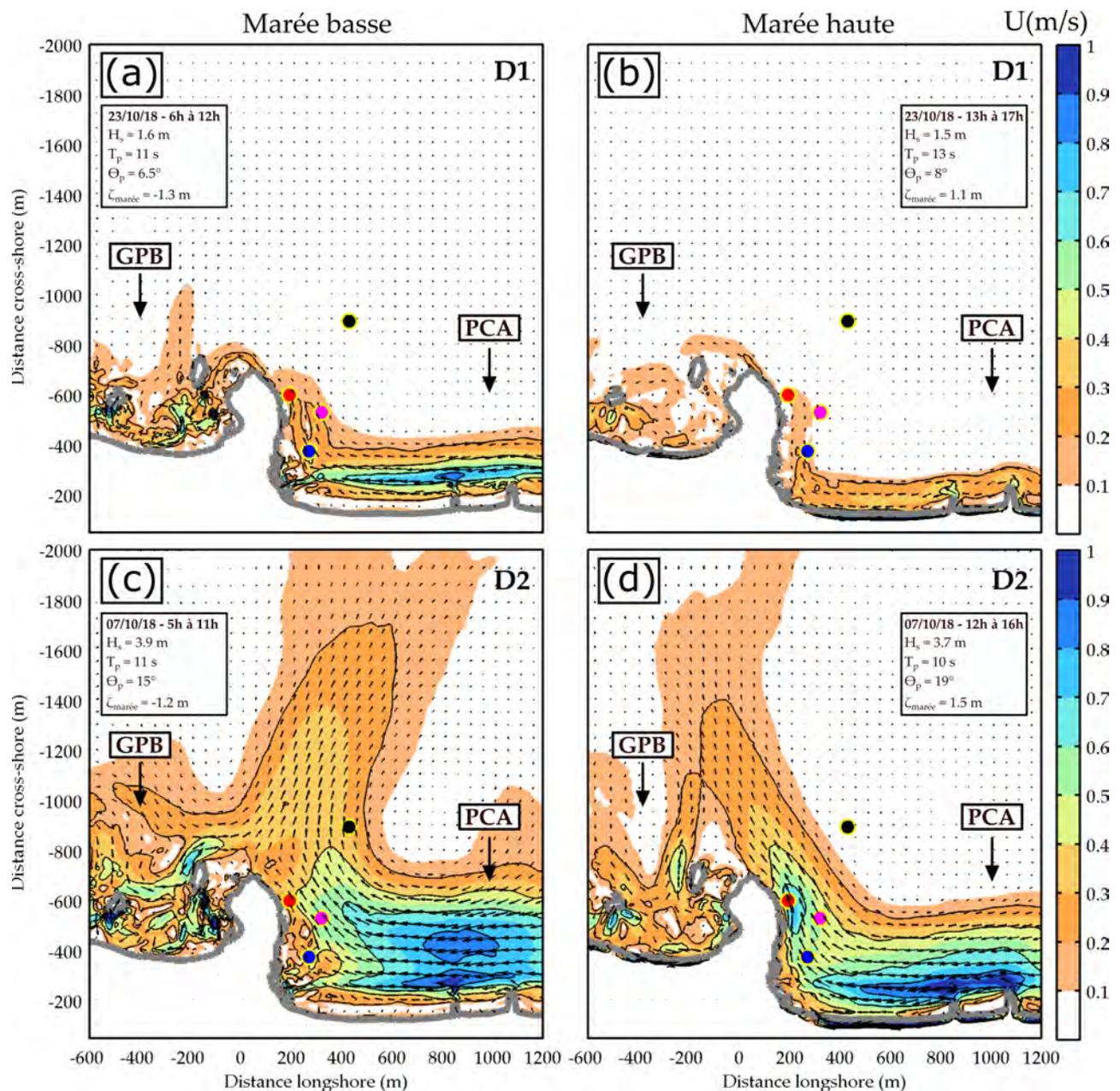


FIGURE 4.13 – Champs de vitesse moyenne à marée basse (colonne de gauche) et marée haute (colonne de droite) pendant les évènements D1 (haut) et D2 (bas). Pour chaque panel, le texte indique la période durant laquelle les vitesses sont moyennées ainsi que les conditions de vagues au large ( $H_s$ ,  $T_p$ ,  $\theta_p$ ) et d'élévation de marée ( $\zeta_{\text{marée}}$ ) associées.

Étonnamment, l'extension du courant de déflexion au large à marée basse et à marée haute est relativement similaire. A marée basse, l'intensité du courant s'élève autour de 0.2 m/s à 1400 m au large de la plage. Pour cette même valeur d'intensité, le courant s'étend à 1200 m au large à marée haute. Ce type de schéma est différent de ce qui a été modélisé par [Scott et al. \(2016\)](#) le long d'épis espacés de la même distance. Pour rappel, les auteurs montrent que, dans leur configuration, le courant de dérive n'est plus complètement défléchi vers le large et une partie est transmise de l'autre côté du cap lorsque la largeur de la zone de *surf*  $X_s$  et la longueur du cap  $L_g$  sont du même ordre (voir Figure 3.5). Lorsque la largeur de zone de *surf* est moins importante que la longueur du cap, tout le courant de dérive est défléchi par le cap vers le large. A la marée basse de D2 pendant laquelle  $L_g/X_s = O(1)$  (avec  $L_g \approx X_s = 500$  m), le courant de dérive à PCA est complètement défléchi par le cap vers le large. Ce dernier constat est en fait lié à l'impact significatif d'un courant venant de la baie adjacente (Grande Plage de Biarritz ; GPB) sur le schéma de déflexion et que nous allons maintenant décrire.

Pendant l'évènement D2, un courant intense présent à GPB et pour les deux niveaux de marée est notable. C'est un courant de dérive dirigé vers PCA et dont l'intensité et l'orientation sont fortement modulées par la marée. En effet, selon la marée, ce courant de dérive est partiellement ou complètement défléchi lorsqu'il rencontre l'îlot rocheux présent proche du cap et du côté de GPB. A marée basse, il est peu défléchi et est intense ( $\approx 0.3$  m/s) et étroit ( $\approx 100$  m). Dans ce dernier cas, il défléchit le reste du courant de dérive de PCA qui n'est pas défléchi par le cap, déviant la tête du courant de déflexion de PCA vers le large. A marée haute, le courant venant de GPB est légèrement moins intense ( $\approx 0.2$  m/s), plus étroit ( $\approx 50$  m) et est complètement défléchi par l'îlot vers le large. Dans ce dernier cas, sa composante *longshore* est quasi-nulle et a donc moins d'influence sur le courant de déflexion à PCA qu'à marée basse.

Pendant l'évènement D1, le courant de dérive à GPB n'est pas présent à marée haute et est très peu intense à marée basse ( $\approx 0.1$  m/s). Celui-ci n'a donc aucune influence sur les courants à PCA. Précédemment, nous avons vu que le modèle n'était pas capable de reproduire l'extension au large du courant de déflexion (Figure 4.10). En plus de l'hypothèse que nous avons émise sur le caractère cisailé suivant la verticale du courant au large, la reproduction

incorrecte du courant venant de GPB pourrait être aussi contribuer à la forte sous-estimation de l'extension au large du courant. En effet, le courant venant de GPB pourrait être, en réalité, plus intense et pourrait donc renforcer le courant de déflexion vers le large. De la même manière, pendant D2, la comparaison des vitesses Eulériennes modélisées et mesurées au SIG1 indique que la composante *longshore* négative est sous-estimée par le modèle (Figure 4.11a). Cette sous-estimation indique que la tête du courant de déflexion modélisé à marée basse est moins inclinée que la tête du courant de déflexion réel.

Ainsi, cette première analyse a montré que le schéma de déflexion (*e.g.* emprise spatiale, forme, intensité) est fortement influencé par les conditions de forçage (marée et conditions de vagues au large). En effet, ce forçage détermine la largeur de la zone de *surf*, l'intensité du courant de dérive à PCA ainsi que l'intensité et l'orientation du courant venant de GPB, et qui ont été identifiées comme des composantes importantes pour le schéma de déflexion. En particulier, nous avons mis en évidence le fait que le courant de dérive à PCA est complètement défléchi vers le large, même lorsque la zone de *surf* est aussi large que la longueur du cap. Nous verrons dans la section 4.7 que ce constat est valable pour une large gamme de conditions de vagues (hauteurs et angles d'incidence).

## 4.6.2 Variabilité spatiale des fluctuations VLF

Nous avons vu que le courant de déflexion énergétique était sujet à d'intenses fluctuations VLF en zone de *surf* et au large. Afin d'évaluer la répartition spatiale des fluctuations VLF en réponse au changement de marée pendant D2, le champ d'écart type de la vitesse moyenne à marée basse et à marée haute est représenté sur la figure 4.14.

Tout comme les champs de vitesses moyennes, les fluctuations VLF du courant de déflexion énergétique sont fortement influencées par la marée. A marée basse, ces fluctuations sont significatives proche du cap et à GPB ( $\approx 0.25$  m/s) et s'atténuent au large où leurs amplitudes moyennes atteignent 0.15 m/s à 1200 m au large de la plage. Le courant de dérive de PCA fluctue aussi dans la bande VLF mais moins significativement que le courant de cap. A marée haute, l'intensité des fluctuations VLF est bien plus faible qu'à marée basse ( $< 0.1$  m/s).

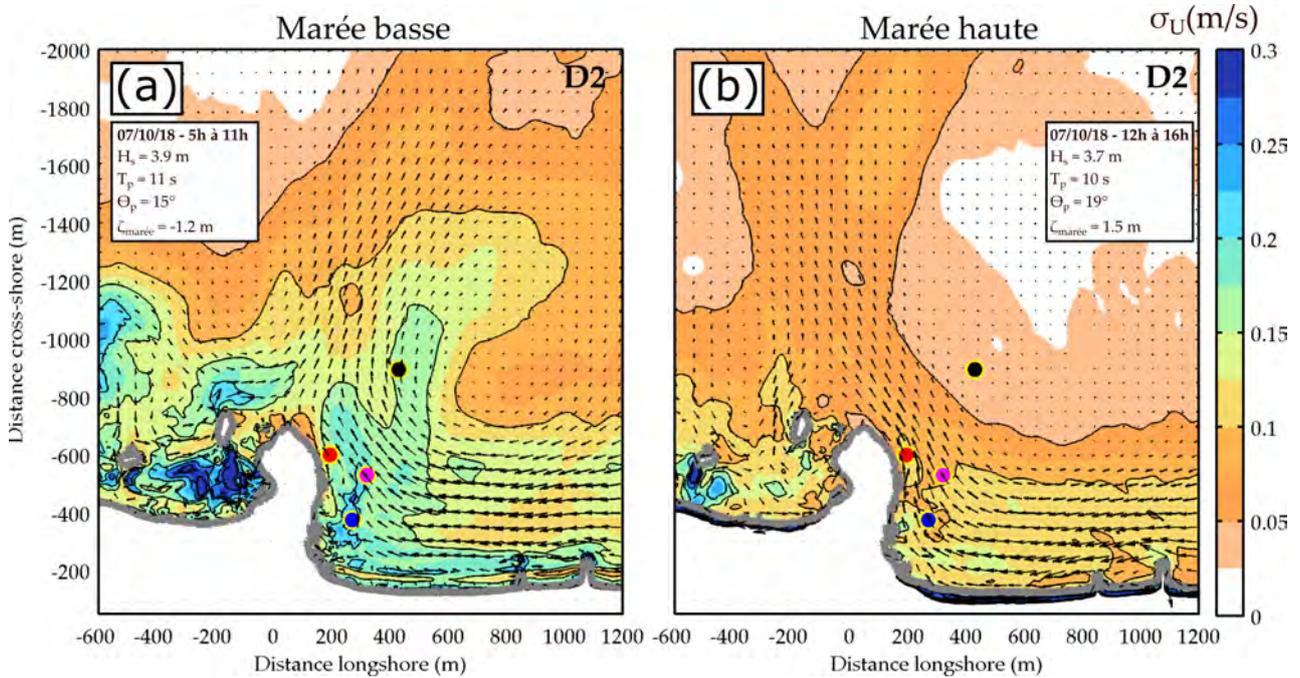


FIGURE 4.14 – Champs d'écart type de la vitesse moyenne à marée basse (a) et marée haute (b) pour l'évènement D2. Le champ de vitesses moyennes superposé est indiqué par les flèches.

Ces dernières observations mettent ainsi en évidence que la forte modulation tidale des instabilités VLF du courant de déflexion. De plus, en comparant la figure 4.14 avec le champ de vitesses moyennes, nous pouvons remarquer que, pour cette évènement, l'intensité moyenne et les fluctuations VLF du courant de déflexion ne sont à priori pas corrélées. Nous reviendrons sur ce point dans la section 4.8. Pour mieux comprendre la dynamique instationnaire très basses fréquences mise en évidence par la mesure *in situ*, nous nous focalisons dans la suite sur la marée basse de l'évènement D2.

### 4.6.3 Évolution spatio-temporelle des courants

Dans cette sous-section, nous nous intéressons à l'évolution spatio-temporelle, à marée basse de l'évènement D2, des courants identifiés comme influents sur le schéma de déflexion (courant de déflexion, courant de dérive à PCA et courant venant de GPB).

Tout d'abord, nous présentons dans la figure 4.15 une série de clichés instantanés du champ de vitesses moyennées sur 5 min ( $U$ ; panels de gauche) et de la vorticité associée ( $\Omega$ ; panels

du milieu). Ces clichés sont pris avant (7h25 et 7h29), pendant (7h33) et après (7h37 et 7h41) un pic d'intensité de courant mesuré et modélisé au SIG1 (panels de droite). Cette série de clichés permet de mieux visualiser l'évolution spatiale du courant de déflexion pendant un épisode de fluctuation VLF. Notons que le champ de vortacité verticale  $\Omega = \partial_x U_L - \partial_y U_C$  ( $U_C$  et  $U_L$  étant les vitesses *cross-shore* et *longshore*) a été calculé selon MacMahan *et al.* (2010). Il illustre le caractère rotationnel de l'écoulement et le cisaillement du champ de vitesses horizontales.

La figure 4.15 montre que le pic d'intensité VLF au SIG1 est associé à un « pulse » du courant de déflexion le long du cap et du courant de dérive. Ceci est confirmé en regardant l'évolution temporelle d'intensité des vitesses en un point le long du cap (P1) et en zone de *surf* (P2; Figure 4.16). L'intensité des vitesses aux deux points fluctue significativement autour de sa valeur moyenne, avec des écarts types de l'ordre de 0.1-0.2 m/s. La période caractéristique des fluctuations des deux courants semble être aussi du même ordre de grandeur ( $O(10)$  min et  $O(1)$  h). Une analyse en ondelettes croisée est effectuée pour mieux visualiser la cohérence et les relations de phase pour chaque période entre les deux signaux (Figure 4.16c). Cette analyse montre qu'il y a une cohérence significative entre les deux signaux pour les oscillations aux périodes de  $O(1)$  h. Elle indique aussi que les oscillations horaires au courant de dérive sont en avance de phase, de l'ordre de 1 à 2 min, par rapport aux oscillations dans le courant de déflexion.

En parallèle des courants à PCA, le courant venant de GPB fluctue en temps et en espace. Pendant cet épisode de pic VLF, ce courant se renforce et s'étend longitudinalement de manière intermittente, et contribue à intensifier et incliner la tête du courant de déflexion.

Les clichés de vortacité indiquent que le courant de dérive est cisailé (*i.e.*  $\partial_x U_L > \partial_y U_C$ ), à la différence du courant de déflexion pour lequel la vortacité est quasi-nulle. Pour compléter cette série de clichés, une analyse qualitative de l'animation à haute résolution spatiale et temporelle du champ de vitesses et de la vortacité a été effectuée. Celle-ci indique que les instabilités VLF du courant de déflexion ne sont pas associées à l'expulsion de structure tourbillonnaire, comme déjà modélisé dans la littérature pour d'autres types de courants. Cette constatation est appuyée par l'évolution des courants le long de transects positionnés de manière stratégique que nous allons maintenant aborder.

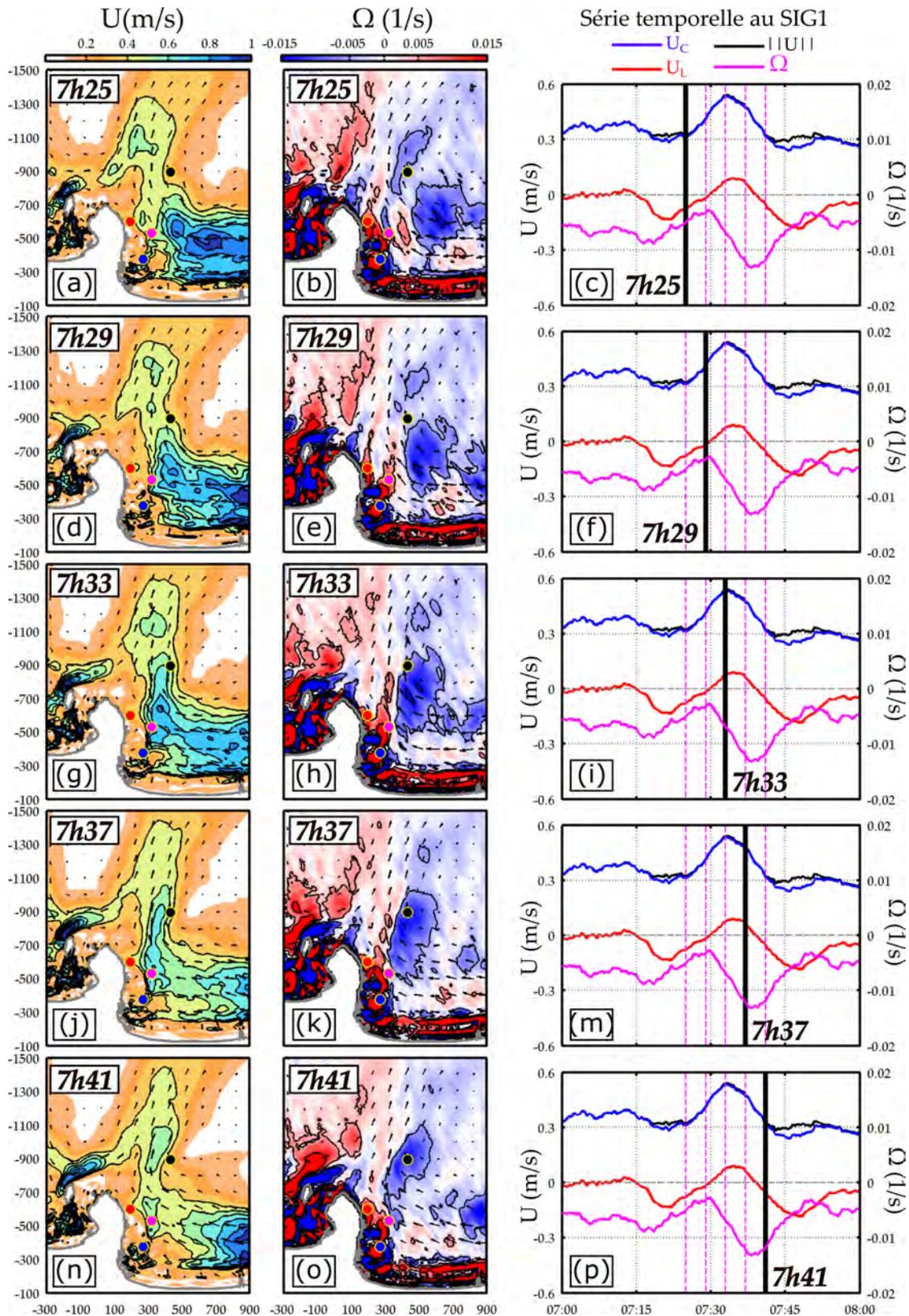


FIGURE 4.15 – Clichés du champ de vitesse moyennée sur 5 min (panels de gauche), de la vorticité associée (panels du milieu) et la série temporelle des vitesses moyennes *cross-shore*, *longshore*, la intensité et la vorticité associées au SIG1 à 7h25 (a-c), 7h29 (d-f), 7h33 (g-i), 7h37 (j-m) et 7h41 (n-p).

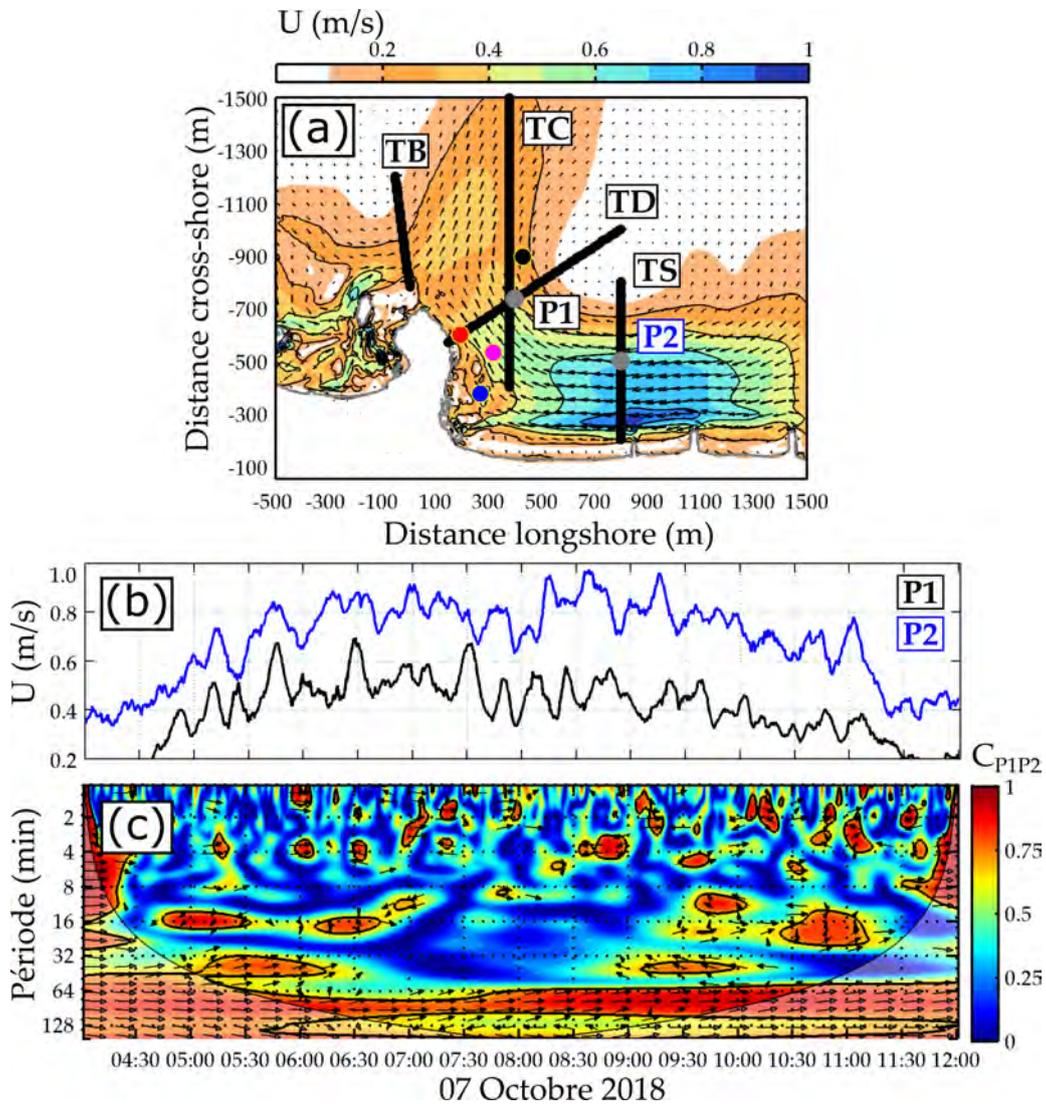


FIGURE 4.16 – (a) Champ des vitesses moyennées à marée basse pendant l'évènement D2. Les traits noirs indiquent la position des transects. (b) Intensité des vitesses aux points P1 et P2 pendant la marée basse. (c) Diagramme temps-période de la corrélation entre les deux signaux du panel b calculée par une analyse en ondelettes croisées. Les flèches indiquent les relations de phase (vers la droite : en phase ; vers la gauche : en opposition de phase ; verticale : en quadrature de phase). Le cône d'influence est indiqué par les zones transparentes et les lignes noires montrent les seuils de niveau de confiance à 95 %.

Nous choisissons trois transects positionnés à des positions stratégiques (Figure 4.16a) : dans le cou du courant de déflexion (proche du cap ; TD), dans le courant de dérive (dans la zone de *surf* ; TS) et dans le courant venant de GPB (TB). Le long de ces transects est tracé l'intensité des vitesses et leur direction ( $U$  et  $\theta$  ; Figure 4.17) ainsi que la vorticité verticale et le débit

( $\Omega$  et  $Q$ ; Figure 4.18). Ces figures nous permettent d'avoir un aperçu global de l'évolution temporelle et spatiale des courants fortement influents sur le schéma de déflexion.

Le cou du courant de déflexion présente de fortes intensités ( $\approx 0.5$  m/s) et est très large ( $\approx 500$  m). Les intenses fluctuations VLFs à  $O(1)$  h mesurées et modélisées au SIG1 sont bien identifiables (voir cercles rouges). Ces fluctuations sont associées à un élargissement intermittent du courant. Par exemple, à 7h30 où un pic d'intensité VLF se produit, le courant s'élargit de 100 à 200 m. En regardant de plus près, on remarque qu'il y a une certaine variabilité spatiale de l'intensité au sein même d'un épisode VLF, avec un courant intense loin du cap en début d'épisode et plus intense proche du cap en fin d'épisode. L'évolution spatio-temporelle des directions montre qu'il y a des variations de la direction dans le cou pendant ces épisodes. Toujours à 7h30, l'orientation du courant fluctue de l'ordre de  $10 - 20^\circ$  dans les zones de fortes intensités. Dans le cou, le courant devient peu incliné par rapport à l'axe *cross-shore* ( $\theta$  entre  $-15$  et  $-10^\circ$ ) puis se réincline en direction du sud ( $\theta < -45^\circ$ ). Ceci suggère que les fluctuations VLF s'illustrent par une oscillation spatiale dans le cou du courant de déflexion.

Des fluctuations similaires sont présentes dans le courant de dérive (Figure 4.17c). Bien que moins marquées que dans le cou du courant de déflexion, le nombre de pics d'intensité du courant de dérive est du même ordre de grandeur que ceux dans la déflexion. Lors des épisodes VLF, le courant de dérive s'élargit et peut s'étendre jusqu'à 700-800 m au large de la plage. L'orientation du courant de dérive présente aussi des fluctuations de l'ordre de  $5 - 10^\circ$  qui sont bien moins significatives que dans le cou de déflexion.

L'évolution de la vorticité le long des trois transects indique les trois courants sont cisail es, notamment le courant venant de GPB du fait de son étroitesse. En accord avec nos analyses précédentes, la variabilité spatio-temporelle de la vorticité ne montre aucune signature nette de structures tourbillonnaires se propageant dans le courant de dérive ou dans le cou de la déflexion. Du fait de l' etalemt significatif de ces deux courants, leur cisaillement est relativement faible ( $|\Omega| \approx 0.01s^{-1}$ ) compar e au courant venant de GPB ( $|\Omega| \approx 0.02s^{-1}$ ). Ce courant s'étale sur environ 150 m et présente des intensités du même ordre de grandeur que dans le cou de la déflexion ( $\approx 0.5$  m/s). Pour cette marée basse, il est orient e en direction de PCA ( $\theta \approx 70 - 80^\circ$ ), présente des fluctuations significatives dans sa direction, de l'ordre de

20 à 30° et aux mêmes échelles de temps que les fluctuations VLF du courant de dérive et de déflexion.

Afin de mettre en évidence le transport des masses d'eau résultant des fluctuations des courants, le débit  $Q = hU$  est tracé le long de chaque transect (Figure 4.18b,d et f). Les fortes fluctuations du débit dans le cou de la déflexion indiquent que les épisodes VLF sont associés à des passages de masses d'eau significatives. Les valeurs de débit pour le courant venant de GPB sont du même ordre que celles dans le cou de la déflexion, soulignant l'impact significatif, en termes d'apport de masses d'eau, du courant de GPB vers la tête du courant de déflexion.

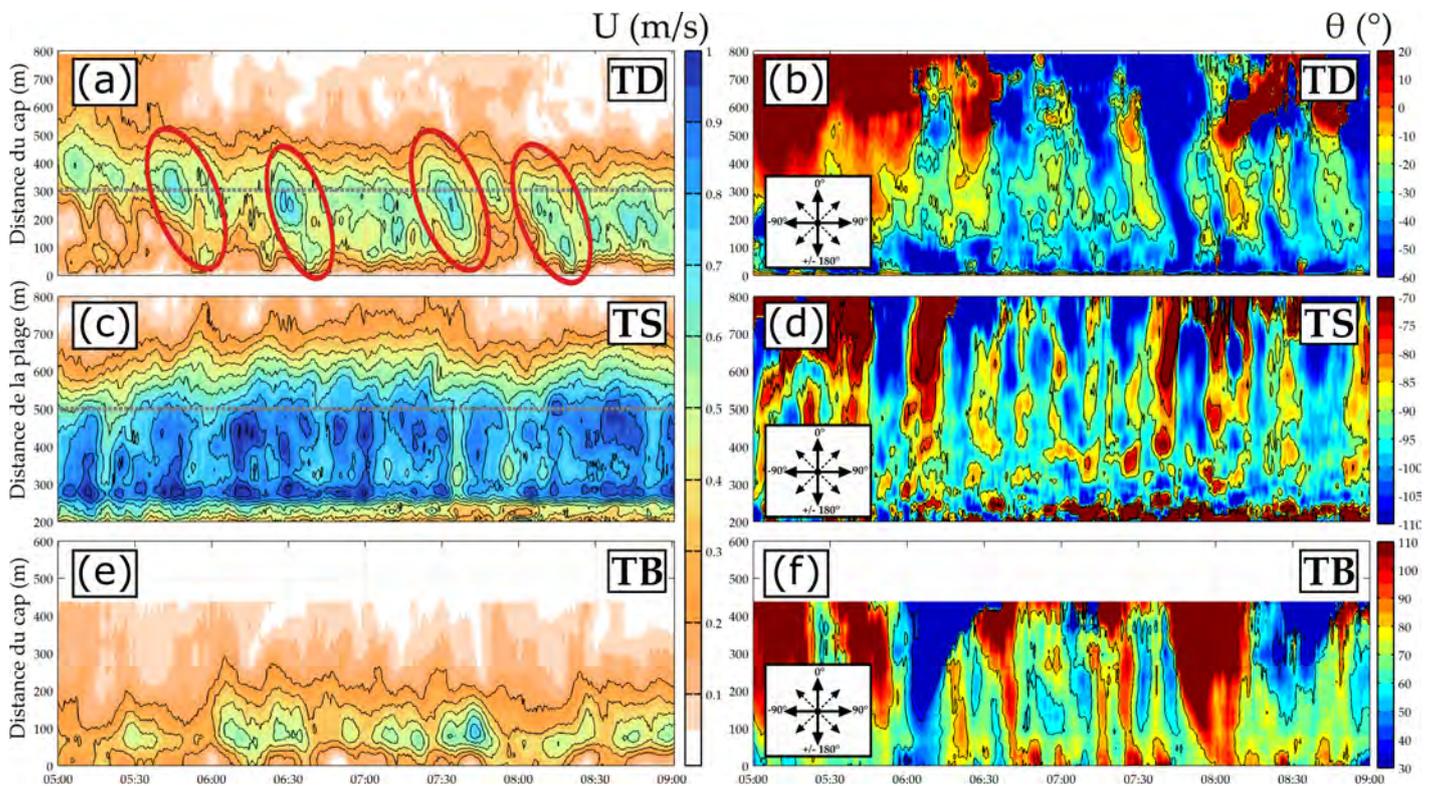


FIGURE 4.17 – Évolution temporelle de la intensité des vitesses moyennes ( $U$ ; panels de gauche) et de la direction ( $\theta$ ; panels de droite) à marée basse de l'évènement D2, le long de transects dans le cou du courant de déflexion (TD; panels du haut); dans la zone de *surf* (TS; panels du milieu) et à la pointe du cap du côté de GPB (TB; panels du bas). Les lignes grises indiquent la position des points P1 et P2. La référence des angles est indiquée dans les cadres blancs ( $0^\circ$  et  $-90^\circ$  indiquent respectivement un courant orienté vers le large et vers le sud).

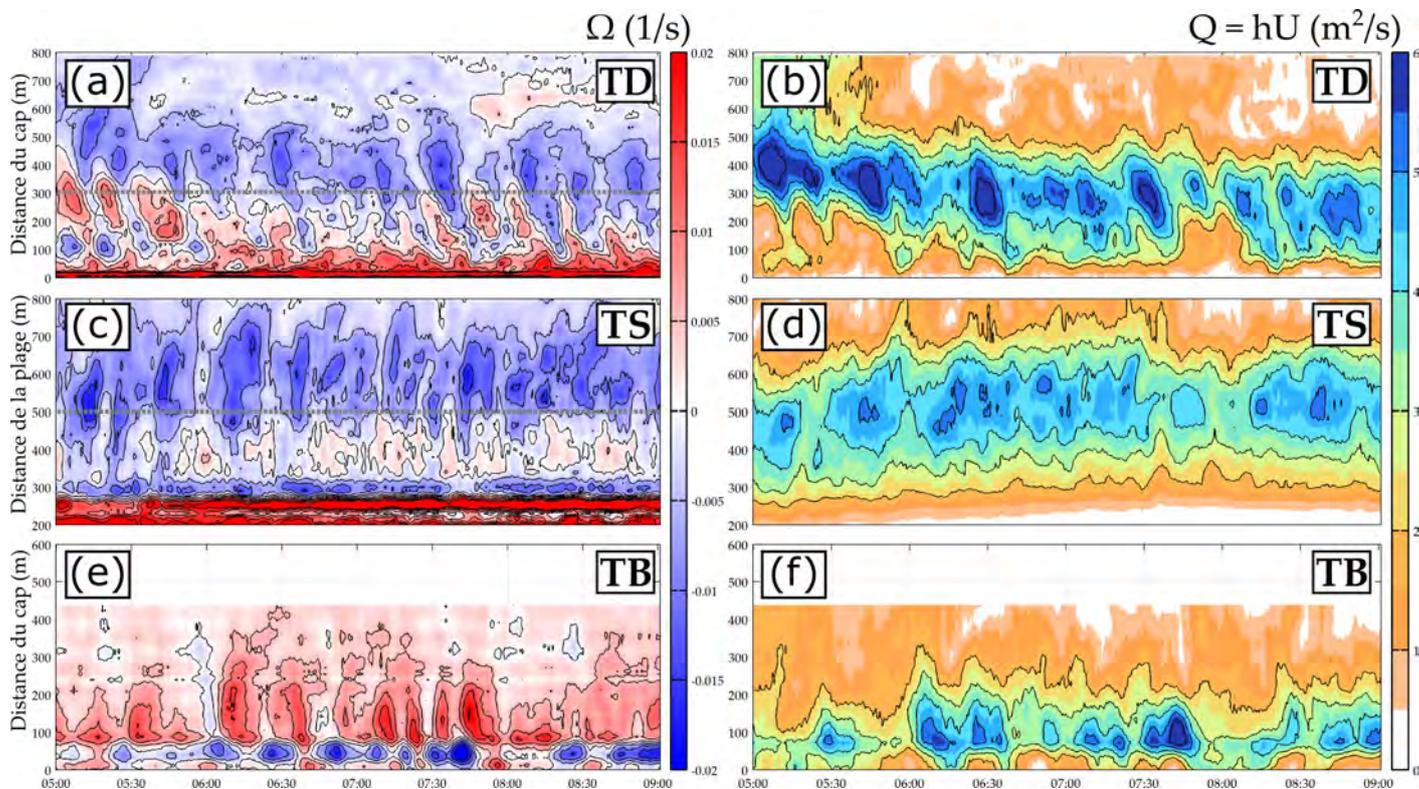


FIGURE 4.18 – Évolution temporelle de la vorticité verticale ( $\Omega$ ; panels de gauche) et de débit ( $Q$ ; panels de droite) à marée basse de l'évènement D2, le long de transects dans le cou du courant de déflexion (TD; panels du haut); dans la zone de *surf* (TS; panels du milieu) et à la pointe du cap du côté de GPB (TB; panels du bas). Les lignes grises indiquent la position des points P1 et P2.

Pour terminer notre analyse, nous choisissons un transect perpendiculaire à la plage à environ 300 m du cap, et s'étendant de 200 à 1300 m au large de la plage de PCA (TC; Figure 4.16a). Ce transect nous permet d'illustrer la variabilité temporelle *cross-shore* du courant de déflexion du cou jusqu'à la tête (Figure 4.19). Les fluctuations à l'échelle VLF du courant de déflexion sont bien visibles et se caractérisent par des épisodes de fortes intensités à 400 m de la plage et jusqu'à 1400 m au large où l'intensité du courant peut approcher 0.5 m/s (voir les flèches noires). L'évolution spatio-temporelle de la direction confirme que les épisodes VLF sont associés à une oscillation spatiale du courant de déflexion, avec des variations de son orientation de l'ordre de 20 – 30° proche de la plage et au large.

Enfin, on peut noter que la plus forte pulsation du courant venant de GPB (voir à 7h45 sur la Figure 4.17e) est en lien avec la forte inclinaison vers le nord de la tête du courant de

déflexion (voir à 7h45 sur la Figure 4.19b), confirmant encore une fois l'impact significatif du courant de GPB sur la dynamique du courant de déflexion. En accord avec nos précédentes analyses, l'évolution de la vorticité n'indique pas la présence de tourbillons transportés par le courant vers le large.

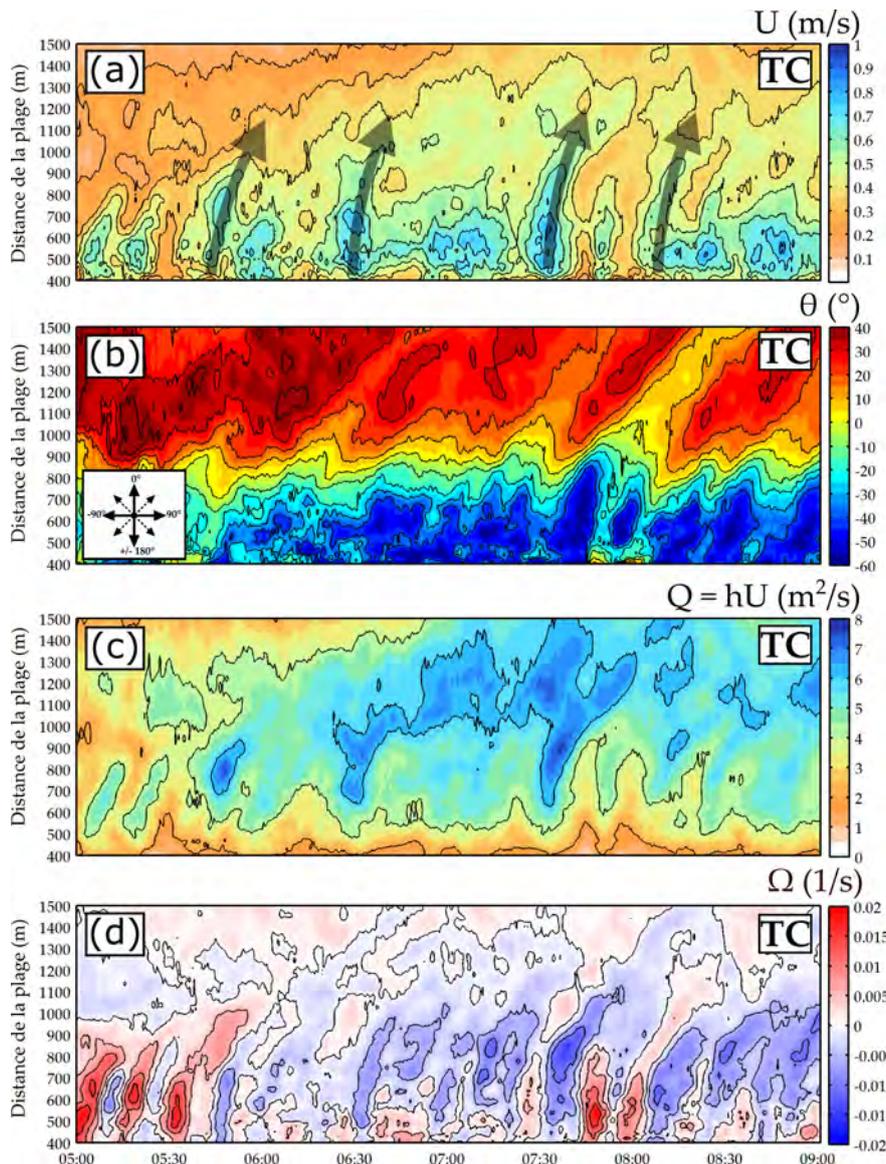


FIGURE 4.19 – Évolution temporelle de la intensité des vitesses moyennées sur 5 min (a) et de la vorticité associée (b), le long d'un transect perpendiculaire à la plage proche du cap (TC).

Pour conclure cette section, le modèle XB-SB nous a permis d'évaluer la variabilité spatio-temporelle des courants de déflexion à PCA. Nous avons vu que les schémas de déflexion

sont fortement influencés par la marée et les conditions de vagues au large. Pour l'évènement très énergétique, l'emprise spatiale du courant de déflexion est très importante et celui-ci peut s'étendre jusqu'à 1600 m au large de la plage, même lorsque la largeur de la zone de *surf*  $X_s$  est aussi importante que la longueur du cap  $L_g$ . Ceci indique que, même lorsque  $L_g/X_s = O(1)$ , l'intégralité du courant de dérive est défléchi vers le large. Ce constat s'explique par la présence d'un courant intense venant de la baie adjacente (GPB) et qui défléchit le reste du courant de dérive de PCA qui n'est pas défléchi par le cap. Ce dernier mécanisme impacte fortement la forme et la dynamique de la tête du courant de déflexion. L'évolution temporelle des courants le long de transects a permis de mettre en évidence l'influence du courant de dérive de PCA et du courant venant de GPB sur le courant de déflexion. Les fluctuations VLF observées et modélisées dans le courant de déflexion sont aussi présentes dans les deux autres courants ( $O(1)$  h). Ces mouvements VLF se caractérisent par une oscillation spatiale de tous les courants, en particulier du courant de déflexion.

## 4.7 Variabilité des circulations en fonction du climat de vagues et de la marée

Dans cette section, nous utilisons le modèle calibré pour explorer le comportement des courants de cap pour une gamme de climat de vagues et de marée représentative de la diversité naturelle. Cette diversité naturelle n'a pu être que partiellement appréhendée pendant la campagne de mesure, dont un des objectifs était de mieux comprendre le comportement des courants de cap pendant les évènements extrêmes. Pour cela, un spectre paramétrique de Jonswap est imposé à la condition limite au large, et dont la hauteur significative et l'angle d'incidence varient respectivement de 1 à 9 m et de  $\theta = -20^\circ$  à  $\theta = +20^\circ$ , à marée haute et à marée basse. Notons que les autres paramètres du spectre sont gardés par défaut c'est-à-dire une période pic  $T_p = 12.5$  s, un facteur d'amplification de 3.3 et un étalement directionnel de  $24^\circ$ .

La figure 4.20 montre le champ de vitesses moyennes pour les différentes conditions de vagues au large, à marée haute (panels du haut) et basse (panels du bas). Cette analyse de sensibilité au couple  $(H_s, \theta)$  met en évidence des schémas de circulation très contrastés

suivant les conditions de vagues au large.

Pour des configurations *shadowed* ( $\theta = -10^\circ$  et  $\theta = -20^\circ$ ), le courant de dérive le long de GPB est défléchi par le cap de PCA. Pour  $L_g/X_s < 1$  à GPB, l'intégralité du courant de dérive est défléchi par le cap au large (e.g.  $\theta = -10^\circ$  et  $H_s = 5$  m). Pour  $L_g/X_s = O(1)$  à GPB, une partie du courant de dérive est transmise vers PCA (e.g.  $\theta = -10^\circ$  et  $H_s = 7$  m). En plus de la hauteur significative, l'incidence des vagues joue un rôle très important sur la circulation induite. Par exemple, pour  $H_s = 5$  m, des vagues très obliques ( $\theta = -20^\circ$ ) induisent un courant de dérive peu défléchi par le cap et qui est transmis vers les plages d'Anglet. Pour des vagues moins obliques ( $\theta = -10^\circ$  et  $\theta = 0^\circ$ ), le courant de dérive venant de GPB est défléchi par le cap. Notons que  $\theta = 0^\circ$  correspond à une configuration de houle frontale par rapport à PCA.

Pour des configurations de déflexion ( $\theta = 10^\circ$  et  $\theta = 20^\circ$ ), le courant de dérive venant des plages d'Anglet est complètement défléchi quel que soit la hauteur significative au large. L'angle d'incidence des vagues influence de manière significative l'inclinaison de la tête du courant de déflexion. Pour  $\theta = 10^\circ$ , le courant de GPB est intense et dévie le courant de déflexion vers le large. Pour  $\theta = 20^\circ$ , le courant de déflexion devient bien plus intense que le courant venant de GPB qui a donc moins d'influence sur la forme de la déflexion. Ceci induit alors une forte composante *longshore* du courant de déflexion dont la tête peut s'étendre au large de GPB.

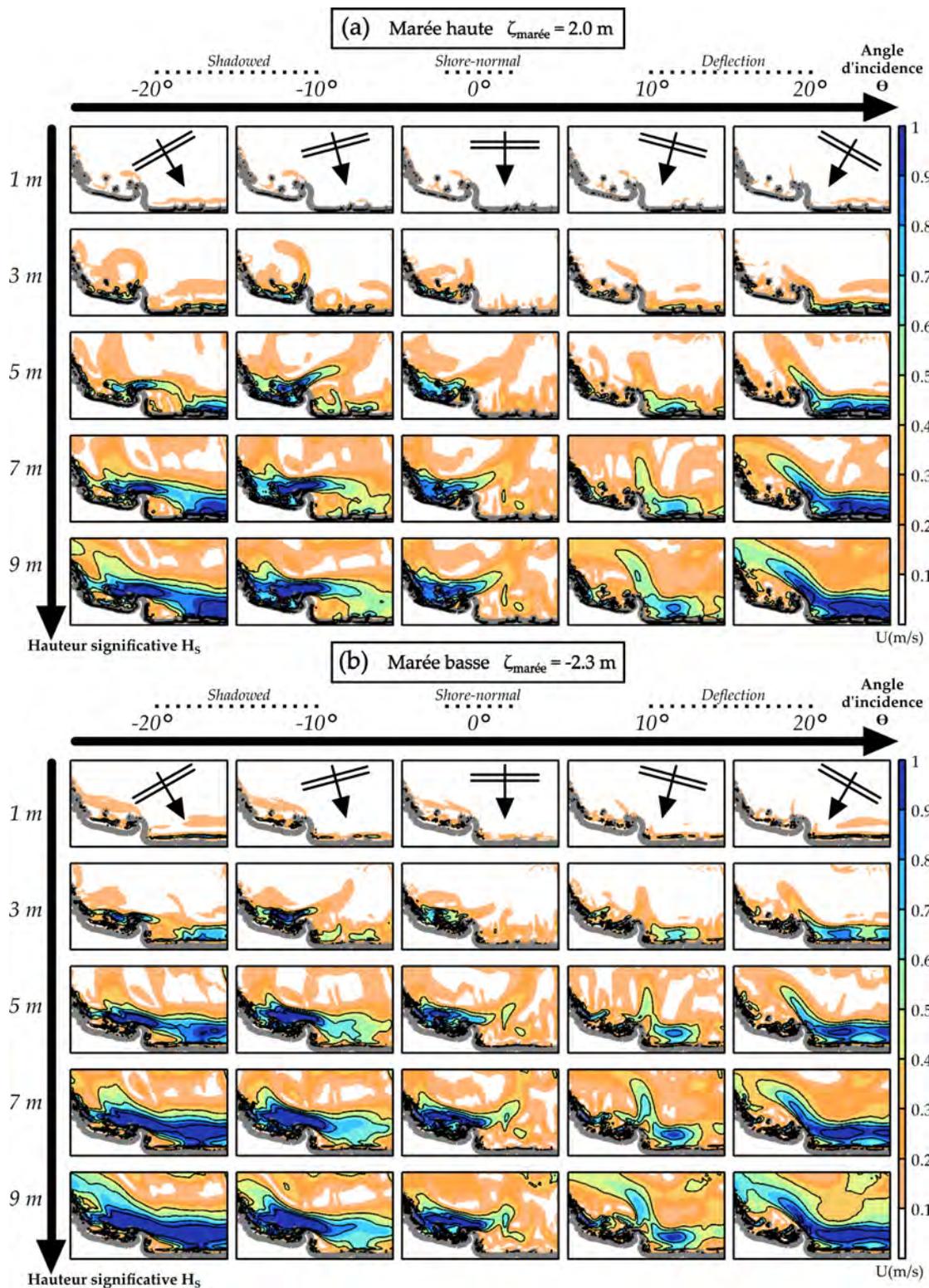


FIGURE 4.20 – Variabilité du champ de vitesse moyenne pour différents forçages au large (Hauteur significative  $H_s$  et angle d'incidence  $\theta$ ) à marée haute ( $\zeta_{\text{marée}} = 2.0 \text{ m}$ ; panels a) et à marée basse ( $\zeta_{\text{marée}} = -2.3 \text{ m}$ ; panels b).

Afin d'explorer la distribution spatiale des fluctuations VLF des courants de déflexion en fonction du climat de vagues et de la marée, le champ d'écart type des vitesses pour les configurations de déflexion est montré sur la figure 4.21. Cette analyse de sensibilité indique que l'amplitude des fluctuations VLF du courant de déflexion n'augmente pas avec son intensité moyenne. Ceci suggère que le courant de déflexion n'est pas nécessairement plus instable lorsqu'il s'intensifie. Globalement, le courant de déflexion semble plus stable lorsque  $H_s$  augmente. C'est notamment le cas à marée basse (panels b) où les écarts types à PCA passent de  $\approx 0.20$  m/s pour  $H_s = 3$  m à  $\approx 0.05$  m/s pour  $H_s = 9$  m.

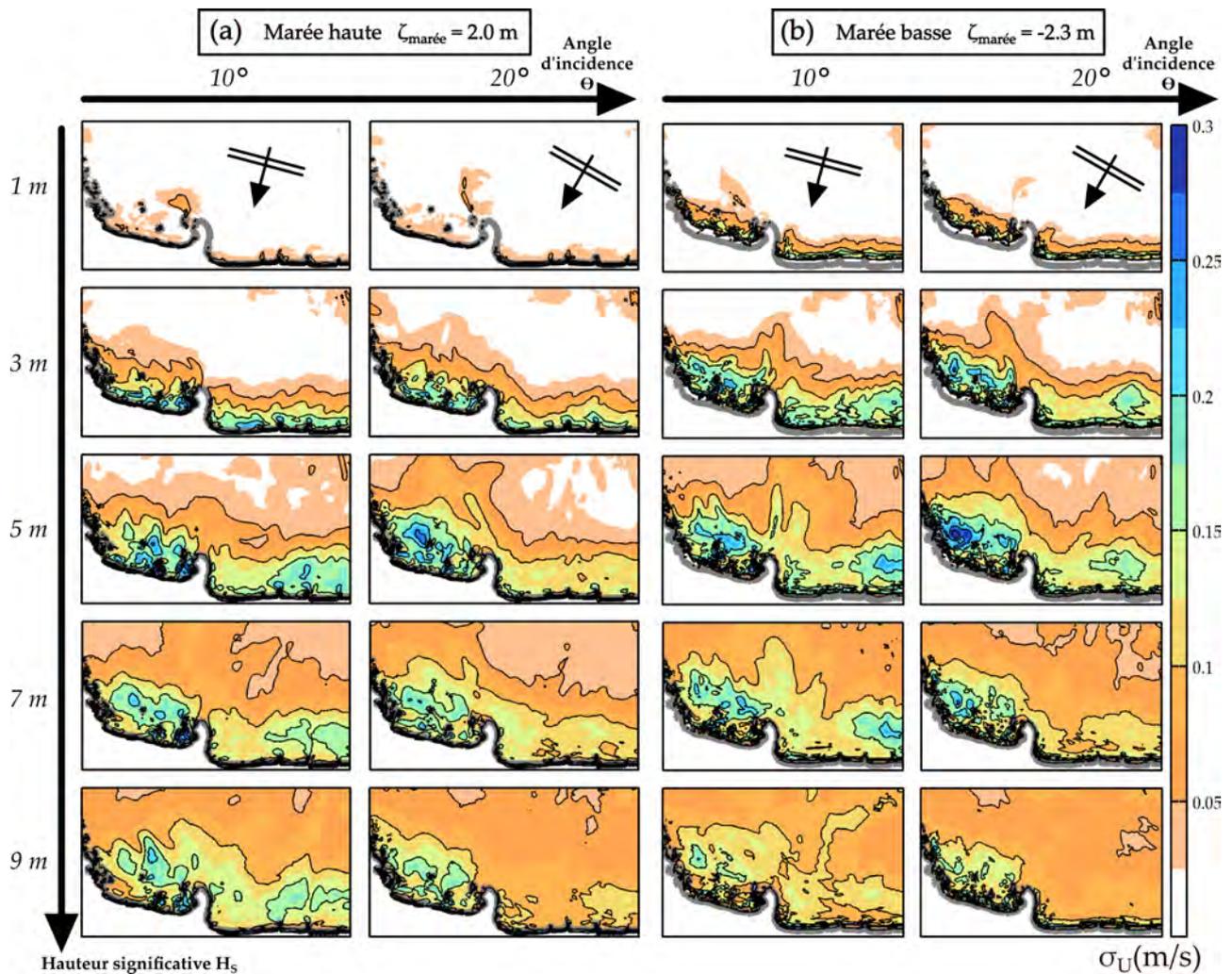


FIGURE 4.21 – Variabilité du champs d'écart type des vitesses moyennes pour différents forçages au large en configuration déflexion (Hauteur significative  $H_s$  et angle d'incidence  $\theta$ ) à marée haute ( $\zeta_{\text{marée}} = 2.0$  m ; panels a) et à marée basse ( $\zeta_{\text{marée}} = -2.3$  m ; panels b).

## 4.8 Discussion

### 4.8.1 Fluctuations VLF

Nous avons vu que le courant de déflexion à PCA était sujet à d'intenses fluctuations aux échelles de  $O(1)$  h pour des houles obliques énergétiques. Le modèle est capable de bien reproduire ces fluctuations VLF à 1000 m au large de la plage où l'intensité du courant de déflexion peut atteindre jusqu'à 0.7 m/s. Rappelons que, à l'exception de [Elgar et al. \(2019\)](#), des fluctuations aussi énergétiques et aussi basses fréquences ( $O(1)$  h) n'ont jamais été mesurées et modélisées.

Des fluctuations VLF ( $O(10)$  min) de l'intensité des courants ont déjà été mesurées dans la littérature et un certain nombre de mécanismes ont été proposés pour expliquer leur génération (e.g. [Oltman-Shay et al., 1989](#); [Haller et Dalrymple, 2001](#); [MacMahan et al., 2004a](#); [Elgar et Raubenheimer, 2020](#)). [Oltman-Shay et al. \(1989\)](#) ont montré que les fluctuations VLF d'un courant de dérive étaient liées aux instabilités de son cisaillement. Pour des vagues monochromatiques en laboratoire, les mesures de [Haller et Dalrymple \(2001\)](#) montrent qu'un courant d'arrachement de chenal peut être sujet à de fortes fluctuations qui pourraient aussi s'expliquer par des instabilités de son cisaillement.

Pour savoir si les instabilités d'un courant sont liées à son cisaillement, l'intensité moyenne du courant et l'amplitude de ces fluctuations sont généralement comparées (e.g. [MacMahan et al., 2004a](#); [Elgar et Raubenheimer, 2020](#)). Cette comparaison permet de savoir si le courant devient plus instable lorsqu'il s'intensifie. A PCA, les résultats de modélisation indiquent que l'amplitude des fluctuations VLF et l'intensité moyenne des circulations n'évoluent pas de la même manière, suggérant qu'une intensification des courants ne les rend pas nécessairement plus instables. Ceci suggérerait qu'un mécanisme autre que les instabilités de cisaillement est responsable des fluctuations VLF du courant de déflexion.

La détermination précise du ou des mécanismes responsables des fluctuations VLF à PCA n'est pas triviale. En effet, les résultats de modélisation ont montré que le courant de déflexion est fortement influencé par le courant de dérive à GPB et le courant venant de GPB. Nous avons mis en évidence le fait que les trois courants étaient sujet à des fluctuations VLF dont la

période caractéristique et l'amplitude sont du même ordre de grandeur. Ce dernier résultat indique qu'il y a une certaine cohérence entre les fluctuations VLF de ces trois courants et rend ainsi plus complexe l'identification des mécanismes en jeu dans la génération des fluctuations VLF. De plus, nous avons vu que les épisodes de fluctuations VLF se caractérisaient par une oscillation spatiale toutes les  $O(1)$  h de tout le courant de déflexion, de son cou le long du cap à sa tête loin au large. Ainsi, les fortes emprises spatiales des courants à PCA amènent à explorer la circulation à plus grande échelle.

#### 4.8.2 Circulation à l'échelle des deux baies

Sur la figure 4.22, nous montrons le champ de vitesses moyennes pour les deux marées à grande échelle, de la baie de GPB au sud jusqu'à la digue de l'Adour au nord. Le long des plages d'Anglet (distance *longshore* entre 200 et 4200 m), le courant de dérive est à sujet à une forte variabilité *longshore*.

A marée basse, le courant de dérive est peu intense au milieu des plages d'Anglet où il devient même légèrement incliné vers le large. A marée haute, cette variabilité est aussi présente mais bien moins marquée. Un aperçu des champs de hauteurs de vagues et d'angles d'incidence a montré que cette variabilité du courant de dérive est due à une variabilité de la hauteur et de l'angle d'attaque des vagues lorsqu'elles déferlent. Un aperçu plus au large suggère que cette variabilité au déferlement vient de la réfraction du champ de vagues par les affleurements rocheux et le haut fond sableux au large de l'Adour (voir Figure 4.1). Ce dernier constat, qui reste encore hypothétique, est en accord avec les récents travaux de [Bellafont et al. \(2018\)](#). En effet, en utilisant un modèle à résolution de phase, ils montrent que les irrégularités bathymétriques au large de l'Adour ont un effet significatif sur le champ des hauteurs gravitaires et infragravitaires, suggérant ainsi qu'il peut aussi y avoir un impact sur la variabilité des courants le long des plages d'Anglet

Enfin, les champs de vitesses de la figure 4.22 montrent la présence d'un courant de déflexion le long de la digue de l'Adour. Sa modulation tidale est similaire aux schémas conceptuels de [Scott et al. \(2016\)](#) (voir Figure 3.5). A marée basse ( $L_g/X_s = O(1)$ ), une partie du courant de dérive est déportée vers les plages d'Anglet. A marée haute ( $L_g/X_s < 1$ ), tout le courant de dérive est défléchi au large, à une distance de la plage du même ordre que le courant de

déflexion à PCA. Proche de l'Adour, une résolution spatiale plus fine que celle choisie ici est nécessaire pour correctement modéliser les courants dans cette zone.

Globalement, chacune des nombreuses caractéristiques morphologiques à l'échelle des deux plages (e.g. cap rocheux, plage en baie de GPB, digue de l'Adour et anomalies bathymétriques au large) pourraient jouer un rôle très important sur les courants de déflexion induits et sur leur caractère instationnaire. Ceci soulève des perspectives de modélisation intéressantes pour mieux comprendre le contrôle de la morphologie complexe de notre zone d'étude sur la dynamique des courants.

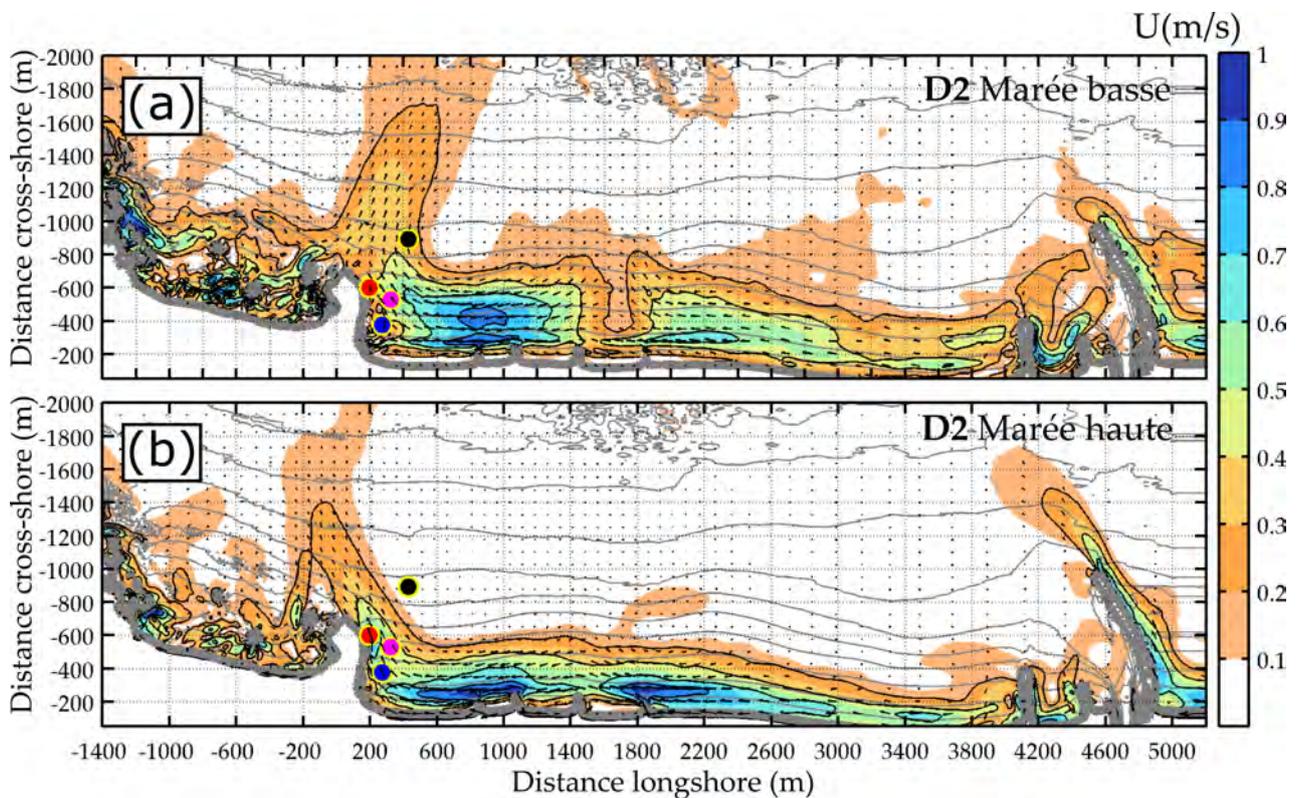


FIGURE 4.22 – Champ de vitesses moyennes à marée basse (a) et marée haute (b) pendant l'évènement D2. Les lignes grises indiquent les isobathes tous les 2 m.

### 4.8.3 Implications sur la dynamique hydro-sédimentaire le long des caps et des plages en baie

#### Rôle dominant des courants de cap

Notre étude de modélisation a permis de montrer la forte intensité, emprise spatiale et dynamique instationnaire aux échelles VLF des courants de déflexion le long d'un cap rocheux naturel. Elle confirme donc les résultats de modélisation sur des plages en baie idéalisées de [Castelle et Coco \(2013\)](#). Notre étude permet d'extrapoler leurs conclusions à des plages en baies naturelles et le long desquelles, pour des houles obliques, les courants de déflexion agissent comme des conduits quasi-permanent transportant les matériels en surface au large. Ceci suggère qu'ils pourraient aussi jouer un rôle important sur le transport de sédiments vers le large.

#### Transport sédimentaire

Le mécanisme de *bypass* de cap fait référence au transport sédimentaire ayant lieu autour des caps et constitue une composante essentielle du budget sédimentaire des plages en baie ([Short et Masselink, 1999](#); [van Rijn, 2011](#)).

De nombreuses études ont étudié ce mécanisme pour évaluer l'équilibre sédimentaire de plages en baie naturelles. Ces études montrent que l'hypothèse d'une plage en baie « sédimentairement fermée » ([Hsu et Evans, 1989](#)), c'est-à-dire qu'il n'y a pas de flux sédimentaires entrant ou sortant de la baie, est généralement fausse. Elle est d'autant plus fausse en conditions extrêmes, pour lesquelles d'intenses flux sédimentaires ont été mesurés et modélisés aux abords d'un seul ou d'une série de caps rocheux naturels (e.g. [Vieira da Silva et al., 2016](#); [McCarroll et al., 2018a](#); [Valiente et al., 2019](#)). Ces études s'appuient néanmoins sur une quantité très limitée, voire nulle, de mesures *in situ* le long des caps, et supposent ainsi la présence de courants de cap intenses drainant de larges quantités de sédiments vers le large. Notre jeu de données et travail de modélisation font le pont avec ces études. En effet, du fait de leur importante emprise spatiale et extension au large pendant des événements extrêmes, les courants de cap naturel joueraient très certainement un rôle essentiel sur le transport de sédiments aux abords des caps.

De plus, nos travaux montrent que le courant de déflexion pendant D2 peut s'étendre

bien au-delà de 1000 m au large où la profondeur d'eau est de 14 m. Cette profondeur correspond à la profondeur théorique de fermeture (*Depth of closure*; DoC) calculée selon la formule de [Hallermeier \(1978\)](#). La DoC est définie comme la profondeur maximale à partir de laquelle l'évolution de l'élévation du fond est négligeable. Elle est un concept théorique qui est notamment très utilisé en ingénierie côtière pour déterminer le budget sédimentaire d'une plage et définir des stratégies de rechargement. La validité de ce concept aux abords des caps est néanmoins fortement discutable comme l'attestent notre étude de modélisation hydrodynamique et les études de dynamique sédimentaire le long de plages en baie ([Valiente et al., 2019](#)).

Enfin, les résultats de modélisation sédimentaire de [Vieira da Silva et al. \(2016\)](#) le long d'une série de caps naturels suggèrent qu'il y a une connexion entre chaque plage en baie adjacente et qui est contrôlée par les mécanismes de bypass de cap. Leurs résultats sont en accord avec notre étude qui montre qu'il peut y avoir de forts échanges hydrodynamiques entre plages en baie *via* les courants de cap. Dans un contexte d'analyse de budget sédimentaire des plages d'Anglet et de Biarritz, nos résultats suggèrent qu'il n'y a pas ou très peu d'apport naturel de sable des plages d'Anglet vers la Grande Plage de Biarritz pour des configurations de déflexion. Ceci pourrait donc jouer un rôle important sur la dynamique hydro-sédimentaire de la Grande Plage de Biarritz, notamment pendant les événements extrêmes ([Morichon et al., 2018](#)). D'autres mesures localisées le long de cette plage sont nécessaires pour valider ces conclusions ainsi que des simulations numériques supplémentaires, d'autant plus que des effets locaux peuvent entrer en jeu du fait de la forte complexité et tridimensionnalité de la morphologie de cette plage ([Enjalbert et al., 2011](#)).

### **Variabilité verticale des courants**

La discussion sur les flux sédimentaires ayant lieu le long des caps et entre des plages adjacentes soulève la question de la variabilité verticale des courants le long d'Anglet et Biarritz. En effet, la bonne représentation des vitesses au fond et en surface est cruciale pour bien caractériser respectivement les flux sédimentaires induits et le transport de matériels proche de la surface (*e.g.* polluants, nageurs) proche de la surface. Le modèle appliqué ici reproduit les vitesses horizontales intégrées suivant la profondeur et ne permet donc pas d'évaluer l'impact des courants au fond. Des analyses basées sur notre jeu de données

(voir Annexe A et [Sous et al., 2020](#)) indiquent qu'il peut y avoir un fort cisaillement vertical des vitesses du courant de déflexion. En effet, ce courant était quasi-uniforme suivant la verticale dans le cou (*i.e.* dans la partie du courant proche de la zone de *surf*) et plus intense en surface qu'au fond dans la tête (*i.e.* dans la partie du courant la plus au large de la zone de *surf*). Cette variabilité verticale est typiquement observée pour les courants d'arrachement de chenal ([Haas et Svendsen, 2002](#)) mais n'avait jamais été abordée pour les courants de cap. Elle peut s'expliquer par le fait que l'échelle verticale de l'écoulement devient non-négligeable lorsque l'on s'éloigne de la zone de *surf* où les courants de déflexion peuvent s'étendre jusqu'à une distance de 2 à 3 fois la largeur de zone de *surf*. Ceci pourrait expliquer pourquoi l'intensité de la tête du courant de déflexion peu énergétique est fortement sous-estimée par le modèle 2DH (Figure 4.10).

Ainsi, au large, les courants de déflexion pourraient n'être que des courants de surface et auraient donc un impact moins important sur le transport de sédiment proche du fond mais très significatif sur le transport et la dispersion de matières proche de la surface. Puisque les approches 2DH ne sont pas adaptées pour bien représenter ces courants cisailés, l'application de modèles de circulation quasi-3D (*e.g.* [Haas et Svendsen, 2002](#); [Van Dongeren, 2003](#)) serait alors pertinente et constitue une perspective de travail afin de mieux comprendre l'impact des courants de cap sur le transport de sédiments.

## 4.9 Conclusions et perspectives

### Conclusions

Ce travail de modélisation a permis de compléter et d'étendre nos connaissances découlant de l'analyse expérimentale des courants de cap effectuée dans le chapitre précédent. L'approche *surfbeat* du modèle XBeach a été implémentée, calibrée et validée (vagues, ondes infragravitaires et courants) pour des configurations de déflexion peu et très énergétique. Les hauteurs de vagues gravitaires et infragravitaires modélisées et mesurées sont bien corrélées pour l'ensemble des deux événements étudiés ( $R^2 > 0.8$ ). La forte modulation tidale et l'intensité des vitesses moyennes Eulériennes des deux événements sont bien reproduites par le modèle et l'intensité des vitesses moyennées sur 30 min est du même ordre que la mesure ( $R^2 = 0.4$ ). La forte extension au large du courant de déflexion peu énergétique n'est

pas reproduite par le modèle pour lequel le champ de vitesses Lagrangiennes est quasi-nul au delà du cap. Pendant l'évènement très énergétique, le modèle est capable de correctement prédire les fortes fluctuations VLF du courant de déflexion au large et en zone de *surf*. En particulier, l'amplitude moyenne, les périodes caractéristiques et la distribution du spectre dans la bande VLF simulées par le modèle sont en bon accord avec la mesure. Cette étape de validation a ensuite permis d'évaluer la variabilité spatio-temporelle des courants de déflexion à PCA.

L'analyse des champs de vitesses moyennes a montré que les courants de déflexion étaient fortement influencés par les conditions de vagues au large et par l'élévation de la marée. Les courants de cap sont plus intenses, s'étendent plus au large et sont plus étalés en espace pour des houles énergétiques et obliques. Pour une morphologie de plage donnée, les conditions de vagues et l'élévation de la marée fixent la largeur de la zone de *surf* qui détermine la largeur du courant de déflexion. Pour des évènements suffisamment énergétiques, la largeur du courant de déflexion et de la zone de *surf* sont du même ordre de grandeur.

De plus, le courant de dérive de PCA est toujours défléchi par le cap vers le large, même lorsque la zone de *surf* s'étend jusqu'à la pointe du cap, et est induit par d'importants échanges hydrodynamiques avec la baie adjacente (GPB). Ces échanges s'illustrent par la présence d'un courant venant de GPB, qui intensifie et dévie vers le large la tête du courant de déflexion de PCA. Une exploration détaillée de la dynamique des courants de déflexion, de dérive et de la baie adjacente suggère un couplage hydrodynamique significatif entre ces trois courants. Au sein de chacun de ces courants, les périodes caractéristiques des fluctuations VLF sont similaires ( $O(1)$  h). Enfin, ces fluctuations sont associées à une oscillation spatiale de tout le courant de déflexion.

Nos résultats de modélisation ont ensuite été discutés et reliés à la littérature. Cette discussion souligne notamment la difficulté d'identifier le ou les mécanismes responsables des fluctuations très basses fréquences. L'impact potentiel des irrégularités bathymétriques au large de la zone d'Anglet sur la circulation à plus grande échelle est aussi évoqué. Enfin, notre étude de modélisation hydrodynamique fait le pont avec les études de dynamique sédimentaire, en montrant que les courants de cap sont une composante dominante dans la dynamique hydro-sédimentaire le long des caps et des plages en baie. Finalement, cette

étape de discussion soulève un certain nombre de perspectives.

### **Perspectives**

La première perspective, et sans doute l'une des plus importantes, serait d'effectuer des mesures *in situ* le long de la baie de GPB pour valider nos conclusions précédentes sur les forts échanges hydrodynamiques. De même, des levés bathymétriques au large du cap avant et après un évènement de déflexion énergétique pourraient être effectués pour savoir si les courants de cap énergétiques induisent des dépôts de sable et, dans le cas échéant, savoir où ces dépôts se situent.

Un mécanisme autre que les instabilités de cisaillement semblerait être à l'origine des fluctuations VLF. L'emprise spatiale significative des circulations à Anglet suggère que les caractéristiques morphologiques jouent un rôle non négligeable sur la dynamique instationnaire aux échelles VLF. Pour déterminer le contrôle de la morphologie sur cette dynamique, des simulations identiques à l'évènement D2 pourraient être effectuées en filtrant certaines caractéristiques morphologiques. Par exemple, il serait judicieux de lisser la baie de GPB pour mieux se rendre compte de son impact sur la dynamique du courant de déflexion. De même, les irrégularités bathymétriques du large et la digue de l'Adour pourraient être supprimées pour déterminer leur rôle sur les circulations et leurs instationnarités.

Une seconde perspective de travail serait d'activer le module de transport sédimentaire et d'évolution du fond d'XBeach. Puisque l'hydrodynamique modélisée a été validée, XB-SB pourrait nous servir à évaluer les échanges sédimentaires de part et d'autre du cap. Ces questions sur le transport sédimentaire pourraient aussi être complétées par l'utilisation de modèles quasi-3D (*e.g.* [Haas et Svendsen, 2002](#); [Van Dongeren, 2003](#)). Ces derniers permettront de mieux comprendre la contribution des courants de cap proche du fond et de la surface, et donc de conclure sur leur capacité à expulser du sédiment, à transporter et à disperser des matières proches de la surface.

Pour finir, l'utilisation de modèles à résolution de phase serait une perspective intéressante pour mieux appréhender le caractère très instationnaire des circulations induites pour d'autres configurations que la déflexion. En effet, modéliser la dynamique à l'échelle de chaque vague plutôt qu'à l'échelle des groupes pourrait s'avérer plus adapté pour reproduire les circulations transitoires en temps et en espace, notamment pour des configurations

*shadowed*. Pour ces configurations, la bonne reproduction de la dynamique circulatoire observée dans notre mesure pourra servir à mieux comprendre les mécanismes en jeu dans la génération d'un courant de cap par effet d'ombrage énergétique.



# Chapitre 5

## Conclusions et perspectives générales

Les travaux présentés dans cette thèse balayent un large spectre de méthodologies. Celles-ci vont de l'analyse détaillée d'un jeu de données *in situ* de vagues et de courants à leur modélisation, en passant par l'application de méthodes innovantes pour la mesure des vagues. Les résultats obtenus dans chacune de ces méthodologies ont un certain nombre d'implications, en particulier concernant l'impact des événements extrêmes sur les littoraux. Je résume maintenant les principales conclusions issues de mes travaux ainsi que les perspectives qu'elles soulèvent.

Un premier objectif de mes travaux était d'appliquer et de comparer différentes méthodes de reconstruction du champ de vagues à partir de mesures *in situ* de la pression proche du fond. Cette comparaison a été réalisée à l'aide de la mesure directe de la surface libre, par méthode acoustique en zone de levée et par télédétection Lidar en zone de *surf*. Les méthodes de reconstruction basées sur la théorie linéaire des vagues permettent de correctement reproduire la hauteur moyenne des vagues dans ces deux zones. Elles sont néanmoins très peu performantes pour bien reconstruire la hauteur et la forme des vagues les plus non-linéaires, souvent identifiées comme vagues extrêmes. J'ai, par exemple, montré que la méthode de la fonction de transfert linéaire peut sous-estimer jusqu'à 35 % l'élévation de la crête des vagues extrêmes en zone de levée et en zone de *surf* externe. Cette forte sous-estimation est critique pour prédire l'impact des vagues extrêmes sur les littoraux et vient de l'inaptitude des méthodes linéaires à reproduire la partie haute fréquence du spectre de surface libre, du fait de la nécessité d'une fréquence de coupure bien trop restrictive. Par opposition, la méthode non-linéaire faiblement dispersive récemment développée par [Bonneton et al. \(2018\)](#) permet une très bonne reconstruction de la hauteur et de la forme de toutes les vagues, de la zone de levée jusqu'en zone de *surf* interne. En effet, les erreurs associées à l'élévation de la crête des vagues extrêmes reconstruite par cette nouvelle méthode sont bien inférieures à 10 %. Toutefois, pour des régimes plus dispersifs que ceux étudiés dans cette thèse, tels que des vagues plus courtes se propageant en eau profonde, la méthode non-linéaire fortement

dispersive doit être appliquée. Pour des vagues *in situ* en régime dispersif, une analyse similaire à celle effectuée dans cette thèse pourra être réalisée, dans le but de compléter les domaines de validité de chaque méthode.

De plus, nous avons vu que la relation de dispersion linéaire entraîne une forte surestimation du nombre d'onde des harmoniques hautes fréquences, et nécessite une fréquence de coupure. Afin de pallier à cette limitation, des techniques innovantes pourraient être utilisées pour mesurer de manière directe ou indirecte le nombre d'onde (*e.g.* télédétection Lidar, vidéo). Ce dernier travail pourrait être aussi étendu à la reconstruction de la surface libre des vagues en présence de courants ambiants intenses (*e.g.* courants proche des embouchures, courants d'arrachement), pour lesquels la relation de dispersion linéaire est encore plus restrictive. Enfin, la bonne performance des nouvelles méthodes de reconstruction appelle à réexaminer la calibration, généralement basée sur la théorie linéaire des vagues, de certains processus physiques jouant un rôle important dans la dynamique hydro-sédimentaire proche du littoral. En particulier, ces méthodes pourront être utilisées pour établir de nouvelles formulations tant pour la prévision des vagues extrêmes, que pour la paramétrisation du transport sédimentaire et de la dissipation des vagues par déferlement dans les modèles de vagues et circulations associées.

Un autre objectif de cette thèse était d'améliorer les connaissances actuelles sur les circulations induites par les vagues proche des caps en milieu naturel. Pour cela, une campagne de mesures intensive a été effectuée en Octobre 2018 à la plage de la Petite Chambre d'Amour (PCA) à Anglet, durant trois semaines. Elle a permis de collecter un jeu de données unique des vagues et des courants induits en présence d'un cap rocheux et d'un récif naturel submergé dans des conditions, en plus, très énergétiques. Cette campagne de mesure a couvert une large gamme de conditions de vagues au large et d'élévations de marée. Une analyse détaillée de l'ensemble des données a montré que les schémas de circulation proche du cap peuvent être très contrastés selon le climat de vagues (hauteur et angle d'incidence) et l'élévation de la marée. Pour des houles frontales, une dynamique majoritairement *cross-shore* est observée, sauf à marée basse et pour des houles peu énergétiques, pour lesquelles la variation *longshore* de la dissipation des vagues par déferlement au-dessus du récif induit une cellule de circulation proche du cap. Pour des houles obliques, les circulations observées

sont nettement différentes. Pour des configurations *shadowed*, une dynamique re-circulatoire est observée proche du cap. Celle-ci s'illustre par une cellule de circulation transitoire dont l'étendue spatiale augmente avec la hauteur et l'angle d'incidence des vagues au large. Notre jeu de données ne met pas en évidence la présence d'un courant de cap par effet d'ombrage comme généralement observé pour ce type de configuration. Ceci met en évidence la sensibilité des circulations induites par les vagues à la morphologie du cap. Pour des configurations de déflexion, le courant de dérive est défléchi par le cap et induit un courant de déflexion pouvant s'étendre loin au large. Nos mesures indiquent que ce courant peut s'étendre jusqu'à 1000 m au large pour des houles obliques peu énergétiques. De plus, leur intensité est fortement modulée par la marée, avec des courants plus intenses à marée basse. Pour des configurations de déflexion très énergétiques ( $H_s = 4$  m), de fortes fluctuations très basses fréquences ( $O(10)$  min et  $O(1)$  h) du courant de déflexion sont mesurées à marée basse en zone de *surf*, mais également à 800 m au large de la plage, où l'intensité du courant peut atteindre 0.7 m/s. Nos mesures *in situ* suggèrent ainsi la capacité des courants de déflexion à drainer et expulser des quantités significatives de sédiments vers le large, allant au-delà de la profondeur de fermeture, en accord avec de précédents travaux de suivi morphologique des plages en baie. Cette étude expérimentale nous a permis d'améliorer significativement les connaissances vis à vis des circulations présentes le long des caps rocheux, et des obstacles naturels ou anthropiques en général.

Du fait des larges échelles spatiales couvertes par les courants de cap à PCA, la dynamique spatio-temporelle de ces courants ne peut pas être bien appréhendée avec la mesure en quelques points, en particulier pour les évènements très énergétiques. La modélisation est ainsi nécessaire pour mieux comprendre la dynamique des courants de cap. Pour cela, le modèle XBeach (Roelvink *et al.*, 2009) est utilisé ici ; il est d'abord calibré et validé pour deux évènements de déflexion : l'un peu énergétique et l'autre très énergétique. Pour ces deux évènements, le modèle est capable de bien reproduire les hauteurs significatives gravitaires et infragravitaires, ainsi que l'intensité des courants de déflexion. Lors de l'évènement très énergétique, la forte modulation tidale, ainsi que l'amplitude et la période des fluctuations très basses fréquences au large, sont correctement reproduites par le modèle. Le modèle calibré est ensuite utilisé pour mieux comprendre la dynamique spatio-temporelle des courants

de déflexion. Lors de l'évènement très énergétique, la combinaison d'un courant de dérive intense et d'une zone de *surf* très large à marée basse induit un courant de déflexion très étendu spatialement. En effet, ce courant est aussi large que la zone de *surf* ( $\approx 500$  m) et peut s'étendre jusqu'à 1400 m au large de la plage, où des intensités de courant de l'ordre de 0.2 m/s sont modélisées. Pour cette même valeur d'intensité, le courant de déflexion à marée haute s'étend jusqu'à 1200 m au large de la plage, mais il est bien moins large qu'à marée basse. Cette étude de modélisation indique que l'intégralité du courant de dérive à PCA est défléchi vers le large, même lorsque la largeur de la zone de *surf* est aussi grande que la longueur du cap. Ce dernier résultat s'explique par la présence d'un courant venant de la baie adjacente (Grande Plage de Biarritz ; GPB) ayant un impact très significatif sur le schéma de déflexion à PCA. En effet, ce courant venant de GPB défléchit le reste du courant de dérive à PCA qui n'est pas défléchi par le cap. A marée basse, le courant de GPB est un courant de dérive orienté en direction de PCA ; il contribue ainsi à renforcer le courant de déflexion et à en dévier sa tête vers le large. A marée haute, le courant venant de GPB est totalement orienté vers le large, agissant plus faiblement sur le schéma de déflexion qu'à marée basse.

L'analyse de l'évolution spatio-temporelle du courant de dérive à PCA, du courant de déflexion et du courant venant de GPB indique que l'intensité et la direction de ces trois courants sont tous sujets à des fluctuations très basses fréquences ( $O(1)$  h) et d'amplitudes similaires. Ceci suggère un fort couplage hydrodynamique entre les courants, de part et d'autre du cap. Le modèle calibré est ensuite utilisé pour explorer le comportement des courants de cap pour une gamme de climat de vagues et de marée représentative de la diversité naturelle, notamment pour des évènements extrêmes. Cette étude de sensibilité aux forçages hydrodynamiques confirme que, pour des configurations de déflexion énergétique, l'intégralité du courant de dérive à PCA est défléchi au large quel que soit la largeur de la zone de *surf*. Ces résultats confirment que les courants de cap jouent un rôle dominant sur les processus hydro- et morphodynamiques le long des caps et des plages en baie.

De plus, j'ai également montré que les courants de déflexion à PCA ne fluctuent pas nécessairement plus lorsqu'ils s'intensifient, suggérant qu'un mécanisme autre que les instabilités de cisaillement est responsable des fluctuations très basses fréquences mesurées et modé-

---

lisées. Le couplage entre les courants de part et d'autre du cap, ainsi que la circulation à l'échelle d'Anglet et de Biarritz, suggèrent que les caractéristiques morphologiques le long de ces plages (*e.g.* GPB, digue de l'Adour, affleurements rocheux au large) ont un contrôle important sur le schéma de déflexion et sur les fluctuations très basses fréquences. Ainsi, ces caractéristiques morphologiques pourraient être supprimées de la bathymétrie pour mieux comprendre leur rôle sur les mécanismes de déflexion à PCA. Par ailleurs, des mesures spécifiques aux événements de déflexion énergétiques pourraient être effectuées pour valider et compléter mes résultats. En particulier, des mesures de courants à GPB sont essentielles pour mieux saisir leurs effets sur le schéma de déflexion. Ces mesures de courants pourraient également être complétées par des levées bathymétriques avant et après un événement extrême pour évaluer l'impact des courants de déflexion sur le transport sédimentaire et les dépôts de sédiment au large. L'évolution morphologique induite par ces courants pourrait aussi être modélisée *via* XBeach en activant le module de transport sédimentaire. Cela nous permettrait d'évaluer les échanges sédimentaires potentiels de part et d'autre du cap.

Enfin, l'application de modèle 3D ou quasi-3D serait très pertinente dans le cadre des courants de cap à PCA. En effet, nous avons vu que ces courants pouvaient s'étendre très au large de la zone de *surf* et seraient donc susceptibles d'être fortement cisailés suivant la profondeur. La modélisation 3D de ces courants pourrait ainsi permettre de mieux comprendre leur variabilité verticale et donc de mieux appréhender leur effet sur le transport et la dispersion de matières proche de la surface, et sur le transport sédimentaire au fond. Bien comprendre les mécanismes de transport sédimentaire induit par les courants de cap est important pour de nombreux aspects. Ils pourraient contribuer aux problèmes de budget sédimentaire le long des littoraux découpés par des caps et par des ouvrages côtiers. Dans ce dernier cas, il serait donc essentiel de prendre en compte l'effet des courants de cap dans le dimensionnement de ces ouvrages. Enfin, ces mécanismes pourraient faire l'objet de paramétrisation dans les modèles long-terme d'évolution du trait de côte.



# **Annexe A**

**Bande dessinée présentée à l'édition 2020  
du festival de l'innovation de  
Nouvelle-Aquitaine (NOVAQ)**

# CALCULER LES VAGUES, SAISIR LES COURANTS



CES COURANTS SONT TRÈS CHANGEANTS, NOTAMMENT EN FONCTION DE LA MARÉE, DE LA TOPOGRAPHIE DU CAP ET DES CONDITIONS DE VAGUES. DES CHERCHEURS, COMME ARTHUR, LES ÉTUDIENT, AINSI QUE LES VAGUES. POUR ÇA, ILS FONT DES MESURES...



ET DES FORMULES MATHÉMATIQUES POUR CALCULER LEUR HAUTEUR SELON LA PRESSION SOUS L'EAU.

D'après mes relevés, les calculs sous-estiment la hauteur des vagues lors des tempêtes... on va corriger la formule.

$$F = \frac{1}{2} \rho g H^2$$

$$K_p(\omega) F = \frac{1}{2} \rho g H^2$$

DANS UN CONTEXTE DE CHANGEMENT CLIMATIQUE, IL Y A UN RÉEL ENJEU À COMPRENDRE LES VAGUES ET LES COURANTS.



ET MÊME À PLUS PETITE ÉCHELLE, POUR LES PÊCHEURS DE TOUTS TYPES





AVEC L'ESPOIR DE POUVOIR UN JOUR PRÉDIRE CE GENRE DE PHÉNOMÈNES, ARTHUR EST PARTI À LA PÊCHE AUX DONNÉES : 3 SEMAINES DE COLLECTE QU'IL DÉCORTIQUERA DURANT 3 ANS.

Sabot, on vient mesurer les courants!



Non c'est bon, ils ont des bouées...

AVEC SON ÉQUIPE, ILS ONT ÉTUDIÉ LA DYNAMIQUE DES COURANTS EN PRÉSENCE D'UN CAP ROCHEUX, À LA PLAGE DE LA PETITE CHAMBRE D'AMOUR, À ANGLET.

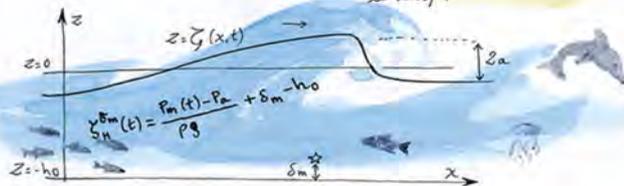
ET CÔTÉ VAGUES : CE N'EST PAS UN SPOT DE SURF POUR RIEN ...



PENDANT SIX JOURS D'ÉTUDE AVEC L'ÉQUIPE DE L'UNIVERSITÉ DE PLYMOUTH (U.K.), DES BOUÉES DÉRIVANTES AU FIL DES COURANTS ONT ÉTÉ MISES À L'EAU. ET REMISES À L'EAU. ET RE-REMISES...

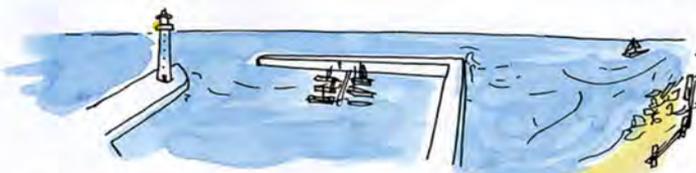


IL FAUT AVOIR LE MAXIMUM DE DONNÉES DE TERRAIN POUR COMPRENDRE LE MOUVEMENT ET LA FORCE DES VAGUES ET DES COURANTS.



SI LES DONNÉES RELEVÉES VALIDENT LES MODÈLES MATHÉMATIQUES DE PRÉVISION EXISTANTS, ON POURRA APPLIQUER CES MODÈLES À DES CONDITIONS ACTUELLES OU À VENIR ... PAS ENCORE PROGRAMMER DES VAGUES, MAIS ... LES PRÉVOIR ?

EN TOUS CAS, PRÉVOIR LES RÉPERCUSSIONS DE CERTAINS AMÉNAGEMENTS DU LITTORAL.



Par exemple, la présence d'une digue peut intensifier les courants, et provoquer une forte érosion...



ET QUI SAIT SI UN JOUR UN.E PETIT.E MALIN.E ÉLABORERA UN ALGORITHME POUR FOURNIR AUX ADEPTES DU SURF UNE MÉTÉO PRÉCISE DES VAGUES ET DES COURANTS?



## **Annexe B**

**Field observations of wave-induced headland rips. *Proceedings from the International Coastal Symposium (ICS) 2020 (Seville, Spain)***

## Field observations of wave-induced headland rips

Arthur Mouragues<sup>†\*</sup>, Philippe Bonneton<sup>†</sup>, Bruno Castelle<sup>†</sup>, Vincent Marieu<sup>†</sup>, Aaron Barrett<sup>††</sup>, Natalie Bonneton<sup>†</sup>, Guillaume Detand<sup>†</sup>, Kevin Martins<sup>†</sup>, Jak McCarroll<sup>††</sup>, Denis Morichon<sup>§</sup>, Timothy Poate<sup>††</sup>, Isaac Rodriguez Padilla<sup>†</sup>, Tim Scott<sup>††</sup>, Damien Sous<sup>§‡</sup>

<sup>†</sup>Université de Bordeaux  
CNRS; UMR 5805 EPOC  
Pessac, France

<sup>††</sup>University of Plymouth  
Coastal Processes Research Group  
Plymouth, UK

<sup>§</sup>Université Pau et Pays de l'Adour  
E2S UPPA, SIAME  
Anglet, France

<sup>‡</sup>Université de Toulon, Aix Marseille  
Université; CNRS; IRD; Mediterranean  
Institute of Oceanography (MIO)  
La Garde, France



www.cerf-jcr.org



www.JCRonline.org

### ABSTRACT

Mouragues, A.; Bonneton, P.; Castelle, B.; Marieu, V.; Barrett, A.; Bonneton, N.; Detand, G.; Martins, K.; McCarroll, J.; Morichon, D.; Poate, T.; Rodriguez Padilla, I.; Scott, T., and Sous, D., 2020. Field observations of wave-induced headland rips. In: Malvárez, G. and Navas, F. (eds.), *Proceedings from the International Coastal Symposium (ICS) 2020* (Seville, Spain). *Journal of Coastal Research*, Special Issue No. 95, pp. 1–5. Coconut Creek (Florida), ISSN 0749-0208.

Most of rip-current field experiments have focused on persistent rips along rip-channeled sandy beaches or transient rips along reasonably alongshore-uniform surf-zone morphology, while experiments on rip flowing against structures are scarce. In October 2018, a 3-week field experiment was performed at Anglet beach, SW France, aiming at examining the dynamics of high-energy rip currents in complex settings. The beach is barred with prominent inherited geology, characterized by the presence of a 500-m headland and a natural submerged reef. A large array of *in-situ* instruments was deployed to capture the temporal and spatial variability of rip flow circulations, including ADCPs, surf-zone drifters and video monitoring. The latter allowed to identify a wide range of rip-flow patterns. Among these patterns, a high-intensity rip current flowing against the headland was a dominant feature for obliquely incident waves. Such a boundary rip current was driven by the deflection of the longshore current against the headland, peaking at 0.7 m/s (5-min time- and depth-averaged) 800-m offshore in 12-m depth for a moderate storm event with 4-m obliquely incident waves. Very-low-frequency (O(1h) and O(30min)) fluctuations of this rip current were observed around low tide. Measurements of the vertical structure of the rip reveal that the deflection rip was more vertically-sheared as the water depth increases, with higher velocities near the surface, which is typical of a theoretical rip head structure.

**ADDITIONAL INDEX WORDS:** *Field experiment, nearshore circulations, headland rip, vertical structure.*

### INTRODUCTION

Wave breaking is the primary process driving nearshore currents and sediment transport along wave-exposed coasts. Alongshore variations in broken wave energy dissipation enforced by alongshore variability in depth of the beach drive rip current circulation which are typically composed of counter rotating cells. On open sandy beaches, such circulation patterns have received much attention (e.g. MacMahan *et al.*, 2010a). However, such a circulation becomes increasingly complex as the presence of geological inheritance (e.g. headlands, rocky bed) becomes important. Headland-bounded embayed beaches, which are ubiquitous along rugged coastline, are a striking example of geologically-constrained environments. They are known to host a mixture of circulation types which typically include boundary rips (shadow and deflection rips) and channel rips (Castelle *et al.*, 2016). While rip flow patterns along embayments have been previously observed (e.g. Loureiro *et al.*, 2012b) and modelled for idealized cases (Castelle and Coco, 2012, 2013), only a few

field studies have been carried out in such embayments (e.g. McCarroll *et al.*, 2014). Amongst these field data-based studies, only a handful have focused on boundary rips (Coutts-Smith, 2004), which are also sometimes referred to as headland rips. In addition, these studies relied on relatively scarce depth-averaged velocity measurements and/or are associated with weakly-varying and/or weakly-energetic offshore wave conditions. Yet, boundary rips are known to potentially extend much further seaward than most of the other rip types (Castelle and Coco, 2013), and are therefore critical to both beach safety for beachgoers and water/sediment exchange between the nearshore and the inner shelf. Accordingly, improving our understanding on boundary rip dynamics is of paramount importance.

This paper presents a comprehensive 3-week field experiment carried out in one of Anglet beaches (SW France, Figure 1), La Petite Chambre d'Amour beach (PCA beach), during October 2018. This field experiment aimed at collecting a wide range of measurements in order to investigate wave-induced circulations in a strongly geologically-constrained environment, with the presence of a prominent submerged reef and a rocky headland. A detailed analysis of the main circulation patterns is given by Mouragues *et al.* (in prep.). In the present paper, the full setup of the experiment is firstly presented. Then, the temporal and

DOI: 10.2112/SI95-0XX.1 received Day Month Year; accepted in revision Day Month Year.

\*Corresponding author: arthur.mouragues@u-bordeaux.fr  
©Coastal Education and Research Foundation, Inc. 2020

vertical variability of a high-energy deflection rip induced by obliquely incident storm waves is addressed.

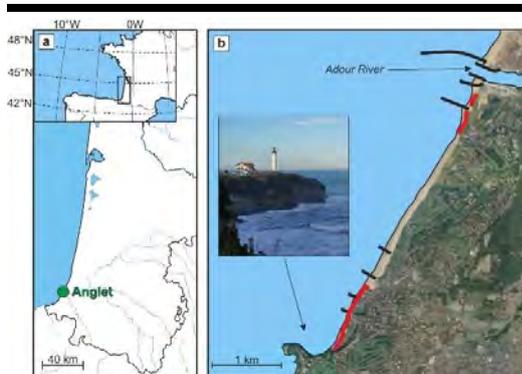


Figure 1. (a): Location of Anglet along the Aquitaine coast (SW France). (b): Map of Anglet beaches showing the location of the groins (black thick lines) and photo of the headland bounding the southern part of PCA beach.

## METHODS

### Field Site

The field experiment was performed in October 2018 (from the 3<sup>rd</sup> to the 26<sup>th</sup>) at PCA beach in Anglet, located on the Basque Coast, SW France (Figure 1). The Basque Coast is a high-energy wave environment which is predominantly exposed to Atlantic swells coming from the W-NW direction and can also rarely experience more variable locally-generated wind waves (Abadie *et al.*, 2005). The annual mean significant wave height and peak period are  $H_S = 1.57$  m (up to 10 m during severe storms) and  $T_P = 10$  s, respectively. The tide is meso-macro and semi diurnal. As opposed to the well-documented open sandy beaches further north along the Aquitaine coast, the rugged Basque coastline features beaches which are mostly characterized by prominent inherited geology. PCA beach is the most southern part of a 4-km long sandy embayment facing WNW which comprises 6 groins (Figure 1b). The beach is composed of medium to coarse ( $D_{50} \sim 2$  mm) sand with a steep beach face ( $\sim 1/10$ ). For more information on Anglet beach setting and beach morphodynamics, the reader is referred to Huguet *et al.* (2016). During the field experiment, the morphology of northern PCA beach was relatively uniform alongshore, while the southern part longshore-variable owing to geological features. In particular, a natural submerged reef is located approximately 150 m from the mean sea level shoreline, and the Saint-Martin rocky headland extends approximately 500 m offshore, bounding the southern end of the field site. Such features are expected to induce alongshore variations in wave breaking (see Figure 2e showing waves breaking over the reef), with the headland also potentially guiding boundary rips. An array of instruments was therefore deployed at the southern end of PCA to explore the spatial and temporal

variability of surf zone circulations in this area, which are described below.

### Eulerian Measurement Data

Four Acoustic Doppler Current Profilers (ADCPs) were arrayed across the field site at strategic locations to capture the circulation structure. SIG1 (Nortek Signature 500 kHz; 4 Hz), SIG2 (Nortek Signature 1000 kHz; 8 Hz), SIG3 (Nortek Signature 1000 kHz; 1 Hz) and AQ (Nortek Aquadopp; 1 Hz) were deployed far offshore (800-m offshore), few meters off the reef, along the headland and in the vicinity of the reef, respectively (Figure 2a). All sensors continuously recorded pressure and velocities along the water column (see Figure 3d for deployment schedule of each sensor).

### Surfzone Drifters

Six GPS-equipped surf-zone drifters were deployed in the vicinity of the reef in order to provide a greater spatial coverage of surface current circulations than Eulerian measurements (Figure 3d). The drifters were designed to be partially submerged which allowed them to track the surface currents with minimized surfing behavior (*i.e.* being caught by a bore). Such a design has been successfully used in previous works to record rip current circulations occurring in various environments (*e.g.* MacMahan *et al.*, 2010a; McCarroll *et al.*, 2014; Scott *et al.*, 2016). The drifter location was continuously tracked by GPS, logged at 2.5 Hz and transmitted to a shore station providing a real-time information of the drifter positions, which was used to optimize drifter deployment and removal. Because of the energetic conditions and prominent rocks posing safety issues to the field measurement staff, the drifters were seeded using a rigid inflatable boat (on the 16<sup>th</sup> and 17<sup>th</sup>), a jet ski (on the 18<sup>th</sup>, 19<sup>th</sup> and 23<sup>th</sup>) or were manually seeded by swimmers during lower energy conditions (on the 22<sup>th</sup>). Drifters were manually retrieved when they washed ashore and by the offshore team on the boat/jet ski when required. All drifter seeding and recovery hours were logged by the shore team to help the post-processing. On the 16<sup>th</sup> and 17<sup>th</sup>, the energetic wave conditions (offshore  $H_S = 2$  m; Figure 3a) and the preliminary tests of deployment strategies did not allow to collect enough data for further analysis. During the other days of deployment (on the 18<sup>th</sup>, 19<sup>th</sup>, 22<sup>th</sup> and 23<sup>th</sup>), the jet ski and manual seeds allowed to deploy and recover drifters quickly and efficiently. These four days provided sufficient data to study several representative surface current circulation patterns.

### Video Data

In addition to the permanent video station installed in 2013 (Huguet *et al.*, 2016), a video camera was installed to provide high-frequency images of the field. They provided useful qualitative spatial and temporal insights into rip flow circulation. This fixed camera was installed at the top of Biarritz lighthouse, located at the tip of the headland (Figures 2a and b). The camera

was situated approximately 70 m above the mean sea level and about 250 m away from the reef. The camera was facing ENE and recorded images of the site at 1 Hz. Images were rectified into local coordinates (cross-shore and longshore) using Ground Control Points (GCP) spatially distributed both on land and water. In order to look into mean current circulations, running-averaged videos were generated to filter out gravity waves and further emphasize surface currents through drifting foams and streaks. The camera had a relatively narrow angle of view which prevented from monitoring circulations across the entire field site, especially the headland outlet. A camera-equipped Unmanned Aerial Vehicle (UAV) was also used during drifter deployment days (Figure 3d) to capture the full extent of circulations. The UAV-mounted camera allowed to record images at different points of view (see for instance Figure 2c).

### Topo-bathymetric Surveys

Two bathymetric surveys of PCA beach were conducted on the 26<sup>th</sup> of June 2018 and on the 5<sup>th</sup> of October 2018. The first survey was collected using a multi-beam echo-sounder for accurately measuring the fixed bed morphology (e.g. the reef and the complex underwater morphology bordering the headland). A second survey was carried out in order to record the sandy bed morphology of the field site just prior to the measurement period. This last survey was performed with a single-beam echo-sounder and covered a larger area, providing data up to 400 m off the headland and approximately 800 m in the alongshore direction. Both bathymetries were obtained through Real Time Kinematic Global Positioning System (RTK-GPS) surveying from a boat. Areas along the headland were too hazardous to be surveyed due to breaking waves and exposed rocks. Such uncovered areas were retrieved by photogrammetry using the UAV at spring low tide. Data collected by the UAV were geo-referenced using several GCPs spatially distributed within the field site which locations were measured using a Post Processed Kinematic Differential GPS (PPK-DGPS). PPK-GPS positions were then adjusted into real world coordinates using corrections from a reference station located in Anglet airport, less than 3 km away from the field site. Finally, both the upper and intertidal beach topography were surveyed at low tide using the same PPK-DGPS which was carried in by walk. Combination of bathymetric and topographic surveys resulted in a comprehensive bathy-topo map of the site (see Figure 2a).

### Morphological Settings

During the field experiment, the sandy bed morphology of the northern part of PCA beach was reasonably uniform alongshore (Figure 2a), corresponding to a low-tide terrace beach state according to the classification of Wright and Short (1984). Visual inspection of the beach and video images indicate that the beach morphology barely evolved throughout the experiment. Wave-

induced circulations were therefore mainly controlled by the geological features (headland and reef). Figures 2d,e shows Google Earth images of the complex underwater morphology, depicting the reef shape and dimension (Figure 2d) and its control on wave breaking (Figure 2e). The headland edge and corner are mostly composed of rocks that can be exposed at low tide while the area between the headland edge and the reef is mainly composed of sand.

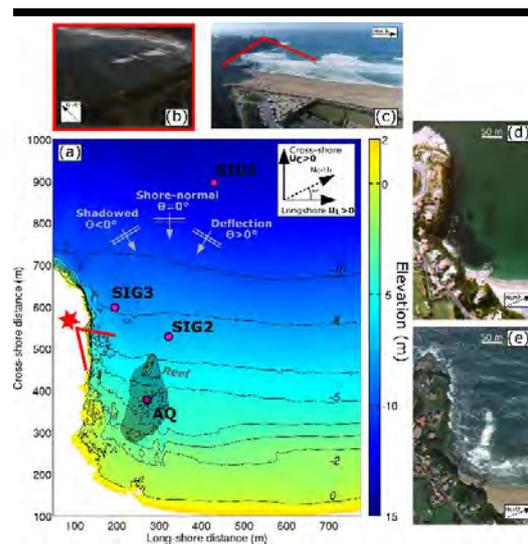


Figure 2. (a): Bathy-topo map of the field site. Color represents elevation (m) in NGF-IGN69 (Global French Levelling). Magenta points indicate the location of each sensor. The shaded area and the red star show the location of the reef and the lighthouse, respectively. Red lines indicate the headland-based camera view angle. (b) Example of a raw image recorded by the headland-based camera. (c) Example of a raw image recorded by the camera-equipped UAV. (d) and (e) Google Earth images showing the headland and the submerged reef during low-energy wave conditions (d) and moderate-energy conditions (e).

## RESULTS

### Offshore Wave Conditions

A permanent directional wave buoy moored in 50-m water depth and located 5-km offshore of Anglet measured, every 30 min, the offshore wave height, period and angle of incidence during the measurement period (Figure 3). PCA beach was exposed to a wide range of incident wave conditions during October 2018, from highly-oblique storm conditions to shore-normal low-energy wave conditions. Overall, the field experiment was characterized by relatively energetic wave conditions (average  $H_S$  of 1.5 m) with several high-energy wave events ( $H_S > 2$  m). These wave events were also characterized by different offshore wave periods ( $6 < T_p < 15$  s) and angle of incidence relative to the shore normal ( $-23 < \theta_p < 27^\circ$ ). The corresponding sign of  $\theta_p$  is shown in Figure 2a. One striking event is the very oblique storm on the 7<sup>th</sup> ( $H_S = 4$  m and  $\theta_p = 27^\circ$ )

which will be detailed later in the paper. Tide range varied from spring (tidal range  $\sim 4.4$  m) to neap (tidal range  $\sim 1.1$  m).

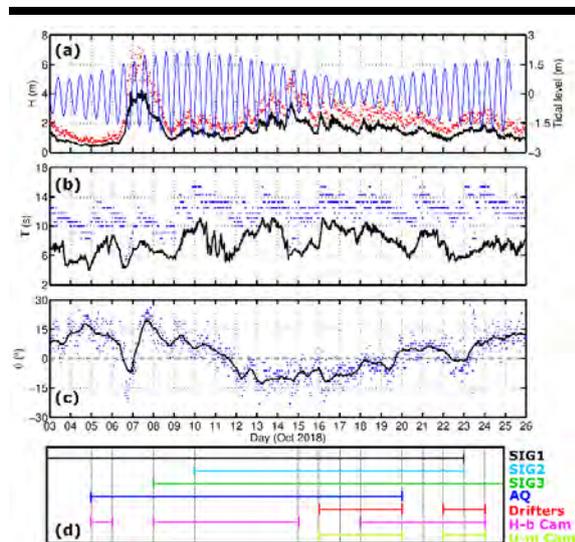


Figure 3. Offshore wave and tide conditions during the field experiment. (a): Tidal level (blue line), significant wave height ( $H_S$ ; black line) and maximum wave height ( $H_{max}$ ; red dots). (b) Peak wave period ( $T_P$ ; blue dots) and mean wave period ( $T_{m02}$ ; black line). (c) Peak wave incidence relative to the shore normal ( $\theta_P$ ; blue dots) and its 12h-averaged values (black line). (d) Deployment schedule for each measurement item. H-b Cam and U-m Cam stand for the headland-based and the UAV-mounted camera, respectively.

### Circulation Patterns

An extensive analysis of nearshore circulation is provided in Mouragues *et al.* (in prep), showing that a slight change in offshore wave conditions (mostly  $\theta_P$  and  $H_S$ ) or tide elevation could dramatically alter circulation patterns across the entire field site. Depending on  $\theta_P$ , three main circulation regimes were depicted: (1) shadowed configuration ( $\theta_P < 0$ ) which is characterized by transient rip-cell circulations on the reef and a longshore current flowing away from the headland; (2) shore-normal configuration ( $\theta_P = 0$ ) with circulations dominated by cross-shore flow in the surf zone, and transient circulations at the outer surf zone and (3) deflection configuration ( $\theta_P > 0$ ) which is characterized by the deflection of the longshore current against the headland. The latter typically leads to an offshore-directed current flowing against the headland. This deflection rip was found to extend very far offshore even for low- to moderate-energy waves (at least 1000-m offshore for  $H_S = 1.5$  m from drifter measurements). Such a deflection rip was also measured during very oblique storm conditions, which is discussed below.

### High-energy Deflection Rip

The most offshore ADCP (SIG1; located 800-m offshore) recorded velocity and pressure over the whole measurement period (Figure 3d). The 20-min time- and depth-averaged velocity was rather weak (up to 0.2 m/s) during the entire experiment, except during the most energetic and oblique wave event, on the 7<sup>th</sup>, when 20-min time-averaged offshore velocities peaked at approximately 0.5 m/s (see Mouragues *et al.* in prep.).

This very oblique and highly-energetic wave event ( $H_S = 4$  m and  $\theta_P = 27^\circ$ ) induced a strong deflection rip flowing from the surf zone to a distance offshore which is virtually unknown (at least 800-m offshore where SIG1 is located). Figure 4a shows the 5-min time- and depth-averaged (deflection rip velocity) and the instantaneous depth-averaged (wave orbital velocity) cross-shore velocity measured by SIG1 during this extreme event. The tidal modulation of the deflection rip is ubiquitous, with increasing velocity as the water depth decreases. At low tide, the deflection rip is intense and reaches 0.7 m/s while absolute orbital velocity peaks at approximately 3 m/s. Figure 4a also clearly displays strong and narrow very-low-frequency pulsations of the deflection rip with characteristic periods of around an hour and half an hour. Such a high-energy deflection rip is often termed as mega rip and has only been observed using digital imagery (Loureiro *et al.*, 2012b) or scarcely measured (Coutts-Smith, 2004). To the author's knowledge, the present study is the first comprehensive measurement of a mega rip.

Figure 4b represents the vertical profile of instantaneous cross-shore velocity time-averaged over low tide (between 6 am and 10 am) and over high tide (between 12 am and 4 pm). The latter highlights the vertical variability of the deflection rip, with more depth-uniform and intense velocities at low tide (0.27 m/s close to the bottom and 0.39 m/s near the surface), and less intense current with more vertical shear at high tide (near-zero close to the bottom and 0.28 m/s near the surface). Such a depth variation pattern is in line with the very few studies focusing on the vertical structure of rip currents. To date, the only extensive measurement of the vertical structure of currents has been made by Haas and Svendsen (2002) who focused on a laboratory channel rip current. They measured a depth-uniform rip current inside a channel (rip neck) becoming increasingly depth variable offshore in the rip head, which has been satisfactorily reproduced by a quasi-3D circulation model in Haas and Svendsen (2000). The present study reveals the vertical variability of a rip current based on extensive field data. The vertical structure of rip current circulation is critical to sediment transport (near-bottom velocities) and transport and dispersion of tracers and floating matters (surface currents). Accordingly, the commonly-used depth-integrated circulation models may not be reliable in such settings.

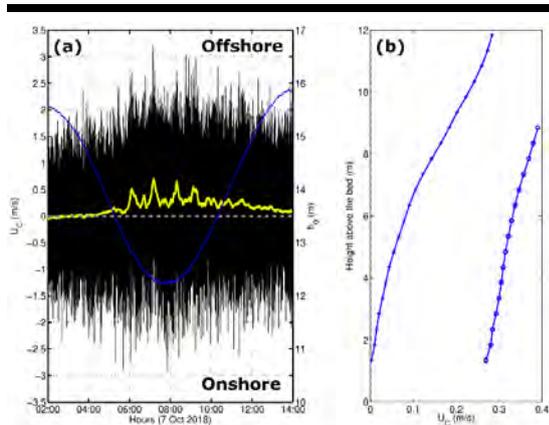


Figure 4. Cross-shore velocity ( $U_c$ ) and pressure measured by SIG1 during very oblique storm conditions ( $H_S = 4$  m and  $\Theta_P = 27^\circ$ ). (a) Instantaneous (black), 5-min time-averaged (yellow) depth-averaged  $U_c$  and pressure (blue). (b) Vertical profile of instantaneous  $U_c$  time-averaged over low (circles) and high (crosses) tide.

## CONCLUSIONS

A 3-week extensive field experiment aiming at characterizing wave-induced circulations in a presence of a rocky headland and a natural reef was performed at PCA beach. A large array of measurement techniques has been deployed in order to capture the full extent of rip-cell circulations which were predominantly controlled by the headland and the reef. A large variability of circulation patterns was observed during the experiment, particularly during highly-oblique storm conditions. For such conditions, an intense deflection rip associated with very-low-frequency pulsations at low tide was measured 800-m offshore. This high-energy rip was also found to be strongly depth-varying, especially at high tide with higher velocities near the surface, providing a new insight of what is often referred to as mega rips. It is anticipated that this unique dataset will help improving our understanding and modelling capacities of nearshore circulations occurring in complex environments.

## ACKNOWLEDGMENTS

The Ph.D. of A. Mouragues is cofounded by a DGA-Region Nouvelle Aquitaine scholarship. This study has received financial support from Region Nouvelle Aquitaine (contract n°2017-1R20107) and was carried out as part of the project MEPELS (contract n°18CP05), performed under the auspices of the DGA, and led by SHOM. PCA beach is a field site labelled by SNO Dynalit (CNRS-INSU) which provided additional financial support for the experiment. The authors wish to thank Phares et Balises for providing access to the lighthouse and to lifeguard's representative (Syndicat Mixte de la Gestion de la Baignade Landaise and Guides des Bains Anglois) for providing jet-ski pilots and safety support during drifter deployment. The authors

are also thankful to CASAGEC for collecting the 2018 June bathymetric survey and Aymeric Jouon for supervising further bathymetry measurements and helping with drifter recovery.

## LITERATURE CITED

- Abadie, S.; Butel, R.; Dupuis, H. and Briere, C., 2005. Paramètres statistiques de la houle au large de la côte sud-aquitaine. *Comptes Rendus Geoscience*, 337, 769-776.
- Castelle, B. and Coco, G., 2012. The morphodynamics of rip channels on embayed beaches. *Continental Shelf Research*, 43, 10-23.
- Castelle, B. and Coco, G., 2013. Surf zone flushing on embayed beaches. *Geophysical Research Letters*, 40, 2206-2210.
- Castelle, B.; Scott, T.; Brander, R., and McCarroll, R.J., 2016. Rip current types, circulation and hazard. *Earth-Science Reviews*, 163, 1-21.
- Coutts-Smith, A., 2004. The significance of mega-rips along an embayed coast. Ph.D. thesis, University of Sydney.
- Haas, K. A. and Svendsen, I.A., 2000. Three-dimensional modeling of rip current systems. *Res. Rep. CACR-00-06*, Cent. For Appl. Coastal Res., Univ. of Del., Newark, Del.
- Haas, K. A. and Svendsen, I.A., 2002. Laboratory measurements of the vertical structure of rip currents. *Journal of Geophysical Research*, 107 (C5), 3047.
- Huguet, J.R.; Castelle, B.; Marieu, V.; Morichon, D. and De Santiago, I., 2016. Shoreline-sandbar dynamics at a high-energy embayed and structurally-engineered sandy beach: Anglet, SW France. *J. Coast. Res.*, SI. 75, 363-397.
- MacMahan, J.; Brown, J.; Brown, J.; Thomson, E.; Renier, A.; Stanton, T.; Henriquez, M.; Gallagher, E.; Morrison, J.; Austin, M.; Scott, T. and Senechal, N., 2010. Lagrangian flow behavior on an open coast rip-channelled beach: a new perspective. *Marine Geology*, 268, 1-15.
- McCarroll, R.J.; Brander, R.; Turner, I.; Power, H. and Mortlock, T., 2014. Lagrangian observations of circulation on an embayed beach with headland rip current. *Marine Geology*, 355, 173-188.
- Mouragues, A.; Bonneton, P.; Castelle, B.; Marieu, V., McCarroll, R.J.; Scott, T. and Sous, D., (in prep.). New insights into high-energy surf zone currents and headland rips at a geologically-constrained mesotidal beach.
- Loureiro, C.; Ferreira, O. and Cooper J., 2012. Extreme erosion on high-energy embayed beaches: Influence of mega rips and storm grouping. *Geomorphology*, 139-140, 155, 171.
- Scott, T.; Austin, M.; Masselink, P. and Russell, P., 2016. Dynamics of rip currents associated with groynes – field measurements, modelling and implications for beach safety. *Coastal Engineering*, 107, 53-69.
- Wright, L. and Short, A., 1984. Morphodynamic variability of surf zones and beaches: a synthesis. *Marine Geology*, 56, 93-118.

## **Annexe C**

**Exemple de fichier d'entrée XBeach pour  
notre étude**

%% Grid parameters

thetamin = 180.00
thetamax = 360.00
thetanaut = 1
single\_dir = 1
dtheta\_s = 10.00
depfile = bed\_MSL\_5m\_new\_fac\_along\_CAP\_ADOUR\_WALL.dep
posdwn = -1
xfile = x\_5m\_new\_fac\_along\_CAP\_ADOUR\_WALL.grd
yfile = y\_5m\_new\_fac\_along\_CAP\_ADOUR\_WALL.grd
vardx = 1
nx = 571
ny = 1100
xori = 0
yori = 0

%% Physical Processes

morphology = 0
cyclic = 1

%% Wave boundary condition parameters

instat = vardens
bcfile = filelist.txt
lateralwave = neumann

%% Tide level

tideloc = 1
zs0file = tide.txt

%% Flow boundary condition parameters

front = abs\_2d
back = abs\_2d
left = neumann
right = neumann

%% Wave breaking parameters

gamma = 0.50
alpha = 1.00

%% Wave friction parameters

fw = 0.00

%% Wave roller parameters

beta = 0.10

%% Flow parameters

bedfriccoef = 45.00
nuh = 0.10
smag = 1

%% Model time parameters

CFL = 0.60
tstop = 129600.00

%% Output variables

outputformat = fortran
tstart = 0.00
tintg = 120.00
tintp = 1.00
nglobalvar = 11

zs
H
u
v
ue
ve
hh

npoints = 4
-895 430
-530 320
-600 195
-375 270
npointvar = 8

zs
H
u
v
hh
ue
ve

urms

# Bibliographie

- Abadie, S., Butel, R., Dupuis, H. et Brière, C., 2005. Paramètres statistiques de la houle au large de la côte sud-aquitaine. *Comptes Rendus Geoscience*, 337(8) :769–776. doi :10.1016/j.crte.2005.03.012.
- Adrian, R. J., 1991. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. page 44.
- Almeida, L., Masselink, G., Russell, P. et Davidson, M., 2015. Observations of gravel beach dynamics during high energy wave conditions using a laser scanner. *Geomorphology*, 228 :15–27. doi :10.1016/j.geomorph.2014.08.019.
- Apotsos, A., Raubenheimer, B., Elgar, S. et Guza, R. T., 2008. Wave-driven setup and along-shore flows observed onshore of a submarine canyon. *Journal of Geophysical Research*, 113(C7) :C07025. doi :10.1029/2007JC004514.
- Austin, M., Scott, T., Brown, J., Brown, J., MacMahan, J., Masselink, G. et Russell, P., 2010. Temporal observations of rip current circulation on a macro-tidal beach. *Continental Shelf Research*, 30(9) :1149–1165. doi :10.1016/j.csr.2010.03.005.
- Austin, M. J., Scott, T., Russell, P. et Masselink, G., 2012. Rip current prediction : Development, validation, and evaluation of an operational tool. *Journal of Coastal Research*, 29(2) :283. doi : 10.2112/JCOASTRES-D-12-00093.1.
- Basco, D., 1985. A qualitative description of wave breaking. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 111(2) :171–188. doi :10.1061/(ASCE)0733-950X(1985)111:2(171).
- Battjes, J. A. et Janssen, J. P. F. M., 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *COASTAL ENGINEERING*, page 20.
- Bellafont, F., Morichon, D., Roeber, V., André, G. et Abadie, S., 2018. Infragravity period oscillations in a channel harbor near a river mouth. *Coastal Engineering Proceedings*, (36) :8. doi :10.9753/icce.v36.papers.8.
- Bertin, X., de Bakker, A., van Dongeren, A., Coco, G., André, G., Ardhuin, F., Bonneton, P., Bouchette, F., Castelle, B., Crawford, W. C., Davidson, M., Deen, M., Dodet, G., Guérin, T., Inch, K., Leckler, F., McCall, R., Muller, H., Olabarrieta, M., Roelvink, D., Ruessink, G., Sous, D., Stutzmann, É. et Tissier, M., 2018. Infragravity waves : From driving mechanisms to impacts. *Earth-Science Reviews*, 177 :774–799. doi :10.1016/j.earscirev.2018.01.002.
- Bertin, X., Martins, K., Bakker, A., Chataigner, T., Guérin, T., Coulombier, T. et Viron, O., 2020. Energy transfers and reflection of infragravity waves at a dissipative beach under storm waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 125(5). doi :10.1029/2019JC015714.
- Bertin, X. et Olabarrieta, M., 2016. Relevance of infragravity waves in a wave-dominated inlet : Ig waves in wave-dominated inlet. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(8) :5418–5435. doi :10.1002/2015JC011444.
- Birch, R., Fissel, D., Borg, K., Lee, V. et English, D., 2004. The capabilities of doppler current profilers for directional wave measurements in coastal and nearshore waters. Dans *Oceans '04 MTS/IEEE Techno-Ocean '04 (IEEE Cat. No.04CH37600)*, tome 3, pages 1418–1427. IEEE, Kobe, Japan. ISBN 978-0-7803-8669-3. doi :10.1109/OCEANS.2004.1406330.
- Birrien, F., Castelle, B., Dailloux, D., Marieu, V., Rihouey, D. et Price, T., 2013. Video observation of megacusp evolution along a high-energy engineered sandy beach : Anglet, sw france. *Journal of Coastal Research*, 165 :1727–1732. doi :10.2112/SI65-292.1.
- Bishop, C. T. et Donelan, M. A., 1987. Measuring waves with pressure transducers. *Coastal Engineering*, 11(4) :309–328. doi :10.1016/0378-3839(87)90031-7.
- Blenkinsopp, C., Mole, M., Turner, I. et Peirson, W., 2010. Measurements of the time-varying free-surface profile across the swash zone obtained using an industrial lidar. *Coastal*

- Engineering*, 57(11-12) :1059–1065. doi :10.1016/j.coastaleng.2010.07.001.
- Blenkinsopp, C. E., Turner, I. L., Allis, M. J., Peirson, W. L. et Garden, L. E., 2012. Application of lidar technology for measurement of time-varying free-surface profiles in a laboratory wave flume. *Coastal Engineering*, 68 :1–5. doi :10.1016/j.coastaleng.2012.04.006.
- Bonneton, P., 2007. Modelling of periodic wave transformation in the inner surf zone. *Ocean Engineering*, 34(10) :1459–1471. doi :10.1016/j.oceaneng.2006.09.002.
- Bonneton, P., Barthelemy, E., Chazel, F., Cienfuegos, R., Lannes, D., Marche, F. et Tissier, M., 2011a. Recent advances in serre–green naghdi modelling for wave transformation, breaking and runup processes. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 30(6) :589–597. doi :10.1016/j.euromechflu.2011.02.005.
- Bonneton, P., Chazel, F., Lannes, D., Marche, F. et Tissier, M., 2011b. A splitting approach for the fully nonlinear and weakly dispersive green–naghdi model. *Journal of Computational Physics*, 230(4) :1479–1498. doi :10.1016/j.jcp.2010.11.015.
- Bonneton, P. et Lannes, D., 2017. Recovering water wave elevation from pressure measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 833 :399–429. doi :10.1017/jfm.2017.666.
- Bonneton, P., Lannes, D., Martins, K. et Michallet, H., 2018. A nonlinear weakly dispersive method for recovering the elevation of irrotational surface waves from pressure measurements. *Coastal Engineering*, 138 :1–8. doi :10.1016/j.coastaleng.2018.04.005.
- Bonneton, P., 2003. *Physical analysis and modelling of hydrodynamic processes in the surf zone*, tome 29.
- Bonneton, P., Bruneau, N., Castelle, B. et Marche, F., 2010. Large-scale vorticity generation due to dissipating waves in the surf zone. *Discrete and Continuous Dynamical Systems - Series B*, 13(4) :729–738. doi :10.3934/dcdsb.2010.13.729.
- Booij, N., Ris, R. C. et Holthuijsen, L. H., 1999. A third-generation wave model for coastal regions : 1. model description and validation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C4) :7649–7666. doi :10.1029/98JC02622.
- Bowen, A. J. et Holman, R. A., 1989. Shear instabilities of the mean longshore current 1. theory. page 9.
- Bowen, A. J., Inman, D. L. et Simmons, V. P., 1968. Wave ‘set-down’ and set-up. *Journal of Geophysical Research*, 73(8) :2569–2577. doi :10.1029/JB073i008p02569.
- Bowen, A. J., 1969. Rip currents : 1. theoretical investigations. *Journal of Geophysical Research*, 74(23) :5467–5478. doi :10.1029/JC074i023p05467.
- Brander, R. W. et Short, A. D., 2001. Flow kinematics of low-energy rip current systems. *Journal of Coastal Research*, 17(2) :16.
- Brander, R. et Short, A., 2000. Morphodynamics of a large-scale rip current system at muriwai beach, new zealand. *Marine Geology*, 165(1-4) :27–39. doi :10.1016/S0025-3227(00)00004-9.
- Brodie, K. L., Raubenheimer, B., Elgar, S., Slocum, R. K. et McNinch, J. E., 2015. Lidar and pressure measurements of inner-surfzone waves and setup. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 32(10) :1945–1959. doi :10.1175/JTECH-D-14-00222.1.
- Bruneau, N., Bonneton, P., Castelle, B. et Pedreros, R., 2011. Modeling rip current circulations and vorticity in a high-energy mesotidal-macrotidal environment. *Journal of Geophysical Research*, 116(C7) :C07026. doi :10.1029/2010JC006693.
- Bruneau, N., Castelle, B., Bonneton, P., Pedreros, R., Almar, R., Bonneton, N., Bretel, P., Parisot, J.-P. et Sénéchal, N., 2009. Field observations of an evolving rip current on a meso-macrotidal well-developed inner bar and rip morphology. *Continental Shelf Research*, 29(14) :1650–1662. doi :10.1016/j.csr.2009.05.005.

- Bryan, O., Bayle, P. M., Blenkinsopp, C. E. et Hunter, A. J., 2020. Breaking wave imaging using lidar and sonar. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 45(3) :887–897. doi :10.1109/JOE.2019.2900967.
- Buckley, M., Lowe, R. et Hansen, J., 2014. Evaluation of nearshore wave models in steep reef environments. *Ocean Dynamics*, 64(6) :847–862. doi :10.1007/s10236-014-0713-x.
- Butel, R., Dupuis, H. et Bonneton, P., 2002. Spatial variability of wave conditions on the french atlantic coast using in-situ data. *Journal of Coastal Research*, 36 :96–108. doi :10.2112/1551-5036-36.sp1.96.
- Callaghan, D., Baldock, T., Nielsen, P., Hanes, D., Haas, K. et Macmahan, J., 2005. Pulsing and circulation in rip current system. Dans *Coastal Engineering 2004*, pages 1493–1505. World Scientific Publishing Company, National Civil Engineering Laboratory, Lisbon, Portugal. ISBN 978-981-256-298-2 978-981-270-191-6. doi :10.1142/9789812701916\_0119.
- Castelle, B., Marieu, V., Coco, G., Bonneton, P., Bruneau, N. et Ruessink, B. G., 2012. On the impact of an offshore bathymetric anomaly on surf zone rip channels : Bathymetric anomaly and rip channels. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 117(F1) :n/a–n/a. doi :10.1029/2011JF002141.
- Castelle, B., Michallet, H., Marieu, V., Leckler, F., Dubardier, B., Lambert, A., Berni, C., Bonneton, P., Barthélemy, E. et Bouchette, F., 2010. Laboratory experiment on rip current circulations over a moveable bed : Drifter measurements. *Journal of Geophysical Research*, 115(C12) :C12008. doi :10.1029/2010JC006343.
- Castelle, B., Scott, T., Brander, R. et McCarroll, R., 2016. Rip current types, circulation and hazard. *Earth-Science Reviews*, 163 :1–21. doi :10.1016/j.earscirev.2016.09.008.
- Castelle, B., Almar, R., Dorel, M., Lefebvre, J.-P., Senechal, N., Anthony, E. J., Laibi, R., Chuchla, R. et du Penhoat, Y., 2014. Rip currents and circulation on a high-energy low-tide-terraced beach (grand popo, benin, west africa). *Journal of Coastal Research*, 70 :633–638. doi :10.2112/SI70-107.1.
- Castelle, B. et Bonneton, P., 2006. Modélisation du courant sagittal induit par les vagues au-dessus des systèmes barre/baïne de la côte aquitaine (france). *Comptes Rendus Geoscience*, 338(10) :711–717. doi :10.1016/j.crte.2006.06.003.
- Castelle, B., Bonneton, P., Sénéchal, N., Dupuis, H., Butel, R. et Michel, D., 2006. Dynamics of wave-induced currents over an alongshore non-uniform multiple-barred sandy beach on the aquitanian coast, france. *Continental Shelf Research*, 26(1) :113–131. doi :10.1016/j.csr.2005.08.027.
- Castelle, B. et Coco, G., 2012. The morphodynamics of rip channels on embayed beaches. *Continental Shelf Research*, 43 :10–23. doi :10.1016/j.csr.2012.04.010.
- Castelle, B. et Coco, G., 2013. Surf zone flushing on embayed beaches : Embayed beach flushing. *Geophysical Research Letters*, 40(10) :2206–2210. doi :10.1002/grl.50485.
- Castelle, B., Marieu, V., Bujan, S., Splinter, K. D., Robinet, A., Sénéchal, N. et Ferreira, S., 2015. Impact of the winter 2013–2014 series of severe western europe storms on a double-barred sandy coast : Beach and dune erosion and megacusp embayments. *Geomorphology*, 238 :135–148. doi :10.1016/j.geomorph.2015.03.006.
- Cavalerie, L., 1980. Wave measurement using pressure transducer. *Oceanologica Acta*, 3(3) :339–346.
- Chawla, A. et Kirby, J. T., 2002. Monochromatic and random wave breaking at blocking points. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 107(C7) :4–1–4–19. doi :10.1029/2001JC001042.
- Clamond, D. et Constantin, A., 2013. Recovery of steady periodic wave profiles from pressure measurements at the bed. *Journal of Fluid Mechanics*, 714 :463–475. doi :10.1017/jfm.2012.

490.

- Clark, D. B., Elgar, S. et Raubenheimer, B., 2012. Vorticity generation by short-crested wave breaking. *Geophysical Research Letters*, 39(24) :2012GL054034. doi :10.1029/2012GL054034.
- Constantin, A., 2012. On the recovery of solitary wave profiles from pressure measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 699 :376–384. doi :10.1017/jfm.2012.114.
- Cooper, J., Jackson, D., Navas, F., McKenna, J. et Malvarez, G., 2004. Identifying storm impacts on an embayed, high-energy coastline : examples from western ireland. *Marine Geology*, 210(1-4) :261–280. doi :10.1016/j.margeo.2004.05.012.
- Coutts-Smith, A. J., 2004. *The Significance of Mega-rips Along an Embayed Coast*. Thèse de doctorat, University of Sydney.
- Cox, D. T. et Anderson, S. L., 2001. Statistics of intermittent surf zone turbulence and observations of large eddies using piv. *Coastal Engineering Journal*, 43(2) :121–131. doi : 10.1142/S057856340100030X.
- Dally, W. R. et Brown, C. A., 1995. A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents. *Journal of Geophysical Research*, 100(C12) :24873. doi :10.1029/95JC02868.
- Dalrymple, R. A., MacMahan, J. H., Reniers, A. J. et Nelko, V., 2011. Rip currents. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43(1) :551–581. doi :10.1146/annurev-fluid-122109-160733.
- De Santiago, I., Morichon, D., Abadie, S., Castelle, B., Liria, P. et Epelde, I., 2013. Video monitoring nearshore sandbar morphodynamics on a partially engineered embayed beach. *Journal of Coastal Research*, 65 :458–463. doi :10.2112/SI65-078.1.
- de Santiago, I., Morichon, D., Abadie, S., Reniers, A. J. H. M. et Liria, P., 2017. A comparative study of models to predict storm impact on beaches. *Natural Hazards*, 87(2) :843–865. doi :10.1007/s11069-017-2830-6.
- De Schipper, M. A., Reniers, A., MacMahan, J. et Ranasinghe, R., 2012. Vortical vlf motions under shore-normal incident waves. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(33) :58. doi :10.9753/icce.v33.waves.58.
- Deconinck, B., Oliveras, K. L. et Vasan, V., 2012. Relating the bottom pressure and the surface elevation in the water wave problem. *Journal of Nonlinear Mathematical Physics*, 19(sup1) :179–189. doi :10.1142/S1402925112400141.
- Drost, E. J., Cuttler, M. V., Lowe, R. J. et Hansen, J. E., 2019. Predicting the hydrodynamic response of a coastal reef-lagoon system to a tropical cyclone using phase-averaged and surfbeat-resolving wave models. *Coastal Engineering*, 152 :103525. doi :10.1016/j.coastaleng.2019.103525.
- Dubarbier, B., Castelle, B., Marieu, V. et Ruessink, G., 2015. Process-based modeling of cross-shore sandbar behavior. *Coastal Engineering*, 95 :35–50. doi :10.1016/j.coastaleng.2014.09.004.
- Dubarbier, B., Castelle, B., Ruessink, G. et Marieu, V., 2017. Mechanisms controlling the complete accretionary beach state sequence : Mechanisms driving downstate sequence. *Geophysical Research Letters*, 44(11) :5645–5654. doi :10.1002/2017GL073094.
- Duncan, J., 1981. An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 377(1770) :331–348. doi :10.1098/rspa.1981.0127.
- Dysthe, K., Krogstad, H. E. et Müller, P., 2008. Oceanic rogue waves. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40(1) :287–310. doi :10.1146/annurev.fluid.40.111406.102203.
- Elfrink, B. et Baldock, T., 2002. Hydrodynamics and sediment transport in the swash zone : a

- review and perspectives. *Coastal Engineering*, 45(3-4) :149–167. doi :10.1016/S0378-3839(02)00032-7.
- Elgar, S. et Guza, R. T., 1985. Shoaling gravity waves : comparisons between field observations, linear theory, and a nonlinear model. *Journal of Fluid Mechanics*, 158 :47–70. doi :10.1017/S0022112085002543.
- Elgar, S. et Raubenheimer, B., 2020. Field evidence of inverse energy cascades in the surfzone. *Journal of Physical Oceanography*, 50(8) :2315–2321. doi :10.1175/JPO-D-19-0327.1.
- Elgar, S., Raubenheimer, B., Clark, D. B. et Moulton, M., 2019. Extremely low frequency (0.1 to 1.0 mhz) surf zone currents. *Geophysical Research Letters*, 46(3) :1531–1536. doi : 10.1029/2018GL081106.
- Enjalbert, C., Castelle, B., Rihouey, D. et Dailloux, D., 2011. High-frequency video observation of a geologically-constrained barred- beach : La grande plage de Biarritz (France). *Journal of Coastal Research*, (64) :6.
- EurOtop, 2018. Manual on wave overtopping of sea defences and related structures.
- Faria, A. F. G., Thornton, E. B., Lippmann, T. C. et Stanton, T. P., 2000. Undertow over a barred beach. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 105(C7) :16999–17010. doi :10.1029/2000JC900084.
- Fernández-Mora, A., Calvete, D., Falqués, A. et de Swart, H. E., 2015. Onshore sandbar migration in the surf zone : New insights into the wave-induced sediment transport mechanisms. *Geophysical Research Letters*, 42(8) :2869–2877. doi :10.1002/2014GL063004.
- Filippini, A. G., De Brye, S., Perrier, V., Marche, F., Ricchiuto, M., Lannes, D. et Bonneton, P., 2018. Uhaina : A parallel high performance unstructured adaptive near-shore wave model. Dans *XVèmes Journées, La Rochelle*, pages 47–56. Editions Paralia. ISBN 978-2-35921-020-0. doi :10.5150/jngcgc.2018.006.
- Flanagan, J. D., Dias, F., Terray, E., Strong, B. et Dudley, J., 2016. Extreme water waves off the west coast of Ireland : Analysis of ADCP measurements. page 1.
- Folsom, R. G., 1947. Sub-surface pressures due to oscillatory waves. *Transactions, American Geophysical Union*, 28(6) :875. doi :10.1029/TR028i006p00875.
- Gabriel, D. et Hedges, T., 1986. Effects of currents on interpretation of sub-surface pressure spectra. *Coastal Engineering*, 10(4) :309–323. doi :10.1016/0378-3839(86)90018-9.
- Gallop, S., Bryan, K., Coco, G. et Stephens, S., 2011. Storm-driven changes in rip channel patterns on an embayed beach. *Geomorphology*, 127(3-4) :179–188. doi :10.1016/j.geomorph.2010.12.014.
- Gourlay, M. R., 1974. Wave set-up and wave generated currents in the lee of a breakwater or headland. Dans *Coastal Engineering 1974*, pages 1976–1995. American Society of Civil Engineers, Copenhagen, Denmark. ISBN 978-0-87262-113-8 978-0-7844-7962-9. doi :10.1061/9780872621138.118.
- Guza, R. T., Thornton, E. B. et Holman, R. A., 1985. Swash on steep and shallow beaches. Dans *Coastal Engineering 1984*, pages 708–723. American Society of Civil Engineers, Houston, Texas, United States. ISBN 978-0-87262-438-2 978-0-7844-7957-5. doi : 10.1061/9780872624382.049.
- Guza, R. T. et Thornton, E. B., 1980. Local and shoaled comparisons of sea surface elevations, pressures, and velocities. *Journal of Geophysical Research*, 85(C3) :1524. doi : 10.1029/JC085iC03p01524.
- Haas, K. A. et Svendsen, I. A., 2002. Laboratory measurements of the vertical structure of rip currents. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 107(C5) :15–1–15–19. doi :10.1029/2001JC000911.

- Haas, K. A., Svendsen, I. A., Brander, R. W. et Nielsen, P., 2003. Modeling of a rip current system on moreton island, australia. Dans *Coastal Engineering 2002*, pages 784–796. World Scientific Publishing Company, Cardiff, Wales. ISBN 978-981-238-238-2 978-981-279-130-6. doi :10.1142/9789812791306\_0067.
- Haller, M. C., 2002. Experimental study of nearshore dynamics on a barred beach with rip channels. *Journal of Geophysical Research*, 107(C6) :3061. doi :10.1029/2001JC000955.
- Haller, M. C. et Dalrymple, R. A., 2001. Rip current instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, 433 :161–192. doi :10.1017/S0022112000003414.
- Hallermeier, R. J., 1978. Uses for a calculated limit depth to beach erosion. Dans *Coastal Engineering 1978*, pages 1493–1512. American Society of Civil Engineers, Hamburg, Germany. ISBN 978-0-87262-190-9 978-0-7844-7960-5. doi :10.1061/9780872621909.090.
- Harley, M. D., Turner, I. L., Short, A. D. et Ranasinghe, R., 2011. A reevaluation of coastal embayment rotation : The dominance of cross-shore versus alongshore sediment transport processes, collaroy-narrabeen beach, southeast australia. *Journal of Geophysical Research*, 116(F4) :F04033. doi :10.1029/2011JF001989.
- Hasselmann, K., 1962. On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum part 1. general theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 12(04) :481. doi :10.1017/S0022112062000373.
- Herbers, T. H. C., 2002. Nonlinear dispersion of surface gravity waves in shallow water. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 32 :13.
- Herbers, T. H. C., Elgar, S. et Guza, R. T., 1994. Infragravity-frequency (0.005–0.05 hz) motions on the shelf. part i : Forced waves. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, pages 917–927.
- Holman, R. A. et Sallenger, A. H., 1985. Setup and swash on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, 90(C1) :945. doi :10.1029/JC090iC01p00945.
- Hsu, J. R. C. et Evans, C., 1989. Parabolic bay shapes and applications. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, 87(4) :557–570. doi :10.1680/iicep.1989.3778.
- Huguet, J.-R., Castelle, B., Marieu, V., Morichon, D. et de Santiago, I., 2016. Shoreline-sandbar dynamics at a high-energy embayed and structurally-engineered sandy beach : Anglet, sw france. *Journal of Coastal Research*, 75(sp1) :393–397. doi :10.2112/SI75-079.1.
- Jackson, D., Cooper, J. et del Rio, L., 2005. Geological control of beach morphodynamic state. *Marine Geology*, 216(4) :297–314. doi :10.1016/j.margeo.2005.02.021.
- Johnson, D., 2004. Transient rip currents and nearshore circulation on a swell-dominated beach. *Journal of Geophysical Research*, 109(C2) :C02026. doi :10.1029/2003JC001798.
- Johnson, D. et Pattiaratchi, C., 2006. Boussinesq modelling of transient rip currents. *Coastal Engineering*, 53(5-6) :419–439. doi :10.1016/j.coastaleng.2005.11.005.
- Jones, N. L. et Monismith, S. G., 2007. Measuring short-period wind waves in a tidally forced environment with a subsurface pressure gauge : Measuring waves with pressure gauges. *Limnology and Oceanography : Methods*, 5(10) :317–327. doi :10.4319/lom.2007.5.317.
- Karimpour, A. et Chen, Q., 2017. Wind wave analysis in depth limited water using oceanlyz, a matlab toolbox. *Computers & Geosciences*, 106 :181–189. doi :10.1016/j.cageo.2017.06.010.
- Kimmoun, O. et Branger, H., 2007. A particle image velocimetry investigation on laboratory surf-zone breaking waves over a sloping beach. *Journal of Fluid Mechanics*, 588 :353–397. doi :10.1017/S0022112007007641.
- Lannes, D. et Bonneton, P., 2009. Derivation of asymptotic two-dimensional time-dependent equations for ocean wave propagation. page 18.
- Laporte-Fauret, Q., Marieu, V., Castelle, B., Michalet, R., Bujan, S. et Rosebery, D., 2019. Low-

- cost uav for high-resolution and large-scale coastal dune change monitoring using photogrammetry. *Journal of Marine Science and Engineering*, 7(3) :63. doi :10.3390/jmse7030063.
- Lashley, C. H., Bertin, X., Roelvink, D. et Arnaud, G., 2019. Contribution of infragravity waves to run-up and overwash in the pertuis breton embayment (france). *Journal of Marine Science and Engineering*, 7(7) :205. doi :10.3390/jmse7070205.
- Lee, D.-Y. et Wang, H., 1985. Measurement of surface waves from subsurface gage. Dans *Coastal Engineering 1984*, pages 271–286. American Society of Civil Engineers, Houston, Texas, United States. ISBN 978-0-87262-438-2 978-0-7844-7957-5. doi :10.1061/9780872624382.020.
- Lin, P. et Liu, P. L.-F., 1998. A numerical study of breaking waves in the surf zone. *Journal of Fluid Mechanics*, 359 :239–264. doi :10.1017/S002211209700846X.
- Lippmann, T. C., Herbers, T. H. C. et Thornton, E. B., 1999. Gravity and shear wave contributions to nearshore infragravity motions. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, 29 :9.
- Long, J. W. et Özkan-Haller, H. T., 2005. Offshore controls on nearshore rip currents. *Journal of Geophysical Research*, 110(C12) :C12007. doi :10.1029/2005JC003018.
- Longuet-Higgins, M. S., 1970. Longshore currents generated by obliquely incident sea waves : 1. *Journal of Geophysical Research*, 75(33) :6778–6789. doi :10.1029/JC075i033p06778.
- Longuet-Higgins, M. S. et Stewart, R. W., 1962. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to ‘surf beats’. *Journal of Fluid Mechanics*, 13(04) :481. doi :10.1017/S0022112062000877.
- Longuet-Higgins, M., 1952. On the statistical distribution of the heights of sea waves. *Journal Of Marine Science*, pages 245–266.
- Longuet-Higgins, M. et Stewart, R., 1964. Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 11(4) :529–562. doi :10.1016/0011-7471(64)90001-4.
- Loureiro, C., Ferreira, Ó. et Cooper, J. A. G., 2012a. Extreme erosion on high-energy embayed beaches : Influence of megarrips and storm grouping. *Geomorphology*, 139-140 :155–171. doi :10.1016/j.geomorph.2011.10.013.
- Loureiro, C., Ferreira, Ó. et Cooper, J. A. G., 2012b. Geologically constrained morphological variability and boundary effects on embayed beaches. *Marine Geology*, 329-331 :1–15. doi : 10.1016/j.margeo.2012.09.010.
- Luijendijk, A., Hagenaars, G., Ranasinghe, R., Baart, F., Donchyts, G. et Aarninkhof, S., 2018. The state of the world’s beaches. *Scientific Reports*, 8(1) :6641. doi :10.1038/s41598-018-24630-6.
- MacMahan, J., Brown, J., Brown, J., Thornton, E., Reniers, A., Stanton, T., Henriquez, M., Gallagher, E., Morrison, J., Austin, M. J., Scott, T. M. et Senechal, N., 2010. Mean lagrangian flow behavior on an open coast rip-channeled beach : A new perspective. *Marine Geology*, 268(1-4) :1–15. doi :10.1016/j.margeo.2009.09.011.
- MacMahan, J., Brown, J. et Thornton, E., 2009. Low-cost handheld global positioning system for measuring surf-zone currents. *Journal of Coastal Research*, 253 :744–754. doi :10.2112/08-1000.1.
- MacMahan, J. H., Reniers, A. J. H. M., Thornton, E. B. et Stanton, T. P., 2004a. Surf zone eddies coupled with rip current morphology. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 109(C7). doi :10.1029/2003JC002083.
- MacMahan, J. H., Reniers, A. J. H. M., Thornton, E. B. et Stanton, T. P., 2004b. Infragravity rip current pulsations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 109(C1). doi :10.1029/2003JC002068.

- MacMahan, J. H., Thornton, E. B. et Reniers, A. J., 2006. Rip current review. *Coastal Engineering*, 53(2-3) :191–208. doi :10.1016/j.coastaleng.2005.10.009.
- MacMahan, J. H., Thornton, E. B., Stanton, T. P. et Reniers, A. J., 2005. Ripex : Observations of a rip current system. *Marine Geology*, 218(1-4) :113–134. doi :10.1016/j.margeo.2005.03.019.
- Martins, K., Blenkinsopp, C. E., Deigaard, R. et Power, H. E., 2018. Energy dissipation in the inner surf zone : New insights from lidar-based roller geometry measurements. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 123(5) :3386–3407. doi :10.1029/2017JC013369.
- Martins, K., Blenkinsopp, C. E., Almar, R. et Zang, J., 2017a. The influence of swash-based reflection on surf zone hydrodynamics : a wave-by-wave approach. *Coastal Engineering*, 122 :27–43. doi :10.1016/j.coastaleng.2017.01.006.
- Martins, K., Blenkinsopp, C. E., Power, H. E., Bruder, B., Puleo, J. A. et Bergsma, E. W., 2017b. High-resolution monitoring of wave transformation in the surf zone using a lidar scanner array. *Coastal Engineering*, 128 :37–43. doi :10.1016/j.coastaleng.2017.07.007.
- Martins, K., Blenkinsopp, C. E. et Zang, J., 2016. Monitoring individual wave characteristics in the inner surf with a 2-dimensional laser scanner (lidar). *Journal of Sensors*, 2016 :1–11. doi :10.1155/2016/7965431.
- Martins, K., Bonneton, P., Bayle, P. M., Blenkinsopp, C. E., Mouragues, A. et Michallet, H., 2020a. Surf zone wave measurements from lidar scanners : Analysis of non-hydrostatic processes. *Journal of Coastal Research*, 95(sp1) :1189. doi :10.2112/SI95-231.1.
- Martins, K., Bonneton, P., Frappart, F., Detandt, G., Bonneton, N. et Blenkinsopp, C., 2017c. High frequency field measurements of an undular bore using a 2d lidar scanner. *Remote Sensing*, 9(5) :462. doi :10.3390/rs9050462.
- Martins, K., Bonneton, P., Mouragues, A. et Castelle, B., 2020b. Non-hydrostatic, non-linear processes in the surf zone. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 125(2). doi :10.1029/2019JC015521.
- McCarroll, R., Masselink, G., Valiente, N., Scott, T., King, E. et Conley, D., 2018a. Wave and tidal controls on embayment circulation and headland bypassing for an exposed, macrotidal site. *Journal of Marine Science and Engineering*, 6(3) :94. doi :10.3390/jmse6030094.
- McCarroll, R. J., Brander, R. W., Scott, T. et Castelle, B., 2018b. Bathymetric controls on rotational surfzone currents. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 123(6) :1295–1316. doi :10.1029/2017JF004491.
- McCarroll, R. J., Brander, R. W., Turner, I. L. et Leeuwen, B. V., 2016. Shoreface storm morphodynamics and mega-rip evolution at an embayed beach : Bondi beach, nsw, australia. *Continental Shelf Research*, 116 :74–88. doi :10.1016/j.csr.2016.01.013.
- McCarroll, R. J., Brander, R. W., Turner, I. L., Power, H. E. et Mortlock, T. R., 2014. Lagrangian observations of circulation on an embayed beach with headland rip currents. *Marine Geology*, 355 :173–188. doi :10.1016/j.margeo.2014.05.020.
- McGranahan, G., Balk, D. et Anderson, B., 2007. The rising tide : assessing the risks of climate change and human settlements in low elevation coastal zones. *Environment and Urbanization*, 19(1) :17–37. doi :10.1177/0956247807076960.
- Morichon, D., de Santiago, I., Delpy, M., Somdecoste, T., Callens, A., Liquet, B., Liria, P. et Arnould, P., 2018. Assessment of flooding hazards at an engineered beach during extreme events : Biarritz, sw france. *Journal of Coastal Research*, 85 :801–805. doi :10.2112/SI85-161.1.
- Munk, W. H., 1949. The solitary wave theory and its application to surf problems. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 51(3) :376–424. doi :10.1111/j.1749-6632.1949.tb27281.x.
- Murray, T., Cartwright, N. et Tomlinson, R., 2013. Video-imaging of transient rip currents on the gold coast open beaches. *Journal of Coastal Research*, 165 :1809–1814. doi :10.2112/

SI65-306.1.

- Nielsen, P., 1986. Local approximations : A new way of dealing with irregular waves. page 14.
- Oliveras, K. L., Vasan, V., Deconinck, B. et Henderson, D., 2012. Recovering the water-wave profile from pressure measurements. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 72(3) :897–918. doi :10.1137/110853285.
- Oltman-Shay, J., Howd, P. A. et Birkemeier, W. A., 1989. Shear instabilities of the mean longshore current : 2. field observations. *Journal of Geophysical Research*, 94(C12) :18031. doi :10.1029/JC094iC12p18031.
- Özkan-Haller, H. T. et Kirby, J. T., 1999. Nonlinear evolution of shear instabilities of the longshore current : A comparison of observations and computations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C11) :25953–25984. doi :10.1029/1999JC900104.
- Pandian, P. K., Emmanuel, O., Ruscoe, J. P., Side, J. C., Harris, R. E. et Bullen, C. R., 2009. An overview of recent technologies on wave and current measurement in coastal and marine applications. page 11.
- Pattiaratchi, C., Olsson, D., Hetzel, Y. et Lowe, R., 2009. Wave-driven circulation patterns in the lee of groynes. *Continental Shelf Research*, 29(16) :1961–1974. doi :10.1016/j.csr.2009.04.011.
- Pedersen, T. et Lohrmann, A., 2004. Possibilities and limitations of acoustic surface tracking. Dans *Oceans '04 MTS/IEEE Techno-Ocean '04 (IEEE Cat. No.04CH37600)*, tome 3, pages 1428–1434. IEEE, Kobe, Japan. ISBN 978-0-7803-8669-3. doi :10.1109/OCEANS.2004.1406331.
- Pedersen, T. et Nylund, S., 2004. Wave height measurements using acoustic surface tracking. Dans *2004 USA-Baltic International Symposium*, pages 1–8. IEEE, Klaipeda. doi :10.1109/BALTIC.2004.7296806.
- Pedersen, T., Nylund, S. et Dolle, A., 2002. Wave height measurements using acoustic surface tracking. Dans *Oceans '02 MTS/IEEE*, pages 1747–1754. IEEE, Biloxi, MI, USA. ISBN 978-0-7803-7534-5. doi :10.1109/OCEANS.2002.1191898.
- Peregrine, D., 1998. Surf zone currents. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 10(1-4) :295–309. doi :10.1007/s001620050065.
- Phillips, O., 1977. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press.
- Pomeroy, A., Lowe, R., Symonds, G., Van Dongeren, A. et Moore, C., 2012. The dynamics of infragravity wave transformation over a fringing reef : Infragravity waves over a fringing reef. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(C11) :n/a–n/a. doi :10.1029/2012JC008310.
- Power, H. E., Hughes, M. G., Aagaard, T. et Baldock, T. E., 2010. Nearshore wave height variation in unsaturated surf. *Journal of Geophysical Research*, 115(C8) :C08030. doi :10.1029/2009JC005758.
- Price, T. et Ruessink, B., 2011. State dynamics of a double sandbar system. *Continental Shelf Research*, 31(6) :659–674. doi :10.1016/j.csr.2010.12.018.
- Putrevu, U. et Svendsen, I. A., 1999. Three-dimensional dispersion of momentum in wave-induced nearshore currents. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 18(3) :409–427. doi :10.1016/S0997-7546(99)80038-7.
- Ranasinghe, R., 2016. Assessing climate change impacts on open sandy coasts : A review. *Earth-Science Reviews*, 160 :320–332. doi :10.1016/j.earscirev.2016.07.011.
- Raubenheimer, B., Guza, R. T. et Elgar, S., 1996. Wave transformation across the inner surf zone. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 101(C11) :25589–25597. doi :10.1029/96JC02433.
- Raubenheimer, B., Guza, R. T. et Elgar, S., 2001. Field observations of wave-driven setdown and setup. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 106(C3) :4629–4638. doi :10.1029/

2000JC000572.

- Reniers, A. J. H. M., 2004. Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. *Journal of Geophysical Research*, 109(C1) :C01030. doi :10.1029/2002JC001586.
- Reniers, A. J. H. M., MacMahan, J. H., Beron-Vera, F. J. et Ollascoaga, M. J., 2010. Rip-current pulses tied to lagrangian coherent structures : Rip-current pulses. *Geophysical Research Letters*, 37(5) :n/a–n/a. doi :10.1029/2009GL041443.
- Reniers, A. J. H. M., MacMahan, J. H., Thornton, E. B. et Stanton, T. P., 2007. Modeling of very low frequency motions during ripex. *Journal of Geophysical Research*, 112(C7) :C07013. doi :10.1029/2005JC003122.
- Reniers, A. J. H. M., MacMahan, J. H., Thornton, E. B., Stanton, T. P., Henriquez, M., Brown, J. W., Brown, J. A. et Gallagher, E., 2009. Surf zone surface retention on a rip-channeled beach. *Journal of Geophysical Research*, 114(C10) :C10010. doi :10.1029/2008JC005153.
- Reniers, A., MacMahan, J., Thornton, E. et Stanton, T., 2006. Modelling infragravity motions on a rip-channel beach. *Coastal Engineering*, 53(2-3) :209–222. doi :10.1016/j.coastaleng.2005.10.010.
- Reniers, A., Thornton, E., Stanton, T. et Roelvink, J., 2004. Vertical flow structure during sandy duck : observations and modeling. *Coastal Engineering*, 51(3) :237–260. doi :10.1016/j.coastaleng.2004.02.001.
- Rocha, M., Michallet, H. et Silva, P., 2017. Improving the parameterization of wave nonlinearities – the importance of wave steepness, spectral bandwidth and beach slope. *Coastal Engineering*, 121 :77–89. doi :10.1016/j.coastaleng.2016.11.012.
- Rodriguez-Padilla, I., Castelle, B., Marieu, V. et Morichon, D., 2019. A simple and efficient image stabilization method for coastal monitoring video systems. *Remote Sensing*, 12(1) :70. doi :10.3390/rs12010070.
- Roeber, V. et Cheung, K. F., 2012. Boussinesq-type model for energetic breaking waves in fringing reef environments. *Coastal Engineering*, 70 :1–20. doi :10.1016/j.coastaleng.2012.06.001.
- Roelvink, D., McCall, R., Mehvar, S., Nederhoff, K. et Dastgheib, A., 2018. Improving predictions of swash dynamics in xbeach : The role of groupiness and incident-band runup. *Coastal Engineering*, 134 :103–123. doi :10.1016/j.coastaleng.2017.07.004.
- Roelvink, D., Reniers, A., van Dongeren, A., van Thiel de Vries, J., McCall, R. et Lescinski, J., 2009. Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands. *Coastal Engineering*, 56(11-12) :1133–1152. doi :10.1016/j.coastaleng.2009.08.006.
- Roelvink, J., 1993. Dissipation in random wave groups incident on a beach. *Coastal Engineering*, 19(1-2) :127–150. doi :10.1016/0378-3839(93)90021-Y.
- Ruessink, B., Houwman, K. et Hoekstra, P., 1998. The systematic contribution of transporting mechanisms to the cross-shore sediment transport in water depths of 3 to 9 m. *Marine Geology*, 152(4) :295–324. doi :10.1016/S0025-3227(98)00133-9.
- Ruessink, B., Ramaekers, G. et van Rijn, L., 2012. On the parameterization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models. *Coastal Engineering*, 65 :56–63. doi :10.1016/j.coastaleng.2012.03.006.
- Ruessink, G., Michallet, H., Bonneton, P., Mouazé, D., Lara, J. L., Silva, P. A. et Wellens, P., 2013. Globex : Wave dynamics on a gently sloping laboratory beach. *Coastal Dynamics*, page 13.
- Ruggierot, P., Komar, P. D., McDougal, W. G., Marra, J. J. et Beach, R. A., 2001. Wave runup, extreme water levels and the erosion of properties backing beaches. *Journal of Coastal Research*, 17 :13.

- Sallenger, A. H., Krabill, W. B., Swift, R. N., Brock, J., List, J., Hansen, M., Holman, R., Manizade, S., Sontag, J., Meredith, A., Morgan, K., Yunkel, J., Frederick, E. et Stockdon, H., 2003. Evaluation of airborne topographic lidar for quantifying beach changes. *Journal of Coastal Research*, pages 125–133.
- Sallenger, A. H., 2000. Storm impact scale for barrier islands. *Journal of Coastal Research*, 16 :6.
- Scott, T., Austin, M., Masselink, G. et Russell, P., 2016. Dynamics of rip currents associated with groynes — field measurements, modelling and implications for beach safety. *Coastal Engineering*, 107 :53–69. doi :10.1016/j.coastaleng.2015.09.013.
- Scott, T., Masselink, G. et Russell, P., 2011. Morphodynamic characteristics and classification of beaches in england and wales. *Marine Geology*, 286(1-4) :1–20. doi :10.1016/j.margeo.2011.04.004.
- Seiwell, H. R., 1947. Investigation of underwater pressure records and simultaneous sea surface patterns. *Transactions, American Geophysical Union*, 28(5) :722. doi :10.1029/TR028i005p00722.
- Sénéchal, N., Dupuis, H. et Bonneton, P., 2004. Preliminary hydrodynamic results of a field experiment on a barred beach, truc vert beach on october 2001. *Ocean Dynamics*, 54(3-4). doi :10.1007/s10236-003-0052-9.
- Sénéchal, N., Dupuis, H., Bonneton, P., Howa, H. et Pedreros, R., 2001. Observation of irregular wave transformation in the surf zone over a gently sloping sandy beach on the french atlantic coastline. *Oceanologica Acta*, 24(6) :545–556. doi :10.1016/S0399-1784(01)01171-9.
- Shepard, F. P., Emery, K. O. et La Fond, E. C., 1941. Rip currents : A process of geological importance. *The Journal of Geology*, 49(4) :337–369. doi :10.1086/624971.
- Sheremet, A., 2002. Observations of nearshore infragravity waves : Seaward and shoreward propagating components. *Journal of Geophysical Research*, 107(C8) :3095. doi :10.1029/2001JC000970.
- Sheremet, A., Staples, T., Arduin, F., Suanez, S. et Fichaut, B., 2014. Observations of large infragravity wave runup at banneg island, france. *Geophysical Research Letters*, 41(3) :976–982. doi :10.1002/2013GL058880.
- Short, A. D., 2007. Australian rip systems – friend or foe? *Journal of Coastal Research*, (50) :5.
- Short, A. D., 2010. Role of geological inheritance in australian beach morphodynamics. *Coastal Engineering*, 57(2) :92–97. doi :10.1016/j.coastaleng.2009.09.005.
- Short, A. D. et Masselink, G., 1999. *Embayed and structurally controlled beaches*, pages 230–250.
- Smith, J. M., 2002. Wave pressure gauge analysis with current. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 128(6) :271–275. doi :10.1061/(ASCE)0733-950X(2002)128:6(271).
- Smith, J. A., 2006. Wave–current interactions in finite depth. *Journal of Physical Oceanography*, 36(7) :1403–1419. doi :10.1175/JPO2911.1.
- Sonu, C. J., 1972. Field observation of nearshore circulation and meandering currents. *Journal of Geophysical Research*, 77(18) :3232–3247. doi :10.1029/JC077i018p03232.
- Sous, D., Castelle, B., Mouragues, A. et Bonneton, P., 2020. Field measurements of a high-energy headland deflection rip current : Tidal modulation, very low frequency pulsation and vertical structure. *Journal of Marine Science and Engineering*, 8(7) :534. doi :10.3390/jmse8070534.
- Spydell, M., Feddersen, F., Guza, R. T. et Schmidt, W. E., 2007. Observing surf-zone dispersion with drifters. *Journal of Physical Oceanography*, 37(12) :2920–2939. doi :

- 10.1175/2007JPO3580.1.
- Stockdon, H., Thompson, D., Plant, N. et Long, J., 2014. Evaluation of wave runup predictions from numerical and parametric models. *Coastal Engineering*, 92 :1–11. doi :10.1016/j.coastaleng.2014.06.004.
- Stockdon, H. F., Holman, R. A., Howd, P. A. et Jr, A. H. S., 2006. Empirical parameterization of setup, swash, and runup. *Coastal Engineering*, page 16.
- Stringari, C. E. et Power, H. E., 2019. The fraction of broken waves in natural surf zones. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 124(12) :9114–9140. doi :10.1029/2019JC015213.
- Svendsen, I. et Lorenz, R. S., 1989. Velocities in combined undertow and longshore currents. *Coastal Engineering*, 13(1) :55–79. doi :10.1016/0378-3839(89)90032-X.
- Thornton, E. et Guza, R., 1986. Surf zone longshore currents and random waves : Field data and models.
- Thornton, E., MacMahan, J. et Sallenger, A., 2007. Rip currents, mega-cusps, and eroding dunes. *Marine Geology*, 240(1-4) :151–167. doi :10.1016/j.margeo.2007.02.018.
- Thornton, E. B. et Guza, R. T., 1982. Energy saturation and phase speeds measured on a natural beach. *Journal of Geophysical Research*, 87(C12) :9499. doi :10.1029/JC087iC12p09499.
- Thornton, E. B. et Guza, R. T., 1983. Transformation of wave height distribution. *Journal of Geophysical Research*, 88(C10) :5925. doi :10.1029/JC088iC10p05925.
- Tissier, M., Bonneton, P., Marche, F., Chazel, F. et Lannes, D., 2012. A new approach to handle wave breaking in fully non-linear boussinesq models. *Coastal Engineering*, 67 :54–66. doi : 10.1016/j.coastaleng.2012.04.004.
- Tsai, C.-H., Huang, M.-C., Young, F.-J., Lin, Y.-C. et Li, H.-W., 2005. On the recovery of surface wave by pressure transfer function. *Ocean Engineering*, 32(10) :1247–1259. doi : 10.1016/j.oceaneng.2004.10.020.
- Valiente, N. G., McCarroll, R. J., Masselink, G., Scott, T. et Wiggins, M., 2019. Multi-annual embayment sediment dynamics involving headland bypassing and sediment exchange across the depth of closure. *Geomorphology*, 343 :48–64. doi :10.1016/j.geomorph.2019.06.020.
- Van Dongeren, A., 2003. Numerical modeling of infragravity wave response during delilah. *Journal of Geophysical Research*, 108(C9) :3288. doi :10.1029/2002JC001332.
- Van Dongeren, A., Lowe, R., Pomeroy, A., Trang, D. M., Roelvink, D., Symonds, G. et Rana-singhe, R., 2013. Numerical modeling of low-frequency wave dynamics over a fringing coral reef. *Coastal Engineering*, 73 :178–190. doi :10.1016/j.coastaleng.2012.11.004.
- Van Dorn, W. G., 1978. Breaking invariants in shoaling waves. *Journal of Geophysical Research*, 83(C6) :2981. doi :10.1029/JC083iC06p02981.
- van Rijn, L., 2011. Coastal erosion and control. *Ocean & Coastal Management*, 54(12) :867–887. doi :10.1016/j.ocecoaman.2011.05.004.
- Vasan, V. et Oliveras, K. L., 2017. Water-wave profiles from pressure measurements : Extensions. *Applied Mathematics Letters*, 68 :175–180. doi :10.1016/j.aml.2017.01.017.
- Vieira da Silva, G., Toldo, E. E., Klein, A. H. d. F., Short, A. D. et Woodroffe, C. D., 2016. Headland sand bypassing — quantification of net sediment transport in embayed beaches, santa catarina island north shore, southern brazil. *Marine Geology*, 379 :13–27. doi : 10.1016/j.margeo.2016.05.008.
- Wright, L. et Short, A., 1984. Morphodynamic variability of surf zones and beaches : A synthesis. *Marine Geology*, 56(1-4) :93–118. doi :10.1016/0025-3227(84)90008-2.
- Zijlema, M., Stelling, G. et Smit, P., 2011. Swash : An operational public domain code for

---

simulating wave fields and rapidly varied flows in coastal waters. *Coastal Engineering*, 58(10) :992–1012. doi :10.1016/j.coastaleng.2011.05.015.