

Interactions entre un Mur de protection côtière et le transport sédimentaire : Affouillements locaux et abaissement Global de la plage

Synthèse des travaux

Rapport RFin-IMAGE

Préparé pour le Ministère des Transports du Québec
Activité : R829.1

Chercheur principal : Damien Pham Van Bang (Prof., Dr, Ingénieur)

REMERCIEMENTS

Les personnes suivantes ont collaboré à la collecte, l'analyse des données et/ou à la rédaction du rapport :

- Damien Pham Van Bang, Professeur, Chercheur principal
- Laurence Marois, Étudiante à la maîtrise

Les personnes suivantes ont participé à la préparation des expériences en canal et aux calculs mathématiques :

- Damien Pham Van Bang, Professeur, Chercheur principal
- Laurence Marois, Étudiante à la maîtrise
- Abdelkader Hammouti, Associé de recherche
- Philippe Letellier, Assistant de recherche
- Louis-Frédéric Daigle, Technologue
- Mathieu Des Roches, Ingénieur

© 2021, Institut national de la recherche scientifique (INRS)

Le rapport doit être cité comme suit.

D. Pham Van Bang, L. Marois, A. Hammouti, P. Letellier, L.F. Daigle, M. Des Roches, 2021. Interactions entre un mur de protection côtière et le transport sédimentaire : Affouillements locaux au pied et abaissement Global de la plage – Rapport RFin-IMAGE, INRS-ETE, Québec (QC).

RÉSUMÉ

Si les murs verticaux peuvent avantageusement protéger les infrastructures de transport de l'érosion côtière, ils peuvent eux-mêmes être endommagés par cette érosion et/ou avoir un impact sur la morphodynamique du milieu marin. En effet, les études d'impacts de vagues sur mur vertical à l'INRS (MTMDET R749.1) ont permis d'observer un affouillement important au pied du mur. La fosse d'affouillement, initialement localisée au pied de l'ouvrage, compromettrait la stabilité du mur, et son extension, par phénomène régressif, conduirait à un abaissement généralisé de la plage.

Afin de mieux comprendre les processus à l'origine de ces désordres et en vue de tester des solutions palliatives, le projet IMAGE propose une **approche de modélisation physique et numérique** sur les interactions hydrosédimentaires à proximité d'un ouvrage vertical. L'hydrodynamique locale (formation de jets ascendants et descendants le long d'une paroi verticale lors des impacts de vagues) est tout particulièrement étudiée. Les évolutions de profils de plage, initialement plats et consécutifs à l'érosion, sont suivis dans le temps en fonction des niveaux marins, amplitudes, périodes de vagues ou encore de la granulométrie des sédiments. La modélisation des observations expérimentales s'appuie sur un code de calcul '*recherche*' résolvant les lois de la mécanique des fluides et des sols par une approche bifluide de type Euler/Euler. Enfin des solutions pour réduire l'érosion aux pieds d'ouvrages côtiers sont conçues puis testées. L'ajout de rugosités sur un parement lisse permet de réduire les phénomènes hydrosédimentaires. Cette solution est envisageable sur les ouvrages existants ou les nouvelles constructions de génie côtier.

Mots-clés : génie côtier, mur vertical de protection côtière, érosion côtière et littorale, érosion de berges, hydrodynamique des vagues, essais en canal à houle, transport sédimentaire, ondes et harmoniques, physique non linéaire, modèle mathématique, CFD (Computational Fluid Dynamic), turbulence, vortex contrarotatif, zone de recirculation, écoulement séparé.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS.....	III
RÉSUMÉ.....	V
TABLE DES MATIÈRES.....	VII
LISTE DES FIGURES.....	IX
LISTE DES TABLEAUX.....	XI
LISTE DES SYMBOLES.....	XIII
1 INTRODUCTION.....	1
2 PROLÉGOMÈNES.....	5
2.1 NOTIONS ELEMENTAIRES EN HYDRODYNAMIQUE MARITIME ET COTIERE.....	5
2.2 CLASSIFICATIONS DES SEDIMENTS ET DES MODES DE TRANSPORT.....	9
2.3 CONSTRUCTIONS TRADITIONNELLES POUR LA PROTECTION DU LITTORAL.....	13
2.4 CONCLUSIONS DE PROLOGUE.....	16
3 MODÉLISATION PHYSIQUE.....	17
3.1 CONCEPTION ET DIMENSIONNEMENT DU MODELE PHYSIQUE.....	17
3.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS DE TESTS.....	20
3.3 RESULTATS ADIMENSIONNELS SUR DES MURS LISSES.....	25
3.4 RESULTATS ADIMENSIONNELS SUR DES MURS ALTERNATIFS.....	28
4 MODÉLISATION MATHÉMATIQUE.....	32
4.1 PRESENTATION DES MODELES.....	32
4.1.1 <i>Modèle diphasique 2D</i>	32
4.1.2 <i>Modèle 3D à résolution de turbulence</i>	34
4.2 SCHEMAS NUMERIQUES.....	35
4.3 RESULTATS DE SIMULATIONS 2D.....	37
4.4 RESULTATS DE SIMULATIONS 3D.....	44
5 CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVE.....	50
6 BIBLIOGRAPHIE.....	53
ANNEXE A1 : TABLEAU DES ESSAIS.....	57
ANNEXE A2 : COURBES GRANULOMETRIQUES.....	60

LISTE DES FIGURES

FIGURE 1.1	EXEMPLES DE DOMMAGES LORS DES TEMPETES DU A) 6 DECEMBRE 2010 (QUINTIN <i>ET AL.</i> , 2013) ET B) 16 DECEMBRE 2016 (TVA NOUVELLES, 2016)	1
FIGURE 1.2	SCHEMA CONCEPTUEL DES PROCESSUS A L'ORIGINE DE L'AFFOUILLEMENT AU PIED D'UN MUR COTIER	2
FIGURE 2.1	DISTRIBUTION DE L'ENERGIE DES ONDES A LA SURFACE DES OCEANS EN FONCTION DES FREQUENCES (ECHELLE DU BAS) OU DES PERIODES (ECHELLE DU HAUT)(KINSMAN, 1965).	6
FIGURE 2.2	MODES ET CRITERES DE TRANSPORTS (D'APRES VAN RIJN, 1993, VERSION MODIFIEE ISSUE DU COURS DE GENIE COTIER, PHAM VAN BANG ET STOLLE, 2021).	12
FIGURE 2.3	FORMES D'AFFOUILLEMENT AU PIED D'UN MUR VERTICAL : SABLE FIN (SUSPENSION DOMINANTE, A GAUCHE) ; SABLE GROSSIER (CHARRIAGE DOMINANT, A DROITE) (XIE, 1981)	14
FIGURE 3.1	PETIT CANAL A HOULE (INRS, LHE-CT, ESPACE HYDEES) : SECTION 30X30CM ² , LONGUEUR 12M :	18
FIGURE 3.2	(A) SCHEMA CONCEPTUEL (ECHELLE VERTICALE AUGMENTEE), NOTATIONS DES PARAMETRES DE VAGUES ET IDENTIFICATION DE LEURS POINTS MESURES ; (B ₁) ETAT INITIAL EN DEBUT D'ESSAI; (B ₂) RESULTATS DE SCANNOGRAPHIE PAR DEPLACEMENT D'UN ECHOGRAPHE DOPPLER; (B ₃) RESULTATS DE VELOCIMETRIE EN ZONE DE PROCHE PAROI PAR IMAGES DE PARTICULES (PIV) COUPLEE A LA TECHNIQUE DE FLUORESCENCE INDUITE (PLIF).	20
FIGURE 3.3	ÉVOLUTION TEMPORELLE DE LA FOSSE D'AFFOUILLEMENT POUR L'ESSAI 216_3 (ANNEXE 1) : $H=1.7$ CM, $T=2$ S, $H=13$ CM, $B= 1/25$, $D_{50}=216$	21
FIGURE 3.4	CINETIQUE D'AFFOUILLEMENT EN FONCTION DE LA GRANULOMETRIE (SABLE FIN EN NOIR, SABLE MOYEN EN BLEU ET BILLES DE VERRE EN ROUGE) ET DE LA CAMBRURE DES VAGUES.....	26
FIGURE 3.5	PARAMETRE DE NORMALISATION Z EN FONCTION DE : A) LA CAMBRURE H_0/L_0 , B) LA PROFONDEUR D'EAU RELATIVE HW/L_0 , C) LE NOMBRE DE DEAN ET D) LE NOMBRE D'IRIBARREN	27
FIGURE 3.6	PARAMETRE DE NORMALISATION Δ EN FONCTION DE : A) LA CAMBRURE H_0/L_0 , B) LA PROFONDEUR D'EAU RELATIVE HW/L_0 , C) LE NOMBRE DE DEAN ET D) LE NOMBRE D'IRIBAREN.....	28
FIGURE 3.7	SCHÉMA DES MURS ALTERNATIFS ET IMPRESSION 3D	29
FIGURE 3.8	COMPARAISON DES RESULTATS D'AFFOUILLEMENT SUR DIFFERENTES FORMES DE MURS : A) TEST GB2 ; B) TEST GB3 ; 1) EVOLUTION TEMPORELLE DU MAXIMUM D'EROSION ; 2) PROFIL FINAL DE LA PLAGES.	30
FIGURE 4.1	PRINCIPE DE MAILLAGES : A) 2D, CARTESIEN, DECALE ; B) 3D, NON-STRUCTURE, CO-LOCATIF ...	36
FIGURE 4.2	PRINCIPE DE LA TRANSFORMATION SIGMA.	36

FIGURE 4.3 : MAILLAGE POUR LE MODELE 2D (UH ZAPATA ET AL. 2021).....	37
FIGURE 4.4 : RÉSULTATS DE CONVERGENCE AU MAILLAGE POUR $(H, H, T, \beta)=(13\text{CM}, 1.7\text{CM}, 2\text{S}, 1/25)$	38
FIGURE 4.5 : COMPARAISON EXPÉRIENCE/SIMULATION POUR $(H, H, \beta)=(13\text{CM}, 1.7\text{CM}, 1/25)$: T=1S (EN HAUT); T=2S (EN BAS)	39
FIGURE 4.6 : COMPARAISON SIMULATION/EXPÉRIENCE SUR LES CHAMPS DE VITESSE (CAS DE LA FIGURE 4.5) : RÉSULTATS DE SIMULATION (GAUCHE); RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX PAR LA TECHNIQUE DE PIV-PLIF (MILIEU); PROFILS DE VITESSE À $x=-11.4\text{CM}$ DU MUR. LES ZONES ENCADRÉES (À GAUCHE) CORRESPONDENT AUX ZONES DE MESURE (MILIEU).	41
FIGURE 4.7 : ÉVOLUTION BATHYMÉTRIQUE À PROXIMITÉ D'UN MUR (PLACÉ EN $x=0$)	43
FIGURE 4.8 : RÉSULTATS DE CONVERGENCE AU MAILLAGE	45
FIGURE 4.9 : DYNAMIQUE DES VAGUES À 55CM DU MUR : $H=13\text{CM}$, $H=1.7\text{CM}$, $T=2\text{S}$, $L=2.21\text{M}$ (CAS A, GAUCHE); $H=15\text{CM}$, $H=1.6\text{CM}$, $T=3\text{S}$, $L=2.37\text{M}$ (CAS B, DROITE).	45
FIGURE 4.10 : DYNAMIQUE DE SPLASH SUR UN MUR VERTICAL (CAS B).....	45
FIGURE 4.11 : ÉVOLUTION TEMPORELLE DE LA STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT (CAS B)	47
FIGURE 4.12 : ÉVOLUTION TEMPORELLE DU PROFIL DE PLAGE LOCAL ET GLOBAL (CAS A) : RÉSULTATS 3D À COURT TERME (À GAUCHE); COMPARAISON EXPÉRIENCE/SIMULATION SUR LES PROFILS (À DROITE).....	48
FIGURE A2.1 DISTRIBUTION GRANULOMETRIQUE ET STATISTIQUES DES TRACEURS DE RHODAMINE	60
FIGURE A2.2 DISTRIBUTION GRANULOMETRIQUE ET STATISTIQUES DU SABLE FIN	60
FIGURE A2.3 DISTRIBUTION GRANULOMETRIQUE ET STATISTIQUES DU SABLE MOYEN	61
FIGURE A2.4 DISTRIBUTION GRANULOMETRIQUE ET STATISTIQUES DES BILLES DE VERRE	61

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU 3.1	RESULTATS ET ANALYSE ADIMENSIONNELLE DES ESSAIS (CAMPAGNES 1 A 3).....	23
TABLEAU 3.2	PRINCIPALES ETUDES EXPERIMENTALES ENTRE 1965 ET 2012	26
TABLEAU 3.3	ÉQUIVALENCE DES ESSAIS DE LA CAMPAGNE 5.....	30
TABLEAU 4.1	COMPARAISON DES MODELES 2D ET 3D UTILISES POUR CETTE ETUDE	35

LISTE DES SYMBOLES

<i>Symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Dimension</i>
a	<i>Demi-amplitude d'une vague ($a=H/2$)</i>	m
B	<i>Largeur de la fosse d'affouillement</i>	m
C	<i>Vitesse ou célérité d'une vague (ou vitesse de phase)</i>	m/s
d_{50}	<i>Diamètre médian</i>	m
D^*	<i>Diamètre sédimentologique adimensionnel ou nombre de Galilée</i>	-
F	<i>Nombre de Froude</i>	-
g	<i>gravité</i>	m/s^2
h	<i>Hauteur d'eau au repos (loin de la plage)</i>	m
h_b	<i>Hauteur d'eau au déferlement</i>	m
h_w	<i>Hauteur locale d'eau au mur</i>	m
H	<i>Hauteur crête à creux d'une vague</i>	m
H_b	<i>Hauteur de vague au déferlement</i>	m
H_o	<i>Hauteur de vague en eau profonde</i>	m
H_s	<i>Hauteur significative, crête à creux, d'un spectre de vagues</i>	m
k	<i>Nombre d'onde</i>	m^{-1}
Kr	<i>Coefficient de réflexion</i>	-
L	<i>Longueur d'onde</i>	m
L_b	<i>Longueur d'onde au déferlement</i>	m
L_o	<i>Longueur d'onde en eau profonde</i>	m
N	<i>Nombre de vagues</i>	-
N_s	<i>Échelle de vague de la dynamique d'affouillement</i>	-
N^*	<i>Nombre de vague normalisé</i>	-
P	<i>Nombre de Rouse</i>	-
Re	<i>Nombre de Reynolds</i>	-
s	<i>Rapport de masse volumique entre la particule solide et le l'eau</i>	-
S_0	<i>Déplacement ou battement du piston</i>	m/s
SB	<i>Espacement des barres</i>	m
S_{max}	<i>Profondeur maximale d'affouillement au voisinage du mur</i>	m
S_{mur}	<i>Profondeur d'affouillement au pied du mur</i>	m
S_N	<i>Profondeur d'affouillement après N vagues</i>	m
S_t	<i>Profondeur d'affouillement au temps t</i>	m
S_∞	<i>Profondeur d'affouillement ultime ou à l'équilibre</i>	m
S^*	<i>Profondeur d'affouillement normalisée</i>	-
T	<i>Période des vagues</i>	s
T_p	<i>Période de pic d'un spectre de vagues</i>	s
T_s	<i>Échelle de temps de la dynamique d'affouillement</i>	s
u_{max}	<i>Vitesse horizontale maximale sur le fond</i>	m/s
Ur	<i>Nombre d'Ursell</i>	-
U_x	<i>Vitesse horizontale décrite par la théorie potentielle</i>	m/s
U_z	<i>Vitesse verticale décrite par la théorie potentielle</i>	m/s

u^*	Vitesse de frottement sur le fond	m/s
u^*_{*c}	Vitesse de frottement sur le fond critique pour l'érosion	m/s
$\langle u \rangle_z$	Vitesse horizontale moyennée sur le profil vertical	m/s
WB	Largeur d'une barre	m/s
w_s	Vitesse de chute d'un grain sédimentaire	m/s
X	Distance du mur au trait de côte naturel	m
X_b	Distance du point de déferlement au trait de côte naturel	m
X_s	Position relative du mur au point de déferlement ($=X/X_b$)	-
X_{Smax}	Position de la profondeur d'affouillement maximal	-
β	Pente de la plage	-
$\bar{\delta}$	Paramètre de normalisation du temps	-
ζ	Paramètre de normalisation de l'affouillement	-
ϕ	Potentiel de vitesse	m ² /s
η	Élévation de la surface libre par rapport au niveau moyen de l'eau	m
φ	Unité reliée au diamètre des sédiments dans l'échelle Wentworth (logarithme de 2)	-
κ	Constante de Von Karman	-
ν	Viscosité cinématique de l'eau	m ² /s
θ	Nombre de Shields	-
θ_{cr}	Nombre critique de Shields à l'érosion	-
σ	Écart-type	-
ω	Pulsation d'une onde	rad/s
Ω	Nombre de Dean	-
ξ_0	Nombre d'Iribaren ou surf similarity parameter	-

1 INTRODUCTION

Les régions maritimes présentent de nombreux enjeux socio-économiques. Au Québec, dans les régions du Bas-Saint-Laurent, de la Gaspésie-Île-de-la-Madeleine et de la Côte-Nord, 110 municipalités sont situées sur la côte. Le tiers de la population de ces régions est établi à moins de 500 mètres de la côte et 90 % se situent à moins de 5 km du Saint-Laurent (Bourque *et al.*, 2008). La proximité des infrastructures routières présente des défis importants, puisque 60 % des routes nationales sont à moins de 500 m de la côte (Drejza *et al.*, 2015). Les accès étant déjà limités, il devient crucial de protéger ces infrastructures.

Différents ouvrages de protection ont été construits pour lutter contre l'érosion. Ces ouvrages ont pour objectif d'empêcher le recul du trait de côte vers l'intérieur des terres à la suite de l'érosion par les vagues. Toutefois, ils peuvent eux-mêmes subir l'érosion qu'ils protègent. Cet enjeu est d'autant plus important au Québec puisque des tempêtes par le passé ont entraîné des dommages importants sur les ouvrages de protection et par conséquent sur les infrastructures de transport qu'ils protégeaient, en particulier dans les régions du Bas-Saint-Laurent, de la Gaspésie-Île-de-la-Madeleine et de la Côte-Nord.



Figure 1.1 Exemples de dommages lors des tempêtes du a) 6 décembre 2010 (Quintin *et al.*, 2013) et b) 16 décembre 2016 (TVA Nouvelles, 2016)

Par exemple, la combinaison des fortes marées, d'une forte dépression atmosphérique et de forts vents le 6 décembre 2010 a causé une onde de tempête météo-maritime violente sur les régions du Bas-Saint-Laurent et de la Gaspésie. Lors de cet événement à caractère exceptionnel, un recul moyen du trait de côte de 3,89 m (allant jusqu'à 15 m par endroit) a été enregistré, l'endommagement des ouvrages de protection a été observé sur plus de 50 % du linéaire avec un niveau « très endommagé ou détruit » pour 30 % du parc de protection (Quintin *et al.*, 2013).

Un scénario « exceptionnel » similaire s'est aussi produit le 16 décembre 2016, avec des portions de route arrachées par les vagues (Fournier, 2016). Des exemples de dommages observés sont présentés à la Figure 1.1.

Avec l'influence des changements climatiques, les infrastructures côtières seront encore plus à risque. En effet, il est attendu une hausse du niveau des mers, de même qu'une augmentation des vagues extrêmes sur la côte est canadienne (Guo *et al.*, 2017). Les glaces ont un effet d'atténuation sur les vagues en limitant la zone de fetch (la distance sur laquelle le vent agit) qui les génère ou en dissipant leur énergie au cours de leur propagation à la côte. Toutefois, les prévisions projettent un raccourcissement de saison des glaces, diminuant alors l'énergie totale dissipée sur la côte (Neumeier *et al.*, 2013). L'ensemble de ces facteurs augmenterait les risques (érosion, inondation) côtiers par les tempêtes météo-maritimes. Enfin, dans une étude plus récente sur l'influence de la montée du niveau des mers et l'érosion, Beuzen *et al.* (2018) rapporte que la présence de murs concentre l'érosion à proximité de l'ouvrage et contribue à un abaissement accru et globalisé de la plage. Afin d'atténuer la tendance des côtes à l'érosion, observée depuis plus de mille ans et qui semble accélérer de nos jours, différentes solutions de protection ont été conçues. Selon Bruun (1973), on retrouverait les premières constructions de protections côtières sur les basses côtes d'Europe (aux Pays-Bas, notamment) et en Angleterre (époque romaine). Il s'agirait de construction de type « digue en remblais » ou « barrage en terre » en argile consolidée, ou de type « mur-briques », « mur-pieux » ou fascine : des digues végétales auraient même été construites dès le 8^e siècle.

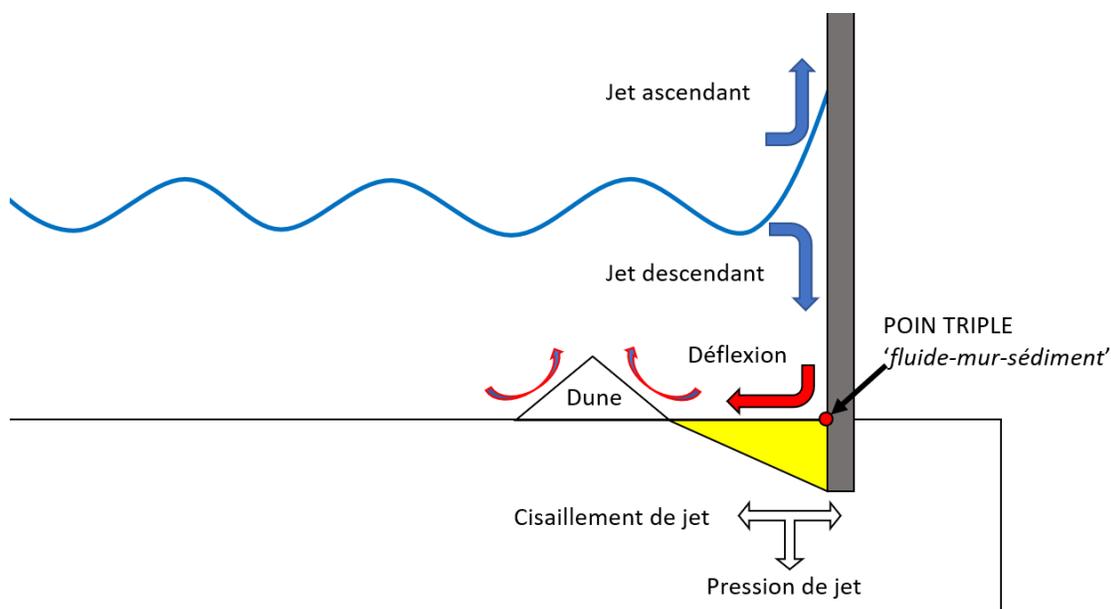


Figure 1.2 Schéma conceptuel des processus à l'origine de l'affouillement au pied d'un mur côtier

La recherche en performance ou en sécurité de ces premiers ouvrages a amené progressivement à leur renforcement par des surfaces dures et souvent imperméables. D'après ce survol historique de techniques de protection côtière sur les bords de mer, la solution de murs verticaux imperméables apparaît intuitivement efficace. Pourtant, dès 1911, la Royal Commission on Coast Erosion (Angleterre) rapportait qu'une mauvaise construction de murs côtiers pouvait être source de sa propre destruction, notamment en raison de l'érosion-affouillement en son pied.

Au Québec, le choix s'est également souvent porté sur les ouvrages de types murs verticaux. Ceux-ci réduisent la largeur de l'estran, soit la zone où l'énergie des vagues est dissipée. Aussi, la plage se retrouve coupée de l'avant-dune qui est la réserve de sédiments pour former une barre de déferlement et ainsi éloigner le déferlement lors d'événements extrêmes (Paskoff, 2010). Les ouvrages présentant une paroi verticale, comparée aux ouvrages avec un talus, empiètent moins sur le milieu marin et sont plus économes en matériaux de construction, ce qui les rend très attrayants. Cependant, toute structure influence l'écoulement à proximité, augmentant la contrainte de cisaillement au fond et la turbulence par la création de vortex. Ces deux facteurs contribuent à l'augmentation du transport sédimentaire à proximité. Alors que les ouvrages inclinés et poreux favorisent la dissipation de l'énergie, les murs verticaux sont très réfléchifs et entraînent de fortes redirections verticales sous forme d'un jet ascendant et d'un jet descendant vers le pied du mur (Figure 1.2). L'hydrodynamique « locale » sur les murs verticaux est très violente et rapide. Dans cette région, il a été observé lors d'une précédente étude INRS-MTQ (Frandsen *et al.*, 2016), la création d'une fosse d'érosion ou affouillement au pied des murs. Le jet descendant exerce une forte pression verticale et une contrainte de cisaillement sur le sol expliquant l'érosion et la liquéfaction des sédiments au pied du mur (Sumer *et al.*, 2002).

Il est très difficile de mesurer l'affouillement *in situ* et *in vivo*, puisqu'il a généralement lieu lors de conditions extrêmes. Les instruments de mesure sont souvent peu adaptés en résolution ou pas assez robustes pour être utilisés pendant les tempêtes. Le temps que les conditions permettent qu'un relevé soit effectué, la fosse est déjà partiellement comblée (Pearce *et al.*, 2007). Les modélisations, physiques et numériques, en laboratoire permettent de contourner ces difficultés en rendant possible d'étudier le scénario exact souhaité, sans être limité par les conditions environnementales. De plus, elles permettent une économie de temps et d'argent puisqu'il n'est pas nécessaire d'attendre sur le terrain qu'un scénario climatique majeur se produise, ou de changer de site pour généraliser les observations. En outre, les essais peuvent être multipliés pour tester les effets isolés et cumulés des différents paramètres du problème. Enfin, une instrumentation de haute technologie peut être utilisée pour documenter les

phénomènes et leurs processus, acquérir des données de qualité pour valider les codes de calculs, ces derniers pouvant en définitive prendre en considération différentes spécificités de sites à moindre coût.

La présente étude, mandatée par le Ministère des Transports du Québec (MTQ), porte sur une meilleure compréhension des processus physiques à l'origine des désordres ou des effondrements de murs côtiers (Figure 1.1). Elle a abouti à des mesures d'affouillements sous différentes conditions hydrodynamiques et sédimentaires, à des analyses adimensionnelles fondées sur les lois de similitudes physiques ainsi qu'au développement et la validation d'une modélisation mathématique dédiée. Le projet : **I**nteractions entre un **M**ur de protection côtière et le transport sédimentaire : **A**ffouillements locaux au pied et abaissement **G**lobal de la plage (IMAGe), propose ainsi une approche de modélisation physique et numérique sur les interactions hydrosédimentaires à proximité d'un ouvrage vertical. La modélisation numérique, initialement limitée à la théorie diphasique Euler-Euler appliquée au transport sédimentaire 2D [Zapata *et al.* (2018) ; Chauchat *et al.* (2013) ; Nguyen *et al.* (2012)], a été étendue à une modélisation 3D pour les besoins qui sont apparus lors cette étude. La modélisation physique s'est appuyée sur un petit canal à houle afin d'étudier les processus mis en jeu lors des phénomènes d'affouillement : cette partie a été confiée à une étudiante dans le cadre d'un projet à la maîtrise de l'INRS.

Ce rapport final de projet (R5) propose une synthèse des différents rapports d'avancement qui ont été clairsemés tout au long des trois années de projet. Il présente de manière synthétique un rapide état de l'art (chapitre 2), puis les résultats de modélisation physique (chapitre 3) et de modélisation mathématique (chapitre 4). Les conclusions et perspectives sont fournies à la fin du rapport.

2 PROLÉGOMÈNES

Dans ce chapitre sont définies les principales notions avec des notations usuelles en matière de génie côtier. Loin d'être un état de l'art complet sur cette discipline, le lecteur trouvera toutefois dans cette partie une présentation des concepts fondamentaux et utiles à la compréhension des chapitres suivants, tout particulièrement sur la modélisation physique et numérique. Cette partie propose donc un résumé de connaissances permettant de s'approprier les nouvelles connaissances et les outils que les présents travaux ont développés, et d'identifier leurs limitations en termes d'applicabilité. Ce résumé s'appuie sur des livres de références (Dean et Dalrymple, 1991) ou les supports de cours, de l'INRS tout particulièrement.

Lorsqu'il s'agit d'étudier la vulnérabilité et les pathologies d'ouvrages de génie côtier, il convient d'effectuer un bilan des forces naturelles ou hydrodynamiques qu'ils auront ou ont subi tout au long de leur durée de vie, mais aussi les rétroactions de l'ouvrage sur son environnement. Dès lors, nous devons considérer les triples interactions entre un ouvrage, les sédiments ou ses sols de fondation et les mouvements de l'eau.

Dans un premier temps, nous décrivons l'écoulement côtier et marin. Puis nous présentons les concepts et les lois de transport sédimentaire permettant de prédire et de quantifier les flux d'érosion. Enfin, nous finissons ce chapitre par une présentation d'ouvrages traditionnels ou solutions dures de génie côtier, incluant les murs verticaux que nous étudions dans ce rapport, afin d'illustrer les grands principes de leur efficacité en termes de protection du trait de côte.

2.1 Notions élémentaires en hydrodynamique maritime et côtière

Lorsqu'on se situe au bord de la mer, il est observé des fluctuations spatio-temporelles dans les niveaux d'eau. Ces oscillations se produisent à différentes échelles d'espace (à différentes longueurs d'onde) et de temps (à différentes périodes) : elles mettent en évidence des mouvements d'eau, donc des vitesses d'écoulement. Cette première description souligne l'importance de considérer les hauteurs d'eau et les vitesses pour caractériser l'hydrodynamique maritime et côtière de manière complète sur un site d'étude : les modèles mathématiques (qui sont abordés au chapitre 4 de ce rapport) proposent de résoudre ces grandeurs (hauteur et vitesse d'eau) à partir des lois de conservation de masse (ou équation de continuité) et de mouvement (ou bilan de forces). Cette dernière est donc indispensable pour les calculs d'érosion et de résistance des structures.

Les ondulations à la surface libre se produisent à différentes échelles temporelles dépendamment de la nature des phénomènes qui les génèrent (le vent, l'astronomie, la tectonique par exemple) et des forces prédominantes (capillarité, gravité, rotation de la terre) qui les déterminent: les principaux régimes sont illustrés en Figure 2.1; seules les ondes gravitaires (périodes de quelques secondes) seront considérées dans nos modélisations.

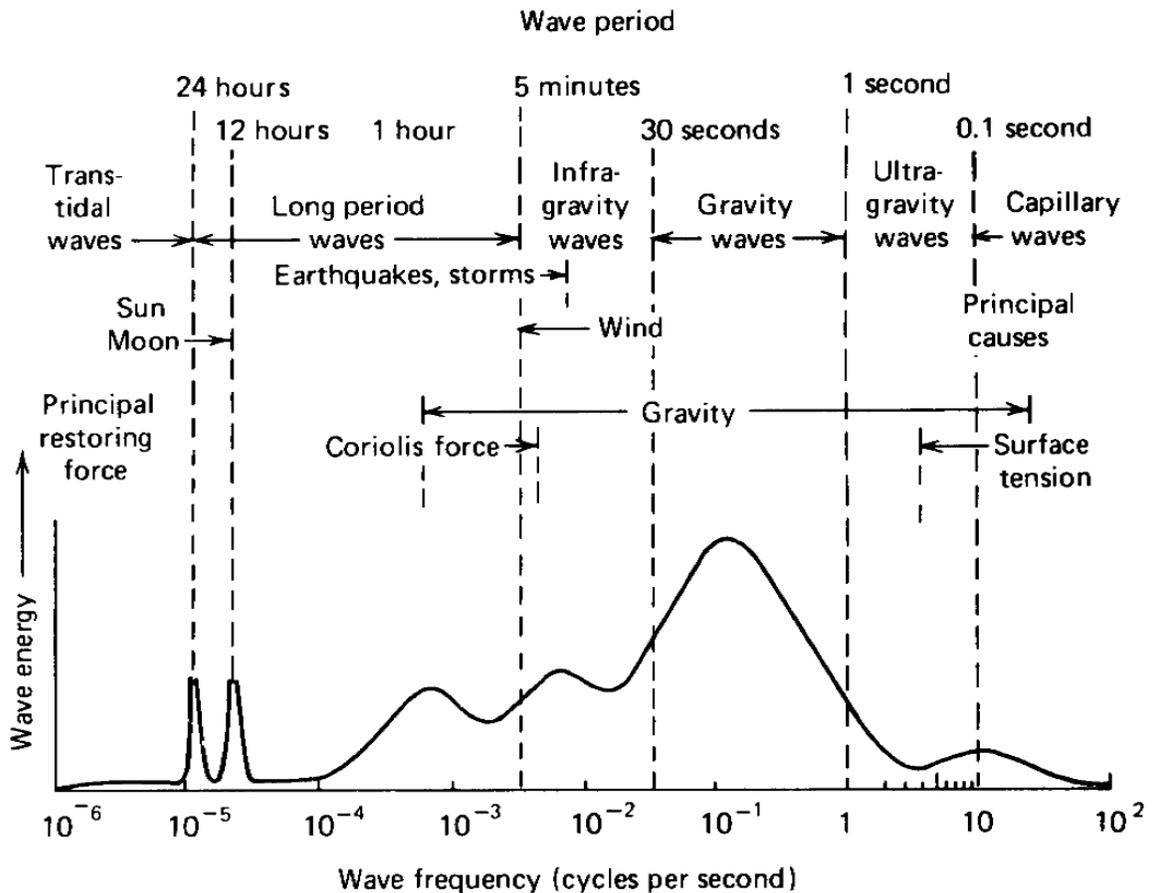


Figure 2.1 Distribution de l'énergie des ondes à la surface des océans en fonction des fréquences (échelle du bas) ou des périodes (échelle du haut)(Kinsman, 1965).

L'analyse et la modélisation des ondulations de surface libre sont traditionnellement réalisées à partir de décomposition harmonique en série de Fourier. Chaque composante est alors représentée par une fonction sinusoïdale de la forme :

$$\eta(x,t) = a \cos(kx - \omega t) \quad ; \quad \eta(x,t) = \sum_i a_i \cos(k_i x - \omega_i t) \quad (1)$$

où η (m) est l'élévation du niveau d'eau par rapport au niveau moyen de la mer, a (m) est la semi-amplitude (moitié de l'amplitude crête à creux) de l'onde, k (rad/m) est le nombre et ω (rad/s) la pulsation de l'onde. La sommation porte sur l'indice i de la composante harmonique.

En utilisant les notions classiques pour les ondes, nous définissons la phase $\varphi (=kx - \omega t)$ et la célérité ou vitesse de phase, c , à partir du nombre d'onde $k (=2\pi/\lambda)$ et de la pulsation $\omega (=2\pi/T)$, ou encore à partir de la longueur d'onde λ (m) et de la période T (s) selon :

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{T} \quad (2)$$

Les hauteurs et vitesses des ondulations gravitaires sont traditionnellement décrites l'une ou l'autre des théories des ondes de faible amplitude (houle de Airy au premier ordre ou de Stokes aux ordres supérieurs) ou d'ondes longues (houle de Boussinesq, de Korteweg-De Vries).

La première théorie, que nous utiliserons dans les chapitres suivants, suppose un fluide non visqueux en écoulement irrotationnel sur un fond horizontal. La surface libre correspond à une condition aux limites cinématique (la surface libre est une ligne de courant) et dynamique (elle est en équilibre avec la pression atmosphérique) au problème d'un Laplacien (équation de continuité pour les écoulements potentiels). Lorsque les variations (ou ondulations) de la surface sont de faibles amplitudes, elles peuvent s'écrire par un développement de Taylor selon le paramètre de perturbation, $\varepsilon (=ka)$, ou amplitude des vagues relative à la longueur d'onde. En définitive, cette théorie aboutie à l'ordre 4 aux équations suivantes pour la surface libre, η , le potentiel de vitesse, ϕ , et la relation de dispersion $\omega(k)$:

$$\begin{aligned} \eta(x,t) = & \frac{\varepsilon}{k} \cos(kx - \omega t) + \frac{\varepsilon^2}{k} B_{22} \cos(2(kx - \omega t)) \\ & + \frac{\varepsilon^3}{k} B_{31} [\cos(kx - \omega t) - \cos(3(kx - \omega t))] + \frac{\varepsilon^4}{k} [B_{42} \cos(2(kx - \omega t)) + B_{44} \cos(4(kx - \omega t))] \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\phi(x, z, t) = \frac{\omega \varepsilon \cosh(k(h+z))}{k^2 \sinh kh} \sin(kx - \omega t) + \frac{\omega}{k^2} \sum_{i=2}^4 \varepsilon^i \sum_{j=1}^i A_{ij} \cosh(jk(h+z)) \sin(j(kx - \omega t)) \quad (3b)$$

$$\omega^2 = gk \tanh kh \left[1 + \varepsilon^2 \frac{9 - 10 \tanh^2 kh + 9 \tanh^4 kh}{8 \tanh^4 kh} \right] \quad (3b)$$

où h (m) est la profondeur de la mer (ou bathymétrie relative au niveau moyen). Les coefficients A_{ij} et B_{ij} sont fournis dans Fenton (1985) ou dans les ouvrages cités au début de cette partie.

NB : (i) dans les équations (3 a, b, c), le premier terme du membre de droite (ou *rhs*, right-hand side) correspond à la théorie linéaire ou théorie de Airy (au premier ordre en ε); les suivants à la théorie de Stokes non linéaires (ou *hot*, high order term, aux ordres supérieurs en ε^j pour $j>1$); (ii) les termes *hot* en cosinus de multiple de phase ($j k x - j \omega t$) ont des moyennes temporelles sur une période T de vagues non nulle, ce qui génèrent une vitesse moyenne de dérive; (iii) les multiples de phases correspondent à des ondes harmoniques liées à la fondamentale (se propageant à la même célérité, par opposition aux ondes libres que nous décrivons lors des analyses de vagues au chapitre 3); (iv) les ordres impairs ($j=1, 3, 5$ etc...) sont les seuls à intervenir dans la relation de dispersion (3b); (v) l'interaction avec les courants (avec une modulation de fréquence par effet Doppler) est négligée dans ces équations.

Nous ne présentons pas la deuxième théorie pour les ondes longues, qui est bien décrite dans Mei et al (2005). Cette dernière est fondée sur les équations intégrées sur la profondeur (hypothèse d'eau peu profonde ou shallow-water approximation), et aboutit aux équations de Boussinesq, plus connues sous la forme des équations de Korteweg-de Vries (KdV). Ces dernières permettent d'obtenir des ondes non-sinusoïdales, les vagues cnoïdales et les solitons par exemple. Les théories des vagues, plus récentes, s'intéressent à l'unification mathématico-physique des équations d'ondes non linéaires dispersives : nous citons à titre d'exemple les travaux sur les équations Non-Linéaire de Schrödinger (NLS), de condensats de Bose-Einstein (CBE) et de Ginzburg-Landau (GL). Ces théories très avancées (utilisées en physique quantique, en astrophysique ou en photonique) permettent de réduire de nombreux phénomènes non linéaires (ondes gravitationnelles et trous noirs, instabilités de modulation dans les fibres optiques, ondes scélérates et solitons) à de simples expériences en canal à vagues.

Dans la suite de ce rapport, nous simplifierons l'hydrodynamique maritime et côtière à la théorie linéaire de Airy ou Stokes d'ordre un. Ce choix permet de comparer nos analyses avec les formules traditionnellement utilisées en génie côtier. Les équations (3 a,b,c) se simplifient au premier ordre par :

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t) \quad (4a)$$

$$\phi(x, z, t) = \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \sin(kx - \omega t) \quad (4b)$$

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (4c)$$

Les vitesses horizontales et verticales en tout point (x,z) se déduisent du potentiel de vitesse, ϕ , par les équations suivantes :

$$U_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} = a\omega \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \cos(kx - \omega t) \quad U_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} = a\omega \frac{\sinh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \sin(kx - \omega t) \quad (4d)$$

Les vitesses horizontales U_x et verticales U_z sont en phase ou en opposition de phase avec la surface libre η . Leur intégration temporelle forme des trajectoires fermées avec des orbitales elliptiques. Ces dernières s'aplatissent au voisinage du fond ($z=-h$) avec une vitesse verticale $U_z=0$ et une vitesse de demi-excursion sur le fond $U_x=a\omega/\sinh(kh)$. Donc au premier ordre, la théorie indique que la vitesse d'écoulement de vagues sur le fond augmente avec l'amplitude, a , et la pulsation-fréquence, ω , de ces dernières, et avec la diminution de la profondeur, h . Bien que la théorie au premier ordre devient inapplicable à proximité d'un ouvrage ou une barre sableuse, en zone de déferlement et de run-up par exemple, elle est utilisée comme vitesse de référence dans les expériences en canal à vagues puisque les formules empiriques de transport de sables s'y réfèrent majoritairement (section suivante).

2.2 Classifications des sédiments et des modes de transport

Si l'origine et la nature des sédiments présents dans notre environnement (par dégradation chimique, thermique ou géologique au sens large) sortent du cadre de notre étude, leurs conditions de mise en mouvement (ou érosion) et leurs trajectoires (ou lois de transport) fait tout particulièrement l'objet des études mathématico-physiques présentées dans ce chapitre de rapport. Nous proposons à cette fin un résumé issu du cours de Génie Côtier de l'INRS que l'équipe du Laboratoire Hydraulique Environnemental offre depuis janvier 2021. Dans cet exposé, le transport sédimentaire est scindé par deux classifications fondamentales : la première porte sur la séparation cohésif/non-cohésif (ou séparation granulométrique); la seconde sur le rapport des forces motrices/résistives (ou bifurcation de trajectoire).

La classification cohésif/non-cohésif est tout d'abord primordiale lorsque l'on effectue une étude hydrosédimentaire sur un site d'application. En effet selon leur nature cohésive ou non, les particules solides seront soumises à des bilans de forces très différents. Par exemple, les particules non-cohésives interagissent entre elles par des forces de contact répulsives uniquement : ces derniers peuvent être permanents (chaîne/distribution de force percolatoire au sein d'un massif de sable) ou bien intermittentes par simple collision pseudo-élastique (telles des

boules de billard). Les particules cohésives (colloïdales ou pseudo) sont par ailleurs sujettes à des forces attractives (forces de Coulomb, Van der Waals notamment), lesquelles sont responsables de processus tels que la floculation, l'agrégation ou la coagulation lors des collisions inélastiques.

La séparation entre cohésif (force de surface) et non-cohésif (force de volume) est intimement relié à la taille de la particule. En effet, la surface spécifique d'une particule (exprimant le rapport surface/volume) varie en $1/d$, où d est son diamètre : elle est d'autant plus forte (ou la cohésion du sédiment est grande) que le diamètre est petit. Donc les grains les plus petits auront davantage de prédisposition à être cohésifs que les sédiments les plus grossiers. La frontière est fixée à $63\mu\text{m}$ dans la norme USA, mais à $40\mu\text{m}$ dans celle utilisée en Europe. La valeur exacte de cette transition dépend à la fois de la minéralogie de la particule et de la physico-chimie de son environnement aquatique notamment les propriétés de la double couche ionique à la surface des particules ou encore son potentiel Zeta effectif. Dans la suite de ce rapport, nous considérons la valeur $63\mu\text{m}$ pour la séparation non-cohésif/cohésif : les sédiments que nous testons sont de plusieurs centaines de μm , nous les supposons totalement non-cohésifs.

Dans le cas des sables (non-cohésifs), nous distinguons trois principaux modes de transport ou trajectoires qui selon la vitesse d'écoulement ou la force exercée par l'écoulement se trient de la manière suivante: (i) sédimentation; (ii) charriage; (iii) suspension.

Dans le premier mode, la sédimentation (i), les particules solides ont une trajectoire principalement dirigée vers le bas, dans le sens de la gravité. Cette condition impose à une particule de densité sèche, $\rho_s=2.6\text{t/m}^3$, immergée dans une eau à 20°C ($\rho_f=1\text{t/m}^3$, $\nu=10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$) au repos, d'avoir un diamètre supérieur à $1\mu\text{m}$. En dessous de cette valeur, pour les particules solides sub-micrométriques, nous parlerons de particules Browniennes ou dissoutes : les forces d'agitation thermique sont prédominantes sur les forces de gravité et la particule ne sédimente pas. Pour une particule sédimentaire (de diamètre supérieur à $1\mu\text{m}$), un bilan de force permet de déterminer sa vitesse de sédimentation, également nommée vitesse de chute ou de Stokes ou encore, vitesse terminale selon les auteurs. Selon Soulsby (1997), cette dernière s'écrit :

$$w_s = \frac{\nu}{d_{50}} \left[\left(10,36^2 + 1,049 D_*^3 \right)^{1/2} - 10,36 \right] \quad (5)$$

où d_{50} est le diamètre médian du sédiment ($=d$ pour un matériau parfaitement monodisperse) et D_* le diamètre adimensionnel sédimentologique ou nombre de Galileo selon les auteurs :

$$D_* = \left[\frac{g(s-1)}{\nu^2} \right]^{1/3} d_{50} \quad (6)$$

où $s (= \rho_s/\rho_f)$ est le rapport de densité solide/fluide, $\nu (=10^{-6} \text{ m}^2/\text{s})$ la viscosité cinématique de l'eau.

Lorsque la vitesse d'écoulement d'eau est suffisante pour générer une force d'entraînement, sur un grain, supérieure au poids de ce dernier, le phénomène d'érosion se produit. Il peut alors prendre une forme d'écoulement dense, mais localisé à proximité du fond, i.e. le mode de transport par charriage (ii), soit une forme d'écoulement dilué et occupant toute la colonne d'eau, i.e. le mode de suspension (iii). La condition Non-érosion/Charriage/Suspension (Figure 2.2) impose deux valeurs de transition pour passer d'un régime de transport à l'autre. Et par une approche heuristique (ou historique), ces valeurs seuils sont exprimées en vitesse d'entraînement relative à la vitesse terminale ou de sédimentation. Selon les disciplines scientifiques, ce rapport est noté :

$$R_x = \frac{U_x}{w_s} \quad Rou = \frac{w_s}{\kappa u_*} \quad \theta = \frac{u_*^2}{g \Delta d_{50}} \quad (7a,b,c)$$

où $\kappa (=0.41)$ est la constante de Von Karman (elle apparaît dans le modèle turbulent de longueur de mélange portant le même nom que son auteur), u_* la vitesse de frottement à l'interface fluide/solide et $\Delta (=s-1)$ le rapport densité solide immergé/densité de l'eau à 20°C.

NB : les rapports (7a,b,c) sont équivalents dans leur signification physique, mais diffèrent dans leur niveau d'interprétation. Par exemple le premier rapport, R_x , exprime la vitesse 'globale' d'écoulement par la théorie linéaire des vagues qui est valide juste au-dessus de la couche limite lorsque la viscosité et la vortacité peuvent être négligées. Le rapport Rou , ou nombre de Rouse, exprime la même physique; toutefois, il porte sur la vitesse 'locale' de frottement, u_* lequel possède bien un caractère fortement localisé (à l'interface eau/sédiment) et intègre implicitement la viscosité, la turbulence ou la vortacité. Enfin, le rapport, θ ou nombre de Shields s'identifie à l'inverse du carré du nombre de Rouse (Rou), si on calcule la vitesse de sédimentation dans le domaine inertiel ou turbulent, c'est-à-dire lorsque $w_s \sim d^{1/2}$ quand le Reynolds de sédimentation de la particule, $Re_{wsp} = w_s d / \nu > 1$.

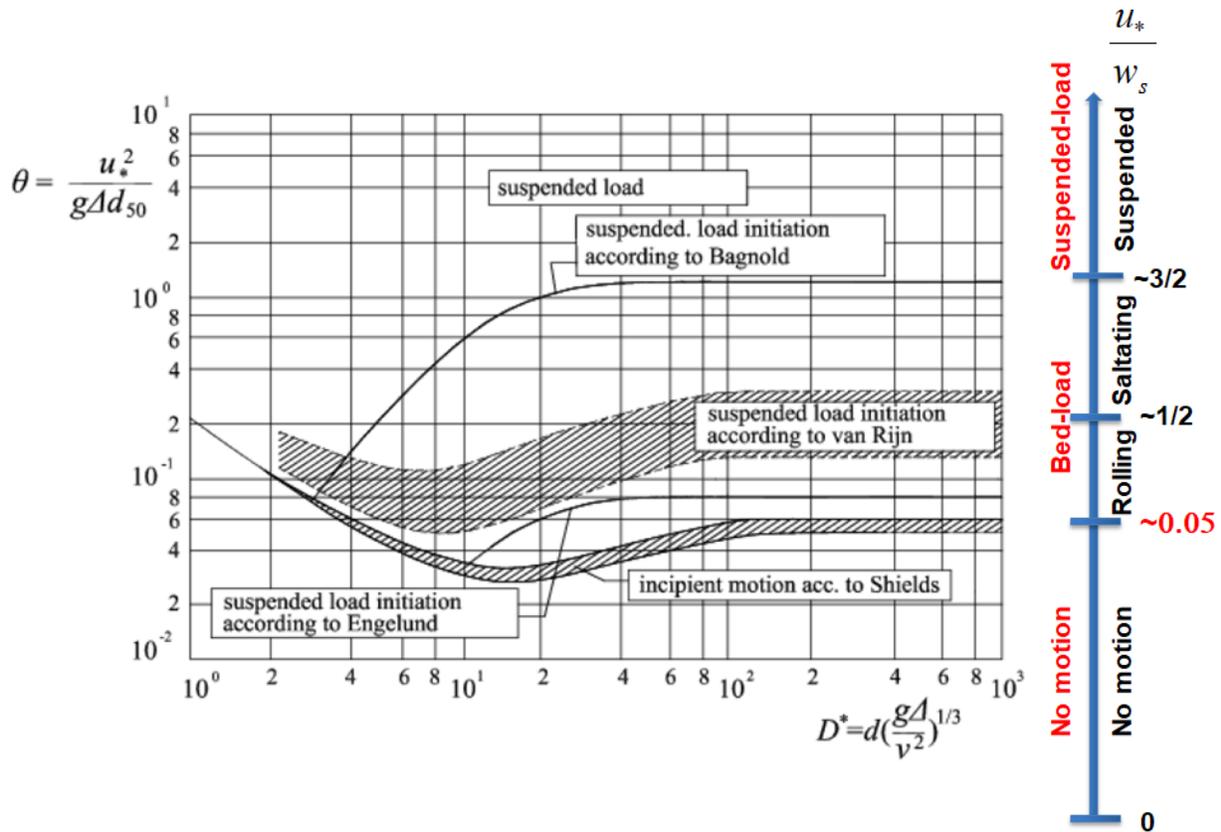


Figure 2.2 Modes et critères de transports (d'après Van Rijn, 1993, version modifiée issue du cours de Génie Côtier, Pham Van Bang et Stolle, 2021).

Dans la suite de ce rapport, nous utiliserons indifféremment l'un ou l'autre des rapports adimensionnels (7a,b,c) caractérisant les régimes de transport. Toutefois pour des analyses quantitatives, nous privilégions le nombre de Shields, θ , car la valeur critique (θ_{cr}) pour la transition Non-érosion/Charriage est formulée en fonction de D_* par Soulsby (1997) :

$$\theta_{cr} = \frac{0.30}{1 + 1.2D_*} + 0.0055(1 - e^{-0.020D_*}) \quad (8a)$$

Enfin, pour une configuration *vague-sédiment* donnée, nous déterminons le nombre de Shields par la formulation recommandée par Dean & Dalrymple (1991), cette dernière s'appuie sur la théorie linéaire des vagues :

$$\theta = \frac{1}{2} f_w \frac{(A\omega)^2}{g\Delta d_{50}} \quad f_w = \exp\left[5.213(2.5d_{50} / A)^{0.194} - 5.977\right] \quad (8b)$$

où $A = a / \sinh(kh)$ est la longueur de la demi-excursion orbitale sur le fond, f_w le coefficient de frottement (d'après Swart, 1974, cité par Dean & Dalrymple, 1991).

2.3 Constructions traditionnelles pour la protection du littoral

Puisque les zones littorales concentrent de forts enjeux socio-économiques particulièrement décrits dans Kamphuis (2000), et qu'elles sont vulnérables aux assauts de la mer qui soit les érodent soit les submergent, les abords ont été aménagés par des protections depuis très longtemps. Selon Bruun (1973), on retrouverait les premières constructions de protections côtières sur les basses côtes d'Europe (aux Pays-Bas, notamment) et en Angleterre (époque romaine). Il s'agirait de construction de type « digue en remblais » ou « barrage en terre » en argile consolidée, ou de type « mur-briques », « mur-pieux » ou fascine : des digues végétales auraient même été construites dès le 8^e siècle. Charlier et al. (2005) dressent un panorama historique depuis l'Antiquité et présentent également une étude étymologique croisée entre les différentes cultures humaines. Pour le Québec et selon l'étude archéologique de F. Simard (2010), il resterait des vestiges de quai en bois-fascines le long du fleuve Saint-Laurent : les plus anciens remonteraient au début des années 1800's pour les besoins du transport maritime de marchandises.

Les ouvrages présentant un front de mer vertical tel que les murs ou les quais figurent donc parmi les premières techniques de protection côtière; ils ont, pour certains, une forte valeur patrimoniale ou culturelle. Toutefois, avec l'évolution des connaissances et l'émergence de nouvelles techniques (ou de matériaux), ces constructions ont progressivement cédé la place à des nouveaux concepts de protection, moins réfléchis et plus dissipatifs.

Bien qu'ils soient, à l'échelle mondiale et depuis les années 1920's, préférés les ouvrages fonctionnant par dissipation des forces induites par les vagues (par transmission-frottement) aux ouvrages travaillant par réflexion des vagues (puisque dès 1911 la Royal Commission on Coast Erosion rapportait des dysfonctionnements selon Bruun, 1973), l'étude des murs verticaux de protection côtière présente toujours un intérêt pour (a) estimer la durabilité du parc d'ouvrages existants et (b) concevoir des solutions pour allonger leur durée de vie, ou leur performance.

Ces objectifs justifient les travaux que nous avons menés en laboratoire sur des murs côtiers '*modèles*'. Les désordres observés sur les ouvrages réels sont principalement de deux types, soit l'intégrité ou le vieillissement des matériaux de construction, soit la perte de stabilité de l'ouvrage lui-même ou de son sol de fondation. Dans nos travaux, nous portons notre attention sur le deuxième type de désordre et plus particulièrement la perte de stabilité de la structure côtière par

déchaussement-dérobage ou affouillement des matériaux de fondation. La perte de sols ou de sédiments est ici associée à des mécanismes d'érosion : les mouvements de sols induits par la mécanique des sols (tassement-consolidation, sollicitation sismique, glissement de terres ou écrouissage du sol) seront négligés aux profits des phénomènes hydrodynamiques. Ces derniers sont tout particulièrement exacerbés par le caractère réfléchif des murs verticaux traditionnellement imperméables.

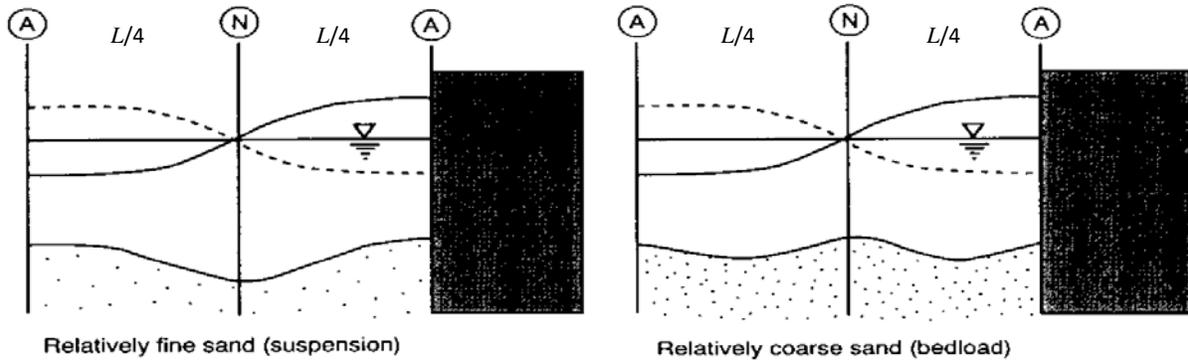


Figure 2.3 Formes d'affouillement au pied d'un mur vertical : sable fin (suspension dominante, à gauche) ; sable grossier (charriage dominant, à droite) (Xie, 1981)

En effet, de la superposition des ondes incidentes et réfléchies (par l'ouvrage) résulte une augmentation des hauteurs de vagues, donc des forces érosives par des processus d'interférences constructives ou encore, de rétroaction positive. Ce phénomène est mis en lumière dans le cas d'une onde monochromatique par l'équation de clapotis (9a,b) suivante :

$$a_i \cos(kx - \omega t) + a_r \cos(kx + \omega t) = (a_i + a_r) \cos kx \cos \omega t + (a_i - a_r) \sin kx \sin \omega t \quad (9a)$$

où le premier (deuxième) terme du membre de gauche (*lhs*, left-hand side) correspond à une onde incidente (réfléchie) d'amplitude a_i (a_r) se propageant selon les x positifs (négatifs) en direction (à l'opposé) du mur.

L'amplitude de l'onde réfléchie a_r est liée à celle de l'onde incidente a_i par une relation de proportionnalité : $a_r = R a_i$ où R est le coefficient de réflexion. Pour une réflexion totale ($R=1$), l'équation (9a) se simplifie en (9b) démontrant ainsi le doublement d'amplitude des ondes (donc des vitesses érodantes, équation (4d)) ainsi que la forme *stationnaire* du champ de vague :

$$a_i \cos(kx - \omega t) + R a_i \cos(kx + \omega t) = 2 a_i \cos kx \cos \omega t \quad (9b)$$

La figure 2.3 rappelle certaines propriétés des ondes stationnaires qui à l'instar de son analogue 'corde vibrante' présente une alternance de nœuds et d'anti-nœuds (ou ventres) équirépartis en fraction de la longueur de l'onde qui la génère. Lorsque le mode de transport par charriage est dominant (figure de droite), le dépôt des sédiments (ou la formation d'une dune) est préférentiellement sur les nœuds tandis que l'érosion se localise sur les ventres. Cette alternance est opposée dans le cas d'un transport dominé par la suspension.

Le concept schématisé par la figure 2.3 reste difficile à généraliser en raison de la très forte non-linéarité des phénomènes lors de la propagation des vagues depuis le large jusqu'à la zone de proche paroi, le caractère partiellement réfléchitif (ou partiellement dissipatif) des formes de fonds (dunes ou barres côtières) ou encore les éventuels déphasages des ondes par le mur. Les interactions fortement non linéaires génèrent la production d'harmoniques ou d'ondes infragravitaires qui interfèrent avec la fréquence fondamentale.

Dans l'étude expérimentale présentée au chapitre suivant, une attention toute particulière est proposée sur les phénomènes non linéaires de surface libre. Une analyse des vagues, fondée sur la méthode de décomposition harmonique (Lin et Huang, 2004), est réalisée sur les harmoniques incidentes ou réfléchies, libres ou liées à la fondamentale (10).

$$\begin{aligned}
\eta(x_m, t) = & a_I^{(1)} \cos(kx_m - \omega t + \phi_I^{(1)}) + a_R^{(1)} \cos(kx_m + \omega t + \phi_R^{(1)}) \\
& + \sum_{n \geq 2} a_{I,B}^{(n)} \cos[n(kx_m - \omega t) + \phi_{I,B}^{(n)}] \\
& + \sum_{n \geq 2} a_{R,B}^{(n)} \cos[n(kx_m + \omega t) + \phi_{R,B}^{(n)}] \\
& + \sum_{n \geq 2} a_{I,F}^{(n)} \cos[k^{(n)}x_m - n\omega t + \phi_{I,F}^{(n)}] \\
& + \sum_{n \geq 2} a_{R,F}^{(n)} \cos[k^{(n)}x_m + n\omega t + \phi_{R,F}^{(n)}] + e_m(t)
\end{aligned} \tag{10}$$

où a est l'amplitude, ω la pulsation, k le nombre d'onde, ϕ le déphasage. Les indices I et R sont utilisés pour identifier les ondes incidentes et réfléchies, alors que B et F désignent les ondes liées (*bound*) et libres (*free*). L'ordre est indiqué par l'exposant ' (n) '. Le terme e_m représente l'erreur résultant des bruits expérimentaux et des interactions non linéaires telles que le mode évanescent.

2.4 Conclusions de prologue

Les travaux de cette étude visent à mieux comprendre les phénomènes d'érosion par affouillement au pied des ouvrages de protection côtière, et des murs verticaux notamment. Parmi les trois méthodes (modélisation physique, modélisation mathématique, relevé de terrain), nous fonderons nos analyses à partir des deux premières. D'une part, nous effectuerons des essais en canal à houle doté d'une instrumentation non intrusive donnant accès aux paramètres de forçages hydrodynamiques (analyse des vagues et des champs de vitesses) et de réponses sédimentaires (érosion, transport) : ces travaux à l'échelle des processus seront mis à l'échelle réelle à partir des lois de similitudes physiques. Cette partie expérimentale inclura également des recherches sur la forme des murs afin d'optimiser sa longévité vis-à-vis de l'affouillement. D'autre part, nous réaliserons des simulations numériques à partir d'un modèle mathématique résolvant les phases, fluide et sédiment, à partir des équations des écoulements diphasiques. Des simulations 2D XZ puis 3D seront réalisées et comparées aux cas d'expériences

3 MODÉLISATION PHYSIQUE

Ce chapitre de rapport propose une synthèse des résultats expérimentaux obtenus sur des modèles physiques en similitude de Froude. Ces résultats sont issus des travaux de maîtrise de Laurence Marois (INRS 2018-2020). Nous reprenons les éléments les plus importants et en lien avec la partie de modélisation mathématique (Chapitre 4). Pour une version complète et détaillée des études et des analyses expérimentales, nous recommandons au lecteur de se référer à la thèse de maîtrise de Laurence Marois.

La présentation aborde tout d'abord la question de similitude physique permettant d'étudier des phénomènes naturels (à grande échelle) dans des conditions de laboratoire (à plus petite échelle). Seront ainsi tout particulièrement présentées les lois de passage depuis l'échelle du modèle vers l'échelle du prototype (ou de l'ouvrage) afin d'encadrer la validité de l'approche physique ou de définir les limitations de nos résultats.

3.1 Conception et dimensionnement du modèle physique

L'approche de modélisation physique consiste à étudier les phénomènes en laboratoire à partir d'un modèle réduit permettant de simuler à l'échelle les principaux paramètres afin d'en tester les influences relatives ou combinées et en vue d'établir la relation de causalité. Il s'agit dans notre cas de tester les effets des paramètres hydrodynamiques (cf. 2.1) et sédimentaires (cf. 2.2) sur les processus d'érosion par affouillement du sol de fondation de murs côtiers (cf. 2.3).

Le *petit* canal à vagues (section 30x30cm², longueur 9m, Fig. 3.1), disponible pour cette étude, est situé dans l'espace Hydrodynamique des écoulements environnementaux sédimentaires (Hydées) qui est partagé entre le Laboratoire Hydraulique Environnemental (LHE) et le Laboratoire de tomoscannographie des matériaux naturels et du génie civil (CT-Scan). Le générateur de type piston est capable de produire des vagues régulières (monochromatiques) ou irrégulières (modulation fréquence-amplitude). L'installation hydraulique permet d'étudier les phénomènes de réflexion d'ondes pour des vagues d'amplitudes de 1 à 3 cm, de périodes entre 0.5 et 3 s, et oscillant autour d'un niveau d'eau au repos entre 5 et 20 cm. Hors de cette plage, l'impact des vagues conduit à des éclaboussures pouvant fortement endommager les instruments de haute technologie que nous avons retenus pour réaliser les observations.



Figure 3.1 Petit canal à houle (INRS, LHE-CT, espace Hydées) : section 30x30cm², longueur 12m : batteur piston et absorbeur (à gauche) ; sondes à vagues, vélocimétrie laser (à droite)

Grandeur physique	Unité	Similitude de Froude	Similitude de Reynolds
Longueur	m	N_L	N_L
Temps	s	$\sqrt{N_L}$	N_L^2
Masse	kg	$N_\rho N_L^3$	$N_\rho N_L^3$
Force	N	$N_\rho N_L^3$	N_ρ
Fréquence	1/s	$1/\sqrt{N_L}$	$1/N_L^2$
Vitesse	m/s	$\sqrt{N_L}$	$1/N_L$
Accélération	m/s ²	1	N_L^{-3}

Tableau 1. Comparaison des lois d'échelles en similitude de Froude et de Reynolds

Sous ces contraintes géométriques (imposées par la veine d'essais hydrodynamiques), il est traditionnel de considérer les lois de similitude de Froude (11a) et de Reynolds (11b). Pour la similitude physique sur les vagues, la similitude de Froude est mieux adaptée. Pour la similitude sur le frottement visqueux, celle de Reynolds est préférée (Hugues et al., 1990, 1991, 1993):

$$Fr_p = Fr_m = \frac{V_p}{\sqrt{gL_p}} = \frac{V_m}{\sqrt{gL_m}} \Rightarrow N_T = (N_L)^{1/2} \quad Re_p = \frac{V_p L_p}{\nu} \Rightarrow N_T = (N_L)^2 \quad (11a,b)$$

où $N_L = L_p/L_m$ ($N_T = T_p/T_m$) sont les rapports d'échelles des longueurs (temps) entre le prototype ou le modèle. Les lois d'échelles sont présentées en Table 1 pour les grandeurs d'intérêt.

Lorsque les paramètres de gravité, g , et de viscosité du fluide, ν , sont identiques entre prototype et modèle, les similitudes de Froude et de Reynolds sont incompatibles. Sous gravité terrestre ($g=9.81 \text{ m/s}^2$), le strict respect simultanément des deux lois serait néanmoins possible à condition de changer le fluide modèle selon $N_\nu=(N_L)^{3/2}$, donc en réduisant la viscosité.

Pour les conditions hydrodynamiques, nous considérons la similitude de Froude. Puisque nous nous intéressons aux processus physiques et ne disposant pas d'un site particulier d'application, notre démarche pour les études d'érosion est à caractère générique. Il s'agit dès lors de bien spécifier les conditions de similitude sur le transport sédimentaire afin de transposer nos résultats de modèle aux cas réels. En adaptant la méthode de Grasso et al (2009) ou de Nielsen (1992) pour les essais de morpho-dynamique de plages en canal à houle de dimensions équivalentes aux nôtres, nous fondons le dimensionnement sédimentaire sur trois nombres adimensionnels (12a,b,c). Le paramètre de Shields (θ), de vitesse de sédimentation (w_s) sont formulées à partir du diamètre sédimentologique D_* par les équations (5,6 et 8). Le nombre de Dean, Ω , se calcule plus aisément : il permet de qualifier la tendance le caractère soit dissipatif soit réfléchif de la plage.

$$\theta = \frac{f_w(A\omega)^2 / 2}{g\Delta d} \quad Rou = \frac{w_s}{\kappa u_*} \quad \Omega = \frac{H}{Tw_s} \quad (12a,b,c)$$

A titre d'exemple, les essais sur le modèle physique avec une hauteur d'eau au repos ($h_m=13\text{cm}$), une amplitude et période de vagues ($H_m=1.7\text{cm}$, $T_m=2\text{s}$), une longueur d'onde ($\lambda_m=2.2\text{cm}$) et un diamètre de sédiment ($d_m=216\mu\text{m}$) sont caractérisés par : un nombre de Froude ($F_{rm}=0.04$), un nombre de Galileo ($D_*=5.44$), un nombre de Dean ($\Omega =0.3$), un nombre de Shields ($\theta=0.06$) et un nombre de Rouse ($Rou=1$). Dans ces conditions, le transport sédimentaire est dominé par le charriage (mode par suspension négligeable) et la plage est à caractère réfléchif.

Pour un facteur d'échelle sur les longueurs ($N_L=10$ ou 20), nous déduisons par similitude de Froude l'échelle sur le temps ($N_T=3.1$ ou 4.5). Pour l'exemple précédent, la mise à l'échelle des conditions sur le modèle ($(h,H,T,\lambda,d)_m=(13\text{cm}, 1.7\text{cm}, 2\text{s}, 2.2\text{m}, 216\mu\text{m})$) correspond à ($1.3\text{m}, 17\text{cm}, 6\text{s}, 22\text{m}, 2\text{mm}$) ou ($2.6\text{m}, 34\text{cm}, 9\text{s}, 44\text{m}, 4\text{mm}$). En faisant varier la hauteur d'eau au repos entre 5 et 20cm dans le canal d'essais, nous simulons un marnage de 3m à l'échelle $N_L=20$.

3.2 Dispositif expérimental et résultats de tests

La section précédente a permis d'élaborer les règles de mise à l'échelle depuis le modèle physique jusqu'à l'échelle prototype de l'ouvrage réel, nous concentrerons ici notre présentation sur l'échelle des processus hydrosédimentaires tels que nous observons à partir du dispositif d'essai (Fig. 3.2). Sur l'ensemble des essais (Annexe 1), nous avons tout d'abord fait varier les conditions hydrodynamiques et morpho-sédimentaires, puis la forme et la rugosité du mur. Les conditions de vagues ont varié pour des niveaux h entre 9 et 16cm, des amplitudes H entre 1 et 3cm, des périodes entre 0.8 et 3s, des longueurs d'onde entre 0.7 et 3.6m. Les paramètres morpho-sédimentaires ont varié pour le diamètre des sables entre 0.21 et 0.64mm, l'angularité et la sphéricité des grains (sable d'Ottawa et billes de verres), la pente de plage entre 1/100 et 1/10.

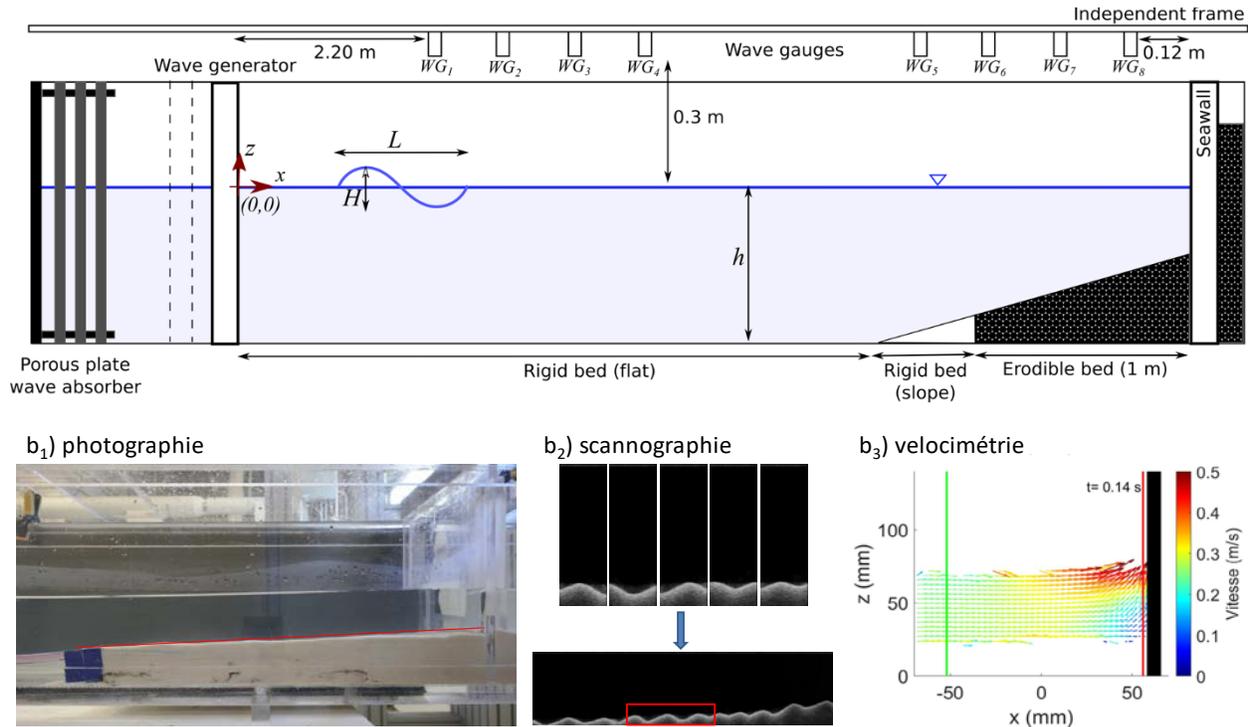


Figure 3.2 (a) Schéma conceptuel (échelle verticale augmentée), notations des paramètres de vagues et identification de leurs points mesures ; (b₁) état initial en début d'essai ; (b₂) résultats de scannographie par déplacement d'un échographe Doppler ; (b₃) résultats de vélocimétrie en zone de proche paroi par images de particules (PIV) couplée à la technique de fluorescence induite (PLIF).

Afin de garantir une bonne répétabilité des essais (que nous avons vérifié par certains dédoublements de tests), la préparation d'un essai a strictement suivi le protocole suivant :

1. Mise en eau du canal, repositionnement du batteur à sa position initiale
2. Mise en place de la pente rigide et du mur, remplissage de la plage par les sédiments (méthode par pluviation immergée ou sédimentation)
3. Installation du dispositif de préparation de plage à la pente souhaitée, réglage de la pente de plage par effet bulldozer (méthode courante en physique granulaire)
4. Ajustement au niveau d'eau h souhaité
5. Vérification-Mesure de la bathymétrie initiale par échographie Doppler
6. Réglage des consignes du batteur à vagues pour le couple (H , T) désiré
7. Démarrage des essais (à proprement dit)
 - i. Séquence de 30 minutes avec mesure en continu sur les 8 sondes de vagues
 - ii. Prise de photo lors de la première séquence (intervalle 5 min)
 - iii. Mesure de la vélocimétrie (5 min, 25 min, 55 min, 175 min)
 - iv. Mesure de la bathymétrie entre chaque séquence
 - v. Répétition sur (i) jusqu'à la fin de l'essai
8. Fin de l'essai : sauvegarde et classement des données pour l'étape d'analyse
9. Retrait des dispositifs pour configuration suivante

D'après nos premiers tests à caractère exploratoire (Fig. 3.3), nous avons observé que l'érosion au pied de l'ouvrage se produit principalement au cours des premières 60min (4 à 5h sur l'ouvrage réel). Nous avons donc limité nos essais à 3h et interrompu les tests pour lesquels l'érosion n'était pas observée au bout d'une heure.

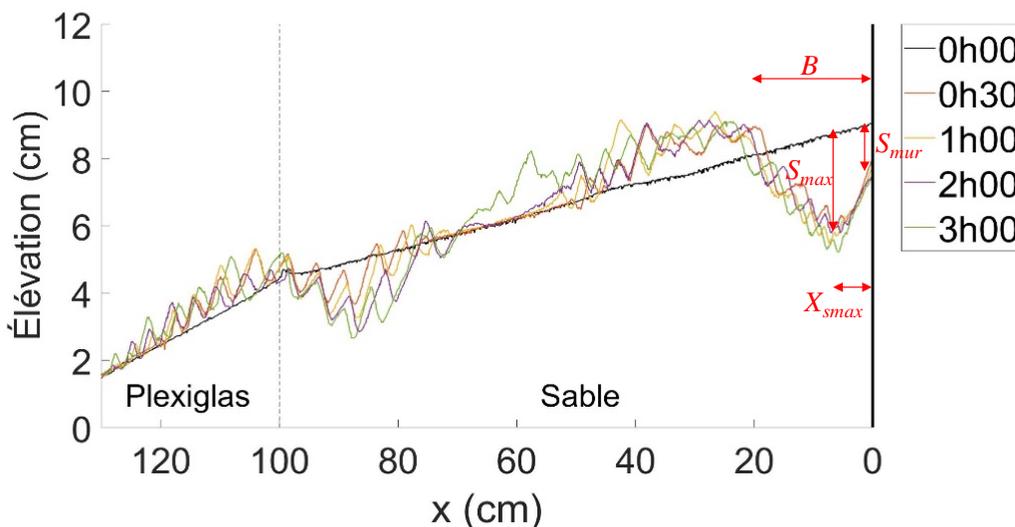


Figure 3.3 Évolution temporelle de la fosse d'affouillement pour l'essai 216_3 (Annexe 1) : $H=1.7$ cm, $T=2$ s, $h=13$ cm, $\beta= 1/25$, $d_{50}=216$.

Les observations expérimentales sur les vagues, l'évolution de la plage et les vitesses à proximité du mur (Fig. 3.2 b₁-b₂-b₃) ont été obtenues à haute résolution.

- Les hauteurs de vagues sont mesurées par 8 sondes acoustiques (General Acoustic USS03, 100Hz et 0.18mm de résolution). La technique repose sur le temps aller-retour de l'onde acoustique suite à sa réflexion sur la surface libre. Les sondes WG_1 à WG_8 sont placées à (2.2; 3.94; 4.54; 4.88; 5.88; 6.13; 6.45; 6.68) mètres de la position initiale du batteur à vagues. Les espacements intersondes respectent les conditions de Lin & Huang (2004) pour éviter les nœuds des ondes stationnaires et appliquer leur méthode de la décomposition harmonique (eq.10).
- Les champs de vitesse 3D sont mesurés par la technique stéréo-PIV (Particle Image Velocimetry en mode stéréo). Le principe repose sur un générateur de nappe laser (0.8mm d'épaisseur) pulsé et synchronisé sur des caméras vidéo CCD. L'écoulement est ensemencé par des traceurs passifs (densité proche de l'eau, taille 60µm environ) : la corrélation entre doublets d'images permet de déterminer leurs déplacements donc leurs vitesses (connaissant les intervalles de temps, réglables sur quelques ms).

Pour augmenter la qualité des mesures en réduisant les réflexions optiques sur la surface libre, le mur et les sédiments, nous avons utilisé la technique de traçage par fluorescence induite et fabriqué nos traceurs selon la méthode de Pedocchi et al. (2008). Le dispositif (fabricant *LaVision*, logiciel Davis) que nous utilisons est constitué d'un laser Nd :Yag à 150mJ/pulse à double cavité laser (532nm, vert) : chaque doublet d'images synchronisé sur les tirs laser est répété à 7Hz pour une acquisition des vitesses (à la même fréquence). Les deux caméras, 2048² pixels, sont placées en stéréo sur une zone de 12² cm² incluant le mur vertical, le lit sédimentaire en érosion et la surface libre (Fig. 3.2b₃).

L'algorithme de PIV applique tout d'abord un filtre de Sobel pour améliorer le SNR (signal to noise) puis démarre un multipass pour calculer les vitesses sur des fenêtres d'interrogation depuis une taille 64x64 pixels (50% overlap) jusqu'à une taille de 32x32 pixels (75% overlap). La résolution spatiale finale sur les vitesses est d'environ 18 points/cm, soit 0.55mm.

- L'évolution bathymétrique au cours de l'érosion est obtenue en scannant le profil cross-shore à l'aide d'un imageur par échographie Doppler (modèle médical du fabricant General Electric, LOGIQ-e, sonde 12L-RS à 12MHz).

Le principe de mesure est similaire à un sonar multifaisceau; toutefois nous utilisons une sonde linéaire à haute fréquence permettant une acquisition d'images à très haute résolution (environ 0.1mm) et sans distorsion angulaire de cette dernière. Le B-mode (Backscattered mode) est

utilisé pour détecter les contrastes d'impédance acoustique laquelle est reliée à la position de l'interface eau/sédiment.

La technologie permet également de détecter les éventuelles remises en suspension. Cette fonctionnalité n'a toutefois pas été utilisée, car la mesure non intrusive de la fosse d'affouillement par cette technique requiert un plan d'eau stabilisé.

L'ensemble des résultats d'essais sur un mur lisse est résumé dans le Tableau 3.1 sous une forme adimensionnelle. Le nombre d'Iribaren, $\xi (= \tan\beta/(H_0/L_0)^{1/2})$, où β est la pente initiale de la plage, l'indice 0 signifiant 'au large') permet de vérifier que nous sommes dans des cas de non-déferlement.

La fosse d'affouillement (Fig. 3.3) est caractérisée par une largeur B , une profondeur au mur S_{mur} , une profondeur maximale observée S_{max} et sa position relative au mur X_{smax} . Les dimensions verticales (horizontales, resp.) de la fosse sont adimensionnées par H_0 (L_0 , resp.).

Tableau 3.1 Résultats et analyse adimensionnelle des essais (campagnes 1 à 3)

Essai	ξ_0	Ω	H_0/L_0	h_w/H_0	h_w/L_0	S_{mur}/H_0	S_{max}/H_0	X_{smax}/L_0	B/L_0
Mur vertical, sable fin (216 μm)									
216_1	0,232	1 667	0,030	1 290	0,038	-0,15	n.d.*		
216_2	0,325	0,896	0,015	1,600	0,024	-0,78	n.d.*		
216_3	0,458	0,457	0,008	2,353	0,018	0,96	2,10	0,03	0,10
216_4	0,229	1,680	0,030	2,400	0,073	0,04	0,18	0,04	0,05
216_5a	0,337	0,896	0,014	2 400	0,034	-0,03	n.d.*		
216_6b	0,080	0,753	0,016	2 143	0,034	-0,12	n.d.*		
216_7b	0,112	0,403	0,008	2 000	0,016	0,05	0,08	0,02	0,04
216_8	0,059	1 411	0,029	1 905	0,056	0,02	0,48	0,05	0,11
216_9	0,083	0,753	0,014	1 905	0,027	-1,17	n.d.*		
216_10	0,128	0,323	0,006	2,667	0,016	1,17	1,17	0,00	0,03
216_11	0,083	0,753	0,014	1,905	0,027	-0,90	n.d.*		
216_12	0,083	0,789	0,014	2,273	0,033	-0,24	n.d.*		
216_13	1,378	0,349	0,005	3,077	0,016	1,28	3,45	0,09	0,12
216_14	0,815	0,914	0,015	2,353	0,035	0,40	0,99	0,01	0,07

Mur vertical, sable FLINT (525 μm)									
Essai	ξ_0	Ω	H_0/L_0	h_w/H_0	h_w/L_0	S_{mur}/H_0	S_{max}/H_0	X_{smax}/L_0	B/L_0
F_1	0,059	0,905	0,029	1,905	0,056	0,26	0,26	0,00	0,16
F_2	0,083	0,483	0,014	1,905	0,027	-0,54	n.d.*		
F_3	0,128	0,207	0,006	2,667	0,016	-0,61	n.d.*		
F_4	0,108	0,293	0,009	2,353	0,020	0,52	0,59	0,04	0,06
F_5	0,085	0,483	0,014	2,381	0,033	-0,16	n.d.*		
F_6	0,452	0,303	0,008	1,818	0,014	0,95	1,54	0,04	0,08
F_7	0,458	0,293	0,008	2,353	0,018	0,19	2,29	0,05	0,10
F_8	0,313	0,586	0,016	2,353	0,038	-0,46	n.d.*		
F_9	0,602	0,184	0,004	3,750	0,017	0,55	0,89	0,02	0,09
F_10	0,266	0,862	0,023	2,400	0,054	0,43	0,43	0,00	0,09
F_11	1,050	0,368	0,009	1,875	0,017	-0,12	n.d.*		
F_12	1 378	0,224	0,005	3 077	0,016	1,61	2,54	0,04	0,11
F_13	0,815	0,586	0,015	2 353	0,035	0,97	1,07	0,00	0,04
Mur vertical, billes de verre (630 μm)									
GB_1	0,815	0,205	0,015	2 353	0,035	0,22	0,22	0,00	0,01
GB_2	1 378	0,078	0,005	3 077	0,016	2,22	2,77	0,03	0,16
GB_3	0,265	0,301	0,023	2 400	0,055	0,42	0,42	0,00	0,04
GB_4	0,602	0,064	0,004	3 750	0,017	0,94	1,56	0,02	0,09
GB_5	0,458	0,102	0,008	2 353	0,018	0,15	1,20	0,06	0,16
GB_6	0,452	0,106	0,008	1 818	0,014	-0,63	n.d.*		
GB_7	0,602	0,064	0,004	3 750	0,017	2,44	2,44	0,00	0,06
GB_8	0,108	0,102	0,009	2 353	0,020	0,25	0,25	0,00	0,03
GB_9	0,059	0,316	0,029	1 905	0,056	0,37	0,37	0,00	0,03
GB_10	0,128	0,072	0,006	2 667	0,016	-0,78	n.d.*		

* n.d. (Non-disponible) pour les essais avec accrétion

3.3 Résultats adimensionnels sur des murs lisses

L'affouillement au pied d'un mur vertical est une problématique étudiée depuis longtemps, avec une activité de « modélisation physique » importante entre 1960 et 1990. Puisque le présent mémoire se concentre sur cette approche, seules les études expérimentales en canaux à vagues sont présentées. Un résumé des études majeures est présenté au Tableau 3.2.

Dans ces travaux, les auteurs effectuent différentes mesures de l'affouillement. Par exemple, certains rapportent la profondeur d'affouillement (S_{mur} , pour « scour depth ») directement sur le mur ; d'autres documentent la profondeur maximale (S_{max}) à une distance non précisée du mur. Dans les deux cas, les auteurs présentent les profondeurs relatives à l'amplitude des vagues (rapport S/H) et une loi de relaxation (cinétique d'ordre un, Figure 3.4) pour décrire l'évolution temporelle des phénomènes :

$$S(t) = S_{\infty} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_s}\right) \right) \quad (13a)$$

où $S(t)$ est l'affouillement au temps t , S_{∞} l'affouillement ultime ou d'équilibre (à un temps infini) et T_s l'échelle de temps.

Les formules empiriques, proposées dans les études (Tableau 3.2), relient S_{∞}/H soit à la cambrure des vagues, H/L , soit à la profondeur d'eau relative à la longueur d'onde, h/L .

En revanche, très peu d'études (Tableau 3.2) proposent des résultats sur les temps caractéristiques T_s . Herbich et al. (1965) et Fowler (1992) fournissent des valeurs pour ce paramètre cinétique sous une forme adimensionnelle en nombre caractéristique (environ 2000) de vagues. De plus, Fowler (1992) centre son analyse à partir de la règle du pouce (*rule of thumb*) reliant S/H à la cambrure H/L . Par conséquent, nous présentons les résultats (Figure 3.4) de cette étude à partir d'une loi renormalisée, en nombre de vagues, équivalente à (13a) :

$$S^*(N^*) = S_{\infty} \left(1 - \exp\left(N^*\right) \right) \quad S^* = \frac{S}{H_0 \zeta} \quad N^* = \frac{N \delta}{N_s} \quad (13b)$$

où ζ (δ) est un paramètre de normalisation des profondeurs (des temps) d'affouillement; N ($=t/T$) le nombre de vagues et N_s , le nombre de vagues caractéristique ou correspondant à l'échelle de temps T_s . Les nouveaux paramètres, ζ et δ valent 1 lorsque la règle du pouce est strictement vérifiée.

Tableau 3.2 Principales études expérimentales entre 1965 et 2012

Année	Auteur	Dimension du canal (Longueur x Largeur x Profondeur)	H/L	d ₅₀ (mm)	β
1965	Herbich, Murphy, Van Weele	20,5 x 0,6 x 0,6	0,032-0,047	0,48	plat
1968	Sato, Tanaka, Irie	40 x 0,5 x 0,5	0,033	0,38-0,69	1 : 10
		105 x 3 x 2,5	0,051	0,21	1 : 10
1971	De Best & Bijker	10 x 0,5 x 0,31	0,025-0,039	0,13-0,22	plat
1971	Chesnutt & Schiller	36 x 0,6 x 0,9	0,03-0,015	0,17	1 :40; 1 :70; 1:100
		12 x 0,2 x 0,5	0,007-0,036		1 :36
1973	Song & Schiller	12 x 0,2 x 0,5	0,006-0,072	0,17	1 :30
1977	Hatorri & Kawamata	16 x 0,5 x 0,7	0,008	0,55	1 :20
1981	Xie	38 x 0,8 x 0,6	0,008-0,038	0,1-0,8	1 :30
				0,1-0,2	plat
1987	Barnett	37 x 0,9 x 1,2	0,011-0,039	0,15	profil de Dean
1992	Fowler	100 x 1,8 x 1,8	0,025-0,042	0,13	1 :15
1992	Kraus, McKee, Sollit	104 x 3,7 x 4,6	0,009-0,064	0,22	1 :25
2006	Sutherland et al.	45 x 1,2 x 1,7	0,006-0,052	0,11	1 :30; 1 :75
2007	El-Bisy	40 x 1,5 x 0,8	0,016-0,043	0,3-0,93	1 :20
2009	Gislason, Fredsoe, Sumer	28 x 0,6 x 0,8	0,06	0,44	plat
2010	Pearson	22 x 0,6 x 0,8	N/A	2,6	1 : 7
2012	Saitoh & Kobayashi	30 x 1,15 x 1,5	0,029	0,18	1 : 11

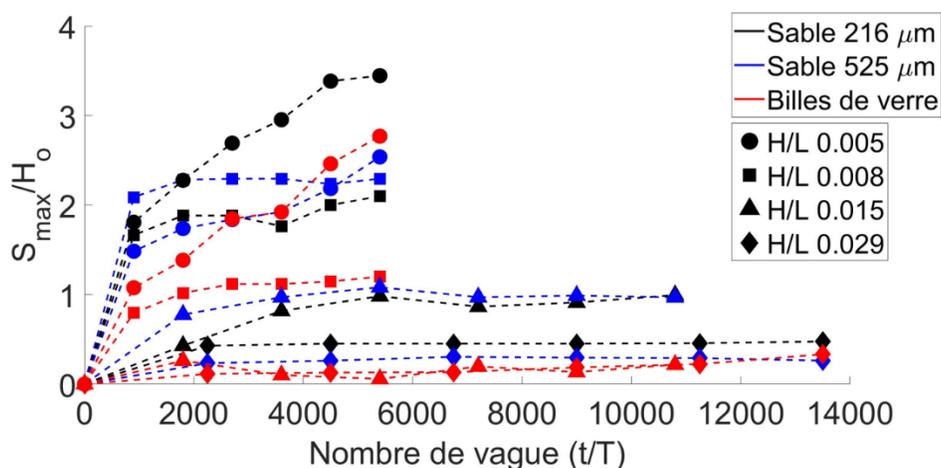


Figure 3.4 Cinétique d'affouillement en fonction de la granulométrie (sable fin en noir, sable moyen en bleu et billes de verre en rouge) et de la cambrure des vagues

Les figures 3.5 et 3.6 les présentent en fonction de (a) la cambrure, (b) le nombre de Dean, (c) la profondeur d'eau relative à la longueur d'onde, (d) le nombre d'Iribaren.

Sur l'ensemble des essais, nous constatons deux groupes de valeurs pour le paramètre de profondeur ζ . La règle du pouce sous-estime les profondeurs d'affouillement lorsque $\zeta > 1$. Ces cas se produisent majoritairement pour des cambrures $H/L < 0.08$, des nombres de Dean $\Omega < 0.5$, de fortes pentes (nombre d'Iribaren $\xi_0 > 0.5$) et des faibles profondeurs d'eau $h/L < 0.02$: ils sont expliqués par le régime '*clear-water scour*', quand l'érosion ne se produit qu'au voisinage du mur.

Cette analyse montre que la cambrure H/L (a) et la profondeur relative h/L (b) affectent de manière similaire les profondeurs d'érosion. La décroissance (b) est expliquée par la diminution de la vitesse U_x (eq. 4d), par le terme kh . Les dépendances (c) et (d) indiquent que l'affouillement sera d'autant plus important que le système est réfléchif (Ω) ou que la pente de la plage est élevée.

La figure 3.6 présente les résultats sur le paramètre temporel δ , avec $N_s = 1600$ (moyenne sur l'ensemble des essais). Lorsque la règle du pouce sous-estime les profondeurs d'affouillement ($\zeta > 1$, en régime de '*clear-water*'), le paramètre δ varie entre 0.5 et 1. En revanche, aux grandes valeurs de H/L , h/L et Ω , en régime de '*lived-bed*' il tend à se stabiliser vers 1.

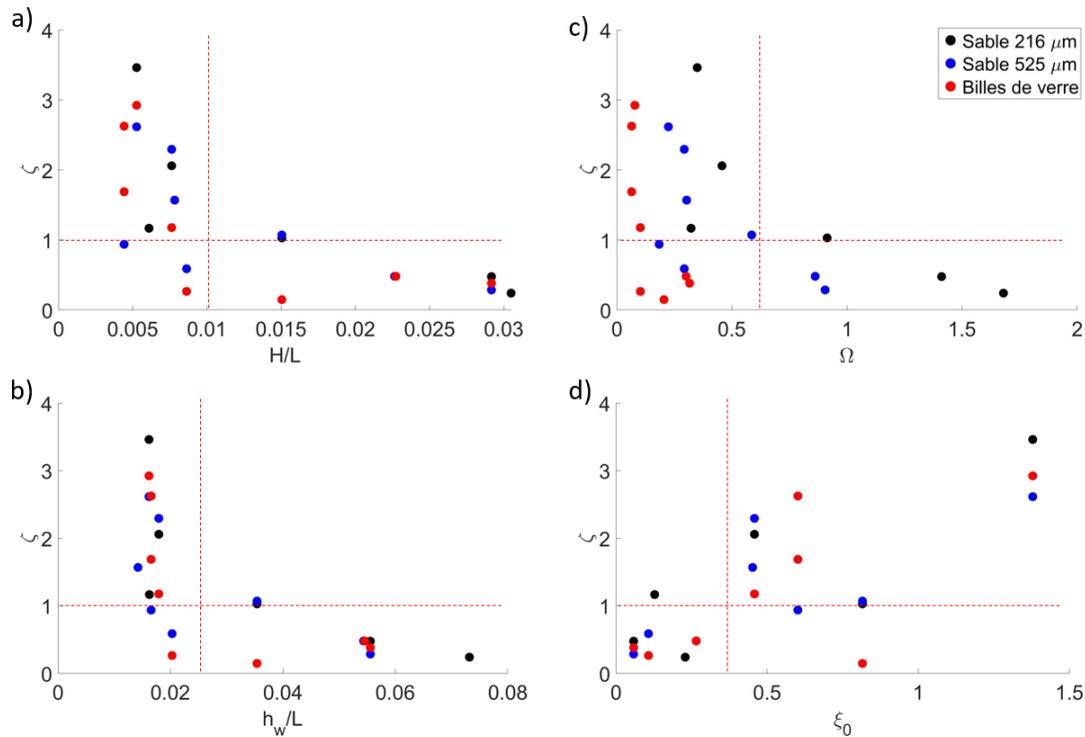


Figure 3.5 Paramètre de normalisation ζ en fonction de : a) la cambrure H_o/L_o , b) la profondeur d'eau relative h_w/L_o , c) le nombre de Dean et d) le nombre d'Iribarren

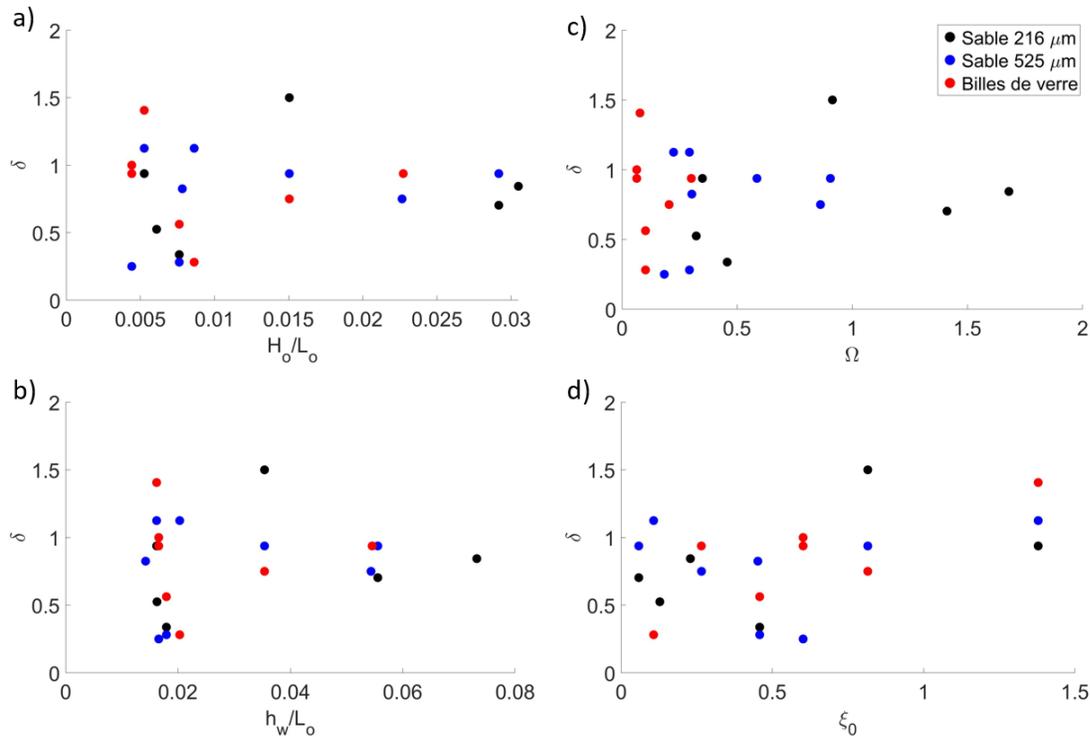


Figure 3.6 Paramètre de normalisation δ en fonction de : a) la cambrure H_o/L_o , b) la profondeur d'eau relative h_w/L_o , c) le nombre de Dean et d) le nombre d'Iribaren

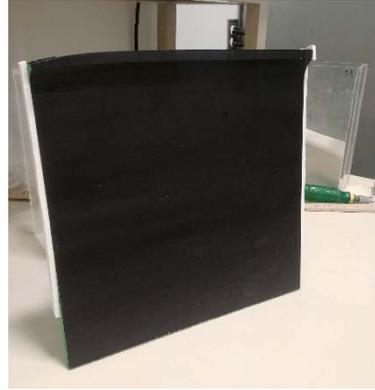
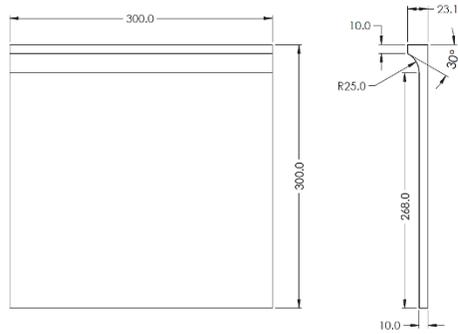
3.4 Résultats adimensionnels sur des murs alternatifs

Les résultats précédents ont permis de vérifier qualitativement la validité des formules empiriques disponibles dans la littérature. Cette vérification est obtenue pour différents paramètres hydrodynamiques et morpho-sédimentaires.

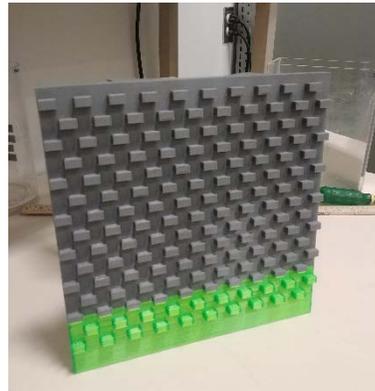
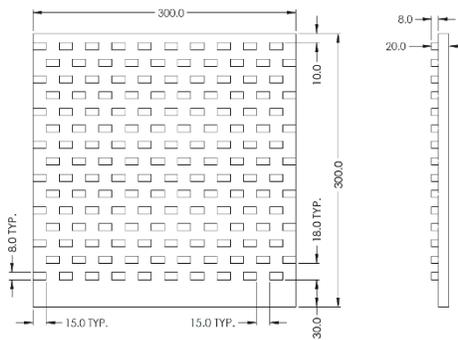
L'utilisation de la règle du pouce rapportée par Fowler (1992) nous apparaît discutable dans la mesure où elle pourrait amener à des sous-estimations des profondeurs d'érosion, notamment en régime 'clear-water' ($\theta < \theta_c$) : dans ce régime, nous suggérons d'utiliser un facteur 3 sur la profondeur (ζ) et 2 sur le temps (δ). En revanche, en régime 'lived-bed' ($\theta > \theta_c$, à partir des formules de la section 2.2) avec de l'érosion généralisée sur tout le profil de plage, la règle du pouce et le facteur 1 sur la profondeur-temps (ζ, δ) reste valide.

Dans cette section, nous portons une attention plus spécifique sur les effets de la forme et de la rugosité des murs sur l'affouillement. Différentes géométries ont été réalisées à partir d'une impression 3D (Figure 3.7) : (A) mur lisse avec déflecteur; (B) mur à macro-rugosité de type brique; (C) mur à demi-cylindres; (D) mur de palplanches. Le Tableau 3.3 présente une correspondance des essais pour les différentes configurations de tests : la figure 3.8 présente une comparaison des courbes d'affouillement pour les deux premiers essais, GB2 et GB3.

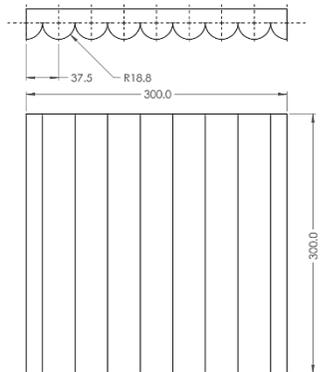
(A) Mur avec défecteur



(B) Mur rugueux



(C) Mur cylindrique



(D) Mur palplanche

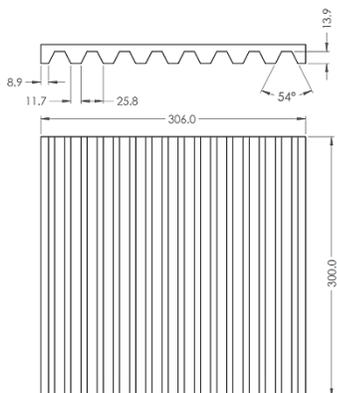


Figure 3.7 Schéma des murs alternatifs et impression 3D

Tableau 3.3 Équivalence des essais de la campagne 5

Vertical lisse	Rugueux	Défecteur	Cylindrique	Palplanche	Conditions (H, T, h, β)
GB_2	RUG_1	DEF_1			(1,3 cm, 2 s, 16 cm, 1 : 10)
GB_3	RUG_2	DEF_2	CYL_2	SP_2	(2,5 cm, 1 s, 15 cm, 1 : 25)
GB_7	RUG_3		CYL_3		(1,6 cm, 3 s, 15 cm, 1 : 25)
GB_8	RUG_4	DEF_4	CYL_4	SP_4	(1,7 cm, 2 s, 10 cm, 1 : 100)
GB_1		DEF_3	CYL_1	SP_1	(1,7 cm, 1 s, 16 cm, 1 : 10)

D'une manière générale et dans nos conditions d'essais, la présence d'un déflecteur à vagues ne réduit pas la profondeur d'affouillement. Ce résultat était attendu dans la mesure où nos conditions de vagues étaient non-débordantes : la déflexion des vagues n'a pratiquement pas été activée lors des essais. La comparaison avec/sans déflecteur a néanmoins une valeur de répétabilité, cette dernière étant satisfaisante.

De même, les tests sur murs de type (C) et (D) n'ont pas permis de réduire significativement les érosions aux pieds d'ouvrages. Ils pourraient néanmoins présenter un intérêt dans le cas de vagues obliques (non frontales) : ces conditions n'ont pas pu être réalisées dans notre étude cross-shore en canal 2D.

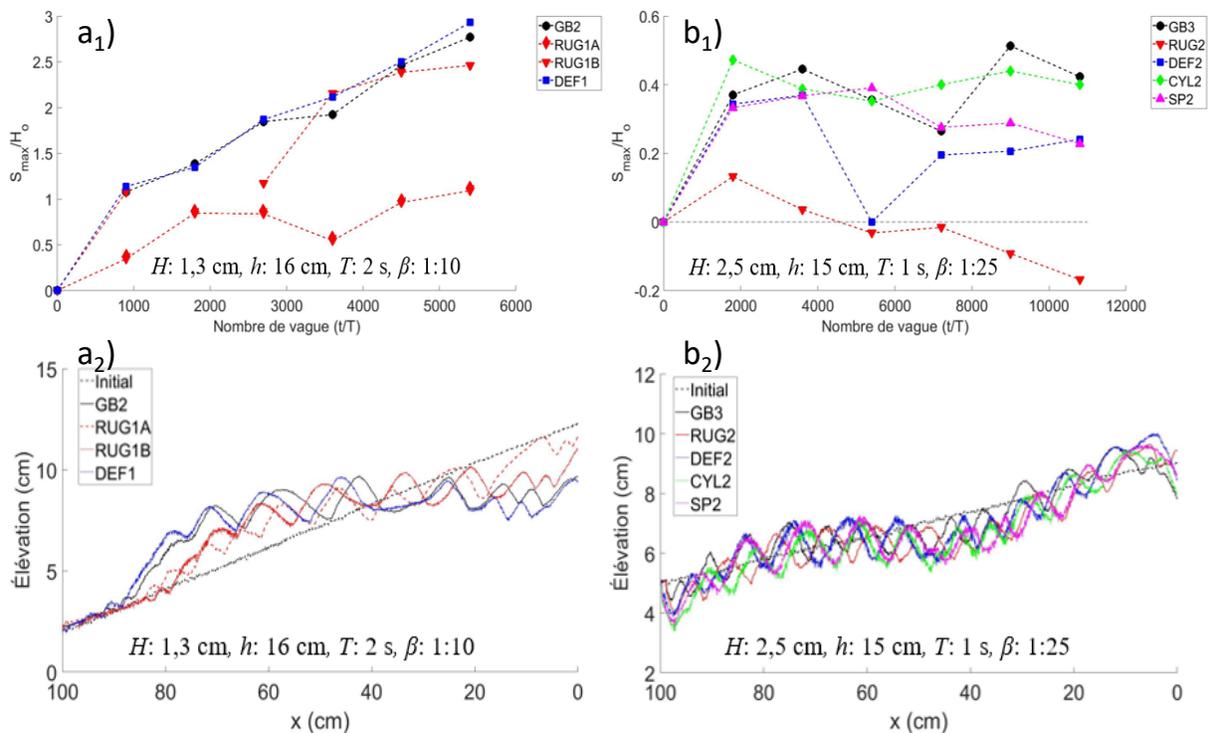


Figure 3.8 Comparaison des résultats d'affouillement sur différentes formes de murs : a) test GB2 ; b) test GB3 ; 1) évolution temporelle du maximum d'érosion ; 2) profil final de la plage.

Les murs de type B ont été initialement proposés sur des parois inclinées afin de réduire le run-up, donc le franchissement des vagues. Les macro-rugosités permettent artificiellement d'augmenter la dissipation de l'énergie des vagues par un effet double, augmentation de la surface de contact eau/paroi (frottement de peau) et amplification de la turbulence (frottement de forme). Ces effets sont également bénéfiques dans le cas d'un mur vertical puisque les rugosités ralentissent les splash de vagues.

L'ajout de macro-rugosité réduit les forces hydrodynamiques sur le fond. Cette réduction pourrait être optimisée par leurs formes et leurs espacements. Cette recherche sort du cadre de la présente étude.

4 MODÉLISATION MATHÉMATIQUE

4.1 Présentation des modèles

Pour les applications sur sites réels, l'Ingénieur dispose de codes de calcul permettant de simuler les écoulements côtiers afin de dimensionner des ouvrages de protection et d'étudier leur impact environnemental, sur la dynamique sédimentaire plus précisément.

Sur ces problématiques, l'INRS utilise et co-développe trois outils; ils sont codés en Fortran. Le premier est un code open-source opérationnel largement utilisé dans le monde. L'outil Telemac dans sa version 2D fédère une large communauté internationale. Il résout les équations moyennées sur la profondeur en supposant une pression hydrostatique et les vagues par une approche de phase moyennée. S'il est adapté et très efficace pour traiter les problèmes de grande taille se simplifiant à un domaine horizontal XY, il ne permet pas d'étudier les écoulements avec une composante verticale de vitesse.

Pour traiter les cas avec des jets verticaux le long d'une paroi verticale, il devient indispensable de résoudre les équations de Navier-Stokes dans sa version intégrale et non hydrostatique. Pour ces problèmes, nous utilisons deux codes (l'un 2D-diphasique, l'autre 3D-passif) à résolution de phase pour des simulations vague par vague. Dans cette partie nous proposons l'utilisation des deux outils que nous co-développons avec des partenaires internationaux en France, au Mexique et en Chine. Le premier est basé sur une approche classique RANS en moyenne de Reynolds avec une formulation diphasique-bifluide pour le transport sédimentaire. Le second est basé sur une approche plus académique de la turbulence de type DNS (simulation directe) et LES (aux grandes échelles de turbulence).

4.1.1 Modèle diphasique 2D

Pour les simulations numériques 2D, nous utilisons le code NSMP (Navier-Stokes Multi-Phase) dans sa version 2D XZ. Il s'agit d'un code de type recherche développé en France depuis 1996 en langage Fortran 77 (Barbry et al. 2000). Il résout un système de quatre équations aux dérivées partielles (EDP) : 2 équations de conservation de masse et 2 équations de conservation de mouvement (une pour le fluide et l'autre pour le sédiment).

L'obtention du système primitif d'équation résulte d'une formulation multifluide (multiplication des équations de Navier-Stokes ou NS par un indicateur de phase, puis moyenne volumétrique sur chaque volume élémentaire représentatif ou VER à partir de moyenne de Favre). Enfin, les valeurs instantanées sont décomposées en une partie moyenne et une partie fluctuante (approche RANS basée sur les moyennes de Reynolds). Le système est le suivant :

$$\frac{D\alpha_k \langle \rho_k \rangle_k}{Dt} = \frac{\partial \alpha_k \langle \rho_k \rangle_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\alpha_k \langle \rho_k \rangle_k \langle \vec{u}_k \rangle_k \right) = 0 \quad (14a)$$

$$\frac{D\alpha_k \langle \rho_k \rangle_k \langle \vec{u}_k \rangle_k}{Dt} = \vec{\nabla} \cdot \left(\alpha_k \left(\langle \overline{\overline{T}_k} \rangle_k + \overline{\overline{T}_k^{\text{Re}}} \right) \right) + \alpha_k \langle \rho_k \rangle_k \vec{g} + \overline{M}_k \quad (14b)$$

où α_k , ρ_k , u_k , T_k représente la fraction volumique, la masse volumique, les vitesses et les contraintes associées à la phase k . L'opérateur $D./Dt$ signifie la dérivée matérielle (somme de l'accélération temporelle et de l'accélération convective), les flèches portent sur des vecteurs et la double barre sur des tenseurs d'ordre deux. g est la constante de gravité et le superscript Re spécifie la composante turbulente (dépendante du nombre de Reynolds, Re) des contraintes.

Le terme M_k est spécifique à notre modélisation qui est véritablement diphasique. En effet, ce terme modélise le transfert de quantité de mouvement d'une phase à l'autre. Ce terme inclut les forces de traînée, de lift ou portance, de Faxen ou de masse ajoutée et le terme historique de trajectoire ou terme de Basset-Boussinesq. Il permet ainsi de mettre un fluide, initialement au repos, en mouvement lors du transport sédimentaire (génération de tsunamis par un glissement sous-marin par exemple) ou bien évidemment l'inverse, un sédiment en mouvement par un écoulement fluide. Autrement dit, la formulation diphasique n'a pas besoin de loi de charriage ni de suspension pour prédire le transport sédimentaire, ce qui le rend particulièrement attractif pour lever le degré d'empirisme associé aux modèles traditionnels de flux sédimentaires.

Initialement proposé dans le domaine du génie chimique et des procédés pour décrire des systèmes gaz-particules solides ou liquide-bulles ou encore gaz-gouttes, la théorie diphasique appliquées au système liquide-particules solides est en plein essor. Depuis 2010, le professeur D. Pham Van Bang (chercheur principal du présent projet) a rejoint l'équipe de développement du code NSMP-2D en contribuant aux tâches suivantes (Nguyen et al, 2012; Chauchat et al. 2013; Uh Zapata et al, 2018) : reprogrammation en

langage Fortran 1990 (davantage orienté objet); implémentation d'algorithme de distribution de calcul sur supercalculateur (MPI, décomposition de domaine); prise en compte de la rhéophysique des sédiments cohésifs; description des transitions solide-fluide dans le comportement des sédiments. Les simulations numériques présentées dans ce rapport bénéficient de tous ces développements.

4.1.2 Modèle 3D à résolution de turbulence

La modélisation des effets turbulents par les approches classiques de type RANS (dont les plus populaires sont les approches k-epsilon, k-omega) reste limitée à certains cas de turbulence simplifiés. Ils sont inadaptés en présence de forts gradients de pression, de gradients de pression adverses induisant des recirculations ou des grandes structures d'écoulements.

La version du code diphasique précédent avec une résolution de la turbulence a été initiée dès 2014 en France. Elle a nécessité un changement complet dans l'approche de modélisation et un recodage complet pour une version 3D. En effet, pour la résolution de toutes les échelles de turbulence et la bonne prise en compte de la cascade d'énergie turbulente, une version 3D (équation 15a et 15b) avec un schéma mathématique (section suivante) d'ordre élevé est indispensable : une version 2D conduirait à une mauvaise distribution verticale/horizontale des flux turbulents; un schéma d'ordre un trop dissipatif amènerait irrémédiablement à une relaminarisation de l'écoulement. À ce stade de développement, la version 3D n'est pas encore diphasique : elle est basée sur une approche classique de type traceur passif où l'évolution bathymétrique (equation 15c) est déterminée par une équation d'Exner (conservation de la masse sédimentaire entre un substratum rocheux et l'interface mobile entre l'eau et le lit sédimentaire) :

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (15a)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) = -\nabla p + \rho \nu \Delta \vec{u} + \rho \vec{g} \quad (15b)$$

$$(1-n) \frac{\partial z_b}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{q}_b = 0 \quad (15c)$$

où ρ est la masse volumique du fluide, p la pression, n la porosité du lit, z_b la position de l'interface eau-lit sédimentaire et q_b le flux de charriage.

Le tableau 4.1 présente succinctement les caractéristiques principales des versions 2D et 3D utilisées pour les simulations d'affouillements côtiers.

Tableau 4.1 Comparaison des modèles 2D et 3D utilisés pour cette étude

	2D-diphasique	3D-DNS
Nombre d'équations scalaires	6 RANS + 2 Turbulences	5 DNS
Maillage	2D, cartésien, décalé	3D, non-structuré, collocatif
Ordre du schéma numérique	1 en temps, 1 en espace	2 en temps, 2 en espace
Transformation verticale	Sigma	Sigma, Level-set (depuis 2021)
Parallélisme	MPI	MPI CUDA

4.2 Schémas numériques

Si la version 2D est fondée sur la théorie générale des équations diphasiques, l'approche de modélisation numérique repose sur des schémas numériques assez anciens et d'ordre un. Ces derniers s'appuient sur l'ouvrage de Patankar (1980) et principalement sur la méthode des différences finies.

Le maillage est structuré et décalé (de type Arakawa C-grid, Figure 4.1a) ce qui permet d'éviter l'instabilité du problème vitesse-pression inhérent aux équations de Navier-Stokes non hydrostatiques. Enfin, le schéma est décentré d'ordre un (Upwind-1st order) pour éviter les instabilités sur les zones à forts gradients en satisfaisant le théorème de Lax sur la monotonie des schémas.

La version 3D résout les équations classiques de Navier-Stokes, mais considère des schémas numériques plus adaptés à la résolution de la turbulence. Elle utilise la méthode des volumes finis sur maillage non structuré (Ferziger & Peric, 2002) ce qui permet d'imposer la conservation locale au niveau de chaque volume élémentaire tout en offrant la flexibilité d'un raffinement de maillage similairement à la méthode des éléments finis.

Pour la résolution de la turbulence soit directement (DNS) soit aux grandes échelles (LES), nous utilisons un schéma centré et d'Adams-Bashforth (ordre deux en espace et en temps). Bien que le maillage soit co-localif (centré sur le volume, non décalé, Fig. 4.1b) pour sauver de l'espace de stockage et du temps de calcul, nous introduisons la méthode de reconstruction des valeurs à l'interface et aux vertex (Kim and Choi, 2000).

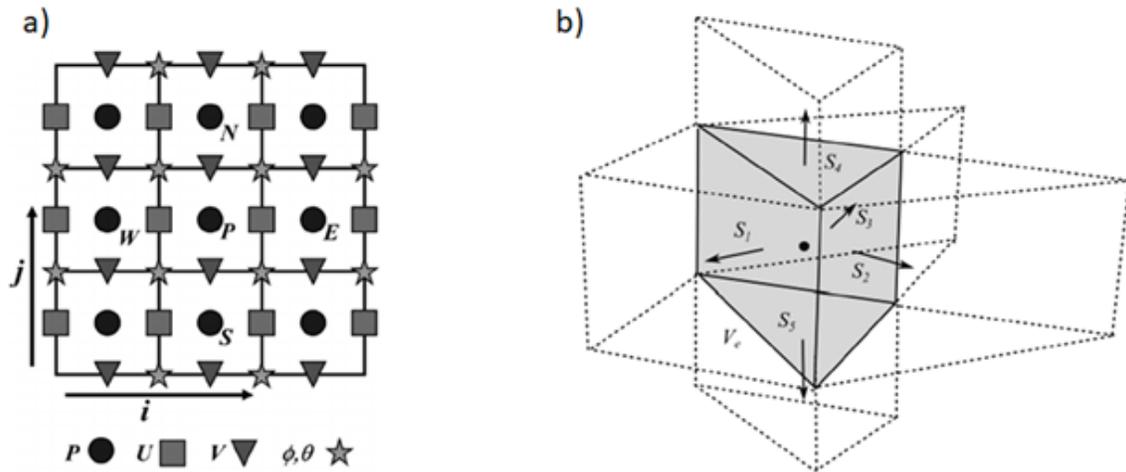


Figure 4.1 Principe de maillages : a) 2D, cartésien, décalé ; b) 3D, non-structuré, co-localif

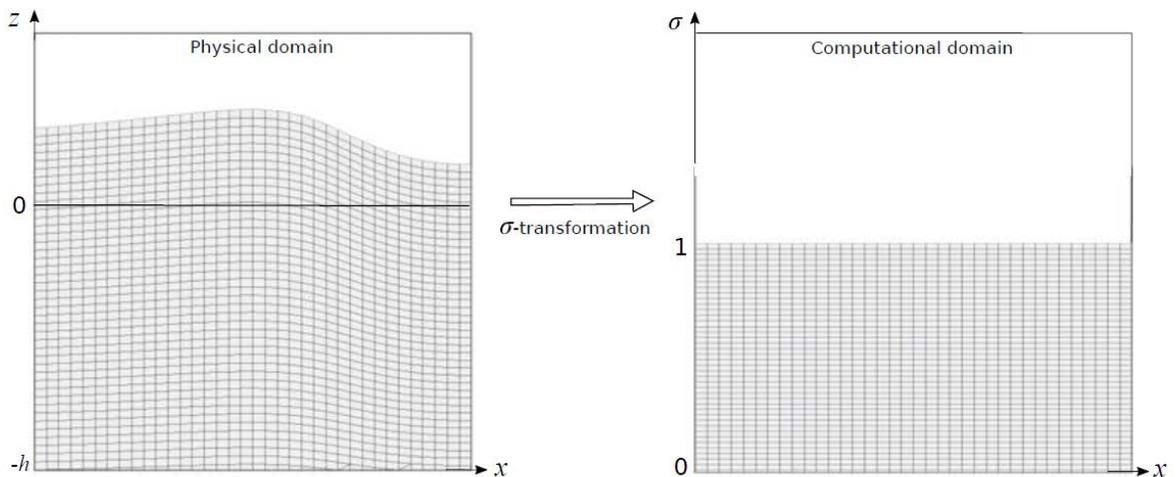


Figure 4.2 Principe de la transformation sigma.

Pour capturer la surface libre au passage de chaque vague, les deux méthodes utilisent la transformation sigma (Figure 4.2). Cette dernière utilise une dilatation-compression verticale du maillage et évite le remaillage dynamique qui est une opération très coûteuse en temps de calcul. Cette méthode est bien adaptée pour les ondes longues à faibles cambrures. Elle peut toutefois induire des erreurs ou devenir instable pour des ondes courtes fortement asymétriques et ne peut pas produire de déferlement.

Enfin, pour le problème non hydrostatique, la dualité vitesse-pression est levée par la technique de projection de Temam (1967) et Chorin (1968). Elle consiste à considérer une méthode fractionnaire à deux pas. Dans un premier temps, on calcule une vitesse fictive u^* à partir de la pression au pas de temps précédent, p^n . Puis on calcule la nouvelle vitesse u^{n+1} à partir de la conservation de masse.

4.3 Résultats de simulations 2D

Le domaine 2D de calcul s'étend sur 4m pour une hauteur d'eau au repos $h=0.15\text{m}$ (Figure 4.3). Le maillage est structuré (cartésien) et comporte 401 points sur l'horizontale et 61 points sur la verticale : le pas dx varie entre 4cm sur la frontière offshore et 4mm sur la frontière onshore (mur); la résolution verticale dz est constante et égale à 2.5mm.

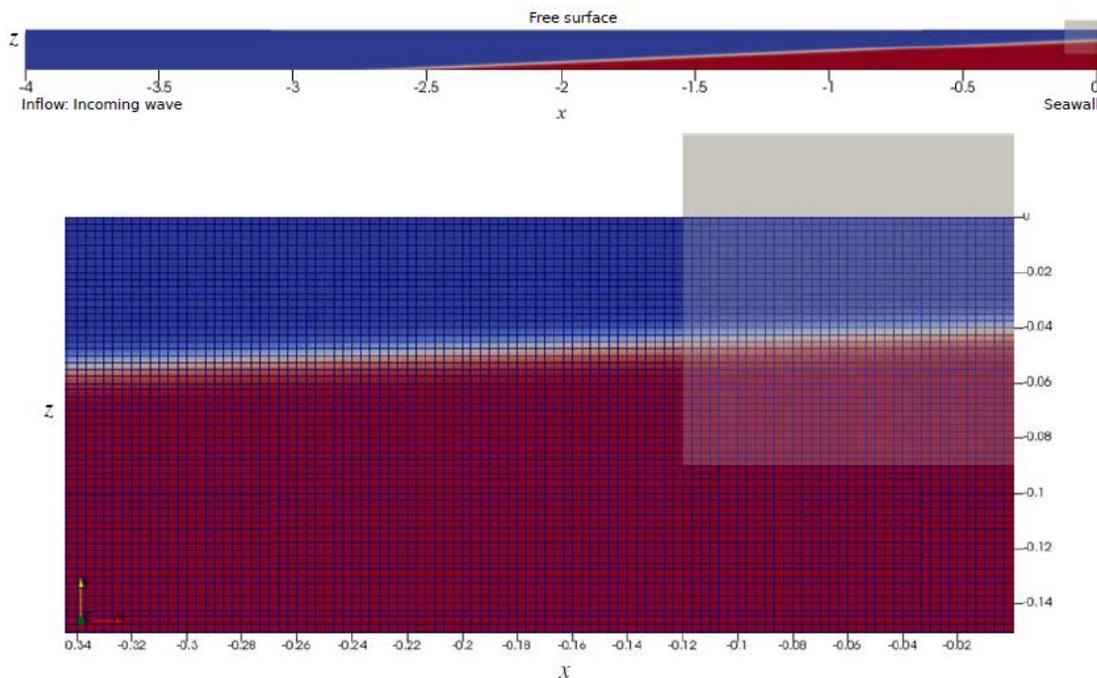


Figure 4.3 : Maillage pour le modèle 2D (Uh Zapata et al. 2021)

Comme l'illustre la figure 4.4, le choix d'une résolution spatiale, 401x61 résulte d'une étude rigoureuse de convergence au maillage en faisant varier le nombre de points N_x de 101 à 501 le long de l'horizontale et le nombre N_z de 21 à 61 sur la verticale. Lorsque la résolution est grossière (par exemple $N_z = 21$ et $N_z = 100$), les résultats varient avec le nombre de points et sont donc sensibles à la résolution du calcul. Pour le choix 401x61 retenu, les résultats sont quasi-insensibles (leur sensibilité est quasi imperceptible) à la taille des mailles : ils sont dits 'convergés'.

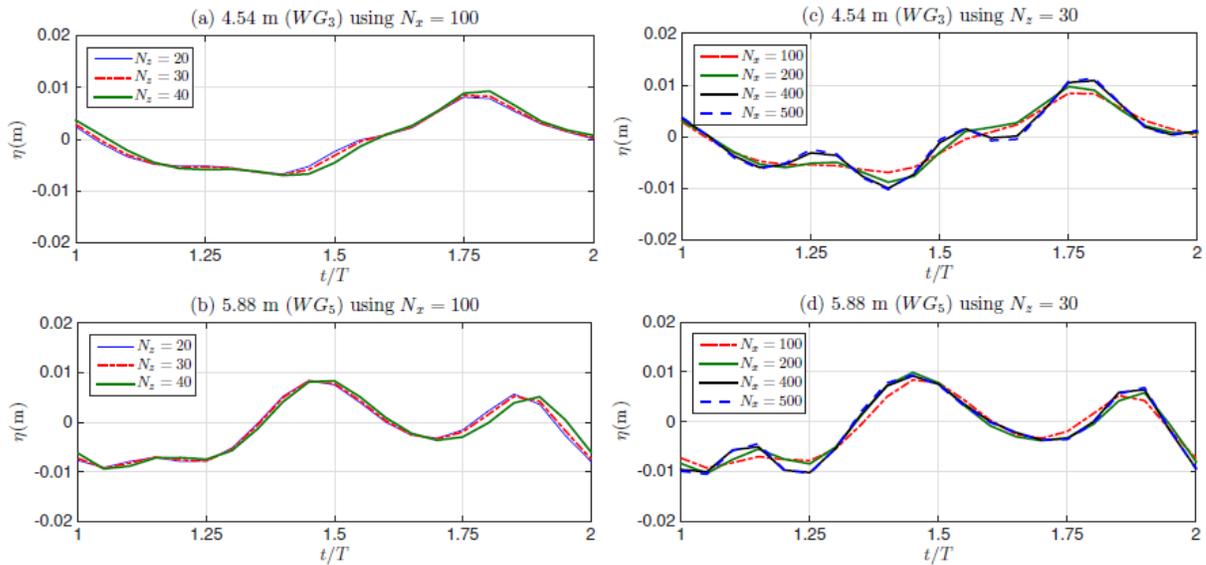


Figure 4.4 : Résultats de convergence au maillage pour $(h, H, T, \beta) = (13\text{cm}, 1.7\text{cm}, 2\text{s}, 1/25)$.

Pour un pas de temps $dt = 10^{-4}\text{s}$, le code doit effectuer 200'000 pas pour simuler 20 secondes. Chaque pas s'exécute en 60ms en mode séquentiel (monoprocesseur) sur une machine Intel Xeon 2.1 GHz, et le temps de calcul est de 3h20min environ pour 20s de temps physique. Le temps de calcul est réduit à 13 min 30 sec en mode parallèle sur 20 processeurs. Cet ordre de grandeur s'explique par le caractère 'résolution de phase' de notre approche de modélisation.

Une approche plus classique à 'phase moyennée', qui est appliquée dans les outils plus traditionnels (tels que Xbeach, Swan, Telemac-Tomawac, Delft-3D, Mike 21 par exemple) et qui résout l'équation d'action (ou d'énergie) des vagues, s'exécuterait sur un temps de calcul plus court aux dépens de la description temporelle des vagues une à une (Figure 4.5).

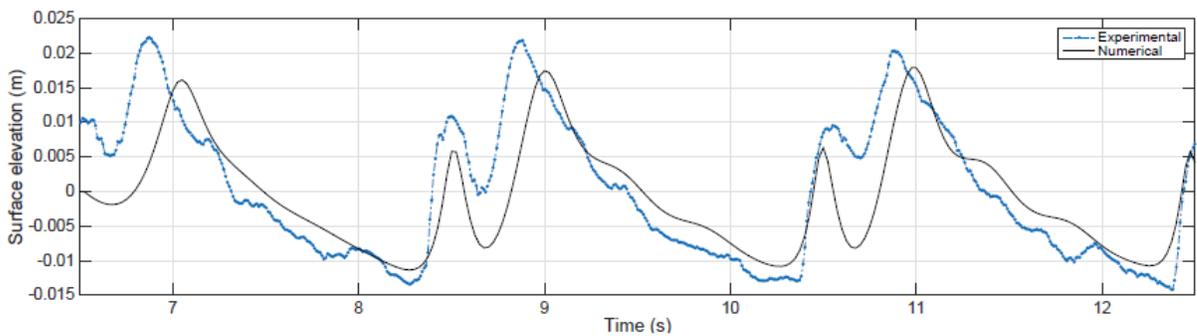
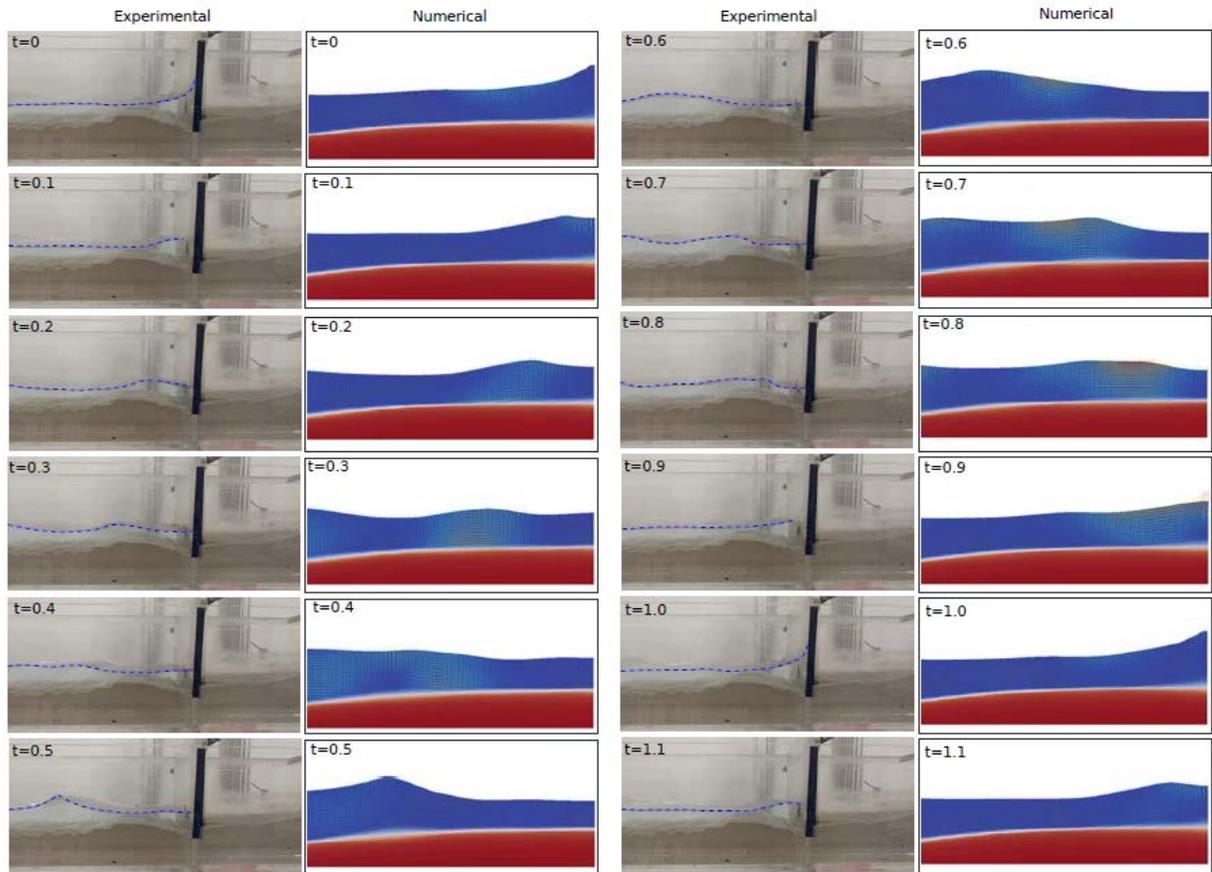


Figure 4.5 : Comparaison expérience/simulation pour $(h, H, \beta) = (13\text{cm}, 1.7\text{cm}, 1/25)$: $T=1\text{s}$ (en haut); $T=2\text{s}$ (en bas)

Les résultats de comparaison expérience/simulation sur la dynamique de la surface libre lors du passage d'une vague sont présentés en Figure 4.5. L'évolution des ondulations d'interface air/eau (vagues) obtenue par simulation numérique est en très bon accord qualitatif avec les observations visuelles par photographies à différents instants (Fig. 4.5, haut).

L'évolution temporelle, telle que mesurée par la sonde fixe WG_7 à 55cm du mur, présente de fortes non-linéarités (asymétrie des vagues avec un montant plus court qu'un descendant, un double pic) que le modèle numérique réussit à reproduire. Toutefois, un léger déphase entre l'expérience et le modèle est assez perceptible (Figure 4.5, bas) : la période des vagues simulée semble plus courte que la période des vagues expérimentales. Cette différence pourrait s'expliquer par les interactions non linéaires entre les doublets de pics de chaque vague, entre les doublets-triplets de vagues et les transferts non linéaires d'énergie, la production d'ondes de plus basses fréquences à proximité du mur, ou encore des réflexions parasites sur le batteur qui ne dispose pas de contrôle actif.

Bien qu'il soit plus coûteux en temps de calcul que ses homologues à *phase moyennée*, notre modèle à *résolution de phase* permet de prédire la structure de l'écoulement et de détailler l'évolution temporelle des champs de vitesses. Ces derniers ont été mesurés par la technique de Particle Image Velocimetry (PIV) avec une modification spécifique (PLIF, détaillée en 3.2) pour la région à proximité de l'ouvrage. La figure 4.6 présente à titre d'exemple, la comparaison sur les champs de vitesse.

Les résultats numériques sur les isocontours de vitesse sont en bon accord avec les mesures expérimentales PIV-PLIF (figure 4.6 gauche et milieu) avec des vitesses plus importantes à la surface libre qu'au fond. Les vitesses sur le fond sont maximales sous la crête des vagues mais tendent à se déphaser vers l'amont (en direction offshore) lors de l'impact de la vague sur le mur ($t/T=3/21$) : le processus de décollement de couche limite par redirection de l'écoulement le long du mur est en partie responsable de la formation d'une zone de recirculation (à forte vortacité) au point triple Fluide/Sol/Structure de notre étude. Lorsque la vague réfléchiée est renvoyée vers le large ($t/T=5/21$), la zone de forte vitesse au fond se re-localise (ou se re-phase) sous la crête de vague.

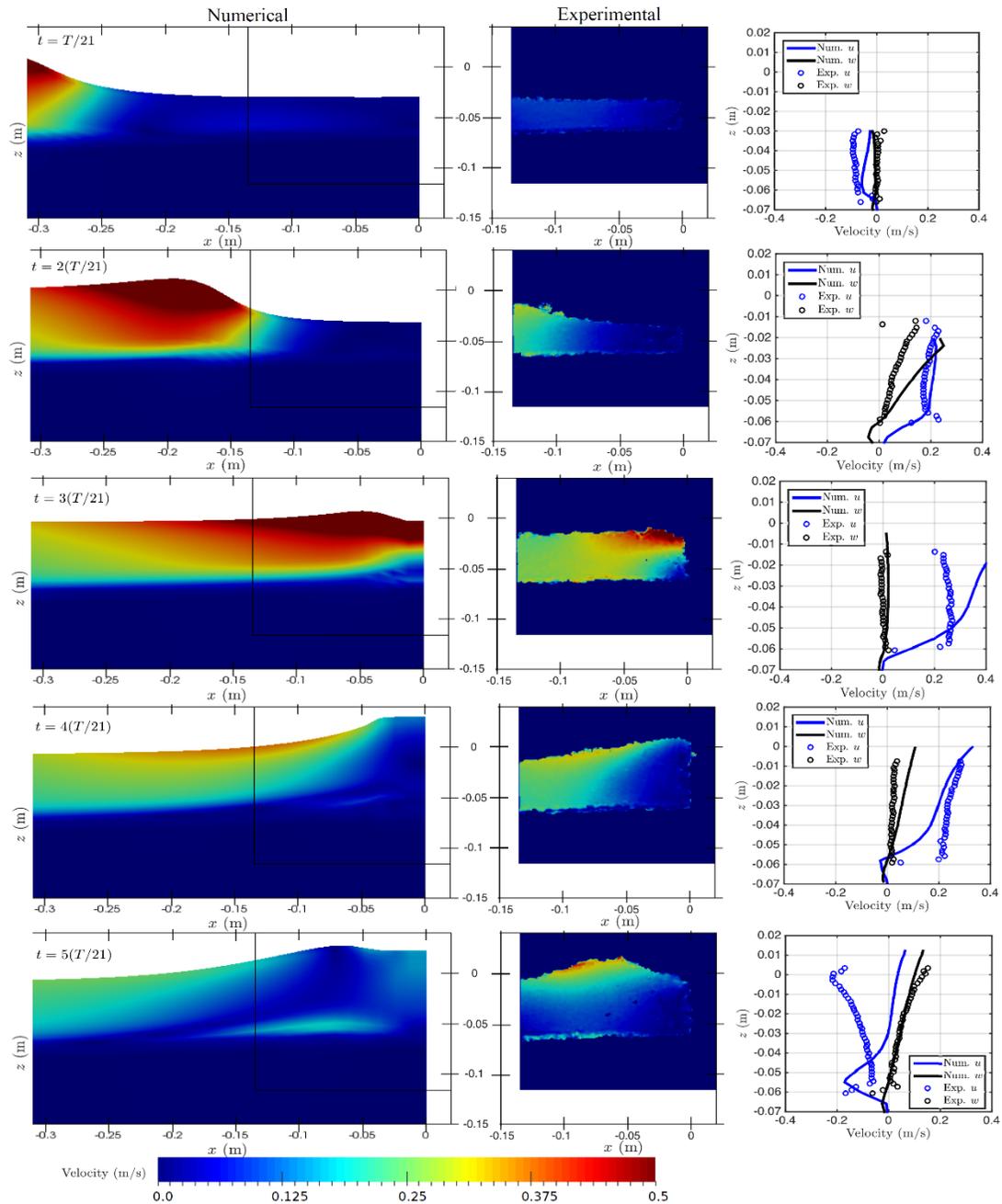


Figure 4.6 : Comparaison simulation/expérience sur les champs de vitesse (cas de la figure 4.5) : résultats de simulation (gauche); résultats expérimentaux par la technique de PIV-PLIF (milieu); profils de vitesse à $x=-11.4$ cm du mur. Les zones encadrées (à gauche) correspondent aux zones de mesure (milieu).

Dans les analyses hydrodynamiques comparant les mesures et les calculs hautes résolutions, la figure 4.6 (droite) présente une superposition des résultats selon un profil vertical situé à 11.4cm du mur ($x/L \sim 5\%$). Les résultats mettent en évidence les différentes inversions entre les vitesses horizontales (u) et verticales (w), entre le fond et la surface.

Compte tenu du léger déphasage (figure 4.5, bas), il est possible que les résultats expérimentaux et numériques ne soient pas strictement pris au même instant. Par conséquent, les écarts expériences/simulation nous apparaissent tout à fait acceptables pour poursuivre nos analyses. Considérant certains artefacts inhérents à la mesure par PIV sur l'interface eau/sédiment (filtre Sobel, algorithme multipass à fenêtres d'interrogation variable depuis 64x64 à 32x32 pixels, section 3.2), il est possible que des erreurs de mesures affectent les valeurs de vitesse sur le fond ($z \sim -0.06\text{m}$). Enfin, certaines hypothèses de modélisation peuvent également être discutables : (i) l'application d'un modèle 2D vertical (XZ) néglige les effets 3D de la pression sur les parois latérales du canal; (ii) le schéma numérique d'ordre un (traditionnel en raison de sa bonne propriété de stabilité, section 4.1) induit irrémédiablement une diffusion numérique laquelle tend à 'lisser' les forts gradients; (iii) la transformation sigma tend à dilater la résolution verticale lors du splash des vagues sur le mur. Les erreurs de modèles (i) et (ii) seront étudiées à la section suivante en ayant recours à un modèle 3D d'ordre élevé.

Les valeurs de vitesse sur le fond, telles qu'observées par la méthode de PIV-PLIF et prédites par le modèle à résolution de phase, sont donc bon accord relativement aux erreurs expérimentales, de modèles et de paramètres qui restent toutefois limitées et contrôlées. L'application du modèle sur l'évolution de l'érosion est présentée en Figure 4.7. Dans nos résultats de simulations, l'affouillement se produit dans les toutes premières 5 minutes et se stabilise après 10min de temps physique (ce qui amène approximativement à 10h de temps de calcul sur 20 processeurs).

L'affouillement numérique est plus rapide que l'affouillement expérimental. Pour une meilleure correspondance des dynamiques temporelles, il est possible de modifier légèrement le code ou l'analyse des résultats en introduisant, à l'instar des modèles à phase moyennée (type Xbeach) un facteur morphodynamique analogue au paramètre adimensionnel δ qui a été utilisé pour renormaliser le temps par rapport à la règle du pouce (section 3.3).

Dans la formulation théorique des écoulements diphasiques, ce facteur pourrait se justifier par le terme sur les termes de transferts de quantité de mouvement, M_k , et l'échelle de temps pour la force de traînée. Dans notre cas de figure, nous approximations le facteur morphodynamique à 6 pour le modèle et ses données de validation. Il est toutefois mathématiquement attendu que cette valeur dépend de l'ordre du schéma, la diffusion numérique notamment, donc de la résolution du calcul s'il n'est pas à convergence assurée.

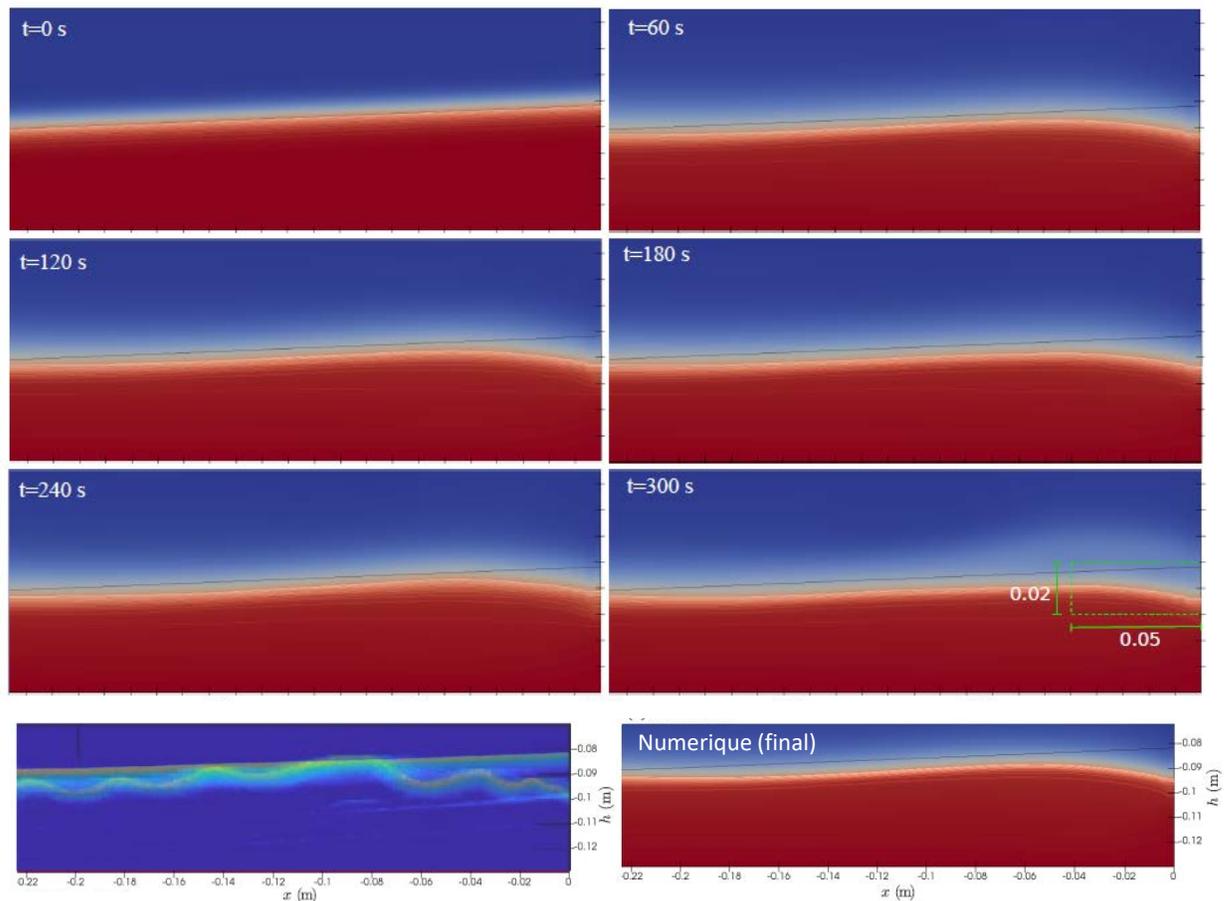


Figure 4.7 : Évolution bathymétrique à proximité d'un mur (placé en $x=0$)

Si les résultats numériques prédisent globalement une évolution bathymétrique similaire au cas d'expériences, le modèle n'arrive pas à produire les 'micro-structures' de formes de fond ou les rides de sables. Cet aspect fondamental sort du cadre de la présente étude : il mériterait des travaux plus ciblés sur ces processus.

Dans le cas présenté en Figure 4.7, l'affouillement maximal est de 2cm, et la largeur de la fosse est de 5cm. Pour une échelle 1/20, l'extrapolation au cas réel fournirait une profondeur maximale de 40cm et une largeur de 1m. En utilisant les résultats d'analyse sur les données expérimentales ($\zeta=3$ par sécurité), nous proposerons le dimensionnement suivant : une profondeur d'enfouissement pour la fondation du mur côtier égale à 1.5m et une semelle anti-affouillement sur les 3 premiers mètres en amont du mur.

4.4 Résultats de simulations 3D

Dans cette dernière section, nous présentons les résultats de modélisation 3D. Ces travaux, non prévus dans le mandat initial, nous sont en effet apparus importants pour mieux identifier les limites de validité de l'approche de modélisation 2D précédente. Plus précisément, cette étude sur modèle 3D et un schéma d'ordre plus élevé (que un) permettrait de mieux tenir compte des non-linéarités dans la physique des vagues.

L'algorithme de calcul s'appuie sur une technique non structurée, colocative (calcul et stockage des vitesses, pression, bathymétrie au centre de chaque prisme 3D, cf. Section 4.2) et d'ordre deux en espace (schéma centré) et en temps (semi-implicit Adams-Bashforth). Le domaine de calcul s'étend sur $x=7m$, $h=15cm$ et une largeur 30cm. Nous considérons une pente $\beta=1/25$ et la hauteur d'eau au mur est $h_w=4cm$. Nous choisissons $N_z=21$ (après analyse de convergence) et une résolution verticale uniforme : la résolution dz est égale à $= 3mm$ sur le mur et $7.5mm$ sur la zone offshore (ou le batteur à vagues). Sur un plan horizontal, nous imposons $dx= dy=25cm$ ($N_x=281$ et $N_y =13$ pour $L_x =7m$ et $L_y =0.3m$). Le pas de temps est fixé à $dt=2.5.10^{-3}s$. La figure 4.8 présente les résultats de l'étude (préliminaire) de convergence au maillage nous ayant permis de choisir ces paramètres.

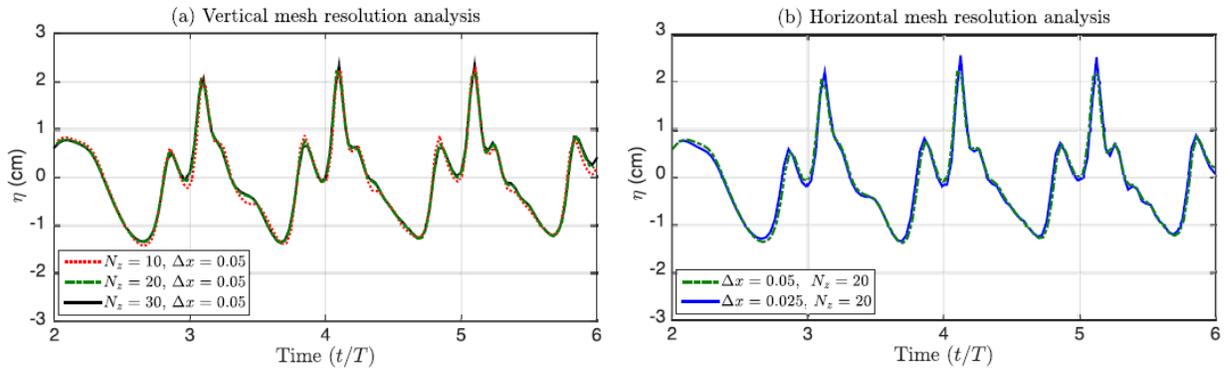


Figure 4.8 : Résultats de convergence au maillage

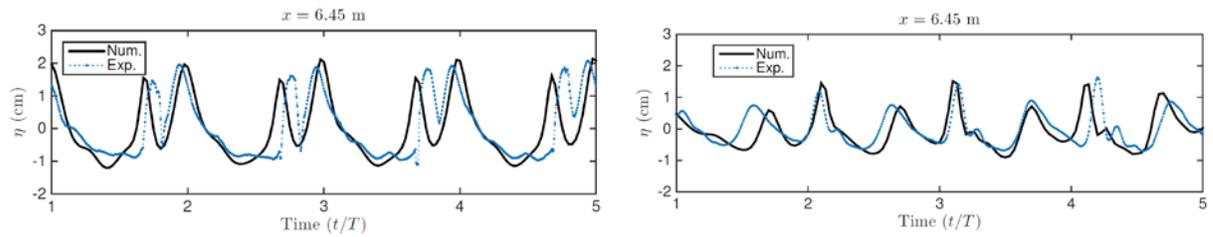


Figure 4.9 : Dynamique des vagues à 55cm du mur : $h=13\text{cm}$, $H=1.7\text{cm}$, $T=2\text{s}$, $L=2.21\text{m}$ (cas A, gauche); $h=15\text{cm}$, $H=1.6\text{cm}$, $T=3\text{s}$, $L=2.37\text{m}$ (cas B, droite).

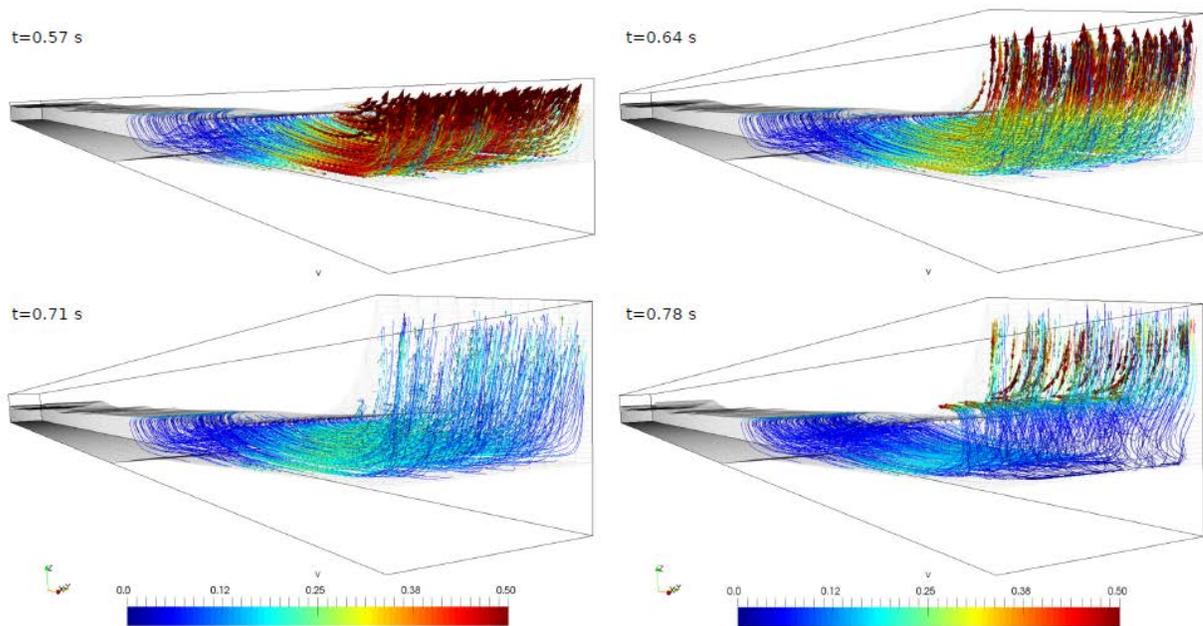


Figure 4.10 : Dynamique de Splash sur un mur vertical (cas B).

Les résultats de comparaison expérience/simulation sur la dynamique de la surface libre sont globalement similaires entre le modèle 2D (figure 4.5) et 3D (figure 4.9). Les ordres de grandeur sur les amplitudes de vagues (double pics) sont légèrement meilleurs pour le modèle 3D. En revanche les deux modèles, 2D et 3D, présentent des déphasages analogues par rapport aux signaux expérimentaux (présentant des périodicités plus longues) : une interaction non linéaire de la vague (avec le fond, le mur et les vagues ambiantes) produisant des ondes basses fréquences (telles que des ondes infragravitaires) semble négligée par les modèles.

La dynamique ascensionnelle du jet de paroi vertical ou splash lors des impacts de vagues est illustrée en Figure 4.10 s'accordant sur le fait que les temps numériques ne correspondent pas exactement aux temps physiques pour la raison évoquée précédemment. La même modération s'applique sur les résultats (Figure 4.11) proposant une description des grandes structures d'écoulements de vagues impactant frontalement un mur côtier.

Dans la zone à proximité du mur et du fond (encadré sur la Figure 4.11, correspondant également à la zone de mesure par PIV-PLIF), une large cellule de recirculation (de sens horaire) est observée au pied du mur et il existe un point à vitesse tangentielle au mur nulle ($V_z=0$) que nous nommerons '*point-zéro ou PZ*' par la suite : de part et d'autre de ce point, la vitesse verticale change de signe.

Lorsque la vague approche puis impacte le mur (Figure 4.11, gauche), la taille de la cellule de recirculation diminue tout en gardant le même rapport d'aspect (sa longueur est environ trois fois sa hauteur) : cette réduction semble liée au déplacement du PZ vers le fond. Lors de la réflexion (à droite), la zone de recirculation sur le fond semble avoir disparue. En revanche une forte vorticité est observée sur la crête de vague ($t=0.2T$). Enfin, de manière analogue au résultat du modèle 2D (Figure 4.6), nous observons une délocalisation du point de frottement maximal sur le fond (u_*), se déplaçant de la cr te au creux des vagues à mesure que cette dernière se propage vers le mur.

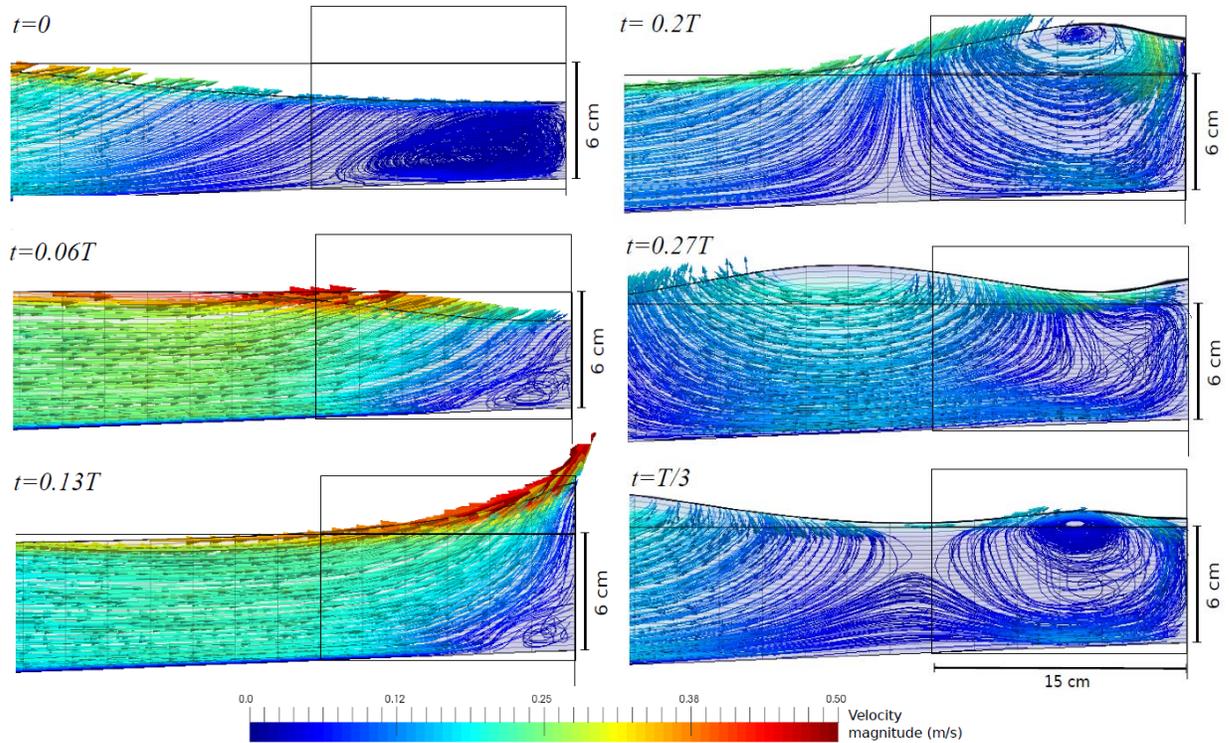


Figure 4.11 : Évolution temporelle de la structure de l'écoulement (cas B)

La dynamique des structures de l'écoulement de vagues lors de leurs réflexions sur un mur (côtier) vertical est accessible par modélisation numérique sur une étendue spatiale plus large que celle (encadrée) offerte par la technique de mesure. La modélisation numérique permet ainsi de capturer les structures d'écoulement plus large que la zone de mesure.

Cet avantage est intéressant pour les analyses de la Figure 4.11, à $t=T/3$ tout particulièrement. La zone de mesure s'étendant jusqu'à 15 cm du mur présente un vortex occupant toute la colonne d'eau : la zone au-delà n'est pas accessible à la mesure, mais le modèle mathématique prédit son homologue contrarotatif. Cette structure à deux vortex contrarotatifs permet de localiser les points nœud et ventre du système de clapotis (ondes stationnaires) que nous avons discuté grâce aux équations (9a-b) en section 2.3. La non-nullité de la vague au point nœud permet de souligner que la réflexion des vagues n'est pas totale.

La distribution des nœuds et des ventres dans le système de clapotis résultant des superpositions des ondes incidentes et totalement réfléchies expliquerait (Figure 2.3) la présence d'un dépôt (dune ou barre côtière) aux nœuds pour une mode de transport dominé par le charriage. Dans nos cas d'expérience et de simulation, nous constatons que cette règle n'est pas vérifiée exactement avec une délocalisation offshore (Figure 4.12), cette dernière serait expliquée par les différentes non-linéarités physiques (coefficient de réflexion partielle dépendant de la fréquence-longueur d'onde, effet de la pente de plage sur la cambrure et l'asymétrie-kurtosis des vagues, interaction entre les vagues et les courants induits ou de jets, transfert d'énergie entre harmoniques notamment).

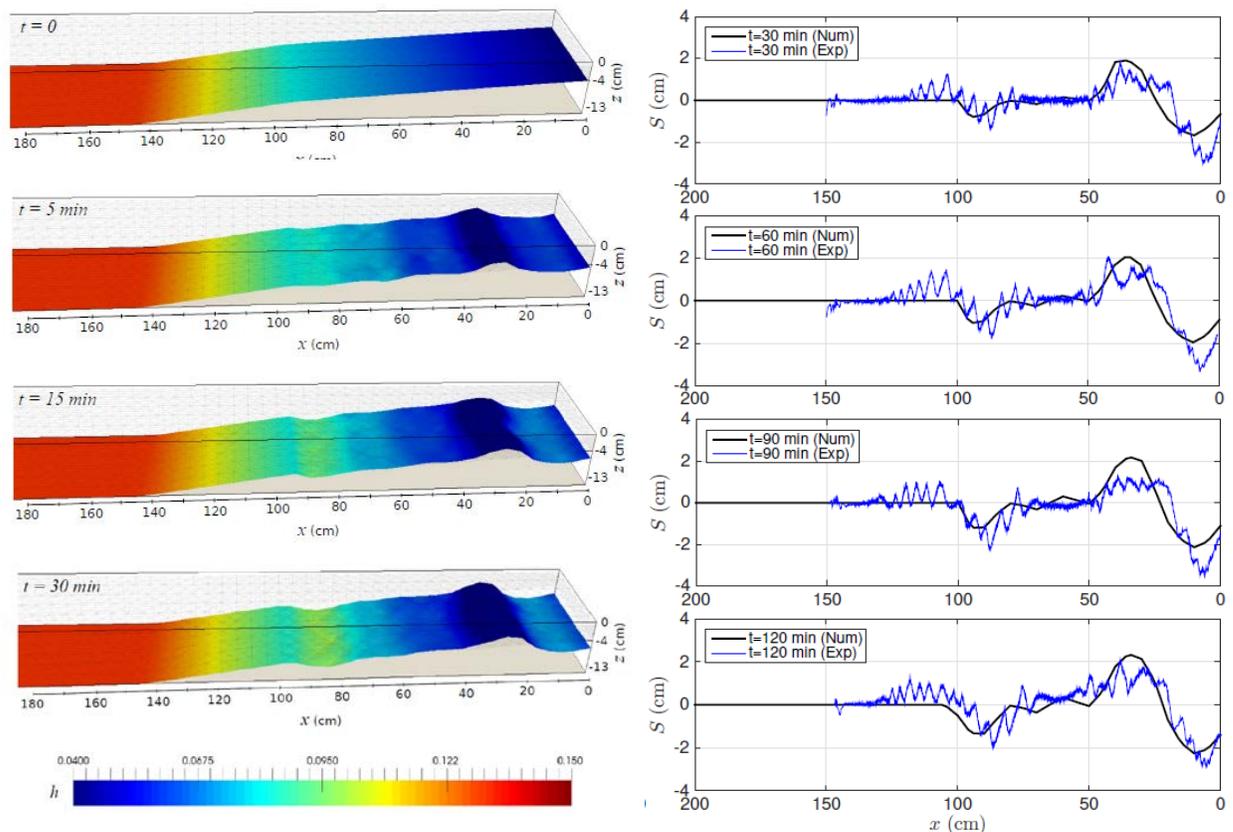


Figure 4.12 : Evolution temporelle du profil de plage local et global (cas A) : résultats 3D à court terme (à gauche); comparaison expérience/simulation sur les profils (à droite)

La figure 4.12 présente l'évolution de la bathymétrie telle que prédite par le modèle 3D à phase résolue. La zone $x > 100$ cm correspond à la pente non érodable et la zone $x < 100$ cm à la plage érodable. Au point de transition ($x = 100$ cm) du lit rigide-mobile, une érosion est observée : celle-ci est nommée '*scour apron*' que nous traduisons par *affouillement en pied tablier ou de radier*. Elle est généralement observée sur les semelles de fondation ou les tabliers anti-affouillement. Lorsque cet affouillement se produit, le problème d'écoulement érodant devient analogue à un mur vertical immergé (écoulement de type *backward* ou *forward facing step*) avec un décollement de couche limite sous l'effet d'un gradient de pression adverse, une apparition de zone de recirculation fluide, un écoulement fortement séparé. Ce phénomène n'est pas étudié dans ce rapport.

À proximité du mur, pour $x < 75$ cm, nous observons la formation très rapide (sur 5 min) d'une fosse d'affouillement et d'une dune de dépôt. Simplifions la forme de la fosse d'affouillement à un triangle de base 20 cm et de hauteur 2 cm, nous estimons un volume érodé égal à 600 cm^3 sur le modèle physique, soit 4.8 m^3 (facteur volumique 20^3 pour une échelle de réduction 1/20) ou encore 0.8 m^3 par mètre linéaire d'ouvrage côtier de type mur vertical. La figure 4.12 permet également de confirmer le fort ralentissement de la dynamique jusqu'à une stabilisation vers une valeur d'affouillement ultime ou d'équilibre : une dynamique d'ordre un (équation 13a) se confirme donc physiquement et mathématiquement.

Il est à nouveau observé des écarts entre les résultats d'essais et de prédiction numérique en termes de microformes (rides) à l'interface eau-sédiment. Ainsi la physique des rides paraît échappée aux formulations du modèle 2D (diphasique ou bifluide) et du modèle 3D (résolution de turbulence). Des travaux pourraient être ciblés à l'avenir sur ces aspects plus fondamentaux.

5 CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVE

Ce rapport présente la synthèse des résultats en matière de connaissances et de données sur les phénomènes d'affouillement au pied d'un mur côtier soumis à des vagues. Cette étude a été réalisée grâce au financement du Ministère des Transports Québec (MTQ) et aux installations hydrauliques et informatiques disponibles au Laboratoire Hydraulique Environnemental (LHE) de l'Institut National de la Recherche Scientifique (INRS).

Parmi les trois approches (complémentaires) dont dispose l'Ingénieur Côtier, ces travaux ont comporté une partie de modélisation physique sur des maquettes réduites (échelle 1/10 et 1/20) et une partie de modélisation mathématique à partir de codes de calcul que le laboratoire développe depuis de nombreuses années.

Les tests expérimentaux ont permis d'obtenir une base de données solide sur les formes et les dimensions géométriques de la fosse d'affouillement qui se produit au pied d'un mur côtier lorsque celui-ci est soumis à l'attaque de vagues frontales. À partir d'un profil initial de plage incliné, il a été observé une dynamique rapide au début des essais puis un ralentissement menant vers un état d'équilibre. Les amplitudes d'érosion sont fortement reliées aux paramètres de vagues, mais aussi de la valeur initiale pour la pente. Par analyse adimensionnelle, il a été relevé deux principaux régimes d'affouillement dépassant ou non le critère usuel de règle du pouce. Nous avons par la suite introduit deux paramètres de renormalisation afin de mieux détecter ou prédire la prédominance d'un régime sur l'autre. Enfin, par mesure sécuritaire et sur la base de nos analyses, nous préconisons un facteur 3 sur la règle du pouce dans les prédictions d'affouillement.

Les tests numériques ont été réalisés à partir de codes 2D et 3D que l'équipe INRS co-développe pour ces besoins spécifiques. La validation des outils a été effectuée de manière très rigoureuse sur l'hydrodynamique (résolution de phase sur les signaux de vagues, champ de vitesses) d'une part et l'évolution bathymétrique (imagerie sonar par écho-Doppler) d'autre part. Ces travaux permettent de mettre en évidence les avantages et les limitations de la nouvelle génération d'outils (à résolution de phases) pour les analyses des processus 'vague par vague'. Les principales limitations, théoriques et mathématiques, portent sur les interactions non linéaires entre les vagues et le mur, les vagues et les sédiments, entre les vagues elles-mêmes. Les nouveaux développements avec l'implémentation d'une méthode level-set à ordre (de précision) élevé sont très encourageants sur ce dernier aspect.

Les résultats des travaux sont directement applicables sur les sites réels puisqu'ils ont été menés dans le strict respect des lois de similitudes. Toutefois il serait intéressant de les tester sur certains ouvrages prototypes placés sous la gestion du Ministère des Transports. Notre équipe dispose également d'une compétence pour des mesures sur sites pilotes et effectuer des analyses hydrodynamiques. Cette approche de terrain serait tout particulièrement importante pour prendre en considération les spécificités locales des ouvrages et de leur environnement. Par exemple, les effets de la turbulence et des détachements de couches limites, la présence de la végétation ou de gros blocs rocheux, le contexte des sédiments cohésifs n'ont pas été abordés dans cette étude.

- Le comportement de sédiments (argilo-limoneux) cohésifs à l'érosion et à la sédimentation diffère totalement des sédiments non-cohésifs. Pourtant les vases sont très présentes sur les zones humides, les marais salants. Ils sont par ailleurs souvent accompagnés de végétation (salicornes, élymes de sables par exemple). Ces formations sédimentation-végétation affectent l'hydrodynamique de manière importante. La communauté du génie côtier leur reconnaissant un fort pouvoir d'atténuation des vagues s'intéresse beaucoup à mieux comprendre les processus afin de les optimiser dans la perspective de proposer des solutions basées sur la nature (SBN). Actuellement, notre équipe à l'INRS effectue des travaux de recherche dans ce sens en grand canal à vague et sur un site pilote, la Baie Saint-Paul. Cette voie de développement, financée par le NRC, les réseaux RQM, MEOPAR et l'IFQM, étudie la stabilisation de plages par l'ajout de végétation. Des cas de sites intéressants le MTQ ou les cas de digues végétalisées et franchissables pourraient par exemple être étudiés.
- Face à l'élévation du niveau moyen de la Mer, certains ouvrages seront franchis lors de fortes marées ou tempêtes. Les niveaux de franchissement dépendent des coefficients d'atténuation des vagues. Ainsi, lors de cette étude nous avons étudié les parois à grandes macro-rugosités. La bonne prise en compte des phénomènes de dissipation des vagues dans les modèles de franchissement ou de submersion permettra de mieux prédire les zones dangereuses pour la circulation. Une meilleure connaissance des processus de dissipation des vagues par frottement de peau et de forme, par porosité ou déferlement permettra d'optimiser les formes et les géométries de section d'ouvrages. Ces travaux pourraient être envisagés à court-moyen terme à partir d'une combinaison Terrain-Laboratoire-Mathématique uniquement disponible à l'INRS.

- Une piste potentiellement intéressante à développer à l'avenir consisterait aussi à développer des méthodes visuellement simples pour accéder ou quantifier la criticité d'un ouvrage en pré-rupture. Il s'agirait d'une méthode permettant de traiter un grand linéaire d'ouvrages afin de localiser les zones critiques à prioriser pour une inspection plus locale. Les fortes conditions hydrodynamiques pourraient par exemple être discrètement suivies en temps réel à partir d'un bloc rocheux naturel, mais instrumenté en technologie de géolocalisation. Le déplacement de ce bloc témoin serait ainsi révélateur d'une hydraulité marine importante et servirait d'alerte pour effectuer des auscultations sur les sites.
- Enfin, l'axe de recherche sur les énergies marines renouvelables (EMR) est en plein essor dans la communauté internationale pour récupérer, donc atténuer, les énergies de la mer et produire une énergie propre (décarbonatée) et quasi-gratuite (renouvelable à foison). À nouveau, les études des interactions fluides-structures (portuaires ou côtières) sont tout particulièrement importantes dans la perspective d'offrir une protection côtière, une énergie propre et peu coûteuse à la fois.

Les différents points susmentionnés sont d'autant de pistes envisageables à l'issue de ces travaux pour le Ministère des Transports Québec. Il est à noter qu'elles répondent pleinement à l'actualité du MTQ, via le programme Alliance Saint-Laurent notamment.

6 BIBLIOGRAPHIE

- Barbry N, Guillou S, Nguyen KD. Une approche diphasique pour le calcul du transport sédimentaire en milieux estuariens. *CR Acad Sci (Série IIb)*, 2000;328:793–9.
- Barnett MR & Wang H (1989) Effects of a vertical seawall on profile response. *Coastal Engineering 1988* :1493-1507.
- Beuzen T, et al. (2018) Physical model study of beach profile evolution by sea level rise in the presence of seawalls. *Coastal Engineering* 136:172-182.
- Bourque A & Simonet G (2008) Québec. *Vivre avec les changements climatiques au Canada : Édition 2007*, Lemmen DS, Warren F, Lacroix J, Bush E (Édit.) Gouvernement du Canada
- Bruun P (1973) The history and philosophy of coastal protection. *Coastal Engineering 1972*. p 33-74.
- J. Chauchat, S. Guillou, D. Pham Van Bang, K.D. Nguyen, 2013: Modelling sedimentation-consolidation in the framework of the two-fluid model, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 51(3), 293-305.
- R.H. Charlier, M.C.P. Chaineux, S. Morcos, 2005. Panorama of the History of Coastal Protection, *J. Coastal Res.*, Vol. 21(1), 79-111
- Chesnutt CB & Schiller RE (1971) Scour of simulated Gulf Coast sand beaches due to wave action in front of sea walls and dune barriers.
- A.J. Chorin, Numerical solution of the NavierStokes equations. *Math. Comp.*, 1968, Vol. 22, pp. 745-762.
- De Best A & Bijker EW (1971) Scouring of a sand bed in front of a vertical breakwater. *Communications on hydraulics, 1971-01*
- D. A. Drew, R. T. Lahey, 1993. Analytical modeling of multiphase flow, in *Particulate two-phase flow*, pp. 509-566.
- R.G. Dean & R.1. Dalrymple, 1991. *Water wave mechanics for engineers and scientists*, Advanced Series on Ocean Engineering – Vol. 2, Ed. World Scientific, 371pp, ISBN 9810204205
- Drejza S, et al. (2015) Vulnérabilité des infrastructures routières de l'Est du Québec à l'érosion et à la submersion côtière dans un contexte de changements climatiques: Volume 3. *Projet 8:1*
- El-Bisy MS (2007) Bed changes at toe of inclined seawalls. *Ocean Engineering* 34(3-4):510-517.
- J.D. Fenton, 1985. A fifth-order Stokes theory for steady waves. *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, Vol. 111(2), 216-234.
- Fournier J (2016) La mer détruit de larges pans de la 132. *Le Soleil* (Québec), 16 décembre 2016

- Frandsen J, et al. (2016) Modélisation de l'impact des vagues sur un mur vertical: une expérience à grande échelle réalisée en canal hydraulique. (INRS, Centre Eau Terre Environnement)
- J. Fredsoe & R. Deigaard, 1992. Mechanics of coastal sediment transport, Advanced Series on Ocean Engineering – Vol. 3, Ed. World Scientific, 393pp, ISBN 9810208405
- J.H. Ferziger & M. Peric, 2002. Computational methods for fluid dynamics. Eds. Springer
- Fowler JE (1992) *Scour problems and methods for prediction of maximum scour at vertical seawalls*. COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER VICKSBURG MS,
- Grasso F, Michallet H., Barthélemy, R. Certain (2009). Physical modeling of intermediate cross-shore beach morphology : Transient and equilibrium states. J. Geophys. Res. Vol. 114, 15pp.
- Guo L & Sheng J (2017) Impacts of climate changes on ocean surface gravity waves over the eastern Canadian shelf. *Ocean Dynamics* 67(5):621-637.
- Hattori M & Kawamata R (1977) Experiments on restoration of beaches backed by seawalls. *Coastal Engineering in Japan* 20(1):55-68
- Herbich JB & Van Weele B (1965) Scour of flat sand beaches due to wave action in front of sea walls. *Proceedings Santa Barbara specialty conference*. ASCE
- Hughes SA (1993) *Physical models and laboratory techniques in coastal engineering*. World Scientific,
- Hughes SA & Fowler JE (1990) *Midscale physical model validation for scour at coastal structures*. COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER VICKSBURG MS,
- Hughes SA & Fowler JE (1991) Wave-induced scour prediction at vertical walls. *Coastal Sediments*. ASCE, p 1886-1900. J.W. Kamphuis, 2000. Introduction to coastal engineering and management, Advanced Series on Ocean Engineering – Vol. 16, Ed. World Scientific, 470pp, ISBN 981-02-3830-4
- D. Kim, H. Choi, A second-order time-accurate finite volume method for unsteady incompressible flow on hybrid unstructured grids, J. Comput. Phys. 162 (2000) 411–428
- Kraus NC & Smith JM (1994) *SUPERTANK Laboratory Data Collection Project. Volume 1. Main Text*. COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER VICKSBURG MS,
- Lin C-Y & Huang C-J (2004) Decomposition of incident and reflected higher harmonic waves using four wave gauges. *Coastal Engineering* 51(5-6):395-406
- C.C. Mei, M. Stassnie, D.K.P. Yue, 2005. Theory and applications of ocean surface waves, Advanced Series on Ocean Engineering – Vol. 23, Ed. World Scientific, 1135pp, ISBN 981-238-893-1

- Neumeier U, et al. (2013) Modélisation du régime des vagues du golfe et de l'estuaire du Saint-Laurent pour l'adaptation des infrastructures côtières aux changements climatiques. *Rapport final présenté au ministère des Transports du Québec. Institut des sciences de la mer de Rimouski, Université du Québec à Rimouski, 253p.*
- P. Nielsen, 1992. Coastal bottom boundary layers and sediment transport, Advanced Series on Ocean Engineering – Vol. 4, Ed. World Scientific, 324pp, ISBN 981-02-0472-8
- D.H. Nguyen, F. Levy, D. Pham Van Bang, K.D. Nguyen, S. Guillou, J. Chauchat, 2012: Simulation of dredged sediment releases into homogeneous water using a two-phase model, *Advances in Water Resources*, Vol. 48, 102-112,
- S. Patankar, 1980. Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere Publishing Corporation. New York.
- Paskoff R (2010) *Les littoraux: impact des aménagements sur leur évolution.* Armand Colin
- Pearce A, et al. (2007) Scour at a seawall-field measurements and laboratory modelling. *Coastal Engineering 2006: (In 5 Volumes)*, World Scientific. p 2378-2390.
- Pedocchi F, et al. (2008) Inexpensive fluorescent particles for large-scale experiments using particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* 45(1):183-186.
- Pham Van Bang D. & Stolle J., 2021. Génie Côtier et Gestion du Littoral, cours de l'INRS (45h, 3 crédits)
- Quintin C, et al. (2013) Impacts de la tempête du 6 décembre 2010 sur les côtes du Bas-Saint-Laurent et de la baie des Chaleurs. *Laboratoire de dynamique et de gestion intégrée des zones côtières et Chaire de recherche en géoscience côtière, Université du Québec à Rimouski. Rapport remis au ministère de la Sécurité publique du Québec 1*
- Sato S, et al. (1969) Study on scouring at the foot of coastal structures. *Coastal Engineering in Japan* 12(1):83-98
- F. Simard, 2010. Les quais de l'estuaire du Saint-Laurent, 1870-1930. Une étude en archéologie historique. PhD thesis, U. Montréal
- Song WO & Schiller RE (1973) Experimental studies of beach scour due to wave action
- R. Soulsby, 1997. Dynamics of marine sands, A manual for practical applications, Ed. Thomas Telford, ISBN 978-0-7277-2584
- Sumer BM & Fredsøe J (2002) *The mechanics of scour in the marine environment.* World Scientific,
- Sutherland J, et al. (2008) *Understanding the lowering of beaches in front of coastal defence structures, stage 2.*

- Sutherland J, et al. (2006) Laboratory tests of scour at a seawall. *Proceedings 3rd International Conference on Scour and Erosion, CURNET, Gouda, The Netherlands*. Technical University of Denmark.
- R. Temam, Sur l'approximation des équations de Navier-Stokes par la méthode des pas fractionnaires (II), *Arch. Ration. Mech. Anal.*, 1967, Vol. 26, pp. 367-380.
- M. Uh Zapata, D. Pham Van Bang, K.D. Nguyen, 2018: Parallel simulations on MPI for a 2D x/z two-phase flow fluid-solid particle model, *Computer and Fluids*, Vol. 173, 103-110.
- M. Uh Zapata, W. Zhang, L. Marois, A. Hammouti, D. Pham Van Bang, K.D. Nguyen, 2021. Two-phase experimental and numerical studies on scouring at the toe of vertical seawall, *Eur. J. Mech B/Fluids* (under minor revision)
- M. Uh Zapata, R. Itza Balam, 2021. A conservative level-set/finite-volume methods on unstructured grids based on a central interpolation scheme, *J. Comp. Phys.* Vol. 444
- L.C. Van Rijn, 1993. Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas. Eds. Aqua Publications, 690pp, ISBN 90-800356-2-9
- Xie S-L (1981) Scouring patterns in front of vertical breakwaters and their influences on the stability of the foundation of the breakwaters.

Annexe A1 : Tableau des essais

Essai	Date	d ₅₀	h (cm)	H (cm)	T (s)	L (cm)	β (%)
Mur vertical, sable fin (216 μm)							
216_1	05/11/2019	216	13	3,1	1,0	104	1 : 25
216_2	07/11/2019	216	13	2,5	1,5	165	1 : 25
216_3	12/11/2019	216	13	1,7	2,0	223	1 : 25
216_4	15/11/2019	216	15	2,5	0,8	82	1 : 25
216_5a	18/11/2019	216	15	2,5	1,5	177	1 : 25
216_5b	20/11/2019	216	15	2,5	1,5	177	1 : 25
216_6a	22/11/2019	216	9	1,2	1,0	89	1 : 100
216_6b	22/11/2019	216	9	1,4	1,0	89	1 : 100
216_7a	25/11/2019	216	9	1,0	2,0	187	1 : 100
216_7b	22/11/2019	216	9	1,5	2,0	187	1 : 100
216_8	27/11/2019	216	10	2,1	0,8	72	1 : 100
216_9	28/11/2019	216	10	2,1	1,5	146	1 : 100
216_10	03/12/2019	216	10	1,5	2,5	246	1 : 100
216_11	04/12/2019	216	10	2,1	1,5	146	1 : 100
216_12	05/12/2019	216	11	2,2	1,5	152	1 : 100
216_13	07/02/2020	216	16	1,3	2,0	247	1 : 10
216_14	11/02/2020	216	16	1,7	1,0	113	1 : 10
Mur vertical, sable FLINT (525 μm)							
F_1	13/12/2019	525	10	2,1	0,8	72	1 : 100
F_2	17/12/2019	525	10	2,1	1,5	146	1 : 100
F_3	18/12/2019	525	10	1,5	2,5	246	1 : 100
F_4	15/01/2020	525	10	1,7	2,0	197	1 : 100
F_5	21/01/2020	525	11	2,1	1,5	152	1 : 100
F_6	22/01/2020	525	13	2,2	2,5	281	1 : 25
F_7	23/01/2020	525	13	1,7	2,0	223	1 : 25
F_8	24/01/2020	525	13	1,7	1,0	104	1 : 25
F_9	29/01/2020	525	15	1,6	3,0	362	1 : 25
F_10	30/01/2020	525	15	2,5	1,0	110	1 : 25

F_11	03/02/2020	525	15	1,6	1,5	177	1 : 10
F_12	05/02/2020	525	16	1,3	2,0	247	1 : 10
F_13	06/02/2020	525	16	1,7	1,0	113	1 : 10
Mur vertical, billes de verre (630 µm)							
GB_1	14/02/2020	630	16	1,7	1,0	113	1 : 10
GB_2	17/02/2020	630	16	1,3	2,0	247	1 : 10
GB_3	19/02/2020	630	15	2,5	1,0	110	1 : 25
GB_4	20/02/2020	630	15	1,6	3,0	362	1 : 25
GB_5	24/02/2020	630	13	1,7	2,0	223	1 : 25
GB_6	12/03/2020	630	13	2,2	2,5	281	1 : 25
GB_7	13/03/2020	630	15	1,6	3,0	362	1 : 25
GB_8	21/05/2020	630	10	1,7	2,0	197	1 : 100
GB_9	22/05/2020	630	10	2,1	0,8	72	1 : 100
GB_10	25/05/2020	630	10	1,5	2,5	246	1 : 100
Mur vertical, billes de verres (630 µm), position variable							
XB_1	02/06/2020	630	12	1,3	2,0	215	1 : 10
XB_2a	04/06/2020	630	10	1,7	1,0	94	1 : 10
XB_2b	04/06/2020	630	12	1,7	1,0	101	1 : 10
Mur rugueux, billes de verre (630 µm)							
RUG_1a	18/06/2020	630	16	1,3	2,0	247	1 : 10
RUG_1b	22/06/2020	630	16	1,3	2,0	247	1 : 10
RUG_2	23/06/2020	630	15	2,5	1,0	110	1 : 25
RUG_3	25/06/2020	630	15	1,6	3,0	362	1 : 25
RUG_4	26/06/2020	630	10	1,7	2,0	197	1 : 100
Mur avec déflecteur, billes de verre (630 µm)							
DEF_4	30/06/2020	630	10	1,7	2,0	197	1 : 100
DEF_2	02/07/2020	630	15	2,5	1,0	110	1 : 25
DEF_1	03/07/2020	630	16	1,3	2,0	247	1 : 10
DEF_3	06/07/2020	630	16	1,7	1,0	113	1 : 10
Mur cylindrique, billes de verre (630 µm)							
CYL_1	08/07/2020	630	16	1,7	1,0	113	1 : 10
CYL_2	09/07/2020	630	15	2,5	1,0	110	1 : 25

CYL_3	10/07/2020	630	15	1,6	3,0	362	1 : 25
CYL_4	13/07/2020	630	10	1,7	2,0	197	1 : 100
Mur palplanche, billes de verre (630 µm)							
SP_4	14/07/2020	630	10	1,7	2,0	197	1 : 100
SP_2	15/07/2020	630	15	2,5	1,0	110	1 : 25
SP_1	16/07/2020	630	16	1,7	1,0	113	1 : 10

Annexe A2 : Courbes granulométriques

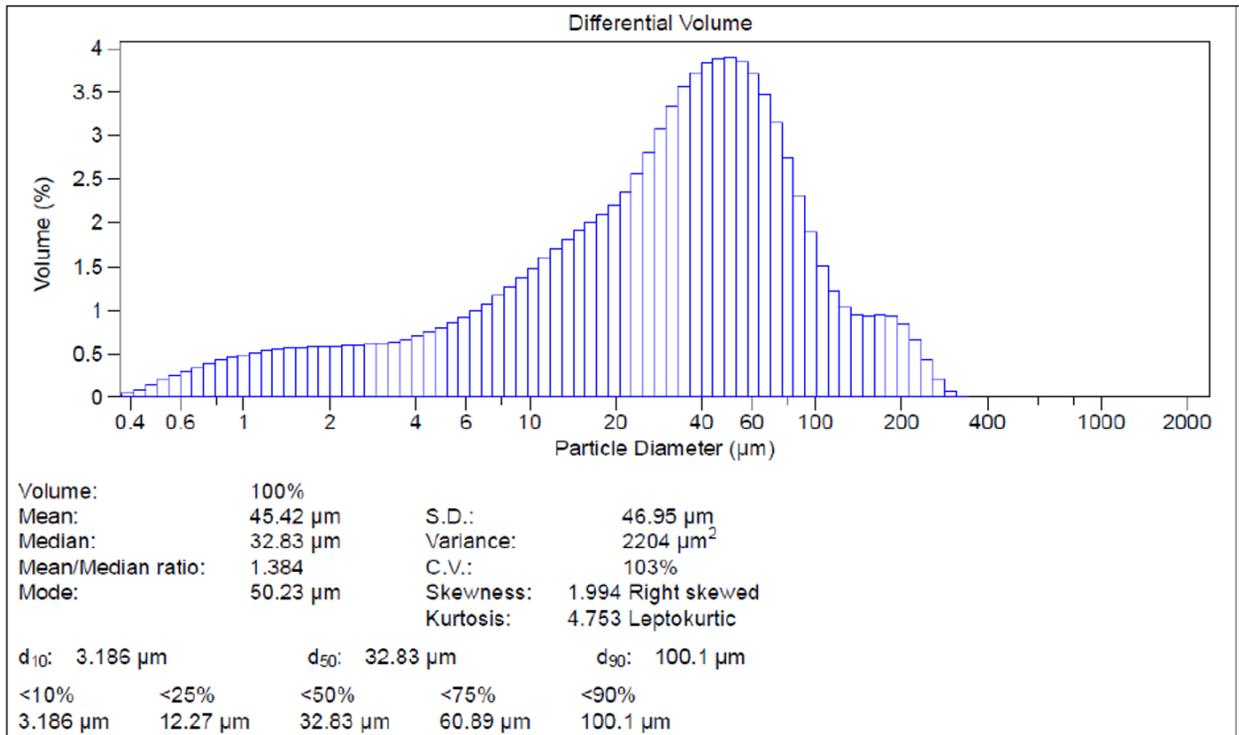


Figure A2.1 Distribution granulométrique et statistiques des traceurs de rhodamine

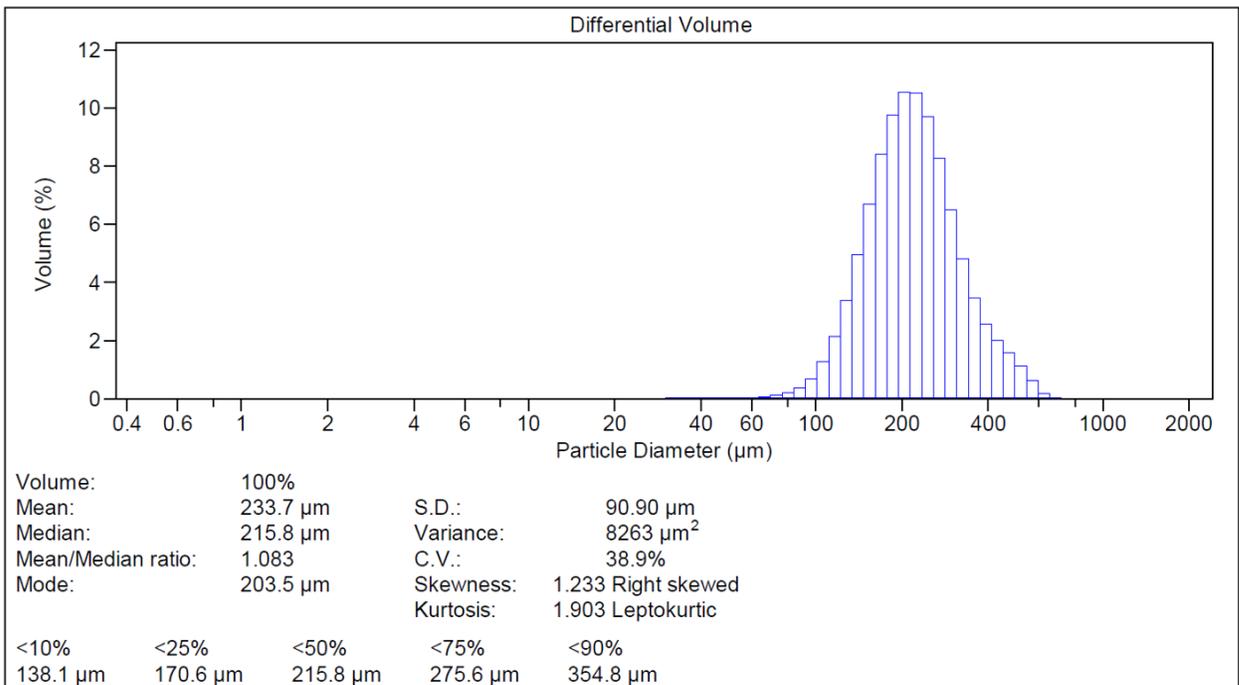


Figure A2.2 Distribution granulométrique et statistiques du sable fin

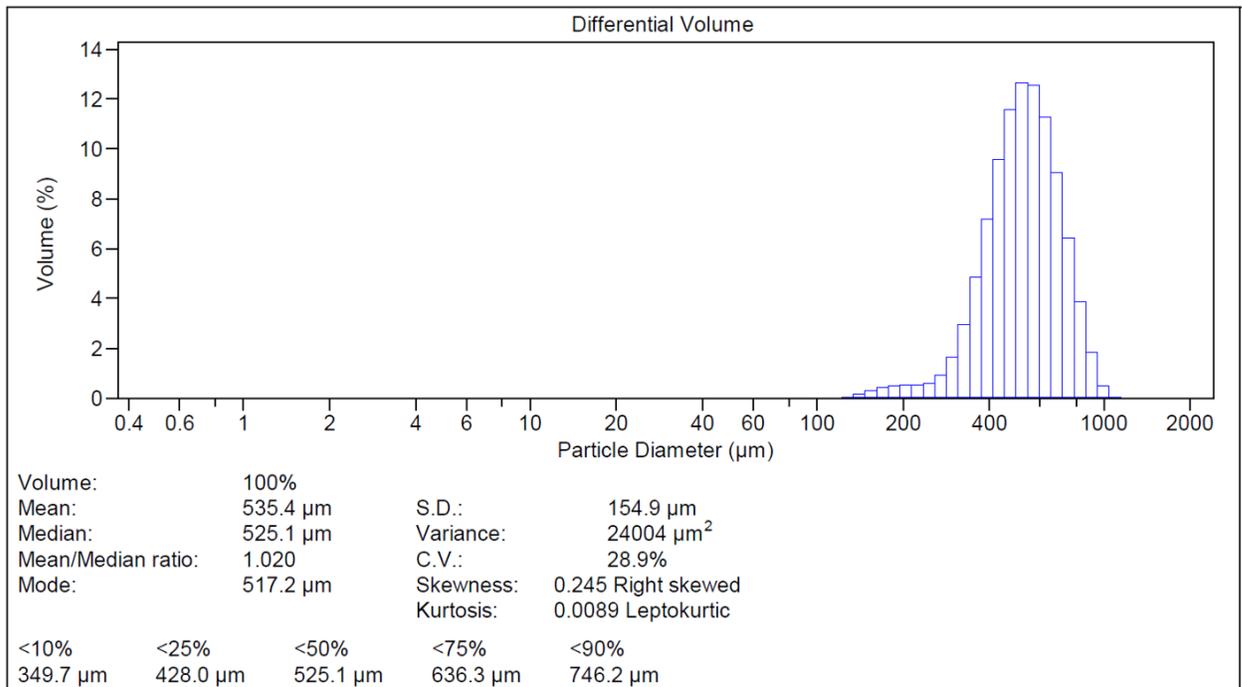


Figure A2.3 Distribution granulométrique et statistiques du sable moyen

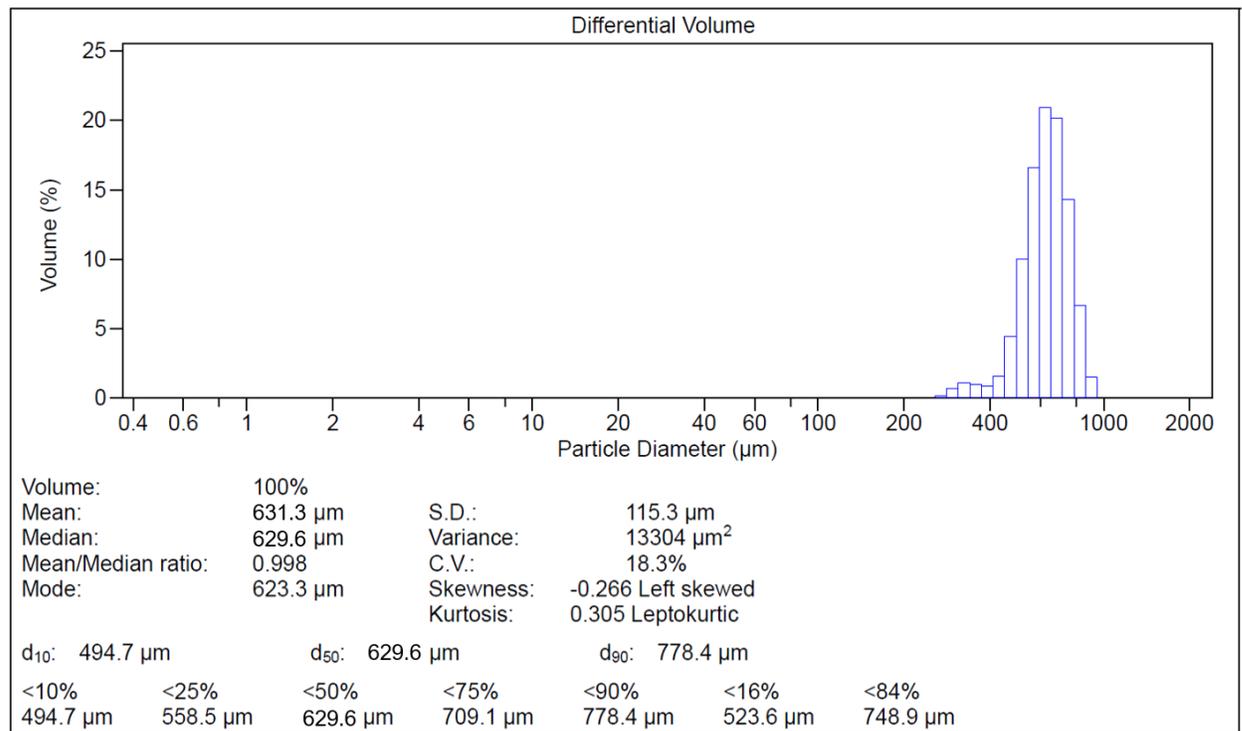


Figure A2.4 Distribution granulométrique et statistiques des billes de verre

Annexe A3 : Résultats des essais
