

Higher National School of Hydraulic

The Library

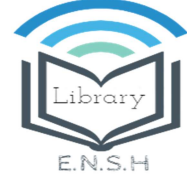
Digital Repository of ENSH



المدرسة الوطنية العليا للري

المكتبة

المستودع الرقمي للمدرسة العليا للري



The title (العنوان):

Etude experimentale de l'interaction eau-sediment en zone de SWASH par velocimetrie doppler ultrasonore (VDU) .

The paper document Shelf mark (الشفرة) : 8-0001-08

APA Citation (APA توثيق):

Mihoubi, Mustapha kamel. (2008). Etude experimentale de l'interaction eau-sediment en zone de SWASH par velocimetrie doppler ultrasonore (VDU) [Thèse de doctorat, ENSH].

The digital repository of the Higher National School for Hydraulics "Digital Repository of ENSH" is a platform for valuing the scientific production of the school's teachers and researchers.

Digital Repository of ENSH aims to limit scientific production, whether published or unpublished (theses, pedagogical publications, periodical articles, books...) and broadcasting it online.

Digital Repository of ENSH is built on the open DSpace software platform and is managed by the Library of the National Higher School for Hydraulics. <http://dspace.ensh.dz/jspui/>

المستودع الرقمي للمدرسة الوطنية العليا للري هو منصة خاصة بتقييم الإنتاج العلمي لأساتذة و باحثي المدرسة.

يهدف المستودع الرقمي للمدرسة إلى حصر الإنتاج العلمي سواء كان منشورا أو غير منشور (أطروحات، مطبوعات، مبداعات، مقالات، الدوريات، كتب...) و بثه على الخط.

المستودع الرقمي للمدرسة مبني على المنصة المفتوحة DSpace و يتم إدارته من طرف مديرية المكتبة للمدرسة العليا للري.

كل الحقوق محفوظة للمدرسة الوطنية العليا للري.



ECOLE NATIONALE SUPERIEURE POLYTECHNIQUE
Département Hydraulique

LABORATOIRE DE RECHERCHE DES SCIENCES DE L'EAU
(LRS-Eau)

THESE

Présentée par

Mustapha Kamel MIHOUBI

Ingénieur d'état et Magister en Aménagement et Génie Hydraulique

Soutenue publiquement : Le dimanche 28 décembre 2008

En vue de l'obtention du Doctorat d'état en Hydraulique

**ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INTERACTION
EAU-SEDIMENT EN ZONE DE SWASH PAR
VELOCIMETRIE DOPPLER ULTRASONORE (VDU)**

JURY

M	BOUABDALLAH Mabrouk	Professeur	ENSP, Alger	Président
M	KETTAB Ahmed	Professeur	LRS- Eau- ENSP, Alger	Directeur de Thèse
M	BELORGEY Michel	Professeur	M2C, Université de Caen	Co- Directeur
M	BENRACHEDI Khaled	Professeur	Univ.M.Bouguerra Boumerdes	Examineur
M	BENMAMAR Saadia	M. Conférences	LRS- Eau- ENSP, Alger	Examineur
M	BESSENNASSE Mohamed	M. Conférences	Univ.Saad Dahleb Blida	Examineur
M	BENAISSA Zoheir	Directeur	LEM- Alger	Invité

Remerciements

Je tiens à exprimer mes remerciements au Professeur Ahmed Kettab Directeur du laboratoire Recherche Sciences de l'Eau (LRS-Eau), de l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique (ENSP) d'Alger. Je le remercie vivement pour m'avoir accepté dans son équipe de recherche et de diriger mes travaux. Qu'il trouve ici les marques de ma reconnaissance et ma profonde gratitude pour ses bénéfiques conseils scientifiques, son savoir faire ainsi que pour sa gentillesse et sa disponibilité tout le long de ces années de travail de recherche au sein de son équipe.

Je dirige également, mes remerciements au Professeur Michel Belorgey, Directeur du groupe de mécanique des fluides du laboratoire de Morphodynamique Continentale et Côtière (M2C), l'UMR 6143 CNRS de l'université de Caen Basse Normandie, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe pendant dix huit mois et d'avoir mis à ma disposition les moyens matériels et les conditions nécessaires à la réalisation de mes travaux expérimentaux.

Je remercie, également, le Professeur Daniel Levacher pour la disponibilité qu'il m'a accordée et la confiance qu'il m'a témoignée en m'incitant à la communication et la publication de mes résultats.

Toute ma gratitude va au Docteur Jean Claude Willemetz, Directeur de la Compagnie Signal-Processing pour ses orientations relatives à l'exploitation de l'instrument de mesure, le DOP1000.

Je remercie, le Professeur Mabrouk Bouabdallah d'avoir bien voulu accepter de présider le jury de soutenance également je remercie le Professeur Khaled Benrachedi, de l'université M'hamed Bouguerra de Boumerdès(UMBB), le Docteur Saadia Benmamar, Maître de conférences à l'ENSP et le Docteur Mohamed Bessennasse, Maître de conférences à l'université de Saad-Dahleb de Blida, d'avoir bien voulu accepter de faire partie du jury et prêter leur attention à ce travail de recherche.

Je remercie Monsieur Zoheir Benaïssa, Directeur des expérimentations au niveau du Laboratoire des Etudes Maritimes(LEM) d'avoir accepté notre invitation.

J'aimerais aussi remercier mes parents qui m'ont poussé à entreprendre la voie de la science et de la recherche, ainsi que mes beaux-parents qui m'ont aidé et encouragé tout le long de mon parcours. Qu'ils partagent avec moi le fruit de ce travail.

Enfin, je peux témoigner que cette thèse n'aurait pas pu vu le jour sans le soutien indéfectible de mon épouse qui, malgré les privations occasionnées par ce travail, m'a toujours compris et aidé à bien mener ce travail. Qu'elle trouve ma reconnaissance et mon affection.

ملخص

إن العمل المقدم في هذه الأطروحة هو مساهمة لتحديد سرعة التدفق الخلالي في قاع من الرواسب المقاس في منطقة القذف على الضفة. تعتبر هذه الأخيرة كحد حقيقي بين المجال البحري و البري وكذلك المكان النهائي لنقل الرواسب في تدفق كتلة مائية حسب مرحلتي القذف على الضفة. لكن لم يتم التطرق للعوامل الفيزيائية المرتبطة بنقل الرواسب إلا من خلال تحليل حقل السرعة داخل السوائل نظرا لأن معظم النماذج أنشأت من أجل تدفقات في عمق غير منفذ للماء من أجل سرعة عمق معدومة . لقد سمحت قياسات عبر تقنية قياس السرعة حسب أثر دوبلر مافوق الصوتي بتحليل حقل السرعات الخلالية في حالة تدفق دائم في سطح حر في قاع ذو مسامات مختلفة. لقد تم تطبيق مبدأ القياس هذا لدراسة ظاهرة القذف على الضفة على شاطئ عاكس في قناة ذات تموجات . تيرهن النتائج المحصلة أن هناك توزيع وفق الدالة الأسية لحقل السرعة داخل الرواسب، و انقطاع السرعة للحد ماء - راسب بين سرعة التدفق الحر و سرعة التدفق الخلالي مما يؤدي إلى ظهور اختلاف لممال السرعة لحد مرحلة التبادل بين التدفقين .

الكلمات الرمزية

دوبلر مافوق الصوتي - رسوب ، السرعة الخلالية - مسامات - القذف على الضفة.

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse est une contribution à la détermination du champ de vitesse d'un écoulement interstitiel dans un lit de sédiments, mesuré en zone de swash. Cette dernière est considérée comme une véritable frontière entre le domaine marin et continental et en outre, le lieu ultime du transport des sédiments dans l'écoulement d'une masse d'eau suivant les deux phases du swash. Cependant, les processus physiques associés au transport sédimentaire n'ont pas été abordés jusqu'à maintenant qu'à partir d'analyses du champ de vitesses au sein d'une veine fluide. Du fait que la plupart des modèles ont été établis pour des écoulements que sur un fond imperméable pour une vitesse au fond du lit étant nulle.

Des mesures par la technique de vélocimétrie Doppler ultrasonore ont permis d'analyser le champ des vitesses interstitielles dans le cas d'un écoulement permanent à surface libre pour des lits à porosité différentes. Le même principe de mesure a été appliqué pour l'étude du processus du swash sur une plage réfléchive en canal à houle. Les résultats obtenus mettent en évidence une répartition de forme exponentielle du champ de vitesse à l'intérieur du sédiment, une discontinuité de vitesse à l'interface eau-sédiment, entre la vitesse de l'écoulement libre et celle de l'écoulement interstitiel conduisant ainsi à l'apparition d'une importante différence de gradient de vitesse à l'interface de la phase d'échange des deux écoulements.

Mots-clés : vélocimétrie Doppler ultrasonore-sédiment-vitesse interstitielle- porosité-. Jet de rive

Abstract:

The work presented in this thesis is a contribution to the determination of the field of flow velocity in porous media (interstitial flow velocity) in permeable bed of sediments, measured in the swash zone.

This latter is regarded as a true border between the marine field and the continental field and moreover, the ultimate place of the transport of the sediments in the flow of water mass according to the two phases of the swash. However the physical processes associated to the sedimentary transport were not studied until now only starting from analysis of the field speed within a fluid vein, owing to the fact that the majority of the models were established for flows on an impermeable bottom for a velocity at the bottom of the bed being null.

The measurements done by the technique of Ultrasonic Doppler Velocimetry allowed to analyze the field of interstitial velocity in the case of a permanent flow on a free surface for beds with different porosities. This same principle of measurement was applied for the study of the process of the swash to a reflective beach in a flume channel. The results obtained highlight a distribution of an exponential form of the field speed inside the sediment, a discontinuity speed to the interface water- sediment between the speed of a free flow and that of an interstitial flow leading, thus, to a significant difference in velocity gradient to the interface of the phase of exchange of water of two flows.

Key words: Ultrasonic Doppler Velocimetry- sediment- interstitial flow velocity-porosity-swash, backwash,

TABLE DES MATIERES

Résumé.....	I
Tables des matières.....	II
Liste des Tableaux et figures.....	VI
Notations et Symboles.....	X
Introduction Générale.....	1
Chapitre I : Hydrodynamique des écoulements permanents à surface libre	
Introduction.....	5
I.1 Equation de base de la mécanique des fluides	5
I.1.1 Notion de fluide Newtonien.....	5
I.1.2 Equations de Navier -Stokes.....	6
I.1.3 Notion de couche limite turbulente	6
I.1.4 Lois logarithmiques d'écoulement.....	9
I.2 Ecoulement en milieux poreux.....	13
I.2.1 Notion de porosité.....	13
I.2.2 Perméabilité et loi de Darcy.....	15
I.2.3 Ecoulement Post-Darcy.....	17
I.2.4 Tortuosité.....	18
I.2.5 Ecoulement turbulent à l'interface d'un lit perméable.....	19
I.3 Concept d'entraînement des sédiments.....	20
I.3.1 Condition d'entraînement en écoulement uniforme.....	20
I.3.2 Condition d'entraînement en écoulement turbulent.....	22
I.4 Conclusion.....	22
Chapitre II : Hydrodynamique et transport sédimentaire en zone de swash	
Introduction.....	23
II.1 Hydrodynamique de la houle.....	24
II.1.1 Définitions	24
II.1.2 Modèles de houles linéaires.....	25
II.1.2.1 Solution du modèle.....	25
II.1.2.2 Discussions	26
II.1.2.3 Dispersion et énergie.....	27
II.2 Modèle de houle non -linéaire.....	28
II.2.1 Solution de Stokes.....	28
II.2.2 Domaine d'application des houles régulières	31
II.3 Transformation de la houle non linéaire.....	31
II.3.1 Description du phénomène.....	32
II.3.2 Différents types de déferlement.....	34
II.3.3 Conditions de déferlement.....	34
II.3.4 Dynamique de la houle en zone de surf interne.....	37
II.4 Morphodynamique de la zone de swash.....	40
II.4.1 Hydrodynamique incidente du swash.....	40
II.4.1.1 Plages réfléchives.....	40
II.4.1.2 Plages dissipatives.....	41
II.4.1.3 Formation des bores.....	41
II.4.2 Vagues infragravitaires (ondes longues)	42
II.4.3 Hauteur du run-up.....	43

II.5	Zone de swash.....	45
II.5.1	Définition.....	45
II.5.2	Hydrodynamique de la langue de swash.....	47
II.5.2.1	Equation de mouvement du swash.....	47
II.5.2.2	Vitesse de la langue de swash.....	48
II.5.2.3	Période du swash.....	51
II.5.3	Effet de l'infiltration et l'exfiltration	51
II.5.4	Effet de la pression interstitielle.....	54
II.6	Transport des sédiments en zone de swash.....	54
II.6.1	Modes de transport sédimentaire en milieu côtier.....	54
II.6.2	Charriage des sédiments par l'action de la houle.....	54
II.6.3	Ecoulement cisailé et charriage de particules	57
II.6.4	Transport sédimentaire en zone de swash.....	59
II.7	Conclusion.....	61
Chapitre III : Dispositifs expérimentaux, mesures traitement des données		
	Introduction.....	63
III.1	Dispositif expérimental.....	64
III.1.1	Canal de calibration.....	64
III.1.2	Lit de sédiments.....	66
III.1.3	Bassin à sonde.....	70
III.1.4	Colonne à sonde.....	72
III.1.5	Ensemencement.....	75
III.1.6	Canal à houle.....	76
III.1.6.1	Batteur à houle.....	77
III.1.6.2	Pompe d'alimentation du canal.....	78
III.2	Vélocimétrie Doppler ultrasonore.....	78
III.2.1	Principe.....	78
III.2.2	Champ ultrasonore.....	79
III.2.3	Technologie des sondes.....	81
III.2.4	Réflexion des ondes acoustiques.....	82
III.2.5	Principe de l'effet Doppler.....	84
III.2.6	Mode d'émission et de réception d'un signal Doppler ultrasonore.....	86
III.2.6.1	Mode continu.....	86
III.2.6.2	Mode pulsé.....	86
III.2.6.3	Relation d'ambiguïté.....	88
III.2.7	Instrumentation et mesures.....	89
III.2.7.1	Sondes ultrasonores	89
III.2.7.2	Description du DOP 1000.....	90
III.2.7.3	Fonctionnement du DOP 1000.....	90
III.2.7.4	Paramètres de réglage.....	93
III.2.7.5	Enregistrement et traitement des données	94
III.3	Vélocimétrie Doppler Laser.....	94

III.3.1 Principe de fonctionnement.....	94
III.3.2 Caractéristiques du système laser.....	96
III.3.3 Système de mesure des vitesses.....	98
III.3.4 Acquisition et traitement des données.....	99
III.4 Détecteur de houle	100
III.5 Chaîne d'acquisition.....	101
III.6 Système de référence.....	103
III.7 Analyse de la surface libre	106
III.7.1 Analyse par vague moyenne	106
III.7.2 Analyse spectrale	109
III.8 Conclusion	110
Chapitre IV : Profil des vitesses au sein d'un lit sédimentaire associées à un écoulement à surface libre	
Introduction.....	111
IV.1 Etudes des caractéristiques du faisceau ultrasonore.....	112
IV.1.1 Détermination du champ acoustique.....	112
IV.1.2 Etude de la sensibilité de l'écho	113
IV.2 Etude du profil des vitesses moyennes.....	116
IV.2.1 Validation des mesures par VDU en écoulement permanent.....	116
IV.2.2 Profil des vitesses d'un écoulement permanent à surface libre	118
IV.2.3 Validation des mesures de vitesses dans un lit sédimentaire	123
IV.2.4 Champ des vitesses dans différents lits sédimentaires.....	127
IV.3 Etude du champ des vitesses en milieux poreux	132
IV.3.1 Détermination du profil des vitesses.....	133
IV.3.2 Caractérisation de l'écoulement permanent interstitiel dans un lit sédimentaire	135
IV.4 Conclusion.....	136
Chapitre V: Analyse de l'écoulement interstitiel généré par houle incidente en zone de swash	
Introduction.....	137
V.1 Etablissement du profil des vitesses	138
V.1.1 Validation des mesures de vitesses par VDU d'un écoulement généré par la houle	139
V.1.2 Détermination des vitesses instantanées en zone de swash.....	140
V.1.2.1 Descriptif du profil des plages du swash.....	140
V.1.2.2 Analyse des houles incidentes	142
V.1.2.3 Détermination du profil de la surface libre	143
V.2 Acquisition des vitesses interstitielles et traitement des données.....	147
V.3 Profil vertical des vitesses durant les phases du swash.....	158
V.4 Flux sédimentaire en zone de swash.....	163
V.5 Evolution de la durée du swash.....	165

V.6 Etude du profil des vitesses interstitielles	168
V.6.1 Profil vertical des vitesses maximales	168
V.6.2 Caractérisation de l'écoulement interstitiel en zone de swash	170
V.7 Conclusion	174
Conclusions et Perspectives.....	177
Références bibliographiques.....	180
Index des références	189
Glossaire	192
Annexe I : Rappels sur la théorie de Stokes	194
Annexe II : Spectres de houles et surface du plan d'eau des houles incidentes	196
Annexe III : Profil des vitesses instantanées du swash suivant la période de la houle	201
Annexe IV : Profil de vitesses normalisées durant le swash.....	208
Annexe V : Evolution du paramètre α en fonction de la période de la houle incidente	214
Annexe VI : Evolution du paramètre α en fonction du nombre de Reynolds et la profondeur d'eau.....	215

TABLE DES FIGURES

1.1	Différents Régimes de la couche limite... ..	7
1.2	Profils des vitesses dans la couche limite mesurés par Schubauer et Klebanoff... ..	7
1.3	Couche limite d'un écoulement turbulent sur un lit rugueux perméable.....	13
1.4	Exemples de milieu poreux naturel.....	14
1.5	Représentation du volume représentatif élémentaire dans un domaine poreux.....	14
1.6	Principe d'écoulement dans un milieu poreux	15
1.7	Régimes d'écoulement en milieux poreux.....	18
1.8	Profil vertical des vitesses moyennes en milieu poreux sous un écoulement permanent à surface libre	19
1.9	Courbe de Shields critique en fonction du diamètre sédimentologique.....	21
2.1	Caractéristiques d'une houle régulière.....	24
2.2	Profils comparés d'une vague linéaire d'Airy et d'une vague de Stokes.....	30
2.3	Domaines d'application des houles régulières recommandés par LeMéhauté.....	31
2.4	Description de la zone de déferlement.....	32
2.5	Profil des différents types de déferlement : glissant, plongeant, à effondrement et frontal.....	33
2.6	Classification morphologique des plages selon l'état énergétique.....	37
2.7	Schéma d'illustration des interactions entre la zone de surf et la morphodynamique du swash.....	40
2.8	Propagation de la houle sur une plage réfléchive.....	41
2.9	Propagation de la houle sur une plage dissipative avec formation des bores.....	41
2.10	Représentation schématique du swash entre la phase du retrait (<i>backwash</i>) et le jet de rive (<i>uprush</i>) suivant.....	46
2.11	Schéma de la zone du swash indiquant l'évolution temporelle de la ligne de rivage...	46
2.12	Evolution de la vitesse et de la profondeur dans la langue.....	48
2.13	Illustration des différents scénarios d'asymétries verticales et horizontales du swash, Butt et Russell (1999), modifié.....	50
2.14	Représentation schématique de l'infiltration en phase de jet de rive.....	52
2.15	Représentation schématique de l'infiltration en phase de retrait	53
2.16	Différents modes de transport de sédiments.....	54
2.17	Evolution du profil du paramètre de Shields.....	57
3.1	Vue d'ensemble du dispositif canal de calibration	65
3.2	Description du canal de calibration à écoulement permanent.....	66
3.3	Photomicrographie de la section transversale d'une mousse alvéolaire	68
3.4	Coupe transversale des différentes variantes de mousses utilisées comme lit sédimentaire.....	68
3.5	Gammes de billes de verre avec plages de diamètres.....	69
3.6	Courbe granulométrique du sable de Luc-Sur-Mer.....	71
3.7	Installation d'une sonde pour mesurer les vitesses sur fond rugueux.....	72

3.8	Bassin à sonde conforme au modèle proposé par Nikorva et Goring, (1998).....	73
3.9	Dispositif de déplacement de la sonde de mesure.....	74
3.10	Détail du dispositif de mesure des vitesses dans le canal.	75
3.11	Illustration du parcours du champ ultrasonore à partir de la sonde vers la cible (particule).	75
3.12	Installations du hall d'expérimentation.....	77
3.13	Vue du système de commande du batteur à houle	78
3.14	Schéma de fonctionnement du batteur à houle.....	78
3.15	Evolution tridimensionnelle du champ acoustique d'un transducteur circulaire de rayon "a".....	81
3.16	Angle divergent en fonction du diamètre du transducteur et la fréquence d'émission (Dop1000)	81
3.17	Coupe d'un transducteur ultrasonore.....	83
3.18	Schéma indicatif des faisceaux en émission réflexion et réfraction.....	84
3.19	Principe de fonctionnement d'un ultrasonore en mode pulsé.....	89
3.20	Différentes sondes employées lors des essais de mesure des vitesses.....	90
3.21	Vélocimètre Dop 1000 (modèle 1032).....	91
3.22	Architecture interne du vélocimètre DOP 1000.....	92
3.23	Description du faisceau laser avec une distribution gaussienne.....	95
3.24	Schéma des franges d'interférence, suite au croisement.....	96
3.25	Volume de mesure.....	98
3.26	Mesures par le VDL du profil vertical des vitesses avec la table de déplacement	98
3.27	Principe de fonctionnement des sondes avec la surface libre du plan d'eau.....	100
3.28	Schéma de la chaîne d'acquisition et synchronisation des mesures de vitesses et du signal de la surface libre	101
3.29	Montage de la chaîne d'acquisition de la surface libre de la houle et des mesures par VDU en zone de swash.....	102
3.30	Coupe longitudinale du canal à houle avec la zone de mesures.....	103
3.31	Référentiel des mesures du profil des vitesses en zone de swash.....	104
3.32	Vue de la plage avec colonne de mesures en zone de swash.....	104
3.33	Système à sonde pour le canal à houle, vue en plan	105
3.34	Différents types de houles	106
3.35	Présentation du principe de découpage de la surface libre en n périodes.	107
3.36	Analyse de la surface libre en " vagues moyennes"	108
4.1	Evolution du champ acoustique en fonction de la distance au transducteur.	114
4.2	Profil de l'écho suivant la direction faisceau ultrasonore dans le canal.....	115
4.3	Principe de mesure des vitesses tenant compte de la réfraction de l'onde ultrasonore.....	115
4.4	Evolution de l'erreur relative en fonction de l'angle d'incidence α_1	117
4.5	Comparaison entre les profils des vitesses mesurés par VDL et VDU	118
4.6	Visualisation d'un enregistrement de la vitesse instantanée à l'aide du WDOP2000.	118

4.7	Evolution de la vitesse instantanée pour un écoulement sur un lit en mousse alvéolaire $Q = 0,31$ l/s ; $h_b = 6,5$ cm.....	119
4.8	Evolution de l'écho instantanée pour un écoulement sur un lit en mousse alvéolaire $Q = 0,31$ l/s ; $h_b = 6,5$ cm.....	120
4.9	Profil vertical des vitesses dans le cas :a) d'un lit imperméable (paroi lisse).b) d'un lit perméable en mousse alvéolaire (paroi rugueuse).	121
4.10	Profil des vitesses sur un fond imperméable en coordonnées de paroi.....	123
4.11	Profil des vitesses sur un fond perméable en coordonnées de paroi.....	123
4.12	Dispositif de mesures des vitesses d'écoulement sur un lit perméable en mousse alvéolaire.....	124
4.13	Schéma du principe d'estimation de la vitesse par le VDU.....	125
4.14	Distribution des vitesses interstitielles dans un lit perméable en mousse alvéolaire ($h_b = 6,5$ cm ; $n = 96,4$ % ; $Q = 0,31$ l/s).....	127
4.15	Distribution des vitesses interstitielles dans la veine fluide au dessus du lit alvéolaire ($h_b = 6,5$ cm ; $n = 96,4$ % ; $Q = 0,31$ l/s).	128
4.16	Mesure des vitesses d'écoulement sur un lit sédimentaire en billes de verre $D = 3,8 - 4,4$	129
4.17	Visualisation par nappe laser des effets de turbulences sur l'écoulement à l'interface cas des billes de verre $D(3,80 - 4,40)$ mm, $n = 37,5$ %	129
4.18	Profil vertical des vitesses pour différents lits poreux.....	131
4.19	Evolution du débit dans le lit de sédiment en fonction du débit total	132
4.20	Evolution du gradient de vitesse en fonction de la porosité du lit pour différents conditions d'écoulement.....	133
4.21	Evolution du paramètre α pour différents lits sédimentaires.....	135
4.22	Variation du paramètre α en fonction du nombre de Reynolds des pores.....	136
5.1	Profils de comparaison des vitesses instantanées obtenus par VDU et VDL d'une houle $T = 2,80$ s (pour un angle Doppler égal à 25°).....	139
5.2	Comparaison des profils de vitesses suivant la verticale.	139
5.3	Profil initial la plage pour les essais correspondant aux profondeurs d'eau: $d = 0,285$ et $0,270$ m.....	142
5.4	Evolution du coefficient de réflexion pour les différentes houles incidentes.....	144
5.5	Spectre des houles incidentes et profils de surface libre - vague moyenne - pour $d = 0,285$ m.....	146
5.6	Profil des vitesses instantanées en fonction de la profondeur d'exploration pour une durée d'acquisition.....	147
5.7	Visualisation de la vitesse instantanée du swash par WDOP2000	148
5.8	Profil d'une série de vitesses instantanées du swash à $z = - 0,3$ cm , Pour une houle incidente de $T = 3,2$ s	149
5.9	Profil d'un groupe de vitesses instantanées du swash à $z = 0,3$ cm pour une houle incidente de $T = 3,2$ s	149
5.10	Evolution du profil des vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs.....	151
5.11	Evolution du profil de vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs	152

5.12	Domaine de classification du swash en fonction du paramètre de similarité de surf " ϵ_b ".....	153
5.13	Comparaison entre de la durée du jet de rive en fonction de la durée de retrait.....	155
5.14	Valeurs Comparatives entre les vitesses moyennes en phase de jet de rive et les vitesses en phase de retrait.....	157
5.15	Vitesse instantanée normalisée suivant la durée du swash.....	159
5.16	Evolution du profil vertical des vitesses pour les différentes phases temporelles du swash.....	161
5.17	Comparaison entre les contraintes maximales de cisaillement suivant la phase du jet de rive et la phase de retrait.....	162
5.18	Evolution normalisé du flux de sédiment suivant la verticale $T=6,4$ s , $d=0,285$ m...	164
5.19	Profil vertical normalisé du flux en zone de swash en fonction de la période.....	165
5.20	Evolution de la durée du jet de rive et du retrait suivant la profondeur du lit sédimentaire	167
5.21	Variation du coefficient d'asymétrie suivant la profondeur en zone de swash pour $d= 0,285$ m.....	168
5.22	Profils des vitesses maximales en phase de jet de rive.....	170
5.23	Répartition des vitesses interstitielles maximales avec droites de régression linéaire caractérisant la valeur du coefficient α	173
5.24	Variation du coefficient α en fonction de la période T de la houle incidente	174
5.25	Variation du coefficient α en fonction du nombre de Reynolds Re_p pour différentes profondeurs d'eau.....	175

Liste des Tableaux

1.1	Classification des écoulements en milieu poreux.....	18
2.1	Etat morphodynamique des plages selon <i>surf scaling parameter</i>	36
3.1	Valeurs caractéristiques de la mousse avec diamètres équivalents des pores.....	69
3.2	Caractéristiques granulométriques des billes.....	70
3.3	Caractéristiques spécifiques liées aux mesures des vitesses par VDU.....	76
3.4	Caractéristiques physiques des sondes.	91
3.5	Caractéristiques physiques des milieux ultrasonores.	91
3.6	Caractéristiques spécifiques aux mesures par le VDU.....	108
4.1	Principale valeurs de constante d'intégration de la loi logarithmique en zone interne $\kappa = 0,40$	124
4.2	Caractéristiques des essais pour différents lits poreux.....	130
5.1	Les différentes positions du lit par rapport aux colonnes de mesures	141
5.2	Equation du profil de la plage du swash pour différents essais	141
5.3	Paramètres caractéristiques des différents essais en zone de swash	143
5.4	Récapitulatif des paramètres caractéristiques du swash	156

NOTATIONS ET SYMBOLES

A	[-]	Coefficient expérimental caractérisant l'écoulement permanent en milieu poreux et à l'interface de la zone d'échange fluide- sédiment
A_w ,	[-]	Coefficient expérimental caractérisant l'écoulement en zone de swash dans un lit de sédiment et à l'interface en phase de jet de rive
A_v	[-]	Coefficient d'asymétrie verticale négative en zone de swash
C_g	[L T ⁻¹]	Célérité de groupe
C_ϵ	[-]	Coefficient caractérisant l'efficacité de l'effondrement des bores, déterminé par les conditions de saturation du Run-up ; $1 \leq C_\epsilon \leq 2$.
C_r	[-]	Coefficient de réflexion
D	[L]	Diamètre des particules solides
D_h	[L]	Diamètre hydraulique des pores
D_{50}	[L]	Diamètre médian granulométrique des sédiments
E_c	[M L ² T ⁻¹]	Energie cinétique de la houle par unité de longueur
E_f	[MLT ⁻³]	Flux d'énergie par unité de longueur
E_p	[M L ² T ⁻¹]	Energie potentielle de la houle par unité de longueur
E_t	[M L ² T ⁻¹]	Energie totale de la houle par unité de longueur
F_T	[M L T ⁻²]	Force tangentielle qui s'exerce sur une particule solide
F_N	[M L T ⁻²]	Force normale qui s'exerce sur une particule solide
H_b	[L]	Hauteur de la houle au déferlement
H_B	[L]	Hauteur incidente au point d'effondrement
H	[L]	Hauteur de la houle différence crête -creux
I	[MT ⁻²]	Poids immergé transporté par mètre linéaire de côte
I_o	[MT ⁻³]	L'intensité maximum
I_z	[MT ⁻³]	L'intensité à la distance z du piston
K	[LT ⁻¹]	Coefficient de perméabilité (Coefficient de Darcy)
L_e	[L]	Longueur d'onde de la vague de bord synchrone
L_o	[L]	Longueur d'onde de la houle au large
N_f	[-]	Nombre de frange d'interférence
N_{PRF}	[-]	Nombre d'émissions par profil
N_{stb}	[-]	N_{stb} : nombre d'émissions fixe, intégré dans l'algorithme de calcul, ($N_{stb} = 16$; valeur fournie par le constructeur)
Q_f	[L ³ T ⁻¹]	Débit dans la veine fluide
Q_s	[L ³ T ⁻¹]	Débit au sein du lit de sédiment
S'	[-]	Coefficient d'asymétrie horizontale en zone de swash
S_{xx}	[ML ⁻¹ T ⁻²]	Composante transversale du tenseur des tensions de radiation
T	[T]	Période de la houle
T_b	[T]	Durée de la phase de retrait (backwash)

T_e	[T]	Période des vagues de bord
T_s	[T]	Durée du swash
T_u	[T]	Durée de la phase de jet de rive (uprush/swash)
T_{porte}	[T]	Durée d'ouverture des portes
T_{PRF}	[T]	Période de répétition des trains d'ondes ultrasonores ($T_{\text{PRF}} = 1/f_{\text{PRF}}$)
T_s	[T]	Durée du swash
T_{tran}	[T]	Durée moyenne de transfert interne des données
T_u	[T]	Durée du jet de rive
T_u	[T]	Durée de la phase d'uprush du swash (période du jet)
U_s	[-]	Nombre d'Ursell
U_o	[-]	Vitesse initiale caractérisant le début du swash
U_w	[LT ⁻¹]	Vitesse orbitale des oscillations de la houle
V	[LT ⁻¹]	Vitesse débitante dans la veine fluide
W	[ML ² T ⁻²]	Travail de la houle par unité de longueur
W_s	[LT ⁻¹]	Vitesse de chute
Z	[M T ⁻¹ L ⁻²]	Impédance acoustique
$R_{u(\text{max})}$	[-]	Valeur maximale du Run-up.
a	[L]	Rayon du transducteur
a_m	[L T ⁻²]	Accélération de l'écoulement dans la langue du swash
a_s	[L]	Amplitude verticale du swash
b	[L]	Largeur du canal
c	[L T ⁻¹]	Célérité du son
c_{er}	[L T ⁻¹]	Célérité de l'onde dans la céramique du transducteur
d	[L]	Profondeur d'eau
d_b	[L]	Profondeur au point de déferlement
d_{max}	[L]	Distance maximale d'exploration
e_p	[L]	Épaisseur du disque
f	[-]	Coefficient de frottement sous l'effet de courant
f_D	[T ⁻¹]	Fréquence du Doppler
f_e	[T ⁻¹]	Fréquence d'émission
$f_{es.}$	[T ⁻¹]	Fréquence de résonance
f_{Nyq}	[T ⁻¹]	Fréquence de Nyquist
f_p	[T ⁻¹]	Fréquence perçue par une particule cible
f_r	[T ⁻¹]	Fréquence de réception
g	[L T ⁻²]	Accélération de pesanteur ($g = 9,81 \text{ m/s}^2$)
h_b	[L]	Profondeur du lit sédimentaire
h_w	[L]	Profondeur de l'écoulement libre au dessus du lit de sédiment
k	[L ⁻¹]	Nombre d'onde ($k=2\pi/L$)

k_o	[L]	Diamètre effectif des pores
k_s	[L]	Hauteur des aspérités, rugosité du lit
k_y	[L ⁻¹]	Nombre d'onde longitudinale
n	[-]	Porosité totale du lit (milieu poreux)
p	[ML ⁻¹ T ⁻²]	Pression totale
p_a	[ML ⁻¹ T ⁻²]	Pression atmosphérique à l'interface eau/atmosphère
q_b	L ² T ⁻¹]	Débit unitaire de charriage volumétrique
q_{net}	[L ² T ⁻¹]	Débit volumétrique net des sédiments
s	[-]	Rapport des densités (eau/sédiment) $s = \rho_s/\rho_w$
s_y	[-]	Coefficient d'aplatissement
u^*	[LT ⁻¹]	Vitesse de frottement
u, v_i	[LT ⁻¹]	Vitesse interstitielle
v_f	[LT ⁻¹]	Vitesse de filtre du milieu poreux.
v_s	[LT ⁻¹]	Vitesse de glissement.
α	[-]	Paramètre d'écoulement en milieu poreux
α'	[-]	Angle d'incidence de la sonde
τ_o	[ML ⁻¹ T ⁻²]	Contrainte de cisaillement au fond
τ_a	[-]	Tortuosité
ν	[L ² T ⁻¹]	Viscosité cinématique
$\dot{\gamma}$	[T ⁻¹]	Différence de gradient de vitesse.
γ	[-]	Angle de réfraction
ε	[-]	Hauteur relative
φ	[-]	Angle de frottement
ω	[T ⁻¹]	Pulsation de la houle
δ	[L]	Epaisseur de la couche limite
δ_w	[L]	Epaisseur de la couche limite de stokes d'écoulement cisailé
η	[L]	Hauteur d'élévation du plan d'eau
κ	[-]	Constante de Van Karman
μ_o	[-]	Profondeur relative, terme indicateur des effets dispersifs
ξ	[-]	Paramètre de similarité (<i>similarity parameter</i>)
ϕ	[L T ⁻¹]	Potentiel de vitesse
γ_b	[-]	Cambrure de la houle au point de déferlement
ε_b	[-]	Paramètre d'échelle (<i>surf scaling parameter</i>)
θ_d	[-]	Angle du transducteur par rapport à la normale de la paroi
λ_e	[L]	Longueur d'onde d'émission

γ	$[-]$	Cambrure de la houle
γ_{\max}	$[-]$	Cambrure maximale
γ_o	$[-]$	Cambrure de la houle en eau profonde
ξ_o	$[-]$	Nombre d'Iribarren
ρ_s	$[ML^{-3}]$	Masse volumique des sédiments
ρ_w	$[ML^{-3}]$	Masse volumique de l'eau
ρ'	$[-]$	Densité relative $\frac{(\rho_s - \rho_w)}{\rho_w}$
σ_p	$[I^2T^3L^{-3}M^{-}]$	Conductivité du milieu saturé
Ω	$[-]$	Paramètre de Dean
$\bar{\phi}$	$[ML^2T^{-2}]$	Dissipation d'énergie engendrée par le déferlement et par la couche limite du fond.
Θ_{cr}	$[-]$	Paramètre de Shields critique
Θ_{cw}	$[-]$	Paramètre de Shields moyen dû maximum dû à l'interaction houle-courant
$\Theta_{cw,sh}^{off}$	$[-]$	Paramètre de Shields moyen dû à l'interaction houle-courant, direction opposée, (<i>offshore</i>)
Θ	$[-]$	Paramètre de Shields
$\Theta_{cw,sh}$	$[-]$	Paramètre de Shields moyen dû à l'interaction houle-courant, même direction (<i>onshore</i>)
$\Theta_{cw,moy}$	$[-]$	Paramètre de Shields moyen de Shields sur une période de la houle
Ψ	$[-]$	Paramètre de mobilité de la houle (vague)
Ω	$[-]$	Nombre de Dean
Π	$[-]$	Paramètre de Coles
Φ	$[L T^{-1}]$	Potentiel de vitesse
$Re = \frac{vd}{\nu}$	$[-]$	Nombre de Reynolds de l'écoulement libre
$Re_p = \frac{u_i D_h}{\nu(1-n)}$	$[-]$	Nombre de Reynolds des pores
$Re_{d^*} = \frac{u_* D}{\nu}$	$[-]$	Nombre de Reynolds étoilé des grains de sédiment
$Fr = \frac{v}{\sqrt{gd}}$	$[-]$	Nombre de Froude

INTRODUCTION GENERALE

L'importance et l'accroissement des risques naturels affectant le littoral nécessitent plus que jamais la mise en place des moyens et des solutions préventives pour une protection durable du système côtier. A cet effet, la maîtrise de la dynamique sédimentaire côtière et l'étude prévisionnelle de l'évolution du trait de côte sont devenues un véritable enjeu incontournable économique et social.

Le réchauffement de la planète, la remontée du niveau marin associée aux tempêtes répétées de forte intensité l'action anthropique traduite par une extraction intense et anarchique des sables des cours d'eau, et parfois même dans les espaces littoraux ont accentué le processus de déséquilibre du système sédimentaire dans plusieurs régions côtières du monde.

Cette situation préoccupante a motivé les chercheurs à porter un grand intérêt au cours de ces dernières décennies aux problèmes liés au transport sédimentaire, et dont beaucoup de théories ont été développées pour essayer de décrire et étayer des lois qui régissent et gouvernent les phénomènes physiques liés au processus de transfert et transformation de l'énergie.

En effet, le système côtier est le siège de fortes interactions entre fluide-sédiment sous l'effet de la marée, houle, vent, courant...etc. La complexité de ce système est due à la diversité des échelles d'espace et de temps auxquels apparaissent les différentes forces qui régissent la dynamique du littoral.

Il faut savoir que la zone de swash est considérée comme une région très fragile aux processus morphodynamiques côtiers, particulièrement imprévisible, du littoral, du fait qu'elle constitue une véritable frontière entre le domaine marin et le domaine continental, c'est un lieu d'échange et de transport des sédiments. La zone de swash correspond à la partie de la plage successivement recouverte et découverte par les vagues. Les profondeurs d'eau varient de quelques millimètres à quelques centimètres. Ses limites varient suivant le temps d'une vague à une autre, de ce fait elles sont difficiles à identifier (figure I).

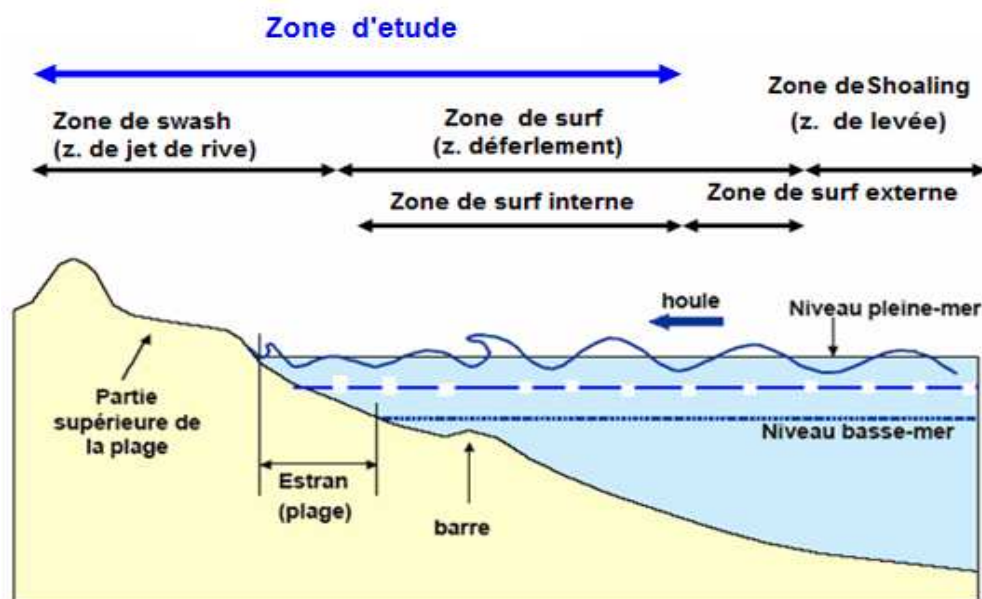


Figure I : Vue en coupe des différentes zones hydrodynamiques d'un littoral, Elfrink, 2002 (modifié).

Ainsi, l'étude expérimentale de l'hydrodynamique des sédiments et l'analyse physique du processus d'échange à l'interface eau-sédiment en zone de swash revêtent d'un intérêt capital pour la compréhension du processus de transport sédimentaire en milieu côtier, notamment par le contrôle et la prévision du trait de côte. Des travaux récents ont montré que la zone de swash recèle des niveaux de concentration en sédiments très élevés qui peuvent être jusqu'à neuf fois supérieure par rapport à la concentration dans les tranches d'eau des zones peu profondes.

Le but du présent travail est d'apporter une contribution à la description des processus physiques en zone de swash. Qui consiste en la détermination du champ de vitesse dans un lit sédimentaire en particulier dans la zone d'échange située à l'interface eau-sédiment sous l'influence de la houle incidente. L'autre objectif que nous avons fixé est de mettre en évidence les paramètres intrinsèques qui influent sur l'évolution du champ des vitesses interstitielles et ce par des mesures de vélocimétrie Doppler ultrasonore suivant les phases du swash.

Pour atteindre ces objectifs, nous avons jugé utile de trouver une démarche expérimentale qui nous permet de valider pour la première fois la technique de mesures de vitesses dans un lit sédimentaire par le Vélocimètre Doppler Ultrasonore (VDU). En conséquence, pour atteindre les objectifs assignés nous avons scindé notre travail en cinq chapitres :

Dans un premier chapitre, nous avons présenté un état de connaissance sur l'hydrodynamique des écoulements permanents à surface. Dans cette partie, on s'intéresse aux problèmes et conditions d'écoulement à surface libre sur une paroi poreuse. L'intérêt de porter une considération à un écoulement permanent à surface libre est motivé par une démarche expérimentale adoptée aux mesures de vitesses et une validation du principe de mesure par VDU dans un milieu poreux.

Dans le second chapitre, nous avons énoncé un état de nos connaissances sur la zone de déferlement et de surf. Ces dernières caractérisent les transformations de la houle non linéaire et conduisent à la formation des bores et du swash en haut de la plage. Par la suite, nous avons examiné les processus de la morphodynamique et hydrodynamique côtiers en zone de swash en mettant en exergue le rôle de l'interface d'échange eau-sédiment durant les phases de swash dans le transport sédimentaire, et son impact sur l'évolution du trait de côte.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons les dispositifs expérimentaux relatifs à l'étude du champ des vitesses d'écoulement interstitiel dans un lit sédimentaire sous un écoulement permanent à surface libre et un écoulement périodique généré par des houles incidentes régulières en zone de swash. Nous décrivons explicitement les moyens de mesures employés. Il s'agit de donner une description des techniques de mesure non intrusives à savoir : la vélocimétrie Doppler ultrasonore et la vélocimétrie Doppler laser

Une description du dispositif d'emplacement des sondes ultrasonores est donnée ainsi que pour les différents milieux poreux employés et assimilés en lit sédimentaire seront donnés. Nous évoquons aussi le principe d'installation de la chaîne de mesure de la surface libre et de la vitesse dans le canal à houle.

Dans le quatrième chapitre nous exposons la démarche d'étude du champ de vitesses dans un lit sédimentaire dans l'optique d'établir et valider les mesures du champ de vitesses par une approche gaussienne de l'écoulement dans un milieu sous un écoulement permanent à surface libre dans un canal de calibration. Nous avons établi un modèle d'équation au profil vertical des vitesses en mettant en évidence l'évolution du profil des vitesses en fonction des paramètres caractérisant le milieu poreux et le régime d'écoulement au sein d'un lit sédimentaire.

Le cinquième et dernier chapitre concerne l'étude du processus du swash sous une houle incidente. Dans notre cas, nous avons examiné à partir des mesures en canal à houle les problèmes hydrodynamiques qui se manifestent dans la zone de swash : cas d'une plage réfléchive. Nous avons étudié l'influence des caractéristiques d'une houle incidente régulière sur le champ de vitesse dans le lit sédimentaire et dans la zone d'échange d'interface eau-sédiment. Nous avons également étudié les caractéristiques de deux phases du swash sous la variation des paramètres caractéristiques de la houle incidente.

Finalement, une conclusion générale est donnée, où nous présentons aussi, au vu de nos résultats les enseignements acquis ainsi que les perspectives relatives à l'amélioration du système de mesures ainsi que les pistes de recherches futur.

CHAPITRE I

Hydrodynamique des écoulements permanents à surface libre

INTRODUCTION

Le présent chapitre renferme une analyse bibliographique relative au concept de la mécanique des fluides dans l'étude des écoulements permanents en présence d'une paroi pour les deux situations d'écoulement.

Etude du profil des vitesses dans le cas d'un régime turbulent hydrauliquement lisse et en régime rugueux. Dans ce dernier, l'écoulement souvent s'effectue sur un lit sédimentaire perméable. Sous l'effet des mouvements tourbillonnaires associés aux phénomènes de transport sédimentaire qui prennent naissance suite au développement d'une contrainte de cisaillement. Dans ce contexte nous rappellerons les approches liées à la turbulence et à la détermination des conditions d'entraînement des particules près du fond.

Toutefois, dans les travaux existants les problèmes d'interaction eau- sédiment dans un lit sédimentaire n'ont pas fait l'objet de travaux qui prennent en compte le critère de cisaillement de particules près du fond et de l'écoulement interstitiel dans lit de sédiments, où on considère que la vitesse est nulle près de la paroi. Pour cela, nous avons jugé utile de rappeler les différentes lois qui régissent les écoulements en milieu poreux ainsi que leur évolution en fonction d'un régime d'écoulement global et local.

I.1 EQUATION DE BASE DE LA MECANIQUE DES FLUIDES

I.1.1 Notion de fluide newtonien

On considère qu'un fluide est newtonien si la contrainte de frottement τ_{xz} suivant un plan xoz est proportionnelle au gradient de vitesse dans une direction perpendiculaire à ce plan et indépendamment de la viscosité du fluide, s'écrit :

$$\tau_{xz} = \mu \frac{\partial U}{\partial z} \quad (1.1)$$

On peut dire aussi, que le fluide newtonien est caractérisé par une viscosité dynamique constante.

I.1.2 Equations de Navier-Stokes

Pour un fluide incompressible, les équations de Navier-Stokes simplifiées en coordonnées cartésiennes traduisent le principe de :

La conservation de masse :

$$\operatorname{div} \vec{U} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.2)$$

La quantité de mouvement :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\substack{\text{terme} \\ \text{non-linéaire}}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} \quad (1.3)$$

σ_{ij} : est le tenseur de contrainte, pour un fluide newtonien qui est égal :

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu S_{ij} \quad (1.4)$$

S_{ij} : est le tenseur des taux de déformations.

δ_{ij} : Grandeur à deux indices, appelé symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i=j$; $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$)

p : pression du fluide.

En combinant les équations précédentes, on obtient l'équation simplifiée (1.5) :

$$\underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\substack{\text{forces} \\ \text{d'inertie}}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}}_{\substack{\text{forces} \\ \text{appliquées}}} \quad (1.5)$$

Les valeurs de vitesses et de pressions traduisent des valeurs instantanées qui sont issues des mesures. En prenant comme condition initiale $U(0) = 0$.

I.1.3 Notion de couche limite turbulente

Les observations expérimentales ont montré que dans le cas d'un écoulement rapide le nombre de Reynolds augmente avec l'abscisse, les forces de viscosité jouent un rôle uniquement sur un domaine réduit au voisinage de la paroi appelée couche limite.

On définit un nombre de Reynolds (local) de couche limite égal à $(Re = \frac{U_{\infty}}{\nu} x)$, il caractérise le passage de la couche limite laminaire à la couche limite turbulente.

Ce nombre permet d'observer l'existence d'une cohabitation des régimes d'écoulement : laminaire (stable), instable, transitionnel et turbulent (figure 1.1).

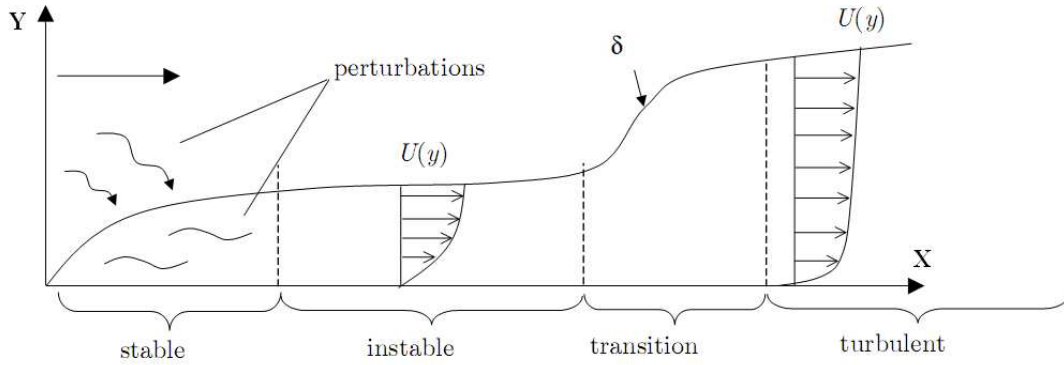


Figure 1.1 : Différents régimes de la couche limite

Le régime laminaire est caractérisé par une pente à la paroi $\frac{\partial U}{\partial z}\bigg|_p$ plus faible qu'en régime turbulent. On a l'impression que le fluide glisse sur la paroi et que le profil est moins écarté du mur (figure 1.2).

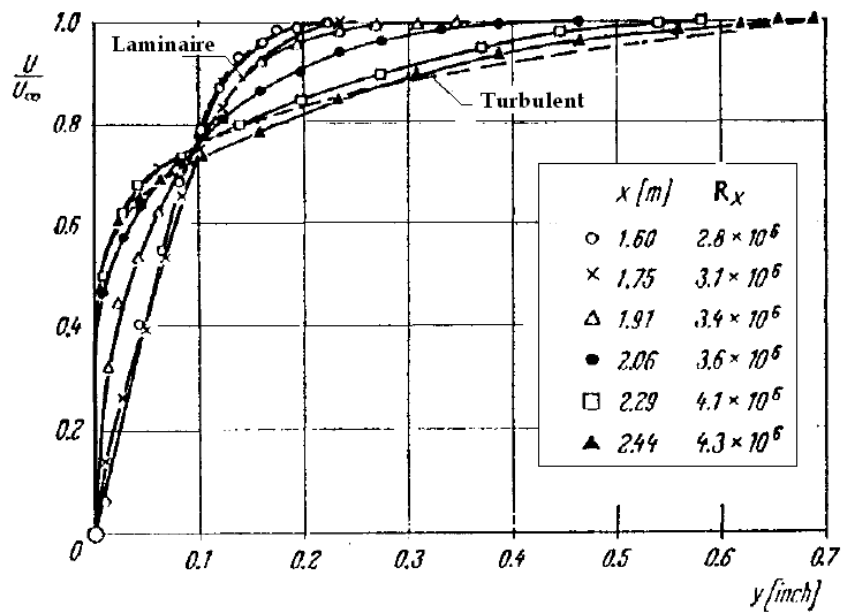


Figure 1.2 : Profils des vitesses dans la couche limite mesurés par Schubauer et Klebanoff (Schlichting, 1979).

Remarque : $1\text{cm} \approx 0,394 \text{ inch}$.

En fonction du déplacement de l'écoulement sur la paroi, l'évolution de l'épaisseur de la couche limite δ entre les deux régimes d'écoulement est différent : laminaire ($\delta = O(\sqrt{x})$) et turbulent ($\delta = O(x)$). Ceci permet de définir l'abscisse de transition entre les deux régimes d'écoulement et de déduire le régime critique. Expérimentalement le nombre de Reynolds critique est de $5 \cdot 10^5$.

Il existe deux méthodes qui permettent de déterminer la vitesse moyenne dans la couche limite turbulente :

- Les méthodes intégrales
- Les méthodes logarithmiques

Selon les méthodes intégrales et à partir d'une similitude de profils de vitesse suivant le long de la paroi, on admet que :

$$\frac{U}{U_\infty} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{1/n} \quad (1.6)$$

Pour des tensions totales nulles, l'épaisseur de la couche limite est définie pour la condition : $\frac{U(\delta)}{U_\infty} = 0,99$. On définit alors, deux grandeurs particulières :

- L'épaisseur de déplacement, qui résulte du déficit de débit et causée par les vitesses près de la paroi, est égal à :

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dz = \frac{\delta}{n+1} \quad (1.7)$$

- L'épaisseur de la quantité de mouvement qui représente la réduction de quantité de mouvement produite par la couche limite :

$$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dz = \frac{\delta}{(n+1)(n+2)} \quad (1.8)$$

n : étant un nombre entier

Il est possible d'exprimer l'évolution de chaque épaisseur en fonction de la distance à l'origine de la paroi x (Schlichting, 1979). Pour un nombre de Reynolds compris entre $5 \cdot 10^5 < Re_{(x)} < 10^7$ nous avons:

$$\delta = 0,37 Re_{(x)}^{-0,2} \quad (1.9)$$

$$\delta_1 = 0,049 Re_{(x)}^{-0,2} \quad (1.10)$$

$$\delta_2 = 0,037 Re_{(x)}^{-0,2} \quad (1.11)$$

On définit le coefficient de frottement pariétal par :

$$f = \frac{\tau_o}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (1.12)$$

I.1.4 Lois logarithmiques d'écoulement

A l'extérieur de la sous-couche visqueuse, le frottement est essentiellement dû au frottement turbulent, appelé tension de Reynolds.

$$\tau_{xz} = -\rho u'w' \quad (1.13)$$

u' , v' et w' sont les fluctuations turbulentes issues de la décomposition de Reynolds :

$$\begin{cases} u = \bar{u} + u' \\ v = \bar{v} + v' \\ w = \bar{w} + w' \end{cases} \quad (1.14)$$

Dans une couche turbulente le terme $\mu \frac{\partial u}{\partial z}$ est négligeable devant le terme $-\overline{\rho u'w'}$, c'est à dire que la contrainte de frottement se réduit à la contrainte de frottement turbulent.

Prandtl(1932) suppose que la contrainte de frottement turbulent est constante à travers tout l'écoulement et propose d'exprimer cette contrainte en fonction de la distance à travers laquelle le fluide se déplace, elle est appelée longueur de mélange ℓ .

$$\tau_{xz} = \tau_o = \rho \ell^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2 \quad (1.15)$$

avec,

$\ell = \kappa z$ où κ est la constante universelle de Von Karman ($\kappa = 0,40$), indépendante de la nature de la paroi (Huffman et Bradshaw, 1972). En remplaçant ℓ par son égal et en séparant les variables, il est possible d'intégrer l'équation (1.15), on obtient alors :

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}} \frac{1}{\kappa} \ln(z) + C \Leftrightarrow \frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z) + C \quad (1.16)$$

où :

$u_* = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}}$ est la vitesse de frottement (cisaillement). La constante « C » est déterminée suivant les conditions expérimentales en fonction de l'état de surface de la paroi (Hinze 1975).

Les mesures par Anémométrie à fil chaud et Doppler Laser ont montré que l'évolution

$u_+ = \frac{\bar{u}}{u_*}$ en fonction de $z_+ = \frac{z u_*}{\nu}$ présentait essentiellement trois zones (Klebanoff, 1954).

Zone de régénérescence (sous couche visqueuse) :

Cette région est délimitée par $0 < z_+ < 5$, dans cette zone la vitesse évolue linéairement avec la distance à la paroi :

$$u_+ = z_+ \quad (1.16)$$

Son épaisseur est exprimée par :

$$\delta_t = 5 \frac{\nu}{u_*} \quad (1.17)$$

1. Zone de transition

Elle est délimitée par $5 < z_+ < 30-60$ (Graf et Altinakar, 1991). Dans cette zone, on considère que les termes de contraintes visqueuses et turbulentes sont équivalents. L'écoulement est caractérisé par l'expression de la contrainte de frottement turbulent (1.15), avec un modèle de longueur de mélange proposé par Van Driest (1951).

2. Zone logarithmique (loi de paroi)

Cette zone est délimitée par $z_+ \leq 500$ et décomposée en deux parties : la zone intérieure et la zone extérieure.

◆ La zone intérieure comprend l'ensemble des points compris entre : $0 < \frac{z}{\delta} < 0,2$. Dans cette zone, le profil des vitesses peut s'écrire en coordonnées adimensionnelles de paroi. Dans le cas d'un écoulement sur fond lisse, l'équation s'écrit :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{u_* z}{\nu}\right) + B_L \quad (1.18)$$

où :

\bar{u} : vitesse longitudinale moyenne suit la hauteur z ,

u_* : vitesse de frottement,

B_L : constante d'intégration, exprimant l'état de surface de la paroi

Dans le cas d'un écoulement sur fond rugueux, le profil des vitesses est donné par :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{k_s}\right) + B_R \quad (1.19)$$

où :

z : représente la hauteur du point comptée à partir du sommet moyen des rugosités,

k_s : rugosité standard,

B_R : constante d'intégration, exprimant l'état de surface de la paroi,

A partir de travaux expérimentaux, Nikuradse (1933) a trouvé que $B_L=5,5$ et $B_R=8,5$.

La détermination de la vitesse de frottement u_* s'effectue en supposant que la contrainte de frottement est constante et considérant que la constante universelle d'écoulement $\kappa = 0,40$, par méthode de régression linéaire des moindres carrés opérant uniquement dans la zone interne (Clauser 1956).

$$u_* = \kappa \frac{u_1(z_1) - u_2(z_2)}{\ln\left(\frac{z_1}{z_2}\right)} \quad (1.20)$$

Toute fois, on peut déterminer la vitesse de frottement dans le cas d'un écoulement uniforme par la méthode du gradient d'énergie. Il est possible, également d'appliquer les paramètres précités par les équations (1.18) et(1.19) à travers toute la couche limite (Graf et Altinakar, 1993)

◇ La zone extérieure correspond à la hauteur d'écoulement située entre $(0,2 \leq \frac{z}{\delta} \leq 1)$.

Dans cette zone, l'écoulement s'effectue sous l'effet de la force d'inertie, il est dominé par le transport dû aux contraintes de Reynolds. Prandtl (1932) a défini le paramètre de déficit de vitesse à partir de la loi logarithmique pour la condition : $(z = \delta \Leftrightarrow u = u_{\max})$.

on a :

Pour un fond lisse :
$$\frac{u_{\max}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{u_* \delta}{\nu}\right) + B_L \quad (1.21)$$

Pour un fond rugueux :
$$\frac{u_{\max}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{\delta}{k_s}\right) + B_R \quad (1.22)$$

L'équation décrivant le déficit de vitesse est obtenue par la soustraction de l'équation (1.21) à (1.18) pour une paroi lisse et l'équation (1.22) à (1.19) pour une paroi rugueuse on obtient alors :

$$\frac{u_{\max} - u}{u_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad (1.23)$$

L'équation du déficit est applicable aux écoulements à parois lisses et rugueuses parce qu'il est indépendant de l'état de la paroi (Hinze, 1975).

Par contre, Coles (1956) a développé une nouvelle équation en introduisant une correction additive Π à la loi logarithmique qui exprime la déviation entre le profil réel et le profil logarithmique qui s'écrit :

$$\frac{u_{\max} - u}{u_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{\delta}\right) + \frac{2\Pi}{\kappa} \cos^2\left(\frac{\pi z}{2\delta}\right) \quad (1.24)$$

où :

u_{\max} : vitesse maximale observée dans la couche limite

Π : paramètre de sillage de Coles, ($\Pi = 0,55$).

Dans l'équation (1.24) il est difficile de connaître avec précision la vitesse maximale atteinte à la surface. Pour cela Song et al., (1995) contournent cette entrave en considérant les équations à l'origine de la loi Coles, c'est-à-dire :

$$\text{Pour un fond lisse : } \frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{u_* z}{\nu}\right) + B_L + \omega\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad (1.25)$$

$$\text{Paroi rugueuse : } \frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{k_s}\right) + B_R + \omega\left(\frac{z}{\delta}\right) \quad (1.26)$$

où :

$\omega\left(\frac{z}{\delta}\right)$: est la fonction de sillage de Coles, $\omega\left(\frac{z}{\delta}\right) = 2 \frac{\Pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi z}{2\delta}\right)$.

A partir des mesures de Vélocimétrie Doppler Laser (VDL), Nezu et Rodi (1986) ont montré que le paramètre de Coles Π dépend de Reynolds ($Re^* = \frac{u_* z}{\nu}$).

Pour des $Re^* \leq 500$, la valeur de Π est proche de zéro, pour $Re^* > 500$, la valeur de Π augmente au fur et à mesure que Re^* augmente pour atteindre une valeur constante inférieure à la valeur de Coles d'environ 0,2. Kirkgöz (1989) a proposé une valeur de $\Pi = 0,10$. De cette étude on peut conclure que :

- En zone externe, l'écoulement dépend de différents paramètres et que la distribution de la vitesse de l'écoulement ne peut pas avoir de formulation universelle.
- Toutes ces relations ont été établies dans le cas d'un écoulement rugueux, sont fondées sur une hypothèse théorique sur le niveau de référence de la paroi (lit). En effet

on remarque que la relation logarithmique de l'équation (1.19) pose problème lorsqu'on se rapproche de la paroi, puisque le terme en logarithme tend vers $-\infty$.

Einstein et El-Samni (1949) ont proposé une petite correction afin d'éviter ce problème par la définition d'un lit hypothétique, placé à la hauteur z_0 , situé entre le fond du canal et les éléments de rugosité. On considère la hauteur (z) par rapport au niveau de référence (z_0) dans la relation logarithmique (figure 1.3).

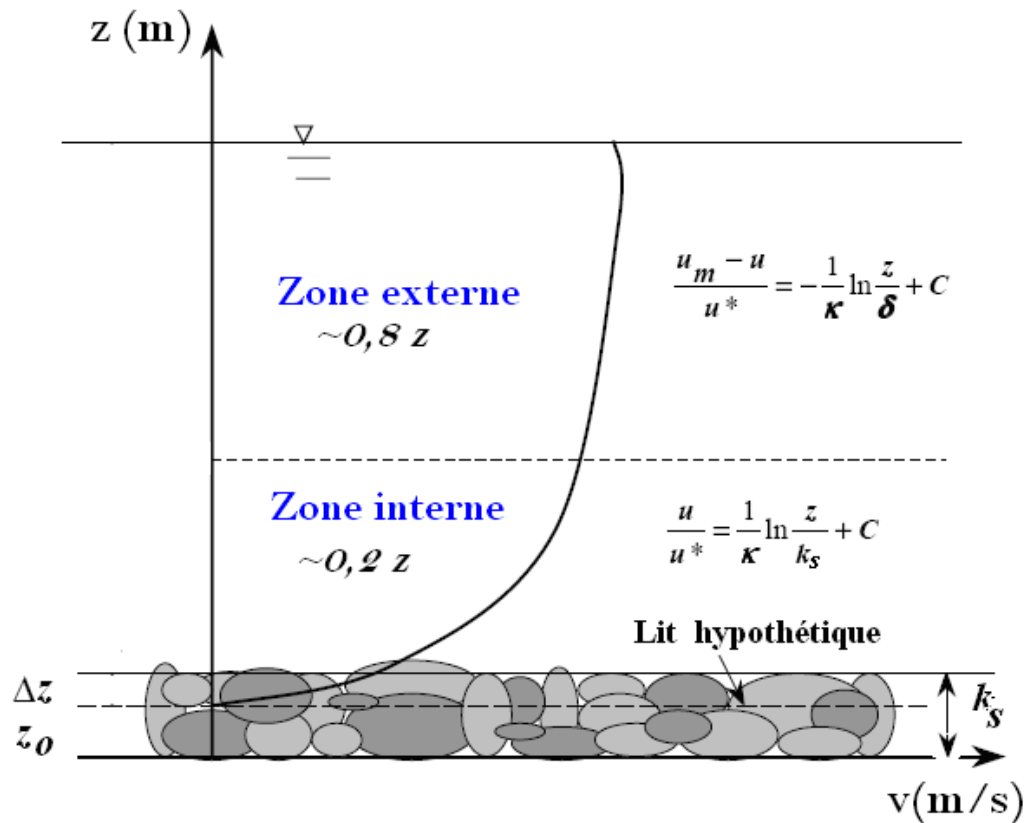


Figure 1.3 : Couche limite d'un écoulement turbulent sur un lit rugueux perméable.

I.2 ECOULEMENTS EN MILIEUX POREUX

I.2.1 Notion de porosité

On considère un milieu poreux comme étant une matrice pleine (solide) d'un matériau affectée d'un ensemble de voies interconnectés ou non. Cette interconnexion de voies (pores) permet le passage d'un fluide (écoulement monophasique). Dans le cas d'un écoulement diphasique, le vide est occupé par le liquide et un gaz. (Nield et Bejan, 1999). Dans les milieux naturels poreux la forme et la distribution des pores sont

irrégulières et de géométries complexes, on peut citer à titre d'exemple : sable, grès, calcaire et poumons d'un corps humain (figure 1.4).

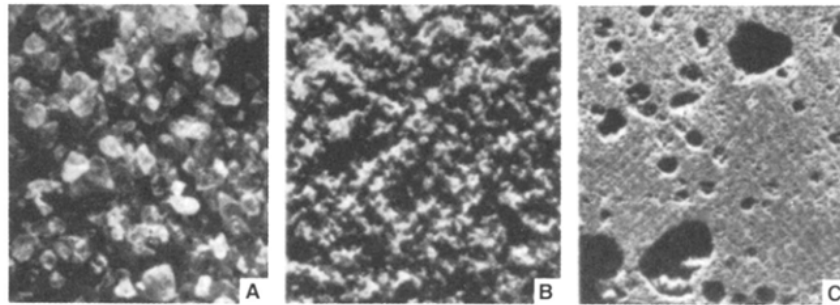


Figure 1.4 : Exemples de milieu poreux naturel

A) Sable de plage ; B) Grès et C) Calcaire, (Nield et Bejan, 1999).

Suivant une approche spatiale, on peut définir le volume élémentaire représentatif d'un milieu poreux. L'échelle de longueur du modèle représentatif est supérieure à l'échelle des pores, mais considérée plus petite que celle du domaine macroscopique de l'écoulement (Figure 1.5).

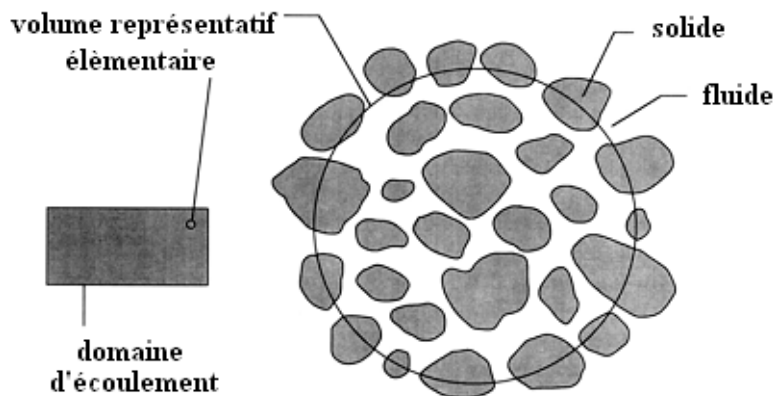


Figure 1.5 : Représentation du volume représentatif élémentaire dans un domaine poreux, (Nield et Bejan, 1999)

La porosité étant le paramètre principal décrivant un milieu poreux est définie par :

$$n = \frac{\text{Volume total} - \text{Volume Solide}}{\text{Volume total}} = \frac{\text{Volume des vides}}{\text{Volume total}} = \frac{V_p}{V_o} \quad (1.27)$$

En considérant la densité d'occupation définissant la fraction volumique solide par :

$$\phi = \frac{\text{Volume total} - \text{Volume des vides}}{\text{Volume total}} = \frac{\text{Volume solide}}{\text{Volume total}} = \frac{V_s}{V_o} \quad (1.28)$$

Ces deux paramètres sont complémentaires, et reliés entre eux par la relation (1.29) :

$$n + \phi = 1 \quad (1.29)$$

Suivant la gamme des tailles moyennes des pores d'un milieu poreux, Schoeller (1962) a proposé trois catégories de classes :

- a) microporosité : c'est un domaine où l'état de l'eau est exclusivement de rétention, le diamètre des pores est inférieur à $0,1\mu\text{m}$.
- b) porosité capillaire : correspond à un état d'eau capillaire et gravitaire dont le diamètre des pores est compris entre $0,1\mu\text{m}$ à $2,5\text{ mm}$.
- c) macroporosité : correspond à un état d'eau à dominance gravitaire dont le diamètre des pores est supérieur à $2,5\text{ mm}$.

En prenant en considération la connexion entre les interstices, pour une porosité formée uniquement des vides intercommunicants, on parle dans ce cas de porosité ouverte. Par contre lorsque la porosité est formée par les vides non interconnectés on parle de porosité close ou porosité vacuolaire, dénommée aussi porosité résiduelle (Houpeurt, 1974).

I.2.2 Perméabilité et loi de Darcy

Dans un milieu poreux, on distingue différents types de vitesses d'écoulement : vitesse superficielle (v) ou vitesse de Darcy : c'est la vitesse de filtre d'écoulement dans un milieu poreux. Autrement dit le débit spécifique par section unitaire (vitesse débitante). Cette vitesse est à la base de l'étude des écoulements en milieu poreux dont les fondements ont été mis en place par l'ingénieur Darcy en 1856 par les célèbres travaux intitulés "Mémoires sur les fontaines publiques de la ville de Dijon"(figure 1.6).

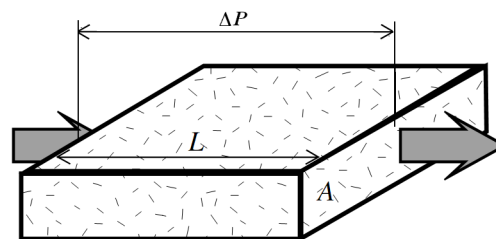


Figure 1.6 : Principe d'écoulement dans un milieu poreux

Il a établi une relation linéaire entre la vitesse et le gradient de pression appliquée de part et d'autre à un milieu poreux homogène isotrope. La vitesse moyenne est donnée par relation suivante :

$$v = -\frac{K}{\mu} \cdot \frac{\Delta p}{L} \quad (1.30)$$

vitesse interstitielle (v_i) : c'est la vitesse du fluide dans les pores définie par :

$$v_i = \frac{v}{n} \quad (1.31)$$

On remarque que cette vitesse est supérieure à la vitesse de Darcy du fait que la porosité $n < 1$.

En négligeant l'effet de gravité, la loi de Darcy sous forme vectorielle par :

$$\vec{V}(p) = -\frac{\mu}{K} \vec{v} \quad (1.32)$$

k : est le coefficient intrinsèque de perméabilité du milieu exprimé en m^2 , dépend du milieu poreux. Il représente l'aptitude d'un milieu à être traversé par un fluide.

La perméabilité peut être reliée par un autre paramètre caractérisant le milieu poreux et le fluide qui le traverse en même temps, il s'agit de la conductivité hydraulique qui s'exprime par (Coussy, 1991) :

$$k_f = \frac{\rho g}{\mu} K \quad (1.33)$$

La validité du modèle est uniquement pour les écoulements permanents de très faibles vitesses qui correspondent à un régime laminaire défini par le nombre de Reynolds des pores Re_p égal :

$$Re_p = \frac{\sqrt{k_o} v}{\nu} \quad (1.34)$$

$\sqrt{k_o}$: est le diamètre effectif des pores.

Des expériences ont montré que pour un écoulement laminaire le nombre de Reynolds est limité $Re_p < 10$.

Dans les différentes littératures, on trouve plusieurs définitions données au nombre de Reynolds des pores. Dans certaines définitions on remplace le diamètre effectif des pores \sqrt{k} par le diamètre des pores D_p (Ahmed et Sunada, 1969 ; Wahyudi et al., 2002).

$$Re_p = \frac{D_p}{\nu} v \quad (1.35)$$

avec

$$D_p = \frac{4n}{(1-n)A_s} \quad (1.36)$$

A_s : est la surface dynamique qui est le rapport de la surface totale des pores exposé à l'écoulement dans un volume de solide.

I.2.3 Ecoulement Post-Darcy

Pour des écoulements poreux à vitesses importantes ($Re_p > 100$) les effets linéaires de gradient et de vitesses ne sont plus conservés. Afin de caractériser le caractère turbulent de l'écoulement et les effets non linéaires entre le gradient et la vitesse. Forchheimer (1901), développa un modèle qui répond aux écoulements à grande vitesse en introduisant un terme quadratique de vitesse au modèle linéaire de Darcy :

$$\nabla(p) = -\frac{\mu}{K} \bar{v} + \rho\beta \bar{v} |\bar{v}| \quad (1.37)$$

A partir de l'introduction du terme quadratique de vitesse dans la relation Post-Darcy, Ergun (1952) a donné une nouvelle présentation au nombre de Reynolds des pores basée sur le diamètre d'un lit de sphère en fonction de sa porosité :

$$Re_p = \frac{u_i D_h}{\nu(1-n)} \quad (1.38)$$

Le diamètre hydraulique des pores est donné en fonction du diamètre des grains de sédiments du lit égal à :

$$D_h = \frac{2}{3} \frac{nD}{(1-n)} \quad (1.39)$$

En se basant sur une analyse adimensionnelle, Khalifa et al. (1997) proposent une relation entre la vitesse superficielle et le diamètre des pores qui s'écrit :

$$\nabla(p) = \alpha_i \frac{(1-n)^2}{n^3} \frac{1}{gD_p^2} v + \beta_i \frac{(1-n)}{n^3} \frac{1}{gD_p} v |v| \quad (1.40)$$

Ce modèle d'équation permet de faire la part entre les termes caractérisant le milieu poreux exprimés par α_i , β_i et le paramètre d'écoulement.

Récemment, Wahyudi, et al.,(2002) ont déterminé les coefficients du polynôme d'ordre 2 issu de loi de Forchheimer (1901) pour des sables homogènes de porosité " n " variant entre 0,32 et 0,38. De même, les travaux de Montillet (1995) ont permis d'exprimer le gradient hydraulique à partir de la vitesse d'écoulement dans les pores, en tenant compte de la porosité et de la tortuosité du milieu poreux.

En fonction de la taille des pores dans le milieu poreux, on peut dire qu'il existe deux domaines de porosité, une porosité capillaire pour un diamètre des pores petits $D_p < 2\text{mm}$ et une porosité gravifique pour un milieu à macroporosité de diamètre $D_p \geq 2\text{mm}$.

Les travaux de Wahyudi (1998), ont permis de donner une classification aux écoulements en milieu poreux en fonction du diamètre des particules et de la vitesse d'infiltration.

Tableau n°1.1 : Classification des écoulements en milieu poreux, (Wahyudi, 1998).

Vitesse d'écoulement (m/s)	Diamètre des particules	
	D < 1,0 mm	D > 2,0 mm
Faible $v < 0,001$	Écoulement type Darcy	Écoulement type Darcy / Post- Darcy
Elevée $v > 0,01$	Écoulement type Darcy / Post- Darcy	Écoulement type Forchheimer

Basak (1977) dans ces études des infiltrations en régime Post-Darcy a présenté un diagramme qui renferme l'ensemble des régimes d'écoulement en milieu poreux (figure I.7). Flick *et al.*, (2003) a constaté que le transfert d'un fluide en milieu poreux, lié aux valeurs locales de la vitesse et au taux de turbulence dans les pores

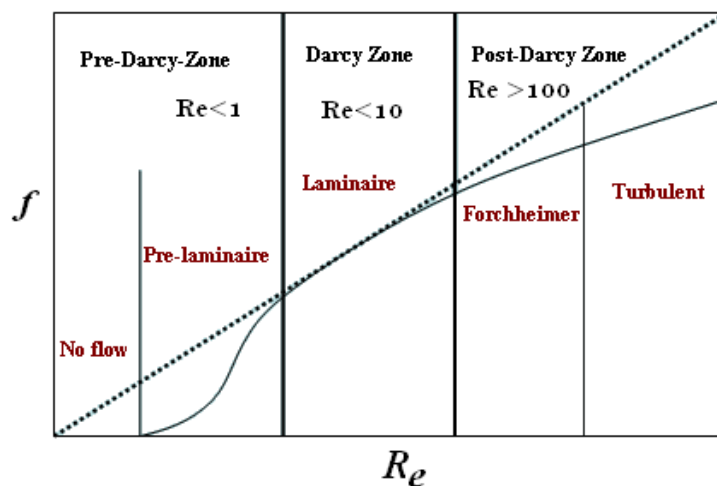


Figure 1.7 : Régimes d'écoulement en milieux poreux (Basak, 1977).

I.2.4 Tortuosité

La complexité du parcours continu des fluides à travers les pores a une influence sur les propriétés de transport dans le milieu poreux. Dans le cas des matériaux peu poreux et hétérogènes il existe une sorte de "voie de garage pour l'écoulement".

Pour tenir compte de la connexion entre les pores, on définit le facteur de tortuosité τ_a .

Généralement, le facteur de tortuosité est défini à partir du modèle d'analogie électrique. Dans ce cas, on considère que la tortuosité est en fonction de la porosité du milieu et du rapport de la conductivité électrique équivalente σ_p d'un milieu poreux saturé par un liquide conducteur de conductivité électrique σ_f :

$$\tau_a = n \frac{\sigma_f}{\sigma_p} \quad (1.41)$$

On peut dire que la tortuosité dépend de la géométrie (3D) du milieu poreux liée à l'arrangement des grains et du milieu poreux connecté. Selon Berryman (1980), dans le cas d'une matrice composée de grains solides, le facteur de tortuosité est exprimé par la relation suivante :

$$\tau_a = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{n} \right], \quad \tau_a \geq 1 \quad (1.42)$$

I.2.5 Ecoulement turbulent à l'interface d'un lit perméable

Comme nous l'avons énuméré au paragraphe (I.1.2), un écoulement en contact avec une paroi imperméable (solide), la condition de continuité impose une vitesse nulle comme condition à la paroi pour le fluide.

A partir d'une étude d'un écoulement confiné dans une conduite à moitié occupée par un bloc poreux, Beavers et Joesph, (1967) ont remarqué que dans le cas d'une paroi poreuse, il peut y avoir un écoulement tangentiel non nul à la paroi. Il faut donc déterminer une nouvelle condition qui tient compte des caractéristiques du milieu poreux.

Par contre, Shimizu et *al.*, 1999 ; Hahn et *al.*, 2002) se sont intéressés à l'écoulement turbulent à surface libre sur une paroi (lit) perméable.

Un modèle intéressant développé par Shimizu et *al.*, (1999) qui concerne le cas d'un écoulement turbulent sur un lit perméable à filtre granulaire où ils proposent une équation décrivant le profil des vitesses dans un lit poreux et à l'interface eau-sédiment de la forme (figure 1.8) :

$$v(y) = v_s e^{(ay)} + v_f \quad (1.43)$$

a : coefficient qui dépend des caractéristiques et de la viscosité turbulente de l'écoulement en milieu poreux (filtre granulaire).

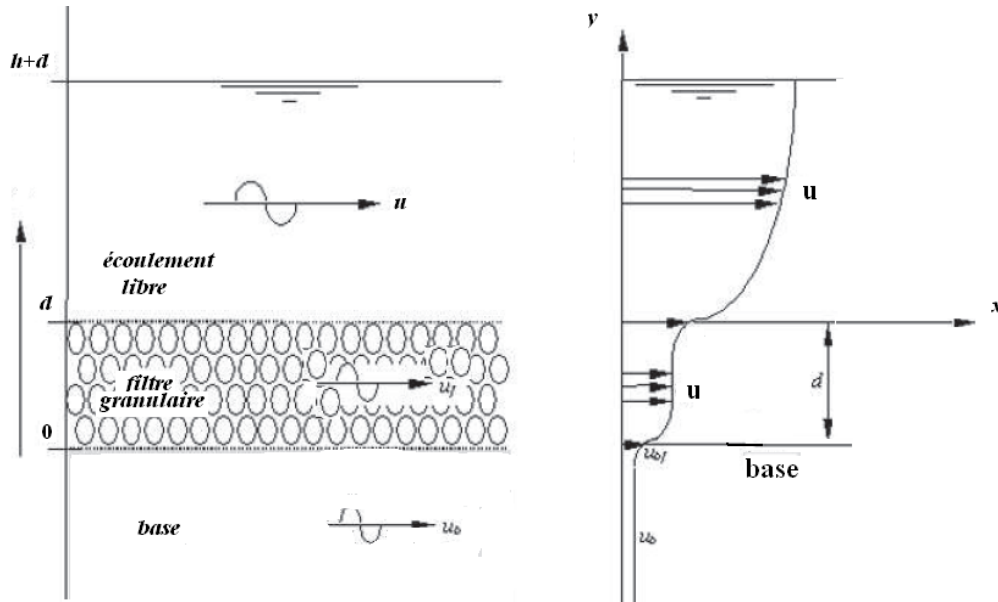


Figure 1.8 : Profil vertical des vitesses moyennes en milieu poreux sous un écoulement permanent à surface libre, Shimizu et *al.*,(1999)

I.3 CONCEPT D'ENTRAÎNEMENT DES SEDIMENTS

I.3.1 Condition d'entraînement en écoulement uniforme

Les premières théories développées concernant le critère du début d'entraînement des particules date depuis le siècle dernier (Casey, 1935 ; Shields 1936). Elles sont fondées sur le principe de la condition de mise en mouvement d'un grain solide (non cohésive) qui est régie par l'action des différentes forces appliquées sur le grain solide. Shields (1936), considère que l'entraînement du grain est fonction du rapport des forces tangentielles et normales appliquées au grain. Il introduit un paramètre adimensionnel Θ permettant d'établir le critère du seuil d'entraînement des particules granulaires uniformes, sous l'effet d'un écoulement permanent égal :

$$\Theta = \frac{\tau}{(\rho_s - \rho)gD} = \frac{u_*^2}{\rho' gD} = \text{const.} \frac{F_T}{F_N} \quad (1.44)$$

La valeur de la constante 'const' est approximativement égale à 0,7 pour un lit sédimentaire naturel de porosité approximativement égale à 0,30% (Zanke, 2003).

Le seuil d'entraînement des particules est caractérisé par l'évolution de Θ en fonction du nombre de Reynolds étoilé du grain (*Shear Reynolds number*) Re_d^* défini par la relation :

$$Re_d^* = \frac{u_* D}{\nu} = \frac{u_* k_s}{\nu} \quad (1.45)$$

k_s : est la rugosité du lit, généralement prise égale au diamètre des grains. On adopte

$$\text{alors : } k_s^+ = 11,63 \frac{k_s}{\delta} \quad (1.46)$$

On définit le diamètre sédimentologique par :

$$D^* = \left(\frac{Re_d^* 2}{\Theta} \right)^{1/3} = \left(\frac{(s-1)g}{v^2} \right)^{1/3} D_{50} \quad (1.47)$$

D_{50} : Diamètre médian des sédiments.

Les travaux expérimentaux réalisés en laboratoire par Yalin, (1977) ; Bonnefille, (1979) et Julien (1994), ont permis d'établir des relations semi empiriques entre le paramètre critique de Shields Θ_{CR} et les paramètres adimensionnels caractérisant la particule solide et son régime d'écoulement (figure 1.9).

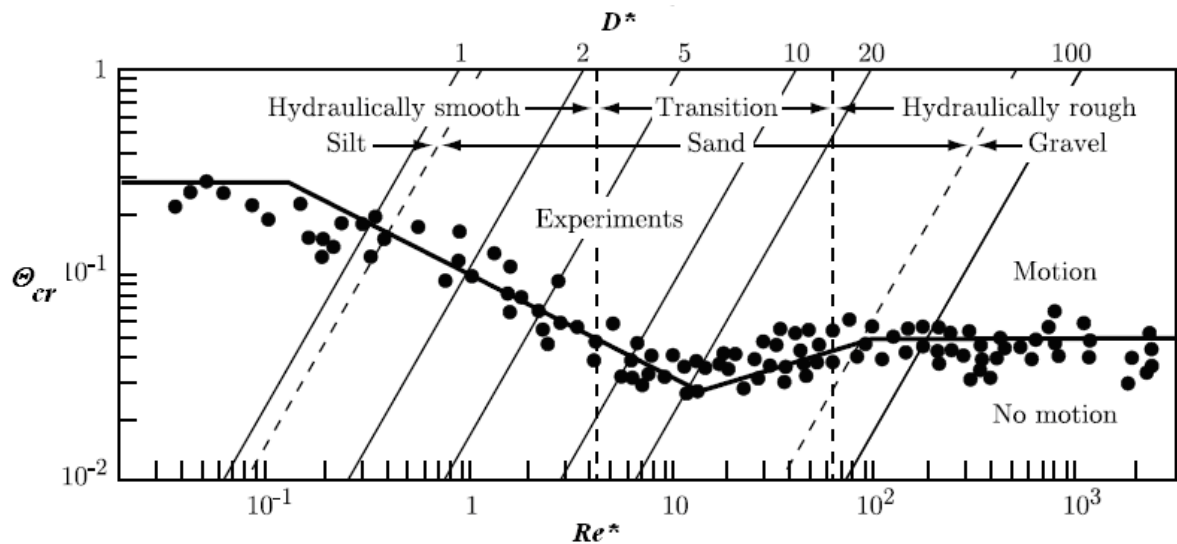


Figure 1.9 : Courbe de Shields critique en fonction du diamètre sédimentologique, Julien (1994), modifiée

I.3.2 Condition d'entraînement en écoulement turbulent

En réalité la contrainte de cisaillement exigée à l'entraînement de particule ne se produit que lorsque l'écoulement est turbulent. Ce qui peut réellement produire deux effets additionnels :

- 1- Une contrainte adimensionnelle effective de Shields Θ_{eff} responsable de l'entraînement qui résulte de la contrainte moyenne $\bar{\Theta}$ conjuguée à la contrainte adimensionnelle fluctuante Θ' (Zanke, 2003).
- 2- Les fluctuations de pression induites par turbulence provoquent des forces ascendantes qui agissent sur le grain.

Dans ce cas la contrainte critique effective de Shields peut s'écrire sous la forme :

$$\Theta_{\text{cr,eff}} = \bar{\Theta}_{\text{cr}} + \Theta'_{\text{cr}} \quad (1.48)$$

Bien que cette méthode apporte plus de précisions par rapport au calcul du critère d'entraînement des sédiments sans turbulence, elle reste difficile à mettre en œuvre dans les situations pratiques.

I.4 CONCLUSION

A la lumière de cet exposé, il est évident de dire que le mécanisme de transport sédimentaire sur un fond perméable reste un sujet très complexe. Les approches avancées relatives au transport des sédiments ne tiennent pas en compte des problèmes d'interaction qui se présentent à l'interface d'échange de l'écoulement interstitiel au sein du lit et de l'écoulement fluide (libre). Nous considérons que cet aspect est fondamental dans la détermination de la traînée des particules solides pour l'établissement du critère de Shields avec plus de précision.

De plus, la présence d'écoulement au sein du lit évoque la présence d'une différence de gradient de vitesses entre les deux phases d'écoulement. Hormis la visualisation par des traceurs, à notre connaissance il n'existe pas d'instrument apte à mesurer le champ des vitesses interstitielles au sein d'un lit sédimentaire perméable.

CHAPITRE II

Hydrodynamique et transport sédimentaire en zone de swash

INTRODUCTION

L'objectif est de faire un état des connaissances sur les théories de la houle, ses transformations dans la zone de surf et de déferlement ainsi que les effets qui en résultent en zone de swash, siège du mécanisme principal d'échanges des sédiments entre le milieu marin et le milieu côtier.

La zone de swash est considérée à la fois comme un lieu de stockage des sédiments en permettant l'avancement du trait de côte, et un milieu d'érosion et de migration des sédiments vers le large favorisant ainsi le recul du trait de côte. Les travaux antérieurs sur la zone de swash ont montré que dans cette zone les concentrations en sédiments sont bien au-dessus de celles mesurées ailleurs dans la zone de déferlement ou la zone de surf interne (Beach et Sternberg, 1991, Osborne et Rooker, 1999).

A cet effet, nous nous sommes intéressés à l'étude et à la compréhension des fondements du processus ainsi qu'aux mécanismes de transport des sédiments dans le domaine de formation du swash, en accordant une attention aux processus morphodynamiques et hydrodynamiques de cette zone, aux conditions de frontière imposées par la zone de surf interne ainsi qu'aux types de plages sous-jacentes.

En dernier lieu, on s'intéressera à la description du critère d'entraînement des particules du fond sédimentaire sous l'action de la houle dans la zone du swash.

II.1 HYDRODYNAMIQUE DE LA HOULE

II.1.1 Définitions

On considère, que la houle est le résultat d'un ensemble d'ondulations ou de vagues parallèles identiques qui s'accroissent avec l'augmentation de la vitesse du vent et qui se traduit par un transport d'énergie. La houle représente aussi, un groupement de vagues résultant d'une propagation d'ondes de surface, qui se propagent à l'interface eau-atmosphère.

Les forces de rappel qui s'opposent à la perturbation sont essentiellement résultantes des effets de tension superficielle dans le cas de présence de faibles longueurs d'ondes. Contrairement, les forces de pression et de gravité sont effectives pour les grandes longueurs d'ondes (ondes de gravité).

Le mouvement de la houle est caractérisé par les paramètres suivants (figure 2.1) :

- L'amplitude H : dénivellation maximale entre crête et creux.
- La longueur d'onde L : distance qui sépare deux creux ou deux crêtes successives.
- La période T : intervalle de temps qui sépare les passages de deux crêtes consécutives au même point.
- La profondeur d : paramètre de contrôle des processus physiques affectant les vagues.

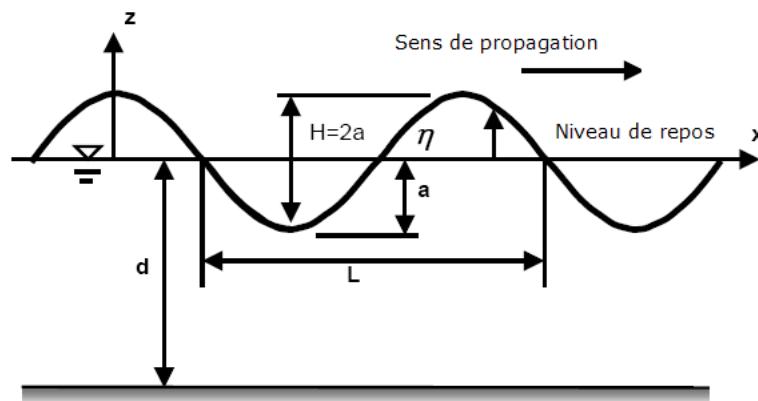


Figure 2.1: Caractéristiques d'une houle régulière.

Souvent dans l'étude de la houle, on introduit les paramètres adimensionnels suivants :

- La cambrure :

$$\gamma = \frac{H}{L} \quad (2.1)$$

- Hauteur relative :

$$\varepsilon = \frac{H}{d} \quad (2.2)$$

- Profondeur relative :

$$\mu_o = \frac{d}{L} \quad (2.3)$$

Les deux premiers paramètres : la cambrure et la hauteur relative sont les plus significatifs en eau profonde. La hauteur et la profondeur relatives indiquent les effets non linéaires et les effets de dispersion de la houle.

En 1953, Ursell introduit un paramètre adimensionnel, appelé nombre d'Ursell, comme étant le rapport entre le paramètre de non-linéarité et le carré du paramètre de dispersion :

$$U_s = \frac{\varepsilon}{\mu_o^2} = \frac{HL^2}{d^3} \quad (2.4)$$

Le nombre d'Ursell, est souvent utilisé pour déterminer les domaines de validité des différentes théories de la houle.

II.1.2 MODELES DE HOULES LINEAIRES

II.1.2.1 Solution du modèle

La théorie du modèle linéaire continue d'être la théorie la plus employée. En effet, les calculs mis en œuvre sont plus simples, permettant d'obtenir des résultats qui se rapprochent de la réalité dans la plupart des applications scientifiques, en particulier en ingénierie côtière.

Considérons que le mouvement de la houle est irrotationnel, c'est-à-dire que la vitesse dérive d'un potentiel $\Phi(x,y,z,t)$, tel que $\vec{v} = \vec{\nabla}\Phi$. Cette condition permet d'écrire l'hypothèse d'incompressibilité satisfaisant l'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \Delta \Phi = 0 \quad (2.5)$$

Soit $\eta(x,y,t)$ la déformation de la surface libre qui dépend des coordonnées horizontales de l'espace et du temps. Pour une force de rappel égale à la force de gravité g , la condition au limite à la surface libre est donnée par :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad \text{pour } z = \eta \quad (2.6)$$

L'équation du mouvement en application du théorème de Bernoulli à la surface libre donne :

$$-\frac{p_a}{\rho} = g\eta + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 + \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad \text{pour } z = \eta \quad (2.7)$$

En considérant p_a constante, la combinaison des conditions aux limites exprimées par les équations (2.6) et (2.7) permet d'écrire une seule condition non linéaire de la forme :

$$g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial t} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \bar{v} \cdot \bar{\nabla} \bar{v}^2 = 0, \quad \text{pour } z = \eta \quad (2.8)$$

La condition d'imperméabilité du fond permet d'écrire :

$$\bar{\nabla} \Phi \cdot \bar{n} = 0 \quad (2.9)$$

II.1.2.2 Discussions

Pour de faibles cambrures et hauteurs relatives : $\gamma \ll 1$ et $\epsilon \ll 1$; hypothèses qui permettent une linéarité des conditions aux limites en surface et de remplacer la surface libre : $z = \eta$ par $z = 0$.

Dans ce cas, l'équation de Laplace s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

La solution de l'équation différentielle est du type :

$$\Phi(z, t) = \Phi'(t) \cdot \frac{\text{ch}(kz + kd)}{\text{ch}(kd)} \quad (2.11)$$

En remplaçant le terme potentiel Φ par l'équation (2.11), nous obtenons une équation d'onde de la forme :

$$\frac{\partial^2 \Phi'}{\partial t^2} + (gk) \operatorname{th}(kd) \Phi' = 0 \quad (2.12)$$

Avec une relation de dispersion entre la pulsation ω et le nombre d'onde k :

$$\omega^2 = gk \operatorname{th}(kd) \quad (2.13)$$

Suivant la relation de dispersion, la solution d'Airy s'exprime par :

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t) \quad (2.14)$$

$$\Phi = A(z) \sin(kx - \omega t) \quad \text{avec} \quad A(z) = \frac{ag \operatorname{ch}[k(z+d)]}{\omega \operatorname{ch}(kd)} \quad (2.15)$$

$$v = a\omega \frac{\operatorname{ch}(kz + kd)}{\operatorname{sh}(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.16)$$

$$p = \rho g a \frac{\operatorname{ch}(kz + kd)}{\operatorname{ch}(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.17)$$

Il s'agit d'une solution approchée comparativement au modèle proposé par Gerstner. Une solution satisfaisante pour que la condition $p = 0$ à la surface, mais avec un rotationnel non nul.

II.1.2.3 Dispersion et énergie

La condition dynamique permet d'obtenir l'évolution du nombre d'onde en fonction de la profondeur, c'est-à-dire la relation de dispersion suivante :

$$C = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \operatorname{th}(kd)} \quad (2.18)$$

Les vagues sont dispersives, leur vitesse de phase "C" est en fonction de la longueur d'onde, les vagues longues se propagent plus vite que les courtes.

En eau profonde ($\mu \gg 1$ ou $kd \gg 1$), l'équation peut se simplifier et la vitesse s'écrit alors :

$$C = \sqrt{\frac{g}{k}} \quad (2.19)$$

En eau peu profonde ($\mu \ll 1$ ou $kd \ll 1$), l'équation peut également se simplifier et le phénomène de propagation des vagues n'est plus dispersif, la vitesse ne dépend alors que de la profondeur d'eau locale :

$$C = \sqrt{g.d} \quad (2.20)$$

L'énergie mécanique totale par unité de surface (intégrée sur la verticale) et moyennée sur une période de houle qui représente la somme des énergies cinétiques et potentielles donnée par :

$$E_t = E_c + E_p = \left\langle \int_{-d}^{\eta} \frac{1}{2} \rho (|u|^2 + w^2) dz \right\rangle + \left\langle \int_0^{\eta} \rho g z dz \right\rangle = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (2.21)$$

Le travail d'une colonne d'eau sur sa voisine située dans la direction de la propagation est égal :

$$W = \int_{-d}^{\eta} p u dz = E_t \frac{gk}{\omega ch^2(kd)} \left(\frac{\text{sh}(2kd)}{4k} + \frac{d}{2} \right) = C_g E_t \quad (1.22)$$

La vitesse de groupe C_g correspond à la vitesse moyenne de propagation de l'énergie mécanique donnée par la relation :

$$C_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\omega}{k} \left(\frac{1}{2} + \frac{kd}{\text{sh}(2kd)} \right) \quad (2.23)$$

En eau profonde, ($k.d \gg 1$), l'équation (2.19) se réduit à l'expression suivante :

$$C_g = \frac{C}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g}{k}} \quad (2.24)$$

On remarque que dans ce cas, l'énergie se propage à une vitesse deux fois inférieure à la vitesse de phase. En eau peu profonde ($k.d \ll 1$), l'énergie se propage à la célérité de phase, et s'écrit :

$$C_g = C = \sqrt{g.d} \quad (2.25)$$

II.2 MODELES DE HOULE NON-LINEAIRE

II.2.1 Solution de Stokes

Ce type de houle concerne les termes du second ordre et plus. Stokes (1847), est à l'origine du développement d'une théorie au deuxième ordre. La condition limite en surface pour l'équation de Laplace décrit un mouvement de la houle non linéaire, étant donné que nous avons des produits de dérivées de l'élévation de la surface d'eau η et du potentiel de vitesse Φ (figure 2.2).

A partir de cette théorie, il existe des développements à des ordres plus élevés, où le paramètre cambrure étant considéré comme terme de perturbation. Nous retiendrons, dans ce cas l'approche d'Isobe et Kraus (1983), pour leur modèle de houle du 3^{ème} ordre, repris par la suite par Cialone et Kraus (1987).

Pour résoudre le problème, on suppose que la solution des équations est une série de puissances croissantes d'un paramètre faible " ϵ ", appelé paramètre de perturbation. On obtient ainsi pour une variable quelconque ϑ un polynôme de la forme :

$$\vartheta = \epsilon' \vartheta_1 + \epsilon'^2 \vartheta_2 + \epsilon'^3 \vartheta_3 + O(\epsilon'^3) \quad (2.26)$$

Autrement dit, nous pouvons écrire le potentiel et l'élévation du plan d'eau comme suit :

$$\Phi = \epsilon' \Phi_1 + \epsilon'^2 \Phi_2 + \epsilon'^3 \Phi_3 + O(\epsilon'^3) \quad (2.27)$$

$$\eta = \epsilon' \eta_1 + \epsilon'^2 \eta_2 + \epsilon'^3 \eta_3 + O(\epsilon'^3) \quad (2.28)$$

La convergence de la série repose sur le choix du paramètre de perturbation, par conséquent : $\epsilon < 1$. A ce sujet, Stokes propose la cambrure de l'onde γ comme paramètre de perturbation.

En introduisant les expressions de Φ et η , développés en fonction de ϵ , dans les équations; Ceci permet d'obtenir la solution globale, somme de toutes les solutions, chacune correspond à une perturbation d'ordre donné.

A partir de cette procédure, nous pouvons résoudre les équations pour différents ordres de perturbations. Pour un développement en séries du second ordre, le potentiel peut s'écrire comme suit :

$$\Phi_2(x,z,t) = \frac{H}{2} \frac{g}{\omega} \frac{\text{ch}[k(z+d)]}{\text{ch}(kd)} \cos(kx - \omega t) + \left(\frac{H}{2}\right)^2 \frac{gk}{\omega} \frac{3\text{ch}[2k(z+d)]}{8\text{sh}^3(kd)\text{ch}(kd)} \cos[2(kx - \omega t)] \quad (2.29)$$

$$\eta_2(x,t) = k \left(\frac{H}{2}\right)^2 \frac{3 - [\text{th}(kd)]^2}{4.[\text{th}(kd)]^3} \cos[2(kx - \omega t)] + K' \quad (2.30)$$

avec :

$$K' = k \left(\frac{H}{2} \right)^2 \frac{[\text{th}(kd)]^2 - 1}{4 \cdot [\text{th}(kd)]} \quad (2.31)$$

La vitesse de phase est égale :

$$c = gk \text{th}(kd) \left[1 + (ka)^2 \frac{5 + 2 \cdot \text{ch}(2kd) + \text{ch}^2(2kd)}{8 \text{sh}^4(kd)} \right] \quad (2.32)$$

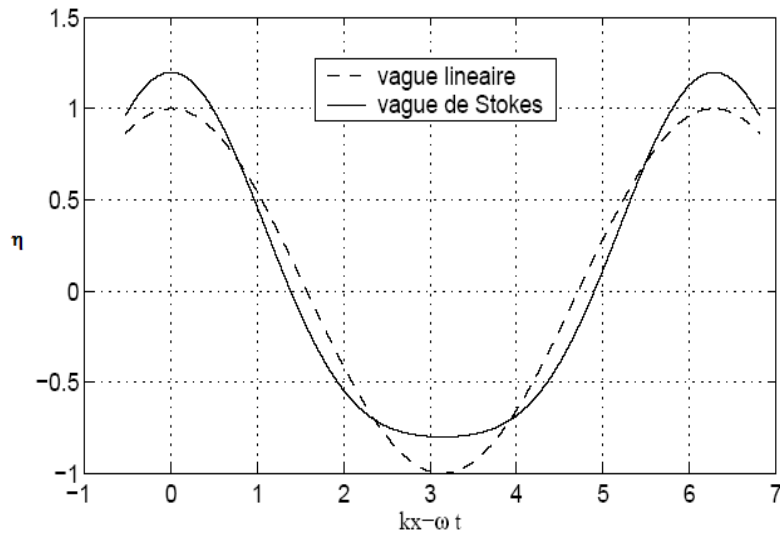


Figure 2.2: Profils comparés d'une vague linéaire d'Airy et d'une vague de Stokes (Ardhuin, 2004).

Ce mode de calcul devient plus complexe à partir d'un développement d'ordre 5. Pour cela, on utilise la théorie de Dean (1965), basée sur la fonction de courant au lieu du potentiel de vitesse, qui permet de calculer numériquement les coefficients du développement.

Dans le cas d'un développement de série d'ordre 2, il faut que les termes soient nettement plus petits que les termes du premier ordre. Or, cette condition n'est pas souvent vérifiée pour une eau peu profonde ($kd \ll 1$), de sorte qu'elle implique la relation suivante :

$$k \left(\frac{H}{2} \right) \ll (k \cdot d)^3 \quad (2.33)$$

L'équation (2.33) est satisfaite dans le seul cas où la cambrure doit être très faible, ce qui n'est pas souvent le cas. Cependant, il existe d'autres méthodes et équations qui

répondent à ce système et notamment les équations de Boussinesq. Suivant les paramètres caractéristiques de la houle, il existe plusieurs modèles dans la théorie des houles régulières pour différents domaines de validité.

II.2.2 Domaine d'application des houles régulières

LeMehauté (1969), a présenté un diagramme indiquant les limites approximatives des différents modèles de houles régulières. Il propose que la comparaison entre les modèles de houles théoriques puisse être effectuée toujours en faveur des modèles théoriques de faible ordre (figure 2.3).

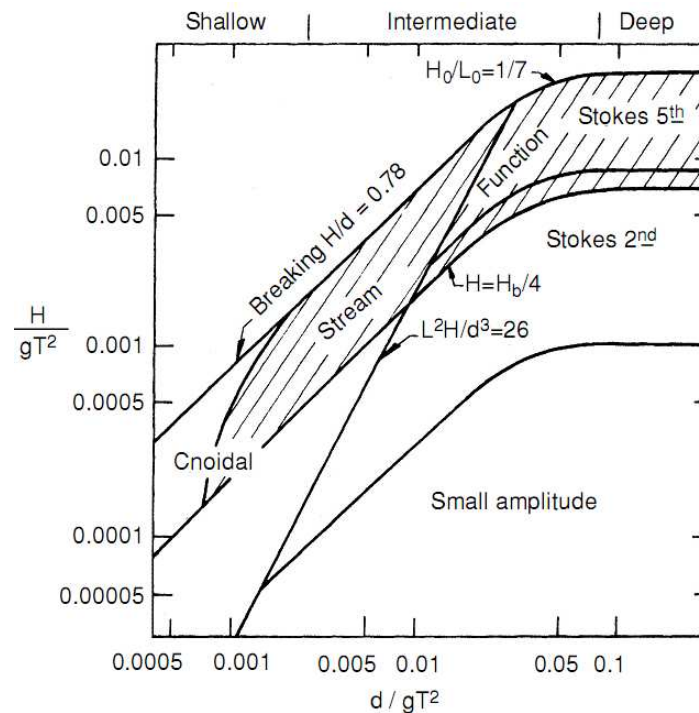


Figure 2.3: Domaines d'application des houles régulières recommandés par LeMehauté (1969).

II.3 TRANSFORMATIONS DE LA HOULE NON LINEAIRE

II.3.1 Description du phénomène

Les phénomènes non linéaires de la houle se traduisent généralement en zone de littoral par une déformation du profil à l'approche de la zone de déferlement et de surf. Les premiers travaux de recherche sur le déferlement sont ceux de Miche (1944) et Munk (1949).

Cependant, l'étude de Svendsen et *al.* (1978) a apporté une description plus détaillée de la zone de déferlement, en subdivisant cette zone essentiellement en trois parties (figure 2.4) :

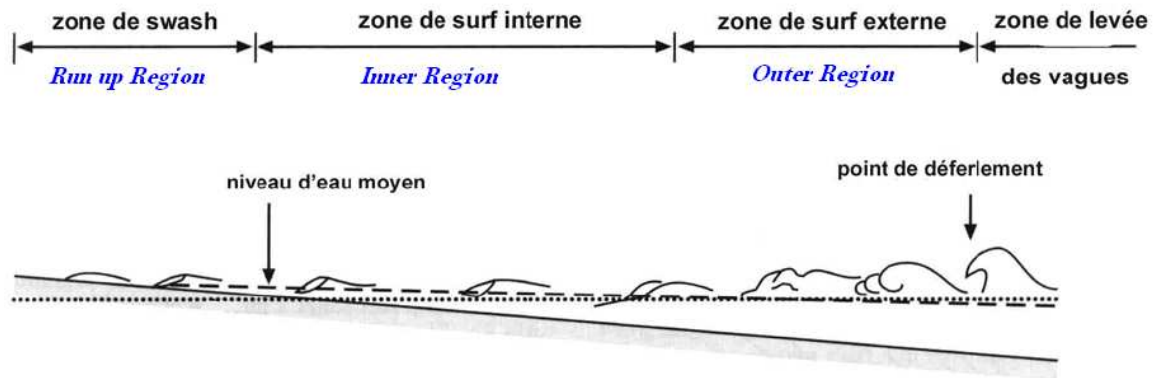


Figure 2.4: Description de la zone de déferlement (Svendsen et *al.*, 1978) ; modifiée

- Zone de surf et de déferlement externe (*Outer Region*) : c'est la zone de transition, caractérisée par une modification très rapide de la forme des vagues, une diminution de la hauteur accompagnée d'une forte perte d'énergie avec une formation d'un rouleau de déferlement.

- Zone de surf et de déferlement interne (*Inner Region*) : caractérisée par un profil des vagues et un rouleau de déferlement qui sont stables, donnant l'impression que l'on est en présence d'un train d'ondes de mascarets (*Periodic bores*) se propageant jusqu'à l'apparition du jet de rive.

- Zone de *swash* (*Run-up region*) : zone de terminaison d'une succession de processus énergétiques affectant le milieu côtier ayant un rôle prépondérant dans le transport des sédiments.

Une fois que la houle a atteint la zone de surf, la houle va progressivement évoluer en un profil de dents de scie (Sénéchal et *al.*2001). On peut dire, autrement que le déferlement se produit quand la cambrure atteint une valeur limite, la houle entre dans une phase d'instabilité et déferle.

II.3.2 Différents types de déferlement

Selon la littérature (Galvin, 1968 ; Komar, 1976 ; Larras, 1976), on distingue généralement quatre types de déferlement (figure 2.5) :

◆ Le déferlement glissant ou à déversement (*Spilling breaker*): il se caractérise par la formation d'écume et de turbulence au sommet de la houle avec des bulles d'air qui glissent sur le front aval, recouvrant celui-ci et ayant un profil dissymétrique. L'énergie est dissipée graduellement à l'approche de la plage.

◆ Le déferlement plongeant (*Plunging breaker*): il est caractérisé par une grande volute d'eau dissymétrique très visible avec une face antérieure concave lisse presque verticale que la crête finit par surplomber avant de retomber brutalement en nappe déversante en formant un grand tourbillon. L'évolution d'un déferlement plongeant et son impact sur les ouvrages a été décrite par Peregrine (1983) et Chevalier (2000).

◆ Le déferlement à effondrement (*Collapsing breaker*): il est caractérisé par une instabilité à la base de la houle avec un sommet à tendance à ne pas se déferler. Il représente un type intermédiaire entre le déferlement plongeant et le déferlement frontal.

◆ Le déferlement frontal (*Surging breaker*): il se caractérise par la propagation de lames de forme dissymétrique de plus en plus bombé dans les hauts et se résout en masses d'eau fortement tourbillonnantes à mi-hauteur.

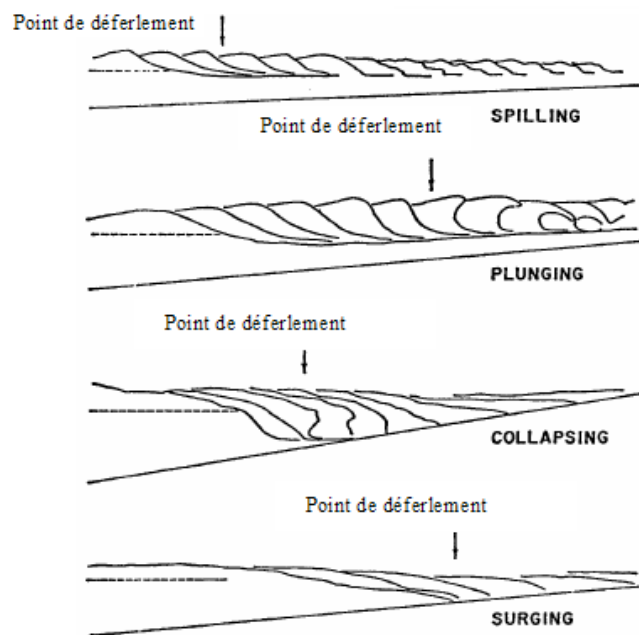


Figure 2.5 : Profil des différents types de déferlement : glissant, plongeant, à effondrement et frontal (Galvin, 1968).

II.3.3 Conditions du déferlement

Il existe de nombreux critères de déferlement basés sur la valeur de la cambrure de la houle (H/L) ou sur le rapport de la hauteur de la houle par rapport à la profondeur au point de déferlement (H_b/d_b).

- Critère de MICHEL (1893):

Pour des houles monochromatiques en eau profonde, il propose la relation :

$$\gamma_o = \frac{H_o}{L_o} \leq 0,142 \quad (2.34)$$

- Critère de MICHE (1944):

En eau peu profonde, il considère que la cambrure maximale de la houle dépend de la profondeur relative :

$$\gamma_{\max} = \frac{H_b}{L_b} = 0,142 \operatorname{th} \left(2\pi \frac{d_b}{L_b} \right) \quad (2.35)$$

Les résultats des travaux de Yamada et Shiotani (1968) montrent une surestimation générale de la cambrure dont l'erreur quadratique est de l'ordre de 9,7 %. Dans leurs travaux, Ostendorf et Madsen (1979), ont proposé des formulations de la cambrure maximale faisant intervenir la profondeur relative et la pente de la plage, qui s'écrivent comme suit :

$$\text{Si } \operatorname{tg}\beta < 0,1 \quad : \quad \gamma_{\max} = \frac{H_b}{L_b} = 0,14 \operatorname{th} \left[(0,8 + 5 \tan(\beta)) 2\pi \frac{d_b}{L_b} \right] \quad (2.36)$$

$$\text{Si } \operatorname{tg}\beta > 0,1 \quad : \quad \gamma_{\max} = \frac{H_b}{L_b} = 0,14 \operatorname{th} \left[2,6\pi \frac{d_b}{L_b} \right] \quad (2.37)$$

Suite à de nombreux travaux expérimentaux au laboratoire, Sunamura (1983) a proposé un critère empirique qui concorde avec les formules précédentes, surtout pour des profondeurs intermédiaires.

$$\gamma_{\max} = \frac{H_b}{L_b} = 1,09 (\tan(\beta))^{0,19} \left(\frac{d_b}{L_o} \right)^{-0,1} \quad (2.38)$$

Plusieurs travaux ont montré que les types de déferlement sont fonction de la pente de la plage et de la cambrure des vagues en eau profonde et peu profonde. Iribarren et Nogales (1949) et Battjes (1974), ont défini un paramètre adimensionnel, appelé souvent dans la littérature du domaine génie côtier le nombre d'Iribarren. Ce

paramètre permet de prévoir les types de déferlement ainsi que l'état dynamique d'une plage.

$$\xi_b = \frac{\tan(\beta)}{\sqrt{\frac{H_b}{L_o}}} \quad (2.39)$$

$\tan\beta$: pente de la plage en zone de swash ;

- $\xi_b > 3,3 \quad \Rightarrow$ déferlement à effondrement frontal,
- $0,5 < \xi_b < 3,3 \quad \Rightarrow$ déferlement plongeant,
- $\xi_b < 0,5 \quad \Rightarrow$ déferlement glissant (déversant)

Pour une vague solitaire propageant sur une pente linéaire l'indice de déferlement selon Mc Cowan (1894) est égal à :

$$I_b = \frac{H_b}{d_b} \cong 0,78 \quad (2.40)$$

Contrairement à Mc Cowan (1894) et Sunamura (1983), Kaminsky et Kraus (1993), proposent d'utiliser le nombre d'Iribarren pour les conditions au large dans le but d'une détermination de l'indice de déferlement, communément dénommé *Surf similarity parameter*:

$$I_b = 1,14 * \xi_o^{0,21} \quad (2.41)$$

où :

$$\xi_o = \frac{\tan\beta}{\sqrt{\frac{H_o}{L_o}}} \quad (2.42)$$

Wright et Short (1984) ont utilisé le paramètre adimensionnel appelé le *Surf scaling parameter*, défini par Carrier et Greenspan (1958) afin de déterminer les conditions du déferlement en zone de surf défini par :

$$\varepsilon_b = \frac{2\pi^2 H_b}{gT^2 \tan^2(\beta)} = \sqrt{\frac{\pi}{\xi_b}} \quad (2.43)$$

- $\varepsilon_b < 2,50 \quad \Rightarrow$ Déferlement frontal
- $2,50 \leq \varepsilon_b \leq 33,0 \quad \Rightarrow$ Déferlement plongeant
- $\varepsilon_b > 33,0 \quad \Rightarrow$ Déferlement glissant à déversement.

Le surf scaling parameter qui indique le domaine des évolutions morphologiques entre l'état des plages qualifiées de dissipatives à faible pente et réfléchives à forte pente (Masselink et Puleo, 2006). Le tableau II.1 illustre l'état morphodynamique des plages en fonction du paramètre ϵ_b

Tableau 2.1: Etat morphodynamique des plages selon surf scaling parameter

Surf Similarity Parameter	Etat morphodynamique	Observations
$\epsilon_b < 2,5$	Plage réfléchive	Swash dominé par les vagues de bores incidentes
$30 < \epsilon_b < 100$	Plage dissipative	Swash dominé par les vagues de longues ondes

On remarque à travers ces deux paramètres que l'effet dissipatif a une implication importante dans la caractérisation et la dynamique sédimentaire de la zone de swash (Butt et al. 2004). Dans ce contexte, Dean (1973), a caractérisé l'effet de la houle et des sédiments sur une plage par le nombre adimensionnel de vitesse de chute (*Dimensionless Fall Velocity*), défini par :

$$\Omega = \frac{H_b}{W_s \cdot T} \quad (2.44)$$

avec ;

$$W_s = 273 D_{50}^{1,1} \quad (2.45)$$

Une valeur de $\Omega = 1$ représente la limite entre une plage réfléchive et intermédiaire et quand Ω est égale à 6, c'est la transition intermédiaire à plage dissipative. Gourlay (1968), Wright et Short (1984) ont étudié la gamme de ce paramètre par rapport à différentes mesures *in situ*. Pour une plage très réfléchive le nombre Dean ($\Omega < 2$) et pour une plage très dissipative ($\Omega > 5$) et intermédiaire pour ($2 < \Omega < 5$).

Dans leurs travaux Bauer et Greenwood (1988) ont souligné l'utilité de ce paramètre dans la caractérisation de l'état des plages. Mais, des contraintes se posent dans la caractérisation de la zone intermédiaire.

Pour classification énergétique des plages Masselink et Short (1993) proposent un modèle conceptuel qui tient compte des effets de vagues, de marées et des sédiments. Ce modèle est basé sur huit classes d'état de morphologique d'une plage qui sont en fonction du paramètre Ω , du marnage relatif tidal (RTR : *Relative Tide Range*) et la hauteur des vagues au déferlement (figure 2.6).

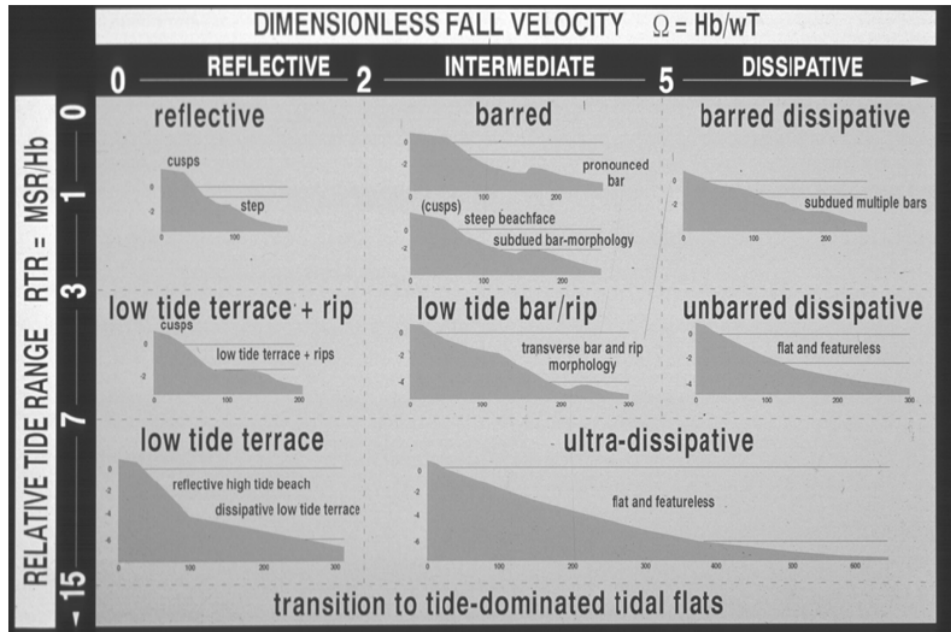


Figure 2.6 : Classification morphologique des plages selon l'état énergétique, (Masselink et Short, 1993).

II.3.4 Dynamique de la houle en zone de surf interne

Elle représente une zone très complexe par la présence de nombreux processus et phénomènes physiques d'interaction agissant dans des dimensions spatiales et temporelles différentes. Ces phénomènes inter-agissent entre eux constituent une continuité du processus de dissipation et engendrent ainsi des variations du plan d'eau. L'estimation de la hauteur des vagues s'appuie sur des modèles basés sur les équations de conservation du flux d'énergie et de quantité de mouvement dans le cas où la ligne de crête se propage parallèlement au rivage, le long d'une ligne de rivage (*Cross-shore*), (Battjes et Janssen, 1978 ; Svendsen, 1984a).

A l'approche du rivage, domaine dans lequel la profondeur relative est très faible, la hauteur maximale des vagues déferlantes est contrôlée uniquement par la profondeur

considérée constante dans la zone du surf. Pour cela, on suppose qu'une valeur limite pour la hauteur relative constante correspondant à l'indice de déferlement.

Cette méthode est à la base du calcul du set up pour la détermination des courants en zone de surf (Longuet-Higgins et Stewart, 1962 et 1964 ; et Thornton 1970). La plupart des modèles paramétriques s'appuient sur les équations de conservation du flux d'énergie et l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

Selon Iribarren et Nogales (1949). Le set up s'écrit en fonction de la hauteur de la houle et de la profondeur moyenne au point de déferlement, la surélévation du plan par rapport au niveau de repos (*SWL*) peut s'exprimer par :

$$d = h + \bar{\eta} \quad (2.46)$$

a) - Pour un champ d'onde "quasi-stationnaire", on peut écrire alors :

$$\frac{dE_f}{dx} = -\bar{\rho} \quad (2.47)$$

E_f : flux d'énergie égal à : $E_f = E_t C_g$.

b)- L'équation de conservation de la quantité de mouvement permet d'écrire :

$$\frac{\partial \bar{S}_{xx}}{\partial x} + \rho g d \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = 0 \quad (2.48)$$

Selon la théorie de contrainte de radiation de Longuet-Higgins et Stewart, la surélévation moyenne peut être estimée, *a priori* par :

$$\frac{\partial \bar{S}_{xx}}{\partial x} = \rho g (\bar{\eta} + d) \quad (2.49)$$

avec :

$$\frac{\partial \bar{S}_{xx}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{S}}{\partial x} - \rho g (\bar{\eta} + d) \frac{d(d)}{dx} - \rho g d \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \quad (2.50)$$

En substituant l'équation (2.49) dans l'équation (2.50), en négligeant la surélévation du plan d'eau devant la profondeur, la dépression avant le point de déferlement dénommée *décote (setdown)* est égale à :

$$\bar{\eta}_b = \frac{kH^2}{8sh(2kd)} \approx -\frac{H^2}{16d} \quad (2.51)$$

En zone de surf $\bar{\eta}$ augmente entre le point de déferlement et le rivage. En supposant que la variation est linéaire avec ($S_{xx} = \frac{3}{16}\rho gH^2$), en tenant compte de l'atténuation de la hauteur de la houle linéaire (Bowen et Inman, 1969 ; Komar et Oltman, 1990) on a :

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = - \left[\frac{1}{1 + \frac{8}{3\epsilon_b}} \right] \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.52)$$

La surélévation maximale sur le trait de côte, est appelée surcote (*set up*) :

$$\bar{\eta}_s = \eta_b + \left[\frac{1}{1 + \frac{8}{3\epsilon_b}} \right] H_b \approx 0,3H_b \quad (2.53)$$

A partir d'une campagne de mesure *in situ*, Hanslow et Nielsen (1993) proposent une équation empirique pour la détermination de la hauteur du set up :

$$\bar{\eta}_s = 0,048\sqrt{H_{o(rms)}L_o} \quad (2.54)$$

Le processus de déferlement des vagues dans la zone de surf génère de fortes turbulences et dans une moindre mesure par les forces de cisaillement dans la couche limite du fond (Svendsen, 1987). Il favorise le maintien en suspension des sédiments affectant ainsi la zone de swash pour accélérer le transport sédimentaire (Nielsen, 1992). On peut dire que le swash et la morphologie d'une plage sont liés d'un ensemble de processus comportant l'hydrodynamique du swash, le transport sédimentaire en interaction avec la zone de surf (figure 2.7).

Ces relations d'interaction entre la zone de surf et la zone de swash sont très significatives par des systèmes de rétroaction (Masselink et Puelo, 2006) .

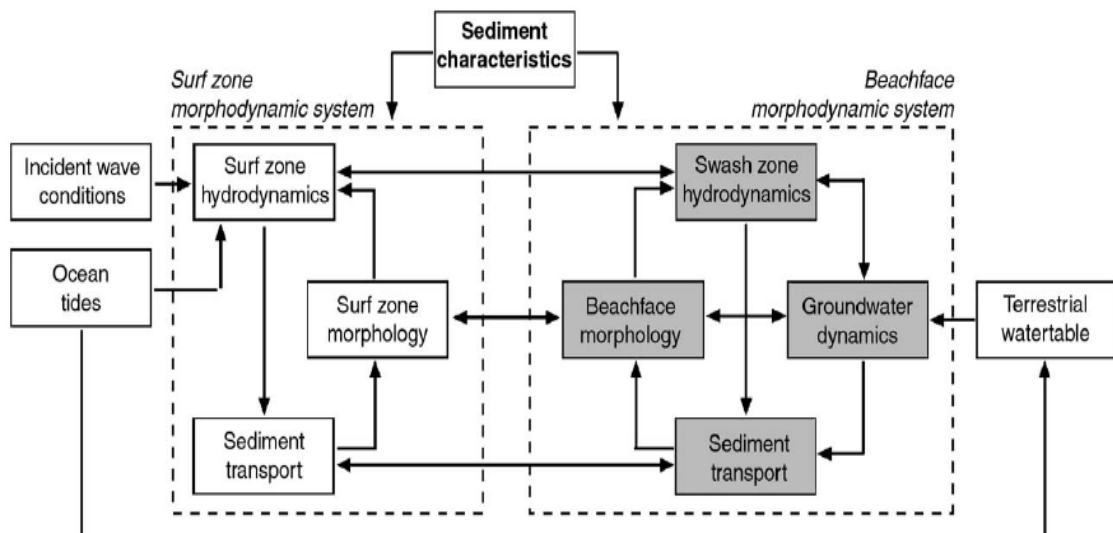


Figure 2.7: Schéma d'illustration des interactions entre la zone de surf et la morphodynamique du swash (Masselink et Puelo, 2007).

II.4 MORPHODYNAMIQUE DE LA ZONE DE SWASH

II.4.1 Hydrodynamique incidente du swash

Au voisinage des côtes, la houle se propage sur des petites profondeurs, ainsi des forces de frottement agissent sur les vagues et modifient les caractéristiques de la houle qui se traduit par : une augmentation de la hauteur, une diminution de la longueur d'onde et de la vitesse, créant ainsi le phénomène de réfraction par la profondeur appelé aussi le *shoaling* (Voropayev et *al.*, 1998). A partir d'une série d'observations sur des plages des côtes australiennes, Wright et Short (1984) ont remarqué diverses conditions énergétiques associées aux différentes morphologies de plages. En conséquence, on peut diviser la zone du swash en deux types de catégorie de plages, à savoir :

- les plages réfléchives ayant des caractéristiques d'agitation modérées,
- les plages dissipatives caractérisées par de fortes conditions énergétiques.

II.4.4.1 Plages réfléchives

Ce type de plages est généralement présent pour des houles inférieures à un mètre, l'énergie des vagues incidentes est en grande partie réfléchi par la plage, composée essentiellement de sédiments de diamètre moyen à grossier (Guza et Inman, 1975). Elles ne présentent pas de barre, ni de zone de surf. Généralement, les vagues ont tendance à se briser directement sur le fond sableux en se transformant en jet de rive.

Selon Wright et Short (1984), l'énergie se dissipe en brisant de type gonflant (*surging breakers*) et plongeant (figure 2.8).

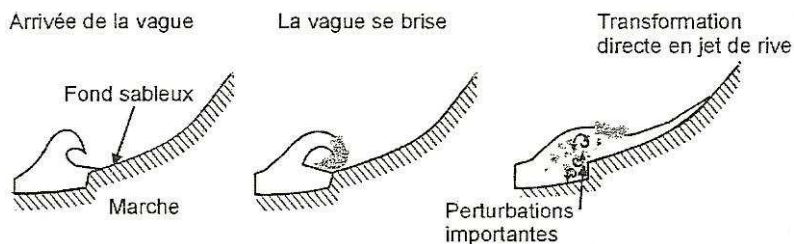


Figure 2.8 : Propagation de la houle sur une plage réfléchive
(Guza et Inman 1975)

II.4.4.2 Plages dissipatives

Se sont des plages qui sont larges, comparativement aux plages réfléchives, et caractérisées par une vaste zone de surf avec des brisants de type déversant (*spilling breakers*), (Guza et Inman, 1975 ; Russeink et *al.*, 1998 ; Wright et Short, 1984).

Elles sont caractérisées par des conditions énergétiques fortes, où l'on enregistre des houles de fortes amplitudes dépassant les 2,5 m, et par des plages de faibles pentes (figure 2.9). Contrairement aux plages réfléchives, elles ne renferment pas de marche, mais peuvent présenter des barres intertidales (Short, 1999).

Ces plages sont caractérisées par des vagues de type déversant à plongeant. En arrivant dans la zone du swash, la houle incidente gravitaire est presque dissipée du fait de l'énorme énergie de dissipation.

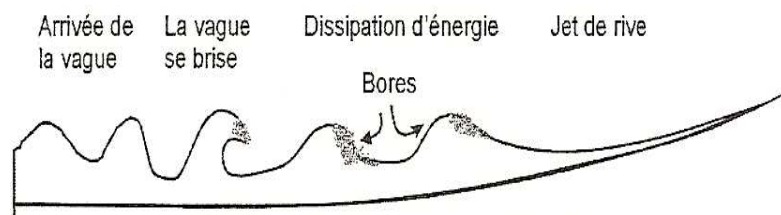


Figure 2.9 : Propagation de la houle sur une plage dissipative avec formation des bores (Guza et Inman, 1975)

II.4.4.3 Formation des bores

Les bores ou, plutôt les mascarets se manifestent sur les plages de faible pente, de type dissipatif ou intermédiaire, dans une zone où la houle se propage vers la plage avec un front très turbulent pour s'effondrer par la suite sur le fond sableux avant de

former le jet de rive. Cet effondrement est caractérisé par une accélération rapide de la masse d'eau (Hibberd et Peregrine, 1979), une fois accélérée sous forme de jet de rive, la vitesse de la langue de swash diminue rapidement.

Selon l'étude bibliographique, on peut distinguer deux types de bores qui se différencient par le mode de dissipation. Pour des bores développés on constate que l'effondrement du bore se produit sous forme d'un transfert de quantité de mouvement avec jet de rive épais. Par contre en mode de bores ondulaires la transition se fait sans transfert de quantité de mouvement avec l'apparition d'un jet de rive qui se produit en une langue d'eau très fine (Hughes, 1992 ; Yeh et *al.* 1989).

Cet effondrement est caractérisé par un transfert d'énergie potentielle en énergie cinétique, qui se traduit par une vitesse initiale vers la cote égale (Yeh et *al.*, 1989) :

$$U_o = C_\epsilon \sqrt{gH_B} \quad (2.55)$$

H_B : hauteur des bores

Selon Shen et Meyer, (1963) et Hughes (1992), cette grandeur est une caractéristique de la durée du swash ou plutôt de la période d'un cycle du swash, c'est-à-dire le temps mis entre une phase de jet de rive (*uprush*) et de retrait (*backwash*), cas d'une plage dissipative :

$$T_s = \frac{2U_o}{g \sin \beta} \quad (2.56)$$

Néanmoins, la distinction entre les deux types de bores, les brisants, le déferlement des vagues reste comme notion ambiguë et repose uniquement sur des observations visuelles.

II.4.2 Vagues infragravitaires (ondes longues)

La théorie des ondes longues fut mise en évidence pour la première fois par Munk (1949) et (Tucker, 1950), appelée aussi (*surf beat*) en raison de leur effet de modulation sur le déferlement. Les ondes longues sont connues plus sous la dénomination de vagues infragravitaires de part leur très basse fréquence (*infragravity waves*). Généralement leur fréquence varie entre 0,005 et 0,05 Hz.

Les ondes générées sont caractérisées par une faible cambrure et amplitude. Les vagues infragravitaires ne déferlent pas et se manifestent considérablement dans la zone du swash (Webb et *al.*, 1991 ; Herbers et *al.*, 1995a ; Aagaard, 1999 et 2003).

Les amplitudes peuvent aller de l'ordre du centimètre au domaine des eaux profondes pour s'accroître et atteindre quelques dizaines de centimètres à proximité du rivage (Guza et Thornton, 1982 ; Holman et Sallenger, 1985 ; Masselink, 1995). Les vagues infragravitaires sont regroupées en trois principales catégories :

- Vagues forcées (*forced waves ou bound waves*) : Elles sont la résultante d'un ensemble des houles incidentes, de fréquences et de longueurs d'ondes différentes, menant ainsi à la génération d'un groupement de vagues (*wave group*) assez complexe à modéliser.
- Vagues libres (*free waves*) : Elles proviennent du brisement des vagues gravitaires incidentes sur la ligne de rivage. Selon Ruessink (1998), il existe essentiellement trois processus de formation de vagues infragravitaires libres :
 - a) qui résultent d'une suite de libération des vagues infragravitaires forcées générées par deux vagues courtes ayant des fréquences et des angles d'incidence différents, (Longuet-Higgins et Stewart, 1962).
 - b) qui proviennent de la zone de surf par la variation de la position des brisants, (Symonds et Bowen, 1984).
 - c) qui découlent d'une continuation de groupement de vagues dans la zone de surf interne, générant ainsi des augmentations et des diminutions de masses d'eau au voisinage de la ligne de rivage, (Wastone et Peregrine, 1992).

D'après Short (1999), les vagues infragravitaires libres peuvent être scindées en deux types : les vagues fuyantes (*leaky waves*) et les vagues de bord (*edge waves*). Pour différencier les vagues fuyantes des vagues de bord, il suffit d'utiliser le critère de la fréquence angulaire des houles incidentes (Herbers et al., 1995b ; Holman et Holman, 1999) :

$$\begin{aligned}\omega^2 > g k_y &\Rightarrow \text{vague libre fuyante (leaky wave)} \\ \omega^2 \leq g k_y &\Rightarrow \text{vague libre de bord (edge wave)}\end{aligned}\tag{2.57}$$

II.4.3 Hauteur du run-up

Le run-up est l'aboutissement d'une transformation du reste de l'énergie d'une vague absorbée au niveau de la zone de surf par la vague déferlante en énergie potentielle au niveau de la partie pentue de la plage (*foreshore*). Il est souvent défini comme étant la hauteur maximale par la ligne de rivage au dessus du niveau statique de

la mer. Il est défini comme étant l'amplitude maximale de la vague du jet de rive (Sorensen, 1997).

Une grande partie de l'énergie run-up participe dans l'érosion des plages, et créant des épisodes connus sous la dénomination anglo-saxon *overwash* en cas de tempête (Sallenger, 2000 ; Ruggiero et al., 2001 ; Stockdon et al., 2006). Sur la base d'observation de travaux expérimentaux en laboratoire, Hunt (1959) et Battjes (1974) ont défini le run-up par la relation suivante :

$$\frac{R_u}{H_o} = \xi_o \quad (2.58)$$

Miche (1951) a dissocié la houle monochromatique en deux composantes ; la première est progressive et la seconde est stationnaire. Son amplitude est proportionnelle aux houles incidentes justes assez hautes pour déferler.

Qualitativement les hypothèses de Miche furent confirmées par les différentes expériences menées en laboratoires (Battjes, 1974 ; Van Dorn, 1978 ; Guza et al., 1984), Elles sont basées sur les équations du modèle de houle non linéaire en eau peu profonde montrant qu'une augmentation de la hauteur de la houle incidente augmente et affecte le set up mais pas de fluctuation au niveau du run-up. A l'état de saturation du run-up, les vitesses et les hauteurs des vagues sont proportionnelles à la profondeur.

Dans cette situation, la valeur du run-up passe par deux paliers ; un premier correspond à une valeur seuil ϵ_{cr} au-delà duquel une augmentation de l'amplitude de la houle incidente conduit au déferlement. Le second palier caractérisé par ϵ_s correspond à la hauteur maximale.

A partir de mesures *in situ*, Kroon et Masselink (2002) donnent une nouvelle formulation pour le run-up :

$$R_{u (max)} = 0,36 T \sqrt{gH_o} \tan \beta \quad (2.59)$$

II.5 ZONE DE SWASH

II.5.1 Définition

On appelle la zone de swash la partie de la plage qui se caractérise par la disparition du rouleau de déferlement de la vague au profit d'un mouvement oscillant d'une lame d'eau qui se déplace parallèlement à la plage. Cette zone est dénommée aussi la région du run-up dans laquelle la zone de swash se situe entre ses limites à savoir :

D'une part, le set up représente la surélévation du niveau marin à la côte occasionnée par l'action de la houle et la diminution du niveau marin. D'autre part, le set down représente la décote, c'est-à-dire la diminution du niveau marin lors du retrait de la nappe, (Butt et Russell, 2000).

Le processus du swash se produit essentiellement en deux phases qui se traduit par une lancée d'eau vers la côte appelée jet de rive (*uprush*), puis un retour de la lame d'eau vers le large est appelée nappe de retrait (*backwash* ou *downrush*). Les limites de la zone du swash se situent entre le trait de côte (*shoreline*) et la zone de déferlement ou zone de surf, l'ensemble de ces paramètres sont variables dans le temps et dans l'espace.

Nous avons constaté à travers les différents travaux de recherche sur le swash que les auteurs, (Duncan, 1964 ; Guza et Thornton, 1982 ; et 1998 ; Holman et Sallenger., 1985 ; Degryse-Kulkarni, 2002), présentent des définitions avec une certaine dissemblance mais s'accordent tous sur trois concepts fondamentaux pour l'identification et la description du swash, qui se résume comme suit (figure 2.10) :

- a) le swash comme étant une oscillation de la ligne de rivage,
- b) le swash c'est la partie de la plage successivement couverte et découverte par les vagues (Brocchini, Peregrine, 1996)
- c) la zone de swash se distingue de la zone de déferlement interne (*inner zone*) par son écoulement par gravité uniquement pour la nappe de retrait.

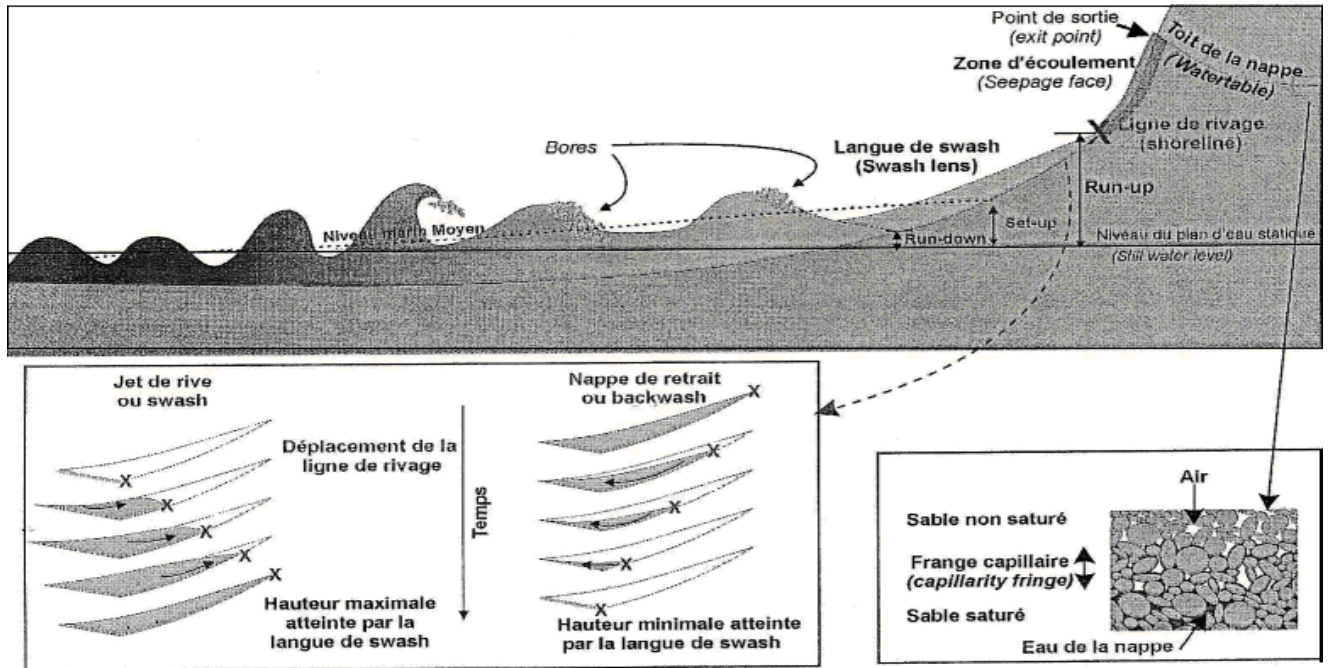


Figure 2.10 : Représentation schématique du swash entre la phase de retrait et de jet de rive suivant. (Degryse-Kulkarni., 2002).

A partir des différentes définitions énumérées sur la zone de swash, on peut définir la zone de swash comme étant la partie de la plage comprise entre la ligne de rivage et la zone de collision de la nappe de retrait avec le jet de rive suivant (figure 2.11) .

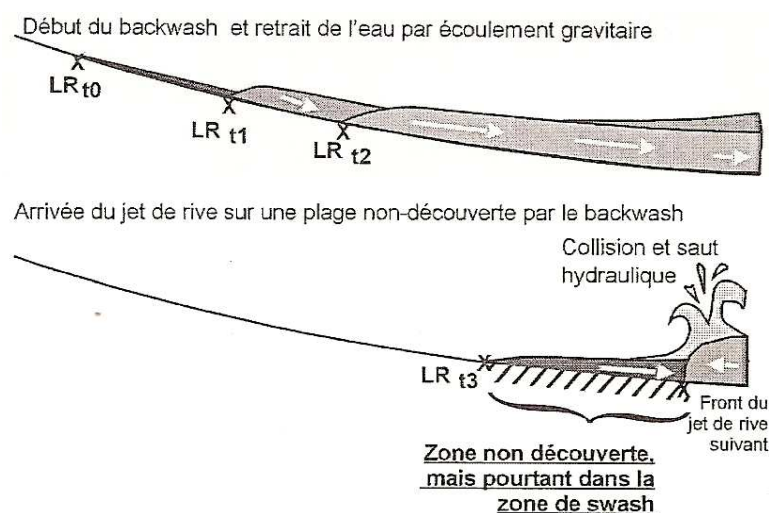


Figure 2.11 : Schéma de la zone du swash indiquant l'évolution temporelle de la ligne de rivage LR (Degryse- Kulkarni, 2002).

Nous avons rappelé les origines de swash, avant d'entamer l'étude de l'hydrodynamique du processus du swash afin de comprendre la genèse et son processus hydrodynamique.

II.5.2 Hydrodynamique de la langue de swash

II.5.2.1 Equation de mouvement de swash

L'équation du modèle est basée sur l'hypothèse que le mouvement de la langue de swash dépend de la propagation du bore après son effondrement sur le rivage, Shen et Meyer,(1963); Erikson et *al.*(2005) ont défini l'équation du mouvement de la langue de swash par l'équation :

$$\frac{d^2x_s}{dt^2} = -g \sin(\beta) \pm \frac{f}{2\delta h} \left(\frac{dx_s}{dt} \right)^2 \quad (2.60)$$

x_s : position relative du trait de côte suivant le swash par rapport à la ligne de rivage

f : coefficient de frottement

β : angle de la plage

δh : hauteur moyenne de la langue de swash

Les analyses des profils de vitesses en zone de swash par des mesures ADVP (*Acoustic Doppler Velocity Profiler*) de Tomasicchio et Frega,(2003), ont permis de constater qu'il existe une différence dans les valeurs du coefficient de frottement durant les phases du swash en raison d'une diminution de la composante horizontale de vitesse en phase de retrait(*backwash*). Giuseppe et *al.*(2003) admettent en phase de jet de rive(*uprush*) le coefficient de frottement ($f=0,016$), et en phase de retrait ($f=0,009$).

On supposant f , β et δh sont constants. Par une séparation des variables et intégration de l'équation (2.60), on détermine la vitesse du trait de Côte suivant le cycle du swash :

- Phase du jet de rive (*uprush*) :

$$u_{u(t)} = \frac{dx_s}{dt} = \sqrt{\frac{2g\delta h_u \sin(\beta)}{f}} \tan(F + G) \quad (2.61)$$

- Phase de retrait (*backwash*) :

$$u_{b(t)} = \frac{dx_s}{dt} = -\sqrt{\frac{2g\delta h_b \sin(\beta)}{f}} \tanh(E) \quad (2.62)$$

Comme condition initiale, $t=0 \Rightarrow \begin{cases} u_u = u_o = C_{sw} \sqrt{gh_b} \\ u_b = 0 \end{cases}$

C_{sw} : coefficient caractérisant le rendement du bore ($1 < C_{sw} < 2$). Les termes E, F et G sont respectivement donnés par les expressions suivantes :

$$E = \frac{1}{2} t \sqrt{\frac{2gf \sin(\beta)}{\delta h}} ; F = -t \sqrt{\frac{gf \sin(\beta)}{2\delta h}} ; G = \tan^{-1} \left[\frac{u_o \sqrt{f}}{\sqrt{2g\delta h \sin(\beta)}} \right] \quad (2.63)$$

Puleo et Holland, (2001), ont donné l'équation de déplacement de la langue de swash:

- Phase du jet de rive (*uprush*):

$$x_u(t) = \frac{2\delta h u}{f_u} \ln \left(\frac{\cos(F+G)}{\cos(G)} \right) \quad (2.64)$$

- Phase de retrait (*backwash*):

$$x_b(t) = -\frac{2\delta h_b}{f_b} \ln(\cosh(F)) \quad (2.65)$$

II.5.2.2 Vitesse de la langue de swash

A partir d'une campagne de mesures à l'aide d'un vélocimètre ADV (*Acoustic Doppler Velocimeter*) sur des plages dissipatives, Hughes et al.,(1997a) ont fourni une première description de l'évolution de la vitesse et de la hauteur de la langue de swash durant un processus de swash (figure 2.12)

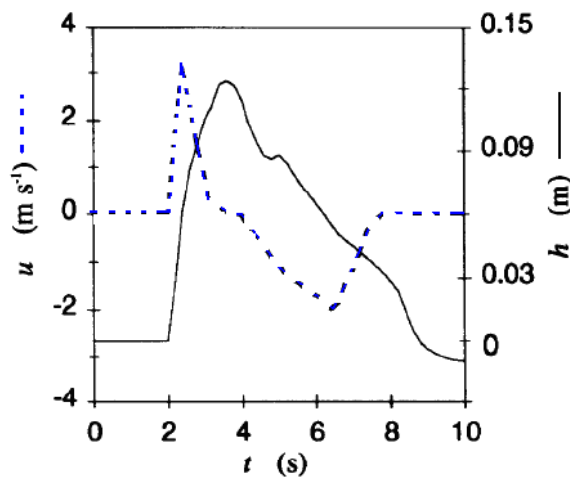


Figure 2.12 : Evolution de la vitesse et de la profondeur dans la langue de swash Hughes et al., (1997).

Un cycle de swash prélude par une progression de la langue de swash très rapide vers la côte. Elle est quasiment instantanée sa vitesse est maximale puis diminue progressivement. Parallèlement, l'épaisseur de la nappe d'eau augmente. La lame (tranche) d'eau s'immobilise juste après avoir atteint son épaisseur maximale. Le courant s'inverse alors que la nappe d'eau amorce un retour vers le large. Il s'accélère progressivement et après avoir atteint sa vitesse maximale, il ralentit de nouveau. La fluctuation du tirant (lame) d'eau de la langue de swash ne dépasse pas les deux centimètres.

Selon Butt et Russell (1999), le profil des vitesses durant le cycle de swash présente une asymétrie verticale négative qu'ils définissent par la relation:

$$A = - \frac{\langle a_m^3 \rangle}{\langle a_m^2 \rangle^{3/2}} \quad (2.66)$$

Parallèlement, ils constatent l'existence d'une dissymétrie entre les vitesses des courants dirigées vers le rivage (côte) et ceux dirigées vers le large, qu'ils définissent comme une deuxième caractéristique dénommée (*Skewness*) l'asymétrie horizontale (figure 2.13) :

$$S = \frac{\langle u^3 \rangle}{\langle u^2 \rangle^{3/2}} \quad (2.67)$$

Il est à souligner que l'asymétrie horizontale des vitesses a été mentionnée pour la première fois par Waddell 1976 du fait qu'il remarque que la durée du retrait n'est pas absolument l'inverse du jet de rive. Ce résultat a été appuyé et complété par Hughes (1992). En précisant que la vitesse durant du retrait n'est pas forcément égale à celle du jet de rive et que la durée du retrait domine le plus souvent. Masselink et Hughes (1998) ont constaté que les variations des vitesses et les durées d'un cycle swash ne sont pas constantes et dépendent de l'évolution de la ligne de rivage. Ils observent, aussi que dans le cas d'une plage réfléchive que les vitesses du retrait sont généralement inférieures à celles du jet de rive Blewett et *al.*,(1999) observent que l'inverse se produit pour une plage dissipative.

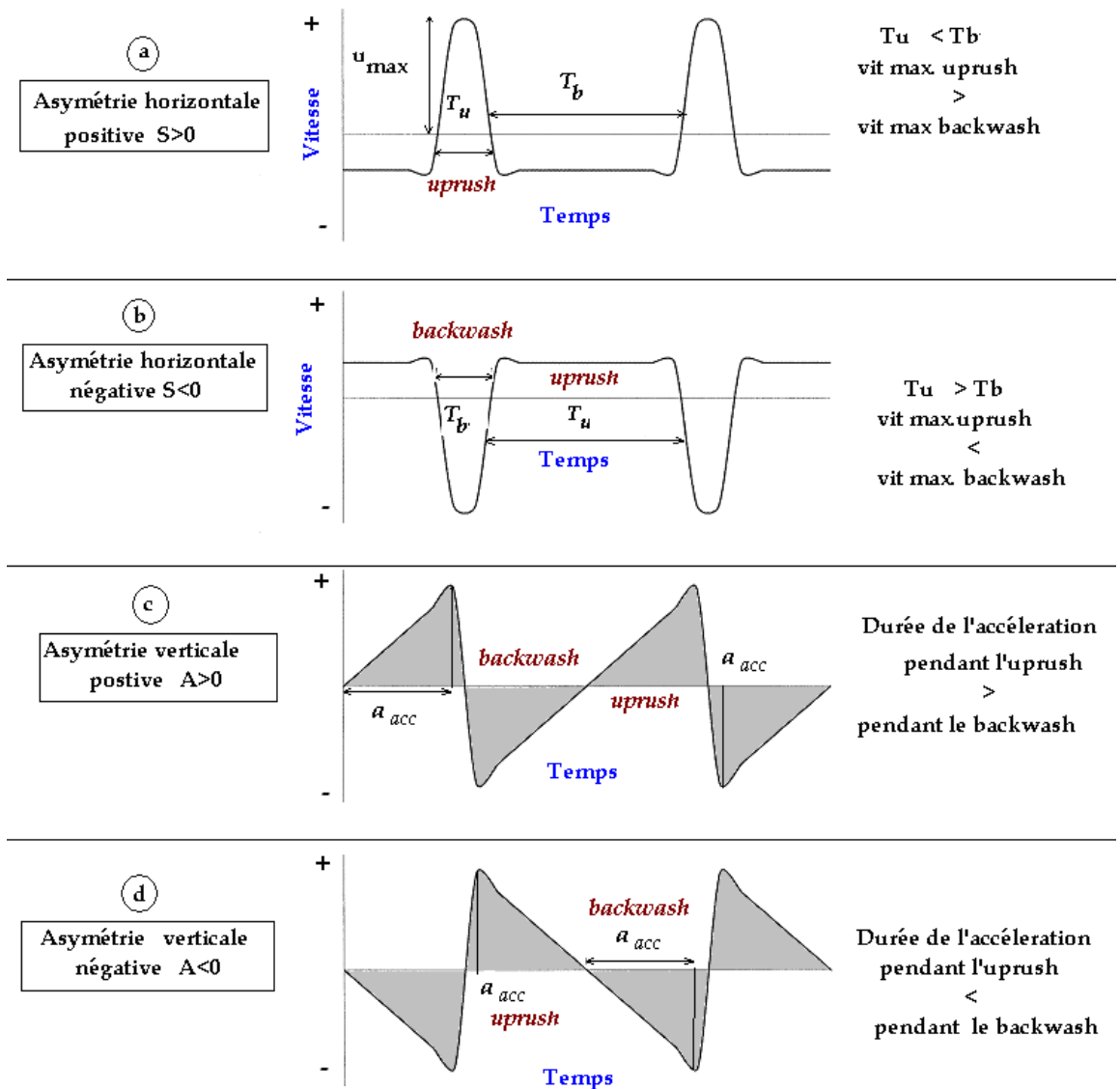


Figure 2.13 : Illustration des différents scénarios d'asymétries verticale et horizontale du swash, Butt et Russell (1999), modifiée

Cependant, toutes les techniques employées à ce jour ne permettent pas de mesurer avec une précision la vitesse à la fin du retrait du fait que la profondeur d'eau est inférieure au centimètre. A cet effet, Hughes et al., (1997b) considèrent que les fortes vitesses associées à des profondeurs d'eau très réduites impliquent en fait des écoulements laminaires cisailés (*sheet flow*).

II.5.2.3 Période du swash

On considère la période de la houle comme un paramètre important caractérisant les brisants durant les conditions de beau temps et de tempêtes. En effet, pendant les périodes de tempête, les brisants sont pentus et haut favorisant l'augmentation de la cambrure et la diminution de la période. Ceci va entraîner une érosion et une diminution de la pente de la plage. En revanche, pendant les périodes de beau temps, les brisants sont de petites tailles et leur période est assez élevée. Nous pouvons alors dans ce cas distinguer :

◆ La durée du swash est plus grande que la période des houles incidentes :

$$T_s \geq T \quad (2.68)$$

Dans cette situation la phase de retrait (*backwash*) va rencontrer le jet de rive (*uprush*) de la vague suivante ce qui favorise une accrétion de la plage et une augmentation de la pente, parfois une formation de barre.

◆ La durée du swash est plus petite que la période des vagues incidentes :

$$T_s < T \quad (2.69)$$

Dans ce cas, la phase de retrait (*backwash*) ne va pas pouvoir rencontrer le jet de rive (*uprush*) suivant favorisant ainsi l'enlèvement des sédiments vers le large accompagné d'un aplanissement de la plage. Dans cette situation la plage est de moins en moins pentue, ce qui favorise prolongement de la durée du swash pour devenir par la suite supérieure à la période de la houle, ce qui entraînera de nouveau l'accrétion de la plage.

II.5.3 Effet de l'infiltration et l'exfiltration en zone de swash

Au début, le processus d'infiltration en zone de swash se résume uniquement au problème de percolation de l'eau durant l'*uprush* ce qui induit à une diminution du volume d'eau en phase de *backwash* (Duncan, 1964 ; Waddell, 1976). Or dans la réalité, le mécanisme d'infiltration et d'exfiltration en zone de swash est plus complexe. Les récents travaux de Butt et *al.*, (2001) indiquent la présence d'un écoulement fluidisé dans les couches superficielles des sédiments durant les deux phases du swash.

En phase de jet de rive (*uprush*), l'eau s'infiltré et la pression de l'eau augmente dans les couches supérieures du lit, l'infiltration se produit en provoquant un champ de vortacité (tourbillon) au niveau du lit sédimentaire ce qui conduit à une réduction de la

couche limite. Les vortex près du fond favorisent potentiellement le transport sédimentaire (figure 2.14). Un gradient de pression descendant se produit dans les couches superficielles lors de l'infiltration de la langue de swash (Turner et Masselink, 1998) ; le fond sableux est stabilisé.

Inversement en phase de retrait (*backwash*), le champ de vorticité est déplacé par l'arrivée de l'eau et éloigné du fond sableux ; le transport sédimentaire est potentiellement amoindri (figure 2.15). L'exfiltration de l'eau est en dehors du sédiment pendant le retrait provoque une diminution du poids effectif des particules et déstabilise le fond ; le transport sédimentaire est donc favorisé.

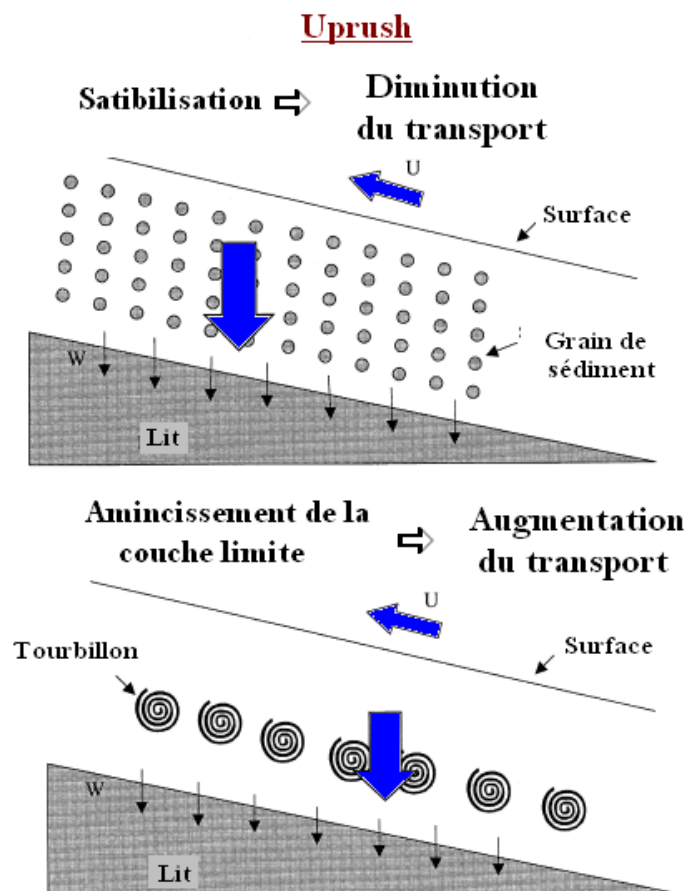


Figure 2.14 : Représentation schématique de l'infiltration en phase du jet de rive (*uprush*), (Butt et al., 2001), modifiée

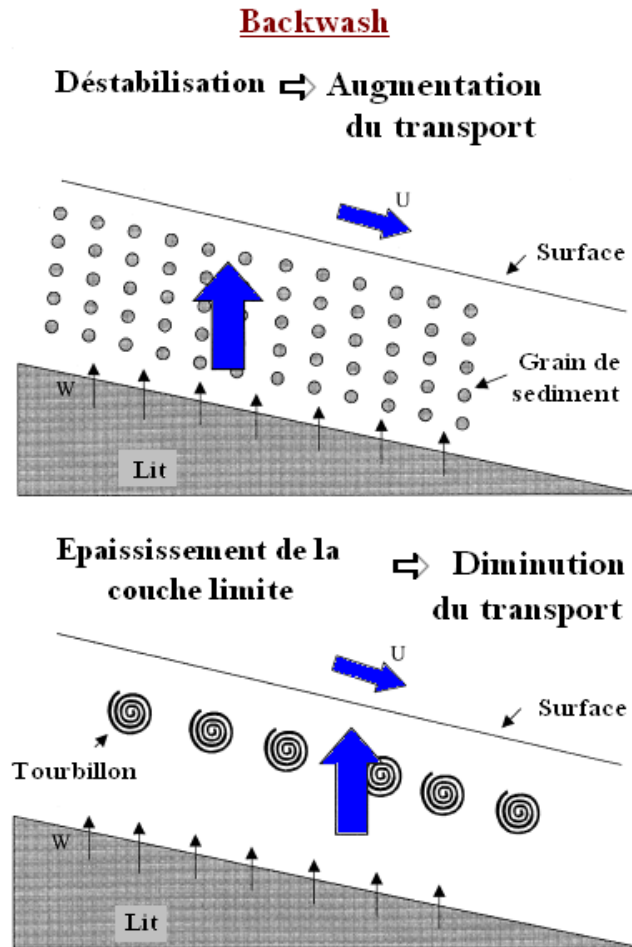


Figure 2.15 : Représentation schématique de l'exfiltration en phase de retrait (*backwash*) (Butt et al., 2001), modifiée

II.5.4 Effet de la pression interstitielle

Horn et al.(1998) considèrent qu'il existe une dépendance de la pression interstitielle des sédiments de sub-surface due aux variations d'épaisseur de la tranche (lame) d'eau de la langue du swash. En phase de jet de rive (*uprush*), la pression de l'eau augmente et se propage rapidement à l'intérieur des couches d'interface eau-sédiment. Après la renverse, phase de retrait (*backwash*), l'épaisseur de la lame d'eau diminue entraînant une réduction de la pression interstitielle. La formation d'une force ascendante en résulte juste en dessous de la surface induisant une expulsion d'eau contenue dans les couches d'interface eau-sédiment.

Ce processus engendre une expulsion d'eau rapide suffisante pour induire une fluidisation des grains de sables (figure 2.14) rendant ainsi les particules disponibles

pour être transportés vers le haut de la plage par le jet de rive et vers le bas dans le cas de la nappe de retrait (Baird et *al.*, 1998).

II.6 TRANSPORT DES SEDIMENTS EN ZONE DE SWASH

II.6.1 Modes de transport sédimentaire en milieu côtier

On considère que les premiers travaux fondamentaux sur les problèmes du transport solide en milieu côtier concernent le transport massique en zone de déferlement et de surf interne généré par l'action simultanée de la houle et des courants : (Bagnold, 1963 ; Wilson, 1966 ; Bijker, 1968 ; Longuet-Higgins et Stewart, 1964 ; Bailard, 1981 ; Van Rijn, 1984 et 1989 ; Fredsøe et Deigaard, 1992) .

Le transport solide en milieu côtier se manifeste essentiellement par:

- Un transport en suspension (*suspended load*), les particules solides sont expulsées du fond et se déplacent à la vitesse de l'écoulement du fluide. Dans ce cas les forces de turbulence favorisent la séparation des particules.
- Un transport par charriage (*bed load*), les particules solides au fond se déplacent par glissement et roulement au voisinage de la couche limite. Les particules pouvant être détachées pour se mettre temporairement en suspension et se déposer à nouveau plus loin au fond du lit en se trouvant ainsi en une situation intermédiaire quasi différente dite de saltation (figure 2.16).

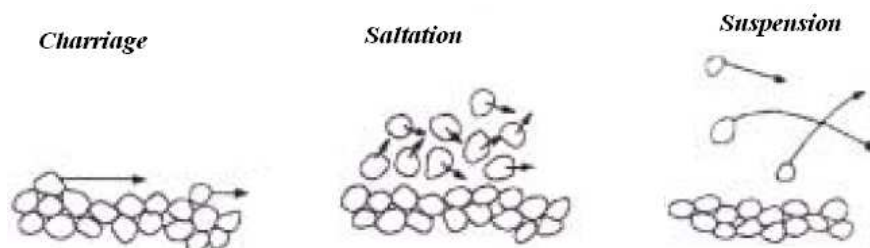


Figure 2.16: Différents modes de transport de sédiments, (Fredsøe et Deigaard,1992)

La nature de déplacement des particules est intimement liée aux propriétés physiques des sédiments. Dans cette étude, on mettra en exergue le transport solide par charriage afin d'examiner les comportements hydrodynamiques du swash et la dynamique des sédiments en zone de swash.

II.6.2 Charriage des sédiments par l'action de la houle

Pour des houles régulières sinusoïdales, le transport solide par charriage durant un cycle de vague (période) est considéré comme étant nul (Ribberink, 1998 ; Soulsby et Damgaard, 2005). Le critère de Shields(1936) durant une moyenne de temps est égale à la période et défini par la relation :

$$\Theta_w = \frac{\frac{1}{2} f_w U_w^2}{(s-1)g D_{50}} \quad (2.70)$$

f_w :: est le coefficient de frottement sous l'effet de la houle.

Près du fond, la vitesse orbitale des oscillations de la houle est égale:

$$U_w = \frac{H\omega}{2\text{sh}\left(\frac{2\pi d}{L}\right)} \quad (2.71)$$

Le coefficient de frottement est considéré comme étant constant durant une période de la houle. Il est déterminé à partir de l'expression de Swart (1974), basé sur le modèle implicite de Jonsson (1966) :

$$\left\{ \begin{array}{l} fw = \exp \left[5,2 \left(\frac{k_s}{\hat{a}} \right)^{0,194} - 5,98 \right] \quad ; \text{ Pour } \frac{k_s}{\hat{a}} < 0,63 \\ fw = 0,3 \quad ; \text{ Pour } \frac{k_s}{\hat{a}} \geq 0,63 \end{array} \right. \quad (2.71)$$

La hauteur des aspérités du lit dépendant du diamètre des sédiments ; d'après Ribberink (1998) est égale :

$$k_s = \max \left\{ 3D_{90}, D_{50} \left[1 + 6 \left(\langle |\Theta| \rangle - 1 \right) \right] \right\}^2 \quad (2.72)$$

A partir des expériences réalisées en canal à houle (Belorgey et al.,1989) ont montré que la couche limite dans la houle présente des dissymétries entre les phases de crête et de creux A cet effet, plusieurs chercheurs s'accordent à une estimation du taux adimensionné de charriage par demi-cycle de vague (demi-période).

Le transport sédimentaire net charrié étant la différence entre le passage successif d'une crête à un creux (Madsen et Grant 1976; Soulsby et al.1993) :

$$\text{Madsen et Grant (1976) : } \quad \Phi_{1/2} = 12,5 \frac{W_s}{\sqrt{(s-1)gD_{50}}} \Theta_w^3 \quad (2.73)$$

$$\text{Soulsby et al. (1993) : } \quad \Phi_{1/2} = 5,1(\Theta_w - \Theta_w^{cr})^{3/2} \quad (2.74)$$

Bailard et Inman, (1981) et Ribberink, (1998) s'appuient sur le principe qui consiste à lier le transport des sédiments à la contrainte de cisaillement instantanée ce qui engendre une détermination instantanée du transport par charriage suivant une intégration pour une période de houle incidente :

$$\text{Bailard and Inman (1981) : } \quad \Phi_t = \frac{\epsilon_b f_w}{(s-1)^2 g^2 \text{tg}\phi D_{50}} u_w^3(t) \quad (2.75)$$

$$\text{Ribberink (1998) : } \quad \Phi_t = 11(|\Theta_w(t)| - \Theta_w^{cr})^{1,65} \frac{\Theta_w(t)}{|\Theta_w(t)|} \quad (2.76)$$

$u_w(t)$: vitesse orbitale instantanée de la houle près du fond

Pour $|\Theta_w(t)| \geq \Theta_w^{cr}$, Ribberink (1998) propose une formulation plus générale pour le taux de transport par charriage sous la forme :

$$\Phi(t) = m(|\Theta_w(t) - \Theta_w^{cr}|)^n \cdot \frac{\Theta_w(t)}{|\Theta_w(t)|} \quad (2.77)$$

m, n : coefficients déterminés expérimentalement.

En générale, en présence de mouvement généré par des houles on peut estimer le taux de transport par rapport à la moyenne temporelle, on peut écrire l'équation (2.77) sous forme générale moyennée :

$$\langle \Phi(t) \rangle = m \left\langle (|\Theta_w(t)| - \Theta_w^{cr})^n \cdot \frac{\Theta_w(t)}{|\Theta_w(t)|} \right\rangle \quad (2.78)$$

En concordance avec l'approche de Dibajnia et Watanabe (1992), qui consiste à partir d'un profil simplifié de calcul des vitesses au fond d'examiner l'effet asymétrique de la houle sur transport des sédiments. Madsen (1991) et Ribberink (1998) ont proposé le modèle de calcul instantanée du transport sédimentaire en fonction de la contrainte de cisaillement instantanée de façon analogue aux houles symétriques. Dans ce cas, l'estimation du transport en question sera effectuée pour chaque demi-période en prenant en considération une valeur caractéristique sur la vitesse et la contrainte de cisaillement pour un coefficient de frottement constant.

A partir des hypothèses précitées, Camenen et Larson (2005) ont présenté une nouvelle formulation pour estimer le paramètre instantané de Shields par demi-période (demi-cycle) d'une houle incidente qui se propage entre le large et le rivage (figure 2.17)

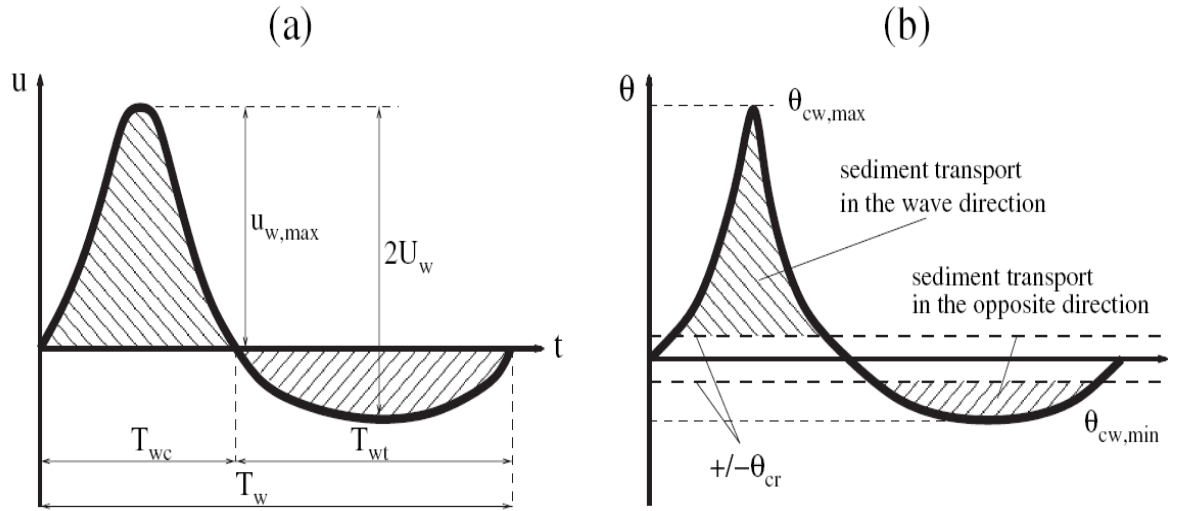


Figure 2.17 : Evolution du profil du paramètre de Shields, (Camenen et Larson,2005)
 (a) Profil typique des vitesses ; (b) Évolution du paramètre de Shields suivant une période,.

$$\left\{ \begin{array}{l} \Theta_{w,sh}(t) = \frac{1}{T_{wc}} \int_0^{T_{wc}} \Theta(t) dt \Rightarrow \text{Pour le large} \\ \Theta_{w,offsh}(t) = \frac{1}{T_{wt}} \int_0^{T_{wt}} \Theta(t) dt \Rightarrow \text{Pour le rivage} \end{array} \right. \quad (2.79)$$

ou :

$$\Theta_w(t) = \frac{\frac{1}{2} f_w |u_w(t)| * u_w(t)}{(s-1)gD_{50}} \quad (2.80)$$

II.6.3 Écoulement cisailé et charriage de particules

On considère l'écoulement cisailé ou l'écoulement de cisaillement (*Sheet-flow*) comme étant une couche mince de faible épaisseur, caractérisée par une forte concentration en particules non cohésives qui se produit au dessus du lit. Cet écoulement joue un rôle significatif dans le processus de transport de sédiments, notamment pour des vagues d'amplitudes importantes (Nielsen et Callaghan, 2002). Sachant que l'apparition du début de l'écoulement de cisaillement (cisailé) est liée à une disparition des ondulations des vagues accompagnée d'un accroissement de l'énergie

engendrant une augmentation de la vitesse orbitale de houle ainsi que la vitesse moyenne d'un courant.

Dong et Zhang (2000) ; Hsu (2003) ont relié par une approche classique basée sur la concentration de référence les propriétés de l'écoulement cisailé à partir des paramètres du transport par charriage dans un lit sédimentaire.

Les investigations de Komar et Miller (1975) sur le comportement du lit sous un écoulement ondulatoire ont permis d'introduire un critère caractérisant l'apparition de l'écoulement cisailé en fonction du nombre Reynolds étoilé :

$$\Theta \text{Re}^{*1/3} = 4,4 \quad (2.81)$$

avec,

$$\text{Re}^* = \frac{UD_{50}}{\nu} \quad (2.82)$$

Dans une étude sur l'effet de la viscosité cinématique et la densité relative des particules sur l'écoulement cisailé, Chan et *al.*(1972) ont démontré que la période des vagues influe, dans une large mesure, sur l'écoulement cisailé en introduisant le terme de la couche limite de Stokes $\delta_w = \sqrt{\nu T / \pi}$. La condition d'apparition de l'écoulement cisailé en fonction du paramètre de mobilité Ψ est égale :

$$\left[\Psi \left(\frac{D_{50}}{\delta_w} \right) \right]^{0,8} = 43,6 \quad (2.83)$$

Avec,

$$\Psi = \frac{U^2}{(s-1)gD_{50}} \quad (2.84)$$

Pour des mouvements oscillatoires, Sleath (1994) quantifie l'importance de l'accélération locale dans l'écoulement de cisailé par un paramètre adimensionnel :

$$S = \frac{2\pi U_o}{gT(s-1)} \quad (2.85)$$

Si : $S < 0,2$ l'accélération locale est négligée, dans ce cas l'écoulement est lié aux conditions de cisaillement des particules solides, en conformité aux approches classiques (Davies et *al.*, 1997).

Wilson,(1989) et Sumer et *al.*,(1996) ont mis en évidence l'épaisseur de la couche d'écoulement cisailé en fonction des conditions de charriage notamment le paramètre de Shields.

$$\text{Wilson (1989)} \quad : \quad \frac{\delta}{D_{50}} = 10\Theta \quad (2.86)$$

$$\text{Sumer et } al.(1996) \quad : \quad \frac{\delta}{D_{50}} = 7\Theta \quad (2.87)$$

II.6.4 Transport sédimentaire en zone du swash

Le phénomène du swash est considéré comme l'un des principaux facteurs d'échange de sédiment dans une plage en entraînant des changements continuels dans la ligne de rivage. Généralement, pour des plages naturelles, le transport sédimentaire en zone de swash se produit sous les conditions d'un écoulement de cisaillement (Hughes et *al.*, 1997a), où la nature du mode de transport des sédiments sous ces conditions pose toujours des ambiguïtés (Wilson, 1987 ; Nielsen, 1992 et 2002).

Butt et Russell (2000), admettent qu'en zone de swash sablonneuse, le transport par charriage est le plus dominant en raison de la présence du forçage hydrodynamique qui entraîne une dynamique des sédiments par les forces de frottement exercées sur le fond. Selon le modèle énergétique de Bagnold (1963), le transport par charriage durant les phases de jet de rive (*uprush*) et de retrait (*backwash*) est lié essentiellement à la variation du poids immergé transporté durant une phase du swash :

$$\text{Phase du jet de rive} \quad : \quad I_u = k_u \frac{\bar{u}_u^3 T_u}{\tan\varphi + \tan\beta} \quad (2.88)$$

$$\text{Phase de retrait} \quad : \quad I_b = k_b \frac{\bar{u}_b^3 T_b}{\tan\varphi + \tan\beta} \quad (2.89)$$

où :

k_u, k_b : coefficients de calibration en phase du jet de rive et de retrait (kg/m^3)

φ : angle de frottement du sédiment

β : angle d'inclinaison du talus de la plage.

En application du modèle énergétique de Bagnold, Masselink et Hughes (1998) suite à des mesures d'événements de swash *in situ*, ont obtenu un coefficient de calibration durant la phase de jet de rive égale au double de celui de la phase de retrait, c'est-à-dire : $k_u \cong 2 k_b$.

Pour une estimation du transport par charriage, induit par le swash, à partir d'expériences sur des particules à granulométrie uniforme, Soulsby et Whitehouse (1997), ont porté des correctifs au paramètre de Shields et proposer une nouvelle équation au swash, formulé comme suit :

$$\Theta = \frac{0,3}{1+1,2D_*} + 0,055 [1-\exp(-0,020D_*)] \quad (2.90)$$

Or, le paramètre de Shields(1936) ne prend pas en considération l'inclinaison de la plage, Fredsoe et Deigaard (1992), considèrent que l'estimation du paramètre de Shields n'est effective que si on tient compte de la pente de la plage.

$$\text{En pente ascendante : } \theta_{\text{mod}} = \theta \cos \beta \cdot \left[1 - \frac{\tan \beta}{\tan \phi} \right] \quad (2.91)$$

$$\text{En pente descendante } \theta_{\text{mod}} = \theta \cos \beta \cdot \left[1 + \frac{\tan \beta}{\tan \phi} \right] \quad (2.92)$$

Madsen (1991), est parvenu à estimer le débit instantané spécifique de charriage en zone de swash :

$$\frac{q_b(t)}{\sqrt{(s-1)D^3}} = \frac{8}{1 + \frac{\tan \beta}{\tan \phi_m}} (|\Theta(t)| - |\Theta_{\text{cr},\beta}|)^{3/2} \frac{\tau_b(t)}{|\tau_b(t)|} \quad (2.93)$$

ϕ_m : angle de frottement des particules en mouvement ($\phi_m \approx 30^\circ$);

$\text{tg}\beta$: gradient (pente) local de la plage ($\tan \beta = \frac{dh}{dx}$)

Ce type de modèles est préconçu pour une estimation du débit total (global) des sédiments, c'est-à-dire charriage et suspension (Van De Graff et Van Overeem, 1979; Watanabe, 1992).

Or, par introduction des coefficients appropriés adaptés au modèle de Madsen (Equation 2.93), Larson et *al.* (2004) proposent un modèle pour déterminer le débit total des sédiments durant un cycle de swash :

$$\frac{q_{\text{net}}}{\sqrt{(s-1)D^3}} = \frac{8I_b}{1 - \frac{dh/dx}{\text{tg}\phi_m}} + \frac{8I_u}{1 - \frac{dh/dx}{\text{tg}\phi_m}} \quad (2.94)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{T} \int_{ts}^{tm} (|\Theta(t)|)^{3/2} dt \\ \frac{1}{T} \int_{ts}^{te} (|\Theta(t)|)^{3/2} dt \end{array} \right. \quad (2.95)$$

II.7 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons exposé le déroulement du processus du swash sur un plan morphodynamique et hydrodynamique. Nous avons évoqué le critère d'entraînement des sédiments sous l'influence de la houle incidente en zone de swash. Il est bien évident que les phases du swash dépendent d'autres facteurs tels que : l'infiltration et l'exfiltration de l'eau dans le lit sédimentaire responsable d'une fluidisation des particules solides dans la zone d'interface d'échange fluide-sédiment.

En l'absence de mesures des vitesses dans lit de sédiments et à l'interface, l'ensemble des travaux énumérés n'expliquent pas de façon claire le processus physique d'interaction entre les deux phases d'écoulement, c'est-à-dire entre l'écoulement de la tranche d'eau libre de la langue du swash et l'écoulement au sein du lit sédimentaire en zone de swash.

La majorité des études réalisées durant cette dernière décennie sont *in situ*, le concept d'étude fondamentale du processus du swash est extrêmement difficile à modéliser ou à reproduire en canal à houle à cause d'une déficience d'instrumentation adéquate. En zone de swash les mesures des vitesses sont effectuées pour une tranche d'eau ne dépassant guère les deux centimètres. Les récents développements de la technique de vélocimétrie Doppler ultrasonore(VDU) peuvent être l'outil le mieux adapté à ces mesures.

CHAPITRE III

Dispositifs Expérimentaux, mesures et traitement des données

INTRODUCTION

Dans le présent chapitre, nous présentons les dispositifs expérimentaux conçus et l'instrumentation utilisée durant nos travaux. La première partie du travail est consacrée à la description du canal de calibration à flux continu qui servira à étudier les possibilités d'adaptation du Vélocimètre Doppler Ultrasonore (VDU) aux mesures de vitesses d'écoulement dans un milieu poreux. Nous décrivons aussi les différentes caractéristiques des matériaux utilisés comme lit sédimentaire.

En seconde partie, nous communiquons par un descriptif détaillé du principe de la technique de mesure des vitesses dans le cas d'un écoulement permanent et d'une génération d'un écoulement par une houle régulière.

Enfin, la troisième partie concerne une description du vélocimètre Doppler Laser (VDL), l'instrument qui a été employé pour la comparaison et la validation des mesures de vitesses en eau claire avec ceux du VDU. Pour cette dernière, nous avons donné une présentation détaillée à l'instrumentation utilisée.

III.1 DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

III.1.1 Canal de calibration

C'est un dispositif constitué d'un canal, conçu dans le cadre du programme de coopération PROFAS au sein du laboratoire M2C. Ce canal permet d'étudier les écoulements à surface libre, est d'une pente réglable d'une longueur totale de 3,5 m dont une partie vitrée de 2,60 m de longueur de section rectangulaire de 0,1 m de largeur et 0,25 m de hauteur (figure 3.1).

Les parois et le fond du canal sont vitrés d'une épaisseur de 10 mm, permettant de faire des observations et des mesures optiques, notamment par vélocimétrie Doppler laser (VDL) et par vélocimétrie d'images de particules (PIV), (figure 3.2)



Figure 3.1: Vue d'ensemble du dispositif canal de calibration

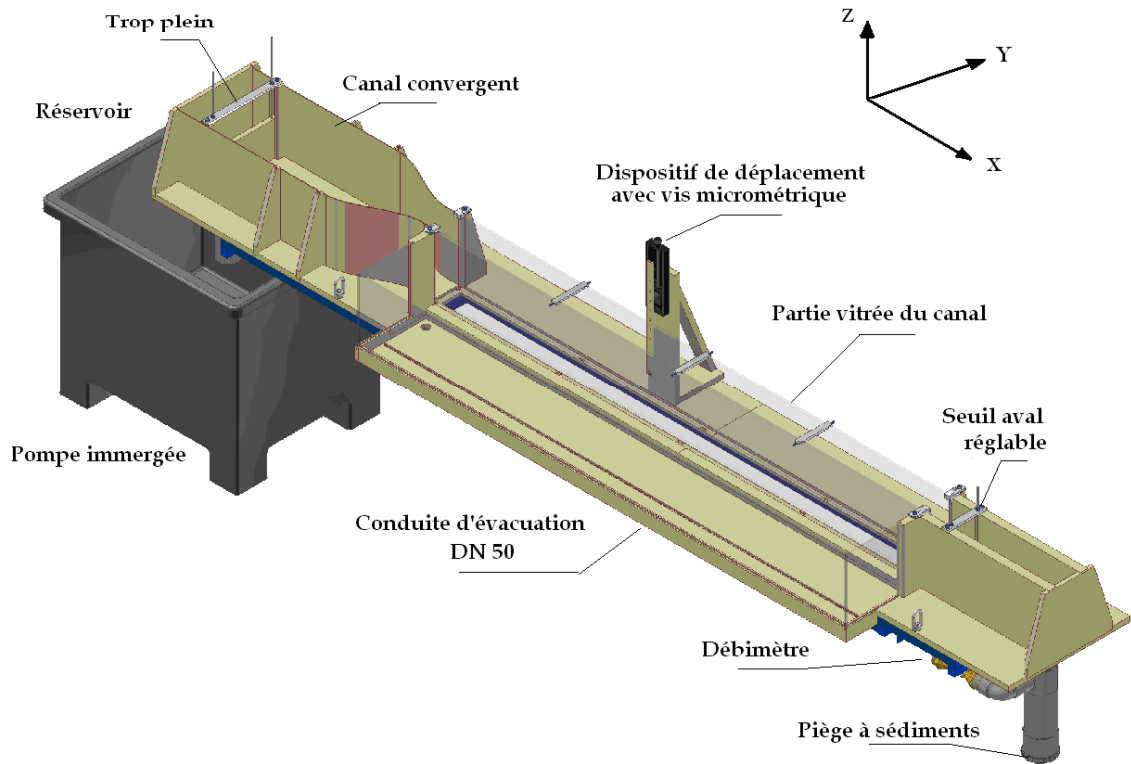


Figure 3.2: Description du canal de calibration et du dispositif de déplacement

Le canal est alimenté par un réservoir à charge constante réalisé en matériau PVC de section carrée de côté de 0,30 m et une hauteur de 0,25 m. L'arrivée d'eau se fait par un système de crépine, l'eau est tranquillisée par deux plaques de mousse d'environ 2,5 cm d'épaisseur. Dans le canal, le débit est contrôlé par un seuil réglable. Le trop-plein d'eau est évacué vers le réservoir. L'alimentation du canal est assurée par un circuit fermé à l'aide d'une pompe immergée de débit maximal de $(5,0 \pm 0,01)$ l/s. Pour une meilleure laminarisation de l'écoulement et afin de réduire les effets de turbulence, une cage de nid d'abeilles a été installée avant la sortie du convergent. Il est constitué d'empilements de pailles d'environ 0,50 cm de diamètre, placées sur une longueur de 19,5 cm sur une hauteur de 15 cm.

Les débits d'écoulement sont mesurés par un débitmètre à hélice situé à la sortie du canal, après un étalonnage par la méthode d'empotage.

Dans le but de réduire les variations des vitesses ainsi que l'intensité de turbulence dans le canal induite par l'effet asymétrique de la contraction (Bella et Mehta, 1988), nous avons prévu un convergent à profil optimisé de forme polynomiale (Hussain et Ramjee, 1976), permettant une réduction maximum des contractions en écoulement d'un fluide.

L'équation du profil du convergent est de la forme :

$$Y(x) = H_i - (H_i - H_e) \left[-2 (X')^3 + 3 (X')^2 \right] ; \quad \text{où } X' = X' = \frac{X}{L} \quad (3.1)$$

Avec :

X, Y : étant les coordonnées cartésiennes

L : longueur de la contraction (m) ; L = 0,30 m

H_i : largeur de la contraction à l'entrée, H_i = 0,30 m

H_e : largeur de la contraction à la sortie, H_e = 0,10 m

Afin d'assurer la continuité d'une part, entre le fond lisse du canal en amont et d'autre part, le lit de sédiments, deux seuils à plan inclinés en PVC de 140 mm de longueur et de 20 mm de hauteur ont été prévus. Ceci évitera aussi l'érosion du lit sédimentaire.

III.1.2 Lit de sédiments

Dans nos travaux, nous avons simulé le milieu poreux par trois types de matériaux :

- lit de mousse : alvéolaire de type (PVC) ou à bulles type polyuréthane souple de faible densité.
- billes de verre
- sable de plage naturel (Luc-Sur-Mer).

Pour des considérations liées au protocole expérimental consistant à assurer des mesures de vitesses d'écoulement dans le milieu de porosité importante, nous avons matérialisé le lit sédimentaire par la mousse de polyuréthane à structure alvéolaire et à bulles. Elles sont fabriquées par des matières à base de polymères et se prêtent à divers usages, elles sont aussi souvent employées pour l'isolation thermique et acoustique.

La mousse alvéolaire est semi-rigide de porosité vacuolaire. Elle est constituée d'alvéoles ouvertes individuelles ayant une forme plus au moins sphérique (Figure 3.3). Par contre, la mousse à bulles est plus flexible et constituée de petites bulles d'air qui communiquent entre ses cavités. Elles sont caractérisées par une faible densité et sont marquées par une porosité d'indentation et une tortuosité de milieu.

Du fait de leur porosité importante, Lambert (1996) introduit la notion de porosité efficace pour caractériser ce type de milieu. Une propriété qui permet de mieux modéliser les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement

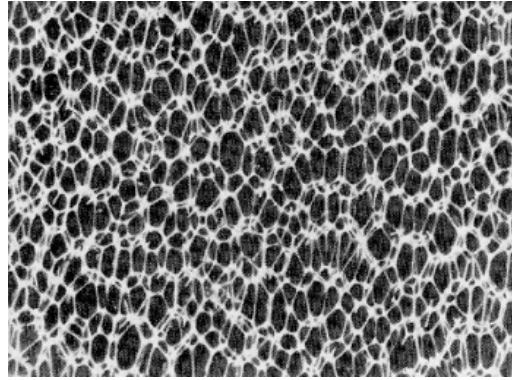


Figure 3.3: Photomicrographie de la section transversale d'une mousse alvéolaire 10x (Blaga, 1976)

Selon la taille des pores, il existe essentiellement deux catégories de porosités : une porosité capillaire pour des pores ayant des diamètres inférieurs à 2 mm, et une macroporosité ou porosité gravifique pour des pores de diamètres supérieurs à 2mm (Comiti et Renaud, 1989). Dans ce cas, les modèles capillaires ont des limites d'applications, surtout pour une porosité avoisinant l'unité (Montillet 1995; Comiti et *al.*, 2000).

La porosité de la mousse a été déterminée par un porosimètre spécifique (Carpentier 2006). L'épaisseur du lit de mousse utilisée varie entre 50 à 65 mm et suivant toute la longueur du canal (figure 3.4).



a) Mousse alvéolaire



b) Mousse à bulles

Figure 3.4: Coupe transversale des différentes variantes de mousses polyuréthanes utilisées comme lit sédimentaire.

Le tableau 3.1, représente les caractéristiques mécaniques et physiques des mousses polyuréthanes employées dans les expériences.

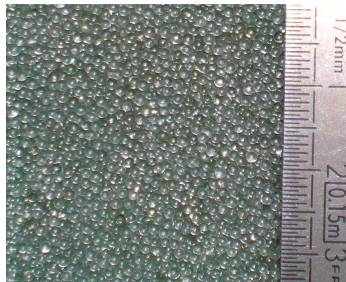
Tableau 3.1: Valeurs caractéristiques de la mousse avec diamètres équivalents des pores.

Type de Mousse	Masse volumique (kg/m^3)	Resistance à l'indentation (N)	Porosité n %	Diamètre équivalent des pores (mm)
Mousse alvéolaire	32,0	150	96,4	3,1
Mousse à bulles	23,0	235	94,5	0,9

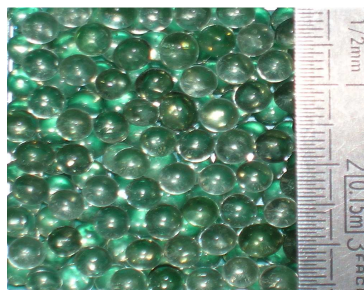
Pour modéliser le lit sédimentaire, nous avons opté pour des billes de verre transparentes (Sigmund Lindner™), dont la constitution principale est à base de 54,7% de quartz (SiO_2), 22,5% d'oxyde de calcium (CaO) et 14,5 % d'oxyde d'Aluminium (Al_2O_3). La masse spécifique des billes est égale à 2570 kg/m^3 . La porosité totale des billes de verre varie de : 31,0% à 37,5 % (figure 3.5).



a) $D = (0,75-1,00) \text{ mm}$



b) $D = (1,00- 1,25) \text{ mm}$



c) $D = (3,80 - 4,40) \text{ mm}$

Figure 3.5 : Gammes de billes de verre avec plages de diamètres

Chapitre III

Les essais ont été réalisés avec des billes de verre de différents diamètres. Une étude granulométrique a été réalisée au granulomètre Laser (Coulter LS230) pour les billes de diamètre inférieur à 1,5 mm.

L'uniformité des différents échantillons de billes utilisées, est vérifiée par l'application du critère de Breusers et Raudkivi (1991), définis comme suit :

$$\frac{D_{95}}{D_5} < 4-5 \quad (3.2)$$

et l'écart type géométrique :

$$\sigma_g = \frac{D_{84,1}}{D_{50}} = \frac{D_{50}}{D_{15,9}} < 1,35 \quad (3.3)$$

Les principaux résultats caractéristiques sont présentés au tableau 3.2. Dans nos expériences, nous nous limiterons aux phénomènes de transport de charriage. Pour ce faire, nous fixons des gammes de vitesses appropriées pour chaque plage de billes assurant ainsi la condition précitée.

Tableau 3.2 : Caractéristiques granulométriques des billes.

Tailles des billes ϕ (mm)	Diamètre Médian D_{50} (mm)	$\frac{D_{95}}{D_5}$ (-)	$\sigma = \frac{D_{50}}{D_{15}}$ (-)	Porosité n (%)
0,75 - 1,00	0,918	1,375	1,120	32,5
1,00 - 1,25	1,216	1,162	1,298	34,0
3,80 - 4,40	3,918	—	—	37,5

Pour le sable, nous avons préconisé du sable moyen de la région de Luc-Sur- Mer.

Le fuseau granulométrique s'étend de (176,9 -1660) μm et de diamètre médian D_{50} égal à 406 μm (figure 3.6). La porosité totale du sable est égale à 32,10%

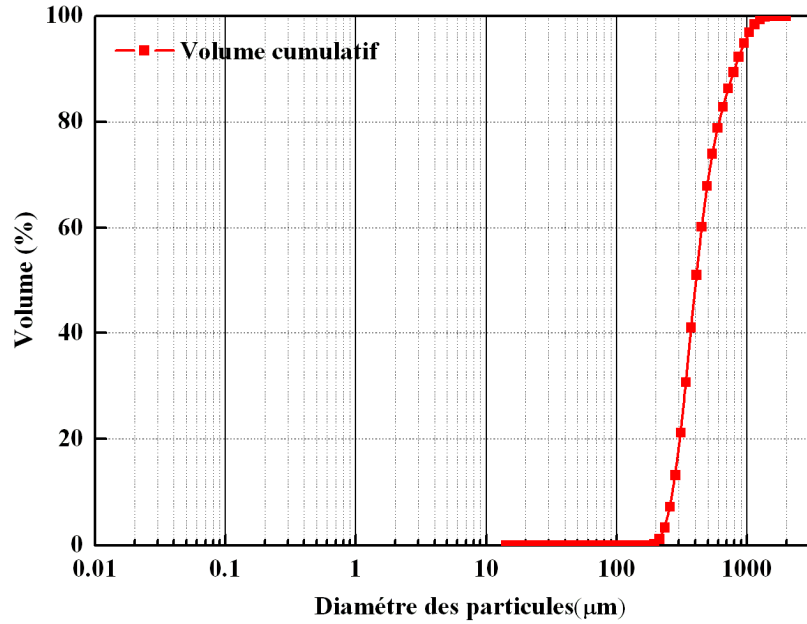


Figure 3.6: Courbe granulométrique du sable de Luc-Sur-Mer.

III.1.3 Bassin à sonde

Pour effectuer des mesures de vélocimétrie Doppler ultrasonore, il est impératif de s'assurer que la sonde (transducteur) est en contact directe avec le milieu liquide, aucune mesure ne pouvait s'effectuer si cette dernière est en contact directe avec l'air.

Selon les différentes littératures (Rolland, 1994 ; Nikorva et Goring, 1998 ; Kurniawan et Altinakar, 2002), relatives à l'emploi des transducteurs dans les mesures d'écoulements, on a constaté qu'on peut procéder à des mesures fiables à condition de respecter le principe de couplage acoustique qui peut se réaliser par l'un des protocoles ci après :

- une mesure directe dans le milieu à étudier à condition de ne pas perturber le milieu de mesure (mihoubi *et al*, 2007a). Dans ce contexte, Rolland (1994) propose de mettre entre la zone de contact de la sonde et la surface du plan d'eau un film Mylar (figure 3.7).
- une utilisation d'un gel ultrasonore entre l'interface et la sonde afin d'éliminer la présence de l'air et assurer un couplage acoustique pour des mesures dans l'eau. Seulement, il est à noter que, parfois l'emploi du gel est très peu pratique, du fait qu'il coule ce qui favorise la formation des cavités d'air qui peuvent affecter la fiabilité des mesures.

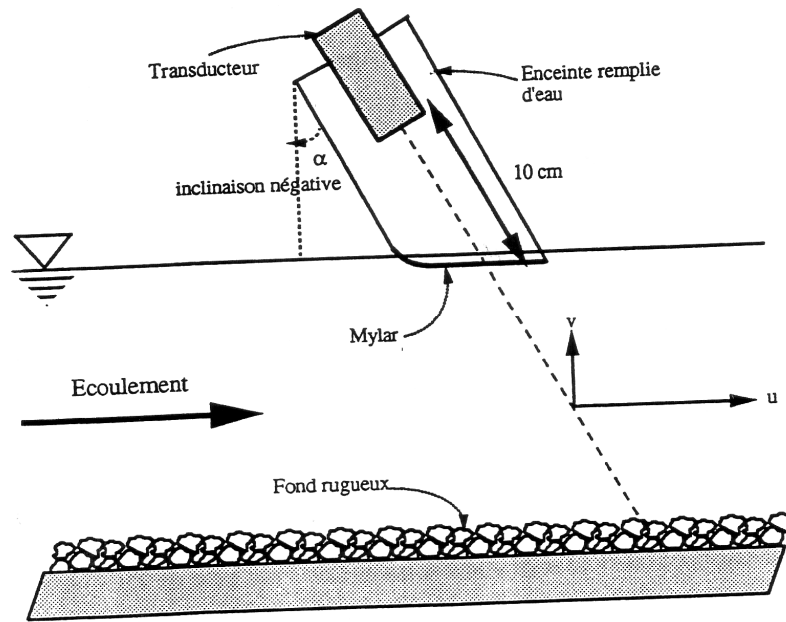


Figure 3.7 : Installation d'une sonde pour mesurer les vitesses sur fond rugueux (Rolland, 1994)

- la confection d'un bassin à sonde (figure 3.8), dans lequel le transducteur est immergé dans l'eau permettant d'assurer un meilleur couplage acoustique, il permet aussi d'avoir des réglages précis.

Pour cela, nous avons prévu dans un premier temps une boîte de forme cubique de 0,30 cm, de base en PVC et de trois facettes en plexiglas. La boîte est collée à la paroi du canal par des joints à silicone, l'étanchéité doit être assurée afin que la sonde baigne dans l'eau.

Une sonde de type long (R0405LS) est immergée dans le bassin, fixée sur un système de support d'attache qui est lié à son tour à une tige réglable, fixée à son tour à un support. L'ensemble du dispositif est libre ce qui permet de faire des réglages précis et un balayage maximum dans la direction verticale et horizontale, et d'assurer des mesures de vitesses à travers les parois latérales du canal.

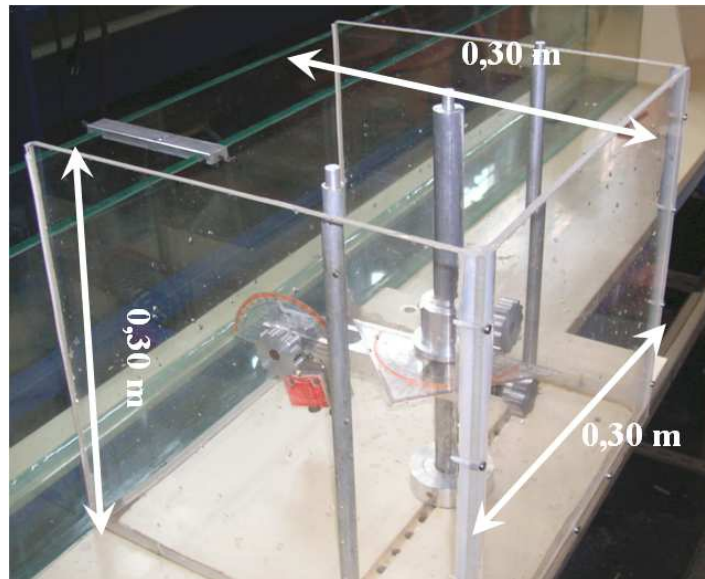


Figure 3.8 : Bassin à sonde conforme au modèle proposé par Nikorva et Goring, (1998)

Les essais de mesures de vitesses effectuées en canal avec la boîte à sonde ont été influencés souvent par des pics d'écho dus à la réflexion du verre des parois du canal. Ceci affecte le volume de mesures par le phénomène d'artefacts, d'autant plus lorsque on effectue les essais avec un lit sédimentaire constitué de billes de verre.

Dans cette situation, les échos reçus par le vélocimètre ne correspondent pas à la rétrodiffusion du signal ultrasonore, mais à une réflexion du verre. A cet effet, nous avons envisagé un dispositif original qui répond mieux à notre protocole expérimental.

III.1.4 Colonne à sonde

Dans le but d'éviter les artéfacts dus à la réflexion du verre des parois du canal, nous avons prévu un dispositif qui répond au mieux au protocole de mesure. Une sonde plate à sortie radiale de même fréquence que précédemment utilisée (4MHz) est placée sur un support assurant les déplacements verticaux. Il a pour dimensions : 24,0 mm de largeur, 400 mm de longueur et 2,7 mm d'épaisseur, percé d'un orifice qui permet de faire pivoter la sonde suivant un angle d'incidence avec la direction normale de l'écoulement (figure 3.9)

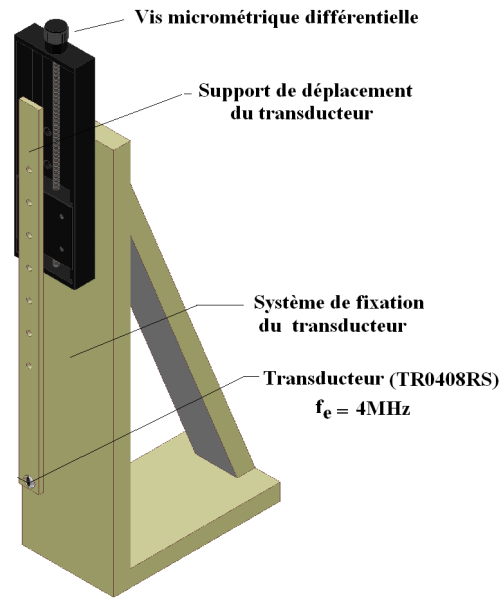
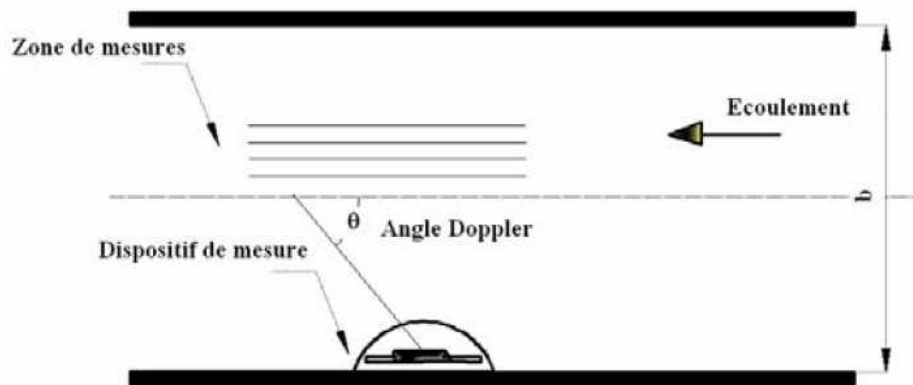


Figure 3.9 : Dispositif de déplacement de la sonde de mesure.

Le déplacement vertical de la sonde (transducteur) est assuré au moyen d'une vis différentielle micrométrique, ce qui permet d'obtenir des micro-déplacements de l'ordre du dixième de millimètre et avoir un maximum de points de mesures dans le lit sédimentaire et à l'interface fluide- sédiment. Le pas de déplacement minimal de la sonde suivant la verticale est de 0,5 à 1 mm.

L'ensemble transducteur et support de déplacement sont protégés par une plaque de protection de mince épaisseur de 2,0 mm et de faible courbure, l'ensemble forme ainsi un système que nous appelons colonne à sonde (figure 3.10)



a)

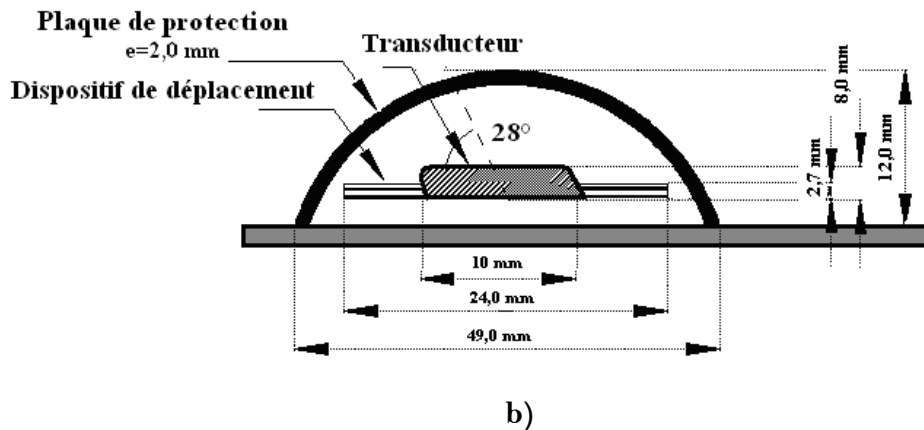


Figure 3.10 : Détail du dispositif de mesure des vitesses dans le canal.

- a) Vue en plan du système de l'emplacement du dispositif de mesure dans le canal,
- b) Détails d'emplacement de la sonde dans la colonne à sonde

Dans ce système préconisé, nous avons tenu compte de l'effet de réfraction entre les milieux : eau-paroi PVC et puis paroi de PVC - eau dans l'estimation de la vitesse mesurée à partir de l'angle d'incidence ($\alpha=28^\circ$) et l'angle de réfraction correspondant ($\gamma =43^\circ$). La figure 3.11 est une illustration de la propagation du faisceau ultrasonore.

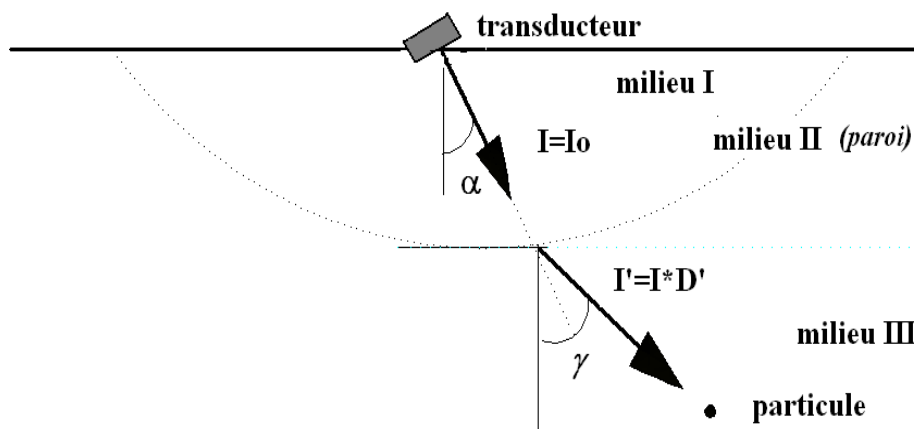


Figure 3.11: Illustration du parcours du champ ultrasonore à partir de la sonde vers la cible (particule).

Les paramètres spécifiques relatifs aux mesures des vitesses d'écoulement par le vélocimètre Doppler ultrasonore dans le canal en écoulement permanent sont récapitulés comme suit :

Tableau 3.3 : Caractéristiques spécifiques liées aux mesures des vitesses par le VDU.

Paramètre	Valeur	Unité
Fréquence de répétition PRF	9615 - 10416	Hz
Durée faisceau ultrasonore par PRF	108-136	μ s
Profondeur d'exploration	80-100	mm
Résolution	0,74	mm
Nombre de Portes	94-100	---
Fréquence d'acquisition	30-60	Hz
Durée d'acquisition	17,28 – 34,50	s
Erreur absolue	$\pm 0,02$	mm/s

III.1.5 Ensemencement

Pour assurer une bonne diffusion des particules liquides dans l'écoulement et par la même occasion avoir un nombre appréciable de mesures, nous avons alimenté le canal par une dilution d'ensemencement à base de Polyamide de diamètre moyen 20 μ m et de densité 1030 kg/m³.

III.1.6 Canal à houle

Les expériences relatives à l'étude des effets de la houle sur le profil des vitesses et le transport de sédiments en zone de swash ont été menées dans un canal à houle, d'une longueur de 18,0 m pour une section rectangulaire de 0,50 m de largeur et une hauteur des parois de 0,6 m. Il permet de simuler de nombreuses conditions de houles pour différentes profondeurs d'eau $d \leq 0,4$ m et des longueurs d'onde de la houle comprises entre $1 \leq L \leq 7$ m (figure 3.12).

Le fond du canal est constitué de plaques de PVC de 20 mm d'épaisseur. L'ensemble de l'installation est surélevé à l'aide de profilés par rapport au sol de 0,5 m de haut, permettant ainsi le passage d'une conduite de diamètre égale à 300mm et de pression nominale égale à 16 bars.



Figure 3.12 : Installations du hall d'expérimentation du laboratoire M2C

La conduite est reliée par deux coudes de 90° à la partie d'alimentation, de telle sorte qu'on peut travailler en circuit fermé en produisant les trois régimes suivants :

- En écoulement permanent : la pompe assure l'aspiration et le refoulement du fluide dans le canal en mode circuit fermé.
- En écoulement périodique (cyclique) : la génération des houles régulières est assurée par les mouvements périodiques du batteur à houle. Une plage d'amortissement a été prévue et placée à l'autre extrémité du canal afin d'atténuer les phénomènes de réflexion de houle sur la paroi verticale du canal.
- En écoulement combiné (houle plus courant) : Le mode permet la génération d'une action simultanée de la houle et du courant (figure 3.13).

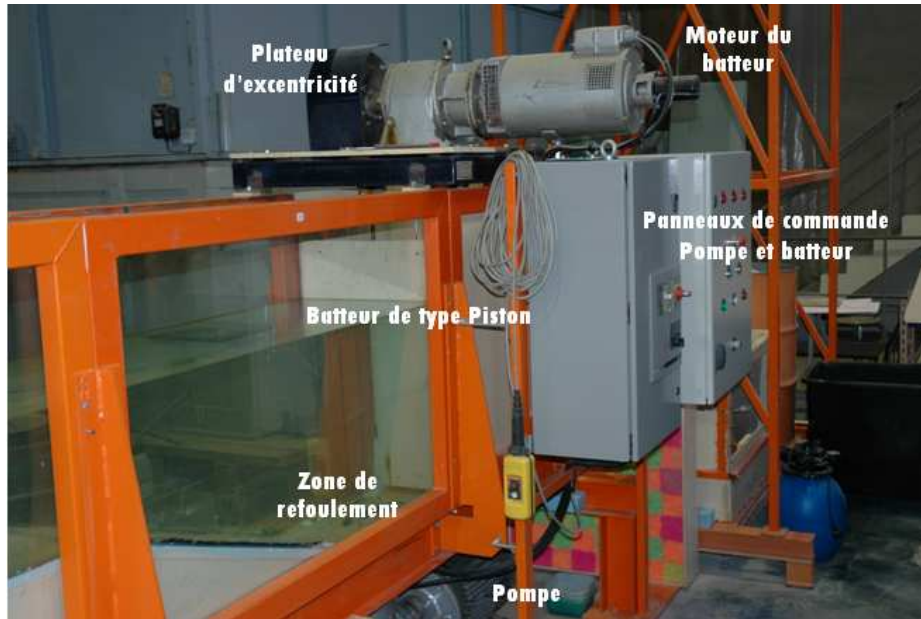


Figure 3.13 : Vue du système de commande du batteur à houle

III.1.6.1 Batteur à houle

Le canal à houle est équipé d'un batteur de type piston (figure 3.14), constitué d'une pôle plane verticale. Les mouvements périodiques de la pôle sont assurés par un moteur à courant continu asservi par dynamo tachymétrique. La vitesse de rotation du moteur et l'amplitude du mouvement de la pôle (excentricité) sont contrôlés par un variateur et un plateau excentrique. Le batteur produit des vagues à mode monochromatique et multi-chromatique pour des houles de périodes variables de 1 à 6,5 secondes, correspondant à des hauteurs de vagues H (crête/creux) pouvant atteindre les 20 cm de haut.

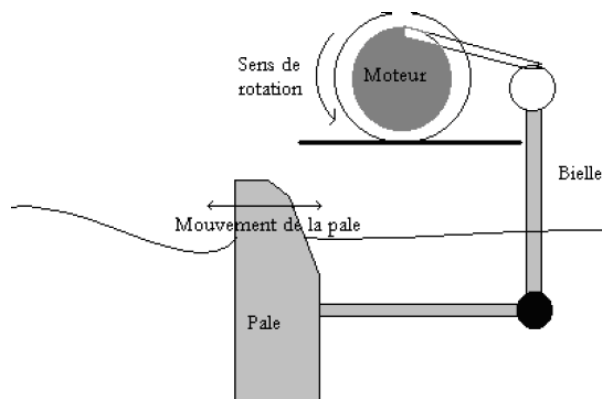


Figure 3.14 : Schéma de fonctionnement du batteur à houle.

III.1.6.2 Pompe d'alimentation du Canal

L'alimentation en eau est assurée par une pompe hélice VERONI, de type E30-A1, assurant un débit maximal de $0,305 \text{ m}^3/\text{s}$ et $H_{MT} = 3,61 \text{ m}$. La variation du débit se fait au moyen de l'entraînement de la roue de la pompe de diamètre 300 mm qui tourne au moyen d'un moteur asynchrone de puissance pouvant atteindre 18,5 kW pour une fréquence de rotation maximale de la roue égale à 1460 tr/min. La pompe est dotée d'un variateur de fréquence qui peut être commandé manuellement et graduellement.

Les parois transparentes du canal en verre de 10 cm d'épaisseur permettent d'effectuer des observations visuelles et de faire des mesures non intrusives par la technique de Vélocimétrie Doppler Laser (VDL), visualisation d'images par nappe laser et des mesures de Vélocimétrie par image de particules (Chevalier, 2000 ; Muryzn, 2002).

III.2 VELOCIMETRIE DOPPLER ULTRASONORE

III.2.1 Principe

Le principe de mesure des vitesses par ondes ultrasonores est basé sur l'effet Doppler. La méthode consiste à émettre un train d'ondes ultrasonores dans le milieu (cible) puis à réceptionner les échos du milieu afin d'en extraire l'information relative à la vitesse.

En 1964, Baker a présenté le premier instrument Doppler ultrasonore destiné aux mesures de vitesse du sang. Par la suite, Wells (1969) a utilisé le Doppler ultrasonore pulsé pour des mesures de vitesse du sang dans les vaisseaux sanguins. Cette technique constitue une première comme outil de diagnostic médical menant à des progrès remarquables, (Willemetz, 1990 ; Jensen, 1996 ;).

Takeda (1986) est l'un des premiers chercheurs à avoir étendu l'utilisation du principe de la vélocimétrie Doppler ultrasonore dans d'autres fluides que le sang. Dans ce contexte, plusieurs travaux ont été effectués dans le domaine de la mécanique des fluides, spécialement ceux liés aux problèmes de la turbulence, aux écoulements chargés et aux écoulements multiphasiques (Lhermitte et Lemine 1994 et Rolland 1994 ; Takeda, 1995 ; Soong et *al.*, 1999).

III.2.2 Champ ultrasonore

La génération des ondes ultrasonores ainsi que leur transformation en signal électrique revêt une importance capitale, car la qualité des mesures obtenues en dépend. En vélocimétrie Doppler ultrasonore, l'aspect des plans de phases et la forme du volume de mesures, doit être assurée par un faisceau ultrasonore de section aussi fine que possible, sur toute la profondeur d'exploration, constituent un critère capital pour la qualité des résultats obtenus.

La géométrie du champ ultrasonore est générée par le transducteur (sonde), qui définit la résolution latérale. Elle dépend essentiellement des dimensions et de la forme de l'élément piézo-électrique du transducteur. Selon la théorie de diffraction, un faisceau ultrasonore émis par un transducteur de rayon "a" comprend deux champs (figure 3.15) :

- un champ proche, appelé zone de Fresnel, où toute l'énergie du faisceau est contenue dans un cylindre dont le diamètre correspond à la source. L'intensité passe par une succession d'alternance de maxima et de minima sur l'axe du transducteur (Fink, 1982).

- un champ lointain : appelé zone de Fraunhöffer, dans ce domaine le faisceau est plus homogène, mais le champ fait apparaître des lobes lorsque l'on s'éloigne de l'axe du transducteur. L'angle de divergence des lobes dépend de la directivité définie par (Morse et Ingard, 1968) :

$$D_{(\gamma)} = \frac{2J_1(ka \sin\gamma)}{ka \sin\gamma} \quad (3.4)$$

où ;

J_1 : fonction de Bessel du premier ordre définissant les lobes.

La fonction de directivité a des racines pour $(ka \sin\gamma) = 3,83 ; 7,02 ; 10, 17$ etc. Sachant que l'angle γ_d de divergence du lobe principal est donné par :

$$\gamma_d = \text{Arc sin} \left(\frac{0,61\lambda}{a} \right) \quad (3.5)$$

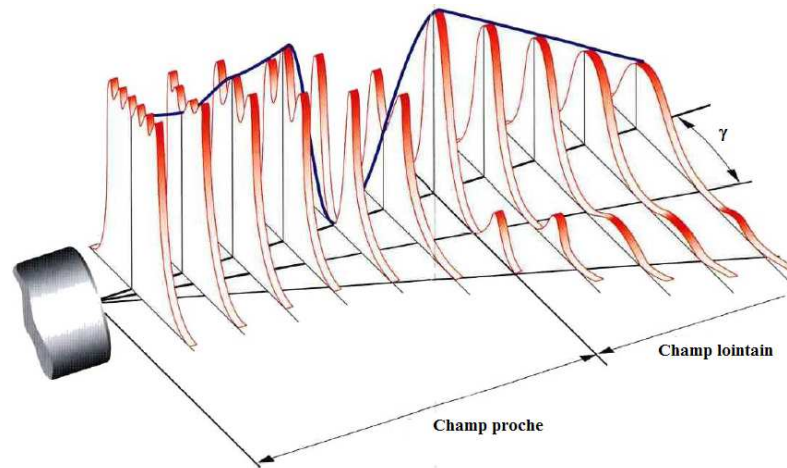


Figure 3.15 : Evolution tridimensionnelle du champ acoustique d'un transducteur circulaire de rayon "a", (Fink, 1982), modifié.

L'angle de divergence est inversement proportionnel au diamètre de la sonde. La figure 3.16, illustre bien les valeurs théoriques de l'angle de divergence inversement proportionnel au diamètre du transducteur, cas d'une propagation d'onde dans une eau à $T=25^{\circ}\text{C}$.

En se basant sur le principe d'Huygens, le champ acoustique peut être prédit de manière théorique, considérant que toute source ultrasonore est une somme d'éléments ponctuels adjacents qui rayonnent des ondes sphériques

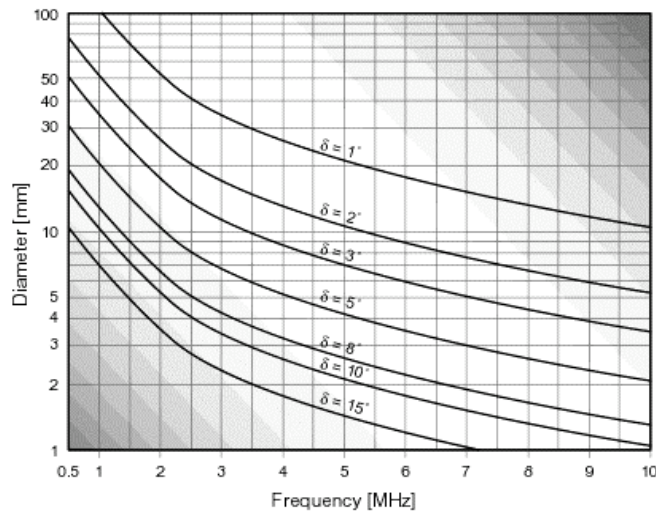


Figure 3.16 : Angle divergent en fonction du diamètre du transducteur et la fréquence d'émission (Dop1000, 1997)

En Théorie Wells et *al.* (1977), ont démontré que pour un transducteur circulaire de rayon a travaillant en mode piston, l'intensité du champ acoustique le long de l'axe du transducteur est donnée par :

$$\frac{I_z}{I_o} = \sin^2 \left[\frac{\pi}{\lambda_o} \left(\sqrt{a^2 + z^2} - z \right) \right] \quad (3.6)$$

La distance du dernier maximum de la fonction (3.6) est donnée par :

$$z_o = \frac{4a^2 - \lambda^2}{4\lambda_o} \quad (3.7)$$

Pour $a^2 \gg \lambda_o^2$, l'équation (3.7) se réduit à :

$$z_o = \frac{a^2}{\lambda_o} \quad (3.8)$$

III.2.3 Technologie des sondes

Les sondes sont constituées de transducteurs peuvent être utilisées comme des éléments d'émission, de réception ou à la fois pour l'émission et la réception des ondes ultrasonores, conçus essentiellement à base d'une structure de matériaux piézo-électriques, souvent les plus employés sont la céramique, le titanate zirconate de plomb (PZT), ou bien le métaniobate de plomb (LM). Le fluorure polyvinylidène (PVDF), un matériau de polymère dont la piézo-électricité fut découverte en 1969 (Kawai, 1969) est utilisé pour son impédance proche de l'eau favorisant ainsi le transfert de l'onde incidente dans l'élément actif et réduit les réflexions sur le capteur qui peuvent créer des interférences dans le volume de mesure. De plus le matériau présente une meilleure flexibilité.

L'apparition de la technologie des matériaux composites, en 1969 par Wells, a permis la réalisation des transducteurs piézo-composites. C'est une structure de mélange de céramique-polymère (Smith, 1988). Ce type de transducteurs a toutes les meilleures performances et propriétés électroacoustiques présentant une bande passante élevée, une bonne sensibilité, de faible impédance acoustique ainsi qu'une efficacité remarquable (figure 3.17).

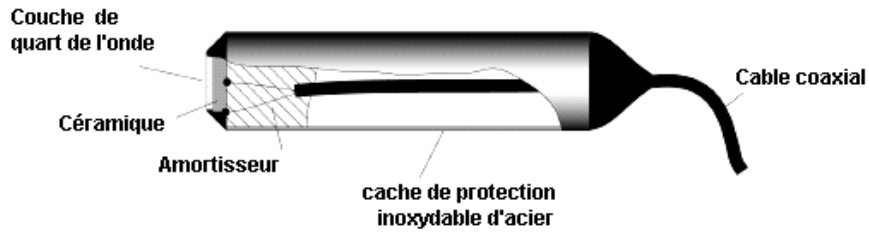


Figure 3.17 : Coupe d'un transducteur ultrasonore

La fréquence de résonance est définie par l'épaisseur du disque égale à :

$$f_{res} = \frac{2 \cdot c_{er}}{e_p} \quad (3.9)$$

Le transfert acoustique de la céramique (milieu 1) vers la cible (milieu 3) est déterminé par les impédances caractéristiques Z de ces deux milieux.

L'adjonction d'une ou plusieurs couches (milieu 2) entre deux milieux permet un transfert optimal de l'énergie issue du milieu 1 dans le milieu 3, si l'impédance caractéristique de cette couche est :

$$Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_3} \quad (3.10)$$

L'épaisseur de la couche est estimée à :

$$e_2 = (2n-1) \frac{\lambda_2}{4} \quad \text{avec } n \in \mathbb{N} \quad (3.11)$$

Cette couche additionnelle d'adaptation, appelée quart d'onde est représentée dans la plupart des transducteurs. La partie arrière du transducteur est appelée amortisseur (*backing*), qui se comporte comme un amortisseur plus ou moins efficace selon ses propriétés acoustiques. Le choix du matériau qui la constitue détermine le type des impulsions ultrasonores pouvant être émises par le transducteur. Pour un matériau fortement absorbant, la majeure partie de l'énergie y pénètre et est dissipée, qui tend à une émission courte des impulsions. Dans le cas contraire, pour un matériau peu amortissant, l'énergie atteignant la face arrière du transducteur est renvoyée vers la face avant et accroît l'énergie transmise en dehors du milieu de mesure.

III.2.4 Réflexion des ondes acoustiques

Le vélocimètre Doppler ultrasonore possède le caractère non intrusif, les ondes ultrasonores transmises par celui-ci sont amenées à rencontrer des parois. Quand le faisceau de l'onde ultrasonore rencontre une paroi, une partie est réfléchiée et une autre partie est réfractée. Ce phénomène est régi par les lois de Snell-Descartes qui sont données par (figure 3.18) :

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = \frac{C_1}{C_2} \quad (3.12)$$

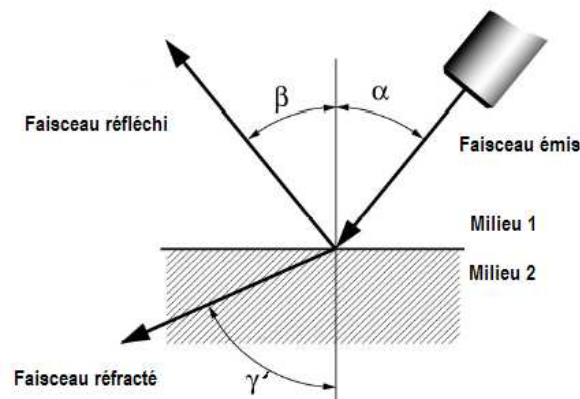


Figure 3.18 : Schéma indicatif des faisceaux en émission, réflexion et réfraction.

Il est important de connaître les coefficients de réflexion et de transmission afin de déterminer l'énergie qui pénètre dans le milieu (liquide) analysé. Pour une interface infinie plate, on définit le coefficient de réflexion R de l'interface acoustique comme étant le rapport des intensités d'énergie des ondes réfléchies (I_r) et incidentes (I_i). Selon Kino (1987) l'indice de réflexion est égal:

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \left[\frac{Z_2 \cos \alpha - Z_1 \cos \gamma}{Z_2 \cos \alpha + Z_1 \cos \gamma} \right]^2 \quad (3.13)$$

Le coefficient de réfraction est donné à partir du rapport des intensités d'énergie des ondes transmises et incidentes, il peut être donné par la relation $D+R=1$, d'après Kino (1987).

$$D = \frac{I_t}{I_i} = \frac{4Z_1Z_2 \cos \alpha \cos \gamma}{(Z_2 \cos \alpha + Z_1 \cos \gamma)^2} \quad (3.14)$$

L'angle de réfraction γ est donné par :

$$\gamma = \arcsin \left(\frac{C_2 \sin \alpha}{C_1} \right) \quad (3.15)$$

Dans le cas où l'onde ultrasonore atteint l'obstacle perpendiculairement, les angles α , β et γ sont nuls. Les coefficients de réflexion et de réfraction peuvent donc s'écrire uniquement en fonction de l'impédance acoustique de chaque milieu:

$$R = \left[\frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \right]^2 \quad \text{et} \quad D = \frac{4.Z_2.Z_1}{(Z_2 + Z_1)^2} \quad (3.16)$$

Ces équations permettent de prévoir l'énergie ultrasonore qui pénètre dans le milieu 2 (l'eau), et l'énergie qui tend à rester au niveau du milieu 1 (paroi), on remarque que l'intensité réfléchiée par une interface est plus importante que les deux milieux en contact ont des impédances acoustiques différentes.

Cependant, il est intéressant toujours de trouver un bon couplage acoustique entre l'interface et le milieu à mesurer. L'intensité d'énergie en (dB) perdue durant le transfert du signal du milieu 1 au milieu 2, en incidence normale est donnée par l'expression paramétrique :

$$\text{dB}_p = 10 \log_{10} \left[\frac{4.Z_1.Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \right] \quad (3.17)$$

La perte d'énergie en dB du signal d'écho dans le milieu 1, se reflétant d'une frontière d'interface avec le milieu 2 en incidence normale est égale à :

$$\text{dB}_p = 10 \log_{10} \left[\frac{(Z_2 - Z_1)^2}{(Z_1 + Z_2)^2} \right] \quad (3.18)$$

III.2.5 Principe de l'effet Doppler

L'effet tient son nom du physicien autrichien, Christian Johann Doppler, qui établit le principe physique de ce phénomène en 1842 sur les ondes sonores. De façon générale, l'effet Doppler traduit la variation de la fréquence des ondes acoustiques engendrées par le déplacement de la source ou de l'observateur. En effet l'onde émise, à une fréquence donnée, par une source en mouvement est captée par un observateur à

une fréquence décalée de celle émise : ce décalage est la fréquence Doppler. L'équation fondamentale peut être établie à partir des deux manières :

- a)- la source est en mouvement et l'observateur est immobile ;
- b)- la source est fixe et l'observateur est en mouvement

Considérons une source ultrasonore immobile émettant des ondes à fréquence f_e et un récepteur se déplaçant à la vitesse v dans un milieu où la célérité des ondes acoustiques est c .

Par convention, la vitesse est considérée positive quand la cible se déplace en direction du transducteur, et négative quand elle s'en éloigne. Si la trajectoire de la cible forme un angle θ par rapport à la direction de propagation des ondes ultrasonores, la fréquence des ondes perçues par la cible est donnée par la relation suivante :

$$f_p = f_e \left[1 \pm \frac{v \cos \theta}{c} \right] \quad (3.19)$$

Si l'impédance acoustique de la cible est différente du milieu dans lequel elle se déplace, elle rétrodiffuse partiellement les ondes acoustiques. Elle peut, par conséquent, être assimilée à une source ultrasonore mobile.

La fréquence des ondes rétro diffusées f_r perçue par un transducteur immobile est égale:

$$f_r = \left[\frac{c}{c \mp v \cos \theta} \right] f_p \quad (3.20)$$

En combinant les équations (3.18) et (3.19), la fréquence des ondes reçues f_r est:

$$f_r = \left[\frac{c \pm v \cos \theta}{c \mp v \cos \theta} \right] f_e \quad (3.21)$$

Dans le cas des écoulements, la vitesse est toujours bien inférieure à la célérité de l'onde ultrasonore ($v \ll c$). En faisant un développement en série de l'équation (3.21), en négligeant les termes supérieurs au second ordre, la relation devient :

$$f_r = \left[1 \pm \frac{2v \cos \theta}{c} \right] f_e \quad (3.22)$$

L'écart de fréquence entre l'émission et la réception, nous donne le décalage en fréquence appelée fréquence Doppler. Il est donné par :

$$f_d = f_e - f_r = \pm \frac{2v \cos \theta}{c} f_e \quad (3.23)$$

On remarque que la fréquence Doppler sera d'autant plus importante que la fréquence d'émission le sera. Quant à l'angle Doppler, il doit être déterminé avec précision dans les mesures par vélocimétrie Doppler ultrasonore.

La vitesse selon l'axe du faisceau (vitesse radiale), émit par le transducteur, est déterminée en utilisant la fréquence du Doppler ultrasonore par la relation :

$$v_r = \frac{f_d c}{2 f_e} = \frac{f_d \lambda_e}{2} \quad (3.24)$$

Il est à signaler que l'effet Doppler a été également constaté indépendamment par Hippolyte Fizeau sur les ondes électromagnétiques en 1848. C'est pour cette raison que parfois ce phénomène est appelé dans certaines littératures "l'effet Doppler- Fizeau".

III.2.6 Mode d'émission et de réception d'un signal Doppler ultrasonore

III.2.6.1 Mode continu

Les premiers appareils à système de mesure Doppler ultrasonore furent réalisés en en mode d'émission continue. Ce système est basé sur l'utilisation de deux transducteurs hémisphériques dans la même sonde, le premier étant destiné à émettre les ondes à une fréquence ultrasonore f_e et le second à les recevoir à la fréquence $f_e + f_d$, où la fréquence du Doppler f_d pouvant être positive ou négative, suivant la direction du mouvement associé.

Les systèmes Doppler ultrasonores à émission continue sont dépourvus d'une résolution en profondeur, du fait que les ondes ultrasonores venant des profondeurs sont plus atténuées que celles réfléchies à proximité du transducteur. L'absence de résolution spatiale constitue une limitation puisqu'ils ne fournissent pas d'information sur chaque zone du volume de mesure. Pour palier à cette contrainte, des systèmes Doppler ultrasonores ont été réalisés.

III.2.6.2 Mode pulsé

Les progrès enregistrés dans le domaine de l'électronique, en particulier le domaine du traitement du signal digital ont permis aux systèmes Doppler ultrasonore d'enregistrer un développement considérable. Effet, un système ultrasonore en mode

pulsé permet de déterminer la distance des cibles responsables des échos Doppler et d'en mesurer leur vitesse.

Le principe de mesure de la vitesse d'une cible est basé sur l'émission en mode pulsé à des intervalles de temps fixes, au moyen d'une fréquence de répétition f_{PRF} (*Pulse Repetition Frequency*), de trains d'ondes cohérentes de fréquence d'émission f_0 et de largeurs constantes $T_{pulsé}$. Entre deux émissions successives, le même transducteur joue le rôle d'un récepteur, (Rolland, 1994).

Après un certain retard T_1 prédéterminé à la fin de l'émission de chaque train d'ondes l'acquisition commence, (figure 3.19). Selon un découpage temporel de l'écho en N intervalles réguliers, appelés portes d'acquisition, qui permet d'associer à chaque information en retour une distance pour pas de temps T_i ($i=1, \dots, N$) de trajet d'aller-retour effectué par l'onde égal à :

$$d_i = \frac{c \cdot T_i}{2} \quad (2.25)$$

Selon le principe de l'effet Doppler, l'information obtenue est en décalage de fréquence proportionnelle à la vitesse axial de la cible. Il en résulte alors pour chaque porte une distance d_i , une fréquence Doppler mesurée est proportionnelle à la vitesse recherchée.

Au moment de l'émission, et compte tenu de la célérité élevée du son dans le fluide et du faible niveau d'eau et la largeur des canaux utilisés, le faisceau ultrasonore couvre quasi- instantanément toute la profondeur de l'écoulement. L'écho en retour porte alors l'information Doppler quasi-simultanée des différents centres diffuseurs, qui passent au travers du faisceau ultrasonore. L'échantillonnage du signal retour par le système de portes ouvertes pendant le temps T_{porte} , s'effectue pour chaque émission donc avec une fréquence d'échantillonnage égale à la fréquence f_{PRF} des émissions.

Le signal retour provient d'un volume de mesure positionné à la distance d_{mi} de forme pseudo cylindrique de diamètre le faisceau ultrasonore. Pour un chaque ouverture de porte, pendant le temps d'activation T_{porte} le signal est comparé analogiquement au signal d'émission. Ce processus est dénommé démodulation, il permet de déterminer le signe du décalage Doppler.

Le nombre d'émissions par profil et la période de répétition des trains d'ondes, T_{PRF} , permettant d'évaluer la durée de mesure d'un profil qui est exprimée par :

$$T_{profilé} \cong T_{tran} + T_{PRF} * (N_{stb} + N_{prf}) \quad (3.26)$$

où:

$T_{\text{tran}} < 15 \text{ ms}$

Les profils enregistrés sur le disque dur du vélocimètre sont ainsi collectés avec une fréquence égale à $1/T_{\text{profil}}$

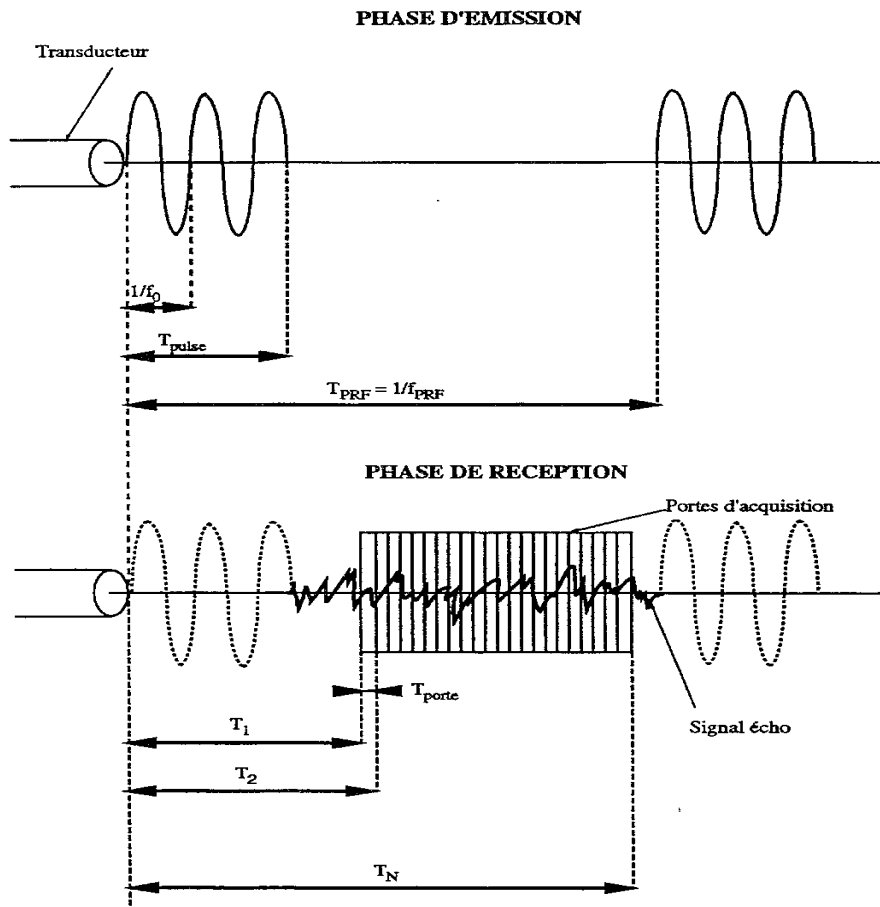


Figure 3.19: Principe d'un fonctionnement d'un ultrasonore en mode pulsé, Rolland (1994).

III.2.6.3 Relation d'ambiguïté

L'estimation de la vitesse de la cible par la fréquence du Doppler est reconstituée à partir d'échantillons qui sont séparés dans le temps par T_{PRF} suivant le théorème de Nyquist, le taux d'échantillonnage d'un signal ne peut être inférieur à deux fois la fréquence maximale contenue dans ce signal échantillonné afin de procéder à la conversion numérique des signaux. La fréquence de Nyquist s'écrit alors (Lhermitte, 1983):

$$f_{\text{max}} = f_{\text{Nyq}} = \frac{f_{\text{PRF}}}{2} \quad (3.27)$$

En substituant la valeur de la fréquence dans l'équation (3.25), on obtient la vitesse maximale radiale égale :

$$v_{r,\max} = \pm \frac{f_{\text{PRF}} \cdot c}{4 f_e} = \pm \frac{f_{\text{PRF}} \cdot \lambda_e}{4} \quad (3.28)$$

Il en résulte que la distance maximale d'exploration d_{\max} se trouve, elle aussi conditionnée par la fréquence de répétition du pulse f_{PRF} et sa valeur est donnée par :

$$d_{\max} \leq \frac{T_{\text{PRF}} \cdot c}{2} \quad (3.29)$$

Les équations (2.27) et (2.28) permettent d'établir les relations :

$$d_{\max} \cdot v_{r,\max} = \pm \frac{c^2}{8 f_e} = \pm \frac{c \cdot \lambda_e}{8} \quad (3.30)$$

La relation (2.30) montre que contrairement à la longueur d'exploration qui augmente, les vitesses mesurables sont automatiquement et réciproquement réduites raison pour laquelle on l'a dénommée par relation d'ambiguïté.

III.2.7 Instrumentation et mesures

III.2.7.1 Sondes ultrasonores

Les essais de mesures ultrasonores ont été réalisés avec des sondes à transducteur piézoélectrique. Les sondes possèdent des caractéristiques différentes (figure 3.20), dont les spécificités de chacune résident dans leur fréquence d'émission f_e , de l'élément piézoélectrique actif, de l'angle de divergence du faisceau ultrasonore, ainsi que de leur forme (allongée ou pastille). Après une étude de fiabilité des mesures, nous avons conclu que la sonde courte de fréquence d'émission de 4MHz, type TR0410 RS s'avère la mieux adaptée aux essais.



Figure 3.20 : Différentes sondes employées lors des essais de mesures des vitesses en milieu poreux

CHAPITRE III

Les tableaux (3.4 et 3.5) représentent respectivement les caractéristiques physiques des sondes employées ainsi que leurs propriétés physiques au milieu ultrasonore.

Tableau 3.4: Caractéristiques physiques des sondes.

Sonde	Fréquence (MHz)	Diamètre actif (mm)	Longueur (mm)	Divergence γ (°)	Pression Max. (bar)
TR0410RS	4	8	10	1,5	30
TR0405LS	4	6	90	2,9	30
TR0208 LS	2	8	90	2,3	30

Tableau 3.5 : Caractéristiques physiques des milieux ultrasonores.

Paramètre	Unité	Eau (à 20 °C)	Eau (à 25 °C)	Verre
Densité	kg.m ⁻³	1000	998,0	2200
Impédance	kg.s ⁻¹ .m ⁻²	1,49	1,51	13,00
Célérité du son	m.s ⁻¹	1500	1509	5900

Sachant que la vitesse du son dans l'eau est en fonction de la température du milieu selon la relation suivante :

$$c = 1415,4 + 4,623 T - 0,0546 T^2 \quad (3.31)$$

III.2.7.2 Description du DOP 1000

Les mesures de vitesses ont été menées par le vélocimètre Doppler ultrasonore le DOP 1000 (modèle 1032), un instrument qui fonctionne en mode pulsé, développé par la société suisse Signal Processing S.A (figure 3.21).



Figure 3.21 : Vélocimètre Dop 1000 (modèle 1032)

Le DOP 1000 est composé d'un boîtier, contenant la mémoire et le système de simulation des mesures de vitesses. Plusieurs sorties sont prévues pour la connexion de : la sonde, trigger, clavier et un port LPT pour les sorties des données sur une imprimante. De plus, un port RS232 est prévu pour l'emploi d'un multiplexeur dans le cas de l'utilisation de plusieurs sondes, c'est à dire que le VDU travail en un mode multistatique.

III.2.7.3 Fonctionnement du DOP 1000

Le vélocimètre Dop 1000 fonctionne selon le bloc schématique indiqué ci dessous (figure 3.22). Le transducteur est chargé d'émettre et de recevoir les signaux ultrasonores, le signal venant de l'oscillateur principal provoque le déclenchement du signal émis à la PRF (*Pulse Repetition frequency*).

L'amplification du signal d'écho croit selon la profondeur au moyen de la commande de gain de temps TGC (*Time Gain control*) afin de compenser l'atténuation des ondes et de capter des faibles signaux.

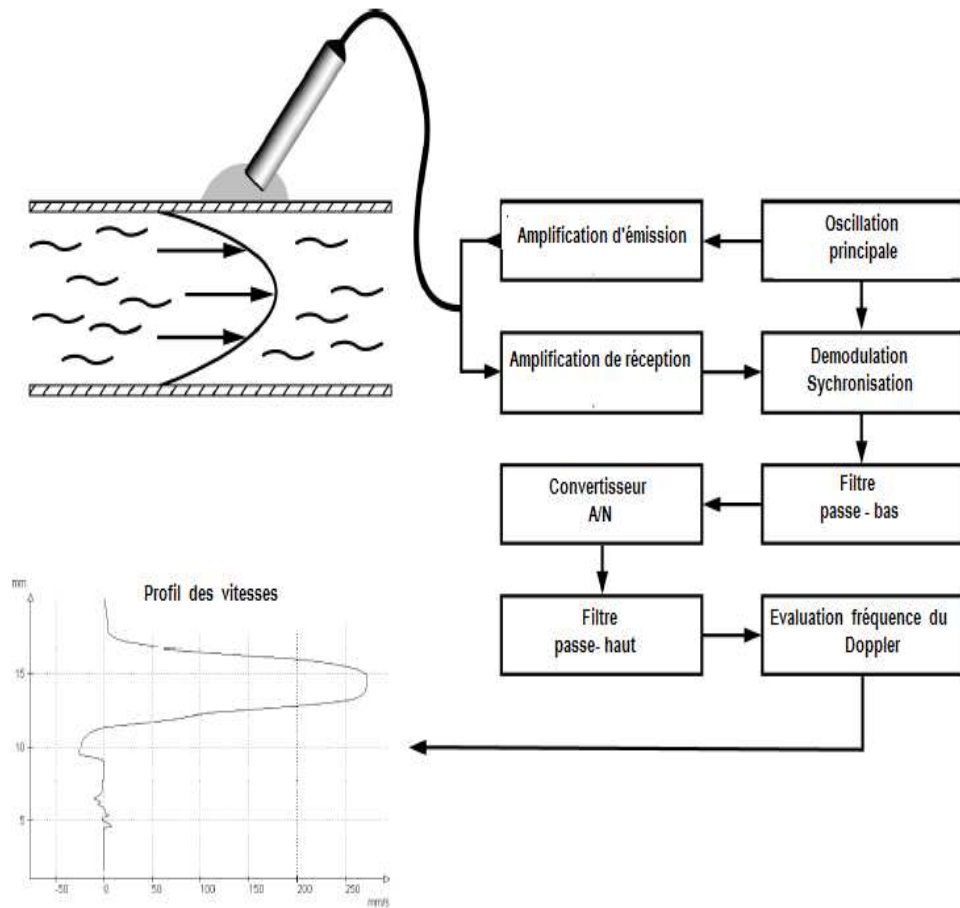


Figure 3.22 : Conception interne du vélocimètre DOP 1000.

Après l'amplification, le signal est démodulé, puis filtré pour isoler l'information du Doppler. Un filtre bas de passage supprime les fréquences supplémentaires dans le spectre par la démodulation. Par la suite, le signal Doppler est converti en valeurs numériques par le convertisseur analogique-numérique rapide. Le temps entre les acquisitions détermine l'intervalle des distances axiales et les volumes de mesures. Par contre, le retard entre l'émission et la réception détermine la distance entre le capteur et le volume de mesure témoin.

Le signal venant du convertisseur est stocké, puis filtré par un filtre haut afin d'avoir l'estimation de la fréquence du Doppler et la vitesse d'écoulement. Le vélocimètre Dop1000 non seulement il calcule et affiche des profils des vitesses. Il permet également à l'utilisateur de rassembler plus d'informations en temps réel tels que:

- profil du module d'écho,
- profil des vitesses et du module l'écho,
- profil des vitesses en fonction du temps,

- profil de l'énergie de Doppler,
- inter-corrélation spatiale,
- spectre de puissance du signal Doppler,
- spectre d'énergie d'une porte choisie au moyen d'une FFT.

III.2.7.4 Paramètre de réglage du Dop 1000

a / PRF (Pulse Repetition Frequency):

Dans le cas du DOP1000, il est possible de choisir 248 valeurs de la PRF qui permettent le réglage et l'atténuation du bruit dû aux échos des signaux réfléchis. Pour cela, il est conseillé de choisir dans un premier temps de petites valeurs de PRF, Celles ci sont égales à la fréquence d'échantillonnage.

b/ Résolution et le nombre de canaux :

La résolution peut être exprimée en deux unités en mm ou μ s. Elle définit la taille de l'échantillonnage. La valeur exprimée en mm représente la distance entre deux canaux successifs et le temps donné en μ s correspond à l'intervalle de temps entre deux canaux affichés. La résolution par canal s'étend entre 0,20 et 7,5 mm. Le vélocimètre, DOP 1000 dispose d'un nombre maximal de canaux égal à 224 portes(*Gates*).

Cependant on peut trouver une relation entre la résolution et la PRF qu'on peut écrire comme suit :

$$\text{Fréquence de Répétition (PRF)} = \text{Nbr. de canaux} \times \text{Résolution} \quad (3.32)$$

c/ Sensibilité

Ce paramètre permet de vérifier le niveau de bruit contenu dans le signal, qu'il faut régler de sorte qu'il soit inférieur à l'énergie Doppler du signal. Pour cette raison, il est recommandé de commencer avec le niveau de sensibilité moyen (*Medium*), puis le modifier en cas de besoin à partir du menu.

d/ Puissance d'émission

Afin d'éviter la saturation du transducteur, le constructeur recommande de régler la puissance d'émission en parallèle avec le mode d'amplification à l'aide du Mode TGC (*Time Gain Control*)

e/ Longueur des bouffées

La bouffée ultrasonore émise par un transducteur peut contenir 2, 4 et 8 cycles. Ce paramètre a une influence sur l'énergie du Doppler reçue par le transducteur. Un mauvais choix du cycle entraîne la saturation du transducteur et l'apparition du phénomène d'aliasing.

f/ Taille de la mémoire

Le réglage de ce paramètre dépend essentiellement des besoins de l'expérimentateur. Il repose sur deux paramètres: la taille de la mémoire en format binaire et la durée totale de l'enregistrement. Il permet de fixer la fréquence d'acquisition des mesures avec une optimisation du remplissage de la mémoire interne. En utilisant les fonctions enregistrement des profils (*Record from Channel /Record to Channel*), on peut réduire la quantité d'informations stockées en faisant des sauts par la fonction (*Skip*) un certain nombre de canaux.

III.2.7.5 Enregistrement et Traitement des données

a/ Mode d'enregistrement :

Le procédé d'enregistrement des données est basé sur la conversion des fichiers du mode binaire au mode ASCII (*American Standard Code for Information Inter change*). Le VDU fonctionne avec une mémoire interne qui conserve les profils mesurés ainsi que les paramètres de réglage définis par l'utilisateur.

Les données sont stockées dans un fichier compatible avec le système DOS en données brutes.

b/ Traitement des données :

La lecture et le traitement des données enregistrées sont effectués sur un PC à partir du VDU, Dans notre cas on utilise le logiciel d'application du WDOP2000, logiciel de simulation de la nouvelle version Dop 2000 modèle (2125/2032).

III.3 VELOCIMETRIE DOPPLER LASER

III.3.1 Principe de Fonctionnement

Cette technique date de plus de quarante ans, inventée par Yeh et Cummins en 1964. Comparativement à la vélocimétrie Doppler ultrasonore, La vélocimétrie à Laser résulte du principe d'application de l'effet Doppler. Le laser est une source de lumière rassemblée en un étroit faisceau, dit cohérent, où ondes et photons sont associés et se

propagent en phase. Une caractéristique qui rend la lumière extrêmement directionnelle et d'une grande pureté spectrale.

Le faisceau laser produit est défini par sa taille d_0 et son angle de divergence ($\alpha_d = \frac{4\lambda_d}{\pi d_0}$), caractérisé par une distribution d'intensité gaussienne (figure 3.23), diamètre évolutif $d(z)$ et rayon d'onde frontale $R(z)$ égales:

$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4\lambda_D z}{\pi d_0^2} \right)^2} \quad (3.33)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi d_0^2}{4\lambda_D z} \right)^2 \right] \quad (3.34)$$

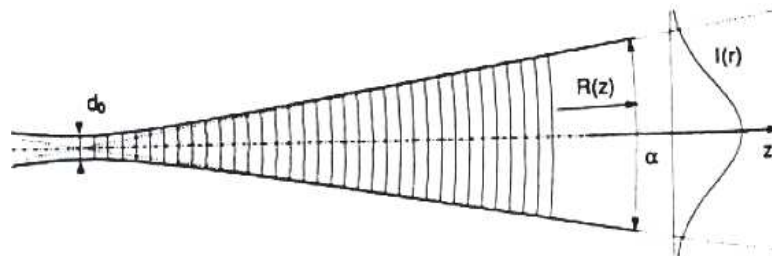


Figure 3. 23 : Description du faisceau laser avec une distribution Gaussienne (Dantec, 1998).

Le croisement de deux faisceaux de lumière monochromatique donne naissance à un phénomène d'interférences, matérialisé par la formation de franges d'interférence (figure 3.24). La différence entre deux franges consécutives est égale :

$$i = \frac{\lambda_D}{2\sin(\theta_i/2)} \quad (3.35)$$

i : distance entre deux franges

θ_i : angle entre les deux faisceaux

λ_D : longueur d'onde du Doppler.

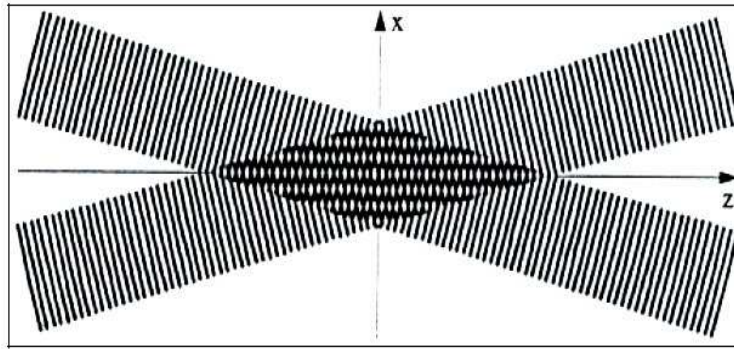


Figure 3.24 : Schéma des franges d'interférence, suite au croisement

On peut expliquer ce phénomène par le déplacement des particules fluide en suspension, suffisamment petites et de masse négligeable. Elles constituent un volume de mesure en traversant la zone, lieu où se forment les franges d'interférence. A cet instant, elles franchiront alternativement des zones sombres et des zones brillantes ce qui engendre une réémission périodique de la lumière, de période T_d ($\frac{1}{f_D}$) qui sera directement liée à la vitesse d'une particule (u_x) égale au temps de passage entre deux franges brillantes.

Le signal lumineux est recueilli et amplifié par des photomultiplicateurs et par la suite analysé par un logiciel de traitement (BSA Flow Software). La vitesse des particules est déduite par la relation :

$$u_x = \frac{i}{T_d} = \frac{\lambda_D}{2 \sin(\theta/2)} f_D \quad (3.36)$$

III.3.2 Caractéristiques du système laser

Les expériences ont été réalisées avec une source de lumière ion argon, de puissance 6,5 W. La source de lumière émet un faisceau cohérent, séparée par un prisme en deux faisceaux de longueurs d'ondes respectives ($\lambda_1 = 514,5$ nm, raie verte) et ($\lambda_2 = 488,0$ nm, raie bleue). Ces derniers sont ensuite à leur tour divisés en deux, il en résulte ainsi deux paires de faisceaux (bleue et verte). Sachant que l'un des faisceaux est décalé en fréquence par rapport au premier au moyen d'une cellule Bragg.

A la sortie de la cellule Bragg, on dispose de deux paires de faisceaux comprenant chacune des faisceaux d'égales intensités mais de fréquences différentes ce qui permet le défilement des franges d'interférence permettant la détermination du sens de la vitesse. La sonde laser comprend à la fois des optiques d'émission et de réception, le croisement de chaque paire de faisceaux à un point précis est appelé volume de mesure au moyen d'une lentille de convergence de 500 mm de distance focale.

Chaque paire de faisceaux permet de mesurer une composante de la vitesse, c'est à dire l'accès à la composante horizontale (u) et verticale (v) de la vitesse. La résolution spatiale de la mesure dépend de la taille du volume de mesure, très petite et égal à 10^{-9} m³, offrant ainsi au dispositif des capacités remarquables de finesse et de précision. Le volume de mesure est de forme ellipsoïdale (figure 3.25) caractérisé par les dimensions géométriques ci-après :

La hauteur :

$$dx = \frac{d_f}{\cos(\theta/2)} \quad (3.37)$$

La largeur :

$$dy = d_f \quad (3.38)$$

La longueur :

$$dz = \frac{d_f}{\sin(\theta/2)} \quad (3.39)$$

Le nombre de franges d'interférence N_f est proportionnel à d_f et de la distance inter frange δ_f :

$$N_f = \frac{dx}{\delta_f} = \frac{2d_f}{\lambda_D} \operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.40)$$

où

$$\delta_f = \frac{\lambda_D}{2\sin(\theta/2)} \quad (3.41)$$

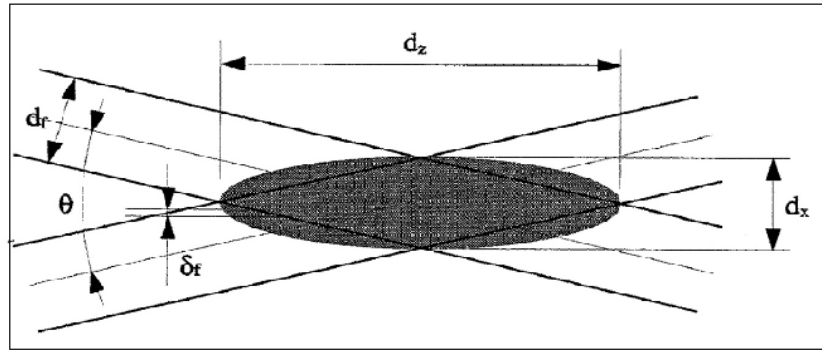


Figure 3.25 : Volume de mesure, (Dantec, 1998).

III.3.3 Système de mesure des vitesses

Pour accomplir des prises de mesures de vitesses suivant les différentes directions \bar{x} , \bar{y} et \bar{z} nous disposons d'une table (chariot) de déplacement conçu par la société DANTEC sur laquelle est installée la sonde (figure 3.26).

La table est dotée d'une excursion maximale suivant l'axe longitudinal \bar{x} est de 0,8 m et pour les axes \bar{y} et \bar{z} égale à 0,6 m, avec une précision du pas de déplacement égale à 0,01mm. Le déplacement des axes s'effectue avec une vitesse de 2,5 cm/s, commandé au moyen d'une interface par le logiciel d'acquisition de données des mesures par VDL.



Figure 3.26: Mesures par le VDL du profil vertical des vitesses avec la table de déplacement

III.3.4 Acquisition et traitement des données

A la sortie photomultiplicateur, le signal Doppler est traité par le logiciel BSA (*Burst Spectrum Analyser*), puis l'acquisition et le traitement des données sont recueillis sur PC par l'intermédiaire du logiciel BSA Flow. Les données sont enregistrées par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition. A l'aide du logiciel, on peut avoir accès à plusieurs paramètres tels que :

- Le temps de transit d'une particule pour traverser un volume de mesure, défini par (transit time, TT),
- Le temps d'arrivée qui représente la durée écoulée entre deux mesures successives.
- Les paramètres caractéristiques des vitesses : la moyenne, la variance et l'écart-type.

Le traitement des données consiste en la présentation des configurations d'écoulement étudiées. Ce dernier est caractérisé par sa vitesse moyenne constante au cours du temps ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}=0$) qui sera donnée par la relation :

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (3.42)$$

Une longue durée d'acquisition permet d'éliminer les erreurs de mesures. Dans ce cas, on a montré que l'écart entre la vitesse moyenne prise sur l'ensemble des échantillons sans filtrage et celle déterminée avec filtrage est inférieur à 0,5 %.

Les fluctuations et les écarts types de vitesse en cas d'écoulement turbulent sont exprimés par la relation (3.42) :

$$u' = \sqrt{\frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2 \right)} \quad (3.43)$$

Le filtrage des données s'avère une étape nécessaire afin d'avoir une représentativité de l'écoulement. Nous décomposons l'enregistrement des vitesses en fenêtres temporelles dans laquelle nous calculons la moyenne et l'écart type.

Les valeurs s'écartant de plus de deux fois l'écart-type à la valeur moyenne sont éliminées. La validité de cette technique est tributaire d'une seule condition, en l'occurrence au nombre d'échantillons N_e minimal à recueillir (Kassoul et Belorgey, 2000)..

III.4 DETECTEUR DE HOULE

L'acquisition de la surface libre est obtenue à partir d'un détecteur de houle à effet résistif. Il s'agit d'un appareil qui fonctionne sur le principe de mesure de courant passant par une sonde constituée de deux tiges en acier inoxydable de 500 mm de longueur, 3 mm de diamètre espacées de 13,0 mm (figure 3.27).

Le principe de fonctionnement est basé sur le pont de Wheatstone. Le circuit est en mode courant alternatif de haute fréquence afin d'éviter les phénomènes d'électrolyse, la résolution est de 0,5 mm. Les mesures sont obtenues par une carte d'acquisition analogique de données, KeithelyDAS-1802 HC (12bits), qui permet d'enregistrer simultanément les signaux à une fréquence donnée 32 Hz ou 64 Hz.

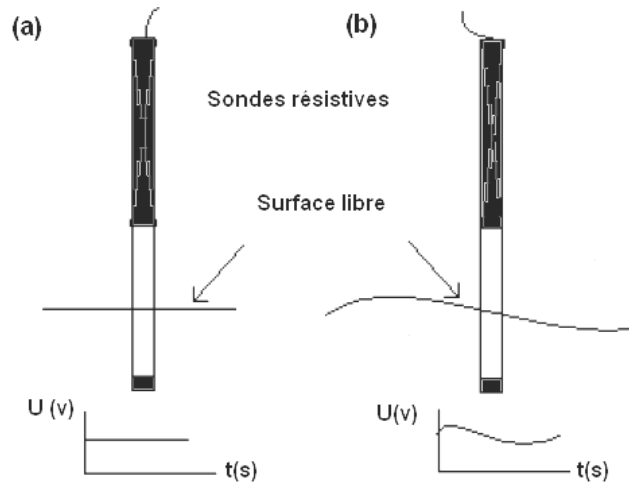


Figure 3.27 : Principe de fonctionnement des sondes avec la surface libre du plan d'eau.

Avant d'entamer une campagne de mesure, on doit procéder à l'étalonnage des sondes où on doit procéder au moins à trois relevés statiques de la surface libre correspondant à des différents niveaux d'immersion des sondes. Une relation est établit entre la surface libre et la tension du courant donnée par :

$$\eta = aU_{(v)} + U_o \tag{3.44}$$

Le tracé de la fonction $\eta = f(U)$ permettra de déterminer les paramètres a et U_o et d'établir la corrélation entre les tensions mesurées et la surface libre du plan d'eau.

Dans le but de séparer la houle incidente et réfléchie nous avons opté pour la méthode à trois (3) sondes fixes de Mansard et Funk, (1980) qui s'avère la méthode la plus intéressante pour le cas d'une houle régulière qui interagit avec elle-même, c'est à dire à houle à vitesse de phase variable (Molin,2002). Cette méthode offre une résolution fréquentielle plus étendue que la méthode des deux sondes fixes de Goda et Suzuki (1976).

A défaut de disponibilité d'une sonde de swash qui permettra le suivi de l'évolution de la surface libre nous avons jugé utile de prévoir une quatrième sonde placée près de la plage. L'ensemble de nos essais ont été réalisé en houle régulière multi-chromatique, les méthodes d'analyse des houles aléatoires ne sont pas présentées dans cette étude.

III.5 CHAÎNE D'ACQUISITION

La chaîne d'acquisition des mesures de la houle repose sur le principe fondamental de synchronisation des mesures du signal de la surface libre capté par le moniteur de houle depuis les quatre (04) sondes résistives placées dans le canal et des vitesses mesurées par le DOP 1000 (figure 3.28).

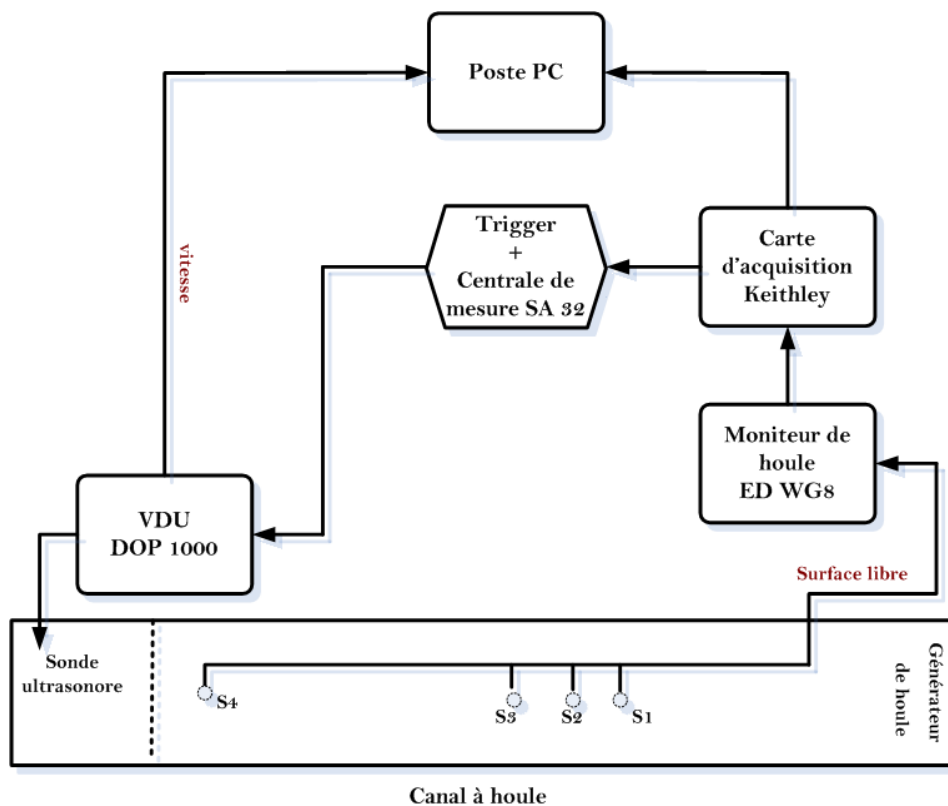


Figure 3.28 : Schéma de la chaîne d'acquisition et synchronisation des mesures de vitesses et du signal de la surface libre.

Pour ce faire, nous avons mis en place un système Trigger (Trigger de Schmitt). C'est un circuit logique électronique appelé aussi déclenchement à bascule ou à seuil. Tant que la tension d'entrée n'a pas atteint le seuil de basculement (V_{T+}), la tension reste au niveau haut. Lorsque la sortie a changé d'état (passage par zéro), la tension d'entrée doit redescendre jusqu'au seuil de basculement (V_{T-}) afin de provoquer un nouveau basculement. Le système est monté sur la base d'un opérateur logique TTL (*Transistor-Transistor Logic*), bipolaire, c'est-à-dire par une alternance du signal de la tension du courant.

Les sondes délivrent une tension de sortie comprises entre -10 et +10 V. Les voies de chacune d'elles sont reliées au PC par le biais d'une carte d'acquisition Keithley Metrabyte DAS 16F, qui va desservir le Trigger dont le signal est livré par une sortie de l'opérateur TTL à l'entrée externe du VDU pour un enclenchement synchronisé des mesures des vitesses avec la surface libre de houle, et ce suivant le mode (Waiting For +) qu'offre le VDU (figure 3.29).

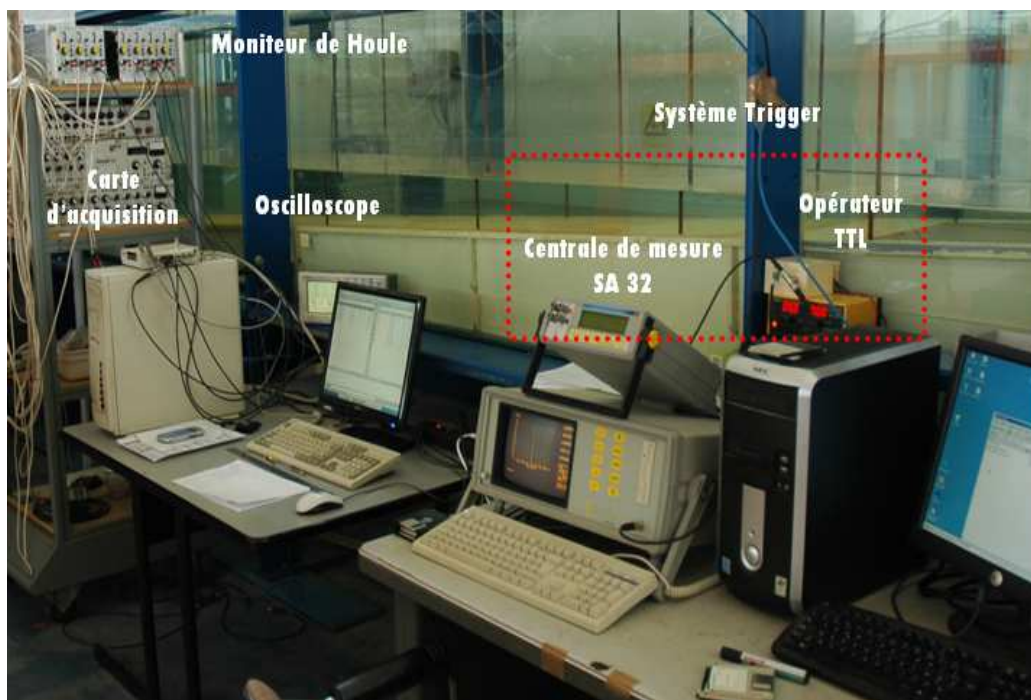


Figure 3.29 : Montage de la chaîne d'acquisition de mesure de la surface libre et la vitesse en zone de swash

Un bip est alors envoyé au VDU au passage de la surface libre par un seuil à front haut. Ce seuil étant défini lors de l'étalonnage des sondes. La valeur du seuil est introduite et contrôlée par la centrale de mesure SA32 type AOIP

III.6 SYSTEME DE REFERENCE

Pour étudier le swash dans le canal à houle nous avons prévu une plage de sable, d'une épaisseur moyenne de 0,15 m qui repose sur un plan incliné constitué de mousse alvéolaire couverte par un film de géo-membrane d'épaisseur de 2 mm.

Le lit sédimentaire est constitué d'une plage qui s'étend sur une longueur de 2,0 m et une hauteur 0,3 m qui se prolonge au fond du canal par lit de sable d'épaisseur 1,5 cm. En fonction des conditions des houles incidentes, six (6) colonnes de mesures (colonnes à sonde) ont été prévues dans la zone de formation du swash (figure 3.30).

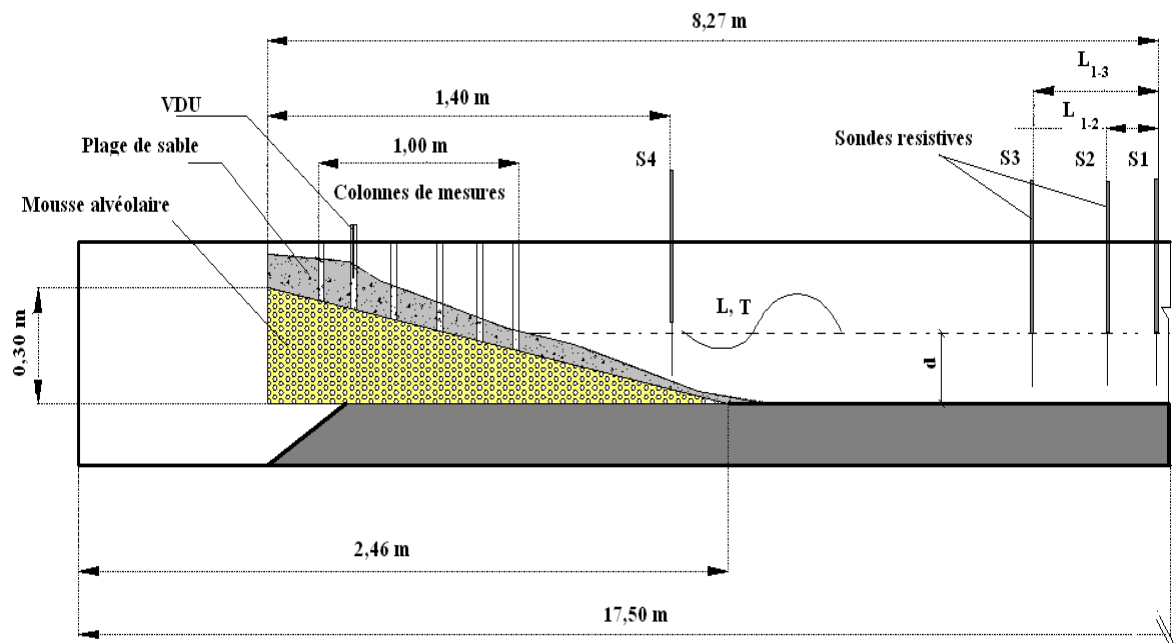


Figure 3.30 : Coupe longitudinale du canal à houle avec la zone de mesures

L'établissement des profils de vitesses est déterminé suivant un référentiel qui tient compte du tirant d'eau dans le canal et du profil moyen de la plage, relevé initialement avant le début des mesures (figure 3.31 et 32).

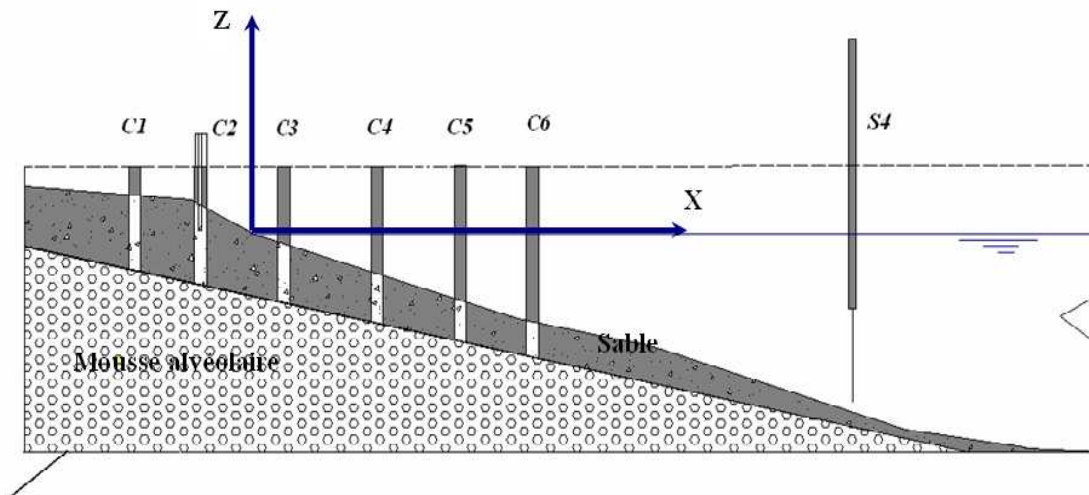


Figure 3.31 : Référentiel des mesures du profil des vitesses en zone de swash



Figure 3.32 : Vue de la plage avec colonnes de mesures en zone de swash

Pour les mesures de vitesses, nous avons placé la sonde dans un système de colonne à sonde analogue au système préconisé dans les mesures à flux continu de calibration avec un gabarit différent (figure 3.33).

Il est à noter qu'avant de procéder aux mesures, on doit s'assurer du remplissage d'eau de la colonne de sonde afin d'assurer une meilleure propagation du faisceau ultrasonore.

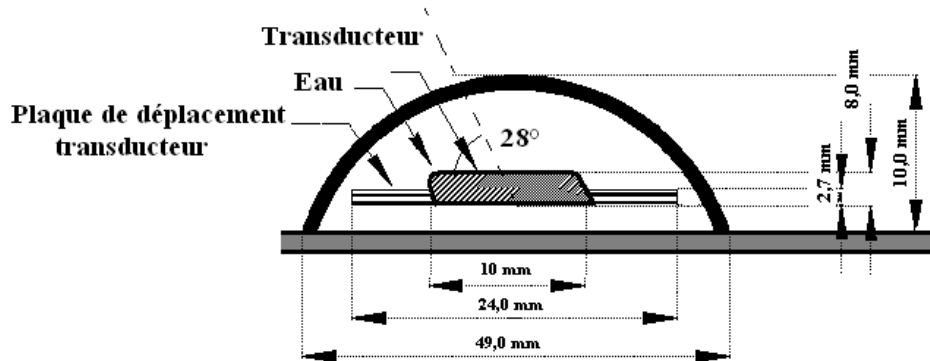


Figure 3.33 Système à sonde pour le canal à houle, vue en plan

Les mesures sont effectuées suivant la hauteur de la lame d'eau. Les mesures dans le sable (lit sédimentaire) s'effectuent suivant une profondeur de 1,5 à 2,0 cm avec des pas de déplacements verticaux fixé de 3 à 4mm par le moyen d'une vis micrométrique.

A partir de plusieurs essais de mesures, nous avons arrêté une profondeur d'exploration pour une PRF qui ne permet pas la divergence et l'atténuation du signal.

Il est à indiquer qu'on ne doit pas saturer le signal ultrasonore lors de son amplification par le mode TGC. Les conditions de mesures des vitesses du swash dans le canal sont récapitulées au tableau 3.6.

Tableau 3 .6 : Caractéristiques spécifiques aux mesures par le VDU

Paramètres	Valeur
Fréquence de répétition PRF (kHz)	7,812
Profondeur d'exploration (mm)	96,0
Résolution (mm)	0,75
Nombre de Portes (Gates)	224
Nombre de Profil par porte	3500 - 4000
Fréquence d'acquisition (Hz)	48
Angle Doppler (°)	28°
Durée d'acquisition (s)	150, 0 -200,6
Erreur absolue (mm/s)	±0,2

III.7 ANALYSE DE LA SURFACE LIBRE

III.7.1 Analyse par vague moyenne

En raison d'une génération de la houle en canal, c'est-à-dire dans un système fermé conduit à des échanges d'énergie entre les composantes de la houle entraînant ainsi l'apparition d'harmoniques résiduelles. Le batteur de type piston ne peut pas absorber et amortir la totalité de la réflexion rencontrée ce qui induit pour certaines vitesses de rotation du batteur une génération de houles monochromatiques et multi-chromatiques (Chakrabarti, 1987).

La houle multi-chromatique est composée d'un ensemble d'harmoniques portées par une houle fondamentale. Souvent dans ce cas, un traitement du signal obtenu par le détecteur de houle est indispensable afin de déterminer la fréquence fondamentale et les harmoniques de rang supérieur (figure 3.34).

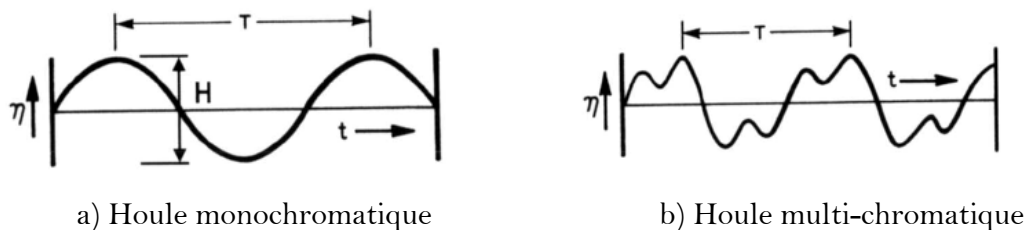


Figure 3.34 : Différents types de houles, (Chakrabarti, 1987).

Une analyse statistique globale semble indispensable pour déterminer la vague moyenne résultante pour l'ensemble des N données et η_{ip} enregistrement.

L'examen de la houle vague par vague basé sur le principe d'analyse par vague moyenne, communément connu sous le nom "vague par vague moyennée" (figure 3.35), qui consiste en un procédé de découpage en n périodes d'un enregistrement de la surface libre suivant les crêtes des vagues

De même, le signal de la vitesse est décomposé suivant la base de temps. L'ensemble des n cycles est alors moyenné afin d'aboutir à un profil de la vague moyenne et des vitesses durant une période d'oscillation (figure 3.36).

La réussite du découpage des vagues est assurée par un meilleur taux d'acquisition de données.

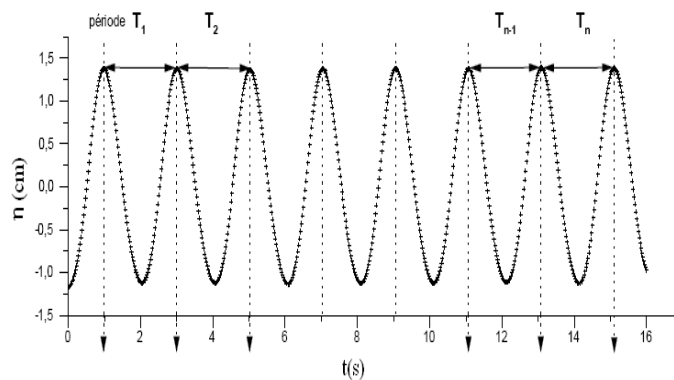


Figure 3.35 : Présentation du principe de découpage de la surface libre en n périodes.

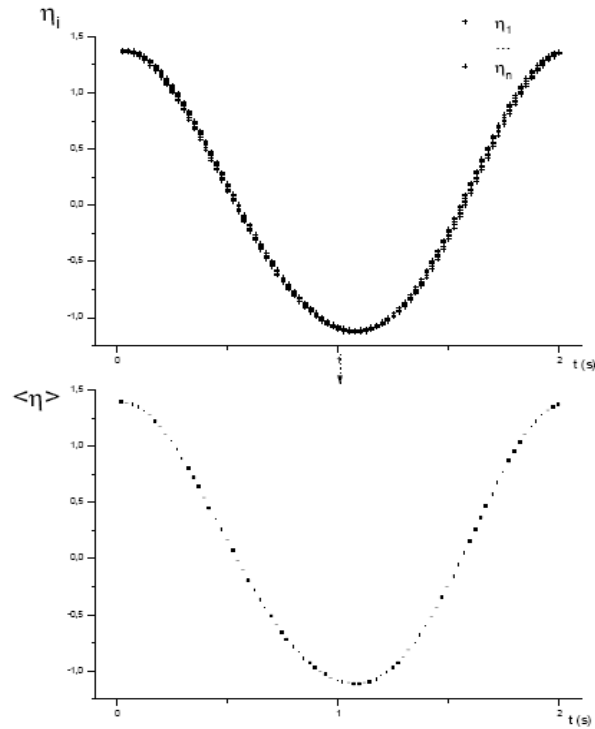


Figure 3.36 : Analyse de la surface libre en "vagues moyennes"

Le calcul des paramètres moyens pour n périodes se résume par les relations ci-après :

- L'élévation moyenne durant la phase p :

$$\langle \eta_p \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \eta_{i,p} \quad (3.45)$$

- La vitesse moyenne durant la phase p :

$$\langle U_p \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_{i,p} \quad (3.46)$$

- L'amplitude moyenne des vagues crêtes à creux :

$$\langle H \rangle = \frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} H_i ; \text{ avec } H_i = \eta_{i_{\max}} - \eta_{i_{\min}} \quad (3.47)$$

- La période moyenne :

$$\langle T \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{N_v} T_i \quad (3.48)$$

- La valeur moyenne de la crête

$$\langle \eta_{\max} \rangle = \frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} \eta_{\max,i} \quad (3.49)$$

- La valeur moyenne de creux

$$\langle \eta_{\min} \rangle = \frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} \eta_{\min,i} \quad (3.50)$$

- La hauteur quadratique moyenne

$$H_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} H_i^2} \quad (3.51)$$

Le traitement par vague moyenné repose sur le principe d'associer à chaque vague un couple (η_i, T_{pi}) , suivant le découpage vague par vague divisé par un nombre de subdivisions appelée de phase.

La période moyenne de la houle peut être déterminée par l'analyse spectrale selon le principe de placement de trois sondes préconisé par Mansard et Funk (1980) qui repose sur l'hypothèse que le signal mesuré par la sonde résulte d'une superposition de trois composantes ondulatoires temporelles, qui sont : incidente, réfléchi et une troisième composante associée aux bruits et incertitudes de mesures dans le canal.

III.7.2 Analyse spectrale

Le principe consiste en la décomposition spectrale du signal de la surface libre suivant un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT). Ceci nous permet de vérifier la fréquence fondamentale et la période du pic et d'évaluer aussi la répartition entre l'oscillation fondamentale et les harmoniques de rang supérieur.

Le coefficient de réflexion représente le rapport global de l'énergie réfléchi sur l'énergie incidente.

A partir de mesures de la surface libre avec des sondes en différentes sections du canal sur une longueur plus au moins égale à la longueur d'onde de la houle, on peut déterminer le coefficient de réflexion par (Struskaya, 1981) :

$$C_r = \frac{H_{\max} - H_{\min}}{H_{\max} + H_{\min}} \quad (3.52)$$

Suivant une estimation du spectre incident et réfléchi qui repose sur la détermination des moments d'ordre zéro de l'onde incidente et de l'onde réfléchi (Sutherland et O'Donoghue, 1998) et Sanchez (2000), on détermine le coefficient de réflexion globale par relation suivante :

$$C_r = \sqrt{\frac{m_{o,r}}{m_{o,i}}} \quad (3.53)$$

Dans ce contexte, nous disposons d'un programme en langage MATLAB (*MATrix LABORatory*) développé par Chevalier (2000), qui permet de déterminer le coefficient de réflexion et l'ensemble des paramètres cités précédemment, caractérisant la houle incidente.

III.8. CONCLUSION

La démarche abordée nous a permis de mettre en place un système de mesure des vitesses interstitielles dans un milieu poreux, sous un écoulement à surface libre, en régime turbulent fluvial.

Dans ce contexte, nous avons mis au point un système de traitement des données d'un volume de mesures ultrasonores sur la base de la distribution des vitesses par rapport à la loi normale.

Les mesures obtenues par la technique de vélocimétrie Doppler ultrasonores (VDU) vont nous permettre, de mieux appréhender les processus d'interaction eau-sédiment et du transport sédimentaire dans le cas d'un écoulement permanent et sous la génération d'une houle multi-chromatique incidente en zone de swash.

Chapitre IV

Etude des vitesses au sein d'un lit sédimentaire associées à un écoulement à surface libre

INTRODUCTION

Ce présent chapitre est consacré à l'étude du champ de vitesse par l'utilisation de la vélocimétrie Doppler ultrasonore pour l'établissement d'une approche de détermination des vitesses interstitielles dans un lit sédimentaire sous un écoulement permanent à surface libre. Pour atteindre les objectifs fixés, on procède aux essais de mesures suivant deux étapes.

Dans une première étape, nous allons dégager une démarche qui consiste en l'adaptation de l'instrument Dop 1000, aux mesures d'un champ de vitesses dans un milieu poreux. La méthode d'estimation des vitesses est basée sur le principe de la distribution statistique des valeurs observées de la vitesse d'un échantillon de mesures correspondant à un domaine d'exploration fixe, appelé (porte) faisant partie du volume de mesure ultrasonore. Nous considérons que les résultats de cette approche constituent les fondements de base de l'étude qui permettra par la suite de décrire le processus d'écoulement généré par la houle incidente en zone de swash. Nous avons étayé la validité des mesures obtenues par la vélocimétrie Doppler ultrasonore (VDU) et sans aucun recours au calibrage de l'instrument. Par ailleurs, des mesures simultanées de comparaison ont été réalisées par le VDU et VDL dans le cas d'écoulement turbulent à surface libre.

Dans une seconde étape, nous avons établi une équation pour le profil des vitesses dans un lit sédimentaire sous un écoulement à surface libre. Dans cette optique, nous avons examiné l'écoulement dans le milieu poreux pour les différentes situations d'écoulement et pour des lits sédimentaires constitués de différentes textures et porosités.

A travers l'évolution du champ des vitesses dans les différents milieux poreux étudiés, nous exposons quelques résultats intéressants caractérisant le régime d'écoulement local en fonction de la taille et de la nature des pores ou des interstices.

IV.1 ETUDE DES CARACTERISTIQUES DU FAISCEAU ULTRASONORE

IV.1.1 Détermination des Caractéristiques du champ acoustique

Il existe plusieurs types de sondes à transducteur ultrasonore, constitué d'éléments piézoélectriques. Au niveau du laboratoire M2C, on ne dispose que de trois types de sondes (cf. paragraphe III.2.7) dont les spécificités de chacune dépendent de leur fréquence d'émission f_e , de la taille et de la forme (allongée ou pastille).

Cependant les informations techniques fournies par le constructeur sont à nuancer des utilisations faites dans les travaux expérimentaux, notamment lorsque le faisceau ultrasonore traverse un ou plusieurs interfaces (parois).

Afin d'avoir plus de connaissances du champ ultrasonore généré par les sondes en notre disposition, nous étudions l'évolution de l'intensité du champ acoustique en fonction de la distance d'une cible au transducteur suivant la loi du champ acoustique décrite précédemment (cf. paragraphe III.2.1).

Les graphes en figure 4.1, représentent l'évolution normalisée de l'intensité du champ acoustique généré par l'onde ultrasonore en fonction de la distance au transducteur. On peut constater que le domaine de Fresnel est caractérisé par une intensité instable pour l'ensemble des sondes.

La sonde de 2MHz de type TR0208 LS est caractérisée par un domaine de Fresnel moins important et une intensité du champ acoustique qui décroît plus rapidement dans le domaine de Fraunhofer comparativement aux deux sondes à fréquence d'émission de 4 MHz. On peut affirmer que la sonde à fréquence d'émission 2MHz n'est pas intéressante pour nos essais du fait qu'elle offre une profondeur d'exploration très limitée et une atténuation de la puissance signalée très rapidement, après sa sortie du transducteur.

Par contre, les sondes à fréquence d'émission 4MHz semblent donc intéressantes pour effectuer des mesures assez loin de l'extrémité du transducteur du fait que l'intensité du champ acoustique s'atténue moins brutalement. Cette dernière tend à

s'atténuer sensiblement lorsqu'on s'éloigne du transducteur précisément lorsque la distance est supérieure ou égale à 200 mm.

En effet, pour des mesures de distance lointaine $z > 300$ m on doit agir sur le mode TGC afin d'augmenter le gain au niveau du VDU et amplifier le signal. Pour cela notre choix va être porté sur une sonde de fréquence d'émission de 4MHz, de type TR0410RS. Ceci est compte tenu de la taille de la colonne à sonde dans laquelle cette dernière est placée sans problème et va permettre d'effectuer des mesures des vitesses sans perturber l'écoulement dans le canal.

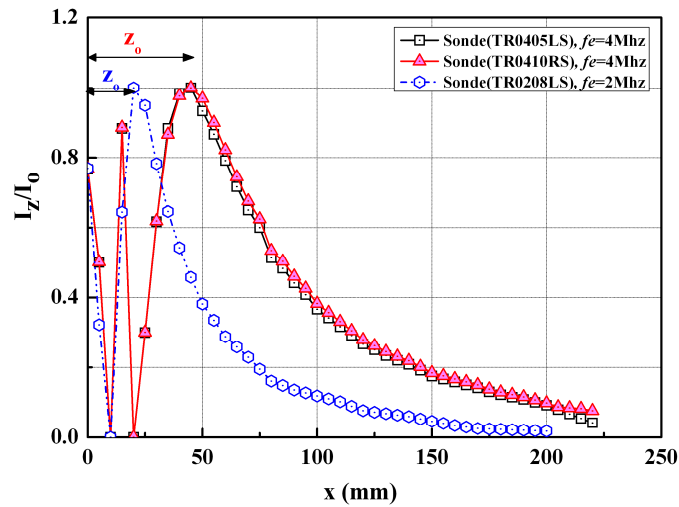


Figure 4.1 : Evolution du champ acoustique en fonction de la distance au transducteur.

La sonde est sous forme de pastille à sortie radiale de longueur d'onde d'émission $\lambda_o = 375$ mm, et d'un transducteur de forme circulaire de rayon $a=40$ mm, ce qui correspond à une valeur théorique de $z_o = 42,60$ mm qui est légèrement inférieure à la valeur expérimentale égale à 45,4 mm.

IV.1.2 Etude de la sensibilité de l'écho

Dans le but d'étudier d'avantage la forme du faisceau ultrasonore, nous avons essayé de présenter un relevé des modules de l'écho perçus par le transducteur au contact d'une cible. Nous avons matérialisé la cible par l'immersion d'une plaque métallique en acier, d'épaisseur 0,2 cm et de longueur 1,5 mm qui est placée au milieu du canal de calibration (figure 4.2). La valeur du module d'écho élevé correspondante est bien visible comparativement aux valeurs des autres profondeurs d'exploration situées dans le canal.

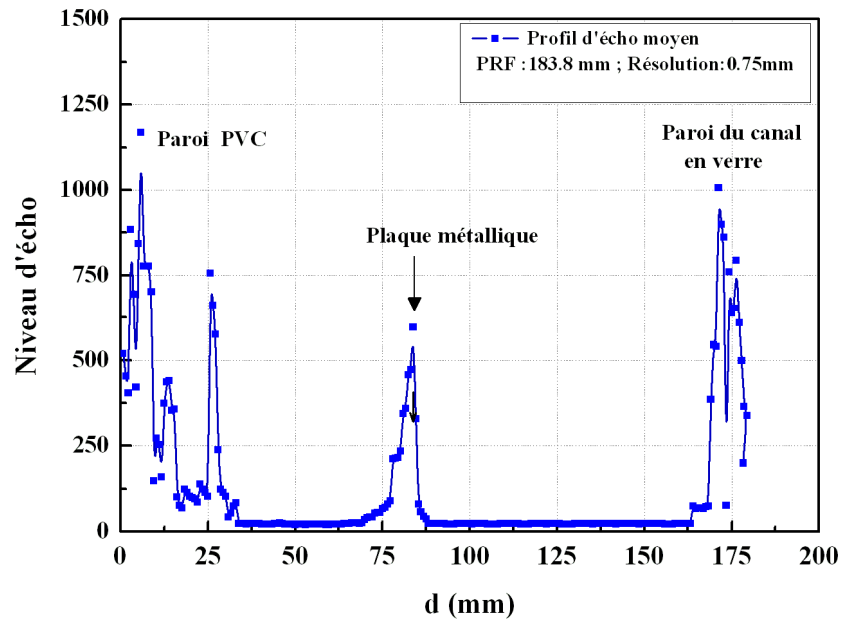


Figure 4.2 : Profil de l'écho suivant la direction du faisceau ultrasonore dans le canal

Il y a lieu de rappeler que ce test a été réalisé à travers la paroi en plastique de la colonne en PVC et par l'immersion de la sonde dans la colonne remplie d'eau. La sonde fait un angle d'incidence α_1 avec la direction normale à l'écoulement.

En tenant compte du décalage dû au phénomène de réfraction au niveau des interfaces eau/PVC et PVC/eau, le faisceau ultrasonore produit un angle de réfraction α_2 (figure 4.3).

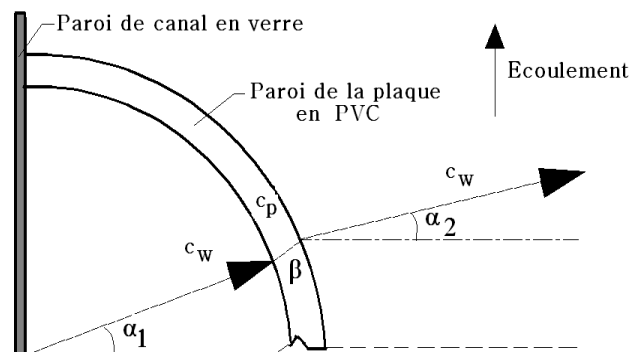


Figure 4.3 : Principe de mesure des vitesses en tenant compte de la réfraction de l'onde ultrasonore.

Dans le but de confirmer l'angle d'incidence optimum, nous avons effectué une série de mesures de vitesses simultanées avec le vélocimètre Doppler ultrasonore (VDU) et le vélocimètre Doppler laser (VDL).

Plusieurs tests de mesures ont été effectués. Ils consistent à faire varier l'angle d'incidence de la sonde α_1 dans le sens de l'écoulement puis dans le sens opposé afin de déterminer pour chaque orientation de l'angle l'erreur relative correspondante entre les deux vitesses moyennes. Les vitesses moyennes sont déterminées à une distance qui correspond au milieu du canal.

Nous avons constaté que l'écart entre les valeurs de vitesses mesurées par les deux instruments est dû essentiellement aux problèmes engendrés par la réflexion des ondes ultrasonores du VDU sur les parois du canal produisant ainsi des artéfacts de mesure qui résultent d'une incohérence entre l'angle d'incidence et la profondeur d'exploration du faisceau ultrasonore qui est définie par la PRF. Pour cette raison, il est recommandé de bien définir la PRF et ce en adéquation avec l'angle d'incidence.

En effet, la figure 4.4 représente l'évolution de l'erreur relative en fonction de la variation de l'angle d'incidence du faisceau ultrasonore de la sonde, définie à partir du dispositif de mesure préconisé. Compte tenu des résultats obtenus, nous avons adopté un angle d'incidence α_1 égale à 28° qui correspond à un angle de réfraction du faisceau ultrasonore α_2 égal à 53° résultant du passage des ondes à travers la colonne de sonde en PVC.

En ce qui concerne les mesures par le VDU, on fixe une valeur de PRF (7,518 KHz) qui correspond à la profondeur d'exploration 99,8 mm et un nombre de 132 portes (*gates*) pour une résolution spatiale de 0,74 mm ce qui correspond un temps de parcours de l'onde ultrasonore égal à 1,0 μ s.

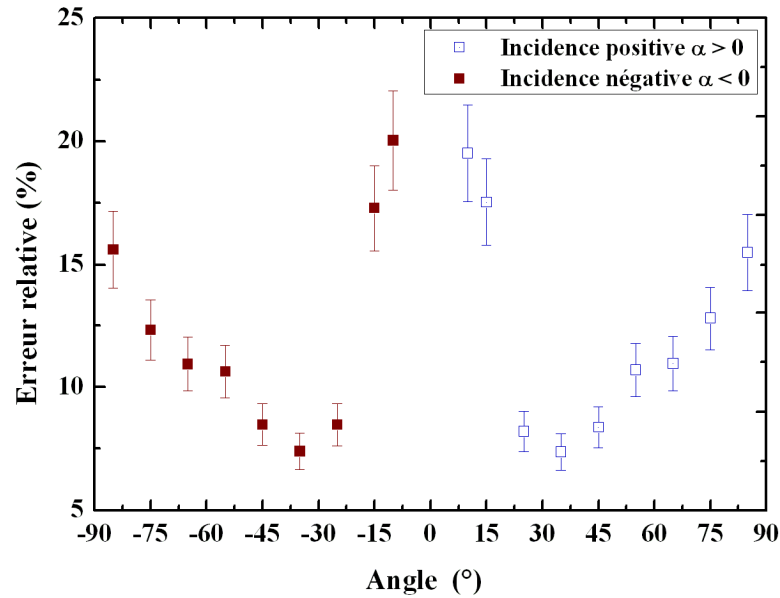


Figure 4.4 : Evolution de l'erreur relative en fonction de l'angle d'incidence α_1

IV.2 ETUDE DU PROFIL DES VITESSES MOYENNES

IV.2.1 Validation des mesures de vitesse par le VDU

Dans le but de valider nos résultats expérimentaux par le VDU, nous avons effectué des mesures de vitesses avec une technique de mesure non intrusive à l'aide du VDL. Nous avons réalisé plusieurs mesures de comparaison, notamment l'exemple donné en figure 4.5 qui permettent de conclure que le VDU donne des mesures analogues à ceux du VDL.

On peut affirmer que le VDU ne nécessite aucune calibration au préalable et constitue donc un avantage incontestable par rapport aux autres instruments de mesures tels que : l'anémomètre à fil à chaud, le tube de Pitot et le micro moulinet). Il y a lieu de constater que les profils obtenus par le VDL sont beaucoup plus lisses que ceux obtenus avec l'instrument VDU. Ceci est en raison d'une différence dans la fréquence d'acquisition et aussi dans la résolution spatiale entre les deux instruments.

Cependant, compte tenu de la taille de la sonde, les mesures par VDU ne peuvent pas être prélevées très près de la paroi ou de la surface du plan d'eau. Le point d'écoulement proche d'une frontière doit se situer à une distance supérieure à 0,6 cm de cette dernière.

Dans notre cas, la porte qui correspond au milieu du canal est située à une distance de 82,95 mm de la sonde.

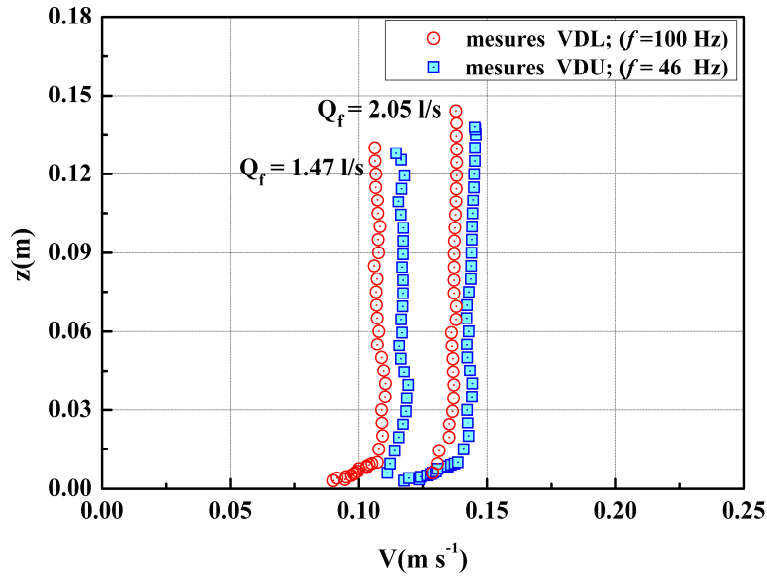


Figure 4.5 : Comparaison entre les profils des vitesses mesurés par VDL et VDU. (angle d'incidence $\alpha_1 = 28^\circ$).

La figure 4.6, représente une visualisation de données enregistrées en mode binaire à partir du VDU. L'enregistrement des acquisitions des vitesses peuvent être visualisé sur un micro-ordinateur à l'aide du logiciel WDOP2000 version 4.04, une sorte de post-processeur. Les données peuvent être alors transformées du mode binaire au mode ASCII pour des éventuels traitements statistiques.

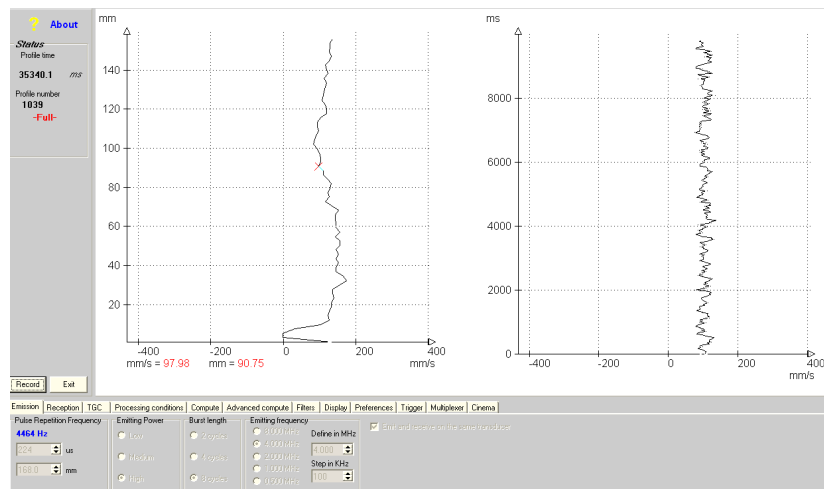


Figure 4.6 : Visualisation d'un enregistrement des vitesses instantanées à l'aide du logiciel WDOP2000.

IV.2.2 Profil des vitesses d'un écoulement permanent à surface libre

Il s'agit dans ce paragraphe d'établir le profil des vitesses d'un écoulement permanent à surface libre dans le cas d'un écoulement sur un lit imperméable (paroi lisse) et puis un écoulement sur lit perméable (paroi rugueuse). Pour ce faire, on procède à des mesures de profils des vitesses suivant une porte fixe qui doit correspondre au milieu du canal suivant une profondeur d'exploration égale à 80 mm et un débit d'écoulement constant égal $Q=0,311$ l/s. Dans notre cas, nous avons matérialisé l'écoulement sur un lit perméable de mousse alvéolaire polyuréthane de profondeur h_b égale à 6,5 cm.

A partir des mesures, on peut donner en premier lieu une représentation de la vitesse instantanée de l'écoulement à surface libre sur un lit poreux en mousse alvéolaire suivant trois positions verticales différentes de la sonde :

- au sein du lit, à une profondeur $z = -5,4$ cm en dessous du toit du lit
- à l'interface du lit poreux/fluide à une cote z nulle, qui correspond au niveau du toit du lit
- dans la veine fluide près de la surface, à une cote $z = 7,3$ cm au dessus du toit du lit de mousse alvéolaire.

La figure 4.7 illustre bien l'accroissement des vitesses suivant la hauteur z ainsi que les effets de vorticité g  n  r  e à la surface du lit.

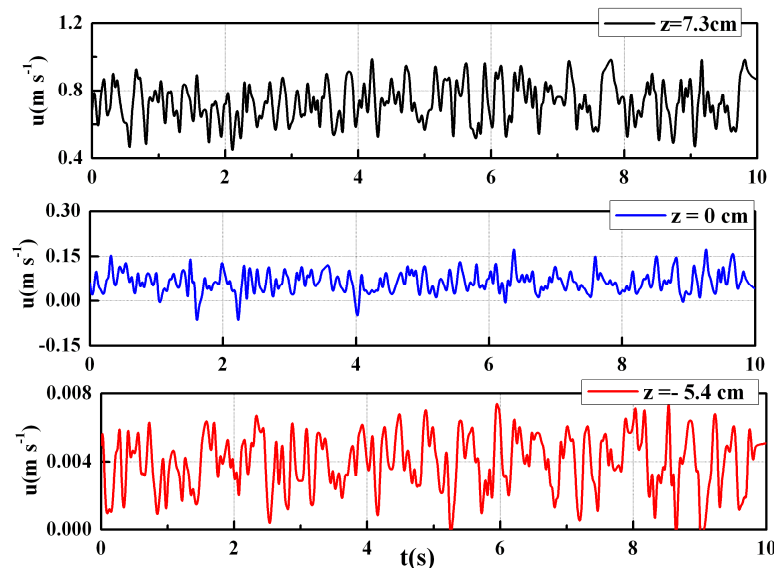


Figure 4.7 : Evolution de la vitesse instantan  e pour un écoulement sur un lit en mousse alvéolaire $Q = 0,31$ l/s ; $h_b = 6,5$ cm

De même l'examen de la variation du niveau de l'écho ultrasonore instantané dans la porte d'exploration a permis de distinguer les réponses du VDU dans l'écoulement fluide au dessus du lit, dans la zone d'interface et dans le lit sédimentaire. Comme le montre la figure 4.8, on remarque que les valeurs d'écho sont plus élevées au niveau du lit.

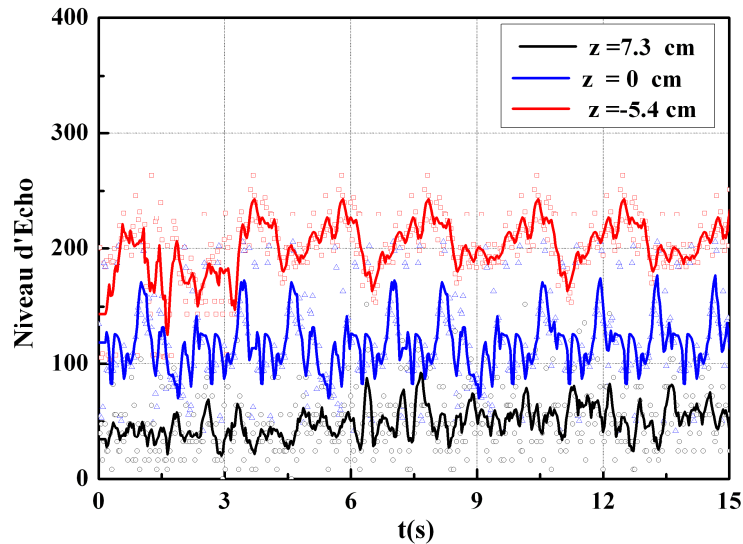


Figure 4.8: Evolution de l'écho instantané pour un écoulement sur un lit en mousse alvéolaire $Q = 0,31$ l/s ; $h_b = 6,5$ cm

De ce fait, il est utile d'adapter l'amplification du signal par la TGC afin d'éviter les problèmes de saturation du transducteur. Ces mesures d'écho peuvent être d'une grande utilité dans la détermination de la vitesse dans la zone d'interface. Par une étude du signal d'écho suivant une porte d'exploration et à partir d'un algorithme de transformé de Fourier rapide (FFT). Dans ce contexte, la Version du VDU Dop 1000 dispose uniquement d'un mode d'affichage du signal d'écho par FFT dans une porte.

La figure 4.9 représente le profil vertical des vitesses sur un lit imperméable lisse et sur un lit perméable rugueux en mousse alvéolaire pour un même débit d'écoulement constant ($Q = 0,31$ l/s).

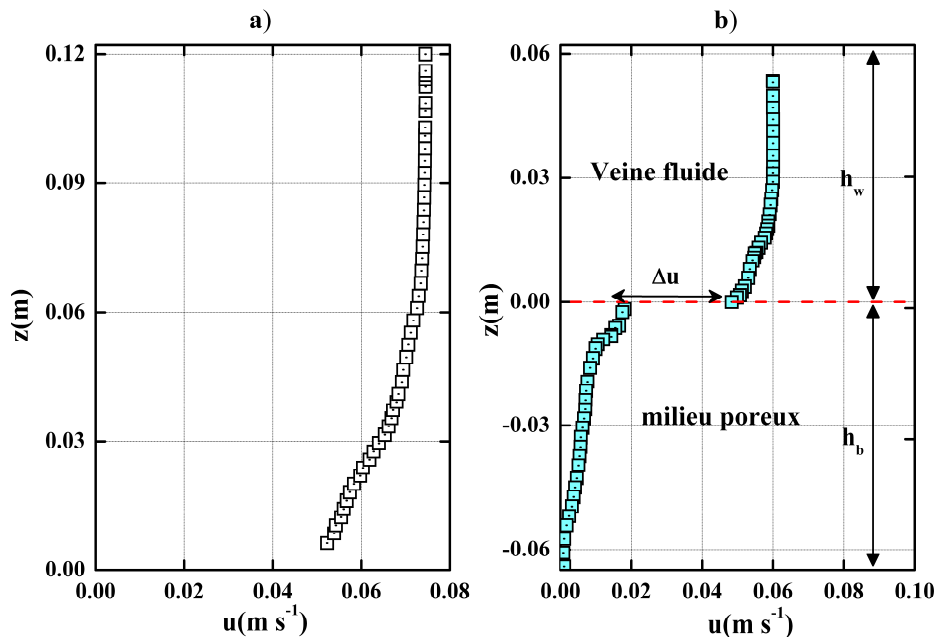


Figure 4.9 : Profil vertical des vitesses dans le cas :
 a) d'un lit imperméable (paroi lisse).
 b) d'un lit perméable en mousse alvéolaire (paroi rugueuse).

On constate que dans le cas d'un fond perméable, les vitesses de l'écoulement libre se prolongent en un écoulement interstitiel dans le lit poreux constitué de mousse alvéolaire et qui matérialise dans notre cas le lit sédimentaire. Les mesures de vitesses par le VDU dans un lit perméable mettent en évidence les observations suivantes :

- Un domaine de "discontinuité", une sorte de saut des vitesses à l'interface fluide/sédiment, c'est-à-dire l'apparition d'un gradient très important qui est fonction du débit et de la nature du sédiment.
- Une vitesse non nulle sur le fond au niveau de la veine fluide.
- Un prolongement du profil de la vitesse dans le milieu poreux et qui tend à diminuer d'intensité en profondeur.

Dans une optique de s'intéresser à la validation des mesures obtenues par le VDU, nous avons étudié la partie d'écoulement fluide des deux profils de vitesses précédents par l'application du principe de distribution des vitesses selon la loi logarithmique (loi de la paroi) dans la zone interne d'écoulement (cf. paragraphe I.1.4).

En effet, il s'agit de déterminer pour chaque situation d'écoulement les constantes expérimentales des équations (1.18) et (1.19). Ces dernières caractérisent l'écoulement et permettra d'apporter des informations pour chaque type d'écoulement, et de confirmer aussi les performances de notre instrument de mesure.

En supposant que la constante universelle de Von Karman " κ " est égale à 0,40. On détermine à partir du tracé du graphe, $u = f(\ln z)$ pour chaque situation d'écoulement la vitesse de frottement u_* et on déduit en suite à partir du tracé du profil des vitesses en coordonnées adimensionnels les constantes expérimentales ξ_L et ξ_R

Les figures 4.10 et 4.11 représentent les profils des vitesses moyennes en coordonnées de paroi ainsi que les droites de régression selon la loi logarithmique appropriée pour chaque type d'écoulement. Il est à signaler que l'établissement des profils doit s'effectuer en zone d'écoulement bien développé ($\delta = h_w$). Dans notre cas, nous avons localisé cet écoulement qu'après une distance de 1,25 m à la sortie du convergent du canal.

A partir de cette illustration, on remarque que la loi logarithmique exprime non seulement la zone intérieure de l'écoulement, mais on peut exprimer également avec moins de précision une partie de la zone extérieure. Ceci explique, pourquoi souvent on peut décrire par loi logarithmique le comportement de la vitesse moyenne pour la totalité de l'écoulement (Graf et Altinakar. 1991).

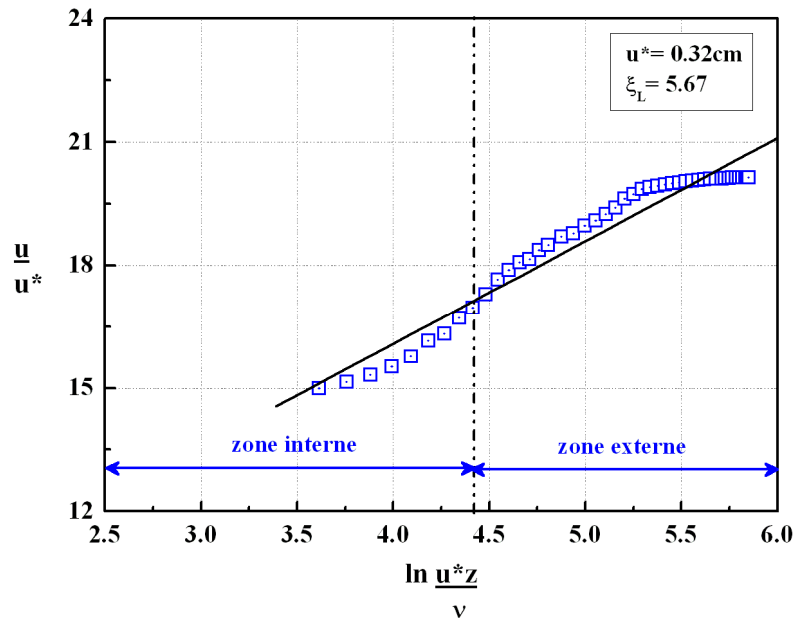


Figure 4.10 : Profil de vitesses sur un fond imperméable en coordonnées de paroi.

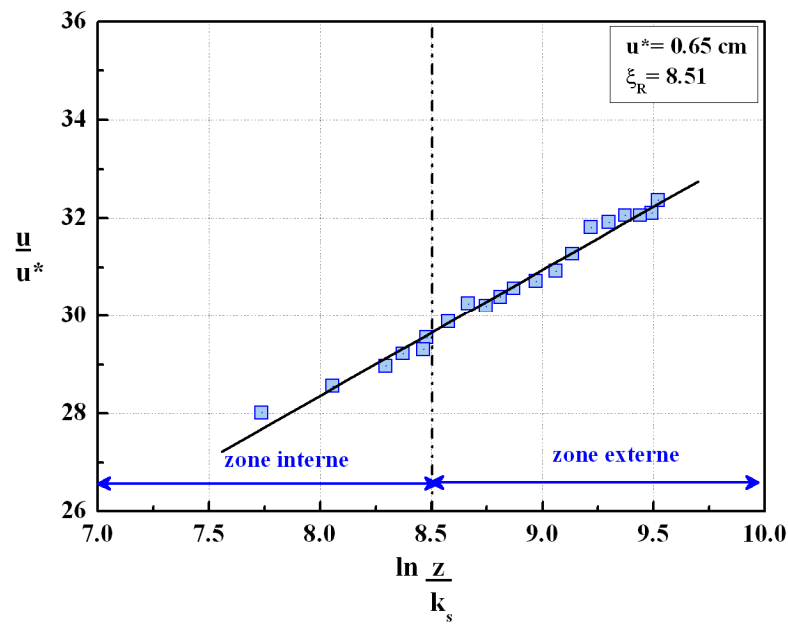


Figure 4.11 : Profil de vitesses sur un fond perméable en coordonnées de paroi.

Les constantes d'intégration déterminées graphiquement se concordent dans une large mesure avec les valeurs citées dans la littérature (voir tableau 4.1), confirmant ainsi la validité de nos mesures pour l'écoulement sur un lit imperméable hydrauliquement lisse et pour l'écoulement hydrauliquement rugueux au dessus du lit perméable.

Tableau 4.1 : Principales valeurs de constantes d'intégration de la loi logarithmique en zone interne ($\kappa=0,40$).

Auteurs	ξ_L	Auteurs	ξ_R
Cardoso et al. (1989)	5,10	Kironoto (1992)	8,50
Kirkgöz (1989)	5,50	Graf et Altınakar (1993)	8,50
Nezu et Nakagawa (1993)	5,20	Rolland (1994)	8,42
Graf et Altınakar (1991)	5,56		
Rolland (1994)	5,75		

IV.2.3 Validation des mesures de vitesses dans un lit sédimentaire

Le profil de vitesse d'écoulement libre sur un lit perméable en mousse alvéolaire répond bien à la nature d'un écoulement rugueux. La mousse polyuréthane alvéolaire possède la caractéristique d'une porosité élevée qui permet de bien discerner l'écoulement dans les pores et de valider notre approche de mesure des vitesses (figure 4.12).

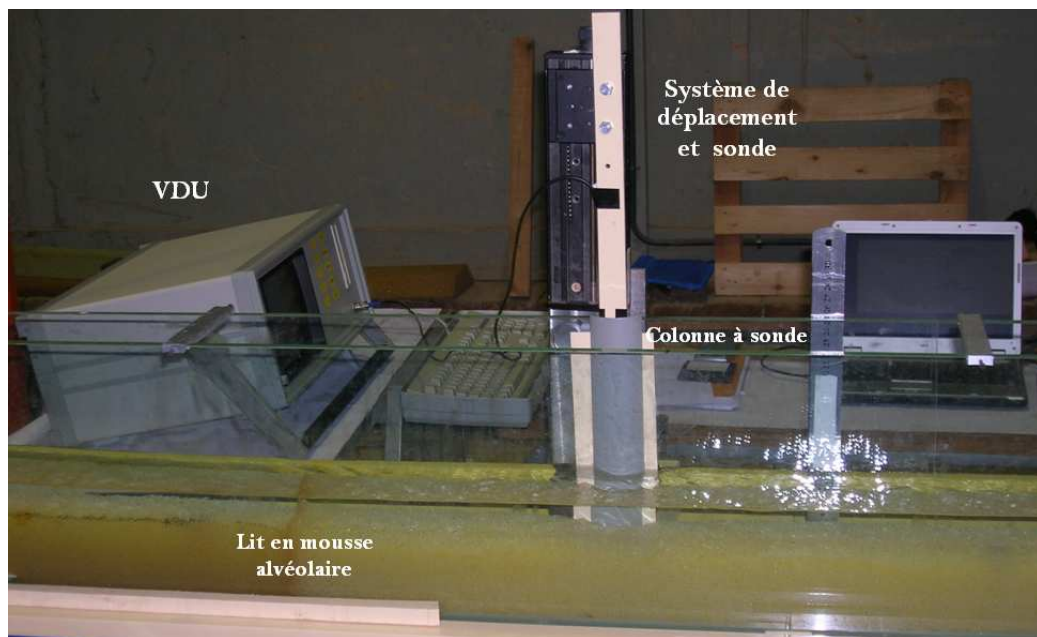


Figure 4.12 : Dispositif de mesure des vitesses d'écoulement sur un lit perméable en mousse alvéolaire.

Il faut savoir que le faisceau ultrasonore délivré par la sonde est sensiblement cylindrique, légèrement conique après une certaine distance. Dans notre cas, il est placé dans un plan horizontal faisant un angle Doppler θ avec le plan médian de l'écoulement.

Les particules soumises à ce faisceau émettent en réponse un écho qui aussi sera capté par la sonde qui dépendra à son tour à sa fréquence, ceci permet d'accéder à la vitesse des particules à partir de la fréquence résultante par effet Doppler dont l'intensité de l'écho dépend de la taille des particules.

Cependant, pour l'estimation des vitesses interstitielles au sein du lit, nous avons deux tailles bien distinctes de particules qui traversent le faisceau ultrasonore :

- Les particules sédimentaires très grosses,
- Les particules (très petites) en suspension dans le fluide qui circule entre les pores.

En éliminant dans le signal reçu, les échos de grande intensité, nous éliminons les échos issus des grosses particules sédimentaires, sauf à l'interface eau-sédiment. Dans cette dernière il peut exister un déplacement ou un transport de sédiments dans le cas d'un lit constitué de billes ou de sable. Ceci nous permet de conserver les valeurs de vitesses qui sont issus des échos des particules en suspension dans le fluide.

Par ailleurs, le volume de mesure dans une porte est de forme cylindrique ayant un diamètre égale à celui du transducteur de 8 mm et une longueur correspondante à la résolution spatiale des portes, c'est-à-dire 0,74 mm. A partir d'une porte fixe appartenant au volume de mesures situé à une distance de la sonde. Les mesures enregistrées sont associées aux particules qui traversent ce volume (figure 4.13)

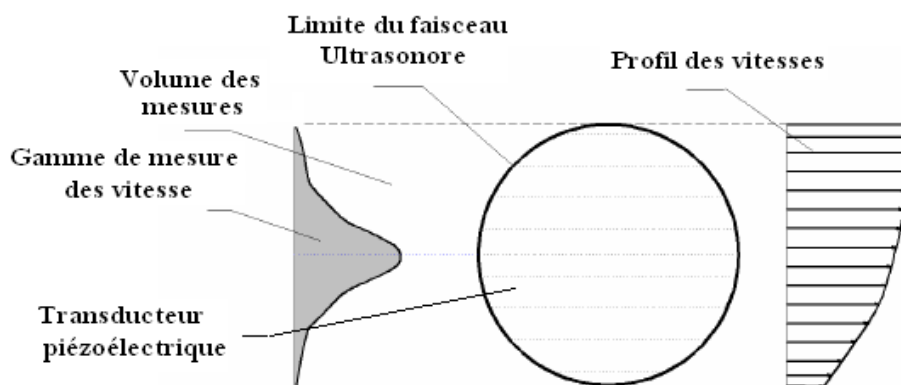


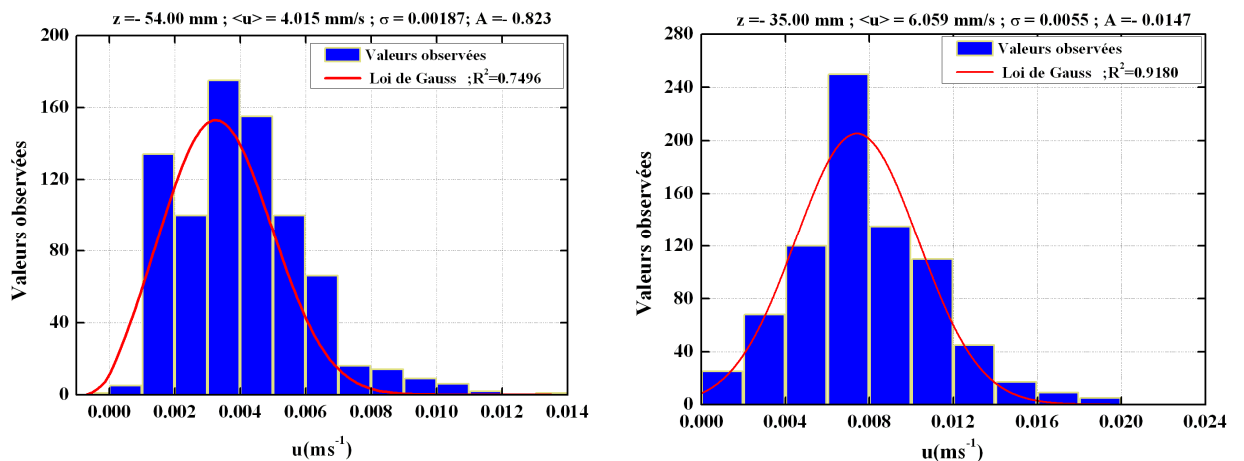
Figure 4.13 : Schéma explicatif du principe d'estimation de la vitesse par le VDU

Or, compte tenu de la nature du champ des vitesses et de la section du faisceau ultrasonore, les particules les plus rapides et les plus lentes traversent les secteurs circulaires supérieurs ou inférieurs de faible section qui ne sont pas considérable dans leurs catégories.

Un traitement statistique des valeurs enregistrées est effectué et puis ajusté les valeurs représentatif de l'échantillon traité à la distribution de la loi normal qui nous permet d'entamer une procédure de calcul de valeurs moyennes pour chaque échantillon du volume de mesures obtenu en opérant de la manière suivante :

- On élimine les valeurs de signe contraire au sens de l'écoulement, par la suite les valeurs qui s'écartent de plus de trois (3) fois de l'écart type à la moyenne des valeurs.
- On détermine une valeur moyenne de vitesse pour les classes représentatives comme étant la vitesse pour la profondeur d'exploration à la côte z considérée. Sachant que l'acquisition est faite pour une durée de 17 s permettant de réaliser plus de 2100 profils, valeurs suffisantes pour le traitement des données.

Les courbes histogrammes en figure 4.14 traduisent de façon explicite la distribution des valeurs de vitesses observées suivant la loi normale et la détermination de la vitesse interstitielle d'écoulement dans le lit perméable en mousse alvéolaire.



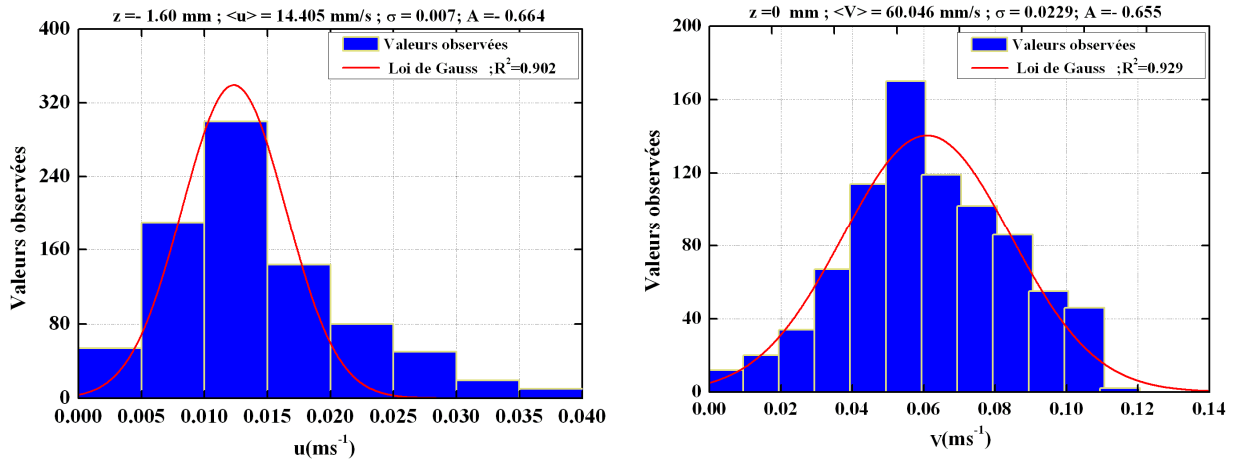


Figure 4.14 : Distribution des vitesses interstitielles dans un lit le perméable en mousse alvéolaire ($h_b = 6,5$ cm ; $n = 96, 4$ % ; $Q = 0,31$ l/s).

La distribution des valeurs de vitesses observées suivant la loi normale indique un coefficient d'aplatissement négatif ($-0,823 < A < -0,0147$) et un coefficient d'asymétrie variant ($- 0,308 < s_y < 0,518$) dans le comportement des échantillons correspondant aux vitesses enregistrées par le VDU dans la mousse alvéolaire. Ceci peut s'expliquer comme suit : La distribution de la vitesse n'est pas toute à fait normal. Du fait que l'écoulement au milieu poreux n'est pas toujours turbulent, certaines classes de la distribution comptent moins de valeurs en queue ce qui favorise l'aplatissement de la courbe de Gauss marquée par un étalement de valeurs observées vers la gauche.

En conséquence, nous avons estimé la vitesse moyenne interstitielle pour chaque position z suivant une probabilité qui varie de 70 à 80 % entre la valeur moyenne arithmétique et l'écart type. Les valeurs s'écartant de plus de trois fois l'écart-type à la moyenne sont éliminées.

En ce qui concerne la distribution des vitesses observées dans la veine fluide, on constate que cette dernière s'ajuste très bien à la loi de normale pour l'ensemble des vitesses d'écoulement correspondant aux différentes hauteurs du tirant d'eau h_w (figure 4.15).

La majorité des échantillons possèdent un coefficient d'aplatissement positif ce qui permet de dire que la distribution est plus pointue comparativement à la distribution dans le cas de l'écoulement interstitiel dans le lit sédimentaire.

De plus, nous avons observé des valeurs proches de zéro du coefficient d'asymétrie ainsi que celles du coefficient de symétrie.

Ces indications permettent d'affirmer encore une fois que pour des fréquences d'acquisition assez élevées, le VDU peut être un instrument efficace à l'étude des propriétés de la turbulence dans les écoulements de fond mobile, notamment les problèmes de vorticités dans la zone d'échange d'interface.

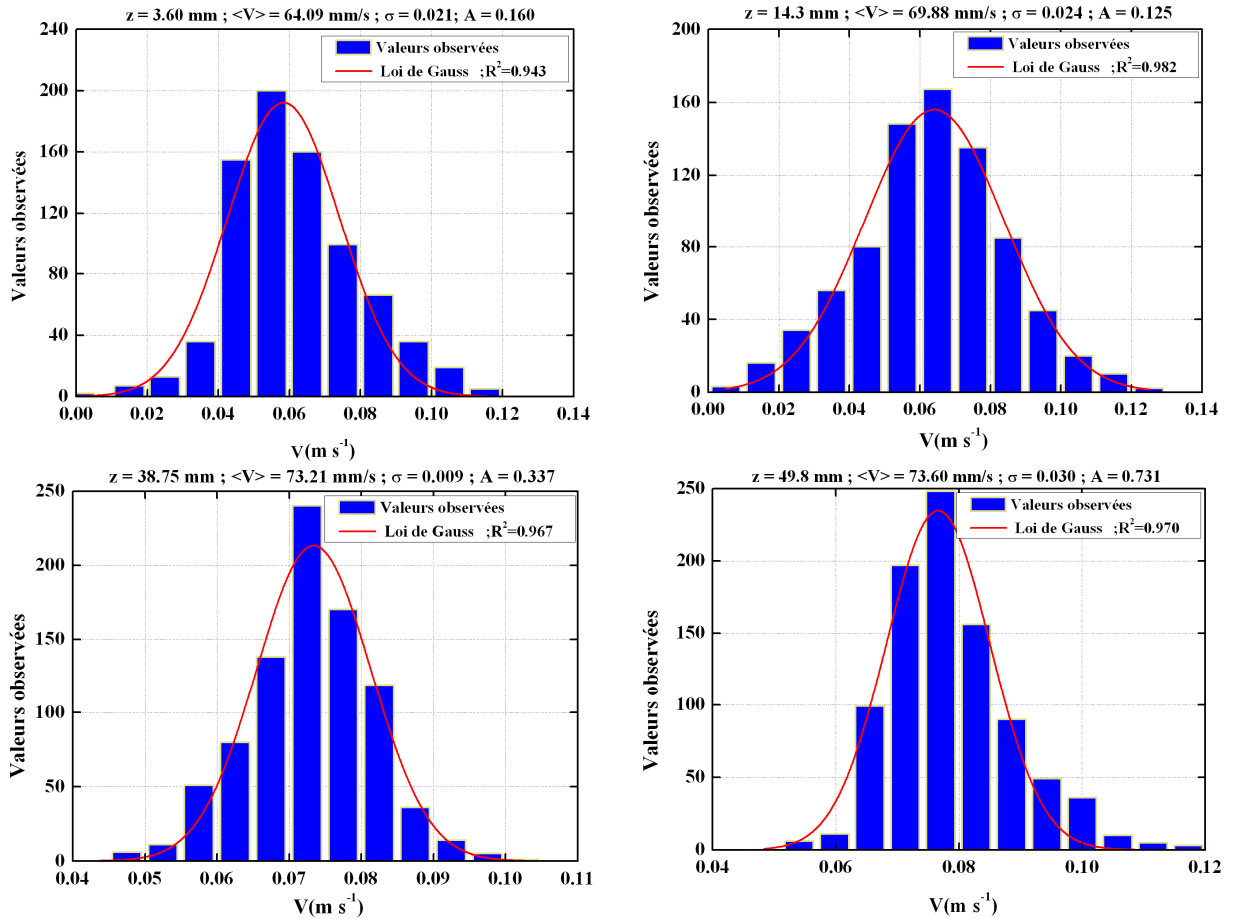


Figure 4.15 : Distribution des vitesses interstitielles dans la veine fluide

($h_b = 6,5 \text{ cm}$; $n = 96, 4 \%$; $Q = 0,310 \text{ l/s}$).

IV.2.4 Champ des vitesses interstitielles dans un lit sédimentaire perméable

A partir du même principe de mesure, nous avons étudié le champ des vitesses pour différentes variantes de lit sédimentaire et pour différents débits d'écoulement : mousse à bulles, des billes de verre pour différents diamètres (cf. Paragraphe III.1.2) ainsi qu'avec du sable relativement assez moyen de la région des plages de Luc-Sur-Mer.

Pour les essais correspondant à des lits en billes de verre ou du sable, nous avons préconisé des valeurs de débits d'écoulement en régime turbulent fluvial afin de ne pas favoriser le transport et l'entraînement des particules par charriage vers l'aval (figure 4.16).



Figure 4.16: Mesure des vitesses d'écoulement sur un lit sédimentaire en billes de verre $D= 3,80-4,40$ mm

Les séquences photographiques réalisées par nappe laser montrent que les filets liquides sont influencés par la rugosité de la surface du lit mais sans que celles-ci provoquent un transport par charriage de particules. Ces conditions d'écoulement dans le canal permettent d'effectuer un grand nombre de mesures au voisinage de la zone d'interface eau- sédiment (figure 4.17).

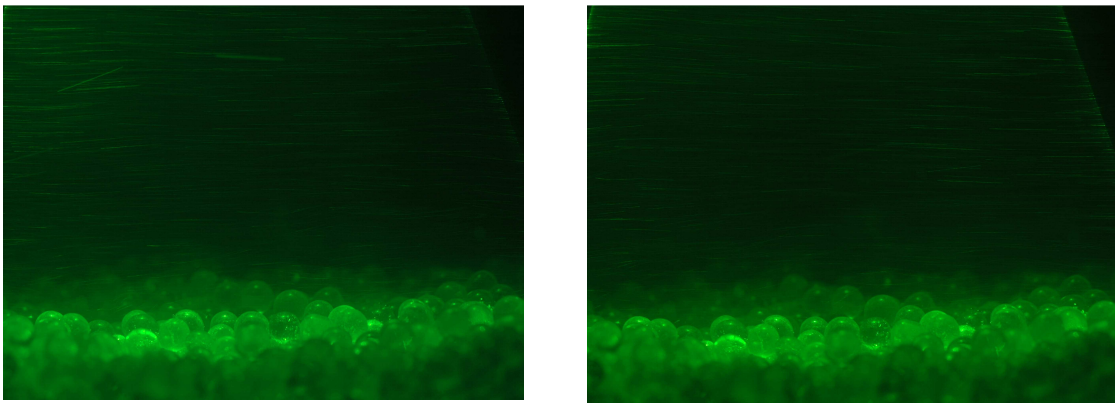


Figure 4.17 : Visualisation par nappe laser des effets de turbulences sur

l'écoulement à l'interface cas des billes de verre $D(3,80 - 4,40)$ mm, $n=37,5$ %

Dans tableau 4.2 nous avons représenté les caractéristiques physiques de l'étude et les paramètres de l'écoulement dans la veine fluide seule. En effet, le débit total est la somme des débits, dans la veine fluide et dans le sédiment, or ceux-ci sont difficilement

quantifiables individuellement. De ce fait, nous avons privilégié les paramètres associés à la veine fluide seule (écoulement libre) afin de caractériser l'écoulement comme ils sont exploités en pratique par les hydrauliciens.

La détermination de la vitesse débitante est basée sur la mesure de la vitesse maximale de référence mesurée au voisinage de la surface libre par un tube de Pitot ce qui nous a permis de calculer la vitesse débitante pour chaque essai à partir de formulation classique des écoulements permanents à surface libre dans les canaux pour un rayon hydraulique $R_h < 1\text{m}$ (Chanson, 2004).

Tableau 4.2 : Caractéristiques des essais pour différents lits poreux.

<i>Nature du lit</i>	<i>h</i>	$\frac{h_w}{h_b}$	$\frac{b}{h_w}$	<i>u</i>	<i>Re_p</i>	<i>V</i>	<i>R_h</i>	<i>Q_f</i>	<i>Re</i>	<i>Fr</i>
	(cm)	—	—	(cm/s)	—	(cm/s)	(cm)	(l/s)	$\times 10^3$	—
<i>Mousse Alvéolaire ;</i>	8,00	0,23	6,67	0,06	52,52	7,30	1,15	0,11	3,20	0,19
<i>h_b=65mm</i>	11,70	0,80	1,92	0,10	86,11	5,90	2,55	0,31	5,73	0,08
<i>D_p=3,1mm ; n=96,4 %</i>	12,50	0,92	1,67	0,12	106,7	22,80	2,73	1,37	23,63	0,30
	12,75	0,96	1,60	0,38	330,34	31,60	2,78	1,98	39,47	0,40
<i>Mousse à bulles ;</i>	10,90	0,45	2,94	0,02	4,95	7,10	2,02	0,24	6,33	0,12
<i>h_b=75 mm</i>	11,50	0,53	2,50	0,07	12,43	14,60	2,22	0,58	13,90	0,23
<i>D_p= 0,9 mm ; 94,5%</i>	12,90	0,72	1,85	0,17	19,90	27,60	2,60	1,50	27,23	0,38
<i>Billes de verre ; h_b= 30 mm</i>	11,40	2,80	1,19	0,34	8,96	5,94	3,08	0,47	7,08	0,06
<i>D = (3,80 - 4,40) mm ;</i>	11,00	2,66	1,25	0,67	14,95	11,55	3,13	0,97	13,51	0,13
<i>n=37,5 %</i>	15,40	4,13	0,81	1,02	22,84	13,03	3,56	1,61	17,47	0,12
<i>Sable ; h_b=30 mm</i>	11,65	2,88	1,16	0,43	0,81	5,70	3,18	0,50	6,86	0,06
<i>D₅₀= 0,406 mm ;</i>	14,7	3,90	0,85	0,85	1,55	11,50	3,50	1,35	15,33	0,11
<i>n=32,0 %</i>	15,4	4,13	0,81	1,84	3,35	13,00	3,56	1,61	17,63	0,12

Les essais réalisés pour les différents lits poreux confirment le même comportement du profil des vitesses dans le lit. Le gradient de vitesse varie suivant la nature du lit et du débit d'écoulement dans le canal.

La figure 4.18 montre un ensemble de mesure réalisée pour différents lits poreux suivant les conditions d'écoulement précitées.

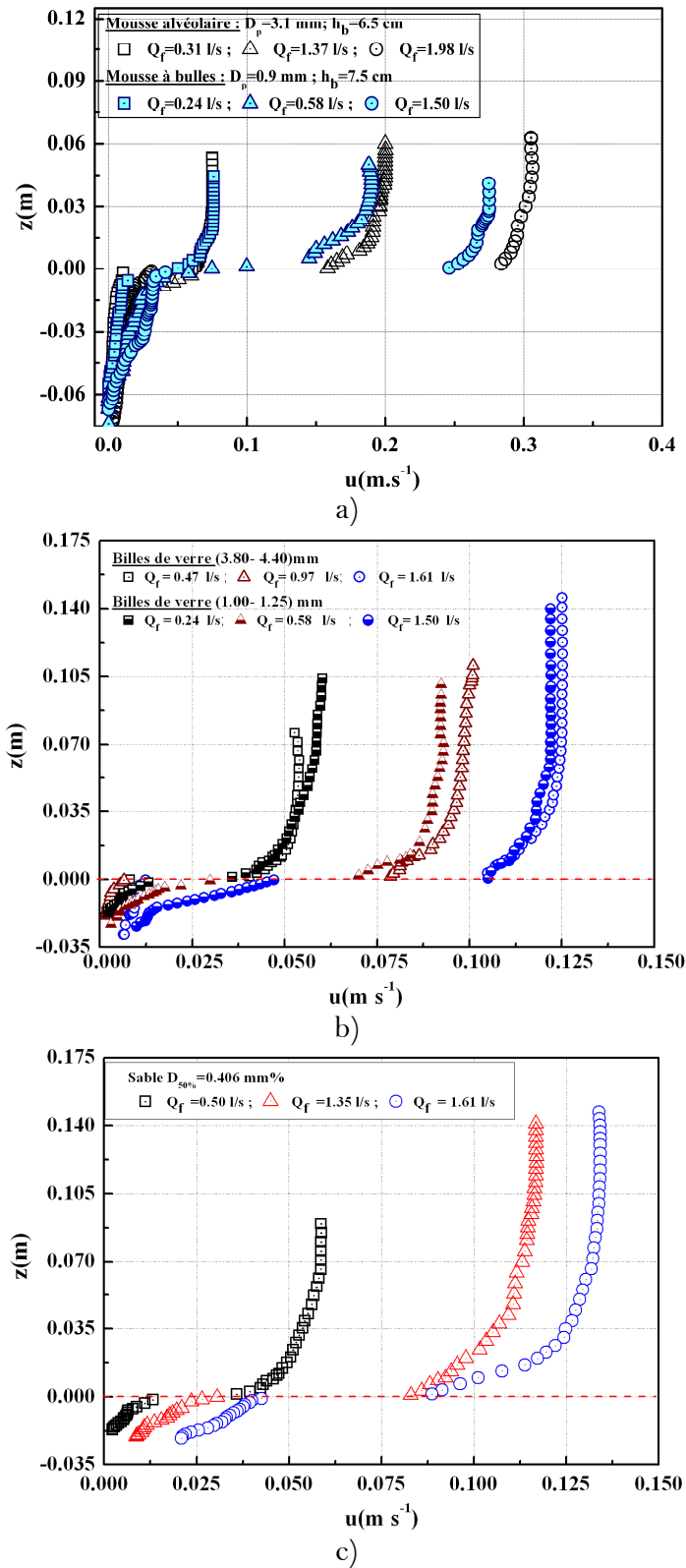


Figure 4.18 : Profil vertical des vitesses pour différents lits poreux
 a)- Mousse alvéolaire et mousse à bulles polyuréthane ; b) Billes de verre ;
 c) Sable

L'étude de l'évolution du débit d'écoulement dans le lit de sédiment Q_s en fonction de la veine fluide Q_f permet de constater la variation linéaire entre les deux débits entre l'écoulement en milieu libre et poreux. Cependant, on remarque que le débit dans le lit de sédiment dépend de la nature du lit, de sa hauteur et essentiellement de la porosité, la taille des pores, de la tortuosité et de l'état de saturation du lit (figure 4.19).

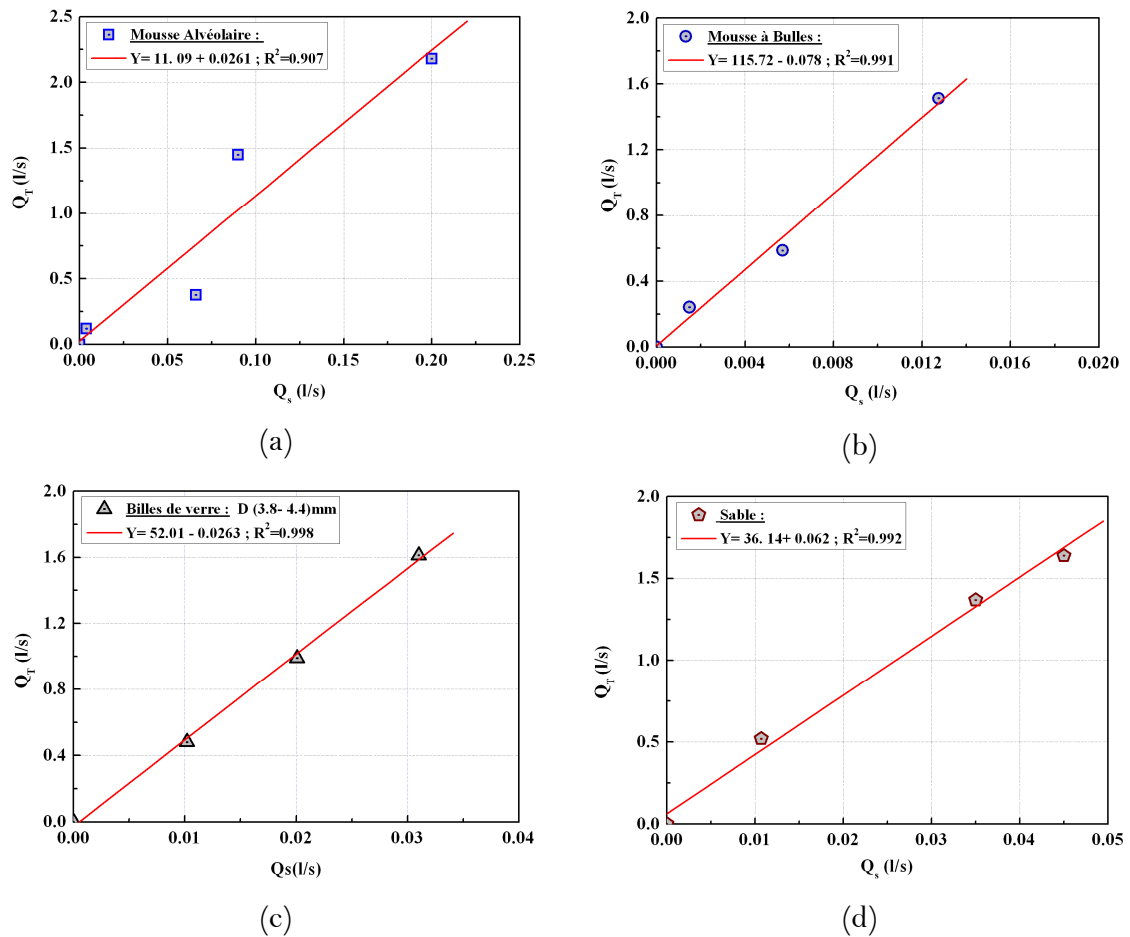


Figure 4.19 : Evolution du débit dans le lit de sédiment en fonction du débit total

Dans cette situation d'écoulement, la détermination du gradient de vitesse reste assez difficile du fait qu'au voisinage de la surface du lit la diffusion turbulente est négligeable que sur une petite portion du profil situé très près de la paroi, c'est-à-dire au niveau de la sous couche visqueuse. Sachant aussi que le diamètre du faisceau ultrasonore est de diamètre important et l'estimation des vitesses dans ce cas par l'approche gaussienne n'est pas assez précise.

De ce fait, nous avons jugé utile de déterminer la variation du gradient entre les deux écoulements. Il s'agit d'estimer par procédé graphique la variation du gradient de vitesse entre l'écoulement interstitiel dans le lit sédimentaire et l'écoulement libre pour différentes conditions d'écoulement (figure 4.20).

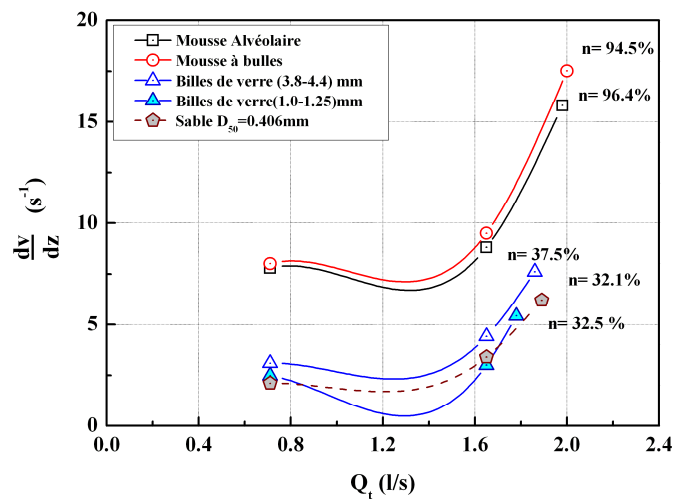


Figure 4.20 : Evolution du gradient de vitesse en fonction de la porosité du lit
Pour différents conditions d'écoulement

L'évolution du gradient de vitesse en fonction des conditions du flux d'écoulement indique qu'il existe une relation entre les flux pariétaux et la différence de gradient de vitesse entre l'écoulement en milieu poreux et l'écoulement de surface libre au dessus du lit sédimentaire. Dans ce cas, l'estimation de la contrainte de frottement ne doit pas dépendre uniquement du gradient au dessus du lit mais de la variation du gradient entre les deux écoulements.

IV.3 ETUDE DU CHAMP DES VITESSES EN MILIEU POREUX

V.3.1 Détermination du profil des vitesses

L'étude des profils des vitesses pour les différents lits de sédiments a permis d'affirmer que la vitesse d'écoulement suivant la profondeur du milieu poreux n'est pas constante, la variation de cette vitesse dépend de la taille des pores, de la porosité du milieu et aussi des conditions locales d'écoulement. Nous avons observé que l'évolution de vitesse peut se traduire par une relation adimensionnelle de la forme :

$$\frac{u(z)}{u_{\max}} = A e^{\alpha(z/h_b)} \quad (4.1)$$

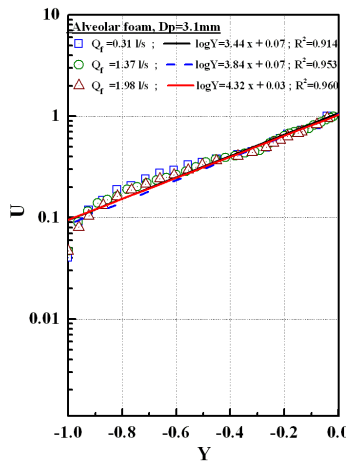
Le paramètre α est un coefficient qui caractérise le milieu poreux du régime d'écoulement au sein des pores ou des interstices. Shimizu et *al.* 1990 considèrent que ce coefficient ne dépend que de la porosité du milieu et de la viscosité cinématique du milieu. Or, le modèle précité présente des limites sur le régime d'écoulement local du fait qu'il a été établi que dans le cas d'un nombre Reynolds des pores relativement faible ($Re_p < 10$).

Le paramètre A dépend de l'hydrodynamique de l'écoulement en milieu poreux et de la vitesse à l'interface du milieu poreux- veine fluide.

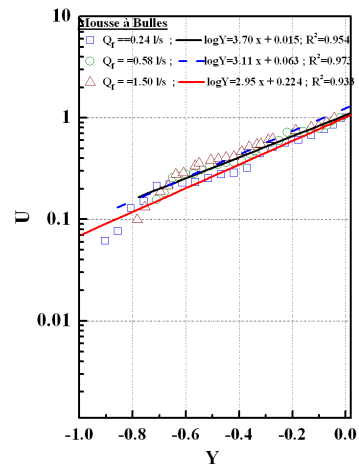
Dans cette étude nous portons une attention particulière au comportement du paramètre α comme étant un facteur déterminant dans la caractérisation de l'évolution de la vitesse dans un lit sédimentaire. Dans le but de démontrer la loi de répartition du champ de vitesse dans un lit sédimentaire, on pose :

$$U = \frac{u(z)}{u_{\max}} \quad \text{et} \quad Y = \frac{z}{h_b} \quad \text{avec, } Y < 0 \quad (4.2)$$

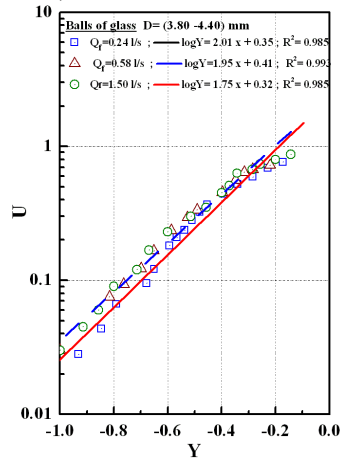
Pour déterminer le paramètre α , il suffit de tracer le graphe de la fonction $\ln U = f(Y)$, et d'en déduire le coefficient directeur de la droite de régression et ce pour différents lits poreux et débits d'écoulement (figure 4.21).



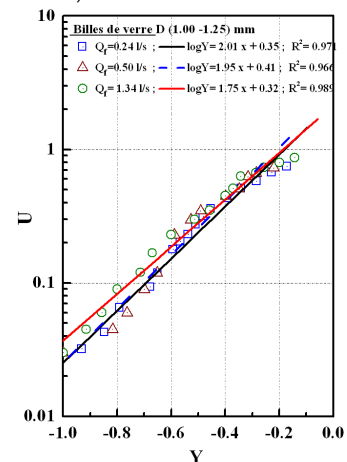
a) Mousse alvéolaire



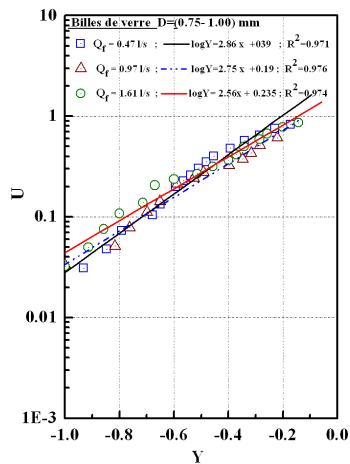
b) Mousse à bulles



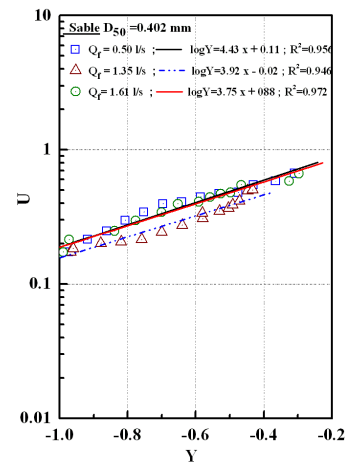
c) Billes de verre (3,8- 4,4) mm



d) Billes de verre (1,00- 1,25) mm



e) Billes de verre (0,75 - 1,00) mm



f) Sable $D_{50} = 0,402\text{mm}$

Figure 4.21 : Profil des vitesses adimensionnel pour différents lits sédimentaires

IV.3.2 Caractérisation l'écoulement permanent interstitiel dans un lit sédimentaire

L'étude de l'évolution du paramètre α pour différents lits sédimentaires en fonction du débit d'écoulement dans le canal a permis de constater qu'il n'existe pas de relation linéaire entre le paramètre α le régime d'écoulement libre. Cependant, il est possible de trouver une relation entre la variation du paramètre α en fonction du régime d'écoulement local au sein du milieu poreux caractérisé par le nombre de Reynolds. La figure 4.22 permet de constater que le paramètre α varie en fonction de la taille des pores du milieu poreux

On remarque qu'il existe deux domaines bien distincts. Un premier domaine caractérise les lits sédimentaires disposant de pores relativement petits pour un diamètre des pores $D_p < 2$ mm, et où les effets de capillarité sont non négligeables. Dans ce cas, le paramètre α décroît pour des Reynolds $Re_p < 50$.

Un deuxième domaine qui correspond aux milieux de diamètre des pores important $D_p \geq 2$ mm, le nombre de Reynolds des pores augmente en fonction de la valeur du paramètre α pour des valeurs de $Re_p \geq 50$ dans ce cas l'écoulement local au sein des pores prend un caractère turbulent pour être régit par la loi de Forchheimer (mihoubi *et al*, 2008a).

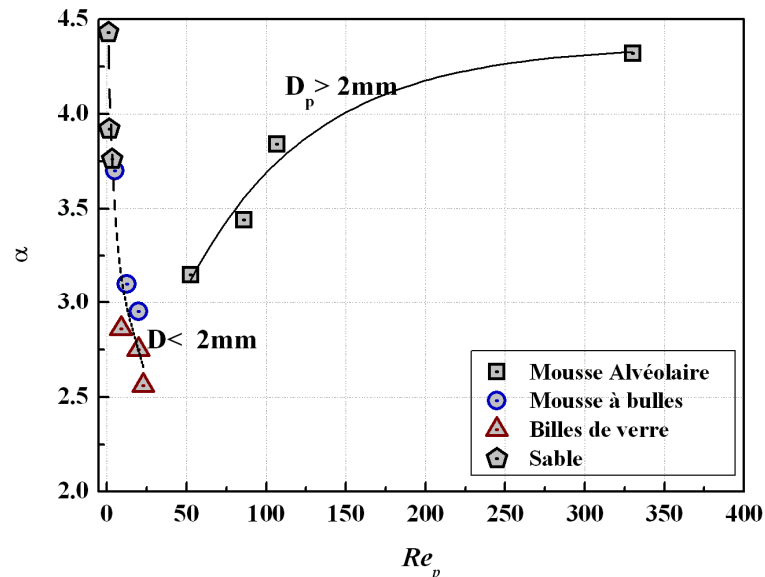


Figure 4.22 : Variation du paramètre α en fonction du nombre de Reynolds des pores

IV.4 CONCLUSION

Les expériences réalisées ont permis de mettre au point un dispositif expérimental original et fiable pour l'estimation des vitesses dans un lit perméable et ceux différents milieux poreux à différentes structures et porosités. La détermination des vitesses interstitielles à partir du modèle de la loi normale est largement satisfaisante et permet de confirmer qu'il l'existence d'un écoulement tangentiel non nul à l'interface eau-sédiment. Le profil des vitesses de l'écoulement interstitiel prend une forme exponentielle qui dépend des caractéristiques du milieu poreux notamment de sa porosité et du nombre du nombre de Reynolds local.

Les résultats obtenus par les mesures des vitesses par VDU suivant l'écoulement sur un lit perméable montrent que les modèles classiques de détermination de la contrainte de frottement τ_p à la paroi ne sont pas bien adaptés, du fait, qu'ils sont basés principalement sur les caractéristiques de l'écoulement libre sans tenir compte de la nature du lit de sédiments et de ses caractéristiques en particulier la porosité et l'écoulement interstitiel conditionné par le régime d'écoulement dans les pores ou interstices (mihoubi *et al.*,2008b).

Cette contrainte de frottement τ_p est associée au seuil de mouvement. Il nous semble donc important de la définir en tenant compte des caractéristiques de l'écoulement libre et interstitiel.

Cet objectif fait l'objet des travaux de recherche assignés en perspectives pour l'étude de l'influence du régime d'écoulement du milieu poreux sur la contrainte de frottement pariétale et la détermination dans ce cas du paramètre de Shields (1936).

CHAPITRE V

Analyse de l'écoulement interstitiel généré par une houle incidente en zone de swash

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est l'étude de l'évolution du cycle du swash suivant la veine fluide de la langue du swash, l'interaction fluide - sédiment à l'interface du lit sédimentaire ensuite l'influence de l'écoulement interstitiel dans le lit poreux dans le cas d'un écoulement généré par une houle régulière. Les mesures des vitesses interstitielles sont déterminées de manière analogue au principe d'analyse adopté dans le cas d'un écoulement permanent.

Dans un premier temps, nous décrivons les caractéristiques de l'écoulement généré par une houle régulière. L'étude spectrale de la houle, la présentation des profils de surface libre et l'établissement du profil des vitesses permettront de procéder à une confrontation entre les résultats de l'approche expérimentale et théorique.

Nous effectuons également, des mesures comparatives entre deux techniques de vélocimétrie (non intrusives) par VDL et par VDU pour l'établissement du profil vertical des vitesses de la houle permettant de montrer la fiabilité des mesures par le VDU aux écoulements périodiques générés par une houle régulière.

Par la suite, nous allons établir le profil vertical des vitesses dans le but d'examiner l'évolution du champ des vitesses inertielles dans le milieu poreux et le champ des vitesses d'écoulement à l'interface du lit et au sein de la langue swash. Cette évolution du profil des vitesses s'effectue suivant les phases du swash pour les différentes conditions de la houle incidente. A partir de ces résultats, on pourra en déduire l'évolution du flux spécifique suivant la verticale au cours des deux phases du swash.

Enfin le dernier volet de ce chapitre, nous nous intéressons à la caractérisation du champ de vitesses inertielles dans les sédiments et à la description du problème d'interface eau- sédiment au cours de la phase du jet de rive (*uprush*), considérée comme phase dominante dans le processus de transport et migration des sédiments. A ce titre, nous avons examiné les facteurs caractérisant l'écoulement interstitiel en fonction des paramètres caractérisant la houle incidente et le régime d'écoulement local au sein du milieu poreux.

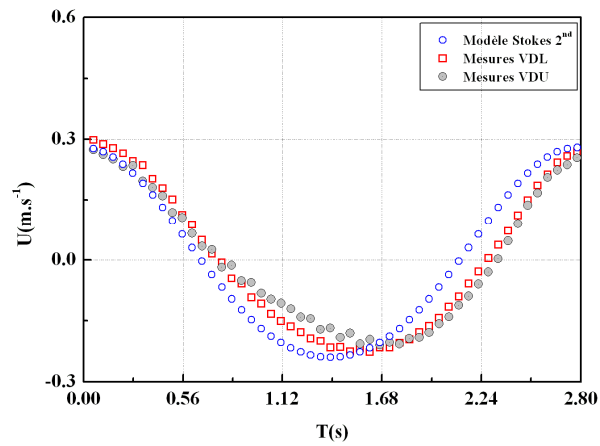
V.1 ETABLISSEMENT DU PROFIL DES VITESSES

V.1.1 Validation des mesures de vitesses par VDU en écoulement généré par la houle.

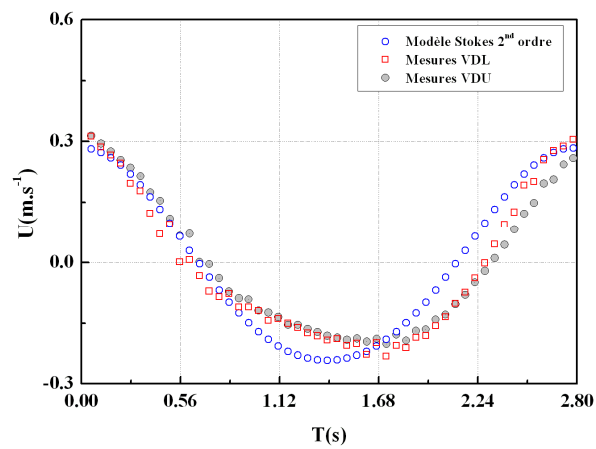
Le but de ce paragraphe est la validation des résultats expérimentaux des mesures par VDU d'un écoulement généré par une houle régulière. A cet effet, des mesures de vitesse ont été réalisés en canal à houle en écoulement libre afin d'établir les profils des vitesses issues des mesures par VDU, le profil des vitesses de la composante horizontale du modèle théorique de Stokes développé au second ordre et le profil des vitesses obtenu par les mesures VDL .

Dans notre cas d'étude, les mesures effectuées par VDL sont considérées comme des mesures de référence des vitesses. En effet, la figure 5.1 indique l'évolution de la vitesse instantanée sur une vague moyenne pour les conditions de houle: $T=2,8$ s ; $H=3,02 \cdot 10^{-2}$ m et $d= 0,25$ m, déterminée pour trois cotes différentes.

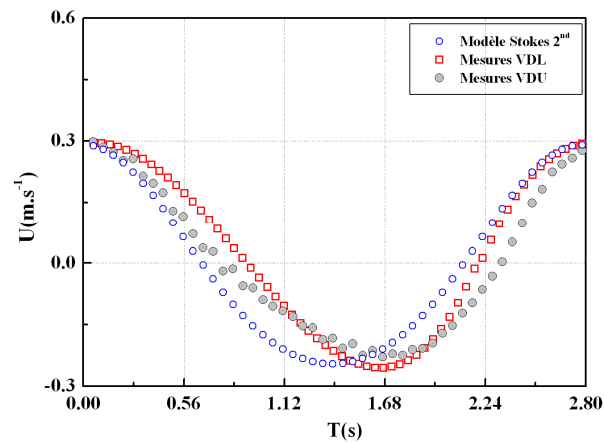
Nous y avons également superposé nos mesures obtenues par VDU aux mesures de la composante horizontale de vitesse obtenues par VDL ainsi que ceux du profil théorique issu du modèle de Stokes au second ordre pour les mêmes conditions précitées.



a) $z=0,020$ m



b) $z=0,115$ m



c) $z=0,180$ m

Figure 5.1: Profils de comparaison des vitesses instantanées obtenus par VDU et VDL d'une houle $T=2,80$ s (pour un angle Doppler égal à 25°)

L'ensemble des résultats de comparaison y compris les mesures du profil des vitesses vertical (figure 5.2) permettent de conclure la fiabilité des mesures obtenus par le VDU et donnent des résultats équivalents à ceux obtenus par mesures le VDL, les résultats sont valables pour les différentes phases de la houle.

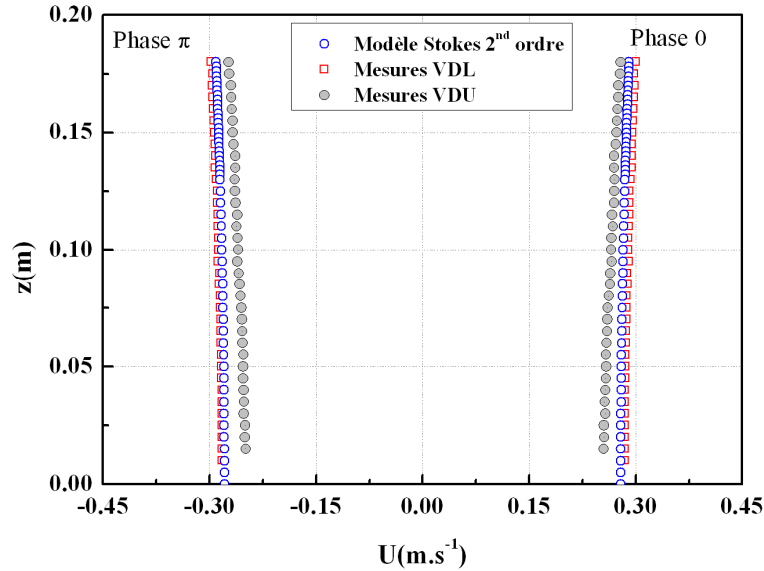


Figure 5.2: Comparaison des profils de vitesses suivant la verticale.

De plus, les profils des vitesses montrent que la vélocimétrie Doppler ultrasonore ne nécessite aucune calibration préalable et s'adapte bien aux mesures d'écoulement généré par la houle. Le VDU donne une information sur la vitesse résultante orbitale, pour les différents points d'un profil.

Cependant, il existe une différence dans la résolution temporelle des mesures qui réside entre l'instrument VDU et VDL. Par ailleurs, vu que la forme et la taille de la sonde, contrairement aux mesures VDL, les mesures obtenues par VDU ne peuvent être prélevées qu'à une distance de 0,6 cm de la paroi.

V.1.2 Détermination des vitesses instantanées en zone de swash

V.1.2.1 Descriptif du profil de la plage

Conformément au système référentiel de mesures préconisé (cf. paragraphe III.6), nous avons relevé les positions du lit sédimentaire constituant la formation du swash au niveau de chaque colonne à sonde. Les positions des colonnes sont données par rapport au fond du canal afin de nous permettre d'établir la pente du profil moyen de la

plage d'étude et ce pour les différents essais de mesures. Dans les tableaux 5.1 et 5.2 nous avons donné les caractéristiques des plages du swash.

Tableau 5.1 : Les différentes positions du lit par rapport aux colonnes de mesures

Profil de la plage		C1	C2	C3	C4	C5	C6
P1	x_0 (cm)	89,1	104,0	119,5	156,0	169,0	182,0
	y_0 (cm)	36,0	33,5	29,5	27,1	20,0	16,0
P2	x_0 (cm)	89,1	104,0	119,5	156,0	169,0	182,0
	y_0 (cm)	38,0	31,8	28,5	26,5	22,0	17,10
P3	x_0 (cm)	89,1	104,0	119,5	156,0	169,0	182,0
	y_0 (cm)	39,1	34,6	27,7	25,8	23,8	17,3

Tableau 5.2 : Equations du profil de la plage du swash pour les différents essais.

Numéro du Profil	Profondeur d (m)	Equation du profil
P1	0,285	z (cm) = -0,179 x + 50,12
	0,270	$R^2 = 0,9605$
P2	0,260	z (cm) = -0,186 x + 52,829
	0,250	$R^2 = 0,9207$
P2	0,240	z (cm) = -0,197 x + 55,025
	0,230	$R^2 = 0,9112$
	0,210	

La figure 5.3 représente une illustration d'un relevé permettant de donner la configuration du profil initial de la plage.

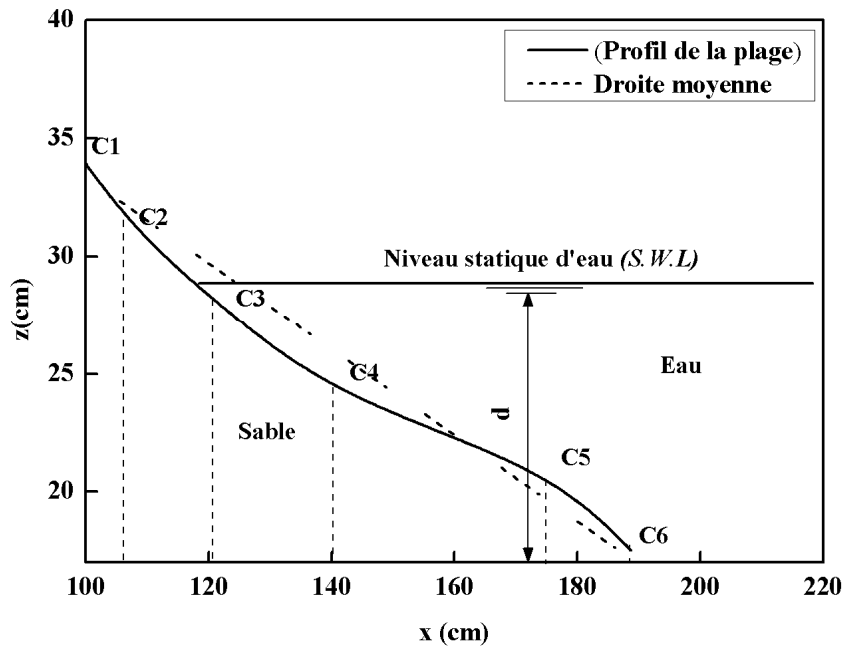


Figure 5.3: Profil initial la plage pour les essais correspondant aux profondeurs d'eau: $d=0,285$ m et $0,270$ m.

Le profil de la plage est relevé au début de chaque essai et après la génération de plusieurs vagues afin d'assurer une stabilité au relief de la plage.

V.1.2.2 Analyse des houles incidentes

Pour étudier l'évolution de la vitesse en zone de swash, nous avons mené 36 essais en canal à houle pour différentes conditions des paramètres directeurs de la houle incidente (période T , hauteur H et profondeur d), suivant les différentes situations de formation du swash par rapport aux colonnes de mesures. Le tableau 5.3 récapitule les différentes conditions de houles incidentes des essais réalisés.

Tableau N°5.3 : Paramètres caractéristiques des différents essais en zone de swash

Test N°	Profondeur d'eau d (m)	Période T (s)	Hauteur de la houle H (m)	Longueur d'onde L (m)	Coefficient de réflexion Cr (-)
1		6,40	0,0050	10,63	0,602
2		4,60	0,0220	6,81	0,350
3	0,285	3,20	0,0340	5,20	0,249
4		2,70	0,0274	4,33	0,308
5		1,90	0,0387	2,96	0,370
6		5,30	0,0101	7,65	0,540
7		4,00	0,0120	5,90	0,386
8	0,270	3,20	0,036	5,14	0,267
9		2,80	0,0147	4,41	0,250
10		2,40	0,0270	3,73	0,225
11		2,10	0,0240	3,32	0,330
12		3,40	0,0277	5,28	0,255
13		2,90	0,0126	4,55	0,347
14	0,260	2,50	0,0370	3,81	0,437
15		2,10	0,0171	3,32	0,320
16		3,40	0,0214	5,19	0,269
17	0,250	2,80	0,0302	4,26	0,310
18		2,40	0,0289	3,43	0,373
19		2,10	0,0498	3,21	0,387
20		2,80	0,0150	4,17	0,364
21		2,40	0,0263	3,53	0,389
22	0,240	2,10	0,0376	3,04	0,370
23		1,90	0,0387	2,75	0,367
24		5,30	0,0178	7,96	0,540
25		4,60	0,0143	6,81	0,392
26		4,00	0,0217	5,90	0,378
27		3,20	0,0357	5,24	0,249
28	0,230	2,80	0,0603	4,09	0,307
29		2,67	0,0511	3,92	0,366
30		2,00	0,0638	2,88	0,247
31		1,60	0,138	2,25	0,323
32		7,10	0,0243	10,16	0,618
33		5,30	0,0268	7,56	0,535
34	0,210	4,00	0,0335	5,70	0,367
35		2,80	0,0294	3,94	0,378
36		2,10	0,0652	2,91	0,365

Le coefficient de réflexion déterminé pour les différentes conditions varie en fonction de la période et de l'amplitude pour des raisons liées à la nature du batteur (type piston) et les dimensions du canal qui ne permettent pas d'amortir les ondes de longues périodes et qui conduit aux limites expérimentales du dispositif. Du fait que la longueur du canal est assez réduite, ce type de houles sont associées à des spectres d'énergie de réflexion importants. Par conséquent, à partir d'une relation entre la période des oscillations de la houle incidente dans le canal et le coefficient de réflexion correspondant nous avons déterminé un domaine pour les essais garantissant la fiabilité de nos mesures (Figure 5.4).

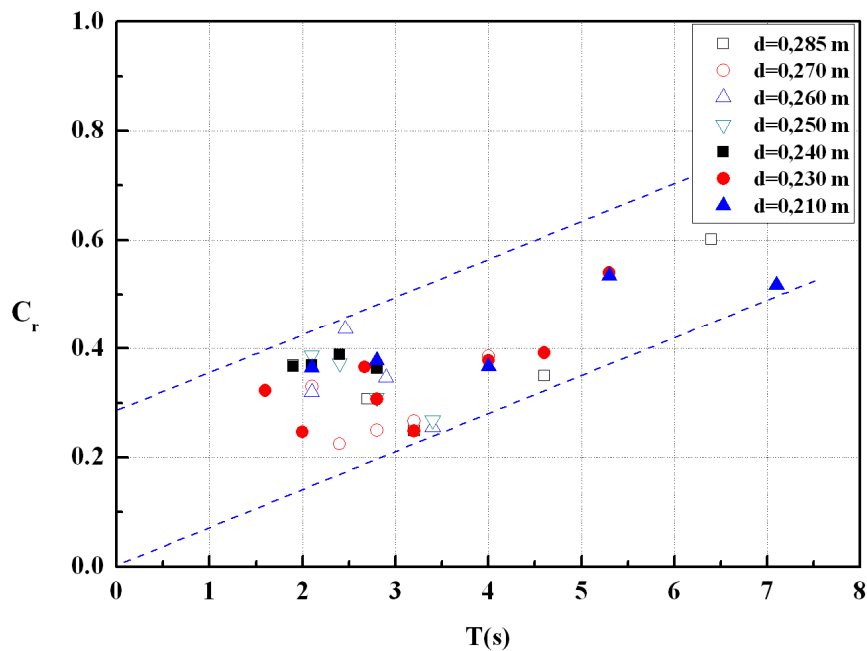


Figure 5.4: Evolution du coefficient de réflexion pour les différentes houles incidentes.

V.1.2.3 Détermination du profil de la surface libre

En fonction des conditions expérimentales dictées par le fonctionnement du batteur, les essais ont été réalisées pour des périodes comprises entre 1,6 à 7,1 secondes qui correspondent à des longueurs d'ondes qui varient de 2,25 m à 10,63 m.

Les mesures de surface libre sont réalisées à l'aide d'un détecteur de houle à sondes à effet résistive (cf. paragraphe III.2.4) suivant une fréquence d'acquisition de 32 Hz à 64 Hz correspondant à une durée d'acquisition de 109,5 s à 54,0 s. Le nombre de vagues enregistrées est compris entre 20 à 25.

Les vagues sont superposées les unes aux autres et moyennées pour obtenir une vague moyenne à partir d'une analyse spectrale du mouvement de la surface libre de la houle.

La figure 5.5, représente un exemple d'analyse spectrale de la houle par une représentation fréquentielle des oscillations en fonction de l'amplitude incidente et réfléchie de la houle ainsi qu'une évolution temporelle du profil des vagues moyennes correspondantes aux différentes profondeurs d'eau.

L'étude des différentes évolutions caractéristiques de la surface libre pour chacun des profils réalisés permet de constater une concordance des résultats entre le modèle théorique Stokes et les mesures en canal, notamment pour les périodes oscillants dans l'intervalle compris entre 1,9 s et 3,2 s. Pour les autres périodes, certaines dissymétries sont observées au voisinage des creux qui sont prononcés avec un certain déphasage dans le cas des oscillations de périodes importantes $T > 5s$.

Tenant compte de la position de formation du swash, nous considérons que les perturbations enregistrées sur les évolutions de la surface libre n'ont pas d'incidence sur les profils de vitesse (Annexes III)

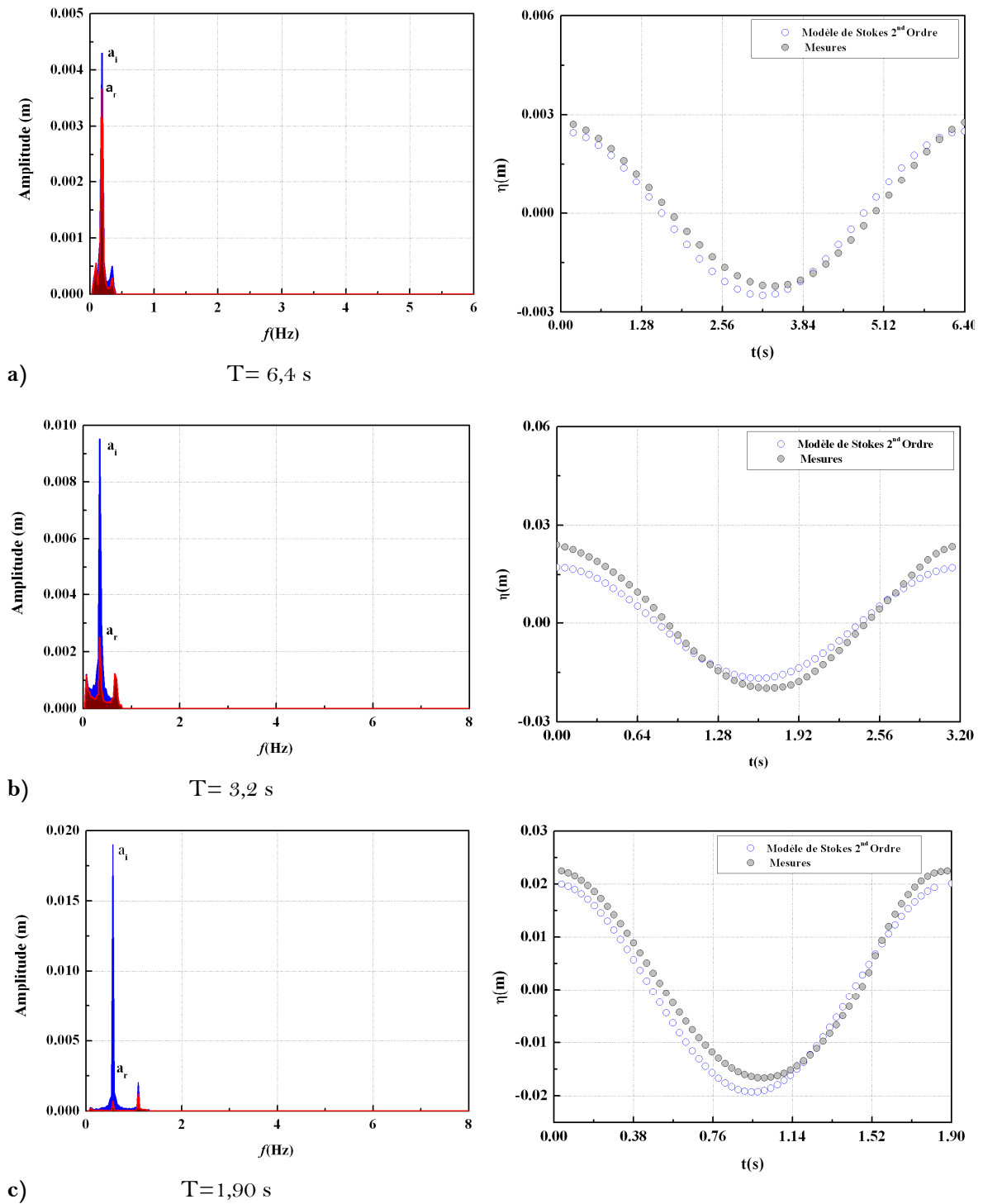


Figure 5.5 : Spectre des houles incidentes et profils de surface libre-vague moyenne pour $d=0,285$ m

V.2 Acquisition des vitesses interstitielles et traitement des données

Conformément au dispositif d'acquisition mis en place du signal de houle en synchronisation aux mesures des vitesses par VDU au moyen d'un système Trigger (cf paragraphe III.2.5), nous avons procédé aux mesures des vitesses suivant la localisation du swash par rapport aux colonnes de mesures et suivant les conditions de la houle incidente. Après plusieurs tests, nous avons fixé l'angle d'incidence optimum ainsi que la profondeur d'exploration permettant d'atteindre le champ de vitesse d'écoulement inertielle sous la langue du swash dans le sable. Pour les mesures effectuées dans le lit sédimentaire, le signal ultrasonore a été amplifié par le mode TGC de même nous avons augmenté la sensibilité du signal VDU en prenant les précautions de ne pas saturer ce dernier.

Pour l'établissement du profil vertical des vitesses, on définit l'épaisseur d'exploration du lit sédimentaire en fonction de la réponse du vélocimètre aux faibles vitesses d'écoulement dans le sable (Luc-Sur-Mer). A partir d'un fichier de données en mode binaire compilé au format ASCII qui permet de définir une matrice $U = f(\text{temps}, \text{profondeur})$ et donner une présentation graphique en 3D (figure 5.6)

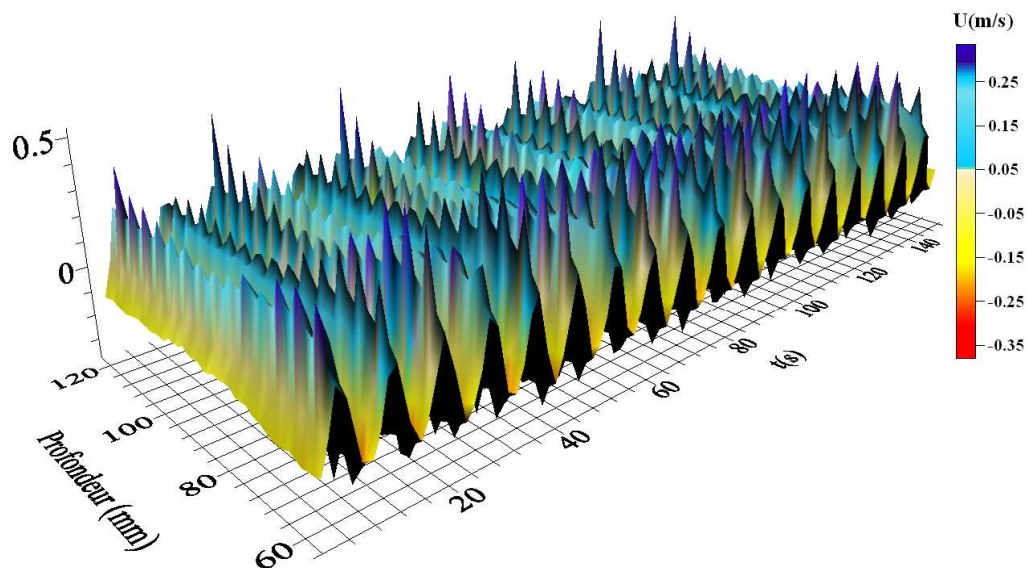


Figure 5.6 : Profil des vitesses instantanées en fonction de la profondeur d'exploration pour une durée d'acquisition

Les mesures peuvent être visualisées sur écran du VDU ou par le post de traitement sur un PC (figure 5.7).

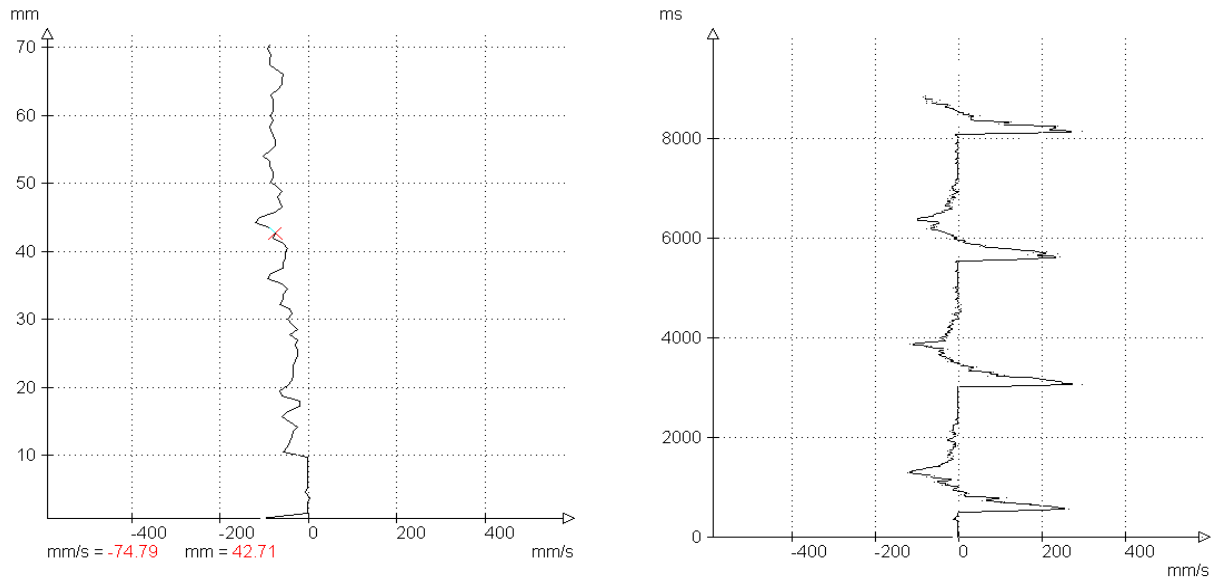


Figure 5.7 : Visualisation de la vitesse instantanée du swash par WDOP2000 .

La figure 5.8 représente une série de vitesses instantanées de swash d'une porte d'exploration distante de 90 mm à la sortie de la sonde pour une fréquence d'acquisition égale à 46Hz de la vitesse d'écoulement au sein du lit sédimentaire. Cette distance est dictée par les limites de la fréquence d'émission ($f=4\text{MHz}$) de la sonde dans le sable.

En effet, nous avons constaté que le signal s'atténue dans le sable pour des valeurs de la PRF supérieure à 150mm. Au-delà de cette distance, nous provoquons une saturation du signal et les mesures de vitesse dans le lit de sédiment sont surestimées par le vélocimètre. Pour cette raison, nous avons défini une profondeur d'exploration dans le lit de sable qui ne doit pas dépasser une épaisseur de 3 cm. Au-delà de cette épaisseur les mesures de vitesse d'écoulement interstitiel s'avèrent quasiment impossible.

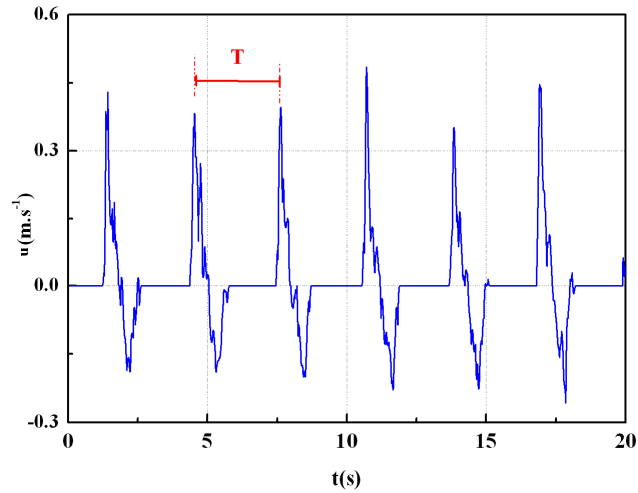


Figure 5.8 : Profil d'une série de vitesses instantanées du swash à $z = -0,3$ cm
Pour une houle incidente de $T = 3,2$ s

Le profil des vitesses instantanées ci-dessus est obtenu à partir d'une profondeur de 0,3 cm du toit du lit de sable, c'est un domaine de frontière et d'interaction entre le lit poreux et l'écoulement provoqué par la longue de swash sous les conditions de houle incidente: période $T = 3,20$ s, amplitude $H = 0,0340$ m et pour une profondeur d'eau $d = 0,285$ m. De même, la figure 5.9 indique l'évolution des vitesses instantanées, situées à une élévation égale à 0,3 cm au dessus du lit de sédiment qui montre bien que les vitesses dans la langue du swash sont nettement supérieures comparativement aux vitesses d'écoulement interstitiel au sein du lit et durant les deux phases cycle du swash, c'est-à-dire en phase de jet de rive puis retrait (mihoubi *et al.*, 2007b).

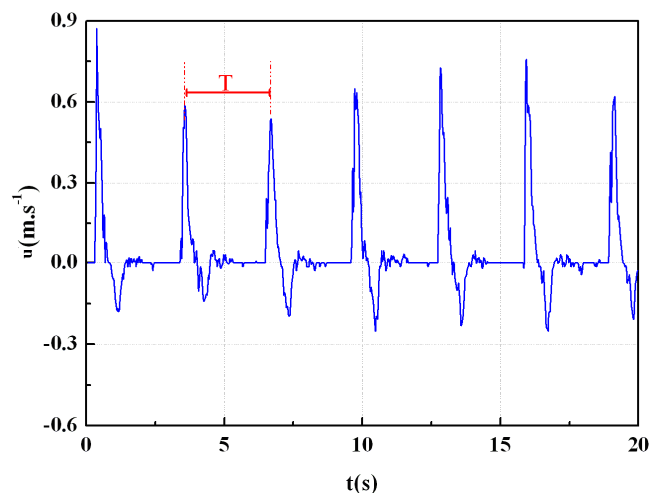


Figure 5.9 : Profil d'un groupe de vitesses instantanées du swash à $z = 0,3$ cm
pour une houle incidente de période $T = 3,2$ s

En adoptant, le même principe de mesure précité, on détermine le profil des vitesses instantanées par rapport à un référentiel horizontal fixe qui caractérise le lieu de formation du swash et ce suivant les différentes positions verticales (z). La cote $z=0$ désigne le toit du lit, lieu de changement d'interface de l'écoulement interstitiel et libre.

Les différents profils (Annexes III) illustrent bien l'évolution des vitesses dans les phases du jet de rive (*uprush*) et de retrait (*backwash*). L'ensemble des profils étudiés nous permettent d'examiner l'échange hydrodynamique des sédiments en zone de swash sous différentes conditions de houles incidentes.

A partir des essais réalisés en zone de swash pour des différentes conditions de la houle et suivant une représentation normalisée des profils de vitesses en échelle de temps par rapport à la période de houle T .

On peut constater quand le swash se produit les vitesses du jet de rive et de retrait sont importantes par rapport aux vitesses générées par la houle. Le tirant d'eau au dessus du lit de sédiment de la langue du swash est relativement petit, la hauteur des lames d'eau varie entre ($0,75 \text{ cm} \leq h_{sw} \leq 3,1 \text{ cm}$) caractérisant ainsi la hauteur la langue du swash. Cette dernière progresse très rapidement vers le rivage et atteint quasi instantanément sa vitesse maximum u_{max} puis diminue de façon progressive.

L'enregistrement d'un profil des vitesses instantanées au cours du swash générée par une houle régulière en canal à houle présente de fortes ressemblances avec les observations faites par Hugues et *al.*(1997), relatives à l'évolution de la vitesse instantanée en zone de swash réalisées *in situ*.

En effet, le cycle du swash est prononcé par deux pics de vitesses : le premier est plus important et se produit au début de la phase de jet de rive et le deuxième pic indique la phase de retrait. Dans la plupart de nos essais, le pic de vitesse du retrait s'est manifesté en fin de swash, caractérisant ainsi le caractère de la plage (figure 5.10 et 5.11)

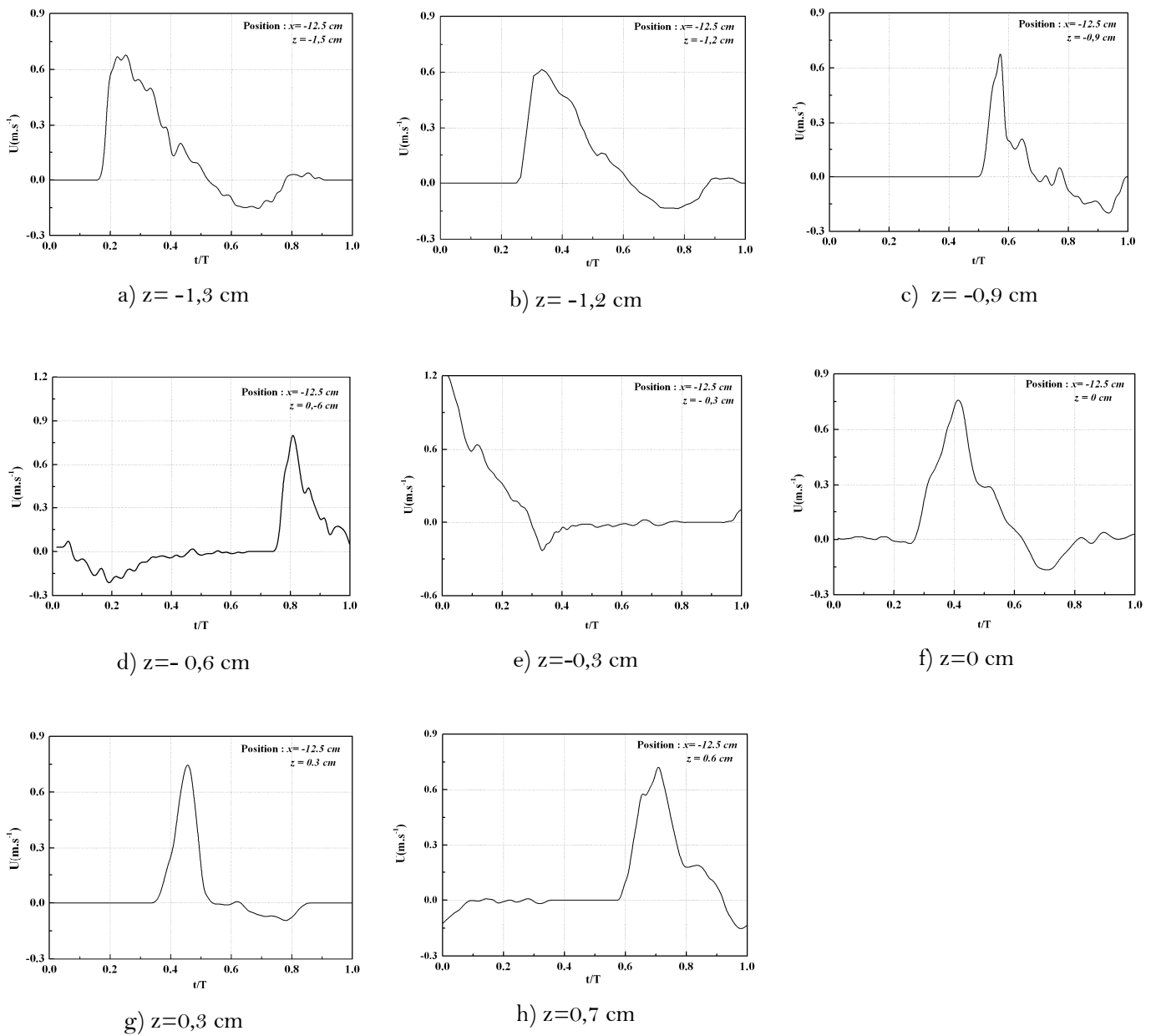


Figure 5.10 : Evolution du profil des vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs :

- Conditions de houle : $T = 1,9 \text{ s}$; $H = 3,87 \cdot 10^{-2} \text{ m}$; $\frac{d}{L} = 0,096$.
- Profondeur d'eau $d = 0,285 \text{ m}$

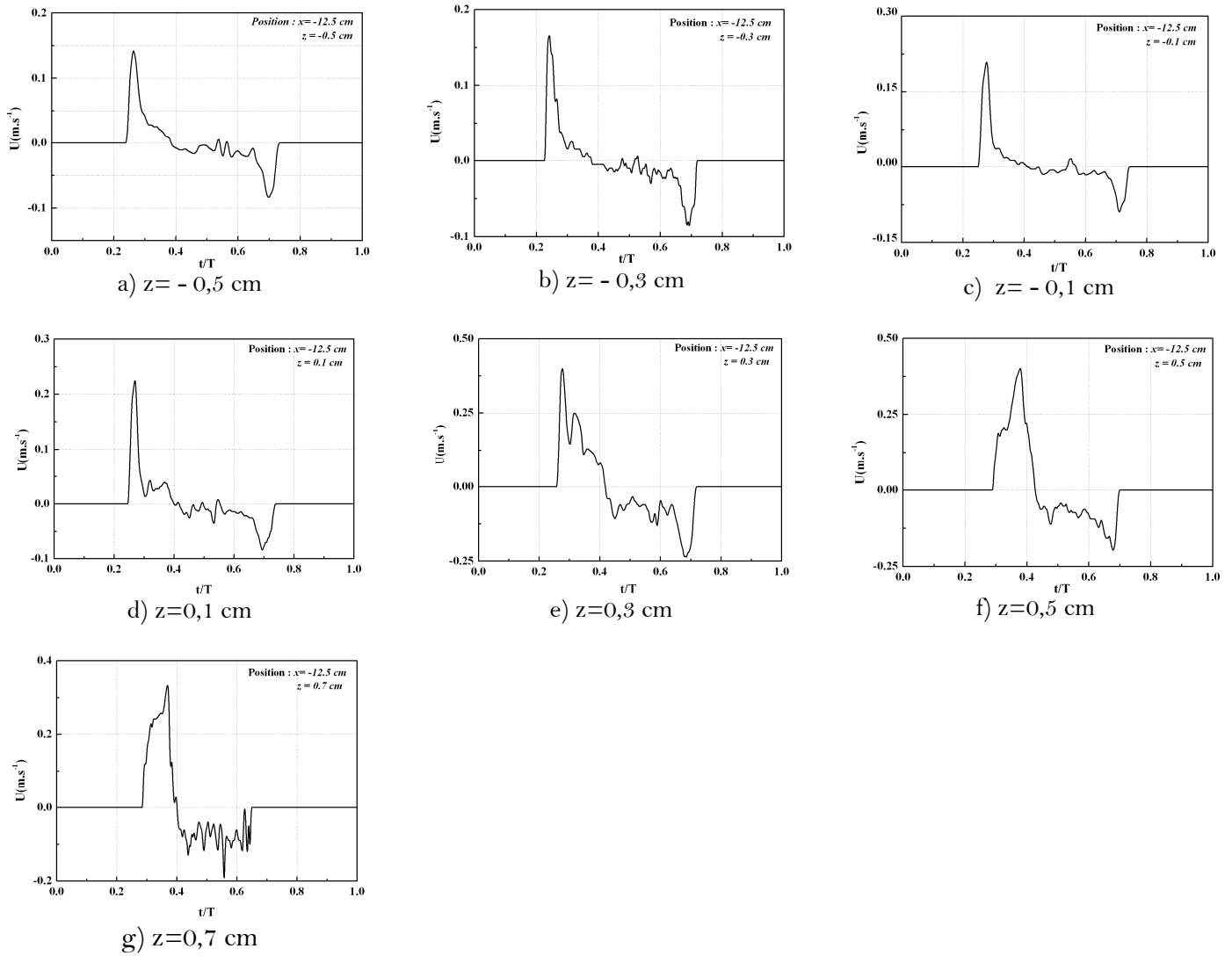


Figure 5.11 : Evolution du profil de vitesse instantanée du swash à différentes hauteurs :

- Conditions de houle : $T = 6,4 \text{ s}$; $H = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$; $\frac{d}{L} = 0,017$.
- Profondeur d'eau $d = 0,285 \text{ m}$

Selon l'approche descriptive du swash faisant intervenir les conditions de houles incidentes et de la morphologie de la plage (Guza et Inman, 1975) par le paramètre de similarité de surf (*surf similarity parameter*) on peut affirmer que l'ensemble des essais réalisés en canal à houle décrivent bien un swash en mode de plage de type réfléchive. Ces conditions sont dictées d'une part par les dimensions du canal assez réduite en longueur et d'autre part, par les réflexions non amorti du batteur de type piston pour l'ensemble des périodes d'oscillation (figure 5.12).

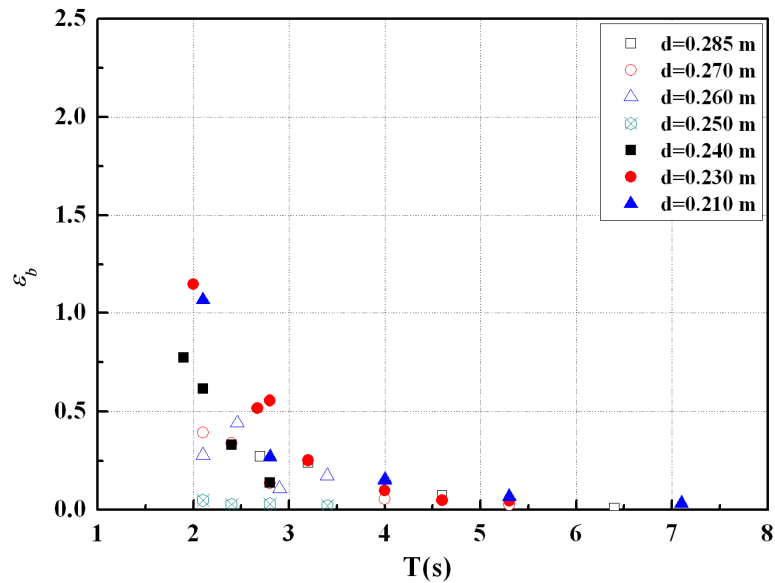


Figure 5.12 : Domaine de classification du swash en fonction du paramètre de similarité de surf " ϵ_b

Cette forme de comportement de la vitesse, caractérise souvent le swash qui se produit sur une plage réfléchive (Masselink et Hughes, 1998), contrairement à l'allure des vitesses dans le cas des plages dissipatives qui sont souvent dominées par des vitesses plus importantes au niveau de la phase de retrait comparativement à la phase de jet de rive (Blewett et *al.*, 1999). Le profil des vitesses permet de déterminer le facteur d'asymétrie horizontale positive. Ce facteur est variable suivant la hauteur " z" et dépend aussi des différents états de la houle incidente.

Nos observations ont permis de constater qu'en phase de retrait, la vitesse maximale se produit souvent à la fin de cette phase. Cette dernière est bien matérialisée lorsque les houles incidentes sont de longues périodes ($T \geq 3s$) c'est le début du domaine d'oscillation des vagues infragravitaires dans le canal. Par contre on remarque au fur et à mesure que la période de houle est courte, la variation de la vitesse entre les deux phases du swash devient importante. Les mêmes observations sont faites pour des mesures de vitesse de swash *in situ*, en plage dissipatives (Masselink et *al.*, 2005).

Tenant compte de la dissymétrie du profil de vitesse du swash et de la dynamique d'écoulement d'eau sur le lit de sable durant deux phases du swash, on distingue bien une inégalité dans la durée d'écoulement entre les deux phases : une phase de jet de rive qui est souvent de courte durée par rapport à celle de la phase de retrait, surtout pour des houles incidentes de longue période. Une phase de retrait avec un mouvement accéléré, avec une tranche d'eau qui diminue plus vite en bas qu'en haut de la zone de swash.

Pour des houles incidentes de courtes périodes, la durée de la phase de retrait tend à diminuer et à être même influencée par le jet de rive de la vague suivante (Annexe III.).

A ce sujet, on observe qu'au niveau de la phase de retrait, la lame est confrontée au contact au nouveau front jet de rive de la vagues suivante pour créer un jet hydraulique et empêchant ainsi une exfiltration de l'eau du lit découvert vers l'extérieur.

Au cours de nos essais, nous avons relevé des durées moyennes du jet de rive qui sont relativement très courtes, (T_{up}) elles varient de 0,26 s à 1,12 s par contre les durées de retrait sont largement plus importante et varient (T_{bw}) de 0,38 s jusqu'à une durée de 2,24 s.

Pour des longues périodes, le jet de rive est de durée très courte souvent inférieure au tiers de la durée du cycle de swash, contrairement au retrait qui dure et détermine bien le swash (figure 5.13).

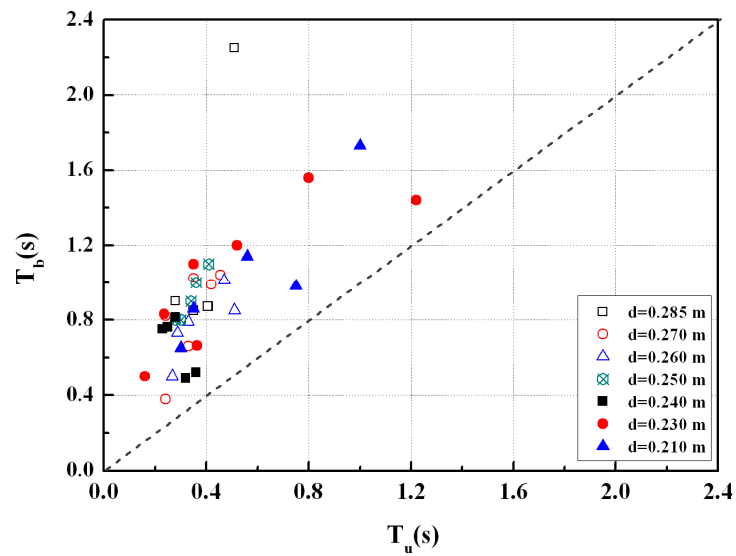


Figure 5.13 : Comparaison entre la durée de jet de rive en fonction de la durée de retrait

Dans le tableau n°5.4 nous avons compilé l'ensemble des caractéristiques des essais relatifs au processus de swash étudiés en fonctions des conditions de la houle incidente.

Tableau 5.4 : Récapitulatif des paramètres caractéristiques du swash

Jet de rive (Uprush)	Durée	Vitesse	Epaisseur	Période	Profondeur
Retrait (Backwash)	Tu/Tb	moyenne	de langue	Houle	d'eau
		U_{moy}	h_{sw}	T	d
	(s)	(m s^{-1})	(m)	(s)	(m)
	0,54	0,35	0,0075	6,4	
	2,25	0,19			
	0,37	0,46	0,016	3,20	
	0,97	0,20			
	0,29	0,71	0,016	1,90	
	0,35	0,17			0,285
	0,35	1,06	0,0210	5,30	
	1,05	0,59			
	0,42	0,26	0,0210	3,20	
	1,18	0,15			0,270
	0,31	0,92	0,0250	2,80	
	1,07	0,28			
	0,24	0,34	0,0215	3,40	
	0,49	0,13			
	0,29	0,91	0,0170	2,90	
	0,83	0,34			0,260
	0,50	0,79	0,0175	2,10	
	0,91	0,51			
	0,41	0,64	0,0200	3,40	
	1,10	0,34			
	0,31	1,60	0,0210	2,80	
	0,92	0,53			0,250
	0,24	0,91	0,0260	2,10	
	0,75	0,36			
	0,32	0,31	0,0160	2,80	
	0,49	0,14			
	0,26	0,82	0,0220	2,10	
	0,77	0,43			0,240
	0,26	0,53	0,0310	1,90	
	0,52	0,26			
	0,80	0,84	0,0260	5,30	
	1,81	0,34			
	1,20	0,51	0,0210	4,60	
	1,45	0,26			0,230
	0,32	0,69	0,0210	2,80	
	1,10	0,36			
	1,02	0,80	0,0210	7,10	
	1,73	0,29			
	0,76	0,98	0,0170	5,30	
	1,78	0,67			0,210
	0,30	0,56	0,00950	2,10	
	0,65	0,24			

La vitesse de la langue de swash en jet de rive progresse très rapidement vers le rivage, elle atteint quasi instantanément sa vitesse maximum u_{\max} , puis diminue de façon graduelle à rapide et ce en fonction de l'épaisseur de la lame d'eau. Les valeurs importantes de vitesses de jet de rive occasionnent une suspension suivie d'un charriage des particules.

Ce dernier mode de transport peut être prolongé lorsque la nappe du swash amorce son retour progressivement atteignant souvent un maximum de vitesse à la fin de la phase de retrait. La phase de charriage est marquée par des valeurs d'intensité d'écho très importantes sur certaines portes d'exploration. Les vitesses moyennes enregistrées en phase du jet de rive sont nettement supérieures à ceux des vitesses qui se produisent au retrait, au cours d'un cycle de swash (figure 5.14).

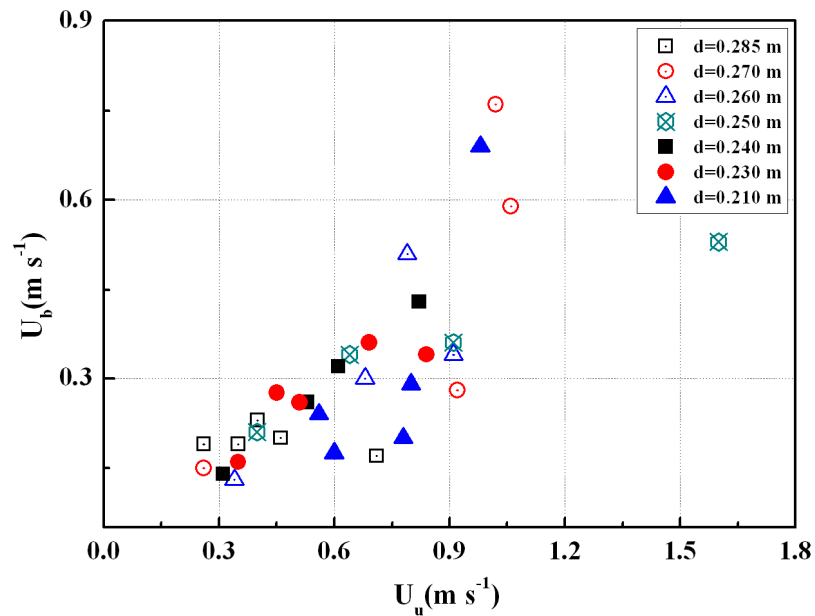


Figure 5.14 : Valeurs Comparatives entre les vitesses moyennes en phase jet de rive et en phase de retrait.

V.3 Profil vertical des vitesses durant le cycle du swash

Dans l'optique de trouver un référentiel temporel commun entre le signal de la houle incidente et la vitesse en zone de swash nous avons essayé de déterminer le déphasage entre le passage en crête de la houle et le début de formation du swash.

A partir du signal de la houle incidente donné par le Trigger et les images obtenues par un caméscope classique à capteur type CCD (*Charge-Coupled Device*) de vitesse d'acquisition égale à 25 images/s. Nous avons constaté qu'après traitement des séquences filmées par images, que le décalage de temps est inférieur 1/50 s pour les périodes de houles inférieures à $T < 2$ s et de l'ordre de 1/35 s pour les périodes $T \geq 2$ s. Ces valeurs peuvent être déterminées avec plus de précision avec un système d'acquisition d'image à grande vitesse d'enregistrement à capteur photographique type CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) de cadence d'images égale à 500 i/s .

Dans le but d'examiner le profil vertical des vitesses suivant les phases du swash nous avons pu extraire du signal de la vitesse moyenne instantanée les vitesses caractérisant la période défini par le début de la phase de jet de rive et à la fin du retrait suivant une représentation moralisée par rapport à la durée du swash " T_s "(figure 5.15).

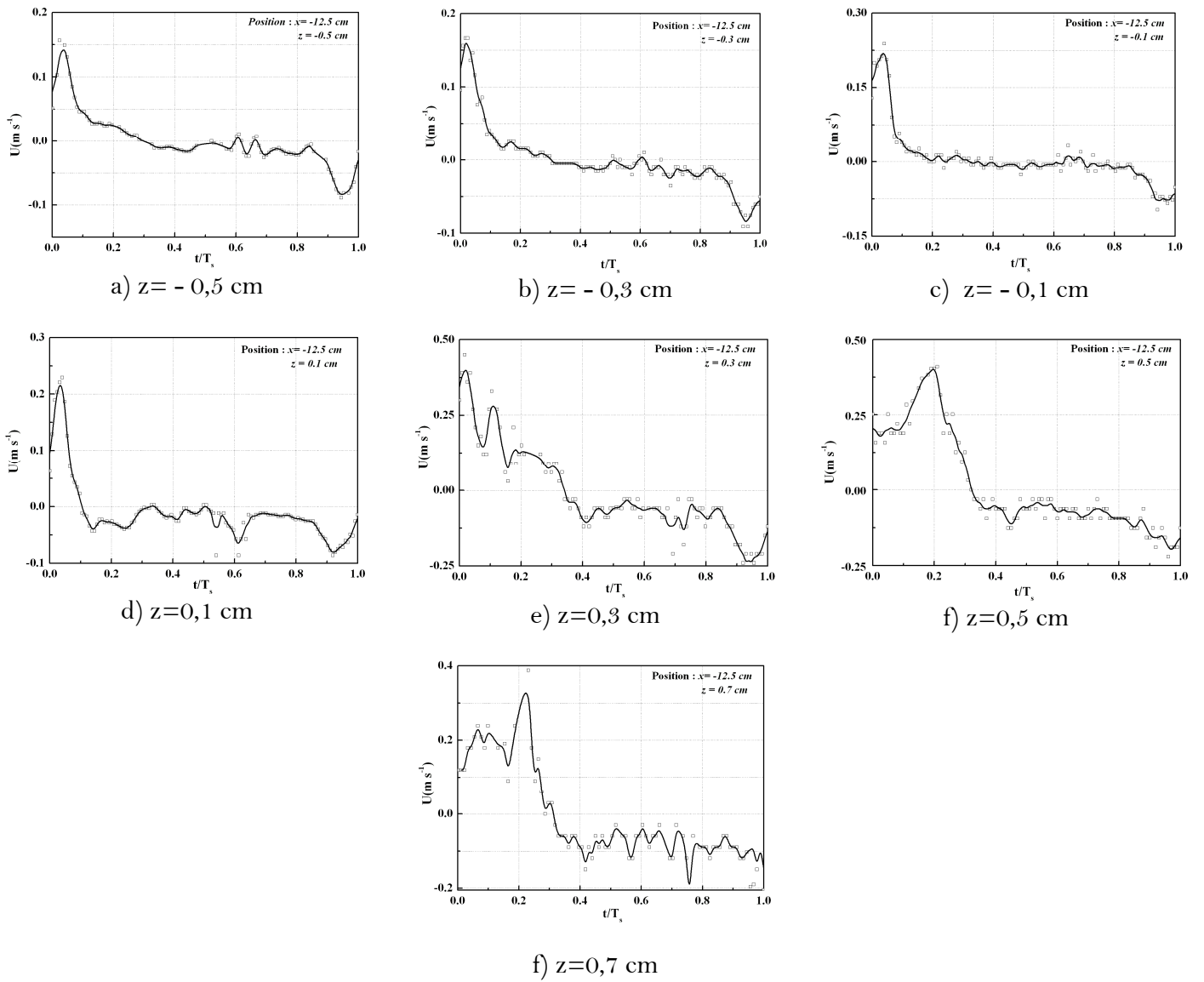


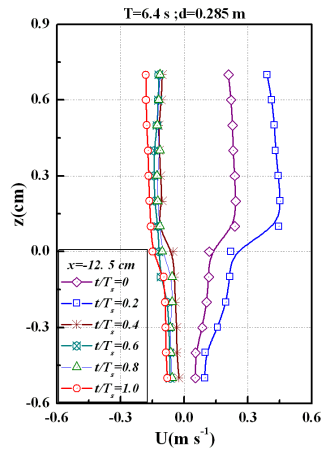
Figure 5.15 : Vitesse instantanée normalisée suivant la durée du swash

- Conditions de houle : $T = 6,4 \text{ s}$; $H = 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ m}$; $\frac{d}{L} = 0,017$.
- Profondeur d'eau $d = 0,285 \text{ m}$

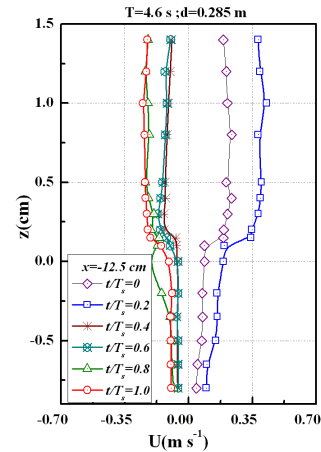
A partir du profil normalisé en variable temporelle du swash, nous avons déterminé le profil vertical des vitesses suivant six phases du swash avec un pas de phase égal à 0,2 pour les différentes conditions de houles incidentes (figures 5.16).

L'analyse des profils de vitesses suivant les différentes conditions de la houle incidente nous permet de distinguer clairement le mode d'écoulement interstitiel dans le lit de sable et l'écoulement dans la lame d'eau de la langue du swash.

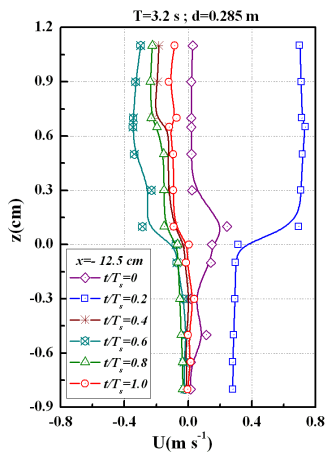
En effet, pour l'ensemble des situations de swash correspondant aux phases d'intervalle $t/T_s \leq 0,2$ on assiste à la phase de jet de rive. On observe au niveau de la zone d'interaction eau-sédiment un saut dans les valeurs de la vitesse indiquant le passage de l'écoulement du milieu poreux vers l'extérieur dans la langue de swash.



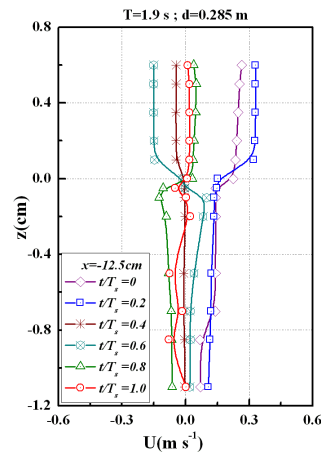
a)



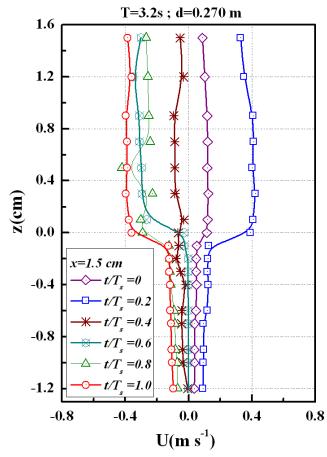
b)



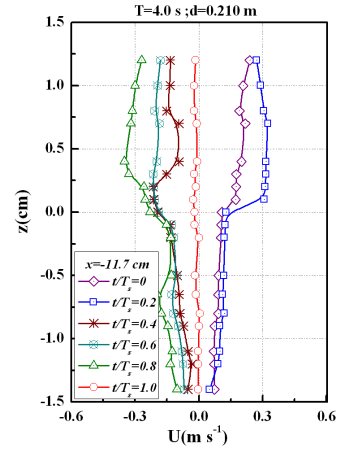
c)



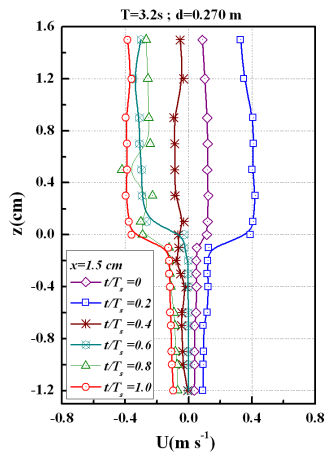
d)



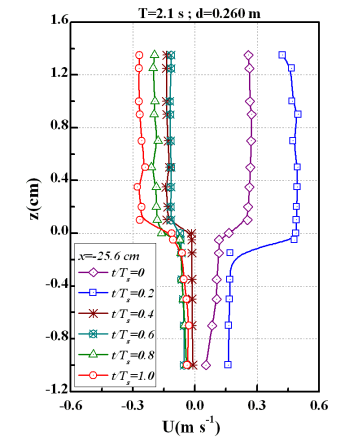
e)



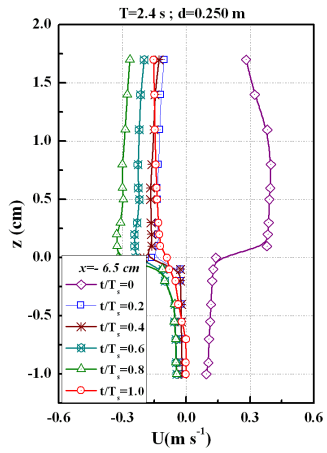
f)



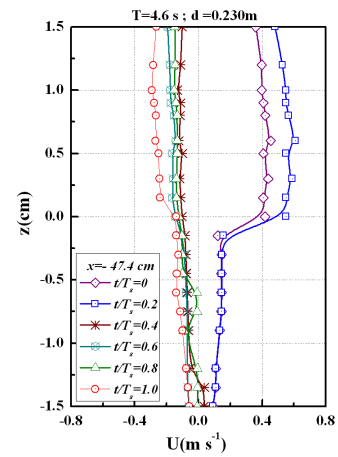
g)



h)



i)



j)

Figure 5.16 : Evolution du profil vertical des vitesses pour les différentes phases temporelles du swash.

On constate aussi qu'au-delà de cette zone les vitesses ont parfois tendance à diminuer du fait de l'hétérogénéité de l'écoulement et l'anisotropie de la turbulence en cette phase de jet de rive. Le taux de concentration élevé en matériaux de suspension au voisinage du lit (interface) pendant le jet de rive est associé à un échange de flux d'érosion et de dépôt de sédiment durant le cycle de swash ce qui évoque les conditions d'un écoulement cisailé (*sheet flow*) qui se caractérise par des vitesses de frottement dont l'intensité est variable suivant les phases du swash (Nielson 1992, 2002). Durant cette phase les profils sont marqués par un gradient de vitesse plus important comparativement aux différentes phases du retrait.

La figure 5.17 permet de mettre en évidence l'écart entre les contraintes de cisaillement issues des deux phases du swash. Ces observations ont été observées par des mesures in situ récemment par Masselink et *al.*, (2005) dans le cadre d'étude du processus du swash sur des plages dissipatives.

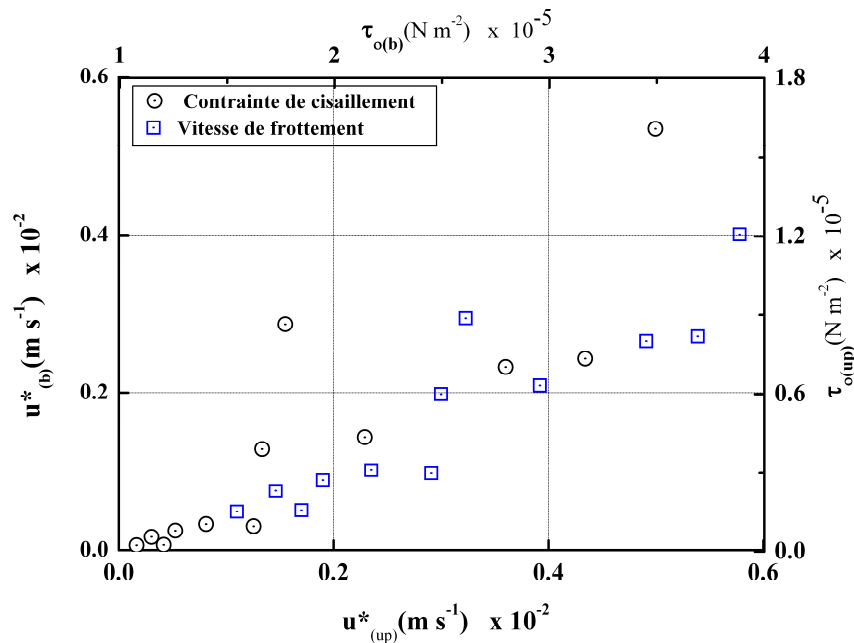


Figure 5.17 : Comparaison entre les contraintes maximales de cisaillement suivant la phase du jet de rive et de retrait.

Les phases caractérisant le retrait correspondent à l'intervalle $0,2 < t/T_s < 1,0$ présentent de faibles gradients de vitesse au dessus du lit de sédiment. Pour les périodes relativement courtes la différence des valeurs de vitesses d'écoulement dans le lit et dans la lame de la langue du swash n'est pas significative du fait qu'on assiste à une

exfiltration de l'eau du lit suivie de l'arrivée d'un nouveau jet de rive de la vague suivante. Par conséquent la caractérisation du profil d'écoulement en milieu poreux durant cette phase de retrait reste difficile à étudier et élucider son mécanisme avec les moyens dont on dispose actuellement.

V.4 Flux sédimentaire en zone de swash

A partir de deux portes de la profondeur d'exploration du volume de mesures, on peut obtenir la variation du flux sédimentaire en phase de swash.

La figure 5.18 donne une présentation de l'évolution du profil normalisé du flux sédimentaire, pour une période de houle $T = 6,4$ s. Le flux est déterminé suivant deux portes d'exploration équidistante de 30 mm. On observe que suivant la profondeur du lit de l'écoulement de la langue de swash, une valeur de flux est maximale en phase de jet de rive par rapport à la phase de retrait. La phase du jet de rive est contrôlée par le transport en suspension dans la zone d'interface d'échange entre les phases d'écoulement. Dans ce contexte, nous avons enregistré par le VDU des valeurs d'écho très élevées. Ces observations sont en concordance avec les résultats de mesures en zone de swash réalisées par Osborne et Rooker (1999). Ces Derniers ont enregistré des valeurs de concentration maximales instantanées de l'ordre de 150 g/l et des valeurs moyennes de l'ordre de 4- 45 g/l durant les phases du swash.

Le volume des sédiments échangés entre les deux phases du swash est disproportionné et tributaire de plusieurs facteurs : l'exfiltration, l'infiltration de l'eau à travers le lit, la position de la nappe de retrait dans le lit caractérisant ainsi qu'un taux de saturation du sable et la durée des phases du swash. Ceci peut nous amener à conclure que le swash dépend éventuellement de la pression interstitielle dans le lit sédimentaire. La pression augmente en phase du jet de rive et l'eau se propage rapidement à l'intérieur des couches superficielles du lit de sédiment. Au changement de direction, l'épaisseur de la tranche d'eau de la langue du swash diminue entraînant ainsi une diminution de la pression interstitielle.

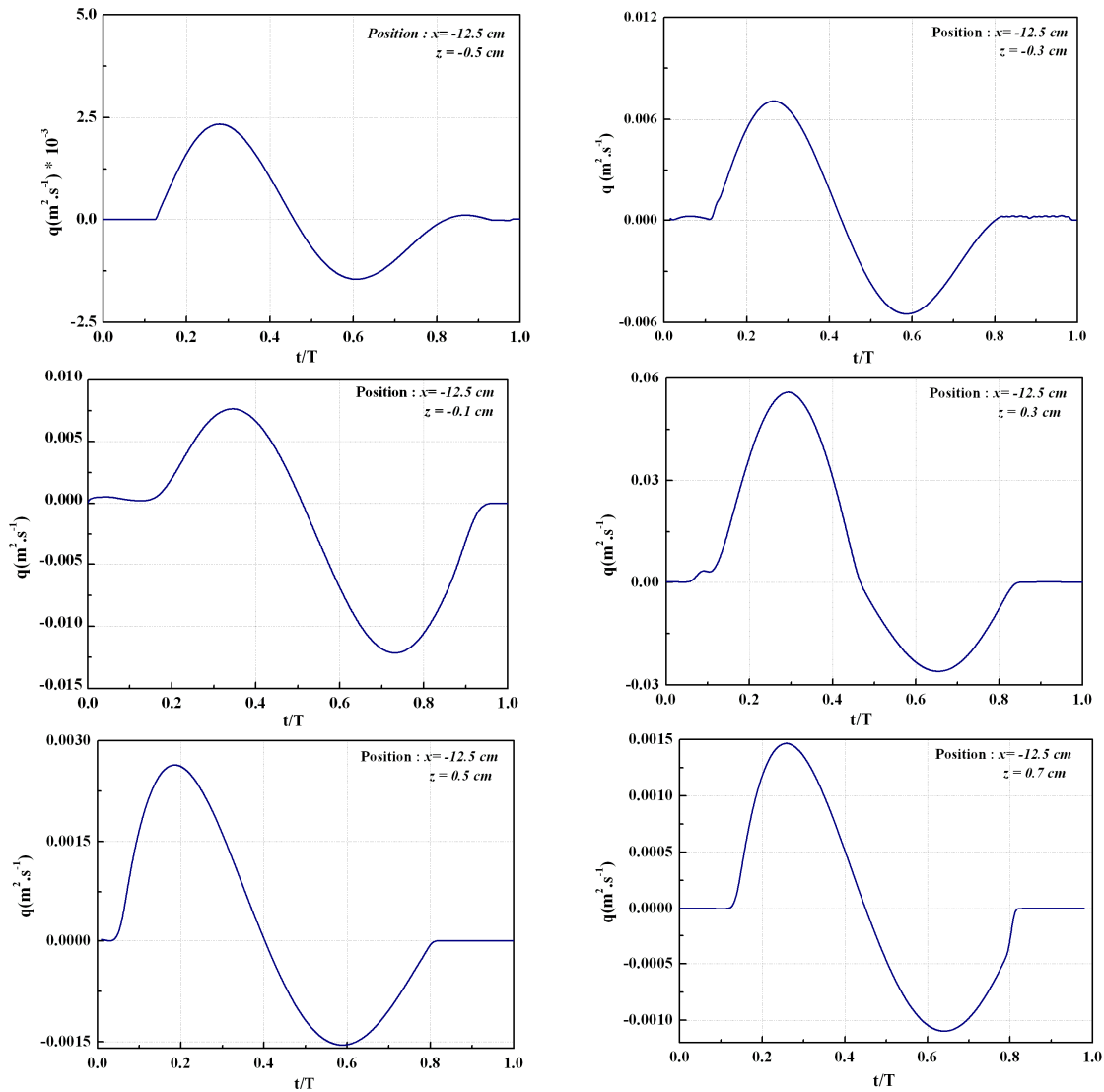


Figure 5.18 : Evolution normalisé du flux de sédiment suivant la verticale

$$T=6,4 \text{ s} , d=0,285 \text{ m}$$

Ce processus engendre des expulsions rapides de l'eau introduisant ainsi une fluidisation des grains de sable à l'interface d'échange d'écoulement.

On peut affirmer que puisque la phase de retrait est la plus longue, le flux sédimentaire peut être alors contrôlé uniquement par un mode de transport par charriage. Ce dernier peut devenir important lorsque la plage est saturée ce qui favorise l'accélération du mouvement d'écoulement et accentuer en même temps l'érosion du lit

La figure 5.19 donne l'évolution du profil vertical du flux spécifique en fonction de la période de la houle durant le processus du swash pour une profondeur d'eau constante $d=0,285$ m.

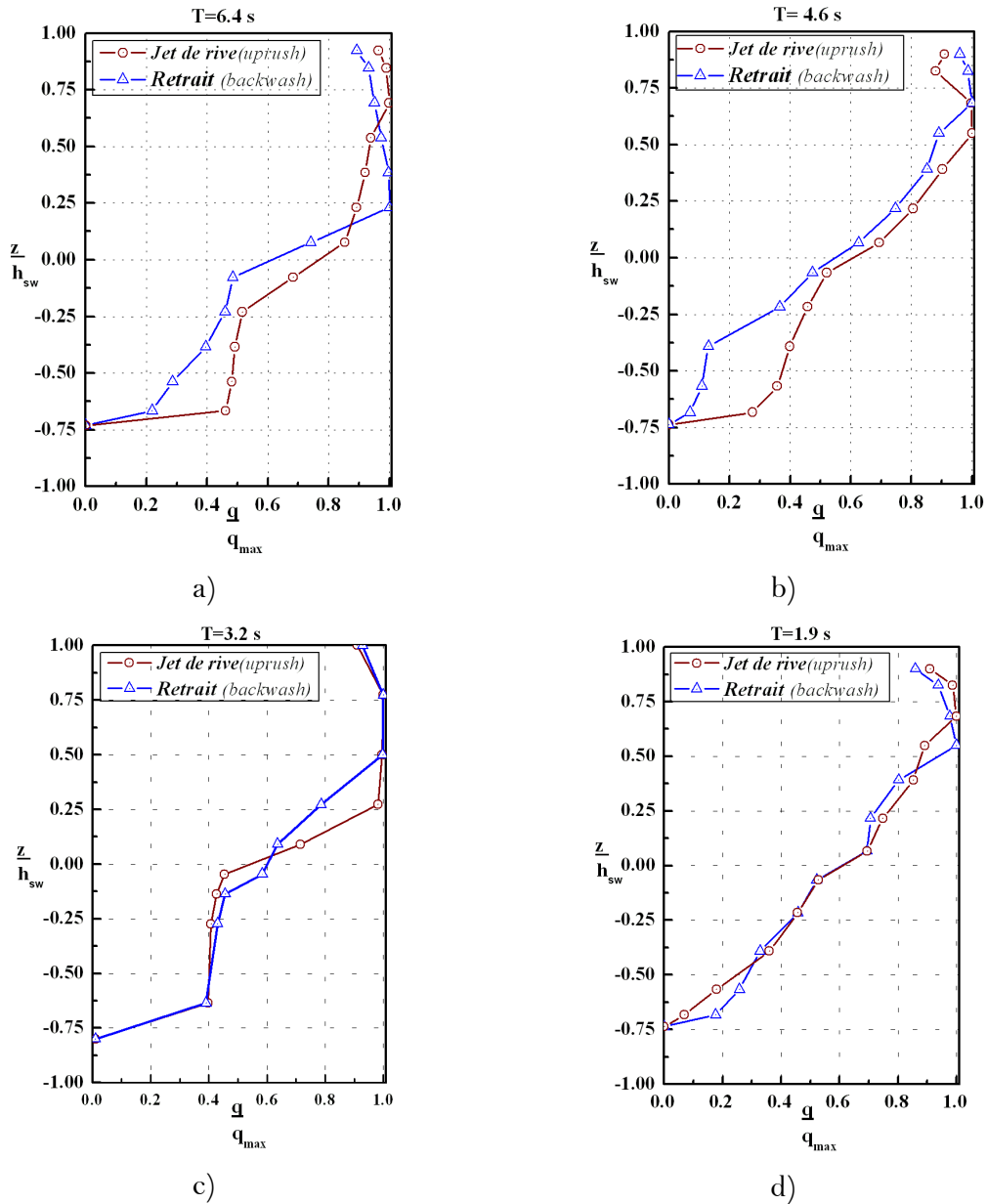
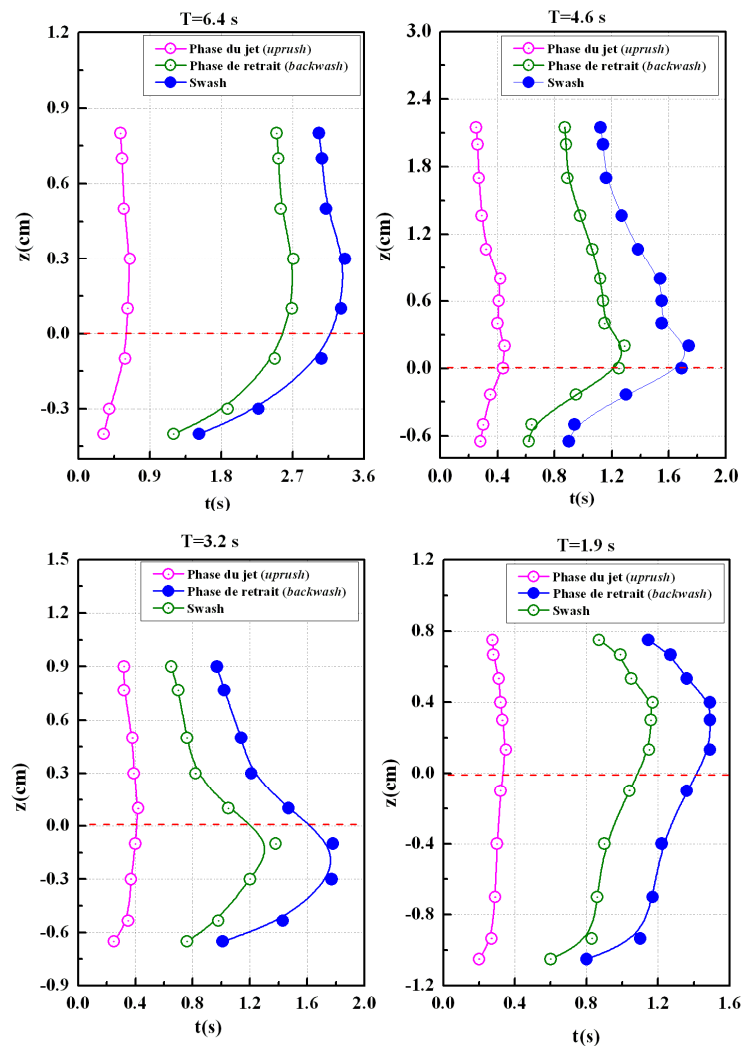


Figure 5.19 : Profil vertical normalisé du flux en zone de swash en fonction de la période

V.5 Evolution de la durée du swash

L'analyse de la variation temporelle du swash suivant la profondeur du lit de sédiments en fonction de la période de la houle indique de façon significative les effets d'infiltration et d'exfiltration dans la zone d'interface. En effet, on constate qu'au

voisinage de la zone d'interaction, une durée de swash est plus longue du fait qu'une fluidisation de l'écoulement se produit avec une grande acuité en phase de retrait. Dans ce cas, les vitesses ne sont pas régies par un modèle linéaire type de Darcy Martin et Aral (1971). L'évolution de la durée du jet de rive est relativement constante suivant le tirant d'eau de la langue de swash car les vitesses d'écoulement sont plus importantes. Il est à noter que cette phase est caractérisée par une durée d'écoulement interstitiel plus courte dans le lit par rapport à l'écoulement libre au niveau de la langue de swash (figure 5.20).



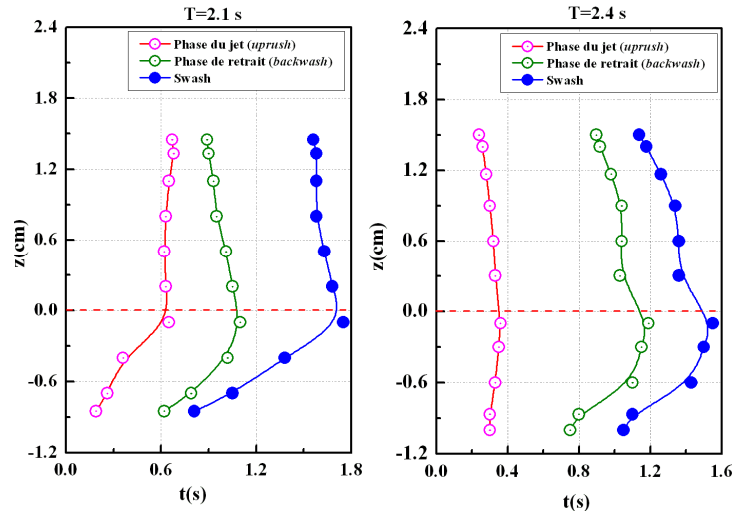


Figure 5.20: Evolution de la durée du jet de rive et de retrait suivant la profondeur du lit sédimentaire

Par contre, la phase de retrait est parfois relativement longue et variable suivant la profondeur, étant donné que cette zone est soumise à deux écoulements antagonistes à l'interface résultant d'une action simultanée d'une exfiltration et infiltration entraînant ainsi une dilatation du retrait.

En effet, Turner et Masselink (1998) considèrent que la phase de jet de rive est marquée par l'infiltration des eaux vers le haut de la plage provoquant une décélération du mouvement de la langue de swash. Par contre, au cours de la phase de retrait, l'écoulement dans la langue du swash est associé à une exfiltration des eaux à l'interface provenant de la nappe du lit ce qui favorise une accélération du mouvement et une augmentation du transport par charriage. Nous avons observé que la diminution des durées enregistrées dans les deux phases du swash résulte aussi de la variation de la ligne rivage qui peut influencer constamment le transport de sédiments.

Les valeurs d'asymétries horizontales positives des profils des vitesses suivant les différentes périodes de houle confirment les observations de Butt et Russell (1999) sur les plages réfléchives.

Les essais réalisées en canal à houle ont permis de constater une variation du coefficient d'asymétrie considérable dans la zone d'échange eau-sédiment. Dans certaines situations, cet accroissement du coefficient d'asymétrie peut atteindre une valeur de l'ordre 25% plus que la valeur moyenne et ce pour les différentes périodes de houles

étudiées. La figure 5.21 représente un exemple d'évolution du coefficient d'asymétrie suivant la profondeur du swash.

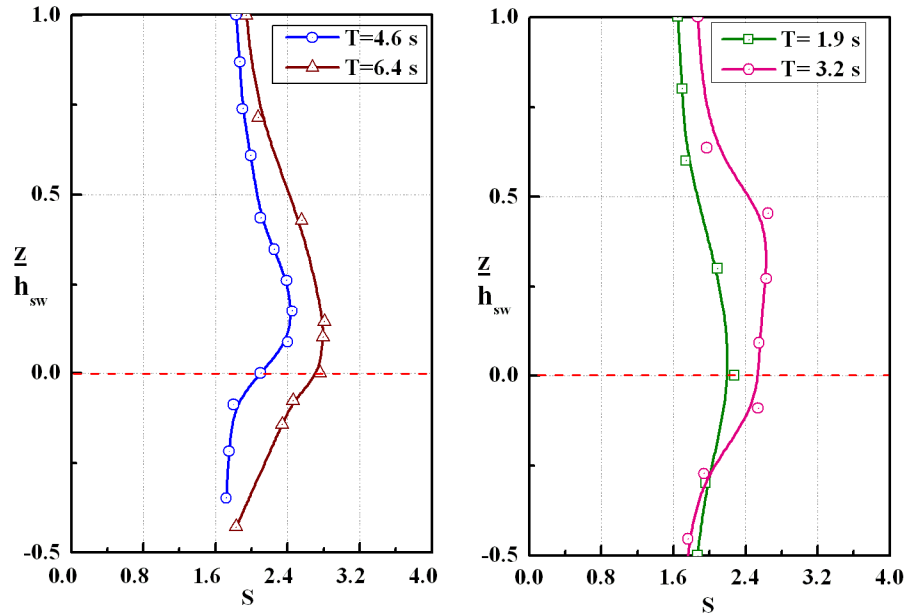


Figure 5.21: Variation du coefficient d'asymétrie suivant la profondeur en zone de swash pour $d=0,285$ m.

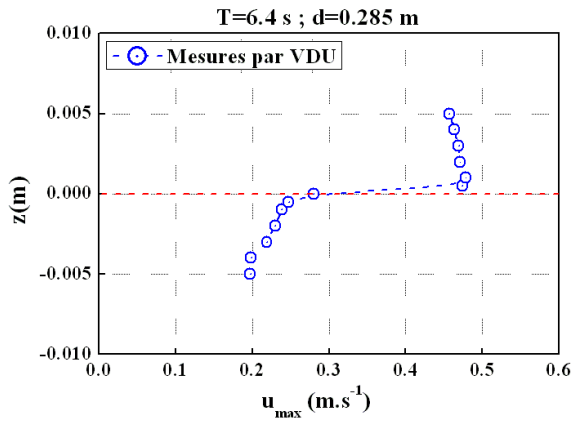
V.6 Etude du profil des vitesses interstitielles

V.6.1 Profil vertical des vitesses maximales du jet de rive

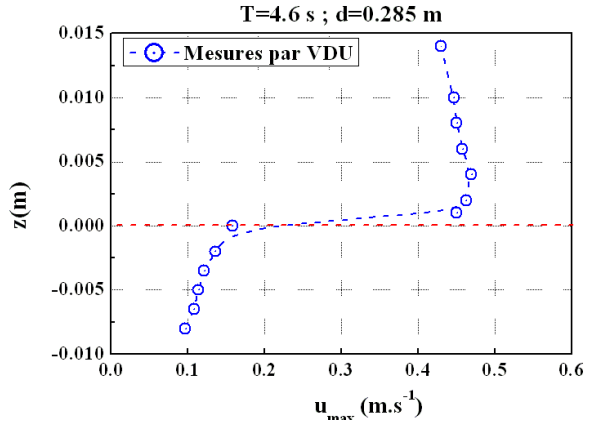
Dans le but de mettre en évidence et de caractériser le champ d'écoulement interstitiel dans le lit de sable en zone de swash, nous avons juger utile de choisir une démarche basée essentiellement sur la détermination de la vitesse maximale en phase de jet de rive pour établir un profil vertical des vitesses à partir du fond du lit jusqu'à la surface de lame d'eau de la langue de swash.

Les profils en figure 5.22 permettent de constater que l'écoulement interstitiel s'atténue rapidement dans les profondeurs du lit en raison de la dissipation de l'énergie d'infiltration dans le sable. Dans ces profondeurs, les vitesses ont tendance à diminuer; le régime d'écoulement est laminaire et l'estimation des vitesses par le VDU devient difficile.

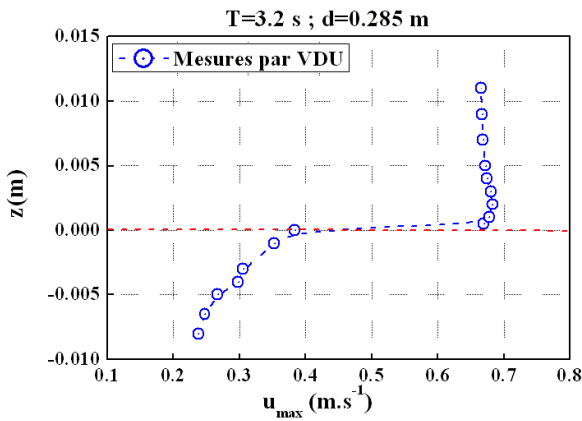
De plus, en profondeur du lit de sédiments le faisceau ultrasonore pénètre difficilement à cause d'une atténuation rapide du champ ultrasonore une situation qui dépend aussi de l'état de saturation du lit.



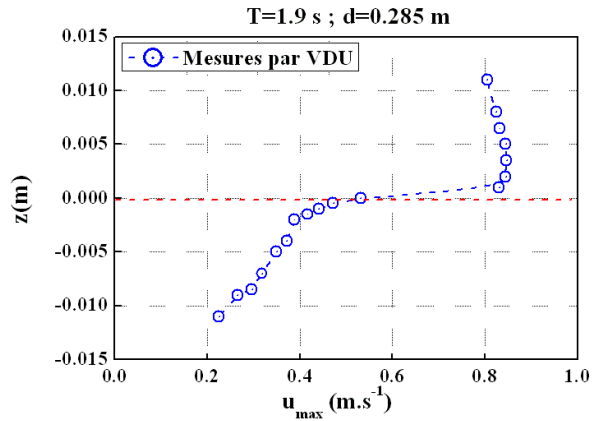
a)



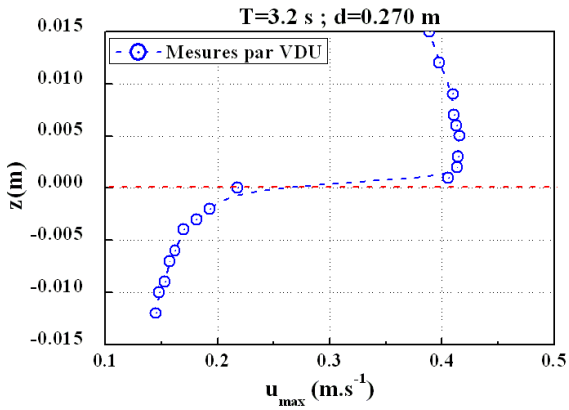
b)



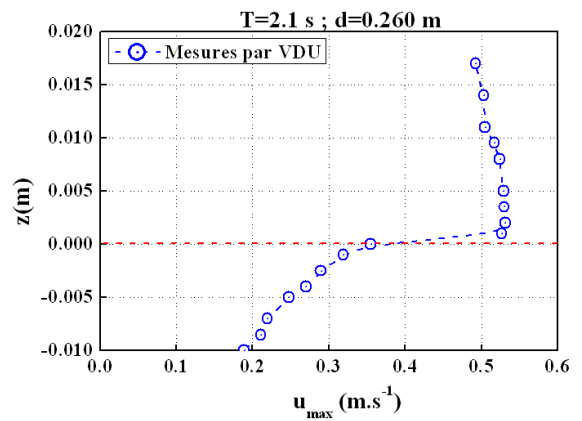
c)



d)



e)



f)

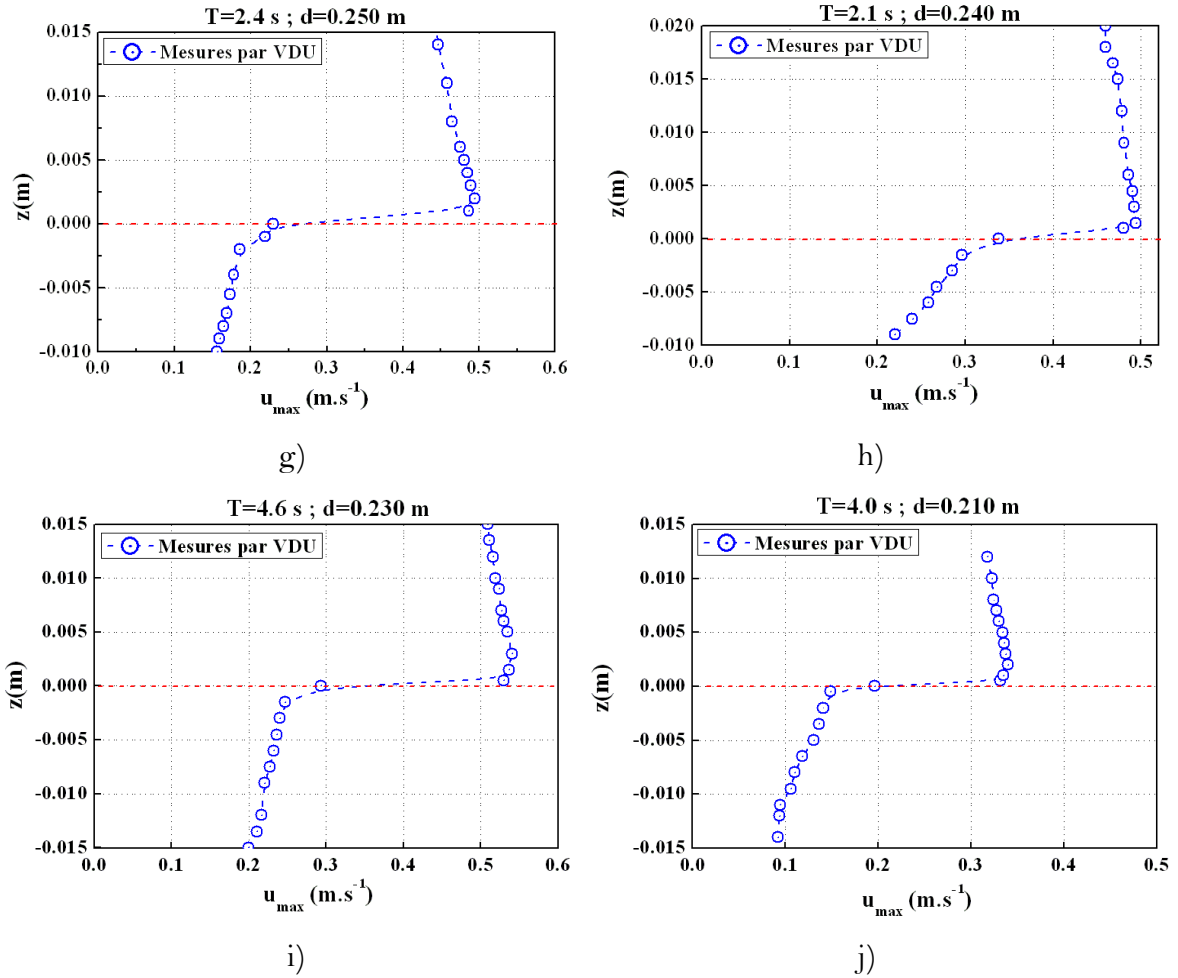


Figure 5.22 : Profils des vitesses maximales en phase de jet de rive.

V.6.2 Caractérisation de l'écoulement interstitiel en zone de swash

Les mesures des vitesses inertielles maximales durant la phase du jet de rive suivant les différentes conditions de houle permettent de donner une forme de type exponentielle au profil vertical des vitesses.

De façon analogue de l'étude de l'écoulement interstitiel dans un lit perméable sous un écoulement permanent à surface libre (cf. paragraphe IV.2.1) nous établissons un modèle à l'équation du profil des vitesses qui s'écrit comme suit.

$$\frac{u}{u_{\max}} = A_w e^{\alpha \left(\frac{z}{h_b} \right)} \quad (5.1)$$

On pose ;

$$U = \frac{u}{u_{\max}} \quad \text{et} \quad Z = \frac{z}{h_b} \quad \text{avec,} \quad Z < 0 \quad (5.2)$$

A partir du tracé de la fonction $\ln U = f(Z)$, on déduit directement la valeur du paramètre α caractérisant l'écoulement interstitiel dans le lit sédimentaire (figure 5.23).

On remarque à partir des différents graphes que la valeur du paramètre α dépend des caractéristiques de l'écoulement généré par de la houle en zone de swash et des paramètres physiques du milieu poreux tels que: la porosité du milieu, conductivité hydraulique et le diamètre des pores ou interstices du lit de sédiments.

Suivant l'évolution du champ des vitesses du milieu poreux, le paramètre d'écoulement ne peut être que fonction d'une combinaison de paramètres physiques et hydrodynamique qui définissent l'écoulement à l'échelle du milieu poreux.

A partir d'une analyse dimensionnelle suivant le principe du théorème des Π , on suppose que α est une fonction de variable telle que :

$$\alpha = f(n, D, T, \rho, \mu, u, K) \quad (5.3)$$

En exprimant la relation (5.3), on a un produit de puissances de termes dimensionnelles qui peut s'écrire comme suit :

$$(L)^a (T)^b (ML^{-3})^c (ML^{-1}T^{-1})^d (LT^{-1})^e (LT^{-1})^f = 0 \quad (5.4)$$

Ce qui revient à écrire le système d'équation suivant :

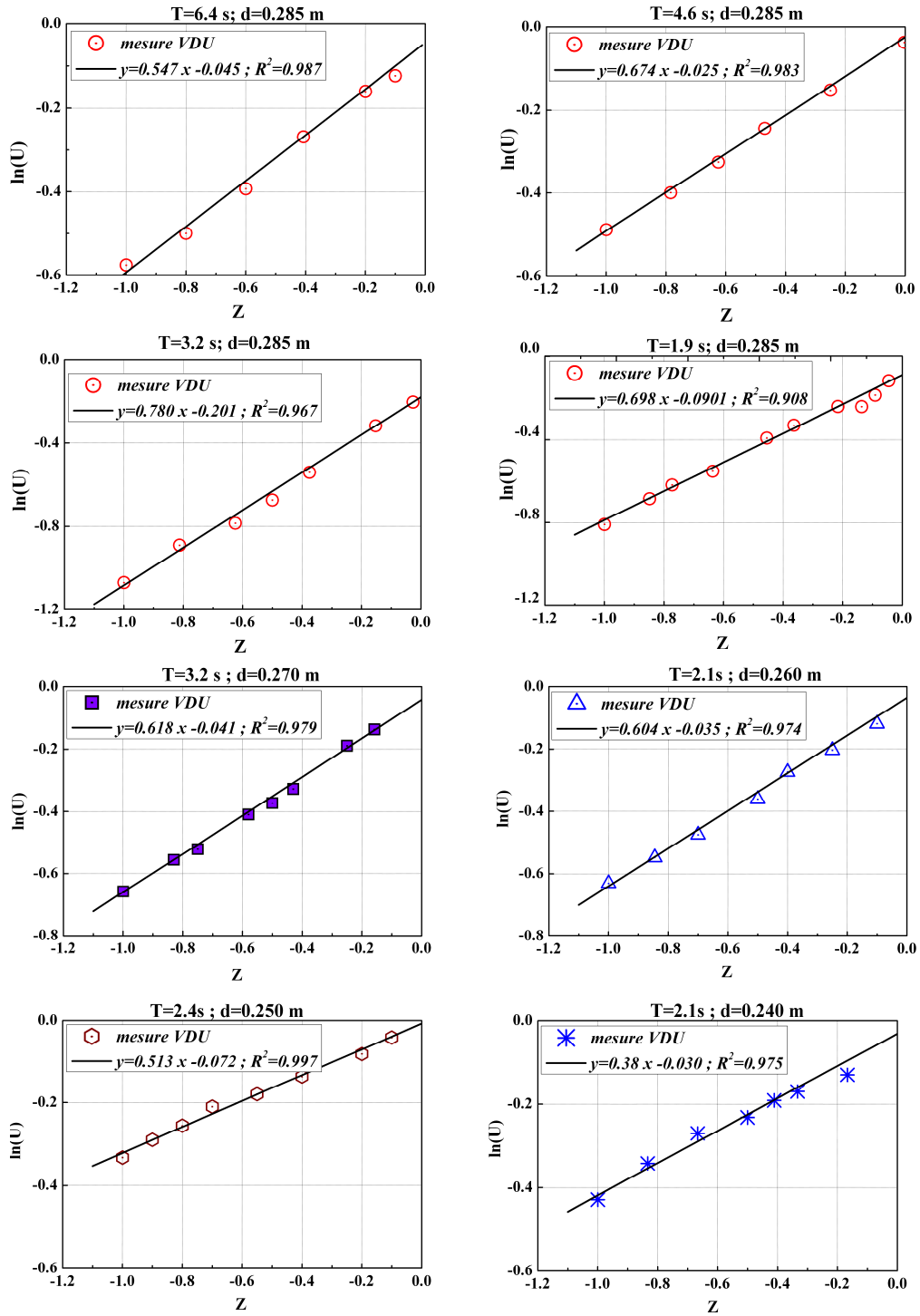
$$\begin{cases} L : & a - 3c - d + e + f = 0 \\ M : & c + d = 0 \\ T : & b - d - e - f = 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

En regroupant les termes de même exposant, on retrouve une relation qui donne α en fonction de produits d'exposant :

$$\alpha = \left(\frac{K}{TD}\right)^f \left(\frac{T\rho}{\mu}\right)^{-d} D^{2c} \left(\frac{1}{TD}\right)^e \quad (5.6)$$

Excluant les termes non adimensionnels de l'équation précédente (5.6), nous pouvons examiner le comportement du paramètre d'écoulement α en fonction de la période de la houle incidente et du régime locale caractérisée par le nombre des pores R_{ep}

A ce stade d'étude les paramètres caractérisant le milieu à savoir la porosité, conductivité hydraulique (perméabilité) ainsi que le diamètre des interstices sont exclus de cette analyse du faite que l'étude de l'évolution du swash a été menée uniquement sur une seule granulométrie de sable matérialisant la plage.



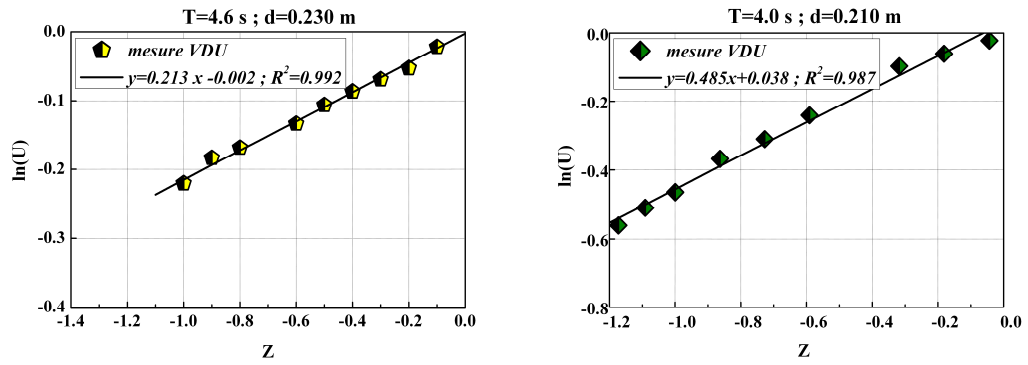


Figure 5.23 : Profil adimensionnel des vitesses interstitielles maximales en fonction des conditions de la houle incidente

L'étude du paramètre d'écoulement en fonction de la houle permet de distinguer une variation non linéaire et non univoque entre les coefficients directeurs des droites de régression représentant l'exposant α du profil des vitesses et la période de la houle incidente (figure 5.24).

Le tracé du graphe de $\alpha = f(T)$ a permis de déterminer une relation polynomiale d'ordre 2 entre la variation du paramètre d'écoulement et la période de la houle. On constate également que pour chaque profondeur d'eau, il existe un optimum de α qui a tendance à être linéaire avec cette dernière (cf Annexe V).

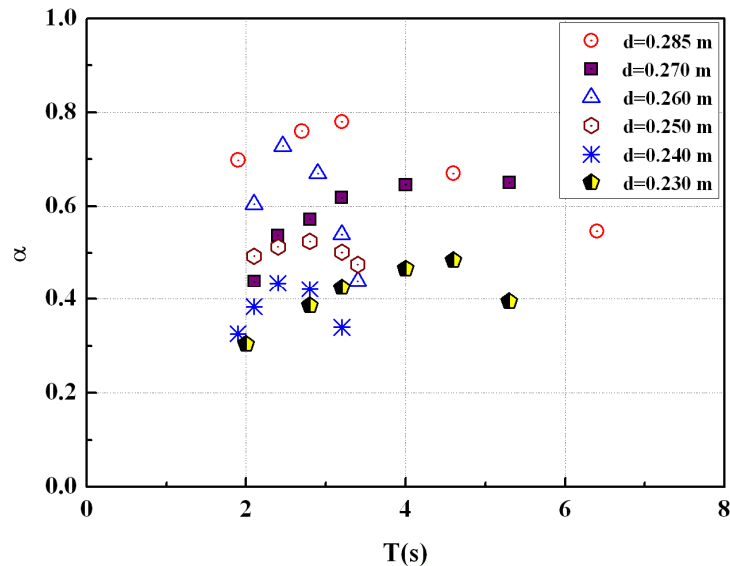


Figure 5.24 : Variation du coefficient α en fonction de la période T de la houle incidente

Il en est de même pour le régime d'écoulement local en charge au sein du milieu poreux représenté par le nombre de Reynolds des pores R_{ep} (figure 5.25).

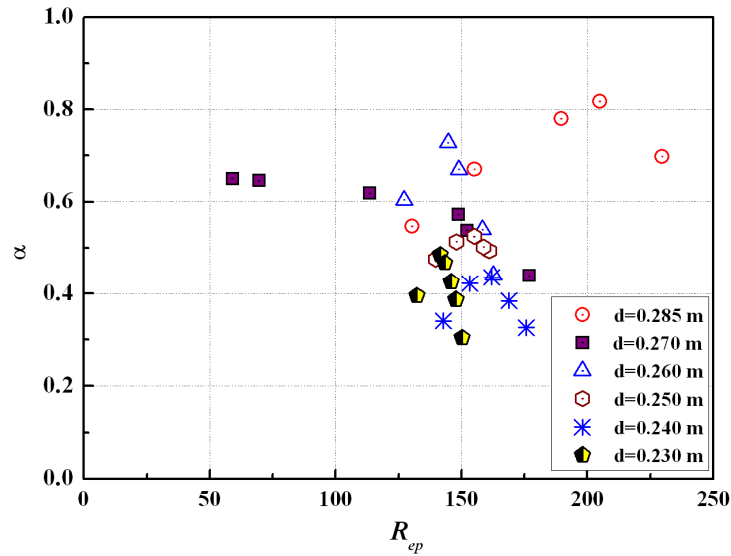


Figure 5.25 : Variation du coefficient α en fonction du nombre de Reynolds R_{ep} pour différentes profondeurs d'eau.

Le régime d'écoulement durant la phase de jet de rive est bien turbulent, le paramètre d'écoulement α dépend de façon non linéaire du régime d'écoulement au sein du milieu et possède pour chaque condition du swash une valeur optimum. (cf. Annexe VI).

Il serait plus intéressant de connaître le comportement de α suivant les différentes phases temporelles du swash, en particulier dans les phases correspondant au changement d'écoulement du jet de rive vers le retrait. Etant donné que dans cet instant en plus du changement de direction de l'écoulement, il existe un décalage entre l'écoulement interstitiel au sein du lit de sédiment et la veine libre de la langue de swash ce qui fait entraîner une différence de gradient de vitesse considérable entre les deux phases d'écoulement.

V.7 CONCLUSION

L'évolution temporelle des vitesses en zone de swash donne plusieurs configurations du swash qui peuvent se regrouper essentiellement en quatre catégories conformément aux observations faites in situ par Butt et Russell (1999). L'examen des vitesses instantanées suivant la verticale « z » fait ressortir l'existence d'un déphasage dans les phases du swash entre l'écoulement interstitiel dans le lit sédimentaire et

l'écoulement libre dans la langue de swash. Ce déphasage ne peut être déterminé avec une grande précision que dans le cas d'une utilisation d'un système de sondes à mesure simultanée à l'aide d'un multiplexeur de 5 à 10 à canaux. En outre, il est bien évident que ce déphasage temporel de la vitesse est dû constamment au changement de la ligne de rivage en zone de swash.

Le processus du swash dépend non seulement du caractère morphodynamique de la plage, mais aussi des caractéristiques de la houle incidente. En effet, pour des houles incidentes de longues périodes $T > 3$ s, on a observé une durée du jet de rive (*uprush*) relativement courte comparativement à celle de la durée de retrait (*backwash*). Cette dernière peut atteindre une durée $T_b \geq (2,5 - 3,2)T_u$. Dans ce cas, le cycle du swash est caractérisé par deux pics de vitesses, l'un se produit au début du jet de rive, l'autre à la fin du retrait. Pour des houles incidentes de courtes périodes $T < 3$ s, on observe une durée du retrait relativement courte, légèrement plus longue que la phase du jet de rive. Dans certaines situations on assiste à des collisions de la phase de retrait avec le swash de la vague suivante. Dans ce cas les pics de vitesses se produisent souvent au début de chaque phase du cycle de swash.

Ces résultats sont en conformité avec les observations de Masselink et Hughes (1998) les vitesses du retrait sont inférieures à celles du jet de rive dans les plages réfléchives. Les essais réalisés en canal à houle ont permis aussi, de confirmer le principe du charriage des particules en condition d'écoulement de cisaillement (*sheet flow*) durant la phase de retrait (Hughes, 1997). A cet instant, le régime accéléré associé à une faible profondeur d'eau de la langue de swash entraîne un écoulement laminaire supercritique à l'interface. Dans ces conditions, la limite du lit- phase liquide (eau) est inexistante. L'entraînement des particules et l'affouillement du lit dépendent que de la vitesse du retrait.

L'examen de l'évolution du flux de sédiments suivant le cycle du swash a montré que les vitesses des deux phases du swash ne sont pas les seules responsables du transport sédimentaire. Mais la variation de ce flux tient compte aussi de leurs durées respectives du jet de rive et du retrait. L'évolution temporelle du jet de rive et du retrait conditionne le temps d'action du fluide sur le lit de sédiment.

L'analyse du profil vertical des vitesses suivant les phases du swash a décelé des valeurs de cisaillement importantes enregistrées au début du jet de rive et à la fin du retrait. Une situation qui produit une importante différence de gradient de vitesse entre la phase d'écoulement interstitiel au sein du lit et la phase d'écoulement libre de tranche d'eau de la langue de swash

En dépit des effets antagonistes de l'action d'infiltration et d'exfiltration, il s'avère qu'en zone de swash les deux processus convergent dans la fluidisation des grains du lit sédimentaire. Ces derniers sont localisés dans la zone d'échange d'interface d'écoulement interstitiel dans le lit de sédiment et l'écoulement libre au dessus du lit sédimentaire, et ce suivant la position de la nappe phréatique qui délimite les zones saturées et les zones non saturées situées au dessus du lit. Etant donné que dans le lit de sédiments il y a la présence de pores qui contiennent de l'air. On pense que des études plus poussées demeurent encore nécessaires afin de mieux cerner l'évolution des processus d'infiltration et d'exfiltration en interaction avec l'interface suivant les conditions de la houle incidente et de la porosité du lit de la plage.

L'analyse du champ des vitesses maximales dans la phase de jet de rive met en évidence un profil vertical des vitesses de forme exponentielle qui dépend non seulement des caractéristiques du lit : porosité, conductivité hydraulique, régime d'écoulement dans les pores et interstices des sédiments mais il est liée aussi aux conditions de la houle incidente, notamment de sa période. Dans ce contexte, nos essais ont mis en évidence des relations non linéaires entre le paramètre " α ", qui caractérise le champ des vitesses dans le lit sédimentaire et la période de la houle ainsi que pour le régime locale d'écoulement dans le lit sédimentaire

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Cette étude nous a permis pour la première fois de tester un instrument de vélocimétrie ultrasonore aux mesures du champ de vitesse dans un milieu poreux sous un écoulement à surface libre puis examiner les caractéristiques du profil des vitesses durant le cycle de swash sous les variations des conditions de la houle incidente.

L'emploi d'un protocole expérimental original basé sur la vélocimétrie ultrasonore a montré les possibilités que peut offrir l'instrument VDU dans les mesures de vitesses interstitielles dans un milieu poreux. Les mesures effectuées par le vélocimètre DOP 1000 à l'aide d'une sonde radiale de 4MHz à transducteur piézoélectrique ont donné des résultats très satisfaisants et prometteurs aux mesures de détermination des vitesses d'écoulement en milieu poreux notamment les milieux poreux de porosité efficace.

Les essais par le VDU ont prouvé que cet instrument est facile à manier et ne nécessite pas de calibration. Les mesures de comparaison effectuées dans le cas d'un écoulement à surface libre et un écoulement périodique ont montré que le vélocimètre Doppler ultrasonore donne des résultats aussi précis que les mesures faites par le vélocimètre Doppler Laser. En outre, le VDU présente une distance d'exploration appréciable assurant une meilleure résolution spatiale que ce soit aux frontières de l'écoulement de surface qu'au voisinage d'une interface d'échange, lit sédimentaire-écoulement libre. Il convient de souligner que cet instrument peut même être exploité à des mesures de vitesses in situ.

L'étude du champ de vitesses dans un milieu poreux a permis d'établir et valider les mesures des vitesses interstitielles au sein d'un lit perméable constitué de matériaux à structure alvéolaire. Cette méthode de détermination des vitesses est basée sur le concept de distribution statistique des valeurs observées d'un échantillon de mesure par rapport à la loi normale en tenant compte de l'asymétrie et de l'aplatissement de la distribution de cet échantillon suivant l'intervalle de confiance de la valeur moyenne observée.

A l'exception du problème rencontré avec cette approche dans l'estimation de la vitesse dans la zone qui correspond à l'interface d'échange de l'écoulement libre et interstitiel au sein du lit de sédiments. Dans cette zone on enregistre un intervalle de confiance moins étendu du fait que dans cette zone, le volume de mesures intercepte deux phases d'écoulements différents qui s'associe à une divergence du faisceau ultrasonore au niveau des portes d'exploration distante de la sonde.

L'évolution du profil vertical des vitesses a mis en évidence les vitesses d'écoulement dans un milieu poreux suivent une loi exponentielle qui dépend essentiellement de la porosité du milieu et de la conductivité hydraulique. A l'interface eau- sédiment, la contrainte de cisaillement pariétale est fonction non seulement de la vitesse de frottement mais aussi de la différence de gradient de vitesse créée entre l'écoulement libre et l'écoulement interstitiel au voisinage de l'interface.

A ce titre, nous avons relevé une différence de gradient en relation avec la porosité du milieu et du régime d'écoulement libre au dessus du lit.

L'étude du régime d'écoulement local au sein des pores du lit perméable a permis de dégager deux zones d'écoulements : Pour des pores de diamètre important le Reynolds des pores augmente et se caractérise par un régime d'écoulement turbulent de type Forchheimer. Par contre, pour des pores de petites tailles et des, le nombre de Reynolds des pores décroît et tend à devenir constant indiquant ainsi le début de régime d'écoulement type Darcy. Cette première partie de nos travaux nous a permis de valider la méthode de détermination de l'équation du profil des vitesses interstitielles dans un lit sédimentaire sous un écoulement à surface libre et ceux pour des lits perméables de différentes porosités.

A partir d'une génération de houles incidentes multichromatiques en canal à houle, les essais réalisés en zone de swash sur une plage réfléchive ont permis de dégager plusieurs enseignements suivants :

- a) En ce qui concerne les mesures par le VDU avec une sonde à fréquence d'émission modérée de 4MHz ne permet d'effectuer des mesures de vitesses que sur une profondeur très restreinte du lit de sable de la plage du fait que l'atténuation est importante du signal du faisceau ultrasonore. Du fait que la variation est très petite de la fréquence Doppler ce qui entraîne une mesure de valeurs faibles des vitesses pour des profondeurs supérieures à 3cm en dessus du toit du lit sédimentaire
- b) Une amplification exagérée du signal par le mode de gain de la TGC ne peut que saturer le signal du faisceau et conduire à observer des vitesses surestimées. A cet effet, il est souhaitable d'employer pour ce type de lit des matériaux à faible porosité des sondes à fréquence d'émission plus importante f_e doit être supérieure à 8 MHz avec un diamètre important du transducteur. Ce qui permet d'obtenir un angle de divergence plus petit, et d'avoir une forme cylindrique plus étendue du faisceau ultrasonore assurant ainsi des mesures du champ des vitesses éloigné du transducteur.
- c) Les récents résultats intéressants avancés par Klar(2005) par application d'une nouvelle méthode de poursuite d'images de particules par vélocimétrie dénommé "*Particle -Tracking velocimetry*" (PTV) confirme la présence d'un champ de vitesses interstitielles dans un lit poreux au sein d'un lit de gravier perméable sous un écoulement à surface libre.
- d) Les résultats obtenus constituent un premier pas dans l'utilisation du VDU dans les mesures de l'écoulement interstitiel. Cette va permettre de mieux élucider les mécanismes d'entraînement des particules notamment en écoulement permanent dans les cours d'eau et ceux des études relatives aux processus côtiers notamment en zone de swash.

A cet effet, il est impératif d'envisager l'acquisition d'une chaîne de mesure de vélocimétrie Doppler ultrasonore (DOP2000) et la mise en place d'un canal pour développer cette voie de recherche au sein du laboratoire LRS-Eau, permettant ainsi une continuation sur de nouvelles pistes de réflexion définies comme suit :

✓ Amélioration de la technique de mesure et détermination des vitesses inertielles notamment le cas des lits de faible porosité par l'utilisation de sonde à fréquence d'émission plus appropriée.

✓ Détermination des paramètres intrinsèques caractérisant l'équation du profil des vitesses interstitielles sous un écoulement permanent à surface libre et un écoulement généré par la houle. Ceci permet de mieux analyser le processus d'entraînement et cisaillement des particules d'un lit sédimentaire perméable.

✓ Définir les propriétés hydrodynamiques de l'écoulement à faible profondeur notamment en zone de swash par la détermination des conditions d'entraînement des particules suivant les phases du swash, Tout en précisant les critères d'apparition de l'écoulement de cisaillement " *sheet flow*".

✓ Examiner de façon plus exhaustive l'évolution du gradient de vitesse en zone d'interaction eau-sédiment durant la formation du swash et étudier l'influence sur la contrainte d'entraînement.

✓ Etude des mécanismes de la turbulence à l'interface eau-sédiment ainsi que l'impact de l'infiltration et de l'exfiltration sur la vitesse interstitielle en zone de swash.

✓ Intégration des résultats obtenus dans un modèle numérique dont l'aboutissement permettra la mise au point d'un nouveau concept décrivant de façon plus précise le transport des sédiments sur un lit perméable.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AAGAARD, T.** (1990). Infragravity waves and nearshore bars in protected storm -dominated coastal environments. *Marine Geology* 94 , pp. 181-203 .
- AAGAARD, T., BRYAN, K.** (2003). Observations of infragravity wave frequency selection, *Continental shelf Research*, 23, pp. 1019-1034.
- AHMED, N., SUNADA. D.K.** (1969). Non linear flow in porous Media. *Journal of Hydraulic, Division., ASCE, HY6*, pp1847-1857,
- ARDHUIN, F.** (2004). Les vagues: hydrodynamique,cours de Master Mécanique- Physique ,Université de Brest, 53 p.
- BAGNOLD, R.A.** (1963). Mechanics of marine sedimentation. In: Hill, M.N. (Ed.), *The Sea*, vol. 3. Wiley-Interscience, New York,. pp 507– 528.
- BAILARD, J.** (1981). An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach, *Journal Geophysics Research*, 86(C11), pp 10938- 10954.
- BAILARD, R. A., INMAN, D.** (1981). An energetics bedload model for a plane sloping beach: local transport, *Journal of geophysical Research* 86 (C11), pp. 10938-10954.
- BAIRD, A., MASON, T. E., HORN, D.P.** (1998). Validation of Boussinesq model of beach ground water behaviour, *Marine Geology*, 148, pp.55-69.
- BAKER , D.W.** (1964). Pulsed ultrasonic blood flow sensing, *IEEE Trans. Sonics Ultrasonic*, Vol 17, 170 pages.
- BASAK, P.**(1977). Non-Darcy flow and its implications to seepage problems, *Journal of the Irrigation and Drainage Division, American Society of Civil Engineers*, pp. 103-459.
- BATTJES, J.A.** (1974). Surf similarity, *Proceedings, of the 14 th Conference on Coastal Engineering, ASCE*, pp. 466-480 .
- BATTJES, J.A., JANSSEN, J.P.F.M.** (1978). Energy loss and set-up due to breaking of random waves, *Proceeding 16 th Int. Conference on Coastal Engineering, ASCE*, pp 569-587.
- BAUER, B.O ; GREENWOOD, B.** (1988). Surf- zone similarity. *Geographical Review*, 78, 137-147.
- BEACH, R.A ; STERNBERG, R.W.** (1991). Infragravity driven suspended sediment transport in the swash, inner and outer surf zone, *Proceeding of the international conference on Coastal Sediments, ASCE*, pp. 114-128
- BEAVERS, G.S ., JOSEPH, D.** (1967). Boundary conditions at a naturally permeable wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 30, pp. 197-207.
- BELLA, J.H. ; MEHTA, R.D.** (1988).Contraction Design for Small Low-Speed Wind Tunnels, *National Aeronautics and Space Administration (NASA), contractor report, NCC-2*-pp.294,39.
- BELORGEY, M., LEBAS, J., GRANDJEAN, A.**(1989). Application of laser Doppler velocimetry to the study of turbulence generated by swell in the vicinity of walls or obstacles, *Coastal Engineering*, 13,pp.183-203.
- BERRYMANE J.G.**(1980). Confirmation of Biot's theory, *Applied Phycis Letters*, 37, pp 382-384.
- BIJKER, E.W. BIJKER, E.W.** (1968). Some considerations about scales for coastal models with movable bed. *Tech. Rep.50, Delft Hydraulics Laboratory The Netherlands*.
- BLAGA, A.** (1976) .Les plastiques alvéolaires (mousses plastiques), *Rapt. Conseil national de recherche du Canada, Division des recherches sur le bâtiment*.
- BONNEFILLE, R.** (1976). *Cours d'hydraulique maritime (ENSTA), Editions Masson, 209 p.*

Références Bibliographiques

- BOWEN, A.J.; INMAN, D.L.** (1969). Rip current, 2: Laboratory and field observation, *Journal of Geophysical Research*, Vol 74, N°23, pp. 5479-5490
- BREUSERS, H.N., RAUDKIVI, A.J.** (1991). Scouring, IAHR, Hydraulic Structures Design Manuel N°2, Balkema, Rotterdam, NL.
- BUTT, T., RUSSELL, P.E.**(1999). Suspended sediment transport mechanisms in high- energy swash. *Marine Geology* 161, pp.361–375.
- BUTT, T., RUSSELL, P.E.**(2000). Hydrodynamics and cross-shore sediment transport in the swash-zone of natural beaches, *Journal of coastal Research*, 16(2), pp.255-268.
- BUTT, T., RUSSELL, P.E., TURNER, I.**(2001). The influence of swash infiltration-exfiltration on beachface sediment transport: onshore or offshore?, *Coastal Engineering*, 42(1), pp.35-52.
- BUTT, T., RUSSELL P., PULEO, J., MILLES, J., MASSELINK, G.** (2004). The influence of bore turbulence on sediment transport in the swash and inner surf zones, *Continental Shelf Research*, (24), pp.757-771.
- CAMENEN, B.; LARSON, M.** (2005). A general formula for non-cohesive bed load sediment transport, *Coastal Engineering*, 63, pp. 249-260.
- CARDOSO, A.H., GRAF, W.H., GUST, G.,** (1989). Uniform flow in smooth open channel, *Journal of Hydraulic Research, IAHR* , Vol.27(5),pp. 603-616.
- CARPENTIER, M. G.** (2006). Etude expérimentale des effets de perméabilité du soubassement de structures soumises à l'action de la houle, thèse de doctorat, Université de Caen -Basse Normandie, 217 p.
- CARRIER, G. F.; GREENSPAN H. P.** (1958). Water waves of finite amplitude on a sloping beach, *Journal of Fluid Mechanics.*, 4, pp.97-109 .
- CASEY, H. J.** (1935). Ueber Geschiebebewegung (On Bed Load, in German). *Mitt. Preuss. Versuchsanstalt f. Wasserbau u. Schiffbau*, Berlin.
- CHAKRABARTI, S.K.**(1987).Hydrodynamics of offshore structures, *Computational Mechanics Publications*, 440 p.
- CHAN, K., BAIRD, M., ROUND, G.** (1972). Behaviour of beds of dense particles in a horizontally oscillating liquid, *Proceeding Royal Society of London*, vol. A, 330, pp. 537-559.
- CHANSON, H.** (2004). *The hydraulics of open channel flow an introduction*, Butterworth-Heineman, 650 p.
- CHEVALIER, CH.**(2000). Action de la houle sur un cylindre immergé en zone côtière, thèse de Doctorat de l'Université de Caen, 161 p.
- CIALONE, M. A.; KRAUS, N.C.**(1987) . A numerical model for shoaling and refraction of third- ordre stokes waves over an irregular bottom. Technical report CRCE 87-10, US Army Engineering, WES.
- CLAUSER, F.H.** (1956). The turbulent boundary layers. *Advances Applied Mechanics*, Vol.4, pp.1-51.
- COLES, D.** (1956). The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol1,pp.191-226.
- COMITI, J., RENAUD, M.** (1989). A new model for determining mean structure parameters of fixed beds from pressure drop measurements: application to beds packed with parallelepipedal particles, *Chemical Engineering Sciences*, 44, pp.1539-1545.
- COMITI, J., SABIRI, N.E., MONTILLET, A.** (2000). Experimental characterization of flow regimes in various porous media-III: limit of Darcy's or creeping flow regime for Newtonian and purely viscous non – Newtonian fluid. *Chemical Engineering Science*, 55 , pp.3057-3061.
- COUSSY, D.O.**(1991). *Mécanique des milieux poreux*, Technip, Paris, p. 464.
- CAMENEN, B. ; LARSON, M.** (2006). Phase-lag effects in sheet flow transport, *Coastal Engineering*, 53, pp.531-542.

Références Bibliographiques

- DARCY, H.** (1856). Les Fontaines publiques de la ville de Dijon. Edition Victor Dalmont. Paris. France.
- DANTEC,** (1998). BSA FLOW Software, FVA flow software- Installation and user's guide. 120 p.
- DAVIES, A.G., RIBBERINK, J.S., TEMPERVILLE, A.; ZYSERMAN, J.A.** (1997). Comparisons between sediment transport models and observations made in wave and current flows above plane beds. *Coastal Engineering* 31, pp.163– 198.
- DEAN, R. G.** (1965). Stream function representation of nonlinear ocean waves. *Journal of Geophysical Research*, 70, pp. 4561–4572.
- DEAN, R.G.** (1973). Heuristic models of sand transport in the surf zone. *Proceedings of Conference on Engineering Dynamics in the Surf Zone (Sydney, Australia)*, pp. 208 - 214 .
- DEGRYSE-KULKARNI, C.** (2002) . Morphodynamique de la zone de swash, thèse de doctorat, université de Basse Normandie, Caen, 147 pages.
- DIBAJNIA, M., WATANABE, A.** (1992) . Sheet flow under nonlinear waves and currents. *Proceedings of 23 rd International on Coastal Engineering, ASCE, Venice, Italy*, pp 2015-2029.
- DONG, P., ZHANG, K.** (1999). Two-phase Flow Modeling of Sediment Motions in Oscillatory Sheet Flow, *Coastal Engineering*, 36, pp 87–109.
- DOP 1000,** (1997). User's manual (Model 1032), Signal Processing s.a., Zurich, Switzerland.
- DOP 2000** (2004). User's manual (2125/2032), Signal Processing s.a., Zurich, Switzerland
- DUNCAN, J. R. J.** (1964). The effect of water table and tide cycle on swash- backwash sediment distribution and beach profile development, *Marine Geology*, 2, 186-197p.
- EINSTEIN, H.A., EL-SAMNI, E.A.** (1949). Hydrodynamic forces on a rough wall. *Review of Modern Physics*, Vol31,(3), pp.520 - 524.
- ERGUN, S.** (1952). Fluid flow through packed columns, *Chemical Engineering*, 48, pp 89 - 94.
- ERIKSON, L., LARSON, M., HANSON, H.** (2005). Prediction of swash motion and run-up including the effects of swash interaction, *Coastal Engineering* 52, pp. 285 – 302.
- FINK , M.**,(1982). Physique des ultrasons, les Colloques de l'INSERM, Vol. 111, pp. 21-34.
- FISCHER , S.** (2004). Développement d'une instrumentation ultrasonore pour la mesure des vitesses des liquides au-delà de la limite de Nyquist par une approche spectrale, thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 152 p.
- FLICK, D., LESLOUS, A., ALVAREZ,G.**(2003). Modélisation semi- empirique des écoulements et des transferts dans un milieu poreux en régime turbulent,26, 349-359.
- FORCHHEIMER, P.** (1901). Wasserbewegung Durch boden. *Z.Ver. Deutsch. Ing.* vol 45. pp. 1782-1788.
- FREDSØE , J., DIEGAARD, R.** (1992).Mechanics of coastal sediment transport, *Advanced series on ocean Engineering*, vol.3, World scientific, Singapore.
- GALVIN, C. J.** (1968). Breaker type Classification on Three Laboratory Beaches, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 73, n.° 12, pp. 3651-3659 .
- GODA, Y., SUZUKI,Y.** (1976). Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments, *Proceedings of the. 15 th, International Conference on Coastal Engineering, ASCE*, pp. 828-845.
- GOURLAY, M.R.,** (1968). Beach and dune erosion tests, Delft Hydraulics Laboratory, Report No. M 935/M 936.
- GRAF, W.H., ALTINAKAR, M.S.** (1991). Hydrodynamique, Eyrolles, Paris, 481p.
- GRAF, W.H., ALTINAKAR, M.S.**(1993).Hydraulique fluvial, Presses polytechniques et universitaires Romandes, Lausanne, 259 p.
- GUZA, R.T., BOWEN, A.J.**(1976). Resonant interactions for waves breaking on a beach, *The 15 Coastal Engineering Conference, American Societies of Civil Engineering, Honolulu, Hawaii*.

Références Bibliographiques

- GUZA, R.T., INMAN, D.L.,** (1975). Edge waves and beach cusps. *Journal of Geophysical Research*, 80, pp. 2997-3012 .
- GUZA, R.T.; THORNTON, E. B.,** (1982). Swash oscillations on a Natural Beach, *Journal of Geophysical Research*, 87 (1), pp. 483- 491
- GUZA, R.T., THORNTON, E. B., HOLMAN R. A.** (1984). Swash on steep and shallow beaches, proceeding of 19th Coastal Engineering Conference, American Society of Civil. Engineering, Houston, Texas.
- HAHN, J. JE., CHOI, H.** (2002). Direct numerical simulation of turbulent channel flow with permeable walls. *Journal Fluid Mechanics*, pp. 259 - 285 .
- HANSLOW, D.J., NIELSEN, P.** (1993). Shoreline setup on natural beaches, *Journal Coastal Research*, Special issue, pp.1-10.
- HERBERS, T.H.C., ELGAR, S., GUZA, R.T., O'Reilly, W.C** (1995 a). Infragravity frequency (0,005-0,05 Hz) motions on the shelf, *Proceedings of the international conference on coastal Engineering*, ASCE, pp.346-359.
- HERBERS, T.H.C., ELGAR, S.; GUZA, R.T.**(1995 b) . Generation and propagation of the infragravity waves, of *Geophysical Research*, 100, 24, pp. 863-872.
- HIBBERD, S., PERGRINE, D.H.** (1979). Surf and run-up on a beach: a uniform bore. *Journal of Fluid Mechanics*, 95(2), 323 - 345 .
- HINZE J.O.;** (1975). *Turbulence*, 2nd Edition MC Graw Hill Book Company, New York. 790 p.
- HOLMAN, R.A., SALLENGER, H.** (1985). Set up and Swash on a Natural Beach, *Journal of Geophysical Research*, 90(C1), pp.945- 953 .
- HORN, D.P., BALDOCK, T.E., BAIRD, A.J., MASON, T.E.** (1998). Field measurements of swash induced pressure gradient within a sandy beach. In *Proceeding of the international conference on Coastal Engineering*, ASCE, pp. 2812-2825
- HOUPEURT, A .** (1974). *Mécanique des fluides dans les milieux poreux critiques et recherche*, Technip, Paris, p 400.
- HSU, T.W, CHANG, H.K., HSEIN, C.M.** (2003). A two-phase flow model of wave-induced sheet flow, *Journal of Hydraulic Research*, Vol 41, N° 3, pp. 299-310.
- HUFFMAN, G.D., BRADSHAW, P.** (1972). A note on von Karman's constant in low Reynolds number turbulent flow, *Journal Fluid Mechanics*, Vol. 53, pp. 201-225.
- HUGHES, M. G.** (1992). Application of a non-linear shallow water theory to swash following bore collapse on a sandy beach, *Journal of Coastal Research*, 8, pp. 562-578
- HUGHES, M.G., MASSELINK, G., BRANDER, R.W.** (1997a). Flow velocity and sediment transport in the Swash zone of a steep beach, *Marine Geology*, 138, pp. 91- 103 .
- HUGHES, M.G., MASSELINK, HANSLOW, D., MITCHELL, D.** (1997b). Towards a better understanding of the swash zone sediment transport. *Coastal Dynalics'97*, ASCE, pp 804-813.
- HUNT, I.A.** (1959). Design of seawalls and breakwaters. *Journal of Waterways and Harbours Division*, ASCE 85 (WW3), pp. 123-152 .
- HUSSAIN, A.K.M.F., RAMJEE, V.** (1976). Effects of the Axisymmetric Contraction shape on Incompressible Turbulent Flow. ASME, *Journal of Fluids Engineering*, Series I, Vol. 98, pp. 56-63.
- IRIBARREN, C.R., NOGALES,C.**(1949). Protection des Ports, Section II, Comm. 4, XVII International Navigation Congress, Lisbon, pp.31-80.
- ISOBE, M., KRAUS, N.C.**(1983). Derivation of the third-order stokes wave theory. Technical report YNU-HY-83-1, Hydraulics Lab., Department of Civil Engineering, Yokohama National University.
- JENSEN, J.A.**(1996). Estimation of blood velocities using ultrasound. *A Signal Processing Approach*, Cambridge University Press.

Références Bibliographiques

- JONSSON, I.G.**, (1966). Wave boundary layers and friction factors. Proceedings of 10th International Conference on Coastal Engineering, pp, 127-148.
- JULIEN, P. Y.**,(1994). Erosion and sedimentation, Cambridge University Press, 280 p.
- KAMINSKY, G., KRAUS, N.C.** (1993). Evaluation of depth-limited wave breaking criteria., Waves' 93, Amer. Soc. Civil Engrs., pp.18 -193.
- KASSOUL, M., BELORGEY, M.** (2000). Turbulence générée par phénomène de chasse des barrage, Colloque Méditerranéen Eau- Environnement, Alger 2-3 october, pp. 205-210.
- KAWAI, H.** (1969). The piezoelectricity of the ploy (vinylidene fluoride). Jpn.J. Appl.Phys, vol., pp. 975-976.
- KINO, G. S.** (1987). Acoustic Waves: Devices, Imaging and Analogy Signal Processing. Engelwood Cliffs, N.J., Prentice-Hall.
- KIRKGÖZ, S.**(1989). Turbulent velocity profiles for smooth and rough open channel flow, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 115, (11),pp.1543-1561.
- KIRONOTO, B.A.** (1992). Turbulence characteristics of uniform and non-uniform, rough open-channel flow, 170 p.
- KLAR, M.** (2005). Design of an endoscopic 3-D particle-tracking velocimerty system and its application in flow measurements within a gravel layer. Thèse, université de Heidelberg, 278 p.
- KLEBANOFF, P.S.**(1954). Characterstics of the turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient, NACA T.N.-3178, Washington D.C, 56p.
- KOMAR, P.D.** (1976). Beach processes and sedimentation, Prentice Hall, New Jersey, 429.
- KOMAR, P.D., MILLER, M.C.** (1973). The Threshold of Sediment Movement under Oscillatory Water Waves; Journal of Sedimentary petrology, Vol. 43, 4, pp. 1101-1110.
- KOMAR, P.D. , OLTMAN-SHAY, J.** (1990). Neashore Currents, Handbook of Coastal and Ocean Engineering. Vol 2, J.Herbich, ed, Gulf Publishing Co., Tx , pp 651-680.
- KROON, A., MASSELINK, G.** (2002). Morphodynamics of intertidal bar morphology on a macrotidal beach under low energy wave conditions, North Lincolnshire, England, Marine Geology,190,pp 591-608.
- KURNIAWAN A.; ALTINAKAR M. S.** (2002). Velocity and Turbulence Measurements in a Scour Hole Using an Acoustic Doppler Velocity Profiler, Proceedings of the Third International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering, EPFL, Lausanne, Switzerland, September, pp 37-43.
- LAMBERT, R.** (1996).Géographie du cycle de l'eau, Presse universitaire du Mirail, 435p.
- LARRAS, J.** (1976). Physique de la houle et des lames, Edition Eyrolles, 276 p.
- LARSON, M., KUBOTA, S., ERIKSON, L.**(2004). Swash-zone sediment transport and foreshore evolution: field experiments and mathematical modelling, Marine Geology, pp. 212, 61-79.
- LE MEHAUTE, B.** (1976) .An Introduction to Hydrodynamics and Water waves. Water wave theories, vol II, TRERL 118-pol-3-2, U.S. Dept.of Commerce, Environmental Science Services Administration, Pacific Oceanographic Laboratories, Miami.
- LHERMITTE, R.** (1983). Doppler sonar observation of tidal flow. Journal of Geophysical Research, 88, pp. 725-742.
- LHERMITTE, R., LEMMIN, U.** (1994). Open-Channel Flow and Turbulence measurements by High-Resolution Doppler Sonar, J. Atm. Oceanic Tech., vol. 11, N°5, pp.1295- 1308.
- LONGUET-HIGGINS, M.S., STEWART, R.W.** (1962). Radiation stresses and mass Transport in surface gravity waves. Application to'surf beats', Journal of Fluid Mechanics, Vol 13 , No 4, 481- 504.

Références Bibliographiques

- MADSEN, O.S., GRANT, W.D.** (1976). Quantitative description of sediment transport by waves. Proceedings 15th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, Honolulu 2, pp. 1093-1112.
- MADSEN, O.S.** (1991). Mechanics of cohesionless sediment transport in coastal waters, Proceedings Coastal Sediments '91, ASCE, Seattle, 1, pp. 15-27.
- MARTIN, C.S., ARAL, M.M.** (1971). Seepage force on interfacial bed particles, Journal of the Hydraulics Division, HY7, pp.1081-1100.
- MASSELINK, G.** (1995). Group bound long waves as source of infragravity energy in the surf zone, Continental Shelf Research, 15(13), pp. 1525-1547.
- MASSELINK, G., HUGHES, M. G.** (1998). Field investigation of sediment transport in the swash zone, Continental Shelf Research 18, pp. 1179 – 1199.
- MASSELINK, G., PULEO, J. A.** (2006). Swash-zone morphodynamics, Continental Shelf Research 26, pp. 661 – 680.
- MASSELINK, G., SHORT, A. D.** (1993). The effect of tide range on beach morphodynamics and morphology: A conceptual beach model. Journal of Coastal Research, 9, pp. 785-800.
- MC COWAN, J.** (1894). On the highest wave of permanent type, The London Edinburgh, and Dublin Phil. Mag. and Journal. of Science, 5th series, 38, pp. 351-357.
- MICHE, R.** (1944). Mouvement ondulatoire de la mer en profondeur constante ou décroissante. Annales des Ponts Chaussées, (Mai/Juin) , pp. 131-164 .
- MICHEL, J.H.** (1893). On the highest waves in water. Phil. Mag.,(5), 83, pp. 4108- 4116.
- MIHOUBI, M.K., BELORGEY M., LEVACHER, D., KETTAB, A.,** (2007a) Application of the ultrasonic Doppler velocimetry to the free surface turbulent flow, 2ème International Colloquium on water and Environment, Sidi Fredj 30 et 31 janvier, pp. 166-176.
- MIHOUBI, M.K., BELORGEY M., LEVACHER, D., KETTAB, A., MOVAHEDAN, M.** (2007b) The study of the interaction water-sediment in the swash zone using the UDV, Proceedings of the 8th conference on the Mediterranean Coastal Environment, MEDCAST07, Alexandria, Egypt, pp.1147-1157.
- MIHOUBI, M.K., BELORGEY M., LEVACHER, D., KETTAB, A.**(2008a). Étude de la répartition des vitesses interstitielles au sein d'un lit perméable sous un écoulement à surface libre, revue Paralia, (1),pp.1.1-1.4.
- MIHOUBI, M.K., BELORGEY M., KETTAB, A.,** (2008b). Analyse, in a free surface steady flow, of the interstitial velocity field inside a sedimentary bed, Revue Comptes Rendus Académie, Geosciences (CRAS), vol 340 , pp 858 - 864.
- MOLIN, B.,** (2002). Hydrodynamique structures offshore, Technip, 440 p.
- MANSARD E.P.D., FUNKE E.R.** (1980).The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method, Proceeding of the 17 th International conference on coastal Engineering, Sidney, Australia, pp.149-168.
- MONTILLET, A.** (1995).Fiabilité de la détermination de paramètres structuraux de mousses synthétique à partir de mesures de chute de pression. Récents Progrès en Génie des Procédés, 9, pp. 125-130.
- MORSE, P.M. , INGARD, K.U.** (1968). Theoretical Acoustics, Mc Graw Hill, New York, 960 p.
- MUNK, W. H.** (1949). Surf beat. Eos Trans. AGU, 30, pp. 849-854.
- MURZYN, F.** (2002), Etude de l'influence d'une onde sur les échelles de turbulence, thèse de doctorat, Université de Caen -Basse Normandie, 201 p.
- NEZU, I., RODI, W.** (1986). Open channel flow measurement with a Laser Doppler anemometer, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 112,(5),pp. 335-355.
- NEZU, I., NAKAGAWA H.** (1993). Turbulence in open-channel flows, IAHR- Monograph, A.A Balkema Publishers, Rotterdam, The Netherland, 281p.

Références Bibliographiques

- NIELD, D.A., BEJAN, A.** (1999). *Convection in Porous Media*, 2nd Ed. Springer, p 546.
- NIELSEN, P.** (1992). Coastal bottom boundary layers and sediment transport. *Advanced Series on Ocean Engineering*, Vol.4, 324 p.
- NIELSEN, P.** (2002). Shear stress and sediment transport calculations for swash zone modelling. *AGU, Coastal Engineering* (45), pp. 53-60.
- NIELSEN, P.; CALLAGHAN, P** (2002). Shear stress and sediment transport calculations for sheet flow under waves, (47), pp. 347-354.
- NIKORVA, V.I. ; GORING, D.G** (1998). ADV measurements of turbulence: can we improve their interpretation?. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE 124, 630- 634.
- NIKURADSE, J.**(1933). *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*. VDF-Forschungsheft, 361 p.
- OSBORNE, P. D.; ROOKER, G. A.** (1999). Sand re-suspension events in a high energy infragravity swash zone, *Journal Coastal Research* 15, 74– 86.
- OSTENDORF, D.W.; MADSEN, O.S.**(1979). An analysis of long shore currents and associated sediment transport in the surf zone, Report N° 241, Ralph M. Parsons Laboratory for Water Resources and Hydrodynamics, MIT.,
- PEREGRINE, D.H.** (1983). Breaking waves on beaches. *Annual Review of Fluid Mechanics* 15, 149-178.
- PRANDTL, L.** (1932). Zur turbulenten strömung in rohren und längs platen, *Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen*, Vol.4, pp. 18-29.
- Puleo, J.A., Holland, K.T.**(2001). Estimating swash zone friction coefficients on a sandy beach, *Coastal Engineering*, vol. 43, pp.25-40.
- RIBBERINK, J.S.** (1998). Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows, *Coastal Engineering*, 34, 59-82.
- ROLLAND, T.**(1994). Développement d'une instrumentation Doppler ultrasonore : Application aux écoulements turbulents en hydraulique, thèse de doctorat es sciences techniques, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 158 pages.
- RUGGIERO, P., KOMAR, P.D., MCDUGAL, W.C., MARRA, J.J., BEACH, R.A.** (2001). Wave runup, extreme water levels and the erosion of properties backing beaches, *journal of coastal Research*, 17(2), 407-419.
- RUSSINK, B.G.** (1998). Bound and free infragravity waves in the nearshore zone under breaking and non breaking conditions. *Journal of Geophysical Research*, 79, pp.12795-12805.
- SALLENGER, A.H.** (2000). Storm impact scale for barrier Islands. *Journal of Coastal Research* 16 (3) , pp. 890-895.
- SANCHEZ, M.**(2000). Estimation du coefficient de réflexion en canal à houle, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences (CRAS)*, 328 (12) , pp. 883-889.
- SCHLICHTING, D.H** (1979). *Boundary-Layer Theory*. Mc Graw Hill Book Company, 817p
- SENECHAL, N., BONNETON, P., DUPUIS, H.** (2001). Field observation of irregular wave transformation in the surf zone. *Proc. Coastal Dynamics'01-Lund- Sweden* , 62-71.
- SHEN, M. C.; MEYER, R. E.** (1963). Climb of a bore on a beach: 3.Run-up, *Journal of Fluid Mechanics*, 16, pp. 113–125.
- SHIELDS, A.** (1936). Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement, Traduction en anglais: par W.M. Keck, Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, Report 167, 43 p.
- SHIMIZU Y., TSUJIMOTO T., NAKAGAWA H.** (1990). Experiment and macroscopic modelling of flow in highly permeable porous medium under free-surface flow, *journal of hydroscience engineering*, 8,(1),pp 69-78.
- SHORT, A.D.**(1999). *Handbook of the beach and shoreface morphodynamics.*, Wiley, 379 pages.

Références Bibliographiques

- SLEATH, J.F.A.** (1994). Bed load transport in oscillatory flow. In: Belorgey, M., Rajaona, R.D., SLEATH, J.F.A. (Eds.), *Sediment Transport Mechanisms in Coastal Environments and Rivers*. EUROMECH 310, Le Havre, September 1993. World Scientific, Singapore, pp. 93– 106.
- SMITH, WA.,** (1988). *The Role of Piezocomposites in Ultrasonic Transducers*. IEEE Ultrasonic Symposium, Chicago, USA 1988.
- SONG, T.; GRAF, W. H.; LEMMIN U.** (1995). Uniform flow in open channels with movable gravel bed, *Journal of Hydraulic Research*, 32,6, 861-875.
- SOONG, Y., GAMWO, I. K., BLACKWELL, A.G** (1999). Ultrasonic Characterizations of Slurries in a Bubble Column Reactor. *Ind. Eng.Chem. Res.* 38, pp. 2137-2143.
- SORENSEN, R.M,** (1997). *Basic coastal Engineering*, Chapman and Hall, p.324.
- SOULSBY R.L.; DAMGAARD, J. S.** (2005). Bed load sediment transport in coastal waters, *An Int. Journal of Coastal Engineering*, 52 , pp. 673-689.
- SOULSBY, R.L., HAMM, L., KLOPMAN, G.** (1993). Wave–current interaction within and outside the boundary layer. *Journal of Coastal Engineering* 21, pp. 41–69.
- SOULSBY, R.L., WHITEHOUSE, R. J.S.W.** (1997). Threshold of sediment motion in coastal environment . *Pacific Coasts and Ports'97 Conference University of Canterbury, Christchurch, New Zealand*, pp. 149-159.
- STOCKDON, H.F., HOLMAN, R.A., HOWD, R.** (2006). Empirical parameterization of setup, swash, and Runup, *Coastal Engineering* 53, 573-588.
- SUNAMURA, T.** (1983). Processes of sea cliff and platform erosion. *CRC Handbook of Coastal Processes and Erosion*, P. D. Komar, ed., CRC Press, Boca Raton, FL, 233-266.
- SUTHERLAND, J. ; O'DONOGHUE, T.** (1998). Wave phase shift at coastal structures, *ASCE; Journal of waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol . 124, No.2,pp. 90-98.
- SVENDSEN, I. A., MADSEN P. A., BUHR HANSEN J.** (1978). Wave characteristics in the surf zone. In *Proc. 16 th Int.Conf. on Coastal Engineering*, pages 520-539, ASCE, 1990.
- SVENDSEN, I. A.** (1984a). Wave heights and set up in a surf zone. *Coastal Engineering*, 8, 303- 329.
- SVENDSEN, I. A.** (1987). Analysis of surf zone turbulence. *Journal Geophysical Research* ,92(C5), 5115-5124.
- SWART, D.H.** (1974). Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles. *Tech. Rep., Delft Hydr. Laboratory Publication N°131, Delft Hydraulics, The Netherlands*
- SYMONDS,G. BOWEN, A.** (1984).Interaction of nearshore bars with incoming, *Journal of gophysical Research*, vol.89, pp.1953-1959.
- TAKEDA, Y.** (1986).Velocity measurement by ultrasound Doppler shift method. *International Journal of Fluid Flow*, Vol. 7, 313-318.
- TAKEDA, Y.** (1995).Velocity profile measurement by ultrasonic Doppler method. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 10,444- 453 .
- TOMASICCHIO, G.R., FREGA, F.** (2003) Velocity profiles at the swash zone, 3rd Coastal structures conference, ASCE, 715-727, Portland, Oregon.
- TUCKER, M. J.** (1950). Surf beats: sea waves of 1 to 5 min period. *Proc. Res. Soc. Lond. , A*, pp. 565-573.
- TURNER, I.L., MASSELINK, G.** (1998). Swash infiltration – exfiltration and sediment transport, *journal of geophysical Research*, 103:C13, pp. 813-824
- URSELL, F.** (1953). Short surface waves due to an oscillating immersed body. *Proc. Roy. Soc. Lond., A*220, pp 90-103.
- VAN DE GRAAF, J.; VAN OVEREEM, J.** (1979).Evaluation of sediment transport formulae in coastal engineering practice. *Coastal Engineering*, 3 , pp. 1-32

Références Bibliographiques

- VAN DORN, W.G.**, (1978). Breaking invariants in shoaling waves. *Journal of Geophysical Research*, 83, 2981-2987.
- VAN DRIEST, E.R.** (1951). Turbulent boundary layer in compressible fluids, *Journal of Aeronautics Science*, 18, pp 145-160.
- VOROPAYEV, S.I., RONEY, J., FERNANDO, H.J.S., BOYER, D.L., HOUSTON, W.N.** (1998). On the motion of large bottom particles in waves-induced oscillatory flow; *Journal Coastal Engineering*, 34, 197-219.
- WADDELL, E.** (1976). Swash-ground water-beach profile interactions. *Beach and Nearshore sedimentation, SEPM, Special publication 24*, pp. 115-125.
- WAHYUDI, I.** (1998). *Ecoulement dans les sols granulaires saturés en régime permanent et transitoire*, thèse de Doctorat, Nantes Saint Nazaire, 195p.
- WAHYUDI, I., MONTILLET, A., KAHLIFA, A.**, (2002). Darcy and post -Darcy flows within different sands, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 40, pp. 519-525.
- WASTON, G. ET PEREGRINE, D.H.** (1992). Low frequency waves in the surf zone. In *proceeding of the international conference on coastal engineering*, ASCE, pp. 1687-1699
- WATANABE, A.** (1982). Numerical models of near shore currents and beach deformation. *Journal of Coastal Engineering* 25, pp. 147-161.
- WEBB, S. C., ZHANG, X. ; CRAWFORD, W.** (1991). Infragravity waves in the deep ocean. *Journal of Geophysical Research*, 96, 2723-2736.
- WELLS, P.N.T.** (1969). *Physical principles of ultrasonic diagnosis*. New York Academic Press, *Medical Biology Engineering*, 7, 641-652.
- WELLS, P. N. T., HALLIWELL M., SKIDMORE R., WEBB A. J. , WOODCOCK J. P.** (1977). Tumour detection by ultrasonic Doppler blood flow signals, *Ultrasonic* 15, 231 - 232.
- WILLEMETZ, J.-C.** (1990). *Etude quantitative de l'hémodynamique de vaisseaux sanguins profonds par échographie Doppler ultrasonore*, 135 pages.
- WILSON, K.C.** (1966). Bed load transport at high shear stresses, *Journal of Hydraulic Engineering*, 92, HY6, 49-59.
- WILSON, K.C.** (1987). Analysis of bed-load motion at high shear stress. *Journal and Sediment of Hydraulic Engineering* 113, pp. 97-103
- WILSON, K.C.** (1989). Mobile-bed friction at high shear-stress, *Journal of Hydraulic Engineering*, 115(6), pp. 825-830
- WRIGHT, L.D., SHORT, A.** (1984). Morphodynamic variability of surf zones and beaches. A synthesis, *Marine Geology* 56, pp. 93 - 118 .
- YALIN, M.S.** (1977). *Mechanics of sediment transport*. 2nd Edition, Pergamon Press, Oxford, 1977, 298 pages.
- YEH, H., CUMMINS, H.Z.**, (1964). Localized fluid flow measurements with He-Ne Laser spectrometer, *Applied Physics Letters*, 4, 176 p.
- YEH, H. H., GHAZALI, A., MARTON, I.** (1989). Experimental study of bore run-up, *Journal Fluid Mechanics*, 206, 563- 578.
- ZANKE, U.C.E.** (2003). On the influence of turbulence on the initiation of sediment motion, *International journal of sediment Research*, Vol. 18, N°1, 2003, pp. 17-31.

INDEX DES REFERENCES

Aagaard (1999), (2003)	42	Darcy (1856).....	16
Ahmed et Sunada (1969)	16	Davies <i>et al.</i> , (1997)	59
Ardhuin(2004)	30	Dean (1965), (1973)	30, 36
Bagnold (1956), (1963)	54, 59	Degryse-Kulkarni <i>et al.</i> , (2002).....	45, 46
Bailard (1981)	54	Dibajnia et Watanabe (1992).....	56
Bailard et Inman (1981)	56	Dong et Zang (2000).....	58
Baird <i>et al.</i> , (1998)	53	Duncan (1964).....	46
Baker (1964).....	78	Einstein et El-Samni (1949)	13
Basak (1997).....	18	Elfrink.....	II
Battjes et Janssen(1978)	37	Ergun (1952).....	17
Battjes(1974)	34, 44	Erikson <i>et al.</i> , (2005)	47
Bauer et Greenwood(1998).....	36	Fink (1982)	79
Beach et Sternberg (1991).....	23	Forchheimer (1901) .	17, 134
Beavers et Joesph (1967)	19	Fredsøe et Deigaard (1992).....	54
Bella et Mehta (1998)	65	Galvin(1968)	32
Belorgey <i>et al.</i> , (1989).....	55	Goda et Suzuki (1976)	101
Bijker (1967)	54	Gourlay(1968).....	36
Blaga (1976)	67	Graf et Altinakar (1991),(1993).....	10, 11, 121
Bonnefille (1976).....	20	Guza <i>et al.</i> , (1984).....	44
Bowen et Inman (1969)	39	Guza et Bowen (1976).....	44
Breusers et Raudkivi (1991).....	69	Guza et Inman (1975).....	40, 41,152
Butt et Russell (1999).....	59, 166, 173	Guza et Thorton (1985).....	45
Butt et Russell (2000).....	45, 49, 50, 59	Hahn <i>et al.</i> , (2002).....	19
Butt <i>et al.</i> , (2001)....	51	Hanslow et Nielsen (1993).....	39
Butt <i>et al.</i> , (2004).....	36	Herbers <i>et al.</i> , (1995 a et b).....	42,38
Camene et Larson (2005).....	57	Hibberd et Peregrine(1979).....	42
Cardoso <i>et al.</i> (1989)	123	Hinze (1975).....	9,11
Carpentier (2006).....	67	Holland et Holmand (1999).....	48
Carrier et Greenspan (1958).....	35	Holman <i>et al.</i> , (1985).....	43
Casey (1935).....	20	Holman et Sallenger (1985).....	37
Chakrabarti (1987).....	107	Horn et al. (1998)	53
Chanson (2004).....	129	Houpeurt(1974).....	15
Chan <i>et al.</i> , (1972)	58	Hsu (2003).....	58
Chevalier(2000).....	33, 78, 110	Huffman et Bradshaw (1972).....	9
Cialone et Kraus (1987)	29	Hughes (1992)	42,49
Clauser (1956).....	11,	Hughes <i>et al.</i> ,(1997a)	48,59
Coles (1956).....	11, 12	Hughes <i>et al.</i> ,(1997b)	50
Comiti et Renaud (1989).....	67	Hunt(1959)	44
Comiti <i>et al.</i> ,(2000).....	67	Hussain et Ramjee (1976)	65
Coussy (1991).....	16,19	Iribarren et Nogales (1949).....	34,38

Index des Références

Iribarren et Nogales (1949).....	34,38	Montillet (1995).....	17,95
Isobe et Kraus (1983)	29	Morse et Ingard (1968).....	79
Jensen (1996).....	78	Munk (1949)	31,42
Jonsson(1966)	55	Muryzn(2002).....	78
Julien(1994)	20	Nezu et Rodi (1986).....	12
Kaminsky et Kraus (1993)	35	Nezu et Nakagawa (1993).....	123
Kassoul et Belorgey (2000)	99	Nield et Bejan (1999).....	13,14
Kawai(1969)	81	Nielsen et Callaghan(2002)	58
Kino (1987)	83	Nielsen(1992), (2002)	39, 59
Kirkgöz (1989)	12, 123	Nikorva et Goring(1998).....	70
Kironoto (1992)	123	Nikuradse (1933)	11
Klebanoff (1964).....	9,10	Osborne et Rooker (1999)	23, 162
Komar(1976)	32	Ostendorf et Madsen(1979)	34
Komar et Miller (1975)	39, 58	Peregrine (1983)	33
Komar et Oltman (1990)	39	Prandtl (1932).....	9
Kroon et Masselink(2002)	44	Puleo et Holland (2001)	42
Kurniawan et Altinakar (2002).....	70	Ribberink(1998)	48
Lambert (1996)	66	Rolland (1994)	69,70,71,78
Larras (1976)	32	Ruggiero <i>et al.</i> , (2001)	44
Larson <i>et al.</i> ,(2005)	57	Russeink <i>et al.</i> , (1998)	41
LeMéhauté (1969)	31	Sanchez(2000).....	110
Lhermitte (1983).....	88	Sallenger (2000)	44
Lhermitte et Lemmin, (1994).....	78	Schlichting(1979).....	7,8
Longuet-Higgins et Stewart (1962),	38,43	Schoeller(1962).....	15
Madsen et Grant(1976)	55	Sénéchal <i>et al.</i> ,(2001)	32
Madsen(1991)	56	Shen et Meyer (1963).....	42
Martin et Aral (1971).....	165	Shields (1936)... ..	55, 60, 135
Masselink (1995)	43	Shimizu <i>et al.</i> ,(1999)	19
Masselink (2005)	153	Short (1999)	41, 43
Masselink et Hughes (1998)	49, 60, 174	Sleath (1994)	58
Masselink et Puleo (2006)	34	Smith(1998).....	81
Masselink et Short (1993)	37	Song <i>et al.</i> ,(1995)	12
Mc Cowan (1894)	35	Sorensen (1997)	43
Meyer (1963)	42	Soulsby <i>et al.</i> , (1993)	55
Miche (1944)	31, 34, 44	Soulsby et Damgaard (2005)	54
Michel (1893)	34	Soulsby et Whitehouse (1997)	60
Molin(2002).....	101	Stockdon <i>et al.</i> ,(2006).....	44
Mihoubi <i>et al.</i> , (2007a).....	69	Struskaya (1981).....	110
Mihoubi <i>et al.</i> , (2007b).....	148	Sunamura (1983).....	34, 35
Mihoubi <i>et al.</i> , (2008a).....	124	Sutherland et O'Donoghue (1998).....	110
Mihoubi <i>et al.</i> , (2008b).....	135	Svendsen (1987)	39
Svendsen <i>et al.</i> (1978).....	37	Waddell (1976).....	49, 51

Index des Références

Svendsen <i>et al.</i> , (1984)	37	Wahyudi <i>et al.</i> ,(2002).....	17
Swart (1974)	55	Wahyudi (1998).....	18
Symonds et Bowen (1984).....	43	Wastone et Pregrine (1992).....	43
Takeda (1986), (1995).....	78, 78	Watanabe (1992).....	56
Tomasicchio et Frega (2003).....	47	Webb <i>et al.</i> , (1991).....	42
Thornton (1970).....	38	Wells (1969).....	78
Tucker (1950).....	42	Wells <i>et al.</i> ,(1977).....	81
Turner et Masselink (1998).....	52	Wright et Short (1984).....	33, 36,40
Ursell (1953).....	25	Yalin(1977)	20
Van De Graff (1979).....	61	Yeh <i>et al.</i> , (1989).....	42
Van Dorn (1978).....	44	Yeh et Cummins (1964).....	49
Van Driest (1951).....	10	Zanke (2003).....	21
Van Overeem (1979).....	61	Willemetz, J.-C (1990).....	78
Van Rijin (1984).....	54		
Voropayev <i>et al.</i> , (1998).....	40		

Glossaire (*Glossary*)

Le présent lexique a été adopté à partir des définitions de deux importants organes de recherche du domaine côtier : *Southwest Washington Coastal Erosion Study* (SWCES) et le *Coastal and Hydraulics Laboratory* (CHL) des Etats Unis.

Bore (Bore ou mascaret) : Masse d'eau qui se propageant rapidement à la côte dans la zone de surf après qu'une vague soit brisé, il aussi dénommé mascaret tidal (tidal bore).

Breaker zone (zone de déferlement) : zone d'eau peu profonde près du rivage de profondeur qui varie de 5 à 10 mètres, c'est le lieu ou les vagues sont instables et se déferles.

Backwash (Retrait) : C'est le retour côté de la mer de l'écoulement de la langue de *swash* de la phase d'*uprush* (jet de rive), appelé aussi *backrush* ou parfois *run down*.

Backshore (haute de plage) : zone du rivage ou de la plage située de l'avant plage (*Foreshore*).

Foreshore (l'avant plage) : zone de la plage constamment immergée, traversé par l'*uprush* et le *backwash*.

Infragravity wave (vagues infragravitaire) : Se sont de longues vagues correspondant à des périodes comprises entre de 30 secondes à plusieurs minutes.

Runup : Hauteur maximale atteinte par la ligne de rivage au dessus du niveau statique de la mer (*Stillwater level*), Il est constitué de deux composantes : une composante stable le *setup* et les oscillations de part et d'autre de ce niveau.

Rundown : hauteur d'eau atteinte par la nappe de retrait avant l'excursion du suivant jet de rive.

Setup (surcote) : surélévation du niveau marin à la côte sous l'action des vagues, le cisaillement résultant du vent et des variations de pression atmosphérique. C'est une sorte d'accumulation d'eau à la côte.

Seepage face : zone d'écoulement de la nappe phréatique sur la surface de la plage.

Sheet flow (écoulement cisailé/écoulement de cisaillement) : c'est le déplacement des grains de sédiment dans le sens de l'écoulement fluide sur une zone qui s'étend de quelques centimètres en dessous du lit.

Shore : bande étroite de la terre en contacte immédiat avec la mer, y compris la zone entre les lignes de flottaison élevées et basses.

Swash : Représente la remontée de l'eau vers le haut sur la façade d'une plage suite au déferment de la vague comprenant deux phases essentiels : jet de rive *uprush* et retrait *backwash*

Swash zone : zone d'action des vagues sur une plage qui se déplace entre deux niveaux d'eau constamment en oscillation appartenant à la région du *runup*, située entre la décote (*rundown*) et la surcote (*Setup*).

ANNEXES

Annexe I.1

Rappels sur la théorie de Stokes

Modèle de houle linéaire (houle du premier ordre de Stokes)

	<i>Eau peu profonde</i>	<i>Eau profonde</i>
<i>Domaine de validité :</i>	$kd << \frac{\pi}{10}$	$kd > \pi$
	$\frac{d}{L} < \frac{1}{20}$	$\frac{d}{L} > \frac{1}{2}$
<i>Potentiel de vitesse ϕ :</i>	$\frac{gH}{2\omega} \sin(kx - \omega t)$	$\frac{gH}{2\omega} e^{kz} \sin(kx - \omega t)$
<i>Relation de dispersion c^2</i>	$\frac{\omega^2}{k^2} = g d$	$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{g}{k}$
<i>Longueur d'onde L :</i>	$T \sqrt{gd}$	$\frac{gT^2}{2\pi}$
<i>Élévation de la surface du plan d'eau η :</i>	$\frac{H}{2} \cos(kx - \omega t)$	$\frac{H}{2} \cos(kx - \omega t)$
<i>Vitesse horizontale u :</i>	$\frac{\pi H}{T(kd)} \cos(kx - \omega t)$	$\frac{\pi H}{T} e^{kz} \cos(xt - \omega t)$
<i>Vitesse verticale w :</i>	$\frac{\pi H}{T} \left(1 + \frac{z}{d}\right) \sin(kx - \omega t)$	$\frac{\pi H}{T} e^{kz} \sin(kx - \omega t)$
<i>Accélération horizontale $\frac{\partial u}{\partial t}$:</i>	$\frac{2\pi^2 H}{T^2(kd)} \sin(kx - \omega t)$	$\frac{2\pi^2 H}{T^2} e^{kz} \sin(kx - \omega t)$
<i>Accélération verticale $\frac{\partial w}{\partial t}$:</i>	$-\frac{2\pi^2 H}{T^2} \left(1 + \frac{z}{d}\right) \cos(kx - \omega t)$	$-\frac{2\pi^2 H}{T^2} e^{kz} \cos(kx - \omega t)$
<i>Pression p</i>	$-\rho g z + \frac{1}{2} \rho g H \cos(kx - \omega t)$	$-\rho g z + \frac{1}{2} \rho g H e^{kz} \cos(kx - \omega t)$
<i>Densité d'énergie E</i>	$\frac{1}{8} \rho g H^2$	$\frac{1}{8} \rho g H^2$
<i>Flux d'énergie P</i>	E_c	$\frac{1}{2} E_c$
<i>Contrainte de radiation :</i>		
S_{xx}	$\frac{3}{2} E$	$\frac{1}{2} E$
$S_{xy} = S_{yx}$	0	0
S_{yy}	$\frac{1}{2} E$	0

Annexe I.2

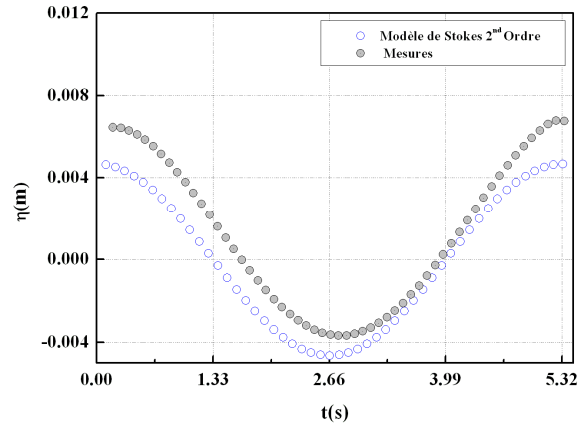
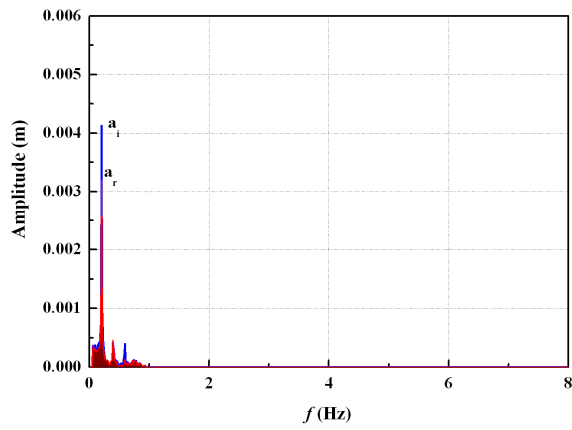
Rappels sur la théorie de Stokes

Modèle de houle non linéaire (houle second ordre de Stokes)

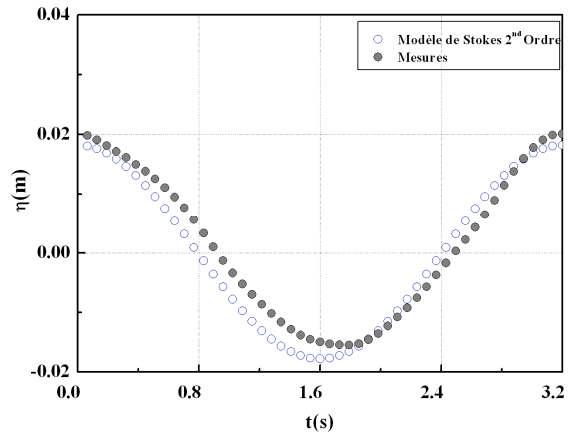
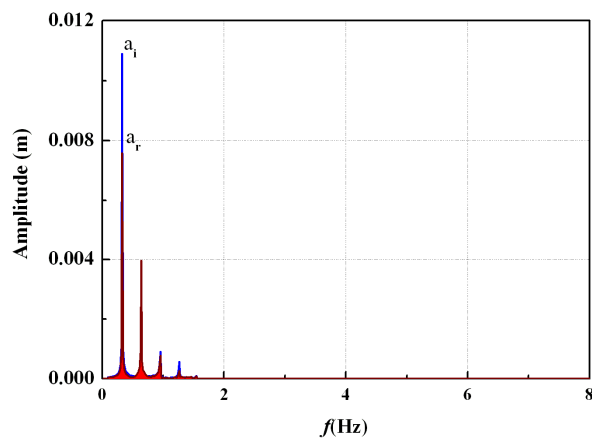
<i>Paramètre</i>	<i>Modèle d'équation</i>
<i>Potentiel de vitesse ϕ :</i>	$\frac{\pi H}{kT} \frac{\cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3}{8} \frac{\pi H}{kT} \left(\frac{\pi H}{L} \right) \frac{\cosh(2k(z+d))}{\sinh^4(kd)} \sin 2(kx - \omega t)$
<i>Relation de dispersion c^2</i>	$\frac{g}{k} \tanh(kd)$
<i>Elévation de la surface du plan d'eau η :</i>	$\frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{H}{8} \left(\frac{\pi H}{L} \right) \frac{1}{\sinh^2(kd)} \left[1 - \frac{3 \cosh(2k(z+d))}{2 \sinh^2(kd)} \right] \sin 2(kx - \omega t)$
<i>Vitesse horizontale u :</i>	$\frac{\pi H}{T(kd)} \cos(kx - \omega t) + \frac{3}{4} \frac{\pi H}{T} \left(\frac{\pi H}{L} \right) \frac{\cosh(2k(z+d))}{\sinh^4(kd)} \cos 2(kx - \omega t)$
<i>Vitesse verticale w :</i>	$\frac{\pi H}{T} \left(1 + \frac{z}{d} \right) \sin(kx - \omega t) + \frac{3}{4} \frac{\pi H}{T} \left(\frac{\pi H}{L} \right) \frac{\sinh(2k(z+d))}{\sinh^4(kd)} \sin 2(kx - \omega t)$
<i>Accélération horizontale $\frac{\partial u}{\partial t}$:</i>	$\frac{2\pi^2 H}{T^2(kd)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3\pi^2 H}{T^2} \left(\frac{\pi H}{L} \right) \frac{\cosh(2k(z+d))}{\sinh^4(kd)} \sin 2(kx - \omega t)$
<i>Accélération verticale $\frac{\partial w}{\partial t}$:</i>	$-\frac{2\pi^2 H}{T^2} \left(1 + \frac{z}{d} \right) \cos(kx - \omega t) - \frac{3\pi^2 H}{T^2} \left(\frac{\pi H}{L} \right) \frac{\sinh(2k(z+d))}{\sinh^4(kd)} \cos 2(kx - \omega t)$
<i>Pression p</i>	$-\rho g z + \frac{1}{2} \rho g H \cos(kx - \omega t) + \frac{3}{4} \rho g H \left(\frac{\pi H}{L} \right) \frac{1}{\sinh(2kd)} \left[\frac{\cosh(2k(z+d))}{\sinh^2(kd)} \right] \cos 2(kx - \omega t)$
<i>Densité d'énergie E</i>	$\frac{1}{8} \rho g H^2 + O([\epsilon^4])$
<i>Flux d'énergie P</i>	$\frac{1}{16} \rho g H^2 c \left(1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \right) + O([\epsilon^4])$

Annexe II.1

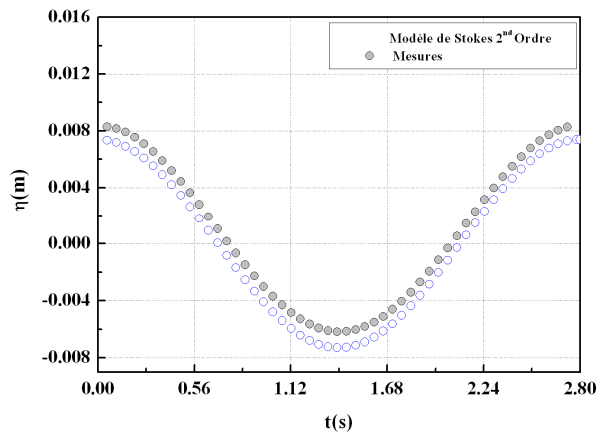
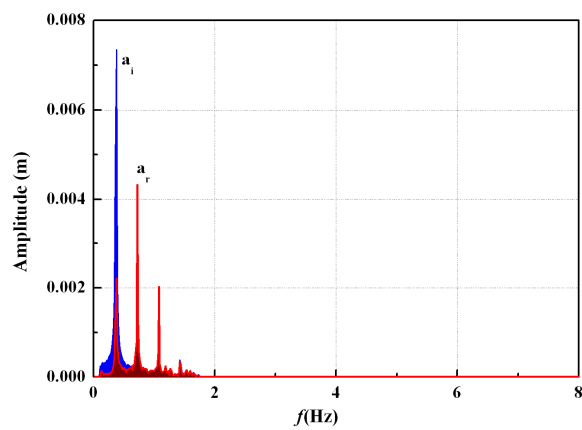
Spectre des houles incidentes et profils de surface libre- vague moyenne -
pour $d=0,270$ m.



a) $T = 5,30$ s



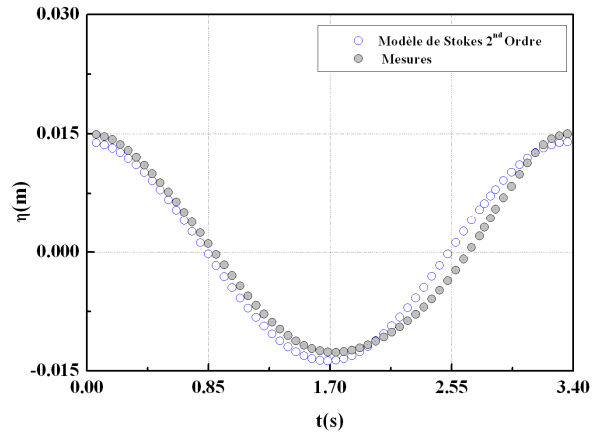
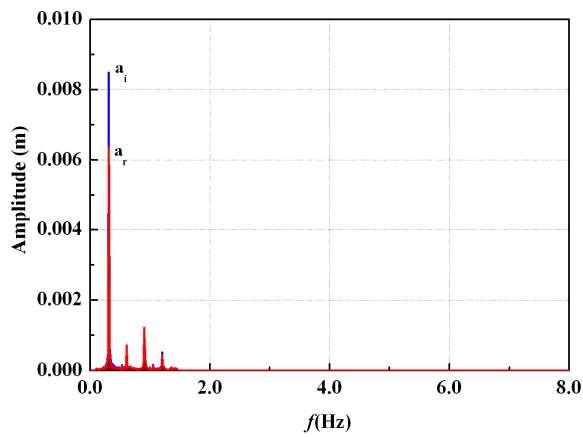
b) $T = 3,20$ s



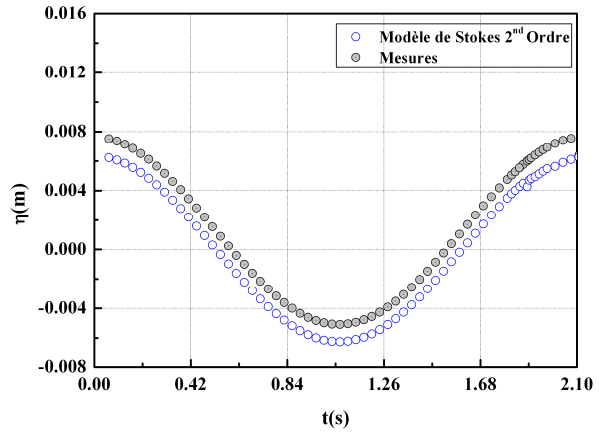
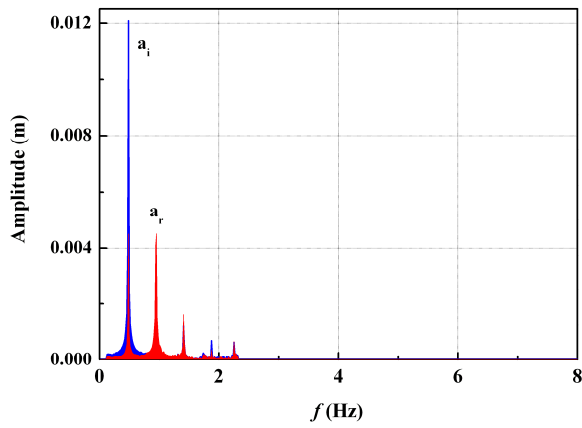
c) $T = 2,80$ s

Annexe II.2

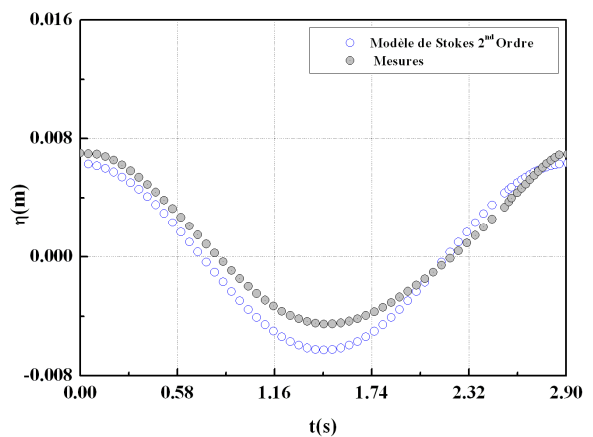
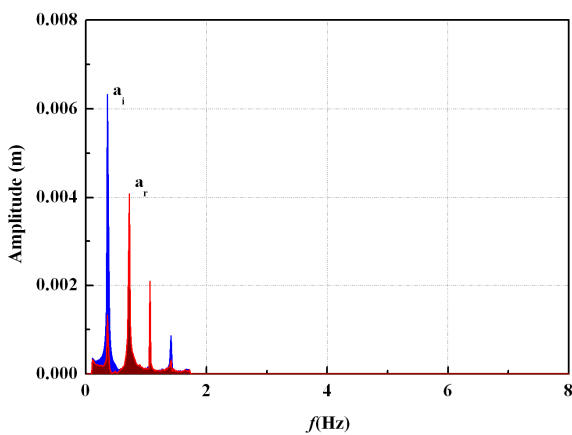
Spectre des houles incidentes et profils de surface libre-vague moyenne-
pour $d=0,260$ m



a) $T=3,40$ s



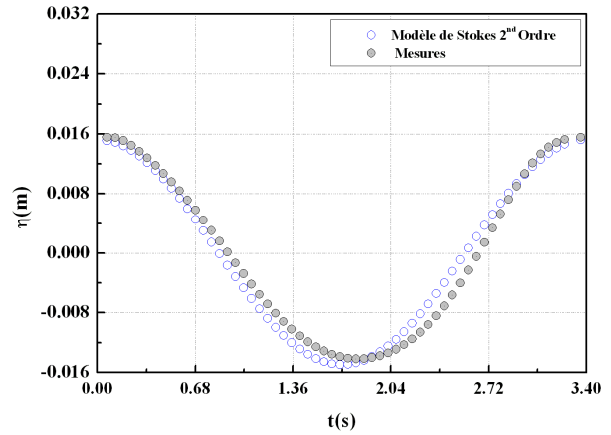
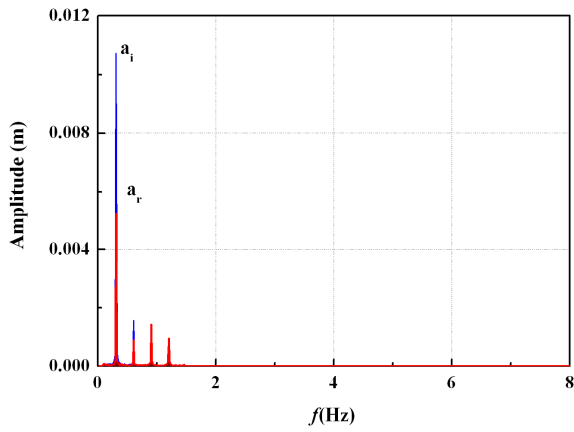
b) $T=2,10$



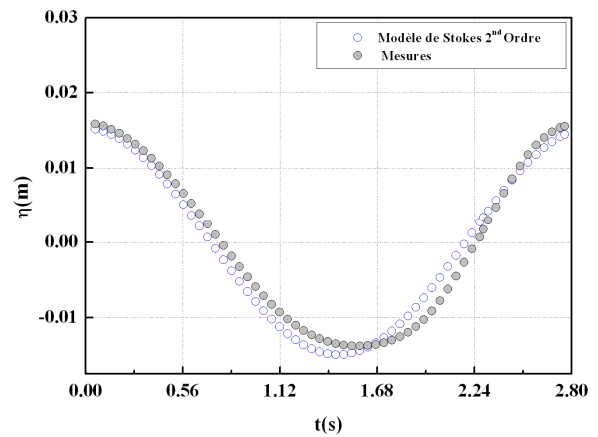
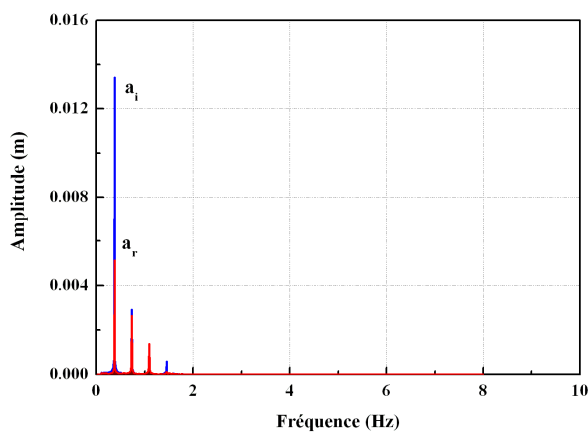
c) $T=2,90$ s

Annexe II.3

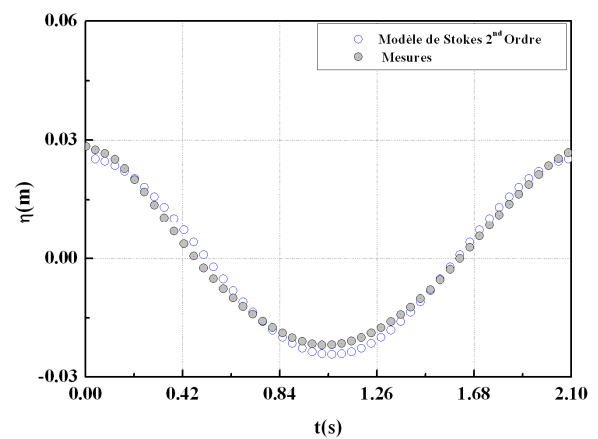
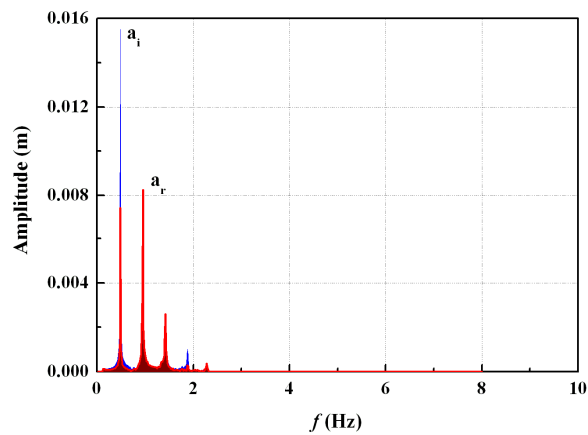
Spectre des houles incidentes et profils de surface libre vague moyenne -
pour $d=0,250$ m.



a) $T=3,4$ s



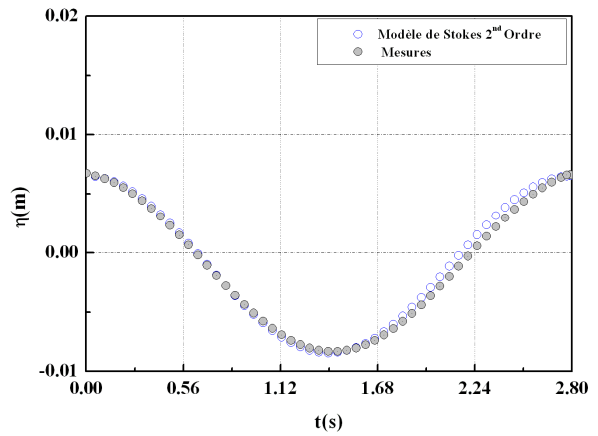
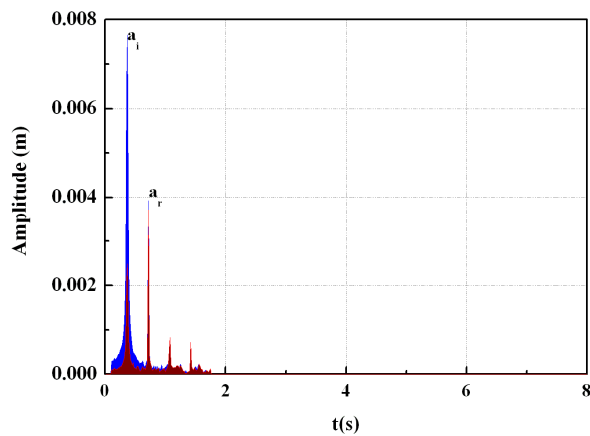
b) $T=2,80$ s



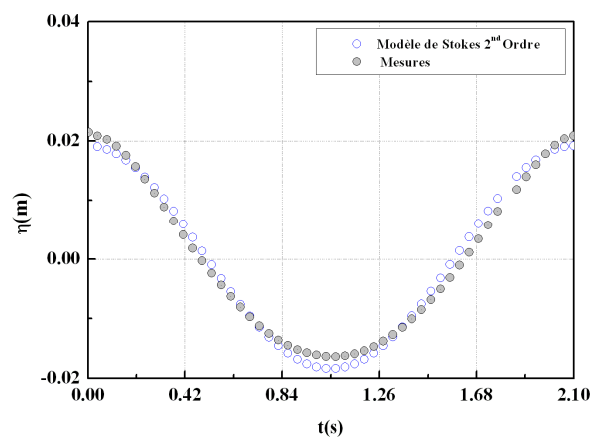
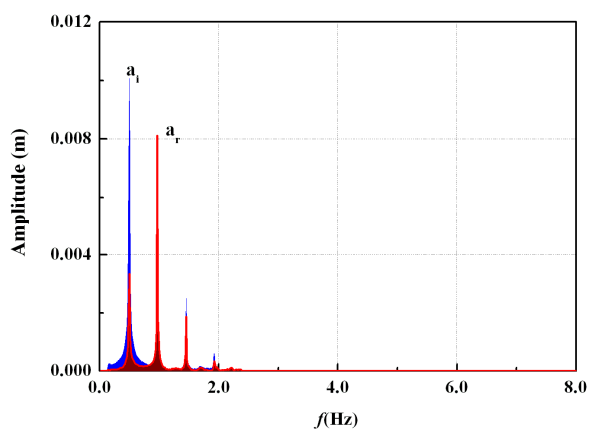
c) $T=2,10$ s

Annexe II.4

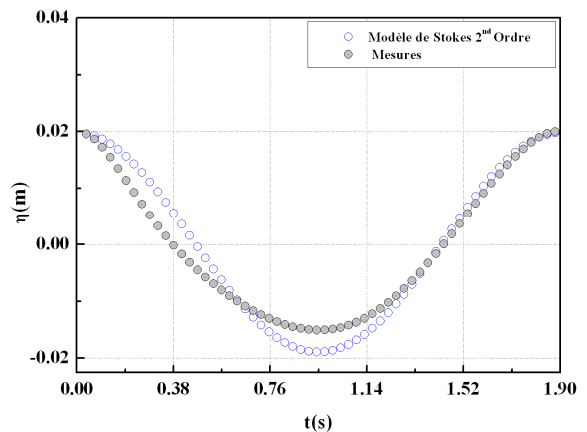
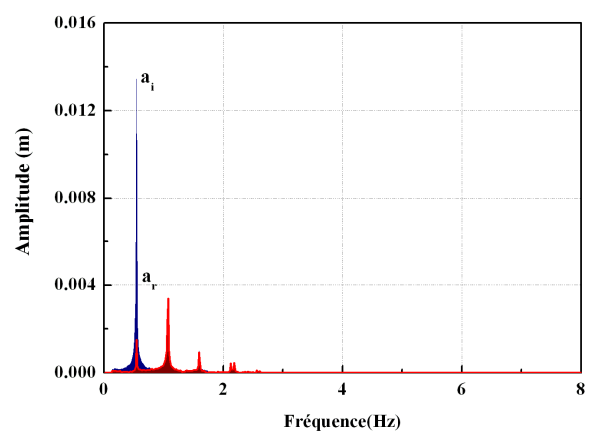
Spectre des houles incidentes et profils de surface libre -vague moyenne -
pour $d=0,240$ m.



a) $T=2,80$ s



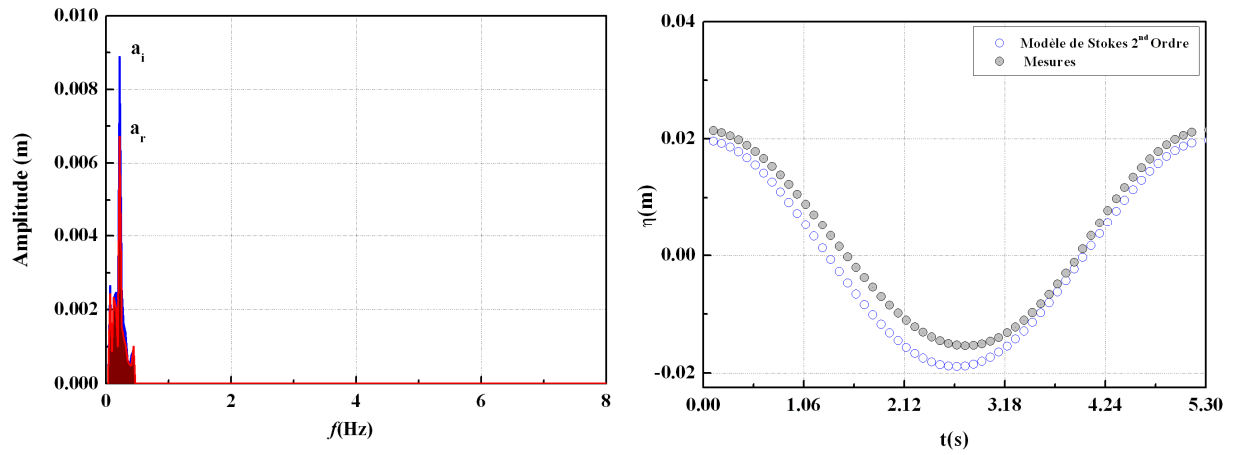
b) $T=2,10$ s



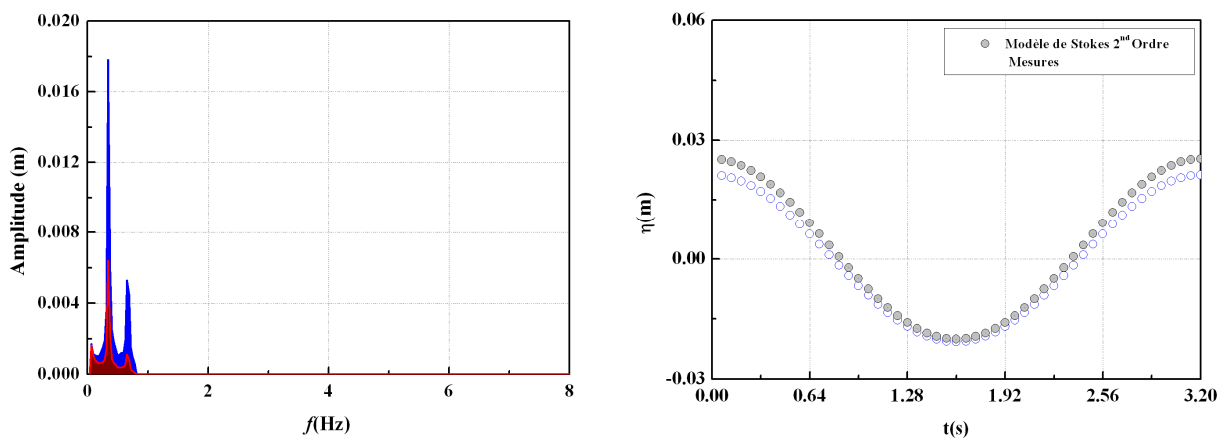
c) $T=1,90$ s

Annexe II.5

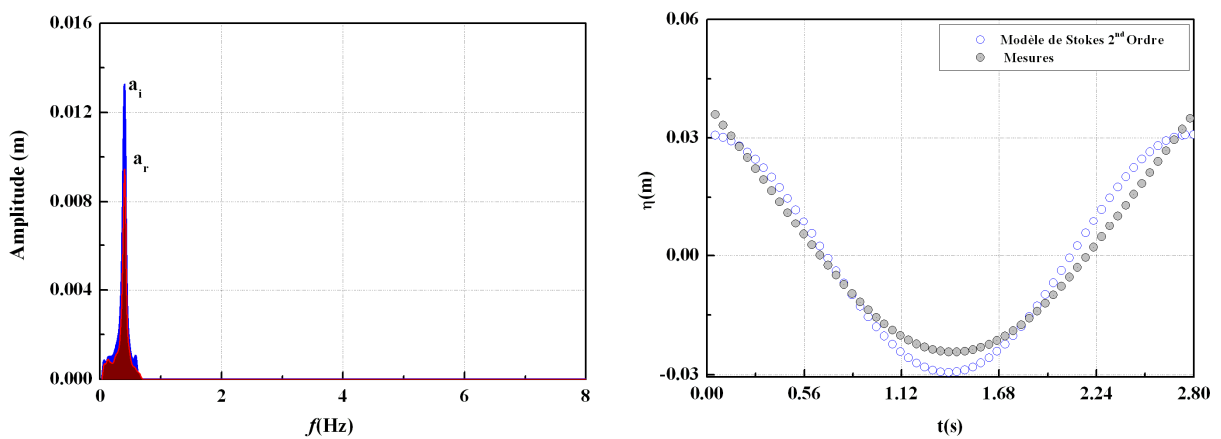
Spectre des houles incidentes et profils de surface libre -vague moyenne -
pour $d=0,230$ m.



a) $T=5,30$ s



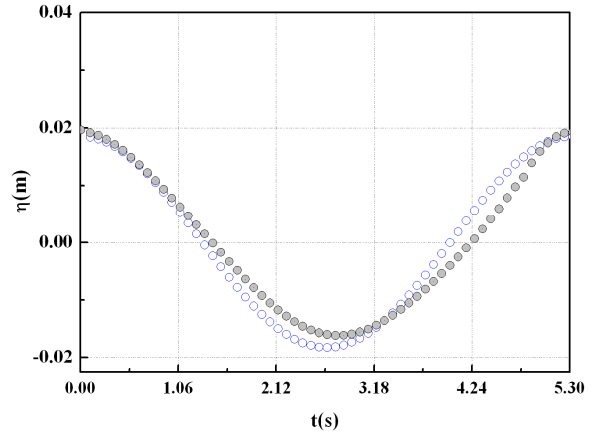
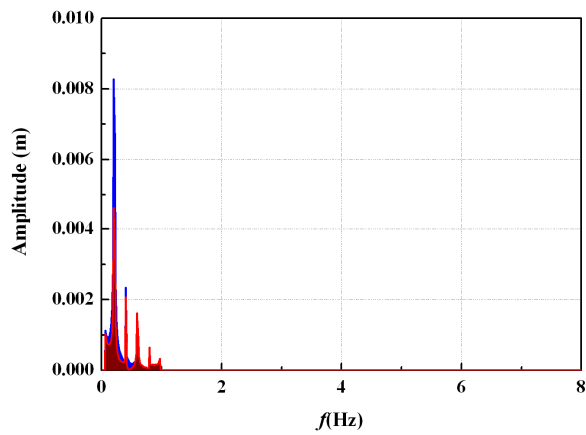
b) $T=3,20$ s



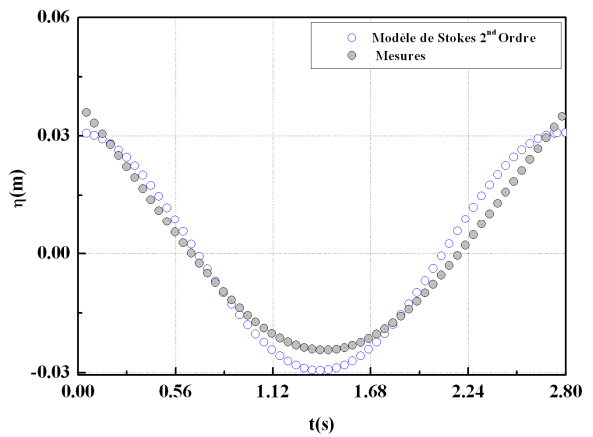
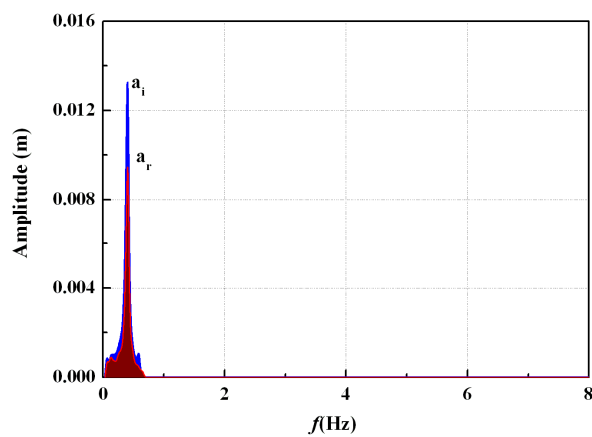
c) $T=2,80$ s

Annexe II.6

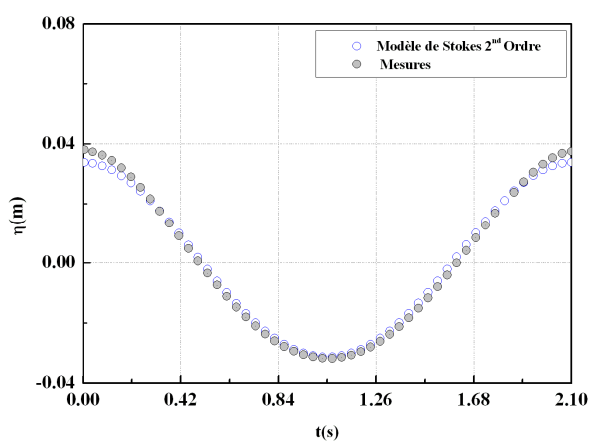
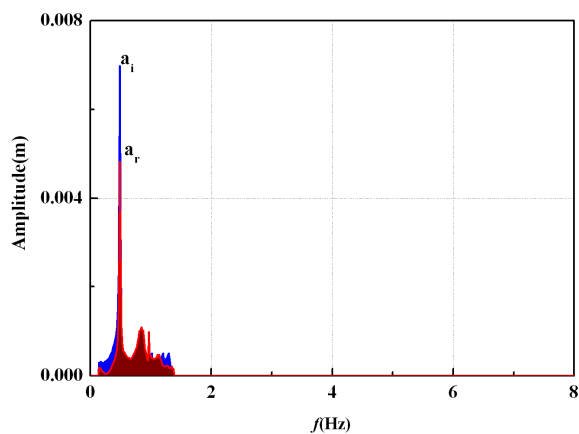
Spectre des houles incidentes et profils de surface libre -vague moyenne -
pour $d=0,210$ m.



a) $T=5,30$ s



b) $T=2,80$ s

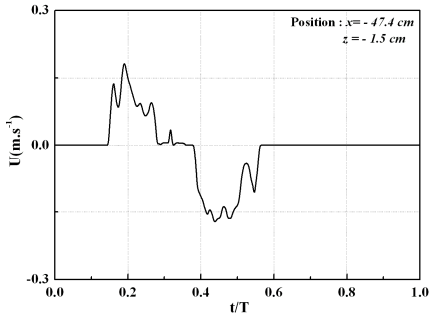


c) $T=2,10$ s

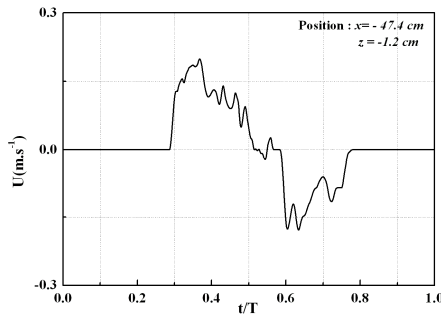
Annexe III.1

Evolution du profil des vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs :

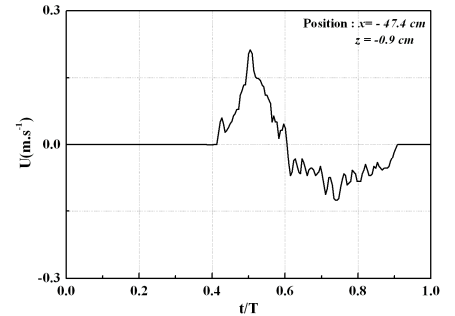
- Conditions de houle : $T = 4,6$ s ; $H = 1,43 \cdot 10^{-2}$ m ; $\frac{d}{L} = 0,034$.
- Profondeur d'eau $d = 0,230$ m.



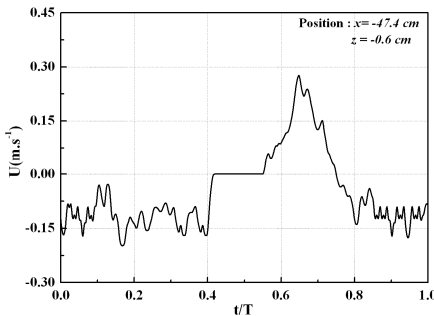
a) $z = -1,5$ cm



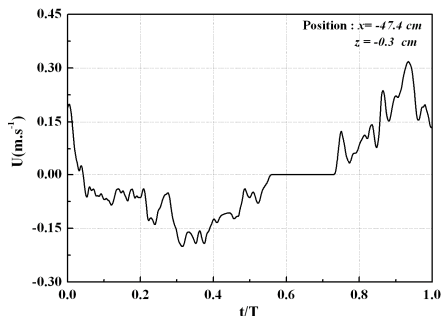
b) $z = -1,2$ cm



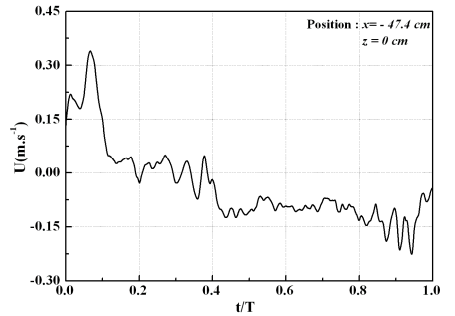
c) $z = -0,9$ cm



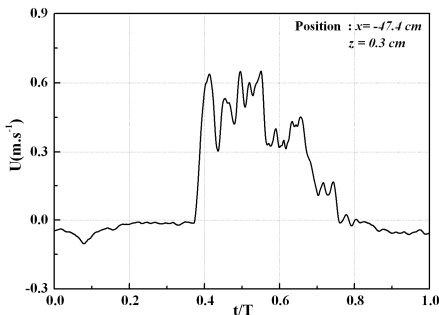
d) $z = -0,6$ cm



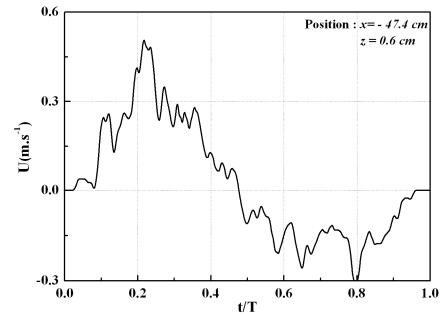
e) $z = -0,3$ cm



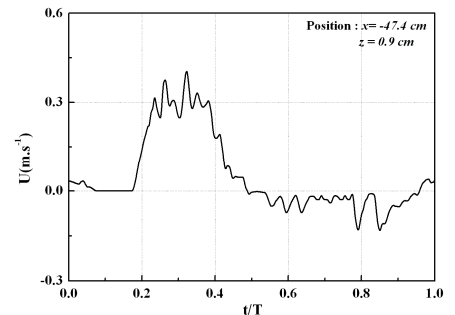
f) $z = 0$ cm



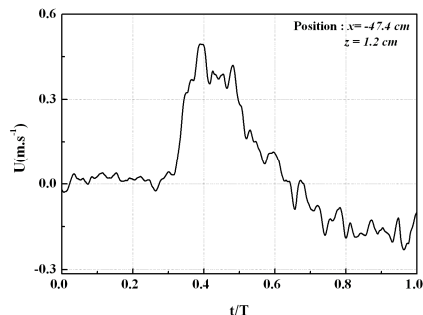
g) $z = 0,3$ cm



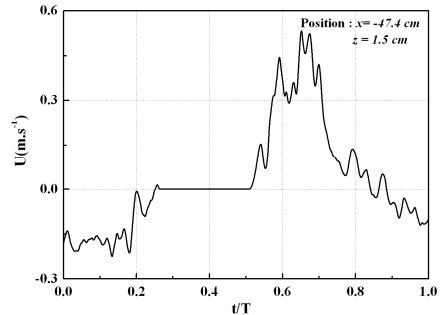
h) $z = 0,6$ cm



i) $z = 0,9$ cm



j) $z = 1,2$ cm

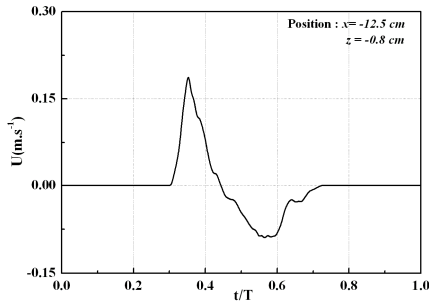


h) $z = 1,5$ cm

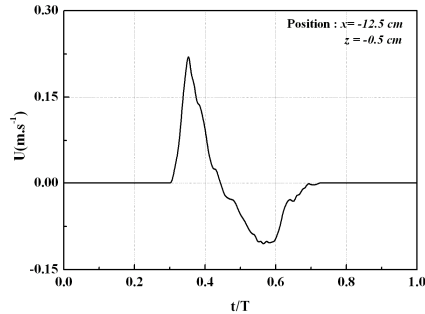
Annexe III.2

Evolution du profil des vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs :

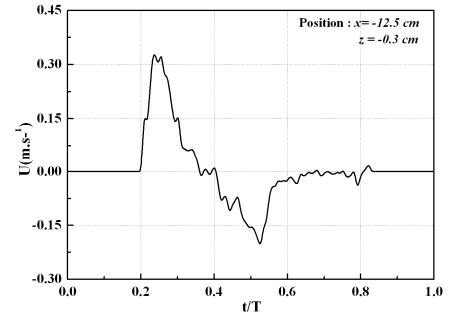
- Conditions de houle : $T = 3,2$ s ; $H = 3,4 \cdot 10^{-2}$ m ; $\frac{d}{L} = 0,054$.
- Profondeur d'eau $d = 0,285$ m



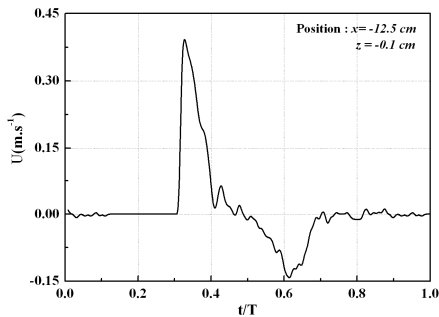
a) $z = -0,8$ cm



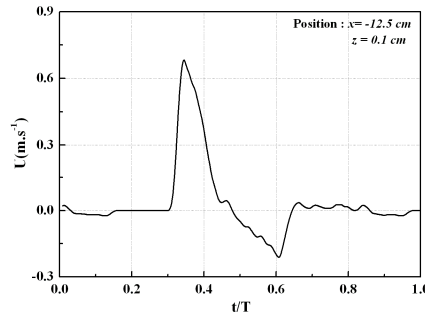
b) $z = -0,5$ cm



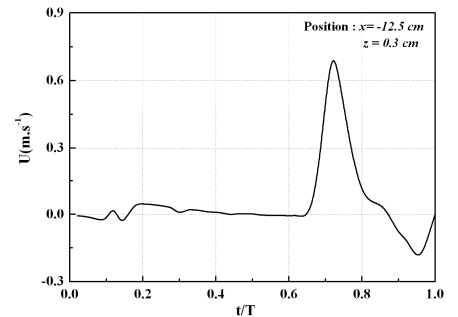
c) $z = -0,3$ cm



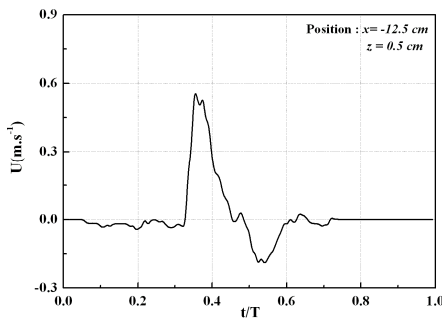
d) $z = -0,1$ cm



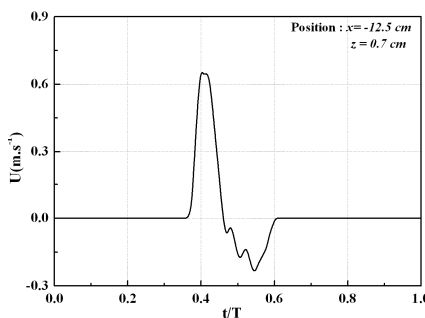
e) $z = 0,1$ cm



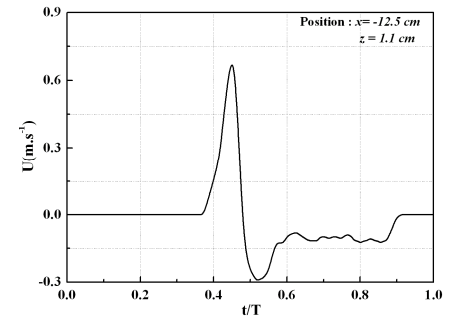
f) $z = 0,3$ cm



g) $z = 0,5$ cm



h) $z = 0,7$ cm

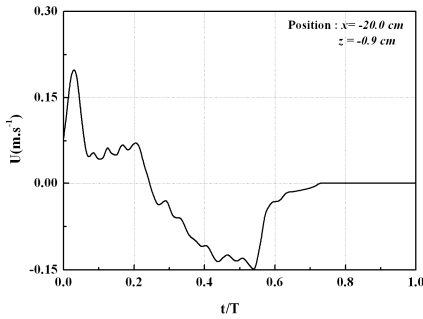


g) $z = 1,1$ cm

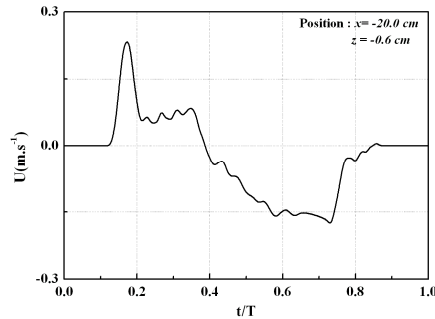
Annexe III.3

Evolution du profil des vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs :

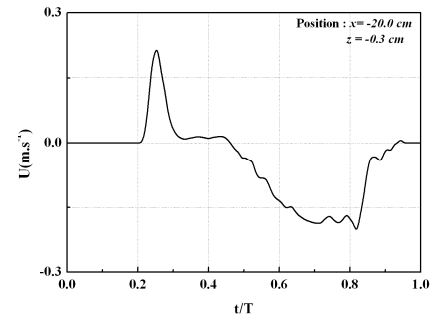
- Conditions de houle : $T = 2,1 \text{ s}$; $H = 3,76 \cdot 10^{-2} \text{ m}$; $\frac{d}{L} = 0,08$
- Profondeur d'eau $d = 0,240 \text{ m}$



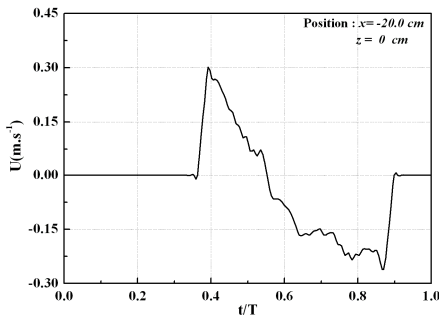
a) $z = -0,9 \text{ cm}$



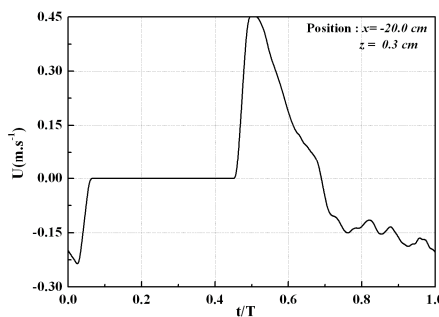
b) $z = -0,6 \text{ cm}$



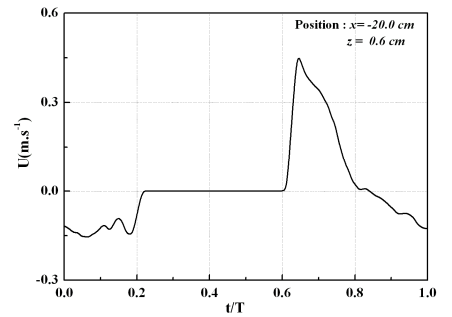
c) $z = -0,3 \text{ cm}$



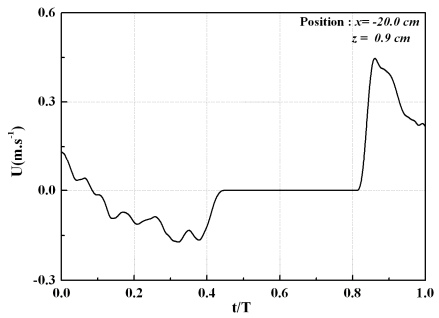
d) $z = 0 \text{ cm}$



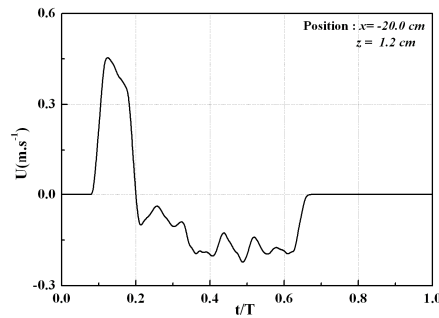
e) $z = 0,3 \text{ cm}$



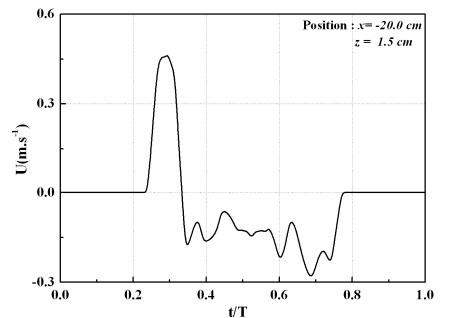
f) $z = 0,6 \text{ cm}$



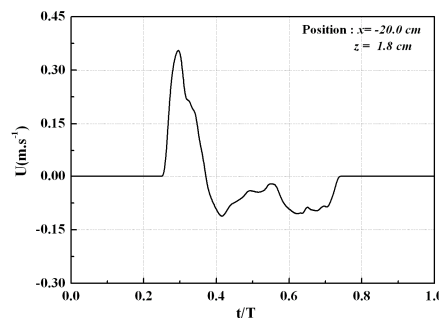
g) $z = 0,9 \text{ cm}$



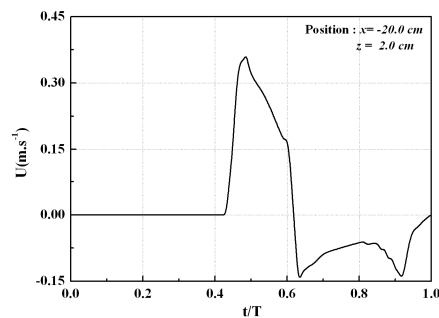
h) $z = 1,2 \text{ cm}$



i) $z = 1,5 \text{ cm}$



j) $z = 1,8 \text{ cm}$

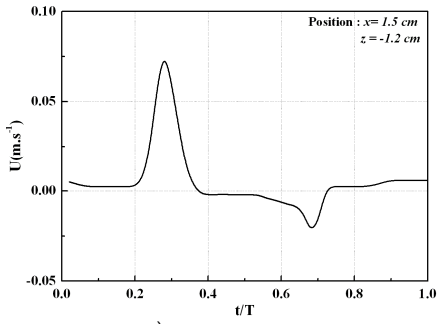


k) $z = 2,0 \text{ cm}$

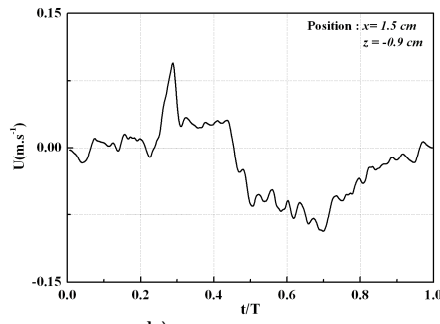
Annexe III.4

Evolution du profil des vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs :

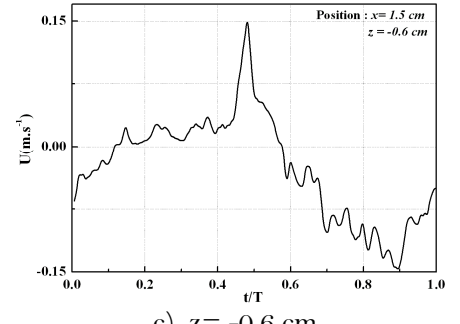
- Conditions de houle : $T = 3,2 \text{ s}$; $H = 3,60 \cdot 10^{-2} \text{ m}$; $\frac{d}{L} = 0,055$.
- Profondeur d'eau $d = 0,270 \text{ m}$



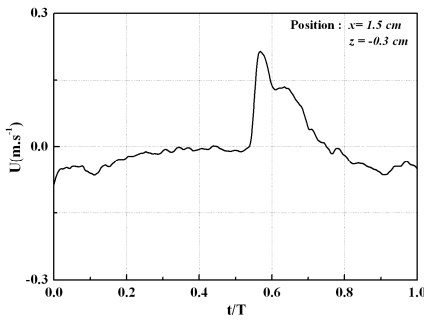
a) $z = -1,2 \text{ cm}$



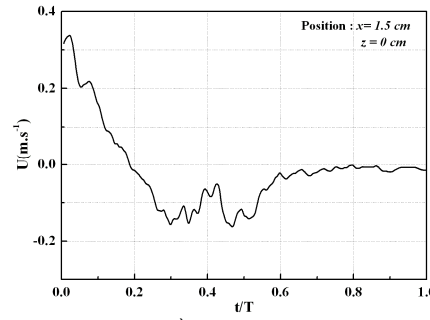
b) $z = -0,9 \text{ cm}$



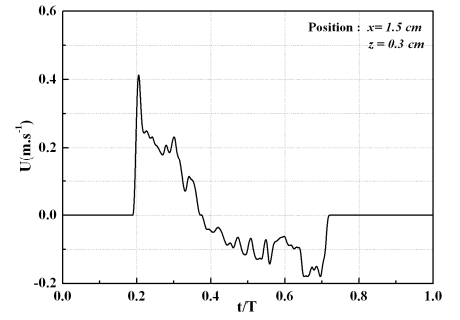
c) $z = -0,6 \text{ cm}$



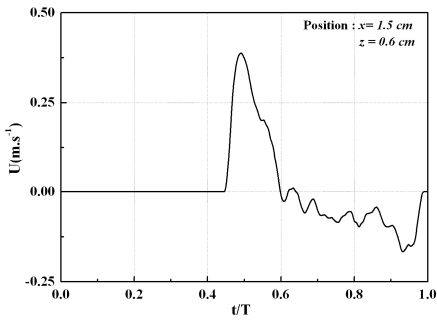
d) $z = -0,3 \text{ cm}$



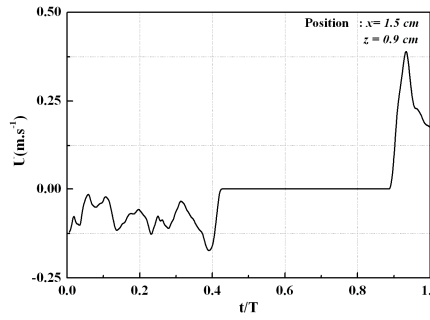
e) $z = 0 \text{ cm}$



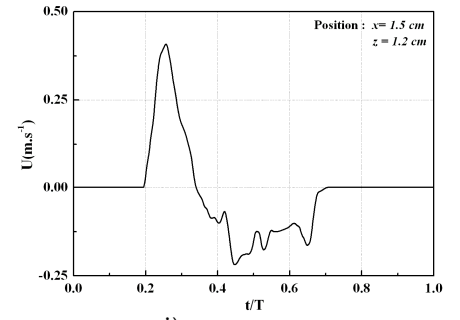
f) $z = 0,3 \text{ cm}$



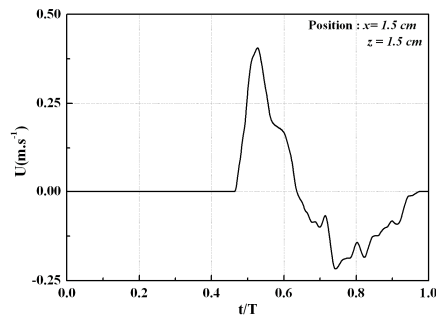
g) $z = 0,6 \text{ cm}$



h) $z = 0,9 \text{ cm}$



i) $z = 1,2 \text{ cm}$

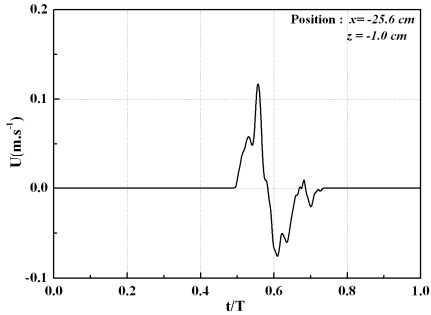


j) $z = 1,5 \text{ cm}$

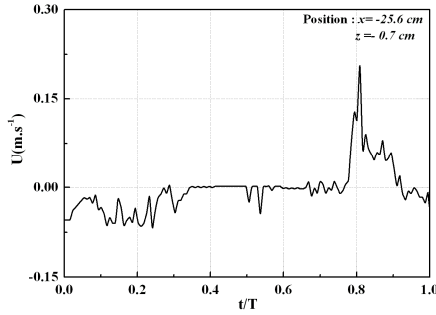
Annexe III.5

Evolution du profil des vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs :

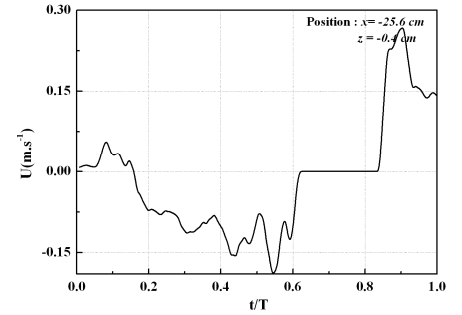
- Conditions de houle : $T = 2,10$ s ; $H = 1,71 \cdot 10^{-2}$ m ; $\frac{d}{L} = 0,078$,
- Profondeur d'eau $d = 0,260$ m



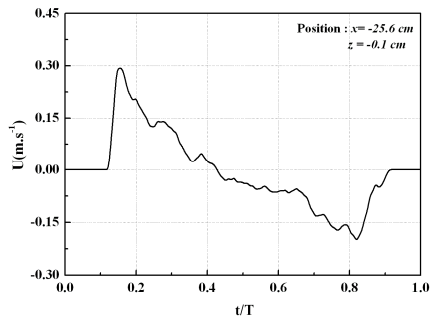
a) $z = -1,0$ cm



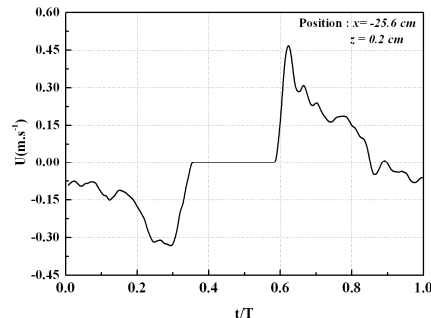
b) $z = -0,7$ cm



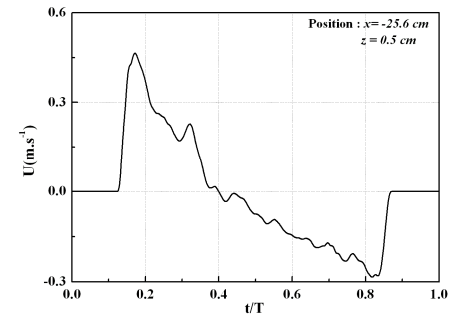
c) $z = -0,4$ cm



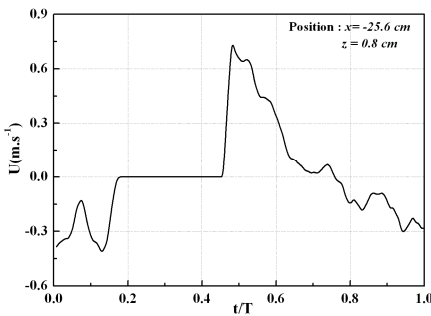
d) $z = -0,1$ cm



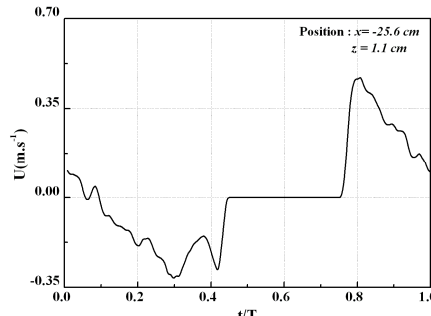
e) $z = 0,2$ cm



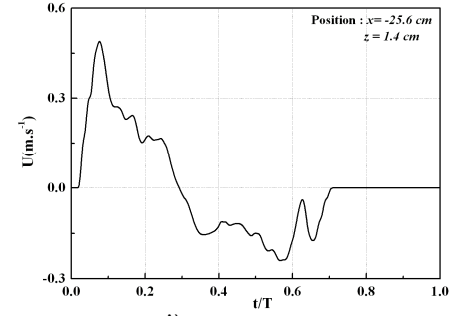
f) $z = 0,5$ cm



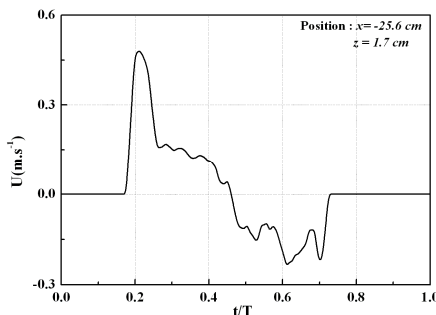
g) $z = 0,8$ cm



h) $z = 1,1$ cm



i) $z = 1,4$ cm

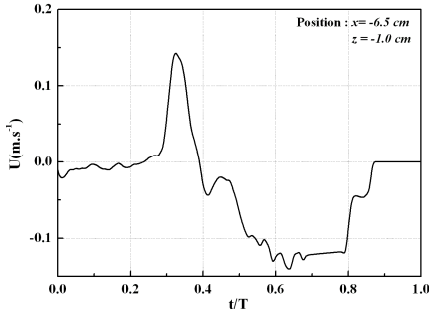


j) $z = 1,7$ cm

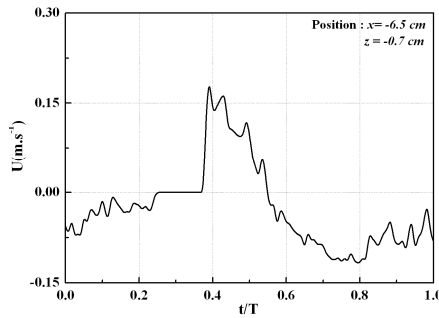
Annexe III.6

Evolution du profil des vitesses instantanées du swash à différentes hauteurs :

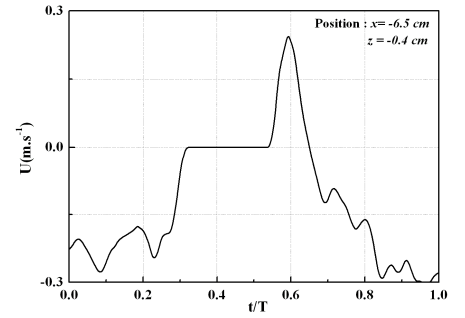
- Conditions de houle : $T = 2,4 \text{ s}$; $H = 2,89 \cdot 10^{-2} \text{ m}$; $\frac{d}{L} = 0,072$.
- Profondeur d'eau $d = 0,250 \text{ m}$



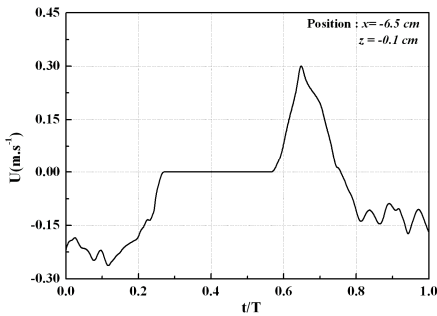
a) $z = -1,0 \text{ cm}$



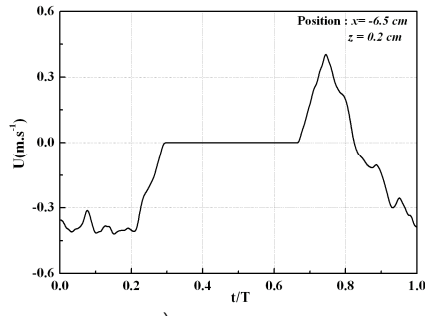
b) $z = -0,7 \text{ cm}$



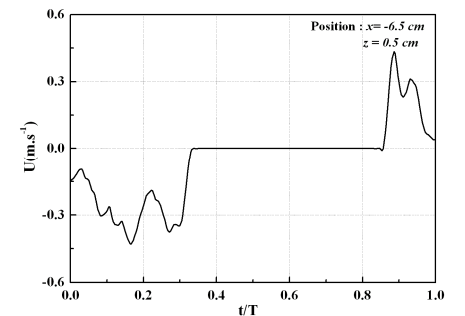
c) $z = -0,4 \text{ cm}$



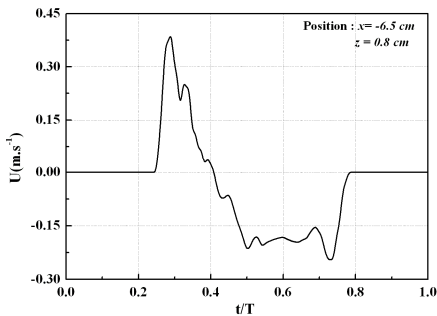
d) $z = -0,1 \text{ cm}$



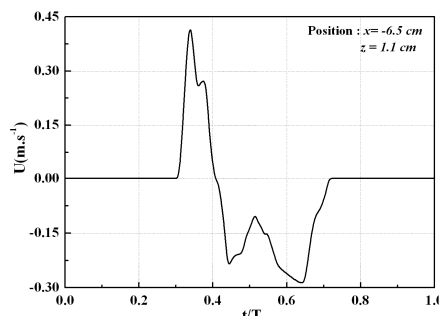
e) $z = 0,2 \text{ cm}$



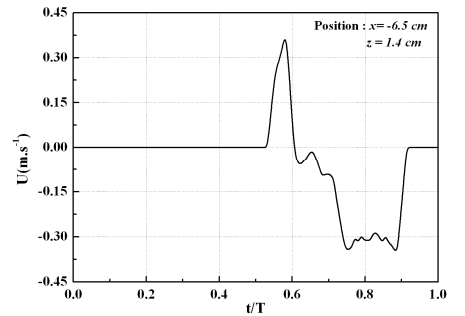
f) $z = 0,5 \text{ cm}$



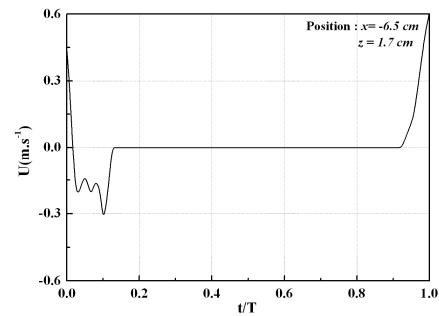
g) $z = 0,8 \text{ cm}$



h) $z = 1,1 \text{ cm}$



i) $z = 1,4 \text{ cm}$

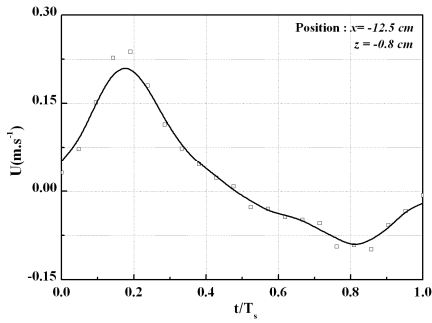


j) $z = 1,7 \text{ cm}$

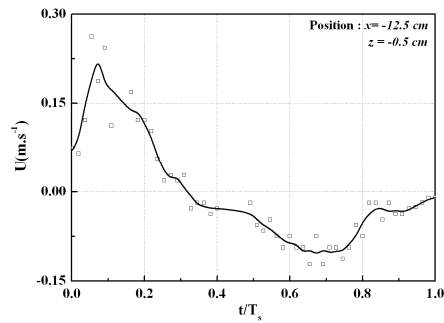
Annexe IV.1

Profil des vitesses du swash normalisé suivant la durée du swash.

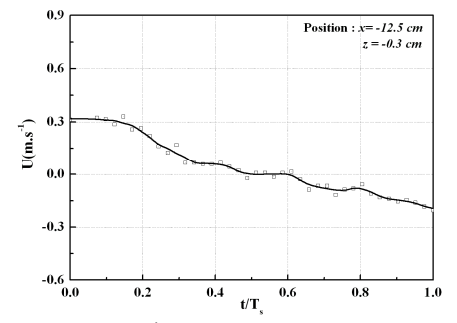
- Conditions de houle : $T = 3,2$ s ; $H = 3,4 \cdot 10^{-2}$ m
- Profondeur d'eau $d = 0,285$ m



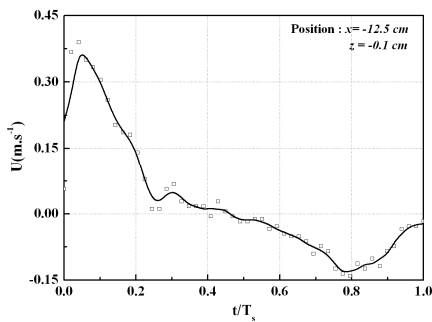
a) $z = -0,8$ cm



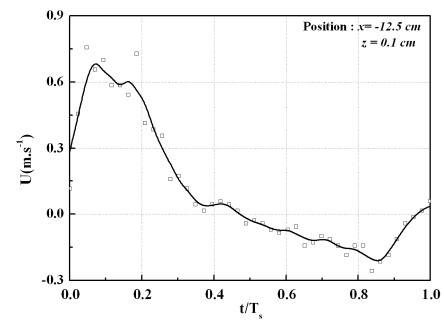
b) $z = -0,5$ cm



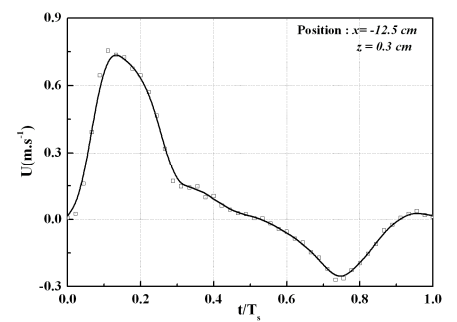
c) $z = -0,3$ cm



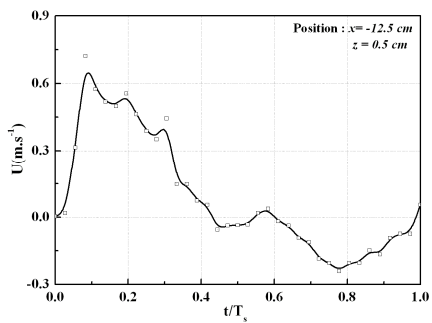
d) $z = -0,1$ cm



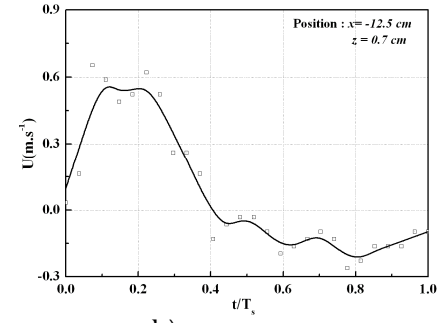
e) $z = 0,1$ cm



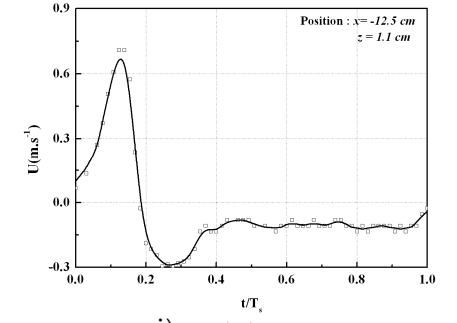
f) $z = 0,3$ cm



g) $z = 0,5$ cm



h) $z = 0,7$ cm

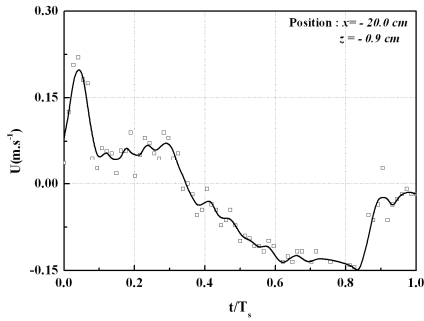


i) $z = 1,1$ cm

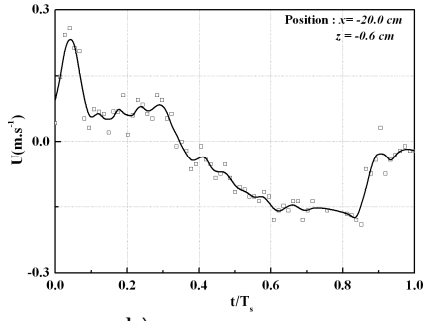
Annexe IV.2

Profil des vitesses normalisé suivant la durée du swash.

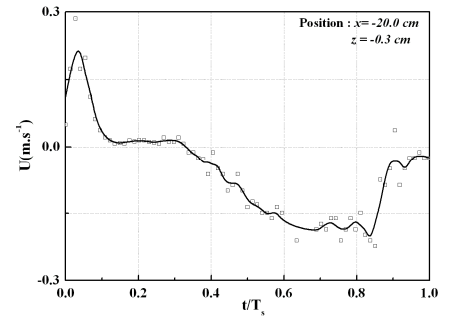
- Conditions de houle : $T = 2,1$ s ; $H = 3,76 \cdot 10^{-2}$ m ;
- Profondeur d'eau $d = 0,240$ m



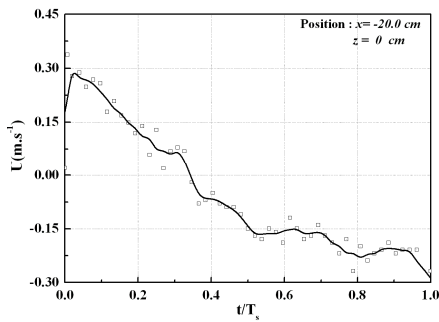
a) $z = -0,9$ cm



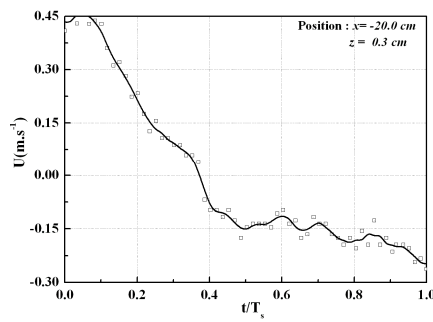
b) $z = -0,6$ cm



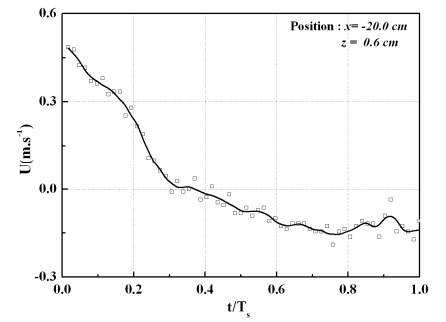
c) $z = -0,3$ cm



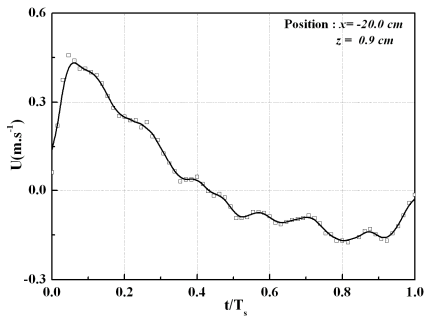
d) $z = 0$ cm



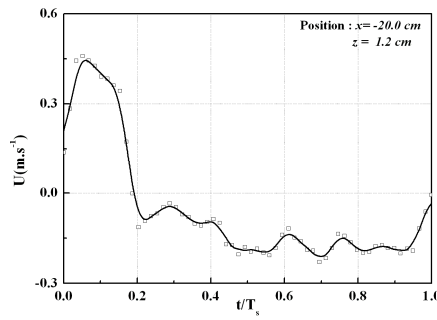
e) $z = 0,3$ cm



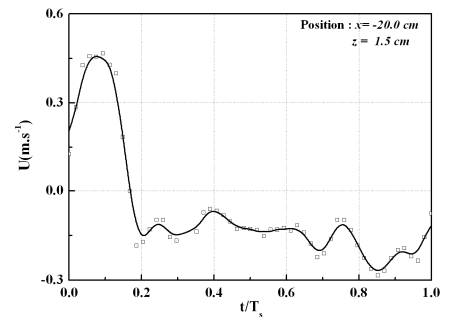
f) $z = 0,6$ cm



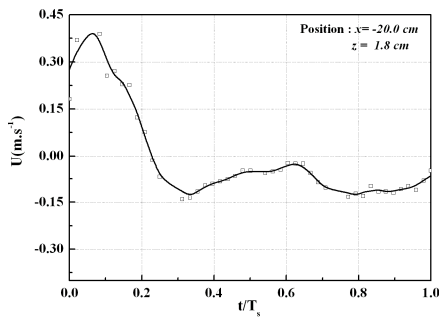
g) $z = 0,9$ cm



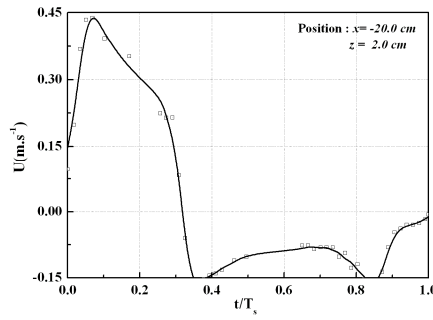
h) $z = 1,2$ cm



i) $z = 1,5$ cm



j) $z = 1,8$ cm

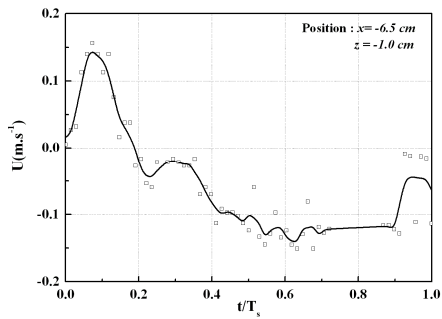


k) $z = 2,0$ cm

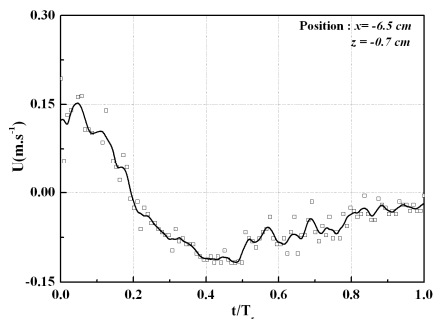
Annexe IV.3

Profil des vitesses du swash normalisé suivant la durée du swash.

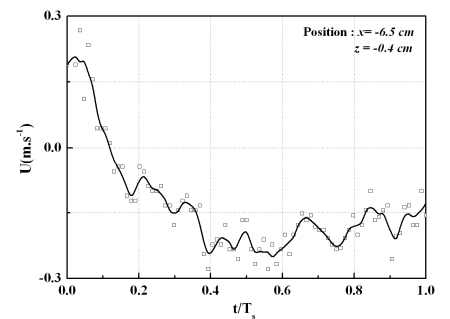
- Conditions de houle : $T = 2,4 \text{ s}$; $H = 2,89 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
- Profondeur d'eau $d = 0,250 \text{ m}$



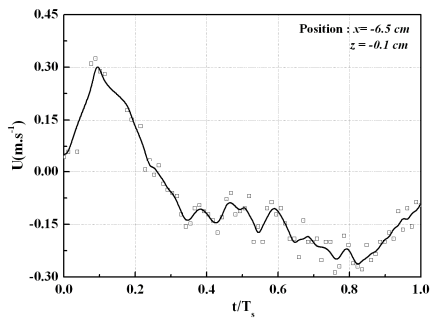
a) $z = -1,0 \text{ cm}$



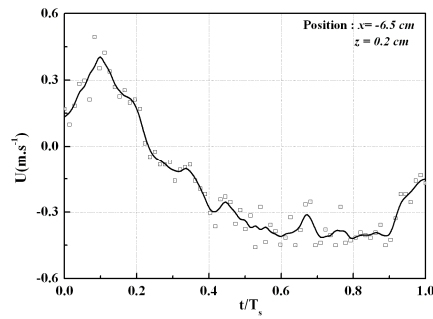
b) $z = -0,7 \text{ cm}$



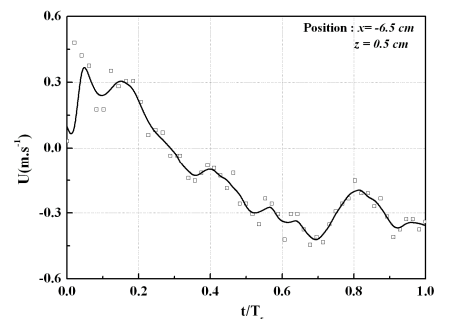
c) $z = -0,4 \text{ cm}$



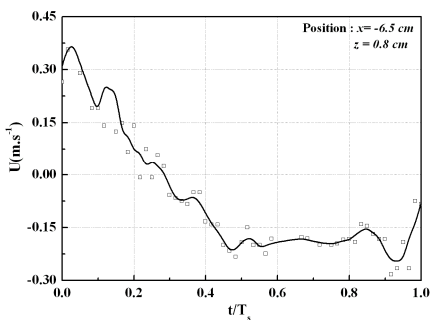
d) $z = -0,1 \text{ cm}$



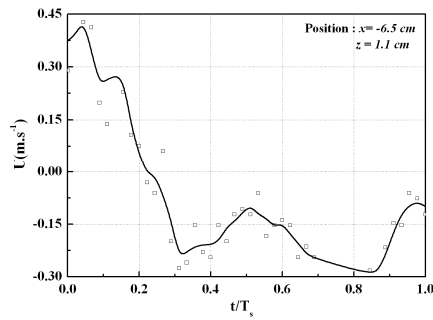
e) $z = 0,2 \text{ cm}$



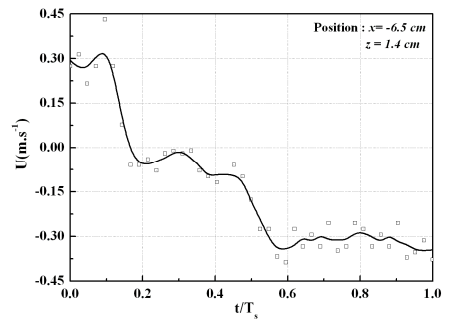
f) $z = 0,5 \text{ cm}$



g) $z = 0,8 \text{ cm}$



h) $z = 1,1 \text{ cm}$

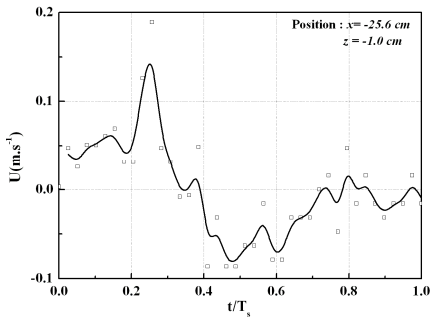


i) $z = 1,4 \text{ cm}$

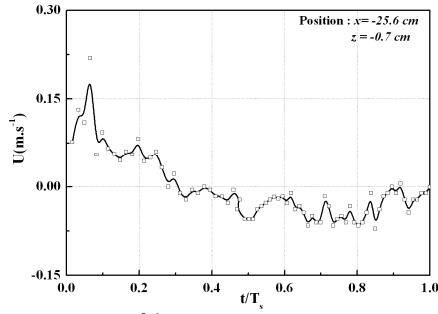
Annexe IV.4

Profil des vitesses normalisé suivant la durée du swash.

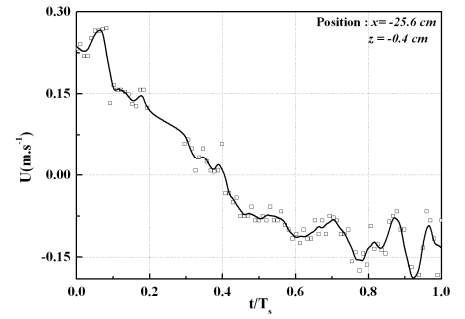
- Conditions de houle : $T = 2,10$ s ; $H = 1,71 \cdot 10^{-2}$ m
- Profondeur d'eau $d = 0,260$ m



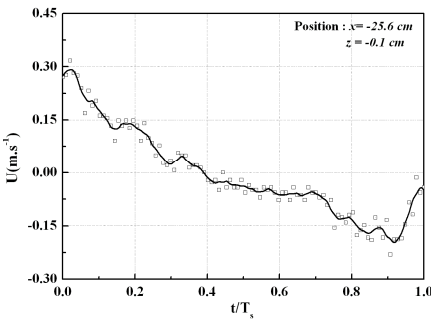
a) $z = -1,0$ cm



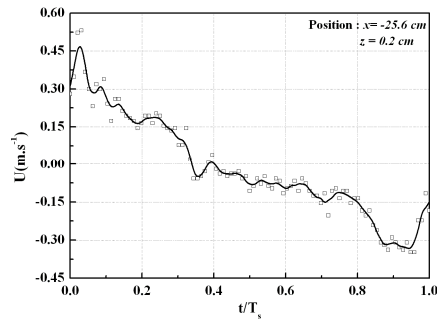
b) $z = -0,7$ cm



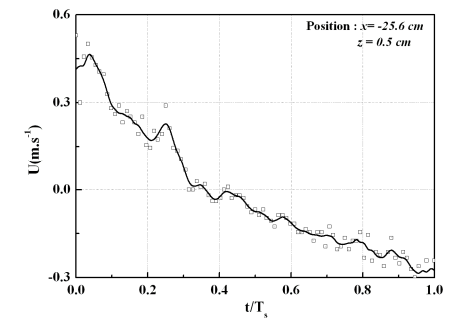
c) $z = -0,4$ cm



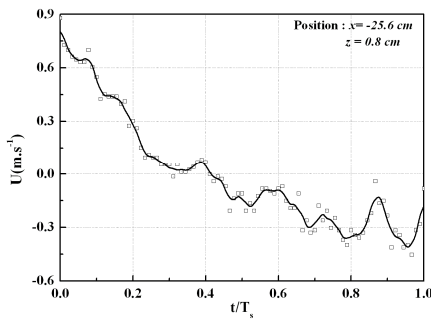
d) $z = -0,1$ cm



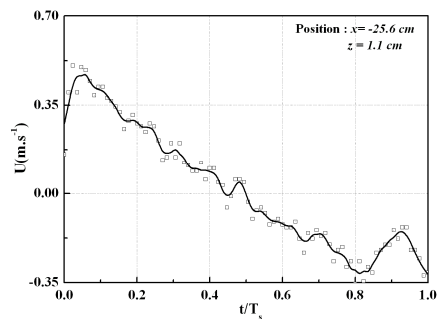
e) $z = 0,2$ cm



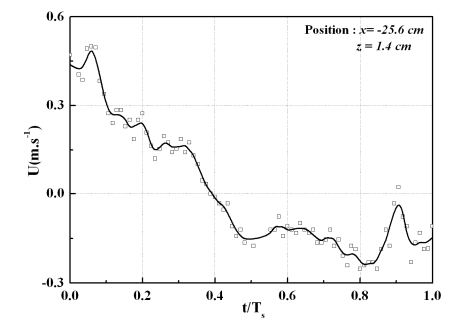
f) $z = 0,5$ cm



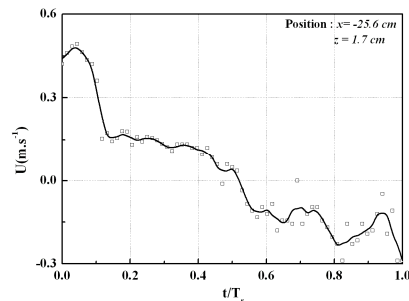
g) $z = 0,8$ cm



h) $z = 1,1$ cm



i) $z = 1,4$ cm

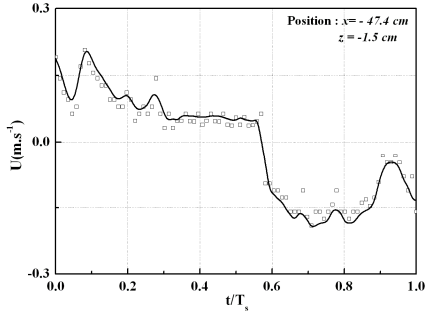


j) $z = 1,7$ cm

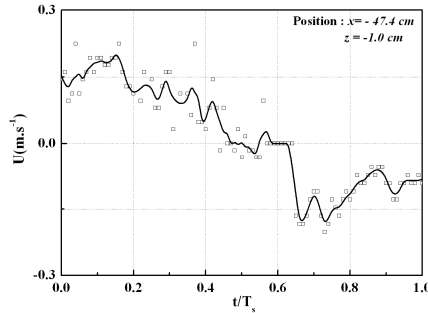
Annexe IV.5

Profil des Vitesses normalisé suivant la durée du swash.

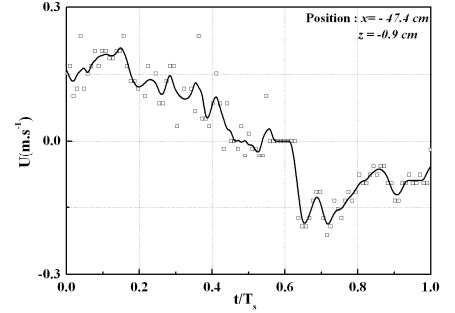
- $T = 4,6 \text{ s}$; $H = 1,43 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
- Profondeur d'eau $d = 0,230 \text{ m}$.



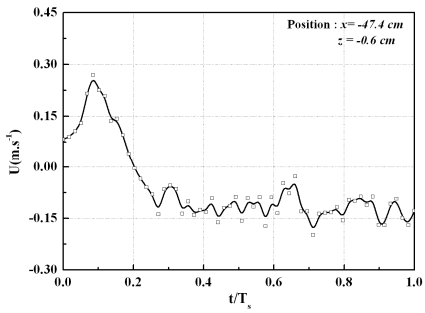
a) $z = -1,5 \text{ cm}$



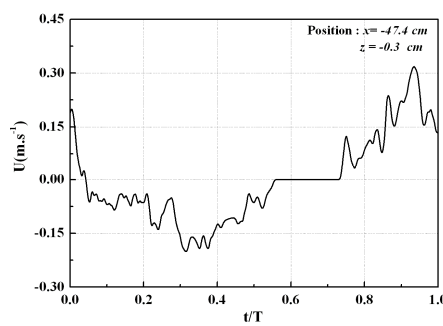
b) $z = -1,2 \text{ cm}$



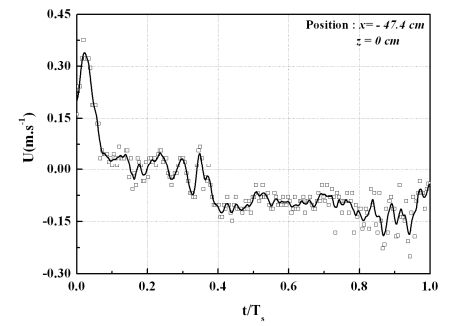
c) $z = -0,9 \text{ cm}$



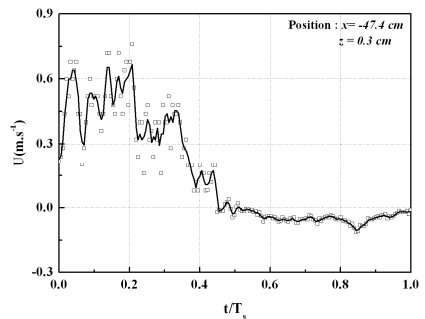
d) $z = -0,6 \text{ cm}$



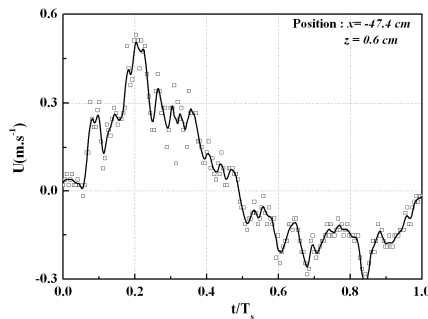
e) $z = -0,3 \text{ cm}$



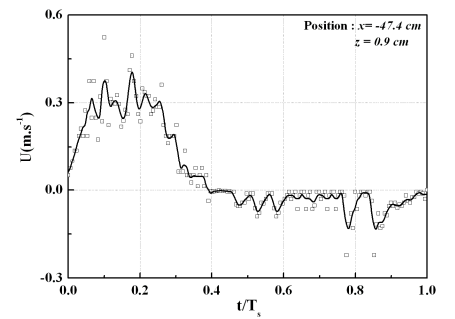
f) $z = 0 \text{ cm}$



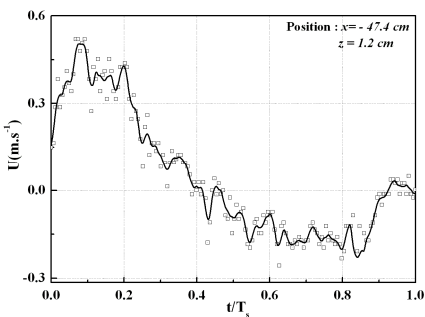
g) $z = 0,1 \text{ cm}$



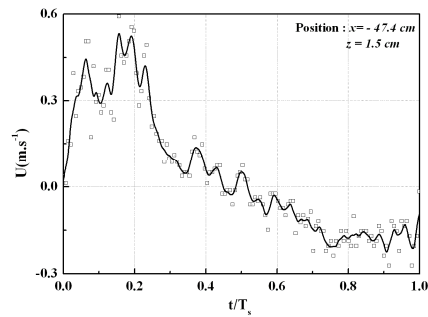
h) $z = 0,3 \text{ cm}$



i) $z = 0 \text{ cm}$



j) $z = 0 \text{ cm}$

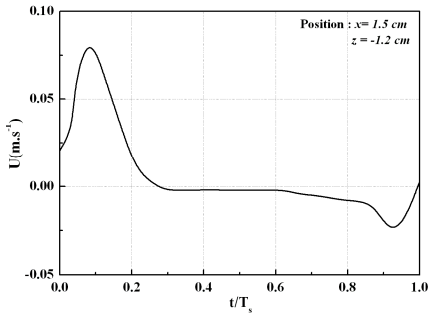


k) $z = 0 \text{ cm}$

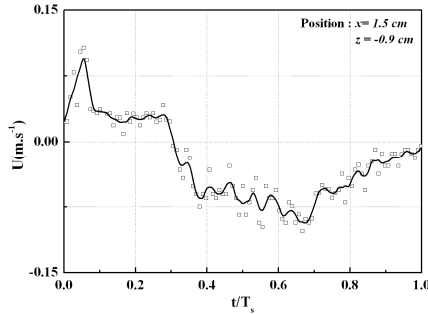
Annexe IV.6

Vitesse du swash normalisé suivant la durée du swash.

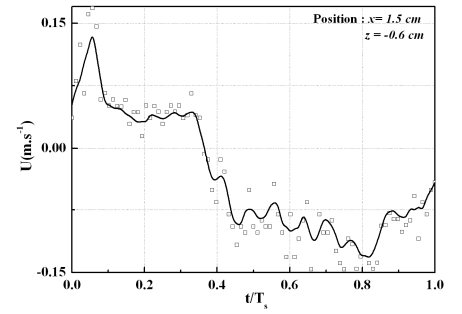
- Conditions de houle : $T = 3,2$ s ; $H = 3,60 \cdot 10^{-2}$ m
- Profondeur d'eau $d = 0,270$ m



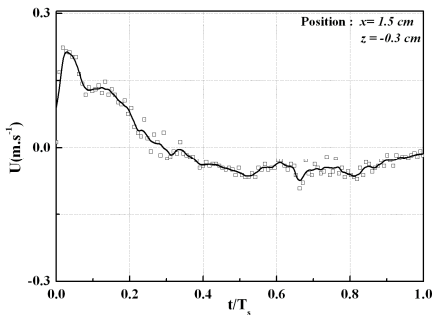
a) $z = -1,2$ cm



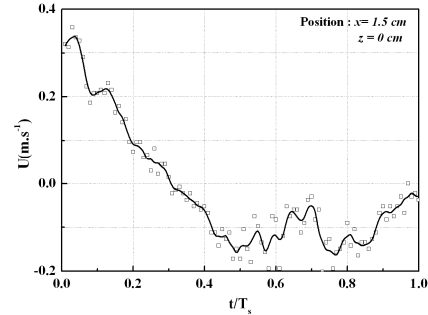
b) $z = -0,9$ cm



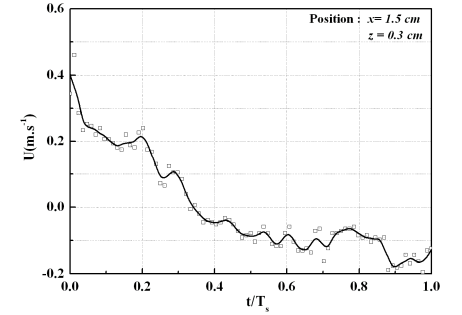
c) $z = -0,6$ cm



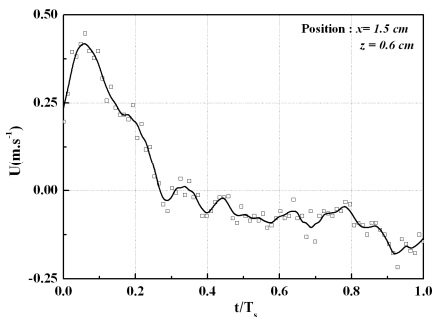
d) $z = -0,3$ cm



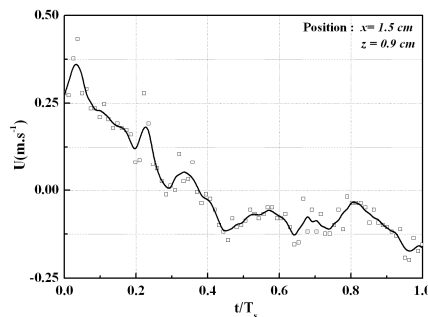
e) $z = 0$ cm



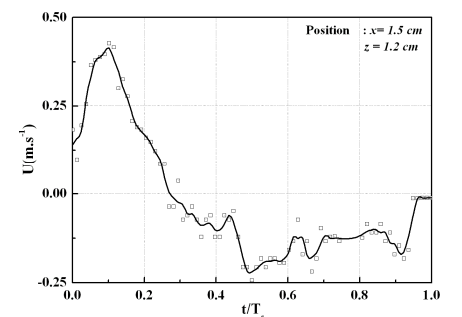
f) $z = 0,3$ cm



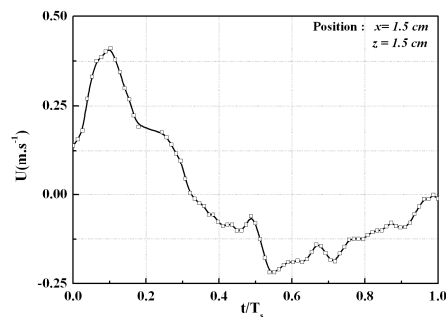
g) $z = 0,6$ cm



h) $z = 0,9$ cm



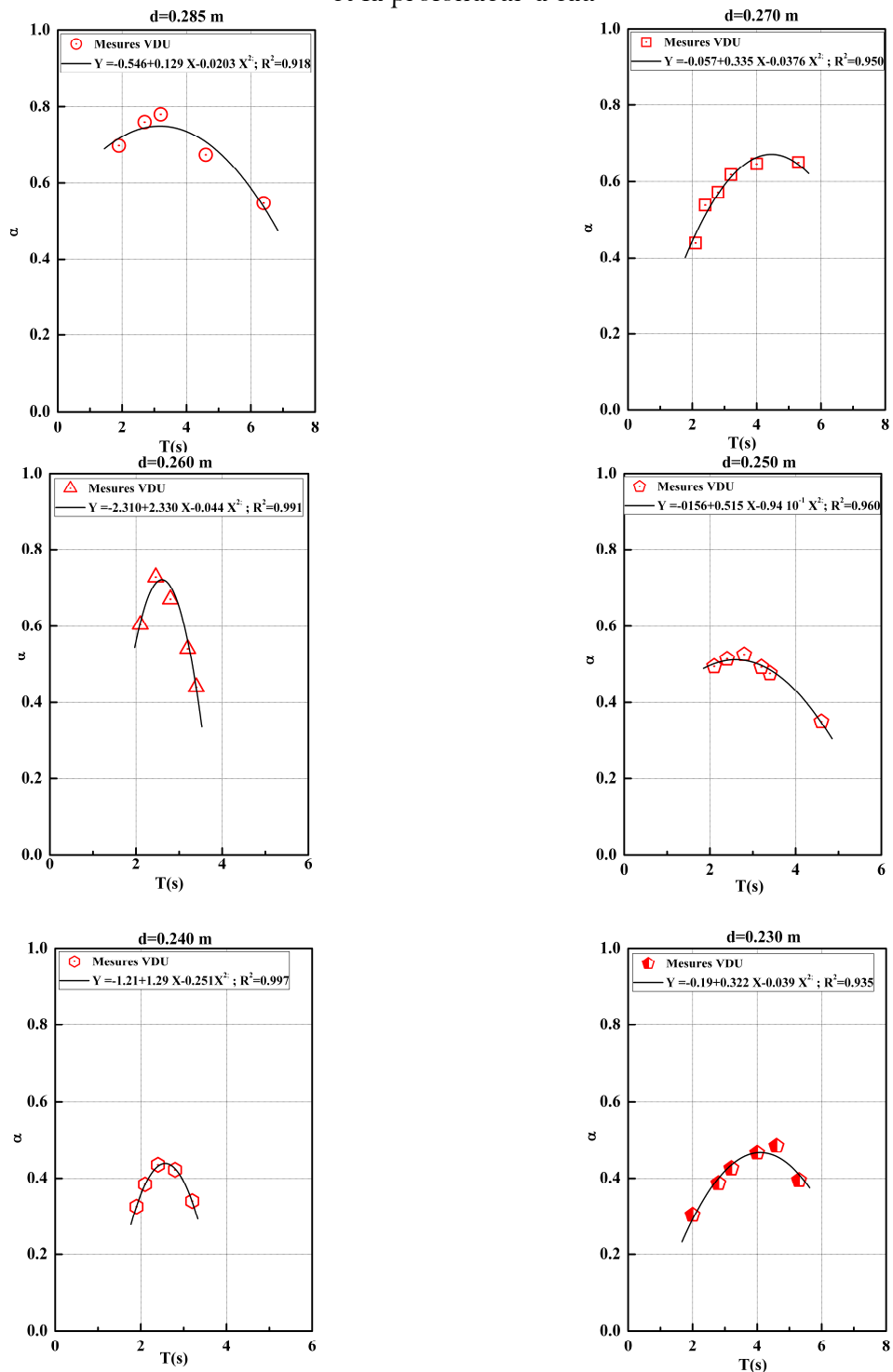
i) $z = 1,2$ cm



j) $z = 1,5$ cm

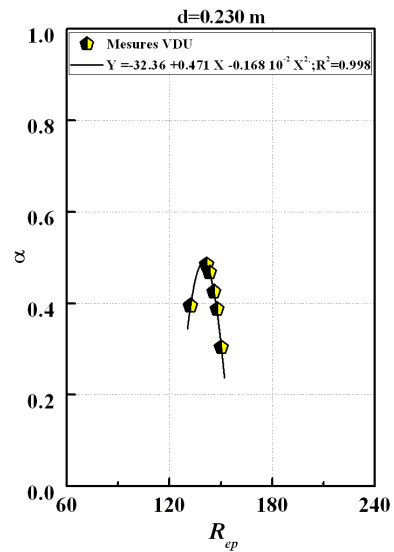
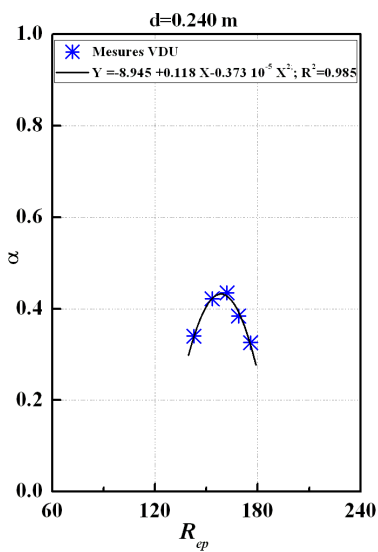
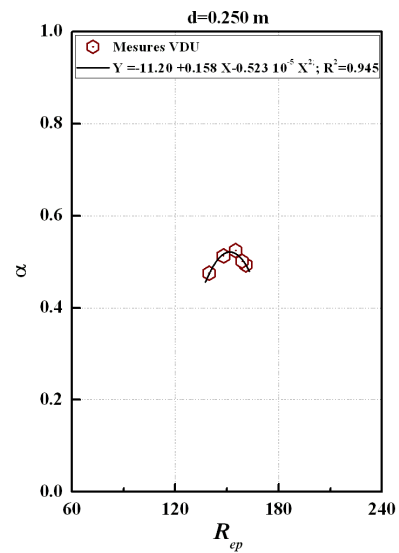
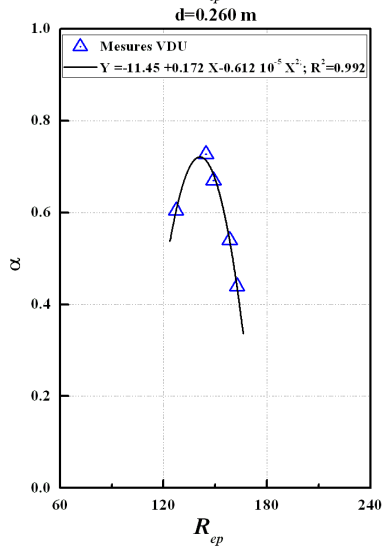
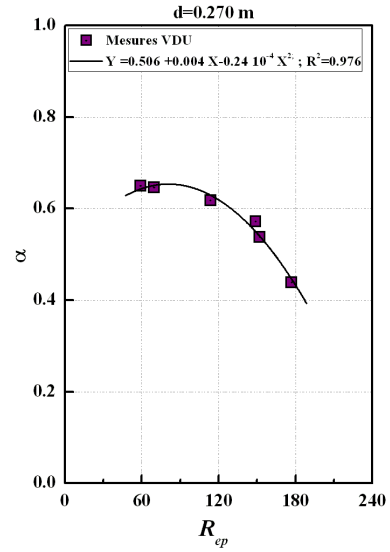
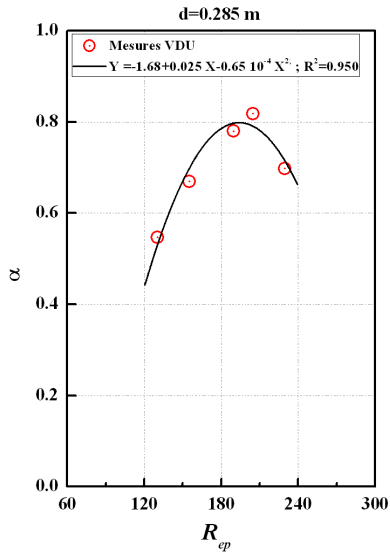
Annexe V

Evolution du paramètre α en fonction la période de la houle incidente et la profondeur d'eau



Annexe VI

Evolution du paramètre α en fonction du nombre de Reynolds des pores et la profondeur d'eau





Available online at www.sciencedirect.com



C. R. Geoscience xxx (2008) xxx–xxx

<http://france.elsevier.com/direct/CRAS2A/>

Surface geosciences (hydrology, hydrogeology)
**Analysis, in a free surface steady flow, of the interstitial
velocity field inside a sedimentary bed**

Mustapha Kamel Mihoubi^{a,c}, Michel Bélorgey^{b,*}, Ahmed Kettab^c

^aLaboratoire d'hydraulique, École nationale supérieure de l'hydraulique (ENSH),
BP 31, 09000 Blida, Algeria

^bUMR–CNRS 6143, laboratoire de morphodynamique continentale et côtière (M2C), université de Caen,
2–4, rue des Tilleuls, 14000 Caen cedex, France

^cLaboratoire de recherches des sciences de l'eau (LRS–Eau), École nationale supérieure polytechnique (ENSP),
avenue Hacène-Badi, BP 182, El Harrach, Algeria

Received 12 December 2007; accepted after revision 11 August 2008

Presented by Ghislain de Marsily

Abstract

The objective of our study is to exploit ultrasonic Doppler velocimetry (UDV) to analyze the velocity field within a steady flow on a porous sedimentary bottom. Velocities are measured for several sedimentary beds, as well within the fluid vein as within the sediment. Our results highlight an exponential distribution of the velocities inside the sediment and a discontinuity of the velocity at the interface water–sediment, between the velocity in the free flow and the velocity within the sediment. These results highlight the need to base the analysis of sedimentary transport on the reality of the physical processes at the interface water–sediment. *To cite this article: M.K. Mihoubi et al., C. R. Geoscience xxx (2008).*

© 2008 Académie des sciences. Published by Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

Résumé

Analyse, en écoulement permanent à surface libre, du champ des vitesses interstitielles au sein d'un lit sédimentaire. Le but de notre étude est d'exploiter la technique de vélocimétrie Doppler ultrasonique (VDU) pour analyser le champ des vitesses au sein d'un écoulement permanent sur un fond sédimentaire poreux. Les vitesses sont mesurées pour plusieurs lits sédimentaires, aussi bien au sein de la veine fluide qu'au sein du sédiment. Nos résultats mettent en évidence une répartition exponentielle des vitesses à l'intérieur du sédiment et une discontinuité de vitesse à l'interface eau–sédiment, entre la vitesse dans l'écoulement libre et la vitesse au sein du sédiment. Ces résultats mettent en évidence la nécessité de baser l'analyse du transport sédimentaire sur la réalité des processus physiques à l'interface eau–sédiment. *Pour citer cet article : M.K. Mihoubi et al., C. R. Geoscience xxx (2008).*

© 2008 Académie des sciences. Published by Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

Keywords: Free surface steady flow; Interstitial velocity field; Porous beds; Ultrasonic Doppler velocimetry (UDV)

Mots clés : Écoulement permanent à surface libre ; Champ de vitesse interstitielle ; Lits poreux ; Vélocimétrie Doppler ultrasonique

* Corresponding author.

E-mail addresses: mihkam@yahoo.fr (M.K. Mihoubi), michel.belorgey@orange.fr, michel.belorgey@unicaen.fr (M. Bélorgey), Kettab@yahoo.fr (A. Kettab).

1631-0713/\$ – see front matter © 2008 Académie des sciences. Published by Elsevier Masson SAS. All rights reserved.
doi:10.1016/j.crte.2008.08.009

Please cite this article in press as: M.K. Mihoubi, et al., Analysis, in a free surface steady flow, of the interstitial velocity field inside a sedimentary bed, C. R. Geoscience (2008), doi:10.1016/j.crte.2008.08.009

1. Notations

a_o et b_o	Forchheimer' law coefficients (s^2/m^2)
c	Sound velocity in water ($c \cong 1500$ m/s) (m/s)
f_o, f_D	Emission frequency; Doppler frequency (MHz)
h_b	Height of the sediment bed (cm)
h_w	Draught of the fluid vein (cm)
h	Total draught, $h = h_w + h_b$ (cm)
i	Hydraulic gradient (–)
n	Total porosity (–)
u	Interstitial velocity (cm/s)
D, D_{50}	Diameter, mean diameter of the particles (mm)
R_h	Hydraulic radius of the fluid vein (cm)
Q_f	Discharge flow of the fluid vein only (l/s). Parameter characterizing the flow bed porosity (–)
Re_p	Reynolds number of the pores; $Re_p = \rho.u.D_p/\mu(1-n)$ (–)
D_p	Average hydraulic diameter of pores; $D_p = 2/3.n.D/(1-n)$ (mm)
Y	Ratio of the position velocity on the height of the bed (–)
U	Velocity ratio on interstitial maximum velocity (–)
V	Mean velocity flow only; $V = 0,82V_{\max}[(1+0,6\sqrt{R_h})/(1+0,9\sqrt{R_h})]$ (cm/s)
Re	Reynolds number of the flow in the fluid vein only; $Re = \frac{V.R_h}{\nu}$ (–)
Fr	Froude number of the flow associated with the fluid vein only; $Fr = \frac{V}{\sqrt{gh_w}}$ (–)

2. Introduction

The sedimentary transport phenomenon is very complex and the physical processes, which are associated to it, are still badly known. Indeed, due to a lack of adapted instrumentation, the modeling of this phenomenon is still based on two standards of studies, independent, but exploited complementarily:

- the analysis of the velocity field in the free flow, often on an impermeable bottom and always with a condition of zero velocity at the wall;
- the determination of interstitial velocities within a flow in a uniform porous environment, made:
 - either by a measurement of total flow in a uniform flow field and with a constant hydraulic gradient, with a reference to the work of Darcy [3] for laminar flow, or to that of Forchheimer [4] for turbulent flow;

- or by models based on pressure measurements and velocities deduced from experiments like Darcy's as indicated in different references [1,9,12].

Such studies do not correspond to the physical processes related to the velocity field generated by a free surface flow, above a sedimentary bottom, and this for the following reasons:

- because of the existence of an interstitial velocity at the interface water–sediment, the velocity of the fluid in the free flow is not zero at the wall. This result was proven for a confined flow by [2];
- to our knowledge, the majority of work which treats sedimentary transport ignores the problems of interaction between particles [5] and at the interface fluid–solid;
- the velocity distribution within the sediment is not uniform and there is a velocity gradient function of the depth.

For such studies, the optical measurement techniques are inoperative:

- by laser Doppler velocimetry (LDV), the laser beam cannot penetrate the sediment;
- by velocimetry by image of particles (PIV), measurements can be carried out only at the interface between a transparent plate and the sediment, therefore not within the sediment and with in addition a condition of zero velocity at the wall of the transparent plate.

However, ultrasonic Doppler velocimetry (UDV) allows a non-intrusive and instantaneous measurement of the interstitial velocity within the sediment. The results, which we present here, correspond to the case of a free surface flow on a sedimentary bottom.

3. Material and method

3.1. Principle of velocity measurements

This measurement technique, which is relatively recent, has been very successful in the study of opaque and charged flows where other methods do not work. In this context, we can quote the reference work on velocity measurement by UDV in [6,10,11] and the modeling approaches of ultrasonic waves propagation at the fluid–solid interface [7].

We have already used this method in the laboratory in the case of flow with temperature variations [8]. The results, which we present here, correspond to the case of

a free surface flow on a sedimentary bottom. The velocity measurements in the interstitial flow made it possible to know the velocity profile whether in its fluid part or in the porous part of the bed flow.

The measurement device used a ultrasonic Doppler velocimeter, functioning in pulsated mode: DOP 1000 (model 1032), which allows, thanks to the use of the Doppler effect on pulsated ultrasonic waves, to directly determine the interstitial velocity at the level of the pores of the considered porous medium.

The principle is the sending of an ultrasonic wave of known frequency f_o , which when meeting a moving particle in the fluid, returns a wave of shifted frequency f_r by the Doppler effect. This allows, thanks to the difference in recorded frequency $f_D = f_o - f_r$, to determine the velocity of the particle in the flow at that point:

$$u = \frac{c \cdot f_D}{2 f_o \cdot \cos\theta} \quad (1)$$

where, c : sound velocity in water. Prior studies, exploiting the method of Darcy [3] showed that this value could be preserved in the case of alveolar foams and with bubbles. We also preserved it for the sand and the glass beads; θ : angle of the ultrasonic beam with the axis of the flow.

If we add to this frequency measurement the determination of the running time (to go and come back) of the wave train, we reach the position of the particle. Thus, in a pulsated mode, we can reach the desired space–time resolution, that is to establish the velocity profile at an adapted exploration depth along the ultrasonic beam. However, in our case, we limited our measurements to a single position (gate) at the center of the fluid vein.

3.2. Flume with continuous flow

The device consists of a flume of an overall length of 3.5 m and a rectangular section of (0.10 m \times 0.25 m), making it possible to take velocity measurements by the ultrasonic Doppler velocimeter and by optical laser velocimetry, for calibration (Fig. 1). The walls and the bottom of the flume are made of 10 mm thick glass thus making it possible to make observations and optical measurements. The water arrives from a system of strainer; it is tranquillized by foam blocks, approximately 5 cm thick. In the flume, the flow is controlled by an adjustable threshold; the water overflow is evacuated towards the feed basin of the flume. The flume supply is provided by a closed loop with of a pump of maximum discharge (5.0 \pm 0.1) l/s. For a better linearization of

the flow and in order to reduce the effects of turbulence, two honeycomb cages were installed before the exit of the convergence cage. The flow is measured by a flow meter at the outlet of the flume.

To ensure a good diffusion of the liquid particles in the flow and consequently to have an appreciable number of measurements, we added to the water of the channel a weak dilution of seeds made of polyamid of average diameter 20 μ m and density 1030 kg/m³.

3.3. Support of the probe system

The probe is a piezoelectric transducer with an emission frequency of 4 MHz and a diameter of 12 mm. It is placed on a support of displacement of 24.0 mm width, 400 mm length and 2.7 mm thickness, forming an incidence angle of 28° with the axis of the flume. The vertical displacement of the probe is ensured by means of a differential micrometric increment, which makes it possible to obtain a maximum number of microdisplacements and a maximum number of measurement points in the sediment bed and at the interface fluid–sediment. The minimal displacement ensured by the UDV device is 0.5 mm.

Taking into account the dimensions of the ultrasonic beam, measurements are treated by a statistical filtration method. The transducer and displacement support are protected by a PVC plate of low curvature, forming a transducer box. In this system, we took into account the refraction between the different media: water–PVC and PVC–water. We used for the sediment bed several materials of different porosities and structure, alveolar foams and bubbles foam, glass beads and sand. The thickness of the bed varies between 30 and 75 mm.

The protection plate of the displacement system is a sector of circular element 8 mm thick, made from a PVC tube (diameter 49 mm, thickness 2 mm).

4. Data processing

The ultrasonic beam delivered by the probe is cylindrical (slightly conical after a certain distance). In our case, it was placed in a horizontal plan perpendicular to the median plan of the flow. The particles subjected to this beam emit in answer an echo also collected by the probe. This echo, which depends on the angle between the ultrasonic beam and the direction of the flow, has two principal characteristics:

- its frequency, which gives access to the velocity of the particles (Doppler effect);

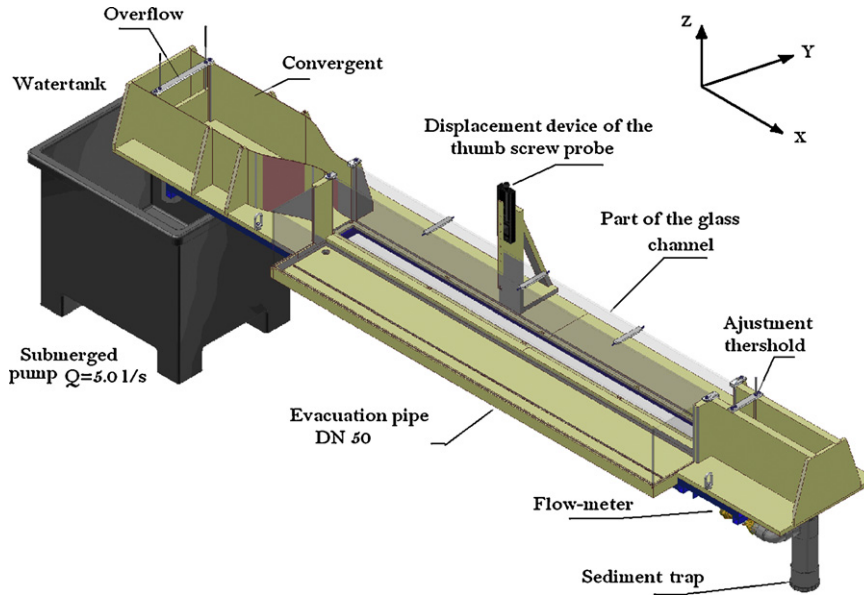


Fig. 1. Description of the caflume with a free surface steady flow.

Fig. 1. Description du canal à écoulement permanent à surface libre.

Table 1

Characteristics of the tests for various porous beds.

Tableau 1

Caractéristiques des essais pour différents lits poreux.

Type of bed	h (cm)	h_w/h_b —	u (cm/s)	Re_p —	V (cm/s)	R_h (cm)	Q_f (l/s)	Re $\times 10^3$	Fr —
Alveolar foam	8.00	0.23	0.061	52.52	7.30	1.15	0.11	0.84	0.19
$h_b = 6.5$ cm	11.70	0.80	0.103	86.11	5.90	2.55	0.31	1.41	0.08
$D_p = 3.1$ mm	12.50	0.92	0.124	106.8	22.80	2.73	1.37	5.84	0.30
$n = 96.4\%$	12.75	0.96	0.384	330.3	31.60	2.78	1.98	8.25	0.40
Bubbles foam	10.90	0.45	0.020	4.95	7.10	2.02	0.24	1.35	0.12
$h_b = 7.5$ cm	11.50	0.53	0.076	12.43	14.60	2.22	0.58	3.04	0.23
$D_p = 0.9$ mm; $n = 94.5\%$	12.90	0.72	0.170	19.90	27.60	2.60	1.50	6.74	0.38
Glass beads; $n = 37.5$	11.00	2.67	0.340	14.95	5.94	3.08	0.47	1.72	0.07
$h_b = 3.0$ cm	11.40	2.80	0.670	16.59	11.55	3.13	0.97	3.39	0.13
$D = (3.8–4.4)$ mm	15.40	4.13	1.020	22.84	13.03	3.56	1.61	4.36	0.12
Sand; $n = 32.0\%$	11.70	2.90	0.430	0.81	5.70	3.17	0.50	1.70	0.06
$h_b = 3.0$ cm,	14.70	3.90	0.850	1.55	11.50	3.50	1.35	3.78	0.11
$D_{50} = 0.406$ mm	15.40	4.13	1.840	3.35	13.00	3.56	1.61	4.35	0.12

- its intensity, which depends on the size of the particles.

The treatment of the signal emitted by the particles is then approached in two different and quite distinct ways:

- that related to the size of the particles;
- that related to the dimension of the ultrasonic beam.

In this study of the interstitial velocity within the sediment, we have two quite distinct sizes of particles:

- very large sedimentary particles;
- particles (very small) in suspension in the fluid which circulates between the pores.

By eliminating, in the received signal, the echoes of great intensity, we eliminate the echoes resulting from the large sediment particles whose speed is in addition null (except for the water–sediment interface where sediment transport can exist, but this will be the subject of a forthcoming specific study). We thus only keep the echoes resulting from the suspended particles in the

fluid (with the traditional assumption that they have the same velocity as this fluid).

In addition, within the ultrasonic beam, the measurement volume is a cylinder whose diameter is that of the beam 8.0 mm and the length 0.74 mm, that is the depth of the gate (distance to which measurements are taken). The recorded measurements are thus those which are associated to the particles which cross this measurement volume. However, taking into account the nature of the velocity field and the section of the measurement volume (a circular or slightly elliptic disc), the fastest or slowest particles cross the superior or inferior circular sectors which have a small section. There are thus very few particles in this category. A statistical study of the recorded values confirms this and the Gaussians form of the results allows us:

- to eliminate the very few, too large or too low values;
- to keep an average value of the most probable velocities as being the measurement velocities at the level of the ultrasonic beam axis.

Table 1 presents the physical characteristics of the study and the flow parameters in the fluid vein only. Indeed, the total flow rate is the sum of two flows, one in the fluid vein and one in the porous medium of the bed sediment, but these are easily quantifiable individually. So we privileged the parameters associated with the fluid vein to characterize the flow, which are exploited in practical studies. The definition of the flow parameters is given in the notation list.

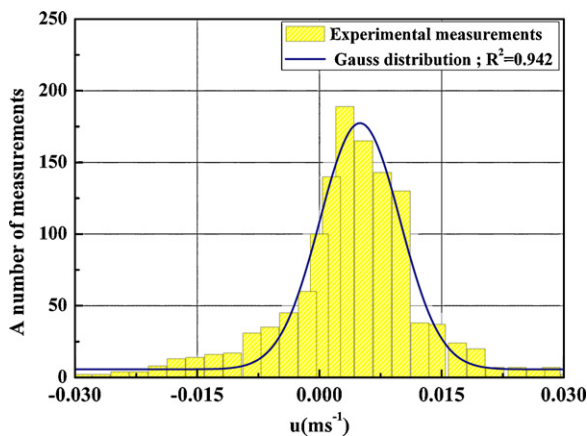


Fig. 2. Velocity distribution compared with the Gaussian distribution for a number of measurements for a position in the alveolar foam bed, $Q_f = 0.31$ l/s.

Fig. 2. Distribution des vitesses, comparée à la loi normale pour un volume de mesures pour une position dans un lit en mousse alvéolaire $Q_f = 0,31$ l/s.

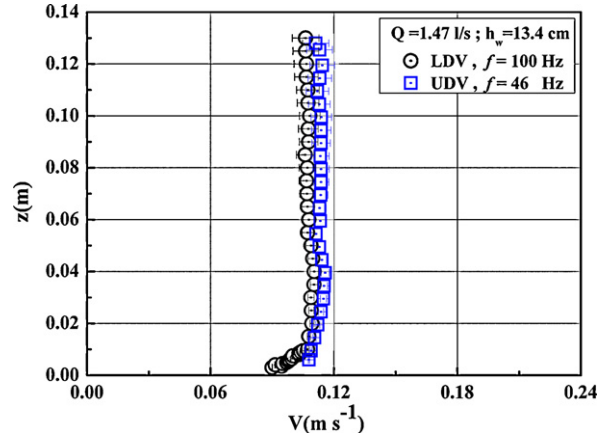


Fig. 3. Comparative velocity profiles obtained by LDV and UDV.
Fig. 3. Profils comparatifs des vitesses obtenues par VDL et VDU.

Fig. 2 explicitly translates the distribution of the measured values compared to the normal distribution for different positions of the probe. In the porous medium, velocities were given for probability intervals varying from 70 to 75% compared to the value of the average velocity and the standard deviation of a measurement volume; we estimated that the absolute measurement error on velocity is equal to ± 0.2 mm/s. In order to compare and validate the measurements obtained by UDV, measurements by LDV were carried out in the case of a flow on an impermeable bed with a smooth bottom. Fig. 3 shows the profiles determined by the two techniques. They are globally identical; the only difference lies in the instantaneous frequency deviation

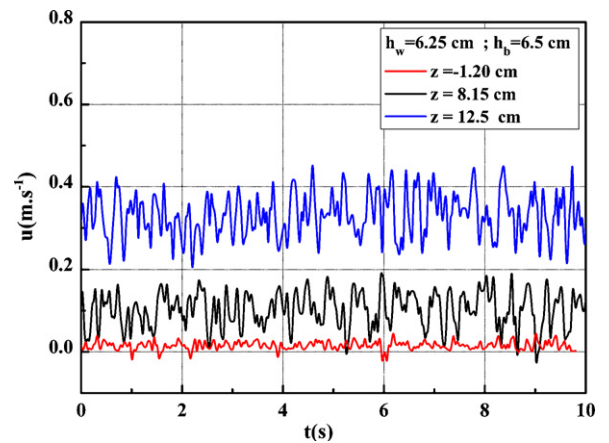


Fig. 4. Evolution of the instantaneous velocity for a flow on a bed made of alveolar foam, $h = 12.75$ cm and $Q_f = 1.98$ l/s.

Fig. 4. Évolution de la vitesse instantanée pour un écoulement sur un lit en mousse alvéolaire $h = 12,75$ cm et $Q_f = 1,98$ l/s.

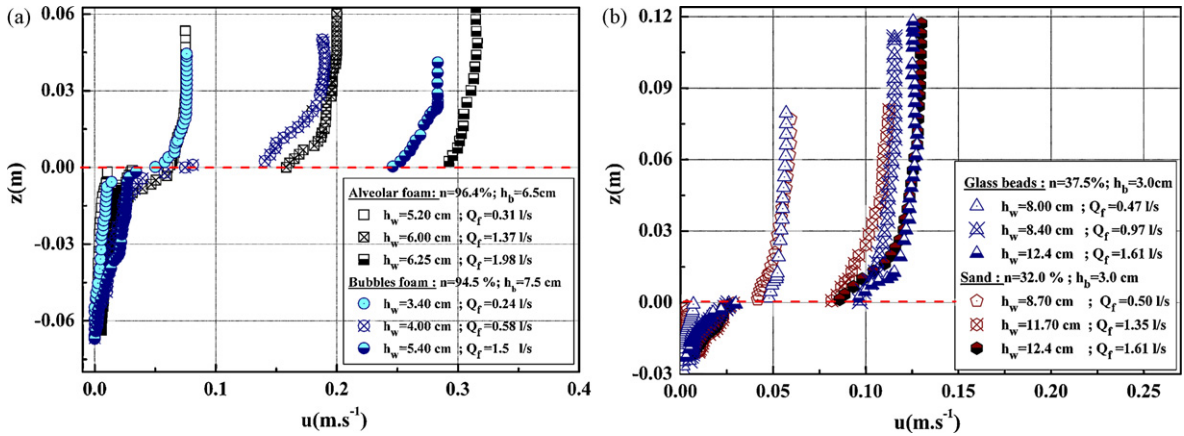


Fig. 5. Velocities profiles. a: for porous beds in alveolar and bubbles foam. b: for porous beds in glass beads and sand.
Fig. 5. Profils de vitesses. a : pour des lits poreux en mousse alvéolaire et à bulles ; b : pour des lits poreux en billes de verre et en sable.

of acquisition and the appearance of fictitious frequencies of the UDV close to the surface of the glass bottom of the flume.

From the ensemble of the tests made and validated, we can give an initial representation of the instantaneous velocity of a free-surface flow on a porous alveolar foam bed for three different vertical positions of the probe: within the bed, close to the bed–fluid interface and in the fluid vein (Fig. 4). This representation illustrates well the velocity ranges as a function of the height z as well as the effects of turbulence generated in the presence of a rough flow.

5. Results

The study of the velocities for various sediment beds made it possible to establish the vertical velocity profile along the z -axis for various flow conditions while considering the depth for the sediment and water height for the fluid vein. The position zero “0” corresponds to the interface water–sediment (Fig. 5). These results highlight:

- a strong velocity “discontinuity” at the water–sediment interface, that is a very important gradient function of the flow and the nature of the sediment;

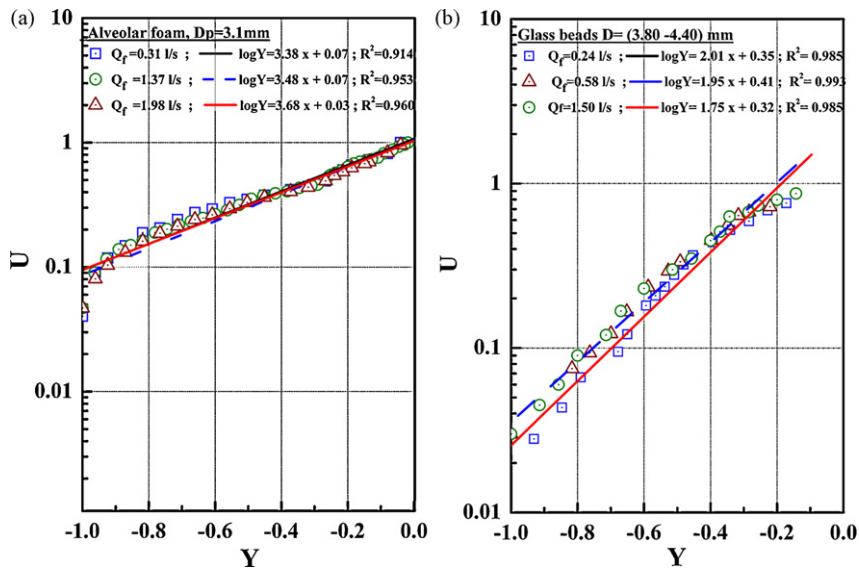


Fig. 6. Evolution of the parameter α . a: case of the alveolar foam $D_p = 3.1\text{ mm}$; b: case of glass beads $D = (3.8-4.4)\text{ mm}$.
Fig. 6. Évolution du paramètre α . a : cas de la mousse alvéolaire $D_p = 3.1\text{ mm}$; b : cas des billes de verre $D = (3.8-4.4)\text{ mm}$.

- a non-zero velocity at the bottom (for the fluid vein);
- defining:

$$U = \frac{u}{u_{\max}} \text{ and } Y = \frac{z}{h_b} \text{ with } Y < 0 \quad (2)$$

An exponential velocity evolution is noted within the sediment of the form:

$$U = A.e^{\alpha.Y} \quad (3)$$

A and α are two experimental parameters which depend on the flow conditions in a porous environment at the fluid–sediment interface. The parameter α characterizes the flow bed porosity and the flow mode in the pores of the bed.

From the layout of the graphs $\ln U = f(Y)$ which correspond to velocity measurements in the porous bed, we can deduce the value of the parameter α from the slope of the straight linear regression. It can be noted that this parameter depends not only on the nature of the sediment but also on the flow mode at the pore scale. It is influenced by the pore size of the bed (Fig. 6).

6. Conclusion

These results obtained by the UDV velocity measurement technique for a free surface flow on a permeable bed show that the velocity profile is not zero inside the bed. The flow profile in the porous medium has an exponential form which is characterized by an important velocity gradient at the water–sediment interface.

This shows that the traditional models of determination of the friction constraint τ_p with the wall are not well adapted because they are based mainly on the characteristics of the free flow without taking into consideration the nature of the sediment. The characteristics of the sediment (porosity) and that of the interstitial flow, in particular the Reynolds number of the pores, need to be taken into account. This friction constraint τ_p is associated with a movement threshold. It thus seems significant to us to define it while taking into account these characteristics of the sediment. This is the objective of our current work which consists in studying

the effect of shearing under the action in particular of the swash zone.

Acknowledgements

This work has been made thanks to a funding by the intergovernmental cooperation programme for higher education between Algeria and France (PROFAS). We also thank Dr J-C Willemetz, manager of the Signal Processing SA Society for this additional support and his availability.

References

- [1] N. Ahmed, D.K. Sunada, Non-linear flow in porous Media, Journal of Hydraulic Division, proceedings of the ASCE HY6, 95 (1969) 1847–1857.
- [2] G.S. Beavers, D. Joseph, Boundary conditions at a naturally permeable wall, Journal Fluid Mechanics 30 (1967) 197–207.
- [3] H. Darcy, Les fontaines publiques de la ville de Dijon, Victor Dalmont, Paris, 1856.
- [4] P. Forchheimer, Wasserbewegung durch Boden, Z. Ver. Deutsch. Ing. 45 (1901) 1782–1788.
- [5] E. Guazzelli, Sedimentation of small particles: how can such a simple problem be so difficult? C. R. Mecanique 334 (2006) 539–544.
- [6] R. Lhermitte, Doppler sonar observation of tidal flow, Journal of Geophysics Research 88 (1983) 725–742.
- [7] K. Macocco, Q. Grimal, S. Naili, C. Soize, Modélisation probabiliste d’une expérience ultrasonore : calcul de la dispersion sur les mesures de célérité, C. R. Mecanique 333 (2005) 565–573.
- [8] N. Michaux-Leblond, M. Bêlorgey, J. Attiach, Bernard-von Karman vortex street development behind a heated cylinder. Proceeding of First International Symposium on Ultrasonic Doppler Methods for Fluid Mechanics and Fluid Engineering, Villigen Paul Scherrer Institute, Switzerland, 1996, pp. 53–56.
- [9] A. Montillet, Fiabilité de la détermination de paramètres structuraux de mousses synthétiques à partir des mesures de chute de pression, Recents Progres en Genie des Procédés 9 (1995) 125–130.
- [10] Y. Takeda, Velocity measurement by ultrasound Doppler shift method, International Journal of Fluid Flow 7 (1986) 313–318.
- [11] Y. Takeda, Velocity profile measurement by ultrasonic Doppler method, Experimental Thermal and Fluid Science 10 (1995) 444–453.
- [12] I. Wahyudi, A. Montillet, A. Kahlifa, Darcy and post-Darcy flows within different sands, Journal of Hydraulic Research 40 (2002) 519–525.