Université de Caen Basse-Normandie

Ecole doctorale *(Structure, Information, Matière Et Matériaux)*

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : *06/12/2013*

par

Djalal MERKOUNE

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie

Spécialité : *Mécanique des milieux fluides*

Influence de bulles d'air sur le déferlement des vagues : Etude expérimentale.

Directeur de thèse : Alexander EZERSKY

Jury

Mr Christian KHARIF	Professeur, École Centrale de Marseille	(rapporteur)
Mr Vincent REY	Professeur, Université de Toulon	(rapporteur)
Mr Jérôme BROSSARD	Professeur, Université du Havre	(examinateur)
Mr Germain ROUSSEAUX	Chargé de recherche, CNRS, Université de Poitiers	(examinateur)
Mr Nizar ABCHA	Maitre de conférences, Université de Caen	(co-encadrant)
Mr Dominique MOUAZE	Maitre de conférences, Université de Caen	(co-encadrant)

Sommaire

Liste des symboles..... 7

Introduction générale..... 11

I. Etude bibliographique..... 14

I.1. Introduction..... 14

I.2. Focalisation spatio-temporelle des vagues..... 16

I.2.1. Les vagues par une approche théorique..... 16

I.2.2. Le concept des vagues déferlantes..... 19

I.2.3. L'énergie de la vague..... 21

I.2.4. Processus de déferlement..... 23

I.2.5. L'évolution spatio-temporelle d'un train d'onde..... 27

I.2.6. Focalisation d'un train d'onde en présence d'un courant..... 30

I.2.7. Le modèle cinématique des ondes focalisées..... 33

I.2.8. Relations entre la focalisation d'un train d'ondes en présence d'un courant et les vagues scélérates..... 37

I.3. Les écoulements aérés..... 37

I.3.1. Les cartes d'écoulements..... 38

I.3.2. Les écoulements artificiellement aérés..... 39

I.3.3. L'influence de la présence des bulles sur l'écoulement..... 41

I.3.4. Taille des bulles dans un mélange air/eau..... 41

I.3.5. La dissipation de l'énergie et la transformation des bulles d'air..... 42

I.3.6. Les caractéristiques cinématiques d'un rideau de bulles d'air..... 49

I.4. Conclusion.....

II. Acquisition et analyse de données..... 55

Chapitre II -.....

II.1. Introduction..... 55

II.2. Les dispositifs expérimentaux..... 56

II.2.1. Le canal à houle et/ou courant....56
II.2.2. Les principaux éléments constitutifs du dispositif expérimental de rideau de bulles 58
II.2.3. Rideau de bulles 59
II.3. Matériels de mesure et méthodes de traitement 60
II.3.1. Sondes résistives....60
II.4. Méthodes d'estimation de l'énergie des vagues....61
II.5. Dispositif de visualisation et traitement d'images 66
II.5.1. Traitement d'images....67
II.5.2. Analyses statistiques des taux de vide....70
II.6. Sondes conductives et traitement du signal....72
II.6.1. Mesure de la vitesse des bulles (sonde conductive)....73
II.6.2. Méthodes de traitement des signaux 74
II.6.3. Les formules du traitement des données 75
II.6.4. Vélocimètre Acoustique Doppler (ADV)....80
II.6.5. Mesure de champs de vitesse d'écoulement....81
II.6.6. Instrumentation de mesure du champ de vitesse d'écoulement 81
II.6.7. Conditions de mesures des champs de vitesses....82
II.6.8. Traitement du signal de l'ADV 84
II.7. Vélocimétrie Ultrasonore à effet Doppler (UDV)....84
II.8. Conclusion....88

III. Influence du courant sur la focalisation dispersive des ondes....90

Chapitre III -....90
III.1. Introduction....90
III.2. Présentation des expériences....91
III.2.1. Conditions expérimentales....91
III.2.2. Evolution spatio-temporelle d'un train d'ondes pour différentes conditions hydrodynamiques....92
III.3. Evolution spatiale de l'énergie du train d'ondes.....94

III.4. Les paramètres hydrodynamiques de l'écoulement 96
III.5. Analyse spectrale d'un train d'ondes 98
III.6. Etude des paramètres d'un train d'ondes 100
III.6.1. Evolution de l'amplitude du train d'ondes en présence d'un courant 100
III.6.2. Analyse de la focalisation dispersive 107
III.7. Conclusion 110

IV. L'hydrodynamique en présence d'un nuage de bulles d'air 113

Chapitre IV - 113
IV.1. Introduction 113
IV.2. Le déferlement des vagues en présence de bulles d'air 114
IV.3. La dissipation de l'énergie du train d'ondes en présence d'un rideau de bulles d'air 116
IV.4. Caractéristiques cinématiques des bulles d'air 119
IV.5. Profil vertical des vitesses des bulles d'air 119
IV.6. Profil horizontal de vitesses verticales des bulles d'air 121
IV.6.1. Discussion 122
IV.6.2. Vitesse ascensionnelle des bulles 122
IV.7. Distribution spatiale (x, z) des bulles d'air 123
IV.7.1. Etude statistique de la distribution des surface des bulles 123
IV.7.2. Discussion 130
IV.8. Les caractéristiques hydrodynamiques du rideau de bulles d'air 131
IV.8.1. Conditions expérimentales 131
IV.8.2. Caractéristiques de l'écoulement pour deux valeurs du débit d'air sans déferlement 140
IV.8.3. L'influence de débit d'air sur les différentes paramètres d'écoulement en présence du déferlement 142
IV.8.4. Analyse des profils d'écoulements 145
IV.8.5. Analyse de l'influence du courant des surfaces généré par le rideau de bulles d'air sur le déferlement 149
IV.9. Conclusion 154

Bibliographie **159**

Liste des figures **173**

LISTE DES SYMBOLES

A [m]	Hauteur de la vague
A [m]	Amplitude de la vague
b	Constante de Philips
C_{gr} [m/s]	Vitesse de groupe
C_{ph} [m/s]	Vitesse de phase
C_XY (j)	Intercovariance , fonction du délai discret
C_{tm} [%]	Coefficient de transmission
C (z)	Concentration volumique de l'air
E_{+} [J]	Flux énergétique avec un co-courant
E_{-} [J]	Flux énergétique avec un contre-courant
E_0 [J]	Flux énergétique sans courant
Ed [%]	Taux de la dissipation d'énergie par unité de surface (J/m²)
f [Hz]	Fréquence de la vague
h [m]	Hauteur de l'eau
H_{freak} [m]	Hauteur de la vague scélérate
H_s [m]	Hauteur significative de la vague
g [cm/s²]	Accélération de la pesanteur
k [m]$^{-1}$	Nombre d'onde
Q [m^3/s]	Débit d'air
U_e [m/s]	Vitesse d'écoulement

$R_{XY}(j)$	Inter-corrélation, fonction du délai discret
$\|S(\omega)\|^2$	Module de transformée de Fourier de la partie réelle
s	Seuil d'intensité
T [s]	Période de paquet d'ondes
t_r [s]	Temps moyenne de relâchement des bulles d'air
W_r [m/s]	Vitesse de bulles

Symboles des lettres grecques

β [%]	Taux de vide
ΔE [J/m²]	Dissipation d'énergie par unité de surface
μ [Pa.s]	Coefficient de viscosité dynamique
ρ [kg/m^3]	Masse volumique de l'eau
ε [cm/s]²	Densité énergétique
ω [s]$^{-1}$	Vorticité
η [m]	Déplacement de la surface libre
$< \eta >$ [m]	Moyenne spatiale de la hauteur de la vague
σ_u	Ecart type de la vitesse
$\phi(x, z, t)$	Potentiel de vitesse
τ[Pa]	Taux de cisaillement

Introduction générale

Introduction générale

L'interaction eau/air est un domaine d'importance étudié depuis longtemps. La partie concernant les relations houle/courant/bulles d'air est particulièrement complexe et primordiale pour toutes les questions touchant à la gestion de l'environnement marin ; qu'il s'agisse du transfert de la mer vers l'atmosphère de particules ou d'éléments chimiques par pétillement ou de l'effet des bulles d'air sur le déferlement. Un aspect non moins important est celui de la montée des bulles dans la mer et leurs effets dans la zone de déferlement en présence de houle et de courant. Cette caractéristique est intéressante par les problèmes théoriques posés (les bulles ne peuvent pas être considérées comme des scalaires passifs) mais aussi par les applications pratiques concernant la protection des ouvrages contre les houles.

Le déferlement est une problématique d'investigation très connue. Les résultats de ces recherches proposent une variété très riche de modèles numériques et physiques. Dans la littérature, de nombreux rapports traitent les causes et les conséquences d'un tel phénomène. Pour la plupart d'entre eux, l'objectif final consiste surtout en l'étude du processus de déferlement lui-même. Or, au cœur du phénomène de déferlement, des mécanismes physiques complexes régissent l'impact sur l'énergie des vagues, et donnent ainsi naissance à un nuage de bulles d'air. Beaucoup de paramètres intervenant lors de déferlement jouent un rôle important qui n'a été pris en compte que récemment, à savoir, un écoulement turbulent à surface libre et la déformation de l'interface eau-air qui contribue à l'entraînement de bulles d'air.

Dans la littérature, la génération de bulles d'air pendant le déferlement des vagues a été étudié en détail dans son environnement naturel ainsi qu'en laboratoire. L'objectif de cette thèse est d'étudier l'influence des bulles d'air sur le déferlement des vagues. De plus, il s'agit d'analyser leurs impacts mutuels suivant différentes conditions expérimentales. Effectivement, cela permet entre autre de faire le point sur les échanges énergétiques et sur d'autres paramètres d'écoulement au cours du déferlement en présence d'un mélange air/eau.

Dans les conditions naturelles, le processus de déferlement est caractérisé par la non régularité. Lors de la modélisation physique en laboratoire et afin d'étudier l'influence des bulles d'air, nous avons généré un déferlement régulier. Nous avons utilisé l'effet de focalisation d'un train d'ondes

pour obtenir cette régularité en un point à un instant donné. Ce train d'ondes est paramétré pour éviter l'influence de réflexions sur le déferlement.

Dans le travail présenté dans ce manuscrit, nous appréhendons le maximum de paramètres décrivant ce phénomène.

Le manuscrit de la thèse se compose de quatre chapitres. Le premier a fait l'objet d'une recherche bibliographique approfondie. Cette partie, traite de l'étude des phénomènes liés aux écoulements en présence de l'air, ainsi que le déferlement des vagues afin de faire le point sur l'état actuel des connaissances dans ce domaine. Les diverses recherches réalisées permettent d'appréhender et de repérer le manque d'information sur les processus physiques qui interviennent lors de l'interaction du déferlement avec les bulles d'air.

Le deuxième chapitre est divisé en deux parties. La première est consacrée aux dispositifs expérimentaux, à la description des canaux à houle, ainsi qu'à la présentation des instruments de mesure (sondes de surface libre, sondes conductives, Vélocimètre Acoustique Doppler (ADV) Ultrasonore Doppler Velocimeter (UDV)) utilisés lors de la réalisation des campagnes d'essais. La seconde partie de ce chapitre est dédiée aux méthodes de traitement de données (traitement d'images et du signal).

Dans le troisième chapitre, nous exposons les résultats concernant l'influence des paramètres des vagues (fréquence, amplitude), hauteur d'eau ainsi que le courant, sur la focalisation spatio-temporelle du paquet d'ondes. La distance et l'amplitude au point de focalisation ont été étudiées en détail. Cette étude, nous permet de choisir les paramètres qui contrôlent le paquet d'ondes afin d'étudier l'influence des bulles d'air sur le déferlement.

Enfin, le quatrième chapitre est destiné en particulier à l'étude des caractéristiques du rideau de bulles d'air et de son influence sur le déferlement des vagues. Entre outre, cela nous permet d'analyser les paramètres d'écoulement (champs de vitesse, vorticité, densité énergétique, cisaillement) lors de l'interaction du déferlement avec le nuage de bulles d'air. Différents mécanismes physiques d'influence du rideau des bulles sont discutés.

Compte tenu des résultats expérimentaux et des observations réalisés au cours des diverses campagnes d'essais en laboratoire, nous terminons ce manuscrit par une conclusion et quelques perspectives.

Etude bibliographique

I.Etude bibliographique

I.1. **Introduction**

Les bulles d'air jouent un rôle essentiel dans les processus d'échanges gazeux à travers l'interface air/eau de l'océan. Cet échange entre l'océan et l'atmosphère est important pour les problèmes biologiques. A l'approche du littoral, en même temps que la profondeur diminue, la forme des vagues se modifie, jusqu'à une certaine limite du rapport hauteur de vague sur la profondeur, entraînant une forte cambrure et le déferlement de la vague. Après le déferlement, l'essentiel de l'énergie de la vague est dissipée en tourbillons et en formation de bulles d'air. La quantité de mouvement associée à la vague contribue à accélérer le courant dans la direction de la propagation de la vague. La quantité de bulles conditionnée par le déferlement des vagues peut être mesurée en laboratoire par différentes techniques de visualisation et/ou acoustiques. Ces dernières permettent d'examiner les paramètres physiques de l'écoulement. Le contrôle de la position du déferlement des vagues est important pour surveiller la morphologie de la zone côtière. A cet effet, la maîtrise des processus qui contrôlent le déferlement est essentielle pour protéger les infrastructures offshores. Dans ce contexte, plusieurs techniques, telle que celle du rideau de bulles d'air ont été employées pour lutter contre la formation de glace à la surface des plans d'eau, l'envasement des ports, la pollution pétrolière accidentelle, ainsi que la protection des stations pétrolières, etc. En réalité, les systèmes de générations des rideaux de bulles, sont très coûteux, en particulier dans le cas appliqué à la réduction des trains de houles (digue pneumatique). C'est pourquoi, cette étude propose d'analyser l'influence des bulles d'air sur des vagues de cambrures élevées. La première partie décrit les études relatives à la focalisation spatio-temporelle des vagues afin de montrer les motifs susceptibles d'être à l'origine de leur apparition. Ce point sera lié à l'étude de la propagation de l'onde, ses caractéristiques du large jusqu'au déferlement, en passant par le phénomène des vagues scélérates.

Dans cette partie, nous détaillons les études qui ont été réalisées sur l'interaction houle/courant. Cette partie a pour but d'analyser d'autres processus qui pilotent l'interaction

houle/courant et qui peuvent être responsables de l'apparition d'un mélange air/eau lors d'une propagation d'onde en milieu océanique.

Une deuxième partie est liée à l’étude des écoulements d'un mélange air/eau, ceci est un domaine de recherche extrêmement riche, tant par la diversité des phénomènes impliqués que par leur complexité. Nous présentons en dessous les grands axes de l’étude bibliographique. À travers les recherches précédentes, nous analysons les phénomènes en question, à savoir le comportement des bulles d'air, le déferlement des vagues.

I.2. **Focalisation spatio-temporelle des vagues**

Plusieurs auteurs depuis le XVIIIème siècle ont tenté de comprendre le mécanisme de la formation de cette manifestation nommée ‘vague’.

Les premières explications de l’apparition de la vague, sont données par Franklin en 1774 (Woods [1826]) qui estime qu'il y a un échange énergétique entre la surface de la mer et le vent qui permet la formation des vagues. Dans ce sens, Jeffreys [1925] a fondé son hypothèse sur la formation des ondes de surface sur la différence de pression entre le vent et la surface libre de l'eau.

I.2.1. **Les vagues par une approche théorique**

Une vague est un mouvement oscillatoire de la surface libre de l'eau. Bascom [1959] dans sa théorie, estime que les amplitudes des vagues peuvent s’étendre de quelques centimètres à plus de 30 mètres. Ces vagues sont conditionnées par le vent.

Une vague est donc une onde mécanique qui se propage à la surface de l’eau entre deux fluides, l’eau et l’air. Ces vagues se caractérisent par une longueur d’onde λ, une amplitude a, une hauteur H et une période T. La cambrure ou le rapport d’aspect $C = \frac{H}{\lambda}$ est le rapport entre la hauteur crête/creux et la longueur d’onde. La vitesse de la vague est définie selon la profondeur d'eau.

Petite longueur d'onde : eau intermédiaire $C_{gr} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$ et $C_{ph}=\sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}$ [I.1]

Grande longueur d'onde : eau peu profonde $C_{gr} = C_{ph} = \sqrt{gh}$ [I.2]

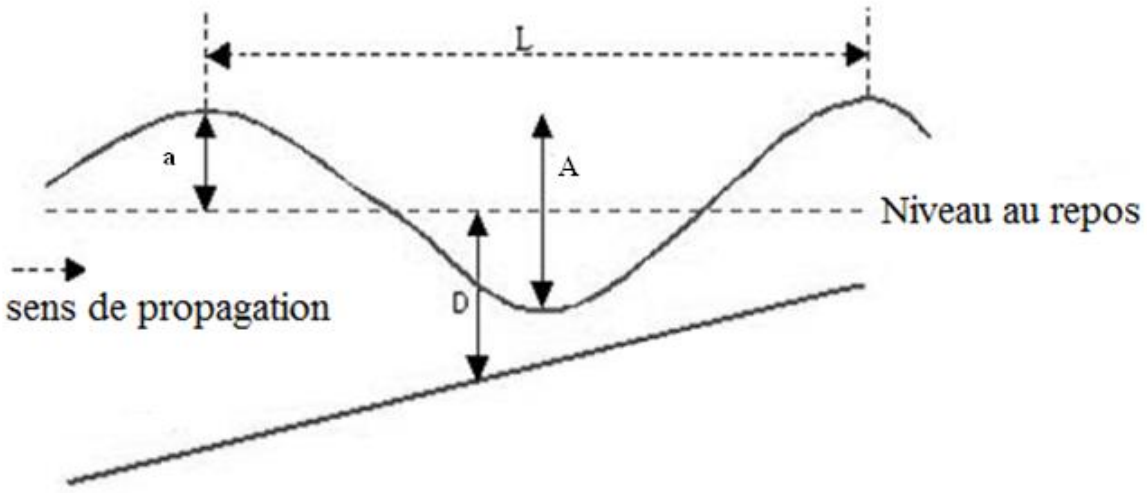


Figure I.1 : Caractéristiques d'une onde propagative, L ou λ, la longueur d'onde, T la période, A : la hauteur, D la profondeur, a : l'amplitude.

De nombreux chercheurs ont étudié ce problème et différentes théories sont apparues. Les premières observations systématiques ainsi que les expériences sur des vagues peuvent éventuellement être attribuées à Russell [1844], qui a d'abord reconnu l'existence d'une vague solitaire.

a) **Houle de Stokes au 1er ordre**

Une telle houle s'appelle aussi houle d'Airy. Pour utiliser le modèle de Stokes au premier ordre, certaines hypothèses doivent être posées. La cambrure doit être faible, c'est à dire que l'amplitude doit être faible devant la longueur d'onde ainsi que la profondeur. L'équation au premier ordre:

$$\begin{cases} \emptyset(x,z,t) = a\frac{g}{\omega}\frac{cosh[k(z+d)]}{cosh(kd)}cosh(\omega t - kx) & [I.3] \\ \omega^2 = gktanh(kd) & [I.4] \\ \eta(x,t) = asin(\omega t - kx) & [I.5] \end{cases}$$

η est l'expression de la hauteur de la surface libre et ∅ le potentiel des vitesses. $a = \frac{H}{2}$ est l'amplitude de la vague et h est la profondeur d'eau.

b) **Houle de Stokes au 2eme ordre**

Le potentiel dans ce cas est :

$$\emptyset(x,z,t) = \varepsilon\emptyset_1 + \varepsilon^2\emptyset_2 = \frac{ak}{\pi}\emptyset_1 + \frac{a^2k^2}{\pi^2}\emptyset_2 \qquad [I.6]$$

$$\emptyset(x,z,t) = \frac{ag}{\omega}\frac{cosh[k(z+d)]}{\cosh(kd)}cos(\omega t - kx) + a^2\frac{3}{8}\omega\frac{cosh[2k(z+d)]}{sinh^4[kd]}\left(1 + \frac{3}{2sinh^2(kd)}\right)cos2(\omega t - kx) \qquad [I.7]$$

La solution associée est donc :

$$\eta(x,z,t) = \varepsilon\eta_1 + \varepsilon^2\eta_2 = \frac{ak}{\pi}\eta_1 + \frac{a^2k^2}{\pi^2}\eta_2 \qquad [I.8]$$

L'expression de la surface libre contient un terme correctif au 2eme ordre, appelé le mode lié harmonique du 2eme ordre. Il représente la houle qui se propage avec la même célérité que celle du mode fondamental (1er ordre) mais avec une pulsation doublée. Le nombre d'onde k, vérifie toujours l'équation de dispersion (I.4). Le troisième terme dans l'expression de la surface libre montre une surélévation locale du niveau. Elle se traduit, en situation naturelle par une surcote, dont on doit tenir compte pour déterminer les efforts sur les ouvrages ou pour prédire certains phénomènes d'inondations.

Pour un ordre de houle supérieur à 2, la relation de dispersion sera aussi exprimée en fonction de l'amplitude a, cela veut dire qu'une houle de tel ordre est dispersive en terme d'amplitude. Par contre, pour une houle d'ordre inférieur à 2, la relation de dispersion est totalement indépendante de l'amplitude. Cette approche peut fournir exactement les trajectoires des particules de la surface libre jusqu'au fond.

Des solutions non linéaires sont envisageables, pour les études approfondies sur l'interaction de la houle avec d'autres structures.

I.2.2. **Le concept des vagues déferlantes**

Les vagues déferlantes impliquent des processus hydrodynamiques qui influencent sensiblement la morphologie des plages. De plus, la zone de déferlement des vagues est étroitement liée à la profondeur d'eau.

L'origine d'une vague déferlante est la houle, qui a été générée au large par le vent. Ces ondes se caractérisent par des vitesses différentes. Les unes rattrapant les autres, elles vont se regrouper pour former une onde avec une amplitude plus grande. Cette houle se déplace avec une certaine hauteur vers la côte. À l'approche des terres, les fonds marins diminuent, il se produit des frottements qui engendrent un cisaillement des vitesses. Petit à petit, l'arrière de la vague va rattraper le devant et l'onde va prendre de la hauteur (phénomène de shoaling), l'arrière de la vague monte sur la vague elle-même. Cette diminution de la hauteur d'eau va entraîner une transformation de l'onde vers une vague déferlante.

a) **Les mécanismes et critères de déferlement**

Dans la zone côtière, la raison essentielle du déferlement est l'augmentation brusque de la pente vers la côte, ceci conditionne l'augmentation de l'amplitude des ondes. Divers modèles ont été proposés par des chercheurs pour analyser ce phénomène (Kimmoun & Branger [2007], Lubin et al [2011]).

Une des approches proposée montre que le déferlement se produit quand la vitesse des particules fluides au sommet de l'onde devient supérieure à la célérité de l'onde, générant l'éjection d'un jet. Miche [1944] propose un critère en se basant sur cette idée et sur la théorie non-linéaire de la houle de Stokes :

$$H_b k = 0.89 tanh(k d_b) \qquad [I.11]$$

Où H = 2a nommé la hauteur de l'onde, k le nombre d'onde, d la profondeur d'eau. Le coefficient H_b/d_b représente l'indice de déferlement.

Le critère de Miche [1944] admet deux limites :

Lorsque la profondeur est grande $kd_b >> 1$ (ondes courtes), le critère se limite à une cambrure

critique $E_c = \frac{\pi H_b}{\lambda} = 0{,}4432$ [I.12]

Pour les ondes longues $kd_b << 1$, les ondes déferlent lorsque le rapport entre la hauteur et la profondeur atteint $H_b/d_b = 0,88$.

La pertinence de ce critère a été validée expérimentalement dans une gamme $0,7 \leq H/\lambda \leq 1,2$ et l'estimation du point de déferlement est raisonnable. Cependant, la pente de la plage doit rester faible. En effet, Tsai et al [2005] montrent avec des expériences sur une plage de pente m = 1/10, que le critère de Miche [1944] donne une bonne estimation de la hauteur de vague au moment du déferlement, mais seulement pour des pentes m = 1/3 et 1/5, le critère surestime la hauteur au déferlement respectivement de 50 % et 60 %. En revanche, Weggel [1972] développe le critère de Miche en comptant l'effet de la pente m d'une plage :

$$\frac{H_b}{d_b} = b_1(m) - a_1(m)\frac{H_b}{gT^2} \quad [I.13]$$

Où g la pesanteur, T la période, et b_1 et a_1 des coefficients de frottements. Weggel [1972] propose les valeurs empiriques :

$$a_1(m) = 43,8[1 - \exp(-19m)] \quad [I.14]$$

$$b_1(m) = 1,56[1 + \exp(-19,5m)] \quad [I.15]$$

Dans une série de simulations numériques, Lee & Heo [2005] ont résolu les équations de Navier-Stokes. Cette étude permet de calculer les indices de déferlement en présence d'une plage et ensuite de comparer les résultats obtenus avec ceux de Weggel [1972]. Les résultats obtenus montrent un accord pour la plupart des pentes.

Un modèle physique a été réalisé par Chanson et al [1997]. Ces derniers ont utilisé un canal doté d'une plage artificielle d'une pente m = 1/12 et retrouvent le résultat de critère de déferlement des ondes solitaires : $\frac{H_b}{d_b} = 0,78$. Ces résultats sont en accord avec ceux de McCowan [1894]. Cet auteur a utilisé la théorie des ondes solitaires pour définir un critère de déferlement et montre que le déferlement débute pour $\frac{H_b}{d_b} = 0,78$.

En utilisant la méthode VOF dans une étude numérique Duval et al [2004] ont superposé les profils de la surface libre à différents instants. Ces résultats sont en bon accord avec ceux trouvés avant le déferlement par Yasuda et al [1997]. Au-delà du déferlement, la plupart des modèles numériques ont des difficultés pour suivre l'évolution de la surface libre en présence d'un mélange air/eau.

Ge et al [1995] ont réalisé une comparaison entre plusieurs méthodes de calculs numériques : modèle de Boussinesq (BM), modèle non linéaire de Boussinesq (FNBM) ainsi que l'écoulement potentiel non linéaire (FNPF). Les résultats montrent une prédiction significativement améliorée de la hauteur des vagues et de la cinématique interne relative au modèle faiblement non linéaire BM. En particulier, les grandeurs des vitesses horizontales sont semblables à celles prédites par FNPF sauf au point du déferlement, où le modèle FNBM sous-estime la concavité du profil des vitesses. D'autre part, Christensen [2006] a utilisé un solveur de Navier-Stokes avec un modèle de surface libre pour simuler trois phénomènes à la fois, le déferlement, le reflux, et la turbulence dans les vagues déferlantes. Le modèle de surface libre est basé sur la méthode des volumes finis VOF.

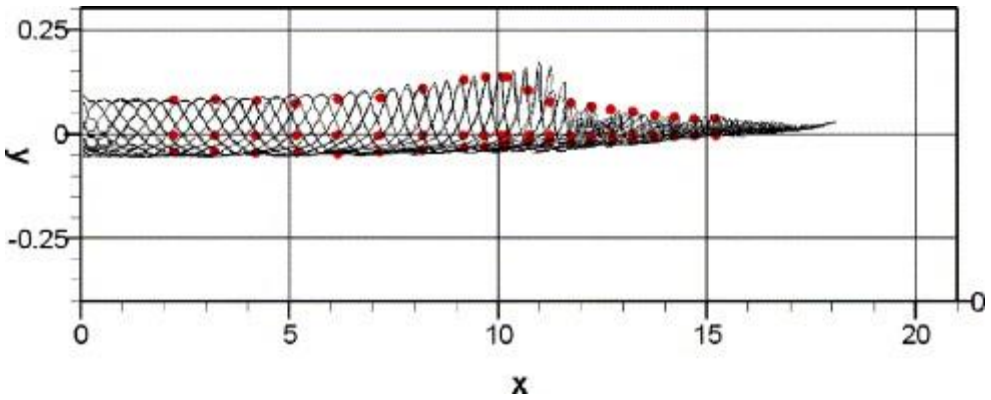


Figure I.2 : Enveloppe de surface de l'eau de 28 à 32 s. Déversement lent estimé par la formulation de Smagorinsky; dimension en m (Christensen [2006]).

I.2.3. **L'énergie de la vague**

La vague peut être représentée par un spectre caractérisé par l'évolution fréquentielle de la densité spectrale d'énergie S(f) représentée dans la figure I.3. Dans le cas général (houle irrégulière, aléatoire et réelle), un spectre de vagues montre cette allure (Molin [2002]).

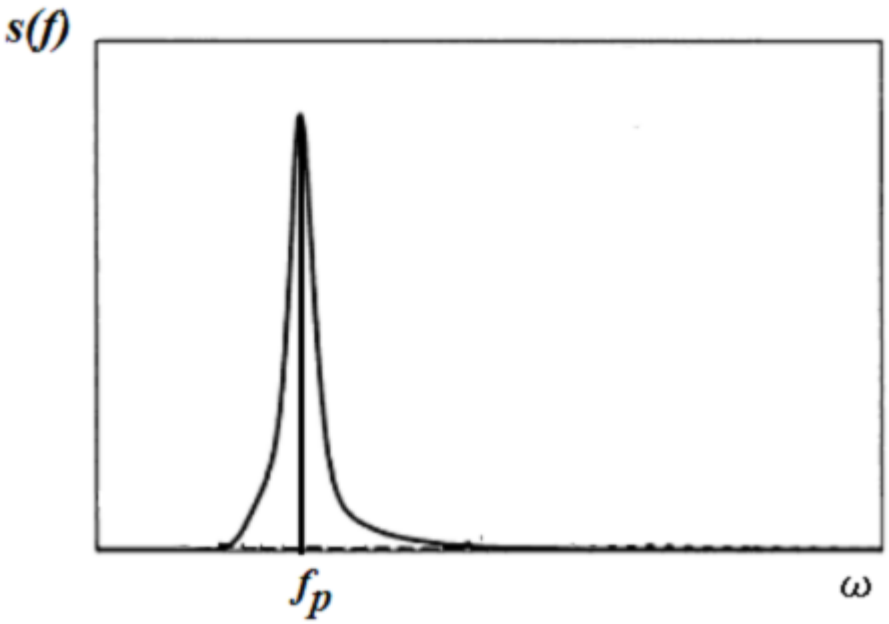


Figure I.3 : Allure de la densité spectrale d'une vague, Molin [2002].

Ce spectre décrit le transfert énergétique dans un groupe de vagues. Il est précisé par une fréquence fondamentale f_p appelée fréquence de pic.

A partir d'études effectuées en laboratoire, Pierson & Moskowitz [1964], ont élaboré un modèle de spectre des vagues conditionnées par le vent. Ce modèle est défini par :

$$F_{PM}(f) = \frac{bg^2}{(2\pi)^5 f^5} e^{\frac{5}{4}\left(\frac{fm}{f}\right)^4} \qquad \text{[I.16]}$$

Où b: la constante de Philips, g : pesanteur et $f_m = \frac{0.13g}{U_{10}}$ est le pic de fréquence en fonction de la vitesse du vent à dix mètres de hauteur (hauteur de référence des météorologues).

Le couplage dynamique entre l'atmosphère et l'océan est contrôlé par l'onde de surface. Mitsuyasu [1975] dans une étude en laboratoire indique qu'une fraction du flux dynamique de l'atmosphère est initialement associée à la génération des ondes. Mitsuyasu [1975] estime que la vague déferlante conditionne également la limitation de la hauteur des ondes de surface. Ce déferlement induit le transfert de l'air contenu dans l'eau superficielle par l'entraînement des bulles vers la surface. De plus, le déferlement des vagues dissipe l'énergie des ondes de surface en mélangeant les couches de surface de l'océan.

Mesuré par Rapp & Melville [1990], le taux de dissipation est représenté en fonction de l'amplitude et la fréquence de la vague, dont la formule pour estimer le flux de l'énergie est :

$E = C_g(1 \,/\, 2\, \rho g \overline{\eta^2})$ selon Whitham [1962] [I.17]

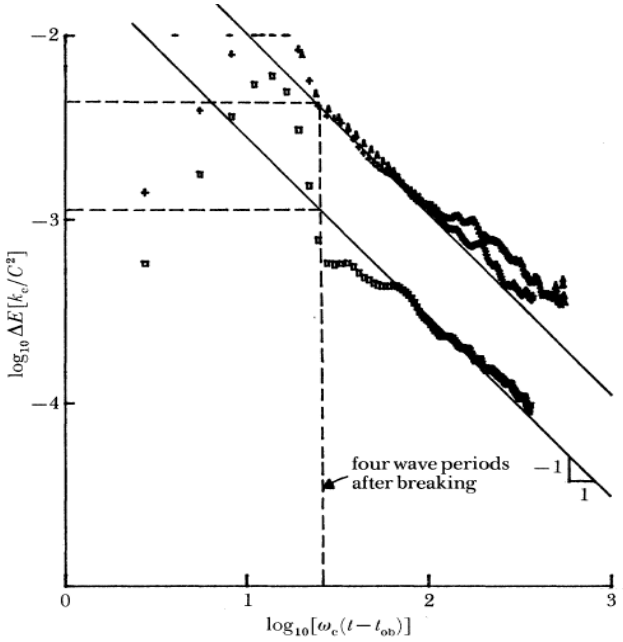


Figure I.4 : Dissipation de l'énergie cinétique pour deux types de déferlement; glissant lent (carré); déferlement plongeant (rectangle), Rapp & Melville [1990].

Où Kc est la profondeur normalisée, t_0 le temps du début du déferlement et ω la pulsation de la vague. Après le déferlement, plus de 90 % de l'énergie est perdue selon Rapp & Melville [1990], ceci pour une vague déferlante instable. Dans ce sens, Duval et al [2004] en comparant ces résultats avec les simulations de Chen et al [1999], ont montré un bon accord pour lequel 90% de l'énergie mécanique est dissipée par le déferlement au cours du temps.

I.2.4. **Processus de déferlement**

À l'inverse des vagues de tsunami qui sont des ondes ayant une grande longueur d'onde qui s'amplifie en arrivant vers la zone côtière, les vagues scélérates sont des vagues solitaires, de même longueur d'onde que leurs voisines mais souvent de directions différentes (cf. course du Fasnet, Forbes et al [1979]), ayant une pente très élevée. Ces vagues se caractérisent par une hauteur du creux à la crête (H_{freak}) qui s'élève jusqu'à deux fois la hauteur significative (H_s) de la vague moyenne (Kharif et al [2003]). Yao & Wu [2004], ont observé expérimentalement, un changement

du point de focalisation, et en analysant la forme des vagues scélérates, et leur évolution spectrale, ils ont conclu que la non-linéarité des vagues scélérates est affectée par la présence d'un courant.

Dans la structure du train d'ondes, il apparaît que la pente spectrale et la bande de fréquence, s'avèrent des paramètres critiques qui affectent la formation des vagues scélérates et le contrôle des propriétés géométriques. Plusieurs mécanismes ont été suggérés pour expliquer la formation des vagues scélérates, comme :

- les focalisations spatio-temporelles (Kharif et al [2001], Johannessen & Swan [2003])

- la non linéarité ou l'instabilité modulationnelle (Benjamin-Feir [1967], Dyachenko & Zakharov [2005])

- l'interaction de solitons enveloppes (Clamond & Grue [2002]).

Ces mécanismes ont été très étudiés par Kharif et al [2003] et par Dysthe et al [2001]. Ce type de vague a été observé à la fois au large comme près de la côte. Bien avant le XVIIIe siècle, les vagues scélérates étaient constamment décrites comme un monstre de mer. Les origines potentielles de la création de ces vagues sont l'instabilité modulationnelle et la focalisation dispersive que nous expliquons par la suite.

a) **L'instabilité modulationnelle**

L'instabilité modulationnelle (figure 1.5) correspond à une onde continue initialement perturbée qui tend à se briser spontanément en un train d'impulsions lorsqu'elle se propage dans un milieu dispersif et faiblement non linéaire.

Des travaux ont été menés pour appréhender l'origine des vagues géantes. Dans un premier temps, l'instabilité modulationnelle est mise en évidence par Benjamin & Feir [1967] et correspond à la modulation d'un paquet d'onde. Cette modulation peut être expliquée par le transfert énergétique entre les composantes du train d'onde. Ce transfert énergétique se représente par la modulation de l'amplitude. Les résultats de Benjamin & Feir [1967] ont été approuvés par Zakharov [1968]. Ce dernier a analysé cette instabilité. De nombreux spécialistes ont prédit qu'au maximum de cette instabilité, une vague scélérate peut se générer, tels Henderson et al [1999], Osborne et al [2002] et Calini & Schober [2002].

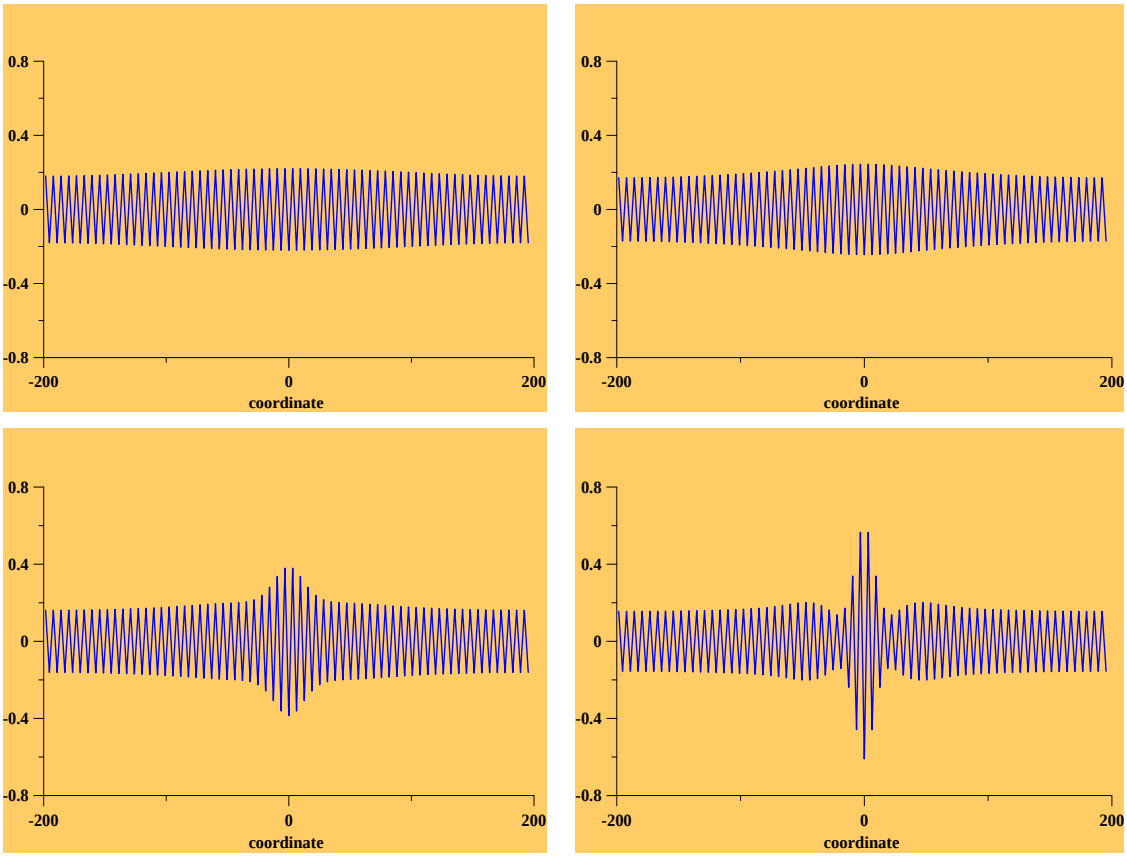


Figure I.5 : Evolution spatio-tomporelle d'une instabilité modulationnelle

b) **La focalisation dispersive**

Depuis des dizaines d'années, l'étude de la houle a fait l'objet de recherches mathématiques, de développements numériques et d'analyses expérimentales. Les différentes théories ont permis de mettre en évidence le comportement d'un train d'ondes avec une fréquence modulée.

En théorie, un train d'ondes se compose de parties avec différentes fréquences (figure I.6). La focalisation est due au caractère dispersif des vagues, alors que les vagues de grandes longueurs d'ondes se propagent plus vite que celles de plus courtes longueurs d'ondes.

Il peut alors se produire ce qu'on appelle une focalisation spatio-temporelle ou focalisation dispersive. En effet les ondes les plus longues rattrapent les plus courtes, cela donne une vague d'amplitude importante. Baldock et al [1996] et Johannessen & Swan [2001] ont étudié expérimentalement et numériquement les processus de formation des vagues non linéaires, engendrées par la focalisation spatio-temporelle. Dans le cadre des vagues scélérates, Pelinovsky et al [2000] ont étudié ce phénomène en eau peu profonde. Dans une étude en 2002, Slunyaev et al,

ont abordé cette problématique dans le cas d'une profondeur finie en utilisant les équations de Davey-Stewartson.

D'une manière générale, une vague dénommée focalisée (figure 1.6) est obtenue à partir d'un groupe de vagues dispersives qui évoluent dans l'espace et au cours du temps. Elles se réunissent en une seule vague où le maximum d'énergie est concentré, avec une modulation de paquet d'ondes. Cette vague focalisée peut conduire au déferlement. Ce dernier provoque la naissance d'un nuage de bulles d'air d'où l'intérêt d'étudier ce phénomène.

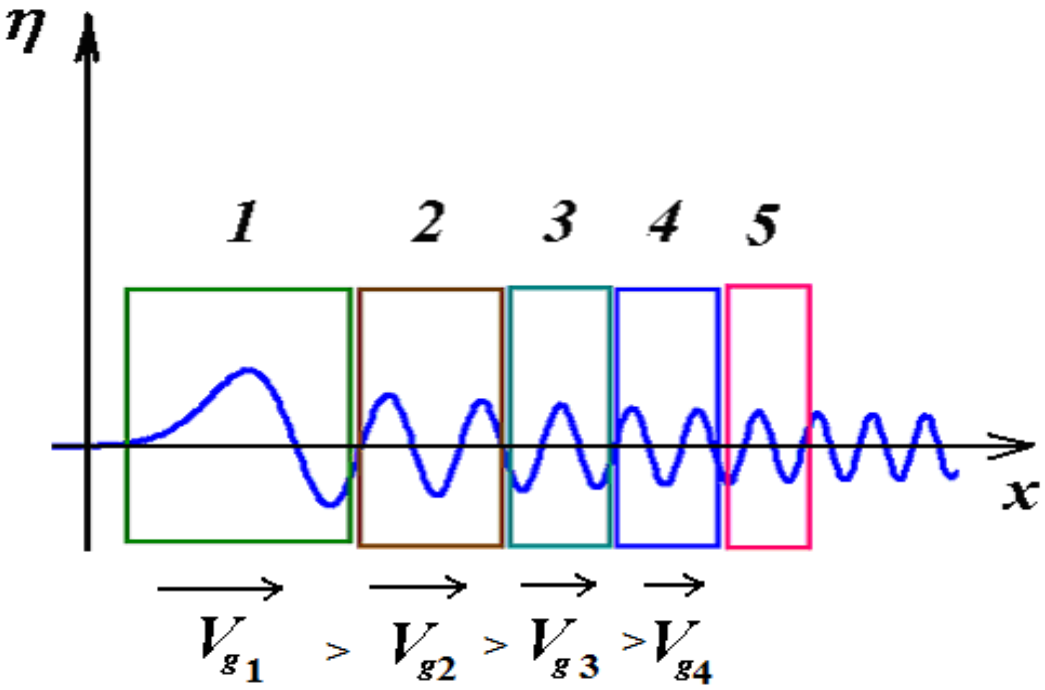


Figure I.6 : Evolution spatiale d'une focalisation dispersive

Malgré les recherches intenses sur ce sujet, il est constaté qu'il reste encore beaucoup à faire pour permettre une bonne connaissance du phénomène, en particulier les origines de cette vague et son évolution. En outre, d'autres études sont en cours dans le but de mieux appréhender le comportement des vagues scélérates.

I.2.5. **L’évolution spatio-temporelle d’un train d’onde**

L'équation simple de l’évolution non linéaire pour décrire la dynamique des ondes de gravité en eau profonde est l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE). Bien que cela représente une simplification grossière du comportement complexe des ondes de surface réelle, elle ne constitue qu'un point de départ pour une étude théorique approfondie. Beaucoup de travaux ont été réalisés sur l'instabilité de l'enveloppe d'un train d'ondes régulières. Ces études remontent aux années soixante, notamment le fameux article publié par Benjamin & Feir [1967], suivie par Longuet [1978]. Les auteurs Volobueva & Storozhe [2001] et Gorodetskaya [2001] ont étudié les phénomènes de focalisation et la diffusion de l’onde en fonction des caractéristiques physiques de la surface libre. Dans des conditions appropriées, un paquet d'ondes peut se focaliser d’après Bialynicki et al [2002] et Dodonov & Andreata [2003], en l'absence de toute force extérieure pour une courte période de temps.

Gibbs & Taylor [2005], par une simulation numérique, ont défini le point de focalisation au moment où l'élévation de la surface de crête est au maximum. Les résultats sont représentés sur la figure [I.16].

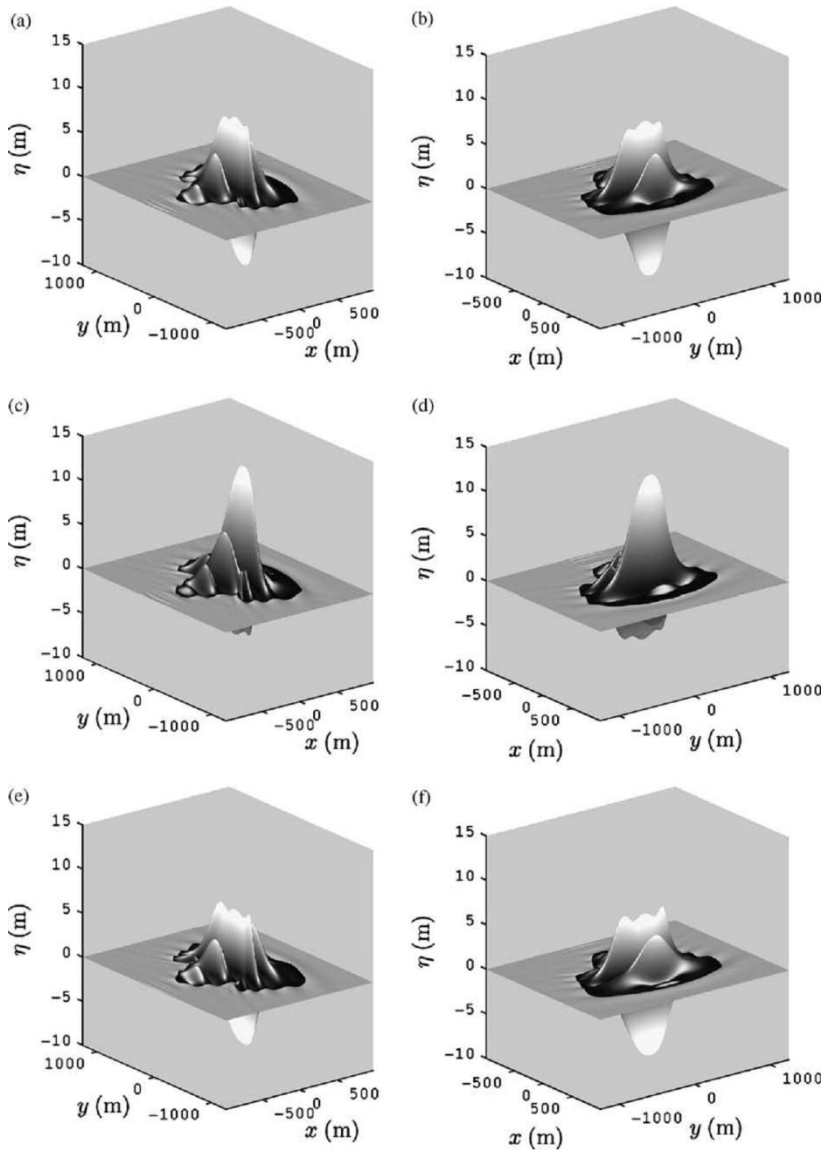


Figure I.7 : Evolution non linéaire spatio-temporelle de la surface libre (Gibbs & Taylor [2005]).

Les calculs non-linéaires de Gibbs & Taylor [2005] sont basés entièrement sur la théorie de la focalisation des composantes de l'onde, réparties en fréquence et en direction, cela fournit une concentration suffisante d'énergie pour déclencher des effets non linéaires. Ceci est calculé pour une somme d'amplitude d'entrée de A = 5,0 m. Les travaux de Gibbs & Taylor [2005] sont fondés sur le spectre JONSWAP décrit dans les travaux de Katsardi & Swan [2011] (figure I.7). Ces analyses numériques donnent une idée de l'évolution spatio-temporelle d'une vague sans aucune influence extérieure. Le terme non linaire des ondes focalisées donne ainsi une description complète du phénomène.

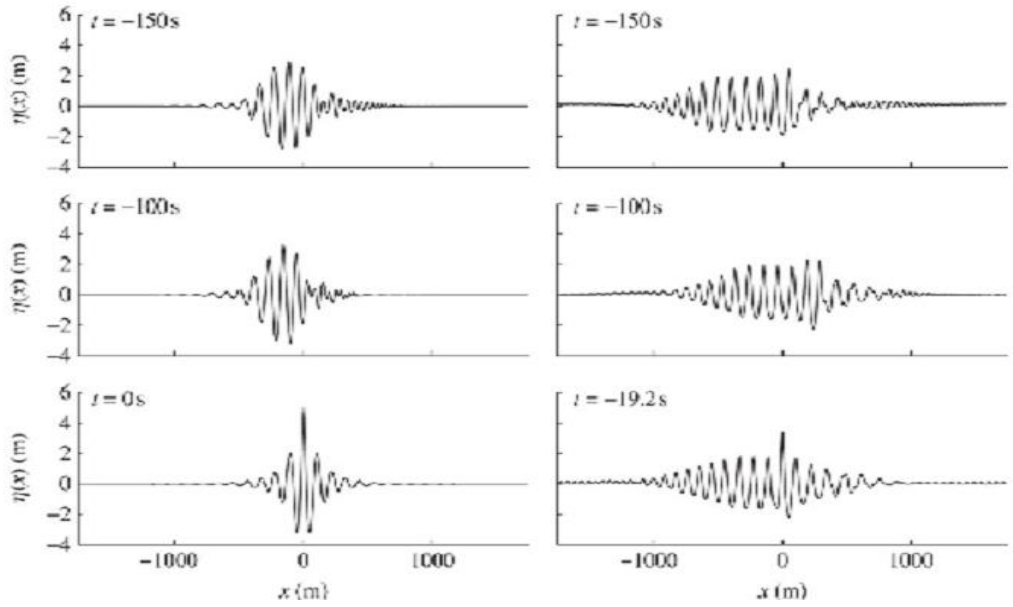


Figure I.8 : Evolution unidirectionnelle d'un train d'ondes dans une profondeur d'eau intermédiaire (Katsardi et al [2011]).

Les observations en laboratoire de Baldock et al [1996] (figure I.8) et les calculs numériques de Johannessen & Swan [1997] et [2003] montrent que, les effets non linéaires peuvent être très importants, et conduire à une modification du processus linéaire traduit par la dispersion de fréquence.

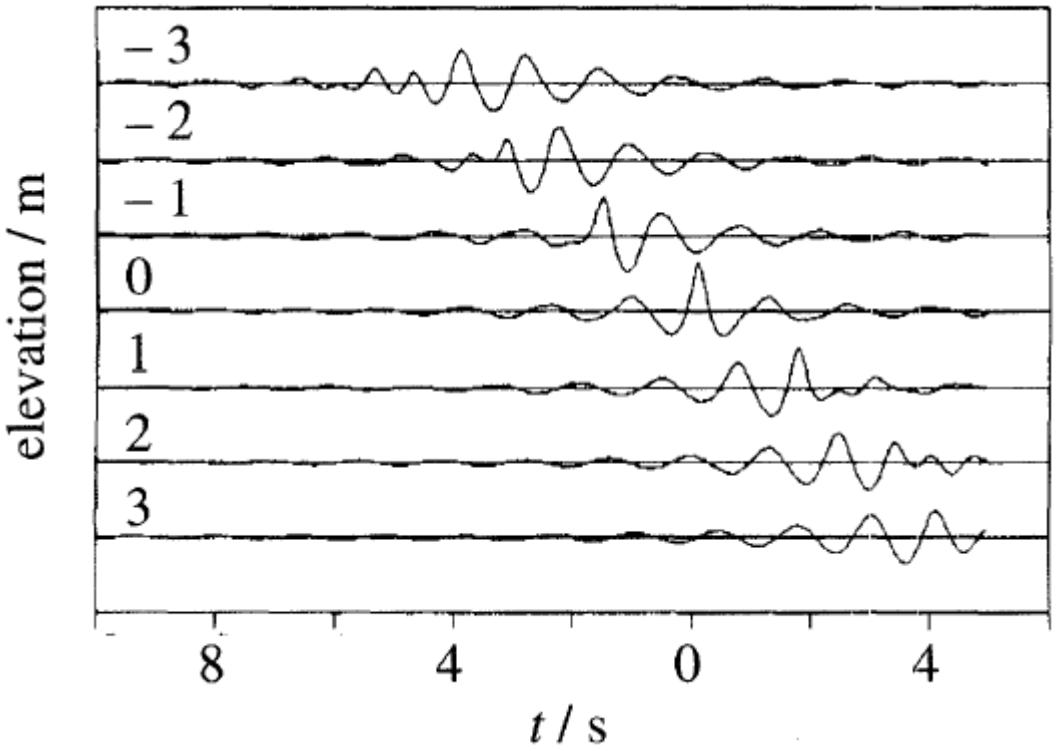


Figure I.9 : Evolution de la formation des ondes focalisées dans l'espace et au cours de temps (Baldock et al [1996]).

Nous reviendrons en détail dans le dernier chapitre pour analyser l'influence de la présence d'un courant sur le comportement des vagues, afin de donner une description de l'évolution de la surface libre dans trois configurations différentes, sans courant, avec courant dans le sens des vagues ou avec un contre-courant.

I.2.6. **Focalisation d'un train d'onde en présence d'un courant**

Le phénomène de l'interaction des vagues et des courants est un sujet qui occupe fortement les scientifiques qui s'intéressent aux problèmes liés à l'océan. Vu la complexité à la fois du comportement de la houle et du courant, il est nécessaire de comprendre leur interaction qui joue un rôle prédominant dans la plupart des processus des dynamiques littorales et au large. Les interactions houle-courant sont étudiées pour leurs effets :

- à petite échelle, notamment pour les problèmes de mélange et de turbulence;

- à l'échelle des petites vagues pour les effets d'advection par les courants, par exemple pour des applications en courantométrie de surface RADAR (Steward et al [1974]);

- à méso-échelle pour les modèles spectraux de propagation des houles par conservation de l'action.

Ces études ont un intérêt majeur, particulièrement, pour l'installation des hydroliennes où l'on s'intéresse à l'impact de houles sur la distribution verticale du courant de marée, à partir d'une approche de Boussinesq d'ordre élevé. En outre, ces interactions donnent des informations intéressantes sur l'impact d'un courant sur les données de la houle à partir d'instruments de mesure immergés. En particulier, Swan et al [2001] ont mis en évidence la sous-estimation des hauteurs significatives de vagues calculées à partir de la pression mesurée au fond en présence de courants cisaillés lorsque ceux-ci n'étaient pas pris en compte.

a) **Approches expérimentales et *in situ* de la focalisation d'un train d'ondes en présence d'un courant**

Rey et al [2006] ont étudié en détail, par des mesures *in situ* menées en zone littorale, et en particulier dans la zone de déferlement des vagues, les mesures de vitesses et/ou de pression où l'instrumentation, par nécessité, est souvent disposée sur le fond.

Chin et al [2004] ont effectué des mesures en laboratoire sur la limitation des vagues scélérates, en présence d'un courant. La dispersion spatio-temporelle mise au point et l'interaction houle-courant sont utilisées pour générer des vagues scélérates.

Rey et al [2002] ont réalisé une étude expérimentale sur les interactions houle-courant pour avoir une meilleure connaissance des profils de courant sur la colonne d'eau en fonction des conditions de houles et de la profondeur d'eau relative. Cette étude a mis en évidence d'une part l'impact de la superposition d'une houle et d'un courant sur le profil vertical moyenné de l'écoulement et d'autre part l'effet du courant sur le calcul de la hauteur de la houle à partir de capteurs de pression sur le fond.

L'aspect le plus significatif est la sous-estimation systématique de la hauteur de la houle à partir des capteurs de pression situés sur le fond, qui semble traduire l'importance du rotationel

induit par la superposition de la houle et du courant (Swan et al [2001]). Cette sous-estimation est bien supérieure aux erreurs calculées à partir d'une incertitude sur le courant. D'un point de vue de l'homogénéité de l'écoulement moyen, les houles ont tendance à homogénéiser le courant sur la verticale, en particulier dans les conditions d'eau peu profonde.

Magne et al [2005] ont effectué une expérience avec un fond modulé qui a été positionné sur la partie médiane de l'axe de propagation des vagues. Le courant a tendance à s'évacuer sur les côtés, générant une dispersion importante des vitesses le long de l'écoulement moyen, colinéaire à la houle. Ils ont observé que les houles diminuaient l'intensité de ces instabilités, en particulier pour les ondes longues.

b) **Approches numériques et théoriques de la focalisation d'un train d'ondes en présence d'un courant**

Daviau & Majastre [2004], dans une étude numérique de l'hydrodynamique d'une hydrolienne à axe vertical, ont démontré la possibilité d'appliquer un code industriel comme Fluent à la modélisation d'une hydrolienne en présence de courant. Ainsi un modèle capable de traiter des domaines de taille intermédiaire est indispensable afin de fournir des profils d'écoulement réalistes en entrée de ce type de code.

Une étude numérique a été réalisée par Touboul et al [2007]. Cette étude a fait l'objet d'une comparaison de l'évolution de la surface libre et du déplacement du point de focalisation ainsi que la variation de l'amplitude en présence d'un co-courant et d'un contre-courant avec un modèle numérique linéaire. Un autre modèle non linéaire a été testé en eau profonde.

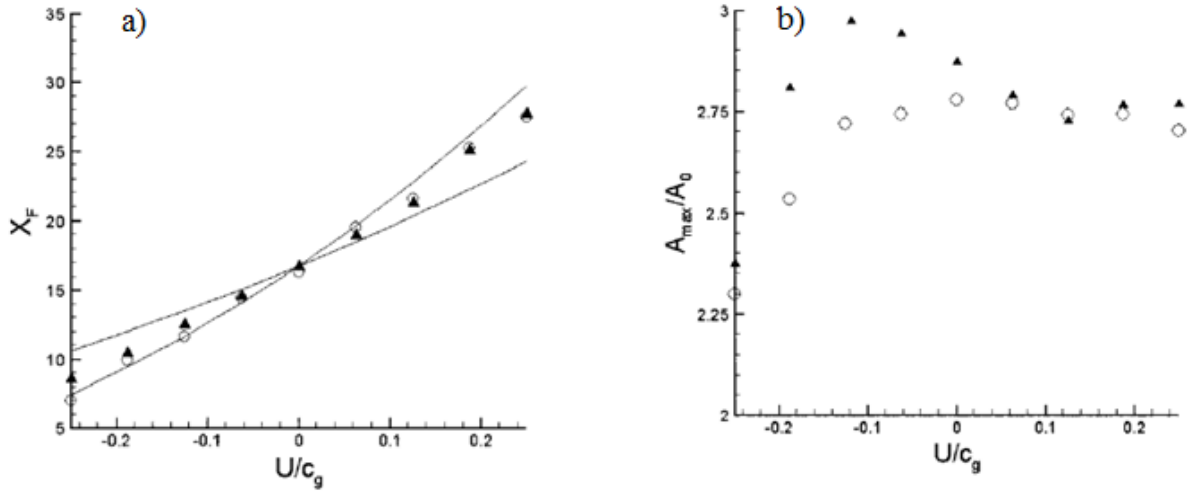


Figure I.10 :a) Variation de la position du point de focalisation en fonction de la vitesse du courant. b) : Variation de l'amplitude du point de focalisation en fonction de la vitesse du courant (Touboul et al [2007]).

La figure I.10 (a et b) montre les résultats numériques de la position du point de focalisation en fonction du courant. On observe sur le graphe de la figure (I.10 a) qu'il existe deux extrêmes théoriques pour la zone de focalisation, dont les résultats sont issus du modèle non linéaire (triangles) et du modèle linéaire (cercles). On observe une évolution similaire pour les deux modèles et en particulier pour le cas d'un contre-courant fort. Le modèle linéaire est plus crédible en comparant avec le modèle cinématique proposé par Touboul et al [2007].

I.2.7. **Le modèle cinématique des ondes focalisées**

En raison du comportement dispersif des ondes, lorsque les ondes courtes se propagent avec des vagues longues, ces dernières sont dépassées, et des vagues de grandes amplitudes peuvent se produire en un point fixe. Une approche linéaire du problème amènerait à considérer la surface de la mer comme une superposition d'ondes linéaires de fréquences ω (x, t).

D'après Yukiharu & Masayuki [1995] et Kharif et al [2008], l'évolution spatio-temporelle de ces composantes est décrite par l'équation hyperbolique suivante :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + c_g(\omega)\frac{\partial \omega}{\partial x} = 0 \qquad [I.18]$$

Où c_g est la vitesse de groupe. Le problème des conditions limites pour cette équation peut être résolu en utilisant la méthode des caractéristiques, la solution est :

$$\omega(x,t) = \omega_0(\tau) \quad [I.19]$$

$$\tau = t - \frac{x}{c_g} \quad [I.20]$$

Où ω_0 correspond à la distribution de fréquence temporelle du paquet d'ondes à x = 0. En différenciant la fréquence, il s'agit :

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} = \frac{d\omega_0/d\tau}{1+(2x/g)d\omega_0/d\tau} \quad [I.21]$$

On peut remarquer que le cas $d\omega_0/d\tau < 0$, qui correspond aux ondes courtes émises avant les ondes longues, conduit à une singularité. Cette singularité correspond à la focalisation de plusieurs vagues à $t = T_f$ et $x = X_f$. Pour une profondeur infinie, la vitesse de groupe de chacune des composantes est donnée par $Cg(\omega) = g/2\omega$.

En effet, la fréquence imposée à une houle située à x = 0 et pour 0 <t <T est donnée par :

$$\omega(t,0) = \frac{g}{2}\frac{T_f - t}{X_f} \quad [I.22]$$

Où g est l'accélération de la pesanteur. Cette modulation de fréquence, varie linéairement de ω_{min} à ω_{max}. Elle fournit la focalisation optimale du paquet d'ondes linéaires en eau calme et elle est très souvent appliquée dans les conditions de laboratoire. Les composantes qui suivent cette loi sont fusionnées intégralement à la même position X_f, et au même instant T_f. Les coordonnées du point de focalisation dans le plan (x - t) sont données par :

$$X_f = \frac{gT}{2}\frac{1}{\omega_{max}-\omega_{min}} \quad [I.23]$$

$$T_f = \frac{2\omega_{max}}{g}X_f \quad [I.24]$$

En présence d'un courant, l'équation (I.21) doit être modifiée, pour prendre en considération l'effet Doppler :

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} + \left[c_{gr}(\omega) + U\right]\frac{\partial\omega}{\partial x} = 0 \quad [I.25]$$

Où U est la vitesse du courant. La solution, préalablement donnée par l'équation (I.18), devient

$$\omega(x,t) = \omega_0(\tau) \quad [I.26]$$

$$\tau = t - \frac{x}{c_{g(w)+U}} \quad [I.27]$$

L'équation (I.25) devient :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{d\omega_0/d\tau}{\frac{2gx}{(g+2\omega U)^2}\frac{d\omega_0}{d\tau}} \quad [I.28]$$

On remarque que la dynamique du groupe d'ondes est plus complexe. Le dénominateur est maintenant exprimé en fonction du temps, et est égal à zéro pour plusieurs valeurs de l'espace et du temps. Les vagues ne fusionnent pas au même endroit, au même moment. Le point de focalisation est théoriquement étendu à une zone de focalisation de L_{min} à L_{max}, où :

$$L_{\min} = X_f \left(1 + \frac{2U\omega_{min}}{g}\right)^2 \quad [I.29]$$

$$L_{\max} = X_f \left(1 + \frac{2U\omega_{max}}{g}\right)^2 \quad [I.30]$$

a) **L'influence des paramètres hydrodynamiques sur la propagation de la houle**

Les paramètres hydrodynamiques et géométriques(hauteur d'eau, pente, rugosité, dimensions du dispositif expérimental) ainsi que les propriétés du fluide (viscosité, densité, pression et température) jouent un rôle fondamental dans l'évolution spatio-temporelle de la propagation de la houle. De plus, l'interaction de la houle avec le courant marin et/ou une structure immergée (Maissa et al [2013], Germain [2010], Massel et al [1983]) génère des écoulements très complexes, notamment des structures tourbillonnaires. Cette structure rotative est conditionnée par l'écoulement secondaire de la propagation de la houle provoquant un cisaillement.

Dans cette optique, Perret et al [2009] ont étudié la dynamique tourbillonnaire dans un champ de houle. Cette expérience a été réalisée dans le but de déterminer l'impact des tourbillons provoqué par une plaque plane horizontale dans un canal à houle. Cette étude a mis en évidence l'impact des tourbillons sur le fond. Ce phénomène peut générer des courants importants entrainant des affouillements.

Dans le même contexte, une étude a été réalisée en présence d'un paramètre appelé rugosité caractérisant globalement les pertes d'énergie dans un écoulement hydrodynamique. A cet effet, la contrainte de cisaillement à la paroi sera sensiblement affectée. De plus, une contrainte

supplémentaire freine l'écoulement via les gradients transversaux des composantes du tenseur de Reynolds. Ces derniers provoquent des écoulements secondaires au centre du flux hydrodynamique. Müller et al [1979] ont utilisé un canal avec un rapport de forme B/h=7.5 (figure I.21(a)). Les auteurs présentent les cellules des écoulements secondaires engendrés par une paroi rugueuse. Un écoulement contrarotatif a été observé pour ces expériences. Les écoulements secondaires sont orientés à partir des zones lisses vers les zones rugueuses. Pour effectuer une comparaison, nous avons analysé une autre étude réalisée par Wang & Cheng [2005] (figure I.11(b)).

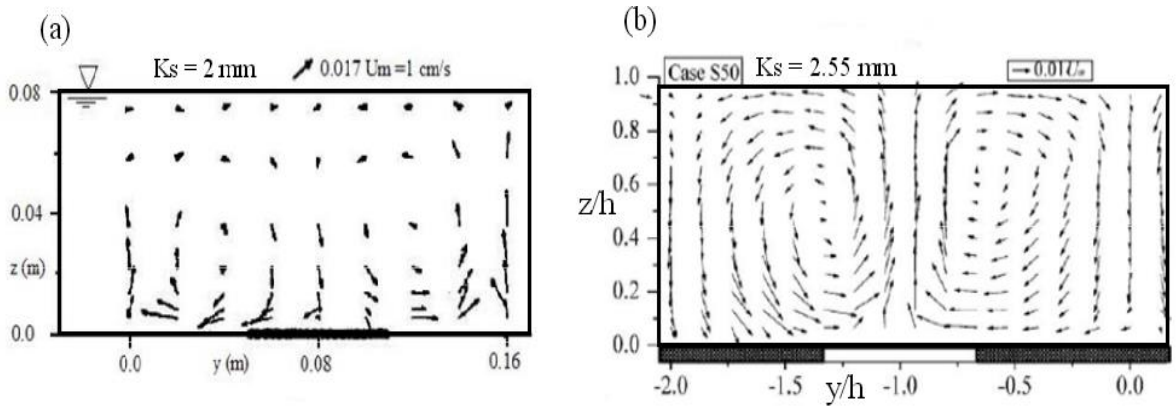


Figure I.11 : Ecoulements secondaires au-dessus d'un fond avec contraste de rugosité : (a) mesures de Muller et al [1979], (b) mesures de Wang & Cheng [2005].

Il est à noter que pour les deux expériences, les mesures ont été effectuées dans l'axe du canal. Nous observons pour cette expérience que les vitesses verticales montantes sont limitées au-dessus de la zone lisse, cette zone est caractérisée par une faible turbulence contrairement à ce que Muller et al ont observé en 1979. Sur la figure I.11-b. Finalement, pour les deux expériences, l'intensité des écoulements secondaires est plus importante dans la zone de paroi qu'au voisinage de la surface libre. Ceci montre qu'un écoulement hydrodynamique en présence de rugosité sur les parois et au fond peut conditionner une perte d'énergie en provoquant une zone de turbulence assez forte.

I.2.8. **Relations entre la focalisation d'un train d'ondes en présence d'un courant et les vagues scélérates**

L'interaction houle/courant contribue aussi à la formation des vagues scélérates et permet d'expliquer leurs origines (Peregrine et al [1976], Smith et al [1976]). Le cisaillement vertical du courant océanique est important pour les courtes vagues de vent avec une longueur inférieure à quelques mètres (Thomas [1981], Silva et al [1988], Thomas [1990]). La variabilité horizontale des courants océaniques est relativement élevée et conduit à la formation d'ondes fortement focalisées (Lavrenov et al [1998], White et al [1998]).

Holthuijsen et al [2003] ont présenté des modèles de circulation générale couplés à des modèles spectraux de houle permettant d'étudier l'évolution d'un champ de vagues en présence d'un courant. Cependant peu d'entre eux traitent des modifications du champ de courant par la houle. Ils ne fournissent pas directement l'information sur la cinématique interne mais peuvent fournir des conditions aux limites à des modèles d'échelles plus locales. Le modèle de Holthuijsen et al [2003] peut donner une idée sur la formation des vagues scélérates en analysant la formation des vagues de grandes amplitudes.

Des concepts originaux de transformation de l'énergie cinétique des courants marins ont récemment été développés. Ces dispositifs, conçus pour qu'ils soient en production dans des courants incidents parfaitement uniformes et permanents, sont appelés à être soumis à des écoulements complexes et fluctuants résultant de la combinaison de la houle et de forts courants interagissant sur une bathymétrie variable. Il est donc nécessaire de bien connaître ces phénomènes d'interaction pour à la fois appréhender la production réelle d'un dispositif et permettre son dimensionnement structurel.

I.3. **Les écoulements aérés**

L'étude des écoulements aérés présente un grand intérêt en hydrodynamique, dans les transferts de chaleur, de masse et dans la stabilité de l'écoulement. Les écoulements diphasiques s'appliquent également à une large gamme d'applications d'ingénierie, par exemple, dans les installations industrielles, dans les chaudières, dans les réacteurs nucléaires, dans les digues pneumatiques dont la structure est constituée d'un mélange air/eau.

Un écoulement air/eau peut former plusieurs typologies: bulles, poche de gaz, bouchons de liquides, film (figure I.12). La plupart des écoulements artificiellement aérés consistent à injecter un jet d'eau dans un milieu aquatique afin de créer un mélange d'air/eau, ou bien injecter directement de l'air dans l'eau (rideau de bulles d'air). Ces techniques sont utilisées à des fins, à la fois de recherches et industrielles.

Au regard de l'importance de ces techniques, nous allons présenter dans la suite des études dont l'intérêt est de comprendre les processus de cet écoulement artificiellement aéré.

I.3.1. **Les cartes d'écoulements**

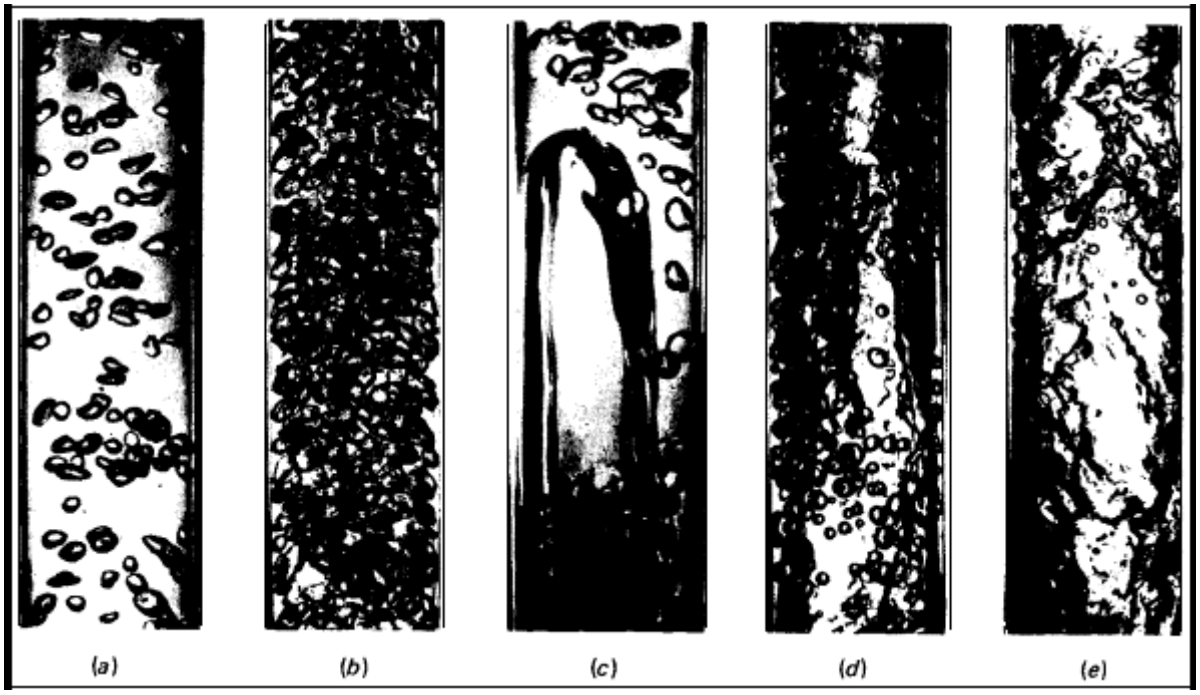


Figure I.12 : Exemples de régimes en écoulements diphasiques air/eau verticaux co-courants:(a) : Bulles séparées; (b) : Lit dense de bulles; (c) : Poches; (d) : Churn; (e) : Annulaire (Roumy [1969]).

Les écoulements mixtes qui se composent d'air et de liquide obéissent à plusieurs régimes. Ces derniers dépendent essentiellement de la densité et des caractéristiques physiques du mélange air/eau. Dans la littérature, de nombreux chercheurs ont établi des diagrammes d'écoulement dans le but de distinguer les différents régimes.

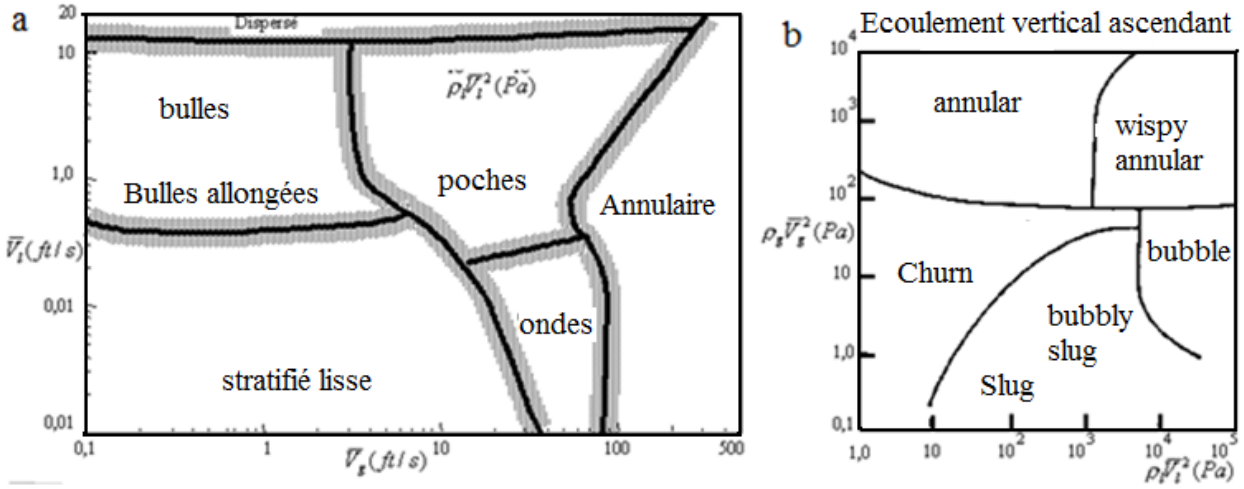


Figure I.13 : Régimes d'écoulement a : écoulement horizontal liquide/gaz. Mandhane et al [1974], b : écoulement vertical liquide/gaz. (Quillan et al [1985]).

Mandhane et al [1974] ont tracé un diagramme pour un écoulement horizontal liquide/air (figure I.13a). Pour suivre l'évolution de l'écoulement, Mandhane et ses collaborateurs en 1974 ont utilisé les vitesses superficielles du liquide en fonction de celles du gaz pour établir ces limites. L'inconvénient principal de ce diagramme, se trouve dans les frontières imprécises de transition entre les différents régimes. Dans ce contexte, une analyse plus approfondie réalisée par Mac Quillan et al [1985] a permis de concevoir un autre diagramme dont les frontières entre les différentes classes de régimes sont bien définies (figure I.13b). $V_{gs} = Qg/A$ et $V_{ls} = Q_l/A$, où V_{gs}, V_{ls} sont respectivement les vitesses superficielles du gaz et du liquide, Q_g , Q_l les débits volumiques respectifs du gaz et du liquide et A l'aire de la conduite ($A = \pi D^2/4$ pour une conduite cylindrique de diamètre D).

I.3.2. **Les écoulements artificiellement aérés**

Dans la nature, les flux air/eau sont particulièrement observés dans les cascades, dans les cours d'eau de montagne caractérisés par une forte pente dans le déferlement d'une vague. Ce mélange est également observé dans les ouvrages hydrauliques tels que le présente Chanson en 1997.

Wood et al [1991], Hager et al [2003] ont réalisé des études expérimentales pour montrer la complexité du processus d'aération de la surface libre. Au cours des investigations menées par les chercheurs, différents paramètres ont fait l'objet d'analyse approfondie. Nous citons en particulier la densité du mélange par John [1970], la dispersion des bulles dans un mélange par Hinata et al [1977] ainsi que la vitesse moyenne d'écoulement par Kobus [1968] et Wood [1984]. Afin de comprendre le processus de l'entraînement d'air dans un écoulement d'eau, des modélisations numériques et des solutions analytiques ont été tentées par de nombreux auteurs. Les résultats de ces derniers mettent en évidence le rôle majeur de ce phénomène d'entrainement d'air dans le processus de dissipation de l'énergie grâce à une forte génération de turbulence (Lubin et al [2006], Guignard et al [2001]). Les problématiques principales sont, l'analyse des étapes d'apparition et d'évolution des poches d'air dans un écoulement d'eau. Vassilev et al [2007] ont déterminé expérimentalement et numériquement les caractéristiques d'écoulement et la forme des bulles de gaz 2D immergées dans un liquide stagnant ou en écoulement. Cette étude a examiné l'évolution spatio-temporelle du mélange air/eau dans le cas où la viscosité influence le mouvement des bulles. L'analyse expérimentale a été jugée en bon accord avec les résultats numériques quand le nombre de Reynolds est supérieur à 10000. La plupart des modèles numériques qui représentent le processus d'entraînement d'air, négligent certains détails des caractéristiques physiques de l'écoulement dont l'influence est très sensible sur la dynamique de l'écoulement. La géométrie des bulles est un paramètre essentiel pour la conception des modèles numériques. Ce paramètre est nécessaire pour la modélisation numérique des écoulements air/eau.

L'air évacué dans l'eau se dilate rapidement, en raison de la chute de pression dans l'eau et se décompose en des bulles de petites tailles. Cette formation initiale des bulles a été étudiée à la fois théoriquement et expérimentalement, voir par exemple Davidson & Schuler [1960]. Plusieurs études sur le mouvement des bulles dans le liquide sont décrites dans la littérature. Haberman & Morton [1954] ont réalisé une enquête approfondie sur la vitesse de montée de l'air dans une colonne d'eau.

I.3.3. **L'influence de la présence des bulles sur l'écoulement**

Dans la littérature, certains régimes d'écoulements artificiellement aérés sont étudiés à l'aide d'un rideau de bulles, appelé brise-lames de bulles d'air et utilisé pour protéger les ports contre la pollution due aux marées noires. Le brise-lames à bulles d'air est une digue mobile, avec plusieurs caractéristiques spécifiques telles que la temporalité et son faible coût.

Le concept initial de la digue pneumatique est attribué à Phillip Brasher qui a obtenu un brevet en 1907 sur une méthode d'atténuation d'ondes en forçant l'air comprimé à travers un tuyau perforé immergé.

Entre les années 1930 et 1950, des maquettes ont été effectuées mais les résultats étaient incomplets et dans certains cas contradictoires. L'un des progrès les plus significatifs au cours de cette période a été le développement par Taylor (Hugo et al [1846]) d'une théorie pour le brise-lames pneumatique. Cela avait été ultérieurement modifié et publié en 1955. Une partie de la théorie a concerné la prédiction théorique de la vitesse d'écoulement surfacique nécessaire pour arrêter les vagues d'une longueur d'onde donnée. En 1950, un prototype de taille important a été conçu et réalisé par Laurie pour protéger une entrée du quai de ferry-boat de Douvres.

I.3.4. **Taille des bulles dans un mélange air/eau**

Jones & Warren [1972] a mené des expériences à grande échelle sur un rideau de bulle d'air basé sur des observations en eau calme. La majorité des bulles d'air dans le panache était de l'ordre de 6,25 mm de diamètre. Seules quelques bulles de diamètre relativement supérieur à cette valeur, variant entre 19 mm à 25 mm sont notées. L'explication de ceci se trouve dans le travail accompli par Towell & Strand [1965] sur le transfert de mélange et de masse dans les colonnes à bulles à grands diamètres. Ils ont observé que lorsque l'air était introduit par une buse contenant plusieurs orifices placés sous l'eau, alors les bulles d'air étaient toutes d'environ 6,25 mm de diamètre. La taille des bulles reste constante dans la colonne d'eau sur une hauteur de 3 m. Ceci est en contradiction directe avec la notion selon laquelle une bulle de gaz devrait s'étendre en s'élevant dans Chaumat [2004] a établi des techniques de visualisation telle que la caméra rapide pour expliquer ce paradoxe. Des bulles individuelles ont été observées durant le processus de coalescence avec d'autres bulles et leurs divisions. Le fait que la taille est indépendante de

l'élévation s'explique par un équilibre entre le déferlement et la coalescence. De petites bulles se touchent et fusionnent jusqu'à atteindre une taille de bulle qui est instable dans la turbulence créée par le panache de bulles. L'intensité de turbulence dans le centre du panache dépend uniquement de la vitesse d'écoulement de l'air.

Towell & Strand [1965] ont montré que la taille des bulles est indépendante du débit d'air, et ont expliqué ce qui suit. Les taux plus élevés de flux d'air se traduisent par des taux plus élevés de coalescence, mais l'intensité de la turbulence est également plus élevée, résultant en un taux plus élevé du déferlement. Ceci équilibre le taux de coalescence accrue et maintient de façon constante la taille des bulles. Cette explication est en accord avec toutes les observations faites au cours des tests de Jones & Warren [1972], quel que soit le débit d'air, la taille des bulles est toujours la même. La seule exception s'est produite à très faibles débits d'air où les bulles ne sont pas assez proches pour s'unir ou créer la turbulence. . Cette taille constante de bulle explique pourquoi les travaux de recherche précédents sur une utilisation comme le brise-lames n'ont abouti à aucun effet de la taille de l'orifice sur le courant de surface.

I.3.5. **La dissipation de l'énergie et la transformation des bulles d'air**

Il existe une dépendance proportionnelle entre les performances d'un rideau de bulles et l'énergie de la vague,. Zhang et al [2010] a montré que la dynamique de la vague dissipe les performances d'une digue de bulles d'air. Les facteurs influençant sont étudiés à travers des expériences et des calculs numériques (figure I.14). Dans le modèle numérique, le mélange air-eau est considéré comme un fluide de densité variable. Les équations moyennes de Reynolds nommées k-ε sont adoptées comme des équations gouvernantes. La méthode VOF (Volume Of Fluid) est utilisée pour suivre l'interface des deux phases. Une source de masse supplémentaire est ajoutée dans l'équation de continuité ainsi qu'une source de quantité de mouvement supplémentaire dans les équations de mouvement.

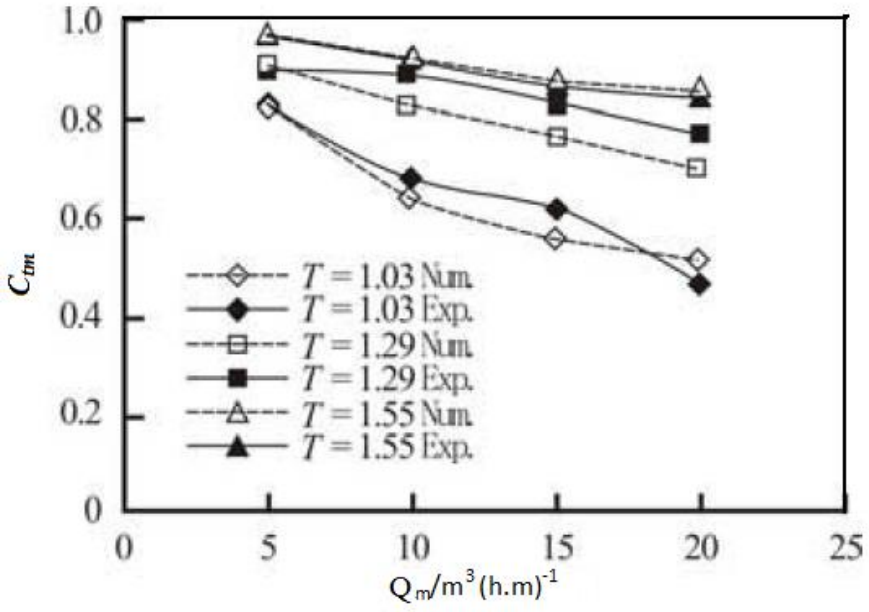


Figure I.14 : Coefficient de transmission c_{tm} en fonction du débit d'air du nuage (Zhang et al [2010]).

La hauteur de la vague incidente Hi et la hauteur des vagues transmises Ht peuvent être obtenues à partir des données expérimentales par la méthode du Goda citée par Yu [2000]. Le coefficient de transmission C_{tm} peut être exprimé comme C_{tm}=Ht/Hi.

L'impact de la période de l'onde incidente et de la quantité d'air sur les performances de dissipation d'onde par la digue de bulles d'air est analysé à travers cette étude.

La figure I.14 montre un bon accord entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique, une dépendance étroite entre les performances de la digue de bulles d'air et la quantité d'air. L'augmentation de la quantité d'air Q provoque une amélioration de la dissipation de l'énergie de la vague, ainsi qu'une forte influence des caractéristiques de l'onde incidente en termes de période sur les performances de la digue de bulles d'air.

Andrej & Bin [1993] et Chanson [1997] ont montré que la nature du processus d'entraînement d'air dépend d'un certain nombre de paramètres, dont le débit, la turbulence de surface et la géométrie du jet. L'entraînement d'air provoque une élévation du niveau de l'eau par le déplacement vers le haut du liquide et donc une augmentation de l'énergie potentielle.

L'énergie ou le flux d'énergie cinétique sera le premier à récupérer l'énergie potentielle formée par les bulles d'air, qui sont entraînées dans l'eau, puis relâchées par les bulles d'air

ascendantes. Fuhrboter [1970] a suggéré que l'air entraîné provoque un transfert d'énergie en énergie potentielle, mais il ne donne pas de résultats quantitatifs sur l'énergie transférée.

Ashabul & Shin [2005] ont proposé un modèle pour une analyse quantitative de la dissipation d'énergie entre les trois types de phénomènes d'entraînement d'air : un ressaut hydraulique, un jet plongeant vertical 2-D et un jet plongeant circulaire dans l'eau. Les bulles d'air entraînées et leurs détraînements à travers la surface libre sont schématisés dans la figure I.15. L'entraînement du nuage de bulles, provoque une élévation Δh de la surface d'eau par rapport à l'état l'initial.

L'élévation du niveau d'eau Δh est exprimée par la formule [I.31]

$$\Delta h = \int_0^{h+\Delta h} C(z)dz \qquad [I.31]$$

où C (z) est la concentration volumique de l'air, ou taux de vide, et l'axe z est pris verticalement à partir du fond marin.

D'où l'augmentation de l'énergie potentielle (ΔPE en J/m²), due à l'entraînement de bulles d'air peut être exprimée :

$$\Delta PE = \int_0^{h+\Delta h} \rho_w\big(1 - C(z)\big)gzdz - \int_0^{h} \rho_w gzdz \qquad [I.32]$$

$$= \rho_w g \int_0^{h+\Delta h} C(z)\left(h + \frac{\Delta h}{h} - z\right)dz = \rho_w g V_a h_G \qquad [I.33]$$

où ρ_w, h_G et V_a sont respectivement la densité de l'eau, la profondeur du centre de gravité des bulles d'air et le volume d'air entraîné.

Le potentiel de dissipation d'énergie par le taux de dissipation 'E_d' des bulles d'air entraînement-détraînement peut être estimé comme suit :

$$E_d = \frac{\Delta PE}{t_r} = \frac{\Delta PE}{h_G} w_r \qquad [I.34]$$

où

(Ed) : taux de la dissipation d'énergie par unité de surface (J/m²) due à l'entrainement de l'air.

(W_r) : vitesse de bulles en (m/s), t_r : le temps moyen de relâchement des bulles d'air.

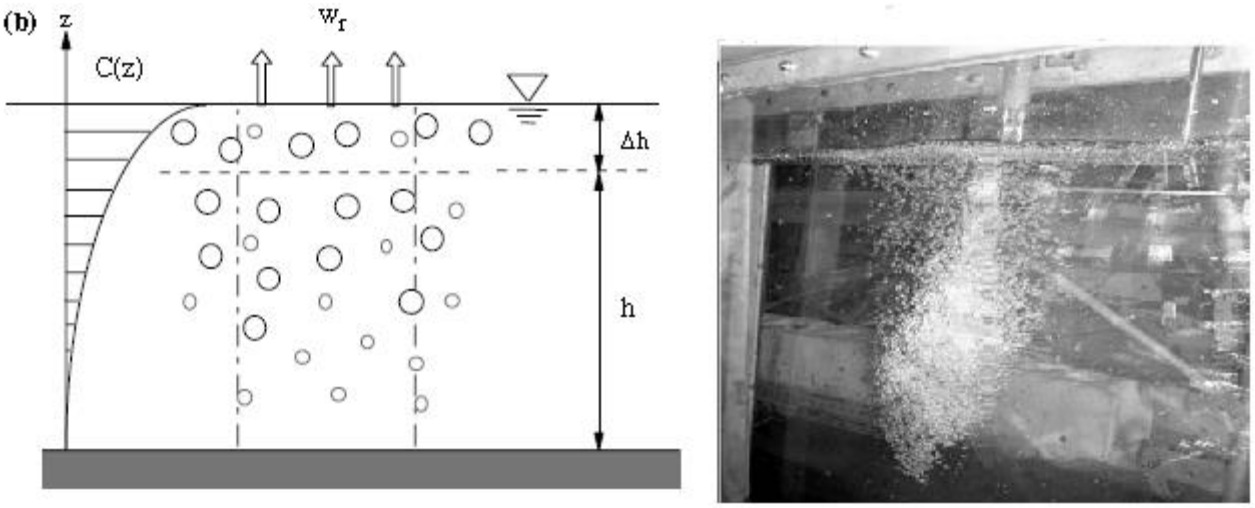


Figure I.15 : Les bulles d'air entrainées et détraînées à travers la surface libre dans une circulation verticale de jets plongeant (Ashabul [2005]).

Cummings & Chanson [1997] ont estimé, dans une étude théorique, la dissipation d'énergie due au déferlement des vagues en prenant en compte les paramètres de pression statique, la densité de fluide, l'énergie potentielle et cinétique dues aux entraînements des bulles. Cette étude a été focalisée sur certaines propriétés des paramètres théoriques en termes d'effet de bulles d'air. Les paramètres d'onde, l'énergie cinétique, l'énergie potentielle, la densité et la pression statique ont été analysés de façon significative.

Dans cette problématique Ashabul et al [2006] montrent (figure I.16) que dans les conditions d'onde, la densité et le champ de pression dans le sens vertical sont déterminés par la fraction de vide à cause des bulles d'air entraînées. Le mélange air/eau devient beaucoup plus léger que la tranche d'eau en profondeur.

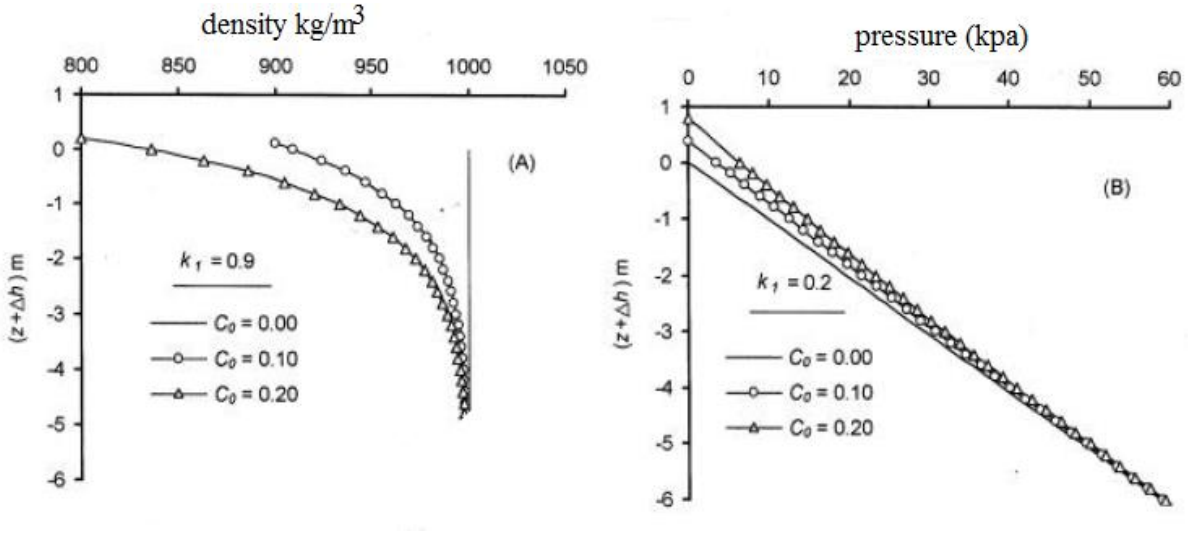


Figure I.16 : Distribution typique verticale de la densité (A), de la pression statistique (B) en fonction des paramètres adimensionnels liés à la profondeur et à la fraction de vide (Ashabul [2006]).

Pour la distribution de bulles d'air, les mécanismes d'entraînement de bulles dépendent de leurs vitesses, des propriétés physiques des fluides, de la conception géométrique de sortie de bulles. Andrej [1993] et Chanson [1997] ont souligné le manque d'informations sur les distributions de taille des bulles, ainsi qu'un manque d'explication de l'effet d'échelle dans la modélisation physique des flux de jet plongeant.

D'autre part, dans une étude expérimentale d'analyse de l'effet de la salinité de l'eau sur la distribution des bulles dans un mélange air/eau, Chanson et al [2006] ont mesuré en laboratoire la distribution de la fraction de vide et du taux de bulles dans des écoulements de différentes solutions d'eau. La figure I.17 montre une symétrie des profils transversaux de la région d'entraînement de bulles d'air.

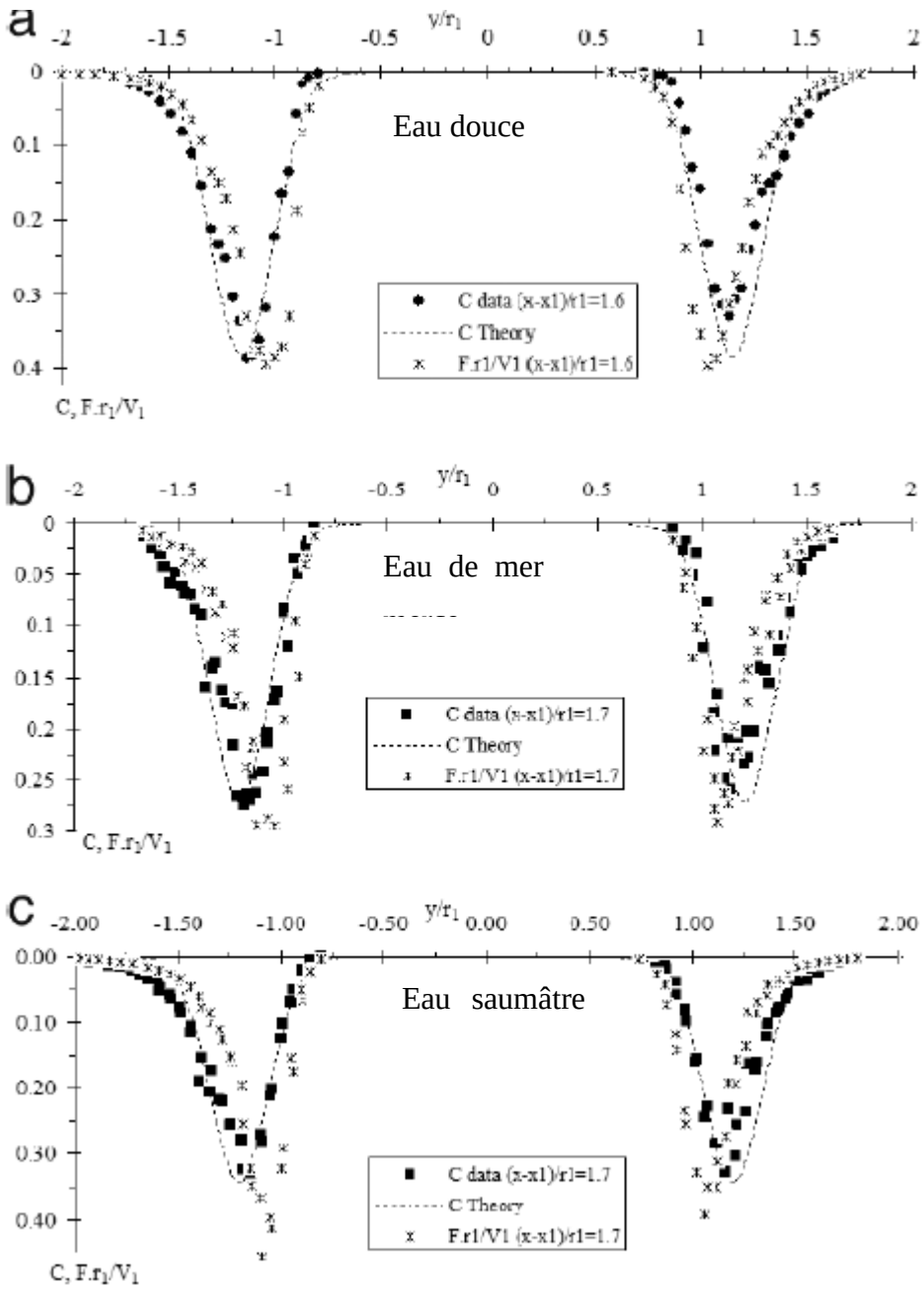


Figure I.17 : Distribution de la fraction de vide en fonction du facteur adimensionnel Fr1/V1, a) l'eau douce, b) l'eau de mer, c) l'eau saumâtre (*Chanson [2006]).*

Dans la même figure I.17 sont présentés les résultats dans le cas de l'eau douce, de l'eau de mer, et de l'eau saumâtre ainsi que des données sur l'impact du rapport du nombre de Froude sur la vitesse du jet d'eau au moment de l'impact (Fr/v). Le taux de bulle maximal a été observé régulièrement dans la région de cisaillement interne, à une distance radiale Y. Un résultat similaire a été observé précédemment dans les jets plongeants circulaires par Chanson & Manasseh [2003] et des jets en deux dimensions (Brattberg & Chanson [1998]). Avec des solutions d'eau de différentes fractions (figure I.17), Chanson et al. [2006], montrent que la distribution de la fraction du vide est constamment supérieure dans l'eau douce que dans l'eau de mer. En revanche, des fractions

intermédiaires ont été mesurées dans l'eau saumâtre. Les données expérimentales dans l'eau douce contiennent alors une fraction de vide très élevée.

Une autre étude numérique de la distribution de bulles est réalisée par Han [2007]. L'expression d'une population de bulles est calculée comme une fonction du taux d'entraînement d'air, c'est-à-dire par la densité spectrale d'énergie cinétique de la turbulence (TKE) et la tension superficielle. Cette approche a été initiée en 1990 par Hawang.

Le spectre de la taille des bulles présenté dans la figure I.18 est une dépendance d'un facteur a- 2.5+nd sur le rayon de la bulle, dans laquelle nd est positif et dépend de la forme du spectre dans la gamme de dissipation visqueuse de TKE. Pour relier la population de bulles avec les paramètres d'onde, une expression du taux d'entraînement d'air est déduite par l'introduction de deux relations statistiques de déferlement. La répartition verticale de la population de bulles est également présentée, basée sur deux hypothèses déduites à partir de deux résultats d'observation.

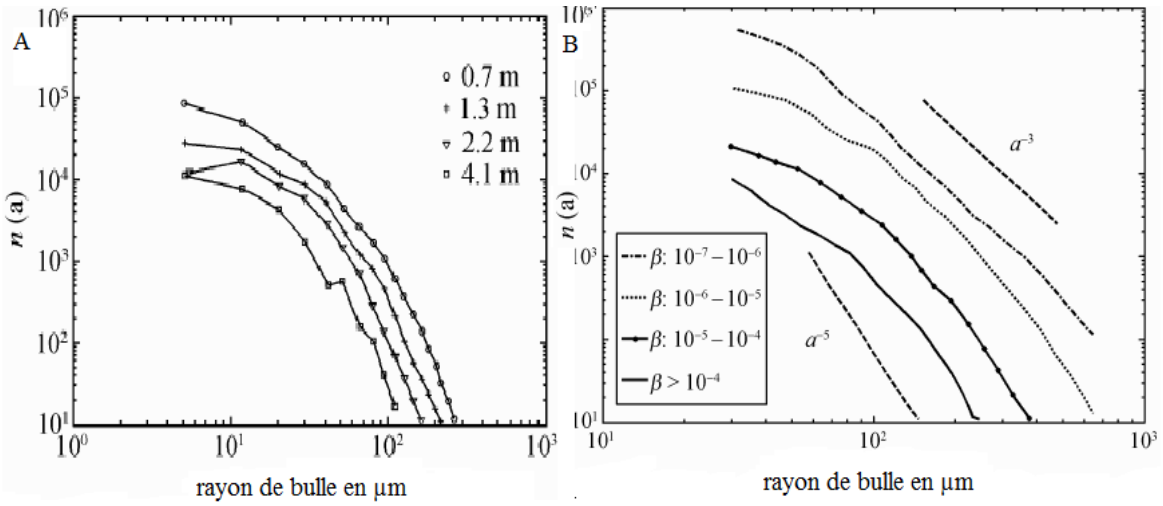


Figure I.18 : A : Distribution de la taille des bulles mesurées simultanément dans le domaine à quatre profondeurs différentes (Han [2007]), B : Calcul de spectre de taille moyenne de bulles avec différentes fractions de vide β (Hawang [1990]).

Après avoir comparé les deux figures I 18-A et 18-B présentées précédemment, on remarque que le modèle de Hwang [1990], ne couvre pas la totalité des valeurs recherchées dans le spectre de taille des bulles, en raison des micro-échelles de la densité spectrale, ce qui est, contrairement, satisfait par celui de Han [2007].

I.3.6. **Les caractéristiques cinématiques d'un rideau de bulles d'air**

Les modes de circulation dans l'eau et les profils de vitesse dans la colonne d'eau et autour d'un rideau de bulles d'air sont présentés sur la figure I.19.

En montant, les bulles entraînent l'eau, le profil vertical de vitesse moyenne du mélange air/eau est bien représenté par un profil gaussien, comme indiqué sur la figure I.8.

À la surface, l'air présent dans le mélange air/eau s'échappe dans l'atmosphère, et l'eau descend, en créant une vitesse de surface comme il est montré sur le côté droit de la figure I.8 (Lorenz et al [1959). Cette vitesse est importante quand le rideau de bulles d'air est utilisé comme un brise-lames. Cependant, dans le but d'atténuer des signaux acoustiques de canons à air, la fraction volumique de l'air dans le panache montant est la caractéristique la plus importante.

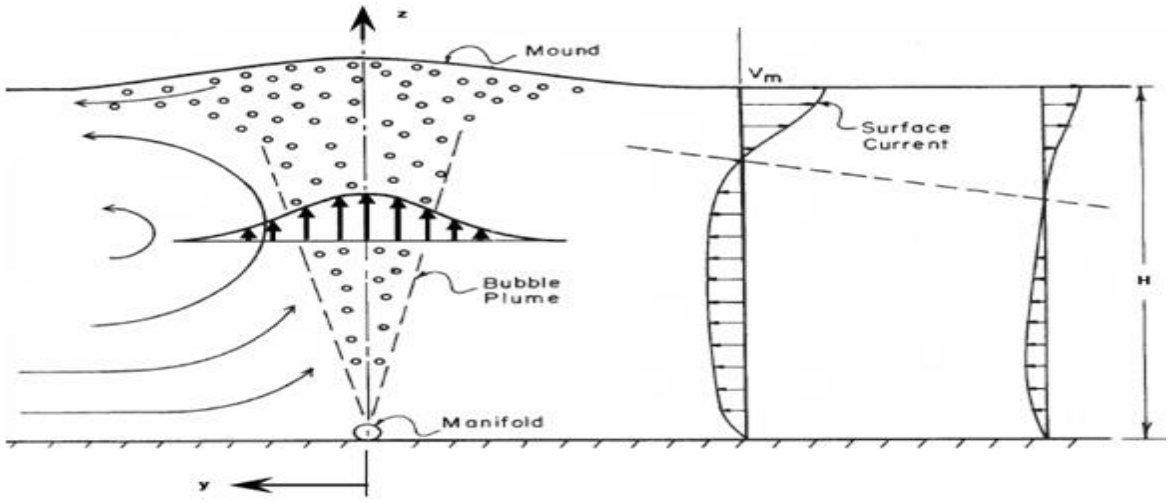


Figure I.19 : Représentation qualitative du profil de vitesse au sein de rideau des bulles (Lorenz et al [1959])

Très peu d'études ont été réalisées sur les caractéristiques cinématiques des champs de vitesses. Une analyse récente a été conduite par Abdulmouti [2011]. Ce dernier a couplé des flux bidimensionnels de bulles d'air par un modèle Eulérien-Lagrangien (*E – L* model) ainsi qu'une validation par des techniques de visualisation. Les mesures par vélocimétrie et par imagerie des

particules (PIV et PTV) sont réalisées en vue d'expliquer le processus de génération de flux près de la surface libre.

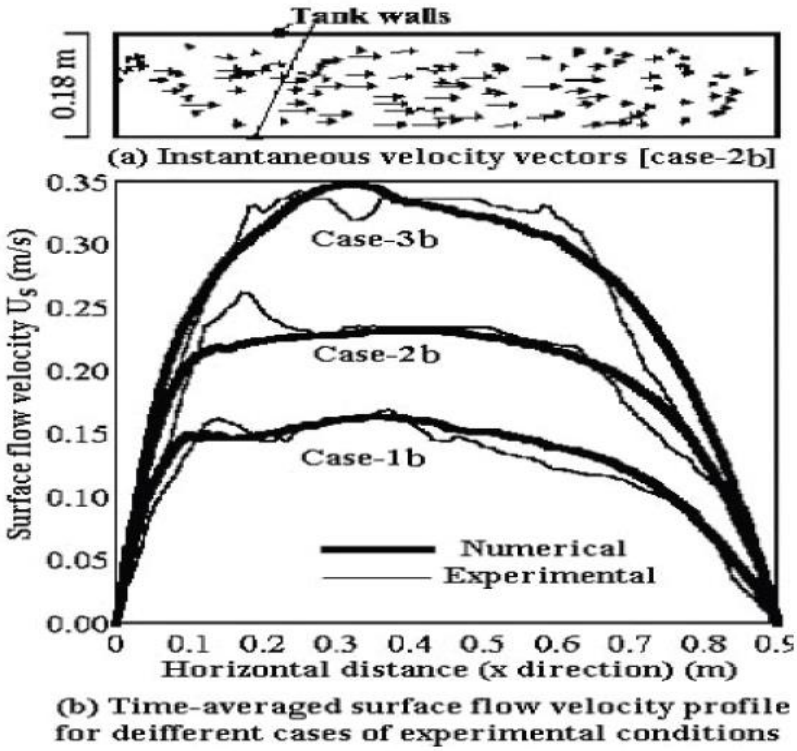


Figure I.20 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour des profils de vitesses d'écoulement moyen à la surface libre (Abdulmouti [2011]).

Les résultats des profils de vitesses transversaux (sur l'axe x) de surface trouvés par le modèle Eulérien-Lagrangien montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux (figure I.20).

La visualisation des champs de vitesses est obtenue dans :

1) le plan (x, z) par la technique de PTV (Particle Tracking Velocimetry), vue supérieure de l'écoulement de surface figure (I.20a).

2) le plan (x, y) par la technique de PIV (Particle Iimaging Velocimetry) dans la couche d'eau.

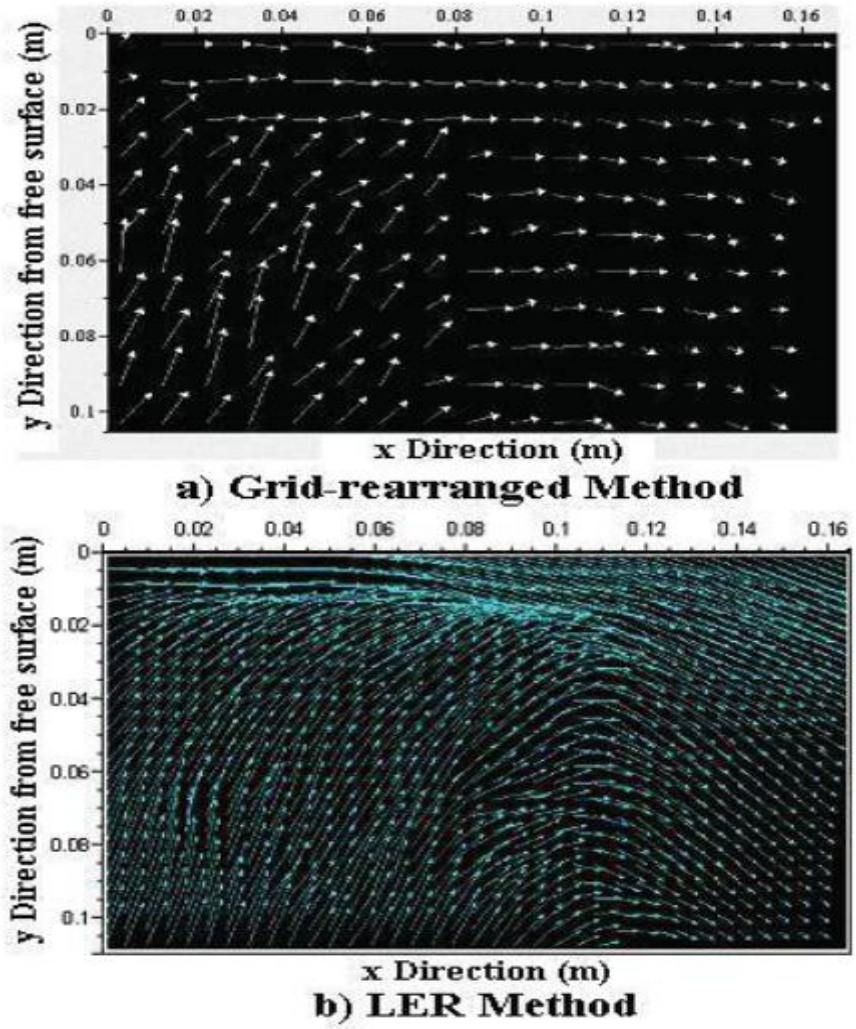


Figure I.21 : Champs de vitesses moyennes dans une colonne d'eau (Abdulmouti [2011]).

Les résultats obtenus et calculés en utilisant les deux méthodes, ne montrent pas un écart significatif. Les champs de vitesse moyennés (expérimentaux, figure. I.21.a) et numériques, figure I.21.b) montrent que les principaux flux d'air ascendants dans le liquide s'inclinent horizontalement au voisinage de la surface libre. La dynamique de l'écoulement vers le haut devient maximale près de la surface libre et l'écoulement change rapidement d'orientation vers le haut pour un flux horizontal.

Dans des conditions similaires, en utilisant la PIV, Kimmoun et al [2012] ont tracé une carte de vitesses (figure I.22). Ces auteurs ont pris en considération l'influence de la taille des pores d'un rideau de bulles d'air sur les paramètres physiques de l'écoulement air/eau.

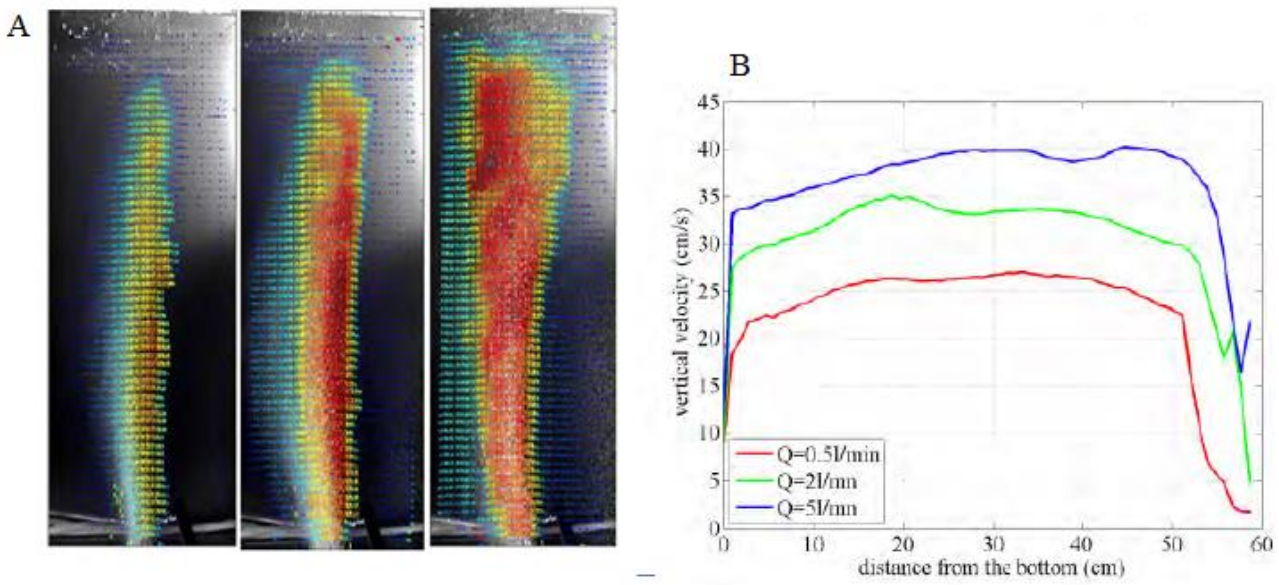


Figure I.22 : A : Champs de vitesses en fonction des tailles de pores, B : Profils de vitesses verticales (Kimmoun et al [2012]).

Deux paramètres importants n'ont pas été abordés par les résultats de Abdulmouti [2011], l'évolution des champs de vitesses au cours du temps et l'influence du débit d'air sur les caractéristiques du rideau de bulles. De son côté, Kimmoun et al [2012] n'ont pas défini, d'une manière précise, sur les cartes de vitesses, les frontière qui montrent les valeurs de vitesses.

Un autre intérêt majeur d'un rideau de bulles est de créer des courants de surface qui s'opposent à la dispersion des ondes (Beynet & Bougis [2008]). L'impact du courant sur la position du déferlement des vagues est également important. Ainsi, le changement du type de déferlement influence la génération des gouttes dans l'air et des bulles dans l'eau, provoquant la dissipation de l'onde incidente. Pour comprendre ce processus, nous présentons par la suite des travaux qui mettent en évidence le comportement de la vague en présence d'un courant. Ceci sera étudié en commençant par définir les paramètres de la houle qui gèrent l'ensemble des phénomènes liés aux déferlements des vagues.

I.4. **Conclusion**

L'étude bibliographique a montré que depuis plus d'un siècle, les chercheurs s'intéressent au phénomène du déferlement. Ils ont étudié en détails les processus physiques de ce phénomène ainsi les nuages de bulles d'air provoqué en cet effet. Dans le même contexte, les caractéristiques de ces bulles générées, ont fait l'objet de plusieurs études notamment : la vitesse du mouvement, tailles, concentration etc.

En revanche, l'influence des bulles d'air sur le déferlement est quasiment absente dans la littérature, d'où l'intérêt de focaliser notre étude expérimentale et d'apporter des clarifications. Pour modéliser physiquement le déferlement dans un canal à houle, nous nous sommes appropriés d'après les études ultérieures le mode déferlement par la focalisation des ondes. Ce mode est caractérisé par la propagation d'un train d'ondes dans une eau profonde.

Nous avons constaté que la focalisation d'un train d'ondes n'a été étudiée que dans le cas d'une profondeur infinie sans courant, d'où l'intérêt d'étudier l'influence de la profondeur du milieu sur la focalisation et aussi la présence d'un courant d'eau.

Acquisition et analyse de données

II.Acquisition et analyse de données

II.1. **Introduction**

Ce deuxième chapitre est consacré à la présentation des dispositifs expérimentaux, de la chaîne d'instrumentation, de la technique d'acquisition et en fin du traitement des données.

Au cours de la première partie, nous présentons les installations du groupe mécanique des fluides du laboratoire Morphodynamique Continentale et Côtière (M2C) de Caen qui ont servi aux expériences. Nous montrons le canal à houle et/ou courant ainsi que les éléments constitutifs du dispositif expérimental. Nous précisons davantage les conditions de déroulement des essais.

La seconde partie de ce chapitre porte sur la description de la chaîne d'instrumentation. Elle concerne tout d'abord le principe de mesure des profils de surface libre par sondes résistives. Les sondes conductives pour les mesures d'aération seront également présentées, puis les techniques et les appareils employés pour les mesures des profils et des champs de vitesses. Ceux-ci ont été réalisés en utilisant successivement la Vélocimétrie Doppler Ultrasonore (UDV) ainsi que l'Acoustique Doppler Velocimeter (ADV).

L'acquisition et le traitement des données (obtention des profils et champs de vitesses) font l'objet de l'avant dernière partie. Les méthodes d'analyse des signaux seront détaillées ainsi qu'une description approfondie relative à l'exploitation et au traitement des données de l'ADV. Les procédures de traitement d'images sont particulièrement détaillées.

II.2. **Les dispositifs expérimentaux**

II.2.1. **Le canal à houle et/ou courant**

Le canal à houle et/ou courant du laboratoire dans lequel nous avons réalisé les essais a une longueur L=16,5 m, une largeur l=0,5 m et une hauteur utile h=0,6 m (figure II.1). Il permet de simuler de nombreuses conditions de houles. En effet, une hauteur d'eau allant jusqu'à 0,4 m est disponible tout en faisant varier la longueur d'onde et sa fréquence de propagation. Il se compose de parois latérales vitrées collées à une armature métallique. Les parois transparentes donnent la possibilité d'utiliser des appareils de mesure optique comme la Vélocimétrie Doppler Laser ou de réaliser des visualisations (par nappe laser) ou Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). Le fond est constitué d'une plaque de PVC d'épaisseur de 2 cm, considérée ici comme un fond hydrauliquement lisse.

L'ensemble de cette installation repose sur des poteaux métalliques de 0,5 m de haut. Cette disposition permet de placer sous le canal une conduite circulaire dont le diamètre intérieur est égal à 0,315 m permettant la génération d'un courant continu. Les ondes sont générées à l'aide d'un batteur placé à l'extrémité du canal contrôlé par un ordinateur qui excite des impulsions à différentes fréquences varient entre f = 0,3 Hz à f = 2,5 Hz.

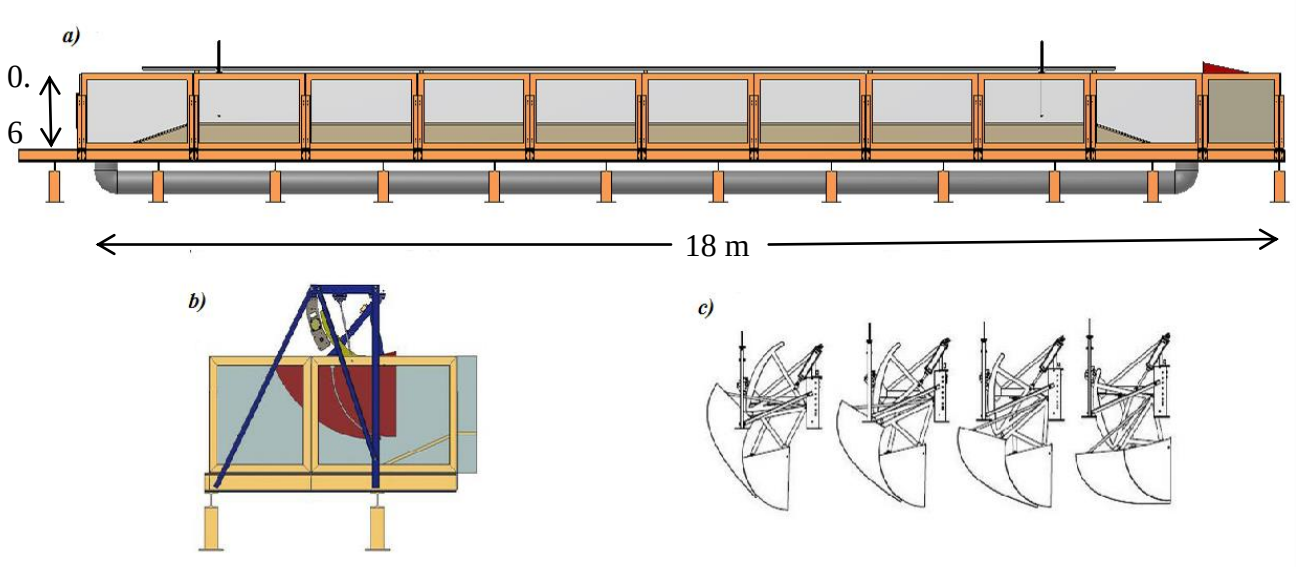


Figure II.1 : Plan du canal à houle/courant et du générateur de vagues. a) Vue de côté du canal à houle. b) Vue de côté du batteur à houle de type piston vertical (Edinburgh Designs Ltd). c) Décomposition du mouvement du batteur à houle, entre les positions de recul et d'avancée maximum.

a) **La pompe et le variateur**

Le canal est doté d'un circuit fermé d'un courant d'eau qui peut-être généré dans les deux sens par l'intermédiaire d'une pompe. Cette dernière, une pompe hélice est entraînée par un moteur de 15 kW. Les performances de la pompe sont les suivantes :

- Hauteurs de refoulement de 2 à 6 m.
- Débits entre 0,080 et 0,360 m^3/s.

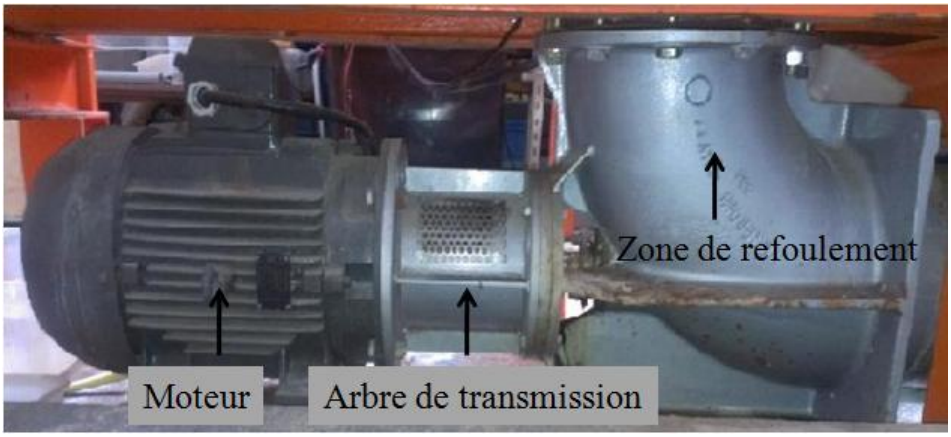


Figure II.2 : Pompe hélice

La pompe (figure II.2) est située près d'une extrémité du canal, au niveau du générateur de houle. La vitesse de rotation de la pompe est ajustable grâce à un variateur de vitesse, ce qui permet de contrôler la répétitivité des conditions d'essais. La vitesse et la hauteur d'eau dans le canal sont constantes pendant les essais (avec cependant un temps d'adaptation de huit minutes pour les débits les plus élevés pour que le courant se stabilise).

b) **Conditions d'utilisation du circuit fermé**

Il est possible d'inverser le sens de rotation des pales de la pompe pour avoir un courant se propageant, soit dans la même direction que la houle, soit dans la direction opposée.

Pour étudier l'évolution de la surface libre le long du canal, nous avons placé un nid-d'abeille (figure II.3) pour optimiser les conditions d'écoulement, une mousse est disposée à la

sortie du coude de refoulement de la pompe. Son rôle est d'atténuer les perturbations induites par la géométrie du dispositif. Effectivement, le courant généré par la pompe possède un mouvement vertical perturbateur au refoulement comparable à un jet vertical.

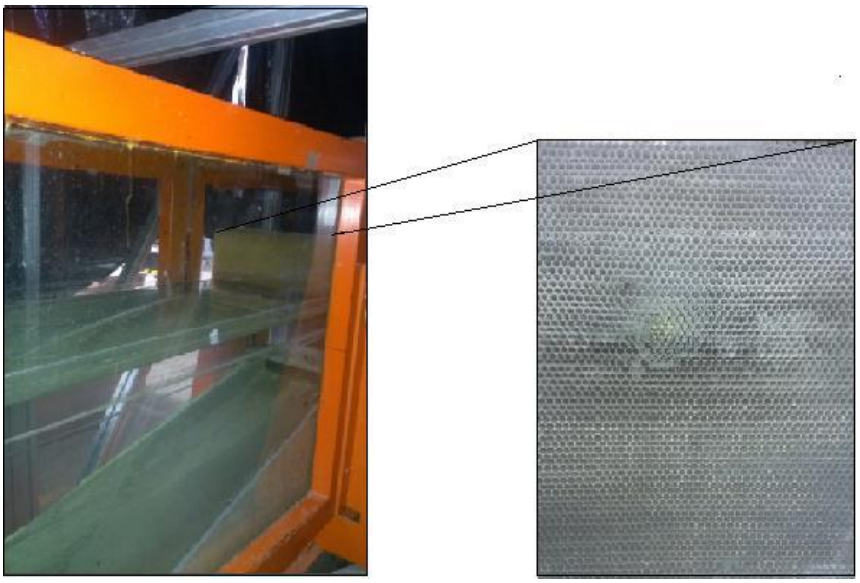


Figure II.3 : La structure de nid-d'abeilles

Le nid-d'abeille est constitué d'un montage de plaques en poly-carbonate collées les unes aux autres. La cavité hexagonale de la structure est de 4,5 mm de côté. Elle mesure 50 cm de haut, 50 cm de large et 20 cm d'épaisseur. Son rôle est de diminuer l'intensité de la turbulence en aval d'un obstacle. Ce dispositif est toujours utilisé dans le but de tranquilliser l'écoulement et d'éviter le retour du courant généré à l'aval ainsi que la réflexion des vagues.

II.2.2. **Les principaux éléments constitutifs du dispositif expérimental de rideau de bulles**

Pendant nos expériences, un deuxième canal à houle a été utilisé au laboratoire M2C. Ce canal possède une longueur L de 22 m, une largeur d de 0,8 m et une profondeur d'eau h de 0,8 m. Il est représenté sur le schéma de la figure II.4.

Il est équipé d'un batteur type piston permettant de générer des houles régulières et réelles. Les parois latérales du canal sont vitrées afin de faciliter la visualisation. L'avantage principal de ce canal pour nos expériences est de pouvoir modéliser des houles pour des profondeurs finies et infinies.

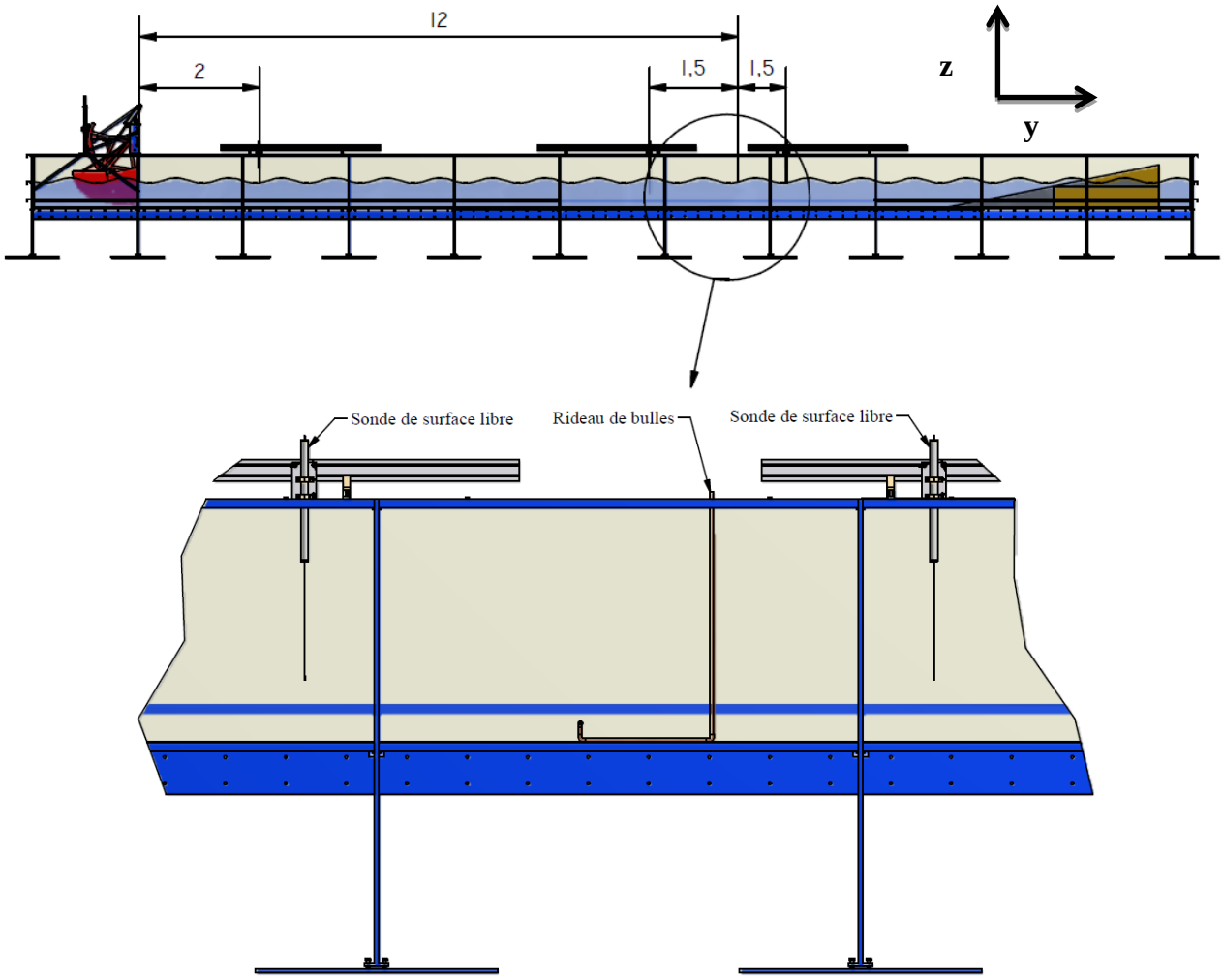


Figure II.4 : plan du canal à houle avec un zoom sur la position du rideau de bulles situé entre deux sondes de surface libre (la cotation est en m).

II.2.3. **Rideau de bulles**

Le rideau de bulles d'air est généré à travers des petits trous de diamètre $\emptyset = 1mm$ qui ont été forés régulièrement tous les centimètres dans la paroi d'un tube cylindrique. Le tube est placé sur le fond du canal et est relié à une pompe d'aération équipée d'un débitmètre.

L'axe du tube est perpendiculaire à la paroi latérale du canal et aligné avec l'axe x d'un système de coordonnées conformément à la figure II.5(a). Le tube cylindrique (axe des abscisses) se situe à une profondeur H au-dessous de la surface de l'eau (fond du canal). L'axe z est pointé vers le haut, et indique la hauteur au-dessus de la sortie du trou. L'axe des y est orienté pour former un système de coordonnées orthonormé à droite.

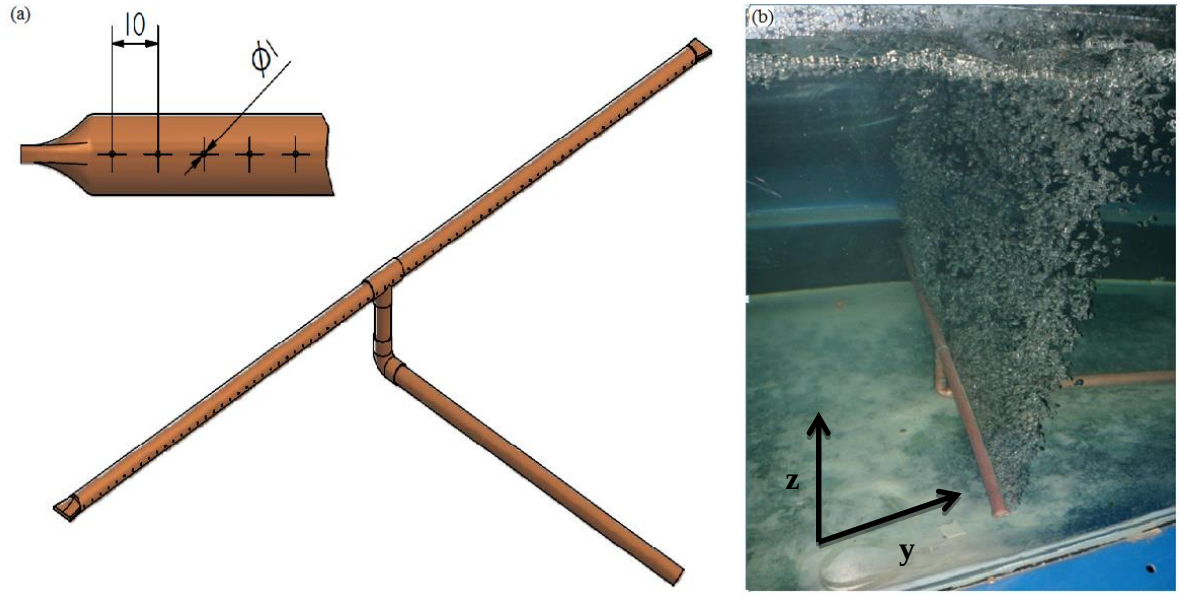


Figure II.5:(a) schéma du rideau de bulles avec une cote en mm ; (b) photo du rideau de bulles pendant les expériences

II.3. **Matériels de mesure et méthodes de traitement**

II.3.1. **Sondes résistives**

Les vagues générées dans le canal à houle se propagent vers l'aval et sont enregistrées au moyen de sondes résistives munies d'électrodes. Trois sondes de surfaces sont utilisées. Les sondes sont placées de l'amont à l'aval du rideau de bulles, loin du batteur pour éviter les effets de bords. La position de la sonde varie pour suivre l'évolution de la surface libre au cours du temps, ce qui permet de connaître les amplitudes des houles. Les sondes sont montées chacune sur une tige verticale graduée placée dans plusieurs sections du canal.

Le fonctionnement d'une sonde à surface libre repose sur le principe de la variation linéaire de sa capacité (tension lue) en fonction de sa longueur immergée. La variation linéaire de tension est donc représentative de la variation de hauteur d'eau. Les sondes sont étalonnées.

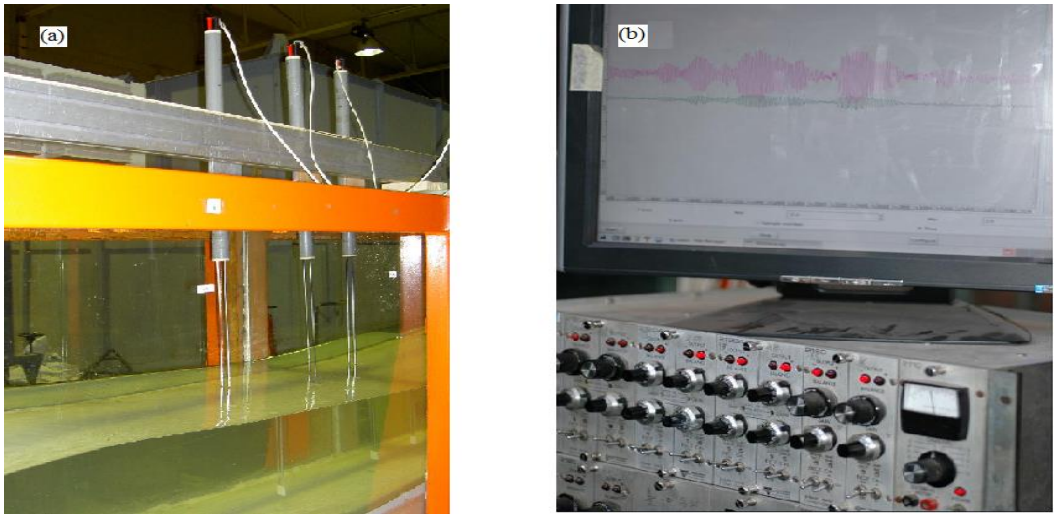


Figure II.6: (a) sondes résistives, (b) moniteur de houle (amplificateur).

II.4. **Méthodes d'estimation de l'énergie des vagues**

Dans le processus de propagation des ondes dans des eaux peu profondes ou au large, la dissipation de l'énergie des vagues provient de l'influence de la résistance de l'air sur la surface libre, de la friction sur fond et du déferlement. Dans notre étude, l'objectif est de mesurer l'énergie des vagues et de connaître la quantité dissipée après l'interaction houle/courant, ainsi que l'énergie dissipée par d'autres facteurs. Schaffer et al [1993] ont décrit le déferlement comme un phénomène courant et complexe de la transformation des vagues dans les zones côtières. L'étude de ce phénomène en théorie et en pratique est importante pour analyser les caractéristiques des vagues, la production et de la dissipation de la turbulence et de l'énergie. Dans la littérature et jusqu'à présent, la variation de la hauteur de houle due au déferlement de la vague est surtout étudiée par l'équation du bilan d'énergie des vagues (Battjes et al [1974] ; Battjes & Janssen [1978]). Les formulations mathématiques et les dérivations présentes pour l'estimation de l'énergie dissipée causée par le déferlement des vagues peuvent être trouvées dans Zheng et al [2001].

Dans cette section nous montrons deux procédures d'estimation de la dissipation de l'énergie des vagues, mesures réalisées par les sondes résistives en canal à houle, avec un choix de la

fréquence d'échantillonnage très large pour une bonne résolution temporelle et une fréquence d'acquisition de 32 hz.

Des séries de mesures de l'élévation de la surface libre ont été réalisées en faisant varier les amplitudes initiales des ondes pour différentes fréquences de pulsation des ondes focalisées.

Nous avons placé les sondes en amont et en aval du rideau de bulles. Il est possible de mesurer l'énergie des vagues par l'intégration de l'enveloppe d'un paquet d'ondes sur le temps de passage, ces ondes se propagent dans le canal pour une fréquence du batteur donnée tout en respectant des critères d'espacement entre les sondes. L'algorithme permettant ce travail porte sur la déconvolution des fonctions d'ondes. Les mesures effectuées par les sondes sont transmises sur un poste PC pour un affichage numérique correspondant aux entrées physiques (signal en volt).

Des enregistrements ont été pris avec deux sondes résistives S1 et S2 avec une distance de 7 m entre elles. Deux méthodes seront présentées pour les mesures de l'énergie.

a) Première méthode de mesure de l'énergie

$$E=\frac{\rho g}{2} C_{gr}\int_{t1}^{t2}(\eta-<\eta>)^2 dt \qquad [II.1]$$

η : Elévation de la surface libre; $C_{gr.}$ la vitesse de groupe.

$<\eta>$ Moyenne spatiale de l'élévation de la surface libre.

$$\eta = \sum_{i=1}^{n} a_i \cos(\omega_i t - k_i x). \qquad [II.2]$$

En présence d'un courant:

$$C_{gr} = \frac{d\omega}{dk}. \qquad [II.3]$$

$$C_{gr} = \left(1/2\left(\sqrt{\tan(kh)}\right) + \frac{h\sqrt{gk}}{2cos^2(kh)\sqrt{\tan(kh)}}\right) + U_e \qquad [II.3]$$

ω: pulsation; k: le nombre d'onde et h est la hauteur d'eau.

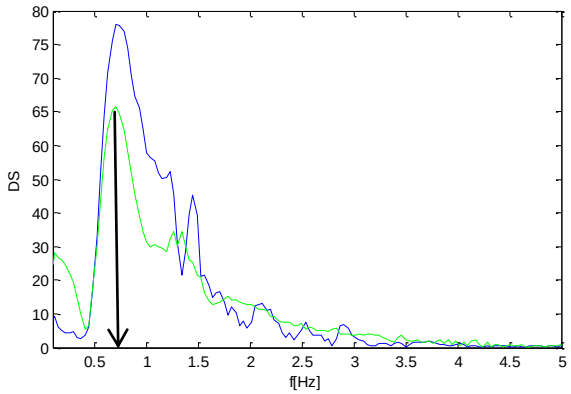


Figure II.7 : Estimation de la fréquence de pic pour définir la vitesse de groupe $C_{gr.}$

Sachant qu'en profondeur finie la vitesse de groupe C_{gr} est donnée comme suite :

$$C_{gr} = \frac{1}{2} C_{ph} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)}\right),\ C_{ph} = \frac{\omega}{k}. \qquad [II.4]$$

Cette méthode n'est valable que pour $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1$ [II.5]

$\Delta\omega$: variation de pulsation qui correspond la largeur de 70 % du spectre maximal de fourrier

ω_0 : valeur maximale du spectre fondamental du Fourrier

b) Deuxième méthode de mesure de l'énergie

Une deuxième méthode plus précise est utilisée pour trouver la meilleure procédure pour estimer l'énergie dissipée avant et après le déferlement. Cette méthode est basée sur la différence de la densité spectrale entre les deux positions des sondes. Pour cela, nous avons procédé à une transformée de Fourier. Cette procédure de traitement du signal permet de passer d'une fonction temporelle à une analyse fréquentielle du signal.

$$\eta(t) = \frac{1}{2\pi} \int S(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \qquad [II.6]$$

$$S(\omega) = \int \eta(\omega) e^{i\omega t} dt. \qquad [II.7]$$

$$E=\frac{\rho g}{2}\int C_{gr}(\omega).|S(\omega)|^2 d\omega. \quad [II.8]$$

$|S(\omega)|^2$: Module de transformée de Fourier de la partie réelle.

La figure II.8 a, montre une comparaison entre les deux signaux enregistrés par S1 et S2. Nous observons qu'il y a une différence de la forme des signaux due aux pertes d'énergie entre les deux sondes séparées d'une distance de 7 m.

Pour estimer l'énergie perdue entre les deux sondes de manière plus précise, en considérant la variation de la vitesse de groupe (C_{gr}) en fonction de la pulsation, on doit passer par une transformée de Fourier qui est représentée par la figure II.7 a pour une fréquence de la pulsation égale à 0,75 Hz.

Après avoir vérifié la condition $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ (la forme du spectre ne change pas sensiblement dans l'espace) nous pouvons confirmer que la possibilité d'évaluation de l'énergie de la houle avec la 1ère méthode est envisageable.

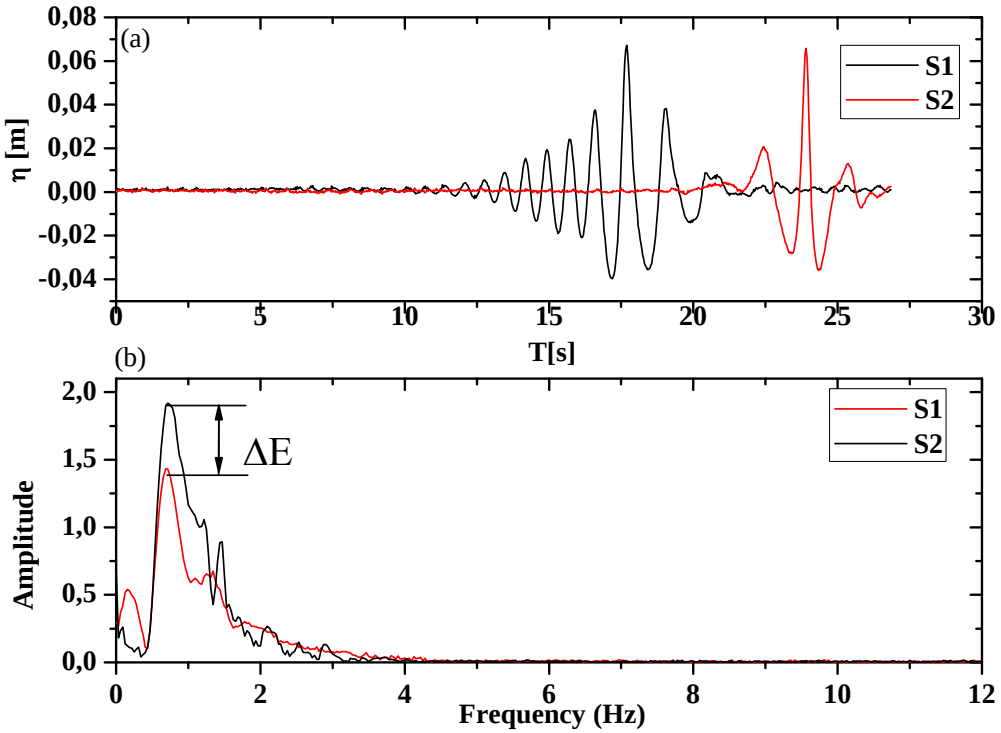


Figure II.8: a) : Elévation de la surface libre en deux positions. (b) : La densité spectrale de l'énergie pour ces deux enregistrements (distance de 7 m entre les deux sondes).

Sur la figure II.8 b, une différence de densité entre les deux enregistrements est observée. La densité spectrale est présentée par les deux couleurs noir et rouge due à la perte d'énergie sur la distance entre les deux sondes S1et S2.

Après avoir tracé la dépendance entre E1 (énergie estimée à partir des enregistrements de la sonde résistive 1) et E2 (énergie estimée à partir des enregistrements de la sonde résistive 2), nous pouvons présenter une comparaison entre les deux méthodes de calcul de l'énergie dissipée.

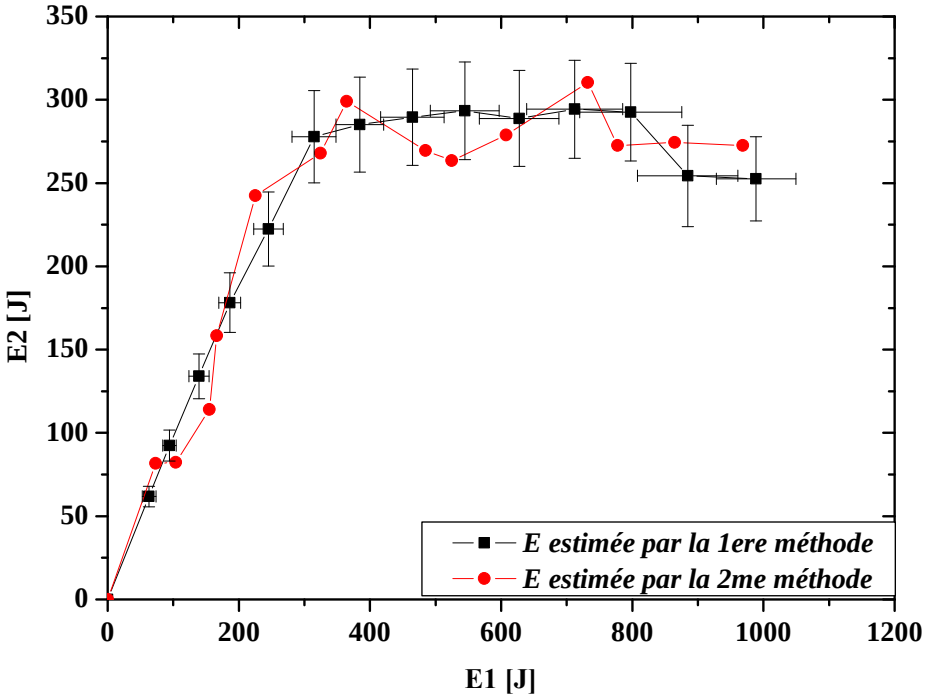


Figure II.9 : Rapport énergétique entre les deux sondes S1 et S2 pour différentes amplitudes initiales avec une fréquence de pulsation f= 0,75 Hz.

La figure II.9, montre que la différence entre les deux méthodes est inférieure à 10 %. Cette valeur correspond à la barre d'erreur sur les valeurs de l'énergie. Cela confirme que les deux méthodes de calculs d'énergie sont utilisables.

II.5. **Dispositif de visualisation et traitement d'images**

L'enregistrement vidéo peut être employé en tant qu'outil qualitatif pour capturer certains phénomènes d'écoulement tels que la position du déferlement, la propagation des bulles d'air dans la colonne d'eau. Une caméra rapide a été placée sur le côté du canal pour enregistrer le régime de vague et pour visualiser le point critique de déferlement. Dans une seconde campagne d'essais, une caméra rapide a été immergée parallèlement au rideau de bulles pour visualiser la propagation de bulles.

Cette mesure consiste à utiliser l'image pour obtenir les informations relatives à l'observation de l'écoulement dans le canal. Ces images seront ensuite analysées par un logiciel

(Euphorbe, développé au laboratoire ; figure II.10). A partir des images reçues, nous pouvons quantifier la forme et la vitesse des bulles, et leurs trajectoires.

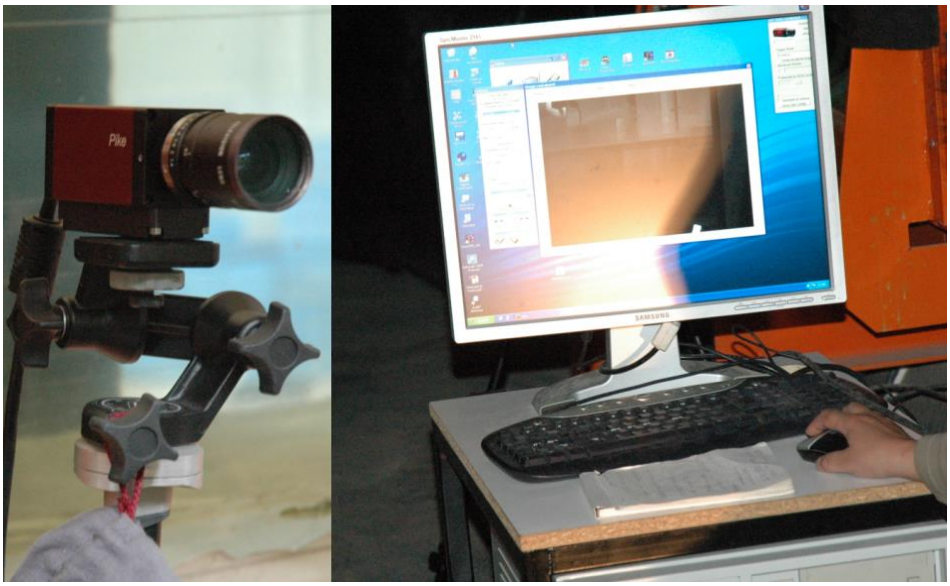


Figure II.10 : Caméra numérique rapide fr_{max}=208 images/s, résolution 640x480 et la taille de cellule est de 7,4 µm.

II.5.1. **Traitement d'images**

Une image est obtenue à partir d'un signal continu bidimensionnel comme par exemple un appareil photo ou une caméra. Sur un ordinateur, on ne peut pas représenter de signaux continus, on travaille donc avec des valeurs discrètes.

Dans la suite du traitement de données, la deuxième étape consiste à étudier l'évolution du déplacement de surface libre de l'onde non linéaire pour différentes valeurs de flux d'air et ainsi que pour différentes concentrations de bulles d'air dans le rideau.

Dans le canal à houle, nous avons mesuré l'évolution spatio-temporelle des hauteurs de vagues par des prises de vues vidéo avec une caméra numérique à haute résolution (acquisition de 200 images/seconde), connectée avec un ordinateur. L'acquisition des images donne une appréciation de la dynamique des phénomènes complexes de l'écoulement, en particulier lors de la phase de déferlement.

a) **Seuillage des images fournies par une caméra rapide**

Pour l'ensemble des images numériques, la différence entre l'objet et le fond est déterminée par la valeur de l'intensité des pixels. La technique de seuillage est une méthode simple et efficace dans les applications de traitement d'images. Cette technique a provoqué de nombreuses recherches ayant pour but de trouver un algorithme qui optimise le seuil comme les approches de Otsu et al [1978] et Cheriet et al [1998]).

Le seuillage est une méthode de classification où les pixels de l'image sont partagés par une valeur seuil *S* en deux classes : ceux qui appartiennent au fond et ceux qui appartiennent à la scène (l'objet). L'image est alors séparée en deux classes de façon à ce que l'information comprise entre 0 et *S* est retenue et l'autre non, ou vice-versa.

Dans notre cas, la binarisation est basée sur un seuillage brut. Cela signifie que si un pixel de l'image a une intensité supérieure à une certaine valeur de seuil, il lui sera attribué la couleur blanche sinon il sera noir. Ce procédé est réalisé sur chaque pixel de l'image. Nous obtenons donc une image binarisée comportant seulement deux niveaux (valeur 0 ou 1).

La représentation de profil de la surface libre des vagues à différents pas de temps est effectuée à l'aide d'un programme de traitement d'images développé sous Matlab. Ce programme permet de repérer et de tracer la surface libre des vagues. Nous avons ainsi la possibilité de préciser la position de déferlement de la vague en suivant l'évolution de la surface libre (figure II.11).



Figure II.11 : Photos représentant le processus de déferlement avec la caméra rapide en $\Delta T = 0{,}025\ s$.

Avant de procéder au seuillage d'une image, nous devons connaître les valeurs d'intensité lumineuse. Ceci est représenté par un histogramme du nombre de pixels pour chaque intensité lumineuse. Par convention nos histogrammes représentent le niveau d'intensité en abscisse en allant du plus foncé au plus clair (figure II.12).

Le seuil de binarisation peut alors être choisi de différentes façons. Dans le cas de l'image *(b) de la* figure II.11, on remarque que l'histogramme présente un pic de population de pixels autour des niveaux de gris 8 et 9. On peut par exemple choisir la valeur de niveau de gris médiane entre ces deux valeurs. Cependant, il existe plusieurs autres méthodes afin de déterminer le seuillage : valeur moyenne de l'intensité sur l'ensemble de l'histogramme, valeur médiane de l'intervalle des niveaux de gris [0, 255], …

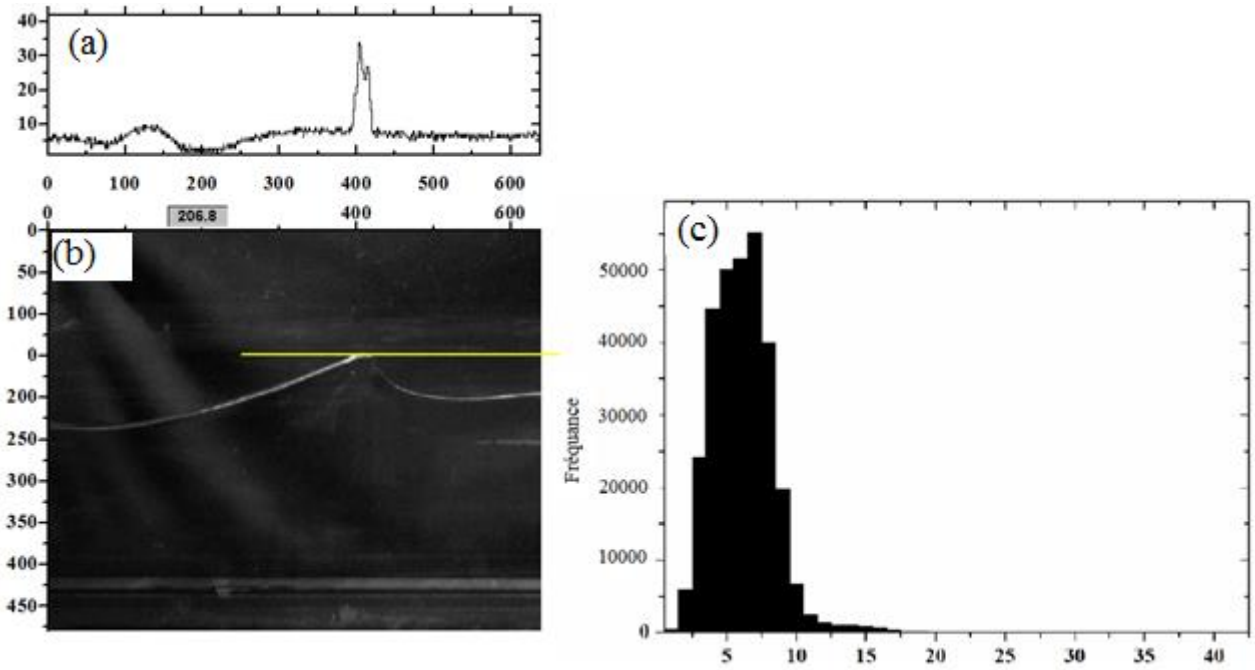


Figure II.12 : (a) : profil de l'évolution de l'intensité lumineuse correspondant au trait de l'image (b), (c) : Histogramme statistique correspondant à l'image (b).

b) **Détection de contours**

L'exploration de contours par utilisation d'une routine Matlab permet de repérer les différents objets qui constituent l'ensemble des éléments de l'image. Il existe plusieurs méthodes pour trouver les contours des objets, la plupart sont basées sur les dérivées premières et secondes de l'image.

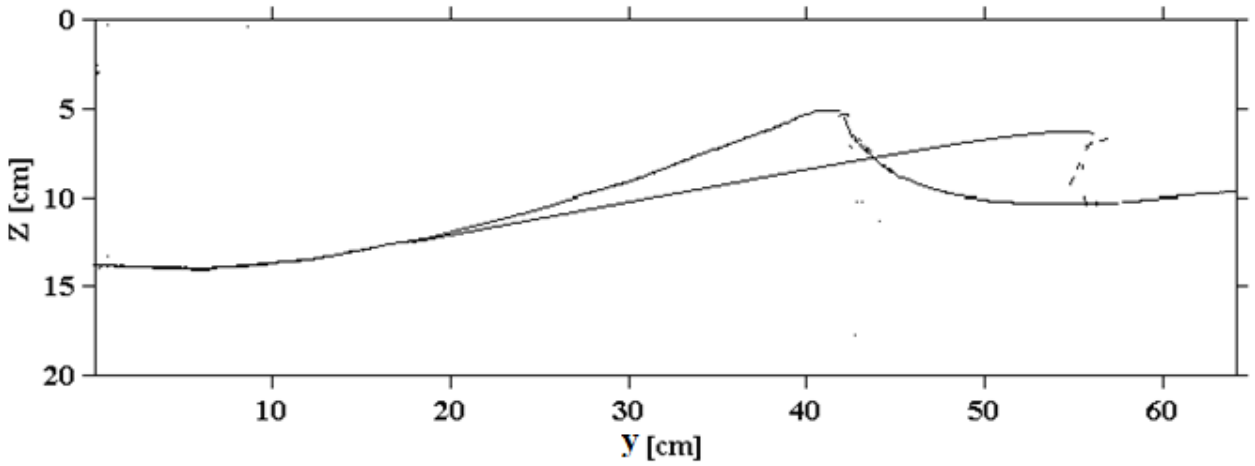


Figure II.13 : Exemple d'une séquence d'images traitées avec la méthode de seuillage sous Matlab

La tangente verticale de la surface libre au point de déferlement, correspond à la position spatiale. Pour cela, une règle est disposée devant l'objectif afin d'obtenir l'échelle de mesure en centimètre.

II.5.2. **Analyses statistiques des taux de vide**

Pour étudier la variation de la concentration des bulles dans le mélange air-eau qui est par définition le taux de vide, nous avons mené une analyse statistique. Celle-ci est effectuée sur les images récupérées par une caméra rapide immergée dans la colonne d'eau. Nous avons suivi le taux de vide pour différentes élévations dans le canal. L'analyse statistique d'un nuage de bulles d'air sous la surface libre nécessite un éclairage adapté à un dispositif immergé sous l'eau. Le logiciel ImageJ permet de repérer et d'examiner automatiquement les bulles aussi appelées particules, cela peut nous fournir l'estimation de la distribution des taille de bulles sur une séquence d'images. Une telle particule étant définie comme un ensemble de pixels noirs, il faut au préalable binariser l'image (figure II.14).

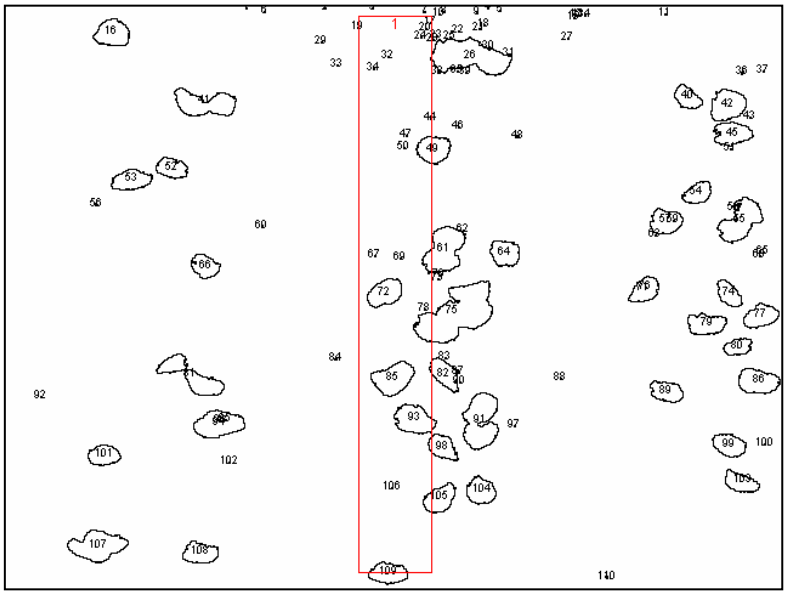


Figure II.14 : Exemple de binarisation d'une image d'un champ de bulles en canal à houle.

Nous avons utilisé les commandes du logiciel ImageJ dans le but d'analyser les particules. On peut sélectionner sur la fenêtre correspondante, la gamme des tailles de particules prises en compte ainsi que d'autres options. Une fois l'analyse terminée, le contour des particules et les numéros qui leur ont été attribués apparaissent sur la figure traitée. Les données quantitatives sont exportées dans un fichier texte (ascii). A partir de ces analyses, nous traçons des diagrammes statistiques qui nous permettent par la suite de vérifier par une gaussienne la distribution des surfaces des bulles en fonction du taux de vide (figure II.15).

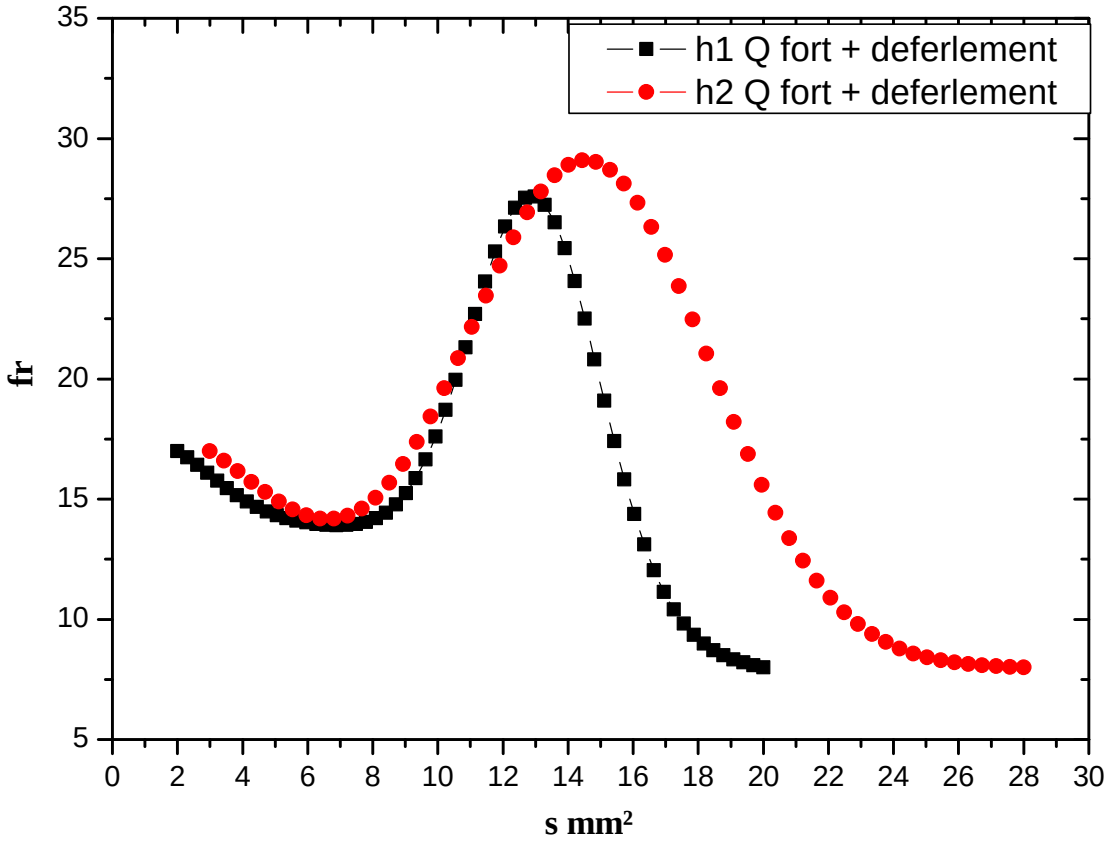


Figure II.15 : Distibultion de la surface des bulles dans une gamme de hauteur définie, $h1 \in z[5cm, 25cm]$ *et* $h1 \in z[25cm, 45cm]$.

II.6. **Sondes conductives et traitement du signal**

Les propriétés d'écoulement air-eau ont été mesurées avec une sonde conductive à double-pointe (figure II.16). La sonde est équipée de deux capteurs identiques. La distance entre les extrémités des deux pics d'une pointe de la sonde est de 1 mm, tandis que la distance de séparation entre les extrémités des deux pointes intérieures est de 3 mm.

La sonde a été fabriquée au laboratoire (M2C). Une sonde semblable a déjà été utilisée dans plusieurs études, comme celle de Chanson & Carosi [2007], Kucukali & Chanson [2008] et Murzyn & Chanson [2009]. La sonde conductive est une sonde de détection de phase intrusive conçue pour percer les bulles. La conception de la sonde est basée sur la différence de résistance électrique entre l'air et l'eau (Chanson & Toombes [2002]).

Le déplacement et la position de la sonde dans la direction verticale sont commandés par un système de réglage avec une précision verticale de 1 mm. Au cours des expériences, chaque capteur

de la sonde a été échantillonné à 5 kHz pour 10 s et le signal de sortie enregistré avec une tension allant de 0 (eau) à 5 V (air).

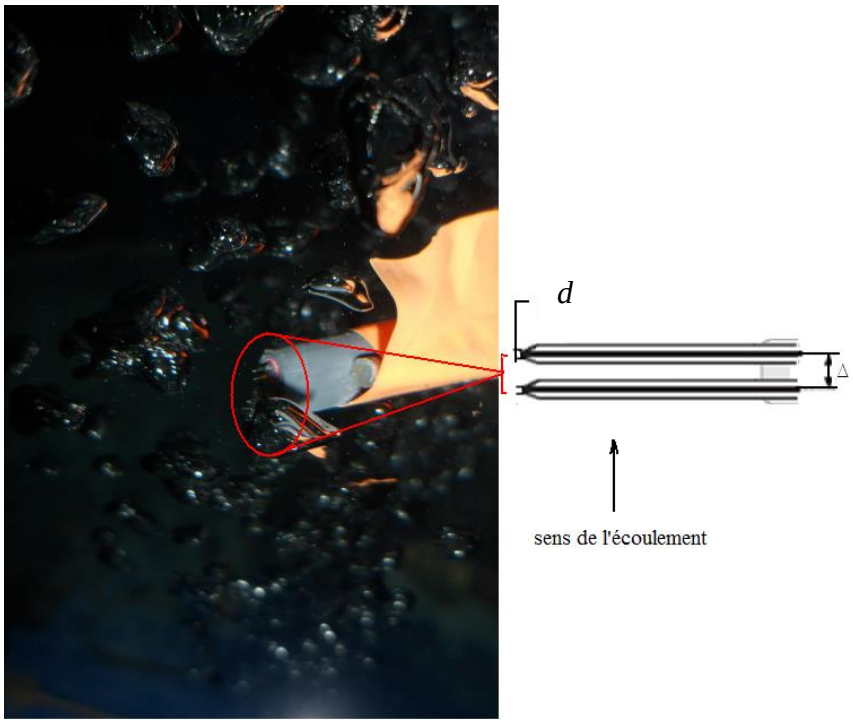


Figure II.16: Photo de la sonde conductive à double pointe : $\Delta = 3\ mm$ *et* $d = 1\ mm$.

II.6.1. **Mesure de la vitesse des bulles (sonde conductive)**

Le but de cette partie est de présenter les moyens et l dispositif ayant permis de déterminer la vitesse moyenne des bulles.

Dans un écoulement diphasique, une caractérisation complète de l'écoulement nécessite des paramètres additionnels, comparativement à un écoulement monophasique, tels que le taux de vide, la vitesse des bulles et leurs tailles. De plus, certaines mesures 'classiques', telle que la vitesse, ne peuvent pas être conduites avec des instruments traditionnels parce que la présence des bulles, et de leurs interfaces air-eau, perturbe la qualité du signal.

De ce fait, un certain nombre de métrologies spécialisées ont été développées durant plusieurs années. Les deux métrologies les plus anciennes sont les sondes conductives et les sondes à fibre optique. Elles ont été utilisées durant les 40 dernières années, pour des écoulements air-eau

divers, parmi lesquels le ressaut hydraulique (Resch et al [1972]), le jet plongeant vertical (Chanson & Brattberg [2000]) et l'étude de la modulation de la turbulence par les bulles (Lance et al [1991]). L'une des difficultés de cette technique est la calibration du capteur, mais aussi la contamination rapide de la surface (détection sensible), nécessitant une re-calibration systématique et régulière. Développées dans les années 1950s, les sondes conductives (pointes électriques) étaient basées initialement sur la détection des différences de conductivité entre l'eau et l'air. Les sondes 'pointes' ont eu plus d'intérêt avec le développement des sondes pointes à base de fibres optiques (Cartellier [1992]), et l'introduction de capteurs à 3 ou 4 sondes (Kim et al [2000]). On note, cependant, que les sondes conductives restent les systèmes les plus robustes et les plus adaptés aux études d'ingénierie hydraulique, aussi bien par des pointes électriques (conductivité) qu'optiques (Chanson & Toombes [2002]).

II.6.2. **Méthodes de traitement des signaux**

Nous définissions un repère orthonormé, noté (0; x; y; z). L'axe x est aligné avec l'axe du tube du rideau transversal, y correspond à la direction longitudinale et z désigne la verticale. Le trièdre (x; y; z) est direct. L'origine est située sur le fond du canal.

Deux séries d'essais ont été réalisées, ils ont pour point commun l'obtention de la vitesse des bulles. Pour chacune des deux séries d'essais, l'analyse des résultats à l'aide de Matlab que nous décrivons par la suite, nous a permis de représenter le profil des vitesses des bulles.

Nous devons d'abord échantillonner chaque capteur de la sonde à 5 kHz pendant 10 s. Ensuite le signal électrique-analogique est amplifié et transformé en signal à deux niveaux représentant les deux phases avec une tension entre 5 (air) à 0 V (eau).

Les données sont donc recueillies sous forme binaire.

Sur la figure II.17, nous montrons le principe de fonctionnement de la sonde conductive. La sonde est conçue pour percer les interfaces des bulles et chaque baisse rapide du signal correspond au perçage d'une bulle par la pointe.

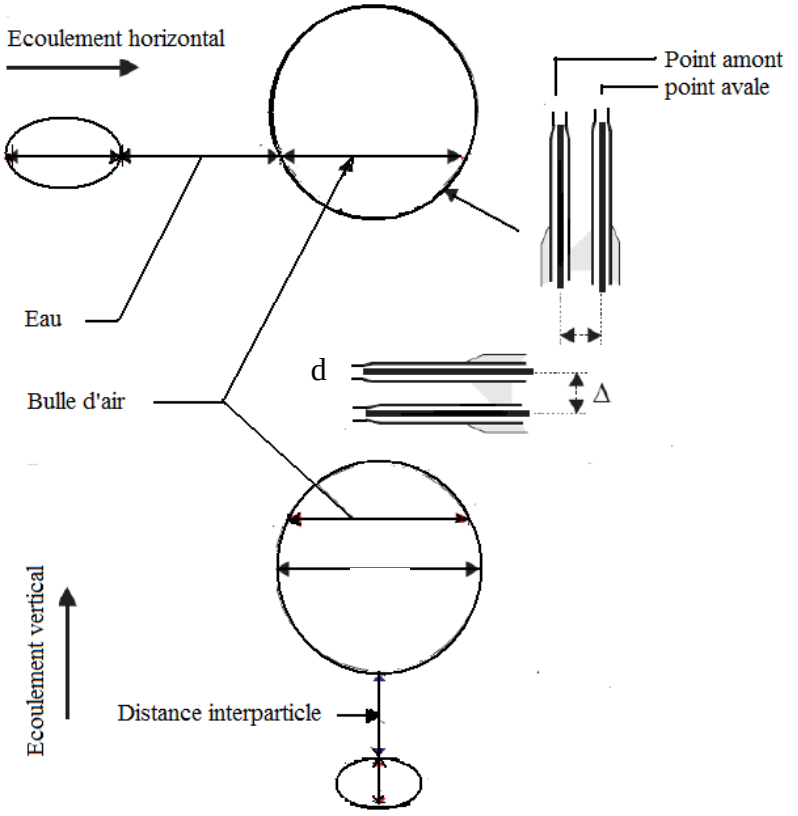


Figure II.17 : Schéma d'une sonde conductive à double pic, fabriquée au laboratoire M2C avec $\Delta x = 1mm,\ \Delta z = 3mm.$

II.6.3. **Les formules du traitement des données**

Avec la sonde utilisée, la vitesse (moyenne) V est déduite par une analyse de la fonction de corrélation croisée entre les deux signaux :

$$V = \frac{\Delta x}{\Delta t} \qquad [II.9]$$

Où

Δx : la distance séparant les deux pointes de la sonde (3 mm)

Δt : le décalage temporel pour lequel la fonction de corrélation croisée est maximum

a) **Fonction de corrélation**

L'analyse de corrélation permet d'étudier l'évolution des événements dans le domaine temporel, de façon univariée ou croisée (bi-variée). La structure temporelle du signal X(t), ou des deux signaux X(t) et Y(t) conjointement, est 'capturée' par des fonctions de structure temporelle en deux points (t, t+τ), qui ne dépendent que du délai (τ) dans l'hypothèse de processus statistiquement stationnaires.

Le calcul d'un coefficient de corrélation ne constitue qu'une première étape dans l'analyse de la relation entre les deux signaux.

L'estimation biaisée :

$$\boldsymbol{C_{XY}(j) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{i=N-j}(X(t_i) - \overline{X})\left(Y\left(t_{i+j}\right) - \overline{Y}\right)} \quad \text{[II.10]}$$

Ou l'estimation non biaisée :

$$\boldsymbol{C_{XY}(j) = \frac{1}{N-j}\sum_{I=1}^{i=N-j}(Xt_i - \overline{X})\left(Y(t_{I+j})\right) - \overline{Y}} \quad \text{[II.11]}$$

Et

$$\boldsymbol{R_{XY}(j) = \frac{C_{XY}(j)}{\sigma_X \sigma_Y}} \quad \text{[II.12]}$$

RXY(j) : Intercorrélation 1, fonction du délai discret

$\boldsymbol{C_{XY}(j)}$: Intercovariance 2, fonction du délai discret

Dans le cas d'une analyse simple univariée, il suffit de poser Y(t)=X(t) ci-dessus pour obtenir la définition des auto-covariances du signal X(t), en fonction du délai « τ ».

Dans le cas de l'analyse croisée, le concept de covariance est utilisé plus généralement pour obtenir la fonction de transfert temporelle X(t)→Y(t), causale ou non causale décrite ci-dessous.

Une variable importante est la vitesse de variation des paramètres étudiés (ou en d'autres termes le nombre d'échantillons et le temps nécessaire qu'il faut avant de pouvoir envisager une valeur statistique). La fonction d'auto corrélation Rxx(t) est :

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i(t) * x_i(t+\tau) \quad \text{[II.13]}$$

La valeur τ représente la différence de temps entre les valeurs pendant lesquelles le signal est échantillonné. Le terme xx (auto) signifie qu'il s'agit du même signal x(t) observé à différents instants. La variance du signal est égale à la fonction d'auto corrélation au temps 0.

$$\text{Var}(x(t))=R_{xx}(0) \qquad \text{[II.14]}$$

b) **Traitement de signal par filtrage**

Les opérations de filtrage sont les opérations de base du traitement du signal. Le filtrage est utilisé pour modifier le 'contenu fréquentiel' des signaux. Par définition un filtre numérique est un opérateur linéaire noté K_h, associant à un signal numérique s un autre signal $K_h s$, appelé signal filtre, de la forme :

$$(k_h s)_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} k_m s_{n-m} \qquad \text{[II.15]}$$

Pour tout n tel que la série soit convergente. La suite $h = \{h_n | n \in \mathbb{Z}\}$; est appelée réponse impulsionnelle du filtre. Le filtre est dit causal si $h_n = 0$ pour tout $n < 0$. Il est dit stable si $K_h f$ est borné pour tout $f \in l^{\infty}(\mathbb{Z})$. Il est réalisable s'il est causal et stable.

Plus généralement, partant d'une fonction de transfert $m \in L^{\infty}([-\pi, \pi])$, il est facile de voir que l'opérateur linéaire T : s à $\hat{s}$ défini par :

$$(Ts)_n = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} e^{in\omega} m(\omega)\hat{s}d\omega \qquad \text{[II.16]}$$

Est un filtre numérique ; sa réponse impulsionnelle est la Transformation de Fourier Discrète (TFD) inverse de m.

L'exemple le plus simple de signaux filtrés est celui du filtre passe-bas idéal, qui force à zéro toutes les fréquences supérieures (en valeur absolue) à une certaine fréquence de coupure $\omega_0 < \pi$. Un tel filtre est défini par sa fonction de transfert :

$$m(\omega) = \chi_{[-\omega_0, \omega_0]}(\omega) \qquad \text{[II.17]}$$

Après TFD inverse, on obtient la réponse impulsionnelle suivante :

$$h_n = \frac{\omega_0}{\pi}\frac{\sin(n\omega_0)}{n\omega_0} \qquad [II.18]$$

Un exemple de filtrage passe-bas utilisant un filtre idéal est décrit en figure II.18: un signal (transitoire), et deux versions filtrées avec des fréquences de coupure différentes.

Le signal a été enregistré à une fréquence 5000 échantillons par seconde (5000 Hz) puis traité numériquement afin de déterminer le décalage temporel pour lequel la fonction de corrélation croisée est maximale. Par conséquent la série temporelle enregistrée lors de l'expérimentation est analysée à l'aide de l'exploitation des données sous Matlab.

En premier lieu, nous nous intéressons aux problèmes de filtrages des signaux. En effet lors de l'acquisition des signaux, on a remarqué l'apparition d'interférences qui peuvent être apparentées au bruit de mesure. Le but est de les enlever sans pour autant réduire l'information contenue dans le signal originel. Ce prétraitement est effectué à l'aide d'une routine codé sous Matlab et le résultat est représenté sur la figure suivante :

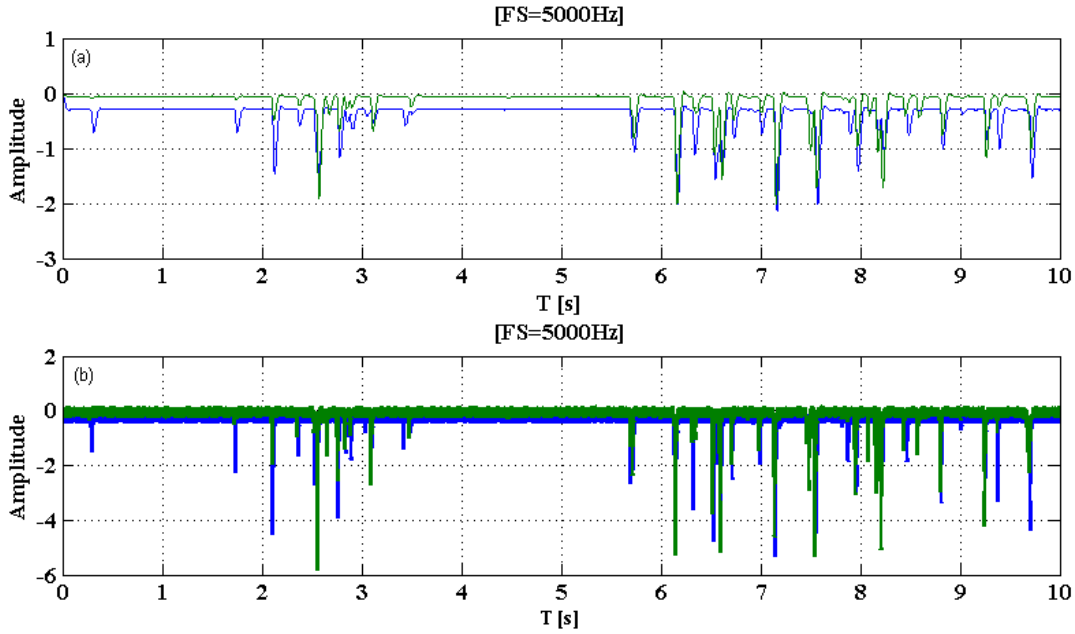


Figure II.18 : Exemple de traitement de signal pour éliminer les hautes fréquences. (a) : signal filtré à l'aide du logiciel Matlab. (b) : signal brut enregistré à la sortie de la sonde.

Le décalage temporel entre les deux signaux (figure II.19) a été analysé avec la méthode des corrélations croisées en utilisant l'équation [II.12]. Pour ce couple de série temporelle de même

durée, il est possible de calculer la fonction de cross corrélation et de la représenter graphiquement à l'aide du logiciel Matlab.

Pour évaluer la corrélation croisée CCF et le décalage entre deux séries temporelles x et y, de moyenne non nulle, le coefficient de corrélation de la CCF (Rxy(τ)) est défini comme suit :

$$R_{xy}(\tau) = \frac{\overline{x(t+\tau)y(t)}}{\sqrt{\overline{x(t+\tau)^2}\,\overline{y(t)^2}}} \qquad [II.19]$$

Où τ dénote le temps de latence (ou délai) de y par rapport à x, et les barres supérieures dénotent une moyenne sur le temps t.

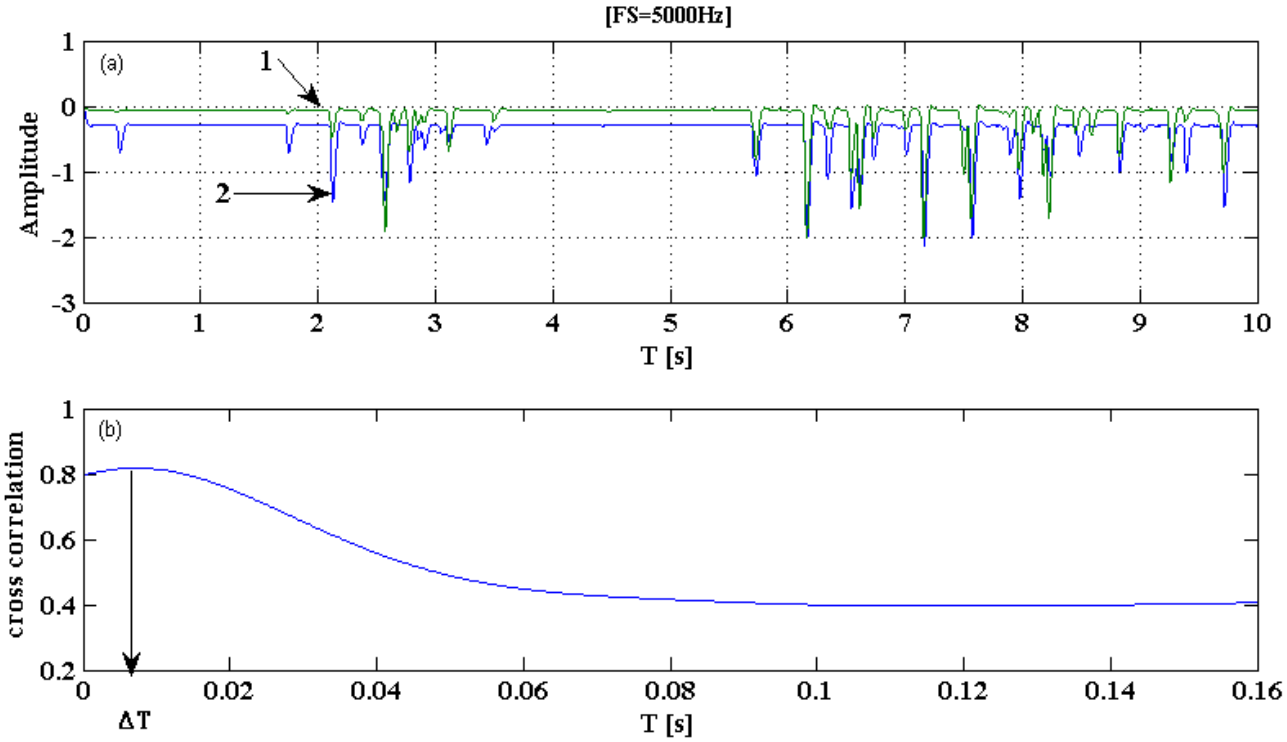


Figure II.19 : Exemple des signaux traités par Matlab. (a) : deux signaux correspondent au double pic des sondes conductives, (b) un exemple de CCF entre les deux signaux.

Le décalage du pic maximal par rapport à l'abscisse 0 reflète le délai temporel en secondes écoulé entre les deux signaux et par conséquent on obtient la vitesse de bulle selon l'équation [II.9].

II.6.4. **Vélocimètre Acoustique Doppler (ADV)**

L'ADV est un appareil mesurant le courant en un point (Mudge et al [2003]). Une exploration point par point est possible à l'aide d'une perche. Ce système utilise l'effet Doppler (découvert en 1842 par Christian Andreas Doppler) pour mesurer la vitesse des particules dans le fluide. Une onde acoustique est émise et se réfléchit sur les différentes particules mêlées au fluide. Le rapport entre les fréquences d'émission et de réflexion, est proportionnel à la vitesse des particules et à la vitesse du son dans le fluide.

Cet appareil permet d'obtenir des mesures bi ou tri-dimensionnelles des vitesses. Etant donné que l'effet Doppler est quantifié par la réflexion de l'onde acoustique sur les particules en suspension dans le fluide, il est impossible de réaliser ces mesures dans des eaux trop pures. Ainsi, pour faire des mesures nous ensemençons la zone de mesure avec des particules de diamètre $\emptyset = 60\mu m$.

L'ADV (figure II.20) permet donc de mesurer la vitesse dans un petit volume de fluide, à l'aide d'un émetteur plongé dans l'eau et de quatre récepteurs analysant le signal acoustique réfléchi.

Il donne précisément la vitesse du fluide mais sa principale source d'incertitude est l'estimation de la vitesse de propagation du son dans le fluide, dépendante de plusieurs paramètres : taux de MES, de la température,…

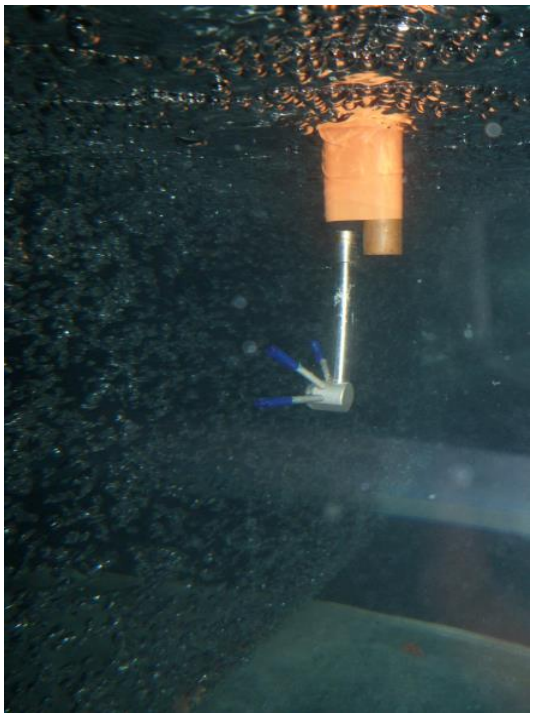


Figure II.20 : Photo de l'ADV immergé à 20 cm sous la surface libre.

II.6.5. **Mesure de champs de vitesse d'écoulement**

En dynamique, la vitesse constitue la grandeur physique la plus recherchée avec la position et l'accélération. Ce sont les paramètres les plus importants dans la caractérisation de l'hydrodynamique d'un écoulement. De ce fait, plusieurs techniques ont fait l'objet de nombreuses études ayant comme objectif le développement de méthodes de mesure non intrusives autres que les moyens de mesure traditionnels.

II.6.6. **Instrumentation de mesure du champ de vitesse d'écoulement**

Pour notre étude, la mesure ponctuelle sur un laps de temps donné de champ de vitesse est assurée par un capteur ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) prenant la forme d'un tripode, composé d'un émetteur d'onde acoustique et de trois récepteurs, comme illustré sur la figure II.21. Le volume de mesure est de 141 mm^3 pour une résolution de 5 cm.

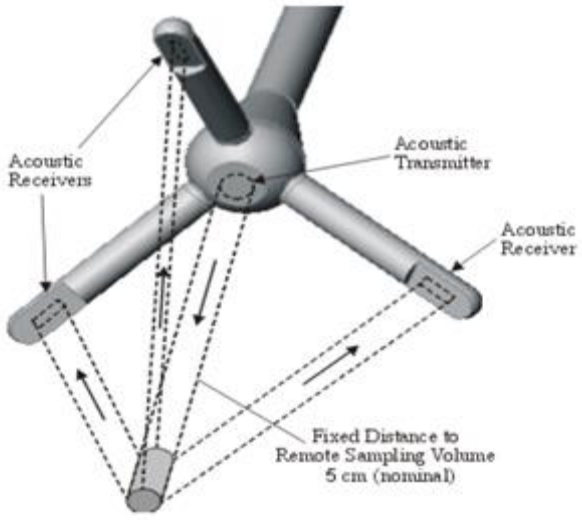


Figure II.21 : Tête de capteur ADV composée d'un émetteur et de trois récepteurs acoustiques.

L'émetteur produit un signal acoustique court et périodique. Quand l'impulsion acoustique traverse la colonne d'eau, les matières en suspension dispersent une fraction de l'énergie acoustique. Les récepteurs détectent l'écho acoustique provenant du volume de mesure à l'intersection des récepteurs et de l'émetteur. La fréquence de l'écho est modifiée par effet Doppler,

en fonction du déplacement relatif des particules dont on suppose qu'elles se déplacent à la vitesse de l'écoulement. Cette modification de fréquence, captée par les trois récepteurs, permet une détermination du vecteur vitesse. Ce dernier est déterminé à partir des trois projections de la vitesse mesurée par les récepteurs et d'une matrice de transformation qui prend en compte la position géométrique des récepteurs et de l'émetteur. La vitesse est ainsi mesurée simultanément dans les trois directions toutes les cinq millisecondes dans un volume situé à cinq centimètres sous l'émetteur.

Chaque mesure est appelée 'ping', la vitesse moyenne est donc la moyenne de tous les 'pings'. La différence entre le 'ping' et cette moyenne est la composante turbulente de la vitesse. Ainsi ce capteur permet de mesurer les deux composantes statistiques de la vitesse. Pour que la composante moyenne soit représentative, il est nécessaire que le temps de mesure en un point soit largement supérieur à l'échelle de temps de la turbulence.

II.6.7. **Conditions de mesures des champs de vitesses**

Des mesures ADV ont ainsi été effectuées en 414 points de mesure pour les deux conditions de débits d'air suivantes :

- débit d'air égal à 0,4l/s
- débit d'air égal à 1,2l/s

L'appareil peut être déplacé manuellement suivant les deux directions y (dans la direction de la vague) et z (la profondeur verticale par rapport à x), ce qui permet de cartographier la vitesse en 2 dimensions.

Les résultats obtenus après traitement sont la reconstitution du champ de vitesse dans une section du canal. La section choisie se situe à environ trois quarts de la longueur du canal, soit au voisinage du rideau de bulles.

Les points de mesure sont répartis dans cette section à la manière d'un maillage. Cependant, l'existence d'appareils de mesure sophistiqués ne doit pas faire oublier le fait que l'observation à l'œil nu constitue bien souvent le meilleur moyen pour caractériser qualitativement un phénomène. Elle sera une étape indispensable pour choisir les conditions qui devront ensuite faire l'objet d'une mesure. Ainsi, avant de choisir le maillage utile et mesurer la vitesse, nous procéderons à une description qualitative de l'écoulement à l'œil nu.

De ce fait, la zone, où on observe une turbulence, a été raffinée afin de capter le fort gradient de vitesse (figure II.22).

Nous avons ensemencé l'eau avec des particules suffisamment petites (ϕ=60μm) pour suivre les mouvements du fluide sans le perturber. La figure II.23 montre un exemple de mesure brutes des composantes de vitesses temporelles ($v_y(t), v_z(t)$).

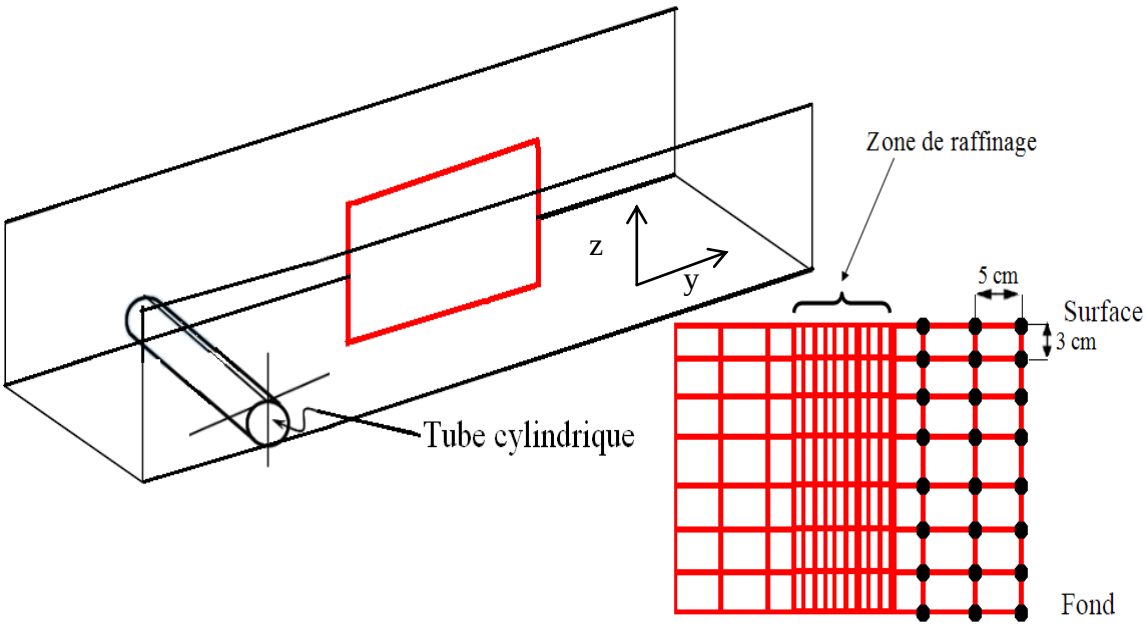


Figure II.22 : Zone de mesure et discrétisation des points de mesure.

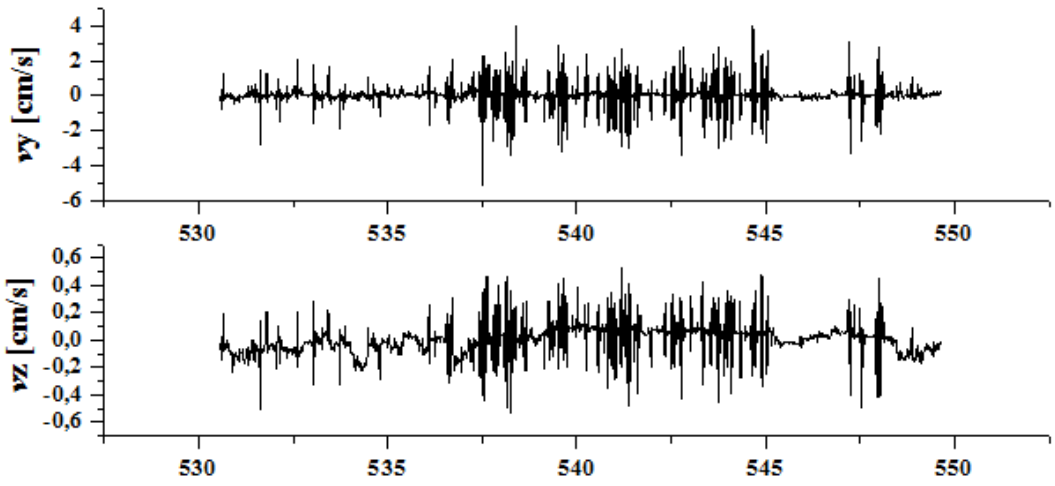


Figure II.23 : Signal brut des composantes des vitesses ($v_y(t), v_z(t)$), mesurées par l'ADV

II.6.8. **Traitement du signal de l'ADV**

La différenciation entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent peut se faire en quantifiant le degré de fluctuations des vitesses par rapport à la valeur moyenne. Celui-ci est donné par l'écart type v' de la vitesse. Il est défini à partir de la fluctuation de la vitesse, écart à la moyenne de la mesure :

$$v' = \sqrt{\frac{1}{N_e}\left(\sum_{i=1}^{N_e}(v_i - \bar{v})^2\right)} \qquad \text{[II.20]}$$

L'estimation de l'écart type d'une série de données représentant une grandeur quelconque, en particulier la vitesse, nécessite des précautions particulières pour assurer un traitement rigoureux et caractériser le plus justement possible la turbulence.

Après avoir calculé les composantes du vecteur vitesse à chaque position de mesure, nous présentons la cartographie du champ de vitesse (figure II.24), la vorticité, l'énergie et le cisaillement.

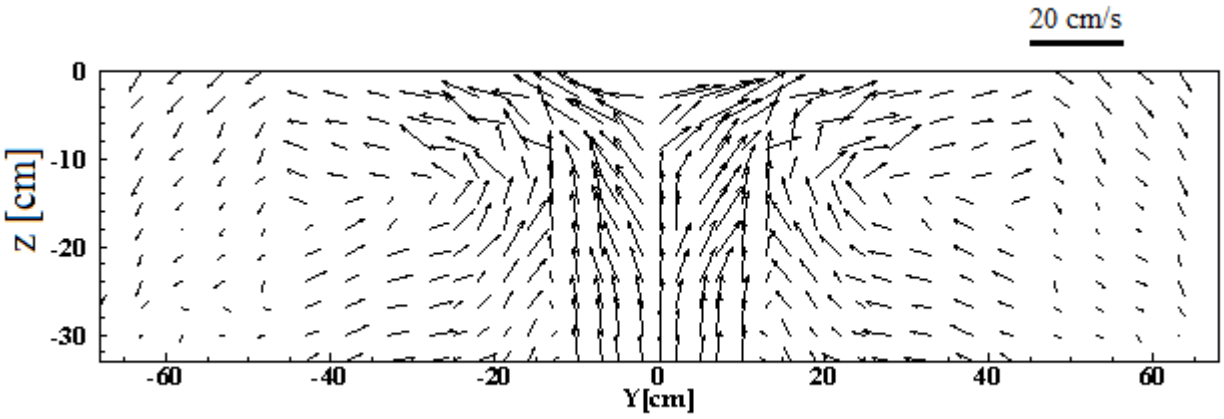


Figure II.24 : Cartographie du champ de vitesse pour un débit d'air Q=1.2.10^{-3} m^3/s.

II.7. **Vélocimétrie Ultrasonore à effet Doppler (UDV)**

La technique de la vélocimétrie ultrasonore doppler (figure II.25) est une méthode de mesure qui possède plusieurs applications. Dans le domaine médical, par exemple, les ultrasons sont principalement utilisés pour réaliser des mesures d'échos (échographie) combinés parfois à des

mesures de vitesse par effet Doppler (flux sanguins dans les cavités du cœur). En mécanique des fluides, cette technique est utilisée par Takeda [1991], [1995] pour les écoulements en charge.

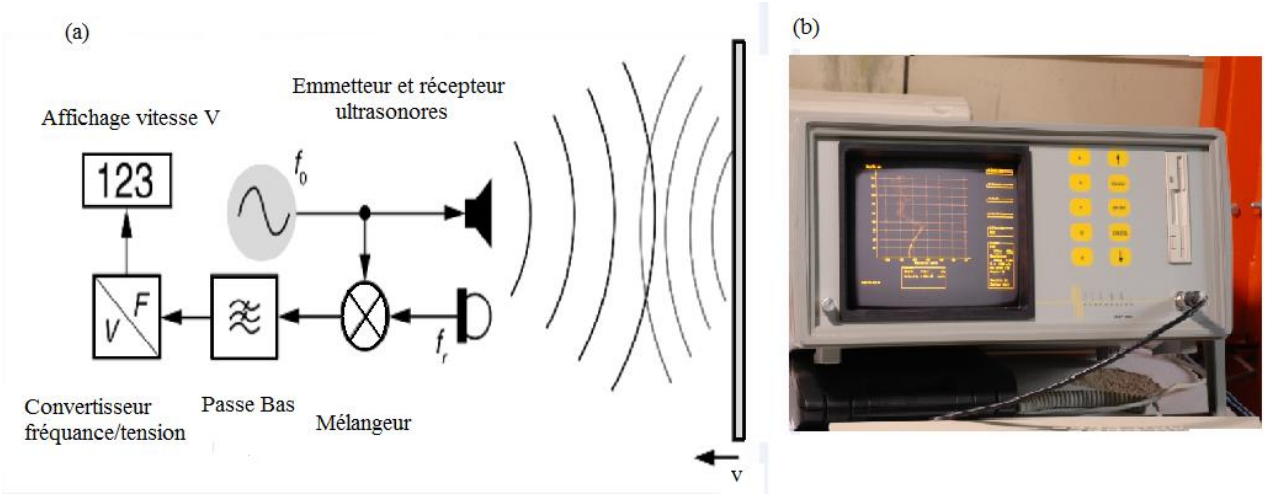


Figure II.25 : (a) Chaine d'acquisition par UDV, (b) et DOP 1000 version 5.23.

a) **Effet Doppler**

Principalement, l'effet Doppler est la variation de la fréquence d'une onde acoustique ou électromagnétique. Il suit le mouvement entre l'émetteur et le récepteur. Théoriquement, si on considère un transducteur ultrasonore émettant des ondes de fréquence f_e et étant immobile dans un milieu dans lequel la vitesse du son est nommée c. Un récepteur, ou cible, se déplace dans le même milieu avec la vitesse v. Par convention, v est considérée comme négative quand la cible se déplace vers le transducteur. Si la trajectoire de la cible forme un angle θ avec l'axe de propagation de l'onde ultrasonore, la fréquence f_g de l'onde perçue par la cible est :

$$f_g = f_e \mp \frac{f_e v \cos\theta}{c} \qquad [II.21]$$

La cible agissant comme une variation de la densité du milieu, les ondes sont partiellement réfléchies. Ainsi la cible joue le rôle de source mobile passive de signaux ultrasonores. La fréquence f_r des ondes réfléchies par la cible mesurée par le transducteur stationnaire est :

$$f_r = f_g \frac{c}{c \pm v \cos\theta} \qquad [II.22]$$

En combinant les deux équations précédentes ([II.21] et [II.22] la fréquence du signal reçue par le transducteur est :

$$f_r = f_e \frac{(c \pm \mathrm{v}\cos\theta)}{(c \pm \mathrm{v}\cos\theta)} \qquad \text{[II.23]}$$

L'équation peut être simplifiée en considérant que la vitesse de la cible est bien plus faible que la vitesse du son (v << c). La différence entre les fréquences des signaux émis et reçus est obtenue en employant le développement limité et en négligeant les termes d'ordre supérieurs à deux. Cette fréquence résultante est appelée 'fréquence Doppler'. Elle est donnée par l'équation suivante :

$$f_d = \mp \frac{2 f_e \mathrm{v}\cos\theta}{c} \qquad \text{[II.24]}$$

L'angle Doppler, la vitesse du son, les fréquences d'émission et Doppler étant connus par l'appareil de vélocimétrie, la valeur de la vitesse v est donnée par la relation suivante :

$$v = \frac{f_d \mathrm{c}}{2 f_e cos\theta} \qquad \text{[II.25]}$$

Par convention, la vitesse est positive lorsque la cible s'éloigne de l'émetteur.

b) **Principe de fonctionnement d'un Vélocimètre ultrasonore**

L'analyse des échos d'une cible permet de déterminer à la fois la localisation et la vitesse de cette cible. En connaissant le temps entre les signaux émis et reçus ainsi que la vitesse c de l'onde dans le milieu traversé, il est possible de connaître la distance entre le transducteur et la cible. Un profil de vitesse est ainsi obtenu dans l'axe de tir du transducteur (figure II.26).

c) **Matériels utilisés**

Le Vélocimètre DOP 1000 de Signal Processing est un appareil permettant de traiter des signaux ultrasonores. Il a été mis au point dans le but de répondre aux demandes des chercheurs qui travaillent sur les écoulements hydrodynamiques.

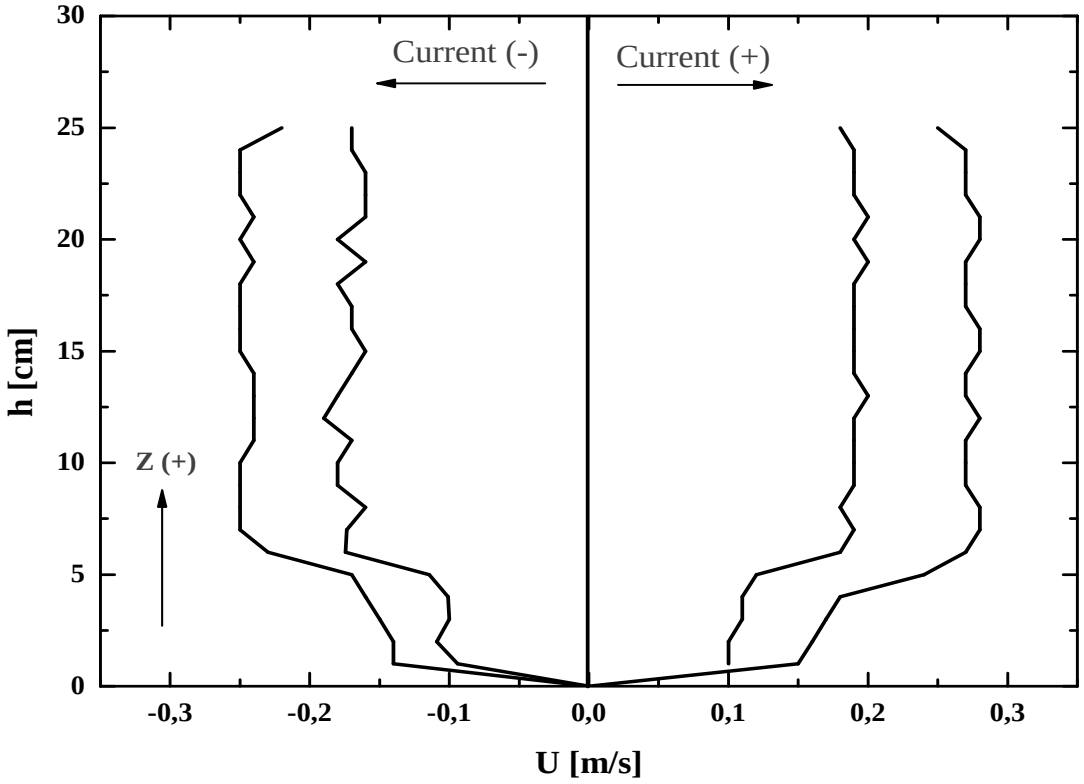


Figure II.26 : Exemple de profils de vitesses verticaux mesurés par l'UDV.

Le transducteur utilisé dans nos mesures est de type céramique de 7 mm de diamètre. Il est placé avec un angle θ =45° entre l'axe de tir et le sens de l'écoulement (figure II.27). Les trains d'ondes acoustiques sont successivement émis à une fréquence constante f_e =8 MHz pendant une période T_e =25 s pour un volume de mesure d'environ 270 mm^3.

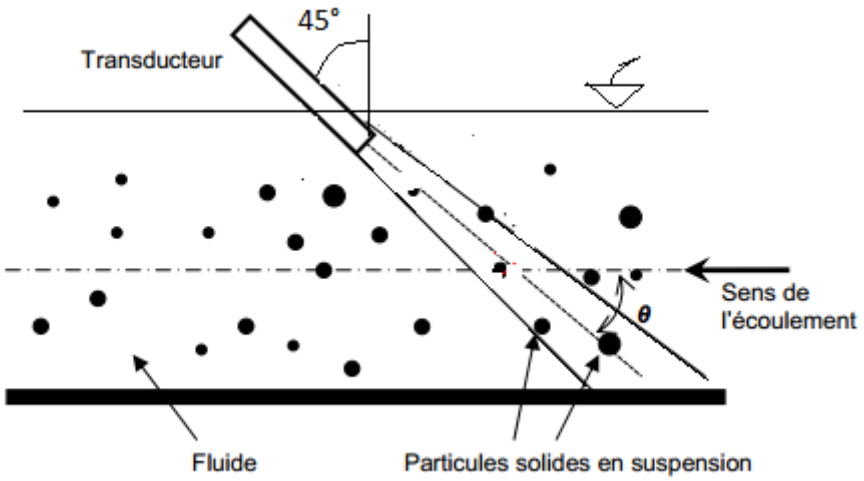


Figure II.27 : Dispositif expérimental de l'UDV.

II.8. **Conclusion**

Ce deuxième chapitre nous a permis de décrire d'une manière détaillée les instrumentations de mesure et de présenter les techniques d'acquisition et les méthodes employées pour le traitement des données.

Dans un premier temps, nous avons présenté l'ensemble de l'installation : le canal à houle et/ou à courant. Ensuite, les appareils de l'instrumentation ont fait l'objet d'une description complète. Une partie est consacrée à la Vélocimétrie Ultrasonore à effet Doppler (UDV) ainsi que le Vélocimètre Acoustique Doppler (ADV). Ces deux instruments sont indispensables à la caractérisation des écoulements. Les caractéristiques de notre système sont détaillées ainsi que les paramètres d'acquisition qui diffèrent suivant la nature de l'écoulement.

Nous avons également présenté les sondes résistives qui permettent l'obtention d'informations sur l'amplitude de la houle ainsi que sur la composition spectrale des ondes. Ensuite, nous nous intéressons à la mesure de vitesses des bulles par sonde conductive. De plus, une démonstration a été faite de la technique d'estimation de la vitesse moyenne de circulation de l'eau en présence de rideau de bulles en 414 points à l'aide d'un ADV. Enfin, une étude statistique et géométrique sur le traitement d'image a été réalisée dans le but d'estimer la variation de la distribution de bulles en fonction conditions expérimentales (hauteur de l'eau, débit d'air…).

Le choix des techniques d'instrumentation est fortement lié à la nature de l'écoulement, les appareils optiques sont les plus adéquats pour les mesures d'un écoulement en présence de l'air. En effet, l'utilisation d'une nappe laser pour observer les bulles d'air est sensiblement perturbée par la réflexion de la lumière. Ceci, nous a imposé le choix des appareils optiques (ADV, UDV).

Influence du courant sur la focalisation dispersive des ondes

III.Influence du courant sur la focalisation dispersive des ondes

III.1. **Introduction**

Pour modéliser physiquement le déferlement nous avons opté pour la focalisation d'un train d'ondes, ici par la focalisation dispersive. Ce choix est basé sur les moyens techniques disponibles au laboratoire. La focalisation non linéaire nécessite une longueur de canal importante. Cependant, la focalisation dispersive (linéaire) peut avoir lieu pour une distance de propagation programmable. Cette dernière est réalisable dans les canaux de M2C.

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de différents paramètres physiques (fréquence, amplitude, profondeur d'eau) sur la focalisation spatio-temporelle du paquet d'ondes en présence d'un courant. Les résultats obtenus sont présentés comme suit :

- Interaction train d'onde/courant pour trois différentes corrélations différentes entre longueurs d'ondes et profondeurs, ont été réalisés.

-Influence du sens du courant sur le train d'onde

-Influence du profil vertical de vitesse sur la propagation du train d'onde, a été examinée

- Les résultats obtenus sont comparés à ceux issus des simulations numériques

III.2. **Présentation des expériences**

III.2.1. **Conditions expérimentales**

Les essais ont été réalisés dans le canal à houle/courant présenté dans le deuxième chapitre.

Les fréquences d'échantillonnage sont choisies dans une large gamme pour obtenir une bonne résolution temporelle pour une fréquence d'acquisition de 32 Hz. L'évolution de la surface libre est décrite par l'équation suivante :

$$\eta = \sum_{i=1}^{n} a_i \cos(\omega t - k_i x) \qquad \text{[III.1]}$$

η : l'élévation de la surface libre, ω: la fréquence de pulsation ; k: le nombre d'onde.

La vitesse de groupe Cgr est :

$$C_{gr} = \frac{d\omega}{dk} \qquad \text{[III.2]}$$

Lorsque le sens du courant est le même que celui du train d'ondes :

$$\omega_i = \sqrt{g k_i \tanh(k_i h)} + k_i . U_e \qquad \text{[III.3]}$$

U_e : vitesse d'écoulement

K_i : nombre d'onde correspondant à ω_i

Dans le cas où le sens du courant est dans le sens inverse de direction du train d'ondes.

$$\omega_i = \sqrt{g k_i \tanh(k_i h)} - k_i . U_e \qquad \text{[III.4]}$$

Les valeurs numériques correspondantes à ces paramètres sont :

- Impulsion 1(f = 1,7 Hz, h = 32 cm): kh=2,95 correspondant à une profondeur infinie.
- Impulsion 2 (f = 1,2 Hz, h = 32 cm): kh=1,8 correspondant à une profondeur intermédiaire.

➢ Impulsion 3 (f = 0,75 Hz, h = 25 cm): kh=0,9 correspondant à une profondeur intermédiaire.

Le train d'ondes focalisé est généré entre deux limites de fréquences, f_{min}=0.22 Hz et f_{max}=2 Hz.

III.2.2. **Evolution spatio-temporelle d'un train d'ondes pour différentes conditions hydrodynamiques**

Dans la série de mesures de l'élévation de la surface libre, nous avons utilisé deux sondes : une première sonde est fixée près du batteur, considérée comme une référence, une deuxième sonde est à une distance que nous avons fait varier correspondant à la position de focalisation. Ces mesures ont été réalisées pour trois conditions initiales : sans courant, avec courant dans le sens de propagation du train d'ondes ainsi aussi dans le sens inverse pour différentes vitesses d'écoulement. De plus, ces enregistrements ont été réalisés pour trois fréquences de pulsation dans le but de savoir comment le changement de la fréquence influence le comportement de la houle.

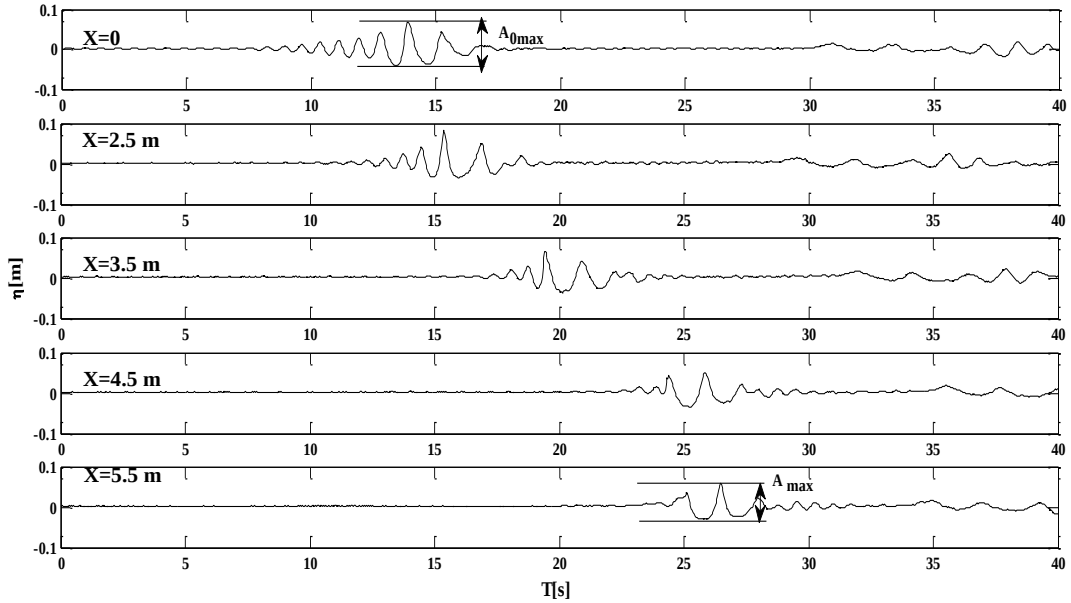


Figure III.1 : Evolution de la surface libre sans courant avec f=0,75 Hz à différentes positions le long du canal.

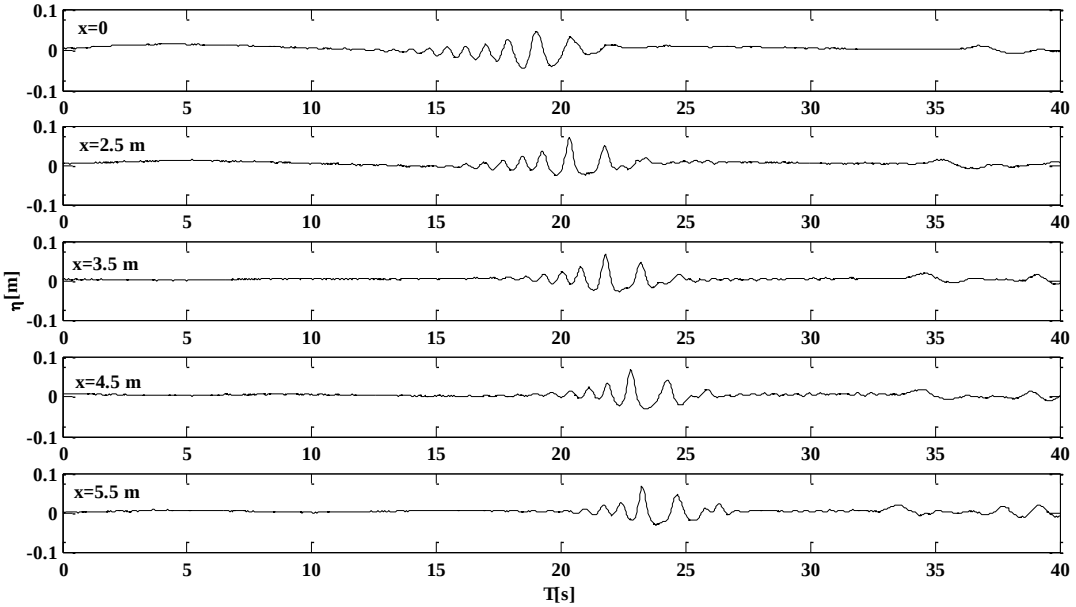


Figure III.2 : Evolution de la surface libre avec un courant inverse à la génération des houles courant avec f=0,75 Hz dans différentes positions le long du canal.

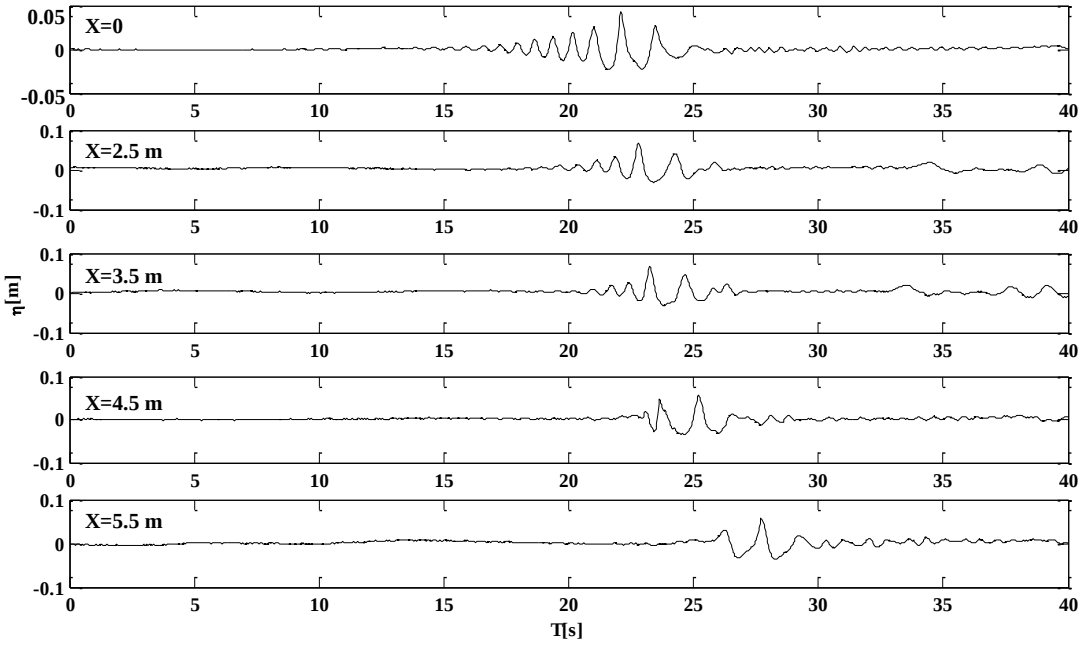


Figure III.3 : Evolution de la surface libre avec un courant dans le sens des ondes avec f=0,75 Hz à différentes positions le long du canal.

Les trois figures III.1, III.2 et III.3 montrent respectivement l'évolution du train d'ondes sans courant, avec courant positif où la vitesse est de 0,08 m/s (même sens de propagation que celui du train d'ondes) et dans le sens négatif du courant égale à-0,08 m/s. On remarque que la

distance de focalisation d'un train d'ondes change d'une position à une autre, influencée par le sens de l'écoulement : une augmentation de cette distance en présence d'un co-courant et une diminution en présence d'un contre-courant.

III.3. **Evolution spatiale de l'énergie du train d'ondes.**

Afin d'examiner l'influence du courant sur l'énergie des vagues, nous avons mesuré le déplacement de la surface libre en utilisant des sondes résistives. Ces dernières ont été placées à trois distances différentes le long du canal : près du batteur à environ 1,5 m et à des distances de 14 et 15 m. Les essais ont été réalisés en faisant varier pour chaque série de mesures, l'amplitude de l'onde, le sens et la valeur de la vitesse d'écoulement.

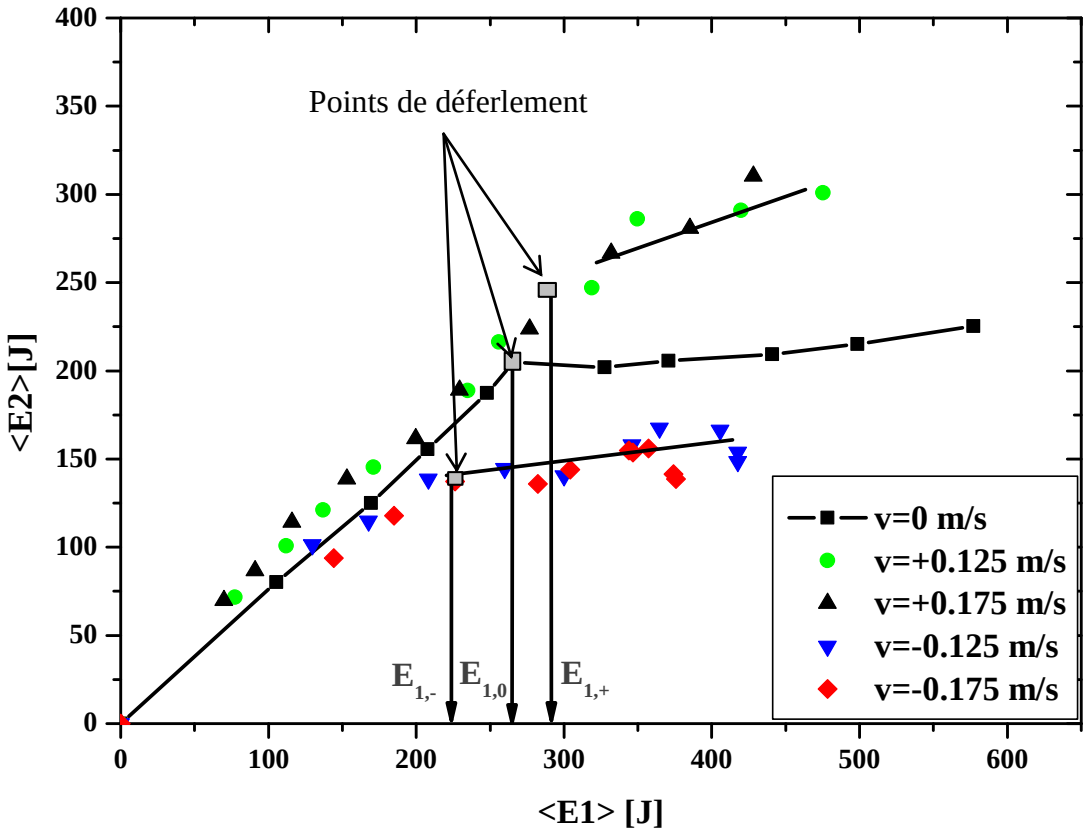


Figure III.4 : Evolution du flux énergétique en présence d'un courant pour les deux sens d'écoulement, Merkoune et al [2013].

Sur la figure III.4, nous montrons la dépendance entre E2 (énergie à x=15 m) et E1 (énergie à x=1 m). Nous avons observé deux types différents de dissipation d'énergie. Le premier type représente la phase sans déferlement. Une dépendance linéaire $E2(E1) = \alpha E1$ (α= 0,75) est observée. Une

telle dépendance linéaire (diminution d'énergie de 25 %) est due à la dissipation visqueuse de l'énergie liée aux frottements avec les parois du fond et des côtés ainsi qu'à l'influence de la résistance de l'air sur la surface libre. Il convient de noter que dans nos expériences, les pertes d'énergie sont plus grandes que dans les travaux antérieurs de Tian et al [2010], Rapp et al [1990]). Cette différence s'explique par le fait que dans nos expériences, l'influence de la viscosité de la couche limite proche du fond du canal est plus importante que dans les expériences Tian et al [2010]. De plus, nos mesures sont effectuées dans un canal de petite largeur. L'estimation théorique montre que si le frottement sur les parois et la viscosité de couche limite de fond sont pris en compte, une décroissance de l'énergie de 18 % doit être observée sur une longueur de 15 m. Dans nos expériences, il existe des effets supplémentaires menant à une perte d'énergie entre autre la rugosité des murs non contrôlée. Un second type de dissipation d'énergie apparaît pour de grandes amplitudes du paquet d'ondes. Elle est conditionnée par le déferlement.

Dans la figure III.4, nous montrons que le déferlement plongeant se produit :

- En absence du courant, si $E_1 > E_{1,0}$.
- Pour $E1 > E_{1,+}$, si la direction d'écoulement coïncide avec la direction de propagation du train d'ondes,
- Pour $E1 > E_{1,-}$, si le sens du courant est à l'opposé de celui de la propagation de la vague.

Nous montrons aussi que l'énergie du train d'ondes est sensible au sens de propagation et à la vitesse du courant. Pour des vitesses d'écoulement élevées, nous constatons que la valeur de l'énergie dissipée est significativement différente en modifiant la direction du courant. En effet, la dissipation augmente dans le cas du courant négatif et diminue l'amplitude du train d'ondes dans le cas d'un courant positif.

III.4. **Les paramètres hydrodynamiques de l'écoulement**

Des mesures de profils verticaux des vitesses en utilisant la technique UDV ont été effectuées.

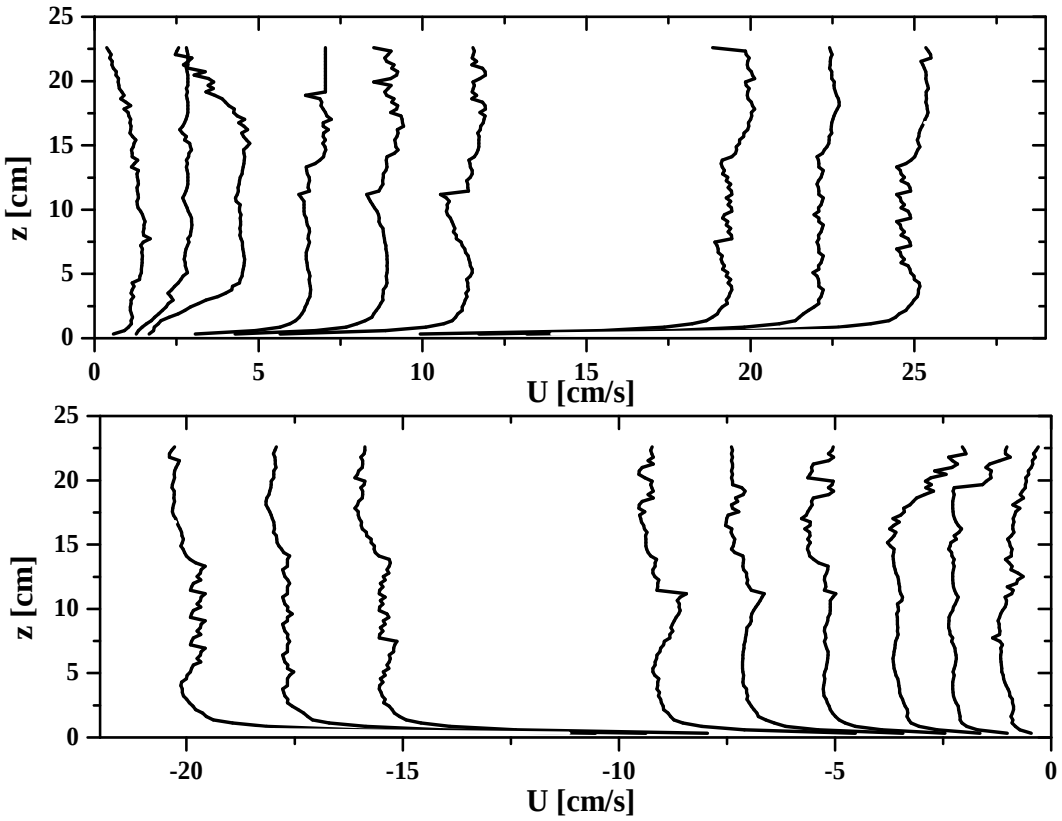


Figure III.5 : Profils de vitesse mesurés à l'aide de l'UDV dans les deux sens d'écoulement.

La figure III.5 montre les profils de vitesses verticaux pour différents régimes dans les deux sens d'écoulement. Nous pouvons constater que les profils de vitesse ne présentent pas une uniformité sur toute la profondeur de la couche d'eau. C'est la raison pour laquelle nous avons approfondi notre étude concernant les échelles de turbulence générées par le courant. L'estimation de l'écart type σ_u de la fluctuation de la vitesse « u » est définie par l'équation [III.5]

$$\sigma_u = \sqrt{\langle u - < u > \rangle^2} \qquad \text{[III.5]}$$

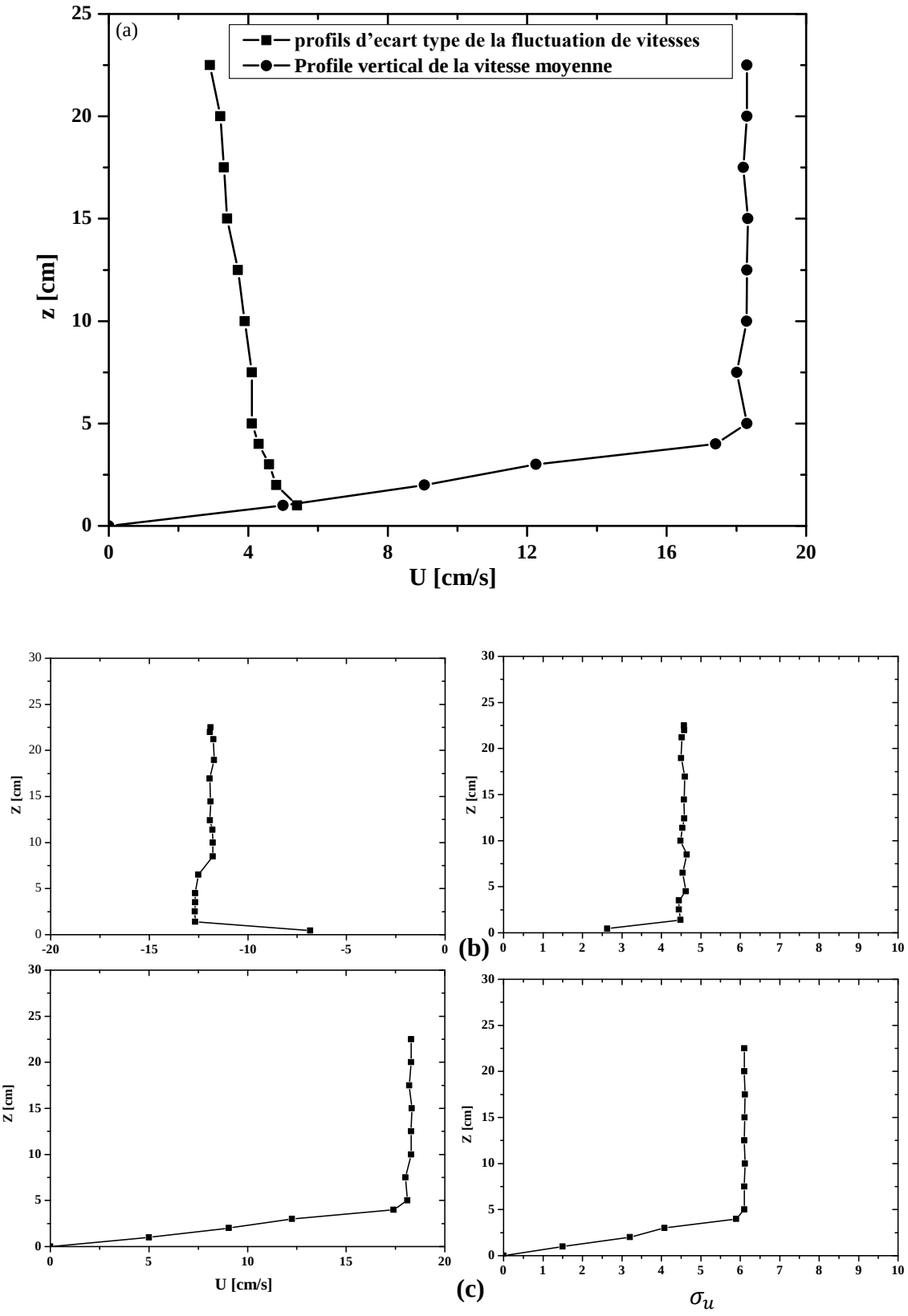


Figure III.6 : (a) Profil de l'écart type de la fluctuation de vitesse et le profil de la vitesse moyenne à 3 m du batteur, (b) Profils de vitesse pour un courant négatif au voisinage du batteur (c) Profils de vitesse pour un courant positif au voisinage du batteur

Sur la figure III.6, nous présentons l'écart type des fluctuations de vitesses et la vitesse moyenne. Les profils de vitesses présentent une fluctuation importante, de plus une couche limite de trois centimètres d'épaisseur près du fond est constatée. Pour les vitesses négatives, un gradient de vitesse est observé dans la zone près du fond du canal (Merkoune et al. [2013]). Ces fluctuations dépendent donc essentiellement des conditions d'écoulements. Elles peuvent être suffisamment importantes pour influencer les caractéristiques de l'écoulement.

III.5. **Analyse spectrale d'un train d'ondes**

Pour mieux comprendre les processus qui gèrent le facteur d'amplification ou la diminution de l'amplitude de la surface libre, des analyses spectrales sont réalisées pour les deux fréquences f=1,2 Hz et 0,75 Hz.

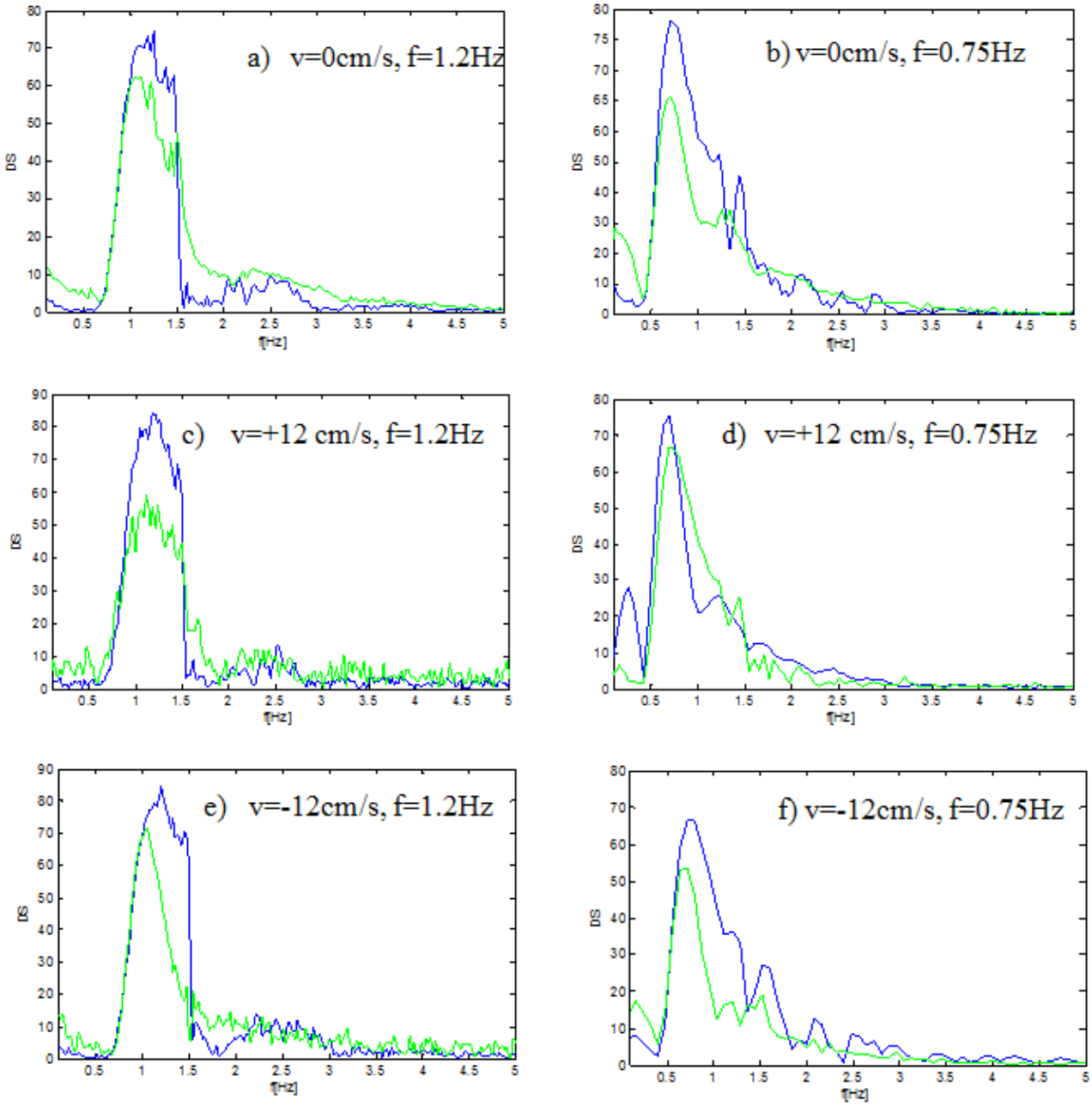


Figure III.7 : Densité spectrale pour les deux fréquences f=0,75Hz f=1,2Hz. La ligne bleue correspond à la densité énergétique du batteur à x=2 m. La ligne verte correspond à la densité énergétique à x=6 m du batteur.

Une comparaison des spectres pour les deux fréquences (*f=0,75Hz f=1,2Hz*), en absence et en présence d'écoulement est montrée sur la figure III.7. Le courant est généré dans le deux sens. La forme des spectres varie avec le changement de direction de l'écoulement. Pour une vitesse négative, l'amortissement des harmoniques situées à droite du pic de densité énergétique est plus important que celles situées à gauche. En revanche cet effet n'est pas observé pour le cas des vitesses positives.

Nous constatons aussi que il y a apparition d'une deuxième harmonique pour le cas des spectres où *f=0,75Hz*. Cette deuxième harmonique est sans doute due au fait que le train d'ondes se propage dans une profondeur d'eau intermédiaire.

III.6. **Etude des paramètres d'un train d'ondes**

III.6.1. **Evolution de l'amplitude du train d'ondes en présence d'un courant**

a) **Analyses expérimentales**

En utilisant les deux sondes résistives, nous avons mesuré l'évolution de paquet d'ondes pour trois différentes fréquences (1,7 Hz ; 1,2 Hz et 0,75 Hz).

Les mesures effectuées sont comparées à des simulations numériques, ces dernières prennent en compte les mêmes conditions initiales (amplitudes, fréquence ainsi que la hauteur d'eau).

Pour différentes profondeurs, une étude de la variation de l'amplification de la hauteur de la vague ainsi que la distance de focalisation est effectuée.

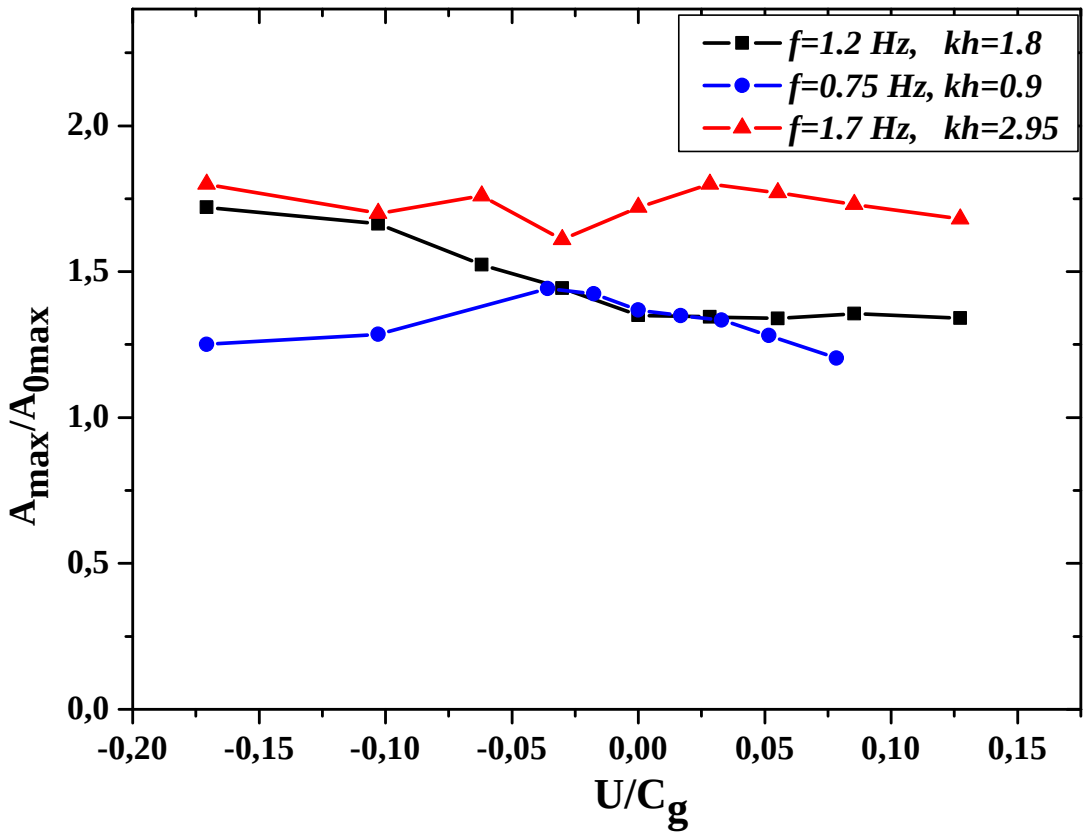


Figure III.8 : Evolution de la hauteur de focalisation pour f=1,7 Hz, f=1,2 Hz et f=0,75 Hz, Merkoune et al [2013].

L'élévation maximale de la surface libre au point de focalisation en fonction de la vitesse du courant pour les trois cas de fréquences est présentée sur la figure III.8.

Où A_{max}/A_{0max} est le rapport de la hauteur maximale A_{max} au point de focalisation sur la hauteur maximale initiale A_{0max} près du batteur.

U/C_g est le rapport de la vitesse d'écoulement U sur la vitesse du groupe C_g.

Nous constatons que : (i) le facteur d'amplification est supérieur à 1 pour les trois configurations en absence du courant. (ii) la hauteur maximale de la surface libre évolue d'une manière différente pour les trois cas de figures. Cette évolution peut atteindre plus de 77 % par rapport à l'amplitude initiale en présence d'un courant et pour f = 1,7 Hz (est similaire à celle trouvée par des simulations numériques en eau profonde ; Touboul et al [2007]). En outre, pour f = 1,2 Hz, l'augmentation de la hauteur atteint 66 %. Enfin pour f =0,75 Hz, le maximum d'amplification est estimé à 40%. Pour les impulsions, la variation de la hauteur est expliquée par la différence de dispersion ($\partial\omega/\partial k$) de la vitesse du groupe Cg. Cette dispersion est plus importante pour l'impulsion 1 par rapport à l'impulsion 2 et 3. Ainsi, ce phénomène conduit à

observer une hauteur plus élevée pour la fréquence de 1,7 Hz que pour la fréquence de 1,2 Hz et 0,75 Hz.

b) **Etude numérique de l'évolution de la hauteur maximale du train d'ondes**

De nombreux travaux portent sur l'évolution non linéaire de la surface libre (Ning et al [2009]). Nous proposons une nouvelle approche numérique pour résoudre les équations non linéaires du problème. Nous avons vérifié par comparaison les résultats numériques et expérimentaux, en tenant compte de différents paramètres du train d'ondes (amplitude ainsi que le positionnement du point de focalisation) pour différentes conditions de courant.

La validation numérique de nos résultats expérimentaux a été faite en collaboration avec le Dr. Julien TOUBOUL du laboratoire d'Océanographie Physique Littorale et Côtière-MOI-Toulon.

Mathématiquement, le problème des ondes se propageant à la surface d'un fluide se résout classiquement en théorie potentielle, en supposant que le fluide est non visqueux et incompressible. L'écoulement est irrotationnel et la vitesse du fluide dérive d'un potentiel des vitesses $\phi(x,z,t)$, qui satisfait l'équation de Laplace $\Delta\phi = 0$. Ainsi, le potentiel des vitesses peut être relié à l'élévation de la surface libre $\eta(x,t)$ pour des conditions aux limites non linéaires. Ainsi, le problème est complet et correspond à l'équation de Laplace, considéré avec les conditions de fond et de surface libre suivantes :

$$\varphi = \phi + Ux \qquad \text{[III.7]}$$

$$\Delta\phi = 0 \qquad \text{[III.8]}$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{\partial\phi}{\partial x}\frac{\partial\eta}{\partial x} + U\frac{\partial\eta}{\partial x} = \frac{\partial\phi}{\partial z} \; and \; \frac{\partial\phi}{\partial t} + U\frac{\partial\phi}{\partial x} + \frac{(\nabla\phi)^2}{2} + g\eta = 0 \quad et \; z = \eta(x,t) \qquad \text{[III.9]}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = 0 \text{ à } z = -h \qquad \text{[III.10]}$$

Une première approche consiste à linéariser les conditions cinématiques et dynamiques de la surface libre. Dans ce cas, le problème est purement linéaire, il admet les ondes d'Airy comme solution. Dans ce cas, la relation de dispersion linéaire est :

$(\omega - kU)^2 = gk \tanh(kh)$ [III.11]

Cette relation a été vérifiée. Ainsi, les composantes obtenues par transformée de Fourier d'une condition limite initiale appropriée peuvent être advectées indépendamment. Une transformée de Fourier inverse fournit donc l'évolution temporelle de l'élévation de la surface libre :

$$\eta(x,t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\int_{0}^{\infty}\eta(0,\tau)e^{i\omega\tau}d\tau\right)e^{i(kx-\omega t)}d\omega \qquad \text{[III.12]}$$

Par la suite, cette approche est nommée le « modèle linéaire ». Une autre approche consiste à résoudre complètement le problème non linéaire pour ∅, tel que décrit par les équations (III.8-III.9). Cela peut être réalisé en utilisant la seconde identité de Green. Une description de type mixte Euler-Lagrange du problème est adoptée, ce qui signifie que l'on utilise une description particulaire de la surface libre. Touboul et al [2007] ont discuté le problème avec plus de détails.

Le comportement du train d'ondes sans courant (U = 0m/s) est illustré dans les figures III.1, III.2 et III.3 sur le plan (x, t) sur une distance de 6,2 m par rapport à la première sonde de référence (près du batteur).

On considère l'écoulement irrotationnel d'un fluide à surface libre incompressible et non-visqueux, référencé par un système de coordonnées cartésiennes dont les axes x et y sont situés dans le plan de la surface libre au repos z=0 et l'axe z orienté verticalement vers le haut. Le fluide est limité par une surface libre variable $z = \eta(x, y, t)$.

Nous montrons ici les résultats que nous avons obtenus avec les simulations numériques en absence du courant. Après plusieures séries d'enregistrements, nous avons constaté un comportement assez proche des données expérimentales. Les détails des conditions aux limites dans la simulation numérique des experiences, sont :

En X=0, la sonde est placée à 1 m du batteur numérique. Les séries des simulations prennent en compte l'absence du déferlement pendant la propagation du train d'ondes. Dans le cas d'une forte concentration de la hauteur la vague, le déferlement peut avoir lieu et le code s'arrête et ne permet pas de prolonger les simulations. Ces conditions correspondent à celles que nous avons connues expérimentalement.

Nous montrons sur la figure III.8, une comparaison des résultats expérimentaux (ligne rouge) et numériques (ligne bleue) de l'évolution de la surface libre en absence de courant. Nous constatons un comportement assez proche, en bon accord avec les données expérimentales.

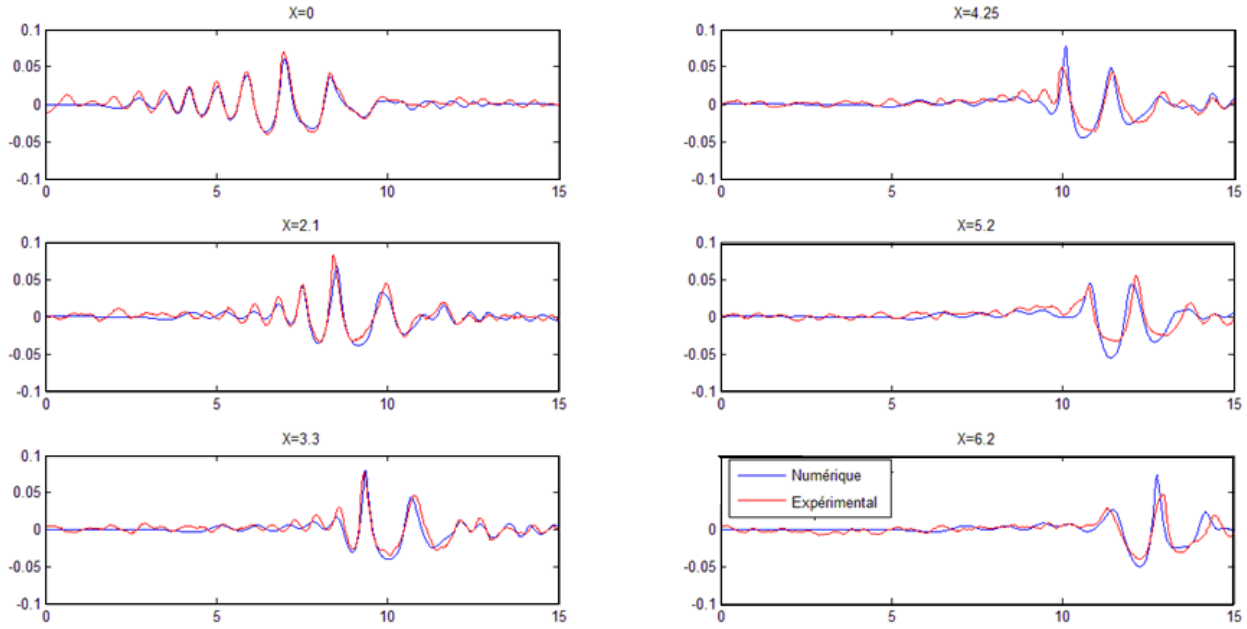


Figure III.8 : Comparaison numérique/expérimentale de l'évolution de la surface libre en absence du courant pour une fréquence f=0,75 Hz.

Sur la figure III.9, nous présentons les transformées de Fourier de chacun de signaux obtenus numériquement. Nous obtenons ainsi une comparaison visible entre l'expérimental et le numérique en X=0. Encore une fois, les comportements sont assez similaires. Nous observons que la modélisation numérique montre l'existence d'une seconde harmonique pour le cas f = 0,75 Hz (eau intermédiaire)

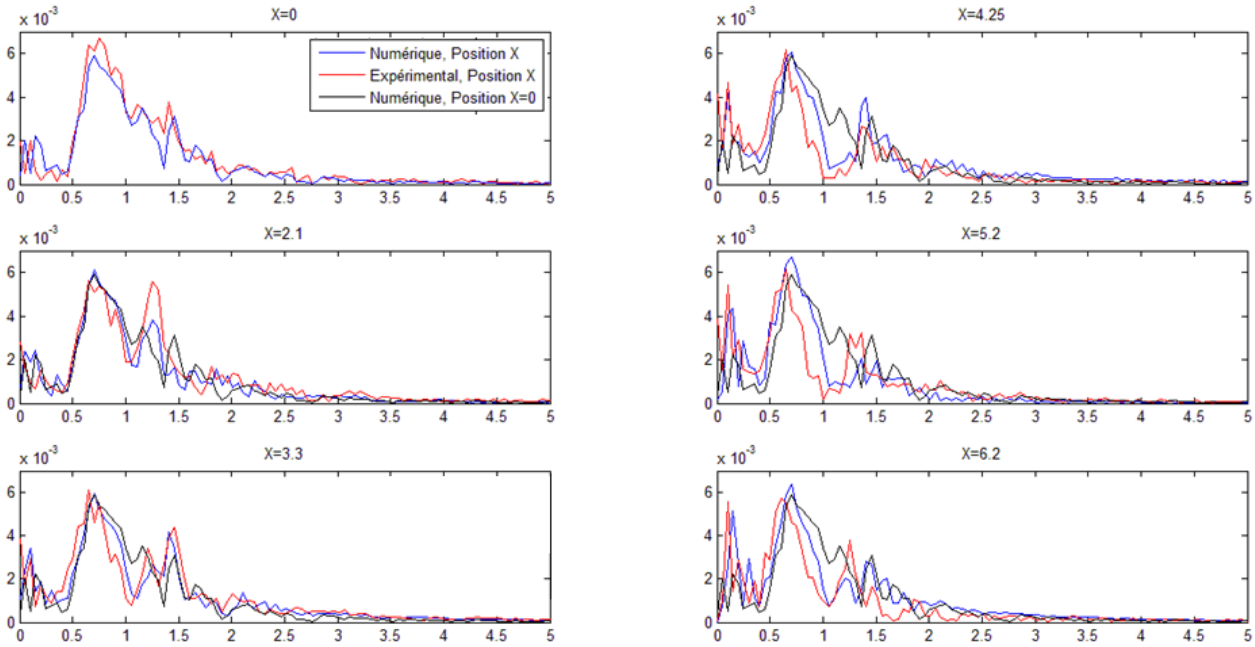


Figure III.9 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur la densité spéctrale pour différentes positions le long du canal.

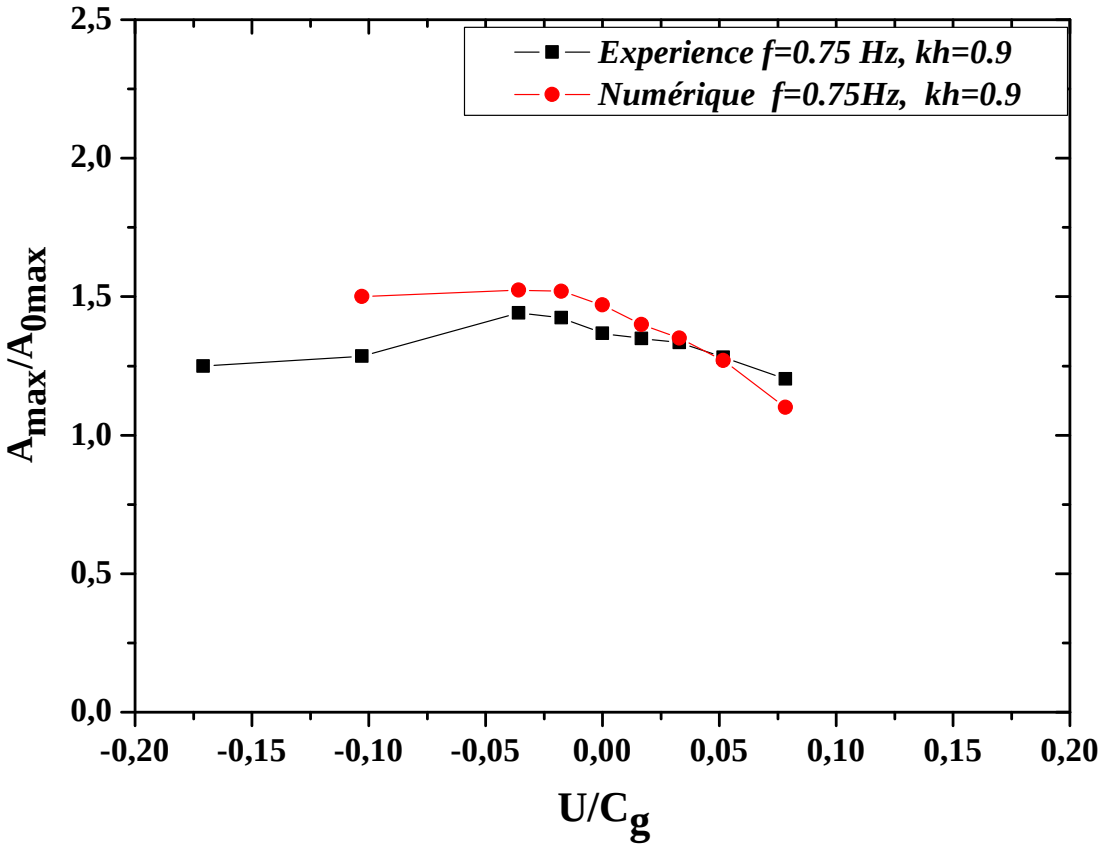


Figure III.10 : Evolution de l'amplitude de focalisation pour f=0,75 Hz, Merkoune et al [2013].

Les résultats numériques de l'évolution de l'amplitude de focalisation sont comparés à nos résultats. Pour une fréquence f = 0,75 Hz (figure III.10), ce cas correspond à une profondeur intermédiaire (kh=0,9) nous remarquons une évolution similaire des deux courbes. Pour le cas de f = 1,2 Hz (figure III.11) et f = 1,7 Hz (figure III.12), l'évolution de l'amplitude montre un écart sensible entre les résultats numériques et expérimentaux en présence d'un contre-courant.

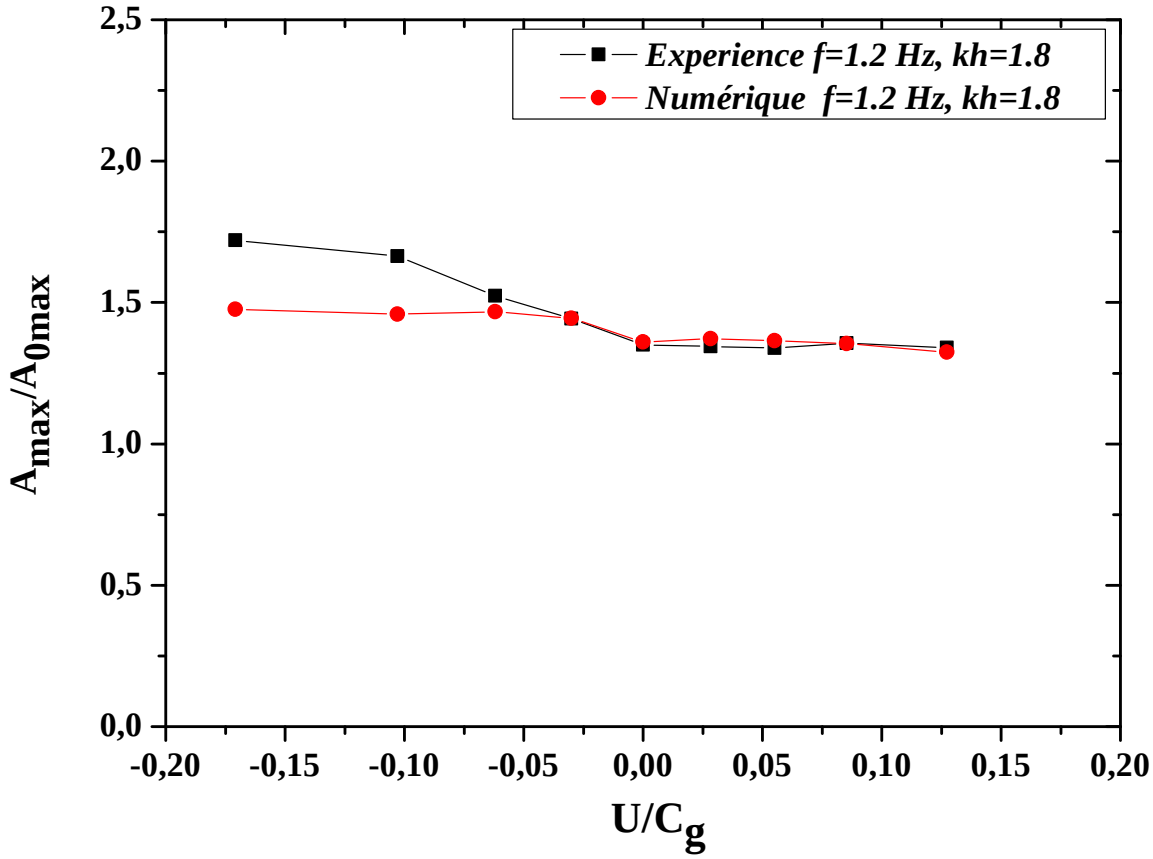


Figure III.11 : Evolution de l'amplitude de focalisation pour f=1,2 Hz, Merkoune et al [2013].

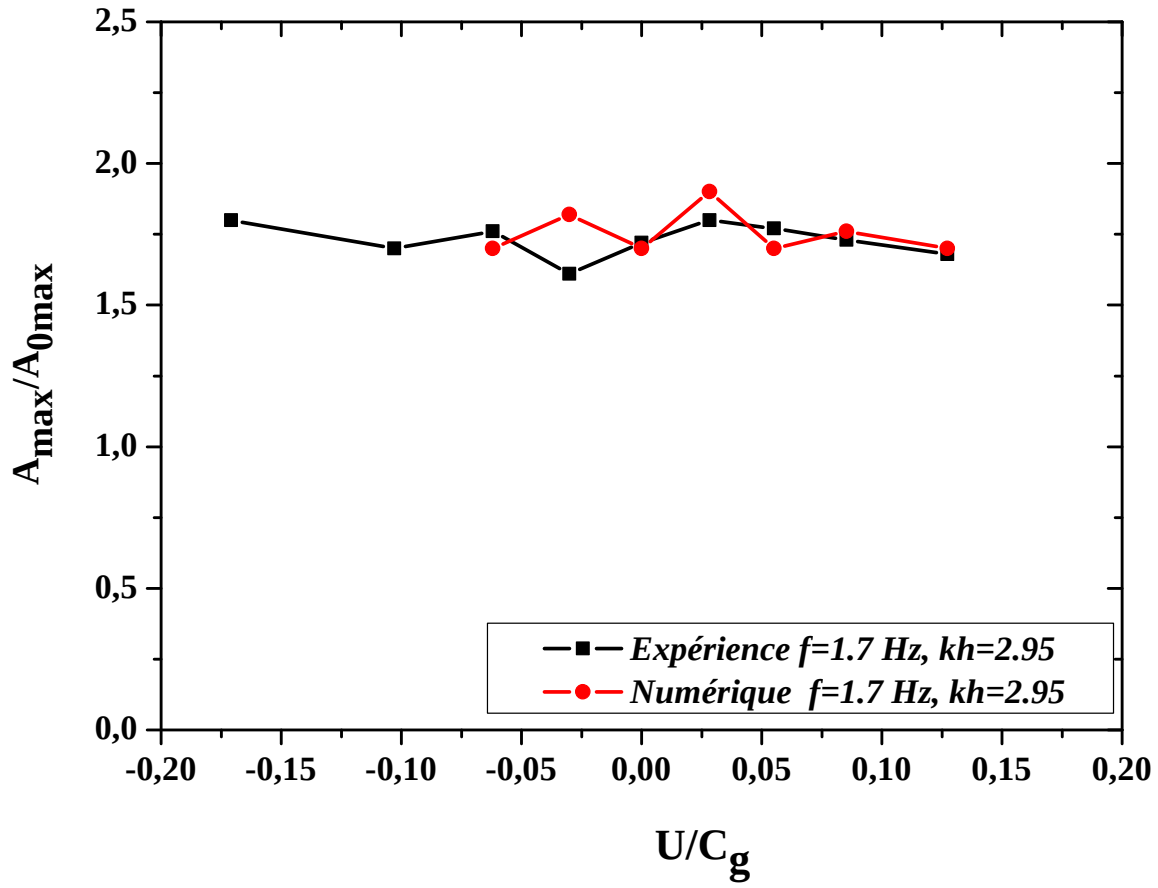


Figure III.12 : Evolution de l'amplitude de focalisation pour f=1,7 Hz, Merkoune et al [2013].

Cette différence entre les résultats numériques et expérimentaux peut s'expliquer par la présence d'un gradient de vitesse qui est responsable d'une perte de l'énergie des vagues pour une propagation de paquets d'ondes en profondeur finie correspondant à la fréquence f = 0,75Hz. La dissipation d'énergie due à la couche limite turbulente estimée de 3 cm (estimée précédemment sur la figure III.2) est provoquée par l'écoulement au fond du canal.

III.6.2. **Analyse de la focalisation dispersive**

a) **Evolution du point de focalisation du train d'ondes**

Les expériences ont été réalisées en présence d'un courant, dont les paramètres d'écoulement sont présentés précédemment dans la figure III.6. Le train d'ondes est généré

d'abord sans courant, puis sous l'action du courant pour plusieurs valeurs de la vitesse : 0,125 m/s, 0,08 m/s, 0,05 m/s, 0,025 m/s, -0,025 m/s, -0,05 m/s, -0,08 m/s et -0,125 m/s.

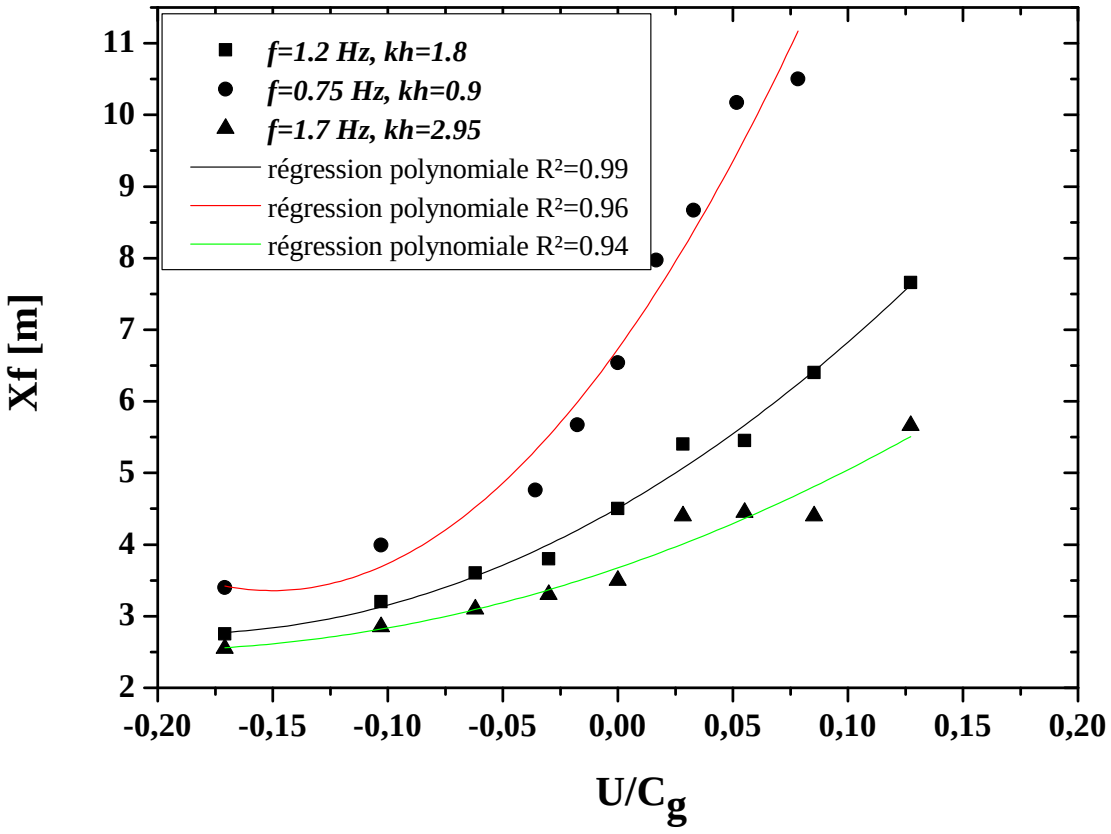


Figure III.13 : Comparaison de l'évolution du point de focalisation à des fréquences d'excitation f=0,75Hz, f=1,2Hz et f=1,7Hz, Merkoune et al [2013].

La figure III.13 présente le positionnement du point de focalisation du train d'ondes. Cette focalisation est tracée en fonction de la vitesse du courant. Nous constatons que l'évolution des points de focalisation suit la même allure que celle trouvée théoriquement par Touboul et al [2007] pour le cas en eau profonde. Cependant, pour le cas où les fréquences de pulsation f= 0,75 Hz et f=1,2Hz, les points de focalisation apparaissent dans une zone plus étendue.

En particulier, on peut observer que pour le cas du contre-courant U/Cg ∈ [-0,1 ; 0], les points de focalisation s'étendent sur une zone moins large par rapport au cas d'un courant positif. Également pour le cas de dispersion dans une eau profonde (f = 1,7 Hz), la zone de focalisation couvre une distance moins importante en comparaison avec le cas de profondeur intermédiaire.

La comparaison de nos résultats avec ceux issus de la simulation numérique est présentée sur les figures III.14 et III.15. Il y a une très bonne coïncidence.

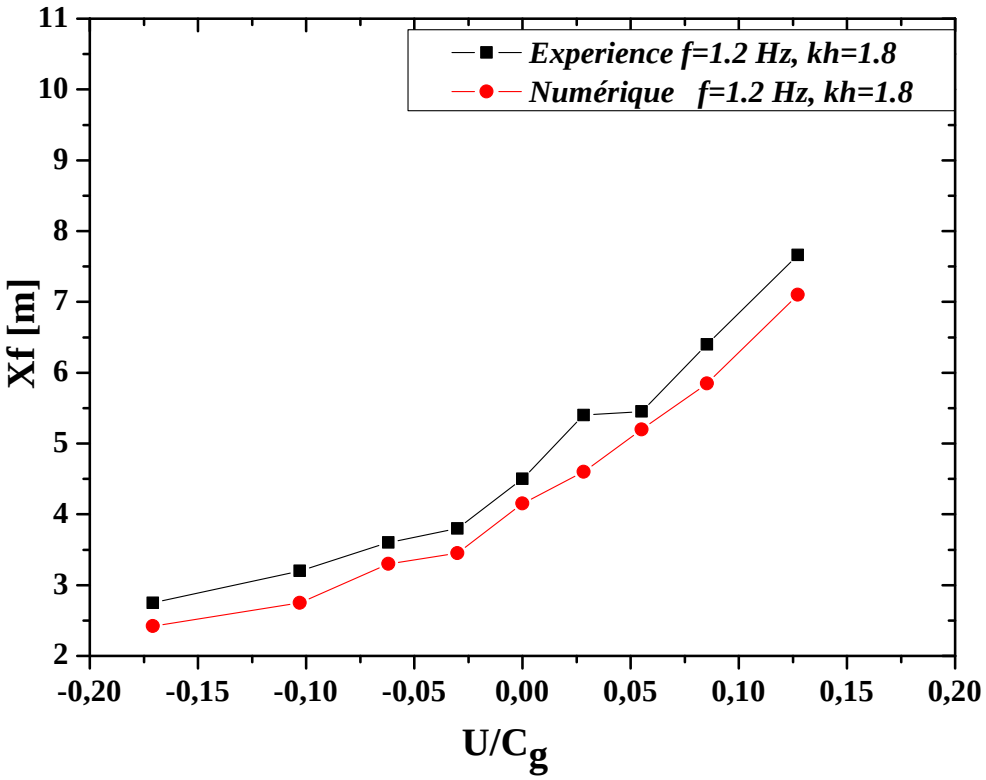


Figure III.14 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux de l'évolution de la distance de focalisation en fonction des vitesses du courant pour une fréquence f=1,2 H, Merkoune et al [2013].

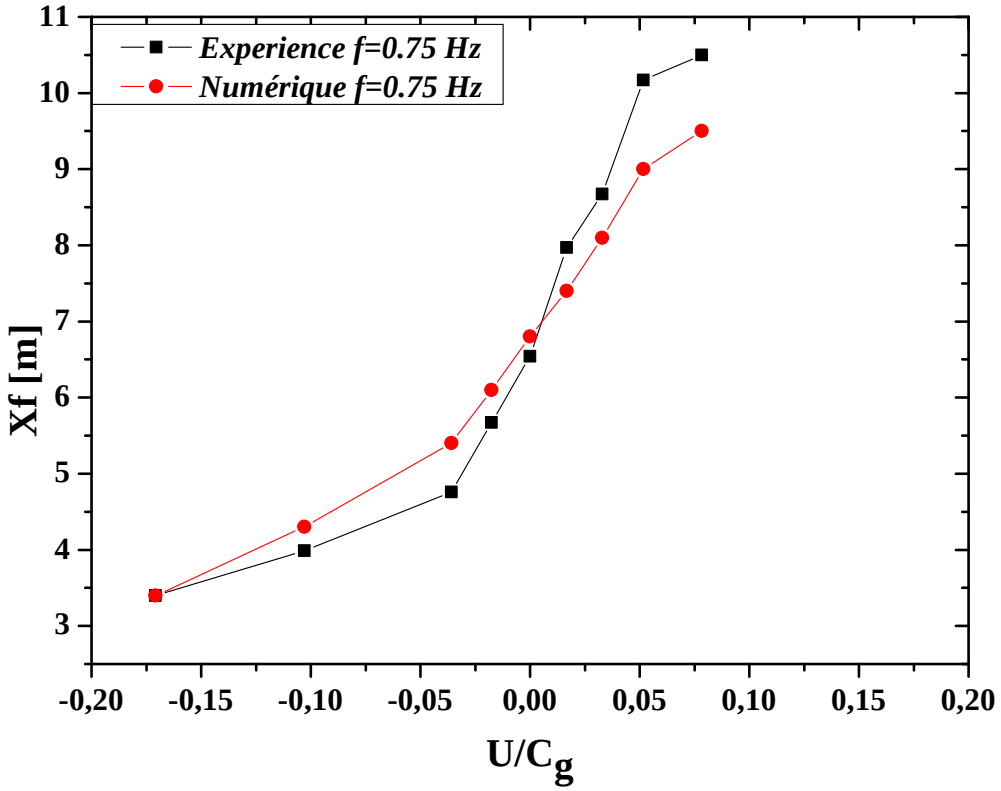


Figure III.15 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux de l'évolution de la distance de focalisation en fonction des vitesses du courant pour une fréquence f=0,75Hz, Merkoune et al [2013].

III.7. Conclusion

Nos résultats montrent que l'effet du courant est double: (i) il augmente faiblement le facteur d'amplification, et (ii) le point de focalisation se déplace dans le sens du courant.

Nous avons constaté que la distance de focalisation dépend du sens du courant. Cette longueur augmente pour une propagation dans le sens du courant et diminue en contre-courant. Nous avons également montré que cette longueur décroît avec la diminution du rapport H/λ

En outre, la variation de l'élévation maximale de la surface libre au point de focalisation est fortement sensible aux changements de profondeurs. Dans le cas d'eau de profondeur finie (f=0,75 Hz), l'élévation de l'amplitude en présence d'un contre-courant est moins importante par rapport au cas de profondeur infinie. Cela peut être expliqué par l'interaction des ondes superficielles avec l'écoulement cisaillé près du fond en provoquant la diminution de l'amplitude des houles. Cette atténuation est due à la formation d'une couche limite turbulente conditionnée par le gradient de vitesse de contre-courant généré dans le canal.

Les simulations numériques ont été réalisées pour les équations du fluide non visqueux. Nous avons constaté que les résultats numériques sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux si le déferlement des ondes superficielles ne se produit pas à la suite à leur "focalisation".

Donc, l'effet du courant sur la vague est de déplacer le point de focalisation en aval ou en amont selon la direction, et d'augmenter l’amplitude du paquet d’ondes.

L’hydrodynamique en présence d’un nuage de bulles d’air

IV. L’hydrodynamique en présence d’un nuage de bulles d’air

IV.1. **Introduction**

Dans ce chapitre nous focalisons notre attention sur la question suivante : pourquoi les bulles peuvent-elles influencer le déferlement des vagues ?

Pour répondre à cette question, nous avons procédé de la manière suivante. Tout d’abord, le point de déferlement en fonction du débit d’air artificiel a été examiné. La dissipation de l’énergie des vagues a été mesurée en présence des bulles.

Ensuite nous avons analysé les caractéristiques cinématiques des bulles (vitesse de montée, géométrie) avec ou sans propagation du train d’ondes.

En fin les caractéristiques de l’écoulement généré par le rideau des bulles ont été mesurées et étudiées. Un intérêt particulier a été porté sur les analyses des zones de cisaillement, de vorticité et d’énergie turbulente. Ces paramètres nous ont permis de comprendre les processus qui pilotent l’interaction du déferlement avec le nuage de bulles d’air.

Dans cette étude, nous avons réalisé les expériences par une génération d’un déferlement plongeant conditionné par la focalisation dispersive, il correspond au type de focalisation généré pendant toutes les compagnes d’essais de cette thèse.

IV.2. Le déferlement des vagues en présence de bulles d'air

Pour étudier l'influence des bulles d'air sur le processus de déferlement, nous avons réalisé deux types d'expériences. Dans le premier type, les bulles sont générées en continu par une pompe d'aération. La génération est réalisée sous forme d'un rideau de bulles installé à une distance de y_0=13 m du générateur de vagues. Pour comprendre la relation entre le déferlement et la quantité d'air disponible dans le mélange air/eau, l'expérience a été réalisée avec différents débits d'air.

À l'aide d'une caméra rapide à haute résolution, nous avons pu suivre l'évolution de la surface libre dans l'espace et ainsi repérer la position du déferlement.

La figure IV.1 montre l'élévation de la surface libre pour trois instants successifs où (a) et (b) montrent son état avant le déferlement et (c) correspond au point de déferlement.

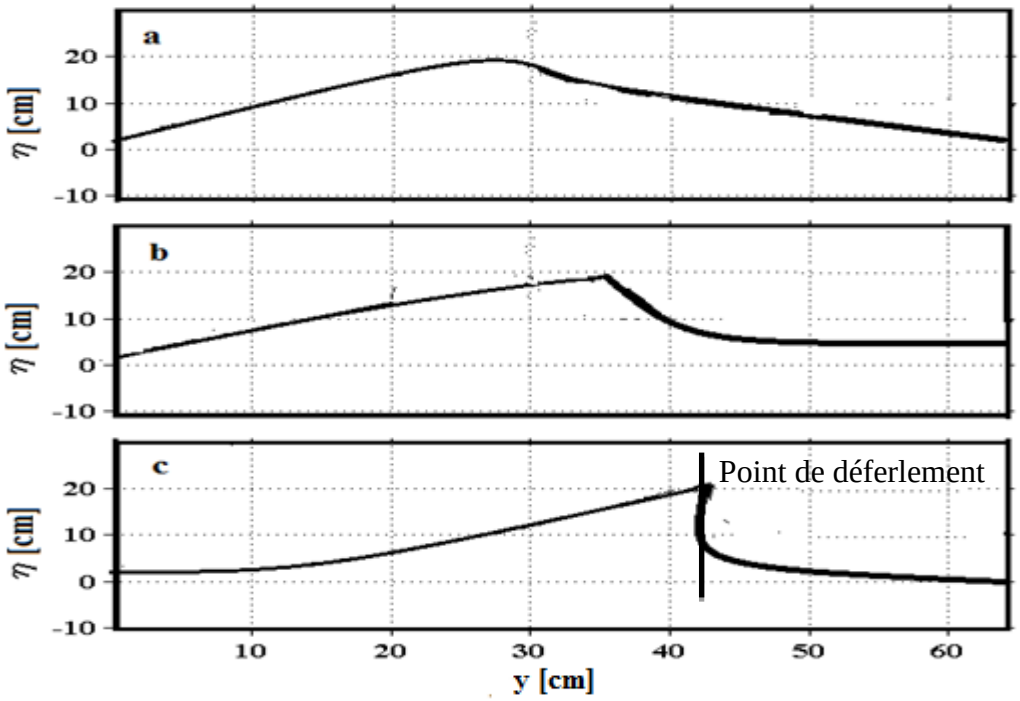


Figure IV.1 : Elévation de la surface libre η en fonction de la distance horizontale y sur la position étudiée.

Sur la figure IV.2.b, nous montrons la variation de position du déferlement par focalisation dispersive en fonction du débit d'air injecté (la cambrure du train d'ondes générée par le batteur est toujours fixe lorsqu'on varie le débit d'air). Nous constatons que cette position dépend sensiblement d'un faible débit d'air. Le déplacement du point de déferlement (y-y0) vers le batteur de vagues atteint une valeur de 50 cm.

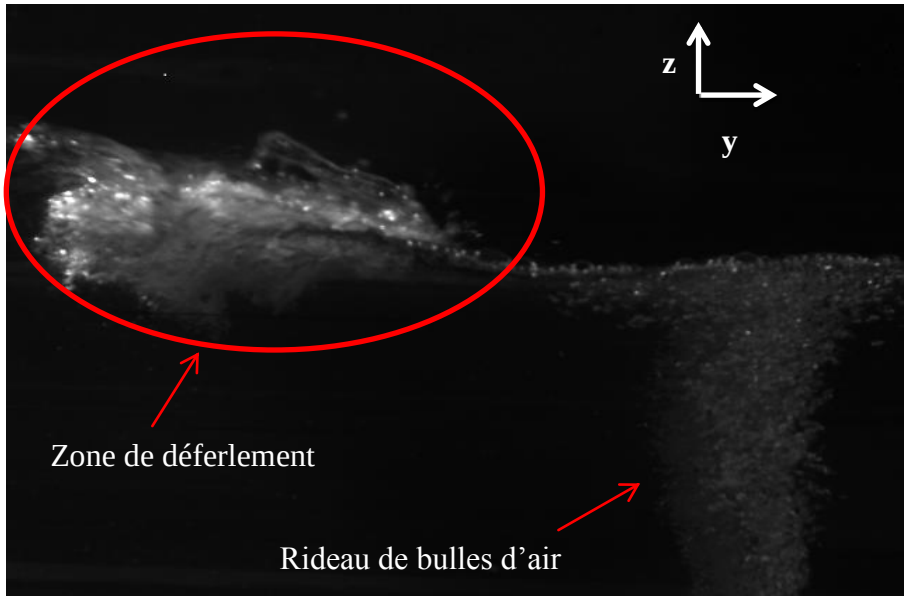


Figure III.2.a : Photographie du déferlement en présence des bulles d'air.

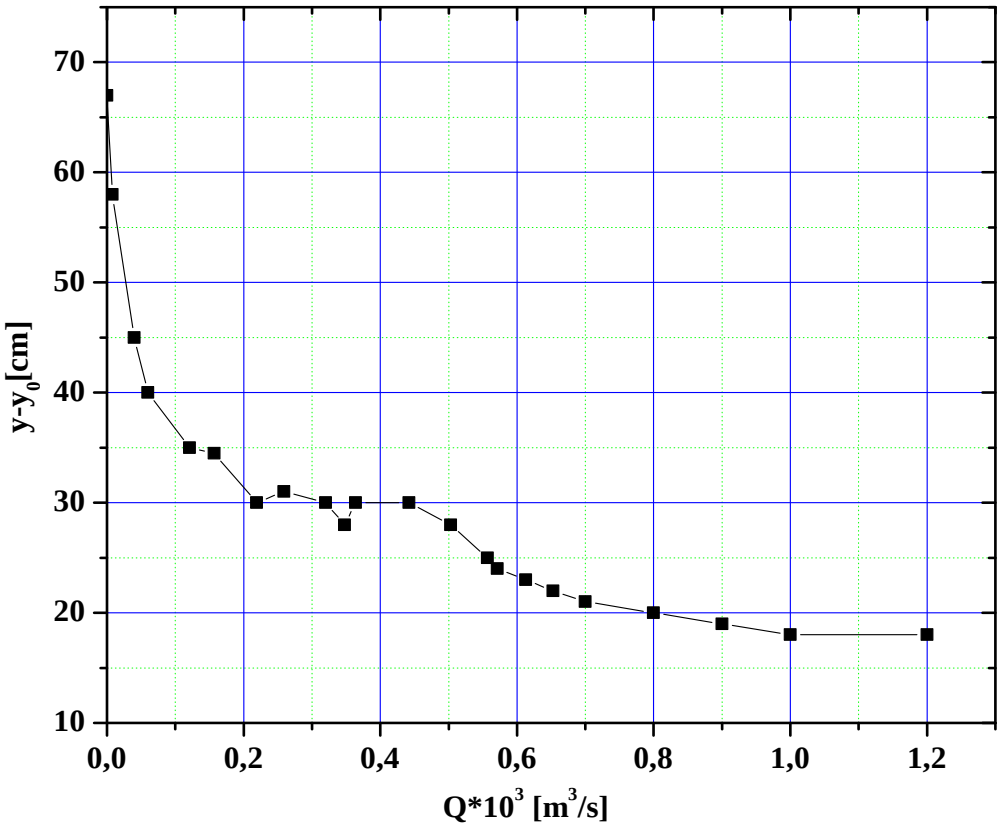


Figure IV.2.b : Coordonnées du point de déferlement en fonction du débit d'air (y_0=13m), Merkoune et al [2011].

Pour le deuxième type d'expériences, l'objectif est d'examiner le processus de déferlement après l'arrêt de la génération de rideaux de bulles. Les expériences ont été organisées comme suit: génération de bulles d'air pendant cinq minutes puis nous arrêtons la pompe à air. Au moment de l'arrêt, des paquets d'ondes solitaires de 15 cm d'amplitude maximale et de fréquence *f*=0,75 Hz

ont été générés par le batteur. L'expérience a été répétée six fois (six couleurs correspondent aux six essais) pour assurer la reproductibilité. La dépendance du déplacement du point du déferlement dans le temps est représentée sur la figure IV.3.

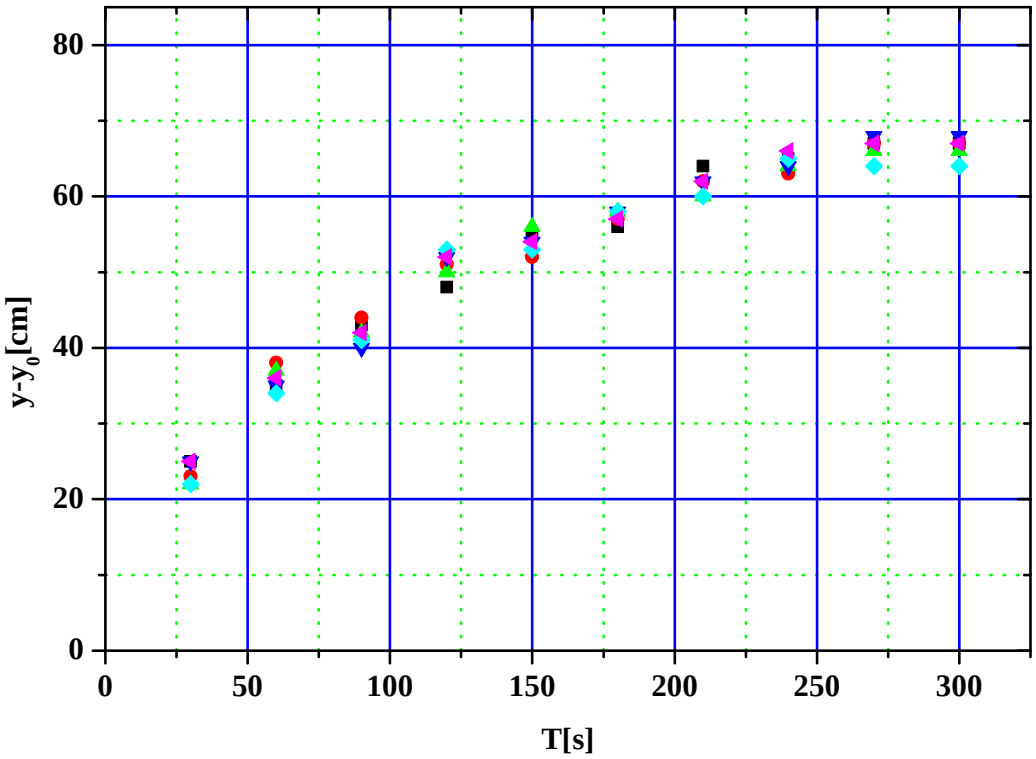


Figure IV.3 : Variation de la distance de déferlement des vagues dans le temps, Merkoune et al [2011].

Après une série d'essais pour vérifier la reproductibilité de l'expérience, nous remarquons que le point du déferlement est sensible à la présence de bulles. Pendant 250 secondes, un déplacement d'environ 40 cm du point du déferlement est observé.

IV.3. La dissipation de l'énergie du train d'ondes en présence d'un rideau de bulles d'air

Nous avons étudié l'effet du rideau de bulles sur la dissipation de l'énergie de la vague. Nous avons tout d'abord relevé l'évolution du paquet d'ondes en utilisant trois sondes résistives placées à une distance de 2 m (S1), 11 m (S2) et 13m (S3) du batteur

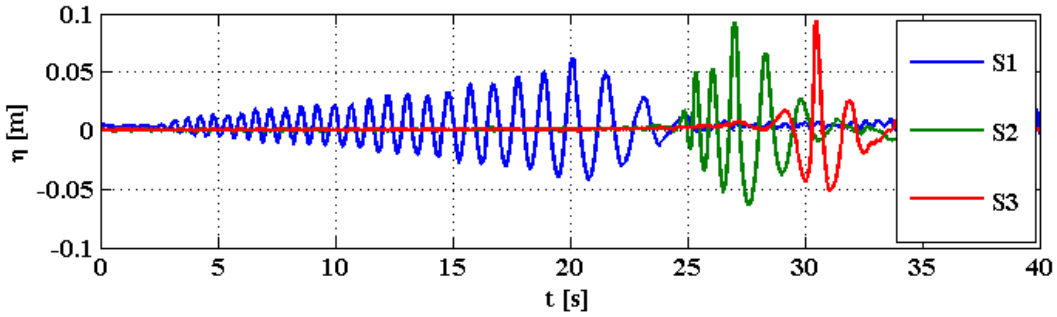


Figure IV.4 : Evolution du paquet d'ondes le long du canal. Les séries temporelles sont enregistrées par trois perches pour une impulsion avec une fréquence moyenne f = 0,75 Hz.

Pour étudier l'influence des bulles sur le déferlement de façon plus précise, nous avons calculé les changements d'énergie pour différents flux d'air. La valeur de l'énergie du train d'ondes a été donnée comme l'expression suivante:

$$E = \frac{\rho g}{2} C_g \int_0^T < \eta - < \eta >>^2 \, dt \qquad [VI.1]$$

T : Sur une période de paquet d'ondes

η: L'élévation de la surface libre en m.

C_g: La vitesse de groupe.

g : L'accélération de la pesanteur m/s².

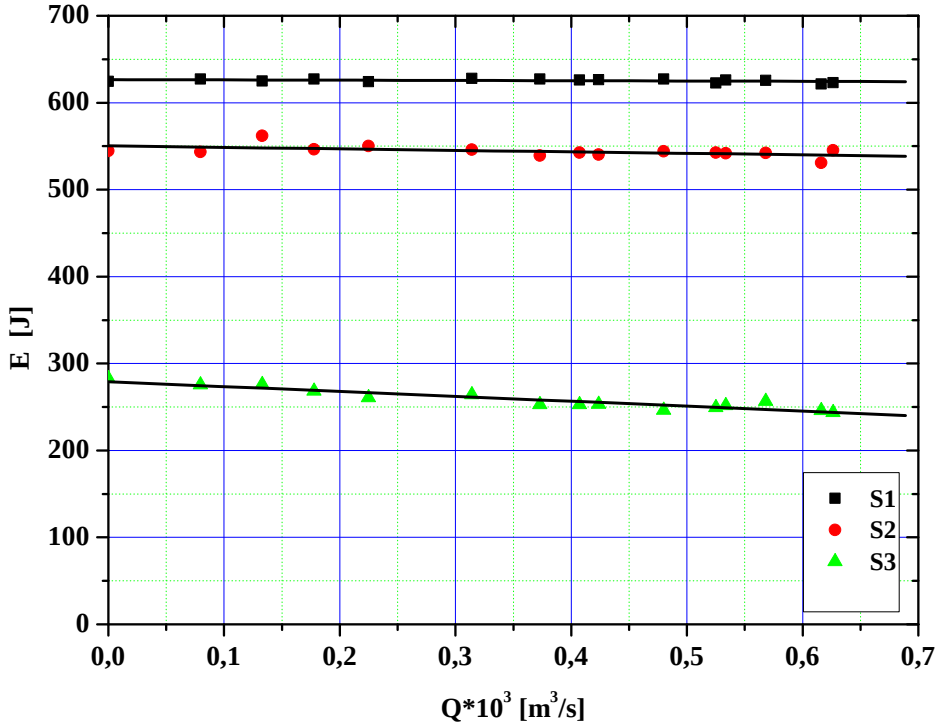


Figure IV.5 : *Energie du paquet d'ondes en présence d'un rideau de bulles d'air artificiel à différentes positions le long du canal*, Merkoune et al [2011].

La figure IV.5 indique l'énergie du paquet d'ondes en fonction du débit d'air, avant et après l'interaction du paquet avec le rideau de bulles d'air. Sur ce graphe, nous remarquons qu'entre les deux premières sondes S1 et S2, une petite dissipation d'énergie est enregistrée et correspond à environ 12 % de l'énergie initiale. Cette perte d'énergie reste quasi constante pour l'ensemble des valeurs de débit d'air. De cela, on déduit que cette dissipation est due aux frottements sur les parois, la dissipation visqueuse ainsi que la friction de fond du canal. En revanche entre la première sonde S1 et la troisième S3, pour une distance de 11 m, nous observons une dissipation d'énergie d'environ 50 % de l'énergie initiale. Cette dissipation est le résultat du déferlement glissant de la vague. Une petite quantité supplémentaire de dissipation d'énergie est observée après la génération de rideaux de bulles. Effectivement, cette quantité d'énergie dissipée est très faible (environ 10 % de l'énergie initiale) contrairement à celle conditionnée par le déferlement. Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Zhang et al [2010], ont montré que le coefficient de transmission est de l'ordre de 95 % pour les mêmes conditions expérimentales que les notres. Sachant que la densité de l'énergie est : $\frac{E}{E_0} \sim \left(\frac{a}{a_0}\right)^2$; a : l'amplitude initiale de la vague et a_0 l'amplitude transmis.

IV.4. **Caractéristiques cinématiques des bulles d'air**

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus en utilisant une sonde conductive (figure IV.6).

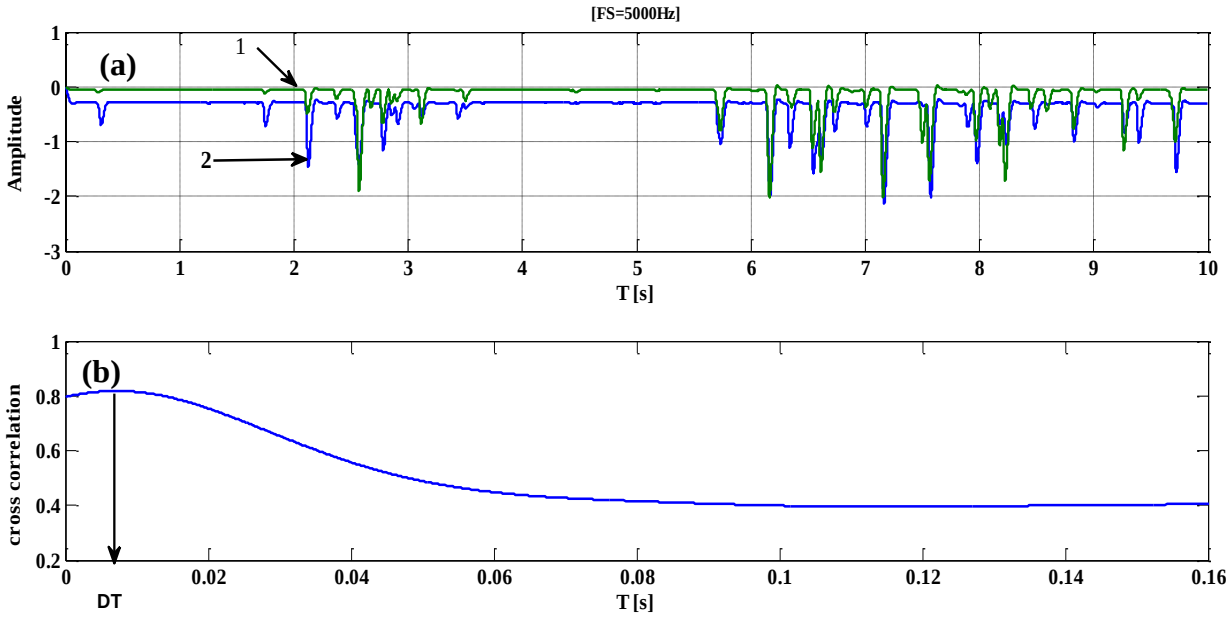


Figure IV.6 : a) Signaux enregistrés par la sonde conductive ; b) corrélation croisée de deux signaux pour estimer la vitesse des bulles, FS fréquence d'acquisition.

IV.5. **Profil vertical des vitesses des bulles d'air**

En absence d'un train d'ondes propagatif, la vitesse des bulles d'air croit de manière symétrique au plan axial vertical (perpendiculaire aux parois latérales) du rideau de bulles d'air. Le premier graphique représente l'évolution longitudinale des bulles d'air dans le canal pour un débit d'air de $Q=1{,}2.10^{-3}$ m^3/s. (figure IV.7).

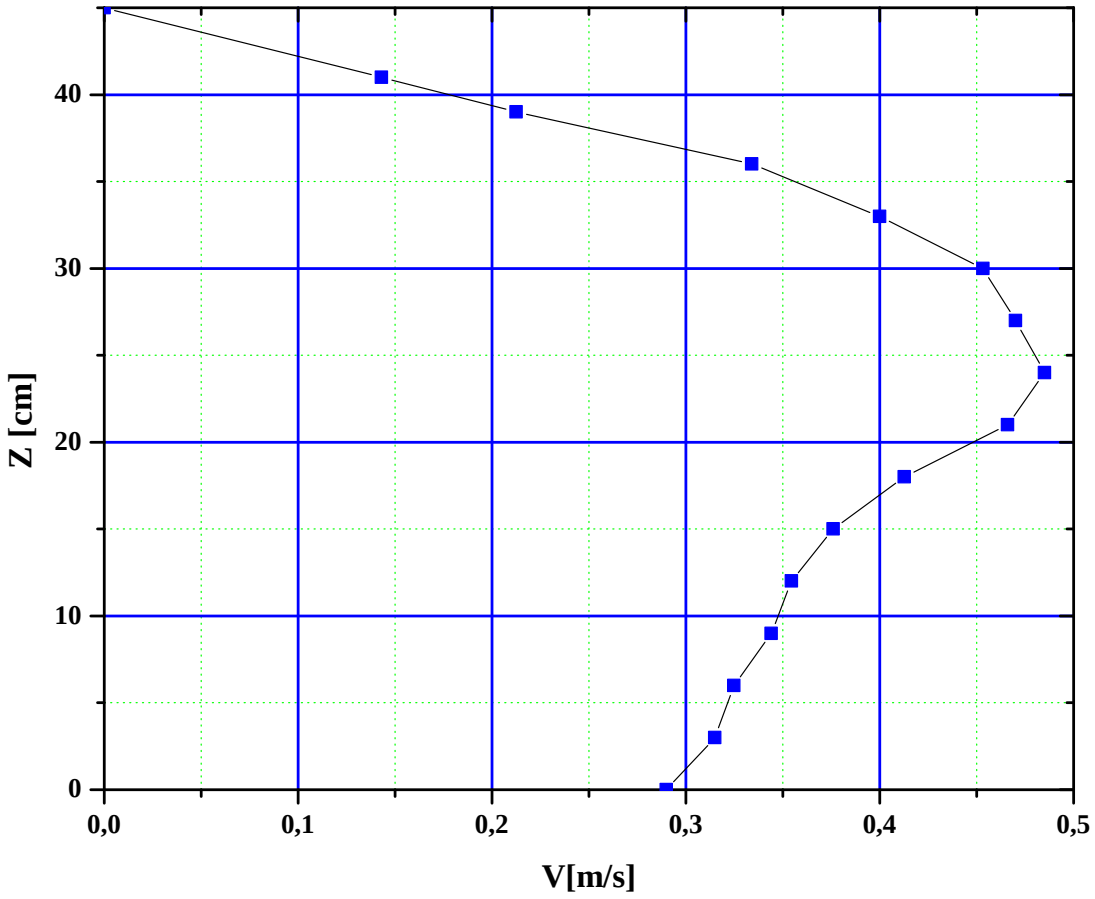


Figure IV.7 : Evolution verticale de la vitesse des bulles d'air dans la colonne d'eau, Merkoune et al [2013].

A partir du fond du canal, les bulles d'air atteignent des vitesses importantes de quelques dizaines de cm/s. Le profil des vitesses présente deux régimes : un régime d'accélération des vitesses puis un autre de décélération.

Les bulles d'air ont tendance à s'orienter dans le sens de l'écoulement généré par le rideau durant leurs phases de croissance. Cette orientation est d'autant plus marquée quand le cisaillement des vitesses dans le liquide est important.

IV.6. **Profil horizontal de vitesses verticales des bulles d'air**

Cette série de mesures a été réalisée en positionnant la sonde à deux hauteurs : Z=22 cm et Z=44 cm à partir du fond. Nous avons fait varier horizontalement la position de la sonde entre 0 et 10 cm (figure IV.8).

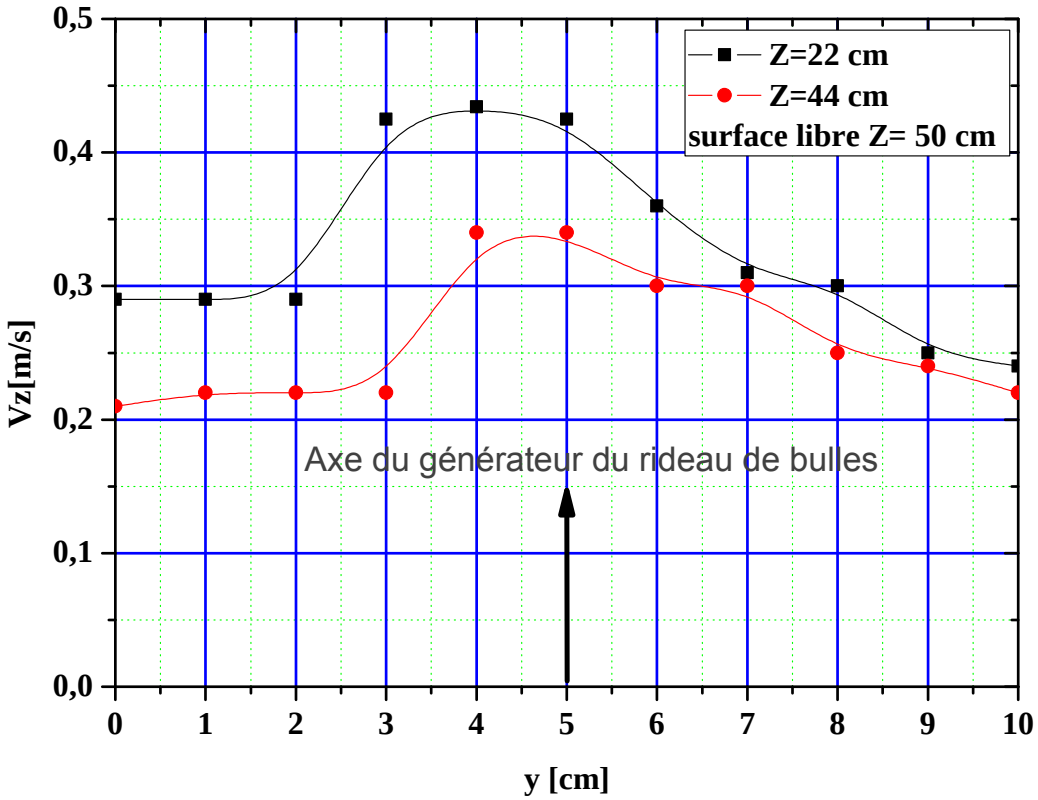


Figure IV.8 : Profils horizontaux de la vitesse verticale V [m/s] pour deux profondeurs avec Y=5 cm correspondant à la position de l'axe du rideau de bulles, Merkoune et al [2013].

Les profils de vitesses des bulles (figure IV.8) ne sont pas exactement symétriques par rapport à l'axe du générateur de rideau de bulles, ceci provient sans doute du positionnement dissymétrique des trous sur le tube générateur (figure II.5.a). Au voisinage de la surface libre Z=44 cm (Z=0 correspond au fond du canal), la variation des vitesses en fonction de la distance y passe par un maximum aux alentours de quelques cm à partir de l'axe du rideau de bulles d'air. Au-delà de cette distance, les valeurs des vitesses sont constantes et valent 0,29 m/s.

Une augmentation de la valeur des vitesses reste au voisinage de l'axe de rideau de bulles d'air pour des positions entre 2 et 3 cm.

IV.6.1. **Discussion**

Au voisinage de la surface libre, la trajectoire des bulles d'air s'oriente fortement vers l'horizontale. Nous avons enregistré des vitesses de bulles très proche de celles trouvées par Kulkarni & Joshi [2005]. Ces derniers ont montré une évolution des vitesses verticales similaire à celle de notre étude : une zone d'augmentation de la vitesse verticale des bulles entre 0,1 m/s à 0,4 m/s pour des diamètres de bulles allant de 0.5 mm à 1 mm, et une deuxième zone de décélération de 0,4 m/s à 0,35 m/s pour une augmentation du diamètre des bulles de 1 mm à 5 mm. Ces valeurs de vitesses sont supérieures à celles trouvées par Wichterle et al [2009] pour la vitesse d'une bulle isolée. Cette différence peut être attribuée aux effets de sillage des bulles relativement les unes aux autres (Byalko [2011]). En montant vers la surface libre, les bulles d'air s'accélèrent par la prédominance de la poussée d'Archimède sur la force de gravité ; du fait du l'augmentation de la taille de la bulle d'air (diminution de la pression hydrostatique avec l'altitude dans la colonne d'eau), l'écoulement local autour de la bulle n'est plus décrit par l'équation de la vitesse limite de Stokes mais par celle d'Oseen (Brun-Cottan [1986]). Dans ce contexte, une diminution de la vitesse de montée des bulles avec l'augmentation de leurs tailles a été remarquée par Amol & Jyeshtharaj [2005]. Ceci implique que la vitesse limite ascensionnelle des bulles est inférieure à ce qu'elle serait en écoulement local de Stokes. Ceci peut expliquer la diminution de la vitesse des bulles dans la deuxième zone.

IV.6.2. **Vitesse ascensionnelle des bulles**

Nous avons mesuré la vitesse moyenne d'une bulle d'air pendant son parcours vers la surface libre. A cet effet, nous avons procédé avec la méthode précédente qui a aussi été utilisée pour les mesures des profils de vitesses. Une sonde conductive a été placée à une hauteur de 28 cm (Z=28 cm), puis nous avons mis la pompe en marche pour avoir un débit d'air de $Q=1{,}2.10^{-3}$ m^3/s, puis celle-ci est stoppée. Simultanément, dès que la pompe est en arrêt nous enregistrons le signal fourni suite au passage des bulles d'air qui parcourent une distance du fond jusqu'à une hauteur de 28 cm.

Après filtrage du signal, l'enregistrement du passage des bulles d'air est présenté sur la figure IV.9. Nous observons que les bulles d'air délivrent un signal pendant 0,7 s après l'arrêt de la pompe. Pour cette période Δt, les bulles d'air ont parcouru une distance de 30 cm.

La vitesse moyenne des bulles d'air pendant leur trajet du fond jusqu'à la surface libre est environ $\bar{V}$=0,4 m/s. Cette vitesse est bien sûr variable dans la colonne d'eau.

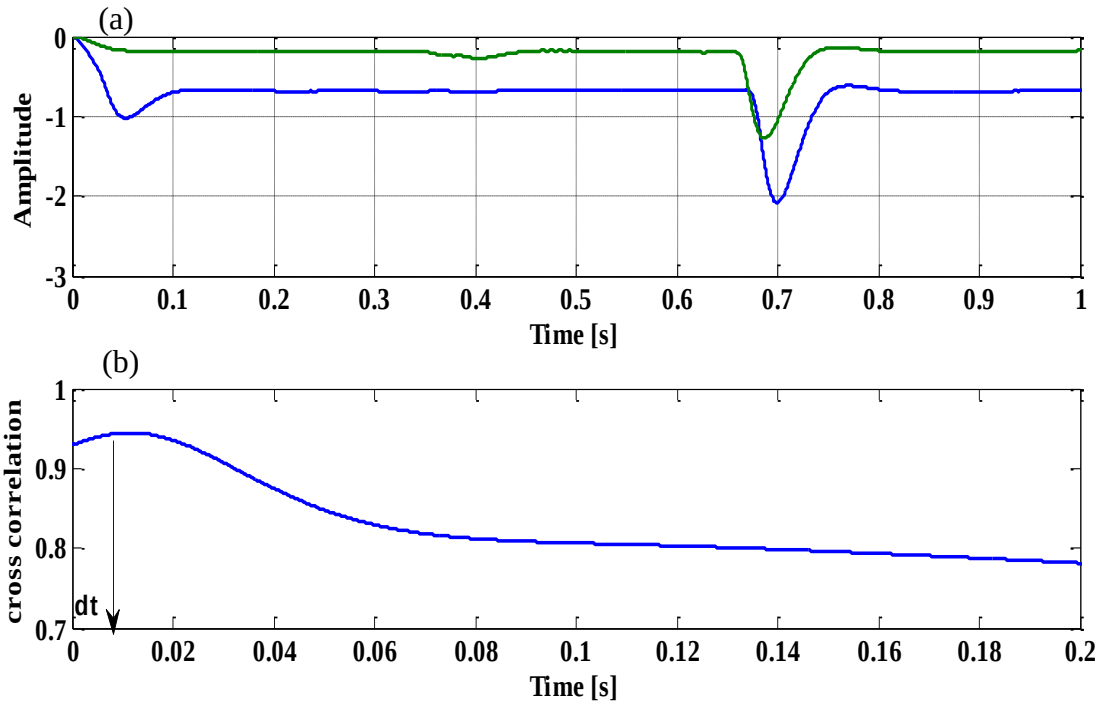


Figure IV.9 : a) Signaux enregistrés par la sonde conductive. b) corrélation croisée de deux signaux pour estimer la vitesse instantanée des bulles.

IV.7. **Distribution spatiale (x, z) des bulles d'air**

IV.7.1. **Etude statistique de la distribution des surface des bulles**

L'estimation de la distribution x-z des bulles a été effectuée selon l'expérience décrite ci-dessous :

Une caméra rapide est immergée. Cette caméra est connectée à un ordinateur pour la visualisation avec une fréquence d'échantillonnage f=200 images/s.

L'analyse statistique à l'aide des différentes méthodes du traitement d'images présentées précédemment, a permis de détecter et d'analyser la distribution en taille des bulles.

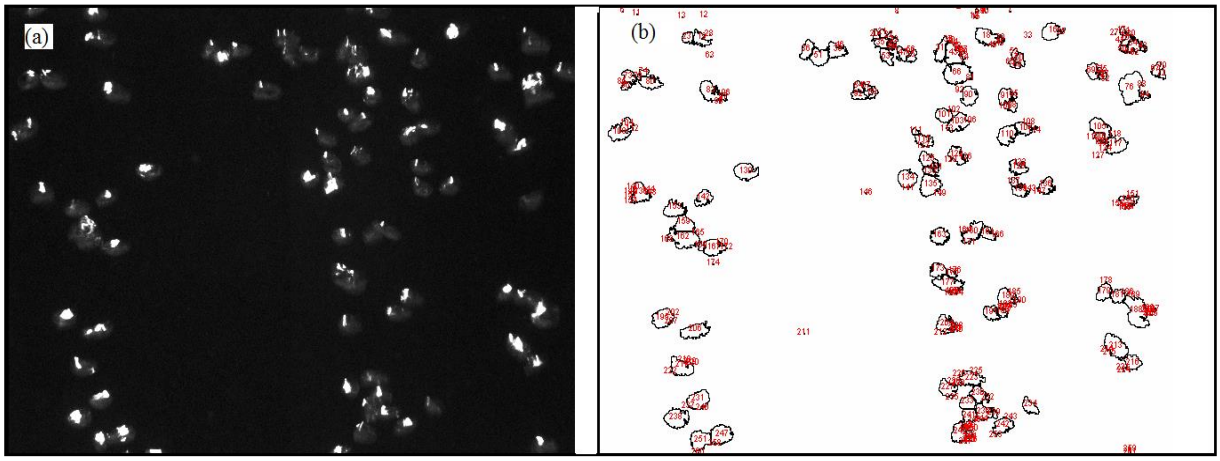


Figure IV.10 : Distribution spatiale de bulles d'air sans interaction avec le déferlement.

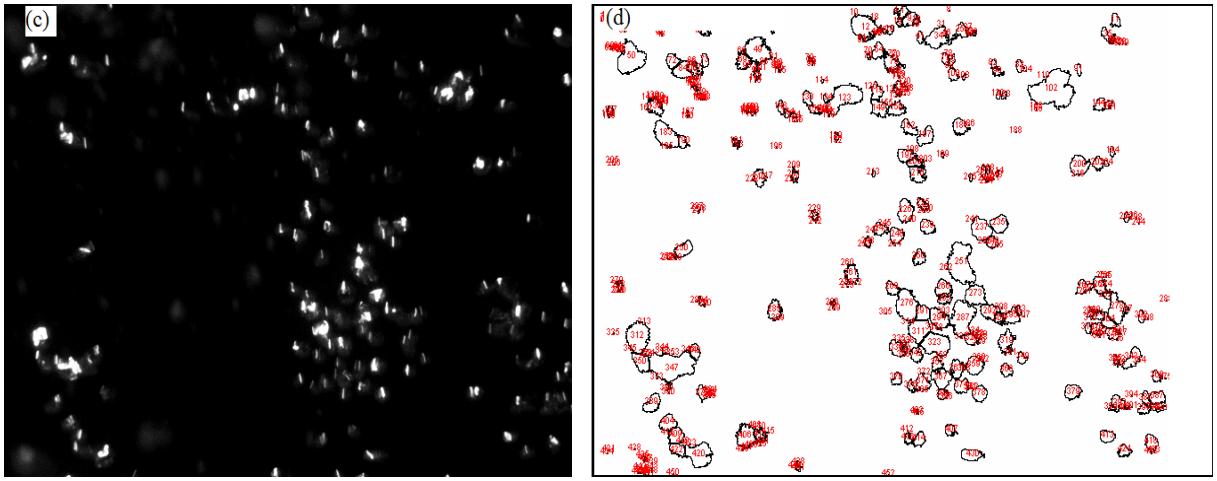


Figure IV.11 : *Distribution spatiale de bulles d'air en présence du déferlement.*

Nous présentons dans les figures IV.10 et IV.11, deux exemples de distribution spatiale de bulles d'air via une binarisation. Les deux images (a) et (c) correspondent à deux situations d'écoulement différentes.

(a) : génération du rideau de bulles avec un débit d'air $Q=0{,}4.10^{-3}$ m^3/s en absence du train d'ondes (figure IV.12(a)).

(c) : génération du rideau de bulles avec un débit d'air $Q=0{,}4.10^{-3}$ m^3/s en présence d'un train d'ondes (figure IV.12(b)).

(b) et (d) : détection des contours des bulles d'air et les calculs de la superficie qui correspondent à la taille des bulles d'air. Pour les statistiques, la forme des bulles est hétérogène et coïncide réellement avec celle des bulles sur l'image (a).

Dans cette expérience, la distribution surfacique de bulles d'air pendant le déferlement est estimée, le moment d'interaction déferlement/rideau de bulles d'air est présenté sur la figure IV.12 (b)

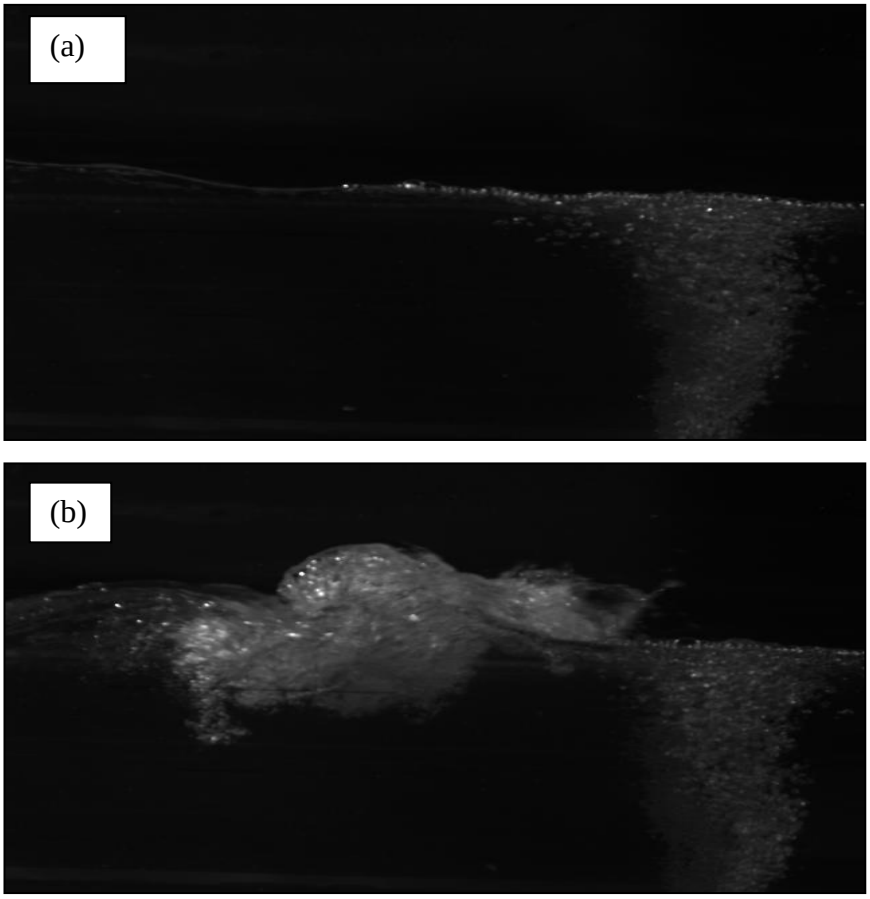


Figure IV.12 : Rideau de bulles d'air (a) avant et (b) pendant le déferlement.

a) **Distribution des surfaces des bulles d'air sans déferlement**

Cette expérience a été réalisée pour deux hauteurs : Z1=17 cm et Z2=34 cm

1) Génération des bulles d'air avec un débit d'air $Q=0{,}4.10^{-3}$ m^3/s en absence du train d'ondes.
2) Génération des bulles d'air avec un débit d'air $Q=1{,}2.10^{-3}$ m^3/s en absence du train d'ondes.

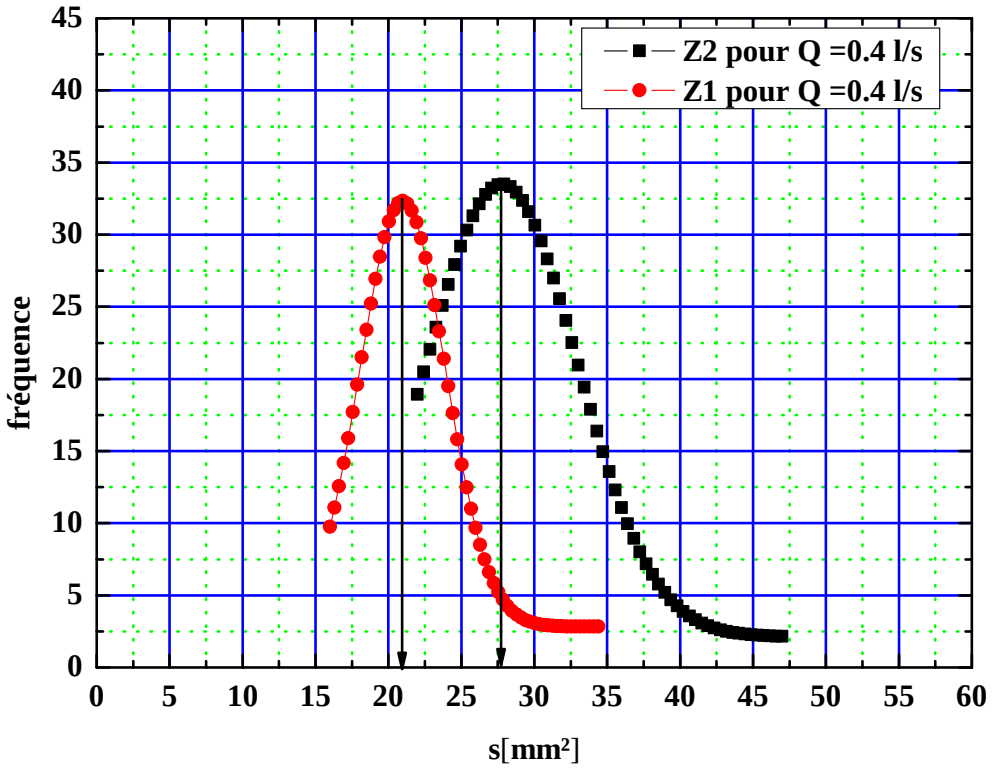


Figure IV.13 : Distribution des bulles d'air avec un débit Q=0,4.10^{-3} m^3/s.

Z_1=17 cm et Z_2=34 cm

La figure IV.13 montre une distribution des surfaces des bulles d'air pour deux hauteurs: Z_1=17 cm (la zone proche du fond) et Z_2=34 cm (la zone proche de la surface libre). Nous remarquons que la distribution des bulles d'air suit une gaussienne qui correspond à la distribution spatiale aléatoire des surfaces des bulles. Pour la zone proche du fond, la distribution est marquée par un pic S=21 mm² (S est la surface projetée d'une bulle sur la plan z-x). Cependant, une distribution un peu plus dispersée est notée pour la zone proche de la surface libre avec un pic d'environ S=27,5 mm².

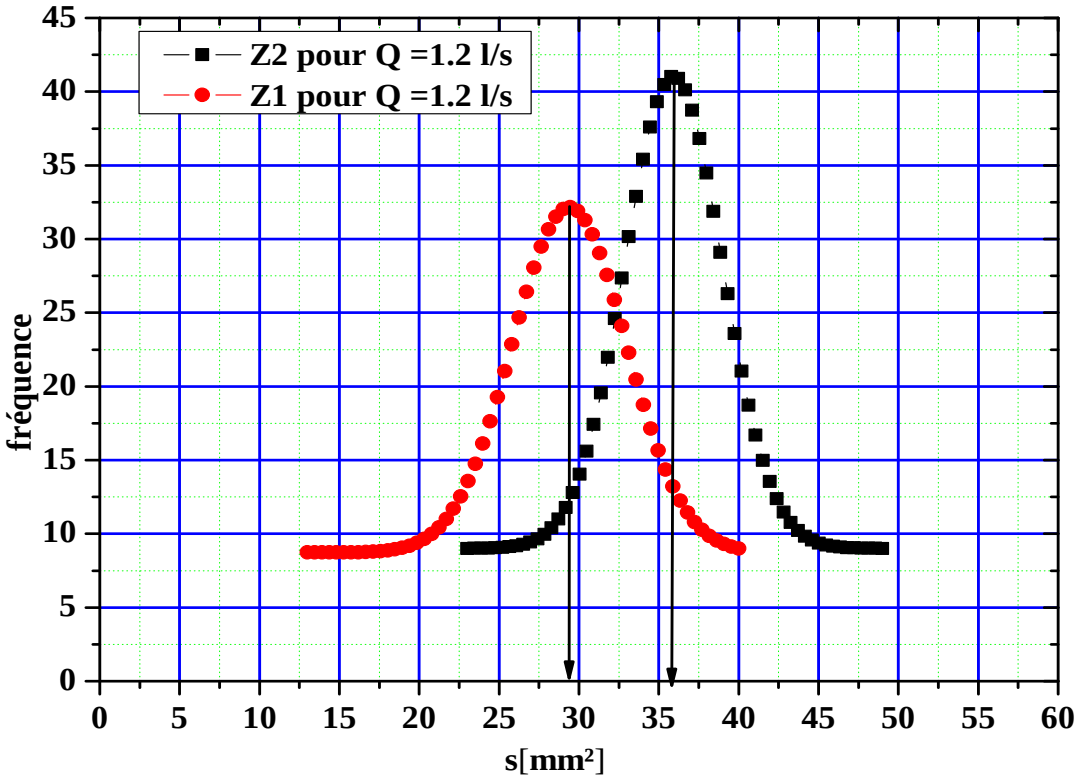


Figure IV.14: Distribution des bulles d'air avec un débit $Q=1,2.10^{-3}m^3/s$. $Z_1=17$ cm et $Z_2=34$ cm

La figure IV.14 montre, pour la zone proche du fond, un pic de l'ordre de S=29mm². Pour la zone de la surface libre, un pic de S=36,5mm².

b) Distribution des surfaces des bulles d'air avec le déferlement

Cette expérience a été menée pour deux hauteurs : Z1=17 cm et Z2=34 cm.

1) Génération des bulles d'air avec un débit d'air $Q=0,4.10^{-3}$ m^3/s en présence d'un déferlement.
2) Génération des bulles d'air avec un débit d'air $Q=1,2.10^{-3}$ m^3/s en présence d'un déferlement.

Dans cette série d'essais, nous avons généré des trains d'ondes de fréquence f=0,75Hz dans une profondeur d'eau h=45 cm. Nous montrons dans les figures IV.15 et IV.16 la distribution surfacique des bulles d'air au moment de l'interaction train d'ondes/rideau de bulles.

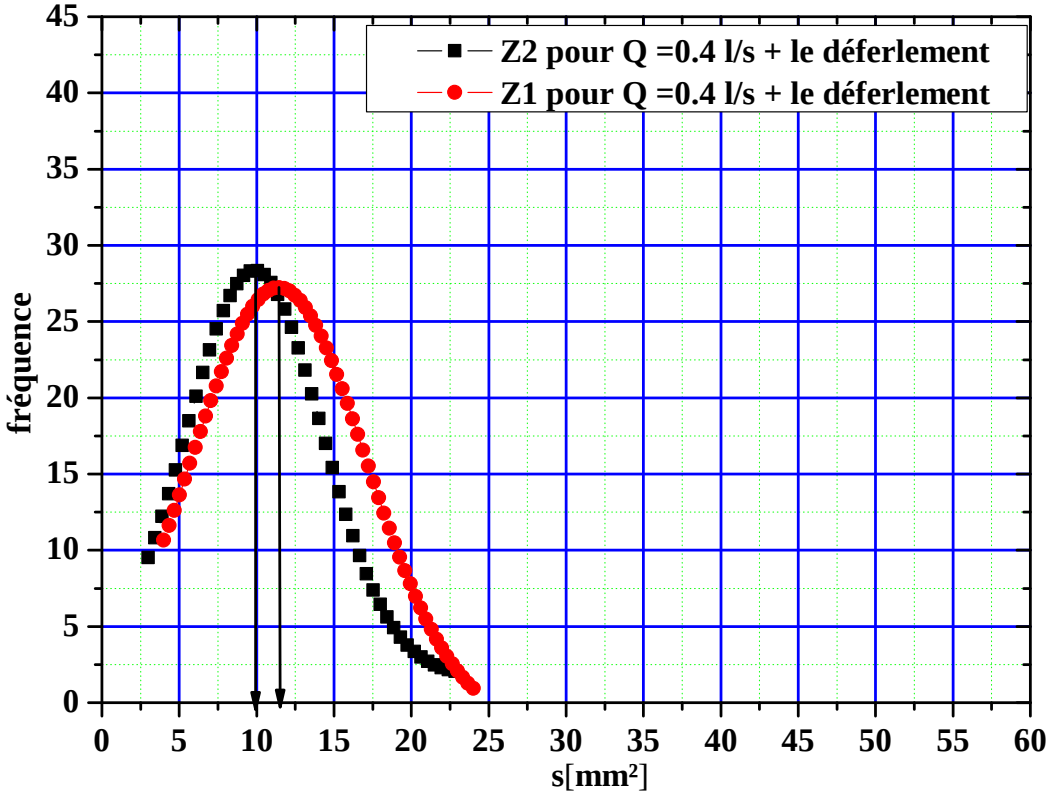


*Figure IV.15 Distribution des bulles d'air avec un débit Q=0,4*$10^{-3}m^3/s$ *avec déferlement.*

Z_1=17 cm et Z_2=34 cm

Pour une zone proche du fond, nous repérons un pic de l'ordre de S=11,7mm². Cependant, pour la zone proche de la surface libre le maximum de fréquence enregistré pour la taille des bulles est d'environ S=9,8mm². Pour expliquer cette différence, nous formulons l'hypothèse suivante (qui demande à être formellement validée) : il y a des interactions entre le déferlement du paquet et le rideau de bulles d'air. Ce processus d'interaction provoque la naissance de bulles de petit diamètre. Ces dernières apparaissent d'une façon plus abondante près de la surface libre avec des tailles inférieures à celles générées. De plus, avec la turbulence créée par le déferlement, les bulles près de la surface libre coalescent d'une manière très forte.

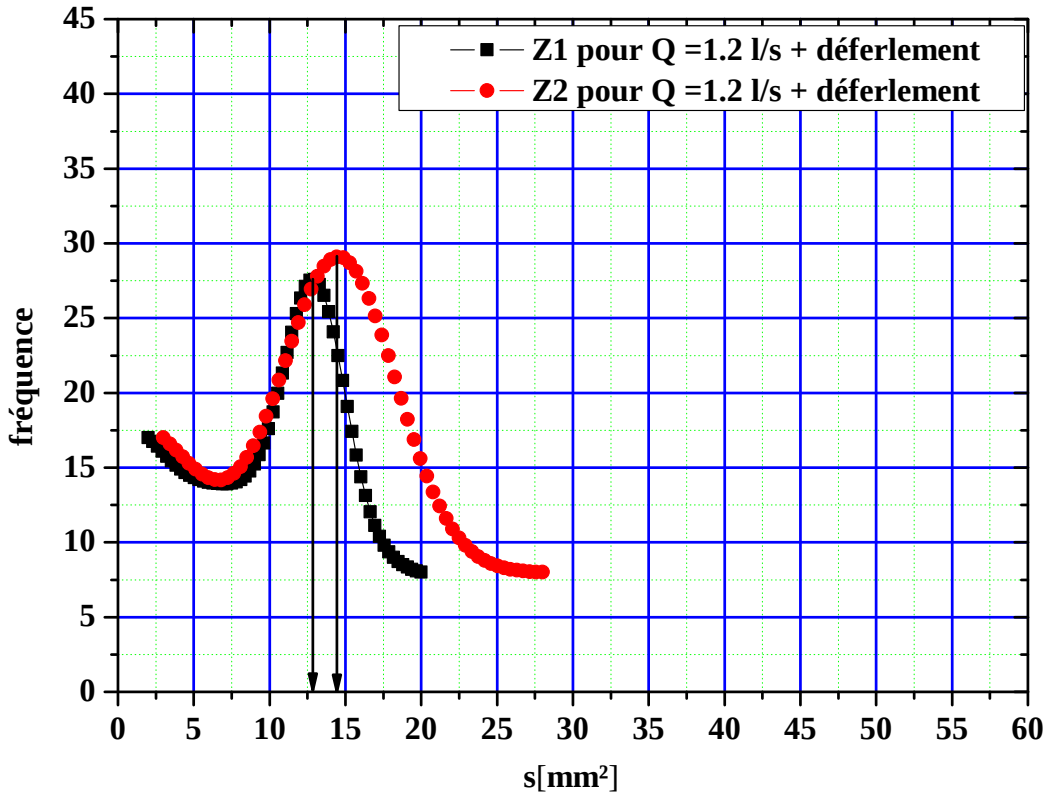


Figure IV.16 Distribution des bulles d'air avec un débit Q=1,210^{-3}m^3/s avec déferlement.

La figure IV.16 montre les statistiques de la distribution des surfaces des bulles. Cette expérience est réalisée avec un débit d'air plus important que pour l'expérience précédente (Q=1,2.10^{-3} m^3/s). Pendant cette expérience, nous avons généré des paquets solitaires de fréquence f=0,75 Hz et d'amplitude d'environ a=15 cm. Ces vagues se focalisent et déferlent à une distance près du rideau de bulles d'air. Ce rideau est installé à une distance de x=13 m du batteur.

Sur ce graphe, un pic de S=12,8 mm² a été enregistré pour une hauteur Z=17 cm. qui correspond à la hauteur de la zone proche du côté de ce maximum. Nous remarquons une diminution des dimensions des bulles d'air jusqu'à des valeurs de S=3 mm², ainsi que des valeurs plus élevées enregistrées avec S=20 mm² environ.

Une évolution quasi similaire est observée pour une profondeur Z=34 cm, avec un pic de S=14 mm² et une valeur minimale de S=3,2 mm². La taille maximale que les bulles peuvent atteindre est de S=25,5mm².

Tableau récapitulatif de la distribution des surfaces des bulles

	Z1=17 cm		Z2=34 cm	
	0,4 l/s	1,2 l/s	0,4 l/s	1,2 l/s
Sans déferlement	S=21 mm²	S=29 mm²	S=27,5 mm²	S=36,5 mm²
Avec déferlement	S=11,7 mm²	S=12,8 mm²	S=9,8 mm²	S=14 mm²

IV.7.2. **Discussion**

Nous remarquons qu'avec le déferlement la distribution des surfaces des bulles d'air est plus dispersée que sans déferlement. Cela, peut être expliqué le fait que le déferlement crée la turbulence provoque une défragmentation des bulles d'air en nombreuses bulles de petite taille. Dans ce cas, la taille des bulles les plus petites doit être déterminée par la microéchelle de Kolmogorov.

Dans la figue IV.16, nous observons une remontée de nombre de particules ayant des petites surfaces, nous pensons attribuer ce phénomène à l'apparition des bulles exogènes dues au déferlement.

IV.8. **Les caractéristiques hydrodynamiques du rideau de bulles d'air**

Dans cette partie nous avons étudié les mécanismes qui contrôlent l'hydrodynamique des bulles d'air.. Pour ces expériences, nous avons employé des techniques de mesures acoustiques.

IV.8.1. **Conditions expérimentales**

Les expériences ont été menées pour trois débits d'air différents: $Q=1{,}2.10^{-3}m^3/s$, $Q=0{,}8.10^{-3}m^3/s$ et $Q=0{,}4.10^{-3}m^3/s$ en présence et en absence du déferlement.

Ces conditions ont permis par la suite de mieux illustrer l'influence du déferlement sur le comportent des bulles d'air. À partir de ces résultats, nous pouvons estimer les caractéristiques hydrodynamiques du rideau de bulles d'air (vitesse du courant d'eau généré par les bulles d'air, carte de l'énergie cinétique des bulles d'air), ainsi que les processus intervenants lors de l'interaction avec le déferlement des vagues tels que le cisaillement et la vorticité.

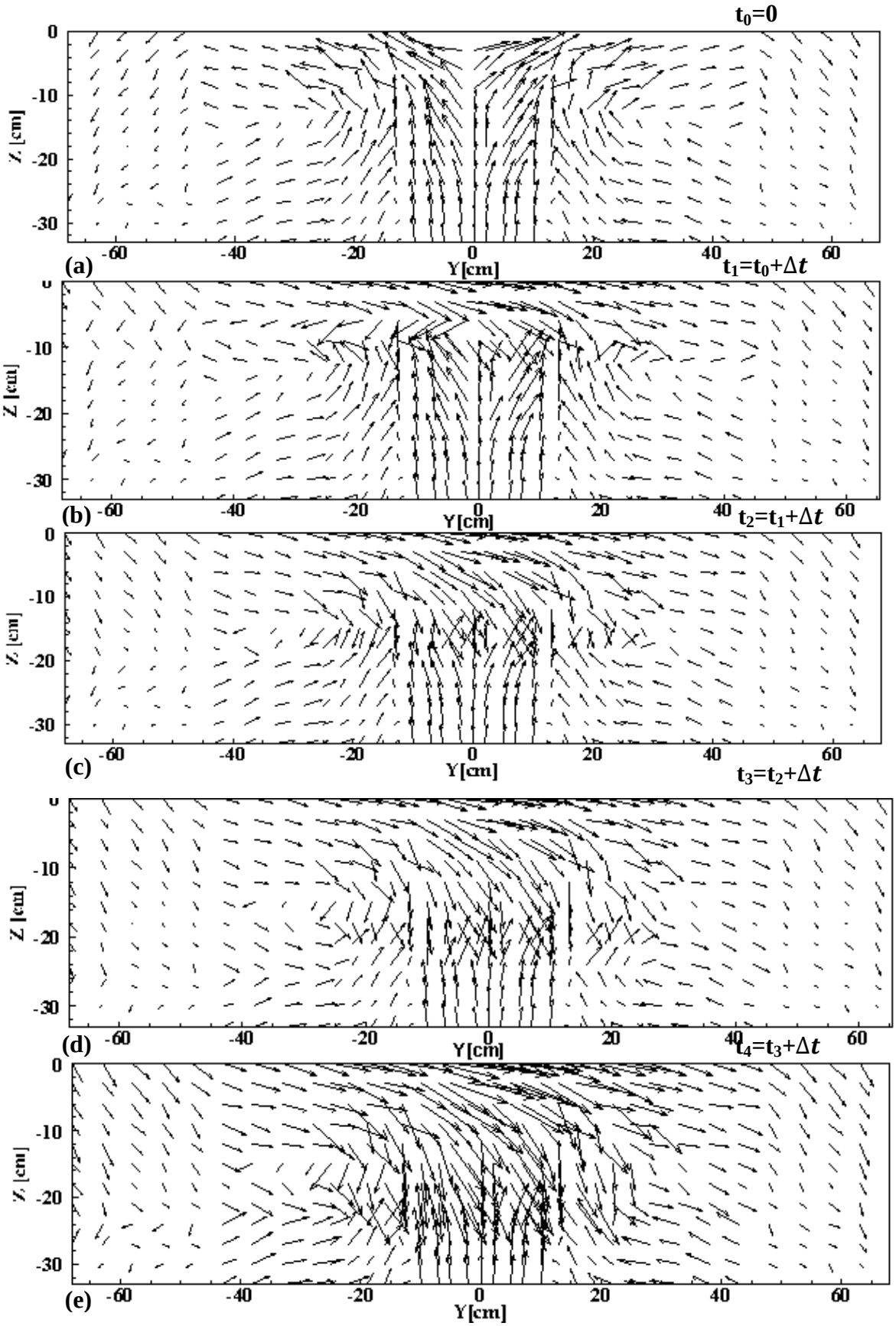


Figure IV.17 : Evolution spatio-temporelle du champ de vitesse avec Q=1,2.10^{-3} m^3/s avec le déferlement à quatre pas de temps, $\Delta t = 0.25\ s$.

a) **Energie cinétique**

Avec l'ADV nous avons pu mesurer les trois composantes instantanées de vitesse pour 414 points afin de présenter une cartographie de champs de vitesses.

La figure IV.17 (a, b, c, d, e) présente le champ de vitesse moyenne. Les résultats présentés sur ces cartes permettent de commenter l'effet du déferlement sur le rideau de bulles d'air.

Sur la figure IV.17a, nous montrons une évolution spatiale du champ de vitesse moyenne sans interaction avec le déferlement. L'écoulement généré par les bulles d'air est bien un écoulement vertical ascendant pour les points de mesures proches du rideau. Cette dynamique ascendante de l'écoulement devient maximale près de la surface libre. Juste au-dessous de cette dernière, le courant ascendant change rapidement son orientation et devient horizontal.

D'une manière symétrique par rapport à l'axe du rideau de bulles d'air, deux tourbillons contra-rotatifs prennent place dans cet écoulement. Allant du centre vers les extrémités de la carte, la vitesse diminue et est légèrement orientée selon sa position par rapport à l'axe du rideau de bulles d'air pour former un cercle d'un rayon d'environ 30 cm et un centre à une distance Y= ± 40 cm.

A l'aide d'un trigger (déclencheur d'enregistrement), nous avons synchronisé le passage du maximum de la hauteur de la vague avec le démarrage de l'enregistrement des vitesses. Cette technique de synchronisation, nous a permis d'évaluer les valeurs de vitesses dans le temps à partir d'une référence t_0. Cette dernière correspond au champ de vitesse sans interaction avec le déferlement. Les figures IV.17 b, c, d, e, représentent l'évolution du champ de vitesses dans le temps. Cette évolution est observée pendant 1 seconde, chaque carte correspond à t+Δt ($\Delta t = 0.25s$). Cette évolution temporelle des champs de vitesses a été mesurée durant l'interaction du déferlement avec le rideau de bulles d'air.

Nous remarquons qu'à partir de la figure IV.17b, l'orientation des vecteurs de vitesses change de direction vers le fond. Ce changement est enregistré suite au passage d'une vague déferlante pendant une seconde. Avec l'arrivée de la vague, une zone d'interaction entre deux courants est observée. Les deux courants sont générés d'un côté, par le passage d'une masse d'eau vers le fond suite au déferlement. De même, un écoulement opposé est provoqué par l'ascension des bulles vers la surface libre.

Afin de préciser les détails de la structure de l'écoulement interne généré par les bulles d'air, la distribution en deux dimensions de l'énergie cinétique est calculée à partir de champs de vitesses. La densité de l'énergie cinétique est donnée par :

$$\varepsilon = \frac{v_y^2 + v_z^2}{2} \qquad [VI.2]$$

Sur la figure IV.18 (a, b, c, d,e), nous constatons que l'énergie cinétique la plus élevée est générée dans le centre du rideau de bulles, et dans le voisinage de l'interface de la surface où l'écoulement change brusquement son orientation de la verticale vers l’horizontale. Une concentration importante en énergie est marquée dans la zone de l'écoulement près de la surface libre (Y = -20 à 20 cm et de Z = -25 cm jusqu’à la surface libre).

Une densité en énergie importante est observée dans les cas de bulles plus grandes (cas b, c et d), alors qu'il y a plus de corrélation avec la présence intense des bulles conditionnées par le déferlement (voir aussi l’image de la figure IV.11). Il est connu que les bulles d’air peuvent intensifier la turbulence des fluides autour d'elles (Bunner & Tryggvason [2002]). Cette amplification du facteur de turbulence est fonction de la taille relative des bulles et de la longueur d’échelle ‘L’ de la turbulence (Gore et al [1989]).

Ce paramètre de turbulence est assez proportionnel avec la présence des bulles d’air dans un mélange air/eau. L’évolution énergétique temporelle dans la figure IV.18 est représentée par une échelle de $[0,\ 85]$ (cm/s)², le maximum de cette énergie est concentré près de la surface libre et conditionnée par l’énergie turbulente provoquée par l’ascension des bulles d’air. La présence d’un nuage de bulles d’air avec une forte turbulence dans la zone supérieure de la colonne d’eau explique davantage l’accélération du déferlement enregistré dans la première partie de ce chapitre (figure IV.2).

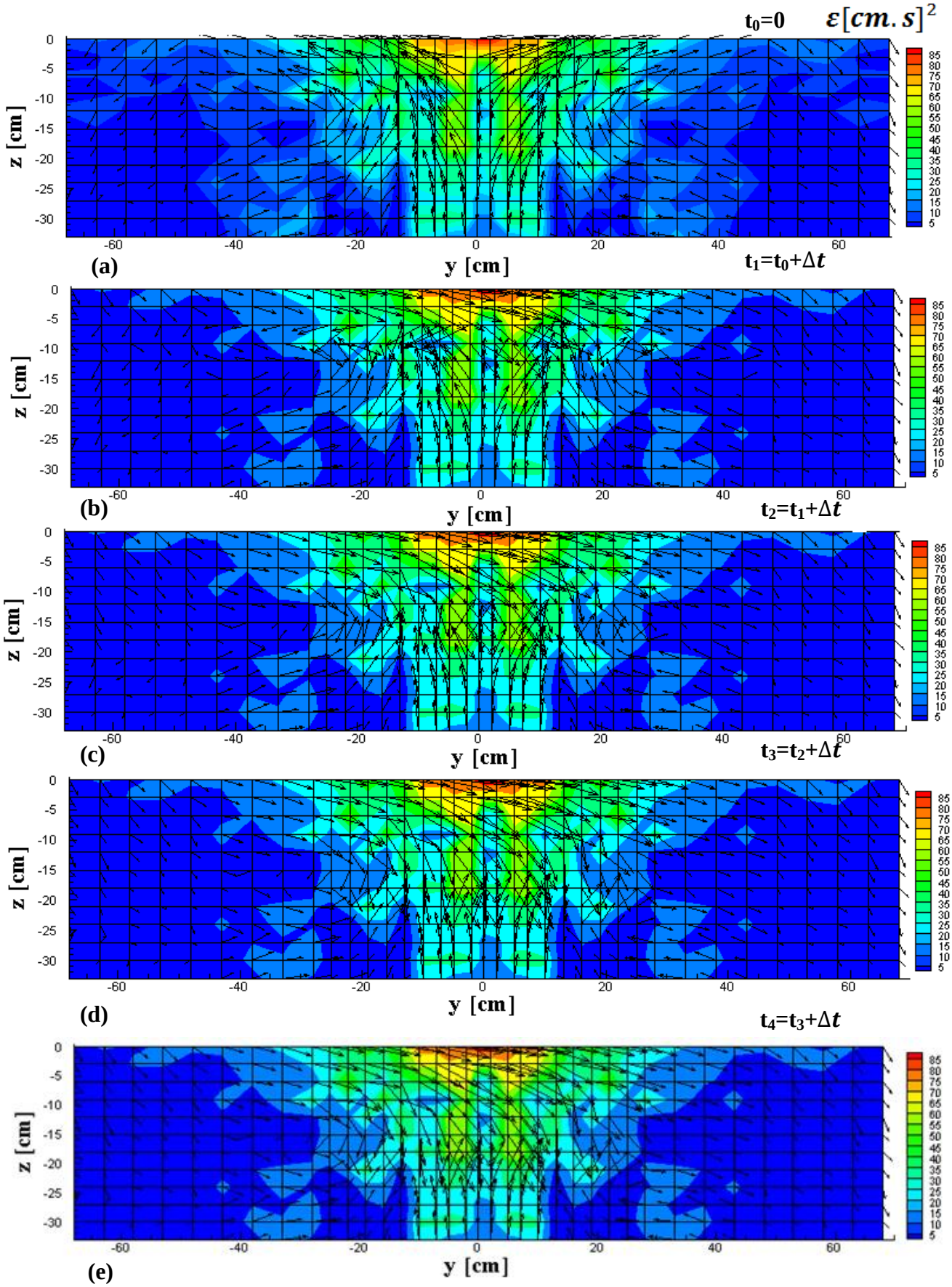


Figure IV.18: Evolution spatio-temporelle de la densité énergétiques pour un débit d'air Q=1,2.10^{-3} m^3/s pendant 1s.

b) **Taux de cisaillement**

Pour contrôler avec plus de précisions la structure de l'écoulement interne généré par les bulles d’air, nous montrons les taux de cisaillement sur les cartes de la figure IV.19. Celles-ci représentent l’évolution de la région de cisaillement dans le temps sous l’influence du déferlement des vagues. La distribution en deux dimensions du cisaillement est estimée à partir de la carte de champs de vitesse:

- le cisaillement $\tau_{yz} = \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y}\right)$ [VI. 3]

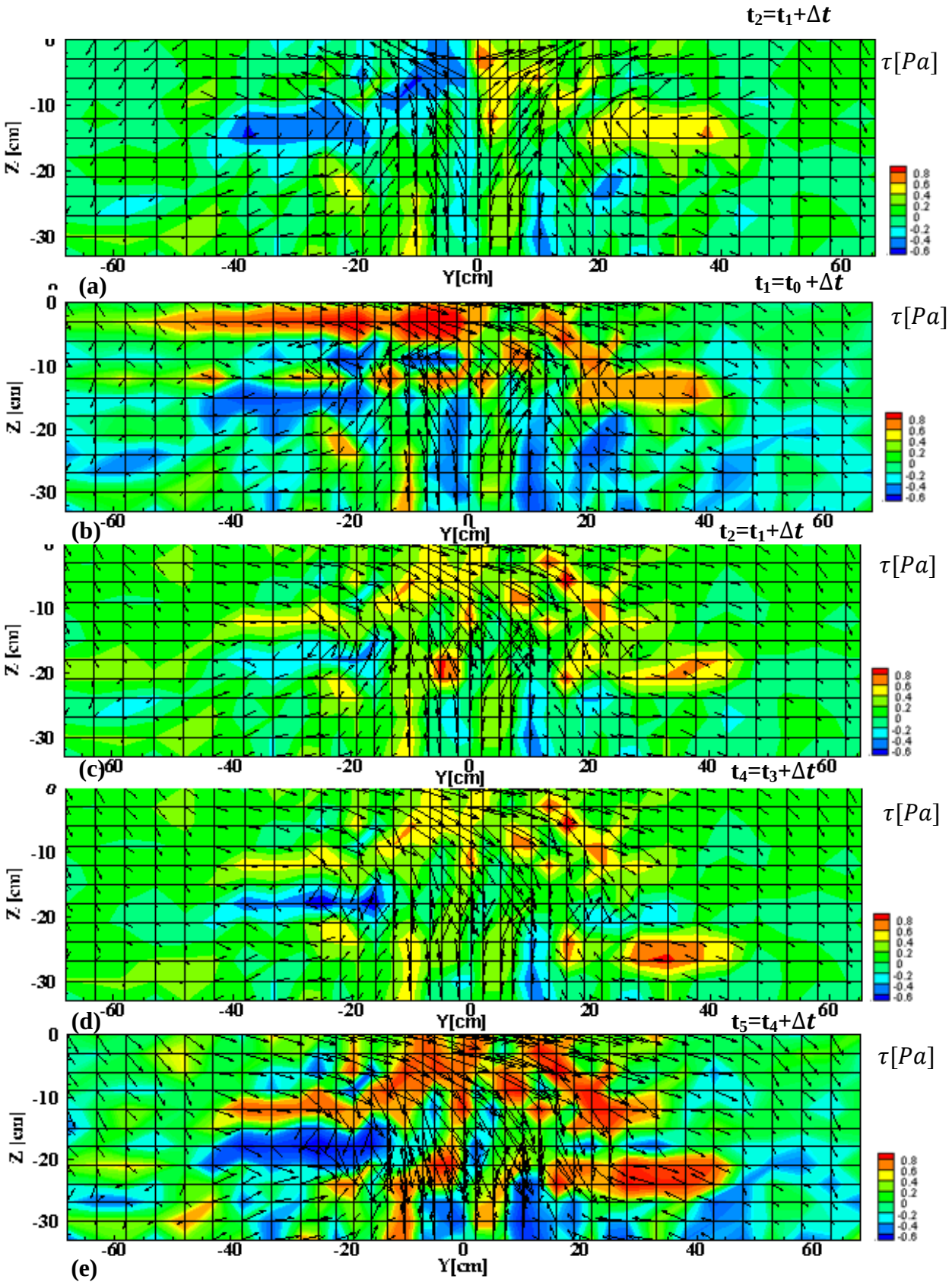


Figure IV.19: Evolution spatio-temporelle du taux de cisaillement τ pour un débit d'air Q=1,2.10^{-3} m^3/s.

Sur la figure IV.19, nous observons une évolution corrélative avec l'interaction train d'ondes/rideau de bulles d'air et l'écoulement induit par le rideau de bulles. La contrainte de

cisaillement la plus importante est générée par deux écoulements opposés. D'une part, on observe un écoulement à quelques centimètres de la couche de surface généré par le rideau de bulles d'air et d'autre part, nous observons un écoulement dans le sens inverse contrôlé par le mouvement de la vague propagative.

c) **La vorticité**

Le champ des vitesses moyennes dans le temps (v_y, v_z) a permis de déterminer l'évolution quantitative et qualitative de la vorticité. Cette dernière est calculée comme suit:

$$\omega = \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \qquad [VI.4]$$

Sur la figure IV.20, nous présentons les résultats d'analyse de l'évolution de la vorticité dans l'espace sans et pendant l'interaction du rideau de bulles d'air avec le déferlement. Ce mécanisme d'interaction est enregistré durant 1 s.

Nous en déduisons, sur cette série de mesures, différentes quantités caractérisant les régimes d'écoulement sur la carte qui représente la vorticité sans interaction avec le déferlement. Nous remarquons qu'il y a une symétrie par rapport à l'axe de rideau de bulles d'air. Cette symétrie est le résultat du régime d'écoulement stationnaire provoqué par les bulles d'air sans interactions avec le déferlement. Dans la suite de l'évolution de la vorticité, les champs de vorticité et les composantes de vitesses prouvent que le régime d'écoulement varie en fonction de l'évolution temporelle de l'interaction avec le déferlement. Les valeurs de la vorticité ne sont pas symétriques par rapport à l'axe de rideau de bulles en raison du sens de la propagation de la vague. Ce dernier est en effet, opposé au courant généré par les bulles d'air sur l'axe des y. Cela provoque une forte vorticité près de la surface libre à une profondeur entre z= [- 5, 0] cm et y= [-40,0] cm. Les valeurs les plus significatives de la vorticité sont accordées aux mouvements de la vague au moment du déferlement. Cela exprime les valeurs de forte vorticité enregistrées au cours du temps qui dépendent essentiellement des vortex provoqués par le déferlement de la vague.

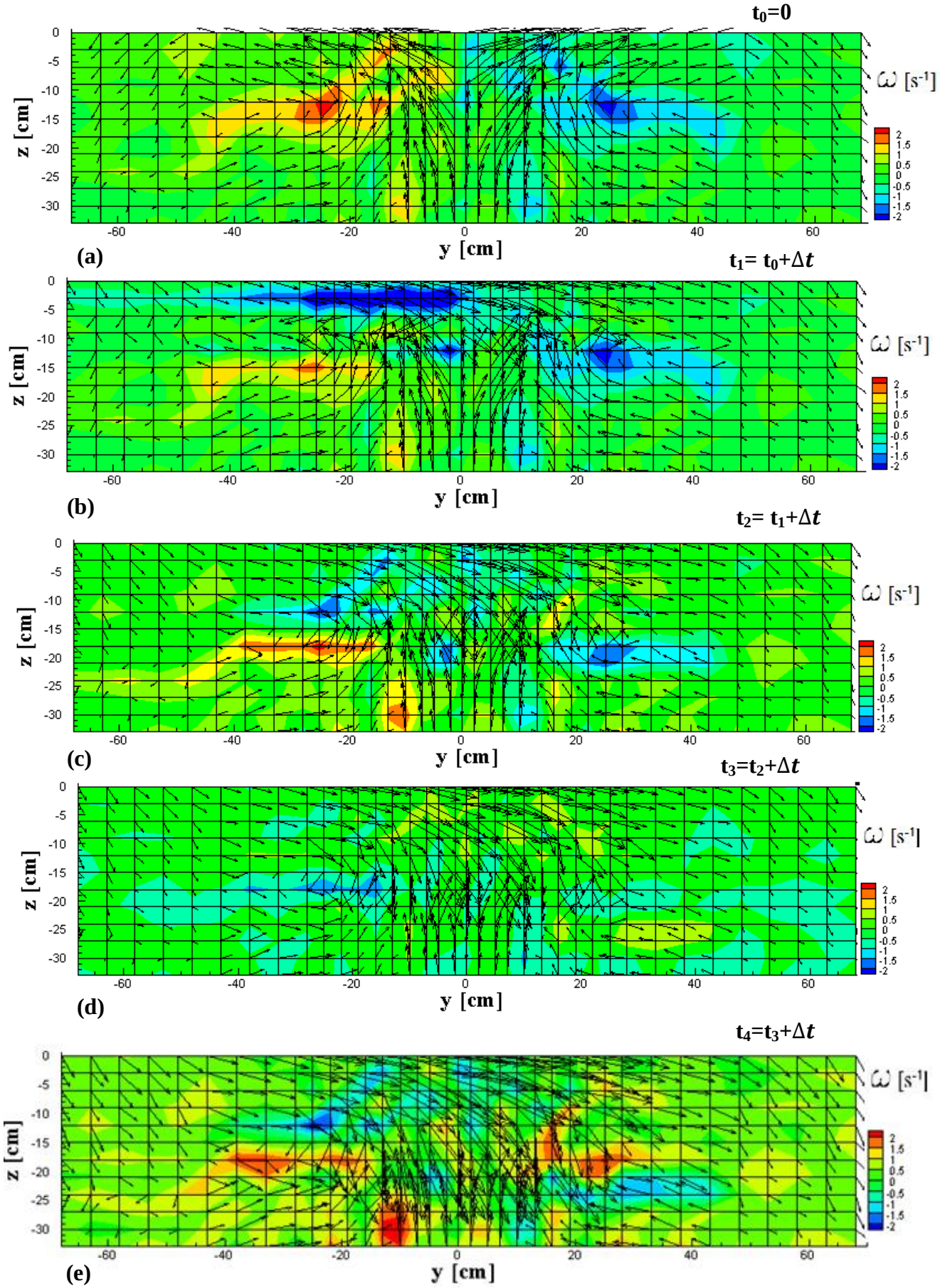


Figure IV.20: Evolution spatio-temporelle de vorticité ω

pour un débit d'air Q=1,2.10^{-3} m^3/s.

IV.8.2. **Caractéristiques de l'écoulement pour deux valeurs du débit d'air sans déferlement**

Pour analyser l'influence du débit d'air sur l'hydrodynamique de l'écoulement généré par les bulles, nous rapportons sur les figures IV.21 et IV.22 les caractéristiques de l'écoulement représentés par les champs de vitesse, la vorticité, la densité énergétique et le taux de cisaillement. Ceux-ci sont étudiés pour deux débits d'air différents.

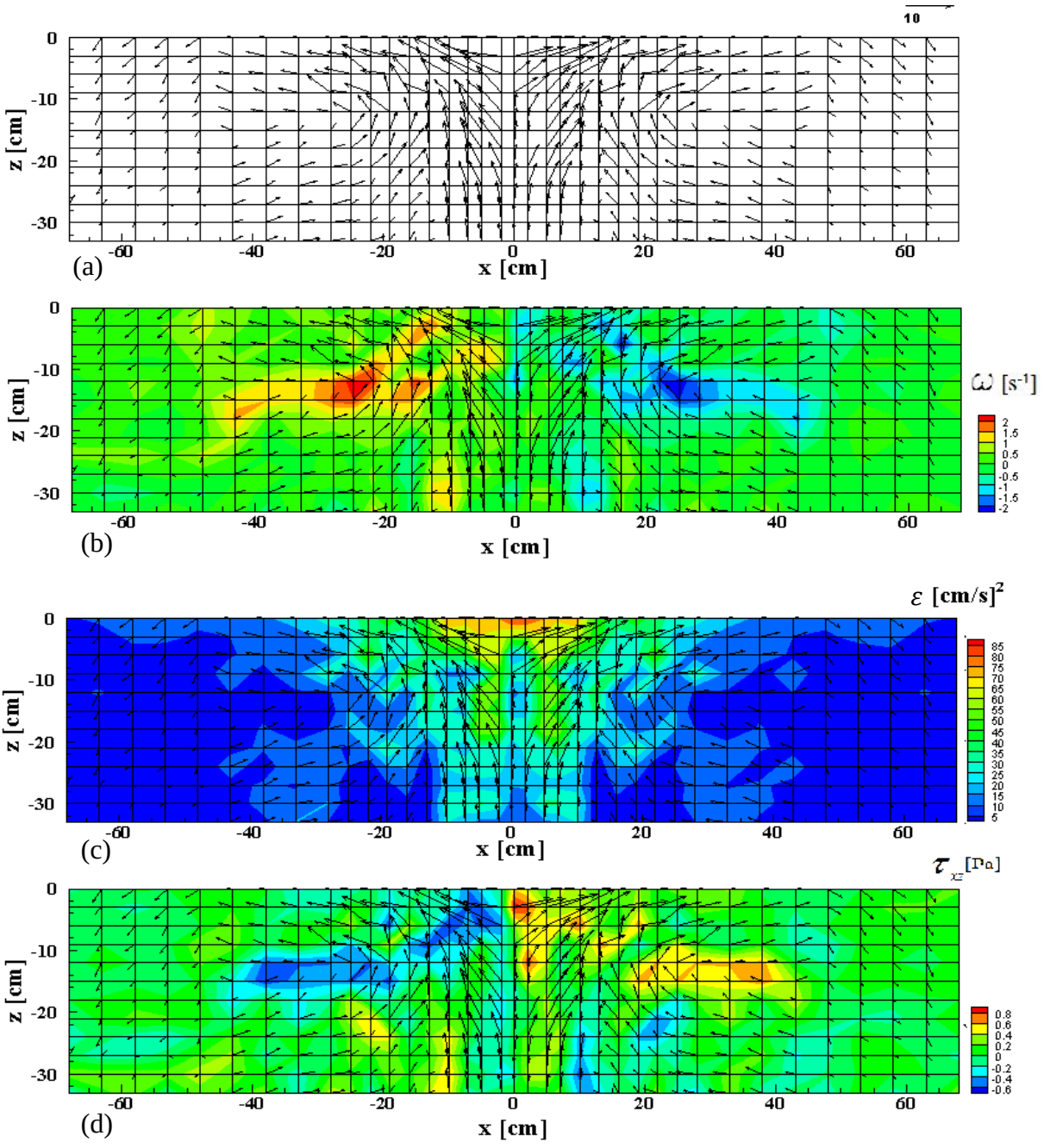


Figure IV.21: Caractéristiques d'écoulement (a) : champs de vitesse, (b) : vorticité, (c) : densité énergétique, (d) : taux de cisaillement pour un débit d'air $Q=0,4.10^{-3}$ m^3/s à t_0.

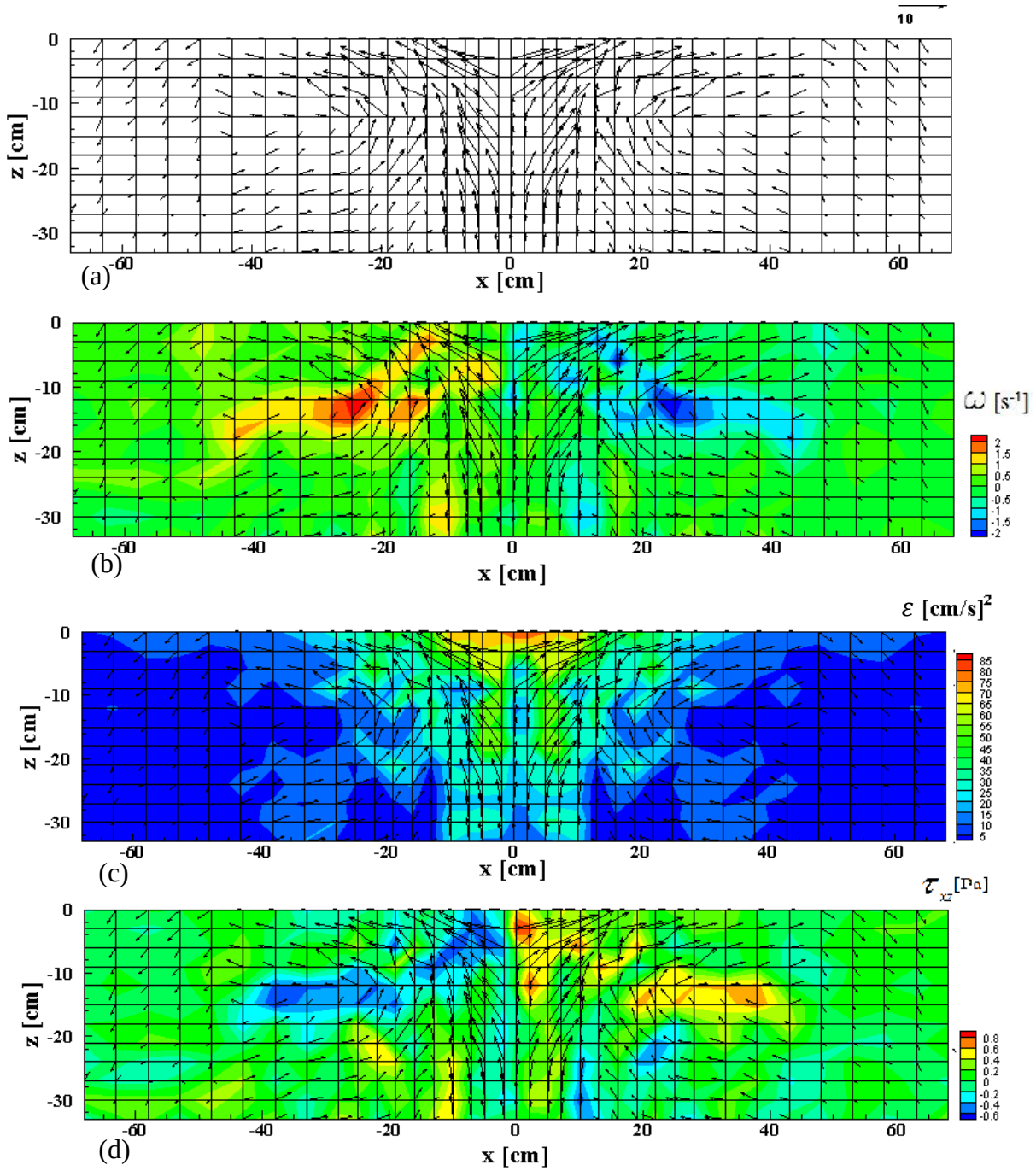


Figure IV.22 : Caractéristiques d'écoulement (a) : champs de vitesse, (b) : vorticité, (c) : densité énergétique, (d) : taux de cisaillement pour un débit d'air $Q=0,8.10^{-3}$ m^3/s à t_0.

Les figures IV.21 et IV.22 montrent les caractéristiques d'écoulements avec différents débits d'air. Dans cette comparaison, nous remarquons que pour un débit d'air de $Q=0,4.10^{-3}m^3/s$, le champ des vitesses est symétrique par rapport à l'axe de rideau de bulles avec des valeurs moins importantes que pour un débit de $Q=0,8.10^{-3}$ m^3/s. De même, pour les carte de vorticité, nous notons que les valeurs maximales sont enregistrées pour un débit de $Q=0,4.10^{-3}$ m^3/s dans la zone z= [-20, -2], y= [-40, -20] et z= [-20, -2], y= [40, 20].

Dans cette même région, les vortex les plus importants sont observés pour un débit supérieur de l'ordre de $Q=0,8.10^{-3}$ m^3/s. En revanche, une légère différence est marquée pour le champ qui représente la densité énergétique. Cette différence peut être expliquée par le fait que la génération d'un rideau de bulles d'air avec un débit d'air faible, permet aux bulles d'air de monter à la surface avec une vitesse faible jusqu'à la surface. Or, pour un débit un peu plus fort de l'ordre de $Q=0,8.10^{-3}$ m^3/s, la vitesse d'ascension des bulles d'air est plus importante. Cette vitesse génère un écoulement de liquide important en provoquant une énergie turbulente en présence des bulles d'air. Cette densité énergétique est proportionnelle au débit d'air que provoque l'écoulement de liquide.

Pour le taux de cisaillement, nous remarquons qu'il y a une symétrie pour les deux cas de figures (pour un débit $Q=0,4.10^{-3}$ m^3/s et $Q=0,8.10^{-3}$ m^3/s). De plus, nous distinguons deux zones de fort taux de cisaillement. Une zone près de la surface libre, dont les retours des courants générés par le rideau de bulles reviennent dans le sens inverse des y, pour s'opposer aux courants des surfaces dans le sens positif. Ce taux de cisaillement correspond à un gradient de vitesse élevée, puis, une deuxième zone dont les limites sont entre y= [-40, -20] cm, z= [-10, -20] cm et y= [20, 40] cm, z= [-10, -20] cm.

IV.8.3. **L'influence de débit d'air sur les différentes paramètres d'écoulement en présence du déferlement**

Pour connaître l'impact de la quantité d'air disponible dans le mélange air/eau sur les caractéristiques d'écoulement, nous montrons sur les figures (IV.23 et IV.24) les différents paramètres d'écoulement. Ces derniers sont mesurés pour deux débits ($Q=0,4.10^{-3}$ m^3/s et $Q=0,8.10^{-3}$ m^3/s).

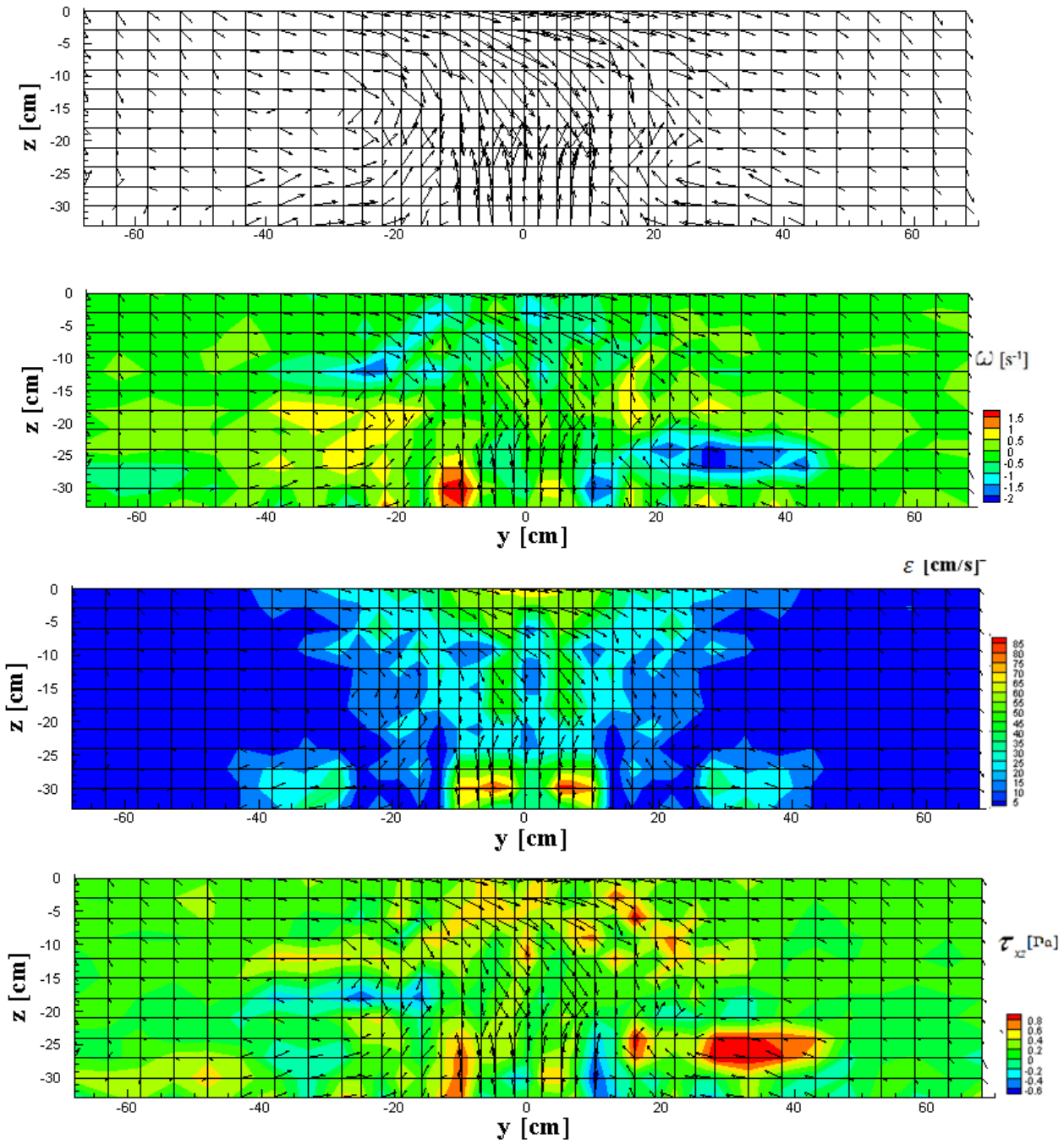


Figure IV.23: Caractéristiques d'écoulement (a) : champs de vitesse, (b) : vorticité, (c) : densité énergétique, (d) : taux de cisaillement pour un débit d'air $Q=0{,}8.10^{-3}$ m^3/s *à* t_4.

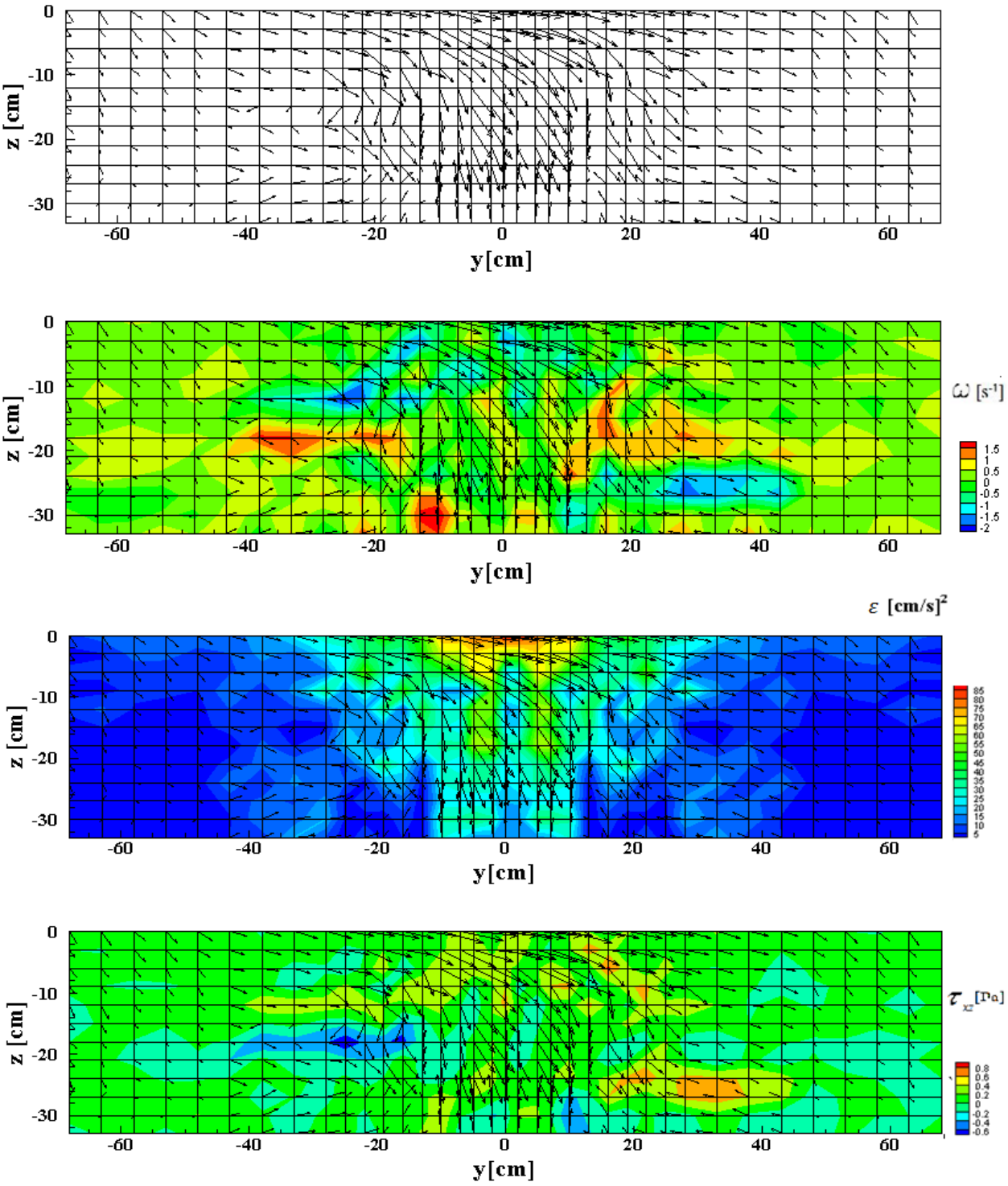


Figure IV.24: Caractéristiques d'écoulement (a) : champs de vitesse, (b) : vorticité, (c) : densité énergétique, (d) : taux de cisaillement pour un débit d'air $Q=0,4.10^{-3}$ m^3/s à t_4.

IV.8.4. **Analyse des profils d'écoulements**

a) **Profils verticaux des paramètres d'écoulements**

L'analyse des profils des paramètres d'écoulement (figure IV.25 et IV.26) permet de mieux illustrer les principaux changements provoqués par la présence des bulles d'air. L'examen de ces données permet de préciser le comportement hydrodynamique de la structure de l'écoulement généré par les bulles d'air.

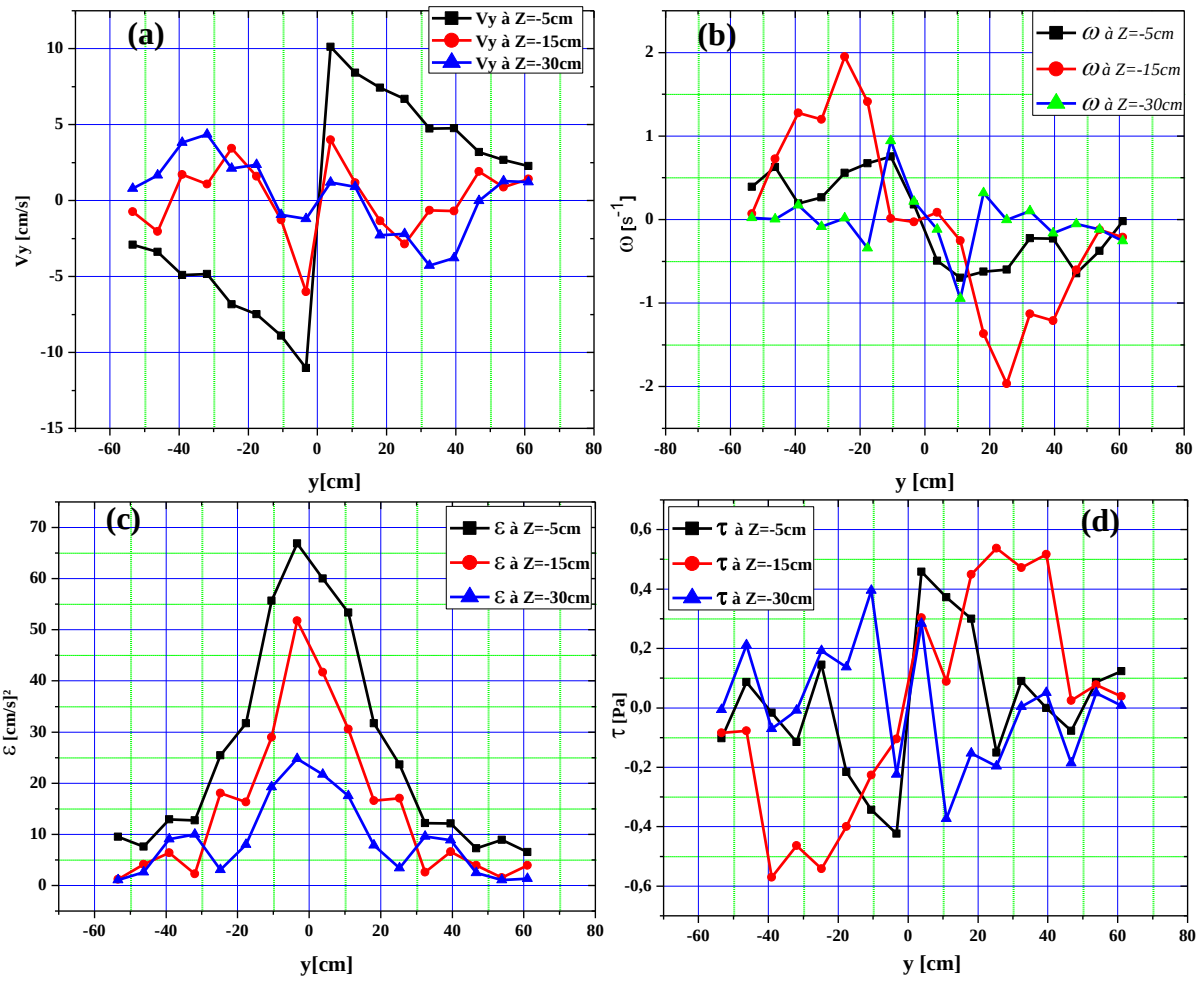


Figure IV.25: Profils horizontaux des paramètres d'écoulement : (a) : profils de vitesses v_y, (b) : profils de vorticités, (c) : profils de densités d'énergie, (d) : profils de taux de cisaillement.

Pour mieux illustrer quantitativement la répartition spatiale des paramètres d'écoulement, nous avons tracé les profils horizontaux à trois positions différentes. Près de la surface libre pour

une profondeur z=-5 cm, au milieu du rideau de bulles d'air à une profondeur z=-10 cm et pour une profondeur près du fond à z=-30 cm.

Les profils des vitesses horizontales montrent qu'il y a une symétrie par rapport aux coordonnées (y=0, z=0), cette position correspond à l'axe du rideau de bulles d'air. Une valeur maximale a été enregistrée d'environ v_y= 11 cm/s. Cette valeur est observée pour une profondeur proche de la surface libre qui coïncide avec l'axe de rideau de bulles. En revanche, des faibles valeurs de vitesses horizontales ont été enregistrées de l'ordre de v_y=1,75 cm/s, ces valeurs ont été notées à des profondeurs proche du fond vers les extrémités amont/aval du rideau de bulles d'air.

De même, les profils horizontaux de vorticité présentent une symétrie relative à l'axe des ordonnées. La variation spatiale de ce paramètre en fonction des cordonnées horizontales présente des valeurs importantes de l'ordre de $\omega=2s^{-1}$. Cet enregistrement a été réalisé à des distances de $y=\pm 25\ cm$ de l'axe du rideau de bulles d'air. Ces valeurs expriment la position de formation des vortex. Ces derniers sont engendrés par le mouvement rotationnel de l'écoulement généré par les bulles d'air.

De même, la densité énergétique est très importante $\varepsilon = 68\ [cm/s]^2$ près de la surface libre là où l'écoulement est turbulent. Cette forte densité est due à la forte turbulence provoquée par les bulles d'air. Cependant, une diminution remarquable de la densité énergétique est notée vers le fond du canal et aux extrémités du rideau de bulle d'air jusqu'à des valeurs de l'ordre de $\varepsilon = 2{,}5\ [cm/s]^2$.

Enfin, le taux de cisaillement a une valeur maximale pour les abscisses $y=\pm 40\ cm$. Nous signalons une valeur extrême de $\tau = 0{,}55\ Pa$. Cette dernière exprime un gradient de vitesse important qui décrit la variation spatiale de la vitesse d'écoulement. Un faible taux de cisaillement a été observé dans plusieurs zones, notamment dans les régions éloignées du l'axe du rideau de bulles d'air dans lesquelles nous enregistrons des faibles valeurs proches de $\tau = 0{,}1\ Pa$.

b) **Profils horizontaux des paramètres d'écoulements**

Pour avoir une description plus précise, nous avons également illustré sur la figure IV.26, l'évolution spatiale des profils verticaux des paramètres d'écoulement.

Nous observons des valeurs des vitesses horizontales dans les deux sens d'écoulement. Cette variation provoque des taux de cisaillement avec un degré variable de 0 Pa à 0,5 Pa selon les

grandeurs de vitesse v_y. Typiquement, comme mentionné sur les profils horizontaux, sur la figure IV.26, une densité énergétique de l'ordre de $\varepsilon = 70\ [cm/s]^2$ confirme qu'un mouvement très turbulent de l'écoulement a été généré près de la surface libre, engendré par les bulles d'air.

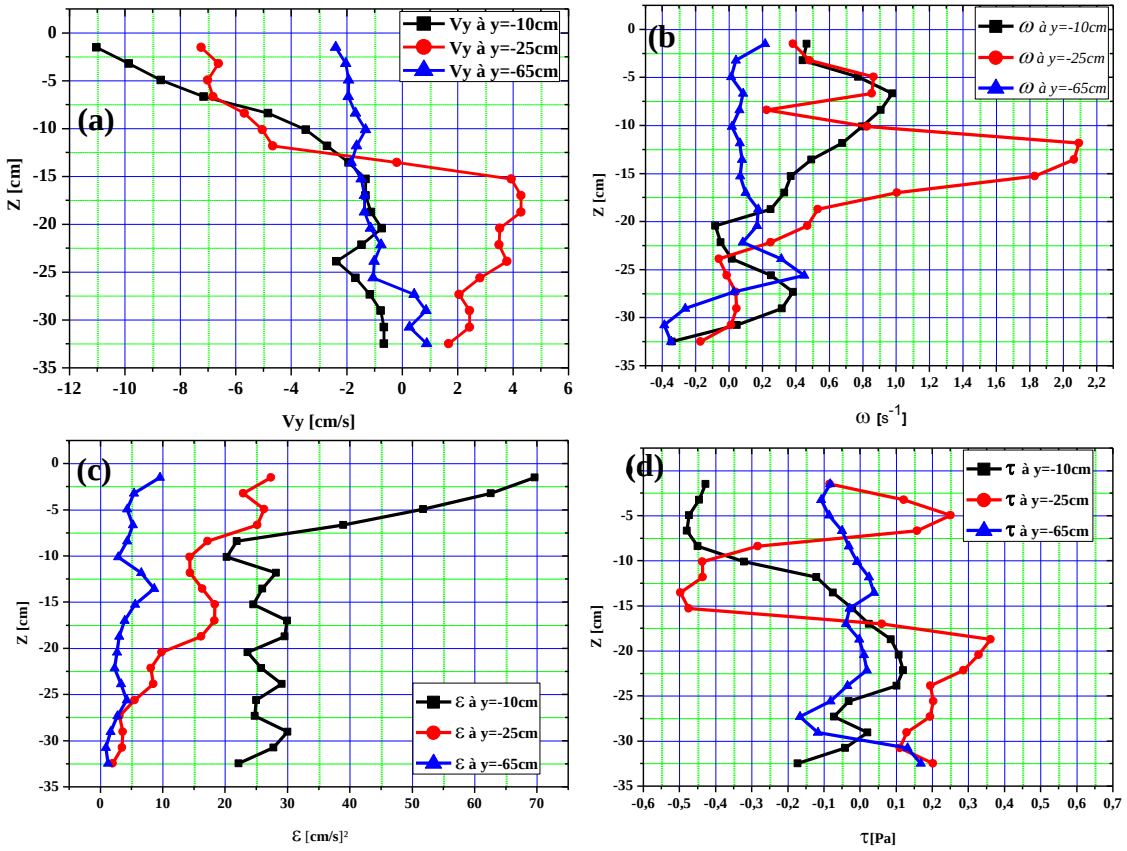


Figure IV.26 : Profils verticaux des paramètres d'écoulement : (a) : profils de vitesses v_y, (b) : profils de vorticités, (c) : profils de densités d'énergie, (d) : profils de taux de cisaillement.

La vitesse verticale du fluide induite par les bulles d'air crée un flux de cisaillement dans le panache de bulles. La turbulence induite par le cisaillement peut être supprimée par de petites bulles (près du fond) et intensifiée par les grandes bulles (près de la surface libre). La turbulence contribue à modifier la forme de la bulle et son mouvement. Les bulles d'air fines ont tendance à être transportées passivement dans les écoulements turbulents et rester dans l'eau de mer pour une période plus longue. En effet, le rapport (force de traînée)/flottabilité est plus important pour les petites bulles. En revanche, les grandes bulles montent à une vitesse plus élevée et arrivent rapidement à la surface libre pour éclater en fin de parcours grâce à une plus grande sensibilité aux forces de cisaillement.

Ces différences dans la vitesse relative entre les bulles d'air et le fluide caractérisent les propriétés des écoulements générés par les bulles d'air et la turbulence. Cette dernière est modifiée en raison de la traînée de bulles d'air.

c) **Profils verticaux des vitesses**

Afin de mieux appréhender le paramètre responsable de la variation de cisaillement et la vorticité, nous avons effectué une coupe verticale (a, b) sur le champ de vitesse (figure IV.27) pour tracer le profil vertical de vitesse.

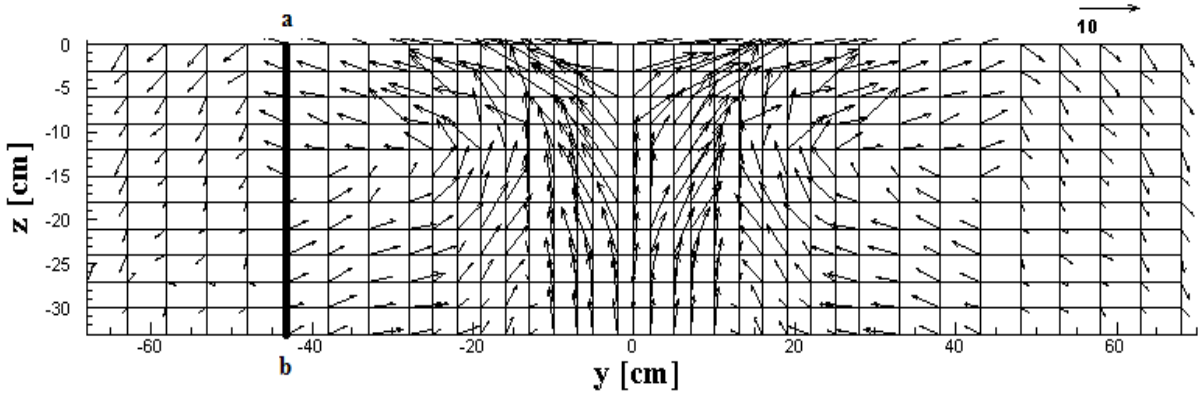


Figure IV.27: Position de la section (a-b) dans le champ de vitesse.

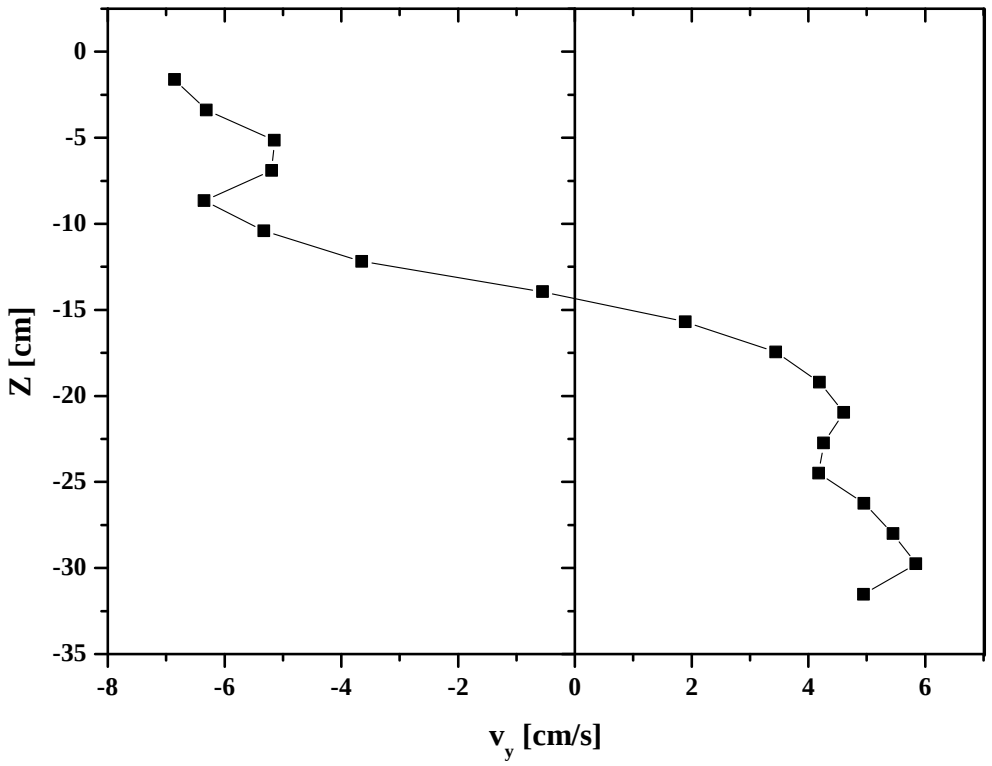


Figure IV.28: Profil vertical de la vitesse v_y de l'écoulement généré par les bulles d'air pour un $Q=1,2.10^{-3}$ m^3/s (section a-b).

Sur la figure IV.28, nous observons à une échelle spatiale suffisamment grande, le mouvement horizontal du fluide dans le canal. Ce mouvement tend à se répartir suivant des couches superposées conditionnées par le mouvement des bulles d'air. En comparant avec les profils de vitesse présentés précédemment dans les figures IV.25 et IV.26, l'évolution de l'orientation horizontale de la vitesse v_y est similaire. Cependant, les variations de la direction et de la vitesse du fluide sont de directions opposées : il peut en effet se produire en une région donnée (coupe a-b), un cisaillement exprimé en fonction du sens et l'amplitude des vitesses horizontales.

IV.8.5. **Analyse de l'influence du courant des surfaces généré par le rideau de bulles d'air sur le déferlement.**

Après l'étude des différents paramètres de l'écoulement, la question qui se pose est : Comment les bulles d'air et le courant généré par ces dernières peuvent influencer le déferlement? Cette investigation a pour objectif de quantifier le rôle de chaque élément (le nuage de bulles d'air et le courant) sur l'accélération du déferlement observé précédemment dans la figure IV.2.

Pour cela, nous avons effectué des expériences dans le canal à houle. Ce dernier a été équipé d'une pompe à eau à flux continu. La pompe est connectée avec un tuyau installé à 2 cm sous la surface libre (figure IV.29). Cette installation nous permet de générer un courant en surface que nous examinons par la suite. L'évolution qualitative de la vitesse de ce courant est représentée dans la figure IV. 29b.

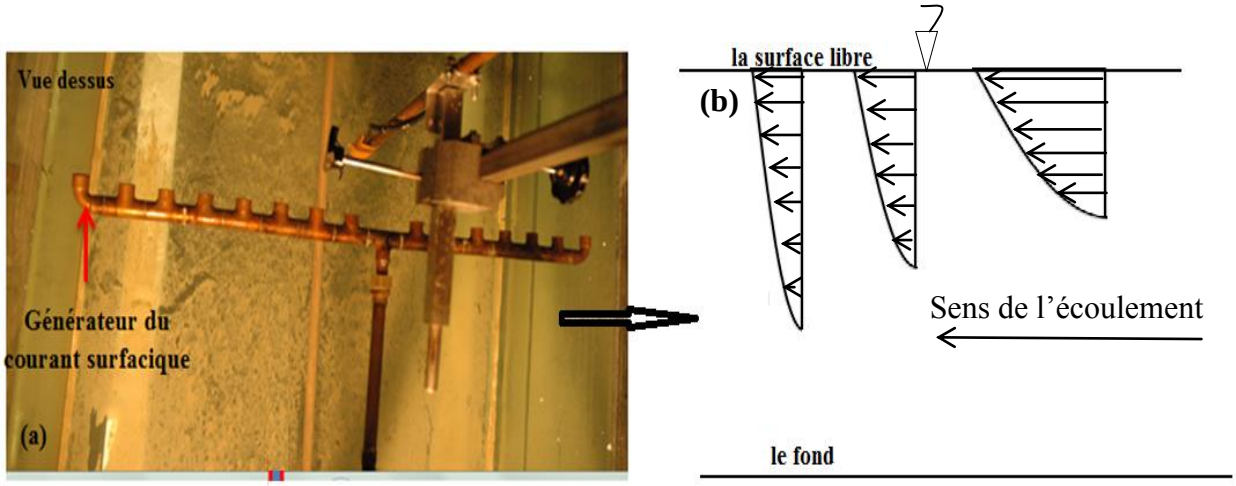


Figure IV.29: Système de génération d'un courant surfacique, (a) : vue dessus de générateur de courant, (b) : l'évolution qualitative de la vitesse du courant.

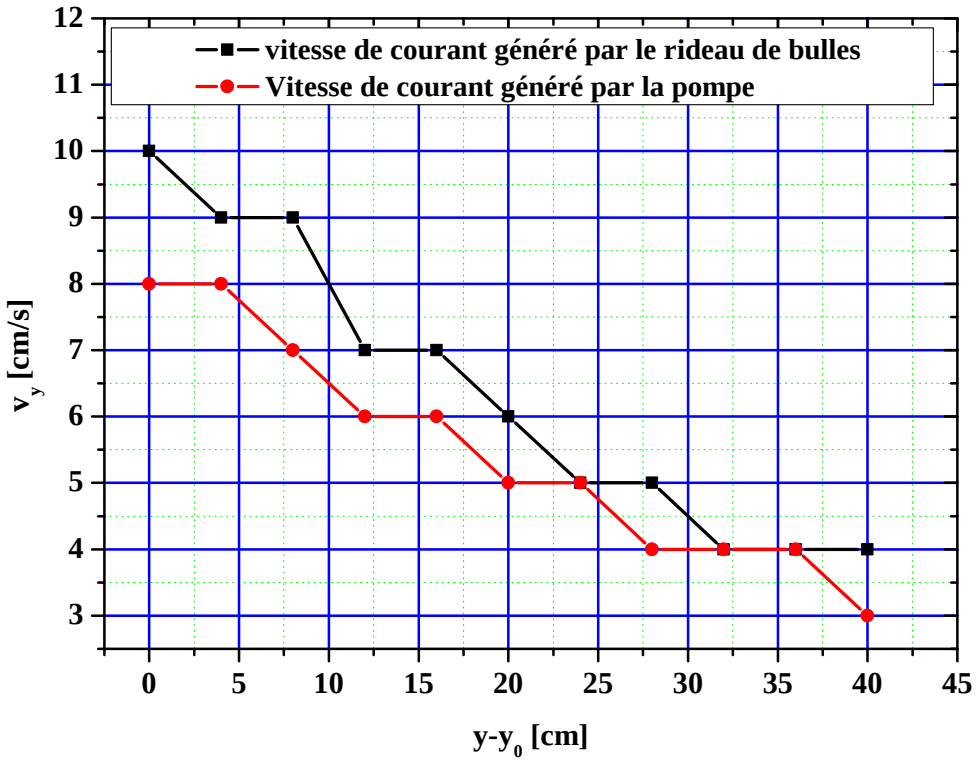


Figure IV.30: Comparaison entre les vitesses horizontales générées par la pompe et le rideau de bulles d'air.

La figure IV.30, montre une comparaison de la vitesse en surface de l'écoulement conditionnée par : 1) le rideau de bulles d'air avec un débit d'air $Q=1{,}2.10^{-3}m^3/s$, 2) un courant en surface généré par une pompe à eau. Cette gamme de vitesse est mesurée sur une distance horizontale de y=40 cm et y_0=11,7 m (y_0 : correspond l'axe vertical du générateur du courant ainsi que l'axe du rideau de bulles d'air).

Nous observons une évolution similaire. La vitesse maximum générée par la pompe est enregistrée sur l'origine de coordonnée horizontale qui correspond à l'axe du rideau de bulles d'air avec une valeur v_y=8 cm/s. Cette vitesse évolue d'une manière décroissante dans le sens inverse de la propagation de la vague jusqu'aux faibles valeurs d'environ v_y=3 cm/s. De même, la vitesse du courant conditionnée par le rideau de bulles d'air diminue de v_y =11 cm/s à v_y =4,2 cm/s. Sur cette gamme de vitesse, le point de déferlement accélère de 40 cm.

A partir de cette comparaison, nous pouvons examiner le courant généré par la pompe à eau pour déduire l'influence du courant conditionné par le rideau de bulles sur le déferlement des vagues. Nous pouvons également conclure l'influence de la présence du nuage de bulles d'air sur l'accélération du déferlement.

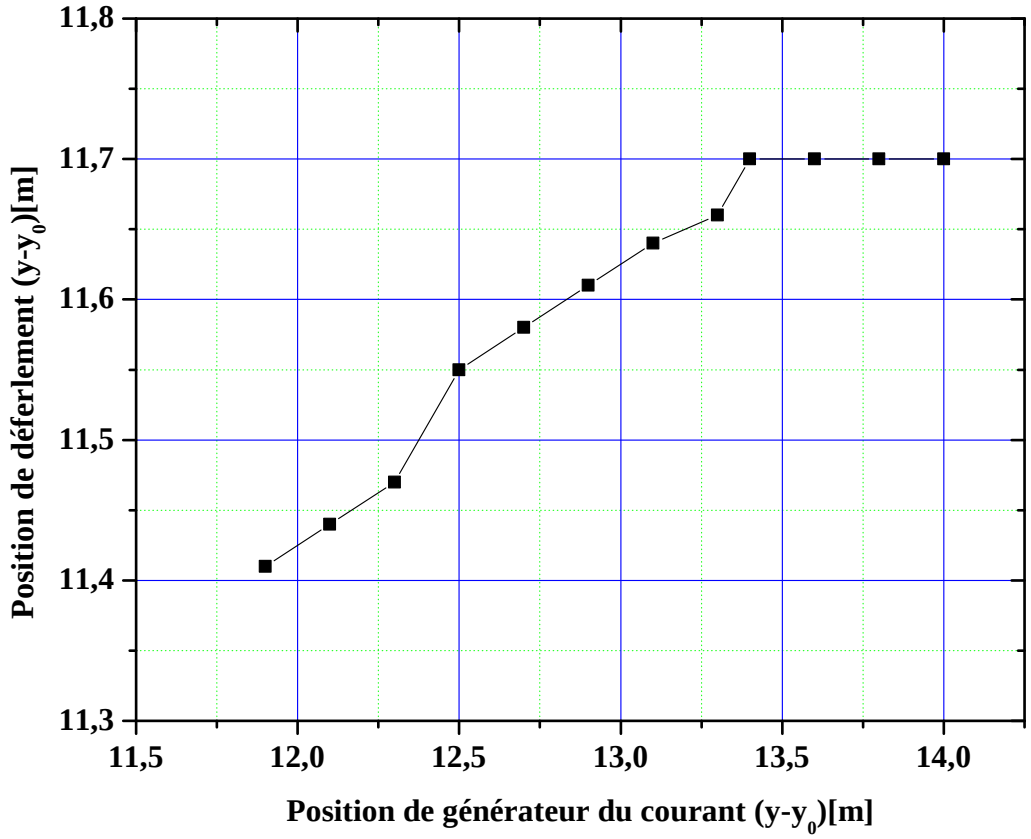


Figure IV.31 : Coordonnées de déferlement en fonction de position de générateur du courant.

A l'aide d'une caméra rapide de haute résolution avec une fréquence f=200 images/s, nous avons suivi la position du déferlement en fonction de la position du générateur du courant en surface (figure IV.31). Dans cette expérience, nous avons constaté que la position du point de déferlement de la vague est sensible au rideau de bulles d'air. Nous pouvons provoquer le

déplacement de la position du point de déferlement dans la direction du batteur pour accélérer le phénomène de déferlement en modifiant la position du générateur de courant.

Sur ce graphe, le déferlement est enregistré pour un déplacement d'environ 2,25 m du générateur de courant dans le sens de propagation de la vague. Ce déplacement correspond à une accélération du déferlement de l'ordre de 28 cm. À partir de cela, nous pouvons authentifier le flux généré par le rideau de bulles d'air en tant que facteur important dans le processus de l'interaction avec le déferlement.

La deuxième série d'expériences a pour objectif de connaitre comment la position du rideau de bulles d'air influence le déferlement des vagues.

Nous avons placé le rideau de bulles d'air à une distance y=13,5 m du batteur. Pour une profondeur d'eau Z=45 cm, nous avons généré des vagues focalisées à une fréquence *f*=0,75 Hz (kh≈ 1). Nous présentons les résultats sur la figure IV.32 pour deux débits différents (Q=1,2.10^{-3} m^3/s et Q=0,4.10^{-3} m^3/s).

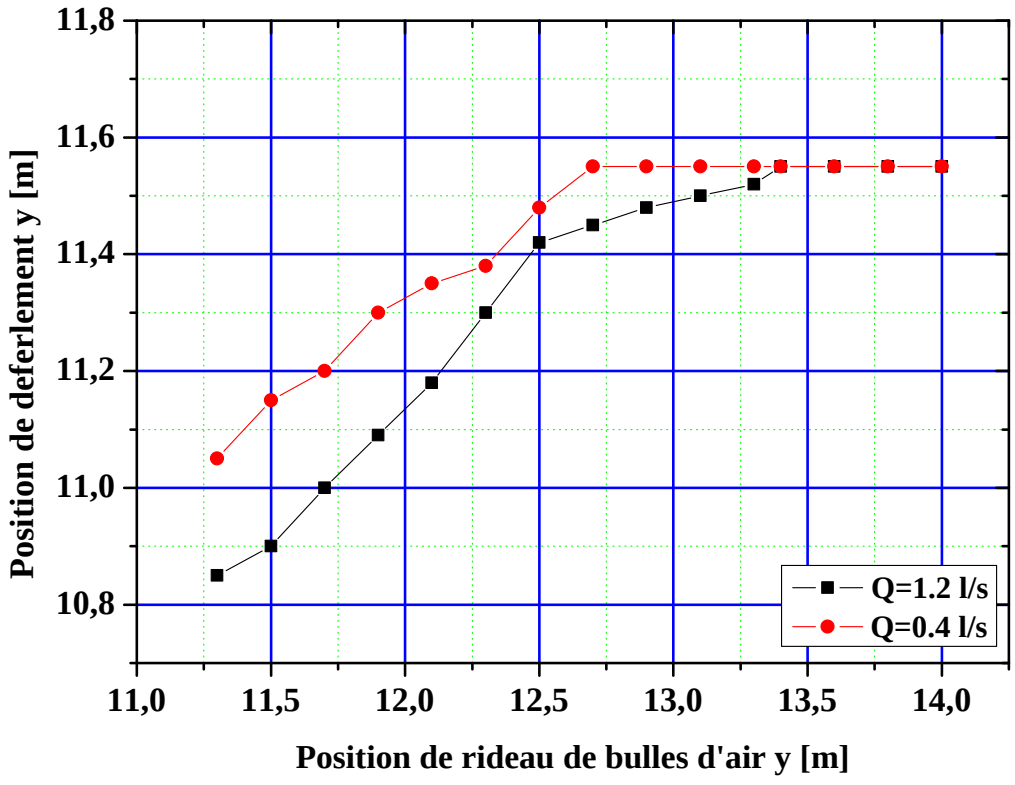


Figure IV.32 : Coordonnées du déferlement en fonction de la position du rideau de bulles d'air.

A l'aide d'une caméra rapide de haute résolution, nous avons suivi l'évolution spatiale de la surface libre. Ce suivi nous a permis de détecter le point de déferlement des vagues pour les différentes conditions imposées initialement. Sur la figure IV.32, nous remarquons que la position du rideau de bulles d'air peut jouer un rôle important dans le mécanisme d'interaction avec le déferlement. Pour un débit d'air $Q=1{,}2.10^{-3}$ m^3/s, une accélération du déferlement a été enregistrée de l'ordre de $y\text{-}y_0=75$ cm (y_0 : correspond la position du premier point du déferlement).

Or, pour un débit d'air $Q=0{,}4.10^{-3}$ m^{-3}/s, nous apercevons un déferlement renforcé par la présence des bulles d'air. Ce déferlement avance de $y\text{-}y_0=55$ cm, une accélération moins importante est observée en comparaison à celle enregistrée pour un débit plus fort de l'ordre de $Q=1{,}2.10^{-3}$ m^3/s. Ces remarques montrent que l'amplitude du débit d'air joue un rôle essentiel dans le processus de déferlement pendant l'interaction avec la vague.

De plus, nous constatons à partir des deux figures IV.31 et IV.32, que la présence d'un nuage de bulles d'air participe fortement à créer une zone turbulente près de la surface libre. Cette zone provoque un déferlement de même importance que celui provoqué par le courant généré par le rideau de bulles d'air.

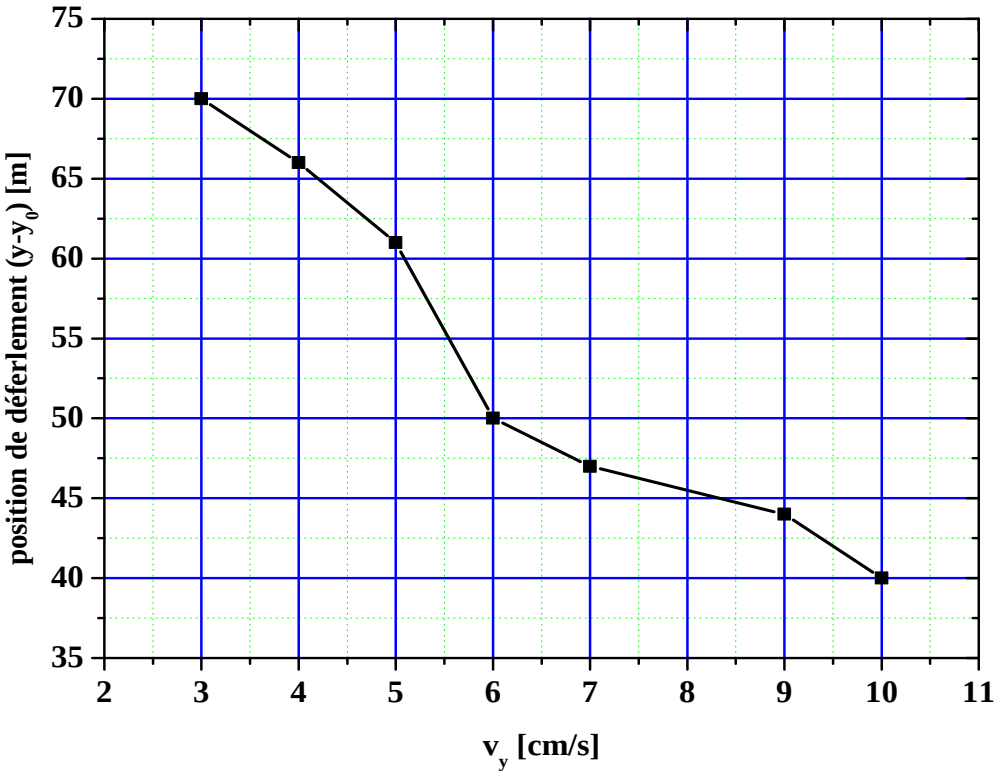


Figure IV.33 Position de déferlement en fonction de la vitesse du courant généré par le rideau de bulles d'air.

La figure IV.33, montre la dépendance entre la vitesse du courant généré par le rideau de bulles d'air et la position de déferlement y (y_0=13.5 m). Nous observons en présence du courant que le point du déferlement change significativement de position pour une petite gamme de vitesse entre v_y=3 cm/s et v_y =10 cm/s. Egalement, il est à noter que l'évolution du point de déferlement en fonction de la vitesse de courant suit qualitativement la même allure que l'évolution remarqué sur la figure IV.2.b.

IV.9. **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons examiné l'influence des bulles d'air sur le déferlement. Tout d'abord, nous avons suivi l'évolution spatiale de la surface libre pour quantifier l'accélération du phénomène de déferlement, ensuite nous avons mesuré la dissipation d'énergie du train d'ondes en présence des bulles d'air.

Nous avons trouvé qu'avec une faible quantité d'air, la position du déferlement change d'une manière significative dans le sens opposé de la propagation du train d'ondes. Nous avons montré aussi que le rideau de bulles d'air dissipe une faible quantité de l'énergie de la vague.

Nous avons effectué des mesures avec une sonde conductive pour suivre les parcours des bulles d'air et leurs profils de vitesses horizontales et verticales. Ceux-ci ont été étudiés dans une dynamique en l'absence de vague, nous avons constaté que la vitesse maximale des bulles d'air se trouve à une profondeur légèrement supérieure à la moitié de la hauteur d'eau.

Nous avons mené une étude statistique pour examiner la distribution spatiale des bulles d'air dans une colonne d'eau. La distribution chaotique des bulles d'air peut être expliquée par les interactions du déferlement et la surface libre en présence d'un mélange air/eau (rideau de bulles).

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons étudié la dynamique spatio-temporelle du flux généré par le rideau de bulles d'air.

Une étude hydrodynamique des paramètres d'écoulement a été détaillée pendant ces expériences. Nous avons examiné les processus responsables de l'accélération du déferlement des vagues, ainsi que l'analyse des mécanismes intervenant durant ce phénomène. Ces paramètres d'écoulement se représentent par les champs de vitesse (v_y, v_z), la vorticité ω, le cisaillement τ et la densité énergétique ε.

Nous avons terminé ce chapitre par l'analyse de l'influence de la position du rideau de bulles d'air sur la position du déferlement des vagues. Le mécanisme du déferlement provoqué par

le rideau de bulles d’air peut être conditionné par deux processus : d’une part, la densité du mélange air/eau traduit par la quantité de bulles d’air, et d’autre part, le changement de position du déferlement est également le résultat du courant de surface provoqué par le rideau de bulles d’air. Ce courant influence la dynamique des ondes superficielles et par conséquence le processus de déferlement des vagues.

Conclusions et perspectives

Conclusions et perspectives

La finalité de ce travail de recherche expérimental est l'amélioration des connaissances sur les processus physiques qui pilotent les effets de la génération de bulles d'air sur le déferlement. Ce travail s'est focalisé sur l'influence d'un rideau des bulles d'air sur le point de déferlement d'un train d'ondes solitaires et les résultats ont été comparés à ceux issus d'études antérieures (par exemple Zhang et al [2010], Chanson & Toombes [2002]). Un des aspects originaux de cette étude est l'analyse de l'influence d'un faible débit d'air sur le déferlement.

Une analyse approfondie des mécanismes physiques intervenants lors de la focalisation d'un train d'ondes dispersive en présence d'un courant a été effectuée. Cette étude a dévoilé deux principaux rôles du courant. D'une part, nous avons pu montrer que le courant peut modifier les caractéristiques du train d'ondes, modification dépendant étroitement de la vitesse du courant et de sa direction, ainsi que de la fréquence d'excitation. Pour une profondeur infinie, il y a une augmentation de la hauteur de la vague au point de focalisation de l'ordre de 80 %. Pour une profondeur intermédiaire, cette augmentation est d'environ
60 %. D'autre part nous avons constaté que le processus de focalisation est fortement sensible au sens du courant. La distance sur laquelle le train d'ondes se focalise augmente pour une propagation dans le sens du courant et diminue en contre-courant. Dans cette partie de l'étude, une comparaison a été réalisée avec un modèle numérique ; nous avons noté qu'en absence de déferlement, les simulations numériques sont en bonne concordance avec les résultats expérimentaux.

Pour une profondeur d'eau donnée, nous avons étudié l'influence d'un rideau de bulle d'air sur le déferlement conditionné par un train d'ondes. Nous avons démontré qu'avec un faible débit d'air injecté près du fond, la position du déferlement peut être modifiée d'une manière significative (ordre de grandeur de 50 cm). De plus, les bulles d'air associées à un train d'ondes modifient la position du point du déferlement de la vague qui lui succède (ordre de grandeur de 20 cm). Concernant l'énergie de la vague, le rideau de bulles d'air ne dissipe qu'un taux faible de cette énergie (ordre de grandeur de 10 %). La mesure des vitesses de

bulles a montré que les valeurs maximales sont atteintes à la mi-hauteur de la colonne d'eau avec une diminution progressive à l'approche de la surface libre.

Une étude de la distribution spatiale des bulles d'air dans la colonne d'eau a été obtenue par une méthode statistique. Cette distribution est chaotique. Les poches d'air sont fragmentées en beaucoup de bulles pluri-dimensionnées. Nous avons noté pour cette série d'expériences, une dépendance entre l'élévation et la taille des bulles d'air. En effet, la forme géométrique des bulles reste chaotique et donc imprévisible dans des conditions expérimentales invariantes. Cependant, du fait de la diminution de la pression vers le haut, la taille des bulles d'air s'accroît vers la surface libre où elles finissent par éclater.

Une étude hydrodynamique des paramètres d'écoulement air/eau a été établie. Au cours de cette campagne d'essais, nous avons analysé les processus qui provoquent l'accélération du déferlement de la vague, ainsi qu'une évolution brusquement variable des paramètres d'écoulement pendant l'interaction du déferlement avec le nuage de bulles d'air. Ces paramètres d'écoulement sont représentés par les champs de vitesse, la vorticité, le cisaillement et la densité énergétique.

Nous avons constaté que le rideau de bulles d'air généré au fond du canal provoque un courant surfacique très important.

La présente étude constitue en fait une approche partielle d'un problème complexe. Elle nous a ouvert de nouvelles perspectives et pistes de recherche.

Dans cette thèse, l'étude de l'influence du courant sur la dispersion des ondes a été réalisée avec un courant homogène. Il serait intéressant d'examiner les paramètres de l'écoulement avec un courant cisaillé ainsi qu'avec un écoulement tourbillonnaire.

Il serait intéressant d'étudier l'influence de la taille et de la vitesse des bulles d'air sur le déferlement.

Après le déferlement de la première vague, un nuage de bulles d'air apparaît, les bulles d'air peuvent alors accélérer le déferlement de la vague suivante et conduire encore à l'augmentation de la concentration de bulles, ceci reste à approfondir. Enfin, des zones localisées avec une forte concentration de bulles d'air et de turbulences intenses peuvent apparaître dans la couche supérieure de l'océan suite à des successions du déferlement des vagues. Une étude de ce phénomène in-situ ainsi qu'en laboratoire constitue une suite logique à la présente thèse.

Bibliographie

Abdulmouti H. (2011) " Surface flow generation mechanism induced by a bubble plume" Yanbu Journal of Engineering and Science V. 2, pp. 1658-5321.

Amol A K., Jyeshtharaj B. J. (2005) " Bubble Formation and Bubble fUse Velocity in Gas—Liquid Systems: A Review". Eng. Cher,,. Res. 2005, 44, 5873—5931

Andrej K. Bin A. (1993) " Gas entrainment by plunging liquid jets". Chemical Engineering Science V. 48, pp. 3585–3630.

Aubry, J. F., M. Tanter, J. Gerber, J. L. Thomas, and M. Fink, (2001) "Optimal focusing by spatio-temporal inverse filter. ii. experiments. application to focusing through absorbing and reverberating media". Journal of the Acoustical Society of America,V. 110, pp. 48–58.

Ashabul H., Shin I A. (2005) "A Quantitative Analysis of Energy Dissipation among Three Typical Air Entrainment Phenomena" Environmental Fluid Mechanics V.5, pp. 325-340.

Ashabul H. (2006) "Air entrainment by breaking waves: A theoretical study" Indian Journal of Marine Sciences. V. 35(1), pp. 17-23.

Baldock T. E., Swan C., Taylor P. H. (1996) "A laboratory study of nonlinear surface waves on water Phil". Trans. R. Soc. Lond. V.354, pp. 649- 676.

Barbot E., Seyssiecq I., Roche N., Marrot B. (2010) "Inhibition of activated sludge respiration by sodium azide addition: Effect on rheology and oxygen transfer" Chemical Engineering Journal V. 163, pp. 230–235.

Battjes J.A. (1974) " Surf similarity". Proc. 14th Coastal Eng. Conf., pp. 466-479.

Battjes J.A., Janssen, J.P., (1978) " Energy loss and setup due to breaking of random waves". Proc. 16th Int. Conf. Coastal Eng. ASCE, New York, pp. 569-588.

Bascom W.N. (1959) "The Relationship Between Sand Size and Beach Face Slope" American Geophysical Union Transactions, Vol. 32(6), pp. 866-874.

Benjamin T. B., Feir, J. E. (1967) " The disintegration of wave trains on deep water Part 1. Theory".J. Fluid Mech. V. 27, pp. 417–430.

Benjam S. W., Bengt F. (1998) "On the chance of freak waves at sea ".J. Fluid Mech. V.355, pp. 113-138.

Beynet J M., Bougis J. (2008) " Processus de développement d'un débarcadère auto protégé contre la houle par un brise-lames pneumatique ". Xèmes Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, pp. 687-698. Sophia Antipolis

Bialynicki-Birula I., Cirone M. A., Dahl J. P., Fedorov M., Schleich W. P. (2002) " In- and outbound spreading of a free-particle s-wave". , Phys. Rev. Lett. V. 89, pp. 060404.

Biesel S., Jeschke H., Birkholz., Heidrun S. (2003) " A procedural model for interactive animation of breaking ocean waves". WSCG V. 48, pp. 3585–3630.

Bonetto F., Lahey R.T. (1993) " an experimental study on air carry under due to a plunging liquid jet". Int. J. Multiphase flow V. 19, pp. 281–294.

Brattberg T., Chanson H. (1998) " Air entrapment and air bubble dispersion at two-dimensional plunging water jets". Chemical Engineering Science, V. 53(24), pp. 4113–4127.

Brun-Cottan J C. (1986) " Vertical transport of particles within the ocean " The role of air-sea exchange in geochemical cycling NATO ASI Series Volume 185, pp 83-111.

Bulson, P. S. (1962) " Bubble Breakwaters with Interm.itten~ Air Supply.Research Report 9-2, Military Eng. Experimental Establishment,Christchurch, Hampshire, England.

Bulson, P. S. (1962) " Large Scale Bubble Breakwater Experiments Research Report 9-3 Military Eng. Experimental Establishment,Christchurch, Hampshire, England.

Bunner, B., Tryggvason, G. (2002) " Dynamics of homogeneous bubbly flows Part 2. Velocity fluctuations". Journal of Fluid Mechanics V.466, pp. 53-84.

Byalko A V. (2011) " Laminar Bubble Chains: A Logarithmically Exact Solution " oklady Physics, Vol. 56, No. 2, pp. 82–88

Calini A., Schober C. (2002) " Homoclinic chaos increases the likelihood of rogue wave formation". Phys. Lett. A, V. 298, pp. 335–349.

Cartellier A. (1992) " Simultaneous Void Fraction Measurement, Bubble Velocity, and Size Estimate using a Single Optical Probe in Gas-Liquid Tow-Phase Flows." Rev. Sci. Instrum., V. 63, No. 11, pp.5442-5453

Chang F L., Li Z. (2001) " the Effect of Droplet Size Distribution on the Determination of Cloud Droplet Effective Radius, Eleventh ARM Science Team Meeting Proceedings". Eleventh ARM Science Team Meeting Proceedings, Atlanta, Georgia, March 19-23.

Chanson H. (1997) " Air Bubble Entrainment in Free-Surface Turbulent Shear Flows". London: Academic Press, 401p.

Chanson H. (1999) " The Hydraulics of Open Channel Flows: An Introduction". Oxford, UK: Butterworth-Heinemann, 512p.

Chanson H., Brattberg, T. (1996) " Air–water bubbly flow in free-shear layers". Proceedings of the 1996 ASME Fluids Engineering Conference, San Diego, U.S.A., ASME-FED V. 236(1), pp. 357–364.

Chanson H., Brattberg, T. (1998) " Air entrainment by twodimensional plunging jets: the impingement region and the verynear flow field". Proceedings of the. ASME Fluids Engineering Conference, FEDSM'98, Washington, DC, U.S.A., Paper FEDSM98-4806, 8p.

Chanson H., Cummings P.D. (1994) " Effects of plunging breakers on the gas contents in the oceans". Marine Technology Society Journal, V. 28(3), pp. 22–32.

Chanson H., LEE J.F. (1997) " Plunging jet characteristics of plunging breakers". Coastal Engineering, V. 31(1–4), pp. 125–141.

Chanson H., Manasseh R. (2003) " Air entrainment processes in a circular plunging jet. Void fraction and acoustic measurements". J. Fluids Eng. V.125, Issue 5, 910 (12 pages).

Chanson H., Toombes, L. (2002) "Experimental Study of Gas-Liquid Interfacial Properties in a Stepped Cascade Flow." Environmental Fluid Mechanics, V. 3, pp. 241-263.

Chanson H., Aoki S., Hoque A. (2006) " Bubble Entrainment and Dispersion in Plunging Jet Flows: Freshwater vs. Seawater." Journal of Coastal Research, V-3, pp-664–677.

Chanson H. (2008) "Métrologie des Ecoulements Cisaillés à Surface Libre en présence de Mélange Gaz-Liquide Congrès Francophone de Techniques Laser", CFTL, Futuroscope, pp. 16-19.

Chanson H., Brattberg T. (2000) "Experimental study of the airwater shear flow in a hydraulic jump". Intl. J. Multiphase Flow V. 26(4), pp. 583–607.

Chanson H, Carosi G. (2007). Turbulent time and length scale measurements in high-velocity open channel flows. Experiments in Fluids V. 42(3), pp. 385-401.

Chaumat H. (2004) " Caractérisation locale et globale d'une colonne à bulles en conditions industrielles". Thèse de l'INP Toulouse.

Chawla A., Kirby J. T. (2011) " Propagation of weakly non-linear, narrow-banded waves against strong currents", under consideration for publication in j. fluid.

Cheriet M. Said J N, Suen C Y. (1998) "A recursive thresholding technique for image segmentation". IEEE Transactions on Image Processing, V. 7, n.6.

Chin H. Wu., Aifeng Y., (2004) "Laboratory measurements of limiting freak waves on

currents, Journal of geophysical research, V. 109, C12002.

Chen G., Kharif C., Zalesky S., Lie J. (1999) "Two-dimentional Navier Stokes simulation of breaking wave", Phys. Fluid .V.11. pp. 121-133.

Christensen E D. (2006) "Large eddy simulation of spilling and plunging breakers". Coastal Engineering V. 53, Issues 5–6, pp. 463–485.

Clamond D , Grue J. (2002) " Interaction between envelope solitons as a model for freak wave formations. Part I": Long time interaction Comptes Rendus Mécanique V.330, pp575-580.

Cummings P.D., Chanson H. (1997) " Air entrainment in the developing flow region of plunging jets. Part1. Theoretical development". Journal of Fluids Engineering, Trans. ASME, 119(3), 597–602.

Cummings, P.D., Chanson, H. (1997) " Air entrainment in the developing flow region of plunging jets-part 2: experimental", J. Fluids Eng. 119, 603–608.

Damgaard E., Large C. (2006) " eddy simulation of spilling and plunging breakers ". Coastal Engineering V.53, Issues 5–6, pp. 463–485.

Dally W. R., Dean R. G., Dalrymple R. A. (1985) "Wave height variation across beaches of arbitrary profile". J. Geophys. Res. V. 90, pp. 11917- 11927.

Daviau J F., Majastre H. (2004) " divers aspects de l'exploitation de l'énergie des courants marins ". Journal of Seatech Week pp. 1-22.

Davies L.M (1999) "A comparison of Western and Eastern nuclear reactor pressure vessel steels". International Journal of Pressure Vessels and Piping V. 76, pp. 163–208.

Davidson, J. F. Schuler, B. O. G. (1960) "Bubble Formation at an Orifice in a Viscous and Liquid". Trans. of the Inst. of Chemical Eng. ,Vol. 38 ,.

Dyachenko A.I., Zakharov V.E. (2005) " Modulation Instability of Stokes Wave Freak Wave" Pis'ma v ZhETF, 81 (6), 318-322 JETP Letters, 81 (6), 255-259.

Dysthe K B. (2001) " Refraction of gravity waves by weak current gradients". J fluid Mech. V.442, pp157-159.

Dodonov V V., Andreata M A. (2003)."Shrinking quantum packets in one dimension", Physics Letters A 310, 101.

Duval M., Astruc D, Legendre D. (2004) " Modélisation du déferlement des vagues avec une méthode VOF sans reconstruction d'interface ".VIIIèmes Journées Nationales Génie Civil – Génie Côtier, Compiègne.

Ervin E. A. Tryggvason G. (1997) "The rise of bubbles in a vertical shear flow

"V. 119, no2, pp. 443-449.

Étymol L. et Hist M. (1818) " 1re attest de break-water; av. 1865 au fig. (Proudhon dans Guérin).

Evans, G.M., Jameson, G.J., Atkinson, B.W. (1992) " Prediction of the bubble size generated by a plunging liquid jet bubble colmn ". Chem. Eng. Sci. V. 47, pp. 3265–3272.

Forbes H., Laing M., Myatt J. (1979) " Fastnet race inquiry " royalyachting association. royalocean racing club.

Fuhrboter A. (1970) " Air entrainment and energy dissipation in breakers". Proc. ICCE 391–398.

Jeffreys H. (1925) " Evolution in the light of modern knowledge :a collective work". London [etc.] : Blackie and son limited.

Ge W, James T. Kirby T., Stephan T. Grill T, (1995) " A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves. Part 1. Highly nonlinear unsteady waves and ravishankar subramanya 2". J. Fluid Mech. V. 294, pp. 71-92.

Germain G., Maganga F., Gaurier B., Facq J V., Bacchetti T., Pinon G, Rivoalen E.,Etancelin J M. (2010) " vers une caractérisation réaliste des conditions de fonctionnement des hydroliennes". 12èmes journée de l'hydrodynamique, Nante.

Gibbs RH., Taylor P H. (2005) " Formation of walls of water in 'fully' nonlinear simulations'' Applied Ocean Research " V.27, pp. 142–157.

Gore R.A. and Crowe C.T. (1989) "Effect of particle size on modulating turbulent intensity". Int. J. Multiphase Flow, V.15, pp. 279-285.

Gorodetskaya N S. (2001) "Rayleigh–Lamb waves in a compound waveguide. Reflection from and transmission through the vertical interface between media with different impedances". Int. Appl. Mech., 37, V.6, pp798–804.

Grant B. Deane M. Dale S (1998) "Air Entrainment Processes and Bubble Size Distributions in the Surf Zone" Journal of Physical Oceanography. V. 294, pp. 71-92.

Guignard S., Marcer R., Rey V., Kharif C, Fraunié V P. (2001) " Solitary wave breaking on sloping beaches: 2-d two phase flow numerical simulation by slvof method. Eur". J. Mech. B, Fluids V.20, pp. 57–74.

Guinot F., Le Boulluec M., Rey V. (2008) " interaction houle-courant en bathymétrie variable via une approche de type Boussinesq". European Journal of Environmental and Civil Engineering V. 47, pp. 3265–3272.

Haberm.an, vv. L. and Morton, R. K. (1954) "An Experimental Study of Bubbles moving in

Liquids. Proc. ASCE, Vol. 80.

Hager, W.H., KRAMER, K. (2003) " Historical Development of Free-Surface Chute Aeration". Proc. 30th IAHR Biennial Congress, Thessaloniki, Greece Ed., V. E, pp. 389–396.

Han L., Yuan Y. (2007) " Bubble size distribution in surface wave breaking entraining process". Science in China Series D: Earth Sciences V.50 .no. 11pp.1754-1760.

Hara S., Ikai M. and Namie S. (1984) "Fundamental Study on an Air Bubble Type of Oil Boom",Trans. Ship-Making Society of Kansai-Japan, V. 194.

Henderson, K. L.,Peregrine D H., Dold J W. (1999) "Unsteady water wave modulations: Fully nonlinear solutions and comparison with the nonlinear Schrodinger equation", Wave Motion, V.29, pp341–361.

Hinata, S.; Kuga, O.; Kobayasi, K. (1977) " Diffusion of bubbles in two-phase flow. I - On the method for the measurement of the diffusivity of the bubble" JSME, Bulletin, vol. 20, Oct., p. 1299-1305. Research supported by the Ministry of Education of Japan.

Holthuijsen L.H., Herman a., Booij N. (2003) "Phase-decoupled refraction-diffraction for spectral wave models". Coastal Engineering, V. 49, pp. 291-305.

Holthuijsen, L. H., Tolman L. (1991) " Effects of the Gulf Stream on ocean waves". J. Phys. Oceanogr. V.96 (C7), pp. 12755–12771.

Hugo V. (1846) " Calque de l'angl. break-water " Actes et paroles, I, 145 dans Fr. mod., t. 13, p. 116 : De là l'invention du brise-lames du capitaine Taylor [non identifié]) à partir de la forme verbale de brise (briser*) et de lame.

Hwang P A, Hsu Y H L, Wu J (1990) " Air bubbles produced by breaking wind waves : a laboratory study. "J Phys Oceanogr, " V.20 pp19 - 28.

John D. Ditmar., Klas C. (1970) "analysis of air-bubble plumes". Proceedings of 14th Conference on Coastal Engineering, Copenhagen, Denmark.

Jones A, Warren T. (1972) " Air Barriers as Oil-Spill Containment Devices " Society of Petroleum Engineers Journal, V.12 (2), pp. 126-142.

Johannessen T. B., Swan C. (1997) " Nonlinear transient water waves—part I. A numerical method of computation with comparisons to 2-D laboratory data Appl". Ocean Res. V.19, pp.293-308.

Johannessen, T., Swan C. (2001) " A laboratory study of the focusing of transient and directionnaly spread surface water waves", Proc. R. Soc. Lond. V. 457, pp. 971-1006.

Johannessen T., Swan, C. (2003) " On the nonlinear dynamics of wave groups produced by the focusing of surface waves". Proc. R. Soc. Lond. A, 459, pp. 1021–1052.

Katsardi V., Swan C (2011) " The evolution of large non-breaking waves in intermediate and shallow water. I. Numerical calculations of uni-directional seas". Proc. R. Soc. A V.467 no. 2127 pp. 778-805.

Kharif C., Pelinovsky E. (2003) " Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon, Eur" J. Mech. B Fluids, V. 22, pp. 603– 634.

Kharif C., Pelinovsky E., Talipova T., Slunyaev A. (2001) " Focusing of nonlinear wave groups in deep water" JETP Lett., V.73, pp. 170– 175.

Kharif C, Giovanangeli J.P., Touboul J., Grare L. and and Pelinovsky E. (2008) "Influence of wind on extreme wave events: experimental and numerical approaches", J. Fluid Mech., V. 594, pp. 209–247.

Kim S., Fu X.Y., Wang X., Ishii M. (2000) "Development of the Miniaturized Four-Sensor Conductivity Probe and the Signal Processing Scheme." Intl Jl of Heat and Mass Transfer, V. 43, pp. 4101-4118.

Kimmoun O., Branger H. (2007) "A particle image velocimetry investigation on laboratory surf-zone breaking waves over a sloping beach." Journal of Fluid Mechanics, V.588, pp. 353-397.

Kimmoun O., Ratouis A., Brosset L (2012) " Influence of a bubble curtain on the impact of waves on a vertical wall". The International Society of Offshore and Polar Engineers (ISOPE).

Kobus H. E. (1968) "Analysis of the Flow Induced by Air-Bubble Systems". Coastal Eng. Conf., London, V. 2, p. 1016.

Kucukali S., Chanson H. (2008) "Turbulence measurements in the bubbly flow region of hydraulic jumps" Experimental Thermal and Fluid Science V. 33 issue 1 p. 41-53.

Kulkarni A A., Joshi J B. (2005) " Bubble Formation and Bubble Rise Velocity in Gas-Liquid Systems: A Review ". Ind. Eng. Chem. Res. V. 44, pp. 5873-5931.

Lance M. Bataille J. (1991) "Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air–water flow". Journal of Fluid Mechanics. V. 222, pp 95-118.

Laurie A. H. (1956) "The German Experiments on Pneumatic Break waters." The Dock and Harbour Authority, No. 416, V.36, pp. 61-64.

Lavrenov I.V. (1998) " Mathematical modelling of wind waves in a spatially-non-uniform ocean". St. Petersburg, “Gidrometeoizdat” Publisher.

Lee, S. L. and Ernm.ons, H. W. (1961) " Study of Natural Convection Above a Line Fire ", J. Fluid Mech., Vol. 11.

Lee Y. G., Heo J. K. (2005) " Simulating nonlinear waves on the free surface in surf zones with two- dimensional sloping beach". Ocean Eng. V.35, pp. 57–84.

Lighthill, M. (1965) " Contributions to the theory of waves in nonlinear dispersive systems". J. Inst. Math. Appl., V.1, pp269–306.

Longuet-Higgins, M. S. (1978) " The instabilities of gravity waves of finite amplitude in deep water". Proc. R. Soc. Lond. A360, pp. 471–488.

Lorenz g., Straub c., Bowers E., Zal s. (1959) " experimental studies of pneumatic and hydraulic breakwaters". Minneapolis. Minnesota.

Lubin P., Vincent a, Stéphane A b, Caltagirone J P (2006) "Three-dimensional Large Eddy Simulation of air entrainment under plunging breaking waves " Coastal Engineering V.53 pp631–655.

Lubin P., Glockner S., Kimmoun O, Branger H. (2006) " Numerical study of the hydrodynamics of regular waves breaking over a sloping beach." European Journal of Mechanics B/Fluids 01.001.

Ma Y., Dong G., Perlin M., Ma X., Wang1 GXu G. (2010) "Laboratory observations of wave evolution, modulation and blocking due to spatially varying opposing currents ".J. Fluid Mech. (2010), V. 661, pp. 108–129.

Madsen P.A., Bingham H.B., Liu H. (2002) " A new Boussinesq method for fully nonlinear waves from shallow to deep water". Journal of Fluid Mechanics, Vol 462, pp1-30.

Maissa P., Rousseaux G., Stepanyants Y. (2013) " Inuence of shear-flow vorticity on wave-current interaction. Part 1: Surface gravity waves without surface tension effect. physics.flu-dyn arXiv:1310.3811v1.

Mandhane J M., Gregory G A., Aziz K. (1974) "A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes", Int. J. Multiphase Flow, V.1, p. 537–551.

Massel S R. (1996) " Ocean surface waves: their physics and prediction" . World Scientific Publications, 491.

Massel S.-R. (1983). " Harmonic generation by waves propagating over a submerged plate". Coastal Engineering 7, pp 357-380.

Magne R., Rey V. Ardhuin F. (2005) " Measurement of wave scattering by topography in

presence of current", Phys. Fluids, V. 17, pp. 126-601.

Merkoune D., Abcha N., Mouaze D, Ezersky A (2013) " air bubbles influence on wave breaking: an experimental study." Coastal Dynamics pp1173- 1182.

Merkoune D., Ezersky A., N. Abcha, Amine F., and Mouaze D.2011, " influence of artificially generated air bubbles on a wave breaking". Journal of Physics: Conf. Ser Volume 318 Section 9.

Merkoune D., Touboul J., Abcha N., Mouazé D., Ezersky A (2013) " Focusing wave group on a current of finite depth " Nat. Hazards Earth Syst V. 13, pp.2941–2949.

Merkoune D., Touboul J, Abcha N., Mouaze D, Ezersky A. (2012)'' Interaction houle focalisée-courant dans une profondeur finie'' DOI:10.5150/jngcgc. 011-M © Editions Paralia CFL.

McCowan, J (1894). "On the Highest Wave of Permanent type," Phil Mag J Sci, Vol 38, pp.351-358

Miche R. (1944) " Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante". Annales des Ponts et Chaussées.

Mitsuyasu H., Tasai F., Suhara T., Mizuno S., Honda M. (1975) " Observation of the directional spectrum of ocean wave using a clover leaf buoy ". Journal of Physical Oceanography, V. 5, p. 750–760.

Molin B. (2002) " Hydrodynamique des structures offshore". Editions Technip.

Morton, B. R. ,Taylor, G. I., Turner, J.S. (1956) "Turbulent Gravitational Convection from. Maintained and Instantaneous Sources", Proc. Roy. Soc., Vol. A236.

Mudde R.F., Saito T. (2001) "Hydrodynamical similarities between bubble column and bubbly pipe flow", J. Fluid Mech. V.437, pp203–228.

Mudge T. and Polonichko V. (2003) " Comparing acoustic Doppler velocimeter current and wave measurements" European Geophysical Society V. 5, pp. 8183.

Mukherjee A., Satish G. K. (2006) " Numerical study of single bubbles with dynamic contact angle during nucleate pool boiling " International Journal of Heat and Mass Transfer V. 50 pp. 127–138.

Muller A. and Studerus X. (1979). " Secondary flow in an open channel". Proc of 18th IAHR Congress, Cagliari, V.3, pp19-24.

Murzyn F., Chanson H (2009) "Numerical Non intrusive measurement technique for dynamic free surface characteristics in hydraulic jumps ". Numerical proceeding of: 33rd IAHR Congress, Water Engineering for a Sustainable Environment, At Vancouver (Canada).

Ning D., Zang J., Liu S., Taylor E., Teng B. and Taylor H. (2009) "Free-surface evolution and wave kinematics for nonlinear uni-directional focused wave groups". Ocean Engineering, 36 (15-16), pp. 1226-1243.

Osborne A., Onorato M., Serio, M. (2002) " The nonlinear dynamics of rogue waves and holes in deep-water gravity wave train". Phys. Rev. V.275, pp386–393.

Otsu. N. (1978) "A threshold selection method from grey-level histograms" . IEEE Trans. Syst Man. Cybern., vol.SMC-8.

Pelinovsky E. (1999) " Hydrodynamics of tsunami waves". Applied Physics Institute Press. Nizhny Novgorod.

Pelinovsky E., Talipova T., Kharif C. (2000) " Nonlinear dispersive mechanismof the freak wave formation in shallow water". Physica D., V.147, pp83–94.

Peregrine D.H. (1976) " Interaction of water waves and currents". Advanced Applied Mech. V. 16, pp. 9-117.

Perret G., Poupardina A., Brossard J. (2009) " Dynamique tourbillonnaire dans un champ de houle". 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille.

Pierson, W Jr., Moskowitz, L A. (1964) " Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S. A. Kitaigorodskii". Journal of Geophysical Research, V. 69, pp.5181-5190.

Porubov A V., Tsuji H., Lavrenov I V., Oikawa M. (2005) "Formation of the rogue wave due to nonlinear two-dimensional waves interaction". Wave Motion, Vol. 42, pp. 202–210.

Qin C a., Per A. Madsen a., Hemming A., Schtiffer T., David R., Basco b. (1998) " Wave-current interaction based on an enhanced Boussinesq approach" Coastal Engineering V.33, pp. l-39.

Quillan MC, Whalley K.W (1985) " Flow patterns in vertical two- phase flow". International Journal of Multiphase Flow, V.11, pp. 161-175.

Rapp R. J., Melville W. K. (1990) " Laboratory Measurements of Deep-Water Breaking Waves" . Journal: Philosophical Transactions of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences , V.1622, pp. 735-800.

Rey V., Guinot F., LE Boulluec M. (2007). " Wave-current interaction IN finite water depth : effects on the kinematics Hydrodynamique et Océanométéo" . Ifremer, Centre de Brest, BP 70.

Rey V., Capobianco R., Dulou C. (2002) " Wave scattering by a submerged plate in presence of a steady uniform current" Coastal Engineering, V.47, pp27-34.

Rey V., Certain R., Drevard D., Meuret A., Piazzola J. (2006) " Mesures de houles partiellement stationnaires en zones côtière et littorale " Mécanique et Industries, V.7, pp 201-207.

Resch F.J., Leutheusser H.J. (1972) " Le ressaut hydraulique: Mesure de turbulence dans la région diphasique". La Houille Blanche, V.27(4), pp. 279–293 [in French].

Roumy R. (1969) " Structure des écoulements diphasiques eau-air. Étude de la fraction de vide moyenne et des rations d'écoulement". CEA-R3892.

Rouse, H.,Yih, C. S., Hum.phreys, H. W. (1952) " Gravitation Convection from. a Boundary Source", Tellus, Vol. 4.

Russell J S. (1844) "Report on Waves" Report of the fourteenth meeting of the British Association for the Advancement of Science, York, , pp 311-390, Plates XLVII-LVII.

Sarpkaya T. (1986) "Force on a circular cylinder in viscous oscillatory flow at low Keulegan–Carpenter numbers". Journal of Fluid Mechanics V.165 pp61–71.

Schaffer H.A., Madsen P.A., Deigaard, R. (1993) " A Boussinesq model for waves breaking I shallow water". Coastal Engineering 20, 185–202.

Sjoberg, A. (1967) " Stromningshastigheter kring luft-bubbelrida tathetshom.ogent och stillastaende vatten. " (In Swedish), Chalmers Institute of Technology, Hydraulics Division.
Report No. 39.

Sheng Y Y., Irons G. A. (1992) "Measurements of the Internal Structure of Gas-Liquid Plumes", Metallurgical Trans., Vol. 23-B, pp. 779-788.

Slunyaev A., Kharif C., Pelinovsky E., Talipova T. (2002) " Nonlinear wave focusing on water of finite depth". Physica D., V.173, pp77–96.

Smith R. (1976) " Giant waves". Journal of Fluid Mechanics V.77(3) pp 417–431

Soares-Frazao S., Guinot V. (2009) " A second-order semi-implicit hybrid scheme for one-dimensional Boussinesq-type waves in rectangular channels". International journal for numerical methods in fluids issn 0271-2091

Stewart R. H., Joy J. W. (1974) "HF radio measurements of surface current", Deep Sea Res.,21, pp 1039-1049.

Svendsen I. A. (1984) " Wave heights and set- up in surf zone". Coastal Eng., V.8, pp. 303-329.

Swan C, P. Cummins., James R.I. (2001) " an experimental study of two-dimensional surface water waves propagating on depth-varying currents. Part1. Regular waves "J. Fluid Mech. V.428, pp. 273-304.

Taylor G. I. (1955) "The Action of a Surface Current Used as a Breakwater", Proc. Roy. Soc. A231, pp. 466-478.

Teles D., Peregrine A F., (1988) "Steep, steady surface waves on water of finite depth with constant vorticity". J. Fluid Mech., V.195,pp. 281-302.

Thomas G. P., Klopman G (1997) " Wave-current interactions in the nearshore region, in Gravity Waves in Water of Finite Depth". J. N. Hunt, pp. 215– 319, Comput. Mech., Billerica, Mass.

Thomas G.P. (1990) " Wave-current interactions: an experimental and numerical study. Part 2. Nonlinear waves" . Journal of Fluid Mechanics, V.216, pp. 505-536.

Thomas G.P. (1981): Wave-current interactions: An experimental and numerical study. Part 1. Linear Waves. J. Fluid Mech., V.110, pp. 457-474.

Tian, Z., Perlin M., Choi, W. (2010) "Energy dissipation in two-dimensional unsteady plunging 29 breakers and eddy viscosity model". J.Fluid Mech. 655, pp. 217-257.

Tomiyama A., Uegomori S., Minagawa H., Fukuda T. and Sakaguchi T. (1994) "Numerical Analysis of Bubble-Induced Natural Circulation based on Multidimensional Two-Fluid Model", Trans. JSME (Japan. Soc. Mech. Eng.). V.60, pp.3987-3993.

Touboul J , Pelinovsky E., Kharif C (2007) "Nonlinear Focusing Wave Group on Current" Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers V.19, No. 3. pp. 222-227.

Towell G. D., Strand C. (1965) "Mixing and Mass Transfer in Large Diameter Bubble Columns". A.I.Ch.E.-A.Chem.E. Symposium Series No. 10, pp. 10:97-10:105.

Tsai C. P., Chen H. B., Hwung H. H., Huang, M. J. (2005) " Examination of empirical formulas for wave shoaling and breaking on steep slopes". Ocean Eng. V.32, pp. 469–483.

Volobueva T. V., StorozheV I. (2001) " Propagation, dispersion, and localization of elastic waves in low symmetric anisotropic waveguides " .Int. Appl. Mech., V.37, No. 7, 958–965.

Vassilev A., Hamda B., El-Hajem M., Valéry B. (2007) " Experimental and numerical investigation of an air pocket immersed and immobilized in a horizontal water duct flow" International Journal of Heat and Fluid Flow V.28, pp. 673-682.

Vellekoop I., Lagendijk A., Mosk A. (2010) " Ex-ploiting disorder for perfect focusing".

Nature Photon-ics, V.4, pp. 320–322.

Wang Z. Q., Cheng N. S. (2005). " Secondary flows over artificial bed strips". Advances in Water resources, V.28(5), pp.441-450.

Watanabe Y., Hiroshi S. Roger J H. (2005) " Three-dimensional vortex structures under breaking waves". J. Fluid. Mec., V.545, pp. 291-328.

Weggel J. R. (1972) " Maximum breaker height for design". Proc. 13th ICCE , pp. 419–432.

Whitham, G. B. (1962) " Mass. momentum and energy flux in water waves". J. Fluid Mech. V.12, pp. 135-147.

Wichterle K., Smutna K., Vecer M. (2009) " Shape and rising velocity of bubbles ". 36 International Conference of SSCHE Slovikia V-90, Pp-12

Woods L. (1826) " Franklin, Benjamin, 1706-1790 ". New York Public Library.

Wood I. R. (1984). "Air Entrainment in High Speed Flows. ". Proc. Intl. Symp. on Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures, IAHR, Esslingen, Germany.

Wood I. R. (1991). "Air Entrainment in Free-Surface Flows. ". IAHR Hydraulic Structures Design Manual No. 4, Hydraulic Design Considerations, Balkema Publ., Rotterdam, The Netherlands, 149 pages.

Wu C. H., Nep F. (2002) " Breaking criteria and energy losses for three-dimensional wave breaking ", J. Geophys. Res., 107(C10), 3177, doi:10.1029/2001JC001077.

Yao A., Wu C. H. (2004) "Energy dissipation of unsteady wave breaking on currents", J. Phys. Oceanogr., V.34, pp. 2288-2304.

Yasuda T., Mutsuda H., Mizutani N. (1997) " Kinetics of overturning solitary waves and their relations to breaker types". Coastal Eng., 29, 317-346.

Yoshikawa H N., Mathis C., Maissa P., Rousseaux G. (2011) " spiral pattern formation in a simple two-phase flow system" world scientific, publishing CO. Pte. Ltd.

YU Y. (2000) "Random wave theories and engineering applications" [M]. Dalian: Dalian University of Technology Press, (in Chinese).

Yukiharu H., Masayuki T. (1995) "Detection of Nonlinear Waves and their Contribution to Ocean Wave Spectra Part I: Theoretical Consideration" Journal of Oceanography Vol. 51, pp. 385-406.

Zakharov V. (1966) " Instability of waves inf nonlinear dispersive media". J. Exp. Theor. Phys., V.51, pp. 1107–1114.

Zakharov V. (1968) " Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of deep water", J. Appl. Mech. Tech. Phys., V.9, pp. 190–194.

Zhang C., Wang Y., Yu L. (2010) "Wave dissipating performance of air bubble breakwaters with different layouts" journal of hydrodynamics 22(5):671.680 random waves. Proc. 16th Coastal Eng. Conf., pp. 569-87.

Zheng Y.H., Shen Y.M,. Wub X.G., You G. (2004) " Determination of wave energy dissipation factor and numerical simulation of wave height in the surf zone", Ocean Engineering v31, pp. 1083–1092.

Liste des figures

Figure I.1 : Exemples de régimes en écoulements diphasiques air/eau verticaux co-courants:(a) : Bulles séparées; (b) : Lit dense de bulles; (c) : Poches; (d) : Churn; (e) : Annulaire (Roumy [1969]). 38

Figure I.2 : Régimes d'écoulement a : écoulement horizontal liquide/gaz. Mandhane et al [1974], b : écoulement verticale liquide/gaz Quillan et al [1985] 39

Figure I.3 : Coefficient de transmission c_{tm} en fonction du débit d'air du nuage (Zhang [2010]). 43

Figure I.4 : Les bulles d'air entrainées et détraînées à travers la surface libre dans une circulation verticale de jets plongeant (Ashabul [2005]). 45

Figure I.5 : Distribution typique verticale de la densité (A), de la pression statistique (B) en fonction des paramètres adimensionnels liés à la profondeur et la fraction de vide (Ashabul [2006]). 46

Figure I.6 : Distribution de la fraction de vide en fonction d'un facteur adimensionnelle Fr1/V1, a) l'eau douce, b) l'eau de mer, c) l'eau saumâtre (*Chanson [2006]).* 47

Figure I.7 : A : Distribution de la taille des bulles mesurées simultanément dans le domaine à quatre profondeurs différentes (Han [2007]), B : Calcul de spectre de taille moyenne de bulles avec différentes fractions de vide β (Hawang [1990]). 48

Figure I.8 : Représentation qualitative du profil de vitesse au sein de rideau des bulles (Lorenz et al [1959]) 49

Figure I.9 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour des profils de vitesses d'écoulement moyen à la surface libre (Abdulmouti [2011]). 50

Figure I.10 : Champs de vitesses moyennes dans une colonne d'eau (Abdulmouti [2011]). .. 51

Figure I.11 : A : Champs de vitesses en fonction des tailles de pores, B : Profils de vitesses verticales (Kimmoun et al [2012]). 52

Figure I.12 : Caractéristiques d'une onde propagative, L ou λ, la longueur d'onde, T la période, H est la hauteur, D la profondeur, A est l'amplitude. 17

Figure I.13 : Enveloppe de surface de l'eau de 28 à 32 s. Déversement lent estimé par la formulation de Smagorinsky (Christensen [2006]) ; dimension en m. 21

Figure I.14 : L'allure de la densité spectrale d'une vague, Molin [2002]. 22

Figure I.15 : Dissipation de l'énergie cinétique pour deux types de déferlement; glissant lent (carré); déferlement plongeant (rectangle), Rapp & Melville [1990]. 23

Figure I.16 : Evolution non linéaire spatio-temporelle de la surface libre 28

Figure I.17 : Evolution d'un train d'ondes unidirectionnelle dans une profondeur d'eau intermédiaire (Katsardi et al [2011]). 29

Figure I.18 : L'évolution de la formation des ondes focalisées dans l'espace et au cours de temps (Baldock et al [1996]). 30

Figure I.19 :a) variation de la position du point de focalisation en fonction de la vitesse du courant. b) : variations de l'amplitude de point de focalisation en fonction de la vitesse du courant (Touboul et al [2007]). 33

Figure I.20 : Champ de vitesse et champ de vorticité moyenné sur 20 périodes à différentes phases, φ_0 (a),Φ_0 +7/15 T (b). Perret et al [2009]. ..... **Erreur ! Signet non défini.**

Figure I.21 : Ecoulements secondaires au-dessus d'un fond avec contraste de rugosité : (a) mesures de Muller & al [1979], (b) mesures de Wang & Cheng [2005]. 36

Figure II.1 : Plan du canal à houle/courant et du générateur de vagues. a) Vue de côté du canal à houle. b) Vue de côté du batteur à houle de type piston vertical (Edinburgh Designs Ltd). c) Décomposition du mouvement du batteur à houle, ente les positions de recul et d'avancée maximum. Dessin : S. Haquin. 56

Figure II.2 : Pompe hélice 57

Figure II.3 : La structure de nid-d'abeilles 58

Figure II.4 : plan du canal à houle avec un zoom sur la position du rideau de bulles situé entre deux sondes de surface libre (la cotation est en m). Dessin : S. Haquin. 59

Figure II.5:(a) schéma du rideau de bulles avec une cote en mm ; (b) photo du rideau de bulle prise pendant les expériences 60

Figure II.6: (a) sondes résistives, (b) moniteur de houle (amplificateur). 61

Figure II.7: a) : Signal de surface libre deux sondes T=6.5s. (b) : La densité spectrale de l'énergie pour ces deux enregistrements (distance de 7 m entre les deux sondes). 65

Figure II.8 : Rapport énergétique entre les deux sondes S1 et S2 pour différentes amplitudes initiales avec une fréquence de pulsation f= 0,75 Hz..... 66

Figure II.9 : Caméra numérique rapide fr_{max}=208 images/s, résolution 640x480 et la taille de cellule est de 7,4 μm..... 67

Figure II.10 : Photos représentant le processus de déferlement 68

Figure II.11 : (a) : profil de l'évolution de l'intensité lumineuse correspondant au trait de l'image (b), (c) : Histogramme statistique correspondant à l'image (b). 69

Figure II.12 : Exemple d'une séquence d'images traitées avec la méthode de seuillage sous Matlab 70

Figure II.13 : Exemple de binarisation d'une image d'un champ de bulles en canal à houle. 71

Figure II.14 : Distibultion de bulles dans une gamme de hauteur définie, h1$\in z[5cm, 25cm]$et h1$\in z[25cm, 45cm]$..... 72

Figure II.15: Photo de la sonde conductive à double pointe : $\Delta = 3\ mm$ et $\emptyset = 1\ mm$. 73

Figure II.16 : Schéma d'une sonde conductive à double pic, fabriquée au laboratoire M2C avec $\Delta x = 1mm,\ \Delta z = mm$..... 75

Figure II.17 : Exemple de traitement de signal pour éliminer les hautes fréquences. (a) : signal filtré à l'aide de logiciel Matlab. (b) : signal brut enregistré à la sortie de la sonde..... 78

Figure II.18 : Exemple des signaux traités par Matlab. (a) : deux signaux correspondent le double pic des sondes conductives, (b) un exemple de CCF entre les deux signaux. 79

Figure II.19 : Photo de l'ADV immergé à 20 cm sous la surface libre..... 80

Figure II.20 : Tête de capteur ADV composée d'un émetteur et de trois récepteurs acoustiques. 81

Figure II.21 : Zone de mesure et discrétisation des points de mesure. 83

Figure II.22 : Signal brut des composantes de la vitesse $(vy(t), vz(t))$. mesurée par l'ADV. 83

Figure II.23 : Cartographie du champ de vitesse pour un débit d'air Q=1.2.10^{-3} m^3/s. 84

Figure II.24 : (a) la chaine d'acquisition par UDV, (b) le DOP 1000 version 5.23. 85

Figure II.25 : Exemple de profils de vitesses verticaux mesurés par l'UDV. 87

Figure II.26 : Dispositif expérimental de l'UDV. 87

Figure III.1 : Evolution de la surface libre sans courant avec f=0,75 Hz à différentes positions le long du canal. 92

Figure III.2 : Evolution de la surface libre avec un courant inverse à la génération des houles courant avec f=0,75 Hz dans différentes positions le long du canal. 93

Figure III.3 : Evolution de la surface libre avec un courant dans le sens des ondes avec f=0,75 Hz à différentes positions le long du canal. 93

Figure III.4 : Evolution du flux énergétique en présence d'un courant pour les deux sens d'écoulement. 94

Figure III.5 : Profils de vitesse mesurés à l'aide de l'UDV dans les deux sens d'écoulement. 96

Figure III.6 : (a) Profil de l'écart type de la fluctuation de vitesse et le profil de la vitesse moyenne à 3 m du batteur, (b) Profils de vitesse pour un courant négatif au voisinage du batteur 97

Figure III.7 : Densité spectrale pour les deux fréquences f=0,75Hz f=1,2Hz. La ligne bleue correspond à la densité énergique près du batteur à x=2 m. La ligne verte correspond à la densité énergique près du batteur à x=6 m. 99

Figure III.9 : Comparaison numérique/expérimentale de l'évolution de la surface libre en absence du courant pour une fréquence f=0,75 Hz. 104

Figure III.10 : Comparaison entre les résultats numériques/expérimentaux sur la densité spéctrale pour différentes positions le long du canal. 105

Figure III.11 : Evolution de l'amplitude de focalisation pour f=0,75 Hz. 105

Figure III.12 : Evolution de l'amplitude de focalisation pour f=1,2 Hz. 106

Figure III.13 : Evolution de l'amplitude de focalisation pour f=1,7 Hz. 107

Figure III.15 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux de l'évolution de la distance de focalisation en fonction des vitesses du courant pour une fréquence f=1,2 Hz. 109

Figure III.16 : Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux de l'évolution de la distance de focalisation en fonction des vitesses du courant pour une fréquence f=0,75Hz. 110

Figure IV.1 : l'élévation de la surface libre η en fonction de la distance horizontale y sur la position étudiée. 114

Figure IV.2.b : Coordonnées du point de déferlement en fonction du débit d'air (y_0=13m). 115

Figure IV.3 : Variation de la distance de déferlement des vagues dans le temps. 116

Figure IV.4 : Evolution du paquet d'ondes le long du canal. Les séries temporelles sont enregistrées par trois perches pour une impulsion avec une fréquence moyenne f = 0,75 Hz. 117

Figure IV.5 : *L'énergie du paquet en présence d'un rideau de bulles d'air artificiel à différents endroits le long du canal.* 118

Figure IV.6 : a) les signaux enregistrés par la sonde conductive ; b) corrélation croisée de deux signaux pour estimer la vitesse des bulles, FS est fréquence d'acquisition. 119

Figure IV.8 : Profils horizontaux de la vitesse verticale V [m/s] pour deux profondeurs z1 et z2. Avec Y=5 cm correspond à la position de l'axe du rideau de bulles..... 121

Figure IV.9 : a) Signaux enregistrés par la sonde conductive. b) corrélation croisée de deux signaux pour estimer la vitesse instantanée des bulles. 123

Figure IV.10 : Analyse statistique de la distribution de bulles d'air 124

Figure IV.11 : Analyse statistique de la distribution de bulles d'air 124

Figure IV.12 : Rideau de bulles d'air (a) avant et (b) pendant le déferlement. 125

Figure IV.13 : La distribution des bulles d'air avec un débit Q=0,4.10^{-3} m^3/s. Z_1=17 cm et Z_2=34 cm 126

*Figure IV.15 Distribution des bulles d'air avec un débit Q=0,4*$10^{-3}m^3/s$ *avec déferlement.* Z_1=17 cm et Z_2=34 cm 128

Figure IV.16 La distribution des bulles d'air avec un débit Q=1,210^{-3}m^3/s avec déferlement. 129

Figure IV.17 : Evolution spatio-temporelle du champ de vitesse avec Q=1,2.10^{-3} m^3/s avec le déferlement à quatre pas de temps, $\Delta t = 0.25\ s$. 132

Figure IV.20 : Evolution spatio-temporelle de vorticité ω pour un débit d'air 139

Figure IV.21 : Caractéristiques d'écoulement (a) : champs de vitesse, (b) : vorticité, (c) : densité énergétique, (d) : taux de cisaillement pour un débit d'air Q=0,4.10^{-3} m^3/s à t_0. 140

Figure IV.22 : Caractéristiques d'écoulement (a) : champs de vitesse, (b) : vorticité, (c) : densité énergétique, (d) : taux de cisaillement pour un débit d'air Q=0,8.10^{-3} m^3/s à t_0. 141

Figure IV.23 : Caractéristiques d'écoulement (a) : champs de vitesse, (b) : vorticité, (c) : densité énergétique, (d) : taux de cisaillement pour un débit d'air Q=0,8.10^{-3} m^3/s à t_4. 143

Figure IV.24 : Caractéristiques d'écoulement (a) : champs de vitesse, (b) : vorticité, (c) : densité énergétique, (d) : taux de cisaillement pour un débit d'air Q=0,4.10^{-3} m^3/s à t_4. 144

Figure IV.25 : profils horizontaux des paramètres d'écoulement : (a) : profils de vitesses v_y, (b) : profils de vorticités, (c) : profils de densités d'énergie, (d) : profils de taux de cisaillement..... 145

Figure IV.26 profils verticaux des paramètres d'écoulement : (a) : profils de vitesses v_y, (b) : profils de vorticités, (c) : profils de densités d'énergie, (d) : profils de taux de cisaillement..... 147

Figure IV.29 : Système de génération d'un courant surfacique, (a) : vue dessus de générateur de courant, (b) : l'évolution qualitative de la vitesse du courant. 150

Figure IV.30 : Comparaison entre les vitesses horizontales générées par la pompe et le rideau de bulles d'air...... 150

Figure IV.31 : Coordonnées de déferlement en fonction de position de générateur du courant. 151

Figure IV.32 : Coordonnées du déferlement en fonction de la position 152

Figure IV.33 Position de déferlement en fonction de la vitesse du courant généré par..... 153

Abstract

We report experimental results on influence of air bubbles curtain on wave breaking realized in experimental wave flume with water depth of 45 cm. It was found that position of wave breaking point depends on bubble density in water. It was revealed that the effect of wave breaking is very sensitive to the concentration of air bubbles near free surface of water. We showed that a small concentration of artificially created bubbles do not lead to additional dissipation of energy in surface waves but change sufficiently the position of wave breaking point. To understand physical mechanisms of bubbles - wave breaking interaction, we studied the velocity of bubbles using a double-tip conductivity probe probes and vorticity fields of flow caused by rising bubbles using Acoustic Doppler Velocimetry (ADV).

Keywords: breaking, air bubbles, energy, wave flume, interaction.

Résumé

Nous présentons les résultats expérimentaux sur l'influence des bulles d'air sur le déferlement réalisé en canal à houle expérimental avec une profondeur d'eau de 45 cm. Il a été constaté que la situation du point de déferlement dépend de la densité des bulles dans l'eau. Il a été révélé que l'effet de déferlement est très sensible à la concentration de bulles d'air près de la surface libre de l'eau. Nous avons montré qu'une faible concentration de bulles créées artificiellement ne conduit pas à une dissipation d'énergie supplémentaire dans les vagues de surface, mais change suffisamment la position du point de déferlement. Pour comprendre les mécanismes physiques de l'interaction bulles d'air/déferlement, nous avons étudié la vitesse des bulles à l'aide de sondes de conductivité à double pointe qui sont basées sur la résistance électrique, et les champs de vorticité de l'écoulement causés par les bulles d'air en utilisant Acoustic Doppler Velocimetry (ADV).

Mots clefs : déferlement, bulles d'air, énergie, canal à houle, interaction.