

THESE de DOCTORAT de L'UNIVERSITE de PARIS 6
Spécialité "OCEANOLOGIE, METEOROLOGIE, ENVIRONNEMENT"

présentée par

M. Fabrice COLLARD

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de L'UNIVERSITE de PARIS 6

**Etude expérimentale de la structure tridimensionnelle
des champs de vagues de vent**

Soutenue le 27 avril 2000 devant :

Rapporteurs	: G. Caudal,	Professeur à l'Université de Versailles
	: G. Komen,	Professeur à l'Université d'Utretch (Hollande)
Membres du jury	: V. I. Shrira,	Professeur à l'Université de Cork (Irlande)
	: B. Chapron,	Chercheur à l'IFREMER
	: C. Frankignoul,	Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie
	: G. Caulliez,	Chargé de recherche CNRS (Directeur de thèse)

Travail effectué à
l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre
Laboratoire Interactions Océan-Atmosphère
163, avenue de Luminy, Case 903
13009 MARSEILLE, FRANCE

Remerciements

Que le personnel du laboratoire IRPHE-IOA, techniciens, personnel administratif et étudiants compris, ayant participé à la réalisation de ce travail se trouvent ici chaleureusement remerciés.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'un contrat avec l'Office of Naval Research portant sur l'étude de la structure tridimensionnelle des champs de vagues. Je tiens donc également à remercier les personnes ayant contribué à l'obtention et à la réalisation de ce contrat avec une priorité pour le Professeur Victor SHRIRA. Je tiens également à remercier l'équipe du Shirshov Institute of Oceanology de Moscou dont notamment Sergei BADULIN et Sergei ANNENKOV qui ont été mes maîtres sur les interactions non-linéaires au sein d'un champ de vagues.

Je remercie également les deux personnes de mon comité de thèse, le Professeur Gérard CAUDAL et le Dr. Bertrand CHAPRON pour leur soutien et leurs avis instructifs pleins de dynamisme dans le déroulement de cette thèse.

Je n'oublie pas non plus le geste du Professeur Claude FRANKIGNOUL, ex-directeur de la formation doctorale pour avoir accepté de voir un de ses étudiants partir en province ni le soutien dans une période critique, du Dr. Lien HUA, actuel directeur de la formation doctorale.

Je remercie ma famille et mes proches pour leurs encouragements.

Je tiens tout de même à remercier Guillemette CAULLIEZ qui a encadré ce travail pour son exigence sur la qualité des expériences réalisées.

Table des matières

Notations	7
1 Introduction	9
2 Revue bibliographique	13
2.1 introduction	14
2.2 Interactions non linéaires d'ondes de surface	15
2.2.1 Equations du mouvement	15
2.2.2 Solutions d'ondes périodiques	17
2.2.3 Interactions non linéaires résonnantes et instabilités	18
2.3 Aspects 3D des mécanismes de génération et croissance des vagues par le vent	26
2.4 Observations expérimentales des instabilités tridimensionnelles d'ondes de gravité	28
2.5 Observations expérimentales des champs de vagues de vent à court fetch	30
2.6 Conclusions et objectifs de la présente étude	33
2.6.1 A propos de l'instabilité tridimensionnelle des ondes de gravité de forte cambrure	33
2.6.2 A propos des propriétés tridimensionnelles des vagues de vent jeunes	33
3 Ondes de gravité de forte cambrure	35
3.1 Introduction	36
3.2 Dispositif expérimental	36

3.2.1	La grande soufflerie air-mer	36
3.2.2	Les appareils de mesure	38
3.2.3	Le film plastique	42
3.3	Procédure expérimentale	44
3.4	Instabilité tridimensionnelle classique	45
3.4.1	Observations visuelles	45
3.4.2	Résultats	47
3.4.3	Analyse des résultats	54
3.5	Instabilité tridimensionnelle oscillante	58
3.5.1	Observations visuelles	59
3.5.2	Résultats	59
3.5.3	Analyse des résultats	62
3.6	Instabilité tridimensionnelle multiple	64
3.6.1	Observations visuelles	64
3.6.2	Résultats	65
3.6.3	Analyse des résultats	67
3.7	Conclusion	69
4	Techniques 3D de mesure et d'analyse	71
4.1	Mesure 3D du champ de vagues	72
4.2	Techniques de mesures tridimensionnelles d'un champ de vagues	72
4.2.1	Choix de la technique utilisée : l'ombrographie	73
4.2.2	Principe de l'ombrographie	75
4.2.3	Mise au point de l'appareil optique	77
4.2.4	Acquisition vidéo, estimation et réduction du bruit	82
4.2.5	Une méthode directe de calcul des pentes	85
4.2.6	Reconstruction de la surface	87
4.2.7	Incertitude de mesure et domaine d'utilisation	90
4.2.8	Conclusion	92
4.3	Méthodes d'analyse des propriétés 3D à partir des images de pentes et d'élévation	93
4.3.1	Choix des méthodes de traitement d'image	93

4.3.2	Analyse spectrale bidimensionnelle	94
4.3.3	Analyse structurelle	98
4.3.4	Statistiques comparées des pentes longitudinales et transversales	101
5	Vagues de vent courtes	105
5.1	Introduction	106
5.2	Observations de différentes structures tridimensionnelles	106
5.2.1	Stade 1	107
5.2.2	Stade 2	107
5.2.3	Stade 3	108
5.2.4	Stade 4	108
5.2.5	Stade 5	109
5.2.6	Stade 1'	109
5.3	Choix de l'expérience	111
5.3.1	Objectifs de l'expérience	111
5.3.2	Choix des conditions expérimentales	111
5.4	Dispositif expérimental	113
5.5	Procédure expérimentale	115
5.6	Structure et homogénéité de l'écoulement d'air	116
5.7	Evolution des paramètres fondamentaux en fonction du vent et du fetch	120
5.8	Propriétés tridimensionnelles caractéristiques de chaque stade d'évolution.	124
5.8.1	Analyse statistique	124
5.8.2	Analyse spectrale	139
5.8.3	analyse de la structure 3D	148
5.9	Evolution des propriétés tridimensionnelles	158
5.9.1	Evolution pour un vent supérieur à 4m/s	160
5.9.2	Evolution pour un vent inférieur à 4m/s	166
5.10	Discussion sur les mécanismes responsables de la tridimensionnalité du champ de vagues	168
5.11	conclusion	170
6	Conclusion générale	171

A Annexes	175
A.1 L'analyse de texture	175
A.2 article sur l'instabilité 3D oscillante	178
A.3 article sur l'évolution 3D des vagues de vent courtes	179

Notations

x, y : coordonnées horizontales; x est l'axe du vent.

z : coordonnée verticale. $z=0$ est le niveau de l'eau au repos.

$\mathbf{x}$: vecteur position ayant pour coordonnées x, y, z

u, v, w : composantes des vitesses suivant les axes x, y, z .

∇ : opérateur de dérivation

p : pression au sein du fluide

p_a : pression atmosphérique, constante à l'échelle des vagues

ρ : masse volumique du fluide.

T : tension superficielle à la surface du fluide.

h : profondeur du fluide

η : élévation de la surface libre.

R_x, R_y : rayons de courbures de l'interface dans les directions x et y .

ω : pulsation des ondes.

t : temps.

$\mathbf{k}$: vecteur d'onde.

k : nombre d'onde.

n : fréquence.

c : vitesse de phase.

c_g : vitesse de groupe.

Chapitre 1

Introduction

Contrairement à l'évidente réalité, la structure géométrique de l'interface air mer a longtemps été considérée, par simplification, comme bidimensionnelle. Cette simplification qui est acceptable pour les houles simples ne l'est plus dans le cas de houles croisées ni dans le cas de la mer du vent. L'étude des houles croisées a fait l'objet récemment d'une thèse par O. Kimmoun [6] qui a montré l'importance que peut revêtir cette tridimensionnalité par la création de crêtes pyramidales similaires à celles observées et redoutées des navigateurs. Dans le cas de la mer du vent, on peut distinguer deux échelles principales qui présentent chacune, une forte structure tridimensionnelle liée à des phénomènes physiques propres à chacune de ces échelles. La plus grande échelle correspond aux vagues dominantes de la mer du vent ayant des longueurs d'ondes typiques de quelques mètres à quelques centaines de mètres lors des plus grosses tempêtes. Ces vagues de grande cambrure sont en effet instables à des perturbations obliques qui dessinent alors des formes en croissant ou "fers à cheval" sur la surface. L'échelle plus petite correspond aux vagues centimétriques dans leur phase de génération et croissance par le vent. Ces vagues de vent courtes sont observées en mer notamment lorsque le vent souffle à un endroit où la surface de l'eau était localement lisse soit par absence préalable de vent soit par un autre effet ayant pour conséquence le lissage de la surface (gros déferlement, courant fort, etc...). La connaissance de la structure tridimensionnelle de ces vagues de petites échelles revêt une importance toute particulière liée au développement récent des techniques d'observation spatiale de l'océan. En effet, la plu-

part des signaux émis par les instruments d'observation embarqués sur satellites ont des longueurs d'ondes courtes de l'ordre du cm. Or, selon le phénomène de diffraction de Bragg, la rétrodiffusion de ces ondes par la surface de la mer est essentiellement sensible aux longueurs d'ondes du même ordre de grandeur présentes dans les champs de vagues. Il est donc essentiel, pour comprendre et qualifier la rétrodiffusion des ondes radars, de connaître la géométrie des champs de vagues de même échelle. Or, les formes géométriques et les structures tridimensionnelles cohérentes de ces champs de vagues sont encore très mal connues. De ce fait, les modèles de rétrodiffusion ne peuvent prendre en compte l'aspect tridimensionnel des champs de vagues et il devient alors difficile de donner une interprétation correcte de ces signaux rétrodiffusés. L'étude de la structure tridimensionnelle des champs de vagues de gravité et de capillarité-gravité devrait contribuer à l'amélioration des modèles de rétrodiffusion.

L'objet du travail présenté ici est de contribuer à une meilleure connaissance expérimentale des champs de vagues tridimensionnels se développant dans la mer du vent. Il s'est articulé autour de deux études modèles qui permettent d'isoler chacune une des échelles typiques de ces champs de vagues pour mieux les caractériser. Une première étude est consacrée à la caractérisation expérimentale des conditions d'apparition des instabilités tridimensionnelles de vagues fortement cambrées. La deuxième a pour but de caractériser l'évolution des propriétés tridimensionnelles des champs de vagues de vent courtes. Dans un premier temps, une revue bibliographique est présentée concernant d'une part les connaissances théoriques relativement avancées au sujet des mécanismes d'instabilités tridimensionnelles et d'autre part, l'état des connaissances relativement limité concernant l'aspect tridimensionnel des premières vagues de vent. Etant donné que la physique de ces deux mécanismes d'évolution tridimensionnelle est différente, de même que les techniques expérimentales pour les étudier, les expériences ainsi que les résultats et analyses correspondants à ces deux types de vagues font par la suite l'objet de deux parties séparées. Une première partie sera consacrée à notre contribution à l'observation expérimentale de la structure tridimensionnelle des formes en fer à cheval des champs de vagues fortement cambrées. L'analyse fine des composantes de ces champs de vagues et de leur arrangement spatial nous a notamment permis d'identifier une nouvelle structure tridimensionnelle. La deuxième partie sera

consacrée à l'étude de l'évolution des propriétés tridimensionnelles des vagues courtes au cours de leur phase de développement par le vent. La technique de mesure mise au point, permettant l'imagerie tridimensionnelle en temps réel, d'une portion du champs de vagues, est ensuite décrite. Une technique d'analyse de textures est alors utilisée pour caractériser les différentes structures tridimensionnelles associées à différentes formes élémentaires de vagues. Nous concluons sur les différents enseignements tirés de ces deux études ainsi que sur leurs points communs et différences.

Chapitre 2

Revue bibliographique

2.1 introduction

Cette partie vise à faire le point sur les connaissances actuelles des mécanismes supposés responsables de la tridimensionnalité des champs de vagues de gravité fortement cambrées et des champs de vagues de vent jeunes ainsi que sur les différentes études relatant les observations expérimentales de ces champs de vagues tridimensionnels.

Concernant les ondes de gravité fortement cambrées, la théorie des interactions non-linéaires résonnantes qui est maintenant bien connue, explique la croissance de perturbations obliques émergeant d'une onde de surface initialement bidimensionnelle. Les interactions non-linéaires résonnantes permettent en effet un transfert d'énergie entre l'onde initiale et ces perturbations obliques. Celles-ci une fois développées produisent une modulation transversale formant sur la crête de l'onde initiale des formes tridimensionnelles en croissant ou "fer à cheval".

Concernant les vagues de vent jeunes, malgré quelques tentatives, aucune théorie ne rend compte de façon satisfaisante du développement des champs de vagues tridimensionnels observés. Les mécanismes proposés jusqu'à présent, et susceptibles d'expliquer le développement de champ de vagues tridimensionnels, sont de deux types. Le premier, directement lié à l'action du vent, est basé sur l'amplification d'une onde de direction oblique à celle du vent par résonance ou interaction entre cette onde de surface et l'écoulement d'air incident. Le deuxième est lié à la redistribution de l'énergie d'une onde dans des directions obliques par des processus d'interactions non-linéaires vagues-vagues ou vagues-courant.

Ainsi, nous présenterons, dans un premier temps, les connaissances actuelles concernant les mécanismes d'interactions non-linéaires, les conditions de résonance de ces interactions et les instabilités tridimensionnelles qu'elles engendrent. Puis, dans un deuxième temps, nous présenterons les principaux travaux traitant des mécanismes de génération et croissance des vagues et ayant pour but d'expliquer l'amplification sélective d'ondes se propageant dans des directions obliques par rapport au vent. Finalement les principaux travaux expérimentaux qui ont contribué à caractériser ces instabilités tridimensionnelles d'ondes de gravité fortement cambrées ainsi que la structure tridimensionnelle des champs de vagues de vent jeunes seront présentés.

2.2 Interactions non linéaires d'ondes de surface

Avant de présenter la théorie des interactions non-linéaires résonnantes, nous montrons à partir des équations du mouvement, quelles sont les origines de ces non-linéarités.

2.2.1 Equations du mouvement

On s'intéresse ici aux mouvements d'un fluide dont la surface supérieure est libre (sans vent) et qui satisfait les hypothèses suivantes :

- il est incompressible et non-visqueux,
- son écoulement est irrotationnel.
- il est soumis à une force volumique causée par le champ de pesanteur g .
- sa surface libre est soumise à des forces surfaciques causées à la fois par la tension superficielle et par la différence de pression de part et d'autre de la surface.
- sa profondeur h est grande devant les échelles horizontales et verticales des mouvements de la surface.
- l'extension horizontale du domaine fluide est infinie.

Les systèmes d'axes et les notations utilisées sont définies sur la figure 2.1. Le champ de vitesses au sein du domaine fluide étant irrotationnel, il dérive d'un potentiel scalaire ϕ et l'équation de conservation de la masse s'écrit alors sous la forme de l'équation de Laplace :

$$\Delta\phi = 0 \tag{2.1}$$

Les solutions de 2.1 doivent satisfaire les conditions aux limites suivantes :

- une condition dynamique qui exprime l'équilibre des forces qui s'exercent à la surface libre du fluide.
- deux conditions cinématiques qui expriment que le fluide ne traverse pas les limites de son domaine soit la surface libre et le fond.

La **condition dynamique** traduisant l'équilibre des forces de pression au niveau de l'interface s'écrit :

$$p_e - p_a = p_t \quad \text{à l'altitude} \quad z = \eta \tag{2.2}$$

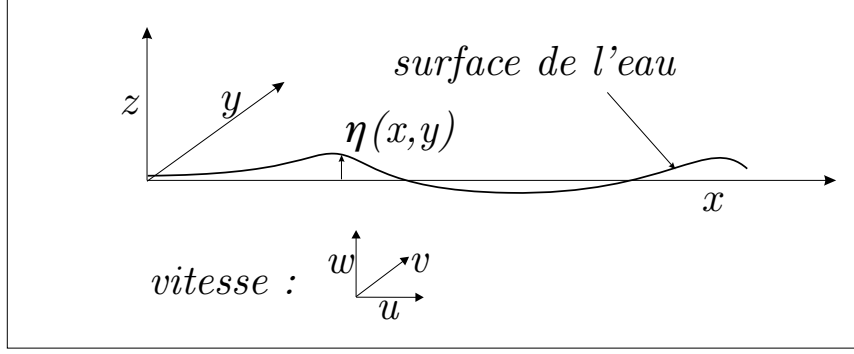


FIG. 2.1 – Repères et notations

où p_t est la composante normale de la tension superficielle qui dépend du coefficient de tension superficielle T et des rayons de courbure (R_x, R_y) de l'interface.

$$p_t = -T\left(\frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_y}\right) = T \frac{\eta_{xx}(1 + \eta_y^2) + \eta_{yy}(1 + \eta_x^2) - 2\eta_{xy}\eta_x\eta_y}{(1 + \eta_x^2 + \eta_y^2)^{3/2}}, \quad (2.3)$$

p_a est la pression atmosphérique supposée constante au niveau de la surface, et p_e est la pression dans l'eau au niveau de la surface reliée à η et ϕ par la relation de Bernoulli exprimée à la surface (altitude $z = \eta$) :

$$\frac{p_e}{\rho} + g\eta + \phi_t + \frac{1}{2}|\nabla\phi|^2 = \frac{p_a}{\rho} \quad \text{à l'altitude} \quad z = \eta \quad (2.4)$$

où ρ est la masse volumique de l'eau. La **condition cinématique** de surface traduit le fait qu'une particule fluide de l'interface air/eau aie la même vitesse verticale que la position de l'interface et ne la franchisse donc pas :

$$\frac{d\eta}{dt} = w \quad \text{à l'altitude} \quad z = \eta \quad (2.5)$$

La **condition cinématique** de fond exprime l'annulation de la vitesse normale au fond :

$$w = 0 \quad \text{à l'altitude} \quad z = -h \quad (2.6)$$

En eau profonde, cette condition de fond est étendue à l'annulation des vitesses horizontales u et v . En pratique, l'hypothèse de grande profondeur est vérifiée dès que la profondeur d'eau h dépasse la moitié de la longueur d'onde des vagues.

Finalement le système d'équation des mouvements associés aux déplacements de l'interface est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\phi = 0 \\ gz + \phi_t + \frac{1}{2}|\nabla\phi|^2 = -T \frac{\eta_{xx}(1 + \eta_y^2) + \eta_{yy}(1 + \eta_x^2) - 2\eta_{xy}\eta_x\eta_y}{(1 + \eta_x^2 + \eta_y^2)^{3/2}} \quad \text{à l'altitude } z = \eta \\ \frac{\partial\eta}{\partial t} + \nabla\phi \cdot \nabla\eta = \phi_z \quad \text{à l'altitude } z = \eta \\ \phi_x = \phi_y = \phi_z = 0 \quad \text{quand } z \rightarrow -\infty \end{array} \right. \quad (2.7)$$

2.2.2 Solutions d'ondes périodiques

On peut voir facilement que le système d'équations 2.7 est non-linéaire à cause des conditions aux limites à la surface qui font intervenir des produits de vitesses. Il est donc difficile de trouver des solutions exactes analytiquement. On choisit ici de s'intéresser à des solutions d'ondes périodiques de phase $\theta = (kx - \omega t)$ où k est le nombre d'ondes et $\omega/2\pi$ la fréquence. La méthode dite des petites perturbations permet alors de trouver des solutions du système 2.7. Cette méthode s'applique dans le cas où η et ϕ s'écartent peu de leur valeur d'équilibre autrement dit qu'ils sont fonction de petits paramètres. Plus précisément, les quantités η et ϕ peuvent être développées en série de Taylor autour de leur valeur d'équilibre en fonction du petit paramètre $\varepsilon = ak$ où a est une constante égale à l'amplitude de l'onde, ce qui donne à l'ordre n :

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_0 + \varepsilon\eta_1 + \varepsilon^2\eta_2 + \dots + \varepsilon^n\eta_n \\ \phi &= \phi_0 + \varepsilon\phi_1 + \varepsilon^2\phi_2 + \dots + \varepsilon^n\phi_n \end{aligned} \quad (2.8)$$

où n est l'ordre du développement. En introduisant cette formulation de η et ϕ dans le système d'équations 2.7, les expressions de η et ϕ peuvent être calculées analytiquement à l'ordre 1 pour lequel le système à résoudre est linéaire. Les solutions à l'ordre 2 se déduisent de la solution à l'ordre 1 et ainsi de suite.

A l'ordre n , les solutions obtenues pour l'élévation η sont de la forme :

$$\eta(x, t) = \sum_{i=0}^n a_i \cos i(kx - \omega t) \quad (2.9)$$

où a_i est l'amplitude du mode i .

A l'ordre 1, si on néglige la tension superficielle, la relation de dispersion linéaire de ces ondes est $\omega = \sqrt{gk}$. La première correction par rapport à cette relation de dispersion linéaire intervient à l'ordre 3 sous la forme $\omega = \sqrt{gk(1 + (ak)^2)}$. Il est bien clair ici, conformément aux développements en série de Taylor, que l'effet des non-linéarités se fait d'autant plus sentir que la cambrure ak est grande. Lorsque la tension superficielle est prise en compte, la relation linéaire devient $\omega = \sqrt{gk + Tk^3/\rho}$. A partir de l'ordre 3, les non-linéarités induisent la même correction que sans tension superficielle à savoir $\omega = \sqrt{(gk + Tk^3/\rho)(1 + (ak)^2)}$. Lorsque n tend vers l'infini, et que la tension superficielle est négligée, la solution du système 2.7 est alors l'onde de "Stokes".

2.2.3 Interactions non linéaires résonnantes et instabilités

La notion d'interaction entre plusieurs ondes planes progressives d'amplitude $A_i = \exp^{j(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{x} - \omega_i t)}$ est introduite lorsque ces ondes ont la possibilité d'échanger de l'énergie en moyenne sur une distance et un temps grands devant respectivement leur longueur d'onde et leur période. Le transfert d'énergie est maximal si cette interaction est résonnante i.e. il existe une combinaison linéaire entre les différentes phases $\theta_i = (\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{x} - \omega_i t)$. Dans le cas des ondes de surface, le système d'équations 2.7 présente des termes non-linéaires, de telle sorte que son développement à l'ordre n par la méthode des petites perturbations fait apparaître des produits de n amplitudes et donc des sommes de n phases. Pour satisfaire le système d'équation 2.7 quels que soient $\mathbf{x}$ et t , ces sommes doivent être identiquement nulles :

$$\sum_{i=1}^n \theta_i = 0 \quad \forall x, t \quad (2.10)$$

soit encore

$$\sum_{i=1}^n \omega_i = 0 \quad \text{et} \quad \sum_{i=1}^n \mathbf{k}_i = 0 \quad (2.11)$$

où la pulsation ω_i est ici une grandeur algébrique de même signe que k_{ix} . Cette condition de résonance 2.11 est la condition d'interaction non-linéaire résonnante à l'ordre n entre les différentes ondes de phase θ_i . La vérification de cette condition 2.11, compte

tenu de la relation de dispersion qui lie ω et k , ne se produit que pour des vecteurs d'ondes $\mathbf{k}$ particuliers décrivant, dans le plan k_x, k_y , des courbes de résonance. Une interprétation physique de ce phénomène d'interaction non linéaire résonnante peut être faite en considérant l'éventuelle coexistence de plusieurs ondes individuellement solutions de 2.7. La non-linéarité de ces équations indique que la superposition de solutions particulières n'est pas nécessairement solution. D'un point de vue mathématique, cette constatation paraît ordinaire. Par contre, d'un point de vue physique, l'expérience montre, que lorsque deux trains de houles se rencontrent, ils ne disparaissent pas mais semblent se superposer. En réalité, cette apparente superposition n'est pas une somme. Les interactions non-linéaires résonnantes génèrent, par combinaison des phases des deux ondes initiales, une ou plusieurs ondes secondaires de telle manière que la superposition de l'ensemble de ces ondes soit solution du système d'équation 2.7. La somme totale des phases des ondes initiales et secondaires est alors nulle. Dans cet exemple, les interactions non linéaires résonnantes sont responsables d'un transfert d'énergie des ondes initiales aux ondes secondaires. De façon similaire, la stabilité d'une onde de surface à des perturbations initialement infinitésimales, est déterminée par le transfert d'énergie de l'onde initiale vers ces perturbations par le biais des mécanismes d'interactions non-linéaires résonnantes. On peut montrer [?] que le taux d'amplification des perturbations est, sauf cas exceptionnel, d'autant plus faible que l'ordre n d'interaction est élevé. Compte tenu des conditions de résonance et de la relation de dispersion linéaire des ondes de surface, les premières interactions possibles commencent à l'ordre 2. Pour une onde de gravité, nous verrons que c'est seulement une interaction d'ordre 4 qui permet d'expliquer le développement de perturbations obliques procurant ainsi au champ de vagues une structure tridimensionnelle.

Interactions résonnantes d'ordre 2

Les interactions résonnantes d'ordre 2 font intervenir des relations entre 3 ondes dont les phases θ_1 , θ_2 et θ_3 satisfont la condition de résonance :

$$\begin{aligned} \theta_1 + \theta_2 + \theta_3 &= 0 \\ \text{soit } \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 &= 0 \quad \text{et} \quad \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 0 \end{aligned} \tag{2.12}$$

Phillips [?] a montré que la double condition 2.12 ne pouvait pas être satisfaite pour les ondes de gravité de surface compte tenu de leur relation de dispersion. Cependant Mac Goldrick[?] a montré que cette condition pouvait être satisfaite pour les ondes de capillarité-gravité vérifiant la relation de dispersion $\omega = \sqrt{gk + Tk^3/\rho}$. Zhang et Melville [?] ont ensuite étudié numériquement la stabilité d'une onde de capillarité-gravité de longueur d'onde inférieure à 1.2cm soumise à des perturbations tridimensionnelles de la forme :

$$\begin{aligned}\eta(x,y,t) &= e^{i(px+qy)-i\sigma t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} d_n e^{inx} + * \\ \phi(x,y,t) &= e^{i(px+qy)-i\sigma t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n e^{inx+z[(p+n)^2+q^2]^{\frac{1}{2}}} + *\end{aligned}\tag{2.13}$$

ou b_n et d_n sont des constantes à déterminer, σ la fréquence de la perturbation relativement à l'onde initiale stationnaire et $*$ désigne le complexe conjugué. Le nombre d'onde initial est pris égal à 1 sans perte de généralité. Les nombres d'ondes p et q des perturbations définis par 2.13 sont des réels quelconques. Dans le cas d'une onde initiale ayant une cambrure jusqu'à 0.4, ces auteurs obtiennent un maximum du taux d'amplification pour des perturbations obliques correspondant à $p = 0.5$ et q dépendant du terme de tension en prenant $T=74$ Dynes/cm à 20° C. Dans le cas d'ondes de gravité, Craik [?] a montré qu'en présence d'un courant cisailé de vitesse proportionnelle à la profondeur, que des perturbations pouvaient interagir à l'ordre 2 avec l'onde initiale. Il obtient une condition d'interaction résonnante pour des perturbations se propageant dans des directions obliques par rapport à l'onde initiale avec laquelle elles forment la triade résonnante. Ces directions obliques comprises entre 60° à 90° dépendent du cisaillement du courant. Cependant, dans le cas des vagues de vent le courant décroît avec la profondeur contrairement au modèle proposé et le signe du cisaillement est donc inversé. Les résultats de ce modèle ne sont donc pas applicables dans notre cas. Morland [?] à ensuite montré, dans le cas d'un profil de courant plus réaliste qui décroît exponentiellement avec la profondeur, qu'une onde de capillarité-gravité dans la direction du courant était instable à des perturbations obliques. La longueur d'onde initiale et l'angle maximale entre la direction de propagation des perturbations et de l'onde initiale dépendent du courant $U(z) = u_d \exp(2z/\Delta)$. Pour $u_d = 0.5m/s$ et $\Delta = 1$, la longueur d'onde maximale est 1.35cm et l'angle maximal 22° . Cet angle maximal est

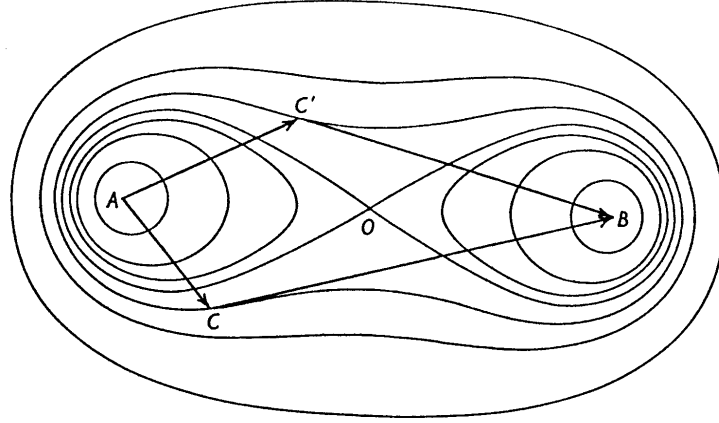


FIG. 2.2 – Famille de courbes dans le plan des vecteurs d'ondes k_x, k_y définie par une condition de résonance à l'ordre 3 : $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4$ et $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. Si C et C' sont une paire de points d'une courbe de la famille, les vecteurs AC ($\mathbf{k}_1$), CB ($\mathbf{k}_2$), AC' ($-\mathbf{k}_3$), $C'B$ ($-\mathbf{k}_4$) forment un quartet résonnant (d'après Phillips 1968).

une fonction croissante du courant. Or, il est communément admis que le courant de surface est de l'ordre de 3% de la vitesse du vent ce qui correspond pour $u_d = 0.5 \text{ m/s}$ à un vent de 15 m/s. Pour des vitesses de vent inférieures à 15 m/s, l'angle maximal est donc inférieur à 22° .

Interactions résonnantes d'ordre 3 et instabilité modulationnelle

L'interaction résonnante d'ordre 3 fait intervenir une relation entre 4 ondes dont les phases $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ et θ_4 satisfont la condition de résonance :

$$\begin{aligned} \theta_1 + \theta_2 + \theta_3 + \theta_4 &= 0 \\ \text{soit } \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 &= 0 \quad \text{et} \quad \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4 = 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Phillips[?] a montré que la condition 2.14 pouvait être satisfaite pour des vecteurs d'ondes non colinéaires comme l'illustre la figure 2.2. On peut remarquer que la plupart des configurations possibles de vecteurs d'ondes sont tridimensionnelles. L'étude de la stabilité d'une onde de gravité de surface interagissant à l'ordre 3 avec des perturbations

quelconques a alors été réalisée par Benjamin et Feir en 1967 [?]. Ces auteurs montrent que l'onde initiale est principalement instable à des perturbations de vecteurs d'ondes colinéaires. Le quartet correspondant est composé de deux fois l'onde initiale $\mathbf{k}_0$ et de deux perturbations $\mathbf{k}_1$ et $\mathbf{k}_2$ colinéaires de nombres d'ondes proches de $\mathbf{k}_0$ qui satisfont la relation :

$$2\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0 \quad \text{avec} \quad \mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_0(1 + ak_0) \quad \text{et} \quad \mathbf{k}_2 = -\mathbf{k}_0(1 - ak_0) \quad (2.15)$$

où ak_0 est la cambrure de l'onde initiale. Le développement de ces perturbations produit une modulation de l'amplitude de l'onde initiale typique de cette instabilité. Shemer et Chamesse [?] ont également montré, que les ondes de capillarité-gravité de fréquences entre 5 et 9.5 Hz, correspondant à des longueurs d'onde de 2.5cm à 6.5cm, étaient préférentiellement instables à des perturbations obliques sous-harmoniques interagissant à l'ordre 3 avec l'onde initiale. Pour une onde initiale à 8.27Hz, les directions angulaires de ces perturbations obliques varient fortement en fonction de la cambrure de cette onde initiale et atteignent des valeurs supérieures à 30° . Pour des longueurs d'onde supérieures à 6.5 cm, les forces de gravité deviennent dominantes par rapport aux forces capillaires et l'instabilité dominante redevient bidimensionnelle. Ces résultats récents confirment l'importance des interactions non-linéaires d'ordre 3 dans l'évolution des champs de vagues de capillarité gravité. Cependant l'effet de la cambrure sur la sélection des perturbations dominantes semble dépendre de la fréquence considérée. En effet pour une onde initiale à 8.27 Hz, les directions angulaires augmentent fortement en fonction de la cambrure (de -60° pour $ak=0.1$ à -80° pour $ak=0.15$) alors qu'à 9.52 Hz, elles stagnent à -20° pour une cambrure de 0.1 et 0.14.

Interactions résonnantes d'ordre 4 et instabilité tridimensionnelle

En 1966 puis en 1968, Zakharov [?, ?] montra, grâce à une formulation Hamiltonienne, que les ondes de gravité de surface sont instables à ces perturbations modulationnelles bidimensionnelles d'ordre 3 mais aussi à des perturbations tridimensionnelles superharmoniques d'ordre supérieur. Comme nous allons le voir, l'instabilité d'une onde soumise à des perturbations tridimensionnelles résulte d'une interaction non-linéaire résonnante à l'ordre 4. Cette interaction d'ordre 4, de façon similaire à

celles d'ordre inférieur, est basée sur une relation entre cinq ondes. Elle a suscité un grand intérêt à partir des années 80 quand un groupe de chercheurs du Caltech composé notamment de Lake, Ma, Martin, McLean, Meiron, Saffman et Yuen a entrepris l'étude théorique et numérique de la stabilité des ondes de gravité de surface (pour une revue détaillée de leurs travaux, voir Saffman & Yuen [?]). Pour résumer, Saffman & Yuen [?, ?] ont d'abord démontré l'instabilité d'ondes de gravité fortement cambrées à des perturbations tridimensionnelles. Mc Lean et al [?, ?] ont ensuite calculé les taux d'amplification de ces perturbations interagissant à l'ordre 4 avec l'onde initiale. Le problème est formulé de la même manière que par Zhang et Melville dans le cas des ondes de capillarité-gravité. Ces auteurs recherchent des solutions satisfaisant la condition de résonance $\theta_1 + \theta_2 = 3\theta_0$ où θ_0 est la phase principale de l'onde initiale et θ_1 et θ_2 les phases des deux perturbations. Les vecteurs d'ondes $\mathbf{k}_1$ et $\mathbf{k}_2$ des perturbations sont alors exprimés en fonction du vecteur d'onde initial k_0 en utilisant les nombres sans dimensions p et q tels que :

$$\begin{aligned} k_1 x &= (1 + p) \cdot k_0 \\ k_2 x &= (2 - p) \cdot k_0 \\ k_1 y &= -k_2 y = q \cdot k_0 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Les courbes de résonance relatives à cette interaction et à l'interaction d'ordre 3 décrite plus haut, sont données simultanément sur la figure 2.3 pour deux cambrures différentes de l'onde initiale. On voit sur ces courbes que le maximum d'instabilité est obtenu, dans le cas de l'interaction d'ordre 3, pour deux perturbations colinéaires et, à l'ordre 4, pour deux perturbations obliques symétriques. Ces perturbations de nombre d'ondes égaux et de fréquences identiques satisfont la condition de résonance, ce qui implique que leur fréquence aie une valeur égale à 1.5 fois la fréquence de l'onde initiale. Ces deux perturbations symétriques sont telles que p vaut 0.5 et que q dépend de la cambrure comme il apparaît clairement sur la figure 2.4.

Mc Lean a également calculé l'évolution du taux d'instabilité maximum en fonction de la cambrure pour l'instabilité de classe I (interaction d'ordre 3) et l'instabilité de classe II (ordre 4). Cette évolution, tracée sur la figure 2.5 montre que pour des cambrures ak supérieures à 0.32, le taux d'instabilité maximum de l'interaction d'ordre 4

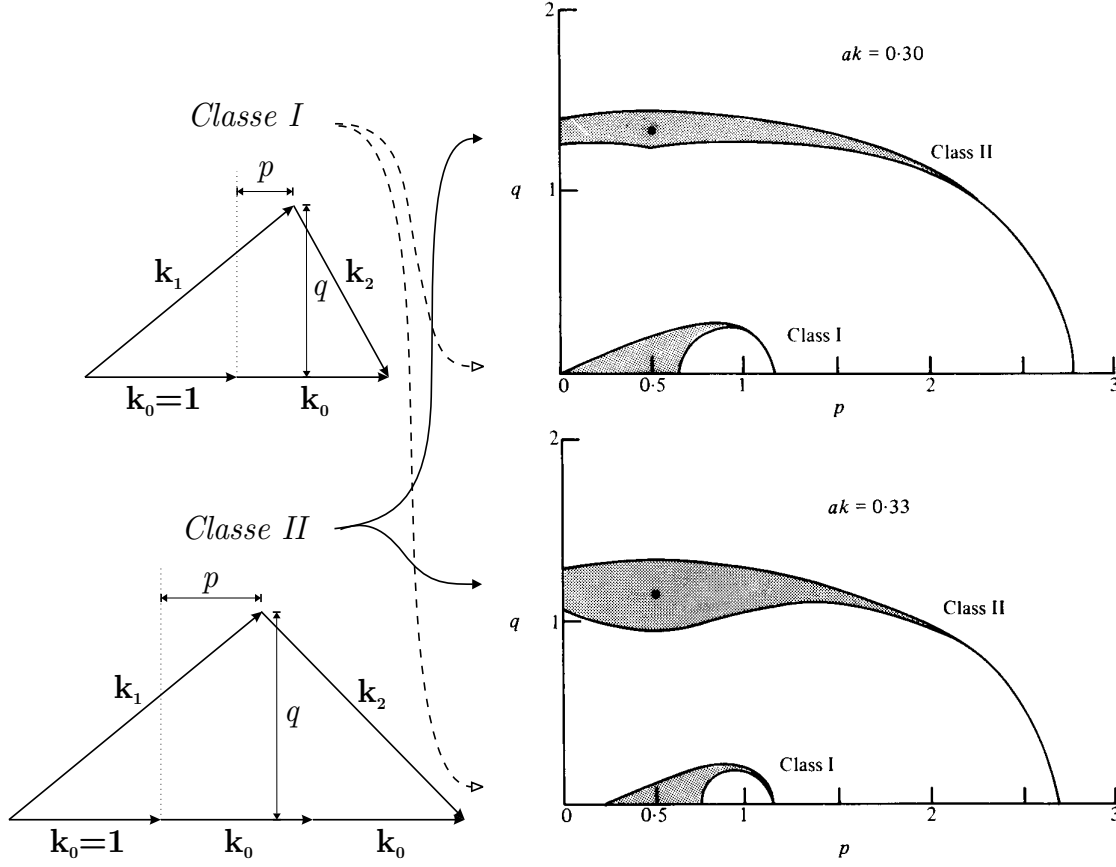


FIG. 2.3 – Domaines de résonance adimensionnés des interactions d'ordre 3 (classe I) et 4 (classe II) satisfaisant les conditions: $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 2\mathbf{k}_0$ et $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 3\mathbf{k}_0$. Les schémas de gauche définissent les nombres d'ondes adimensionnés p et q . Les domaines grisés sont les lieux de p et q pour lesquels l'interaction est résonnante et donc l'onde initiale $\mathbf{k}_0$ instable. Les perturbations les plus instables sont signalées par un point noir (d'après McLean 1982).

dépasse celui de l'interaction d'ordre 3. Plus tard, Shemer&Stiassnie [?, ?] montrent que le développement de ces instabilités présente un phénomène de récurrence dans le temps avec des périodes où l'onde initiale apporte de l'énergie aux ondes obliques qui alternent avec d'autres périodes où l'échange d'énergie se fait en sens inverse. Cette alternance est relativement régulière au départ et devient peu à peu chaotique. La question de la durée de vie des formes tridimensionnelles associées au développement de perturbations

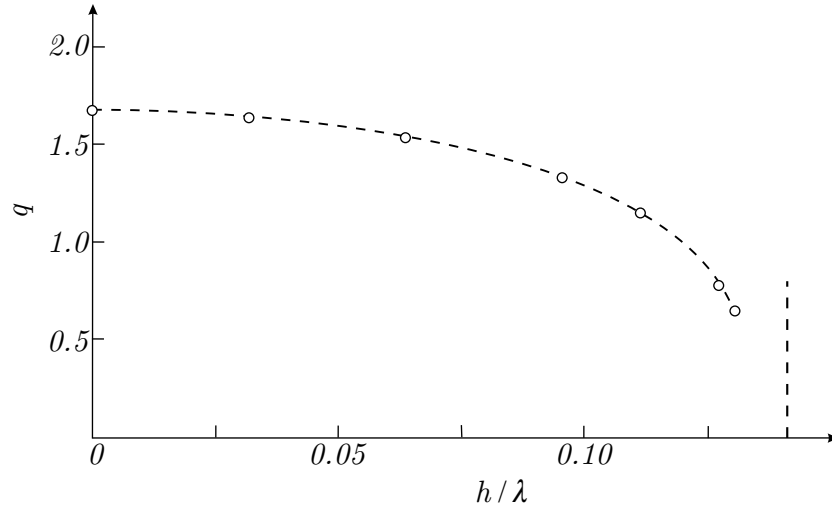


FIG. 2.4 – *Evolution du nombre d'onde transverse adimensionné des perturbations de classe II les plus instables en fonction de la cambrure $ak = \pi h/\lambda$. La ligne en pointillé à droite représente la plus grande cambrure d'une vague. (d'après McLean 1982)*

obliques était donc posée. Récemment, Shrira et al. [?] ont proposé un modèle basé sur le formalisme Hamiltonien qui prévoit l'émergence et l'évolution de perturbations obliques correspondant à l'instabilité tridimensionnelle d'ordre 4. Ce modèle comporte par rapport à celui de Shemer&Stiassnie un terme dissipatif. Ce terme bien que faible, permet d'observer la même structure tridimensionnelle mais cette fois sans phénomène de récurrence. Il prévoit également la stabilisation du déphasage φ_0 entre l'onde initiale et les perturbations à la valeur de $-\pi/2$. A cette valeur du déphasage correspond une asymétrie avant/arrière des crêtes, de même qu'une orientation de la partie convexe du front d'onde vers l'arrière de la crête dessinant ainsi un "fer à cheval". Très récemment, Annenkov et Shrira [?] ont montré que cette asymétrie résultait non seulement du terme non conservatif mais aussi du couplage des interactions d'ordre 3 et 4 qui n'était pas prise en compte dans le modèle précédent. Ils ont également montré que le décalage de nombre d'ondes provoqué par le couplage de l'interaction d'ordre 3 pouvait déstabiliser la structure tridimensionnelle stable en excluant les nombres d'ondes interagissant à l'ordre 4 de leur zone de résonance. Cette déstabilisation permettraient l'émergence de formes en fer à cheval sur seulement quelques périodes de l'onde initiale avant de dis-

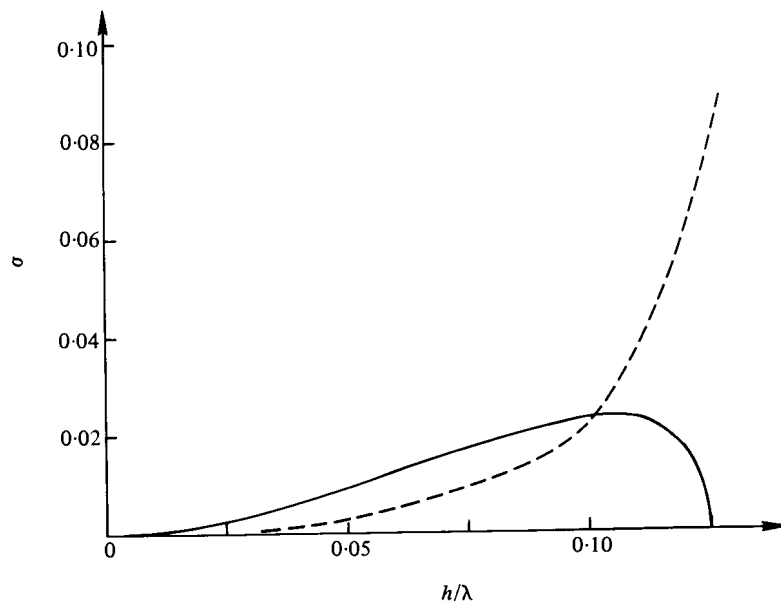


FIG. 2.5 – *Evolution du taux d'amplification de la perturbation la plus instable en fonction de la cambrure. Les courbes en trait plein et en pointillé correspondent respectivement aux instabilités modulationnelles (ordre 3) et tridimensionnelles (ordre 4). $ak = \pi h/\lambda$. (d'après McLean 1982)*

paraître. La mise en évidence de cette apparition momentanée de formes en fer à cheval dans des conditions perturbées expliquerait ainsi la nature sporadique des formes en fer à cheval observées en mer où les sources de perturbations sont nombreuses.

2.3 Aspects 3D des mécanismes de génération et croissance des vagues par le vent

Nous présentons ici les théories existantes susceptibles d'expliquer la génération et l'amplification par le vent d'ondes se propageant dans des directions obliques par rapport à celle du vent. En 1957, Phillips [?] a proposé une théorie de la génération des vagues par le vent basée sur le forçage de la surface par les fluctuations de pression dans l'écoulement d'air. Ces fluctuations de pressions induisent en effet des fluctua-

tions de forçage sur la surface induisant des oscillations de même nombre d'onde que les fluctuations de pression. Il introduit alors la notion de vitesse de convection U_c dépendant du nombre d'onde k des fluctuations de pression comme la vitesse à laquelle se déplacent les fluctuations de forçage sur la surface. Cette vitesse de convection est à relier à la vitesse moyenne du vent à l'altitude où se propagent principalement les fluctuations de pression de nombre d'onde k . L'image de fluctuations de pression créées par des tourbillons suggère que cette altitude critique soit prise égale à k^{-1} . Le forçage d'une onde de surface de nombre d'onde k est alors maximal si la vitesse U_c est égale à la vitesse c de propagation de cette onde, puisque le temps d'action du vent est ainsi maximal. Si l'onde de surface ne se propage pas dans la direction du vent, c'est la composante de U_c dans sa direction de propagation qui doit être égale à c . La condition de maximisation du forçage est donc de la forme $U_c(k) \cos(\alpha) = c(k)$ où α est l'angle entre la direction de propagation de l'onde résonnante et du vent. Pour l'onde la plus amplifiée, dont le nombre d'onde correspond au minimum de vitesse de phase, Phillips suggère donc une génération préférentielle dans une direction correspondant à l'angle α qui augmente avec la vitesse de l'écoulement d'air incident. A la même époque, Miles [?] s'intéresse aux effets induits par les perturbations de l'écoulement d'air forcé par les ondes de surface. C'est donc l'onde de surface, en déformant l'écoulement d'air, qui fixe le nombre d'onde k de la perturbation aérodynamique. Contrairement aux travaux de Phillips, l'altitude à laquelle la vitesse moyenne de l'écoulement est égale à la vitesse de phase de l'onde de surface ne dépend plus de son nombre d'onde k . Il n'y a donc plus de contraintes fixant U_c et donc plus d'angle préférentiel. Miles a donc considéré le problème bidimensionnel en se basant sur le théorème de Squire qui affirme que, dans le cas d'un écoulement 2D cisailé, les perturbations les plus amplifiées se propagent dans la direction de l'écoulement. Morland et Saffman (93) ont cependant remarqué, dans le cas d'un écoulement d'air turbulent de profil logarithmique, que le théorème de Squire ne serait pas applicable, et donc que l'onde la plus amplifiée ne se propagerait pas nécessairement dans la direction du vent. Poursuivant cette démarche, Morland(96) a donc examiné en détail les taux d'amplification d'ondes de surface dans différentes directions et pour différentes vitesses de vent. Le profil de vent utilisé est de type 'lin-log'. Il montre alors que l'énergie transmise du vent aux vagues est concentré

dans un intervalle angulaire $[-\theta, \theta]$ qui s'élargit quand la vitesse du vent augmente et rétrécit quand la longueur d'onde augmente. Il note une répartition angulaire bimodale symétrique de l'énergie transmise du vent aux vagues dont la longueur d'onde est inférieures à 0.4m resp(5m) pour une vitesse de l'écoulement potentiel de 3.3m/s (resp 10.6m/s). Cependant, l'altitude critique correspondant à l'amplification de ces échelles courtes se situe à l'intérieur de la sous-couche visqueuse dans laquelle le théorème de Squire reste applicable. Ce modèle ne permet donc pas non plus d'expliquer l'amplification sélective d'ondes centimétriques se propageant dans des directions obliques à celle du vent. Récemment, Belcher a calculé (communication personnelle) les taux d'amplification d'ondes de surface dans le cas d'un écoulement turbulent, en considérant la viscosité turbulente. Il montre alors que le maximum d'amplification est atteint pour des ondes se propageant dans la direction du vent.

2.4 Observations expérimentales des instabilités tridimensionnelles d'ondes de gravité

Suite aux travaux théoriques menés au début des années 80, des études expérimentales ont été entreprises respectivement par Su et Melville [?, ?, ?] pour vérifier non seulement l'existence de telles instabilités tridimensionnelles mais aussi leur prédominance sur l'instabilité modulationnelle à partir d'une cambrure critique $ak=0.32$ tel que le prévoyait Mc Lean [?, ?]. Les expériences de Melville ont été conduites dans un canal de dimension relativement réduite : $H \times l \times L = 0.6 \times 0.5 \times 28 \text{ m}$ avec une onde initiale de fréquence 2Hz et de cambrure variable. Les expériences de Su ont été réalisées dans deux bassins différents de dimensions plus importantes dont un très large canal à houle ($H \times l \times L = 3.7 \times 3.7 \times 137 \text{ m}$) et un bassin extérieur de très grandes dimensions équipé d'un générateur de houle d'une quinzaine de mètres de largeur. Les fréquences des ondes générées étaient respectivement 1.55Hz dans le canal, et 1.2Hz dans le grand bassin. Ces observations, dont une illustration est donnée sur la figure 2.6, montrent l'existence d'une structure en fers à cheval organisés en damier. Ces fers à cheval ou croissants sont précédés d'un déferlement en pointe sur la face avant de l'onde initiale, résultant de la forte cambrure locale. Les champs de vagues observés étant station-

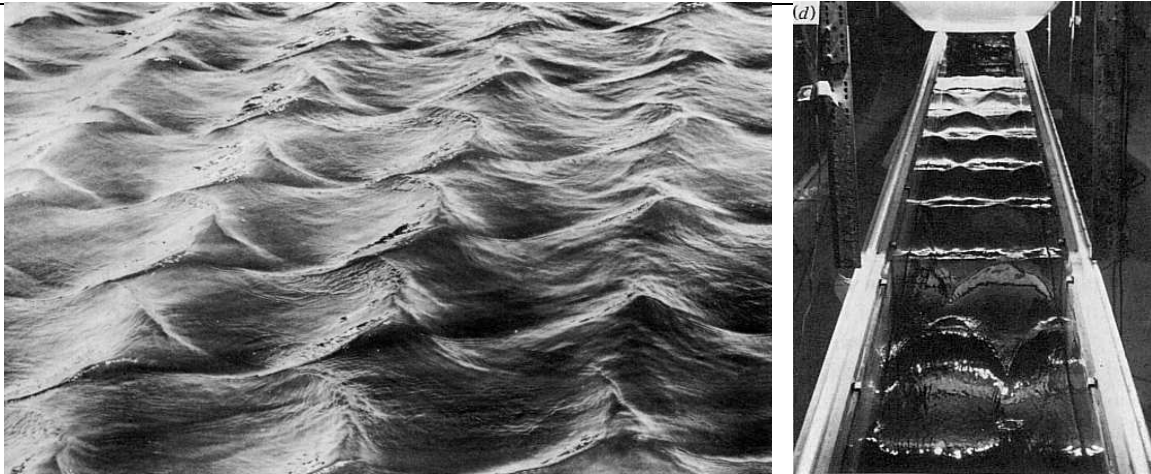


FIG. 2.6 – *Instabilités tridimensionnelles se développant sur une onde initialement bidimensionnelle. A gauche, observation faite par Su dans son bassin extérieur pour une cambrure initiale $ak=0.33$, les vagues se propageant de gauche à droite (d'après Su et al 1982). A droite, observation faite par Melville dans son canal à houle pour $ak=0.32$, les vagues se propageant du bas vers le haut (d'après Melville 1982).*

naires, Su a pu mesurer leur structure spatiale à l'aide d'un réseau de sondes à vagues ponctuelles. Cette structure se compose de croissants . Les spectres temporels des enregistrements d'élévation de la surface présentent des harmoniques supplémentaires dont la principale a une fréquence de 1.5 fois la fréquence fondamentale de l'onde initiale comme prévu par la théorie [?, ?]. Su et Melville observent également que ses structures en fer à cheval sont obtenus respectivement à partir d'une cambrure critique de 0.25 et 0.31 , les champs de vagues observés pour des cambrures plus faibles étant dominés par l'instabilité modulationnelle. Ces valeurs, bien qu'inférieures, sont néanmoins de l'ordre de grandeur de la cambrure critique théorique $ak=0.32$. Dans certaines conditions, Su a également observé plusieurs structures spatiales des fers à cheval qui diffèrent de l'organisation en damier. Il observe par exemple plusieurs croissants alignés au sein d'une structure globale en damier. on peut même deviner sur la photo de droite de la figure 2.6 extraite des travaux de Melville, un alignement des croissants entre la troisième et la quatrième crête en partant du bas, alors que la deuxième et la troisième présentent une modulation transverse clairement en opposition. Aucune interprétation

n'est proposée concernant ce phénomène qui n'a pas été prévu théoriquement.

2.5 Observations expérimentales des champs de vagues de vent à court fetch

Bien qu'aucune théorie ne décrive l'évolution tridimensionnelle des champs de vagues de vent courtes, quelques observations qualitatives des propriétés tridimensionnelles de ces champs de vagues dans les premiers stades de leur évolution ont été réalisées. On peut différencier dans ces études le type d'évolution des champs de vague examinés. L'évolution à un fetch fixé pour différentes vitesses de vent stable a été étudiée qualitativement par Plate et al. en 1969 [?]. Son fetch d'observation est 3.5m. Trois régimes d'évolution sont identifiés de manière qualitative. Un premier régime pour des vitesses de vent faible ou des petites perturbations microscopiques essentiellement bidimensionnelles se forment sur la surface lisse. Un deuxième régime pour des vitesses de vent supérieures à 3.1m/s où les formes des vagues évoluent en une structure de deux ondes obliques formant des losanges avec l'apparition de capillaires parasites sur la face avant des crêtes. Enfin un troisième régime qui voit le retour, pour des vitesses de vent supérieures à 4.2m/s, à des vagues plus bidimensionnelles sur lesquelles se superposent toujours des ridules générées par le microdéferlement des crêtes. En 1987, Ebuchi et al. [?] observe également la structure des premières vagues de vent à un fetch de 10.65m pour quatre vitesses de vent 3.6, 7.6, 10, et 13.6m/s. Il prend des photos de la réflexion d'une source lumineuse parallèle et effectue un traitement spectral des images obtenues. Il classe ses observations en trois stades d'évolution. A 3.6m/s une structure régulière en losange est observée. Le spectre des images de la réflexion lumineuse présente deux pics spectraux symétriques à 30° de l'axe du vent. Ces mêmes structures régulières en losange sont observées également pour les trois vitesses de vent supérieures mais à des fetchs plus courts 3, 1.2 et 1m. Pour un vent de 7.6m/s, ils observent des vagues qui ont des crêtes plus longues et donc la direction de propagation revient dans l'axe du vent. Pour les deux plus fortes vitesses de vent, le champ de vagues est alors couvert de capillaires parasites qui ne permettent plus de discerner de forme quelconque d'après l'étude des réflexions spéculaires.

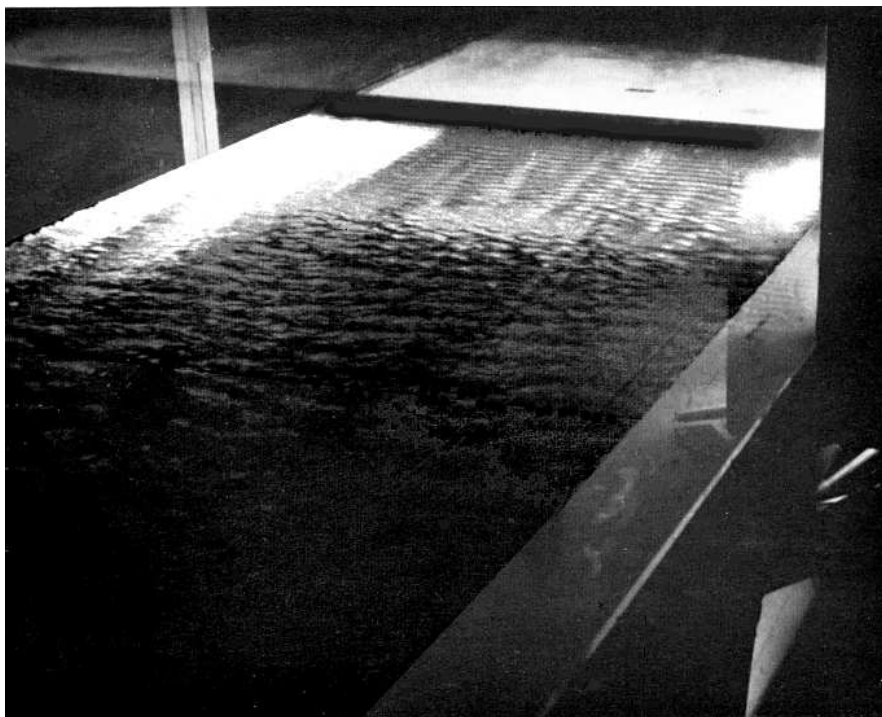


FIG. 2.7 – Photographie des premières vagues de vent générées à court fetch pour une valeur de u_* de 35 cm/s

. (Extrait de Plate 1969 2.7)

L'évolution en fetch pour un vent de vitesse constante, est décrite de façon relativement sommaire par Plate et al qui ont remarqué, pour des vitesses de vent supérieures à 10m/s, que les différents régimes de l'évolution en vent étaient observés successivement à très court fetch et sur une distance relativement limitée. La photo de la figure 2.7 illustre cette évolution rapide sur des distances courtes pour un vent de 10m/s. Plate a également remarqué, pour des fetchs plus importants, que les vagues dominantes étaient plutôt bidimensionnelles.

L'évolution temporelle à fetch fixé, en augmentant rapidement la vitesse du vent a été étudiée par Kawai en 1979 [?]. La figure 2.8 tirée de ses travaux présente les photographies d'une séquence temporelle, dans laquelle un vent d'une vitesse finale de 6.3m/s se met à souffler sur la surface de l'eau initialement au repos. Ces photographies montrent le développement initial d'ondes plutôt bidimensionnelles suivies quelques

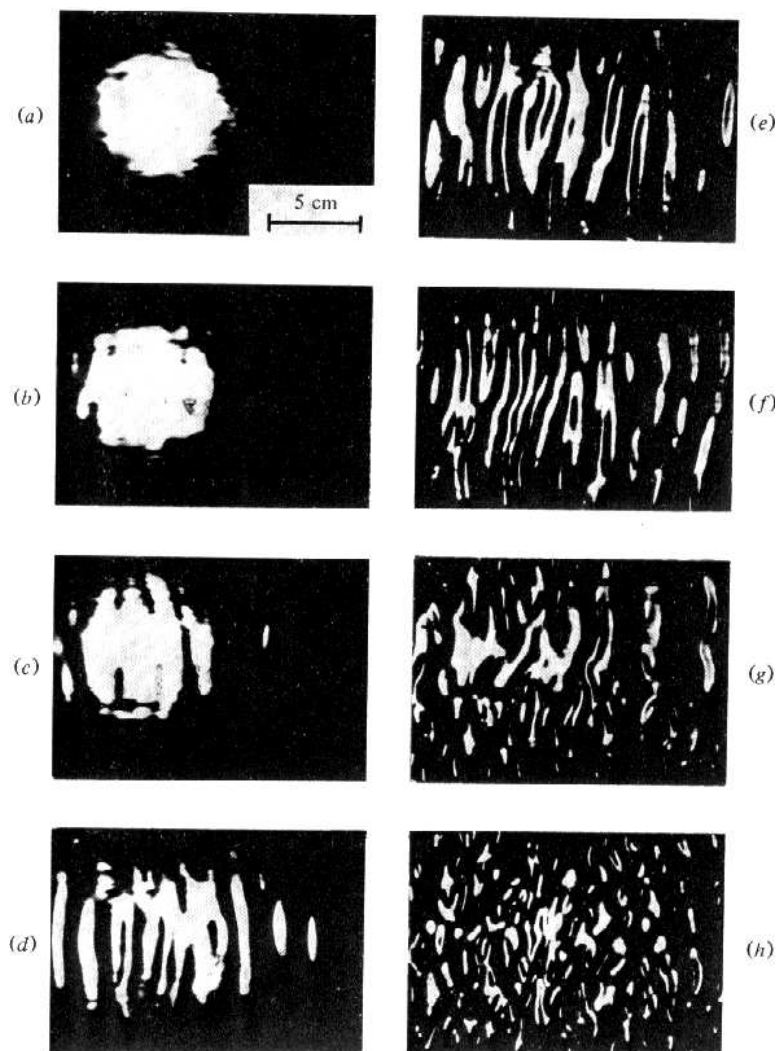


FIG. 2.8 – Séquence de photos de la surface de l'eau prise après la mise en route du vent par une caméra regardant verticalement vers le bas. Le vent de 6.3 m/s va de gauche à droite. Les temps mesurés en secondes à partir de la mise en route du vent sont: (a) 3.66; (b) 4.24; (c) 4.84; (d) 5.42; (e) 6.01; (f) 6.60; (g) 7.20; (h) 7.80. (Extrait de Kawai 1979)

secondes après par un raccourcissement progressif de la longueur des crêtes et donc le développement d'un champ de vague tridimensionnel.

2.6 Conclusions et objectifs de la présente étude

2.6.1 A propos de l'instabilité tridimensionnelle des ondes de gravité de forte cambrure

Les études expérimentales présentées ont montré l'existence de l'instabilité tridimensionnelle à partir d'une cambrure critique. Cependant les travaux théoriques soulèvent encore des questions auxquelles ces études expérimentales ne répondent pas :

- Quelles sont les conditions d'émergence de ces formes en fer à cheval en dehors du paramètre de la cambrure? Ces instabilités prévu théoriquement dans un cadre adimensionnel sont elles observables systématiquement sur tout un domaine de longueur d'onde et de cambrure de l'onde initiale?
- Le nombre d'ondes transverse adimensionnel q est il fonction de la cambrure comme le prévoit la théorie?
- Quelle est l'origine des formes géométriques en "fers à cheval" et de leur orientation vers l'arrière de la crête de l'onde initiale? Est-ce lié au déphasage φ_0 entre cette onde et les perturbations obliques?

Pour répondre à ces questions, nous nous proposons de caractériser les conditions d'émergence et les propriétés géométriques des structures en fer à cheval sur une large gamme de fréquence, et de cambrure.

2.6.2 A propos des propriétés tridimensionnelles des vagues de vent jeunes

Les différentes étapes de l'évolution des premières vagues de vent qui ont été décrites, permettent de tirer des premières conclusions qualitatives concernant l'évolution des propriétés tridimensionnelles de ces champs de vagues. L'évolution initiale plutôt bidimensionnelle suivi d'une tridimensionnalisation est observée dans les évolutions en vent, spatiales et temporelles. Par contre les évolutions en vent et spatiales permettent d'observer une diversité de régimes plus importante que l'évolution temporelle. Ce qui peut s'expliquer par le fait que certains régimes ont probablement un temps caractéristique de développement supérieur au temps caractéristique de variation de la

vitesse du vent. Néanmoins, certains régimes de l'évolution en vent ne sont pas mentionnés pour tous les fetchs. C'est le cas du premier régime décrit par Plate et al. D'ailleurs Ebuchi et al. dont les observations sont faites à un fetch supérieur notent que le premier stade qu'ils observent n'est sans doute pas le premier stade d'évolution mais qu'il suit probablement un stade initial dans lequel se forment les premières vagues.

Les descriptions des propriétés tridimensionnelles issues de ces travaux restent néanmoins très sommaires et qualitatives. Les quelques résultats quantitatifs d'Ebuchi et al. sont intéressants mais la technique de mesure utilisée n'est pas adaptée dès que la couverture capillaire est trop intense, ce qui limite son champ d'observation. De plus, les résultats issus de sa technique de mesure restent difficiles à interpréter. Nous nous proposons ici de déterminer l'évolution spatiale des propriétés tridimensionnelles des vagues de vent pour différentes vitesses de vent en mesurant directement la déformation de l'interface air-eau sur un large domaine. Cette évolution en fetch pour plusieurs vitesses de vent fixées permet de suivre un même champ de vagues depuis sa naissance jusqu'aux vagues de gravité de telle sorte que tous les stades d'évolution sont observables. Cette démarche devrait ainsi faciliter la compréhension des mécanismes responsables de l'évolution des propriétés tridimensionnelles de ces champs de vagues de vent. Notre étude couvre la phase de génération des premières vagues jusqu'au développement des vagues de gravité.

Chapitre 3

Ondes de gravité de forte cambrure

3.1 Introduction

La revue bibliographique a montré notamment que l'existence des instabilités tridimensionnelles d'ondes de gravité de forte cambrure sur une large plage de fréquence et de cambrure n'était pas prouvée expérimentalement et que le problème de l'orientation des "fers à cheval" apparaissant sur les crêtes de l'onde de base n'était pas résolu. Notre étude visait donc à caractériser de manière plus détaillée les propriétés géométriques des perturbations 3D qui se développent à la surface quand on augmente la cambrure d'une onde de gravité bidimensionnelle. Dans cette optique, une expérience a été réalisée dans la grande soufflerie d'étude des interactions air-mer de l'IRPHE-IOA. L'utilisation d'un dispositif expérimental inédit constitué d'un film plastique recouvrant la surface nous a permis d'isoler le phénomène d'instabilité tridimensionnelle pour mieux pouvoir l'étudier. L'analyse des mesures ponctuelles d'élévation de la surface et des enregistrements vidéo, nous a également permis de mettre en évidence, outre l'instabilité classique prédite par les théories existantes, une nouvelle instabilité caractérisée par des structures en "fer à cheval" oscillantes. L'identification de cette nouvelle instabilité a fait l'objet d'une lettre dans la revue *Physics of Fluids* [?].

3.2 Dispositif expérimental

3.2.1 La grande soufflerie air-mer

Les expériences ont été menées dans la grande soufflerie d'étude des interactions océan atmosphère de l'IRPHE IOA (voir figure 3.1). Cette installation ayant déjà fait l'objet d'une description détaillée [?, ?], nous nous limitons ici à rappeler ses principales caractéristiques. Elle est constituée d'un bassin de 40m de long, de 2,6m de large et 1m de profondeur surmonté d'une veine d'air de même longueur, de 3,2m de large et 1,5m de haut alimentée en circuit fermé.

A l'entrée du bassin, un batteur à houle permet de générer des vagues de fréquence variant de 0.8 à 2.5Hz et d'amplitude variable. Il est constitué d'un soufflet oscillant actionné par un vérin hydraulique lui-même piloté par un signal électrique sinusoïdal. Dans la partie aval du bassin, l'énergie des vagues est absorbée par une plage d'amor-

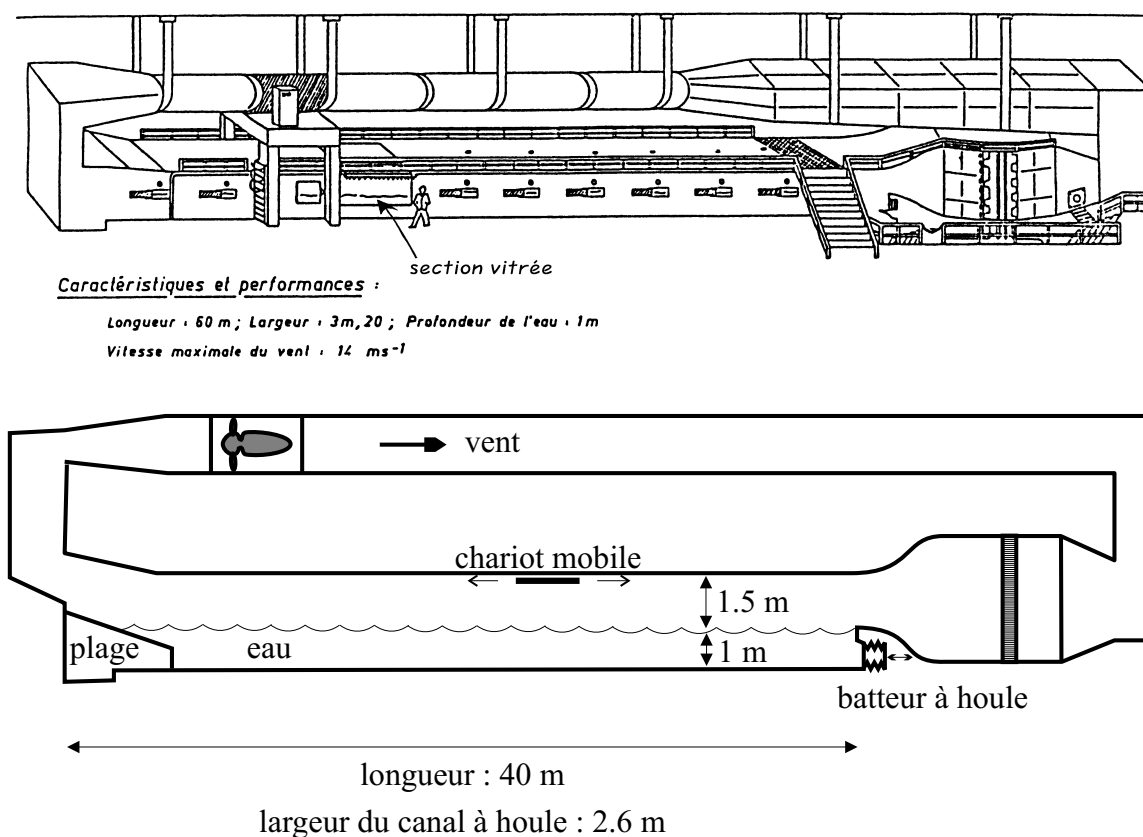


FIG. 3.1 – Schéma général de la grande soufflerie d'étude des interactions air-mer de l'IRPHE-IOA et vue en coupe montrant le bateur à houle, la plage et le chariot mobile

tissement perméable constituée de tubes de fibre de verre accolés, inclinés d'une dizaine de degrés par rapport à l'horizontale.

L'écoulement d'air est généré par un ventilateur situé dans le circuit de retour de la veine aérodynamique. Il est alors stabilisé dans une chambre de tranquillisation avant d'entrer dans la veine d'essai où il peut atteindre des vitesses jusqu'à 14 m/s. La différence de niveau entre la paroi inférieure à l'entrée de la veine d'air et la surface de l'eau est rattrapée par un "bec" flottant qui assure une transition "lisse" de l'écoulement d'air entre ces deux niveaux. Ce bec souple est constitué d'un empilement de feuilles de plastique à bulles de longueurs dégressives. Le plafond de la veine d'air n'est pas rigoureusement horizontal mais s'évase légèrement vers l'aval. Cette augmentation de la section de la veine d'air compense l'épaississement des couches limites sur les parois

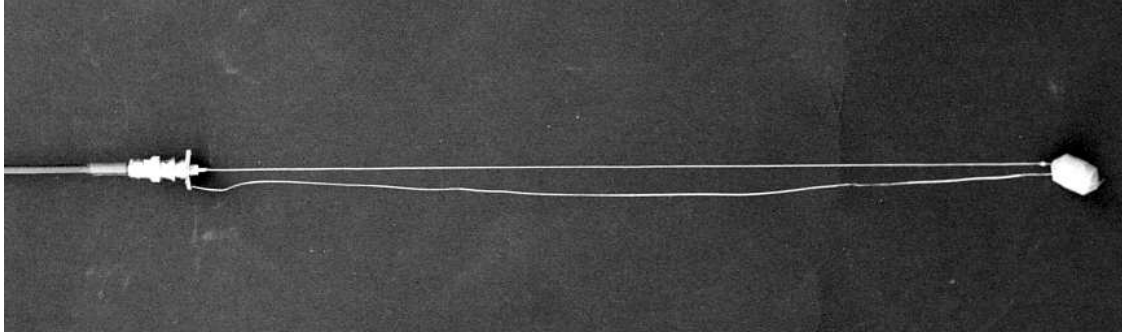


FIG. 3.2 – Photographie d’une sonde à vague capacitive montrant de gauche à droite, le départ du câble coaxial prolongé d’une part du fil capacitif tendu par le plomb et d’autre part du fil de masse également relié au plomb

du tunnel de telle manière que la vitesse de l’écoulement potentiel reste constante dans la veine d’essai. Un chariot mobile se déplaçant sur des rails dans la partie supérieure de la veine d’air permet de positionner facilement les appareils de mesure à différents fetchs.

3.2.2 Les appareils de mesure

Différents appareils de mesure ont été utilisés pour mesurer ponctuellement l’élévation de la surface, la vitesse de l’écoulement d’air ainsi que pour avoir une vue d’ensemble du champ de vagues à l’intérieur de la soufflerie.

Mesures d’élévation de la surface

Le déplacement vertical instantané de la surface de l’eau a été mesuré par des sondes à vagues capacitives qui ont été mises au point à l’IRPHE-IOA [?].

Ces sondes sont constituées d’un fil capacitif de 0.3 mm de diamètre dont l’âme en nickel est isolée par une gaine de téflon et d’un fil de masse en cuivre parallèle distant d’environ 1cm. En condition d’expérience, ce fil capacitif est maintenu tendu verticalement et partiellement immergé. Afin d’éviter les perturbations du champ de vagues qu’aurait engendré un support rigide, la tension de ce fil est assurée par un plomb fixé à son extrémité. Cette masselotte doit être située suffisamment profond

pour ne pas penduler sous l'effet des vitesses orbitales des vagues. La partie immergée de la sonde, constitue un condensateur dont les plaques sont respectivement le fil de nickel et l'eau reliée à la masse par le fil de cuivre, l'isolant étant la gaine de téflon. Sa capacité varie ainsi linéairement avec le niveau d'eau et elle est mesurée par un système électronique relié à la sonde par un câble coaxial. Le système électronique est composé d'un oscillateur à très haute fréquence (5 Mhz) et d'un démodulateur de fréquence. On obtient finalement une tension proportionnelle à la hauteur d'eau sur une plage de quelques centimètres et avec une précision inférieure à 0.1mm. Pour cette expérience, les tensions ont été ensuite filtrées passe-bas à 50 Hz et échantillonnées au double de cette fréquence de filtrage par un convertisseur analogique digital. La sensibilité de la chaîne de mesure typiquement de 0.6V/cm a été ensuite mesurée à partir d'un étalonnage statique. La réponse en fréquence de ces chaînes de mesures, a été testée jusqu'à 15Hz par comparaison avec des mesures de vitesses orbitales dans l'eau par vélocimétrie laser [?]. Aucune modification significative de la réponse du système en fonction de la fréquence n'a été constaté. D'autres auteurs [?, ?] ont même montré que la réponse en fréquence de sondes à vagues de même type était encore correcte pour des fréquences de l'ordre de 50 Hz. Avant chaque expérience, les fils de nickel recouverts de téflon ont été nettoyés pour éliminer d'éventuels dépôts ou impuretés qui pourraient perturber les mesures.

A partir de ces mesures d'élévation de la surface échantillonnées à 100hz pendant une durée de 180s, les spectres d'énergie ont été calculés sur des blocs de 4096 points. Pour limiter l'apparition d'harmoniques liées à la discontinuité au bord des blocs, une fenêtre de Hanning a été appliquée préalablement au calcul du spectre. Pour compenser la perte d'information près des bords de cette fenêtre, nous avons effectué un recoupage des blocs successifs sur la moitié de leur longueur. La résolution fréquentielle est alors de 0.025Hz et les spectres présentés sont des moyennes sur 7 blocs.

La cambrure, paramètre déterminant du phénomène d'instabilité étudié ici, a également été calculée à partir des enregistrements temporels de l'élévation de la surface. Dans le cas d'une onde sinusoïdale, cette cambrure est définie par le produit ak où a est l'amplitude de l'onde et k son nombre d'ondes. Par extension, nous utiliserons cette définition dans le cas d'une onde de surface non monochromatique mais admettant

une composante harmonique d'énergie largement dominante. La cambrure est alors définie comme le produit de l'amplitude de la composante dominante et de son nombre d'ondes. Ce nombre d'ondes k_0 est lui même déduit du rapport de la vitesse de phase c_0 sur la fréquence f_0 de l'onde dominante : $k_0 = 2\pi f_0/c_0$. La mesure de la vitesse de phase consiste, elle, à évaluer le déphasage entre deux signaux d'élévation en deux points de la surface alignés dans la direction de propagation de l'onde et espacés d'une distance r connue. Cette méthode n'est applicable que si la cohérence des signaux est élevée d'où la nécessité d'avoir une distance r petite devant la longueur de corrélation du champ de vagues. Dans notre cas, $r=7\text{cm}$ alors que la longueur de corrélation est bien supérieure à la longueur d'onde qui est au minimum de 40cm . Le déphasage $\theta(n)$ entre les composantes harmoniques de fréquence n des deux signaux est alors calculé de la manière suivante :

$$\theta(n) = \arctan \left[\frac{\text{Im}(F_{x,x+r}(n))}{\text{Re}(F_{x,x+r}(n))} \right] \quad (3.1)$$

où $F_{x,x+r}(n)$ est le spectre croisé des signaux d'élévations $\eta(x,t)$ et $\eta(x+r,t)$. La vitesse de phase de la composante harmonique de fréquence n du champ de vagues est alors :

$$c_x(n) = \frac{2\pi n r}{\theta(n)} \quad (3.2)$$

Pour estimer l'amplitude a de l'onde dominante, deux méthodes étaient envisageables. La première est géométrique : c'est la mesure de l'écart de hauteur crête creux moyen divisé par deux. La deuxième est énergétique et correspond à prendre l'amplitude qu'aurait une onde sinusoïdale d'énergie équivalente à l'élévation mesurée : c'est la mesure de l'écart type de l'élévation multiplié par un facteur $\sqrt{2}$. La deuxième méthode a été utilisée pour son caractère énergétique qui correspond mieux à la nature énergétique des interactions non linéarités théoriquement responsables du phénomène étudié.

Mesures de vitesse dans l'écoulement d'air

Pour mesurer la composante moyenne des vitesses de l'écoulement d'air, nous avons utilisé un tube de Pitot relié à un manomètre différentiel. La mesure de la différence δp entre les pressions statique et dynamique permet de calculer la vitesse U par la loi de Bernoulli $\delta p = \frac{1}{2}\rho U^2$.

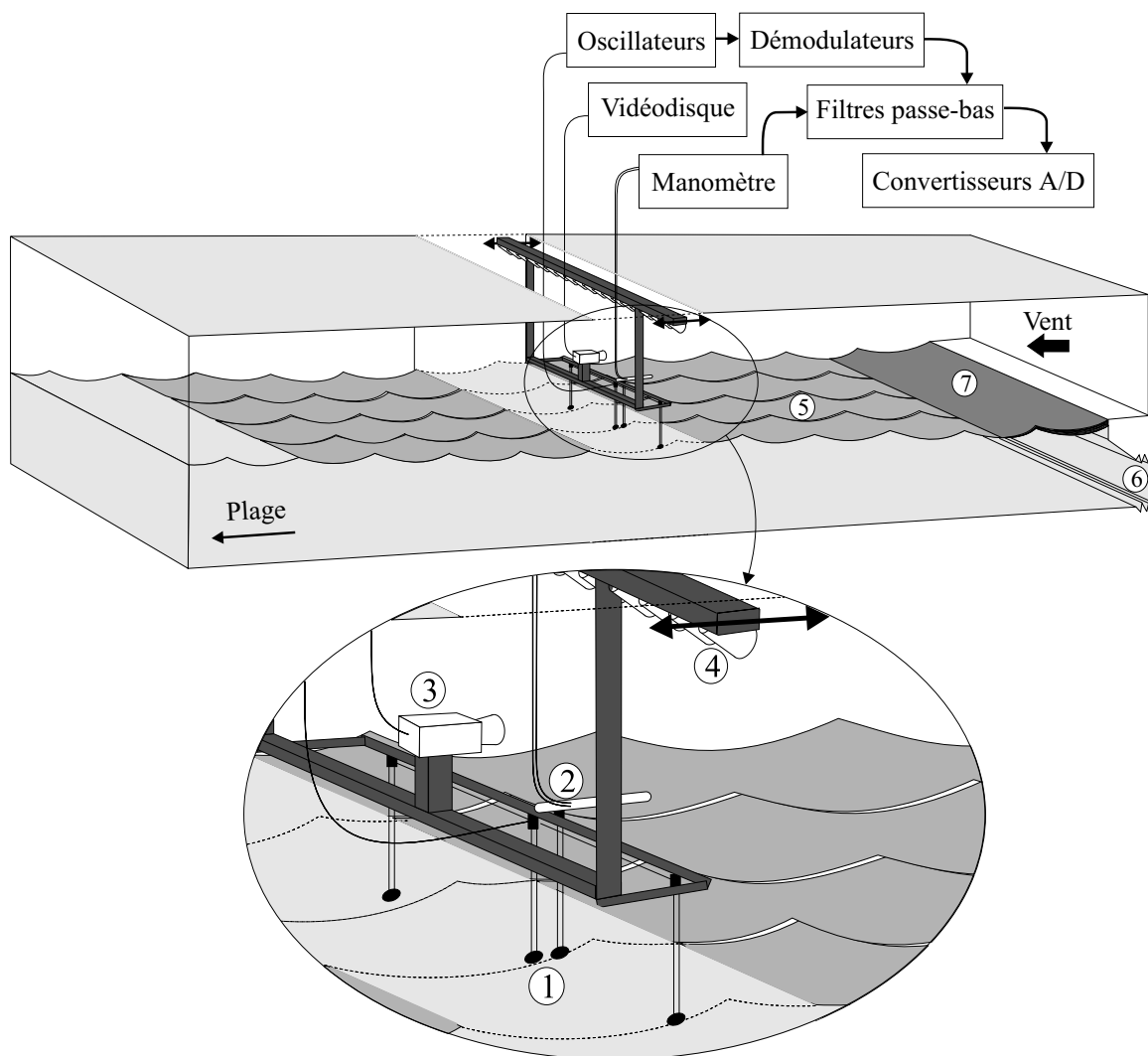


FIG. 3.3 – *Dispositif expérimental.* (1) Sondes à vagues; (2) tube de Pitot; (3) Caméra; (4) rampe d'éclairage; (5) film plastique; (6) générateur de houle; (7) bec.

Le dispositif vidéo

Les champs de vagues tridimensionnels ont été filmés de l'intérieur de la soufflerie pour permettre non seulement une meilleure vision qualitative mais aussi une estimation de la périodicité spatiale des phénomènes instationnaires observés. Le matériel vidéo utilisé est constitué d'une caméra reliée à un système d'enregistrement sur vidéodisque laser ainsi que d'une rampe lumineuse permettant d'éclairer la zone observée. Comme

on peut le voir sur la figure 3.3, la caméra a été placée dans l'axe de la veine d'essai inclinée légèrement vers le bas et visant dans le sens opposé de la propagation des vagues. Elle permet ainsi d'avoir une vue des faces avant des crêtes sur la majeure partie du bassin. La fréquence d'acquisition des images est de 50Hz ce qui nous a permis de suivre correctement la propagation des vagues et les phénomènes d'instabilités dont les fréquences caractéristiques étaient de l'ordre du Hertz.

3.2.3 Le film plastique

L'originalité de cette étude expérimentale est d'avoir recouvert la surface de l'eau avec un film plastique flottant. Les raisons qui nous ont amené à utiliser un tel dispositif sont issues d'un concours de circonstances. Les études théoriques et expérimentales existantes montraient que les instabilités tridimensionnelles n'apparaissaient dans un champ de vagues initialement bidimensionnel que pour des cambrures très élevées. Or notre générateur de houle ne permettait pas d'obtenir de telles cambrures. Une première idée a été d'amplifier ces ondes en faisant souffler un vent sur la surface. Le vent générerait alors des vagues d'échelles courtes qui perturbaient l'onde dominante. La deuxième idée a alors été de recouvrir la surface de l'eau par un film plastique permettant l'amplification de l'onde initiale par le vent tout en évitant le développement des vagues parasites de petites échelles. Nous avons alors examiné l'influence que pouvait avoir ce film plastique sur la propagation et la stabilité des ondes de surface. Par la modification considérable de l'élasticité de la surface qu'il induit, la première influence remarquable de ce film est de supprimer l'instabilité modulationnelle tout en préservant le développement de l'instabilité tridimensionnelle. Une explication probable de cette sélection est que la tension longitudinale exercée par ce film inhiberait d'avantage les perturbations dans la direction longitudinale plus dans des directions obliques. Le deuxième effet est une limitation du déferlement des crêtes. La tension exercée par le film à la surface amorti en effet les hautes fréquences associées aux crêtes proches du déferlement. Finalement, ce film plastique, en inhibant à la fois l'instabilité modulationnelle et les déferlements favorise l'observation de l'instabilité tridimensionnelle et permet de la mesurer avec un minimum de facteurs contaminants. Nous avons ensuite voulu quantifier l'effet de ce film plastique sur la relation de dispersion des ondes libres

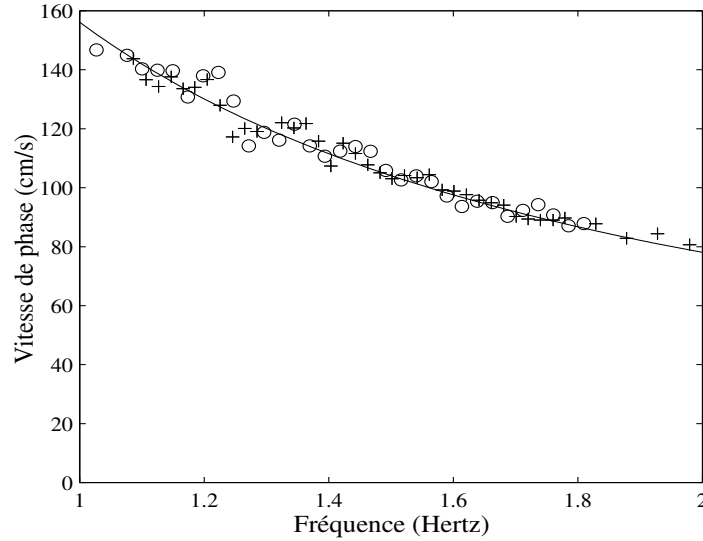


FIG. 3.4 – *Relations de dispersion mesurées en présence (o) ou non (+) du film plastique. La courbe en trait plein est la relation de dispersion linéaire théorique.*

puisque c'est la principale caractéristique liée à leur milieu de propagation intervenant dans le mécanisme d'interaction non-linéaire responsable de ces instabilités. Cette relation de dispersion a donc été mesurée sur le domaine de longueur d'onde le plus large possible sachant que les longueurs d'ondes des perturbations intervenant dans les processus d'interactions non linéaires prépondérants sont de l'ordre de grandeur de celle de l'onde initiale. Elle peut être exprimée en terme de variation de la vitesse de phase c de l'onde en fonction de sa fréquence n .

La vitesse de phase des ondes de surface avec et sans le film plastique a ainsi été déterminée selon la méthode décrite plus haut, sur une plage de fréquence comprise entre 1 et 2Hz en mesurant les vitesses de phases d'ondes de plusieurs fréquences ayant une cambrure ak voisine de 0.1. La figure 3.4 présente les relations de dispersion mesurées avec et sans plastique ainsi que la relation linéaire. Cette relation linéaire est une bonne approximation pour une cambrure de 0.1 sachant que l'augmentation de la vitesse de phase due aux effets non-linéaires n'est que de 1%. On constate un bon accord entre les deux relations de dispersion expérimentale et la relation théorique. Le film plastique ne cause donc pas de modification significative de la relation de dispersion

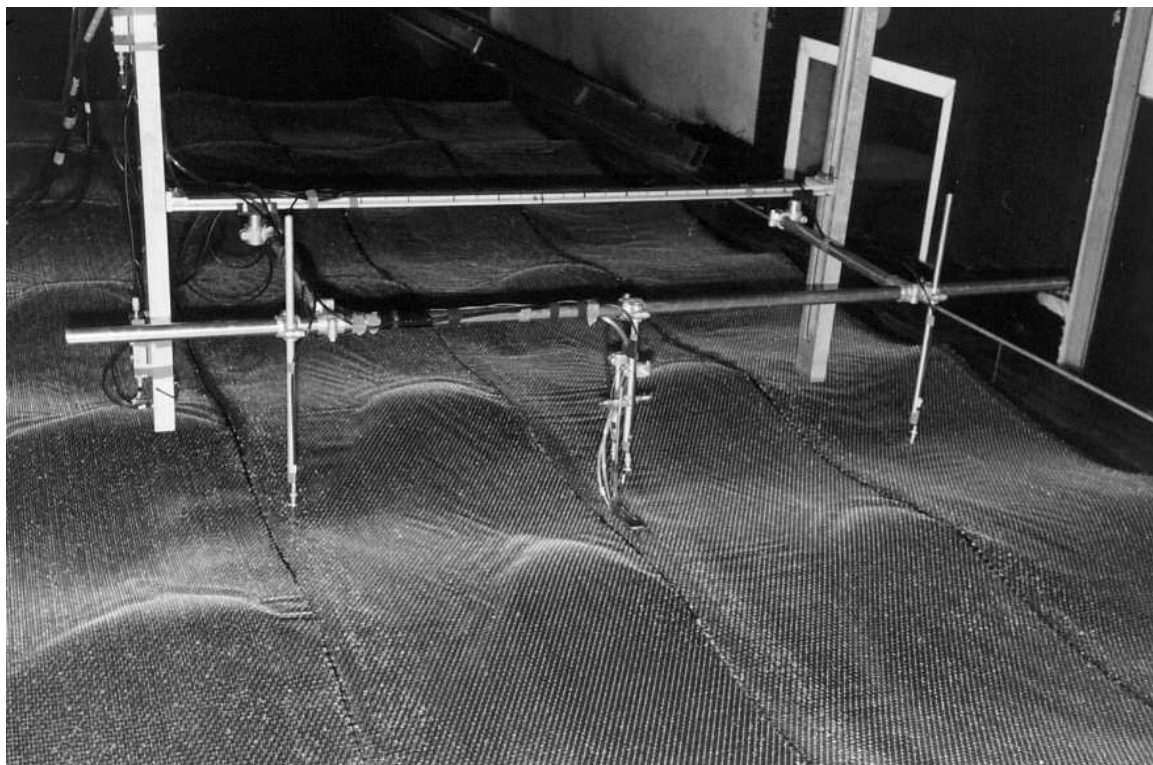


FIG. 3.5 – Photographie montrant les sondes à vagues montées sur le chariot mobile.

dans le domaine de fréquences considéré.

3.3 Procédure expérimentale

La procédure expérimentale adoptée pour déterminer les conditions d'émergence des formes en "fer à cheval" a été la suivante : une onde de fréquence et d'amplitude fixée est générée par le batteur à houle, et le vent est alors augmenté progressivement jusqu'à l'apparition de modulations transverses de la crête de l'onde initiale. L'élévation de la surface du champ de vagues est alors mesurée par trois sondes à vagues capacitatives fixées sur le chariot mobile. Elles sont alignées et réparties dans la largeur du bassin pour contrôler l'homogénéité latérale du champ de vagues (voir figure 3.5). Le chariot mobile est alors déplacé vers la zone d'émergence des formes en "fers à cheval" pour y faire un enregistrement temporel qui permettra de quantifier la cambrure, puis

dans la zone de plein développement des formes tridimensionnelles pour mesurer les profils temporels associés aux formes en "fer à cheval" observées. Pour permettre le déplacement des sondes, le film plastique est découpé, dans sa largeur, en 4 bandes de 65cm de large et 32m de long. Les signaux de ces sondes à vagues sont ensuite filtrés à 50 Hz, échantillonnés à 100Hz et enregistrés pendant 3 minutes. Une quatrième sonde quelques centimètres en aval de la sonde centrale permet de mesurer la vitesse de phase des ondes selon la méthode décrite plus haut. Une sonde de référence est également disposée à l'entrée du bassin pour mesurer les caractéristiques de l'onde initiale. Dans les cas où les perturbations tridimensionnelles qui se développent ne sont pas stationnaires par rapport à l'onde de base, des séquences vidéo d'une minute sont enregistrées. Cette procédure est renouvelée pour toute une gamme de fréquence de l'onde initiale entre 1.25 et 1.65 Hz par pas de 0.01Hz. De plus, pour un nombre plus limité de fréquences, nous avons fait varier la cambrure de l'onde initiale pour déterminer l'influence de ce paramètre sur l'apparition et les propriétés des instabilités tridimensionnelles.

3.4 Instabilité tridimensionnelle classique

Nous avons pu observer les formes en "fer à cheval" classiques déjà mises en évidence par les expériences de Su & al [?, ?] et Melville [?]. Une étude des conditions d'émergence et une caractérisation de ces formes tridimensionnelles a donc été réalisée à partir des observations et des mesures ponctuelles de l'élévation de la surface. Nous interprétons finalement ces résultats en comparaison avec ceux prévus par la théorie des interactions non-linéaires résonnantes.

3.4.1 Observations visuelles

Dans certaines conditions de cambrure et de fréquence de l'onde initiale, lorsque le vent augmente progressivement, des formes en "fer à cheval" émergent brusquement sur les crêtes de l'onde de base. Nous appelons dorénavant onde de base, la composante du champ de vagues tridimensionnel de même vecteur d'onde que celui de l'onde initiale. Ces formes ont la particularité d'être stationnaires par rapport à cette onde de base. La figure 3.6 a) montre une photo de l'arrière des crêtes de l'onde initiale dans un

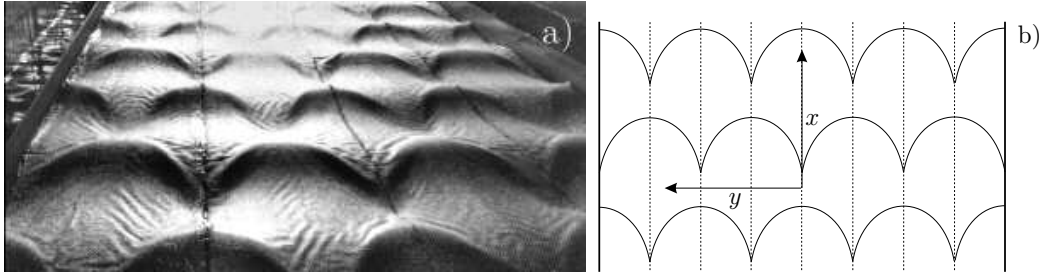


FIG. 3.6 – *Instabilité tridimensionnelle classique pour une fréquence de 1.39Hz , un vent de 5.4 m/s et un fetch de 23m : (a) photo des formes en fer à cheval vue de derrière; (b) schéma de la configuration des "fer à cheval"; l'axe x est dirigé dans le sens de propagation de l'onde initiale et les trait discontinus indiquent les axes de symétrie de l'organisation des croissants.*

cas d'observation de ces formes stationnaires. On observe clairement des croissants ou "fer à cheval" dont la courbure est orientée dans le sens inverse de leur propagation. On peut noter également que l'organisation de ces formes en "fers à cheval" présente une périodicité transversale. Une longueur d'onde transverse égale à la largeur d'un croissant peut donc être estimée simplement en comptant le nombre de croissants dans la largeur du bassin. On voit clairement que les formes tridimensionnelles sur deux crêtes successives de l'onde initiale sont décalées d'une demi longueur d'onde transverse, formant ainsi une organisation globale en damier. Cette configuration classique des croissants correspond à celle observée à la fois par Melville [?] et par Su [?] qui la nomme L2. La figure 3.6 montre également que la structure tridimensionnelle présente des axes de symétrie sur les parois latérales. Or cette configuration présente un axe de symétrie toutes les demi-longueurs d'ondes transverses comme le souligne la figure 3.6 (b), le nombre de demi-croissants dans la largeur du canal est donc un nombre entier : $N=8$ ici. La figure 3.7 présente d'autres observations de cette structure de "fer à cheval" en damier pour des fréquences différentes de l'onde initiale. On observe là encore des nombres entiers de demi-croissants : $N=9$ et $N=10$. Cette propriété n'est donc pas caractéristique d'une unique fréquence mais générale pour toutes les fréquences d'observation.

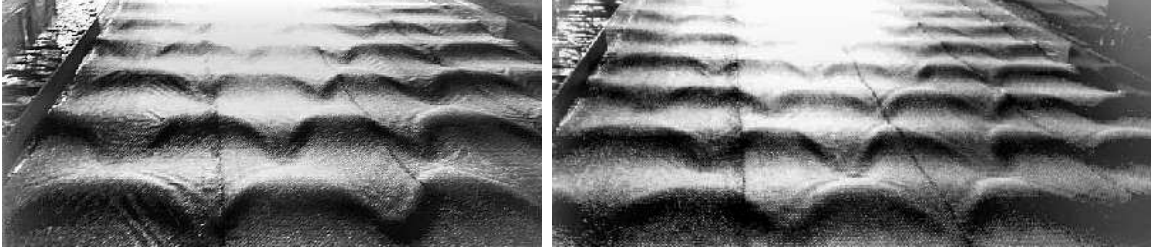


FIG. 3.7 – Photos présentant le nombre entier de demi croissants dans la largeur du bassin. $N=9$ à gauche et 10 à droite observées aux fréquences 1.49 et 1.60 Hz de l'onde initiale.

3.4.2 Résultats

Les mesures réalisées nous ont permis en premier lieu de quantifier la cambrure de l'onde initiale dans les cas d'émergence des structures tridimensionnelles. Les différentes composantes du champ de vagues ont alors été identifiées à l'aide de l'examen des profils temporels et des spectres correspondants. Une analyse de la phase de ces signaux nous a finalement permis de mesurer le déphasage entre ces différentes composantes afin de le comparer aux prévisions théoriques.

Conditions d'émergence

L'émergence des formes en "fer à cheval" n'a été observée, indépendamment de la cambrure, que dans des domaines de fréquences critiques. Sur la gamme 1.25, 1.65Hz, les domaines de fréquences critiques sont centrés autour de 1.39, 1.49 et 1.60Hz et ont une extension relativement faible de 0.04Hz. Dans les cas d'émergence, les premières modulations transverses des crêtes de l'onde de base sont observées pour un fetch supérieur à 20 m, lorsque la cambrure atteint une valeur comprise entre 0.13 et 0.15. Cette valeur critique de la cambrure, centrée autour de 0.14 ne dépend pas de la fréquence ni de l'amplitude initiale de l'onde. Dans les domaines de fréquence critiques, lorsqu'on augmente encore la cambrure, l'émergence est rapide et prononcée, autrement dit les formes en croissants sont très marquées et observées à seulement 10m du générateur de houle. En s'écartant de ces fréquences l'émergence est de moins en moins rapide et prononcée et les formes en "fer à cheval" présentent une organisation

qui n'est plus aussi régulière. L'étude de ces champs de vagues irréguliers sera présentée ultérieurement.

Enregistrements temporels

La figure 3.8 présente, dans un cas d'émergence de l'instabilité tridimensionnelle classique, les enregistrements temporels simultanés de l'élévation de la surface mesurés par les trois sondes alignées dans la largeur du canal. Les profils temporels des deux sondes latérales montrent clairement une modulation du double de la période de l'onde initiale qui n'avait jamais été observée lors des études précédentes avec une telle régularité. Sur le profil zoomé (3.8 b), on note également une asymétrie avant/arrière marquée des crêtes les plus hautes pour les sondes 1 et 3. On remarque néanmoins que l'amplitude de modulation dépend fortement de la position transverse de la sonde. Cette variabilité transversale des profils temporels est en accord avec les observations de Su qui a noté que l'amplitude des modulations du signal était maximale lorsque la sonde à vague se trouvait sur un axe de symétrie et décroissait de part et d'autre de cet axe jusqu'à disparaître. On peut donc, pour un même champ de vagues, observer ou non des modulations sur le signal temporel en fonction de la position transverse de la sonde. Parallèlement à cette variation d'amplitude de la modulation, la forme particulière de la modulation peut elle même varier pour une même position transverse de la sonde par rapport à la structure tridimensionnelle. La figure 3.9 présente trois exemples d'enregistrements temporels présentant trois formes de modulation différentes mesurés à partir de la sonde centrale située sur un des axes de symétrie de l'organisation des croissants. Le premier profil présente en effet une nette modulation des crêtes, le troisième des creux et le deuxième des deux à la fois même si nous n'avons pas constaté de différence d'aspect des fers à cheval observés pour ces trois cas.

Analyse spectrale

Afin de déterminer les composantes harmoniques responsables de la forme spécifique des profils temporels mesurés, une analyse spectrale de ces signaux a été réalisée. Compte tenu des variations transversales de l'amplitude de modulation du signal, nous avons choisi, pour mieux identifier les différentes harmoniques, de calculer ces spectres

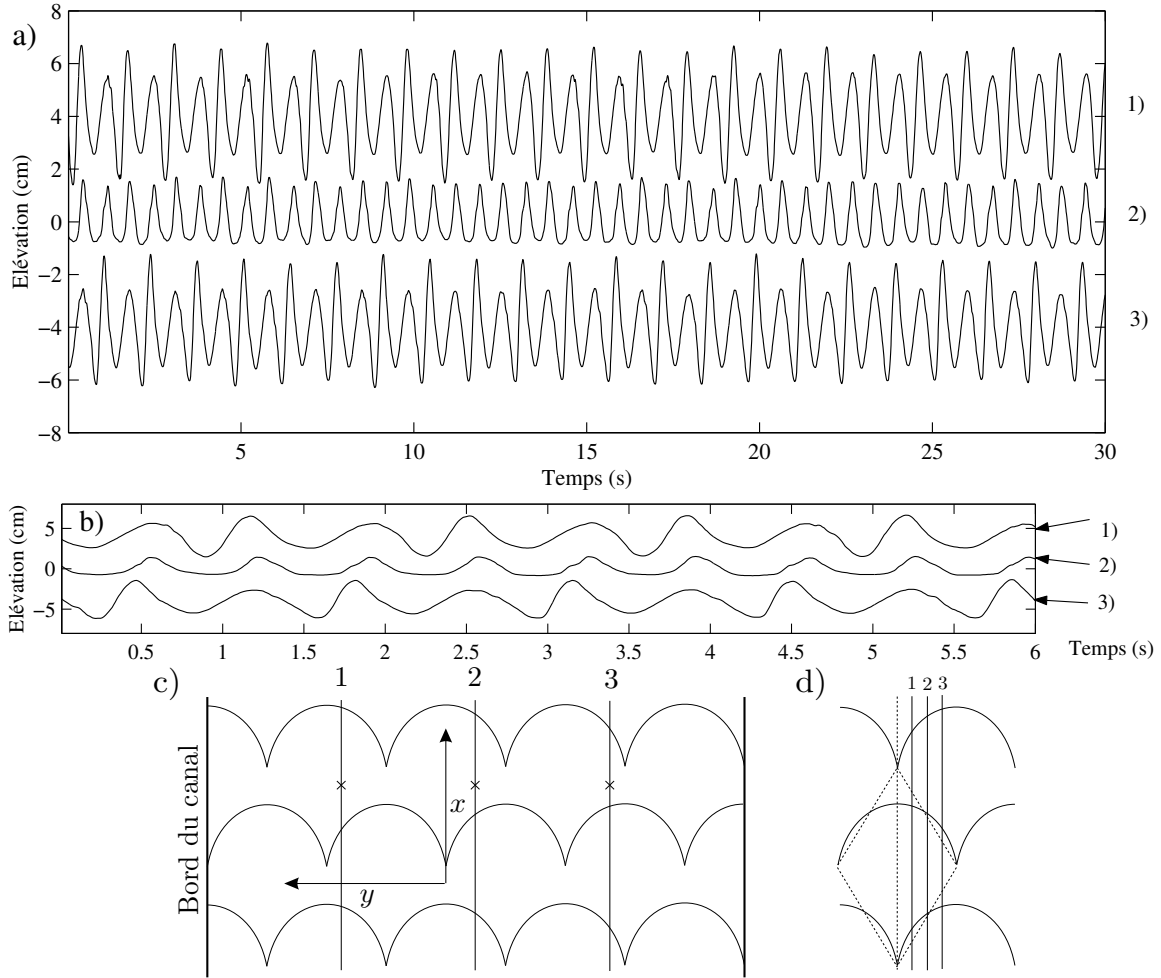


FIG. 3.8 – *Profils temporels de l'élévation de la surface pour une fréquence de l'onde de base de 1.49Hz, pour un vent de 5.4m/s et un fetch de 23m. Les trois sondes 1,2,3 dont les signaux (a) et (b) sont décalés verticalement de 4cm chacun sont localisés par des croix sur le schéma c). Le schéma d) montre la position relative des sondes par rapport aux fers à cheval, aux losanges et aux axes de symétries de la configuration des croissants. le schéma de gauche. Le schéma d) montre la position relative des sondes par rapport aux fers à cheval et aux axes de symétries du champ de vagues.*

sur les profils temporels présentant la plus grande modulation. La figure 3.10 montre les spectres correspondant aux profils de la figure 3.9. Par comparaison, le spectre de l'onde

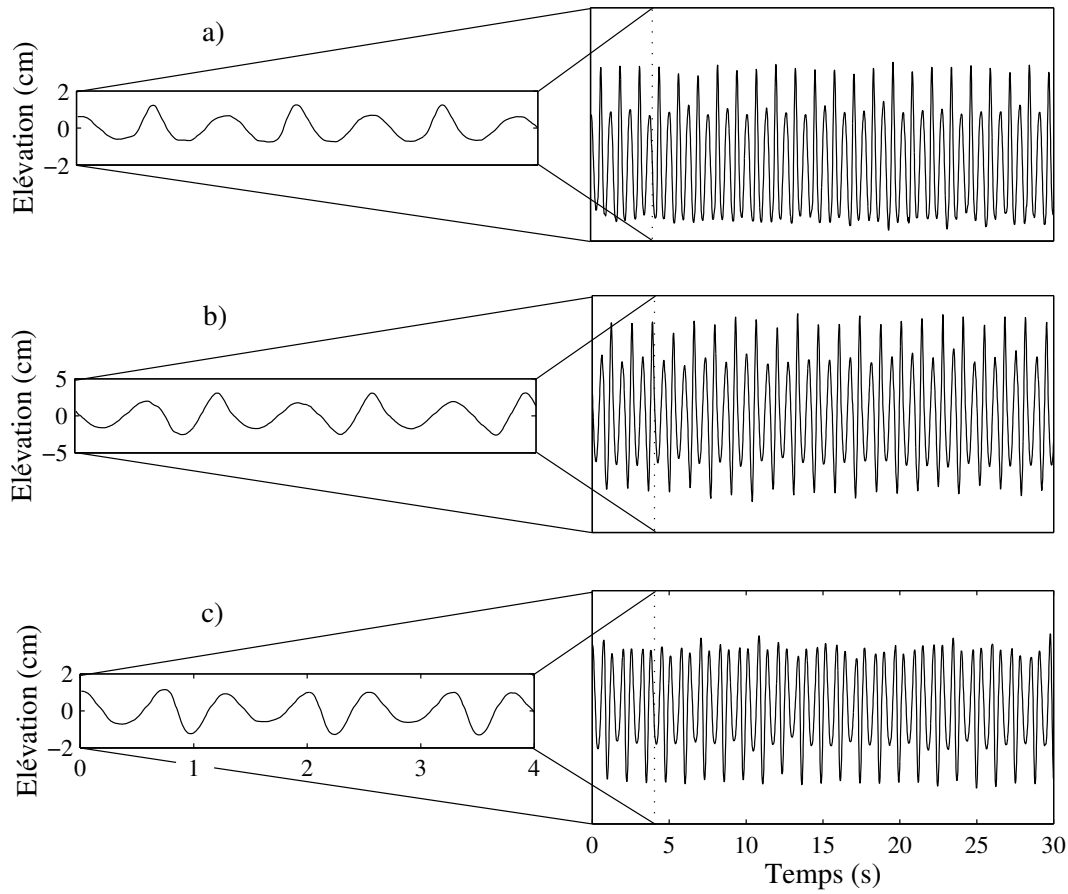


FIG. 3.9 – Enregistrements temporels de l'élévation de la surface dans les conditions de fréquence 1.6Hz (a), 1.4Hz (b), 1.6Hz (c), de cambrure initiale 0.11 (a), 0.12 (b), 0.11 (c), de vent 5.4m/s et de fetch 24m (a), 28m (b) et 26m (c).

initiale à l'entrée du bassin est indiqué en gris et les fréquences sont adimensionnées par la fréquence fondamentale. Les trois spectres de l'onde initiale présentent une série d'harmoniques aux fréquences adimensionnées entières. Après le développement de l'instabilité, les spectres présentent également une série d'harmoniques aux fréquences adimensionnelles entières mais aussi une deuxième aux fréquences adimensionnelles

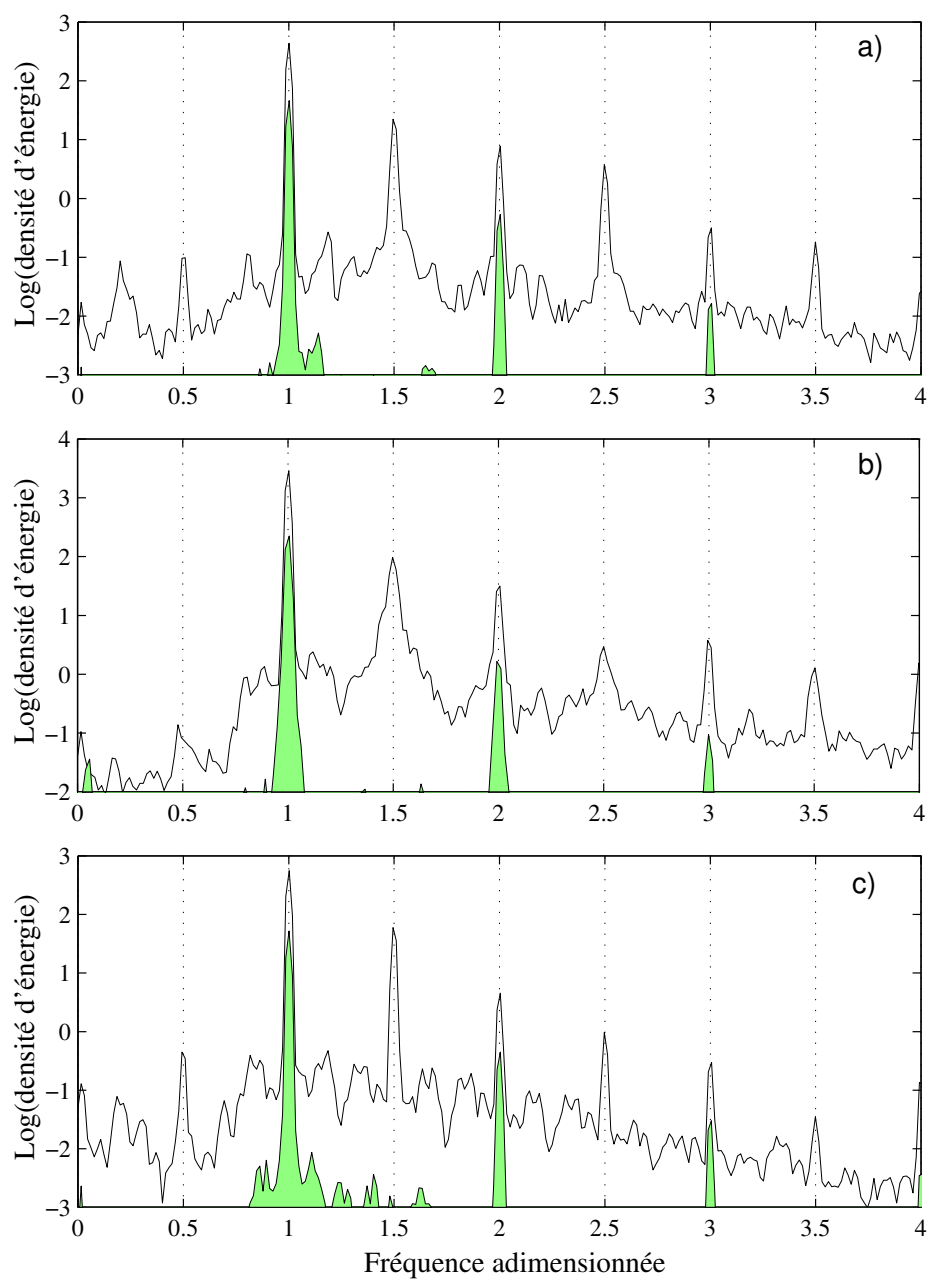


FIG. 3.10 – Spectres des enregistrements temporels de la figure 3.9 comparés aux spectres des enregistrements temporels de l'onde initiale à l'entrée du bassin décalés d'une décade vers le bas et coloriés en gris.

ω_i/ω_0 demi-entières :

$$\omega_i = (i + 0.5) \cdot \omega_0$$

$$\text{avec } i = \{0, 1, 2, 3, \dots\}$$

Compte tenu de la similarité de ces spectres il semblerait que ce soit l'information de phase qui soit à l'origine des différentes formes de modulations observées.

Analyse des phases

Le déphasage entre les différentes composantes harmoniques du signal peut non seulement influencer sur les formes de modulations mais aussi sur l'asymétrie du profil des vagues. Cette analyse des phases est donc réalisée dans le but d'estimer ce déphasage. Les deux composantes principales aux fréquences adimensionnées 1 et 1.5 représentant à elles seules plus de 95% de l'énergie du signal, nous nous limiterons à estimer le déphasage φ_0 entre ces deux harmoniques. Pour estimer l'influence de ce déphasage sur la forme des modulations, une reconstitution du signal à partir de ces deux composantes spectrales déphasées d'une valeur de φ_0 connue a été réalisée. Le rapport d'amplitude entre les composantes de fréquences 1.5 et 1 du signal reconstitué est pris égal à 0.3 qui correspond à une valeur obtenue couramment lors de nos expériences.

$$\eta_{\text{simulé}} = \cos(t) + 0.3 \times \cos(1.5t + \varphi_0) \quad (3.3)$$

La figure 3.11 a) montre cette simulation pour quatre valeurs de φ_0 : 0, $\pi/4$, $\pi/2$ $3\pi/4$, un déphasage de π étant équivalent à un déphasage nul. Les profils temporels simulés présentent clairement des formes de modulation différentes en fonction du déphasage φ_0 . L'origine des différentes formes de modulation observées peut donc s'expliquer par la variation de cette valeur φ_0 . Pour estimer ce déphasage sur les signaux mesurés, une méthode basé sur le calcul de la forme analytique du signal a été utilisée. Ce signal analytique s'écrit :

$$s(t) = a(t)e^{i\phi(t)} \quad (3.4)$$

ou $a(t)$ et $\phi(t)$ sont l'amplitude et la phase du signal. Cette forme analytique peut être calculée simplement à l'aide de la transformée de Hilbert par la relation

$$s(t) = f(t) - iH(f(t)) \quad (3.5)$$

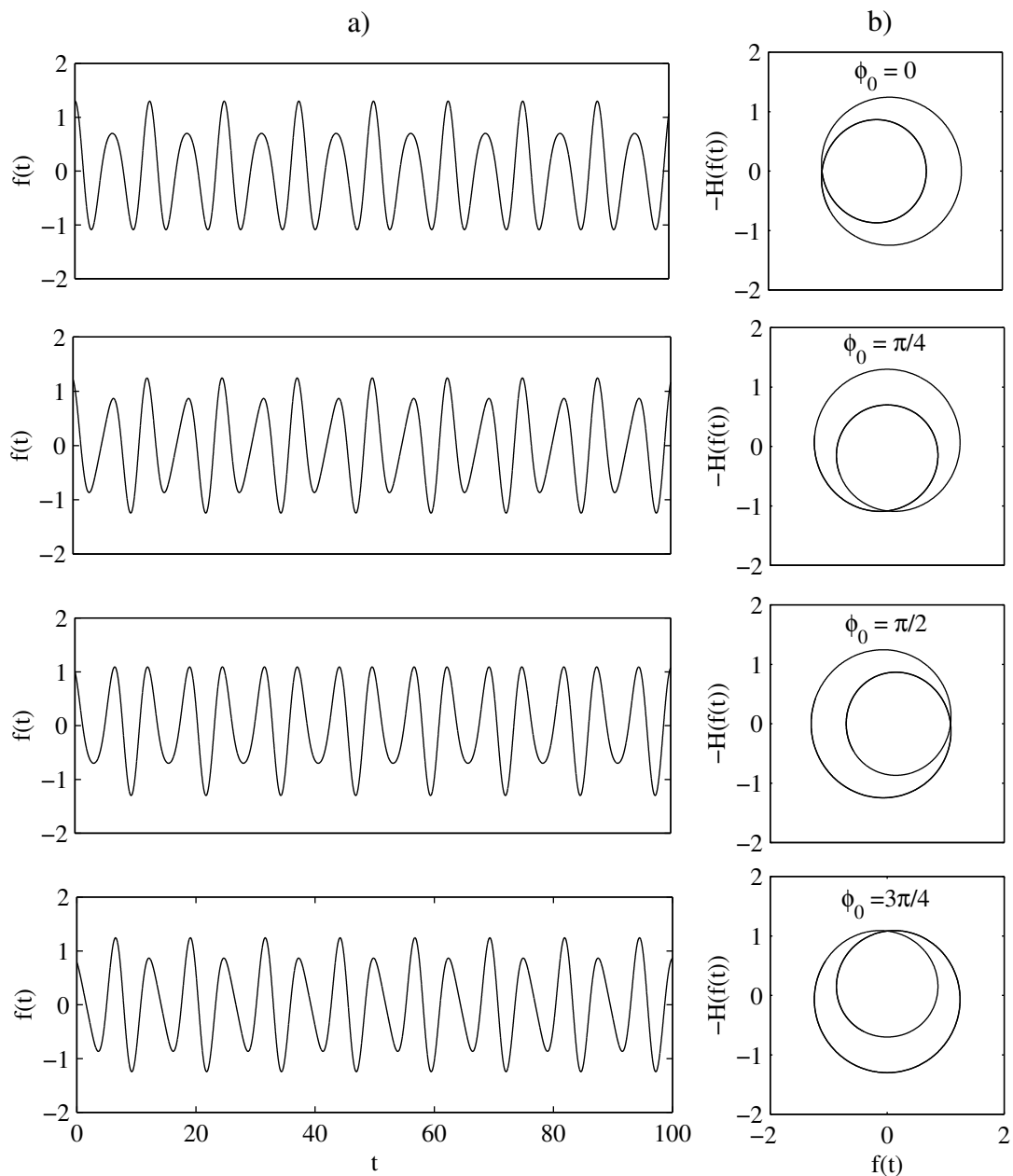


FIG. 3.11 – *Différentes formes de modulations du signal $\cos(t) + 0.3 \cos(1.5t + \varphi_0)$ pour $\varphi_0 = 0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$. (a) Signaux temporels simulés $f(t)$. (b) Signaux analytiques associés en représentation polaire.*

ou $f(t)$ est le signal réel et H la transformée de Hilbert.

$$H(f(t)) = \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(t') dt'}{t' - t} \quad (3.6)$$

$\mathcal{P}$ est la valeur principale de Cauchy. La figure 3.11 b) présente la trajectoire de ce signal analytique pour chacun des cas de la figure 3.11 a). Pour les différentes formes de modulation simulées, les trajectoires présentent toutes deux boucles qui se rejoignent en un croisement dont on pourrait montrer que la position angulaire trigonométrique α est liée au déphasage φ_0 par la relation

$$\alpha = 2 \cdot \varphi_0 + \pi \quad (3.7)$$

Cette méthode de détermination de φ_0 a été appliquée aux signaux mesurés. La figure 3.12 présente les signaux de la figure 3.9 ainsi que les trajectoires des signaux analytiques associés. Les légères déformations de ces doubles boucles par rapport aux simulations présentées sont explicables par la présence d'harmoniques autres que ω_0 et $1.5\omega_0$ mais ayant des amplitudes faibles (cf. spectres figure 3.10). Ces trajectoires présentent malgré tout un croisement, tout comme celles des profils simulés. Même si la position angulaire de ce croisement sur chaque période du signal analytique n'est pas parfaitement identique, sa moyenne est néanmoins repérable. Les valeurs moyennes de φ_0 estimée de cette manière sur les trois signaux de la figure 3.12 de haut en bas sont respectivement $\varphi_0 = 0, 0.35\pi, 0.55\pi$ modulo π . Ces valeurs très différentes montrent que l'orientation des "fers à cheval", qui est la même dans les trois d'observation, n'est pas liée à une valeur particulière du déphasage entre l'onde de base et les deux ondes obliques symétriques.

3.4.3 Analyse des résultats

Il s'agit ici de montrer que les champs de vagues observés correspondent bien à l'instabilité tridimensionnelle classique prévue par les théories existantes. puis d'en comparer les conditions d'émergence et les propriétés tridimensionnelles. Etant donné la stationnarité du champ de vagues par rapport à l'onde initiale, l'ensemble des composantes du champ de vagues ont une vitesse de phase identique dans la direction de

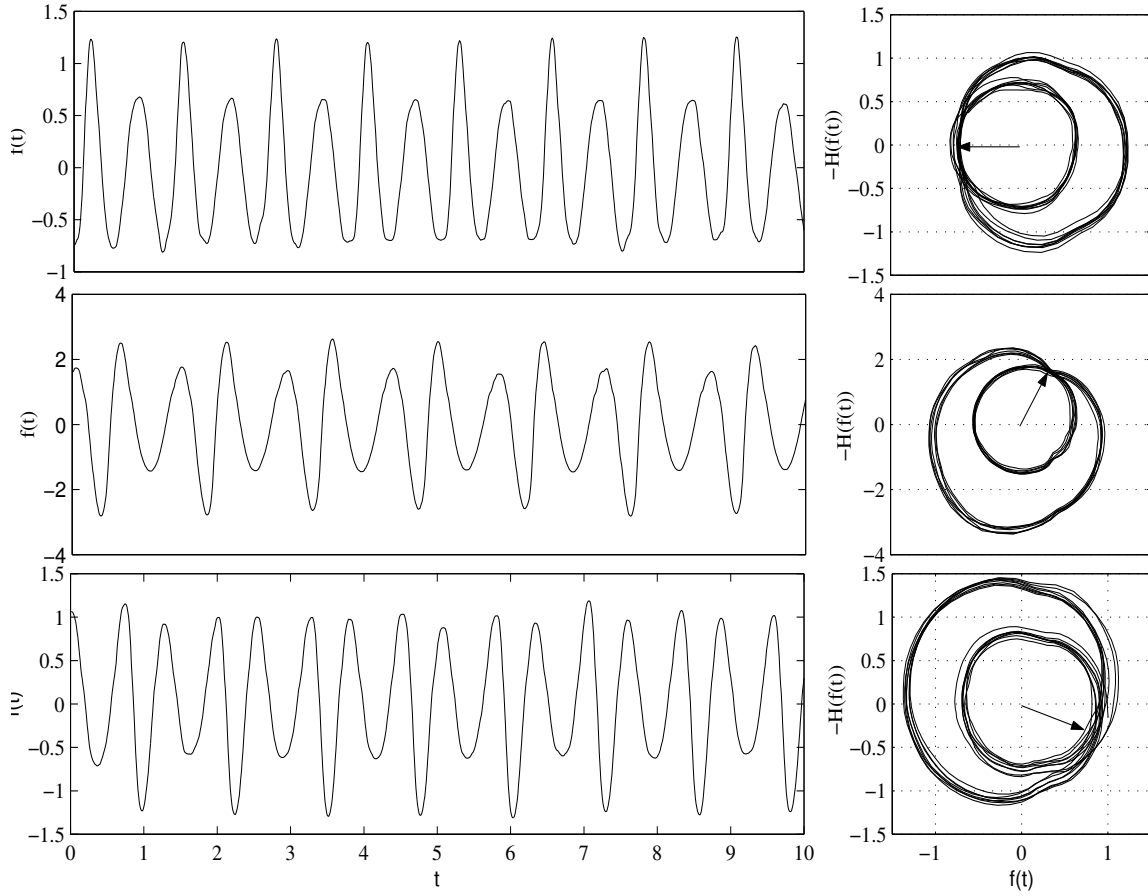


FIG. 3.12 – *Différentes formes de modulations correspondantes aux conditions de la figure 3.9. (a) Profils temporels $f(t)$. (b) Signaux analytiques associés en représentation polaire. La flèche indique la position angulaire du croisement.*

l'onde initiale et le profil temporel de l'élévation de la surface est donc identique au profil spatial dans cette direction. Les composantes harmoniques adimensionnelles du signal temporel sont donc identiques aux harmoniques spatiales adimensionnelles de ce profil spatial. Or l'analyse des spectres des profils temporels a permis d'identifier une séquence de composantes spectrales additionnelles ayant des fréquences adimensionnelles demi-entière. Le champ de vagues présente donc également des composantes de nombre d'ondes longitudinaux adimensionnés demi-entiers. C'est précisément à des perturbations de ce type qu'une onde de gravité de forte cambrure est théoriquement

la plus instable. En effet, le taux d'instabilité, pour une cambrure ak supérieure à 0.32, est théoriquement maximum pour des perturbations ayant une valeur de $p = 0.5$ soit des nombres d'ondes longitudinaux adimensionnés $p, p+1, p+2, \dots$ ayant des valeurs demi-entières. On peut ainsi identifier l'émergence des formes en "fer à cheval" organisées en damier, à l'instabilité classique d'une onde de gravité résultant de mécanismes d'interaction non-linéaire d'ordre 4.

Néanmoins l'émergence de cette instabilité a été observée à partir d'une cambrure de 0.14, bien plus faible que la cambrure critique théorique de 0.32. Cette cambrure diffère également des cambrures critiques mesurées expérimentalement par Su et Melville dont les valeurs de 0.25 et 0.31 sont plus proches de la cambrure critique théorique. Pour expliquer cette différence, il faut rappeler que l'instabilité tridimensionnelle existe même pour des cambrures faibles mais qu'elle est alors dominée par l'instabilité modulationnelle. Or nous avons constaté que la présence du film plastique éliminait l'instabilité modulationnelle [?]. Il n'est donc pas étonnant de voir l'instabilité tridimensionnelle se développer pour des cambrures plus faibles. Ainsi, contrairement au cas sans plastique, l'origine de la cambrure critique ne semble donc plus être la compétition avec l'instabilité modulationnelle. Il semble que cette origine soit plutôt liée ici au taux d'instabilité dont la valeur dépend de la cambrure comme le montre la figure 2.5 issue des travaux théoriques de McLean [?]. Pour des cambrures inférieures à 0.14, ce taux serait en effet insuffisant pour permettre l'émergence de cette instabilité sur la longueur limitée du canal.

Concernant l'émergence de cette instabilité au delà d'une cambrure critique, les prévisions théoriques sont adimensionnelles et supposent donc le même comportement pour toutes les fréquences. On peut se demander si l'émergence sélective sur des domaines de fréquences restreints ne serait pas une conséquence de la largeur finie du canal. En effet, la présence de la cavité constituée par les deux parois latérales du canal sélectionne des modes oscillatoires transverses particuliers correspondant aux modes propres de la cavité. Cette sélection, qui explique que seuls des nombres entiers de demi longueur d'onde transverses soient observés lors de nos expériences, induit donc une discrétisation des longueurs d'ondes transverses :

$$|\lambda_y| = 2 \cdot \frac{\text{largeur du canal}}{N} \quad (3.8)$$

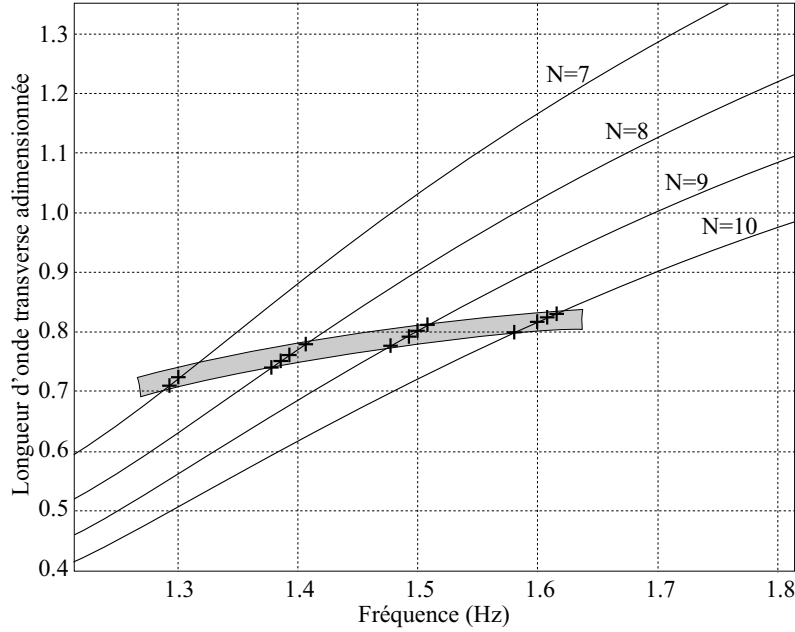


FIG. 3.13 – Longueurs d'onde transverse adimensionnées $1/q$ en fonction de la fréquence. Les croix correspondent aux observations. Les courbes sont les valeurs discrètes de $1/q$ imposées pour chaque fréquence par les modes propres du bassin. N est le nombre de demi-longueurs d'onde transverses de chaque mode. L'intersection entre la zone coloriée en gris et les courbes regroupe les cas pour lesquels le champ de vagues observé reste régulier.

L'écart entre ces valeurs discrètes $|\lambda_y|$ est inversement proportionnel à la largeur du canal de telle sorte que cet effet de sélection est d'autant plus marqué que le canal est étroit.

Cependant, pour une fréquence donnée, le nombre d'onde transverse adimensionné q varie théoriquement avec la cambrure (voir figure 2.4). Pour une fréquence quelconque, on devrait donc théoriquement observer l'émergence de l'instabilité lorsque la cambrure est telle que le nombre d'onde transverse corresponde à un mode propre du canal. La figure 3.13 illustre les variations de la longueurs d'onde transverses adimensionnées $1/q$ correspondant aux modes propres transverses du canal en fonction de la fréquence. Ces modes propres sont repérés par le nombre N de demi-longueurs d'ondes dans la largeur du canal. Pour chaque fréquence, on voit sur cette figure, que plusieurs valeurs

de $1/q$ sont possibles. Cependant, pour certaines fréquences, aucune émergence n'a été observée. Pour comprendre ces cas de non émergence, il faut considérer la relation théorique $1/q = f(ak)$ qui indique que la plage de variation de $1/q$ observée est induite par la plage de variation de la cambrure. Dans notre cas, étant donné la faible plage de variation de ak ($[0.10 \ 0.17]$), la plage de variation observée de $1/q$ correspondante (en gris sur la figure 3.13) est trop étroite pour permettre d'observer l'émergence de cette instabilité à toutes les fréquences. L'émergence sur des plages de fréquences critiques ne serait donc pas liée au phénomène d'instabilité lui même mais à un effet de la largeur finie du canal. Au contraire, il semblerait que cette instabilité existe naturellement à toutes les fréquences puisqu'elle a été observée dans notre canal chaque fois que cela était possible.

Par ailleurs, nous avons vu que les modélisations théoriques récentes de ces formes tridimensionnelles (Shrira et al.[?]) prévoyaient que l'orientation de la courbure des "fers à cheval" observée ne dépende que du déphasage spatial entre l'onde initiale et les perturbations. Etant donnée la stationnarité des champs de vagues observés, notre évaluation du déphasage temporel φ_0 peut être assimilée à une évaluation de ce déphasage spatial. Cependant, nous n'avons pas relevé de valeurs spécifiques pour ce déphasage qui peut même varier en fonction du fetch pour une même condition expérimentale comme le montrent les deux cas a) et c) de la figure 3.12 qui correspondent au même champ de vagues observé à deux fetch différents. Néanmoins, les "fers à cheval" observés ont toujours présenté une courbure dirigée vers la face arrière de la crête de l'onde de base. On peut donc constater que le lien théorique entre φ_0 et l'orientation des croissants n'est pas vérifié expérimentalement. Il semblerait donc qu'un mécanisme encore non-identifié assure la robustesse de ces formes en "fer à cheval" pour des valeurs quelconques de φ_0 .

3.5 Instabilité tridimensionnelle oscillante

En dehors de l'instabilité classique dont l'étude a fait l'objet du précédent paragraphe, nous avons observé, lorsque la cambrure de l'onde initiale est plus importante, l'émergence d'une nouvelle instabilité générant des formes en "fer à cheval" oscillantes.

Ces formes sont dites oscillantes car elles apparaissent et disparaissent périodiquement sur les crêtes de l'onde de base. Les composantes harmoniques temporelles et spatiales de ces champs de vagues instationnaires sont déterminées à partir des mesures ponctuelles d'élévation de la surface ainsi que des images photo et vidéo. Une analyse de ces composantes harmoniques nous a permis ensuite d'identifier le mécanisme physique responsable de cette instabilité. La mise en évidence de cette nouvelle instabilité a fait l'objet d'une lettre dans la revue *Physics of fluids* [?] donnée en annexe II.

3.5.1 Observations visuelles

Dans certaines conditions de fréquence et de cambrure de l'onde initiale, des formes en "fer à cheval" comparables à celles décrites précédemment mais dont l'organisation globale n'avait encore jamais été observée, émergent sur les crêtes de l'onde de base. Cette nouvelle structure tridimensionnelle est présentée sur la figure 3.14 b) et d). Ces "fers à cheval" présentent en effet un arrangement spatial complètement différent du précédent puisque les croissants sont alignés et que leur structure régulière oscille par rapport à l'onde initiale. La répétition des formes observées sur chaque crête de l'onde initiale a été mise en évidence à partir des images vidéo mais on peut aussi l'observer sur la photo de la figure 3.14 b). L'oscillation par rapport à l'onde de base se traduit par une alternance périodique de l'agencement des croissants entre les deux configurations décalées illustrées sur la figure 3.15 et schématisées sur la figure 3.14 d) : cette nouvelle structure de formes en "fer à cheval" apparaît sur les crêtes de l'onde de base (trait plein) puis disparaît et réapparaît (traits discontinus) périodiquement, décalée latéralement d'une demi-longueur d'onde transverse. Le champ de vagues correspondant est donc instationnaire. Autrement dit, les différentes composantes du champ de vague ne se propagent pas toutes à la même vitesse de phase. également illustrées par les deux photos de la figure 3.15.

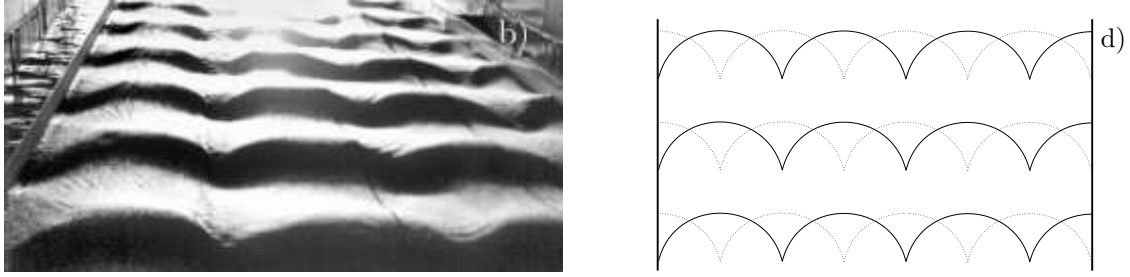


FIG. 3.14 – *Instabilité tridimensionnelle oscillante observée à la fréquence 1.29Hz pour une cambrure initiale de 0.13 et un vent de 5.8m/s : (b) photo des formes en fer à cheval vue de derrière; (d) schéma de la configuration des "fers à cheval"; la configuration oscille entre les tracés en trait plein et en pointillés.*

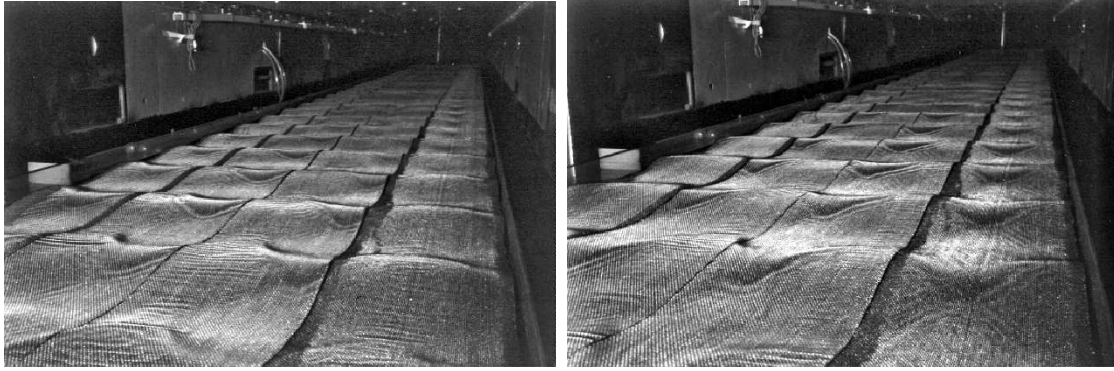


FIG. 3.15 – *les deux photos montrent, dans les mêmes conditions que la figure 3.14, la structure alignée de formes en "fer à cheval" mais décalée latéralement d'une demi-longueur d'onde transverse entre l'image de gauche et celle de droite.*

3.5.2 Résultats

Conditions d'émergence

Bien que cette nouvelle instabilité émerge généralement lorsqu'on augmente légèrement la cambrure de l'onde initiale, la cambrure de l'onde de base au moment de l'émergence est entre 0.14 comme dans le cas classique. les conditions d'émergence de cette nouvelle instabilité sont cependant difficiles à déterminer tant elles sont proches des conditions d'émergence de l'instabilité classique. Néanmoins la fréquence pour laquelle l'émergence

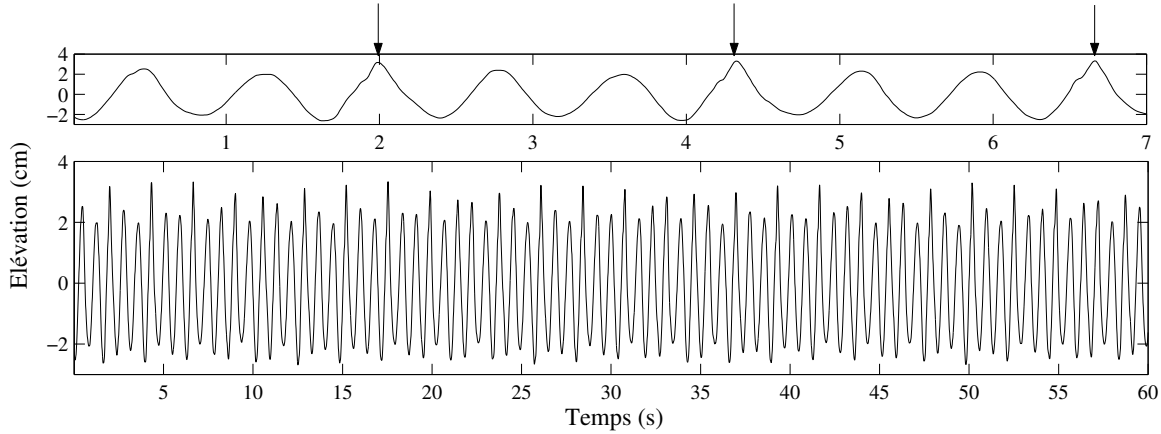


FIG. 3.16 – *Enregistrement temporel de l'élévation de la surface dans le cas de fers à cheval oscillants, à la fréquence 1.29Hz, pour un vent de 5.8m/s et une cambrure initiale de 0.13. Les crêtes hautes et pointues sont indiquées par une flèche.*

est la plus nette est 1.29Hz.

Enregistrements temporels

Dans la cas de l'instabilité oscillante, les profils temporels présentent la même dépendance par rapport à la position transverse de la sonde que dans le cas de l'organisation des croissants en damiers; en conséquence de quoi ces profils, pour contenir les harmoniques liées à l'instabilité, doivent être choisis de telle sorte que la position transverse de la sonde soit proche d'un des axes du symétrie de l'organisation des croissants. Choisi de cette manière, le profil présenté sur la figure 3.16 et mesuré dans des conditions correspondantes à la figure 3.14 est typique de cette instabilité oscillante. On observe une périodicité de crêtes hautes et pointues proche de trois fois celle de l'onde initiale. Par contre il n'est plus possible cette fois de relier directement ce signal temporel avec le profil spatial du champ de vagues dont les formes tridimensionnelles ne sont plus stationnaires par rapport à l'onde de base.

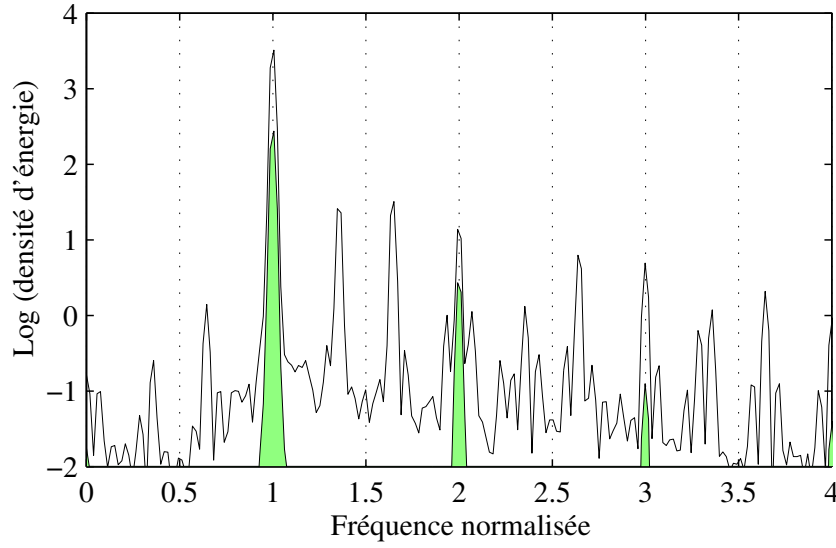


FIG. 3.17 – *Spectre d'énergie de l'enregistrement temporel présenté sur la figure 3.16 comparé au spectre de l'onde initiale à l'entrée du bassin décalé d'une décade vers le bas et colorié en gris.*

Analyse spectrale

Compte tenu de la difficulté d'analyser directement le profil temporel présenté ci-dessus, nous avons calculé son spectre qui est tracé sur la figure 3.17. On y remarque la présence d'une série de pics étroits, dont la structure est voisine de celle correspondant à l'organisation des croissants en damiers. On note en effet une première séquence de pics aux fréquences adimensionnelles entières identiques à celle de l'onde initiale (rappelés en gris sur la figure 3.17). On peut noter cette fois non plus une mais deux séquences d'harmoniques additionnelles dominantes aux fréquences ω_{1i} et ω_{2i} symétriques par rapport aux valeurs demi-entières :

$$\begin{aligned}\omega_{1i} &= (i + a) \cdot \omega_0 \\ \omega_{2i} &= (i + (1 - a)) \cdot \omega_0 \\ \text{avec } i &= \{0, 1, 2, 3, \dots\} \text{ et } a \simeq 0.36\end{aligned}\tag{3.9}$$

3.5.3 Analyse des résultats

Les observations et mesures réalisées nous permettent maintenant d'identifier les vecteurs d'ondes qui composent le champ de vagues tridimensionnel présentant ces formes en "fer à cheval" disposées en lignes et qui oscillent transversalement dans le temps. Une simple analyse des échelles transverses observées et des fréquences des principales harmoniques permet en effet cette identification. La composante transversale de ces vecteurs est donnée par l'échelle $|\lambda_y|$ des modulations transverses calculée à partir du nombre N de demi longueurs d'ondes transverse observées dans la largeur du canal. La valeur correspondante de $|k_y|$ est exprimée, par commodité, en fonction du nombre d'onde de l'onde principale. Dans le cas de la figure 3.14, $N=7$ et on obtient $|k_y| \simeq 1.32 k_0$. La composante longitudinale des vecteurs d'ondes correspondant aux deux fréquences additionnelles dominantes $\{\omega_{1_1}, \omega_{2_1}\}$ est alors estimé à partir de ces valeurs de fréquence et de $|k_y|$ par l'intermédiaire de la relation de dispersion linéaire $\omega = \sqrt{gk}$ où g est l'accélération de la pesanteur. Nous avons vu, en effet, que cette relation de dispersion était conservée en présence du film plastique. On obtient par cette estimation, k_{1x} de l'ordre de k_0 et k_{2x} de l'ordre de $2k_0$. Cependant, l'observation de la répétition des formes en "fer à cheval" sur chaque front successif de l'onde initiale implique que k_{ix} soit un multiple de k_0 . Autrement dit, $k_{1x} = k_0$ et $k_{2x} = 2k_0$. Ainsi identifiés, il est maintenant facile de voir (cf figure 3.18) que les deux vecteurs d'ondes $\{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2\}$ satisfont avec $\mathbf{k}_0$ la condition de résonance à cinq ondes définie par:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 &= 3 \cdot \mathbf{k}_0 \\ \omega_1 + \omega_2 &= 3 \cdot \omega_0 \end{aligned} \tag{3.10}$$

à condition que k_{1y} et k_{2y} soient de signes différents.

On peut donc conclure d'une part, que cette nouvelle instabilité est causée par l'interaction non-linéaire résonnante de cinq ondes vérifiant la condition (3.10) et d'autre part, que cette configuration non symétrique ne correspond pas au maximum d'instabilité atteint théoriquement pour le couple de perturbation symétrique tracé sur la figure 2.3. L'émergence préférentielle de cette nouvelle instabilité n'est donc pas expliquée par la théorie actuelle des interactions non-linéaires résonnantes. Cependant, le taux d'instabilité associé à ces nouvelles perturbations est théoriquement très proche du

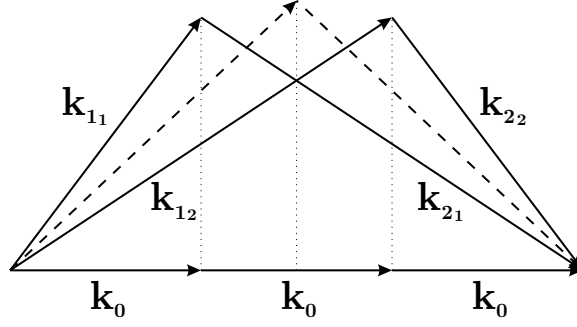


FIG. 3.18 – Quintet de vecteurs d'ondes résonnants $\{\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2\}$ pour les deux configurations observées. Les deux couples de perturbations non-symétriques $\{\mathbf{k}_{11}, \mathbf{k}_{21}\}$ et $\{\mathbf{k}_{21}, \mathbf{k}_{22}\}$ interviennent dans la configuration oscillante (trait plein). Le couple de vecteurs symétriques en pointillé intervient dans la configuration en damier.

taux maximum associé aux perturbations symétriques. Ainsi, un niveau de perturbation initial non parfaitement uniforme pourrait expliquer l'amplification préférentielle de couples de perturbations voisins du couple symétrique dominant. Cette hypothèse ne permet cependant pas d'expliquer pourquoi, parmi tous les couples de perturbations voisins, celui correspondant à l'instabilité oscillante aurait une importance particulière. La possibilité de l'existence, pour ce couple particulier, d'un maximum local du taux d'instabilité a également été écartée après un calcul des taux d'instabilité dans cette zone effectué par V. Shrira (communication personnelle). La question de l'émergence préférentielle de cette nouvelle instabilité reste donc ouverte.

3.6 Instabilité tridimensionnelle multiple

Dans certaines conditions, nous avons observé des champs de vagues présentant des formes en "fer à cheval" dont l'agencement était intermédiaire entre ceux des deux instabilités décrites plus haut. L'objet de cette partie est d'identifier les composantes harmoniques de ces champs de vagues pour permettre d'interpréter ce phénomène dans le cadre des interactions non-linéaires résonnantes.



FIG. 3.19 – *Instabilité d'une onde initiale à la fréquence 1.4Hz formant des "fers à cheval" à la fois alignés (crêtes 2-3) et en damier (crêtes 1-2 3-4 4-5).*

3.6.1 Observations visuelles

En faisant varier la fréquence ou la cambrure de l'onde initiale par rapport à un cas d'émergence de, de formes en "fer à cheval" en damier ou alignées, leur organisation se déstabilise d'autant plus que l'on s'écarte de leur conditions d'émergence respectives. De nouvelles structures présentent alors une alternance non régulière d'éléments des deux structures régulières. On peut observer, par exemple, une alternance de deux croissants alignés intégrés dans une structure en damier comme l'illustre la photo de la figure 3.19. Ce cas correspond à une augmentation de la cambrure par rapport au cas régulier.

3.6.2 Résultats

Nous examinons ici deux cas typiques d'émergence de ces structures alternées. L'un (fig. 3.20 a) correspond au cas irrégulier de la figure 3.19 résultant d'un écart de cambrure de 0.005 par rapport au cas régulier. L'autre (fig. 3.20 b) correspond à un écart de fréquence de 0.03Hz par rapport au cas régulier à 1.5Hz. Les enregistrements temporels correspondants ainsi que leurs spectres sont présentés afin d'identifier les composantes harmoniques responsables de cette irrégularité.

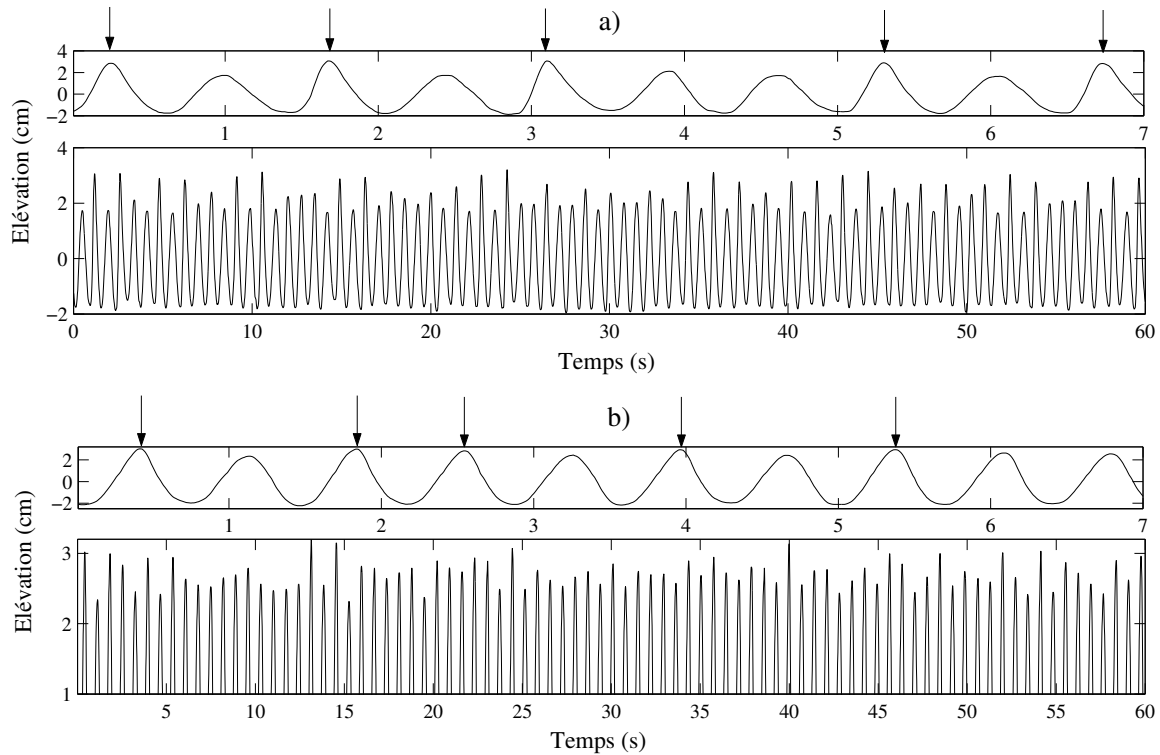


FIG. 3.20 – *Enregistrements temporels dans deux cas de structures tridimensionnelles irrégulières mesurés aux fréquences 1.4Hz (a) et 1.47Hz (b) avec un vent de 5.4m/s et une cambrure initiale de 0.125 (a) et 0.120 (b). L'échantillon (b/long) n'est présenté qu'en partie de manière à faire ressortir la modulation des hauteurs de crêtes. Sur les échantillons courts, les crêtes les plus hautes sont indiquées par une flèche.*

Enregistrements temporels

Le signal est ici encore choisi parmi les trois sondes latérales de telle manière que les modulations de l'onde de base soient les plus marquées. La figure 3.20 présente les profils temporels choisis. On note principalement sur ces deux profils, une alternance de crêtes hautes et basses avec parfois deux crêtes basses entre deux hautes où inversement. Même si ces modulations ne sont pas sans rappeler celles caractéristiques des deux instabilités décrites plus haut, elles sont irrégulières et difficiles à interpréter.

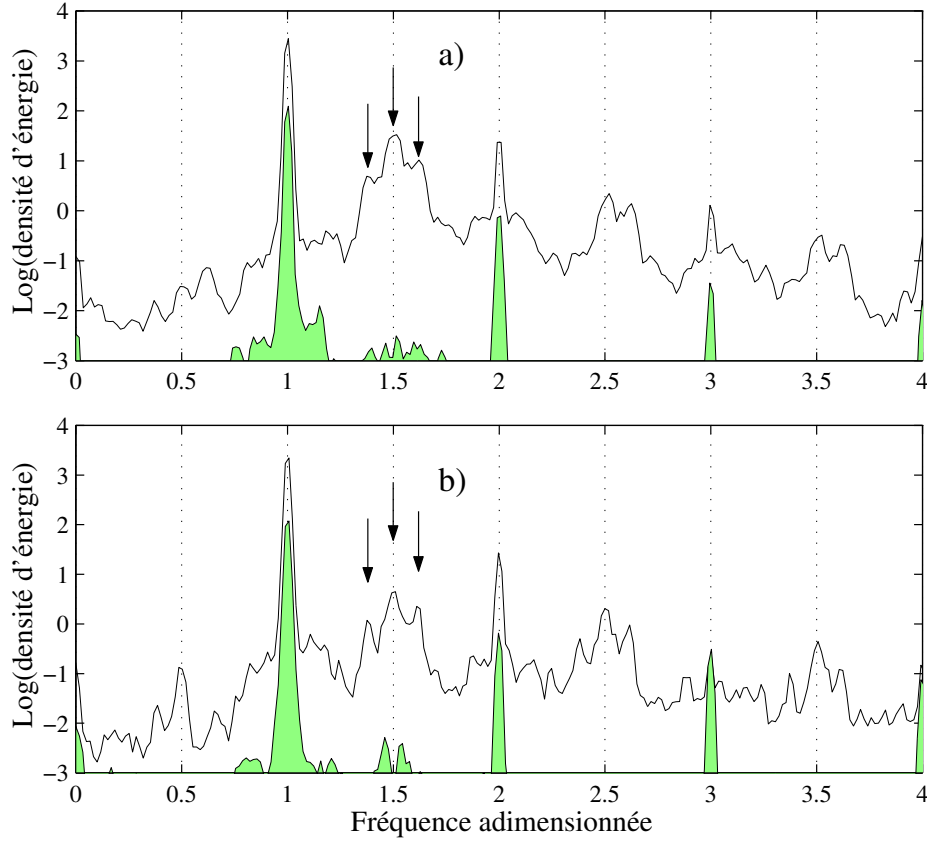


FIG. 3.21 – Spectres des profils temporels de la figure 3.20 comparés aux spectres des ondes initiales correspondantes à l'entrée du bassin décalés d'une décade vers le bas et coloriés en gris. Les flèches indiquent la position des harmoniques additionnelles dominantes liées au développement de l'instabilité tridimensionnelle multiple.

Analyse spectrale

Les spectres de ces profils temporels, toujours calculés sur des blocs de 4096 points, sont tracés sur la figure 3.21. On observe sur ces deux spectres, trois séquences d'

harmoniques additionnelles aux fréquences ω_{1i} ω_{2i} et ω_{3i} :

$$\begin{aligned}\omega_{1i} &= (i + 0.5) \cdot \omega_0 \\ \omega_{2i} &= (i + (1 + a)) \cdot \omega_0 \\ \omega_{3i} &= (i + (1 - a)) \cdot \omega_0 \\ \text{avec } i &= \{0, 1, 2, 3, \dots\} \text{ et } a \simeq 0.38\end{aligned}\tag{3.11}$$

Ces trois séquences sont relativement proches et forment donc des groupes de pics additionnels larges.

3.6.3 Analyse des résultats

L'observation de ce type de configuration tridimensionnelle apparaît comparable aux observations faites Su [?] qui remarque parfois deux voire trois rangées de croissants alignés au sein d'une organisation en damier. On peut également distinguer, sur la photo de droite de la figure 2.6 issue des travaux de Melville [?], la présence furtive de deux croissants alignés. Sur les spectres des signaux d'élévation relatifs à ces champs de vagues, on obtient alors la présence d'harmoniques additionnelles comparables à celles des deux instabilités décrites plus haut réunies. La présence simultanée de ces composantes spectrales suggère donc la possibilité de coémergence de ces instabilités et plus généralement de plusieurs instabilités. Il semblerait donc que, pour une faible variation de fréquence ou de cambrure par rapport aux conditions d'émergence des structures tridimensionnelles régulières, la condition de résonance devienne moins sélective et donc permette l'amplification simultanée de plusieurs couples de perturbations. On peut expliquer cette chute de sélectivité en considérant le taux d'instabilité de l'onde initiale aux perturbations tridimensionnelles. En effet, pour une onde initiale de cambrure donnée, ce taux d'instabilité est maximum pour un couple de perturbations correspondant à une valeur particulière des paramètres p et q (point noir sur la figure 2.3) mais reste relativement important pour des couples de perturbations voisins ayant donc des valeurs de q différentes et ne vérifiant pas exactement la condition de résonance. Or, pour une onde de cambrure (resp. de fréquence) donnée, lorsque la fréquence (resp. la cambrure) varie légèrement par rapport aux conditions d'émergence

des instabilités régulières, le nombre q varie en raison du nombre d'onde transverse qui lui reste constant, forcé par la largeur du canal. La condition de résonance n'est donc plus exactement vérifiée par les perturbations associées aux instabilités régulières. Par contre, les couples de perturbations voisins correspondant à cette nouvelle valeur de q et ayant des forts taux d'amplification ne sont plus dominés par un couple résonnant et peuvent donc être amplifiés. Cette hypothèse permet d'expliquer que si l'existence de champs de vagues tridimensionnels réguliers nécessite la vérification d'une résonnante exacte, l'émergence sporadique de formes en croissant dans une structure irrégulière au sein d'un champ de vagues suffisamment cambré, telle qu'on peut l'observer lorsque cette résonance n'est pas exacte, est relativement commune. Un modèle a d'ailleurs été récemment proposé par Annenkov & Shrira [?] au sujet de l'apparition sporadique de ces formes en "fers à cheval". Ces auteurs montrent comme nous l'avons vu précédemment que, lorsque la condition de résonance d'ordre 4 associée aux instabilités tridimensionnelles est perturbée par la condition de résonance d'ordre 3 associée à l'instabilité modulationnelle, seules des formes en "fers à cheval" sporadiques peuvent émerger, résultant de l'amplification de couples de perturbations qui ne satisfont pas exactement la condition de résonance.

3.7 Conclusion

A l'issue cette étude expérimentale, nous pouvons conclure, qu'en présence de ce film plastique, des instabilités tridimensionnelles de même nature que celles se développant sans film plastique, sont observées mais à partir d'une valeur seuil de la cambrure ak beaucoup plus faible voisine de 0.14. Leur émergence sur une large gamme de fréquence de l'onde initiale, ne semble être affectée, que par le phénomène de sélection des modes transverses dans le canal. Dans un bassin de largeur grande devant les longueurs d'ondes transverses associées à ces instabilités, leur émergence a donc toutes les chances d'être observée sur toute la gamme de fréquence, telle que le prévoit la théorie. Il a également été montré, contrairement aux prévisions théoriques, que le déphasage entre les perturbations et l'onde initiale n'influe pas sur l'orientation de la courbure des croissants qui se trouve être constamment dirigé dans le sens opposé à leur propagation. Une

nouvelle instabilité formant des fer à cheval alignés et oscillant par rapport à l'onde initiale a également été observée. L'utilisation du film plastique a permis d'étudier très précisément les composantes harmoniques de ce champ de vagues tridimensionnel avec un minimum de facteurs "contaminants" ainsi que d'identifier le quintet résonnant du processus d'interaction non-linéaire responsable de la formation de ces formes oscillantes. Cependant l'explication théorique de l'émergence de cette nouvelle instabilité reste une question ouverte. Pour des valeurs de cambrure et de fréquence proches des conditions d'émergence des deux instabilités régulières, des fers à cheval sont encore observés mais leur structure n'est plus aussi régulière et présente un enchevêtrement des deux structures stables. L'observation de ces structures irrégulières permet cependant de montrer que, même si l'observation de champs de vagues tridimensionnels réguliers nécessite une résonance exacte qui est rare à observer en mer du fait de multiples facteurs perturbant, l'observation de formes en croissant sur la face arrière d'une crête en cours de déferlement est relativement commune dès que la cambrure des vagues dominantes excède une valeur critique.

Chapitre 4

Techniques 3D de mesure et d'analyse

4.1 Mesure 3D du champ de vagues

4.2 Techniques de mesures tridimensionnelles d'un champ de vagues

Plusieurs techniques de mesures tridimensionnelles ont été développées depuis une vingtaine d'année afin de caractériser géométriquement l'interface air-eau. Nous présentons ici le principe de mesure de chacune de ces techniques ainsi que leurs potentialités et leurs limites respectives.

- La stéréophotogrammétrie [?, ?]. Cette technique utilise la rétrodiffusion d'une source de lumière large par la surface de l'eau. La différence entre deux clichés d'une même scène illuminée par cette source large, réalisés en deux positions différentes, indique alors la distance entre chaque éléments de la scène et les points d'observations. Le repérage des différents éléments de la scène nécessite donc l'existence d'une texture sur l'ensemble de la surface de l'eau. Bien que technique ait été plusieurs fois utilisées en site naturel, une telle matérialisation de l'interface sans la contaminer est difficilement réalisable en laboratoire.
 - La sonde à balayage laser [?]. Cette technique consiste à mesurer la direction et l'angle de réfraction d'un rayon laser traversant la surface de l'eau. La pente locale de l'interface dépend alors directement de l'angle de réfraction alors que sa direction azimuthale n'est pas modifiée. Connaissant la valeur de la pente et sa direction azimuthale, on obtient finalement une valeur bidimensionnelle de la pente. Le rayon laser utilisé parcourt alors le périmètre de la zone de balayage et permet donc de calculer la pente locale de la surface sur tout ce périmètre . Bien que cette méthode ne fournisse pas d'information sur une surface étant donné que la mesure est réalisées seulement sur un périmètre, elle permet néanmoins d'estimer le spectre directionnel des pentes en utilisant une méthode d'interpolation du type MLM (Maximum Likelihood Method) [?, ?]. Cependant l'aire balayée par le faisceau laser est techniquement limitée par les différents constituants optiques à des surfaces de l'ordre de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.
 - L'ombrographie. Cette technique consiste à mesurer la déviation d'un rayon lu-
-

mineux réfléchi ou réfracté par la surface de l'eau. La particularité est ici que l'intensité du rayon lumineux diffère selon son angle de réflexion ou de réfraction car il est issu d'un dégradé de lumière. La pente locale de la surface qui modifie cet angle est alors calculée à partir de la différence d'intensité par rapport au cas de pente nulle. Cette technique a été mise au point une première fois par Keller et al. (1983) [?] puis réutilisée par Jahne et al. [?] (1990). Leur dégradé de lumière horizontal était produit par une source lumineuse de grande longueur immergées et éclairant latéralement une solution diffusive (suspension de particules de latex). Le dégradé de lumière était unidirectionnel et ne permettait donc la mesure de la pente que dans la direction du dégradé. Jahne et Riemer [?] (1990) ont ensuite étendu cette technique à la mesure non simultanée des deux composantes perpendiculaires des pentes en utilisant successivement deux dégradés de lumières générés par deux sources de lumières perpendiculaires. Récemment Zhang et Cox (1994) ont réalisé une amélioration importante en utilisant un dégradé de lumière coloré qui leur a permis de mesurer les deux composantes des pentes simultanément. Le seul inconvénient de leur méthode est la dimension limitée de leur dégradé produit par un écran vidéo qui ne fournit une zone utile de mesure que de $20\text{cm} \times 14\text{cm}$. Kim-moun et al. (1998) [6] résolvent ce problème lié à la taille de la zone de mesure en utilisant deux sources de lumière du même type que celles utilisées par Jahne et Riemer mais cette fois ci de couleurs différentes. Cette amélioration leur permet de générer un dégradé bicolore et ainsi de mesurer les deux composantes de la pente simultanément. La taille de la zone de mesure est alors portée à $45 \times 45\text{cm}^2$. Cependant la taille de leur zone utile de mesure est bien inférieure à la taille du volume diffusif éclairé par les sources latérales du fait de nombreuses difficultés optiques.

4.2.1 Choix de la technique utilisée : l'ombrographie

L'objectif de cette étude étant de caractériser les propriétés tridimensionnelles des ondes dominantes des champs de vagues de vent, il s'est avéré nécessaire d'utiliser une méthode de mesure tridimensionnelle de ces champs de vagues sur une surface la plus grande possible. Parmi les techniques existantes utilisable en laboratoire, décrites

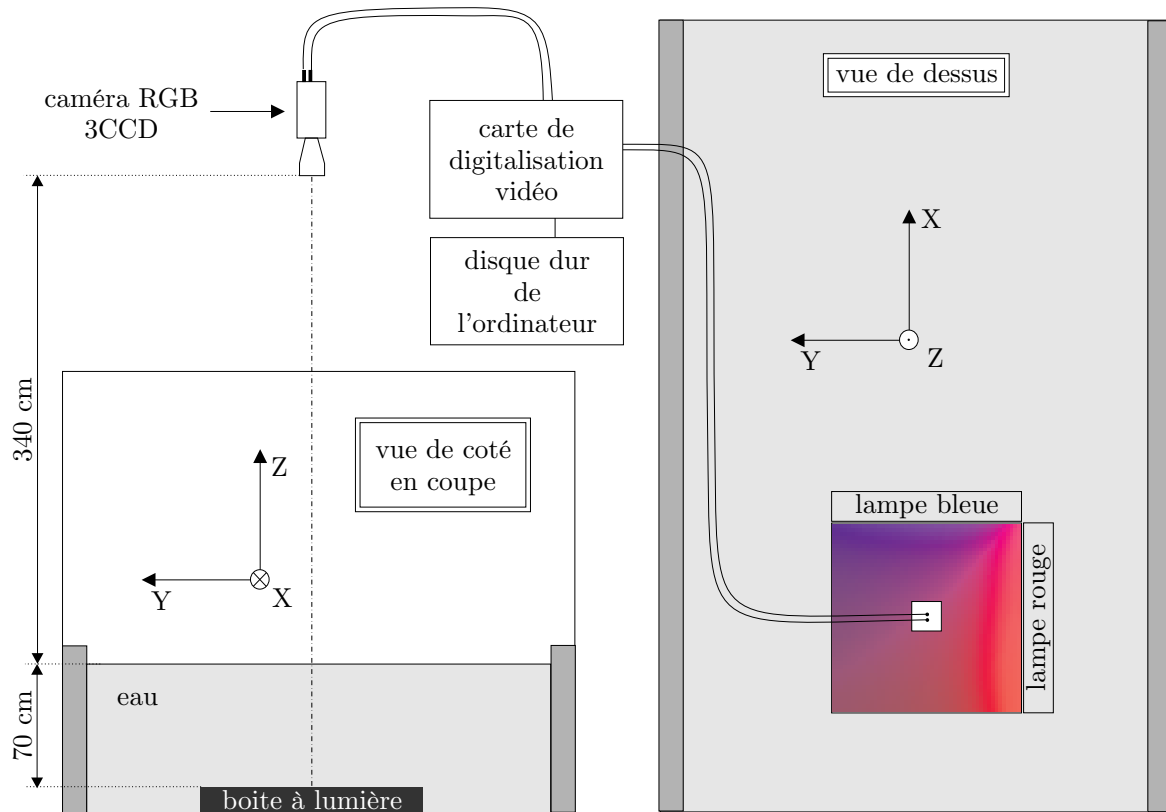


FIG. 4.1 – Vue de côté et de dessus de l'appareil de mesure utilisé.

précédemment, celle de l'ombrographie permet d'obtenir la plus grande surface de mesure. Un appareil utilisant cette technique avait déjà été développé au laboratoire par O. Kimmoun [?], disposant d'une aire de mesure utile de $45 \times 45 \text{ cm}^2$. Souhaitant disposer, pour cette étude, d'une aire de mesure la plus grande possible, des améliorations de cet appareil ont été réalisées afin d'en augmenter sa surface utile. Dans un premier temps, le principe de l'ombrographie est rappelé. Nous détaillons ensuite les modifications techniques ainsi qu'un nouvel algorithme de calcul des pentes permettant d'augmenter la surface utile de mesure de l'appareil existant. Une méthode d'intégration des pentes permettant de conserver cette surface utile lors de la reconstruction de la surface est ensuite présentée. L'appareil amélioré est schématisé sur la figure 4.1. Sa précision et son domaine d'utilisation sont ensuite discutés.

x	position du rayon lumineux sur le plan focal
$P(x)$	point de la surface dont l'image sur le plan focal se situe à la position x
$I_0(x)$ et $I(x)$	intensité du rayon lumineux au point x pour une interface respectivement plane et déformée
$X_0(x)$ et $X(x)$	origine du rayon lumineux sur la source immergée pour une interface respectivement plane et déformée
$s_x(x)$	pente en x de l'interface à l'intersection avec le rayon lumineux correspondant au point x
f_0	fonction de dégradé décrivant la variation d'intensité lumineuse le long de la source immergée
Z_s et Z_a	distance de la source immergée au niveau moyen de l'interface et du niveau moyen à la caméra.
H	élévation de l'interface par rapport au niveau moyen.

TAB. 4.1 – *paramètres de mesure*

4.2.2 Principe de l'ombrographie

Cette technique de mesure est basée sur la déviation d'un rayon lumineux par réfraction à l'interface air/eau. La pente de la surface est alors déduite de l'angle de déviation de ce rayon. La figure 4.2 illustre le principe de mesure par un tracé géométrique des rayons lumineux de leur source jusqu'aux capteurs CCD du plan focal de la caméra qui enregistre les rayons déviés.

Considérons le rayon lumineux en trait plein de la figure 4.2. L'intersection de ce rayon et du plan focal de la caméra au point x détermine le point de mesure $P(x)$. L'intensité $I(x)$ de ce rayon lumineux détermine son origine $X(x)$ sur le dégradé de lumière immergé. Lorsque la surface est au repos, l'intensité de ce rayon est $I_0(x)$ et son origine $X_0(x)$. De cette façon, la différence d'intensité $\Delta I(x) = I - I_0$ détermine le déplacement $\Delta X = X - X_0$. Jahne et Riemer [?] ont donné une relation approchée entre ce déplacement et la pente s_x de l'interface dans le plan de la figure :

$$\Delta X = \frac{Z_s + H}{4} s_x \left(1 + \frac{21}{32} x^2 - \frac{3}{32} s_x^2 - \frac{9}{16} s_x x \right) - \frac{H}{4} x - \frac{3Z_s}{4} x \left(\frac{5}{32} s_x^2 + \frac{15}{16} s_x x \right) \quad (4.1)$$

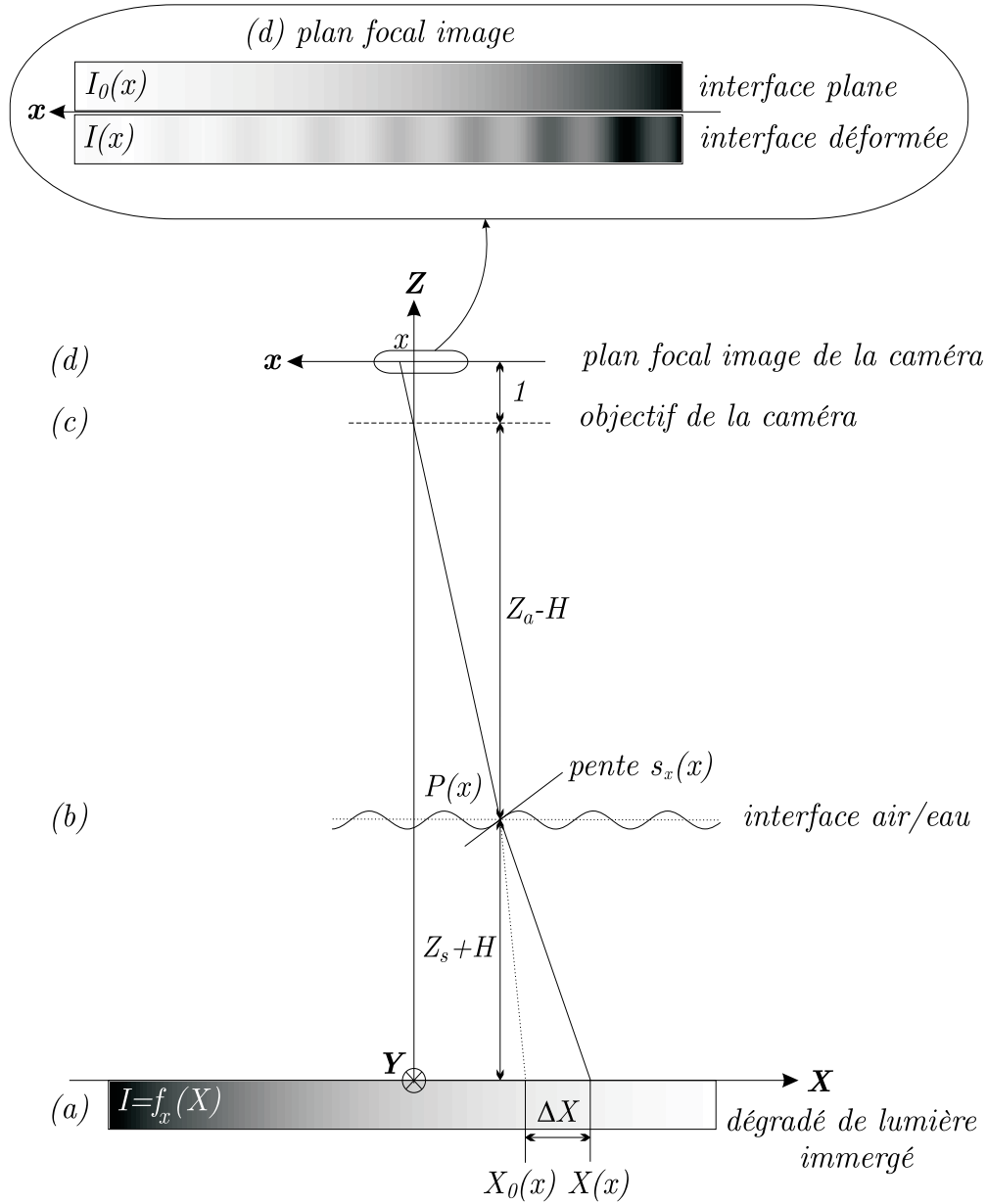


FIG. 4.2 – Principe de mesure. (a) source de lumière immergée; (b) interface air-eau; (c) lentille de la caméra; (d) plan focal image de la lentille. Les paramètres de mesure sont décrits dans le tableau 4.1

sous les hypothèses que cette pente reste de l'ordre de l'unité ou inférieure, et que x soit un petit paramètre. La pente locale de l'interface peut alors être mesurée connaissant

la différence d'intensité $\Delta I(x) = I - I_0$. Dans notre cas les pentes des vagues de vent étant en très grande partie inférieures à 0.5 [?], la première hypothèse est vérifiée et la caméra étant située loin de la surface, l'angle ϵ des rayons en direction de cette caméra est faible et $x = \tan \epsilon$ est bien un petit paramètre. Dans notre cas, x a toujours été inférieur à 0.15. Jahne et Riemer ont également estimé les termes non linéaires de la relation 4.1 et montré qu'il était possible de les négliger sans faire d'erreur supérieure à 10%. Une hypothèse supplémentaire consiste à négliger H devant Z_s sachant que le rapport ne dépasse jamais 2% pour les vagues rencontrées. Suite à cette approximation et à la suppression des termes non linéaires, la relation 4.1 se simplifie et se réduit alors à :

$$s_x = 4 \frac{\Delta X}{Z_s} \quad (4.2)$$

Le calcul de pente revient au calcul du déplacement ΔX ou encore de X et de X_0 connaissant I et I_0 . Il est alors nécessaire que la fonction de dégradé de lumière $I = f_0(X)$ soit inversible. Autrement dit, à une intensité de lumière donnée I sur la source lumineuse ne doit correspondre qu'une unique valeur de X . De plus le déplacement ΔX ne doit pas dépendre de la pente s_y orthogonale à la pente mesurée s_x . La fonction de dégradé doit donc également être indépendante de la direction y .

La méthode telle qu'elle a été décrite permet le calcul des deux composantes orthogonales du champ de pentes à l'interface air/eau. Il suffit pour cela d'utiliser deux dégradés de lumières orthogonaux $I_x = f_0x(X)$ et $I_y = f_0y(Y)$ discernables par la caméra. Il est ensuite possible, par intégration des deux champs de pentes, de reconstruire le champ d'élévation de la surface.

4.2.3 Mise au point de l'appareil optique

l'appareil existant et ses limites

Les appareils de mesure utilisant le principe de l'ombrographie en deux dimensions sont tous constitués d'une source de lumière dégradée, et d'un système d'enregistrement photo ou vidéo. Ces différents appareils diffèrent donc essentiellement par la technique de formation de la source de lumière dégradée. Dans le cas de l'appareil mis au point par

Kimmoun et al [6], cette source est formée par deux rangées de couleurs différentes de 11 lampes halogènes qui éclairent deux cotés perpendiculaires d'une boîte remplie d'une solution diffusive. L'intensité des deux lumières colorées s'atténue progressivement dans le volume diffusif formant deux dégradés perpendiculaires de couleurs différentes. Pour réaliser les lumières colorées, des filtres de couleur ont été disposés entre les lampes et le volume diffusif. Pour que les deux dégradés soient discernables par la caméra, les deux couleurs de filtre rouge et bleue ont été choisies de telle manière que leur spectre de transmission d'énergie correspondent au spectre de réception de deux de ses trois capteurs de couleur. La surface horizontale des deux dégradés de couleur est alors de $110 \times 110 \text{ cm}^2$. Cependant l'aire utile de mesure à la surface de l'eau n'est que de $45 \times 45 \text{ cm}^2$. Deux raisons expliquent cet écart. La première est que la surface utile sur la source lumineuse immergée et celle rapportée à la surface de l'eau sont différentes du fait de l'inclinaison des rayons lumineux entre la surface de l'eau et l'endroit où est produit le dégradé de lumière. Cette différence est calculée à partir de l'inclinaison maximum sous la surface des rayons lumineux atteignant la caméra. Cette inclinaison maximum est déterminée par les pentes maximales de la surface de l'eau. Pour les champs de vagues de vent qui nous intéressent dont la quasi totalité des pentes sont comprises dans l'intervalle $[-0.5, 0.5]$, et pour une distance de la source de lumière à la surface de 70cm, la surface utile de mesure rapporté à la surface est réduite de 18 cm sur chaque bord soit 36 cm dans chaque directions. La deuxième cause de limitation de la zone de mesure utile est la forte diffusion de la lumière qui induit une zone en fin de dégradé où l'intensité devient comparable au bruit lumineux ambiant. Une diminution de la concentration de particules diffusive entraînerait une plus faible diffusion et permettrait d'obtenir une intensité plus importante dans cette partie sombre éliminant ainsi le problème. Seulement, une diminution de la diffusion n'est cependant pas possible car cette diffusion sert également à homogénéiser la lumière le long de la rangée des 11 lampes halogènes discontinues. Bien que la première cause de limitation soit inhérente au dispositif de mesure, la deuxième peut être éliminée en remplaçant chaque rangées de 11 lampes par une unique lampe linéaire.

les lampes linéaires et leurs amplificateurs d'intensité

Nous avons donc opté pour l'utilisation de lampes linéaires garantissant une émission lumineuse longitudinalement homogène. Les seules lampes linéaires qui avaient une puissance comparables à celle de la rangée de spots halogènes utilisé précédemment [?] étaient les lampes flash. Cependant, leur voltage important ne permettait pas de les utiliser pour une application immergée avec une sécurité suffisante sans parler de leurs coût rédhibitoire. Il existait également de nouveaux tubes néons à haute efficacité lumineuse (ref. OSRAM Quintron néon-tube LFQ 54-840) mais beaucoup moins puissants que les lampes flash. Ils ont été utilisés moyennant l'addition de deux amplificateurs optiques permettant d'obtenir une puissance lumineuse suffisante. Le premier consiste en un réflecteur parabolique linéaire dirigé vers le volume diffusif qui a permis de multiplier par un facteur six l'intensité de la lumière diffusée. Le deuxième est une plaque uniforme blanche posé au fond du volume diffusif. La figure 4.4 montre l'intensité diffusée avec et sans la plaque blanche le long de la coupe A-A de la figure 4.3. Elle est environ trois fois plus importante lorsque la plaque est installée, ce qui permet, avec les réflecteurs paraboliques, de multiplier par 18 l'intensité diffusée de telle sorte qu'elle soit partout supérieure au bruit lumineux ambiant. Bien que cette solution soit satisfaisante du point de vue de l'intensité lumineuse, il a été constaté une décroissance transverse d'intensité diffusée à proximité des bords du volume diffusif. L'origine de cette décroissance a été identifié comme étant du à la discontinuité de ce milieu diffusif qui connaît un déficit de lumière de la part des bords opaques de la boîte. Or, les zones où le dégradé de lumière n'est pas homogène transversalement, comme c'est le cas pour cette décroissance près des bords, ne permettent pas l'application du principe de mesure et doivent être exclues. Pour éviter cette limitation, des réflecteurs latéraux ont été installés contre chaque paroi verticale du volume diffusif afin de limiter la décroissance d'intensité lumineuse.

les réflecteurs latéraux

Le rôle des réflecteurs latéraux est donc de supprimer artificiellement la discontinuité optique que constituent les bords de la boîte. Les miroirs classiques sont de très bons réflecteurs de lumière (environ 95% de l'énergie est réfléchi) et ont été utilisés

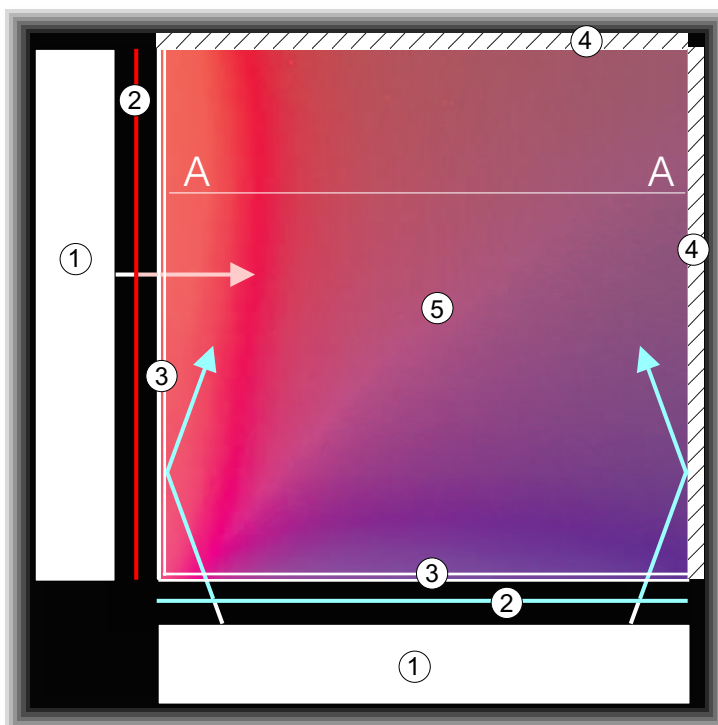


FIG. 4.3 – *Schéma des rayons transmis et réfléchis : vue aérienne de la source lumineuse. (1) lampes linéaires; (2) filtres de couleur; (3) doubles vitres; (4) miroirs; (5) volume diffusif.*

sur les bords opaques du volume diffusif. Sur les deux cotés éclairés par les lampes linéaires, il fallait disposer d'un système réfléchissant la lumière venant de l'intérieur du volume diffusif mais transparent à la lumière venant de l'extérieur de ce volume. La solution des miroirs semi-transparentes a été envisagée mais ceux-ci absorbent une quantité trop importante de l'énergie lumineuse et n'ont pas été utilisés. Sur ces cotés, un meilleur résultat a été obtenu en installant des doubles vitres utilisant le principe de la réflexion totale [?]. Les deux vitres sont collées l'une à l'autre par leurs périmètres préservant inévitablement une fine couche d'air interstitielle puis sont immergées dans la solution diffusive comme on peut le voir sur la figure 4.5. La fine couche d'air interstitielle suffit, par son changement d'indice optique, pour obtenir une réflexion totale des rayons lumineux d'angle d'incidence faibles provenant de l'intérieur du volume diffusif

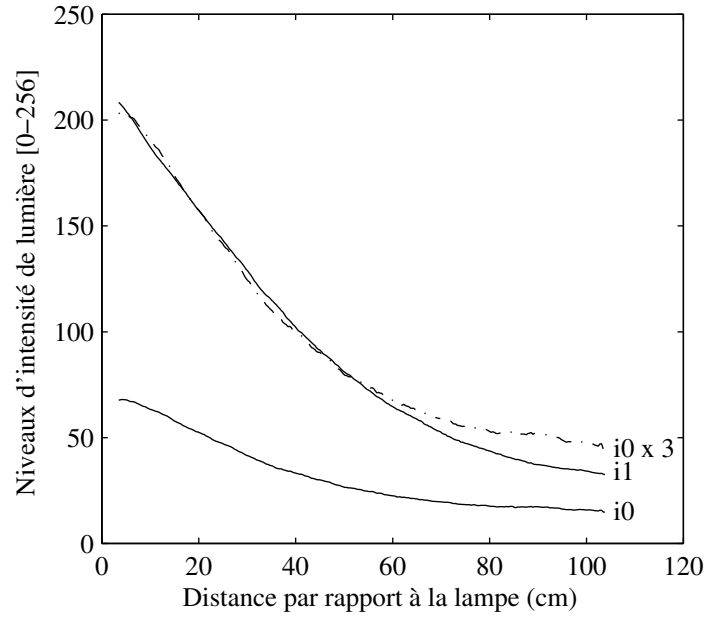
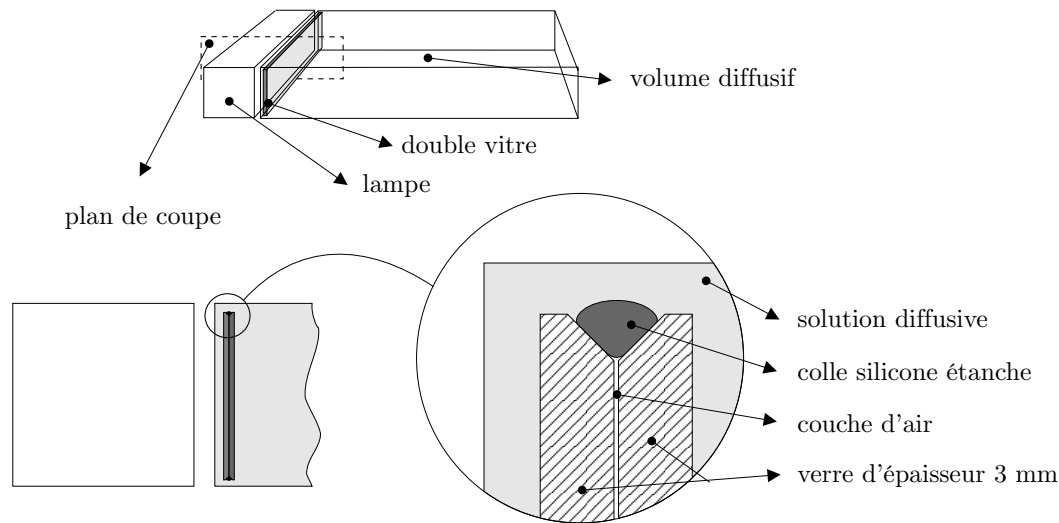


FIG. 4.4 – Mesures de profils d'intensités diffusées en direction de la surface en fonction de la distance par rapport à une des deux lampes. (*i0*) le fond est gris; (*i1*) le fond est recouvert d'une plaque blanche

(voir figure 4.3) et une transmission totale des rayons provenant des lampes ayant des angles d'incidence proche de la normale. Des tests ont été réalisés pour comparer la décroissance latérale d'intensité diffusée en fonction du type de réflecteur utilisé. La figure 4.6 montre la décroissance de cette intensité au voisinage des différents réflecteurs. On peut remarquer que les miroirs, aussi bien que les doubles vitres, limitent notablement la chute d'intensité. Cette figure présente également l'erreur relative, induite sur le calcul des pentes, qui permet de quantifier la perte en terme de zone utile. Le calcul de cette erreur dépend uniquement de la valeur du rapport de la pente transverse sur la pente mesurée $\frac{s_t}{s}$. Ainsi, on voit que, pour une erreur relative maximale de $10\% \cdot \frac{s_t}{s}$, les doubles vitres et les miroirs permettent d'augmenter la dimension transverse utile respectivement de 25cm et 31 cm. Suite à l'utilisation de ces réflecteurs, la surface utile de la source lumineuse se trouve donc portée à 97*97cm.

FIG. 4.5 – *Réflecteur à double vitrage*

4.2.4 Acquisition vidéo, estimation et réduction du bruit

Le calcul des pentes nécessite la connaissance des images d'intensités en présence du champ de vague I et au repos I_0 sur toute la surface de mesure. Ces images sont enregistrées suivant une chaîne d'acquisition constituée d'une caméra RGB 3CCD 758*512 pixels et d'une carte de digitalisation RGB qui rééchantillonne l'image caméra sur 512*512 pixels. Cette compression latérale de l'image digitalisée implique que le dégradé de lumière carré ne représente au maximum que 341*512 pixels de cette image. De plus l'image est composée de deux trames imbriquées qui correspondent chacune à une image instantanée différente. Finalement, chaque image instantanée est codée sur 341*256 pixels. L'intensité lumineuse de chacun des trois capteurs rouge, vert et bleu de chaque pixel est codée sur 256 niveaux d'intensité. La fréquence maximale d'acquisition est imposée par la vitesse d'écriture du disque dur et se situe aux environs d'une image toute les deux secondes. Bien que de très bonnes qualités, les différents constituants analogiques de la chaîne d'acquisition occasionnent un bruit incohérent sur les images digitalisées. Ce bruit se traduit par une variation aléatoire d'intensité lumineuse autour de l'intensité de l'image réelle. Il a été estimé en comparant l'image d'un dégradé régulier filmé par la caméra avec la même image lissée à l'aide d'un spline

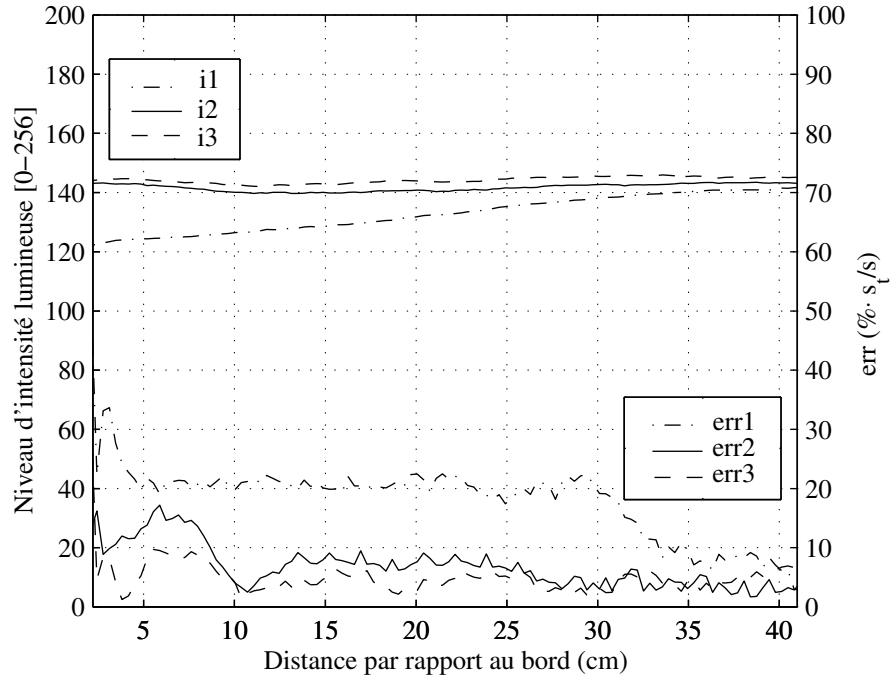


FIG. 4.6 – *Profils d'intensité diffusée près du bord du volume diffusif transversalement à la direction du dégradé. i1 sans réflecteur latéral, i2 avec une double glace et i3 avec un miroir; err1, err2 et err3 sont les erreurs induites sur le calcul de la pente s .*

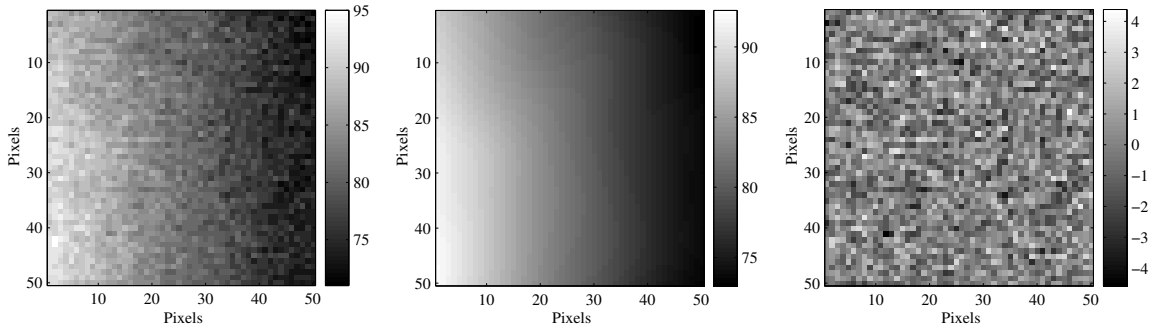


FIG. 4.7 – *Extrait d'une image brute (gauche), de la même image lissée (centre) puis de l'image du bruit calculée par différence (droite).*

cubique pour diminuer le bruit. La figure 4.7 montre l'image de ce dégradé bruité, du dégradé lissé et du bruit différence. La densité de probabilité de ce bruit a été cal-

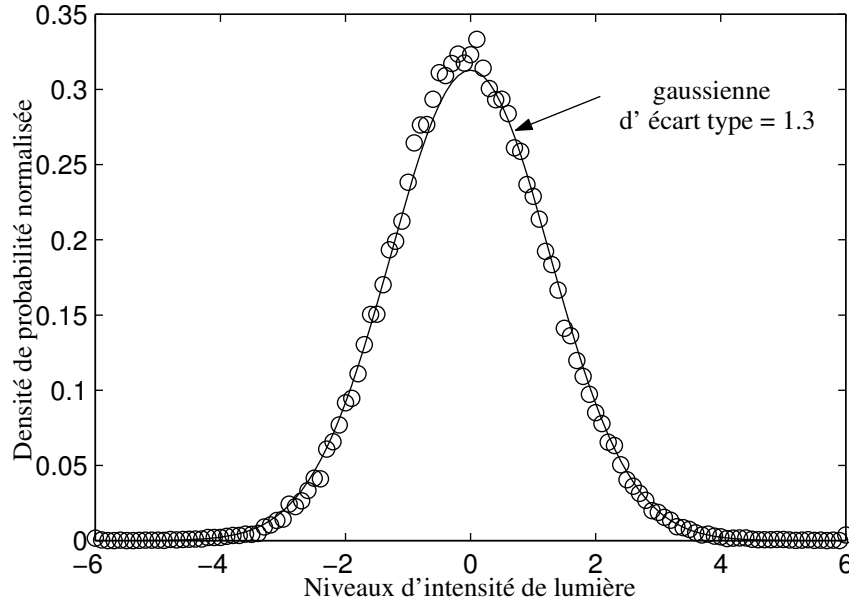


FIG. 4.8 – *Densité de probabilité du bruit mesuré sur les images brutes.*

culée (cf. figure 4.8) et peut être approximée par d'une gaussienne dont l'écart type vaut 1,3 niveaux d'intensité. Pour réduire un tel bruit gaussien l'utilisation de filtres linéaires est efficace [?]. Cependant l'utilisation du filtre linéaire bidimensionnel le plus simple qu'est le filtre moyen s'avère inadéquate. En effet, ce filtre n'a pas le même pouvoir filtrant dans toutes les directions [?] et n'est donc pas adapté à la mesure de formes géométriques bidimensionnelles. Un filtre bidimensionnel binomial a donc été choisi. Son masque est le produit matriciel de deux masques binomiaux horizontaux et verticaux qui contiennent chacun les valeurs de la distribution binomiale discrète calculées simplement à partir du triangle de Pascal 4.2. Le masque bidimensionnel utilisé correspond à $n=2$ soit :

$$\frac{1}{4} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{4} \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{16} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix}$$

La taille de ce masque est seulement 3×3 de manière à minimiser l'effet de lissage des grands nombres d'ondes liés aux fortes variations de pente de la surface. Les fonc-

n	f		σ^2
0	1	1	0
1	1/2	1 1	1/4
2	1/4	1 2 1	1/2
3	1/8	1 3 3 1	3/4
4	1/16	1 4 6 4 1	1

TAB. 4.2 – *Distribution binomiale discrète. n est l'ordre du binome, f le facteur d'échelle 2^{-n} , et σ^2 la variance.*

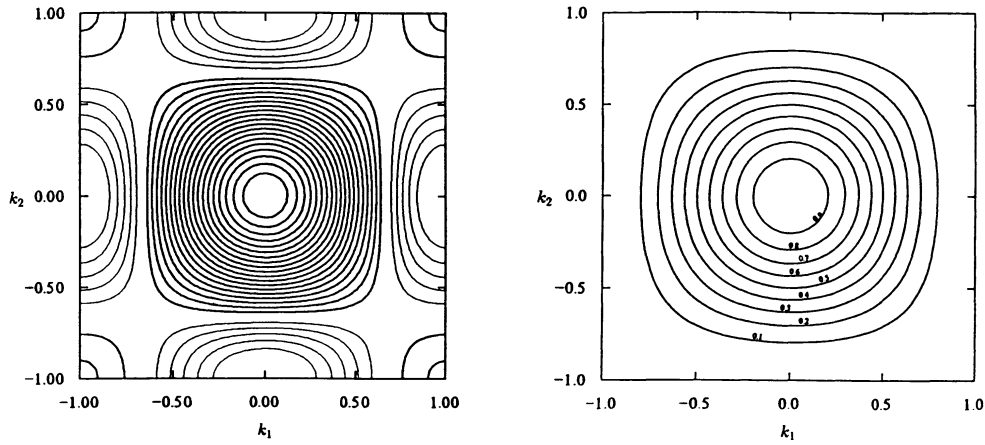


FIG. 4.9 – *Fonctions de transfert des filtres 3×3 moyen (à gauche) et binomial (à droite) dans le plan des nombres d'ondes k_1 (axe x) et k_2 (axe y).*

tions de transfert respectives des filtres 3×3 moyens et binomiaux sont tracées sur la figure 4.9 pour comparaison. L'isotropie est en effet nettement plus marquée pour le filtre binomial dont la fonction de transfert est pratiquement axisymétrique. Après filtrage de l'image par ce filtre binomial 3×3 , l'écart type du bruit gaussien se trouve alors réduit à 0,6 niveau d'intensité.

4.2.5 Une méthode directe de calcul des pentes

La méthode de calcul utilisée lors des travaux précédents de Keller et al., Jahne et al., Zhang et al. [?, ?, ?] nécessite un dégradé d'intensité exponentiel sur la source

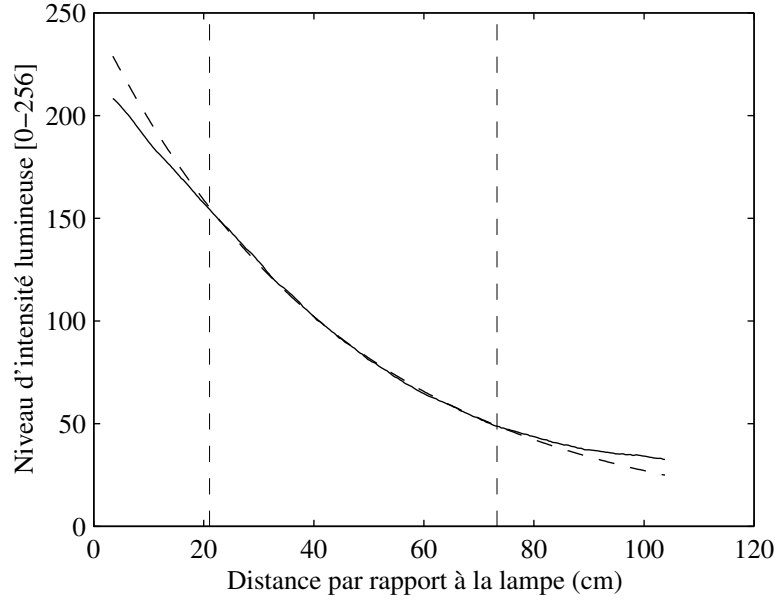


FIG. 4.10 – *profile d'intensité lumineuse diffusée dans le sens du dégradé (trait plein) et décroissance exponentielle (trait pointillé). Les deux lignes verticales en pointillés indique les limites de la zone exponentielle*

de lumière. Cependant il existe des zones du dégradé où la décroissance d'intensité n'est pas exponentielle comme dans la zone de maximum et de minimum d'intensité (cf figure 4.10). Cette figure montre que l'utilisation exclusive de la partie exponentielle limite la longueur utile du dégradé de 18cm près des lampes et 28cm du coté opposé. Nous proposons ici une méthode directe de calcul des pentes qui ne présuppose pas la manière dont la lumière décroît le long du dégradé de la source lumineuse.

Selon la relation 4.2 établie plus haut, les pentes s_x et s_y dépendent linéairement des déplacements $\Delta X = X - X_0$ et $\Delta Y = Y - Y_0$. Le calcul des pentes revient donc au calcul de ces déplacements connaissant les images des intensités lumineuses I_x , I_{0x} , I_y et I_{0y} et les fonctions monotones de dégradé $I_x = f_{0x}(X)$ et $I_y = f_{0y}(Y)$. Ces fonctions de dégradé sont calculées à partir des images du dégradé I_{0x} et I_{0y} lorsque la surface est au repos. Pour réduire fortement l'influence du bruit incohérent des images enregistrées, l'image I_{0x} (resp. I_{0y}) a été calculé comme la moyenne des composantes bleue (resp. rouge) de 100 images du même dégradé. Connaissant I_{0x} I_{0y} , les fonctions de dégradé

sont ensuite calculées de telle sorte que

$$\begin{cases} I_{0x}(i,j) &= f_0x(X_0(i)) \\ I_{0y}(i,j) &= f_0y(Y_0(j)) \end{cases} \quad (4.3)$$

où $I_{0x}(i,j)$ (resp. $I_{0y}(i,j)$) est l'intensité du pixel de la ligne i et de la colonne j de l'image I_{0x} (resp. I_{0y}) et $X_0(i)$ (resp. $Y_0(j)$) est la position sur la source lumineuse correspondant à la $i^{\text{ème}}$ ligne (resp. $j^{\text{ème}}$ colonne) de cette image. Les positions X et Y sont alors calculées à partir des images I_x et I_y en inversant numériquement les fonctions monotones de dégradé $I_x = f_0x(X)$ et $I_y = f_0y(Y)$.

La figure 4.11 montre un exemple d'image brute de la surface et des images de pentes longitudinales et transversales correspondantes.

4.2.6 Reconstruction de la surface

L'élévation $\eta(x,y)$ de la surface peut être calculée à partir des champs de pentes s_x et s_y autrement dit des champs de $\eta_x(x,y)$ et $\eta_y(x,y)$. En 1996, Zhang [?] a développé un algorithme réalisant cette intégration à partir de champs de pentes bruités. Mais sa méthode, basée sur des transformées de fourrier, n'est pas efficace près des bords du domaine et limite donc la zone de surface reconstituée valide. L'objectif de la méthode présentée ici est de conserver la totalité de la zone de mesure des pentes.

D'un point de vue théorique, l'intégrabilité des champs de pentes nécessite que la relation suivante soit vérifiée :

$$\int_x \int_y \eta_x(x,y) dx dy = \int_y \int_x \eta_y(x,y) dy dx \quad (4.4)$$

pour tout point (x,y) de la surface. Cependant, les champs de pentes calculés contiennent des erreurs telles que cette relation n'est pas vérifiée. En conséquence, la relation

$$\frac{\partial}{\partial x} \eta(x,y) = \eta_x(x,y) \quad (4.5)$$

n'est plus vérifiée et l'intégration n'est donc pas possible. D'un point de vue pratique, en essayant d'intégrer directement les images de pentes calculées, on peut mesurer

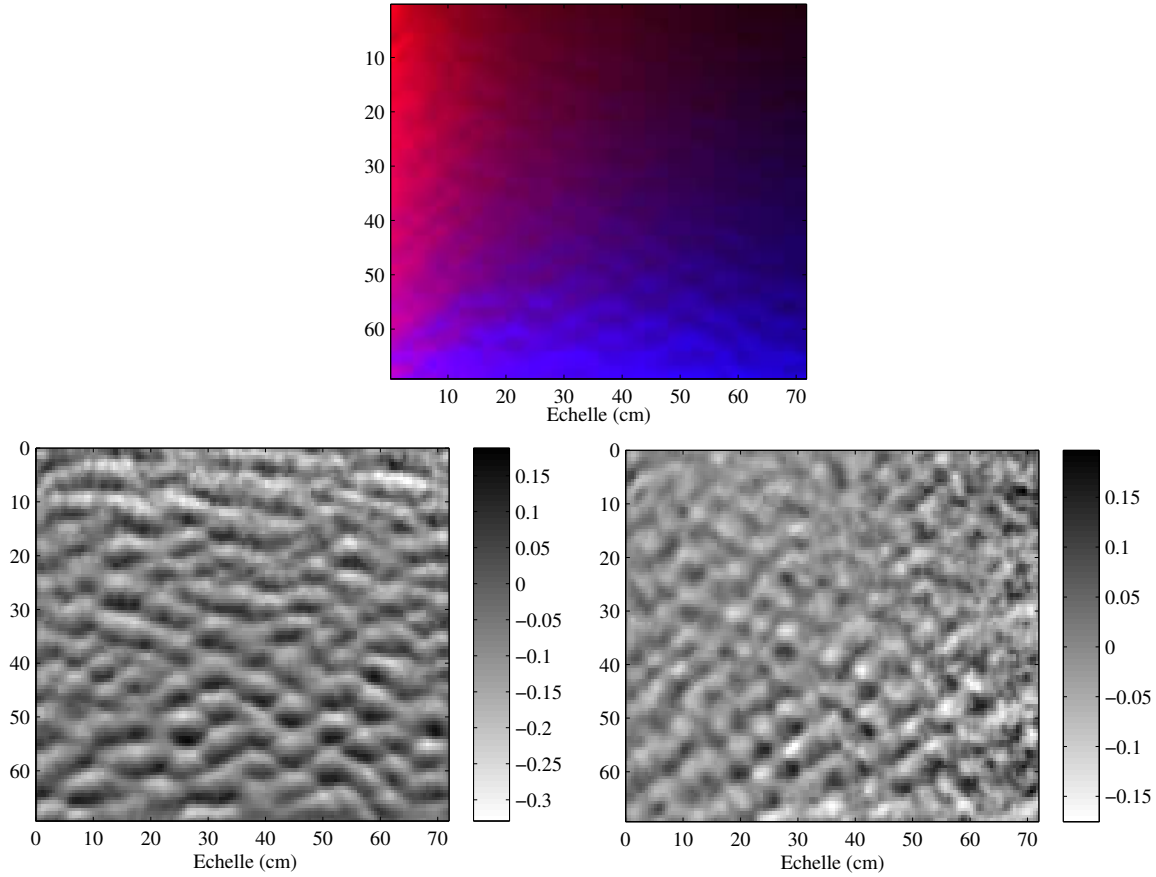


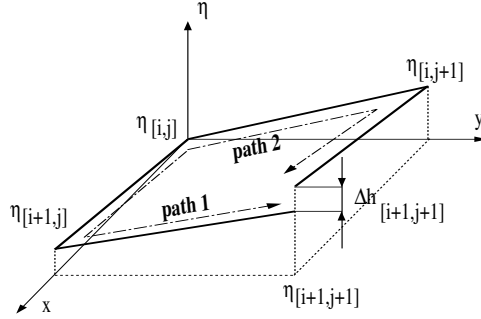
FIG. 4.11 – *En haut : image brute enregistrée par la caméra. A gauche : image des pentes dans le sens du vent. A droite : image des pentes travers au vent.*

un décalage sur le niveau de l'interface en fonction du trajet d'intégration choisi. Notamment, le calcul de l'élévation au point $(i+1, j+1)$ à partir de l'élévation au point (i, j) en utilisant les deux trajets $(i, j) \rightarrow (i+1, j) \rightarrow (i+1, j+1)$ et $(i, j) \rightarrow (i, j+1) \rightarrow (i+1, j+1)$ donne deux résultats différents (cf. figure 4.12) :

$$\begin{cases} \eta_{i+1, j+1}(\text{path1}) = \eta_{i, j} + \frac{\Delta x}{2} (\eta_x(i+1, j) + \eta_x(i, j)) + \frac{\Delta y}{2} (\eta_y(i+1, j+1) + \eta_y(i+1, j)) \\ \eta_{i+1, j+1}(\text{path2}) = \eta_{i, j} + \frac{\Delta x}{2} (\eta_x(i, j+1) + \eta_x(i+1, j+1)) + \frac{\Delta y}{2} (\eta_y(i, j) + \eta_y(i, j+1)) \end{cases}$$

$$\Delta h_{i+1, j+1} = \eta_{i+1, j+1}(\text{path2}) - \eta_{i+1, j+1}(\text{path1})$$

Pour rendre ce champ de pentes intégrable, il s'agit donc de minimiser Δh en

FIG. 4.12 – *Schéma d'intégration*

modifiant la valeur des pentes. Cette minimisation suivant la méthode développée par Kimmoun [6] consiste à corriger en chaque point les pentes η_x et η_y d'une fraction de Δh :

$$\begin{cases} \eta_{x,\text{corrigé}}(i,j) &= \eta_x(i,j) - \gamma \frac{\Delta h}{\Delta x} \\ \eta_{y,\text{corrigé}}(i,j) &= \eta_y(i,j) + \gamma \frac{\Delta h}{\Delta y} \end{cases} \quad (4.6)$$

où γ est une constante. En appliquant récursivement cette correction sur la totalité des champs de pentes, le décalage Δh peut être minimisé jusqu'à une valeur seuil choisie h et ainsi permettre une intégration correcte des champs de pentes. La valeur optimale de γ est $1/5$ [6]. L'effet théorique de cette correction sur la précision des hauteurs reconstituées conduirait à un majorant de l'erreur considérable difficilement interprétable. Cependant, des tests numériques de validation de cette méthode d'intégration existent[6]. Ils sont basés sur la reconstruction d'un champ de vagues connu, après avoir calculé les images de pentes correspondantes et leur avoir ajouté un bruit gaussien de 50% la valeur maximale des pentes. La surface est alors reconstituée avec une erreur r.m.s. inférieure à 3% pour une valeur de $h=0.001$. Cette valeur de h sera utilisée ici pour toutes les surfaces reconstituées. Ces tests montrent que le processus d'intégration réduit considérablement le bruit aléatoire qui était présent sur les images de pentes. A titre d'exemple, la figure 4.13 montre une vue en perspective d'un champ de vagues de vent réel reconstitué par cette méthode.

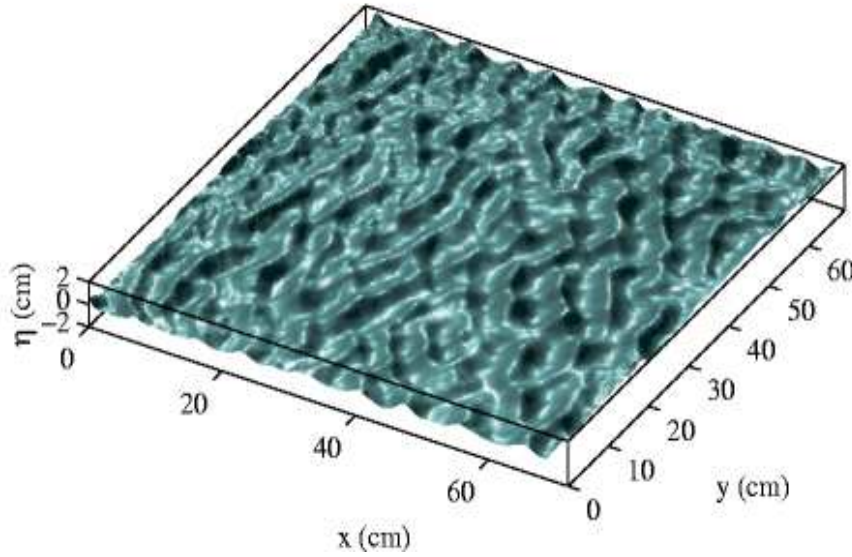


FIG. 4.13 – Surface reconstruite à partir des deux images de pentes de la figure 4.11.

4.2.7 Incertitude de mesure et domaine d'utilisation

Nous rappelons ici les principales sources d'erreurs de la technique de mesure utilisée et leur contribution à l'incertitude totale. Le potentiel et les limites de cette technique sont ensuite discutés. La première source d'incertitude provient du bruit issu de la chaîne d'acquisition analogique. Après filtrage, nous avons vu que l'écart type de ce bruit se trouvait réduit à 0.6 niveau d'intensité lumineuse. Cet écart type est dans la suite considéré comme l'incertitude dI liée au bruit de mesure. L'incertitude induite sur le calcul de la pente peut alors être calculé connaissant la relation (4.2) ainsi que la fonction de dégradé $I = f_0(X)$. En effet, pour des valeurs de dI faibles, on peut considérer la fonction f comme localement linéaire et écrire

$$dX = dI \left(\frac{\partial f_0}{\partial x} \right)^{-1} \quad (4.7)$$

La différenciation de 4.2 donne

$$ds = 4 \frac{dX + dX_0}{Z_s} \quad (4.8)$$

et en remplaçant 4.7 dans 4.8, on obtient

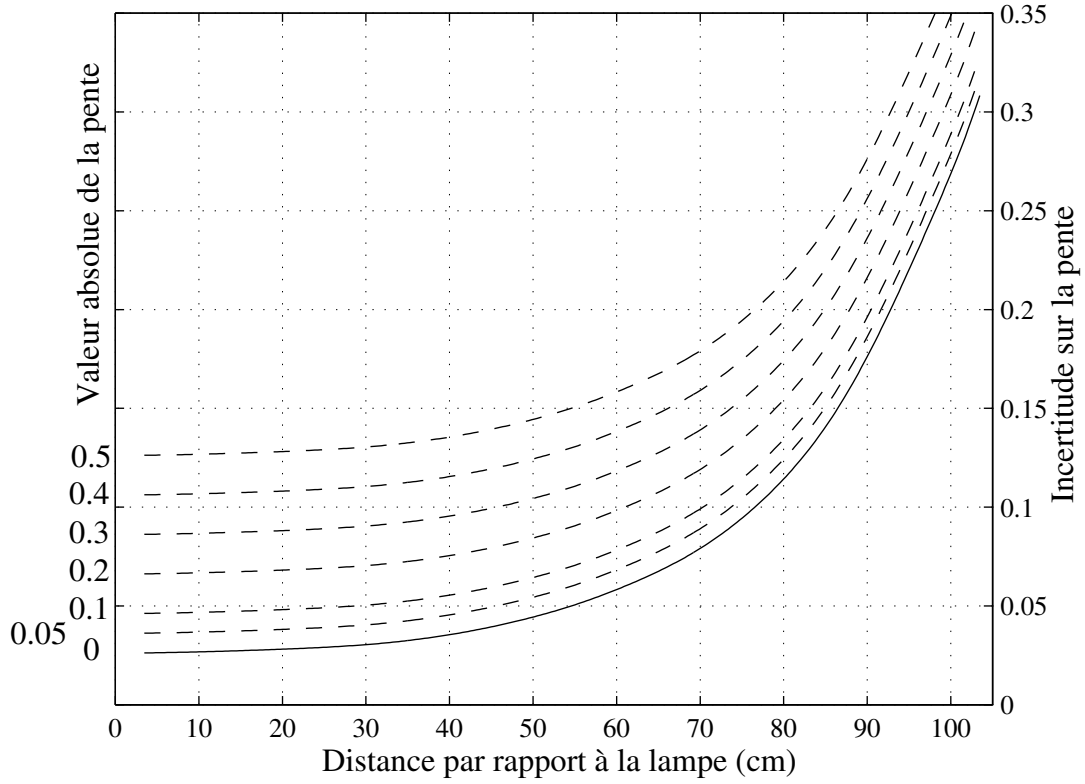


FIG. 4.14 – *Incertitude sur le calcul des pentes. La courbe en trait plein représente l'incertitude absolue ds induite par le bruit de mesure et les courbes en pointillé représentent l'incertitude totale lorsqu'on ajoute l'incertitude dépendant de la valeur absolue de la pente (indiquée à gauche de chaque courbe).*

$$ds = 4 \frac{dI + dI_0}{Z_s} \left(\frac{\partial f_0}{\partial x} \right)^{-1} \quad (4.9)$$

dI_0 est négligeable devant dI en raison du moyennage sur 100 images de la surface au repos utilisé pour calculer I_0 . la figure 4.14 montre la variation de ds le long du dégradé. A cette incertitude absolue causée par le bruit incohérent des images, s'ajoute une incertitude relative, elle même somme de l'incertitude introduite par la pente transverse s_t et de l'incertitude de 10% liée au calcul de la relation 4.2. L'incertitude introduite par la pente transverse s_t est inférieure 10% du rapport $\frac{s_t}{s}$ sur une zone utile du dégradé de $97 \times 97 m^2$. Pour un rapport s_t/s de 1, l'incertitude totale, somme de l'incertitude

absolue et des deux incertitudes relatives, est tracée sur la figure 4.14 en trait pointillé en fonction de la distance entre le point de mesure et la source de lumière qui génère le dégradé. L'incertitude apportée par la phase d'intégration est difficilement calculable même si on sait que l'erreur quadratique moyenne sur le calcul des hauteurs ne dépasse pas 3% [6]. Nous pouvons néanmoins remarquer que cette phase d'intégration filtre les hautes fréquences par son processus de lissage et donc que les fortes variations de pentes sont atténuées dans le champ de vagues reconstruit. Compte tenu des incertitudes et du domaine des pentes mesurables, cette technique est bien mieux adaptée à mesurer les formes dominantes de la surface de l'eau que les singularités locales de faible taille ayant des pentes et des courbures fortes. La mesure des déformations de la surface d'échelles courtes peut néanmoins être améliorée en utilisant en zoomant sur le champ de vagues. C'est d'ailleurs ce qu'ont fait Zhang et al [?] dans leur étude des capillaires sur les crêtes des vagues de vent, utilisant également la technique de l'ombrographie. Concernant la possibilité de mesure spatiotemporelle des déformations de la surface, le développement actuel de disques durs de plus en plus rapides et d'enregistreurs numériques pourra permettre dans un futur proche, d'atteindre une résolution temporelle suffisante pour suivre la dynamique de ces champs de vagues de vent.

4.2.8 Conclusion

Après amélioration, l'appareil mis au point (voir figure 4.1) présente une surface lumineuse utile de $97 \times 97 \text{ cm}^2$ qui correspond, du fait de la déviation des rayons dans le cas de pentes allant jusqu'à 0.5 supérieure, à une aire de mesure à la surface de $67 \times 67 \text{ cm}^2$ soit 50% de plus qu'avec l'appareil non modifié. Cette limite fixée à 0.5 pour définir une zone utile n'est pas très contraignante car les pentes des champs de vagues de vent sont, dans notre cas, en très grande majorité comprises entre ± 0.5 comme l'indiquent des mesures récentes réalisées dans la grande soufflerie utilisant une sonde à pente ponctuelle [?]. Sur cette aire de mesure, l'incertitude absolue sur le calcul des pentes se situe entre 0.025 à 0.25, suivant la position du point de mesure sur l'image (cf. figure 4.14), additionnée d'une incertitude relative maximum de 20%.. Cependant En filmant une zone de la surface de $85 \times 85 \text{ cm}^2$, on couvre ainsi toute la partie utile de $67 \times 67 \text{ cm}^2$ et la résolution spatiale y est de 3.3mm dans le sens du vent et 2.5mm

transversalement. La résolution temporelle est celle de la chaîne d'acquisition vidéo soit près de deux secondes dans notre cas en raison de la vitesse d'écriture du disque dur.

4.3 Méthodes d'analyse des propriétés 3D à partir des images de pentes et d'élévation

4.3.1 Choix des méthodes de traitement d'image

L'objectif de ces traitements d'images est de caractériser l'évolution des propriétés tridimensionnelles des champs de vagues mesurés en fonction des paramètres fondamentaux que sont la longueur d'onde et la cambrure ainsi que des paramètres de contrôle que sont le vent et le fetch. Il s'agit donc dans un premier temps de quantifier ces propriétés tridimensionnelles telles que les directions dominantes, la cohérence spatiale du champ de vagues ou encore les différentes formes qui se dessinent sur la surface. Une analyse statistique des pentes permet dans un premier temps de définir les caractéristiques de base du champs de vague. Puis une analyse spectrale des pentes est utilisée pour déterminer la longueur d'onde dominante et les directions énergétiquement dominantes. Enfin, une analyse structurale nous permet d'isoler un éventuel motif élémentaire moyen, et en déterminer sa cohérence et sa structure spatiale d'arrangement au sein du champ de vagues. Chacune de ces trois techniques d'analyse est présentée ainsi que les propriétés qui peuvent en être déduites dans le cadre de cette étude.

Nous tenons ici à rappeler quelques recommandations générales tirées de notre expérience en traitement d'image et qui doivent permettre une meilleure interprétation et utilisation des informations visuelles. De la même manière que les méthodes de traitement du signal sont guidées par l'observation du tracé de ce signal, les traitements d'images sont orientés par l'observation visuelle des représentations de la matrice de valeur que constitue cette image. Cependant la manière dont l'oeil perçoit le tracé d'un signal est bien différente de celle dont il saisit les caractéristiques d'une image. L'oeil qui regarde une image étant un détecteur de variation, il est plus facilement sensible

aux hautes fréquences d'une image alors que l'évolution basse fréquence est facilement décelable sur une coupe de l'image par la présence d'axes qui fournissent un repère. En effet, la variation à laquelle l'oeil est alors sensible est l'écart entre le signal et l'axe horizontal. Il est donc souvent intéressant de compléter une image par une coupe qui accentue les basses fréquences et rétablit donc le point de vue. A ce sujet, l'utilisation de représentations en perspective est un compromis intéressant car elle permet de combiner la présence d'axes tout en conservant l'information bidimensionnelle de la surface.

4.3.2 Analyse spectrale bidimensionnelle

Hypothèses d'utilisation

L'analyse spectrale est un outil statistique dont les résultats ne sont représentatifs du phénomène observé que si la quantité mesurée vérifie les deux hypothèses que sont l'ergodicité et la stationnarité. Mais ces hypothèses basées sur la notion de moyenne dépendent de l'échelle d'observation du phénomène. En effet, les moyennes de l'amplitude du champ de vagues sur des échelles de temps et d'espace inférieures à celle d'un groupe ne sont par exemple pas nécessairement identiques ni constantes. Dans le cas qui nous intéresse, l'ergodisme et la stationnarité sont typiquement vérifiées sur des échelles de temps et d'espace grandes devant celles des groupes. Etant donné le faible nombre de longueurs d'ondes présents sur les images, ces hypothèses en particulier la stationnarité n'est pas vérifiée sur une image individuelle comme on peut le voir sur la figure 4.15. La variabilité des 16 spectres calculés sur 16 images indépendantes dans les mêmes conditions montre clairement l'instationnarité du champ de vagues à l'échelle des images individuelles. Cette information visuelle est confirmée par l'écart type temporel σ_t calculée sur l'ensemble de ces spectres qui a une valeur très proche de la valeur moyenne. Il s'est donc avéré nécessaire de moyenner les résultats obtenus sur un grand nombre d'images pour pouvoir vérifier ces hypothèses. L'analyse en ondelettes 2D [?] aurait permis de s'affranchir du problème de l'homogénéité (équivalent de la stationnarité pour un signal spatial) en calculant des coefficients sur un nombre de longueur d'onde de taille inférieure à celle de l'image mais la statistique d'une telle méthode

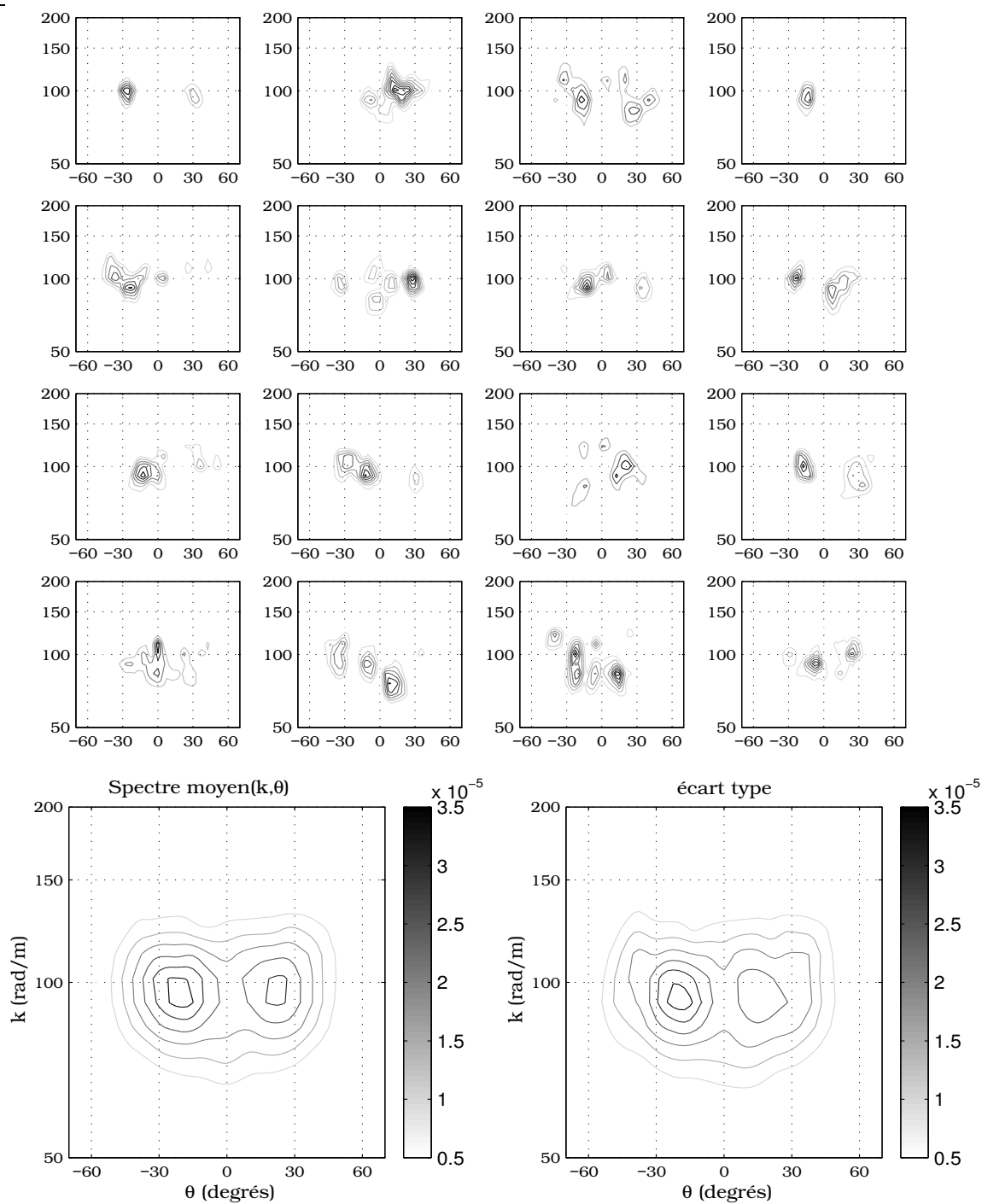
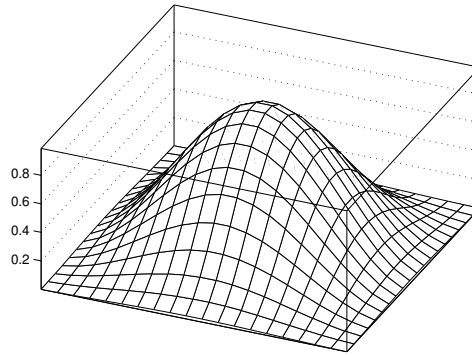


FIG. 4.15 – Variabilité des spectres d'images de pentes.

FIG. 4.16 – *fenêtre de Hanning bidimensionnelle*

de trouve vite limitée par le faible nombre de coefficients significatifs calculables étant donné le faible nombre de longueurs d'onde dominantes dans une image et il aurait fallu avoir, là encore, recours à une statistique temporelle. Nous avons donc choisi de calculer le spectre ou densité spectrale de puissance (DSP) bidimensionnelle.

Fenêtrage et estimation de la DSP

Le calcul de cette DSP introduit, dans une image non périodique comme les images de champs de vagues de vent, des composantes harmoniques parasites liées à la discontinuité entre les niveaux d'intensité sur chaque bord opposé de l'image. L'importance relative de ces oscillations artificielles est d'autant plus grande que le nombre de longueurs d'onde dans l'image sont faibles. Etant donné le peu de longueurs d'ondes dominantes observées sur nos images, nous avons cherché à minimiser ces effets de bords par la technique classique qui consiste à multiplier l'image par une fenêtre et donc à atténuer l'influence des informations situées proches des bords de l'image. Ce fenêtrage a néanmoins l'inconvénient de limiter l'information à proximité des bords de l'image. La fenêtre utilisée dans cette analyse spectrale est une fenêtre de Hanning bidimensionnelle (cf figure 4.16) connue pour offrir un bon compromis entre l'atténuation des effets de bords et la conservation de l'information. Le calcul de la DSP peut alors être estimé par deux méthodes classiques : le calcul direct partant de la définition de

la DSP comme module de la transformée de Fourier de l'autocorrélation.

$$S_1(k_x, k_y) = \left| \int \langle \eta(x, y) \cdot \eta(x + r, y + s) \rangle e^{-2i(k_x r + k_y s)} dr ds \right| \quad (4.10)$$

ou le module au carré de la transformée de Fourier

$$S_2(k_x, k_y) = \left| \int \eta(x, y) e^{-2i(k_x x + k_y y)} dx dy \right|^2 \quad (4.11)$$

qui converge également, pour les longueurs d'échantillon infinies, vers la DSP. Cette dernière méthode est donc a priori limitée à des échantillons de grande taille. Nous n'avons cependant pas noté de différences significatives dans le cas de nos images. Etant de plus nettement plus rapide, nous avons utilisé cette deuxième méthode.

Caractérisation des composantes spectrales

l'analyse spectrale ayant pour but de déterminer les composantes spectrales des images de la surface, nous détaillons ici les méthodes de détermination utilisées. A partir des spectres en nombres d'onde dans le repère cartésien (k_x, k_y) , nous en avons déduit les spectres dans le repère polaire (k, θ) en effectuant la transformation $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ et $\theta = \arctan(k_y/k_x)$. Les spectres de pentes et d'élévation de la surface ont une forme très proche du fait de la relation qui les lie :

$$S_{pente}(k) = S_{elevation}(k) \times k^2 \quad (4.12)$$

Les répartition angulaires d'énergie sont donc identiques pour ces deux spectres. Le nombre d'onde du maximum du spectre peut néanmoins être légèrement plus important dans le cas du spectre des pentes S_{pente} .

La figure 4.17 compare, pour une condition expérimentale représentative, les coupes des deux spectres à θ constant correspondant au pic dominant. Conformément à ce que montre cette figure, nous avons pu constater que la différence de nombre d'onde du maximum est bien inférieure à la largeur du pic spectral dominant. Les caractéristiques spectrales ont donc toutes été calculées directement à partir des spectres de pentes. En particulier, la longueur d'onde dominante correspond au pic dominant du spectre des pentes. De même, les directions énergétiquement dominantes correspondent aux angles θ des maxima du spectre des pentes. La répartition angulaire $Y_k(\theta)$ correspond

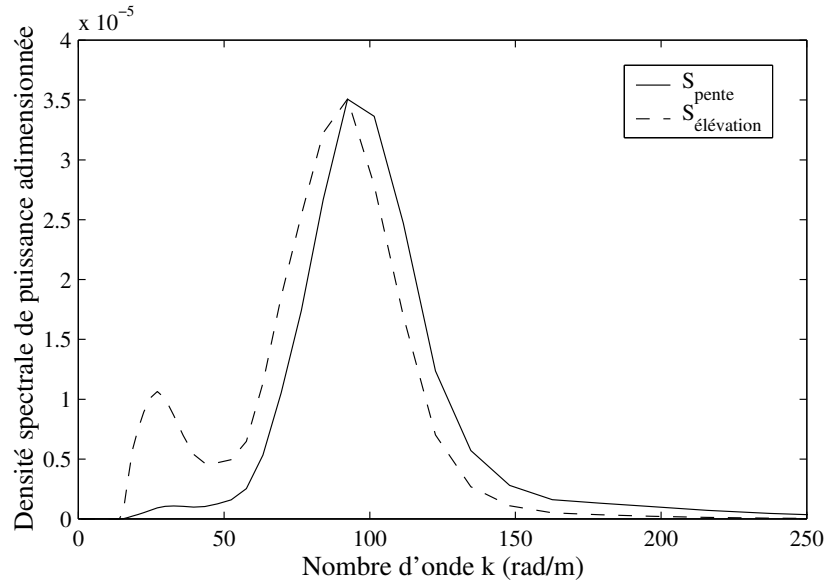


FIG. 4.17 – *Comparaison des spectres adimensionnés de pentes et d'élévation.*

à la coupe de ce spectre pour une valeur de k constante. La répartition angulaire au pic $Y(\theta)$ correspond elle à l'intégration de $Y_k(\theta)$ selon la variable k sur tout le domaine de nombre d'ondes couvert par le pic. La dispersion angulaire est finalement définie comme la largeur angulaire de $Y(\theta)$ à mi hauteur de son maximum.

4.3.3 Analyse structurelle

L'analyse structurelle décrite ici est basée sur l'existence présumée, lorsque le vent souffle à la surface de l'eau, de formes locales répétitives dont l'organisation au sein du champ de vagues est à déterminer. Nous présentons ici une méthode simple, issue de l'analyse de texture, qui permet de caractériser ces formes locales et leur organisation. Les formes locales seront également appelées éléments structurants et leur organisation, la structure globale. Les notions de base de l'analyse de texture sont présentées en annexe A2. L'analyse utilisée ici consiste à extraire l'élément structurant moyen d'une image puis d'étudier sa corrélation locale avec l'image. Les valeurs des maxima de la fonction de corrélation caractérisent la cohérence des formes locales tandis que la position de ces maxima caractérisent la structure globale.

Elément structurant et structure globale

Nous présentons ici, la méthode utilisée pour extraire l'élément structurant des images d'élévation du champ de vagues puis pour en déduire la structure tridimensionnelle globale. Nous nous limitons ici à la détermination d'éléments structurants rectangulaires dont la forme se réduit à ses dimensions longitudinales et transversales. La taille de l'élément structurant peut alors être déterminée à partir de la fonction d'autocorrélation. En effet, le premier minimum de la fonction de corrélation est atteint à la frontière entre un élément structurant et son voisin. Ainsi, la position du premier minimum de la fonction d'autocorrélation dans chaque direction détermine la longueur et la largeur de du motif élémentaire. On peut remarquer dans le cas de l'image d'une onde sinusoïdale, que la taille de l'élément structurant dans une direction donnée, coïncide avec la longueur d'onde dans cette direction. La recherche de l'élément structurant connaissant sa taille est alors effectuée par moyennage des parties d'images de la taille de ce motif et centré par rapport à un détail significatif et facilement localisable de l'élément structurant présumé (en l'occurrence le sommet de la crête des vagues tridimensionnelles dans notre cas). La moyenne de ces parties d'images de tailles identiques centrés autour de chaque détails significatifs de chacune des images enregistrées constitue l'élément structurant $E(x,y)$. Celui-ci est alors translaté sur la totalité de l'image $\eta(x,y)$ et sa corrélation avec la partie d'image coïncidente est calculée formant une image de coefficients de corrélation croisée.

$$C(x,y) = \frac{\langle \eta(x,y) \cdot E(x+r,y+s) \rangle}{\sqrt{\langle \eta(x,y) \cdot \eta(x+r,y+s) \rangle \langle E(x,y) \cdot E(x+r,y+s) \rangle}} \quad (4.13)$$

où (r,s) décrivent une zone de la taille de l'élément structurant soit l lignes et c colonnes. et (x,y) une zone de la taille de l'image d'élévation soit L lignes et C colonnes. La taille de $C(x,y)$ est finalement $L+l-1$ lignes et $C+c-1$ colonnes. La partie de l'image de corrélation croisée qui est conservée est alors de taille $L \cdot C$ et située au centre de $C(x,y)$ de telle sorte que les coefficients de corrélation soient tous calculés sur au moins une demi-largeur et une demi-hauteur de l'élément structurant. La position des maximums d'intensité de cette image correspondent à la positions la plus probable des éléments structurants sur l'image d'élévation. Ainsi, une image de structure $O(x,y)$ caractérisant l'organisation tridimensionnelle de l'élément structurant est calculée en ne conservant

que les maximums de cette image de corrélation

$$\begin{cases} O(x,y) = C(x,y) & \text{si } C(x,y) \text{ est un maximum local} \\ O(x,y) = 0 & \text{dans le cas contraire} \end{cases} \quad (4.14)$$

Des raffinements de cette méthode sont possibles en ne considérant plus l'élément structurant comme rectangulaire et en autorisant une rotation de l'élément structurant par rapport à l'image pour le calcul de la corrélation.

Directions dominantes et variabilité

La méthode la plus simple pour calculer les directions dominantes, en faisant l'hypothèse que celles ci sont symétriques par rapport à l'axe du vent, est de calculer l'obliquité de l'élément structurant autrement dit l'angle que font ses diagonales avec la direction du vent. Bien que très simple à mettre en oeuvre, cette méthode présuppose néanmoins la présence d'au maximum deux ondes obliques symétriques. D'autre part, les directions dominantes de l'image de structure sont calculées, pour chaque condition d'expérience, à partir de la position des maximums du spectre bidimensionnel moyen sur les 100 images de structure. Ce calcul utilise le même fenêtrage et le même estimateur de la DSP que pour l'analyse spectrale décrite précédemment. On note que les directions dominantes du spectre de structure ne sont pas nécessairement identiques aux directions dominantes du spectre de pente ou d'élévation. En effet, si l'on fait l'hypothèse simplificatrice de l'existence d'un motif élémentaire unique, et que l'on considère alors la surface η en tant que convolution de ce motif élémentaire η_0 et de l'image de structure exprimée à l'aide de la fonction Dirac δ :

$$\eta = \sum_{i,j} a_{i,j} \delta(x - x_i, y - y_i) * \eta_0. \quad (4.15)$$

son spectre $S_\eta(k)$ est lié au spectre de structure par la relation

$$S_\eta(k) = S_{structure}(k) \cdot S_{motif}(k) \quad (4.16)$$

On voit alors simplement que si le spectre de la forme élémentaire n'est pas uniforme, la position des maximums des spectres d'élévation et de structure n'est pas nécessairement

identique. La position du maximum sur le spectre de structure indique donc la direction dominante d'alignement du motif élémentaire au sein de l'image d'élévation. La variabilité de ces directions dominantes est alors définie à partir de ces spectres moyens, comme la moyenne des demi-largeurs à mi hauteur des pics dominants. Elle représente donc, dans le cas de deux pics dominants symétriques, la largeur angulaire à mi hauteur de l'un des deux pics.

Régularité des formes locales

L'impression visuelle qui peut permettre de distinguer qualitativement différents types de structures tridimensionnelles dans un champ de vagues est à la fois basée sur la faible variabilité des directions dominantes et sur la reproductibilité des formes locales. Cette reproductibilité des formes locales a été caractérisée par la valeur r.m.s des maximums de l'image de corrélation définie précédemment. Elle est donc d'autant plus élevée que les formes locales de l'image ressemblent à la forme moyenne définissant l'élément structurant.

4.3.4 Statistiques comparées des pentes longitudinales et transversales

La densité de probabilité des pentes (Probability Density Function en anglais) est une des caractéristiques principales des champs de vagues de vent. Sa forme dépend notamment, dans une large mesure, de la tension exercée par le vent sur les vagues[?]. Or nous disposons, grâce à nos mesures, des PDF unidirectionnelles des pentes dans la direction du vent et transversalement. Il nous a donc semblé intéressant d'étudier la relation entre la structure tridimensionnelle de ces champs de vagues et les moments statistiques principaux de ces fonctions. Dans la suite, lorsque le mot pente sera évoqué sans mentionner de direction, il s'agira alors de son module. On peut noter en particulier que le moment d'ordre 1 ou moyenne de la PDF des pentes est nul, et que le moment d'ordre 2 ou variance est le paramètre permettant d'estimer la cambrure de la même manière que lors de l'étude des vagues de gravité fortement cambrées. Une combinaison des moments jusqu'à l'ordre 3 permet de calculer un coefficient appelé skewness qui

mesure l'asymétrie de la distribution des pentes autour de leur valeur moyenne.

$$Skewness = \frac{E(s - \mu)^3}{\sigma^{3/2}} \quad (4.17)$$

ou $E()$ est l'espérance mathématique, μ est la valeur moyenne de la pente s et σ sa variance. On note que dans le cas de la loi normale (ou gaussienne), le skewness est nul. Dans le cas d'un champ de vagues, une valeur négative du skewness indique la présence de pentes plus fortes sur l'avant des crêtes que sur l'arrière. Ce phénomène est une des signatures du déferlement lié à une saturation en énergie apportée par le forçage du vent. On peut encore poursuivre l'étude de la PDF en calculant le kurtosis ou facteur d'aplatissement qui est une combinaison des moments jusqu'à l'ordre 4 qui quantifie, dans notre cas, le regroupement des valeurs de pentes autour de leur valeur moyenne. valau:

$$Kurtosis = \frac{E(s - \mu)^4}{\sigma^2} \quad (4.18)$$

Dans le cas de la loi normale, ce coefficient est égal à 3. Une faible valeur de ce coefficient indique dans le cas d'une PDF unimodale, un regroupement des valeurs dans la région proche de la moyenne au détriment des valeurs éloignées. Une forte valeur indique à contrario un large étalement des valeurs avec relativement peu de valeurs proches de la moyenne. Dans le cas des champs de vagues de vent, une grande valeur du kurtosis peut correspondre à la présence de nombreux événements provoquant des pentes extrêmes. Sur la figure 4.18, un exemple de PDF non gaussienne illustre le lien entre la forme de la pdf et les coefficients de skewness et de kurtosis.

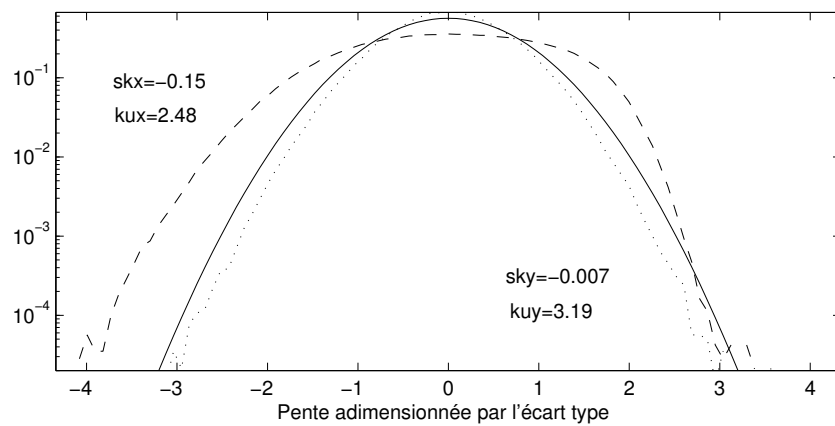


FIG. 4.18 – Exemple de densité de probabilité des pentes comparée et la loi normale ou gaussienne (trait plein). — PDF des pentes dans le sens du vent (x) de skewness skx et de kurtosis kux , ... PDF des pentes transverses (y) de skewness sky et de kurtosis kuy .

Chapitre 5

Vagues de vent courtes

5.1 Introduction

L'étude des propriétés tridimensionnelles des champs de vagues de vent courtes a fait l'objet de plusieurs études qualitatives comme nous l'avons vu lors de la revue bibliographique. Certaines mentionnent l'existence de structure tridimensionnelles des ondes dominantes dont la nature change lors de l'évolution de ces champs de vagues en fonction du vent et du fetch. Néanmoins aucune expérience n'a permis de mesurer les propriétés tridimensionnelles de ces champs de vagues ni de caractériser leur évolution en fonction du vent et du fetch. Nous nous proposons donc ici de caractériser l'évolution de ces propriétés tridimensionnelles afin de pouvoir comprendre les mécanismes à l'origine de ces modifications de structure tridimensionnelle. Ce chapitre se compose premièrement d'une description qualitative des différents stades d'évolution observés. Les procédure et dispositif expérimentaux sont ensuite décrits, puis les images du champ de vagues sont présentées et analysées à l'aide d'outils de traitement d'images adaptés pour permettre finalement de caractériser et tenter d'interpréter le scénario d'évolution de la structure tridimensionnelle de ces champs de vagues lorsque le vent et le fetch varient.

5.2 Observations de différentes structures tridimensionnelles

Lorsqu'un vent régulier souffle sur la surface de l'eau, on observe successivement plusieurs structures tridimensionnelles dans l'évolution de la structure tridimensionnelle des ondes dominantes en fonction du vent et du fetch. . Nous décrivons ici qualitativement la configuration tridimensionnelle spécifique de ces ondes dominantes pour chaque structure observé. Pour la plupart des vitesses de vent, les cinq mêmes structures dénommées stade d'évolution et numérotés de 1 à 5 sont rencontrés, même si leur extension en fetch varie avec la vitesse du vent. Cependant pour des vitesses de vent inférieures à 4m/s, l'évolution est quelque peu différente et les stades d'évolution pour ces vents faibles seront différenciés par le symbole'. Commençons par le cas le plus général en suivant l'évolution en fetch pour une vitesse de vent supérieures à 4m/s



FIG. 5.1 – *Photo d'un champ de vagues typique du stade 2 pour un vent de 6m/s au fetch 2m. Le vent souffle de droite à gauche et l'angle de prise de vue est incliné de 30 ° sous l'horizontale.*

5.2.1 Stade 1

Ricci [?] a montré que les premières vagues générées par le vent étaient de très faible amplitude, rendant difficile leur observation . Cependant, les reflets de lumière sur ces ondulations revêtent un aspect plutôt bidimensionnel dont la direction de propagation est proche de l'axe du vent. La figure 2.7 tirée des travaux de Plate et al [?] illustre cet aspect bidimensionnel des premières vagues à proximité de l'entrée de son bassin. Ces ondulations correspondent à une zone de la surface d'aspect globalement lisse où le courant de surface induit par le vent est encore laminaire comme l'ont montré Caulliez et al.[?].

5.2.2 Stade 2

Pour des fetchs plus importants, on peut observer alors le développement d'une zone rugueuse sur la surface après une transition inhomogène constituée d'une alternance transversale de zones lisses et rugueuse (Caulliez et al.[?]) correspondant à la transition laminaire-turbulent du courant de surface. Cette zone rugueuse présente une structure d'aspect relativement chaotique et complètement tridimensionnelle comme l'illustre la photo de la figure 5.1.



FIG. 5.2 – *Photo d'un champ de vagues typique du stade 3 pour un vent de 6m/s au fetch 4m. Même prise de vue que pour la figure 5.1.*

5.2.3 Stade 3

Lorsque le fetch augmente encore, une troisième structure étonnamment cohérente émerge de la structure précédente d'aspect chaotique alors que la longueur d'onde augmente. La présence de deux ondes obliques formant des losanges sur la surface est alors très nette comme le montre la photo de la figure 5.2. Les faces avant des crêtes sont recouvertes de capillaires qui se déplacent à la même vitesse que les crêtes des deux ondes obliques.

5.2.4 Stade 4

En augmentant encore le fetch, la structure cohérente des deux ondes obliques disparaît progressivement en même temps que l'échelle des vagues augmente. Autrement dit, bien que les crêtes des vagues restent courtes, comme pour la stade 3, la structure tridimensionnelle du champ de vagues est nettement plus aléatoire comme en témoigne la photo de la figure 5.3. On peut également observer des portions de crêtes se dirigeant dans la direction du vent qui transforment les losanges du stade 3 en hexagones. Les capillaires sur la face avant de ces vagues n'occupent plus la majeure partie de la face avant des crêtes contrairement au stade 3 et la face arrières des crêtes est alors pratiquement lisse avec parfois quelques stries dans l'axe du vent qui s'étendent même



FIG. 5.3 – *Photo d'un champ de vagues typique du stade 4 pour un vent de 6m/s au fetch 9m. Même prise de vue que pour la figure 5.1.*

au delà d'une longueur d'onde et semblent ne pas être transportées par le mouvement moyen à la différences des capillaires cohérentes sur les faces avant. De manière imagée, l'aspect des vagues capillaires sur l'onde dominante ressemble aux plis d'une peau qu'on pousserait, par l'application d'un frottement local dans le sens du vent juste derrière la crête de cette onde dominante.

5.2.5 Stade 5

Finalement, lorsque le fetch augmente encore, le champ de vagues évolue vers une structure de plus en plus bidimensionnelle dans laquelle les crêtes des vagues sont de plus en plus longues et leur direction de propagation tend à s'orienter dans l'axe du vent comme le montre la photo de la figure 5.4. Ces crêtes sont néanmoins bien plus courtes que la largeur de la soufflerie et se courbent à leurs extrémités dans le sens opposé au vent conférant au champ de vagues un aspect tridimensionnel résiduel très net sur la photographie présentée.

5.2.6 Stade 1'

Pour des vitesses de vent faibles, typiquement inférieures à 4m/s, l'échelle des premières vagues visibles est plus importante que celle des premières vagues observées

ondes obliques se déstabilise avec l'augmentation de la longueur d'onde et les crêtes s'allongent et s'orientent progressivement dans une direction perpendiculaire à l'axe du vent suivant une évolution plus lente mais de nature semblable au cas des vitesses de vent supérieures.

5.3 Choix de l'expérience

5.3.1 Objectifs de l'expérience

Les observations qualitatives ont montré que les ondes dominantes des champs de vagues de vent à court fetch, présentaient des structures tridimensionnelle distinctes au cours de leur évolution en fetch pour plusieurs vitesses de vent. Suite à ces observations, nous avons voulu savoir quantitativement si les propriétés tridimensionnelles de ces ondes dominantes étaient caractéristiques de leur stade d'évolution respectif. De plus, nous avons vu que les mécanismes intervenant dans le phénomène de propagation de ces vagues de capillarité-gravité sont dépendants du rapport κ entre les termes gravitationnel gk et capillaire Tk^3/ρ de leur relation de dispersion [?]. Or ce rapport κ n'est autre que le nombre d'ondes k , adimensionné par le nombre d'ondes k_m correspondant au minimum de vitesse de phase. Il nous est donc apparu intéressant de suivre des champs de vagues de nombres d'ondes dominants identiques, observés à des fetchs d'autant plus court que le vent augmente, afin de déterminer si les propriétés tridimensionnelles sont déterminées par la longueur d'onde comme les études théoriques présentées le suggèrent.

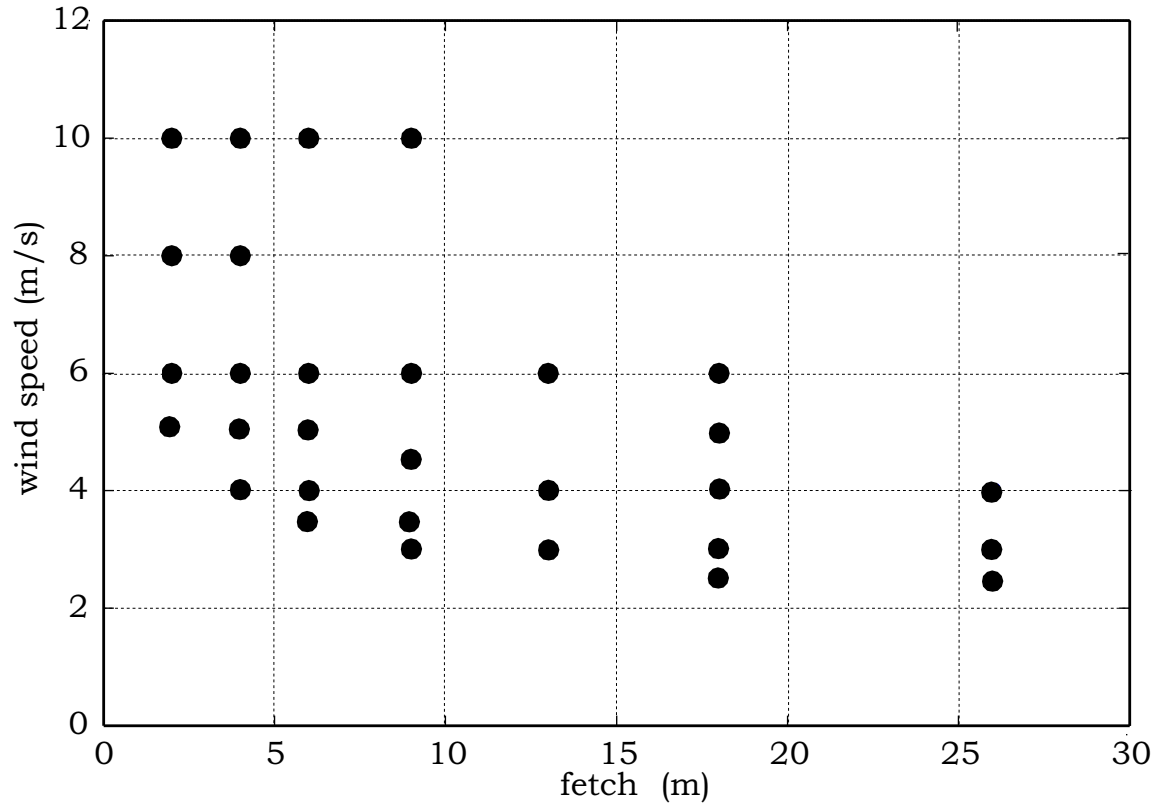
5.3.2 Choix des conditions expérimentales

Les conditions expérimentales ont été choisies à la fois en fonction des objectifs particuliers de l'expérience mais aussi des enseignements de l'étude qualitative et de la plage d'utilisation de l'appareil imageur de la surface, décrit précédemment. Les principaux enseignements de l'étude qualitative, important pour le choix des conditions

expérimentales, ont été les suivants :

- à court fetch, la structure tridimensionnelle des ondes dominantes varie rapidement en fonction du fetch
- par vent faible à modéré (vitesse de 3 à 6 m/s), l'évolution de la structure tridimensionnelle en fonction du vent est plus rapide que pour des vents supérieurs à 6 m/s.

Le choix des couples vent-fetch a donc été réalisé de façon à ce que les mesures se densifient à court fetch et vent faible comme on peut le voir sur la figure 5.6. Pour trois valeurs de vent 3 et 6 et 10m/s, dont les deux premières sont de part et d'autre de la valeur critique voisine de 4m/s, l'investigation a été conduite à tous les fetchs choisis. Des conditions spécifiques ont été ajoutées pour tenter de suivre plusieurs échelles de vagues autour de 4, 12 et 20cm dans différentes conditions de vent. Ces trois longueurs d'ondes sont telles que l'influence des forces capillaires sur la dynamique des vagues est respectivement relativement importante, peu importante et négligeable [?]. La limitation des mesures par vent faible et fetch court, notamment dans les conditions d'observations du stade 1, provient de la précision de la méthode de mesure que nous détaillons plus loin. En effet, les premières vagues mesurables correspondent à la cambrure minimale mesurable par le système de visualisation des pentes et cette cambrure minimale est obtenue à partir d'un fetch d'autant plus grand que la vitesse diminue. Les champs de vagues à relativement grand fetch et fortes vitesses de vent n'ont pu être mesurés, également pour de raisons techniques. En effet, compte tenu de la taille de la zone de mesure disponible et étant donné qu'au minimum deux longueurs d'onde sont nécessaires pour permettre, par la suite, une analyse spectrale, les champs de vagues de longueur d'onde dominante supérieure à 30cm n'ont pas été mesurés. Cependant, cette dernière limitation ne semble pas gêner la généralité de cette étude car la structure tridimensionnelle des vagues d'échelles dominantes supérieures à 30cm semble comparable à celle des vagues de 30cm. L'ensemble des conditions de vent et de fetch ayant fait l'objet de mesures est indiqué sur la figure 5.6.

FIG. 5.6 – *Représentation des différentes conditions d'expérience.*

5.4 Dispositif expérimental

la figure 5.7 illustre le dispositif expérimental utilisé. Il est installé à l'intérieur de la grande soufflerie de l'IRPHE-IOA déjà décrite. Le fetch est modifié artificiellement au niveau de la section de mesure par un dispositif original composé d'une feuille de plastique à bulle flottant sur la surface, son côté lisse du côté de l'écoulement d'air. Attaché à l'entrée du bassin, ce film plastique de longueur variable par découpage successifs permet de faire varier le fetch relativement à la zone de mesure située au niveau de la section vitrée de la soufflerie (cf. figure 3.1). Concernant l'écoulement d'air dans la section d'essai, la différence de niveau entre le convergent en entrée de soufflerie et la surface du plastique est rattrapée par un bec identique à celui utilisé lors de l'expérience sur les ondes de gravité, qui permet là encore une transition lente de l'écoulement d'air

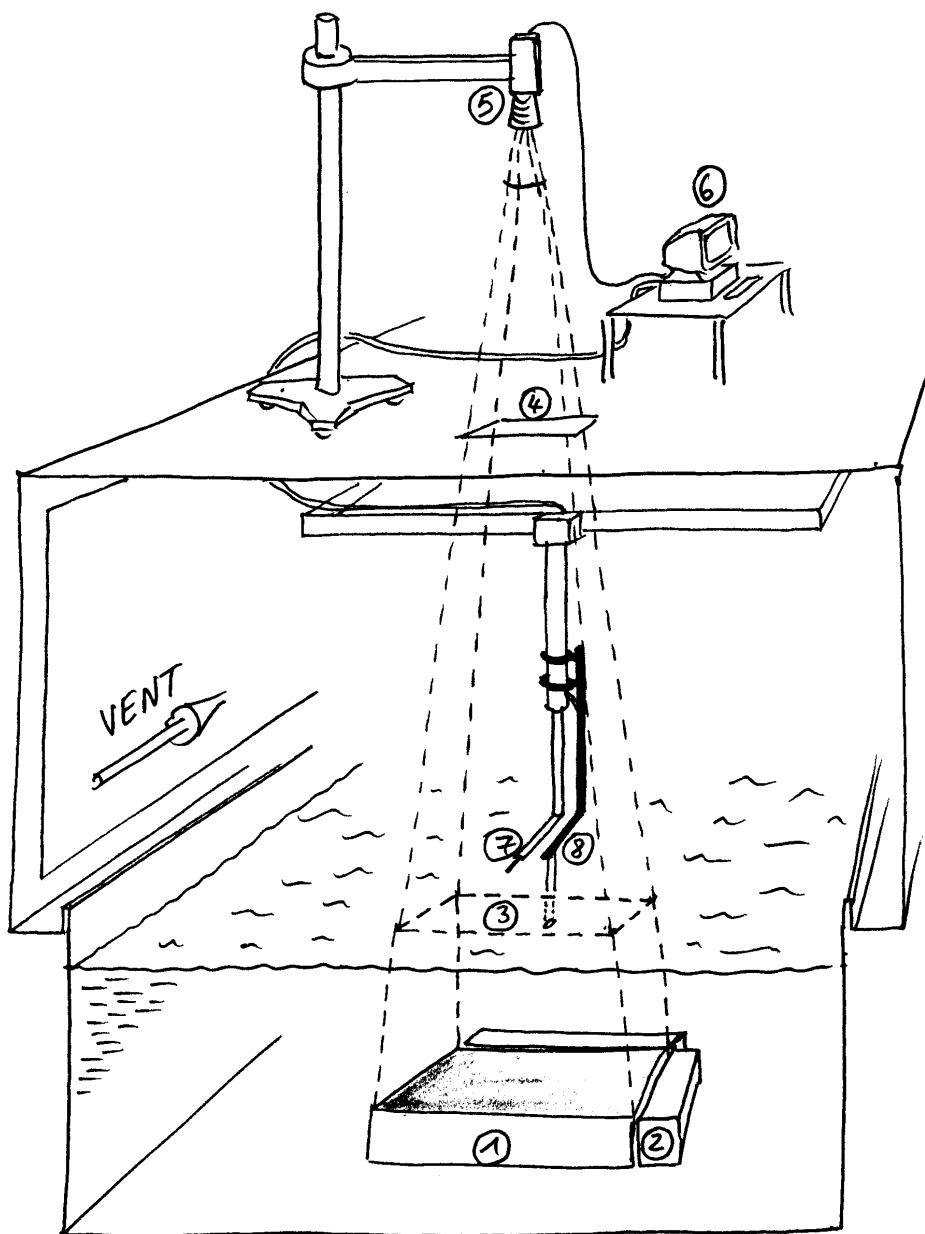


FIG. 5.7 – Dispositif expérimental: volume diffusif (1), lampe linéaire (2), aire de mesure utile (3), fenêtre dans le toit de la soufflerie (4), caméra (5), système d'acquisition et de stockage des images et des signaux (6), sonde anémométrique à fil chaud (7), sonde à vague (8).

entre les deux niveaux. Le champ de vagues au niveau de la zone de mesure est alors imagé à l'aide de l'appareil de mesure tridimensionnelle. La boîte à lumière générant le dégradé bicolore (figure 5.7 (1) et (2)) est posé sur le fond, centré dans la largeur du canal au niveau de la section vitrée. La caméra (5) est placée verticalement à son aplomb 3.4m au dessus de la zone de mesure (3). Une sonde à vague capacitive de référence (8) est positionnée juste en aval de cette boîte au centre du canal. Cette sonde permet de vérifier les traitements d'image par une information indépendante sur l'amplitude des vagues ainsi que de mesurer les propriétés temporelles de base des champs de vagues comme leur fréquence dominante. Cette information n'est en effet pas accessible par la mesure tridimensionnelle dont la fréquence d'échantillonnage est bien inférieure à la fréquence des vagues observées. La sonde anémométrique (7) permettant de contrôler l'homogénéité latérale et la stationnarité de l'écoulement d'air est fixée à proximité immédiate de cette sonde à vague par l'intermédiaire d'un vérin électrique qui facilite son déplacement vertical. Le déplacement de cette sonde est ainsi piloté avec une précision sur la position horizontale inférieure au millimètre.

5.5 Procédure expérimentale

La procédure expérimentale suivie comporte un grand nombre de précautions nécessaires à l'observation des champs de vagues de vent, connus pour être générés par une instabilité et donc très sensibles au niveau de perturbations. La reproductibilité et la représentativité d'une telle expérience nécessite donc premièrement un écoulement d'air remarquablement stable et homogène. Pour caractériser cet écoulement d'air et vérifier son homogénéité, des profils verticaux et horizontaux des vitesses horizontales dans la direction du vent et verticales u et w ont donc été réalisés. Les profils horizontaux sont effectués transversalement à l'écoulement moyen à l'intérieur de la couche limite afin de vérifier notamment que le frottement exercé par le vent au niveau de la zone de mesure de la surface ne subisse pas l'effet des bords de la soufflerie. Les mesures de vitesses ont été effectuées à l'aide de la sonde anémométrique en X. Son signal est filtré à 100Hz puis échantillonné à 200Hz et enregistré. La stabilité de l'écoulement d'air a ensuite été contrôlée pour chaque condition expérimentale en mesurant, au centre de

la soufflerie, la vitesse moyenne à l'altitude 10cm soit à l'intérieur de la couche limite. Le niveau moyen de l'interface a également été régulièrement contrôlé et maintenu constant. La température de l'air et de l'eau à elle aussi été régulièrement surveillée. La tension de surface dont le rôle est prépondérant pour les vagues de capillarité-gravité a bénéficié aussi d'une attention particulière. Elle a en effet été maintenue constante par l'élimination régulière du film de surface constitué de poussières et autres particules flottantes se déposant sur la surface lorsque l'eau est au repos. Les 100 images du dégradé bicolore immergé ont alors été enregistrées lorsque l'eau était encore au repos pour constituer la référence du calcul des pentes de l'interface (cf. annexe A1). Le film plastique a ensuite été découpé pour atteindre la valeur du fetch choisie. Le vent a alors été augmenté progressivement jusqu'à obtenir chacune des valeurs retenues (voir figure 5.6). Un temps de 10 minutes a alors été prévu après chaque augmentation de vitesse pour que le champ de vagues s'équilibre avec l'écoulement d'air. Ce temps est bien supérieur au temps de propagation d'un groupe de vague le long de la soufflerie qui n'excède jamais deux minutes pour les échelles de vagues observées. Des mesures simultanées de l'écoulement d'air et du champ de vagues ont alors été réalisées. La vitesse du vent a été mesurée comme on l'a décrit plus haut pour contrôler sa stationnarité. Le champ de vagues a été ensuite mesuré simultanément à l'aide de la sonde à vague et de l'appareil imageur. Le signal de la sonde à vagues a été enregistré pendant trois minutes après avoir été filtré à 50Hz et échantillonné à 100Hz. Au même moment 100 images indépendantes du dégradé bicolore déformé par le champ de vagues ont été enregistrées par la caméra à la fréquence maximale d'une image tout les deux secondes. Le nombre d'image a été choisi pour permettre une analyse statistique ultérieure des champs de vagues mesurés. Après l'ensemble des mesures pour le fetch en question, le plastique à bulle a été découpé pour obtenir le fetch choisi suivant et la procédure recommencée.

5.6 Structure et homogénéité de l'écoulement d'air

La connaissance de l'écoulement d'air effectif lors des expériences est déterminante pour étudier la formation des champs de vagues de vent. Cette étude étant plus

spécialement tournée vers l'étude de la structure tridimensionnelle spatiale de ces champs de vagues, l'homogénéité de l'écoulement d'air est cruciale et a été mesurée au niveau de la zone de mesure du champ de vagues. Nous présentons ici les paramètres caractéristiques de cet écoulement et la technique utilisée pour mesurer leur homogénéité. Lorsque le vent souffle sur la surface de l'eau, il se développe une couche limite turbulente (pour les vitesses de vent considérées) entre la surface déformée par les vagues et l'écoulement potentiel incident. La nature de cette couche limite et de l'écoulement potentiel est donc déterminante pour la formation de ces champs de vagues de vent. Les paramètres les plus couramment utilisés pour caractériser cette couche limite turbulente au dessus des vagues sont d'une part le profil de vitesse horizontale moyenne $\langle u \rangle$ où u est la vitesse horizontale dans le sens du vent et d'autre part le flux turbulent moyen $\langle u'w' \rangle$ où u' (resp. w') est la fluctuation de la vitesse horizontale (resp. verticale). En effet, une couche limite turbulente sur paroi rugueuse présente un profil vertical de vitesse horizontale logarithmique [?] et, si le flux vertical de quantité de mouvement horizontal $\langle u'w' \rangle$ est constant avec l'altitude, on peut définir une vitesse équivalente $u_* = \sqrt{-\langle u'w' \rangle}$ qui caractérise le frottement exercé par cette couche limite sur le champ de vagues. Cette vitesse est nommée couramment vitesse de frottement. La technique de mesure de u et w permettant de calculer $\langle u \rangle$ et $\langle u'w' \rangle$, est l'anémométrie à fil chaud. Cette technique classique utilise un capteur constitué de deux fils chauds perpendiculaires en X dont le courant utilisé pour maintenir les fils à température constante est fonction de la vitesse de l'écoulement qui les refroidit [?]. La mesure simultanée des courants de ces deux fils croisés permet d'obtenir ainsi les valeurs instantanées de u et w . Le détail du fonctionnement de ces capteurs, d'utilisation classique en aérodynamique, n'est pas détaillée ici (pour plus de précisions, lire [?]).

L'écoulement d'air au dessus de la surface de l'eau a été caractérisé par la mesure de profils verticaux de vitesse horizontale $\langle u \rangle$ et de flux vertical de quantité de mouvement horizontal $\langle u'w' \rangle$ au centre de la soufflerie. L'homogénéité transversale de la vitesse et du flux de quantité de mouvement a ensuite été vérifiée à partir de leur profils horizontaux orthogonaux à la direction du vent. L'ensemble des profils horizontaux sont effectués à l'altitude 10cm au dessus du niveau d'eau moyen sauf

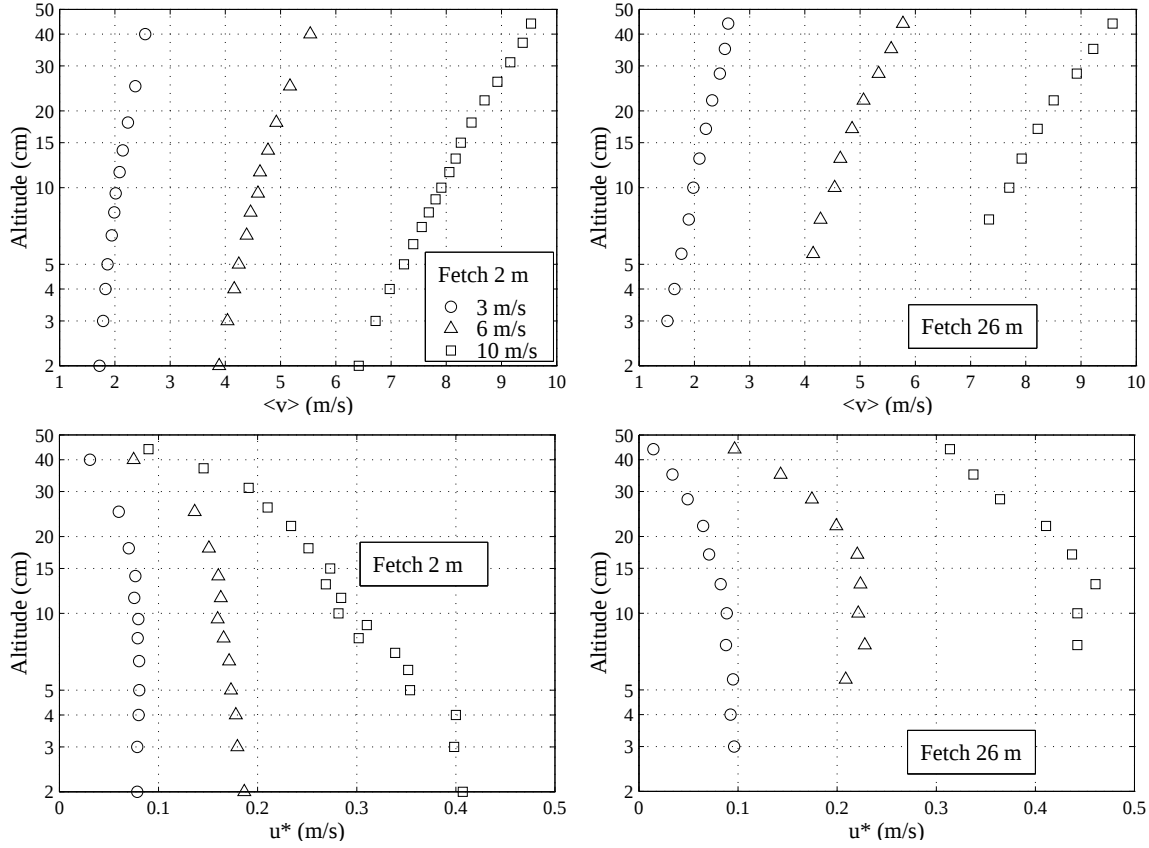


FIG. 5.8 – *profils verticaux de vitesse moyenne $\langle v \rangle$ et de vitesse de frottement u^* aux fetchs 2m et 26m pour des vitesses de l'écoulement potentiel de 3, 6 et 10m/s. L'échelle verticale est logarithmique.*

pour le cas d'un vent de 10m/s au fetch 2m, où l'altitude est 4cm pour une raison qui sera expliquée. Considérons donc premièrement les profils verticaux de la figure 5.8. Les profils de vitesses moyennes présentent tous dans leur partie basse une zone linéaire. L'échelle de hauteur étant logarithmique, cette zone linéaire correspond à un profil logarithmique. La couche limite est donc turbulente pour chaque vitesse de vent considérée. Les profils de flux turbulent, sur la même figure, ont également tous une forme commune. Dans leur partie basse, on observe un palier de flux quasi constant à un niveau d'autant plus haut que le vent et le fetch sont élevés. Puis ce flux diminue progressivement avec l'altitude. La zone où le flux turbulent est constant indique que

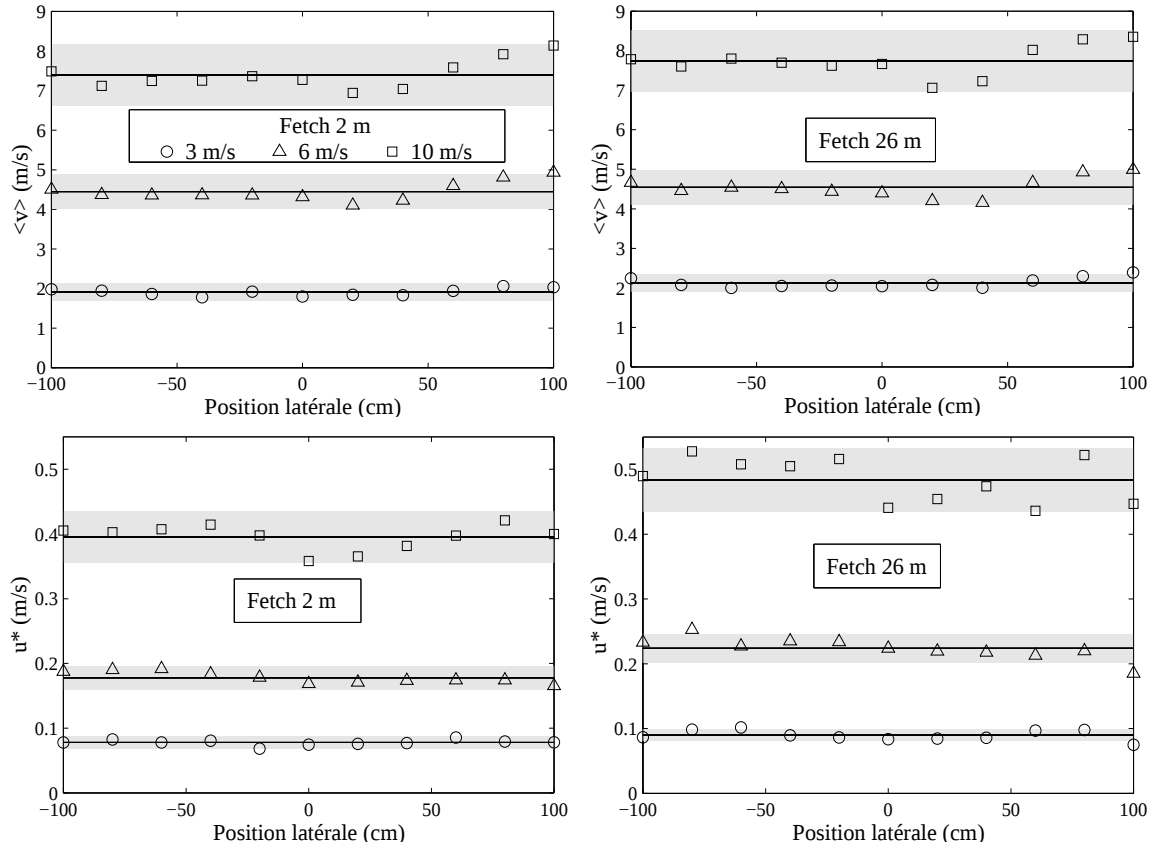


FIG. 5.9 – *profils horizontaux de vitesse moyenne $\langle v \rangle$ à l'altitude x cm et de vitesse de frottement u^* à l'altitude x cm aux fetchs 2m et 26m pour des vitesses de l'écoulement potentiel de 3, 6 et 10m/s. Les traits pleins sont les vitesses moyennes sur la largeur des profils et les zones grises s'étendent sur $\pm 10\%$ de ces moyennes.*

la couche limite est en équilibre avec le champ de vagues et cette valeur du flux définit alors la vitesse de frottement. On peut noter qu'au fetch 2m, la zone d'équilibre est peu épaisse surtout à 10m/s où elle n'excède pas 5cm. Cette particularité est sans doute due à la proximité du début de la couche limite quelques mètres en amont qui ne lui permet pas d'atteindre son plein développement en altitude. Dans ce cas, la mesure du profil transversal a donc été effectuée à 4cm pour permettre de mesurer effectivement la vitesse de frottement. L'ensemble des profils transversaux sont tracés sur la figure 5.9. Les profils de vitesses moyennes présentent une légère diminution dans le 3eme quart

de la section suivi d'une augmentation sur le dernier quart mais ces variations restent néanmoins dans la limite des 10% d'écart à la moyenne transversale. L'écoulement d'air peut donc être considéré comme transversalement homogène. Les profils de u' et w' présentent, pratiquement eux tous, une légère diminution au centre de la soufflerie qui reste, elle aussi, dans la limite des 10% d'écarts à la moyenne. Le frottement exercé par le vent sur la surface peut donc également être considéré comme homogène. Les couches limites sur les autres parois (murs et plafond) sont suffisamment éloignées de la zone de mesure pour ne pas intervenir. On peut donc conclure de cette analyse de l'écoulement d'air, que le forçage exercé par le vent sur la surface de l'eau peut être considéré comme homogène dans la limite de 10% d'écart à la valeur moyenne, pour l'ensemble des conditions de vent et de fetch de cette étude.

5.7 Evolution des paramètres fondamentaux en fonction du vent et du fetch

Il semble important, avant de caractériser les propriétés tridimensionnelles des champs de vagues de vent, de présenter l'évolution mesurée en fonction du fetch des paramètres fondamentaux décrivant ces champs de vagues. Nous donnons donc les évolutions de la cambrure et de la longueur d'onde dominante des vagues mais aussi celle de la vitesse de frottement du vent qui caractérise le forçage de la surface par l'écoulement d'air et donc l'apport d'énergie du vent aux vagues. La cambrure est le paramètre qui contrôle l'intensité des interactions non-linéaires et donc les instabilités éventuellement responsables de la redistribution d'énergie dans des directions obliques à celle du vent comme nous l'avons vu lors de la revue bibliographique. Nous rappelons que la cambrure est prise égale à l'écart type des pentes de la surface mesuré sur l'ensemble des 100 images de pentes. L'évolution de la cambrure en fonction du fetch, est tracée sur la figure 5.10 pour les différentes vitesses de vent mesurées. Les courbes d'approximation exponentielle de l'évolution de la cambrure en fonction du fetch F sont représentées en trait continu sur la figure 5.10:

$$cambrure = a \cdot (1 - \exp(-\frac{c}{a} \cdot (F - b))) \quad (5.1)$$

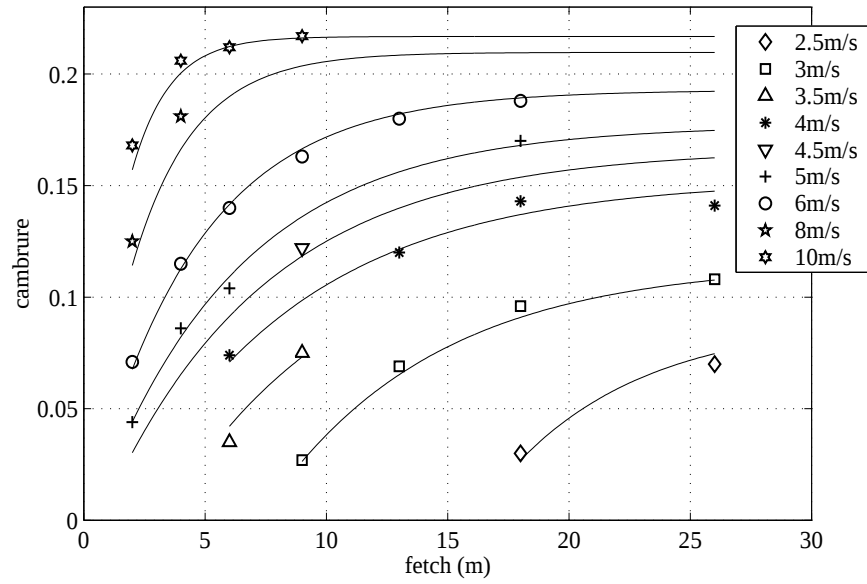


FIG. 5.10 – Evolution de la cambrure moyenne en fonction du fetch.

où les coefficients a , b et c dépendent de la vitesse du vent V :

$$\begin{cases} a = 0.222 \cdot (1 - \exp(-\frac{0.095}{0.222} \cdot (V - 1.3))) \\ b = 16 \cdot \exp(-1.6 \cdot (V - 2.5)) \\ c = 0.0022 \cdot (V - 2.5)^2 + 0.016 \end{cases}$$

On observe sur ces courbes, une augmentation de la cambrure en fonction du fetch. Cette croissance est rapide à court fetch puis est ralentie pour des fetchs plus grands jusqu'à une saturation. Plus la vitesse du vent est grande, plus cette saturation est atteinte pour des fetchs courts et une valeur de la cambrure élevée. On note en effet que cette saturation n'est pas encore atteinte au fetch maximum de 26m pour la vitesse de vent la plus faible de 2.5m/s.

Cette évolution de la cambrure est liée comme nous allons le voir à l'évolution de la longueur d'onde dominante en fonction du fetch présentée sur la figure 5.11. Nous rappelons que la longueur d'onde dominante est celle qui correspond au pic dominant sur le spectre directionnel des pentes dont la technique d'estimation est décrite précédemment dans le chapitre sur l'analyse spectrale bidimensionnelle.

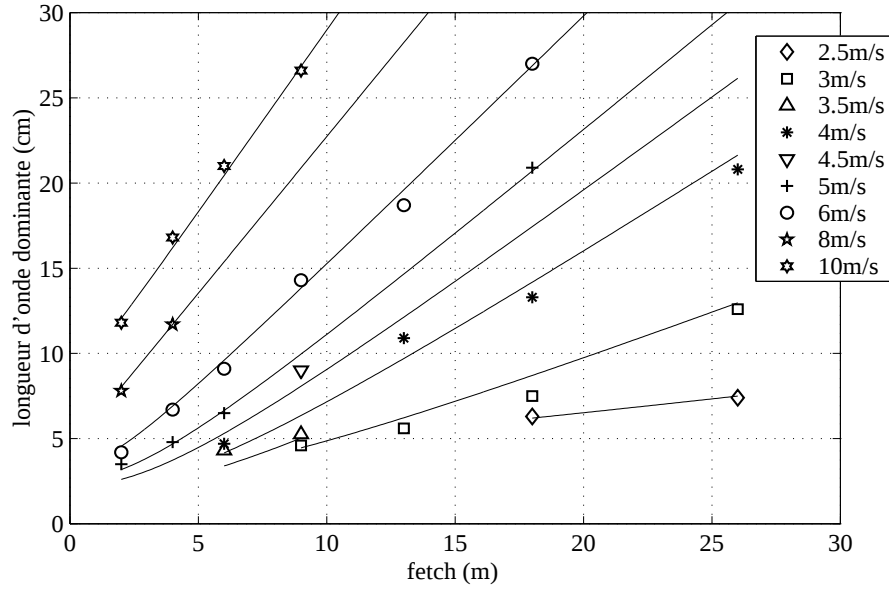


FIG. 5.11 – *Evolution de la longueur d'onde dominante en fonction du fetch.*

Les courbes d'approximation hyperbolique de l'évolution de la longueur d'onde dominante L en fonction du fetch F sont représentées en trait continu sur la figure 5.11:

$$L = \sqrt{a \cdot F^2 + b} + l_0 \quad (5.2)$$

où les coefficients l_0 , a et b dépendent de la vitesse du vent V :

$$\begin{cases} l_0 = 750 \cdot \exp(-1.5 \cdot V) + 12.5 \cdot \log(V - 1) - 20 \\ a = \frac{(V - 2.45)}{1.64} \\ b = \left(\frac{5 - l_0}{1.5} \right)^2 \end{cases}$$

On observe pour chaque vitesse de vent une faible croissance initiale de la longueur d'onde. puis, au delà d'une longueur d'onde d'autant plus petite que le vent est fort, cette croissance devient remarquablement linéaire. Conformement aux observations qualitatives, la croissance initiale du champ de vagues s'effectue, pour des vitesses de vent élevée, sur des distances très courtes et les mesures effectuées avec un vent supérieur à 5m/s se situent au delà de cette zone initiale. Il n'est donc pas étonnant d'observer dès

le fetch 2m, pour ces vitesses, le deuxième stade de croissance linéaire. Ce phénomène d'augmentation de la longueur d'onde est connu sous le nom de down-shift. Dans le cas des ondes de gravité, il est du à l'interaction résonnante d'ordre 3 entre l'onde initiale k_0 et deux perturbations colinéaires k_1 et k_2 dont la plus amplifiée a une longueur d'onde plus grande que l'onde initiale. Le rapport $(k_1 - k_0)/k_0$ dépend alors linéairement de la cambrure [?]. Il est donc naturel d'observer une faible croissance de la longueur d'onde lorsque la cambrure est faible (cf figure 5.10) et une croissance continue lorsque la cambrure se stabilise. Il faut toutefois noter que le mécanisme proposé par Beinjamin & Feir concerne les vagues de gravité pures alors que nous sommes ici en présence d'onde de capillarité-gravité. Néanmoins ont montré récemment, par une expérience sur des vagues de gravité-capillarité entre 4 et 9.5Hz, que . La fréquence dominante des champs de vagues mesurés dans notre expérience se situant entre 2 et 9.2Hz, ces résultats ne sont applicables que pour les plus basses fréquences. Cependant les travaux récents de Shemer et Chamesse [?] montrent pour des fréquences entre 4 et 9.5Hz, que des perturbations sous-harmoniques dues à des interactions non-linéaires d'ordre 3 peuvent là encore présenter un fort taux de croissance. Meme si ces derniers ne dégagent pas une évolution claire de la perturbation dominante en fonction de la cambrure, nous savons que les temps d'interaction sont d'autant plus courts que la cambrure est importante et donc que l'augmentation de la longueur d'onde de ces vagues de capillarité gravité est d'autant plus rapide que la cambrure est grande. Ce résultats est donc identique pour toutes les fréquences de notre étude.

L'évolution de la vitesse de frottement en fonction du fetch est présentée sur la figure 5.12. Elle est mesurée à 10 cm d'altitude dans la zone où le flux vertical de quantité de mouvement horizontal est constant. Les courbes d'évolution tracées sur cette figure sont déduite linéairement de l'approximation de la cambrure 5.1:

$$u^* = a \cdot \text{cambrure} + b \quad (5.3)$$

où les coefficients a, b dépendent de la vitesse du vent V :

$$\begin{cases} a = 12 \cdot (V - 2) \\ b = 0.0225 \cdot V \end{cases}$$

On note la nette croissance de la vitesse de frottement avec la vitesse du vent. L'évolution

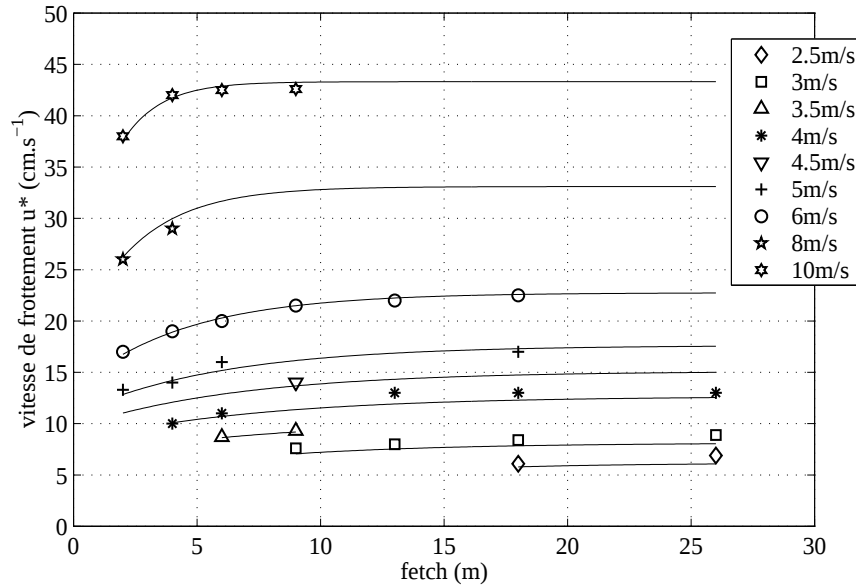


FIG. 5.12 – *Evolution de la vitesse de frottement en fonction du fetch.*

en fetch présente une croissance initiale forte suivi d'une stabilisation obtenue pour des fetchs d'autant plus courts que le vent est fort.

5.8 Propriétés tridimensionnelles caractéristiques de chaque stade d'évolution.

Nous présentons ici, pour chacun des stades d'évolution tridimensionnelle observés, les principales propriétés tridimensionnelles du champ de vagues associées à une condition expérimentale représentative. Ces propriétés définies plus haut ont été calculées à partir des images de pentes et d'élévation de la surface. Les statistiques des pentes longitudinales et transversales sont premièrement comparées. Les directions énergétiquement dominantes sont ensuite déterminées à partir d'une analyse spectrale des images de pentes. Les directions dominantes de la structure tridimensionnelle, leur variabilité et l'homogénéité des formes locales sont enfin déduites de l'analyse structurale.

5.8.1 Analyse statistique

Une analyse statistique des pentes locales est présentée afin de déterminer une éventuelle relation entre les propriétés statistiques définies plus haut et les différentes structures tridimensionnelles observées. Pour chaque condition expérimentale représentative d'un stade de l'évolution tridimensionnelle, nous présentons les statistiques comparées des pentes longitudinales, transversales et totales. Les fonctions de densité de probabilités discrètes (dpdf en anglais) sont calculées sur 100 images dans chaque condition et nous en extrayons les paramètres classiques d'écarts-types, skewness et kurtosis caractéristiques. L'évolution du paramètre de skewness des pentes dans le sens du vent, indicateur du déferlements, est ensuite analysée afin de déterminer son influence sur le transfert d'énergie du vent aux vagues. Le stade 1 n'ayant pas fait l'objet de mesure en raison des trop faibles pentes, les résultats sont présentés à partir du stade 2.

Stade 2

La figure 5.13 (a) présente la dpdf bidirectionnelle des pentes. On note une anisotropie de cette densité de probabilité liée à la présence de pentes plus élevées dans les directions proches de l'axe du vent. Le rapport $stdx/stdy$ de l'écart type des pentes dans le sens du vent et transversalement est en effet de 2.2. Une analyse plus précise des densités de probabilités unidirectionnelles présentées sur la figure 5.13 (b) met en évidence une dissymétrie des pentes longitudinales alors que les pentes transversales sont pratiquement symétriques. Le kurtosis longitudinal kux atteint lui une valeur de 2.75 inférieure au kurtosis transversal kuy de 3.12 indiquant une plus forte occurrence relative de pentes transversales extrêmes par rapport à leur valeur quadratique moyenne.

Stade 3

On note à ce stade d'évolution, que la dpdf bidirectionnelle des pentes 5.14 (a) est toujours anisotrope bien que le rapport entre de l'écart type des pentes longitudinales et transversales descende à 1.9. Le skewness des pentes longitudinales dont la dpdf est tracée sur la figure 5.14 (b) diminue en valeur absolue par rapport au stade 2 et

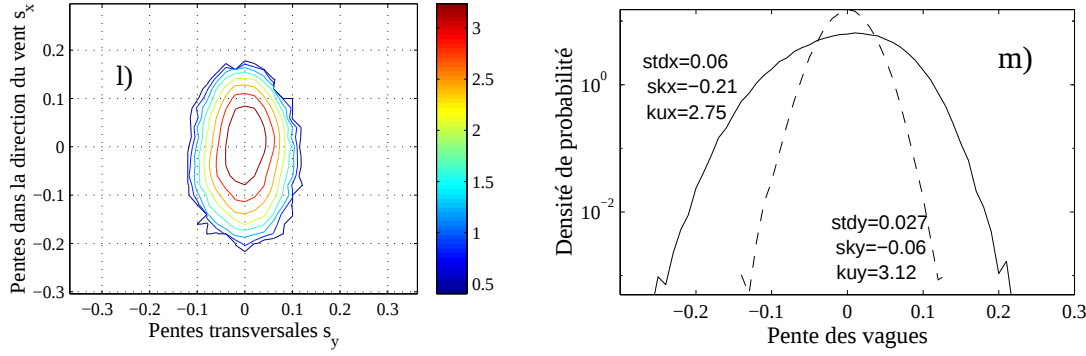


FIG. 5.13 – *Stade 2 (vent 6m/s, fetch 2m) : densité de probabilité discrète bidirectionnelle des pentes l), densités de probabilité discrètes des pentes longitudinales s_x en trait plein et transversales s_y en pointillé avec indications de leurs écarts type ($stdx, stdy$), skewness (skx, sky) et kurtosis (kux, kuy) m).*

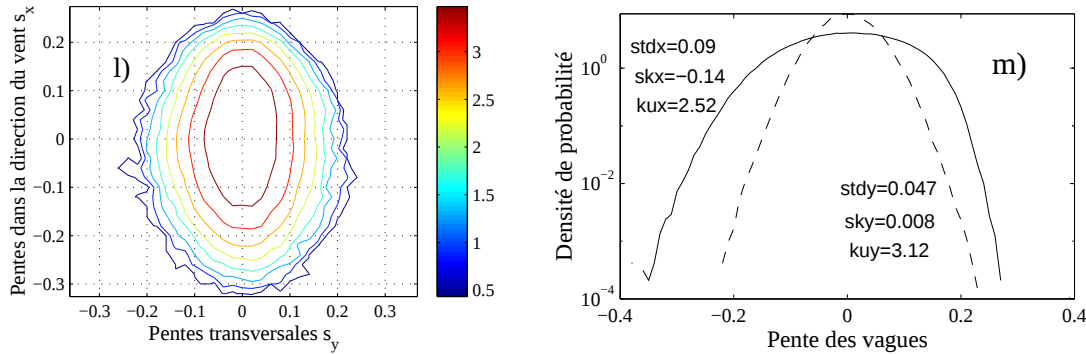


FIG. 5.14 – *Stade 3 (vent 5m/s, fetch 6m) : densité de probabilité discrète bidirectionnelle des pentes l), densités de probabilité discrètes des pentes longitudinales s_x en trait plein et transversales s_y en pointillé avec indications de leurs écarts type ($stdx, stdy$), skewness (skx, sky) et kurtosis (kux, kuy) m).*

atteint ici -0.14. Le kurtosis transversal de 3.12 est toujours bien supérieur au kurtosis longitudinal de 2.52 qui atteint à ce stade son minimum indiquant une dispersion relative des pentes transversales supérieure à celle des pentes longitudinales.

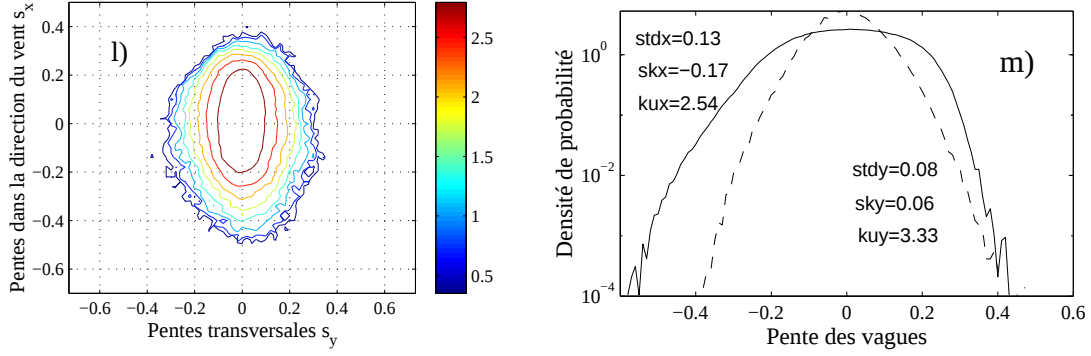


FIG. 5.15 – *Stade 4 (vent 6m/s, fetch 9m) : densité de probabilité discrète bidirectionnelle des pentes l), densités de probabilité discrètes des pentes longitudinales s_x en trait plein et transversales s_y en pointillé avec indications de leurs écarts type ($stdx, stdy$), skewness (skx, sky) et kurtosis (kux, kuy) m).*

Stade 4

La dpdf bidirectionnelle des pentes (figure 5.15 (a)) présente à ce stade, une anisotropie toujours marquée mais le rapport entre de l'écart type des pentes longitudinales et transversales n'est plus ici que de 1.6. C'est la valeur la plus faible observée pour les différents stades. Le kurtosis transversal calculé à partir de la dpdf unidirectionnelle de la figure 5.16(b), augmente à ce stade pour atteindre la valeur de 3.35 alors que le kurtosis longitudinal est encore faible à 2.54.

Stade 5

Pour ce dernier stade d'évolution mesuré, l'anisotropie de la dpdf bidirectionnelle des pentes (figure 5.16 (a)) ré-augmente avec un rapport $stdx/stdy$ qui remonte à 1.9. Le kurtosis transversal, calculé à partir de la dpdf unidirectionnelle de la figure 5.16(b), atteint sa valeur maximale de 3.54 toujours bien supérieure à celle du kurtosis longitudinal qui, bien qu'en augmentation reste à 2.69. La forte augmentation dès le stade 4 du kurtosis transversal qui atteint ici son maximum est à rapprocher avec l'observation visuelle de fronts obliques solitaires "lâchés" par les fronts déferlants. Ces événements extrêmes de faible occurrence ont en effet tendance à augmenter la valeur

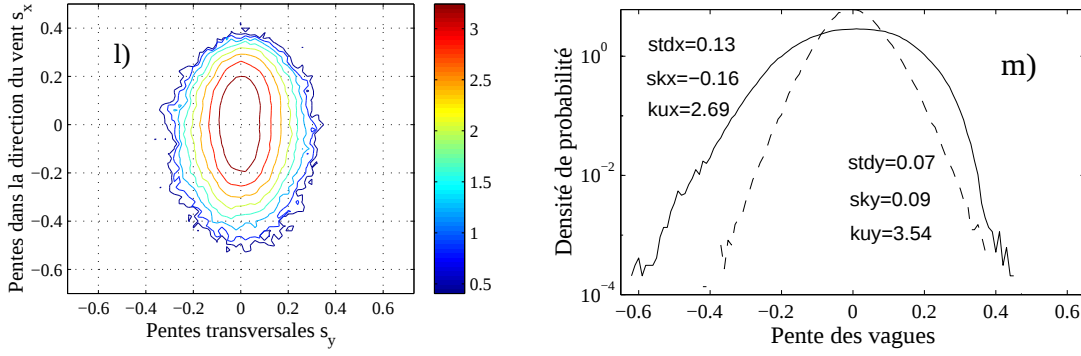


FIG. 5.16 – *Stade 5 (vent 5m/s, fetch 18m) : densité de probabilité discrète bidirectionnelle des pentes l), densités de probabilité discrètes des pentes longitudinales s_x en trait plein et transversales s_y en pointillé avec indications de leurs écarts type ($stdx, stdy$), skewness (skx, sky) et kurtosis (kux, kuy) m).*

du kurtosis.

Stade 1'

A ce stade d'évolution la dpdf bidirectionnelle des pentes (figure 5.17 (a)) présente toujours une anisotropie marquée avec un rapport $stdx/stdy$ de 2. Le kurtosis longitudinal calculé à partir de la dpdf de la figure 5.17 (b) atteint ici une valeur maximale de 2.96. La dpdf longitudinale, dont le skewness est également faible, se rapproche donc ici d'une gaussienne de skewness nul et de kurtosis égal à 3. Le kurtosis transversal de 3.18 est ici relativement peu supérieur au kurtosis longitudinal et la dpdf transversale présente donc elle aussi un faible écart à la gaussiannité.

Evolution des propriétés statistiques des champs de vagues de vent.

le skewness des pentes à la surface de l'eau dans le sens du vent est une mesure intégrée de l'asymétrie géométrique des pentes up/downwind (au vent/sous le vent). Généralement, l'asymétrie des vagues courtes de gravité générées par le vent est une évidence visuelle pour tout observateur de la surface océanique. De plus, Longuet-Higgins [?] démontra théoriquement que de telles propriétés géométriques ne pou-

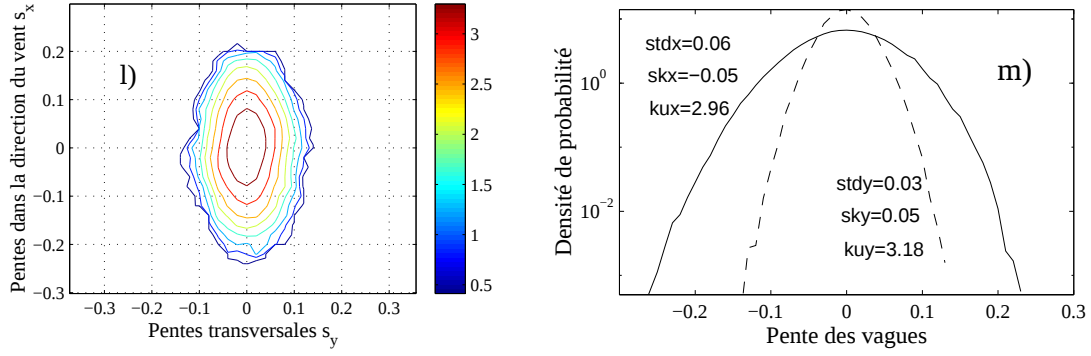


FIG. 5.17 – *Stade 1' (vent 2.5m/s, fetch 26m): densité de probabilité discrète bidirectionnelle des pentes l), densités de probabilité discrètes des pentes longitudinales s_x en trait plein et transversales s_y en pointillé avec indications de leurs écarts type ($stdx, stdy$), skewness (skx, sky) et kurtosis (kux, kuy) m).*

vaient apparaître qu'en présence d'un forçage appliqué à la surface. Dans nos conditions d'expériences, les modulations entre échelles de vagues très distinctes cinématiquement peuvent être certainement négligées, et les mesures d'asymétrie doivent alors servir d'indication sur la nature du forçage des vagues par le vent. La connaissance de ce paramètre peut, d'une certaine manière, caractériser les déferlements à la surface avec une signature sur signaux rétrodiffusés par les vagues de vent à la surface de la mer. Depuis longtemps, il a été également bien établi expérimentalement que ce paramètre dépend du vent (Cox et Munk [?], Schooley [?] et Longuet-Higgins [?]). Aérodynamiquement, l'effet d'une vague dont la face avant est plus pentue que la face arrière induit un effet d'abri du côté de la face avant semblable à une marche dans un écoulement d'air. Cet effet dit d'ombrage ou sheltering fut introduit initialement par Jeffreys (1927). Cet effet d'abri aérodynamique va augmenter fortement l'énergie cédée par le vent à la surface sous-jacente. Ainsi, une géométrie asymétrique dont la forte pente est située sous le vent de la crête des vagues favorisera-t-elle le forçage de ces vagues par le vent. Réciproquement le forçage du vent, d'autant plus important que la vitesse du vent est grande, favorisera la croissance des vaguelettes jusqu'au déferlements se traduisant par une augmentation du paramètre de skewness comme l'ont mesuré initialement Cox et Munk (cf figure 5.18) et comme nous l'avons mesuré (figure 5.19).

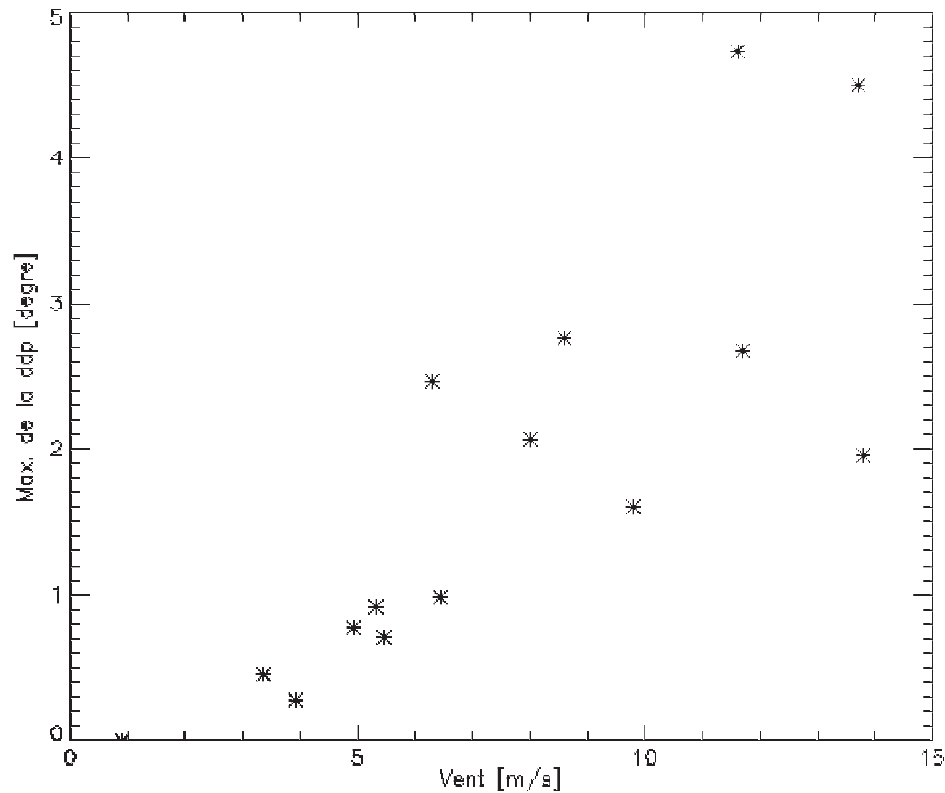


FIG. 5.18 – *Asymétrie de la densité de probabilité des pentes en fonction de la vitesse du vent. Données corrigées à partir des mesures de Cox et Munk.*

Pour nos conditions de mesure, notre estimation du skewness ne prend en compte que l'échelle dominante. En effet, le dispositif de mesure filtre les échelles des capillaires se formant parfois sur la crêtes des vagues et l'avant des vagues courtes de gravité. De plus, le fetch est suffisamment court aux vitesses de vent considérées, pour que des vagues de petites échelles se superposent aux ondes dominantes. Suivant ces restrictions, le skewness en fonction du vent suit une évolution presque linéaire à partir du vent 2m/s (figure 5.19)

Selon l'hypothèse d'une asymétrie exclusivement associée à des vaguelettes individuelles, il est intéressant de chercher quelle est l'origine du skewness au sein du champ de vagues tridimensionnel. Pour cela, il est d'abord nécessaire de le localiser autant en intensité qu'en direction. Le calcul du skewness sur des vagues individuelles per-

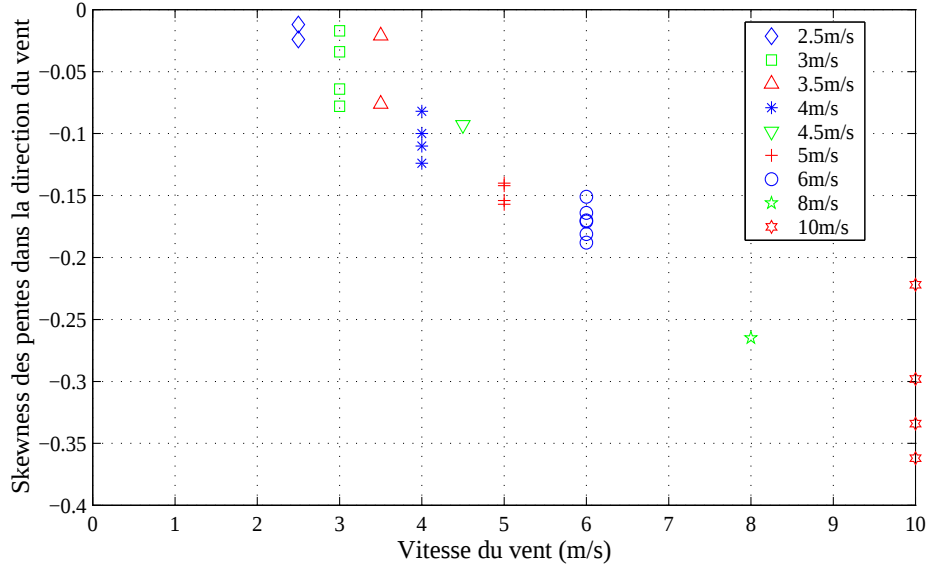


FIG. 5.19 – *Evolution du skewness des pentes dans la direction du vent en fonction de la vitesse du vent.*

met alors de mesurer l'influence de la cambrure locale sur le skewness. On espère ainsi localiser le skewness par rapport aux zones de plus ou moins fortes cambrures. La figure 5.20 présente l'évolution du skewness estimé sur une zone de l'étendue d'un motif élémentaire en fonction de la cambrure locale. Notre discussion va porter sur la valeur absolue du skewness sachant que ce dernier est toujours négatif du fait des plus fortes pentes sur la face avant des vagues dont la pente est négative. On note donc sur la figure 5.20 une claire croissance de l'asymétrie lorsque la cambrure augmente. Le skewness est donc localisé sur les vagues fortement cambrées et résulte donc de l'asymétrie des instabilités qui se créent avec des fortes pentes dans le champ de vagues. Etant donné la tridimensionnalité de ce champ de vagues, il est également intéressant de savoir si la direction dans laquelle l'asymétrie des pentes est la plus prononcée correspond aux pentes up/downwind ou à des directions obliques à celles du vent. Le skewness des pentes dont la direction est écartée de α degrés avec l'axe du vent a été calculé. La figure 5.21 présente, dans une condition représentative du stade 3, l'évolution du skewness en fonction de la direction des pentes. On note premièrement que le skewness tend tout naturellement vers 0 lorsque l'angle α se rapproche de 90° . Cela témoigne de la symétrie

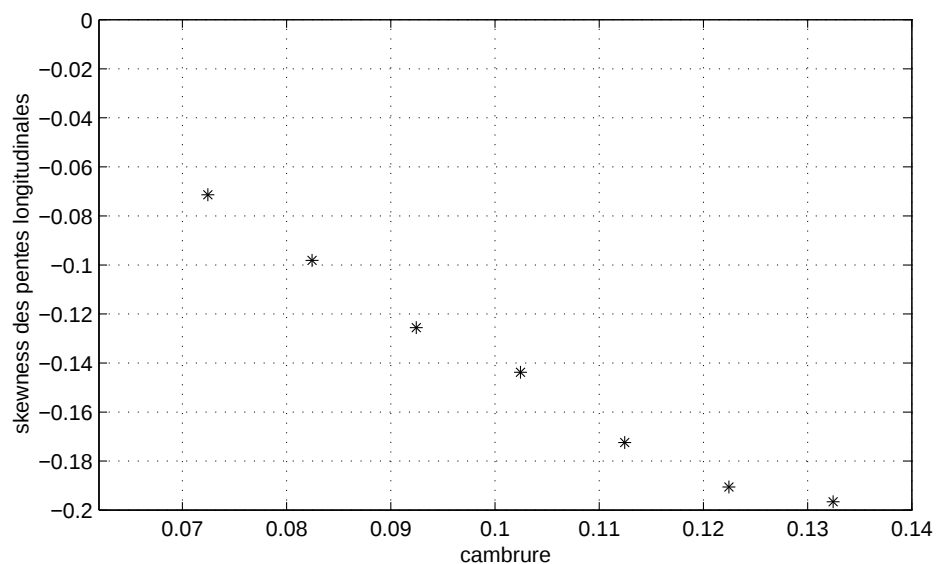


FIG. 5.20 – *Evolution du skewness des pentes dans la direction du vent en fonction de la cambrure locale pour un vent de 5m/s et un fetch de 6m.*

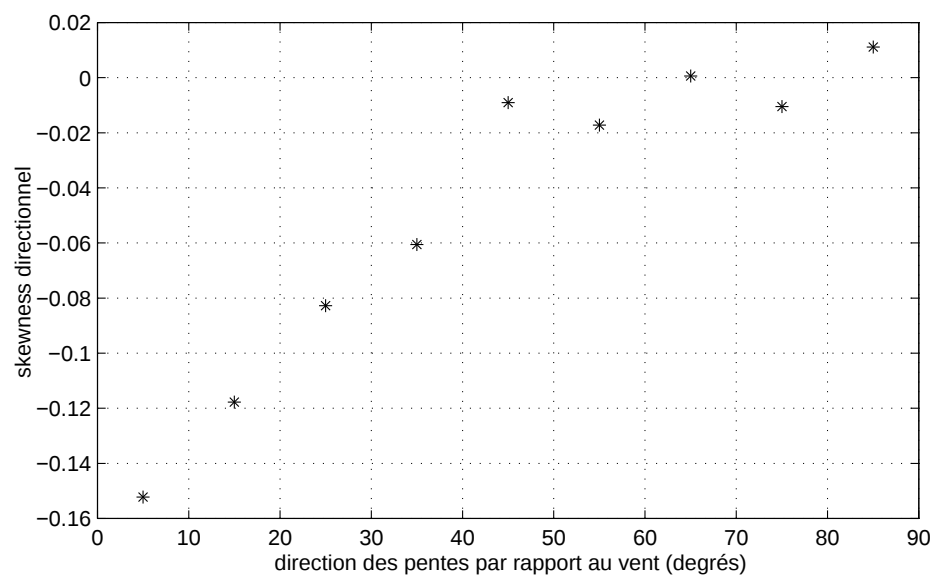


FIG. 5.21 – *Evolution du skewness des pentes en fonction de l'écart α de leur direction avec celle du vent pour un vent de 5m/s et un fetch de 6m.*

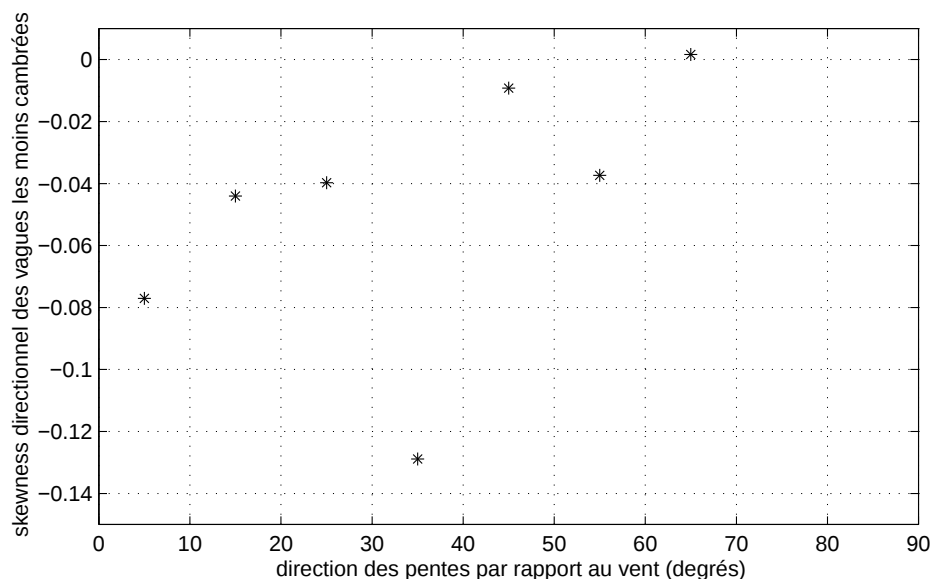


FIG. 5.22 – Evolution du skewness des pentes des 10% des vagues les moins cambrées en fonction de l'écart α de leur direction avec celle du vent pour un vent de 5m/s et un fetch de 6m.

des statistiques de pentes par rapport à l'axe du vent. Mais on note également que le maximum de skewness correspond a des pentes dans le sens du vent. L'asymétrie des pentes n'est donc pas dirigée principalement dans la direction de propagation des ondes dominantes mais dans la direction du vent. Par contre si on considère les 10% des vagues les moins cambrées, et que l'on calcule le skewness directionnel de la même manière, la figure 5.22 montre que le skewness est maximum pour un angle α entre 30° et 40° du même ordre de grandeur que l'angle des directions de propagation dominantes. Bien que le résultat présenté corresponde à un cas typique du stade 3, cette particularité a été observée pour tous les autres stades. La totalité des résultats est disponible sur le web à l'adresse [http : //marissimo.free.fr/nicofab/cox&munk_fan_club.htm](http://marissimo.free.fr/nicofab/cox&munk_fan_club.htm). Il s'avère donc que les vagues peu cambrées présentent une asymétrie marquée dans des directions plus éloignées de l'axe du vent que les vagues plus cambrées. Pour ces cambrure plus importantes, le déferlement est certainement orienté dans le sens du vent avec une dissipation de l'énergie du champ de vague dans la même direction. Ainsi, le spectre d'énergie peut-il exhiber une apparente décroissance dans la direction du vent,

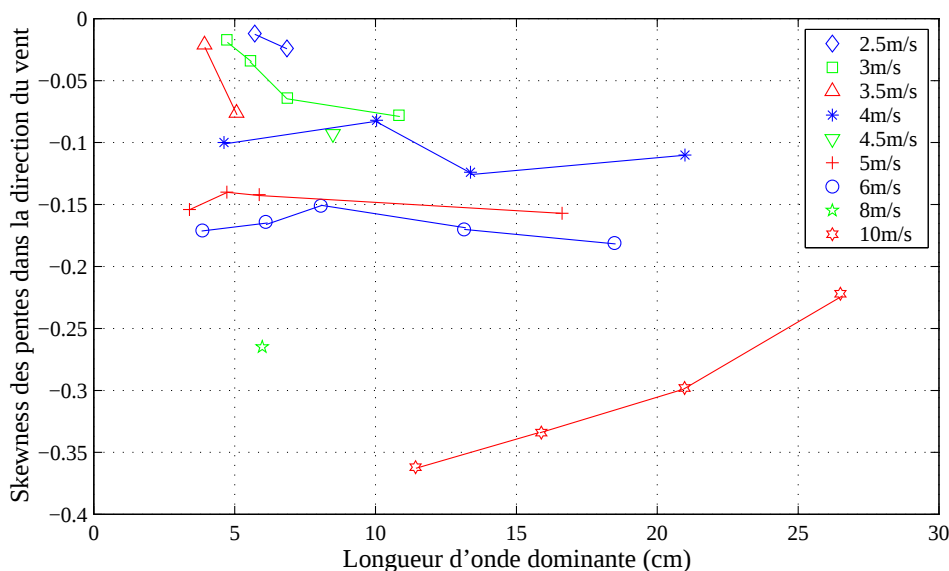


FIG. 5.23 – Evolution du skewness des pentes dans la direction du vent en fonction de la longueur d'onde dominante.

alors que la cambrure et l'énergie des vagues individuelles sont plus fortes dans cette direction.

Maintenant que le skewness a été localisé en intensité et en direction au sein d'un champ de vagues, il s'agit d'analyser son évolution au cours des différents stades d'évolution tridimensionnelles des vagues de vent. Pour cela nous nous limiterons à la valeur du skewness des pentes dans le sens du vent puisqu'elle est maximum dans cette direction globalement sur l'ensemble des champs de vagues observés. Pour illustrer cette évolution, nous utilisons le paramètre de longueur d'onde dominante pour suivre un champ de vague à une vitesse de vent donnée. Le skewness est ainsi représenté sur la figure 5.54 en fonction de la longueur d'onde dominante pour les différentes vitesses de vent de cette expérience. On note, pour des vitesses de vent inférieures à 4m/s et des longueurs d'onde entre 4 et 8cm (soit le stade 1') une croissance du skewness en fonction de la longueur d'onde. Cependant, à 10m/s, il décroît avec la longueur d'onde. Suivant l'observation d'une forte croissance des instabilités et donc de l'asymétrie des crêtes avec l'augmentation des cambrures locales, ce résultat à 10m/s pourrait indiquer une possible diminution de la cambrure avec l'augmentation de la

longueur d'onde pour cette condition de vent. Or nous pouvons remarquer sur la figure 5.10 que la cambrure augmente continûment avec la longueur d'onde notamment à 10m/s. Le skewness associé à une même valeur de la cambrure serait donc plus important pour des faibles longueurs d'onde. Autrement dit l'effet du paramètre cambrure sur la stabilité des crêtes dépendrait de la longueur d'onde à vent constant : plus faible est la longueur d'onde, plus faible sera la cambrure nécessaire pour causer l'instabilité et donc l'asymétrie de la crête induisant une forte valeur du skewness. Il faut alors peut-être rappeler le mécanisme de saturation des amplitudes des vagues courtes de gravité associé avec le courant de dérive. Banner et Phillips (1974) [?] identifièrent en effet un mécanisme responsable de l'apparition de déferlements locaux (incipient breaking). Si l'on reprend cette théorie, la réduction du maximum de cambrure s'écrit

$$[ak]_{max} = 1/2(1 - q_0/c)^2 \quad (5.4)$$

avec q_0 le courant de dérive. De manière simplifiée, on peut considérer, comme de nombreux auteurs l'ont montré en soufflerie (notamment Wu 1975 [?]) , que ce courant de dérive est directement associé à la vitesse de frottement u^* . Pour une valeur de cambrure donnée, la vaguelette sera proche du déferlement pour u^*/c grand, e.g. pour un vent donné, c'est la vague plus courte qui est la plus instable, et pour une longueur d'onde donnée, c'est dans les conditions de vent les plus fortes que les instabilités apparaissent. Suivant l'équation 5.4, il apparaît donc pertinent de comparer les mesures de skewness en fonction du paramètre inverse de l'âge des vagues u^*/c , figure 5.25. On note une nette croissance du skewness en fonction de l'âge inverse des vagues ce qui correspond à un skewness élevé pour des vagues jeunes. Notre étude démontre donc l'effet prépondérant de la cambrure locale sur l'évolution du skewness avec en corollaire, l'effet prépondérant de l'âge des vagues sur la cambrure limite de stabilité de la crête et donc indirectement sur le skewness des vagues individuelles associé à l'asymétrie de leur crête.

D'un point de vue analytique simplifié, l'asymétrie du profil d'une vague individuelle résulte d'un couplage de phase d'une harmonique supérieure avec le mode fondamental. Une représentation simplifiée satisfaisante s'écrit :

$$\eta_x = a \cos(\theta) + b \cos(2\theta + \phi) \quad (5.5)$$

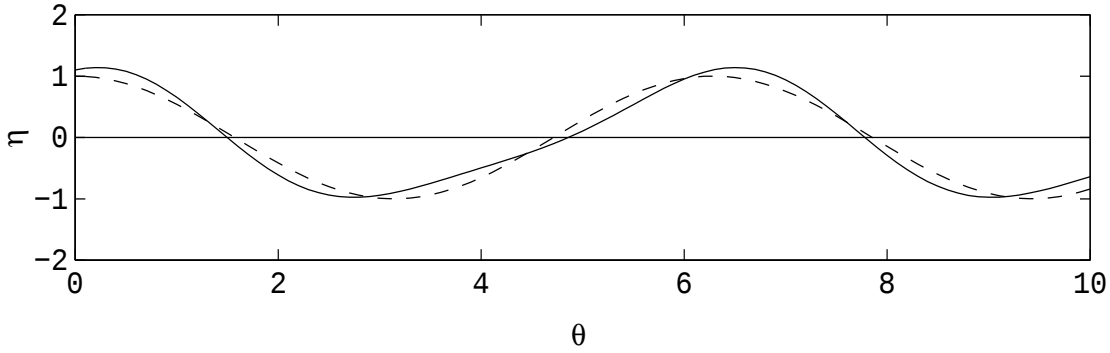


FIG. 5.24 – Diagramme schématisant une vague dont l'asymétrie résulte du déphasage de la seconde harmonique. Trait pointillé : harmonique non déphasée, trait plein : harmonique déphasée.

ou $\theta = k(x - ct)$ et $b \ll a$.

En d'autres termes, supposons que la deuxième harmonique soit liée à l'onde fondamentale avec un déphasage ϕ . Si $b \neq 0$ et $-\pi/2 < \phi < 0$, l'effet sera de rendre la face avant plus raide et en conséquence la face arrière plus plate comme le montre la figure 5.24.

La pente η_x est alors donnée par

$$\eta_x = -ak \sin(\theta) + 2bk \sin(2\theta + \phi) \quad (5.6)$$

de telle manière qu'au premier ordre en fonction du petit paramètre b/a , les cumulants de notre profil singulier s'écrivent :

$$\begin{cases} \kappa_1 = \overline{\eta_x} = 0 \\ \kappa_2 = \overline{\eta_x^2} = \frac{1}{2}a^2k^2 \\ \kappa_3 = \overline{\eta_x^3} = 3/2 \cdot a^2bk^3 \cdot \sin(\phi) \end{cases}$$

où la barre désigne la moyenne par rapport à x . On obtient ainsi l'expression du skewness

$$\lambda_3 = \kappa_3 / \kappa_2^{3/2} = 3\sqrt{2} \cdot b/a \cdot \sin(\phi) \quad (5.7)$$

Suivant un développement de type Stokes, le coefficient b/a , rapport de l'amplitude du deuxième harmonique sur celle de l'onde fondamentale n'est autre que la cambrure ak . On retrouve bien une dépendance directe entre λ_3 et la cambrure (cf. figure 5.19). Pour l'influence de l'âge des vagues, on peut reprendre les travaux de Leykin et al. [?] également réalisés en soufflerie mais sur des profils temporels. Ces auteurs ont montré expérimentalement que le déphasage ϕ pouvait s'exprimer empiriquement en fonction de l'âge inverse des vagues u^*/c sous la forme :

$$\phi = 5.1^\circ - 33.5^\circ \cdot (u^*/c) \quad (5.8)$$

ce qui donne pour le skewness d'un profil individuel :

$$\lambda_3 = 3\sqrt{2} \cdot ak \cdot \sin(5.1^\circ - 33.5^\circ \cdot (u^*/c)) \quad (5.9)$$

Cette expression du skewness est bien une fonction croissante de la cambrure et décroissante de l'âge des vagues conformément à l'évolution du skewness en fonction de la cambrure (cf figure 5.20) et en fonction de l'âge des vagues (cf figure 5.25). Cette formule empirique est en bon accord avec le skewness mesuré lors de nos expériences comme le montre la figure 5.26. Sur cette figure, la valeur de ak utilisée dans l'expression 5.9 est la valeur rms des pentes multipliée par un facteur 1.73. Ce facteur ajusté ad-hoc doit prendre en compte la sous-estimation de la cambrure réelle par la valeur rms de pentes et par l'écrêtage des valeurs de pentes liée à notre technique de mesure tridimensionnelle.

En conclusion, les deux paramètres qui contrôlent l'asymétrie globale d'une vaguelette individuelle, indice de déferlement proche ou "incipient breaking", sont d'une part la cambrure, mais également l'âge des vagues. En effet, nous avons vu en particulier, qu'à cambrure équivalente, le skewness des vagues individuelles pouvait varier du simple au double pour deux valeurs différentes de l'âge inverse des vagues u^*/c . Ce dernier paramètre, indicateur du degré de forçage des vagues par le vent, doit donc bien être pris en compte dans les modèles décrivant le bilan énergétique des vagues, notamment en introduisant des termes de croissance et/ou dissipation par déferlement lié à la cambrure mais aussi à u^*/c en plus du terme de dissipation visqueuse (i.e. Plant 82 [?]).

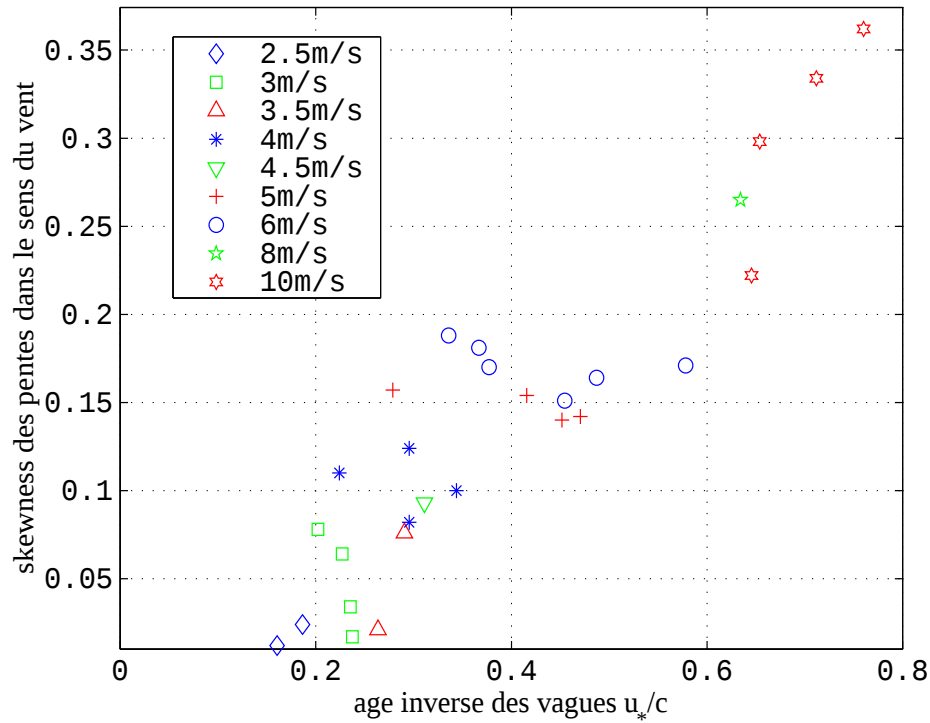


FIG. 5.25 – *Effet de l'age inverse des vagues u^*/c sur le skewness des pentes dans le sens du vent.*

5.8.2 Analyse spectrale

Nous présentons pour chaque condition représentative, une image des pentes longitudinales et transversales ainsi que le spectre moyen et son écart type temporel calculés sur 100 images indépendantes.

Stade 2

Les figures 5.27 (a,b) montrent les composantes longitudinales s_x et transversales s_y d'un champ de pentes instantané pour un vent de 6m/s et un fetch de 2m. Le champ de pentes longitudinal bien que peu homogène et d'aspect relativement chaotique présente néanmoins des oscillations dans la direction du vent alors que le champ de pentes transversal également peu homogène présente deux directions obliques prépondérantes. Ces composantes sont clairement identifiables sur le spectre moyen des pentes totales tracé

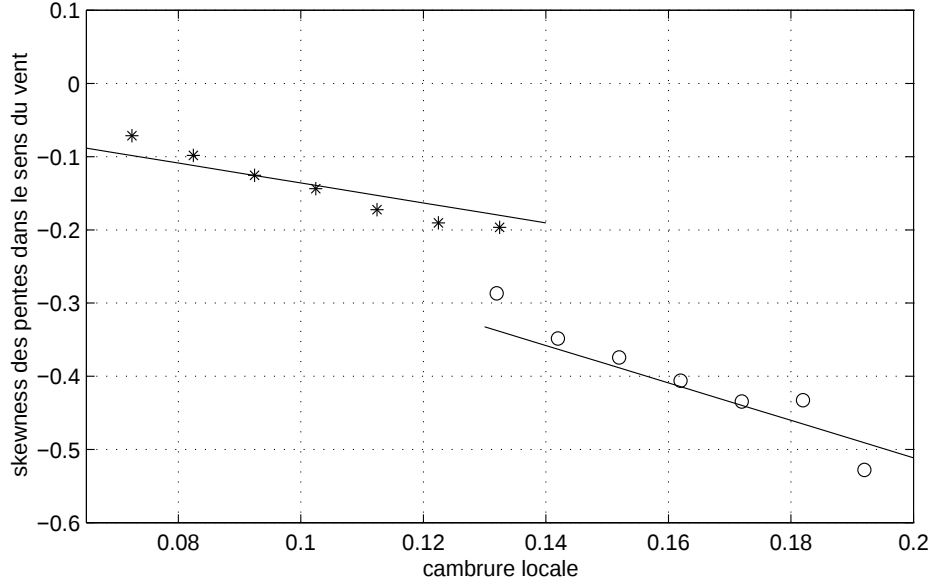


FIG. 5.26 – Comparaison entre l'expression 5.9 du skewness (-) et les mesures effectuées lors de notre expérience dans deux conditions de vent et de fetch respectivement (5m/s, 6m)(*) et (10m/s, 2m)(o) correspondant respectivement à $u^*/c = 0.47$ et 0.76.

en perspective en isocontours et en coupe sur les figures 5.27 (c,d,e). Les coupes de la figure 5.27 (d) sont réalisées à nombre d'ondes constant à partir du nombre d'ondes dominant k_{pic} et pour des valeurs de k allant de $1.1k_{pic}$ à $1.9k_{pic}$ par pas de $0.1k_{pic}$. Ce spectre présente en effet plusieurs pics ayant des valeurs de θ ou de k différentes confirmant la présence de plusieurs ondes dominantes. Ces pics sont néanmoins regroupés et forment un pic global allongé autour d'un nombre d'ondes moyen correspondant à une longueur d'onde de 4cm. Sa largeur angulaire à mi hauteur du maximum est de $\pm 35^\circ$. Ce spectre large est cependant cohérent avec l'aspect chaotique des champs de pentes présentés. L'écart type du spectre moyen tracé en pointillé sur la figure 5.27 (e) atteint des valeurs comparables à celles du spectre lui même, ce qui indique une très forte instationnarité du champ de vagues. La répartition angulaire de l'énergie des ondes dominantes a pu être calculée en intégrant ce spectre moyen sur le domaine de nombre d'ondes couvert par le pic global. La figure 5.28 montre cette répartition dans deux conditions correspondant au stade 2 : vent de 5 et 6m/s au fetch 2m. Le cas à

5m/s se situe à la limite du domaine d'utilisation de l'appareil de mesure et présente une asymétrie qui n'est pas représentative du champ de vagues. On note néanmoins la présence caractéristique de 3 bosses comme dans le cas à 6m/s.

Stade 3

Sur les figures 5.29 (a,b) correspondant à un vent de 5m/s et un fetch de 6m, on note la présence très nette de deux directions dominantes à la fois sur les images de pentes longitudinales et transversales. Les trois représentations du spectre moyen (figures 5.29 (c,d,e)) montrent clairement une répartition bimodale de l'énergie correspondant à un unique nombre d'ondes dominant et à deux directions dominantes écartées de $\pm 25^\circ$ par rapport à la direction du vent. La demi largeur angulaire à mi hauteur de ces maximums est seulement de 17° indiquant une faible variabilité angulaire des deux directions obliques. Malgré cette relative cohérence, le champ de vagues est instationnaire comme l'indique, là encore, la forte valeur de l'écart-type temporel. La répartition angulaire de l'énergie, intégrée autour du nombre d'ondes dominant, est typiquement bimodale à ce stade d'évolution, comme le montre la figure 5.30, dans deux conditions différentes : vent 5m/s au fetch 6m et vent 6m/s au fetch 4m . On note dans les deux cas un écart angulaire typique d'environ 50° entre les deux pics dominants.

Stade 4

Les images de pentes longitudinales et transversales présentent, pour un vent de 6m/s et un fetch de 9m, quelques particularités notoires comme on peut le voir sur les figures 5.31 (a,b). En effet les pentes longitudinales forment d'une part des motifs hexagonaux comme celui souligné en blanc et les pentes transversales présentent d'autre part des fronts d'onde fortement cambrés et se propageant dans des directions éloignées de celle du vent. Le spectre moyen des pentes totales (figures 5.31 (c,d,e)) présente, comme pour le stade 3, une répartition bimodale pour un nombre d'ondes dominant unique, mais les directions dominantes à -20° et $+10^\circ$ sont ici plus proches de la direction du vent. Une deuxième différence par rapport au précédent stade est la plus grande demi-largeur des pics dominants qui est ici de 25° . Cet élargissement des pics correspond notamment à une augmentation de l'énergie dans des directions éloignées

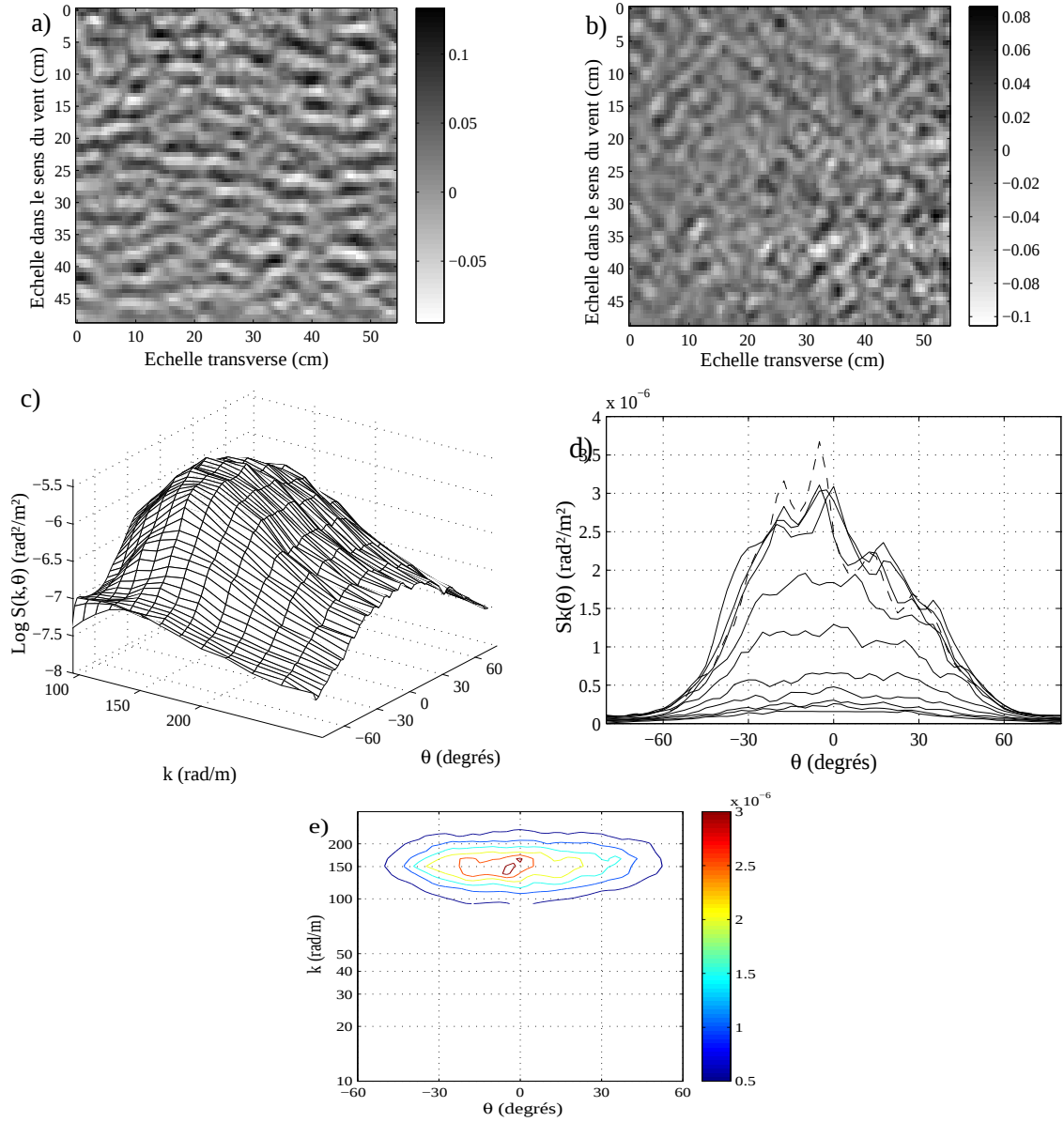


FIG. 5.27 – *Stade 2 (vent 6m/s, fetch 2m)*: Pentes s_x dans le sens du vent a), pentes s_y transverses b), spectre moyen c), Coupes du spectre moyen (traits pleins) et écart type temporel de la courbe supérieure (pointillés) d), isocontours du spectre moyen e).

de celle du vent, cohérente avec l'observation des fronts obliques visibles sur la figure 5.31 (b). Ces fronts obliques peuvent également être observés sur des images de pentes

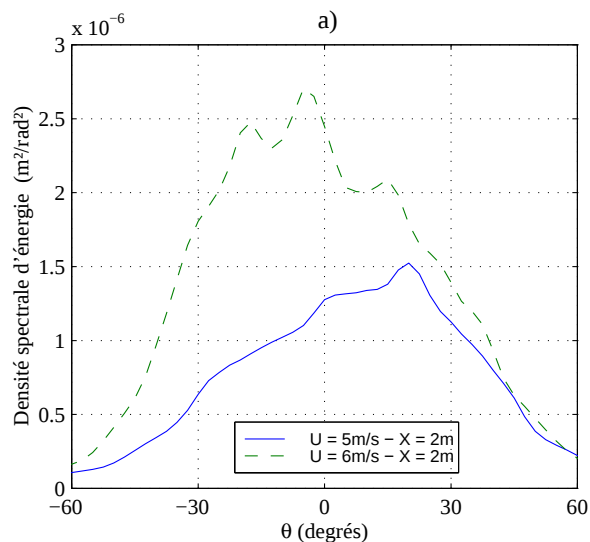


FIG. 5.28 – Répartitions angulaire de l'énergie des ondes dominantes pour le stade 2.

longitudinales comme le montre la figure 5.32 correspondant à une autre condition du stade 4 : vent à 10m/s et fetch 6m. La présence simultanée sur cette figure des fronts obliques fortement cambrés et d'un front déferlant, confirme nos observations visuelles tendant à relier ces deux phénomènes. La répartition angulaire de l'énergie de l'onde dominante a ensuite été calculée dans plusieurs conditions correspondant au 4ème stade : vent de 6m/s au fetch 13m, vent de 6m/s au fetch 9m et vent de 10m/s au fetch 4m. Elle est tracée sur la figure 5.33. On note, malgré certaines asymétries, une répartition bimodale dont l'écart entre les deux pics dominants est d'environ 35° , soit typiquement plus faible que pour le stade 3.

Stade 5

Pour ce dernier stade d'évolution mesuré, l'image de pentes longitudinales (figure 5.34 (a)) présente, pour un vent de 5m/s et un fetch de 18m, une répartition de pente notablement asymétrique contrairement à l'image des pentes transversales de la figure 5.34 (b). Les pentes transversales sont en effet globalement faibles mais présentent néanmoins de façon éparse, des fronts de plus fortes pentes en forme de croissants soulignés en blanc sur la figure 5.34 (b). Le spectre moyen des pentes totales (figures

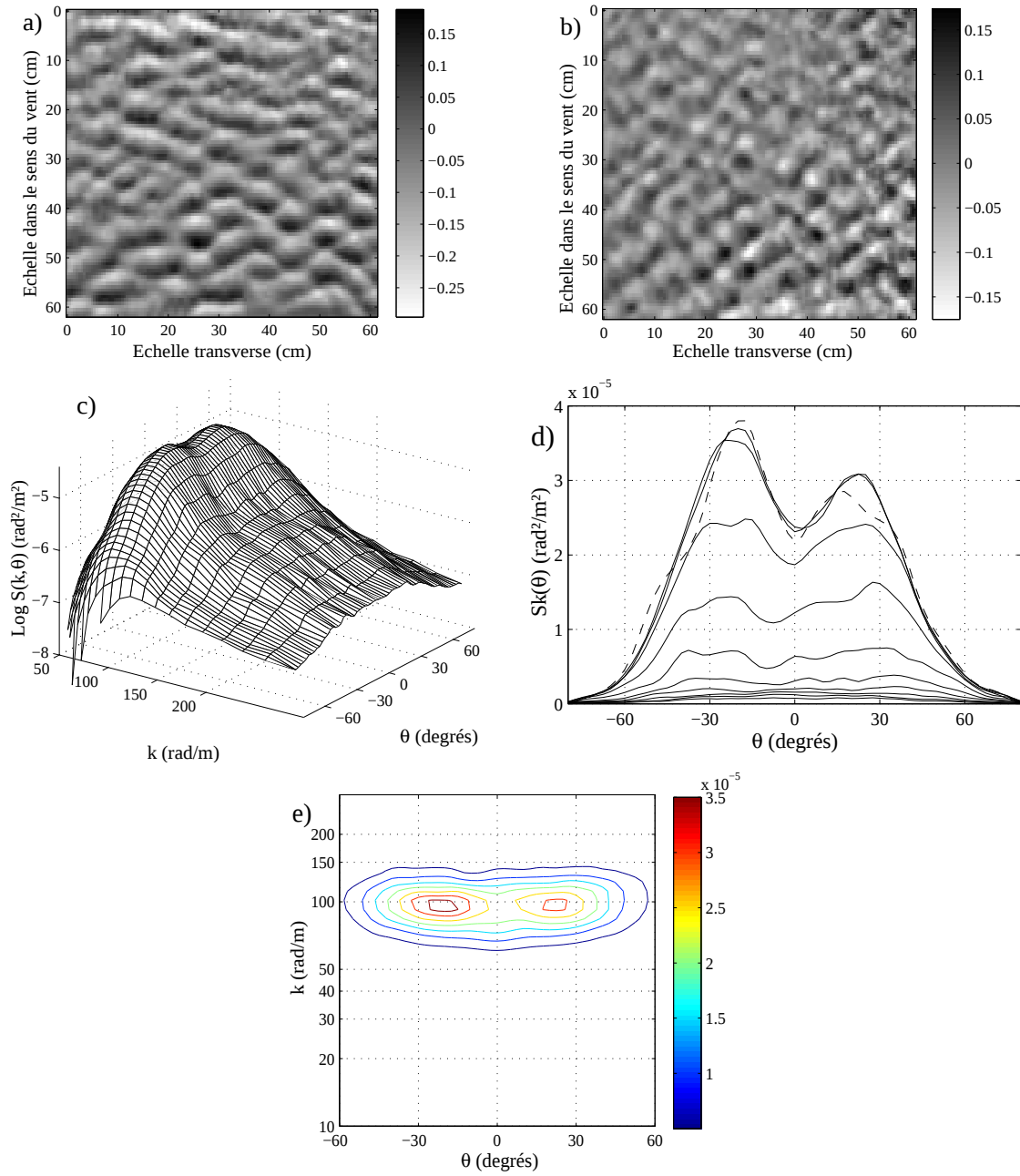


FIG. 5.29 – *Stade 3 (vent 5m/s, fetch 6m)*: Pentas s_x dans le sens du vent a), pentas s_y transverses b), spectre moyen c), Coupes du spectre moyen (traits pleins) et écart type temporel de la courbe supérieure (pointillés) d), isocontours du spectre moyen e).

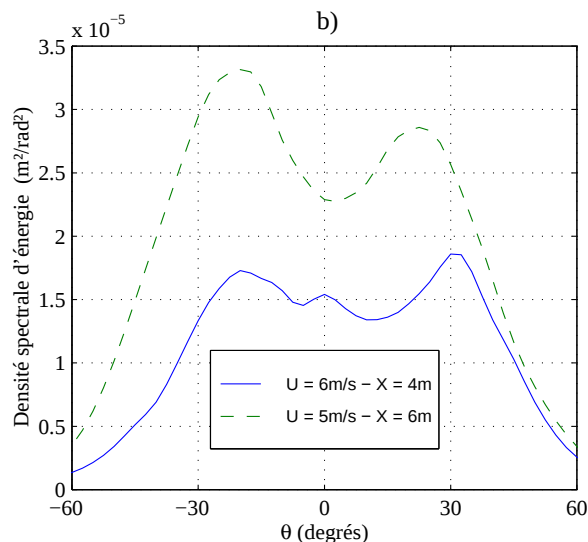


FIG. 5.30 – Répartitions angulaire de l'énergie des ondes dominantes pour le stade 3.

5.34 (c,d,e)) est dans ce cas unimodal et son maximum est dans l'axe du vent. La grande demi-largeur du pic dominant, qui atteint ici 31° , confirme l'observation des fronts en croissant ayant une large dispersion angulaire. La répartition énergétique angulaire de l'onde dominante, intégrée sur le pic spectral dominant, est tracée sur la figure 5.35 pour différentes conditions correspondantes à ce cinquième stade d'évolution : vent de 10m/s au fetch 9m, vent de 5m/s au fetch 18m, vent de 4m/s au fetch 26m, vent de 4m/s au fetch 18m et vent de 6m/s au fetch 18m. On note la répartition unimodale centrée sur la direction du vent et l'importante largeur angulaire pour chacune de ces répartitions angulaires.

Stade 1'

Bien que les pentes mesurées lors de ce premier stade d'évolution par vent faible se situent à la limite de résolution de notre système imageur, les images relativement bruitées des pentes longitudinales et transversales sont présentées sur la figure 5.36 (a,b) pour un vent de 2.5 m/s et un fetch de 26m. On note sur ces deux images, la présence de deux directions obliques dominantes sensiblement symétriques par rapport à la direction du vent. Le spectre moyen des pentes totales (figures 5.36 (c,d,e)) présente

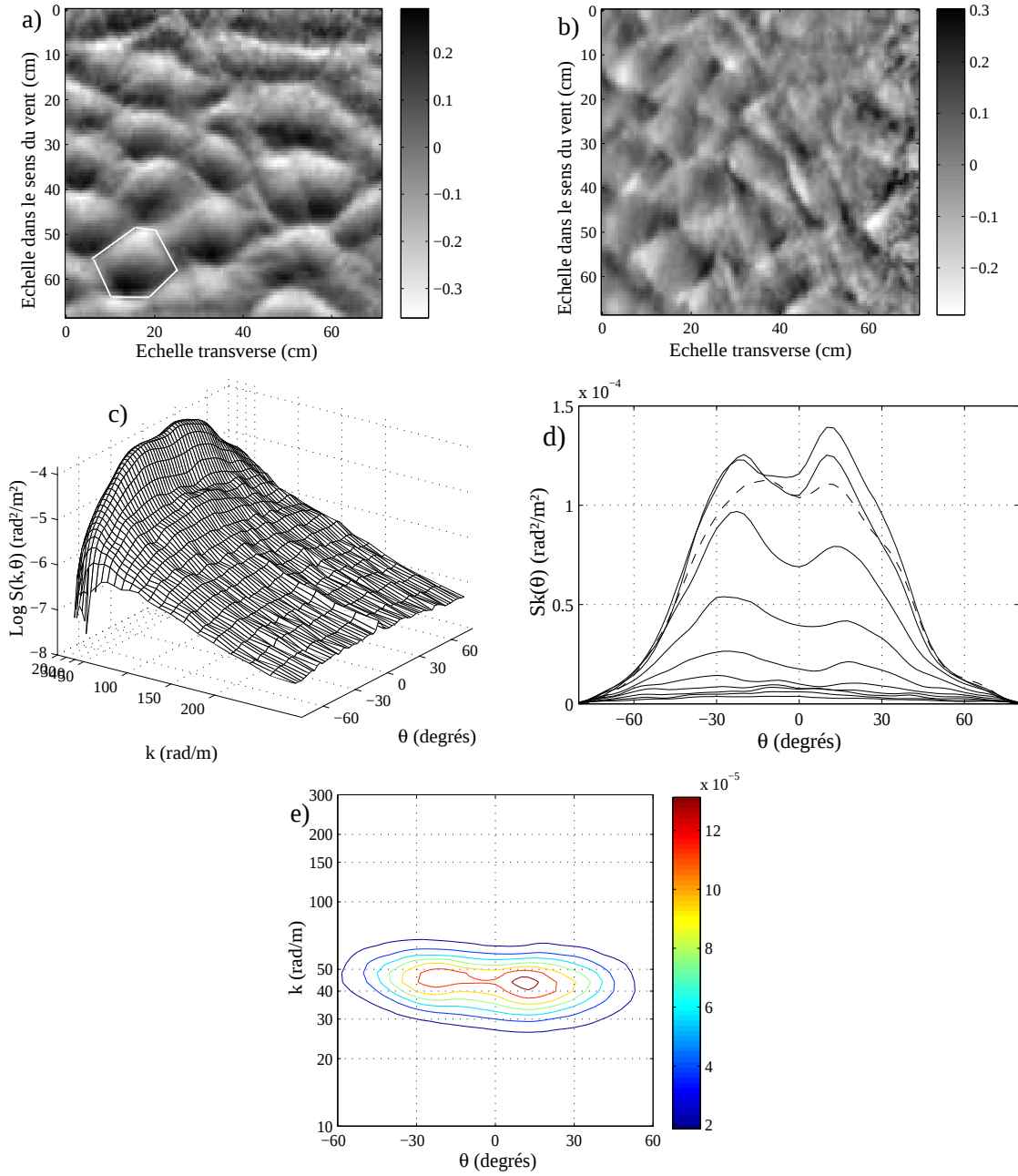


FIG. 5.31 – *Stade 4 (vent 6m/s, fetch 9m) : Pentas s_x dans le sens du vent a), pentas s_y transverses b), spectre moyen c), Coupes du spectre moyen (traits pleins) et écart type temporel de la courbe supérieure (pointillés) d), isocontours du spectre moyen e).*

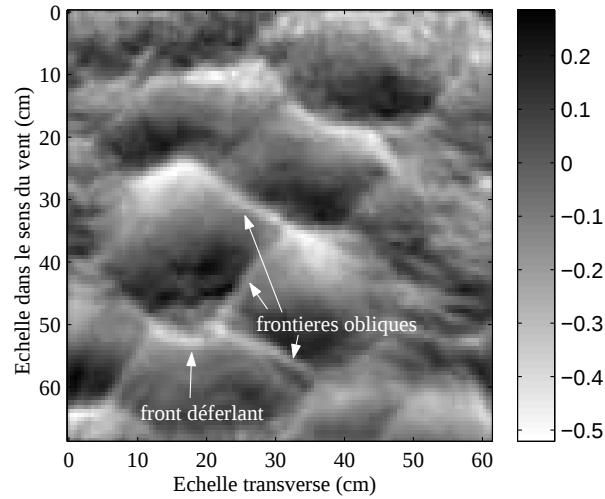


FIG. 5.32 – Image des pentes dans la direction du vent montrant des fronts obliques et une crête déferlante pour un vent de 10m/s au fetch 6m.

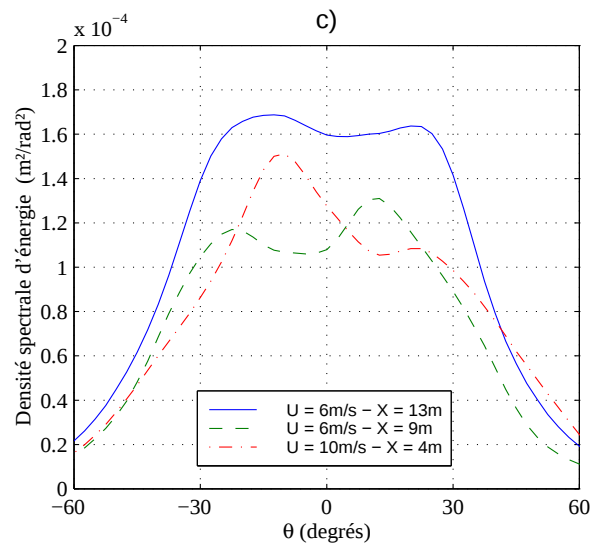


FIG. 5.33 – Répartitions angulaire de l'énergie des ondes dominantes pour le stade 4.

comme pour le stade 2, un pic global de grande extension angulaire et centré autour d'un nombre d'ondes moyen. Cependant, à la différence du stade 2, les différents pics dominants constituant le pic global correspondent à un unique nombre d'ondes domi-

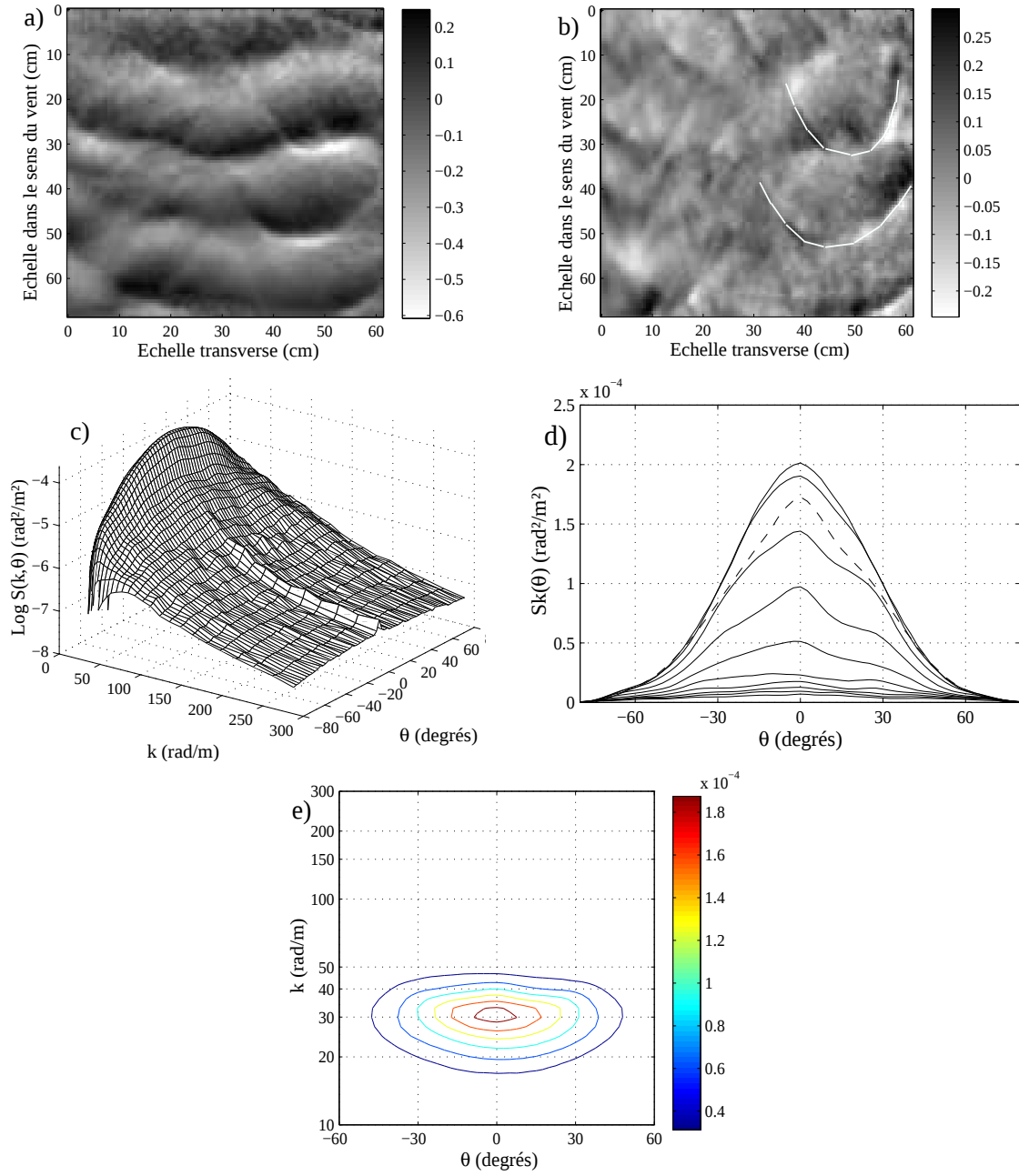


FIG. 5.34 – *Stade 5 (vent 5m/s, fetch 18m) : Pentas s_x dans le sens du vent a), pentas s_y transverses b), spectre moyen c), Coupes du spectre moyen (traits pleins) et écart type temporel de la courbe supérieure (pointillés) d), isocontours du spectre moyen e).*

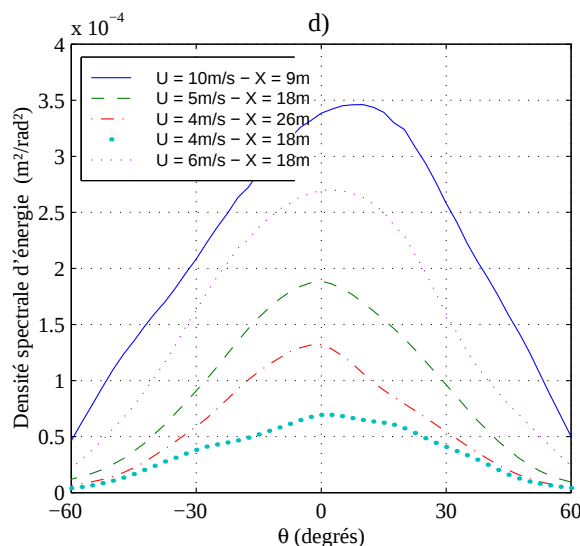


FIG. 5.35 – Répartitions angulaire de l'énergie des ondes dominantes pour le stade 5.

nant. La répartition énergétique angulaire de l'onde dominante présente le même profil que la coupe du spectre au nombre d'ondes dominant et n'est donc pas représentée ici. La demi-largeur angulaire à mi hauteur du pic global est de 40° et on note au delà une décroissance très rapide de l'énergie indiquant une certaine sélectivité des composantes harmoniques. L'écart type temporel de ce spectre est ici plus de deux fois inférieur au spectre lui même contrairement aux autres stades pour lesquels spectres et écarts types sont comparables. La structure tridimensionnelle du champ de vagues dans cette phase initiale d'évolution a donc la particularité d'être relativement stationnaire.

L'analyse spectrale des composantes énergétiques du champ de vagues nous a permis de déterminer la répartition énergétique angulaire associée à chacun des stades d'évolution. Cependant elle ne permet pas de savoir si cette répartition angulaire est due à la forme tridimensionnelle particulière des vagues individuelles ou à l'arrangement tridimensionnel de ces formes au sein du champ de vagues. L'analyse structurale que nous présentons maintenant permet de découpler ces deux informations.

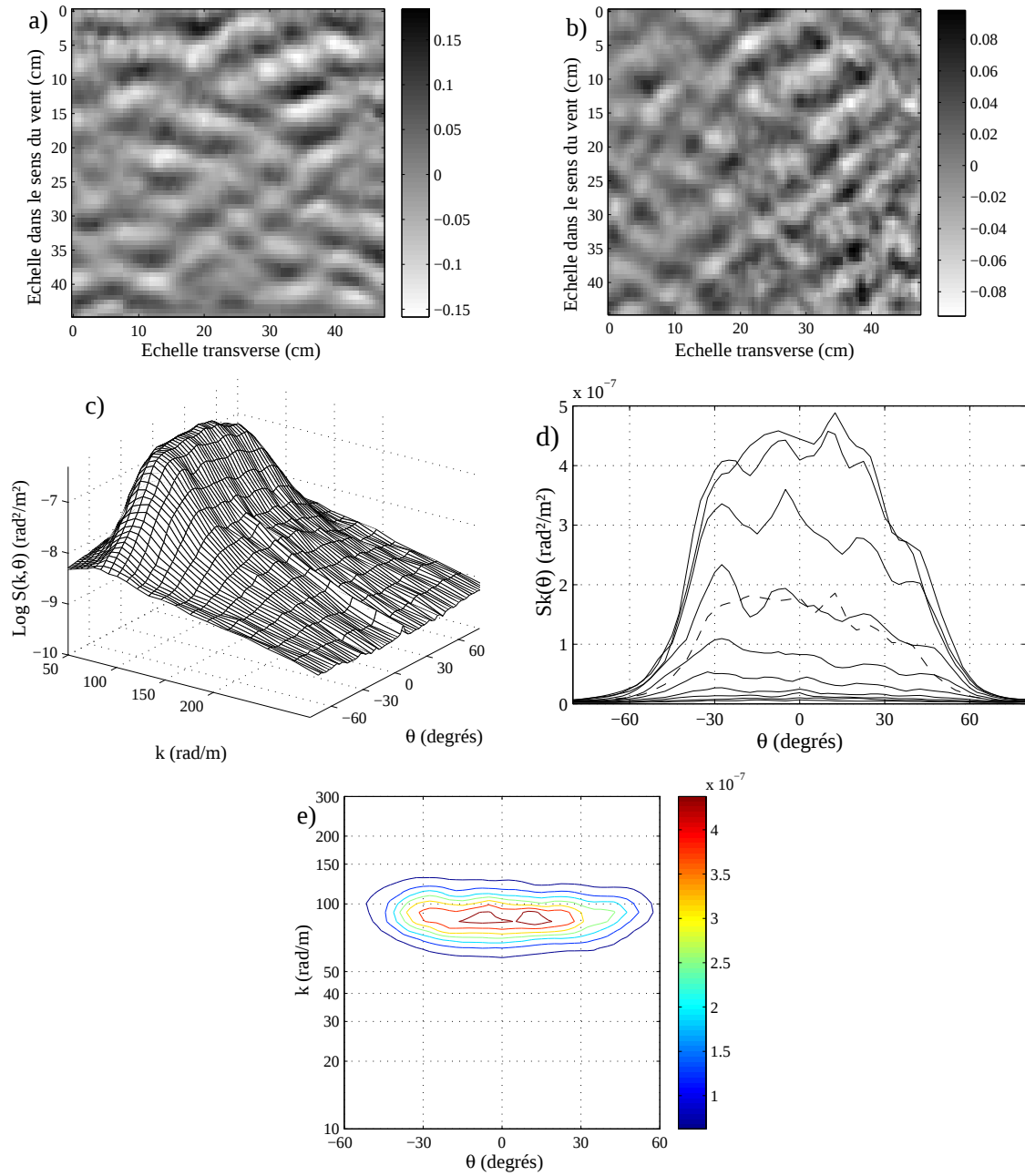


FIG. 5.36 – *Stade 1'* (vent 2.5m/s, fetch 26m) : Pentas s_x dans le sens du vent a), pentas s_y transverses b), spectre moyen c), Coupes du spectre moyen (traits pleins) et écart type temporel à k_{pic} (pointillés) d), isocontours du spectre moyen e).

5.8.3 analyse de la structure 3D

Nous présentons ici, dans les conditions représentatives identiques à celles de l'analyse spectrale, une analyse de la structure tridimensionnelle des champs de vagues à partir des images du champ d'élévation de la surface. Pour chaque condition, une image type d'élévation de la surface est présentée. Le motif élémentaire moyen calculé sur 100 images est ensuite décrit et l'image de sa corrélation avec le champ d'élévation présentée. La valeur quadratique moyenne de la corrélation du motif moyen et de chacune des 100 images d'élévation permet ensuite de calculer le coefficient de corrélation moyen. Une image de la structure tridimensionnelle est alors construite à partir des maxima de l'image de corrélation présentée. Le spectre bidirectionnel moyen est alors calculé sur 100 images de structure. Les directions dominantes de la structure tridimensionnelle et leur variabilité sont alors déduites de ce spectre moyen. L'homogénéité des formes locales est, elle, déterminée par le coefficient de corrélation moyen.

Stade 2

Les figures 5.37 (a,b) présentent une image d'élévation de la surface en vue aérienne et en perspective ; le vent souffle dans le sens des x croissants. On note sur cette image, une structure chaotique, malgré la présence d'une échelle dominante. Le motif extrait des 100 images de cette condition (cf figure 5.37 (c)) est deux fois plus large que long, présente une crête courte et orientée transversalement à la direction du vent. La largeur de ce motif est d'ailleurs deux fois plus importante que sa longueur. L'image de corrélation du motif élémentaire moyen avec le champ d'élévation est tracée sur la figure 5.37 (d). Cette image d'intercorrélation n'est pas adimensionnée et les groupes, correspondant à une forte valeur absolue de cette intercorrélation, sont clairement visibles par leurs tons foncés qui correspondent avec le codage de couleur de cette figure, à des valeurs absolues élevée de l'intercorrélation. On remarque que ces groupes sont globalement allongés dans la direction du vent et qu'ils n'ont pas de cohérence transversale entre eux. Les maxima de cette image sont alors adimensionnés suivant la relation (4.13) et constituent l'image de structure tracée sur la figure 5.37 (e). Les positions de ces maxima semblent y être réparties de manière relativement chaotique, ce qui rend cette image difficile à interpréter. Le spectre moyen calculé sur 100 images de

structure facilite cette interprétation. Il est présenté à la fois en isocontours (figure5.37 (f)) et en coupes à nombre d'ondes constant (figure5.37 (g)). On note sur ce spectre la présence de deux directions dominantes à $\pm 30^\circ$ ainsi que de deux nombres d'ondes dominants très proches. Les pics dominants de ce spectre moyen présentent également une relativement grande largeur angulaire (demi-largeur à mi-hauteur de 20°) et un sommet aplati. L'importante largeur angulaire des pics ainsi que la présence de plusieurs nombres d'ondes dominants sont cohérentes avec la nature chaotique du champ de vagues observé qui présente malgré tout deux directions dominantes à $\pm 30^\circ$. La faible cohérence moyenne de 0.49 des formes locales au sein du champ de vagues contribue à lui procurer son aspect chaotique.

Stade 3

Les images d'élévation (figures 5.39 (a,b)) présentent à ce stade deux directions obliques prononcées à $\pm 30^\circ$, soulignées d'un trait blanc sur la première figure. Le motif moyen (figure 5.39 (c)) donc la largeur est la encore presque deux fois inférieure à sa longueur, présente cette fois une crête au sommet arrondis. L'image d'intercorrélation (figure 5.39(d)) met ici en évidence des groupes dont la cohérence transversale est grande comparée au cas du stade 2. Les maxima de corrélation (figure 5.39 (e)) y sont d'ailleurs clairement alignés dans deux directions obliques comme le confirme le spectre moyen tracé sur les figures 5.39 (f et g). On observe en effet deux pics à $\pm 30^\circ$ très pointus et de demi-largeur à mi hauteur de 12 degrés seulement. Ces pics étroits confirment la grande régularité de la structure tridimensionnelles observée. On note que cette méthode d'analyse structurelle permet de repérer les deux directions de propagations dominantes à $\pm 30^\circ$ visibles sur l'image d'élévation 5.39(a). La spectre calculé par Ebu-chi et al [?] dans des conditions correspondant au stade 3, à partir d'images des reflets spéculaires d'une source de lumière large sur la surface de l'eau peut s'apparenter à notre spectre de structure. En effet ses reflets spéculaires sont situés en des lieux identiques sur chaque formes tridimensionnelles tout comme la position de notre maximum de corrélation. Nous retrouvons effectivement les deux mêmes directions dominantes à $\pm 30^\circ$. Le coefficient de corrélation moyen atteint ici la valeur élevée de 0.6. A la cohérence globale de la structure s'ajoute donc à ce stade une bonne homogénéité des

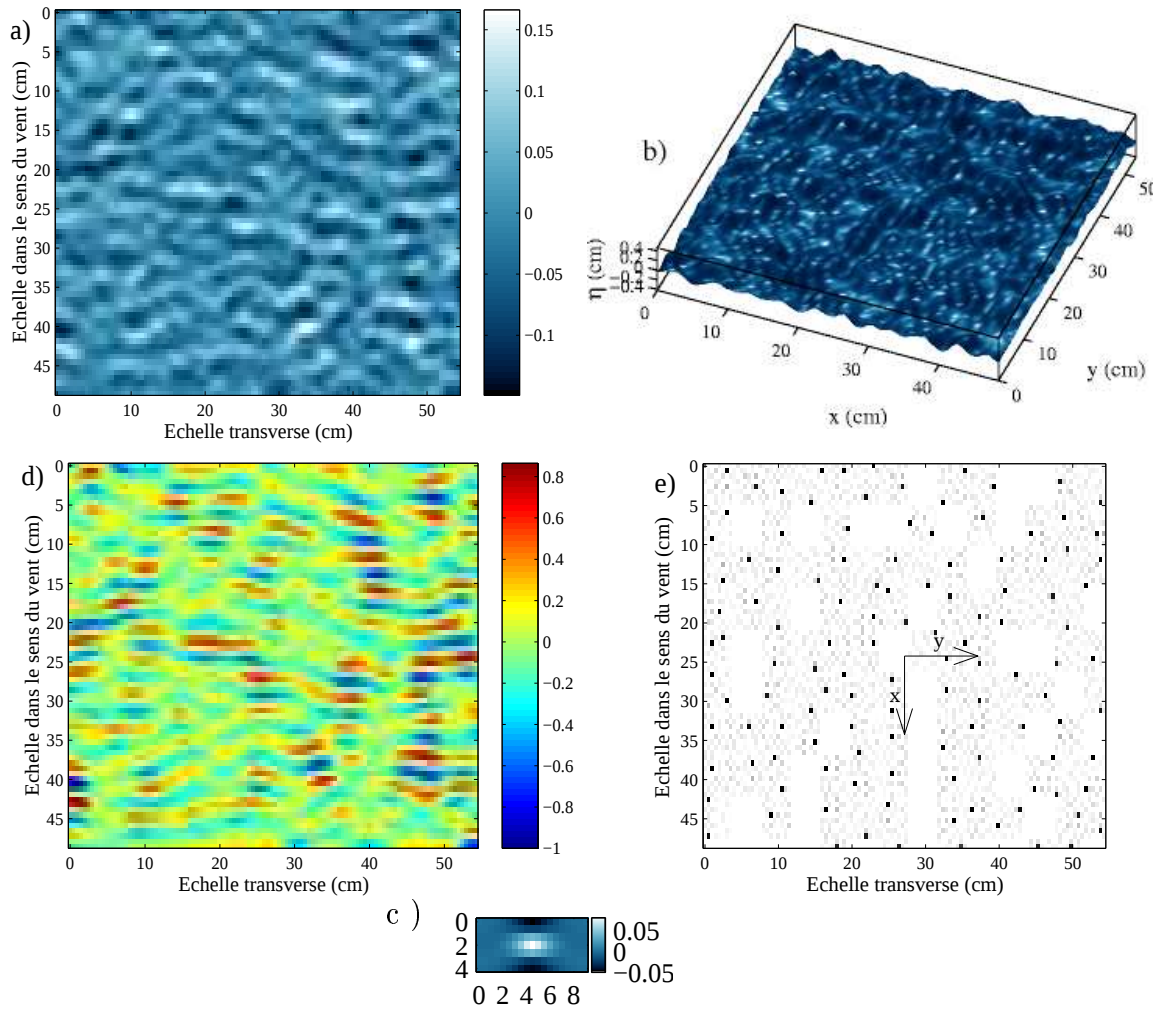


FIG. 5.37 – La légende est sur la page suivante.

formes locales.

Stade 4

Les vagues hexagonales typiques de ce 4ème stade d'évolution sont bien visibles sur les figures 5.41 (a et b). Le motif élémentaire moyen (figure 5.41 (c)) présente également une crête relativement allongée, typique de ces formes hexagonales. La position des maxima de corrélation (figure 5.41 (e)) présente encore deux directions dominantes

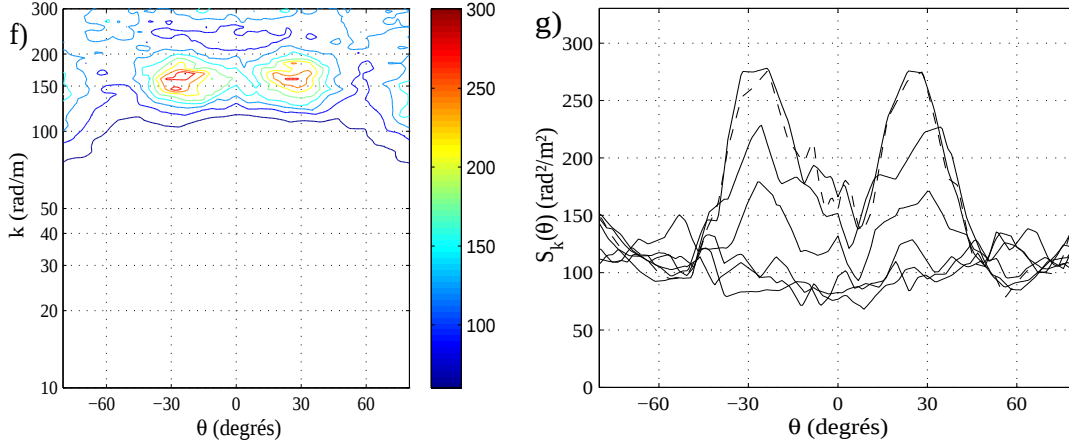


FIG. 5.37 – *Stade 2 (vent 6m/s, fetch 2m): Elévation de la surface a), surface en perspective b), motif élémentaire moyen c), corrélation surface/motif d), Image de structure e), spectre moyen des images de structure f), répartition angulaire de ce spectre moyen à son maximum k_{pic} ainsi que pour des valeurs de k allant de $1.1k_{pic}$ à $1.9k_{pic}$ par pas de $0.1k_{pic}$ avec l'écart type temporel de la courbe supérieure en pointillé g).*

même si la structure tridimensionnelles n'est pas parfaitement ordonnée. Le spectre moyen tracé sur les figure 5.41 (f et g) confirme la présence de deux directions obliques dominantes écartées ici de $\pm 20^\circ$ par rapport à la direction du vent. Cependant les pics sont larges comme l'indique la demi-largeur à mi hauteur de 20° . Cette grande largeur angulaire indique une variabilité importante des deux directions dominantes et confirme la nature peu cohérente de la structure tridimensionnelle de ce champ de vagues observée lors de cette expérience. Malgré cette relative déstructuration globale, le coefficient de corrélation moyen atteint la valeur relativement élevée de 0.57 indiquant la présence de formes locales relativement homogènes au sein de cette structure globale peu cohérente.

Stade 5

L'image d'élévation présentée sur les figures 5.43 (a et b)) pour ce dernier stade d'évolution, montre la même structure relativement bidimensionnelle que l'image des

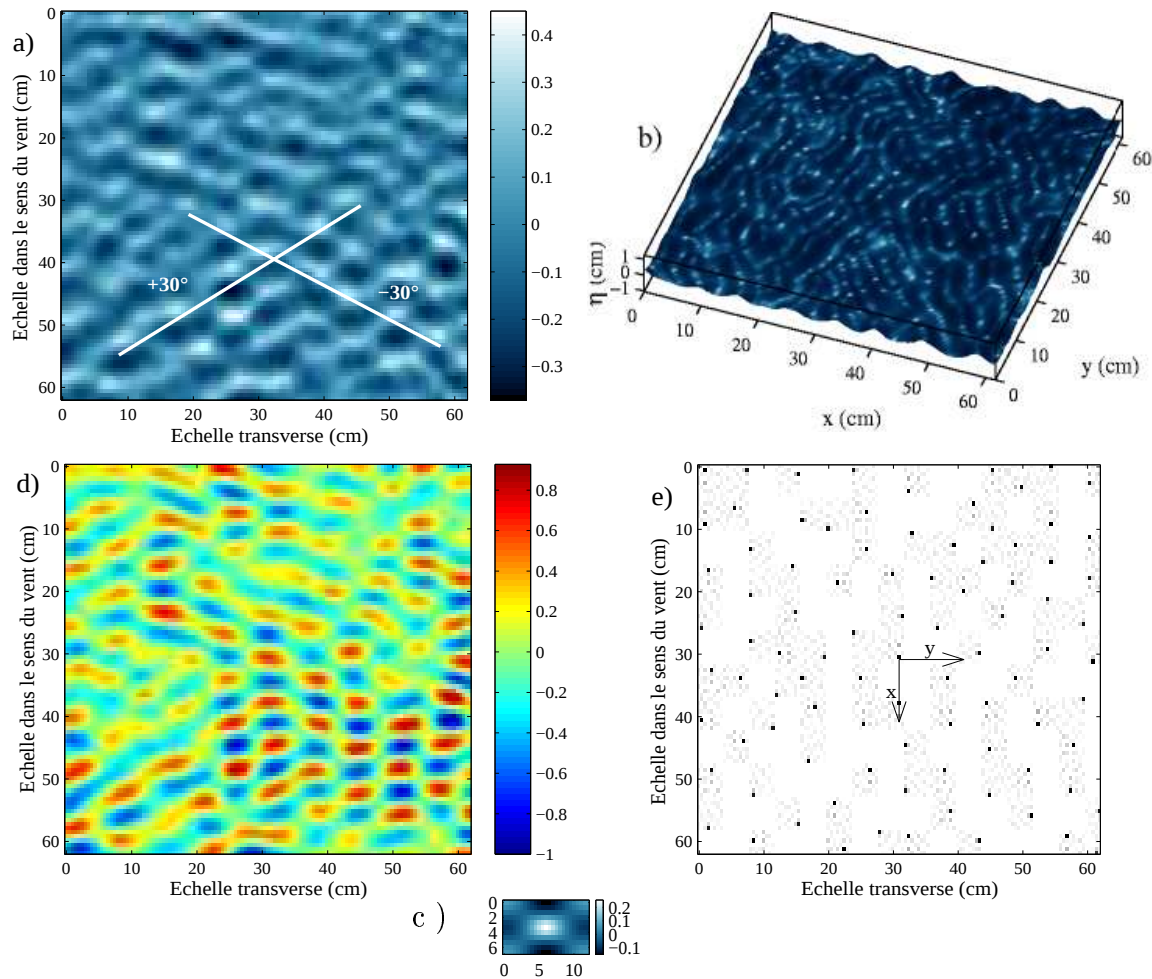


FIG. 5.39 – La légende est sur la page suivante.

pentes longitudinales . On note, de plus, la présence de croissants qui avaient déjà été remarqués sur l'image des pentes transversales (cf figure 5.34 (b)). Le motif élémentaire moyen (figure 5.43 (c)) dont la largeur est bien supérieure à la longueur, présente lui aussi une crête en forme de croissant. La structure des maxima de corrélation de ce motif avec l'image d'élévation (figure 5.34 (d)) est difficile à évaluer vu la largeur du motif qui est pratiquement égale à la largeur de l'image. La position des maxima de corrélation (figure 5.34 (e)) présentent néanmoins un bon alignement transversalement à la direction du vent. Le spectre moyen des images de structure (figure 5.43 (f et g)) présente malgré tout encore deux directions obliques à $\pm 15^\circ$. Ce n'est que pour des

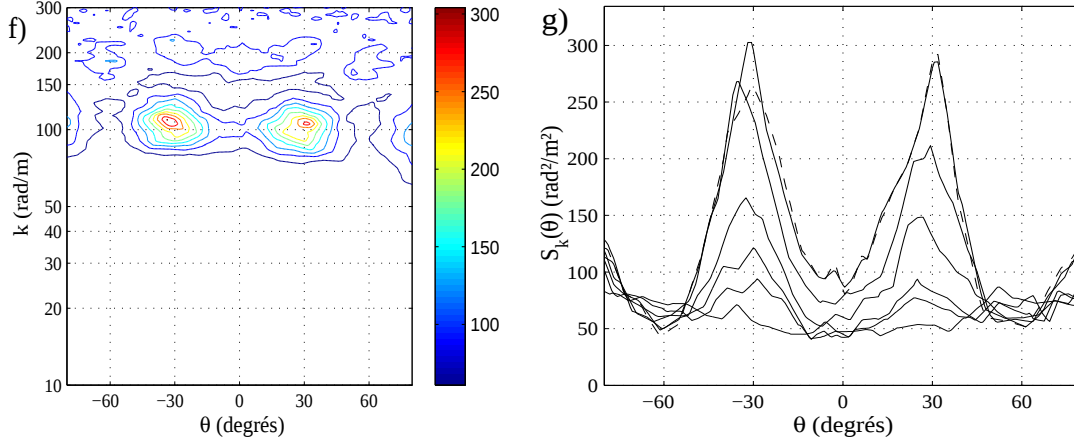


FIG. 5.39 – *Stade 3 (vent 5m/s, fetch 6m): Elévation de la surface a), surface en perspective b), motif élémentaire moyen c), corrélation surface/motif d), Image de structure e), spectre moyen des images de structure f), répartition angulaire de ce spectre moyen à son maximum k_{pic} ainsi que pour des valeurs de k allant de $1.1k_{pic}$ à $1.9k_{pic}$ par pas de $0.1k_{pic}$ avec l'écart type temporel de la courbe supérieure en pointillé g).*

fetch encore plus importants ou des vitesses de vent supérieures comme dans le cas de la figure 5.43 (h et i) que la structure présente alors un pic unique relativement étroit dans la direction du vent (sa demi-largeur à mi-hauteur est alors seulement de 15°). L'observation, dans les premières phases de ce stade suivant le stade 4, de spectres bimodaux est cohérent avec l'observation générale de directions obliques géométriques plus éloignées de l'axe du vent que les directions énergétiques dominantes. Autrement dit, le retour à une distribution angulaire unimodale de l'énergie qui caractérise le stage 5 est donc plus rapide que le retour à une distribution angulaire unimodale des directions géométriques dominantes.

Stade 1'

L'image d'élévation de la surface pour ce premier stade par vent faible est tracé sur les figures 5.43 (a et b). Deux traits blancs sur la première figure soulignent la présence de deux directions dominantes prononcées à -25 et 35° soit une inclinaison de 5°

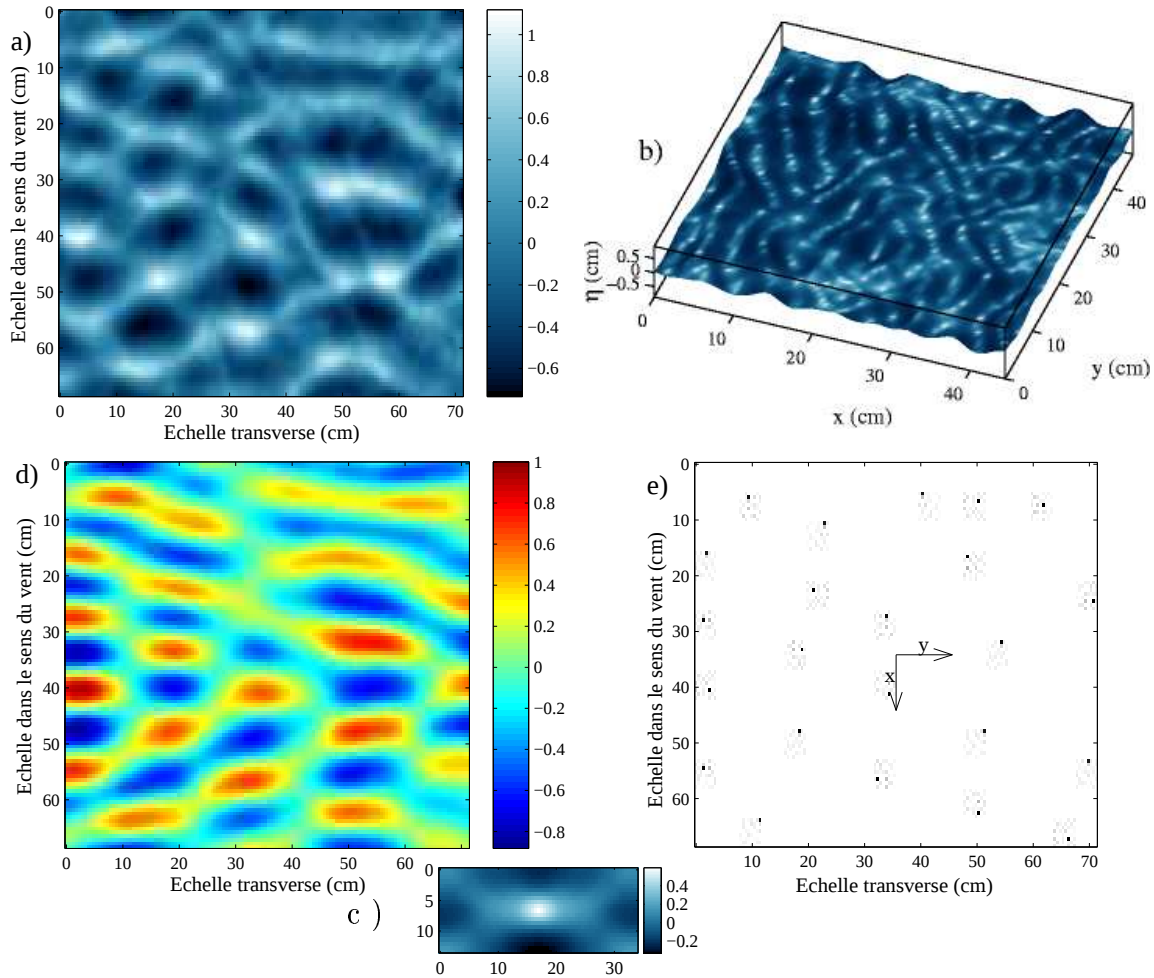


FIG. 5.41 – La légende est sur la page suivante.

par rapport à deux directions symétriques à $\pm 30^\circ$. Le motif élémentaire moyen (figure 5.43 (c)) est tout à fait comparable à celui du 3eme stade. La position des maxima de l'image 5.43 (d) sont tracé sur la figure 5.43 (e) qui présente deux alignements obliques très réguliers. Le spectre moyen des images de structure (figure 5.41 (f et g)) confirme cette observation en révélant deux pics très marqués à $\pm 30^\circ$ de demi-largeur à mi hauteur n'excédant pas 17° . La cohérence des formes locales est également importante puisque le coefficient de corrélation moyen atteint la valeur de 0.58 comparable à celle obtenue lors du troisième stade.

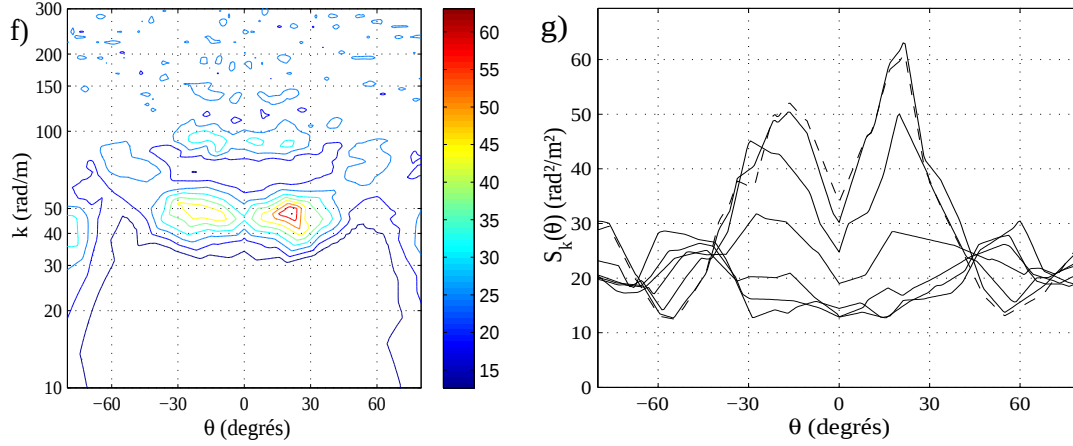


FIG. 5.41 – *Stade 4 (vent 6m/s, fetch 9m): Elévation de la surface a), surface en perspective b), motif élémentaire moyen c), corrélation surface/motif d), Image de structure e), spectre moyen des images de structure f), répartition angulaire de ce spectre moyen à son maximum k_{pic} ainsi que pour des valeurs de k allant de $1.1k_{pic}$ à $1.9k_{pic}$ par pas de $0.1k_{pic}$ avec l'écart type temporel de la courbe supérieure en pointillé g).*

5.9 Evolution des propriétés tridimensionnelles

La caractérisation quantitative des différents stades nous a permis de déterminer les propriétés tridimensionnelles associées à chacun des stades d'évolution. Elle nous permet donc réciproquement d'associer chacune des conditions expérimentales mesurées à un des stades d'évolution. La figure 5.6 indique donc les différentes conditions expérimentales et les domaines d'existence des différents stades d'évolution. Les frontières entre les différents stades représentés sur cette figure par les courbes en pointillés correspondent à des transitions continues des propriétés tridimensionnelles. Fort de la connaissance des propriétés tridimensionnelles associées à chacun de ces champs de vagues, nous présentons ici l'évolution de ces propriétés lors de la succession continue des différents stades d'évolution pour des vitesses de vent supérieures puis inférieures à 4m/s. La manière la plus naturelle de suivre cette évolution est de parcourir le champ de vagues en fonction du fetch pour une vitesse de vent donnée suivant

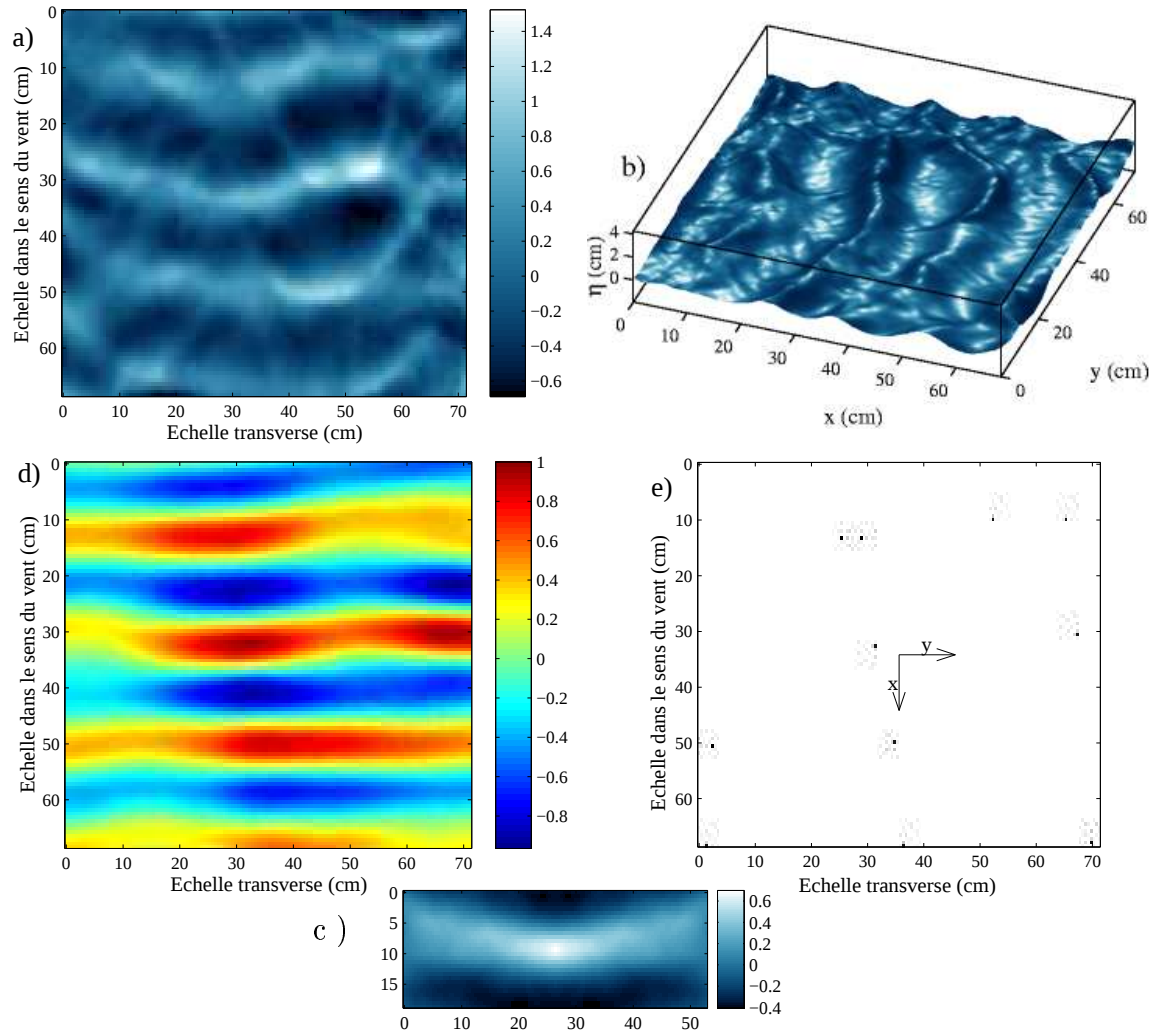


FIG. 5.43 – La légende est sur la page suivante.

le schéma de la figure 5.48. Cependant, la longueur d'onde a une signification physique plus importante que le fetch en ce qui concerne les vagues de capillarité-gravité puisqu'elle détermine l'importance respective des forces de rappel capillaire et gravitaire. Elle gouverne donc les mécanismes dépendant de ce rapport de force. L'évolution tridimensionnelle du champ de vagues sera donc décrite en fonction de sa longueur d'onde dominante. L'évolution en fetch pourrait être déduite par l'intermédiaire des fonctions monotones approximant l'évolution de la longueur d'onde dominante en fonction du fetch (cf. 5.2).

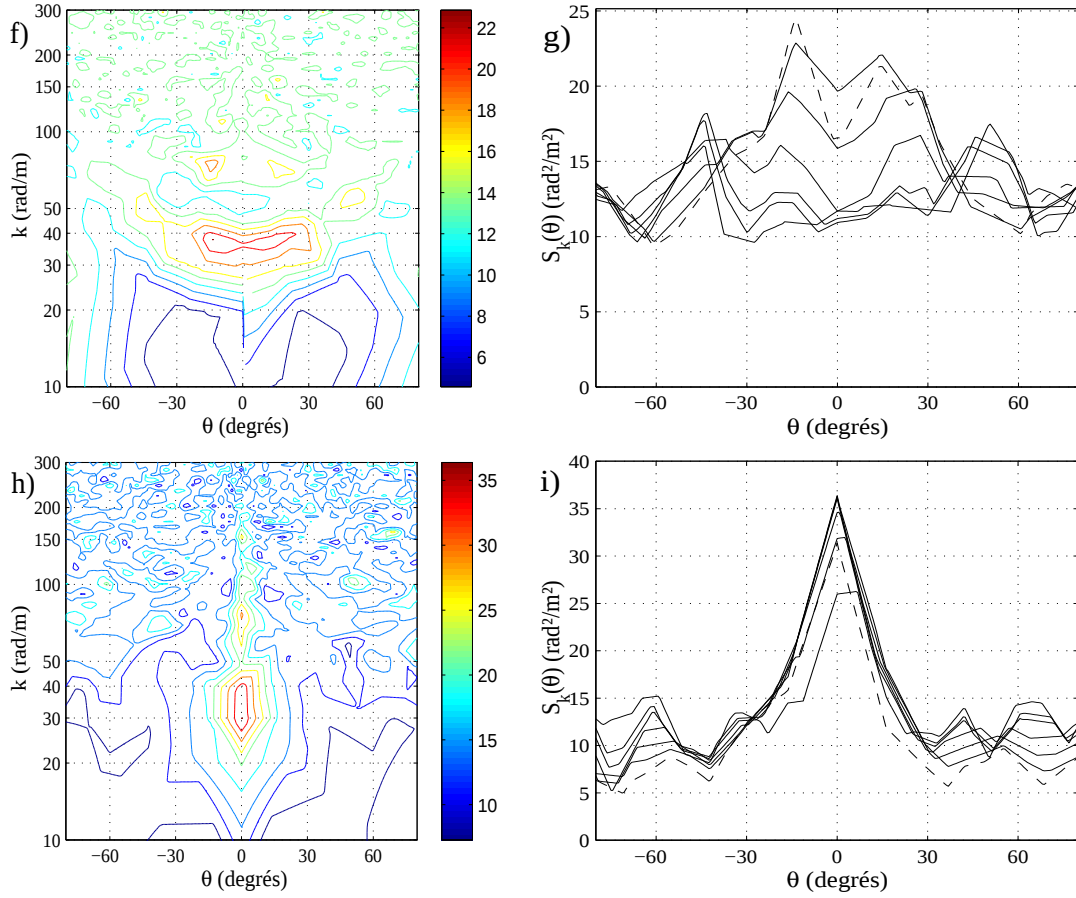


FIG. 5.43 – *Stade 5 (vent 5m/s, fetch 18m) : Elévation de la surface a), surface en perspective b), motif élémentaire moyen c), corrélation surface/motif d), Image de structure e), spectre moyen des images de structure f), répartition angulaire de ce spectre moyen à son maximum k_{pic} ainsi que pour des valeurs de k allant de $1.1k_{pic}$ à $1.9k_{pic}$ par pas de $0.1k_{pic}$ avec l'écart type temporel de la courbe supérieure en pointillé g). h) et i) sont l'équivalent de f) et g) pour une autre condition du stage 5 correspondant à un vent de 10m/s et un fetch de 13m.*

5.9.1 Evolution pour un vent supérieur à 4m/s

Après un premier stade d'évolution présentant des ondes de très faibles amplitudes se propageant principalement dans la direction du vent, on observe un champ de vagues caractérisé principalement par son aspect fortement chaotique et sa faible échelle domi-

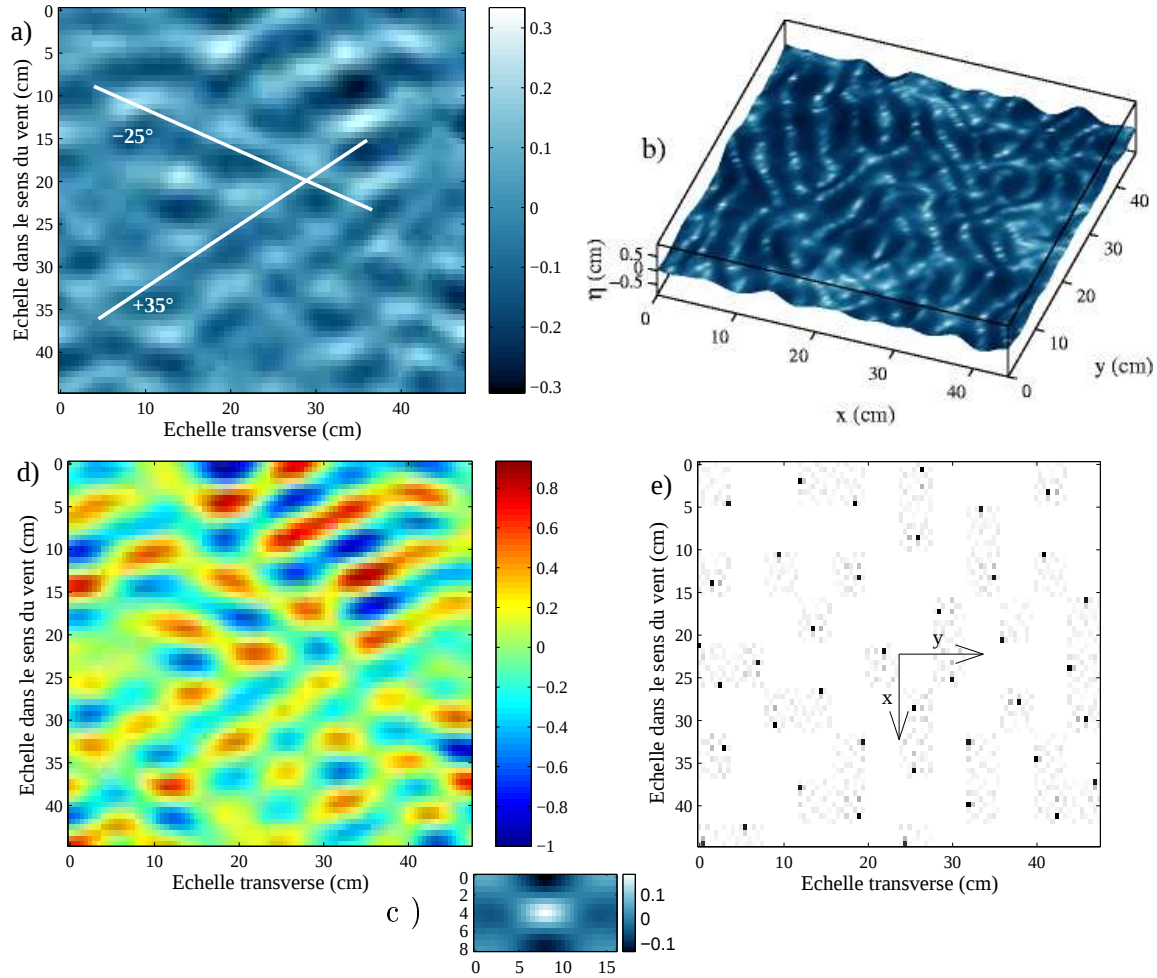


FIG. 5.45 – La légende est sur la page suivante.

nante inférieure à 4cm. Cet aspect chaotique est clairement caractérisé par l'évolution de la variabilité angulaire et de la cohérence des formes locales dans la zone des plus courtes longueurs d'ondes. La figure 5.49 décrit l'évolution de la variabilité angulaire des directions dominantes mises en évidence lors de l'analyse structurale au chapitre 5.8.3. Cette variabilité angulaire est la moyenne des demi-largeurs à mi hauteur des pics dominants du spectre de structure moyen comme décrit au chapitre 4.3.3. On note en effet que les longueurs d'onde les plus faibles présentent un maximum local de variabilité angulaire. Cette relativement large gamme de directions de propagations dominantes doit être relié à l'aspect chaotique observé qualitativement. L'évolution du coefficient

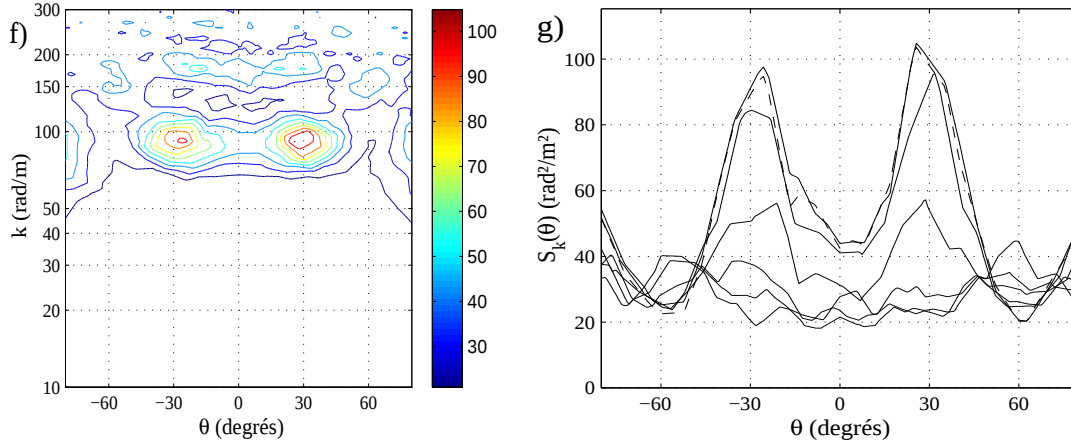


FIG. 5.45 – *Stade 1' (vent 2.5m/s, fetch 26m): Elévation de la surface a), surface en perspective b), motif élémentaire moyen c), corrélation surface/motif d), Image de structure e), spectre moyen des images de structure f), répartition angulaire de ce spectre moyen à son maximum k_{pic} ainsi que pour des valeurs de k allant de $1.1k_{pic}$ à $1.9k_{pic}$ par pas de $0.1k_{pic}$ avec l'écart type temporel de la courbe supérieure en pointillé g).*

de corrélation moyen des formes locales (défini à la fin du chapitre 4.3.3) en fonction de la longueur d'onde dominante est tracée sur la figure 5.50. Pour des longueurs d'ondes inférieures à 4cm, ce coefficient atteint un minimum local qui coïncide avec l'observation de formes locales d'aspect chaotique donc peu corrélées les unes aux autres. Une autre caractéristique de ce stade 2 concernent les directions dominantes de la structure tridimensionnelle qui ne sont pas dans l'axe du vent mais au contraire s'en écarte d'autant plus que la longueur d'onde augmente comme on peut le voir sur la figure 5.51. Sur cette figure, les barres d'erreur indiquent l'incertitude sur la détermination des directions dominantes en fonction de la longueur d'onde. Malgré cette incertitude, l'augmentation est significative au moins pour la vitesse de vent de 6m/s et s'effectue jusqu'au stade 3 pour lequel les deux directions obliques de la structure tridimensionnelle présentent un écart maximum avec la direction du vent se situant au delà de 30° . On note donc qu'au premier ordre, cette évolution des directions dominantes semble être dépendante du paramètre de longueur d'onde. On note cependant, sur les deux

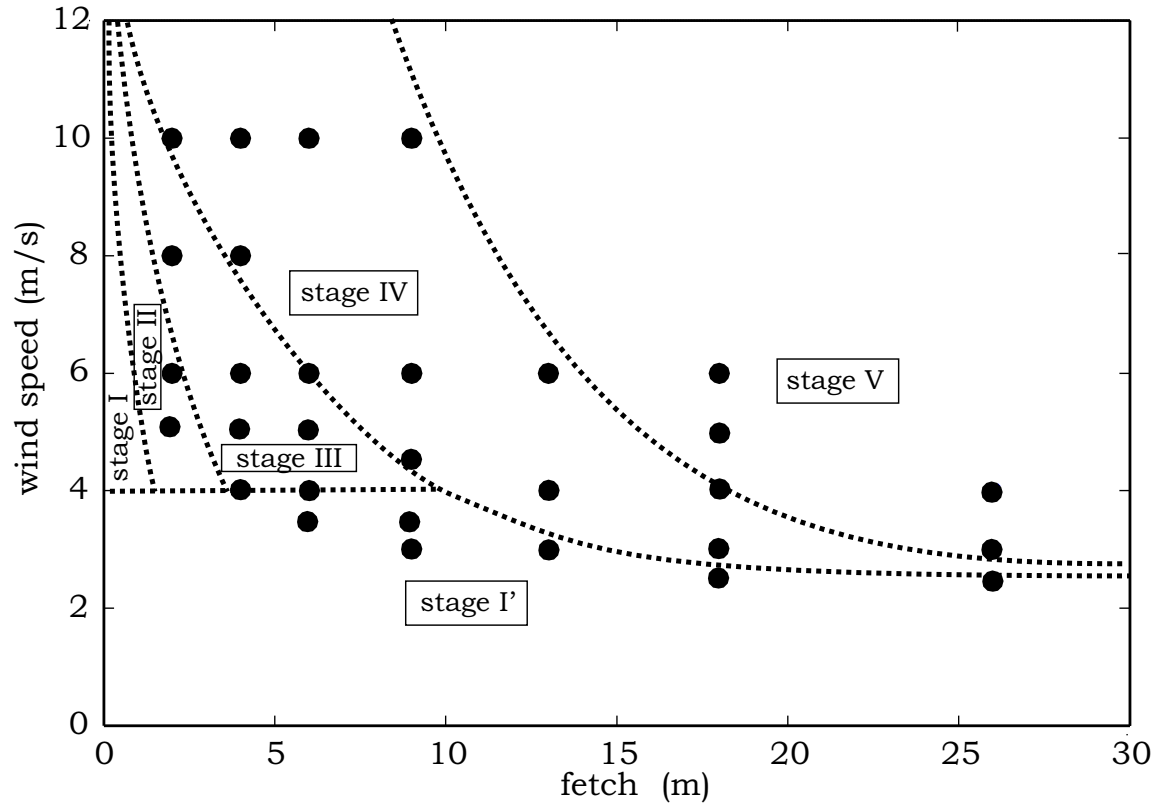


FIG. 5.47 – Représentation des différentes conditions d'expérience (•) et des domaines d'existence de chaque stades (pointillé).

cas à 5 et 6 m/s pour lesquels suffisamment de mesures sont disponibles, un décalage du maximum vers des longueurs d'ondes d'autant plus grandes que le vent et donc la cambrure est importante. Ce décalage est logique si l'on en juge l'effet du courant de surface qui augmente les longueurs d'ondes à fréquence constante, et ce d'autant plus que le vent est fort (revue de K. van Gastel et al. [?]).

L'analyse structurale révèle également la grande régularité de la structure tridimensionnelle à ce stade comme le montre l'évolution du coefficient de corrélation moyen des formes locales en fonction de la longueur d'onde dominante (cf figure 5.50). On obtient en effet également un maximum de corrélation supérieur à 0.58. L'analyse statistique corrobore la propriété de régularité associée à ce stade 3. On note en effet une relativement faible occurrence de pentes transversales extrêmes par rapport à leur

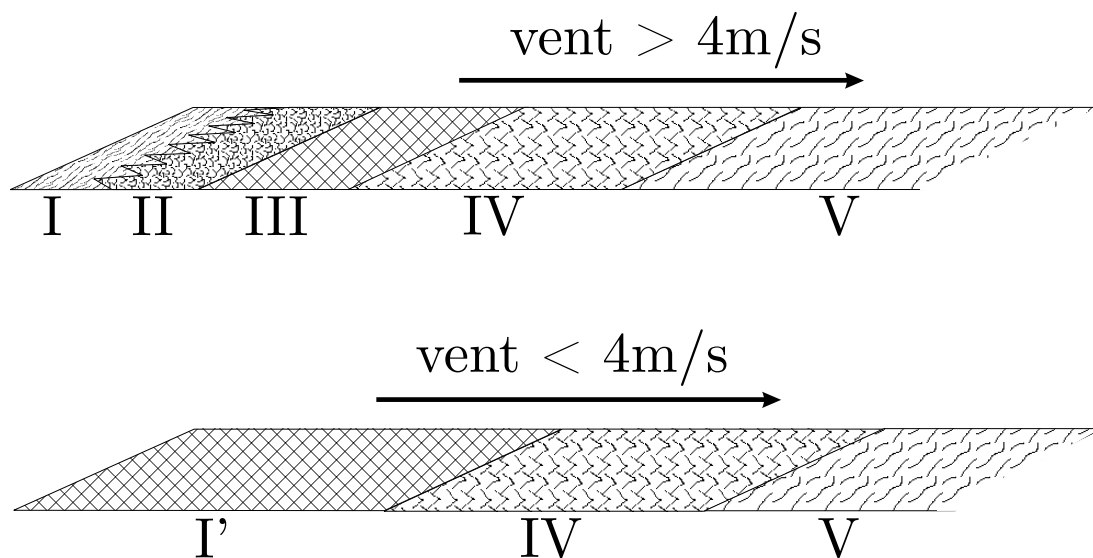


FIG. 5.48 – Succession des différents stades d'évolution tridimensionnelle en fonction du fetch.

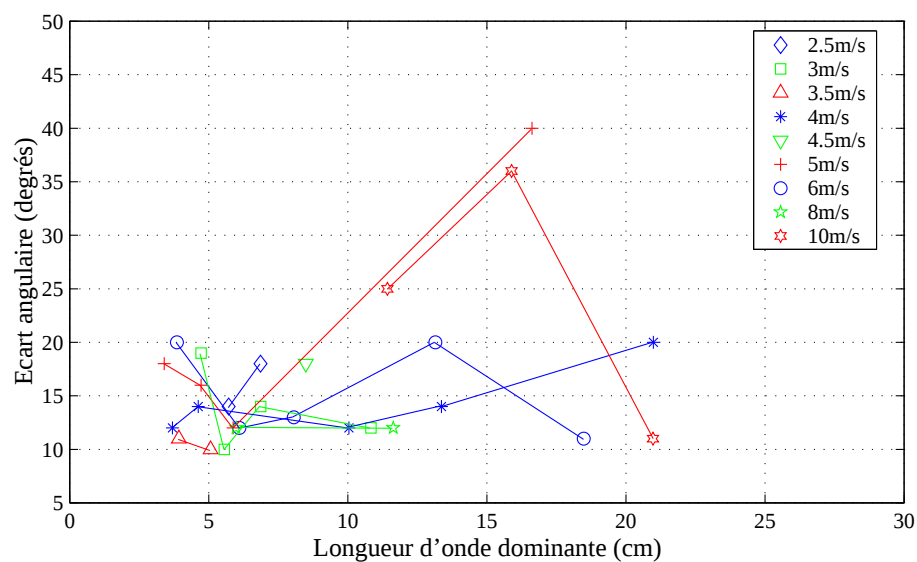


FIG. 5.49 – Evolution de la variabilité angulaire des directions géométriques dominantes en fonction de la longueur d'onde dominante.

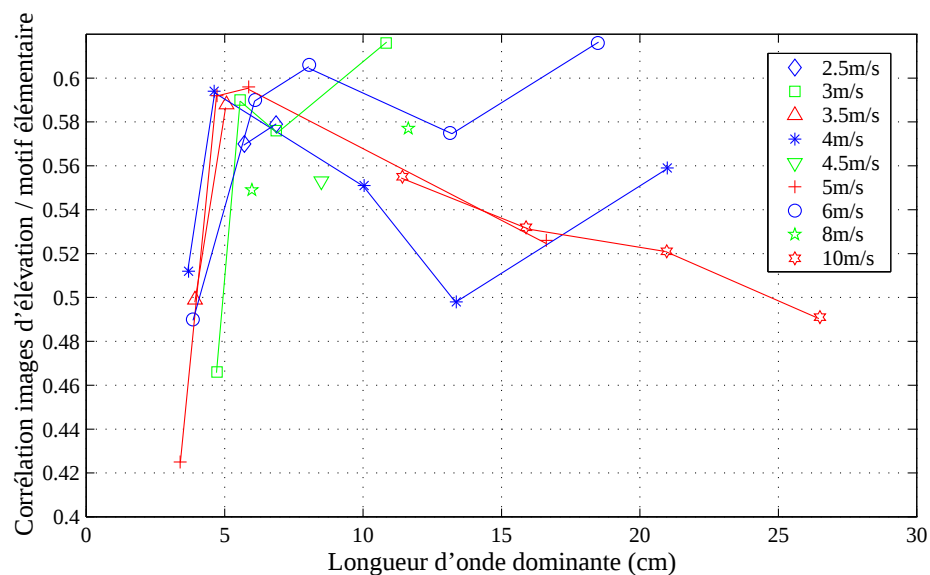


FIG. 5.50 – Evolution du coefficient de corrélation moyen des formes locales en fonction de la longueur d'onde dominante

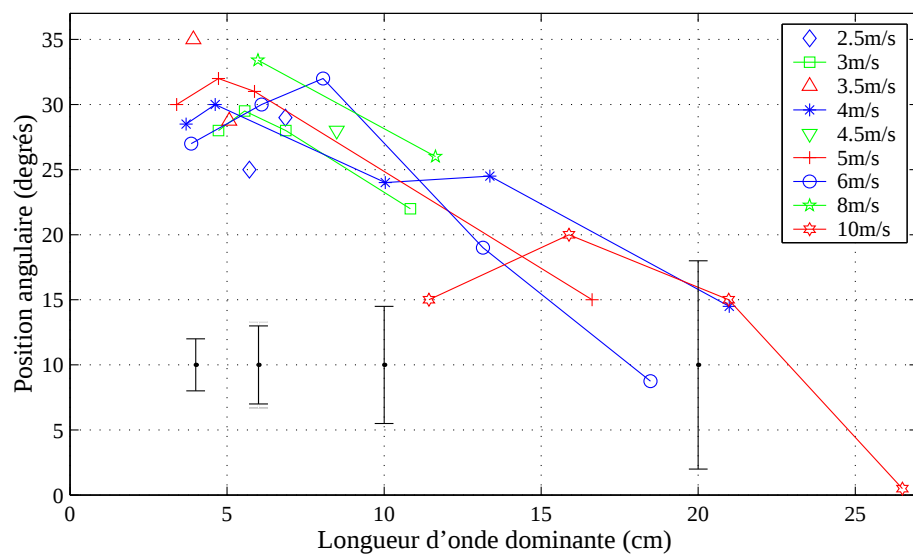


FIG. 5.51 – Evolution de l'écart entre la direction géométrique dominante et la direction du vent en fonction de la longueur d'onde dominante

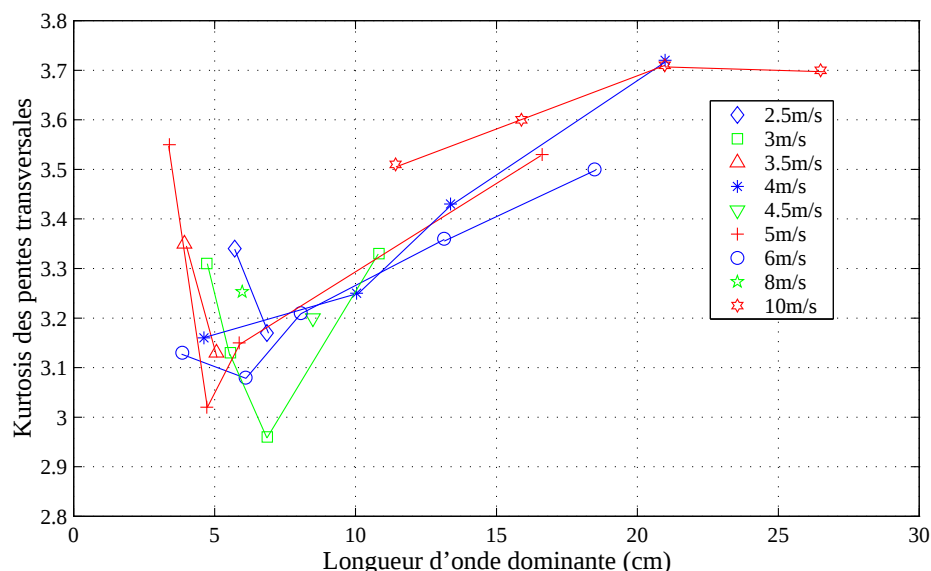


FIG. 5.52 – *Evolution du kurtosis des pentes dans la direction transverse au vent en fonction de la longueur d'onde dominante.*

valeur quadratique moyenne comme le montrent les courbes d'évolution du kurtosis transversal avec la longueur d'onde qui atteignent un minimum entre 4 et 8cm sur la figure 5.52. Par la suite, lorsque la longueur d'onde dépasse 8cm, les directions géométriques (analyse structurelle) qu'énergétiques (analyse spectrale) se rapprochent progressivement de l'axe du vent. La cohérence des formes locales atteint alors un minimum local autour de 13 cm témoignant d'une relative déstructuration du champ de vagues. Pour un vent de 10 m/s ce minimum de corrélation n'est cependant pas atteint sur le domaine de longueurs d'onde couvert par cette étude étant donné la taille de l'appareil de mesure et les exigences de la méthode d'analyse structurelle mentionnées au chapitre 4.3.1. L'observation, à partir de ce stade 4, de fronts obliques solitaires fortement cambrés sur les images de pentes (cf figure 5.32) serait confirmée par l'analyse statistique des pentes qui permet de mettre en évidence la fréquence d'occurrence d'événement de pentes extrêmes par rapport à leur valeur quadratique moyenne comme ceux constitués par ces fronts obliques. On note en effet une croissance simultanée des kurtosis transversal et longitudinal en fonction de la longueur d'onde dominante sur les deux figures 5.52 et 5.53. On note néanmoins une valeur du kurtosis transversal

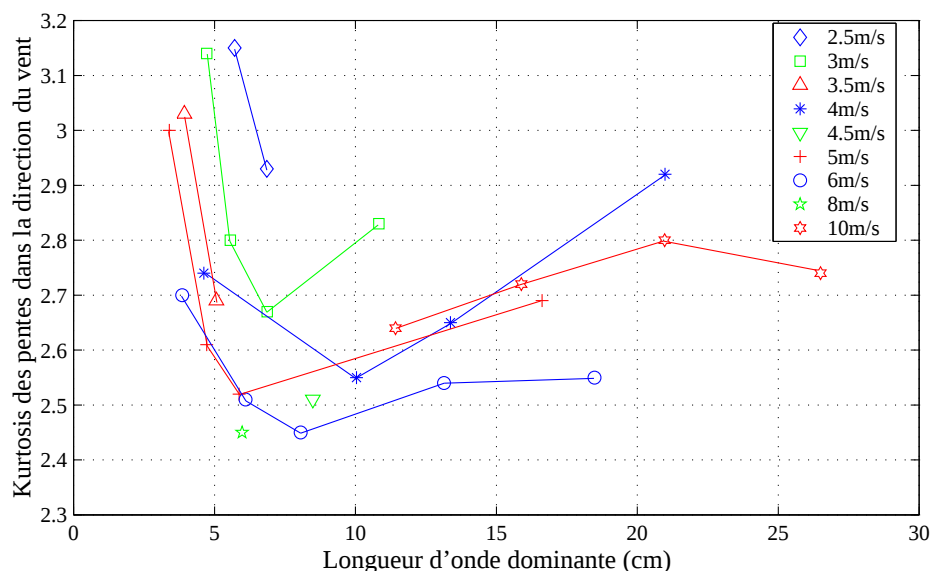


FIG. 5.53 – *Evolution du kurtosis des pentes dans la direction du vent en fonction de la longueur d'onde dominante.*

qui reste bien supérieure à celle du kurtosis longitudinal indiquant l'occurrence de pentes extrêmes principalement dans la direction transverse au vent. Dans le dernier stade d'évolution ou stade 5, lorsque la longueur d'onde augmente encore, les formes élémentaires ont des crêtes en croissants comme nous l'avons remarqué au chapitre 5.8.3 et leur cohérence réaugmente comme on peut le voir sur la figure 5.50. Ce dernier stade est atteint pour des longueurs d'onde supérieures à une valeur entre 13cm et 25cm lorsque le vent varie de 4 à 10m/s. La direction énergétiquement dominante est alors celle du vent comme nous l'avons vu au chapitre 5.8.2 et les directions géométriques dominantes se rapprochent jusqu'à se confondre finalement avec celle du vent comme l'illustre la figure 5.51.

5.9.2 Evolution pour un vent inférieur à 4m/s

Par vent faible, le premier stade observé est caractérisé par deux ondes obliques de très faible amplitude dessinant des losanges réguliers sur la surface de l'eau. Ce stade se caractérise principalement par la présence de deux directions géométriques dominantes

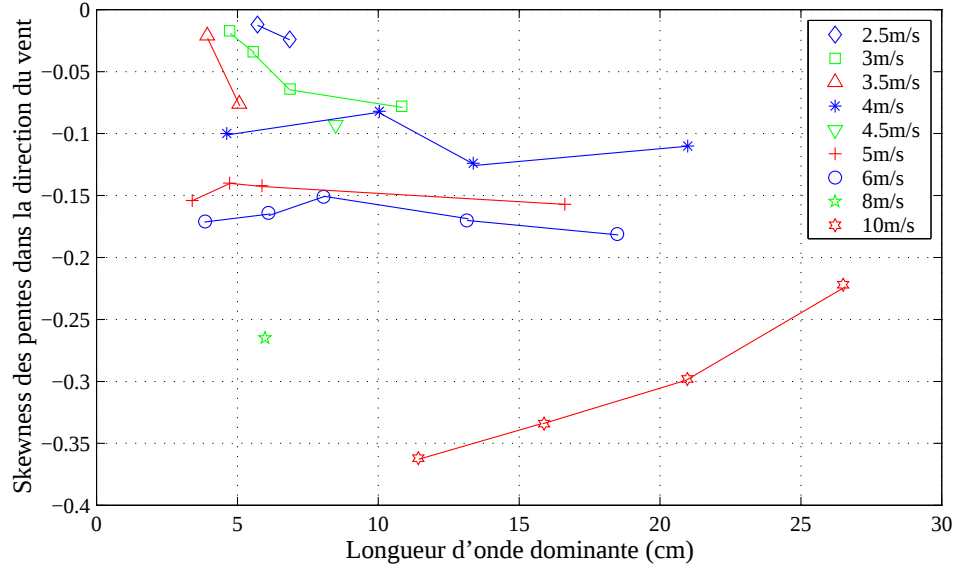


FIG. 5.54 – Evolution du skewness des pentes dans la direction du vent en fonction de la longueur d'onde dominante.

qui s'écartent de plus de 25° de la direction du vent. Ce stade est observé, comme le stade 3, pour les longueurs d'ondes dominantes comprises dans l'intervalle 4-7cm. La seule différence notable entre le stade 1' et le stade 3 provient du degré de développement du champ de vagues. En effet, lors du stade 1', en raison de la faible amplitude de ce champ de vagues, le phénomène d'augmentation de la longueur d'onde (down-shift en anglais) est encore faible et le skewness des pentes dans la direction du vent augmente donc relativement vite en valeur absolue avec la longueur d'onde comme on peut le voir sur la figure 5.54. Cependant, du point de vue de l'évolution tridimensionnelle, les stades 3 et 1' sont tout à fait comparables et peuvent donc être unifiés. Lorsque la longueur d'onde augmente au delà de 7cm, les quelques mesures disponibles mettent en évidence une structure tridimensionnelle dont les propriétés sont comparables au stade 4. On note en effet, sur la figure 5.49 une augmentation de la variabilité angulaire des directions géométriques dominantes et sur la figure 5.51 une décroissance de l'écart angulaire qui descend en dessous de 25° . Le domaine d'existence de ce stade par vent faible est néanmoins difficile à caractériser étant donné le peu de mesures disponibles. Lorsque la longueur d'onde augmente encore, soit pour l'unique condition à 3m/s au fetch 26m,

la variabilité des directions géométriques diminue, et la cohérence des formes locales ré-augmente parallèlement à une orientation de l'énergie dominante dans la direction du vent et une diminution de l'écart angulaire entre les deux directions géométriques dominantes. Etant donné que toutes ces caractéristiques concordent avec celles du stade 5, on peut également prolonger son domaine d'existence par vent faible.

5.10 Discussion sur les mécanismes responsables de la tridimensionnalité du champ de vagues

Connaissant maintenant les scénarios d'évolution de la structure tridimensionnelle des champs de vagues, nous allons maintenant tenter d'interpréter les variations de cette structure tridimensionnelle à la lumière des études théoriques présentées lors de la revue bibliographique. Les deux paramètres principaux intervenant dans ces théories, sont la longueur d'onde et la cambrure. Nous avons pu constater l'importance du paramètre de longueur d'onde, dans les transitions entre structures tridimensionnelles, et la cambrure est connue pour contrôler les mécanismes d'interactions non-linéaires, susceptibles de redistribuer de l'énergie dans des directions obliques. Nous présentons donc, sur la figure 5.55, l'évolution de la cambrure en fonction de la longueur d'onde dominante, pour les différentes conditions de mesures, afin d'offrir une vue globale des deux paramètres susceptibles de contrôler les changements de structure tridimensionnelle. Les domaines respectifs des différents stades d'évolution sont rappelés sur cette figure. On peut remarquer que la transition du stade 4 au stade 5 semble avoir lieu lorsque la cambrure atteint un niveau de saturation.

Nous avons pu remarquer pour chacun des stades d'évolution observés, que les directions énergétiquement dominantes étaient toujours plus proches de l'axe du vent que les directions dominantes de la structure tridimensionnelle. Cette constatation suggère la présence de deux phénomènes contradictoires. L'un agirait à l'échelle globale en générant une structure tridimensionnelle oblique et l'autre à l'échelle locale en apportant de l'énergie dans la direction du vent allongeant ainsi les crêtes qui se propagent dans sa direction. Le candidat privilégié agissant à l'échelle locale est le vent. Le mécanisme générant la structure tridimensionnelle oblique n'est donc pas directement le

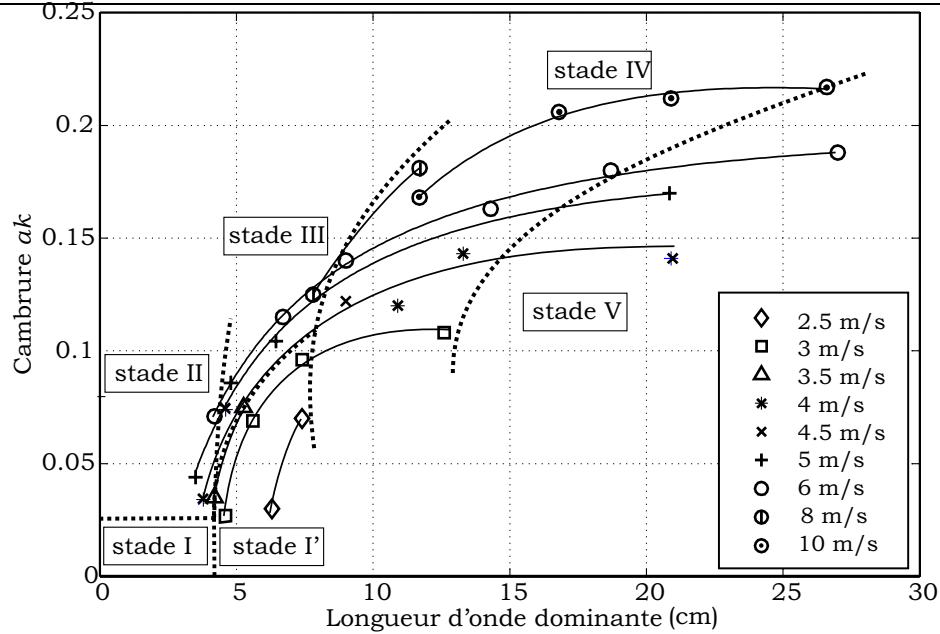


FIG. 5.55 – Evolution de la cambrure ak en fonction de la longueur d'onde dominante.

vent mais probablement l'interaction non-linéaire vagues-vagues. Or nous avons vu que les mécanismes d'interactions non-linéaires vagues-vagues différaient fortement en fonction de l'échelle de l'onde dominante dans le domaine des ondes de capillarité-gravité. D'autre part, le principal résultat de cette étude a été de montrer l'existence d'un stade 3-1' avec des directions obliques proches de 30° pour un domaine de longueurs d'onde entre 4 et 8 cm. Ce résultat indique que le mécanisme probablement responsable de l'apparition de ces directions obliques est caractéristique de cette gamme de longueur d'ondes et ne dépend pas de la cambrure qui peut varier dans un rapport 1 à 5 entre le stade 1' et 3. Si l'on compare ces résultats à la théorie de Phillips 1957 [?], on s'aperçoit que la dépendance théorique de l'angle avec la vitesse du vent n'est pas vérifiée. L'existence des directions obliques semblent donc faire intervenir un autre mécanisme que le seul forçage par le vent, en l'occurrence les interactions non linéaires vagues-vagues. En considérant ces interactions, Shemer et Chamesse [?] obtiennent, à la fréquence 8.27 Hz correspondant sans courant de surface à une échelle de 3 cm, des directions angulaires qui varient fortement en fonction de la cambrure de l'onde

initiale et semblent pouvoir alors atteindre la valeur de 30° pour une cambrure très faible. Ce résultat est, la encore, contradictoire avec l'invariance observée des directions dominante avec la cambrure et le mécanisme proposé ne semble donc pas en mesure de rendre compte du phénomène observé. Même si leurs résultats ne sont pas directement applicables en présence d'un courant cisailé, on peut supposer que l'effet de ce courant n'est qu'un déplacement des mêmes mécanismes vers des longueurs d'onde plus grandes. Ainsi, il semble qu'aucune des théories existantes ne rendent compte des propriétés tridimensionnelles observées lors de notre étude.

5.11 conclusion

L'étude de l'évolution des propriétés tridimensionnelles des champs de vagues de vent courtes a été rendue possible par la mise au point d'une méthode de mesure qui permet d'obtenir une image de l'élévation de la surface sur une large zone. A partir d'images enregistrées dans le cas de champs de vagues de vent courtes, une technique d'analyse structurelle a été utilisée pour mettre en évidence la structure géométrique et les formes élémentaires de ces champs de vagues. Différents stades d'évolution ont été caractérisés lors de l'évolution en fetch de ces champs de vagues à différentes vitesses de vent. L'évolution générale montre l'émergence frappante d'une structure cohérente de deux ondes obliques à $\pm 30^\circ$ de la direction du vent associées à des formes en losange sur la surface. Cette structure cohérente correspond aux premières vagues par vent faibles mais émergent d'une structure relativement chaotique pour des vitesses de vent typiquement supérieures à 4m/s. La structure se réoriente ensuite progressivement dans l'axe du vent et les formes élémentaires en losanges se transforment en hexagones puis finalement en croissants dont la courbure est orientée vers la face arrière des crêtes. Il est montré que l'échelle des ondes dominantes joue un rôle déterminant dans la sélection des différents structures tridimensionnelles observées. La dispersion angulaire de l'énergie de ces ondes dominantes est par contre toujours inférieure à la dispersion angulaire des directions de la structure tridimensionnelle. Les deux mécanismes semblant contrôler la dispersion angulaire de l'énergie du champ de vagues sont les interactions non-linéaires qui ont tendance à disperser l'énergie par rapport à l'axe du

vent et le vent qui a tendance à orienter cette même énergie dans sa direction. Cependant aucune théorie réellement satisfaisante ne permet à l'heure actuelle d'expliquer l'existence des structures cohérentes de deux ondes obliques observées lors du troisième stade d'évolution.

Chapitre 6

Conclusion générale

L'étude de la structure tridimensionnelle des champs de vagues de capillarité-gravité et de gravité a été réalisée au moyen de deux dispositifs expérimentaux originaux. Les instabilités tridimensionnelles d'ondes de gravité initialement bidimensionnelles fortement cambrées ont en effet été étudiées au moyen d'un film plastique recouvrant la surface. Ce dispositif nous a permis d'isoler ces instabilités tridimensionnelles de l'instabilité modulationnelle ainsi que du déferlement et ainsi de mieux identifier leurs caractéristiques propres. Les principaux résultats de cette première partie sont d'une part la mise évidence d'une nouvelle instabilité oscillante indépendante de la présence du film plastique et d'autre part la confirmation expérimentale de l'existence théorique de formes en "fer à cheval" sur une large plage de fréquence de l'onde initiale, notamment dans des conditions où la résonance associée aux instabilités tridimensionnelles classique et oscillante est perturbée. L'évolution de la structure tridimensionnelle des champs de vagues de vent a ensuite été étudiée à l'aide d'un outil de mesure tridimensionnelle des pentes de la surface. Une zone de mesure proche d' $1m^2$ a été obtenue due être élargie grâce à la mise au point d'une source de lumière homogène constituée d'un système d'éclairage et de réflecteurs appropriés. Nous avons alors mis en évidence l'existence successive de formes particulières en losange puis en hexagones et enfin en croissants lorsque l'échelle de l'onde dominante augmente. L'émergence étonnante de formes en losanges remarquablement cohérentes à partir d'un champ de vagues d'aspect chaotique lorsque le fetch augmente, pour un vent stable de vitesse supérieure à

4m/s, ne semble pas être explicable par les théories existantes. Une analyse structurale a ensuite permis de déterminer la structure géométrique d'agencement de chacune des formes particulières observées. La comparaison avec l'analyse spectrale bidimensionnelle des pentes du champ de vagues a montré la présence constante d'une dispersion angulaire de l'énergie plus faible que celle des directions géométriques dominantes, pour chacune des structures tridimensionnelles identifiées indiquent une différence entre les directions dominantes de la structure tridimensionnelle et du motif élémentaire. Les formes en croissant associées au cinquième stade d'évolution de ces structures, observées lorsque la cambrure atteint une saturation, sont alors à rapprocher avec les formes en "fer à cheval" émergeant de l'instabilité tridimensionnelle d'ondes de gravité à forte cambrure. Ainsi, il semble que les formes tridimensionnelles en croissant caractéristiques de ces champs de vagues du stade 5, soient dues à la présence d'interactions non-linéaires résonnantes d'ordre 4. Il est donc important de prendre en compte ces interactions d'ordre 4 sont donc à prendre en compte dans la modélisation du terme de transfert d'énergie non linéaire intervenant dans le bilan radiatif pour permettre de rendre compte de la dispersion angulaire d'énergie dans les spectres directionnels de la mer du vent. Une perspective intéressante de la mise en évidence des structures tridimensionnelles des vagues de vent courtes serait d'étudier leur existence en présence d'ondes longues en site naturel. Cependant, pour effectuer un parallèle avec cette étude, le fetch devrait alors être défini comme la distance à partir de laquelle ces vagues courtes ont été générées et non pas comme la distance totale d'action du vent. En effet, les vagues de vent courtes sont observées en mer lorsque le vent souffle suffisamment fort pour qu'elles soient générées puis dissipées régulièrement à la suite d'événement causant un lissage de la surface (déferlements, trous du vent, etc...). On pourrait alors être amené à définir un fetch apparent pour chaque échelle de vagues.

Bibliographie

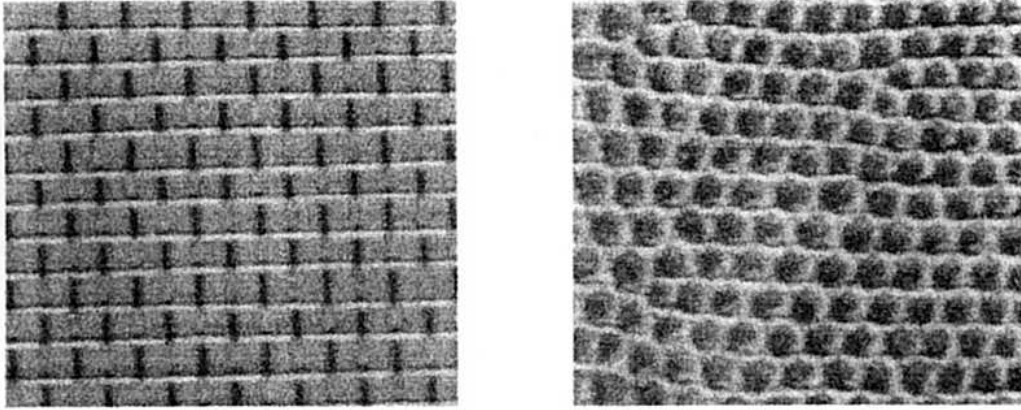
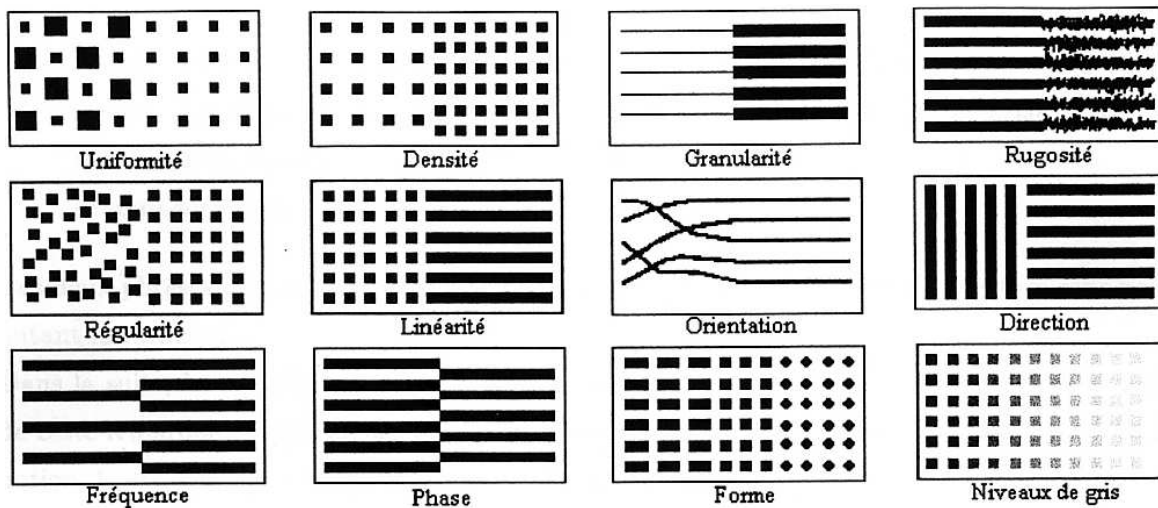
- [1] Tomita F., Y. Shirai, and Tsuji S. Description of textures by a structural analysis. *IEEE Trans. on Pat. Anal. and Mach. Intel.*, 4(2):183–191, 1982.
- [2] Vilnrotter F.M., Nevatio R., and Price K.E. Structural analysis of natural textures. *IEEE Trans. on Pat. Anal. and Mach. Intel.*, 8(1):76–89, 1986.
- [3] Kim H-B. and Park R-H. Extracting spatial arrangement of structural textures using projection information. *Pattern recognition*, (25(3)):237–245, 1992.
- [4] Ip H.H.S. and Lam S.W.C. Three-dimensional structural texture modeling and segmentation. *Pattern recognition*, (28(9)):1299–1319, 1995.
- [5] T. Matsuyama, S-I. Miura, and M. Nagao. Structural analysis of natural textures by fourier transformation. *Computer Vision, Graph. and Image Proc.*, 24:347–362, 1983.
- [6] Kimmoun O. *Etude théorique et expérimentale des champs de vague à courtes crêtes*. Phd thesis, Univ. Méditerranée, IRPHE, july 1997.
- [7] Starovoitov V.V. Simplified technique of structure extraction from textural images. *In 5th Int. Conf. Comput. Anal. of Images and Patterns*, pages 259–266, 1993.
- [8] Starovoitov V.V., Jeong S-Y., and Park R-H. Investigation of texture periodicity extraction. *In Visual Communication and Image Processing*, pages 870–881, 1995.

Annexe A

Annexes

A.1 L'analyse de texture

L'analyse de texture regroupe un ensemble de méthodes destinées à quantifier la perception humaine des informations contenues dans une image afin d'automatiser leur reconnaissance. Ces méthodes sont largement utilisées dans le domaine militaire pour détecter automatiquement sur des images la présence d'éléments ayant des textures caractéristiques. Il est donc nécessaire en premier lieu d'explicitier la notion de texture. La définition d'une texture est à l'origine liée à la manière dont les fils d'une étoffe sont entrecroisés. Mais cette définition a ensuite été étendue à d'autres domaines comme en géologie où la texture est considérée comme un ensemble de caractères définissant l'agencement et les relations spatiales des minéraux d'une roche. La notion de texture sera dans ce qui suit limitée à la texture visuelle par opposition à la texture tactile. Les deux définitions présentées mettent en avant la nature structurée de la texture. Il existe également des textures dites aléatoires lorsqu'aucune échelle ni direction privilégiée n'est distinguable. Cependant, nous ne nous intéresserons ici qu'aux textures structurées appelées textures structurelles. Une texture structurelle peut être considérée comme la répartition spatiale de motifs élémentaires de base dans différentes directions de l'espace suivant une certaine règle de placement comme c'est le cas pour les exemples de la figure 6.1. La perception de ces textures par l'œil humain a fait l'objet de nombreuses études notamment basées sur les expériences psychovi-

FIG. 6.1 – *Exemples de textures structurales.*FIG. 6.2 – *Attributs d'une texture.*

suelles de Julesz [?], Tamura [?] et Gagalowicz [?]. Ces études ont notamment permis de mettre en évidence un ensemble d'attribut visuels utilisés par l'homme pour distinguer les différentes textures. La figure 6.2 fourni une représentation graphique de ces différents attributs visuels. L'attribut que nous souhaitons caractériser dans cette étude sur la structure tridimensionnelle des champs de vagues de vent courtes correspond, sur cette figure, à la régularité. L'objet de ce travail n'est pas de faire une revue des méthodes d'analyse de ces textures structurales cependant les références à quelques

travaux majeurs sont données constituant un éventuel point de départ vers une analyse plus détaillée [1, 5, 2, 3, 7, 8, 4]. Nous ne retiendrons ainsi que l'idée générale de ces méthodes qui visent à rechercher et à decrire des éléments structurants d'une image afin d'en étudier ensuite la répartition spatiale au sein de l'image.

A.2 article sur l'instabilité 3D oscillante

COLLARD F. et CAULLIEZ G. "Oscillating crescent-shaped water wave patterns"
publié dans European Journal of Mechanics/B fluids vol 18 N ° 3 1999

A.3 article sur l'évolution 3D des vagues de vent courtes

CAULLIEZ G. et COLLARD F. "Three-Dimensional Evolution of Wind Waves
From Gravity-Capillary to Short Gravity Range"
publié dans Physics of Fluids vol 11 N ° 11 1999