



HAL
open science

Propagation et réflexion de la marée interne: une étude numérique et expérimentale.

Mahdi Mohammad Mahdizadeh

► **To cite this version:**

Mahdi Mohammad Mahdizadeh. Propagation et réflexion de la marée interne: une étude numérique et expérimentale.. Océan, Atmosphère. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT : . tel-00339961

HAL Id: tel-00339961

<https://theses.hal.science/tel-00339961>

Submitted on 28 Nov 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

N° attribué par la bibliothèque

| | | | | | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
| | | | | | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Spécialité : Océan, Atmosphère, Hydrologie

École doctorale : Terre, Univers, Environnement

Laboratoire : Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels - LEGI

Présentée par

Mahdi MOHAMMAD MAHDIZADEH

Propagation et réflexion de la marée interne : une étude numérique et expérimentale.

Directeur de thèse : **Chantal STAQUET**

Soutenue le 14 Novembre 2008 devant le jury composé de :

| | | | |
|-----------------|-----------------------|------------|----------------------------|
| Philippe | CARDIN | Président | LGIT, GRENOBLE |
| Olivier | EIFF | Rapporteur | IMFT, TOULOUSE |
| Francis | DALAUDIER | Rapporteur | Service d'Aéronomie, PARIS |
| Richard | SCHOPP | Examineur | IFREMER, BREST |
| Philippe | CARDIN | Examineur | LGIT, GRENOBLE |
| Jöel | SOMMERIA-KLEIN | Examineur | LEGI, GRENOBLE |

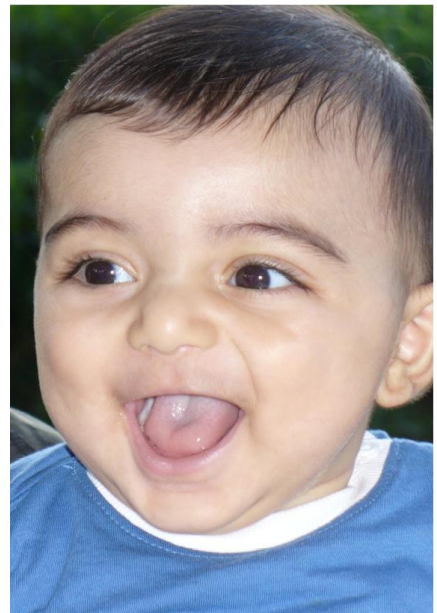
Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels - LEGI
BP53 rue de la piscine
38041 Grenoble Cedex 09



À ma famille

Spécialement mes parents et ma femme

Et à mon fils "Arash"



Remerciements

Cette thèse, bien que signée de mon seul nom, ne doit pas être attribuée à mon seul travail. Je tiens à remercier ici tous ceux qui m'ont aidé, soutenu et encouragé pendant ma thèse. En rédigeant ces quelques lignes de remerciements, je me rends compte qu'il est difficile d'exprimer clairement sa reconnaissance envers tous ceux qui le mériteraient.

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Chantal Staquet, qui m'a transmis un vif intérêt pour le travail scientifique sur les marées internes. Elle a parfaitement joué son rôle de directeur de thèse, tant du côté scientifique que du côté humain.

Mes remerciements vont aussi au jury qui m'a fait l'honneur de bien vouloir juger mon travail. Je tiens tout d'abord à remercier Philippe CARDIN pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury. Je remercie également chaleureusement Olivier EIFF et Francis DALAUDIER, tous deux rapporteurs, qui ont consacré une partie de leur temps précieux à relire ce manuscrit et à faire des commentaires constructifs. Je remercie cordialement Richard SCHOPP, Philippe CARDIN et Joël Sommeria d'avoir accepté d'être les examinateurs de ma thèse.

Un grand merci à Joël Sommeria, directeur de l'équipe CORIOLIS, pour le temps qu'il m'a consacré et ces précieux conseils, sans lesquels je n'aurais pu réaliser ma thèse. J'ai appris des grands choses de lui qui seront important pour moi pendant ma vie personnelle et scientifique.

J'ai appris également beaucoup de choses de Henri DIDELLE que je n'oublierai jamais. Je remercie, également T. Gerkema, B. Voisin, T. Dauvois, M. Mercier, I. Pairaud et L. Gostiaux pour leurs discussions utiles et S. Viboud, H. Didelle, G. Delerce, pour leur aide pendant les expériences.

Je remercie également les personnels des laboratoires LEGI et CORIOLIS, de l'école doctorale Terre, Univers, Environnement (TUE) et de l'université Joseph Fourier (UJF) de Grenoble qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de cette thèse.

Je remercie tous mes amis, spécialement mes amis iraniens, pour leur soutien et pour tous les fantastiques moments passés ensemble qui restent pour moi des très bons souvenirs liés à ma thèse tout au long de mon séjour en France, particulièrement à Grenoble.

Je tiens évidemment à remercier mes parents, mes sœurs et mon frère, pour ce qu'ils sont, pour tout qu'ils ont fait pour moi et parce que rien ne serait aussi bien sans eux.

Merci à toi mon fils "Arash", pour qui, chaque jour, je fais de mon mieux pour être un bon père à tes yeux. Tu as été ma force à la fin de ces années de travail. Quand je te regarde j'oublie mes problèmes et je me trouve vraiment heureux.

J'adresse mes remerciements plus particulièrement à ma chère épouse, Fatemeh, qui a toujours été présente à mes côtés à Grenoble, loin de sa famille en IRAN. A chaque instant elle m'a apporté son aide, son soutien et son amour afin de franchir les durs moments de ma thèse.

Mes remerciements vont également au Ministère de la Science, de la Recherche et de la Technologie d'Iran grâce auquel j'ai pu bénéficier d'une bourse doctorale (Numéro 800454).

Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduction | 15 |
| 1.1 | Ondes internes en milieu infini | 15 |
| 1.1.1 | Des ondes de surface aux ondes internes | 16 |
| 1.1.2 | Ondes de gravité internes et la croix de Saint-André | 17 |
| 1.1.3 | La relation de dispersion en présence de rotation | 23 |
| 1.1.4 | Energies cinétique et potentielle dans les cas avec et sans rotation | 25 |
| 1.2 | Réflexion d'une onde interne sur une paroi | 25 |
| 1.2.1 | Réflexion des ondes internes sur une pente | 26 |
| 1.2.2 | Une onde interne plane qui se réfléchit sur une paroi horizontale ne produit pas d'harmoniques | 28 |
| 1.2.3 | Génération d'harmonique | 30 |
| 1.3 | Marée interne | 32 |
| 1.3.1 | Quantification du transfert d'énergie de la marée barotrope vers la marée barocline | 36 |
| 1.3.2 | Marée interne et solitons | 38 |
| 2 | Quelques résultats numériques | 41 |
| 2.1 | Code de calcul et méthode numérique utilisée | 41 |
| 2.2 | Paramètres physiques et numériques utilisés dans le code MITgcm | 42 |
| 2.3 | Résultats numériques | 43 |
| 2.3.1 | Comparaison de la relation de dispersion | 44 |
| 2.3.2 | Existence de rayons de fréquences harmoniques | 46 |
| 2.3.3 | Propagation de la marée interne en présence d'une thermocline | 46 |
| 2.3.4 | Différence entre le cas hydrostatique et le cas non-hydrostatique | 51 |
| 2.3.5 | Résultats du code parallèle | 52 |
| 2.3.6 | Résultats avec conditions expérimentales | 54 |
| 3 | Dispositif et méthodes expérimentales | 57 |
| 3.1 | La plate-forme CORIOLIS | 58 |
| 3.2 | La vélocimétrie par images de particules (P.I.V) | 60 |
| 3.3 | Installation expérimentale | 64 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.3.1 | Talus et canal utilisés pour les expériences | 65 |
| 3.3.2 | Champs de densité | 66 |
| 3.3.2.a | Mesure de densité et calcul de la fréquence de Brunt-Väisälä (N) | 67 |
| 3.4 | Description des expériences | 69 |
| 3.4.1 | Système de coordonnées et points de mesure de séries temporelles | 69 |
| 3.4.2 | Paramètres expérimentaux | 69 |
| 3.4.3 | Tableau des expériences réalisées | 71 |
| 3.5 | Difficultés rencontrées | 74 |
| 4 | Résultats expérimentaux : cas sans rotation | 77 |
| 4.1 | Comparaison avec la théorie des rayons | 77 |
| 4.2 | Courant barotrope | 78 |
| 4.2.1 | Amplitude du courant barotrope normalisé | 79 |
| 4.2.2 | Influence de différents paramètres sur le courant barotrope normalisée | 81 |
| 4.2.2.a | L'effet de la hauteur d'eau sur le talus | 81 |
| 4.2.2.b | L'effet de l'amplitude d'oscillation | 81 |
| 4.2.2.c | L'effet de la période d'oscillation | 82 |
| 4.3 | Flux du courant barotrope | 82 |
| 4.4 | Séries temporelles de la vitesse horizontale | 85 |
| 4.4.1 | Série temporelle de la vitesse horizontale en un point | 85 |
| 4.4.2 | Vitesse normalisée en deux points à différentes hauteurs d'eau | 86 |
| 4.5 | Courant barotrope et le courant barocline | 86 |
| 4.6 | Profils de vitesse longitudinale dans le faisceau | 87 |
| 4.6.1 | Enveloppe de la vitesse longitudinale suivant la ligne perpendiculaire au rayon | 87 |
| 4.6.2 | Amplitude de la vitesse longitudinale pour le rayon incident principal | 90 |
| 4.7 | Amplitude du courant | 91 |
| 4.7.1 | Amplitude de la vitesse horizontale sur la ligne perpendiculaire au rayon | 91 |
| 4.7.2 | Amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendiculaires au rayon et dans le rayon et largeur du faisceau | 93 |
| 4.7.2.a | Amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendicu- laires au rayon | 94 |
| 4.7.2.b | Largeur du faisceau | 96 |
| 4.8 | Mesure de la phase du champ d'ondes et autre estimation de la largeur du fais- ceau | 96 |
| 4.8.1 | Calcul de la vitesse de phase au milieu du faisceau | 97 |
| 4.8.2 | Influence des paramètres expérimentaux sur le vecteur d'onde et la vi- tesse de phase | 100 |
| 4.8.2.a | Influence du temps | 100 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.8.2.b | Influence de l'amplitude d'oscillation | 101 |
| 4.8.2.c | Influence de la distance à la zone de génération du rayon | 103 |
| 4.9 | Génération des fréquences harmoniques | 104 |
| 4.9.1 | Influence de l'amplitude d'oscillation sur les harmoniques | 105 |
| 4.9.2 | Influence de la thermocline | 107 |
| 4.9.3 | Instabilité paramétrique dans le rayon | 109 |
| 4.10 | Directions de la vitesse de phase et de la vitesse de groupe | 109 |
| 4.11 | Transformée de Hilbert | 112 |
| 4.11.1 | Principe de la transformée de Hilbert | 112 |
| 4.11.2 | Application aux expériences | 115 |
| 4.12 | Étude de la réflexion à l'aide de la transformée de Hilbert | 116 |
| 5 | Résultats expérimentaux : cas avec rotation | 121 |
| 5.1 | Comparaison avec la théorie des rayons | 121 |
| 5.2 | Courant barotrope | 122 |
| 5.2.1 | Les effets de la rotation et de l'amplitude d'oscillation sur le courant barotrope | 124 |
| 5.2.2 | Influence de différents paramètres sur le courant barotrope normalisée | 126 |
| 5.2.2.a | L'effet de la hauteur d'eau sur le talus | 126 |
| 5.2.2.b | L'effet de l'amplitude d'oscillation | 127 |
| 5.2.2.c | L'effet de la période de la rotation | 128 |
| 5.2.2.d | L'effet de la période d'oscillation | 128 |
| 5.2.2.e | La sensibilité à la hauteur d'eau sur le talus | 129 |
| 5.3 | Flux du courant barotrope | 129 |
| 5.4 | Série temporelle de la vitesse horizontale | 129 |
| 5.4.1 | Série temporelle de la vitesse horizontale en un point | 129 |
| 5.4.2 | Vitesse normalisée en deux points à différentes hauteurs d'eau | 131 |
| 5.5 | Profils de vitesse longitudinale dans le faisceau | 131 |
| 5.5.1 | Enveloppe de la vitesse longitudinale suivant la ligne perpendiculaire au rayon | 132 |
| 5.5.2 | Amplitude de la vitesse longitudinale pour le rayon incident principal | 133 |
| 5.6 | Amplitude du courant | 133 |
| 5.6.1 | Amplitude de la vitesse horizontale sur la ligne perpendiculaire au rayon | 135 |
| 5.6.2 | Amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendiculaires au rayon et largeur du faisceau | 137 |
| 5.6.2.a | Amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendiculaires au rayon | 137 |
| 5.6.2.b | Largeur du faisceau | 138 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.7 | Mesure de la phase du champ d'ondes et autre estimation de la largeur du faisceau | 140 |
| 5.7.1 | Influence des paramètres expérimentaux sur la vitesse de phase | 140 |
| 5.7.1.a | Influence du temps | 140 |
| 5.7.1.b | Influence de l'amplitude d'oscillation | 141 |
| 5.7.1.c | Influence de la distance à la zone de génération du rayon | 141 |
| 5.8 | Génération des fréquences harmoniques | 142 |
| 5.8.1 | Instabilité paramétrique dans le rayon | 143 |
| 5.9 | Transformée de Hilbert | 145 |
| 6 | Conclusions et perspectives | 149 |
| 6.1 | Conclusions | 149 |
| 6.2 | Perspectives | 154 |
| A | Des résultats supplémentaires | i |
| A.1 | Influence de différents paramètres sur la vitesse barotrope en cas sans rotation | i |
| A.1.1 | L'effet de l'amplitude d'oscillation | i |
| A.1.2 | L'effet de la période d'oscillation | i |
| A.2 | Influence de différents paramètres sur la vitesse barotrope pour le cas avec rotation | iii |
| A.2.1 | L'effet de l'amplitude d'oscillation | iii |
| A.2.2 | L'effet de la période d'oscillation | iii |
| A.2.3 | L'effet de la période de la rotation | v |
| A.3 | Transformée de Hilbert | vi |

Préambule

L'étude des océans est motivée par un intérêt grandissant pour les questions environnementales. Contrôler et préserver le milieu marin peut être considéré comme un des enjeux majeurs de ce siècle.

Or on soupçonne de plus en plus que la génération et la dissipation des ondes et marées internes ont un impact non négligeable sur la circulation générale. Ces ondes internes se forment généralement lors de l'interaction entre un courant et un relief. Lorsque le courant est dû à la marée elles sont appelées marées internes.

Des marées internes peuvent être trouvées presque partout dans l'océan. Comme dit ci-dessus, elles sont produites par le passage de la marée barotrope au-dessus de la topographie sous-marine [5, 4, 36]. Les marées internes sont parmi les ondes internes les plus énergiques dans l'océan, et jouent un rôle significatif dans le mélange dans l'océan profond et dans les mers peu profondes [58, 24, 37, 89, 68, 77, 27]. L'énergie des marées barotropes est estimée à 3.5 TW. De ceci, environ 1/3 est transféré aux marées internes au voisinage de topographies telles que les dorsales au milieu des océans ; cette estimations est issue des observations [18] ou de modèles numériques à grande échelle [44].

Les mécanismes d'interaction entre les ondes internes et la topographie sous-marine ne sont pas bien compris aujourd'hui. Par exemple, les vitesses induites dans ces circonstances ne sont pas connues et peuvent être d'importance pour la conception des structures en mer et des installations sur le fond sous-marin.

En zone côtière, l'existence des ondes internes et plus particulièrement des marées internes semble affecter les processus de remise en suspension des sédiments, impliquer la formation de fronts froids et l'existence de taches froides au-dessus des talus. Ces eaux, riches en nutriments, permettent à la vie de se développer [8]. Les océanographes observent depuis longtemps une forte activité interne de l'océan au voisinage de ces talus. Les ondes internes bénéficient indéniablement d'un regain d'intérêt depuis une vingtaine d'années dans la communauté scientifique internationale.

La dynamique des marées internes peut être étudiée de quatre manières différentes :

Par l'observation : Les informations collectées sur la dynamique réelle des océans et de l'atmosphère amènent les scientifiques à élaborer des théories sur le fonctionnement de ces systèmes. Ces mêmes théories seront validées si les prédictions qu'elles fournissent sont à leur tour confirmées par de nouvelles observations.

A notre connaissance nous avons très peu de mesures dans l'océan pour la marée interne. Les variations de hauteur du niveau de la mer induites par les marées internes sont généralement faibles. Il est donc difficile d'observer leur signature en surface dans la plupart des régions du monde.

Même si elle offre des perspectives très intéressantes, l'observation spatiale en zones côtières ne permet pas aujourd'hui de répondre à toutes les questions posées.

Par la modélisation numérique : Cette démarche permet de proposer une explication aux phénomènes observés, mais elle permet surtout de détecter l'existence d'autres phénomènes invisibles par l'observation seule. La résolution actuelle des modèles numériques de grande échelle ne permet pas de décrire la dynamique des ondes internes de manière satisfaisante. Il est donc nécessaire de recourir à un autre moyen d'étude pour calibrer et valider les expériences numériques.

Par l'élaboration de modèle théoriques : aujourd'hui, ceux-ci concernent surtout le transfert d'énergie entre la marée barotrope et la marée barocline et la paramétrisation du mélange par la marée interne.

Par l'expérimentation : Les théories inspirées de l'observation des océans et de l'atmosphère peuvent difficilement être appliquées dans des configurations réelles. Les expériences de laboratoire sont alors essentielles pour tester ces théories dans des conditions contrôlées. Elles peuvent à leur tour être source d'information pour alimenter la connaissance globale des phénomènes. De plus, l'expérience est une maquette des conditions réelles à petite échelle avec laquelle on peut étudier la plupart des phénomènes existants de façon contrôlable et reproductible.

L'objet de cette thèse est d'étudier la dynamique de la marée interne. L'étude a porté sur la propagation et la réflexion de la marée interne émise par interaction d'un courant barotrope oscillant, simulant la marée barotrope, avec un talus continental. Pour cela une étude numérique préliminaire a été menée mais le cœur de la thèse est l'analyse de données de séries d'expériences menées sur la grande plaque Coriolis en 2006. L'étude numérique a été menée durant la première année sous la direction de Madame Chantal Staquet tandis que l'analyse des données expérimentales a été menée dans l'équipe Coriolis sous la responsabilité de Monsieur Jöel Sommeria.

Cette thèse a été effectuée à l'aide d'une bourse du ministère de la science, de la recherche et de la technologie de l'IRAN et soutenue par le contrat numéro ANR-05-BLAN-0176-01.

Dans le cadre de ce mémoire, au premier chapitre nous présentons la théorie des ondes internes et leur réflexion sur une paroi ainsi que la marée interne.

Le chapitre 2 contient l'étude numérique qualitative que nous avons menée durant la première année. Cette étude s'est appuyée sur le code du MITgcm, que nous décrivons brièvement. Le cas idéalisé d'une stratification constante à été principalement considéré mais nous avons aussi examiné l'influence d'une thermocline sur la structure de la marée interne.

Le dispositif et la méthode expérimentale pour mener les expériences sur la plaque Coriolis sont décrits dans le chapitre 3. Le tableau des expériences réalisées est également inclus en fin de chapitre.

Le chapitre 4 présente une analyse détaillée des résultats expérimentaux pour les cas sans rotation. La structure du rayon de marée interne et l'influence des effets non linéaires, qui conduisent pour la première fois dans une expérience de laboratoire à la génération d'harmoniques et à une instabilité paramétrique sous-harmonique sont les résultats marquants de ce chapitre.

Le chapitre 5 concerne les expériences avec rotation, dont les résultats sont analysés puis comparés à ceux du chapitre précédent.

Ce mémoire se termine par une conclusion générale et quelques perspectives.

Liste des symboles

| | | | |
|-----------------------|---|-------------------------------------|---|
| g | accélération de gravité | $A_n(Flux_{norm})$ | amplitude du flux du courant barotrope normalisé |
| $\rho(x, y, t)$ | champ de densité | | |
| σ | coordonnée transverse du faisceau | α, γ | angle de la pente |
| S | coordonnée longitudinale du faisceau | θ | angle du rayon d'énergie par rapport à la horizontale |
| KE | énergie cinétique | $\vec{u}(u, v, w)$ | champ et composants de vitesse |
| PE | énergie potentielle | U_{norm} | composante horizontale de vitesse normalisée |
| N | fréquence de Brunt-Väisälä | \bar{U}_{norm} | courant barotrope normalisé par U_0 |
| f | fréquence de la rotation | $Flux_{norm}$ | flux du courant barotrope normalisé |
| ψ | fonction d'onde | ω | fréquence d'oscillation |
| λ | longueur d'onde | $h(x)$ | hauteur de topographie |
| ρ | masse volumique | $\frac{\pi}{k} = \frac{\lambda}{2}$ | largeur du faisceau |
| P_r | nombre de Prandtl | T_R | période de rotation de la plate-forme Coriolis |
| \vec{k}, K | vecteur d'onde, norme du vecteur d'onde | T | période d'oscillation |
| ν | viscosité cinématique | $\varphi_n(u)$ | phase de la nième harmonique en un point |
| μ | viscosité dynamique | H | profondeur total d'eau |
| C_g | vitesse de groupe | $u(x, y, t)$ | vitesse horizontale |
| C_p | vitesse de phase | u_s | vitesse longitudinale |
| $A_n(u)$ | amplitude de la vitesse horizontale pour la nième harmonique | U_0 | vitesse maximum du piston ($= \omega d_0$) |
| d_0 | amplitude d'oscillation du piston | \bar{U} | vitesse moyenne du courant barotrope |
| $A_n(\bar{U}_{norm})$ | amplitude du courant barotrope normalisé pour la nième harmonique | | |

Chapitre 1

Introduction

Une partie de cette introduction est basée sur les travaux de L. Gostiaux [32], I. Pairaud [63] et R. Godoy-Diana ¹.

1.1 Ondes internes en milieu infini

L'étude des fluides stratifiés est une branche encore récente de la mécanique des fluides. En effet, les motivations sont apparues au 20ème siècle avec l'engouement pour l'étude des océans et de l'atmosphère.

Lorsque les variations de densité se font selon une seule direction, on parle de fluides stratifiés. L'eau des océans est plus salée en profondeur. L'eau des océans et des lacs est aussi plus froide, donc plus dense, au fur et à mesure que l'on descend (la plongée sous-marine permet d'expérimenter très vite ce phénomène !). L'atmosphère également devient moins dense avec l'altitude, et la portance des avions s'en ressent. On peut retrouver des ondes internes dans toutes ces situations physiques, mais nous nous limiterons ici aux océans.

Un fluide stratifié peut donc être considéré comme un milieu continu dont chaque élément est susceptible de vibrer autour de sa position d'équilibre. Il est par conséquent légitime d'étudier la propagation d'ondes dans ce milieu et, comme nous allons le voir, cela conduit à des résultats étonnants.

Suite aux premières visualisations en laboratoire d'ondes internes datant

¹<http://www.ladhyx.polytechnique.fr/people/ramiro/modex/modexOI.pdf>

de Mowbray et Rarity [57], des travaux théoriques se sont attelés au problème océanographique de l'émission d'ondes par les marées et le forçage de surface des vents, ainsi qu'à la nature des instabilités susceptibles d'affecter ces ondes. Plus récemment, l'importance des interactions entre ces ondes et les fonds océaniques a été mesurée [19]. Les analyses théoriques et expérimentales de ce phénomène critique sont encore un sujet ouvert.

1.1.1 Des ondes de surface aux ondes internes

A l'image des ondes de gravité de surface, connues de tous, telles que la houle ou la marée, il peut exister des ondes à l'intérieur même de la masse d'eau, si celle-ci est suffisamment stratifiée. Dans l'océan, on trouve ces ondes principalement au niveau de la thermocline où la différence de densité est due à un fort gradient de température, ainsi qu'en zone côtière au niveau de la halocline, où la différence de densité est pilotée par les différences de salinité (apport d'eau douce des fleuves).

Dans le cas de l'interface air/mer, la densité de l'air est si petite devant celle de l'eau qu'elle n'intervient pas dans la vitesse de propagation des ondes de surface : $c = \sqrt{gH}$, où g est la constante gravitationnelle et H la profondeur. Alors que dans le cas d'ondes internes, la densité des différentes couches est très proche et ne peut être ignorée. Par exemple, dans le cas d'un modèle à deux couches (Fig. 1.1 en bas), si la couche superficielle est fine devant l'épaisseur de la couche inférieure, la vitesse est donnée par la relation : $c = \sqrt{g'H}$ avec $g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}$ la gravité réduite et H la profondeur de la couche supérieure. Ce modèle à deux couches peut dans certaines situations être assez réaliste, c'est le cas notamment des eaux côtières à proximité des embouchures ou des eaux dessalées en surface, ainsi que dans les fjords, où la fonte des glaces peut laisser une couche fine d'eau douce en surface (Fig. 1.1). Voyons désormais le cas plus complexe d'un fluide continûment stratifié, où l'absence d'interface permet des propagations verticales, autorisant ainsi les échanges d'énergie entre la surface et le fond. Devant la complexité du problème, nous nous limiterons au cas où N est constant sur toute la profon-

deur, N étant la fréquence d'oscillation libre de l'océan, appelée fréquence de Brunt-Väisälä, ou de flottabilité :

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (1.1)$$

Dans le cas d'oscillations forcées, une condition nécessaire à la propagation des ondes est $\omega \leq N$ où ω est la fréquence du forçage, par exemple la marée. Dans l'océan N est compris entre 10^{-2} et $10^{-4} \text{ s}^{-1} \text{ rad/s}$.

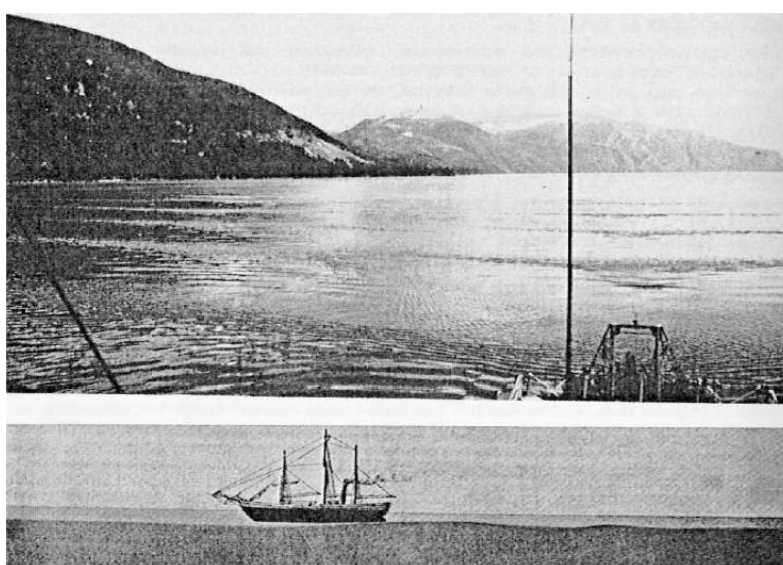


FIG. 1.1 – Signature de surface d'ondes internes dans le sillage d'un bateau [Photo courtesy of Defence Research Establishment Pacific, british Columbia], ([31], p124).

1.1.2 Ondes de gravité internes et la croix de Saint-André

Les ondes de gravité internes sont un des phénomènes que l'on trouve dans les fluides stratifiés. On peut expliquer la nature oscillatoire des fluides stratifiés en pensant à une particule de fluide dans une stratification stable (i.e. avec une densité qui augmente avec la profondeur). Lorsqu'elle se trouve déplacé de sa position d'équilibre, une force de rappel due au principe d'Archimède apparaît (voir la figure (Fig. 1.2)). Quand la particule dépasse l'équilibre dans le chemin de retour une oscillation est déclenchée.

Si l'on néglige les effets visqueux et celui de la particule fluide sur le reste du milieu, on peut obtenir facilement l'équation d'un oscillateur harmonique

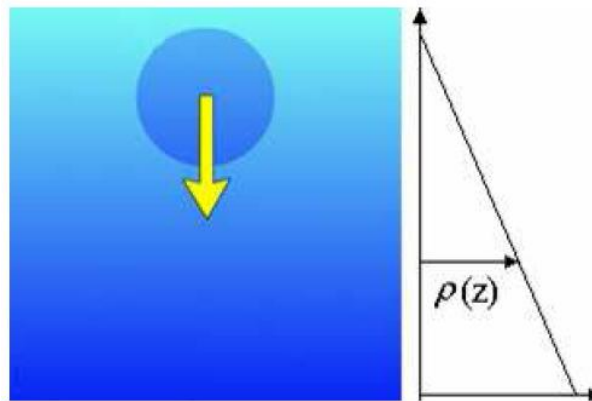


FIG. 1.2 – Schéma d'une particule fluide déplacée de sa position d'équilibre dans une stratification stable. La force de rappel est indiquée par une flèche.

simple pour modéliser le mouvement de la particule. La fréquence de cet oscillateur donnée par la fréquence de Brunt-Väisälä, est une mesure du gradient de densité locale. Elle définit la fréquence propre d'oscillation d'une particule de fluide de masse volumique ρ_0 autour de son altitude d'équilibre (selon l'axe z). Une généralisation de l'argument précédent nous permet d'analyser une autre situation qui arrive lorsque l'on applique un forçage extérieur (e.g. le cas d'un corps qui bat à une fréquence donnée en forçant les particules fluides autour de lui à osciller avec la même fréquence). Ce que l'on observe c'est le rayonnement des ondes de gravité internes. Ces ondes existent seulement dans les milieux stratifiés et ont des caractéristiques particulières (voir e.g. [47, 50, 85]). Parmi ces propriétés, on remarque spécialement que la direction de propagation de ces ondes dépend de la fréquence de forçage et aussi de la fréquence de Brunt-Väisälä locale. Une autre propriété intéressante est que la vitesse de phase des ondes internes (i.e. la vitesse de propagation des fronts d'onde) et sa vitesse de groupe (la vitesse avec laquelle l'énergie des ondes est propagée) sont perpendiculaires (voir la figure (Fig. 1.3)).

En écrivant les équations du mouvement pour un fluide stratifié dans l'approximation de Boussinesq (voir e.g. [50]), on peut trouver la relation de dispersion pour les ondes internes :

$$\omega = \pm N \sin \theta = \pm N \frac{k_x}{K} \quad (1.2)$$

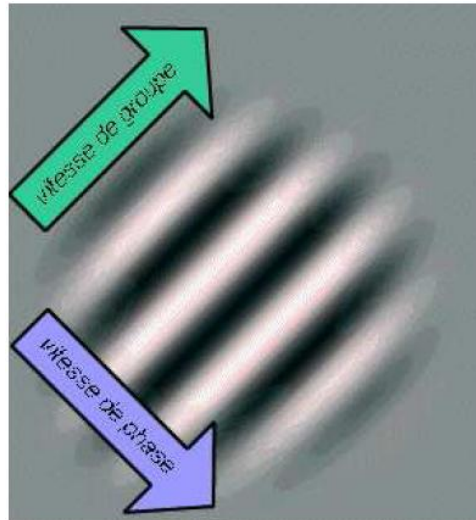


FIG. 1.3 – Vitesse de phase et vitesse de groupe des ondes internes (Source : GFD-online)

où ω est la fréquence du forçage et θ est l'angle des fronts d'onde par rapport à l'horizontale, θ est aussi l'angle du vecteur d'onde (\vec{K}) avec la verticale et $K = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$; on peut dire aussi que θ est l'angle du rayon d'énergie et de la vitesse de groupe par rapport à la direction horizontale et l'angle de la vitesse de phase et du vecteur d'onde par rapport à la direction verticale.

Cette formule est assez surprenante car le module du vecteur d'onde $K = |\vec{K}|$ n'y figure plus : il ne reste que la direction du vecteur d'onde, θ . La première propriété étonnante des ondes internes est donc de se propager selon une direction fixe lorsque la fréquence est fixée ; la longueur d'onde est en revanche quelconque.

On peut déduire de l'équation 1.2 quelques conséquences immédiates :

- si $\omega = 0$, il n'y a pas de variation horizontale et $k_x = 0$. Il ne peut y avoir de re-circulation et le fluide est bloqué ;
- toutes les pulsations $0 < \omega < N$ peuvent se propager ;
- pour $\omega = N$, $k_x \neq 0$ et $k_z = 0$, chaque colonne oscille complètement indépendamment de ses voisines. Tous les vecteurs d'ondes parallèles à x sont donc autorisés ;
- pour $\omega > N$, le vecteur d'onde \vec{K} a une partie imaginaire et l'onde est amortie.

La vitesse de phase peut être calculée à partir de la relation de dispersion :

$$\vec{C}_p = \frac{\omega}{K^2} \vec{K} = \pm \frac{N}{K} \sin \theta [\sin \theta \vec{e}_x + \cos \theta \vec{e}_z] \quad (1.3)$$

En différentiant la relation de dispersion $\omega^2 = N^2 k_x^2 / (k_x^2 + k_z^2)$, on obtient également la vitesse de groupe :

$$\vec{C}_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \vec{e}_x + \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \vec{e}_z = \pm \frac{N}{K} \cos \theta [\cos \theta \vec{e}_x - \sin \theta \vec{e}_z] \quad (1.4)$$

En effectuant le produit scalaire des expressions 1.3 et 1.4, on montre que la vitesse de groupe est donc perpendiculaire à la vitesse de phase des ondes internes comme nous avons expliqué à la figure (Fig. 1.3).

L'expérience de MOWBRAY et RARITY [57] conçue pour vérifier la relation de dispersion est à ce stade particulièrement intéressante pour bien comprendre les conséquences de ces résultats inhabituels. Il s'agit d'observer dans une cuve rectangulaire les ondes générées par un barreau oscillant verticalement à une fréquence donnée ω . La cuve est remplie d'eau salée de manière à obtenir une stratification linéaire (l'eau plus salée et donc plus dense se situe par conséquent en bas) et les ondes sont observées par ombroscopie, en utilisant le fait que l'indice optique dépend de la concentration en sel. Comme les rayons sont donnés par les directions de la vitesse de groupe, on voit donc apparaître une croix (voir la figure (Fig. 1.4)), avec quatre branches, chacune faisant un angle θ avec l'horizontale. Cette croix s'appelle la croix de Saint-André. A grande distance, on obtient en deux dimensions un rayonnement localisé sur une croix, et en trois dimensions un rayonnement localisé sur un double cône.

La figure (Fig. 1.5) montre les rayons d'énergie dans un plan vertical perpendiculaire au cylindre. Le système de visualisation fait apparaître le support du cylindre, ainsi qu'une croix de Saint-André qui caractérise la présence d'ondes internes.

Mais il est plus complexe de prédire la structure des ondes émises. Celle-ci est directement liée au couplage entre le forçage exercé par l'objet et la stratification. Différentes échelles interviennent lors de ce processus :

- La taille de l'objet. Comme nous le verrons, la taille caractéristique des

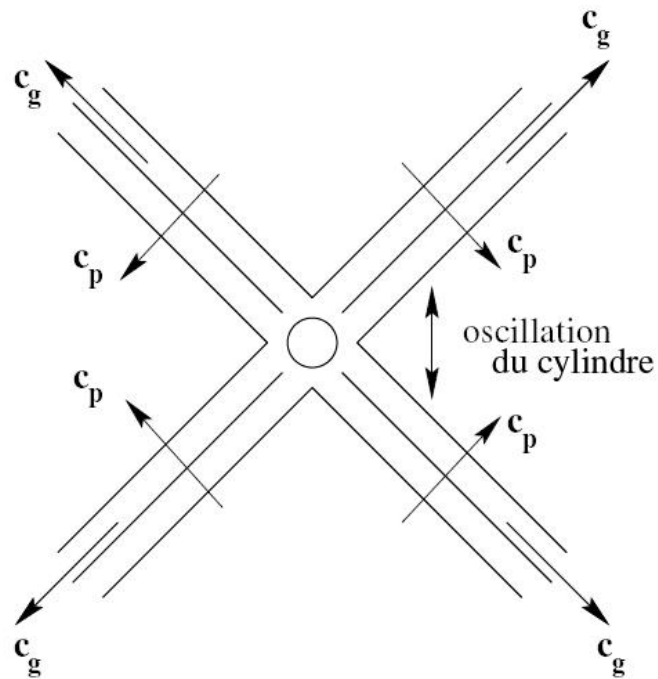


FIG. 1.4 – Schéma des ondes internes engendrées par un cylindre oscillant.

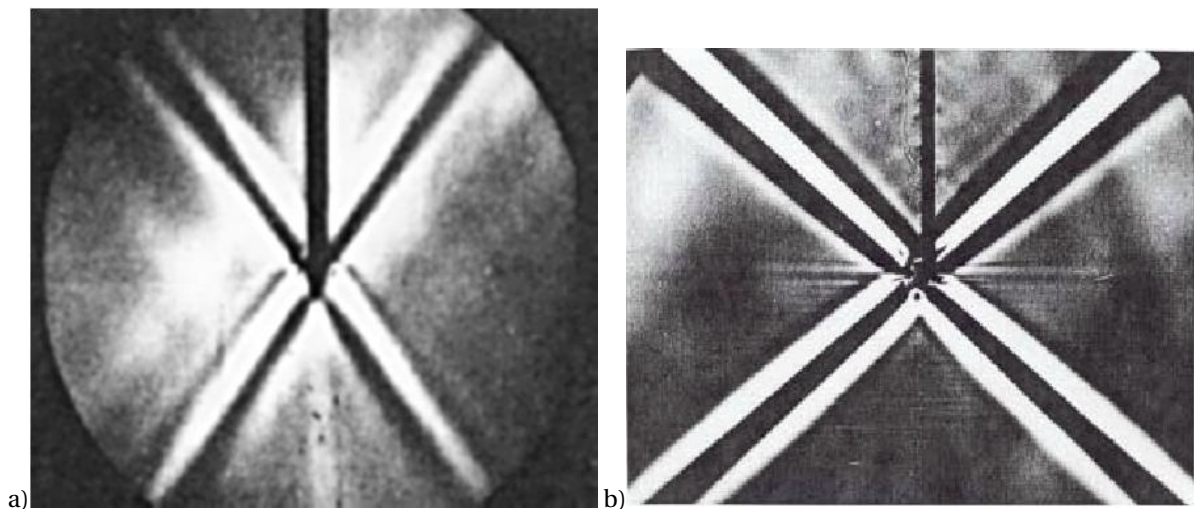


FIG. 1.5 – a) Ondes internes émises par un cylindre oscillant horizontalement, visualisée par strioscopie classique par Mowbray et Rarity (tiré de [57]). b) Croix de St Andrew dans un fluide stratifié [2].

ondes émises par un corps oscillant n'est pas nécessairement celle de l'objet.

- L'amplitude des oscillations, distinguant deux régimes de faible et forte amplitude au regard de la taille de l'objet.
- La forme de l'objet, mesurée par son rayon de courbure local. En effet

une sphère et un cube, de dimensions semblables, ne rayonnent pas identiquement.

- L'épaisseur de la couche limite visqueuse autour de l'objet, fonction de la fréquence d'oscillation et la viscosité.

Ces quatre grandeurs sont susceptibles, suivant les régimes et les régions de l'espace considérés, de contrôler la structure spatiale de l'onde. Dans un premier temps, nous nous intéresserons au rayonnement à grande distance, bien décrit par différents modèles analytiques linéaires.

En 1943, H. Görtler [34] réalisa la première expérience permettant de visualiser les ondes émises par un cylindre oscillant dans un fluide stratifié. Il travailla dans une configuration bidimensionnelle, lui permettant d'utiliser une méthode de strioscopie classique pour visualiser les perturbations du champ de densité. Ce fut la première vérification expérimentale de la relation de dispersion des ondes internes.

Il faut attendre 1967 pour qu'une expérience semblable soit à nouveau menée par Mowbray et Rarity [57] et dont les résultats serviront à établir la première théorie du rayonnement émis à grande distance par un corps oscillant proposée par Thomas et Stevenson [82] en 1972.

Cas limite des grands objets : Le calcul analytique de Hurley et Keady [39] était destiné à mieux modéliser la structure des ondes internes au voisinage des corps oscillants. Il se trouve que cette théorie modélise également l'émission d'ondes par les corps de très grande dimension devant l'épaisseur de la couche limite. Dans ce cas, la bimodalité devient très prononcée et le rayon émis se scinde alors en deux.

Le faisceau est tellement bimodal que sa partie haute et sa partie basse deviennent alors indépendantes. Huit faisceaux sont émis aux quatre points de tangence du cylindre avec les deux directrices des ondes permises par la relation de dispersion, c'est-à-dire faisant l'angle $\theta = \sin^{-1}(\omega/N)$ avec l'horizontale (voir la figure (Fig. 1.6)).

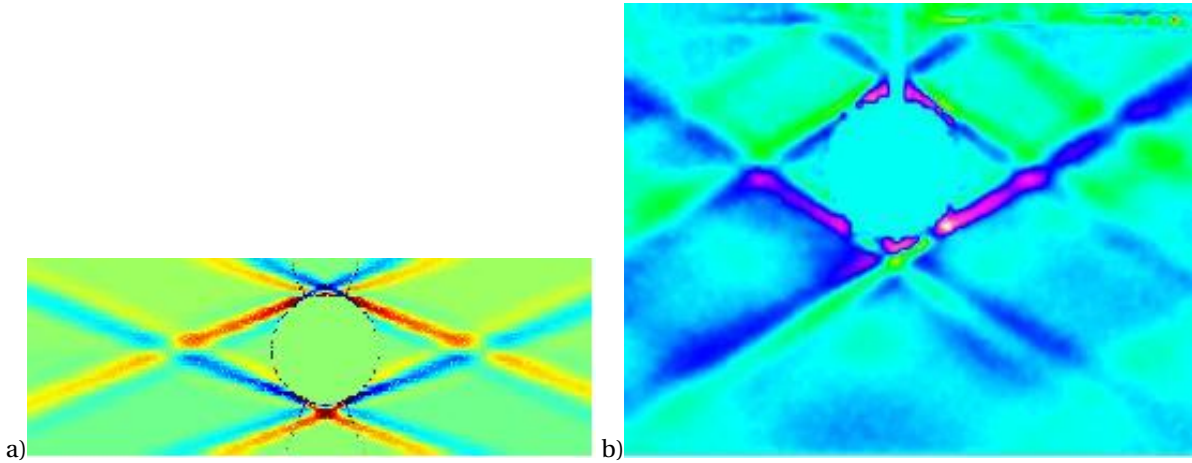


FIG. 1.6 – Croix de St André dans un fluide stratifié avec un cylindre de grand diamètre [39], a) la théorie, b) l'expérience.

1.1.3 La relation de dispersion en présence de rotation

Les ondes de gravité internes sont en soi un sujet d'études relativement complexe, comme nous avons pu le voir jusqu'à présent.

L'étude des fluides stratifiés en rotation présente une durable anisotropie provenant de la direction privilégiée de l'axe de rotation du fluide et celle de la gravité. Les équations complètes du mouvement pour un fluide parfait incompressible s'écrivent dans ce cas :

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla P - 2\vec{\Omega} \times \vec{u} - \frac{\mathbf{g}}{\rho_0} \rho \hat{k} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (1.7)$$

Le terme $2\vec{\Omega} \times \vec{u}$ représente la force de Coriolis, \vec{u} le champ de vitesse, \mathbf{g} l'accélération de gravité, ρ la masse volumique et \hat{k} le vecteur unité suivant la direction verticale. Dans ce qui suit, on suppose que $\vec{\Omega}$ et \vec{g} ont même direction, qui est la direction verticale.

Dans ces conditions en supposant que les variations suivant y sont nulles et négligeables, les équations du mouvement linéarisées autour de l'état de

repos s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} P_x - 2\Omega v \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = +2\Omega u \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} P_z - \frac{\rho' g}{\rho_0} \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -w \frac{d\bar{\rho}}{dz} \quad (1.11)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1.12)$$

où ρ_0 est une densité de référence, ρ' l'écart de densité par rapport à l'équilibre hydrostatique et $\bar{\rho} = \rho - \rho'$ le champ de densité à l'équilibre hydrostatique.

On obtient facilement l'équation de propagation des ondes :

$$\Delta \psi_{tt} + f^2 \psi_{zz} + N^2 \psi_{xx} = 0 \quad (1.13)$$

où $u = \psi_z$ et $w = -\psi_x$ et $f = 2\Omega$ est la paramètre de Coriolis.

La relation de dispersion s'écrit alors pour une solution en onde plane de la forme $\psi = \psi_0 e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)}$:

$$\omega^2 K^2 = N^2 k_x^2 + f^2 k_z^2 \quad (1.14)$$

et impose à ω d'être borné entre f et N ($f < \omega < N$), quelles que soient les valeurs respectives de ces deux pulsations. Dans le cas de l'océan et de l'atmosphère, $f < N$, ce que nous supposons par la suite.

En terme d'angle, la relation de dispersion peut être écrite :

$$\theta = \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - f^2}} \right) \quad (1.15)$$

où θ est toujours défini par la relation $k_x/k_z = \pm \tan \theta$.

Dans le cadre de notre expérience la différence entre le cas sans rotation et le cas avec rotation est visible.

A partir de la relation de dispersion en présence de rotation (1.15) on a l'équation ci dessous :

$$\tan^2 \theta = \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \quad (1.16)$$

Ici ω est la fréquence des ondes avec $\omega = \frac{2\pi}{T}$ où T est la période d'oscillation, et f le paramètre de Coriolis est défini par $f = 2\Omega = 2 \times \frac{2\pi}{T_R}$ où T_R est la période de rotation du système.

1.1.4 Energies cinétique et potentielle dans les cas avec et sans rotation

D'après Gill [31], le rapport de l'énergie cinétique KE à l'énergie potentielle PE des ondes internes en présence de rotation est :

$$\frac{\mathbf{KE}}{\mathbf{PE}} = \frac{\omega^2 + f^2 \cos^2 \theta}{\omega^2 - f^2 \cos^2 \theta} = 1 + \frac{2f^2}{N^2} \cot^2 \theta. \quad (1.17)$$

Cette relation montre que les énergies cinétique et potentielle sont égales dans le cas sans rotation, parce que f est nulle, tandis que KE est toujours supérieure à PE dès que f est non nulle. Pour le cas avec rotation, pour nos expériences, la valeur minimum de f est égale à 0.0967 rad/s, la valeur maximum de N vaut 0.75 rad/s et la valeur maximum de θ est égale 20 degrés donc de nos expériences nous avons : $\mathbf{KE} = (1 + 1.2508) \times \mathbf{PE} = 2.2508 \times \mathbf{PE}$.

Dans les chapitres 4 et 5, nous comparons des expériences sans puis avec rotation. Si l'on suppose que, tous les paramètres étant identiques par ailleurs, l'énergie totale des ondes internes est la même dans les cas sans et avec rotation, alors la formule 1.17 permet de conclure que la vitesse a une amplitude plus grande dans le cas avec rotation par rapport au cas sans rotation. En effet, $E_{tot} = KE_{f=0} + PE_{f=0} = KE_{f \neq 0} + PE_{f \neq 0}$; or $KE_{f=0} = PE_{f=0}$ et $KE_{f \neq 0} > PE_{f \neq 0}$ donc $KE_{f \neq 0} > KE_{f=0}$. Ce phénomène est présenté également dans [29, 66].

1.2 Réflexion d'une onde interne sur une paroi

La réflexion des ondes de gravité internes sur la topographie joue un rôle important dans la dynamique de l'océan [19, 26, 77]. Dans cette section, nous

étudions la réflexion des ondes en comparant les propriétés des ondes non-dispersives et dispersives. Nous étudions également la génération d'harmonique résultant de la réflexion.

1.2.1 Réflexion des ondes internes sur une pente

Pour une onde non-dispersive comme des ondes optiques l'angle du rayon incident par rapport à la ligne perpendiculaire à la paroi est égale à l'angle du rayon réfléchi par rapport à cette même ligne (Fig. 1.7-a), c'est-à-dire $\alpha_i = \alpha_r$. Les ondes lumineuses et les ondes sonores sont des ondes non-dispersives. Pour ces ondes la vitesse de phase est constante dans le milieu du fluide et ne dépend pas de λ .

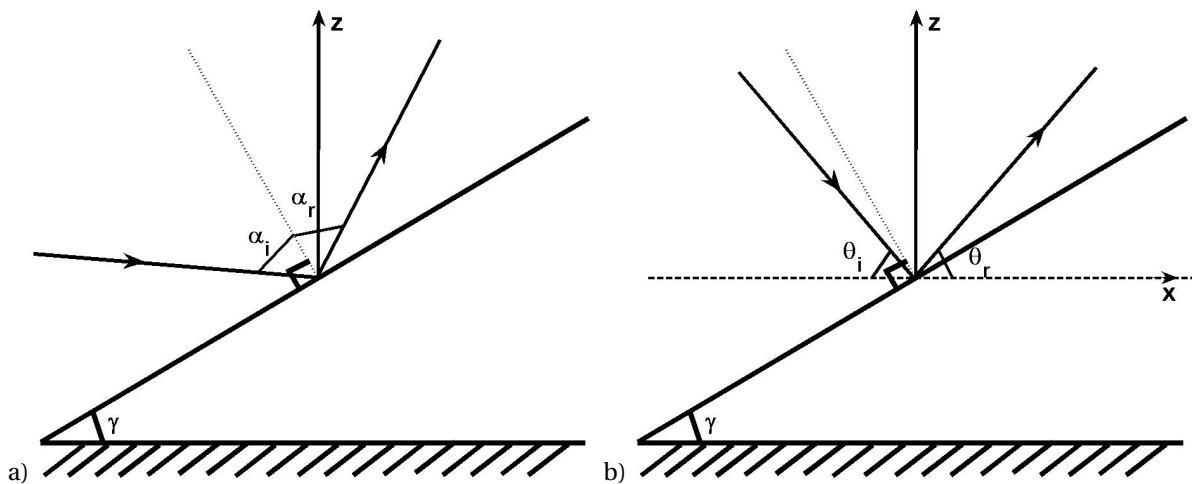


FIG. 1.7 – Réflexion des ondes sur une pente, a) pour des ondes non-dispersives ; b) pour des ondes dispersives.

Propriétés de réflexion des ondes internes de gravité : Les ondes se propagent dans un milieu qui ne varie pas en temps donc ω ne varie pas. Donc $\omega_i = \omega_r$.

Or $\omega_i = N \sin \theta_i$, $\omega_r = N \sin \theta_r$ donc $\theta_i = \theta_r$ (voir la figure (Fig. 1.7-b)).

Ici θ_i est l'angle de \vec{C}_{g_i} avec l'horizontale et θ_r est l'angle de \vec{C}_{g_r} avec l'horizontale.

Pour des ondes internes de gravité, l'angle du rayon d'énergie avec l'horizontale est conservé à la réflexion [67, 87].

La figure (Fig. 1.8) illustre les différents cas possibles, suivant les valeurs relatives de la pente du rayon d'énergie et de celle de la topographie.

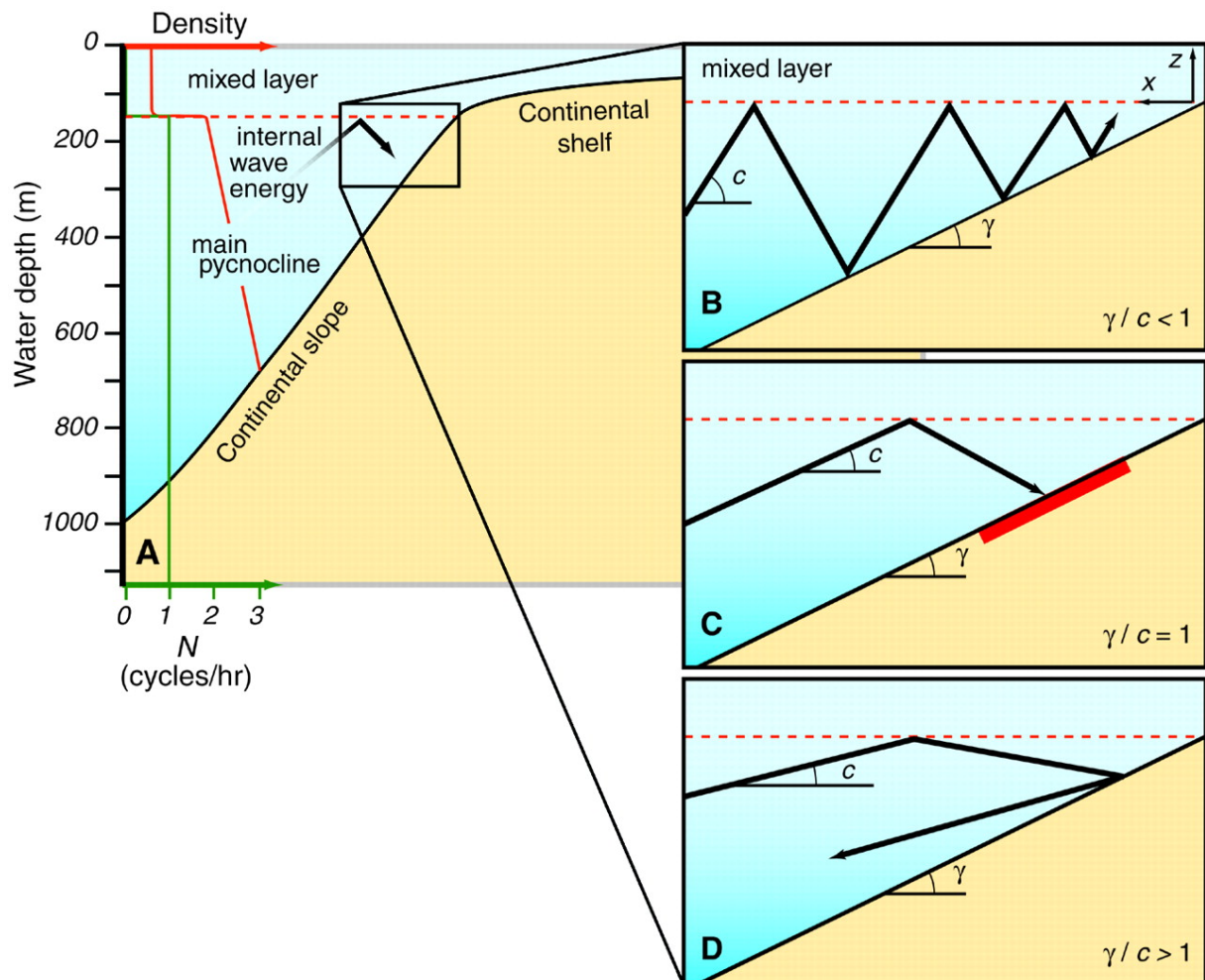


FIG. 1.8 – Réflexion d'ondes internes (lignes noires) sur une pente faisant l'angle γ avec l'horizontale en présence d'une pycnocline marquée. (B) : pente sous-critique ($\gamma/c < 1$), (C) : critique pente ($\gamma/c = 1$), (D) : super-critique ($\gamma/c > 1$). L'énergie est piégée au voisinage de la pente dans le cas (C). (tiré de [6] ; voir également [92, 48]).

Considérons l'interaction d'une onde interne avec un fond marin que nous supposons incliné avec un angle γ par rapport à l'horizontale.

Le cas (C) de la figure (Fig. 1.8) montre qu'il apparaît un angle critique $\gamma_c = c$ (sur la figure (Fig. 1.12) : $\gamma_c \approx \beta$), pour lequel le rayon est réfléchi le long de la pente (Fig. 1.12). Il se produit également un fort rétrécissement de la largeur du faisceau après la réflexion, lorsque les conditions sont proches de cet angle critique. De manière générale, le rétrécissement est donné par le

rapport des longueurs d'ondes incidente λ_i et réfléchie λ_r

$$\frac{\lambda_r}{\lambda_i} = \frac{\sin(|\beta - \gamma|)}{\sin(\beta + \gamma)} \quad (1.18)$$

Par conservation de l'énergie, il sera accompagné d'une augmentation inverse de la densité d'énergie de l'onde réfléchie.

Pour un faisceau primaire de fréquence ω se propageant avec l'angle c par rapport à l'horizontal et impactant une pente d'angle γ , le faisceau d'onde réfléchi a la même fréquence et se propage vers le haut ou vers le bas si $c > \gamma$ ou $c < \gamma$ respectivement (voir les cas (B) et (D) de la figure (Fig. 1.8)).

Dans le cas de la réflexion critique, il y a une singularité dans la solution linéaire ; la densité d'énergie tend vers l'infini et la vitesse de groupe s'annule (voir les figures (Fig. 1.8) et (Fig. 1.12)). Dans l'océan, la réflexion critique est associée à une forte intensification des courants baroclines et une couche limite turbulente instable se produit dans cette situation [90]. Ceci a été montré par les expériences de laboratoire de Cacchione et Wunsch [6] et Ivey et Nokes [40], les expériences numériques de Slinn et Riley [74], et les mesures sur le terrain de Gilbert [30] et White [86].

1.2.2 Une onde interne plane qui se réfléchit sur une paroi horizontale ne produit pas d'harmoniques

Pour une onde plane, la fonction de courant a la forme suivante :

$$\psi = Ae^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \quad (1.19)$$

tandis que pour un rayon (voir la figure (Fig. 1.10)), elle s'écrit :

$$\psi = A(\eta) e^{i(|\vec{k}| \eta - \omega t)} \quad (1.20)$$

Les équations de Navier-Stokes en deux dimensions s'écrivent (en l'absence de viscosité) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi + J(\Delta \psi, \psi) = \frac{\partial \rho'}{\partial x} \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + J(\rho', \psi) = -N^2 \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (1.22)$$

La production d'harmoniques est associée au terme non linéaire :

$$J(\Delta\psi, \psi) = \frac{\partial}{\partial x}(\Delta\psi) \cdot \frac{\partial}{\partial z}\psi - \frac{\partial}{\partial z}(\Delta\psi) \cdot \frac{\partial}{\partial x}\psi \quad (1.23)$$

Montrons que ce terme est nul pour une onde plane. A partir de l'équation 1.19 : $\Delta\psi = -|\vec{k}|^2\psi$

Dans ce cas, $J(\Delta\psi, \psi) = J(-|\vec{k}|^2\psi, \psi) = -|\vec{k}|^2J(\psi, \psi) = 0$

On retrouve donc le résultat bien connu selon lequel, pour une onde plane, il n'y a pas d'effet non linéaire car $J(\Delta\psi, \psi) = 0$.

Montrons maintenant que la superposition des ondes incidente et réfléchie ne produit pas d'harmoniques quand la réflexion a lieu sur un sol plat. Notons ψ_i la fonction de courant de l'onde incidente, ψ_r la fonction de courant de l'onde réfléchie. La fonction de courant total s'écrit :

$$\psi_r + \psi_i = \psi_{total}$$

Montrons que $J(\Delta\psi_{total}, \psi_{total}) = 0$

$$\begin{aligned} J(\Delta\psi_{total}, \psi_{total}) &= J(\Delta(\psi_r + \psi_i), \psi_r + \psi_i) \\ &= J(\Delta\psi_r + \Delta\psi_i, \psi_r + \psi_i) \\ &= J(\Delta\psi_r, \psi_r) + J(\Delta\psi_r, \psi_i) + J(\Delta\psi_i, \psi_r) + J(\Delta\psi_i, \psi_i) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{or } J(\Delta\psi_r, \psi_r) &= 0 \quad \text{et} \quad J(\Delta\psi_i, \psi_i) = 0 \\ &= J(-|\vec{k}_r|^2\psi_r, \psi_i) + J(-|\vec{k}_i|^2\psi_i, \psi_r) \\ &= -|\vec{k}_r|^2J(\psi_r, \psi_i) - |\vec{k}_i|^2J(\psi_i, \psi_r) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{or} \quad J(\psi_r, \psi_i) &= -J(\psi_i, \psi_r) \\ &= (-|\vec{k}_r|^2 + |\vec{k}_i|^2)J(\psi_r, \psi_i) \end{aligned}$$

(1.24)

Les composantes de \vec{k}_r et \vec{k}_i sont les mêmes comme le montre la figure (Fig. 1.9) donc :

$k_{ix} = k_{rx}$ et pour la deuxième composante, $k_{iz} = -k_{rz}$ donc :

$$|\vec{k}_r|^2 = |\vec{k}_i|^2 \quad (1.25)$$

Donc $J(\Delta\psi_{total}, \psi_{total}) = 0$. Il resterait à montrer que l'on a également $J(\rho', \psi_{total}) = 0$, ce que l'on admettra. Donc : une onde plane mono chromatique qui se réfléchit sur une surface horizontale ne génère pas d'harmonique [84, 83].

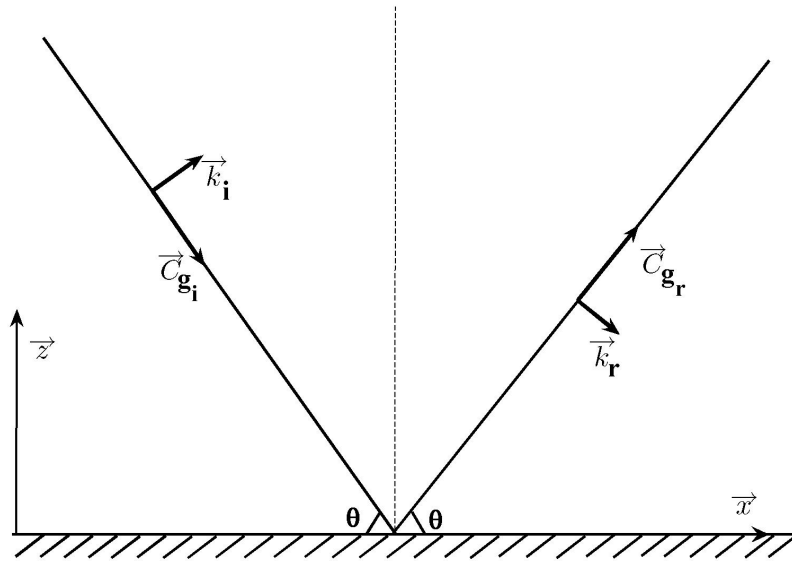


FIG. 1.9 – Réflexion d'une onde sur une paroi plane.

1.2.3 Génération d'harmonique

La superposition des rayons incident et réfléchi dans la zone de réflexion sur une pente conduit à une augmentation de l'amplitude. Les effets non linéaires augmentent donc ce qui favorise la génération d'harmoniques [49, 80] ; ce phénomène est montré aux figures (Fig. 1.10) et (Fig. 1.11).

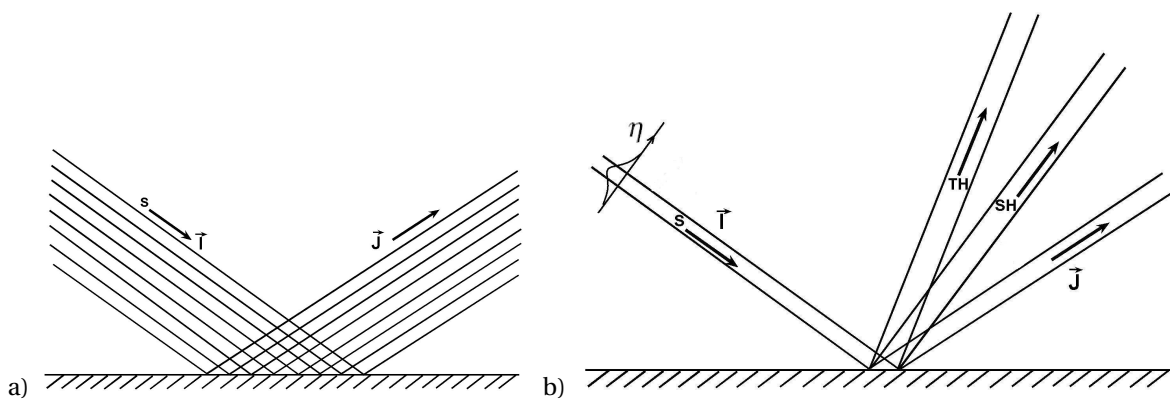


FIG. 1.10 – Réflexion des ondes, a) pour une onde plane b) pour un faisceau d'onde interne ; I est le rayon incident et J est le rayon réfléchi, SH est la deuxième harmonique et TH est la troisième harmonique.

Le cas critique $\theta \sim \alpha$, a suscité beaucoup d'intérêt car il conduit à un scénario important pour produire du mélange. [6, 40, 75, 12]. Dans le cas par-

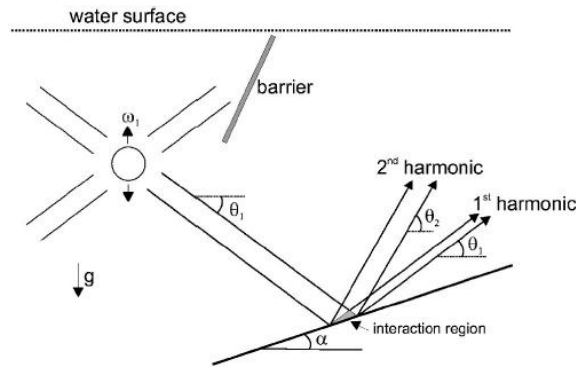


FIG. 1.11 – Installation expérimentale : une source d'onde dans un fluide uniformément stratifié crée des faisceaux dont l'un se réfléchit sur la pente. Dans la région où se superposent les faisceaux incident et réfléchi sont créés des faisceaux aux fréquences harmoniques (tiré de [64]).

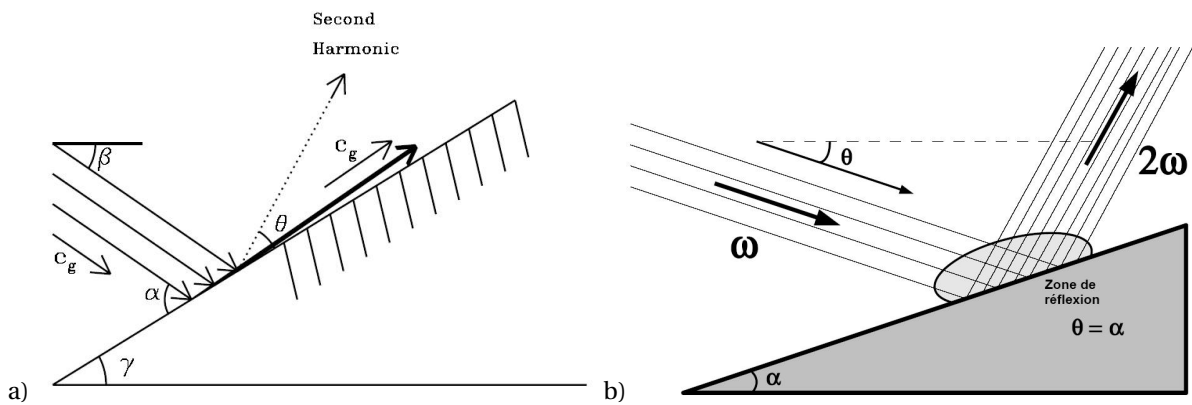


FIG. 1.12 – Réflexion d'ondes sur une pente critique, a) Près de la réflexion critique, Vue schématique du processus de réflexion pour $\gamma \approx \beta$. L'onde réfléchi est le long de la pente, tandis qu'un rayon harmonique généré au lieu de réflexion et représenté avec la ligne pointillée, fait un angle θ avec la pente. (tiré de [12]) ; b) Cas critique pente (tiré de [32]).

ticulier d'un faisceau d'onde incidente provenant d'une source localisée, les harmoniques et le mélange associé ont fait l'objet de plusieurs études dans la région confinée de la superposition des faisceaux d'onde incidente et des faisceaux d'onde réfléchi [13, 42, 41, 11, 83] (voir les figures (Fig. 1.10) à (Fig. 1.12)).

Si le faisceau incident est de fréquence ω , des harmoniques peuvent être produits à condition que leur fréquence soit telle que $\omega_n = n\omega < N$; n étant l'ordre de l'harmonique. Ces faisceaux harmoniques se propagent vers le haut ou vers le bas, selon que leur angle de propagation $\theta_n = \sin^{-1}(\omega_n/N)$ est su-

périeur ou inférieur à α respectivement (voir la figure (Fig. 1.11)). Dans les précédentes études numériques [42, 43] et expérimentales [13, 41, 81] les faisceaux rayonnés n'étaient pas observés parce que $\omega_n > N$.

1.3 Marée interne

Le principal forçage agissant sur les océans provient des forces de marées engendrées par l'influence de la Lune et du Soleil. Celle-ci s'effectue à des fréquences bien précises, combinaison des périodes de rotation relatives de la Lune et du Soleil, ainsi que de la dynamique de déplacement de leurs plans de rotation. On distingue les marées diurnes, d'une période proche de 24 h, notées "1", des marées semi-diurnes, de période proche de 12 h, notées "2".

Ainsi, S2 est la marée semi-diurne solaire, tandis que M1 est la marée diurne lunaire. Les amplitudes relatives de ces différents termes dépendent fortement de la position sur Terre : le fait d'avoir deux marées par jour est une spécificité de l'Atlantique Nord, où le terme M2 est prépondérant.

Aujourd'hui, notre connaissance des phénomènes de marée s'est enrichie de plusieurs siècles de travaux réalisés par les plus grands scientifiques. Mais le processus de marée interne reste encore mal connu et il nécessite un effort d'investigation particulier.

Les ondes internes existent partout dans l'océan (voir par exemple la figure (Fig. 1.13)). Elles transportent l'énergie de la source qui les a produit (la marée et le vent essentiellement).

Les marées internes sont les ondes de gravité internes produites dans les eaux stratifiées par l'interaction des courants de marée barotrope avec la topographie variable. Elles jouent un rôle fondamental sur le mélange dans l'océan profond.

La figure (Fig. 1.14) montre la transformation de l'énergie des ondes internes de leur génération à la dissipation à petite échelle par processus de mélange.

Lorsque les courants de marée rencontrent des variations topographiques importantes, au niveau des talus continentaux et des canyons, ils génèrent

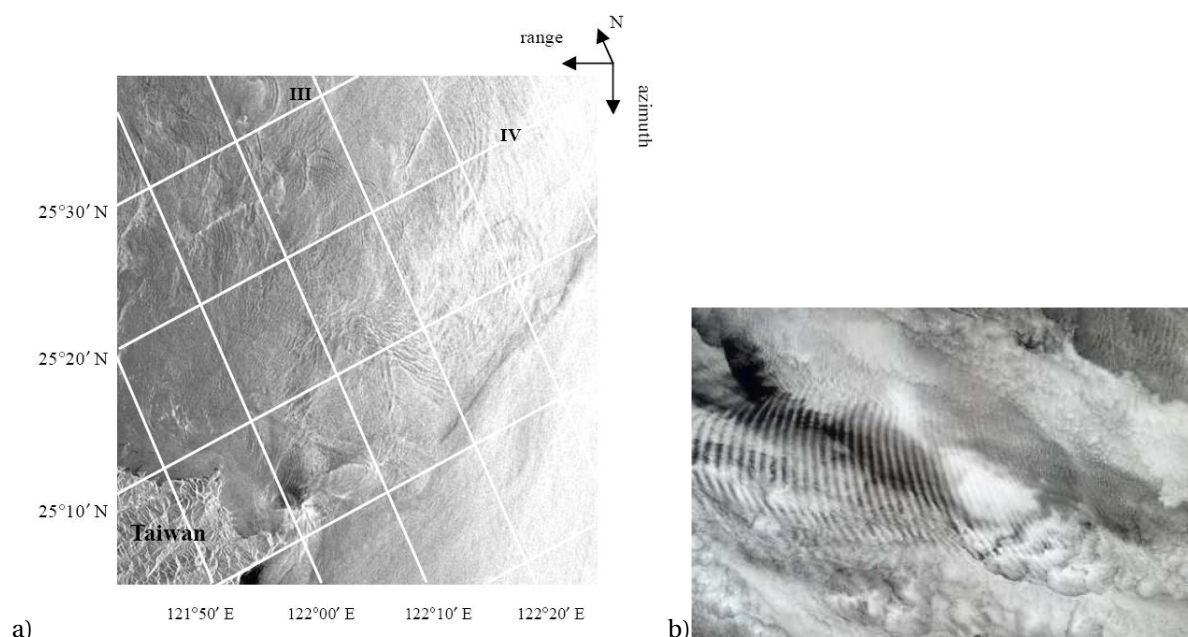


FIG. 1.13 – a) Figure d’ERS-1 SAR montrant les ondes internes dans les eaux côtières du nord-est de Taiwan le 10 mai 1994. III et IV sont les paquets d’ondes internes (tiré de [91]) ; b) Ondes de gravité visibles sur une couche de stratocumulus marins sur l’Océan Indien le 29 octobre 2003 (Source : NASA/GSFC/LaRC/JPL, MISR Team).

des oscillations internes qui vont ensuite se propager à la même fréquence de part et d’autre du talus : ces ondes internes correspondent à ce que l’on appelle la marée interne [89, 27].

Le parallèle entre un corps oscillant dans un fluide stratifié et un fluide stratifié oscillant sur une topographie est immédiat : un tel écoulement est susceptible d’engendrer une onde interne. Ceci peut être facilement apprécié dans un système de coordonnées attaché au fluide oscillant : la topographie devient un objet oscillant, qui produit des ondes (voir la figure (Fig. 1.15)).

On comprend alors la structure du champ de marée interne émis au voisinage d’un talus continental par un forçage oscillant : puisque la topographie devient un objet oscillant dans le référentiel lié au fluide, on retrouve le cas de l’émission d’ondes par un objet de grande taille présenté à la figure (Fig. 1.6). La topographie étant ici non bornée spatialement, seuls deux des huit faisceaux peuvent exister, qui sont émis à partir du lieu de tangence au cylindre des deux directrices permises par la relation de dispersion (voir les figures (Fig. 1.15) et (Fig. 1.16))

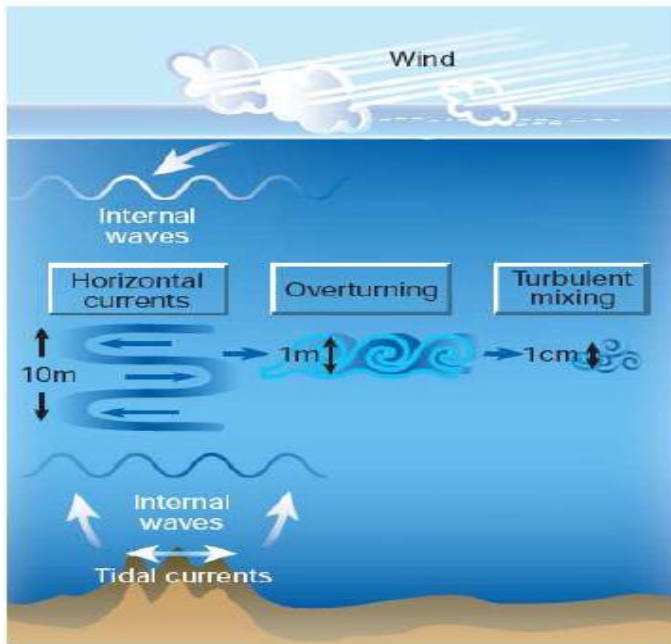


FIG. 1.14 – Schéma des transferts de l'énergie des ondes internes : depuis leur génération, par le vent et le passage de la marée au-dessus de la topographie, jusqu'à la dissipation à petite échelle par processus de mélange (tiré de [25]).

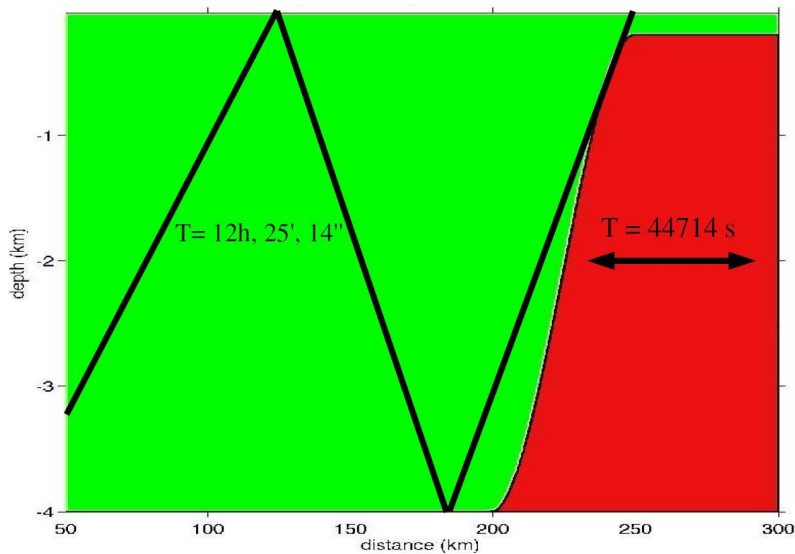


FIG. 1.15 – On se place dans un référentiel attaché au fluide en mouvement : le talus continental devient une source oscillante.

Un effort considérable est maintenant en cours pour mieux comprendre les processus impliqués dans la génération, la propagation, et la dissipation des ondes de gravité internes [89, 27].

Les déplacements internes verticaux relatifs aux ondes internes sont extrêmement grands dans les détroits et sont associés à un courant de surface variable qui module la rugosité de la surface de la mer et, par là, l'écho du radar [3]. La signature en surface des ondes internes peut également être ex-

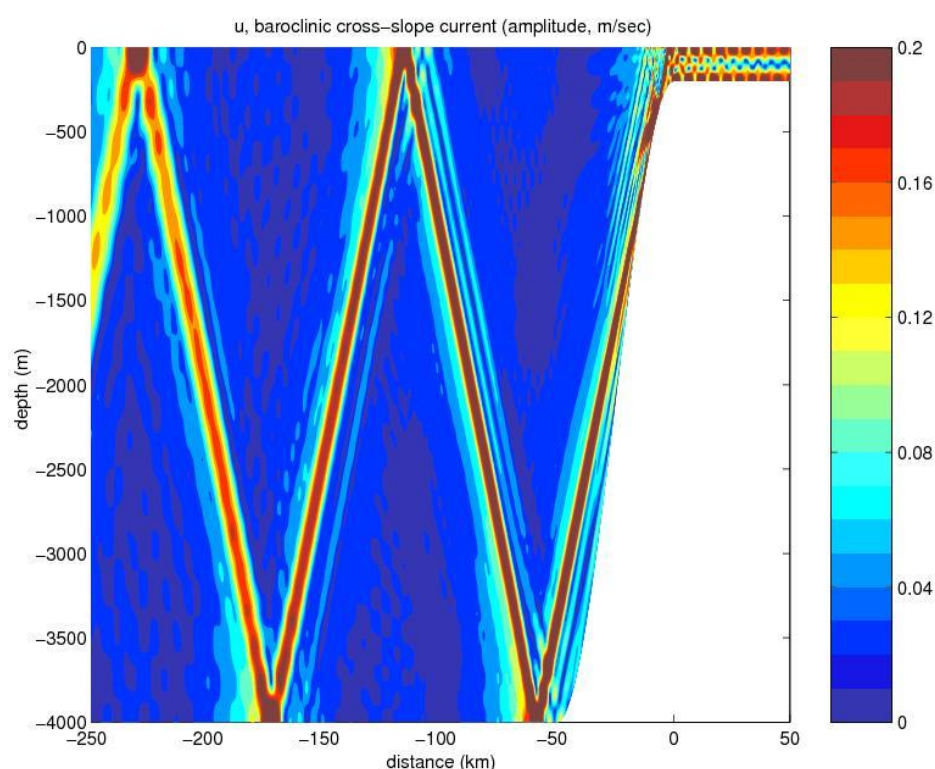


FIG. 1.16 – Rayons d'énergie de la marée interne dans l'océan idéal [29].

traite du signal de marée mesuré par les satellites altimétriques, tel que TOPEX/Poseidon en de nombreux point du globe [7], notamment au dessus des rifts et dans les détroits. En Méditerranée, de nombreuses observations ont mis en évidence la présence de ces ondes, principalement dans les détroits de Gibraltar et de Messine [3] (voir la figure (Fig. 1.17)).

Ces marée internes, pendant longtemps ignorées, semblent pourtant avoir une influence capitale dans la dissipation de l'énergie de la marée barotrope, convertissant une partie de l'énergie en ondes internes [76].

Les résultats théoriques de D'Asaro [10] et les observations satellitaires [18] indiquent qu'une forte dynamique de marée interne est présente loin des zones de génération. La génération des marées internes au niveau des forts gradients de topographie s'accompagne de la génération de turbulence dans l'océan stratifié et ces ondes internes peuvent transmettre leur énergie sur de longues distances et mélanger le fluide loin du lieu de génération par interaction avec d'autres gradients topographiques [71].

L'observation des ondes internes est rendue difficile par le fait qu'on ne



FIG. 1.17 – Signature en surface d’ondes internes dans le détroit de Gibraltar, et la mer d’Alboran. Photo prise de la navette spatiale (NASA).

peut faire des relevés océanographiques de température, salinité, pression et vitesse que localement, à l’aide de sondes généralement. Pourtant, dans certains cas, les ondes internes peu profondes (centaine de mètres) peuvent déformer la surface des océans à leur passage ². L’interférométrie radar par satellite permet alors de voir ces déformations et de suivre des paquets d’ondes internes (voir la figure (Fig. 1.17)).

Parmi les paramètres qui influent sur les caractéristiques de ces ondes internes, les principaux sont donc la topographie, la stratification de l’océan et le forçage par la marée.

1.3.1 Quantification du transfert d’énergie de la marée barotrope vers la marée barocline

A partir des observations altimétriques de l’élévation de l’océan de surface et de modèles (analytiques et numériques), l’énergie associée à la marée

²<http://www.ifm.uni-hamburg.de/ers-sar/>

a pu être quantifiée [17]. Au départ, la dissipation d'énergie a souvent été associée aux couches de fond dans les mers peu profondes, mais la conversion des marées de surface en marées internes par interaction avec la topographie dans l'océan profond est devenue une autre source d'explication au budget énergétique total pour la marée [88, 72].

En s'appuyant sur la théorie des rayons, Baines [4] a développé un modèle de génération d'ondes internes qu'il a appliqué à toutes les régions de pentes océaniques du globe. Il a trouvé que la plus grande partie de l'énergie était dissipée dans l'océan profond et non aux limites. Morozov [56] a appliqué le modèle théorique de Baines au reste de l'océan et a estimé une conversion de 1.1 TW pour la composante semi-diurne de la marée, avec une contribution des dorsales océaniques de l'ordre d'un quart de l'énergie barotrope totale perdue. Sjöberg et Stigebrandt [73] ont mis au point une méthode permettant de calculer le transfert d'énergie des marées barotropes vers les marées baroclines, connue sous le nom de "baroclinic wave drag" (que l'on pourrait traduire par résistance de la marée interne), à l'aide d'une topographie détaillée (représentée par des marches multiples) et pour une stratification variable. Ils trouvent la même valeur pour le transfert d'énergie associé à la marée semi-diurne (1.1 TW). Depuis, la quantité d'énergie associée aux marées semi-diurnes dissipée dans l'océan profond a été revue à la baisse. A l'aide des observations altimétriques du satellite TOPEX/Poséidon, Egbert [17] l'a estimée à 0.5 TW et Kantha et Tierney [45] à 0.4 TW, avec une dissipation maximum dans les zones de forts gradients bathymétriques. Poursuivant les travaux d'Egbert, Gustafsson [35] trouve que la perte d'énergie est de 0.7 TW entre 70° N et 70° S pour des profondeurs supérieures à 1000 m. Cette valeur, proche de la précédente, correspond à un flux d'énergie moyen de $2.4 \times 10^{-3} W/m^2$. Mais la situation est très hétérogène. 97% de l'énergie seraient transférés sur seulement 10% des zones océaniques [63].

D'après la modélisation de Lyard et Le Provost [51], si l'énergie apportée par le forçage astronomique est maximale au niveau de l'Océan Atlantique Sud (712 GW), le flux est ensuite dirigé vers le Nord, en direction de l'Océan Atlantique Nord, où près de 40% de l'énergie totale de marée astronomique

est dissipée (avec un total de 2.4 TW pour M2 sur l'ensemble du globe). Le Plateau Continental Européen en dissiperait plus de 10% à lui seul. En outre, une part importante de l'énergie de la marée barotrope qui transite par le golfe de Gascogne est dissipée dans La Manche.

1.3.2 Marée interne et solitons

Un faisceau de marée interne se propageant de l'océan profond vers la surface subit une déformation forte lorsqu'il rencontre une thermocline (saisonnière) (qui est la partie de la colonne d'eau dans laquelle la stratification varie fortement). Le faisceau peut céder une partie de son énergie et créer une dépression au niveau de thermocline ; cette dépression peut se développer en train d'ondes solitaires, dû aux processus non linéaires et nonhydrostatiques [28].

New et Da Silva [60] ont ainsi observé la propagation d'ondes internes solitaires, ondes courtes non-linéaires de forte amplitude (jusqu'à 40 m de marnage) qui apparaissent par paquets près du talus du golfe de Gascogne. A l'aide de l'imagerie satellitaire SAR (radar à ouverture synthétique, ERS 1/2), les solitons ont pu être caractérisés en été lorsque l'océan est suffisamment stratifié et qu'une thermocline marquée est présente. Les rayons d'énergie qui se propagent depuis le talus se réfléchissent à une distance d'environ 150 km, où ils induisent des marées internes de grande amplitude (de 60 à 100 m selon New et Pingree [59]). C'est donc au large, en ce lieu de résurgence des rayons d'énergie dans la thermocline saisonnière, que sont générés les solitons, et également au-dessus du haut du talus en raison des irrégularités topographiques. Une représentation schématique est disponible en figure (Fig. 1.18). Les paquets sont séparés par une distance d'une longueur d'onde de marée interne "interfaciale". Leur vitesse de phase est la même, soit environ 1.1 m/s dans le centre du golfe de Gascogne, mais ils se propagent à des fréquences beaucoup plus élevées (20 à 40 minutes). Présents sur de courtes périodes correspondant à la vive-eau des marées, les solitons observés en période estivale ont une longueur d'onde en moyenne de 1.35 km.

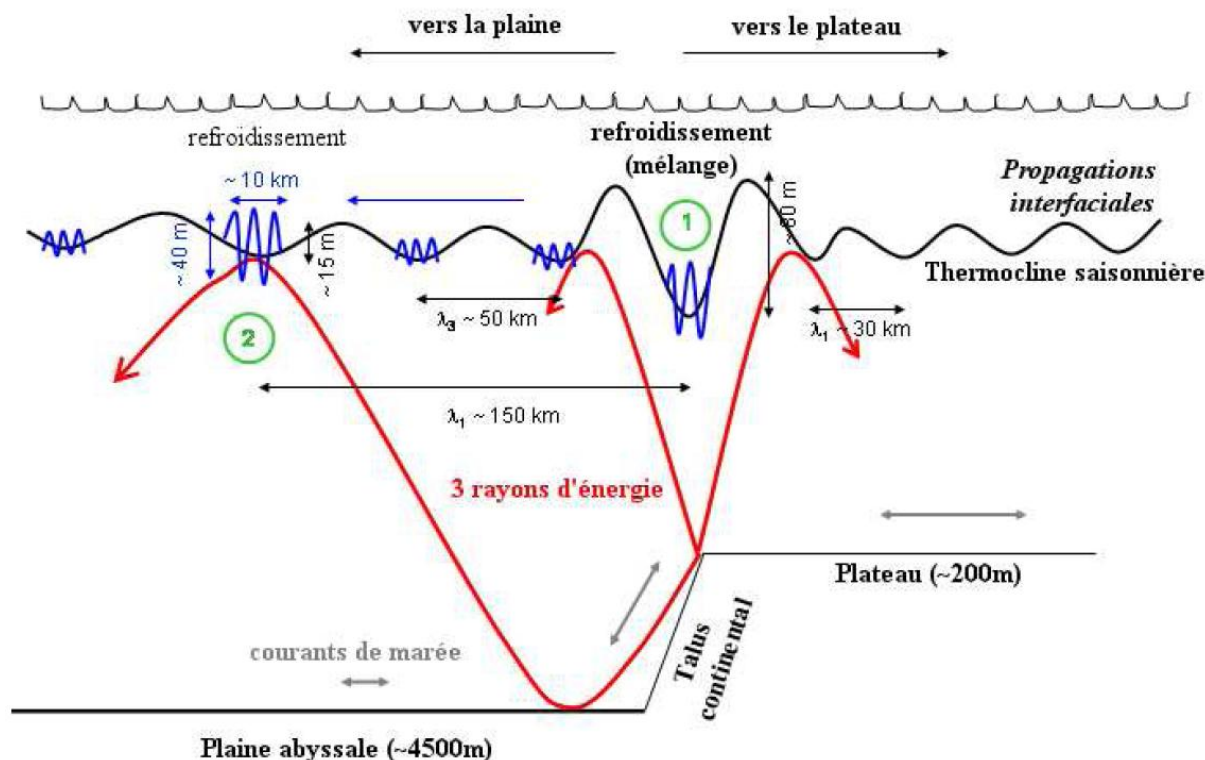


FIG. 1.18 – Schéma de la génération et de la propagation des ondes internes le long de la thermocline saisonnière en période stratifiée, au niveau du talus Armoricaire. Les courants de marée interagissent avec la bathymétrie pour induire des oscillations à la période de la marée (12.4 h) au-dessus du talus (zone 1), qui se propagent le long de la thermocline saisonnière vers le plateau continental et vers le large (propagations interfaciales). Des oscillations de courtes périodes (20 à 40 minutes) se forment également au-dessus du talus au-dessus de fortes irrégularités de topographie, sous la forme de trains d'ondes, appelés ondes solitaires ou solitons. Ils ont tendance à augmenter la rugosité de surface, ce qui induit les rides de surface représentées sur ce schéma. En été, la thermocline saisonnière est bien formée et les marées internes sont de grande amplitude sur la verticale, surtout en période de vive-eau. Elles peuvent accentuer le mélange au-dessus du talus et contribuer au refroidissement des eaux de surface. En automne, la thermocline saisonnière est moins marquée et les oscillations vers la plaine sont atténuées dès la première longueur d'onde. Elles redeviennent plus importantes à environ 150 km du haut du talus, au niveau de la zone 2 (milieu de la plaine abyssale) qui correspond à la résurgence du rayon d'énergie propagé depuis le haut du talus vers la plaine au niveau de la thermocline. Cette zone correspond aussi à un lieu de génération des solitons (tiré de [63]).

La distance mesurée entre les paquets, qui devrait correspondre à la longueur d'onde de la marée interne se propageant dans la thermocline, est d'environ 48 km. Bien qu'en accord avec les résultats de Pingree et New [69],

cette valeur est à considérer avec précaution, car l'activité turbulente dans la zone peut modifier la propagation des solitons. Il faudrait donc en plus de l'imagerie SAR disposer d'observations altimétriques et de mesures dans l'infrarouge pour avoir des certitudes. De plus, Ray et Mitchum [70] suggèrent que la propagation de modes supérieurs pour la marée interne dans le golfe de Gascogne rend cette région plus favorable aux changements de stratification, ce qui empêche la marée interne d'être observée de façon cohérente à la surface à partir des mesures altimétriques [63].

Une revue des études numériques et expérimentales sur le sujet de marée interne peut être trouver dans la thèse de I. Pairaud [63] et dans l'article non publié de Jarle Berntsen ³.

³<http://www.uib.no/people/nmajb/waves.pdf>

Chapitre 2

Quelques résultats numériques

Le début de ce travail de thèse a consisté en la réalisation de simulations numériques de la marée interne. Ces calculs nous ont permis de mieux comprendre la marée interne et d'aider à la conception des expériences de laboratoire.

Les simulations numériques sont dédiées à l'étude de la propagation et de la réflexion des rayons d'énergie de la marée interne. Dans ce chapitre nous présentons brièvement la méthode numérique utilisée puis discutons les résultats obtenus.

2.1 Code de calcul et méthode numérique utilisée

Les simulations sont effectuées avec le code MITgcm (MIT General Circulation Model) qui est décrit dans Marshall et al, JGR 1997 [52]. Ce code est un modèle numérique conçu pour l'étude de l'atmosphère, des océans et du climat dont on peut trouver la description détaillée sur la page Web de MITgcm ¹.

Ce code résout les équations de Navier-Stokes non-linéaires et non-hydrostatiques dans l'approximation de Boussinesq en employant une technique de volumes-finis dans l'espace, et un schéma de type Adams-Bashforth (deuxième ordre) en temps. L'algorithme de calcul est optimisé pour le calcul parallèle.

¹<http://mitgcm.org>

Les équations de Navier-Stokes utilisées sont :

$$\frac{Du}{Dt} - fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial x} - A_h \frac{\partial^2 u}{\partial_h^2} - A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = F_u \quad (2.1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial y} - A_h \frac{\partial^2 v}{\partial_h^2} - A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = F_v \quad (2.2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} + g \frac{\rho'}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial z} - A_h \frac{\partial^2 w}{\partial_h^2} - A_z \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = F_w \quad (2.3)$$

$$\frac{D\rho'}{Dt} = w \frac{d\bar{\rho}}{dz} + \frac{1}{P_r} (A_h \frac{\partial^2}{\partial_h^2} + A_z \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \rho' \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.5)$$

où $\vec{u}(u, v, w)$ est le champ de vitesse, ρ est le champ de densité, P' et ρ' sont les fluctuations de pression et densité respectivement par rapport à l'équilibre hydrostatique, $\bar{\rho} = \rho - \rho'$ est le champ de densité à l'équilibre hydrostatique, f est le paramètre de coriolis, A_h et A_z sont les viscosités suivant les directions horizontale et verticale, F représente les termes de forçage, $\frac{\partial^2}{\partial_h^2}$ désigne le laplacien horizontal, $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ désigne le laplacien vertical et P_r est le nombre de Prandtl.

Les calculs ont été réalisés sur les super calculateurs de l'IDRIS² (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique).

2.2 Paramètres physiques et numériques utilisés dans le code MITgcm

Nos calculs ont concerné deux configurations différentes, représentatives d'un océan idéalisé puis des expériences de laboratoire.

Les paramètres utilisés dans la configuration océanique sont les suivants :

Paramètres physiques

- Talus continental idéal

²<http://www.idris.fr>

- Forçage par la marée semi-diurne M2 ($T=12\text{h } 25' 14'' = 44714\text{ s}$, donc $\omega = 1.40448 \times 10^{-4}\text{ Rad/s}$)
- N constant (avec $N^2 = g\alpha \frac{dT}{dZ}$, α coefficient de dilatation thermique, égal ici à $2 \times 10^{-4}\text{ C}^{-1}$)
- Paramètre de Coriolis (f) = 0
- Profondeur de l'eau (H) = 4000.0 m

Paramètres numériques

- Résolution : $\Delta x = 500\text{ m}$; $\Delta z = 25\text{ m}$ (pour les calculs parallèles : $\Delta x = 100\text{ m}$)
- Pas de temps = 22.357 s (durée des calculs : 15 périodes de la marée) (pour les calculs parallèles : 11.179 s)
- Coefficient de dissipation horizontal (A_h)= 10^{-2}
- Coefficient de dissipation vertical (A_z)= 10^{-4}
- Nombre de points de grille dans la direction X (n_x) = 700 (pour les calculs parallèles : 4000)
- Nombre de points de grille dans la direction Z (n_z) = 160

2.3 Résultats numériques

Dans cette section nous présentons les résultats obtenus par le code de calcul. Cela concerne la comparaison de la relation de dispersion aux champs obtenus, la présence d'une thermocline, la différence entre le cas hydrostatique et le cas non-hydrostatique, l'existence de rayons aux fréquences harmoniques de la fréquence de forçage. Nous présentons finalement quelques résultats à haute résolution obtenus avec la version parallèle du code de calcul parallèle puis une étude préliminaire de la configuration expérimentale.

Dans toutes les figures les rayons d'énergie sont plutôt horizontaux, mais, pour des raisons évidentes de place, le rapport d'aspect n'est pas respecté de sorte que les rayons apparaissent déformés.

2.3.1 Comparaison de la relation de dispersion

Pour cette configuration océanique, on a choisi un profil de température linéaire, la température étant de 15°C en surface et 6.85°C au fond; donc $N = \sqrt{g\alpha \frac{dT}{dz}} = 1.999 \times 10^{-3}$ rad/s et l'angle du rayon d'énergie par rapport à la direction horizontale obtenu par la relation de dispersion est $\theta = \sin^{-1}(\frac{\omega}{N}) = 4.03^{\circ}$.

Sur la figure (Fig. 2.1) est tracé la composante horizontale du champ de vitesse u après 15 périodes de marée. La direction du rayon obtenue par la relation de dispersion est indiquée par des lignes de tirets blancs. Un très bon accord est observé avec la direction des rayons calculée par le code de MITgcm.

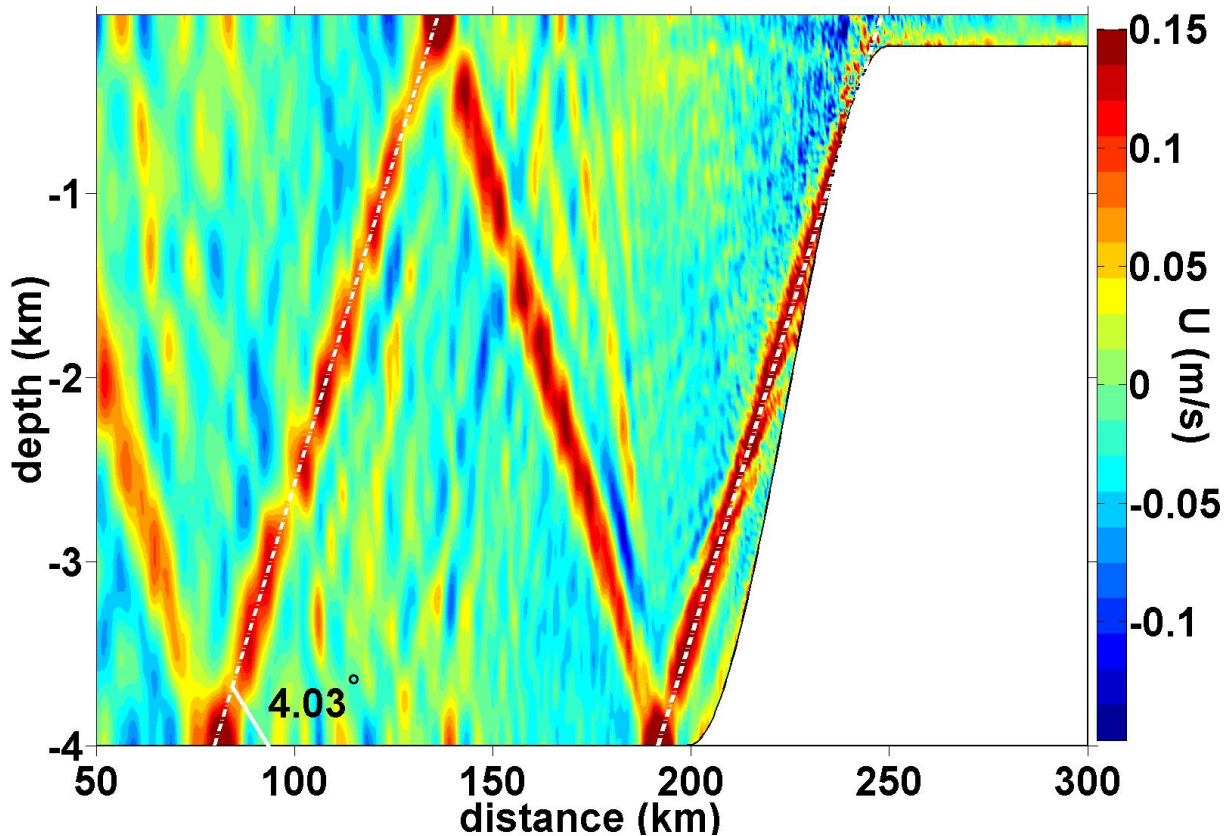


FIG. 2.1 – Champ de vitesse u après 15 périodes de marée pour un profil de température linéaire associé à une différence de température de 8.15°C (les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion).

Nous montrons également, sur la figure (Fig. 2.2) le champ de température après 15 périodes de marée (la direction obtenue par la relation de dispersion

pour le rayon d'énergie est également tracée). Cette image montre que toute la masse d'eau est perturbée par la marée interne, malgré l'organisation sous forme de rayons.

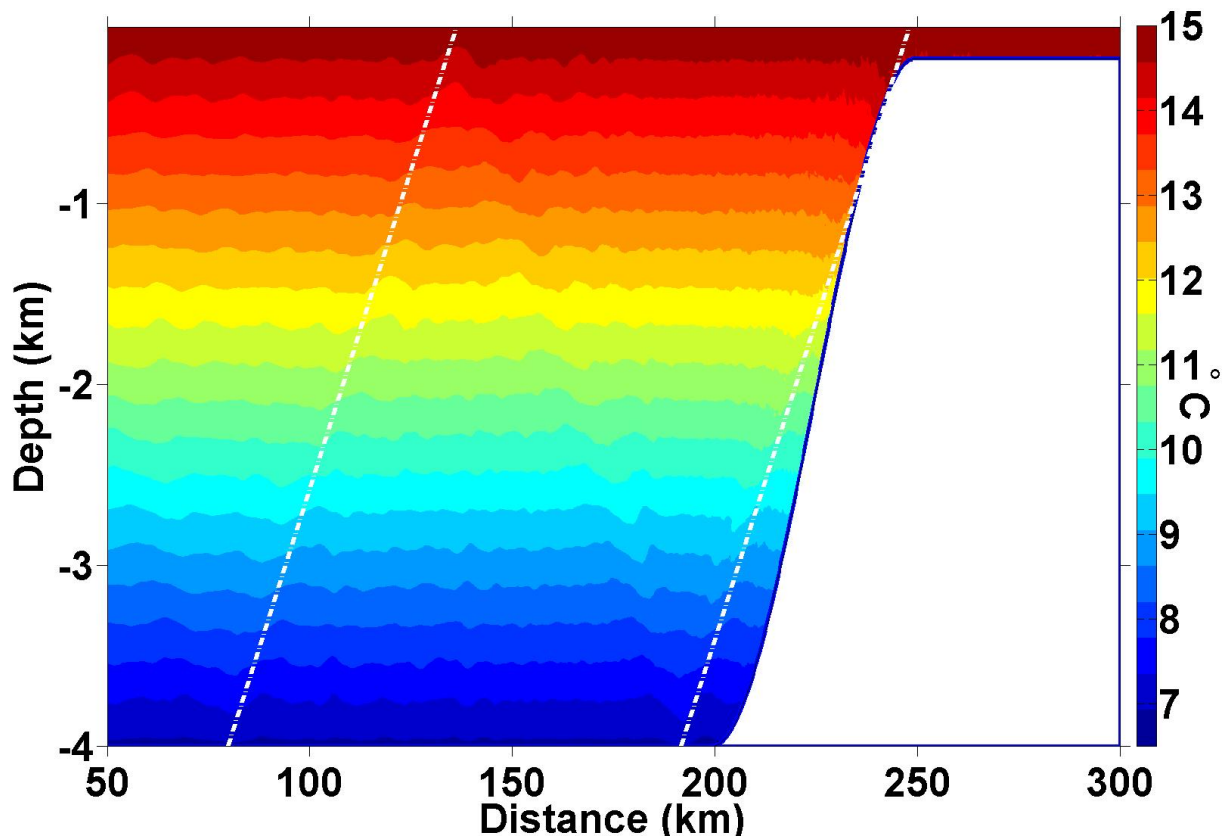


FIG. 2.2 – Champ de température après 15 périodes de marée pour un profil de température linéaire associé à une différence de température de 8.15°C (les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion).

Nous avons également étudié un autre cas, pour lequel le profil de température linéaire varie de 20°C en surface à 3.69°C au fond. L'angle par rapport à la direction horizontale obtenu par la relation de dispersion est 2.85° dans ce cas. Le champ de vitesse u après 10 périodes de marée est tracé sur la figure (Fig. 2.3).

La comparaison des figures (Fig. 2.1) et (Fig. 2.3) montre que l'augmentation de la différence de température entre la surface et le fond augmente la valeur de N et par suite diminue la valeur de θ , comme attendu d'après la relation de dispersion.

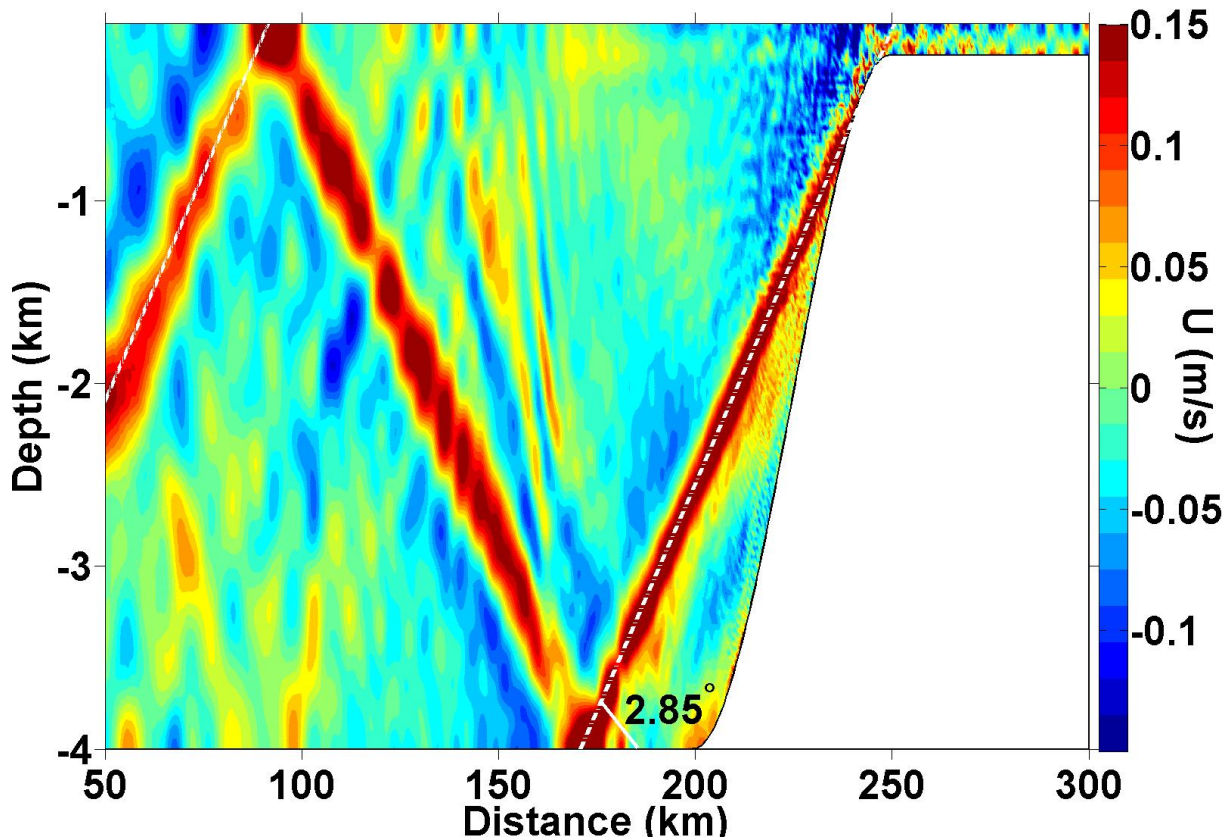


FIG. 2.3 – Champ de vitesse u après 10 périodes de marée pour un profil de température linéaire associé à une différence de température de 16.31°C (les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion).

2.3.2 Existence de rayons de fréquences harmoniques

Sur les figures (Fig. 2.1) et (Fig. 2.3), nous pouvons également voir très clairement des harmoniques supérieurs. Ces harmoniques supérieurs sont générés par les effets non linéaires résultant de la superposition des rayons incident et réfléchi dans la zone de réflexion (voir la section 1.2.3). Leur amplitude est plus faible que celle de la première harmonique (c'est-à-dire le rayon principal).

2.3.3 Propagation de la marée interne en présence d'une thermocline

Dans l'océan réel le champ de température n'est pas linéaire car une thermocline dite "permanente" est souvent présente vers 1000 m de fond (c'est par exemple le cas dans le Golfe de Gascogne). Nous avons donc simulé la dynamique de la marée interne pour la même topographie que précédemment

mais en présence d'une thermocline plus ou moins marquée. Dans les deux cas que nous étudions ci-après, la différence de température entre la surface et le fond est de 5°C .

La figure (Fig. 2.4) présente le champ de température et la fréquence de Brunt-Väisälä du premier cas, pour lequel la thermocline est peu marquée.

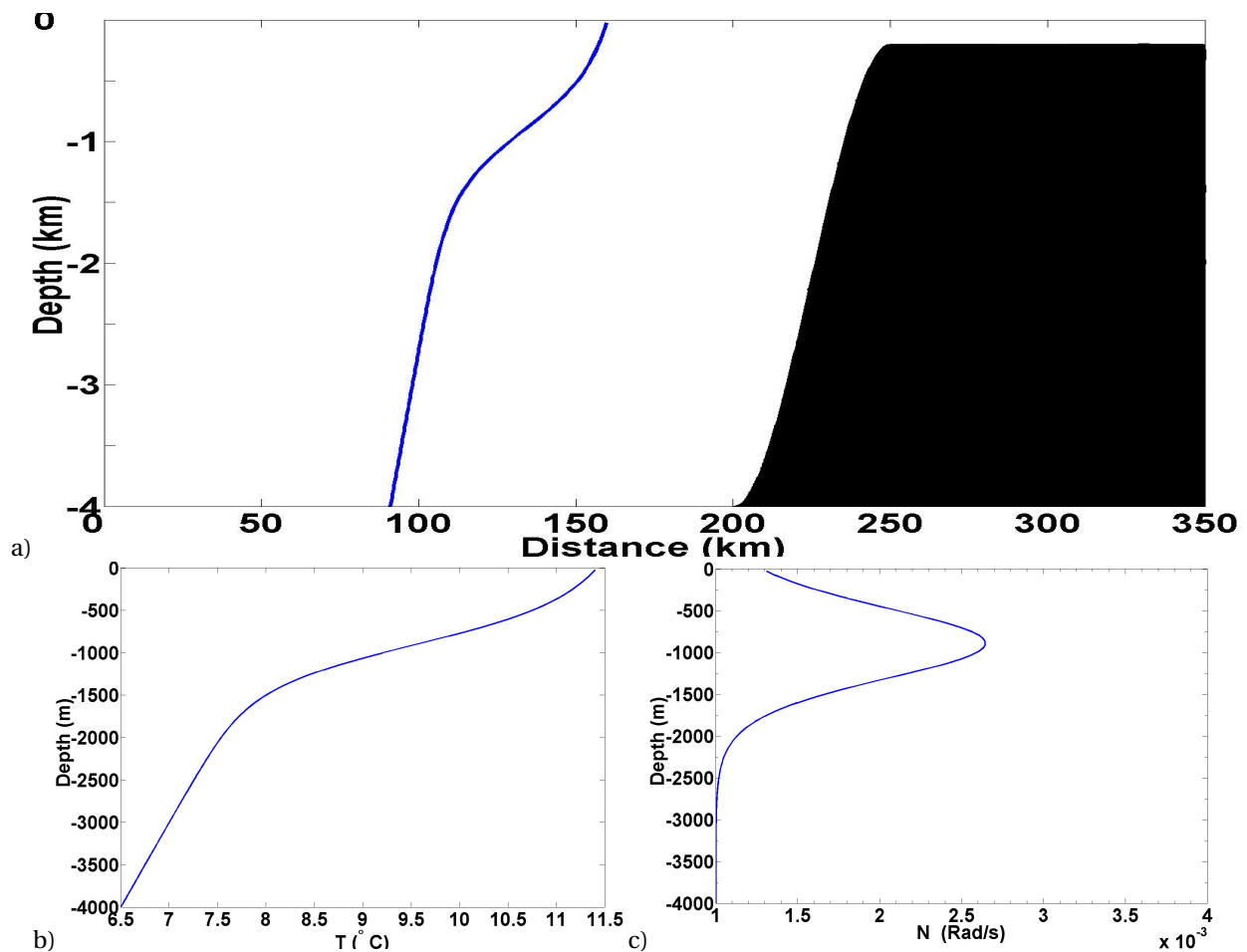


FIG. 2.4 – Cas d'une thermocline peu marquée. a) Profil vertical de température et topographie ; b) Profil vertical de température ; c) Fréquence de Brunt-Väisälä (N) correspondante.

Le champ de vitesse horizontale u après 15 périodes de la marée avec cette thermocline est présenté sur la figure (Fig. 2.5). La direction obtenue par la relation de dispersion en supposant le profil de température linéaire est tracée avec des lignes de tirets blancs. L'angle obtenu par la relation de dispersion dans ce cas est de 5.15° par rapport à horizontale.

Même peu marqué, l'effet de la thermocline sur les rayons apparaît clairement : l'onde de marée interne est réfractée par la thermocline de sorte que la

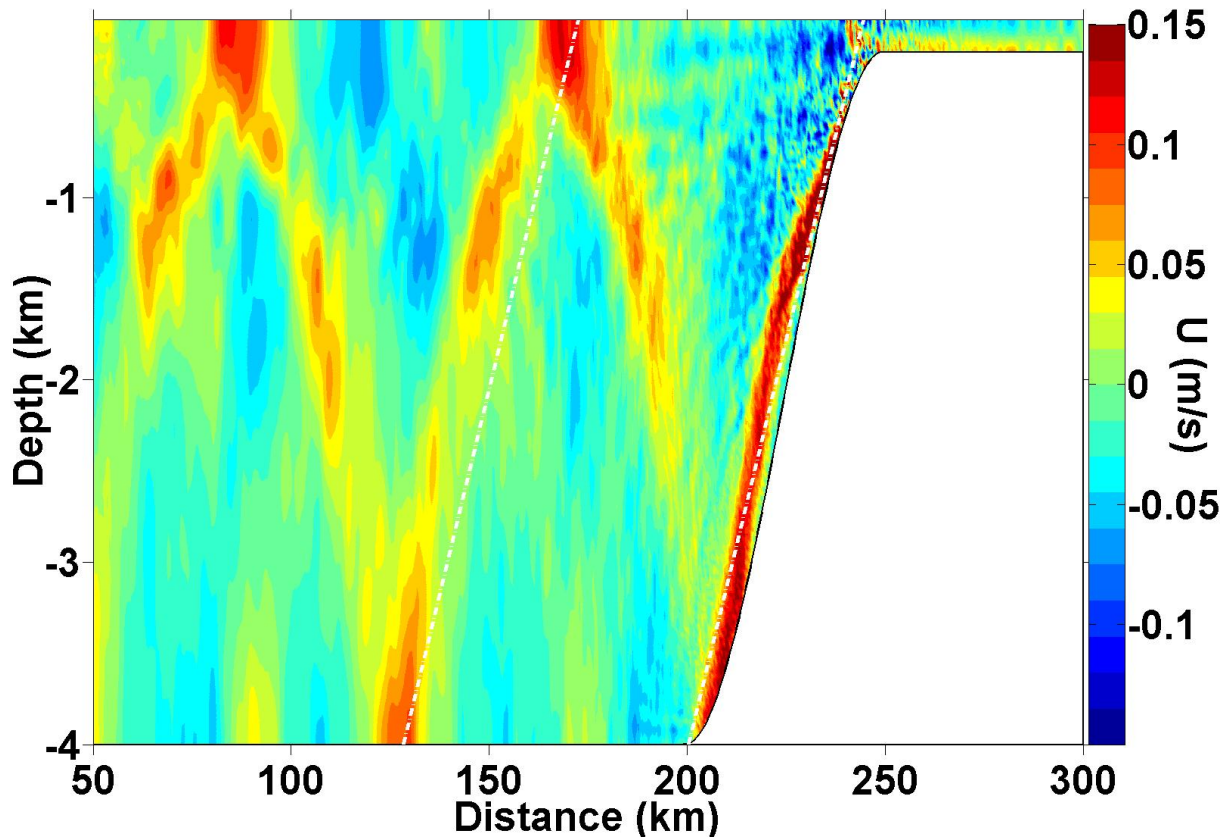


FIG. 2.5 – Champ de vitesse u après 15 périodes de marée pour un profil de température non-linéaire (thermocline) et une différence de température de 5°C entre la surface et le fond (voir la figure (Fig. 2.4)) ; les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion si le profil de température était linéaire.

zone de réflexion se situe maintenant sur le bas du talus continental (et non plus sur le sol plat de la plaine). En conséquence, le rayon de marée interne est défocalisé à la réflexion, conduisant à un rayon réfléchi très diffus. Aucun harmonique n'est maintenant visible du fait de la faible amplitude du rayon réfléchi.

Notons également que, en dehors du rayon incident, l'énergie cinétique horizontale apparaît confinée au-dessus de la thermocline.

Les profils de température et de fréquence de Brunt-Väisälä correspondant à une thermocline plus raide sont tracés sur la figure (Fig. 2.6). Ce cas se rapproche de celui d'une thermocline réelle.

Le champ de vitesse u après 15 périodes de marée pour cette thermocline est tracé sur la figure (Fig. 2.7) (la direction obtenue par la relation de dispersion en supposant la stratification uniforme est indiquée avec des lignes de

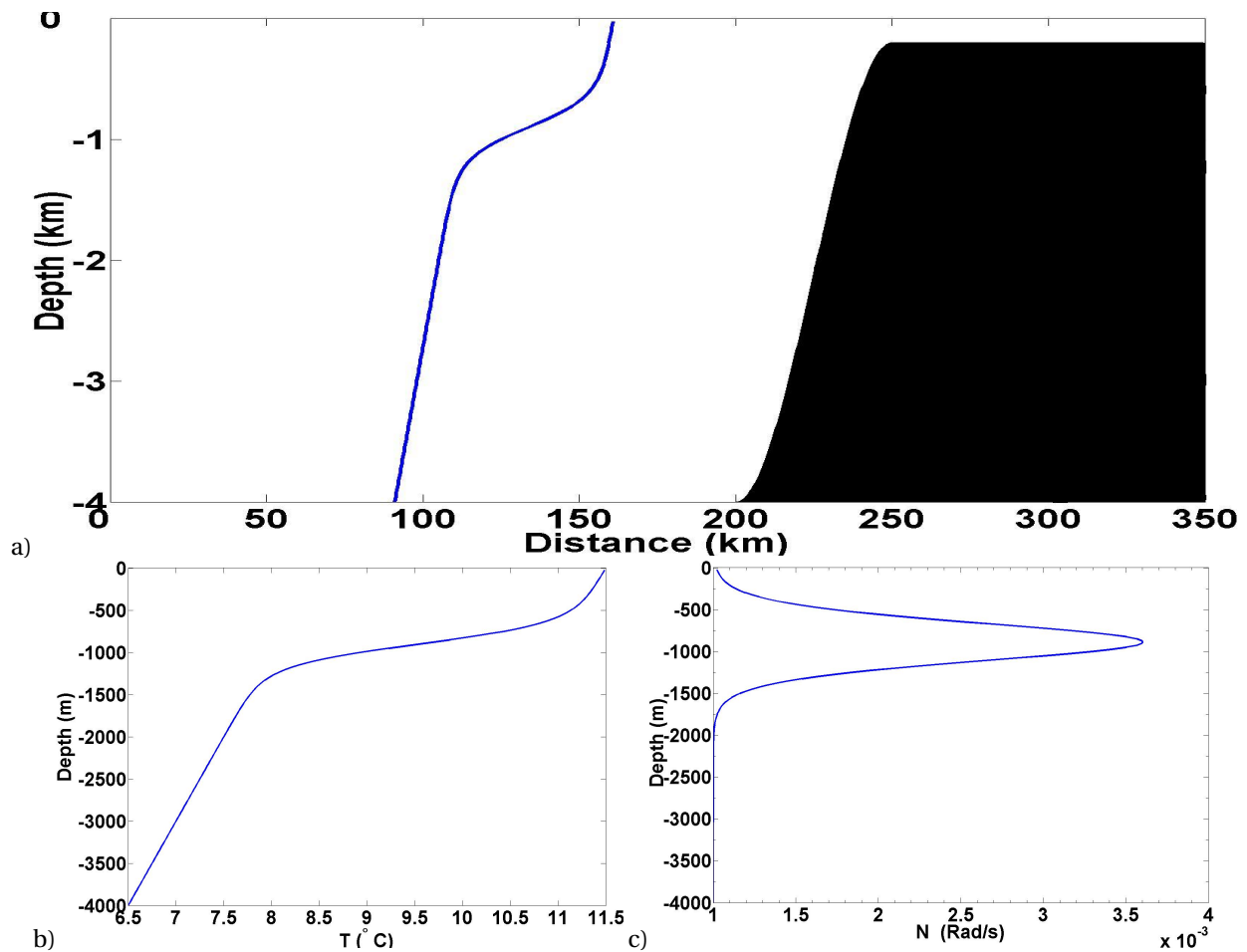


FIG. 2.6 – Cas d’une thermocline plus raide. a) Profil vertical de température et topographie ; b) Profil vertical de température ; c) Fréquence de Brunt-Väisälä (N) correspondante.

tirets blancs).

Les effets observés sur la figure (Fig. 2.5) apparaissent à nouveau, de façon plus marquée. Le rayon incident est réfracté, les rayons réfléchis sont de très faible amplitude sous la thermocline de sorte qu’aucun harmonique n’est visible et l’énergie cinétique horizontale est clairement concentrée au-dessus de la thermocline.

Pour mieux estimer l’influence d’une thermocline, nous avons choisi une ligne à 2000 m au dessous de la surface pour laquelle nous comparons le champ u obtenu pour la thermocline modérée (et présenté sur la figure (Fig. 2.5)) avec le champ obtenu avec la stratification linéaire (et visible sur la figure (Fig. 2.1)). Cette comparaison fait l’objet de la figure (Fig. 2.8).

La figure montre que les rayons d’énergie dans le cas avec thermocline

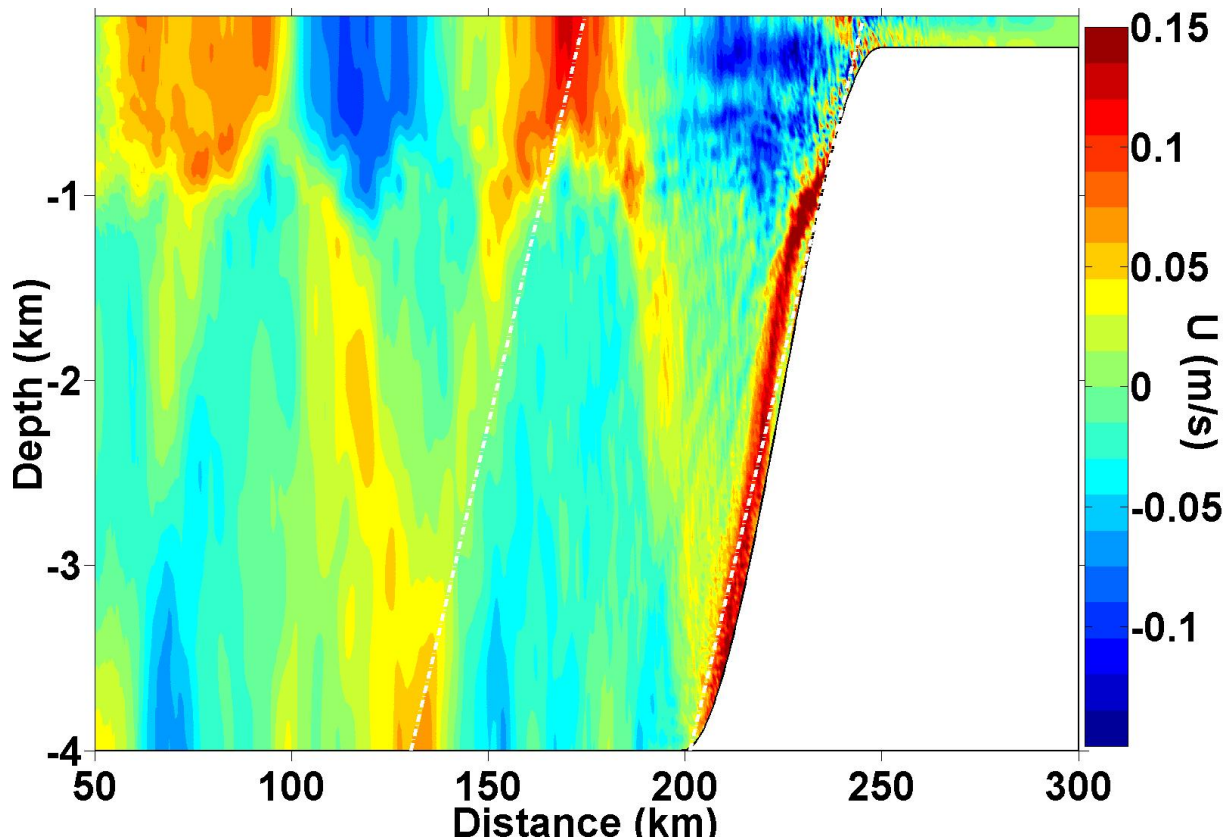


FIG. 2.7 – Champ de vitesse u après 15 périodes de marée avec une thermocline plus raide et une différence de température de 5°C entre la surface et le fond (voir la figure (Fig. 2.6)) ; les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion si le profil de température était linéaire.

sont plus faibles, en accord avec le fait qu'une grande partie de l'énergie est concentrée au-dessus de la thermocline.

Les effets de la thermocline sur le champ de vitesse horizontale conduisent donc à une concentration de l'énergie du rayon au-dessus de la thermocline. Pour le champ de vitesse verticale par contre, la concentration d'énergie est plutôt au-dessous de la thermocline comme le montre la figure (Fig. 2.9). Les valeurs de la vitesse verticale sont cependant plus faibles, presque d'un facteur 10, par rapport aux valeurs de la vitesse horizontale.

Les figures (Fig. 2.10) et (Fig. 2.11) montrent cet effet de la thermocline pour l'expérience correspondante réalisée sur la plaque CORIOLIS (voir également la section 4.9.2). Ces figures montrent que les valeurs de la vitesse verticale sont faibles (d'un facteur 2 ici) par rapport aux valeurs de la vitesse horizontale, et que l'énergie du rayon est concentrée sous la thermocline pour

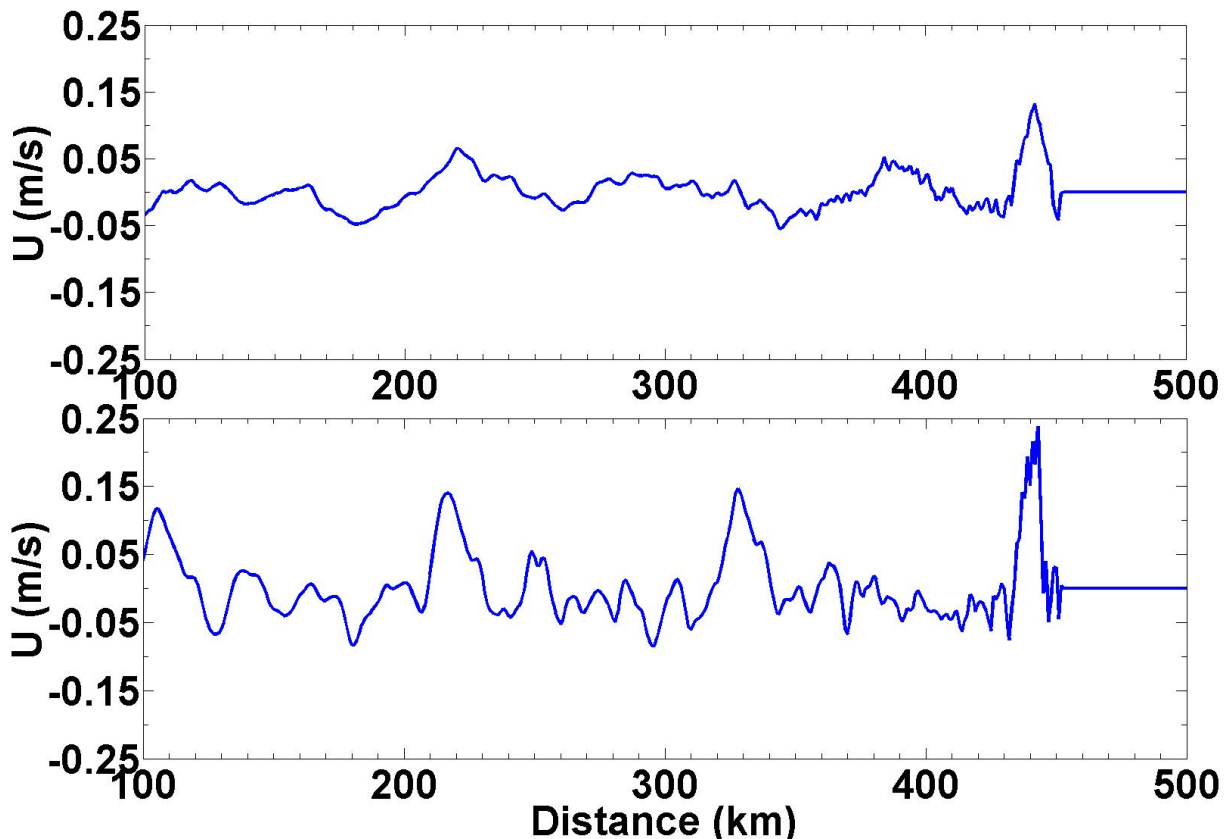


FIG. 2.8 – Comparaison du cas avec une thermocline peu marquée (la figure (Fig. 2.4)) (image en haut) au cas avec un profil de température linéaire (image en bas) ; tracé de la composante horizontale du champ de vitesse à 2000 m sous la surface après 15 périodes.

la vitesse verticale et au-dessus de la thermocline pour la vitesse horizontale, après que le rayon ait rencontré la thermocline.

2.3.4 Différence entre le cas hydrostatique et le cas non-hydrostatique

Le code MITgcm est un code non-hydrostatique mais une version hydrostatique est également disponible. Dans ce paragraphe, nous comparons les résultats issus des versions non-hydrostatique et hydrostatique.

La figure (Fig. 2.12) présente ainsi la comparaison du champ u obtenu à 2000 m sous la surface après 15 périodes pour le cas d'une thermocline peu marquée, pour les cas non-hydrostatique et hydrostatique.

Aucune différence visible n'apparaît. Donc pour l'océan idéal que nous avons choisi, avec cette résolution, les équations hydrostatiques semblent convenir.

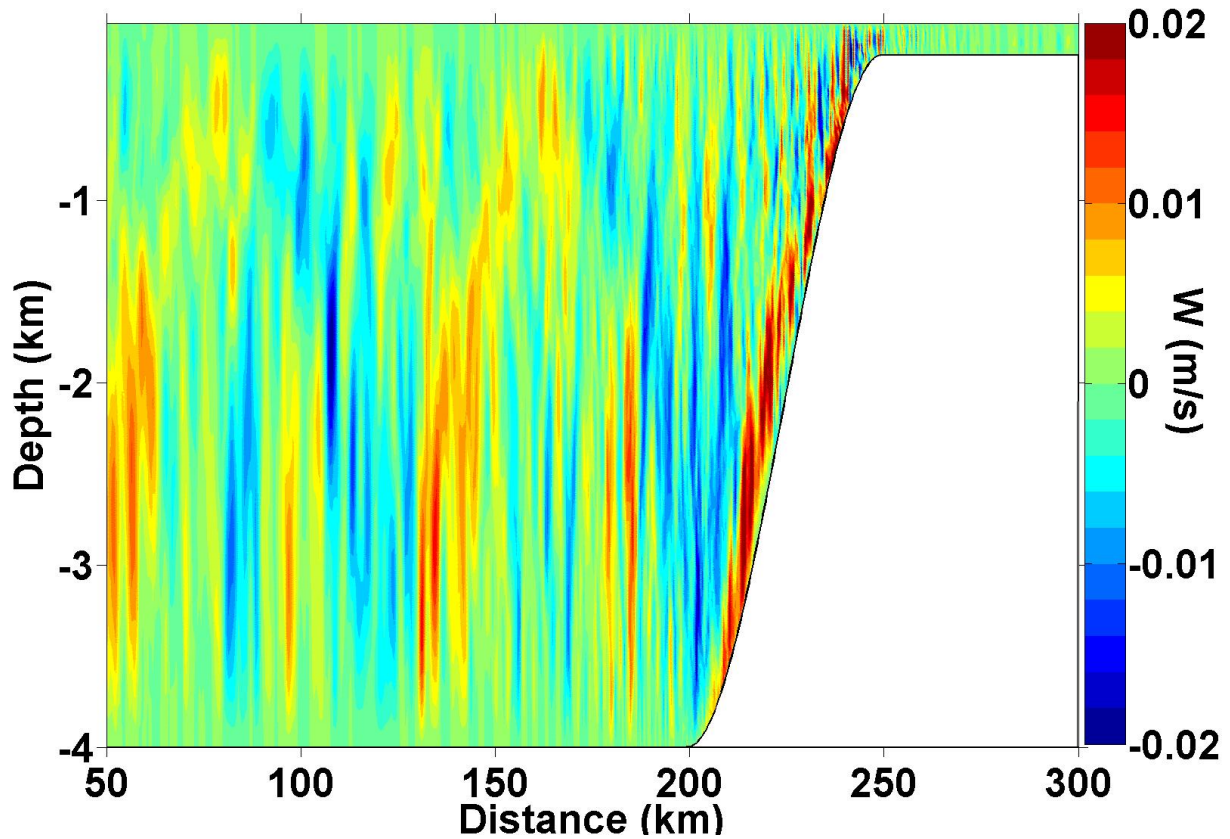


FIG. 2.9 – Champ de vitesse verticale (w) après 15 périodes de marée pour un profil de température non-linéaire (thermocline) et une différence de température de 5°C entre la surface et le fond (voir la figure (Fig. 2.4)).

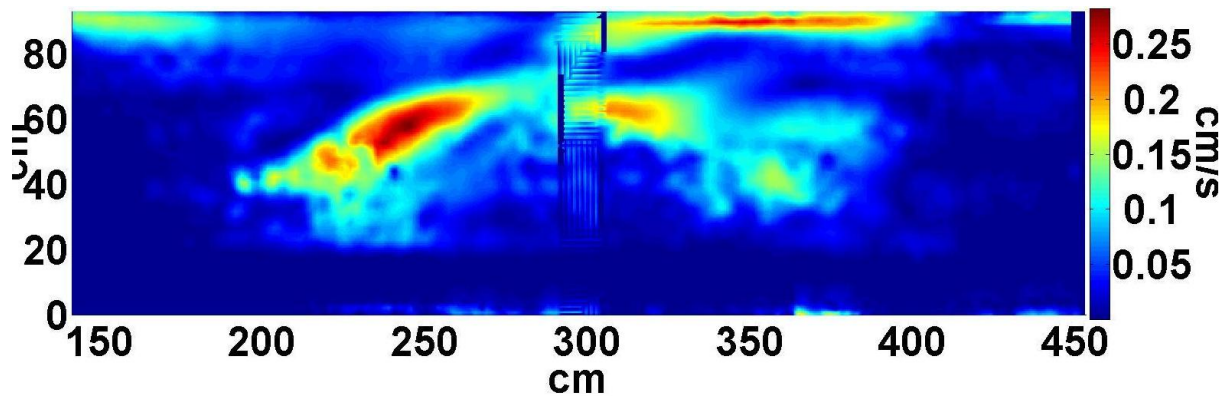


FIG. 2.10 – Amplitude du mode principal de la vitesse horizontale ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) calculée entre la 5ème et la 7ème période pour l'expérience GERK48.

2.3.5 Résultats du code parallèle

L'influence d'effets fortement non linéaires ne peut être examinée sans augmenter la résolution. Le temps de calcul devient alors prohibitif et il est nécessaire d'utiliser la version parallèle du code de calcul, c'est-à-dire tour-

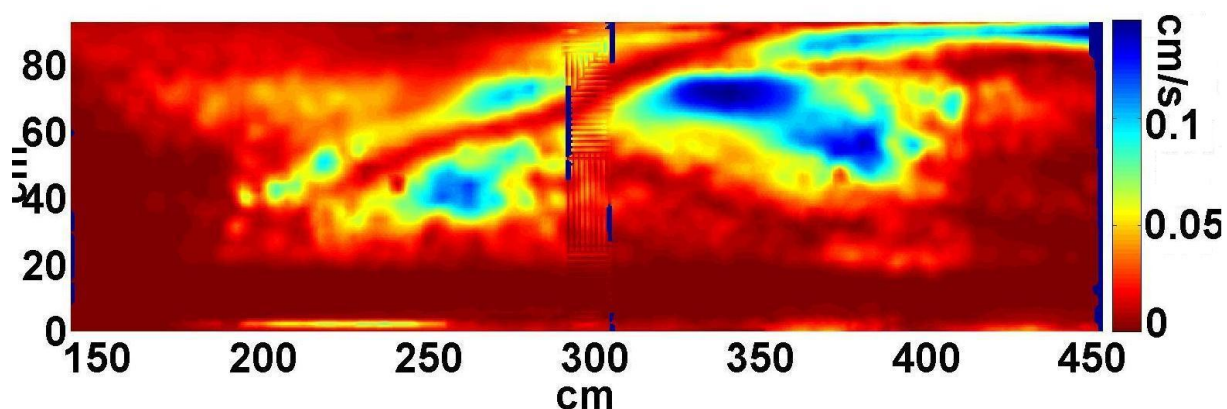


FIG. 2.11 – Amplitude du mode principal de la vitesse verticale ($A_1(w)$ (Eq. 4.9)) calculée entre la 5ème et la 7ème période pour l'expérience GERK48.

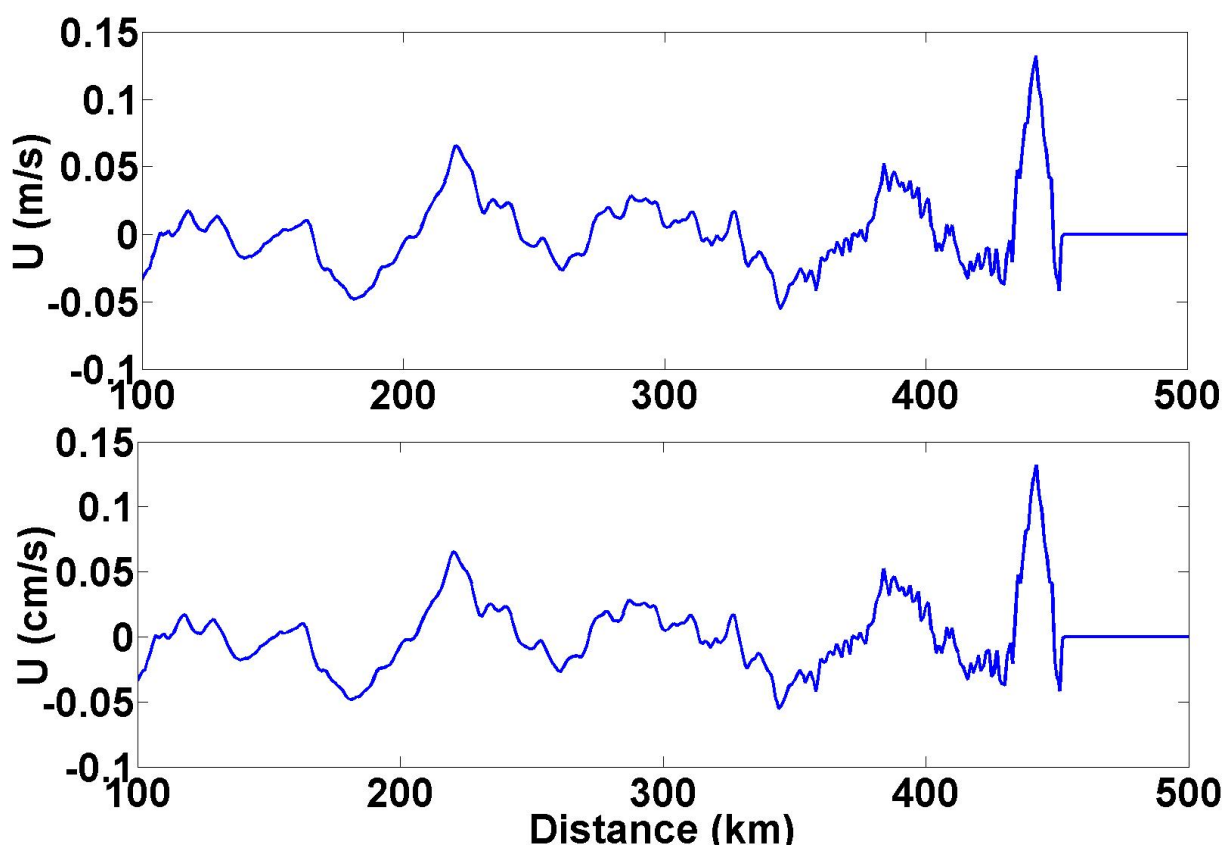


FIG. 2.12 – Comparaison du cas non-hydrostatique (image en haut) au cas hydrostatique (image en bas) ; champ u obtenu à 2000 m sous de la surface après 15 périodes pour une thermocline peu marquée.

nant simultanément sur plusieurs processeurs. Le code MITgcm comporte une version parallèle, qui a été adaptée aux machines de l'IDRIS.

La figure (Fig. 2.13) présente un exemple de calcul parallèle pour les mêmes conditions que celles de la figure (Fig. 2.7) mais avec une grille de calcul plus

fine. La résolution horizontale est en effet de $\Delta x = 100$ m au lieu de $\Delta x = 500$ m dans le cas mono processeur correspondant à un nombre des points de grille suivant la direction X de 4000 au lieu de 700.

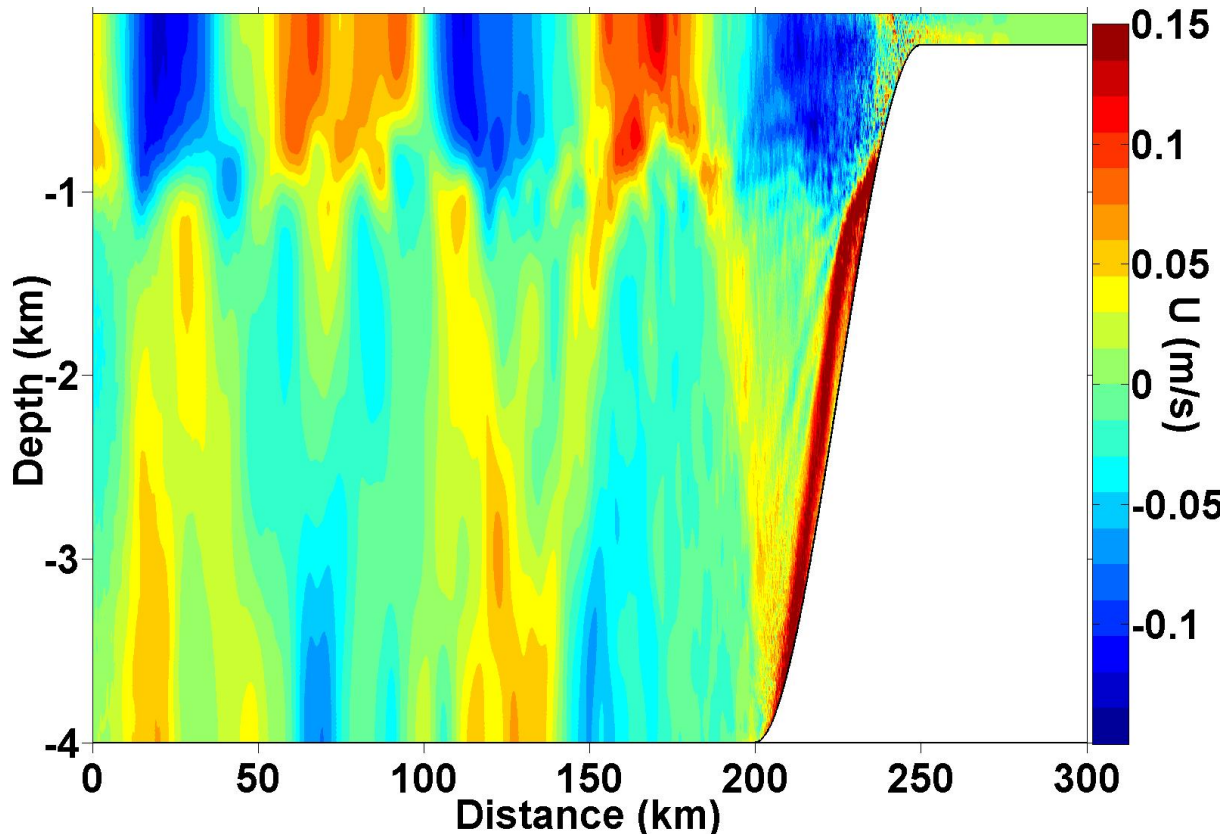


FIG. 2.13 – Champ de vitesse u après 10 périodes de la marée avec une thermocline plus raide et une différence de température de 5°C entre la surface et le fond (voir la figure (Fig. 2.6)), obtenu par le code parallèle.

2.3.6 Résultats avec conditions expérimentales

Le code de calcul a ensuite été adapté aux conditions des expériences menées sur la plaque Coriolis. Ces expériences sont présentées et analysées aux chapitres suivants.

La figure (Fig. 2.14) montre un exemple des résultats obtenus. Ici, nous avons choisi une valeur de la fréquence de Brunt-Väisälä N égale à 0.73 Rad/s comme dans l'expérience EXPB5 décrite dans le tableau 3.1 du chapitre 3.

La figure (Fig. 2.15) montre un zoom sur le talus de la figure (Fig. 2.14), qui est en accord avec les résultats obtenus pour cette expérience (voir chapitre

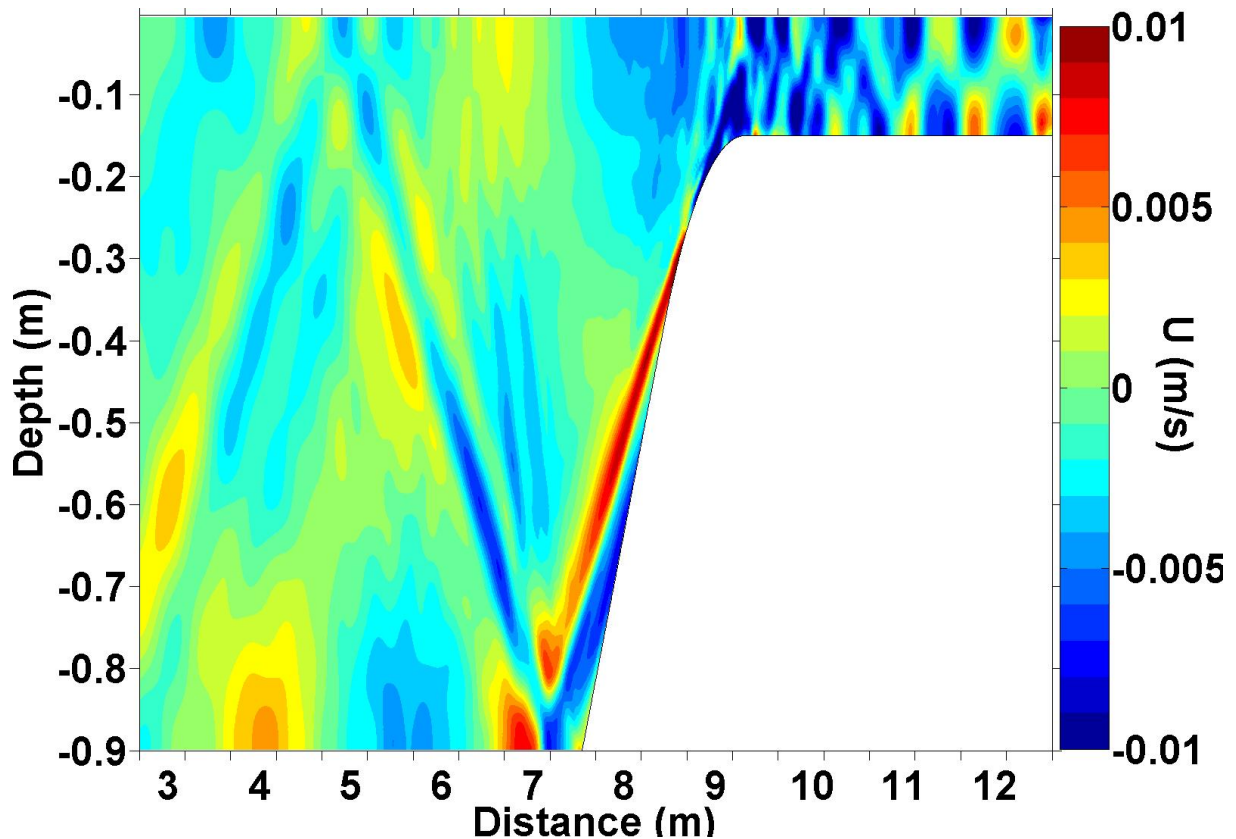


FIG. 2.14 – Champ de vitesse u après 9 périodes de marée obtenu par le code parallèle pour les conditions de l'expérience EXPB5 (voir tableau 3.1 du chapitre 3).

4).

Dans ces deux figures, le rayon d'énergie, sa réflexion et la génération de rayons harmoniques apparaissent clairement.

La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sont en cours dans un autre projet en dehors de cette thèse sous la direction de Madame Chantal Staquet de l'équipe de ERES (Environnement, Rotation Et Stratification) du LEGI ³. Ce projet a fait l'objet du stage post-doctoral d'Ivane Pairaud (septembre 2006 - février 2008).

³<http://www.legi.inpg.fr/spip.php?rubrique79>

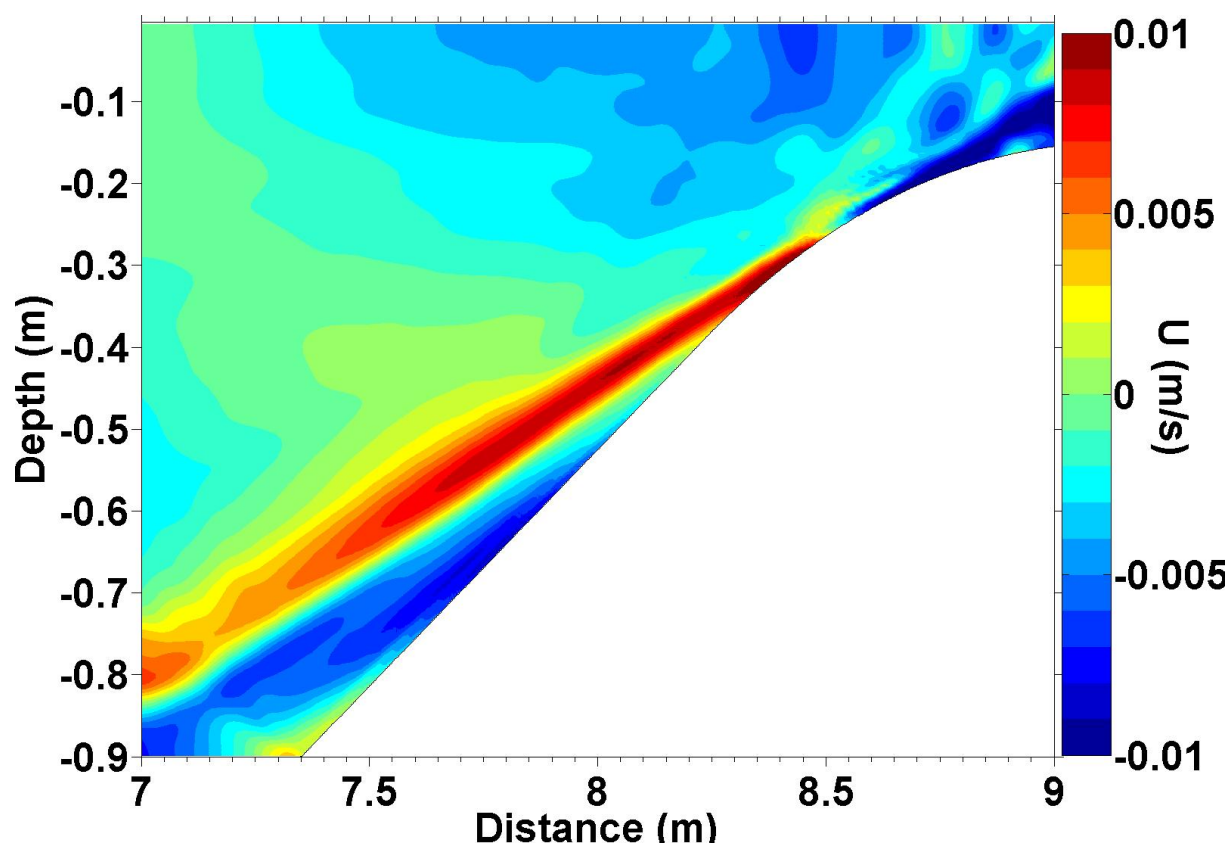


FIG. 2.15 – Zoom de la figure (FIG. 2.14).

Chapitre 3

Dispositif et méthodes expérimentales

En dehors de l'expérience préliminaire de L. Gostiaux et T. Dauxoir [33] menée sur un dispositif de petite taille, aucune expérience de génération de la marée interne par un forçage oscillant au-dessus d'un talus continental n'a été menée. Pour mieux connaître et reproduire en laboratoire la marée interne, des expériences de grandes dimensions sont nécessaires. Donc, les expériences sont réalisées sur la grande cuve tournante de l'équipe Coriolis (LEGI, UJF-INPG-CNRS) ¹. Une façon de confirmer les résultats numériques et d'améliorer la connaissance de la marée interne est aussi de faire des expériences et analyser leurs résultats et de les comparer aux résultats numériques et théoriques. Dans ce chapitre nous expliquons la méthode et la procédure des expériences et nous décrivons également les appareils utilisés. Nous nous basons en partie sur la thèse de Sabine Decamp [14] dans ce qui suit.

L'écoulement est analysé par une méthode de corrélation d'images de particules, la CIV (Correlation Image Velocimetry), qui permet d'obtenir la vitesse instantanée du fluide avec une grande résolution. Cette technique expérimentale non-intrusive est basée sur la mesure du déplacement, sur un court intervalle de temps, de particules réfléchissantes introduites dans l'écoulement étudié. Le fluideensemencé de particules est illuminé par une fine tranche laser. Une caméra numérique enregistre chaque image pour évaluer la projection du champ de vitesse sur le plan du laser. La vitesse du fluide est

¹<http://www.coriolis-legi.org>

assimilée au mouvement des particules sur un court instant. Cela suppose que les particules soient suffisamment petites, sphériques et qu'elles aient une densité théoriquement identique à celle du fluide pour pouvoir le suivre. Nous expliquons cette méthode à la section 3.2.

Dans ce chapitre, nous allons voir quels sont les différents moyens de mesure et outils techniques disponibles sur la plate-forme Coriolis et nécessaires à notre étude. Nous présentons dans un premier temps la plate-forme expérimentale et son instrumentation : le système d'acquisition des images et de traitement des données. Dans un deuxième temps, nous décrivons les expériences que nous avons analysées et discutons des difficultés rencontrées dans ces expériences.

3.1 La plate-forme CORIOLIS

Les expériences sont réalisées sur la grande cuve tournante de l'équipe Coriolis du LEGI. Elle a été construite en 1960 pour étudier les effets de la force de Coriolis sur les ondes de marée et l'influence des marées dans la Manche pour un projet de construction d'une usine marée-motrice dans la baie du Mont Saint-Michel. Il s'agit d'un instrument unique au monde par sa taille. Cette cuve a un diamètre de 13m pour une hauteur de 1.2m (voir la figure (Fig. 3.1)).

Sa masse en charge atteint 330 tonnes (poids à vide des parties tournantes 150 T; charge admissible 180 T), répartie pour les 2/3 sur un pivot central et pour 1/3 sur 23 galets espacés régulièrement sous la circonférence de la plaque. Parmi ces galets, 10 sont des moteurs qui assurent l'entraînement de la cuve dont la période de rotation peut varier de 18 à 999 s avec une précision de 10^{-4} s. La verticalité de l'axe de rotation est assurée à 10^{-6} radians. Un système de 2 réservoirs de 75 m³ chacun et de pompes programmables servent à remplir la cuve tournante en eau homogène (multi-couches possibles) ou uniformément stratifiée en densité.

L'objectif de cette plate-forme est de modéliser les écoulements océaniques ou atmosphériques, avec la possibilité de stratification en densité et la pré-

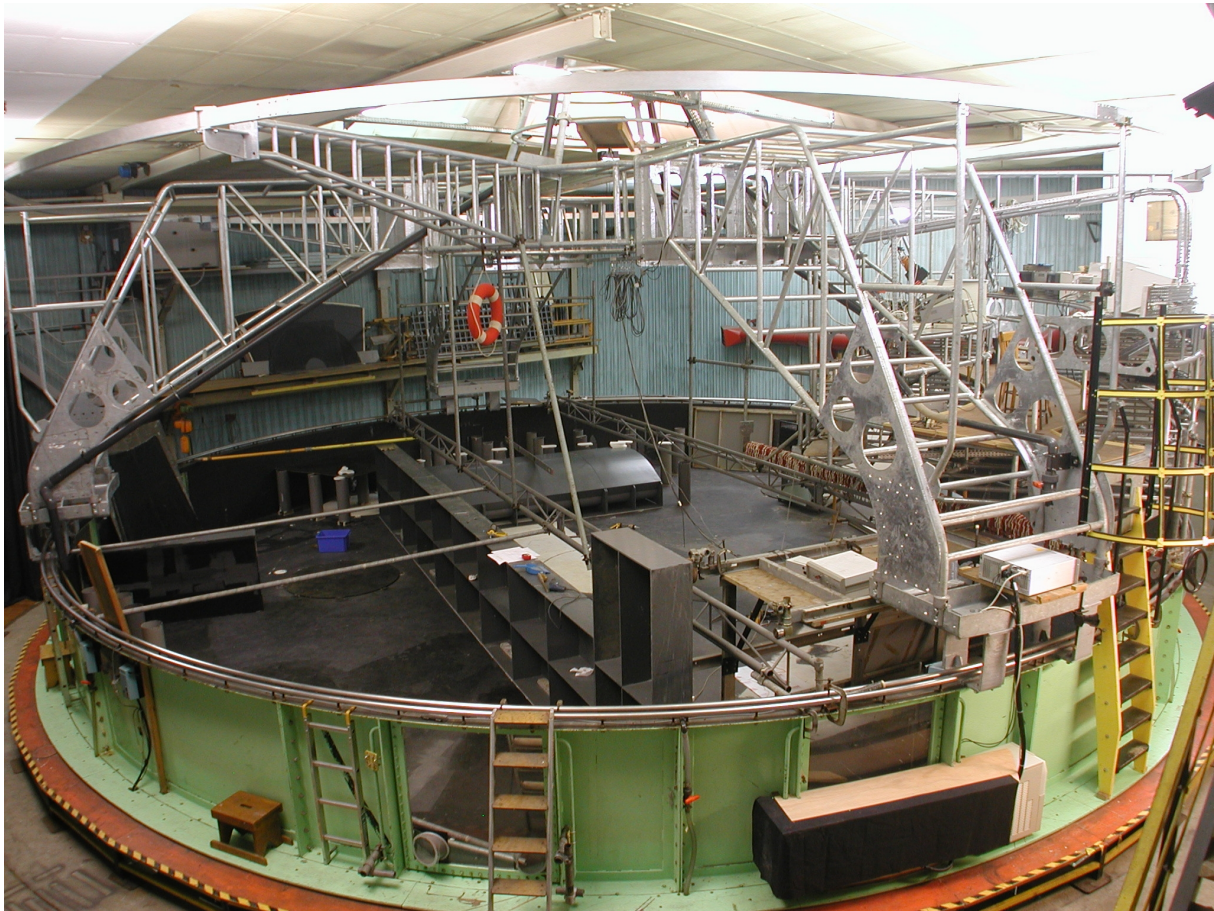


FIG. 3.1 – Photo de la grande cuve tournante Coriolis, pendant l’installation du talus

sence de topographie.

Nous pouvons également trouver les caractéristiques de cette plate-forme sur la site internet de l’équipe Coriolis².

Si aujourd’hui les modèles numériques sont très fiables pour la plupart des écoulements 2D, cela n’est pas encore vrai pour les écoulements 3D. Comme sur la plate-forme Coriolis, les écoulements relativement lents sont accessibles à un système de mesures 3D par balayage de tranche laser, cela permet de renforcer la complémentarité entre les modèles numériques et physiques.

De plus, la plaque tournante de Grenoble engendre une collaboration très fructueuse entre les pays de la communauté européenne (CE) dans le cadre des Grands Instruments Européens. Elle permet aux chercheurs et aux étudiants d’aborder les fluides géophysiques dans une dimension proche de la

²http://www.coriolis-legi.org/plaque_tournante.htm

nature, et son coté formateur ne doit pas être négligé.

La plaque tournante est disponible aux scientifiques Européens dans le cadre du Programme Improving Human Research Potential.

3.2 La vélocimétrie par images de particules (P.I.V)

La visualisation de l'écoulement tient une grande part dans les expériences de mécanique des fluides. La technique de visualisation de l'écoulement au moyen de particules réfléchissantes a été beaucoup étudiée en mécanique des fluides. Dans nos expériences nous avons utilisé une technique récente qui s'appelle la vélocimétrie par image de particule (Particle Image Velocimetry - PIV). La PIV est une technique capable de mesurer deux composantes de la distribution instantanée de vitesse dans la section d'un champ d'écoulement [1].

La PIV consiste à déduire le champ de vitesse d'un ensemble de particules (traçeurs) à partir de la corrélation entre deux images prises à intervalle rapproché. Pour ces expériences à grande échelle, le choix des particules à utiliser est critique, leur taille devant être suffisante pour rediffuser la lumière vers la caméra, mais pas trop grande pour ne pas sédimenter rapidement. Donc on utilise des particules de polystyrène de 350 micromètres de diamètre parce que leur densité est ajustable. La tranche laser éclaire ces particules qui sont dans un feuillet vertical. On peut prendre des images de ces particules lumineuses avec une caméra numérique suffisamment rapide. Nous enregistrons ces images en format PNG (Portable Network Graphics) ce qui permet de compresser la taille mémoire d'un facteur 2 ou 3 sans perte de qualité (compression réversible) et ces images nous montrent la position des particules en pixel à chaque instant. La grande quantité d'information contenue dans chaque image de 1024×1024 pixels produit des images brutes de taille considérable. Lors du traitement des images il faut mettre en relation deux images prises à un intervalle de temps connu. La méthode utilisée est la CIV (Correlation Imaging Velocimetry). Il s'agit de mettre en relation deux images prises à deux temps successifs via une caméra. L'algorithme déter-

mine le maximum de corrélation entre deux zones des images. Le champ de vitesse est déduit du déplacement des particules d'une image à l'autre pendant l'intervalle de temps dt .

Dans la technique de PIV, l'écoulement est visualisé dans la zone d'essai du plan à travers un feuillet lumineux très mince. Les particules sont ainsi rendues visibles et on enregistre les images de ces particules à des instants successifs. Il suffit alors de déterminer la distance séparant ces images consécutives pour connaître le déplacement local du fluide.

Pour utiliser cette méthode on a besoin d'avoir des caméras numériques rapides pour prendre une série d'images successives issues d'un système optique adapté et des ordinateurs puissants pour effectuer rapidement des calculs.

Nous avons appris à utiliser les algorithmes CIV développés par A. Fincham et G. Delerce [21, 20] qui nous ont servi à obtenir les champs de vitesses présentés dans cette thèse (l'équipe de Coriolis a ses propres logiciels de calcul et de visualisation PIV et CIV^{3 4}).

Des mesures de PIV pour obtenir une série d'images consécutives ont été réalisées, à raison d'une image toutes les 1000ms, 500ms ou 250ms suivant les expériences.

Sur la figure (Fig. 3.2) nous présentons un schéma simple indiquant la position de la caméra rapide et de la tranche laser.

Pour nos expériences on a utilisé un laser solide "Millennia Pro S series" produit par "Spectra-Physics" d'une puissance de 6 Watts. La tranche laser est verticale et transversale au talus et la direction de prise des images de la caméra est perpendiculaire à cette tranche. Le choix de chaque composant de la mesure PIV (particules, laser et caméra) est dicté par un compromis entre la taille du domaine étudié, la résolution désirée (donnée par les échelles spatiales de l'écoulement), la durée, la vitesse du phénomène étudié et les moyens disponibles.

Sur la figure (Fig. 3.3) on montre la façon dont PIV et CIV sont associées

³<http://www.coriolis-legi.org>

⁴<http://www.coriolis-legi.org/CIVPROJECT/main.html>

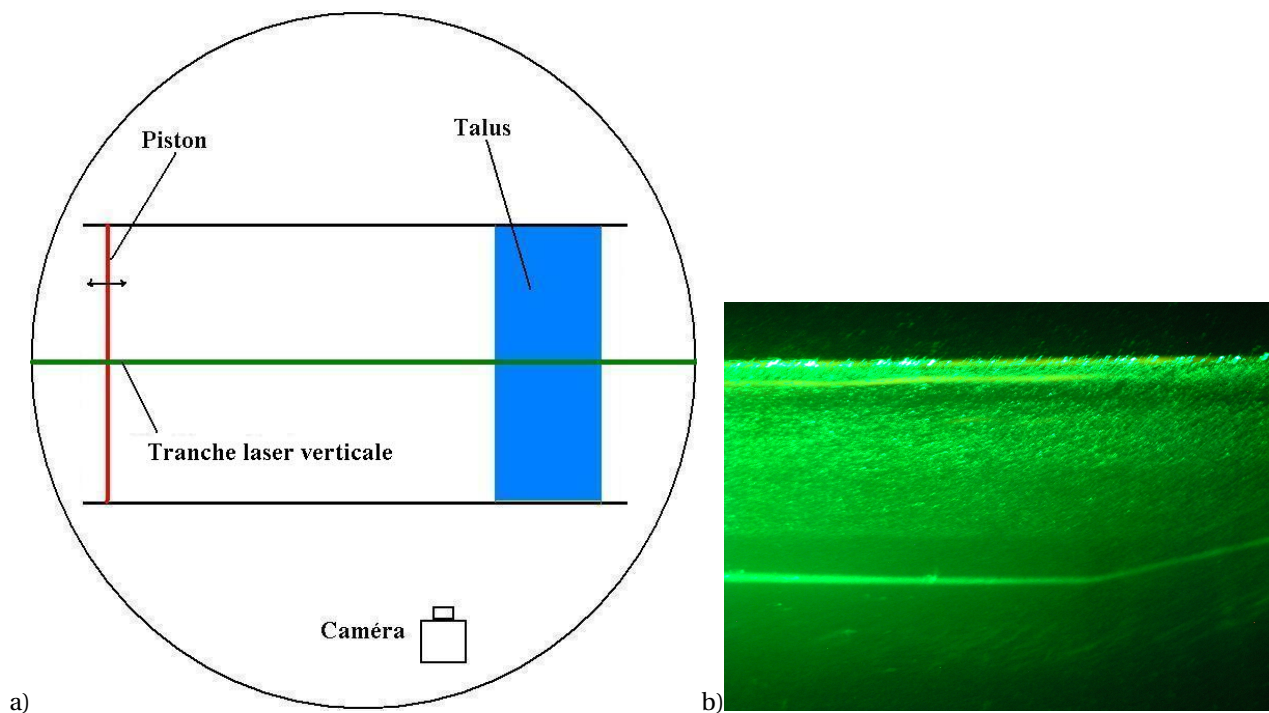


FIG. 3.2 – a) Schéma de la position de la caméra et de la tranche laser par rapport au talus et au canal. b) Un exemple d'image de particules brillantes.

pour obtenir un champ de vitesse.

Sur cette figure on peut voir deux images de PIV pour l'expérience EXPB5 (présentée dans le tableau (Tab. 3.1) à la fin de ce chapitre.) Une de ces images est prise au temps " t " (t égal 80 s) et l'autre est prise au " $t+dt$ " avec " dt " égal à 1 s. Sur ces images, à chaque pixel est associée une intensité lumineuse codée sur 4096 niveaux de gris. La valeur de l'intensité lumineuse sur chaque pixel est fonction de la présence ou non de particules et de leur taille. Sur ces deux images on peut voir la position exacte des particules, donc avec la CIV on peut calculer le champ de vitesse comme cela est montré sur les figures c et d (la figure d est la figure c après suppression des mauvais vecteurs et interpolation entre eux avec échelle de 15.). La composante horizontale du champ de vitesse (u) entre les instants 80 s et 81 s est représentée sur la figure e. La figure (Fig. 3.4) présente le principe du calcul des déplacements par PIV.

Un système bidimensionnel de vélocimétrie d'image de particules (PIV) est employé dans cette étude pour mesurer le champ de vitesse dans une fenêtre de visualisation de $1\text{m} \times 1\text{m}$ à de $2\text{m} \times 2\text{m}$. Des images sont obtenues

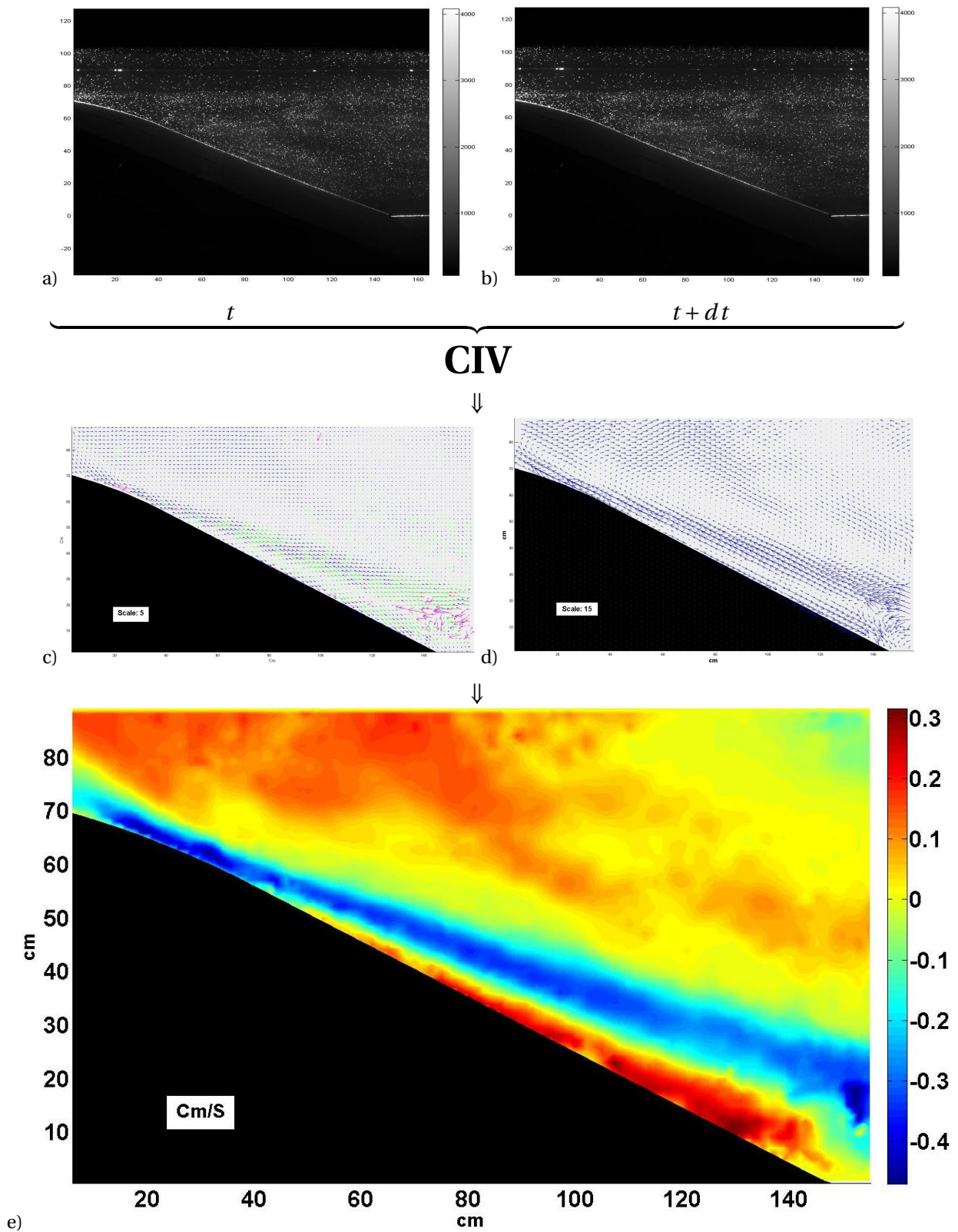


FIG. 3.3 – Vélocimétrie par Corrélation d’Images (CIV). a) Image de PIV pour $t=80$ (s) pour EXPB5. b)Image de PIV à $t=80+dt$; $dt=1$ (s) pour EXPB5. c et d)Champ de vitesse calculé par CIV entre 2 images consécutives. e)Composante horizontale du champ de vitesse (u) pour EXPB5 entre le temps 80s et 81s après le début de l’expérience.

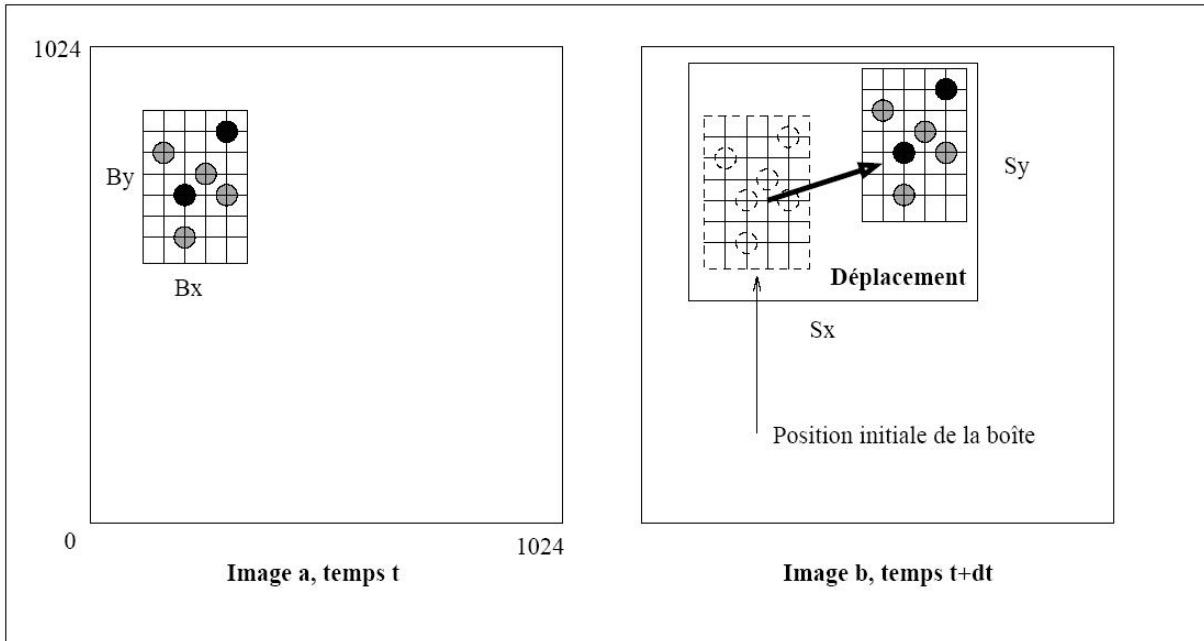


FIG. 3.4 – Schéma de principe du calcul des déplacements par PIV.

en utilisant une caméra rapide avec une résolution de 1024×1024 Pixel. Dans ces expériences on a utilisé l'objectif de 25mm de marque "Schneider" et pour quelques expériences on a utilisé l'objectif de 20mm de marque "Olympus".

3.3 Installation expérimentale

Nous nous focaliserons sur la structure de la marée interne près et loin de sa région de génération et sur les effets non linéaires qui résultent de l'interaction de la marée interne avec le champ réfléchi sur le fond océanique. Dans le réservoir tournant de Coriolis un canal est installé contenant une pente continentale, et un générateur d'onde (piston). Le fluide possède une stratification verticale continue stable. Un système optique contenant un laser, des caméras et des miroirs est utilisé. Dans cette section, nous décrivons l'installation expérimentale et la stratification.

3.3.1 Talus et canal utilisés pour les expériences

Nous forçons un courant de marée au-dessus d'une pente continentale, à travers un canal contenu dans la plate-forme tournante (voir la figure (Fig. 3.5)). La marée barotrope est produite par un piston oscillant horizontalement, avec le mouvement $x = d_0 \sin \omega t$, qui ferme le canal à une extrémité. Le mouvement de ce piston est généré par un moteur contrôlé par un ordinateur et nous enregistrons les signaux de ce moteur pour contrôler exactement sa période de rotation ($\omega = 2\pi/T$). Le canal est ouvert à l'autre extrémité pour permettre la circulation de cette "marée barotrope".

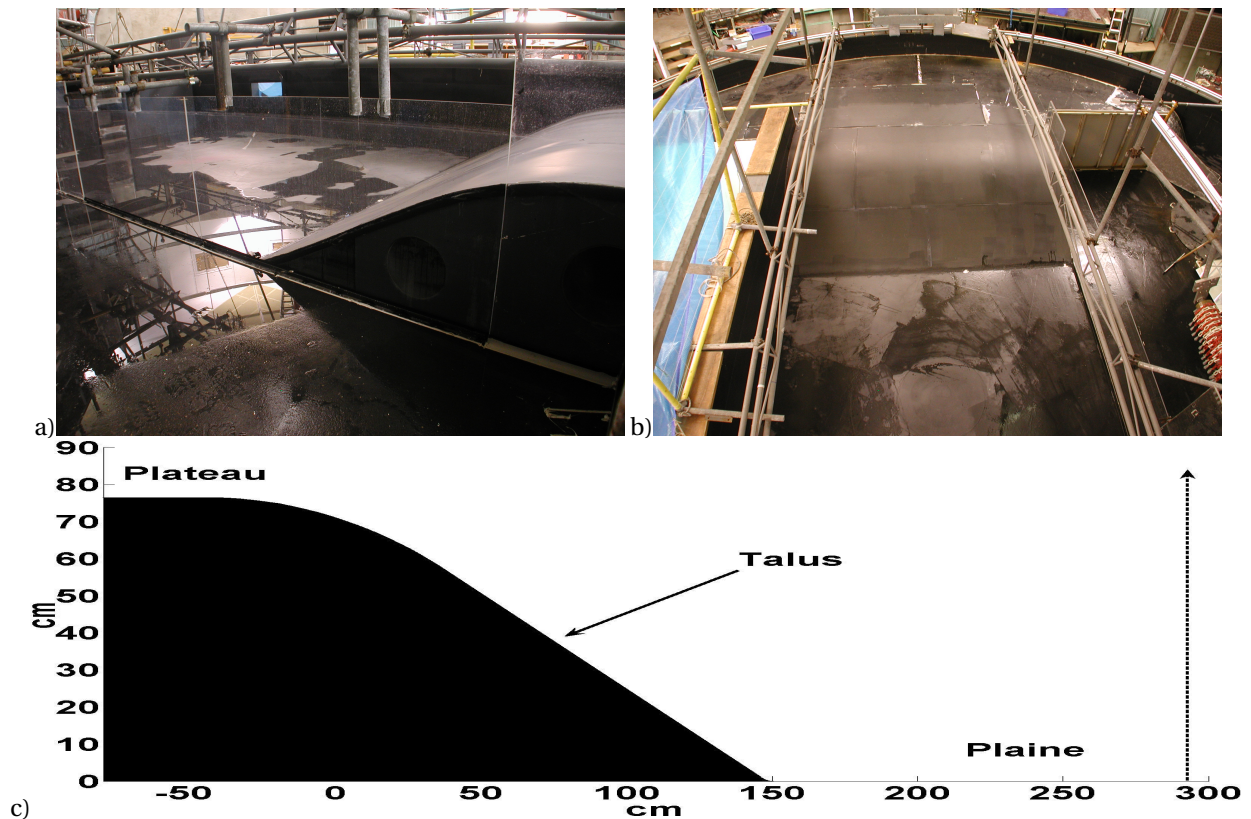


FIG. 3.5 – Canal et talus utilisés pour nos expériences ; a) vue de côté, b) vue de dessus, c) Profil analytique de la topographie. La plaine, le talus continental et le plateau continental sont indiqués.

Pour atteindre des régimes de dynamique inertielle, avec une atténuation visqueuse faible, nous avons besoin d'une eau suffisamment profonde (pour permettre de grandes longueurs d'onde verticales), ainsi nous choisissons une profondeur totale de 90 cm et une hauteur de la topographie égale

à 75 cm. Donc la cuve tournante de 13 m de diamètre est remplie d'eau sur 90 cm de hauteur. Si on suppose que ceci représente un océan de profondeur 4.5km, le facteur d'échelle verticale est 1/5000. Alors la longueur de canal disponible de 10 m représenterait 50 kilomètres. Ceci serait limité à la pente continentale elle-même, sans espace pour la propagation et la réflexion de la marée interne. Pour simuler le processus sur une distance de 250 kilomètres, nous devons donc appliquer une déformation d'allongement par un facteur 5. Par conséquent, les pentes seront cinq fois plus grandes dans l'expérience que dans l'océan. Puisque dans l'océan, cette pente est proche de 0.1, nous considérerons une pente voisine de 0.5, correspondant à un angle à l'horizontal de 30°.

La largeur du canal est choisie de 4 mètres ce qui permet d'avoir un écoulement bidimensionnel au milieu du canal. Les parois du canal sont transparentes de façon à pouvoir prendre des images avec la caméra.

Le dispositif expérimental est décrit sur les figures (Fig. 3.6) et (Fig. 3.7). Sur la figure (Fig. 3.7) nous présentons une vue de côté du canal et du talus. Sur cette figure, la position du miroir, du laser et des trois fenêtres de prise d'images sont montrées. Les positions de ces trois fenêtres sont : pour la fenêtre numéro 1 : $-40 \leq x \leq 55$ cm ; pour la fenêtre numéro 2 : $0 \leq x \leq 150$ cm ; pour la fenêtre numéro 3 : $150 \leq x \leq 312$ cm.

3.3.2 Champs de densité

La stratification en densité de l'océan peut être reproduite dans la cuve tournante en utilisant la salinité. Le mélange vertical est très lent par rapport aux effets dynamiques considérés, comme dans le cas océanique.

Comme nous avons expliqué à la section 3.1, un système de 2 réservoirs de 75 m³ chacun et des pompes programmables ont été utilisées pour remplir la cuve tournante avec eau de l'uniformément stratifiée en densité.

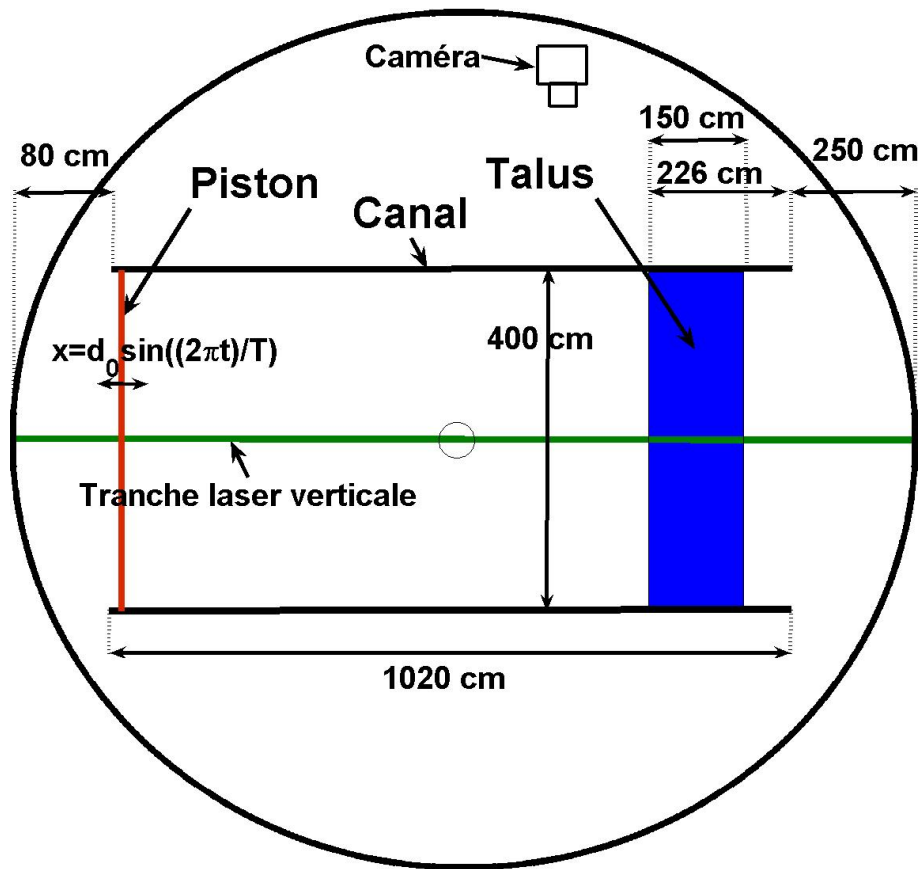


FIG. 3.6 – Dispositif expérimental du canal ; vue de dessus.

3.3.2.a Mesure de densité et calcul de la fréquence de Brunt-Väisälä (N)

La stratification induit un paramètre supplémentaire, la fréquence de Brunt-Väisälä N :

$$N = \sqrt{\frac{g \frac{\Delta\rho}{\rho_0}}{H}} \quad (3.1)$$

où H est la hauteur du fluide stratifié. Un fluide stratifié possède donc une pulsation propre d'oscillation selon la verticale, notée N .

La mesure de la fréquence de Brunt-Väisälä revient à une mesure du profil vertical de densité. Différentes méthodes sont envisageables, plus ou moins adaptées suivant la taille des dispositifs expérimentaux.

Les profils directs consistent à faire parcourir à une sonde (de conductivité par exemple) toute la hauteur du fluide. Ceci convient tout à fait à des expériences à grande échelle (plate-forme Coriolis du LEGI par exemple) où la perturbation engendrée par le profilage est minime.

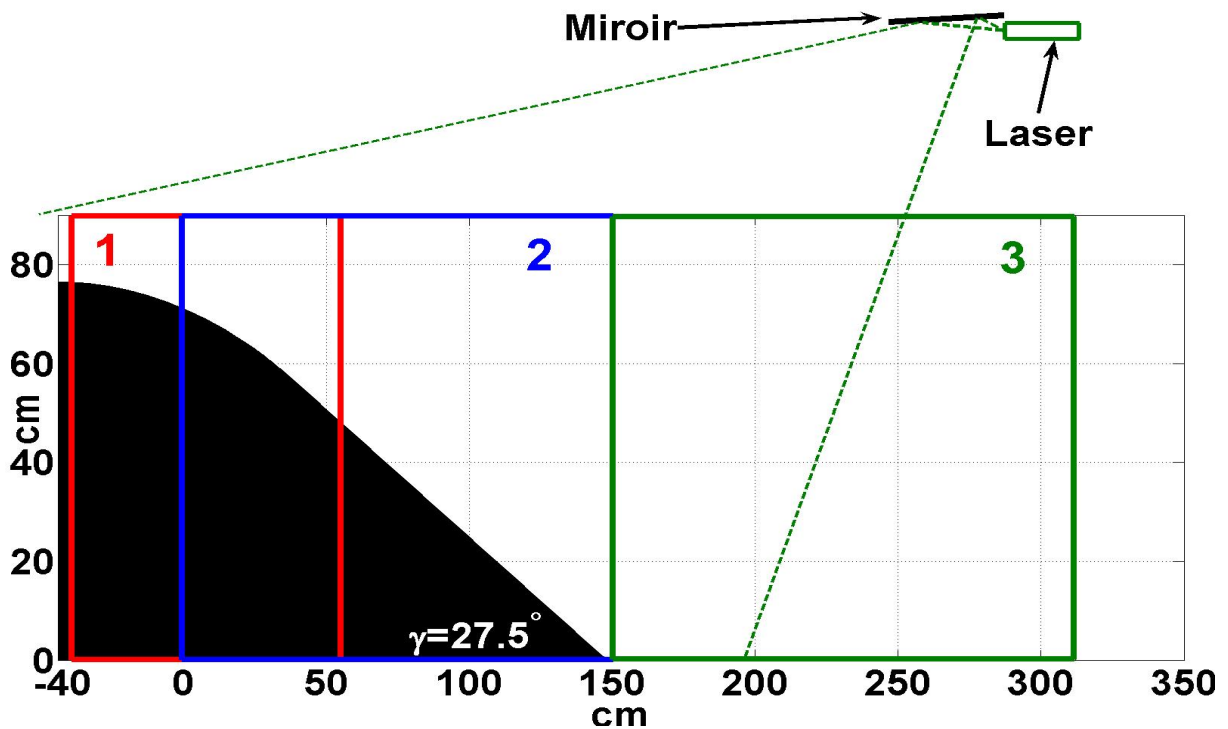


FIG. 3.7 – Dispositif expérimental du talus ; vue de côté et trois fenêtres de prise d’images par PIV.

Il faut tout de même souligner qu’une mesure absolue de densité n’est pas aussi simple qu’on veut bien le croire. Les variations relatives de densité utilisées dans les expériences sont de l’ordre de quelques %, ce qui suppose un bon contrôle des mesures au millième (voir la figure (Fig. 3.8)).

Avant chaque expérience, la densité est mesurée grâce à des sondes de conductimétrie. Les mesures de conductimétrie sont vérifiées et calibrées avant et après chaque série d’expériences, par des mesures directes de densité. Grâce à leur excellente précision, ces sondes sont utilisées pour mesurer des profils de densité en fonction de la profondeur. Ces sondes mesurent la conductivité électrique dans les solutions aqueuses contenant des ions conducteurs. Classiquement, cet appareil permet la mesure directe de la densité d’un fluide.

Deux séries d’expériences durant deux campagnes différentes ont été réalisées ; l’une en Juin et Juillet 2006 et l’autre en Septembre 2006. Sur la figure (Fig. 3.8) nous avons montré les champs de densité et les valeurs de N pour ces deux séries d’expériences.

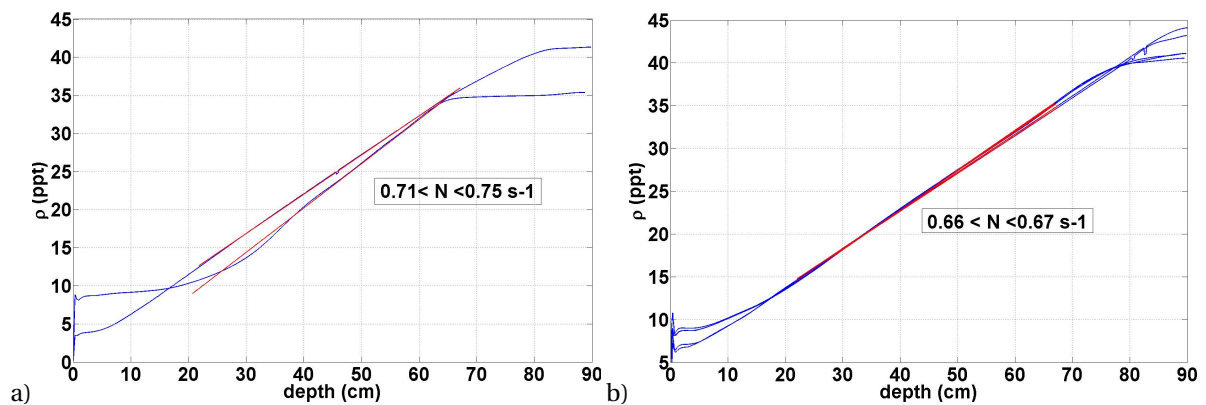


FIG. 3.8 – Champs de densité et valeurs de N pour les expériences faites en a) Juin et Juillet 2006, b) Septembre 2006.

3.4 Description des expériences

Le système de coordonnées et les paramètres expérimentaux sont tout d'abord décrits, avant de présenter les tableaux des expériences réalisées.

3.4.1 Système de coordonnées et points de mesure de séries temporelles

Le système de coordonnées que nous choisissons est le suivant. L'axe des x est horizontal et a pour origine l'intersection dans un plan vertical des tangentes au plateau et à la topographie. Il est orienté du plateau vers la plaine. L'axe des y (aussi noté z dans cette thèse selon la convention en vigueur en géophysique) est suivant la verticale et orienté positivement vers le haut. On a utilisé ce système de coordonnées pour toutes les expériences.

Sur la figure (Fig. 3.9), nous montrons la position du point $x=0$ cm. Dans cette figure nous présentons également les positions des points de mesure des séries temporelles sur le talus. Chaque point est plutôt un disque de 5 cm de diamètre.

3.4.2 Paramètres expérimentaux

Dans cette section nous présentons les paramètres expérimentaux qui ont été choisis. Le choix de ces paramètres est fait pour se rapprocher de la similitude avec le cas océanique. Certains paramètres sont déterminés ou limités

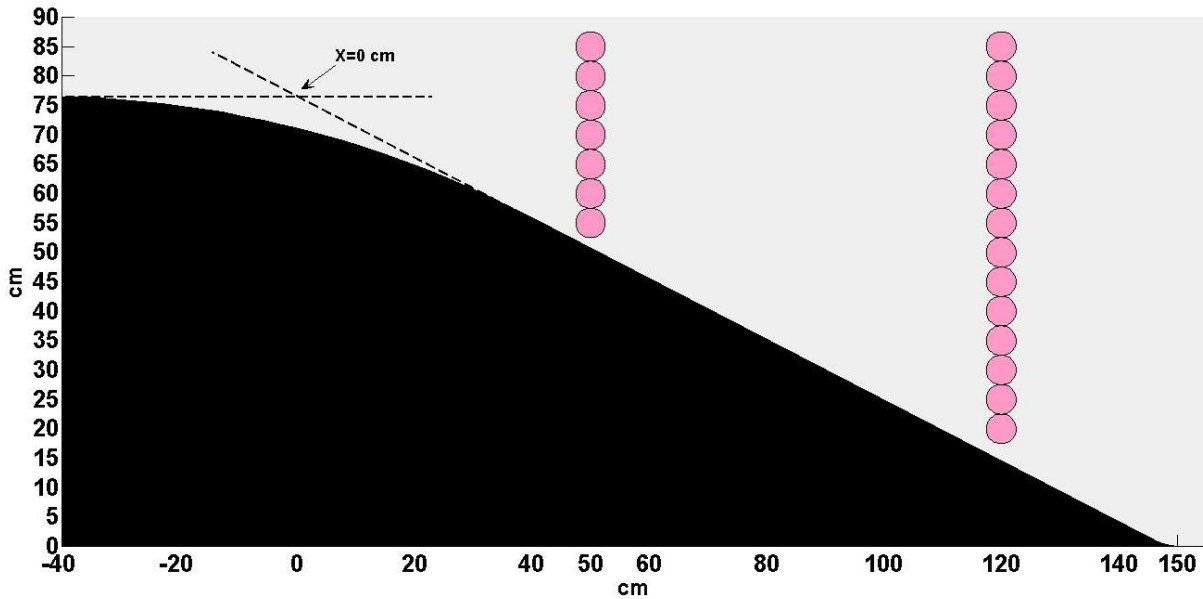


FIG. 3.9 – Positions des points de mesure des séries temporelles sur le talus.

par des contraintes d'ordre pratique.

Certains paramètres sont déjà présentés à la section 3.3, comme la profondeur totale de la colonne d'eau, la profondeur du plateau continental, la longueur de la pente continentale et l'angle de pente, qui sont fixés pour toutes les expériences.

Les autres paramètres sont (les valeurs exactes de ces paramètres sont présentées dans les tableaux (Tab. 3.1) et (Tab. 3.2)) :

– **La fréquence de Brunt-Väisälä**

Nous calculons la valeur de N par l'équation 3.1 et les valeurs pour la campagne de Juin et Juillet 2006 sont entre 0.71 et 0.75 Rad/s et pour la campagne de Septembre 2006 entre 0.66 et 0.67 Rad/s.

– **La période d'oscillation**

Nous calculons $\omega = \frac{2\pi}{T}$ à partir de la période d'oscillation. Il faut que $\omega \leq N$ et, en présence de rotation, $f \leq \omega \leq N$ pour que les ondes internes suivent créées.

Pour nos expériences nous avons : $0.0875 \leq \omega \leq 0.2513$ rad/s

– **La fréquence de rotation**

On choisit f tel que le rapport $\frac{N}{f}$ soit le plus grand possible pour approcher les conditions océaniques. Ici $\frac{N}{f}$ est au moins égal à 5 (dans l'océan

profond $N/f \sim 0.02 / 10^{-4} \sim 26$) ; suite à des contraintes sur la période de rotation, les valeurs prises par $T_R = \frac{2\pi}{f}$ sont 90 s, 115 s et 130 s.

3.4.3 Tableau des expériences réalisées

Pour la campagne de Juin et Juillet 2006 nous avons choisi le nom "EXPB" et pour la campagne de Septembre 2006 nous avons choisi le nom "GERK" pour nos expériences. Dans les tableaux (Tab. 3.1) et (Tab. 3.2) nous présentons les noms des expériences, les valeurs de la période d'oscillation (T), la période de rotation (T_R), l'amplitude d'oscillation (d_0), la fréquence de Brunt-Väisälä (N), le rapport de $\frac{\omega}{N}$ et l'angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale (θ) obtenu par la relation de dispersion. Dans ces expériences nous avons choisi 5 zones différentes allant du plateau continental au voisinage du piston pour l'enregistrement des images de PIV. Dans la plupart des expériences cependant deux zones d'enregistrement seulement sont considérées, au lieu de génération des ondes et sur le talus. Nous avons classé ces expériences par leur période de rotation, puis leur amplitude d'oscillation et puis leur période d'oscillation.

| Nom | T(S) | d_0 (cm) | T_R (S) | N (Rad/S) | ω/N | θ (degrés (°)) |
|--------------------------|-------|------------|-----------|-----------|------------|-----------------------|
| EXPB13 | 26.00 | 0.605 | 0 | 0.713 | 0.34 | 19.8 |
| EXPB14 | 26.10 | 0.605 | 0 | 0.714 | 0.34 | 19.7 |
| EXPB5 | 26.25 | 0.605 | 0 | 0.711 | 0.34 | 19.7 |
| EXPB40 | 30.91 | 0.605 | 0 | 0.755 | 0.27 | 15.6 |
| EXPB12 | 31.17 | 0.605 | 0 | 0.713 | 0.28 | 16.4 |
| EXPB15 | 31.23 | 0.605 | 0 | 0.714 | 0.28 | 16.4 |
| EXPB6 | 31.56 | 0.605 | 0 | 0.711 | 0.28 | 16.3 |
| EXPB11 | 41.60 | 0.605 | 0 | 0.713 | 0.21 | 12.2 |
| EXPB16 | 41.70 | 0.605 | 0 | 0.711 | 0.21 | 12.2 |
| EXPB7 | 42.10 | 0.605 | 0 | 0.711 | 0.21 | 12.1 |
| EXPB10 | 51.98 | 0.605 | 0 | 0.714 | 0.17 | 09.7 |
| EXPB17 | 52.03 | 0.605 | 0 | 0.711 | 0.17 | 09.8 |
| EXPB4 | 52.72 | 0.605 | 0 | 0.717 | 0.17 | 09.6 |
| EXPB8 | 62.34 | 0.605 | 0 | 0.711 | 0.14 | 08.1 |
| EXPB18 | 62.46 | 0.605 | 0 | 0.711 | 0.14 | 08.1 |
| EXPB9 | 62.56 | 0.605 | 0 | 0.714 | 0.14 | 08.1 |
| EXPB37 | 31.00 | 2.000 | 0 | 0.739 | 0.27 | 15.9 |
| EXPB36 | 41.29 | 2.000 | 0 | 0.739 | 0.21 | 11.9 |
| <i>EXPB_{rh}</i> | 30.92 | 3.100 | 0 | 0.755 | 0.27 | 15.6 |
| EXPB39 | 30.95 | 3.100 | 0 | 0.742 | 0.27 | 15.9 |
| EXPB38 | 41.27 | 3.100 | 0 | 0.742 | 0.21 | 11.8 |
| EXPB23 | 31.20 | 0.605 | 90 | 0.715 | 0.28 | 11.9 |
| EXPB24 | 35.36 | 0.605 | 90 | 0.715 | 0.25 | 09.0 |
| EXPB26 | 41.51 | 0.605 | 90 | 0.717 | 0.21 | 04.8 |
| EXPB25 | 49.97 | 0.605 | 90 | 0.717 | 0.18 | $\omega < f$ |
| EXPB27 | 30.97 | 0.920 | 90 | 0.726 | 0.28 | 11.9 |
| EXPB29 | 30.12 | 2.000 | 90 | 0.733 | 0.28 | 11.9 |
| EXPB28 | 30.90 | 2.000 | 90 | 0.733 | 0.28 | 11.9 |
| EXPB30 | 30.90 | 3.100 | 90 | 0.733 | 0.28 | 11.8 |
| EXPB34 | 27.81 | 0.920 | 130 | 0.728 | 0.31 | 16.5 |
| EXPB33 | 33.93 | 0.920 | 130 | 0.728 | 0.25 | 12.7 |
| EXPB35 | 27.89 | 2.000 | 130 | 0.736 | 0.31 | 16.2 |
| EXPB32 | 27.79 | 3.100 | 130 | 0.732 | 0.31 | 16.4 |
| EXPB31 | 33.90 | 3.100 | 130 | 0.717 | 0.26 | 12.9 |

TAB. 3.1 – Description d’une partie des expériences réalisées ; T est la période d’oscillation, T_R est la période de rotation, d_0 est l’amplitude d’oscillation, N est la fréquence de Brunt-Väisälä et θ est l’angle du rayon d’énergie par rapport à l’horizontale obtenu par la relation de dispersion.

| Nom | T(S) | d_0 (cm) | T_R (S) | N (Rad/S) | ω/N | θ (degrés (°)) |
|--------|-------|------------|-----------|-----------|------------|-----------------------|
| GERK50 | 25.00 | 0.605 | 0 | 0.740 | 0.34 | 19.8 |
| GERK48 | 25.00 | 0.605 | 0 | 0.736 | 0.34 | 20.0 |
| GERK14 | 27.92 | 0.605 | 0 | 0.658 | 0.34 | 20.0 |
| GERK7 | 27.92 | 0.605 | 0 | 0.654 | 0.34 | 20.1 |
| GERK47 | 28.05 | 0.605 | 0 | 0.735 | 0.30 | 17.7 |
| GERK5 | 36.67 | 0.605 | 0 | 0.661 | 0.26 | 15.0 |
| GERK15 | 36.67 | 0.605 | 0 | 0.659 | 0.26 | 15.1 |
| GERK16 | 41.25 | 0.605 | 0 | 0.659 | 0.23 | 13.4 |
| GERK4 | 41.53 | 0.605 | 0 | 0.661 | 0.23 | 13.2 |
| GERK9 | 50.00 | 0.605 | 0 | 0.659 | 0.19 | 11.0 |
| GERK8 | 57.78 | 0.605 | 0 | 0.654 | 0.17 | 09.6 |
| GERK17 | 71.60 | 0.605 | 0 | 0.659 | 0.13 | 07.7 |
| GERK6 | 71.81 | 0.605 | 0 | 0.654 | 0.13 | 07.7 |
| GERK11 | 27.92 | 0.920 | 0 | 0.659 | 0.34 | 20.0 |
| GERK40 | 27.99 | 0.920 | 0 | 0.715 | 0.31 | 18.3 |
| GERK38 | 27.99 | 0.920 | 0 | 0.715 | 0.31 | 18.3 |
| GERK39 | 27.99 | 0.920 | 0 | 0.715 | 0.31 | 18.3 |
| GERK46 | 27.99 | 0.920 | 0 | 0.724 | 0.31 | 18.1 |
| GERK41 | 36.74 | 0.920 | 0 | 0.715 | 0.24 | 13.8 |
| GERK10 | 36.80 | 0.920 | 0 | 0.659 | 0.26 | 15.0 |
| GERK51 | 25.00 | 2.000 | 0 | 0.740 | 0.34 | 19.8 |
| GERK12 | 27.92 | 2.000 | 0 | 0.659 | 0.34 | 20.0 |
| GERK44 | 27.99 | 2.000 | 0 | 0.716 | 0.31 | 18.3 |
| GERK13 | 27.92 | 3.100 | 0 | 0.658 | 0.34 | 20.0 |
| GERK20 | 27.85 | 0.605 | 115 | 0.669 | 0.34 | 17.4 |
| GERK22 | 36.80 | 0.605 | 115 | 0.669 | 0.26 | 11.5 |
| GERK23 | 41.40 | 0.605 | 115 | 0.669 | 0.23 | 09.2 |
| GERK18 | 71.60 | 0.605 | 115 | 0.669 | 0.13 | $\omega < f$ |
| GERK21 | 71.60 | 0.605 | 115 | 0.669 | 0.13 | $\omega < f$ |
| GERK35 | 26.00 | 0.920 | 115 | 0.676 | 0.36 | 18.9 |
| GERK33 | 27.92 | 0.920 | 115 | 0.674 | 0.33 | 17.2 |
| GERK37 | 30.97 | 0.920 | 115 | 0.676 | 0.30 | 14.8 |
| GERK34 | 36.80 | 0.920 | 115 | 0.675 | 0.25 | 11.4 |
| GERK32 | 41.40 | 0.920 | 115 | 0.674 | 0.23 | 09.1 |
| GERK36 | 71.60 | 0.920 | 115 | 0.676 | 0.13 | $\omega < f$ |

TAB. 3.2 – Description d’une partie des expériences réalisées ; T est la période d’oscillation, T_R est la période de rotation, d_0 est l’amplitude d’oscillation, N est la fréquence de Brunt-Väisälä et θ est l’angle du rayon d’énergie par rapport à l’horizontale obtenu par la relation de dispersion.

3.5 Difficultés rencontrées

Même si je n'ai pas conçu les expériences mais analysé les données, il est nécessaire de faire état de quelques unes des difficultés rencontrées lors de leur réalisation car le traitement et l'interprétation des données en dépendent parfois.

Il se trouve que pour réaliser une expérience de marée interne, aucune étape n'est simple : l'obtention d'un fluide stratifié, d'abord, requiert un savoir faire particulier. Ensuite, la visualisation de perturbations faibles du champ de densité et de vitesse est ardue.

L'installation expérimentale et le dispositif utilisé sont décrits en détail avec quelques unes des difficultés rencontrées lors de la réalisation de ces expériences de grande échelle.

La stratification d'un fluide est une caractéristique extrêmement stable. L'homogénéisation passe nécessairement par des processus diffusifs : sans diffusion, un fluide stratifié retrouve nécessairement sa stratification d'origine après avoir été mélangé. Après quelque temps (environ 1 mois) d'expériences, la stratification change et nous avons deux parties homogènes à la surface et au fond. Pour éviter ce problème deux séries de campagnes d'expérience ont été faites, les expériences avec amplitude d'oscillation petite étant d'abord menées et un temps suffisamment long séparant deux expérience pour que le fluide redevienne stable.

Pour ces expériences à grande échelle, le choix des particules à utiliser est critique, leur taille devant être suffisante pour rediffuser la lumière vers la caméra, mais pas trop grande pour ne pas sédimenter rapidement. Le réglage et la largeur de la feuille laser sont aussi importants pour avoir des images de meilleure qualité.

L'étude expérimentale d'une telle marée interne pose plusieurs problèmes pour le calcul de champs de vitesse par CIV. Les difficultés particulières rencontrées, liées à notre configuration, sont principalement :

- L'illumination parasite en arrière plan.
- Un ensemencement inégal en particules à cause des effets de sédimen-

tation et diffusion.

- Des perturbations optiques dues aux effets de réfraction liés aux variations de densité.

Donc nous fonçons la plate-forme pour éviter l'illumination parasite. Il est possible de limiter les erreurs sur les vecteurs vitesse engendrés par ces problèmes en effectuant un pré-traitement des images. Une méthode d'estimation de l'image d'arrière plan à soustraire aux images avant le calcul de CIV est présentée ; ainsi que les résultats obtenus par l'utilisation systématique d'algorithmes itératifs de CIV et de critères de détection de vecteurs faux, pour essayer de remédier aux défauts optiques et d'ensemencement.

Même après le pré-traitement portant sur les images, les résultats d'un algorithme simple de CIV par corrélation d'images ne sont pas de qualité parfaite. De nombreux vecteurs erratiques sont obtenus. Les itérations successives permettent d'améliorer la qualité des corrélations d'images et de diminuer le nombre de vecteurs faux détectés. En pratique, au delà de trois itérations, on n'observe plus d'améliorations significatives. A la fin nous interpolons les vecteurs pour avoir la meilleure qualité possible.

Notons qu'une fuite d'eau se produit sur les côtés du piston et sous celui-ci, qui est d'autant plus importante que l'amplitude de forçage est faible. Ceci peut sans doute être expliqué par le fait que l'eau a le temps de s'écouler autour du piston pour une amplitude suffisamment petite tandis que tout le fluide est entraîné par le piston pour une amplitude grande. En effet, comme on le précise au chapitre 4, si l'amplitude de forçage est supérieure à 2 cm, les fuites sont négligeables. Sur la figure (Fig. 3.10) nous montrons la position de la fuite d'eau autour du piston.

Il faut que $\frac{\Delta\rho}{\rho_o} \leq 0.05$, sinon des problèmes surviennent et il est difficile de trouver des particules pour la technique PIV avec un rapport trop important de $\frac{\Delta\rho}{\rho_o}$. La valeur de N choisie est donc de 0.7 environ de façon à satisfaire cette contrainte.

L'autre difficulté est le calcul de N parce que N varie au cours du temps donc il faut vérifier fréquemment la valeur de N.

Nous avons vu un tourbillon cyclique dans les cas avec rotation qui peut

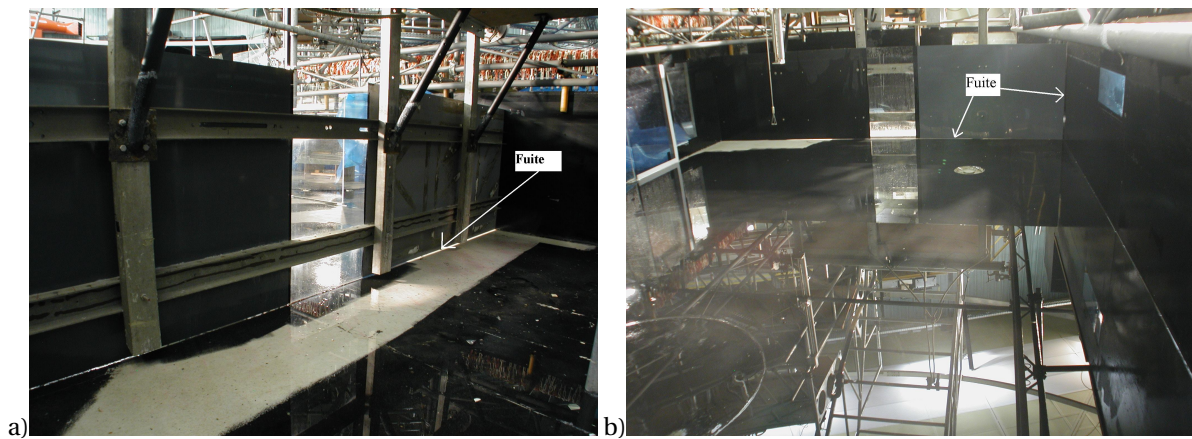


FIG. 3.10 – Position de la fuite d'eau autour du piston ; a) vu de derrière du piston b) vu de face du piston.

avoir des effets sur le courant barotrope. Pour vérifier ce problème il faudrait faire des expériences en trois dimensions.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux : cas sans rotation

Dans ce chapitre nous présentons nos résultats expérimentaux en l'absence de rotation. On a choisi l'expérience EXPB5 ($T=26.25$ s, $d_0=0.605$ cm, $T_R=0$; Tab. 3.1) comme expérience de référence et nous en présentons les résultats. Ces résultats sont complétés par ceux d'autres expériences. Au chapitre 5, nous présentons les mêmes résultats mais avec rotation.

4.1 Comparaison avec la théorie des rayons

Dans les tableaux (Tab. 3.1) et (Tab. 3.2), nous avons calculé l'angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale (θ) obtenu par la relation de dispersion.

Si l'on compare ces angles avec ceux obtenus par les images de PIV on obtient les mêmes valeurs. On peut trouver un exemple d'obtention des angles par les images de PIV sur la figure (Fig. 4.1). Pour obtenir ces angles, on définit un ensemble de lignes verticales dans le domaine puis on cherche le maximum de vitesse sur chaque ligne. Ces maxima définissent la direction du rayon dont on peut calculer l'angle par rapport à l'horizontale. D'autres façons d'obtenir ces l'angles seront expliquées aux sections suivantes.

Ce premier résultat permet de valider les expériences.

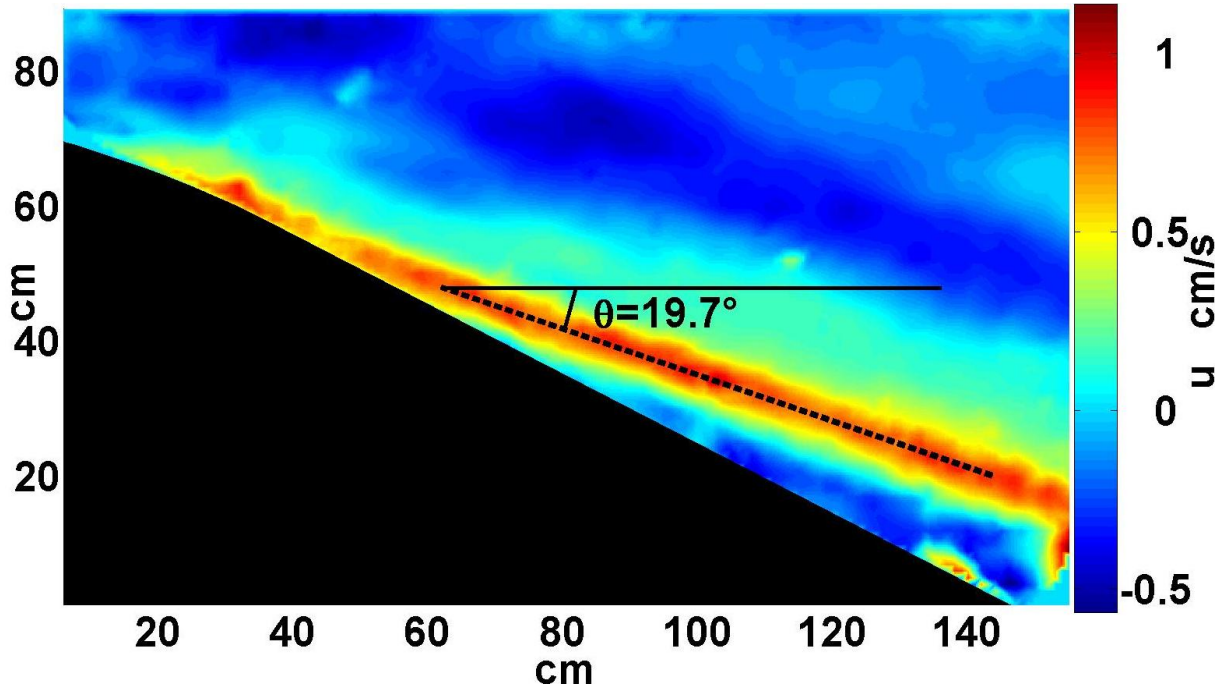


FIG. 4.1 – Champs instantanés de la vitesse horizontale u au début de la 11.5ème période (302 s) pour l'expérience EXPB5 ($\frac{\omega}{N}=0.34$) et angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale (θ).

4.2 Courant barotrope

Sur la figure (Fig. 4.2), on montre le courant barotrope sur les lignes $x = 40, 50, 120$ et 280 cm. Pour calculer le courant barotrope, il faut calculer la vitesse moyenne sur chaque ligne verticale :

$$\bar{U}(x, t) = \frac{1}{H - h(x)} \int_{h(x)}^H u(x, y, t) dy \quad (4.1)$$

Ici $h(x)$ est la hauteur de la topographie pour la ligne verticale considérée et H est la hauteur d'eau au-dessus de la plaine. Sur cette figure on voit que quand on se déplace en direction du talus, la hauteur d'eau diminuant, la valeur du courant barotrope augmente par conservation du flux.

Pour faciliter la comparaison et avoir des valeurs sans dimensions nous avons utilisé le courant barotrope normalisé par rapport à la vitesse du piston, $U_0 = \omega d_0$; $\omega = \frac{2\pi}{T}$; ici U_0 est la vitesse maximale du piston, d_0 est l'amplitude d'oscillation et T est la période d'oscillation. Le courant barotrope normalisé est donc $\bar{U}_{norm} = \frac{\bar{U}}{U_0}$. Pour connaître la valeur de \bar{U}_{norm} en diffé-

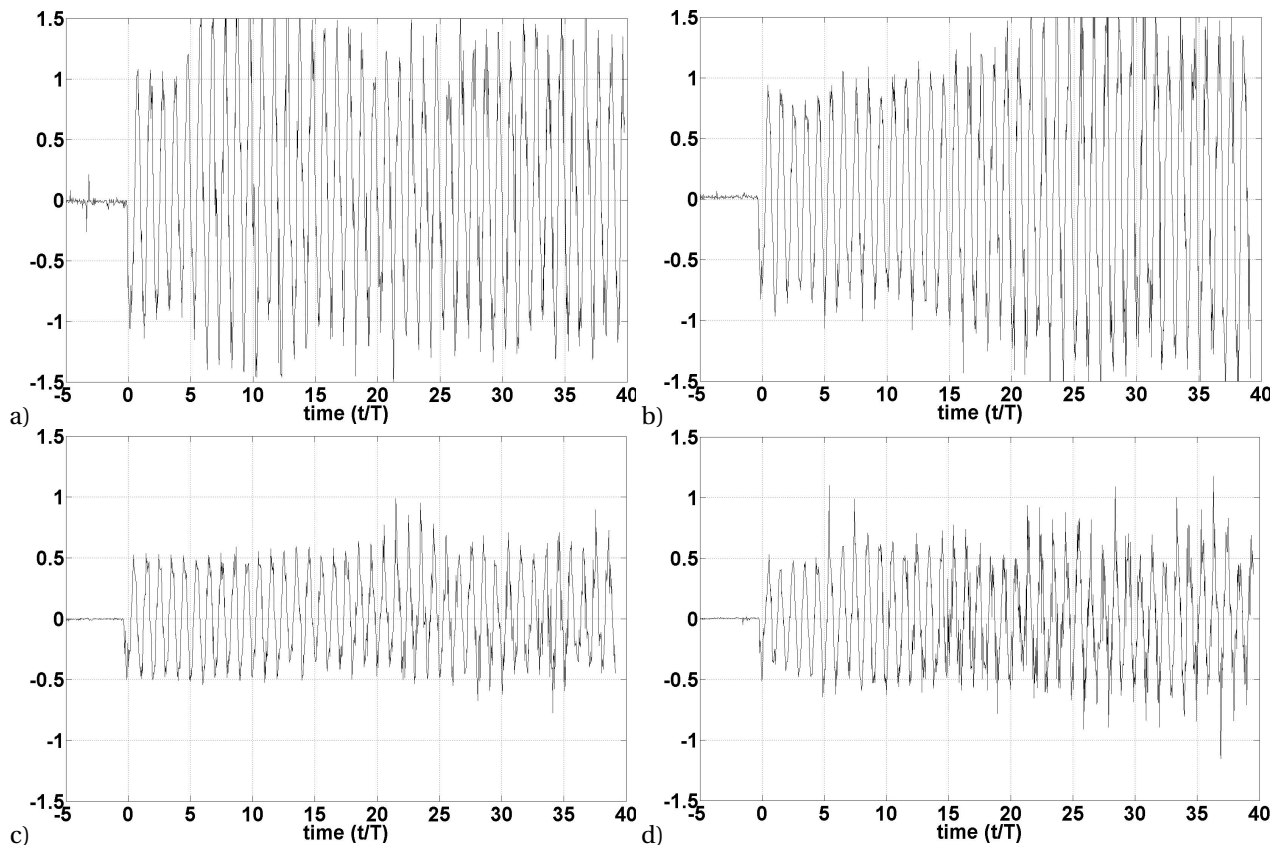


FIG. 4.2 – Courant barotrope normalisé en différentes lignes verticales, pour $\frac{\omega}{N}=0.34$ et $d_0=0.605$ cm (EXPB5, 13 et 14); a) EXPB13 pour $x=40$ cm b) EXPB5 pour $x=50$ cm c) EXPB5 pour $x=120$ cm d) EXPB14 pour $x=280$ cm.

rentes zones comme la zone de génération des ondes internes, le talus continental et la plaine abyssale nous avons moyenné la valeur de \bar{U}_{norm} sur 3 domaines : $-40 \leq x \leq 55$ cm pour le plateau continental et la zone de génération des ondes internes, $0 \leq x \leq 150$ cm pour la zone de génération des ondes internes et le talus continental, $150 \leq x$ pour la plaine abyssale. Les résultats sont présentés sur la figure (Fig. 4.3). Comme attendu, suite à la conservation du flux, la valeur de \bar{U}_{norm} décroît quand on va de la zone de génération à la plaine abyssale. Ces valeurs augmentent quand l'amplitude d'oscillation augmente.

4.2.1 Amplitude du courant barotrope normalisé

L'amplitude du courant barotrope normalisé en chaque ligne verticale pour la n ème harmonique de la fréquence de forçage, notée $A_n(\bar{U}_{norm})$, est calcu-

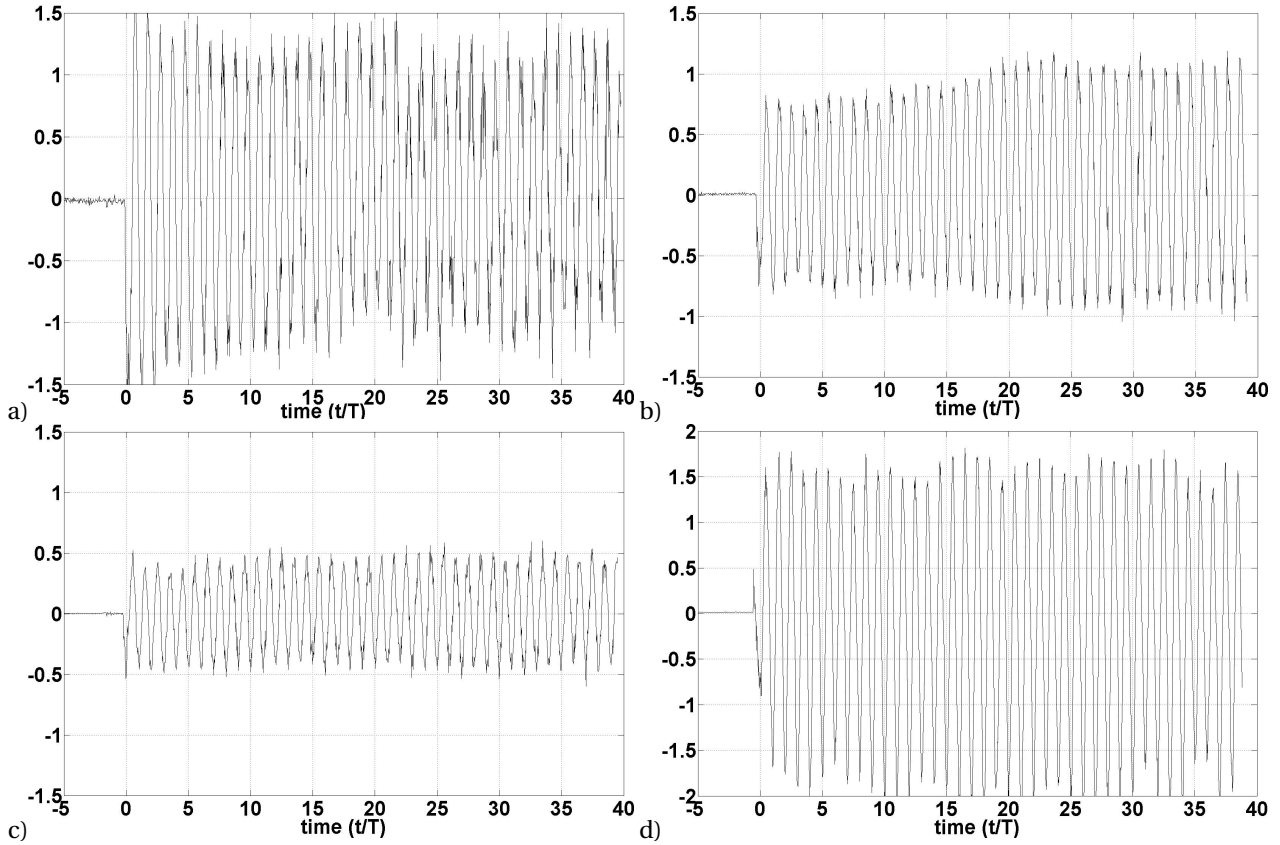


FIG. 4.3 – Courant barotrope normalisé et moyenné horizontalement en différents sous domaines a) EXPB13; $-40 \leq x \leq 55cm$ b) EXPB5; $0 \leq x \leq 150cm$ c) EXPB14; $150 \leq x \leq 312cm$ (la plaine abyssale) d) EXPB39; $0 \leq x \leq 150cm$ mais avec une amplitude d'oscillation plus grande.

lée par la série de Fourier de la façon suivante :

$$\omega_n = n \frac{2\pi}{T} \quad (4.2)$$

$$a_n = \frac{2}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \bar{U}_{norm}(t) \cos(\omega_n t) dt \quad (4.3)$$

$$b_n = \frac{2}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \bar{U}_{norm}(t) \sin(\omega_n t) dt \quad (4.4)$$

$$A_n(\bar{U}_{norm}) = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (4.5)$$

Ici ω_n est la fréquence de la nième harmonique et $t_2 - t_1$ est l'intervalle de temps sur lequel le calcul est effectué.

La figure (Fig. 4.4) présente l'amplitude du courant barotrope normalisé en chaque ligne verticale pour le mode principal ($A_1(\bar{U}_{norm})$), calculé de la deuxième à la 18ème période, entre $x=38$ cm et $x=113$ cm et entre $x=188$ cm et $x=288$ cm. Sur le premier intervalle (38-113 cm), quand la hauteur d'eau diminue la valeur de $A_1(\bar{U}_{norm})$ augmente, cette valeur reste presque constant entre $x=188$ cm et $x=288$ cm parce que la hauteur d'eau est constante.

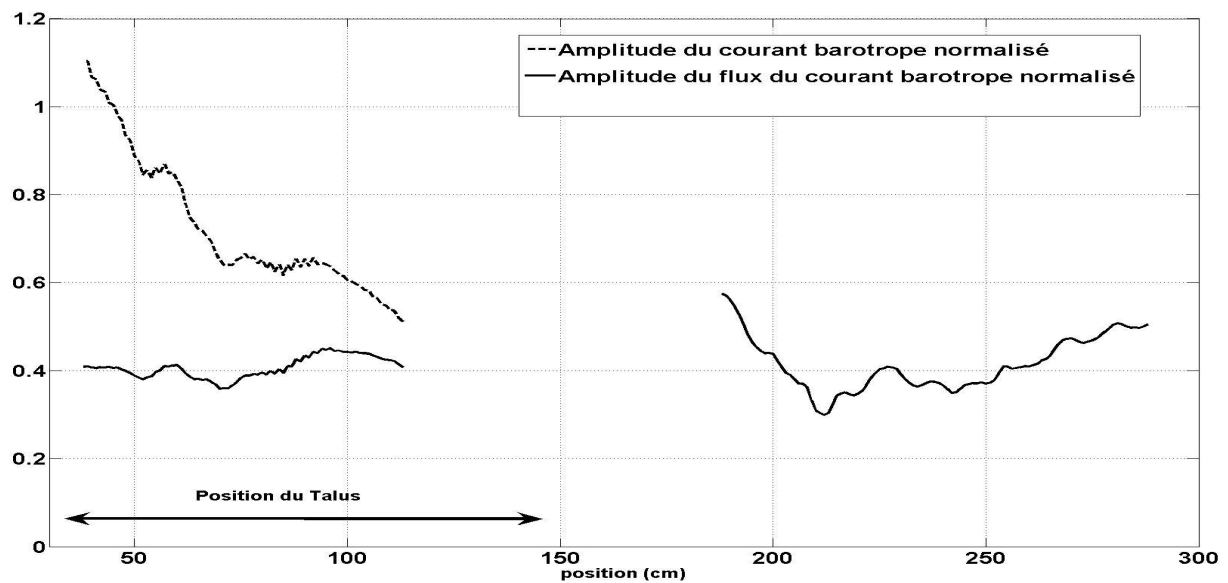


FIG. 4.4 – Amplitude du courant barotrope normalisé et amplitude du flux du courant barotrope normalisé pour le mode principal, calculé de la deuxième à la 18ème période, entre $x=38$ cm et $x=113$ cm et entre $x=188$ cm et $x=288$ cm pour les expériences EXPB5 et EXPB14 ($\frac{\omega}{N}=0.34$ et $d_0=0.605$ cm).

4.2.2 Influence de différents paramètres sur le courant barotrope normalisé

4.2.2.a L'effet de la hauteur d'eau sur le talus

Dans les figures (Fig. 4.5) et (Fig. 4.6), nous montrons que l'augmentation de la hauteur d'eau sur le talus s'accompagne la diminution de \bar{U}_{norm} .

4.2.2.b L'effet de l'amplitude d'oscillation

En comparant les figures (Fig. 4.5) et (Fig. 4.6), nous trouvons que l'amplitude de \bar{U}_{norm} augmente avec l'augmentation de l'amplitude d'oscillation.

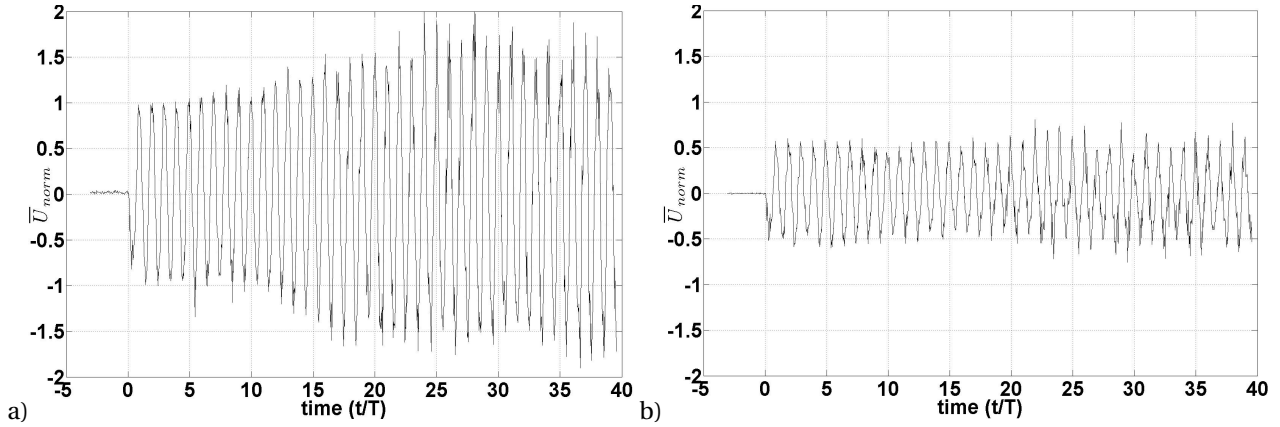


FIG. 4.5 – Valeur de \bar{U}_{norm} en un point : a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB5 ($T=26.25$ s, $d_0=0.605$ cm).

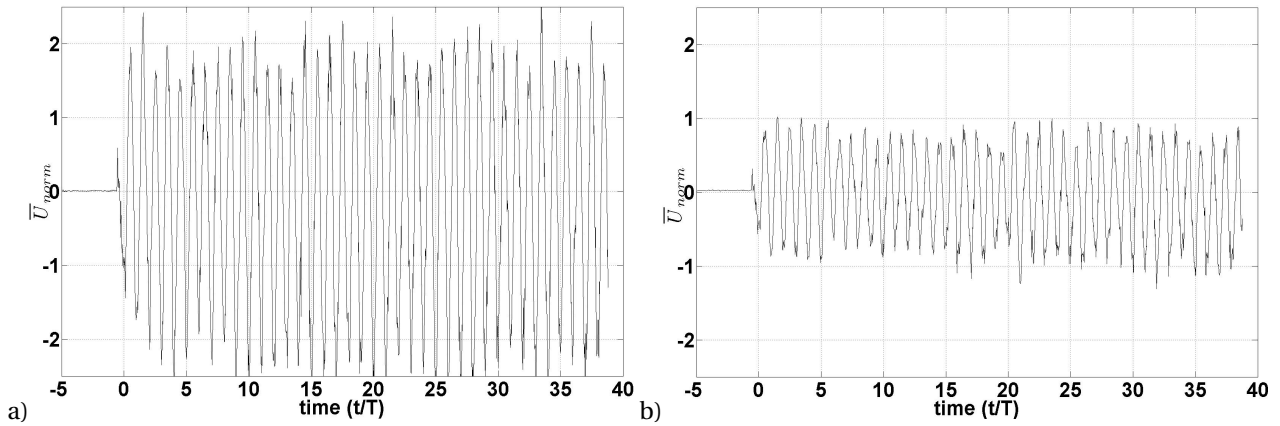


FIG. 4.6 – Valeur de \bar{U}_{norm} en un point : a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB39 ($T=30.95$ s, $d_0=3.1$ cm).

4.2.2.c L'effet de la période d'oscillation

En comparant les figures (Fig. 4.7) et (Fig. 4.5-a), nous montrons que l'augmentation de la période d'oscillation s'accompagne de la diminution de l'amplitude de \bar{U}_{norm} .

4.3 Flux du courant barotrope

On présente ici le flux du courant barotrope normalisé :

$$Flux_{norm} = \bar{U}_{norm} \frac{(H - h(x))}{H} \quad (4.6)$$

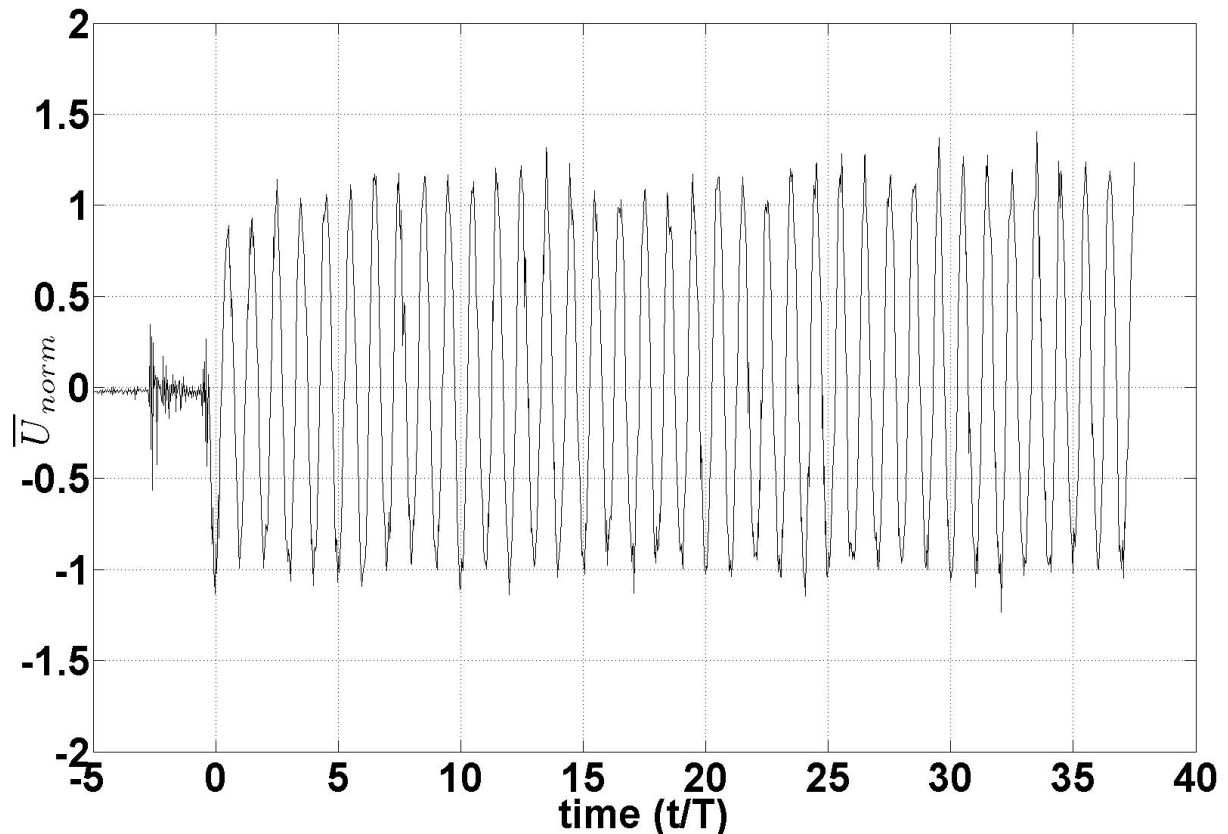


FIG. 4.7 – Valeur de \bar{U}_{norm} en $x=50$ cm à EXPB8 ($T=62.34$ s, $d_0=0.605$ cm).

Si on remplace \bar{U}_{norm} par $Flux_{norm}$ dans les équations 4.2 à 4.5, on peut calculer l'amplitude du flux du courant barotrope normalisé pour le mode principal $A_1(Flux_{norm})$. Sur la figure (Fig. 4.4) nous montrons la valeur de $A_1(Flux_{norm})$, calculée de la deuxième à la 18ème période, entre $x=38$ cm et $x=113$ cm et entre $x=188$ cm et $x=288$ cm. La figure montre que cette valeur reste presque constante, ce qui est attendu par la conservation du flux ; cette valeur est environ égale à 0.45 et non 1, ce point est discuté ci-après.

Nous avons calculé $A_1(Flux_{norm})$ pour différentes expériences de la deuxième à la 18ème période et pour la 22ème à la 38ème période pour différentes régions : la zone de génération des ondes internes ($x=-40$ cm à $x=40$ cm), le talus continental ($x=38$ cm à $x=113$ cm) et la plaine abyssale ($x=188$ cm à $x=288$ cm). Ces valeurs sont présentées sur le tableau (Tab. 4.1).

On voit ainsi que, quand l'amplitude d'oscillation est supérieure ou égale à deux centimètres les valeurs de $A_1(Flux_{norm})$ sont environ égales à "1" qui est la valeur attendue : toute l'énergie du mouvement du piston se trans-

| Nom | d_0 (Cm) | T (Sec) | f Rad/Sec | Position par rapport au talus (Cm) | | | | | |
|--------|---------------|------------|--------------|------------------------------------|--------|--------------|--------|---------------|--------|
| | | | | -40cm à 40cm | | 38cm à 113cm | | 188cm à 288cm | |
| | | | | 2-18T | 22-38T | 2-18T | 22-38T | 2-18T | 22-38T |
| EXPB13 | 0.605 | 26.00 | 0 | 0.27 | 0.23 | | | | |
| EXPB14 | 0.605 | 26.10 | 0 | | | | | 0.39 | 0.44 |
| EXPB5 | 0.605 | 26.25 | 0 | | | 0.41 | 0.53 | | |
| EXPB40 | 0.605 | 30.91 | 0 | | | 0.28 | 0.31 | | |
| EXPB12 | 0.605 | 31.17 | 0 | 0.44 | 0.44 | | | | |
| EXPB15 | 0.605 | 31.23 | 0 | | | | | 0.49 | 0.52 |
| EXPB6 | 0.605 | 31.56 | 0 | | | 0.54 | 0.53 | | |
| EXPB11 | 0.605 | 41.60 | 0 | 0.38 | 0.38 | | | | |
| EXPB16 | 0.605 | 41.70 | 0 | | | | | 0.60 | 0.59 |
| EXPB7 | 0.605 | 42.10 | 0 | | | 0.42 | 0.45 | | |
| EXPB10 | 0.605 | 51.98 | 0 | 0.34 | 0.32 | | | | |
| EXPB17 | 0.605 | 52.03 | 0 | | | | | 0.54 | 0.56 |
| EXPB4 | 0.605 | 52.72 | 0 | | | 0.38 | | | |
| EXPB8 | 0.605 | 62.34 | 0 | | | 0.45 | 0.47 | | |
| EXPB18 | 0.605 | 62.46 | 0 | | | | | 0.71 | 0.70 |
| EXPB9 | 0.605 | 62.56 | 0 | 0.43 | 0.44 | | | | |
| EXPB37 | 2 | 31.00 | 0 | | | 0.90 | 0.96 | | |
| EXPBrh | 3.1 | 30.92 | 0 | | | 1.06 | 0.95 | | |
| EXPB39 | 3.1 | 30.95 | 0 | | | 0.84 | 0.86 | | |
| EXPB38 | 3.1 | 41.27 | 0 | | | 0.98 | 0.94 | | |
| EXPB27 | 0.92 | 30.97 | 0.1396 | | | 0.75 | 0.72 | | |
| EXPB28 | 2 | 30.90 | 0.1396 | | | 0.76 | 0.87 | | |
| EXPB30 | 3.1 | 30.90 | 0.1396 | | | 1.23 | 1.25 | | |
| EXPB34 | 0.92 | 27.81 | 0.0966 | | | 0.79 | 0.74 | | |
| EXPB33 | 0.92 | 33.93 | 0.0966 | | | 0.68 | 0.68 | | |
| EXPB35 | 2 | 27.89 | 0.0966 | | | 1.03 | 1.03 | | |
| EXPB32 | 3.1 | 27.79 | 0.0966 | | | 1.04 | 1.02 | | |
| EXPB31 | 3.1 | 33.90 | 0.0966 | | | 1.11 | 1.08 | | |

TAB. 4.1 – Amplitude du flux du courant barotrope normalisée par rapport à la vitesse d'oscillation.

forme en courant barotrope. Comme expliqué à la section 3.5, pour nos expériences, il y a une petite fuite aux bords du piston. Nous perdons une partie

de l'énergie du forçage dans ces fuites. Cette perte d'énergie n'est pas négligeable devant l'énergie totale quand l'amplitude d'oscillation est égale 0.605 cm ou 0.92 cm. Dans ces cas, les valeurs de $A_1(Flux_{norm})$ sont inférieures à "1".

4.4 Séries temporelles de la vitesse horizontale

Dans cette section, nous calculons des séries temporelles en des points montrés sur la figure (Fig. 3.9). Nous utilisons le système de coordonnées (x,y) présenté à la section 3.4.1 et utilisé dans toutes nos expériences. Au chapitre 5, si nécessaire, nous comparerons ces résultats aux résultats avec rotation.

4.4.1 Série temporelle de la vitesse horizontale en un point

Sur les figures (Fig. 4.8-a et b) et (Fig. 4.9), nous présentons les séries temporelles de la composante horizontale de vitesse normalisée par la vitesse maximum du piston, noté $U_{norm} : U_{norm} = \frac{u}{U_0}$. Sur ces séries, nous pouvons voir précisément la valeur de U normalisé par rapport à la vitesse du piston (U_{norm}) qui est : $\frac{U}{\omega d_0} = \frac{UT}{2\pi d_0}$.

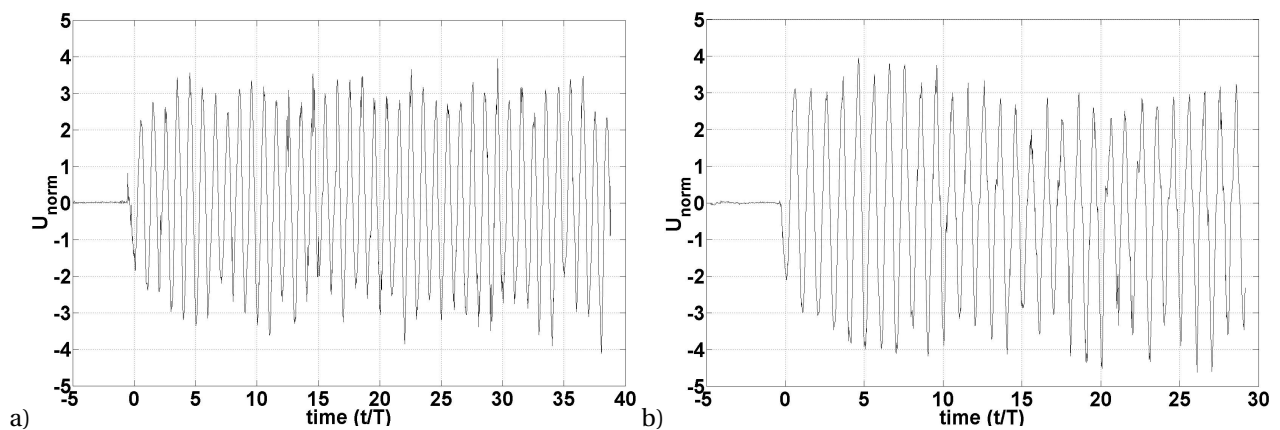


FIG. 4.8 – Valeur de U_{norm} pour le point $x=50$ cm et $y=70$ cm à l'expérience a) EXPB39 ($T=30.95$ s, $d_0=3.1$ cm), b) EXPB38 ($T=41.27$ s, $d_0=3.1$ cm).

Les figures montrent que U_{norm} augmente de la valeur nulle à l'état de repos, lorsque le rayon se forme. Le maximum et minimum de U_{norm} reste constant avec une modulation de l'amplitude à partir de quelques périodes

qui dépend des conditions des expériences. Cette modulation vient des effets d'interaction avec les rayons réfléchis sur le piston et sur le talus.

4.4.2 Vitesse normalisée en deux points à différentes hauteurs d'eau

Dans la figure (Fig. 4.9), nous comparons les valeur de U_{norm} pour l'expérience EXPB5 à deux points sur le talus avec les différentes hauteurs d'eau. Nous trouvons sur cette figure que lorsque la hauteur d'eau augmente (Fig. 4.9-b), la valeur de U_{norm} diminue, comme attendu.

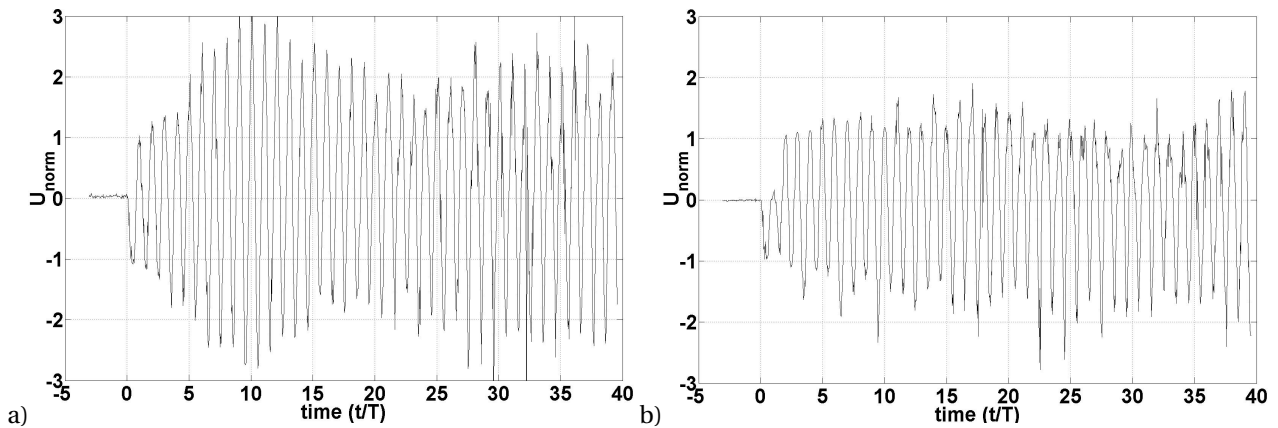


FIG. 4.9 – Valeur de U_{norm} pour les points $y=80$ cm et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à l'expérience EXPB5 ($T=26.25$ s, $d_0=0.605$ cm).

4.5 Courant barotrope et le courant barocline

Dans la figure (Fig. 4.10), nous présentons les séries temporelles de u en des points successifs le long de la ligne verticale $x=120$ cm pour l'expérience EXPB5 et le courant barotrope (\bar{U}) sur cette ligne. A partir de ces séries nous montrons que ici le courant barocline est plus important que le courant barotrope (plus de 5 fois) est l'énergie concentre dans le rayon. Nous trouvons également le changement de phase sur les séries qui ont pris dans la position que le rayon l'énergie se passe qui montre la propagation d'onde en milieu du rayon. Les autres séries ont la même phase que la série du courant barotrope.

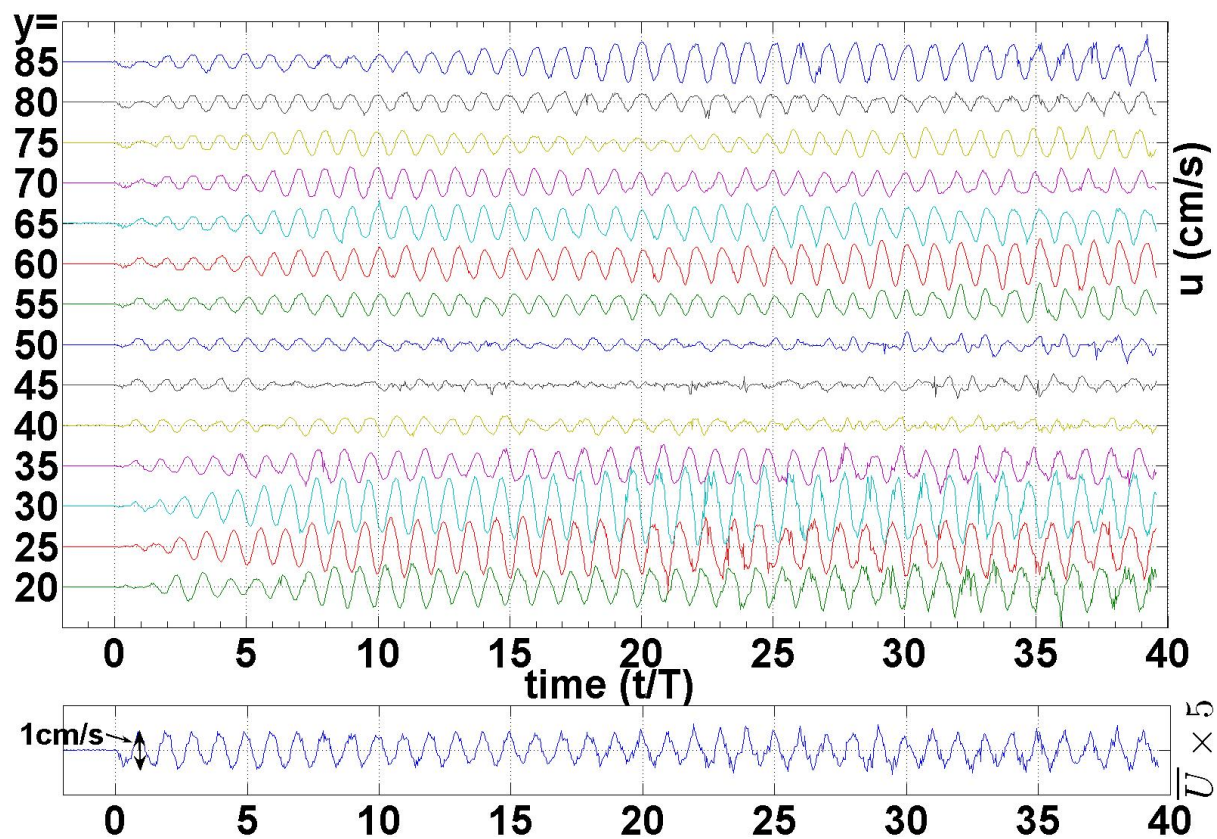


FIG. 4.10 – Séries temporelles de u sur les points avec $x=120\text{cm}$ (Fig. 3.9) et $\bar{U} \times 5$.

4.6 Profils de vitesse longitudinale dans le faisceau

On définit le système de coordonnées suivant pour le rayon d'énergie : on appelle S la coordonnée suivant la direction du rayon (suivant la vitesse de groupe) et σ la coordonnée suivant la direction perpendiculaire (et dans la direction de la vitesse de phase). Dans cette section nous mesurons le profil de vitesse longitudinale (suivant la direction de σ) dans le rayon d'énergie et nous calculons la largeur du faisceau à l'aide de ces profils.

4.6.1 Enveloppe de la vitesse longitudinale suivant la ligne perpendiculaire au rayon

La figure (Fig. 4.11) montre le rayon d'énergie et la position de la ligne perpendiculaire au rayon, ainsi que la direction de σ que nous avons utilisé pour calculer le profil de la vitesse longitudinale dans l'expérience EXPB5. Le point de référence pour la direction de σ est sur le talus avec les coordonnées

$x=120$ cm et $y=14.56$ cm et la longueur de cette ligne est 75 cm.

La vitesse longitudinale sur la ligne perpendiculaire au rayon est tracée à chaque instant pendant une période sur la figure (Fig. 4.12). L'ensemble des courbes définit une enveloppe qui varie au cours du temps.

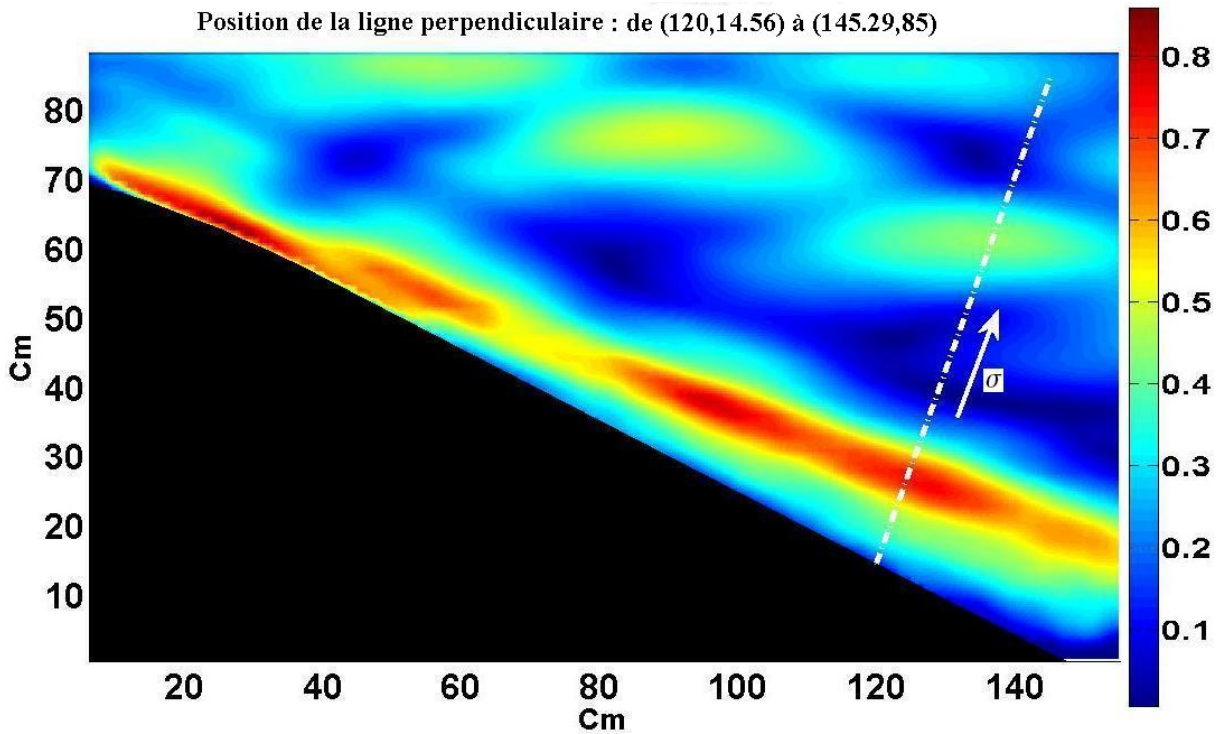


FIG. 4.11 – Position de la ligne perpendiculaire au rayon (lignes tirées) et sa direction (flèche).

A la troisième période (Figure 4.12-a), il apparaît une petite enveloppe à la position $\sigma = 12$ cm. Cette enveloppe correspond au rayon principal d'énergie en cours de formation. L'amplitude de cette enveloppe augmente avec le temps traduisant l'augmentation de la valeur de la vitesse longitudinale. A partir d'environ sept ou huit périodes, une autre enveloppe se forme pour $\sigma \approx 50$ cm. Cette enveloppe correspond à la position et à l'existence d'un rayon réfléchi. L'amplitude de cette deuxième enveloppe est moins importante que celle de la première enveloppe. Le rayon réfléchi est donc créé quelques périodes plus tard et son énergie est moindre que celle du rayon principal. Si on regarde les courbes de la vitesse longitudinale plus tard en temps, par exemple à la 34ème période (Fig. 4.12-g), on voit d'autres enveloppes qui sont plus petites et moins importantes. Ces petites enveloppes sont dues à d'autres rayons réfléchis et aux rayons harmoniques générés par

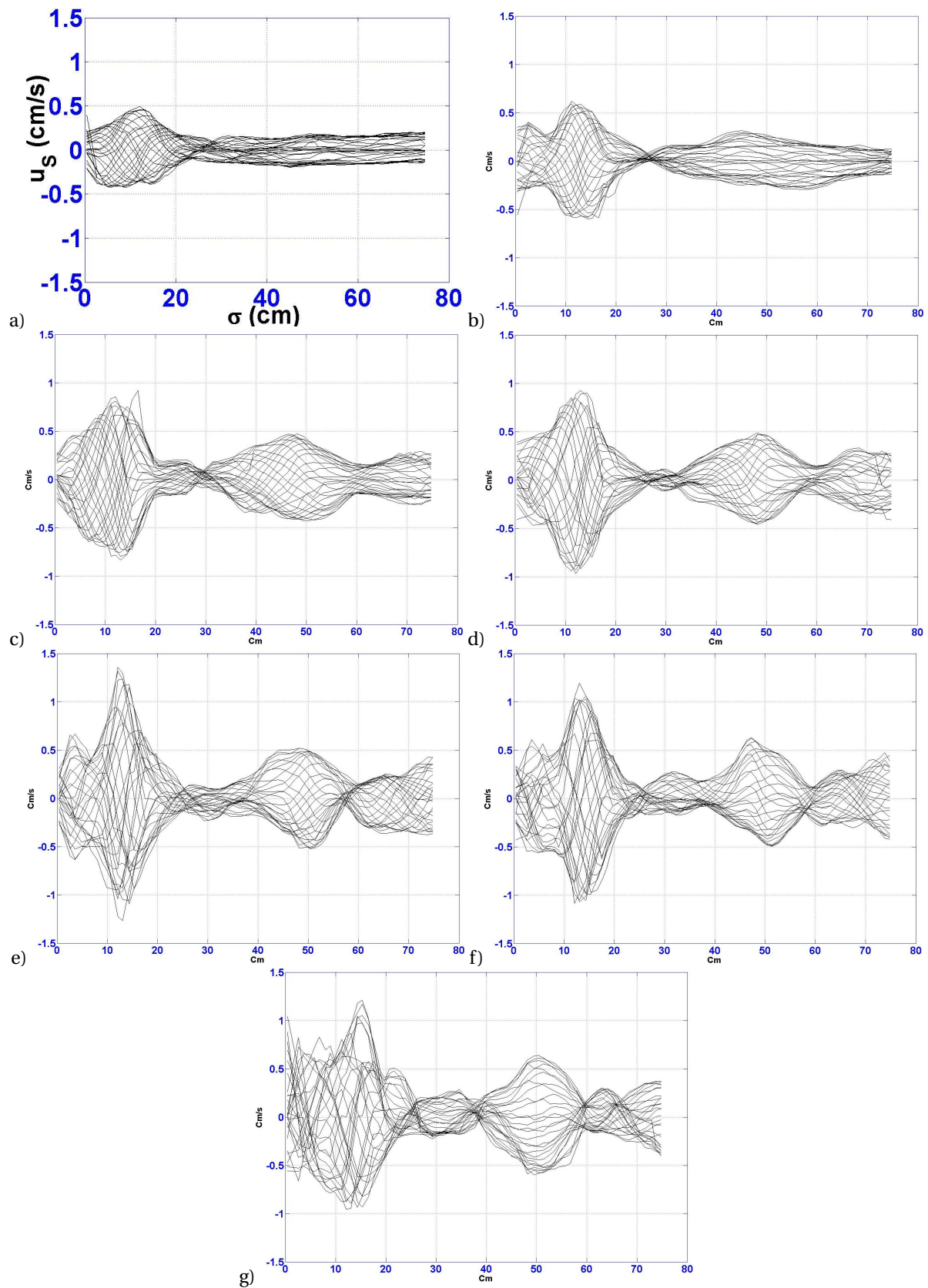


FIG. 4.12 – Enveloppe de la vitesse longitudinale u_s suivant la direction perpendiculaire au rayon σ à la : a) 3ème période ; b) 5ème période ; c) 12ème période ; d) 16ème période ; e) 22ème période ; f) 24ème période ; g) 34ème période pour l'expérience EXPB5.

les interactions non linéaires entre les rayons.

4.6.2 Amplitude de la vitesse longitudinale pour le rayon incident principal

La demi largeur de l'enveloppe de la vitesse longitudinale permet de définir l'amplitude de la vitesse longitudinale. Sur la figure (Fig. 4.13) est tracée la demi largeur de l'enveloppe de la vitesse longitudinale pour le rayon incident principal de l'expérience EXPB5. La valeur de l'amplitude augmente jusqu'à environ 22 périodes puis diminue jusqu'à environ 30 périodes pour atteindre ensuite une valeur constante. L'augmentation de l'amplitude correspond à la formation du rayon d'énergie. La diminution de l'amplitude résulte des rayons réfléchis et des effets non linéaires (harmoniques). L'amplitude reste constante après 30 périodes parce qu'un régime d'équilibre a été atteint.

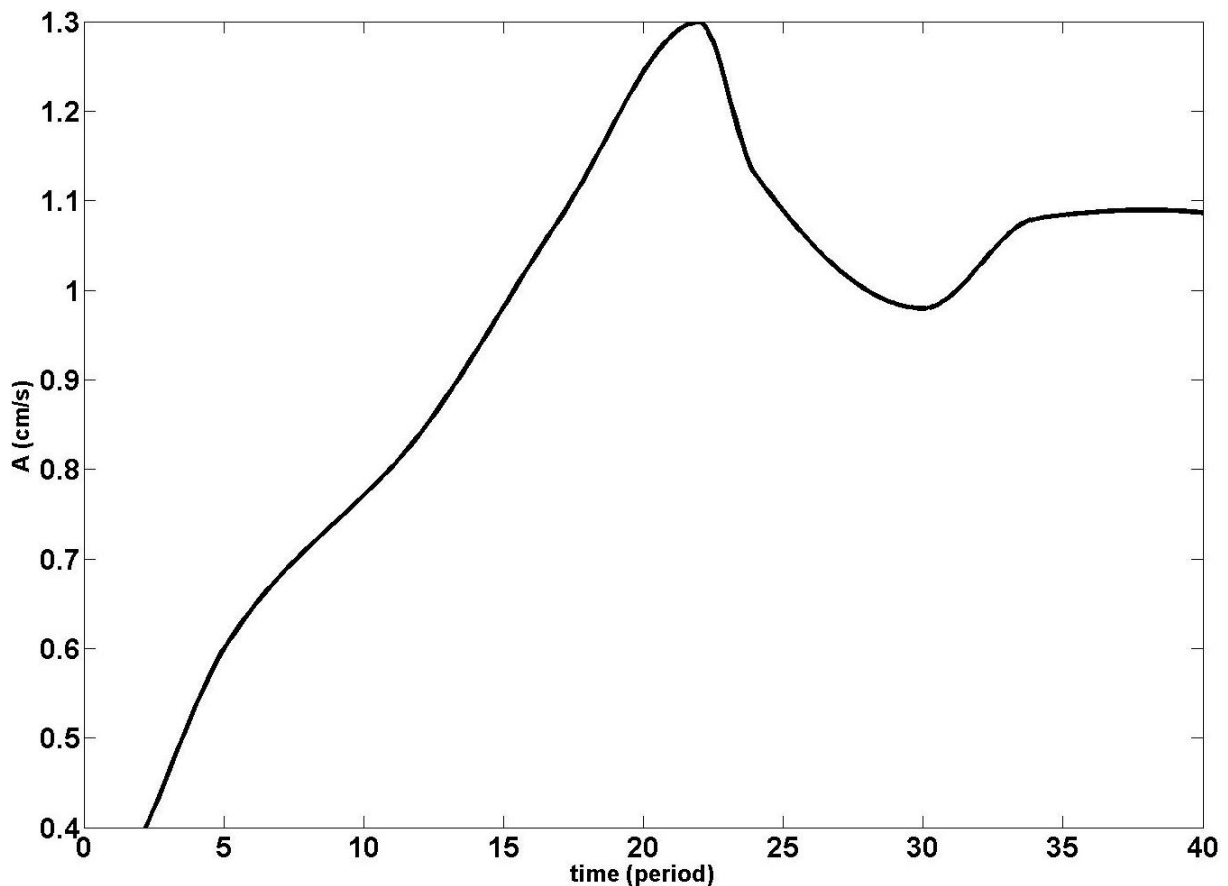


FIG. 4.13 – Amplitude de la vitesse longitudinale pour le rayon d'incident principal de l'expérience EXPB5.

4.7 Amplitude du courant

De la même façon qu'à la section 4.2.1, on peut calculer l'amplitude de la vitesse horizontale en chaque point du domaine. La définition est la suivante :

$$a_n(x, y) = \frac{2}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} u(x, y, t) \cos(\omega_n t) dt \quad (4.7)$$

$$b_n(x, y) = \frac{2}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} u(x, y, t) \sin(\omega_n t) dt \quad (4.8)$$

$$A_n(u) = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (4.9)$$

Ici $u(x, y, t)$ est la vitesse horizontale, ω_n est la fréquence de la nième harmonique et $A_n(u)$ est l'amplitude de la vitesse horizontale pour la nième harmonique, entre les temps t_1 et t_2 . Nous avons également calculé l'amplitude de la vitesse verticale ; mais celle de la vitesse horizontale est plus importante, parce que l'angle du rayon par rapport à l'horizontale pour toutes les expériences est inférieur à vingt degrés. Dans ce qui suit, nous ne considérons donc que la vitesse horizontale.

A titre d'exemple, la figure (4.14) présente l'amplitude de la vitesse horizontale pour le mode principal $A_1(u)$ calculé de l'instant initial à la 39ème période en chaque point du domaine pour l'expérience EXPB5. Sur cette image on peut voir le rayon d'énergie ainsi qu'une partie des rayons réfléchis.

4.7.1 Amplitude de la vitesse horizontale sur la ligne perpendiculaire au rayon

Dans cette section nous étudions l'amplitude de la vitesse horizontale filtrée à la fréquence de forçage $A_1(u)$ suivant la direction perpendiculaire au rayon en fonction du temps. A titre d'exemple, la figure (Fig. 4.15) présente $A_1(u)$ calculée entre les périodes 3 et 5 (image a) et entre 18 et 22 (image b) pour l'expérience EXPB5. Une perpendiculaire au rayon est également indiquée sur chaque figure. La position de la ligne perpendiculaire au rayon va

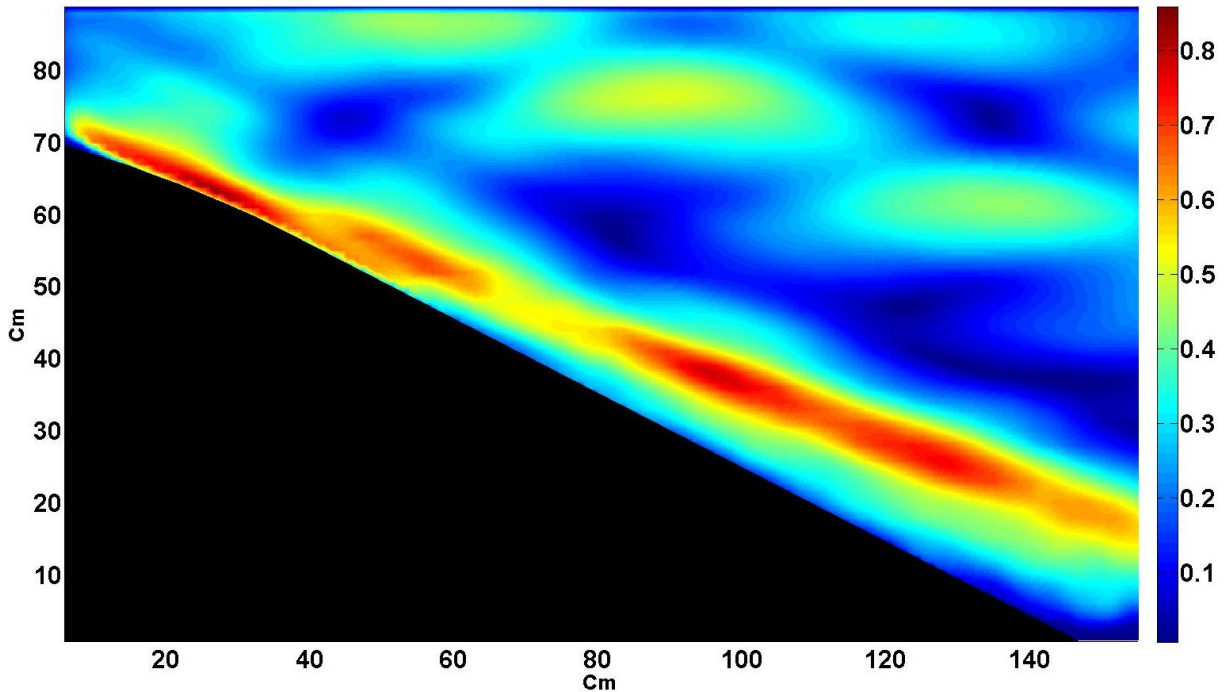


FIG. 4.14 – Amplitude de la vitesse horizontale pour le mode principal $A_1(u)$ calculé du début du calcul jusqu'à la 39ème période pour l'expérience EXPB5, les valeurs de l'amplitude de la vitesse sont en centimètres par seconde.

du point ($x=120$ cm et $y=14.56$ cm) au point ($x=145.29$ cm et $y=85$ cm), suivant la direction σ . Le champ $A_1(u)$ tracé le long de cette perpendiculaire est visible sur les images c et d respectivement.

Le champ $A_1(u)$ suivant cette perpendiculaire est superposé pour plusieurs intervalles de temps sur la figure (Fig. 4.16).

Cette figure présente deux pics caractéristiques, correspondant au rayon incident (position environ $\sigma = 13$ cm) et au rayon réfléchi (position environ $\sigma = 50$ cm). La valeur de $A_1(u)$ augmente au cours du temps en chacune de ces positions, correspondant à la formation des rayons primaire et réfléchi. Un régime stationnaire semble s'établir, comme le montre la valeur constante atteinte pour $A_1(u)$ à partir de 30 périodes pour le rayon réfléchi. Mais ce comportement n'est pas vérifié pour le rayon incident, comme nous le discutons maintenant.

Sur la figure (Fig. 4.17), nous présentons en effet la valeur maximum de $A_1(u)$ atteinte pour le rayon incident au cours du temps. Cette valeur maximum augmente d'abord en temps mais se stabilise entre 19 et 25 périodes

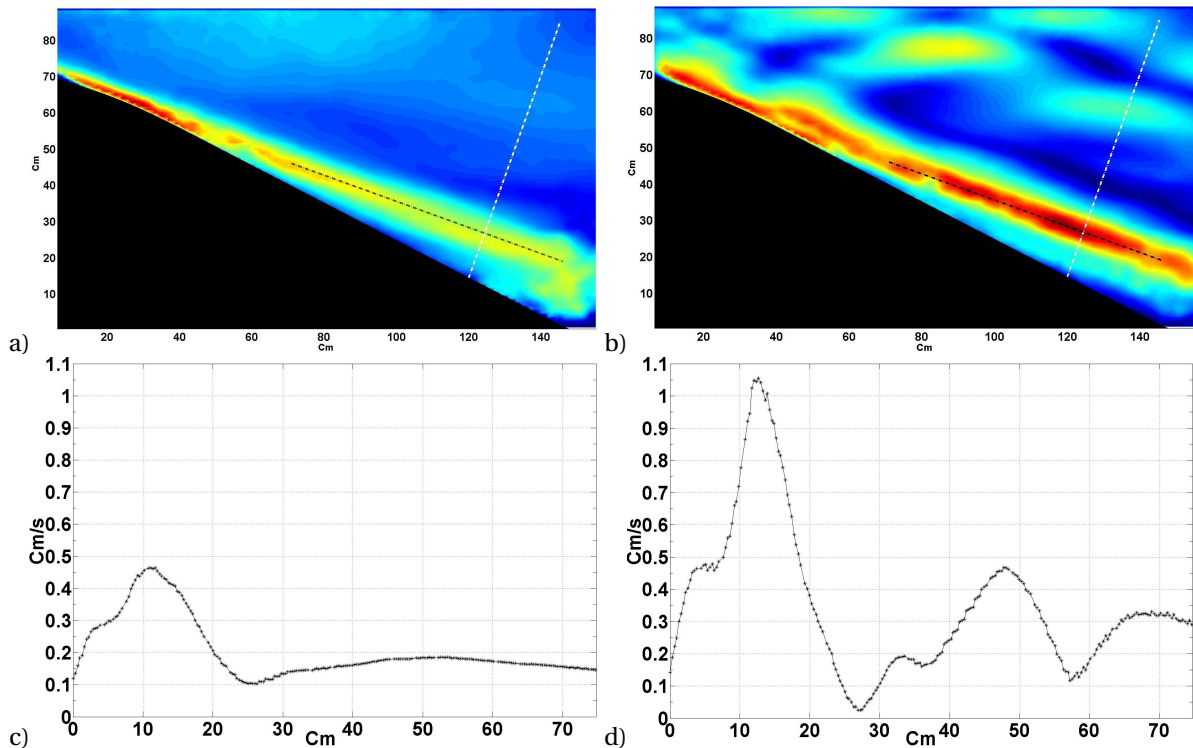


FIG. 4.15 – Distribution spatiale du champ $A_1(u)$ pour l'expérience EXPB5 calculé a) de la 3ème à la 5ème période b) de la 18ème à la 22ème période. La position du rayon est indiquée en traits pointillés noirs et une ligne perpendiculaire au rayon en traits pointillés blancs. Le tracé de $A_1(u)$ suivant cette ligne est représenté sur les figures c) et d) respectivement.

(voir la figure 4.16). L'arrivée du rayon réfléchi semble perturber cet équilibre et cette valeur diminue après ce temps.

4.7.2 Amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendiculaires au rayon et dans le rayon et largeur du faisceau

A la section précédente nous avons vu comment l'amplitude de la vitesse horizontale change sur une ligne perpendiculaire au rayon au cours du temps ; mais comment change cette amplitude lorsque la position de la ligne perpendiculaire au rayon varie le long de celui-ci ? La largeur du faisceau reste-t-elle constante le long du rayon ?

Pour répondre à ces questions, nous avons choisi quelques lignes perpendiculaires au rayon incident, parallèles entre elles et distances de 10 cm. On peut voir ces lignes sur la figure (Fig. 4.18), où l'amplitude de la vitesse horizontale $A_1(u)$ est calculée entre la 5ème période et la 7ème période pour

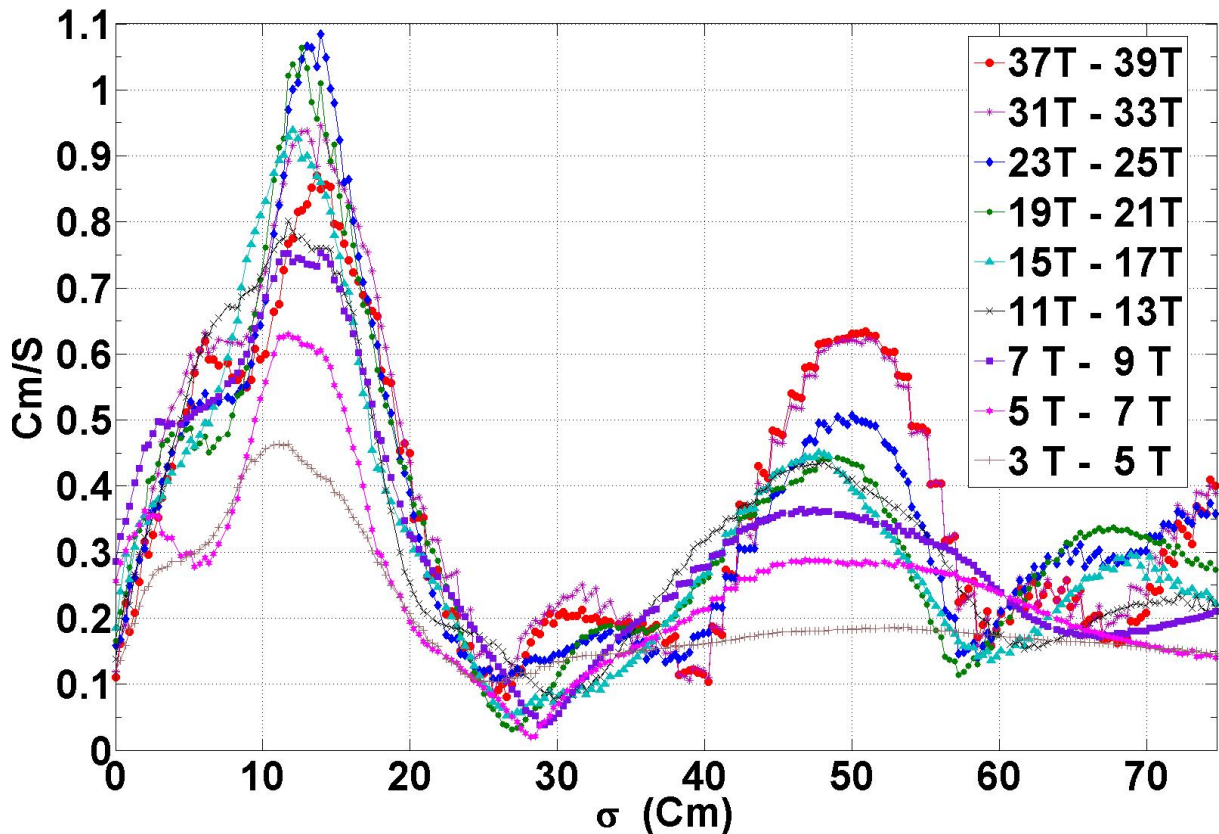


FIG. 4.16 – Valeur de l'amplitude de la vitesse horizontale ($A_1(u)$) suivant la direction perpendiculaire au rayon (σ) tracée sur la figure (Fig. 4.15-a et b) pour l'expérience EXPB5 pour différents intervalles de temps.

l'expérience EXPB5. La direction du rayon est également tracée, et est définie comme le lieu des valeurs maximum de $A_1(u)$.

4.7.2.a Amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendiculaires au rayon

Sur la figure (Fig. 4.19), l'amplitude de la vitesse horizontale calculé entre la 5ème et la 7ème période pour l'expérience EXPB5 est tracée pour toutes les lignes perpendiculaires au rayon. $A_1(u)$ est également tracée le long du rayon sur la figure (Fig. 4.20). Au vu de ces deux figures, la valeur maximum de $A_1(u)$ au milieu du rayon apparaît constante et égale environ 0.6 cm/s, sauf quand nous sommes près de la zone de génération du rayon.

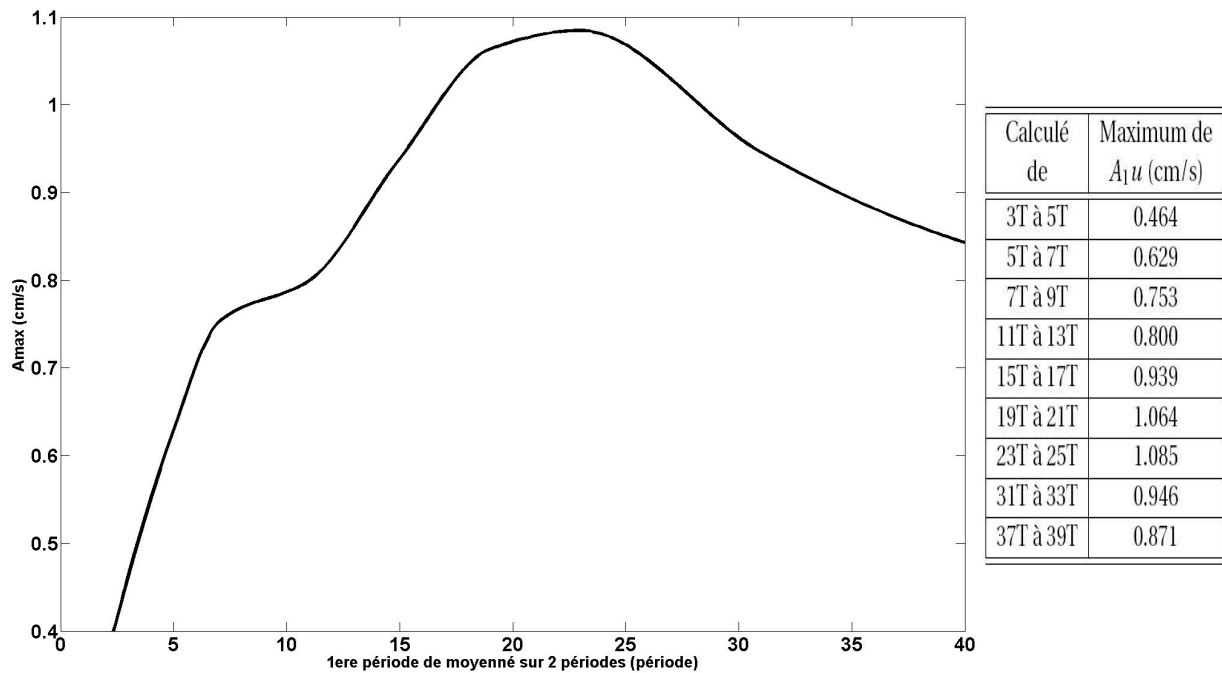


FIG. 4.17 – Valeur maximum de $A_1(u)$ pour le rayon incident en fonction du temps calculé à partir de la figure (Fig. 4.16).

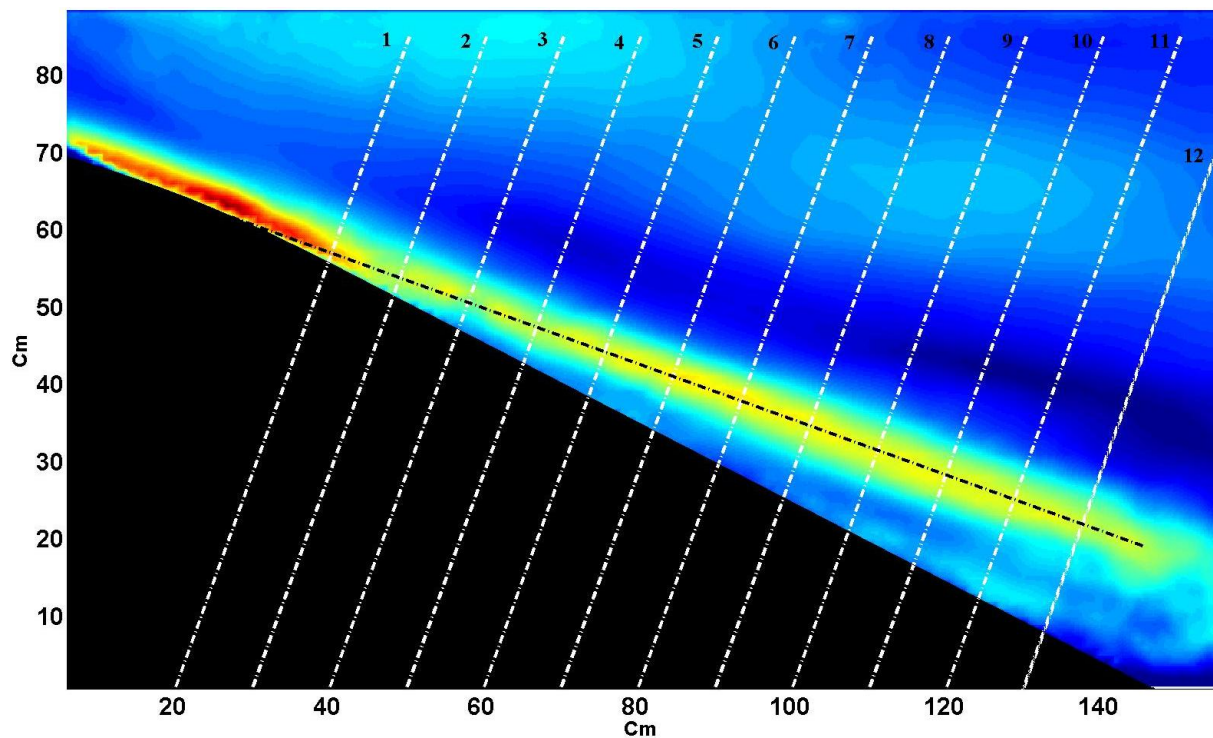


FIG. 4.18 – Lignes perpendiculaires au rayon et ligne le long du rayon pour l'amplitude de la vitesse horizontale calculée entre la 5ème période et la 7ème période pour l'expérience EXPB5.

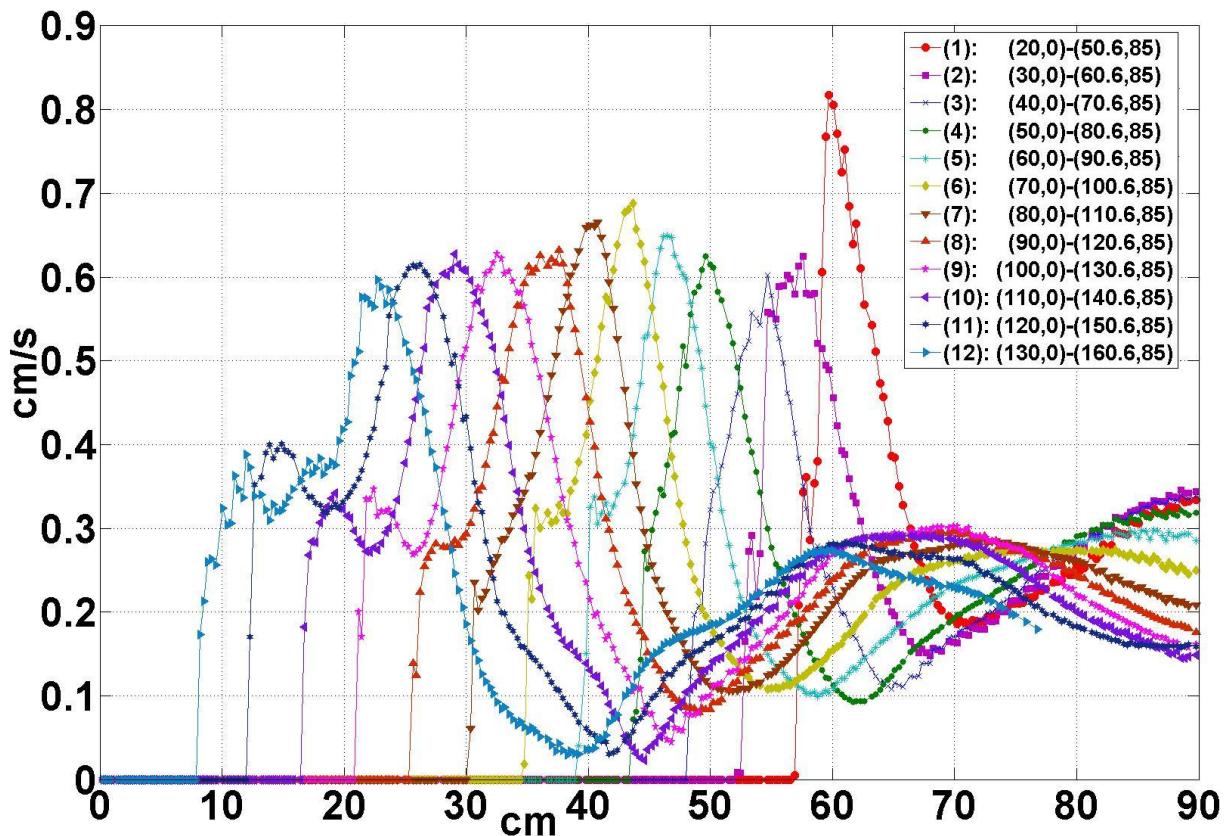


FIG. 4.19 – Amplitude de la vitesse horizontale calculée entre la 5^{ème} et la 7^{ème} période pour l'expérience EXPB5 sur les lignes perpendiculaires au rayon de la figure (Fig. 4.18).

4.7.2.b Largeur du faisceau

Par analogie avec la définition de l'écart-type d'une gaussienne, la moitié de la valeur maximum de l'amplitude de la vitesse horizontale permet de définir la largeur du faisceau.

Sur la figure (Fig. 4.21) on voit que la largeur du faisceau augmente quand on s'éloigne de la zone de génération. L'élargissement du faisceau est principalement due aux effets visqueux.

4.8 Mesure de la phase du champ d'ondes et autre estimation de la largeur du faisceau

La longueur d'onde de la marée interne fournit à priori une autre estimation de la largeur du faisceau. Le terme "à priori" réfère au fait qu'un rayon de marée interne n'est pas une onde plane. On peut cependant se demander

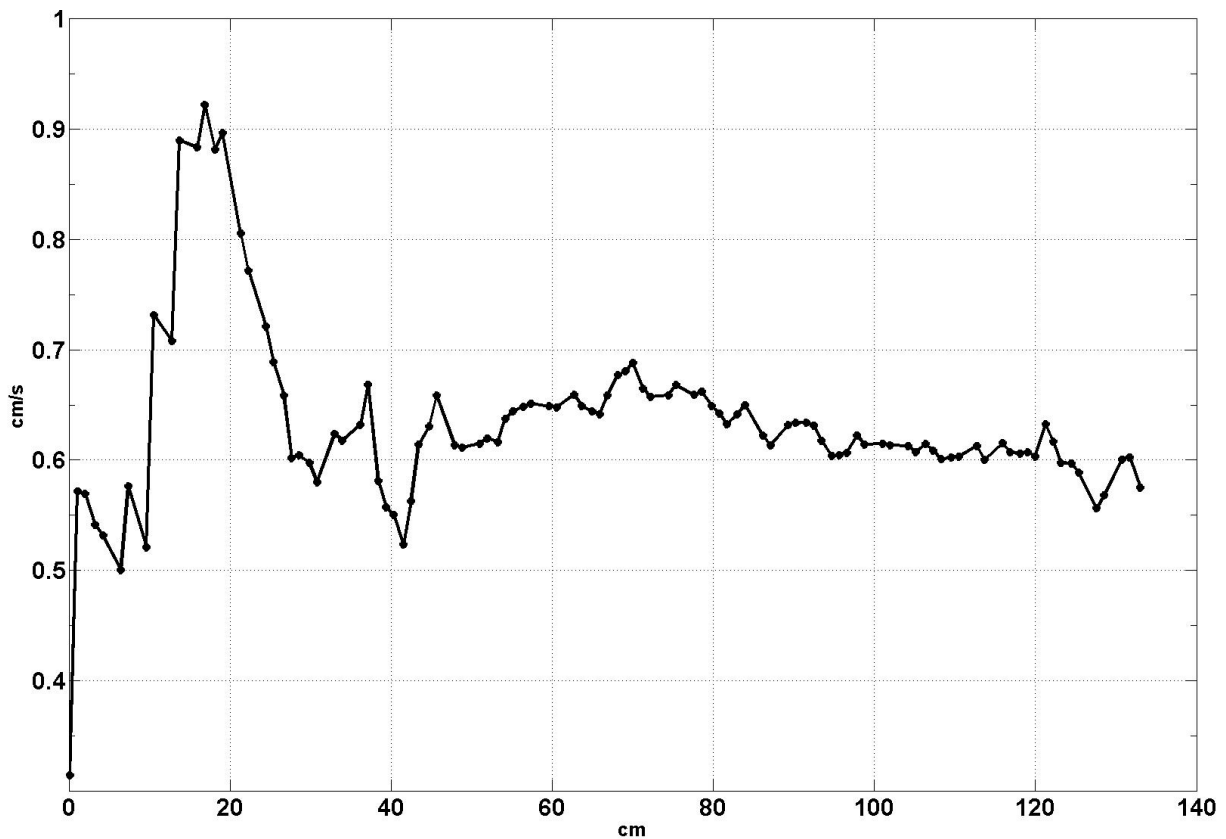


FIG. 4.20 – Amplitude de la vitesse horizontale calculée entre la 5ème et la 7ème période pour l'expérience EXPB5 sur la ligne le long du rayon de la figure (Fig. 4.18).

si un tel rayon ne peut pas être vu localement comme une onde plane c'est-à-dire que l'on peut définir un vecteur d'onde loin des bords du faisceau. L'analyse qui suit montre que c'est le cas.

On commence tout d'abord par calculer la phase du champ d'onde suivant une ligne perpendiculaire au rayon. Puis on en déduit le vecteur d'onde par dérivation, ainsi que la vitesse de phase. L'influence de différents paramètres expérimentaux sur ces grandeurs est finalement examinée.

4.8.1 Calcul de la vitesse de phase au milieu du faisceau

Les relations (4.7) à (4.9) permettent de définir l'amplitude de la composante u filtrée à la fréquence ω_n . La phase de ce champ s'en déduit égale-

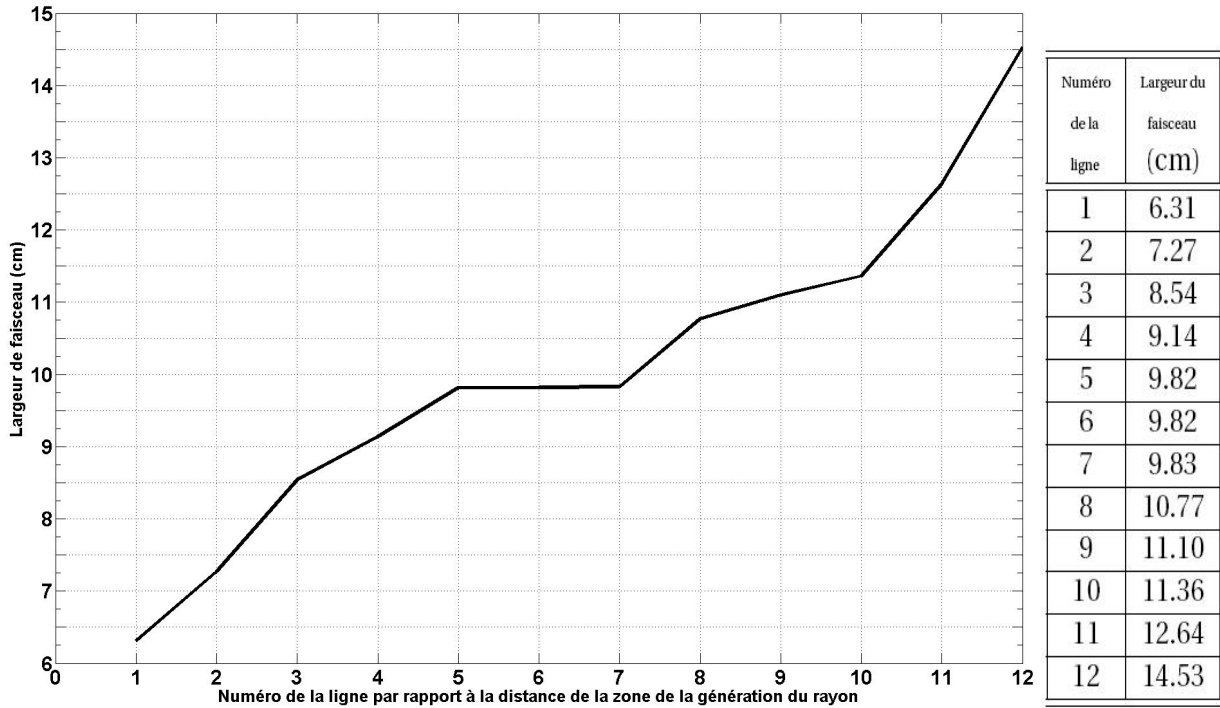


FIG. 4.21 – Largeur du faisceau sur les lignes perpendiculaires au rayon présenté à la figure (Fig. 4.18) pour l'expérience EXPB5 calculé entre la 5ème et la 7ème période.

ment :

$$\varphi_n(u) = \arctan\left(\frac{b_n(x, y)}{a_n(x, y)}\right). \quad (4.10)$$

Ici $\varphi_n(u)$ est la distribution spatiale de la phase, moyennée entre les instants t_1 et t_2 .

Sur la figure (Fig. 4.22-a), on voit par exemple la phase pour le mode principal entre la 3ème et la 5ème période de l'expérience EXPB5.

Les valeurs de la phase sur la ligne perpendiculaire au faisceau tracée sur la figure (Fig. 4.22-a) sont représentées sur la figure (Fig. 4.22-b). Ces valeurs présentent un saut de phase de 2π , qui est corrigé sur la figure (Fig. 4.22-c). Sur cette dernière figure, seules les valeurs de σ pour lesquelles la phase varie linéairement sont tracées : ces valeurs correspondent au centre du faisceau, prouvant en cela que l'onde est localement plane. On peut donc écrire : $\varphi_1(u) = K \cdot \sigma - \omega t$, les variations suivant S étant faibles.

La Valeur de K est la pente de la droite sur la figure (Fig. 4.22-c). On trouve $K = 0.18 \text{ rad/cm}$, associé à la longueur d'onde $\lambda = \frac{2\pi}{K} = \frac{2\pi}{0.18} = 34.9 \text{ cm}$. Si l'on

estime que $\frac{\lambda}{2}$ fournit une estimation de la largeur, on obtient une valeur de 17.45 cm pour cette dernière. La figure (Fig. 4.21) et le tableau (Tab. 4.5), donnent une valeur de 12.64 cm pour la ligne 11 pour la première définition de la largeur, tout à fait comparable à $\frac{\lambda}{2}$.

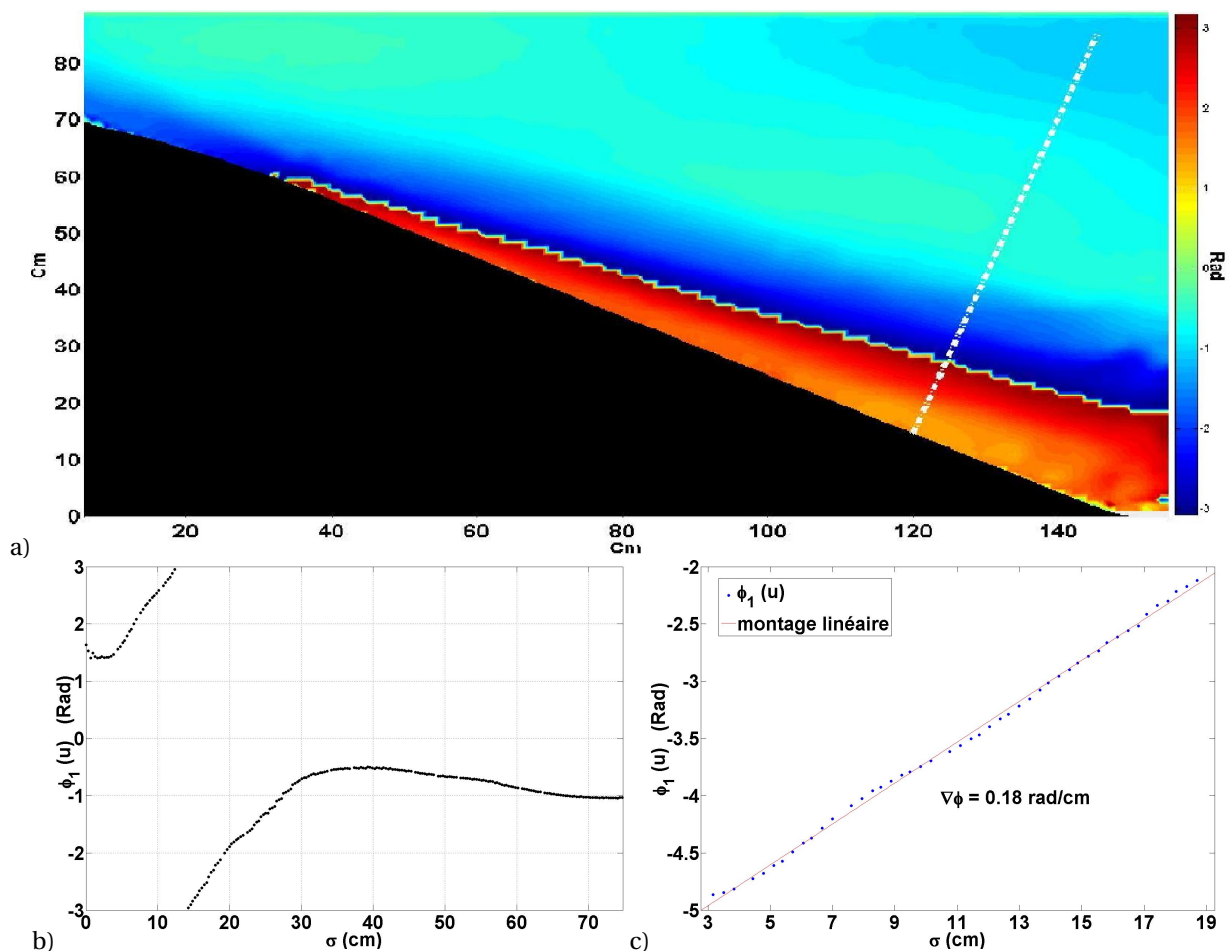


FIG. 4.22 – Méthode de calcul de la vitesse de phase au milieu du faisceau a) Champ de phase entre la 3ème et la 5ème période pour la vitesse horizontale de l’expérience EXPB5 ($\varphi_1(u)$) et position de la ligne perpendiculaire au rayon b) Valeur de la phase sur la ligne perpendiculaire au rayon en direction de σ , présentée à l’image (a) c) Valeur de la phase au milieu du faisceau et calcul du gradient de phase sur cette image, le $\nabla\varphi$ est égal 0.18 rad/cm pour ces conditions.

La valeur trouvée pour K permet de déduire une estimation de la vitesse de phase au centre du faisceau : $c_p = \frac{\omega}{K} = \frac{2\pi}{KT}$ soit $c_p = \frac{2\pi}{0.18 \times 26.25} = 1.33 \text{ cm/s}$.

4.8.2 Influence des paramètres expérimentaux sur le vecteur d'onde et la vitesse de phase

Dans cette section, on examine comment le vecteur d'onde et la vitesse de phase au milieu du faisceau changent lorsque varient : a) le temps, b) l'amplitude d'oscillation, c) la période d'oscillation, d) la distance à la zone de génération du rayon.

4.8.2.a Influence du temps

Dans le tableau (Tab. 4.2), nous présentons la largeur du faisceau calculée à partir de la figure (Fig. 4.16), la valeur du vecteur d'onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau et π/k ($\lambda/2$ largeur du faisceau) au cours du temps pour l'expérience EXPB5 ; le maximum de la valeur de $A_1(u)$ déjà présenté à la figure (Fig. 4.17) est également indiqué.

| Calculé entre | Largeur du faisceau (cm) | $k = \nabla\varphi$ rad/cm | π/k (cm) | $c_p = \omega/k$ (cm/s) | Maximum de $A_1(u)$ (cm/s) |
|---------------|--------------------------|----------------------------|--------------|-------------------------|----------------------------|
| 3T à 5T | 16.41 | 0.18 | 17.45 | 1.330 | 0.464 |
| 5T à 7T | 14.27 | 0.17 | 18.48 | 1.408 | 0.629 |
| 7T à 9T | 14.48 | 0.21 | 14.96 | 1.140 | 0.753 |
| 11T à 13T | 15.20 | 0.23 | 13.66 | 1.041 | 0.800 |
| 15T à 17T | 14.27 | 0.22 | 14.28 | 1.088 | 0.939 |
| 19T à 21T | 11.71 | 0.23 | 13.66 | 1.041 | 1.064 |
| 23T à 25T | 12.04 | 0.22 | 14.28 | 1.088 | 1.085 |
| 31T à 33T | 16.48 | 0.20 | 15.71 | 1.197 | 0.946 |
| 37T à 39T | 16.15 | 0.20 | 15.71 | 1.197 | 0.871 |

TAB. 4.2 – Changement de la valeur du vecteur d'onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau, largeur du faisceau et π/k ($\lambda/2$ largeur du faisceau) en temps pour l'expérience EXPB5 ; et le maximum de la valeur de $A_1(u)$ qui a déjà été présenté à la figure (Fig. 4.17).

Les valeurs du vecteur d'onde et de la vitesse de phase au milieu du faisceau ainsi que la largeur du faisceau restent presque constantes dans le temps.

4.8.2.b Influence de l'amplitude d'oscillation

Dans le tableau (Tab. 4.3), nous montrons la valeur du vecteur d'onde au milieu du faisceau ($k = \nabla\varphi$), calculée à différents instants. Pour une période d'oscillation constante, l'augmentation de l'amplitude d'oscillation s'accompagne d'une diminution de la valeur du vecteur d'onde au milieu du faisceau.

| Nom d'expérience | Amplitude d'oscillation (cm) | Période d'oscillation (s) | $k = \nabla\varphi$ (rad/cm) au milieu du faisceau calculé entre les périodes de | | | | |
|--------------------------|------------------------------------|---------------------------------|---|-------|--------|---------|---------|
| | | | 3 à 5 | 5 à 7 | 8 à 12 | 18 à 22 | 26 à 34 |
| EXPB6 | 0.605 | 31.56 | 0.33 | 0.27 | 0.17 | 0.14 | 0.11 |
| EXPB40 | 0.605 | 30.91 | 0.21 | 0.25 | 0.16 | 0.14 | |
| <i>EXPB_{rh}</i> | 3.1 | 30.92 | 0.19 | 0.13 | 0.09 | 0.08 | 0.11 |
| GERK7 | 0.605 | 27.917 | 0.23 | 0.31 | 0.35 | 0.36 | 0.35 |
| GERK11 | 0.92 | 27.917 | 0.22 | 0.29 | 0.27 | 0.26 | 0.27 |
| GERK12 | 2 | 27.917 | 0.047 | 0.072 | 0.20 | 0.15 | 0.20 |
| GERK13 | 3.1 | 27.917 | 0.045 | 0.059 | 0.16 | 0.11 | 0.12 |
| EXPB27 f=0.1396 rad/S | 0.92 | 30.97 | 0.15 | 0.17 | 0.36 | 0.38 | 0.26 |
| EXPB30 f=0.1396 rad/S | 3.1 | 30.9 | 0.14 | 0.17 | 0.22 | 0.23 | 0.11 |

TAB. 4.3 – Valeur du vecteur d'onde au milieu du faisceau ($k = \nabla\varphi$), calculé en différents intervalles du temps ; L'objet de ce tableau est de montrer comment la valeur du vecteur d'onde varie quand la période d'oscillation est constante et l'amplitude d'oscillation varie.

Cet effet est illustré sur la figure (Fig. 4.23). Ce résultat n'est pas évident à priori car, pour une onde linéaire, l'amplitude et le vecteur d'onde sont deux grandeurs indépendantes. Des effets non linéaires doivent donc être invoqués pour expliquer ce comportement.

Puisque $c_p = \frac{\omega}{k}$, c_p doit augmenter lorsque l'amplitude augmente, la période d'oscillation étant constante. Le tableau (Tab. 4.4) montre que c'est le cas.

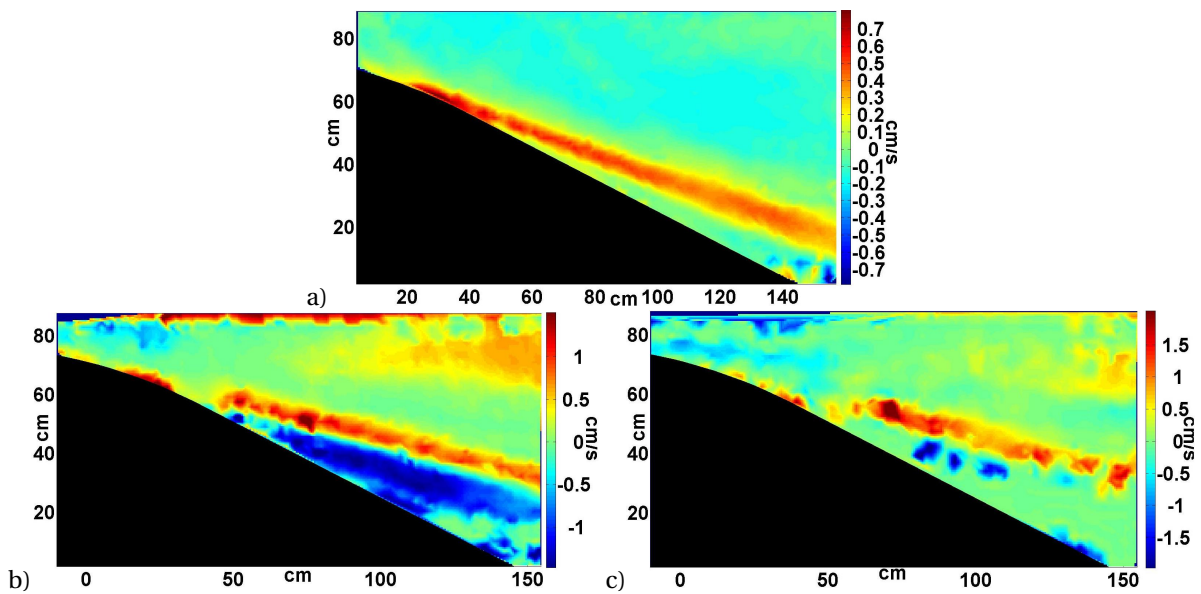


FIG. 4.23 – Champs instantanés de la vitesse horizontale U au début de la 4.5ème période pour les expériences : a) EXPB5, $d_0 = 0.605\text{ cm}$ b) EXPB37, $d_0 = 2\text{ cm}$ c) EXPB39, $d_0 = 3.1\text{ cm}$.

| Nom d'expérience | Amplitude d'oscillation (cm) | Période d'oscillation (s) | $c_p = \omega/k$ (cm/s) au milieu du faisceau calculé entre les périodes de | | | | |
|-----------------------------------|------------------------------------|---------------------------------|--|-------|--------|---------|---------|
| | | | 3 à 5 | 5 à 7 | 8 à 12 | 18 à 22 | 26 à 34 |
| EXPB6 | 0.605 | 31.56 | 0.60 | 0.74 | 1.17 | 1.42 | 1.81 |
| EXPB40 | 0.605 | 30.91 | 0.97 | 0.81 | 1.27 | 1.45 | |
| $EXPB_{rh}$ | 3.1 | 30.92 | 1.07 | 1.56 | 2.33 | 2.64 | 1.85 |
| GERK7 | 0.605 | 27.917 | 0.98 | 0.73 | 0.64 | 0.62 | 0.64 |
| GERK11 | 0.92 | 27.917 | 1.02 | 0.78 | 0.83 | 0.87 | 0.83 |
| GERK12 | 2 | 27.917 | 4.79 | 3.12 | 1.12 | 1.50 | 1.12 |
| GERK13 | 3.1 | 27.917 | 5.00 | 3.81 | 1.41 | 2.05 | 1.87 |
| EXPB27 $f=0.1396\text{ rad/S}$ | 0.92 | 30.97 | 1.35 | 1.19 | 0.56 | 0.53 | 0.78 |
| EXPB30 $f=0.1396\text{ rad/S}$ | 3.1 | 30.9 | 1.45 | 1.20 | 0.92 | 0.88 | 1.85 |

TAB. 4.4 – Valeur de la vitesse de phase au milieu du faisceau ($c_p = \omega/k$), calculé en différents intervalles du temps ; dans ce tableau, on cherche le changement de la valeur de la vitesse de phase quand la période d'oscillation est constante et l'amplitude d'oscillation varie.

4.8.2.c Influence de la distance à la zone de génération du rayon

Le tableau (Tab. 4.5) montre que l'augmentation de la distance à la zone de génération du rayon s'accompagne de la diminution de K et en conséquence de l'augmentation de π/k qui définit la largeur du faisceau. Les effets visqueux expliquent ce phénomène.

| Numéro de ligne | Position de (X1,Y1) (cm) | Position de (X2,Y2) (cm) | Largeur du faisceau (cm) | $k = \nabla\varphi$ rad/cm | $c_p = \omega/k$ (cm/s) | π/k (cm) |
|-----------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|----------------------------|-------------------------|--------------|
| 1 | (20, 0) | (50.6, 85) | 6.31 | 0.27 | 0.89 | 11.64 |
| 2 | (30, 0) | (60.6, 85) | 7.27 | 0.27 | 0.89 | 11.64 |
| 3 | (40, 0) | (70.6, 85) | 8.54 | 0.25 | 0.96 | 12.57 |
| 4 | (50, 0) | (80.6, 85) | 9.14 | 0.24 | 1.00 | 13.09 |
| 5 | (60, 0) | (90.6, 85) | 9.82 | 0.23 | 1.04 | 13.66 |
| 6 | (70, 0) | (100.6, 85) | 9.82 | 0.21 | 1.14 | 14.96 |
| 7 | (80, 0) | (110.6, 85) | 9.83 | 0.20 | 1.20 | 15.71 |
| 8 | (90, 0) | (120.6, 85) | 10.77 | 0.19 | 1.26 | 16.53 |
| 9 | (100, 0) | (130.6, 85) | 11.10 | 0.18 | 1.33 | 17.45 |
| 10 | (110, 0) | (140.6, 85) | 11.36 | 0.17 | 1.41 | 18.48 |
| 11 | (120, 0) | (150.6, 85) | 12.64 | 0.18 | 1.33 | 17.45 |
| 12 | (130, 0) | (160.6, 85) | 14.53 | 0.17 | 1.41 | 18.48 |

TAB. 4.5 – Changement de la valeur du vecteur d'onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau et π/k ($\lambda/2$ largeur du faisceau) sur les lignes perpendiculaires au rayon présenté à la figure (Fig. 4.18) et calculé entre la 5ème et la 7ème période et la valeur de la largeur du faisceau sur les mêmes lignes qui a déjà présenté à la figure (Fig. 4.21) pour l'expérience EXPB5.

Dans ce tableau les valeurs de la largeur du faisceau calculée selon la première méthode sont également reportées. Ces valeurs sont différentes de celles obtenues par le calcul π/k près de la zone de génération du rayon, la différence relative étant de 50 % et décroissant lorsqu'on s'éloigne de la zone de génération. On peut considérer que ces deux mesures de la largeur du faisceau sont cohérentes entre elles et donnent une bonne estimation de cette largeur.

4.9 Génération des fréquences harmoniques

La superposition des rayons incidents et réfléchis dans la zone de réflexion conduit à une augmentation de l'amplitude. Les effets non linéaires augmentent donc ce qui favorise la génération d'harmoniques (on rappelle que, pour une onde plane se réfléchissant sur un sol plat, l'interaction de l'onde incidente avec l'onde réfléchie ne produit pas d'effets non linéaires (voir la section 1.2.3)). D'après la relation de dispersion, l'obtention d'harmoniques est conditionnée par le fait que la fréquence de la n ème harmonique (ω_n) soit supérieure à la fréquence de rotation ($f = \frac{4\pi}{T_R}$) et inférieure à la fréquence de Brunt-Väisälä, c'est-à-dire :

$$f < \omega_n < N \quad (4.11)$$

Dans certaines expériences nous pourrions avoir les harmoniques deux et trois comme illustré sur la figure (Fig. 1.10).

Sur la figure (Fig. 4.24), nous montrons le sinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{b_2}{2}$ (Eq. 4.8)) calculé entre la 8ème et la 12ème période pour l'expérience EXPB5,13 et 14. La génération de la deuxième harmonique se produit dans la zone de réflexion du faisceau d'onde sur le fond. La figure (Fig. 4.25), présente le sinus du mode principal ($\frac{b_1}{2}$) pour les mêmes conditions expérimentales et d'analyse. Pour ces expériences on ne peut pas voir la troisième harmonique parce que ω_3 est supérieur à N .

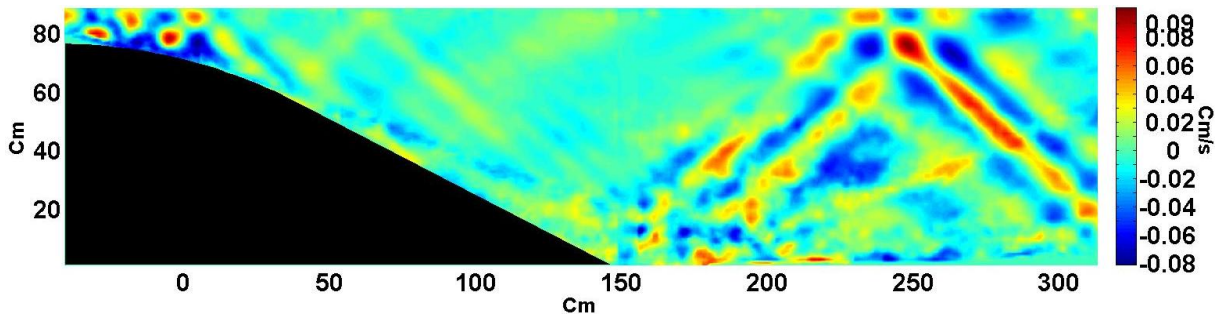


FIG. 4.24 – Sinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{b_2}{2}$ (Eq. 4.8)) calculé entre la 8ème et la 12ème période pour l'expérience EXPB5,13 et 14 ($\frac{\omega}{N}=0.34$, $d_0=0.605$ cm).

Certaines expériences, comme l'expérience EXPB18, permettent d'obtenir la troisième harmonique. Sur la figure (Fig. 4.26) nous montrons le cosinus de

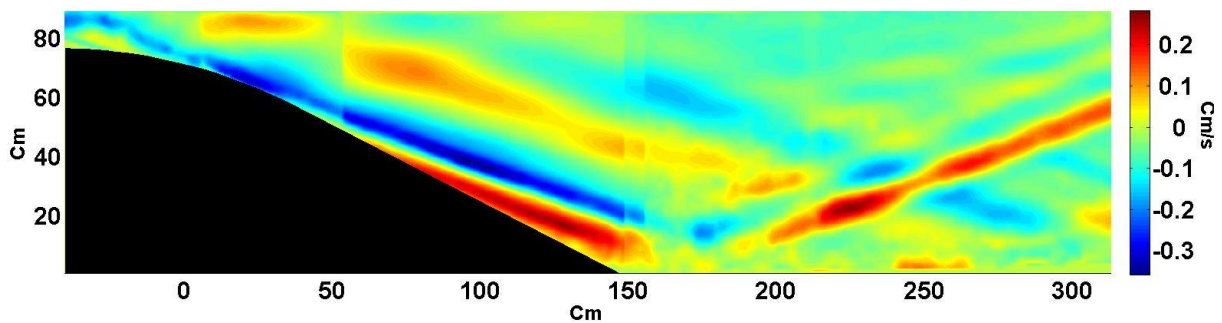


FIG. 4.25 – Sinus du mode principal de la vitesse horizontale ($\frac{b_1}{2}$ (Eq. 4.8)) calculé entre la 8ème et la 12ème période pour l'expérience EXPB5,13 et 14 ($\frac{\omega}{N}=0.34$, $d_0=0.605$ cm).

la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{a_2}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour cette expérience. Sur la figure (Fig. 4.27), le cosinus de la troisième harmonique est présenté.

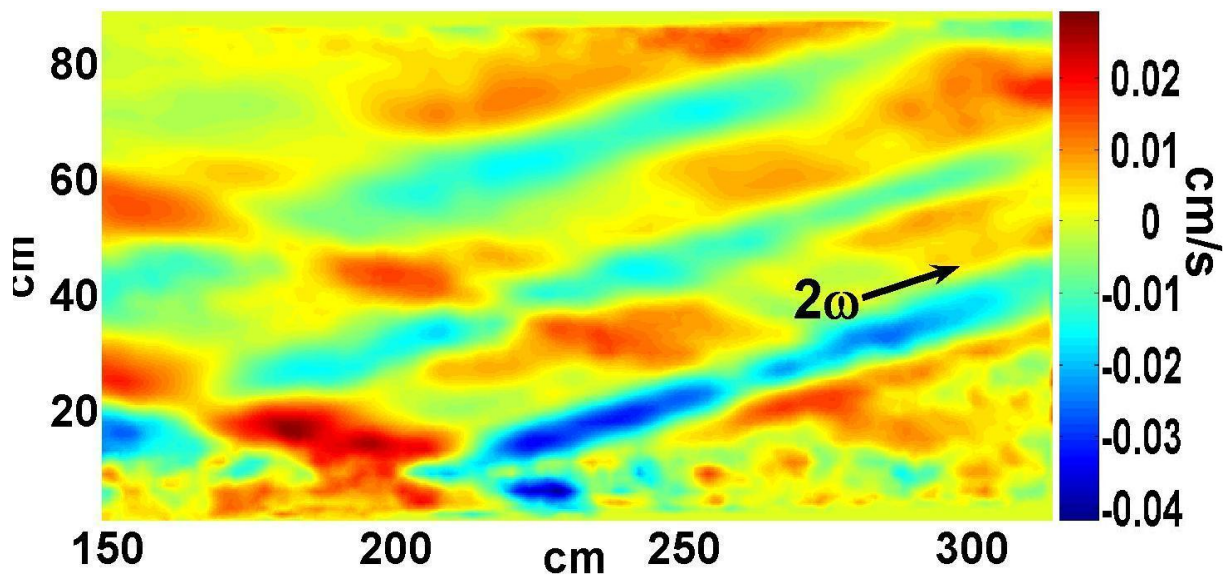


FIG. 4.26 – Cosinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{a_2}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB18 ($\frac{\omega}{N}=0.14$, $d_0=0.605$ cm).

4.9.1 Influence de l'amplitude d'oscillation sur les harmoniques

Nous comparons ici les expériences GERK7 et GERK12, dont les amplitudes d'oscillation sont 0.605 cm et 2 cm respectivement. Les champs des harmoniques 1 et 2 calculés entre les 18ème et 22ème périodes sont présentés sur la figure (Fig. 4.28) pour l'expérience GERK7, et sur la figure (Fig. 4.29)

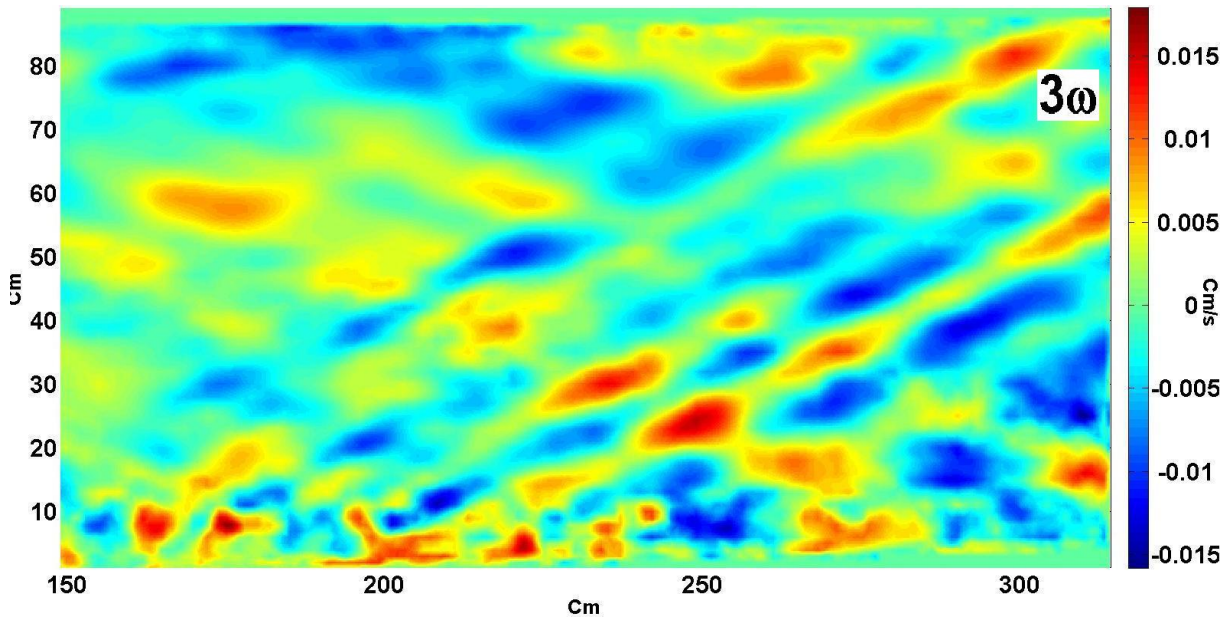


FIG. 4.27 – Cosinus de la troisième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{a_3}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l’expérience EXPB18 ($\frac{\omega}{N}=0.14$, $d_0=0.605$ cm).

pour l’expérience GERK12.

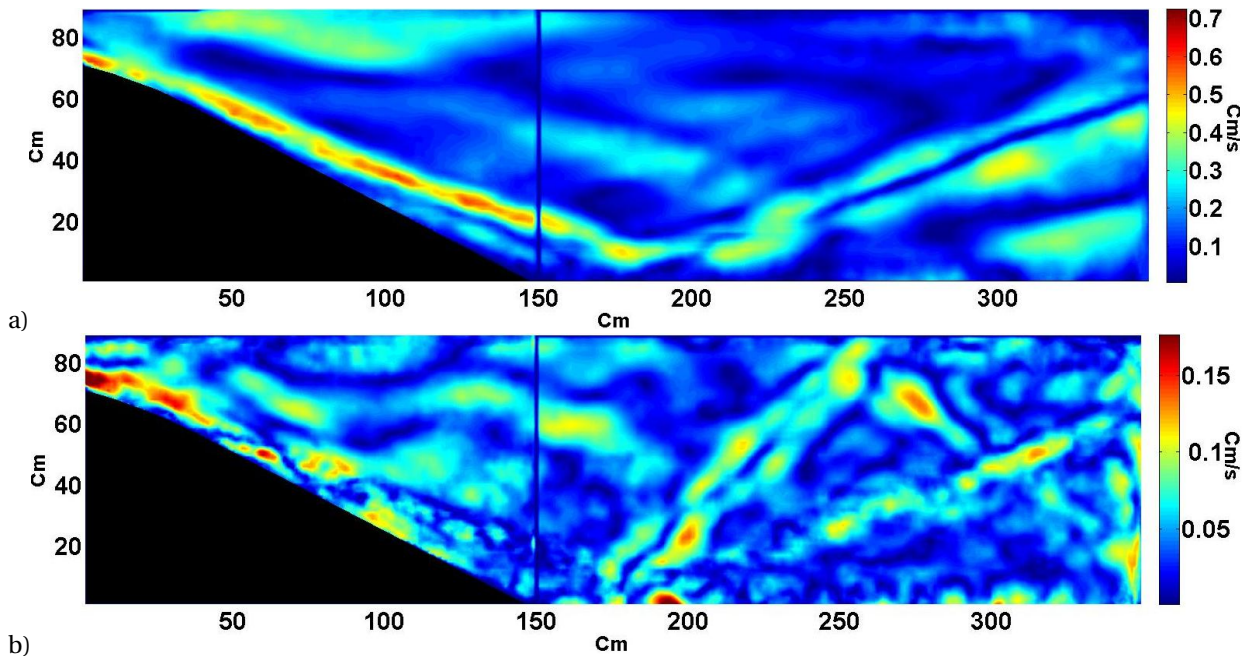


FIG. 4.28 – Amplitude a) du mode principal de la vitesse horizontale ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) et b) de la deuxième harmonique ($A_2(u)$) ; calculée entre la 18ème et la 22ème période pour l’expérience GERK7 ($\frac{\omega}{N}=0.34$ et $d_0=0.605$ cm).

L’augmentation de l’amplitude d’oscillation conduit à un élargissement des rayons harmoniques ainsi qu’à une augmentation de l’amplitude de vi-

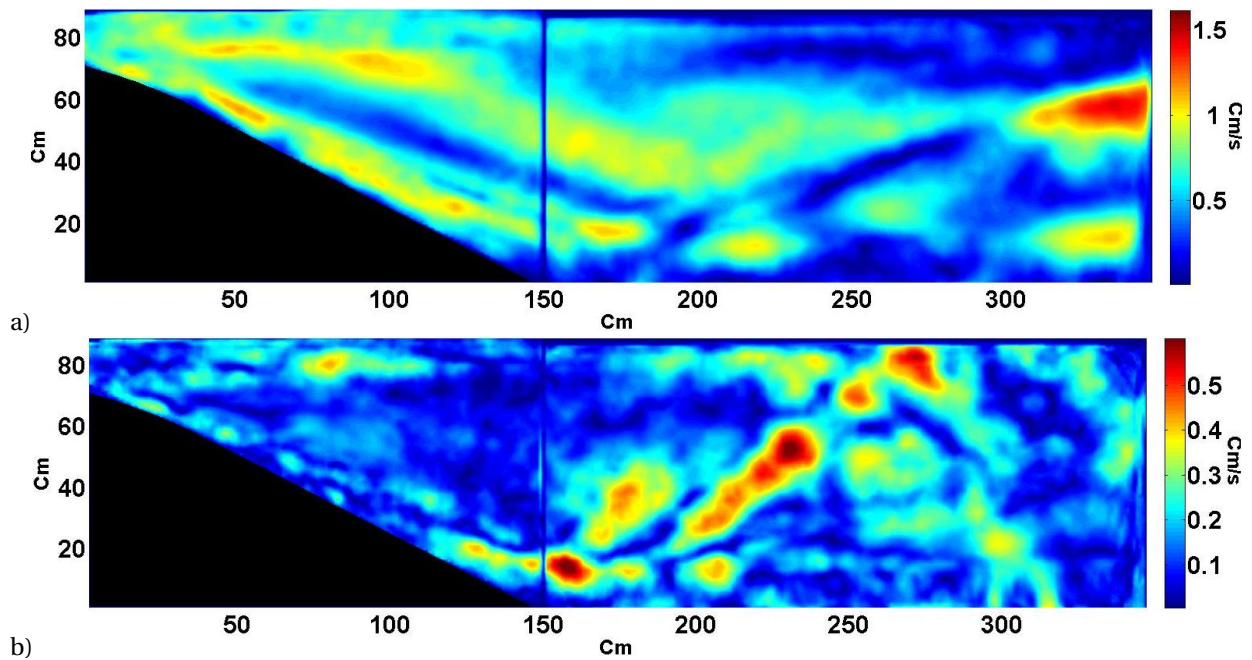


FIG. 4.29 – Amplitude a) du mode principal de la vitesse horizontale ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) et b) de la deuxième harmonique ($A_2(u)$) ; calculée entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience GERK12 ($\frac{\omega}{N}=0.34$ et $d_0=2.0$ cm).

tesse. On note pour ce deuxième effet que l'augmentation d'un facteur 2 de l'amplitude de l'harmonique 1 conduit à une augmentation d'un facteur 4 de l'amplitude de l'harmonique 2. Ceci résulte de (et illustre) la génération non linéaire de ces fréquences harmoniques.

4.9.2 Influence de la thermocline

Dans l'océan une thermocline existe à environ 200m sous la surface dont la position et l'intensité dépendent de la saison.

L'apparition de structures propagatives non linéaires, de type solitons, à été observée dans le Golfe de Gascogne loin des côtes [59] et il a été proposé par Gerkema [28] que ces structures seraient produites par l'interaction d'un rayon de marée avec la thermocline.

Nous avons donc mené quelques expériences pour étudier cette configuration, sans succès toutefois pour l'instant comme on va la voir.

Pour modéliser l'influence d'une thermocline dans nos expériences nous avons ajouté 4 cm d'eau douce en surface. Les figures (Fig. 4.30) et (Fig. 4.31)

présentent l'amplitude de la deuxième harmonique et du mode principal de la vitesse horizontale ($A_2(u)$ et $A_1(u)$ (Eq. 4.9)) calculés entre les 14ème et 18ème périodes pour l'expérience GERK48.

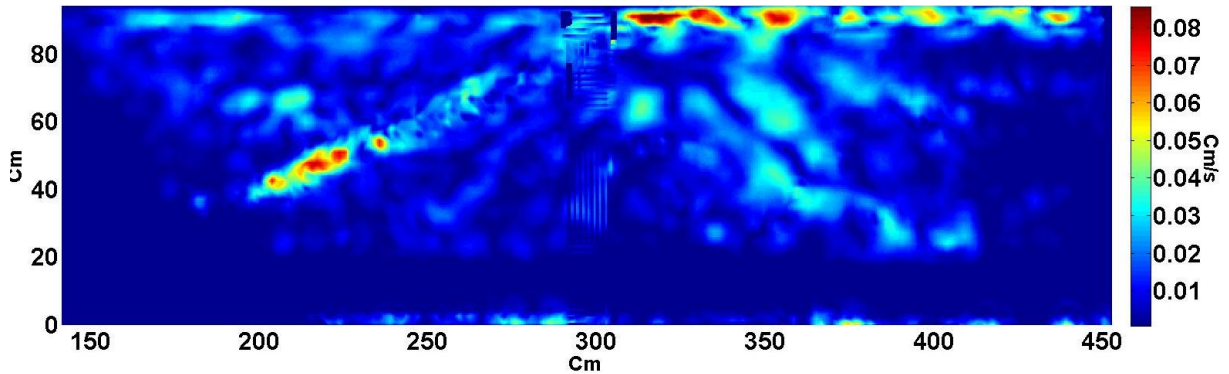


FIG. 4.30 – Amplitude de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($A_2(u)$ (Eq. 4.9)) calculée entre la 14ème et la 18ème période pour l'expérience GERK48.

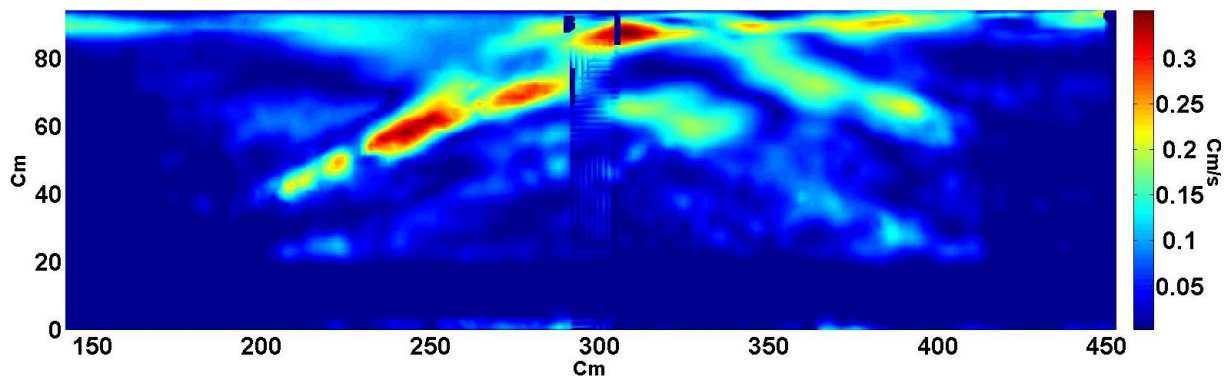


FIG. 4.31 – Amplitude du mode principal de la vitesse horizontale ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) calculée entre la 14ème et la 18ème période pour l'expérience GERK48.

Sur ces figures, on voit que l'essentiel de l'énergie est concentré entre la thermocline et la surface. Par exemple, sur la figure (Fig. 4.30), on voit que la valeur de $A_2(u)$ au dessus de la thermocline est plus grande que celle du rayon réfléchi par la thermocline, c'est-à-dire que quand le rayon arrive sur la thermocline une petite partie de l'énergie du rayon se réfléchit sur la thermocline mais une grande partie de l'énergie semble piégée au-dessus de la thermocline.

Nous avons le même phénomène pour le mode principal ; la figure (Fig. 4.30) montre que le rayon du mode principal est également partiellement piégé sous la surface.

4.9.3 Instabilité paramétrique dans le rayon

Sur la figure (Fig. 4.32), nous montrons le mode sous-harmonique $A_{\frac{1}{2}}(u)$ (Eq. 4.9) à différents instants ainsi que le sinus du mode principal de u pour indiquer la position du rayon principal d'énergie. Le mode sous-harmonique commence à se former entre les périodes 8 et 12. Les valeurs de $A_{\frac{1}{2}}(u)$ augmentent au cours du temps mais à partir d'environ la 28ème période les effets visqueux commencent à dissiper l'énergie du mode sous-harmonique.

Toute onde interne est instable, l'instabilité étant de type paramétrique sous-harmonique si la perturbation est de très petite échelle par rapport à celle de l'onde ([16] et [55]) (plus précisément, l'onde est instable lorsque son amplitude dépasse un certain seuil, au-delà duquel le taux de croissance de l'onde est supérieur aux effets d'amortissement visqueux). Comme le montre la figure, l'instabilité paramétrique conduit à des transferts d'énergie vers de très petites échelles verticales et, de ce fait, est l'un des mécanismes potentiellement responsables du mélange dans l'océan.

Nous avons le même phénomène sur la figure (Fig. 4.33) qui vient des résultats de simulations numériques réalisées par I. Pairaud et C. Staquet (dans le projet qui est en dehors de cette thèse pour développer le code de MITgcm et comparer les résultats à ces résultats expérimentaux).

Notons que dans la simulation numérique, l'amplitude de forçage est 0.24 cm. Cette valeur a été choisie de façon à conduire à un courant barotrope identique à celui de l'expérience (EXPB5). Ce choix confirme l'existence de fuites autour du piston, qui conduit à un forçage effectif plus faible (lorsque l'amplitude de forçage est petite).

4.10 Directions de la vitesse de phase et de la vitesse de groupe

Dans le chapitre 1, nous avons vu que la vitesse de phase est perpendiculaire à la vitesse de groupe (la direction de σ) et la vitesse de groupe est dans la direction du rayon (S). L'énergie du rayon se propage dans la direction de la vitesse de groupe et le rayon se déplace dans la direction de la vitesse de

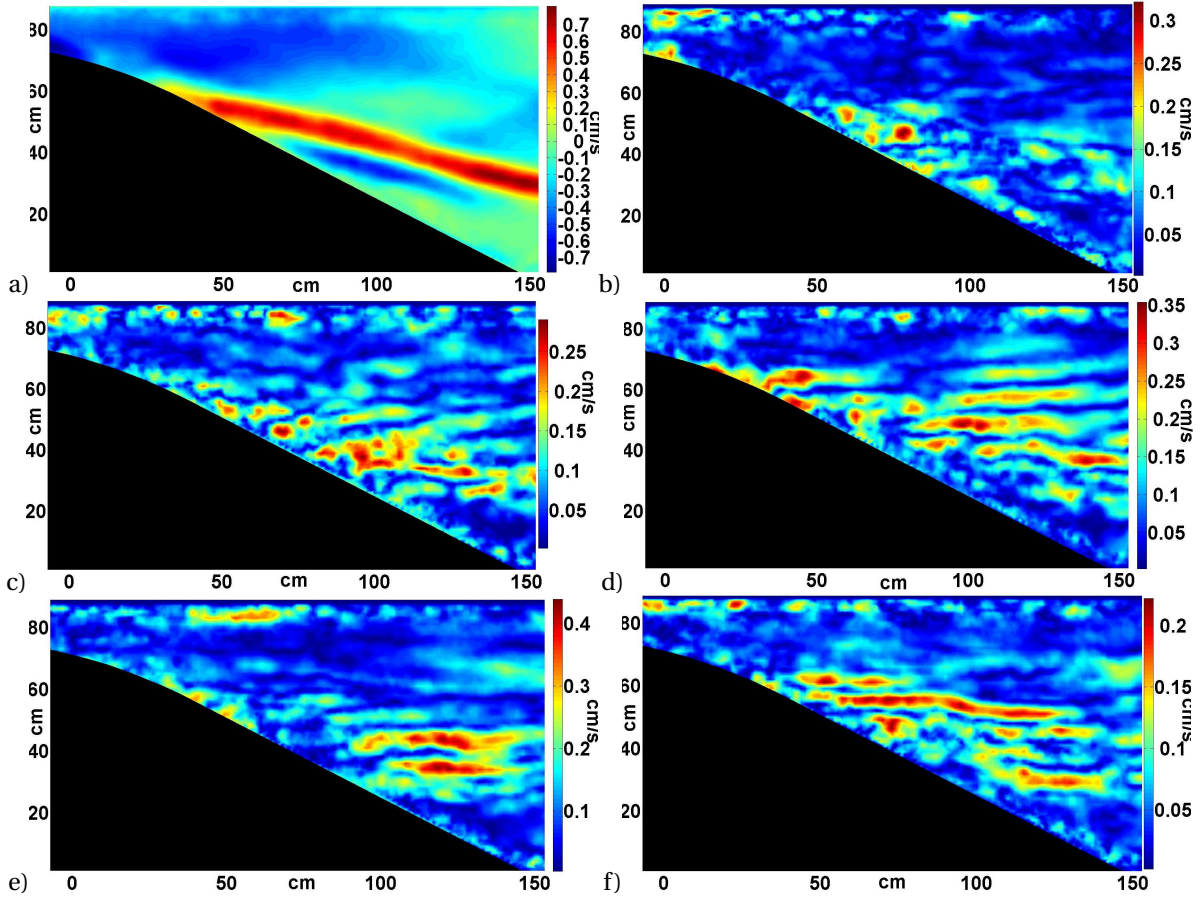


FIG. 4.32 – a) Sinus du mode principal de u ($\frac{b_1}{2}$ (Eq. 4.8)) calculé entre la 13ème et la 17ème période ; Amplitude de la sous harmonique de U ($A_{\frac{1}{2}}(u)$ (Eq. 4.9)) calculé : b) entre la 8ème et la 12ème période c) entre la 13ème et la 17ème période d) entre la 18ème et la 22ème période e) entre la 23ème et la 27ème période f) entre la 28ème et la 36ème période, pour l'expérience EXPB37 ($T=31.0$ s, $d_0=2.0$ cm).

phase.

Dans la section 4.8 nous avons montré comment calculer la vitesse de phase et sa direction. Sur la figure (Fig. 4.22) nous avons montré que la direction de la vitesse de phase est celle dans laquelle la valeur de la phase augmente ; c'est à dire la direction de σ .

En utilisant cette méthode, nous avons calculé les directions de la vitesse de phase et de la vitesse de groupe ; deux exemples sont présentés sur les figures (Fig. 4.34) et (Fig. 4.35).

Sur la figure (Fig. 4.35) nous avons défini quelques rayons incidents et réfléchis. Cependant le nombre de rayons réfléchis augmentant au cours du temps, il est difficile d'identifier clairement ces différents rayons. La trans-

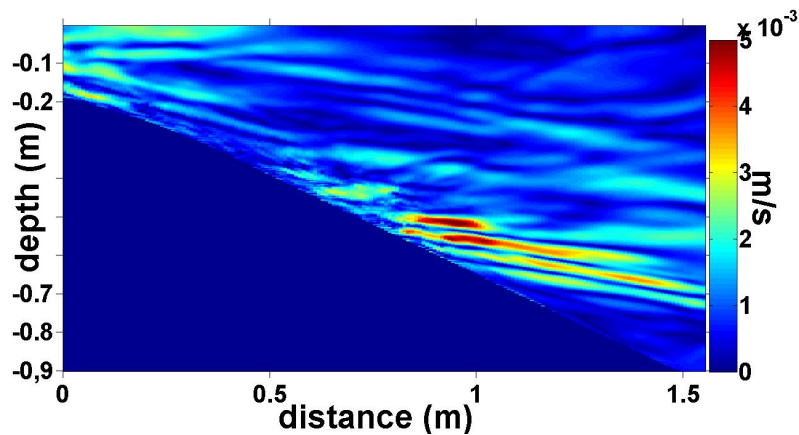


FIG. 4.33 – Amplitude du mode sous-harmonique de u , $A_{\frac{1}{2}}(u)$, calculé entre la 22ème et la 25ème période pour l'expérience numérique de période d'oscillation 26.1 s et d'amplitude d'oscillation 0.24 m, obtenu par le code numérique (calcul de I. Pairaud & C. Staquet).

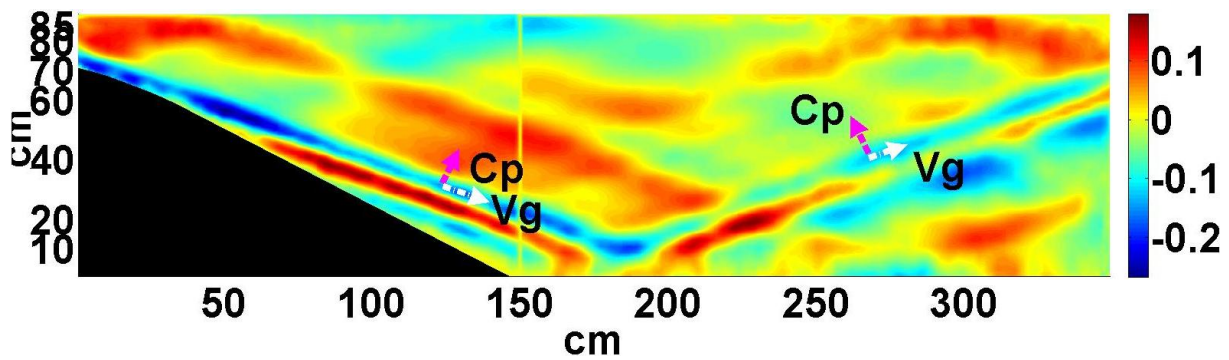


FIG. 4.34 – Cosinus du mode principal de la vitesse horizontale ($\frac{a_1}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience GERK7 et les directions de la vitesse de phase (C_p) et de la vitesse de groupe (V_g).

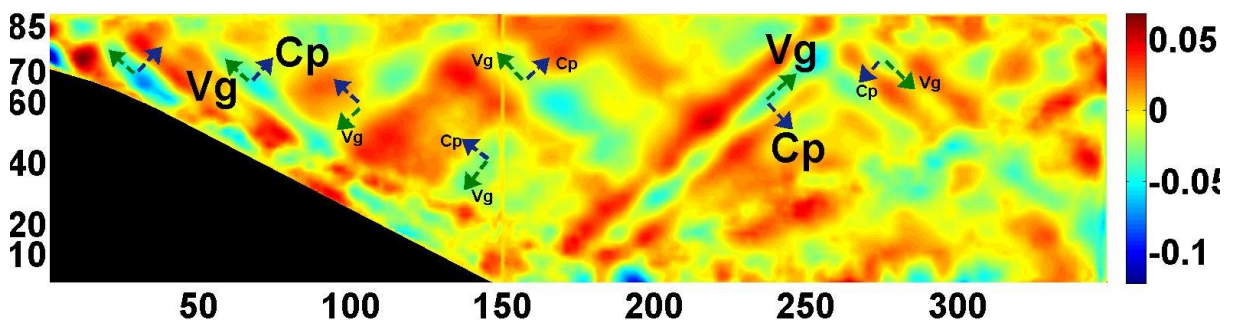


FIG. 4.35 – Cosinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{a_2}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience GERK7 et les directions de la vitesse de phase (C_p) et de la vitesse de groupe (V_g).

formé de Hilbert présentée dans la section suivante fournit une méthode de séparation et d'identification des rayons.

4.11 Transformée de Hilbert

Dans cette section nous présentons la transformation de Hilbert et nous l'utilisons dans nos expériences pour définir les directions des rayons.

La transformation de Hilbert correspond à la relation entre la composante réelle et imaginaire de la transformée de Fourier. L'avantage de cette transformée est le fait que nous pouvons connaître exactement la forme de la partie réelle et de la partie imaginaire. C'est un point essentiel car cette information permet la connaissance exacte de la forme de la phase correspondante, contrairement à la transformée de Fourier. Nous donnons dans un premier temps les définitions de base de cette transformée pour permettre ensuite de l'appliquer aux expériences.

4.11.1 Principe de la transformée de Hilbert

La transformation de Hilbert appliquée aux ondes internes est présentée par Mercier, Garnier et Dauxois [54, 53], Thomas et Stevenson [82], Hurley et Keady [39] et Didier [15].

Nous avons des ondes à deux dimensions et il faut qu'on adapte la transformée de Hilbert pour les phénomènes à deux dimensions.

Comme nous le savons, l'équation d'onde dans un fluide stratifié avec $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y}}$ est :

$$\Delta \psi_{tt} + N^2 \psi_{xx} = 0 \quad (4.12)$$

et pour une onde plane, la fonction de courant est :

$$\psi = \psi_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \quad (4.13)$$

où $\mathbf{x} = (x, y)$ et $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, donc la relation dispersion est :

$$\omega^2 = N^2 \frac{k_x^2}{k_x^2 + k_y^2} = N^2 \sin^2 \theta \quad (4.14)$$

où θ est l'angle entre le rayon d'énergie et l'horizontale. Donc on a quatre directions pour la propagation d'ondes planes et le rayon d'énergie comme

montré sur la figure (Fig. 4.36). Nous avons déjà expliqué qu'on a deux composantes de vitesse pour ces ondes dont la composante horizontale $u(x,y,t)$ est plus importante que la composante verticale $v(x,y,t)$, mais pour v nous avons les mêmes phénomènes et équations que pour u .

Nous présentons ici, dans une première étape, comment calculer le champ complexe $\tilde{U}(x, y, t)$ tels que $u(x,y,t)$ correspondra à sa partie réelle. Afin de faire ainsi, nous démodulons le signal en appliquant la transformation de Hilbert. Cette technique de démodulation a été précédemment employée pour calculer des amplitudes, la fréquence et le nombre d'onde local et instantané [9, 23, 22].

La première étape, appelée la démodulation, est obtenue en effectuant séquentiellement les trois opérations suivantes :

- une transformée de Fourier du champ $u(x,y,t)$ en temps,
- un filtrage large ou sélectif dans l'espace de Fourier autour de la fréquence fondamentale positive $\omega = \frac{2\pi}{T}$,
- la transformée de Fourier inverse,

pour produire de signal complexe $\tilde{U}(x, y, t)$.

Il est crucial de se rendre compte que quatre ondes de vecteur d'onde différent sont mélangées dans ce signal complexe

$$\tilde{U}(x, y, t) = \tilde{A}(x, y, t) + \tilde{B}(x, y, t) + \tilde{C}(x, y, t) + \tilde{D}(x, y, t) \quad (4.15)$$

avec

$$\tilde{A}(x, y, t) = A(X, Y, T) \exp i(\omega t - k_x x - k_y y), \quad (4.16)$$

$$\tilde{B}(x, y, t) = B(X, Y, T) \exp i(\omega t - k_x x + k_y y), \quad (4.17)$$

$$\tilde{C}(x, y, t) = C(X, Y, T) \exp i(\omega t + k_x x + k_y y), \quad (4.18)$$

$$\tilde{D}(x, y, t) = D(X, Y, T) \exp i(\omega t + k_x x - k_y y), \quad (4.19)$$

Bien que les quatre ondes oscillent en temps à la même fréquence ω , elles ne se propagent pas dans la même direction, en raison des différents signes

devant les nombres d'ondes k_x et k_y (voir la figure (Fig. 4.36)).

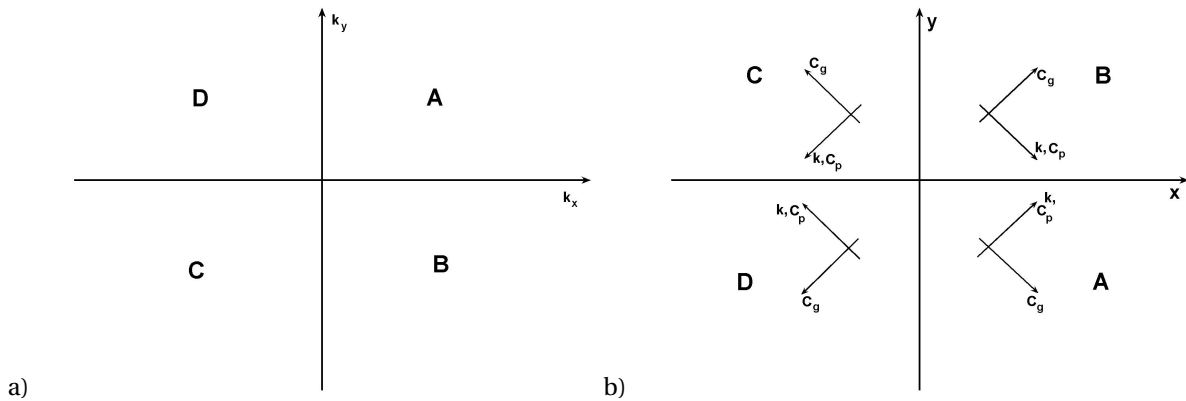


FIG. 4.36 – a) Quatre parties différents pour vecteurs d'onde à espace de Fourier (A : $k_x > 0, k_y > 0$; B : $k_x > 0, k_y < 0$; C : $k_x < 0, k_y < 0$; D : $k_x < 0, k_y > 0$) b) Quatre configurations possibles de la propagation de la vitesse de groupe C_g et de la vitesse de phase C_p d'ondes planes.

Dans la seconde étape, nous voulons isoler les quatre ondes A, B, C et D, en utilisant le champ complexe $\tilde{U}(x, y, t)$. Pour faire cette étape, nous appliquons une autre opération de filtrage dans l'espace de Fourier, dans les directions de nombre d'onde k_x et k_y liées aux directions spatiales x et y . Le but de ce filtrage additionnel est de choisir seulement des nombres d'ondes positifs ou négatifs, mais on pourrait également en profiter pour appliquer un filtre étroit pour isoler un mode spécifique ou pour enlever des erreurs de l'expérience.

Selon le schéma de la figure (Fig. 4.36), nous obtenons alors une onde simple correspondant à une direction spécifique du vecteur d'onde où $A(X, Y, T)$ est l'amplitude complexe d'une onde se propageant vers la droite dans la direction x et se propageant vers le haut dans la direction y . B, C et D sont les amplitudes complexe des trois autres ondes possibles. Toutes ces amplitudes complexes dépendent des variables X, Y et T . Dans les expériences, on doit analyser d'abord la pulsation ω et les nombres d'onde k_x, k_y .

L'application de la transformée de Hilbert (HT) à l'étude d'ondes internes peut fournir des résultats très intéressants. L'idée principale est d'exhiber les différences entre les faisceaux internes d'ondes se propageant vers le haut ou vers le bas, vers la gauche ou vers la droite.

4.11.2 Application aux expériences

Dans cette section, nous adaptons le programme utilisé par Mercier, Garnier et Dauxois [54] à notre besoin et nous appliquons la transformée de Hilbert à nos expériences pour définir les directions des rayons. Sur la figure (Fig. 4.37), nous montrons à la figure "a)" la partie réelle de la transformée de Hilbert de U pour l'expérience GERK7 ($T=27.917$ s) à la 20ème période, pour obtenir cette figure on a filtré les champs de la vitesse horizontale (U) de la 15ème période à la 25ème période. Sur cette figure nous voyons les ondes avec la pulsation $\omega = \frac{2\pi}{T}$ à la 20ème période et nous pouvons voir les rayons incidents et les rayons réfléchies. Nous avons choisi la 20ème période pour avoir suffisamment de temps pour que les ondes soient établies.

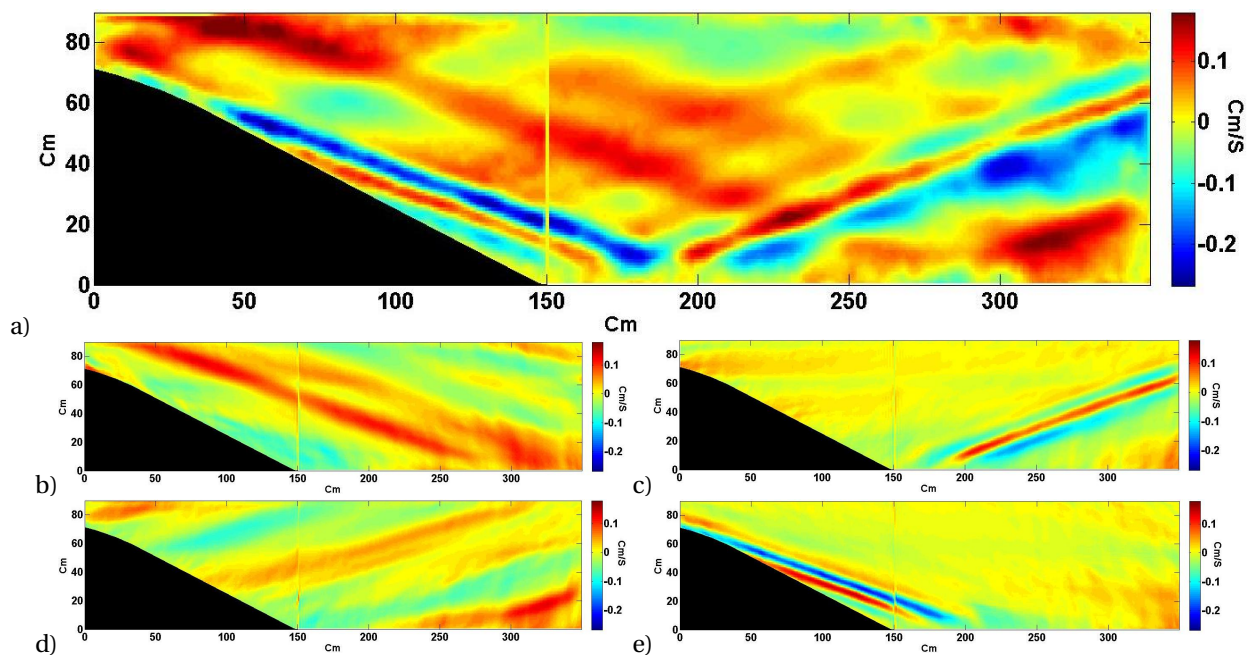


FIG. 4.37 – Partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour GERK7 (Tab. 3.2) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$.

Sur la figure (Fig. 4.37-b, c, d et e), nous avons montré les quatre directions possibles pour la propagation d'ondes correspondant à la figure (Fig. 4.36-a). Sur la figure (Fig. 4.37-b), on a des rayons qui se propagent vers le haut et vers la gauche correspondant à la zone "C" de la figure (Fig. 4.36). Également, sur la figure (Fig. 4.37-c), on a des rayons qui se propagent vers le haut et vers la droite correspondant à la zone "B" et sur la figure (Fig. 4.37-d), on a des

rayons qui se propagent vers le bas et vers la gauche correspondant à la zone "D" et à la fin sur la figure (Fig. 4.37-e), on a des rayons qui se propagent vers le bas et vers la droite correspondant à la zone "A".

Pour bien définir les rayons, nous avons montré sur la figure (Fig. 4.38) la phase de la transformée de Hilbert de u à la 20ème période pour l'expérience GERK7 aux mêmes conditions que la figure (Fig. 4.37). Ici, la phase pour les

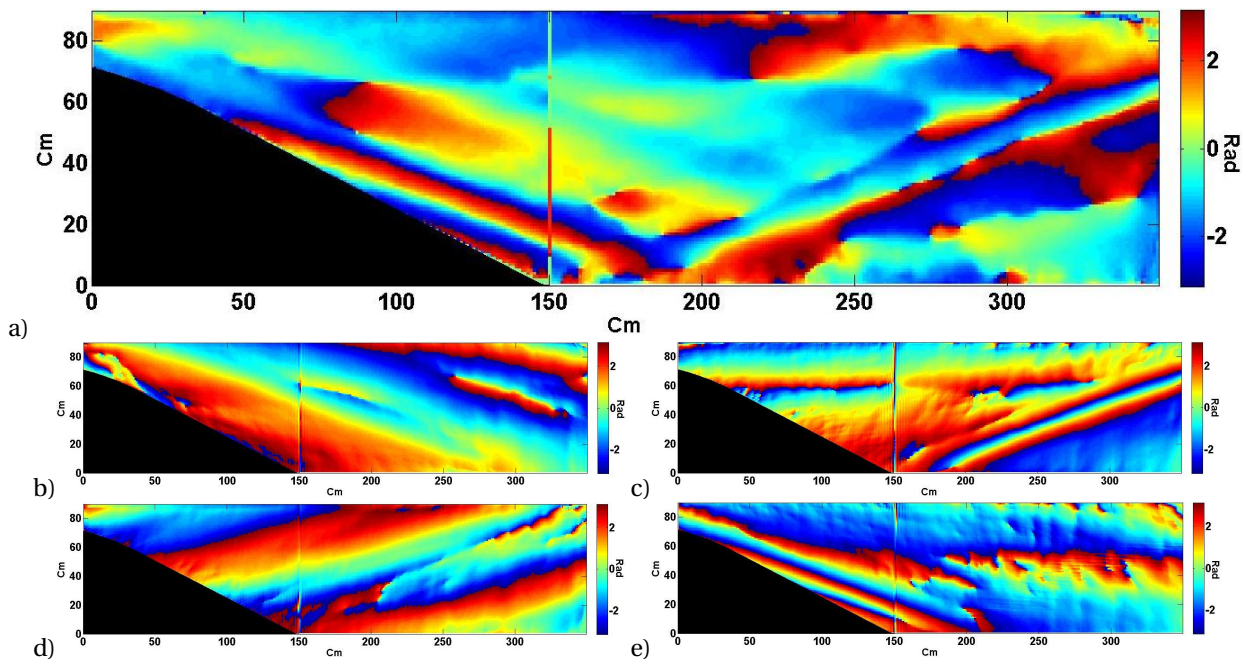


FIG. 4.38 – Phase de la transformée de Hilbert de u pour GERK7 (Tab. 3.2) à la 20ème période
 b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$.

rayons dans les quatre directions possibles apparaît clairement.

Pour avoir plus d'exemples, nous avons montré quelques résultats des expériences EXPB5, 13 et 14 dans l'appendice A.3.

4.12 Étude de la réflexion à l'aide de la transformée de Hilbert

Dans le chapitre 1, nous avons expliqué comment un rayon d'ondes internes se réfléchit sur une pente et nous avons montré les directions possibles de ces rayons réfléchis. Dans cette section, nous étudions la réflexion des rayons d'énergies des ondes internes à l'aide de la transformée de Hilbert.

En regardant les conditions des expériences qui ont été faites (Tab. 3.1 et Tab. 3.2) et l'angle de la pente utilisée pour ces expériences, nous trouvons que nos expériences ont des conditions de pente super-critique comme sur la figure (Fig. 1.8).

Sur la figure (Fig. 4.39), nous voyons le champ instantané de la vitesse horizontale (u) et la partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour l'expérience GERK7 à la 20ème période. Nous voyons également la partie réelle de la transformée de Hilbert de u , après le filtrage de l'espace pour la zone D : $k_x < 0, k_y > 0$ et pour la zone A : $k_x > 0, k_y > 0$, correspondant à la figure (Fig. 4.36).

Sur la figure (Fig. 4.39-c), nous présentons les rayons qui sont dans la zone D ($k_x < 0, k_y > 0$), c'est-à-dire les rayons qui se propagent vers le bas et vers la gauche, donc les rayons arrivent sur la pente ; sur la figure nous montrons la direction de la vitesse de groupe (C_g). Ces rayons arrivent sur la pente à des points d'incidence qui sont montrés sur la figure. Après, ces rayons se réfléchissent vers le bas et vers la droite comme sur la figure (Fig. 4.39-d) selon la direction de la vitesse de groupe marquées sur la figure. Les rayons réfléchis et le rayon incident principal qui est généré par le talus sont présentés dans cette figure. Avec cette figure nous observons donc qu'il y a un autre rayon parallèle au rayon principal.

Pour voir clairement une grande partie des rayons incidents et réfléchis, nous avons besoin de rayons de plus forte énergie, donc nous avons utilisé les résultats de l'expérience EXPB39 qui a l'amplitude d'oscillation égale à 3.1 cm.

Les quatre directions possibles de la propagation des rayons pour u à la 20ème période de l'expérience EXPB39 sont présentées sur la figure (Fig. 4.40). Sur la figure (Fig. 4.40-c), nous montrons le rayon incident qui arrive sur la pente et dans la figure (Fig. 4.40-d), sa réflexion et le rayon principal qui est généré par le talus sont présentés.

Sur les figures (Fig. 4.40-a et b), nous voyons deux autres rayons réfléchis. Aussi, sur la figure (Fig. 4.41), nous montrons la phase de la transformée de Hilbert de u pour EXPB39 à la 20ème période, après le filtrage de l'espace

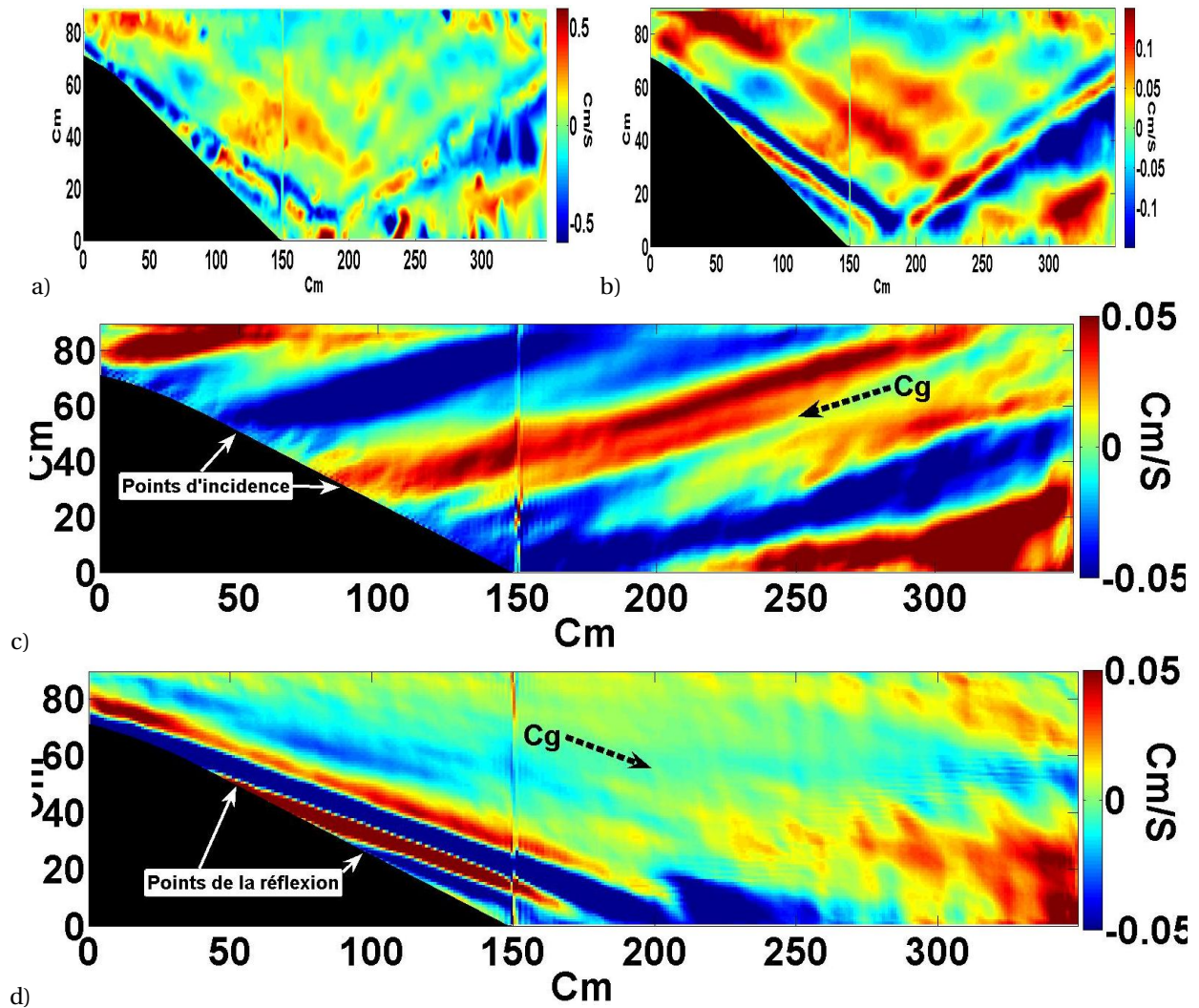


FIG. 4.39 – A la 20ème période de GERK7 (Tab. 3.2) : a) le champ instantané de u ; b) la partie réelle de la transformée de Hilbert de u ; c) la partie réelle de la transformée de Hilbert de u , après le filtrage de l'espace pour la zone D : $k_x < 0, k_y > 0$; d) la partie réelle de la transformée de Hilbert de u , après le filtrage de l'espace pour la zone A : $k_x > 0, k_y > 0$.

pour la zone D et B. Sur cette figure nous pouvons voir le rayon incident sur la pente et sa réflexion à la direction qui a presque le même angle que le rayon incident. Nous n'avons pas trouvé ces rayons dans les autres travaux qui ont été réalisés et nous n'avons pas réussi à expliquer ces rayons pour l'instant.

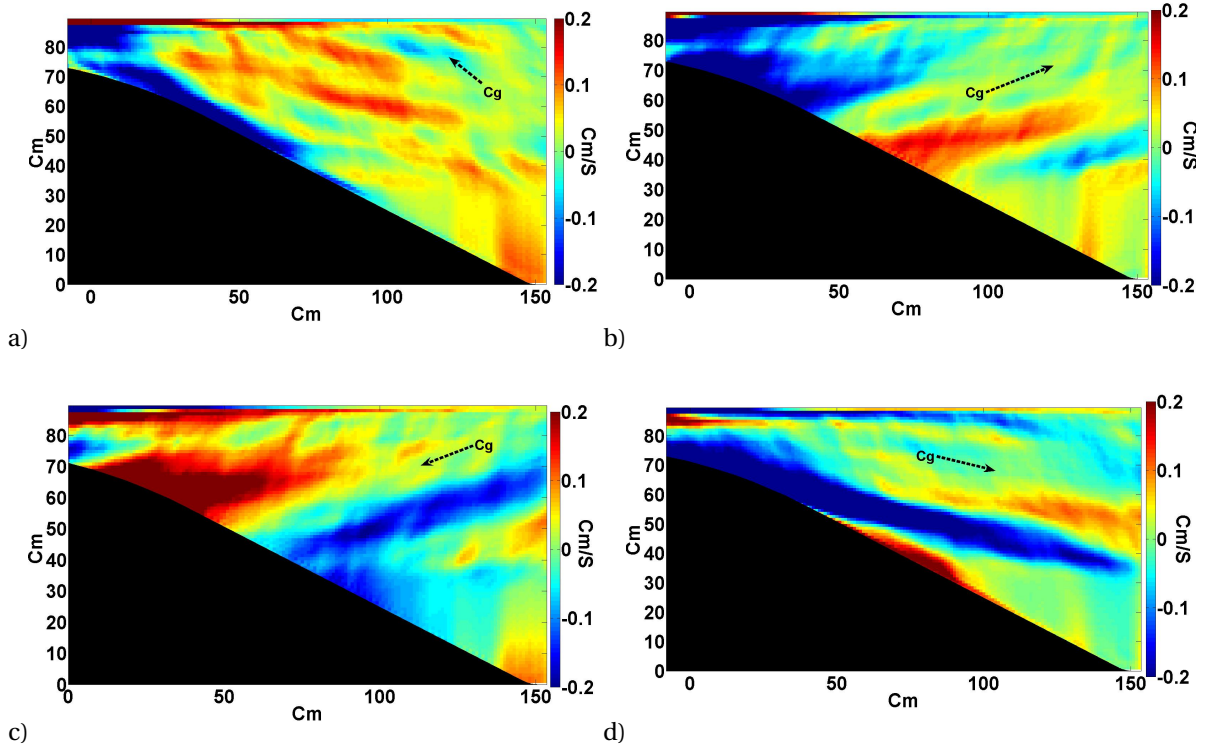


FIG. 4.40 – Partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour EXPB39 (Tab. 3.1) à la 20ème période : a) après le filtrage de l'espace pour C : $k_x < 0, k_y < 0$; b) après le filtrage de l'espace pour B : $k_x > 0, k_y < 0$; c) après le filtrage de l'espace pour D : $k_x < 0, k_y > 0$; d) après le filtrage de l'espace pour A : $k_x > 0, k_y > 0$.

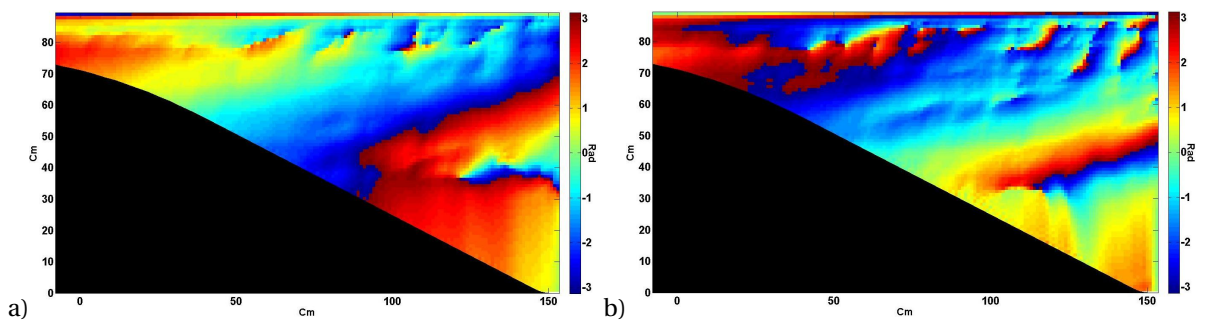


FIG. 4.41 – Phase de la transformée de Hilbert de u pour EXPB39 (Tab. 3.1) à la 20ème période a) après le filtrage de l'espace pour D : $k_x < 0, k_y > 0$; b) après le filtrage de l'espace pour B : $k_x > 0, k_y < 0$.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux : cas avec rotation

La rotation joue un rôle important dans la propagation des ondes internes. Dans ce chapitre nous présentons nos résultats expérimentaux avec rotation dont les paramètres sont décrits dans les tableaux (Tab. 3.1 et 3.2). Nous avons choisi l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s) comme expérience de référence que nous comparons avec les résultats d'autres expériences avec rotation. Ces résultats sont également comparés aux résultats sans rotation présentés au chapitre 4.

5.1 Comparaison avec la théorie des rayons

La figure (Fig. 5.1) montre le champ de vitesse horizontale (u) sur lequel on peut identifier clairement le rayon d'énergie. Ces figures sont un exemple des résultats du champ de vitesse en présence de rotation.

Avec l'équation (1.16) on peut calculer l'angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale et le comparer avec l'angle obtenu par la PIV. Les valeurs de θ sont présentées dans les tableaux (Tab. 3.1) et (Tab. 3.2). Sur la figure (Fig. 5.2) nous avons calculé l'angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale. Si l'on compare cet angle avec celui obtenu par la relation de dispersion on arrive à la même valeur de 11.8° . Pour les mêmes conditions sans rotation, la valeur de l'angle serait 16.1° . Nous vérifions bien que la rotation a fait diminuer l'angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale.

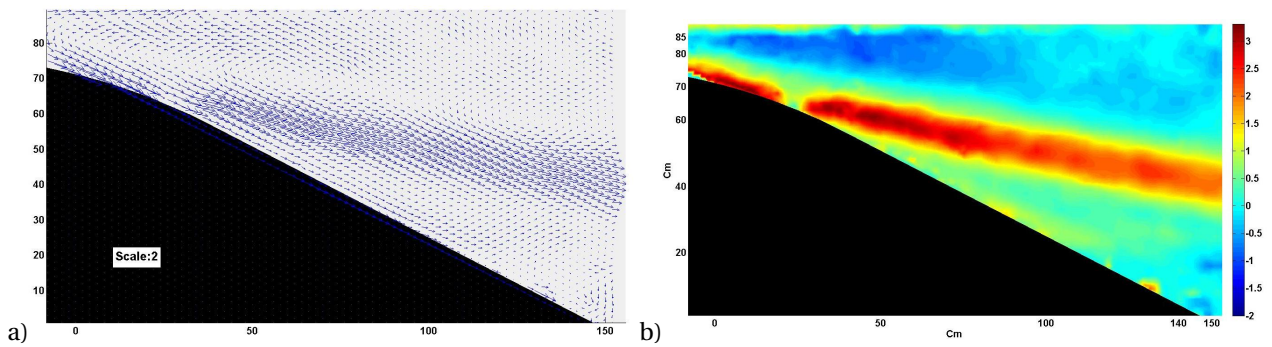


FIG. 5.1 – a) Vecteurs du champ de vitesse calculé dans l'expérience EXPB30 à 3.5 périodes après le début d'oscillation du piston (Tab. 3.1). b) Composantes horizontales du champ de vitesse (u) pour EXPB30, 3.5 périodes après le début de l'expérience.

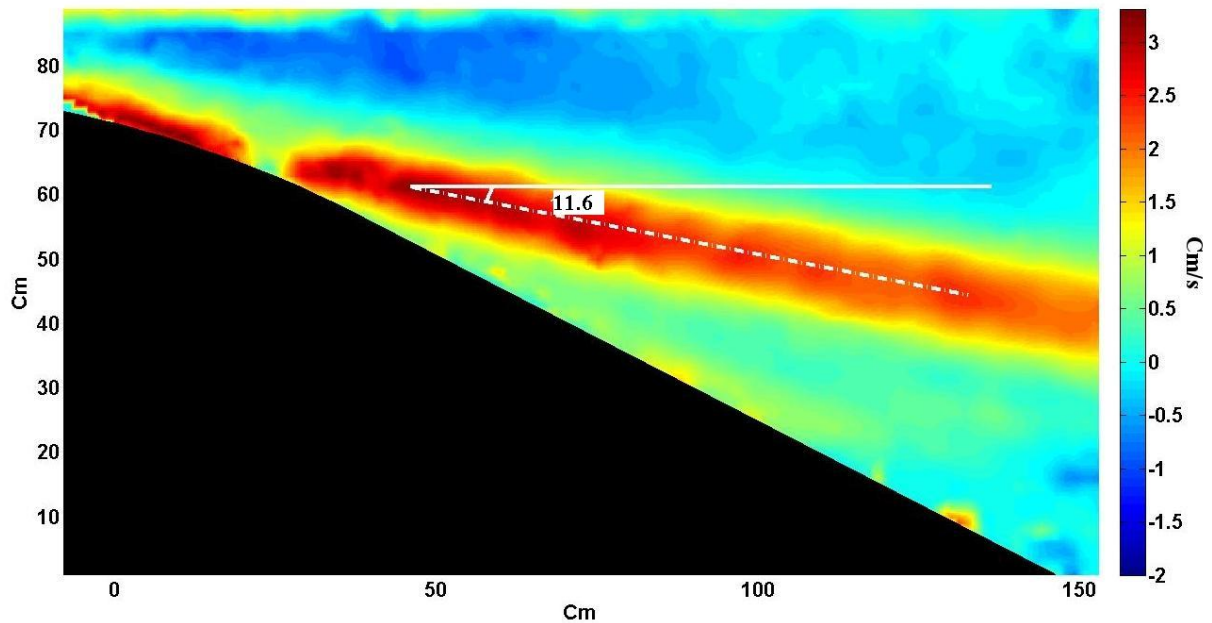


FIG. 5.2 – Angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale pour l'expérience EXPB30 (Tab. 3.1) après 3.5 périodes.

5.2 Courant barotrope

Dans la section 4.2, nous avons expliqué comment calculer le courant barotrope \bar{U} et le courant barotrope normalisé \bar{U}_{norm} . Cette méthode est appliquée ici aux cas avec rotation. Les expériences EXPB30 (dont la fréquence de rotation est : $f = 0.1396$ rad/s) et EXPB39 (de fréquence $f=0$) ont leurs paramètres par ailleurs presque identiques et ces expériences sont donc comparées ici. Sur la figure (Fig. 5.3), le courant barotrope normalisé pour les lignes

verticales $x=50$ cm et $x=120$ cm est présenté pour les expériences EXPB30 et EXPB39. Comme dans le cas sans rotation, la valeur de \overline{U}_{norm} pour $x=50$ cm est plus grande que pour $x=120$ cm. La valeur de \overline{U}_{norm} pour le cas avec rotation est plus grande que pour le cas sans rotation (en accord avec la section 1.1.4).

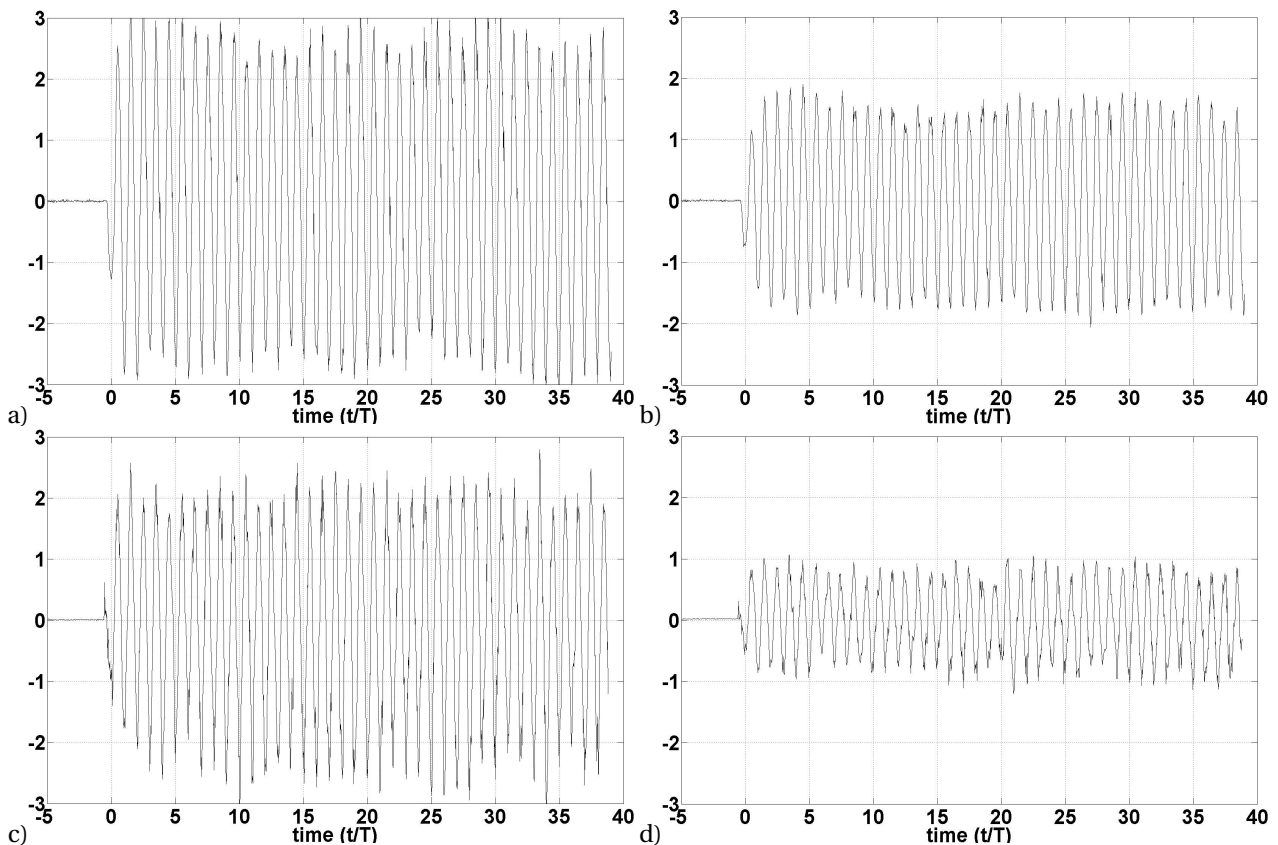


FIG. 5.3 – Courant barotrope normalisé en différentes lignes verticales pour les expériences EXPB30 ($T=30.90$ s; $d_0=3.1$ cm; $T_R=90$ s) et EXPB39 ($T=30.95$ s; $d_0=3.1$ cm; $T_R = \infty$); a) EXPB30 pour $x=50$ cm b) EXPB30 pour $x=120$ cm c) EXPB39 pour $x=50$ cm d) EXPB39 pour $x=120$ cm.

La figure (Fig. 5.4), présente le courant barotrope normalisé et moyenné en fonction de "X" sur tout le domaine (sur le talus ($0 \leq x \leq 150$ cm)) pour l'expérience EXPB30. La comparaison avec la figure (Fig. 4.3-d) montre que celle quantité est plus grande dans le cas avec rotation que sans rotation.

Comme dans la section 4.2.1, quand la hauteur d'eau diminue la valeur de $A_1(\overline{U}_{norm})$ augmente, en allant vers le talus.

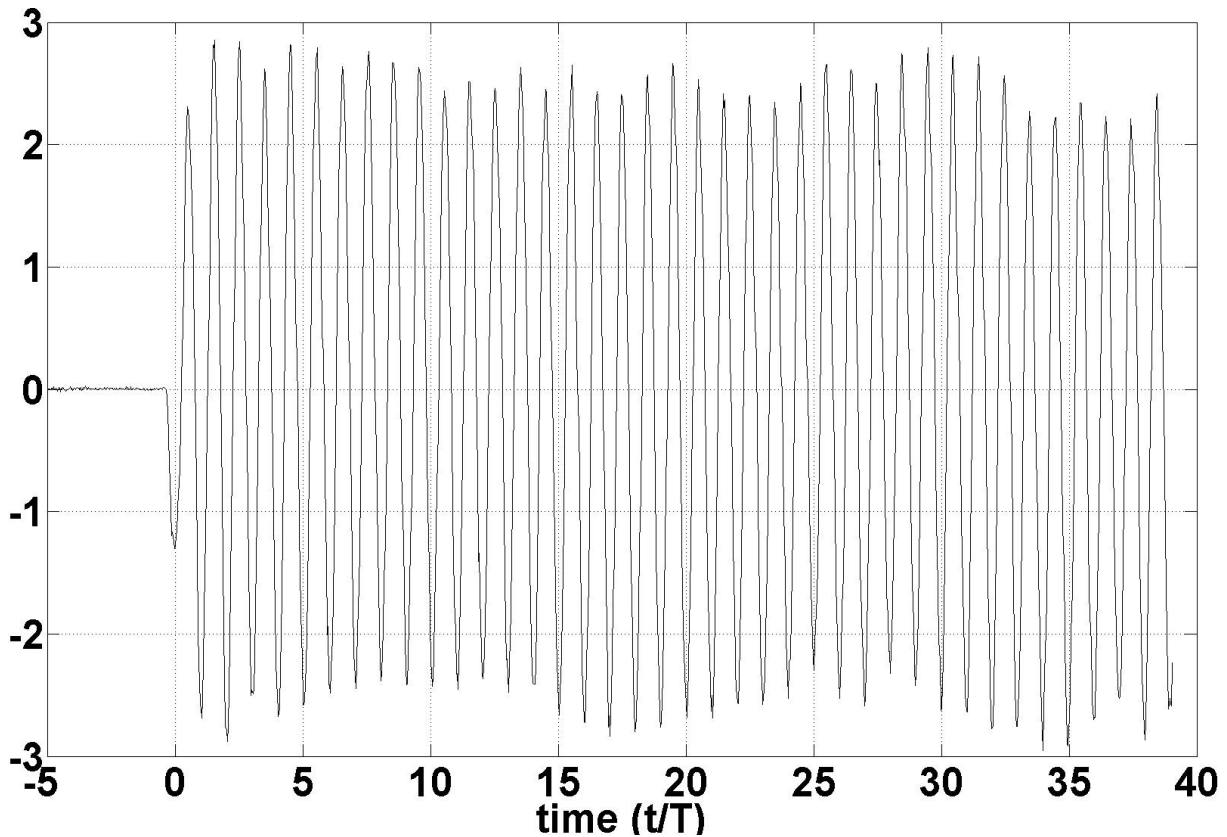


FIG. 5.4 – Courant barotrope normalisé et moyenné en fonction de "X" sur tout le domaine ($0 \leq x \leq 150\text{cm}$) pour l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1\text{ cm}$, $T=30.90\text{ s}$ et $T_R=90\text{ s}$).

5.2.1 Les effets de la rotation et de l'amplitude d'oscillation sur le courant barotrope

Dans la section A.2, nous avons présenté l'influence de différents paramètres sur le courant barotrope dans le cas avec rotation. Dans cette section nous présentons les effets de la rotation et de l'amplitude d'oscillation sur le courant barotrope.

La figure (Fig. 5.5) et le tableau (Tab. 5.1) montrent la valeur maximum de \bar{U} en différentes positions sur le talus et avec différentes valeurs de la période de rotation et de l'amplitude d'oscillation. En comparant, nous trouvons qu'avec une période de rotation constante, la valeur de \bar{U} augmente avec l'augmentation de l'amplitude d'oscillation. On trouve également que l'effet de l'amplitude d'oscillation est plus important quand la hauteur d'eau sur cette ligne verticale est plus petite. L'augmentation de la période de rotation s'accompagne de la diminution de la valeur de \bar{U} . Nous voyons aussi que

l'effet de la période de la rotation a un rôle plus important quand la hauteur d'eau sur cette ligne verticale est plus grande.

| Nom de l'expérience | T(s) | d_0 (cm) | T_R (s) | Maximum de \bar{U} (cm/s) à | |
|---------------------|-------|------------|-----------|-------------------------------|----------|
| | | | | x=50 cm | x=120 cm |
| EXPP27 | 30.97 | 0.920 | 90 | 0.5 | 0.3 |
| EXPB30 | 30.90 | 3.100 | 90 | 2.1 | 1.2 |
| EXPB34 | 27.81 | 0.920 | 130 | 0.5 | 0.3 |
| EXPP35 | 27.89 | 2.000 | 130 | 1.4 | 0.6 |
| EXPB32 | 27.79 | 3.100 | 130 | 2.1 | 0.9 |

TAB. 5.1 – Valeur maximum de \bar{U} à x=50 cm et x=120 cm en présence de la rotation (Fig. 5.5) ; T est la période d'oscillation, T_R est la période de rotation et d_0 est l'amplitude d'oscillation.

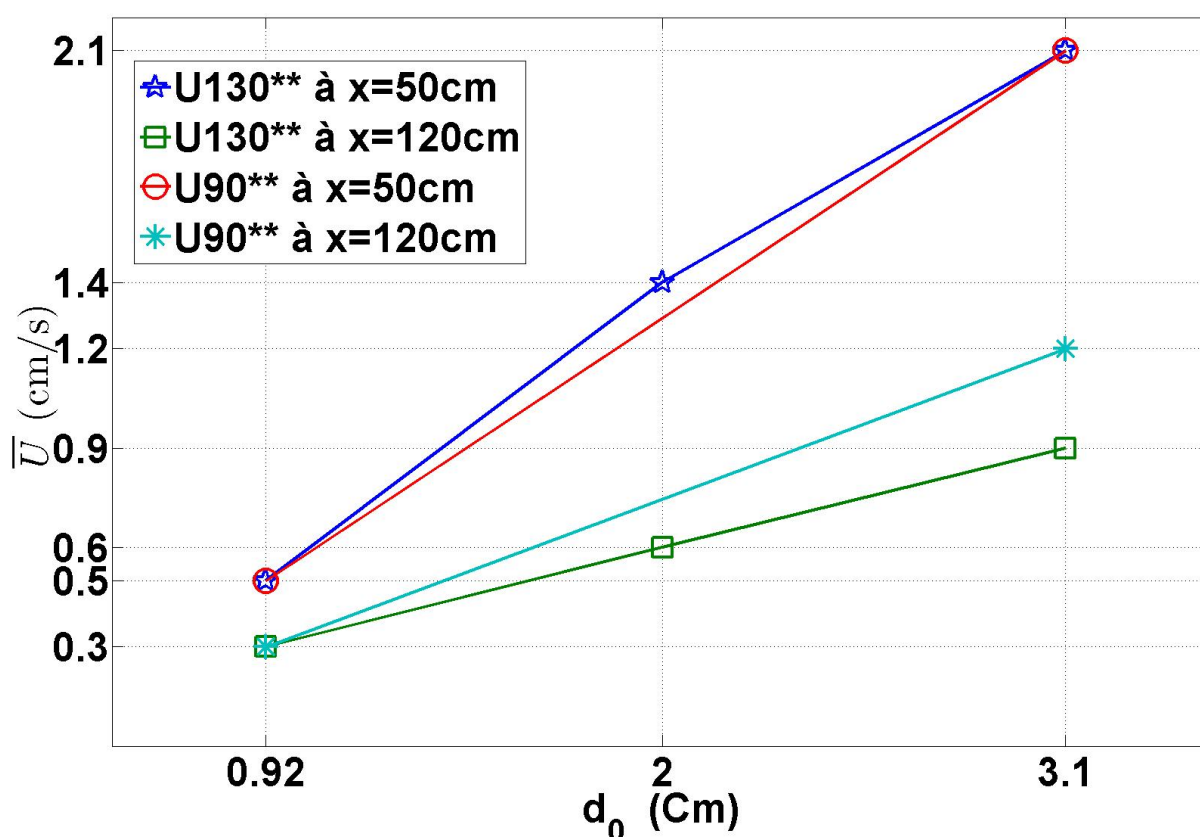


FIG. 5.5 – Valeur maximum de \bar{U} à x=50 cm et x=120 cm en présence de rotation en fonction de d_0 (Tab. 5.1); $U_{90^{**}}$ est la valeur maximum de \bar{U} pour la période de rotation (T_R) égale 90 s et $U_{130^{**}}$ est la valeur maximum de \bar{U} pour la période de rotation (T_R) égale 130 s.

5.2.2 Influence de différents paramètres sur le courant barotrope normalisée

Dans les sections A.2 et 5.2.1, nous avons montré le courant barotrope en différentes positions de x et nous les avons comparés. La valeur du courant barotrope dépend des conditions des expériences comme l'amplitude et la période d'oscillation ; pour résoudre ce problème et avoir des valeurs sans dimension, nous utilisons le courant barotrope normalisé c'est-à-dire :

$$\bar{U}_{norm} = \frac{\bar{U}}{\omega d_0} = \frac{\bar{U}T}{2\pi d_0}.$$

Pour montrer les effets de la rotation, la hauteur d'eau, l'amplitude et la période d'oscillation du piston sur le courant barotrope normalisé nous avons préparé le tableau (Tab. 5.2) et la figure (Fig. 5.6) à partir de nos résultats expérimentaux. Dans les sections 5.2.2.b jusqu'à 5.2.2.e nous utilisons ce tableau et cette figure.

| Nom de l'expérience | T(S) | d_0 (Cm) | T_R (S) | Maximum de \bar{U}_{norm} à | |
|---------------------|-------|------------|-----------|-------------------------------|----------|
| | | | | x=50 cm | x=120 cm |
| EXPB27 | 30.97 | 0.920 | 90 | 2.1 | 1.3 |
| EXPB28 | 30.90 | 2.000 | 90 | 2.8 | 2.0 |
| EXPB30 | 30.90 | 3.100 | 90 | 3.2 | 1.9 |
| EXPB33 | 33.93 | 0.920 | 130 | 1.9 | 0.8 |
| EXPB35 | 27.89 | 2.000 | 130 | 2.8 | 1.3 |
| EXPB32 | 27.79 | 3.100 | 130 | 3.0 | 1.2 |

TAB. 5.2 – Valeur maximum de \bar{U}_{norm} à x=50 cm et x=120 cm en présence de rotation (Fig. 5.6) ; T est la période d'oscillation, T_R est la période de rotation et d_0 est l'amplitude d'oscillation.

5.2.2.a L'effet de la hauteur d'eau sur le talus

Pour les valeurs de \bar{U}_{norm} nous avons les mêmes phénomènes que pour les valeurs de \bar{U} dans les cas avec et sans rotation, c'est-à-dire : la valeur de \bar{U}_{norm} est plus grande quand la hauteur d'eau sur le talus est plus petite ; nous pouvons voir ce résultat sur les figures (Fig. 5.7) et (Fig. 5.8).

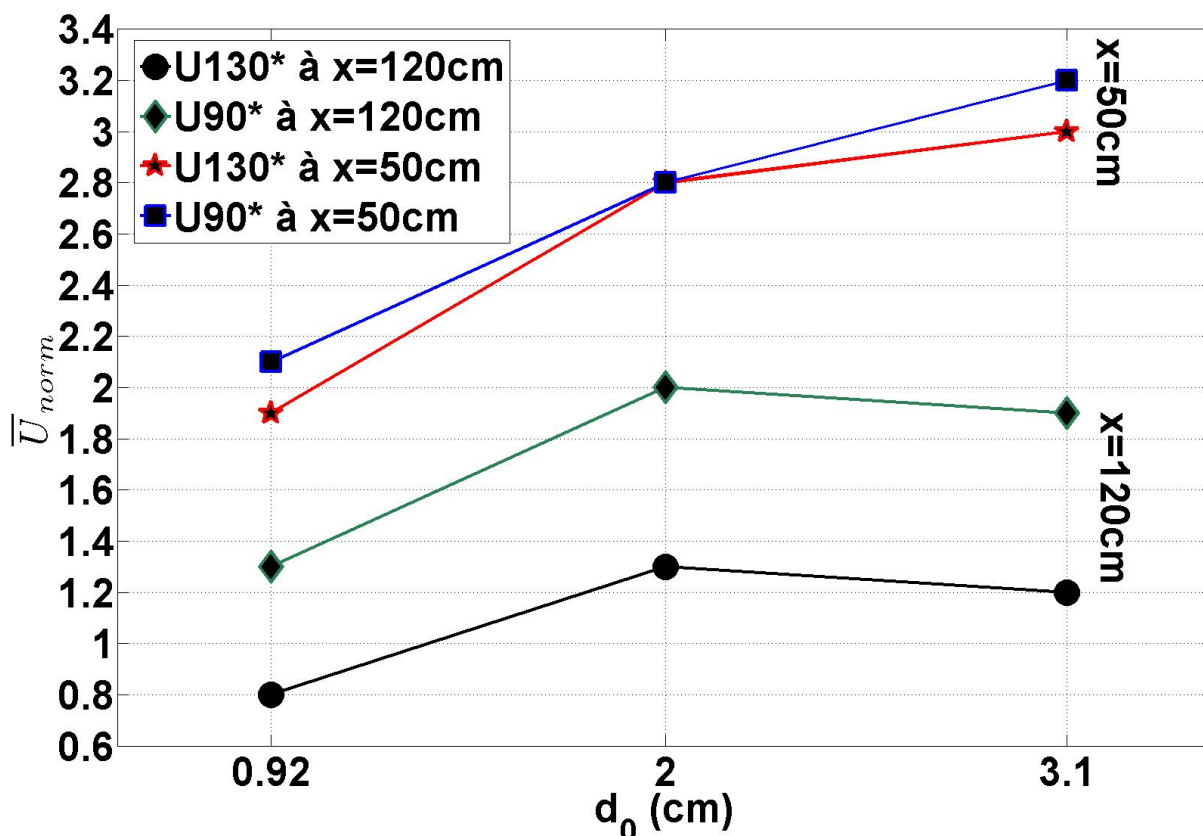


FIG. 5.6 – Valeur maximum de \bar{U}_{norm} à $x=50$ cm et $x=120$ cm en présence de rotation en fonction de d_0 (Tab. 5.2); U_{90}^* est la valeur maximum de u normalisée et moyennée avec la période de rotation (T_R) égale 90 s et U_{130}^* est la valeur maximum de u normalisée et moyennée avec la période de rotation (T_R) égale 130 s.

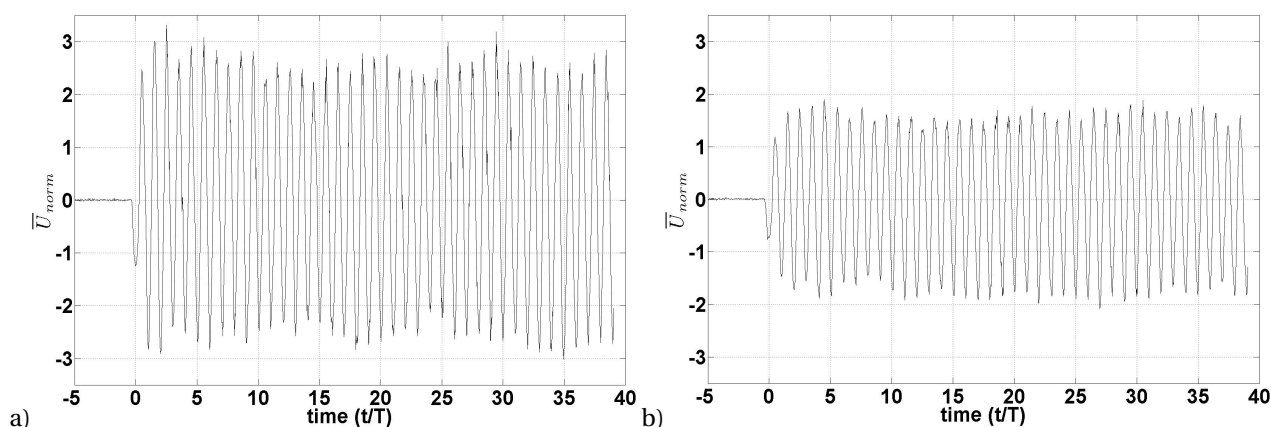


FIG. 5.7 – Valeur de \bar{U}_{norm} à, a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm pour l'expérience EXPB30 (Tab. 3.1).

5.2.2.b L'effet de l'amplitude d'oscillation

En comparant les expériences EXPB27, EXPB28, EXPB30 et les expériences EXPB33, EXPB35, EXPB32, nous montrons qu'avec l'augmentation de l'am-

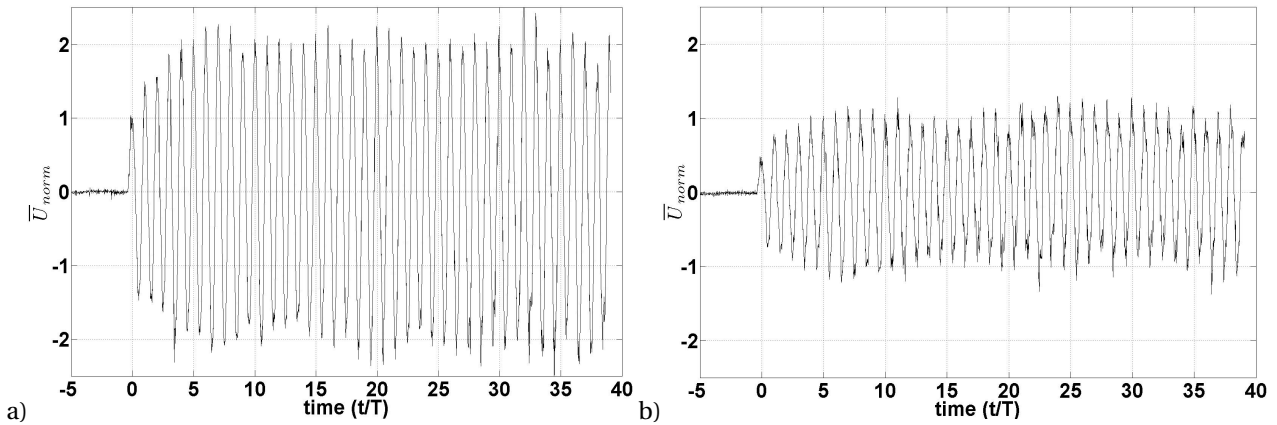


FIG. 5.8 – Valeur de \bar{U}_{norm} à, a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm pour l'expérience EXPB34 (Tab. 3.1) ; $d_0=0.92$ cm, $T=27.81$ S et $T_R=130$ S.

plitude d'oscillation la valeur maximum de \bar{U}_{norm} augmente.

5.2.2.c L'effet de la période de la rotation

Si on compare l'expérience EXPB27 à EXPB33 et l'expérience EXPB28 à EXPB35 et l'expérience EXPB30 à EXPB32, on trouve que la fréquence de la rotation a un rôle plus important sur la valeur de \bar{U}_{norm} quand la hauteur d'eau est plus grande. L'augmentation de la fréquence de rotation conduit le maximum de la valeur de \bar{U}_{norm} à augmenter.

5.2.2.d L'effet de la période d'oscillation

Nous comparons l'expérience EXPB28 à EXPB35 qui ont la même amplitude d'oscillation mais des périodes différentes. La période de la rotation pour l'expérience EXPB35 est plus grande que celle de EXPB28 donc nous attendons que la valeur maximum de \bar{U}_{norm} pour EXPB35 soit plus petite, si la période d'oscillation est la même pour tous les deux, mais sur la ligne $x=50$ cm nous voyons que cette valeur reste constante, ce qui nous montre qu'avec la diminution de la période d'oscillation la valeur maximum de \bar{U}_{norm} augmente. Ce phénomène n'est plus visible quand nous étudions la ligne $x=120$ cm, qui nous montre que \bar{U}_{norm} est sensible à la période d'oscillation quand la valeur de la hauteur d'eau sur le talus est plus grande.

5.2.2.e La sensibilité à la hauteur d'eau sur le talus

Avec la figure (Fig. 5.6) et le tableau (Tab. 5.2), nous montrons que quand la hauteur d'eau sur le talus est plus petite, la valeur maximum de \overline{U}_{norm} est plus sensible à l'amplitude et à la période d'oscillation, par rapport au cas où la hauteur d'eau sur le talus est plus grande.

On voit aussi, que quand la hauteur d'eau est plus grande l'effet de la rotation est plus important.

5.3 Flux du courant barotrope

Le tableau (Tab. 4.1), présente également les valeurs de l'amplitude du flux du courant barotrope normalisé $A_1(Flux_{norm})$ pour les expériences avec rotation discutées dans ce chapitre. Le tableau montre que la rotation ne change pas les valeurs de $A_1(Flux_{norm})$ par rapport au cas sans rotation. Comme dans le cas sans rotation également, pour une amplitude d'oscillation supérieure à 2 cm, les valeurs de $A_1(Flux_{norm})$ sont voisines de 1.

5.4 Série temporelle de la vitesse horizontale

Pour connaître les valeurs de la vitesse sur le talus plus précisément en présence de rotation, des séries temporelles sont calculées en des points montrés sur la figure (Fig. 3.9). Nous utilisons le même système de coordonnées (x,y) que dans les chapitres précédents.

5.4.1 Série temporelle de la vitesse horizontale en un point

La figure (Fig. 5.9) montre la série temporelle pour l'expérience EXPB30 en un point de coordonnées $x=120$ cm et $y=45$ cm. La valeur de la vitesse (u) normalisée, c'est-à-dire divisée par la vitesse du piston est tracée au cours du temps. La vitesse du piston est $\omega d_0 = \frac{2\pi d_0}{T}$, donc la vitesse normalisée (U_{norm}) est $\frac{u}{\omega d_0} = \frac{uT}{2\pi d_0}$. La vitesse augmente à partir de l'état de repos, lorsque le rayon se forme, et atteint une valeur constante jusqu'à 10 périodes environ. Pour

cette expérience $T = 30.9$ s, $d_0 = 3.1$ cm donc la valeur de la vitesse horizontale u (à 3.5 périodes) au point $x=120$ cm et $y=45$ cm est environ 2.12 cm/s (en accord avec la figure ($U_{norm}=3.39$)). Cette comparaison nous permet de vérifier et de justifier les analyses que nous ferons avec d'autres expériences. La figure (Fig. 5.9) montre également la présence du rayon d'énergie réfléchi : son interaction avec le rayon incident conduit à une modulation de l'amplitude à partir de 10 périodes environ.

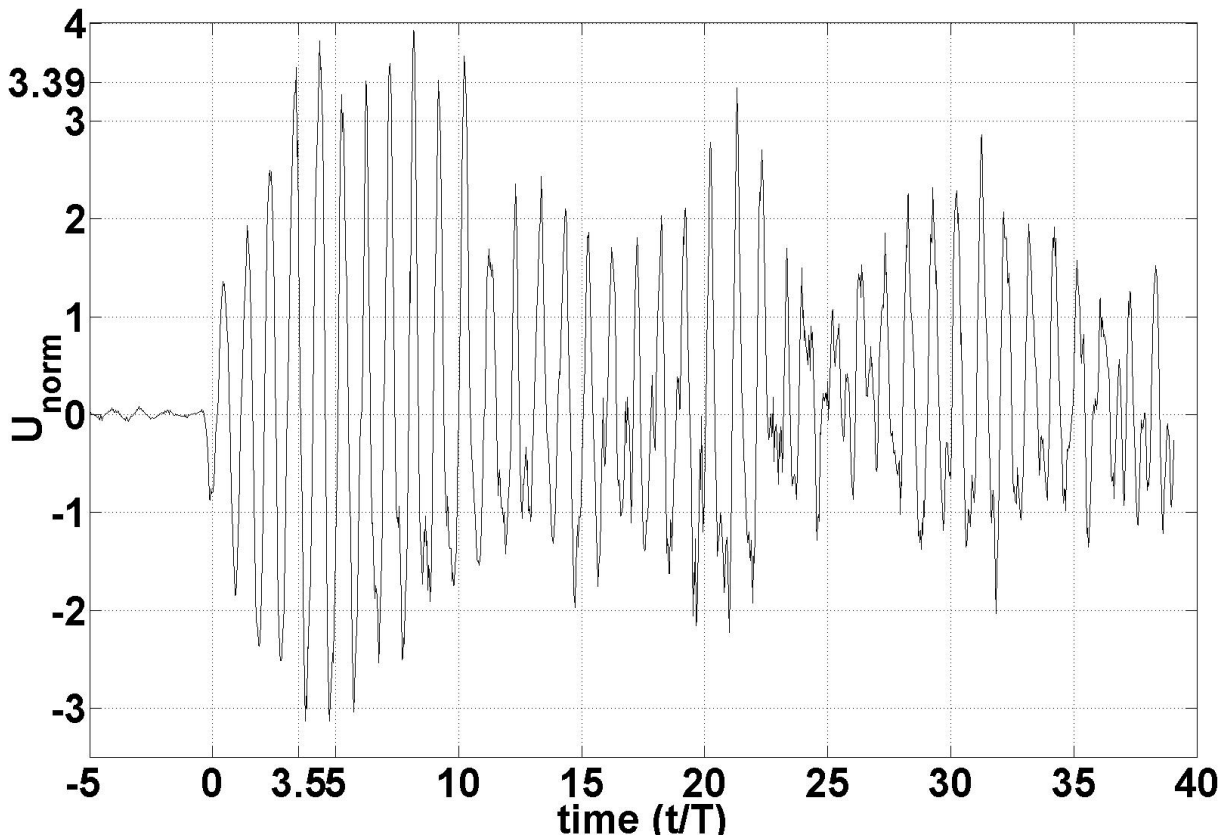


FIG. 5.9 – Valeur de la composante horizontale de vitesse u normalisée par rapport à la vitesse du piston pour l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s) pour le point $x=120$ cm et $y=45$ cm.

La comparaison des figures (Fig. 5.10) et (Fig. 4.8-a), montre que la valeur en un point de U_{norm} est plus grande avec rotation que sans rotation, les paramètres expérimentaux étant par ailleurs identiques.

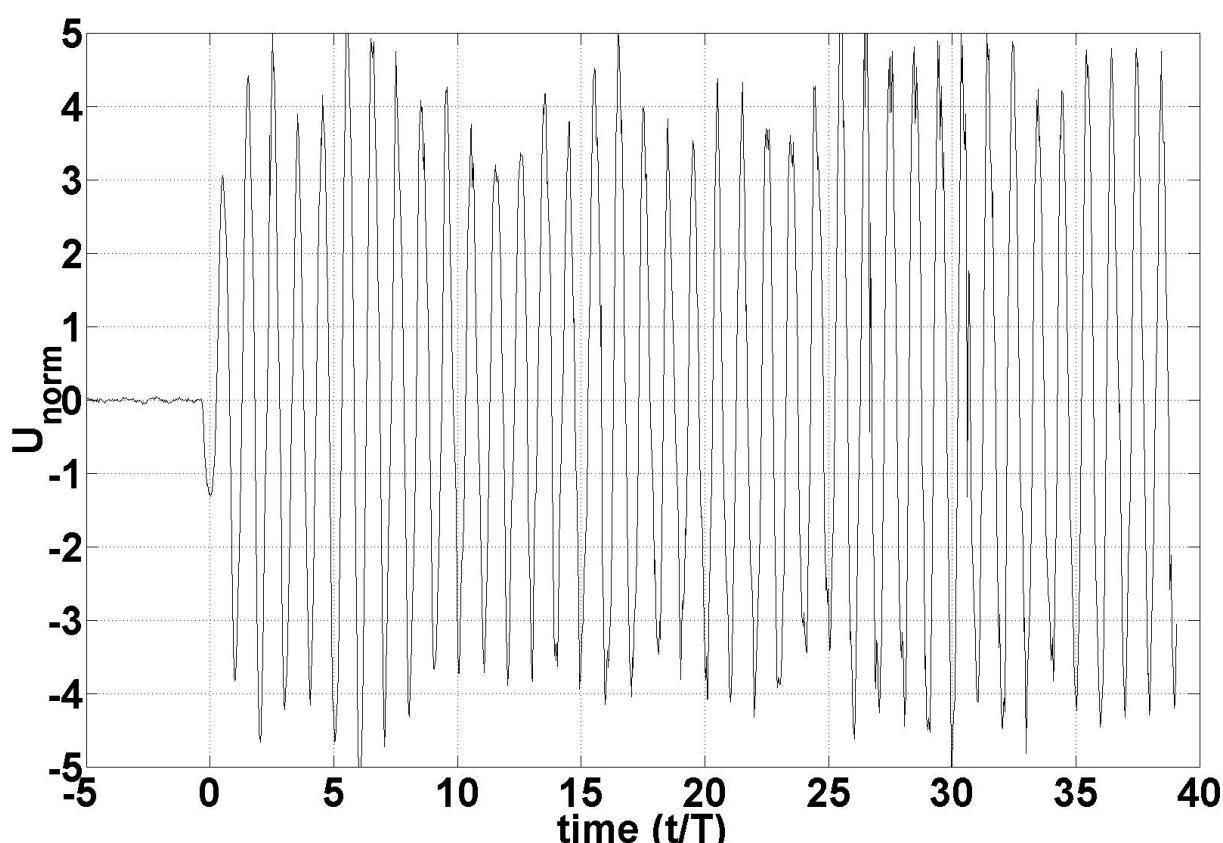


FIG. 5.10 – Valeur de u normalisée par rapport à la vitesse du piston pour le point $x=50$ cm et $y=70$ cm pour l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s).

5.4.2 Vitesse normalisée en deux points à différentes hauteurs d'eau

La figure (Fig. 5.11) présente la vitesse U_{norm} pour les points $x=50$ cm, $y=80$ cm et $x=120$ cm, $y=80$ cm pour l'expérience EXPB30. La valeur de U_{norm} est plus grande à la première position (50, 80) qu'à la seconde, en cohérence avec la conservation du flux. Dans le cas sans rotation, nous avons eu le même phénomène mais avec les valeurs de U_{norm} plus petites (voir la section 1.1.4).

5.5 Profils de vitesse longitudinale dans le faisceau

Dans cette section, nous utilisons le système de coordonnées \mathbf{S} (suivant la direction du rayon d'énergie) et σ (suivant la direction perpendiculaire au rayon) comme dans la section 4.6. Nous mesurons le profil de vitesse longitudinale (suivant la direction de σ) et nous calculons la largeur du faisceau à partir de ces profils.

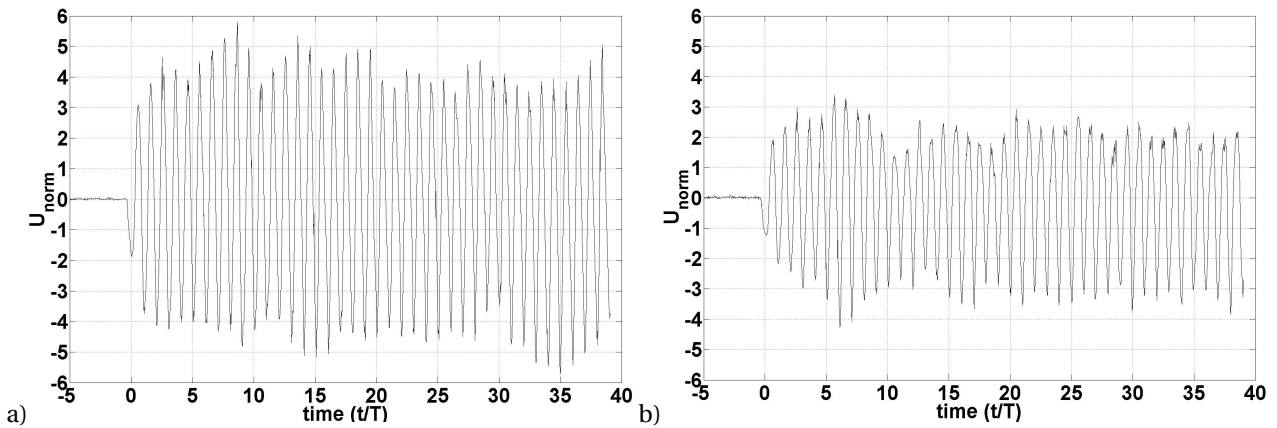


FIG. 5.11 – Valeur de u normalisée par rapport à la vitesse du piston pour les points $y=80$ cm et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à l'expérience EXPB30.

5.5.1 Enveloppe de la vitesse longitudinale suivant la ligne perpendiculaire au rayon

La figure (Fig. 5.12) présente des enveloppes de la vitesse longitudinale u_s sur la ligne perpendiculaire au rayon pour l'expérience EXPB30 ainsi que EXPB32 et EXPB39. Chaque courbe de ces enveloppes représente la vitesse longitudinale u_s à un instant donné.

La ligne perpendiculaire au rayon pour toutes les expériences : démarre à position (120 , 14.56) sur le talus jusqu'à la hauteur d'eau de 85 cm.

Sur la figure (Fig. 5.12-a) apparaît une enveloppe à la position σ entre 30 cm et 40 cm. Cette enveloppe montre qu'un rayon principal d'énergie est en train de se former. A la 5ème période, une petite enveloppe à la position σ environ égale 10 cm est formée, qui correspond au rayon réfléchi. A partir de la 12ème période d'autres petites enveloppes sont présentées entre l'enveloppe du rayon principal et le talus qui sont dues à d'autres rayons réfléchis et aux rayons harmoniques générés par les interactions non linéaires entre les rayons. Dans cette expérience l'angle du rayon principal par rapport à l'horizontale (θ) est 11.8 degré donc il y a suffisamment de place pour voir les rayons réfléchis entre le rayon principal et le talus. A partir de la 16ème période apparaît une autre enveloppe correspondant à un rayon réfléchi au dessus du rayon principal et plus loin du talus.

Sur la figure (Fig. 5.12-h), nous présentons l'enveloppe de la vitesse longi-

tudinale durant la troisième période pour l'expérience EXPB39, pour laquelle il n'y a pas de rotation (l'amplitude et la période de forçage sont identiques à EXPB30). L'amplitude de l'enveloppe est plus petite par rapport aux expériences EXPB30 et EXPB32. On illustre ainsi le fait que l'énergie cinétique du cas sans rotation est plus petite qu'avec rotation, la période de forçage et N restant constants. Ce phénomène a déjà été expliqué à la section 1.1.4.

5.5.2 Amplitude de la vitesse longitudinale pour le rayon incident principal

L'amplitude de la vitesse longitudinale du rayon incident principal est tracée sur la figure (Fig. 5.13) pour l'expérience EXPB30. L'amplitude est calculée par la différence entre la valeur maximum et la valeur minimum de l'enveloppe divisée par deux. La valeur de l'amplitude diminue jusqu'à environ 12 périodes et augmente jusqu'à environ 22 périodes puis diminue jusqu'à environ 30 périodes pour atteindre ensuite une valeur constante. La diminution de l'amplitude résulte sans doute de l'arrivée des rayons réfléchis et des effets non linéaires (génération d'harmoniques), (voir aussi la figure (Fig. 5.14)). L'augmentation de l'amplitude correspondrait alors à la reformation du rayon d'énergie. L'amplitude reste constante après 30 périodes parce qu'un régime d'équilibre a été atteint.

L'amplitude diminue jusqu'à environ 12 périodes, au contraire de l'augmentation observée sur la figure (Fig. 4.13) qui correspond au cas sans rotation. Dans le cas sans rotation, les rayons réfléchis se forment dès les premières périodes tandis qu'avec rotation ces rayons apparaissent à partir d'environ sept périodes dépendant des conditions des expériences.

5.6 Amplitude du courant

Dans cette section nous calculons l'amplitude de la vitesse horizontale en utilisant l'équation 4.9 de la même façon qu'à la section 4.7.

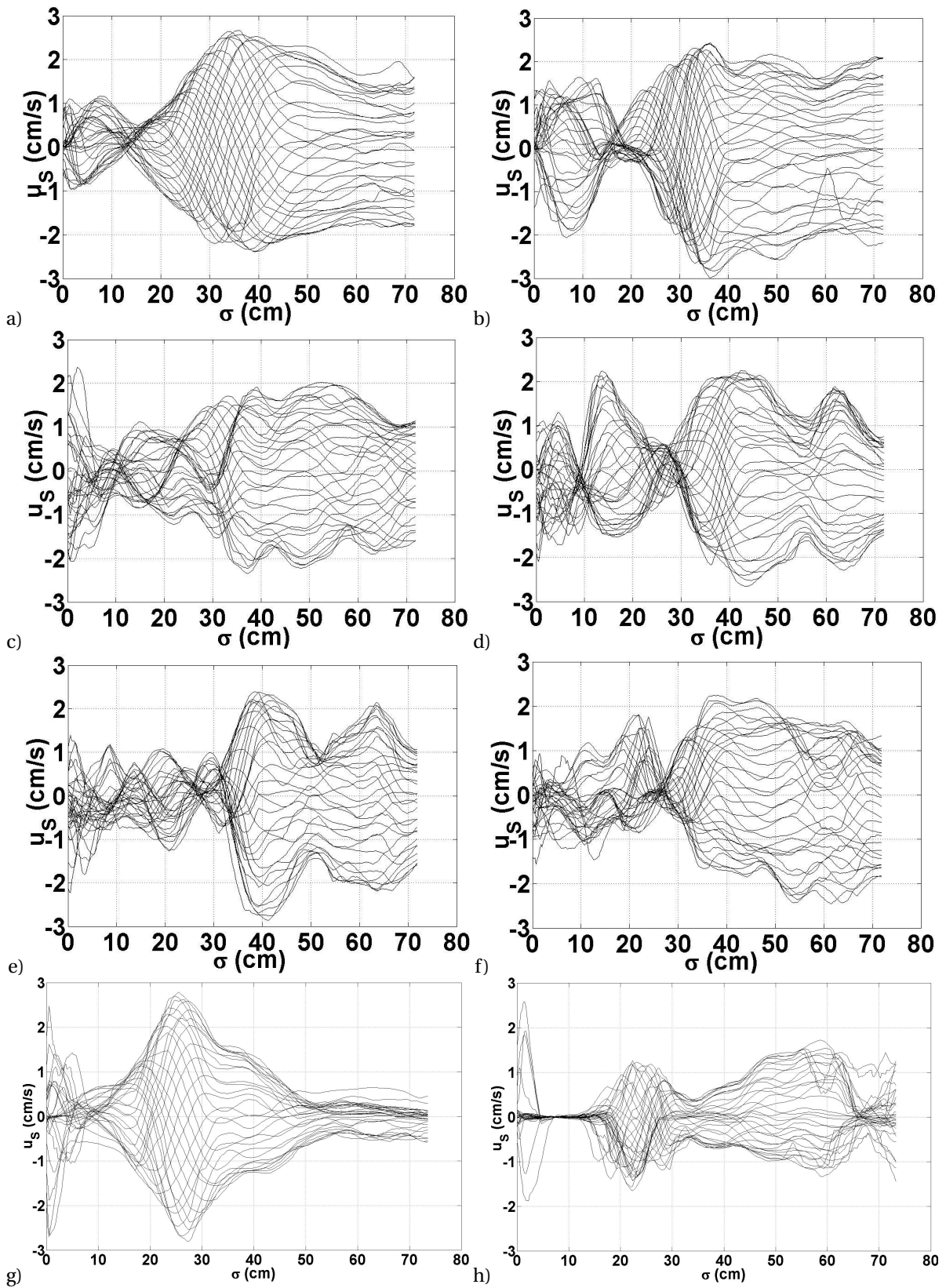


FIG. 5.12 – Enveloppe de la vitesse longitudinale u_s suivant la direction perpendiculaire au rayon σ à la : a) 3ème période ; b) 5ème période ; c) 12ème période ; d) 16ème période ; e) 24ème période ; f) 34ème période pour l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s) et à la 3ème période pour g) l'expérience EXPB32 (T_R plus grande) ; h) l'expérience EXPB39 (sans rotation).

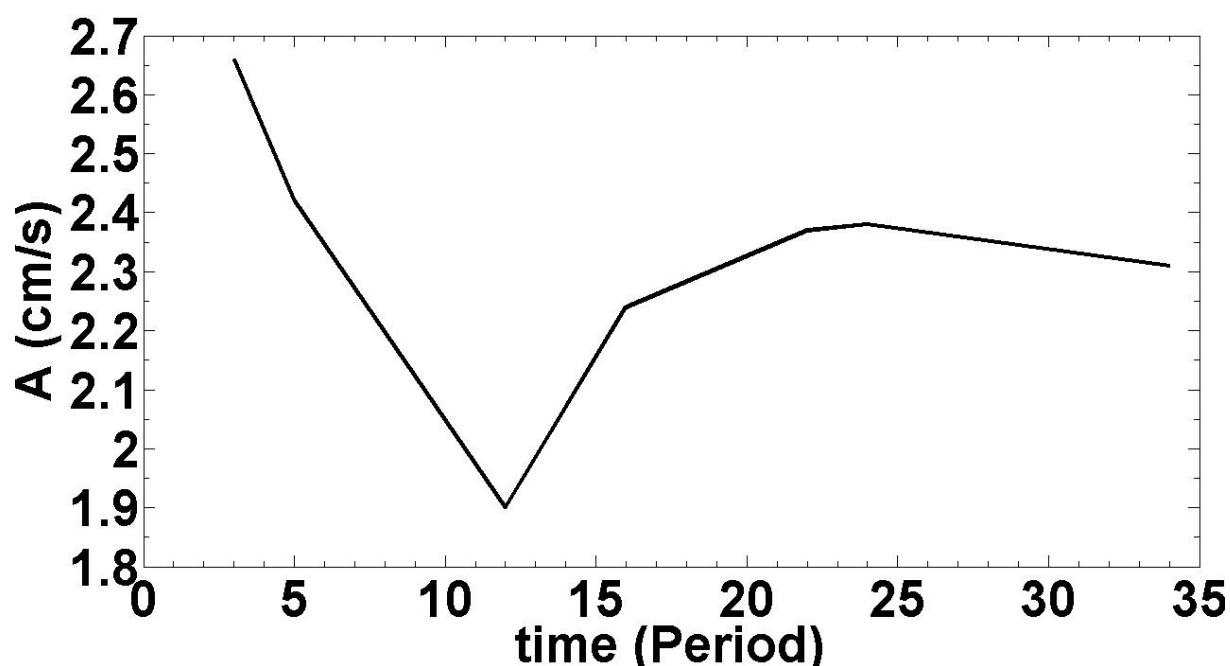


FIG. 5.13 – Amplitude de la vitesse longitudinale pour le rayon incident principal de l’expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s).

5.6.1 Amplitude de la vitesse horizontale sur la ligne perpendiculaire au rayon

Sur la figure (Fig. 5.14) nous présentons l’amplitude de la vitesse horizontale sur la ligne perpendiculaire au rayon ($A_1(u)$) pour différents intervalles de temps pour l’expérience EXPB30. Le rayon incident principal est situé à $\sigma \approx 35$ cm. La valeur maximum de $A_1(u)$ diminue jusqu’à environ 12 périodes et augmente jusqu’à environ 22 périodes puis diminue jusqu’à environ 34 périodes pour une valeur constante après ce temps. Cette figure est cohérente avec la figure (Fig. 5.13) tracée pour la vitesse longitudinale. A partir de environ 12 périodes la valeur maximum de $A_1(u)$ ressemble à celle tracée sur la figure (Fig. 4.17), (cas sans rotation) ; l’évolution est par contre différente avant ce temps pour une raison non élucidée.

Cette figure montre que des rayons réfléchis sont également présents entre le rayon incident principal et le talus. La valeur maximum pour ces rayons est plus petite de celle du rayon incident principal.

Le même comportement est retrouvé quand on considère l’expérience EXPB32, dont la période de rotation est plus grande (Fig. 5.15-a). En l’absence

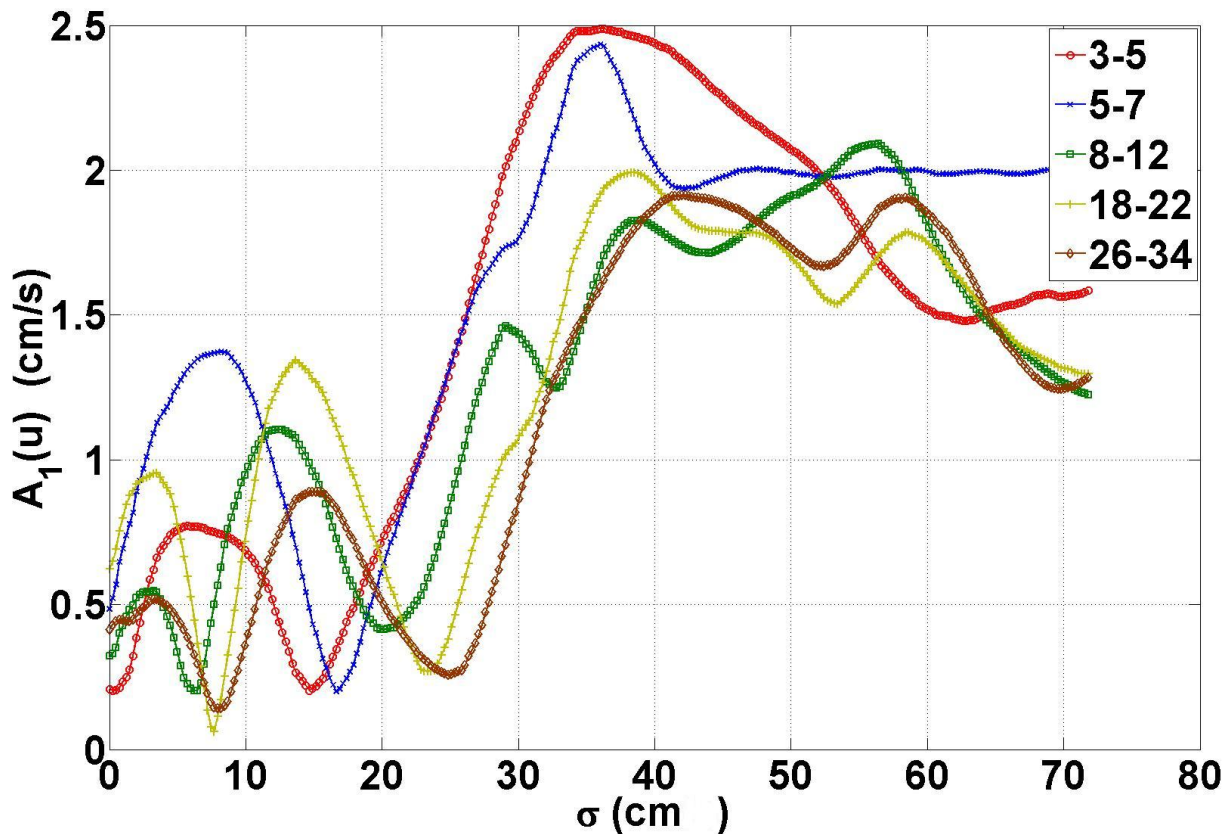


FIG. 5.14 – Valeur de l’amplitude de la vitesse horizontale ($A_1(u)$) suivant la direction perpendiculaire au rayon (σ) pour l’expérience EXPB30 pour différents intervalles de temps.

de rotation par contre (EXPB39 présenté sur la figure (Fig. 5.15-b)) et comme discuté à la section précédente, l’amplitude maximale atteinte est plus petite et celle des rayons réfléchis est aussi grande que pour le rayon incident.

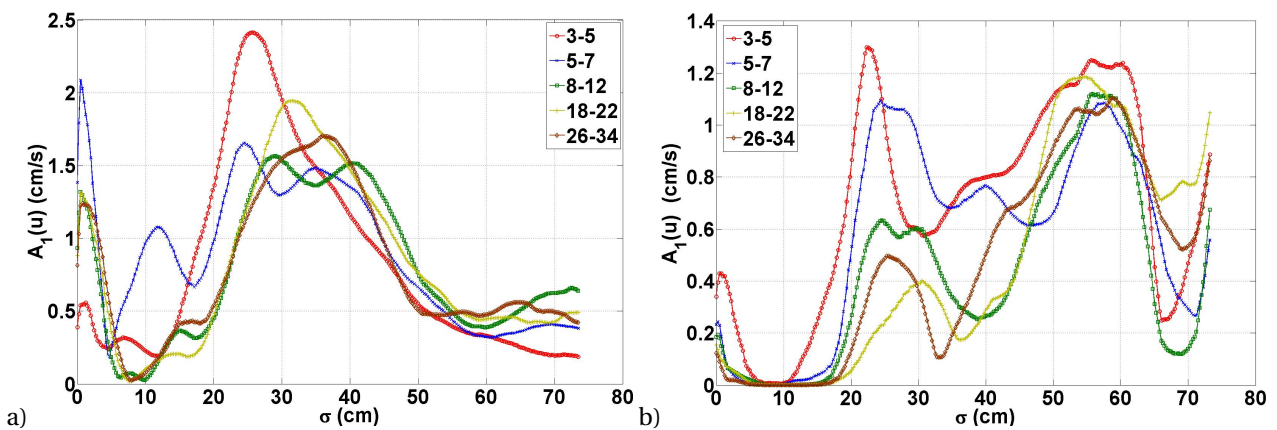


FIG. 5.15 – Valeur de l’amplitude de la vitesse horizontale ($A_1(u)$) suivant la direction perpendiculaire au rayon (σ) pour différents intervalles de temps pour a) l’expérience EXPB32 ($d_0=3.1$ cm, $T=27.79$ s et $T_R=130$ s) ; b) l’expérience EXPB39 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.95$ s et $T_R = \infty$).

5.6.2 Amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendiculaires au rayon et largeur du faisceau

Dans cette section comme au chapitre 4 nous présentons l'amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendiculaires au rayon et nous calculons également la largeur du faisceau le long du rayon.

Nous utilisons les lignes perpendiculaires au rayon tracées sur la figure (Fig. 5.16). Cette figure présente également l'amplitude de la vitesse horizontale ($A_1(u)$) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB33 ($T = 33.93s$, $d_0 = 0.92cm$, $T_R = 130s$). Dans ce cas avec rotation le régime d'ondes stationnaires s'établit plus tard en temps par rapport au cas sans rotation et c'est pourquoi l'intervalle de temps entre la 18ème et la 22ème période peut être choisi.

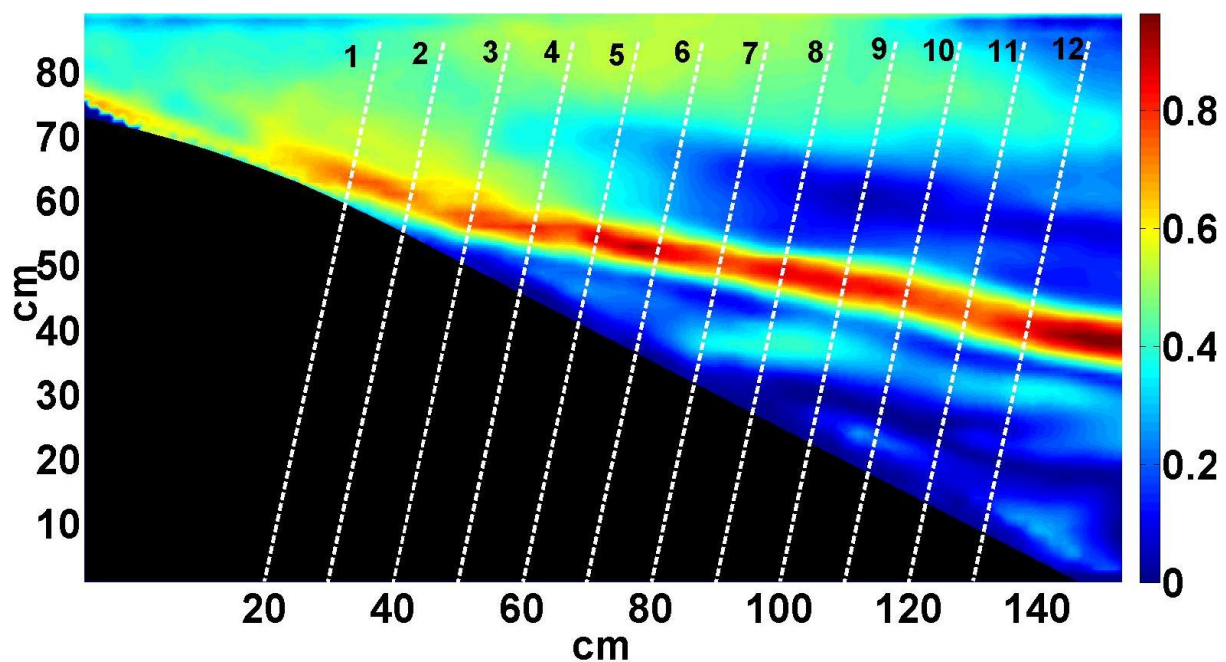


FIG. 5.16 – Lignes perpendiculaires au rayon pour l'amplitude de la vitesse horizontale calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB33. Les lignes sont distantes entre elles de 10 cm.

5.6.2.a Amplitude de la vitesse horizontale sur les lignes perpendiculaires au rayon

Sur la figure (Fig. 5.17), sont tracées les valeurs de $A_1(u)$ sur les lignes perpendiculaires au rayon présentées à la figure (Fig. 5.16). Au vu de cette figure

et du tableau (Tab. 5.3), la valeur maximum de $A_1(u)$ au milieu du rayon apparaît constante et égale environ 0.8 cm/s.

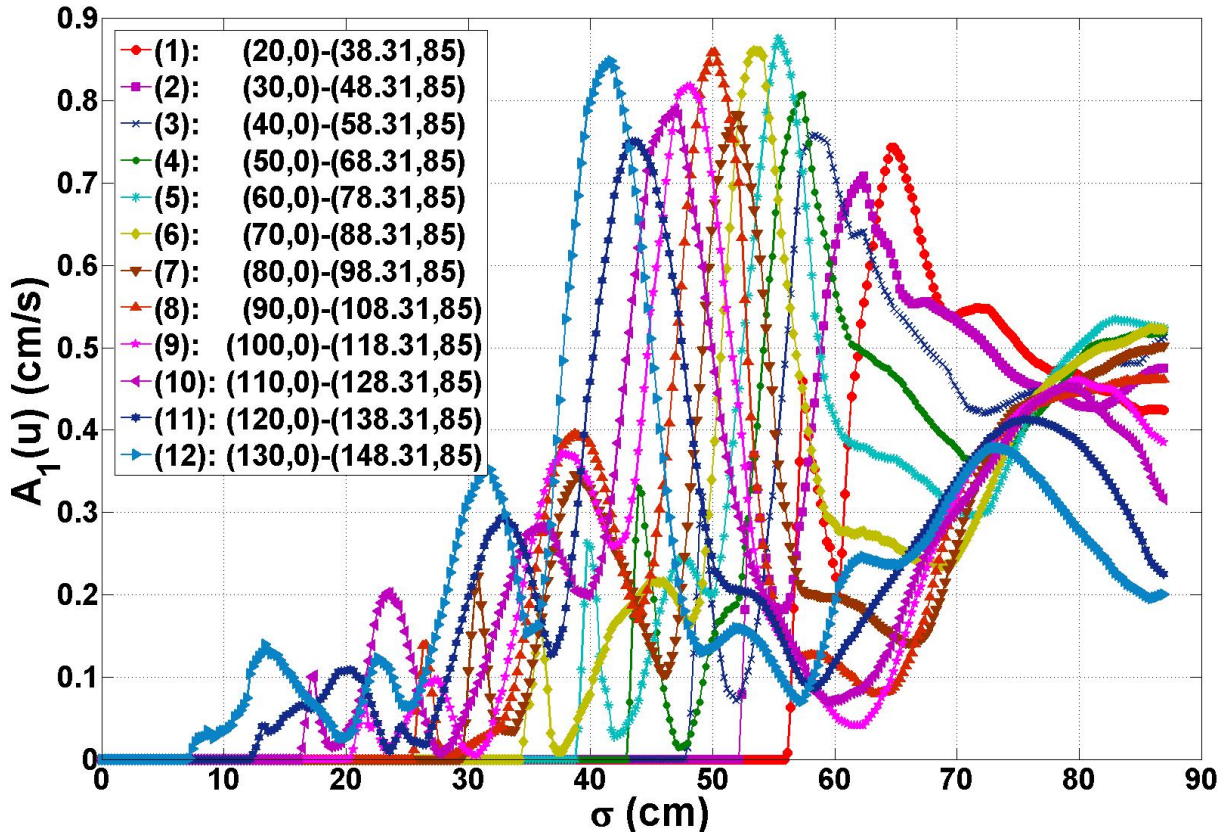


FIG. 5.17 – Amplitude de la vitesse horizontale calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB33 sur les lignes perpendiculaires au rayon de la figure (Fig. 5.16).

Les autres rayons, situés entre le talus et le rayon incident, sont des rayons réfléchis et ont des amplitudes plus petites que celles du rayon principal.

5.6.2.b Largeur du faisceau

Dans cette section, comme dans la section 4.7.2.b, nous calculons la largeur du faisceau sur les lignes perpendiculaires au rayon à partir des courbes de la figure (Fig. 5.17). Le résultat est présenté sur le tableau (Tab. 5.3). Comme pour le cas sans rotation, la largeur du faisceau augmente légèrement quand on s'éloigne de la zone de génération.

Au contraire du cas sans rotation par contre, les valeurs présentées sur ce tableau sont plus petites que celles de la figure (Fig. 4.21). Dans la figure (Fig. 5.18) nous comparons la largeur du faisceau dans 2 cas avec et sans ro-

| Numéro | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|-----------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $A_1(u)_{Max}$ (cm/s) | 0.74 | 0.71 | 0.76 | 0.81 | 0.88 | 0.86 | 0.78 | 0.86 | 0.82 | 0.79 | 0.75 | 0.85 |
| Largeur (cm) | - | - | - | - | 7.2 | 7.21 | 6.71 | 6.7 | 8.2 | 8.7 | 8.94 | 7.95 |

TAB. 5.3 – Valeur maximum de $A_1(u)$ au milieu du faisceau et la largeur du faisceau sur les lignes perpendiculaires au rayon (voir la figure (Fig. 5.16)) pour l'expérience EXPB33 ($d_0=0.92$ cm, $T=33.93$ s et $T_R=130$ s) calculé entre la 18ème et la 22ème période.

tation qui montre que la largeur du faisceau décroît dans cas avec rotation.

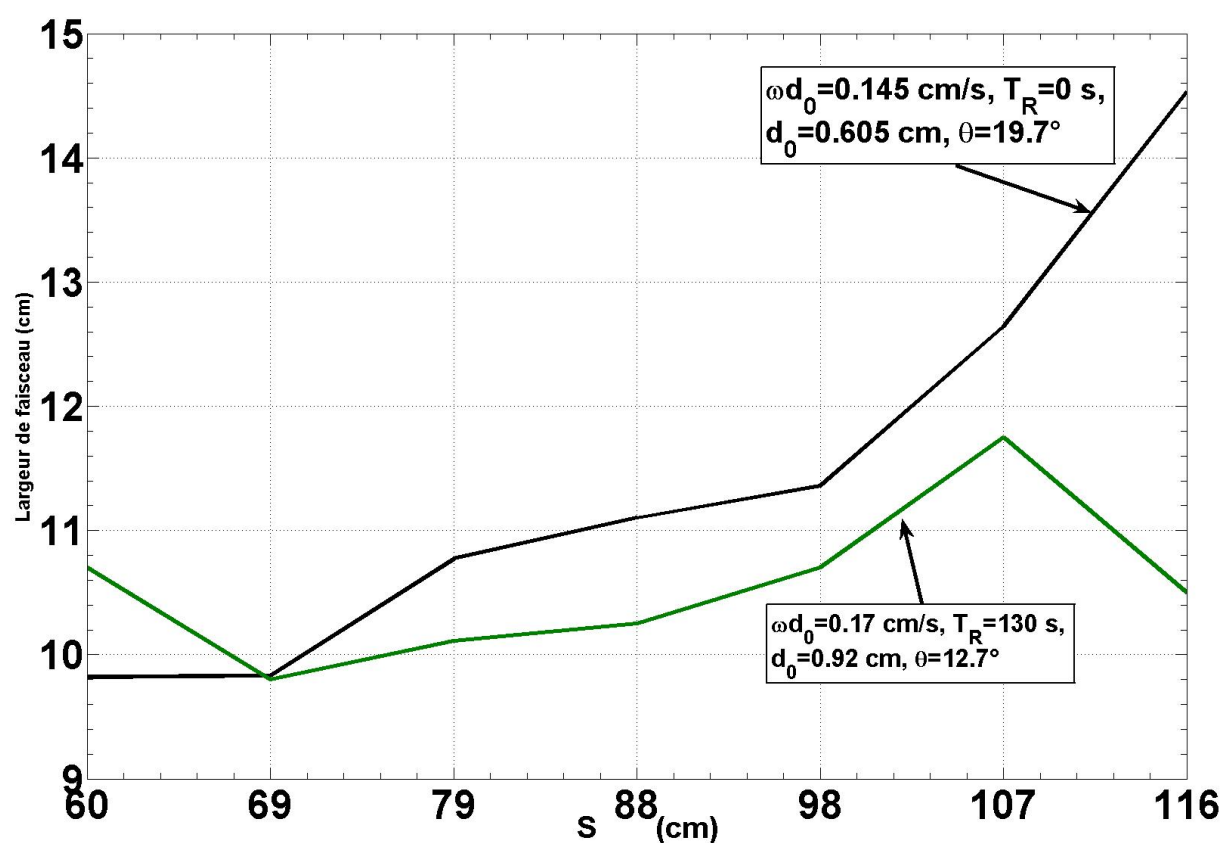


FIG. 5.18 – Largeur du faisceau à partir de $A_1(u)$ et calculé entre la 5ème et la 7ème période pour $\omega d_0=0.145$ cm/s, $T_R = \infty$ s, $d_0=0.605$ cm, $\theta=19.7^\circ$ (EXPB5) et pour $\omega d_0=0.17$ cm/s, $T_R=130$ s, $d_0=0.92$ cm, $\theta=12.7^\circ$ (EXPB33).

Donc dans le cas avec rotation la largeur du faisceau est plus petite de celle du cas sans rotation. Aussi, Kevin Lamb et Youna Hu [38] ont présenté ce phénomène et ils ont montré que quand la fréquence de la rotation f augmente, la longueur d'onde λ diminue.

Ce phénomène est en accord avec la relation liant la vitesse de phase, qui diminue quand la fréquence de rotation augmente, et le nombre d'onde.

En effet, $|\vec{c}_P| = \frac{\omega}{K}$, où K désigne le nombre d'onde. Pour une fréquence d'oscillation donnée ω on voit que la diminution de $|\vec{c}_P|$ doit s'accompagner d'une augmentation de K , donc d'une diminution de λ .

5.7 Mesure de la phase du champ d'ondes et autre estimation de la largeur du faisceau

Dans cette section nous calculons la phase du champ d'onde suivant une ligne perpendiculaire au rayon et en déduisons le vecteur d'onde et la vitesse de phase. Nous procédons comme dans la section 4.8.1 en utilisant l'équation 4.10. Puis nous calculons la largeur du rayon à partir du vecteur d'onde. Finalement nous examinons l'influence de différents paramètres expérimentaux sur ces grandeurs comme dans la section 4.8.

Dans la section 5.6.2.b, nous avons montré que l'augmentation de f diminue c_P et en conséquence $\lambda = \frac{2\pi}{K}$ diminue ; dans cette section, également, nous montrons que en présence de la rotation, K augmente de sorte que $\lambda = \frac{2\pi}{K}$ et c_P diminuent.

5.7.1 Influence des paramètres expérimentaux sur la vitesse de phase

Dans ce qui suit, on examine comment le vecteur d'onde et la vitesse de phase au milieu du faisceau changent lorsque varient : a) le temps, b) l'amplitude d'oscillation, c) la distance à la zone de génération du rayon.

5.7.1.a Influence du temps

Dans le tableau (Tab. 5.4), nous présentons la largeur du faisceau calculé à partir du champ de $A_1(u)$, la valeur du vecteur d'onde et la vitesse de phase au milieu du faisceau ainsi que π/k (largeur du faisceau) et le maximum de la valeur de $A_1(u)$ au cours du temps pour l'expérience EXPB33 sur la ligne numéro 9 de la figure (Fig. 5.16).

| Calculé entre | Largeur du faisceau (cm) | $k = \nabla\varphi$ rad/cm | π/k (cm) | $c_P = \omega/k$ (cm/s) | Maximum de $A_1(u)$ (cm/s) |
|------------------|-----------------------------|-------------------------------|-----------------|----------------------------|-------------------------------|
| 3T à 5T | 11.18 | 0.21 | 15.39 | 0.907 | 0.491 |
| 5T à 7T | 10.18 | 0.23 | 13.93 | 0.821 | 0.563 |
| 8T à 12T | 11.68 | 0.22 | 14.01 | 0.826 | 0.763 |
| 18T à 22T | 8.20 | 0.26 | 12.11 | 0.713 | 0.817 |
| 26T à 34T | 8.40 | 0.29 | 10.80 | 0.637 | 0.738 |

TAB. 5.4 – Changement de la valeur du vecteur d'onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau, largeur du faisceau, π/k ($\lambda/2$ est la largeur du faisceau) et le maximum de la valeur de $A_1(u)$ en temps pour l'expérience EXPB33 ($d_0=0.92$ cm, $T=33.93$ s et $T_R=130$ s) sur la ligne numéro 9 de la figure (Fig. 5.16).

En comparant ce tableau au tableau (Tab. 4.2), nous montrons que dans le cas avec rotation K augmente, donc les valeurs de c_P et $\lambda = \frac{2\pi}{K}$ diminuent. Les valeurs de K sur ce tableau sont plus grandes que celles du tableau (Tab. 4.2) et les valeur de c_P sont plus petites, quoique l'amplitude d'oscillation pour EXPB33 est plus grande que celle de EXPB5.

5.7.1.b Influence de l'amplitude d'oscillation

Dans les tableaux (Tab. 4.3) et (Tab. 4.4), nous avons montré que pour une période d'oscillation constante, l'augmentation de l'amplitude d'oscillation s'accompagne d'une diminution de la valeur du vecteur d'onde au milieu du faisceau (et d'une augmentation de la vitesse de phase) quand la rotation est présente (EXPB27 et EXPB30).

5.7.1.c Influence de la distance à la zone de génération du rayon

Le tableau (Tab. 5.5) montre que l'augmentation de la distance à la zone de génération du rayon s'accompagne de la diminution de K et en conséquence de l'augmentation de la vitesse de phase c_P et de π/k comme cas sans rotation au chapitre 4.

Les valeurs présentés à ce tableau et le tableau (Tab. 4.5), montrent que dans le cas avec rotation, les valeurs de c_P et $\lambda = \frac{2\pi}{K}$ diminuent et K aug-

| Numéro de ligne | $k = \nabla\varphi$ rad/cm | $c_P = \omega/k$ (cm/s) | π/k (cm) |
|-----------------|-------------------------------|----------------------------|-----------------|
| 5 | 0.26 | 0.71 | 12.06 |
| 6 | 0.22 | 0.83 | 14.06 |
| 7 | 0.20 | 0.93 | 15.82 |
| 8 | 0.21 | 0.90 | 15.34 |
| 9 | 0.26 | 0.71 | 12.11 |
| 10 | 0.26 | 0.72 | 12.17 |
| 11 | 0.21 | 0.90 | 15.29 |
| 12 | 0.18 | 1.04 | 17.70 |

TAB. 5.5 – Changement de la valeur du vecteur d’onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau et π/k ($\lambda/2$ largeur du faisceau) sur les lignes perpendiculaires au rayon présenté à la figure (Fig. 5.16) et calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l’expérience EXPB33 ($d_0=0.92$ cm, $T=33.93$ s et $T_R=130$ s).

mente. Les valeurs de K sur ce tableau sont plus grandes que celles du tableau (Tab. 4.5) et les valeur de c_P sont plus petites, quoique l’amplitude d’oscillation pour EXPB33 est plus grande que celle de EXPB5.

5.8 Génération des fréquences harmoniques

Dans le cas avec rotation comme dans le cas sans rotation, des harmoniques deux et trois ainsi qu’un sous harmonique, peuvent être obtenues. Il faut pour cela que $2\omega < N$ (ou $3\omega < N$) et que $\omega/2 > f$.

L’harmonique 2 se produit lors de la réflexion du rayon principal mais pour l’expérience EXPB30 ($T=30.90$ s ; $d_0=3.1$ cm ; $T_R=90$ s), cette réflexion se produit loin du talus est hors de l’image enregistrée par la caméra. En conséquence la mise en évidence des harmoniques est ici faible après leur réflexion sur le piston, lors qu’ils reviennent vers le talus. Sur la figure (Fig. 5.19) nous présentons le sinus de la deuxième et de la troisième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{b_2}{2}$ et $\frac{b_3}{2}$ (Eq. 4.8)) calculé entre la 26ème et la 34ème période pour l’expérience EXPB30. Nous avons choisi cet intervalle de temps pour avoir suffisamment du temps pour que les rayons réfléchis des harmo-

riques reviennent sur le talus. Car les vitesses de phase sont plus petites dans ce cas avec rotation. Mais malheureusement avec le temps le fluide devient de plus en plus perturbé et l'identification des rayons devient de plus en plus difficile.

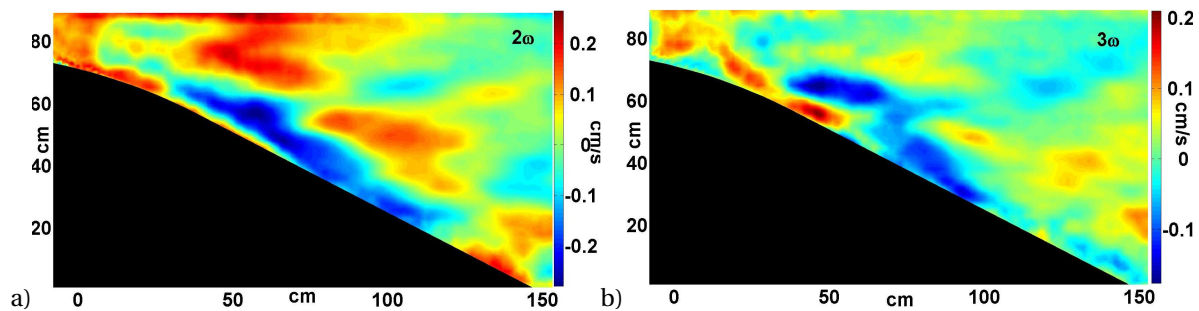


FIG. 5.19 – a) Sinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{b_2}{2}$ (Eq. 4.8)) et b) sinus de la troisième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{b_3}{2}$ (Eq. 4.8)) ; calculé entre la 26ème et la 34ème période pour l'expérience EXPB30.

5.8.1 Instabilité paramétrique dans le rayon

Dans le cas avec rotation, le développement de l'instabilité paramétrique est contraint par le paramètre de Coriolis : la fréquence de forçage doit être supérieure à $2f = \frac{8\pi}{T_R}$ pour que l'instabilité puisse se développer.

L'étude menée au chapitre 4 montre également que l'amplitude de forçage doit être suffisamment élevée, car le taux de croissance de l'instabilité est proportionnel à cette amplitude. Les effets visqueux dissipent sinon cette instabilité, dont l'échelle verticale est petite.

L'expérience EXPB32 satisfait ces conditions : le rapport $\frac{\omega}{f}$ est égal 2.34 et l'amplitude de forçage est de 3.1 cm.

Le développement de l'instabilité paramétrique est mis en évidence en filtrant le champ de vitesse à la fréquence $\frac{\omega}{2}$. Comme au chapitre 4, ce filtrage est appliqué à la composante u et le résultat est visualisé sur la figure (Fig. 5.20). L'instabilité se manifeste par des structures quasi-horizontales, comme attendu car $\frac{\omega}{2}$ est voisin de f. De façon remarquable, ces structures présentent une échelle verticale bien marquée. Par analogie avec le cas sans rotation, cette échelle est très certainement fixée par la viscosité [46].

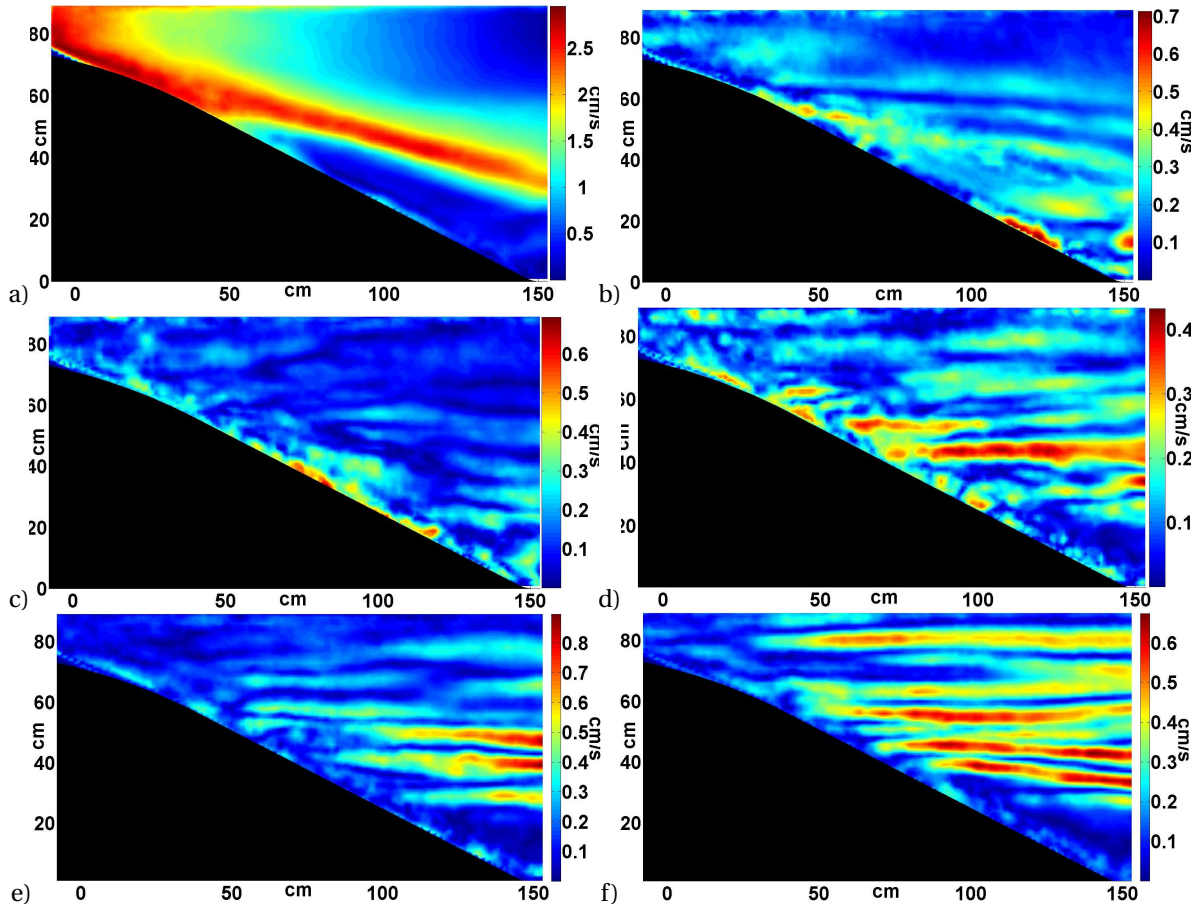


FIG. 5.20 – Amplitude du mode principal de u ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) calculé entre la 3ème et la 5ème période; amplitude de la sous harmonique de u ($A_{\frac{1}{2}}(u)$ (Eq. 4.9)) calculé : b) entre la 3ème et la 5ème période, c) entre la 5ème et la 7ème période, d) entre la 8ème et la 12ème période, e) entre la 18ème et la 22ème période, f) entre la 26ème et la 34ème période, pour l'expérience EXPB32 ($d_0=3.1$ cm, $T=27.79$ s et $T_R=130$ s).

Dans la figure (Fig. 5.20) nous montrons également l'amplitude du mode principal de u , ($A_1(u)$), pour indiquer la position du rayon principal d'énergie et comparer la valeur de l'amplitude avec celle du sous-harmonique. Ici comme le cas sans rotation, le mode sous-harmonique commence à se former entre les périodes 8 et 12. Les valeurs de $A_{\frac{1}{2}}(u)$ augmentent au cours du temps mais à partir de quelques périodes les effets visqueux commencent à dissiper l'énergie du mode sous-harmonique.

5.9 Transformée de Hilbert

Dans le cas avec rotation comme dans le cas sans rotation, nous pouvons utiliser la transformée de Hilbert pour définir les directions des rayons. Sur les figures (Fig. 5.21) et (Fig. 5.22), nous montrons la partie réelle de la transformée de Hilbert de u et v pour l'expérience EXPB30 à la 20ème période. Ces figures permettent de définir les rayons incidents et réfléchis dans les quatre directions possibles de propagation. Les valeurs pour la composante v sont plus petites que celles de la composante u et les rayons ont les mêmes formes. La composante u peut donc être utilisée seule pour nos analyses. La forme de la réflexion des rayons et les rayons réfléchis possibles dans ce cas avec rotation est similaire au cas sans rotation.

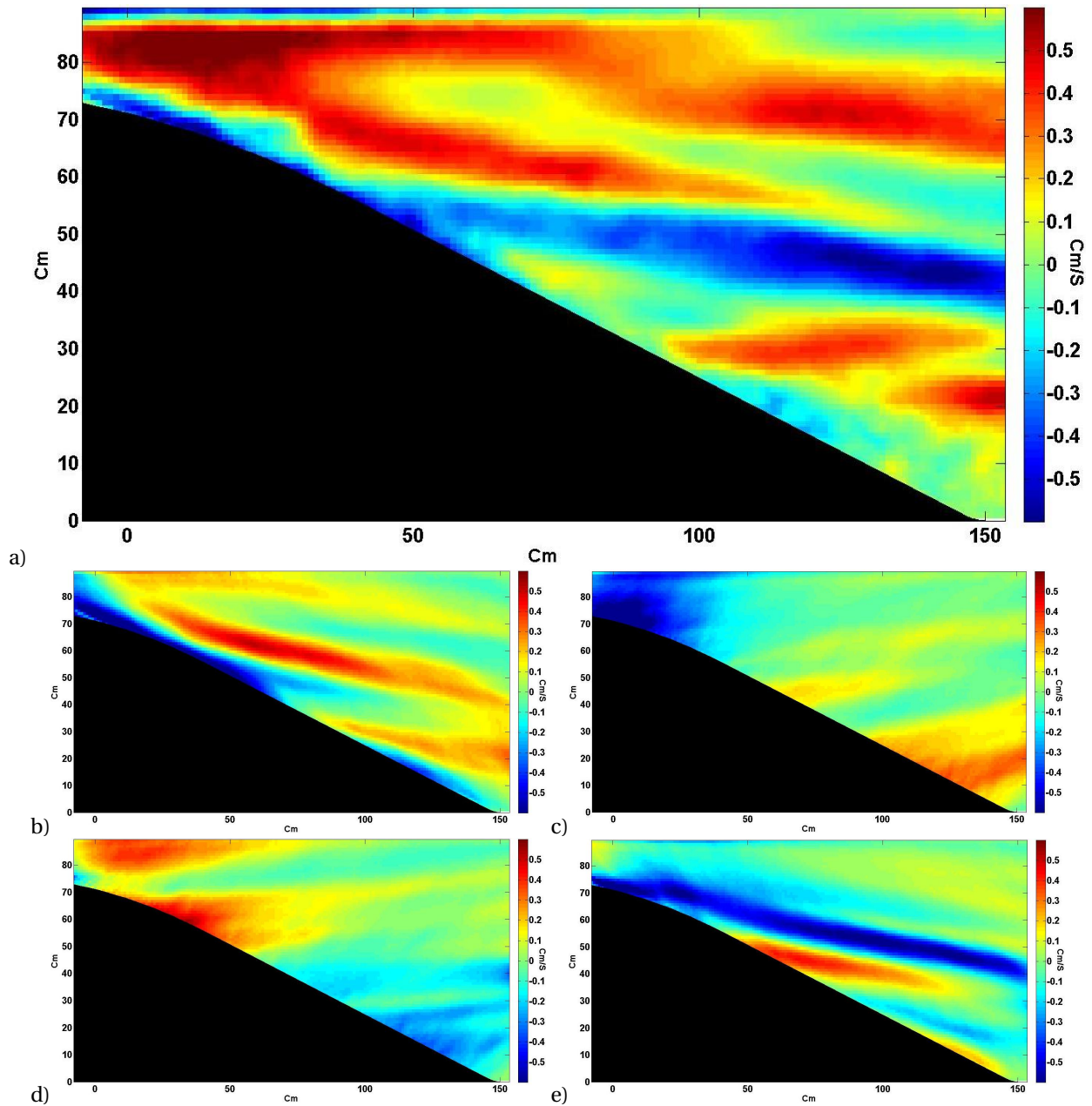


FIG. 5.21 – Partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour EXPB30 (Tab. 3.1) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$.

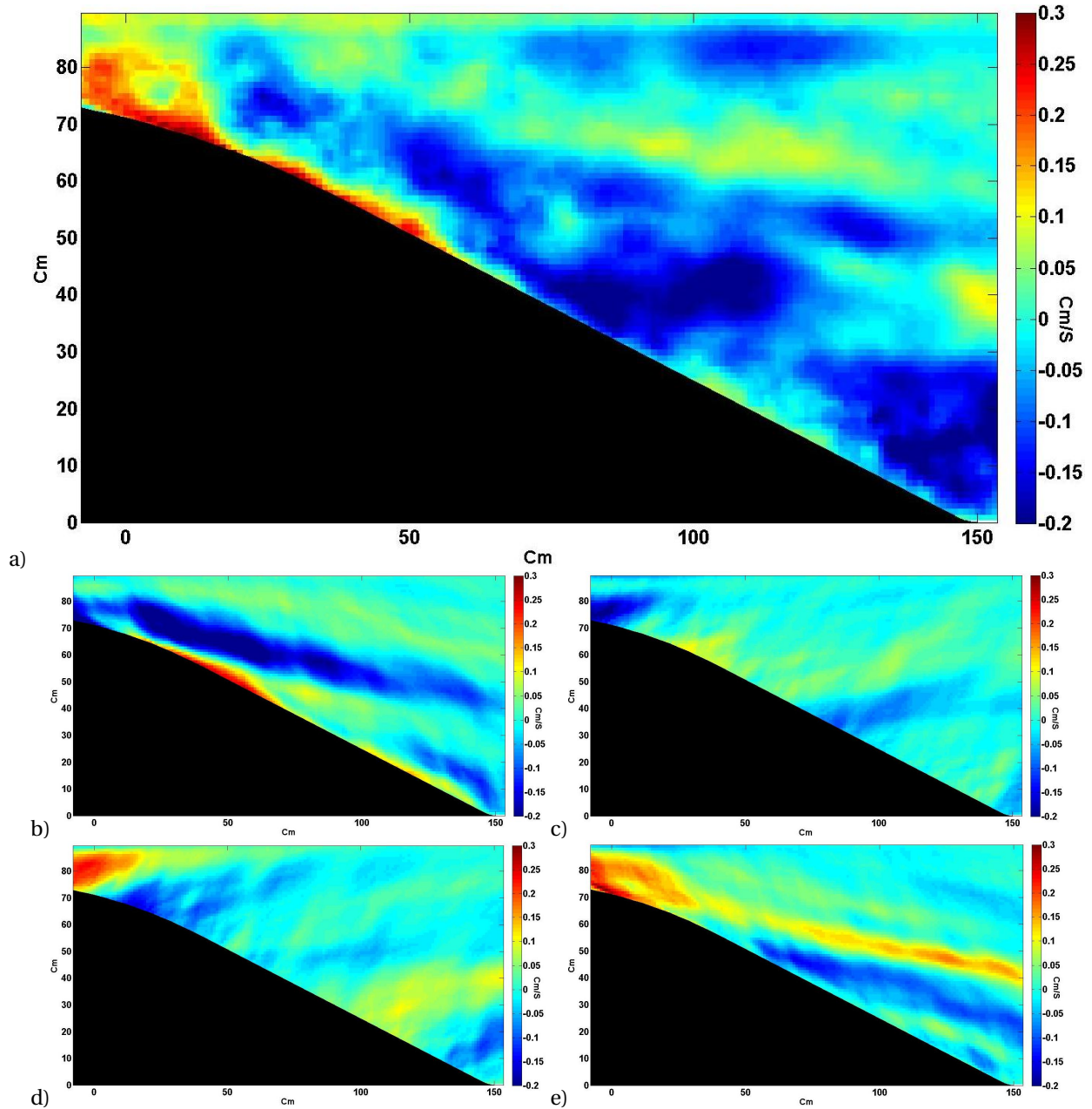


FIG. 5.22 – Partie réelle de la transformée de Hilbert de v pour EXPB30 (Tab. 3.1) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Conclusions

L'objectif de ce travail est de comprendre la dynamique des marées internes dont on observe fréquemment les effets dans les océans et dont on a discuté l'importance pour les processus de mélange dans l'océan profond. Pour mener notre étude, des expériences dans la cuve tournante Coriolis et des simulations numériques à l'aide du code MITgcm ont été réalisées.

Dans cet exposé nous avons montré différents aspects de l'interaction des marées internes avec la topographie. Notre but était d'étudier expérimentalement et numériquement la dynamique, propagation et réflexion, des marées internes et l'influence de plusieurs paramètres sur cette dynamique.

Dans les expériences, la marée barotrope est modélisée par un piston faisant face à un talus continental bidimensionnel idéalisé, et oscille à une fréquence et avec une amplitude variables. Le domaine d'étude est délimité par le piston, le talus et deux cloisons en plexiglass parallèles entre elles et perpendiculaires au piston. Cette configuration conduit à l'existence d'ondes réfléchies qui se superposent au rayon incident. La simulation numérique reproduit cette configuration géométrique mais, parce que le talus est bidimensionnel, les calculs sont bidimensionnels dans un plan vertical.

La première partie de notre travail, qualitative, a permis de préparer les expériences de laboratoire en utilisant [dans le code de calcul MITgcm] la même configuration géométrique en les mêmes paramètres que dans les ex-

périences. Une analyse détaillée de données expérimentales issues de comparaisons de mesure a ensuite été réalisée.

L'étude numérique a permis de mettre en évidence les caractéristiques suivantes :

- Le code de calcul a été validé pour une stratification uniforme, par la relation de dispersion des ondes internes.
- Toute la masse d'eau est perturbée par la marée interne, malgré l'organisation sous forme de rayons.
- Des harmoniques supérieurs sont générés par les effets non linéaires résultant de la superposition des rayons incident et réfléchi dans la zone de réflexion. Ces harmoniques supérieurs ont une amplitude plus faible que le rayon principal.
- Peu de différences sont observées entre les cas hydrostatique et non-hydrostatique pour les situations considérées.
- Aucun harmonique n'est visible du fait de la faible amplitude du rayon réfléchi en présence d'une thermocline.

Pour les calculs réalisés avec une thermocline proche de la réalité nous avons observé les résultats suivant :

- Le rayon de marée interne est réfracté par la présence de la thermocline.
- L'énergie horizontale de la marée interne est concentrée au-dessus de la thermocline, même pour une thermocline peu marquée.
- Pour le champ de vitesse verticale, l'essentiel de l'énergie reste au-dessous de la thermocline (contrairement au même phénomène observé pour le champ de vitesse horizontale) mais les valeurs de la vitesse verticale sont faibles par rapport à celles de la vitesse horizontale.

On peut donc dire que la thermocline a divisé l'océan en deux régions, de part et de la thermocline. Ces résultats sont en très bon accord avec ceux obtenus par I. Pairaud [63].

La comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux dans les travaux menés parallèlement à cette thèse [61, 62, 78, 79] a montré que le code de MITgcm est un très bon outil pour étudier les marées internes.

En dehors de l'expérience de T. Peacock et A. Tabaei [64, 65] qui visait à

vérifier expérimentalement la relation de dispersion des ondes internes en présence de rotation, à notre connaissance, les expériences sur les ondes internes de gravité ont toujours ignoré la rotation. Notre travail a porté sur l'analyse de données d'expériences réalisées à grande échelle, sur la plaque Coriolis, avec et sans rotation. La technique de mesure (CIV) utilisée lors de nos expériences, donne accès au champ de vitesse à l'intérieur du fluide stratifié. Cette technique est particulièrement sensible à la largeur de la feuille laser et au choix des particules. Les résultats, que nous avons obtenus sont présentés ci-après.

La fréquence de Brunt-Väisälä (N) a un rôle très important sur la propagation des ondes internes. Nos résultats expérimentaux confirment la relation de dispersion des ondes internes en milieu infini bien qu'un faisceau d'ondes se propage ici dans un milieu borné.

Nos expériences confirment aussi les effets attendus sur le courant barotrope : l'amplitude de ce courant augmente quand la hauteur d'eau diminue, par conservation du flux, et quand l'amplitude d'oscillation et la fréquence augmentent.

Après un temps de quelques périodes de forçage le faisceau émis se superpose au faisceau réfléchi, ce temps augmentant quand la rotation est présente. La propagation de la phase ne devient plus visible et l'onde stationnaire.

L'amplitude de la vitesse longitudinale dans le faisceau, en un point éloigné des zones de génération et réflexion, augmente au cours du temps mais les effets non linéaires et l'arrivée des rayons réfléchis s'opposent à cette augmentation et une valeur constante est atteinte. Nous avons presque le même phénomène pour l'amplitude de la vitesse horizontale dans le faisceau.

La largeur du faisceau peut être définie de deux manières différents. Une première estimation est déduite du tracé de l'amplitude de la vitesse horizontale au travers du faisceau : la largeur est celle pour laquelle l'amplitude de vitesse a décru d'un facteur 2. L'épaisseur du faisceau peut aussi être estimée par $(1/|\vec{k}|)$, où \vec{k} est le gradient de phase : $\vec{k} = \nabla\varphi$. Ces deux estimations sont du même ordre de grandeur. L'épaisseur reste presque constante

en temps en un point donné, augmente quand on s'éloigne de la zone de génération à cause de la diffusion visqueuse et augmente également avec l'amplitude d'oscillation.

Les expériences montrent pour la première fois que la réflexion du faisceau d'ondes internes est bien source de non-linéarités induites par l'interaction des faisceau incident et réfléchi. L'existence d'harmoniques 2 et 3 émis au niveau de la zone de réflexion sur le fond est conforme aux prédictions théoriques. L'augmentation de l'amplitude d'oscillation conduit à un élargissement des rayons harmoniques (par diffusion de la quantité de mouvement) ainsi qu'à une augmentation de leur amplitude en vitesse. Nous observons que l'harmonique 2 peut rester piégé à l'intérieur du mode principal.

Pour une amplitude de forçage suffisamment forte, nous observons une instabilité paramétrique sous-harmonique, comme dans les expériences numériques, mais la mise en évidence expérimentale constitue un résultat nouveau. Cette instabilité conduit à des transferts d'énergie vers de très petites échelles verticales et, de ce fait, est l'un des mécanismes potentiellement responsables du mélange dans l'océan.

En surmontant le fluide stratifié d'une couche homogène d'eau douce l'énergie du forçage apparaît être concentrée entre la thermocline. Mais aucun soliton ne semble se former à l'interface entre cette couche homogène d'eau douce et le fluide stratifié. De nouvelles expériences sont en cours sur la plate-forme CORIOLIS pour tenter de détecter des solitons.

La définition précité du rayon incident, d'où l'on peut déduire le centre du rayon et y calculer la vitesse longitudinale par exemple, est d'autant plus difficile que le temps croit, suite à l'arrivée des rayons réfléchis. L'application d'une transformée de Hilbert au champ de vitesse, réalisée en collaboration avec Matthieu Mercier et Thierry Dauxois de l'ENS Lyon, permet par filtrage de sélectionner les directions des rayons dans quatre directions possibles. Nous avons ainsi trouvé deux rayons réfléchis en plus des rayons attendus par la théorie, l'un réfléchi presque dans la même direction que le rayon incident et l'autre réfléchi le long de la pente. Cette observation reste encore pour nous inexplicée.

La dynamique de la marée interne est très sensible à la présence d'une couche mélangée au fond, qui apparaît après que plusieurs expériences aient été réalisées. Dans ce cas l'influence de cette couche mélangée sur la réflexion des ondes interne est claire : le faisceau incident se réfléchit sur la frontière de cette couche.

Une seconde série d'expériences a également été menée comme dit plus haut, en cuve tournante. Cette seconde série a permis d'observer l'influence de la rotation sur la dynamique de la marée interne et nos principales conclusions sont les suivantes :

- La valeur maximum du courant barotrope diminue avec l'augmentation de la période de rotation.
- Quand la hauteur d'eau sur talus est plus grande, la valeur maximum du courant barotrope est plus sensible au changement d'amplitude et de fréquence d'oscillation.
- Les ondes stationnaires apparaissent plus tard que dans le cas sans rotation parce que les vitesses de phase sont plus petites.
- La valeur maximum de l'amplitude de vitesse longitudinale est plus grande par rapport au cas sans rotation parce que l'énergie cinétique est plus grande.
- La largeur du faisceau est plus petite de celle du cas sans rotation, un effet qui reste à expliquer.
- L'occurrence d'une instabilité paramétrique sous-harmonique requiert ici que l'amplitude de forçage soit suffisamment élevée, comme dans le cas sans rotation, mais également que $\frac{\omega}{2} > f$. Sous ces conditions, une instabilité se développe, conduisant à des structures quasi horizontales dont l'échelle verticale est fixée par la viscosité.

Ce document fournit des résultats de la première expérience de laboratoire de la marée interne sur la cuve tournante Coriolis ainsi que quelques résultats numériques obtenus par le code MITgcm. Nos expériences proposent une image physique claire de la marée interne produite par la topographie. Nous espérons que ce travail sera une source d'inspiration pour de nombreux travaux visant à mieux comprendre, par l'expérience, ou par des travaux nu-

mériques, la dynamique de la marée interne.

6.2 Perspectives

Nous avons fait le choix de nous intéresser au cours de notre travail à des problèmes qui n'étaient pas au départ dans les objectifs que nous nous étions fixés. Si de nombreuses caractéristiques des ondes internes et des marées internes ont pu être étudiées en détail et estimées, il reste encore des paramètres à tester. Nous avons observé quelques phénomènes qui restent encore pour nous inexplicables et des études supplémentaires sont donc nécessaires pour cela. Ces expériences pourront servir de référence à de futures études théoriques plus complètes. Nous avons également rencontré quelques difficultés pendant nos expériences qui devraient être réglées avant toute nouvelle campagne de mesures. Il serait ainsi utile d'utiliser des amortisseurs sur le piston pour éviter l'occurrence de rayons réfléchis.

Ces mesures expérimentales ont permis de faire un lien avec les modèles numériques par des comparaisons quantitatives précises, facilitées par les champs de vitesse obtenus par CIV. Il est donc nécessaire de poursuivre ce travail en collaboration avec les simulations numériques. Un certain nombre de simulations ont été réalisées en collaboration avec Ivane Pairaud durant son stage post-doctoral au LEGI sous la direction de Chantal Staquet par l'utilisation du modèle MITgcm dans une configuration similaire aux expériences. Le développement d'une méthode d'assimilation de données expérimentales (puis océanique) dans un modèle numérique devrait parvenir à améliorer sensiblement les résultats.

Même dans la configuration très simple que nous avons considérée, un modèle numérique tridimensionnel apparaît donc nécessaire pour reproduire la dynamique des expériences avec rotation. De façon plus générale, il faudrait aborder la génération et la propagation de la marée interne par un talus tridimensionnel, présentant un canyon par exemple.

Annexe A

Des résultats supplémentaires

1.1 Influence de différents paramètres sur la vitesse barotrope en cas sans rotation

Si nous calculons la valeur moyenne de la vitesse sur tous les points d'une ligne verticale qui donne la vitesse barotrope dans un point, nous arrivons à un résultat très connu ; c'est-à-dire que l'augmentation de la hauteur d'eau sur le talus conduit à la diminution de la valeur de vitesse moyenne (\bar{U}).

Nous pouvons voir ce phénomène connu aux figures suivantes. Nous l'expliquons à la section [A.2](#) en cas avec rotation. Aussi, nous discutons sur les paramètres qui ont des effets sur \bar{U} . Explication courte d'effet de ces paramètres en cas sans rotation vient ensuite de ce paragraphe.

1.1.1 L'effet de l'amplitude d'oscillation

Sur les figures (Fig. [A.1](#)) et (Fig. [A.2](#)), nous présentons la valeur de \bar{U} en $x=50$ cm et $x=120$ cm aux expériences à différentes amplitudes d'oscillation. Ces figures montrent que l'augmentation de l'amplitude d'oscillation conduit à l'augmentation de \bar{U} .

1.1.2 L'effet de la période d'oscillation

la figure (Fig. [A.3](#)) et la figure (Fig. [A.1](#)) montrent que \bar{U} diminue avec l'augmentation de la période d'oscillation.

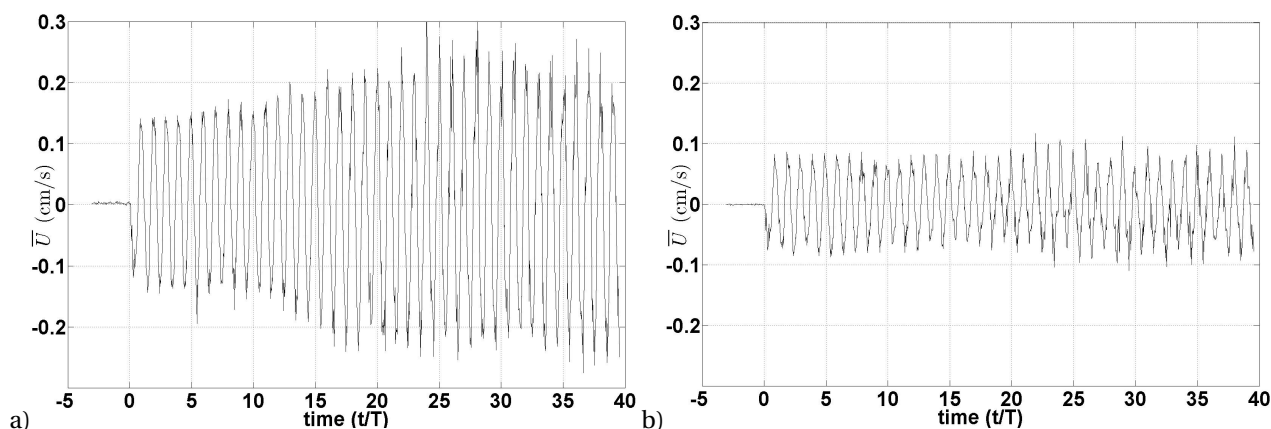


FIG. A.1 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB5 ($T=26.25$ s, $d_0=0.605$ cm).

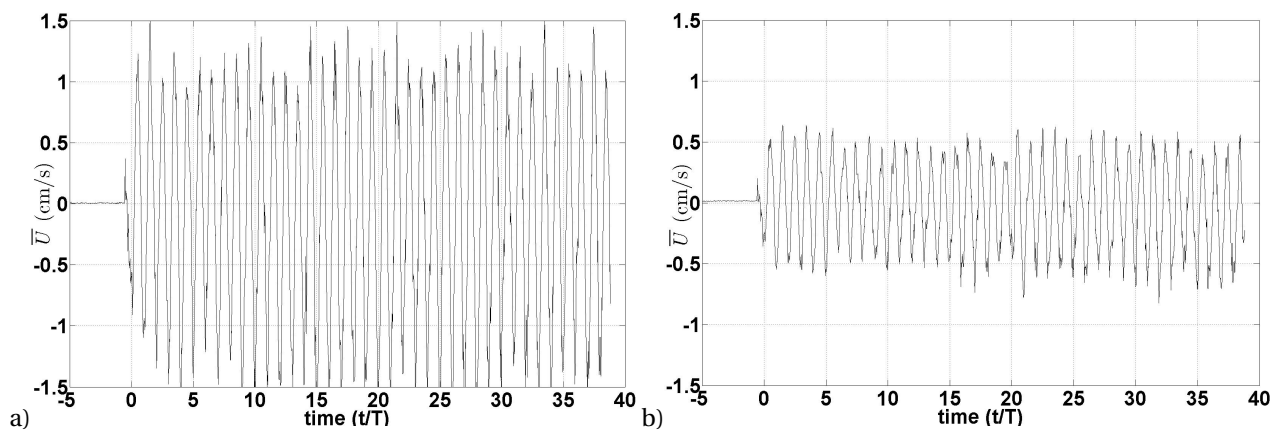


FIG. A.2 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB39 ($T=30.95$ s, $d_0=3.1$ cm).

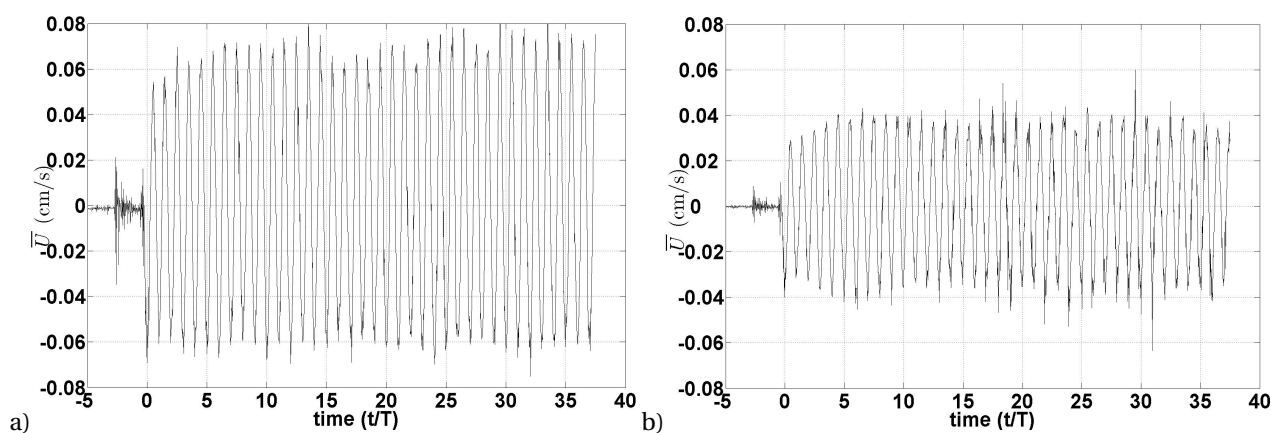


FIG. A.3 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB8 ($T=62.34$ s, $d_0=0.605$ cm).

1.2 Influence de différents paramètres sur la vitesse barotrope pour le cas avec rotation

En comparant la valeur de la vitesse sur les deux points à différentes hauteurs d'eau, pour la valeur de vitesse moyenne sur tous les points de coordonnée y (direction verticale) qui nous présente le courant barotrope dans en point (\bar{U}) sera la même chose ; cela veut dire qu'avec l'augmentation de la hauteur d'eau sur le talus, la valeur de \bar{U} diminue (pour obtenir la vitesse moyenne (\bar{U}), on calcule la somme de la vitesse sur tous les points de chaque ligne verticale et on divise cette somme par le nombre des pics). Ce résultat est bien montré à les figures (Fig. A.4) jusqu'à (Fig. A.9) qui nous présentent la valeur de \bar{U} à $x=50\text{cm}$ et $x=120\text{cm}$. Les valeurs de \bar{U} à $x=50\text{ cm}$ sont environ deux fois plus grandes que celles de $x=120\text{ cm}$; donc on a un relation linéaire parce que la hauteur d'eau de la ligne verticale à $x=120\text{ cm}$ est environ deux fois plus grande que celle de $x=50\text{ cm}$.

Dans les sections qui viennent ensuite de ce paragraphe nous vérifions l'influence de différents paramètres sur la vitesse barotrope en cas avec rotation.

1.2.1 L'effet de l'amplitude d'oscillation

Nous comparons les figures (Fig. A.4) et (Fig. A.5) et les figures (Fig. A.6), (Fig. A.7) et (Fig. A.8) qui ont les mêmes conditions mais avec différentes amplitudes d'oscillation. Avec cette comparaison, nous observons qu'avec changement de l'amplitude d'oscillation la valeur de \bar{U} change et quand l'amplitude d'oscillation diminue, le courant barotrope diminue, aussi.

1.2.2 L'effet de la période d'oscillation

En comparant les figures (Fig. A.8) et (Fig. A.9) nous observons que l'augmentation de la valeur de la période d'oscillation s'accompagne la diminution de la valeur de \bar{U} ; mais la valeur de \bar{U} est plus sensible à la période d'oscillation quand la hauteur d'eau sur talus diminue.

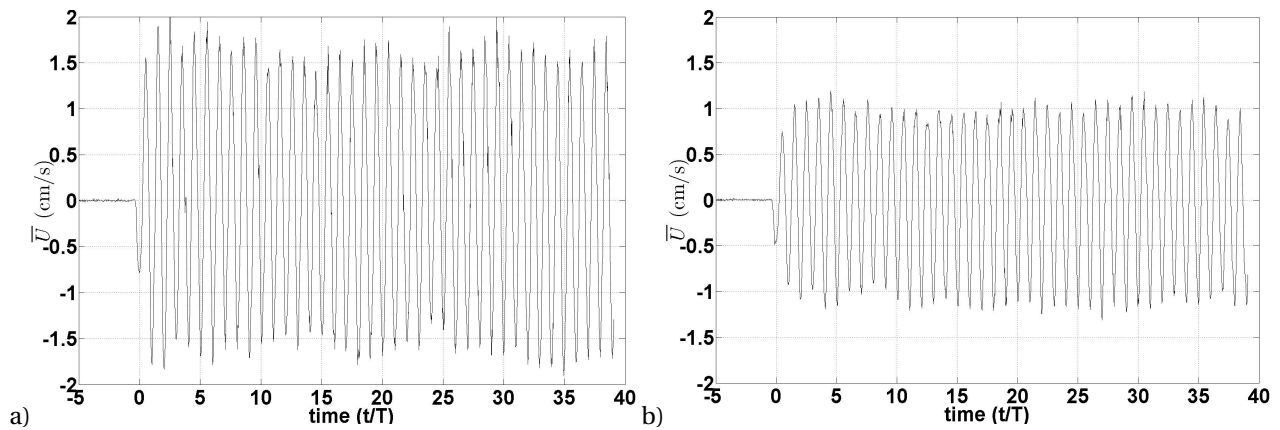


FIG. A.4 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB30 (Tab. 3.1) ; $d_0=3.1$ cm, $T=30.9$ s et $T_R=90$ s.

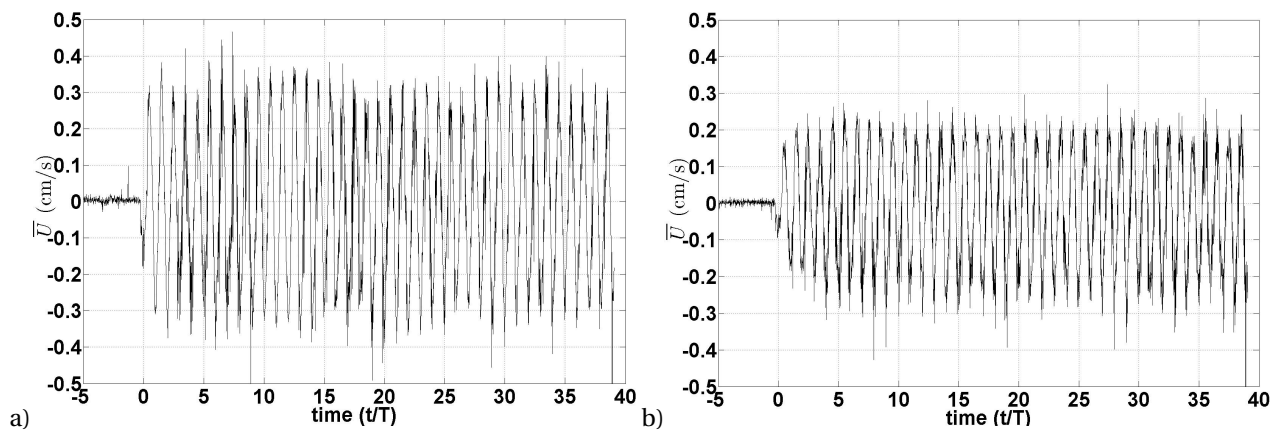


FIG. A.5 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB27 (Tab. 3.1) ; $d_0=0.92$ cm, $T=30.97$ s et $T_R=90$ s.

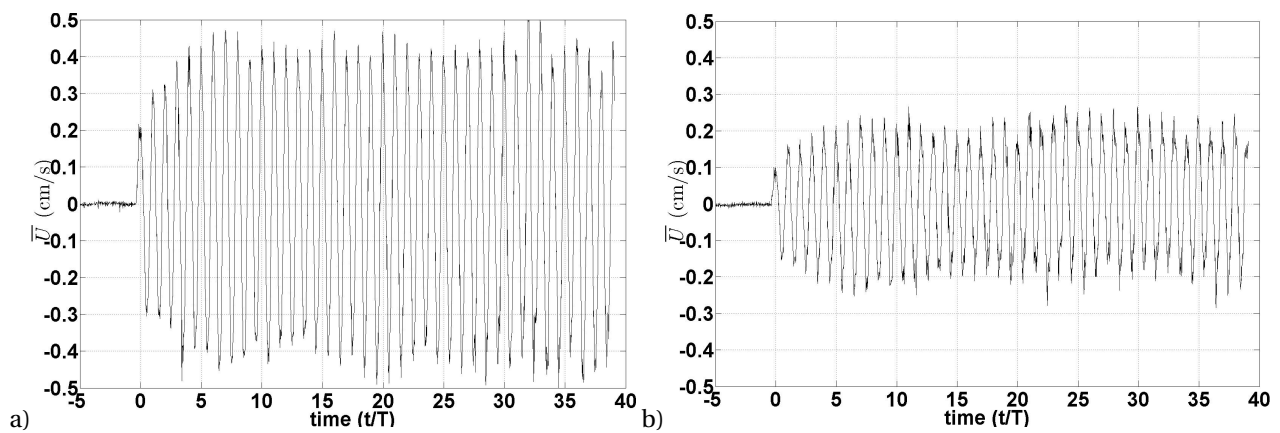


FIG. A.6 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB34 (Tab. 3.1) ; $d_0=0.92$ cm, $T=27.81$ s et $T_R=130$ s.

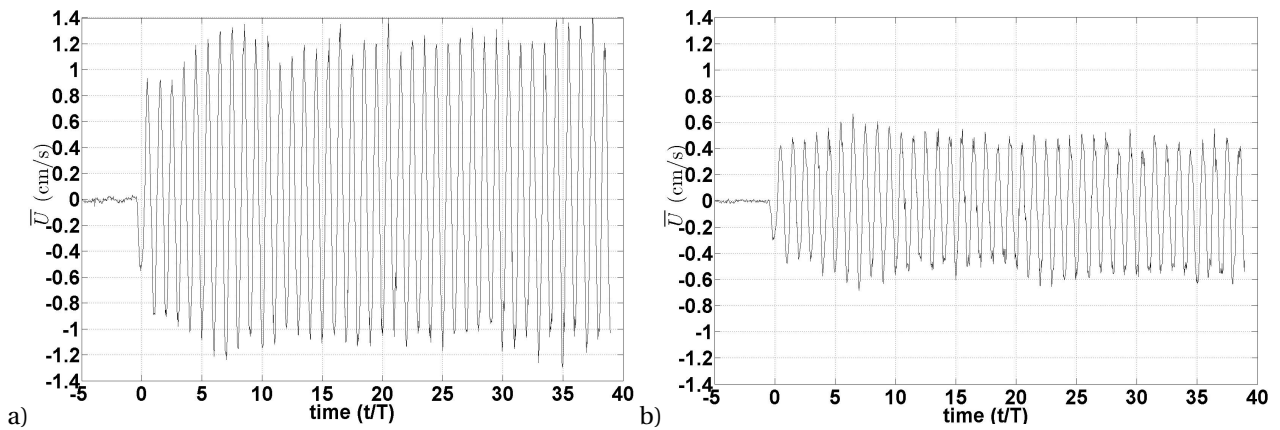


FIG. A.7 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB35 (Tab. 3.1) ; $d_0=2.0$ cm, $T=27.89$ s et $T_R=130$ s.

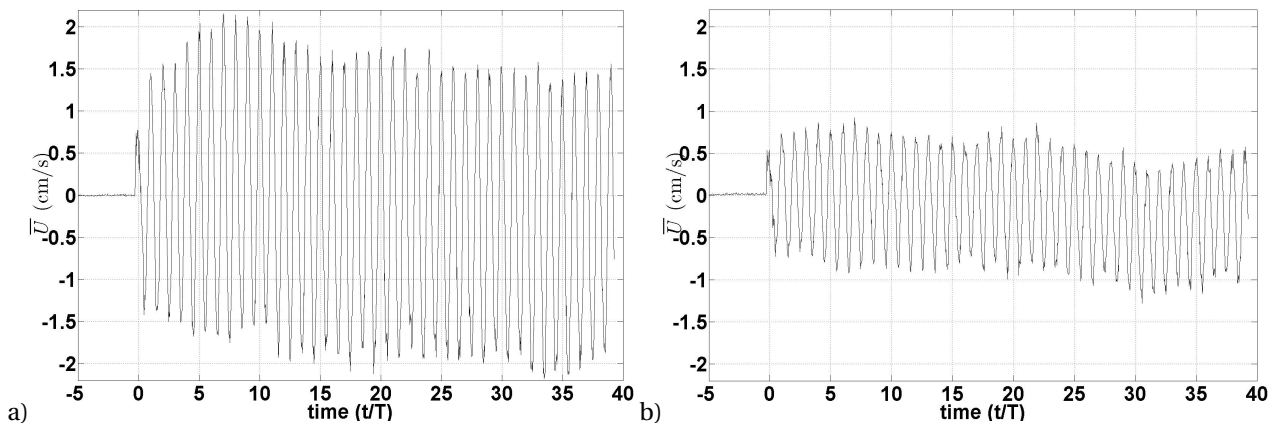


FIG. A.8 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB32 (Tab. 3.1) ; $d_0=3.1$ cm, $T=27.79$ s et $T_R=130$ s.

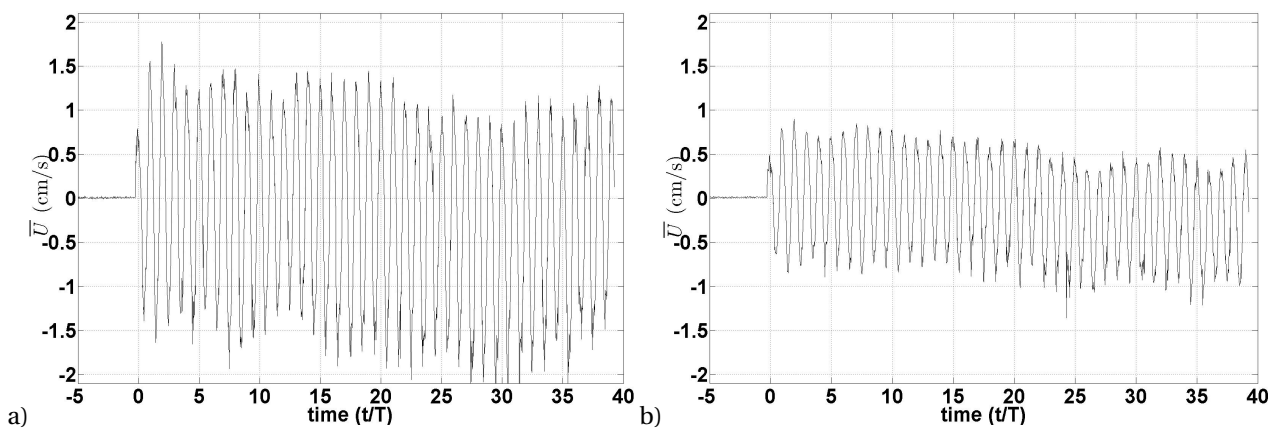


FIG. A.9 – Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB31 (Tab. 3.1) ; $d_0=3.1$ cm, $T=33.9$ s et $T_R=130$ s.

1.2.3 L'effet de la période de la rotation

En comparant les figures (Fig. A.5) et (Fig. A.6) et les figures (Fig. A.4), (Fig. A.9) et (Fig. A.8), nous montrons qu'avec l'augmentation de la période de la rota-

tion, la valeur de \overline{U} diminue. Ici l'effet de la période de la rotation est plus important quand la hauteur d'eau sur talus augmente. Aussi, le maximum et le minimum de la valeur de la vitesse moyenne changent moins quand la période de la rotation est plus petite.

1.3 Transformée de Hilbert

Dans cette section, nous montrons des autres d'exemples de l'application de la transformée de Hilbert aux expériences comme la section 4.11.2. Sur la figure (Fig. A.10), nous montrons la partie réelle de la transformée de Hilbert et sur la figure (Fig. A.11), nous montrons le phase de la transformée de Hilbert de la vitesse horizontale (u) à la 20ème période pour les expériences EXPB5, 13 et 14. Sur ces deux figures nous pouvons défini les directions des

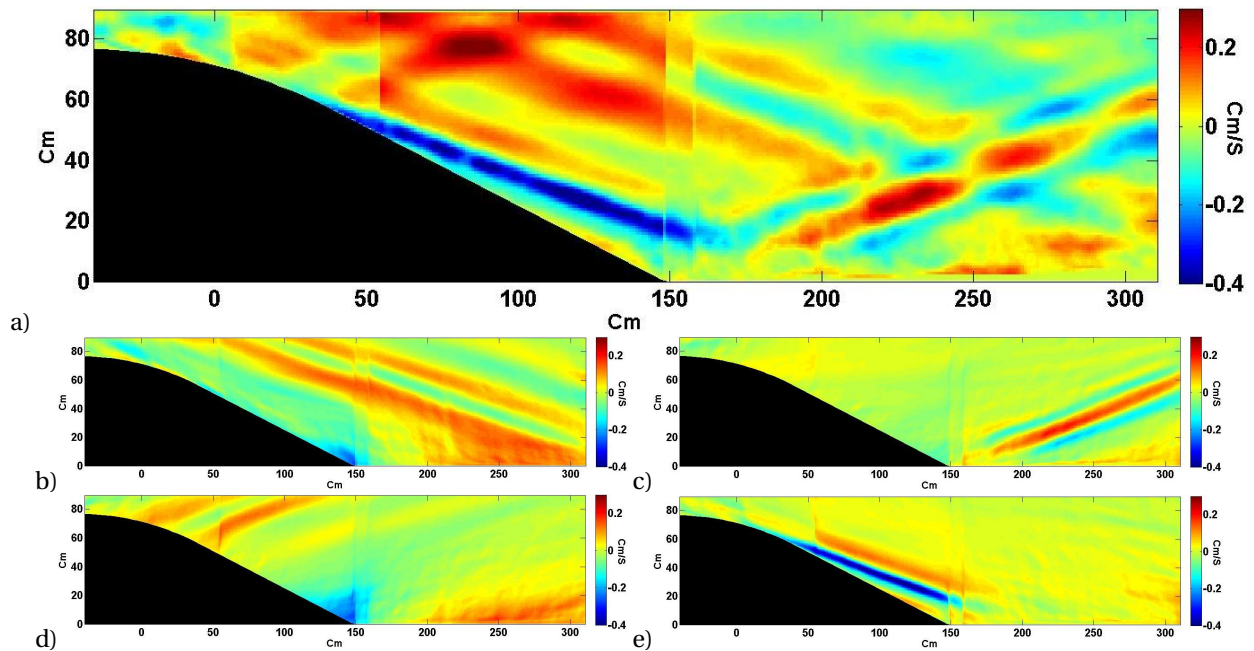


FIG. A.10 – Partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour EXPB5, 13 et 14 (Tab. 3.1) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$.

rayons. Le rayon incident et sa réflexion de la profondeur et des autres rayons réfléchis sont également présenté.

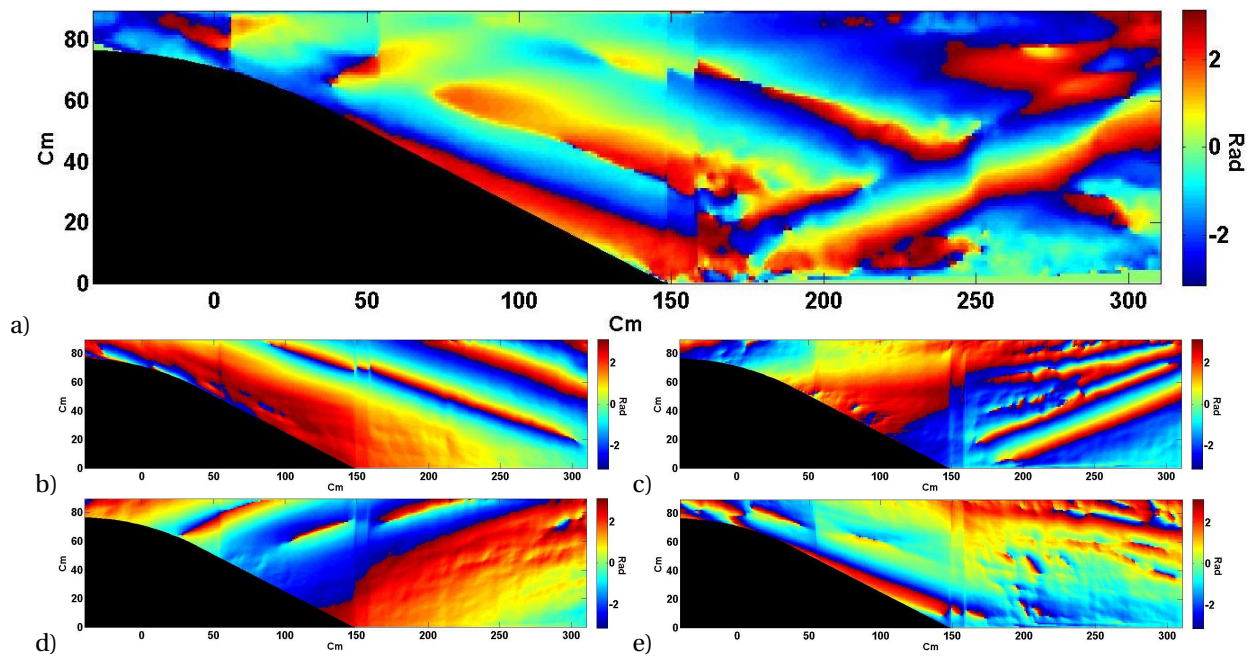


FIG. A.11 – Phase de la transformée de Hilbert de u pour EXPB5, 13 et 14 (Tab. 3.1) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$.

Table des figures

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Signature de surface d'ondes internes dans le sillage d'un bateau [Photo courtesy of Defence Research Establishment Pacific, british Colombia], ([31], p124). | 17 |
| 1.2 | Schéma d'une particule fluide déplacé de sa position d'équilibre dans une stratification stable. La force de rappel est indiquée par une flèche. | 18 |
| 1.3 | Vitesse de phase et vitesse de groupe des ondes internes (Source : GFD-online) | 19 |
| 1.4 | Schéma des ondes internes engendrées par un cylindre oscillant. | 21 |
| 1.5 | a) Ondes internes émises par un cylindre oscillant horizontalement, visualisée par strioscopie classique par Mowbray et Rarity (tiré de [57]). b) Croix de St Andrew dans un fluide stratifié [2]. | 21 |
| 1.6 | Croix de St André dans un fluide stratifié avec un cylindre de grand diamètre [39], a) la théorie, b) l'expérience. | 23 |
| 1.7 | Réflexion des ondes sur une pente, a) pour des ondes non-dispersives ; b) pour des ondes dispersives. | 26 |
| 1.8 | Réflexion d'ondes internes (lignes noires) sur une pente faisant l'angle γ avec l'horizontale en présence d'une pycnocline marquée. (B) : pente sous-critique ($\gamma/c < 1$), (C) : critique pente ($\gamma/c = 1$), (D) : super-critique ($\gamma/c > 1$). L'énergie est piégée au voisinage de la pente dans le cas (C). (tiré de [6] ; voir également [92, 48]). | 27 |
| 1.9 | Réflexion d'une onde sur une paroi plane. | 30 |

| | | |
|------|--|----|
| 1.10 | Réflexion des ondes, a) pour une onde plane b) pour un faisceau d'onde interne ; I est le rayon incident et J est le rayon réfléchi, SH est la deuxième harmonique et TH est la troisième harmonique. | 30 |
| 1.11 | Installation expérimentale : une source d'onde dans un fluide uniformément stratifié crée des faisceaux dont l'un se réfléchit sur la pente. Dans la région où se superposent les faisceaux incident et réfléchi sont créés des faisceaux aux fréquences harmoniques (tiré de [64]). | 31 |
| 1.12 | Réflexion d'ondes sur une pente critique, a) Près de la réflexion critique, Vue schématique du processus de réflexion pour $\gamma \approx \beta$. L'onde réfléchie est le long de la pente, tandis qu'un rayon harmonique généré au lieu de réflexion et représenté avec la ligne pointillée, fait un angle θ avec la pente. (tiré de [12]) ; b) Cas critique pente (tiré de [32]). | 31 |
| 1.13 | a) Figure d'ERS-1 SAR montrant les ondes internes dans les eaux côtières du nord-est de Taiwan le 10 mai 1994. III et IV sont les paquets d'ondes internes (tiré de [91]) ; b) Ondes de gravité visibles sur une couche de stratocumulus marins sur l'Océan Indien le 29 octobre 2003 (Source : NASA/GSFC/LaRC/JPL, MISR Team). | 33 |
| 1.14 | Schéma des transferts de l'énergie des ondes internes : depuis leur génération, par le vent et le passage de la marée au-dessus de la topographie, jusqu'à la dissipation à petite échelle par processus de mélange (tiré de [25]). | 34 |
| 1.15 | On se place dans un référentiel attaché au fluide en mouvement : le talus continental devient une source oscillante. | 34 |
| 1.16 | Rayons d'énergie de la marée interne dans l'océan idéal [29]. | 35 |
| 1.17 | Signature en surface d'ondes internes dans le détroit de Gibraltar, et la mer d'Alboran. Photo prise de la navette spatiale (NASA). | 36 |

- 1.18 Schéma de la génération et de la propagation des ondes internes le long de la thermocline saisonnière en période stratifiée, au niveau du talus Armoricaïn. Les courants de marée interagissent avec la bathymétrie pour induire des oscillations à la période de la marée (12.4 h) au-dessus du talus (zone 1), qui se propagent le long de la thermocline saisonnière vers le plateau continental et vers le large (propagations interfaciales). Des oscillations de courtes périodes (20 à 40 minutes) se forment également au-dessus du talus au-dessus de fortes irrégularités de topographie, sous la forme de trains d'ondes, appelés ondes solitaires ou solitons. Ils ont tendance à augmenter la rugosité de surface, ce qui induit les rides de surface représentées sur ce schéma. En été, la thermocline saisonnière est bien formée et les marées internes sont de grande amplitude sur la verticale, surtout en période de vive-eau. Elles peuvent accentuer le mélange au-dessus du talus et contribuer au refroidissement des eaux de surface. En automne, la thermocline saisonnière est moins marquée et les oscillations vers la plaine sont atténuées dès la première longueur d'onde. Elles redeviennent plus importantes à environ 150 km du haut du talus, au niveau de la zone 2 (milieu de la plaine abyssale) qui correspond à la résurgence du rayon d'énergie propagé depuis le haut du talus vers la plaine au niveau de la thermocline. Cette zone correspond aussi à un lieu de génération des solitons (tiré de [63]). 39
- 2.1 Champ de vitesse u après 15 périodes de marée pour un profil de température linéaire associé à une différence de température de 8.15°C (les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion). 44

| | | |
|-----|--|----|
| 2.2 | Champ de température après 15 périodes de marée pour un profil de température linéaire associé à une différence de température de 8.15°C (les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion). | 45 |
| 2.3 | Champ de vitesse u après 10 périodes de marée pour un profil de température linéaire associé à une différence de température de 16.31°C (les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion). | 46 |
| 2.4 | Cas d'une thermocline peu marquée. a) Profil vertical de température et topographie ; b) Profil vertical de température ; c) Fréquence de Brunt-Väisälä (N) correspondante. | 47 |
| 2.5 | Champ de vitesse u après 15 périodes de marée pour un profil de température non-linéaire (thermocline) et une différence de température de 5°C entre la surface et le fond (voir la figure (Fig. 2.4)) ; les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion si le profil de température était linéaire. | 48 |
| 2.6 | Cas d'une thermocline plus raide. a) Profil vertical de température et topographie ; b) Profil vertical de température ; c) Fréquence de Brunt-Väisälä (N) correspondante. | 49 |
| 2.7 | Champ de vitesse u après 15 périodes de marée avec une thermocline plus raide et une différence de température de 5°C entre la surface et le fond (voir la figure (Fig. 2.6)) ; les lignes de tirets blancs montrent la direction obtenue par la relation de dispersion si le profil de température était linéaire. | 50 |
| 2.8 | Comparaison du cas avec une thermocline peu marquée (la figure (Fig. 2.4)) (image en haut) au cas avec un profil de température linéaire (image en bas) ; tracé de la composante horizontale du champ de vitesse à 2000 m sous la surface après 15 périodes. | 51 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.9 | Champ de vitesse verticale (w) après 15 périodes de marée pour un profil de température non-linéaire (thermocline) et une différence de température de 5°C entre la surface et le fond (voir la figure (Fig. 2.4)). | 52 |
| 2.10 | Amplitude du mode principal de la vitesse horizontale ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) calculée entre la 5ème et la 7ème période pour l'expérience GERK48. | 52 |
| 2.11 | Amplitude du mode principal de la vitesse verticale ($A_1(w)$ (Eq. 4.9)) calculée entre la 5ème et la 7ème période pour l'expérience GERK48. | 53 |
| 2.12 | Comparaison du cas non-hydrostatique (image en haut) au cas hydrostatique (image en bas) ; champ u obtenu à 2000 m sous de la surface après 15 périodes pour une thermocline peu marquée. | 53 |
| 2.13 | Champ de vitesse u après 10 périodes de la marée avec une thermocline plus raide et une différence de température de 5°C entre la surface et le fond (voir la figure (Fig. 2.6)), obtenu par le code parallèle. | 54 |
| 2.14 | Champ de vitesse u après 9 périodes de marée obtenu par le code parallèle pour les conditions de l'expérience EXPB5 (voir tableau 3.1 du chapitre 3). | 55 |
| 2.15 | Zoom de la figure (FIG. 2.14). | 56 |
| 3.1 | Photo de la grande cuve tournante Coriolis, pendant l'installation du talus | 59 |
| 3.2 | a) Schéma de la position de la caméra et de la tranche laser par rapport au talus et au canal. b) Un exemple d'image de particules brillantes. | 62 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.3 | Vélocimétrie par Corrélation d'Images (CIV). a) Image de PIV pour $t=80(s)$ pour EXPB5. b) Image de PIV à $t=80+dt$; $dt=1(s)$ pour EXPB5. c et d) Champ de vitesse calculé par CIV entre 2 images consécutives. e) Composante horizontale du champ de vitesse (u) pour EXPB5 entre le temps 80s et 81s après le début de l'expérience. | 63 |
| 3.4 | Schéma de principe du calcul des déplacements par PIV. | 64 |
| 3.5 | Canal et talus utilisés pour nos expériences; a) vue de côté, b) vue de dessus, c) Profil analytique de la topographie. La plaine, le talus continental et le plateau continental sont indiqués. | 65 |
| 3.6 | Dispositif expérimental du canal; vue de dessus. | 67 |
| 3.7 | Dispositif expérimental du talus; vue de côté et trois fenêtres de prise d'images par PIV. | 68 |
| 3.8 | Champs de densité et valeurs de N pour les expériences faites en a) Juin et Juillet 2006, b) Septembre 2006. | 69 |
| 3.9 | Positions des points de mesure des séries temporelles sur le talus. | 70 |
| 3.10 | Position de la fuite d'eau autour du piston; a) vu de derrière du piston b) vu de face du piston. | 76 |
| 4.1 | Champs instantanés de la vitesse horizontale u au début de la 11.5ème période (302 s) pour l'expérience EXPB5 ($\frac{\omega}{N}=0.34$) et angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale (θ). | 78 |
| 4.2 | Courant barotrope normalisé en différentes lignes verticales, pour $\frac{\omega}{N}=0.34$ et $d_0=0.605$ cm (EXPB5, 13 et 14); a) EXPB13 pour $x=40$ cm b) EXPB5 pour $x=50$ cm c) EXPB5 pour $x=120$ cm d) EXPB14 pour $x=280$ cm. | 79 |
| 4.3 | Courant barotrope normalisé et moyenné horizontalement en différents sous domaines a) EXPB13; $-40 \leq x \leq 55$ cm b) EXPB5; $0 \leq x \leq 150$ cm c) EXPB14; $150 \leq x \leq 312$ cm (la plaine abyssale) d) EXPB39; $0 \leq x \leq 150$ cm mais avec une amplitude d'oscillation plus grande. | 80 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.4 | Amplitude du courant barotrope normalisé et amplitude du flux du courant barotrope normalisé pour le mode principal, calculé de la deuxième à la 18ème période, entre $x=38$ cm et $x=113$ cm et entre $x=188$ cm et $x=288$ cm pour les expériences EXPB5 et EXPB14 ($\frac{\omega}{N}=0.34$ et $d_0=0.605$ cm). | 81 |
| 4.5 | Valeur de \bar{U}_{norm} en un point : a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB5 ($T=26.25$ s, $d_0=0.605$ cm). | 82 |
| 4.6 | Valeur de \bar{U}_{norm} en un point : a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à EXPB39 ($T=30.95$ s, $d_0=3.1$ cm). | 82 |
| 4.7 | Valeur de \bar{U}_{norm} en $x=50$ cm à EXPB8 ($T=62.34$ s, $d_0=0.605$ cm). | 83 |
| 4.8 | Valeur de U_{norm} pour le point $x=50$ cm et $y=70$ cm à l'expérience a) EXPB39 ($T=30.95$ s, $d_0=3.1$ cm), b) EXPB38 ($T=41.27$ s, $d_0=3.1$ cm). | 85 |
| 4.9 | Valeur de U_{norm} pour les points $y=80$ cm et a) $x=50$ cm ; b) $x=120$ cm à l'expérience EXPB5 ($T=26.25$ s, $d_0=0.605$ cm). | 86 |
| 4.10 | Séries temporelles de u sur les points avec $x=120$ cm (Fig. 3.9) et $\bar{U} \times 5$ | 87 |
| 4.11 | Position de la ligne perpendiculaire au rayon (lignes tirées) et sa direction (flèche). | 88 |
| 4.12 | Enveloppe de la vitesse longitudinale u_S suivant la direction perpendiculaire au rayon σ à la : a) 3ème période ; b) 5ème période ; c) 12ème période ; d) 16ème période ; e) 22ème période ; f) 24ème période ; g) 34ème période pour l'expérience EXPB5. | 89 |
| 4.13 | Amplitude de la vitesse longitudinale pour le rayon d'incident principal de l'expérience EXPB5. | 90 |
| 4.14 | Amplitude de la vitesse horizontale pour le mode principal $A_1(u)$ calculé du début du calcul jusqu'à la 39ème période pour l'expérience EXPB5, les valeurs de l'amplitude de la vitesse sont en centimètres par seconde. | 92 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.15 | Distribution spatiale du champ $A_1(u)$ pour l'expérience EXPB5 calculé a) de la 3ème à la 5ème période b) de la 18ème à la 22ème période. La position du rayon est indiquée en traits pointillés noirs et une ligne perpendiculaire au rayon en traits pointillés blancs. Le tracé de $A_1(u)$ suivant cette ligne est représenté sur les figures c) et d) respectivement. | 93 |
| 4.16 | Valeur de l'amplitude de la vitesse horizontale ($A_1(u)$) suivant la direction perpendiculaire au rayon (σ) tracée sur la figure (Fig. 4.15-a et b) pour l'expérience EXPB5 pour différents intervalles de temps. | 94 |
| 4.17 | Valeur maximum de $A_1(u)$ pour le rayon incident en fonction du temps calculé à partir de la figure (Fig. 4.16). | 95 |
| 4.18 | Lignes perpendiculaires au rayon et ligne le long du rayon pour l'amplitude de la vitesse horizontale calculée entre la 5ème période et la 7ème période pour l'expérience EXPB5. | 95 |
| 4.19 | Amplitude de la vitesse horizontale calculée entre la 5ème et la 7ème période pour l'expérience EXPB5 sur les lignes perpendiculaires au rayon de la figure (Fig. 4.18). | 96 |
| 4.20 | Amplitude de la vitesse horizontale calculée entre la 5ème et la 7ème période pour l'expérience EXPB5 sur la ligne le long du rayon de la figure (Fig. 4.18). | 97 |
| 4.21 | Largeur du faisceau sur les lignes perpendiculaires au rayon présenté à la figure (Fig. 4.18) pour l'expérience EXPB5 calculé entre la 5ème et la 7ème période. | 98 |
| 4.22 | Méthode de calcul de la vitesse de phase au milieu du faisceau a) Champ de phase entre la 3ème et la 5ème période pour la vitesse horizontale de l'expérience EXPB5 ($\varphi_1(u)$) et position de la ligne perpendiculaire au rayon b) Valeur de la phase sur la ligne perpendiculaire au rayon en direction de σ , présentée à l'image (a) c) Valeur de la phase au milieu du faisceau et calcul du gradient de phase sur cette image, le $\nabla\varphi$ est égal 0.18 rad/cm pour ces conditions. | 99 |

| | |
|---|-----|
| 4.23 Champs instantanés de la vitesse horizontale U au début de la 4.5ème période pour les expériences : a) EXPB5, $d_0 = 0.605\text{ cm}$ b) EXPB37, $d_0 = 2\text{ cm}$ c) EXPB39, $d_0 = 3.1\text{ cm}$ | 102 |
| 4.24 Sinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{b_2}{2}$ (Eq. 4.8)) calculé entre la 8ème et la 12ème période pour l'expérience EXPB5,13 et 14 ($\frac{\omega}{N}=0.34$, $d_0=0.605\text{ cm}$). | 104 |
| 4.25 Sinus du mode principal de la vitesse horizontale ($\frac{b_1}{2}$ (Eq. 4.8)) calculé entre la 8ème et la 12ème période pour l'expérience EXPB5,13 et 14 ($\frac{\omega}{N}=0.34$, $d_0=0.605\text{ cm}$). | 105 |
| 4.26 Cosinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{a_2}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB18 ($\frac{\omega}{N}=0.14$, $d_0=0.605\text{ cm}$). | 105 |
| 4.27 Cosinus de la troisième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{a_3}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB18 ($\frac{\omega}{N}=0.14$, $d_0=0.605\text{ cm}$). | 106 |
| 4.28 Amplitude a) du mode principal de la vitesse horizontale ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) et b) de la deuxième harmonique ($A_2(u)$); calculée entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience GERK7 ($\frac{\omega}{N}=0.34$ et $d_0=0.605\text{ cm}$). | 106 |
| 4.29 Amplitude a) du mode principal de la vitesse horizontale ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) et b) de la deuxième harmonique ($A_2(u)$); calculée entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience GERK12 ($\frac{\omega}{N}=0.34$ et $d_0=2.0\text{ cm}$). | 107 |
| 4.30 Amplitude de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($A_2(u)$ (Eq. 4.9)) calculée entre la 14ème et la 18ème période pour l'expérience GERK48. | 108 |
| 4.31 Amplitude du mode principal de la vitesse horizontale ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) calculée entre la 14ème et la 18ème période pour l'expérience GERK48. | 108 |

- 4.32 a) Sinus du mode principal de u ($\frac{b_1}{2}$ (Eq. 4.8)) calculé entre la 13ème et la 17ème période ; Amplitude de la sous harmonique de U ($A_{\frac{1}{2}}(u)$ (Eq. 4.9)) calculé : b) entre la 8ème et la 12ème période c) entre la 13ème et la 17ème période d) entre la 18ème et la 22ème période e) entre la 23ème et la 27ème période f) entre la 28ème et la 36ème période, pour l'expérience EXPB37 ($T=31.0$ s, $d_0=2.0$ cm). 110
- 4.33 Amplitude du mode sous-harmonique de u , $A_{\frac{1}{2}}(u)$, calculé entre la 22ème et la 25ème période pour l'expérience numérique de période d'oscillation 26.1 s et d'amplitude d'oscillation 0.24 m, obtenu par le code numérique (calcul de I. Pairaud & C. Staquet).111
- 4.34 Cosinus du mode principal de la vitesse horizontale ($\frac{a_1}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience GERK7 et les directions de la vitesse de phase (C_P) et de la vitesse de groupe (V_g). 111
- 4.35 Cosinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{a_2}{2}$ (Eq. 4.7)) calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience GERK7 et les directions de la vitesse de phase (C_P) et de la vitesse de groupe (V_g). 111
- 4.36 a) Quatre parties différents pour vecteurs d'onde à espace de Fourier (A : $k_x > 0, k_y > 0$; B : $k_x > 0, k_y < 0$; C : $k_x < 0, k_y < 0$; D : $k_x < 0, k_y > 0$) b) Quatre configurations possibles de la propagation de la vitesse de groupe C_g et de la vitesse de phase C_p d'ondes planes. 114
- 4.37 Partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour GERK7 (Tab. 3.2) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$ 115
- 4.38 Phase de la transformée de Hilbert de u pour GERK7 (Tab. 3.2) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$ 116

| | | |
|------|--|-----|
| 4.39 | A la 20ème période de GERK7 (Tab. 3.2) : a) le champ instantané de u ; b) la partie réelle de la transformée de Hilbert de u ; c) la partie réelle de la transformée de Hilbert de u , après le filtrage de l'espace pour la zone D : $k_x < 0, k_y > 0$; d) la partie réelle de la transformée de Hilbert de u , après le filtrage de l'espace pour la zone A : $k_x > 0, k_y > 0$ | 118 |
| 4.40 | Partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour EXPB39 (Tab. 3.1) à la 20ème période : a) après le filtrage de l'espace pour C : $k_x < 0, k_y < 0$; b) après le filtrage de l'espace pour B : $k_x > 0, k_y < 0$; c) après le filtrage de l'espace pour D : $k_x < 0, k_y > 0$; d) après le filtrage de l'espace pour A : $k_x > 0, k_y > 0$ | 119 |
| 4.41 | Phase de la transformée de Hilbert de u pour EXPB39 (Tab. 3.1) à la 20ème période a) après le filtrage de l'espace pour D : $k_x < 0, k_y > 0$; b) après le filtrage de l'espace pour B : $k_x > 0, k_y < 0$. . . | 119 |
| 5.1 | a) Vecteurs du champ de vitesse calculé dans l'expérience EXPB30 à 3.5 périodes après le début d'oscillation du piston (Tab. 3.1). b) Composantes horizontales du champ de vitesse (u) pour EXPB30, 3.5 périodes après le début de l'expérience. | 122 |
| 5.2 | Angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale pour l'expérience EXPB30 (Tab. 3.1) après 3.5 périodes. | 122 |
| 5.3 | Courant barotrope normalisé en différentes lignes verticales pour les expériences EXPB30 ($T=30.90$ s ; $d_0=3.1$ cm ; $T_R=90$ s) et EXPB39 ($T=30.95$ s ; $d_0=3.1$ cm ; $T_R = \infty$) ; a) EXPB30 pour $x=50$ cm b) EXPB30 pour $x=120$ cm c) EXPB39 pour $x=50$ cm d) EXPB39 pour $x=120$ cm. | 123 |
| 5.4 | Courant barotrope normalisé et moyenné en fonction de "X" sur tout le domaine ($0 \leq x \leq 150$ cm) pour l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s). | 124 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.5 | Valeur maximum de \bar{U} à $x=50$ cm et $x=120$ cm en présence de rotation en fonction de d_0 (Tab. 5.1); $U90^{**}$ est la valeur maximum de \bar{U} pour la période de rotation (T_R) égale 90 s et $U130^{**}$ est la valeur maximum de \bar{U} pour la période de rotation (T_R) égale 130 s. | 125 |
| 5.6 | Valeur maximum de \bar{U}_{norm} à $x=50$ cm et $x=120$ cm en présence de rotation en fonction de d_0 (Tab. 5.2); $U90^*$ est la valeur maximum de u normalisée et moyennée avec la période de rotation (T_R) égale 90 s et $U130^*$ est la valeur maximum de u normalisée et moyennée avec la période de rotation (T_R) égale 130 s. | 127 |
| 5.7 | Valeur de \bar{U}_{norm} à, a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm pour l'expérience EXPB30 (Tab. 3.1). | 127 |
| 5.8 | Valeur de \bar{U}_{norm} à, a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm pour l'expérience EXPB34 (Tab. 3.1); $d_0=0.92$ cm, $T=27.81$ S et $T_R=130$ S. | 128 |
| 5.9 | Valeur de la composante horizontale de vitesse u normalisée par rapport à la vitesse du piston pour l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s) pour le point $x=120$ cm et $y=45$ cm. . . | 130 |
| 5.10 | Valeur de u normalisée par rapport à la vitesse du piston pour le point $x=50$ cm et $y=70$ cm pour l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s). | 131 |
| 5.11 | Valeur de u normalisée par rapport à la vitesse du piston pour les points $y=80$ cm et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à l'expérience EXPB30. | 132 |
| 5.12 | Enveloppe de la vitesse longitudinale u_s suivant la direction perpendiculaire au rayon σ à la : a) 3ème période; b) 5ème période; c) 12ème période; d) 16ème période; e) 24ème période; f) 34ème période pour l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s) et à la 3ème période pour g) l'expérience EXPB32 (T_R plus grande); h) l'expérience EXPB39 (sans rotation). | 134 |
| 5.13 | Amplitude de la vitesse longitudinale pour le rayon incident principal de l'expérience EXPB30 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.90$ s et $T_R=90$ s). | 135 |

| | |
|---|-----|
| 5.14 Valeur de l'amplitude de la vitesse horizontale ($A_1(u)$) suivant la direction perpendiculaire au rayon (σ) pour l'expérience EXPB30 pour différents intervalles de temps. | 136 |
| 5.15 Valeur de l'amplitude de la vitesse horizontale ($A_1(u)$) suivant la direction perpendiculaire au rayon (σ) pour différents intervalles de temps pour a) l'expérience EXPB32 ($d_0=3.1$ cm, $T=27.79$ s et $T_R=130$ s) ; b) l'expérience EXPB39 ($d_0=3.1$ cm, $T=30.95$ s et $T_R = \infty$). | 136 |
| 5.16 Lignes perpendiculaires au rayon pour l'amplitude de la vitesse horizontale calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB33. Les lignes sont distants entre elles de 10 cm. | 137 |
| 5.17 Amplitude de la vitesse horizontale calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB33 sur les lignes perpendiculaires au rayon de la figure (Fig. 5.16). | 138 |
| 5.18 Largeur du faisceau à partir de $A_1(u)$ et calculé entre la 5ème et la 7ème période pour $\omega d_0=0.145$ cm/s, $T_R = \infty$ s, $d_0=0.605$ cm, $\theta=19.7^\circ$ (EXPB5) et pour $\omega d_0=0.17$ cm/s, $T_R=130$ s, $d_0=0.92$ cm, $\theta=12.7^\circ$ (EXPB33). | 139 |
| 5.19 a) Sinus de la deuxième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{b_2}{2}$ (Eq. 4.8)) et b) sinus de la troisième harmonique de la vitesse horizontale ($\frac{b_3}{2}$ (Eq. 4.8)) ; calculé entre la 26ème et la 34ème période pour l'expérience EXPB30. | 143 |
| 5.20 Amplitude du mode principal de u ($A_1(u)$ (Eq. 4.9)) calculé entre la 3ème et la 5ème période ; amplitude de la sous harmonique de u ($A_{\frac{1}{2}}(u)$ (Eq. 4.9)) calculé : b) entre la 3ème et la 5ème période, c) entre la 5ème et la 7ème période, d) entre la 8ème et la 12ème période, e) entre la 18ème et la 22ème période, f) entre la 26ème et la 34ème période, pour l'expérience EXPB32 ($d_0=3.1$ cm, $T=27.79$ s et $T_R=130$ s). | 144 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.21 | Partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour EXPB30 (Tab. 3.1) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$ | 146 |
| 5.22 | Partie réelle de la transformée de Hilbert de ν pour EXPB30 (Tab. 3.1) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$ | 147 |
| A.1 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB5 ($T=26.25$ s, $d_0=0.605$ cm). | ii |
| A.2 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB39 ($T=30.95$ s, $d_0=3.1$ cm). | ii |
| A.3 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB8 ($T=62.34$ s, $d_0=0.605$ cm). | ii |
| A.4 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB30 (Tab. 3.1); $d_0=3.1$ cm, $T=30.9$ s et $T_R=90$ s. | iv |
| A.5 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB27 (Tab. 3.1); $d_0=0.92$ cm, $T=30.97$ s et $T_R=90$ s. | iv |
| A.6 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB34 (Tab. 3.1); $d_0=0.92$ cm, $T=27.81$ s et $T_R=130$ s. | iv |
| A.7 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB35 (Tab. 3.1); $d_0=2.0$ cm, $T=27.89$ s et $T_R=130$ s. | v |
| A.8 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB32 (Tab. 3.1); $d_0=3.1$ cm, $T=27.79$ s et $T_R=130$ s. | v |
| A.9 | Valeur de \bar{U} (cm/s) sur les points de y et a) $x=50$ cm; b) $x=120$ cm à EXPB31 (Tab. 3.1); $d_0=3.1$ cm, $T=33.9$ s et $T_R=130$ s. | v |
| A.10 | Partie réelle de la transformée de Hilbert de u pour EXPB5, 13 et 14 (Tab. 3.1) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$ | vi |
| A.11 | Phase de la transformée de Hilbert de u pour EXPB5, 13 et 14 (Tab. 3.1) à la 20ème période b) C : $k_x < 0, k_y < 0$; c) B : $k_x > 0, k_y < 0$; d) D : $k_x < 0, k_y > 0$; e) A : $k_x > 0, k_y > 0$ | vii |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 3.1 | Description d'une partie des expériences réalisées ; T est la période d'oscillation, T_R est la période de rotation, d_0 est l'amplitude d'oscillation, N est la fréquence de Brunt-Väisälä et θ est l'angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale obtenu par la relation de dispersion. | 72 |
| 3.2 | Description d'une partie des expériences réalisées ; T est la période d'oscillation, T_R est la période de rotation, d_0 est l'amplitude d'oscillation, N est la fréquence de Brunt-Väisälä et θ est l'angle du rayon d'énergie par rapport à l'horizontale obtenu par la relation de dispersion. | 73 |
| 4.1 | Amplitude du flux du courant barotrope normalisée par rapport à la vitesse d'oscillation. | 84 |
| 4.2 | Changement de la valeur du vecteur d'onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau, largeur du faisceau et π/k ($\lambda/2$ largeur du faisceau) en temps pour l'expérience EXPB5 ; et le maximum de la valeur de $A_1(u)$ qui a déjà été présenté à la figure (Fig. 4.17). | 100 |
| 4.3 | Valeur du vecteur d'onde au milieu du faisceau ($k = \nabla\varphi$), calculé en différents intervalles du temps ; L'objet de ce tableau est de montrer comment la valeur du vecteur d'onde varie quand la période d'oscillation est constante et l'amplitude d'oscillation varie. | 101 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 4.4 | Valeur de la vitesse de phase au milieu du faisceau ($c_p = \omega/k$), calculé en différents intervalles du temps; dans ce tableau, on cherche le changement de la valeur de la vitesse de phase quand la période d'oscillation est constante et l'amplitude d'oscillation varie. | 102 |
| 4.5 | Changement de la valeur du vecteur d'onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau et π/k ($\lambda/2$ largeur du faisceau) sur les lignes perpendiculaires au rayon présenté à la figure (Fig. 4.18) et calculé entre la 5ème et la 7ème période et la valeur de la largeur du faisceau sur les mêmes lignes qui a déjà présenté à la figure (Fig. 4.21) pour l'expérience EXPB5. | 103 |
| 5.1 | Valeur maximum de \bar{U} à $x=50$ cm et $x=120$ cm en présence de la rotation (Fig. 5.5); T est la période d'oscillation, T_R est la période de rotation et d_0 est l'amplitude d'oscillation. | 125 |
| 5.2 | Valeur maximum de \bar{U}_{norm} à $x=50$ cm et $x=120$ cm en présence de rotation (Fig. 5.6); T est la période d'oscillation, T_R est la période de rotation et d_0 est l'amplitude d'oscillation. | 126 |
| 5.3 | Valeur maximum de $A_1(u)$ au milieu du faisceau et la largeur du faisceau sur les lignes perpendiculaires au rayon (voir la figure (Fig. 5.16)) pour l'expérience EXPB33 ($d_0=0.92$ cm, $T=33.93$ s et $T_R=130$ s) calculé entre la 18ème et la 22ème période. | 139 |
| 5.4 | Changement de la valeur du vecteur d'onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau, largeur du faisceau, π/k ($\lambda/2$ est la largeur du faisceau) et le maximum de la valeur de $A_1(u)$ en temps pour l'expérience EXPB33 ($d_0=0.92$ cm, $T=33.93$ s et $T_R=130$ s) sur la ligne numéro 9 de la figure (Fig. 5.16). | 141 |
| 5.5 | Changement de la valeur du vecteur d'onde, la vitesse de phase au milieu du faisceau et π/k ($\lambda/2$ largeur du faisceau) sur les lignes perpendiculaires au rayon présenté à la figure (Fig. 5.16) et calculé entre la 18ème et la 22ème période pour l'expérience EXPB33 ($d_0=0.92$ cm, $T=33.93$ s et $T_R=130$ s). | 142 |

Bibliographie

- [1] R. J. Adrian. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23 :261–304, 1991. [60](#)
- [2] T.R. Akylas and C.C. Mei. *Internal Waves In A Stratified Fluid*. Modul on Waves in Fluids, 2004. [21](#), [ix](#)
- [3] Alper, P. Brandt, A. Rubino, and J. O. I. Backhaus. Recent contributions of remote sensing to the study of internal waves in the straits of gibraltar and messina. *Bulletin de l'institut océanographique, Monaco, Ciem Sciences Series numero 2*, numéro spécial 17 :21–40, 1996. [34](#), [35](#)
- [4] P. G. Baines. On internal tide generation models. *Deep-Sea Res.*, 29 :307–338, 1982. [11](#), [37](#)
- [5] T.H. Bell. Lee waves in stratified flows with simple harmonic time dependence. *Journal of Fluid Mechanics*, 67 :705–722, 1975. [11](#)
- [6] D. A. Cacchione and C. I. Wunsch. Experimental study of internal waves over a slope. *Journal of Fluid Mechanics*, 66 :223–239, 1974. [27](#), [28](#), [30](#), [ix](#)
- [7] Carrère, C. Le provost, and F. Lyard. On the statistical stability of the m2 barotropic and baroclinic tidal characteristics from along-track topeX/poseidon satellite altimetry analysis. *J. Geophys. Res.*, 109 :C03033, 2004. [35](#)
- [8] W.R. Crawford. Tidal mixing and nutrient flux in the waters of southwest british columbia. In Tidal hydrodynamics, editor, *B. Bruce and J. Parker*,

- Editors, Tidal hydrodynamics, Wiley, New York, pp. 855-869. Wiley, New York, 1991. 11*
- [9] V. Croquette and H. Williams. Nonlinear waves of the oscillatory instability on finite convective rolls. *Physica D*, 37 :300–314, 1989. 113
- [10] E. D’Asaro. *A strategy for investigating and modeling internal wave sources and sinks. Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves. Aha Huliko’o Hawaiian Winter Workshop. U. Hawaii at Manoa ; pp. 451-466, 1991. 35*
- [11] T. Dauxois, A. Didier, and E. Falcon. Observation of near-critical reflection of internal waves in a stably stratified fluid. *Phys. Fluids*, 16 :1936, 2004. 31
- [12] T. Dauxois and W.R. Young. Near-critical reflection of internal waves. *J. Fluid Mech.*, 390 :271–295, 1999. 30, 31, x
- [13] I. P. D. De Silva, J. Imberger, and G. N. Ivey. Localized mixing due to a breaking internal wave ray at a sloping bed. *J. Fluid Mech.*, 350 :159–177, 1997. 31, 32
- [14] Sabine Decamp. *Etude en laboratoire d’un courant de gravité turbulent sur un talus continental.* PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, décembre 2005. 57
- [15] G. Didier. *Modélisation et diagnostic de la machine asynchrone en présence de défaillances.* PhD thesis, Université Henri Poincaré - Nancy I, Nancy, France., 2004. 112
- [16] P. G. Drazin. On the instability of an internal gravity wave. *Proceedings of the Royal Society London A*, 356 :411–432, 2004. 109
- [17] G. D. Egbert. Tidal data inversion : interpolation and inference. *Prog. Oceanogr.*, 40 :53–80, 1997. 37

- [18] G. D. Egbert and R. D. Ray. Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature*, 405 :775–778, 2000. [11](#), [35](#)
- [19] C. C. Eriksen. Internal wave reflection and mixing at fieberling guyot,. *J. Geophys. Res.*, 103 (c2) :2977–2994, 1998. [16](#), [25](#)
- [20] A. Fincham and G. Delerce. Advance optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Experiments in Fluids*, 29 :s13–s22, 2000. [61](#)
- [21] A. M. Fincham and G. R. Spedding. Low cost, high resolution dpiv for measurement of turbulent fluid flow. *Exp. Fluids.*, 23 :449–462, 1997. [61](#)
- [22] N. B. Garnier, A. Chiffaudel, and F. Daviaud. Nonlinear dynamics of waves and modulated waves in 1d thermocapillary flows. ii. convective/absolute transitions. *Physica D*, 174 :30–55, 2003. [113](#)
- [23] N. B. Garnier, A. Chiffaudel, F. Daviaud, and A. Prigent. Nonlinear dynamics of waves and modulated waves in 1d thermocapillary flows. i. general presentation and periodic solutions. *Physica D*, 174 :1–29, 2003. [113](#)
- [24] C. Garrett. Internal tides and ocean mixing. *Science*, 301 :1,858–1,859, 2003. [11](#)
- [25] C. Garrett. Mixing with latitude. *Nature*, 422 :477–478, 2003b. [34](#), [x](#)
- [26] C. Garrett and D. Gilbert. Estimates of vertical mixing by internal waves reflected off sloping topography, in small-scale turbulence and mixing in the ocean. *Elsevier Scienti.c.*, 1988. Eds. J.C.J Nihoul and B.M. Janard. [25](#)
- [27] Chris Garrett and Eric Kunze. Internal tide generation in the deep ocean. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 39 :57–87, 2007. [11](#), [33](#), [34](#)
- [28] T. Gerkema. Internal and interfacial tides : beam scattering and local generation of solitary waves. *J. Mar. Res.*, 59 :227–255, 2001. [38](#), [107](#)

- [29] T. Gerkema, C. Staquet, and P. Bouruet-Aubertot. Non-linear effects in internal-tide beams, and mixing. *Ocean Modelling*, 12 :302, 2006. [25](#), [35](#), [x](#)
- [30] D. Gilbert. A search for evidence of critical internal wave reflection on the continental rise and slope off nova scotia. *Atmos.-Ocean*, 31 :99–122, 1993. [28](#)
- [31] A. E. Gill. *Atmosphere - Ocean Dynamics*. Academic Press, 1982. [17](#), [25](#), [ix](#)
- [32] Louis Gostiaux. *Étude expérimentale des ondes de gravité internes en présence de topographie. Émission, propagation, réflexion*. PhD thesis, Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure de Lyon, Lyon, France., 2006. [15](#), [31](#), [x](#)
- [33] Louis Gostiaux and Thierry Dauxois. Laboratory experiments on the generation of internal tidal beams over steep slopes. *PHYSICS OF FLUIDS*, 19 :028102, 2007. [57](#)
- [34] H. Görtler. Über eine schwingungserscheinung in flüssigkeiten mit stabiler dichteschichtung. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 23 :165, 1943. [22](#)
- [35] K. E. Gustafsson. Computations of the energy flux to mixing processes via baroclinic wave drag on barotropic tides. *Deep-Sea Res.*, 48 :2283–2295, 2001. [37](#)
- [36] T. Hibiya. Generation mechanism of internal waves by tidal flow over a sill. *J. Geophys. Res.*, 91 :7696–7708, 1986. [11](#)
- [37] P. E. Holloway, E. Pelinovsky, T. Talipova, and B. Barnes. A nonlinear model of internal tide transformation on the australian north west shelf. *J. Phys. Ocean.*, 27 :871–896, 1997. [11](#)

- [38] Youna Hu. The effects of the earth's rotation on internal wave near-resonant triads and weakly nonlinear models. Master's thesis, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, Canada, 2007. [139](#)
- [39] D.G. Hurley and G. Keady. The generation of internal waves by vibrating elliptic cylinders. part 2. approximate viscous solution. *J. Fluid Mech.*, 351 :119–138, 1997. [22](#), [23](#), [112](#), [ix](#)
- [40] G. N. Ivey and R. I. Nokes. Vertical mixing due to the breaking of critical internal waves on sloping boundaries. *J. Fluid Mech.*, 204 :479–500, 1989. [28](#), [30](#)
- [41] G.N. Ivey, K.B. Winters, and I.P.D. Desilva. Turbulent mixing in a sloping benthic boundary layer energized by internal waves. *J. Fluid Mech.*, 418 :59, 2000. [31](#), [32](#)
- [42] A. Javam, J. Imberger, and S.W. Armfield. Numerical study of internal wave reflection from sloping boundaries. *J. Fluid Mech.*, 396 :183, 1999. [31](#), [32](#)
- [43] A. Javam, J. Imberger, and S.W. Armfield. Numerical study of internal wave-wave interactions in a stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, 415 :65, 2000. [32](#)
- [44] S.R. Jayne and L. C. St Laurent. Parametrizing tidal dissipation over rough topography. *Geophys. Res. Lett.*, 28 :811, 2001. [11](#)
- [45] L. H. Kantha and C. C. Tierney. Global baroclinic tides. *Prog. Oceanogr.*, 40 :163–178, 1997. [37](#)
- [46] C. R. Koudella and C. Staquet. Instability mechanisms of a two-dimensional progressive internal gravity wave. *J. Fluid Mech.*, 548 :165–196, 2006. [143](#)
- [47] P. Kundu. *Fluid mechanics*. Academic Press, 1990. [18](#)

- [48] E. Kunze and S. G. Llewellyn Smith. The role of small-scale topography in turbulent mixing of the global ocean. *J. Oceanography*, 17 :1, 2003. [27](#), [ix](#)
- [49] K.G. Lamb. Nonlinear interaction among internal wave beams generated by tidal over supercritical topography. *Geophys. Res. Lett.*, 31 :L09313, 2004. [30](#)
- [50] J. Lighthill. *Waves in fluids*. Cambridge, 1978. [18](#)
- [51] F. Lyard and C. Le Provost. Energy budget of the tidal hydrodynamic model fes94.1. *Geophys. Res. Lett.*, 24 :687–690, 1997. [37](#)
- [52] J. Marshall, A. Adcroft, C. Hill, L. Perelman, and C. Heisey. A finite-volume, incompressible navier-stokes model for studies of the ocean on parallel computers. *J. Fluid Mech.*, 28 :1–16, 1977. [41](#)
- [53] Mercier, Garnier, and T. Dauxois. Démodulation complexe de signaux expérimentaux appliquée aux ondes internes. In *Non Linéaire Publications*, Bât.510, Université de Paris-sud, 91405 Orsay, 2008. [112](#)
- [54] Mercier, Garnier, and T. Dauxois. Hilbert transform applied to experimental data tackling internal waves issues. *Physics of Fluids*, 2008. soumis. [112](#), [115](#)
- [55] R.R. Mied. The occurrence of parametric instabilities in finite-amplitude internal gravity waves. *J. Fluid Mech.*, 78 :763–784, 1976. [109](#)
- [56] E. G. Morozov. Semidiurnal internal wave global field. *Deep-Sea Res.*, 42 :135–148, 1995. [37](#)
- [57] D. E. Mowbray and B. S. H. Rarity. A theoretical and experimental investigation of the phase configuration of internal waves of small amplitude in a density-stratified liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 28 :1, 1967. [16](#), [20](#), [21](#), [22](#), [ix](#)
- [58] W. Munk and C. Wunsch. The moon and mixing : Abyssal recipes ii. *Deep-Sea Research*, 45 :1977–2010, 1998. [11](#)

- [59] A. L. New and R. D. Pingree. Large-amplitude internal soliton packets in the central bay of biscay. *Deep-Sea Res.*, 37 :513–524, 1990. [38](#), [107](#)
- [60] A. L. New and J. C. B. Da Silva. Remote-sensing evidence for the local generation of internal soliton packets in the central bay of biscay. *Deep-Sea Res.*, 49 :915–934, 2002. [38](#)
- [61] I. Pairaud, C. Staquet, J. Sommeria, and M. Mehdizadeh. internal tide generation and propagation near a continental shelf : experimental and numerical modeling approaches. In *IUGG XXIV General Assembly*, Perugia, Italy, July 2-13 2007. [150](#)
- [62] I. Pairaud, C. Staquet, J. Sommeria, and M. Mehdizadeh. Propagation of the internal tide from a continental slope in a closed domain. 2008. [150](#)
- [63] Ivane Pairaud. *Modélisation et analyse de la marée interne dans le golfe de Gascogne*. PhD thesis, UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER, TOULOUSE, France, 2005. [15](#), [37](#), [39](#), [40](#), [150](#), [xi](#)
- [64] T. Peacock and A. Tabaei. Visualization of nonlinear effects in reflecting internal wave beams. *Phys. Fluids*, 17, 061702 :1–4, 2005. [31](#), [150](#), [x](#)
- [65] T. Peacock and P. Weidman. The effect of rotation on conical wave beams in a stratified fluid. *Experiments in Fluids*, 39, 1 :32–37, 2005. [150](#)
- [66] E. T. Petruncio, L. K. Rosenfeld, and J. D. Paduan. Observations of the internal tide in monterey canyon. *J. Phys. Ocean.*, 28 :1873–1903, 1998. [25](#)
- [67] O.M. Philips. On flows induced by diffusion in a stably stratified fluid. *Deep-Sea Res.*, A 17 :435–443, 1970. [26](#)
- [68] R. D. Pingree, G. T. Mardell, and A. L. New. Propagation of internal tides from the upper slopes of the bay of biscay. *Nature*, 321 :154–158, 1986. [11](#)

- [69] R. D. Pingree and A. L. New. Structure, seasonal development and sun-glint spatial coherence of the internal tide on the celtic and armorican shelves and in the bay of biscay. *Deep-Sea Res.*, 42 :245–284, 1995. [39](#)
- [70] R. D. Ray and G. T. Mitchum. Surface manifestation of internal tides in the deep ocean : observations from altimetry and island gauges. *Prog. Oceanogr.*, 40 :135–162, 1997. [40](#)
- [71] D. L. Rudnick, T. J. Boyd, R. E. Brinard, G. S. Carter, and G. D. Egbert. From tides to mixing along the hawaiian ridge. *Science*, 301 :355–357, 2003. [35](#)
- [72] F. Schott. On the energetics of baroclinic tides in the north atlantic. *Ann. Geophys.*, 33 :41–62, 1977. [37](#)
- [73] B. Sjöberg and A. Stigebrandt. Computations of the geographical distribution of the energy flux to mixing processes via internal tides and the associated vertical circulation in the ocean. *Deep-Sea Res.*, pages 269–291, 1992. [37](#)
- [74] D. N. Slinn and J. J. Riley. Turbulent mixing in the oceanic boundary layer caused by internal wave reflection from sloping terrain. *Dyn. Atmos. Oceans*, 24 :51–62, 1996. [28](#)
- [75] D.N. Slinn and J.J. Riley. Turbulent dynamics of a critically reflecting internal gravity wave. *Theoret. Comp. Fl. Dyn.*, 11 :281, 1998. [30](#)
- [76] S. G. L. Smith and W. R. Young. Conversion of the barotropic tide. *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 2002. [35](#)
- [77] L. C. St Laurent and C. Garrett. The role of internal tides in mixing the deep ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 :2882–2899, 2002. [11](#), [25](#)
- [78] C. Staquet, T. Gerkema, P. Bouruet-Aubertot, and M. Mehdizadeh. Numerical modelling of the internal tide near a continental shelf. *Geophysical Research Abstracts*, 8 :09708, 2006. [150](#)

- [79] C. Staquet, J. Sommeria, I. Pairaud, G. Kaushik, and M. Mehdizadeh. Numerical and experimental model of the internal tide near a continental shelf. In *18ème Congrès Français de Mécanique*, Grenoble, août 27-31 2007. [150](#)
- [80] A. Tabaei, T.R. Akylas, and K.G. Lamb. Nonlinear effects in reflecting and colliding internal wave beams. *J. Fluid Mech.*, 526 :217, 2005. [30](#)
- [81] S. G. Teoh, G. N. Ivey, and J. Imberger. Laboratory study of the interaction between two internal wave rays. *J. Fluid Mech.*, 336 :91, 1997. [32](#)
- [82] N. H. Thomas and T. N. Stevenson. A similarity solution of viscous internal waves. *J. Fluid Mech.*, 54 :495–506, 1972. [22](#), [112](#)
- [83] S.A. Thorpe. On the reflection of a train of finite amplitude internal waves from a uniform slope. *J. Fluid Mech.*, 178 :279, 1987. [29](#), [31](#)
- [84] S.A. Thorpe. On internal wave groups. *J. Phys. Ocean.*, 29 :1085–1095, 1999. [29](#)
- [85] D. Tritton. *Physical Fluid Dynamics*. Oxford, second édition edition, 1988. [18](#)
- [86] M. White. Tidal and subtidal variability in the sloping benthic boundary layer. *J. Geophys. Res.*, 99 :7851–7864, 1994. [28](#)
- [87] C. Wunsch. On oceanic boundary mixing. *Deep-Sea Res.*, 17 :293–301, 1970. [26](#)
- [88] C. Wunsch. Internal tides in the ocean. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 13 :167–182, 1975. [37](#)
- [89] C. Wunsch and R. Ferrari. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the ocean. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36 :281, 2004. [11](#), [33](#), [34](#)
- [90] C. H. Wunsch. Progressive internal waves on slopes. *J. Fluid Mech.*, 35 :131–144, 1969. [28](#)

-
- [91] J. YANG, W. HUANG, C. ZHOU, C. ZHOU, M. HSU, and Q. XIAO. Nonlinear internal wave amplitude remote sensing from sar imagery. *Ocean Remote Sensing and Applications, Proceedings of SPIE*, 4892 :450–454, 2003. [33](#), [x](#)
- [92] H.P. Zhang, B. King, and H.L. Swinney. Experimental study of internal gravity waves generated by supercritical topography. *Physics of Fluids*, 19 :096602, 2007. [27](#), [ix](#)

[1](#)

¹Les chiffres bleus donnent un lien vers la page que ce référence est utilisé la dans.

Résumé

Ce manuscrit présente les résultats d'une étude numérique et expérimentale sur la marée interne et l'interaction de la marée interne avec un talus continental dans un fluide stratifié dans le cas d'une pente super-critique. L'étude numérique est basée sur le code MITgcm, qui résout les équations de Navier-Stokes non-linéaires et non-hydrostatiques en employant une technique de volumes-finis. Les expériences sont réalisées sur la grande cuve tournante du Coriolis, LEGI en utilisant des techniques PIV et CIV. Nous avons étudié la propagation et la réflexion de la marée interne en présence de rotation et sans rotation. Nos résultats marquants sont la génération de faisceaux d'ondes internes à la fréquence harmonique de la fréquence de forçage, par interaction des faisceaux incident et réfléchi sur le fond de la cuve, l'occurrence d'une instabilité paramétrique sous-harmonique dans le faisceau incident et la définition et l'étude de la largeur du faisceau en fonction des paramètres de forçage et de la rotation.

Mots clés : Fluide stratifié, Onde interne, Marée interne, Rotation, Simulation numérique, Expérience de laboratoire.

Abstract

This manuscript presents the results of a numerical and experimental study on the internal tide and the interaction of the internal tide with a continental slope in a stratified fluid in the case of a super-critical slope. The numerical study is based on the MITgcm code, which solves the non-linear and not-hydrostatic Navier-Stokes equations by employing a technique of finite volume. The experiments are carried on the big tank's rotating of Coriolis, LEGI by using the techniques PIV and CIV. We studied the propagation and the reflection of the internal tide in the presence of rotation and without rotation. Our outstanding results are the generation of internal waves beams at the frequency harmonic of the frequency of forcing, by interaction of the incident beams and reflected beams on the bottom of the tank, the occurrence of a parametric instability sub-harmonic in the incidental beam and the definition and the study of the width of the beam according to the parameters of forcing and of rotation.

Key words : Stratified fluid, Internal wave, Internal tide, Rotation, Numerical simulation, Laboratory experiment.