



**HAL**  
open science

# Etude 3D d'un tourbillon dans un champ de houle par holographie numérique

Benoît Lebon

► **To cite this version:**

Benoît Lebon. Etude 3D d'un tourbillon dans un champ de houle par holographie numérique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2017. Français. NNT : 2017NORMLH22 . tel-01721560

**HAL Id: tel-01721560**

**<https://theses.hal.science/tel-01721560>**

Submitted on 2 Mar 2018

**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.



Normandie Université

## THESE

**Pour obtenir le diplôme de doctorat**

**Spécialité Mécanique des fluides**

**Préparée au sein de l'Université du Havre**

### **Étude 3D d'un tourbillon dans un champ de houle par holographie numérique**

**Présentée et soutenue par  
Benoît LEBON**

**Thèse soutenue publiquement le 15/02/2017  
devant le jury composé de**

Pr. Laurent DAVID	Professeur à l'université de Poitiers	Rapporteur
Dr. Emmanuel PORCHERON	Chercheur HDR, IRSN, Saclay	Rapporteur
Dr. Jacques-André ASTOLFI	Maître de Conférences à l'École navale de Brest	Examineur
Pr. Jérôme BROSSARD	Professeur à l'université le Havre Normandie	Directeur de Thèse
Pr. Denis LEBRUN	Professeur à l'université de Rouen Normandie	Directeur de Thèse
Dr. Gaële PERRET	Maître de Conférences à l'université le havre Normandie	Encadrement de Thèse
Dr. Gérard GREHAN	Directeur de Recherche à l'UMR 6614 CORIA, Rouen	Invité

**Thèse dirigée par Jérôme BROSSARD, laboratoire LOMC UMR CNRS 6294  
co-dirigée par Denis LEBRUN, laboratoire CORIA UMR CNRS 6614  
et encadrée par Gaële PERRET, laboratoire LOMC UMR CNRS 6294**





## *Résumé*

Cette thèse traite de l'application de l'holographie numérique dans l'axe à l'étude d'une dynamique tourbillonnaire dans un champ de houle. Lors du passage de la houle au dessus d'une structure immergée, des tourbillons se forment à ses extrémités. Ces tourbillons ont un impact fort sur la dynamique proche des structures et peuvent engendrer des problèmes d'affouillement ou de vieillissement prématuré. On s'intéresse donc à la dynamique tridimensionnelle de ces tourbillons qui sont rapidement l'objet de déformations menant à leur éclatement.

Pour étudier ce mécanisme, le problème est modélisé par une géométrie simple, une plaque soumise à une houle monochromatique. Les expériences sont menées dans un canal à houle de 10 m de long et 30 cm de large. Pour mesurer la dynamique 3D on utilise une technique innovante, l'holographie numérique qui permet une mesure 3D3C au moyen d'une diode laser et d'une seule caméra. Ses principales limitations résident dans la dimension de la section du volume de mesure, qui est de l'ordre de la surface du capteur CCD, ainsi que du nombre de particules présentes dans le champ. Toutefois, l'holographie permet une résolution de l'ordre de la taille d'un pixel dans le plan du capteur CCD et de 3 à 5 fois le diamètre de la particule suivie dans la direction orthogonale au capteur. Ces mesures permettent de suivre individuellement plusieurs centaines de particules dans le champ et d'en mesurer les vitesses.

Enfin des mesures complémentaires en stéréo-piv confirment les résultats obtenues par holographie et permettent l'étude du confinement du tourbillon sous l'action combinée de la surface libre et de la plaque.

## *Abstract*

This thesis deals with the use of digital in-line holography to the study of a vortex dynamics under water waves. As waves propagate above an immersed structure, vortices are formed at its edges. Those vortices have a strong impact on the flow dynamics in the vicinity of structures and can cause scouring or damages. Thus we are interested in the three-dimensional dynamics of those vortices which are quickly distorted, leading to their breakup.

To study this dynamics, the physical problem is modelled by a basic geometry, a thin plate is set under monochromatic waves. Experiments are conducted within a wave flume of dimensions 10 m long and 30 cm width. To measure the 3D flow the use of an innovative technique, the digital holography which allows a 3D3C measure with only one camera and a laser diode. Its main limitations are the size of the cross-section of the sample volume and the number of particles allowed in it. However, digital holography can localize particles with a pixel sized resolution within the plans parallel to the CCD sensor and a depth resolution in the order of 3 to 5 times the particle diameter. Those measurements enable to follow the path of each particle inside the sample volume.

Finally, acquisition by stereo particle image velocimetry confirms the velocities measured by holography and are used to study the interaction between the vortex and the combined action of free surface and the plate.

## *Remerciements*

Je remercie en premier lieu Jérôme Brossard et Denis Lebrun, et Gaële Perret de m'avoir fait confiance pour cette thèse. Leurs enseignements et leur soutiens ont été déterminant dans la réussite de ces travaux. J'ai appris à leur coté les qualités essentielles du métier de chercheur, humainement comme scientifiquement.

Je remercie les rapporteurs Laurent David et Emmanuel Porcheron d'avoir examiné ma thèse en détail, et les autres membres du jury Jacques-André Astolfi et Gérard Gréhan pour leur participation et l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux.

Je remercie ici Innocent Mutabazi, directeur du LOMC de m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je remercie aussi Claude Houssin pour son aide précieuse dans la réalisation des expériences. Je remercie également Carole Le Guen et Farodja Hadjaz, sans qui le laboratoire ne pourrait fonctionner, ni s'animer. Je remercie également tous les membres du laboratoire pour leur accueil.

Je garde une pensée pour les membres du CORIA et leur accueil au début de ma thèse. En particulier Carole Gobin, Gilles Godard et Daniel Allano, pour les conseils qu'ils m'ont donné ainsi que pour leur précieuse aide lors de la réalisation des expériences en holographie au CORIA puis au LOMC. Je remercie aussi Frédéric Corbin pour son aide sur l'amélioration des programmes de restitution des hologrammes.

Je remercie à présent les "collègues" du bureau 223 (et al.) qui ont apporté joie et bonne humeur durant ces années : Camille, Anthony, Céline, Nezha, Thimothée, Jean-Batiste, Bouchra et Arnaud et Nesrine.

Je remercie enfin ma famille pour leur soutiens moral pendant mes longues années d'études.



# Table des matières

Résumé / Abstract	iii
Remerciements	v
Liste des Figures	ix
Liste des Tableaux	xi
Introduction	1
<b>I Contexte de l'étude</b>	<b>3</b>
I.1 Implantation de structures en mer	3
I.1.a Dynamique autour d'une plaque immergée sous la houle.	5
I.1.b Évolution des tourbillons formés en bordure de plaque.	7
I.2 Métrologie optique usuelle	9
I.2.a Principales techniques de vélocimétrie laser	9
I.2.b Tomographie PIV	11
I.3 Holographie numérique dans l'axe	12
I.3.a Principe de l'holographie dans l'axe	12
I.3.b Applications de l'holographie numérique dans l'axe	15
I.3.c Techniques interférométriques	16
<b>II Conditions expérimentales, et paramétrage des mesures PIV et SPIV</b>	<b>19</b>
II.1 Reproduction expérimentale de l'interaction onde-plaque	20
II.1.a Le canal à houle	20
II.1.b Structure et paramètres de houle utilisés	21
II.1.c Grandeurs caractéristiques	22
II.2 Vélocimétrie par image de particule 2D2C(PIV)	24
II.2.a Principe	24
II.2.b Montage et paramètres expérimentaux de notre étude	25
II.3 Vélocimétrie par image de particule stéréoscopique 2D3C (SPIV)	27
II.3.a Principe	27
II.3.b Montage et paramètres expérimentaux de notre étude	28
<b>III Installation de l'holographie numérique sur le canal à houle</b>	<b>31</b>
III.1 Dispositif d'enregistrement des hologrammes	32
III.1.a Montage expérimental	32

III.1.b	Fiabilité des traceurs . . . . .	33
III.1.c	Bruit et sources d'erreur . . . . .	35
III.2	Enregistrement en multi-expositions . . . . .	37
III.2.a	Principe de la multi-expositions . . . . .	37
III.2.b	Nombre d'expositions . . . . .	37
III.3	Exploitation des hologrammes . . . . .	39
III.3.a	Restitution d'un hologramme . . . . .	39
III.3.b	Normalisation des hologrammes . . . . .	39
III.3.c	Étalonnage . . . . .	40
III.3.d	Validité de l'approximation onde plane . . . . .	42
III.3.e	Retrouver les distances absolues . . . . .	44
III.4	Vélocimétrie par holographie numérique . . . . .	44
III.4.a	Recherche des bulles . . . . .	44
III.4.b	Efficacité de la localisation . . . . .	46
III.4.c	Reconnaissance des trajectoires . . . . .	48
<b>IV</b>	<b>Application de l'holographie à la dynamique de tourbillons</b>	<b>51</b>
IV.1	Article : A digital holography set-up for 3D vortex flow dynamics . . . . .	51
IV.2	Résultats complémentaires . . . . .	63
IV.2.a	Positionnement du problème . . . . .	63
IV.2.b	Mesure de la vitesse axiale . . . . .	64
IV.2.c	Concentration de particules et reconstruction du volume . . . . .	65
IV.3	Discussion . . . . .	67
IV.3.a	Vers une amélioration des traitements . . . . .	67
IV.3.b	Dimension du volume de mesure . . . . .	69
<b>V</b>	<b>Étude de la formation d'un tourbillon contraint par la houle.</b>	<b>71</b>
V.1	Instabilités tourbillonnaires . . . . .	72
V.1.a	Dynamique tourbillonnaire en présence de contraintes . . . . .	72
V.1.b	Rôle de la vitesse axiale. . . . .	74
V.2	Traitement des champs de vitesses . . . . .	74
V.2.a	Localisation du centre du tourbillon . . . . .	75
V.2.b	Ellipticité . . . . .	77
V.2.c	Vorticité et circulation . . . . .	78
V.2.d	Calcul des champs moyens . . . . .	79
V.3	Analyse des champs de vitesses . . . . .	79
V.3.a	Dynamique de la vitesse axiale . . . . .	80
V.3.b	Mise en évidence expérimentale des déformations . . . . .	84
V.3.c	Champ de perturbation de la vorticité. . . . .	85
V.4	Variation des conditions de forçage par la houle . . . . .	86
V.4.a	Croissance du tourbillon. . . . .	87
V.4.b	Déformation elliptique. . . . .	88
V.4.c	Intensité et swirl du tourbillon. . . . .	89
V.5	Conclusion partielle . . . . .	91
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>95</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>99</b>

# Table des figures

I.1	Trajectoire des particules de fluide au passage d'une onde . . . . .	4
I.2	Génération des tourbillons . . . . .	6
I.3	Évolution des tourbillons . . . . .	8
I.4	Synthèse des techniques laser . . . . .	10
I.5	Tomo-PIV . . . . .	11
I.6	Schéma de principe de l'holographie numérique . . . . .	14
I.7	Visualisation de l'impact d'une goutte par holographie numérique . . . . .	16
I.8	Suivi de particules dans un écoulement turbulent . . . . .	16
II.1	Dessin du canal à houle . . . . .	20
II.2	Coefficient de réflexion et taux d'harmoniques de la houle . . . . .	21
II.3	Schéma de principe de la PIV . . . . .	24
II.4	Pic d'inter-corrélation PIV . . . . .	25
II.5	Schéma du montage de piv . . . . .	26
II.6	Champ de vitesses instantanées par PIV . . . . .	27
II.7	Vue stéréo du déplacement d'une particule . . . . .	27
II.8	Schéma du montage SPIV . . . . .	29
II.9	Schéma du montage SPIV . . . . .	29
II.10	Mire SPIV . . . . .	30
III.1	Schéma de montage d'holographie . . . . .	32
III.2	Diamètre des bulles . . . . .	34
III.3	Effets de bords . . . . .	36
III.4	Chronogramme des hologrammes multi-expositions . . . . .	38
III.5	Hologramme brut et sa normalisation . . . . .	40
III.6	Image restituée de la mire utilisée pour la calibration. . . . .	41
III.7	Étalonnage . . . . .	41
III.8	Schéma du dispositif optique suivant une section du canal avec les côtes . . . . .	41
III.9	Mire de disque . . . . .	43
III.10	Localisation d'une bulle . . . . .	45
III.11	Représentation des trajectoire détectées. . . . .	48
IV.1	Couche limite de Bödewadt . . . . .	64
IV.2	Mesure du déplacement axial de bulles par holographie . . . . .	65
IV.3	Champ de vecteur 3D . . . . .	66
IV.4	DIH-PTV . . . . .	68
IV.5	Mesure du déplacement par corrélation . . . . .	69
V.1	Dynamique du cœur d'un filament tourbillonnaire . . . . .	73

---

V.2	Instabilité elliptique. . . . .	73
V.3	Éclatement tourbillonnaire . . . . .	75
V.4	ligne de courant pour un tourbillon . . . . .	76
V.5	Mesure de l'ellipticité . . . . .	78
V.6	Profils moyens de vortacité . . . . .	80
V.7	Spiv $T=1s$ $vz$ . . . . .	82
V.8	Spiv $T=1s$ $vz$ . . . . .	83
V.9	Champ PIV horizontal $T = 1.0 s$ . . . . .	84
V.10	Spiv $T=1s$ norme de la vitesse . . . . .	85
V.11	Fluctuation de vortacité . . . . .	86
V.12	Évolution du rayon moyen du tourbillon en fonction de la phase pour différentes conditions de houle dans un plan à : (a) $1.5 cm$ et (b) $3 cm$ de la paroi. . . . .	87
V.13	Évolution de l'ellipticité moyenne du tourbillon en fonction de la phase pour différentes conditions de houle dans un plan à : (a) $1.5 cm$ et (b) $3 cm$ de la paroi. . . . .	88
V.14	Schéma d'illustration de l'étirement de la section du tourbillon sous l'action de la houle. . . . .	89
V.15	Évolution de la circulation moyenne du tourbillon en fonction de la phase pour différentes conditions de houle dans un plan à : (a) $1.5 cm$ et (b) $3 cm$ de la paroi. . . . .	90
V.16	Circulation en fonction de $\Lambda$ . . . . .	90
V.17	Amortissement de la houle par une plaque ou une marche immergée à $i = 5 cm$ , en fonction de $\Lambda = \lambda'/L$ . . . . .	91
V.18	Évolution du nombre de swirl moyen du tourbillon en fonction de la phase pour différentes conditions dans un plan à : (a) $1.5 cm$ et (b) $3 cm$ de la paroi. . . . .	92

# Liste des tableaux

II.1 Paramètres de houle . . . . .	24
III.1 Nombre d'exposition . . . . .	38
III.2 Mesure du front d'onde . . . . .	43
III.3 Test de répétabilité de la mesure : localisation 3D moyenne sur 300 hologrammes pour un disque calibré. Le grandissement est de $K = 0.845$ et la ROI de $10 px$ . . . . .	47
III.4 Évolution de l'erreur en fonction de la profondeur pour un disque de diamètre $50 \mu m$ . . . . .	47



# Introduction

L'interaction de la houle avec les structures est à l'origine de la formation de tourbillons à leurs extrémités. Pour étudier cette dynamique, Le problème est simplifié expérimentalement en considérant l'impact d'une onde monochromatique sur une plaque immergée. L'écoulement de la dynamique autour de la plaque avec de telles conditions a été étudié au LOMC lors de la thèse de [Poupardin \[2012\]](#). Il s'est intéressé la question des mécanismes responsables de la destruction des tourbillons lors de leur advection par la houle. Cependant, les tourbillons formés en bordure de plaque sont sujets à des déformations tridimensionnelles qui n'ont pu être étudiées par faute d'outils expérimentaux adaptés.

Aujourd'hui, la mesure expérimentale tridimensionnelle et volumique reste un enjeu important en mécanique des fluides. Différentes techniques optiques existent pour avoir accès aux mesures tridimensionnelles, mais elles nécessitent souvent l'utilisation de plusieurs caméras observant le volume de mesure sous un angle différent. Ici, l'accès optique est restreint par deux obstacles : la surface libre au dessus du tourbillon et la plaque en dessous. Une image prise au travers de ces deux interfaces serait déformée par les changements d'indice optique, rendant difficile la mesure.

C'est pourquoi une autre méthode de mesure 3D est retenue : l'holographie numérique dans l'axe. Elle se distingue par sa simplicité de mise en œuvre avec un montage à une seule caméra. Et permet de remonter à une information sur le déplacement de particules dans un volume. Elle répond donc, a priori, à la fois aux besoins expérimentaux en mesure, et aux contraintes d'encombrements rencontrées pour l'étude de la dynamique tourbillonnaire dans le canal à houle.

C'est dans ce contexte, que le projet 3D du Labex EMC3 (Energy, Material and Clean Combustion Center) a été initié. Ce projet est une collaboration, entre les laboratoires LOMC du Havre et CORIA de Rouen dont l'objectif est double. Tout d'abord il s'agit de transférer et d'adapter la technique d'holographie numérique développée au CORIA aux contraintes expérimentales du LOMC. Puis de mener l'étude de la dynamique des tourbillons générés par l'interaction de la houle avec une plaque immergée.



# Chapitre I

## Contexte de l'étude

### Contents

---

<b>I.1</b>	<b>Implantation de structures en mer</b>	<b>3</b>
I.1.a	Dynamique autour d'une plaque immergée sous la houle.	5
I.1.b	Évolution des tourbillons formés en bordure de plaque.	7
<b>I.2</b>	<b>Méetrologie optique usuelle</b>	<b>9</b>
I.2.a	Principales techniques de vélocimétrie laser	9
I.2.b	Tomographie PIV	11
<b>I.3</b>	<b>Holographie numérique dans l'axe</b>	<b>12</b>
I.3.a	Principe de l'holographie dans l'axe	12
I.3.b	Applications de l'holographie numérique dans l'axe	15
I.3.c	Techniques interférométriques	16

---

### I.1 Implantation de structures en mer

Le nombre croissant de structures en mer, par exemple avec l'installation de fermes d'éoliennes ou d'hydroliennes dans la Manche, nécessite une meilleure compréhension de leurs interactions avec l'environnement marin. Celui-ci est le siège d'une dynamique complexe où se mêlent plusieurs courants de natures différentes qui vont exercer une contrainte importante sur la structure. L'interaction entre un courant continu et une structure est un problème bien maîtrisé (Roulund *et al.* [2005]), c'est pourquoi dans cette étude seule la houle est considérée. Celle-ci constitue un milieu complexe et exerce un forçage instationnaire.

La propagation d'une vague se traduit par la déformation de la surface libre et donc la présence d'une dynamique dans la colonne d'eau située sous celle-ci. La nature de l'écoulement sous la surface libre dépend de l'onde qui se propage, et donc de sa période et

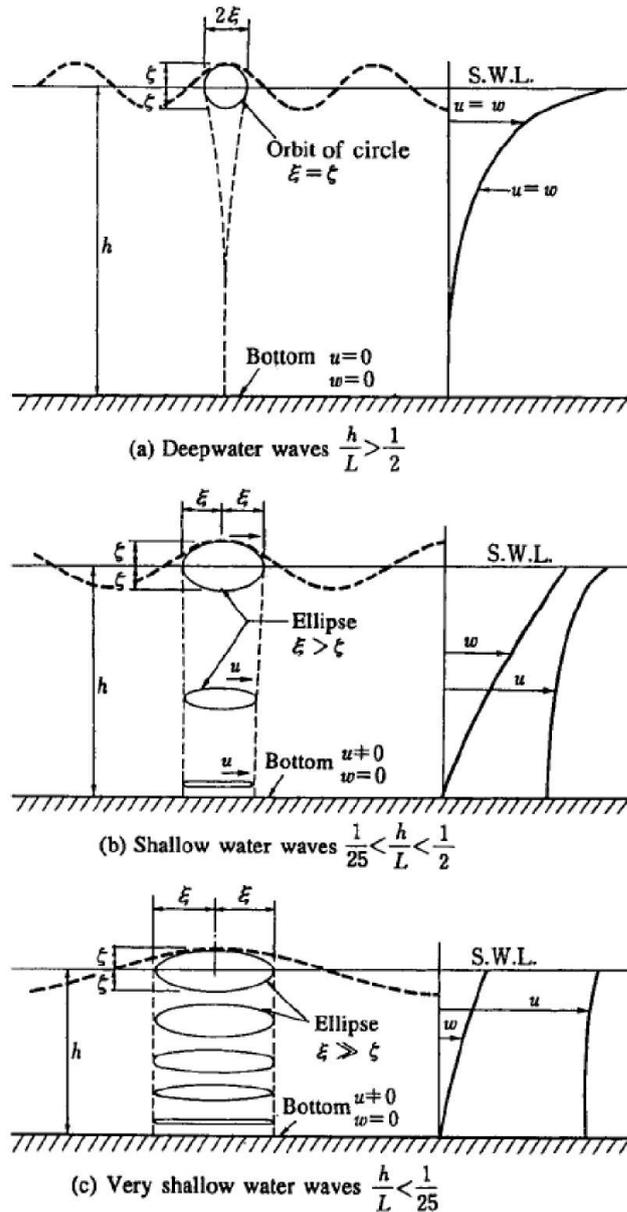


FIGURE I.1: Trajectoires des particules de fluide au passage de la houle.  $u$  est la vitesse horizontale et  $w$  la vitesse verticale. (a) en eau profonde (b) en eau pas trop profonde et (c) en eau peu profonde. Tirée de (Sawaragi [1995]).

de sa longueur d'onde, mais aussi de la hauteur d'eau disponible. Trois cas se présentent alors : eau profonde, niveau d'eau intermédiaire et eau peu profonde, respectivement illustrés sur la figure I.1. Dans le premier cas, la houle s'atténue avant d'atteindre le fond marin et donc a peu d'influence sur celui-ci (figure I.1.(a)). De même une structure placée à proximité du fond marin sera peu affectée par la houle. À la différence des deux autres situations où la vitesse ne devient pas nulle à proximité du fond marin. Dans le cas des profondeurs intermédiaires (figure I.1.(b)), la déformation de la surface libre induit un mouvement elliptique qui s'atténue avec la profondeur. La vitesse induite par

la houle en surface diminue alors avec la profondeur. À l'inverse, dans le cas peu profond (figure I.1.(c)), le déplacement des particules de fluide est fortement elliptique. Il est alors possible de faire l'approximation que la vitesse est distribuée uniformément sur la verticale.

On se restreint ici au cas des profondeurs intermédiaires, ce qui correspond à la zone d'implantation de structures proches du littoral. En profondeur intermédiaire, il y a une interaction entre la houle et le fond marin. La déformation de la surface entraîne l'oscillation des particules fluides dans la colonne d'eau. L'amplitude de ces oscillations dépend de la profondeur, elles s'atténuent lorsque la profondeur augmente, et peut ne pas être nulle au fond de l'eau. Une structure située sous l'eau subie donc un forçage instationnaire causé par ces oscillations. Il y a alors formation d'un système complexe de tourbillons dans la proximité immédiate de la structure qui vont agir sur l'environnement proche ainsi que sur la structure elle-même.

Les concepteurs de structures immergées, par exemple pour récupérer l'énergie des vagues ou des courants marins, prennent assez peu en compte la génération de tourbillons qui peuvent pourtant avoir des effets dévastateurs pour la structure elle-même ou pour le fond sédimentaire. Ces effets sont en grande partie dépendants de la durée de vie des tourbillons qui est déterminée par les instabilités pouvant se développer au cœur de ceux-ci.

L'analyse expérimentale en laboratoire de ces phénomènes nécessite le développement d'expériences simples géométriquement et avec le souci de contrôler un certain nombre, réduit, de paramètres. Cela a conduit à l'utilisation d'une simple plaque, de faible épaisseur, immergée dans un canal à houle unidirectionnelle pour générer des tourbillons émis aux bords de fuite.

### I.1.a Dynamique autour d'une plaque immergée sous la houle.

Dans le cas de cette étude, l'onde se propageant dans le canal est en hauteur d'eau intermédiaire c'est à dire que le rapport  $\beta$  de la hauteur d'eau  $h$  sur la longueur d'onde dominante de la houle  $\lambda$  est compris entre :  $\beta = \frac{h}{\lambda} \in [0.09; 0.24]$ . Mais au dessus de la plaque qui modélise une structure, c'est le troisième cas (figure I.1) qui illustre le mieux l'écoulement. Patarapanich et Cheong [1989] ont montré que le changement brutal du niveau au franchissement de la plaque entraîne la réflexion et la dissipation d'une partie de l'énergie de la houle. Mais ce franchissement se traduit aussi par une forte génération d'harmoniques (Brossard *et al.* [2009], Ting *et al.* [2016]) à l'aval de la plaque. Une partie de l'énergie est ainsi dissipée par des effets visqueux, qui se traduisent en particulier par

la formation de tourbillons aux bords de la plaque comme l'ont montré [Ting et King \[1994\]](#).

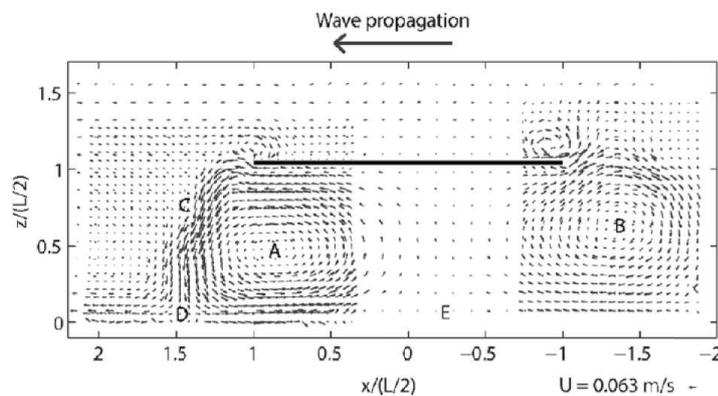


Fig. 3. Mean velocity fields for the five vision zones.

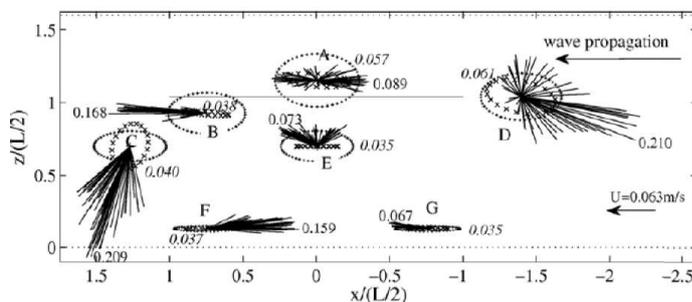


FIGURE I.2: Dynamique autour de la plaque sous le forçage de la houle. Tirée de [Poupardin et al. \[2012\]](#))

Il en résulte une dynamique complexe autour de la plaque qui a été étudiée par [Poupardin et al. \[2012\]](#). Une partie de leurs résultats sont repris sur la figure I.2 ; on peut y voir l'écoulement sur une période complète. Les tourbillons se forment aux bords amont et aval de la plaque et s'en éloignent ensuite. Au bord amont, les tourbillons suivent une trajectoire rectiligne dans le sens opposé à la houle incidente qui est en profondeur intermédiaire. Au bord aval, la houle incidente est cette fois en condition eau peu profonde car la plaque réduit le niveau d'eau. L'écoulement au dessus de la plaque est alors plus intense qu'en dessous et la dynamique de formation des tourbillons est différente. Un premier tourbillon de type "décollement" est d'abord formé au dessus de la plaque, puis un deuxième contrarotatif est formé par instabilité de Kelvin-Helmholtz lors de l'advection du premier tourbillon. Au dessous de la plaque, il y a deux zones de re-circulation de l'écoulement, là où la théorie potentielle qui ne prend pas en compte les tourbillons ne prédit qu'une zone d'oscillation. La présence des tourbillons semble donc jouer un rôle important dans la dynamique autour de la plaque au delà du rôle de dissipation visqueuse de la houle.

La plaque se comporte comme un système d'amortissement de houle efficace [Rey \[1992\]](#), [Yu \[2002\]](#). Cependant la dynamique autour de la plaque sous l'action de la houle a

un impact fort sur l'environnement. La paire de tourbillons formée au bord aval de plaque peut atteindre le fond marin et provoquer l'affouillement des lits sédimentaires. Ce qui peut entraîner la destruction de l'habitat de nombreuses espèces marines (Gill [2005]), ou encore l'ensablement en aval de la structure. L'oscillation, et la circulation de l'écoulement sous la plaque peut contribuer à détériorer les fondations des structures et entraîner leur effondrement (Young et Testik [2009]).

La houle va aussi appliquer un forçage sur la plaque (Rey et Touboul [2011]) pouvant l'endommager. Pinon *et al.* [2016] ont montré par simulations numériques que la force exercée sur la plaque en présence de tourbillon était supérieure à la force induite par la houle de Stokes. Il semble donc que le vortex joue un rôle aussi dans les forces de pressions exercées sur la plaque par l'écoulement.

La présence d'une plaque immergée dans un champ de houle va donc fortement modifier la dynamique de l'écoulement, dans l'environnement éloigné, par l'amortissement de la houle, mais surtout dans son environnement proche. La dynamique autour de la plaque va fortement impacter l'environnement marin ainsi que la viabilité des structures. L'élément le plus perturbateur est la formation de tourbillons qui transportent une quantité importante d'énergie. La compréhension de la mécanique de leur formation ainsi que leur cycle de vie est donc un enjeu important dans la maîtrise des ouvrages en milieu marin.

### **I.1.b Évolution des tourbillons formés en bordure de plaque.**

La dynamique d'un tourbillon dans un milieu oscillant tel que la houle est un problème complexe et peu étudié. Les études s'intéressant au comportement de la houle au passage sur un objet immergé, se sont essentiellement intéressées aux tourbillons afin d'améliorer les modèles et simulations numériques existants concernant le comportement de la houle.

Parmi les premières observations, Knott et Mackley [1980] se sont intéressés aux dispositifs de récupération d'énergie de la houle. Ils ont observé dans un canal la dynamique autour d'objets immergés ou semi-immergés en présence de vagues et ont cherché à estimer la perte d'énergie causée par la formation de tourbillons via l'élévation de la surface libre. Ils ont remarqué que la transition des grandes échelles oscillantes vers la turbulence était rapide. Ils expliquaient cela par la nature de la dynamique, proche du jet, de l'écoulement lorsque les tourbillons quittent la proximité de l'objet. Plus récemment, Ting et King [1994] ont aussi évalué la perte d'énergie de l'onde par la génération des tourbillons aux bords d'un objet rectangulaire immergé, mais cette fois en mesurant directement la cinématique autour de l'objet par un ensemble de mesures ponctuelles. Ils ont pu montrer que la perte d'énergie augmentait avec la diminution du rapport de l'immersion de

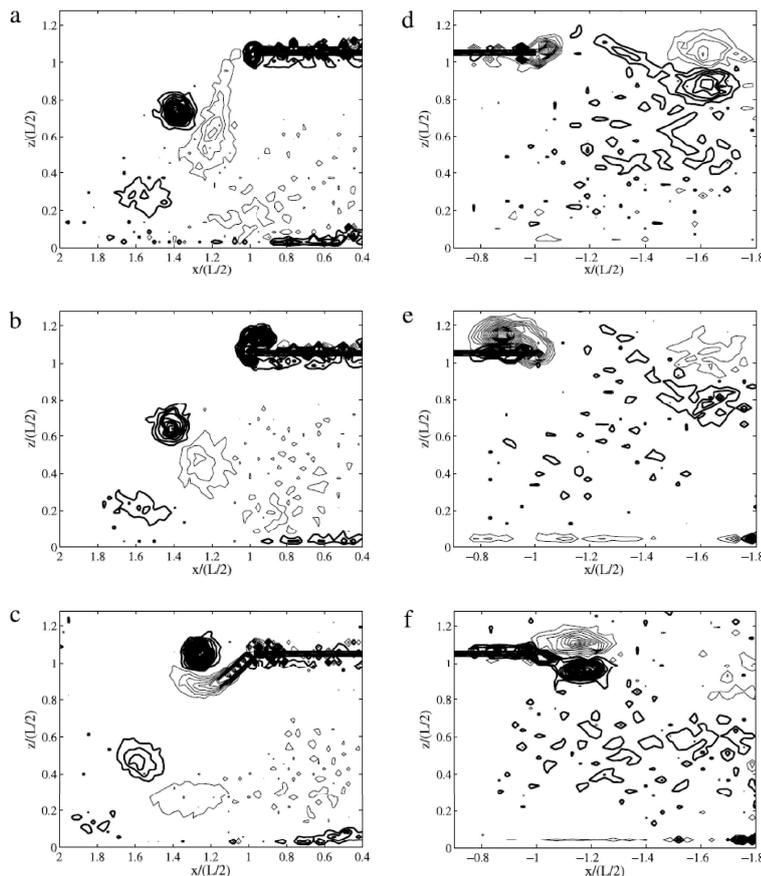


FIGURE I.3: Évolution des tourbillons générés en bordure de plaque. Tirée de Poupardin *et al* Poupardin *et al.* [2012])

la marche sur la hauteur d'eau au repos ainsi que des effets non linéaires. Huang et Dong [1999] ont étudié numériquement le passage d'une houle sur une digue sous marine de différentes formes. Ils sont parvenus à des conclusions similaires à celles de Ting et King [1994], ainsi que l'importance de la forme de l'objet dans la génération des tourbillons. Chang *et al.* [2005] avec des approches numérique et expérimentale ont caractérisé l'intensité des tourbillons générés au bord d'un obstacle rectangulaire immergé en fonction des conditions de houle incidente, modélisée par des fonctions cnoidales. Ils ont pu relier la force du tourbillon au nombre de Keulegan-Carpenter<sup>1</sup> et à un nombre de Reynolds local. Ces études ont pu montrer l'importance de la prise en compte de la dynamique du tourbillon dans les modèles physiques de la houle au dessus d'un objet immergé. Cependant elles ne s'intéressent pas aux mécanismes à l'origine de la déstabilisation des tourbillons. Poupardin [2012], au cours de sa thèse, a étudié la dynamique 2D du tourbillon avec des mesures expérimentales en imagerie de particules puis en 3D par stéréo-vidéographie pour caractériser la déformation des tourbillons. En utilisant une

1. Qui s'interprète comme le rapport de déplacement maximal d'une particule fluide par rapport à un obstacle pendant une période  $T$

analyse par ondelettes, il a mis en évidence des modes de déformation à grande longueur d'onde. Cependant l'absence de mesures tri-dimensionnelles précises a limité les conclusions quant à la stabilité des tourbillons et la cause de leur éclatement.

La mécanique à l'origine de la déstabilisation et de l'éclatement des tourbillons a été étudié par [Canals et Pawlak \[2011\]](#), en reproduisant la formation des tourbillons par une plaque oscillante, les auteurs ont mis en évidence la coexistence de deux types d'instabilités avec des taux de croissance similaires, l'instabilité centrifuge et l'instabilité elliptique. La formation d'un deuxième tourbillon lors de l'advection joue un rôle important dans la dynamique. L'interaction entre deux filaments tourbillonnaires est, elle très étudiée dans des écoulements non oscillants, notamment dans l'étude des tourbillons de bout d'ailes en aéronautique ([Widnall \[1975\]](#), [Spalart \[1998\]](#), [Leweke et al. \[2016\]](#)). L'induction entre les deux tourbillons entraîne des déformations périodiques associées aux instabilités de Crow ([Crow \[1970\]](#)) pour les grandes longueurs d'ondes ou de Widnall ([Widnall et al. \[1974\]](#)) pour les petites longueurs d'ondes.

La déformation des tourbillons implique des mécanismes fortement tridimensionnels et reste difficile à caractériser expérimentalement. Leur nature instationnaire requiert des méthodes d'acquisitions à haute fréquence qui entraînent des traitements importants et coûteux. De plus, les écoulements sont sensibles à l'intrusion d'instruments dans la veine fluide ; éléments présents dans le canal, expérimentalement, il faut donc se tourner vers les méthodes optiques non intrusives pour accéder aux champs de vitesses. Parmi celles-ci, les plus utilisées sont la vélocimétrie doppler laser et les techniques par imagerie de particules brièvement présentées ci-dessous.

## I.2 Métrologie optique usuelle

### I.2.a Principales techniques de vélocimétrie laser

La vélocimétrie laser regroupe l'ensemble des méthodes de mesure de vitesse utilisant un laser. Elles ont en commun de ne pas mesurer directement la vitesse de l'écoulement, mais celle de particules entraînées par celui-ci. Ces particules sont appelées traceurs et sont choisies en fonction des besoins expérimentaux.

Les principales techniques de vélocimétrie laser et les possibilités qu'elles offrent sont résumées sur la figure [I.4](#). Les techniques de PIV et stéréo-piv, ont été utilisées au cours de la thèse et sont détaillées dans la section [II.2](#).

- **La vélocimétrie laser doppler** : elle donne une information sur une à trois composantes de la vitesse en un point donné (1 Dimension, 3 Composantes 1D3C).

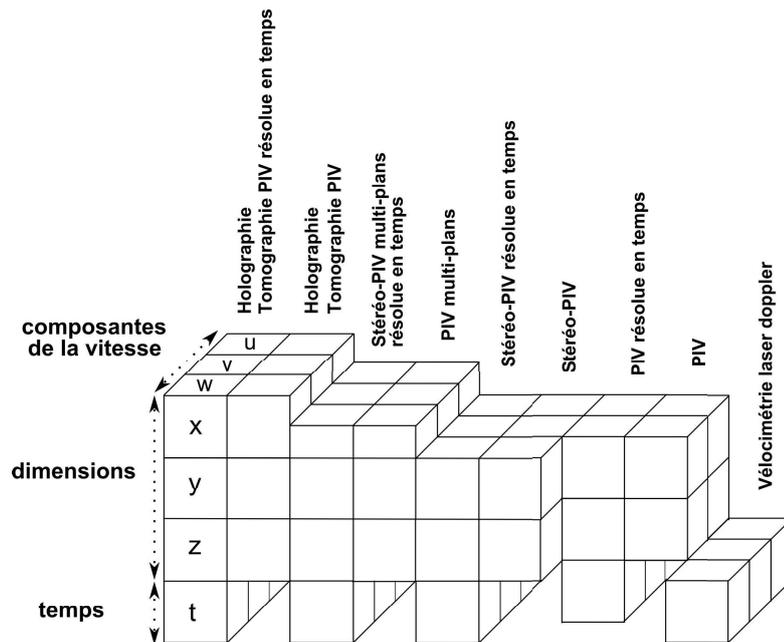


FIGURE I.4: Techniques de vélocimétrie optique laser. (Adapté de Hinsch [1995])

Pour chaque composante, deux faisceaux laser se croisent pour former localement une "grille" d'interférences, c'est à dire une alternance de franges lumineuses et sombres. Lorsqu'une particule traverse la zone où se croisent les faisceaux laser, elle va réfléchir la lumière en direction d'une photo-diode qui enregistre les fluctuations d'intensité lumineuse. C'est à partir de ces fluctuations que le déplacement de la particule est mesuré.

- **La vélocimétrie par imagerie de particules** : c'est l'une des techniques les plus utilisées aujourd'hui. Elle repose sur l'enregistrement avec un intervalle de temps court de 2 images de particules entraînées par l'écoulement. Le déplacement des particules est ensuite calculé d'une image à l'autre (2D2C).
- **La vélocimétrie par imagerie de particules stéréographique** : évolution de la PIV. En enregistrant le champ de particule avec deux caméras ayant un angle connu entre elles, on peut alors suivre le déplacement des particules en 2 et mesure les 3 composantes de vitesse (2D3C).
- **La PIV et stéréo-PIV multi-plans** : dérivées des deux techniques précédentes, celles-ci utilise plusieurs nappes laser générées à différentes positions dans le volume de mesure (Kähler et Kompenhans [2000]). Il ne s'agit donc pas exactement d'une technique tridimensionnelle mais de la combinaison de N plans 2D. Ces techniques sont couteuses et difficiles à mettre en place (respectivement  $N \times (2D2C)$

et  $N \times (2D3C)$ ). De plus le déplacement de la nappe laser doit se faire dans un temps très inférieur au temps caractéristique de l'écoulement.

Ces méthodes expérimentales proposent une vaste gamme de mesure des écoulements. Cependant aucune n'est pleinement 3D3C et donc sont insuffisantes pour espérer mesurer complètement la dynamique des tourbillons de bord de plaque. Pour cela, il faudrait user de la tomo-piv, une techniques développée depuis une dizaine d'années.

### I.2.b Tomographie PIV

La tomographie PIV, permet de mesurer les trois composantes de la vitesse dans un volume avec ou non la résolution en temps selon les capacités du matériel utilisé. Elle fut proposée par [Elsinga \*et al.\* \[2006\]](#), c'est l'évolution des méthodes 3D de suivi de particules, rendu possible par le développement d'algorithmes acceptant un nombre plus important de particules dans le volume de mesure. Le principe de fonctionnement est illustré sur la figure I.5. Le volume de mesure est éclairé par un laser pulsé. L'image des particules éclairées est alors enregistrée à deux intervalles de temps consécutifs par au moins quatre caméras synchronisées. Chaque caméra est orientée vers le volume de mesure avec un angle différent. À partir des quatre images du champ de particules, celui-ci peut être reconstruit en trois dimensions.

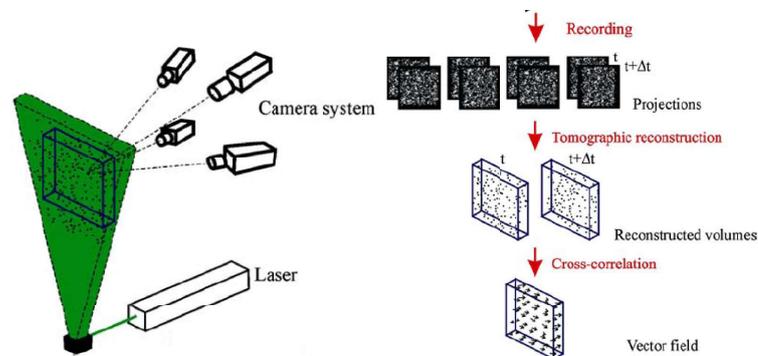


FIGURE I.5: Principe de fonctionnement de la tomo-PIV (tiré de [Elsinga \*et al.\* \[2006\]](#))

Cette technique est limitée dans la densité de particules. En effet, lorsque la concentration de particules est trop élevée, apparaît le problème des particules fantômes. C'est à dire qu'une particule va en cacher une autre sur l'une des caméras empêchant ainsi la bonne reconstruction du volume. L'amélioration du matériel et des programmes de traitement permettent aujourd'hui de nombreuses applications de cette technique sur des volumes de plus en plus conséquents, de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres cubes ([Scarano \[2012\]](#)).

Cependant, son utilisation est contraignante. D'une part, les étapes de reconstruction tomographique exigent d'importantes ressources informatiques pour avoir des temps de

traitement acceptables, mais aussi à cause de la complexité du montage expérimental. La tomographie requiert d'utiliser au moins quatre caméras observant l'écoulement avec un angle différent. Ce qui impose d'avoir une grande accessibilité optique de l'expérience. Dans l'étude de la houle sur une structure, l'accès optique est contrarié par la surface libre et la structure, il est donc difficile de multiplier les angles d'observation. Enfin le coût du matériel la rend difficilement accessible aux laboratoires les plus modestes. Il faut donc trouver une alternative moins encombrante pour cette étude, c'est pourquoi l'holographie numérique, est finalement utilisée pour cette étude.

## I.3 Holographie numérique dans l'axe

### I.3.a Principe de l'holographie dans l'axe

L'holographie est une méthode interférométrique, elle repose sur l'exploitation de l'information donnée par l'amplitude et la phase d'une onde lumineuse (Hinsch [2002]). Une onde électromagnétique se propageant dans la direction  $x$  se modélise comme :

$$\Psi_1(x) = a_1(x) \exp(i\phi_1(x)) \quad (\text{I.1})$$

Où  $a_1$  est l'amplitude et  $\phi_1$  est la phase. Lors de l'enregistrement, l'information enregistrée est l'intensité qui s'exprime comme :

$$I_1(x) = \Psi_1(x)\Psi_1^*(x) = |a_1(x)|^2 \quad (\text{I.2})$$

Où  $*$  désigne le complexe conjugué. Dans l'expression de l'intensité, le terme de phase n'apparaît pas. L'information sur la phase est donc perdue lors de l'enregistrement, il est alors impossible de connaître totalement l'onde enregistrée, seulement son amplitude. Mais si une deuxième onde connue  $\Psi_2$ , que l'on appellera référence, est superposée à la première alors l'expression de l'intensité lumineuse enregistrée sera :

$$I(x) = a_1^2(x) + a_2^2(x) + a_1(x)a_2(x)\{\exp[i(\phi_1(x) - \phi_2(x))] + \exp[-i(\phi_1(x) - \phi_2(x))]\} \quad (\text{I.3})$$

Les deux premiers termes du membre de droite de l'équation sont des valeurs d'intensités liées aux amplitudes des deux ondes. Le reste de l'équation, sera un terme dépendant de l'amplitude de chacune des ondes, mais aussi de leur différence de phase  $\phi_1(x) - \phi_2(x)$ . Les informations sur l'amplitude et sur la phase de l'onde  $\Psi_1$  sont donc désormais enregistrées

grâce à l'onde de référence  $\Psi_2$ . Il s'agit d'un hologramme. Pour accéder à  $\Psi_1$ , il faut ré-éclairer l'hologramme avec la même onde de référence  $\Psi_2$ . L'hologramme se comportera comme un système optique, l'onde  $\Psi_H$  qui se propagera à partir de l'hologramme prendra la forme suivante :

$$\begin{aligned}\Psi_H(x) &= \Psi_2 I(x) \\ &= \Psi_2 \{a_1^2(x) + a_2^2(x) + a_1(x)a_2(x) (\exp i[\phi_1(x) - \phi_2(x)] + \exp -i[\phi_1(x) - \phi_2(x)])\} \\ &= \Psi_2 [a_1^2(x) + a_2^2(x)] + a_2(x)^2 \Psi_1 + \Psi_2^2 \Psi_1^*\end{aligned}\quad (\text{I.4})$$

Le premier terme de l'équation (I.4) correspond à l'onde de référence avec un coefficient multiplicatif. Le deuxième terme est l'onde qui permet de reconstruire l'image de l'objet, avec un facteur multiplicatif qui ne va affecter que la luminosité. Le troisième terme est une image distordue de l'objet par le facteur  $\Psi_2^2$ . Les deux images de  $\Psi_1$  sont formées chacune d'un côté de l'hologramme car l'onde complexe apparaît sous sa forme conjuguée dans le dernier terme. Ainsi les deux images  $\Psi_1$  et  $\Psi_1^*$  suffisamment éloignées de l'hologramme seront bien distinctes.

Ainsi, on peut appliquer ce raisonnement à une particule éclairée par un laser. Celle-ci va diffracter la lumière du laser, se comportant alors comme une source lumineuse à la même longueur d'onde, mais avec une phase différente du faisceau éclairant. En enregistrant les interférences produites entre le faisceau de référence et le faisceau diffracté, il est alors possible de reconstruire le chemin parcouru par l'onde entre la particule et l'hologramme. Les équations (I.3) et (I.4) sont facilement généralisables à plusieurs particules. Il apparaît alors des termes d'interférences entre les différents faisceaux diffractés par les particules, mais ils ont une intensité d'ordre de grandeur inférieur à l'interférence avec le faisceau de référence et peuvent être négligés dans le cadre de cette thèse. Ils contribueront toutefois au bruit de fond de l'hologramme. Pour chacune des ondes diffractées, il est possible de connaître le trajet suivi par l'onde et donc de remonter à son point d'émission. La position de la particule émettrice est donc déterminée par la zone d'ombre correspondant à l'obstruction du faisceau éclairant.

L'holographie permet donc de reconstruire la position de chacune des particules dans un volume via la lumière qu'elles vont diffracter (Trolinger *et al.* [1969], Hinsch [2002], Pu *et al.* [2005]). La position dans son plan via l'ombre qu'elle engendre dans le plan de restitution, et sa position axiale par le plan où la mise au point sur la particule est faite. Dans cette étude, on utilise l'holographie dans l'axe, dite de Gabor (Gabor [1949]). Sa particularité est que l'onde lumineuse qui sert à l'éclairage du volume de mesure sert aussi de référence pour l'enregistrement des hologrammes. Le laser et la caméra sont

ainsi portés par le même axe, ce qui réduit le nombre de systèmes optiques (lentilles, miroirs...) nécessaires au montage. Cette configuration est retenue pour sa simplicité de mise en œuvre ainsi que sa bonne adéquation avec les conditions expérimentales.

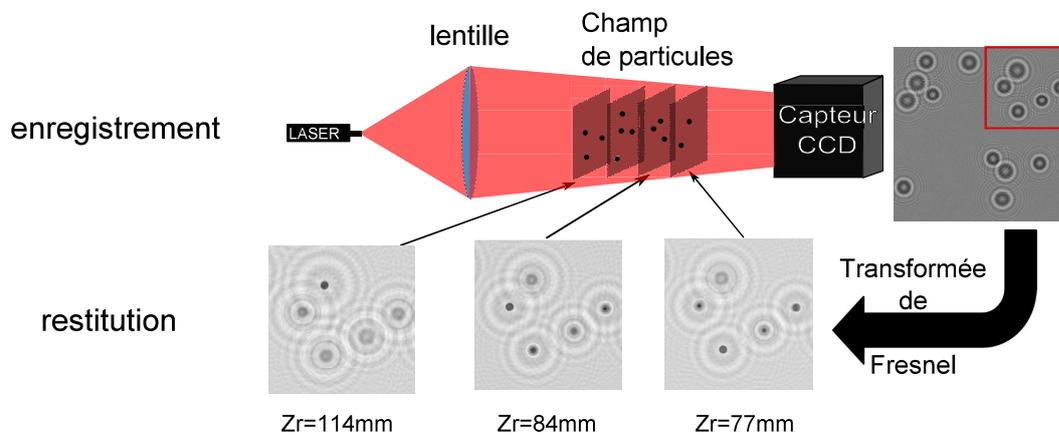


FIGURE I.6: Schéma d'illustration de l'holographie numérique. Les images du bas représentent un exemple de restitution par transformée de Fresnel à différentes distances de restitution  $z_r$ . Les anneaux qui cernent les particules à la mise au point correspondent à leur image jumelle située en  $z = -z_r$  et donc en défaut de mise au point.

Sur la figure I.6 est illustré le fonctionnement de l'holographie numérique dans l'axe. À gauche, une diode laser génère un faisceau de lumière cohérente. Une optique permet de mettre en forme le faisceau pour obtenir, en fonction du montage à réaliser, une onde plane, une onde divergente ou convergente. Des particules présentes dans le faisceau diffractent la lumière incidente. Il y a alors formation d'interférences enregistrées par le capteur CCD. C'est ce qui est montré sur l'image de droite. Il s'agit de la phase d'enregistrement.

La deuxième phase est la restitution des hologrammes. En holographie optique, les hologrammes sont des plaques argentiques, la restitution des hologrammes requiert alors un deuxième montage avec le même laser pour éclairer l'hologramme. Un système d'enregistrement de photographie standard était ensuite utilisé pour faire la mise au point sur la partie de l'hologramme souhaitée. Avec le développement des capteurs CCD, ces plaques sont remplacées par des capteurs numériques. Leur résolution reste aujourd'hui inférieure aux plaques holographiques, mais leur coût de revient et les possibilités d'acquisitions qu'ils offrent assurent leur suprématie, notamment par la suppression du montage de restitution devenu inutile. Le faisceau d'éclairage de l'hologramme est donc appliqué numériquement à l'hologramme. On peut alors reconstruire numériquement plan par plan le front d'onde sur l'ensemble de son parcours optique (Schnars et Jüptner [1994]).

Sur la figure I.6 sont représentés trois exemples de plans reconstruits à partir de l'image de droite à des distances de restitution différentes. On peut ainsi voir que la mise au point des particules évolue en fonction de la distance de restitution. Il suffit donc de

rechercher le plan de mise au point pour chaque particule présente dans le volume de mesure sur un ensemble de plan de restitution couvrant celui-ci pour les localiser en trois dimensions. Ce processus sera plus détaillé dans le chapitre 3.

En holographie, il n'y a pas d'objectif devant le capteur, la section du volume de mesure est donc directement liée à la dimension du capteur CCD. Cette principale restriction a été, et reste, un frein à son utilisation expérimentale. Mais avec le développement des capteurs CCD, notamment en taille, de plus en plus d'exemples d'utilisation voient le jour.

### I.3.b Applications de l'holographie numérique dans l'axe

Dans le domaine de la mécanique des fluides, l'holographie numérique trouve un large panel d'applications. L'une des premières applications est la caractérisation de champs de particules. L'absence de mise au point lors de l'enregistrement la rend particulièrement intéressante pour mesurer la concentration et la dimension de particules dans un volume. Par exemple, Royer [1974] appliquait l'holographie à la mesure des gouttes dans les brouillards. En holographie numérique, plus récemment, Denis *et al.* [2011] ont utilisé un montage d'holographie numérique en faisceau divergent pour mesurer la dimension et la concentration de bulles de cavitation ( $6 - 100 \mu m$ ) dans le grand tunnel hydrodynamique de la DGA. Leur volume de mesure se limitait à  $59 mm^3$  avec seulement quelques particules par hologramme du fait des conditions expérimentales. La divergence du faisceau permet une meilleure précision de la mesure en agrandissant l'image du champ de particule sur l'hologramme. Tian *et al.* [2010], ont caractérisé un champ de bulle de diamètres de  $\approx 10 \mu m$  se déplaçant dans un réservoir d'eau de  $100 \times 100 \times 70 mm^3$  avec un montage dans l'axe en faisceau collimaté. Ils sont parvenus à mesurer la position et la taille de  $\approx 1600$  bulles dans un volume de  $10 \times 10 \times 70 mm^3$  sans s'intéresser à leur dynamique. Plus récemment, Beals *et al.* [2015] utilisent un système d'holographie numérique aéro-porté HOLODEC (Fugal *et al.* [2004]) pour observer les particules présentes dans les nuages. La simplicité des systèmes d'holographie dans l'axe permet de créer des montages compacts pouvant être transportés facilement. Ils mesurent de l'ordre de mille particules de  $10 - 20 \mu m$  de diamètre pour un volume de mesure de  $8 \times 8 \times 140 mm^3$ .

Très rapidement des applications à la dynamique ont vu le jour, Trolinger *et al.* [1969] proposaient la mesure de la dynamique de champs de particules en mouvement. Récemment, Guildenbecher *et al.* [2016] ont appliqué l'holographie numérique à l'impact d'une goutte d'eau sur une fine couche de fluide (voir figure I.7). Ils ont ainsi pu mesurer le déplacement

de plusieurs dizaines de gouttelettes projetées, lors de l'impact de la goutte, dans un volume de  $2 \times 2 \times 5 \text{ cm}^3$  avec une caméra rapide (20 kHz).

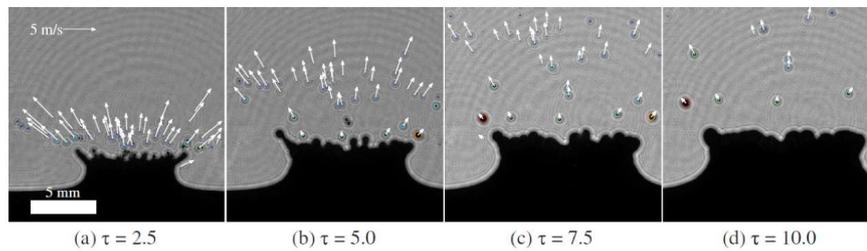


FIGURE I.7: Visualisation de l'impact d'une goutte sur une membrane par holographie numérique. D'après [Guildenbecher et al. \[2016\]](#).

En turbulence, le suivi des propriétés lagrangiennes des particules est aussi rendu possible par holographie numérique, on peut citer les travaux de [Gopalan et al. \[2008\]](#) qui suivent les trajectoires de particules de diamètres compris entre  $50 \mu\text{m}$  et  $1.2 \text{ mm}$  dans un volume de  $50 \times 50 \times 70 \text{ mm}^3$  avec un système à deux lentilles. La première lentille élargit le faisceau du laser et la seconde lentille placée devant la caméra permet de le réduire aux dimensions du capteur de la caméra. Leur résolution axiale, la plus critique en holographie dans l'axe, est cependant de  $4 \text{ mm}$ , leurs travaux en holographie se limitent donc aux déplacements bidimensionnels dans un volume. Ils ont obtenu des mesures tri-dimensionnelles par l'utilisation de deux faisceaux orthogonaux.

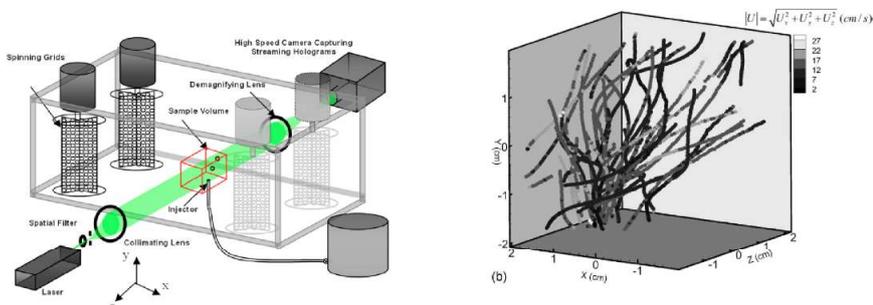


FIGURE I.8: Suivi de particules un champ de turbulence. D'après [Gopalan et al. \[2008\]](#).

L'absence de mise au point lors de l'enregistrement a fait de l'holographie une solution naturelle au suivi de particule 2D ou 3D. Les contraintes sur la dimension du champ de mesure et de la densité de particules font que peu d'applications à la dynamique d'écoulement ont vu le jour.

### I.3.c Techniques interférométriques

D'autres techniques d'imagerie interférométrique sont en cours de développement. On peut citer l'imagerie interférométrique de Fourier (FII) ([Briard et al. \[2011\]](#)) qui permet de mesurer le déplacement relatif des particules les unes par rapport aux autres. Et

l'ILIDS, qui à l'instar de cette thèse est financé par le projet 3D du Labex EMC3. Cette technique se classe dans les techniques 3D3C, et permet en plus de connaître la nature de la particule (cf : [Ouldarbi \*et al.\* \[2015\]](#)). La différenciation des bulles et des grains de sable permet de prendre en compte leurs propriétés dynamiques propres lors du traitement des données.

On notera toutefois que l'holographie numérique est théoriquement capable d'une telle différenciation, mais reste expérimentalement peu exploitable d'après [Grare \*et al.\* \[2014\]](#).



## Chapitre II

# Conditions expérimentales, et paramétrage des mesures PIV et SPIV

### Contents

---

<b>II.1</b>	<b>Reproduction expérimentale de l'interaction onde-plaque</b>	<b>20</b>
II.1.a	Le canal à houle	20
II.1.b	Structure et paramètres de houle utilisés	21
II.1.c	Grandeurs caractéristiques	22
<b>II.2</b>	<b>Vélocimétrie par image de particule 2D2C(PIV)</b>	<b>24</b>
II.2.a	Principe	24
II.2.b	Montage et paramètres expérimentaux de notre étude	25
<b>II.3</b>	<b>Vélocimétrie par image de particule stéréoscopique 2D3C (SPIV)</b>	<b>27</b>
II.3.a	Principe	27
II.3.b	Montage et paramètres expérimentaux de notre étude	28

---

L'étude de la génération des tourbillons en bordure d'objets immergés est réalisée expérimentalement. Le problème est simplifié en se restreignant au cas d'une houle monochromatique, et d'une plaque fine pour générer les tourbillons. Différentes conditions de houle sont testées afin de faire varier les conditions de forçage exercées par la houle sur la plaque et en mesurer les effets sur le tourbillon. Pour cela, deux techniques expérimentales usuelles sont utilisées, en complément de l'holographie numérique présentée dans le chapitre III, la PIV et la SPIV. Le recours à la SPIV, pour la première fois sur le canal, permet la mesure des trois composantes de la vitesse du tourbillon dans un plan. Leur paramétrage doit prendre en compte la présence de forts gradients de vitesses, caractéristiques des écoulements tourbillonnaires.

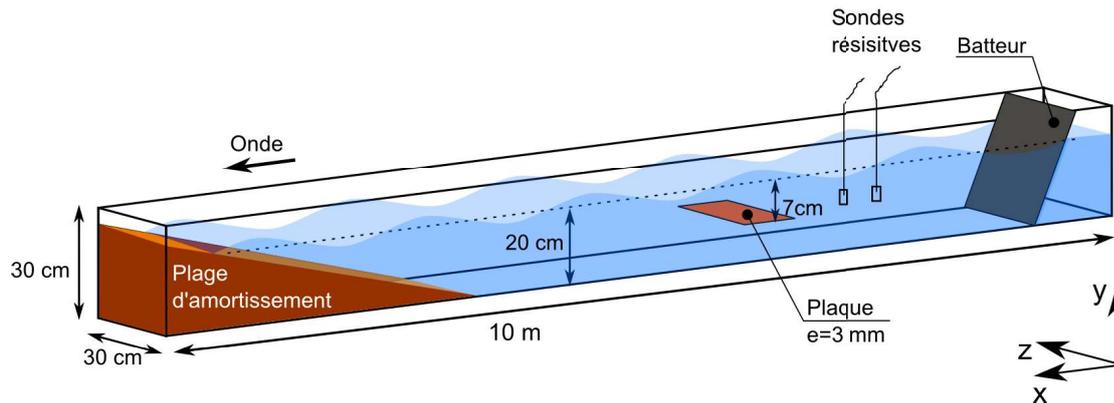


FIGURE II.1: Représentation du canal à houle utilisé avec ses dimensions.

## II.1 Reproduction expérimentale de l'interaction onde-plaque

### II.1.a Le canal à houle

Les expériences sont menées dans un canal à houle de dimensions :  $10 \times 0.3 \times 0.3 \text{ m}$ , représenté sur la figure II.1. Pour permettre l'accès optique, les parois sont en verre, d'une épaisseur de  $1 \text{ cm}$ .

Un batteur situé à l'une des extrémités, génère une houle monochromatique. Il oscille autour de son axe de rotation à une fréquence définie par le moteur. La période et l'amplitude de la houle générée dépendent donc du niveau d'eau au repos, de la fréquence et de l'amplitude d'oscillation du batteur. Cependant, la houle qui se propage dans le canal est la combinaison de la houle générée par le batteur et des réflexions successives. En effet celles-ci sont réfléchies dans le canal sur la plaque et la plage d'amortissement et viennent s'ajouter à l'action du batteur. La houle établie dans le canal est donc la superposition d'une onde incidente, se propageant du batteur vers la plage d'amortissement et d'une onde réfléchie se propageant dans le sens inverse.

Ainsi pour connaître la nature de la houle établie, il est nécessaire de mesurer sa longueur d'onde et son amplitude expérimentalement. Deux sondes résistives sont installées dans le canal. Elles permettent de mesurer l'élévation de la surface libre au passage des ondes successives. L'utilisation de deux sondes permet d'appliquer la méthode de Goda-Suzuki (Goda et Suzuki [2011]) qui permet de séparer la contribution de l'onde incidente et de l'onde réfléchie de la houle établie dans le canal.

Enfin pour limiter les réflexions de la houle à l'autre extrémité du canal, une plage d'amortissement de  $2 \text{ m}$  de long est installée. Elle permet de dissiper l'énergie des vagues. Dans les conditions de houle utilisées dans cette étude, elle réduit l'amplitude de l'onde réfléchie à 2% de l'amplitude de l'onde incidente.

## II.1.b Structure et paramètres de houle utilisés

Pour générer les tourbillons, une plaque est immergée dans le canal. Le choix de la plaque comme générateur plutôt qu'une marche immergée est justifié par la plus grande intensité et la meilleure localisation des vortex produits.

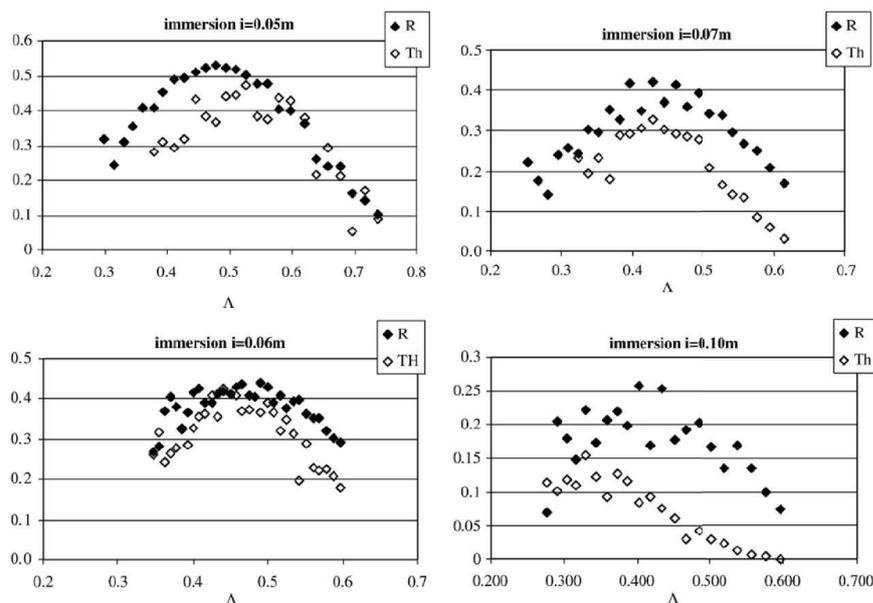


FIGURE II.2: Coefficients de réflexion (R) et taux d'harmonique (Th) de la houle à différentes immersions de la plaque en fonction du rapport  $\Lambda = L/\lambda'$  (Tiré de [Brossard et al. \[2009\]](#))

La présence de la plaque modifie fortement l'écoulement incident. Au niveau de la surface libre, l'onde incidente subit une réflexion et l'onde transmise est altérée par le changement brutal du niveau d'eau au dessus de la plaque. La propagation des ondes au dessus d'une plaque immergée a été étudiée en particulier par [Brossard et al. \[2009\]](#)). Les auteurs ont étudié la génération d'harmoniques pour différentes condition de houle, dont une partie des résultats sont reproduits sur la figure [II.2](#). Le coefficient de réflexion et le taux d'harmonique y sont représentés en fonction de  $\Lambda = L/\lambda'$ , où L est la longueur de la plaque et  $\lambda'$  la longueur d'onde de l'onde au dessus de la plaque calculée avec la relation de dispersion de Stokes en prenant l'immersion comme profondeur d'eau. Le rapport  $\Lambda$  apparait comme déterminant dans la réflexion de la houle par la plaque. (Une étude plus récente par [Ting et al. \[2016\]](#) montre que ce n'est pas nécessairement le cas).

Le choix de la plaque et de son installation dans le canal joue donc un rôle important sur l'interaction avec la houle incidente, et donc à priori sur la dynamique des tourbillons générés. Les choix de la structure et des conditions de houle ne sont donc pas pris indépendamment. Dans le cadre de cette étude, les conditions expérimentales sont

choisies pour répondre à plusieurs contraintes expérimentales. Le cas de référence correspond à  $\Lambda = 0.32$  sur la figure II.2 ce qui garantit un faible taux d'harmonique et de réflexion. Les paramètres seront variés par la suite, ils correspondent à l'étude 2D de Poupardin *et al.* [2012]. De plus la cambrure de l'onde doit rester faible pour éviter le déferlement. Elle est définie comme le rapport de l'amplitude sur la longueur d'onde :  $\epsilon = \frac{a}{\lambda} = \frac{0.011}{1.24} \approx 0.009$ .

Enfin le choix de l'immersion est un bon compromis pour avoir des tourbillons intenses tout en maintenant le taux d'harmonique faible. Les résultats présentés sur la figure II.2 montrent que la réflexion et le taux d'harmonique diminuent avec l'immersion. Cependant, si l'immersion est trop importante, l'interaction entre la plaque et la houle risque de devenir trop faible pour observer des tourbillons satisfaisants. En effet l'intensité des tourbillons dépend de la circulation autour de la plaque, et donc de la vitesse de l'écoulement autour celle-ci ainsi que de sa longueur. Et la vitesse de l'écoulement dépend elle même de l'immersion de la plaque.

Le niveau de l'eau est fixé à 20 cm. La houle incidente a une période autour de  $T = 1$  s et une longueur d'onde de  $\lambda = 1.24$  m pour une amplitude  $a \approx 1.1$  cm. D'autres paramètres seront prospectés par la suite. La plaque, de longueur  $L = 25$  cm et d'épaisseur  $e = 3$  mm et de même largeur que le canal, est immergée à  $i = 7$  cm.

### II.1.c Grandeurs caractéristiques

Le batteur permet de générer une houle régulière sur des périodes allant de  $T = 0.6$  s à  $T = 1.5$  s. Pour cette étude, l'amplitude de l'onde est maintenue aux alentours de  $a \approx 1$  cm. Pour caractériser l'écoulement au dessus de la plaque, la longueur d'onde  $\lambda'$ , de l'onde qui se propage au dessus de celle-ci est introduite. Elle n'est pas mesurable directement dans nos conditions expérimentales. Or, la plaque provoque un changement brutal de la profondeur de l'eau et donc la longueur d'onde de l'onde incidente n'est plus celle de l'onde se propageant sur la plaque. Pour déterminer la longueur d'onde au dessus de la plaque, il faut donc passer par un modèle de houle en milieu peu profond. Ce modèle donne une bonne approximation pour des profondeurs intermédiaires avec un paramètre de dispersion  $\beta < 0.1$ . Dans nos conditions expérimentales, le paramètre de dispersion varie de 0,058 à 0,13 au dessus de la plaque. On peut donc appliquer ce modèle.

$$\frac{2\pi}{T^2} = \frac{g}{\lambda'} \tanh\left(\frac{2\pi i}{\lambda'}\right) \quad (\text{II.1})$$

C'est avec cette valeur de longueur d'onde que sont calculées les grandeurs adimensionnées résumées dans le tableau II.1 Ces grandeurs sont l'ensemble de plusieurs paramètres qui permettent de caractériser l'écoulement. La vitesse de référence est définie par l'amplitude de la houle de Stokes au premier ordre, pour la profondeur d'immersion  $i$  par la relation II.2.

$$U_{ref} = \frac{ag}{f\lambda'} \frac{1}{\cosh[2\pi i/\lambda']} \quad (\text{II.2})$$

La vorticité de référence s'écrit :

$$\omega_{ref} = \frac{U_{ref}}{\delta} = \frac{U_{ref}}{\sqrt{\frac{\nu}{\pi f}}} \quad (\text{II.3})$$

Avec  $\nu = 10^{-6} m^2.s^{-1}$  la viscosité cinématique et  $\delta$  l'épaisseur de couche limite pour un écoulement oscillant à la fréquence  $f$  au dessus d'une surface plane d'après Batchelor [2000]. Cette grandeur est utilisée car elle est caractéristique du taux de cisaillement à l'origine de la formation des tourbillons.

Les nombres de Reynolds (Reynolds [1883]) et de Keulegan-Carpenter (Keulegan et Carpenter [1956]) :

$$Re = \frac{U_{ref} L}{\nu} \quad (\text{II.4})$$

$$KC = \frac{T U_{ref}}{L} \quad (\text{II.5})$$

Où  $L$  est la longueur de la plaque. Le nombre de Reynolds caractérise le niveau de turbulence à grande échelle de l'écoulement. Le nombre de Keulegan-Carpenter s'interprète comme le rapport du déplacement maximal d'une particule fluide par rapport à un obstacle pendant une période  $T$ . C'est un paramètre important pour caractériser la formation des tourbillons d'après Ting et King [1994], plus sa valeur est élevée plus les tourbillons sont supposés se développer en taille au dessus de la plaque.

Le nombre d'Ursell (Ursell [1953]) caractérise l'importance des effets non-linéaires de la houle. Il permet de quantifier l'aspect "eau peu profonde", plus sa valeur est grande, plus l'écoulement est de type "faible profondeur".

$$U_r = \frac{\alpha}{\beta^2} = \frac{a\lambda'^2}{i^3} \quad (\text{II.6})$$

Où  $\alpha = a/i$  est un paramètre de non-linéarité au dessus de la plaque et  $\beta = i/\lambda'$  est un paramètre de dispersion.

$i$ (cm)	$T$ (s)	$a_i$ (mm)	$a_r$ (mm)	$\lambda$ (m)	$\lambda'$ (m)	$U_{ref}$ (m.s <sup>-1</sup> )	$\omega$ (s <sup>-1</sup> )	$Re$	$KC$	$U_r$
7	0.7	10.7	3.8	0.72	0.52	0.091	111	22800	0.24	7.8
7	1	9.8	2.7	1.24	0.79	0.107	107	26800	0.43	18
7	1.5	10.3	2	1.5	1.21	0.113	93	28300	0.67	42.7
4	1	8.2	4.6	1.24	0.60	0.127	127	31900	0.51	46.1

TABLE II.1: Tableau des grandeurs caractéristiques des essais effectués dans le canal pour une plaque de longueur  $L = 0.25$  cm.

## II.2 Vélométrie par image de particule 2D2C(PIV)

Cette technique permet la mesure d'un champ de vitesse 2D dans un plan.

### II.2.a Principe

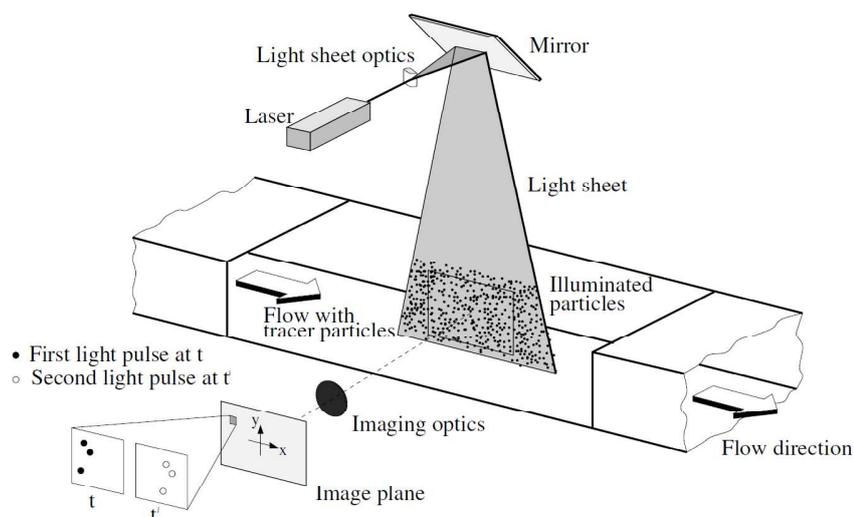


FIGURE II.3: Schéma de fonctionnement de la PIV tiré de Raffel *et al.* [2013]

Le principe de la PIV, illustré par la figure II.3, est de déterminer la vitesse de l'écoulement à partir du déplacement de particules diffusantes éclairées par une nappe laser. Une caméra placée perpendiculairement à la nappe laser enregistre le champ de particules aux temps  $t$  et  $t' = t + dt$ . Avec  $dt$  un intervalle de temps pour lequel le déplacement des particules doit être de l'ordre de  $10$  pixels. Avec ce type d'acquisition, contrairement à l'holographie, les particules ne sont pas suivies une à une, mais par ensemble de particules sur des fenêtres d'interrogation. On peut alors, en mesurant le déplacement  $d\vec{x}$  des motifs de particules, remonter aux champs de vitesses instantanées par la relation II.7.

$$\vec{u} = \frac{d\vec{x}}{dt} \quad (\text{II.7})$$

Le déplacement des motifs de particules est déterminé, à partir de deux images successives, par un opérateur d'inter-corrélation entre les fenêtres d'interrogation correspondantes sur chaque image. La résolution spatiale finale dépendra de la taille des subdivisions et de la densité de particules. En pratique il faut compter une dizaine de particules par fenêtre pour assurer la fiabilité du résultat de l'inter-corrélation.

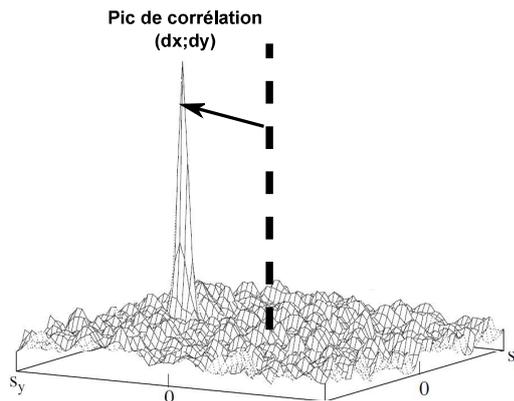


FIGURE II.4: Pic d'inter-corrélation pour une maille de calcul, tiré de Raffel *et al.* [2013].

La figure II.4 illustre un résultat typique d'inter-corrélation. Le pic correspond au maximum de corrélation entre les deux fenêtres. C'est à dire le déplacement d'une fenêtre par rapport à l'autre qui donne la meilleure similitude dans les motifs de particules. Les coordonnées du centre du pic de corrélation par rapport au centre de la fenêtre d'interrogation ( $dx; dy$ ) sur la figure II.4 donne donc le déplacement des particules. L'intervalle de temps  $dt$  est fixé par l'opérateur, et le grandissement fixé par le système d'acquisition, les vitesses de l'écoulement sont obtenues pour l'ensemble du plan d'étude.

## II.2.b Montage et paramètres expérimentaux de notre étude

Dans l'étude réalisée, le but est d'avoir une mesure dans une zone collée à la paroi du canal afin de mesurer l'évolution des vitesses à partir de celle-ci. Ce travail a été réalisé en plus de la SPIV car la calibration plus aisée de la piv a permis un champ final plus petit mieux résolu spatialement. Les champs sont enregistrés au moyen d'une caméra Basler aca2040 de  $2000 \times 2000$  pixels munie d'un objectif Nikon de focale variable réglée à  $f = 200$  mm située sous le canal. La plaque utilisée est en verre, ce qui permet l'accès optique par en dessous. Cet objectif nous permet de limiter la zone de mesure à  $45 \times 45$  mm<sup>2</sup>. Le volume de mesure est éclairé par un laser YAG à double cavité délivrant deux impulsions laser de puissance 128 mJ à la longueur d'onde  $\lambda_l = 532$  nm

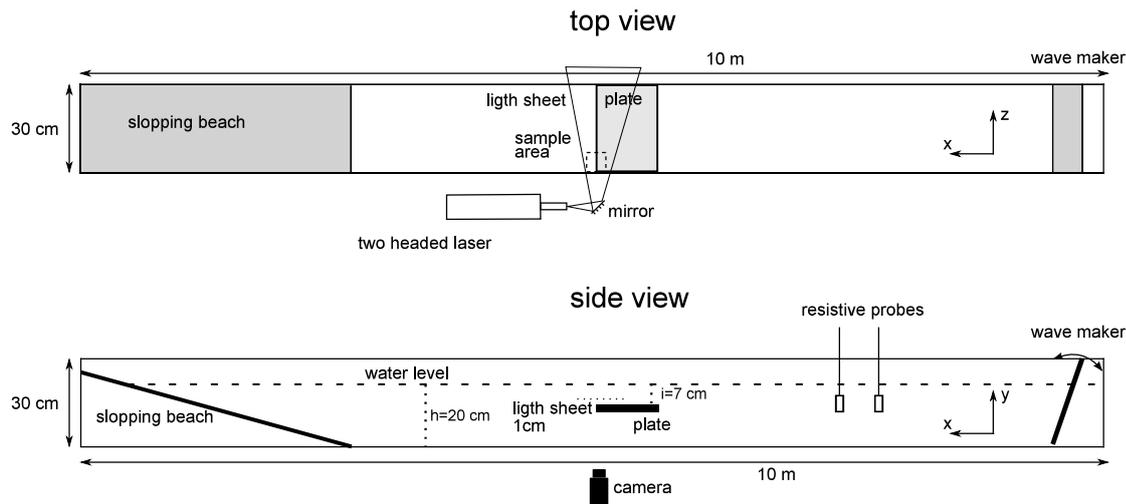


FIGURE II.5: Schéma du montage de PIV avec nappe horizontale.

pour une fréquence maximale de  $15\text{ Hz}$ . La nappe laser est générée par une lentille cylindrique placée à la sortie du laser. Elle est orientée horizontalement, à  $1\text{ cm}$  au dessus de la plaque comme représenté sur la figure II.5. Des particules sphériques de diamètre  $20\text{ }\mu\text{m}$ , en polyamide de densité 1.1, sont mises en suspension dans l'écoulement pour le matérialiser.

L'étalonnage se fait par une mire avec un maillage de disques connu. Les disques ont un diamètre de  $25\text{ }\mu\text{m}$  et forment un carré de  $25 \times 25\text{ mm}^2$  avec  $1\text{ mm}$  entre chaque points.

L'acquisition est synchronisée avec le batteur du canal pour une acquisition à  $15\text{ Hz}$ . Les forts gradients de vitesses associés à la dynamique du tourbillon rendent difficile le choix de l'intervalle de temps entre les deux images du champ de particules utilisées pour la corrélation. Celui-ci est finalement fixé à  $2\text{ ms}$ . Pour chaque essai, les paires d'images sont enregistrées à une fréquence de  $15\text{ Hz}$  sur 300 périodes consécutives, ce qui permettra d'obtenir un profil moyen du tourbillon représentatif de l'écoulement malgré son caractère fortement instationnaire.

Pour obtenir les champs de vitesses, les champs de particules sont subdivisés en fenêtres de  $64 \times 64\text{ pixels}$  avec un taux de recouvrement de 50%. Les images sont traitées avec *DirectPIV*, un logiciel fournit par R&D Vison ([RDvision](#)). L'algorithme fourni par R&D Vision procède en deux itérations avec déplacement de la fenêtre de corrélation pour affiner le résultat. Les champs de vecteurs obtenus sont de  $61 \times 61$  vecteurs soit  $\approx 750\text{ }\mu\text{m}$  entre chaque vecteurs. Ces champs sont ensuite post-traités pour éliminer les vecteurs faux au moyen d'un filtre gaussien local. Les vecteurs supprimés par le filtre sont ensuite remplacés par une interpolation locale basée sur les vecteurs voisins dans une fenêtre de  $3 \times 3$  vecteurs. Le taux de vecteurs post-traités est de l'ordre de 5 %, principalement dans la zone du tourbillon, où les gradients de vitesses sont les plus importants. À titre

d'exemple, sur la figure II.6 sont représentés l'image d'un champ de particules ainsi que le champ de vitesse instantané obtenu au passage du tourbillon sur une période.

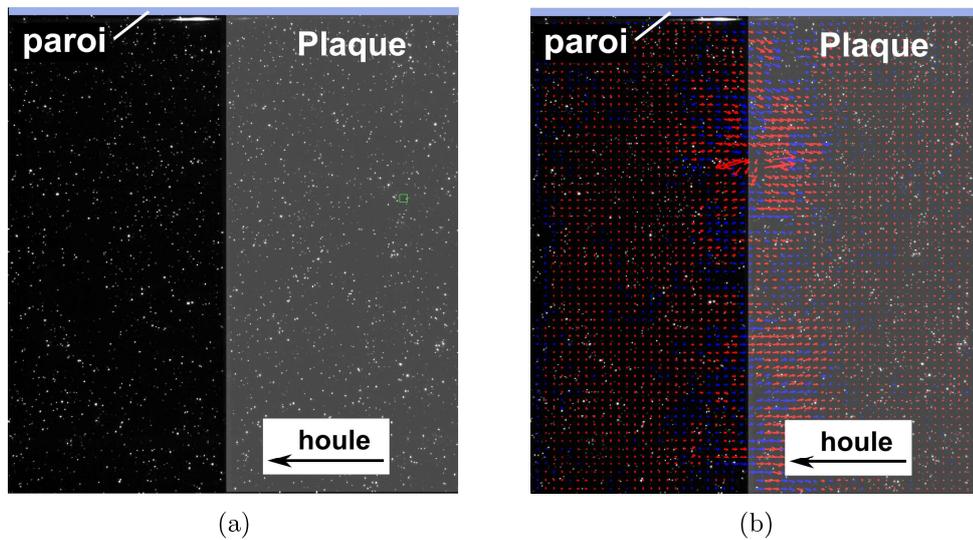


FIGURE II.6: (a) Exemple d'image de particules obtenu par piv, la partie grisée représente la plaque (b) Champ de vecteur obtenu pour la paire d'images correspondantes, les vecteurs bleus sont obtenus par interpolation.

## II.3 Vélocimétrie par image de particule stéréoscopique 2D3C (SPIV)

Des mesures PIV sur des champs verticaux ont déjà été menées au LOMC, l'utilisation de la SPIV permet la mesure de la composante axiale de la vitesse dans un plan. Cette information supplémentaire par rapport aux études précédentes doit permettre d'affiner l'étude des instabilités à l'origine de la déstabilisation des tourbillons.

### II.3.a Principe

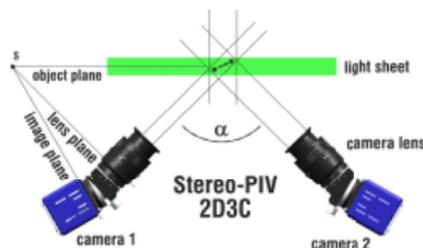


FIGURE II.7: Vue du déplacement d'une particule par deux caméras (Crédit : [LaVision](#))

Le principe de la SPIV est le même que pour la PIV à la différence que l'image du champ de particules est cette fois enregistrée simultanément par deux caméras sous un

angle d'observation différent. Si la particule se déplace suivant l'axe orthogonal à la nappe laser, alors son déplacement sera projeté sur les deux capteurs, comme illustré sur la figure II.7.. Il est alors possible de reconstruire en trois dimensions le déplacement des particules à partir des deux champs de déplacement 2D obtenus pour chacune des caméras. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer une calibration afin de connaître les fonctions reliant l'espace objet du champ de particules et l'espace de l'image enregistrée pour chacune des caméras.

### II.3.b Montage et paramètres expérimentaux de notre étude

Les mesures réalisées en SPIV sont faites sur des champs de particules dans des plans verticaux et horizontaux. Le laser YAG génère une nappe laser parallèle à la paroi à  $1,5\text{ cm}$  et  $3\text{ cm}$  de celle-ci. Et pour les champs horizontaux, la nappe est à  $1\text{ cm}$  au dessus de la plaque, ce qui correspond au centre du tourbillon lorsque celui-ci se forme. Le schéma du montage est représenté sur la figure II.8. Les champs sont enregistrés au moyen de deux caméras Basler aca2040 de  $2000 \times 2000\text{ px}^2$  munies d'objectifs Nikon AF Nikkor de focale fixe  $50\text{ mm}$ . Le temps pris entre deux champs successifs est de  $2\text{ ms}$ , avec une synchronisation sur le batteur. Cette valeur permet d'obtenir environ  $10\text{ px}$  de déplacement entre les deux images. Les deux caméras observent la zone de mesure avec un angle de  $40^\circ$  de part et d'autre de la normale à la paroi. Pour corriger les effets d'astigmatisme causés par l'angle entre la caméra et la nappe, le capteur CCD et l'objectif ne sont pas dans des plans parallèles. Le capteur est pivoté par rapport à l'objectif en utilisant des montures de Scheimpflug (Scheimpflug [1904]). Dans cette configuration, l'angle entre les deux caméras garantit la fiabilité de la détermination de la composante axiale (orthogonale à la nappe laser) de la vitesse d'après Prasad et Jensen [1995].

L'étalonnage se fait avec une mire en damier (Figure II.10) de  $7 \times 8$  carrés de  $8 \times 8\text{ mm}^2$ . La mire est déplacée de  $\pm 4\text{ mm}$  autour de la nappe laser par pas de  $0.5\text{ mm}$  au moyen d'une coulisse munie d'une vis millimétrique. Pour chacune des positions, une image est enregistrée par les deux caméras. Le programme StereoPIV de R&D Vision procède ensuite à la correspondance des couples d'images. Les intersections du damier sont détectées sur chaque image pour former une matrice de points de référence associée à l'ensemble des images. Le programme détermine alors la fonction de reconstruction à partir de chacune des caméras dans le plan du laser.

Pour obtenir les champs de vecteurs, il faut procéder en deux étapes. La première étape est identique à celle de la PIV appliquée indépendamment à chaque caméra. Les deux caméras font simultanément l'acquisition d'une paire d'images chacune. Une corrélation

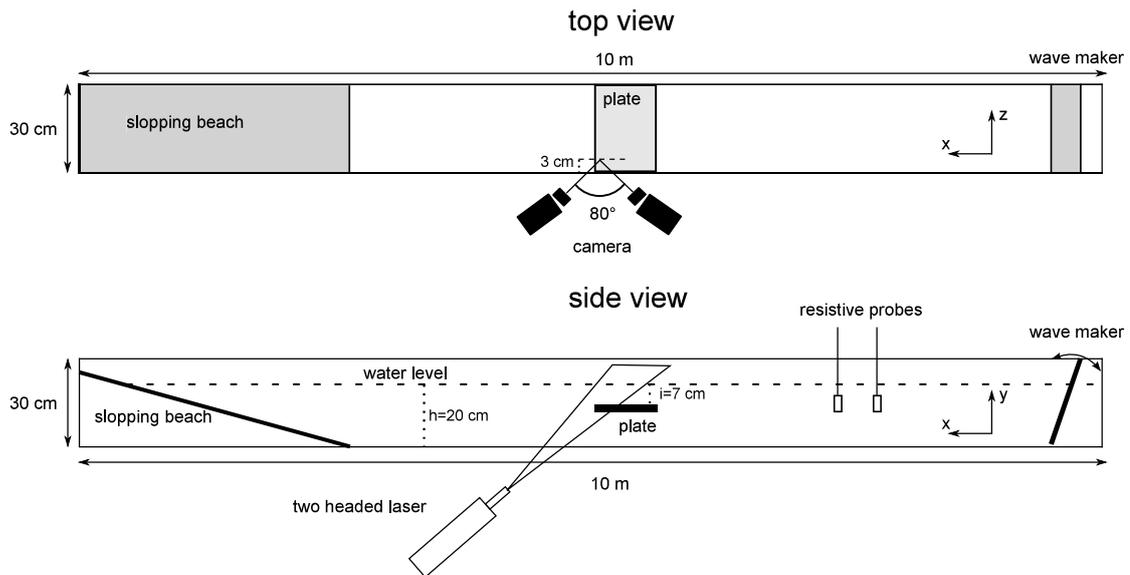


FIGURE II.8: Schéma représentant le montage de la SPIV sur le canal pour des champs verticaux.

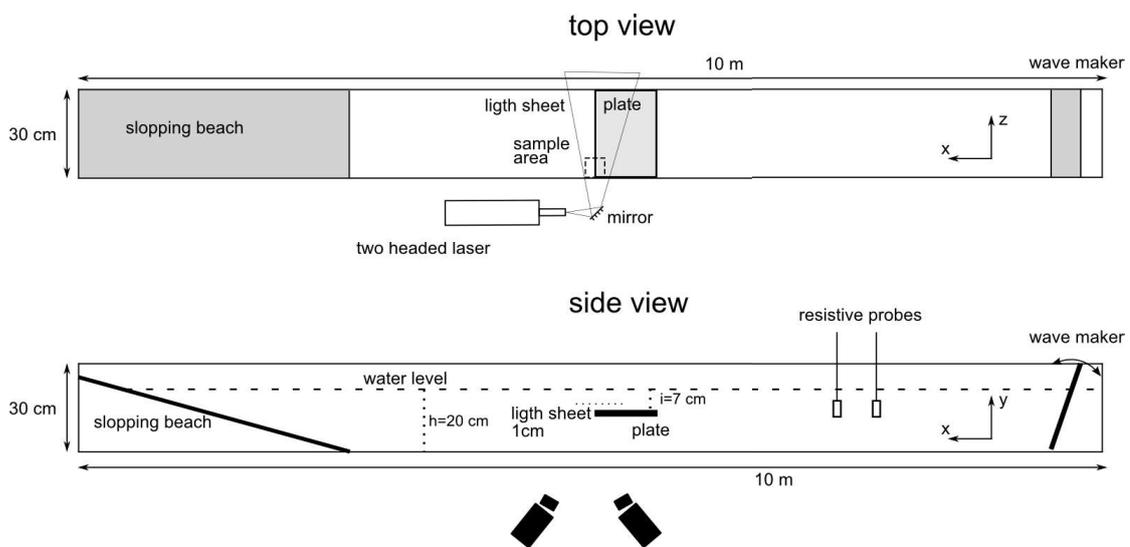


FIGURE II.9: Schéma représentant le montage de la SPIV sur le canal pour des champs horizontaux.

croisée est appliquée à chaque paire d'images par *directPIV* sur des fenêtres de  $64 \times 64 \text{ px}^2$  avec un recouvrement de 50%. L'algorithme procède en deux itérations avec déplacement de la fenêtre de corrélation pour affiner le résultat. Ces champs sont ensuite post-traités pour éliminer les vecteurs faux au moyen d'un filtre gaussien local sur les 3 plus proches voisins pour les champs verticaux et  $3 \times 5$  pour les champs horizontaux. Ils sont ensuite corrigés par une interpolation locale avec les vecteurs voisins sur des fenêtres de même dimension que les filtres. Une fois les vitesses déterminées pour chaque caméra, vient la seconde étape : la reconstruction. Avec l'étalonnage du plan de mesure, le logiciel *stereoPIV* permet à partir des champs de vecteurs précédemment calculés de reconstruire

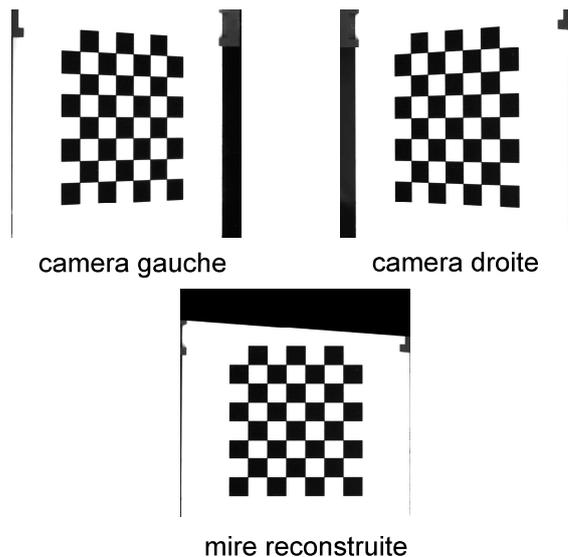


FIGURE II.10: Mire utilisée pour la calibration de la Spiv

un unique champ de vecteurs avec cette fois les trois composantes.

Les champs sont reconstruits avec un pas de  $1.5\text{ mm}$ . Les champs résultants sont de  $65 \times 50$  soit un plan de  $70 \times 90\text{ mm}^2$  pour les champs verticaux, et de  $79 \times 65$  soit un plan de  $117 \times 96\text{ mm}^2$  pour les champs horizontaux.

Les acquisitions par PIV et SPIV apporteront un complément d'information à l'holographie numérique dans l'étude de la dynamique des tourbillons. Bien que limités aux vitesses dans un plan donné, elles permettront de valider la mesure de vitesse par holographie. De plus, ces deux techniques permettent une surface de mesure plus importante que celle de l'holographie numérique. Le choix de la tomo-PIV n'est pas retenu pour des raisons pratiques : coût du matériel, difficulté d'accès optiques pour des montages à plus de deux caméras et la limitation dans la profondeur du volume de mesure. C'est pourquoi l'holographie numérique est utilisée pour la mesure 3D du tourbillon.

## Chapitre III

# Installation de l'holographie numérique sur le canal à houle

### Contents

---

<b>III.1 Dispositif d'enregistrement des hologrammes</b> . . . . .	<b>32</b>
III.1.a Montage expérimental . . . . .	32
III.1.b Fiabilité des traceurs . . . . .	33
III.1.c Bruit et sources d'erreur . . . . .	35
<b>III.2 Enregistrement en multi-expositions</b> . . . . .	<b>37</b>
III.2.a Principe de la multi-expositions . . . . .	37
III.2.b Nombre d'expositions . . . . .	37
<b>III.3 Exploitation des hologrammes</b> . . . . .	<b>39</b>
III.3.a Restitution d'un hologramme . . . . .	39
III.3.b Normalisation des hologrammes . . . . .	39
III.3.c Étalonnage . . . . .	40
III.3.d Validité de l'approximation onde plane . . . . .	42
III.3.e Retrouver les distances absolues . . . . .	44
<b>III.4 Vélométrie par holographie numérique</b> . . . . .	<b>44</b>
III.4.a Recherche des bulles . . . . .	44
III.4.b Efficacité de la localisation . . . . .	46
III.4.c Reconnaissance des trajectoires . . . . .	48

---

L'un des enjeux de la thèse est d'adapter et développer l'holographie numérique du CORIA au LOMC. Si le dispositif expérimental s'adapte bien à la géométrie du canal, la nature interférométrique de l'holographie la rend sensible aux défauts optiques, et donc au matériel utilisé. Son utilisation a donc demandé un travail préliminaire pour maîtriser cette technique nouvelle au laboratoire afin d'en définir les capacités sur ce montage

particulier, qui se distingue par l'importance de la zone traversée par le faisceau. Une importance particulière est donc donnée à l'analyse de la résolution spatiale du système d'enregistrement, notamment sur la composante axiale ainsi que sur la mesure de la dynamique d'un champ de particules.

### III.1 Dispositif d'enregistrement des hologrammes

#### III.1.a Montage expérimental

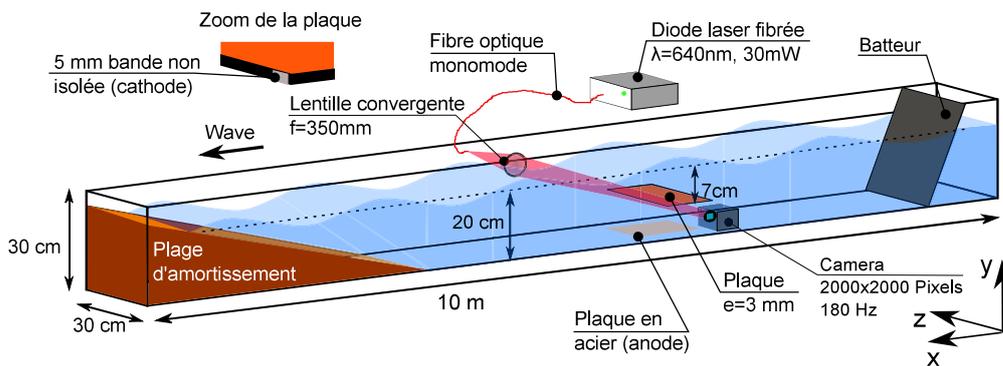


FIGURE III.1: Représentation du montage d'holographie numérique sur le canal à houle.

Comme expliqué dans la partie I.3.a le montage est simple, il est présenté sur la figure III.1. Le volume de mesure est éclairé par une diode laser fibrée Coherent CUBE d'une puissance variable de 1 mW à 30 mW pour une longueur d'onde  $\lambda = 640 \text{ nm}$ . L'utilisation d'une fibre optique mono-mode présente plusieurs intérêts. Elle permet de réduire l'encombrement du montage, le laser est posé à coté du canal et la tête de fibre est ensuite amenée sur le banc d'holographie. De plus, le faisceau de sortie peut être considéré comme une source ponctuelle, il est donc plus homogène et donne une meilleure qualité d'interférence.

Le faisceau sortant de la diode est suffisamment divergent pour éclairer la lentille. Il est mis en forme par une lentille convergente de focale  $f = 350 \text{ mm}$ . Cette lentille permet de travailler avec, au choix, un faisceau convergent, collimaté ou divergent. Dans cette étude, le faisceau est convergent. Cette configuration permet de compresser optiquement les figures d'interférences et donc d'agrandir la section de la zone de mesure. On remonte aux grandeurs physiques par un étalonnage du volume de mesure (Vikram et Billet [1988]). Cependant, l'onde est alors sphérique et non plane, pour pouvoir faire l'approximation d'onde plane il faut respecter des conditions d'enregistrement en champ lointain. Cette condition se traduit par  $\frac{\pi d^2}{2\lambda z_0} \ll 1$  où  $z_0$  est la distance de l'objet au capteur et  $d$  sa dimension. Lorsque ce critère est validé, la figure de diffraction enregistrée

sera équivalente à celle produite par une particule de diamètre  $Kd$ , éclairée par une onde plane à une distance  $Kz_0$  du capteur d'image, où  $K$  est un coefficient de grandissement. Un étalonnage du rayon de courbure de l'onde est alors requis pour retrouver les grandeurs physiques du montage.

Le faisceau traverse ensuite le canal de part en part au dessus du bord aval de la plaque. Du coté opposé du canal, la caméra, sans objectif entre le capteur et le canal, est placée orthogonalement au faisceau. Il s'agit d'une caméra Basler aca2040 avec un capteur CCD de  $2000 \times 2000$  pixels avec des pixels de côté  $p = 5,5 \mu m$ . Le choix de ce capteur est motivé d'une part par sa dimension ( $1.1 \times 1.1 cm^2$ ), qui avec le grandissement appliqué, permet d'obtenir un volume de mesure de côté  $1.6 cm$ , ce qui correspond au diamètre du tourbillon étudié et à une résolution de l'ordre de  $8 \mu m$  par pixel. Et d'autre part, ce capteur présente un faible pas d'échantillonnage spatial de  $5.5 \mu m$  et un grand nombre de pixels. Ces deux caractéristiques permettent un enregistrement satisfaisant des franges d'interférences et par conséquent de restitution des hologrammes selon Schnars et Jüptner [1994]. La caméra est reliée à un ordinateur via deux câbles Camera Link, pour une fréquence d'enregistrement jusqu'à  $180 Hz$ . Lors de l'acquisition d'hologrammes, le laser et la caméra sont synchronisés par un boîtier TTL déclenché par le batteur à chaque oscillation. On enregistre ainsi les interférences entre le faisceau de référence et le faisceau diffracté par les particules injectées dans l'écoulement avec un repère temporel synchronisé sur la génération des vagues.

Pour matérialiser l'écoulement, des bulles d'hydrogène sont générées dans l'écoulement par électrolyse. Les deux électrodes sont deux plaques, l'une posée au fond du canal qui sert d'anode. L'autre est la même plaque qui sert à produire les tourbillons. Celle-ci est en acier recouvert d'isolant. Seule une bande de  $5 mm$  sur le bord de la plaque (d'épaisseur  $3 mm$ ) tel que montré sur la figure III.1 est laissée à nu pour l'électrolyse. L'utilisation de bulles d'hydrogène plutôt que de particules solides est motivée par le besoin de conserver une densité de particules modérée dans l'écoulement. Celle-ci est contrôlée par la tension imposée aux bornes des électrodes. La génération de bulles par l'électrolyse permet de concentrer les particules dans la zone d'intérêt.

### III.1.b Fiabilité des traceurs

Le choix des traceurs s'est porté sur les bulles d'hydrogène plutôt que des particules plastiques. En effet, la concentration de bulles d'hydrogène générées par électrolyse est contrôlable à partir de la tension délivrée par le générateur, ce qui n'est pas le cas pour un ensemencement de particules solides. Un histogramme typique des tailles de bulles générées dans nos expériences est présenté figure III.2. Cependant la question de

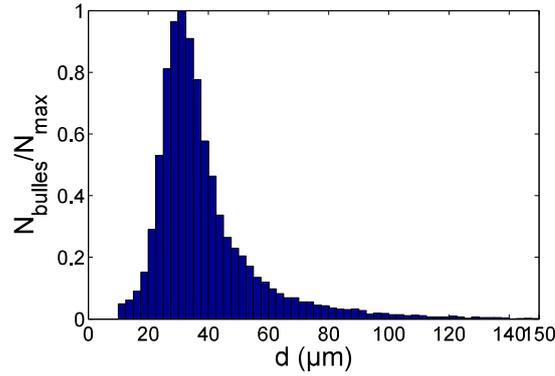


FIGURE III.2: Histogramme du diamètre des bulles

leur fiabilité doit être posée. En effet, les forces qui s'exercent sur une particule dans l'écoulement dépendent de la nature de la particule ([Toschi et Bodenschatz \[2009\]](#)). Il faut donc vérifier que les particules utilisées rendent fidèlement compte des vitesses dans le fluide. Autrement dit, qu'elles peuvent être considérées comme des traceurs passifs.

Dans le cas des bulles d'hydrogène, plus légères que le fluide, il faut tenir compte de la masse ajoutée associée à l'inertie du fluide entraîné dans le sillage ([Sridhar et Katz \[1995\]](#)). Pour cela, le nombre de Stokes est calculé. Il caractérise le temps de réponse d'une particule. Autrement dit, avec quel délai la bulle va suivre l'écoulement. Un nombre de Stokes élevé se traduit par un temps de réponse lent, la particule aura donc un retard sur l'écoulement. Il faut donc vérifier que dans notre situation cette grandeur reste faible. Suivant la démarche adoptée par [Volk \*et al.\* \[2008\]](#), la définition retenue est la suivante :  $S_t = \frac{\tau_b}{\tau_\eta}$ . Où  $\tau_b$  est le temps de Stokes et  $\tau_\eta$  est l'échelle de temps de Kolmogorov. Le premier caractérise le temps de réponse de la bulle, le second est un temps caractéristique des échelles de dissipation visqueuse. On aurait pu utiliser un temps caractéristique associés aux gradients de vitesse de l'écoulement mais le temps de Kolmogorov permettra de majorer le nombre de Stokes. Ces deux temps sont calculés de la façon suivante :

$$\tau_b = \frac{r_b^2}{3\beta\nu} = \frac{(15 * 10^{-6})^2}{3 * 3 * 10^{-6}} = 2.5 * 10^{-5} \text{ s} \quad (\text{III.1})$$

Avec  $\beta$  le coefficient de masse ajoutée  $\beta = \frac{3\rho_f}{\rho_f + 2\rho_b}$ ,  $\rho_f$  et  $\rho_b$  étant respectivement les masses volumique de l'eau et de l'hydrogène,  $\nu$  la viscosité cinématique de l'eau et  $r_b$  le rayon moyen des bulles.

$$\tau_\eta = \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}} = 2.77 * 10^{-4} \text{ s} \quad (\text{III.2})$$

Avec  $\epsilon$  le taux de dissipation visqueuse. Sa valeur est estimée à partir de l'échelle de Kolmogorov définie de la façon suivante :  $\eta = \frac{\nu}{v} = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\epsilon}}$ . Où  $v \approx 10^{-1} m.s^{-1}$  est une vitesse caractéristique de l'écoulement. On obtient  $\epsilon = 12.8 W.kg^{-2}$ .

Finalement le nombre de Stokes vaut  $S_t = 0,09$ . Cette valeur est suffisamment faible pour supposer que les bulles se comportent comme un traceur passif.

### III.1.c Bruit et sources d'erreur

La première source d'erreur sur la localisation des particules en holographie dans l'axe est la profondeur de champ. Physiquement elle s'interprète comme la profondeur sur laquelle l'image de la particule apparaît nette. La profondeur de champ dans l'axe est directement liée à la dimension des particules et l'étalement angulaire (ouverture) du système de formation des images. Elle est la principale source d'erreur sur la détermination de la position axiale de la particule. Pour l'évaluer en holographie, la même définition que pour un système de formation d'image par une lentille peut être utilisée d'après [Barnhart \[2001\]](#). La profondeur de champ est alors donnée par :  $P_c \approx 2\lambda(\frac{z}{D})^2$ . Pour une image formée par une lentille mince,  $D$  est le diamètre de la lentille. En holographie,  $D$  correspond au lobe de diffraction central (défini par le cône de Airy [Meng et Hussain \[1995\]](#)) où l'essentiel de l'image est supposé contenu. Ainsi,  $D$  est évalué comme la première annulation de la fonction de Bessel du premier ordre. Ce qui donne :  $D \approx 2.44 \frac{\lambda z}{d}$ . Avec cette définition de  $D$ , l'expression de  $P_c$  devient :  $P_c(d = 30 \mu m) \approx \frac{1}{2.98} \frac{d^2}{\lambda} \approx 0.475 mm$ .

Les sources de bruits en holographie sont multiples. Le problème est que dans la détection des bulles, la seule façon de différencier une tache sombre causée par une bulle d'un artefact de l'effet speckle<sup>1</sup> est le rapport signal sur bruit (RSB). Il est défini par [Goodman \[1967\]](#) comme le rapport entre le maximum d'amplitude de l'image de la particule  $S_{objet}$  sur l'écart-type du niveau de gris de l'arrière plan  $\sigma_{fond}$  à proximité de l'objet.

$$RSB = 10 \log \left( \frac{S_{objet}}{\sigma_{fond}} \right) \quad (III.3)$$

Plusieurs éléments vont contribuer au terme  $\sigma_{fond}$  :

- **L'obstruction du faisceau** : évoquée par [Royer \[1974\]](#), elle est caractérisée comme le rapport de la surface du faisceau occultée par des objets sur la surface totale du faisceau. Pour Royer, l'obstruction du faisceau ne doit pas représenter plus de 5–7 % de sa section. En holographie dans l'axe, le faisceau de référence est le même que le faisceau éclairant le volume de mesure. Alors si celui ci rencontre

---

1. L'effet speckle est le produit de l'interférence entre plusieurs onde de même fréquence avec des phases et des amplitudes différentes.

trop d'objets, il est trop "dégradé" et donne lieu à un important effet Speckle, d'où l'intérêt du bon contrôle de la densité de bulles générées dans la zone d'intérêt par rapport à un ensemencement de tout le fluide par des particules solides

- **L'influence de l'image jumelle** : comme il a été montré dans la partie [1.3.a](#), lors de la restitution des hologrammes, deux images sont formées symétriquement par rapport à l'hologramme. Dans le cas de l'holographie dans l'axe les deux images sont alignées. Donc lorsqu'un plan issu de l'hologramme est observé, la même image se superpose avec un défaut de mise au point. Pour éviter cette nuisance, il faut se limiter à des champs de particules suffisamment éloignés du capteur pour que les images jumelles soient suffisamment séparées spatialement. Si cette condition est respectée, cela se traduit par un bruit de fond qui tend à être aléatoire si le nombre de particules est important.
- **Bruit du capteur**, lors de l'enregistrement des hologrammes, le capteur CCD peut chauffer et engendrer des fluctuations de la conductivité de ses composants. Une part de fluctuation de l'intensité enregistrée est due à la fluctuation des propriétés électroniques du capteur.
- **Objets immobiles dans le champ**, la contribution à l'hologramme de la plaque, des rayures sur les parois du canal peuvent être largement annulée par la normalisation des hologrammes. Cependant des réflexions du faisceau sur la plaque peuvent être observées. Elles sont responsables d'une dégradation locale du RSB.

À ces effets s'ajoute un problème lié au traitement numérique des hologrammes. Pour la restitution, un produit de convolution, numériquement très coûteux, est calculé. Il faut donc exprimer la convolution par l'espace de Fourier où le calcul est plus simple. Cependant la transformée de Fourier crée un recouvrement de franges d'interférences au bord de l'hologramme causé par sa nature périodique. Cet effet est montré sur la figure ([III.3](#)), les disques deviennent flous sur le bord gauche de l'image.

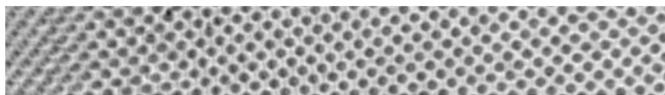


FIGURE III.3: Zoom de la mire présentée figure ([III.9](#)). Le contour des disques est flouté sur les bords de l'image.

Le niveau de bruit final sur l'hologramme est la composition de l'ensemble de ces éléments. Sur le canal du LOMC il est difficile d'isoler la contribution d'un de ces éléments. Des algorithmes en permettent l'amélioration par un jeu de filtres ou encore en simulant la contribution d'une particule détectée pour en annuler les effets numériquement sur l'hologramme comme le proposent [Verrier et Fournier \[2015\]](#).

## III.2 Enregistrement en multi-expositions

### III.2.a Principe de la multi-expositions

La multi-exposition consiste à enregistrer sur un même hologramme plusieurs expositions du même champ de particules. Cette méthode présentée par [Trolinger \*et al.\* \[1968\]](#) a été éprouvée par N. Salah lors de sa thèse [Salah \[2009\]](#). Le champ de particules en mouvement apparaîtra alors N fois permettant ainsi de suivre sa dynamique sur N instants avec une résolution temporelle importante. Cette méthode permet de contourner la limite de résolution temporelle imposée par la caméra. Sur ce montage par exemple, la fréquence d'acquisition de la caméra est limitée à 180 *Hz* alors que la diode laser peut être commandée de façon analogique à la dizaine de kilohertz. Le nombre N d'expositions est toutefois limité par plusieurs facteurs : le rapport signal sur bruit (RSB), le niveau de saturation du capteur CCD et la dynamique des particules. Pour le RSB, s'il est trop faible, une bulle ne pourra être distinguée d'une tache produite par l'effet speckle. Or, enregistrer simultanément l'image de 100 bulles ou bien 4 fois l'image de 25 bulles sur le même hologramme est similaire du point de vue du bruit. Dans leurs travaux, [Malek \*et al.\* \[2004\]](#) ont établi que le RSB chute de 5 *dB* lorsque le taux d'obstruction augmente d'un facteur 10. Il faut donc chercher le bon compromis entre densité de particules et le nombre d'expositions.

Le deuxième point est la saturation du capteur. En holographie dans l'axe, le laser éclaire directement le capteur. Le laser utilisé ici délivre une puissance minimale de 1 *mW* et met 4  $\mu$ s pour atteindre la puissance nominale. De plus le faisceau est convergent donc une part importante de l'énergie est envoyée sur le capteur. À chaque impulsion, la charge accumulée par les pixels augmente. De fait, si le nombre d'expositions devient trop important la dynamique des niveaux de gris de la caméra sera réduite par saturation. L'hologramme est alors inexploitable car le contraste des bulles par rapport au fond sera trop faible. Le dernier point est la dynamique de la particule. En effet, si celle-ci quitte le champ de mesure alors sa trajectoire sera incomplète et ne pourra alors pas être suivie sur N pas de temps. Ou inversement, si son déplacement est trop faible elle se superposera à son image de l'exposition précédente.

### III.2.b Nombre d'expositions

Comme il vient d'être vu, lorsque le nombre de particules augmente, le bruit augmente et donc la qualité de l'hologramme diminue. Dès lors la question du nombre d'expositions devient centrale. Plusieurs essais ont été menés en début de thèse pour déterminer le meilleur compromis. Les résultats sont présentés dans le tableau [III.1](#).

$N_{exposition}$	$N_{bulles}/hologramme$	$RSB_{moyen}$
1	299	9.94
3	293	9.4
5	384	9.3
7	268	8.75

TABLE III.1: Évolution du RSB en fonction du nombre d'exposition.

Il est difficile de hiérarchiser les éléments responsables de la diminution du RSB, cependant, quand le nombre d'exposition augmente, une diminution du RSB non causée par le nombre de bulles est observée. Cela peut s'expliquer par l'effet de la saturation du capteur. Une autre cause est due aux particules hors zone de restitution qui ne sont donc pas détectées, mais dont les franges d'interférence sont quand même présentes dans le faisceau. Le faisceau étant plus large que le capteur, celles-ci peuvent être éclairées par une partie du faisceau qui n'est pas interceptée par le capteur mais malgré tout donner lieu à des franges d'interférence enregistrées. Par ailleurs, Soulez *et al.* [2007] ont montré qu'il était possible de localiser ces particules hors champ si la qualité de l'hologramme le permet. Enfin la zone traversée par le faisceau est de 30 cm, une restitution sur toute la largeur du canal serait couteuse en ressources alors que l'émission des bulles est restreinte à une des extrémités et que la résolution diminue avec la profondeur de restitution dans notre configuration.

Il faut un RSB minimum de 7 dB pour différencier une particule d'une tache speckle. Cependant le RSB aura aussi un impact sur la précision de la localisation. Il est donc préférable d'avoir un RSB moyen supérieur de quelques dB à cette valeur.

Le choix final s'est porté sur cinq expositions avec un motif asymétrique comme montré sur le chronogramme représenté figure III.4. Cela permet de maintenir un bon RSB tout en permettant un nombre de bulles par hologramme satisfaisant. L'asymétrie de la trajectoire permet de lever l'incertitude sur l'orientation du déplacement de la bulle lorsque l'on calcule les vitesses à partir des trajectoires.

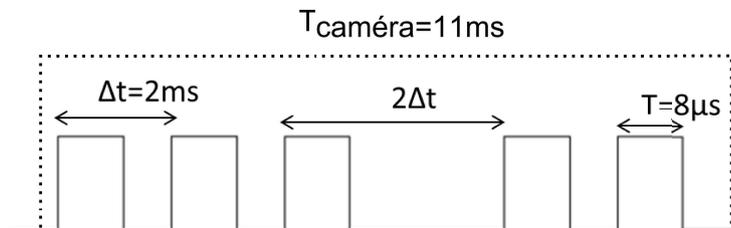


FIGURE III.4: Chronogramme du boîtier de synchronisation utilisé pour l'acquisition d'hologrammes.

### III.3 Exploitation des hologrammes

#### III.3.a Restitution d'un hologramme

La restitution des hologrammes est le processus par lequel l'image de l'objet est reconstruite à partir de l'hologramme. Plusieurs méthodes existent ([Schnars et Jüptner \[2005\]](#)), ici la transformation de Fresnel est utilisée dans cette étude. Elle permet l'extraction d'une double information, la partie réelle et la partie imaginaire de la transformée qui seront mises à profit lors de la localisation dans l'axe des objets détectés. Elle a l'avantage d'être déjà implémentée dans des logiciels automatisés au CORIA. Le volume de mesure est ainsi reconstruit, plan par plan, par la formule suivante :

$$R_j(z) + iI_j(z) = \frac{1}{a} H_j(x, y) ** \left[ \sin\left(\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right) - i \cos\left(\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right) \right] \quad (\text{III.4})$$

avec

$$a = \left(\frac{\lambda z}{\pi}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{III.5})$$

Où  $H_j(x, y)$  est la matrice de niveau de gris de l'hologramme enregistré par le capteur CCD et  $**$  le produit de convolution.

#### III.3.b Normalisation des hologrammes

Comme vu dans la partie [III.1.c](#) de ce chapitre, lors de l'enregistrement des hologrammes en plus des faisceaux diffractés par les bulles, la contribution d'autres objets éclairés par le laser est aussi enregistrée. Qu'ils soient dans le champ ou en dehors, les interférences qu'ils produiront avec le faisceau de référence viendront se superposer à celles des bulles. De même des in-homogénéités d'éclairage liés à la nature du faisceau laser peuvent venir dégrader la qualité des hologrammes. Les hologrammes enregistrés sont donc peu exploitables en l'état du fait du nombre important de franges d'interférence se superposant, créant ainsi un bruit important qui ne permet pas aux bulles d'être discernées comme le montre la figure [III.5](#). Si ces sources de bruits sont fixes dans le temps, il peut alors être fait l'hypothèse que leur contribution au bruit est elle aussi constante dans le temps. Il est alors possible de supprimer leur contribution en normalisant les hologrammes par un hologramme de référence ([Buraga-Lefebvre et al. \[2000\]](#) [Malek et al. \[2004\]](#)). Cet hologramme de référence est obtenu en prenant la moyenne d'une centaine d'hologrammes enregistrés dans les mêmes conditions expérimentales. Pour cet hologramme de référence, on supposera que la contribution des bulles qui sont mobiles y sera négligeable là où la contribution des objets immobiles restera inchangée. En divisant les hologrammes par

cet hologramme de référence on annule la contribution des objets fixes sans modifier celle des objets mobiles.



FIGURE III.5: Exemple de normalisation d'hologramme multi-exposition (a) l'hologramme brut, (b) l'hologramme normalisé

La figure III.5 illustre l'apport de la normalisation. Sur l'image (a), l'ombre de la plaque en bas ainsi que des figures d'interférence longiligne qui correspondent à des rayures sur la paroi du canal sont visibles. Alors que les bulles n'apparaissent pas. Sur l'image (b), après normalisation, des chapelets de figures d'interférences circulaires qui correspondent à la diffraction des bulles sont désormais visibles alors que l'image de la plaque a pratiquement disparu. Des traînées qui témoignent de variation locale de l'indice optique sont visibles. Leur origine n'est pas exactement déterminée, mais elles pourraient être causées par la présence d'ions créés par l'électrolyse, la variation de pression liée au tourbillon ou des fluctuations de température.

### III.3.c Étalonnage

Une mire de carrés concentriques de coté variant de  $2\text{ mm}$  à  $10\text{ mm}$  par pas de  $2\text{ mm}$  est placée près de la zone d'émission de bulles dans le canal. La mire est ensuite traduite suivant  $z$  (« axe optique ») sur 8 intervalles par pas de  $2\text{ mm}$  avec une platine de translation linéaire munie d'une vis millimétrique donnant une précision de  $0.01\text{ mm}$  sur le déplacement mécanique de la mire. Pour chaque position de la mire, un hologramme est enregistré. Pour chaque hologramme, le plan de restitution pour lequel la mise au point sur la mire est la meilleure est recherché. On obtient ainsi sa distance de restitution  $z_r$  pour chacune de ses positions.

Cependant, si la mire est déplacée de  $\Delta z_3$ , le déplacement  $\Delta z_r$  est lui obtenu par la reconstruction du front d'onde du faisceau incident à partir de l'hologramme. Il est donc important de tenir compte du milieu traversé par le faisceau laser, car le déphasage entre le faisceau de référence et le faisceau diffracté va en dépendre. Le grandissement est donc exprimé de la façon suivante :

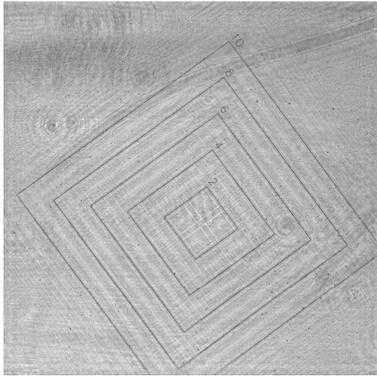


FIGURE III.6: Image restituée de la mire utilisée pour la calibration.

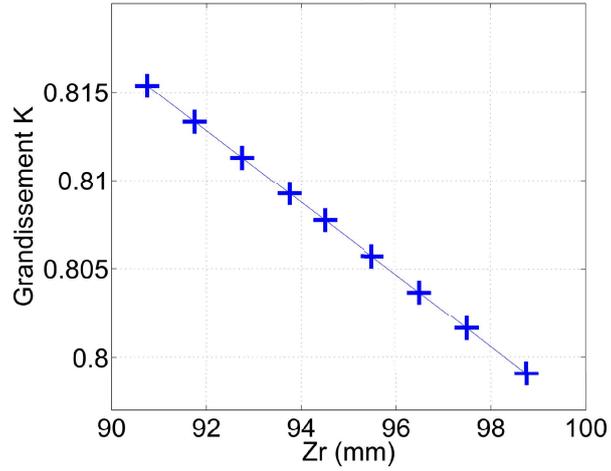


FIGURE III.7: Grandissement en fonction de la distance axiale

$$K(z_r) = \frac{z_r}{z_e} \quad (\text{III.6})$$

Où  $z_e = \frac{z_3}{n_{\text{eau}}} + \frac{l}{n_{\text{verre}}} + z_4$  est la distance théorique géométrique au voisinage de l'axe.

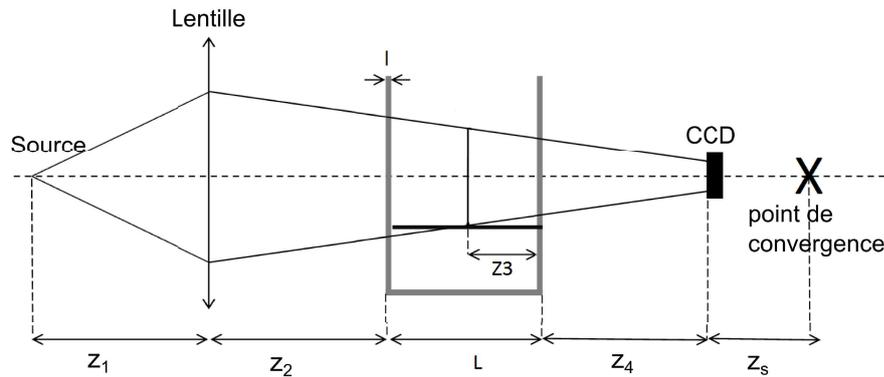


FIGURE III.8: Schéma du dispositif optique suivant une section du canal avec les côtes.  
 $z_1 = 63 \text{ cm}$ ,  $z_2 = 9 \text{ cm}$ ,  $L = 30 \text{ cm}$ ,  $l = 1 \text{ cm}$ ,  $z_4 = 8.5 \text{ cm}$  et  $z_s = 44.2 \text{ cm}$ .

Comme montré par Denis *et al.* [2011], il est possible d'exprimer  $K$  en fonction du rayon de courbure du faisceau  $z_s$  qui est défini comme la distance entre le capteur CCD et le point de convergence du faisceau laser. On a alors :

$$K(z_r) = \frac{z_s}{z_s - z_e} = \frac{z_s + z_r}{z_s} \quad (\text{III.7})$$

Cette formulation permet d'exprimer  $z_r$  en fonction de  $z_e$  indépendamment de  $K(z_r)$ ,  $z_s$  étant une constante fixée par la convergence du faisceau. En réécrivant l'équation III.7,

$z_e$  s'exprime en fonction de  $z_s$  et de  $z_r$  :

$$z_e = \frac{z_3}{n_{eau}} + Cste = \frac{1}{\frac{1}{z_s} + \frac{1}{z_r}} \quad (\text{III.8})$$

Alors en traçant la valeur de  $z_e$  calculée par le déplacement de la vis millimétrique  $z_3$  en fonction de la valeur de  $z_e$  calculée avec  $z_r$  par la relation (III.8), la valeur de  $z_s$  peut être déterminée par une régression linéaire. En pratique, une première valeur estimée de  $z_s$  est utilisée, puis par dichotomie la valeur qui va donner une droite de pente égale à 1 est recherchée. Cela revient à égaliser les termes de l'égalité (III.8). Avec la valeur de  $z_s$  ainsi calculée, la valeur de  $K$  est déterminée en fonction de  $z_e$  et  $z_s$  par la relation (III.7).

Procéder de cette façon plutôt que directement par la relation (III.6) permet de réduire l'incertitude. Premièrement, la mesure absolue de  $z_e$  n'est plus nécessaire, or la mesure de la distance  $z_4$  entre le capteur CCD et la paroi est très incertaine car le capteur est bâti dans le boîtier de la caméra, sa position exacte est donc en général non mesurable. Et la deuxième source d'erreur provient de la mesure de  $z_r$  qui est la moins résolue en holographie dans l'axe. Avec la méthode utilisée, celui-ci n'intervient plus directement dans la détermination de  $K$ , mais de  $z_s$  qui tient compte des 8 positions de  $z_3$  mesurées pour l'étalonnage, ce qui réduit l'influence des erreurs de mesure sur le résultat. Le résultat de l'étalonnage est présenté figure (III.7). L'évolution du grandissement en fonction de  $z_r$  est linéaire. On peut donc extrapoler sa valeur pour toute valeur de  $z_r$  à partir d'une valeur de grandissement en  $z_r = z_{ref}$  par la formule :

$$K(z_r) = (1 - K(z_{ref})) \frac{z_r}{z_{ref}} + 1 \quad (\text{III.9})$$

### III.3.d Validité de l'approximation onde plane

Pour le traitement des hologrammes, l'hypothèse que l'onde est plane est faite. Cette hypothèse est acceptable lorsque le critère de champ lointain suivant est validé :  $\frac{\pi d^2}{4\lambda z} \ll 1$ , avec  $d = 30 \mu m$  la dimension des bulles,  $\lambda = 640 nm$  la longueur d'onde du laser et  $z \in [8; 15] cm$  la distance entre le capteur et une particule. Dans notre configuration, ce nombre est inférieur à 0.02, il est donc a priori raisonnable de travailler dans cette hypothèse.

Pour la vérifier expérimentalement, une façon de procéder est de s'appuyer sur le fait qu'elle implique que le grandissement axial (Z) et le grandissement transverse (XY) soient les mêmes pour une valeur de  $z$  donnée. On peut vérifier ce point avec une mire contenant un réseau de disques représentée sur la figure(III.9).

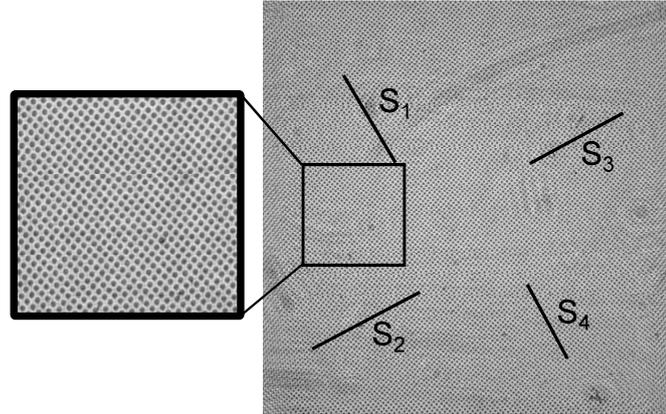


FIGURE III.9: Restitution dans le plan de mise au point d'une mire en quartz d'un réseau de disques en chrome de diamètre  $50 \mu m$  espacés de  $125 \mu m$ . Les segments noirs sont ceux utilisés pour les mesures du tableau III.2.

En mesurant le grandissement sur des segments représentés figure (III.9), pris en différents points dans différentes orientations, il est possible de vérifier que celui-ci est homogène sur l'ensemble d'une section du volume de mesure, et s'il est bien en adéquation avec le grandissement mesuré axialement. On obtient les résultats présentés dans le tableau III.2. Pour chacun des segments sont renseignés le nombre de disques  $n_{disque}$  composant le segment sur la mire, la valeur  $L_{mesure}$  de la longueur du segment basée sur la dimension des pixels,  $L_{reel}$  la longueur réelle du segment basée sur le nombre de disques contenus dans le segment et le grandissement qui en résulte. L'écart relatif maximal entre les grandissements est de 0.5 %, ce qui permet de dire que le grandissement transverse ne dépend pas de la position (x,y) sur la mire.

La mire est restituée à  $z_r = 94.5 mm$  ce qui, d'après l'étalonnage présenté dans la partie III.3.c de ce chapitre, doit donner un grandissement de  $K_{axial} = 0.8094 \pm 0.001$ . Soit une erreur relative de 0.6 %. Le grandissement axial peut donc être considéré comme identique au grandissement transverse ce qui vérifie l'approximation onde plane.

	$n_{disque}$	$L_{mesure}(mm)$	$L_{reel}(mm)$	K
$S_1$	42	4.11	5.13	0.802
$S_2$	37	3.61	4.5	0.803
$S_3$	36	3.52	3.38	0.805
$S_4$	37	3.63	4.5	0.806

TABLE III.2: Mesure du grandissement sur différentes zones de la section du volume de mesure.

### III.3.e Retrouver les distances absolues

Le grandissement déterminé précédemment ne s'applique que sur un déplacement à l'intérieur du canal, dans l'eau. Or, entre une particule dans le canal et le capteur CCD plusieurs milieux d'indices optiques différents sont traversés par le faisceau ; l'air entre le capteur et la paroi, la paroi de verre et l'eau. Pour avoir une mesure absolue  $z_{abs}$  de la distance entre une particule et le capteur, il faut donc tenir compte des milieux traversés par le faisceau pour remonter au chemin optique parcouru.

$$z_{abs} = \left( \frac{z_r}{K(z_r)} - z_{paroireel} \right) * n_{eau} \quad (\text{III.10})$$

Avec

$$z_{paroireel} = \frac{z_{rcp}}{K(z_{rcp})} + \left( \frac{z_{rpie}}{K(z_{rpie})} - \frac{z_{rcp}}{K(z_{rcp})} \right) n_{verre} \quad (\text{III.11})$$

Où :  $z_{rpie}$  est la distance de restitution du côté intérieur de la paroi du canal et  $z_{rcp}$  la distance restituée entre le capteur CCD et la paroi extérieure du canal. Les distances de restitution des deux côtés de la paroi du canal sont identifiées grâce à des défauts présents sur leur surface. On peut alors connaître avec une précision inférieure au millimètre la position absolue de la particule dans le canal.

## III.4 Vélocimétrie par holographie numérique

### III.4.a Recherche des bulles

Les hologrammes sont restitués plans par plans pour des distances de restitution au capteur  $z_r$  allant de 80 mm à 110 mm par intervalles de 0.5 mm. Pour localiser les bulles dans ce volume, l'hologramme est alors subdivisé en régions d'intérêts (ROI) de  $10 \times 10$  pixels traversant tous les plans restitués. La dimension des ROI doit être adaptée à la taille des particules à localiser. Une ROI trop petite pourra donner lieu à de multiples détections sur une grosse particule. Et inversement une ROI trop grande risque de contenir plusieurs images de bulles, et donc de manquer des détections. Dans notre cas, la taille moyenne des bulles est de 30  $\mu m$  soit  $\approx 5 px$ . Une ROI de  $10 \times 10$  pixels est donc bien adaptée. La figure III.10 (a), montre une particule dans son plan de restitution. L'image de la bulle est entièrement contenue par la ROI. La dimension des ROI est donc bien choisie pour la dimension de cette bulle, celle-ci ayant un diamètre de 32  $\mu m$ , soit  $\approx 5 px$ .

L'algorithme de détection, développé au cours de la thèse de C. Remacha (Remacha [2012]), procède alors en deux étapes. Dans un premier temps il cherche la distance de restitution  $z_r$  correspondant au minimum d'intensité lumineuse pour chaque ROI

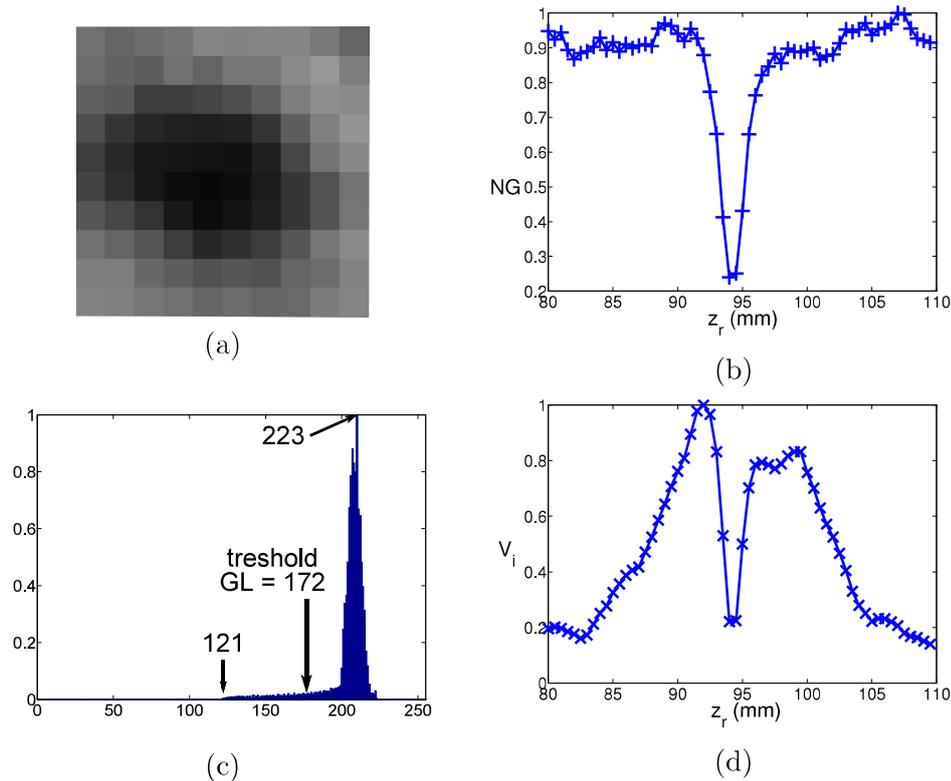


FIGURE III.10: Illustration de la localisation d'une bulle de diamètre  $d = 32 \mu\text{m}$  : (a), Image de la particule dans son plan de mise au point. (b), profil de la variation du niveau de gris dans la ROI. (c), histogramme de la distribution des niveaux de gris dans la ROI. La valeur de coupure est prise comme la moyenne du minimum de niveau de gris et du niveau de gris qui conduit au pic le plus élevé de l'histogramme. Et (d), le profil de variance de la partie imaginaire le long de l'axe optique.

au travers des plans restitués. C'est à dire lorsque le faisceau est obstrué par la bulle. Il se repère par un minimum sur le profil de niveau de gris comme représenté sur la figure III.10 (b). L'image est alors binarisée. Pour cela, une valeur de coupure est choisie comme étant la moyenne entre le niveau de gris le plus présent et le niveau de gris minimum (Figure III.10 (c)). À ce stade, seuls les objets sombres sont encore présents dans la ROI. Le plus gros d'entre eux est sélectionné comme étant potentiellement une bulle.

La méthode consiste alors à ajuster l'équation d'un cercle à l'objet sélectionné pour en déterminer le diamètre et son centre défini comme le barycentre de la tache restante (Pu *et al.* [2005]). Le RSB est calculé pour s'assurer qu'il s'agisse bien d'une bulle et non d'un artefact causé par l'effet speckle (Meng *et al.* [2004]). Un RSB de  $7 \text{ dB}$  calculé par la formule (III.3) est considéré comme le minimum acceptable pour séparer une détection d'un artefact. Si ce critère est satisfait, la localisation en  $(x,y)$  et le diamètre de la bulle sont estimés. La ROI est ensuite recentrée sur sa position. La localisation en  $z$  est alors affinée par la méthode décrite par Pan et Meng [2003]. Le minimum de la variance de la partie imaginaire est théoriquement minimal dans le plan de mise au

point. L'estimation de la position et de la dimension de la particule sont nécessaires car le minima de la variance de la partie imaginaire est un critère local qui dépend de la taille de la particule. Il y a un bien un minimum au niveau de la position en  $z_r$  de la bulle sur la figure (III.10 (d)), mais il s'agit d'un minimum local. Le minimum absolu se situe à  $z_r = 110\text{ mm}$ . Ainsi la fenêtre de recherche est restreinte aux abords de la bulle à localiser.

Enfin, une limite dans la localisation est la distance séparant deux plans de restitution successifs. Dans cette étude, elle est de  $0.5\text{ mm}$  soit plus de dix fois le diamètre des particules. Pour dépasser cette limitation, une interpolation polynomiale sur les 5 points autour du minimum du profil en  $z$  de la variance de la partie imaginaire est effectuée. Grâce à cette interpolation, les bulles peuvent être localisées avec précision même si leur image est comprise entre deux plans.

Le programme automatisé permet de traiter des séries d'hologrammes. Le temps nécessaire au traitement dépend de la dimension du capteur, du nombre de plans restitués et de la dimension de la ROI. Dans cette étude les hologrammes font  $2000 \times 2000\text{ px}^2$ ; en restitution il faut compter de l'ordre de dix plans par seconde sur un poste de travail aux standards actuels. La recherche des bulles peut prendre quant à elle quelques dizaines de seconde par hologramme avec 60 plans de restitutions. Par exemple, traiter 100 hologrammes sur 60 plans de restitutions prend environ 2 heures dans ces conditions. On peut donc l'utiliser pour le traitement d'un grand nombre d'acquisitions ce qui le rend compatible à une application en dynamique des fluides.

### III.4.b Efficacité de la localisation

#### En fonction du diamètre

Une question importante est la précision de la mesure. Celle-ci est très dépendante des conditions expérimentales, chaque défaut ou poussière intercepté par le faisceau contribuant au bruit, il n'existe pas de formule type pour l'évaluer. Nous avons vu partie III.1.c qu'une limite importante est la profondeur de champ, de l'ordre de  $400\text{ }\mu\text{m}$  pour une particule de  $30\text{ }\mu\text{m}$ . L'erreur attendue sur la mesure de la position en  $z$  serait donc de l'ordre de la centaine de microns. On cherche donc à mesurer expérimentalement l'erreur commise sur la localisation  $(x,y,z)$  d'une bulle et son diamètre  $d$ . Pour cela nous disposons d'une mire contenant différents disques calibrés de  $2\text{ }\mu\text{m}$  à  $1000\text{ }\mu\text{m}$ . Trois tailles de disques sont testées :  $30\text{ }\mu\text{m}$ ,  $50\text{ }\mu\text{m}$  et  $70\text{ }\mu\text{m}$ . Dans chacun des cas 300 hologrammes sont enregistrés.

TABLE III.3: Test de répétabilité de la mesure : localisation 3D moyenne sur 300 hologrammes pour un disque calibré. Le grandissement est de  $K = 0.845$  et la ROI de  $10 px$ .

$d_{th} (\mu m)$	$x (mm)$	$y (mm)$	$z_r (mm)$	$d_{mesure} (\mu m)$	RSB (dB)
30	$2.738 \pm 0.002$	$4.824 \pm 0.001$	$113.45 \pm 0.09$	$29 \pm 1$	10.4
50	$2.716 \pm 0.001$	$4.749 \pm 0.001$	$113.68 \pm 0.15$	$46 \pm 2$	11.5
70	$2.941 \pm 0.002$	$4.975 \pm 0.001$	$113.51 \pm 0.15$	$65 \pm 3$	11.7

On remarque que le programme tend à sous évaluer le diamètre des particules. Cela peut s'expliquer par la méthode de calcul du diamètre. Si le contour de la particule n'est pas net du fait du bruit inhérent à l'hologramme, il se peut que la binarisation rogne un peu son bord. L'erreur commise reste de l'ordre du micron, ce qui est un très bon résultat compte tenu des conditions expérimentales. En effet, l'utilisation du faisceau convergent implique une diminution de la résolution par la constriction du faisceau.

Pour ce qui est de l'incertitude sur la localisation dans le plan transverse (x,y), là encore, elle est inférieure au pixel. On s'attend donc à de très bons résultats dans la mesure des composantes (u,v) de la vitesse des bulles.

Pour la résolution axiale, qui est la plus critique en holographie dans l'axe, l'ordre de grandeur attendu est retrouvé. Les plus grosses particules sont, sans surprise, localisées avec moins de précision que celles de  $30 \mu m$ . Cela est principalement dû à la profondeur de champ qui augmente avec le diamètre. Cependant leur RSB est meilleur : en effet, les grosses bulles obstruant une plus grande partie du faisceau, leurs images sont restituées avec un contraste bien supérieur à celui du bruit de fond de l'hologramme.

### En fonction de la distance au capteur

Pour apprécier l'évolution de l'incertitude sur la localisation d'une particule en fonction de la distance au capteur, une mire avec un disque de diamètre  $50 \mu m$  est déplacée dans la largeur du canal à 5 positions  $z=[3;9;15;21;27]$  cm. Pour chaque distance, 300 hologrammes de la mire sont enregistrés.

TABLE III.4: Évolution de l'erreur en fonction de la profondeur pour un disque de diamètre  $50 \mu m$ .

$z (cm)$	$K$	$\delta x (\mu m)$	$\delta y (\mu m)$	$\delta z_r (\mu m)$	$d_{mesure} (\mu m)$	RSB (dB)
3	0.802	1.92	2.5	156	$46.6 \pm 3$	10.8
9	0.747	2.71	3.4	188	$48.2 \pm 2$	10.3
15	0.693	2.30	2.83	158	$49 \pm 1$	11.1
21	0.653	5.07	6.35	312	$52 \pm 2$	10.7
27	0.613	4.74	7.12	308	$49.7 \pm 3$	10.8

Comme attendu, lorsque le disque est placé loin du capteur, le grandissement qui évolue en  $\frac{1}{K}$  augmente et donc la précision diminue. Cependant, entre les positions 3 cm et 15 cm peu de différences sont observables sur la précision évaluée. Cela peut s'expliquer par la diminution du rayon apparent du disque. Á 15 cm de la paroi, le disque occupe un diamètre de  $\approx 6 px$  contre  $\approx 7 px$  pour la position à 3 cm. La particule apparaît alors comme plus petite, ce qui compense l'augmentation de l'incertitude par le grandissement. Lorsque le disque s'éloigne encore, ce raisonnement ne s'applique plus, l'effet de grandissement rend la localisation du disque moins fiable.

L'étude se concentre dans une zone proche de la paroi du canal. De sorte que les résultats présentés dans le tableau III.3 restent valables.

### III.4.c Reconnaissance des trajectoires

Dans le cas des hologrammes multi-expositions, les positions successives d'une bulle sont enregistrées sur un même hologramme. Il est alors nécessaire d'identifier chaque ensemble de N points correspondants à une même bulle. Pour cela j'ai développé sous *MATLAB* un programme de trajectographie. Son mode de fonctionnement est simple, il couple une approche de type plus proche voisin avec des critères de sélection basés sur la dynamique de l'écoulement.

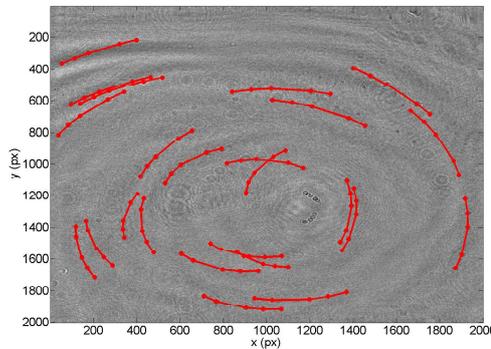


FIGURE III.11: Illustration des trajectoires détectées par le programme pour un hologramme.

Le programme sélectionne la première bulle  $b_1$  par ordre d'apparition dans le fichier. Ensuite, il calcule les distances aux autres bulles pour en sélectionner la plus proche. Pour réduire le temps d'exécution, les bulles trop éloignées sont supprimées. On sait que les vitesses ne dépasseront par une vitesse  $v_{max} = 40 cm.s^{-1}$ . Donc toutes les bulles situées à une distance  $d_{12}$  supérieure à  $\Delta T * v_{max}$  sont éliminées. La bulle la plus proche,  $b_2^1$ , est alors sélectionnée parmi les restantes. Á nouveau, les distances entre  $b_2^1$  et les autres particules sont calculées. Pour sélectionner  $b_3$ , la distance  $d_{12}^1$  est utilisée. La bulle

$b_3$  est recherchée dans un anneau défini par le critère suivant :  $|d_{23} - d_{12}|/d_{12} < 10\%$ . Auquel une condition sur l'angle que forme les deux vecteurs  $d_{12}$  et  $d_{23}$  entre la deuxième et la troisième bulle est ajouté. Celui-ci nommé  $\alpha_{123}$  ne doit pas excéder une valeur  $\alpha_{max}$  fixée à  $15^\circ$ .

Si aucune bulle  $b_3$  n'est trouvée à partir de  $b_2^1$ , alors la particule  $b_2^2$ , qui est la deuxième plus proche de  $b_1$ , est sélectionnée et la recherche reprend à partir de la troisième bulle. Si une bulle  $b_3$  convient, le même processus est appliqué pour rechercher  $b_4$  et  $b_5$  les quatrième et cinquième bulles de la trajectoire. Et de même si aucune bulle  $b_{n+1}$  ne convient, le programme reprend à  $b_{n-1}$ . Pour chaque particule, toutes les possibilités sont ainsi recherchées et toutes les trajectoires compatibles sont enregistrées. Quand des ensembles de 5 bulles sont sélectionnés, la trajectoire est enregistrée. Ce programme, identifie tous les ensembles de 5 points compatibles avec une trajectoire selon les critères définis. Les valeurs de  $v_{max}$ , de  $\alpha_{max}$  et ainsi que le taux de variation de la distance mesurée entre deux positions successivement occupées par une même bulle sont donc des contraintes à définir avec soin selon les caractéristiques de l'écoulement. Si elles sont trop lâches, des trajectoires aberrantes seront détectées et inversement si les critères sont trop stricts trop peu de trajectoires seront détectées. Sur la figure III.11 sont représentés les trajectoires obtenues pour un hologramme. On peut voir que le programme réussit à distinguer deux trajectoires côte à côte pour des faibles densités de particules.

Le montage d'holographie numérique dans l'axe réalisé pour cette thèse permet ainsi la mesure de la dynamique tri-dimensionnelle d'un champ de particules injectées dans un écoulement tourbillonnaire. L'utilisation d'un capteur CCD de dimension  $1.1 \times 1.1 \text{ cm}^2$  avec un faisceau convergent donne un champ de mesure de l'ordre de  $1.6 \times 1.6 \text{ cm}^2$  proche de la paroi du canal. Celle-ci augmente lorsque l'on s'éloigne de la paroi et donc entraîne une perte de résolution de la mesure. Dans la zone d'intérêt, en proche paroi, les particules sont finalement localisées avec une précision de l'ordre du micromètre dans le plan (x,y) et de 4 diamètres dans la direction transverse, ce qui est correct pour ce type de montage. La résolution temporelle, déterminante dans le calcul des vitesses, est amenée à  $500 \text{ Hz}$  grâce à la multi-exposition, réduisant le temps à  $2 \text{ ms}$  entre deux enregistrements successifs du champ de particules. Enfin la récupération des positions des particules dans l'espace combiné avec la recherche des trajectoires amène à l'extraction de la dynamique tri-dimensionnelle du champ de particules.



## Chapitre IV

# Application de l'holographie à la dynamique de tourbillons

### Contents

---

<b>IV.1 Article : A digital holography set-up for 3D vortex flow dynamics</b> . . . . .	<b>51</b>
<b>IV.2 Résultats complémentaires</b> . . . . .	<b>63</b>
IV.2.a Positionnement du problème . . . . .	63
IV.2.b Mesure de la vitesse axiale . . . . .	64
IV.2.c Concentration de particules et reconstruction du volume . . . . .	65
<b>IV.3 Discussion</b> . . . . .	<b>67</b>
IV.3.a Vers une amélioration des traitements . . . . .	67
IV.3.b Dimension du volume de mesure . . . . .	69

---

### IV.1 Article : A digital holography set-up for 3D vortex flow dynamics

Ce qui suit est la reproduction de l'article publié dans le journal *Experiments in fluids* [Lebon et al. \[2016\]](#). Celui-ci a pour objectif de présenter une variante du montage présenté au chapitre précédent. Les bulles d'hydrogène, moins denses que l'eau tendent à s'aligner sur l'axe du tourbillon à cause du gradient de pression radiale. La conséquence est qu'un grand nombre de bulles s'y agglomèrent et leurs images restituées à partir de l'hologramme se superposent. Pour contourner ce problème, l'idée consiste à désaxer optique l'axe de l'holographie en ligne de celui du tourbillon afin que les images des bulles ne soient plus alignées sur les hologrammes.



## RESEARCH ARTICLE

# A digital holography set-up for 3D vortex flow dynamics

Benoît Lebon<sup>1</sup> · Gaële Perret<sup>1</sup> · Sébastien Coëtmellec<sup>2</sup> · Gilles Godard<sup>2</sup> ·  
Gérard Gréhan<sup>2</sup> · Denis Lebrun<sup>2</sup> · Jérôme Brossard<sup>1</sup>

Received: 15 January 2016 / Revised: 10 May 2016 / Accepted: 11 May 2016  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2016

**Abstract** In the present paper, a digital in-line holography (DIH) set-up, with a converging beam, is used to take three-dimensional (3D) velocity measurements of vortices. The vortices are formed periodically at the edges of a submerged horizontal plate submitted to regular waves. They take the form of vortex filaments that extend from side to side of the channel. They undergo strongly three-dimensional instability mechanisms that remain very complicated to characterize experimentally. The experiments are performed in a  $10 \times 0.3 \times 0.3 \text{ m}^3$  wave flume. The DIH set-up is performed using a modulated laser diode emitting at the wavelength of 640 nm and a lensless CCD camera. The beam crosses the channel side to side. To reveal the flow dynamics, 30- $\mu\text{m}$  hydrogen bubbles are generated at the edge of the plate to serve as tracers. Their locations are recorded on the holograms multiple times to access the dynamics of the flow. This method leads to an accuracy in the order of 100  $\mu\text{m}$  on the axial location. Those measurements have been validated with stereo-PIV measurements. A very good agreement is found on time-averaged velocity fields between the two techniques.

## 1 Introduction

The interaction of submerged structures with waves and/or current generates strong vortices at the structure's edges which may contribute to hydrodynamics perturbations. This may eventually lead to seabed modifications around the structures. Such vortices also significantly contribute to the loads on the structure. To study the dynamics of such vortices, the problem is simplified by considering a simple horizontal plate immersed in a regular wave field. Such academic configuration has widely been studied for coastal protection purpose (see, for instance, Siew and Hurley 1977; Patarapanich 1984; Usha and Gayathri 2005; Neelamani and Gayathri 2006; Brossard et al. 2009).

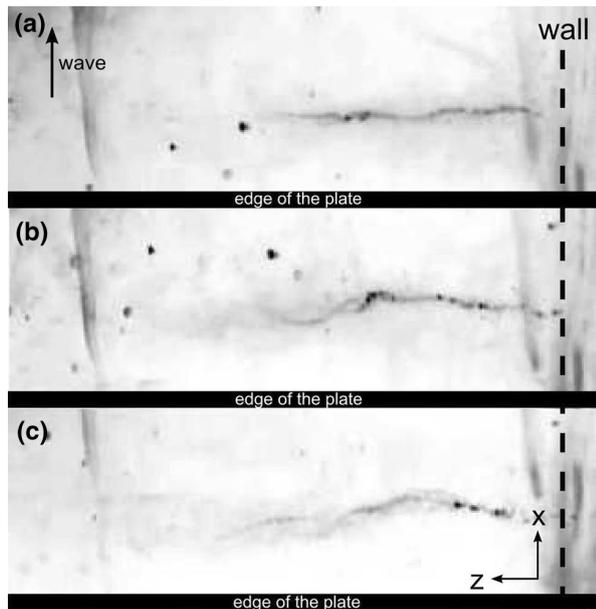
However, only few studies were dedicated to the dynamics of vortices generated at the edges of horizontal immersed structures. At each wave period, vortices are formed at the structure's edges and are advected by the wave flow. The 2D dynamics has been firstly observed by Ting and King (1994) for a submerged step. The measured flow fields exhibit the generation of clockwise and counterclockwise vortices on either side of the obstacle when time-periodic waves propagate over it. Chang et al. (2005) obtained similar results with cnoidal waves propagating over a similar structure, by means of PIV measurements and RANS numerical method. They showed that vortex dynamics was weakly correlated with incident wave characteristics: the usual characteristic scales used to treat the reflection/transmission process under propagating wave conditions could not be maintained. More recently, Poupardin et al. (2012) experimentally characterized the 2D vortex dynamics for a submerged horizontal plate. The vortices are periodically generated at the plate's edges by the roll-up of the boundary layer formed above the plate. Those

✉ Gaële Perret  
gaele.perret@univ-lehavre.fr

Denis Lebrun  
denis.lebrun@coria.fr

<sup>1</sup> Normandie Univ, UNIHAVRE, CNRS, LOMC, 76600 Le Havre, France

<sup>2</sup> Normandie Univ, UNIROUEN, INSA Rouen, CNRS, CORIA, 76000 Rouen, France



**Fig. 1** Visualization of the vortex filament by hydrogen bubbles by a camera placed under the flume. The bubbles are generated over the plate, by electrolysis. The electrodes are thin plates of steel. One is located on the vertical channel wall, and the other one laid at the *bottom*. Bubbles are then advected by the flow revealing the vortex core

vortices are then advected by the wave flow for two wave periods before being destroyed through vortex breakdown.

However, the dynamics of such vortices is fully three-dimensional and unsteady. Indeed, the vortices are connected to the wave flume's walls, leading to the generation of axial velocity. Then, while advected, the vortices are stretched and burst. Figure 1 shows time evolution of the vortex formed at the downstream edge of the plate. The camera is located below the flume, and the images are in negative grey colours so that the vortex appears black on a bright background. The vortex is visualized thanks to hydrogen bubbles generated at the plate's edge by electrolysis. Once formed, the bubbles migrate to the vortex core corresponding to a low-pressure area. The evolution of the vortex seems to present a double helicoidal structure typical from vortex breakdown (Ruith et al. 2003; Meliga et al. 2012).

Thus, to characterize experimentally this 3D flow on a volume of several  $\text{cm}^3$ , different optical, non-intrusive techniques are available. Techniques such as stereo- and tomo-PIV, lead to instantaneous 2D or 3D velocity fields extracted from images of particles field. These techniques were considerably developed in the last few years, and narrow volume can be reached, in water, with two to four cameras and a pulsed laser source of order tens of mJ/pulse (Schröder et al. 2011; Scarano 2012). Other techniques such as holographic techniques are able to follow

the dynamics of the particles in the flow. Those techniques, based on the particle diffraction images only, require a single laser diode and a single camera. In particular, the digital in-line holography (DIH) appears to be the more appropriate for the configuration presented here. Few studies (Wu et al. 2014) used this technique to volume of several  $\text{cm}^3$  (see Katz and Sheng 2010 for a review on holography applications in fluid mechanics).

The objective of this work is to study the 3D dynamics of the vortices formed by wave–structure interaction. The aim is to validate the DIH technique for the measurement of the three velocity components in a volume of several  $\text{cm}^3$ .

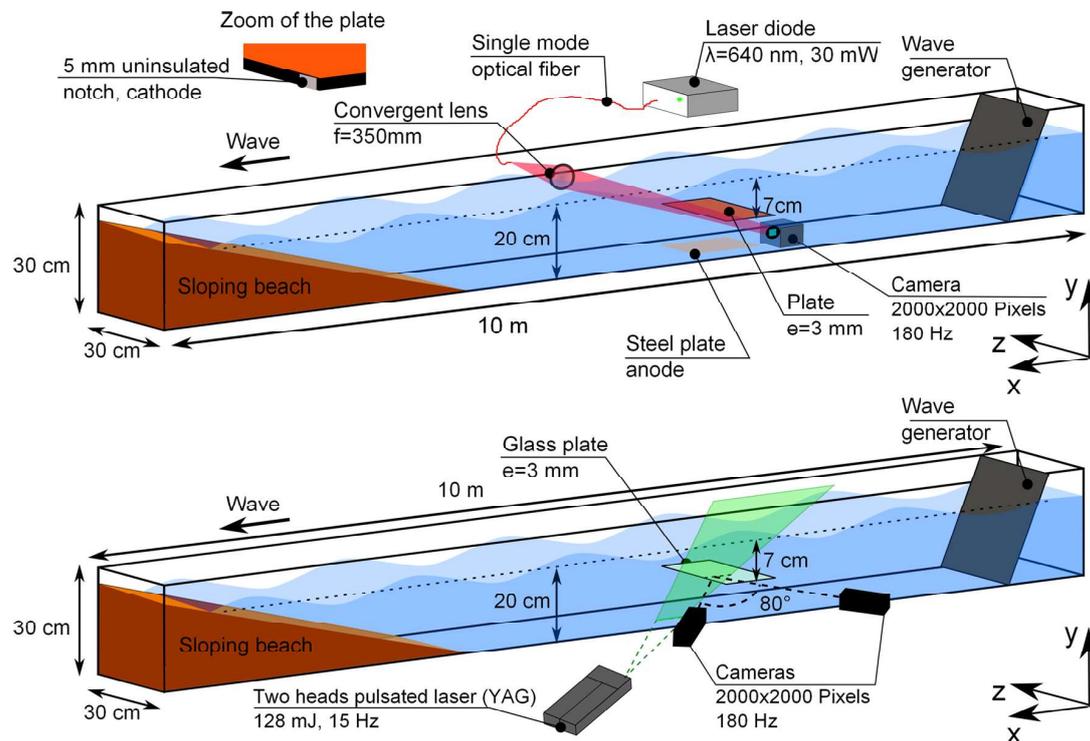
Experimental set-up is described in Sect. 2. Holograms processing and analysis are presented in Sect. 3. The results are discussed in Sect. 4 and are compared with stereo-PIV measurements. Section 5 is dedicated to the conclusion and discussion.

## 2 Experimental set-up

### 2.1 Experimental facility

The experiments are performed in a 10-m-long, 30-cm-wide and 30-cm-high wave flume (see Fig. 2). The horizontal plate is  $e = 3$  mm thick,  $L = 25$  cm long and 30 cm wide. The plate is made of steel and covered with insulating tape except on a zone of length 5 mm, at the downstream edge. The flow is seeded with small hydrogen bubbles generated by electrolysis, the plate being one of the electrodes. The other electrode is another thin plate of steel laid on the flume's bottom, in a way it does not affect the dynamics. The generation of hydrogen bubbles is then localized at the plate's edge where the steel is visible. The stabilized power supply is set to deliver a voltage of 2.5 V. For such value, about a hundred of bubbles are visualized in the volume. Due to the flow characteristics, these bubbles remain in a volume of axial extent about 60 mm. Beyond this distance, the particle concentration collapses.

The generated bubbles' diameter is  $d_b = 30 \pm 6 \mu\text{m}$ ; this is small enough to consider such objects as passive flow tracers (Mei 1996; Toschi and Bodenschatz 2009). Indeed, the Stokes number that characterizes the bubbles' dynamics is estimated by  $S_t = \frac{\tau_p}{\tau_\eta} = 0.09$  Volk et al. (2008), where  $\tau_p$  is the Stokes response time of the particles and  $\tau_\eta$  is the Kolmogorov time scale. The low value of the Stokes number ensures that bubbles should respond well to the fluid velocities. Their ascent speed is estimated by the Stokes' law at about  $5 \times 10^{-4} \text{ms}^{-1}$ , thus 200 times smaller than the typical velocity in the flow, around  $0.10 \text{ms}^{-1}$ , so the buoyancy will have a small impact compared to the fluid velocity.



**Fig. 2** Scheme of the wave flume with DIH set-up (*above*) and stereo-PIV set-up (*below*). In the stereo-PIV set-up, the laser sheet is in the  $(x, y)$  plane and the cameras in the  $(x, z)$  plane

The wave maker is an oscillating paddle which does not absorb the wave reflected by the plate. Therefore, the incident wave is a monochromatic wave resulting from the multiple reflections between the plate and the wave maker. The incident and reflected waves are discriminated by the Goda–Suzuki method (Goda and Suzuki 2011) using two probes. A sloping beach at the end of the flume limits the wave reflection to 5 %.

To focus on the vortex dynamics, the wave parameters are adjusted such that the production of wave harmonics remains weak and the impact of the plate on the free surface is limited (Brossard and Chagdali 2001). Therefore, the wave period is set to  $T = 1$  s, water depth to  $h = 20$  cm, and the wave amplitude to  $a = 1.1$  cm. The plate immersion is set to  $i = 7$  cm similarly to the previous work of Poupardin et al. (2012).

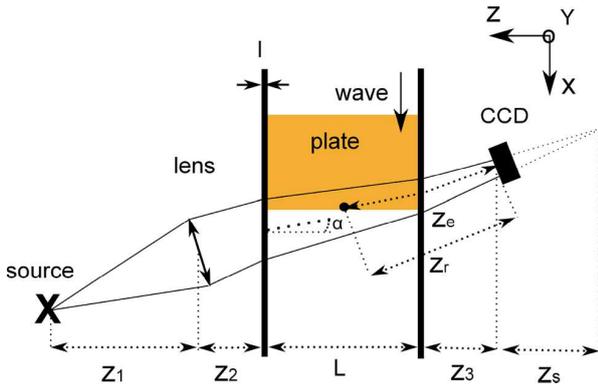
## 2.2 Digital holographic recording

In digital holography, a particle field (i.e. bubbles in the present case) is illuminated by a coherent laser beam. The resulting pattern produced by the interferences between the laser beam scattered by particles and the reference beam is then recorded on a CCD camera (an example of hologram is given Fig. 5).

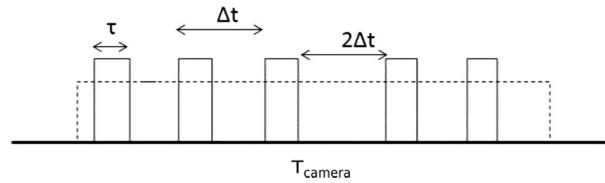
The in-line set-up is chosen for practical purpose. In this configuration, the reference beam is collinear to the diffracted beams, leading to a rather simple implementation on the flume since only one lens is required. The flow is illuminated by a fibre-coupled single-mode laser diode (Coherent CUBE 640FP laser diode,  $\lambda = 640$  nm) through the side walls (Fig. 2). Then, holograms are recorded with a 4M pixels CCD camera Basler aca2040. The image sensor is a  $2000 \times 2000$  CCD camera with  $5.5 \mu\text{m}$  square pixels so that the hologram size is  $1.1 \times 1.1 \text{ cm}^2$ .

The vortex under study is observed at its formation's stage. Its diameter increases up to 1.6 cm (Poupardin et al. 2012) which is larger than the full size of the CCD sensor. This limitation is overcome by optically compressing the size of the particle field on the sensor by a convergent beam. For this purpose, a convergent lens (focal length  $f = 350$  mm) is placed between the optical fibre head and the flume in order to illuminate the sample volume with a convergent beam (see Fig. 3). The drawback of this compression is loss of accuracy, proportional to the increase in the measurement volume. However, the accuracy is still satisfying since the precision is about  $1 \mu\text{m}$  in  $x$  and  $y$  and  $\sim 100 \mu\text{m}$  in  $z$ , as detailed in Sect. 3.3.

An optical system may be used in order to relay particle images near the camera by using an imaging lens objective



**Fig. 3** Top view of the experiment.  $L = 30$  cm,  $l = 1$  cm,  $z_1 = 60$  cm,  $z_2 = 9$  cm,  $z_3 \approx 8.5$  cm.  $z_r$  is the distance between the reconstructed particle from the hologram using a planar wave approximation and the CCD sensor.  $z_e$  is the optical distance between a particle and the CCD sensor. The distance  $z_s$  is the curvature radius, i.e. the distance between the convergent point of the laser beam and the CCD sensor

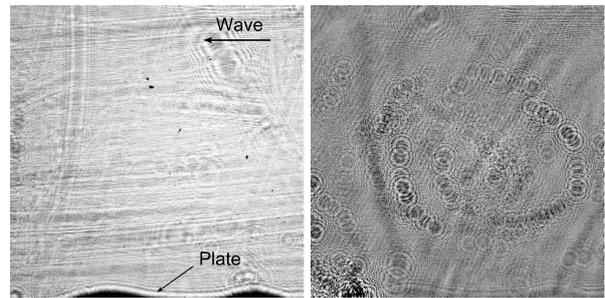


**Fig. 4** Multi-exposition command,  $\tau = 4 \mu\text{s}$ ,  $\Delta t = 2$  ms and  $T_{\text{camera}} = 11$  ms. The larger gap between the third and fourth pulse eliminates the ambiguity on the direction of the displacement

(Sheng et al. 2008; Talapatra and Katz 2012). Such systems are necessary when the two-dimensional (2D) sensor (CCD or CMOS camera) cannot be placed near the sample to be studied or for large magnification coefficient (Malek et al. 2004a). Moreover, the introduction of optical elements may lead to an inconvenience such as astigmatism. Here a magnification factor is directly obtained by illuminating the sample volume with a converging beam coming from a laser diode coupled in an optical fibre.

Since the vortex axis is aligned with the beam axis, the images of particles aligned with the core tend to be superimposed on the hologram. This reduces the signal-to-noise ratio of the hologram and makes it difficult to distinguish particles between each other. As a consequence, the beam in the  $(x, z)$  plane is shifted by an angle of  $15^\circ$  with the normal of the flume's wall (Fig. 3). By introducing such an angle, the vortex core and the beam do not share the same axis. This leads to two main advantages: less particles are present in the reference beam pathway and the axial displacements of those particles are easier to measure.

To assess the dynamical properties of the vortex, multi-exposition holograms are used (Salah et al. 2008). The particle field is recorded five times on each hologram with the pulse sequence shown in Fig. 4. The time step between each pulse is chosen such that the maximum displacement of the particles is about 70 pixels. Between the third and fourth pulses, a larger gap is introduced to eliminate the ambiguity of the direction of the displacement. Thus, each moving bubble will be reconstructed five times and at different locations. To evaluate the cinematic information, the trajectories are identified. Then velocity vectors are calculated from these displacements and the time shift imposed



**Fig. 5** Left-hand side: example of a raw hologram; right-hand side: its normalization obtained by dividing the hologram with the average intensity of 100 holograms recorded in the same conditions

between each exposure. This part is further developed in Sect. 4.1.

The number of exposures is limited by the signal-to-noise ratio (SNR) defined in Sect. 2.3. Indeed, for every beam shot, background noise (BN) is recorded. If  $N$  exposures are considered, the background noise is quadratically added  $N$  times (see Salah et al. 2008). This reduces the quality of the hologram. In the present study, five exposures (i.e.  $N = 5$ ) have been considered as a good compromise between SNR requirements and the restitution of dynamical properties.

**2.3 Particle field reconstruction from holograms**

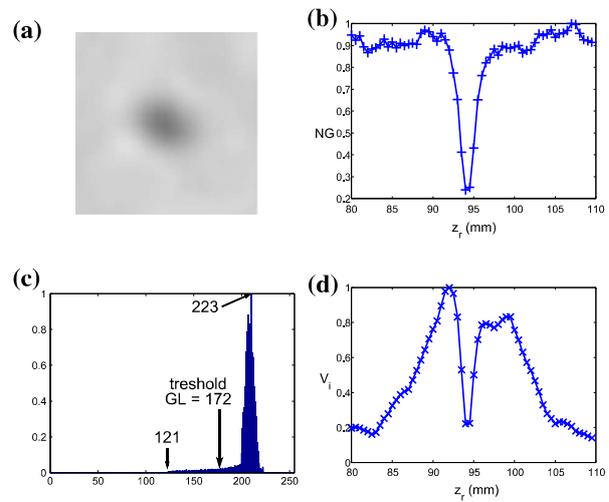
A drawback of the in-line set-up is the increase in noise due to the deterioration of the reference beam along its path. Under in-line configuration, every object within the beam leads to a diffraction wave and obstructs the reference beam. Thus, the sharpness of the recorded diffraction pattern decreases as the quality of the reference decreases. The main consequence is the limitation of fluid seeding and the accuracy of the particle field reconstruction process. Coupland (2004) determined that the number of particles recorded on a single hologram should not exceed half of the number of pixels. But this estimation is an upper limit to the amount of information the sensor is able to record.

Actually, the number of detections decreases as the BN increases (Malek et al. 2004b). Moreover, the SNR is strongly linked to the particle density and size. Royer (1974) estimated that the shadow density (the ratio of total cross-sectional area of particles to the illuminated area) can not exceed 10 %. Beyond this limit, holograms are hardly exploitable. According to this criterion, with a 1.21 cm<sup>2</sup> sensor and 30- $\mu$ m-diameter particles, about 170,000 bubbles/hologram could be measured. But in practice, only hundreds of particles appear to be exploitable.

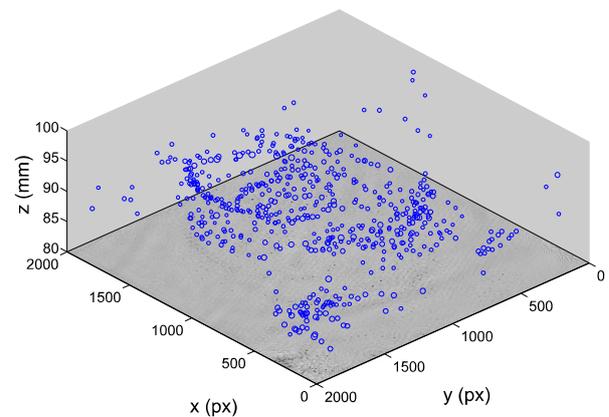
A part of BN can be removed by the normalization process. The hologram (Fig. 5, left) is divided by a background hologram. This background is the average intensity calculated over one hundred holograms recorded in the same experimental conditions. The normalization removes undesirable fringes due to static objects from the hologram, such as the plate, and scratches on the wall and increases the SNR of particles images up to 11 dB. As shown in Fig. 5, the interference rings produced by the seeding bubbles become more visible by applying such a processing.

Holograms have been recorded under the far-field assumption, i.e.  $\pi d^2/4\lambda z \ll 1$ , where  $d$  is the particle's diameter,  $\lambda$  the laser beam's wavelength, and  $z$  the distance of a particle from the CCD sensor. This enables us to use the Fresnel transform to reconstruct slice by slice the 3D particle field crossed by the beam (Buraga-Lefebvre et al. 2000). The 3D coordinates and the size of each bubble are then extracted automatically. As a convergent beam is used, a magnification coefficient under unity ( $K < 1$ ) has to be applied to recover the right coordinates  $z_e$  (Vikram and Billet 1988). This coefficient is determined thanks to the calibration process detailed in Sect. 3.1. A particle localized at a distance  $z_e$  from the CCD sensor thus corresponds to a black image dot reconstructed at a distance  $z_e K$ .

To retrieve the particle images, vertical planes are reconstructed from  $z_r = 80\text{--}110$  mm. The distance between two slices is equal to 0.5 mm. The algorithm for particle's detection is decomposed in two steps. In a first step, the light intensity in a grey level scale is used to obtain an estimate of the bubble location. Then, in a second step, the complex amplitude of the reconstructed field is used to find and accurately locate the depth location of bubble images. First, the hologram is subdivided into  $10 \times 10$  pixels regions of interest (ROI) (see Fig. 6a). For each ROI, the distance  $z_r$  corresponding to the minimum of light intensity using a grey level scale is searched to roughly localize particles (see Fig. 6b). Then a thresholding is performed, based on the grey level (GL) histogram to remove the main part of the background from the ROI. The thresholding level is determined as the mean value between the minimum grey level and the grey level that leads to the highest peak on the histogram (see Fig. 6c). Knowing that only dark objects remain inside the ROI, only the larger one is



**Fig. 6** Illustration of the detection of a 32- $\mu$ m particle: **a** the reconstructed particle image in the best focus plane; **b** the grey level variations along the optical axis; **c** the histogram grey level in the ROI containing the particle. The threshold value is the mean value between the minimum grey level and the grey level that leads to the highest peak on the histogram. And **c** the variance of the imaginary part along the optical axis



**Fig. 7** Example of a 3D particle field reconstructed from a five-exposure hologram

kept as a particle candidate. Finally, the method consists in searching the circle function leading to a best fit with the selected object to determine the particle diameter and position as its barycentre (Pu et al. 2005). At this stage, the signal-to-noise ratio (SNR) is calculated in order to be sure whether the object detected is actually a particle and not an artefact due to the speckle noise (Meng 2004). The SNR is defined as the ratio between the maximum amplitude of the particle image  $S_{\text{object}}$  and the standard deviation of the background level  $\sigma_{\text{background}}$  inside the ROI as follows:

$$SNR = 10 \log \left( \frac{S_{\text{object}}}{\sigma_{\text{background}}} \right) \quad (1)$$

A SNR of 7 dB has been evaluated as a minimum acceptable value to distinguish particles from background artefacts. When the particle location and diameter are estimated, the ROI is centred on the particle. The  $z$  location is then refined by using the method described by Pan and Meng (2003). In particular, the minimum variance of the imaginary part is theoretically minimum when the best focus plane is reached (see Fig. 6d). The resulting  $z$  location by using this method is particularly efficient for large particles. In order to increase the accuracy beyond the reconstruction step, a polynomial interpolation over 5 points is performed around the minimum variance of the imaginary part. By using this procedure, the bubbles can be accurately located between two reconstructed planes. An example of reconstructed field of bubbles is shown in Fig. 7.

### 2.4 Stereo-particle image velocimetry

To validate the holographic results, some stereo-PIV acquisitions are performed. A ~2-mm-width laser sheet is generated by a two pulsed laser heads (YAG) of 128 mJ/pulse (Fig. 2). The laser sheet is parallel to the vertical walls of the wave flume and located at 3 cm from the wall facing the cameras. The flow is seeded by 20- $\mu$ m-diameter polyamide particles with a density of 1.03 g cm<sup>-3</sup>. Two cameras Basler aca2040 are used in the Scheimpflug configuration with lens Nikon AF Nikkor 50 mm. They observed the light sheet with an angle of 40°. Two particle fields are recorded at 2-ms interval with a frequency of 15 Hz over a total duration of 300 periods. The mean velocity along  $z$  axis is about 0.1 ms<sup>-1</sup>, leading to a displacement of particles about 0.2 mm between the two laser pulses. This is small enough to make particles appear in consecutive frames.

## 3 Exploitation

In this section, the accuracy of the particles field reconstruction is discussed. This is of great importance for the study of the flow dynamics.

### 3.1 Calibration

As discussed in Sect. 2.3, because of the converging laser beam, the reconstructed and the physical distances differ. A magnification coefficient  $K$ , which depends on the  $z$  position, is introduced to retrieve physical value from the hologram. This coefficient is defined as  $K = z_r/z_e$ , where  $z_r$  is

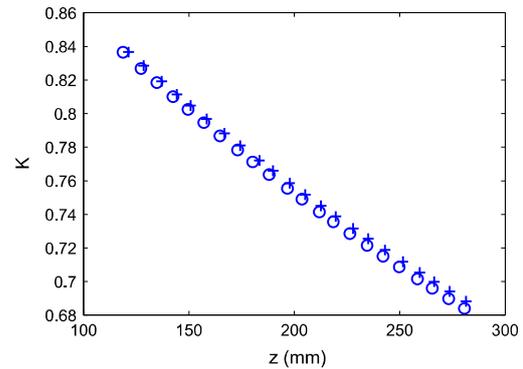


Fig. 8 Magnification coefficient  $K$  as a function of  $z$ , the distance from the inner wall, calculated from the left-hand side (○) and the right-hand side (+) of the hologram

the reconstructed distance under the plane wave assumption and  $z_e$  the physical distance between an object in the flume and the CCD sensor along the optical axis. It is necessary to know accurately this magnification factor since the result's validity depends on this coefficient. According to Allano et al. (2013), the magnification  $K$  can be written as a function of  $z_e$  or  $z_r$  and the curvature radius  $z_s$  corresponding to the distance between the convergent point of the laser beam and the CCD sensor (see Fig. 3) as follows:

$$K = \frac{z_s}{z_s - z_e} = \frac{z_s + z_r}{z_s} \quad (2)$$

For the evaluation of coefficient  $K$ , the formulation of eq. (2) is preferred to the simpler one  $K = z_r/z_e$ . As a result, the curvature radius  $z_s$  has to be determined with a good accuracy. In order to evaluate it, a target is moved along the  $z$  axis on the whole flume width. A digital calliper is used to determine the calibrated position  $z_e$  defined in Fig. 2, with an accuracy of 0.1 mm. The depth location  $z_r$  is then measured from reconstructed holograms using plane wave approximation and taking into account a theoretical angle  $\alpha_l$  between the axes  $z_r$  and  $z_e$ . This angle is calculated using the refraction law, from the 15° incident laser beam that passes through the glass wall. This leads to an angle  $\alpha_l = 11.21^\circ$ . For each target's position, the displacement estimated from reconstructed holograms  $\Delta z_r$  is matched with the calibrated one  $\Delta z_e \cos(\alpha_l)$ . Knowing both  $\Delta z_r$  and  $\Delta z_e$ ,  $z_s$  is determined using the right terms of Eq. (2). Finally, coefficient  $K$  is determined using the left terms of Eq. (2) for several locations of the calliper  $z_e$ .

Due to the convergence of the laser beam, the angle  $\alpha_l$  is slightly different for the left- and right-hand sides of the visualization area. Therefore,  $K$  is calculated for two points on each side of the target. The results are presented in Fig. 8. At a given  $z$  position, the value of  $K$  is very close for the two sides of the target (<1 %). Therefore, in practice,

the mean value is used for the whole target. Figure 8 also confirms that the magnification depends on the distance from the sensor. Note that by using this calibration, the distance  $L$  between the two walls has been estimated to be 300.5 mm, which remains within the margin of error of the flume's dimension measurement.

### 3.2 Angle verification

For the determination of  $K$ , the theoretical angle value,  $\alpha_t$ , was evaluated from the optical refraction's law. However, a more accurate value of the angle inside the flume is required to increase the precision of the 3D coordinates. Therefore, the angle is directly measured once the magnification coefficient  $K$  is determined. While the target is moved along the  $z$  axis and recorded along  $z_r$ , its displacement induces a lateral displacement on the hologram. The angle is then calculated from the target lateral displacement. Since the actual displacement  $dz_{\text{real}}$  is known, and the  $dx_h$  displacement on the hologram can be measured, the angle  $\alpha$  inside the flume can be retrieved from the following formula:

$$\alpha = \text{atan}\left(\frac{1}{K(z_r)} \frac{dx_h}{dz_{\text{real}}}\right) \tag{3}$$

An angle of  $\alpha = 10.9 \pm 0.2$  is found. Owing to this refined value of  $\alpha$ , the recomputed values of  $K$  are very similar, showing a very small error of  $<0.5\%$  with respect to the values presented in Fig. 8. Therefore, the theoretical value  $\alpha$  can be kept for the calibration of the magnification coefficient  $K$ .

### 3.3 Accuracy estimation

To evaluate the dynamical properties of the flow, it is important to estimate the accuracy of particles' location. In DIH, the transverse location ( $x, y$ ) can be measured with a subpixel accuracy. Unlikely, the measurement error on the axial location  $z$  is about several times the particle's diameter. Indeed, in DIH, besides the background noise, axial accuracy suffers from the depth of focus  $\delta$  of the reconstructed images. The depth of focus is related to the angular aperture of the hologram that depends on the sensor resolution, the laser wavelength and the particle's size.

Moreover, due to the fact that the laser beam and the wall are not orthogonal, the recorded hologram presents astigmatism. The consequence is a lack of accuracy for big particles.

The accuracy has been evaluated by recording a series of 300 holograms from a calibrated disc at a fixed location. Three diameters were examined: 30, 50 and 70  $\mu\text{m}$ , to estimate the repeatability of the axial coordinate measurement. The results are presented in Table 1.

**Table 1** Repeatability test: 3D average location over 300 holograms for a given location of calibrated discs

$d$ ( $\mu\text{m}$ )	$x$ (mm)	$y$ (mm)	$z_r$ (mm)
30	$2.738 \pm 0.002$	$4.824 \pm 0.001$	$113.45 \pm 0.09$
50	$2.716 \pm 0.001$	$4.749 \pm 0.001$	$113.68 \pm 0.15$
70	$2.941 \pm 0.002$	$4.975 \pm 0.001$	$113.51 \pm 0.15$

As expected, the localization of small particles is more accurate than that of the big ones, recalling that the size of the bubbles generated by electrolysis is  $30 \pm 6 \mu\text{m}$ .

## 4 Results

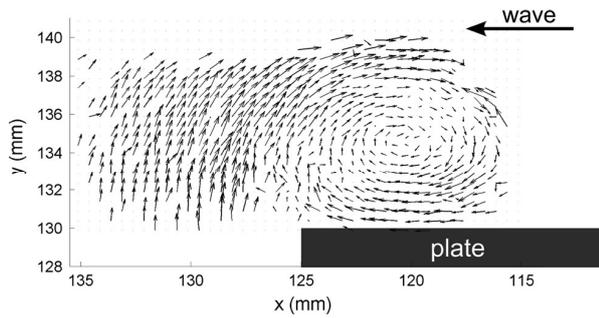
### 4.1 Trajectory and 3D vector field extraction

As presented in Sect. 2.1, each hologram is recorded by using a sequence of five laser pulses. Thus, one particle appears five times on each hologram. About a hundred of bubbles are present in the measurement volume, leading to about 500 bubble images to be determined. Once the particle field is extracted from the hologram, trajectories are automatically identified using a method based on the nearest neighbour to isolate the path followed by the bubbles. For each particle  $p_i$ , the nearest particle  $p_{i+1}$  is sought. Once identified, the third particle  $p_{i+2}$  is searched for at a distance  $|p_i p_{i+1}| \pm 10\%$ . Indeed, knowing that the time step between the first three laser pulses is the same, this criterion actually considers that the velocity of the particle has not changed more than 10% between each pulse. An additional criterion assuming that the angle between the vectors  $\mathbf{p}_i \mathbf{p}_{i+1}$  and  $\mathbf{p}_i \mathbf{p}_{i+2}$  should be in a range of  $\pm 20^\circ$  is used. Following the same method, the fourth and fifth particles are sought. At each step, if one of the three above-mentioned criteria is not satisfied, the algorithm comes back to the previous step. The real coordinates ( $x, y, z$ ) are retrieved from the coordinates ( $x_h, y_h, z_r$ ) obtained from the hologram with the following equations:

$$\begin{cases} x = p \frac{x_h}{K(z_r)} + n_w * \left( \frac{z_r}{K(z_r)} - \frac{z_{rp}(x_h)}{K(z_{rp}(x_h)})} \right) \sin(\alpha) \\ y = p \frac{y_h}{K(z_r)} \\ z = n_w \left( \frac{z_r}{K(z_r)} - \frac{z_{rp}(x_h)}{K(z_{rp}(x_h)})} \right) \cos(\alpha) \end{cases} \tag{4}$$

where  $n_w$  stands for the optical index of water,  $p$  the pixel size, and  $z_{rp}$  the axial restitution value of the channel's inner wall. The distance  $z_{rp}$  is measured during the calibration. The magnification coefficient  $K$  is applied because the holograms are processed under the assumption of a recording plane wave, as discussed in Sect. 3.1.

The accuracy of ( $x, y$ ) location of bubbles leads to a reliable measurement of their displacement within transversal planes. Thus, the velocity in  $x$  and  $y$  direction is calculated



**Fig. 9** Two-dimensional projection of the 3D vector field obtained by digital holography

from the successive positions  $(x_{i+1} - x_i)$  and  $(y_{i+1} - y_i)$ . On the contrary, the determination of the axial position suffers from the depth of focus. Indeed, we have observed that the displacement measured between two consecutive pulses (i.e.  $z_{i+1} - z_i$ ) is barely larger than the estimated error. A polynomial interpolation of second degree is then performed on the trajectories along the  $z$  axis. All the successive measured positions occupied by the bubble are thus taken into account to smooth the estimated trajectory. This reduces the fluctuations caused by the uncertainties on  $z$  measurements. However, the mean axial displacement ( $z$ ) between the first and the last interpolated positions of the particle is evaluated to  $z_5 - z_1 \approx 800 \mu\text{m}$ . Since this value is nearly eight times the uncertainty on  $z$  location, it is thus reasonable to consider that this displacement is caused by an axial velocity within the vortex core. Velocity in  $z$  direction is thus calculated by using the first and last positions in the trajectory. This supposes the fluctuations of axial velocities within the time interval 10 ms to be small. However, the uncertainties on the axial velocity due to dispersion on  $z$  location can be estimated to  $0.01 \text{ ms}^{-1}$ . Thus, the resolution on  $w$  made this assumption acceptable in the present study.

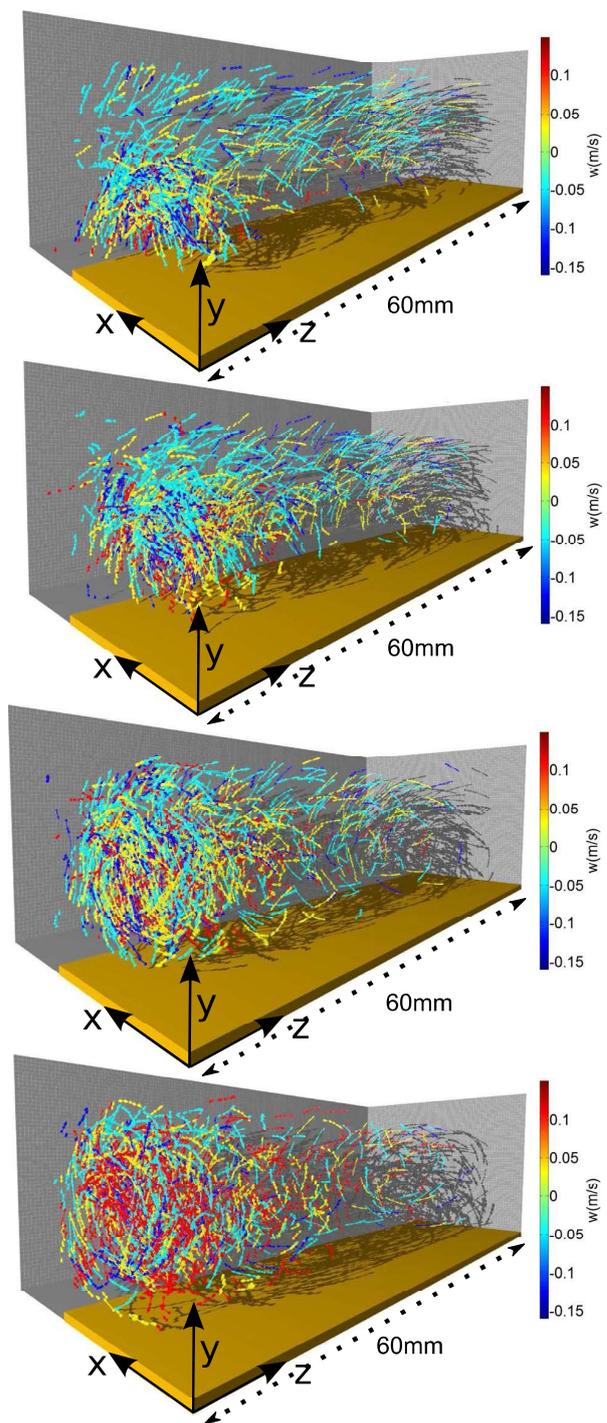
The velocity vector fields  $(u, v, w)$  are then calculated from the displacements  $(x_{i+1} - x_i, y_{i+1} - y_i, z_5 - z_1)$  with the following equations:

$$\begin{cases} u_i = \frac{x_{i+1} - x_i}{\Delta t} \\ v_i = \frac{y_{i+1} - y_i}{\Delta t} \\ w = \frac{z_5 - z_1}{5\Delta t} \end{cases} \quad (5)$$

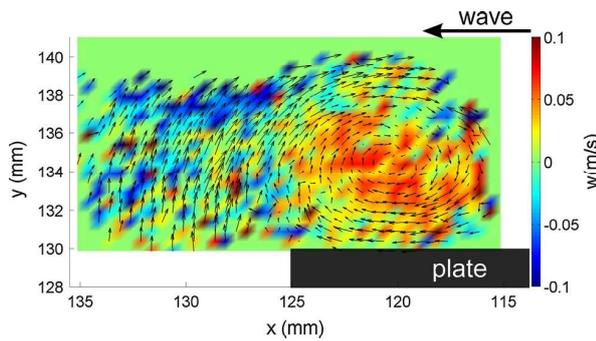
The resulting vector fields are presented and discussed in the following section.

**4.2 Velocity measurement**

Figure 9 depicts a 2D projection of 3D vector fields obtained for a given phase in the wave period by superposing 100



**Fig. 10** View of a 3D vector field obtained by DIH for 40 holograms, at different phases:  $t/T = 0.3, 0.34, 0.38$  and  $0.42$ . The  $(z)$  coordinate is along the optical axis. The wave propagation direction is along the  $x$  axis. Colours represent the axial velocity  $w$ . One particle over 8 is represented for greater clarity



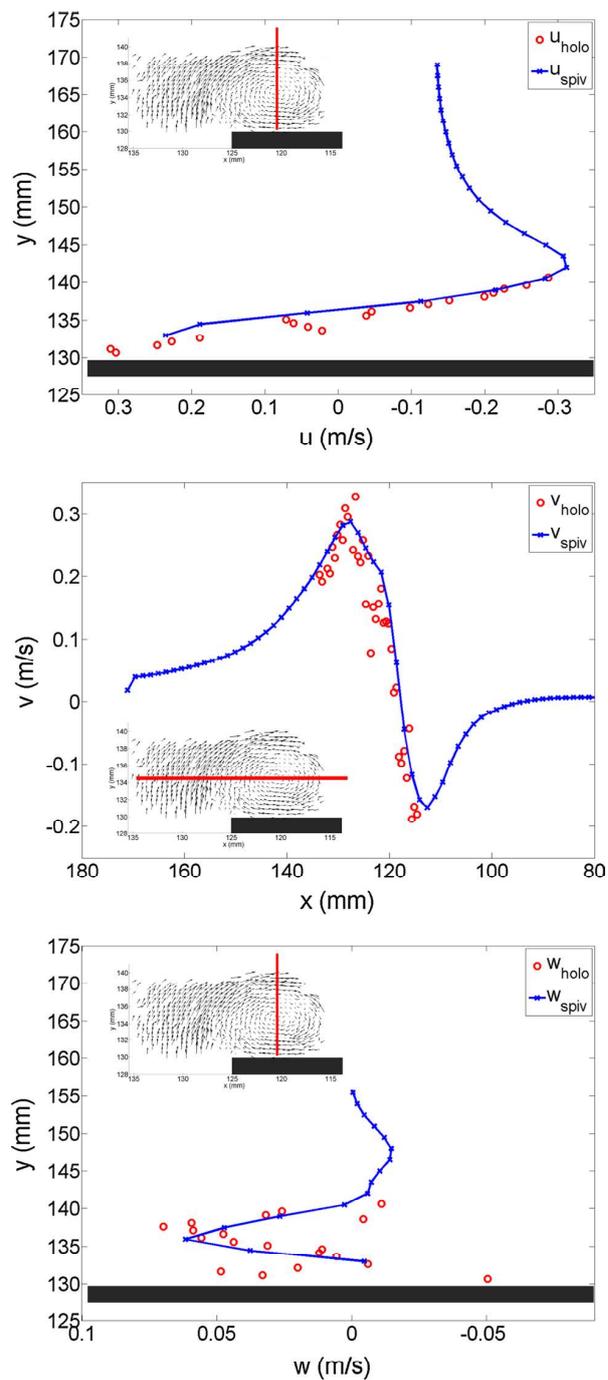
**Fig. 11** 2D projection of the 3D vector field obtained by superposing 100 holograms at phase  $t/T = 0.42$ , in the wave period. Colour scale represents the axial velocity

holograms, thus 100 periods. It thus corresponds to a velocity field averaged in space (on the whole depth of the measurement volume) on 100 successive periods. The vortex formation by roll-up of the boundary layer is well retrieved, as described in Poupardin et al. (2012).

Figure 10 shows the evolution of the 3D vector field for four phases in the wave period, between  $t/T = 0.3$  and  $t/T = 0.42$ . Each velocity field results from the processing of 40 holograms. For each particle exposed five times, four velocity vectors are calculated from its successive coordinates in its trajectory. These four vectors are represented in Fig. 10. The colour scale represents the value of the axial velocity  $w$ . The velocity is considered to be positive for particles that move away from the wall.

At the early stage of the vortex formation, when the boundary layer rolls up over the plate, the axial velocity is mainly negative. Thus, at the periphery of the vortex, particles move from the centre of the wave flume to the walls (Fig. 10a). This explains why, originally well distributed along the  $z$  axis, particles mainly ended close to the wall (Fig. 10d). As the vortex grows in size, positive axial velocities are generated in its core, whereas some negative speeds are localized at its periphery (Fig. 10b, c). Axial velocity then increases up to  $0.15 \text{ ms}^{-1}$ , in the vortex core which keeps increasing in size. This observation is confirmed by Fig. 11 where the axial velocity is projected on the  $(x, y)$  plane as in Fig. 9.

To validate the measurements taken with DIH, the averaged velocity fields are compared to stereo-PIV measurements. Stereo-PIV velocity fields are time-averaged over 300 periods for a given phase ( $t/T = 0.42$ ). Holographic velocity fields are obtained by superposing 100 holograms at the same phase. To compare with stereo-PIV data, only particles having a  $z$  coordinate corresponding to the localization of the YAG laser sheet are kept in the vector field. Figure 12 presents velocity profiles of each velocity component, passing through the vortex core. Data obtained by



**Fig. 12** Velocity profiles ( $u, v, w$ ) measured by DIH ( $\circ$ ) and stereo-PIV ( $+$ ). The velocities are plotted along the line drawn on the vector field

DIH are more scattered than those obtained by stereo-PIV. This is due to the fact that DIH velocity fields are obtained by superposing velocity values of 100 holograms at different locations, since the particles do not have the same

coordinates from one period to the other, meaning that, in stereo-PIV, each point is the average of 300 instantaneous measures, whereas in holographic each point results from the averaging of about 20 instantaneous measurements. Moreover, for stereo-PIV, the spatial resolution is 1.5 mm, whereas in holography, in the present profiles the mesh is 0.5 mm wide. Thus, velocities measured by holography can be considered less smoothed than those by stereo-PIV. This phenomenon is even more emphasized for axial velocity  $w$  (Fig. 12 bottom) since the physical processes leading to axial velocity generation are very unsteady and less repeatable than for the two other components. Nevertheless, the agreement in axial velocity profiles is satisfactory. For velocity profiles along the  $x$  and  $y$  axes (Fig. 12 top and middle), the agreement between stereo-PIV and DIH measurements is very good. At this phase, the vortex is increasing in size and the measurement volume of the DIH gets barely the vortex core. However, the DIH is able to determine particle's velocity at less than 1 mm from the plate. Therefore, although DIH measures Lagrangian velocities in the present set-up, whereas stereo-PIV estimates Eulerian velocities, the comparison between the two techniques is satisfactory.

## 5 Conclusions and perspectives

The present study shows 3D velocity measurements of vortex generation using digital in-line holography (DIH) in a volume of several  $\text{cm}^3$ . The studied flow is the generation of a vortex at the downstream edge of a submerged horizontal plate submitted to monochromatic waves. This flow is strongly three-dimensional and unsteady. Vortices are formed at each wave period, at the upstream and downstream edges of the plate. The connection of vortices on the flume's wall generates axial velocity. Thus, the measurement of the three velocity components is required to characterize the whole 3D dynamics.

The digital in-line holography technique is used for the simplicity of its set-up. Here a special geometrical arrangement has been used, where the laser beam axis is shifted from an angle of  $15^\circ$  with the vortex axis. This special geometry enables to avoid the superimposition of the particles inside the vortex core, on the hologram. A convergent lens is also used to increase the measurement volume cross section up to  $1.8 \times 1.8 \text{ cm}^3$ . In order to track the particles and determine their velocities, holograms are recorded by using a sequence of laser pulses with an asymmetric time scheme in order to resolve the directional ambiguity of bubble displacements. A sequence of five laser pulses has been found as a good compromise between satisfying signal-to-noise ratio (SNR) and the number of detected trajectories. Thus, each particle appears five times on each hologram. Fifty holograms are recorded by wave periods during

one hundred periods. The location of each particle is automatically detected, i.e. about one hundred particles times five expositions, leading to five hundred positions detected. Once the 3D coordinates of the particles are determined, the trajectories are automatically detected using an algorithm based on the nearest neighbour and the assumption that the velocity vectors within a trajectory is similar  $\pm 20^\circ$ . The three velocity components of each particle are then calculated from the trajectories of each particle. Thus, fifty velocity vector fields are obtained by wave period. At a given phase in the wave period, the hundred velocity fields are added to get a phase averaging of the 3D velocity field on a volume of  $\sim 20 \text{ cm}^3$  with an accuracy of about  $0.01 \text{ ms}^{-1}$  in the axial direction.

The vortex dynamics is known to be three-dimensional, and thus, the axial velocity can be measured. To validate the measurements obtained with the DIH, the results are compared with measurements taken by stereo-PIV at one location in the vortex axis. For this location, the DIH and stereo-PIV measurements match with an error  $< 5\%$ .

Thus, the DIH technique is able to measure the velocity fields of 3D unsteady flow in a consequent volume. This technique provides the advantage of requiring only a single laser diode and a simple camera. Moreover, there is no size restriction in the optical axis for the measurement volume if compared to stereo-PIV. And measurements can be done less than 1 mm from the wall. The main drawback is the limited number of particles present in the measured volume, leading to a maximum of a hundred of velocity vectors at a given time.

Despite the limitations encountered, the efficiency of particle's trajectories determination could be improved so as the tracer's density. Other algorithms using the inverse approach (Seifi et al. 2013; Toloui and Hong 2015) could enhance holographic particle images. The use of spatial correlation of focus metric curves to measure directly the displacement between two particles (Yingchun et al. 2015) offers interesting perspective in three-dimensional flow diagnostic. Nevertheless, the information extracted by DIH is validated and brings useful features about the three-dimensional behaviour of the vortex dynamics. This dynamics is still under study to determine the wave parameters governing the vortex dynamics.

**Acknowledgments** This work is supported by the "Development of 3D optical techniques for complex flows" project of the LABEX EMC3 (Energy Materials and Clean Combustion Center) and the Rgion Haute Normandie.

## References

- Allano D, Malek M, Walle F, Corbin F, Godard G, Coëtmelec S, Lecordier B, Foucaut JM, Lebrun D (2013) Three-dimensional

- velocity near-wall measurements by digital in-line holography: calibration and results. *Appl Opt* 52(1):A9–A17
- Brossard J, Chagdali M (2001) Experimental investigation of the harmonic generation by waves over a submerged plate. *Coast Eng* 42(4):277–290
- Brossard J, Perret G, Blonce L, Diedhiou A (2009) Higher harmonics induced by a submerged horizontal plate and a submerged rectangular step in a wave flume. *Coast Eng* 56(1):11–22
- Buraga-Lefebvre C, Coëtmellec S, Lebrun D, Özkul C (2000) Application of wavelet transform to hologram analysis: three-dimensional location of particles. *Opt Lasers Eng* 33(6):409–421
- Chang KA, Hsu TJ, Liu PLF (2005) Vortex generation and evolution in water waves propagating over a submerged rectangular obstacle. Part II : Cnoidal waves. *Coast Eng* 52:257–283
- Coupland JM (2004) Holographic particle image velocimetry: signal recovery from under-sampled ccd data. *Meas Sci Technol* 15(4):711
- Goda Y, Suzuki T (2011) Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments. *Coast Eng Proc* 1(15)
- Katz J, Sheng J (2010) Applications of holography in fluid mechanics and particle dynamics. *Annu Rev Fluid Mech* 42:531–555
- Neelamani S, Gayathri T (2006) Wave interaction with twin plate wave barrier. *Ocean Eng* 33:495–516
- Malek M, Allano D, Coëtmellec S, Özkul C, Lebrun D (2004a) Digital in-line holography for three-dimensional–two-components particle tracking velocimetry. *Meas Sci Technol* 15(4):699
- Malek M, Allano D, Coëtmellec S, Lebrun D (2004b) Digital in-line holography: influence of the shadow density on particle field extraction. *Opt Express* 12(10):2270–2279
- Mei R (1996) Velocity fidelity of flow tracer particles. *Exp Fluids* 22(1):1–13
- Meliga P, Gallaire F, Chomaz J-M (2012) A weakly nonlinear mechanism for mode selection in swirling jets. *J Fluid Mech* 699:216–262
- Meng H, Gang YP, Woodward SH (2004) Holographic particle image velocimetry: from film to digital recording. *Meas Sci Technol* 15(4):673
- Pan G, Meng H (2003) Digital holography of particle fields: reconstruction by use of complex amplitude. *Appl Opt* 42(5):827–833
- Patarapanich M (1984) Maximum and zero reflection from submerged plate. *J Waterw Port Coast Eng-ASCE* 110(2):171–181
- Poupardin A, Perret G, Pinon G, Bourneton N, Rivoalen E, Brossard J (2012) Vortex kinematic around a submerged plate under water waves. Part I: experimental analysis. *Eur J Mech B/Fluids* 34:47–55
- Pu SL, Allano D, Patte-Rouland B, Malek M, Lebrun D, Cen KF (2005) Particle field characterization by digital in-line holography: 3d location and sizing. *Exp Fluids* 39(1):1–9
- Royer H (1974) An application of high-speed microholography: the mertology of fogs. *Nouvelle Revue d'Optique* 5(2):87
- Ruith MR, Chen P, Meiburg E, Maxworthy T (2003) Three-dimensional vortex breakdown in swirling jets and wakes: direct numerical simulation. *J Fluid Mech* 486:331–378
- Salah N, Godard G, Lebrun D, Paranthoen P, Allano D, Coëtmellec S (2008) Application of multiple exposure digital in-line holography to particle tracking in a Benard-von Karman vortex flow. *Meas Sci Technol* 19:074001
- Scarano F (2012) Tomographic piv: principles and practice. *Meas Sci Technol* 24(1):012001
- Schröder A, Geisler R, Staack K, Elsinga GE, Scarano F, Wieneke B, Henning A, Poelma C, Westerweel J (2011) Eulerian and lagrangian views of a turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic piv. *Exp Fluids* 50(4):1071–1091
- Seifi M, Fournier C, Grosjean N, Meès L, Marié J-L, Denis L (2013) Accurate 3d tracking and size measurement of evaporating droplets using in-line digital holography and “inverse problems” reconstruction approach. *Opt Express* 21(23):27964–27980
- Sheng J, Malkiel E, Katz J (2008) Using digital holographic microscopy for simultaneous measurements of 3d near wall velocity and wall shear stress in a turbulent boundary layer. *Exp Fluids* 45(6):1023–1035
- Siew PF, Hurley DG (1977) Long surface waves incident on a submerged horizontal plate. *J Fluid Mech* 83(1):141–151
- Talapatra S, Katz J (2012) Three-dimensional velocity measurements in a roughness sublayer using microscopic digital in-line holography and optical index matching. *Meas Sci Technol* 24(2):024004
- Ting FCK, King YK (1994) Vortex generation in water waves propagating over a submerged obstacle. *Coastal Eng* 24:23–49
- Toloui M, Hong J (2015) High fidelity digital inline holographic method for 3d flow measurements. *Opt Express* 23(21):27159–27173
- Toschi F, Bodenschatz E (2009) Lagrangian properties of particles in turbulence. *Annu Rev Fluid Mech* 41:375–404
- Usha R, Gayathri T (2005) Wave motion over a twin-plate breakwater. *Ocean Eng* 32:1054–1072
- Vikram CS, Billet ML (1988) Some salient features of in-line Fraunhofer holography with divergent beams. *Optik (Stuttgart)* 78(2):80–83
- Volk R, Calzavarini E, Verhille G, Lohse D, Mordant N, Pinton J-F, Toschi F (2008) Acceleration of heavy and light particles in turbulence: comparison between experiments and direct numerical simulations. *Phys D* 237(14):2084–2089
- Wu YW, Xuecheng YJ, Zhihua W, Xiang G, Binwu Z, Linghong C, Kunzan Q, Gréhan G, Kefa C (2014) Wavelet-based depth-of-field extension, accurate autofocusing, and particle pairing for digital inline particle holography. *Appl Opt* 53(4):556–564
- Yingchun W, Xuecheng W, Yao L, Wang Z, Chen L, Gréhan G, Cen K (2015) Direct particle depth displacement measurement in DHPTV using spatial correlation of focus metric curves. *Opt Commun* 345:71–79

## IV.2 Résultats complémentaires

Dans l'article précédemment reproduit, il est question de l'installation du montage ainsi que de la validation des résultats sur des moyennes de phase. Il s'agit désormais d'examiner les possibilités et les difficultés de l'utilisation des méthodes holographiques avec l'objectif d'analyser le comportement instantané d'un tourbillon. La méthode de localisation des bulles utilisée impose de reconstruire un grand nombre de plans du volume de mesure. La largeur relativement importante du canal nous conduit à restreindre la zone d'étude à une région particulière du canal afin de limiter le nombre de plans à restituer. Le choix est fait de s'intéresser aux phénomènes proches de la paroi, du côté de la caméra. Cela est aussi motivé par le fait que pour un faisceau d'enregistrement convergent la résolution spatiale des images restituées diminue lorsque l'on s'éloigne de la caméra.

### IV.2.a Positionnement du problème

Le but est d'étudier le rôle que joue la paroi dans la dynamique du tourbillon. Des études ont mis en évidence l'influence du confinement sur le tourbillon, comme les travaux de [Brücker \[1997\]](#). Les auteurs qui font l'étude d'un jet transverse dans une conduite par PIV 3D, ont démontré que le confinement du tourbillon entraîne une inversion du gradient de pression comme on l'observe dans le cas d'éclatement tourbillonnaire. Ici, nous supposons que le fluide est ralenti par les frottements sur la paroi ce qui entraîne localement une surpression au centre du tourbillon provoquant le développement de la vitesse axiale au cœur du tourbillon. Ce constat repose sur la couche limite de [Bödewadt \[1940\]](#) illustrée sur la figure [IV.1](#). Il s'agit du problème d'une couche limite se développant à la paroi d'un disque immobile avec un fluide tournant. De plus, [Hopfinger \*et al.\* \[1982\]](#) en étudiant la formation de filaments tourbillonnaires dans une cuve en rotation observaient leur déformation et leur éclatement. Ils ont suspecté que la couche limite, de type d'Ekman, jouait un rôle dans l'apparition et la propagation d'ondes dans les filaments tourbillonnaires. La couche limite d'Ekman correspond à la couche limite entre un fluide au repos et un disque en rotation. Il s'agit donc d'un cas très proche de la couche limite de [Bödewadt](#) ce qui renforce notre intérêt pour cette étude.

La théorie associée porte sur la couche limite, soit les premiers millimètres au delà de la paroi. L'ensemencement de la couche limite est particulièrement délicat dans notre cas. Il serait donc illusoire de chercher à la caractériser. Cependant, si la paroi est effectivement une cause de l'apparition des vitesses axiales, alors on s'attend à avoir un gradient de vitesses axiales se développant depuis la paroi vers le centre du canal. Les résultats présentés dans l'article ([Lebon \*et al.\* \[2016\]](#)) confirment l'apparition de

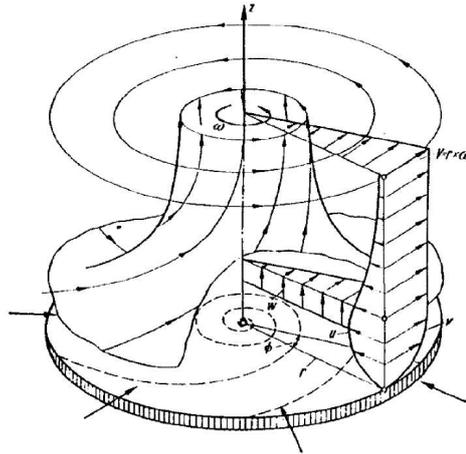


FIGURE IV.1: Rotation de l'écoulement près d'une paroi. La friction au contact de la paroi entraîne le ralentissement de la vitesse tangentielle, ce qui donne naissance à un écoulement secondaire dirigé radialement vers l'axe de rotation. Tirée de [Schlichting et Gersten \[2003\]](#)

vitesse axiales positives (de la paroi vers le centre du canal) au cœur du tourbillon, mais s'avèrent insuffisants pour mettre en évidence la présence d'un gradient axial de vitesse se développant à partir de la paroi. Plusieurs développements sont proposés pour tenter de palier à ce manque et explorer les options disponibles.

#### IV.2.b Mesure de la vitesse axiale

Comme présenté dans l'article, la résolution axiale est un point délicat en holographie dans l'axe. Sur le montage réalisé au cours de cette thèse, l'incertitude sur la localisation est estimée à  $90 \mu m$  pour des particules de  $30 \mu m$ , soit une erreur sur la vitesse pouvant atteindre  $0.1 m.s^{-1}$  entre deux positions espacées de  $2 ms$ . Ce niveau d'incertitude est difficilement acceptable. Pour réduire cette incertitude, un ajustement polynomial est donc effectué sur le déplacement axial de la bulle pour lisser ses fluctuations sur sa trajectoire.

Pour améliorer ce résultat, l'idée est d'obtenir des trajectoires sur des temps plus importants en ne faisant plus cette fois une acquisition à  $50 Hz$  d'hologrammes exposés 5 fois comme présenté dans l'article, mais à seulement 3 expositions, avec un temps de  $1.8 ms$  entre chaque émission de la diode laser. La fréquence d'acquisition de  $178 Hz$  de la caméra permet en principe de suivre chaque bulle avec une fréquence de  $534 Hz$ . Par extraction des coordonnées 3D des images de bulles sur plusieurs hologrammes successifs, il est alors possible de réaliser l'ajustement polynomial sur un plus grand nombre de points. L'évolution de la vitesse axiale sur la trajectoire est donc mesurable. Le résultat est illustré sur la figure [IV.2](#) où trois exemples sont proposés. L'ordre du polynôme utilisé

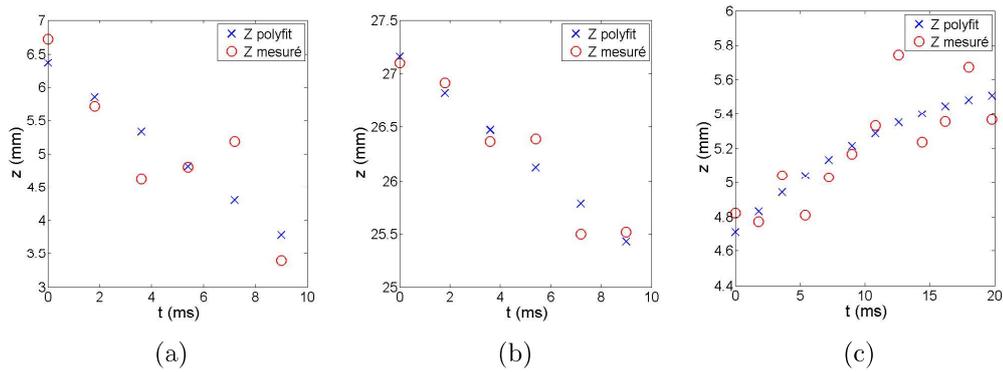


FIGURE IV.2: Mesure du déplacement axial de bulles par holographie

pour l'ajustement des données dépend de la longueur de la trajectoire afin de pouvoir rendre compte du déplacement de la bulle si celui-ci est connu sur un temps plus long. Ainsi sur les figures IV.2 a et b, la trajectoire est ajustée par une droite alors que sur la figure IV.2 c, il s'agit d'un polynôme d'ordre 2 qui permet de prendre en compte la variation de la vitesse de déplacement de la bulle, ce qui permet une meilleure approximation de la vitesse de la bulle. Cela ne corrige pas exactement l'erreur sur la mesure, mais permet de limiter son impact sur la détermination de la vitesse axiale. La résolution axiale reste donc une des limitations de l'holographie dans l'axe mais il est possible de quantifier la vitesse des bulles en jouant sur les paramètres d'acquisition ainsi que sur l'exploitation des hologrammes.

La résolution axiale du système d'enregistrement est elle très dépendante de la qualité de l'onde de référence à l'arrivée sur le capteur de la caméra. Chaque objet éclairé par le faisceau va contribuer au bruit de fond de l'hologramme et donc dégrader l'onde de référence. La densité de bulles dans le volume de mesure est donc un autre élément à prendre en compte.

### IV.2.c Concentration de particules et reconstruction du volume

Pour avoir une information instantanée exploitable, le but est de chercher à avoir la plus grande quantité d'informations, et donc une densité importante de traceurs dans l'écoulement. Cependant, comme rappelé dans l'article, en holographie dans l'axe la concentration de particules est particulièrement importante pour la qualité de l'enregistrement. Cela est d'autant plus problématique en multi-exposition où l'on cherche à suivre chacune des bulles individuellement.

Le problème de la concentration de bulles trouve deux causes. La première est la génération de bulles. Différents tests ont été effectués pour augmenter le nombre de bulles produites en jouant sur le voltage du générateur. La difficulté est alors d'avoir une

répartition homogène des bulles. Avec un voltage trop important, la zone d'électrolyse étant restreinte, les bulles forment des "chapelets" dont il est difficile d'extraire une information. De plus, une partie des bulles restent à proximité de la plaque et peuvent être à nouveau entraînées par le tourbillon. On augmente alors le nombre d'objets présents dans le faisceau de la diode, on perd ainsi l'intérêt de ne générer des bulles qu'au bord de la paroi.

Ce qui amène au deuxième élément qui est le programme de reconstruction et de recherche des bulles. Celui-ci se révèle vite limité lorsque la concentration de bulles augmente. Le programme a été initialement développé au CORIA pour la mesure du nombre et du diamètre de bulles, les applications à la dynamique n'étaient pas au cœur de son développement. Il a ensuite été amélioré pour optimiser la fiabilité de la localisation axiale des particules ainsi que la vitesse de traitement afin de pouvoir traiter un grand nombre d'hologrammes. Sa capacité à séparer deux bulles proches l'une de l'autre ainsi que sa sensibilité au bruit sont des points à améliorer.

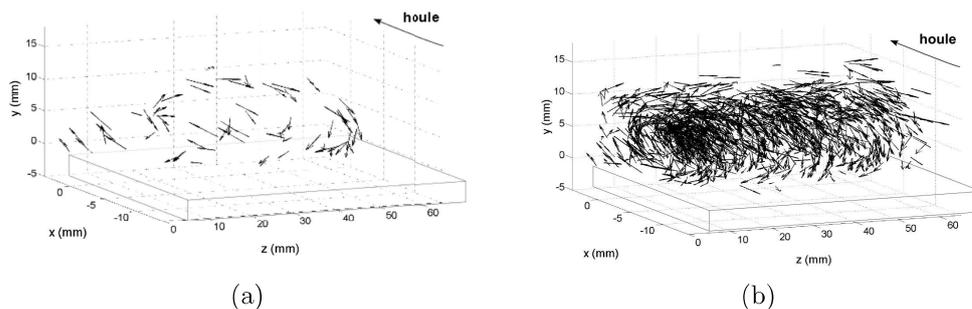


FIGURE IV.3: Exemple de champ de vecteurs 3D obtenu à la même phase. Exemple de champ de vecteur 3D obtenu par superposition de 19 champs enregistrés à la même phase. Seul un vecteur est représenté par trajectoire.

Ce résultat est illustré sur la figure IV.3 où sont représentées côte à côte les vitesses mesurées sur un hologramme (figure IV.3 (a)) et la superposition des résultats de 19 hologrammes pris à la même phase sur la figure IV.3 (b). On peut voir que pour un seul hologramme, la quantité de vitesses mesurées reste limitée compte tenu de la dimension du volume. De plus, le nombre de trajectoires obtenues est inférieur à ce à quoi on pourrait s'attendre, de l'ordre de quelques dizaines pour quelques centaines de bulles détectées. La faiblesse de l'information instantanée peut cependant être compensée en superposant les hologrammes d'une même phase. Si l'information sur la vitesse axiale est plus critique du fait de sa plus grande dépendance aux phénomènes instationnaires, on peut malgré tout acquérir une information quantitative sur la dynamique en 3D du tourbillon.

## IV.3 Discussion

### IV.3.a Vers une amélioration des traitements

Récemment, de nouveaux algorithmes pour la détection de particules dans un hologramme et la mesure de leurs vitesses ont été proposés, par exemple [Toloui et Hong \[2015\]](#), [Wu \*et al.\* \[2015\]](#). Ceux-ci améliorent la précision de la mesure de la position axiale d'une particule pouvant permettre de faire de l'holo-PIV. C'est à dire enregistrer deux hologrammes à un intervalle de temps bref face aux temps caractéristiques de l'écoulement afin de suivre le déplacement d'un nuage de particules en 3D avec une précision suffisante pour en extraire les trois composantes du déplacement de chaque particule. On distingue alors deux approches. L'une agit sur la résolution spatiale du système d'acquisition, l'autre sur la précision de la mesure du déplacement de la particule.

Parmi les méthodes permettant une meilleure résolution sur la localisation axiale d'une particule on trouve l'approche inverse. Celle-ci consiste à ajuster des modèles de diffraction sur l'hologramme pour déterminer la position et la dimension de l'objet diffractant. On obtient ainsi les informations recherchées par les paramètres qui ont été ajustés pour faire coïncider le modèle à l'hologramme. Cette méthode développée par [Soulez \*et al.\* \[2007\]](#) donne de très bons résultats, la localisation axiale peut atteindre la même précision que la localisation transverse (i.e. dans le plan de l'hologramme). Elle permet de plus, lorsqu'une particule est identifiée, de soustraire sa contribution à l'hologramme pour améliorer la qualité de celui-ci en diminuant le bruit pour la détection des particules restantes. Cette méthode est cependant coûteuse en traitement et demande de connaître les modèles de diffraction des objets mesurés. Ce qui la rend inopérante pour des problèmes nécessitant un grand nombre d'hologrammes riches en particules. L'application de cette méthode sur nos hologrammes demandait par exemple un jour de calcul pour localiser une centaine de bulles. Plusieurs solutions sont proposées pour améliorer le fonctionnement de cet algorithme, l'idée étant de donner une bonne estimation des paramètres d'ajustement pour accélérer ce processus qui est le plus long en temps de calcul.

Un des algorithmes proposés est celui de [Toloui et Hong \[2015\]](#) qui procède de manière itérative pour successivement améliorer la qualité de l'hologramme, détecter les particules puis soustraire leur contribution à l'hologramme pour ensuite recommencer la recherche jusqu'à ne plus trouver de nouvelles particules. Leur algorithme permet d'atteindre sur leur montage en micro-holographie ( $1 \times 1 \times 0.5 \text{ mm}^3$ ) des densités de  $3000 \text{ particules/mm}^3$  avec des particules sphériques de  $2 \mu\text{m}$  de diamètre. Le volume de mesure est agrandi 5 fois pour une résolution finale de  $1.1 \mu\text{m}/\text{pixel}$  sur leur capteur

CCD. Cette haute densité de particules permet une mesure des vitesses de l'écoulement sur l'ensemble du volume comme illustré sur la figure IV.4 issue de leur publication. Le déplacement d'un nuage de particules est simulé à partir d'un champ de vitesse obtenu par simulations numériques DNS (Graham *et al.* [2016]). Une paire d'hologrammes est simulée à partir de la position des particules à deux temps consécutifs pour avoir leur déplacement d'un hologramme à l'autre. Puis leur programme est utilisé pour retrouver le champ de vitesse à partir des hologrammes. La figure montre les deux résultats côte à côte, on peut y voir la grande fidélité de la restitution du champ. L'utilisation de cet algorithme permettrait donc en principe d'améliorer grandement le traitement des hologrammes enregistrés au cours de cette thèse. A noter cependant que leur taux de détection diminue de 30% lorsqu'ils doublent la profondeur du volume de mesure en passant de  $500\ \mu\text{m}$  à  $1\ \text{mm}$  à densité de particule égale. Il faut donc, a priori, ne pas s'attendre à atteindre une telle quantité d'informations sur notre montage.

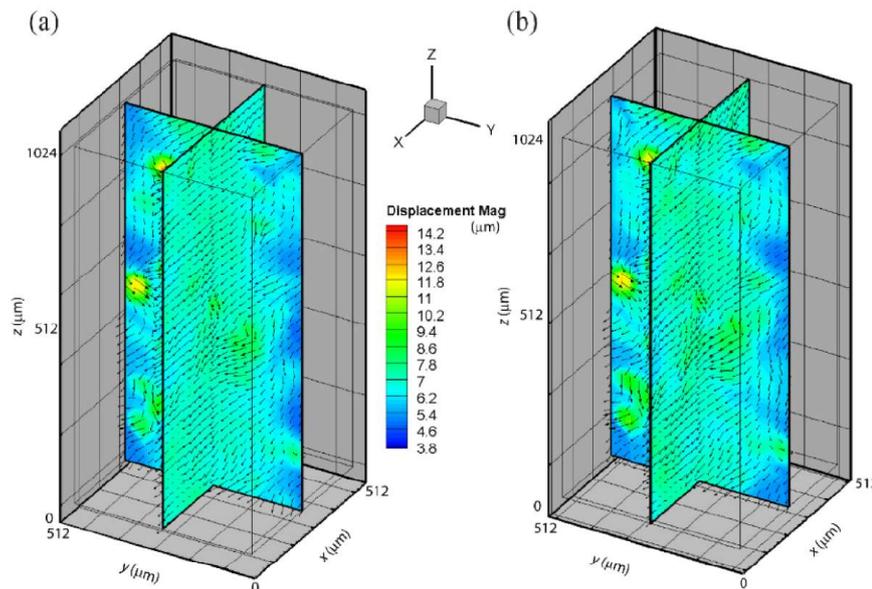


FIGURE IV.4: (a) Exemple de champ de déplacement 3D instantané superposé à l'amplitude du déplacement issu de la base de données JHUDNS. (b) Champ de déplacement 3D correspondant obtenu par le programme de traitement pour un hologramme simulé. Tirée de Toloui et Hong [2015]

La deuxième approche est celle proposée par Seo et Lee [2014] et Wu *et al.* [2015]. Leur postulat est que sur un champ de plusieurs centimètres, on peut considérer qu'une incertitude sur la localisation de l'ordre de  $0.5\ \text{mm}$  est satisfaisante. Ils s'affranchissent en partie de la mauvaise résolution axiale en mesurant directement le déplacement d'une particule sur deux hologrammes enregistrés successivement. Ils parviennent à avoir une mesure du déplacement plus précise que celle de la position axiale en le mesurant directement par la corrélation croisée de leur profil axial de mise au point pour chaque paire d'hologrammes. Le déplacement est ainsi obtenu par le pic de corrélation.

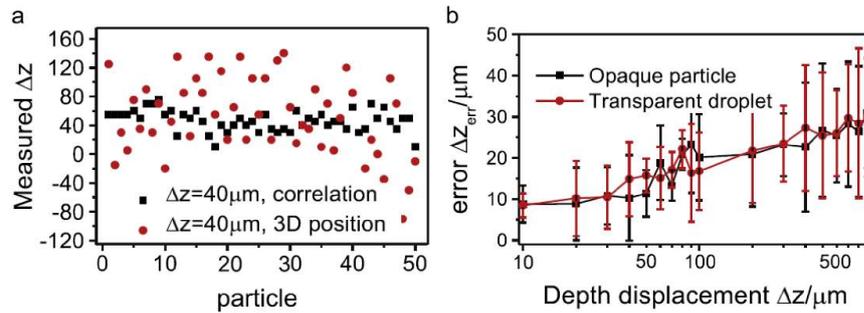


FIGURE IV.5: Illustration de la mesure du déplacement axial de particules entre deux hologrammes successifs, mesuré par corrélation de leurs profils axiaux. a : mesure du déplacement et b : mesure de l'erreur sur la mesure du déplacement. Tirée de [Wu et al. \[2015\]](#)

Leur programme est validé par des hologrammes simulés, dont le résultat est reproduit sur la figure IV.5. On remarque que la corrélation de profil permet de réduire fortement la dispersion sur la mesure du déplacement. Si pour de faibles déplacements l'erreur est relativement importante ( $\approx 20\%$  pour des déplacements inférieurs à  $100 \mu m$ ) pour des déplacements supérieurs l'erreur relative se stabilise sous les  $10\%$  ce qui est très correcte pour de l'holographie dans l'axe. Une éventuelle utilisation de cet algorithme soulève toutefois quelques questions. Tout d'abord ils testent leur programme sur des hologrammes avec une quantité de particules relativement faible, de l'ordre de la centaine sur les résultats présentés. On peut donc s'interroger sur la densité de particules permise dans le champ pour avoir un résultat qui reste concluant. Et en deuxième point, la question de l'influence du rapport signal sur bruit sur la mesure n'est pas évoquée. Ils ajoutent bien un bruit gaussien sur leurs simulations, cependant une diminution du rapport signal sur bruit devrait impacter les résultats donnés par la corrélation des profils de mise au point et donc augmenter la dispersion des résultats.

### IV.3.b Dimension du volume de mesure

Un autre point d'amélioration est l'augmentation du volume de mesure. Si la profondeur du volume peut être importante (à condition de ne pas avoir trop d'objets dans le champ), la section de ce volume reste faible. La section du volume de mesure est reliée directement à la dimension du capteur utilisé pour l'enregistrement, et ce point ne peut être amélioré que par l'évolution des technologies. Il existe aujourd'hui, par exemple, des capteurs CCD de  $29 Mpixels$  avec une dimension de capteur de  $35 mm$  ( $11 mm$  pour notre montage) mais la fréquence d'acquisition est de  $5 Hz$  ce qui peut limiter les applications à la dynamique bien qu'un mode PIV existe. Ou encore, le constructeur [DALSA](#) affiche sur catalogue des capteurs CCD à  $60 Mpixels$  pour une dimension

de ( $53.8 \times 40.3 \text{ mm}^2$ ) et une fréquence d'acquisition à  $1.4 \text{ Hz}$ . Des capteurs de dimensions plus intéressantes sont donc présents sur le marché, mais restent limités pour des applications dynamiques de par leur fréquence d'acquisition trop faible.

Au cours de cette thèse, la limite imposée par la dimension du capteur a été dépassée par l'utilisation d'un faisceau convergent. Cette solution s'accompagne nécessairement d'une perte de résolution, il peut être toutefois intéressant de voir si l'amélioration des programmes de traitement des hologrammes permet d'aller plus loin dans le compromis "taille du champ / résolution". Et l'utilisation de la multi-exposition a permis de dépasser aussi la limite de la fréquence d'acquisition en enregistrant plusieurs temps sur un même hologramme. Et là aussi cela entraîne une perte sur la qualité de l'hologramme en additionnant autant de fois que d'expositions le bruit de fond de l'hologramme.

## Chapitre V

# Étude de la formation d'un tourbillon contraint par la houle.

### Contents

---

<b>V.1</b>	<b>Instabilités tourbillonnaires</b>	<b>72</b>
V.1.a	Dynamique tourbillonnaire en présence de contraintes	72
V.1.b	Rôle de la vitesse axiale.	74
<b>V.2</b>	<b>Traitement des champs de vitesses</b>	<b>74</b>
V.2.a	Localisation du centre du tourbillon	75
V.2.b	Ellipticité	77
V.2.c	Vorticité et circulation	78
V.2.d	Calcul des champs moyens	79
<b>V.3</b>	<b>Analyse des champs de vitesses</b>	<b>79</b>
V.3.a	Dynamique de la vitesse axiale	80
V.3.b	Mise en évidence expérimentale des déformations	84
V.3.c	Champ de perturbation de la vorticité.	85
<b>V.4</b>	<b>Variation des conditions de forçage par la houle</b>	<b>86</b>
V.4.a	Croissance du tourbillon.	87
V.4.b	Déformation elliptique.	88
V.4.c	Intensité et swirl du tourbillon.	89
<b>V.5</b>	<b>Conclusion partielle</b>	<b>91</b>

---

Les mesures par holographie ont permis d'obtenir une représentation 3D du champ de vitesse moyen par phase. Cependant, le nombre de particules est trop faible en instantané pour pouvoir exploiter ces mesures. Des acquisitions complémentaires ont donc été réalisées par stéréo-PIV pour explorer les mécanismes susceptibles de déstabiliser le tourbillon. Ce chapitre présente dans un premier temps les instabilités qui pourraient

être présentes et dans un deuxième temps, les travaux menés pour chercher à les mettre en évidence expérimentalement.

## V.1 Instabilités tourbillonnaires

Pour analyser les mécanismes de la destruction des tourbillons, il est essentiel de comprendre l'origine de la déstabilisation de l'écoulement. La durée de vie courte des tourbillons, de l'ordre d'une période, laisse penser qu'ils sont soumis à des mécanismes de destruction intervenants rapidement dans leur développement. Un tourbillon est stable lorsqu'une petite perturbation va s'atténuer et finalement disparaître sans affecter sa topologie. Inversement si le tourbillon est instable, la perturbation va croître, déformer et éventuellement entraîner l'éclatement du tourbillon.

### V.1.a Dynamique tourbillonnaire en présence de contraintes

Dans les écoulements turbulents oscillants, un tourbillon 2D développe rapidement des structures 3D comme le montre les travaux de [Canals et Pawlak \[2011\]](#). La présence d'une vitesse axiale témoigne d'une déformation du tourbillon le long de son axe ou bien d'une connexion à la paroi. Cette déformation va elle même entraîner un gradient de vitesse axiale pouvant renforcer ou atténuer les déformations. Une modélisation de cette dynamique est proposée par [Melander et Hussain \[1994\]](#). Leurs travaux visent à améliorer la prise en compte de la dynamique du cœur du filament tourbillonnaire dans l'analyse de la transition des grandes échelles tourbillonnaires vers les petites échelles turbulentes. Leur analyse de cette dynamique est schématisée sur la figure [V.1](#). La déformation du tourbillon implique une modification locale de son rayon et donc une accélération de la vitesse azimutale ainsi qu'un gradient de la vitesse axiale au cœur du tourbillon. Cette déformation modifie localement la pression du tourbillon. Il y a donc un couplage fort entre la forme du tourbillon et l'évolution de sa dynamique.

Les déformations du filament vont constituer les germes de la destruction du tourbillon. Plusieurs mécanismes vont amplifier ces déformations jusqu'à la dissipation du tourbillon. Récemment, [Canals et Pawlak \[2011\]](#) ont étudié la dynamique des tourbillons générés par une plaque oscillante dans une cuve. Ils ont mis en évidence la présence de différents types d'instabilités en calculant les taux de croissance des déformations observables par colorant et PIV. Parmi elles, on trouve l'instabilité elliptique, qui tient son nom de la forme elliptique que prend le tourbillon. Cette instabilité est très étudiée et permet d'expliquer comment un écoulement de rotation 2D devient 3D ([Waleffe \[1990\]](#)). Ceci résulterait de l'action combinée de l'étirement et de l'inclinaison du champ de

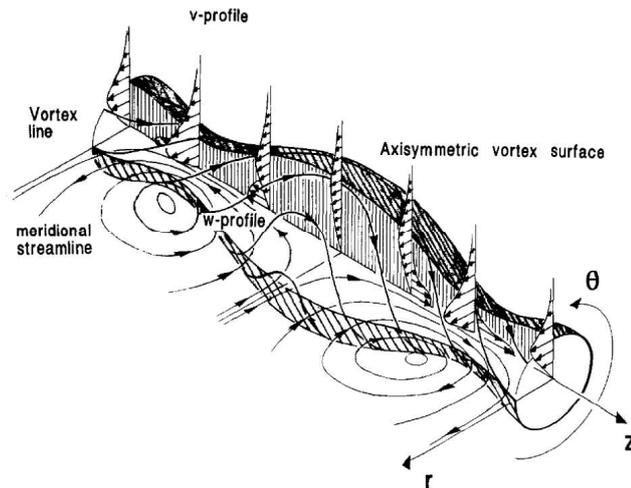


FIGURE V.1: Dynamique du cœur d'un filament tourbillonnaire. La partie ombragée est la surface du tourbillon. Les lignes de courants sont représentées. Tiré de [Melander et Hussain \[1994\]](#).

vorticité par une contrainte extérieure ([Bayly \*et al.\* \[1988\]](#)). Elle se manifeste par des déformations périodique de longueur d'onde proche du rayon du tourbillon. Une illustration est proposée sur la figure [V.2](#), on y voit les déformations du tourbillon. La longueur d'onde des déformations est du même ordre de grandeur que la section du tourbillon. [Lacaze \*et al.\* \[2005\]](#) ont montré que la présence de la vitesse axiale au cœur du tourbillon modifiait la nature des modes d'instabilités. La manifestation de l'instabilité elliptique dans le tourbillon étudié sera donc potentiellement variable d'une période à l'autre du train de vagues.

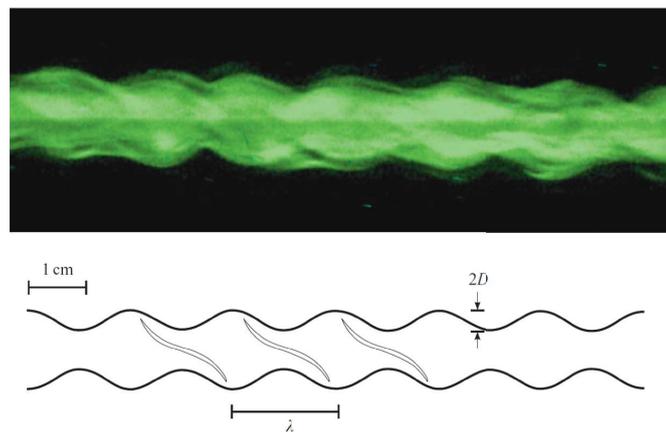


FIGURE V.2: Visualisation de l'instabilité elliptique, avec un schéma donnant les échelles caractéristiques. Tiré de [Roy \*et al.\* \[2011\]](#).

L'instabilité centrifuge concerne des déformations azimutales du tourbillon ([Rayleigh \[1917\]](#)). Sous l'action de la rotation, il y a un déséquilibre entre la pression interne et externe du tourbillon. [Gallaire et Chomaz \[2003\]](#) ont montré que cette instabilité apparaît lorsque le gradient radial de pression à l'intérieur du tourbillon est plus important que

le gradient radial à l'extérieur. Il va alors y avoir une amplification des déformations de l'interface tourbillon/fluide pouvant conduire à la formation de tourbillons transverses.

### V.1.b Rôle de la vitesse axiale.

La présence d'une vitesse axiale au cœur du tourbillon n'est donc pas sans conséquence et mérite que l'on s'y intéresse. La grandeur caractéristique associée est le nombre de swirl  $S$ . Ce nombre est défini comme le rapport de la vitesse azimutale sur la vitesse axiale  $s = \frac{v_\theta}{w}$ . Il permet de caractériser l'importance du flux axial au cœur du tourbillon par rapport aux effets centrifuges. Les effets centrifuges créent une force dirigée vers l'extérieur du tourbillon, et donc peuvent amener à la formation d'une dépression au cœur du tourbillon. La présence d'une vitesse axiale implique un apport de matière et donc une compensation de cette dépression, à bas nombre de swirl le tourbillon sera donc stable. Inversement, lorsque le flux axial ne compense plus les effets de rotation, il se crée une zone de dépression qui engendre un point de stagnation dans le tourbillon ce qui conduit à son éclatement comme résumé dans les travaux de [Leibovich \[1978\]](#), [Escudier \[1988\]](#) et [Lucca-Negro et O'doherty \[2001\]](#).

L'éclatement d'un tourbillon se définit comme un changement abrupt de sa topologie, et ce changement peut être associé au nombre de swirl. Sur la figure [V.3](#) sont présentés des exemples expérimentaux de topologie d'éclatement tourbillonnaire. La formation d'une bulle de re-circulation est la première figure à apparaître quand le nombre de swirl augmente, puis les modes hélicoïdaux. Le nombre d'hélice augmentant avec le swirl. La géométrie de l'expérience va aussi influencer la topologie de l'éclatement en créant des asymétries dans l'écoulement, qui, amplifiées par les instabilités se répercuteront dans la topologie de l'éclatement. Le nombre de Reynolds va aussi affecter l'éclatement tourbillonnaire. [Church et al. \[1979\]](#) en s'intéressant à la dynamique des tornades en laboratoire ont remarqué que la diminution du nombre de Reynolds entraîne l'augmentation du nombre de swirl à partir duquel l'éclatement a lieu. Si le nombre de swirl témoigne d'une mécanique réelle, il n'apparaît pas de valeurs universelles pour décrire la topologie des éclatements tourbillonnaire avec vitesse axiale.

## V.2 Traitement des champs de vitesses

La stéréo-piv permet d'obtenir les trois composantes du champ de vitesse dans le plan éclairé par le laser. À partir de ces champs, il est possible d'identifier le tourbillon et ainsi de remonter à des informations importantes sur ses caractéristiques. On cherche ainsi à caractériser la forme et l'intensité du tourbillon.

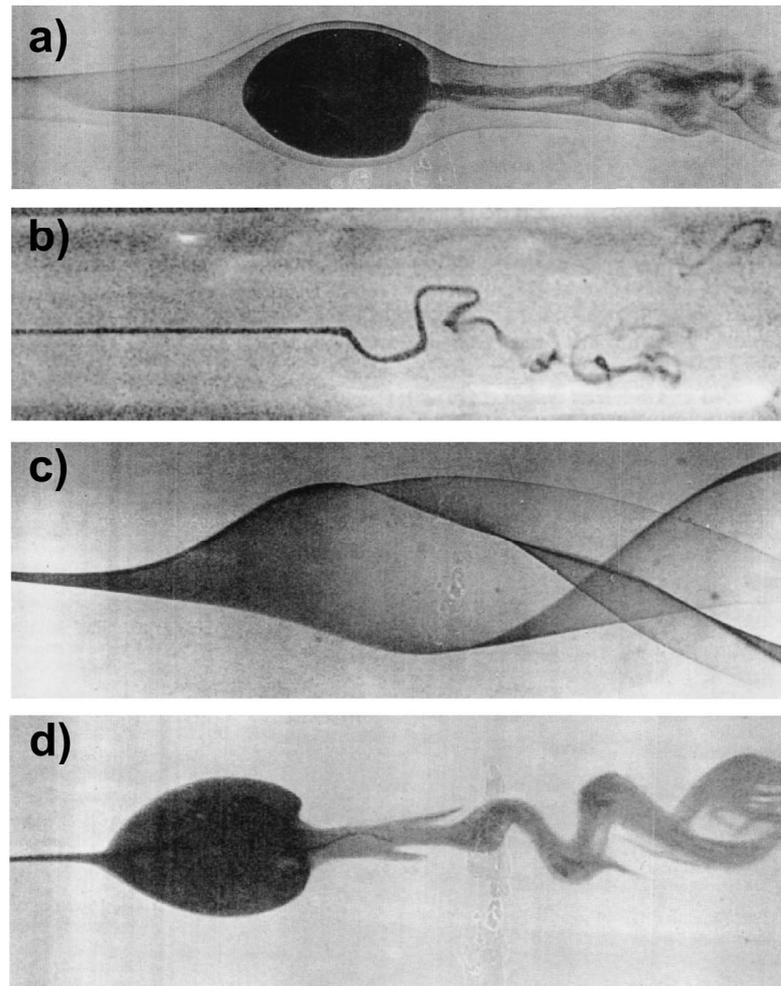


FIGURE V.3: Illustration de différents types d'éclatement tourbillonnaire. a) éclatement de type bulle, b) éclatement en spirale c) éclatement en spirale à deux hélices et d) éclatement de type bulle suivi d'une queue en spirale. Tiré de [Lucca-Negro et O'doherty \[2001\]](#) et références associés.

### V.2.a Localisation du centre du tourbillon

Localiser le tourbillon dans le champ de mesure est un élément important car celui-ci se déplace, il n'est donc pas possible, a priori, de le localiser sans observer les champs de vitesses. La localisation des tourbillons reste un problème ouvert en dynamique des fluides. Ils sont intuitivement perçus comme correspondant à des pics de vorticité. La vorticité étant une quantification locale de la rotation introduite par [Helmholtz \[1858\]](#). Cependant, cette définition est insuffisante, il n'existe pas de valeur universelle pour définir un vortex. Et des écoulements parallèles cisailés peuvent présenter un haut niveau de vorticité sans pour autant qu'il n'y ait de vortex ([Tietjens et Prandtl \[1957\]](#)).

D'autres définitions empiriques se basant sur la topologie des lignes de courants ont aussi été proposées. Celles-ci sont supposées s'enrouler autour de l'axe des tourbillons, cependant cette condition n'est pas suffisante comme souligné par [Lugt \[1979\]](#). Il rappelle

que dans le cas des tourbillons convectés, suivant l'importance de l'écoulement et de la vitesse angulaire du tourbillon, les lignes de courants peuvent ne plus s'enrouler comme illustré sur la figure V.4.

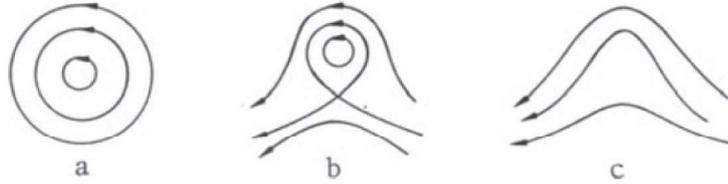


FIGURE V.4: Illustration des lignes de courant pour un tourbillon : en (a) dans un fluide au repos, en (b) on y superpose un écoulement faible par rapport à la vitesse angulaire du tourbillon et en (c) un écoulement fort.

Il faut donc se reporter à d'autres définitions basées sur des modèles de tourbillons. Ainsi plusieurs définitions ont été proposées (Hunt *et al.* [1988], Jeong et Hussain [1995], Graftieaux *et al.* [2001], Kolář [2007]). Elles ont en commun de se baser sur le tenseur de vitesse  $\nabla\vec{u}$  et permettent de déterminer le cœur des tourbillons en 3 dimensions. Leur adaptation en deux dimensions est possible si le tourbillon est peu déformé. Cette étude se focalisant sur les phases de formation du tourbillon, celui-ci peut être considéré comme peu déformé. Les mesures réalisées sur des champs instantanés seront cependant moins fiables que sur les champs moyennés où le profil du tourbillon est lissé.

Les méthodes proposées s'appuient donc sur une analyse du tenseur de vitesse décomposé sous la forme  $\nabla\vec{u} = S + \Omega$ . Où  $S$  est le tenseur du taux de déformation et  $\Omega$  le tenseur de vorticité. Ce qui revient à séparer la composante de la rotation contenue dans  $\Omega$  de l'étirement contenu dans  $S$ . Pour Hunt *et al.* [1988], un vortex se définit alors comme une zone où  $\Omega^2 > S^2$ . C'est à dire, une zone où la norme du tenseur de la vorticité est supérieure à celle du taux de déformation. Cependant cette définition souffre de ne pas toujours coïncider à un minimum local de pression que l'on retrouve habituellement au cœur du tourbillon. Ce problème est corrigé par Jeong et Hussain [1995] qui considèrent que les valeurs propres du tenseur symétrique  $S^2 + \Omega^2$  donnent un meilleur critère. Ce tenseur permet de déterminer les minima locaux de pressions causés par la rotation. Le tourbillon est suivant ce critère défini dans le cas où la valeur propre intermédiaire  $\lambda_2$  est négative.

La méthode retenue est celle de Graftieaux *et al.* [2001] qui ont proposé l'introduction de deux scalaires  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  pour déterminer respectivement le centre et la dimension du vortex. Le premier est défini pour un point P présent dans le domaine de la façon suivante :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\mathbf{PM} \wedge \mathbf{U}_M) \cdot \mathbf{z}}{\|\mathbf{PM}\| \cdot \|\mathbf{U}_M\|} dS \quad (\text{V.1})$$

Où  $\mathcal{S}$  est une aire à deux dimension autour de P et  $z$  le vecteur unitaire normal à  $\mathcal{S}$ .  $U_M$  est le vecteur vitesse au point M et  $PM$  le vecteur entre P et M.  $\Gamma_1$  est ainsi un scalaire inférieur ou égal à 1. Les auteurs ont montré qu'il valait 1 lorsque P coïncide avec le centre du tourbillon. Dans la pratique, la turbulence de l'écoulement autour du centre du tourbillon fait que  $\Gamma_1$  n'est pas égal à 1, il faut donc définir une valeur de seuillage adaptée à l'écoulement.

Le deuxième scalaire est défini par :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{\mathcal{S}} \int_{M \in \mathcal{S}} \frac{[PM \wedge (U_M - \tilde{U}_P)] \cdot z}{\|PM\| \cdot \|U_M - \tilde{U}_P\|} d\mathcal{S} \quad (\text{V.2})$$

Avec  $\tilde{U}_P = \frac{1}{\mathcal{S}} \int_{\mathcal{S}} U \cdot d\mathcal{S}$  une convection locale autour de P. Ce deuxième scalaire permet de délimiter la zone où l'écoulement est dominé par la rotation et donc le contour du tourbillon. Cette dernière méthode permet de filtrer les fluctuations turbulentes via le choix de la surface  $\mathcal{S}$  lors de l'intégration. Ainsi seules les grandes échelles de rotation sont gardées. Trois cas sont définis par ce critère :

- Écoulement dominé par la déformation :  $|\Gamma_2| < 2/\pi$ .
- Écoulement purement cisailé :  $|\Gamma_2| = 2/\pi$ .
- Écoulement dominé par la rotation  $|\Gamma_2| > 2/\pi$ .

On dispose avec ces deux paramètres de la localisation et du contour du tourbillon dans l'écoulement. On notera que le critère  $\Gamma_1$  ne s'applique plus dans le cas où le tourbillon est advecté (Michard *et al.* [2008]) Une autre méthode proposée par Schram *et al.* [2004], basée sur la formulation en ondelettes d'un modèle de tourbillon tel que Lamb-Oseen, permet d'obtenir directement la localisation et la dimension du tourbillon. Une fois le modèle tourbillonnaire exprimé sous forme d'ondelettes, l'information sur la localisation, ainsi que l'énergie du tourbillon sont obtenus par l'ajustement de l'ondelette qui a le maximum de vraisemblance avec l'écoulement prospecté. Cette méthode peut s'appliquer aux tourbillons déformés elliptiquement (Jardin *et al.* [2009]).

## V.2.b Ellipticité

Sous l'action de la houle et de la présence de la plaque, le tourbillon subit une élongation dans le plan orthogonal à son axe que l'on peut quantifier par son ellipticité. De plus on a vu que cette déformation du tourbillon pouvait être responsable d'instabilités dans le tourbillon, il est donc utile de la mesurer. Le critère  $\Gamma_2$  vu précédemment définit la zone où l'écoulement est dominé par la rotation. Celle-ci directement liée au tourbillon devrait logiquement prendre la forme de celui-ci, et donc permettre d'avoir l'ellipticité du tourbillon, ce que l'on peut voir sur la figure V.5. Pour mesurer l'ellipticité, il suffit

de déterminer la forme du contour des valeurs de  $\Gamma_2$  satisfaisant le critère  $|\Gamma_2| > \pi/2$ . En éliminant les valeurs non nulles trop éloignées du centre du tourbillon déterminé par le facteur  $\Gamma_1$ , on élimine facilement les artéfacts causés par la plaque sur les champs de vitesses. Le contour est alors déterminé par la fonction *edge* de *matlab*, une ellipse y est ajustée en utilisant l'algorithme proposé par Szpak *et al.* [2015]. Les auteurs ont développé une méthode basée sur l'optimisation des distances de Sampson entre une ellipse candidate et les données expérimentales. Il en résulte un algorithme robuste, rapide d'exécution et facile à intégrer dans notre programme *MATLAB* de localisation des tourbillons. On obtient alors la position du centre de l'ellipse, la dimension du petit et du grand axe ainsi que leur orientation. Cette nouvelle position est supposée plus précise que celle donnée par le critère  $\Gamma_1$  qui dépend directement de la résolution du maillage du champ de vitesse.

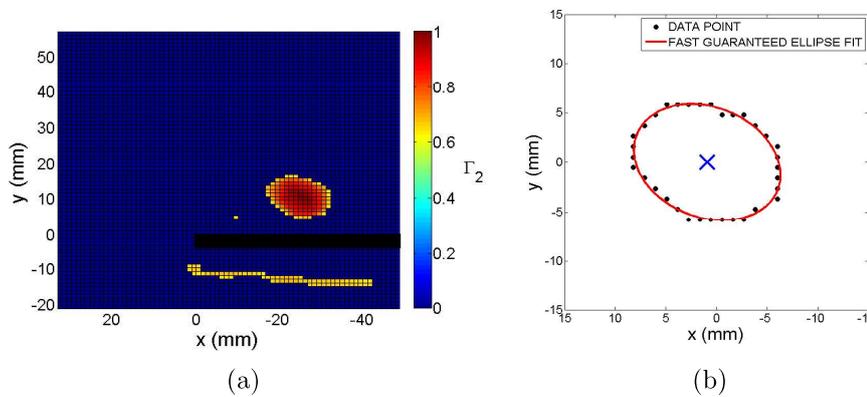


FIGURE V.5: Exemple de détection du tourbillon par le facteur  $\Gamma_2$ . (a) Profil donné par le facteur  $\Gamma_2$  après le seuillage (b) Résultat de l'ajustement d'une ellipse sur le contour du profil  $\Gamma_2$  seuillé.

### V.2.c Vorticité et circulation

La vorticité  $\vec{\omega}$  d'un écoulement avec une vitesse  $\vec{u}$  est défini par :

$$\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{u} \quad (\text{V.3})$$

Ce vecteur s'interprète comme un indicateur local du taux de rotation du fluide. Il est donc un outil important dans l'analyse de la dynamique tourbillonnaire.

La circulation est la mesure scalaire de la rotation pour une surface finie du fluide. Mathématiquement elle est définie comme l'intégrale de la vitesse sur un contour fermé  $\mathcal{L}$ , de la façon suivante :

$$\mathcal{C} = \oint_{\mathcal{L}} \vec{u} \cdot d\vec{l} \quad (\text{V.4})$$

En appliquant le théorème de Stokes, on peut aussi l'exprimer en fonction de la vorticité de la façon suivante :

$$\mathcal{C} = \iint_{\mathcal{S}} \vec{\omega} \cdot \vec{n} \, dS \quad (\text{V.5})$$

Où  $\mathcal{S}$  est la surface contenue par le contour  $\mathcal{L}$  et  $\vec{n}$  le vecteur unitaire normal à  $\mathcal{S}$ . L'évaluation de la circulation présente toutefois une difficulté dans le choix du contour d'intégration. Dans cette étude, la surface d'intégration est celle définie par le facteur  $\Gamma_2$  présenté dans la partie [V.2.a](#). Ces deux informations permettent de caractériser l'intensité du tourbillon.

#### V.2.d Calcul des champs moyens

Si la formation du tourbillon est périodique, sa dynamique est fortement instationnaire. C'est à dire que les déformations du tourbillon seront différentes d'une période à l'autre, et donc le centre du tourbillon se déplace aussi d'une période à l'autre. Pour calculer des profils moyens il faut donc tenir compte de ce déplacement en recentrant les champs pour faire correspondre le centre du tourbillon d'une période à l'autre. Pour cela on utilise le centre donné par l'ajustement de l'ellipse sur le profil de  $\Gamma_2$ . On obtient de la sorte un résultat plus fiable sur le profil moyen du tourbillon. Un exemple de profil moyen de vorticité calculé avec et sans le recentrage du champ est donné sur la figure [V.6](#) où on observe bien que sans le recentrage, le profil moyen de vorticité est atténué.

### V.3 Analyse des champs de vitesses

L'holographie a montré l'importance de la vitesse axiale dans le cœur du tourbillon. Les données stéréo-PIV, permettent d'avoir une information sur les trois composantes de la vitesse dans un plan. La fréquence d'acquisition est limitée par rapport à l'holographie, mais permet de suivre l'évolution du tourbillon sur un plus grand champ 2D. On peut ainsi observer des phénomènes localisés en dehors du cœur ce qui permet de compléter les informations obtenues par holographie.

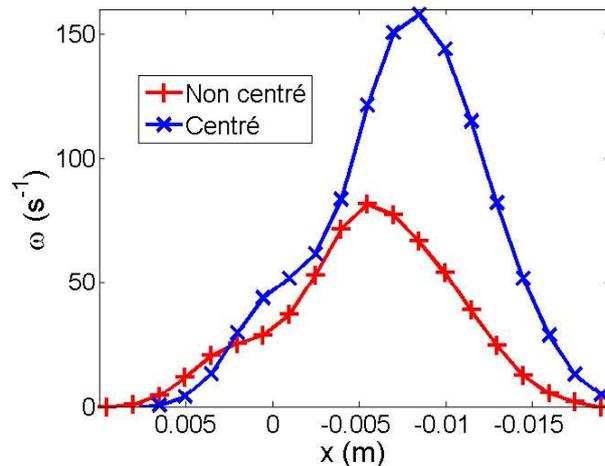


FIGURE V.6: Comparaison des profils moyens de vorticité sur une ligne horizontale à 1cm au dessus de la plaque à la phase  $t/T = 0.4$ , avec et sans le recentrage des champs pour le calcul.

### V.3.a Dynamique de la vitesse axiale

L'utilisation de la stéréo-PIV a permis de mesurer la vitesse transverse au plan de mesure, ce qui n'a pas été fait dans les études précédemment menées au laboratoire (Poupardin [2012]). La mesure de la vitesse axiale  $v_z$  dans un plan vertical, sur une période, est présentée sur la figure V.7. On peut y suivre la croissance du tourbillon au dessus de la plaque.

Le premier constat est l'apparition de vitesses axiales positives au cœur du tourbillon (i.e. s'éloignant de la paroi) très tôt dans le développement du tourbillon. La résolution temporelle du montage d'acquisition ne permet pas de capturer le moment exact où ces vitesses apparaissent. De plus la nappe qui vient s'enrouler au dessus de la plaque est elle même turbulente. De petits tourbillons sont générés par cisaillement entre l'écoulement de type jet qui part de la plaque au passage de la houle et le fluide en dessous de la plaque. De fait, la nappe de fluide n'est pas homogène. Il se peut donc que, dès l'enroulement au dessus de la plaque, il y ait des gradients de pression le long de l'axe du tourbillon causés par des structures turbulentes, de tailles et d'intensités différentes. On aurait alors la présence de vitesses axiales dès le début de l'enroulement du tourbillon, causée par l'inhomogénéité du champ de vitesse.

Autour du cœur on observe une nappe de vitesses axiales négatives. Une telle structure peut se retrouver en présence de forces centrifuges, comme, par exemple dans le cas des tourbillons de Görtler (Saric [1994]). Les tourbillons de Görtler sont des tourbillons contrarotatifs orientés dans le sens du courant. Usuellement présents dans les couches limites sur des surfaces concaves, ils peuvent être formés par le cisaillement à l'interface

entre la rotation du tourbillon et l'écoulement de la houle. Un motif similaire a été observé numériquement par [Blondeaux \*et al.\* \[2004\]](#) sur un tourbillon se développant dans un champ oscillant au dessus d'un obstacle en forme de vague. Il y a formation de structure de vorticité cohérente par étirement de la vorticité générée par l'instabilité du tourbillon principal, générée par l'oscillation du fluide au dessus de l'obstacle. Cette vorticité, générée par l'interaction entre le tourbillon et le fluide, vient ensuite s'enrouler autour de l'axe du tourbillon principal. L'analogie entre les deux situations permet de conforter cette hypothèse, il faudra chercher la trace de ces tourbillons sur les champs horizontaux.

Une autre observation importante est la présence d'un point de stagnation entre la surface libre et le tourbillon. Ce point marque une zone où la vitesse azimutale du tourbillon et la vitesse locale du fluide sous la houle se compensent. On peut en déduire qu'après avoir causé l'enroulement du tourbillon au dessus de la plaque, la houle va appliquer une contrainte sur le tourbillon. Dès lors, si la vitesse azimutale change en fonction de la position sur l'axe du tourbillon, la position de ce point de stagnation changera aussi. Ce qui veut dire que la contrainte varie le long du tourbillon, pouvant ainsi initier localement des déformations plus importantes du tourbillon.

Les mesures sur champ horizontaux permettent d'obtenir les vitesses axiales sur une profondeur de  $8\text{ cm}$ , ce qui vient compléter les mesures dans le plan vertical. La mesure en champ horizontal est compliquée à cause du grand écart de vitesse entre la composante azimutale et les composantes radiale et axiale. Les particules présentes dans le tourbillon ont tendance à rapidement quitter le champ de mesure, ce qui peut expliquer le bruit important sur la mesure des vitesses. De même, le tourbillon ne reste pas longtemps dans le plan de mesure. Une période complète est présentée sur la figure [V.8](#) avec les champs verticaux aux phases correspondantes, avec la même échelle de couleur des vitesses. Le trait noir représente la position de la nappe laser qui est située à  $1\text{ cm}$  au dessus de la plaque. De cette façon, le cœur du tourbillon franchira le plan les premières phases de son développement avant qu'il ne soit advecté hors de la plaque par la houle.

Les champs horizontaux permettent de constater que la vitesse axiale se développe sur toute la longueur observée du tourbillon. Compte tenu de la faible résolution temporelle ( $15\text{ Hz}$ ) il est difficile de savoir si le flux de vitesse axiale du tourbillon est déclenché au niveau de la paroi située en bas des champs de mesures. D'autres champs horizontaux obtenus par PIV permettent d'avoir un champ plus petit et donc une meilleure résolution des champs de vitesse au niveau de la paroi. Un exemple est donnée figure [V.9](#). On retrouve la structure observable sur la figure [V.8](#)    $t/T = 0.4$ , une nappe de vitesses axiales négatives entoure le cœur du tourbillon dans les trois premiers centimètres après

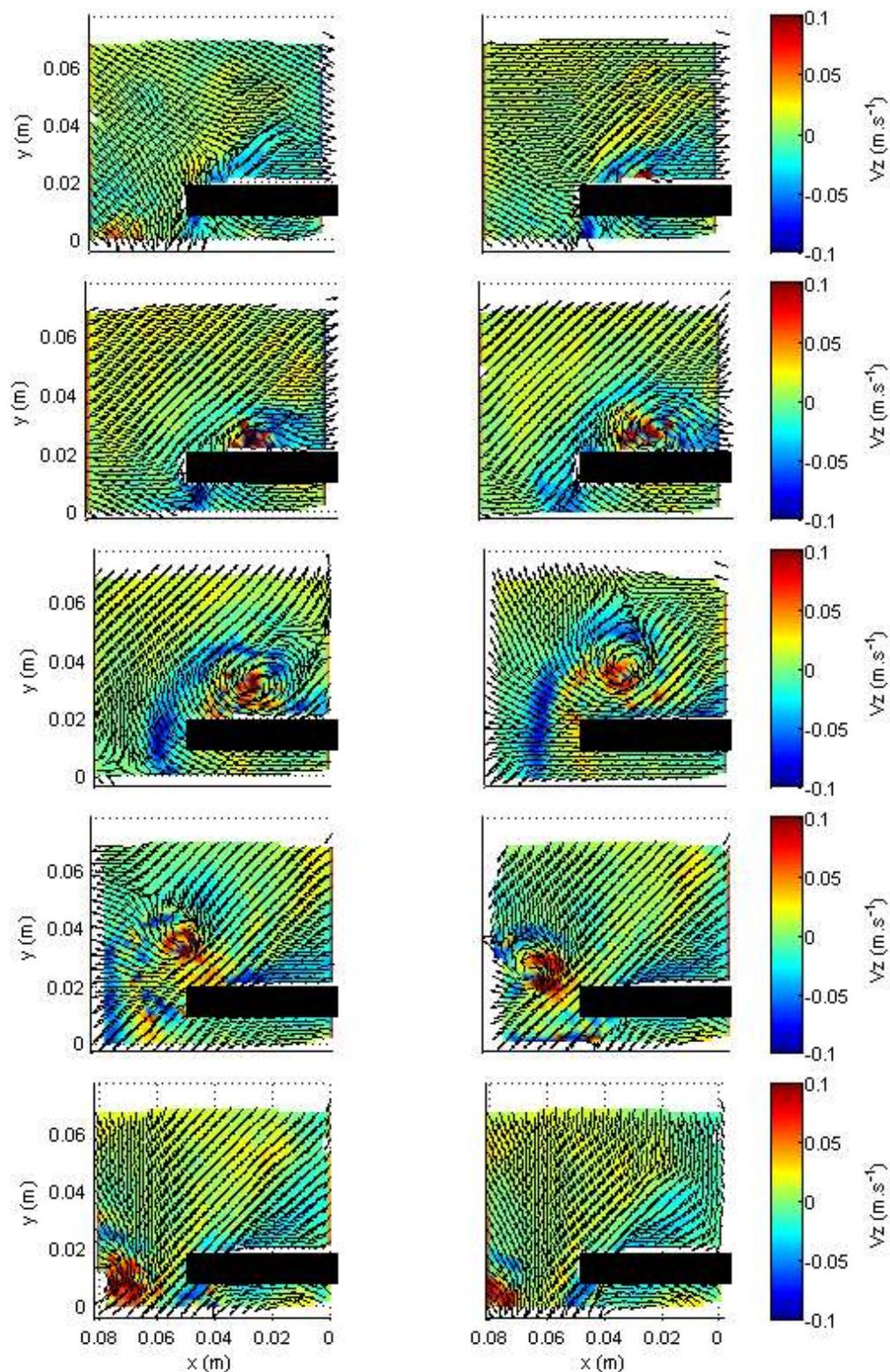


FIGURE V.7: Résultats sur une période pour  $T = 1.0 s$ . Les couleurs représentent la vitesse axiale  $v_z$  dans un plan vertical, situé à  $3 cm$  de la paroi du canal.

la paroi. Cela peut traduire une aspiration du fluide au bord du tourbillon liée à une dépression au niveau de la paroi due au développement d'une couche limite.

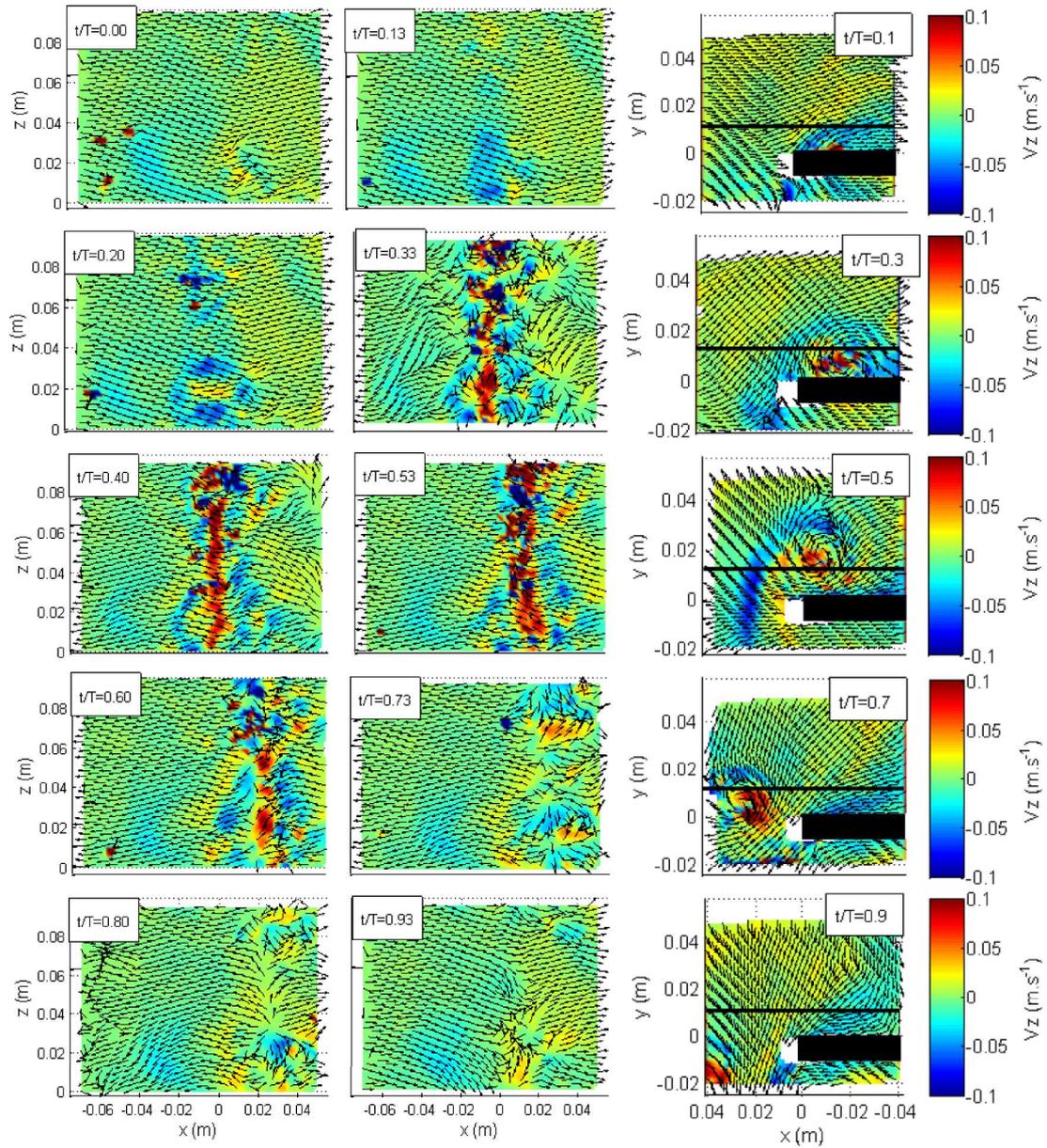


FIGURE V.8: Résultats sur une période pour  $T = 1.0\text{ s}$ . Les couleurs représentent la vitesse axiale  $v_z$ . La paroi verticale du canal est au bas de l'image, la prise de vue se fait par le dessous de la plaque. La colonne de droite représente le champ vertical à la phase correspondante, mais pour des acquisitions différentes.

La structuration le long de l'axe du tourbillon est complexe, on retrouve la structure observée sur les champs verticaux. Autour d'une zone de vitesse axiale positive en position centrale, les vitesses axiales sont négatives avec une amplitude inférieure. Cependant, il est difficile d'identifier avec certitude la topologie de l'écoulement, qui est fortement 3D, à partir d'un seul plan.

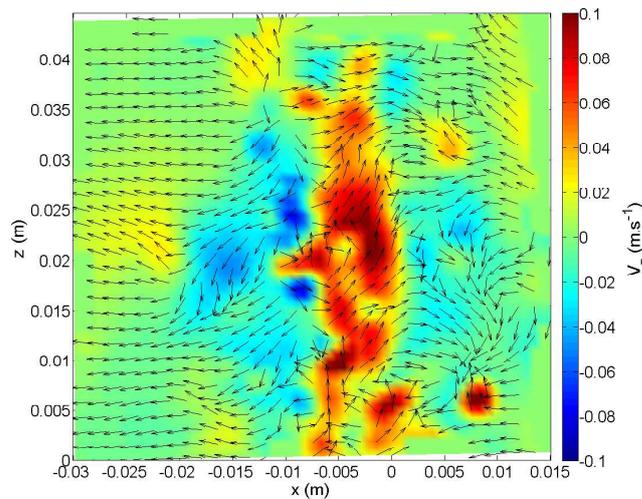


FIGURE V.9: Champ PIV instantané, près de la paroi, à la phase  $t/T = 0.47$ .

### V.3.b Mise en évidence expérimentale des déformations

La mise en évidence des déformations du tourbillon est rendue difficile par la dynamique de l'écoulement, le tourbillon étant convecté il ne reste pas longtemps dans le plan de mesure. Sur la figure V.10, la norme de la vitesse horizontale dans le plan  $(x,z)$ ,  $V = \sqrt{v_x^2 + v_z^2}$ , est tracée pour la phase  $t/T = 0.4 s$ . La norme de la vitesse permet d'avoir une information sur l'organisation des vitesses horizontales. Celle-ci est maximale là où le tourbillon est présent car il a une dynamique plus intense que la houle. Cette grandeur permet donc de mieux distinguer sa dynamique par rapport à la houle. Le choix est fait de ne pas utiliser la troisième composante  $v_y$ , car dans le plan elle correspond à la vitesse azimutale du tourbillon qui est très intense. Elle tend à masquer les motifs horizontaux comme l'éventuelle présence de tourbillons orientés transversalement.

Le cœur du tourbillon se déplaçant d'une période à l'autre, il est difficile de garantir la position du tourbillon par rapport à la nappe avec exactitude. À la phase représentée sur la figure V.10, le centre du tourbillon coïncide à peu près avec la position de la nappe. On remarque des déformations périodiques autour de l'axe du tourbillon avec une longueur d'onde de l'ordre du centimètre. Le long du cœur du tourbillon, la norme de la vitesse fluctue. Ces types de déformations sont similaires à celles qu'ont pu observer [Canals et Pawlak \[2011\]](#). Bien qu'ils s'intéressent à la paire de tourbillons qui se forme après la convection du tourbillon, ils ont observé que le premier tourbillon formé présentait des déformations avant qu'il ne soit connecté au deuxième. Ce qui semble confirmer que le tourbillon est bien contraint dès sa formation.

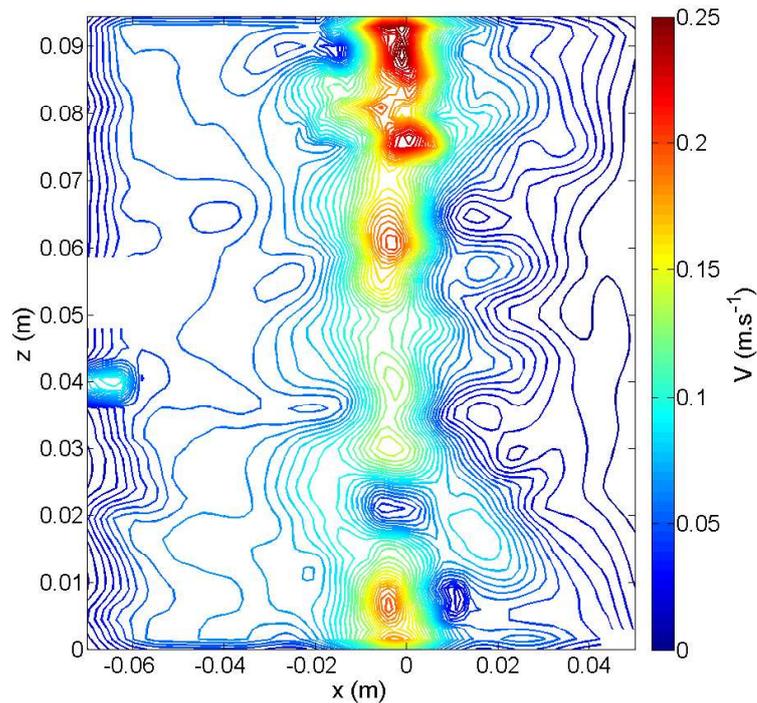


FIGURE V.10: Iso-norme des vitesses horizontales,  $V = \sqrt{v_x^2 + v_z^2}$ , dans le plan horizontal près de la paroi à  $\frac{t}{T} = 0.40$  s. La paroi du canal est au bas du champ, la houle se propage de la droite vers la gauche.

### V.3.c Champ de perturbation de la vorticité.

Un autre indicateur de déformation est la perturbation du champ de vorticité. [Waleffe \[1990\]](#) a montré analytiquement que sous des déformations elliptiques, les fluctuations de vorticité, dans un plan transverse au tourbillon, donnaient un motif asymétrique par rapport au centre du tourbillon. Ce motif est reproduit sur la figure [V.11 \(a\)](#). Ce résultat est confirmé expérimentalement par [Le Dizès et Laporte \[2002\]](#) qui ont retrouvé ce motif dans le cas de deux tourbillons contra-rotatifs. La fluctuation de la vorticité  $\omega'$  dans le plan  $(x,y)$  est donc représenté sur la figure [V.11 \(b\)](#). En noir est représenté l'ellipse définie par le contour du facteur  $\Gamma_2$ . La fluctuation est calculée en tenant compte du déplacement du centre du tourbillon, de façon à ce que les centres du tourbillon instantané et du tourbillon moyenné co cident. Sur cet exemple on peut voir un motif anti-symétrique par rapport au centre du tourbillon, caractéristique de l'instabilité elliptique. Toutefois, si ce motif se répète sur plusieurs périodes, il n'est pas systématique. Cela peut s'expliquer par l'influence du nombre de swirl qui varie très fortement d'une période à l'autre. En effet, [Roy et al. \[2008\]](#) ont cartographié les motifs de perturbation de vorticité axiale en fonction du nombre de swirl.

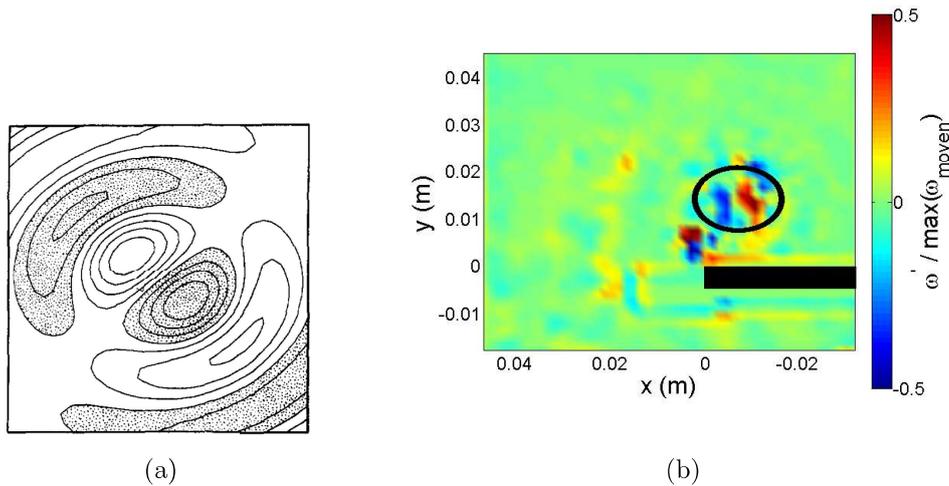


FIGURE V.11: Fluctuations de la vorticité dans le plan (x,y) : (a) défini théoriquement par [Waleffe \[1990\]](#) et (b) résultat obtenu à la phase  $t/T = 0.4$ . L'ellipse représente le contour du tourbillon déterminé à partir du facteur  $\Gamma_2$ .

De ces résultats, on présente le développement d'instabilités de type elliptique et centrifuge. Mais l'analyse des champs de vitesse par plans (verticaux et horizontaux) ne permet pas de statuer avec certitude. De plus la non reproductibilité (au moins sur le positionnement axial des instabilités) d'une vague à l'autre, et la relativement faible résolution temporelle des mesures rendent difficile la quantification des phénomènes présents.

#### V.4 Variation des conditions de forçage par la houle

On a vu que dès sa formation, le tourbillon est contraint par la houle, entraînant sa déformation. Si la destruction du tourbillon intervient au-delà des phases étudiées, avec la formation du deuxième tourbillon contra-rotatif, il est probable que les conditions de houle jouent un rôle important dans la destruction du tourbillon. Les déformations existantes sur le premier tourbillon seront autant de foyer de développement pour les instabilités. Deux autres périodes de houle et une autre configuration géométrique, avec une immersion à  $4\text{ cm}$ , sont donc testées. Les périodes de houle sont choisies pour correspondre aux limites, basse et haute, d'oscillation du batteur. On cherche ainsi à évaluer si un changement remarquable apparaît sur le développement du tourbillon lorsque le forçage hydraulique est modifié. Les acquisitions sont faites pour des plans verticaux situés à  $1.5$  et  $3\text{ cm}$  de la paroi, les essais réalisés correspondent au tableau [II.1](#).

#### V.4.a Croissance du tourbillon.

Une des premières informations que l'on peut regarder est la dimension du tourbillon. On observe sur la figure V.12 une croissance du tourbillon dans le temps, ce qui est logique compte tenu que l'on observe sa formation. Celle-ci devrait suivre l'évolution du nombre de Keulegan-Carpenter (KC) donné dans le tableau II.1. Il caractérise le rapport entre le déplacement d'une particule fluide et la taille d'un obstacle dans un écoulement oscillant. La dimension de l'objet ne variant pas ici, le rayon du tourbillon devrait donc augmenter lorsque la période s'allonge, à profondeur constante. Ce que semble en parti confirmer les résultats de la mesure du rayon en fonction de la phase, présentés sur la figure V.12.

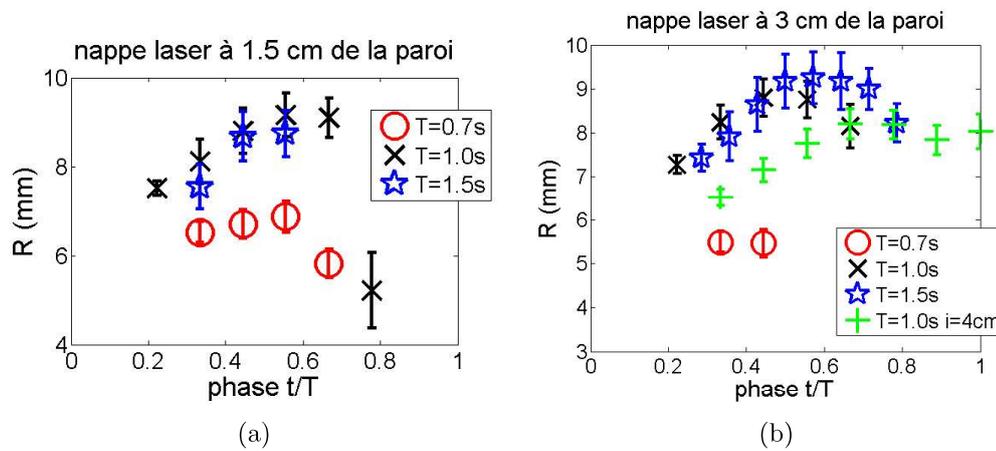


FIGURE V.12: Évolution du rayon moyen du tourbillon en fonction de la phase pour différentes conditions de houle dans un plan à : (a) 1.5 cm et (b) 3 cm de la paroi.

Concernant les valeurs, si les mesures à la période  $T = 0.7$  s présentent bien un diamètre inférieur aux deux autres, les périodes de 1 et 1.5 s sont similaires. Alors que pour une plus grande période, le tourbillon est supposé être plus grand si on se réfère au seul nombre de KC. L'interaction houle plaque est un système complexe, il n'est donc pas nécessairement surprenant qu'une seule grandeur caractéristique ne suffise pas à rendre compte de la dynamique de formation des tourbillons.

En comparant les deux cas de période  $T = 1$  s avec une immersion différente, à  $i = 7$  cm et à  $i = 4$  cm, on observe que le tourbillon est plus petit à  $i = 4$  cm pour un KC plus grand. La principale différence est le nombre de Ursell ( $U_r$ ), il caractérise les effets non linéaires de la propagation de la houle. Ce nombre est considéré comme important dans la création d'harmoniques, ce que confirme Ting *et al.* [2016]. Ils montrent que le rapport de l'amplitude maximale de la deuxième harmonique sur la première est directement proportionnelle au nombre d'Ursell. Donc, on peut supposer que lorsque le nombre d'Ursell augmente, une part plus importante d'énergie passe dans la deuxième harmonique au détriment du tourbillon.

L'évolution du rayon donne une première information sur le lien entre la houle et le développement du tourbillon. Cependant, le tourbillon étant déformé elliptiquement, il est plus judicieux d'examiner l'évolution de l'ellipticité.

#### V.4.b Déformation elliptique.

Le deuxième élément sur la géométrie du tourbillon est son ellipticité. Sous l'action de contraintes, le tourbillon se déforme radialement et prend une forme elliptique. Cela a pour conséquence de donner naissance à des mécanismes d'instabilités tri-dimensionnels (Kerswell [2002]). Sur les figures V.13 (a) et (b), les mesures d'ellipticité sont représentées pour les deux positions de la nappe laser verticale à 1.5 et 3 cm de la paroi (cf. figure II.8). On remarque dans chacun des cas que le tourbillon est fortement elliptique. Ensuite l'ellipticité diminue, le tourbillon devient presque circulaire pour ensuite reprendre une forme elliptique.

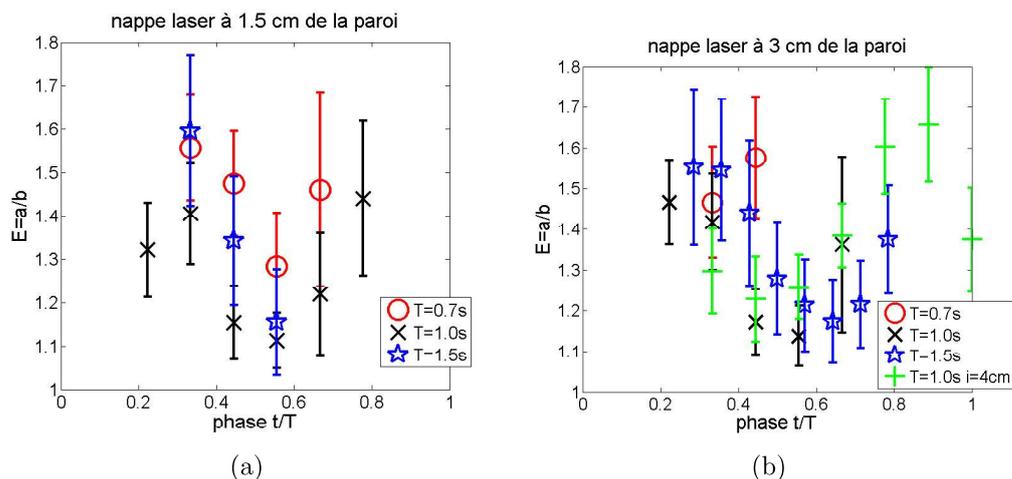


FIGURE V.13: Évolution de l'ellipticité moyenne du tourbillon en fonction de la phase pour différentes conditions de houle dans un plan à : (a) 1.5 cm et (b) 3 cm de la paroi.

Une interprétation de l'évolution de l'ellipticité est proposée sur la figure V.14. Au début de sa formation, la déformation du tourbillon est causée par la dynamique de la houle. Celui-ci est fortement étiré radialement à cause de son enroulement au dessus de la plaque. Il est alors doublement confiné, par la plaque et par la surface libre. La plaque constitue un blocage de l'écoulement en dessous du tourbillon. Et la surface libre, en s'élevant va créer un courant important, orienté presque horizontalement au dessus du tourbillon qui se retrouve alors comprimé entre ces deux couches de cisaillement.

Puis l'ellipticité diminue avec la convection du tourbillon, pour devenir presque cylindrique lorsqu'il est convecté hors de la plaque. Le tourbillon est alors élevé au dessus de la plaque, et la vitesse induite par la surface libre est faible. La contrainte exercée sur le tourbillon se relâche, celui-ci peut prendre une forme circulaire.

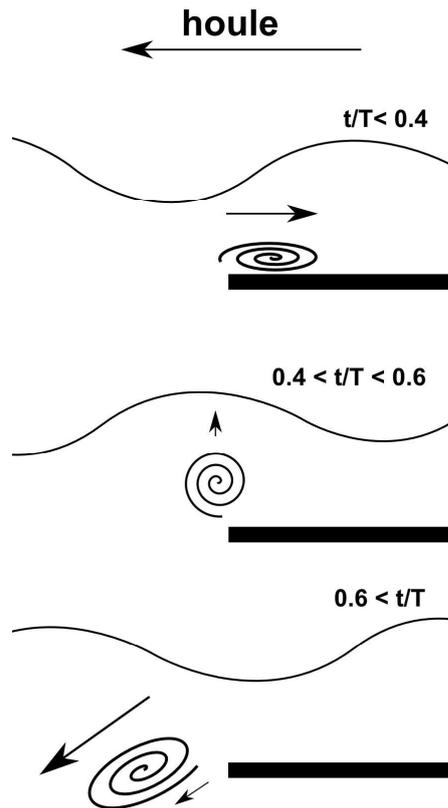


FIGURE V.14: Schéma d'illustration de l'étiement de la section du tourbillon sous l'action de la houle.

Enfin, l'ellipticité réaugmente lorsque le tourbillon est entraîné vers le fond du canal. Il est alors pris entre une couche de fluide lente sous la plaque et l'écoulement généré cette fois par la diminution du niveau de la surface libre qui crée un écoulement éloignant le tourbillon de la plaque. Le tourbillon est alors à nouveau comprimé ce qui lui redonne un profil elliptique.

Les paramètres géométriques du tourbillon donnent une première approche pour observer les effets de la variation du forçage hydraulique. L'aspect suivant et le développement de l'intensité des tourbillons formés.

#### V.4.c Intensité et swirl du tourbillon.

L'intensité du tourbillon, donnée par la circulation, est représentée sur la figure V.15. On observe un profil croissant de la valeur de la circulation sur le début de la période. Ce résultat est cohérent avec la mesure du rayon du tourbillon, et au fait que l'on observe les phases de formation de ce dernier. À mesure que la couche de vorticité se roule au dessus de la plaque, l'intensité du tourbillon se renforce et donc la circulation augmente. Hormis le cas à la période  $T = 0.7$  s, la valeur de la circulation semble plus importante

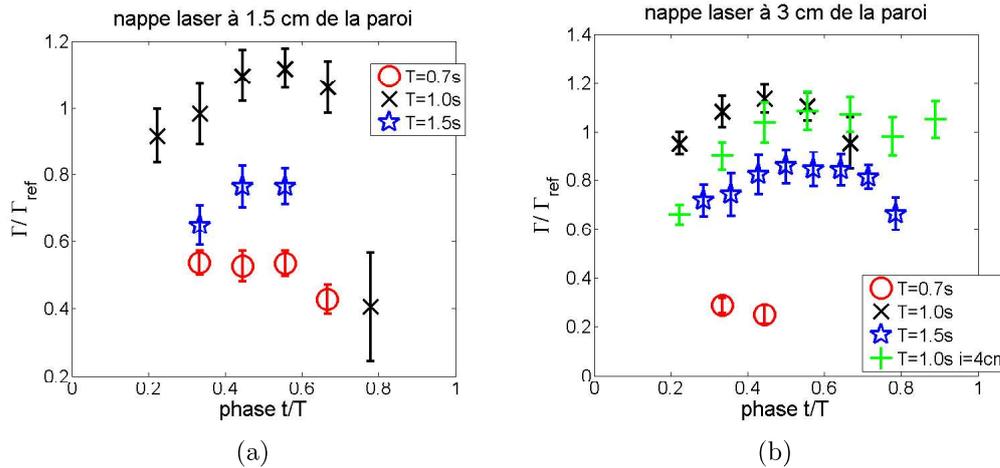


FIGURE V.15: Évolution de la circulation moyenne du tourbillon en fonction de la phase pour différentes conditions de houle dans un plan à : (a) 1.5 cm et (b) 3 cm de la paroi.

à une distance de 3 cm de la paroi plutôt qu'à 1.5 cm. Cependant la différence est dans la marge d'erreur il est donc difficile de conclure à un phénomène physique.

Si on regarde les grandeurs du tableau II.1, la vorticit e augmente avec la diminution de la p eriod. Ici on voit que l'intensit e est au contraire maximale pour la p eriod  $T = 1 s$  et minimale pour  $T = 0.7 s$ . Outre la diff erence dans le rayon du tourbillon, qui intervient dans le calcul de la circulation, ce r esultat peut s'expliquer par la r eflexion de la houle sur la plaque. Si on reprend les r esultats de Brossard *et al.* [2009], reproduits sur la figure V.16, avec les valeurs d'intensit es superpos ees, on peut voir que la r eflexion de la houle est plus importante dans le cas o u  $T = 0.7 s$ . Une moins grande quantit e d' energie franchit la plaque et donc les tourbillons g en er es au bord aval sont moins intenses.

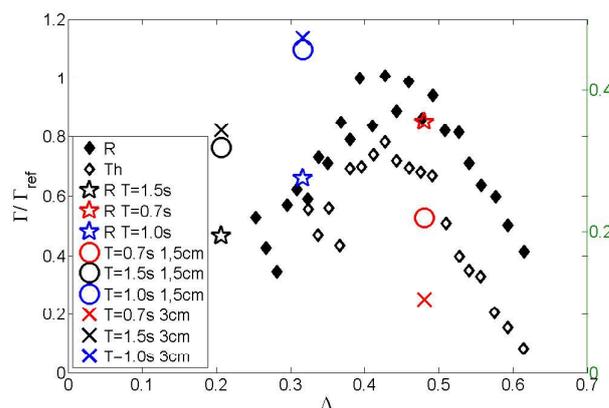


FIGURE V.16: Variation de l'intensit e en fonction de  $\Lambda$ . Les mesures de la circulation (sur l'axe de gauche) sont superpos ees aux coefficient de r eflexion ( $R$ ) et aux taux d'harmonique g en er e ( $Th$ ) (sur l'axe de droite) en fonction de  $\Lambda = L/\lambda'$  pour une immersion de 7 cm. Reproduit de Brossard *et al.* [2009]. Les  etoiles repr esentent le coefficient de r eflexion mesurée pour chacune des configurations de houle test ees dans cette  etude.

Pour le cas  $T = 1.5 s$  la réflexion est cette fois plus faible, mais si on regarde la figure V.17 prise de la même référence, l'amortissement de la houle par la plaque est plus faible. On peut donc supposer une moins grande interaction entre les deux et donc un cisaillement plus faible aux bords de la plaque générant un tourbillon moins intense. À noter que les valeurs de l'amortissement sont données pour une immersion de plaque à  $5 cm$ , l'extrapolation du résultat à une immersion plus grande est peut être discutable.

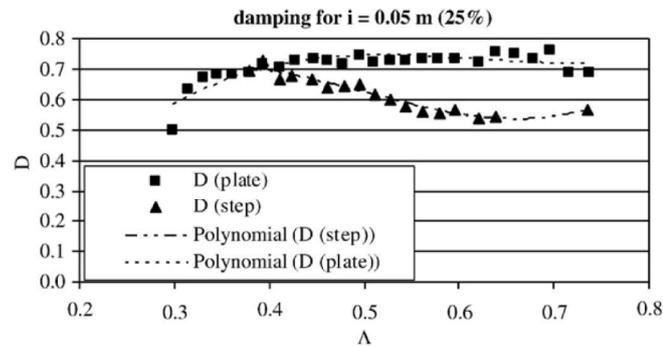


FIGURE V.17: Amortissement de la houle par une plaque ou une marche immergée à  $i = 5 cm$ , en fonction de  $\Lambda = \lambda'/L$ .

Les mesures du nombre de swirl sont présentées sur la figure V.18. L'incertitude sur la mesure du nombre swirl est importante. On peut toutefois voir une croissance de sa valeur qui suit celle de la circulation, ce qui s'explique par le lien direct entre la circulation et la vitesse azimutale du tourbillon. Dans les champs verticaux situés à  $1.5 cm$  de la paroi, la période  $T = 1 s$  semble avoir une valeur plus importante que les autres, alors que à  $3 cm$  l'écart avec le cas où  $T = 1.5 s$  est moins flagrant alors qu'une telle différence n'est pas observée sur les mesures de circulation. Ce qui peut vouloir dire que, par rapport à l'intensité du tourbillon, la vitesse axiale s'est moins développée dans le cas où  $T = 1.5 s$  que  $T = 1.0 s$ .

Cette interprétation est compatible avec le développement d'une couche limite de type "Bödewadt" à la paroi, où la vitesse axiale dépend directement de la vitesse azimutale. Si les vitesses axiales sont bien développées par la connexion à la paroi du tourbillon, alors elles seront plus fortes pour la houle pour  $T = 1.0 s$  qui a une circulation plus forte et donc le nombre de swirl ne sera pas plus élevé que dans les deux autres cas, comme peut l'être la circulation.

## V.5 Conclusion partielle

L'utilisation de la stéréo-PIV permet de suivre la formation et l'évolution instantanée du tourbillon au dessus de la plaque. Les résultats montrent que la vitesse axiale au cœur du tourbillon est positive, c'est à dire que les particules fluides s'éloignent de la paroi.

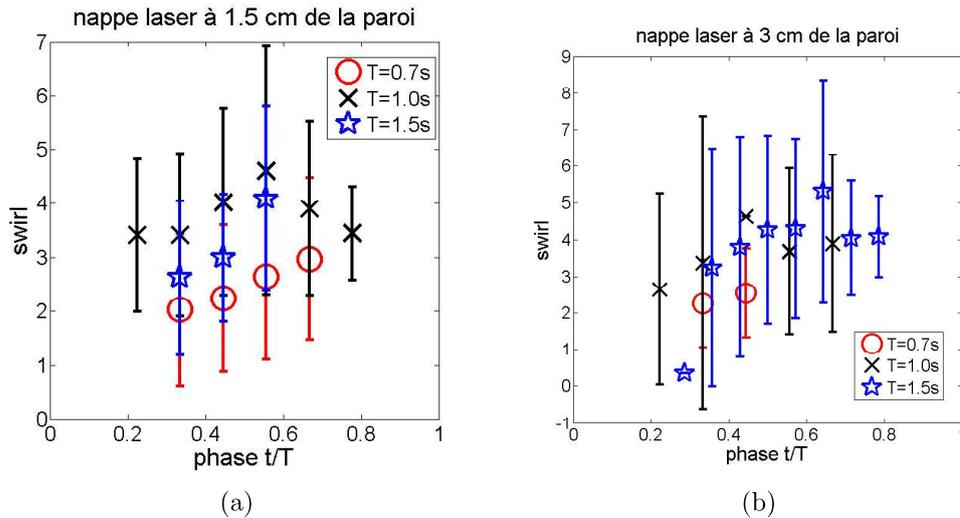


FIGURE V.18: Évolution du nombre de swirl moyen du tourbillon en fonction de la phase pour différentes conditions dans un plan à : (a) 1.5 cm et (b) 3 cm de la paroi.

Autour de ce cœur les vitesses axiales sont négatives. La connexion du tourbillon à la paroi prend probablement part à ce mécanisme. En effet, le tourbillon est un écoulement en rotation sur la paroi verticale du canal. Cette configuration rappelle le cas de la couche limite de Bödewadt, où le ralentissement du fluide au contact de la paroi entraîne un flux axial s'éloignant de la paroi au niveau de l'axe de rotation. Il se crée alors une aspiration au niveau de la paroi qui peut être responsable des vitesses axiales négatives autour du cœur du tourbillon.

L'analyse des champs de vitesses instantanés a permis de mettre en évidence l'étirement radial du tourbillon par la houle. La présence d'un point de stagnation entre le tourbillon et la surface libre montre bien qu'une contrainte s'applique, ce qui place l'instabilité elliptique comme un bon axe d'étude pour analyser la destruction du tourbillon. Cette hypothèse est confortée par la mise en évidence de déformations sinusoidales du cœur dont la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que le rayon. On retrouve aussi, sur les champs verticaux, un dipôle de fluctuations de vorticité au centre du tourbillon. Cependant, l'instationnarité du tourbillon étudié ne rend pas systématique ces observations sur l'ensemble des périodes. Un travail plus approfondi pour cartographier les motifs observés et les comparer à la littérature existante, par exemple aux travaux de Roy *et al.* [2011], pourrait confirmer ou infirmer nos analyses.

Enfin deux autres conditions de houle, et une autre configuration géométrique, ont été testées. En modifiant les propriétés de la houle, on change le forçage hydrodynamique des tourbillons. Dans chacun des cas, l'évolution du rayon, de l'ellipticité et de la circulation, par moyenne de phase suit la même évolution croissante au cours d'une période. La circulation maximale, tracée en fonction du rapport  $\Lambda$  suit la même évolution que

le coefficient de réflexion avec un décalage horizontal. Si on s'attendait à ce que la circulation du tourbillon aval diminue avec l'augmentation du coefficient de réflexion, le cas de houle de période  $T = 1.5 s$  ne suit pas cette tendance, ce qui laisse penser que le paramètre  $\Lambda$  ne suffit pas à décrire le comportement du tourbillon. La restriction de l'étude à trois cas, ne permet pas de conclure sur le rôle du forçage hydraulique dans le développement du tourbillon mais apporte des éléments de réflexions nouveaux sur la dynamique tourbillonnaire en bordure de plaque.



# Conclusion et perspectives

## Conclusion

La thèse effectuée dans le cadre du projet 3D du Labex EMC3, avait pour objectif d'appliquer l'holographie numérique dans l'axe, développée au CORIA, à l'étude tridimensionnelle de la dynamique d'un tourbillon. L'expérience a lieu dans le canal à houle du LOMC où les tourbillons sont générés aux bords d'une plaque immergée sous une houle régulière.

L'application de l'holographie numérique aux spécificités de l'installation expérimentale (canal à houle) au LOMC a constitué une première étape du travail de thèse. La limitation du volume de mesure par la taille du capteur de la caméra est dépassée en faisant converger le faisceau sur le capteur, on parvient ainsi à un volume de mesure de l'ordre de  $1.7 \times 1.7 \times 30 \text{ cm}^3$  permettant d'étudier la totalité d'une structure tourbillonnaire d'un côté à l'autre du canal. Pour traiter les hologrammes, le choix est fait d'utiliser un programme développé par le CORIA qui utilise la transformation de Fresnel pour la restitution des hologrammes. La recherche et la localisation des particules se fait par la méthode de [Pan et Meng \[2003\]](#), qui repose sur le profil de la variance de la partie imaginaire de l'hologramme restitué pour déterminer la position axiale de la particule. Une attention particulière a été portée sur la quantification des incertitudes de mesure. L'utilisation de cibles calibrées a permis d'évaluer la précision de la mesure du montage. La localisation des particules dans un plan parallèle au capteur est de résolution subpixel (i.e.  $< 5.5 \mu\text{m}$ ). La résolution axiale, est elle de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$  pour une particule de diamètre de  $30 \mu\text{m}$ . Ce résultat est satisfaisant pour de l'holographie dans l'axe. L'holographie permet donc la mesure des positions 3D des particules.

Le deuxième travail a porté sur la mesure des vitesses de l'écoulement. L'acquisition des hologrammes se fait en multi-exposition, c'est à dire que le champ de particules est enregistré plusieurs fois sur un même hologramme. On peut ainsi suivre le déplacement de chaque particule à plusieurs instants sur le même hologramme. Dans le plan 2D du capteur, la résolution permet de mesurer la vitesse de déplacement des particules avec

une grande fidélité sur la profondeur du volume de mesure. Cependant, la résolution axiale de l'holographie ne permet pas d'obtenir le même résultat sur la troisième composante de la vitesse. Ce problème est contourné en faisant un ajustement polynomial de la trajectoire suivie par la particule dans l'axe pour en extraire son déplacement moyen. Le déplacement mesuré est finalement supérieur à l'incertitude sur la mesure, ce qui permet de conclure que l'on mesure bien un déplacement physique des particules. Toutes ces étapes : la restitution de l'hologramme et la localisation des particules, la recherche des trajectoires à partir de toutes les particules localisées dans le champ puis la mesure de leur vitesse, ont été automatisées afin de pouvoir traiter un grand nombre d'hologrammes et de se lancer dans l'étude 3D de la dynamique du tourbillon.

Les acquisitions sont réalisées sur un grand nombre de périodes de la houle (de 20 à 300 périodes). L'évolution du tourbillon est suivie en faisant une moyenne de phase des champs obtenus. Cette évolution montre l'enroulement de la couche limite au dessus de la plaque animée d'une vitesse axiale négative (du centre vers la paroi du canal). Rapidement, une vitesse axiale positive se développe au centre du tourbillon à proximité de la paroi. Celle-ci s'intensifie et s'étend spatialement vers le centre du canal pour atteindre un ordre de grandeur similaire à celui de la vitesse azimutale. Les vitesses mesurées sont comparées aux champs moyens obtenus par stéréo-PIV, avec un très bon accord. Concernant l'étude des champs pris isolément (c'est à dire instantanés, donc sans moyenne de phase sur plusieurs périodes), la densité de trajectoires finalement détectées n'est pas suffisamment grande pour mener une véritable étude instationnaire du tourbillon. Ce point pourrait être amélioré en modifiant le programme de traitement d'hologramme utilisé pour augmenter le taux de détection de particules sur nos hologrammes.

C'est pourquoi, en complément de l'holographie, des mesures faites en stéréo-PIV sont exploitées pour étudier la dynamique instationnaire. De plus, le champ de mesure plus large permet de suivre l'évolution du tourbillon sur un temps plus long avant qu'il ne s'éloigne trop du bord de la plaque. On montre que le tourbillon est déformé elliptiquement par la présence de la plaque et du champ de contraintes de la houle au début de sa formation. Cette déformation suggère une destabilisation par instabilité elliptique. Cette instabilité est caractérisée par une fluctuation dipolaire de la vorticité axiale au centre du tourbillon et une déformation sinusoidale du coeur suivant l'axe du tourbillon. Les mesures suivant des plans verticaux, perpendiculaires, à l'axe du tourbillon mettent en évidence cette forme dipolaire des fluctuations de vorticité au centre, sur certaines périodes. Et les mesures suivant des plans horizontaux montrent une déformation sinusoidale du tourbillon suivant son axe. Cependant, ces motifs n'apparaissent pas de manière systématique rendant difficile une conclusion définitive. Enfin, la résolution temporelle du montage d'acquisition limite la précision des mesures des caractéristiques, longueur d'onde et taux de croissance, des instabilités se développant le long des tourbillons.

Pour évaluer l'influence des conditions de houle sur la formation du tourbillon, deux autres conditions de houle et une immersion de la plaque sont testées. Cette étude sans être paramétrique permet de donner un premier aperçu du rapport entre la houle incidente et les tourbillons formés au bord aval de la plaque. Notamment, on montre que la circulation du tourbillon évolue de manière similaire au coefficient de réflexion de la plaque, en fonction du paramètre  $\Lambda$ .

## Perspectives

Plusieurs perspectives peuvent être proposées au delà de ce travail. Elles se distinguent en deux parties. La première a été discutée dans la partie [IV.3](#), il s'agit d'améliorer l'efficacité du programme de détection d'images holographiques de particules. Des solutions existent, comme par exemple soustraire la contribution des particules détectées, comme proposé par [Monnom \*et al.\* \[2005\]](#). Cela pourrait augmenter le taux de détection des particules sur l'hologramme sans trop augmenter le temps de traitement des hologrammes.

La deuxième partie concerne le problème physique étudié. L'interaction entre la plaque et la houle est un système complexe. Dans les travaux à mener, il peut être intéressant, pour mieux comprendre le forçage par la houle, le développement d'instabilités et des mécanismes de dissipation visqueuse par les tourbillons, de procéder à des mesures simultanées de la surface libre et du tourbillon. Cela permettrait de modéliser l'interaction entre les deux. Les mesures, ponctuelles, de surface libre habituellement faites au LOMC pour ce canal sont des mesures via des sondes résistives. Or, ces sondes sont intrusives et ne peuvent donc pas être utilisées à proximité des lieux de génération des tourbillons. Un système de mesure optique 2D de la surface libre pourrait être utilisé pour contourner cette difficulté.

Un autre aspect du problème est l'interaction entre le tourbillon et la surface libre. [Brossard \*et al.\* \[2009\]](#) évoquaient une interaction entre le tourbillon et la surface libre pouvant intervenir dans la génération d'harmoniques en aval des obstacles. Et, [Lin \*et al.\* \[2006\]](#) ont observé que dans le cas d'une onde solitaire, les tourbillons avals de la plaque remontaient à la surface. À cela s'ajoute l'observation (non documentée) de la formation d'un système de tourbillons plutôt verticaux, au bord de la plaque, connecté à la surface libre dans le canal du LOMC dont la durée de vie est de l'ordre de plusieurs périodes et donc supérieure aux tourbillons étudiés. La réalisation expérimentale d'un tel projet est complexe dans la mesure où il faut une mesure précise des ondes se propageant à la surface simultanément à une mesure précise de la dynamique du tourbillon en 3D. De plus, afin de caractériser les effets du tourbillon, il serait nécessaire, à condition de houle égale, de faire varier son intensité. Cela serait possible en introduisant une aspiration

---

ponctuelle sur les deux parois latérales du canal, là où le tourbillon se forme. L'intensité du tourbillon serait ainsi renforcée à sa formation. Ou alors en augmentant la rugosité au bord de la plaque pour épaissir la couche de vorticité enroulée au bord de la plaque.

# Bibliographie

- [DALSA ] : *DALSA*. <https://www.teledynedalsa.com/imaging/products/sensors/area-scan/FTF9168M/>
- [LaVision ] : *LaVision*. <http://www.lavision.fr>
- [RDvision ] : *R&Dvision*. <http://rd-vision.com/>
- [Barnhart 2001] BARNHART, Donald : *Whole-field holographic measurements of three-dimensional displacement in solid and fluid mechanics*, University of Loughborough, Dissertation, 2001
- [Batchelor 2000] BATCHELOR, George K. : *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge university press, 2000
- [Bayly *et al.* 1988] BAYLY, Bruce J. ; ORSZAG, Steven A. ; HERBERT, Thorwald : Instability mechanisms in shear-flow transition. In : *Annual review of fluid mechanics* 20 (1988), Nr. 1, S. 359–391
- [Beals *et al.* 2015] BEALS, Matthew J. ; FUGAL, Jacob P. ; SHAW, Raymond A. ; LU, Jiang ; SPULER, Scott M. ; STITH, Jeffrey L. : Holographic measurements of inhomogeneous cloud mixing at the centimeter scale. In : *Science* 350 (2015), Nr. 6256, S. 87–90
- [Blondeaux *et al.* 2004] BLONDEAUX, Paolo ; SCANDURA, Pietro ; VITTORI, Giovanna : Coherent structures in an oscillatory separated flow : numerical experiments. In : *Journal of Fluid Mechanics* 518 (2004), S. 215–229
- [Bödewadt 1940] BÖDEWADT, UT : Die drehströmung über festem grunde. In : *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* 20 (1940), Nr. 5, S. 241–253
- [Briard *et al.* 2011] BRIARD, Paul ; SAENGKAEW, Sawitree ; WU, Xuecheng ; MEUNIER-GUTTIN-CLUZEL, Siegfried ; CHEN, Linghong ; CEN, Kefa ; GREHAN, Gérard : Measurements of 3D relative locations of particles by Fourier Interferometry Imaging (FII). In : *Optics express* 19 (2011), Nr. 13, S. 12700–12718

- [Brossard *et al.* 2009] BROSSARD, J. ; PERRET, G. ; BLONCE, L. ; DIEDHIOU, A. : Higher harmonics induced by a submerged horizontal plate and a submerged rectangular step in a wave flume. In : *Coastal Engineering* 56 (2009), Nr. 1, S. 11 – 22. – ISSN 0378-3839
- [Brücker 1997] BRÜCKER, Ch : Study of the three-dimensional flow in a T-junction using a dual-scanning method for three-dimensional scanning-particle-image velocimetry (3-D SPIV). In : *Experimental thermal and fluid science* 14 (1997), Nr. 1, S. 35–44
- [Buraga-Lefebvre *et al.* 2000] BURAGA-LEFEBVRE, Cristina ; COËTMELLEC, Sébastien ; LEBRUN, Denis ; ÖZKUL, Cafer : Application of wavelet transform to hologram analysis : three-dimensional location of particles. In : *Optics and Lasers in Engineering* 33 (2000), Nr. 6, S. 409–421
- [Canals et Pawlak 2011] CANALS, Miguel ; PAWLAK, Geno : Three-dimensional vortex dynamics in oscillatory flow separation. In : *Journal of Fluid Mechanics* 674 (2011), S. 408
- [Chang *et al.* 2005] CHANG, K. A. ; HSU, T. J. ; LIU, P. L. F. : Vortex generation and evolution in water waves propagating over a submerged rectangular obstacle. Part II : Cnoidal Waves. In : *Coast. Eng.* 52 (2005), S. 257–283
- [Church *et al.* 1979] CHURCH, CRo ; SNOW, JT ; BAKER, GL ; AGEE, EM : Characteristics of tornado-like vortices as a function of swirl ratio : A laboratory investigation. In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 36 (1979), Nr. 9, S. 1755–1776
- [Crow 1970] CROW, S.C. : Stability theory for a pair of trailing vortices. In : *AIAA Journal* 8 (1970), Dezember, S. 2172–2179
- [Denis *et al.* 2011] DENIS, Lebrun ; DANIEL, Allano ; LOÏC, Méès ; FRANÇOISE, Walle ; FRÉDÉRIC, Corbin ; ROMUALD, Boucheron ; DIDIER, Fréchou : Size measurement of bubbles in a cavitation tunnel by digital in-line holography. In : *Appl. Opt.* 50 (2011), Dec, Nr. 34, S. H1–H9
- [Elsinga *et al.* 2006] ELSINGA, Gerrit E. ; SCARANO, Fulvio ; WIENEKE, Bernhard ; OUDHEUSDEN, Bas W. van : Tomographic particle image velocimetry. In : *Experiments in fluids* 41 (2006), Nr. 6, S. 933–947
- [Escudier 1988] ESCUDIER, Marcel : Vortex breakdown : observations and explanations. In : *Progress in Aerospace Sciences* 25 (1988), Nr. 2, S. 189–229

- [Fugal *et al.* 2004] FUGAL, Jacob P. ; SHAW, Raymond A. ; SAW, Ewe W. ; SERGEYEV, Aleksandr V. : Airborne digital holographic system for cloud particle measurements. In : *Applied optics* 43 (2004), Nr. 32, S. 5987–5995
- [Gabor 1949] GABOR, D. : Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts. In : *Royal Society of London Proceedings Series A* 197 (1949), Juli, S. 454–487
- [Gallaire et Chomaz 2003] GALLAIRE, François ; CHOMAZ, J-M : Instability mechanisms in swirling flows. In : *Physics of Fluids (1994-present)* 15 (2003), Nr. 9, S. 2622–2639
- [Gill 2005] GILL, Andrew B. : Offshore renewable energy : ecological implications of generating electricity in the coastal zone. In : *Journal of Applied Ecology* 42 (2005), Nr. 4, S. 605–615
- [Goda et Suzuki 2011] GODA, Yoshimi ; SUZUKI, Tasumasa : Estimation of incident and reflected waves ind random wave experiments. In : *Coastal Engineering Proceedings* 1 (2011), Nr. 15. – ISSN 2156-1028
- [Goodman 1967] GOODMAN, JW : Film-grain noise in wavefront-reconstruction imaging. In : *JOSA* 57 (1967), Nr. 4, S. 493–502
- [Gopalan *et al.* 2008] GOPALAN, Balaji ; MALKIEL, Edwin ; KATZ, Joseph : Experimental investigation of turbulent diffusion of slightly buoyant droplets in locally isotropic turbulence. In : *Physics of Fluids (1994-present)* 20 (2008), Nr. 9, S. 095102
- [Graftieaux *et al.* 2001] GRAFTIEAUX, Laurent ; MICHARD, Marc ; GROSJEAN, Nathalie : Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. In : *Measurement Science and Technology* 12 (2001), Nr. 9, S. 1422
- [Graham *et al.* 2016] GRAHAM, J ; KANOV, K ; YANG, XIA ; LEE, M ; MALAYA, N ; LALESCU, CC ; BURNS, R ; EYINK, G ; SZALAY, A ; MOSER, RD *et al.* : A Web services accessible database of turbulent channel flow and its use for testing a new integral wall model for LES. In : *Journal of Turbulence* 17 (2016), Nr. 2, S. 181–215
- [Grare *et al.* 2014] GRARE, Stanislas ; ALLANO, Daniel ; GRÉHAN, Gérard ; COËTMELLEC, Sébastien ; LEBRUN, Denis ; LEBON, Benoît ; PERRET, Gaële ; BROSSARD, Jérôme : Description des images holographiques de bulles : influence des caractéristiques expérimentales du système d'enregistrement. In : *3ème rencontre francophone d'holographie numérique appliquée à la métrologie des fluides*, 2014

- [Guldenbecher *et al.* 2016] GULDENBECHER, Daniel R. ; COOPER, Marcia A. ; SOJKA, Paul E. : High-speed (20 kHz) digital in-line holography for transient particle tracking and sizing in multiphase flows. In : *Applied optics* 55 (2016), Nr. 11, S. 2892–2903
- [Helmholtz 1858] HELMHOLTZ, H. : Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen. In : *Journal für die reine und angewandte Mathematik* 55 (1858), S. 25–55
- [Hinsch 1995] HINSCH, K D. : Three-dimensional particle velocimetry. In : *Measurement Science and Technology* 6 (1995), Nr. 6, S. 742
- [Hinsch 2002] HINSCH, Klaus D. : Holographic particle image velocimetry. In : *Measurement Science and Technology* 13 (2002), Nr. 7, S. R61
- [Hopfinger *et al.* 1982] HOPFINGER, EJ ; BROWAND, FK ; GAGNE, Y : Turbulence and waves in a rotating tank. In : *Journal of Fluid Mechanics* 125 (1982), S. 505–534
- [Huang et Dong 1999] HUANG, Ching-Jer ; DONG, Chih-Ming : Wave deformation and vortex generation in water waves propagating over a submerged dike. In : *Coastal Engineering* 37 (1999), Nr. 2, S. 123–148
- [Hunt *et al.* 1988] HUNT, J ; WRAY, A ; MOIN, P : Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. In : *Proc. CTR Summer Program*, 1988, S. 193–208
- [Jardin *et al.* 2009] JARDIN, Thierry ; CHATELLIER, Ludovic ; FARCY, Alain ; DAVID, Laurent : Correlation between vortex structures and unsteady loads for flapping motion in hover. In : *Experiments in fluids* 47 (2009), Nr. 4-5, S. 655
- [Jeong et Hussain 1995] JEONG, Jinhee ; HUSSAIN, Fazle : On the identification of a vortex. In : *Journal of fluid mechanics* 285 (1995), S. 69–94
- [Kähler et Kompenhans 2000] KÄHLER, Christian J. ; KOMPENHANS, Jürgen : Fundamentals of multiple plane stereo particle image velocimetry. In : *Experiments in Fluids* 29 (2000), Nr. 1, S. S070–S077
- [Kerswell 2002] KERSWELL, Richard R. : Elliptical instability. In : *Annual review of fluid mechanics* 34 (2002), Nr. 1, S. 83–113
- [Keulegan et Carpenter 1956] KEULEGAN, Garbis H. ; CARPENTER, Lloyd H. : *Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid*. US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1956
- [Knott et Mackley 1980] KNOTT, GF ; MACKLEY, MR : On eddy motions near plates and ducts, induced by water waves and periodic flows. In : *Philosophical*

- Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 294 (1980), Nr. 1412, S. 599–623
- [Kolář 2007] KOLÁŘ, Václav : Vortex identification : New requirements and limitations. In : *International journal of heat and fluid flow* 28 (2007), Nr. 4, S. 638–652
- [Lacaze *et al.* 2005] LACAZE, Laurent ; BIRBAUD, Anne-Laure ; LE DIZÈS, Stéphane : Elliptic instability in a Rankine vortex with axial flow. In : *Physics of Fluids (1994-present)* 17 (2005), Nr. 1, S. 017101–017101
- [Le Dizès et Laporte 2002] LE DIZÈS, Stéphane ; LAPORTE, Florent : Theoretical predictions for the elliptical instability in a two-vortex flow. In : *Journal of Fluid Mechanics* 471 (2002), S. 169–201
- [Lebon *et al.* 2016] LEBON, Benoît ; PERRET, Gaële ; COËTMELLE, Sébastien ; GODARD, Gilles ; GRÉHAN, Gérard ; LEBRUN, Denis ; BROSSARD, Jérôme : A digital holography set-up for 3D vortex flow dynamics. In : *Experiments in Fluids* 57 (2016), Nr. 6, S. 1–11
- [Leibovich 1978] LEIBOVICH, Sidney : The structure of vortex breakdown. In : *Annual review of fluid mechanics* 10 (1978), Nr. 1, S. 221–246
- [Leweke *et al.* 2016] LEWEKE, Thomas ; LE DIZÈS, Stéphane ; WILLIAMSON, Charles H. : Dynamics and instabilities of vortex pairs. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 48 (2016), S. 507–541
- [Lin *et al.* 2006] LIN, Chang ; CHANG, Sung-Chieh ; HO, Tsung-Chun ; CHANG, Kuang-An : Laboratory observation of solitary wave propagating over a submerged rectangular dike. In : *Journal of engineering mechanics* 132 (2006), Nr. 5, S. 545–554
- [Lucca-Negro et O’doherly 2001] LUCCA-NEGRO, O ; O’DOHERTY, T : Vortex breakdown : a review. In : *Progress in energy and combustion science* 27 (2001), Nr. 4, S. 431–481
- [Lugt 1979] LUGT, Hans J. : The dilemma of defining a vortex. In : *Recent developments in theoretical and experimental fluid mechanics*. Springer, 1979, S. 309–321
- [Malek *et al.* 2004] MALEK, M. ; ALLANO, D. ; COËTMELLE, S. ; LEBRUN, D. : Digital in-line holography : influence of the shadow density on particle field extraction. In : *Opt. Express* 12 (2004), May, Nr. 10, S. 2270–2279
- [Melander et Hussain 1994] MELANDER, Mogens V. ; HUSSAIN, Fazle : Core dynamics on a vortex column. In : *Fluid dynamics research* 13 (1994), Nr. 1, S. 1–37

- [Meng *et al.* 2004] MENG, Hui ; GANG ; PU, Ye ; WOODWARD, Scott H. : Holographic particle image velocimetry : from film to digital recording. In : *Measurement Science and Technology* 15 (2004), Nr. 4, S. 673
- [Meng et Hussain 1995] MENG, Hui ; HUSSAIN, Fazle : In-line recording and off-axis viewing technique for holographic particle velocimetry. In : *Applied optics* 34 (1995), Nr. 11, S. 1827–1840
- [Michard *et al.* 2008] MICHARD, M ; BERSON, A ; BLANC-BENON, P : Identification et suivi de tourbillons—Application à des mesures PIV phasées. (2008)
- [Monnom *et al.* 2005] MONNOM, O ; DUBOIS, F ; YOURASSOWSKY, C ; LEGROS, JC : Improvement in visibility of an in-focus reconstructed image in digital holography by reduction of the influence of out-of-focus objects. In : *Applied optics* 44 (2005), Nr. 18, S. 3827–3832
- [Ouldarbi *et al.* 2015] OULDARBI, Lila ; SHEN, Huanhuan ; PERRET, Gaelle ; COETMELLE, Sebastien ; LEBRUN, Denis ; GRÉHAN, Gerard ; BRUNEL, Marc : Simultaneous 3D location and size measurement of mixed bubbles and sand particles in a flow using interferometric particle imaging. In : *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging* Optical Society of America (Veranst.), 2015, S. DTh3A–2
- [Pan et Meng 2003] PAN, Gang ; MENG, Hui : Digital holography of particle fields : reconstruction by use of complex amplitude. In : *Applied Optics* 42 (2003), Nr. 5, S. 827–833
- [Patarapanich et Cheong 1989] PATARAPANICH, Mana ; CHEONG, Hin-Fatt : Reflection and transmission characteristics of regular and random waves from a submerged horizontal plate. In : *Coastal engineering* 13 (1989), Nr. 2, S. 161–182
- [Pinon *et al.* 2016] PINON, Grégory ; PERRET, Gaële ; CAO, Lei ; POUPARDIN, Adrien ; BROSSARD, Jérôme ; RIVOALEN, Elie : Vortex kinematics around a submerged plate under water waves. Part II : Numerical computations. In : *European Journal of Mechanics-B/Fluids* (2016)
- [Poupardin 2012] POUPARDIN, A. : *Dynamique tourbillonnaire - Application à l'impact environnemental de structures immergées*, Université du Havre, Dissertation, 2012
- [Poupardin *et al.* 2012] POUPARDIN, A. ; PERRET, G. ; PINON, G. ; BOURNETON, N. ; RIVOALEN, E. ; BROSSARD, J. : Vortex kinematic around a submerged plate under water waves. Part I : Experimental analysis. In : *Eur. J. Mech. B/Fluids*. 34 pp. 47-55. (2012)

- [Prasad et Jensen 1995] PRASAD, Ajay K. ; JENSEN, Kirk : Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows. In : *Applied optics* 34 (1995), Nr. 30, S. 7092–7099
- [Pu et al. 2005] PU, SL ; ALLANO, D ; PATTE-ROULAND, B ; MALEK, M ; LEBRUN, D ; CEN, KF : Particle field characterization by digital in-line holography : 3D location and sizing. In : *Experiments in fluids* 39 (2005), Nr. 1, S. 1–9
- [Raffel et al. 2013] RAFFEL, Markus ; WILLERT, Christian E. ; KOMPENHANS, Jürgen et al. : *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer, 2013
- [Rayleigh 1917] RAYLEIGH, Lord : On the Dynamics of Revolving Fluids. In : *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 93 (1917), Nr. 648, S. 148–154. – ISSN 0950-1207
- [Remacha 2012] REMACHA, Clément : *Etude et développement d'un dispositif d'holographie numérique pour la mesure de taille de gouttes dans les tours aérorefrigérantes*, université de Rouen, Dissertation, 2012
- [Rey 1992] REY, V : Propagation and local behavior of normally incident gravity waves over varying topography. In : *European journal of mechanics. B, Fluids* 11 (1992), Nr. 2, S. 213–232
- [Rey et Touboul 2011] REY, Vincent ; TOUBOUL, Julien : Forces and moment on a horizontal plate due to regular and irregular waves in the presence of current. In : *Applied Ocean Research* 33 (2011), Nr. 2, S. 88–99
- [Reynolds 1883] REYNOLDS, Osborne : An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. In : *Proceedings of the royal society of London* 35 (1883), Nr. 224-226, S. 84–99
- [Roulund et al. 2005] ROULUND, Andreas ; SUMER, B M. ; FREDSE, Jørgen ; MICHELSEN, Jess : Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile. In : *Journal of Fluid Mechanics* 534 (2005), S. 351–401
- [Roy et al. 2011] ROY, Clément ; LEWEKE, Thomas ; THOMPSON, Mark C. ; HOURIGAN, Kerry : Experiments on the elliptic instability in vortex pairs with axial core flow. In : *Journal of Fluid Mechanics* 677 (2011), S. 383–416
- [Roy et al. 2008] ROY, Clément ; SCHAEFFER, Nathanaël ; LE DIZÈS, Stéphane ; THOMPSON, Mark : Stability of a pair of co-rotating vortices with axial flow. In : *Physics of Fluids (1994-present)* 20 (2008), Nr. 9, S. 094101

- [Royer 1974] ROYER, H : An application of high-speed microholography : the metrology of fogs. In : *Nouvelle Revue d'Optique* 5 (1974), Nr. 2, S. 87
- [Salah 2009] SALAH, Nebya : *Développement de l'holographie numérique : application à la trajectographie 3D de particules dans une allée de Bénard-von Kármán*, Université de Rouen, Dissertation, 2009
- [Saric 1994] SARIC, William S. : Görtler vortices. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 26 (1994), Nr. 1, S. 379–409
- [Sawaragi 1995] SAWARAGI, Toru : *Coastal engineering-waves, beaches, wave-structure interactions*. Bd. 78. Elsevier, 1995
- [Scarano 2012] SCARANO, F : Tomographic PIV : principles and practice. In : *Measurement Science and Technology* 24 (2012), Nr. 1, S. 012001
- [Scheimpflug 1904] SCHEIMPFLUG, Theodor : *scheimpflug*. Februar 1904. – US Patent 751,347
- [Schlichting et Gersten 2003] SCHLICHTING, Herrmann ; GERSTEN, Klaus : *Boundary-layer theory*. Springer Science & Business Media, 2003
- [Schnars et Jüptner 1994] SCHNARS, U. ; JÜPTNER, W. : Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction. In : *Appl. Opt.* 33 (1994), Jan, Nr. 2, S. 179–181
- [Schnars et Jüptner 2005] SCHNARS, U. ; JÜPTNER, W. : *Digital holography*. Springer, 2005
- [Schram *et al.* 2004] SCHRAM, C ; RAMBAUD, P ; RIETHMULLER, ML : Wavelet based eddy structure eduction from a backward facing step flow investigated using particle image velocimetry. In : *Experiments in Fluids* 36 (2004), Nr. 2, S. 233–245
- [Seo et Lee 2014] SEO, Kyung W. ; LEE, Sang J. : High-accuracy measurement of depth-displacement using a focus function and its cross-correlation in holographic PTV. In : *Optics express* 22 (2014), Nr. 13, S. 15542–15553
- [Soulez *et al.* 2007] SOULEZ, Ferréol ; DENIS, Loïc ; THIÉBAUT, Éric ; FOURNIER, Corinne ; GOEPFERT, Charles : Inverse problem approach in particle digital holography : out-of-field particle detection made possible. In : *JOSA A* 24 (2007), Nr. 12, S. 3708–3716
- [Spalart 1998] SPALART, Philippe R. : Airplane trailing vortices. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 30 (1998), Nr. 1, S. 107–138

- [Sridhar et Katz 1995] SRIDHAR, G ; KATZ, J : Drag and lift forces on microscopic bubbles entrained by a vortex. In : *Physics of Fluids* 7 (1995), Nr. 2, S. 389–399
- [Szpak *et al.* 2015] SZPAK, Zygmunt L. ; CHOJNACKI, Wojciech ; HENGEL, Anton van den : Guaranteed ellipse fitting with a confidence region and an uncertainty measure for centre, axes, and orientation. In : *Journal of Mathematical Imaging and Vision* 52 (2015), Nr. 2, S. 173–199
- [Tian *et al.* 2010] TIAN, Lei ; LOOMIS, Nick ; DOMÍNGUEZ-CABALLERO, José A. ; BARBASTATHIS, George : Quantitative measurement of size and three-dimensional position of fast-moving bubbles in air-water mixture flows using digital holography. In : *Appl. Opt.* 49 (2010), Mar, Nr. 9, S. 1549–1554
- [Tietjens et Prandtl 1957] TIETJENS, Oskar Karl G. ; PRANDTL, Ludwig : *Fundamentals of hydro-and aeromechanics*. Bd. 1. Courier Corporation, 1957
- [Ting *et al.* 2016] TING, Chao-Lung ; CHAO, Wei-Ting ; YOUNG, Chih-Chieh : Experimental investigation of nonlinear regular wave transformation over a submerged step : Harmonic generation and wave height modulation. In : *Coastal Engineering* 117 (2016), S. 19–31
- [Ting et King 1994] TING, F. C. K. ; KING, Y. K. : Vortex generation in water waves propagating over a submerged obstacle. In : *Coastal Eng.* 24 (1994), S. 23–49
- [Toloui et Hong 2015] TOLOUI, Mostafa ; HONG, Jiarong : High fidelity digital inline holographic method for 3D flow measurements. In : *Opt. Express* 23 (2015), Oct, Nr. 21, S. 27159–27173
- [Toschi et Bodenschatz 2009] TOSCHI, Federico ; BODENSCHATZ, Eberhard : Lagrangian properties of particles in turbulence. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 41 (2009), S. 375–404
- [Trolinger *et al.* 1969] TROLINGER, J. D. ; BELZ, R. A. ; FARMER, W. M. : Holographic Techniques for the Study of Dynamic Particle Fields. In : *Appl. Opt.* 8 (1969), May, Nr. 5, S. 957–961
- [Trolinger *et al.* 1968] TROLINGER, JD ; FARMER, WM ; BELZ, RA : Multiple exposure holography of time varying three-dimensional fields. In : *Applied optics* 7 (1968), Nr. 8, S. 1640–1641
- [Ursell 1953] URSELL, F : The long-wave paradox in the theory of gravity waves. In : *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* Bd. 49 Cambridge Univ Press (Veranst.), 1953, S. 685–694

- [Verrier et Fournier 2015] VERRIER, Nicolas ; FOURNIER, Corinne : Digital holography super-resolution for accurate three-dimensional reconstruction of particle holograms. In : *Optics letters* 40 (2015), Nr. 2, S. 217–220
- [Vikram et Billet 1988] VIKRAM, C. S. ; BILLET, M. L. : Some salient features of in-line Fraunhofer holography with divergent beams. In : *Optik (Stuttgart)* 78 (1988), Nr. 2, S. 80–83. – ISSN 0030-4026
- [Volk et al. 2008] VOLK, R ; CALZAVARINI, E ; VERHILLE, G ; LOHSE, D ; MORDANT, N ; PINTON, J-F ; TOSCHI, F : Acceleration of heavy and light particles in turbulence : comparison between experiments and direct numerical simulations. In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 237 (2008), Nr. 14, S. 2084–2089
- [Waleffe 1990] WALEFFE, Fabian : On the three-dimensional instability of strained vortices. In : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)* 2 (1990), Nr. 1, S. 76–80
- [Widnall 1975] WIDNALL, Sheila E. : The structure and dynamics of vortex filaments. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 7 (1975), Nr. 1, S. 141–165
- [Widnall et al. 1974] WIDNALL, Sheila E. ; BLISS, Donald B. ; TSAI, Chon-Yin : The instability of short waves on a vortex ring. In : *Journal of Fluid Mechanics* 66 (1974), Nr. 01, S. 35–47
- [Wu et al. 2015] WU, Yingchun ; WU, Xuecheng ; YAO, Longchao ; WANG, Zhihua ; CHEN, Linghong ; GRÉHAN, Gérard ; CEN, Kefa : Direct particle depth displacement measurement in {DHPTV} using spatial correlation of focus metric curves. In : *Optics Communications* 345 (2015), S. 71 – 79. – ISSN 0030-4018
- [Young et Testik 2009] YOUNG, D M. ; TESTIK, Firat Y. : Onshore scour characteristics around submerged vertical and semicircular breakwaters. In : *Coastal Engineering* 56 (2009), Nr. 8, S. 868–875
- [Yu 2002] YU, Xiping : Functional performance of a submerged and essentially horizontal plate for offshore wave control : a review. In : *Coastal engineering journal* 44 (2002), Nr. 02, S. 127–147