

Ecole doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech
(Mémoire provisoire)

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par
l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité “ Mécanique ”

présentée et soutenue publiquement par

Ilyass KHLIFA

Le 11 décembre 2014

**Imagerie rapide par rayons X des écoulements diphasiques :
Application aux écoulements cavitants**

Directeur de thèse : **Olivier COUTIER-DELGOSHA**

Co-encadrement de la thèse : **Sylvie FUZIER, Olivier ROUSSETTE**

Jury

M. Jean-Bernard BLAISOT , Maître de Conférences, CORIA, Université de Rouen	Rapporteur
M. Benoît STUTZ , Professeur, LOCIE, Université de Savoie	Rapporteur
M. Jacques-André ASTOLFI , Maître de Conférences, INENAV, Ecole Navale	Examineur
M. Steven CECCIO , Professeur, University of Michigan (Etats-Unis)	Examineur
Mme Sylvie FUZIER , Maître de Conférences, LML, Arts et Métiers ParisTech Lille	Examineur
M. Marco HOCEVAR , Professeur, LVTS, University of Ljubljana (Slovénie)	Examineur
M. Joseph KATZ , Professeur, Johns Hopkins University (Etats-Unis)	Examineur
M. Alexandre VABRE , Docteur, CEA – Saclay	Examineur
M. Olivier COUTIER-DELGOSHA , Professeur, LML, Arts et Métiers ParisTech Lille	Invité
M. Olivier ROUSSETTE , Docteur LML, Arts et Métiers ParisTech Lille	Invité

Ecole doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech
(Mémoire provisoire)

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par
l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers
Spécialité " Mécanique "

présentée et soutenue publiquement par

Ilyass KHLIFA

Le 11 décembre 2014

**Imagerie rapide par rayons X des écoulements diphasiques :
Application aux écoulements cavitants**

Directeur de thèse : **Olivier COUTIER-DELGOSHA**

Co-encadrement de la thèse : **Sylvie FUZIER, Olivier ROUSSETTE**

Jury

M. Jean-Bernard BLAISOT , Maître de Conférences, CORIA, Université de Rouen	Rapporteur
M. Benoit STUTZ , Professeur, LOCIE, Université de Savoie	Rapporteur
M. Jacques-André ASTOLFI , Maître de Conférences, INENAV, Ecole Navale	Examineur
M. Steven CECCIO , Professeur, University of Michigan (États-Unis)	Examineur
Mme Sylvie FUZIER , Maître de Conférences, LML, Arts et Métiers ParisTech Lille	Examineur
M. Marco HOCEVAR , Professeur, LVTS, University of Ljubljana (Slovénie)	Examineur
M. Joseph KATZ , Professeur, Johns Hopkins University (États-Unis)	Examineur
M. Alexandre VABRE , Docteur, CEA – Saclay	Examineur
M. Olivier COUTIER-DELGOSHA , Professeur, LML, Arts et Métiers ParisTech Lille	Invité
M. Olivier ROUSSETTE , Docteur LML, Arts et Métiers ParisTech Lille	Invité

TABLE DES MATIERES

LISTE DES NOTATIONS	5
LISTE DES FIGURES	7
1. INTRODUCTION	13
2. PHENOMENE DE CAVITATION – TECHNIQUES DE MESURES	19
2.1. LE PHENOMENE DE LA CAVITATION	19
2.1.1. <i>Définition</i>	19
2.1.2. <i>Exemples de cavitation</i>	20
2.1.3. <i>Phénomènes associés à la cavitation</i>	22
2.1.4. <i>Forme et structure de cavitation</i>	22
2.1.5. <i>Ecoulements internes et instationarités</i>	24
2.1.6. <i>Nombre de cavitation</i>	25
2.1.7. <i>Bilan</i>	26
2.2. MESURES DE VITESSE ET DE TAUX DE VIDE DANS LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES ET CAVITANTS	26
2.2.1. <i>Imagerie par caméra rapide</i>	26
2.2.2. <i>Techniques de sondage</i>	28
2.2.3. <i>Vélocimétrie par images de particules : PIV</i>	29
2.2.3.1. <i>Techniques de séparation des phases basées sur des traitements d’images</i>	30
2.2.3.2. <i>PIV-LIF (LIF : Laser-Induced Fluorescence)</i>	32
2.2.4. <i>Absorption par rayons X</i>	34
2.3. <i>SYNTHESE</i>	37
3. IMAGERIE PAR RAYONS X	41
3.1. <i>METHODOLOGIE</i> :.....	41
3.1.1. <i>Absorption RX</i>	42
3.1.2. <i>Contraste de phase</i>	42
3.2. <i>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</i>	44
3.2.1. <i>Boucle d’essais</i>	44
3.2.2. <i>Veine d’essais</i>	46
3.2.3. <i>Instrumentation et incertitudes de mesures</i>	49
3.3. <i>IMAGERIE RAPIDE PAR RAYONS X– TECHNIQUE D’ACQUISITIONS</i>	50
3.3.1. <i>Installation RX</i>	51
3.3.2. <i>Méthode d’acquisition d’images</i>	54
3.3.3. <i>Choix des traceurs</i>	55
3.3.4. <i>Essais RX</i>	57

3.3.4.1.	Campagne d'essais 2009.....	57
3.3.4.2.	Campagnes d'essais 2012	58
3.4.	RESULTATS	60
3.4.1.	<i>Images RX obtenues</i>	60
3.4.2.	<i>Comparaison des résultats des campagnes d'essais :</i>	62
3.5.	SYNTHESE.....	64
4.	TRAITEMENTS D'IMAGES – SEPARATION DES PHASES	67
4.1.	TRAITEMENT POUR LA PHASE LIQUIDE :	68
4.1.1.	<i>Ajustement des niveaux de gris</i>	69
4.1.2.	<i>Suppression du liquide (fond d'image)</i>	70
4.1.3.	<i>Suppression des grandes zones de vapeur</i>	72
4.1.4.	<i>Détection des interfaces</i>	73
4.1.5.	<i>Suppression des contours de vapeurs</i>	75
4.1.6.	<i>Restauration des particules</i>	76
4.2.	TRAITEMENT POUR LA PHASE VAPEUR :	77
4.3.	SYNTHESE :	78
5.	CALCUL DE LA FRACTION VOLUMIQUE DE LA VAPEUR.....	81
5.1.	METHODE DE CALCUL DE FRACTION VOLUMIQUE DE LA VAPEUR	81
5.2.	ESTIMATION DES ERREURS DE CALCUL	84
5.3.	SYNTHESE.....	89
6.	CHAMPS DE VITESSES	91
6.1.	GENERALITE : VELOCIMETRIE PAR IMAGE DE PARTICULES (PIV)	91
6.2.	CHAMPS DE VITESSE DE LA PHASE LIQUIDE.....	93
6.2.1.	<i>Méthode de calcul PIV</i>	93
6.2.2.	<i>Dépouillement des résultats</i>	94
6.2.3.	<i>Bilan des paramètres de PIV</i>	96
6.2.4.	<i>Résultats</i>	97
6.2.5.	<i>Validation et estimation d'erreurs</i>	99
6.2.5.1.	<i>Validation et estimation d'erreurs</i>	99
6.2.5.2.	<i>Traitement d'images et calcul PIV</i>	101
6.2.5.3.	<i>Bilan de la méthode et estimation d'erreurs</i>	102
6.3.	CHAMPS DE VITESSES DE LA PHASE VAPEUR	104
6.3.1.	<i>Méthode de calcul et résultats</i>	104
6.3.2.	<i>Validation et estimation des erreurs</i>	106

6.3.2.1	Première méthode.....	106
6.3.2.2	Seconde méthode.....	108
6.3.2.1	Bilan.....	109
6.4.	CONCLUSION	110
7.	RESULTATS	111
7.1.	ETUDE DE POCHE DE CAVITATION STABLES	111
7.1.1.	<i>Résultats de la campagne 2009</i>	111
7.1.2.	<i>Comparaison aux résultats de la PIV-LIF :</i>	118
7.1.3.	<i>Bilan et analyse</i>	119
7.2.	ETUDE DE POCHE DE CAVITATION INSTABLES	121
7.2.1.	<i>Moyennes de phases</i>	121
7.2.1.1.	Fréquence de l'écoulement	121
7.2.1.2.	Corrélation des signaux	123
7.2.1.3.	Calcul de moyenne de phases	126
7.2.2.	<i>Résultats et analyse</i>	127
7.2.3.	<i>Bilan</i>	131
7.3.	SYNTHESE.....	132
8.	CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	133
	ANNEXES.....	137
	ANNEXE 1 : PRINCIPES D'ABSORPTION ET DE CONTRASTE DE PHASE (D'APRES VABRE ET AL [51])	139
	ANNEXE 2 : ETUDE DE L'EFFET D'ECHELLE SUR LES ECOULEMENTS CAVITANTS	142

Liste des notations

Aspects liés aux Rayons X

n	indice de réfraction
$1-\bar{\delta}$	partie réelle de l'indice de réfraction
i	unité imaginaire, $i^2 = -1$.
β	partie imaginaire de l'indice de réfraction
λ	longueur d'onde, [m]
ρ	masse volumique, [kg/m ³]
Z	nombre atomique
Ψ_0	amplitude de l'onde incidente
Ψ_1	amplitude de l'onde juste avant le matériau
Ψ_P	amplitude de l'onde au point de mesure
s_0	distance entre l'échantillon et le détecteur [m]

Aspects liés à la cavitation

σ	Nombre de cavitation : $\sigma = \frac{P_{ref}-P_{vap}}{\frac{1}{2}\rho_{ref}.U_{ref}^2}$
P_{ref}	Pression de vapeur saturante du fluide [Pa]
ρ_{ref}	Masse volumique de référence, généralement ρ_l , [kg/m ³]
ρ_l	Masse volumique du liquide, [kg/m ³]
ρ_v	Masse volumique de la vapeur, [kg/m ³]
L_{cav}	Longueur de poche de cavitation, [m]
f_{cav}	Fréquence d'oscillation de la poche de cavitation
α	Taux de vide : $\alpha = \frac{V_v}{V}$
β	Fraction volumique locale de la vapeur
I_{cavit}	Intensité locale mesurée sur l'image d'écoulement cavitant
I_{vide}	Intensité locale mesurée sur l'image de la veine vide (calibration de vapeur)
I_{non_cavit}	Intensité locale mesurée sur l'image d'écoulement non cavitant (calibration liquide)

Généralités

U	Vitesse dans le sens principal de l'écoulement (suivant la direction x), [m/s]
U_l	Vitesse du liquide dans le sens principal de l'écoulement, [m/s]
U_v	Vitesse de la vapeur dans le sens principal de l'écoulement, [m/s]
U_s	Vitesse de glissement entre les phases : $U_s = U_l - U_v$, [m/s]
U_{sa}	Vitesse adimensionnelle de glissement entre les phases : $U_{sa} = \frac{U_l - U_v}{U_l}$
U_{ref}	Vitesse de référence, [m/s]
V	Volume de contrôle, [m ³]
Q	Débit d'écoulement [m ³ /s]
Re	Nombre de Reynolds
t	temps, [s]
St	Nombre de Strouhal : $St = \frac{f \cdot L_{ref}}{U_{ref}}$

Sigles

PIV	Particle Image Velocimetry, Vélocimétrie par Image de Particules
RX	(de) Rayons X
LML	Laboratoire de Mécanique de Lille
APS	Advanced Photon Source
ANL	Argonne National Laboratory
CETIM	Centre Technique des Industries Mécaniques
CEA	Commissariat à l'Energie Atomique
LVTS	Laboratory for Water and Turbine Machines de l'université de Ljubljana - Slovénie
CREMHyG	Centre de Recherche et d'Essais des Machines Hydraulique de Grenoble
LEGI	Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

Liste des figures

Figure 1-1 : Cavitation dans l'étage d'aspiration d'une pompe spatiale (inducteur) [1].....	13
Figure 1-2 : Erosion de cavitation d'une turbine [2].....	13
Figure 2-1 : Diagramme thermodynamique d'état.....	19
Figure 2-2 : Cavitation dans un hydrofoil NACA 0015 [16].....	20
Figure 2-3 : Cavitation dans un Venturi	21
Figure 2-4 : Exemple de cavitation de tourbillon dans une turbomachine [2]	21
Figure 2-5 : Cavitation de jet d'eau (d'après Sato <i>et al</i> [18])	21
Figure 2-6 : Supercavitation enveloppant une torpille	23
Figure 2-7 : Synthèse des écoulements internes d'une poche de cavitation dans un Venturi (d'après Stutz et Reboud [26]).....	24
Figure 2-8 : Comportement instationnaire de la cavitation dans un Venturi (d'après Coutier-Delgosha <i>et al</i> [13])	25
Figure 2-9 : Exemple de visualisation avec un endoscope optique [29]	27
Figure 2-10 : bisonde optique [32]	28
Figure 2-11 : Exemple de signaux des deux capteurs d'une bisonde [32].....	29
Figure 2-12 : Profils de taux de vide moyen (à gauche) et vitesse selon u (à droite) dans une poche de cavitation (d'après Stutz [6]).....	29
Figure 2-14 : Traitement d'image par Khalilov <i>et al</i> [43] : (a) image originale (b) image filtrée (c) image de particules (d) image d'objets solide	31
Figure 2-13 : Traitement d'images basé sur la taille – (a) paire d'images traitées ; (b) champs de vitesses instantannée des phases solide et liquide ; (c) vitesses de bulles montantes et du liquide autour [38].....	31
Figure 2-15 : Distribution de (a) u la vitesse moyenne selon X et (b) la fraction volumique du liquide α_l	32
Figure 2-16 : PIV-LIF - Vues simultanées du même champ avec 2 caméras : A droite, les images de particules. A gauche, les images de bulles avec un zoom sur les bulles en haut de l'image.....	33
Figure 2-17 : Profils de vitesses des deux phases (d'après Fuzier <i>et al</i> [46]).....	34
Figure 2-18 : Distribution temporelle et spatiale de la fraction volumique de la vapeur β dans un écoulement cavitant (d'après Stutz et Legoupil [11]).....	35
Figure 2-19 : Evolution de la fraction volumique de la vapeur dans des poches de cavitation pour différentes longueur de cavitation (L_{cav}) et vitesses de référence (U_{ref})	35
Figure 2-20 : Profils de taux de vide par Rayons X (traits pleins) et par endoscopie (carrés).....	36
Figure 2-21 : Evolution temporelle de la fraction volumique de la vapeur dans une poche de cavitation (d'après Coutier-Delgosha <i>et al</i> [47])	36

Figure 2-22 : Image RX par contraste de phase de traceurs dans un écoulement monophasique (Im <i>et al</i> [50])	38
Figure 2-23 : Image RX par contraste de phase du ménisque dans un écoulement capillaire (Vabre <i>et al</i> [51]).....	38
Figure 3-1 : Imagerie par rayons X	41
Figure 3-2 : Contraste de phase	43
Figure 3-3 : Schéma de la boucle d'essais VenturiX-P	46
Figure 3-4 : Représentations de la veine d'essais.....	48
Figure 3-5 : Schéma de la veine d'essais	49
Figure 3-6 : Capteur de pression piézorésistif <i>KELLER 10L</i>	50
Figure 3-8 : Onduleur – Ecart compris entre 10 et 30 mm	51
Figure 3-7 : Synchrotron de l'APS - Advanced Photon Source -	51
Figure 3-9 : Obturateur rapide [65]	53
Figure 3-10 : Action de l'obturateur rapide.....	54
Figure 3-11 : Méthode d'acquisition.....	55
Figure 3-12 : Exemple d'images de particule : (a) poudre de fer de 6-8 μm de diamètre ; (b) billes de verre creuses recouvertes d'argent de 17 μm de diamètre	57
Figure 3-13 : Ecoulement cavitant découpé en plusieurs positions : (a) petite ou moyenne poche ; (b) grande poche avec deux rangés dans la hauteur ; (c) Exemple de poche reconstituée à partir de prises de vues acquises non-simultanément	60
Figure 3-14 : Exposition des images aux flashes RX.....	61
Figure 3-15 : Comparaison entre les résultats de 2009 et 2012 – (a) : écoulement cavitant (position 2) ; (b) : effet d'échelle sur les particules.....	63
Figure 3-16 : Effet de la diffraction des rayons X sur les images	64
Figure 4-1 : images RX au niveau des positions amont (1 et 2) et aval (5)	69
Figure 4-2 : Image ajustée - niveaux de gris ajustés et veine supprimée	70
Figure 4-3 : fond de l'image supprimé	71
Figure 4-4 : Grande zone de vapeur supprimée	72
Figure 4-5 : Détection des interfaces à partir d'image (a) filtrée ; (b) initiale ; (c) sans fond ..	74
Figure 4-7 : Image de particules	76
Figure 4-6 : Suppression des contours de vapeurs.....	76
Figure 4-8 : Image de vapeur	78
Figure 5-1 : images de calibration : (a) image de vapeur obtenue à partir d'images de la veine d'essais vide (b) image du liquide (écoulement non-cavitant).....	81

Figure 5-2 : traitement d'images pour le calcul de la fraction volumique de la vapeur. Images sans particules avec (a) et (b) respectivement les images n° 1 et 2 appartenant à la même paire (c) l'image moyenne de la paire.....	82
Figure 5-3 : Exemple de calcul de fraction volumique de la vapeur dans un écoulement cavitant.....	83
Figure 5-4 : Fraction volumique de la vapeur - interfaces filtrées.....	84
Figure 5-5 : Fraction volumique de la vapeur à partir d'image de vapeur pure – Estimation d'erreur.....	85
Figure 5-6 : Fraction volumique à partir d'image : (a) à 100% de liquide et (b) à 50% de vapeur.....	86
Figure 5-7 : Comparaison entre la fraction volumique calculée à partir de la moyenne des images de la même paire et les images individuelles.....	86
Figure 5-8 : Acquisition d'images cas-1.....	87
Figure 5-9 : Comparaison des fractions volumiques - cas 1.....	88
Figure 5-10 : Acquisition d'images cas-2.....	88
Figure 5-11 : fractions volumiques de la vapeur - cas 2.....	89
Figure 6-1 : Exemple de résultat d'inter-corrélation [58].....	92
Figure 6-2 : Interpolation pour déterminer la position du pic avec une fonction gaussienne passant par 3 point [57].....	92
Figure 6-3 : Particules à l'instant t (○) et t+dt (●) – (a) sans décalage de fenêtre et (b) avec décalage de fenêtre (fenêtre décalée en pointillé) [57].....	93
Figure 6-4 : Déformation des fenêtres d'interrogation. (a) calcul de champ de vitesse à partir des fenêtres d'interrogation initiales (b) fenêtres d'interrogation déformées à partir des résultats de calcul (c) fenêtres remaillées finement et déformées (d) champ de vitesses recalculé à partir des fenêtres fines déformées [9]......	95
Figure 6-5 : Carte de vitesses de la phase liquide.....	97
Figure 6-6 : Champs de déplacement selon x de la phase liquide – (a) sans déformation de fenêtre d'interrogation ; (b) avec déformation de fenêtre.....	98
Figure 6-7 : Exemple de calcul vitesses de la phase liquide (a) carte de vecteurs de vitesse superposée sur l'écoulement cavitant (b) profil de vitesse dans la direction de l'écoulement sur une section de l'écoulement.....	98
Figure 6-8 : Image de particules dans un écoulement non-cavitant.....	100
Figure 6-9 : Image d'écoulement cavitant sans particules.....	101
Figure 6-10 : Image de particules (liquide supprimé).....	101
Figure 6-11 : Image synthétique d'écoulement cavitant avec des particules.....	101
Figure 6-12 : Méthode de validation dans la phase liquide.....	102
Figure 6-13 : Validation dans la phase liquide.....	103

Figure 6-14 : exemple de résultat de calcul de vitesse de la phase vapeur (campagne 2009)	104
Figure 6-15 : calcul des vitesses de la vapeur (campagne 2012) – (a) image d'écoulement cavitant (b) fraction volumique de la vapeur (c) champs de déplacement de la vapeur.....	105
Figure 6-16 : Exemple de corrélogramme dans la phase vapeur	106
Figure 6-17 : première méthode de validation des calculs des vitesses de la vapeur	107
Figure 6-18 : comparaison entre les déplacements théorique et calculés	108
Figure 6-19 : seconde méthode de validation des calculs des vitesses de la vapeur	109
Figure 7-1 : Exemples de champs de vitesses de la phase liquide	112
Figure 7-2 : Profils des vitesses du liquide et de la vapeur selon la position dans la poche – $Q = 14$ l/min et $L_{cav} \approx 10$ mm	113
Figure 7-3 : Vitesses de glissement selon la position dans l'écoulement cavitant.....	114
Figure 7-4 : Profils de vitesses de glissement adimensionnelles selon les positions dans la poche – à droite : Positions 1 - 4 (intérieur de la poche attachée) ; à gauche : positions 5 - 7 (limite de la poche attachée et zone de sillages)	115
Figure 7-5 : Profils des vitesses du liquide et de la vapeur d'écoulements cavitants dans un Venturi : $L_{cav} \approx 10$ mm et $Q =$ (a) 16 l/min (b) 8 l/min et (c) 10 l/min	116
Figure 7-6 : Vitesses de glissement adimensionnelles à l'intérieur des poches de cavitation pour différents débits d'écoulement ; $L_{cav} \approx 10$ mm (positions 3 et 7).....	117
Figure 7-7 : Résultats obtenus grâce à la PIV-LIF (S. Fuzier et al. [1]) : (a) profils des vitesses pour $Q = 13,6$ l/min ; (b) vitesses de glissement pour différents débits avec ; (c) vitesses de glissement adimensionnelles	118
Figure 7-8 : Poche de cavitation stable.....	120
Figure 7-9 : Profils des vitesses.....	120
Figure 7-11 : Fréquence du signal.....	122
Figure 7-10 : Signal obtenu à partir des fractions volumiques instantanées (sur un paquet de 144 paires d'images)	122
Figure 7-12 : Signal de référence S_r	123
Figure 7-13 : Premier cycle de cavitation dans un paquet	124
Figure 7-14 : Recherche du cycle 'k'.....	125
Figure 7-15 : Moyenne de phases – évolution moyenne de la fraction volumique au cours d'un cycle d'écoulement cavitant instationnaire	126
Figure 7-16 : Evolution de poche de cavitation : $\sigma = 1,96$ et $Q = 35,09$ l/min	127
Figure 7-17 : Exemple de profils de vitesses pour deux étapes du cycle de cavitation	128
Figure 7-18 : Vitesses de glissement dans une poche instable.....	129
Figure 7-19 : Vitesses de glissement adimensionnelles en fonction de la position et l'étape du cycle.....	129

Figure 7-20 : Evolution des vitesses des phases au milieu de la poche (+) : (a) évolution de la fraction volumique de la vapeur ; (b) vitesses au cours d'un cycle130



1. Introduction

La vaporisation d'un liquide peut résulter de deux mécanismes différents : l'ébullition et la cavitation. Le premier phénomène est dû à une augmentation de température à pression constante. Quant au deuxième, il se produit lorsque la pression statique du liquide descend en dessous de sa pression de vapeur saturante. La température dans ce cas est quasi-constante. Ce phénomène de cavitation se manifeste par la formation de structures de vapeur qui se développent puis implosent lorsque la pression réaugmente.

A l'aspiration d'une machine hydraulique, dans un écoulement de liquide dans une conduite lors d'une variation brusque d'un élément du circuit, des structures de cavitation peuvent se développer. En effet, ce phénomène peut se produire à chaque fois qu'un liquide accélère d'une manière suffisante pour faire baisser sa pression statique en dessous de sa pression de vapeur saturante.

La cavitation, bien qu'elle ait de nos jours des applications dans une multitude de secteurs allant de l'industrie pétrolière et/ou chimique au biomédical (nettoyage rénal, lipocavitation), est souvent associée à des phénomènes indésirables tels que la baisse de performance des machines hydrauliques, l'érosion provoquée par le collapse des bulles de vapeur, des vibrations ou même des nuisances sonores. C'est pourquoi dans ce cas, il est primordial de mieux connaître le phénomène pour pouvoir mieux le maîtriser, si on ne peut l'éviter.



Figure 1-1 : Cavitation dans l'étage d'aspiration d'une pompe spatiale (inducteur) [1]

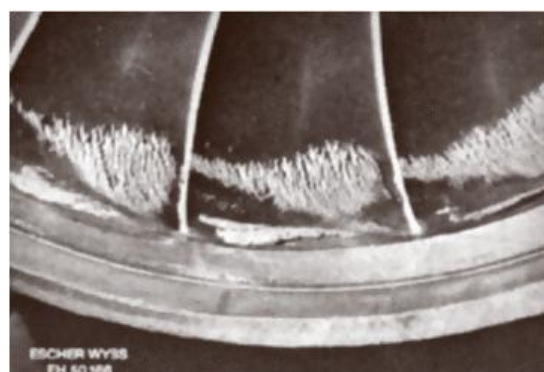


Figure 1-2 : Erosion de cavitation d'une turbine [2]

Pour y parvenir, l'étude expérimentale de la dynamique et de la structure des écoulements cavitants est nécessaire car elle permet de caractériser le comportement hydrodynamique de la zone de cavitation. Dans les années 50, des observations d'écoulements cavitants ont été réalisées à l'aide de caméra rapide par Knapp [3] ont permis de montrer l'existence d'un jet rentrant en aval de la poche de cavitation. Dans certains écoulements cavitants, ce jet remonte vers l'amont sous la poche diphasique, et est responsable, d'après la majorité des auteurs, des instabilités qui se produisent dans ces écoulements. Au début des années 90, des essais de détection de vitesses de bulles de vapeur individuelles avaient été réalisés par Ceccio et Brennen [4] à l'aide d'un réseau d'électrodes en argent montées affleurantes à la surface d'un hydrofoil. Des mesures par anémométrie à fil chaud en un point fixe sur un foil avaient également été effectuées par Kamono *et al* [5]. En revanche, la fragilité du fil chaud constitue son plus grand point faible. Stutz [6] a utilisé un dispositif expérimental basé sur une bisonde optique qui permet de calculer la composante moyenne de vitesse de la vapeur dans le sens principale de l'écoulement. Cette méthode intrusive repose sur la détection du passage des bulles de vapeur sur la pointe des sondes, par conséquent la vitesse mesurée est celle de la phase vapeur. Des mesures de taux de vide ont été aussi réalisées avec ce dispositif. La PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) a été appliquée à plusieurs reprises pour mesurer les vitesses de la phase liquide des écoulements cavitants. Dans ce cas, seules les zones à moyen et/ou faible taux de vide ont pu être analysées : sillages cavitants [7, 8] ou à proximité de la limite de la poche de cavitation [9, 10]. Ces limitations sont principalement dues à l'opacité des bulles de vapeur qui atténuent fortement et déforment la nappe laser, et empêchent en général la visualisation correcte des traceurs. L'imagerie par rayons X a aussi été appliquée pour mesurer la fraction volumique à l'intérieur des poches de cavitation [11, 12]. Des acquisitions à hautes fréquences sont possibles, ce qui permet de suivre l'évolution de la structure des écoulements.

Ces différentes techniques ont mis en évidence un certain nombre de mécanismes physiques qui régissent les écoulements cavitants tels que le jet rentrant, le comportement instationnaire et/ou périodique des poches de cavitation. Les résultats obtenus par les méthodes de PIV et bisondes optiques ont été particulièrement utiles pour le développement et la validation des codes de simulation numérique de la cavitation [13, 14]. Néanmoins, ces différentes approches ne fournissent qu'une partie des informations à la fois et ne permettent en majorité de calculer les vitesses que dans une des deux phases, ce qui ne permet pas d'apprécier le glissement éventuel entre phases, systématiquement négligé à l'heure actuelle

dans les simulations numériques, en partie par manque de connaissances expérimentales. Par ailleurs, les mesures par sonde optique sont intégrées dans le temps, donc seuls les vitesses et les taux de vide moyens peuvent être obtenus, et présentent encore aujourd'hui des niveaux d'incertitude assez élevés (plus de 10%). Quant à la PIV et l'absorption de rayons X, elles ne permettent pas de mesurer simultanément le taux de vide et la vitesse, obligeant donc à recourir à une seconde méthode pour compléter la caractérisation de l'écoulement.

Pour ces différentes raisons, l'approche adoptée dans la présente étude, basée sur les principes du contraste de phase et d'absorption de rayons X, présente de sérieux avantages:

- Les mesures sont résolues en temps et peuvent être effectuées à une cadence très élevée (≥ 10 kHz),
- Les vitesses dans les deux phases et le taux de vide sont accessibles à partir de la même mesure.
- Les incertitudes de mesures sont de l'ordre de quelques pourcents, similaires à celles de la PIV.

Cette technique a été utilisée dans cette étude pour des écoulements cavitants dans un profil Venturi. Ce type de profil permet de reproduire de façon simplifiée bidimensionnelle l'écoulement sur la face en dépression d'une pale d'inducteur. Il a été utilisé dans de nombreux travaux dont ceux de Stutz [6]. Les expériences RX ont été menées au sein du synchrotron de l'APS (Advanced Photon Source) du Laboratoire National d'Argonne (États-Unis d'Amérique). Ce travail de thèse suit une campagne d'essais préliminaire réalisée en 2009 par Olivier Coutier-Delgosha (LML - Arts et Métiers ParisTech) et Alexandre Vabre (CEA - LIST) qui ont utilisé pour la première fois l'imagerie par contraste de phase dans des écoulements cavitants.

L'intérêt du travail effectué au cours de cette thèse est double :

- Mettre en place une méthode de mesure expérimentale basée sur l'imagerie rapide par rayons X pour les écoulements diphasiques de façon générale et cavitants plus particulièrement. Ce développement comprend le développement de méthode de traitement d'images et de validations des résultats.
- Progresser dans la compréhension des mécanismes des écoulements cavitants à partir de l'étude de leur dynamique et de leur structure. Les résultats obtenus contribueront à

la validation des modèles numériques, en particulier, les travaux menés actuellement dans le LML dans le cadre de la thèse d'Anton Žnidarčič [15] et qui consiste en développement de code DNS pour la cavitation.

Les installations RX actuelles ne permettant pas de réaliser des mesures en 3D, les écoulements étudiés sont bidimensionnels. L'objectif à moyen terme est donc d'appliquer les méthodes développées au cours de cette thèse à des écoulements tridimensionnels et à plus long terme à des configurations de machines tournantes telles que les pompes.

Le financement de cette thèse a été assuré par l'ADEME avec le cofinancement de la fondation CETIM et EDF dans le cadre du Consortium Industrie-Recherche en Turbomachine (CIRT) et la collaboration du CEA et du laboratoire national d'Argonne. L'intérêt de l'industriel partenaire de l'étude est de disposer d'une base de données expérimentale sur des écoulements diphasiques turbulents. Celle-ci pourrait être un outil de validation de code de calcul développé pour la modélisation de l'ébullition de l'eau au sein des systèmes de refroidissement des centrales nucléaires.

La suite de ce mémoire de thèse est construit de la manière suivante :

Le chapitre 2 est consacré au phénomène de cavitation et aux techniques de mesures.

Ce chapitre présente l'état de l'art sur l'étude de la cavitation. Il présente les principales raisons de l'apparition du phénomène et décrit, d'une manière générale, les différentes structures, dynamiques et instabilités des écoulements cavitants. Il fait aussi la synthèse des techniques principalement utilisées dans les études expérimentales de ce type d'écoulement, permettant de mesurer les vitesses et/ou le taux de vide. Les travaux les plus marquants sont présentés. L'intérêt de cette étude est finalement montré à la lumière de cette synthèse.

Le chapitre 3 présente l'imagerie par rayon X

Dans ce chapitre, la méthodologie et le principe de l'imagerie par rayons X sont d'abord décrits. Les mécanismes de contraste de phase et d'absorption de rayons X sont ensuite détaillés. Le dispositif RX et l'installation hydraulique sont présentées ainsi que les différentes expériences réalisées. En fin du chapitre, un bilan des essais réalisés est dressé.

Le chapitre 4 est dédié au traitement d'images

L'ensemble de la méthode de traitement d'images permettant la séparation des phases pour le calcul des champs de vitesses est détaillée dans le chapitre 4. Deux traitements principaux sont présentés : Le premier a pour objectif de créer à partir des images RX initiales, des images de particules utilisées comme traceurs de la phase liquide afin calculer les vitesses instantanées du liquide. Quant au second, il a pour but la création des images de bulles permettant de calculer les champs de vitesses de la phase vapeur.

Le chapitre 5 est consacré au calcul des fractions volumiques locales

Dans ce chapitre, on présente en premier lieu la méthode de calcul des fractions volumiques locales à partir des images RX. Un traitement particulier visant à adapter les images RX obtenus au cas général de calcul de taux de vide à partir de l'absorption RX est ensuite détaillée. Grâce à une méthode de validation, les erreurs liées aux calculs et à la méthode d'acquisition sont enfin caractérisées.

Le chapitre 6 est consacré aux calculs des vitesses.

Les calculs de vitesses sont basés sur l'inter-corrélation entre les images. A partir des résultats des traitements d'images et de fractions volumiques locales, ces calculs ont été réalisés pour chaque phase constituant la poche de cavitation. Des champs de vitesses du liquide et de la vapeur sont ainsi obtenus. Différentes méthodes de validation sont ensuite proposées afin de valider les traitements développés ainsi que les résultats obtenus. Grâce à ces méthodes, la précision des mesures des champs de vitesses pour chaque phase a pu enfin caractérisée.

Le chapitre 7 présente les résultats.

Deux types de poches de cavitation ont été étudiés : stables et instables. Les résultats obtenus pour chacune de ces poches sont présentés. Les vitesses de glissement et les vitesses de glissement adimensionnelles ont été tracées. La méthode de moyenne de phase développée pour caractériser l'évolution des poches instables est détaillée.

Enfin de ce mémoire, une conclusion générale résume les principaux apports de ce travail et dégage un certain nombre de perspectives pour l'exploitation complémentaires des bases de données.



2. Phénomène de cavitation – Techniques de mesures

Les écoulements cavitants sont des écoulements instationnaires et extrêmement turbulents où deux phases de densités très différentes coexistent dans une même zone et sont séparées par des interfaces. Ils sont de ce fait complexes. La grande difficulté à les étudier correctement réside dans les mesures des grandeurs physiques qui les caractérisent. Les vitesses et le taux de vide du mélange diphasique sont parmi les plus recherchés puisqu'ils fournissent les informations sur la dynamique et la structure de ces écoulements. Pour ce faire, plusieurs techniques expérimentales ont été développées puis appliquées à la cavitation, ceci a contribué fortement à la compréhension du phénomène.

Ce chapitre présente tout d'abord le phénomène de la cavitation et les mécanismes de son apparition. Il fait ensuite la synthèse des techniques expérimentales existantes pour étudier le phénomène, tout en citant quelques travaux marquants, et enfin montre, à la lumière de cette synthèse, l'intérêt du présent travail.

2.1. Le phénomène de la cavitation

2.1.1. Définition

La cavitation se produit lorsque la pression d'un liquide descend en dessous d'une certaine valeur, sans aucun apport de chaleur extérieure. Elle se manifeste par la vaporisation spontanée du liquide. Ce phénomène se distingue de l'ébullition qui, elle, se produit à cause d'un apport de chaleur à pression constante (Figure 2-1).

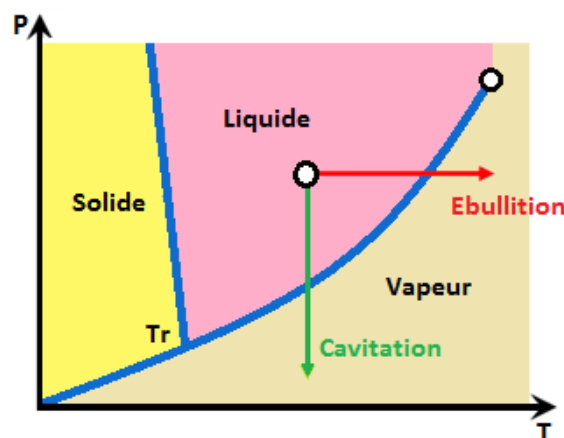


Figure 2-1 : Diagramme thermodynamique d'état

En réalité, la vapeur se forme à partir de germes qui se trouvent initialement dans le liquide et qui représentent des points faibles de sa structure. Dans la plupart des cas, ces germes sont constitués de gaz dissous dans le liquide et la pression d'apparition de la cavitation est liée fortement à la teneur en germes. Les particules solides peuvent également induire la rupture de la structure du liquide, mais pour une pression critique plus faible.

2.1.2. Exemples de cavitation

Dans tous les cas, la cavitation se produit à cause d'une diminution de pression d'un liquide. Plusieurs raisons peuvent conduire à cette dépression :

L'accélération brutale d'un liquide à cause de la géométrie de l'enceinte où il se trouve est le cas le plus courant. On parle ici de la cavitation hydrodynamique. L'accélération peut être, en effet, due à un contournement d'obstacle. On le retrouve, par exemple, au niveau des aubages de pompe ou d'un hydrofoil (Figure 2-2). La courbure de l'obstacle induit une augmentation de la vitesse du fluide du côté convexe (par conservation de quantité de mouvement), et par conséquent une dépression qui peut induire à une vaporisation du liquide.



Figure 2-2 : Cavitation dans un hydrofoil NACA 0015 [16]

Un autre cas où la cavitation hydrodynamique peut se produire c'est lors du rétrécissement de section de passage d'un liquide. La vitesse de l'écoulement augmente au niveau de la section réduite (par conservation de masse) ce qui engendre une diminution de pression. Dans la présente étude, la cavitation est provoquée au niveau d'un profil Venturi (Figure 2-3). Ce type de profil reproduit dans une certaine mesure l'écoulement dans un inducteur. En effet, la forme du plafond, pas rectiligne, permet de générer une évolution de champ de pression similaire à celle que l'on retrouve à l'extrados d'une pale d'inducteur [17].

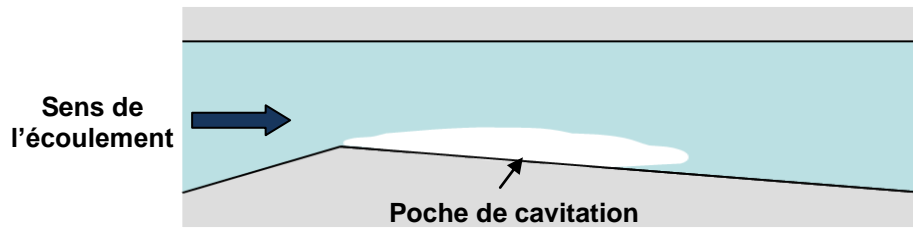


Figure 2-3 : Cavitation dans un Venturi

Les tourbillons aussi peuvent être à l'origine de la cavitation. En effet, les centres des tourbillons sont des zones de forte dépression. Lorsque cette dépression est suffisamment importante, les structures de vapeur peuvent apparaître. On peut rencontrer ce problème dans les pompes ou les hélices marines (Figure 2-4).



Figure 2-4 : Exemple de cavitation de tourbillon dans une turbomachine [2]

Enfin, lorsqu'un liquide pénètre dans un autre liquide au repos avec une vitesse élevée, des tourbillons sont provoqués par le cisaillement subi par la partie latérale du jet. Au centre de ces tourbillons, la pression peut être très faible conduisant à la formation de structures de vapeur. C'est la cavitation de jet, elle peut être produite dans les injecteurs de chambre de combustion (Figure 2-5).

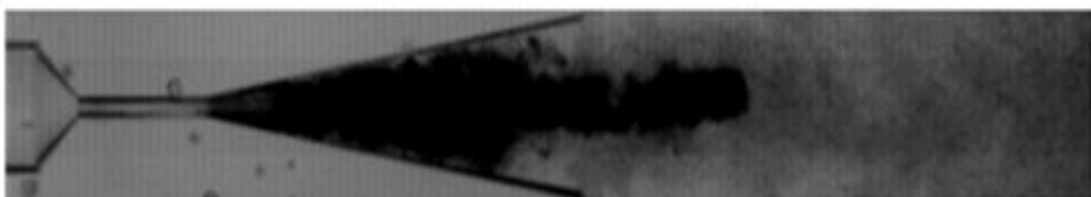


Figure 2-5 : Cavitation de jet d'eau (d'après Sato et al [18])

2.1.3. Phénomènes associés à la cavitation

On associe souvent à la cavitation des phénomènes indésirables. Pourtant, il se trouve que certaines de ses propriétés sont utiles et ont des applications dans de nombreux domaines.

En effet, lorsque les bulles de cavitation rencontrent un gradient de pression adverse, elles implosent. Ceci génère une onde de pression parfois de très forte amplitude qui provoque de l'érosion des surfaces en contact avec l'écoulement. Ce pouvoir érosif de la cavitation a des conséquences néfastes sur certaines machines hydrauliques (pompes, turbines hydrauliques...). De plus, parmi les phénomènes que l'on associe à la cavitation, il y a le bruit qui est principalement généré par l'implosion des bulles, les chutes de performances des machines hydrauliques et les vibrations. Ces dernières sont liées aux fluctuations des structures de cavitation. Les chutes de performances et les vibrations sont les principaux problèmes associés à la cavitation que rencontrent les turbomachines spatiales.

Malgré ces inconvénients, la cavitation peut s'avérer utile. Par exemple, les bulles de cavitation engendrées par des ondes ultrasoniques sont utilisées pour nettoyer les membranes de filtration d'eau [19], l'énergie provoquée par l'implosion des bulles a un pouvoir destructif sur les impuretés qui peuvent exister dans le pétrole et/ou dans l'eau, voire même sur les bactéries y vivant [20]. Une technique de nettoyage à sec du textile basée sur la cavitation du CO₂ liquide a même été développée [21], elle constitue une alternative à l'utilisation du perchloroéthylène considéré à la fois cancérigène et dangereux pour l'environnement.

Plusieurs d'autres applications de la cavitation existent dans d'autres domaines tels que la chirurgie médicale [22] ou l'aération d'eau [23].

2.1.4. Forme et structure de cavitation

La cavitation dans un écoulement peut prendre différentes structures en fonction de plusieurs paramètres tels que la vitesse de l'écoulement, la géométrie de l'installation ou les gradients de pressions locaux. La forme que prennent ces structures dépend fortement de l'allure de l'écoulement dans les conditions non-cavitantes même si l'apparition du phénomène a tendance à la modifier [24]. La cavitation peut ainsi apparaître comme :

- Des petites bulles dispersées qui naissent à partir des germes d'air dissous dans le liquide dans les zones de faible pression. Elles sont d'abord transportées par l'écoulement puis implosent lorsqu'elles atteignent des zones avec un gradient de pression adverse.
- Une poche de cavitation souvent attachée au bord d'attaque. Ce type de cavité peut aussi bien être constitué de vapeur pure ou d'un mélange diphasique constitué d'amas de bulles plus ou moins dense et de liquide entre les bulles :
 - Le premier cas est plutôt stable avec des fluctuations de pressions de faible amplitude. On le retrouve par exemple dans les inducteurs de turbomachines spatiales ou au niveau des torpilles où une source de chaleur placée dans le bord d'attaque favorise la cavitation (Figure 2-6). Dans ce cas, les torpilles sont enveloppées par une structure de vapeur stable ce qui permet de diminuer les frottements avec de l'eau et atteindre des vitesses très élevées (environ 400 km/h) : il s'agit du phénomène de supercavitation).



Figure 2-6 : Supercavitation enveloppant une torpille

- Le second cas est le plus courant, les poches sont plutôt instables avec des fluctuations de pressions de plus grande amplitude. On peut observer ce type de poche sur le côté en dépression d'un hydrofoil ou d'une aube de pompe ou dans un profil Venturi. En général, le taux de vide peut varier fortement au sein de la même poche. Il est maximal dans les zones de vaporisation du liquide (amont de poche) et est moins important dans les zones de condensation, où les bulles sont plus dispersées (zones de sillage).

Les structures de cavitation peuvent prendre d'autres formes, c'est le cas par exemple, des structures qui se forment au cœur des tourbillons. D'autres structures peuvent prendre la forme d'une poche et se transporter comme des bulles dispersées, elles peuvent parfois se développer dans les hélices marines et certains hydrofoils.

En général, les mesures de la fraction volumique de la vapeur à l'intérieur des poches de cavitation sont complexes. Les techniques principales utilisées pour ce type de mesures sont présentées dans le paragraphe 2.2.

2.1.5. Écoulements internes et instationarités

Comme la structure diphasique, le comportement dynamique des poches de cavitation varie en fonction de plusieurs paramètres (géométrie, vitesse, gradients de pressions...) [25]. A cause du caractère diphasique et turbulent des écoulements cavitants, les mesures des champs de vitesses à l'intérieur de ces poches ne sont pas faciles. Le paragraphe 2.2 fait une synthèse des techniques de mesures de vitesses dans de tels écoulements.

Néanmoins, les différents travaux réalisés pour étudier le comportement de la cavitation ont permis de comprendre un certain nombre de mécanismes. Par exemple, dans le cas d'un profil Venturi, les travaux de Stutz et Reboud [6, 26] ont conduit à la synthèse suivante (Figure 2-7) :

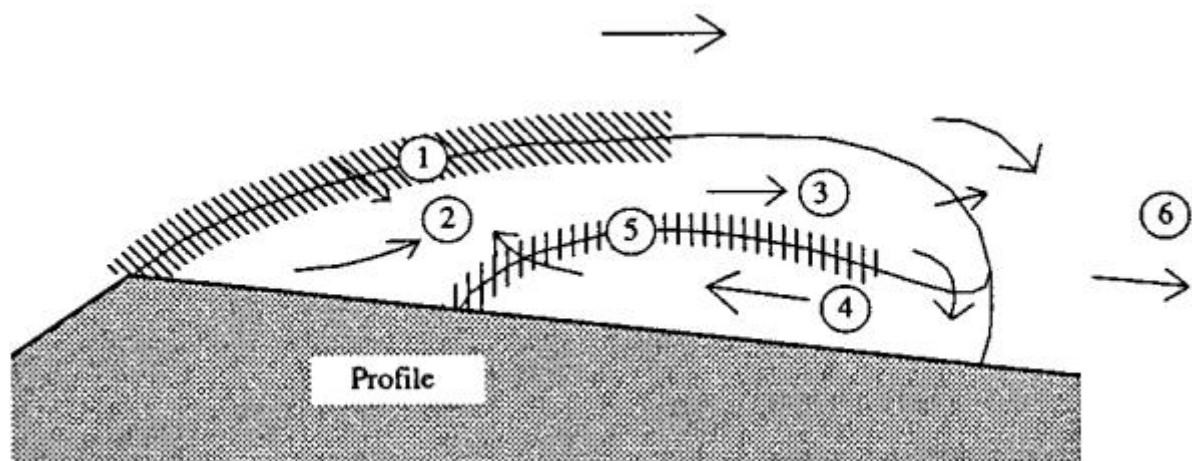


Figure 2-7 : Synthèse des écoulements internes d'une poche de cavitation dans un Venturi (d'après Stutz et Reboud [26])

Les zones numérotées sur la figure correspondent respectivement à (Stutz [6]) : la vaporisation intense du liquide sous l'effet de mécanismes essentiellement inertiels (1), un fort taux de vide des particules de vapeur en expansion (2), la condensation de la vapeur (3), un écoulement remontant provenant essentiellement de la zone 3 (4), un cisaillement très important (5), et enfin le sillage de la poche qui se continue loin en aval(6).

En plus de leur complexité, les écoulements cavitants sont souvent instationnaires et les instabilités observées dépendent fortement de la géométrie où ils se développent. Il est donc difficile de dissocier l'étude des instabilités liées à la cavitation de leur contexte. Néanmoins,

certaines d'entre elles ont pu être transposées à des géométries plus simples. Ainsi, on peut reproduire les instabilités que l'on observe au niveau des aubages des pompes à partir des profils bidimensionnels (hydrofoils ou Venturi).

Dans ce cas, les poches de cavitation sont souvent caractérisées par un comportement auto-oscillatoire. Le jet rentrant qui, à partir de l'arrière de la zone de cavitation, remonte sous la zone diphasique, contre la paroi du profil, est principalement responsable, selon la majorité des auteurs, de ce comportement. Ce jet se développe d'abord dans les régions de sillage, à partir d'une recirculation, puis remonte vers l'amont de l'écoulement principal et coupe enfin l'interface de la cavité provoquant sa rupture ainsi que des lâchers de nuage de vapeur. Ce processus se répète souvent d'une façon périodique.

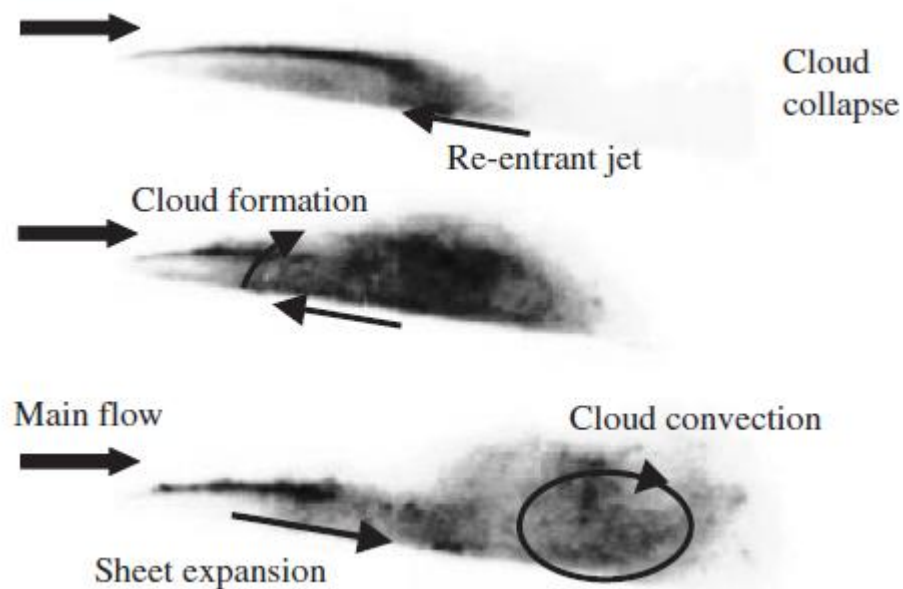


Figure 2-8 : Comportement instationnaire de la cavitation dans un Venturi (d'après Coutier-Delgosha *et al* [13])

2.1.6. Nombre de cavitation

Dans les études expérimentales, les configurations d'écoulements sont souvent réglées à partir du nombre de cavitation σ qui est défini comme l'écart adimensionnel entre une pression de référence et la pression de vapeur saturante :

$$\sigma = \frac{P_{\text{ref}} - P_{\text{vap}}}{\frac{1}{2} \rho_{\text{ref}} U_{\text{ref}}^2}$$

P_{ref} représente la pression absolue en un point de référence de l'écoulement, P_{vap} est la pression de la vapeur saturante à la température d'essai, ρ_{ref} est la masse volumique du liquide et U_{ref} est la vitesse de référence.

Dans une géométrie donnée, il est généralement admis qu'un même nombre de cavitation permet d'avoir des poches ayant des longueurs moyennes L_{cav} quasi-identiques à différentes pressions et vitesses de référence.

2.1.7. Bilan

Dans la quasi-totalité des cas, l'étude de la dynamique des poches de cavitation porte sur l'une des deux phases. Le comportement global de la poche qui comprend à la fois le liquide et la vapeur est donc mal connu. Ainsi, certains mécanismes responsables aux instabilités ne sont pas encore clairs. C'est le cas du jet rentrant dont l'origine et la composition ne sont pas encore bien définis. Parmi ces mécanismes méconnus, il y a aussi la turbulence.

Malgré ces zones d'ombre, nos connaissances de la cavitation et des mécanismes qui lui sont associés se sont bien améliorées, surtout durant les 20 dernières années. De gros progrès ont été faits aussi bien dans la caractérisation de la structure que dans la compréhension de la dynamique des écoulements cavitants. Ces progrès sont dus, en majorité, aux moyens de mesures qui ont été développés pendant cette période. Le paragraphe suivant leur est consacré.

2.2. Mesures de vitesse et de taux de vide dans les écoulements diphasiques et cavitants

L'étude de la structure des écoulements cavitants et des instabilités qui s'y développent nécessite des moyens de mesures adaptés. Des techniques importées des milieux monophasiques puis adaptées aux milieux diphasiques et d'autres spécifiques à ces derniers ont été utilisées. Ce paragraphe fait la synthèse des techniques principales qui permettent les mesures de vitesses et de taux de vide au sein de ces écoulements et ont, de ce fait, participé aux connaissances actuelles du phénomène.

2.2.1. Imagerie par caméra rapide

Les premières caméras rapides ont été des outils essentiels dans l'étude expérimentale de la cavitation. Grâce à ce moyen d'observation, *Knapp* [3] a remarqué, dès 1955, le rôle

important que joue le jet rentrant dans les mécanismes d'instabilités. Souvent combinée à une autre méthode de mesure, l'imagerie par caméra rapide est encore très utilisée aujourd'hui, surtout avec le développement des appareils capables d'enregistrer des centaines de milliers d'images par seconde. Des informations générales sur les structures de cavitation peuvent être obtenues à partir des images et de leurs niveaux de gris. Aeschmann *et al* [27] ont ainsi récemment caractérisé les topologies de la cavitation en couche de mélange turbulente au niveau des zones de séparation. Cette étude a permis de conclure que la présence de la phase vapeur n'a pas beaucoup d'influence sur l'évolution de la couche de mélange. Dular *et al* [28] ont étudié l'effet d'échelle sur le comportement des écoulements cavitants à partir d'images enregistrées à l'aide d'une caméra rapide. Les fréquences d'oscillations des poches de cavitations ont été obtenues à partir d'une analyse basée sur les niveaux de gris des images. La comparaison des mesures pour différentes échelles de Venturi et différents nombres de cavitation ont mis en évidence l'effet d'échelle de la géométrie sur le comportement des écoulements cavitants.

➤ Endoscopie optique

Coutier-Delgosha *et al* [29] ont développé grâce à un endoscope couplé à une caméra une technique qui a permis, en plus des visualisations qualitatives de la structure du mélange liquide/vapeur (

Figure 2-9), des mesures de taux de vide moyens à l'intérieur d'une poche de cavitation dans un hydrofoil 2D à partir des niveaux de gris des images. Pour ce faire, un calibrage a été nécessaire, il a été fait sur la base de la technique d'absorption des rayons X (paragraphe 2.2.4).

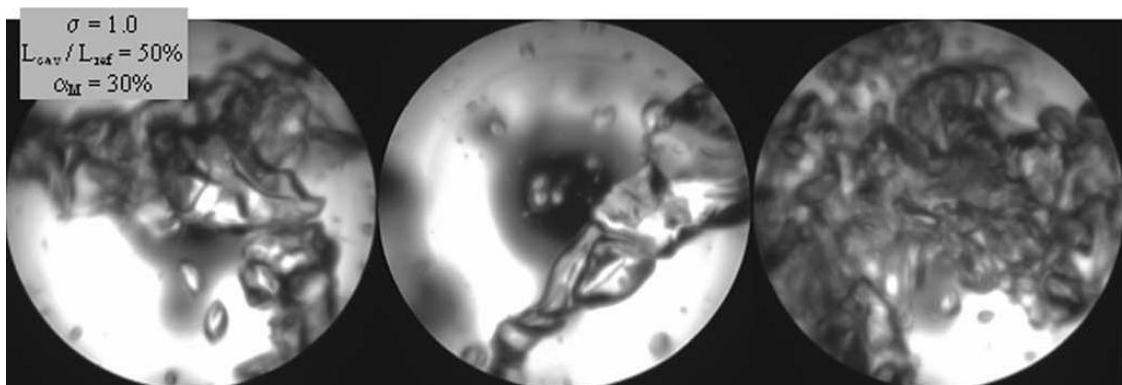


Figure 2-9 : Exemple de visualisation avec un endoscope optique [29]

2.2.2. Techniques de sondage

Les sondes sont des moyens de mesures intrusifs, souvent utilisées dans les écoulements diphasiques pour des mesures locales du taux de vide et/ou de vitesse. Le principe commun de la majorité d'entre elles repose sur la détection des phases à partir des différences dans leurs propriétés physiques, en envoyant un signal différent suivant que son extrémité est en présence de liquide ou de vapeur. La fraction volumique d'une phase donnée (vapeur par exemple) est le rapport de la longueur du signal lui correspondant sur la longueur du signal total (vapeur + liquide). La détection des phases se fait par exemple par différence de conductivité dans le liquide et dans la vapeur pour une sonde de conductivité [30] ou par différence d'indices de réfraction dans les deux phases pour une sonde optique [31]. En fait, dans ce dernier cas, le principe est d'envoyer jusqu'à la pointe de la sonde des ondes infrarouges dont une partie seulement est réfléchi et revient dans la sonde. L'indice de réfraction étant différent dans les deux phases, le signal réfléchi est d'intensité différente dans le liquide et dans la vapeur.

En couplant deux sondes identiques espacées entre elles de quelques millimètres, les vitesses des structures de vapeur peuvent aussi être calculées. Stutz *et al* [32, 33] et Barre *et al* [34] ont ainsi utilisé une bisonde optique (Figure 2-10) afin de réaliser des mesures locales du taux de vide et des vitesses dans le sens principal de l'écoulement à l'intérieur des poches de cavitation. Les deux capteurs sont espacés de 2 mm. Ils sont placés verticalement, perpendiculairement au fond de la veine d'essai (Venturi) et orientés dans le sens de l'écoulement.

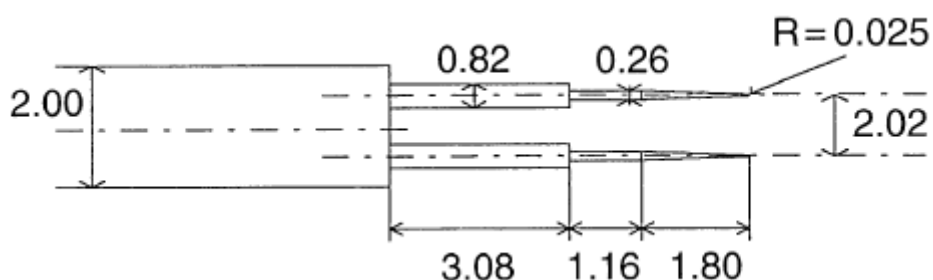


Figure 2-10 : bisonde optique [32]

Le taux de vide local est obtenu à partir du signal de la sonde amont, dont le signal est plus net que celui de la sonde aval, soumise aux perturbations de la première.

Les vitesses locales instantanées sont calculées à partir de l'écart temporel entre les signaux des deux capteurs, par inter-corrélation des signaux, étant donné que la distance qui les sépare est connue (Figure 2-11). Dans ce cas, l'identification de traits (pics) identiques entre les deux signaux est nécessaire. Ceux-là caractérisent la convection de structures de vapeur similaires d'une sonde à la suivante.

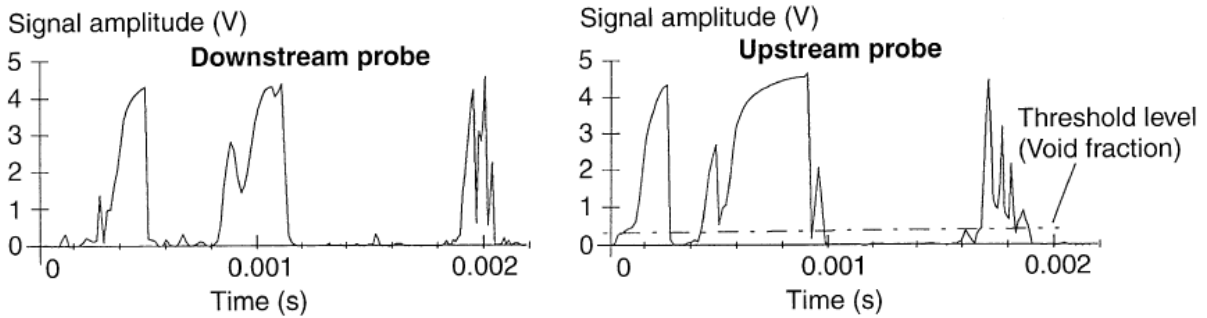


Figure 2-11 : Exemple de signaux des deux capteurs d'une bisonde [32]

Les taux de vide moyens et les vitesses moyennes sont reconstitués par traitement statistique d'un grand nombre d'acquisitions. Les écarts types des fluctuations sont aussi calculés.

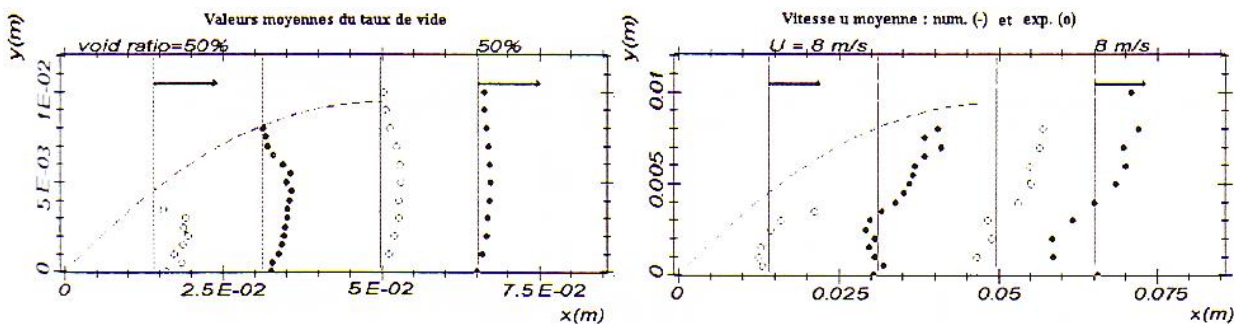


Figure 2-12 : Profils de taux de vide moyen (à gauche) et vitesse selon u (à droite) dans une poche de cavitation (d'après Stutz [6])

2.2.3. Vélocimétrie par images de particules : PIV

La PIV a été appliquée dans de nombreuses études d'écoulements multiphasiques. Elle a contribué fortement à la compréhension des mécanismes des écoulements cavitants. Cependant, cette technique bien connue dans la mécanique des fluides a dû être adaptée pour répondre aux contraintes de ces milieux multiphasiques.

En effet, dans un écoulement multiphasique, la lumière de la nappe laser utilisée pour illuminer le plan d'écoulement étudié est dispersée par à la fois les particules et les bulles.

De plus, pour mieux calculer les champs de vitesses, les phases liquide et gazeuse doivent être séparées. Pour y parvenir, plusieurs méthodes ont été développées. La plus utilisée est la PIV-LIF (LIF : Laser-Induced Fluorescence). Dans ce cas, les traceurs utilisés sont des particules fluorescentes qui lorsqu'elles sont exposées au laser émettent à des longueurs d'ondes différentes de celle du laser. Les bulles, quant à elles, réfléchissent directement la longueur d'onde du laser. La lumière provenant des structures de vapeur et des particules est ensuite séparée à l'aide de filtres placés devant les objectifs des caméras et qui laissent passer seulement les longueurs d'ondes correspondant à l'une des deux phases.

Cette technique a été appliquée pour la première fois par Sridar *et al* [35] pour un écoulement non-cavitant de faible vitesse (0.6 m/s) où des bulles de 100 μm de diamètre ont été injectées à petites doses.

2.2.3.1. Techniques de séparation des phases basées sur des traitements d'images

D'autres techniques PIV ont été développées afin d'étudier des écoulements diphasiques et/ou cavitants. Dans ce cas, les traceurs ne sont pas fluorescents et la séparation des phases est faite par traitements d'images grâce à des critères basés sur la taille des traceurs (particules et/ou bulles), leurs niveaux de gris et/ou leurs formes. On retrouvera certains de ces critères dans la méthode développée dans la présente étude pour traiter les images obtenues avec l'imagerie par rayons X.

Hassan *et al* [36] ont défini un seuil de niveau de gris en dessous duquel les valeurs des pixels sont mises à 0 : seuls les pixels qui correspondent aux bulles ou aux particules sont préservés. Lorsque les niveaux de gris sont au dessus de ce seuil, ils sont fixés à 1. Ceci a permis d'éliminer les couronnes qui entourent les bulles (les interfaces). Par ailleurs, une grande partie des bulles de cavitation ou celles introduites par injection d'air dans l'écoulement sont en général très grandes par rapport aux particules (plus de 100 μm pour les bulles et quelques micromètres pour les particules). Par conséquent, en définissant des critères basés sur le nombre de pixels que chacun des traceurs occupent, on peut distinguer les bulles des particules. C'est ainsi que *Gui et Merzkirch* [37] et *Lindken et al* [38] ont développé des masques numériques pour séparer les phases à partir de la taille et de seuils des niveaux de gris. Dans ce cas, il s'agit d'objet solide à l'intérieur d'un écoulement liquide ou de bulles. Les vitesses instantanées des deux phases ont été calculées séparément grâce à la PIV (Figure 2-13)

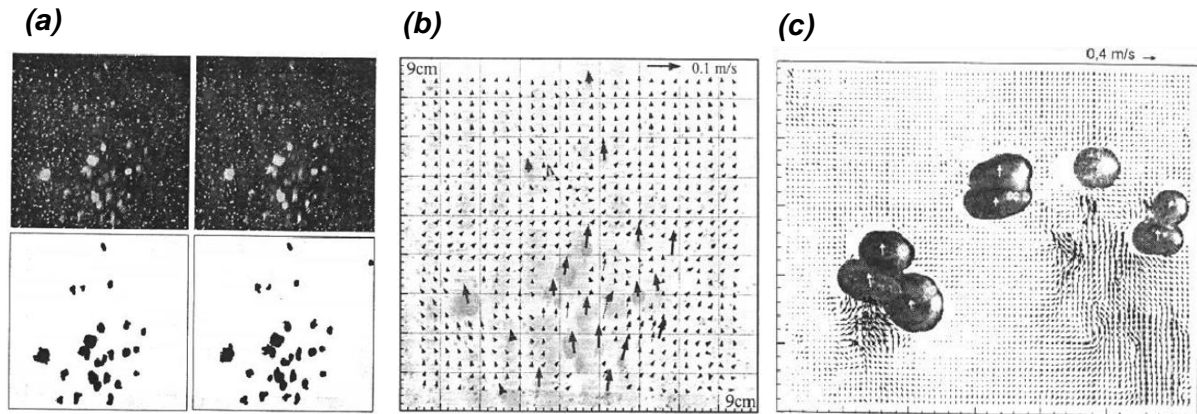


Figure 2-13 : Traitement d'images basé sur la taille – (a) paire d'images traitées ; (b) champs de vitesses instantannée des phases solide et liquide ; (c) vitesses de bulles montantes et du liquide autour [38]

Sakakibara et al. [39] et Easson et Jakobsen [40] ont proposé une autre méthode de séparation, elle s'appuie sur la différence d'intensité (luminosité) entre les particules et les bulles. Pour Oakley et al [41] et Kinger et Pan [42], c'est la forme des objets qui a servi à séparer les phases. Kinger et Pan [42] ont mis en place un filtre spatial pour éliminer les particules qui sont d'abord considérées comme du bruit. Les images de particules sont ensuite recrées en soustrayant les images de bulles obtenus grâce au filtre des images initiales (images de bulles + particules). Certaines de ces techniques ont été combinées. Par exemple, Khalilov et Longmire [43] ont développé une méthode qui combine la séparation par taille et par luminosité (Figure 2-14).

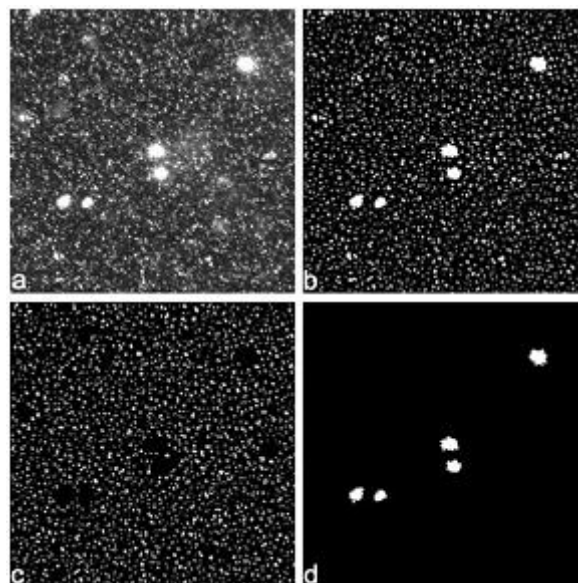


Figure 2-14 : Traitement d'image par Khalilov et al [43] : (a) image originale (b) image filtrée (c) image de particules (d) image d'objets solide

2.2.3.2. PIV-LIF (LIF : Laser-Induced Fluorescence).

Malgré tout le développement que la PIV ait connu dans les milieux diphasiques, des limitations fortes dans son application sont constatées. En effet, à cause des reflets du laser sur les interfaces vapeur/liquide, les techniques de séparations peuvent seulement être appliquées dans les milieux avec de faibles taux de vide. D'autres limitations sont liées à l'aspect opaque des milieux diphasiques, ceci est le cas lorsque des structures de vapeur se trouvent devant le plan laser empêchant les ondes émises par les traceurs d'atteindre l'objectif de la caméra. Pour ces raisons, l'investigation des poches de cavitation avec la PIV peut parfois s'avérer complexe, surtout dans les zones de fort taux de vide. Pourtant, La PIV-LIF reste l'une des techniques les plus prometteuses pour l'étude de la cavitation et elle a permis d'obtenir des résultats notables.

Goplane et Katz [7] ont ainsi appliqué la PIV-LIF à des écoulements cavitants stables dans une tuyère. Leurs travaux ont permis de mesurer les champs de vitesses moyens dans les zones du sillage (Figure 2-15-a) et d'estimer les distributions du taux de vide moyen (Figure 2-15-b). Ces dernières ont été calculées à partir des « trous » (zones sans particules) que contiennent les images PIV et qui ont été associés aux bulles dont les longueurs d'ondes ont été filtrées à l'aide de filtre optique. Dans ce cas, la fraction volumique du liquide est supposée égale à 0. Ailleurs, dans les zones avec des particules, elle est égale à 1.

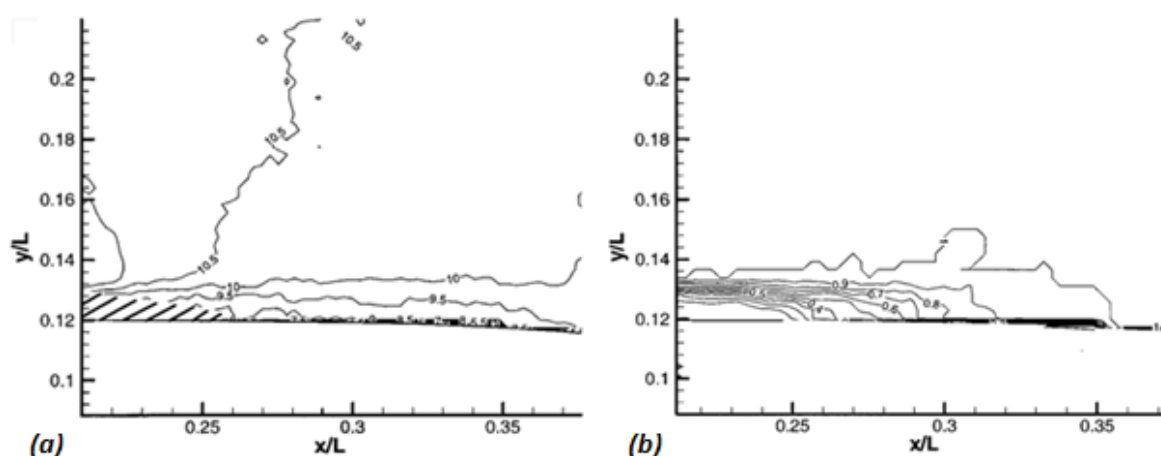


Figure 2-15 : Distribution de (a) \bar{u} la vitesse moyenne selon X et (b) la fraction volumique du liquide α_l

Laberteaux et Ceccio [44, 45], Worsnik *et al* [8] ont aussi appliqué la PIV-LIF, mais cette fois-ci, il s'agit de PIV résolue en temps permettant des acquisitions à plusieurs kHz qui donnent accès au suivi temporel des structures diphasiques dans la poche de cavitation.

Dans le dernier cas, les plans lasers ont été projetés à la limite de la poche de cavitation : soit parallèlement à un hublot latéral à une distance de quelques millimètres, soit parallèlement à la surface du foil, à quelques millimètres de hauteur. De cette manière, l'opacité de la zone de cavitation ne gêne que modérément les mesures. En contrepartie, d'autres limitations apparaissent : effets de bord dans le cas du plan laser vertical, et impossibilité d'explorer la partie basse de la poche dans le cas du plan horizontal. Néanmoins, ces travaux ont permis de confirmer la présence du jet rentrant, et d'analyser certains mécanismes tridimensionnels associés au bord d'attaque oblique du foil utilisé par les auteurs.

A l'aide de deux caméras, Fuzier *et al* [46] ont pu calculer les champs de vitesses des deux phases séparément. En effet, les caméras sont positionnées de chaque côté d'un profil Venturi de telle sorte qu'elles observent exactement le même champ. Un filtre optique est placé devant l'objectif de l'une des deux caméras, il permet d'éliminer les réflexions du laser sur les bulles et laisse passer les ondes émises par les particules fluorescentes. Un filtre de densité neutre est placé devant l'autre caméra, il sert à atténuer l'intensité de la lumière réfléchie par les bulles pour d'un côté protéger la caméra et de l'autre côté permettre d'observer instantanément la structure de vapeur ainsi que les bulles qui s'y trouvent (Figure 2-16). Ce travail original, réalisé au seins du LML en parallèle à ce travail de thèse, a permis de calculer les vitesses de glissement entre les deux phases (Figure 2-17). Les résultats des deux travaux sont comparés dans le chapitre 7.

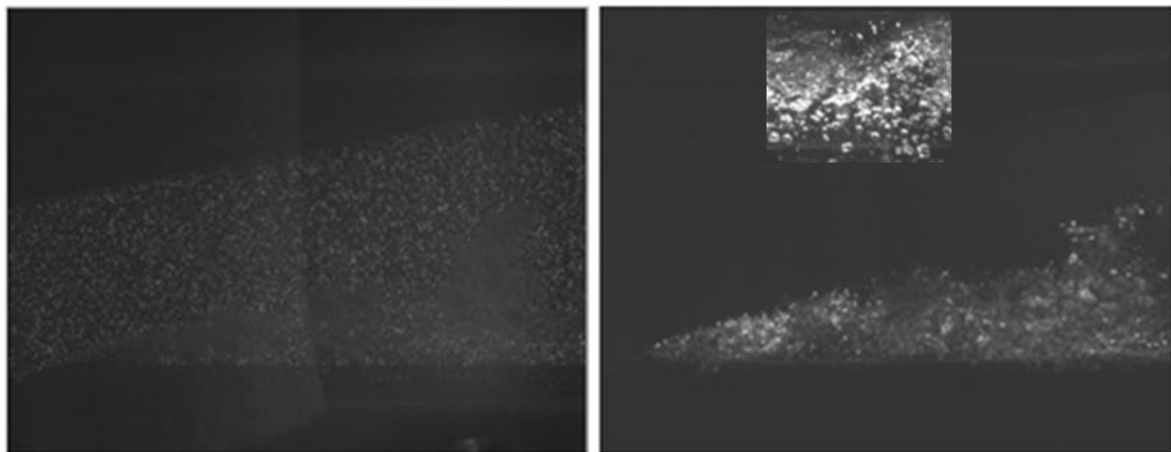


Figure 2-16 : PIV-LIF - Vues simultanées du même champ avec 2 caméras : A droite, les images de particules. A gauche, les images de bulles avec un zoom sur les bulles en haut de l'image

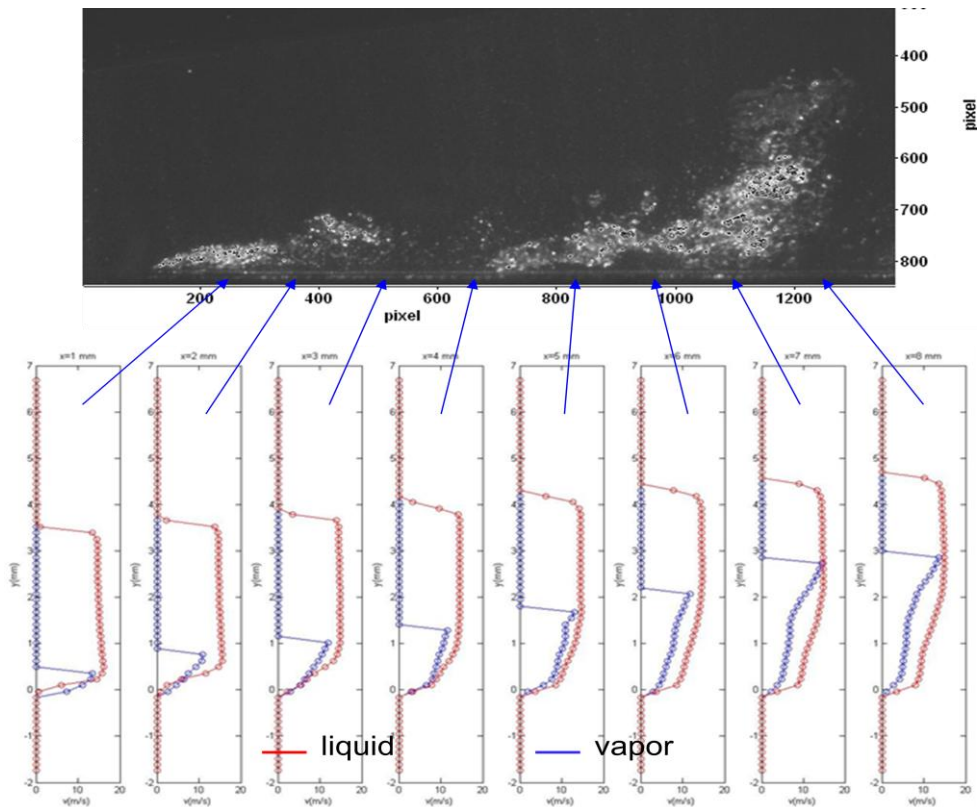


Figure 2-17 : Profils de vitesses des deux phases (d'après Fuzier *et al* [46])
2.2.4. Absorption par rayons X

Les rayons X (RX) ont été utilisés jusqu'à présent dans les milieux diphasiques principalement pour observer la structure des écoulements et mesurer des taux de vide locaux. Ces mesures sont obtenues grâce à des lois qui relient l'atténuation locale du faisceau RX qui traverse l'écoulement et la fraction volumique de la phase vapeur. Le principe de base est l'atténuation différente, dans la vapeur et dans le liquide, du faisceau RX, qui permet de remonter, en analysant l'intensité du faisceau qui a traversé le mélange diphasique, à la proportion de vapeur et de liquide sur son trajet. Les méthodes de mesures et de calculs sont présentées dans le chapitre suivant.

Dans l'étude de la cavitation, la technique d'absorption de rayons X a été utilisée initialement en 2003 par Stutz et Legoupil [11] sur des écoulements cavitants dans un profil Venturi. Les résultats obtenus ont été comparés aux mesures par bisonde optique (présentée dans le paragraphe 2.2.2). Des distributions temporelles et spatiales de la fraction volumique de la vapeur ont été tracées (Figure 2-18).

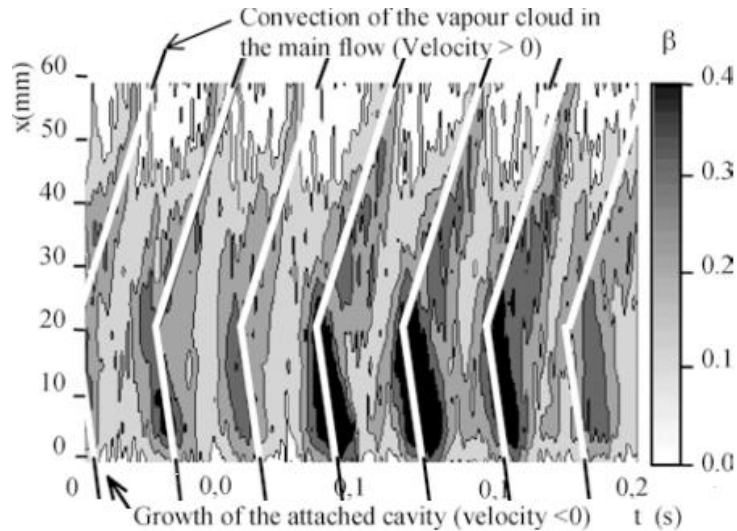


Figure 2-18 : Distribution temporelle et spatiale de la fraction volumique de la vapeur β dans un écoulement cavitant (d'après Stutz et Legoupil [11])

β est la fraction volumique de la vapeur dans le volume traversé par le faisceau. Elle est égale au rapport V_{vap}/V où V_{vap} est le volume de vapeur contenu dans le volume de mesure V . Il s'agit donc d'une mesure instantanée intégrée sur un volume, qu'il faut distinguer du taux de vide, qui est une mesure locale intégrée dans le temps.

On constate, à partir des résultats obtenus, le caractère périodique de l'évolution de la poche de cavitation. On remarque aussi que la fraction volumique de la vapeur a tendance à s'étendre à partir du centre vers l'amont et l'aval de la poche. Cette fraction dans ce cas ne dépasse pas 40%. Les comparaisons entre différentes configurations testées ont montré que la vitesse de l'écoulement a une influence sur la fraction volumique de la vapeur et sur leurs fréquences de lâchers, mais n'influe pas sur leur aspect périodique. La taille moyenne de la poche de cavitation n'a pas d'influence sur la fraction volumique de la vapeur mais une réduction de cette taille conduit à une augmentation des fréquences de lâcher et une réduction de leur périodicité (Figure 2-19).

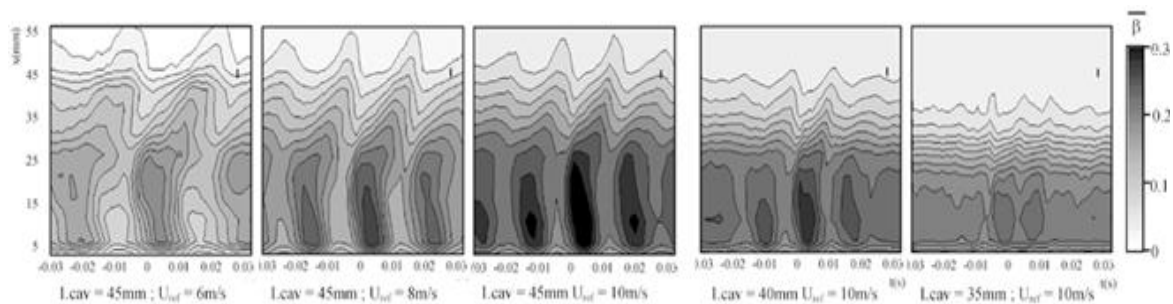


Figure 2-19 : Evolution de la fraction volumique de la vapeur dans des poches de cavitation pour différentes longueur de cavitation (L_{cav}) et vitesses de référence (U_{ref})

Coutier-Delgosha et al [29] ont effectué des mesures par absorption de rayons X dans des écoulements cavitants sur un foil 2D. Les résultats ont été comparés à des mesures par un endoscope optique, présenté dans le paragraphe 2.2.2 (Figure 2-20).

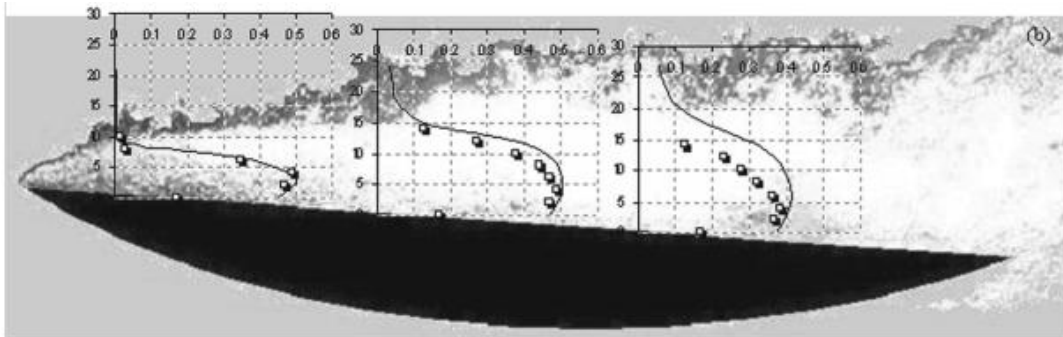


Figure 2-20 : Profils de taux de vide par Rayons X (traits pleins) et par endoscopie (carrés)

Contrairement aux méthodes endoscopiques ou de sondages, l'absorption par rayons X permet de faire des mesures de taux de vide dans toute la zone de cavitation. Les erreurs estimées sont moins de 5%, ce qui représente un avantage considérable par rapport aux autres techniques. Enfin, des acquisitions à haute fréquence sont possibles, ceci permet un suivi de l'évolution des poches de cavitation. Coutier-Delgosha *et al* [47] ont effectué des mesures de fraction volumique dans des poches de cavitation par absorption des rayons X à haute fréquence (1000 Hz). L'analyse de l'évolution instationnaire de cette fraction volumique au cours des cycles d'auto-oscillation (Figure 2-21) a permis aux auteurs de suggérer que la modification importante de la composition de la poche durant la remontée du jet rentrant joue un rôle important dans la rupture de la poche de cavitation.

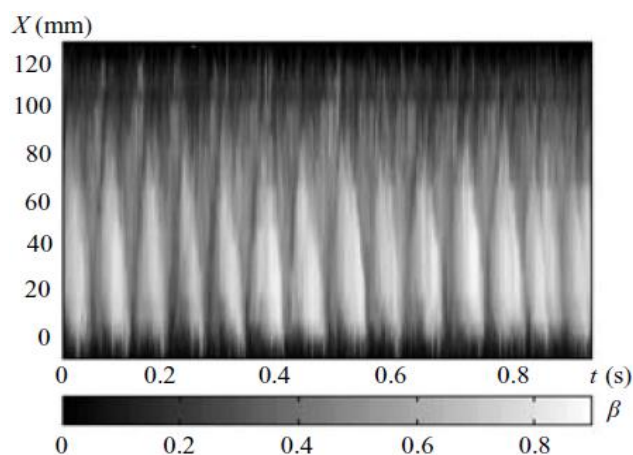


Figure 2-21 : Evolution temporelle de la fraction volumique de la vapeur dans une poche de cavitation (d'après Coutier-Delgosha *et al* [47])

Des mesures RX de taux de vide de structures de cavitation dans des machines tournantes ont également été réalisées par Duplaa *et al* [48] et Hassan *et al* [49]. Dans ce dernier cas, il s'agit de la tomographie RX, c'est-à-dire, des acquisitions simultanées par différents angles afin de pouvoir reconstituer le volume de la vapeur dans la machine.

2.3. Synthèse

Il est clair que les différents moyens de mesures utilisés dans l'étude des écoulements cavitants ont joué un rôle très important dans nos connaissances du phénomène. Ils ont permis de comprendre un certain nombre de mécanismes intervenant dans l'évolution des poches de cavitation et ont participé, de ce fait, au développement des modèles numériques. Pourtant, la plupart de ces moyens ont été développés à l'origine pour les milieux monophasiques et/ou diphasiques avec un taux de vide faible et sont pour la plupart incapables de fournir instantanément et simultanément des informations sur la structure des écoulements et les fractions volumiques de vapeur d'une part, et la dynamique de l'écoulement et les vitesses des deux phases d'autre part.

En effet, en plus de leur aspect intrusif qui peut parfois gêner et modifier les écoulements, les sondes ne permettent pas d'avoir un suivi spatio-temporel de la dynamique et de la structure de l'écoulement, étant donné que les mesures sont très locales. De plus, les vitesses calculées avec les sondes correspondent à une seule phase, souvent la vapeur, ainsi tout éventuel glissement entre les phases ne peut pas être calculé. Concernant la PIV, bien qu'elle ait participé fortement à la compréhension de la dynamique des écoulements cavitants et que la méthode proposée récemment par Fuzier *et al* [46] permette d'obtenir les champs de vitesses des deux phases séparément et par conséquent, les vitesses de glissement, les mesures de la fraction volumique restent très complexes et peu fiables.

L'absorption des rayons X basée sur la différence d'atténuation des rayons suivant la phase traversée a un grand avantage dans le calcul de la fraction volumique de la vapeur, d'autant plus que les acquisitions peuvent être effectuées à haute fréquence, ce qui permet un suivi temporel et spatial des structures des écoulements. En revanche, le calcul des vitesses n'est pas possible, étant donné que l'absorption seule ne permet ni d'identifier les petites particules (quelques micromètres de diamètre) ni de distinguer clairement les bulles puisque les interfaces ne sont pas marquées. En effet, dans l'imagerie par absorption, la limite entre une bulle de vapeur et le liquide est déterminée seulement par la différence d'atténuation dans les deux phases. Dans le cas d'une poche de cavitation, c'est un nuage

de bulles que le faisceau traverse, plusieurs bulles sont donc superposées sur l'image finale et leur distinction n'est plus possible.

A l'aide du faisceau RX du synchrotron de l'APS (Advanced Photon Source), Im *et al* [50] ont appliqué une technique d'imagerie par rayons X basée sur le contraste de phase pour la première fois en mécanique des fluides. Cette technique, qui est détaillée dans le chapitre suivant, a amélioré nettement la qualité des images en permettant la distinction entre chaque phase grâce à la réfraction des rayons au niveau des interfaces. Les auteurs ont injecté des particules (traceurs) dans un écoulement monophasique lent (5.74 mm/s) afin de calculer ses vitesses. Le contraste de phase a servi, dans ce cas, à bien identifier les particules solides ainsi que leurs interfaces avec le liquide (Figure 2-22).

Vabre *et al* [51] ont analysé grâce à la même technique la structure du ménisque d'écoulement capillaire dans un micro-canal. L'écoulement est plus rapide que dans le cas précédent, ce qui a nécessité des acquisitions à des fréquences plus élevées.

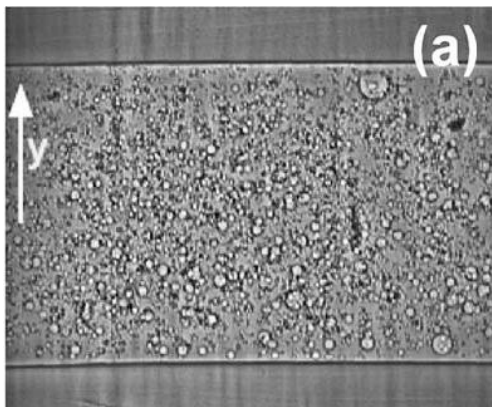


Figure 2-22 : Image RX par contraste de phase de traceurs dans un écoulement monophasique (Im *et al* [50])

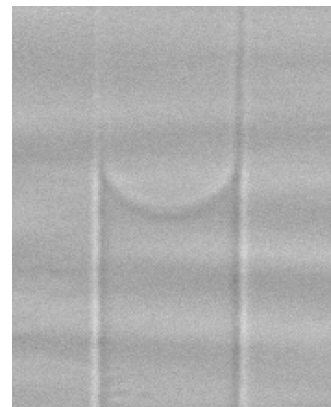


Figure 2-23 : Image RX par contraste de phase du ménisque dans un écoulement capillaire (Vabre *et al* [51])

Dans ces deux travaux, le contraste de phase a permis d'avoir des images d'excellente qualité avec des détails que l'on n'aurait pu obtenir avec l'imagerie RX conventionnelle. Ces travaux ont également montré la possibilité d'appliquer le contraste de phase pour caractériser aussi bien la structure que la dynamique des écoulements grâce au calcul des vitesses à partir des algorithmes développés pour la PIV.

Motivés par ces travaux, Coutier-Delgosha *et al* [52] et Vabre *et al* [53] ont appliqué cette technique pour la première fois à des écoulements cavitants dans un venturi

millimétrique et ont finalement réussi à obtenir des images contenant toutes les informations nécessaires pour calculer les vitesses des deux phases ainsi que les fractions volumiques de la vapeur. En revanche, un travail important doit être effectué avant de pouvoir exploiter les images. Il consiste en développement et validation d'une méthode de traitement d'images afin de séparer les traceurs de liquide et de vapeur (particules et bulles respectivement).

Les traitements d'images, les calculs de vitesses et de fractions volumiques et les validations ont été réalisés au cours de ce travail de thèse et sont exposés dans le présent mémoire.

3. Imagerie par rayons X

3.1. Méthodologie :

Dans cette étude, les mesures par rayons X (RX) reposent sur deux mécanismes différents. Le premier est basé sur l'absorption des rayons X, il a été jusqu'à maintenant appliqué dans la majorité des travaux utilisant les RX pour étudier les écoulements cavitants. Le second, par contre, est plutôt spécifique à ce travail et est basé sur le contraste de phase. Les explications physiques de ces deux mécanismes et les équations qui les gouvernent sont présentées dans l'annexe 1.

Lorsque le faisceau provenant d'une source X traverse la veine d'essais où le phénomène de cavitation étudié est produit, une partie de son énergie est absorbée par les milieux qu'il traverse : les parois latérales de la veine et le mélange diphasique qui constitue l'écoulement. Atténué par cette absorption, le faisceau atteint le détecteur de rayons X, dans ce cas un scintillateur, qui transforme l'intensité du faisceau RX en intensité lumineuse visible. Celle-ci est, par la suite, orientée grâce à un miroir vers une caméra haute résolution qui enregistre les images. Le but du miroir est d'éviter de positionner la caméra dans l'axe du faisceau pour la protéger des rayons X. (Figure 3-1).

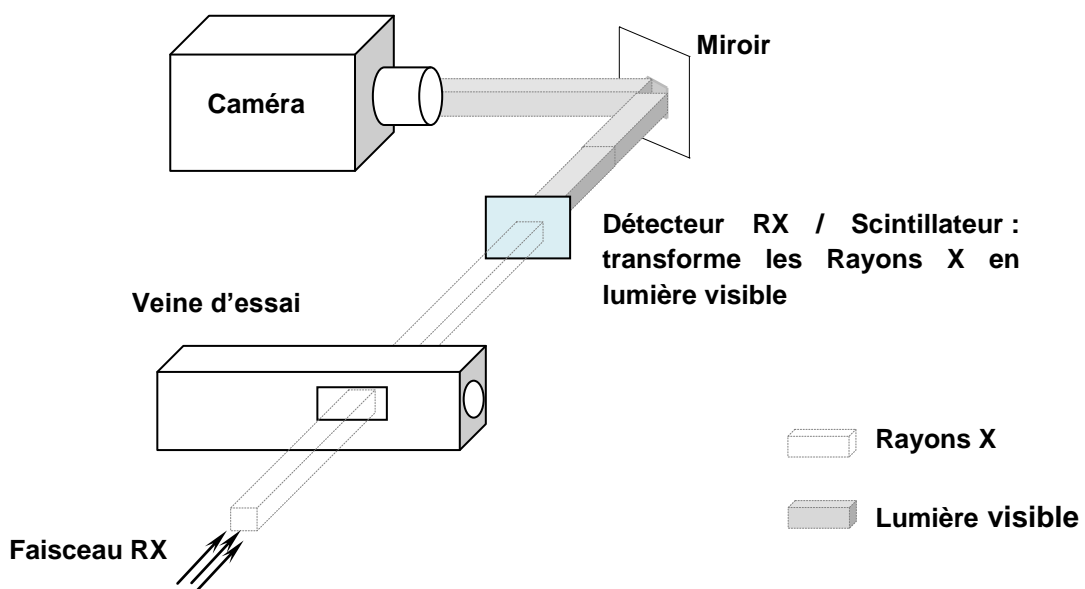


Figure 3-1 : Imagerie par rayons X

3.1.1. Absorption RX

De manière générale, lorsque le faisceau RX traverse un milieu donné, son énergie est partiellement absorbée par ce dernier, et l'atténuation locale de cette énergie est relative au coefficient d'absorption du milieu. Dans un écoulement diphasique, le coefficient d'absorption du liquide est supérieur à celui du gaz, l'absorption est donc plus importante dans le liquide que dans la vapeur. Par conséquent, moins un rayon rencontre de liquide lors de sa traversée de l'écoulement, plus forte sera son intensité au niveau du capteur. Ceci se traduit sur l'image finale par un niveau de gris d'autant plus élevé.

Autrement dit, plus la fraction volumique de la vapeur dans une épaisseur traversée par les rayons X est importante, plus l'image est claire à l'endroit qui y correspond, et vice-versa. Ainsi, l'absorption de rayons X constitue, via les niveaux de gris, un moyen de mesure de la fraction volumique de la vapeur intégrée dans l'épaisseur de la veine, ceci nécessite cependant une calibration préalable (voir chapitre 5).

3.1.2. Contraste de phase

Un autre mécanisme qui a aussi toute son importance dans cette étude est le contraste de phase. Il est provoqué par l'interférence due à la diffraction des rayons au niveau des interfaces qui séparent les différentes phases. Ce mécanisme requiert des conditions expérimentales particulières telles que la cohérence spatiale du faisceau, et une distance précise entre la veine et le capteur RX. Ces conditions peuvent être remplies dans les synchrotrons de 3^{ème} générations tels celui de l'APS (Voir Annexe 1).

La diffraction des rayons X au niveau des interfaces liquide/vapeur provoque une diminution d'intensité locale sur les images au niveau de ces interfaces. Ces rayons légèrement déviés s'additionnent aux rayons non-diffractés traversant l'intérieur des phases et engendrent ainsi une surexposition des alentours des interfaces aux rayons X, ce qui entraîne donc une augmentation d'intensité locale autour des interfaces (Figure 3-2).

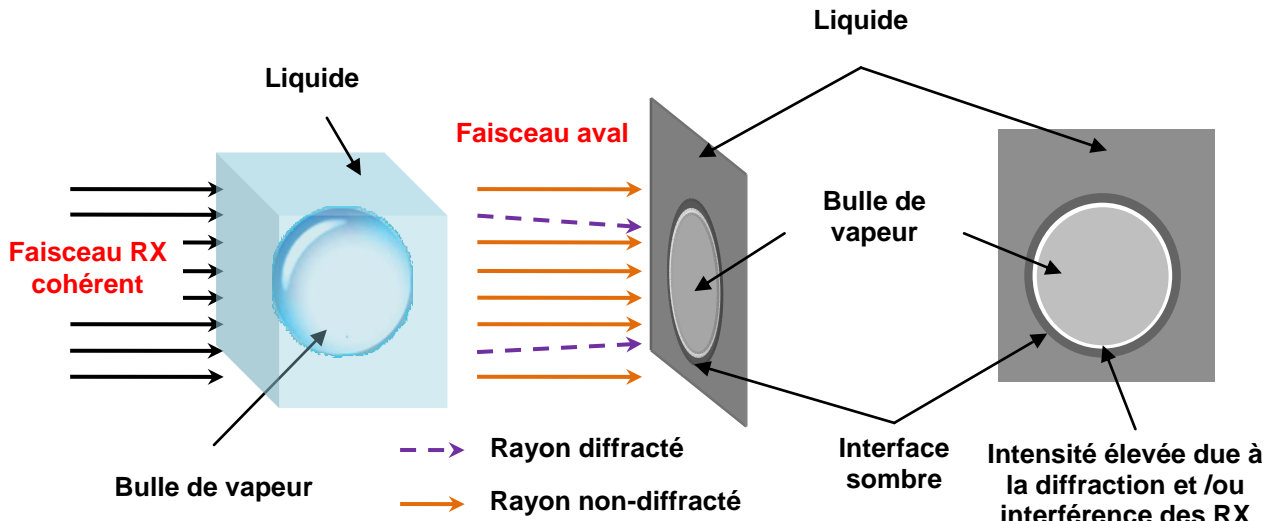


Figure 3-2 : Contraste de phase

Ce mécanisme aide donc à distinguer les différentes bulles présentes dans le mélange diphasique. En appliquant des algorithmes de vélocimétrie similaires à ceux de la PIV classique sur les bulles de vapeur, les champs de vitesses instantanées de la phase vapeur peuvent être calculés.

Pour calculer les vitesses de la phase liquide de l'écoulement cavitant, on applique la technique de la PIV. Pour cela, des particules avec une masse volumique proche que celle du liquide sont injectées dans l'écoulement. Elles doivent être choisies de façon à avoir un coefficient d'absorption différent de celui du liquide, de façon à augmenter ou diminuer localement l'absorption lorsqu'elles se trouvent dans le faisceau. Etant des traceurs de la phase liquide, ces particules permettront de déterminer les champs de vitesses instantanés de cette phase. Les particules utilisées dans le présent travail sont des billes de verre creuses recouvertes d'argent. Leur choix est complexe et il est détaillé plus tard dans ce chapitre, mais de manière générale, leur taille doit être très petite (de l'ordre de quelques micromètres) pour qu'elles puissent suivre toutes les fluctuations de vitesse de l'écoulement.

Pour détecter des particules aussi petites, le faisceau doit être de très forte intensité et les détecteurs de rayons X doivent être très sensibles. En pratique, aucune source portable disponible au CEA, partenaire du LML pour des travaux antérieurs sur l'imagerie RX, ne pouvait être utilisée. Il a été estimé que seuls deux synchrotrons pouvaient fournir un faisceau approprié pour ces mesures : l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) à Grenoble et l'APS (Advanced Photon Source) au Laboratoire National d'Argonne, aux Etats-

Unis. En raison d'un contact privilégié établi précédemment par Alexandre Vabre (CEA) avec une équipe de recherche de l'APS, c'est le second qui a été choisi.

3.2. Dispositif expérimental

Les expériences d'imagerie par rayons X ont été réalisées au sein du synchrotron de l'APS aux Etats-Unis. Ceci a entraîné plusieurs contraintes sur l'installation hydraulique servant à produire les écoulements souhaités. D'abord, la boucle d'essais devait être démontable, compacte et légère pour faciliter son transport au laboratoire hôte. Ensuite, la veine d'essais devait aussi avoir des dimensions réduites parce que, d'une part, le faisceau RX a une petite section (environ $1,7 \times 1,3 \text{ mm}^2$) et d'autre part, l'épaisseur traversée par le faisceau doit être minimale pour que l'énergie des rayons X soit suffisamment élevée lorsqu'il atteint le capteur et pour que l'augmentation d'absorption due aux particules reste significative par rapport à l'absorption totale du faisceau par le liquide et les parois.

3.2.1. Boucle d'essais

Deux bancs d'essais ont été conçus pour les expériences RX. Le premier, *VenturiX*, a été utilisé lors des tests préliminaires dont l'objectif était de faire les réglages et de déterminer les paramètres et les plus adaptés pour obtenir de meilleurs résultats puis lors de la campagne d'essais réalisée en 2009. Le second, *VenturiX-P*, est une version plus compacte et améliorée du premier et a été utilisé dans les campagnes de 2012. Ce paragraphe lui est dédié.

VenturiX-P est une boucle hydraulique fermée constituée des organes suivants (cf Figure 3-3):

- une pompe hydraulique de type « Slamson Multi HE 403 » permettant la circulation de l'eau à l'intérieur de la boucle. Sa vitesse de rotation varie entre 0 et 3600 tr/min et peut être commandée afin de régler le débit de l'écoulement.
- une pompe pneumatique, utilisée pour régler la pression de l'écoulement afin d'obtenir les conditions de cavitation souhaitées (nombre de cavitation, longueur de la poche...). Selon le sens du montage, la pompe pneumatique sert à pressuriser ou à dépressuriser l'installation.
- un échangeur thermique dont le rôle est de refroidir l'écoulement. Ce système de refroidissement, basé sur la convection forcée, est composé d'un ballon en PVC

horizontal connecté au circuit principal et d'un circuit de refroidissement sous forme d'un serpentin en cuivre recuit connecté au réseau d'eau de ville ou à un refroidisseur externe comme c'est le cas à l'APS. L'ensemble du circuit de refroidissement est totalement isolé du circuit principal. Cet échangeur thermique joue aussi le rôle de résorbeur : son diamètre important entraîne une vitesse faible de l'écoulement dans cet organe, et la phase gazeuse résiduelle a le temps de migrer à son sommet par l'effet de la gravité. Le ballon contient de ce fait un volume d'air qui permet également d'atténuer les fluctuations de pressions que peut produire la pompe hydraulique.

- une résistance chauffante, de type « TCV020 » avec une puissance de 2000 W, commandée par un régulateur de température. Ce réchauffeur se met en marche lorsque la température de l'écoulement est inférieure à la valeur cible. Une fois la température souhaitée est atteinte, il se met en arrêt. L'action combinée du refroidisseur et du réchauffeur permet un réglage de température entre 12°C et 65°C.
- 3 débitmètres à ailette « Bürkert Type S030 » ayant différentes plages de fonctionnement (3-16, 8-30 et 16-300 l/min) respectivement.
- un réservoir d'eau avec une surface libre placé verticalement et lié à la pompe pneumatique.
- des conduites souples ou rigides de multiples sections avec des diamètres variant de 1/4 à 1 pouce.
- une veine d'essais en plexiglas. Elle est composée d'un profil Venturi dans lequel la cavitation étudiée est produite.

L'ensemble de l'installation repose sur une structure métallique et peut être facilement déplacé grâce à des roues.

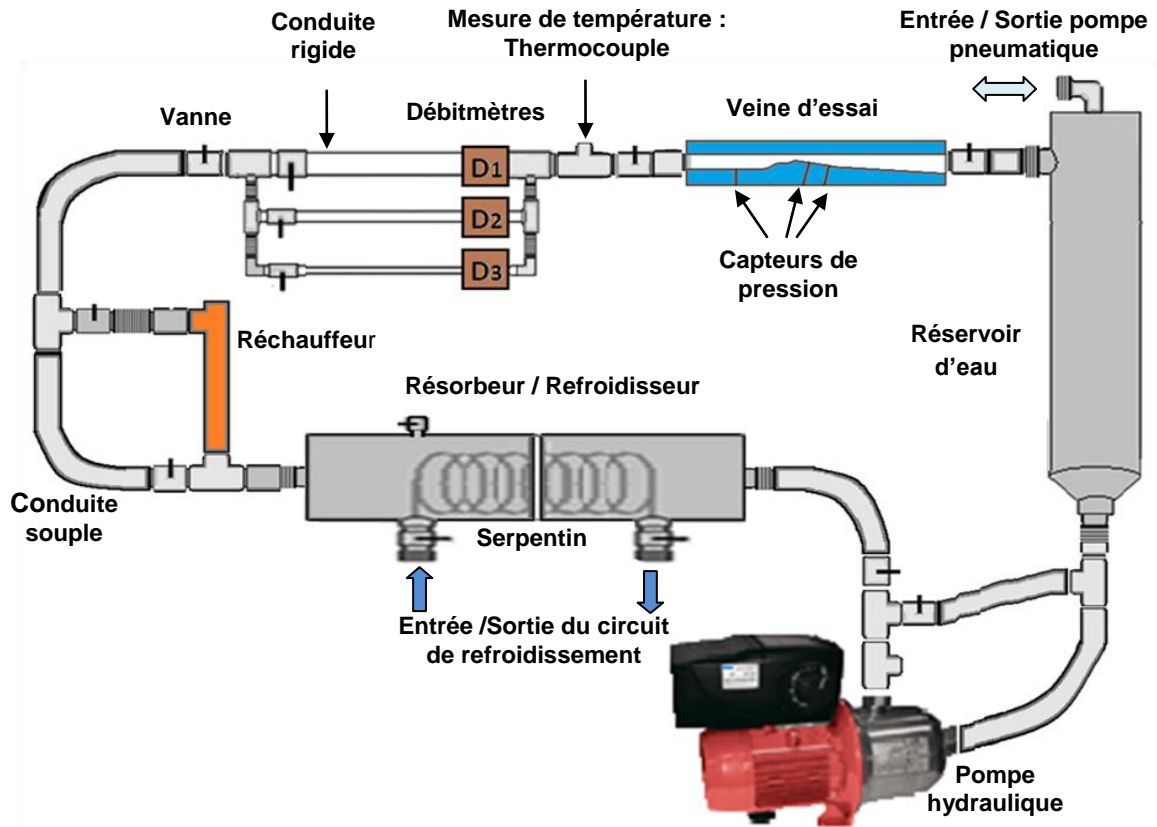


Figure 3-3 : Schéma de la boucle d'essais VenturiX-P

Les différentes caractéristiques de l'installation permettent d'atteindre et de maintenir l'ensemble des conditions d'écoulement recherchées avec des vitesses au niveau du col du venturi compris entre 4 et 30 m/s et des pressions absolues entre 0,1 et 10 bar.

La possibilité de fonctionner en eau chaude doit permettre d'évaluer les effets thermiques associés à la cavitation, dont la compréhension et la prédiction sont un enjeu important dans certains domaines tels que les pompes spatiales. L'eau chaude à 70°C peut en effet remplacer les fluides thermosensibles dont la manipulation porte souvent un risque et permettre d'observer des variations de température significatives.

Pour des raisons de sécurité, les essais à température élevée n'ont pas été autorisés à l'APS durant les campagnes d'essais les plus récentes. Ce travail n'inclue donc pas les effets thermiques de la cavitation.

3.2.2. Veine d'essais

La veine d'essais représente la partie centrale de l'installation, elle mesure 30 cm de long et elle est composée de plusieurs pièces en plexiglas (Figure 3-4):

- Une pièce principale qui constitue le plancher et les parois latérales de la veine (hormis au niveau du profil Venturi)
- Un couvercle constituant le plafond de la veine
- Deux inserts latéraux et un insert inférieur constituent respectivement les parois et le plancher de la veine au niveau de la zone de cavitation.

L'intérêt des inserts est double : ils permettent d'une part de changer à moindre coût ces pièces en cas de nécessité, et d'autre part, ils facilitent l'usinage de la veine au niveau de laquelle deux passages du faisceau sont prévus : latéralement ou verticalement. Comme il a été mentionné précédemment, le faisceau ne doit pas traverser plus de quelques millimètres de plexiglas ou d'eau. C'est pourquoi une largeur de veine de 4 mm et une hauteur maximale de 5 mm ont été retenues. Les épaisseurs de plexiglas au fond des inserts sont de 0,5 mm, ce qui est le minimum tolérable compte tenu des différences de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la veine. Au niveau de l'usinage, des épaisseurs si faibles ne sont pas évidentes à respecter, en raison de la profondeur de l'évidement. Toutes les étanchéités sont assurées par des joints toriques, et les pièces sont fixées les unes aux autres par des vis dans des inserts.

La conception de cette veine d'essais a été réalisée sur la base du tunnel de cavitation existant au CREMHyG et qui a servi dans de nombreux travaux de recherche et pour laquelle il existe une base de données importante tant expérimentale que numérique [32, 54]. L'échelle de la veine a été cependant réduite à un pour minimiser l'absorption RX et permettre un bon rapport signal sur bruit. Le canal intérieur est de section rectangulaire avec une largeur constante égale à 4 mm (44 mm pour la veine CREMHyG). A l'entrée de la veine, un canal de 19 mm de hauteur assure la transition entre la section circulaire de la boucle et la section rectangulaire de la veine et permet de stabiliser l'écoulement avant son arrivée au Venturi. Ce dernier est constitué d'un profil convergent avec un angle de 18° par rapport à l'horizontal permettant de passer d'une hauteur de 5 mm à l'entrée du venturi à 3.34 mm au niveau du col, suivie d'un divergent caractérisé par un angle de 8°.

Il a été montré dans les travaux de Stutz et al. [6] et de Coutier-Delgosha et al. [13] que ce type de géométrie, à l'échelle 1, permet d'obtenir des écoulements cavitants instables avec des lâchés de nuages de vapeur plus ou moins périodiques. Or, dans le cas étudié, et contrairement aux attentes, l'écoulement obtenu est plutôt stable. Une étude a été menée dans le cadre de cette thèse en collaboration avec l'université de Ljubljana (Slovénie) et a

montré que la stabilité de l'écoulement (dans la majorité des conditions d'écoulement) dans le cas présent et l'absence de périodicité des lâchés de vapeur (dans les cas instables) sont dues à l'échelle réduite de la veine d'essais [28]. En effet, grâce à plusieurs veines d'essais de type Venturi avec les mêmes angles de convergent et divergent mais différentes largeurs et hauteurs, l'étude a permis de montrer que la hauteur de la veine était le paramètre principal entraînant un changement dans la nature des oscillations quand il était réduit. C'est pourquoi lors des dernières campagnes d'essais, le plafond de la veine a été soulevé à l'aide de deux entretoises de 6 mm chacune, permettant d'obtenir une hauteur à l'entrée du venturi de 17 mm. L'ensemble de l'étude d'effet d'échelle sur les écoulements cavitants est présenté en annexe-2.

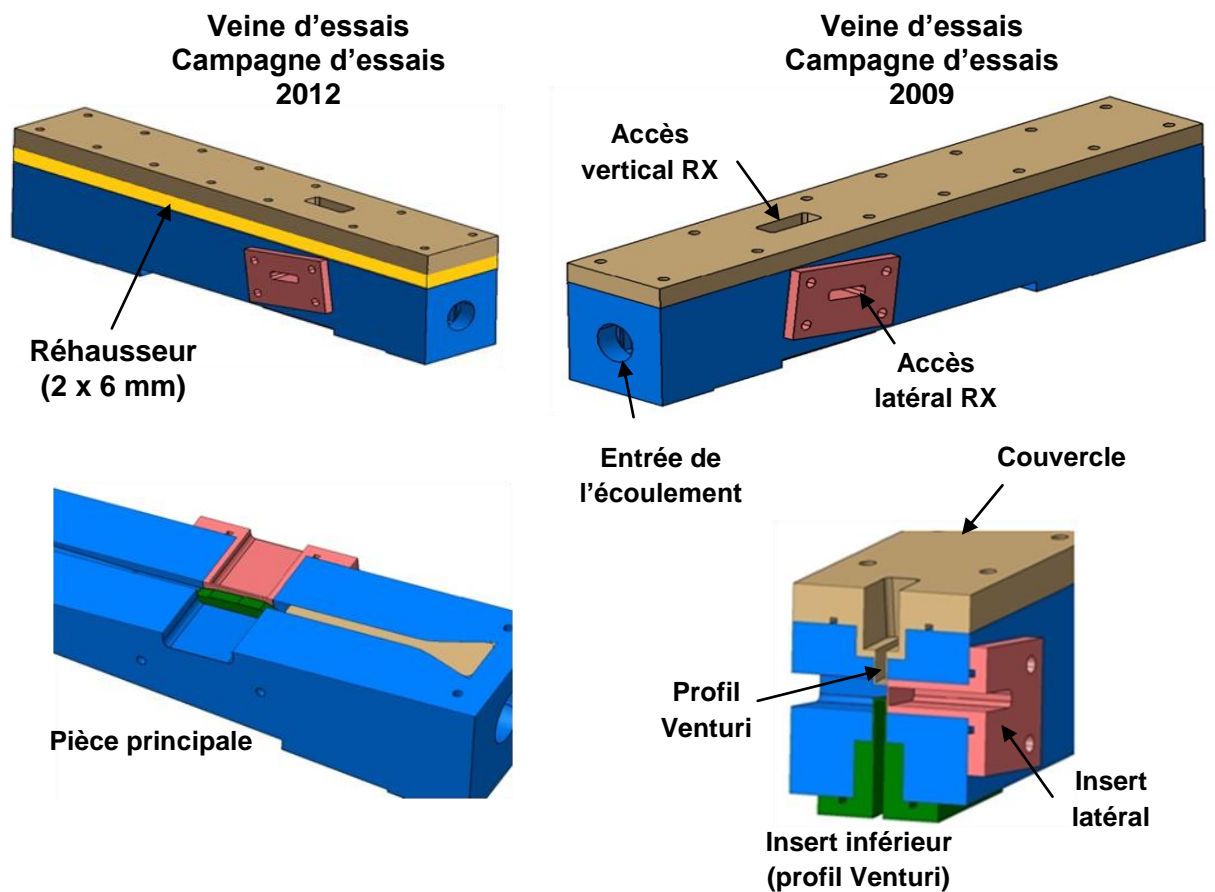


Figure 3-4 : Représentations de la veine d'essais

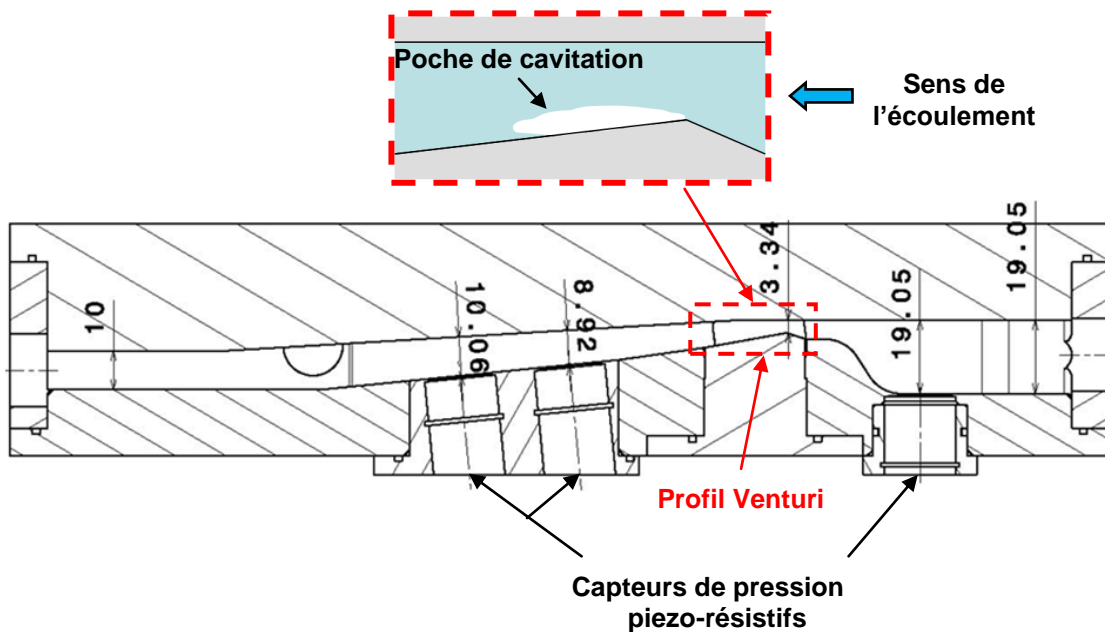


Figure 3-5 : Schéma de la veine d'essais

3.2.3. Instrumentation et incertitudes de mesures

Trois capteurs de débit à ailette « Bürkert - S030 » sont installés dans trois sections parallèles de la boucle d'essais avec des diamètres différents (8, 15 et 25 mm). En fonction du débit recherché, la section du débitmètre ayant une gamme de mesure appropriée est sélectionnée alors que les deux autres restent fermées. Les incertitudes de mesures sont de l'ordre de $\pm 1\%$ après une calibration in situ.

Trois capteurs de pression piézorésistifs de type *KELLER série 10L* (Figure 3-6) calibrés sur la plage 0-3 bar absolus sont placés dans des cavités se trouvant dans la pièce principale de la veine d'essais et sont en communication avec l'écoulement via un perçage de 0.5 mm de diamètre. L'étanchéité est assurée grâce à des joints toriques montés sur les capteurs. La fréquence de coupure des cavités, liée au résonateur de Helmholtz, est d'environ 3kHz, bien supérieure aux fréquences des écoulements testés (entre 100 et 500 Hz). L'incertitude des capteurs de pression est de 0,25% (7,5mbar pour une pression de référence de 3 bar).

Les capteurs situés en aval permettent de mesurer et de caractériser les fluctuations de pression éventuelles dans la zone de la poche de cavitation. L'analyse spectrale des pressions mesurées permet d'obtenir la fréquence d'oscillation de la poche de cavitation, dans les cas de poches oscillant de façon périodique.



Figure 3-6 : Capteur de pression piézorésistif KELLER 10L

Par ailleurs, la pression absolue mesurée par le capteur amont est considérée comme la pression de référence P_{ref} qui sert à déterminer le nombre de cavitation σ et régler les conditions de fonctionnement.

$$\sigma = \frac{P_{ref} - P_{vap}}{\frac{1}{2} \rho_{ref} U_{ref}^2}$$

La vitesse à l'entrée du Venturi est choisi comme vitesse de référence U_{ref} , P_{vap} est la pression de vapeur à la température T et ρ_{ref} est la masse volumique de l'eau. Les précisions de mesures de la pression et de la vitesse entraînent des incertitudes de 3,5% dans le calcul du nombre de cavitation.

Un thermocouple de type « K » est également installé en amont de la veine d'essais. Il permet de mesurer la température de l'écoulement qui est maintenue par l'intermédiaire du refroidisseur et la résistance chauffante commandée par un régulateur.

3.3. Imagerie rapide par rayons X– technique d'acquisitions

La technique de l'imagerie par rayons X basée sur le contraste de phase a été appliquée dans des travaux précédents pour calculer des vitesses d'écoulements lents requérant des acquisitions à basses fréquences [50]. D'autres expériences d'écoulements de liquide rapides dans de micro-canaux ont été réalisées par Vabre et al [51]. Dans ce présent travail, la grande difficulté est d'effectuer des mesures dans le cas d'écoulements cavitants à très grandes vitesses (entre 8 et 20 m/s) et nécessitant des fréquences d'acquisitions très hautes pour obtenir des couples d'images très rapprochés et pouvoir calculer des champs de vitesses.

Ce paragraphe décrit tout d'abord les installations RX de l'APS et la technique d'acquisition utilisées dans le cadre de cette étude. Il explique ensuite le choix des traceurs

de la phase liquide. Enfin, il dresse un bilan des essais effectués durant les différentes campagnes d'essais et fait une analyse qualitative des résultats obtenus.

3.3.1. Installation RX

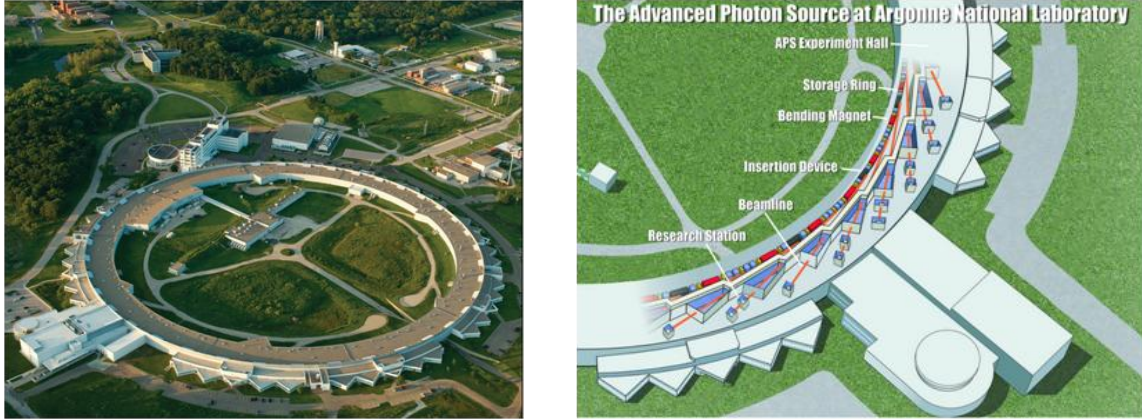


Figure 3-7 : Synchrotron de l'APS - Advanced Photon Source -

Les expériences se sont déroulées dans le secteur 32-ID du synchrotron de l'APS. Ce secteur, réservé à l'imagerie rapide, fournit une énergie de faisceau entre 7 et 40 keV avec un flux de photons incidents sur l'échantillon de 10^{13} ph/s. Cette énergie dépend de l'écart entre les deux parties de l'onduleur où règne un champ magnétique périodique qui permet de guider le faisceau d'électrons circulant dans l'anneau de stockage et de l'introduire au secteur d'essais (Figure 3-8). En effet, plus cet écart est grand, plus les électrons oscillent à l'intérieur de l'onduleur émettant ainsi un faisceau RX caractérisé par une énergie d'autant plus importante.

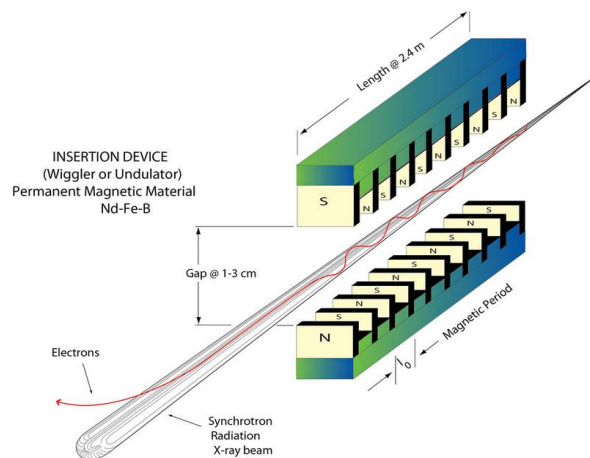


Figure 3-8 : Onduleur – Ecart compris entre 10 et 30 mm

Il existe deux stations d'essais dans ce secteur: la 32-ID-B, qui se situe à une distance de 37 m de la source, est utilisée principalement pour l'imagerie à l'aide du faisceau blanc, c'est-à-dire, un faisceau contenant toute la gamme de fréquences que fournit la source, contrairement à l'imagerie monochromatique qui utilise des faisceaux avec une longueur d'onde sélectionnée parmi le continuum du faisceau blanc. Dans ce cas, la sélection se fait à l'aide d'un monochromateur constitué de lames cristallines dotées d'une grande réflectivité. Ce type d'imagerie est réalisé dans l'autre station du secteur : 32-ID-C.

La dimension du faisceau de l'APS est d'environ $1,7 \times 1,3 \text{ mm}^2$. Il est contrôlé en amont de la station d'essais pour former deux types de pulses : principaux et secondaires. Chaque pulse principal a une intensité de 85 mA et une durée d'exposition de 500 ns. Le temps qui sépare deux pulses principaux est de $3.68 \mu\text{s}$. Durant cette période, un pulse secondaire est intercalé. Ce dernier a une intensité moins importante que le premier (16 mA) et ne dure que 100 ps. Dans cette étude, le rôle des pulses secondaires est moins important que les premiers qui sont essentiellement responsables de l'illumination des images obtenues.

L'énergie moyenne du faisceau utilisée pendant les différents essais est de 12,28 keV, ce qui correspond à un écart d'onduleur de 28 nm. Deux raisons sont derrière le choix de cette énergie :

- Les images finales doivent être les plus claires possibles avec un contraste maximal entre les bulles et leurs interfaces. Le faisceau doit donc avoir une énergie assez importante après avoir traversé la largeur de la veine qui lui permet d'éclairer suffisamment les images finales. L'intensité de ces dernières dépend en effet de l'énergie à l'arrivée au détecteur RX.
- Cette énergie doit néanmoins être modérée afin de ne pas saturer les images les plus claires, c'est-à-dire celles de vapeur pure. Ce détail est important pour la calibration et le calcul des fractions volumiques locales des écoulements cavitants.

La veine d'essais se situait à une distance d'environ 50 cm du détecteur. La détection des rayons X est faite grâce à un scintillateur constitué d'une plaque en cristal de tungstate de cadmium (CdWO_4) de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur dont le rôle est de transformer les rayons X en lumière visible. Cette lumière est ensuite enregistrée à l'aide d'une caméra rapide APX-RS Photron ayant une fréquence d'acquisition maximale de 250000 images par seconde.

Le secteur est aussi équipé de deux obturateurs mécaniques du faisceau, un lent et un rapide. Le lent fonctionne à une fréquence de 1 Hz et a une durée d'ouverture comprise entre 24 et 30 ms chaque seconde. Son rôle est de protéger le matériel en limitant la dose de rayons X que reçoit la veine d'essais et le détecteur RX. Quant au rapide, il a la fonction de gérer l'imagerie rapide, avec une durée d'ouverture très faible (quelques microsecondes) qui permet d'obtenir deux flash RX consécutifs sur deux images successives, afin d'obtenir les paires d'images nécessaires au calcul des champs de vitesses. Cet obturateur est formé d'un stator et d'un rotor sous forme de disque dont l'axe est perpendiculaire au faisceau et qui est percé dans son diamètre de plusieurs ouvertures pour permettre le passage du faisceau RX, à chaque fois qu'une ouverture est alignée avec le faisceau (Figure 3-9). La vitesse de rotation du disque est entre 12000 et 30000 tr/min.

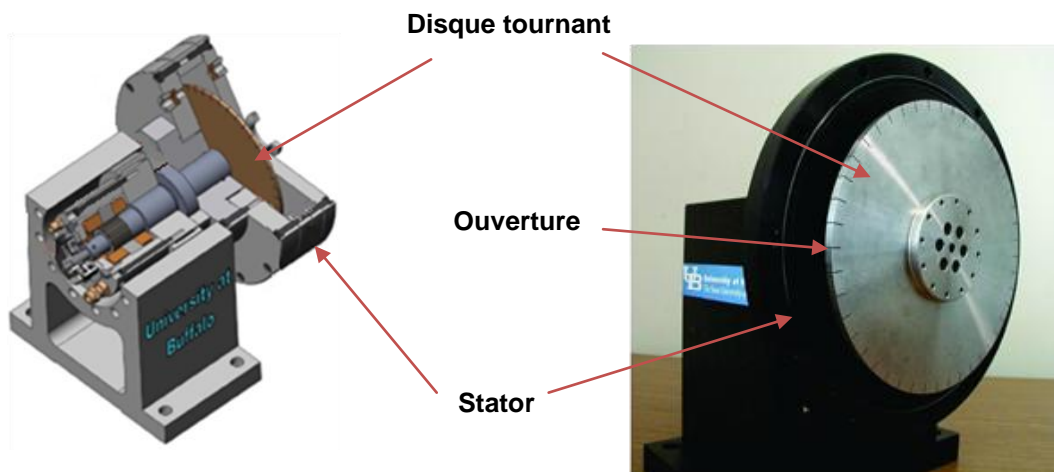


Figure 3-9 : Obturateur rapide [65]

L'ouverture et la fermeture de l'obturateur sont assurées grâce à la rotation du disque. En effet, lorsqu'une ouverture se retrouve alignée avec le faisceau, ce dernier peut traverser et atteindre la veine d'essais, dans ce cas l'obturateur est dit ouvert. Dans le cas inverse, le faisceau est arrêté par l'obturateur, celui-ci est donc fermé (Figure 3-10). La phase d'ouverture ne dure que quelques microsecondes et est de forme triangulaire (Figure 3-11). L'image est illuminée progressivement, en commençant par sa partie centrale.

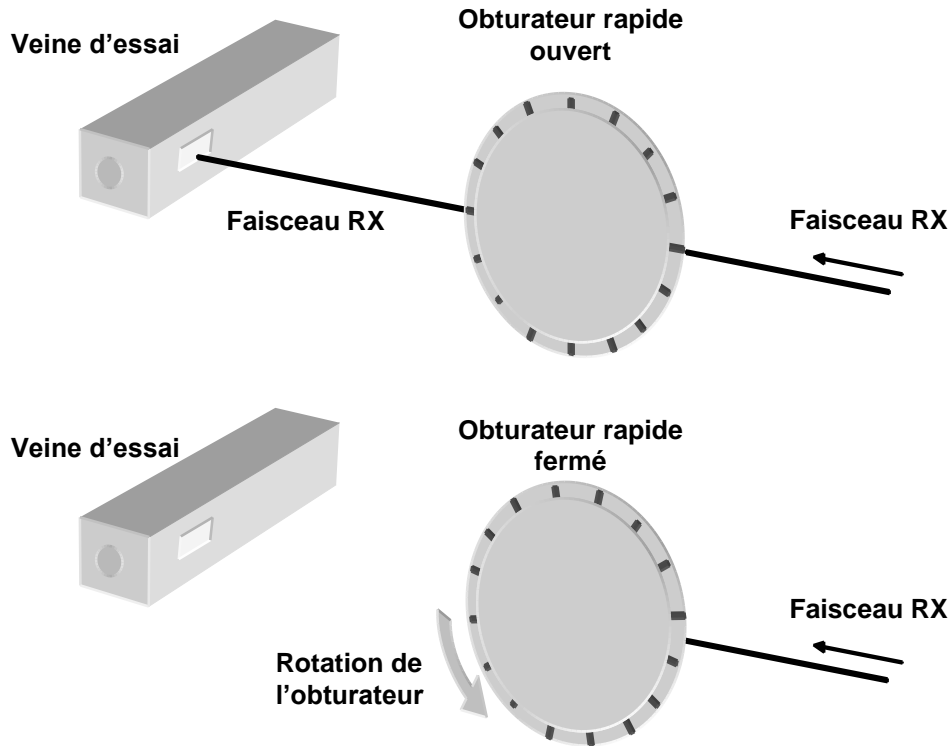


Figure 3-10 : Action de l'obturateur rapide

3.3.2. Méthode d'acquisition d'images

La grande difficulté dans l'acquisition des images réside dans la synchronisation entre les pulses RX, l'ouverture de l'obturateur rapide et les enregistrements de la caméra. Afin d'obtenir des couples d'images appropriées pour le calcul de champs de vitesses instantanés, la vitesse de rotation du disque doit être réglée afin de permettre de caler deux pulses principaux durant chaque ouverture de l'obturateur. Chacun de ces pulses est transformé en lumière visible par le scintillateur puis enregistré séparément par la caméra dont la fréquence égale à deux fois la fréquence d'ouverture de l'obturateur, de façon à obtenir le couple d'images PIV. Cela suppose en particulier de régler les deux flashes X de façon symétrique par rapport au "milieu" du temps d'ouverture (car l'ouverture évolue de façon triangulaire, et non pas en créneau). La caméra doit aussi être commandée de façon à obtenir le changement de trame au milieu également du temps d'ouverture de l'obturateur.

La Figure 3-11 illustre cette méthode d'acquisition. Les valeurs de T_c , T_o , et T_a correspondent aux réglages des deux dernières campagnes d'essais.

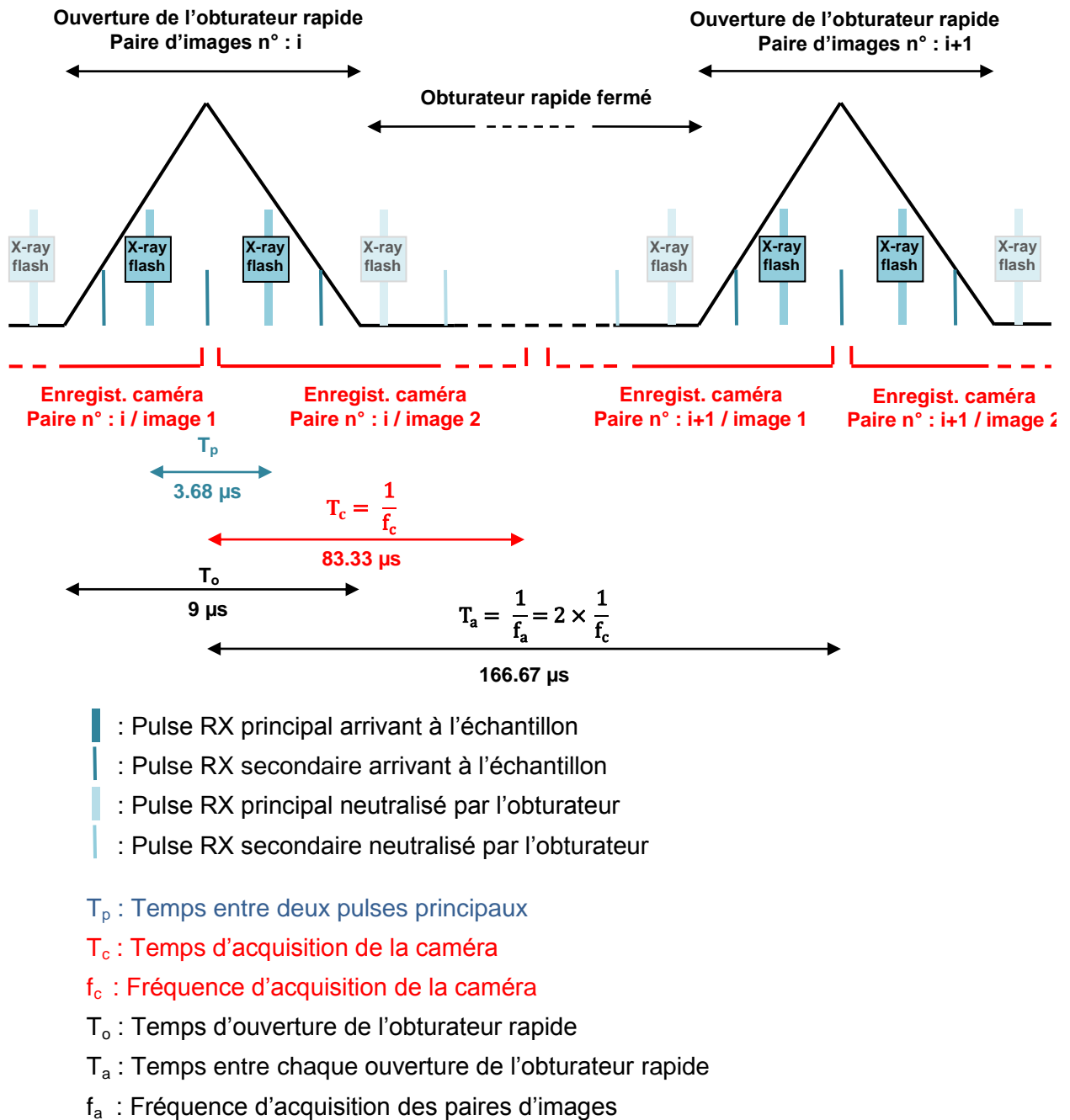


Figure 3-11 : Méthode d'acquisition

3.3.3. Choix des traceurs

La qualité du traitement PIV de la phase liquide dépend fortement du choix des traceurs. La composition de ces derniers joue un rôle important dans leur détection. Elle doit permettre aux particules se trouvant à l'intérieur du mélange diphasique d'être facilement identifiables.

Outre ce critère, d'autres paramètres doivent être pris en compte dans ce choix. L'écart de densité entre les particules et le liquide doit être faible afin de réduire les effets de gravité et permettre aux particules de suivre l'écoulement. Le choix de la taille des particules est aussi important, il est un compromis entre plusieurs critères :

- L'échelle de Kolmogorov afin de permettre aux traceurs de suivre les plus petites fluctuations de l'écoulement. Dans les conditions d'écoulements testés, cette échelle se situe entre 1 et 3 μm .
- La taille optimale pour les traitements PIV est entre 2 et 3 pixels, ce qui donne des tailles de des particules comprises entre 7 et 11 μm .
- Les particules doivent être assez grandes pour engendrer, par les mécanismes d'absorption et/ou contraste de phase des rayons X, un contraste suffisant pour pouvoir être détectées sur les images finales.

Ces conditions ont conduit à l'utilisation successive de différents types de particules lors des essais préliminaires puis les campagnes d'essais (Figure 3-12):

➤ D'abord, des traceurs métalliques sous forme de poudre de fer, de cuivre ou d'argent de tailles différentes allant de 6 à 25 μm . Dans ce cas le mécanisme dominant qui permet leur détection est l'absorption. En effet, ces particules radio-opaques absorbent l'énergie des rayons X ce qui se traduit dans les images finales par des points sombres. Il a été constaté que des petites particules de fer de taille entre 6 à 8 μm peuvent être détectées. Or, l'analyse approfondie des images a montré que ce type de particules conglomère et forme des structures de taille beaucoup plus importante atteignant 10 pixels sur les images (environ 40 μm). De plus, à cause de ces agglomérations de l'effet important de la gravité dû à leurs masses volumiques supérieures à celles de l'eau, une grande concentration de particules se retrouve piégée dans les réservoirs de l'installation conduisant à une diminution de leur nombre au fil du temps.

D'autres traceurs ont été testés, il s'agit de billes de verre creuses recouvertes d'argent. Il a été trouvé que ces dernières comportent plusieurs avantages par rapport aux premières. Leur masse volumique est plus proche que celle de l'eau : 1,4 g/cm^3 pour un diamètre de 10 μm contrairement aux particules métalliques dont les densités sont bien plus grandes, entre 2 et 3 g/cm^3 pour la poudre de fer et plus de 10 g/cm^3 pour la poudre d'argent. Ces particules ont une forme sphérique qui facilite leur identification sur les images finales, et ont

l'avantage de ne pas s'agglomérer entre elles évitant ainsi leur regroupement au fond des réservoirs du banc d'essais et l'apparition de grandes structures solides sur les images. Par ailleurs, la détection de ces particules est obtenue à la fois par les mécanismes d'absorption et de contraste de phase. Leur aspect creux permet une atténuation plus faible à l'intérieur des particules et donc une intensité plus élevée du cœur des traceurs sur les images. Quant au revêtement en argent, il produit une forte absorption en périphérie des traceurs, et aboutit à un contour plus sombre des traceurs sur les images. Cela permet globalement un meilleur contraste entre le liquide et les traceurs améliorant ainsi le signal.

Ce sont donc ces particules qui représentent le meilleur compromis et c'est la raison pour laquelle des billes de verre creuses recouvertes d'une pellicule d'argent de taille 10 et/ou 17 microns en moyenne, ont été utilisées lors des campagnes d'essais de 2009 et 2012.

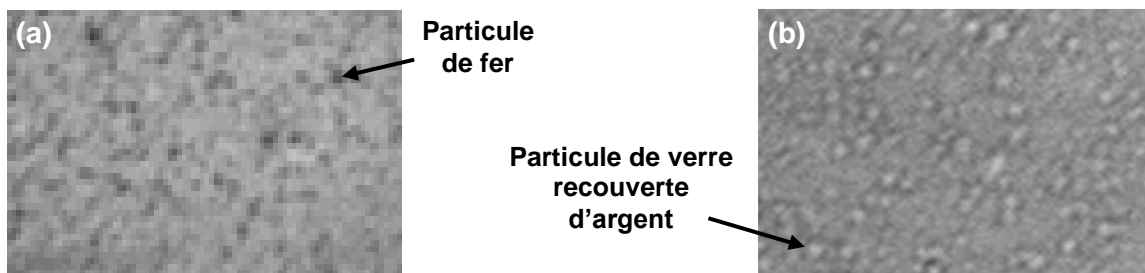


Figure 3-12 : Exemple d'images de particule : (a) poudre de fer de 6-8 μm de diamètre ; (b) billes de verre creuses recouvertes d'argent de 17 μm de diamètre

3.3.4. Essais RX

Selon les campagnes d'essais, les points de fonctionnement ont été déterminés en fonction du nombre de cavitation σ ou de la taille moyenne de la poche L_{cav} . Dans les deux cas, plusieurs configurations d'écoulement ont été testées à des températures maintenues entre 17 et 20°C). D'autres essais ont été menés à des températures plus élevées. Or, comme mentionné précédemment, nous ne nous intéressons pas dans ce travail aux effets de la température. Ce paragraphe fait un bilan de principaux essais réalisés dans chaque campagne d'essais.

3.3.4.1. Campagne d'essais 2009

Durant cette campagne, la longueur moyenne de la poche L_{cav} a été fixée à environ 10mm. Pour cette taille de poche, le débit varie de 8 l/min à 16 l/min. La température de l'écoulement est de 20°C.

Le tableau ci-dessous fait le bilan des cas tests d'écoulement cavitant réalisée durant la campagne de 2009

Taille de la poche : L_{cav} (mm)	Débit : Q (l/m)	Température : T (°C)
10	8	20
	10	
	12	
	14	
	16	

Tableau 3-1 : Bilan des essais 2009

D'autres essais ont également été réalisés dans des conditions non-cavitantes ou à des températures plus élevées.

Avec une fréquence d'acquisition de la caméra de 10 kHz, 1074 paires d'images sont enregistrées pour chaque point de fonctionnement. Ces images sont cependant enregistrées par paquet à cause de l'obturateur lent. En effet, lors de chaque ouverture de cet obturateur (24 ms toute les secondes), seulement 125 paires d'images sont enregistrées. La résolution de chaque image est de 512x512 avec une échelle de 3,4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$.

3.3.4.2. Campagnes d'essais 2012

Contrairement à la campagne précédente, les conditions d'écoulements dans les deux campagnes réalisées en 2012 ont été réglées en fonction du nombre de cavitation σ . Ainsi, pour chaque débit, plusieurs valeurs de σ ont été testées. La température est de 17°C pour tous les essais.

Durant la première campagne de 2012, les essais ont été réalisés pour deux hauteurs différentes de la veine. Le Tableau 3-2 résume les essais principaux effectués durant la première campagne de 2012.

Hauteur de la veine à l'entrée du venturi (mm)	Débit : Q (l/m)	Nombre de cavitation : σ
5	10,32	1,85
		1,97
		2,1
	11,97	1,85
		1,97
		2,1
	14,40	1,85
		1,97
		2,1
17	35,09	1,85
		1,97
		2,1
	47,84	1,85
		1,97
		2,1
	55,49	1,85
		1,97
		2,1

Tableau 3-2 : Bilan des essais de 2012

La seconde campagne avait comme objectif d'obtenir une base de données expérimentale qui servira à la validation de la modélisation DNS des écoulements cavitants (thèse en cours). Dans ce cas, une nouvelle veine d'essais spécifique a été conçue pour les besoins des calculs DNS et les essais se sont déroulés à bas Reynolds ($Re \approx 8000 - 10000$).

Lors de ces deux campagnes d'essais, la fréquence d'acquisition de la caméra est de 12,07 kHz. 13 paquets de 144 paires d'images chacun ont été enregistrés (1872 paires d'images). La résolution des images est de 704 x 688 pixels avec une échelle de 2 μm /pixel.

3.4. Résultats

3.4.1. Images RX obtenues

Les écoulements cavitants produits lors de ces essais ont des longueurs de poches moyennes supérieures entre 3 et 13 mm. Or, le faisceau RX n'a que 2 mm² de dimension, ne permettant pas ainsi de faire l'acquisition de toute une poche en une seule fois. C'est pourquoi chaque poche de cavitation est reconstituée à partir d'acquisitions correspondant à différentes positions du faisceau RX par rapport au col du venturi et est ainsi divisée en plusieurs positions (3 à 20 positions selon la taille de la poche) enregistrée successivement et non-simultanément (Figure 3-13). En effet, en fin d'acquisition d'une position donnée, la veine d'essais est déplacée grâce à un support motorisé vers la position suivante.

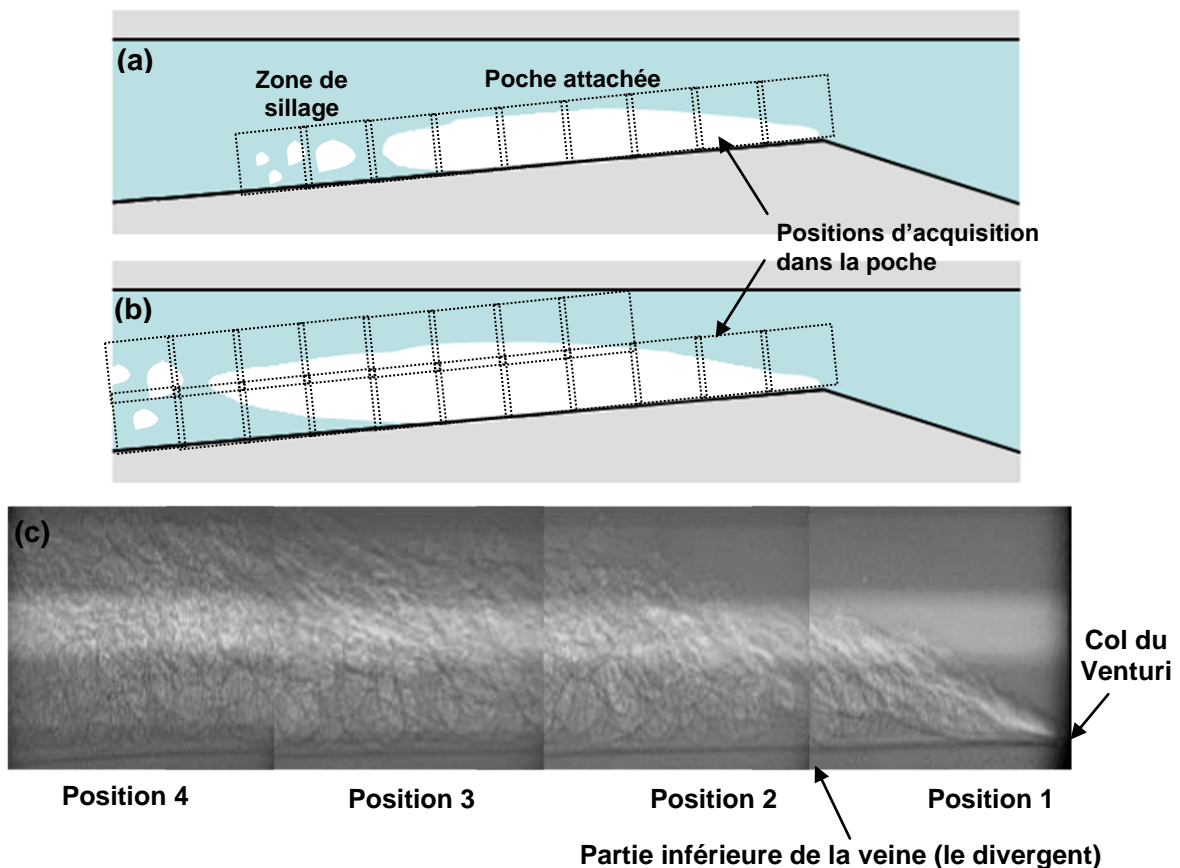


Figure 3-13 : Ecoulement cavitant découpé en plusieurs positions : (a) petite ou moyenne poche ; (b) grande poche avec deux rangés dans la hauteur ; (c) Exemple de poche reconstituée à partir de prises de vues acquises non-simultanément

On remarque sur la figure précédente qu'il existe une bande claire horizontale au milieu des images. Cette bande est due au flash secondaire émis par la source RX au début de

l'ouverture ou juste avant la fermeture complète de l'obturateur rapide. En effet, au moment de ces flashes, l'obturateur rapide n'est que partiellement ouvert, ne laissant ainsi passer qu'une partie de ces flashes qui n'illuminent que le centre des images. La double exposition des centres des images par les flashes principaux et secondaires provoque cette bande claire. Ainsi, on retrouve aux centres de toutes les images obtenues cette bande claire provenant de cette double illumination par le faisceau RX (Figure 3-14).

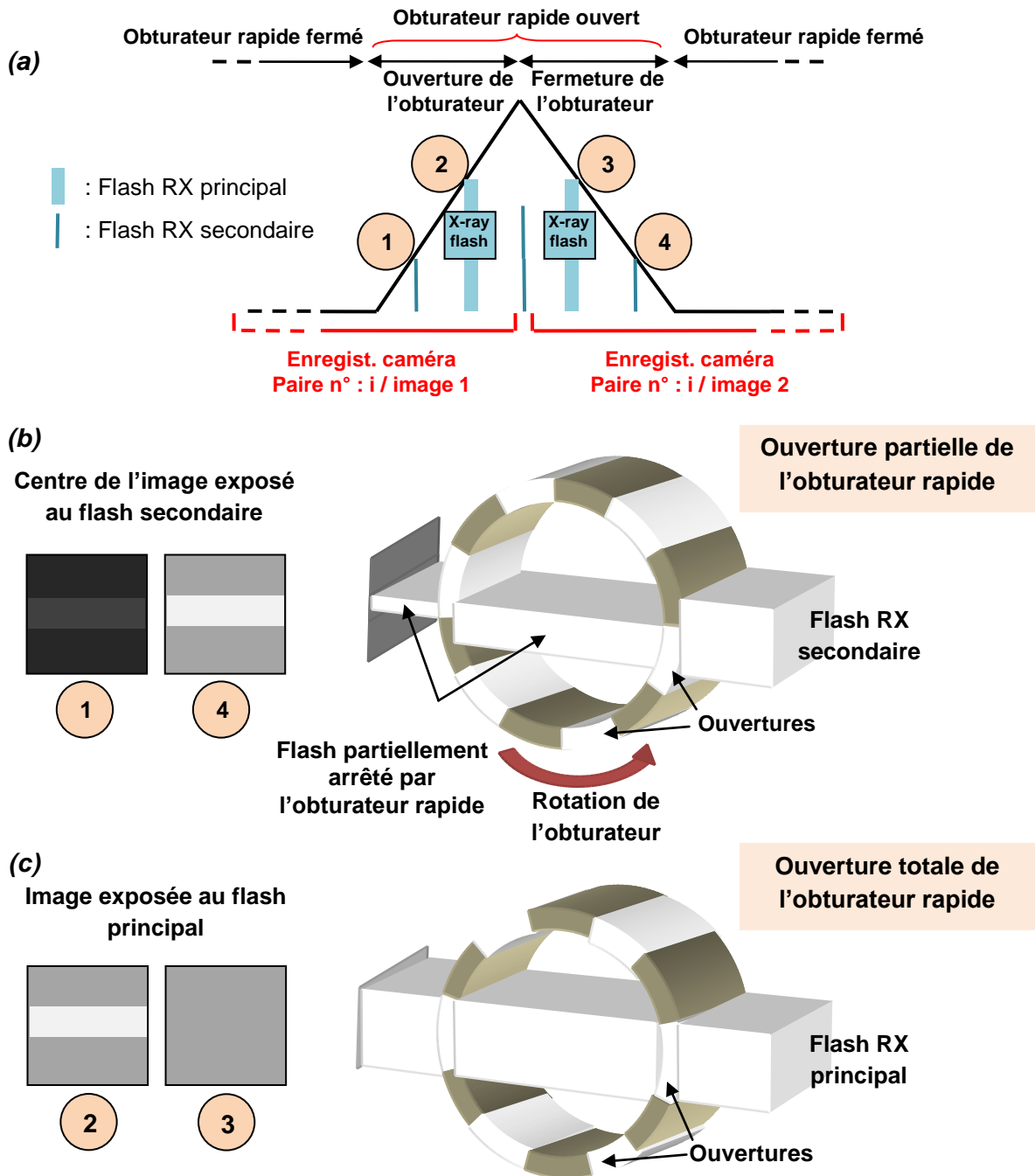


Figure 3-14 : Exposition des images aux flashes RX

Durant les 500 ns que dure le flash principal, l'obturateur rapide est toujours en mouvement et peut ne pas être entièrement ouvert pendant toute cette durée. En effet, l'ouverture triangulaire de l'obturateur fait que ce dernier peut être légèrement fermé au début (Figure 3-14 – (a) - 2) ou à la fin (Figure 3-14 – (a) - 3) du flash principal. De ce fait, les extrémités supérieures et inférieures de l'échantillon sont moins illuminées, provoquant ainsi des bandes sombres dans les images.

La synchronisation entre l'obturateur rapide, les flashes RX et la caméra rapide n'est pas parfaite. Il existe en effet, un léger décalage entre eux faisant que les flashes ne se positionnent pas toujours en même endroit lors de l'ouverture de l'obturateur et/ou au moment de l'enregistrement de l'image. L'exposition au faisceau est donc légèrement différente entre chaque image, c'est pourquoi les largeurs des bandes claires et sombres ne sont pas constantes et varient entre les images.

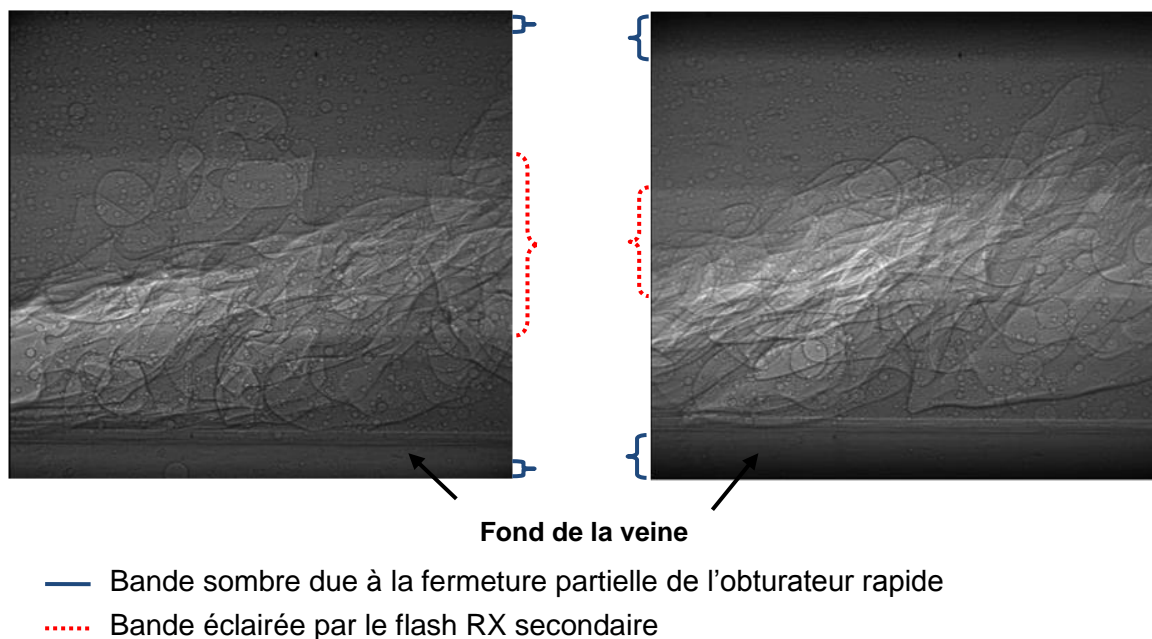


Figure 3-14 : Images brutes (position 2)

On peut remarquer sur la Figure 3-14 que les images obtenues ont une grande résolution spatiale. Les interfaces des bulles sont bien définies et les particules peuvent être distinguées. Bien que cela soit vrai pour toutes les campagnes d'essais, il existe néanmoins des différences entre les images obtenues en 2009 et en 2012.

3.4.2. Comparaison des résultats des campagnes d'essais :

A cause de modifications dans le dispositif d'imagerie rapide entre 2009 et 2012, les propriétés des images obtenues ont évolué:

- L'échelle des images est passée de 3.4 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ pour la première campagne à 2 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ pour les campagnes de 2012, augmentant ainsi la résolution spatiale des images dont la taille a quadruplé entre les deux campagnes d'essais.
- Pour le même diamètre (17 μm), les particules occupent donc 3 fois plus de pixels sur les images.

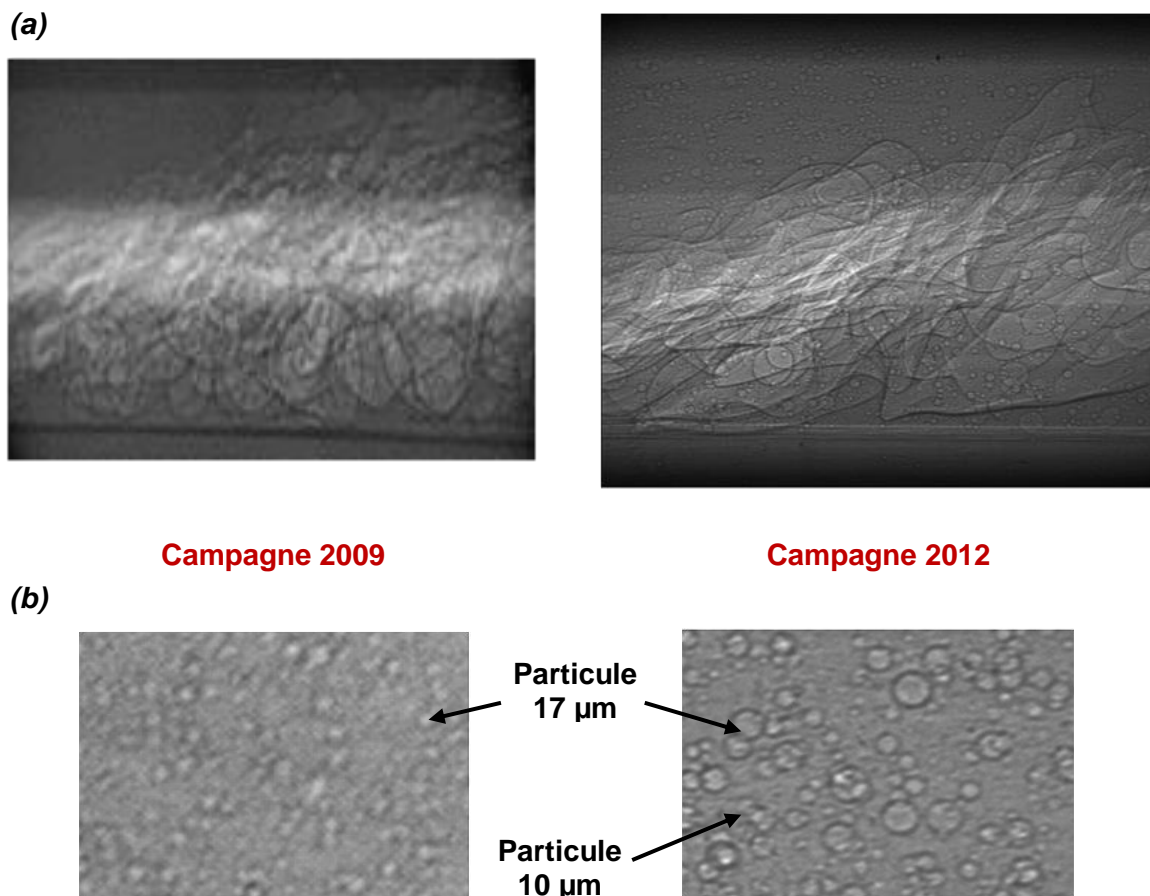


Figure 3-15 : Comparaison entre les résultats de 2009 et 2012 – (a) : écoulement cavitant (position 2) ; (b) : effet d'échelle sur les particules

L'effet de la diffraction des rayons X au niveau des interfaces entre les phases (cf. Figure 3-2) est davantage mis en évidence sur les images de la campagne de 2012 grâce à leur haute résolution. Des traits très clairs apparaissent aux alentours des interfaces des bulles et des particules. Ces traits sont moins visibles dans les images de 2009. Cet effet de la diffraction peut être observé dans la Figure 3-16

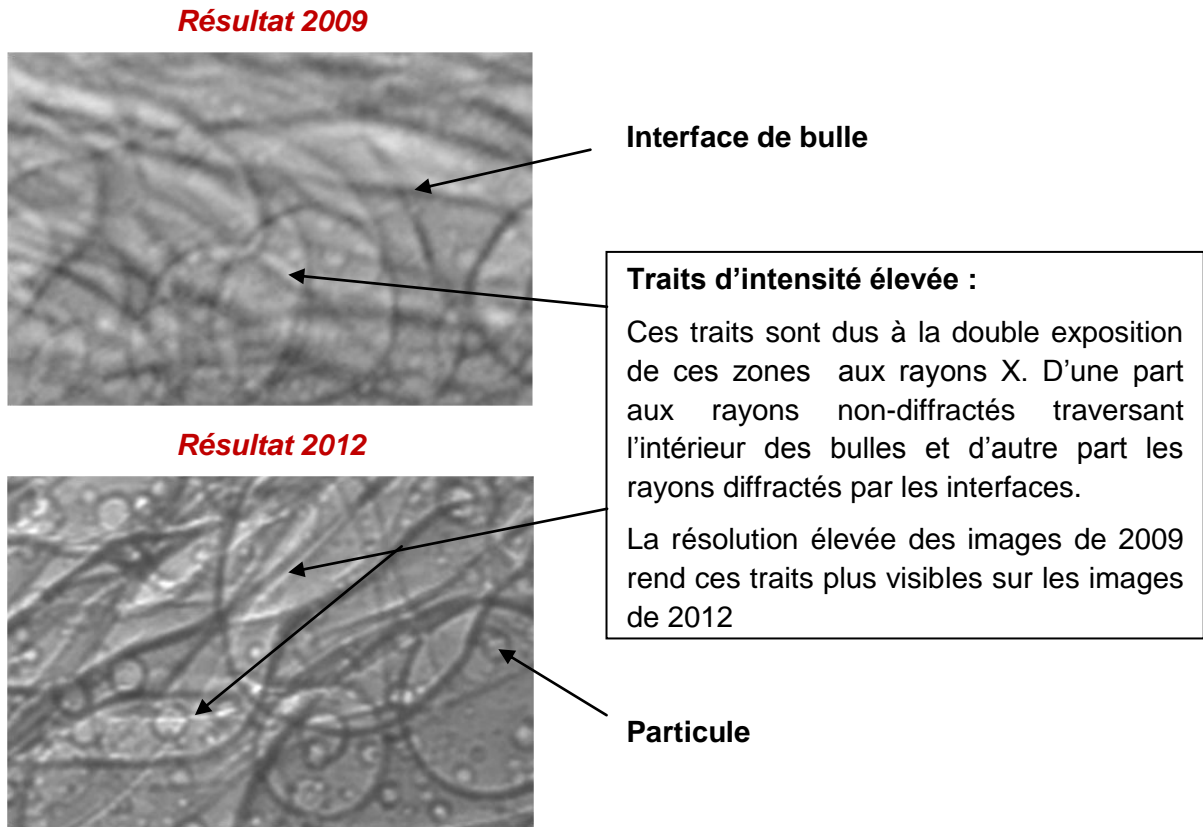


Figure 3-16 : Effet de la diffraction des rayons X sur les images

3.5. Synthèse

Grâce à sa grande énergie et sa cohérence spatiale, le faisceau de l'APS offre la possibilité de faire de l'imagerie RX avec contraste de phase de qualité supérieure. A l'aide d'une caméra à haute définition, les différentes interfaces qui séparent les phases peuvent être observées.

Réservée plutôt à la mécanique du solide, ce type d'imagerie a été appliqué dans cette étude pour la première fois au milieu diphasique complexe tel que la cavitation et a permis d'avoir des images d'écoulements cavitants inédits. On peut distinguer sur ces images aussi bien les bulles que les particules microscopiques injectées dans l'écoulement pour tracer le liquide. Ces résultats contiennent des informations sur les phases vapeur et liquide qui n'ont pas été obtenues auparavant pour un tel écoulement.

Cependant, l'utilisation de cette technique d'imagerie peu conventionnelle dépend de plusieurs paramètres et reste complexe. La synchronisation entre les différents flashes émis par la source, la caméra et l'obturateur rapide est délicate et tout décalage entre ces

composants engendre des différences d'intensités entre les images. Certains flashes tels que les flashes secondaires -dans notre cas- ne peuvent être entièrement neutralisés et entraînent une surexposition partielle de l'échantillon au faisceau, provoquant ainsi des zones claires sur les images. En outre, l'énergie importante du faisceau peut avoir des conséquences sur le matériel. C'est pourquoi il est nécessaire de limiter la dose que reçoivent la veine et le scintillateur à l'aide de l'obturateur lent. Or, ceci entraîne une limitation dans la durée d'acquisition des images, qui ne peut être réalisée que par petit paquet de l'ordre de 150 paires d'images, ce qui peut compromettre l'analyse spectrale du signal obtenu par l'ensemble des images.



4. Traitements d'images – séparation des phases

Les images obtenues grâce à l'imagerie par rayons X appliquée dans le présent travail contiennent des traceurs à la fois du liquide et de la vapeur. Afin d'analyser le comportement de chaque phase séparément, les particules et les bulles sont séparées par des traitements d'images effectués à l'aide d'algorithmes développés sous MATLAB.

Deux traitements principaux sont effectués : Le premier consiste à supprimer les bulles et conserver les particules dans les images RX. Ce traitement a comme objectif d'obtenir des images de particules qui permettent de faire le calcul PIV pour obtenir des champs de vitesses instantanées de la phase liquide. Le second traitement concerne la phase vapeur. Les particules sont, dans ce cas, filtrées des images initiales alors que les bulles sont conservées. Le but ici est d'obtenir des images de bulles pour le calcul des champs de vitesses de la phase vapeur.

Au cours de ce travail de thèse, les traitements sur les images ont évolué en fonction des résultats des différentes campagnes d'essais. Ainsi plusieurs méthodes de séparation de phases ont été établies, dont deux ont contribué aux résultats présentés dans ce mémoire :

Une première version du programme a été développée pour réaliser le traitement des images obtenues lors de la première campagne d'essais (2009). Les résultats de ce traitement ont été utilisés dans le calcul des champs de vitesses qui sont présentés dans le chapitre 6.

La résolution très élevée des images obtenues en 2012 par rapport aux premières (chapitre 3) a réduit l'efficacité de la méthode précédente :

- Les traits clairs qui sont dus à la diffraction au niveau des interfaces des bulles sont plus marqués rendant ainsi leur suppression plus complexe. Or, la présence de ces traits sur les images finales de particules pourrait compromettre les calculs PIV et avoir un impact important sur les cartes de vitesses de la phase liquide.
- Les particules occupent plus de pixels sur les images et peuvent être confondues par erreur aux bulles dans les traitements.

-
- En plus de leur taille importante, le nombre d'images acquises en 2012 pour chaque position et chaque cas test est deux fois plus élevé que lors de la campagne précédente. Ce paramètre augmente considérablement le temps de calcul nécessaire pour le traitement.

Pour toutes ces raisons donc, une nouvelle méthode de séparation de phases a été développée. Elle présente l'avantage de fonctionner aussi bien pour les images des dernières campagnes d'essais que pour la première. Elle est aussi moins coûteuse en temps de calcul.

Ce chapitre expose en détail cette dernière version, qui est aussi la plus aboutie, de la méthode de séparation de phase. Elle est utilisée pour traiter les résultats les plus récents. Quant à la première version, utilisée pour les résultats de la campagne de 2009, un résumé lui est dédié en annexe-3.

4.1. Traitement pour la phase liquide :

Le but de ce traitement est d'extraire les particules des images initiales pour former des images de particules à partir desquelles les champs de vitesses de la phase liquide seront calculés. Il consiste donc à supprimer les bulles tout en gardant les traceurs de la phase liquide.

L'exemple traité dans ce paragraphe correspond à la position 2 d'un écoulement caractérisé par une grande poche de cavitation ($L_{\text{cav}} \approx 14$ mm). Il s'agit d'une configuration où l'écoulement est fortement instationnaire, mais au niveau de cette position très en amont, les bulles sont en phase de création et de détachement de la bulle de vapeur pure positionnée au niveau du col du Venturi (position 1). Elles sont de ce fait moins bien visibles et souvent déformées, ce qui est d'autant plus vrai que le cisaillement entre la vapeur et le liquide est important et qu'un certain nombre de bulles se superpose entre elles sur les images.

Pour toutes ces raisons, et étant donné que la suppression de ces bulles doit être réalisée sans que les particules soient impactées, le traitement des images de la position 2 est souvent plus délicat que celui des images obtenues à des positions situées plus en aval, où les bulles sont plus clairement visibles et forment un ensemble plus dilué. Même la position 1, où on est essentiellement en présence d'une zone de vapeur pure, est plus facile à traiter.

Ce choix de la position 2 comme exemple démontrera donc l'efficacité de la méthode de traitement.

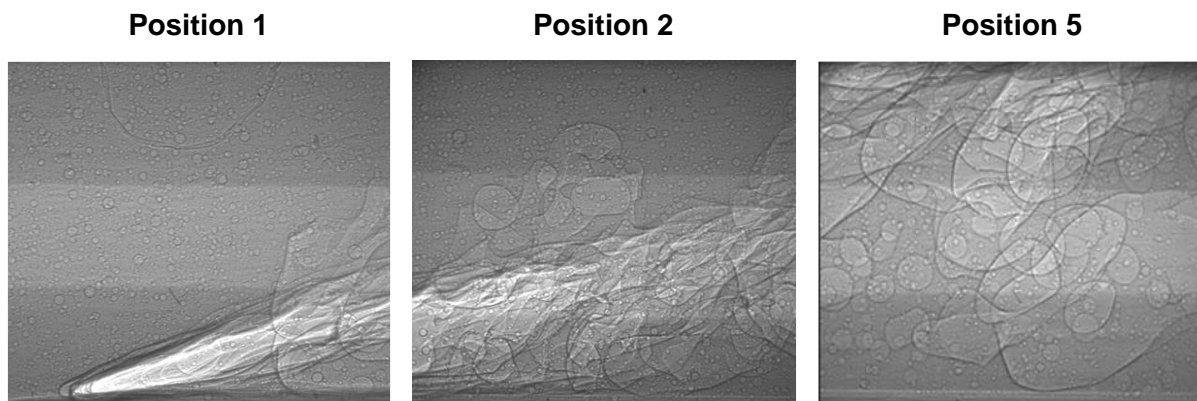


Figure 4-1 : images RX au niveau des positions amont (1 et 2) et aval (5)

A partir des images brutes, plusieurs étapes sont nécessaires avant la suppression totale des bulles. Le paragraphe suivant expose chacune de ces étapes :

4.1.1. Ajustement des niveaux de gris

A cause du mécanisme d'acquisition, l'exposition de l'écoulement au faisceau RX n'est pas uniforme (cf. paragraphe 3.4.1), ce qui se traduit sur les images par des bandes claires au centre et d'autres sombres au niveau des extrémités. Ces différences importantes d'intensité peuvent nuire au traitement, c'est pourquoi il est nécessaire d'ajuster localement la luminosité des images.

Pour ce faire, le niveau de gris de chaque pixel est multiplié par le rapport entre le niveau de gris moyen de l'image et le niveau moyen de sa ligne. Ainsi, toutes les lignes auront le même niveau de gris qui est égal aux niveaux de gris moyen de l'image. Bien que cette méthode d'ajustement modifie légèrement le contraste des images et leur niveau de gris, elle reste nécessaire pour obtenir de meilleurs résultats de traitement.

Pour les images des positions du premier rang (position 1 à 12), le fond de la veine d'essais est également supprimé. Le résultat de ces deux traitements peut être observé sur la Figure 4-2

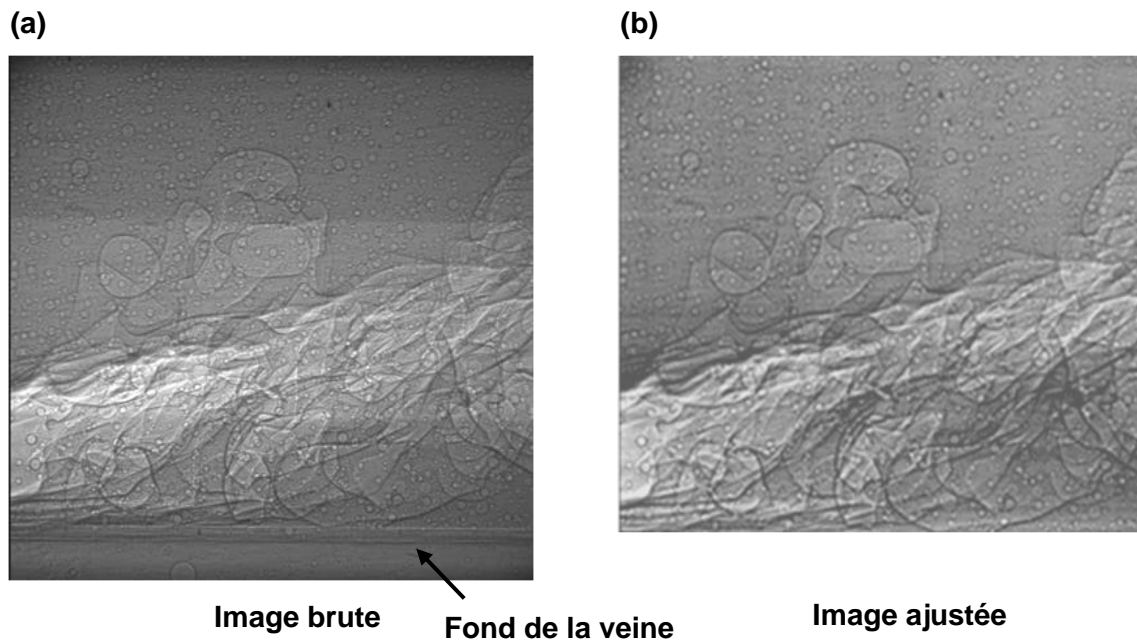


Figure 4-2 : Image ajustée - niveaux de gris ajustés et veine supprimée

4.1.2. Suppression du liquide (fond d'image)

La présente méthode de séparation de phase repose en grande partie sur la détection des interfaces des particules et des bulles (paragraphe 4.1.4). Afin d'optimiser la reconnaissance de ces différentes interfaces, il est nécessaire d'augmenter le contraste de l'image. La suppression du fond d'image, c'est-à-dire la phase liquide sans les particules, permet de rehausser ce contraste.

Pour ce faire, la méthode retenue est globalement similaire à celle utilisée dans le calcul des fractions volumiques locales de la vapeur β mais avec tout de même quelques différences fondamentales. Ainsi, les fractions obtenues dans le cas présent et que l'on note γ , ne représentent pas les fractions volumiques de la vapeur. Pour le calcul précis ces dernières, une approche différente a été adoptée. Elle sera détaillée dans le chapitre 5.

γ est calculée pour chaque pixel à partir de l'équation suivante :

$$\gamma = 1 - \frac{\ln \frac{I_{vide}}{I_{cavit}}}{\ln \frac{I_{vide}}{I_{liquide}}} \quad \text{Équation 4-1}$$

- $I_{liquide}$ Intensité moyenne calculée à partir des images de calibration de la phase liquide (images d'écoulement non-cavitants)
- I_{vide} Intensité moyenne calculée à partir des images de calibration de la vapeur pure (image d'air, sans liquide dans la veine)
- I_{cavit} Intensité locale mesurée dans l'écoulement cavitant

Les intensités de calibration $I_{liquide}$ et I_{vide} sont des valeurs moyennes calculées à partir de toutes les images de calibration des phases liquide et vapeur respectivement. Cette approche, bien différente de celle utilisée dans le cas de calcul des fractions volumiques locales, est due au fait que les niveaux de gris des images à partir desquelles γ est calculée ont été ajustées. Dans ce cas, les intensités moyennes offrent le meilleur compromis pour avoir des résultats satisfaisants.

En appliquant l'Équation 4-1 à chaque point de l'image, on obtient des valeurs de γ comprises entre 0 et 1 (0 et 1 correspondent respectivement au liquide et à la vapeur purs). Ainsi le liquide peut être supprimé. Grâce à leur intensité plus élevée que celle du liquide, les particules ont des valeurs de γ supérieures à 0. A partir de ces fractions, les images contenant la vapeur et les particules sont reconstituées en multipliant les valeurs de γ à chaque pixel par 2^{16} (images à 16 bits) (Figure 4-3).



Figure 4-3 : fond de l'image supprimé

4.1.3. Suppression des grandes zones de vapeur

La méthode de détection des contours utilisée dans ce traitement est basée sur les gradients des niveaux de gris entre les phases (paragraphe 4.1.4). Or, à cause du nombre important d'interfaces de bulles et du fort gradient de luminosité existant entre les traits brillants que provoque la diffraction (paragraphe 3.1.2 et 3.4.2) et leurs voisinages, le nombre de contours détectés serait très élevé si la détection des interfaces était réalisée directement sur les images obtenues par le traitement précédent (suppression de la phase liquide), compliquant ainsi le traitement final. En outre, le rehaussement du contraste effectué reste insuffisant pour pouvoir détecter les contours des particules se trouvant dans les régions de forte intensité telles que les traits de diffraction.

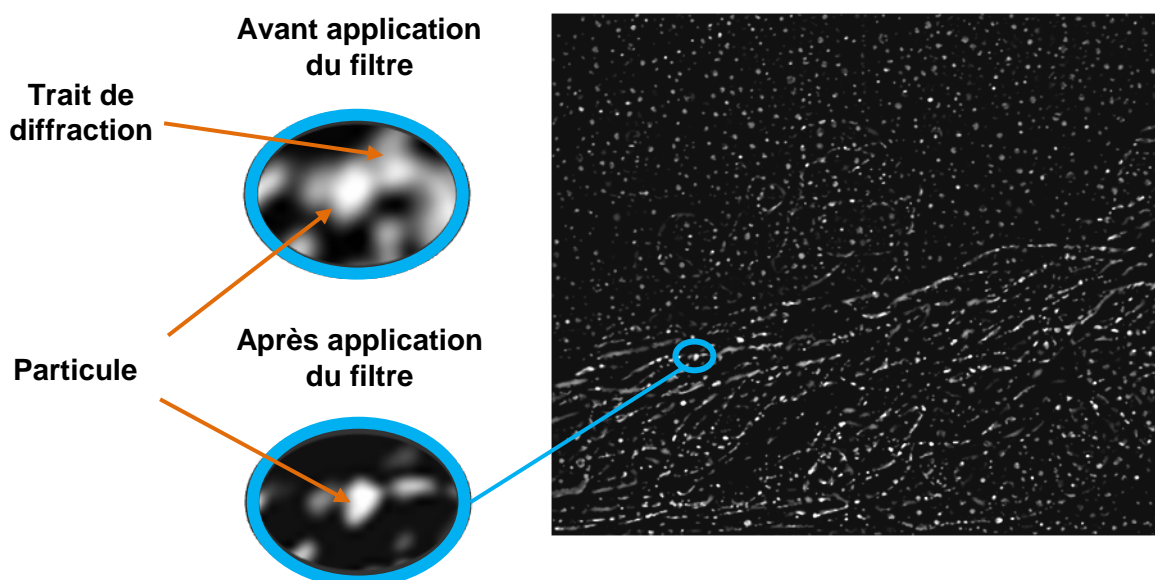


Figure 4-4 : Grande zone de vapeur supprimée

Le but de cette étape est de réduire le nombre d'interfaces susceptibles d'être détectées tout en augmentant le contraste entre les particules et les zones de diffraction. L'idée adoptée se base sur un traitement local visant à supprimer les grandes zones de vapeur, ce qui engendrera au passage la suppression de leurs interfaces. Pour ce faire, on soustrait de la valeur de chaque pixel la moyenne locale de ses voisins. Ainsi pour un pixel donné, si la valeur moyenne des niveaux de gris de ses voisins est proche de la valeur de son propre niveau de gris, son intensité sera fortement atténuée, c'est le cas des pixels se trouvant à l'intérieur d'une zone de vapeur. La fenêtre utilisée pour calculer la moyenne des voisins doit

être supérieure au double de la taille des particules afin de conserver les particules. Cette méthode revient, en effet, à appliquer dans un premier temps un filtre spatial passe-bas à l'image traitée qui sera par la suite soustrait de l'image initiale. L'image obtenue est donc le résultat d'un filtre passe-haut, d'où l'amélioration du contraste entre les particules et les zones à forte intensité. Cette opération est répétée quelques fois (3 - 4 fois) afin d'obtenir un meilleur résultat. La Figure 4-4 illustre le résultat de ce traitement. On peut remarquer que les grandes zones de vapeur ont été éliminées alors que les particules ainsi que les zones claires de diffraction se sont conservées.

4.1.4. Détection des interfaces

La détection des interfaces des particules et des bulles de vapeur est réalisée grâce à la méthode de Canny [55] dont l'algorithme est prédéfini dans Matlab. Cette méthode permet de détecter les contours des objets sur les images à partir des gradients d'intensité. Elle se compose de plusieurs étapes :

- un filtre gaussien 2D est appliqué sur les images pour réduire le bruit.
- pour chaque point de l'image, le gradient d'intensité et la direction (horizontale, verticale ou diagonale) du contour sont déterminés. Une carte de gradients est ainsi définie.
- Sur cette carte, les non-maxima locaux des gradients sont supprimés. Seuls les maxima sont conservés.
- un seuillage est finalement appliqué pour supprimer les points non-susceptibles d'appartenir à un contour.

Le résultat final est présenté sous forme d'image binaire où les valeurs des pixels des contours détectés valent 1 (0 pour le reste de l'image)

La Figure 4-5-a montre le résultat de cette méthode, appliquée dans le présent traitement sur les images obtenues après suppression des grandes zones de vapeur. Les Figure 4-5-b et Figure 4-5-c montrent respectivement les résultats du même traitement sur l'image initiale et sur l'image sans phase liquide.

Ceci montre donc tout l'intérêt de la suppression de la vapeur avec un filtre passe-haut au lieu des images brutes ou avec fond supprimé.

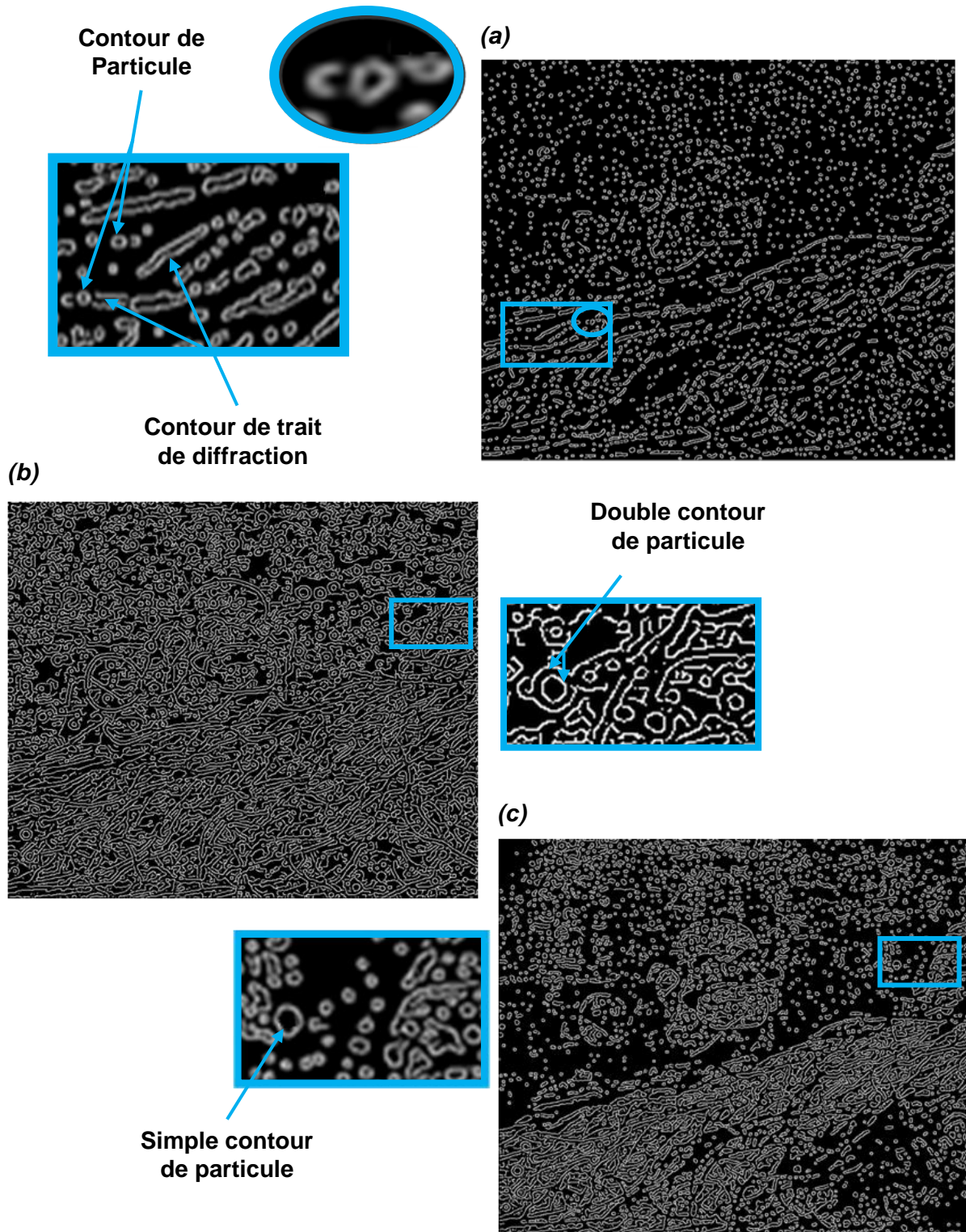


Figure 4-5 : Détection des interfaces à partir d'image (a) filtrée ; (b) initiale ; (c) sans fond

Dans le cas de détection d'interfaces à partir des images initiales, on remarque que le nombre de contours détectés est très élevé, rendant complexe leur tri et/ou leur suppression. En outre, les interfaces entre les différentes phases (liquide/vapeur ; liquide/particule et vapeur/particule) sont doublement détectées produisant deux contours pour chaque interface. Dans le cas où les particules se trouvent dans une zone à forte intensité due à la diffraction des rayons X, les contours détectés ne sont pas toujours bien définis car le contraste dans ce cas est relativement faible.

A l'exception de la double détection des contours entre les particules et la phase liquide, les mêmes observations peuvent être faites sur le traitement à partir des images sans fond. Le nombre de contour détecté est moins élevé mais reste relativement important pour un traitement optimal. Ce nombre, en revanche, est beaucoup moins élevé lorsque le traitement est réalisé à partir des images où les grandes zones de vapeur ont été supprimées (Figure 4-5-a). Seuls les contours des particules et les zones de diffraction sont détectées et contrairement aux deux cas précédent, le contraste entre ces deux phases est plus net, permettant une meilleure détection des contours les séparant.

4.1.5. Suppression des contours de vapeurs

Cette étape consiste à sélectionner puis isoler chaque contour séparément. En imposant des critères sur la taille et/ou la forme des contours, les interfaces non-susceptibles d'appartenir aux particules sont supprimées. On ne conserve donc par le biais de ce traitement que les contours des particules. Ces critères sont :

- le nombre de pixels appartenant au même contour ne doit pas dépasser un seuil qui dépend de la taille (périmètre) des particules injectées.
- Le diamètre maximal du contour ne doit pas dépasser le diamètre des particules.
- Le rapport entre les diamètres maximal et minimal du contour doit être supérieur à 70-80%. Ce critère permet d'assurer l'aspect circulaire des particules.

Des méthodes de reconnaissances de forme tels que la transformée de Hough[56] ont été testées pour détecter les formes circulaires. Or les résultats obtenus n'ont pas été satisfaisants.

La Figure 4-6 montre le résultat de la suppression des contours de vapeurs :

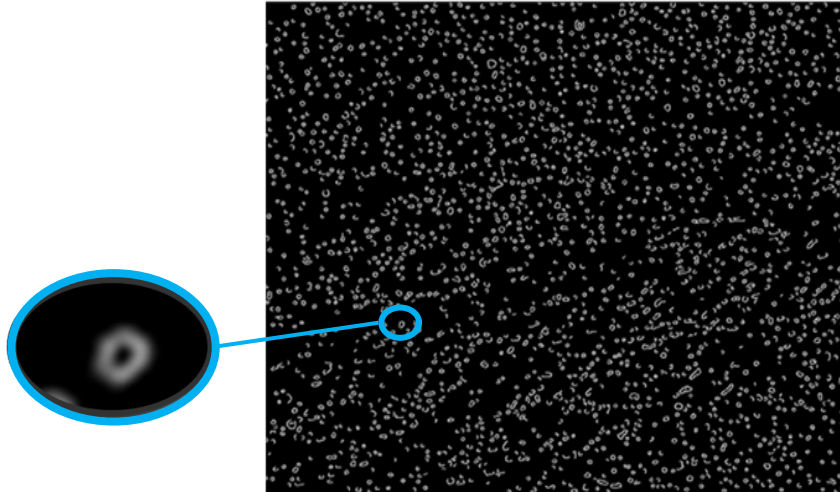


Figure 4-6 : Suppression des contours de vapeurs

4.1.6. Restauration des particules

La dernière étape du traitement visant à supprimer la phase vapeur consiste à restaurer les particules à partir de leur contour. L'image de particules est créée à partir des résultats obtenus par les deux étapes détaillées dans les paragraphes 4.1.3 et 4.1.5. En effet, pour chaque contour (Figure 4-6), on restaure la particule qui lui correspond en utilisant le résultat de l'étape 4.1.3 (Figure 4-4). Dans ce cas, l'intérieur de la particule est déterminé grâce son intensité qui est plus élevé que le domaine extérieur. La Figure 4-7-a illustre le résultat de cette opération.



Figure 4-7 : Image de particules

Les étapes de suppression de contour de vapeur et de restauration des particules ne sont pas toujours parfaites. Il se peut que parfois des contours de vapeur ne soient pas supprimés et/ou des pixels restaurés appartiennent à la phase vapeur. Afin d'obtenir un résultat aussi propre que possible, ces étapes de détection et suppression de contours, ainsi que la restauration des particules sont donc réappliquées sur les images de particules finales.

Il aurait été possible de restaurer les niveaux de gris de particules à partir des images initiales (Figure 4-2). Or, dans ce cas, les traces de vapeur qui pourraient rester dans l'image auraient une intensité plus élevée, ce qui pourrait affecter le calcul PIV. Avec les images traitées (Figure 4-4), l'intensité de la vapeur est beaucoup moins importante grâce aux filtres appliqués. L'influence des résidus de vapeur serait donc moindre.

4.2. Traitement pour la phase vapeur :

Ce traitement vise à supprimer les traceurs de la phase liquide (particules) des images initiales tout en conservant les bulles, dont le mouvement est à la base du calcul des champs de vitesses instantanés de la vapeur.

La méthode de traitement reprend des techniques utilisées dans le traitement précédent qui a permis la détection des particules ainsi que le résultat final. Les étapes de cette méthode sont :

- L'intensité des images initiales est ajustée dans ce traitement de la même manière que dans le traitement pour la phase liquide.
- Les images de particules obtenues par le traitement précédent (Figure 4-7) sont utilisées ici pour localiser les particules dans les images ajustées. Chacune de ces particules est ensuite supprimée de l'image initiale puis remplacée par la moyenne locale de son voisinage. Un filtre passe-bas est finalement appliqué pour lisser les images et éliminer tout bruit qui peut être provoqué par la suppression des particules. Ce sont ces images qui seront utilisées pour le calcul des champs de vitesses de la phase vapeur. La Figure 4-8 montre le résultat final de ce traitement.

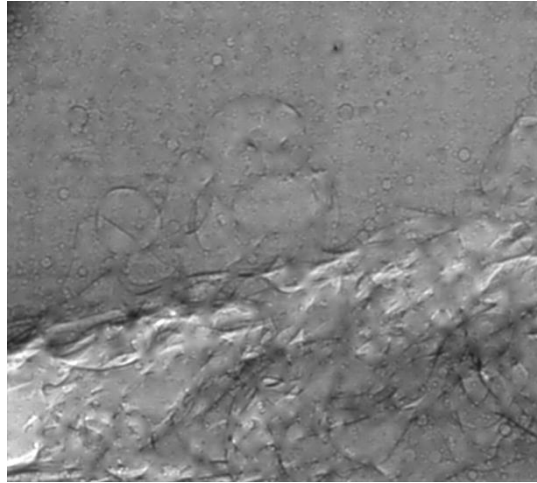


Figure 4-8 : Image de vapeur

On remarque que contrairement au traitement pour la phase liquide, le fond de l'image (liquide) a été conservé. En effet, à cause des ajustements des niveaux de gris, la suppression du liquide par calcul des fractions volumiques locales pourrait atténuer fortement certaines zones de vapeur, dégradant ainsi le calcul des champs de vitesse. Il est donc préférable de garder le liquide dans ce traitement.

4.3. Synthèse :

Dans ce chapitre, deux méthodes de traitement d'images ont été présentées. La première permet d'extraire des traceurs de liquide se trouvant dans un mélange diphasique fortement turbulent. Plusieurs techniques et critères de sélection tels que le gradient d'intensité, la forme et la taille des objets ont été utilisés. Les résultats de ce traitement servent non seulement dans le calcul PIV des vitesses instantanées du liquide mais aussi dans la deuxième méthode qui concerne la phase vapeur. C'est ainsi que les images de particules sont utilisées pour filtrer les particules des images initiales et permettent par ce biais d'avoir les images requises pour le calcul des vitesses dans la vapeur.

Plusieurs difficultés ont été rencontrées lors de ce traitement de séparation des phases. En effet, la détection de si petites particules dans des poches de cavitation devait affronter des difficultés qui sont liées à la fois aux aspects diphasique et turbulent des écoulements cavitants ainsi qu'aux techniques d'imagerie et d'acquisition des images (traits de diffraction, bandes claires au centre des images,...). Une attention très particulière devait également être prêtée aux différents critères de détection et de suppression des interfaces afin de minimiser les erreurs de traitements. Ces dernières peuvent être produites, par exemple, par

la suppression des particules et/ou la non-suppression de la vapeur des images de particules et sont traduites par des erreurs dans le calcul des champs de vitesses.

Afin d'estimer les erreurs globales engendrées par ce traitement sur ce calcul et valider la méthode développée, des procédures de validation ont été développées et sont présentées dans le chapitre 6.



5. Calcul de la fraction volumique de la vapeur

5.1. Méthode de calcul de fraction volumique de la vapeur

Grâce à la différence d'absorption entre le liquide et la vapeur et à partir de l'intensité des images RX et, la fraction volumique locale de chaque phase peut être calculée. Pour ce faire, une calibration¹ est d'abord réalisée pour définir les niveaux de gris correspondant à chacune des deux phases.

Ainsi, des images de liquide et d'autres de vapeur pure à l'intérieur de la veine d'essais doivent être enregistrées dans les mêmes conditions que les images d'écoulements étudiés. Cependant dans la majorité des cas et pour des raisons de commodité évidentes, l'air remplace la vapeur lors de la calibration, étant donné que les coefficients d'absorption des deux gaz sont quasi-identiques.

Pour chaque position de la veine, plusieurs images de liquide et de vapeur sont enregistrées. Une image moyenne est calculée pour chaque phase et est utilisée comme image de calibration dans le calcul des fractions volumiques (Figure 5-1)

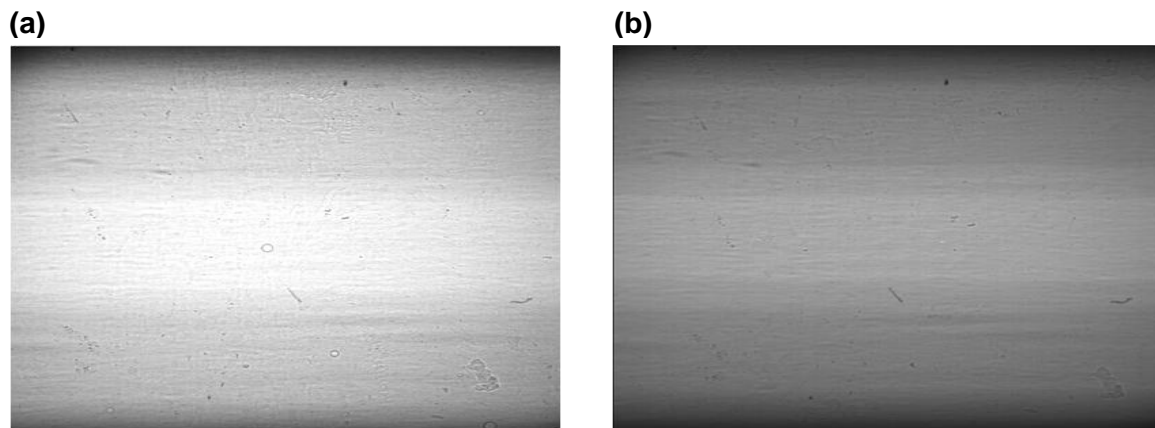


Figure 5-1 : images de calibration : (a) image de vapeur obtenue à partir d'images de la veine d'essais vide (b) image du liquide (écoulement non-cavitant)

Contrairement au calcul de fraction volumique de la vapeur présenté dans la méthode de séparation de phase (chapitre 4), les niveaux de gris des images de calibration et celles

¹ Cette calibration a été réalisée seulement lors des campagnes de 2012. Les fractions volumiques locales n'ont donc pas été calculées dans le cas des poches stables (campagne 2009)

² On rappelle que deux images sont créées à partir de l'image RX initiale : la première contient essentiellement

de l'écoulement cavitant ne sont pas ajustés. Le calcul des fractions volumiques est effectué à partir des intensités locales, ce qui permet non seulement de calibrer l'intensité de chaque phase mais également celle de la bande claire se trouvant au milieu des images. Dans ce cas, I_{vide} et I_{non_cavit} sont respectivement les intensités locales des images de calibration en air et en eau. En outre, Ce calcul est réalisé sur la moyenne des deux images appartenant à la même paire (séparées de 3,68 microsecondes) et dont les particules ont été filtrées (Figure 5-2). I_{cavit} est l'intensité locale mesurée dans cette image moyenne.

On rappelle que la largeur des bandes claires se trouvant au centre des images varie en fonction des images et aucune tendance permettant de prédire cette largeur en fonction des images n'a été identifiée. On remarque aussi que la première image de chaque paire a une bande assez large et une intensité relativement faible contrairement à la seconde dont la bande au milieu est moins large mais plus claire (Figure 5-2). Cela est dû au léger décalage de l'ouverture maximale de l'obturateur rapide, par rapport au milieu de l'intervalle entre deux flashes (cf. paragraphe 5.2). Ainsi, en moyennant les deux images de la même paire, la largeur et l'intensité de la bande de l'image moyenne se rapprocheront plus de celles des images de calibration. Ceci permet de réduire les erreurs de calcul du taux de vide et permet aussi d'obtenir une seule carte de fraction volumique pour chaque champ de vitesse.

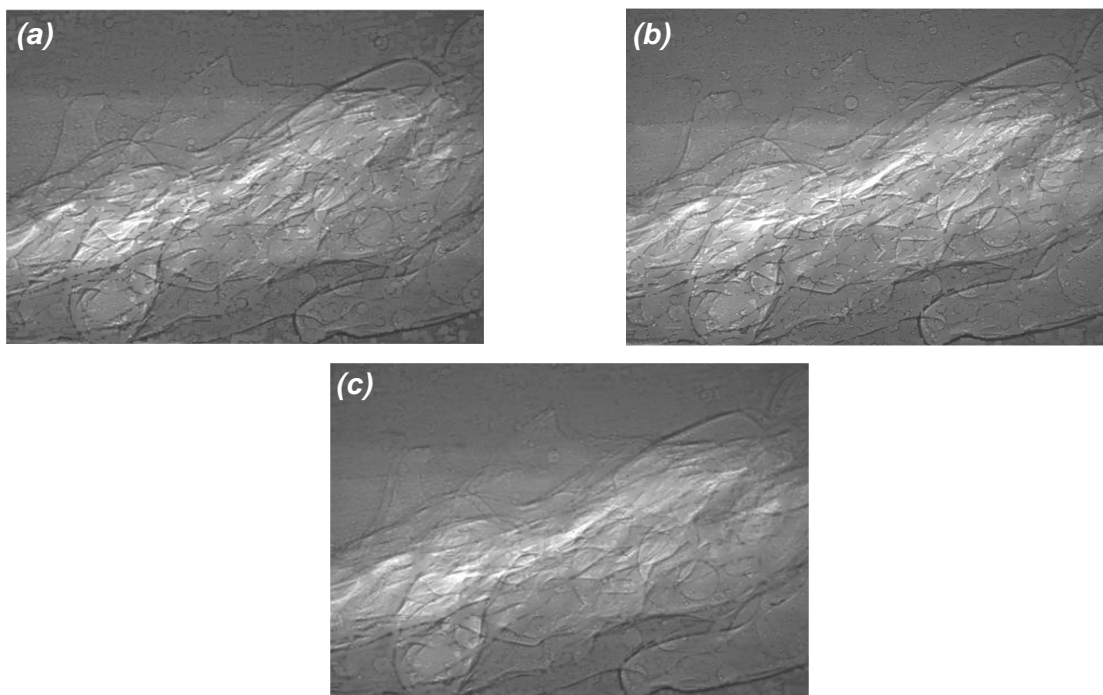


Figure 5-2 : traitement d'images pour le calcul de la fraction volumique de la vapeur. Images sans particules avec (a) et (b) respectivement les images n° 1 et 2 appartenant à la même paire (c) l'image moyenne de la paire

Afin d'éliminer l'effet de l'intensité des particules sur le calcul des fractions volumiques, les particules sont filtrées des images brutes en appliquant la même méthode utilisée pour filtrer les particules des images ajustées présentée dans le chapitre précédent.

La fraction volumique locale de la vapeur (β) peut s'écrire pour chaque pixel de l'image :

$$\beta = 1 - \frac{\ln \frac{I_{vide}}{I_{cavit}}}{\ln \frac{I_{vide}}{I_{non_cavit}}}$$

- β Fraction volumique locale de la phase vapeur
- I_{non_cavit} Intensité locale mesurée sur les images de calibration du liquide (écoulement non-cavitant)
- I_{vide} Intensité locale mesurée sur les images de calibration en vapeur pure (air).
- I_{cavit} Intensité locale mesurée sur les images traitées d'écoulement cavitant

La Figure 5-3 montre un exemple de calcul des fractions volumiques de la vapeur à partir des images obtenues par cette méthode. On remarque que la méthode de calibration proposée a permis d'éliminer la bande du milieu. Dans certains cas, il peut rester quelques résidus dans la partie supérieure et/ou inférieure de cette bande.

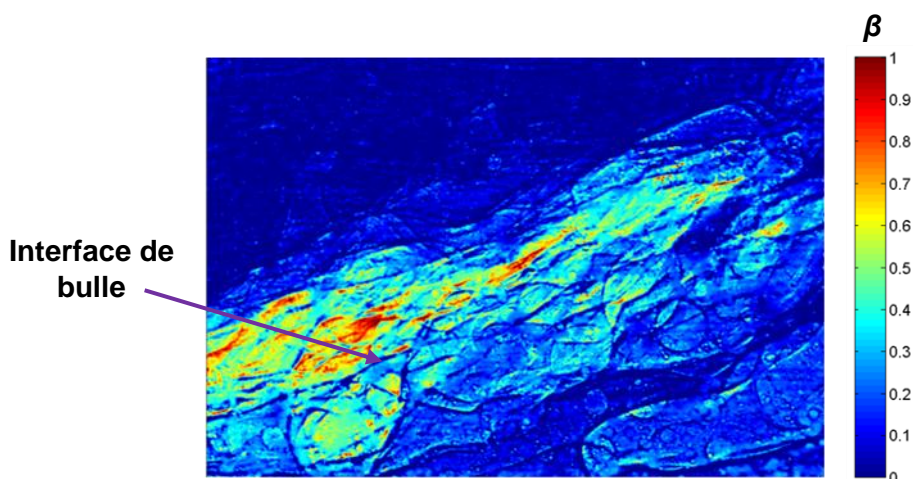


Figure 5-3 : Exemple de calcul de fraction volumique de la vapeur dans un écoulement cavitant

A l'intérieur de l'écoulement cavitant, les fractions volumiques varient entre 0 et 1. Ces valeurs représentent la proportion de vapeur que traverse le faisceau RX dans la profondeur de la veine d'essais. Ainsi plus il y a de bulles qui superposent dans un endroit de l'image, plus les valeurs de β sont élevées à ces endroits, et vice versa. C'est pourquoi on peut distinguer des zones à forte fraction volumique de vapeur et d'autres à plus faible β .

Sur la Figure 5-3, on peut aussi distinguer les interfaces des bulles dont les valeurs de β sont sous-estimées à cause de leur faible intensité qui est due à la diffraction des rayons X. Afin de corriger ces valeurs, on applique un traitement similaire à celui qui est utilisé pour supprimer les bulles (paragraphe 4.2). En effet, la méthode de « Canny » est utilisée sur les champs de fractions volumiques pour détecter les contours des zones concernées. L'intérieur de ces zones peut ensuite être déterminé étant donné que leurs fractions volumiques sont faibles puis remplacé par la moyenne des voisins se trouvant à l'extérieur. Finalement, un filtre 2D est appliqué au champ final pour enlever le bruit. Le résultat de ce traitement est montré sur la Figure 5-4.

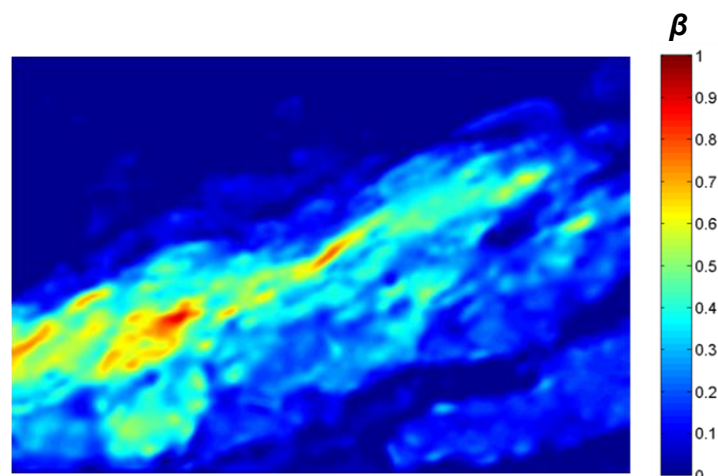


Figure 5-4 : Fraction volumique de la vapeur - interfaces filtrées

5.2. Estimation des erreurs de calcul

Afin d'estimer les erreurs dues à la méthode de calcul de la fraction volumique de la vapeur, on utilise des images de vapeur pure puis des images de liquide pur et enfin des images de vapeur dont l'intensité a été modifiée pour simuler une fraction volumique à 50%. Pour chacun des cas, les couples d'images sont moyennés comme indiqué précédemment et la calibration est réalisée avec les mêmes images que dans le cas d'écoulement cavitant (Figure 5-1). Les écarts trouvés entre les valeurs calculées et les valeurs théoriques (1 pour

la vapeur, 0 pour le liquide et 0,5 dans le cas d'image à intensité modifiée) représentent les erreurs.

Pour représenter ces erreurs, on trace les fractions volumiques calculées dans chaque cas en fonction de la hauteur de la veine d'essais. La Figure 5-5 illustre ces erreurs pour 3 couples d'image de vapeur pure différents.

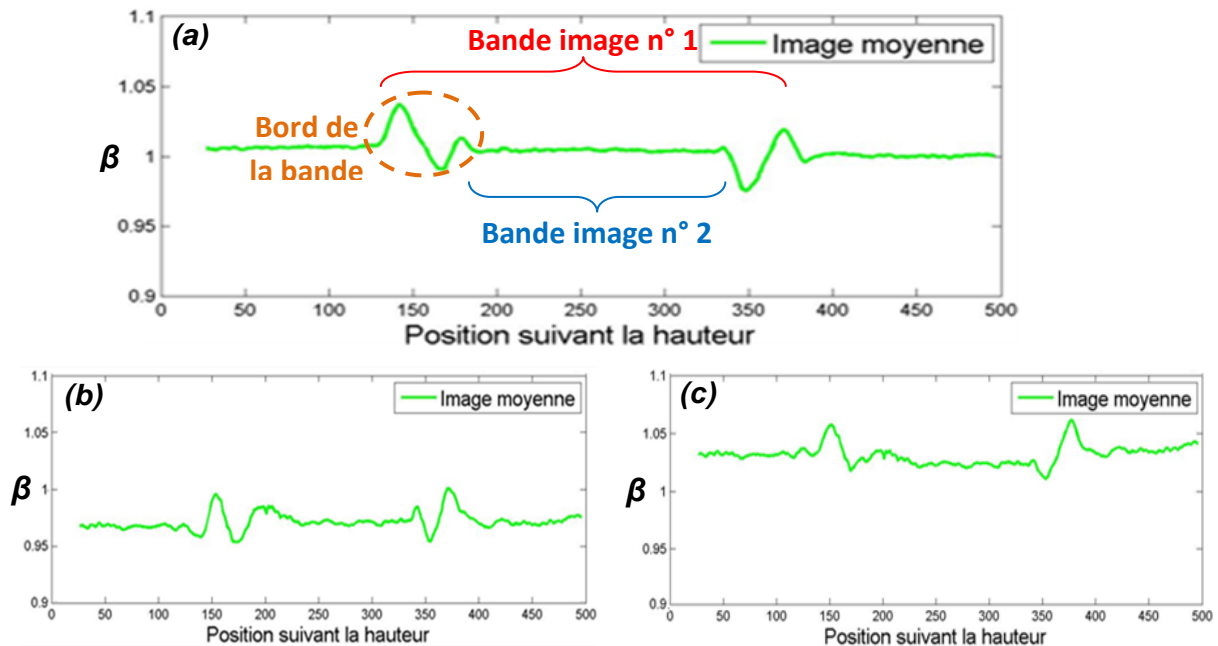


Figure 5-5 : Fraction volumique de la vapeur à partir d'image de vapeur pure – Estimation d'erreur

On remarque que les valeurs de β varient entre chaque paire d'image mais restent comprises entre 0.95 et 1.05, ce qui présente environ $\pm 5\%$ d'erreur maximale. Les fractions volumiques de la vapeur à l'intérieur de la bande du milieu sont au même ordre de grandeur que les fractions calculées en dehors de cette bande. Il reste cependant un petit effet de bord qui est dû aux écarts de niveaux de gris entre la bande de l'image moyenne et celles des images de calibrations.

Les mêmes écarts entre les valeurs théoriques et les valeurs calculées ont été retrouvés dans les cas de liquide pur et de taux de vide à 50% (Figure 5-6). Ces résultats montrent en effet que les erreurs estimées sont fixes, inférieures à $\pm 0,05$, et ne sont pas proportionnelles aux fractions volumiques de la vapeur.

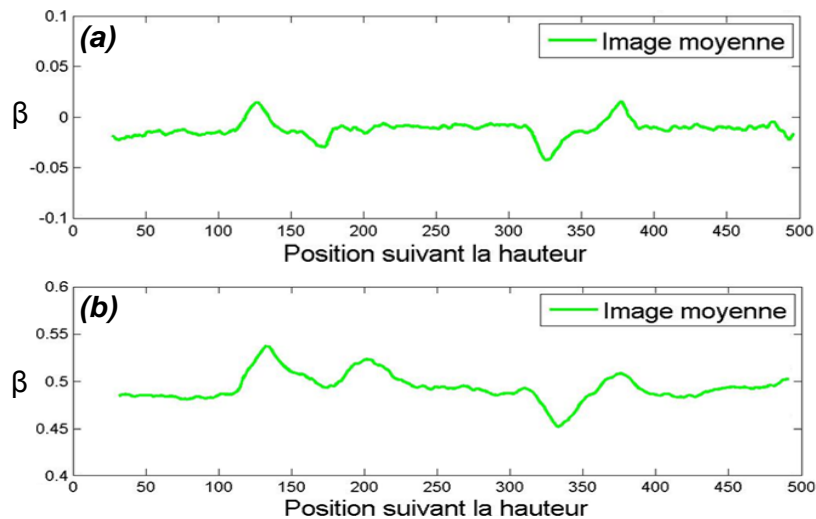


Figure 5-6 : Fraction volumique à partir d'image : (a) à 100% de liquide et (b) à 50% de vapeur

Afin de montrer l'intérêt du traitement proposé pour le calcul du taux de vide, on compare les résultats de calcul de fraction volumique à partir des moyennes de paire d'images et des images non-moyennées (Figure 5-7), « image n° 1 » étant la première image de la paire et « image n° 2 » la seconde.

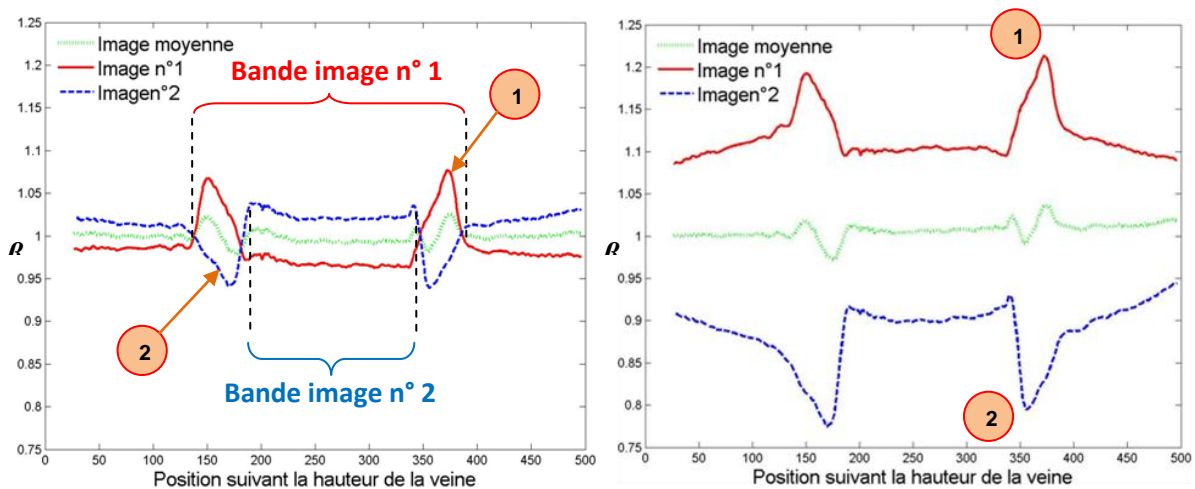


Figure 5-7 : Comparaison entre la fraction volumique calculée à partir de la moyenne des images de la même paire et les images individuelles

On remarque que l'écart entre les fractions volumiques calculées à partir d'une seule image (image n° 1 ou image n° 2) et les valeurs théoriques varient considérablement entre chaque image et sont parfois très importants (jusqu'à $\pm 15\%$ d'erreur). Ces écarts sont particulièrement importants au niveau des bords des bandes surexposées. Dans ce cas, les pics constatés pour les images n°1 et les creux pour les images n°2 sont dus à la différence

de largeur entre les bandes centrales de chacune de ces images et celle des images de calibration. En effet, Les images n°1 ont des bandes plus larges que la bande moyenne de calibration ainsi l'intensité aux extrémités des bandes est toujours supérieure à la moyenne, d'où une surestimation des valeurs de β dans ces zones (1). A l'opposé, les images n°2 ont des bandes plus étroites que la bande de calibration, et l'intensité aux bords des bandes est inférieure à l'intensité moyenne, d'où la sous-estimation de β observée dans ces régions (2). En moyennant les deux images, les zones (1) et (2) se neutralisent et leur moyenne est de même ordre de grandeur que le reste de l'image.

Outre les écarts avec l'image moyenne, il existe une différence importante entre les valeurs de β obtenues à partir des deux images de la même paire. Les écarts trouvés peuvent être expliqués par la dissymétrie dans l'exposition de chaque image aux flashes RX. Cette même dissymétrie, qui est due à la difficulté dans la synchronisation entre les flashes, l'ouverture de l'obturateur rapide et l'enregistrement de la caméra, explique aussi pourquoi la moyenne des fractions volumiques de la vapeur sur la hauteur de la veine n'est pas toujours égale à 1 dans le cas d'images de vapeur pure (Figure 5-5) ou à 0 dans le cas de liquide pure (Figure 5-6).

A partir de l'analyse des résultats de validation, on constate qu'il existe deux cas de figure principalement responsables des écarts constatés dans le calcul de la fraction volumique.

Cas n° 1 :

La Figure 5-8 montre un schéma synthétique d'acquisition des couples d'images correspondant au premier cas responsable des erreurs de calcul de fractions volumiques de la phase vapeur.

Image n° 1 est exposée à 3 flashes différents : d'abord un secondaire (1) créant une bande assez large au milieu de l'image étant donné que l'obturateur est ouvert à presque la moitié. Quand ce dernier est entièrement (ou presque) ouvert, un flash principal (2) puis un autre flash secondaire (3) se produisent, illuminant ainsi toute l'image. Cependant,

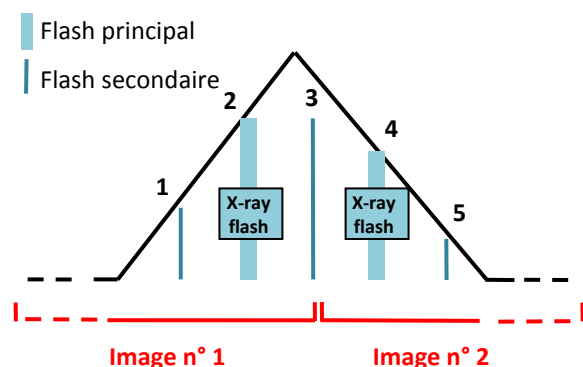


Figure 5-8 : Acquisition d'images cas-1

seulement une partie de ce dernier flash est enregistrée par la caméra. L'exposition de l'image 1 au flash (3) lui permet d'avoir une intensité supplémentaire qui dépend de la durée de son exposition à ce flash (Figure 5-9)

Image n° 2 est exposée au flash principal (4) puis un secondaire (5) qui se trouve à la fin de l'ouverture de l'obturateur, n'illuminant ainsi qu'une partie très étroite de l'image.

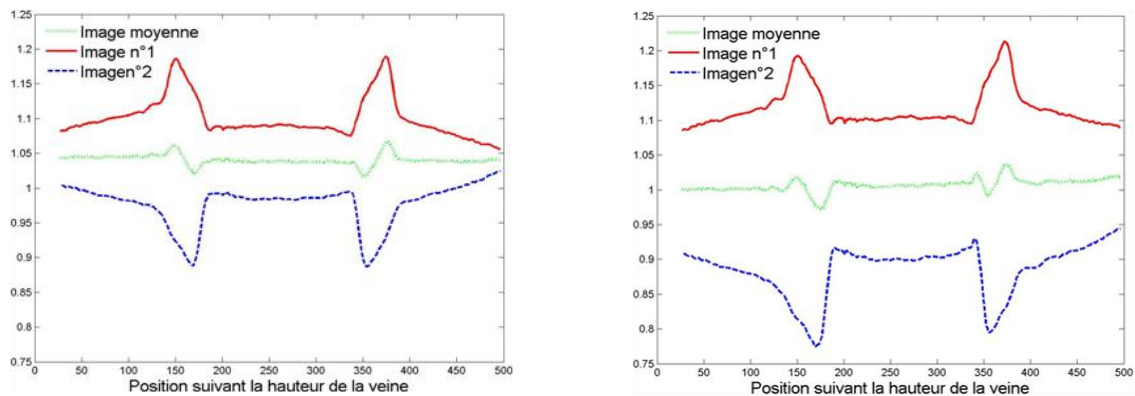


Figure 5-9 : Comparaison des fractions volumiques - cas 1

Cas n° 2 :

La Figure 5-10 montre le schéma d'acquisition correspondant au second cas.

Image n°1 est exposée au flash secondaire responsable à la bande centrale qui est plutôt large puis au flash principal.

Image n°2 est exposée au flash secondaire (3) pendant une durée qui peut varier entre chaque acquisition permettant à l'image d'avoir une intensité supplémentaire (Figure 5-11). Le second flash secondaire (5) arrive proche de la fin de l'ouverture de l'obturateur. La bande dans ce cas est plutôt étroite.

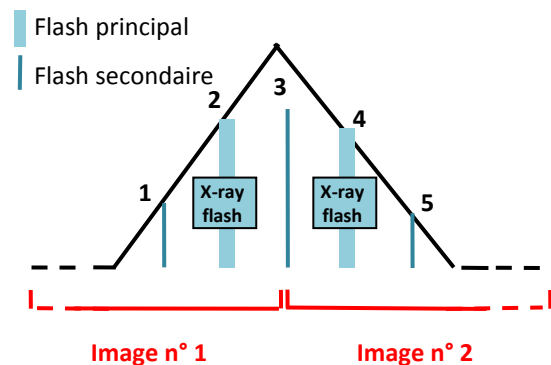


Figure 5-10 : Acquisition d'images cas-2

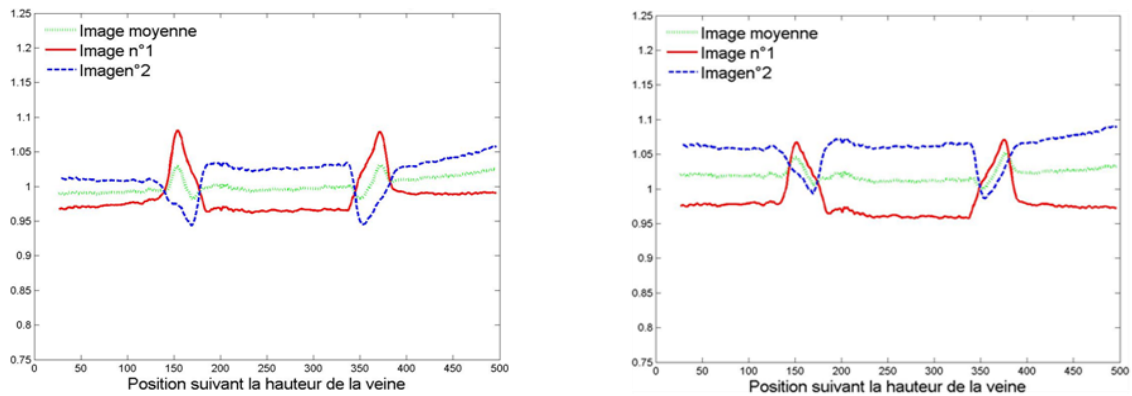


Figure 5-11 : fractions volumiques de la vapeur - cas 2

Dans les deux cas, l'intensité de chaque image varie en fonction de la position du flash principal par rapport à l'ouverture maximale de l'obturateur rapide. L'intensité supplémentaire de la première image (cas 1) ou la seconde (cas 2) dépend de la durée de leur exposition au flash (3). Ce sont ces variations dans l'exposition aux différents flashes qui déterminent l'écart entre les fractions volumiques calculées et la valeur exacte.

5.3. Synthèse

Grâce à l'imagerie par rayons X, les fractions volumiques de la vapeur dans les milieux diphasiques et plus particulièrement à l'intérieur des écoulements cavitants peuvent être accessibles. Or contrairement à l'imagerie RX classique où les intensités que reçoivent les images sont quasi-uniformes et constantes, dans la présente étude, l'exposition aux RX est irrégulière engendrant d'importantes variations d'intensité entre chaque image. Un traitement spécial a été développé pour adapter la méthode générale qui permet d'obtenir les fractions volumiques à partir des images RX. Dans ce traitement, les particules sont filtrées et chaque couple d'images est moyennée. C'est à partir de ces images moyennées que le calcul de fraction volumique de la vapeur est effectué. Cependant, les résultats obtenus à ce stade nécessitent encore une correction des valeurs calculées au niveau des interfaces des bulles, c'est pourquoi un second traitement est appliqué permettant ainsi d'améliorer les résultats dans ces zones.

Grâce à ces traitements, les erreurs dues à la technique de l'imagerie RX utilisée à l'APS ont été réduites d'une manière significative. On passe ainsi de $\pm 20\%$ d'erreurs dans le calcul des fractions volumiques de la vapeur à partir des images brutes à $\pm 5\%$ après avoir effectué ces traitements.



6. Champs de vitesses

6.1. Généralité : Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)

La vélocimétrie par image de particules est l'une des méthodes les plus utilisées en mécanique des fluides pour obtenir un champ de vitesses instantanées dans un écoulement. La technique expérimentale de la PIV se base souvent sur le laser comme source de lumière pour éclairer les traceurs se trouvant dans un plan de l'écoulement. Les images obtenues comportent les particules qui apparaissent brillantes sur un fond très sombre.

La méthode de calcul de PIV a été détaillée dans plusieurs travaux dont certains du LML [57, 58]. De manière succincte, les vitesses sont calculées en utilisant une corrélation qui estime le déplacement des traceurs entre deux images prises aux instants t et $t+dt$. Chaque image est divisée en plusieurs petites fenêtres, appelées fenêtres d'interrogation, qui se chevauchent. On parle dans ce cas du recouvrement (dans un cas typique, chaque fenêtre recouvre 50% de chaque fenêtre voisine).

L'inter-corrélation entre les images est réalisée grâce à la fonction suivante :

$$R(x, y) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I_1(i, j) * I_2(i + x, j + y) \quad \text{Équation 6-1}$$

où $I_1(i, j)$ et $I_2(i, j)$ sont les intensités lumineuses dans des fenêtres des images 1 et 2 au point i et j . La dimension des fenêtres est de $K \times L$ pixels.

Le résultat de ce calcul doit présenter un pic en x_0 et y_0 qui représente le déplacement des particules dans cette fenêtre. Ce déplacement est à ce stade un nombre entier calculé au pixel près. La Figure 6-1 montre un exemple d'inter-corrélation de deux images de particules dans une fenêtre d'interrogation où R_D représente le pic de corrélation, R_C et R_F sont respectivement les composantes de la convolution des intensités moyennes et de bruit [58].

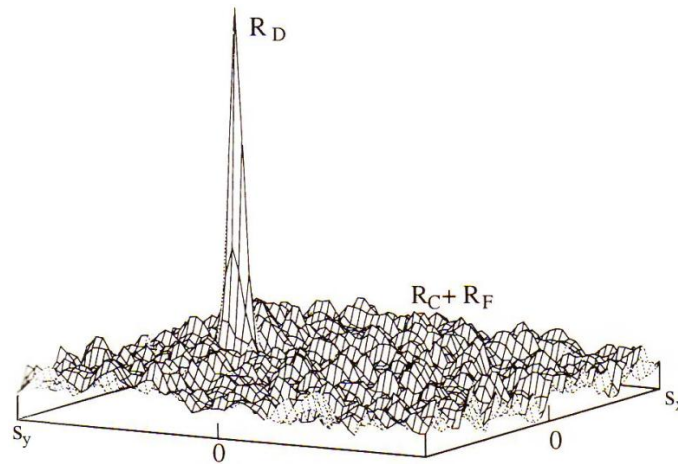


Figure 6-1 : Exemple de résultat d'inter-corrélation [58]

La précision du calcul est améliorée en appliquant une interpolation sub-pixel aux valeurs entières de la fonction d'inter-corrélation [59]. Ceci permet d'avoir un nouveau pic dont la précision des coordonnées est en dessous du pixel (Figure 6-2).

Plusieurs fonctions d'interpolation sont possibles mais la plus courante est la fonction gaussienne. Bien qu'il existe différentes façons d'utiliser cette fonction, le plus souvent l'interpolation est réalisée en appliquant deux gaussiennes mono dimensionnelles (une pour chaque direction x et y) qui passent par 3 points (le maximum de l'inter-corrélation $R(i)$ et ses deux voisins $R(i-1)$ et $R(i+1)$).

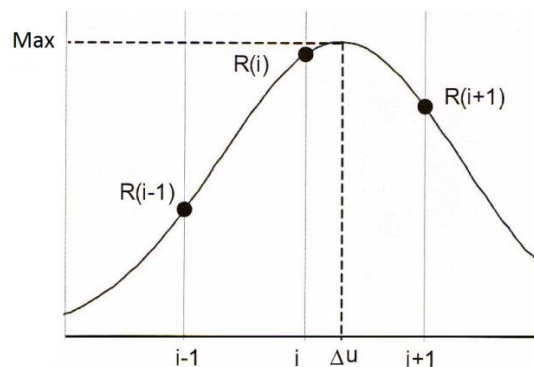


Figure 6-2 : Interpolation pour déterminer la position du pic avec une fonction gaussienne passant par 3 point [57]

Lors du calcul de la vitesse dans une fenêtre d'interrogation entre deux images, une petite erreur peut exister lorsque les traceurs rentrent ou sortent de la fenêtre entre les instants t et $t+dt$. Ce type d'erreur peut être diminué en déplaçant la fenêtre d'interrogation de l'image 2 par rapport à l'image 1 (Figure 6-3). Cette opération, souvent appelé « shift local », nécessite quelques étapes (ou passes) : Dans un premier temps, un calcul PIV

permet de connaître le déplacement approximatif des particules dans chaque fenêtre. Le résultat est utilisé ensuite pour décaler les fenêtres de la valeur du déplacement trouvé. Ce décalage peut être entier ou sub-pixel.

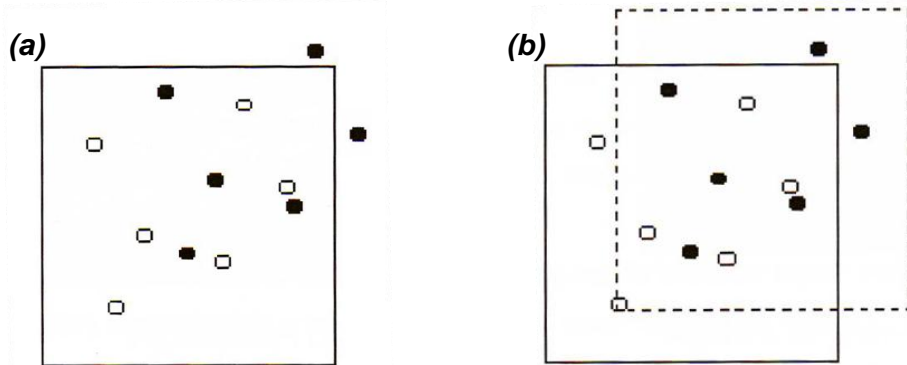


Figure 6-3 : Particules à l'instant t (○) et $t+dt$ (●) – (a) sans décalage de fenêtre et (b) avec décalage de fenêtre (fenêtre décalée en pointillé) [57]

La carte de vitesse obtenue porte souvent des vecteurs aberrants (direction ou module très différents par rapport aux voisins ou au reste de l'écoulement). Une fois repérés, ces vecteurs sont supprimés puis remplacés par des vecteurs plus cohérents dont les directions et les modules sont déterminés par interpolation à partir des vecteurs voisins [60].

6.2. Champs de vitesse de la phase liquide

6.2.1. Méthode de calcul PIV

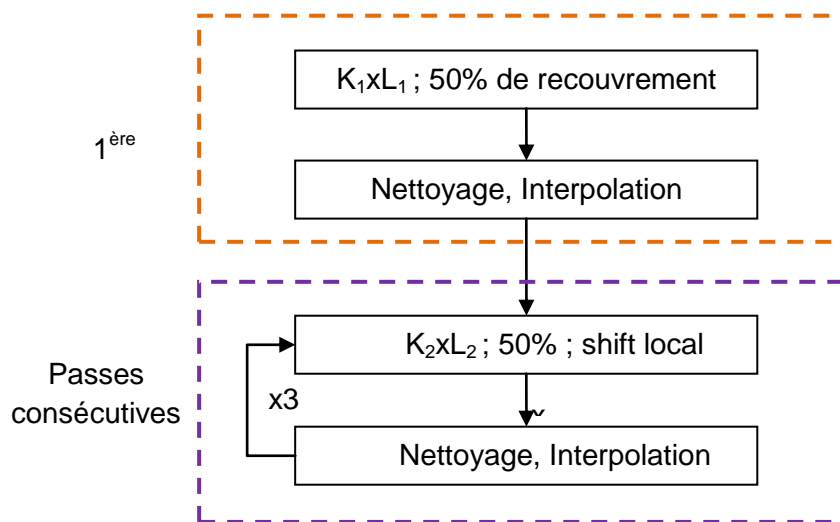
Bien que la technique expérimentale utilisée au cours de ce travail soit différente de la méthode standard, le traitement d'image de la phase liquide a permis d'obtenir des images de particules qui ressemblent aux images que l'on peut avoir avec un dispositif classique d'éclairage par un laser. La grande différence reste, dans ce cas, l'épaisseur de l'écoulement étudié, car contrairement au cas standard, les particules dans les images RX se trouvent dans toute l'épaisseur de l'écoulement (4 mm).

En appliquant donc la méthode du traitement PIV sur les images de particules obtenues dans le chapitre 4, les champs de vitesses du liquide peuvent être calculés.

Le dépouillement est réalisé grâce à une méthode de « prédiction spatiale ». En effet, si par exemple, on souhaite réaliser le traitement PIV sur des fenêtres 32x32 pixels, l'idée est de faire un premier traitement (1^{ère} passe) avec des fenêtres quatre fois plus grandes 64x64 pixels et sans aucun shift. Le but ici est d'avoir un premier résultat avec une bonne

corrélation (étant donné que la fenêtre est assez grande pour contenir un nombre important de traceurs) qui permettra de prédire le décalage des fenêtres 32x32 dans la passe suivante. Dans cette méthode de prédiction spatiale, chaque vecteur calculé à partir d'une fenêtre 64x64 servira au décalage de 4 fenêtres 32x32 dans la deuxième passe.

Soient $K_1 \times L_1$ la dimension des fenêtres d'interrogation dans la première passe et $K_2 \times L_2$ la dimension des fenêtres dans les passes suivantes, le calcul PIV a été mené de la manière suivante :



Dans le présent travail, les dimensions $K_1 \times L_1$ et $K_2 \times L_2$ varient selon la campagne d'essais dépouillée. Les fenêtres d'interrogation ne sont pas carrées à cause du fort gradient de vitesses selon y .

6.2.2. Dépouillement des résultats

Pour la première campagne d'essais (2009), le logiciel utilisé pour dépouiller les résultats de la phase liquide est PIV-GML, il a été développé par le LML. La fenêtre d'interrogation de la première passe a une dimension $K_1 \times L_1$ égale à 64x32. Le choix d'une telle taille de fenêtre est dû au gradient de vitesses très important dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. Une fenêtre carrée 64x64 peut en revanche masquer certains phénomènes très localisés de l'écoulement (cf. paragraphe 6.2.4). La taille de la fenêtre $K_2 \times L_2$ est égale à 32x32.

Le dépouillement de la campagne de 2012 a été effectué à l'aide d'une version améliorée du MatPIV.1.6.1 (open source toolbox pour Matlab) qui a été initialement développé par J. K. Sveen du département de mathématique de l'université d'Oslo puis

modifié par Christophe Cuvier du LML. Cette nouvelle version, plus simple à l'utilisation, est actuellement utilisé dans une grande partie des travaux du laboratoire [61, 62].

Plusieurs modifications ont été apportées à la version originale de MatPIV. Les améliorations principales utilisées dans le cadre du présent travail sont :

- Dépouillement multi-passes (plusieurs passes successives avec des fenêtres d'interrogation de taille variables).
- Possibilité de travailler avec des fenêtres d'interrogation rectangulaires. (La version originale ne permet d'utiliser que des fenêtres carrées).
- Le shift des fenêtres d'interrogation peut être entier ou sub-pixel. Ce décalage sub-pixel est réalisé grâce à la fonction d'interpolation « B-spline » d'ordre 3 [63]. L'influence du shift sub-pixel par rapport à l'entier est montrée dans les travaux de Foucault *et al.* [64].
- Images déformables : au niveau de chaque fenêtre d'interrogation, l'image est déformée en fonction du gradient de déplacement obtenu dans la passe précédente (Figure 6-4). Cette déformation permet d'améliorer les résultats surtout dans les régions de fort gradient de vitesses [9].

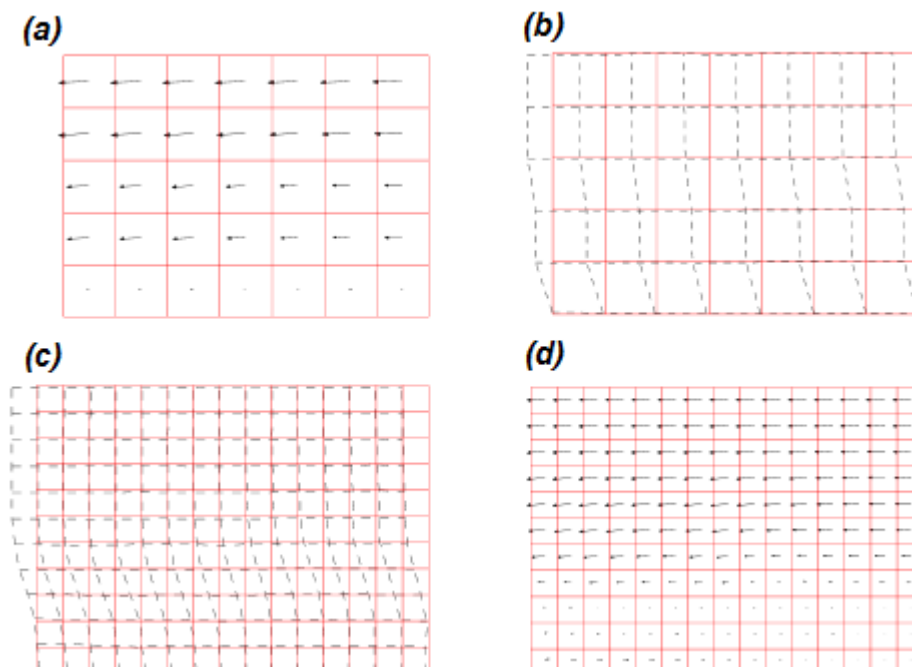


Figure 6-4 : Déformation des fenêtres d'interrogation. (a) calcul de champ de vitesse à partir des fenêtres d'interrogation initiales (b) fenêtres d'interrogation déformées à partir des résultats de calcul (c) fenêtres remaillées finement et déformées (d) champ de vitesses recalculé à partir des fenêtres fines déformées [9].

- Le shift des fenêtres est réalisé sur les deux images, contrairement à la méthode classique où il est effectué seulement sur la deuxième image. La fenêtre d'interrogation de l'image 1 est donc décalée de $\frac{1}{2}$ le déplacement calculé dans la passe précédente alors que sur l'image 2, la fenêtre est décalée de $-\frac{1}{2}$ le déplacement calculé. Cette option permet d'avoir une meilleure précision de calcul.

6.2.3. Bilan des paramètres de PIV

Le tableau ci-dessous fait un bilan des paramètres de dépouillement PIV en fonction des campagnes d'essais :

Campagne d'essais	2009	2012
Logiciel	PIV-GML	MatPIV1.6.1 (modifié au LML)
Interpolation sub-pixel	2 gaussiennes mono-dimensionnelles passant par 3 points	2 gaussiennes mono-dimensionnelles passant par 3 points
Déformation d'image	non	oui
Shift	entier	entier
Image décalée	1 ^{ère} image	1 ^{ère} et 2 ^{ème} images
$K_1 \times L_1$	64x32	96x80
$K_2 \times L_2$	32x32	48x40
Nombre de passes	1 passe à $K_1 \times L_1$ + 3 passes à $K_2 \times L_2$	1 passe à $K_1 \times L_1$ + 3 passes à $K_2 \times L_2$

Tableau 6-1 : Paramètre de PIV selon la campagne d'essais

On remarque que les fenêtres d'interrogation de la première passe sont rectangulaires avec $K_1 > L_1$ (K_1 correspond à la direction principale de l'écoulement – l'axe « x » – et L_1 à la direction suivant la hauteur de la veine – l'axe « y » –). Le choix de la taille et la forme de la fenêtre est due d'une part au fort gradient de vitesses selon « y » et d'autre part aux vitesses dont les composantes sont importantes suivant « x » et faibles suivant « y ». A cause des propriétés des images de 2012 (chapitre 3), la taille et le déplacement en pixel

des particules sont plus importants que dans les images issues de la campagne 2009, pour une vitesse d'écoulement donnée, par conséquent, il est nécessaire d'utiliser des fenêtres d'interrogation plus grandes.

6.2.4. Résultats

La Figure 6-5 montre une carte de vitesses instantanées de la phase liquide dans un écoulement cavitant obtenue à partir du calcul PIV (campagne 2012). A partir de ces vecteurs, on peut remarquer que les vitesses sont maximales dans les régions de liquide pure mais nettement moins importantes à l'intérieur de la poche de cavitation. Entre ces deux régions, il y a une zone de fort gradient de vitesse qui correspond au cisaillement existant entre la poche de cavitation et l'écoulement liquide.

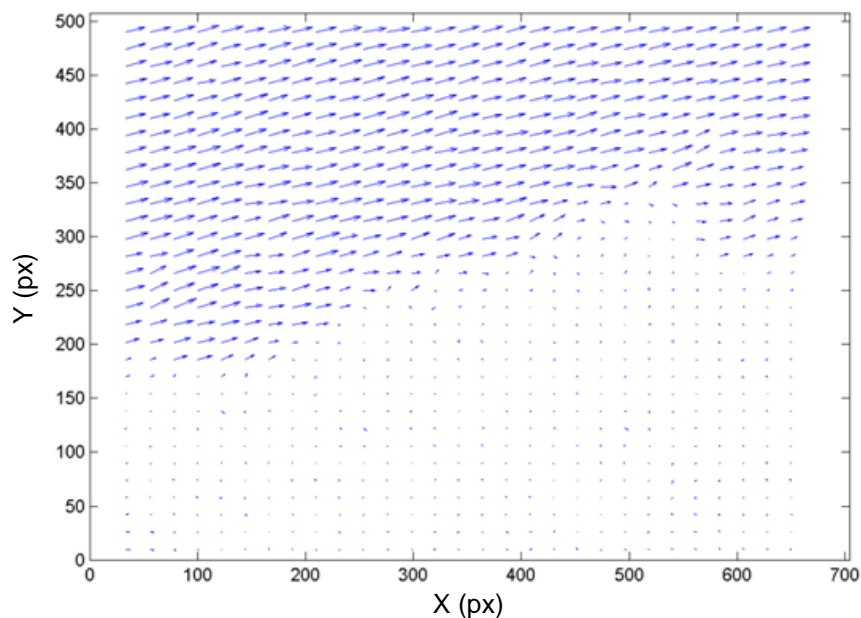


Figure 6-5 : Carte de vitesses de la phase liquide

La Figure 6-6 montre les champs de vitesses dans le sens de l'écoulement à partir du même couple d'image sans et avec déformation des fenêtres d'interrogation. On peut remarquer que les vitesses dans les zones de cisaillement sont plus cohérentes dans le cas de dépouillement avec déformation.

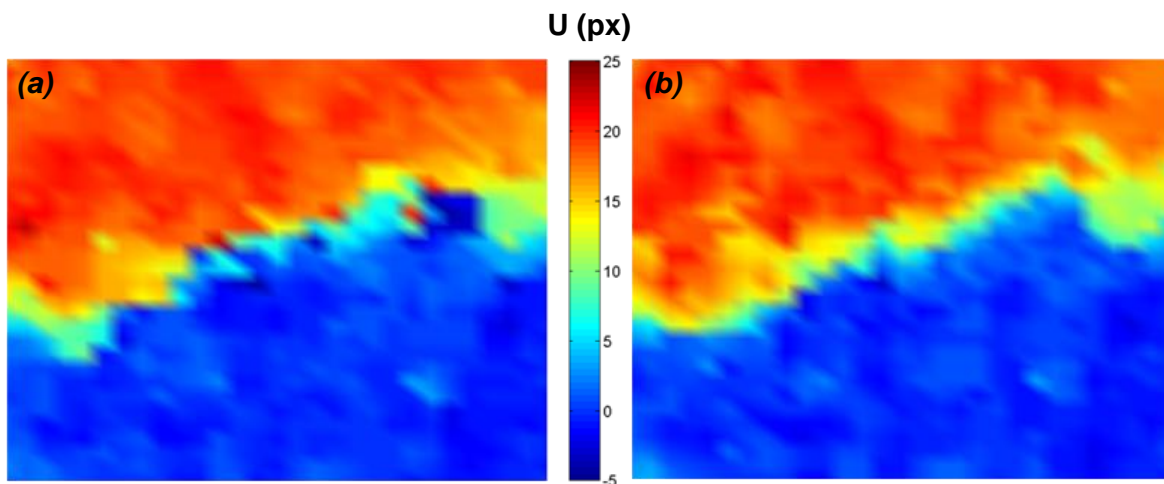


Figure 6-6 : Champs de déplacements selon x de la phase liquide – (a) sans déformation de fenêtre d’interrogation ; (b) avec déformation de fenêtre

Les champs de vitesses moyens ont été calculés à partir des vitesses instantanées. La Figure 6-7 montre une carte moyenne de vitesses du liquide superposée à une image RX de poche (campagne 2009). Des profils de vitesses moyennes selon la hauteur de la veine ont été aussi tracés. On peut remarquer la présence du jet rentrant liquide même dans une position très en amont de l’écoulement (1 mm du col dans une poche de 10mm de longueur). La discussion et l’analyse physique de ces résultats seront présentées dans le chapitre 7.

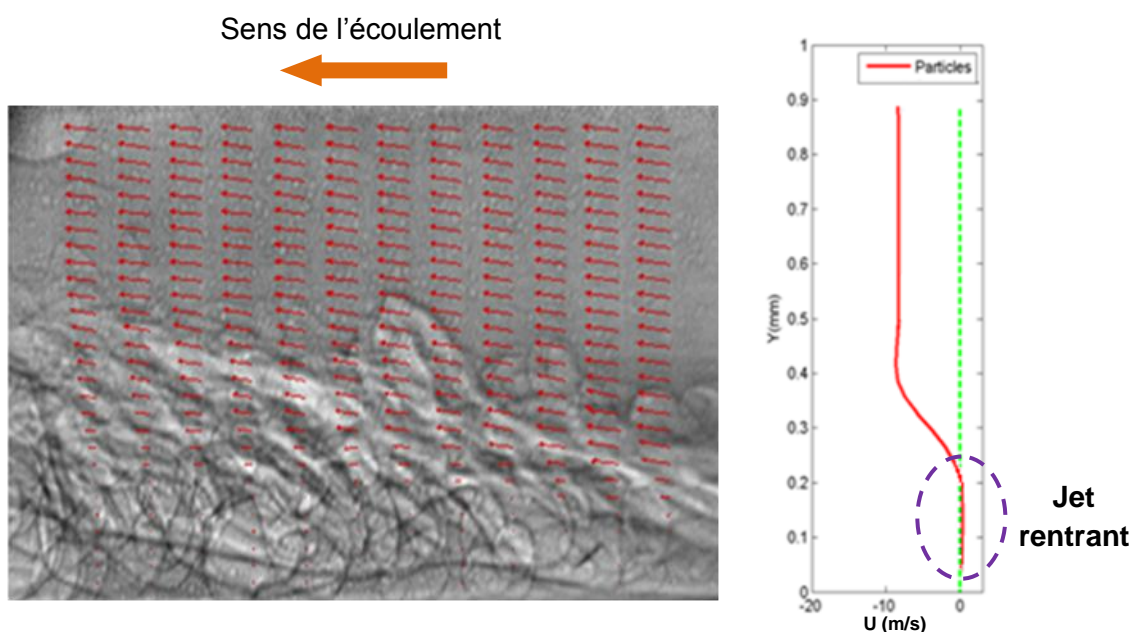


Figure 6-7 : Exemple de calcul vitesses de la phase liquide (a) carte de vecteurs de vitesse superposée sur l’écoulement cavitant (b) profil de vitesse dans la direction de l’écoulement sur une section de l’écoulement

6.2.5. Validation et estimation d'erreurs

En PIV classique les erreurs de mesure sont séparées en deux composantes, une erreur de biais (écart moyen de la solution exacte) et une erreur aléatoire évaluée par le calcul de l'erreur moyenne quadratique (erreur RMS). Ces incertitudes sont estimées en fonction des paramètres liés aux mesures PIV (taille de particules, matériel, shift des fenêtres, méthode de corrélation...) et de l'écoulement (gradient de vitesse, composante normale,...). L'influence de l'ensemble de ces paramètres a été évaluée notamment par Foucault *et al.* en utilisant des images de particules réelles et/ou synthétiques [64].

Dans notre cas, les images de particules sont issues d'un traitement d'images complexe. Il arrive donc que des traces de vapeurs restent dans les images de particules ou que des particules soient supprimées par erreur dans l'une des images du couple dépouillé. Ces imperfections dans le traitement peuvent par conséquent engendrer des erreurs supplémentaires dans les résultats du calcul PIV.

Afin d'évaluer ces erreurs et de valider par ce biais le traitement d'images effectué pour la phase liquide, une méthode a été développée. Elle consiste à d'abord créer des images synthétiques d'écoulement cavitant avec des particules dont les déplacements sont connus, ensuite appliquer le traitement d'images sur ces images synthétiques et enfin calculer le déplacement des particules. Les erreurs sont donc les écarts entre les déplacements connus et les champs de déplacements obtenus.

6.2.5.1. Validation et estimation d'erreurs

6.2.5.1.1. Déplacement des particules

Les déplacements des particules peuvent être réels ou imposés :

Dans le premier cas, ils sont obtenus par un calcul PIV à partir de couples d'images de particules dans un écoulement non-cavitant (Figure 6-8). Ce type de déplacement a été utilisé dans la validation du traitement de 2009.

Dans le second cas, des déplacements imposés sont réalisés à partir d'images RX de particules dans un écoulement non cavitant. Pour chacune de ces images, une nouvelle image a été créée en déplaçant chaque pixel de l'image initiale d'un déplacement choisi et imposé. Ces déplacements sont réalisés avec une précision sub-pixel grâce à une interpolation sur l'intensité. Ces couples d'images, image initiale et image synthétique, sont

soumis aux algorithmes de PIV utilisés pour cette thèse et le déplacement obtenu est comparé au déplacement qui avait été imposé lors de la création de l'image de synthèse. L'avantage de cette deuxième méthode est qu'elle prend en compte l'influence de la taille des particules sur le résultat final. Les valeurs des écarts obtenues dans ce cas sont les erreurs globales.

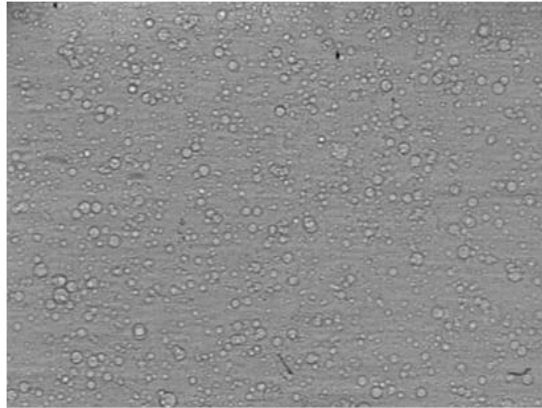


Figure 6-8 : Image de particules dans un écoulement non-cavitant

Afin d'avoir une meilleure approximation des erreurs, on impose des déplacements aux particules qui ont la même allure que les déplacements obtenus dans le cas réel d'écoulement cavitant (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**).

6.2.5.1.2. Images synthétiques

Ces images sont créées à partir d'images de particules dans un écoulement non-cavitant obtenues par l'étape précédente (Figure 6-8) et d'images RX d'écoulement cavitant sans particules (Figure 6-9). Dans un premier temps, le fond d'image de particules est supprimé (Figure 6-10), ceci permet d'éliminer la phase liquide de l'écoulement et de ne garder que les particules dont l'image est par la suite ajoutée à celle de l'écoulement cavitant.

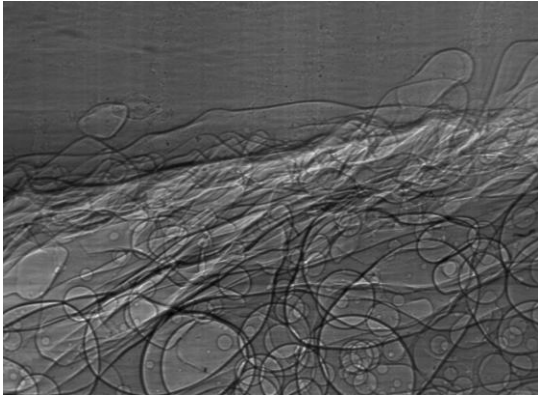


Figure 6-9 : Image d'écoulement cavitant sans particules



Figure 6-10 : Image de particules (liquide supprimé)

En superposant les images d'écoulement cavitant aux résultats de la soustraction du fond d'image, des images synthétiques d'écoulement cavitant avec des particules sont créées.

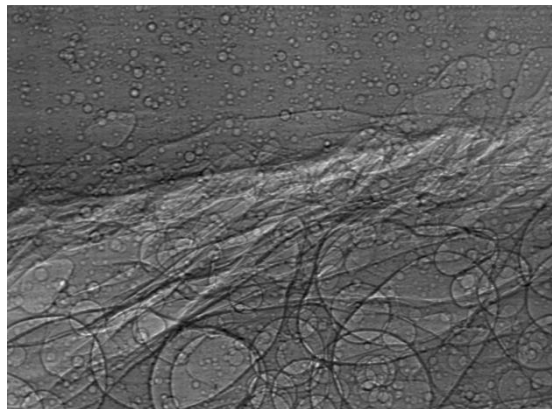


Figure 6-11 : Image synthétique d'écoulement cavitant avec des particules

6.2.5.2. Traitement d'images et calcul PIV

Pour inclure dans l'estimation de l'erreur, les effets de chaque étape de traitement que subissent les images réelles pour l'obtention des résultats présentés dans ce mémoire, le traitement de séparation de phase décrit au chapitre 4² est appliqué dans un premier temps à ces images synthétiques. Un dépouillement PIV est ensuite appliqué sur le résultat du traitement en utilisant les mêmes paramètres de dépouillement utilisés dans le calcul réel.

² On rappelle que deux images sont créées à partir de l'image RX initiale : la première contient essentiellement les particules et la seconde essentiellement les bulles.

Les champs de vitesses obtenus sont enfin comparés au déplacement imposé aux particules.

6.2.5.3. Bilan de la méthode et estimation d'erreurs

La Figure 6-12 présente un schéma de principe de la méthode de validation de traitement d'images et de calcul des champs de vitesses de phase liquide.

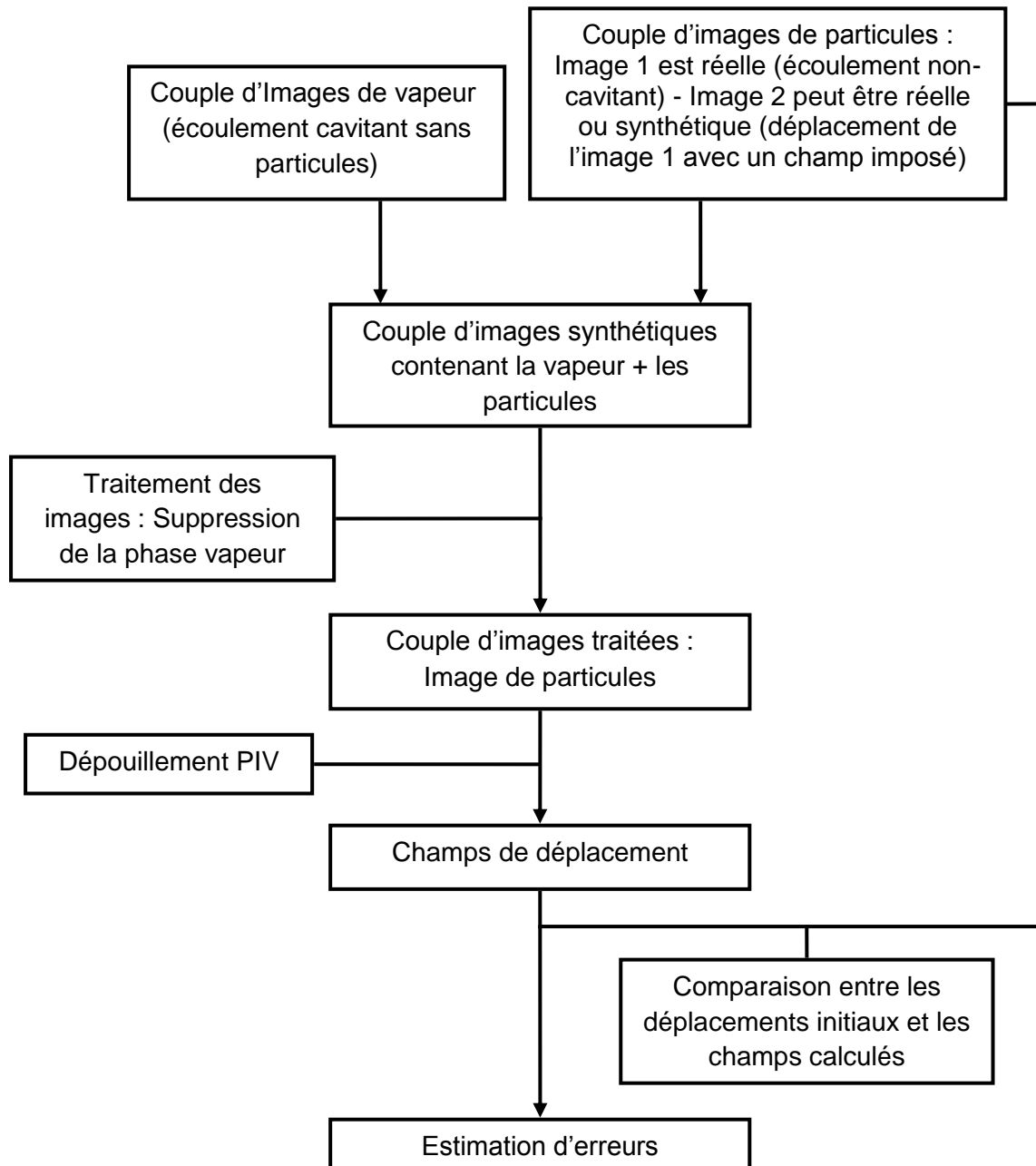


Figure 6-12 : Méthode de validation dans la phase liquide

La Figure 6-13 Figure 6-13 : Validation dans la phase liquide représente un profil de déplacement des particules et fait la comparaison entre les déplacements réels dans un écoulement non-cavitant et ceux calculés à partir d'images synthétiques (paragraphe 6.2.5.1) dans deux positions différentes (position 1 où la poche est sous forme de nuage de vapeur et position 3 avec des bulles distinctes). On remarque que les écarts entre les différents profils sont faibles, surtout dans la position 3 où la méthode de séparation de phase est plus efficace. Selon les positions, les erreurs maximales varient entre $\pm 0,3$ et $\pm 0,7$ pixel.

En comparant les résultats des déplacements obtenus à partir de deux calculs PIV (le premier réalisé dans un écoulement non-cavitant et le second dans un écoulement cavitant après traitement d'images), l'influence du diamètre des particules n'est pas prise en compte. Pour une taille de particules de 5 pixels et pour des fenêtres d'interrogation de 32x32 (campagne de 2009), les erreurs ont été estimées par Raffel *et al.* [58] à $\pm 0,05$ pixel.

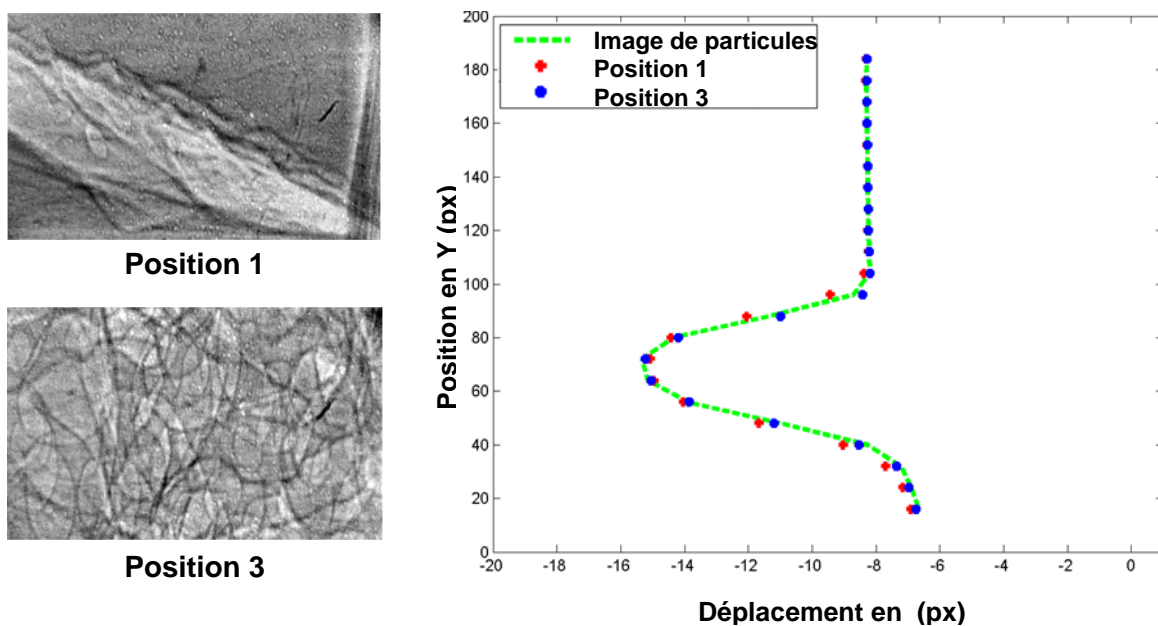


Figure 6-13 : Validation dans la phase liquide

Dans le cas de la campagne de 2012, l'estimation des erreurs de calculs est réalisée à partir d'un déplacement réel imposé aux particules. Les écarts retrouvés dans ce cas représentent les erreurs globales du calcul et incluent, de ce fait, l'influence de la taille des particules. Ainsi, on retrouve des erreurs de l'ordre de $\pm 0,85$ pixel ($\pm 0,35$ pixel d'erreur de biais et $\pm 0,5$ d'erreur aléatoire) à l'intérieur de la poche de cavitation. Dans les régions de liquide pur, les erreurs sont de $\pm 0,2$ pixel ($\pm 0,07$ pixel pour l'erreur de biais et $\pm 0,13$ pour

l'aléatoire). Ces dernières sont dues principalement à la taille des particules (8 pixels en moyenne) plus importante que la taille optimale qui est de 2 pixels.

6.3. Champs de vitesses de la phase vapeur

6.3.1. Méthode de calcul et résultats

De manière générale, la méthode du dépouillement de la phase vapeur est similaire à celle utilisée pour le liquide et utilise les mêmes algorithmes d'inter-corrélation d'images. Afin de mieux comparer les comportements du liquide et de la vapeur, les fenêtres d'interrogations utilisées dans les deux phases font la même taille.

Le logiciel « X-Rays 6.98 » développé par Marco Hočevár du laboratoire LVTS - Université de Ljubljana - a été utilisé pour le calcul des champs de vitesses de la phase vapeur pour la campagne de 2009. Ce logiciel a été développé sur « Labview » incluant le module de développement « Vision ». Les fonctionnalités de ce module, permettent à partir de l'intensité et du contraste des images de détecter les zones de vapeurs. C'est uniquement dans ces zones que les vitesses de bulles sont calculées.

Le calcul des vitesses de la vapeur est effectué à partir des images obtenues par le traitement servant à éliminer les particules des images RX (cf. paragraphe 4.2). La Figure 6-14 montre un exemple de calcul des vitesses de vapeur.

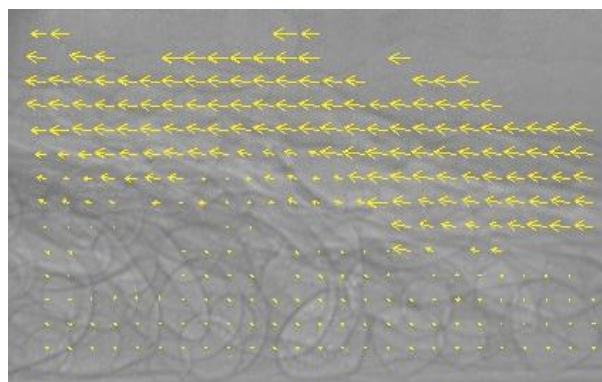


Figure 6-14 : exemple de résultat de calcul de vitesse de la phase vapeur (campagne 2009)

« MatPIV 6.1 modifié » a été utilisé pour le dépouillement des images de 2012. Le calcul des champs de vitesses de la vapeur est couplé dans ce cas aux champs des fractions volumiques de vapeur. En effet, un « masque » est défini à partir des résultats des fractions volumiques instantanées et l'inter-corrélation dans une fenêtre d'interrogation entre les

images n'est possible que lorsque la fraction volumique moyenne dans cette fenêtre est supérieure à 0,06 (6% de vapeur).

La Figure 6-15 montre un exemple de calcul de la vitesse de la vapeur dans un écoulement cavitant.

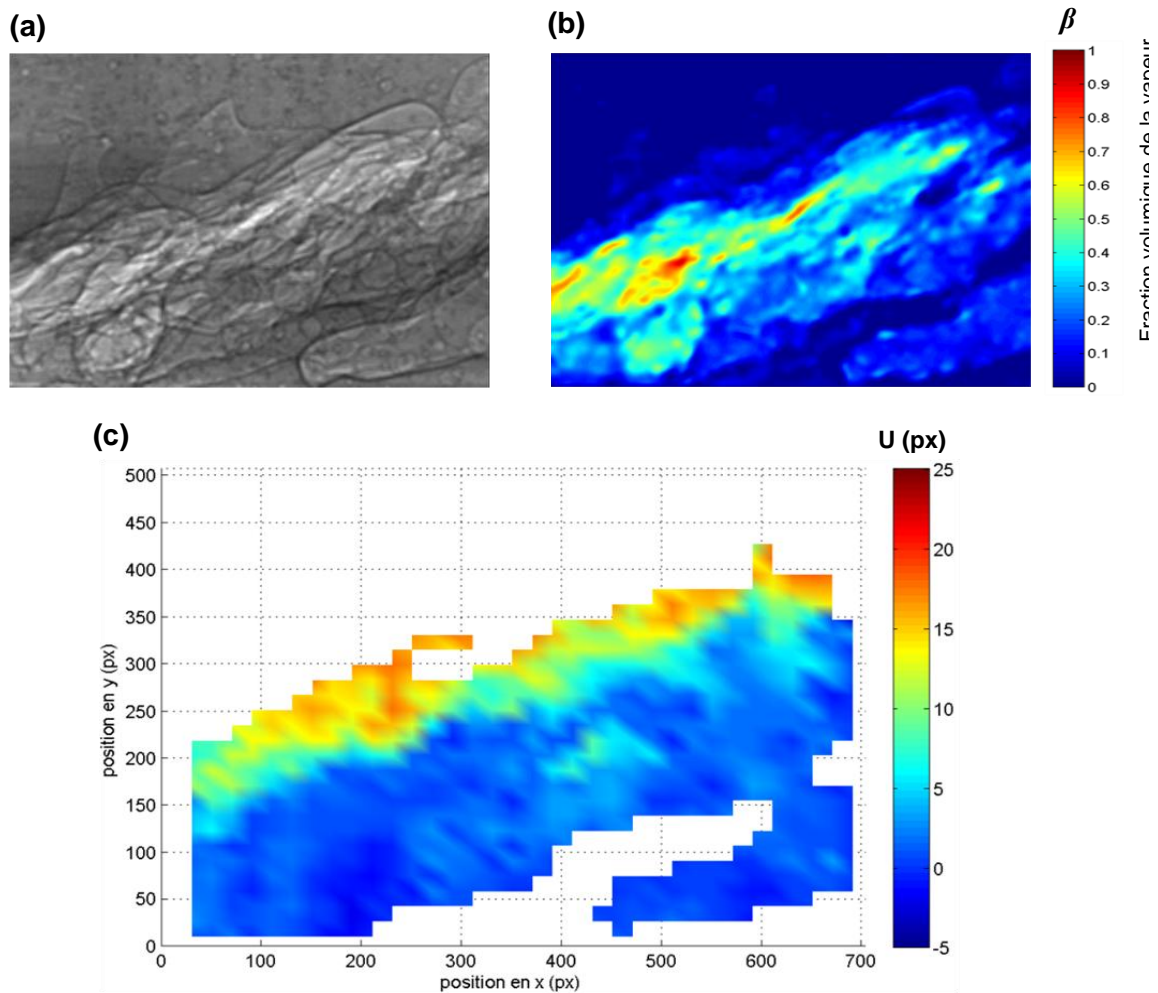


Figure 6-15 : calcul des vitesses de la vapeur (campagne 2012) – (a) image d'écoulement cavitant (b) fraction volumique de la vapeur (c) champs de déplacement de la vapeur

On se trouve ici dans une configuration loin de la PIV standard, puisque dans le cas présent, il n'y a pas de traceur dans l'écoulement : l'inter-corrélation est basée sur les variations de niveaux de gris liées la présence des interfaces de bulles, plus sombres, et des zones de vapeur, plus brillantes. Pour autant, les résultats des calculs de vitesses des bulles (figures Figure 6-14 et Figure 6-15) sont qualitativement cohérents. La Figure 6-16 montre un corrélogramme obtenu à partir d'une inter-corrélation entre deux images de vapeur. On

remarque que le pic de corrélation, même s'il est plus large, a une forme très semblable à ce que l'on retrouve dans les configurations classiques de PIV.

Néanmoins, l'évaluation de la précision de ces calculs et l'estimation des erreurs restent nécessaires, c'est pourquoi des méthodes de validation sont proposées dans ce mémoire de thèse. Le paragraphe suivant leur est dédié.

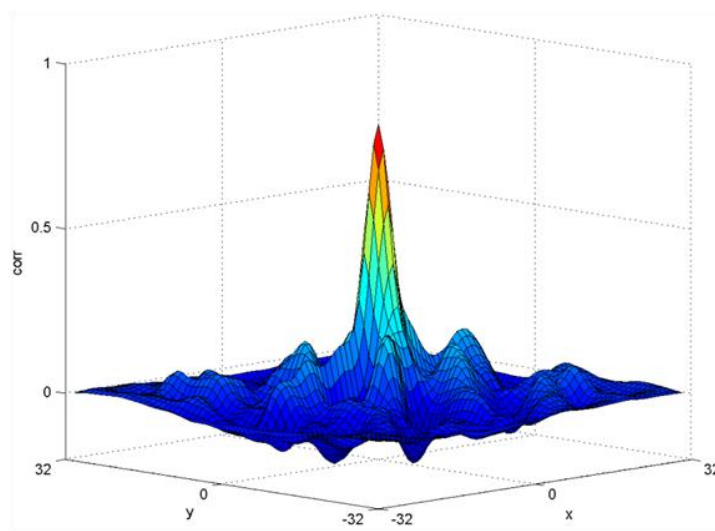


Figure 6-16 : Exemple de corrélogramme dans la phase vapeur

6.3.2. Validation et estimation des erreurs

Deux méthodes de validation de traitement pour la phase vapeur et de la vélocimétrie à partir d'images de bulles ont été développées. La première se base sur des paires d'images synthétiques avec des déplacements imposés. Quant à la seconde, elle utilise des couples d'images réelles d'écoulement cavitant.

6.3.2.1 Première méthode

Partant d'une image d'écoulement cavitant sans particules, chaque pixel est translaté afin d'obtenir une seconde image synthétique où la vapeur est déplacée par rapport à la première. Le déplacement choisi a la même forme que le déplacement obtenu à partir de couples d'images réelles.

Afin d'évaluer l'influence de la méthode de traitement des images pour la phase vapeur, des particules sont introduites dans un premier temps dans chaque image du couple obtenu (voir paragraphe 6.2.5.1.2) puis filtrées. Ce traitement permet donc d'avoir des images similaires à celles dépouillées dans un cas réel (paragraphe 6.3.1). Enfin, on applique les

algorithmes de vélocimétrie pour calculer les déplacements de la phase vapeur. Les champs obtenus sont alors comparés aux déplacements imposés.

La Figure 6-17 fait un bilan de cette première méthode de validation :

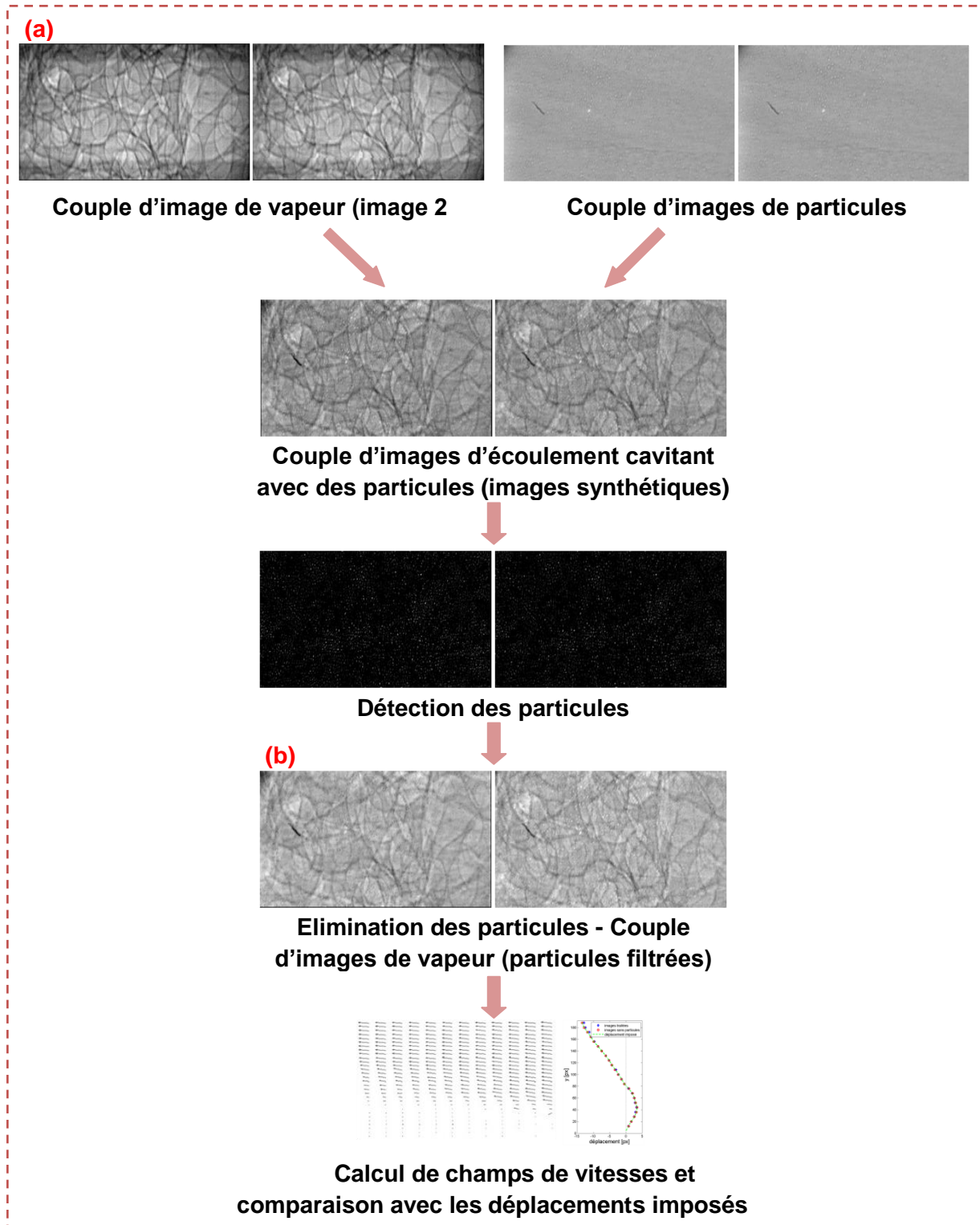


Figure 6-17 : première méthode de validation des calculs des vitesses de la vapeur

La Figure 6-18 compare les déplacements imposés aux bulles à ceux obtenus grâce aux calculs sur des images déplacées n'ayant pas subi de traitement (Figure 6-17-a) et sur des images traitées (Figure 6-17-b). On remarque que les écarts entre les valeurs théoriques et calculées sont très réduits. Dans la première configuration où les images n'ont subi aucun traitement, les écarts, de l'ordre de $\pm 0,2$ pixel, représentent les erreurs dues à l'inter-corrélation sur les bulles. Dans la seconde configuration, les écarts sont légèrement supérieurs à cause du traitement d'images qui influe donc sur la précision du calcul. Les erreurs estimées dans ce cas sont de l'ordre $\pm 0,45$ pixel.

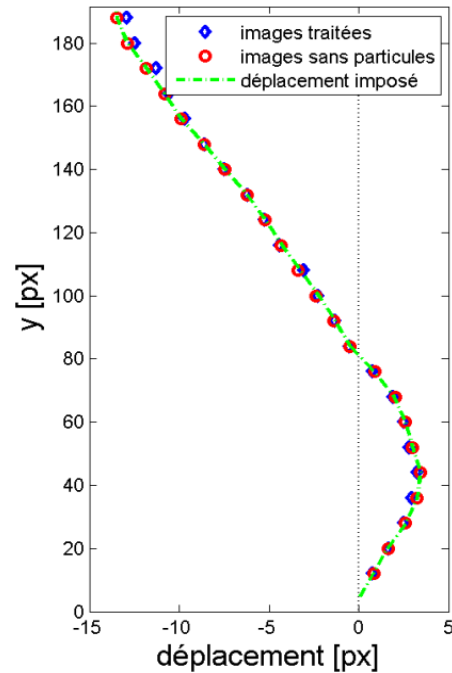


Figure 6-18 : comparaison entre les déplacements théorique et calculés

6.3.2.2 Seconde méthode

Considérons un couple d'images RX d'écoulements cavitants avec particules. On note « im1 » et « im2 » respectivement la première et la seconde image de ce couple.

Dans cette seconde méthode, on applique d'abord la méthode de traitement d'images développée pour la phase vapeur à chaque image du couple et calcule ensuite les déplacements des bulles entre les deux images. A partir du champ obtenu et des images initiales « im1 » et « im2 », deux nouvelles images sont créées : « im10 » et « im20 ».

En effet, « im10 » est engendrée en déplaçant « im1 » avec $1/2$ le champ de déplacement trouvé. « im20 » est obtenu en déplaçant « im2 » avec $-1/2$ le déplacement. En théorie, les nouvelles images « im10 » et « im20 » doivent être identiques et le champ de déplacement entre elles est nul. Toute valeur non-nulle obtenue par inter-corrélation entre « im10 » et « im20 » est donc considérée comme erreur de calcul.

Cette méthode de validation est résumée dans la Figure 6-19. Les erreurs maximales sont de l'ordre de $\pm 0,4$ pixels.

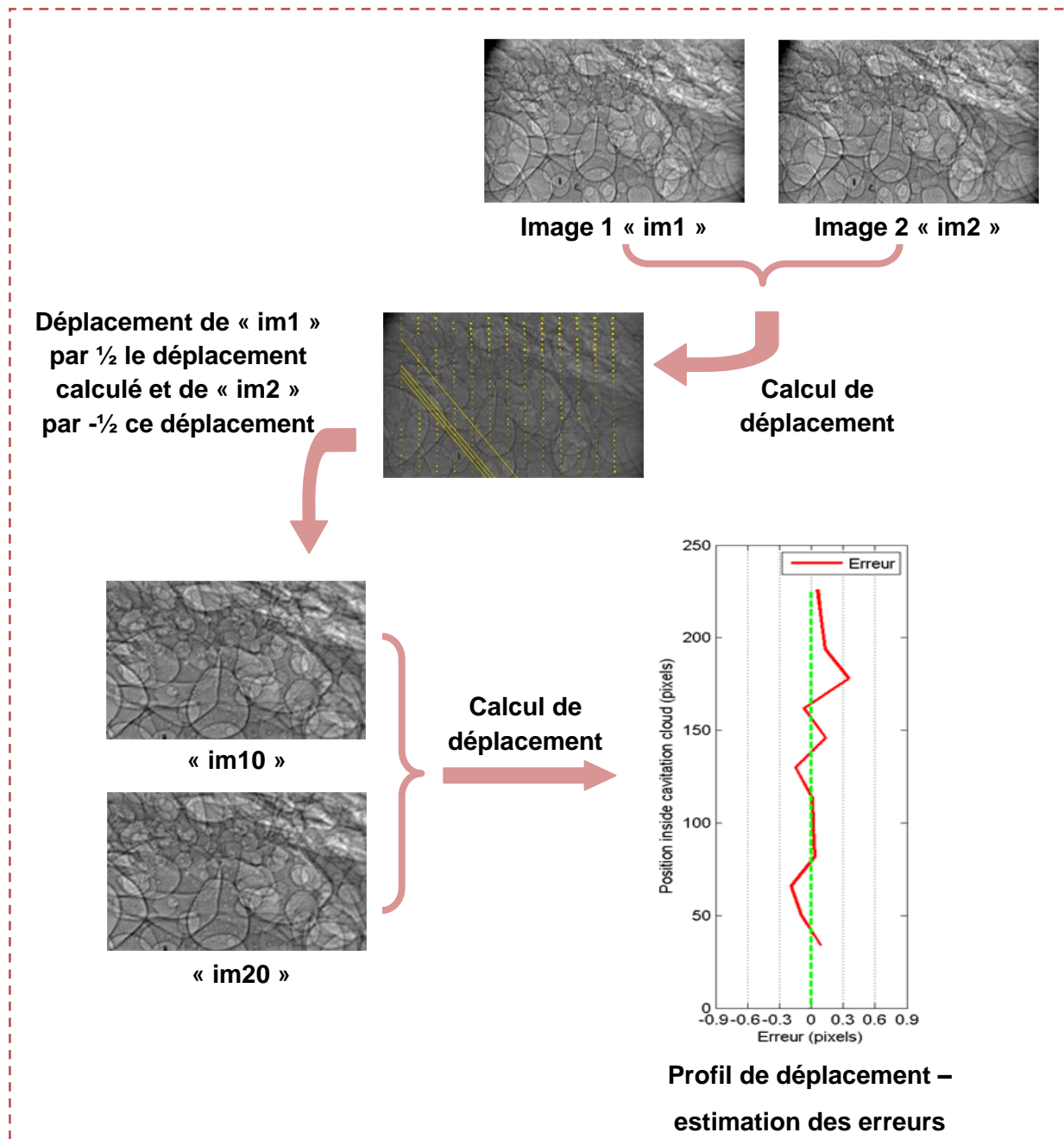


Figure 6-19 : seconde méthode de validation des calculs des vitesses de la vapeur

6.3.2.1 Bilan

Dans ce paragraphe, les vitesses de la phase vapeur ont été calculées. Les résultats obtenus, qualitativement cohérents, ont pu être validés grâce à deux méthodes qui ont permis d'estimer les erreurs globales à $\pm 0,45$ pixel. Ces erreurs sont dues à la fois au bruit généré par le traitement d'images effectué pour supprimer les particules ainsi qu'à la limite

de la fonction d'interpolation sub-pixel à estimer le maximum du pic d'inter-corrélation dans la phase vapeur.

6.4. Conclusion

Les champs vitesses de chaque phase d'écoulement cavitant ont été calculés dans ce chapitre. Grâce à l'imagerie RX rapide par contraste de phase, les vitesses instantanées du liquide et de la vapeur peuvent donc être accessibles simultanément. Malgré la complexité des traitements de séparation des phases, il a été montré, grâce à différentes méthodes de validation développées, que les champs de déplacement sont obtenus avec des précisions sub-pixel satisfaisantes, et ce même pour la phase vapeur dont la configuration est très différente de celle de la PIV classique.

7. Résultats

Comme nous l'avons pu montrer dans les chapitres précédents, l'imagerie rapide par rayons X permet, à l'aide de différents traitements développés dans ce travail, d'accéder simultanément aux vitesses instantanées des phases liquide et gazeuse ainsi qu'aux fractions volumiques locales des écoulements diphasiques et offre donc de nouvelles possibilités pour l'étude et la compréhension de ces écoulements.

L'objectif de ce chapitre est de présenter et de discuter certains des résultats obtenus à partir de l'analyse des écoulements cavitants pour chaque campagne d'essais. La base de données obtenue au cours des deux campagnes d'essais est en effet très conséquente, et il n'était pas envisageable de l'analyser entièrement dans le cadre de ce travail : nous nous sommes donc focalisés, à chaque fois, sur quelques conditions d'écoulement spécifiques.

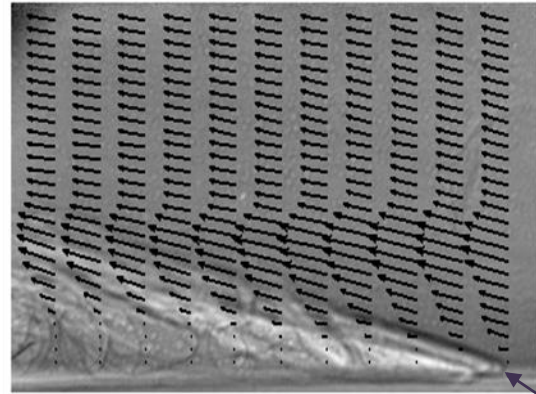
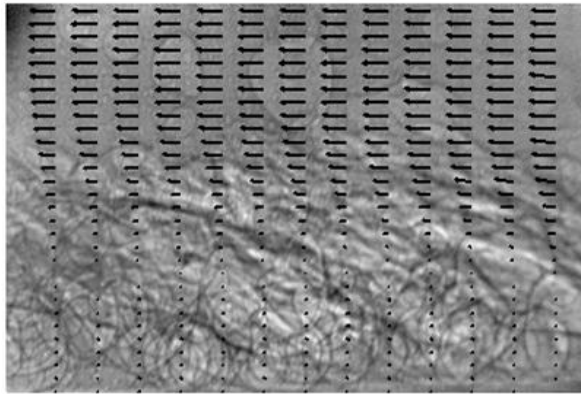
7.1. Etude de poches de cavitation stables

7.1.1. Résultats de la campagne 2009

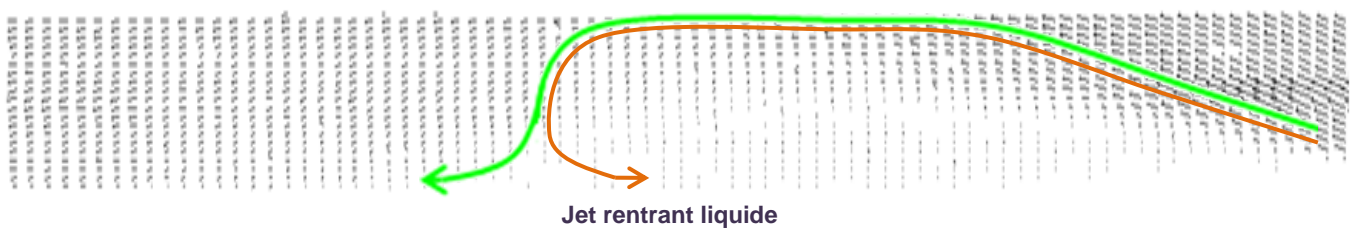
A cause de l'effet d'échelle rencontré lors de cette campagne³, l'analyse spectrale des évolutions de niveaux de gris sur les images des écoulements n'a pu révéler de fréquence nette d'oscillation des poches de cavitation, qui apparaissent effectivement globalement stables (indépendamment des fluctuations locales qui affectent continûment l'écoulement). Ainsi, l'analyse des résultats de cette campagne repose seulement sur les vitesses moyennes. Les fractions volumiques n'ont pas été calculées dans cette campagne d'essais à cause de l'absence des images de calibration en air.

Pour chaque configuration d'écoulement, des champs de vitesses moyennes dans les deux phases ont donc été calculés. La Figure 7-1 montre un champ moyen de la phase liquide pour deux positions différentes (début de la poche à droite et milieu à gauche).

³ On rappelle que les poches obtenues dans cette campagne ont un comportement plutôt stationnaire (paragraphe 3.3.4.1)



Col du venturi



Jet rentrant liquide

Figure 7-1 : Exemples de champs de vitesses de la phase liquide

On remarque sur la figure de droite qu'il existe une zone très étroite (environ 0,2 mm d'épaisseur) où les vitesses sont plus élevées que dans le reste de l'écoulement. Cette zone de survitesse est située juste après le col du venturi et à la limite entre le liquide et la poche de cavitation. Cette caractéristique de l'écoulement, qui n'est pas à notre connaissance mentionnée dans la littérature, a pu être identifiée grâce à la résolution élevée des images et au choix des fenêtres d'interrogation rectangulaires (chapitre 6). L'accélération du liquide est à attribuer au contournement de la zone diphasique par l'écoulement : la poche de cavitation se comporte comme un obstacle devant l'écoulement liquide, si bien que la conservation du débit se traduit par cette accélération locale.

Ce comportement du liquide peut à nouveau être observé sur la Figure 7-2 (position 1) où des profils de vitesses moyennes des deux phases sont tracés pour différentes positions dans l'écoulement ($Q = 14 \text{ l/min}$ et $L_{\text{cav}} \approx 10 \text{ mm}$).

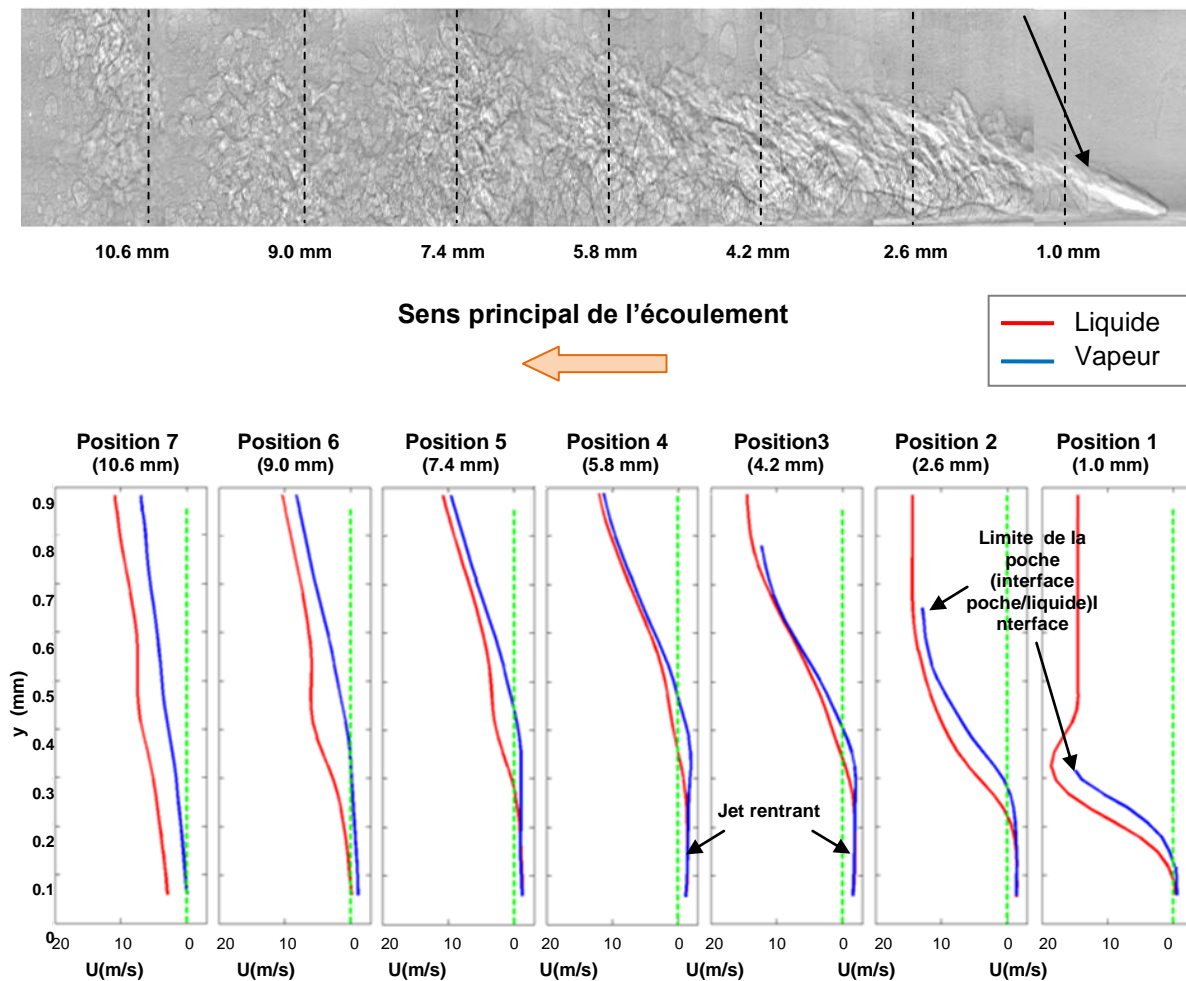


Figure 7-2 : Profils des vitesses du liquide et de la vapeur selon la position dans la poche – $Q = 14$ l/min et $L_{cav} \approx 10$ mm

On remarque sur la figure ci-dessus la présence d'un jet rentrant formé aussi bien du liquide que de bulles de vapeur qui remontent jusqu'à la première position de l'écoulement. Il se traduit par des vitesses nulles ou légèrement négatives en moyenne dans la zone de proche paroi.

Par ailleurs, des écarts significatifs entre les vitesses du liquide et de vapeur sont observés, mettant en évidence l'existence de vitesses de glissement entre les deux phases à l'intérieur des poches de cavitation. On remarque aussi que la vitesse moyenne du liquide est toujours supérieure à celle de la vapeur. L'écart de vitesse entre les deux phases varie, cependant, en fonction de la position dans la poche. La Figure 7-3 compare les vitesses de glissement U_s en trois différentes positions de l'écoulement.

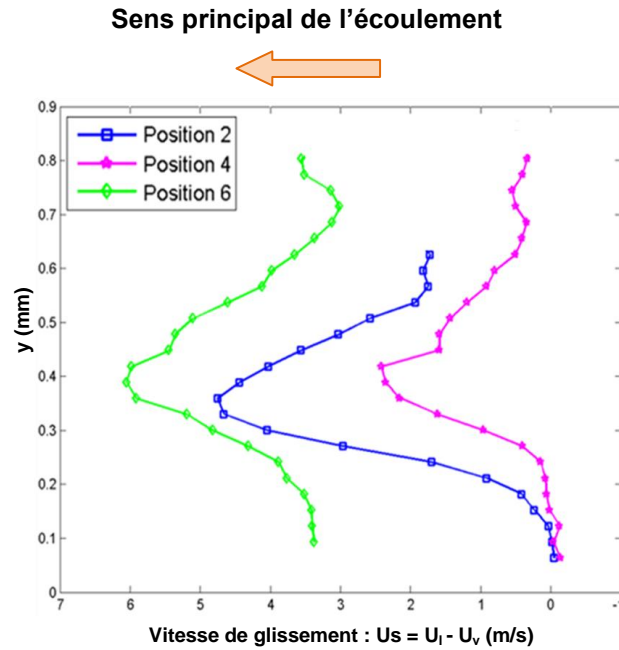


Figure 7-3 : Vitesses de glissement selon la position dans l'écoulement cavitant

Les écarts entre le liquide et la vapeur sont importants notamment en amont de la poche où la phase vapeur est en formation et le taux de vide est maximal. La zone de vapeur pure à cet endroit croit moins vite que la vitesse du liquide, provoquant donc une vitesse de glissement entre les deux phases (position 1). Lorsque cette bulle initiale se transforme en bulles de vapeur de plus petite taille, ces dernières sont caractérisées juste après leur formation par une vitesse faible, ce qui explique la forte vitesse de glissement observée en position 2.

Au milieu de la poche (positions 3 et 4), l'écoulement est ralenti à cause de l'élargissement de la veine d'essais. Les vitesses de glissement deviennent donc moins importantes. En revanche, ces écarts entre les vitesses moyennes des phases ré-augmentent en fin de la poche puis au niveau de la zone de sillage (positions 6 et 7).

Afin de mieux caractériser le comportement des phases dans l'écoulement, des profils de vitesses de glissement adimensionnelles, $U_{sa} = \frac{U_l - U_v}{U_l}$ ont été tracés pour différentes positions à l'intérieur de la poche de cavitation attachée (positions 1-5) et au niveau de la zone de sillage (positions 6 et 7). (Figure 7-4).

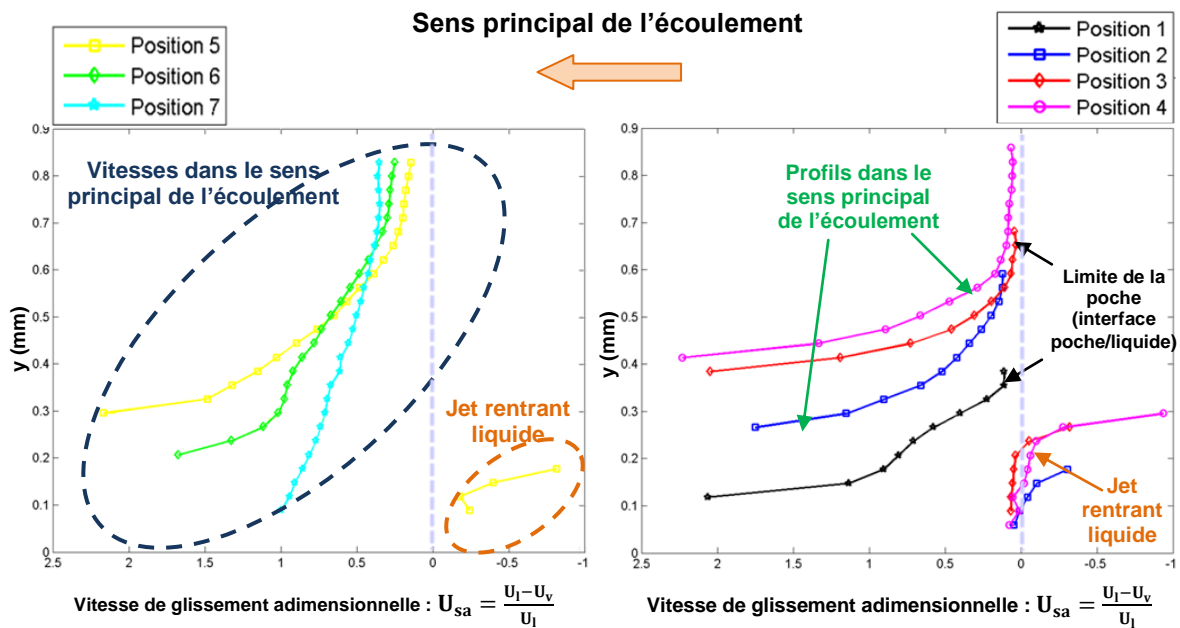


Figure 7-4 : Profils de vitesses de glissement adimensionnelles selon les positions dans la poche – à droite : Positions 1 - 4 (intérieur de la poche attachée) ; à gauche : positions 5 - 7 (limite de la poche attachée et zone de sillages)

On constate sur la figure de droite que chaque profil de vitesses adimensionnelles de glissement à l'intérieur de la poche est séparé en deux parties, la partie supérieure correspond à l'écoulement liquide dans le sens principal de l'écoulement alors que la partie inférieure représente les glissements au niveau du jet rentrant. Afin d'avoir une bonne représentation des profils, les valeurs de U_{sa} correspondant à des vitesses liquides U_l comprises entre -0,5 et 1 m/s ne sont pas présentées ($|U_l| \ll 1 \text{ m/s} \rightarrow U_{sa} \rightarrow \pm\infty$), ce qui explique la discontinuité dans les profils.

On remarque que les profils de vitesses adimensionnelles de glissement à l'intérieur de la poche sont tout à fait similaires dans toutes les positions de l'écoulement. Ces profils peuvent en effet être superposés en les translatant les uns par rapport aux autres selon la hauteur « y ». Ceci montre donc que le phénomène d'entraînement de la phase gazeuse par le liquide varie peu sur toute la longueur de la poche attachée, depuis la zone de création des bulles individuelles jusqu'à la zone de sillage. Ainsi, dans une ligne de courant, la vitesse adimensionnelle de glissement est constante. Ceci peut être vérifié en comparant, par exemple, les valeurs au niveau de la zone de cisaillement (limite entre la poche de cavitation et le liquide) pour toutes les positions. Dans ces zones, les vitesses adimensionnelles de glissement sont minimales (entre 6 et 10% de glissement), ceci est le

cas aussi dans les régions du jet rentrant. Cependant, le glissement entre les phases devient beaucoup plus important lorsqu'on se situe au centre de la poche.

En fin de poche attachée et au niveau du sillage (figure de droite), on observe un redressement progressif des profils qui est lié à la disparition du jet rentrant liquide dans ces zones. En fin de sillage, le profil est plutôt droit avec un glissement compris entre 50 à 100%.

D'autres configurations d'écoulements ayant la même longueur de poche ($L_{cav} \approx 10$ mm) ont été traitées. La Figure 7-5 présente des profils de vitesses pour des débits d'écoulements Q de 8, 10 et 16 l/min.

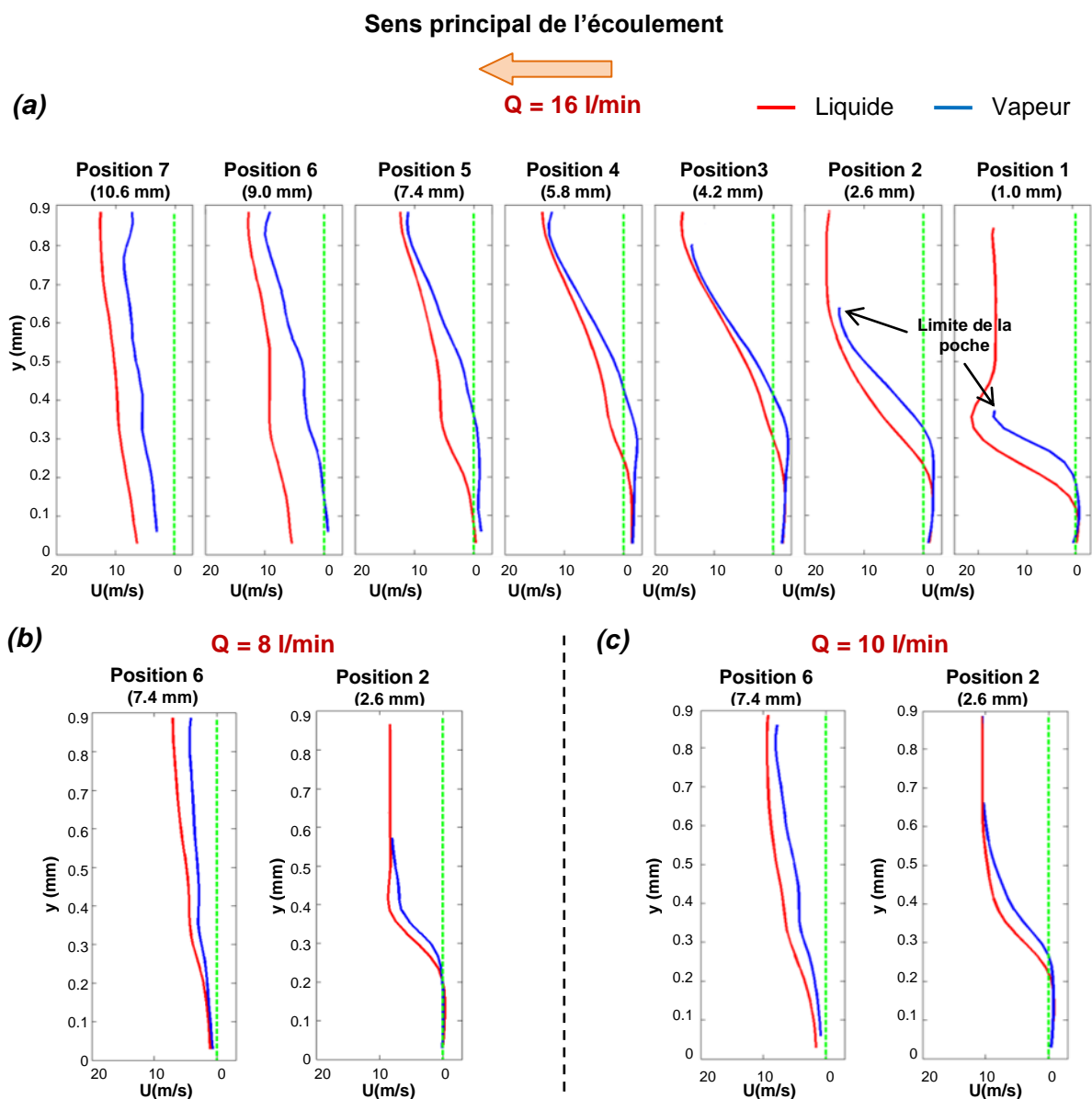


Figure 7-5 : Profils des vitesses du liquide et de la vapeur d'écoulements cavitants dans un Venturi : $L_{cav} \approx 10$ mm et $Q =$ (a) 16 l/min (b) 8 l/min et (c) 10 l/min

On constate que pour le même nombre de cavitation « σ »⁴, le comportement général de la poche reste identique au cas précédent, même si la vitesse au col du Venturi varie. Les écarts entre les vitesses du liquide et de la vapeur évoluent néanmoins en fonction du débit. Plus le débit est donc élevé, plus les vitesses de glissements sont importantes.

La Figure 7-6 montre des profils de vitesses adimensionnelles de glissement à l'intérieure des poches de cavitation (position 3) et en zone de sillage (position 7) pour différentes configurations d'écoulements.

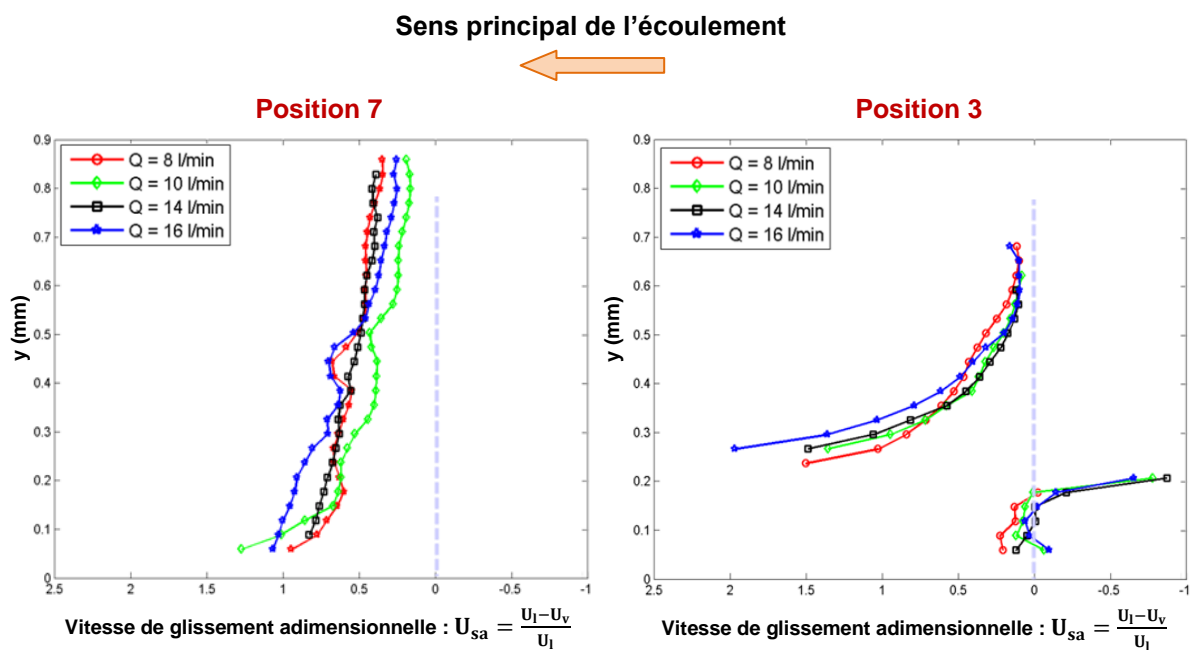


Figure 7-6 : Vitesses de glissement adimensionnelles à l'intérieure des poches de cavitation pour différents débits d'écoulement ; $L_{cav} \approx 10$ mm (positions 3 et 7)

A partir de cette figure, on constate que pour une taille de poche donnée (ou un nombre de cavitation donné) et indépendamment du débit de l'écoulement, la vitesse de glissement adimensionnelle est toujours constante dans un endroit donné à l'intérieur de la poche. Il existe donc une loi similitude qui gouverne l'entraînement de la vapeur par le liquide à l'intérieure des poches de cavitation.

⁴ On rappelle que pour différents écoulements dans une même géométrie de veine d'essais, la longueur de la poche L_{cav} est constante si et seulement si le nombre de cavitation: $\sigma = \frac{P_{ref} - P_{vap}}{\frac{1}{2} \rho_{ref} U_{ref}^2}$ est constant.

7.1.2. Comparaison aux résultats de la PIV-LIF :

Pour des configurations d'écoulements proches de celles présentées dans le paragraphe précédent, le même comportement général de poche a été observé dans les travaux menés parallèlement au LML par S. Fuzier et *al.* [1] en utilisant la technique de PIV-LIF (paragraphe 2.2.3). Les résultats obtenus sont présentés dans la Figure 7-7.

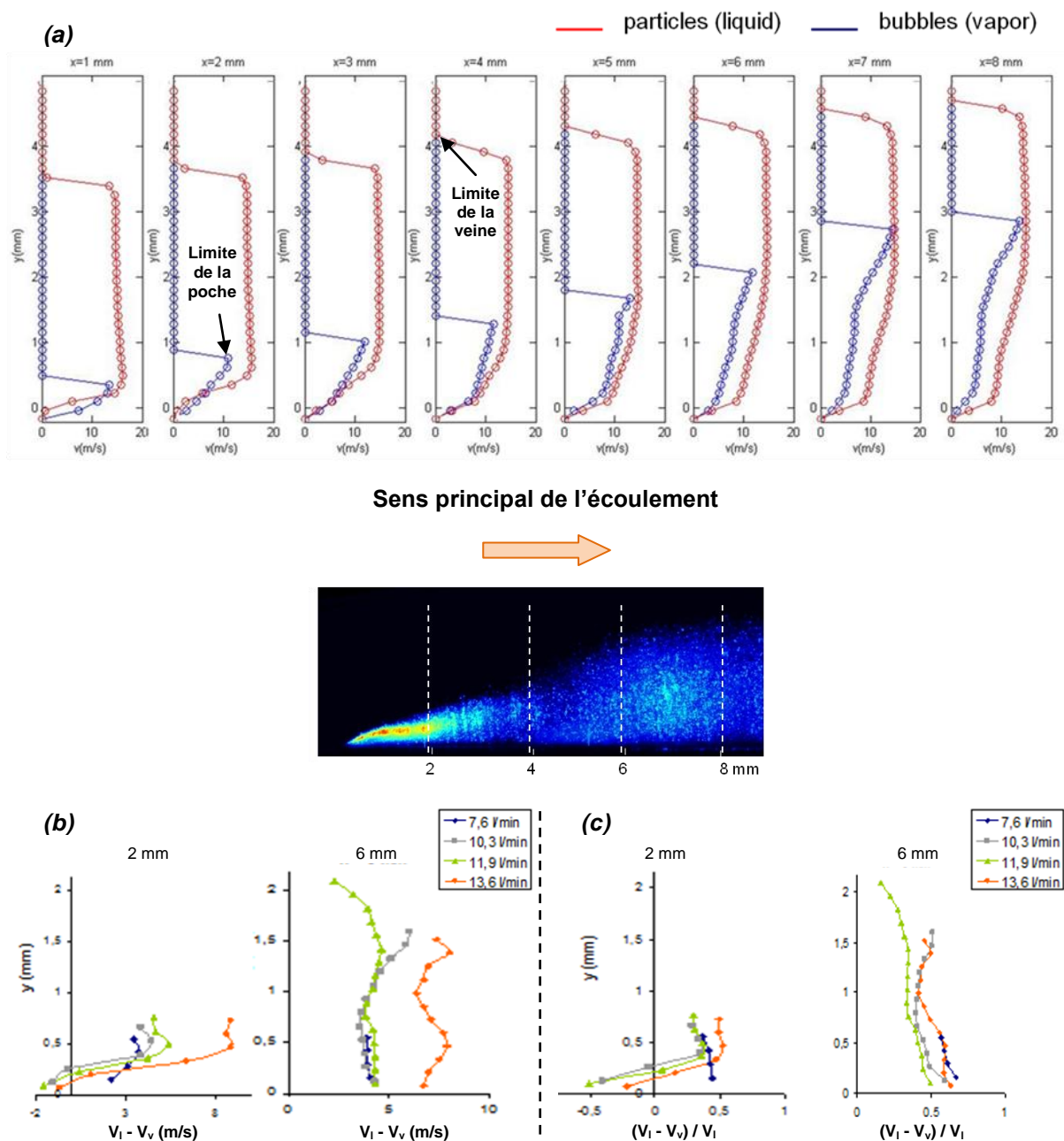


Figure 7-7 : Résultats obtenus grâce à la PIV-LIF (S. Fuzier et *al.* [1]) : (a) profils des vitesses pour $Q = 13,6 \text{ l/min}$; (b) vitesses de glissement pour différents débits avec ; (c) vitesses de glissement adimensionnelles

On remarque qu'il existe un bon accord général entre les résultats obtenus grâce à l'imagerie RX et la PIV-LIF. On retrouve les mêmes ordres de grandeur pour les vitesses et les vitesses adimensionnelles de glissement entre les phases. En revanche, contrairement aux configurations RX, on remarque que le jet rentrant est peu présent dans les cas de PIV-LIF. Ceci est dû principalement à la résolution spatiale moins importante des images Laser par rapport à celles des RX ($8,8 \mu\text{m}/\text{pixel}$ pour la PIV-LIF et $3,4 \mu\text{m}$ pour les RX) ainsi qu'au choix des fenêtres d'interrogations utilisées dans les calculs des champs vitesses (carrées pour la PIV-LIF et rectangulaires pour les RX permettant d'avoir une meilleure résolution spatiale selon « y » (cf. paragraphe 6.2.2). Pour ces différentes raisons, les profils de vitesses adimensionnelles de glissement sont en une seule partie dans le cas de PIV.

7.1.3. Bilan et analyse

Les résultats obtenus grâce aux deux techniques de mesures (RX et PIV-LIF) montrent l'existence de vitesses de glissement non-négligeables entre les phases à l'intérieur des poches de cavitation. En outre, une loi de similitude semble gouverner les glissements dans les écoulements de même nombre de cavitation.

Entraîné par le liquide, le nuage de vapeur ne parvient donc pas à suivre l'écoulement provoquant un glissement entre les deux phases. Celui-ci est d'autant plus important que le débit augmente.

En aval de la poche (Figure 7-5-a - position 6), on peut remarquer que les bulles présentent des vitesses négatives contrairement au liquide dont les vitesses sont positives. Le jet rentrant dans cette position est donc formé principalement de vapeur.

Il est donc possible que le jet rentrant est initié en premier temps par le liquide qui commence sa remontée vers l'amont entraînant avec lui les bulles se trouvant en fin de la poche qui elles commencent leur remontée avec un temps de retard. A cet endroit (positions 5 et 6) et au moment où les bulles remontent vers l'amont, le liquide reprend sa progression vers l'aval du venturi, provoquant des vitesses de glissement importantes entre les phases. (Figure 7-8). L'analyse en cours des cartes de vitesses instantanées pourrait apporter plus d'informations sur ce comportement.

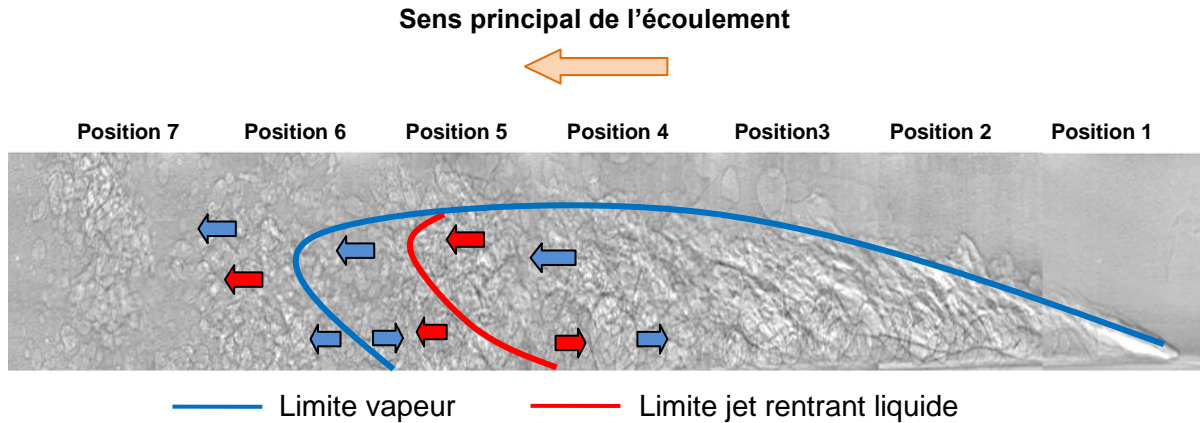


Figure 7-8 : Poche de cavitation stable

Les mesures RX ont montré que le glissement entre le liquide et la vapeur dépend de la hauteur à l'intérieur de la poche (Figure 7-9). En effet, au niveau de la zone de cisaillement entre l'écoulement liquide et la poche diphasique, les écarts entre les vitesses du liquide et de la vapeur sont peu importants (entre 5 et 10%). En revanche, les vitesses de glissement deviennent beaucoup plus élevées en dessous de cette zone (plus de 30%) et sont maximales au niveau de la zone de cisaillement entre l'écoulement principal et le jet rentrant vapeur. A ce niveau, les bulles remontant vers l'amont de la veine d'essais rencontrent le liquide se dirigeant vers l'aval.

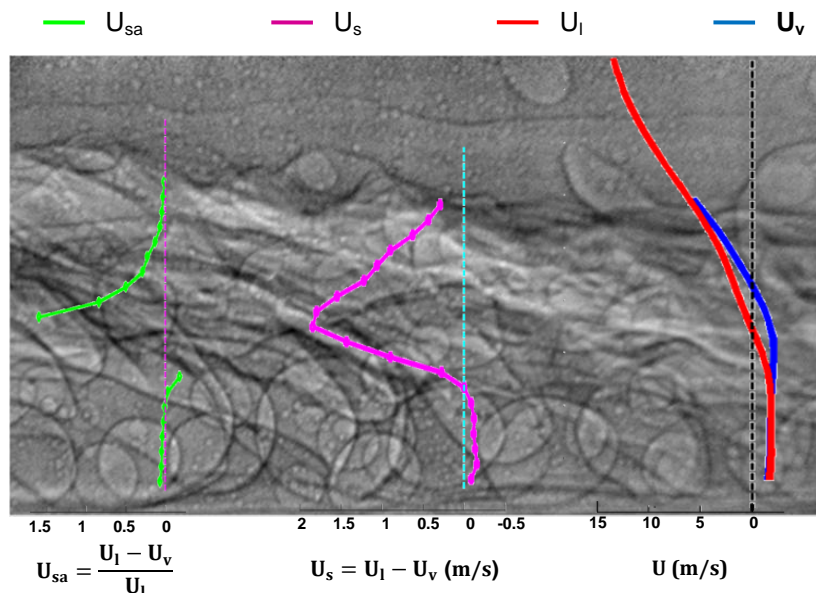


Figure 7-9 : Profils des vitesses

Le glissement peut donc dépendre de la structure de la vapeur qui est sous forme de bulles bien distinctes et dispersées à l'intérieur de la poche contrairement au nuage se situant au niveau de l'interface entre la poche diphasique et l'écoulement liquide. Une

analyse plus profonde basée sur le taux de vide et/ou la taille des bulles doit encore être réalisée afin de mieux comprendre ce comportement de la poche. Les données des dernières campagnes d'essais dans des configurations de poches similaires, et dont le taux de vide est accessible, pourront apporter plus d'éclaircissement à ces réponses.

7.2. Etude de poches de cavitation instables

Les écoulements cavitants obtenus lors de cette campagne d'essais sont instationnaires, contrairement à ceux de la première campagne. Afin, de mieux caractériser ces écoulements et comprendre leurs mécanismes, des moyennes de phases ont été calculées. Ainsi, pour une configuration donnée, le cycle moyen de l'évolution de la poche est déterminé. Les vitesses et les fractions volumiques moyennes sont calculées pour chaque phase du cycle.

7.2.1. Moyennes de phases⁵

L'évolution moyenne d'une poche de cavitation est obtenue en moyennant les différents cycles de la poche. Ces derniers sont déterminés à partir d'un traitement développé au cours de ce travail. L'idée générale de ce traitement est basée sur la corrélation des signaux, déjà utilisée dans un certain nombre de travaux pour effectuer ce type de moyennes, qui a été adapté aux exigences des résultats obtenus (acquisition par paquet, signaux obtenus à partir des images, faible nombre de cycle par paquet). Ce paragraphe présente de manière succincte le traitement effectué.

7.2.1.1. Fréquence de l'écoulement

Afin de déterminer les moyennes de phases d'une poche de cavitation, il est nécessaire de connaître sa fréquence d'oscillation. La première étape consiste à identifier cette fréquence à partir des fractions volumiques instantanées β . En effet, pour chaque paquet d'images⁶, un signal est créé en moyennant les valeurs de β dans une parcelle donnée de chaque champ de fraction volumique (Figure 7-10).

⁵ Ici, on appelle « phase » une étape d'un cycle d'évolution de la poche (on ne parle pas donc de phase liquide ou vapeur)

⁶ On rappelle qu'à cause de l'obturateur lent, les acquisitions sont réalisées par paquet. Chaque paquet contient 144 couples d'images (288 images). 13 paquets sont enregistrés pour chaque position.

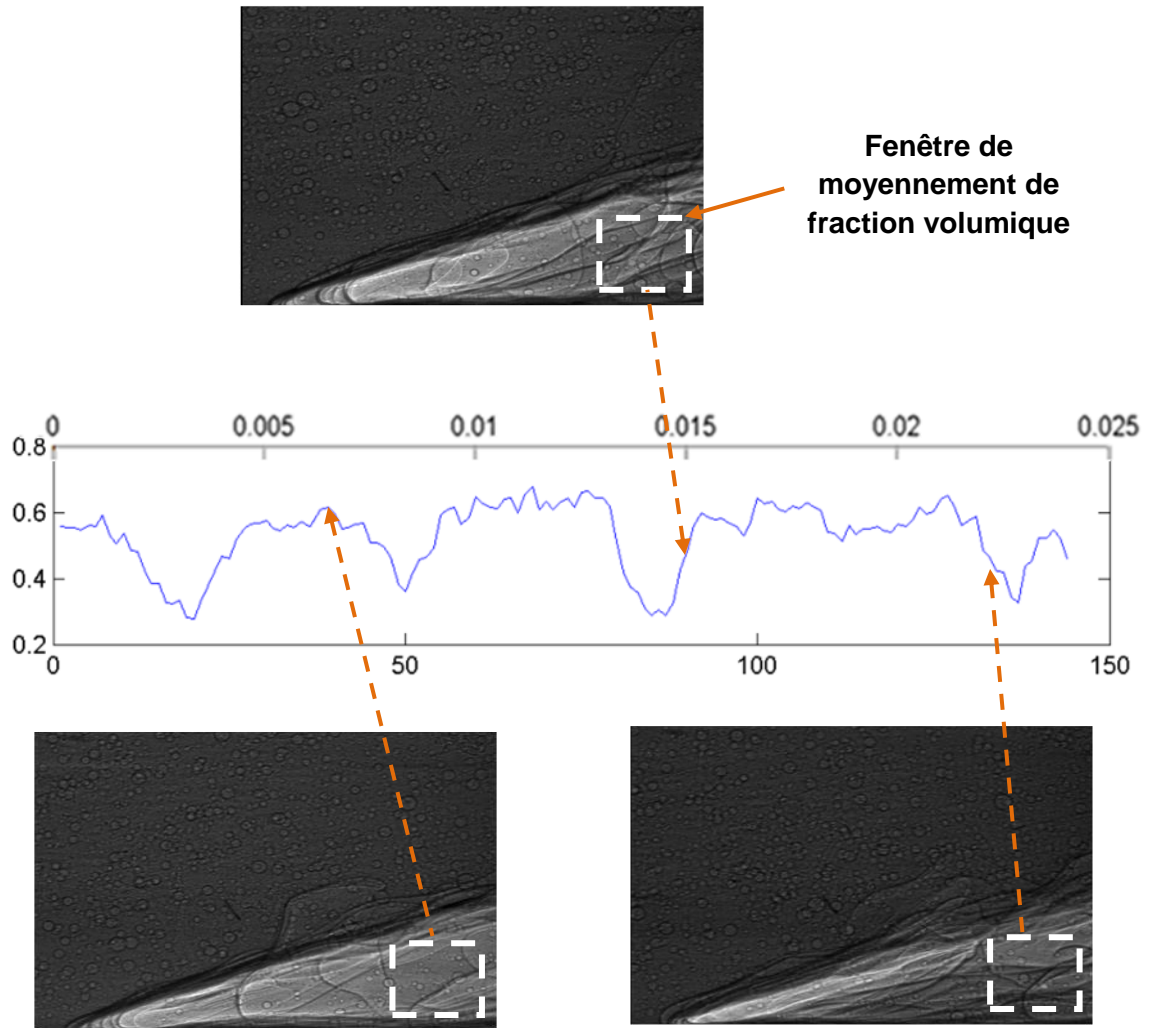


Figure 7-10 : Signal obtenu à partir des fractions volumiques instantanées (sur un paquet de 144 paires d'images)

Pour chacun des signaux obtenus, un filtre « Butterworth » d'ordre 2 est appliqué afin d'éliminer les fluctuations dues aux pompes (hydraulique et/ou pneumatique). La fréquence du signal est ensuite déterminée grâce à la transformée de Fourier rapide (FFT : Fast Fourier Transform) (Figure 7-11)

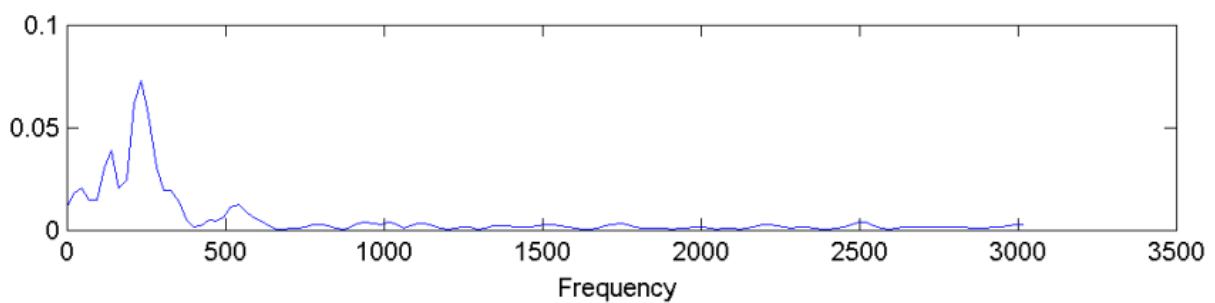


Figure 7-11 : Fréquence du signal

Le faible nombre de cycle de cavitation par paquet peut avoir une influence sur la précision du calcul de fréquence. Afin d'avoir une meilleure approximation de la fréquence de l'écoulement, les fréquences calculées pour chaque paquet sont moyennées. La fréquence de la poche f_{cav} est considérée comme la moyenne de ces fréquences.

Soit ' T ' la période de la poche : $T = 1/f_{cav}$, une portion du signal d'une période ' T ' est sélectionnée et considérée comme signal de référence S_r (ou cycle de référence) (Figure 7-12). On note I_{S_r} la taille de ce signal, il correspond au nombre de paires d'images sur la période T .

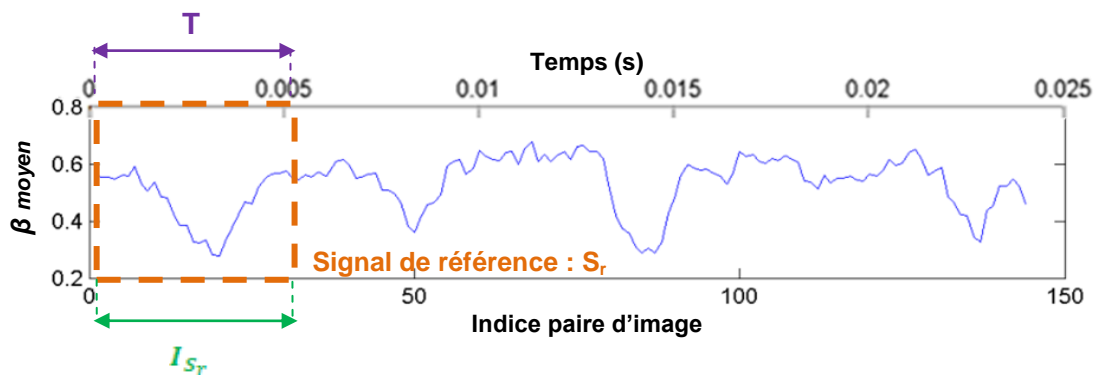


Figure 7-12 : Signal de référence S_r

Ce signal S_r est considéré comme signal de référence pour tous les paquets.

7.2.1.2. Corrélation des signaux

Considérons un signal $X(i)$, ' i ' étant l'indice de paire d'images dans un paquet. Le premier cycle de cavitation est déterminé grâce à l'inter-corrélation entre S_r et le signal $X_1 = X(0 \leq i \leq 1.5 \cdot I_{S_r})$. Le segment « $0 \leq i \leq 1.5 \cdot I_{S_r}$ » correspond à la plage de paire d'images maximale contenant un cycle de cavitation corrélant avec le cycle de référence S_r (leurs signaux respectifs ont plus ou moins la même forme). Le résultat du produit de convolution présente un pic dont le maximum correspond au début du premier cycle ' c_1 ' appartenant au signal du paquet, $c_1 = i_1$ (i_1 est l'indice du maximum du pic du produit de convolution). Le cycle to

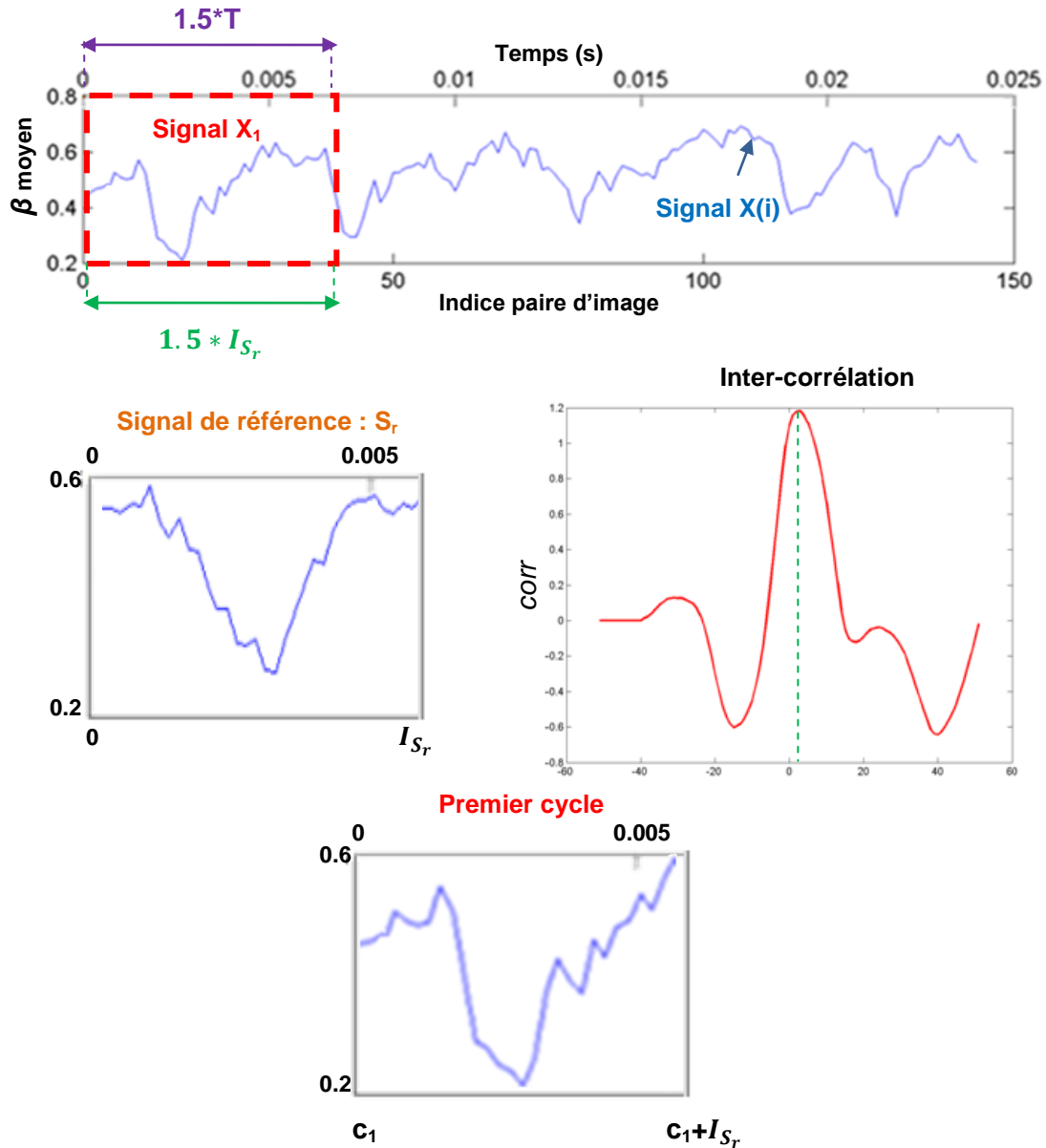


Figure 7-13 : Premier cycle de cavitation dans un paquet

Afin d'identifier le deuxième cycle de cavitation, il suffit de déterminer le maximum du pic d'inter-corrélation entre S_r et $X_2 = X(c_1 + I_{S_r} \leq i \leq c_1 + 2 * I_{S_r})$. Grâce à ce maximum, on pourrait déterminer le début du deuxième cycle « c_2 » : $c_2 = c_1 + I_{S_r} + i_2$ où i_2 est l'indice de la paire d'images correspondant au maximum du pic de corrélation. (Il ne suffit pas de considérer le début du deuxième cycle étant la fin du premier c'est-à-dire $c_2 = c_1 + I_{S_r}$ car il peut y avoir certains décalages entre les cycles) (Figure 7-14).

De manière générale, pour déterminer un cycle k ($k \geq 2$) appartenant pour un paquet donné, le signal de référence S_r est corrélé au signal X_k (avec $X_k = X(c_1 + [k-1] * I_{S_r} \leq i \leq$

$c_{1+k \cdot I_{S_r}}$), le début du deuxième cycle ' c_k ' est $c_k = c_1 + I_{S_r} + i_k$ où i_k est l'indice du pic de corrélation du cycle k avec le signal S_r .

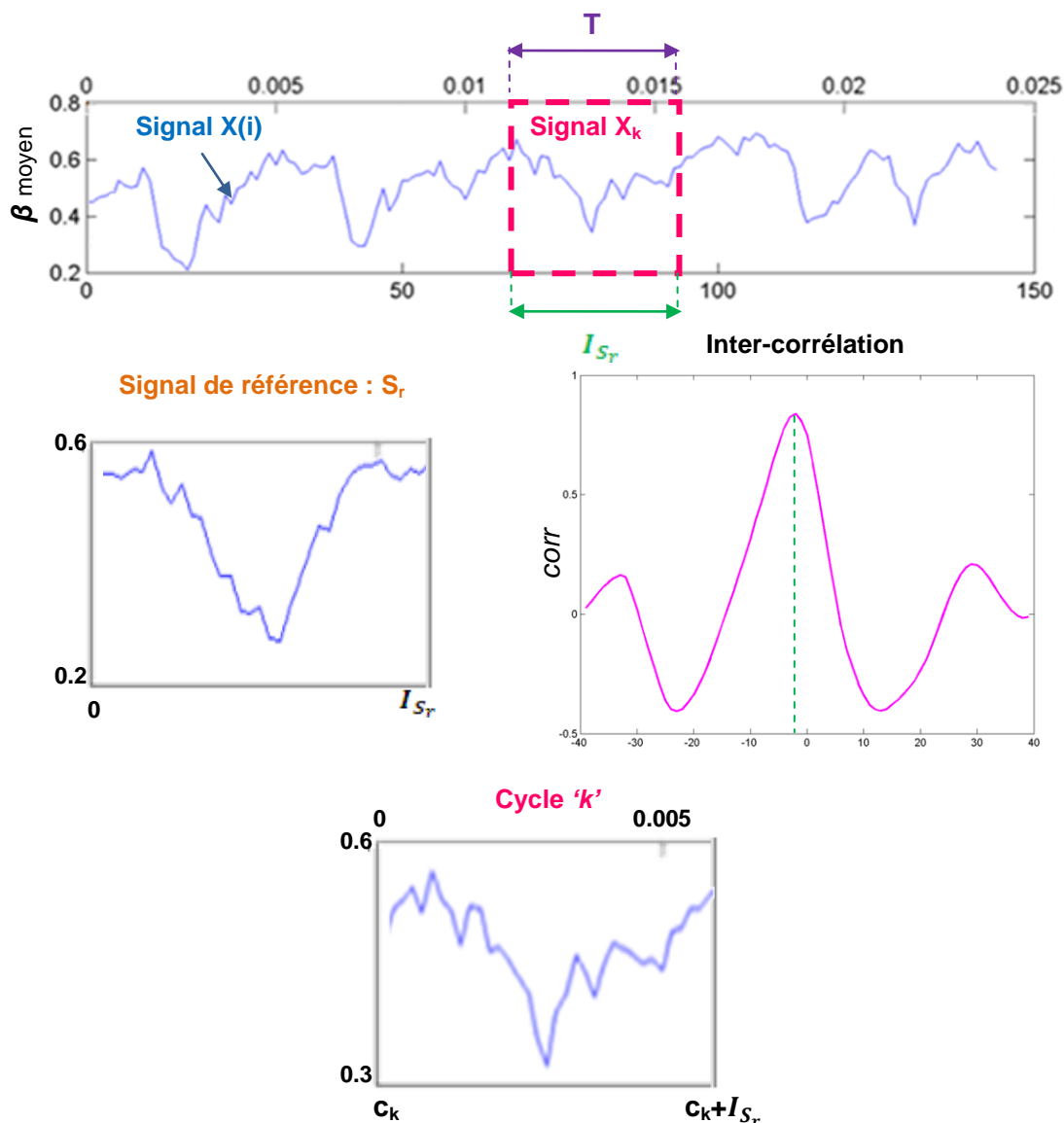


Figure 7-14 : Recherche du cycle ' k '

Afin d'améliorer la moyenne de phases, les corrélations entre les signaux sont normalisés. Ceci permet d'avoir des pics de corrélation dont la taille est comprise entre 0 et 1 (1 étant le résultat d'une auto-corrélation). Grâce à cette normalisation, on peut améliorer la qualité des moyennes réalisées en imposant un seuil sur la taille du pic. Seuls les cycles dont les pics de corrélations ont une taille supérieure à ce seuil sont retenus pour participer à la moyenne de phases. Ceux-ci sont les cycles les plus représentatifs de l'écoulement cavitant étudié.

7.2.1.3. Calcul de moyenne de phases

Une fois les différents cycles de cavitation identifiés, l'évolution du taux de vide peut être obtenue en moyennant les cartes de fractions volumiques instantanées correspondant aux différentes phases du cycle. Ainsi, toutes les cartes correspondant au début d'un cycle (C_1, C_2, \dots, C_n avec n le nombre de cycles) sont moyennées, une carte moyenne est obtenue, elle correspond à la première phase du cycle.

La Figure 7-15 montre la moyenne de phases d'évolution de la poche de cavitation dans la position 1.

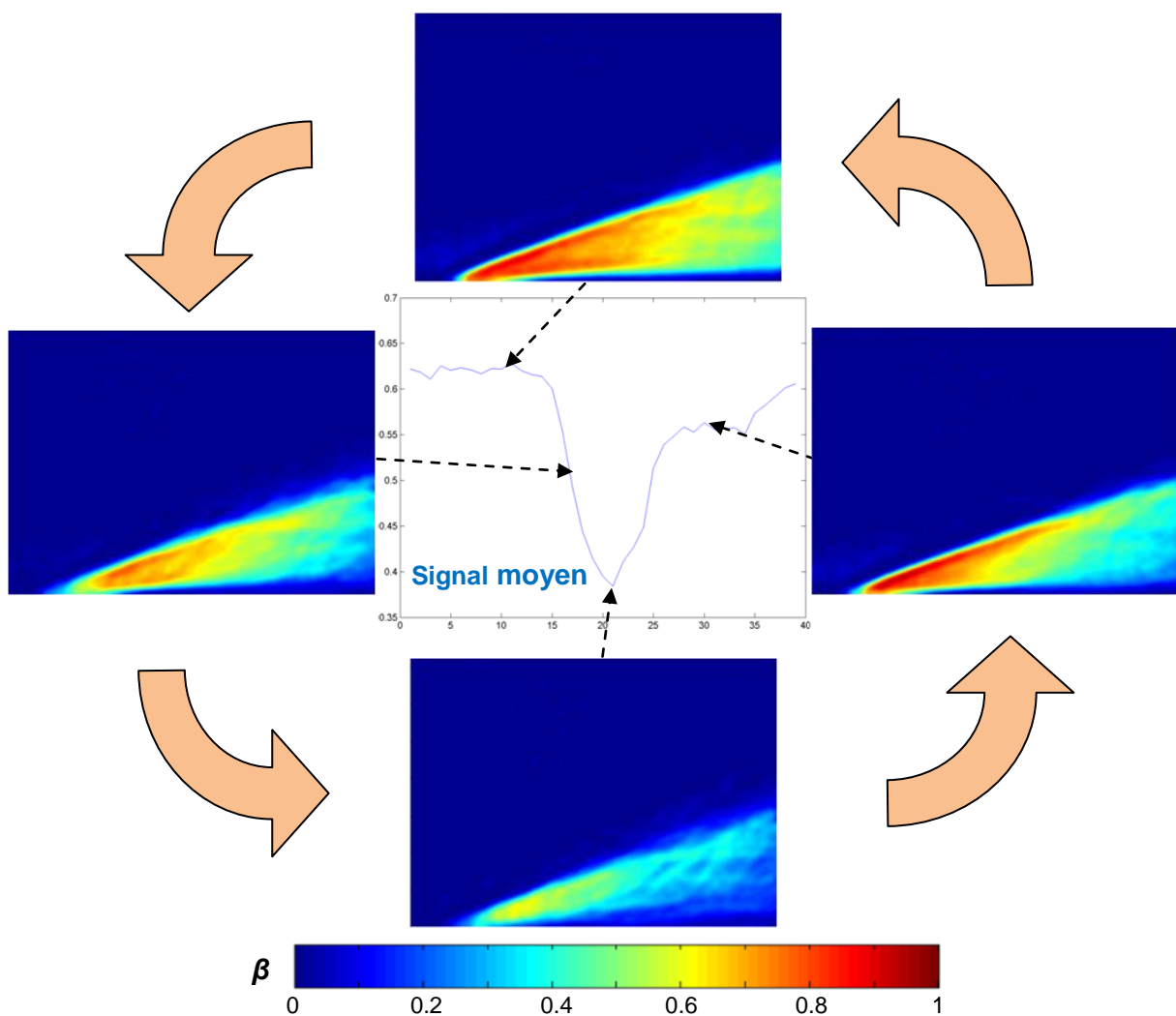


Figure 7-15 : Moyenne de phases – évolution moyenne de la fraction volumique au cours d'un cycle d'écoulement cavitant instationnaire

7.2.2. Résultats et analyse

Ce paragraphe présente les résultats obtenus pour une configuration d'écoulement cavitant avec un nombre de cavitation de 1,97 (petite taille de poche ; $L_{cav} \approx 5\text{mm}$) et un débit Q de 35,09 l/min, la hauteur à l'entrée du venturi est de 17 mm (15,4 mm au niveau du col). Grâce à ces conditions d'écoulement, on retrouve une fréquence d'oscillation de la poche « f_{cav} » de 370 H : chaque cycle de poche est composé de 17 couples d'images. Le nombre de Strouhal « St », avec $St = \frac{f_{cav} \cdot L_{cav}}{U_{ref}}$, est de 0,21. U_{ref} étant la vitesse de référence mesurée à l'entrée du Venturi ($U_{ref} = 8.6 \text{ m/s}$).

Les moyennes de phases ont été réalisées sur les différentes positions de la poche. Ainsi, le comportement de l'écoulement durant son cycle d'évolution a pu être reconstruit. L'évolution de la fraction volumique est présentée dans la Figure 7-16.

Afin d'éviter toute confusion, le terme « étape » remplacera « phase » d'un cycle dans la suite du document.

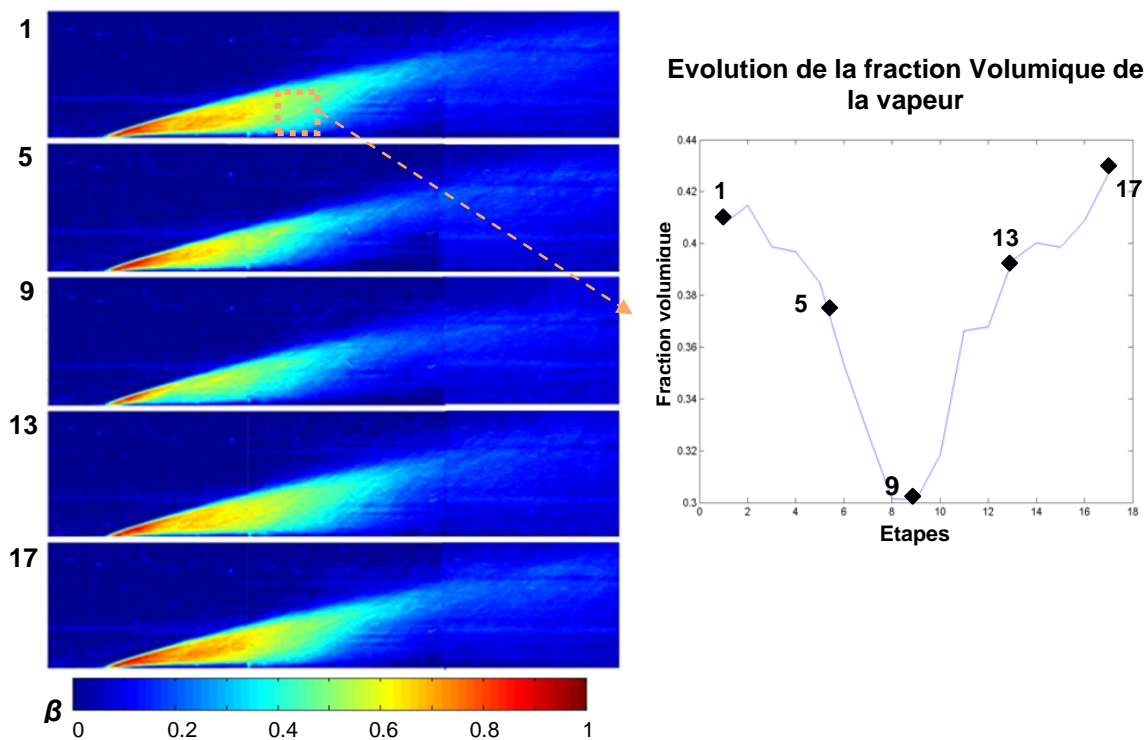


Figure 7-16 : Evolution de poche de cavitation : $\sigma = 1,96$ et $Q = 35,09 \text{ l/min}$

Afin de caractériser la dynamique de la poche de cavitation au cours de son évolution, des moyennes de phases des champs de vitesses liquide et vapeur ont été calculées : Pour chaque étape du cycle, les cartes de vitesses de chaque phase ont été moyennées.

L'analyse est réalisée à partir de 3 positions de l'écoulement : la première se trouve en amont de la poche qui est à cet endroit toujours attachée. La deuxième et la troisième position correspondent respectivement au milieu (zone d'oscillation de la poche) et l'aval de l'écoulement.

La Figure 7-17 montre un exemple de profils de vitesses dans deux étapes différentes du cycle.

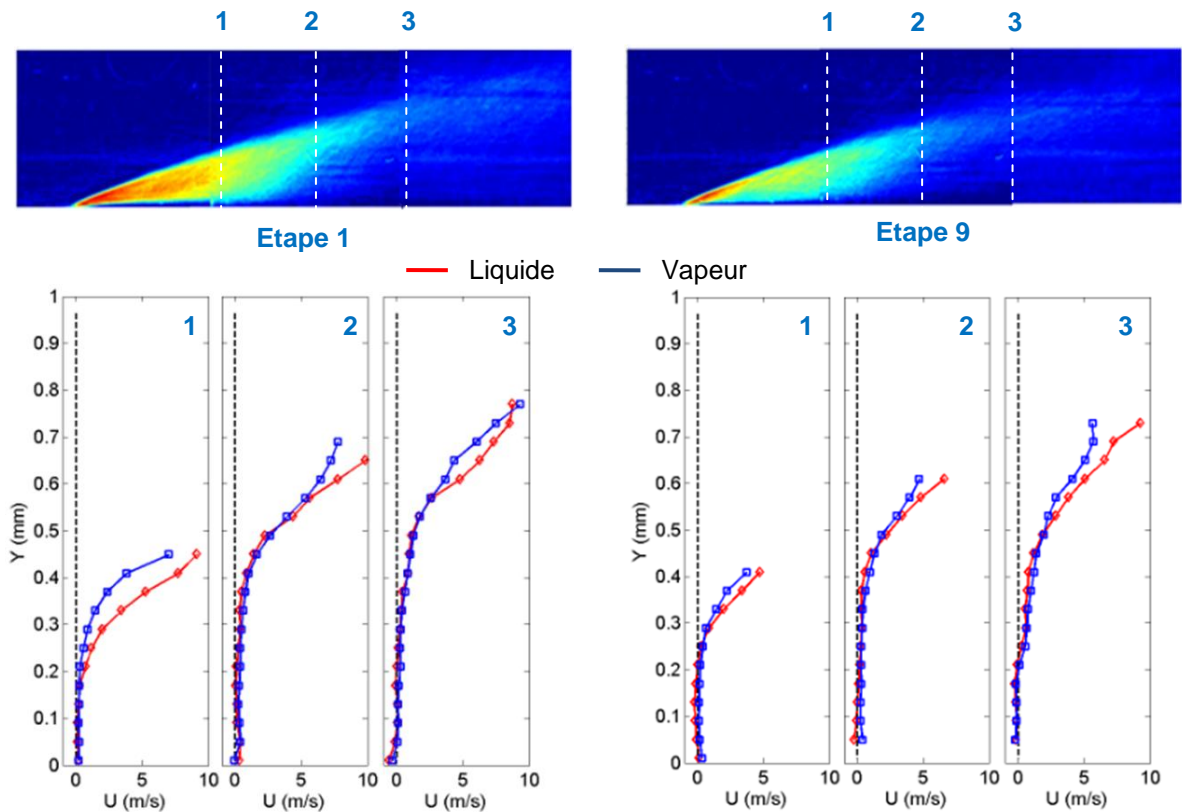


Figure 7-17 : Exemple de profils de vitesses pour deux étapes du cycle de cavitation

On observe sur cette figure des écarts entre les vitesses du liquide et de la vapeur, montrant ainsi l'existence de vitesses de glissement à l'intérieur des poches de cavitation instables. Ces écarts dépendent aussi bien de la position dans la poche que de l'étape dans le cycle de l'évolution de l'écoulement (Figure 7-18)

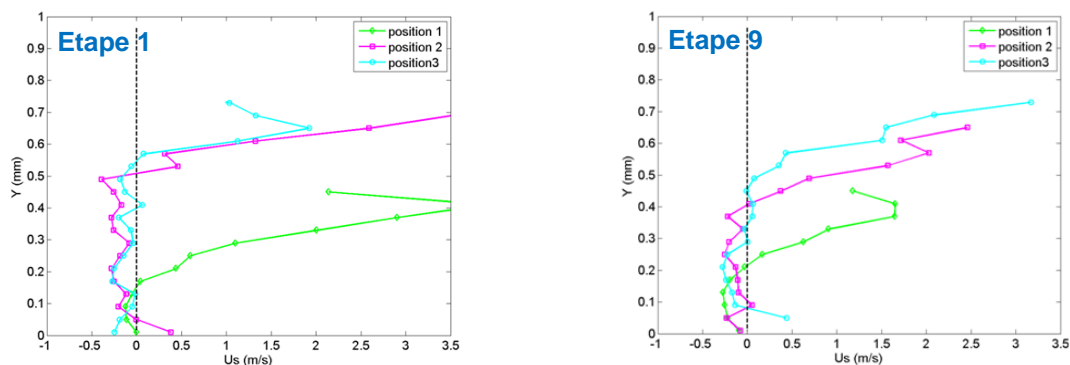


Figure 7-18 : Vitesses de glissement dans une poche instable

La Figure 7-19 des vitesses de glissement adimensionnelles sont tracées pour différentes étapes du cycle de la poche dans 3 positions différentes.

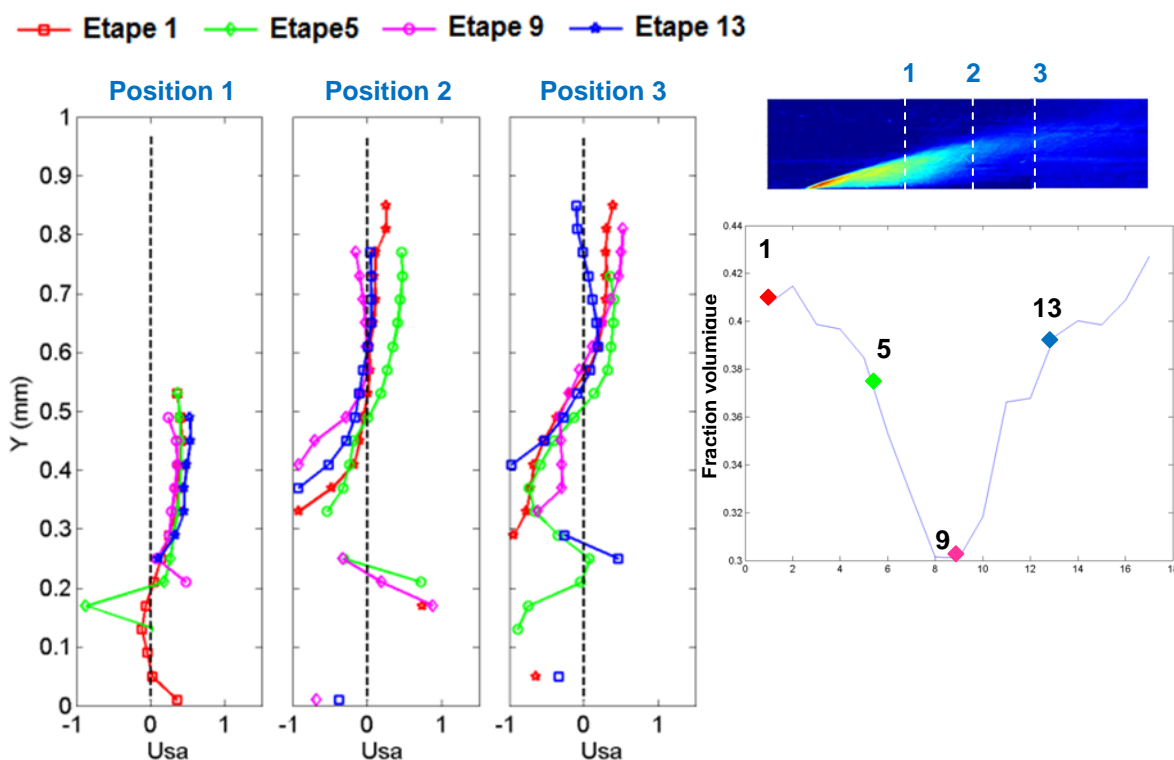


Figure 7-19 : Vitesses de glissement adimensionnelles en fonction de la position et l'étape du cycle

Dans la position 1 où la poche est toujours attachée (poche de taille minimale), on observe des glissements significatifs entre les deux phases (entre 40 et 50% de glissement). La vitesse de glissement adimensionnelle est constante pour toutes les étapes du cycle et dépend peu de la hauteur de l'écoulement (sauf dans zone du jet rentrant), contrairement au cas de poches stables.

En revanche, dans les positions plus en amont, les glissements adimensionnels varient considérablement au cours du cycle de l'écoulement cavitant. Des glissements nuls, voire négatifs, sont ainsi observés. Ceci démontre donc que les deux phases se comportent différemment dans les zones de grande fluctuation de la poche.

Pour mieux comprendre ce comportement, on trace l'évolution des vitesses dans un endroit appartenant à la position 2 de la poche au cours du cycle de la poche.

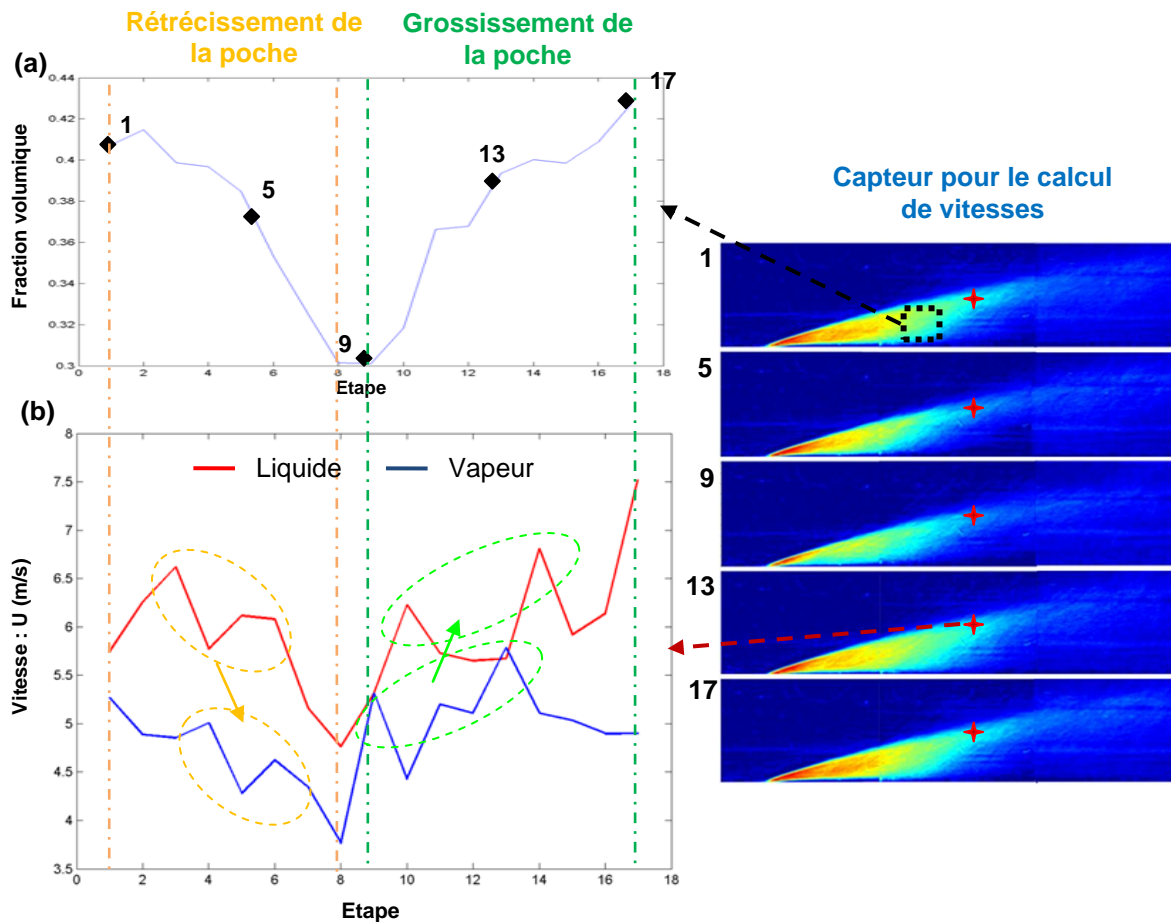


Figure 7-20 : Evolution des vitesses des phases au milieu de la poche (+) : (a) évolution de la fraction volumique de la vapeur ; (b) vitesses au cours d'un cycle

On peut remarquer sur cette figure qu'il existe une corrélation entre le taux de vide de la poche, et par conséquent sa taille, et le comportement des phases dans les zones de fluctuation. De manière générale, les vitesses des deux phases diminuent lorsque la poche rétrécit et augmente lorsqu'elle grossit. Des fluctuations de vitesses au cours de l'évolution de la poche sont néanmoins observées. Grâce à ces fluctuations, on remarque qu'il existe un

décalage temporel dans le comportement des phases. En effet, lors du rétrécissement de la poche, la phase liquide semble agir avant la vapeur avec une étape du cycle jusqu'à atteindre sa taille minimale, le liquide a tendance donc à contrôler le rétrécissement de la poche suivi par la vapeur avec un temps de retard. En revanche, lors du grossissement de la poche, c'est la phase vapeur qui accélère en premier et continue à agir avec une étape en avance par apport au liquide jusqu'à la fin du cycle. La vapeur contrôle donc le grossissement de la poche.

7.2.3. Bilan

Afin de mieux analyser le comportement des poches instables, une méthode de moyenne de phase a été développée pour permettre de suivre l'évolution de l'écoulement durant une période qui correspond à sa fréquence d'oscillation. La méthode d'acquisition par paquet, nécessaire pour limiter la dose en rayons X que reçoit le matériel, a sensiblement compliqué ce traitement. Ainsi pour chaque paquet, un signal temporel est créé à partir des moyennes de fractions volumiques de la vapeur dans une position de l'écoulement. La fréquence moyenne de ces signaux permet de calculer la fréquence totale de l'écoulement. C'est ainsi qu'un signal de base est sélectionné sur une période d'oscillation de l'écoulement puis grâce à des corrélations des signaux, les différentes périodes sont déterminées. Une attention très particulière devait néanmoins être prêtée aux choix des signaux à cause du nombre limité des périodes : c'est pour cette raison que des seuils sur les résultats de corrélations ont été imposés afin de diminuer le bruit et les erreurs de calcul des moyennes de phases.

Grâce à ces moyennes, l'évolution moyenne des fractions volumiques et des champs de vitesses de la poche de cavitation a pu être caractérisée. Les premières analyses montrent l'existence de vitesses de glissement entre les deux phases et qui varient significativement avec l'évolution de la poche. Dans la partie amont de l'écoulement, où la poche diphasique est toujours attachée, des glissements constants de 50% ont été retrouvés dans toutes les étapes du cycle de l'évolution de la poche. En revanche, ces glissements deviennent nettement plus variables dès que l'on s'éloigne de cette zone. Le suivi du comportement des vitesses des deux phases lors de l'évolution de la poche a montré que les importantes variations de glissement sont dues à un temps de réaction entre le comportement des phases. En outre, grâce à ce suivi temporel de la poche, on peut remarquer que l'évolution et les instabilités de la poche sont contrôlées à la fois par la phase vapeur et la phase liquide : la première mène le grossissement alors que la seconde le rétrécissement. Une

analyse plus profonde de ces résultats sera menée pour mieux comprendre ce comportement.

7.3. Synthèse

L'analyse de deux types de poche de cavitation a été réalisée dans ce chapitre. Cette analyse a porté sur les vitesses des phases et/ou le taux de vide, et elle a mis en évidence l'existence de vitesses de glissement significatives entre le liquide et la vapeur à l'intérieur de ces poches diphasiques.

Dans le cas de poches stables, l'analyse des vitesses moyennes a montré que les glissements dépendent à la fois de la position verticale dans l'écoulement et de la position dans le sens de l'écoulement (intérieur de la poche et zone de sillage). En analysant les vitesses adimensionnelles de glissement pour différentes configurations ayant le même nombre de cavitation et différents débits, il a été montré que ces glissements sont gouvernés par une loi de similitude.

Dans le cas de poches instables, les moyennes de phases réalisées pour suivre l'évolution de l'écoulement ont pu mettre la lumière sur le rôle que joue chaque phase dans l'évolution de la poche. Les résultats obtenus pour la configuration présentée seront analysés plus en détails afin de mieux comprendre ce comportement. D'autres configurations d'écoulements seront aussi analysées.

8. Conclusion générale et perspectives

La cavitation, bien qu'elle ait de nos jours des applications dans de nombreux domaines, est souvent associée à des phénomènes indésirables tels que la baisse de performance des machines hydrauliques, l'érosion, des vibrations ou même des nuisances sonores. C'est pourquoi dans de nombreuses applications industrielles, il est nécessaire de maîtriser le phénomène. Or, ceci passe tout d'abord par une meilleure compréhension du comportement des écoulements cavitants.

Depuis les années 50, plusieurs travaux expérimentaux ont été réalisés afin de caractériser le comportement hydrodynamique des écoulements cavitants. Ainsi, des observations utilisant des caméras rapides, de la PIV ou des sondes ont été effectuées et ont permis de comprendre un certain nombre de mécanismes intervenant dans l'évolution des poches de cavitation. Ils ont participé, de ce fait, au développement des modèles numériques dont la validation passe par des confrontations avec des mesures expérimentales de vitesses et de taux de vide.

Pourtant la plupart des moyens de mesures utilisés dans l'étude de la cavitation sont incapables de fournir instantanément et simultanément des informations sur la structure des écoulements et les fractions volumiques de vapeur d'une part, et la dynamique de l'écoulement et les vitesses des deux phases d'autre part. De plus, à cause de l'aspect diphasique et turbulent des écoulements cavitants, plusieurs de ces techniques ont montré leurs limites et n'ont ainsi été utilisées que dans certaines régions de l'écoulement à faible taux de vide telles que les zones de sillage.

Cette thèse apporte donc une contribution technique et scientifique originale basée sur l'imagerie par rayons X et destinée à l'étude des écoulements diphasiques turbulents tels que les écoulements cavitants. En effet, grâce aux caractéristiques du faisceau du synchrotron de l'APS (grande énergie, cohérence spatiale...), l'imagerie rapide par rayons X avec contraste de phase a été réalisée sur des écoulements cavitants créés dans une veine d'essais millimétrique contenant un profil Venturi et a permis d'avoir des images inédites de ces écoulements pour différentes configurations de poches. Les images obtenues contiennent des informations sur les phases vapeur et liquide, permettant donc d'avoir simultanément des mesures des fractions volumiques locales et des vitesses instantanées.

En effet, grâce aux principes d'absorption et de contraste de phase des rayons X, on retrouve sur les images finales les bulles de cavitation ainsi que les particules microscopiques injectées dans l'écoulement pour tracer la phase liquide. Les vitesses de la vapeur et du liquide sont accessibles en appliquant respectivement les algorithmes d'inter-corrélation d'images sur les bulles et les particules.

Afin de permettre des calculs de vitesses de chaque phase, les deux types de traceurs (particules et bulles) sont séparés grâce à des méthodes de traitements d'images développées dans ce travail de thèse. A partir d'une image RX, ces traitements permettent de créer deux images : d'une part une image de particules utilisée dans le calcul de champs de vitesses de la phase liquide, et d'autre part, une image de bulles pour le calcul des vitesses de la vapeur. Aussi complexe soit-elle, à cause des propriétés des écoulements cavitants et de ce type d'acquisition d'images, l'ensemble de la méthode de séparation de phases, a pu être validée.

Grâce à l'absorption des rayons X, les fractions volumiques locales de la vapeur dans les milieux diphasiques sont accessibles à partir des intensités locales des images. Or, contrairement à l'imagerie RX conventionnelle, d'importantes variations d'intensité entre les images ont été constatées, dues à la méthode d'acquisition à l'APS. Un nouveau traitement a donc été mis en place afin de permettre un calcul de fraction volumique optimal. Les fractions volumiques ont été ainsi mesurées sur l'image moyenne de chaque couple d'images. Afin de minimiser le bruit, les particules et les interfaces des bulles ont été filtrées. Grâce à ces traitements, les erreurs dues à la technique de l'imagerie RX utilisée à l'APS ont été réduites d'une manière significative. On passe ainsi de $\pm 20\%$ d'erreurs avec les images brutes à $\pm 5\%$ après avoir effectué ces traitements.

En utilisant les résultats des traitements de séparation de phase et des calculs de fractions volumique locales et grâce aux algorithmes d'inter-corrélation d'images, les champs de vitesses de chaque phase ont été calculés. Les résultats de ces calculs ont pu être validés, au même titre que les traitements réalisés, grâce à différentes méthodes développées spécifiquement pour le liquide ou la vapeur, et qui ont permis de caractériser les erreurs de calcul. Des précisions sub-pixel satisfaisantes ont été démontrées, et cela même pour la phase vapeur dont les images présentent pourtant des propriétés très différentes de celles traitées en PIV classique. Ces erreurs sont comprises entre $\pm 0,3$ et $\pm 0,8$ pixels selon la phase et la position dans l'écoulement.

Deux types de poches ont été analysés : poches stables et poches instables

➤ Poches stables : l'analyse des vitesses moyennes dans ce type de poche a mis en évidence l'existence de vitesses de glissement significatives entre le liquide et la vapeur à l'intérieur des poches de cavitation. Ces glissements dépendent à la fois de la position verticale dans l'écoulement et de la position dans le sens de l'écoulement (intérieur de la poche et zone de sillage). L'analyse des vitesses adimensionnelles de glissement a montré qu'une loi de similitude semble gouverner le glissement entre les phases. En effet, il a été constaté que pour une taille de poche donnée (ou un nombre de cavitation donné) et indépendamment du débit de l'écoulement, la vitesse de glissement adimensionnelle est toujours constante dans un endroit donné à l'intérieur de la poche.

Les résultats démontrent aussi que même pour des poches de cavitation stables, le jet rentrant, constitué pour partie de liquide et de vapeur, remonte jusqu'à des positions très en amont de l'écoulement.

➤ Poches instables : Afin de mieux analyser le comportement de ce type de poche, une méthode de moyenne de phase a été développée pour permettre de suivre l'évolution de l'écoulement durant une période qui correspond à sa fréquence d'oscillation et ce malgré les difficultés liés à la méthode d'acquisition. Grâce à ces moyennes de phases, l'évolution moyenne des fractions volumiques et des champs de vitesses de la poche de cavitation a pu être caractérisée. Les analyses montrent l'existence de vitesses de glissement entre les deux phases qui varient significativement avec l'évolution de la poche et la position dans l'écoulement. Le suivi des vitesses des deux phases au cours du cycle de cavitation a montré que les importantes variations de glissement sont dues à un déphasage entre les deux phases, à certains instants des cycles de cavitation. Le développement et les instabilités de la poche semblent être contrôlées à la fois par la phase vapeur et la phase liquide, selon l'étape d'évolution de la poche.

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont permis de développer des outils de traitement, de calcul et de validation des mesures par rayons X au sein d'écoulements diphasiques complexes tels que les écoulements cavitants. Les premières analyses des résultats obtenus démontrent le grand intérêt de la méthode optique utilisée et mettent en lumière certains mécanismes existant à l'intérieur des poches de cavitation jusqu'à maintenant négligés dans les modèles numériques. L'analyse de l'importante base de données acquise lors des dernières campagnes d'essais permettra à l'avenir à la fois de

mieux comprendre le comportement de ces écoulements et de valider finement différents codes de calcul des écoulements cavitants.

Afin de mieux caractériser le comportement des écoulements cavitants à partir des acquisitions obtenues, il est d'ores et déjà possible de proposer les analyses complémentaires suivantes :

- Analyser plus en détails les vitesses de glissement entre les phases et l'influence de la structure locale de la poche sur le glissement.
- Analyser les mécanismes d'instabilité des poches instables. Dans ce cas, une étude plus attentive doit être portée d'une part sur le jet rentrant, et d'autre part pour vérifier l'existence d'une éventuelle onde de pression remontante qui pourrait provoquer la recondensation de la phase vapeur sur son passage aboutissant au détachement d'une partie de la poche.
- Extraire les vitesses caractéristiques des écoulements telles que les vitesses de grossissement de poche, du jet rentrant et de convection du nuage de vapeur pour différentes configurations d'écoulement
- Compléter les mesures de fractions volumiques locales de la vapeur par le calcul des tailles des bulles selon la position dans la poche.
- Analyse des propriétés de la turbulence

Il sera aussi très intéressant de pouvoir réaliser, à termes, des mesures similaires en tomographie à rayons X car elle permettra une reconstruction 3D de la poche et l'accès aux trois composantes de vitesses. La réalisation de telles mesures est complexe, car elle requiert un dispositif RX beaucoup plus important pour faire des acquisitions simultanées sur plusieurs angles de l'écoulement. L'imagerie rapide par tomographie à rayons X est actuellement indisponible à l'APS.

Annexes



Annexe 1 : Principes d'absorption et de contraste de phase (d'après Vabre et al [51])

Principe d'absorption :

La transmission des rayons X à travers un matériau peut être représentée par l'indice de réfraction complexe, n :

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad \text{(Annexe-2)}$$

Lorsque les ondes de rayons X traversent un échantillon, leur vecteur k' à l'intérieur de cet échantillon est modifié par l'indice de réfraction $k' = n k$, où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde dans le vide et λ est la longueur d'onde des rayons X. Le coefficient d'absorption μ est lié à la partie imaginaire de l'indice de réfraction :

$$\mu = \frac{4\pi\beta}{\lambda} \quad \text{(Annexe-3)}$$

Dans la plupart des applications, la plus importante contribution à l'absorption vient de l'effet photoélectrique. Dans ce cas, le coefficient d'absorption est approximativement :

$$\mu_{p.e.} \sim \rho \lambda^3 Z^4 \quad \text{(Annexe-4)}$$

ρ et Z sont respectivement la fraction volumique et le nombre atomique du milieu. Pour les rayons X, on peut considérer avec une bonne approximation que δ (partie réelle d'indice de réfraction) peut s'écrire :

$$\delta = 1.3 \times 10^{-6} \rho \lambda^2 \quad \text{(Annexe-5)}$$

δ est donc un nombre positif très petit (de l'ordre de 10^{-6}). La vitesse des rayons X, c/n , est donc plus élevée dans un matériau que dans le vide.

Pour une onde plane d'amplitude unitaire se déplaçant dans la direction z ,

$$\Psi_0 = e^{ikz} \quad \text{(Annexe-6)}$$

L'onde transmise juste après l'échantillon traversé peut être écrite :

$$\Psi_1 = A(x, y)e^{i\varphi(x, y)} e^{iz} \quad \text{(Annexe-7)}$$

où

$$A(x, y) = e^{-\frac{\int \mu(x, y, z) dz}{2}} \quad \text{(Annexe-8)}$$

et

$$\varphi(x, y) = -\frac{2\pi}{\lambda} \int \delta(x, y, z) dz \quad \text{(Annexe-9)}$$

Dans la méthode d'imagerie conventionnelle basée sur le principe d'absorption, le détecteur est souvent placé près de l'échantillon. L'intensité mesurée est donc :

$$I^{abs}(x, y) = |\Psi_1|^2 = e^{-\int \mu(x, y, z) dz} \quad \text{(Annexe-10)}$$

L'intensité à chaque point de l'image RX obtenue dépend de l'absorption que subi le faisceau RX qui traverse l'échantillon. Ainsi une image RX fournit des informations liées au coefficient d'absorption de l'échantillon sur le plan xy, $\mu(x, y)$. En utilisant une technique tomographique, il est possible d'obtenir le coefficient d'absorption $\mu(x, y, z)$. Le mécanisme de contraste peut être décrit par une approche géométrique. L'intensité à chaque point du détecteur dépend seulement de la quantité d'énergie que le faisceau perd lors de sa traversée de l'échantillon. Le contraste, dans ce cas, n'a rien à voir avec la diffraction ou l'interférence.

Principe de contraste de phase :

Dans l'imagerie RX par contraste de phase, le mécanisme de contraste de phase est basé sur la diffraction et/ou l'interférence qui provient des différences dans la partie réelle de l'indice de réfraction au niveau de l'échantillon. Ce type de contraste est présent en même temps que le contraste par absorption (décrit dans le paragraphe précédent).

Pour obtenir des images RX par le mécanisme de contraste de phase, trois techniques existent : Interférométrie, déflectométrie et diffraction Fresnel via la propagation.

Cette dernière technique est celle utilisée dans le présent travail, le mécanisme de contraste provient de l'interférence entre les points de front d'onde voisins à une certaine distance de l'échantillon. Les avantages de cette technique sont :

- un flux très élevé puisque des optiques de rayons X minimales sont requises.
- simplicité dues à sa géométrie droite
- presque n'importe quelle taille d'échantillon peut être considérée.

La diffraction Fresnel peut être décrite par la formule de Fresnel-Kirchoff. L'excitation d'une onde en un point \mathbf{P} dans un détecteur à une distance \mathbf{s}_0 de l'échantillon peut être écrite :

$$\Psi_P(x, y) = \frac{-i e^{iks_0}}{\lambda s_0} \iint \Psi_1(x', y') e^{ik \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2s_0}} dx' dy' \quad (\text{Annexe-11})$$

L'intégration est selon le plan de l'échantillon. Cette équation décrit la propagation de l'onde entre l'échantillon et un point se trouvant à une certaine distance plus loin. C'est cette propagation qui permet l'effet de l'interférence qui est à la base de cette technique d'imagerie. De l'équation (Annexe-11), les fonctions d'ondes à chaque et tout point du plan de l'échantillon contribue à la fonction d'onde à chaque et tout point du plan du détecteur. En revanche, étant donné que l'exponentielle dans l'intégrale fluctue rapidement quand $(x - x')$ et $(y - y')$ sont grandes, la plupart de la contribution à la fonction d'onde à (x_i, y_i) vient de la région à proximité du point lui correspondant sur l'échantillon. Le choix de la distance \mathbf{s}_0 entre l'échantillon et le détecteur dépend de ses caractéristiques, de la longueur d'onde des rayons X et des traits que l'on souhaite détecter. En général, plus la longueur d'onde est petite, plus la distance requise pour l'interférence est grande.

Plusieurs aspects de cette technique doivent être soulignés. Puisqu'elle implique des interférences entre des points du front d'onde proches, l'onde incidente doit être au moins partiellement cohérente dans l'espace. La source de petite taille et la grande distance qui sépare la source de l'échantillon dans les synchrotrons de troisième génération comme celui de l'APS (Advanced Photon Source) fournissent des faisceaux de rayons X qui peuvent facilement satisfaire la cohérence spatiale nécessaire.

**Annexe 2 : Etude de l'effet d'échelle sur les écoulements
cavitants**

Scale effect on unsteady cloud cavitation

M. Dular · I. Khelifa · S. Fuzier · M. Adama Maiga ·
O. Coutier-Delgosha

Received: 18 December 2011 / Revised: 29 June 2012 / Accepted: 19 July 2012
© Springer-Verlag 2012

Abstract No experiment was conducted, yet, to investigate the scale effects on the dynamics of developed cavitating flow with periodical cloud shedding. The present study was motivated by the unclear results obtained from the experiments in a Venturi-type section that was scaled down 10 times for the purpose of measurements by ultrafast X-ray imaging (Coutier-Delgosha et al. 2009). Cavitation in the original size scale section (Stutz and Reboud in *Exp Fluids* 23:191–198, 1997, *Exp Fluids* 29:545–552 2000) always displays unsteady cloud separation. However, when the geometry was scaled down, the cavitation became quasi steady although some oscillations still existed. To investigate this phenomenon more in detail, experiments were conducted in six geometrically similar Venturi test sections where either width or height or both were scaled. Various types of instabilities are obtained, from simple oscillations of the sheet cavity length to large vapor cloud shedding when the size of the test section is increased. It confirms that small scale has a significant influence on cavitation. Especially the height of the test section plays a major role in the dynamics of the re-entrant jet that drives the periodical shedding observed at large scale. Results suggest that the sheet cavity becomes stable when the section is scaled down to a certain point because re-entrant jet cannot fully develop.

1 Introduction

Many spurious effects of cavitation in rotating machineries are due to its unsteady character: the sheet cavities on the suction side of the blades are usually characterized by periodical or non-periodical large-scale oscillations, while the condensation areas are submitted to complex unsteady mechanisms involving high pressure fluctuations. This dynamics is responsible for phenomena such as vibrations, noise, erosion of solid surfaces, increase of hydrodynamic drag, and large pressure fluctuations that may be prejudicial for the other components of the machinery. To avoid or at least to reduce such effects of cavitation by design and operation measures, there is a persistent need of improving the understanding of the physical phenomena underlying the harmful effects.

Therefore, unsteady cavitation is studied in cavitation tunnels in configurations of simple geometries such as two-dimensional (2D) foil sections or Venturi-type sections, in order to improve the knowledge about the structure of the two-phase flow and the mechanisms that control its unsteady features (see for example Furness and Hutton 1975; Stutz and Reboud 1997, 2000; Arndt et al. 2000; Laberteaux and Ceccio 2001a, b; Dular et al. 2004; Coutier-Delgosha et al. 2007). Various scales of the samples have been used in previous studies, varying usually between a few centimeters (Pham et al. 1999; Stutz and Reboud 1997) and a few meters (Park et al. 2003).

In such flow configurations, cloud cavitation usually leads to Strouhal numbers $St = f \times L_{cav}/V_{ref}$ close to 0.25/0.3, where f is the oscillation frequency of the sheet cavity, L_{cav} is the mean cavity length, and V_{ref} a reference velocity usually considered upstream from the cavitation area. Lower values of St have also been found in a case of cavitation on 2D foil sections, for hydrodynamic conditions

M. Dular
Laboratory for Water and Turbine Machines,
University of Ljubljana, Askerceva 6, 1000 Ljubljana, Slovenia

I. Khelifa · S. Fuzier · M. Adama Maiga ·
O. Coutier-Delgosha (✉)
Laboratoire de Mécanique de Lille (LML)/Arts et Metiers
ParisTech, 8 Boulevard Louis XIV, 59046 Lille, France
e-mail: olivier.coutier@lille.ensam.fr

resulting in a parameter $\sigma/2\alpha < 4$ (Arndt et al. 2000) where σ and α denote the cavitation number and the foil incidence, respectively. Further investigations have shown that such slow down of the periodical behavior is obtained for example in flow configurations involving an interaction with a pressure side cavity (Coutier-Delgosha et al. 2007) or the influence of the pressure wave due to the collapse of the vapor cloud for particular incidence angles of a 2D NACA profile (Leroux et al. 2005).

Influence of the sample scale on the dynamics of cloud cavitation and the value of the Strouhal number has not been investigated, yet, although the occurrence of scale effects on cavitation has long been known and was already mentioned by Ackeret (1930). In the 1970s, comparative tests on hydrofoils were performed in the scope of a test program whose objective was to determine the effects of flow velocity and water gas content on the inception of cavitation. The data showed large differences between the various tunnels and observers (Callejon et al. 1978). In addition, numerous studies of scaling laws in cavitating flow were performed, but they all dealt with the problem of cavitation occurrence, while the case of fully developed cavitating flow was not considered (Holl et al. 1972; Arakeri and Acosta 1973; Gates and Billet 1980; Billet and Holl 1981; Ooi 1985; Amromin 2002).

In one of the best known and most thorough studies on scale effects, Keller (2001) showed that, provided effects of water quality are avoided in the experiments, very clear empirical relations can be established for the scale effects of tip vortex cavitation inception. He also indicated that the scaling relations, which would enable to predict the extent of the cavitation area, could also remain valid for developed cavitation and also for other types of cavitating flow, which are not dependant on the underlying vertical flow (surface cavitation on a 2D hydrofoil, cavitation on an arbitrary-shaped non-lift producing bodies). He, however, does not mention the problem of the scaling and the dynamics of cavitation.

Remarkably, no experiment was conducted, yet, to investigate the scale effects on the dynamics of developed cavitating flow with cloud shedding. The present study was motivated by the unclear results obtained from the experiments in a Venturi-type section with convergent and divergent angles of 18° and 8° , respectively (Coutier-Delgosha et al. 2005), which was scaled down 10 times (height 3.3 mm at the Venturi throat, width 4 mm) in order to perform measurements by ultra-fast X-ray imaging method (Vabre et al. 2009). Although the selected geometry should trigger vapor cloud shedding, results imply that the cavity is quasi-stabile (Coutier-Delgosha et al. 2009).

To understand the reason for this flow stabilization, six geometrically similar test sections were manufactured, and the cavitation dynamics was investigated in the six cases.

In three sections, both the height h and the width b of the channel were scaled. In the three other ones, only one dimension was scaled in order to isolate the influence of the other dimension. For each section, nine hydraulic conditions, based on a combination of three flow velocities and three cavitation numbers, were tested. For evaluation of cavitation dynamics, high-speed imaging, conventional imaging, microphone measurements and accelerometer measurements were used.

The experimental setup is detailed in Sect. 2 of the paper, while Sect. 3 is devoted to the presentation of the results: characteristic frequencies, flow dynamics, and flow structure are successively compared in the six test sections. These data are discussed in Sect. 4.

2 Experimental setup

Experiments were conducted in the small cavitation tunnel VenturiX of the LML Laboratory (Lille, France). This tunnel was designed for the special purpose of velocimetry in a cavitating flow by ultra-fast X-ray imaging (Vabre et al. 2009). Its main specificity consists of a very small test section (width 4 mm and height close to 3 mm at the Venturi throat) that was designed in order (1) to enable detection of very small radio-opaque particles (diameter 17 μm), (2) to minimize the thickness of water and Plexiglas crossed by the X-rays, (3) to obtain a transportable test rig to perform the measurements in the Advanced Photon Source of the Argonne National Laboratory (USA). All details related to the conception of the cavitation tunnel can be found in Coutier-Delgosha et al. (2009).

2.1 Test rig

Figure 1 presents the organization of the test rig. Circulation of water is obtained with a Salmson Multi HE 403 pump (1) that enables the variation of the rotation speed between 0 and 3,600 rpm in order to set the mass flow rate. At the pump delivery, a tank completely filled with the circulation water (2) is used for water cooling in order to maintain a constant temperature close to 20°C in the test rig. Cooling water flows inside the tank in a secondary loop (3) which is connected to cold (14°C) tap water. Water temperature can also be increased with an immersion heater TCV020 of output 2,000 W (4). The volume flow rate is measured with two flow meters (5 and 6). The first one is a turbine flow meter Bürkert type 8032 (DN 6) whose uncertainty is 0.15 l/min after in situ calibration, and the second one is an electromagnetic flow meter Bürkert type 8045 (DN 15) with a 2 % uncertainty on measurements. The recorded values from the two devices did not differ for more than 1 %. Eventually an average

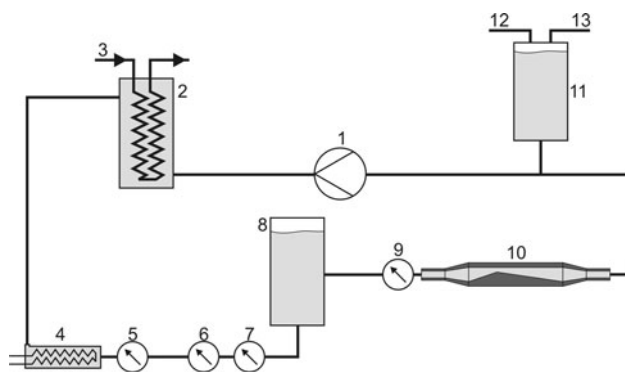


Fig. 1 Scheme of the test rig

value of the two measurements was used to calculate the mass flow rate and the reference velocity at the Venturi throat. Temperature is obtained with a type K thermocouple (7) which is directly in contact with the circulation water. Upstream from the test section (10), a second tank (8) partially filled with water is used to filter the flow rate and/or periodical pressure fluctuations due to the passage of the pump blades. The reference pressure is measured 200 mm upstream from the Venturi-type section with a Rosemount 3051 pressure sensor (9). The uncertainty of the measurements was close to 10 mbar. The pressure in the test rig is adjusted in the partially filled tank (11) connected to a compressor (12) and a vacuum pump (13), which enables to vary the pressure in this tank between 0.1 bar and 3.5 bar.

Flexible pipes with inner diameter of 1" are used to connect these different devices. Since the volume of the test rig is small (about 15 liters), special care has to be taken to minimize the influence of water gas content and temperature variations. Using a vacuum pump, the system pressure was lowered, and the water in the test rig was let to rest over the night prior to the measurements. This was necessary to enable degassing what consequently minimized the tensile strength effects that can greatly influence the cavitation behavior (Iwai and Li 2003). The degassing procedure was the same for every set of

experiments—this ensured that the ensemble of the cavitation nuclei that was left inside the loop was always the same; hence making the experiments repeatable. Also experiments dealt with developed cavitation which is less prone to influences from the nuclei size and number than the incipient cavitation.

The pressure (9) and the velocity V_{ref} at the Venturi throat are used as reference values to calculate the cavitation number:

$$\sigma = \frac{P_{\text{ref}} - P_{\text{vap}}}{\frac{1}{2}\rho V_{\text{ref}}^2} \quad (1)$$

where P_{vap} is the vapor pressure at temperature T and ρ is the liquid density. Decreasing the cavitation number results in higher probability in cavitation occurrence or leads to an increase of the magnitude of the already present cavitation. The precisions of the pressure and velocity measurements result in a mean uncertainty of 3.5 % for the cavitation number.

2.2 Venturi-type sections

Six Venturi-type sections are used in the present study. They are characterized by different sizes, but they are all based on the same convergent and divergent angles of 18° and 8°, respectively. This is very close to the geometry used for previous experiments devoted to X-ray imaging (Coutier-Delgosha et al. 2009), which was derived from the Venturi shape used in previous experimental work in the LEGI laboratory (Stutz and Reboud 1997; Coutier-Delgosha et al. 2005), at scale 1/10.

The Venturi shapes and the side walls were manufactured out of transparent acrylic glass (Fig. 2), in order to enable visual observation of cavitation from all sides (front, back, top and bottom), although only front and top view were considered. Sections have standard 1/2", 3/4", or 1" fittings for the connection with the test rig piping. The transition from the acrylic glass to the fitting is made out of epoxy resin and glass fiber. The sections (acrylic part) were about 300 mm long.

Fig. 2 Scheme of the six Venturi-type sections with cross-sections at the throat

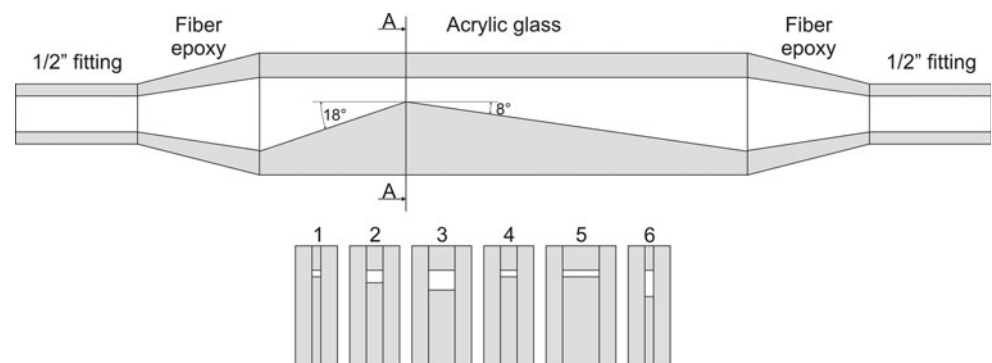


Table 1 Dimensions of the test sections

Test section	Width (mm)	Height (mm)	Throat area (mm ²)	Scale
LEGI	44	33	1,452	1
X-ray experiments	4	3.3	13.2	1/10
TS1	3.6	2.7	9.7	1/12
TS2	6.8	5.1	34.7	1/6
TS3	10.8	8.1	87.5	1/4
TS4	6.8	2.7	18.4	–
TS5	15	2.7	40.5	–
TS6	3.6	10.8	38.9	–

The dimensions of the six sections are given in Table 1. For test sections TS1, TS2, and TS3, both the height h and the width b of the channel were scaled. Compared to the original dimensions of the test section in the LEGI laboratory, the present scales are about 1/12, 1/6, and 1/4, respectively. For sections TS4, TS5, and TS6, only one dimension (height or width at the throat) was scaled in order to isolate the influence of the other dimension.

Sections 1, 2 and 3 were used first to investigate in general whether the size of the throat of the section has an influence on cavitation dynamics. Then, when the influence was clearly shown by these experiments, sections 4 and 5 were used to inspect the influence of the section width, while the height remained the same as in section 1. Finally, section 6 was used to carry out experiments that would show the influence of the height of the section, while the width remained the same as in section 1.

2.3 Investigated cavitation conditions

For each test section, nine hydrodynamic conditions were investigated (data set 1: combination of three velocities at the Venturi throat $V_{\text{ref}} = 9$ m/s, 13 m/s, and 17 m/s and

three cavitation numbers $\sigma = 0.96$, 0.98, and 1.01). Table 2 presents an overview of the 54 resulting operating points that have been investigated. For each of them, four experiments have been conducted, based on high-speed visualization and image acquisition from side, from top and from perspective view, respectively. A total number of 216 records are thus included in data set 1. A special care has been taken in the setting of the pressure and flow rate in the experiments, in order to impose exactly the nine selected flow conditions. However, slight deviations have been detected a posteriori. Values of V_{ref} and σ indicated in Table 2 are derived from the averaging of the 72 records in which they are constant (6 test sections, 3 values of V_{ref} or σ and 4 experiments at given flow conditions). The standard deviations of the velocity and cavitation number measurements are 0.1 m/s and 0.007, respectively.

The average temperature, obtained from the whole 216 experiments, is 16.7 °C, with a standard deviation of 0.9 °C. So, no thermal effect is expected in this study.

The first value of velocity $V_{\text{ref}} = 9$ m/s is nearly identical to the one applied in the experiments performed previously at scale 1 in the LEGI laboratory (Stutz and Reboud 1997). However, the Reynolds number based on the hydraulic radius at the Venturi throat is obviously much lower in the present case: $Re = 3.6 \times 10^5$ at scale 1, while it varies between 2.5×10^4 and 8.7×10^4 at reduced scale, for $V_{\text{ref}} = 9$ m/s. To include in the present study the possible effect of the Reynolds number on the results, higher values of Re have been investigated in two special configurations: TS1 (scale 1/12) and TS3 (scale 1/4). In this second data set, the Reynolds number has been increased up to 8.9×10^4 (TS1) and 2.6×10^5 (TS3) for a single value of the cavitation number $\sigma = 0.96$ already included in data set 1 (see Table 3).

Influence of the cavity length on the results has been also investigated by decreasing the cavitation number down to 0.91 (TS1) and 0.94 (TS3) for various Reynolds numbers. This third set of experiments (see Table 4) was

Table 2 Data set 1: investigated cavitation conditions

Test	V_{ref} (m/s)	σ (–)	Re					
			TS1	TS2	TS3	TS4	TS5	TS6
A	9	0.96	2.52×10^4	4.41×10^4	8.71×10^4	2.93×10^4	3.48×10^4	4.44×10^4
B	9	0.98	2.52×10^4	4.41×10^4	8.48×10^4	2.93×10^4	3.48×10^4	4.44×10^4
C	9	1.01	2.52×10^4	4.41×10^4	8.71×10^4	2.93×10^4	3.48×10^4	4.44×10^4
D	13	0.96	3.69×10^4	6.46×10^4	1.12×10^5	4.34×10^4	5.20×10^4	6.15×10^4
E	13	0.98	3.79×10^4	6.46×10^4	1.09×10^5	4.34×10^4	5.20×10^4	6.15×10^4
F	13	1.01	3.79×10^4	6.46×10^4	1.09×10^5	4.34×10^4	5.34×10^4	6.15×10^4
G	17	0.96	5.00×10^4	8.73×10^4	1.80×10^5	5.74×10^4	7.92×10^4	8.09×10^4
H	17	0.98	5.00×10^4	8.73×10^4	1.63×10^5	5.74×10^4	6.67×10^4	8.09×10^4
I	17	1.01	5.00×10^4	8.73×10^4	2.22×10^5	5.74×10^4	6.84×10^4	8.52×10^4

Table 3 Data set 2: influence of the Reynolds number

TS1			TS3		
V_{ref}	Re	σ (-)	V_{ref}	Re	σ (-)
8.8	2.38×10^4	0.96	7.3	6.75×10^4	0.96
11.7	3.16×10^4	0.96	9.4	8.64×10^4	0.96
14.4	3.90×10^4	0.96	11.5	1.08×10^5	0.96
17.2	4.66×10^4	0.96	13.5	1.28×10^5	0.96
19.8	5.36×10^4	0.96	15.6	1.47×10^5	0.96
23.8	6.44×10^4	0.96	17.6	1.70×10^5	0.96
27.9	7.56×10^4	0.96	19.7	1.95×10^5	0.96
32.9	8.91×10^4	0.96	21.8	2.06×10^5	0.96
			23.7	2.46×10^5	0.96
			25.1	2.60×10^5	0.96

Table 4 Data set 3: influence of the sheet cavity length

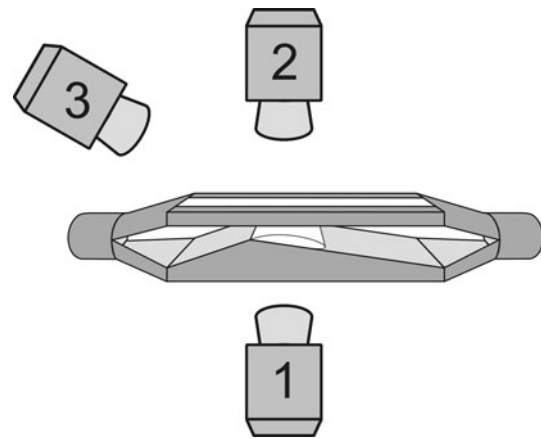
TS1			TS3		
V_{ref}	Re	σ (-)	V_{ref}	Re	σ (-)
17.9	6.05×10^4	0.91	7.1	6.56×10^4	0.94
19.8	6.54×10^4	0.91	9.2	8.47×10^4	0.94
21.6	7.12×10^4	0.91	11.3	1.05×10^5	0.94
23.0	7.59×10^4	0.91	13.4	1.26×10^5	0.94
24.1	7.95×10^4	0.91	15.3	1.45×10^5	0.94
26.1	8.63×10^4	0.91	17.4	1.68×10^5	0.94
			19.4	1.92×10^5	0.94
			21.4	2.07×10^5	0.94
			23.3	2.37×10^5	0.94

motivated by the analysis of the two first sets of data and the subsequent discussion regarding the effects of small scale on the dynamics of cavitation.

2.4 Acquisition devices

A conventional low-speed CCD camera Marlin F-145 was used to capture images of cavitation from side (1), top (2) and perspective view (3) (Fig. 3). Eight-bit pictures with resolution $860 \times 1,280$ pixels were recorded. The illumination was provided by a stroboscopic light. These records enable to determine the characteristic size of the sheet cavity and also to investigate the variations of the internal structure of the cavitation area. For each flow condition, 100 images were recorded, which is sufficient for statistical evaluation later on (Dular et al. 2004).

To investigate the dynamics of cavitation, a high-speed camera Mikrotron Eosens mini1 was used. Images of cavitation structures were captured from the side view (see Fig. 3). The acquisition frequency was 3,000 fps at a

**Fig. 3** Positions of the cameras: (1) side view, (2) top view, and (3) perspective view

resolution of 500×200 pixels in 8-bit resolution. Illumination was provided by a continuous light source. For each cavitation condition, 3,000 images (1 s) were recorded.

In addition to flow visualization, the characteristic frequency of the two-phase flow fluctuations was also investigated by two other means: (1) a SONY ECM DM5P microphone (frequency range 100–15,000 Hz) located very close to the Venturi throat, (2) an accelerometer (Bruel and Kjaer, type 4375, voltage sensitivity 5.85 mV/g) fixed on a side wall of the test section, at the approximate location of the sheet cavity. Both signals were recorded simultaneously at frequency 8,000 Hz and analyzed by fast Fourier transform (FFT) in order to detect possible periodical sheddings and/or sheet cavity oscillations.

2.5 Evaluation techniques

Mean values and standard deviations of the gray level of images were calculated for the purpose of evaluation of mean cavity length and location of cloud separation, in case of unsteady behavior. This method was proposed in a previous paper by the present author (Dular et al. 2004) in order to get an objective determination of the mean characteristics and oscillation frequencies of the cavitation area. It was shown in this former study that the mean value and standard deviation of gray level in the images do not change significantly (less than 2 %) when taking in account more than 50 images.

To determine the frequency of the sheet cavity oscillations (or possible cavitation cloud shedding), power spectral density function (PSD) was calculated by FFT. As time series vector for the FFT, first a region of interest (ROI) was selected in the images. To exclude subjective choice of the position of ROI, a 50×50 pixels big region was selected with its center at the position of the maximum of the standard deviation of gray level—it was found by the

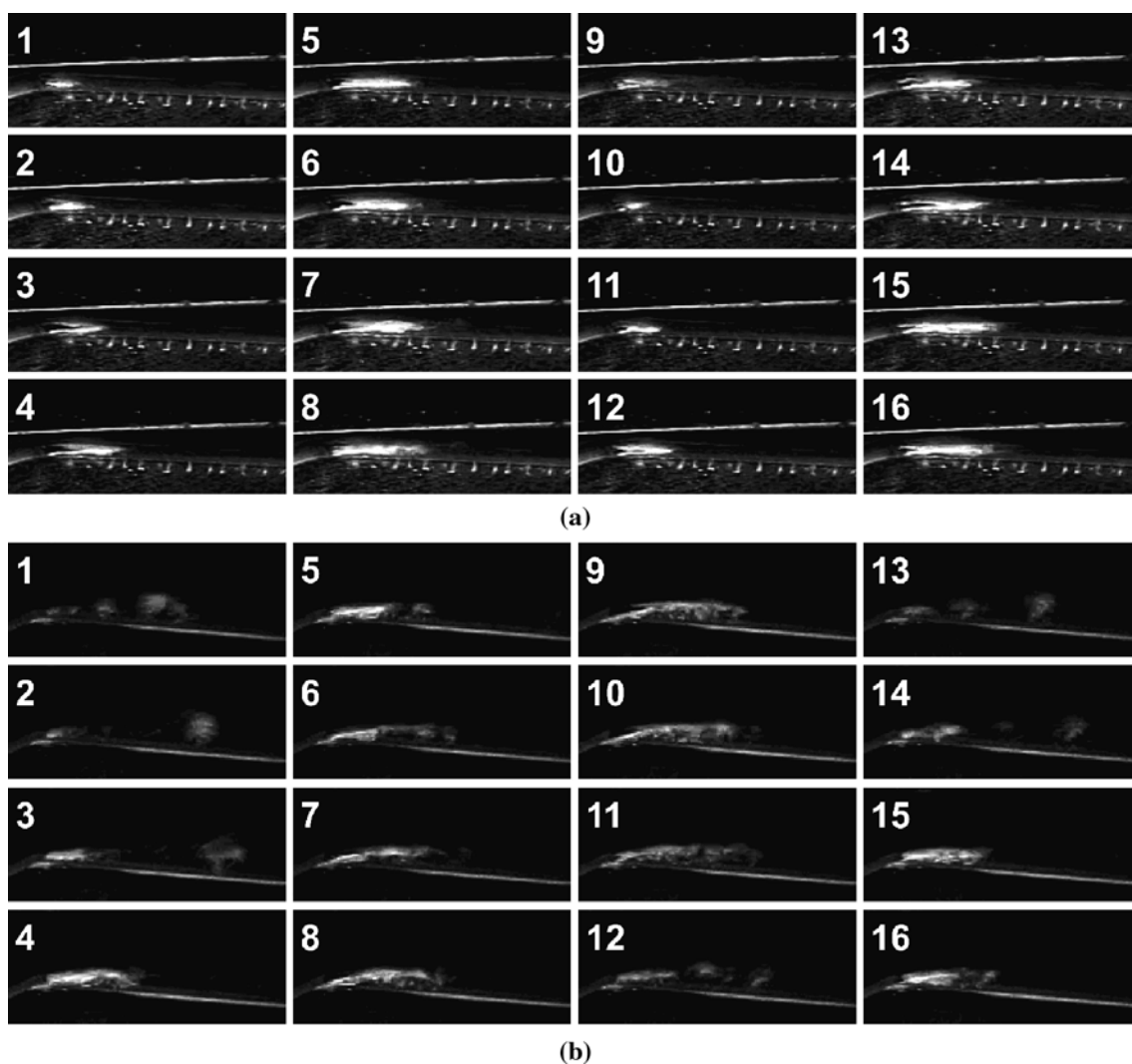


Fig. 4 Typical sequence for case A of data set 1 **a** with TS4 (no cloud shedding occurs) ($V_{\text{ref}} = 9 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.96$, $Re = 2.93 \times 10^4$), **b** with TS6 (cloud shedding) ($V_{\text{ref}} = 9 \text{ m/s}$, $\sigma = 0.96$, $Re = 4.44 \times 10^4$)

present author (Dular et al. 2004) that the position of the maximum of the standard deviation of gray level correlates well with the position of maximal cavitation structure oscillation. For each vector element, the sum of the gray-level values of the 2,500 pixels included in this region of interest was used. For each flow condition, the duration of the record was 1 s, so the length of the time series vector was 3,000 elements. For each vector element, the sum of the gray-level values of the 2,500 pixels included in this region of interest was used. For each flow condition, the duration of the record was 1 s, so the length of the time series vector was 3,000 elements.

3 Results

A preliminary analysis of the recorded images reveals that the dynamics and the two-phase structure of cavitation

differ from one test section to another. For example, Fig. 4a shows cavitation in TS4 for $\sigma = 0.96$ and $V_{\text{ref}} = 9 \text{ m/s}$ (measurement point A of data set 1). Figure 4b shows a sequence at the same operating point but in a bigger test section TS6. It can be observed that cavitation clouds are shed in TS6, while the attached cavity only oscillates without any shedding in TS4. These differences are detailed in the present section.

3.1 Non-dimensional mean length of the cavitation structure

The pixel intensity in images recorded in 8-bit resolution varies from 0 (black) up to 255 (white). Areas of cavitation look bright on the recorded images, so they are characterized by high values of gray level. The boundary of the cavitation structure in each image was defined as the iso-line of gray level corresponding to 90 % of brightness. A

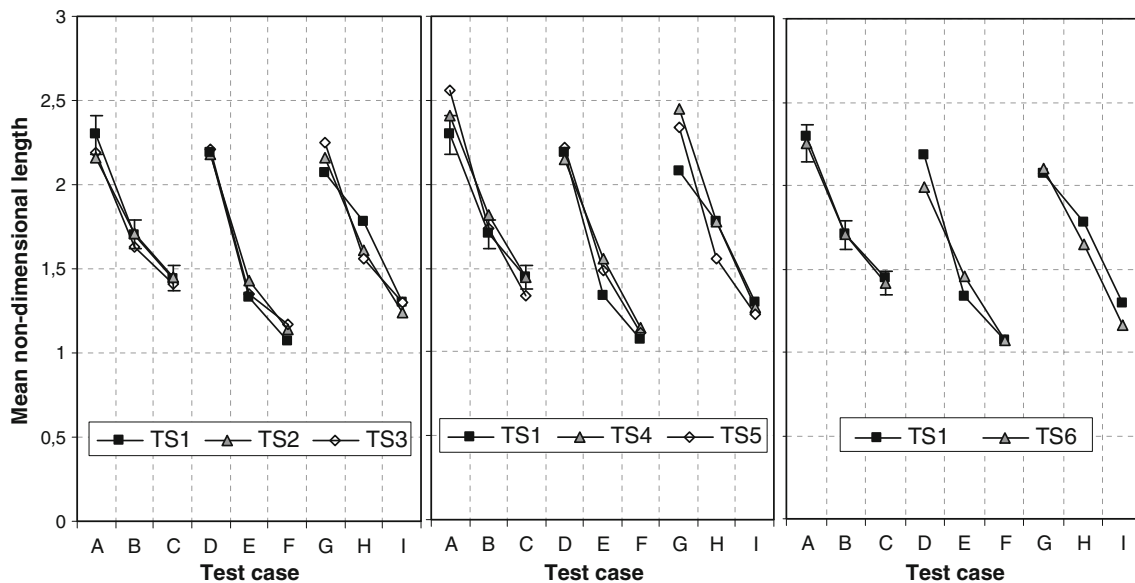


Fig. 5 Non-dimensional length of the averaged cavitation structures

time-averaged cavity shape was determined by averaging the sheet cavity boundary obtained from each image. Then, the mean length of the cavitation structure was derived for each flow configuration. Figure 5 consists of three diagrams that show the mean non-dimensional cavity length (mean cavity length divided by the channel height at the throat of the test section) for the 54 experiments of data set 1. Uncertainties on non-dimensional lengths, which are estimated to $\pm 5\%$, are indicated on some of the charts. The left diagram shows results for TS1, TS2, and TS3 where both dimensions of the Venturi section were scaled, the middle diagram shows the comparison where only the width was changed (TS1, TS4, TS5), and the right diagram shows the comparison where only the height of the section was increased (TS1 and TS6).

To investigate the influence of the test section size on the behavior of cavitation, the mean non-dimensional size of the cavity should be the same for all flow conditions based on the same cavitation number. This condition is required since the length of the cavitation area significantly influences its dynamics. It can be checked in Fig. 5 that this condition is fulfilled: the maximum disagreement between the non-dimensional lengths of sheet cavities at given cavitation number is close to 10%, and it is usually much lower. These slight differences, which may be due to minor deviations of the pressure and the mass flow rate from the desired conditions, are small enough to include all operating points into the analysis hereafter.

3.2 Behavior of cavitation

Images from the high-speed records were observed to investigate the behavior of the two-phase flow. From the

analysis of all flow conditions, four very distinctive behaviors were identified:

- Type 1: Cavitation clouds separate periodically from the attached part of cavitation, and they are convected by the main flow before collapsing downstream in a higher pressure region. A typical sequence can be seen in Fig. 4b. Such behavior is the one observed in the present configuration of Venturi-type section at large scale (see Stutz and Reboud 1997), with a Strouhal number based on the mean cavity length and the throat velocity close to 0.2. It has been much studied in various configurations of 2D foils and Venturi-type sections (Furness and Hutton 1975; Lush and Peters 1985; Pham et al. 1999; Arndt et al. 2000), and the large-scale cloud shedding is usually connected with the periodical re-entrant jet that flows upstream under the sheet cavity.
- Type 2: Single bubbles or small bubble clusters separate from the rear part of the sheet cavity. This behavior was obtained previously at larger scale in a configuration of Venturi with smaller angles (see Stutz and Reboud 1997) but never in the case of the present geometry.
- Type 3: The cavitation remains attached, but its size oscillates significantly (the length variations of the cavity are higher than 50% of the mean cavity length during one period—usually about 75%). A typical sequence can be seen in Fig. 4a.
- Type 4: The cavitation remains attached and the oscillations of its size are small (their amplitude is lower than 50% of the mean cavity length during one period—usually about 25%). A typical sequence can

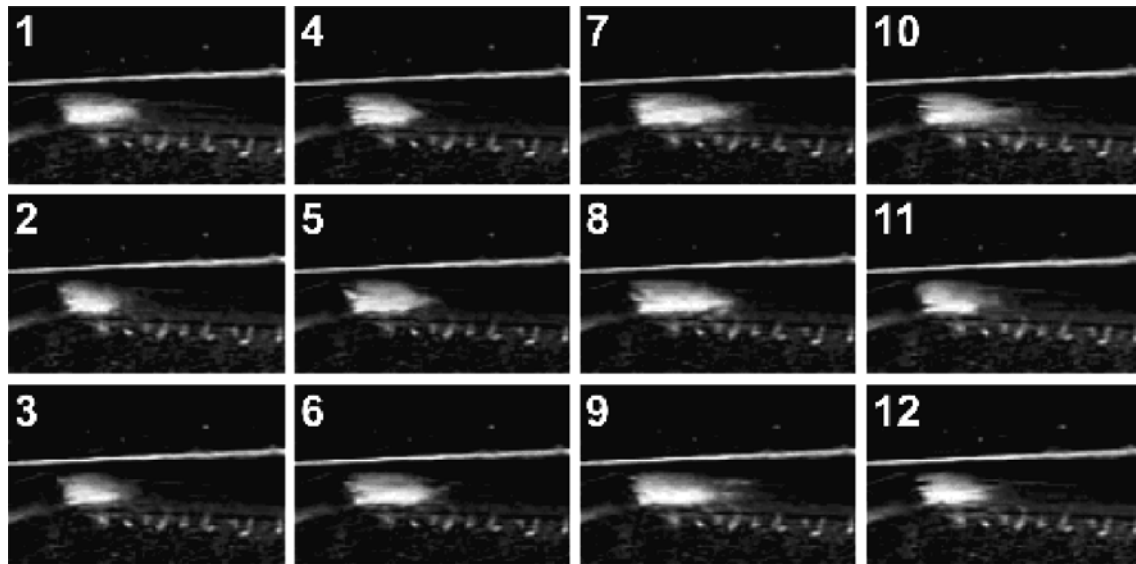


Fig. 6 Attached cavitation with small oscillations (TS4, case E of data set 1) ($V_{\text{ref}} = 13$ m/s, $\sigma = 0.98$, $Re = 4.34 \times 10^4$)

be seen in Fig. 6. Such behavior or the previous one is usually obtained at large scale only for very small sheet cavities.

In Table 5 are reported the types of cavitation for all hydrodynamic conditions. Unsteady behaviors including cloud shedding are found mainly with sections TS2, TS3, and TS6. On the other hand, almost no shedding (apart single bubbles from the rear part of the attached cavity) is obtained with TS1, while cavity detachment is observed in some cases only with TS4 and TS5 (highest velocities and/or biggest cavities). In most of the tests, behaviors with TS4 and TS5 belong to types 2, 3, or 4.

The first conclusion is that very small scale (TS1) leads to behaviors much different from the ones obtained at large scale: the sheet cavity oscillates without vapor detachment (types 3 or 4 in most of the cases), while periodical shedding is systematically observed at scale 1. This behavior is slightly modified with TS4 and TS5, which have the same throat height as TS1 but a bigger width: for cases A, B, or G, the sheet cavity shifts between cloud cavitation (type 1) and large oscillations of the attached cavity (type 3) which means that increasing the width of the test section has some effect on inception of cloud shedding. It can be postulated that increasing the width of the section reduces the effect of the side walls (and consequently the boundary layer effect), what enables another mechanism that triggers cavitation instability. However, for both test sections TS4 and TS5, the small height of the throat still does not allow undisturbed cavitation cloud shedding: type 1 is almost never obtained. Conversely, the classical unsteady behavior is recovered at larger scale with TS2 and TS3. It is also obtained with TS6 (small width, large height), which

suggests that sufficient height of the throat is needed for undisturbed cavitation shedding.

It is also just to consider the influence of the throat area on the dynamics of cavitation. If one compares results in TS5 and TS6 which have a very similar throat area (40.5 and 38.9 mm², respectively), yet very different geometry, one can see that the dynamics is significantly different. While type 1 cavitation is present in TS6, cavitation cloud shading rarely occurs in TS5, which has a small throat height. We can conclude that the dynamics is dependant on the geometry of the throat and not on its area. The same conclusion can be met also from an opposite point of view. We see from Table 5 that the cavitation in TS4 and TS5 displays very similar types of instabilities, yet the area of the throat is very different for these two test sections; the throat height, however, is the same.

3.3 Frequency of sheet cavity oscillations

Power spectral density function (PSD) based on local image analysis of the high-speed records was calculated to determine the characteristic frequency of sheet cavity oscillations. Frequencies equal to multiples of 50 Hz were all filtered in order to remove peaks due to brightness fluctuations of the continuous light source. On all spectra, low-frequency peaks related to the test rig influence can be observed. In addition, one or several big peaks are obtained at frequencies varying between 50 and 500 Hz, according to the test section and the flow conditions.

All these characteristic frequencies are reported in Table 6 for all test cases of data set 1. To analyze the data, a brief preliminary description of the spectra obtained with

Table 5 Type of unsteady cavitation instability

	Section 1	Section 2	Section 3	Section 4	Section 5	Section 6
A	2 and 3	1	1	2	1 and 3	1
B	3	1	1	2	1 and 3	1
C	4	1	1	4	4	1
D	3	1	1	2	2	1
E	4	1	1	2 and 4	2 and 4	1
F	4	1	1	4	4	1
G	4	1	1	1 and 3	1 and 3	1
H	4	1	1	2 and 4	2	1
I	4	3	1	4	4	1

Table 6 Frequency of sheet cavity oscillations

	Section 1	Section 2	Section 3	Section 4	Section 5	Section 6
A	77	40	117	79	57/254	21/57
B	–	82	155	110	96	24/67
C	–	86	213	–	–	29/110
D	127	65/199	131	149	82	93
E	–	71/371	224	188	135	55/152
F	–	163	241	–	–	65/185
G	196	82/341	180	154	146/496	115
H	–	427	257	229	168	76/168
I	–	224/502	309	–	–	299

the different test sections must be given here: in the case of TS3, only one predominant single peak is usually obtained on the spectra, together with smaller peaks at lower frequency. With TS2 and TS6, two significant peaks of similar amplitude are obtained for most of the flow conditions. Data obtained with TS4 and TS5 are not so clear, since several peaks of comparable magnitude often appear on the spectra. Amplitudes of the peaks are usually much lower than in the previous cases, and no frequency can be detected for tests performed at the highest pressure (cases C, F, and I). In the case of TS1, characteristic frequencies can be identified only in cases A, D, G, that is tests performed at the lowest pressure. Figure 7 gives examples of the spectra obtained for each test section, for test case G ($V_{\text{ref}} = 17$ m/s, $\sigma = 0.96$).

Results derived from the FFT analysis of the accelerometer and microphone signals have been compared with the data reported in Table 6. Although the spectra are sometimes different, frequencies identified in Table 6 were systematically obtained with this second analysis. However, note that the peak associated with the cavitation unsteady behavior is not systematically the largest one in the FFT signals.

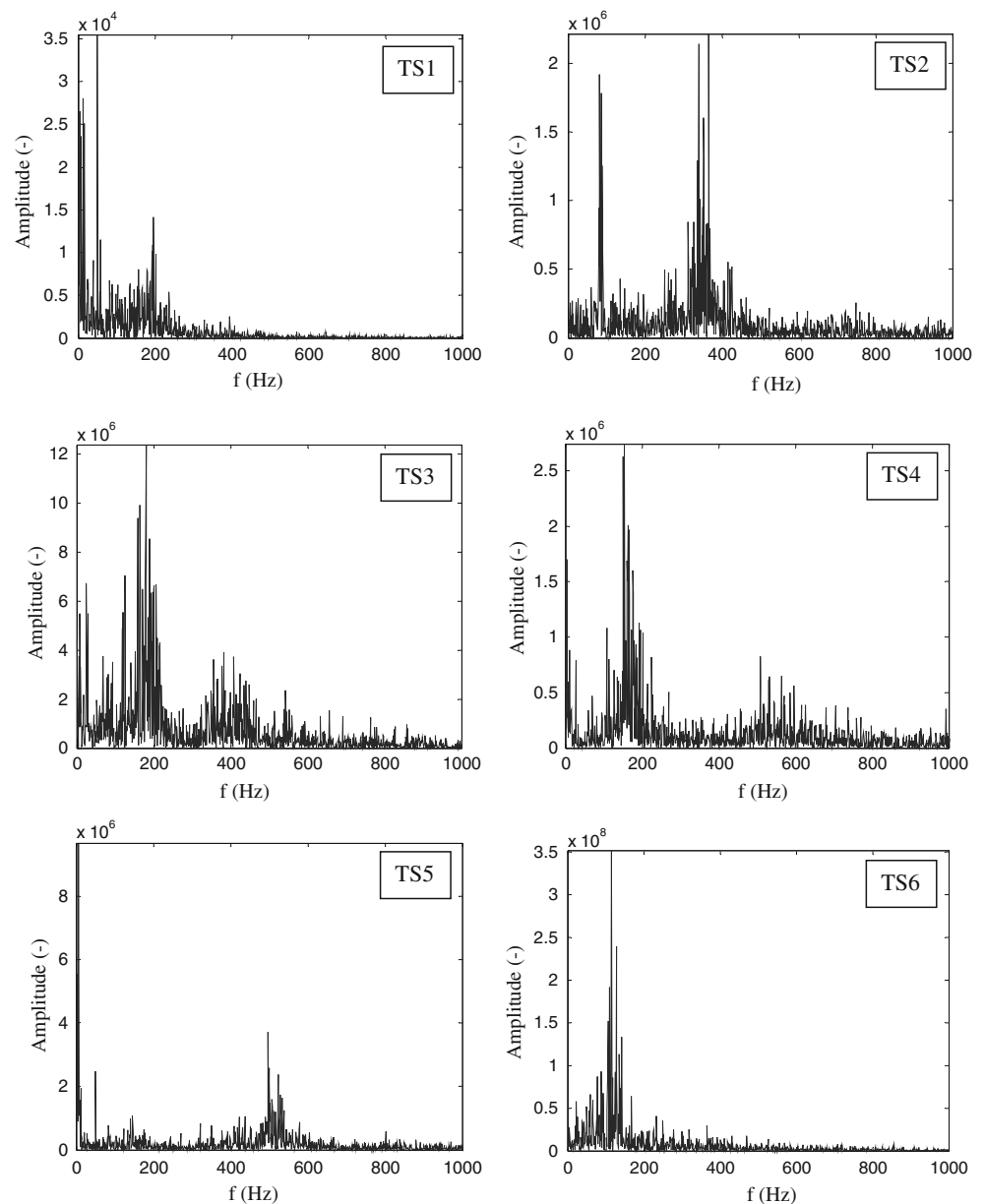
It was expected that the frequency would increase with flow velocity and with cavitation number, as a small cavity oscillates faster than a big one. This is what is clearly obtained in the present results, for all test sections, as can

be checked in Table 6. The calculation of the Strouhal numbers for all cases of data set 1 reveals the occurrence of two distinct unsteady behaviors (Fig. 8):

- A classical value close to 0.2 is obtained with TS3 (the biggest test section) for all flow conditions. This result is in full agreement with previous investigations of cloud cavitation, where a Strouhal number $St \approx 0.3$ is usually reported (Stutz and Reboud 1997; Coutier-Delgosha et al. 2007). Indeed, note that St in the present study is based on V_{ref} the velocity at the Venturi throat, while it is calculated with the velocity upstream from the cavitation area (so for the present geometry, upstream from the convergent) in these former publications.
- On the other hand, a much lower value $St \approx 0.05$ is nearly systematically obtained with TS1, TS4 and TS5, when flow condition leads to unsteady behavior.
- In the tests with TS2 or TS6, frequencies leading to both values of St are most of the time obtained. In TS2, $St \approx 0.05$ is predominant in cases A, B, C, D, F, while $St \approx 0.2$ gives the main peak in cases E, G, H, I. Conversely with TS6, the principal peak in the FFT is obtained for $St \approx 0.2$.

These various behaviors are summarized in Fig. 8, where the Strouhal numbers are indicated for all test cases of data set 1. When two peaks are detected on the FFT, the two associated Strouhal numbers are drawn.

Fig. 7 Typical spectra obtained from local image analysis with the six test sections for test case G ($V_{\text{ref}} = 17$ m/s, $\sigma = 0.96$)



These results suggest that two concurrent mechanisms are involved in the unstable behavior of the sheet cavity, with variable influences that depend on the geometry of the test section. Section 3.4 hereafter focuses on this issue.

3.4 Investigation of the unsteady mechanisms

A closer examination of the records is performed in the present section, in order to investigate the physical mechanisms associated with the characteristic frequencies detected previously.

In case of TS1, TS4, and even TS5, results are very clear: for nearly all hydraulic conditions, excepted cases A and G with TS5, only a low Strouhal number close to 0.05 is obtained. These results are associated with behaviors of

types 2, 3, or 4, as reported in Table 5. It means that oscillations of sheet cavities (types 3 and 4) are systematically characterized by a low frequency leading to $St \approx 0.05$. When shedding of individual bubbles or small bubble clusters are observed (type 2 in cases A and G with TS5), the frequency is not modified.

In the case of TS3, results are also quite simple: a classical periodical behavior with large-scale shedding is obtained, which leads in nearly all cases to a single frequency that gives $St \approx 0.2$. This frequency in these cases is controlled by the shedding, which have been connected in many previous studies to the re-entrant jet that flows upstream at the same frequency. Only cases A and B seem more complex, as two frequencies are obtained.

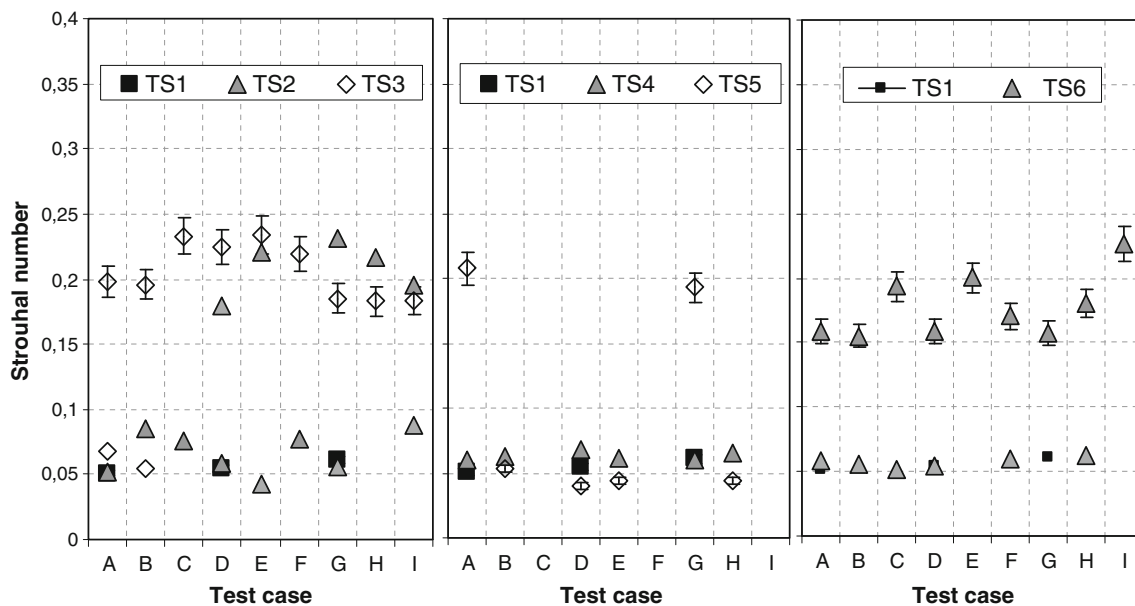


Fig. 8 Strouhal numbers calculated on the basis of the oscillation frequency of the sheet cavity, the velocity at the Venturi throat and the mean length of the sheet cavity

Two coexistent frequencies are also found in most of the cases with TS2 and TS6. This was not expected, since large-scale shedding is visually observed in all cases. High frequency will be denoted f_1 hereafter, and low frequency f_2 . It can be observed that the ratio f_1/f_2 is usually close to 3, but it is not constant, so it can be anticipated that phenomena responsible for f_1 and f_2 , respectively, are probably not directly connected to each other. To analyze this point, data recorded in case H with TS6 are investigated in more detail. In this cases, $f_1 = 76$ Hz, and $f_2 = 168$ Hz. Note that several peaks of similar magnitude are obtained near f_2 . The FFT is calculated for several positions of the window used to select and sum the pixels of the image. Figure 9 shows the results obtained (1) far away downstream (A), (2) inside the cavity at location of the shedding (B), (3) on the way of the re-entrant jet (C), (4) very near from the Venturi throat (D). It can be checked that positions C and D make frequency f_2 preponderant, which shows that the re-entrant jet progression occurs intermittently at frequency f_2 . Conversely, both frequencies are detected at position B, and the peak at frequency f_1 becomes the highest at position A, in the wake of the sheet cavity. It suggests that frequency of shedding is complex: although each re-entrant jet occurrence leads to a vapor cloud detachment, only a part of them (about one-third) reaches the left part of the images.

To understand this issue, a portion of the time signal used to obtain the FFT at position B is displayed in Fig. 10. Peaks responsible for frequency f_1 can be clearly distinguished from peaks of lower amplitude that lead to frequency f_2 . Images corresponding to the different peaks of

large amplitude (A_1 – A_5) and two smaller intermediate peaks (B_1 and B_2) are displayed in Fig. 10. It can be observed that peaks A_i correspond to large vapor clouds, which are convected far away downstream before collapsing, while peaks B_i usually denote smaller clouds and/or clouds that detach from a smaller sheet cavity and collapse faster. This interpretation results from the analysis of the whole time signal, not only the small part presented in Fig. 10. It suggests that some global fluctuation of the sheet cavity at frequency f_1 is superimposed with the periodical shedding at frequency f_2 . This conclusion is confirmed by the study of all test cases recorded with TS6: in all cases, the highest frequency is clearly related to the re-entrant jet and the shedding of vapor cloud, while the low frequency is associated with periodical large-scale oscillations of the sheet cavity. Observation of both phenomena is sometimes complicated, especially if f_2 is not a multiple of f_1 . Moreover, for low values of V_{ref} , frequency f_2 is scattered over a larger range of frequencies, since cloud shedding is not so regular. Test case A is representative of such more complex behavior: f_1 equals 21 Hz, f_2 is comprised between 40 and 80 Hz (see Fig. 11a), and although the FFT derived from a window located far away downstream exhibits only frequency f_1 (Fig. 11b), the explanation cannot be found in the examination of the shedding. On the other hand, it can be remarked that the cloud structure downstream from the attached cavity regularly disappears on the images, at frequency f_1 . This behavior, which is illustrated by Fig. 11c, may be still due to a global pressure/cavity fluctuation. Such fluctuation could be connected to a system instability driven by the pump or another equipment of the test rig.

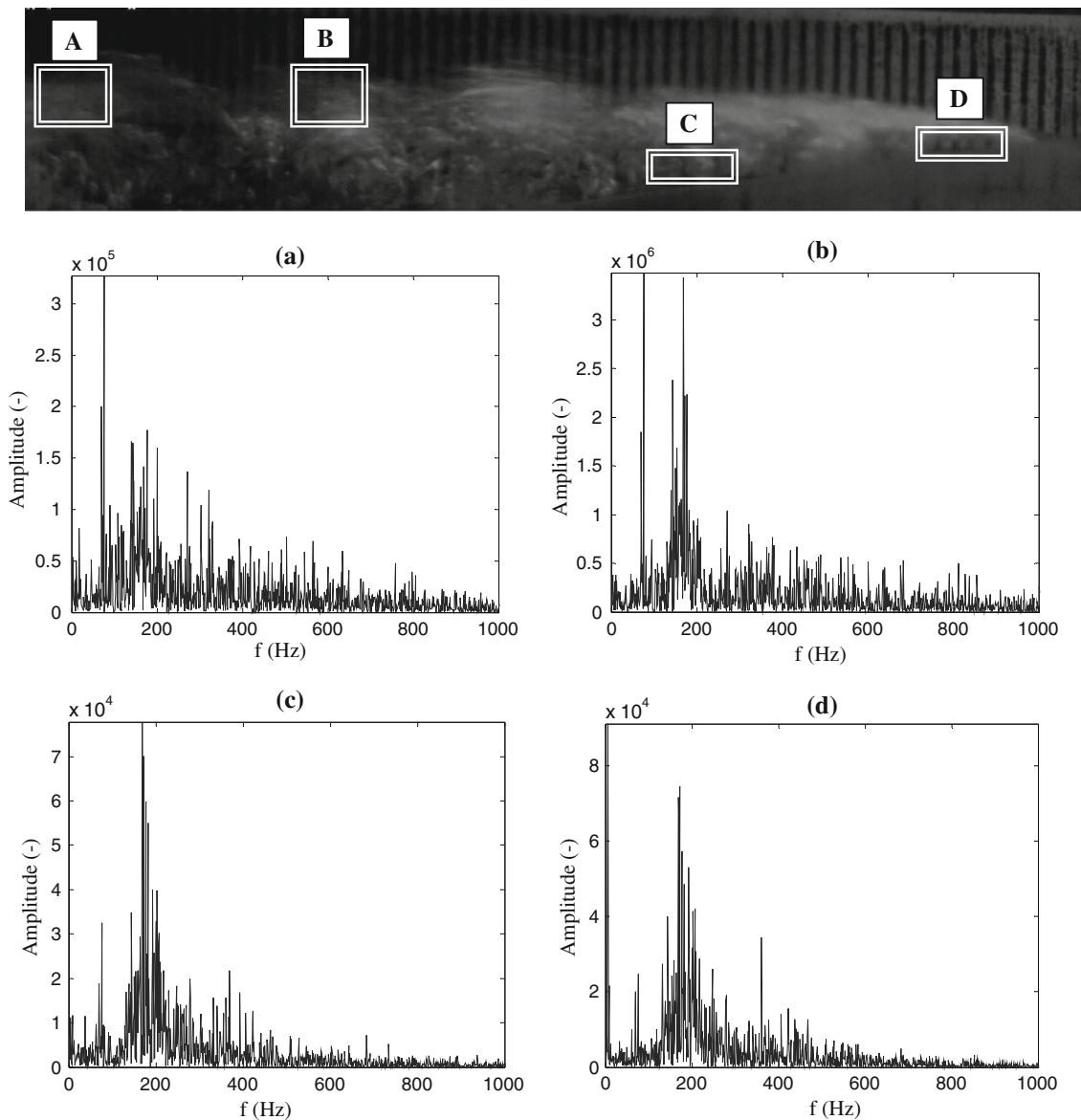


Fig. 9 FFT at different locations of the images (point H of data set 1, TS6) ($V_{\text{ref}} = 17$ m/s, $\sigma = 0.98$, $Re = 8.09 \times 10^4$)

However, it can be checked in Table 6 that frequency f_1 varies not only according to the flow velocity but also the cavity size at constant velocity, which suggests that the associated periodical phenomenon is very probably inherent to the cavitation area.

The low-frequency global instability of the sheet cavity observed in nearly all test cases with TS2 and TS6 is consistent with the behavior obtained with test sections TS1, TS4, and TS5, where only this frequency is detected, as previously mentioned. Such oscillation of the cavity was not reported previously at large scale, so new measurements were performed in the scope of the present study by colleagues from DynFluid laboratory (Paris) in the same

Venturi-type section of width 120 mm and height 67 mm. These dimensions are still bigger than the one of the original test section in the LEGI laboratory (see Table 1). Flow conditions $V_{\text{ref}} = 8$ m/s and $L_{\text{cav}} = 11.8$ cm, which are very close to the ones of test case A in data set 1, are considered. A classic unsteady behavior including periodical large vapor shedding is obtained. The FFT signal derived from image analysis in the wake of the sheet cavity is drawn in Fig. 12a. It shows that only frequency $f_2 = 18.5$ Hz, which leads to $St = 0.26$, is obtained. No lower frequency can be detected, as can be checked also on the time signal (Fig. 12b). This result shows that self-oscillation of sheet cavity is not obtained at large scale,

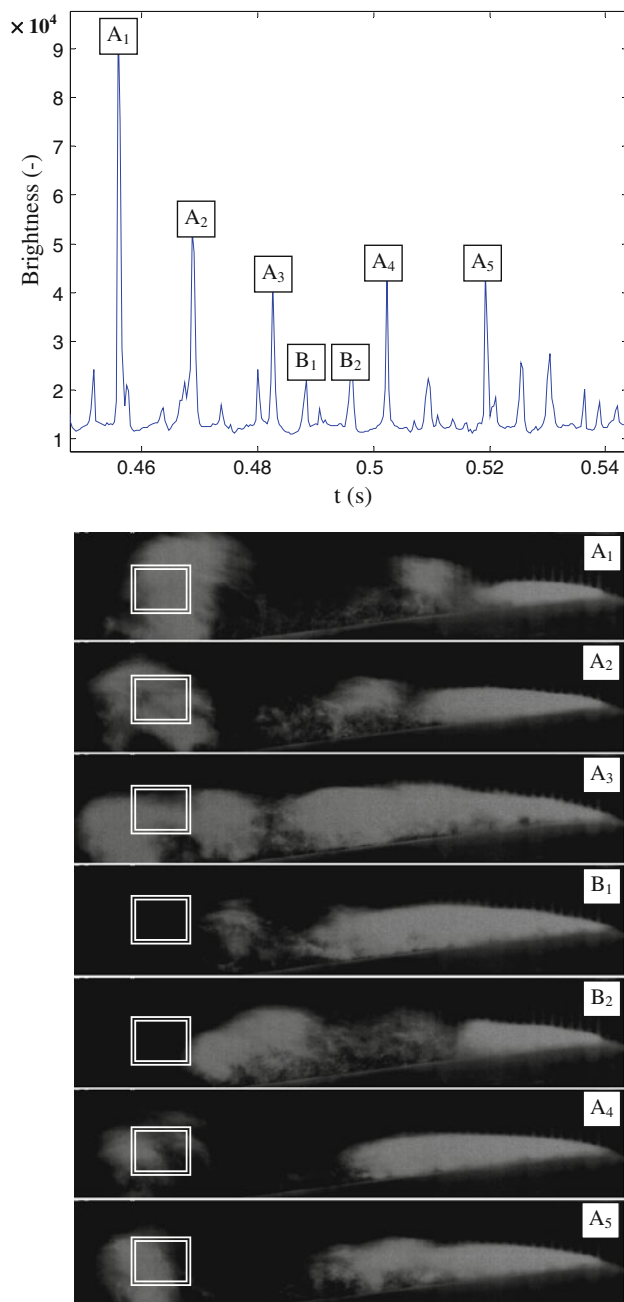


Fig. 10 Further analysis of time signal (point H of data set 1, TS6) ($V_{\text{ref}} = 17$ m/s, $\sigma = 0.98$, $Re = 8.09 \times 10^4$)

which suggests that this instability is specific to the small scales studied in the frame of the present work.

3.5 Effect of Reynolds and sheet cavity length

Cases of data set 1 are not in similarity with results at large scale, since the Reynolds number is much lower in the present experiments. In data set 2, the Reynolds number has been increased with TS1 up to 8.9×10^4 and with TS3 up to 2.6×10^5 , for $\sigma = 0.96$ (Table 3). These values are

of the same order of magnitude as $Re = 5.4 \times 10^5$ obtained in the experiments at large scale in DynFluid.

Results at high velocity are very similar to the one shown previously, as well with TS1 as with TS3: TS1 leads for all velocities to small-scale oscillations of the sheet cavity only, while periodical shedding is obtained with TS3. Figure 13 displays the evolution of the Strouhal number according to V_{ref} in this second configuration: a nearly constant value close to $0.18/0.2$ is obtained for all values of V_{ref} , which means that increasing the flow velocity does not modify significantly the cavitating behavior.

Influence of the cavity length on the results has been also investigated in data set 3 by decreasing the cavitation number down to 0.91 (TS1) and 0.94 (TS3) for various Reynolds numbers in the same range as previously for data set 2 (Table 4). In both cases, the non-dimensional mean length of the sheet cavity is substantially increased, compared with the flow conditions of data set 1: L_{cav}/h is close to 4 with TS1 and 3.5 with TS6, whereas it was comprised between 1 and 2.5 in data set 1 (see Fig. 5).

Periodical cloud shedding is still obtained with TS3 for all values of velocity, as expected. It can be checked in Fig. 13 that the Strouhal numbers are remarkably close to the ones obtained in data set 2, which confirms that the unsteady cavitation cycle is almost independent on pressure and velocity, at scale of TS3. Conversely, a clear influence of the cavity length is observed at small scale with TS1: large cavity oscillations including regular shedding are obtained here, while only small-scale irregular oscillations were detected in data sets 1 and 2. Strouhal numbers are very close to 0.2 for all values of flow velocity. Figure 14 displays some successive images of the sheet cavity during one cycle: as can be seen, only the rear part of the cavity is detached and convected downstream, which implies that small dimensions of the test section still influence strongly the cavitation behavior.

3.6 Internal structure of cavitation

In the present section, the modification of the two-phase structure according to the scale is investigated. Figure 15 shows two images of cavitation: on the left obtained with TS1 at cavitation number 0.96 and flow velocity 9 m/s (point A) and on the right in section 3 at the same cavitation number and velocity.

In the small section, the vapor structure consists of finite number of larger individual bubbles. This is especially clear from the light reflection at the front part of the cavity, which is made of a single big bubble. On the other side in the bigger section, the internal structure of the cavity is more homogeneous and made of numerous smaller bubbles.

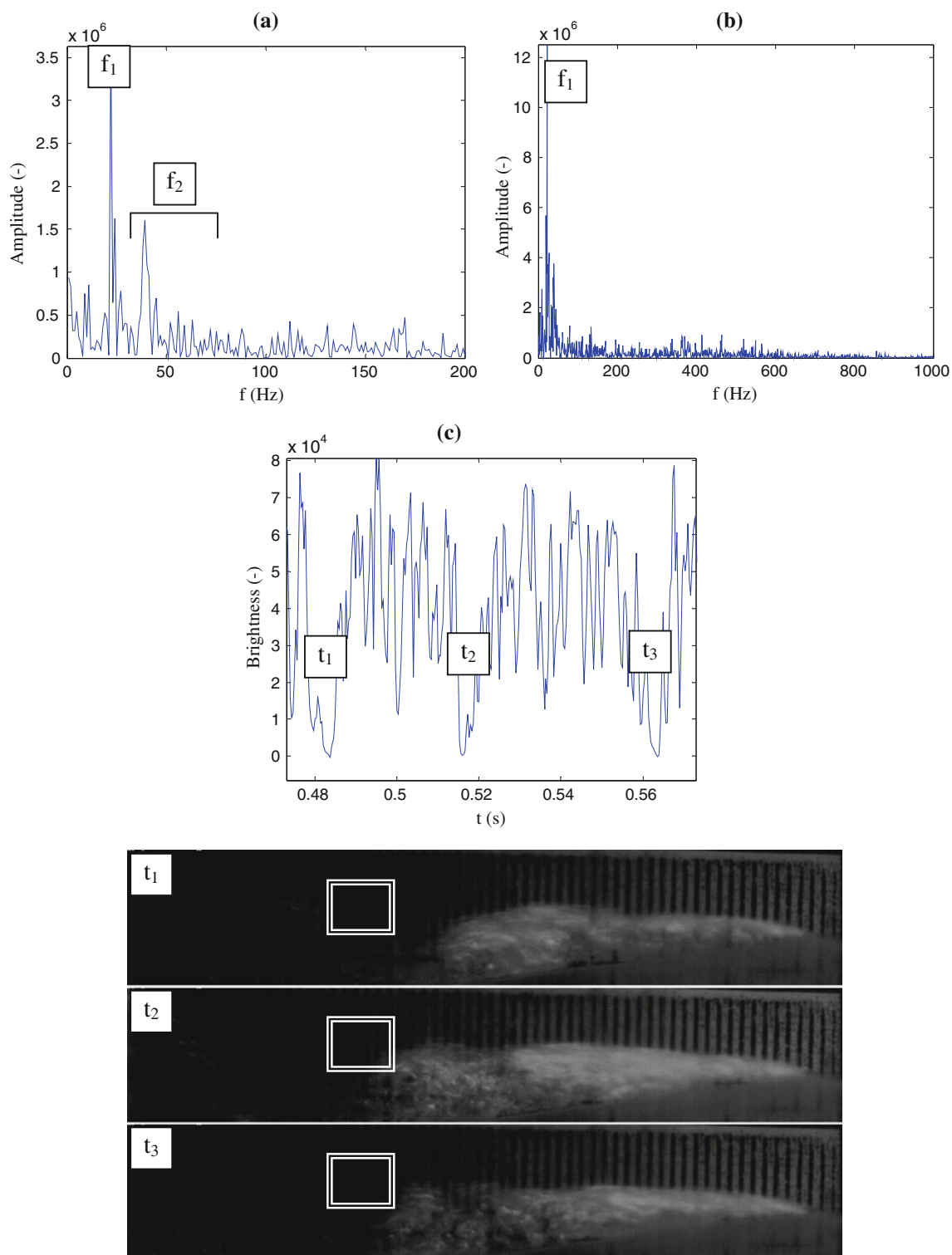


Fig. 11 Analysis of case **a** of data set 1 with TS6 ($V_{\text{ref}} = 9$ m/s, $\sigma = 0.96$, $Re = 4.44 \times 10^4$)—the position of the observation window is the same as the window **b** in Fig. 9

Measurements by fast X-ray imaging performed by Vabre et al. (2009) and Coutier-Delgosha et al. (2009) in a Venturi-type section of small dimensions close to the ones of TS1 (height 3.3 mm, width 4 mm) are consistent with

these findings. Among other advantages, the X-ray illumination enables to visualize the vapor bubble interfaces by phase contrast imaging. Recorded images reveal that a large deformed vapor bubble forms at the sheet cavity

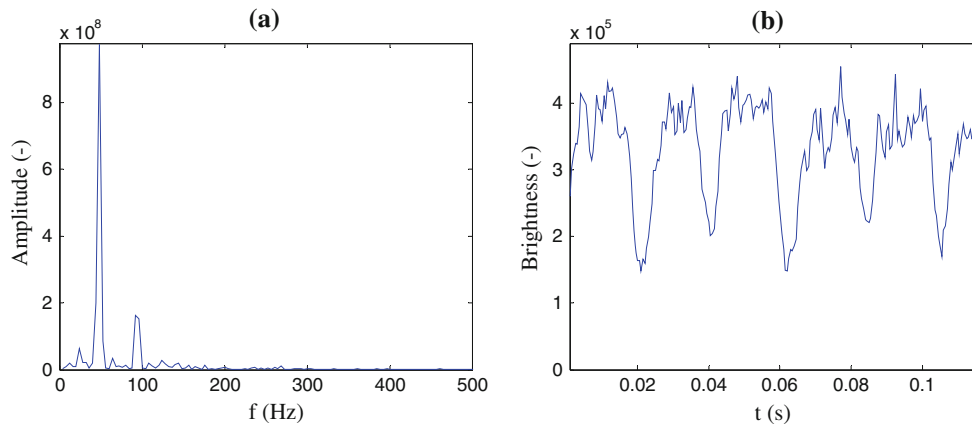


Fig. 12 Results at large scale (data obtained by colleagues of DynFluid Laboratory) ($V_{ref} = 8$ m/s, $L_{cav} = 118$ mm, $Re = 5.4 \times 10^5$)

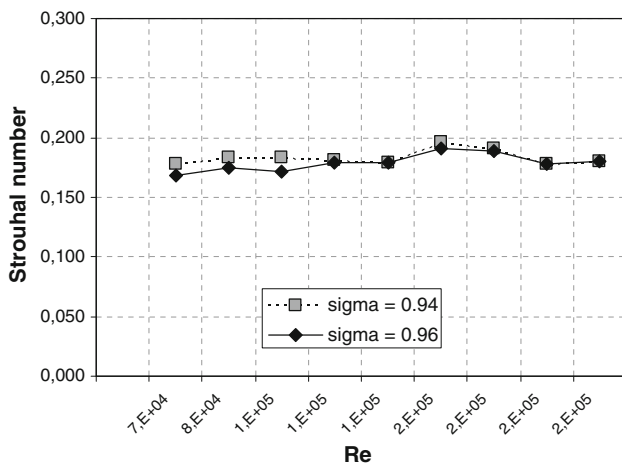


Fig. 13 Influence of Reynolds number and cavity length (data sets 2 and 3)

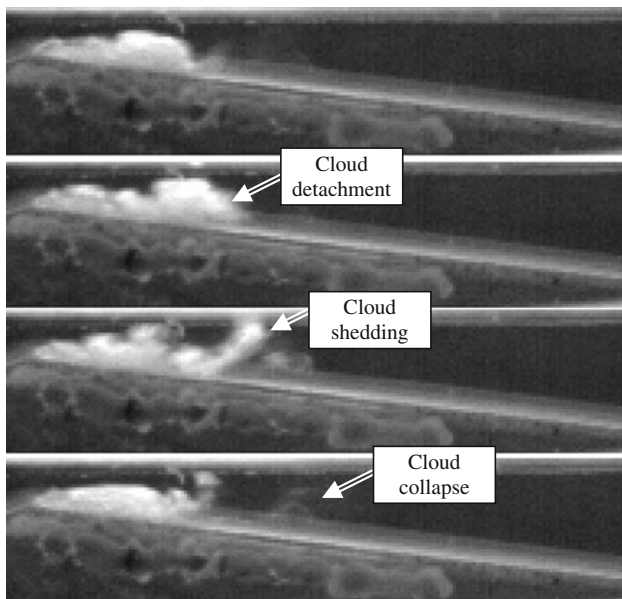


Fig. 14 Sheet cavity behavior in TS1 (data set 3: $\sigma = 0.91$, $V_{ref} = 17.9$ m/s, $Re = 6.05 \times 10^4$)

upstream end, near the throat of the Venturi. For $V_{ref} = 9$ m/s and $L_{cav} \approx 8$ mm (which gives $L_{cav}/h \approx 2.4$ so flow conditions similar to test case A in data set 1). The smaller bubbles downstream are probably just a result of bubble breakup due to decreased surface tension forces. This behavior is not present in bigger geometries at similar conditions. For example, Coutier-Delgosha et al. (2006) showed that larger bubble clusters do form at larger scale, but they are still made of a number of individual bubbles whose size does not vary much inside the attached cavity—like in section 3 (see Fig. 15b).

4 Discussion

In the present section, a physical interpretation of the results shown previously is proposed. At scales used in most of the previous studies of unsteady developed cavitation, each shedding is initiated by the slow growth of the attached part of the cavity. The pressure difference between the inside and the outside of the attached cavity causes the deviation of the flow toward the solid wall in the vicinity of the cavity closure. The flow then separates into i) the outer-flow, which reattaches to the wall and ii) the re-entrant jet, which flows upstream, turns upwards, “cuts” the cavity and consequently causes the cavitation cloud to separate. While the separated cloud flows downstream and collapses in the higher pressure region, the attached cavity begins to grow again and the process is repeated. This behavior is obtained in the present work with the largest test section TS3 (scale 1/4). As explained in Sect. 3.4, it is also partially obtained with test sections of intermediate dimensions, that is TS2 (scale 1/6) and TS6 (large height, small width). Conversely, it is almost never observed with TS1, TS4, and TS5, which are test sections with the smallest height and various widths.

Indeed, since the height of the throat is very small in these three configurations, the re-entrant jet cannot “cut”

Fig. 15 Structure of the cavity in (a) TS1, (b) TS3 for case A of data set 1 ($\sigma = 0.96$, $V_{\text{ref}} = 9$ m/s, $Re = 2.52 \times 10^4$ (TS1) and $Re = 8.71 \times 10^4$ (TS3))

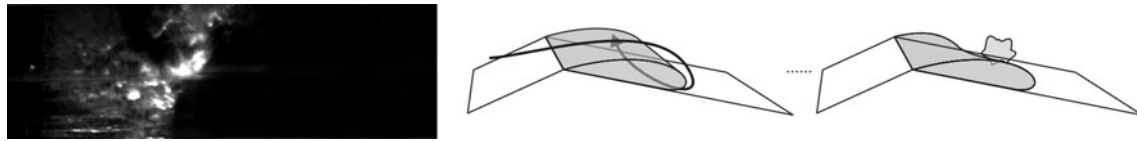
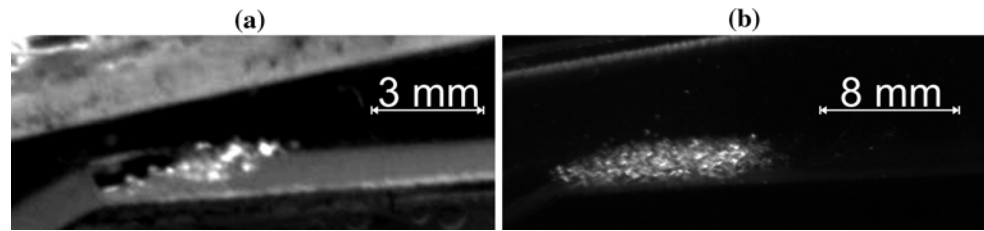


Fig. 16 Cavitation from the top point of view in the wide test section (TS5, point A) ($V_{\text{ref}} = 9$ m/s, $\sigma = 0.96$, $Re = 3.48 \times 10^4$)

the cavity. Instead, it loses momentum and flows downstream within the cavity. We suspect that the reason behind this phenomenon is the vicinity of the upper channel wall and its boundary layer—as the jet turns toward it a sort of stagnation point develops inside the cavity and the re-entrant jet is deflected downstream (and possibly also upstream) before it has a chance to cut the cavity in two. Also the ratio between the boundary layer thickness and the height of the throat is larger for smaller test sections. This means that (provided the average flow velocity is the same) the core of the flow needs to move at a higher speed—the re-entrant jet needs more energy to penetrate into the core flow and cut the cavity in two. A similar observation was also made by Callenaere et al. (2001) on a diverging step where they report that thin cavities do not oscillate in length but do exhibit a re-entrant jet behavior. Their interpretation of the phenomenon is that the cloud cavitation requires negligible interaction between cavity and the re-entrant jet, which occurs only when the cavity is thick enough (in the case of thin cavity, the interaction causes the loss of momentum of the jet). Moreover, they report that the re-entrant jet velocity in thin cavities is only about 60 % of its velocity in cloud cavitation regime what could also cause the inability for the jet to cut the sheet cavity in two. Periodical stopping of the re-entrant jet causes the cavity size to oscillate significantly (what was indicated as types 3 and 4 in Table 5). Re-entrant jet existence was confirmed recently in the section of similar size (height 3.3 mm, width 4 mm) used for velocity measurements by fast X-ray imaging (Coutier-Delgosha et al. 2009). Synchrotron X-ray illuminations enabled to obtain the velocity fields in both liquid and vapor phases by techniques derived from PIV (particle image velocimetry). It was shown that a periodical re-entrant jet occurs even in such flow configuration with no shedding.

The difference in the flow dynamics also explains why the frequency of the oscillations is much lower in test cases

investigated with TS1, TS4, and TS5 than in other cases ($St \approx 0.05$ instead of 0.2, as detailed in Sect. 3). In the big section flow passes the cavity, turns downstream toward the wall, flows upstream (re-entrant jet), turns upwards, cuts the cavity, meets with the main flow and flows downstream with the separated cavitation cloud. The velocity of this flow over the cavity is somewhat higher than the free stream velocity and can be estimated to $V_{\text{ref}}\sqrt{1+\sigma}$ (de Lange and de Bruin 1998). The difference in the small section is that the re-entrant jet stops inside the cavity and does not meet the higher velocity flow above the cavity. Hence, it flows downstream at a much slower speed what prolongs the time of one period of sheet cavity oscillation.

To explain why in the wide sections (TS4 and TS5), cavitation cloud separates from time to time, while in nearly all cases, cavity remains attached, one has to observe the phenomenon from the top point of view. Figure 16 shows on the left an image of cavitation in TS5 (point A of data set 1), and on the right a scheme of the situation. Like in the smallest test section TS1, the re-entrant jet is initiated in the rear part of the cavity. It flows upstream turns upwards but cannot cut the cavity due to the small height of the throat. But the width of the test section is much bigger in TS4 and TS5 than in TS1, so the reverse flow has plenty of space to turn either left or right—toward one of the side walls. The result is similar to the one obtained on hydrofoils with swept leading edge (Laberteaux and Ceccio 2001b; Dular et al. 2007). The re-entrant jet flows toward one of the walls and “cuts” the sheet cavity only in that region. The direction of the jet exiting the attached cavitation area is not normal to the flow above the cavity, but at a sharp angle; hence the separated clouds appear smaller. Analysis of the whole data shows that in TS4 and TS5, vapor clouds are shed only at the end of 25 and 40 % of the cycles, respectively. During other periods, the attached cavity just oscillates without any noticeable vapor detachment.

This also agrees with the findings of Kawanami et al. (1998) who report that for a case of a hydrofoil, the spanwise length of the shed cavities depends on the cord wise length of the sheet cavity. They also report that at a certain ratio between the length of the sheet cavity and the channel width, an irregular break-off pattern or multiple clouds shedding will occur.

An indirect evidence of the modified shedding mechanisms in TS4 and TS5 can be also found in the results obtained with TS6. Indeed, shedding characterized by Strouhal numbers close to the classical value of 0.2 was systematically obtained (see Fig. 8), although the width of the section is only 3.6 mm. It confirms that the complete re-entrant jet mechanism is mainly influenced by the height of the test section, at such small scales. It can be noticed in Fig. 8, however, that the Strouhal numbers obtained with TS6 are slightly lower than the ones measured with TS2 or TS3: the mean value is close to 0.17, whereas it is about 0.2 with these two other test sections, and also at large scale in the experiments performed in DynFluid. Possible errors on frequency and cavity length measurements cannot be responsible for this decrease of the Strouhal numbers (see the levels of uncertainties in Fig. 8). As reported in Sect. 3.4, the unsteady behavior in TS6 is characterized by two complementary mechanisms: one is the re-entrant jet progression and associated shedding at frequency f_2 , the second is a global fluctuation of the sheet cavity, which gives peaks at frequency f_1 of similar amplitude. It can be supposed (but not demonstrated) that only a part of the re-entrant jet succeeds in turning upward and cutting the cavity, while a significant part of its momentum is blocked within the cavity, and just contributes to (or even drives) the low-frequency oscillation of the sheet cavity, like in TS1. The reduction of the momentum responsible for vapor cloud detachment may explain the small slow down of the shedding cycle for all flow conditions in TS6.

5 Conclusions

An experimental study was carried out to investigate the influence of the size of the test section on the structure and dynamics of cavitation. Scaling the width, the height or both dimensions of the section enabled investigation of the influence of all parameters. High-speed visualization, accelerometer and microphone measurements were simultaneously used to determine the frequency of cavitation oscillations according to the flow conditions.

It was shown that small scale has a significant influence on cavitation. Especially the height of the test section plays a major role in the dynamics of the re-entrant jet that is responsible for the periodical shedding observed at large scale. Reducing drastically the height down to a few

millimeters leads to a strong modification of the shedding process: vapor cloud detachment is completely stopped if width of the test section is also very small, while partial intermittent shedding is still obtained if the width is increased. Such behavior was attributed to the inability of the reverse flow to cut the cavity and provoke its partial detachment. The small height induces a premature stop of the re-entrant jet progression, leading to more or less pronounced low-frequency oscillations of the attached cavity, without any shedding.

At the largest scales studied (about 15 mm in height and/or in width), it was found that this effect, although it does not suppress vapor shedding, leads to the superposition of the shedding with oscillations of the sheet cavity at lower frequency. In some cases (scale 1/6 or big height and small width), the two phenomena lead to frequency peaks of similar amplitude on the FFT signals.

It was also shown that the structure of the vapor/liquid mixture itself changes when the dimensions of the test section are scaled down. In small sections, large stretched bubbles appeared.

The different sets of results and subsequent analysis have revealed that cavitating flows at millimetric scale may behave differently from cavitating flows at usual scale. Unsteady shedding as well as the two-phase flow morphology is both impacted. This suggests that the characteristic size of the vapor bubbles does not change proportionally with the largest scale of the flow. Moreover, some phenomena such as surface tension, which are almost never taken into account at large scale, may play a non-negligible role when most of the vapor bubbles have radius of the order of magnitude of a few hundreds of μm and less.

At last, we also need to discuss the possibility of system instabilities which could significantly influence the cavitation behavior as Franc (2001) and Kawakami et al. (2008) report. The test rig was designed to minimize such effects. The upstream and downstream partially filled water tanks ensure that system pressure oscillations are attenuated. Attenuation is also achieved through long flexible pipes that connect the tanks. The gas content influence should not play a major role as the water was prepared in the exact the same way for every set of experiments. Also the possibility of the influence of the self generation of nuclei by cavitation in the test section is small since the ratio between the water volume and the flow was big (it took about a minute for all the water to circulate and the residence time in the free surface water tanks, where degassing occurs, was relatively long).

Acknowledgments This work was performed in the scope of a position of invited researcher in the LML laboratory awarded by CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) to M. Dular.

The authors also want to thank their colleagues from Arts et Metiers ParisTech/DynFluid Laboratory F. Ravelet, A. Danlos, and F. Bakir for the data measured at large scale. The technical staff of the LML laboratory was much involved in the initial development of the small-scale test facility. The authors wish to thank especially J. Choquet and P. Olivier for their collaboration.

References

- Ackeret J (1930) Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Hohlraumbildung (Kavitation) im Wasser. *Forsch Ingenieurwes* 1(2):63–72
- Amromin E (2002) Scale effect of cavitation inception on a 2D Eppler hydrofoil. *J Fluids Eng* 124(1):186–193
- Arakeri VH, Acosta AJ (1973) Viscous effects in inception of cavitation on axisymmetric bodies. *J Fluids Eng* 95(4):519–526
- Arndt REA, Song CCS, Kjeldsen M, He J, Keller A (2000) Instability of partial cavitation: a numerical/experimental approach. Proceedings of the 23rd symposium on naval hydrodynamics, office of naval research, Val de Reuil, France, National Academic Press, Washington, DC, pp 599–615
- Billet ML, Holl W (1981) Scale effects on various types of limited cavitation. *J Fluids Eng* 103(3):405–414
- Callejon J, Emerson A, Gorshkoff A, Kruppa C, van der Muelen J, Peterson F, Taylor DW, Scherer O, Takahashi H (1978) Report of the cavitation committee. In: Proceedings of 15th international Towing tank conference, Hague, Netherlands
- Callenaere M, Franc JP, Michel JM, Riondet M (2001) The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet. *J Fluid Mech* 444:223–256
- Coutier-Delgosha O, Fortes-Patella R, Reboud JL, Stutz B (2005) Test case number 30: unsteady cavitation in a Venturi type section. In: Lemonnier H, Jamet D, Lebaigue O (eds) Validation of advanced computational methods for multiphase flow. Begell House Inc, New York
- Coutier-Delgosha O, Stutz B, Vabre A, Legoupil S (2007) Analysis of cavitating flow structure by experimental and numerical investigations. *J Fluids Mech* 578:171–222
- Coutier-Delgosha O, Devillers JF, Pichon T, Vabre A, Woo R, Legoupil S (2006) Internal structure and dynamics of sheet cavitation. *Phys Fluids* 18. doi:10.1063/1.2149882
- Coutier-Delgosha O, Vabre A, Hocevar M, Delion R, Dazin A, Lazaro D, Gmar M, Fezzaa K, Lee WK (2009) Local measurements in cavitating flow by ultra fast x-ray imaging. In: Proceedings of FEDSM2009 2009 ASME fluids engineering division summer meeting, 2–5 Aug 2009, Vail, Colorado, USA
- de Lange DF, de Bruin GJ (1998) Sheet cavitation and cloud cavitation, re-entrant jet and three-dimensionality. *Appl Sci Res* 58:91–114
- Dular M, Bachert B, Stoffel B, Sirok B (2004) Relationship between cavitation structures and cavitation damage. *Wear* 257:1176–1184
- Dular M, Bachert R, Schaad C, Stoffel B (2007) Investigation of a re-entrant jet reflection at an inclined cavity closure line. *Eur J Mech B Fluids* 26(5):688–705
- Franc JP (2001) Partial cavity instabilities and re-entrant jet. In: 4th international symposium on cavitation, Pasadena, USA
- Furness RA, Hutton SP (1975) Experimental and theoretical studies of two-dimensional fixed-type cavities. *J Fluids Eng* 97:515–522
- Gates EM, Billet ML (1980) Cavitation nuclei and inception. In: IAHR symposium, Tokyo, Japan
- Holl JW, Arndt REA, Billet ML (1972) Limited cavitation and the related scale effects problem. In: The second international JSME symposium on fluid machinery and fluidics, Tokyo, Japan
- Iwai Y, Li S (2003) Cavitation erosion in waters having different surface tensions. *Wear* 254:1–9
- Kawakami DT, Fuji A, Tsujimoto Y, Arndt REA (2008) An Assessment of the influence of environmental factors on cavitation instabilities. *J Fluids Eng* 130(031303):1–8
- Kawanami Y, Kato H, Yamaguchi H (1998) Three dimensional characteristics of the cavities formed on a two dimensional hydrofoil. In: 3rd international symposium on cavitation, Grenoble, France, pp 191–196
- Keller AP (2001) Cavitation scale effects empirically found relations and the correlation of cavitation number and hydrodynamic coefficients. In: CAV 2001: fourth international symposium on cavitation, California institute of technology, Pasadena, CA, USA
- Laberteaux KR, Ceccio SL (2001a) Partial cavity flows. Part 1. Cavities forming on test objects without spanwise variation. *J Fluid Mech* 431:1–41
- Laberteaux KR, Ceccio SL (2001b) Partial cavity flows. Part 2. Cavities forming on test objects with spanwise variation. *J Fluid Mech* 431:43–63
- Leroux JB, Coutier-Delgosha O, Astolfi JA (2005) A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil. *Phys Fluids* 17(5):52101
- Lush PA, Peters PI (1982) Visualisation of the cavitating flow in a Venturi type duct using high-speed cine photography. In: Proceedings of IAHR Conference on operating problems of pump stations and power plants, Amsterdam
- Ooi KK (1985) Scale effects on cavitation inception in submerged water jets: a new look. *J Fluid Mech* 151:367–390
- Park JT, Cutbirth JM, Brewer WH (2003) In: Proceedings of FEDSM2003 Hydrodynamic performance of the large cavitation channel (LCC), Honolulu, USA, 6–11 July
- Pham TM, Larrarte F, Fruman DH (1999) Investigation of unsteady sheet cavitation and cloud cavitation mechanisms. *J Fluids Eng* 121:289–296
- Stutz B, Reboud JL (1997) Experiments on unsteady cavitation. *Exp Fluids* 23:191–198
- Stutz B, Reboud JL (2000) Measurements within unsteady cavitation. *Exp Fluids* 29:545–552
- Vabre A, Gmar M, Lazaro D, Legoupil S, Coutier-Delgosha O, Dazin A, Lee WK, Fezzaa K (2009) Synchrotron ultra-fast X-ray imaging of a cavitating flow in a Venturi profile. *Nucl Instrum Methods Phys Res A* 607(1):215–217

Références bibliographiques

- [1] C. E. Brennen, «A review of the dynamics of cavitating pumps,» *Journal of Fluids Engineering*, vol. 135, pp. 061301-1-11, 2013.
- [2] C. Tropea, A. L. Yarin et J. F. Foss, *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, Springer, 2007.
- [3] R. Knapp, «Recent investigation on the mechanics of cavitation,» *Trans ASME* , vol. 77, pp. 1045-1054, 1955.
- [4] S. Ceccio et C. Brennen, «Observation of the Dynamics and Acoustics of Travelling Bubble Cavitation,» *J. Fluid Mech*, vol. 233, pp. 633-660, 1991.
- [5] H. Kamono, H. Kato, H. Yamaguchi et M. Miyanaga, «Simulation of Cavity Flow by Ventilated Cavitation on a Foil Section,» *ASME-FED*, pp. 183-189, 1993.
- [6] B. Stutz, «Analyse de la structure diphasique et instationnaire des poches de cavitation,» *Ph.D Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, France*, 1996.
- [7] S. Gopalan et J. Katz, «Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation,» *Physics of Fluids*, vol. 12, n° 14, pp. 895-911, 2000.
- [8] M. Wosnik, Q. Qin et Arndt, «Identification of Large Scale Structures in the Wake of Cavitating Hydrofoils Using LES and TR-PIV,» chez *Identification of Large Scale Structures in the Wak58th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics, Chicago, USA*, 2005.
- [9] M. Dular, R. Bachert, B. Stoffel et B. Sirok, «Experimental evaluation of numerical simulation of cavitating flow around hydrofoil,» *European J. of Mechanics B/Fluids*, vol. 24, n° 14, pp. 522-538, 2005.

- [10] M. Dular, R. Bachert, C. Schaad et B. Stoffel, «Investigation of re-entrant jet reflection at an inclined cavity closure line,» *European J. of Mechanics B/Fluids*, vol. 26, n° 15, pp. 688-705, 2007.
- [11] B. Stutz et S. Legoupil, «X-ray measurements within unsteady cavitation,» *Exp. in Fluids*, vol. 35, p. 130–138, 2003.
- [12] V. Aeschlimann, S. Barre et S. Legoupil, «X-ray attenuation measurements in a cavitating mixing layer for instantaneous two-dimensional void ratio determination,» *Physics of fluids*, vol. 23, p. 055101, 2011.
- [13] O. Coutier-Delgosha, J. Reboud et Y. Delannoy, «Numerical simulation of unsteady behavior of cavitating flow,» *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, vol. 42, pp. 527-548, 2003.
- [14] R. Chebli, O. Coutier-Delgosha et B. Audebert, «Numerical simulation of unsteady cavitating flows using a fractional step method preserving the minimum/maximum principle for the void fraction,» chez *6th International Conference on Pumps and Fans with Compressors and Wind Turbines*, Beijing - China, 2013.
- [15] A. Žnidarčič, O. Coutier-Delgosha et M. Marquillie, «A new algorithm for DNS simulations of cavitating flows using homogeneous mixture approach,» chez *ICNAAM 2014*, Rhodes, Grèce, 2014.
- [16] S. A. F. Laboratory, «Cavitation behind a NACA 0015 hydrofoil at angle of attack,» the University of Minnesota, 1 November 2011. [En ligne]. Available: <http://cav.safl.umn.edu/gallery.htm>.
- [17] J. Kueny, J. Reboud et J. Desclaux, «Analysis of partial cavitation by image processing and numerical prediction,» *Cavitation '91 Symposium, ASME-FED*, vol. 116, pp. 55-60, 1991.
- [18] K. Sato, Y. Taguchi et S. Hayashi, «High Speed Observation of Periodic Cavity Behavior in a Convergent-Divergent Nozzle for Cavitating Water Jet,» *Journal of Flow Control*,

Measurement & Visualization, vol. 1, pp. 102-107, 2013.

- [19] S. Lauterborn, «Membrane cleaning with cavitation by Ultrasound - Application in drinking water treatment,» chez *8th International Symposium on Cavitation*, Singapore, 2012.
- [20] L. Traversoni, «Hydrodynamic Cavitation For Water and Oil Treatment,» chez *8th International Symposium on Cavitation*, Singapore, 2012.
- [21] S. Sutanto, V. Dutschk, M. Van Roosmalen et G. Witkamp, «Effect of cavitation in textile dry cleaning with CO₂,» chez *8th International Symposium on Cavitation*, Singapore, 2012.
- [22] F. Mahmud, A. Demuren et M. Audette, «Ultrasonic Surgical Aspirator Modeling,» chez *8th International Symposium on Cavitation*, Singapore, 2012.
- [23] A. Schmid, «"Supercavitation"- A new aeration technology,» chez *8th International Symposium on Cavitation*, Singapore, 2012.
- [24] J. Franc et J. Michel, *Fundamentals of cavitation*, Grenoble: Springer Science + Business Media, Inc., 2005.
- [25] Q. Le, J. Franc et J. Michel, «Partial cavities: global behaviour and,» *J Fluids Eng*, vol. 115, pp. 243-248, 1993.
- [26] B. Stutz et J. Reboud, «Two-phase flow structure of sheet cavitation,» *Phys. Fluids*, vol. 9, n° 112, pp. 3678-3686, 1997b.
- [27] V. Aeschmann, S. Prothin, S. Barre et H. Djeridi, «High speed visualizations of the cavitating vortices of 2D mixing layer,» *European J. of Fluid of Mechanics B/Fluids*, vol. 31, pp. 171-180, 2012.
- [28] M. Dular, I. Khelifa, S. Fuzier, M. Adama Maiga et O. Coutier-Delgosha, «Scale effect on unsteady cloud cavitation,» *Exp. in Fluids*, vol. 53, n° 15, pp. 1233-1250, 2012.

- [29] O. Coutier-Delgosha, J.-F. Devilliers, T. Pichon, A. Vabre, W. Woo et S. Legoupil, «Internal structure and dynamics of sheet cavitation,» *Phys. Fluids*, vol. 18, 2006.
- [30] L. Neal et S. Bankoff, «A high resolution resistivity probe for determination of local void properties in gas liquid flow,» *AIChEJ*, vol. 9, pp. 490-494, 1963.
- [31] A. Cartellier, «Simultaneous void fraction measurement, bubble velocity, and size estimate using a single optical probe in gas-liquid two-phase flows,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 63, pp. 5442-5453, 1992.
- [32] B. Stutz et J. Reboud, «Experiments on unsteady cavitation,» *Exp. in Fluids*, vol. 22, pp. 191-198, 1997a.
- [33] B. Stutz et J. Reboud, «Measurementd within unsteady cavitation,» *Exp. in Fluids*, vol. 29, pp. 545-552, 2000.
- [34] S. Barre, J. Rolland, G. Boitel, E. Goncalves et R. Fortes-Patella, «Experiments and modelling of cavitating flows in Venturi,» *European J of Mechanics - B/Fluids*, vol. 28, n° 13, pp. 444-464, 2009.
- [35] G. Sridar, B. Ran et J. Katz, «Implementation of particle image velocimetry to multiphase flow,» *Cavitation Multiphase Flow Forum*, vol. 109, pp. 205-210, 1991.
- [36] Y. Hassan, T. Blanchat, C. Seeley et R. Canaan, «Simultaneous velocity measurements of both components of two-phase flow using particle image velocimetry,» *Inter. J. Multiphase Flow*, vol. 18, pp. 371-395, 1992.
- [37] L. Gui et W. Merzkirch, «Phase seperation of PIV measurements of two-phase flow by applying a digital mask technique,» *ERCOFTAF Bull*, vol. 30, pp. 45-48, 1996.
- [38] R. Lindken, L. Gui et W. Merzkirch, «Velocity measurements in multiphase flow by means of particle image velocimetry,» *Chem. Eng. Tech*, vol. 22, pp. 202-206, 1999.
- [39] J. Sakakibara, R. Wicker et J. Eaton, «Measurements of the particle-fluid velocity

correlation and the extra dissipation in a round jet,» *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 22, pp. 863-881, 1996.

- [40] W. Easson et M. Jakobsen, «Slippage measurements in two-phase flows using particle image velocimetry,» chez *Institute of Physics Optical Group Half Day Conference Optics and Optical Diagnostics in Combustion*, 1996.
- [41] T. Oakley, E. Loth et R. Andrian, «A two-phase cinematic PIV method for bubbly flows,» *J. Fluids Eng.*, vol. 119, pp. 707-712, 1997.
- [42] K. Kiger et C. Pan, «PIV technique for the simultaneous measurement of dilute two-phase flow,» *J. Fluids. Eng*, vol. 122, pp. 811-818, 2000.
- [43] D. Khalilov et E. Longmire, «Similtaneous two-phase PIV by two-parameter phase discrimination,» *Exp. in Fluids*, vol. 32(2), pp. 252-268, 2002.
- [44] K. Labertaux et S. Ceccio, «Partial cavity flows. Part 1. Cavities forming on test objects without spanwise variation.,» *J Fluid Mech*, vol. 431, p. 1–41, 2001a.
- [45] K. Laberteaux et S. Ceccio, «Partial cavity flows. Part 2. Cavities forming on test objects with spanwise variation.,» *J Fluid Mech*, vol. 431, pp. 43-63, 2001b.
- [46] S. Fuzier, S. Coudert et O. Coutier-Delgosha, «Two phase velocity measurements using LIF-PIV inside the cavitation sheet generated in a venturi,» chez *8th International Conference on Multiphase Flow ICMF 2013*, Jeju, Korea, 2013.
- [47] O. Coutier-Delgosha, B. Stutz, A. Vabre et S. Legoupil, «Analysis of cavitating flow structure by experimental and numerical investigations,» *J. Fluids Mech*, vol. 578, pp. 171-222, 2007.
- [48] S. Duplaa, O. Coutier-Delgosha, A. Dazin et G. Bois, «X-Ray Measurements in a cavitating centrifugal pump during fast start-ups,» *J. Fluids Engineering*, vol. 135, p. 041204, 2013.

- [49] W. Hassan, S. Legoupil, D. Chambellan et S. Barre, «Dynamic localization of vapor fraction in turbo pump inducers by X-ray tomography,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, n° 11, p. 656, 2008.
- [50] K. Im, K. Fezzaa, Y. Wang, X. Liu et J. Wang, «Particle tracking velocimetry using fast x-ray phase-contrast imaging,» *Appl Physics Lett*, vol. 90, p. 091919, 2007.
- [51] A. Vabre, S. Legoupil, S. Colin, S. Geoffroy, W. Lee et K. Fezzaa, «X-ray propagation-base phase-enhanced imaging of the meniscus of a capillary flow in a rectangular microchannel,» *Int. J. of Heat and Technology*, vol. 26, n° 11, pp. 109-115, 2008.
- [52] O. Coutier-Delgosha, A. Vabre, M. Hocevar, R. Delion, A. Dazin, D. Lazaro, M. Gmar, K. Fezzaa et W. Lee, «Local measurements in cavitating flow by ultra fast X-ray imaging,» chez *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, Colorado USA, 2009.
- [53] A. Vabre, M. Gmar, D. Lazaro, S. Legoupil, O. Coutier-Delgosha, A. Dazin, W. Lee et K. Fezzaa, «Synchrotron ultra-fast X-ray imaging of a cavitating flow in a Venturi profile,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 607, pp. 215-217, 2009.
- [54] O. Coutier-Delgosha, R. FORTES-PATELLA et J. Reboud, «Simulation of unsteady cavitation with a two-equation turbulence model including compressibility effects,» *J. of Turbulence*, vol. 3, 2002.
- [55] J. Canny, «A Computational Approach to Edge Detection,» *IEEE TRANSACTIONS ON PATTERN ANALYSIS AND MACHINE INTELLIGENCE*, Vols. 1 sur 2 PAMI-8, n° 16, pp. 679-698, 1986.
- [56] H. P. V. C., «Methods and means for recognizing complex». US Brevet 3069654 A, 18 Dec 1962.
- [57] A. Dazin, Caractérisation de l'instabilité du tourbillon torique par différentes méthodes optiques quantitatives, Thèse de doctorat, 2003.
- [58] M. Raffel, C. Willert et J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*,

Springer, 1998.

- [59] C. Willert et M. Gharib, «Digital particle image velocimetry,» *Experiment in fluids*, vol. 10, pp. 181-193, 1991.
- [60] J. Foucault, J. Carlier et M. Stanislas, «Post-Processing of PIV records to allow derivate computation,» chez *Proceeding of the 10th International Symposium on application of laser techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2000.
- [61] C. Cuvier, «Active control of a separated turbulent boundary,» Thèse de doctorat - LML, Lille, France, 2012.
- [62] C. Cuvier, J. Foucault, C. Braud et M. Stanislas, «Characterisation of a high Reynolds number boundary layer subject to pressure gradient and separation,» *Journal of Turbulence*, vol. 15, n° 18, 2014.
- [63] B. Lecordier, J. Lecordier et M. Trinité, «Iterative sub-pixel algorithm for the cross-correlation PIV measurement,» chez *3rd International Workshop on PI, Univ. of California Santa Barbara*, 1999.
- [64] J. Foucault, B. Miliat, N. Perenne et M. Stanislas, «Characterization of Different PIV algorithms using the EUROPIV synthetic image generator and real images from a turbulent boundary layer,» *Proceedings of the EUROPIV 2 Workshop*, pp. 163-185, 2003.
- [65] M. Gembicky, D. Oss, R. Fuchs et P. Coppens, «A fast mechanical shutter for submicrosecond time-resolved synchrotron experiments,» *Journal of Synchrotron Radiation*, n° 12, pp. 665-669, 2005.

Imagerie rapide par rayons X des écoulements diphasiques : Application aux écoulements cavitants

RESUME : Une méthode expérimentale innovante basée sur l'imagerie rapide par rayons X a été développée afin de mieux caractériser la dynamique et la structure des écoulements diphasiques complexes. Elle a été appliquée dans ce travail à des écoulements cavitants créés dans une veine d'essais de type profil Venturi et a aidé ainsi à améliorer notre compréhension des écoulements à l'intérieur des poches de cavitation. Des particules ont été injectées dans l'écoulement afin de suivre la phase liquide. Grâce aux caractéristiques du faisceau fourni par le synchrotron de l'APS (Advanced Photon Source, USA), des images RX haute définition de l'écoulement, contenant simultanément des informations sur le liquide et le gaz sont obtenues. Les vitesses instantanées du liquide et de la vapeur sont ainsi calculées en appliquant les algorithmes basés sur l'inter-corrélation d'images, respectivement sur les particules et les bulles. Les fractions volumiques locales de la vapeur sont également obtenues à partir des intensités locales des images. Plusieurs traitements sont néanmoins nécessaires pour séparer les phases avant de procéder aux calculs. Des méthodes de validation de l'ensemble de ces traitements ont été développées et ont permis de caractériser la précision des mesures. Cette technique expérimentale nous a ainsi aidé à avoir plus de connaissances sur le comportement des poches diphasiques de cavitation et a notamment prouvé l'existence de vitesses de glissements significatives entre les phases.

MOTS CLES: Imagerie rapide par rayons X, Ecoulement diphasique, Cavitation, Vélométrie

Fast X-ray imaging of two-phase flows : Application to cavitating flows

ABSTRACT : A promising method based on fast X-ray imaging has been developed to investigate the dynamics and the structure of complex two-phase flows. It has been applied in this work on cavitating flows created inside a Venturi-type test section and helped therefore to better understand flows inside cavitation pockets. Seeding particles were injected into the flow to trace the liquid phase. Thanks to the characteristics of the beam provided by the APS synchrotron (Advance Photon Source, USA), high definition X-ray images of the flow containing simultaneously information for both liquid and vapour were obtained. Velocity fields of both phases were thus calculated using image cross-correlation algorithms. Local volume fractions of vapour have also been obtained using local intensities of the images. Beforehand however, image processing is required to separate phases for velocity measurements. Validation methods of all applied treatments were developed, they allowed to characterise the measurement accuracy. This experimental technique helped us to have more insight into the dynamic of cavitating flows and especially demonstrates the presence of significant slip velocities between phases.

KEYWORDS : Fast X-ray imaging , Two-phase flow, Cavitation, Velocimetry

