



HAL
open science

Développement d'une méthode de mesure de la célérité du son en écoulement diphasique application aux écoulements cavitants

Hiva Shamsborhan

► **To cite this version:**

Hiva Shamsborhan. Développement d'une méthode de mesure de la célérité du son en écoulement diphasique application aux écoulements cavitants. Sciences de l'ingénieur [physics]. Arts et Métiers ParisTech, 2009. Français. NNT : 2009ENAM0005 . pastel-00005234

HAL Id: pastel-00005234

<https://pastel.hal.science/pastel-00005234>

Submitted on 23 Jul 2009

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

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



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

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur

de

l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité : Mécanique

présentée et soutenue publiquement

par

Hiva SHAMSBORHAN

le 07 avril 2009

**DEVELOPPEMENT D'UNE METHODE DE MESURE DE LA
CELERITE DU SON EN ECOULEMENT DIPHASIQUE
APPLICATION AUX ECOULEMENTS CAVITANTS**

Directeur de thèse : **Guy CAIGNAERT**

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

Jury :

Mme. Claire DESCHÊNES

Mme. Céline GABILLET

M. Antoine ARCHER

M. Olivier CADOT

M. Guy CAIGNAERT

M. Olivier COUTIER-DELGOSHA

M. Pascal FRANCOIS

M. Benoît STUTZ

Professeure, LAMH, Université Laval, Québec

Maître de Conférences, IRENav, Ecole Navale, Brest

Ingénieur, EDF Division R&D, Chatou

Professeur, ENSTA, Paris

Professeur, LML, ENSAM, Lille

Maître de Conférences, LML, ENSAM, Lille

Ingénieur, CETIM, Nantes

Maître de Conférences, CETHIL, INSA Lyon

Présidente

Examinatrice

Invité

Rapporteur

Examinateur

Examinateur

Invité

Rapporteur

Laboratoire de Mécanique de Lille

ENSAM, CER de Lille

L'ENSAM est un Grand Etablissement dépendant du Ministère de L'Education National, composé de huit centres : AIX-EN-PROVENCE, ANGERS, BORDEAUX, CHÂLON-EN-CHAMPAGNE, CLUNY, LILLE, METZ, PARIS

AVANT PROPOS

L'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire a été réalisé au sein de l'équipe ENSAM du Laboratoire de Mécanique de Lille.

Nombreux sont ceux que je désire remercier. J'exprime en premier lieu toute ma reconnaissance à Monsieur Guy Caignaert, mon directeur de thèse, pour son accueil au sein du laboratoire et l'attention qu'il a portée à mes recherches. En ce qui concerne la qualité scientifique de cette thèse, je lui dois beaucoup pour ses conseils constructifs et sur le plan personnel j'ai un grand respect pour ses qualités humaines.

Je dois aussi remercier Olivier Coutier-Delgosha d'avoir accepté de codiriger cette thèse. Il a pris soin de mes travaux et de mes efforts, il m'a appris beaucoup de choses, et sa patience durant les années de thèse a élargi mes connaissances sur le sujet.

Ma profonde gratitude va également à Patrick Olivier, Jannick Choquet, Olivier Roussette, et Jaques Maertens dont la contribution me permettait de réaliser tous les aspects expérimentaux de cette étude. Merci également à Didier Burgnies que j'ai sollicité à de nombreuses reprises pour l'usinage de pièces, et à Sabine Robbe pour les affaires administratives.

Je remercie vivement Messieurs Antoine Dazin, Gérard Bois, Didier Descamps, et Jacques Charley qui m'ont occasionnellement aidé à apprendre divers aspects afin d'avancer dans le sujet.

Cette thèse a également bénéficié des intérêts industriels. C'est pourquoi je remercie Michel Guivarch et Antoine Archer (EDF Division R&D) ainsi que Pascal François (CETIM).

Je tiens particulièrement à remercier mes collègues Fadi Abdel Nour, Abir Issa et Sébastien Duplaa pour leurs encouragements quotidiens et leurs soutiens. Je voudrais que Fadi soit assuré de toute ma reconnaissance. Ses soutiens moraux et professionnels m'ont été très précieux et inoubliables. Je remercie également Roger Debuchy et sa famille (Delphine et Baptiste) pour leur gentillesse et leur chaleur humaine. J'aimerais que cette famille soit assurée de toute ma gratitude.

Je ne manque pas à présenter également mes remerciements à d'autres amis pour leurs encouragements pendant les années de thèse : Bryar Baban, Khaled Gorgi, Kamil Shekh Jalal, Fatma Güneri, et Issam Takla. Merci aussi à Patricia Sockeel pour ses aides.

**À ma famille, au peuple kurde, et à tous mes amis
pour les leçons qu'ils m'ont données à l'école de la vie.**

Sommaire

SOMMAIRE	4
NOMENCLATURE	7
INTRODUCTION	10
CHAPITRE I : DESCRIPTION DE LA PROBLEMATIQUE	13
1.1. PHENOMENE DE CAVITATION	14
1.2. MODELISATION NUMERIQUE DE LA CAVITATION	16
1.3. PROPAGATION DU SON EN MILIEU DIPHASIQUE HOMOGENE	17
1.3.1. Modèles théoriques	19
1.3.1.1. Modèle de Jakobsen.....	19
1.3.1.2. Modèle de Brennen.....	19
1.3.1.3. Modèle de Nguyen.....	19
1.3.2. Expériences précédentes	22
CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL	25
2.1. INTRODUCTION	26
2.2. INSTALLATION	26
2.2.1. Description du banc et de la 1 ^{ère} veine d'essais.....	26
2.2.2. Création de la cavitation homogène	27
2.2.2.1. Homogénéisation de l'écoulement	30
A. Installation d'un nid d'abeille en aval de la grille	30
B. Installation d'un diaphragme en amont de la grille	31
2.2.2.2. Modification de la veine d'essais en vue des mesures en cavitation.....	33
A. Aspect théorique et pertes de charge	33
B. Conception de la 2 ^{ème} veine d'essais	34
2.2.2.3. Dispositif pour l'injection d'air	35

2.3.	INSTRUMENTATION.....	37
2.3.1.	Mesure du taux de vide	37
2.3.1.1.	Principe de fonctionnement de la sonde optique	37
2.3.1.2.	Estimation du taux de vide et du diamètre caractéristique de bulle	38
2.3.1.3.	Etalonnage de la sonde	39
2.3.1.4.	Effet du bruit de fond pour la sonde	43
2.3.2.	Mesure de la célérité du son	44
2.3.2.1.	Méthode à deux hydrophones.....	44
A.	Aspects théoriques.....	44
i.	Technique des inter/auto corrélations.....	45
ii.	Technique des inter/auto spectres.....	45
B.	Aspects pratiques.....	46
i.	Protocole expérimental pour aboutir à la vitesse du son	46
ii.	Critères sur l'utilisation des hydrophones	48
2.3.2.2.	Méthode à trois capteurs de pression.....	49
A.	Descriptif du montage	49
B.	Aspects théoriques.....	50
C.	Vitesse du son dans un mélange diphasique en milieu libre	51
D.	Détermination de la cohérence des mesures.....	52
E.	Critère sur la fréquence de coupure de la conduite	53

CHAPITRE III : ETALONNAGE ET VALIDATION DES MESURES DE LA CELERITE DU SON 54

3.1.	INTRODUCTION	55
3.2.	MESURE AVEC 2 HYDROPHONES EN VIS-A-VIS	55
3.2.1.	Théorie	55
3.2.2.	Mesure sans écoulement (au repos)	55
3.2.3.	Mesure avec écoulement	56
3.3.	MESURE AVEC 3 CAPTEURS DE PRESSION.....	57
3.4.	CONCLUSIONS TIREES DE L'ETALONNAGE DU SYSTEME.....	59

CHAPITRE IV : ESSAIS EN ECOULEMENT EAU-AIR..... 60

4.1.	INTRODUCTION	61
4.2.	MESURES DANS LA 1 ^{ERE} VEINE D'ESSAIS	61
4.3.	MESURES DANS LA 2 ^{EME} VEINE D'ESSAIS	65
4.4.	CONCLUSION	68
CHAPITRE V : ESSAIS EN ECOULEMENT CAVITANT		69
5.1.	INTRODUCTION	70
5.2.	MESURES EN ECOULEMENT CAVITANT	70
5.2.1.	Dispositif d'essais	70
5.2.2.	Prise en compte du nombre de Mach	74
5.2.3.	Résultats	76
5.2.4.	Influence de la vitesse de l'écoulement.....	78
5.3.	CONCLUSION	80
CONCLUSION GENERALE		82
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		83
ANNEXES.....		86
	ANNEXE I	87
	ANNEXE II	89
	ANNEXE III.....	91
	ANNEXE IV.....	96
	ANNEXE V	97
	ANNEXE VI.....	98
	ANNEXE VII	99
	ANNEXE VIII.....	100
	ANNEXE IX.....	101

Nomenclature

Alphabet latin

A	Aire de la section de conduite	(m ²)
A(Δt)	Fonction d'auto-corrélation du signal acoustique	(Pa ²)
c	Célérité du son	(m/s)
c ₀	Célérité du son en milieu infini	(m/s)
c _{min}	Célérité du son minimale dans le mélange liquide-vapeur	(m/s)
D	Diamètre intérieur de la veine d'essais	(m)
d	Distance	(m)
d _s	Diamètre de la pointe de la sonde optique	(m)
E	Module d'Young	(Pa)
e	Epaisseur de la conduite ou de l'objet créant de la cavitation	(m)
f	Fréquence	(Hz)
f ₀	Première fréquence annulant la partie réelle de fonction de transfert	(Hz)
f _c	Fréquence de coupure	(Hz)
f _e	Fréquence d'échantillonnage	(Hz)
G	Fonction d'auto-spectre ou d'inter-spectre (selon l'indice)	(Pa ²)
H	Fonction de transfert	(-)
I(Δt)	Fonction d'inter-corrélation des signaux acoustiques	(Pa ²)
Im[]	Partie imaginaire d'une fonction complexe	(-)
j	Nombre imaginaire pur (j ² = -1)	(-)
k	Nombre d'onde	(m ⁻¹)
L	Distance inter-capteurs	(m)
m	Masse	(kg)
M	Nombre de Mach	(-)
n	Indice polytropique de gaz (vapeur), nombre de périodes de décalage	(-), (-)
n _i	Indice de réfraction du milieu i	(-)
P	Pression statique	(Pa)
P _{ref}	Pression de référence	(Pa)
P _{vs}	Pression de vapeur saturante du liquide	(Pa)
Q	Débit volume	(m ³ /s)
R	Rayon intérieur de la veine d'essais	(m)
Re	Nombre de Reynolds	(-)
Re[]	Partie réelle d'une fonction complexe	(-)
r _i	Rayon d'un point donné par rapport de l'axe du tube	(m)
R _s	Constante spécifique du gaz parfait	(J.kg ⁻¹ K ⁻¹)
S	Valeur du seuil de discrimination	(-)
T	Période, Température	(s ⁻¹), (K)
t	temps	(s)
T _{gi}	Temps de présence d'ième structure gazeuse	(s)
T _r	Matrice de transfert d'une conduite	(-)

T_t	Temps total d'acquisition de la sonde optique	(s)
U	Tension électrique	(V)
V	Vitesse de l'écoulement, Volume	(m/s), (m ³)
V'	Volume secondaire	(m ³)
V_{ref}	Vitesse de référence	(m/s)
z	Distance entre une section du tube en aval de la grille et la grille	(m)

Alphabet grec

α	Taux de vide	(-)
β	Fraction volumique de gaz (vapeur)	(-)
γ_{xy}^2	Fonction de cohérence entre x et y	(-)
ΔH	Perte de charge	(Pa)
δr	Moitié de pas d'avancement de la sonde optique dans une section	(m)
Δt	Retard temporel entre deux signaux	(s)
$\Delta \varphi$	Déphasage	(-)
ζ	$k/(1-M^2)$	(-)
λ	Longueur d'onde	(m)
μ	Viscosité dynamique du fluide	(kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
ν	Coefficient de Poisson	(-)
ρ	Masse volumique locale	(kg/m ³)
ρ_g	Masse volumique de gaz	(kg/m ³)
ρ_l	Masse volumique de liquide	(kg/m ³)
ρ_v	Masse volumique de vapeur	(kg/m ³)
σ	Nombre de cavitation, $\sigma = (P_{ref} - P_{vs}) / (\frac{1}{2}\rho_l V_{ref}^2)$	(-)
χ	Compressibilité	(Pa ⁻¹)
ψ	Rapport des célérités dans le liquide et dans le gaz (la vapeur)	(-)
ω	$2\pi f$, vitesse de rotation de la pompe	(s ⁻¹), (rd/s)

Indices

atm	atmosphérique
c	coupure
e	échantillonnage
exp	expérimental
g	gaz (air, dans cette thèse), global
l	liquide
m	mélange diphasique
max	maximal
min	minimal
ref	référence
s	isentropique

th	théorique
v	vapeur
vs	vapeur saturante
x	signal x
y	signal y

Signes particuliers

\bar{x}	terme moyen, conjugué de x
\tilde{x}	terme fluctuant

Sigles

ATP	Condition de (P_{atm} et 20°C)
CAVIT	Boucle hydraulique utilisée dans le travail de cette thèse
ENSAM	Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers
LML	Laboratoire de Mécanique de Lille

Introduction

La vitesse du son dans les écoulements cavitants varie considérablement en fonction du taux de vide local. Par exemple, elle est proche de 1500 m/s dans l'eau pure, 400 m/s dans la vapeur d'eau et peut diminuer bien en dessous de ces valeurs dans le mélange liquide-vapeur (Jakobsen [JK64]). Les écoulements cavitants sont donc quasiment incompressibles dans les zones purement liquides, et fortement compressibles dans les zones diphasiques. Dans des configurations industrielles comme les pompes ou les inducteurs des moteurs de fusée, le nombre de Mach en mélange liquide-vapeur peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10, alors qu'il est proche de zéro en dehors du mélange. La transition entre ces deux états est très brutale avec d'importants gradients de masse volumique.

Cette propriété physique des écoulements cavitants est de première importance afin de comprendre leur comportement instationnaire, comme par exemple le mécanisme des lâchers périodiques de vapeur associés à des poches de cavitation fluctuantes. En fait, il a été remarqué par plusieurs auteurs que les ondes de pression dues à l'implosion des nuages de vapeur en aval des aubages d'une pompe ou d'un hydrofoil, peuvent avoir une influence sur le comportement instationnaire de poche de cavitation (Arndt et al. [Arn00], Leroux et al. [Ler05]). Il a été par exemple montré par Leroux et al. [Ler05], dans une configuration de poche de cavitation sur un hydrofoil 2D, que différents types de cycles périodiques de cavitation sont obtenus en fonction de l'intensité des ondes de pression émises pendant l'implosion des nuages de vapeur.

Il est donc nécessaire de prendre en compte la compressibilité du fluide dans les simulations numériques de cavitation instationnaire afin de reproduire un mécanisme si subtil. Cependant cela nécessite une estimation correcte de la vitesse du son dans les modèles numériques. En effet, certains modèles de cavitation sont basés sur une loi barotrope qui estime la variation de densité du mélange en fonction de l'évolution de pression locale (Delannoy et Kueny [Del90], Merkle et al. [Mer98], Coutier-Delgosha et al. [Cou03]). Dans de tels modèles (Figure I-1) la pente de la courbe représentant la loi d'état, est directement liée à la vitesse locale du son. La valeur maximale de la pente, qui est un paramètre crucial puisqu'il contrôle les dimensions de la poche de cavitation, doit être cohérente avec la physique. Jusqu'à présent cette valeur est obtenue grâce au modèle théorique proposé par Jakobsen [JK64], ce qui donne une vitesse minimale du son aux alentours de 3 m/s pour l'eau froide. La valeur finale utilisée dans les simulations numériques par Coutier-Delgosha et al. [Cou03] est 1,5 m/s, afin d'obtenir les formes de poche de cavitation cohérentes avec les observations expérimentales.

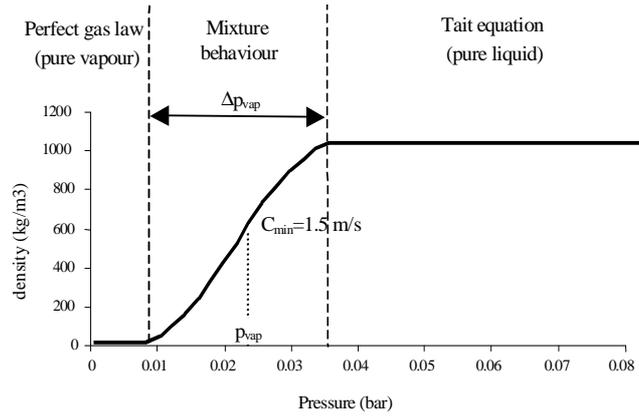


Figure I-1: Loi d'état barotrope utilisée pour les simulations numériques en eau par Coutier-Delgosha et al. [Cou03]

Cependant, il n'existe jusqu'à maintenant aucun consensus concernant cette valeur minimale de la vitesse du son, et plus généralement son évolution en fonction du taux de vide. Le modèle initial proposé par Jakobsen [JK64], puis par Wallis [Wal69], est fondé sur les compressibilités respectives de la vapeur et du liquide : si un volume V contenant une masse m de liquide et de vapeur est soumis à une variation de pression ΔP , les variations des volumes de vapeur et de liquide peuvent être respectivement calculées, et la variation du volume entier peut s'obtenir, ce qui se traduit par la formule (I-1) ci-dessous :

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_v^2} \left[\beta^2 + \beta(1 - \beta) \frac{\rho_l}{\rho_v} \right] + \frac{1}{c_l^2} \left[(1 - \beta)^2 + \beta(1 - \beta) \frac{\rho_v}{\rho_l} \right] \quad (\text{I-1})$$

Dans cette relation les transferts de masse et de chaleur entre phases sont négligés. Elle peut donc être appliquée pour tous les mélanges gaz-liquide, vu qu'aucun effet dû à la vaporisation ou à la condensation n'est pris en compte. Cette hypothèse est fautive pour les écoulements cavitants : il se peut donc que la relation (I-1) ne soit pas valide pour ce genre de mélanges complexes qui ne sont pas en équilibre.

Plus récemment Brennen [Bre05] a proposé des expressions plus complètes pour la vitesse du son dans les mélanges diphasiques : les transferts de masse, les transferts de chaleur et les effets possibles de dynamique des bulles sont pris en considération. En ce qui concerne le transfert de chaleur entre les deux phases, deux solutions limites sont prises en compte : 1- « Homogeneous equilibrium model » c'est-à-dire que le mélange liquide-vapeur est en équilibre thermodynamique, 2- « Homogeneous frozen model » qui suppose que le transfert de chaleur entre deux phases est nul. Selon Brennen, les résultats expérimentaux se situent normalement entre ces deux solutions limites. Il explique également qu'en pratique ces expressions sont compliquées afin d'obtenir la relation barotrope pour le mélange diphasique. Cela justifie la nécessité de faire des expériences complémentaires en vue de la calibration des échanges de masse et de chaleur dans le mélange cavitant.

Ce travail de thèse avait donc pour principal objectif la création d'une zone de cavitation homogène afin d'y mesurer la célérité du son en fonction du taux de vide.

Le travail a d'abord consisté à faire un état de l'art. Pour cela nous avons vu en premier lieu ce qu'était exactement la cavitation et quelles étaient les connaissances théoriques existantes en ce qui concerne l'évolution de la célérité du son dans un milieu diphasique. Puis deux veines d'essais avec différents diamètres, intégrées à une installation existante, ont été conçues et fabriquées afin de pouvoir faire des expériences. La première veine d'essais a été montée afin de confronter les premières expériences aux objectifs du projet. Cette veine n'étant pas appropriée pour les essais en cavitation, a été utilisée pour l'étalonnage et la validation des méthodes de mesure dans un écoulement eau-air. La méthode de mesure de la vitesse du son la mieux adaptée a été choisie à l'issue de cette première campagne d'essais. Ensuite cette veine d'essais a été remplacée par la deuxième afin de mesurer la vitesse du son dans un écoulement cavitant et d'atteindre la finalité du projet.

Ce manuscrit est préparé de la manière suivante : dans le premier chapitre, la problématique de la thèse est détaillée. Dans le deuxième chapitre, la mise en œuvre de la 1^{ère} veine d'essais et des appareils de mesures, est expliquée. La présentation de l'étalonnage et de la validation des mesures de la vitesse du son avec la 1^{ère} veine d'essais, est abordée dans le troisième chapitre. Dans le quatrième chapitre les résultats de mesures de la vitesse du son dans un écoulement eau-air sont présentés, d'abord pour la 1^{ère} veine d'essais puis pour la 2^{ème} veine d'essais. Par la suite les mêmes types de résultats pour un écoulement cavitant, avec la 2^{ème} veine d'essais, sont présentés et discutés dans le cinquième chapitre. Enfin les références bibliographiques et les annexes sont présentées à la fin du mémoire.

Chapitre I : Description de la problématique

1.1. Phénomène de cavitation

La cavitation est un phénomène qui apparaît dans un écoulement liquide dans des zones de basse pression qui peuvent être dues à un obstacle. Des bulles de vapeur se forment dans l'écoulement et implosent au fur et à mesure quand la pression ré-augmente (La cavitation [Fra95]).

Ce phénomène se produit lorsque la pression statique au sein du liquide descend en dessous de sa pression de vapeur saturante (par exemple pour l'eau : $P_{vs} = 1917 \text{ Pa}$ à 17°C). Par conséquent le liquide se vaporise et ceci explique l'apparition des bulles. Pour que cette dépression ait lieu, il faut que l'écoulement rencontre une singularité. Il peut s'agir d'une pale d'hélice, des aubages d'une pompe, d'une grille, d'un rétrécissement brusque dans un circuit etc. En effet, le passage de l'écoulement autour d'un obstacle engendre une dépression locale à cause de la sur vitesse. Cette diminution de pression, si elle est suffisante pour atteindre la pression de vapeur saturante du liquide, peut entraîner sa vaporisation locale. Une fois la singularité passée, l'écoulement est de nouveau comprimé ce qui provoque l'implosion des bulles. C'est cette implosion des bulles, qui engendre un bruit important ainsi qu'une érosion de la singularité.

Sur le diagramme thermodynamique d'un corps pur (figure I-2), on constate qu'il y a deux chemins pour accéder à l'évaporation. Le premier consiste à augmenter la température à pression constante, tandis que le second consiste à diminuer la pression à température constante. La seconde solution est celle qui conduit à la définition de la cavitation.

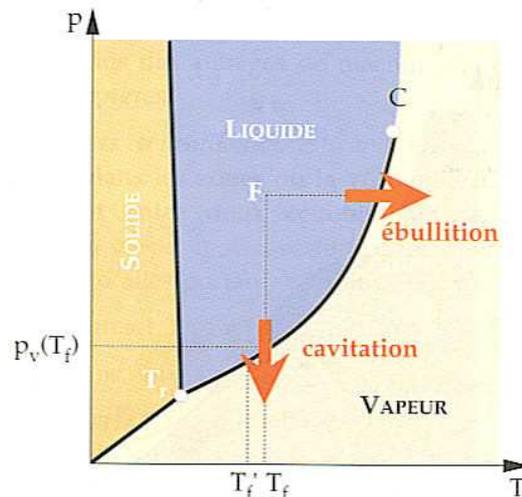


Figure I-2 : Diagramme thermodynamique d'un corps pur (extrait de [Fra95])

En se plaçant sur une ligne de courant autour d'un profil comme le montre la figure I-3, on peut utiliser la relation de Bernoulli :

$$\frac{\rho V^2}{2} + P = \text{Constant} \quad (\text{I-2})$$

On constate que sur les points de survitesse (à l'extrados du profil) il y a une dépression. Les germes de gaz présents dans l'eau vont favoriser la vaporisation du liquide. Une fois l'obstacle passé, l'écoulement ralentit et la pression augmente à nouveau. Les bulles formées implosent sous l'action de cette surpression. C'est ce qui génère parfois une détérioration de l'obstacle.

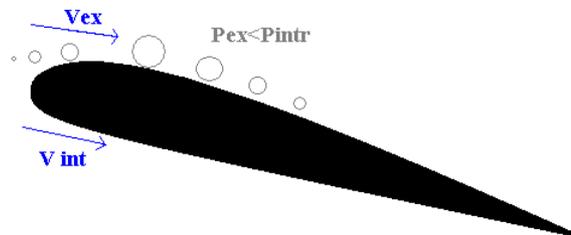


Figure I-3 : Ecoulement autour d'un profil

Cependant la caractérisation de ce phénomène nécessite l'utilisation de certains paramètres. Un de ces paramètres est un nombre adimensionnel, σ , appelé nombre de cavitation pour caractériser le risque de cavitation dans une installation. Il traduit l'écart entre une pression caractéristique de l'écoulement dans l'installation et la pression de vapeur saturante. Cet écart est adimensionalisé afin de pouvoir transposer les valeurs obtenues à des écoulements différents. Couramment, on définit σ de la manière suivante :
$$\sigma = \frac{P_{ref} - P_{vs}}{\frac{1}{2} \rho_l V_{ref}^2}$$

P_{ref} est une pression statique caractéristique de l'écoulement considéré, ρ_l et V_{ref} sont respectivement la masse volumique du liquide et une vitesse caractéristiques de cet écoulement. Plus σ est élevé, plus l'écart de la pression dans l'écoulement avec la pression de vapeur est important, et par conséquent plus le risque de cavitation est réduit. Lorsque le nombre de cavitation diminue, le risque augmente.

Comme expliqué précédemment, l'apparition de cavitation est toujours liée à une diminution locale de la pression dans un liquide. Celle-ci peut se produire pour plusieurs raisons :

- Contournement d'un obstacle : le détour provoqué par cet obstacle engendre une survitesse. Cette survitesse a pour effet une baisse de la pression du fait de la conservation de l'énergie. La quantité de vapeur créée dépend de la survitesse, donc de la géométrie de l'obstacle.
- Rétrécissement d'une section : le rétrécissement du passage du fluide dans une installation provoque également une augmentation de vitesse locale (par conservation de la masse), et par conséquent une chute de pression. Ce phénomène peut donner lieu à l'apparition de cavitation.
- Jet liquide dans un fluide au repos : dans un tel cas, il y a un cisaillement important sur les bords du jet ce qui va créer des tourbillons avec une vitesse élevée et une dépression importante.

- La cavitation d'entrefer : ce phénomène se rencontre dans les pompes non ceinturées (ouvertes) entre la périphérie des aubes et le carter extérieur.
- La cavitation de tourbillon : ce phénomène se produit lorsque le fluide est soumis, en plus de son mouvement d'ensemble, à une rotation sur lui-même. La forte dépression qui en résulte au centre du tourbillon peut aboutir à la vaporisation du liquide. Ce type de cavitation se rencontre en particulier dans les hélices, et dans les pompes.
- La cavitation de sillage : au passage d'une singularité dans un écoulement, on assiste à la formation de fortes turbulences. Celles-ci induisent des vitesses radiales importantes qui font chuter la pression et conduisent au phénomène de cavitation.

1.2. Modélisation numérique de la cavitation

Pour beaucoup de chercheurs, la modélisation numérique de la cavitation est basée sur le système composé des équations suivantes : 1- conservation de la masse 2- conservation de la quantité de mouvement et 3- loi d'état barotrope. Un écoulement cavitant (mélange liquide-vapeur) est en général considéré comme l'écoulement d'un seul fluide, qui est présent dans le domaine de calcul à la fois sous forme liquide et sous forme vapeur. En ce qui concerne les flux de quantité de mouvement, on suppose que localement les vitesses sont identiques pour le liquide et pour la vapeur. Le taux de vide (α) local est relié à la densité du mélange par la relation : $\rho = \alpha\rho_v + (1-\alpha)\rho_l$. Le taux de vide varie de zéro à 1 tandis que la densité varie de ρ_l (densité du liquide) à ρ_v (densité de la vapeur). Cette densité peut être calculée par exemple à partir d'une loi barotrope qui relie son évolution aux variations de pression dans l'écoulement. Concernant l'évolution de la loi barotrope utilisée dans le cas de l'eau, la loi des gaz parfaits est appliquée dans la vapeur, et la loi de Tait [Kna70] est utilisée pour le liquide. Cependant une partie centrale doit relier ces deux parties liquide et vapeur (figure I-4) mais son évolution n'est toujours pas bien calibrée. Pour cette liaison certains chercheurs utilisent une fonction de forme sinusoïdale (par ex. [Del90] et [Cou03]) et d'autres utilisent une fonction polynômiale (par ex. [Mer98]).

Comme on l'a vu précédemment, en se basant sur la relation proposée par Jakobsen, le son passe par une vitesse minimale de 3,3 m/s. Néanmoins Coutier-Delgosha et al [Cou03] trouvent que dans la simulation numérique, cette vitesse minimale doit être présumée égale à 1,5 m/s pour que les résultats numériques présentent une allure cohérente avec la réalité expérimentale pour les poches de cavitation.

Ce manque de consensus justifie bien l'intérêt de mesurer la vitesse du son en écoulement cavitant, sachant que dans la figure I-4 la pente de partie centrale est directement liée à la vitesse du son dans la zone de mélange ($\frac{1}{c^2}$).

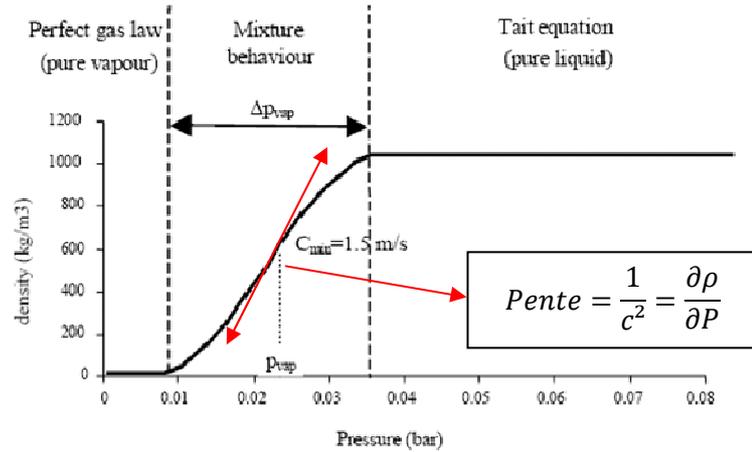


Figure I-4 : Loi barotrope utilisée pour la simulation numérique par Coutier-Delgosha et al. [Cou03]

1.3. Propagation du son en milieu diphasique homogène

La célérité d'une onde sonore dépend du milieu dans lequel elle se propage. Dans un fluide, la célérité du son est décrite par la relation suivante [Gou64]:

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s} \quad (\text{I-3})$$

On sait qu'à la pression atmosphérique et à 20°C, les vitesses du son pour l'air et pour l'eau sont respectivement 340 m/s et 1480 m/s.

Cependant dans un milieu diphasique cette célérité se trouve fortement modifiée. Par exemple la célérité du son dans un mélange eau-air est bien inférieure à la célérité dans chaque constituant. Cette diminution de célérité du son dans le milieu diphasique, peut être expliquée par un raisonnement très simple. Cela peut se comprendre en considérant l'effet d'une variation de pression ΔP appliquée à un volume V d'un mélange liquide-gaz.

On note respectivement les volumes initiaux du liquide et du gaz V_l et V_g et une fois que le mélange a subi la compression, les dits volumes sont notés V_l' et V_g' . Le nouveau volume du mélange V' peut donc être décomposé de la façon suivante :

$$V' - V = (V_g' - V_g) + (V_l' - V_l) \quad (\text{I-4})$$

Dans un mélange liquide-gaz ayant une masse m , la compressibilité est définie comme :

$$\chi = \frac{\Delta \rho}{\Delta P} = \frac{1}{\Delta P} \left(\frac{m}{V'} - \frac{m}{V} \right) = \frac{m}{\Delta P} * \frac{V - V'}{V' * V} \quad (\text{I-5})$$

En introduisant la fraction volumique du gaz dans le mélange avant la compression β , on peut écrire le volume initial de chaque composant comme :

$$V_g = \beta * V \quad (\text{I-6})$$

$$V_l = (1 - \beta) * V \quad (\text{I-7})$$

Si l'on définit le rapport des célérités dans le liquide et dans le gaz :

$$\psi = \frac{c_{liquide}}{c_{gaz}} \quad (I-8)$$

Le rapport des compressibilités du liquide et du gaz s'obtient :

$$\frac{\chi_l}{\chi_g} = \frac{\left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_l}{\left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_g} = \frac{1}{\psi^2} \quad (I-9)$$

Cela implique la relation suivante :

$$\frac{1}{\psi^2} = \frac{\left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_l}{\left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_g} = \frac{m_l}{m_g} * \frac{\partial\left(\frac{1}{V}\right)_l}{\partial\left(\frac{1}{V}\right)_g} = \frac{m_l}{m_g} * \frac{V_g^2}{V_l^2} * \frac{\partial V_l}{\partial V_g} \quad (I-10)$$

Ce qui conduit en combinant avec les relations I-6 et I-7, à :

$$\frac{V_l' - V_l}{V_g' - V_g} = \frac{\partial V_l}{\partial V_g} = \frac{m_g}{m_l} * \left(\frac{1-\beta}{\beta}\right)^2 * \frac{1}{\psi^2} \quad (I-11)$$

Supposons maintenant un mélange composé de 50% d'eau et 50% d'air : Dans ce cas : $m_g \ll m_l$ autrement dit la masse de l'air est négligeable par rapport à la masse de l'eau, $\beta=0,5$ et $\psi=4,35$. L'équation I-11 montre bien que la variation du volume du liquide est beaucoup plus petite que celle du volume du gaz ($\partial V_l \ll \partial V_g$). On peut donc réécrire l'équation I-5 d'une façon approchée :

$$\chi = \frac{m}{\Delta P} * \frac{V - V'}{V' * V} \cong \frac{m_l}{\Delta P} * \frac{V_g - V_g'}{V' * V} \quad (I-12)$$

L'expression I-12 montre clairement pourquoi la compressibilité du mélange est beaucoup plus élevée que celles de chaque composant :

- La masse qui intervient dans l'expression I-12 est celle du liquide, qui est beaucoup plus grande que la masse du gaz.
- La variation de volume associée est celle du gaz, qui est beaucoup plus élevée que celle du liquide (selon l'expression I-11).

En plus de cela, dans les milieux diphasiques où entre les deux constituants il y a du transfert de masse (écoulements cavitants), de grandes variations de densité peuvent avoir lieu du fait de légères vaporisations ou condensations.

On conclut donc que le mélange liquide-vapeur est caractérisé par une forte compressibilité, bien plus élevée que celle de ses deux constituants séparément. La vitesse du son y est donc extrêmement faible. Cette célérité n'est pas connue expérimentalement dans le cas de la cavitation, et son estimation se fait sur la base d'études théoriques.

On présente donc ici quelques modèles déjà largement utilisés pour estimer cette vitesse du son en fonction de la fraction volumique de gaz (vapeur) dans le mélange.

1.3.1. Modèles théoriques

1.3.1.1. Modèle de Jakobsen

Ce modèle est proposé en 1964 par Jakobsen [JK64] pour calculer la célérité du son dans un mélange diphasique homogène. Il est basé sur l'idée que les transferts de masse entre liquide et vapeur, les mouvements relatifs entre les deux phases, et l'effet de la tension surfacique sont négligés. Il a donc obtenu la relation suivante ([Cou01]) :

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_v^2} \left[\beta^2 + \beta(1 - \beta) \frac{\rho_l}{\rho_v} \right] + \frac{1}{c_l^2} \left[(1 - \beta)^2 + \beta(1 - \beta) \frac{\rho_v}{\rho_l} \right] \quad (\text{I-1})$$

Où β est la fraction volumique de vapeur (gaz), c'est-à-dire la proportion du volume de vapeur (gaz) par rapport au volume total, et c_v et c_l sont les célérités du son respectivement dans la vapeur et dans le liquide.

Quelques années plus tard Wallis [Wal69] a proposé une loi, présentée ci-dessous, qui est en fait équivalente à la formulation de Jakobsen :

$$\frac{1}{c^2} = \{ \beta \rho_v + (1 - \beta) \rho_l \} \left[\frac{\beta}{\rho_v c_v^2} + \frac{1 - \beta}{\rho_l c_l^2} \right] \quad (\text{I-13})$$

1.3.1.2. Modèle de Brennen

Plus récemment Brennen [Bre05] a proposé une autre formulation de la relation I-13 afin d'exprimer la vitesse du son dans un mélange liquide-gaz où les transferts de masse et le mouvement relatif entre les phases sont ignorés. L'équation I-13 est donc présentée sous la forme suivante en considérant que le gaz est thermodynamiquement parfait:

$$\frac{1}{c^2} = \{ \beta \rho_g + (1 - \beta) \rho_l \} \left[\frac{\beta}{n P} + \frac{1 - \beta}{\rho_l c_l^2} \right] \quad (\text{I-14})$$

Où n et P représentent respectivement l'indice polytropique et la pression en absence de tension surfacique ($P = P_g = P_l$).

Il faut mettre l'accent sur le fait que les relations (I-1) et (I-14) sont équivalentes. Dans le modèle de Jakobsen (et Wallis) les termes de pression et l'indice polytropique sont respectivement implicites dans la masse volumique de la phase gazeuse et la vitesse du son dans cette phase.

1.3.1.3. Modèle de Nguyen

Nguyen et al. [Ngu81] proposent un autre modèle analytique pour trouver la vitesse de propagation des ondes de pression dans un écoulement diphasique où la phase gazeuse est dispersée d'une façon homogène dans la phase liquide. Ces auteurs obtiennent la relation suivante :

$$c = \frac{1}{(1 - \beta) \sqrt{\frac{1 - \beta}{c_l^2} + \frac{\beta \rho_l}{\rho_g c_g^2}} + \beta \sqrt{\frac{\beta}{c_g^2} + \frac{(1 - \beta) \rho_g}{\rho_l c_l^2}}} \quad (\text{I-15})$$

Dans ce modèle, comme dans le modèle de Jakobsen, l'effet de pression est contenu implicitement dans le terme ρ_g .

Brennen [Bre05] explique que dans la relation I-14 pour le mélange eau-air, le choix de l'indice polytropique peut impliquer un processus isotherme ($n=1$) où entre les phases il y a du transfert de chaleur, ou bien un processus adiabatique où le transfert thermique n'intervient pas. La question qui peut se poser est la suivante : quel processus est le plus représentatif pour la propagation d'une onde de pression dans le mélange liquide-vapeur ou liquide-gaz.

Afin de répondre à cette question, il faut approfondir dans la littérature pour trouver la base de définition de la vitesse du son dans les mélanges diphasiques. Le travail de Gouse et Brown [Gou64] est remarquable pour comprendre le concept de la vitesse du son dans le mélange diphasique soit d'une seule composante soit de deux composantes. Il développe l'équation de la vitesse du son (équation I-3) pour le cas isentropique (adiabatique réversible) mais il développe également cette équation pour le cas isotherme dans le mélange liquide-gaz, vu que Hsieh et Plesset [Hsi61] montrent que dans certaines conditions la vitesse du son adiabatique doit être remplacée par celle isotherme. Gouse prouve (Figure I-5) que dans le cas eau-air quand ($\frac{m_g}{m_l} < 1$) la vitesse du son adiabatique dépasse de moins de 3% la vitesse du son isotherme. Pour le cas limité évoqué précédemment ($m_g \ll m_l$) ces deux vitesses sont même égales.

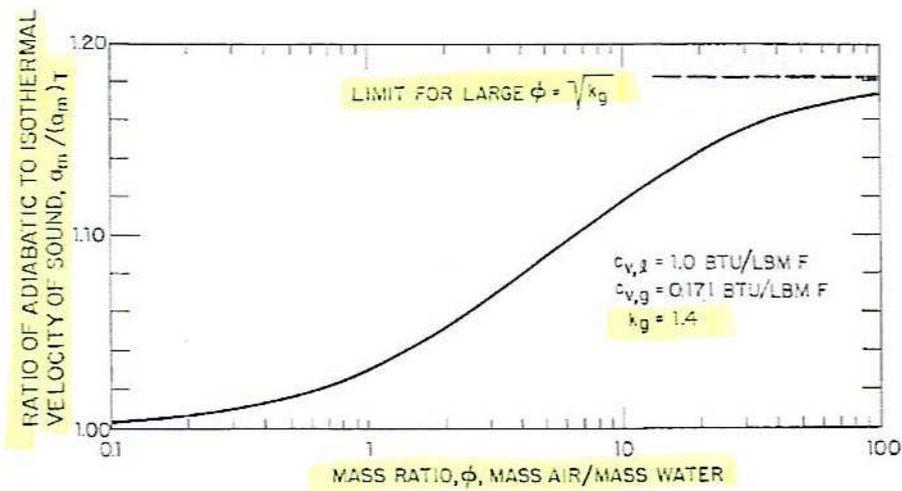


Figure I-5 : Rapport de la vitesse du son adiabatique sur celle isotherme pour le mélange eau-air (extraite de [Gou64])

Vu que dans la dynamique d'un fluide pur l'équation (I-3) est traditionnellement isentropique, pour la comparaison des modèles théoriques ici, on se penche seulement sur le cas adiabatique. L'analyse des résultats expérimentaux obtenus dans les chapitres 4 et 5, permet de discuter de façon plus approfondie de la physique des écoulements diphasiques.

Il faut noter que dans le modèle de Jakobsen et celui de Nguyen le terme de pression et le choix de l'indice polytropique interviennent dans les relations suivantes pour les gaz parfaits :

$$\rho_g = \frac{P}{R_g T} \quad (\text{I-16})$$

$$c_g = \sqrt{nR_s T} \quad (I-17)$$

Où R_s et T sont respectivement la constante spécifique du gaz parfait et la température absolue. On sait que pour l'air sec on a : $R_s=287$ J/(kg.K), $n=1,4$ pour le cas adiabatique et $n=1$ pour le cas isotherme. Pour la vapeur d'eau : $R_s=462$ J/(kg.K) et $n=1,3$ pour le cas adiabatique.

On peut tracer la courbe représentative de la célérité du son en fonction de la fraction volumique de vapeur pour le mélange eau-vapeur d'eau pour les modèles présentés (cf. figure I-6 où $c_l=1500$ m/s, $\rho_l=1000$ kg/m³, $n=1,3$ et $P = P_{vs}$ à $20^\circ\text{C}=2340$ Pa).

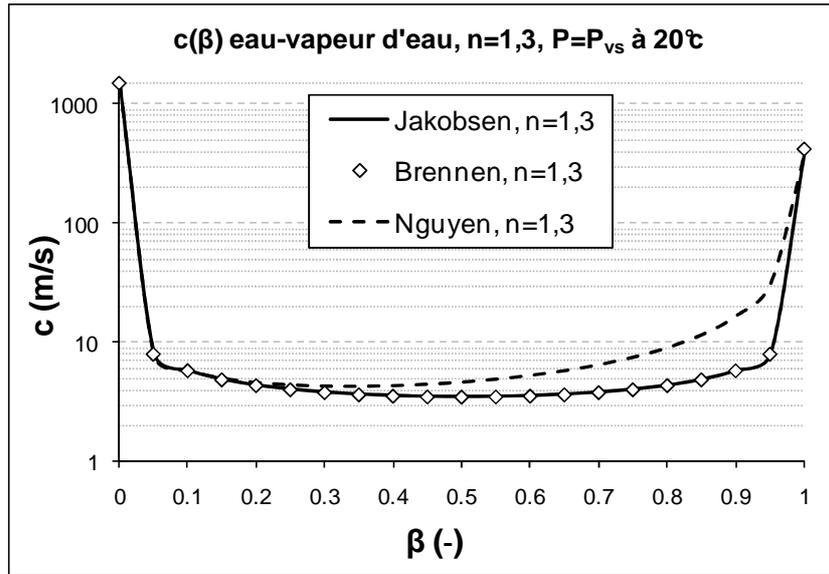


Figure I-6 : Evolution de la vitesse du son adiabatique (échelle logarithmique) en fonction de β pour un mélange cavitant à 20°C selon différents modèles.

Pour un mélange eau-air à la pression atmosphérique et à 20°C , de la même façon on peut tracer le graphe suivant.

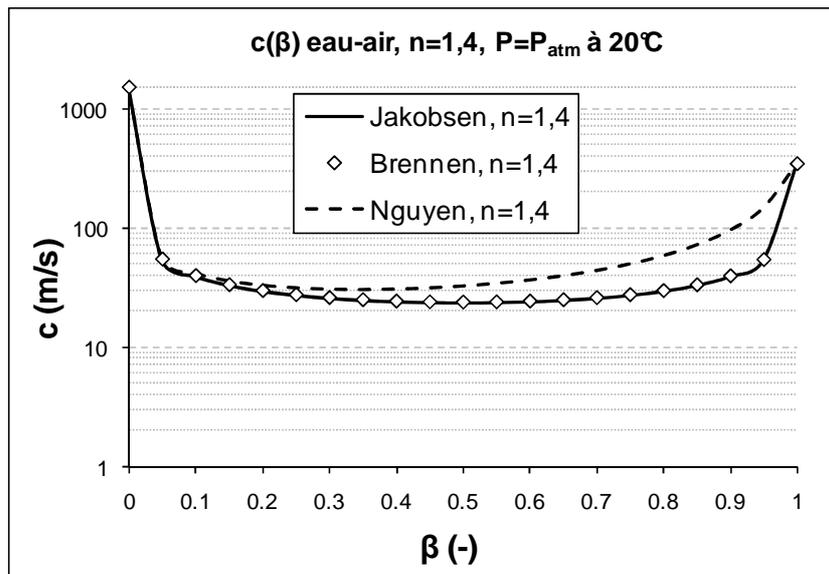


Figure I-7 : Evolution de la vitesse du son adiabatique (échelle logarithmique) en fonction de β pour un mélange eau-air à la P_{atm} et à 20°C selon différents modèles.

Comme on peut le voir dans les figures I-6 et I-7, la courbe correspondant au modèle de Jakobsen et les valeurs obtenues par le modèle de Brennen sont superposées. Cela est logique car comme expliqué auparavant, ces deux modèles sont équivalents. Par contre le modèle de Nguyen donne des valeurs supérieures surtout pour $\beta > 0,6$. Costigan et Whalley [Cos97] montrent que le modèle de Nguyen n'est pas assez cohérent avec leurs résultats expérimentaux. On peut conclure que le modèle de Nguyen n'est sans doute pas valide à fort taux de vide pour calculer la vitesse du son en fonction de β . Cela peut être dû au fait que Nguyen considère une phase gazeuse dispersée dans le liquide. Cette phase gazeuse dispersée est idéalisée (Figure I-8) en supposant que les tailles caractéristiques des bulles sont très petites par rapport à la distance caractéristique inter-bulles. En revanche, Brennen [Bre05] explique que dans son modèle il n'est pas important que le gaz soit la phase continue ou la phase dispersée.

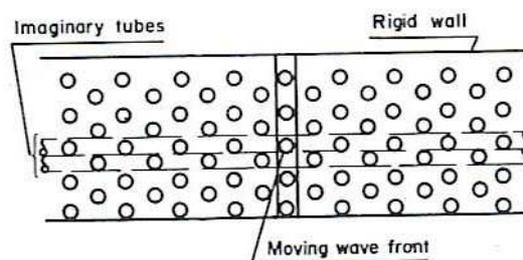


Figure I-8 : Propagation d'une onde de pression dans un écoulement diphasique homogène (extraite de [Ngu81])

En comparant les figures I-6 et I-7 on peut constater que le palier de vitesse pour le mélange diphasique eau-air est plus élevé que pour le mélange cavitant. La vitesse minimale qui s'opère à $\beta=50\%$ dans la figure I-7 est de l'ordre de 23 m/s tandis que dans la figure I-6 cette vitesse descend jusqu'à 3,5 m/s.

1.3.2. Expériences précédentes

Comme on l'a vu dans le raisonnement précédent (cf. 1.3) et ce qui est expliqué par tous les modèles théoriques, la vitesse du son dans un mélange diphasique est beaucoup plus faible que dans chaque phase séparément. Il faudrait donc mettre en place une instrumentation appropriée, pouvant mesurer de très faibles valeurs de la vitesse du son.

Plusieurs chercheurs ont essayé de mesurer la vitesse de propagation des ondes de pression dans les écoulements diphasiques. Testud et al. [Tes07] ont utilisé une méthode à trois capteurs de pression pour étudier le sifflement créé dans un écoulement cavitant en aval d'un diaphragme. Ces chercheurs ont réussi à trouver la vitesse du son (pour quelques cas) en écoulement cavitant jusqu'à ce que ce dernier devienne un jet de super-cavitation et par conséquent les capteurs se retrouvent dans une zone de vapeur. La vitesse du son minimale signalée dans leur travail est 13 m/s sans que le taux de vide soit pris en compte. La méthode à trois capteurs de pression sera expliquée en détail dans le chapitre suivant.

Par contre Costigan [Cos97] a utilisé un seul capteur de pression en appliquant une autre méthode pour mesurer la vitesse du son dans un écoulement eau-air. Sa méthode

consiste à enregistrer des allers-retours d'une onde de pression créée par la fermeture des vannes d'entrée d'eau et d'air. Donc la vitesse du son moyenne est déterminée par la mesure du temps écoulé pour que l'onde de pression parcoure un nombre d'allers-retours complets. Costigan [Cos97] a mesuré la vitesse du son dans l'écoulement évoqué jusqu'à $\beta=50\%$ et il a montré que ses résultats sont bien cohérents avec le modèle de Brennen [Bre05].

Henry et al. [Hen71] ont également utilisé des capteurs piézoélectriques dans leurs expériences afin d'enregistrer des impulsions de pression passant dans deux sections différentes dans le tube. La vitesse du son est donc déterminée par la distance entre les capteurs et le temps écoulé entre les impulsions enregistrées. Ces auteurs ont utilisé cette méthode afin de mesurer la vitesse du son dans un écoulement diphasique stratifié, une fois pour la phase liquide et une autre fois pour la phase gazeuse (air et vapeur d'eau). Nguyen [Ngu81] a comparé son modèle de la propagation des ondes de pression dans un écoulement diphasique stratifié avec les résultats de Henry [Hen71], et il y a un bon accord entre la théorie et l'expérience.

Les points communs entre ces expériences résident dans le fait que tous ces chercheurs ont utilisé les capteurs de pression piézoélectriques et leurs méthodes de mesure sont globales vu qu'elles ont été effectuées dans un tronçon du tube ou dans sa longueur complète.

Il y a d'autres appareils de mesure permettant d'étudier les ondes acoustiques dans un mélange diphasique. Par exemple Hallander [Hal02] a utilisé des hydrophones afin d'enregistrer les signaux acoustiques créés par l'implosion de poches de cavitation sur les pales d'un propulseur marin. Cet appareil de mesure et son mode d'application pour ce travail seront expliqués en détail dans le deuxième chapitre.

Il y a également les sondes à ultrasons utilisées pour surveiller la vitesse du son dans des mélanges industriels variés (boissons, carburants, acides etc.). Ces appareils de mesure fournis par certaines entreprises comme Anton Paar [AP], restent très précis pour les mesures locales. Vu leur limite inférieure de mesure de la vitesse du son (400 m/s), ils ne sont pas adéquats pour mesurer les vitesses descendant jusqu'à quelques mètres par seconde.

Comme expliqué auparavant, l'objectif de ce travail est de mettre en œuvre une expérience afin de pouvoir mesurer la vitesse du son en fonction du taux de vide, d'abord dans un écoulement eau-air pour valider les méthodes de mesure, ensuite dans un écoulement cavitant. Aucune des expériences citées, n'avait pour but de mesurer la vitesse du son dans un écoulement cavitant, même le travail de Testud et al. [Tes07]. Ces auteurs n'ont pas pris en compte le taux de vide du mélange cavitant. Seul Costigan [Cos97] a essayé de mesurer la vitesse du son dans un écoulement eau-air en fonction du taux de vide moyen, et il a obtenu des résultats satisfaisants dans son travail (figure I-9). Comme on peut l'observer sur la figure I-9, les résultats expérimentaux sont bien cohérents avec la courbe représentant le modèle de Brennen dans le cas isotherme. Les résultats de Costigan [Cos97] sont obtenus dans un mélange eau-air alors que le travail présent a pour but l'obtention de tels résultats dans un mélange eau-vapeur d'eau.

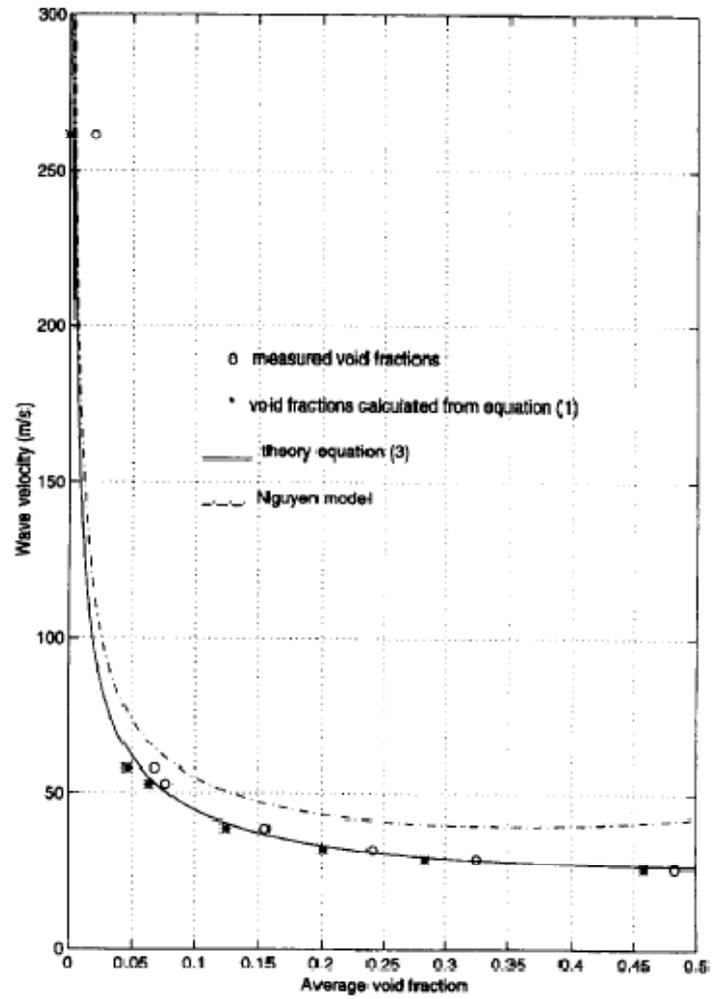


Figure I-9 : Vitesse du son en fonction du taux de vide moyen dans un mélange eau-air (extraite de [Cos97])

Chapitre II : Dispositif expérimental

2.1. Introduction

Comme expliqué dans l'introduction générale du manuscrit, une boucle hydraulique existante est utilisée pour atteindre le but de ce travail. Deux veines d'essais avec différents diamètres ont été montées sur cette boucle. Les deux veines d'essais sont fabriquées en plexiglas afin de pouvoir observer l'écoulement à l'intérieur. La 1^{ère} veine d'essais avec un diamètre plus grand a été utilisée essentiellement pour effectuer des essais préliminaires en vue de l'objectif du projet. L'écoulement cavitant créé dans cette veine d'essais n'étant pas suffisamment homogène, il a été essayé d'homogénéiser le dit écoulement. Enfin la 1^{ère} veine d'essais n'étant pas assez appropriée pour les essais en cavitation, elle a été utilisée afin de faire des expériences en écoulement eau-air pour l'étalonnage de la sonde optique et la validation des méthodes de mesure de la vitesse du son. La 2^{ème} veine d'essais étant plus adéquate afin de créer un écoulement diphasique homogène, est utilisée pour obtenir de meilleurs résultats en écoulement eau-air et pour faire des essais en écoulement cavitant.

2.2. Installation

2.2.1. Description du banc et de la 1^{ère} veine d'essais

L'équipe ENSAM du Laboratoire de Mécanique de Lille possède trois boucles hydrauliques, nommées DERAP, SESAME et CAVIT. Chaque boucle a une fonction différente par rapport à l'autre: DERAP permet des essais en démarrage rapide de pompe, SESAME permet de tester des machines tournantes comme les inducteurs des turbopompes des moteurs spatiaux et CAVIT est un tunnel à cavitation de taille modérée permettant d'obtenir des conditions hydrodynamiques variées.

Comme le montre la figure II-1, la boucle CAVIT est composée essentiellement d'une pompe hélice entraînée par un moteur électrique (tournant à une vitesse comprise entre 950 et 1600 tr/min) et de deux cuves. La cuve 1 se situant en aval de la pompe est remplie d'eau tandis que la cuve 2 (cuve à vide) en amont de la pompe, a une surface libre. Une pompe à vide, reliée à la partie supérieure de la cuve 2, permet de dépressuriser cette dernière jusqu'à $P=150$ mbar. Le volume intérieur de la cuve à vide est approximativement 1950 dm^3 . Le carter de la pompe hélice est en plexiglas, permettant d'observer la cavitation au niveau des 4 pales. Le débit nominal de cette pompe et sa puissance nette nominale sont respectivement $0,092 \text{ m}^3/\text{s}$ et 5800 W . Les deux cuves sont reliées par une conduite dont une partie a été modifiée pour les expériences envisagées dans le cadre de la thèse (partie en gris sur la figure II-1).

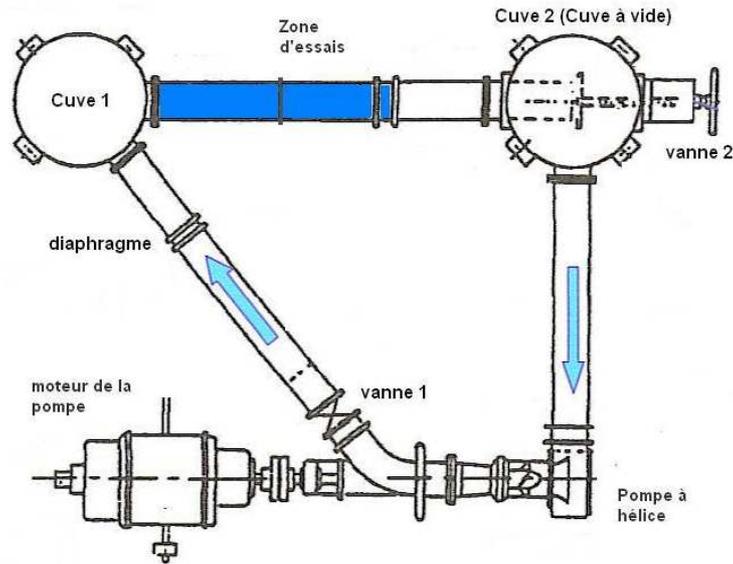


Figure II-1 : Boucle CAVIT

La figure II-2 montre la veine d'essais qui a été réalisée. Elle est constituée d'un convergent (permettant une accélération de l'écoulement), d'un tube en plexiglas, d'un dilatoflex (compensateur de dilatation) afin de faciliter le montage et le démontage, et d'un divergent. Sur le long du tube en plexiglas il y a des trous filetés afin de pouvoir positionner les appareils de mesure (les capteurs de pression, les hydrophones et la sonde optique). La grille qui engendre la cavitation à étudier, est placée en amont de la veine en plexiglas. Les plans de conception sont présentés à la fin de ce mémoire (cf. [Annexe I](#)).

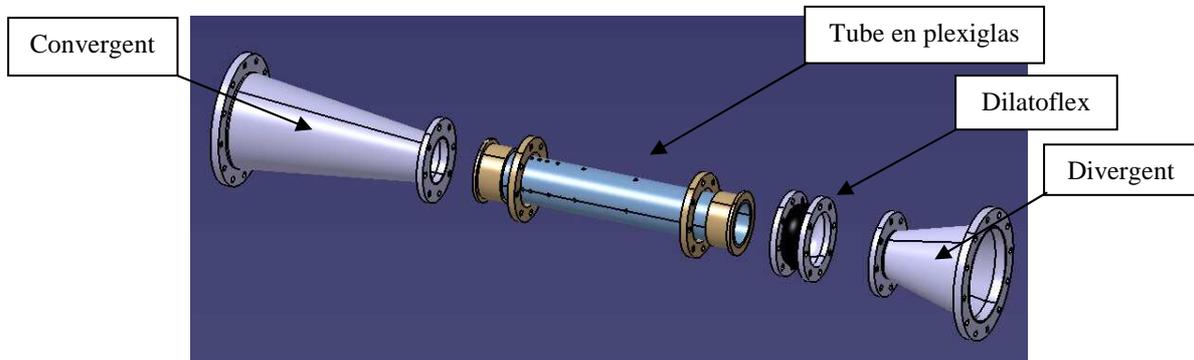


Figure II-2 : Zone d'essais

2.2.2. Création de la cavitation homogène

Afin de pouvoir étudier la célérité du son dans un écoulement cavitant il faut mettre en place un système pouvant engendrer une cavitation aussi homogène que possible et de volume suffisamment important. Il a alors fallu choisir un moyen de produire une cavitation homogène. Testud et al. [Tes07] ont utilisé deux diaphragmes mono-trou et multi-trou afin d'étudier le sifflement dû à la cavitation dans le sillage de ces obstacles. Même si ce chercheur ne cherchait pas à faire de la cavitation homogène, le même principe a été utilisé en

mettant en place une grille trouée, présentée dans la figure II-3, pour créer une cavitation de sillage. Cette grille est constituée de 518 trous, ayant un diamètre de 5,7 mm. Sa couronne fait 220,2 mm de diamètre extérieur et 170 mm de diamètre intérieur et son épaisseur fait 2 mm.



Figure II-3 : Grille utilisée pour générer de la cavitation

Une analyse des paramètres influant sur la cavitation au sein de la veine d'essais a été effectuée. Pour une pression donnée dans la cuve 2 (figure II-1) on a changé la vitesse de rotation de la pompe sans modifier la courbe caractéristique dans l'installation ; puis, pour une vitesse de rotation donnée on a modifié la pression dans la cuve 2. A chaque fois l'influence sur la nature de l'écoulement est examinée.

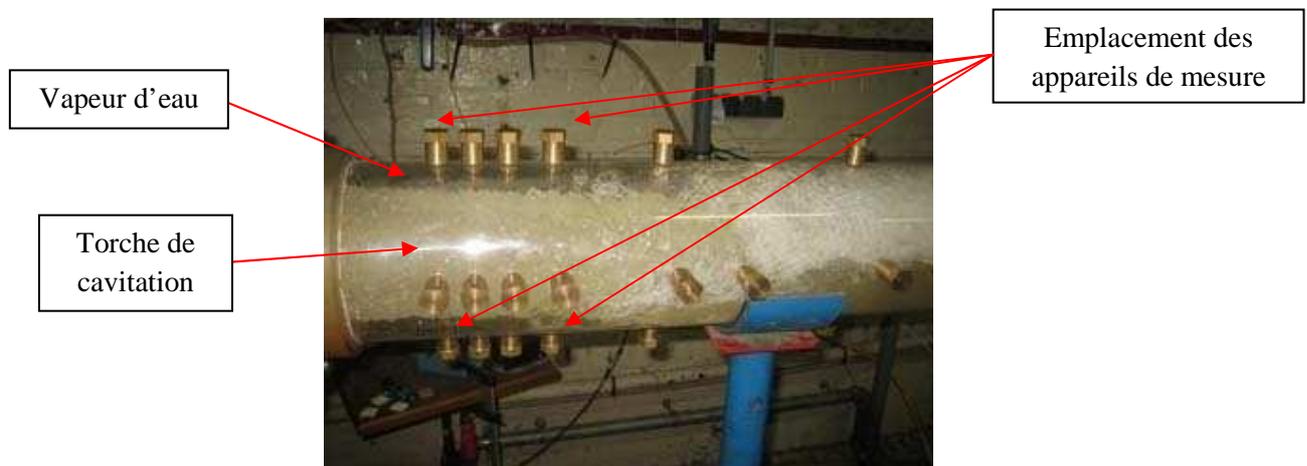


Figure II-4 : Apparition de la torche de cavitation dans la veine d'essais

On constate sur la figure II-5 que l'augmentation de vitesse de rotation de la pompe fait bien augmenter dans un premier temps la vitesse de l'écoulement dans la veine. Cependant l'apparition d'une torche est observée pour $\omega \approx 1150$ tr/min (à l'image de la figure II-4 on constate le déploiement d'une torche homogène de cavitation entourée par une enveloppe gazeuse). Ce phénomène se traduit par une brusque augmentation des pertes de charge qui aboutit à une chute de la vitesse de l'écoulement (blocage par cavitation). Puis, en augmentant de nouveau ω la vitesse de l'écoulement ré-augmente, mais une fois les poches de cavitation créées sur les pales de la pompe, la vitesse de l'écoulement re-diminue du fait de la chute de hauteur fournie par la pompe.

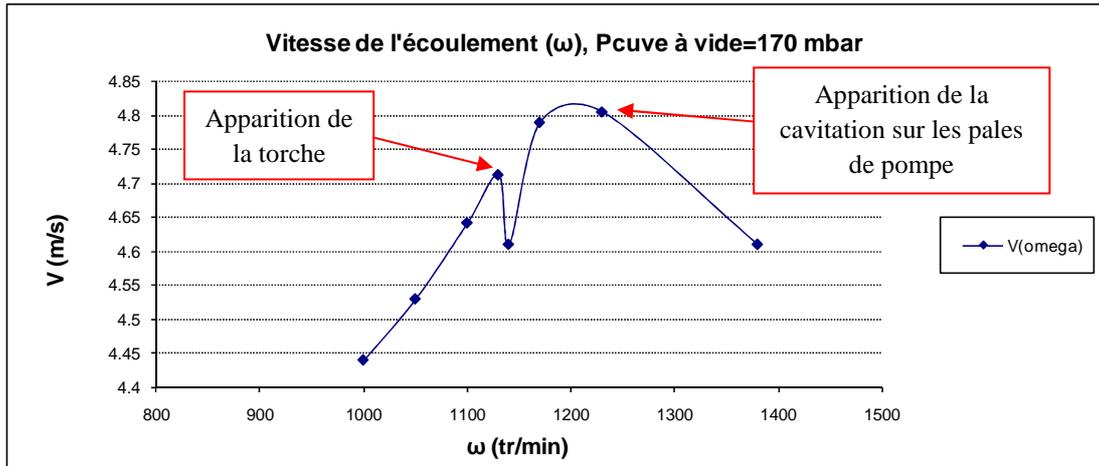


Figure II-5 : Vitesse débitante de l'écoulement dans la veine d'essais en fonction de la vitesse de rotation de la pompe avec une pression de 170 mbar dans la cuve 2.

Des mesures similaires ont été effectuées en faisant uniquement varier la pression à la cuve 2 pour une vitesse de rotation de la pompe donnée. On constate sur la figure II-6 la même perturbation et le même phénomène qu'en faisant varier la vitesse de rotation. Il y a un décrochage juste avant l'apparition d'une torche de cavitation. La courbe des vitesses diminue juste avant de remonter brusquement une fois la torche formée.

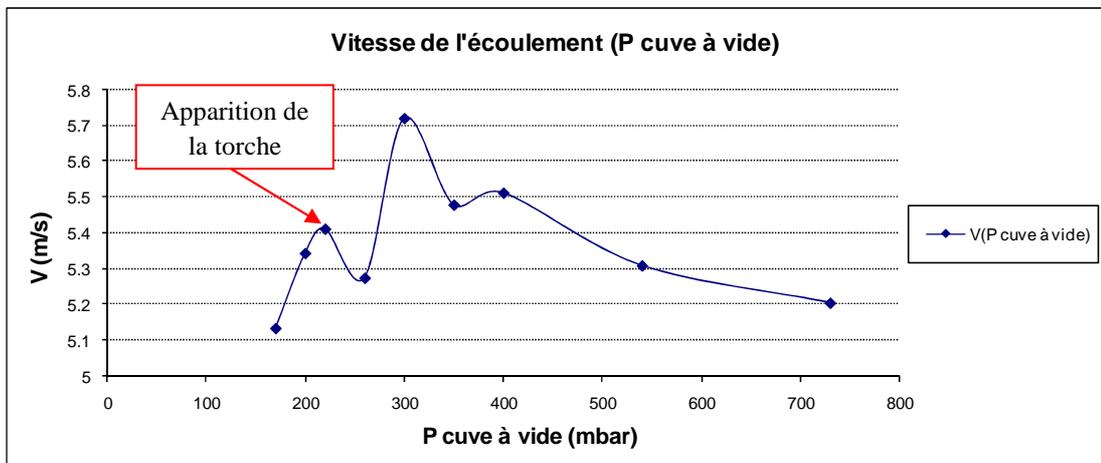


Figure II-6 : Vitesse moyenne de l'écoulement en fonction de pression dans la cuve 2 ($\omega=1300$ tr/min)

On peut également observer l'effet de l'apparition de la torche sur le nombre de cavitation en variant la vitesse de rotation de pompe. On constate sur la figure II-7 que l'apparition de la torche fait croître ce nombre. Cela peut s'interpréter simplement en se rappelant que le nombre de cavitation est inversement proportionnel au carré de la vitesse de référence. Dans ce travail de thèse, la cavitation engendrée par la grille est considérée comme de la cavitation créée dans un jet (i.e. dans des pompes, vannes, diaphragmes) : conformément

à la littérature ([You99], [Bre95]), P_{ref} est définie comme la pression statique en aval de l'obstacle (dans ce travail $P_{cuve \text{ à vide}}$) et V_{ref} comme la vitesse débitante dans la veine d'essais.

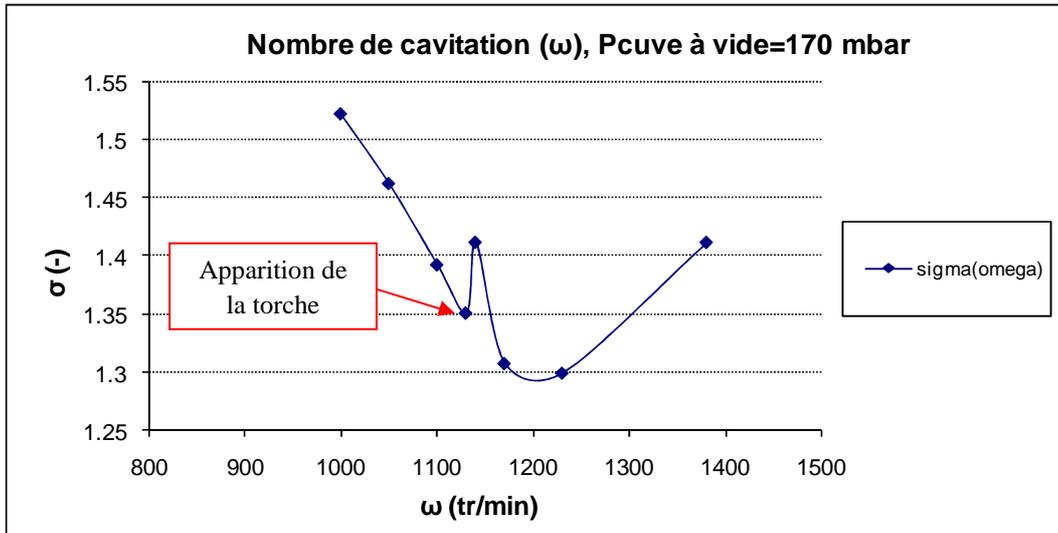


Figure II-7 : Nombre de cavitation en fonction de vitesse de rotation de la pompe à 170 mbar dans la cuve à vide.

2.2.2.1. Homogénéisation de l'écoulement

Afin de pouvoir mettre en place les expériences, il a fallu trouver un moyen permettant d'engendrer une cavitation homogène suffisamment importante. La grille utilisée dans les premiers essais engendre une torche de cavitation au sein de la veine (figure II-4). Par conséquent le phénomène n'est pas suffisamment homogène pour pouvoir y effectuer des mesures pertinentes.

A. Installation d'un nid d'abeille en aval de la grille

Pour pouvoir contrer l'apparition de cette torche de cavitation, on a essayé de canaliser le flux sortant de la grille. Pour cela un bloc en nid d'abeille du diamètre de la veine, a été placé en aval de la grille. Ce système permet de stabiliser l'écoulement en sortie de la grille. La mise en place de ce « nid d'abeille » est montrée sur la figure II-8 (a et b).

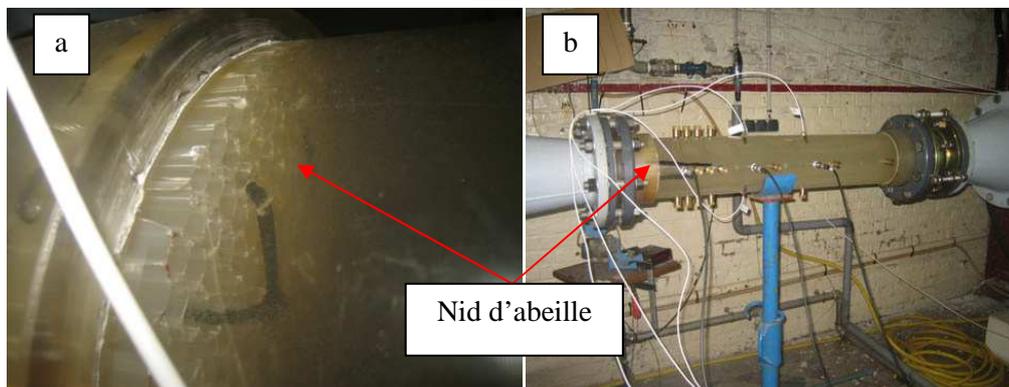


Figure II-8 : mise en place du « nid d'abeille »

Il faut maintenant regarder l'évolution du nombre de cavitation après avoir mis en place ce nid d'abeille.

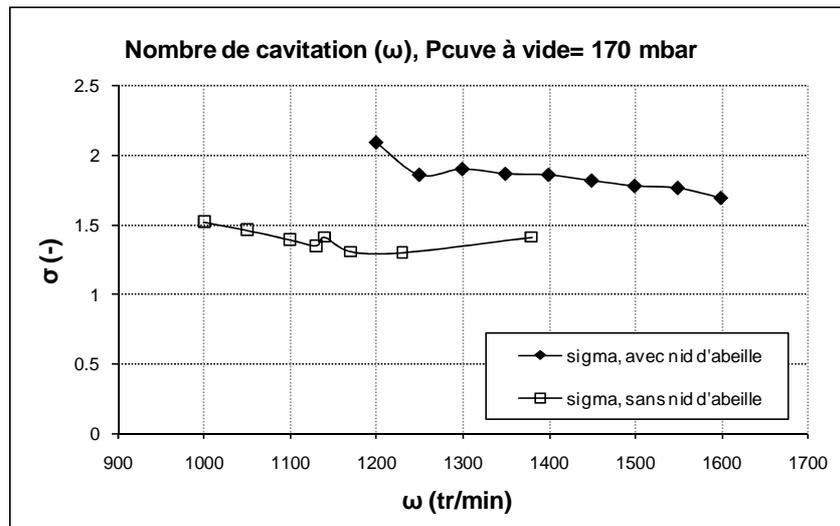


Figure II-9 : Evolution du nombre de cavitation de l'écoulement en fonction de ω avec et sans nid d'abeille (circuit fixé).

En comparant les valeurs de σ , trouvées avant l'homogénéisation de l'écoulement (figure II-7) avec les valeurs après l'installation du nid d'abeille, on constate que le nombre de cavitation est trop grand pour voir apparaître une forte cavitation. Comme on le constate sur la figure II-9, en mettant le nid d'abeille, l'apparition de torche est supprimée (pas de creux dans la courbe concernée). Cependant, le taux de vide maximal dans l'écoulement homogénéisé par le nid d'abeille, est de l'ordre de 0,1%.

En effet, avec un système uniquement muni d'une grille, le nombre de cavitation peut descendre jusqu'à une valeur de 1,3. Dans le cas d'un nid d'abeille, le nombre de cavitation pour la vitesse de rotation la plus rapide et la pression la plus basse est 1,7. Ce nombre n'est pas suffisamment bas pour engendrer une cavitation homogène caractérisée par un taux de vide important. Il faut donc augmenter la vitesse de l'écoulement ou réduire la pression. Sachant que la pompe à vide fonctionne avec toute sa puissance et que la pompe axiale tourne au plus vite, il faut jouer sur la géométrie de la veine. Une réduction de section est nécessaire pour augmenter la vitesse. Pour atteindre un nombre de cavitation de 1,3, il faut que le diamètre de la veine soit de 13 cm (c'est-à-dire 1 cm de moins que celui existant).

B. Installation d'un diaphragme en amont de la grille

L'usinage d'une pièce pouvant concilier le nid d'abeille et un convergent, a donc été étudié. Sachant que l'installation du nid d'abeille présentée auparavant (figures II-8) n'était que provisoire, on a imaginé trois solutions pouvant répondre aux besoins d'accélérer et d'homogénéiser l'écoulement. L'une d'entre elles a été retenue. Il s'agit de mettre un diaphragme en amont de la grille. Le but de cette pièce est de réduire la section de la conduite afin d'accélérer l'écoulement. Cette accélération devrait alors engendrer une cavitation plus importante homogénéisée par le nid d'abeille. On a placé un diaphragme de 12 cm de

diamètre intérieur, comportant 4 trous répartis sur la couronne, pour fixer le nid d'abeille. Le dispositif final est donc composé du diaphragme, de la grille et du nid d'abeille (ayant une longueur de 10 cm). Le tout est tenu par 4 tiges filetées et des écrous (figure II-10).

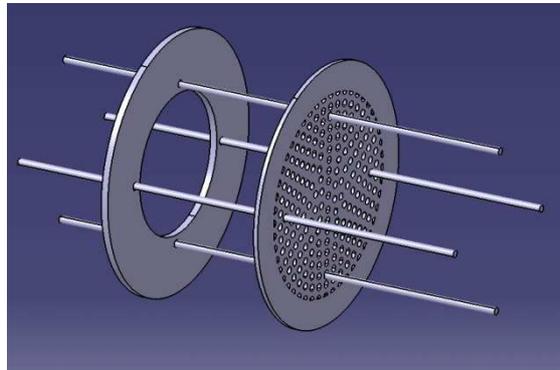


Figure II-10 : le diaphragme et la grille avec 4 tiges filetées



Figure II-11 : dispositif « diaphragme-grille-nid d'abeille »

En plaçant le dispositif diaphragme-grille-nid d'abeille (figure II-11) et en créant un écoulement cavitant, bien qu'il reste homogène dans toute la veine, il ne correspond pas à celui qu'on cherche. Il apparaît une certaine forme de cavitation mais trop légère pour donner lieu à des taux de vide importants. On obtient un taux de vapeur de 0,1% pour une pression minimale (200 mbar) dans la cuve 2, et une vitesse d'écoulement maximale (la pompe tourne à 1600 tr/min).

En réalité, le diaphragme engendre une perte de charge plus importante que prévue qui ne permet pas d'accélérer correctement l'écoulement. La vitesse maximale de l'écoulement est alors plus faible que dans les tests effectués auparavant : elle est en effet de l'ordre de 4 m/s. Ce diaphragme n'engendre donc pas plus de cavitation qu'auparavant. Pourtant ce dispositif est conservé pour pouvoir faire des expériences dans un écoulement eau-air, avant une modification complète de la veine d'essais. Cela veut dire qu'avec les appareils de mesure existants, la vitesse du son sera mesurée en fonction de taux de vide dans un mélange eau-air afin de comparer les mesures avec la théorie.

Les expériences effectuées dans le mélange eau-air sont détaillées dans le chapitre IV. En ce qui concerne les mesures en écoulement cavitant présentées au chapitre V, une modification complète de la veine d'essais a été nécessaire.

2.2.2.2. Modification de la veine d'essais en vue des mesures en cavitation

A. Aspect théorique et pertes de charge

Afin d'augmenter la vitesse de l'écoulement et par conséquent avoir plus de cavitation et de taux de vide dans la veine d'essais, il faut réduire la section du conduit en évitant autant que possible les pertes de charge. Pour cela on a récapitulé toutes les pertes de charge créées depuis les modifications appliquées à la boucle initiale (figure II-1), en traçant la courbe caractéristique de la pompe et les courbes caractéristiques du circuit sur le même graphe (figure II-12).

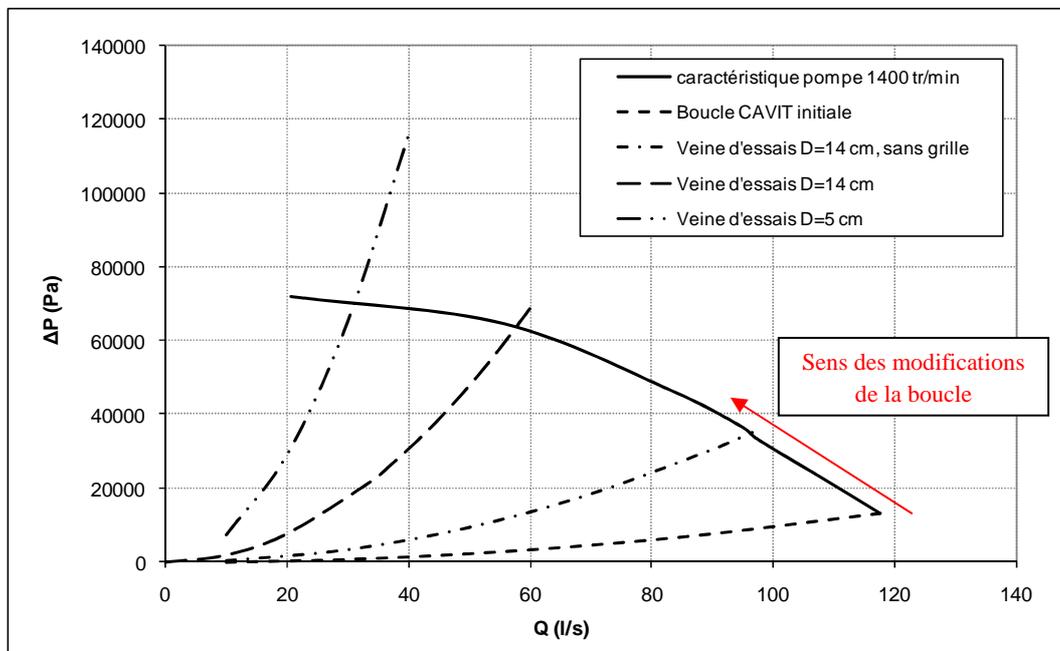


Figure II-12 : Courbe caractéristique de la pompe et du circuit en fonction des modifications

Sur la figure II-12, la ligne en trait plein représente la courbe caractéristique de la pompe à 1400 tr/min et les autres les courbes des pertes de charge du circuit pour les différentes configurations. En abscisse est donné le débit en litres par seconde. En partant dans le sens des modifications de la boucle, la première courbe représente la courbe caractéristique du circuit avant toutes les modifications (figure II-1), la deuxième représente la même chose après l'usinage de la veine d'essais ($D=14$ cm) mais sans monter la grille (figure II-2) et la troisième correspond à la configuration contenant le dispositif diaphragme-grille-nid d'abeille (figure II-11). On constate qu'en rétrécissant le circuit hydraulique et en mettant plus d'obstacles sur son chemin, les pertes de charge augmentent et par conséquent le débit maximal atteignable diminue, ce qui est tout à fait normal.

Comme expliqué précédemment, pour avoir un écoulement plus cavitant et pour pouvoir obtenir des taux de vide plus importants on est obligé de remplacer le tube existant par un autre tube de diamètre plus petit. Dans la configuration correspondant à la troisième courbe du circuit, le régime de pompe étant à 1550 tr/min on n'obtient qu'environ 4 m/s comme vitesse débitante dans le tube. Mais si l'on veut arriver à une vitesse de l'ordre de 15 m/s on doit encore rétrécir le tube jusqu'à un diamètre de 5 cm. La ligne pointillée-deux points représente théoriquement les pertes de charge d'un tel tube en mettant un convergent et un divergent aux extrémités.

B. Conception de la 2^{ème} veine d'essais

En enlevant le tube en plexiglas présenté dans la figure II-2 et la partie montrée en rouge dans la figure II-13, on peut mettre un nouveau tube transparent aux extrémités duquel il faut placer le convergent et le divergent. La conception de cette nouvelle veine d'essais, comme précédemment, est réalisée à l'aide du logiciel CATIA (figure II-14). Il faut se rappeler que pour la première veine, la conduite entre les deux cuves est rétrécie du diamètre 314 mm à 140 mm et cette fois de 140 mm à 50 mm.

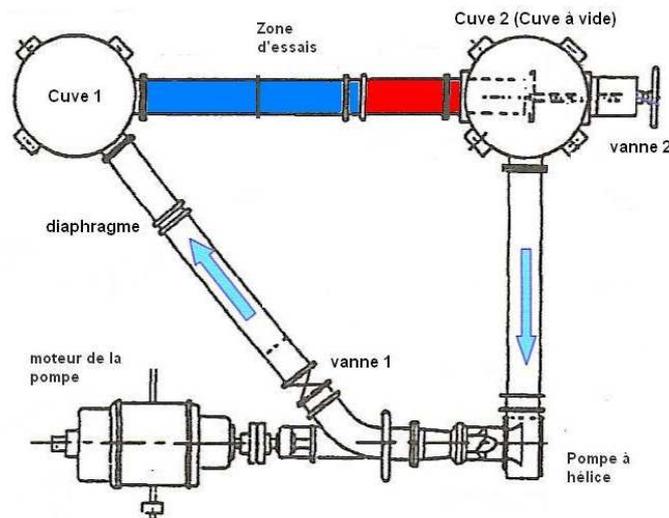


Figure II-13 : Partie restante de la boucle à enlever pour ajouter à la zone d'essais

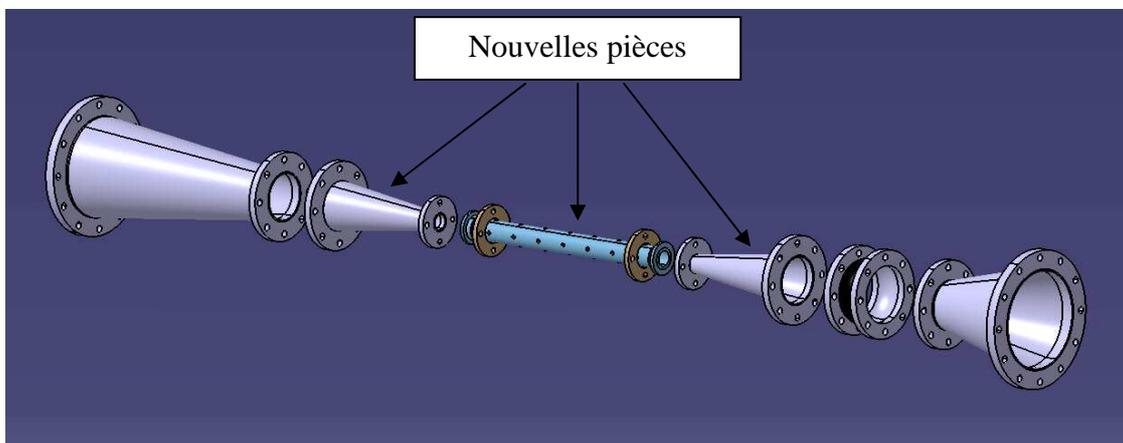


Figure II-14 : Nouvelle veine d'essais avec son convergent et son divergent

Cette nouvelle veine est aussi percée à plusieurs endroits afin de permettre d'installer les différents appareils de mesure. Les plans de ces nouvelles pièces sont présentés à la fin de ce mémoire (cf. [Annexe II](#)).

2.2.2.3. Dispositif pour l'injection d'air

Comme expliqué à travers la présentation des modifications de l'installation, finalement deux veines d'essais ont été utilisées dans ce projet. La 1^{ère} veine d'essais (D=14 cm) associée au dispositif « diaphragme-grille-nid d'abeille » a été utilisée pour les essais en eau-air afin d'étalonner et de valider les appareils et les méthodes de mesure. La 2^{ème} veine d'essais (D=5 cm) a été utilisée d'abord pour un écoulement diphasique eau-air puis pour les essais en cavitation en vue de l'objectif final du projet.

Pour les expériences en eau-air un dispositif d'injection d'air a été monté en amont de la veine d'essais (figure II-15).

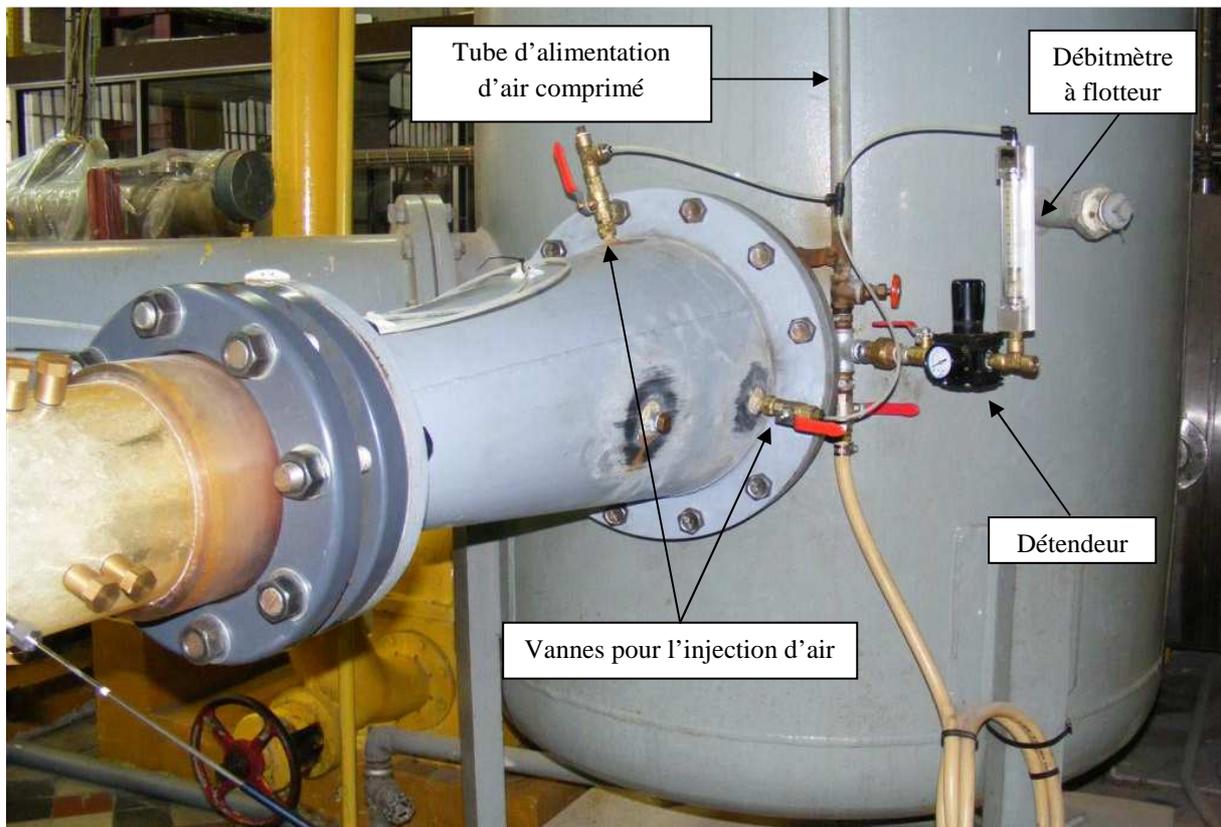


Figure II-15 : Dispositif pour l'injection d'air en vue des essais en écoulement eau-air.

Comme on peut le voir sur la figure II-15, ce dispositif est composé d'un tube d'alimentation en air comprimé, d'un détendeur permettant de régler la pression d'alimentation en air, d'un débitmètre à flotteur et de deux vannes placées sur le convergent afin de régler le débit d'air.

Le détendeur permet de régler la pression dans un intervalle 0-10 bar et le débitmètre à flotteur est étalonné dans la condition ATP (P_{atm} et $20^{\circ}C$). Par conséquent le débitmètre donne

une valeur lue qu'on doit corriger en appliquant la relation (II-1) pour tenir compte du fait que le fluide traversant le débitmètre n'est pas dans la condition ATP.

$$Q_{réel} = Q_{lu} * \sqrt{\frac{P_{atm}}{P_{lu}}} \quad (II-1)$$

Ce débit volume réel doit être transposé dans la condition de pression de la section de mesure. Cela se fait par la loi des gaz parfaits :

$$Q_{section\ de\ mesure} = Q_{réel} * \frac{P_{réel}}{P_{section\ de\ mesure}} \quad (II-2)$$

L'air comprimé passant par les deux vannes montrées sur la figure II-15, est distribué et injecté dans l'écoulement à l'aide d'un tuyau circulaire percé de plusieurs orifices (figure II-16).

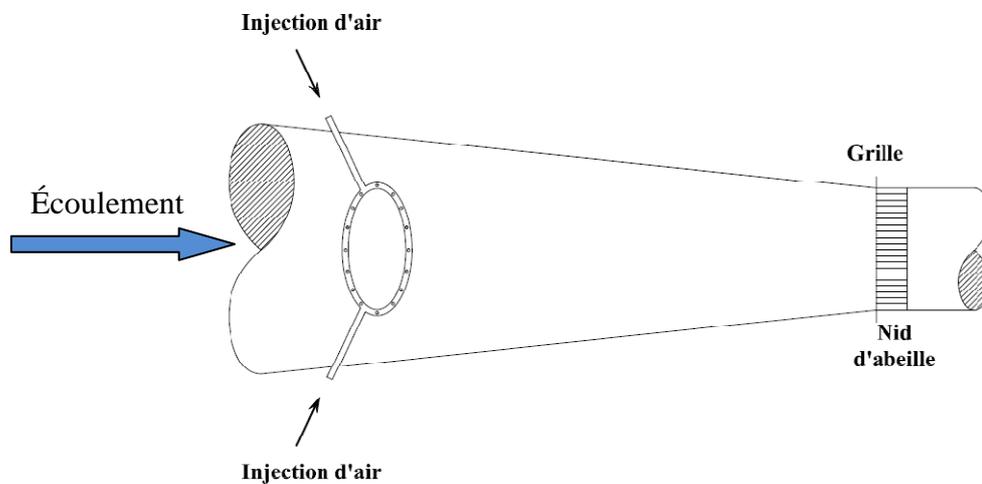


Figure II-16 : Schéma du tuyau circulaire pour distribuer l'injection d'air (cas de la 1^{ère} veine)

Afin d'obtenir un écoulement eau-air caractérisé par des β élevés, dans toutes les expériences effectuées, la boucle a été mise en dépression pour augmenter la taille des bulles d'air. En plus dans le cas de la 1^{ère} veine d'essais, le débit de l'eau a été diminué autant que possible à l'aide de la vanne 1 (figure II-1). La limite inférieure du débit d'eau est atteinte lorsque l'écoulement devient stratifié en deux phases : en effet le but est d'obtenir un écoulement dans lequel l'air est dispersé dans l'eau d'une manière homogène. D'ailleurs le modèle de propagation des ondes de pression dans un écoulement diphasique stratifié, est différent de celui dans un écoulement diphasique homogène ([Ngu81] et [Yih72]).

Ayant les débits volume de l'eau et de l'air injecté, il est possible d'obtenir la fraction volumique moyenne de la phase gazeuse (β) dans l'écoulement, alors que la mesure du taux de vide (α) par la sonde optique est locale. Cela permet de calibrer les mesures de la sonde optique. Ce point est détaillé dans la partie suivante.

2.3. Instrumentation

2.3.1. Mesure du taux de vide

Le taux de vide représente le rapport entre le temps de présence cumulé de la phase gazeuse (vapeur) en un point de l'écoulement et un temps donné d'observation. La détermination du taux de vide est basée sur les mesures par sonde optique. L'ensemble des explications relatives au fonctionnement de la sonde est détaillé dans la notice d'utilisation du Module optoélectronique [RBI].

Cette technique a déjà été utilisée avec succès dans les écoulements cavitants par Stutz et Reboud [Stu97] et dans les écoulements diphasiques eau-air par Gabillet et al. [Gab02].

2.3.1.1. Principe de fonctionnement de la sonde optique

Le principe de fonctionnement de la sonde optique est fondé sur la loi de Descartes. La pointe de la sonde est placée à l'endroit de l'écoulement où l'on souhaite obtenir le taux de vide. Une lumière infrarouge est émise dans la pointe ayant un indice de réfraction n_i . Lorsque le rayon lumineux entre en contact avec le milieu extérieur d'indice n_e , celui-ci est réfléchi ou réfracté au niveau de la pointe, comme le montre la figure II-17, selon l'indice de réfraction du milieu extérieur.

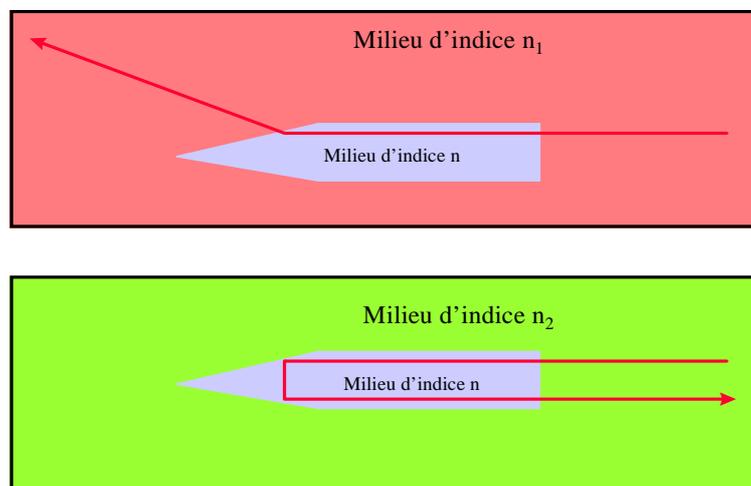


Figure II-17 : Pointe de la sonde optique [RBI]

La proportion de lumière réfléchi dépend donc du milieu dans lequel se situe la pointe. Le signal lumineux est transformé en signal électrique à l'aide d'un module optoélectronique (transducteur optique-électronique). Ainsi l'intensité lumineuse du signal réfléchi est transformée en tension électrique (plus la tension est élevée plus la réflexion est importante). Ce procédé permet d'obtenir un signal brut comme illustré dans la figure II-18.

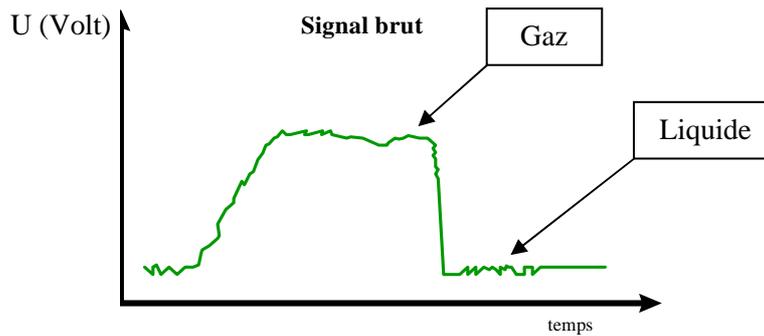


Figure II-18 : Signal brut obtenu en sortie du module optoélectronique

2.3.1.2. Estimation du taux de vide et du diamètre caractéristique de bulle

Comme expliqué précédemment, le taux de vide représente le rapport entre le temps de présence cumulé de la phase gazeuse en un point de l'écoulement (par ex. M) et le temps total d'acquisition (T_t). Selon cette définition si T_{gi} est le temps de présence de la $i^{\text{ème}}$ structure gazeuse passant au point M, le taux de vide est calculé de la manière suivante :

$$\alpha(M) = \lim_{T_t \rightarrow \infty} \frac{\sum T_{gi}}{T_t} \quad (\text{II-3})$$

Selon cette définition on comprend que le taux de vide est une fonction du temps d'acquisition. Dans la partie suivante on voit que pour la détermination du taux de vide, on a recours à un seuil de discrimination permettant de distinguer la phase gazeuse de la phase liquide (figure II-19). La calibration de ce seuil fait l'objet de la discussion dans le paragraphe 2.3.1.3. Le signal illustré dans la figure II-19 correspond au perçage d'une bulle sur l'extrémité de la sonde. On observe qu'au perçage d'une bulle, la réflexion étant plus importante, il y a une augmentation de la tension électrique. Ayant établi le seuil de discrimination et en supposant que la vitesse des bulles et la vitesse moyenne de la phase liquide sont équivalentes, la taille caractéristique de bulle peut être définie par la relation suivante :

$$d_{bulle} = \Delta t_{perçage} * V_{moyenne} \quad (\text{II-4})$$

Cependant il faut noter que la sonde optique ne peut pas détecter les bulles qui ont un diamètre caractéristique plus petit que celui de la pointe de la sonde ($d_s=80 \mu\text{m}$). Cela peut nous aider (sachant l'ordre de vitesse moyenne de l'écoulement) à trouver la gamme judicieuse de la fréquence d'échantillonnage pour que la sonde puisse détecter autant de bulles que possible. En notant f_e la fréquence d'échantillonnage, V la vitesse (moyenne) de l'écoulement et d_s le diamètre de la pointe de sonde, on obtient:

$$f_e \geq \frac{V}{d_s} \quad (\text{II-5})$$

Comme on le verra ultérieurement, la vitesse de l'écoulement dans la veine d'essais varie de 3 m/s à 12 m/s, et $d_s=80\mu\text{m}$. On conclut que la fréquence d'échantillonnage doit être supérieure à 94 kHz pour une vitesse pondérée pour tous les essais effectués (7,5 m/s). Pour

les expériences détaillées plus tard, $f_c=100$ kHz et la durée d'acquisition $T_i=15$ s, ont été choisies.

2.3.1.3. Etalonnage de la sonde

Afin de pouvoir travailler avec la sonde optique il faut d'abord la régler. Pour le réglage de cette dernière il faut suivre les étapes suivantes : connecter la sonde au module optoélectronique ; connecter la sortie BNC du module sur un oscilloscope pour visualiser le signal électronique ; immerger la pointe de la sonde dans l'eau et ajuster le signal à 0V ; sortir la sonde de l'eau et ajuster le signal dans l'air à 5V ; terminer le réglage par itérations successives dans les situations eau-air. Les détails de ce réglage sont décrits dans la notice évoquée ci-dessus [RBI].

Une fois le réglage fait, les signaux peuvent être enregistrés à l'aide du logiciel LabVIEW 8.2 sous le format de fichiers « texte ». Le post-traitement des signaux se fait sous Matlab.

Cependant on a besoin d'un moyen afin de pouvoir distinguer les phases liquide et gaz. Pour cela Stutz [Stu97] et Gabillet [Gab02] proposent d'établir un seuil de discrimination. Dans cette technique le seuil se situe à un pourcentage de l'amplitude du signal obtenu. Comme on le voit dans la figure II-19, les valeurs supérieures à ce seuil sont considérées comme la phase gazeuse et celles inférieures comme la phase liquide.

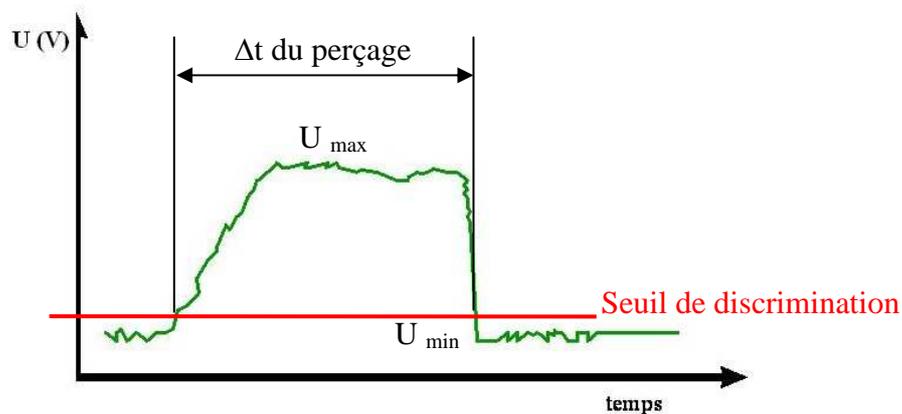


Figure II-19 : Seuil de discrimination distinguant les deux phases

Pour pouvoir post-traiter les signaux enregistrés le seuil est défini par la relation :

$$Seuil = U_{min} + S * (U_{max} - U_{min}) \quad (II-6)$$

Où S est une valeur en pourcentage. Donc le seuil est un pourcentage de l'amplitude du signal. Stutz [Stu96] a montré que S adéquat lors de ses expériences était 10%.

Afin d'étalonner les mesures de la sonde optique, on est amené à calibrer ce seuil de discrimination. Dans le travail présent le seuil optimal est déterminé par comparaison des mesures de la sonde dans une section de l'écoulement eau-air, avec la fraction volumique moyenne de l'air (β) dans l'écoulement. Pour pouvoir faire cette comparaison, une moyenne surfacique du taux de vide ($\bar{\alpha}$) doit être obtenue, et le débit volume d'air doit être corrigé en

fonction de la pression locale dans la section. Egalement afin de comparer les valeurs de $\bar{\alpha}$ et de β dans une section, on fait l'hypothèse que l'écoulement est : 1- axisymétrique et 2- permanent en moyenne. Donc on suppose que les moyennes temporelles des débits volume d'eau et d'air restent constantes durant le temps d'acquisition de la sonde.

Étant donné que la sonde optique est un appareil intrusif et que ses mesures sont locales, pour pouvoir trouver le taux de vide moyen dans une section de l'écoulement (figure II-20), on déplace la sonde et on effectue plusieurs mesures.

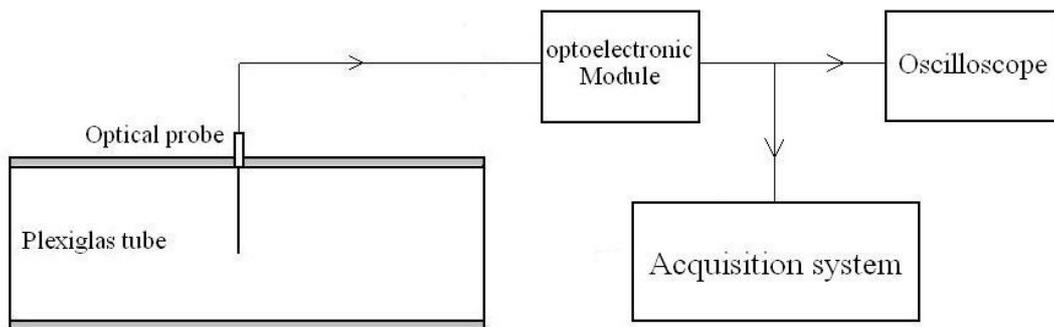


Figure II-20 : Schéma du système d'acquisition de la sonde optique

Dans le cas de la 1^{ère} veine, les taux de vide locaux sont mesurés en variant le rayon r de 0 cm à 6,5 cm avec un pas de 0,5 cm. Ensuite le taux de vide moyen dans la section est calculé par la moyenne surfacique des valeurs locales selon l'expression suivante :

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_i \alpha_i * \pi * \{(r_i + \delta r)^2 - (r_i - \delta r)^2\}}{\pi * R^2} \quad (\text{II-7})$$

Où R est le rayon de la section du tube, r_i est le rayon auquel une mesure est effectuée, et δr vaut 0,25 cm sauf sur l'axe du tube et à un pas de la paroi ($r_i=0$ et 6,5 cm).

Le débit volume d'air dans une section est corrigé en appliquant la loi des gaz parfaits (équation II-2), puis β peut être calculé selon l'expression II-8.

$$\beta = \frac{Q_{\text{air}}^{\text{section de mesure}}}{Q_{\text{eau}} + Q_{\text{air}}^{\text{section de mesure}}} \quad (\text{II-8})$$

Où $Q_{\text{air}}^{\text{section de mesure}}$ correspond au débit volume d'air dans la section de mesure.

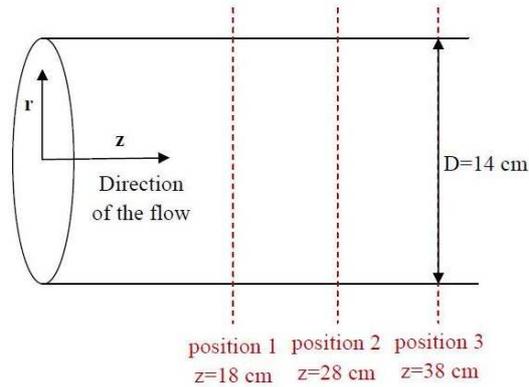


Figure II-21 : Trois sections de mesure définies comme positions 1, 2 et 3 (1^{ère} veine).

Dans le cas de la 1^{ère} veine d'essais, on considère trois sections situées respectivement à 18, 28 et 38 cm en aval de la grille, appelées ci-dessous positions 1, 2 et 3 (figure II-21). Les valeurs de $\bar{\alpha}$ et β obtenues (relations II-7 et II-8) dans la position 2, sont comparées pour différents taux d'injection d'air (figure II-22). Plusieurs valeurs de seuil de discrimination S sont étudiées, de 1,2% à 10%. Une incertitude de 15% des mesures est reportée sur la figure II-22, vu que Stutz [Stu96] (sur la base de ses résultats) a estimé la précision des mesures de α à $\pm 15\%$ en valeur relative. Sur la base des résultats présents, ladite précision est plutôt $\pm 18\%$. Cette dernière est obtenue en faisant le rapport de la moyenne des erreurs RMS sur la moyenne de β pour $S=5\%$ car la somme des erreurs RMS pour ce seuil est minimale.

Bien que $S=10\%$ ait été choisi par Stutz [Stu96], le seuil approprié dans les expériences présentes (eau-air) se trouve entre 2% et 5%, comme on l'observe sur la figure II-22. Donc $S=5\%$ a été appliqué pour tous les essais en eau-air.

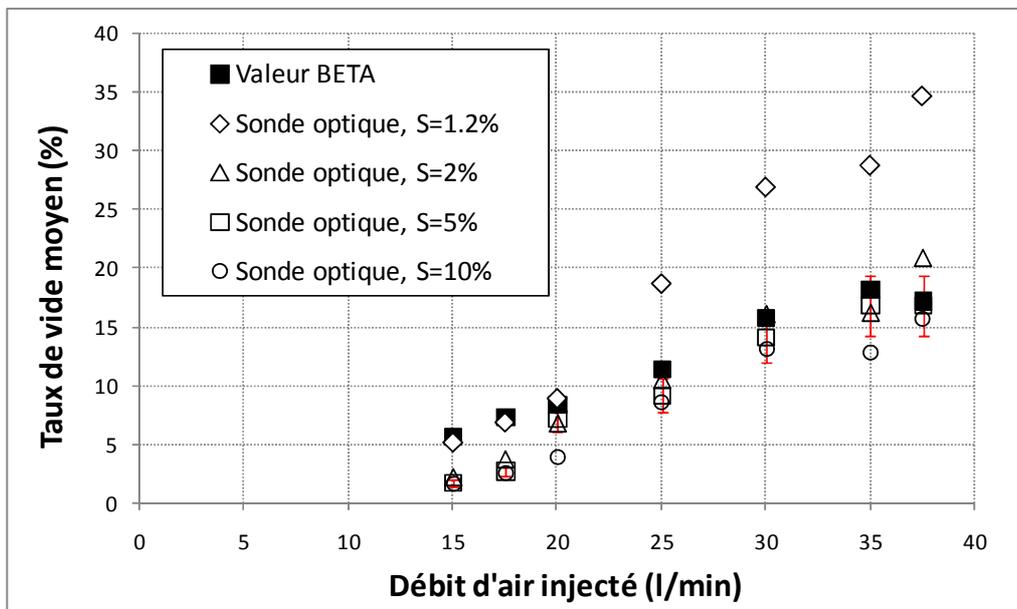


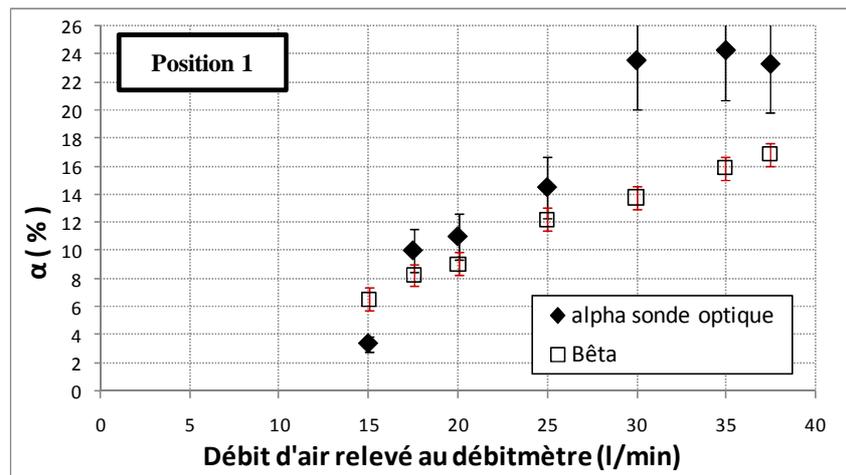
Figure II-22 : Effet des valeurs du seuil sur le taux de vide mesuré par la sonde optique (position 2)

La figure II-23 montre bien les écarts entre les taux de vide mesurés par la sonde optique avec $\pm 15\%$ de l'incertitude en valeur relative et les valeurs de β (avec $\pm 8\%$ de

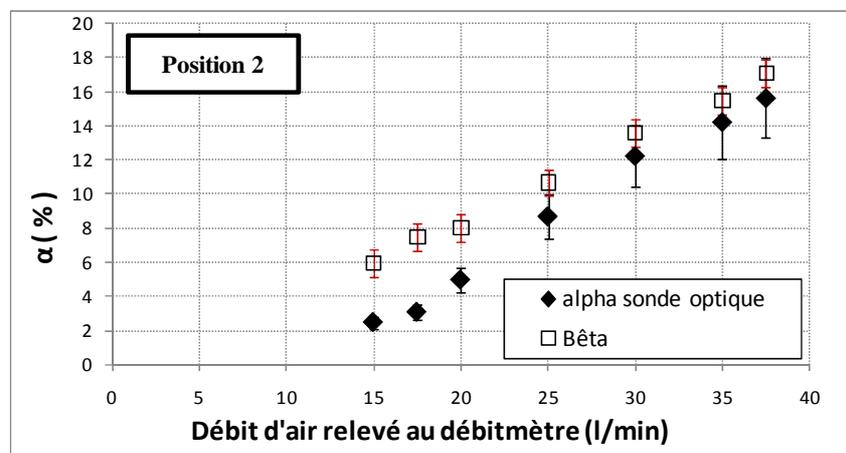
l'incertitude), dans les positions 1 à 3. Le débit volume d'eau est mesuré à l'aide d'un capteur différentiel Rosemount connecté à deux prises de pression situées à l'intérieur et en amont du diaphragme indiqué dans la figure II-1. Pour cet appareil de mesure l'incertitude est estimée à $\pm 6,5\%$. Le débit d'air est relevé grâce à un débitmètre à flotteur, étalonné dans la condition (P_{atm} et $20^\circ C$). La précision des mesures de ce débitmètre est $\pm 1,25\%$ pleine échelle. Donc pour les valeurs de β une incertitude de $\pm 8\%$ est prise en compte.

Comme l'on observe dans la figure II-23, le taux de vide obtenu par la sonde optique est systématiquement sous-estimé dans les positions 2 et 3. Ceci peut être interprété par le fait que la pointe de la sonde ne perce pas correctement certaines bulles [Stu00].

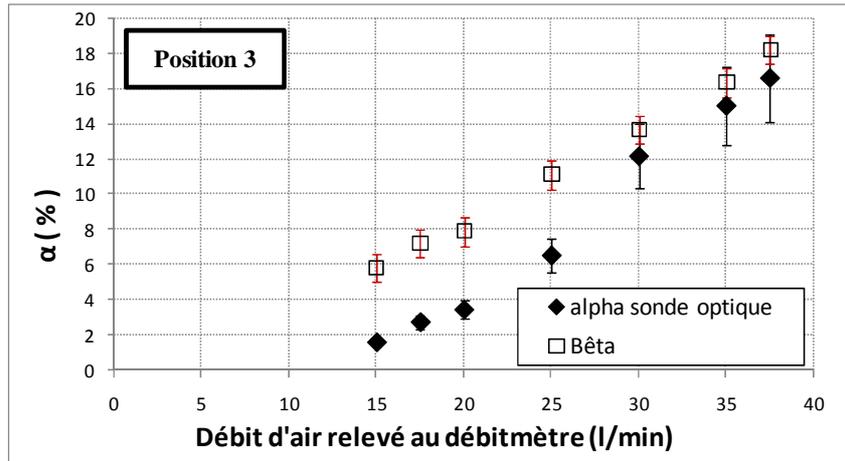
Cependant pour la position 1 le taux de vide mesuré par la sonde est surestimé par rapport aux valeurs de β . Cet écart est d'abord petit puis s'accroît brusquement dans le cas de fortes injections d'air (quand $Q_{air}^{débitmètre}$ est plus grand que 30 l/min). Cela peut être dû à un phénomène de cavitation derrière la grille. En effet, pour ces expériences en eau-air la pression de la cuve à vide est diminuée jusqu'à 200 mbar afin d'obtenir des bulles plus grosses et par conséquent des taux de vide plus grands. Vu que la position 1 est la section la plus proche de la grille, une légère cavitation peut influencer les mesures de la sonde et donner en conséquence des valeurs surestimées.



a.



b.



c.

Figure II-23 : Validation des mesures de la sonde optique, positions 1(a), 2(b) et 3(c).

Concernant le diamètre caractéristique moyen des bulles pour ces trois positions, avec un débit volume de 20 l/min (lu au débitmètre) on obtient :

- dans la position 1 : $d_{\text{bulle}} \approx 1392 \mu\text{m}$ (avec $P_{\text{section}} \approx 19,8 \text{ kPa}$)
- dans la position 2 : $d_{\text{bulle}} \approx 663 \mu\text{m}$ (avec $P_{\text{section}} \approx 21,9 \text{ kPa}$)
- dans la position 3 : $d_{\text{bulle}} \approx 557 \mu\text{m}$ (avec $P_{\text{section}} \approx 23,2 \text{ kPa}$).

On voit que la taille caractéristique moyenne des bulles dans la position 1 est deux fois plus grande que celle dans les deux autres positions. Par contre cette taille caractéristique ne change pas autant entre les positions 2 et 3, même si la distance entre deux positions successives est identique (10 cm). Cela justifie précisément que dans la position 1, il y a un effet de cavitation qui influence la taille des bulles.

En ce qui concerne la dispersion de taille caractéristique des bulles, ce point est détaillé dans le chapitre IV pour les essais en écoulement eau-air. Pour faciliter la lecture de ce mémoire, le taux de vide moyen dans une section sera maintenant noté α .

2.3.1.4. Effet du bruit de fond pour la sonde

On verra plus tard que pour les essais en écoulement eau-air (voir chapitre IV), on a affaire à des vitesses de rotation de la pompe vers 1000 tr/min. Par contre quand $\omega \geq 1400$ tr/min, il y a du bruit de fond créé dans le signal enregistré de la sonde optique. En effet les champs électromagnétiques à proximité, créés par les machines électriques, influencent le module optoélectronique (fourni par la société RBI) et par conséquent les signaux issus de ce module. Quand ces champs sont intensifiés, ils créent des bruits de fond et dans le cas de ce travail, quand le moteur électrique tourne à de grandes vitesses ces bruits deviennent de plus en plus importants. Selon RBI [RBI] le signal optique ne se détériore pas, par contre le signal électronique peut être détérioré par un champ électromagnétique important à proximité.

Sur la figure II-24, l'influence du bruit de fond sur la mesure de α est présentée dans un écoulement d'eau pure. On observe que pour trois valeurs de la vitesse de rotation du moteur électrique (1400, 1500 et 1600 tr/min), en variant S (cf. relation II-6) de 12% à 15%, le taux de vide obtenu tend vers zéro ce qui est la valeur juste pour cet écoulement.

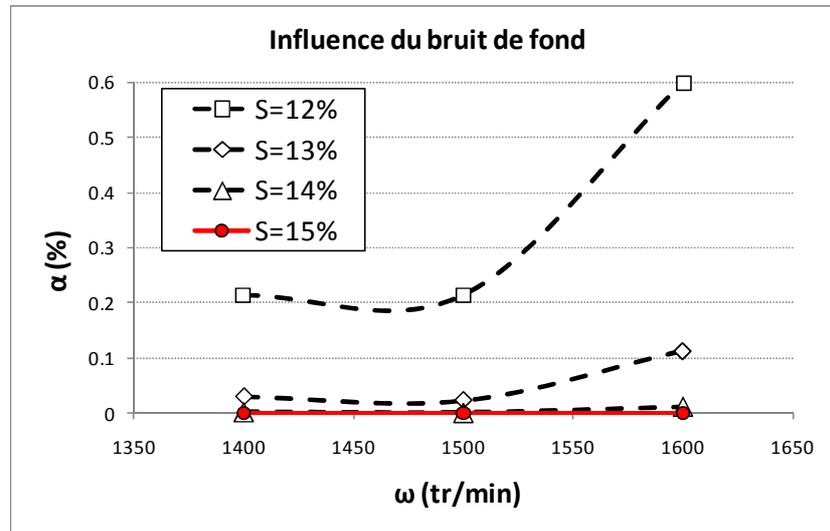


Figure II-24 : Seuil adéquat pour éliminer le bruit de fond (écoulement d'eau pure).

Contrairement aux essais en écoulement eau-air où la vitesse de rotation du moteur électrique est gardée aux alentours de 1000 tr/min pour obtenir des bulles d'air plus grandes, pour les essais en cavitation (voir chapitre V) il faut augmenter ω afin de pouvoir atteindre des taux de vide plus importants. C'est pourquoi pour les essais en écoulement eau-air (comme expliqué au §2.3.1.3) $S=5\%$ est appliqué, alors que pour les essais en écoulement cavitant $S=15\%$ est adapté afin d'éliminer cet effet du bruit de fond.

2.3.2. Mesure de la célérité du son

Cette partie a pour but de présenter les différentes méthodes de mesure du son applicables au cas de ce travail. Elle bénéficie des études effectuées par M. Watrigant [Wat07] et S. Bolpaire [Bol00] en exploitant leurs résultats obtenus avec des hydrophones d'une part et des capteurs de pression d'autre part. L'objectif est de trouver la technique permettant d'obtenir les résultats les plus précis ainsi que son domaine de validité.

2.3.2.1. Méthode à deux hydrophones

A. Aspects théoriques

Cette méthode est basée sur l'utilisation de deux hydrophones Brüel & Kjaer type 8103 (transducteurs électroacoustiques) permettant de convertir un signal électrique en oscillation acoustique dans un liquide et vice versa. Un hydrophone émet des ondes qui doivent être détectées par un autre hydrophone, placé à une distance d connue. L'idée est d'envoyer un signal acoustique à un instant t et de mesurer l'instant $t+\Delta t$ auquel le signal est

capté par l'autre hydrophone. On aboutit alors à la vitesse du son. Il est possible d'obtenir ce temps de passage (Δt) en utilisant les fonctions inter/auto corrélations ou inter/auto spectres du signal.

Il faut souligner que le signal utilisé dans ce travail est un signal périodique continu. L'utilisation de signaux impulsionnels périodiques aurait pu être envisagée mais n'a pas pu être mise en œuvre dans le cadre de ce travail pour des problèmes de disponibilité de matériel.

i. Technique des inter/auto corrélations

L'auto corrélation $A(\Delta t)$ permet d'accéder à la mesure de similarités entre un signal et une version décalée de lui-même en temps. L'inter corrélation $I(\Delta t)$ mesure des similarités entre deux signaux différents. Dans notre cas, en notant $x(t)$ le signal envoyé par l'hydrophone émetteur et $y(t)$ le signal reçu par l'hydrophone récepteur, l'auto et l'inter corrélation sont décrites par les formules:

$$A(\Delta t) = \int_0^{+\infty} x(t) * x(t + \Delta t) dt \quad (\text{II-9})$$

$$I(\Delta t) = \int_0^{+\infty} x(t) * y(t + \Delta t) dt \quad (\text{II-10})$$

La fonction d'inter corrélation permet d'obtenir l'écart Δt grâce à la mesure de la similarité et d'obtenir la vitesse du son dans l'écoulement. En effet prenons le cas où le signal envoyé est sinusoïdal. Lorsque l'on calcule sa fonction d'auto corrélation on obtient une courbe de forme sinusoïdale avec un pic pour $t=0$. La fonction d'inter corrélation est de la même forme mais elle est décalée sur l'axe des abscisses. Le Δt s'obtient en comparant le retard des courbes d'inter corrélation et d'auto corrélation. On doit en pratique mesurer le Δt à partir de deux pics successifs.

Il faut toutefois noter que si Δt est supérieur à la période du signal émis, alors le retard ne sera pas observé entre les pics d'inter et d'auto corrélations les plus proches, il faudra donc corriger ce retard en allant chercher des pics éloignés d'une ou plusieurs périodes.

ii. Technique des inter/auto spectres

Il est également possible d'obtenir Δt en passant par les fonctions d'auto et d'inter spectres. Ces fonctions visualisent le spectre en amplitude et phase des fonctions d'auto et d'inter corrélations. Le principe de cette technique est d'obtenir le retard de phase $\Delta\phi$ qu'il y a entre les phases des inter/auto spectres. Ce retard s'observe à la fréquence d'émission de l'onde émise. Une fois $\Delta\phi$ obtenue, une relation la relie au retard temporel Δt :

$$\Delta t = \frac{T * \Delta\phi}{2\pi} \pm nT \quad (\text{II-11})$$

Etant donné que dans cette relation le Δt est une fonction du déphasage à n fois 2π près, il faut estimer le nombre n (nombre de périodes de décalage) car il est possible que le déphasage soit supérieur à (2π) . Il est extrêmement restrictif de limiter la fréquence afin de ne pas avoir ce décalage.

Ces techniques (A.i et A.ii) ont été étudiées par M. Watrigant [Wat07] dans une cuve remplie d'eau. Le principal problème de ces méthodes réside dans le fait qu'il faut connaître a

priori la vitesse du son dans l'écoulement pour pouvoir connaître le nombre de « tours complets » qu'a fait le décalage, afin de corriger ce dernier par ce nombre de tours en question. Le but final de la méthode étant de trouver la vitesse du son dans un écoulement cavitant, celle-ci n'est normalement pas connue a priori.

B. Aspects pratiques

i. Protocole expérimental pour aboutir à la vitesse du son

Dans le cadre des essais expérimentaux, un signal électrique sinusoïdal généré par un modulateur et amplifié par un amplificateur, est envoyé à un hydrophone. Celui-ci convertit le signal en un signal acoustique. Ce signal acoustique est détecté et transformé en signal électrique par un autre hydrophone placé à une distance « d ».

Selon la notice de calibration des hydrophones Brüel & Kjaer [BK], pour que les réflexions (échos) ne puissent perturber les mesures avant que le signal direct soit reçu par l'hydrophone récepteur, il faut que le temps de passage soit limité ainsi:

$$\Delta t \leq \frac{2d}{c} \quad (\text{II-12})$$

Cela définit la limite inférieure pour la fréquence d'émission afin d'obtenir des résultats fiables.

$$f \geq \frac{c}{2d} \quad (\text{II-13})$$

M. Watrigant [Wat07] montre d'une manière théorique que pour limiter les effets de bords, il vaut mieux que les hydrophones soient placés en vis-à-vis et perpendiculairement à l'écoulement. Cela permet par ailleurs de rendre la mesure de célérité insensible à la vitesse d'écoulement normale à la direction des deux hydrophones (pas d'effet Doppler). Il faut noter que dans le plan perpendiculaire à la vitesse de l'écoulement, les hydrophones utilisés (type 8103) ont des caractéristiques d'émission assez identiques dans toutes les directions jusqu'à $f=100$ kHz.

En mettant les 2 hydrophones en vis-à-vis, vu que le diamètre de la 1^{ère} veine d'essais est 14 cm et la longueur de chaque hydrophone est 2,5 cm, pour la distance évoquée on obtient $d=9$ cm. Dans le cas de l'eau pure (où $c \approx 1500$ m/s), on est donc théoriquement amené à appliquer les fréquences d'émissions supérieures à 8,3 kHz.

L'acquisition des signaux acoustiques se fait par l'intermédiaire d'un frontal d'acquisition relié à une station de travail dotée du logiciel LMS. Un schéma de montage des hydrophones sur la 1^{ère} veine d'essais, est présenté dans la figure II-25.

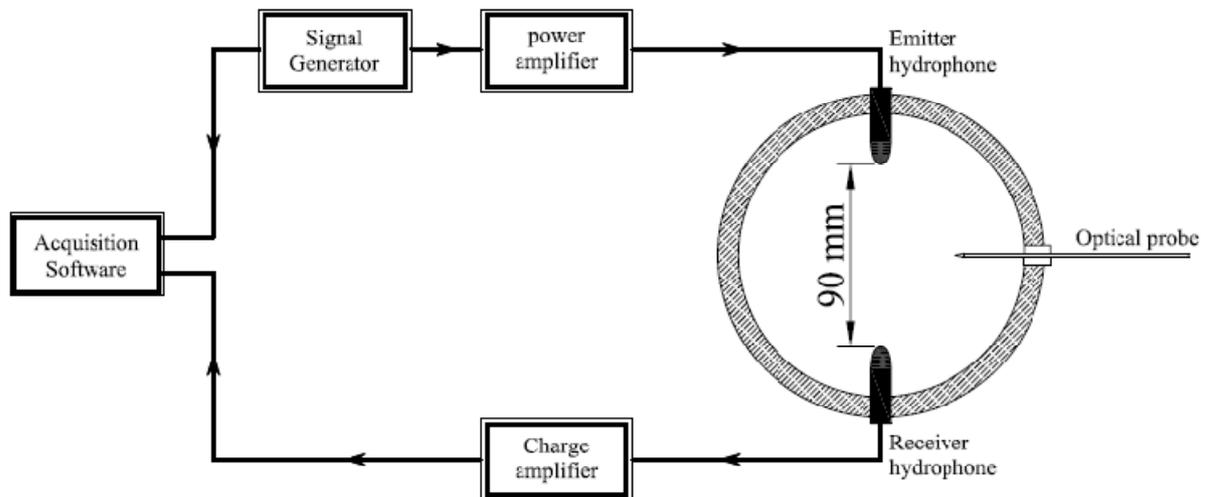


Figure II-25 : Schéma de l'installation avec deux hydrophones en vis-à-vis

Le logiciel LMS est un logiciel de traitement du signal qui permet d'obtenir directement les inter/auto corrélations, les inter/auto spectres, les fonctions de transfert et de cohérence. Il permet également de faire des opérations simples à partir de ces résultats telles que la somme et la soustraction des fonctions.

Lorsqu'on traite les inter/auto corrélations, on obtient en sortie de mesure des courbes montrées dans la figure II-26, la courbe rose étant la courbe d'auto corrélation et la courbe rouge étant celle d'inter corrélation.

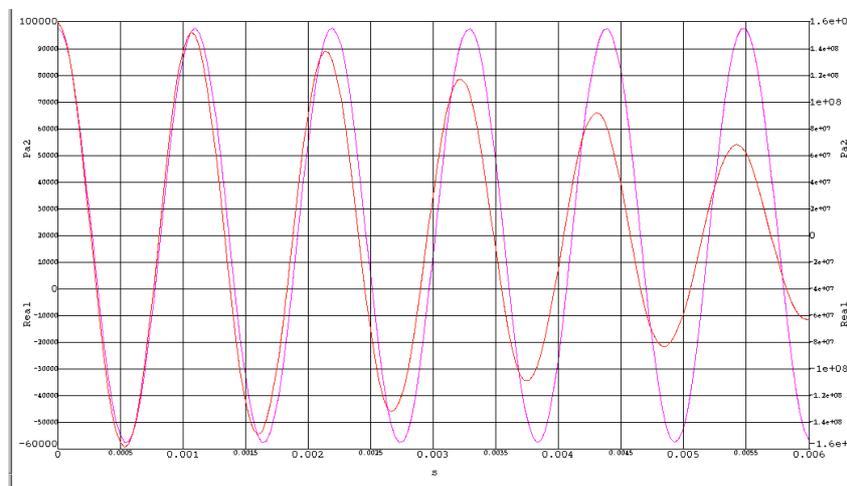
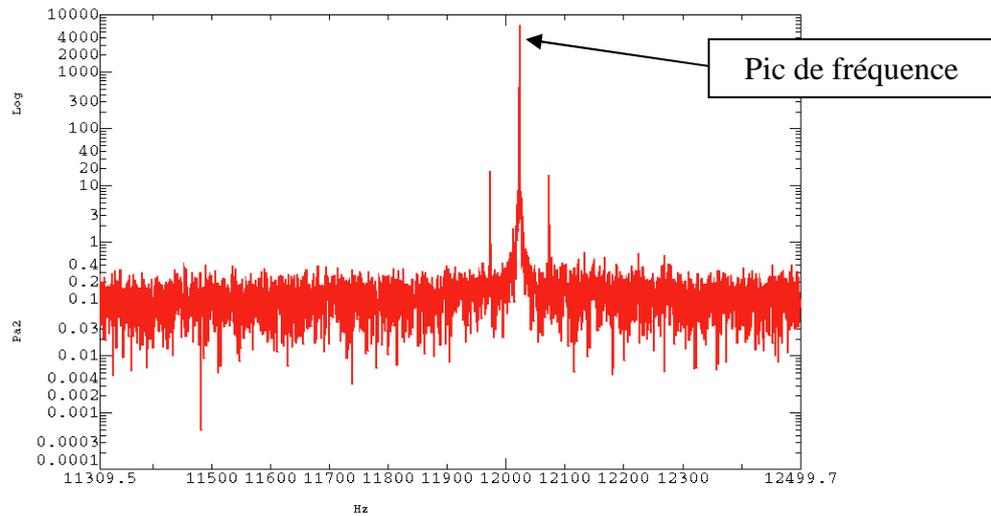


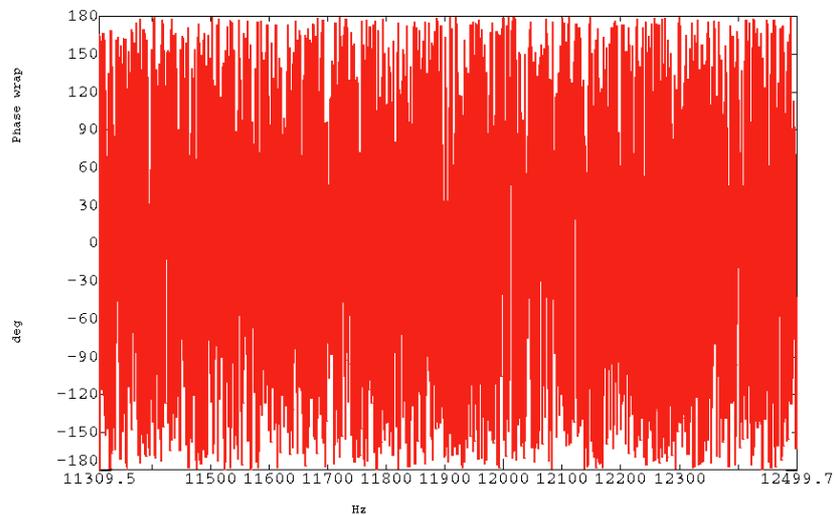
Figure II-26 : Courbes d'auto et d'inter corrélations

Il suffit alors, pour obtenir le retard Δt , de relever le retard de l'inter corrélation sur l'auto corrélation et de lui ajouter une ou plusieurs périodes si nécessaire.

Dans le cas d'auto et d'inter spectres, on travaille avec les spectres des signaux d'émission et de réception. Cela permet de trouver le pic de l'inter spectre de deux signaux qui correspond à la fréquence du signal d'émission et qui peut donner le déphasage entre les deux signaux, comme le montre la figure II-27. Sur cette figure le spectre (a) représente l'inter spectre des signaux d'émission et de réception pour une fréquence d'émission de 24,52 kHz. C'est le déphasage (spectre b) qui permet d'aboutir à la célérité du son.



(a)



(b)

Figure II-27 : (a) Pic de l'inter spectre des signaux d'émission et de réception pour une fréquence d'excitation de 12,023 kHz, (b) même spectre en déphasage

Il faut donc dans ce cas relever la différence de phase à la fréquence d'émission afin de remonter au retard et à la vitesse du son.

ii. Critères sur l'utilisation des hydrophones

On verra plus loin que la technique des inter/auto spectres donne des résultats plus précis que la technique des inter/auto corrélations pour ces hydrophones en vis-à-vis. La raison essentielle est liée au fait que, dans la technique des inter/auto spectres, on détermine l'inter-spectre dans une fenêtre étroite centrée sur la fréquence d'excitation. On optimise ainsi la résolution de l'analyse fréquentielle. Ceci n'est pas possible dans la technique des inter/auto corrélation.

Comme l'on a vu dans la partie précédente (B.i), les fréquences des ondes émises doivent être comprises dans une certaine gamme afin que les résultats soient exploitables.

Selon l'équation II-14 dans le cas de l'eau avec le montage des hydrophones c'est-à-dire $c_{th}=1500$ m/s et $d=9$ cm on est amené à cette limite de la fréquence d'émission: $f \geq 8,3$ kHz.

On doit également respecter le théorème de Shannon selon lequel la fréquence du signal étudié doit être égale ou inférieure à la moitié de la fréquence d'échantillonnage ($f \leq f_e/2$). La fréquence d'échantillonnage maximale du système dont on dispose, est limitée à 40 kHz. Par conséquent, le signal d'émission doit être caractérisé par une fréquence inférieure à 20 kHz et le système LMS élimine toutes les fréquences supérieures à cette marge par un filtre anti-repliement. Donc un intervalle de fréquence $8,3 \text{ kHz} \leq f \leq 20 \text{ kHz}$, peut théoriquement servir à des expériences mais cela doit être validé par les essais, comme cela est expliqué dans les paragraphes suivants.

Il est toutefois à noter que la précision de ce type de mesure est à vérifier. Celle-ci dépend de la vitesse du son et comme il est expliqué auparavant, le fait de connaître a priori cette information dans l'écoulement, reste l'inconvénient principal de la méthode à deux hydrophones.

Dans le travail de cette thèse, l'hydrophone émetteur envoie des ondes dans une période qui est très grande par rapport à Δt (quelques secondes). L'émission des ondes pourrait être contrôlée d'une manière plus précise en envoyant par exemple le signal par paquets d'ondes (impulsions au lieu du signal continu). Cela requiert un dispositif supplémentaire, qui n'était pas disponible dans le cadre de ce travail.

2.3.2.2. Méthode à trois capteurs de pression

Théoriquement la méthode la plus simple pour calculer la célérité du son, est de mesurer le temps de propagation entre un émetteur et un récepteur. Sachant que l'onde se propage à une vitesse de 1500 m/s dans l'eau, pour un espacement par exemple de 15 cm, il faudrait être en mesure d'apprécier des temps de l'ordre de 10^{-4} s. Cela nécessite des appareils de mesure et des techniques extrêmement précis. Cependant, il existe une méthode fréquentielle qui peut fournir la vitesse du son à l'aide de l'analyse spectrale de trois capteurs de pression. Cette méthode a été développée au milieu des années 70 par Margolis et Brown [Mar76] et elle nécessite 3 capteurs de pression équidistants, montés affleurants le long de la conduite.

A. Descriptif du montage

La mesure de pression est effectuée à l'aide de capteurs piézoélectriques à Quartz (Kistler 701A) reliés à des conditionneurs par des câbles BNC/BNC. Comme le montre la figure II-28, les capteurs sont alignés sur la veine. La sonde optique se situe en face du capteur du milieu.

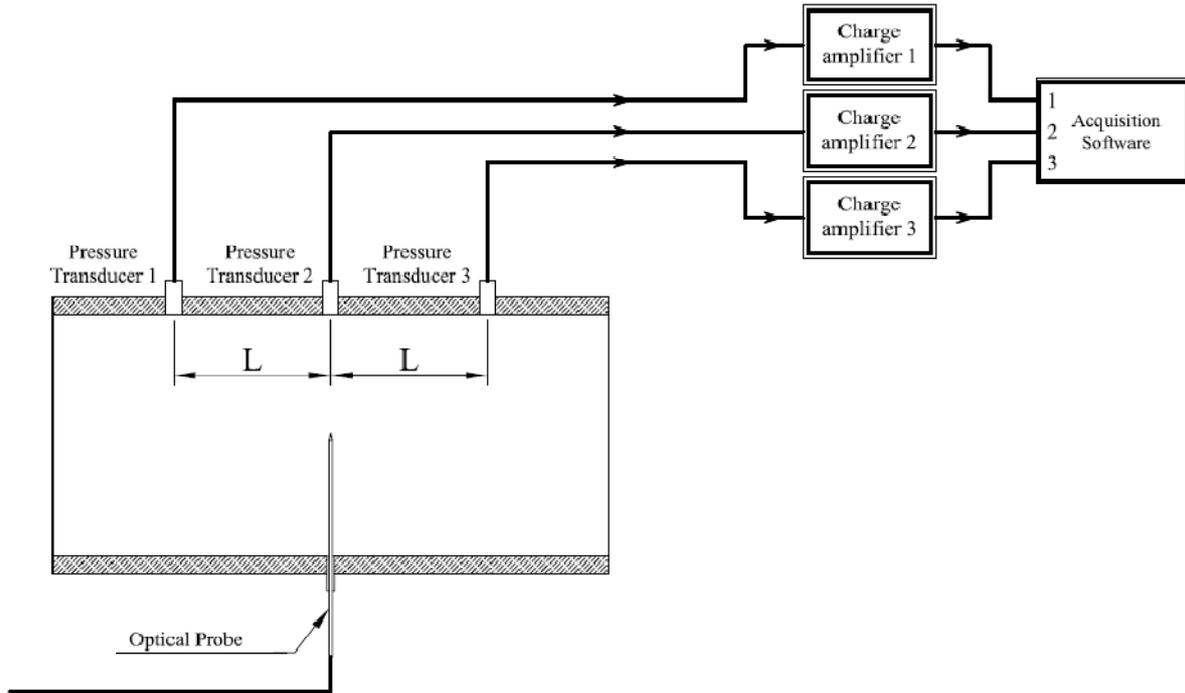


Figure II-28 : Schéma explicatif des mesures avec 3 capteurs de pression

B. Aspects théoriques

Bolpaire [Bol00] a montré en détail qu'en développant les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement pour un écoulement d'un fluide à faible nombre de Mach, dans le cas de fluctuations dans une conduite élastique dont la section reste circulaire, on obtient les équations suivantes :

$$\tilde{P}(x, t) = C_1 e^{j(\omega t + kx)} + C_2 e^{j(\omega t - kx)} \quad (\text{II-14})$$

$$\tilde{Q}(x, t) = -\frac{A}{\rho c} * [C_1 e^{j(\omega t + kx)} - C_2 e^{j(\omega t - kx)}] \quad (\text{II-15})$$

Où $\tilde{P}(x, t)$ et $\tilde{Q}(x, t)$ sont les fluctuations de pression et de débit à la position x , $k = \frac{\omega}{c}$ est le nombre d'onde, C_1 et C_2 sont des coefficients et A et ρ sont respectivement l'aire de la section de conduite et la masse volumique du fluide. L'ensemble des équations qui aboutit aux équations (II-14) et (II-15) est détaillé dans l'Annexe III de ce mémoire.

On sait que dans un écoulement, les singularités du circuit hydraulique (coude, diaphragme, pompe etc.) constituent des sources hydroacoustiques de bruit qui se propagent le long du circuit hydraulique. Ce qui nous intéresse dans la méthode à 3 capteurs, ce sont les ondes planes, c'est-à-dire les ondes dont on peut admettre qu'elles se propagent selon une seule direction d'espace, par exemple l'axe longitudinal des conduites.

Les équations établies ci-dessus peuvent également être exprimées dans le domaine fréquentiel. Pour le cas des capteurs de pression, on n'a besoin que de l'équation II-14 pour estimer la célérité des ondes. On a donc :

$$P(x, f) = C_1(f)e^{jkx} + C_2(f)e^{-jkx} \quad (\text{II-16})$$

Comme le montre la figure II-29, on prend une série de trois capteurs équidistants et affleurants sur une veine et en appliquant la relation II-16 au triplet de capteurs on obtient alors les relations :

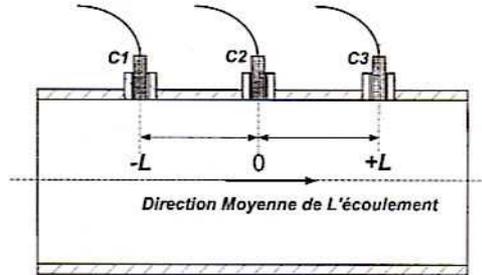


Figure II-29 : Principe de mise en place des capteurs

$$\begin{aligned} P_1 &= P(-L, f) = C_1(f)e^{-jkL} + C_2(f)e^{jkL} \\ P_2 &= P(0, f) = C_1(f) + C_2(f) \\ P_3 &= P(L, f) = C_1(f)e^{jkL} + C_2(f)e^{-jkL} \end{aligned} \quad (\text{II-17})$$

Lorsque l'on combine les trois expressions, on obtient la fonction de transfert complexe :

$$H = \frac{1}{2} \frac{P_1 + P_3}{P_2} = \cos(kL) \quad (\text{II-18})$$

Ce qui donne :

$$\text{Re}[H] = \cos\left(\frac{\omega L}{c}\right) ; \text{Im}[H] = 0 \quad (\text{II-19})$$

On détermine la célérité des ondes en prenant la partie réelle de H. Cette fonction de transfert étant périodique, il existe un nombre infini de fréquences pour lesquelles elle s'annule. Le premier passage par « zéro » permet d'estimer rapidement la valeur de la célérité des ondes :

$$c = 4f_0L \quad (\text{II-20})$$

Où f_0 et L sont respectivement la « première fréquence » qui annule la partie réelle de H et la distance entre deux capteurs.

C. Vitesse du son dans un mélange diphasique en milieu libre

La vitesse du son dans l'écoulement au sein d'une conduite déformable est modifiée à cause des caractéristiques élastiques de cette dernière. La valeur obtenue par la relation (II-20) n'étant pas la vitesse du son en milieu infini, on doit donc trouver cette dernière en utilisant d'autres relations. Afin de trouver la vitesse du son dans le mélange diphasique en milieu libre, on a recours à résolution du système de 3 équations à 3 inconnues suivant. La première équation de ce système (II-21) normalement connue comme la formule d'Alliévi, permet de

relier la vitesse du son dans le mélange en milieu libre (c_{m0}) et en milieu confiné (c_m) par les caractéristiques élastiques de la conduite [Wyl78] :

$$c_m = \frac{c_{m0}}{\sqrt{1 + D \frac{C_1}{e \cdot E \cdot \chi_m}}} \quad (\text{II-21})$$

$$c_{m0} = \frac{1}{\sqrt{\rho_m \cdot \chi_m}} \quad (\text{II-22})$$

$$\rho_m = \beta \rho_g + (1 - \beta) \rho_l \quad (\text{II-23})$$

D étant le diamètre intérieur de la conduite, e l'épaisseur de la conduite, C_1 un coefficient lié au mode de fixation de la conduite (par ex. état plan de déformation, voir [Annexe III](#)), E le module d'Young du matériau et χ_m le coefficient de compressibilité du mélange.

Pour la résolution de ce système d'équations on calcule en premier lieu la masse volumique du mélange l'aide de la valeur de β (relation II-23) et on trouve ensuite les termes χ_m et c_{m0} par l'utilisation des relations (II-21) et (II-22) à l'aide de la valeur de c_m mesurée.

Il est à noter que pour les deux veines d'essais en plexiglas utilisées dans ce travail (D=14 et 5 cm), on a : $e = 0,01$ m, $E = 3,40 \cdot 10^9$ Pa, $\nu = 0,38$, et $C_1 = 0,856$ (vu l'état plan de déformation). Dans l'[Annexe III](#), on peut voir que le coefficient C_1 qui traduit les conditions de liaisons axiales de la conduite, peut prendre trois valeurs différentes :

- 1- $C_1 = 1$: lorsque la conduite est axialement libre et qu'il n'y a pas d'effet de fond
- 2- $C_1 = 1-\nu/2$: lorsque la conduite est axialement libre et qu'il y a un effet de fond
- 3- $C_1 = 1-\nu^2$: lorsque la conduite est axialement fixe.

Compte tenu de la présence d'un dilatoflex, la troisième hypothèse est sans doute la plus raisonnable et a été adoptée.

Donc en mesurant le taux de vide moyen de chaque écoulement diphasique et la vitesse du son par la méthode à 3 capteurs, on peut obtenir la vitesse du son dans le mélange en milieu libre. Cette dernière est simplement notée c dans la suite de ce mémoire afin de faciliter la lecture.

D. Détermination de la cohérence des mesures

Afin de pouvoir évaluer la validité des mesures, on définit une fonction de cohérence :

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx}(f) \cdot G_{yy}(f)} \quad (\text{II-24})$$

En prenant : $G_{xy} = E[\bar{x}(f) \cdot y(f)]$: fonction d'inter-spectre

$G_{xx} = E[\bar{x}(f) \cdot x(f)]$: fonction d'auto-spectre du signal x

$G_{yy} = E[\bar{y}(f) \cdot y(f)]$: fonction d'auto-spectre du signal y

Où, \bar{x} et \bar{y} sont les conjugués des signaux x et y.

Dans le cas de la méthode à 3 capteurs, on estime alors la demi-somme des fonctions de cohérence.

$$\gamma^2 = \frac{1}{2}[\gamma_{12}^2 + \gamma_{32}^2] \quad (\text{II-25})$$

En pratique, il faut normalement éliminer les résultats aux fréquences pour lesquelles la cohérence devient inférieure à un seuil (choisi à 0,80 par exemple) ainsi que celles pour lesquelles la partie imaginaire de la fonction de transfert devient supérieure à un seuil (choisi à 0,02 par exemple).

Dans le cadre de ce travail pour les écoulements diphasiques (soit eau-air soit cavitant) afin d'avoir suffisamment de résultats pour pouvoir tracer la fonction H et ensuite trouver la première fréquence à laquelle elle coupe l'abscisse, la condition de cohérence évoquée ci-dessus n'a pas été appliquée. Ce point sur la cohérence des mesures des capteurs sera détaillé au chapitre III.

E. Critère sur la fréquence de coupure de la conduite

Il est important de connaître la valeur critique de la fréquence au-delà de laquelle les ondes ne se propagent plus dans la conduite sous forme d'ondes planes. Ce critère revient à l'étude de la propagation du champ acoustique dans la conduite. Il s'agit d'une étude exposée dans de nombreux travaux (Abom et al. 1988 [[Abo88](#)]) et (Bolpaire 2000 [[Bol00](#)]).

Dans le cas d'une conduite de section circulaire de rayon R il apparaît donc une fréquence de coupure au-delà de laquelle les ondes associées au mode (m,n) ne se propagent plus en ondes planes [[Bol00](#)]:

$$f_c(m, n) = \frac{c}{2\pi} \frac{\chi(m, n)}{R} \quad (\text{II-26})$$

Avec c la célérité des ondes dans la conduite, $\chi(m, n)$ les racines de l'équation de propagation des ondes en coordonnées cylindriques et R le rayon de la conduite, on est capable de calculer la fréquence de coupure la plus basse.

Dans le cas de la 1^{ère} veine d'essais, en utilisant la relation (II-21) sachant que $\chi_{\text{eau}}=4,44.10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$ et $c \approx 1500 \text{ m/s}$, et en utilisant la relation (II-26) sachant que $R=0,07 \text{ m}$ et $\chi(0,1)=1,84$ on obtient $f_c \approx 2100 \text{ Hz}$. De la même manière pour la 2^{ème} veine d'essais la fréquence de coupure s'obtient $f_c \approx 8973 \text{ Hz}$. Cette information fournit une idée de la fréquence maximale à étudier pour la veine d'essais avec la méthode à 3 capteurs.

Dans les mesures faites avec cette méthode, la gamme de fréquences à étudier par le système d'acquisition, pour la 1^{ère} veine d'essais est [0,2048 Hz] et pour la 2^{ème} veine d'essais est [0,10240 Hz]. Chaque signal enregistré est la moyenne de 100 acquisitions et en accord avec le théorème de Shannon, il est échantillonné au double de la fréquence maximale d'analyse.

Chapitre III : Etalonnage et validation des mesures de la célérité du son

3.1. Introduction

Avant d'effectuer les mesures de la vitesse du son dans un milieu diphasique, il a semblé nécessaire d'étudier la précision du système expérimental. Le système a donc été testé dans des situations connues : la vitesse du son a été mesurée à l'aide des deux méthodes déjà évoquées dans le cas de l'eau pure étant donné que cette vitesse est connue (de l'ordre de 1500 m/s).

Dans un premier temps la célérité a été mesurée avec 2 hydrophones en vis-à-vis par la technique des inter/auto spectres et celle des inter/auto corrélations pour un écoulement d'eau pure dans la 1^{ère} veine d'essais. Puis la méthode à 3 capteurs de pression a été mise en œuvre.

3.2. Mesure avec 2 hydrophones en vis-à-vis

3.2.1. Théorie

Avant de procéder aux mesures et à l'étalonnage des hydrophones placés comme le montre la figure II-25, nous avons étudié les conditions expérimentales afin d'en déduire les valeurs théoriques qu'on devait trouver. Comme expliqué auparavant (cf. 2.3.2.1.B.ii), sachant que dans la 1^{ère} veine les hydrophones en vis-à-vis sont séparés de 9 cm, la fréquence du signal émis doit se retrouver dans la gamme [8,3 ; 20 kHz].

De plus on sait qu'il existe un phénomène de réflexion des ondes au sein de la veine qui détériore des résultats. M. Watrigant a montré dans son rapport [[Wat07](#)] que pour une section circulaire, les effets de l'écho s'annulent si les deux hydrophones sont placés en vis-à-vis et au niveau de la surface de la paroi. Vu la figure II-25, les hydrophones ne sont pas placés en membrane affleurante, mais sont chacun à 2,5 cm de la paroi. Il peut alors exister un phénomène de réflexion.

3.2.2. Mesure sans écoulement (au repos)

Une gamme de fréquences allant de 9 kHz à 20 kHz a été testée, afin de déterminer les fréquences optimales à appliquer. Pour chacune de ces fréquences on a obtenu la célérité du son avec les techniques des inter/auto spectres et des inter/auto corrélations.

On constate sur la figure III-1 que les résultats sont cohérents pour des fréquences comprises entre 10 kHz et 15 kHz. Les méthodes des inter/auto spectres et des inter/auto corrélations aboutissent toutes les deux aux mêmes conclusions. Le résultat obtenu est incohérent pour des fréquences supérieures à 15 kHz ou inférieures à 10 kHz.

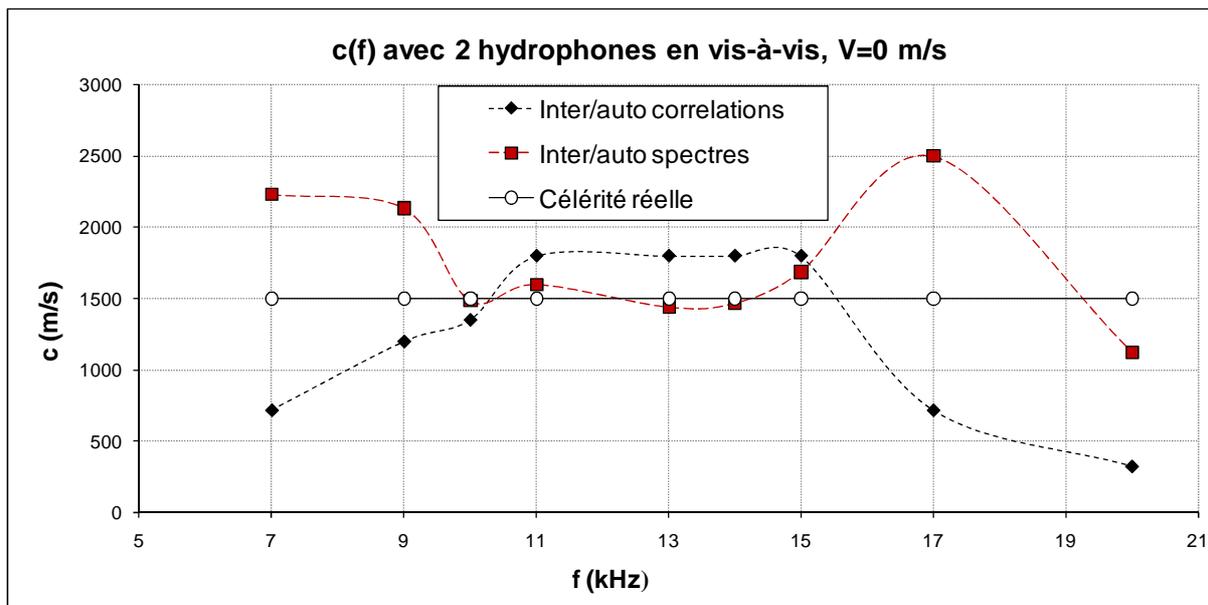


Figure III-1 : Mesure de c dans l'eau avec 2 hydrophones en vis-à-vis (sans écoulement)

On constate cependant que les résultats sont meilleurs dans le cas de la méthode des inter/auto spectres car plus proches de la valeur réelle. On trouve également que pour un signal de 10 kHz, les deux techniques sont valables car les célérités calculées sont quasiment identiques. A cette fréquence là, la longueur d'onde du signal est quasiment égale au diamètre intérieur du tube ($\lambda=14,8$ cm). Étant donné que la longueur d'onde ne doit pas être supérieure à la distance entre les deux hydrophones (9 cm), la fréquence de 14 kHz qui donne une célérité de 1468 m/s par la technique inter/auto spectres, semble plus adaptée.

Comme expliqué précédemment, vu que la technique des inter/auto spectres bénéficie d'une meilleure résolution, les résultats obtenus par cette technique sont plus cohérents. En revanche les résultats de la technique des inter/auto corrélations sont éloignés de 500 m/s de la valeur théorique dans la gamme [11, 15 kHz] où les deux techniques semblent adaptées.

On peut également considérer l'effet des parois. Sachant qu'on ne trouve pas de résultats stables, on peut supposer qu'il existe une réflexion du signal qui perturbe son exactitude. Seulement ce phénomène semble peu sensible pour un signal possédant une fréquence de 14 kHz.

3.2.3. Mesure avec écoulement

Afin de parfaire l'étalonnage des hydrophones, les essais sont poursuivis avec une vitesse d'écoulement de l'eau égale à 2,68 m/s. On a alors recherché quelles étaient les vitesses du son dans l'eau pour différentes fréquences comprises entre 9 kHz et 17 kHz.

Les résultats sont représentés dans la figure III-2. On remarque que dans les deux cas la technique des inter/auto spectres, reste plus cohérente avec la théorie que celle des inter/auto corrélations. Cependant on constate que pour les deux il existe de grands sauts par rapport au plateau représentant la célérité théorique.

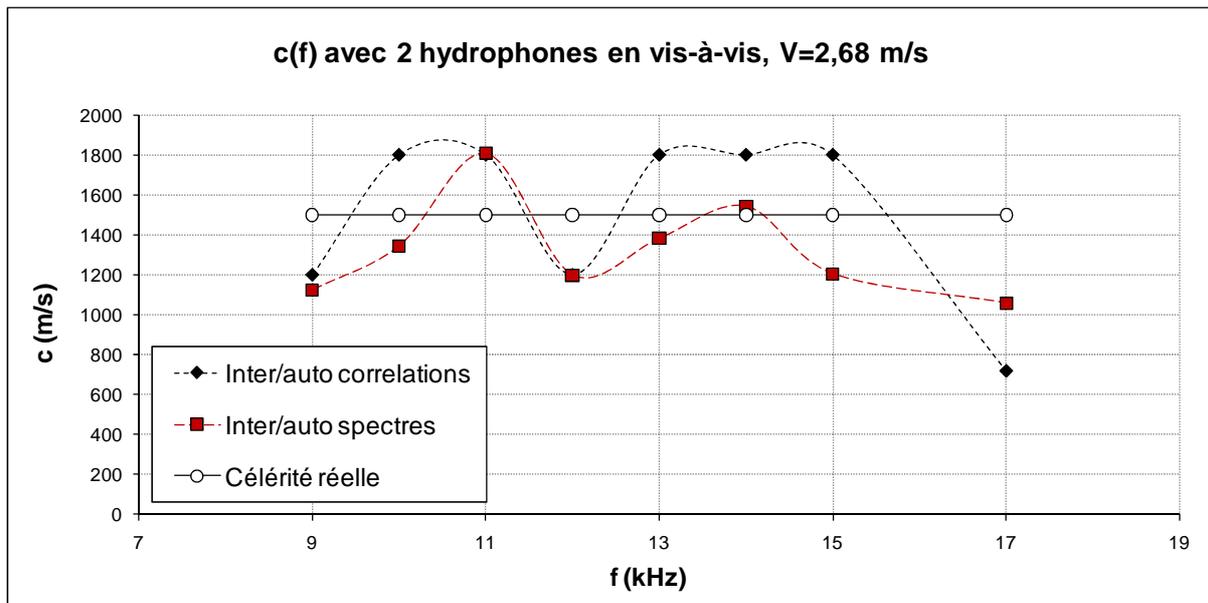


Figure III-2 : Mesure de c dans l'eau avec 2 hydrophones en vis-à-vis et un écoulement de 2,68 m/s

La vitesse du son reste légèrement plus stable par la méthode des inter/auto spectres, mais elle varie cependant entre 1100 m/s et 1800 m/s. Il n'y a pas d'évolution régulière, et seule la valeur de la célérité à 14 kHz semble cohérente. On constate donc que la vitesse du son obtenue, reste peu précise dans un écoulement à faible vitesse.

3.3. Mesure avec 3 capteurs de pression

On présente ici la mesure de la vitesse du son par la méthode à 3 capteurs dans un écoulement d'eau pure. Comme expliqué précédemment, cette méthode permet de connaître la vitesse des ondes sonores planes, générées par les diverses sources hydroacoustiques présentes dans l'installation au sein de laquelle elles se propagent. Comme le montre la figure II-28, trois capteurs de pressions sont équidistants de L et chacun est lié à un conditionneur réglé selon la sensibilité du capteur. Les signaux sont échantillonnés et traités par le système LMS.

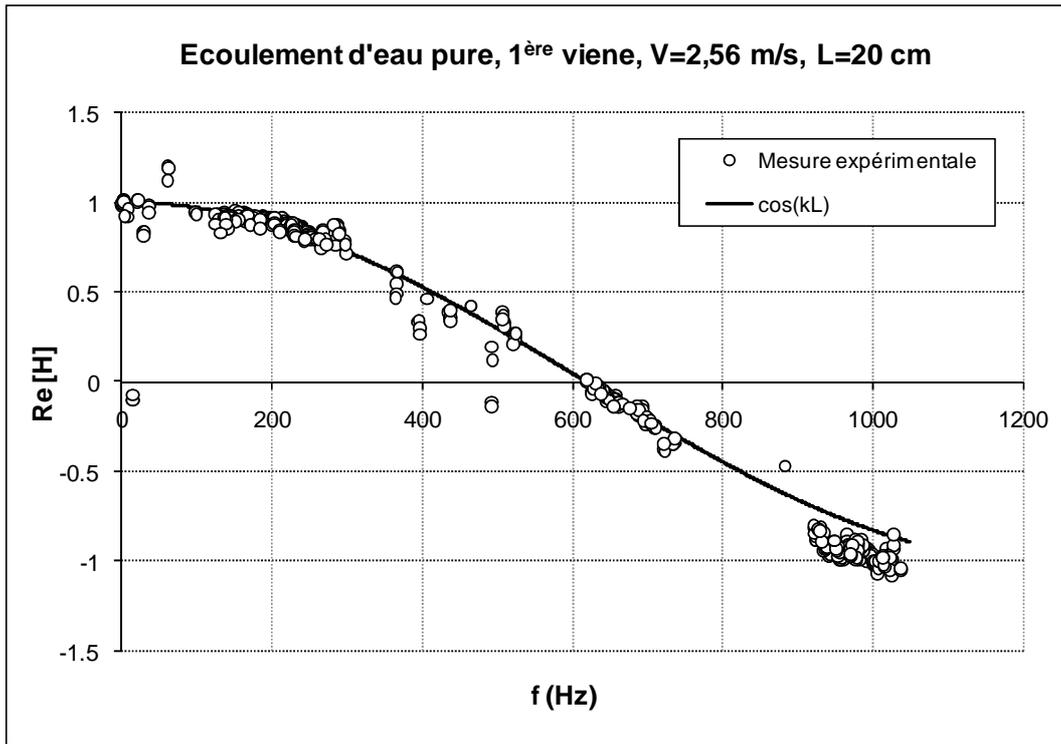


Figure III-3 : Partie réelle de la fonction de transfert reliant les 3 mesures de pression en fonction de la fréquence dans un écoulement d'eau

On lit sur la figure III-3 la fréquence pour laquelle la fonction de transfert s'annule : $f_0=619$ Hz. Compte tenu de la relation (II-20) et sachant que pour cet essai $L=20$ cm, la vitesse du son dans la conduite est égale à 495 m/s ($4f_0L$). En utilisant la formule d'Alliévi (relation II-21) et en considérant que pour l'eau pure $c \approx 1500$ m/s et $\chi \approx 4,44 \cdot 10^{-10}$ Pa⁻¹, la vitesse du son en milieu libre mesurée est $c \approx 1480$ m/s. Cette valeur est tout à fait cohérente (1,4% d'écart) avec la théorie.

Dans la figure III-3 on observe qu'il y a des zones où on n'a pas de points de mesures. Comme indiqué précédemment, les points manquants sont ceux dont la cohérence est très faible et/ou la partie imaginaire est très élevée (cf. 2.3.2.2.D). Cette diminution de cohérence peut s'expliquer par l'apparition des phénomènes d'origine mécanique (vibration de la structure, modes de coque etc.) qui perturbent plus ou moins fortement les mesures de pression. Ces perturbations sont dues essentiellement aux vibrations de la pompe à vide et de la pompe à hélice. C'est pourquoi en faisant les essais, un trépied a été installé (figure III-4) afin de diminuer ces vibrations nuisibles autant que possible. On peut toutefois remarquer une très bonne corrélation entre les points expérimentaux et une évolution de la forme $\cos(kL)$.

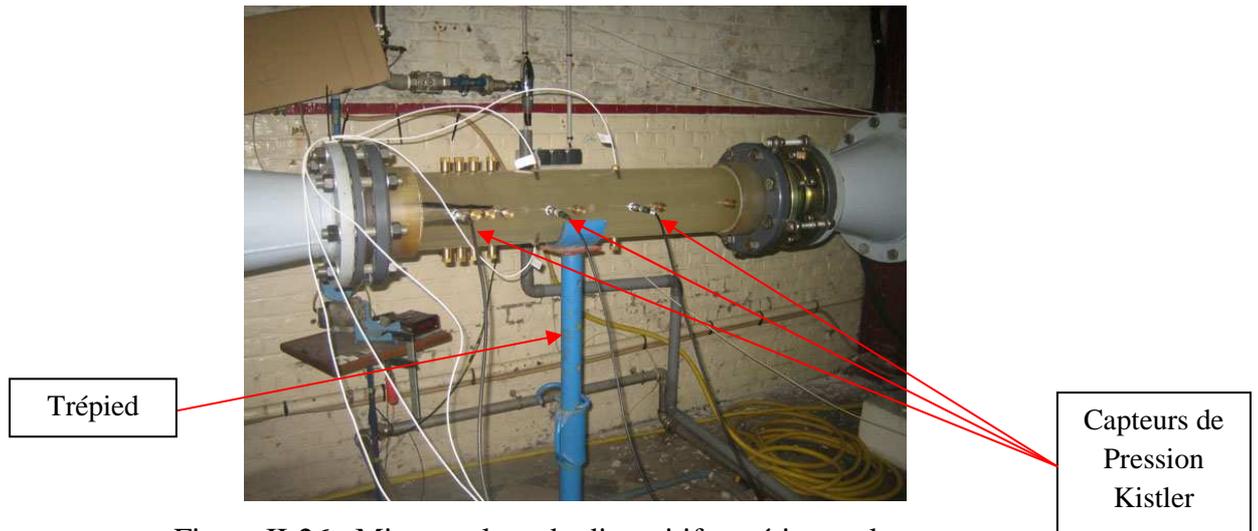


Figure II-26 : Mise en place du dispositif expérimental

Comme expliqué auparavant, dans le cas d'un écoulement diphasique si on applique le critère pour la fonction de cohérence ($\gamma \geq 0,8$), on n'a pas assez de mesures cohérentes pour tracer la courbe et trouver la première fréquence qui coupe l'abscisse. On est donc obligé de ne pas appliquer la condition sur la fonction de cohérence pour tous les essais, soit en eau-air soit en cavitation.

3.4. Conclusions tirées de l'étalonnage du système

L'ensemble des mesures effectuées dans le cadre de l'étalonnage des appareils montre que toutes les méthodes ne se valent pas. Les mesures avec la méthode à 2 hydrophones sont locales vu qu'elles sont effectuées dans une section droite du tube. En ce qui concerne cette méthode, la technique des inter/auto spectres semble plus précise que celle des inter/auto corrélations mais en générale aucune n'est bien adaptée. La raison de cette inadaptation réside dans le fait que : 1- il faut connaître a priori la vitesse du son dans l'écoulement afin de choisir une bonne gamme pour la fréquence d'émission et/ou de trouver le bon (n) (relation II-11) permettant de trouver le déphasage correct (ce point est en contradiction avec le but de ce travail) ; 2- dans le cadre de ce travail à cause du manque d'un moyen pour émettre un signal impulsionnel au lieu d'un signal périodique continu, les mesures de cette méthode sont perturbées par la réflexion des signaux ; 3- cette méthode a une faible répétitivité.

En revanche dans la méthode à 3 capteurs, les mesures sont plus globales car elles s'effectuent sur une longueur du tube ($2L$). Cette méthode s'est révélée plus précise vu ses résultats et sa répétitivité. Cependant elle est sensible aux vibrations non-évitable de la veine d'essais et vu qu'il s'agit de mesures pariétales, la non-homogénéité de l'écoulement peut détériorer la qualité des mesures. On obtient de toute façon une information « moyenne » dans la zone de mesure sur la base d'une hypothèse d'écoulement d'un fluide homogène « équivalent ».

C'est pourquoi pour la suite de ce travail, la méthode à 2 hydrophones est abandonnée et la méthode à 3 capteurs est retenue pour mesurer la vitesse du son.

Chapitre IV : Essais en écoulement eau-air

4.1. Introduction

Ce chapitre contient l'ensemble des résultats de mesures de la vitesse du son et du taux de vide dans un écoulement eau-air. Cela permet de comparer les résultats expérimentaux avec les modèles théoriques existants, détaillés dans le chapitre I. Les mesures sont tout d'abord effectuées dans la 1^{ère} veine d'essais mais à cause d'un problème d'inhomogénéité de l'écoulement, les mêmes types de mesures ont été faits dans la 2^{ème} veine afin d'obtenir des résultats de meilleure qualité. Comme indiqué en conclusion du chapitre III, seule la méthode à 3 capteurs de pression est retenue pour mesurer la vitesse du son.

4.2. Mesures dans la 1^{ère} veine d'essais

Comme expliqué précédemment (cf. 2.3.2.2.B), la méthode à trois capteurs de pression est une méthode classique pour mesurer la vitesse du son dans un écoulement. Cette méthode a été appliquée pour le mélange diphasique eau-air.

Comme le montre la figure II-28, la sonde optique est placée en face des trois capteurs et au milieu. Pour le taux de vide moyen dans la section de mesure, la sonde est positionnée successivement en sept points dans chaque section. Le capteur 1 est placé à la position 1 (figure II-21) et la distance inter-capteurs est $L=10$ cm. Donc la sonde se trouve à la position 2. En créant la dépression à l'aide de la pompe à vide et en faisant varier le débit volume d'air, le graphe ci-dessous est obtenu (figure IV-1) il représente la variation de la vitesse du son en fonction du taux de vide.

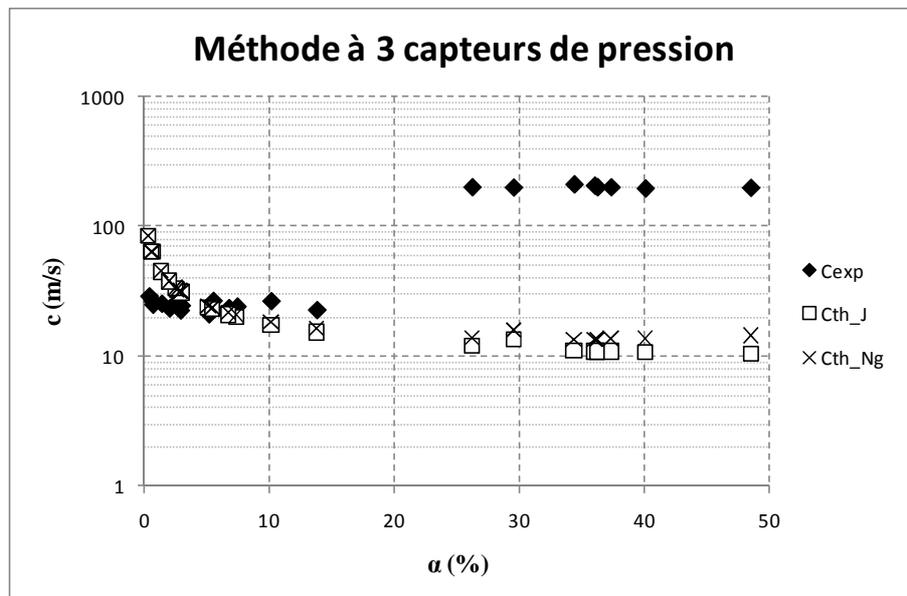


Figure IV-1 : Vitesse du son (en échelle logarithmique) en fonction du taux de vide, méthode à 3 capteurs de pression, 1^{ère} veine d'essais.

Dans ce graphe les mesures sont comparées aux valeurs théoriques obtenues par les deux relations (I-1) et (I-15). La relation (I-1) peut être exprimée pour le mélange liquide-gaz comme suit:

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_g^2} \left[\alpha^2 + \alpha(1 - \alpha) \frac{\rho_l}{\rho_g} \right] + \frac{1}{c_l^2} \left[(1 - \alpha)^2 + \alpha(1 - \alpha) \frac{\rho_g}{\rho_l} \right] \quad (\text{IV-1})$$

Dans cette relation il faut tenir compte de la variation de la masse volumique d'air due à la variation de pression. Autrement dit on ne peut pas supposer que $\rho_g=1,204 \text{ kg/m}^3$ (masse volumique d'air à P_{atm} et 20°C), vu que l'écoulement est mis en dépression pendant les expériences. En considérant l'air comme un gaz parfait et sachant que pour l'air sec on a $R_s=287 \text{ J/(kg.K)}$ et $T=293 \text{ K}$, on peut obtenir ρ_g par la relation (I-16). Par conséquent on peut obtenir les valeurs théoriques de la vitesse du son basées sur les relations de Jakobsen et Nguyen, présentées respectivement comme « Cth_J » et « Cth_Ng » sur la figure IV-1.

Comme expliqué précédemment (cf. 1.3.1.2), le modèle de Brennen [Bre05] est équivalent à celui de Jakobsen [JK64], donc les valeurs expérimentales sont seulement comparées avec les modèles de Jakobsen [JK64] et Nguyen [Ngu81]. Etant donné que pour les expériences en eau-air le transfert thermique entre les phases est négligeable (les deux fluides étant sensiblement à la même température [Cos97]), le processus est considéré adiabatique, et l'indice polytropique est $n=1,4$. Comme détaillé auparavant (cf. 1.3.1.3), Nguyen dans son modèle suppose que la phase gazeuse est idéalement dispersée dans la phase liquide, ce qui n'est pas toujours le cas pour ces expériences en particulier dans les grands taux de vide. C'est pourquoi ce modèle n'est pas approprié quand α est grand.

Comme on peut le constater sur la figure IV-1, pour des taux de vide supérieurs à 20%, les valeurs expérimentales obtenues sont très éloignées de celles théoriques. Il faut trouver la cause de ce grand décalage dans la configuration de l'écoulement diphasique et la nature des mesures à trois capteurs. Malheureusement malgré la mise en application du dispositif diaphragme-grille-nid d'abeille, en augmentant le taux d'injection d'air, l'écoulement prend de plus en plus une forme inhomogène particulièrement vers la paroi. Ce genre de situations peut être justifié par les cartes de régimes d'écoulement connues en diphasique, notamment dans [Bre05].

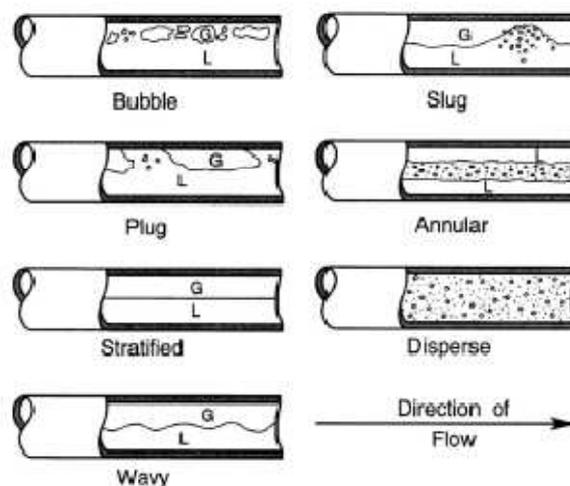


Figure IV-2 : Schémas de différents régimes pour des écoulements eau-air dans un tube horizontal (extrait de [Bre05]).

Dans ce cas, à partir d'un certain taux de vide, on n'a plus d'écoulement dispersé de manière homogène et c'est le début d'un écoulement de type « Plug » représenté sur la figure IV-2. Par conséquent les capteurs de pression se retrouvent dans des poches d'air.

Sur la figure IV-3 on peut comparer deux configurations de l'écoulement avec $\beta=6,07\%$ (a) et $\beta=11,61\%$ (b). Il est visible dans le cas (b) que l'écoulement contient les poches de gaz sur la paroi et il perd son homogénéité.

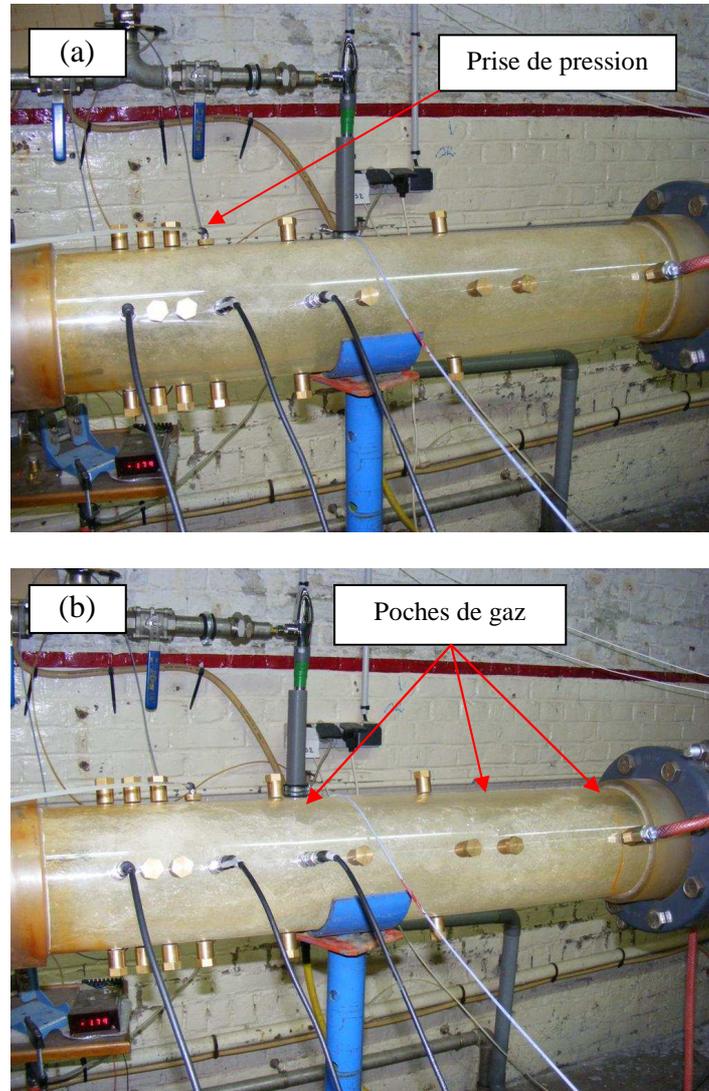
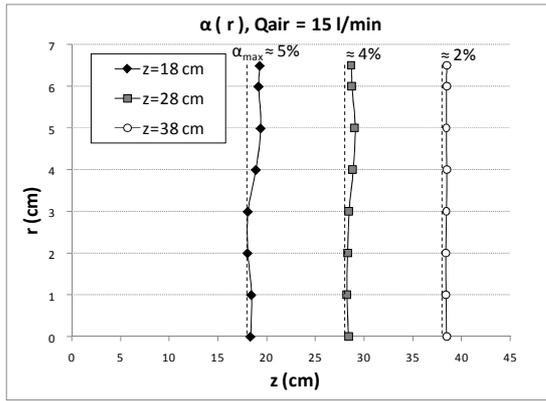
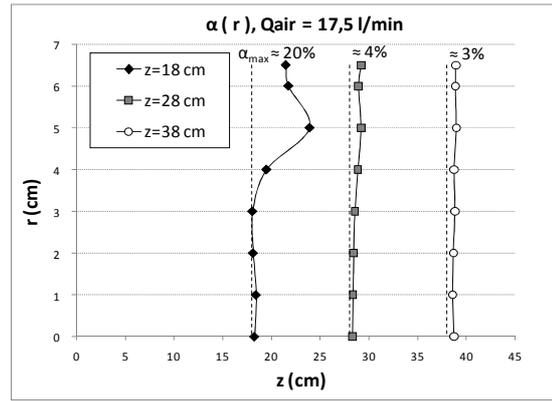


Figure IV-3 : Configuration de l'écoulement en eau-air pour $Q_{\text{eau}}=1558,6$ l/min et (a) $Q_{\text{air}}=100,8$ l/min, (b) $Q_{\text{air}}=204,7$ l/min.

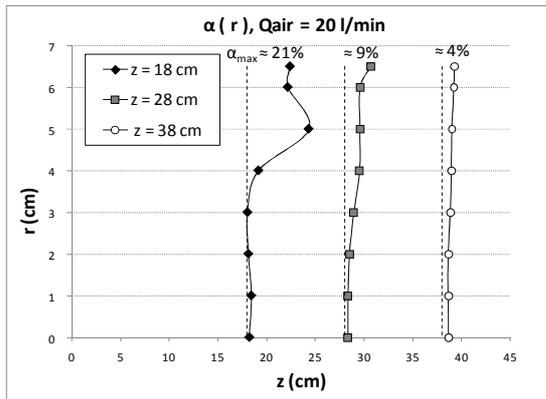
Sur la figure IV-4, on peut observer les distributions du taux de vide en fonction de r et z dans la 1^{ère} veine. Les profils présentés sur la figure IV-4 correspondent aux différents débits d'air injecté, évoqués précédemment (cf. figure II-22). Comme on le constate sur la figure IV-4, en augmentant la teneur en air dans l'écoulement, ce dernier devient de plus en plus inhomogène, particulièrement à la proximité de la paroi. Les valeurs du taux de vide pour ces points de mesure sont présentées dans l'[Annexe IV](#) à la fin du mémoire, alors que α_{max} approximatif est reporté sur les figures pour chaque section de mesure.



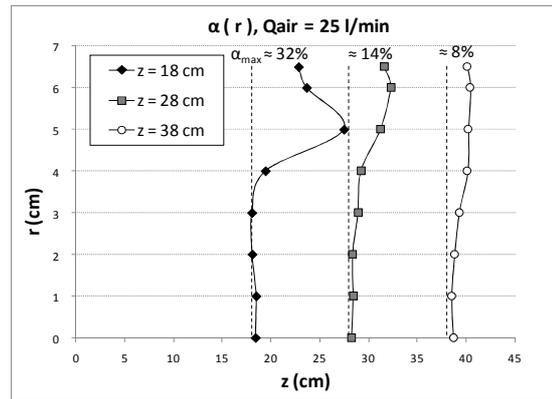
(a) $Q_{\text{air}} \text{ injecté} = 15 \text{ l/min}$, $\alpha_{\text{max}} = 4,7 \%$



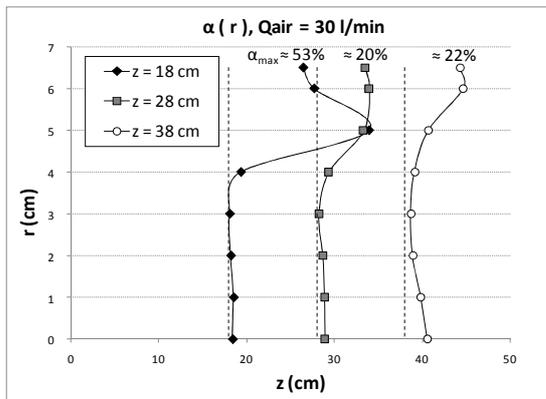
(b) $Q_{\text{air}} \text{ injecté} = 17,5 \text{ l/min}$, $\alpha_{\text{max}} = 19,8 \%$



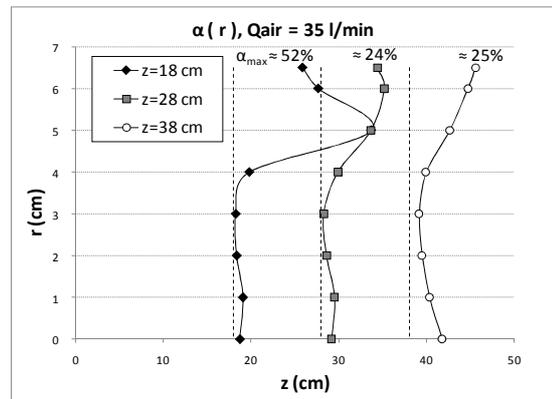
(c) $Q_{\text{air}} \text{ injecté} = 20 \text{ l/min}$, $\alpha_{\text{max}} = 21,1 \%$



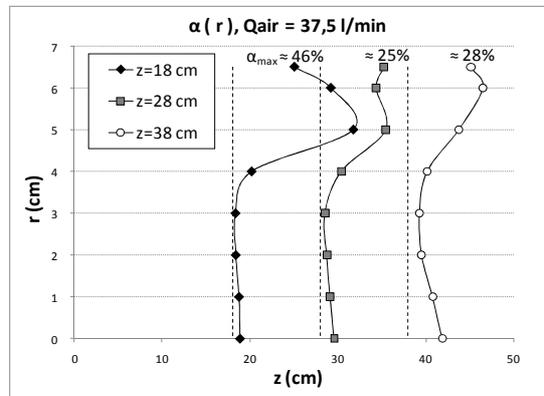
(d) $Q_{\text{air}} \text{ injecté} = 25 \text{ l/min}$, $\alpha_{\text{max}} = 31,8 \%$



(e) $Q_{\text{air}} \text{ injecté} = 30 \text{ l/min}$, $\alpha_{\text{max}} = 53,4 \%$



(f) $Q_{\text{air}} \text{ injecté} = 35 \text{ l/min}$, $\alpha_{\text{max}} = 52,4 \%$



(g) $Q_{\text{air}} \text{ injecté} = 37,5 \text{ l/min}$, $\alpha_{\text{max}} = 45,9 \%$

Figure IV-4 : Distribution de α en fonction de r et z pour différents débits volume d'air lus sur le débitmètre

On peut également observer la dispersion de la taille caractéristique moyenne des bulles pour un débit d'air de 20 l/min (cas c de la figure IV-4) sur la figure IV-5. Comme on le constate sur cette dernière, il y a une forte dispersion de la taille caractéristique de bulle particulièrement dans la section $z=18$ cm. Il y a des bulles avec un diamètre moyen proche du diamètre de pointe de la sonde (80 μm) jusqu'à des bulles quarante fois plus grandes ($d_{\text{bulle}} \approx 3,1$ mm).

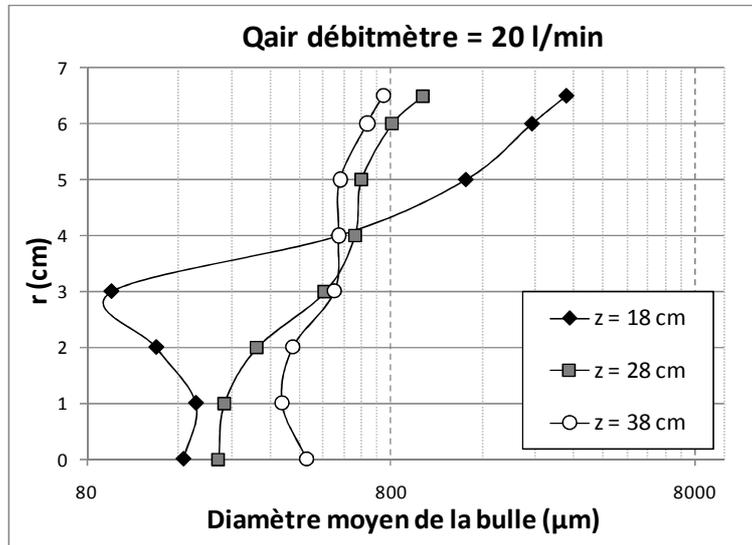


Figure IV-5 : Dispersion du diamètre moyen de la bulle en fonction de r et z pour le débit d'air de 20 l/min lu sur le débitmètre

Toutes les explications précédentes confirment que l'écoulement eau-air dans la 1^{ère} veine d'essais n'est pas suffisamment homogène et, pour remédier à ce problème d'inhomogénéité, on met en œuvre la 2^{ème} veine d'essais décrite dans le chapitre II. On mesure donc la vitesse du son en fonction du taux de vide sur le même principe et on analyse les résultats.

4.3. Mesures dans la 2^{ème} veine d'essais

Comme on l'a vu au deuxième chapitre, le diamètre de la veine d'essais a été réduit pour les essais en cavitation. La 2^{ème} veine d'essais (figure IV-6) a été conçue pour remédier à la fois à l'homogénéité insuffisante de l'écoulement et aux trop faibles valeurs de taux de vide accessibles.



Figure IV-6 : Deuxième veine d'essais

L'utilisation d'un nouveau système LMS, permet de trouver la première fréquence annulant la partie réelle de fonction de transfert (cf. 2.3.2.2.B), d'une manière plus rapide et aisée sans avoir besoin d'un long processus de post-traitement.

Comme pour la 1^{ère} veine d'essais, la validation de la méthode à 3 capteurs semble nécessaire pour la 2^{ème} veine (D=5 cm). La validation peut s'effectuer en mesurant la vitesse du son dans l'eau pure, qui est connue. Ayant une distance inter-capteurs de 10 cm et dans le cas de l'eau pure, on observe que la première fréquence qui annule H(f) vaut 1926 Hz (figure IV-7). D'après les relations (II-20) et (II-21) la vitesse du son en milieu libre mesurée est quasiment 1500 m/s, donc il y a un écart négligeable avec la valeur théorique ($c_{\text{eau}} \approx 1500$ m/s).

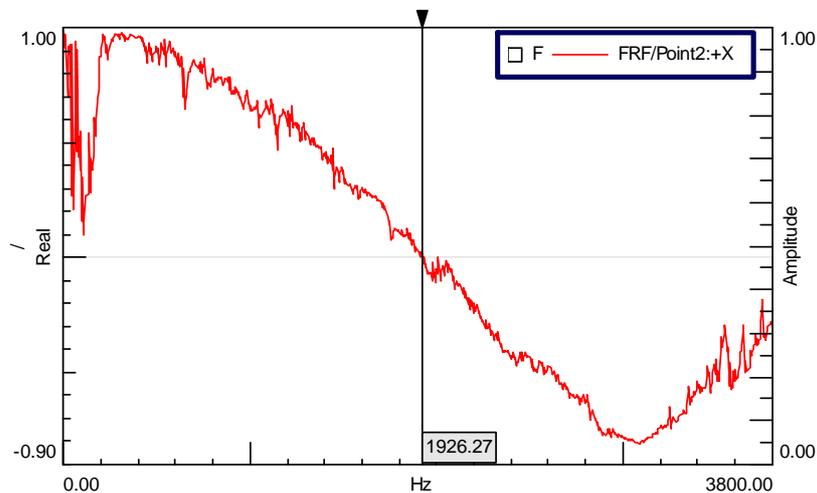


Figure IV-7 : Partie réelle de la fonction de transfert, cas de l'eau pure, L=10 cm, 2^{ème} veine d'essais.

En ce qui concerne les mesures avec la sonde optique, le même procédé (le fait de coulisser la sonde radialement dans une section de l'écoulement) est utilisé pour obtenir le taux de vide moyen. Dans ce cas de figure, la sonde est positionnée successivement en huit points (de 0 à 2,25 cm) avec un pas de 3 mm.

Sur la figure IV-8, on peut observer les résultats expérimentaux de mesure de la vitesse du son avec 3 capteurs dans la 2^{ème} veine d'essais.

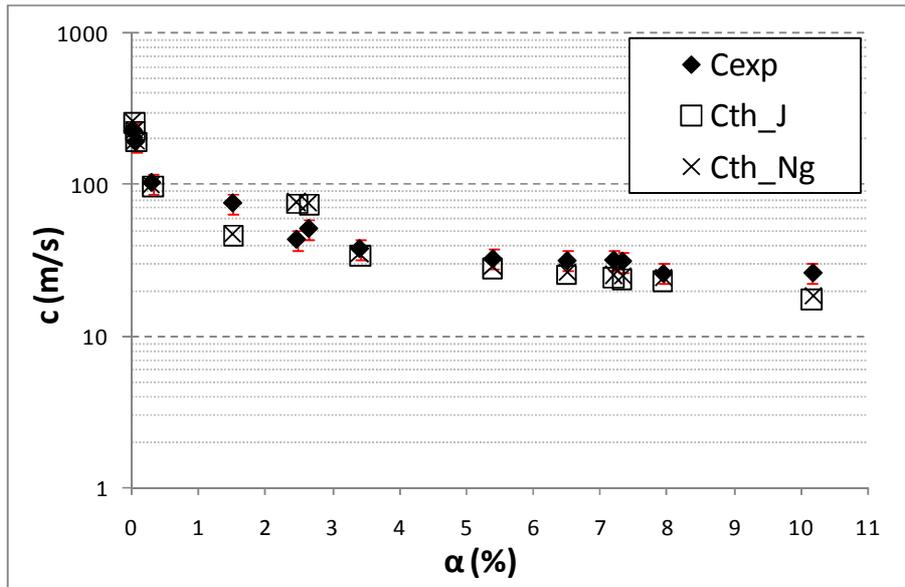


Figure IV-8 : Vitesse du son en fonction de α , méthode à 3 capteurs, 2^{ème} veine d'essais

Une précision de $\pm 15\%$ en valeur relative est reportée sur la figure IV-8, basée sur les résultats expérimentaux et les valeurs théoriques du modèle de Jakobsen avec $n=1,4$. En utilisant cette veine d'essais la valeur de α la plus élevée qu'on obtient est de l'ordre de 10%. Comme on peut le constater, le modèle de Nguyen donne des valeurs quasiment superposées avec le modèle de Jakobsen parce qu'on ne traite pas ici de grandes valeurs de α .

Comme on l'observe, il y a un excellent accord entre les mesures de la vitesse du son et les valeurs théoriques. On conclut donc que la méthode à trois capteurs de pression donne de bons résultats pour mesurer la vitesse du son en écoulement diphasique tant que ce dernier reste assez homogène. Sur la figure IV-9, on peut observer la distribution de α dans une seule section ($z=50$ cm) en fonction de r et du débit d'air lu sur le débitmètre. On peut constater que, contrairement à la 1^{ère} veine d'essais, il n'y pas une inhomogénéité vers la paroi (α est relativement plus élevé vers le noyau de l'écoulement).

On peut également regarder la dispersion de la taille caractéristique des bulles suivant l'axe transversal de la veine pour deux débits de 20 l/min et de 25 l/min lus au débitmètre. Comme on peut le constater sur la figure IV-10, il n'y pas une forte dispersion de la taille caractéristique des bulles dans une section de mesure contrairement aux cas dans la 1^{ère} veine d'essais.

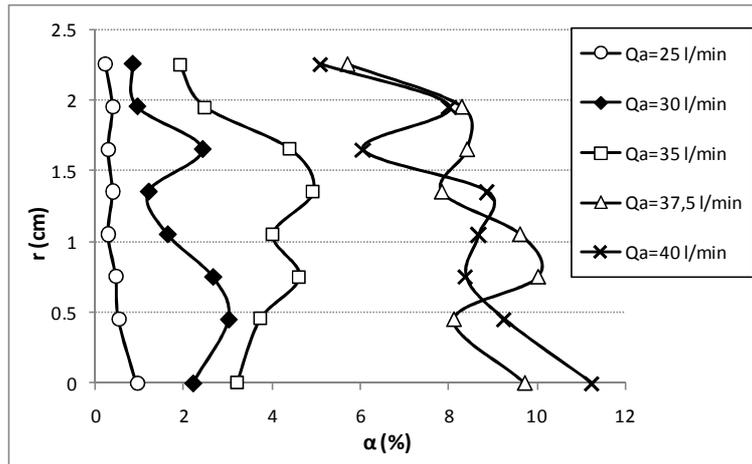


Figure IV-9 : Distribution de α en fonction de r pour différents $Q_{\text{air}}^{\text{débitmètre}}$ à $z=50$ cm, 2^{ème} veine d'essais

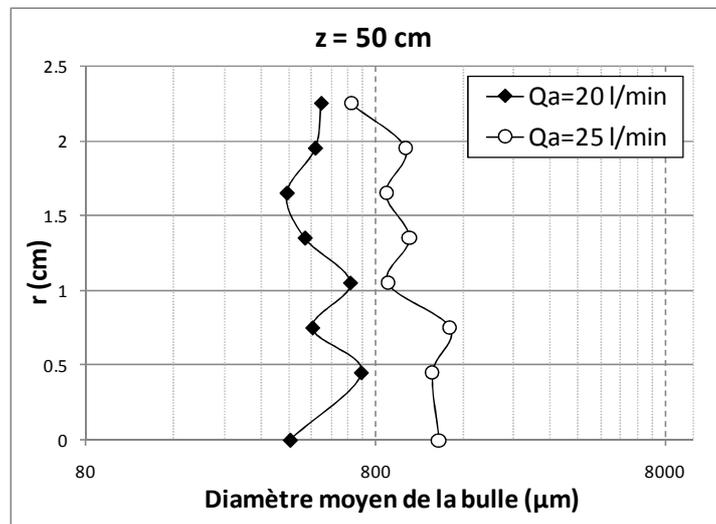


Figure IV-10 : Dispersion de la taille caractéristique de bulle en fonction de r pour deux $Q_{\text{air}}^{\text{débitmètre}}$ à $z=50$ cm, 2^{ème} veine d'essais

4.4. Conclusion

En dépouillant les résultats présentés dans le chapitre présent, on peut en déduire que, si on arrive à avoir un écoulement bien homogène (même avec des taux de vide élevés), la méthode à 3 capteurs fournit des résultats très satisfaisants. C'est pourquoi pour le cas de l'écoulement cavitant, cette méthode a été appliquée pour mesurer la vitesse du son en utilisant la 2^{ème} veine d'essais. Il faut souligner que la célérité minimale mesurée en écoulement eau-air, aussi bien dans la 1^{ère} veine d'essais que dans la 2^{ème} veine, est de l'ordre de 20 m/s. Vu la vitesse moyenne de l'écoulement dans ces essais (de l'ordre de 2 m/s) le nombre de Mach moyen est donc de l'ordre de 0,1. Par conséquent l'hypothèse utilisée dans la méthode à 3 capteurs basée sur le faible nombre de Mach moyen (§ 2.3.2.2.B), reste toujours en vigueur.

Chapitre V : Essais en écoulement cavitant

5.1. Introduction

À la suite des essais en écoulement eau-air, ce chapitre est consacré aux mesures de la vitesse du son en écoulement cavitant dans la 2^{ème} veine d'essais. L'analyse des résultats a nécessité des développements supplémentaires dans l'utilisation de la méthode à 3 capteurs, afin de prendre en compte les valeurs plus importantes du nombre de Mach moyen de l'écoulement dans certains de ces essais.

5.2. Mesures en écoulement cavitant

5.2.1. Dispositif d'essais

Trois obstacles ont été utilisés pour la création de la cavitation. Le premier objet utilisé pour les expériences en cavitation, est une plaque trouée (nommée plaque 1) présentée sur la figure ci-dessous.



Figure V-1 : Plaque 1 utilisée dans la 2^{ème} veine d'essais

Elle est constituée de 69 trous de diamètre 5 mm, répartis dans un cercle de diamètre 50 mm égal au diamètre intérieur du tube en plexiglas. Le plan de la plaque 1 est présenté à la fin de ce mémoire (cf. [Annexe V](#)).

Etant donné que le diamètre de la veine d'essais est réduit à 5 cm, il est évident que la perte de charge créée par les convergents, la plaque et les divergents (figure IV-6) devient plus importante que dans le cas de la 1^{ère} veine. En augmentant la perte de charge le débit du circuit hydraulique diminue et cela se manifeste par l'augmentation de cavitation sur les pales d'hélice (figure V-2).



Figure V-2 : Forte cavitation créée sur les pales de la pompe à hélice, $\omega=1500$ tr/min et $P_{\text{cuve à vide}}=200$ mbar.

Dans cette circonstance le débit de l'écoulement diminue à tel point qu'on ne peut plus se servir du diaphragme montré dans la figure (II-1) pour mesurer le débit d'eau. C'est la raison pour laquelle une autre solution a été envisagée afin d'obtenir la vitesse moyenne de l'écoulement. Elle consiste à utiliser un tube de Pitot.

Quand l'écoulement est cavitant, les mesures du tube de Pitot et de prises de pression (figure V-3) ne sont plus fiables pour estimer la vitesse moyenne de l'écoulement. En effet, sur le tube de Pitot une petite poche de cavitation se crée et vu la dépressurisation de l'écoulement, il y a du gaz (ou de la vapeur) qui pénètre dans les tuyaux de connexion entre le tube de Pitot et le capteur de pression différentielle (Rosemount). C'est pourquoi après avoir fait les mesures du taux de vide et de la vitesse du son, la plaque trouée est déplacée en aval du tube en mettant l'écoulement dans les mêmes conditions d'essais (pression et vitesse de rotation de la pompe). Comme cela, la vitesse de l'écoulement peut être calculée a posteriori lorsque le tube de Pitot et les prises de pression ne se retrouvent pas dans la zone de cavitation.

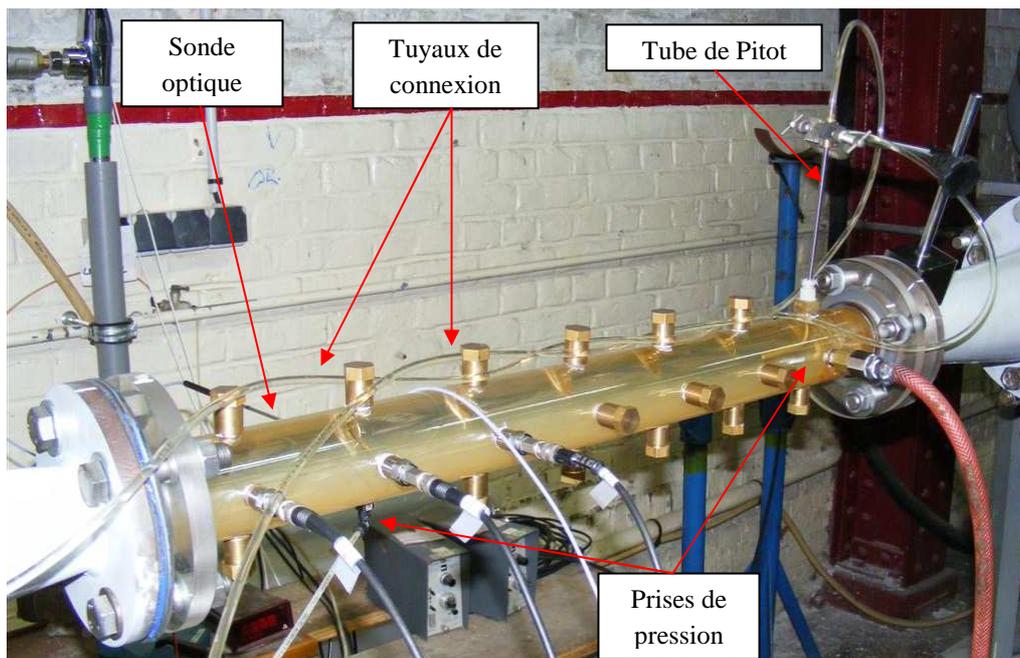


Figure V-3 : 2^{ème} veine d'essais avec les appareils de mesure.

En utilisant la plaque 1, le nombre de Reynolds de l'écoulement cavitant ($Re = \frac{\rho VD}{\mu}$) basé sur le diamètre du tube et la viscosité dynamique de l'eau, varie de $1,2 \cdot 10^5$ à $2,3 \cdot 10^5$, donc l'écoulement est complètement turbulent.

La plaque 1 ayant 2 mm d'épaisseur et des trous de 5 mm, donne un rapport (e/d) de 0,4. Elle peut donc être considérée comme un orifice d'après Idel'cik [Ide86]. Selon les travaux de Testud et al. [Tes07], il n'y a donc aucun rattachement de l'écoulement dans la plaque. Comme on l'observe dans la figure V-4, pour la majorité des expériences effectuées avec cette plaque, le nombre de Mach moyen ($M=V/c$) reste inférieur à l'unité, autrement dit l'écoulement moyen demeure subsonique. Cependant il y a quelques essais pour lesquels l'écoulement moyen devient supersonique, comme dans certaines expériences de Testud [Tes07]. Le calcul des nombres de Mach dans cette figure (V-4) a été effectué en utilisant les résultats de célérités en milieu infini obtenues selon la méthode à 3 capteurs décrite dans les chapitres précédents. On observe sur cette figure que de nombreux points de mesures présentent des nombres de Mach largement supérieurs à 0,3. La question de la prise en compte de l'effet du nombre de Mach dans la méthode à 3 capteurs a donc dû être analysée en détail.

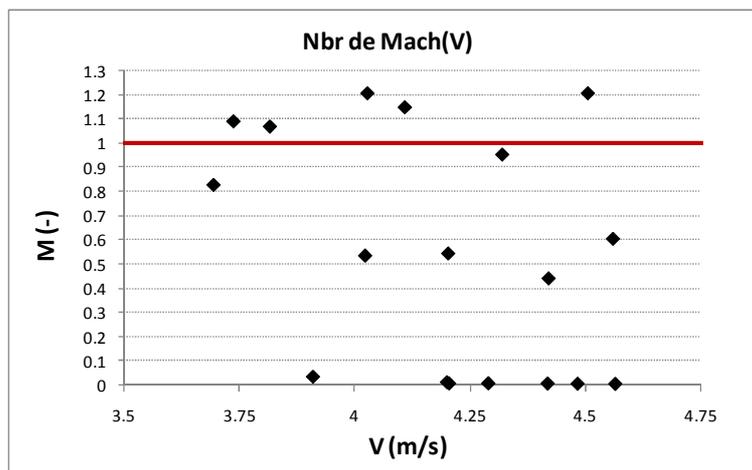


Figure V-4 : Nombres de Mach moyens en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement

Pour optimiser les conditions hydrauliques, on calcule σ pour différentes vitesses de rotation de la pompe. Pour la cavitation créée dans un jet (i.e. dans les pompes, vannes, orifices) Brennen [Bre95] et Young [You99] utilisent la relation ci-dessous pour définir le nombre de cavitation :

$$\sigma = \frac{P_{ref} - P_{vs}}{\frac{1}{2} \rho_l V_{ref}^2} \quad (V-1)$$

Où ρ_l est la masse volumique du liquide, V_{ref} est la vitesse de référence, P_{vs} représente la pression de vapeur saturante du liquide et P_{ref} est très souvent une pression statique en aval de l'obstacle. Dans ce travail V_{ref} et P_{ref} sont respectivement la vitesse débitante dans la veine d'essais et la pression statique dans la cuve à vide.

En appliquant la relation (V-1), avec $P_{vs}=2000$ (Pa), on obtient le graphe ci-dessous pour le cas de la pression minimale dans la cuve à vide (150 mbar). Comme on peut

l'observer sur la figure V-5, à partir de $\omega=1300$ tr/min le nombre de cavitation augmente au lieu de diminuer. Vu la cavitation importante créée sur les pales de la pompe (figure V-2), sa hauteur décroît et par conséquent la vitesse de l'écoulement n'augmente plus. L'augmentation du nombre de cavitation est due à cette chute de hauteur de la pompe et à la diminution de débit associée.

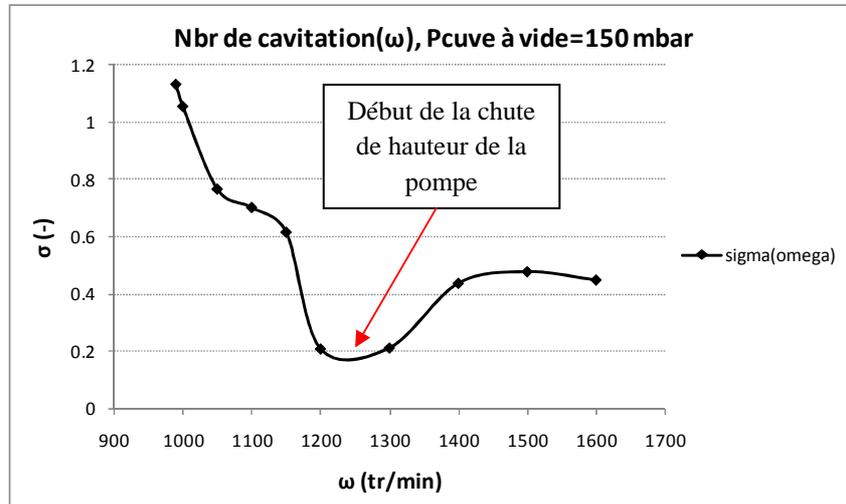
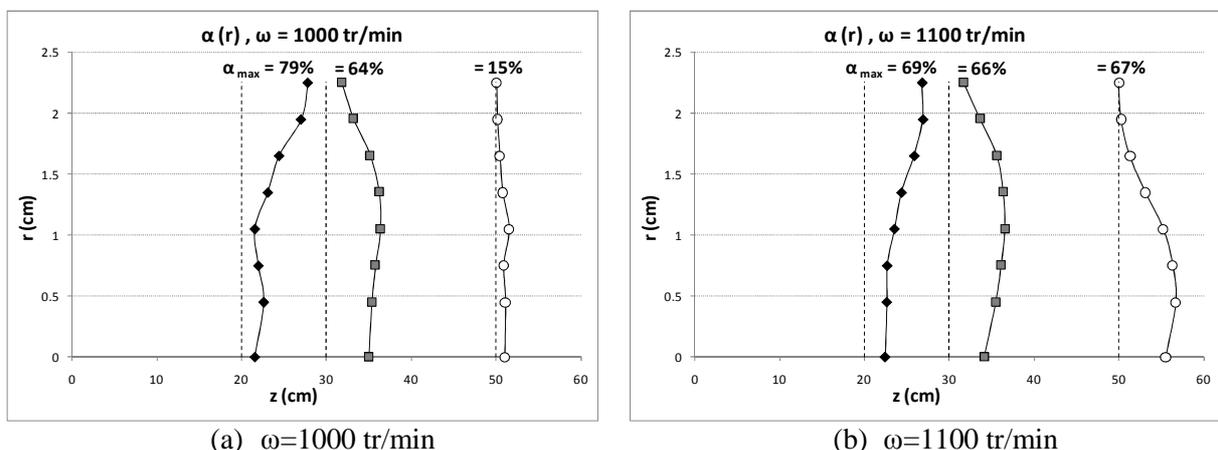


Figure V-5 : Variation du nombre de cavitation en fonction de vitesse de rotation de la pompe, $P_{\text{cuve à vide}}=150$ mbar.

Au contraire de la figure (II-7), il n'y a pas un décrochage dans la figure V-5 qui correspondrait à l'apparition d'une torche de cavitation. Cela veut dire que la non-homogénéité, existant dans la veine précédente, ne se manifeste plus et on peut considérer que l'écoulement est plus homogène. Par ailleurs en comparant les figures (II-7) et (V-5), on observe que le nombre de cavitation a diminué d'une valeur de 1,3 à une valeur de 0,2.

En ce qui concerne l'homogénéité de l'écoulement cavitant, sur la figure suivante on peut observer la distribution du taux de vide en fonction du rayon (r) et de l'axe de la veine d'essais (z) dans un tronçon de 30 cm. Pour les essais présentés dans la figure V-6, la pression dans la cuve à vide est 160 mbar et chacune des quatre figures {(a), (b), (c), (d)} correspond à une vitesse de rotation donnée. On peut observer que, contrairement à la 1^{ère} veine d'essais, l'écoulement est plus homogène et qu'il n'y pas le problème des poches de vapeur (ou d'air dans le cas du mélange eau-air) près de la paroi.



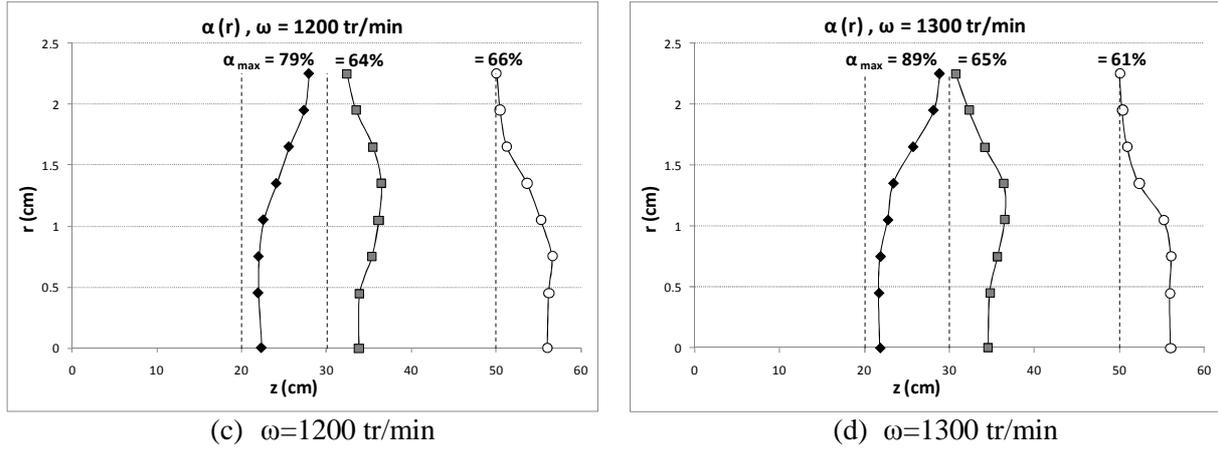


Figure V-6 : Distribution de α en fonction de r et z , $P_{\text{cuve à vide}} = 160$ mbar

Les valeurs du taux de vide correspondant aux profils sur la figure V-6, sont présentées dans l'[Annexe VI](#) à la fin de ce manuscrit.

5.2.2. Prise en compte du nombre de Mach

Comme expliqué dans le chapitre II, l'effet du nombre de Mach est négligé dans le travail de Bolpaire [[Bol00](#)] en développant la méthode à 3 capteurs de pression. La figure V-4 montre en effet que pour la majorité des essais, le nombre de Mach est important ($M > 0,5$). Cela révèle la nécessité de prendre en compte de l'effet de ce nombre dans les essais effectués en cavitation. On a donc essayé de trouver un moyen afin d'intégrer le nombre de Mach moyen dans la méthode à 3 capteurs. Ce point fait partie de l'originalité de ce travail.

Selon les explications de Carta [[Car99](#)] et en considérant la figure II-29, si la conduite est traversée par un écoulement de fluide qui satisfait aux hypothèses de l'acoustique linéaire, on peut écrire la relation suivante pour une longueur L de conduite (par ex. longueur entre les capteurs 2 et 3) :

$$\left(\frac{P}{\rho c V} \right)_3 = (T_r) * \left(\frac{P}{\rho c V} \right)_2 \quad (\text{V-2})$$

Où T_r est la matrice de transfert entre deux sections. Miles [[Mil81](#)] a montré que dans le cas d'écoulement compressible en conduite à section constante, la matrice de transfert tient compte du nombre de Mach moyen de l'écoulement subsonique (noté M et supposé constant), et elle est définie comme :

$$(T_r) = e^{-\zeta L} \begin{bmatrix} \cos(\zeta L) & -j \sin(\zeta L) \\ -j \sin(\zeta L) & \cos(\zeta L) \end{bmatrix} \quad (\text{V-3})$$

Où $\zeta = \frac{k}{1-M^2}$ et les nombres d'onde et de Mach sont respectivement : $k = \frac{2\pi f}{c}$; $M = \frac{V}{c}$.

Il faut noter que dans le cas $M=0$ on retrouve la formulation classique reprise et utilisée par Bolpaire [[Bol00](#)] :

$$(T_r) = \begin{bmatrix} \cos(kL) & -j \sin(kL) \\ -j \sin(kL) & \cos(kL) \end{bmatrix} \quad (\text{V-4})$$

En appliquant la relation V-3 pour la méthode à 3 capteurs de pressions (figure II-29), on obtient les relations suivantes :

$$\begin{pmatrix} P_2 \\ \rho c V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & -jB \\ -jB & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ \rho c V_1 \end{pmatrix} \quad (\text{V-5})$$

$$\begin{pmatrix} P_3 \\ \rho c V_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & -jB \\ -jB & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_2 \\ \rho c V_2 \end{pmatrix} \quad (\text{V-6})$$

Où les termes A et B sont définis comme :

$$A = e^{-\zeta ML} \cos(\zeta L) \quad (\text{V-7})$$

$$B = e^{-\zeta ML} \sin(\zeta L) \quad (\text{V-8})$$

En combinant les expressions issues de (V-5) et (V-6), on arrive à écrire les relations suivantes :

$$P_3 = AP_2 - jB(-jBP_1 + A\rho c V_1) \quad (\text{V-9})$$

$$P_3 = AP_2 - B^2 P_1 + A(P_2 - AP_1) \quad (\text{V-10})$$

Ce qui aboutit à obtenir l'équation suivante, sachant que $B^2 + A^2 = e^{-2\zeta ML}$:

$$\frac{P_3}{P_2} + (B^2 + A^2) \frac{P_1}{P_2} - 2A = 0 \quad (\text{V-11})$$

Comme on le constate, dans le cas $M=0$, la relation (V-11) donne la relation (II-18), ce qui est rationnel. Les fonctions de transfert (P_3/P_2) et (P_1/P_2) étant des fonctions complexes de la fréquence f , la relation V-11 se traduit par :

$$Re\left(\frac{P_3}{P_2}\right) + (B^2 + A^2)Re\left(\frac{P_1}{P_2}\right) - 2A = 0 \quad (\text{V-12})$$

$$Im\left(\frac{P_3}{P_2}\right) + (B^2 + A^2)Im\left(\frac{P_1}{P_2}\right) = 0 \quad (\text{V-13})$$

Les relations (V-12) et (V-13) tiennent compte de M et, en combinant ces deux relations, on obtient :

$$Re\left(\frac{P_3}{P_2}\right) - \frac{Im\left(\frac{P_3}{P_2}\right)}{Im\left(\frac{P_1}{P_2}\right)} Re\left(\frac{P_1}{P_2}\right) - 2A = 0 ; Im\left(\frac{P_1}{P_2}\right) \neq 0 \quad (\text{V-14})$$

On utilise l'équation V-14 pour les résultats précédents (figure V-7) qui n'avaient pas tenu compte du nombre de Mach moyen. Comme on peut le constater le troisième terme de cette équation contient le M.

Théoriquement l'équation (V-14) doit être nulle pour toutes fréquences dans le cas d'un écoulement subsonique, mais en pratique elle est égale à une certaine erreur. Une fois les fonctions de transfert complexes acquises, on recherche la vitesse du son pour laquelle la somme des carrés des erreurs (pour toutes les fréquences) est minimale (relation V-15).

$$\sum_{f=0}^{f=f_{max}} \left[Re\left(\frac{P_3}{P_2}\right) - \frac{Im\left(\frac{P_3}{P_2}\right)}{Im\left(\frac{P_1}{P_2}\right)} Re\left(\frac{P_1}{P_2}\right) - 2A \right]^2 = \sum_{f=0}^{f=f_{max}} [erreur]^2 \quad (\text{V-15})$$

Pour trouver cette vitesse du son optimale en conduite, on a réalisé une procédure de calculs sous Excel. Afin d'améliorer le résultat, plusieurs itérations sont effectuées dans la procédure en éliminant les fréquences pour lesquelles l'erreur est supérieure à 0,5. Par conséquent une vitesse du son convergée s'obtient et on peut ensuite comparer cette vitesse du son (avec effet de M) avec la vitesse du son obtenue précédemment (sans effet de M).

La figure V-7 présente une comparaison des valeurs obtenues avec ou sans ($M=0$) prise en compte de l'effet du nombre de Mach dans la détermination expérimentale de la célérité des ondes en conduite (voir [Annexe IX](#)). Comme précédemment les valeurs de célérité reportées ici sont les valeurs en milieu libre après prise en compte de l'effet de déformabilité de la conduite. On observe que cette correction devient nécessaire pour les valeurs les plus élevées de α . Il est clair que ce seuil est dépendant de la vitesse moyenne de l'écoulement, de l'ordre de 4 m/s dans les essais présentés sur cette figure (V-7).

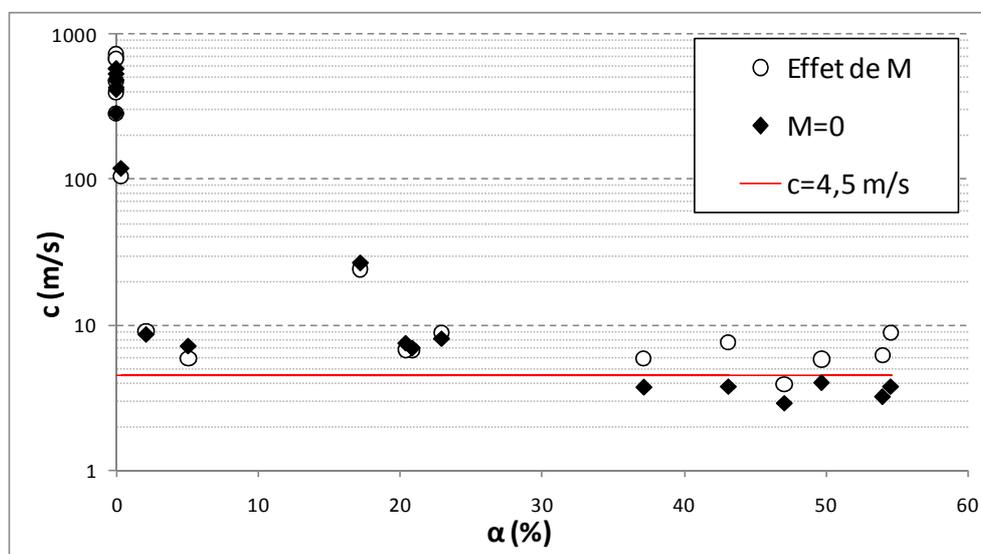


Figure V-7 : Comparaison des vitesses du son mesurées avec ou sans ($M \neq 0$) de prise en compte du nombre de Mach (échelle logarithmique), dans le cas de la plaque 1

Il faut se rappeler que dans le chapitre IV, l'effet de M n'a pas été pris en compte pour les essais effectués en écoulement eau-air. Dans ces essais, la célérité minimale mesurée était de l'ordre de 20 m/s tandis que la vitesse moyenne de l'écoulement était de l'ordre de 2 m/s. Cela veut dire que pour les essais en eau-air le nombre de Mach était inférieur à 0,1, et que la prise en compte de M n'était pas nécessaire.

5.2.3. Résultats

Dans la figure V-8, la mesure de célérité du son (après prise en compte de l'effet du nombre de Mach) est comparée avec le modèle de Jakobsen [\[JK64\]](#) en fonction du taux de vide et en échelle logarithmique. Dans cette figure, le modèle de Jakobsen est appliqué pour les deux cas adiabatique ($n=1,3$) et isotherme ($n=1$). Comme on l'a expliqué (cf. 1.3.1.3), en utilisant la relation (I-17) on peut introduire l'indice polytropique dans le modèle de Jakobsen.

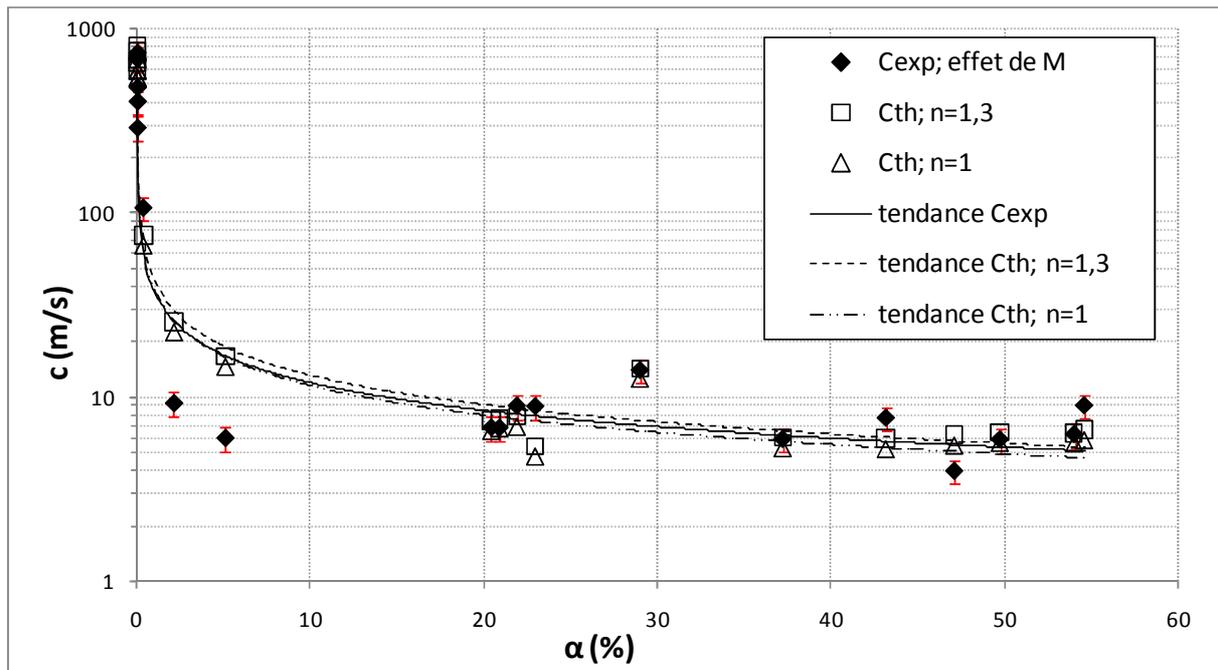


Figure V-8 : Vitesse du son dans le fluide en fonction de α en échelle logarithmique, plaque 1, méthode à 3 capteurs de pression, $V = [3,6 ; 4,7]$ m/s

Il faut noter que pour tracer la courbe théorique par le modèle de Jakobsen dans la figure I-6, la masse volumique de vapeur ($\rho_v=0,017 \text{ kg/m}^3$) est déduite pour $P \approx P_{vs}$ et $T=293 \text{ K}$. En réalité ρ_v varie d'une expérience à l'autre selon la pression statique dans une section. C'est pourquoi pour les valeurs théoriques dans la figure V-8, il vaut mieux mettre les points au lieu de tracer une courbe représentant la théorie.

En ce qui concerne les mesures expérimentales, on observe qu'elles suivent bien le modèle de Jakobsen. Selon les résultats obtenus dans l'écoulement eau-air avec la 2^{ème} veine d'essais (cf. 4.3), une incertitude de $\pm 15\%$ en valeur relative est présentée pour les mesures effectuées. En traçant une courbe de tendance pour les valeurs expérimentales et deux autres pour les valeurs théoriques dans les cas adiabatique et isotherme, on constate d'abord que ces courbes sont très proches l'une à l'autre. Ceci prouve la bonne qualité du modèle théorique de Jakobsen (et Brennen) avec la réalité physique des écoulements cavitants. En plus comme on le constate, la courbe de tendance des valeurs expérimentales se situe entre les courbes de tendance pour les processus isotherme et adiabatique.

Une fois la cavitation créée en aval de la plaque, il est très difficile de la contrôler pour obtenir exactement un taux de vide souhaité. Il faut donc remarquer que le graphe de la figure V-8 (comme figure V-4) représente l'ensemble des mesures effectuées dans les sections différentes ($z = 20, 30, 40, 50, 60 \text{ cm}$) afin d'obtenir une gamme étendue du taux de vide. Cependant le taux de vide maximal obtenu ne dépasse pas 55%.

Dans la figure V-9, la variation de vitesse de l'écoulement en fonction de la vitesse de rotation de la pompe, est présentée pour les essais correspondant à la figure V-5. On observe que la vitesse de l'écoulement varie dans un intervalle de $[3,8 ; 4,6]$ m/s. Ce petit intervalle montre qu'en utilisant la plaque 1, même si on a fait varier ω dans une grande gamme, V n'a pas beaucoup varié. C'est pourquoi d'autres obstacles faisant moins d'obstruction dans

l'écoulement, ont été examinés afin d'introduire l'effet de vitesse de l'écoulement dans les essais.

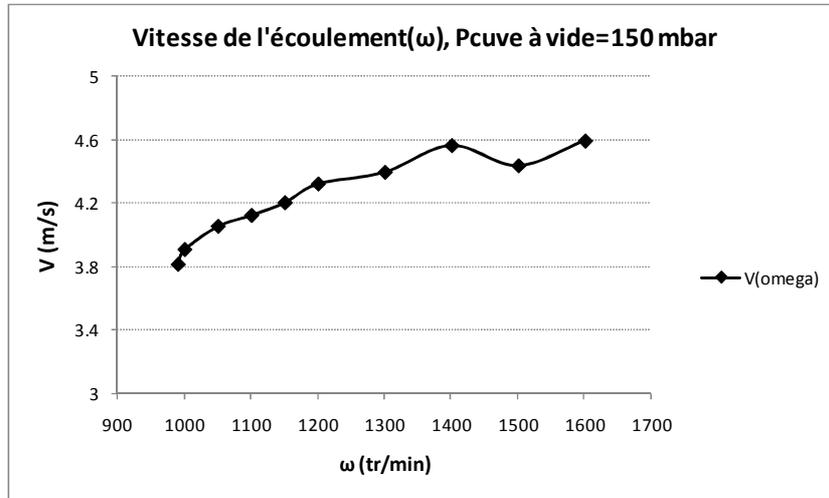


Figure V-9 : Variation de V en fonction de ω , dans le cas de la plaque 1, $P_{\text{cuve à vide}}=150$ mbar.

5.2.4. Influence de la vitesse de l'écoulement

Afin d'avoir moins de pertes de charge par rapport à la plaque 1, cette dernière a été remplacée par un grillage avec des barreaux cylindriques (cf. [Annexe VII](#)). La mise en application d'un tel grillage a été décidée parce que le concept de ce grillage est différent d'une plaque en ce qui concerne la création de la cavitation. Sur la figure V-10 on peut observer l'augmentation de vitesse de l'écoulement par rapport au cas de la plaque 1.

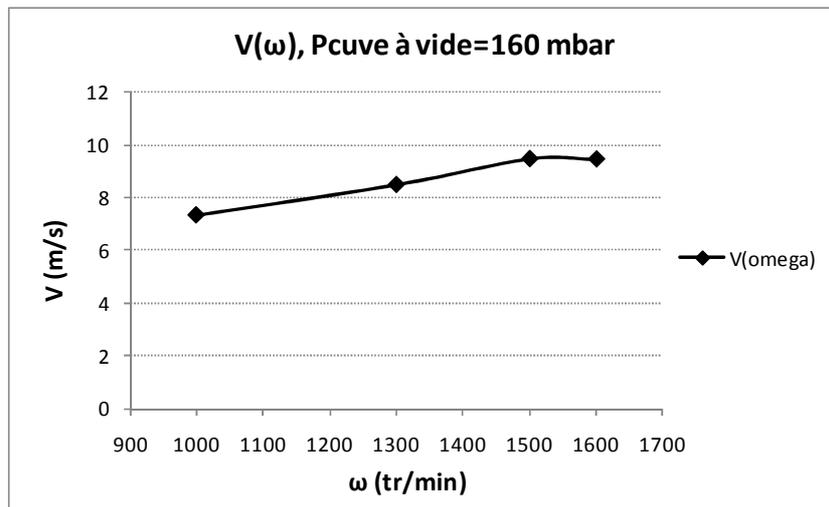


Figure V-10 : Variation de V en fonction de ω , dans le cas du grillage, $P_{\text{cuve à vide}}=160$ mbar.

Cependant ce grillage, il ne crée malheureusement pas de la cavitation dans son sillage. La plus grande valeur du taux de vide obtenue dans ce cas est 0,017%. La figure V-10 montre bien que l'utilisation de ce grillage a augmenté la vitesse de l'écoulement mais par contre elle ne permet pas d'avoir de la cavitation. A priori une plaque placée perpendiculairement à l'axe du tube, ralentit beaucoup l'écoulement et chaque trou sur la

plaque étant un orifice, peut créer un jet de cavitation derrière lui [Tes07]. Alors que pour ce grillage ce n'est pas vraiment le cas, car l'écoulement contourne la maille des barreaux avec beaucoup moins de ralentissement [Kou02]. Il faut donc trouver un compromis entre un obstacle comme la plaque 1 et ce grillage afin d'arriver à avoir un écoulement cavitant, ayant en même temps une vitesse plus élevée. Cela conduit à essayer une autre plaque trouée avec des trous plus gros que ceux de la plaque 1, qui obstruent beaucoup moins l'écoulement.

L'obstacle faisant le compromis entre la plaque 1 et le grillage est une plaque trouée (nommée plaque 2) ayant 19 trous de diamètre de 10 mm. Comme pour la plaque 1, les trous sont répartis dans un cercle de diamètre 50 mm. Le plan de la plaque 2 se trouve à la fin du mémoire (cf. [Annexe VIII](#)).

Pour cette plaque, on a essayé de répartir les trous de 10 mm de diamètre de sorte qu'il y ait le plus grand nombre de trous en amont du tube. Par conséquent elle fait moins d'obstruction dans l'écoulement que la plaque 1. Cela peut se comprendre en comparant les courbes sur la figure V-11. Comme on peut le constater de la comparaison entre ces courbes, la vitesse moyenne de l'écoulement a augmenté pour une même valeur de ω et la même dépression dans la cuve à vide.

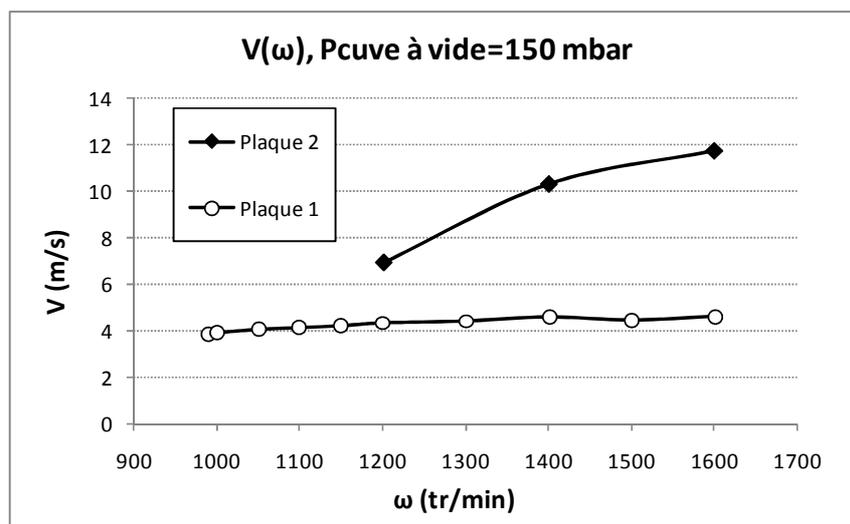
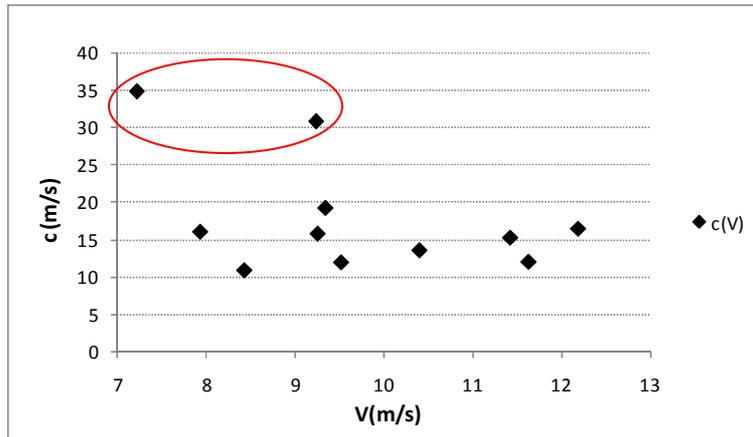


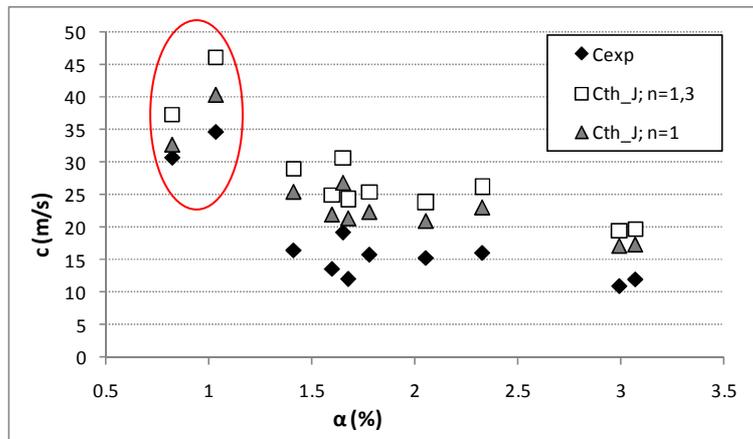
Figure V-11 : Variation de V en fonction de ω , dans le cas des plaques 2 et 1 (§ figure V-8), $P_{\text{cuve à vide}}=150$ mbar.

En utilisant la plaque 2 et avec la dépression maximale, l'écoulement devient légèrement cavitant à partir de $\omega=1200$ tr/min.

Comme expliqué auparavant, le but de monter la plaque 2 est d'avoir un écoulement cavitant avec une gamme de vitesse de l'écoulement aussi étendue que possible, afin de regarder si la vitesse de l'écoulement a une influence sur la mesure des célérités du son ou pas. On a donc essayé de garder $\alpha \approx \text{constant}$ en faisant varier la vitesse de l'écoulement. Les figures V-12 (a) et (b) montrent une série de mesures pour atteindre ce but.



(a)



(b)

Figure V-12 : Plaque 2, (a) célérité du son en fonction de la vitesse de l'écoulement, (b) célérité du son en fonction du taux de vide

Ce qui peut être remarqué dans la figure V-12, c'est que pour une gamme de vitesses moyennes de l'écoulement [7 ; 13] m/s et une gamme du taux de vide [1,5% ; 3%], la vitesse du son mesurée reste dans un intervalle [10 ; 20] m/s. Les deux essais pour lesquels la vitesse du son est de l'ordre de 30 m/s (encadrés par une ellipse) correspondent à $\alpha \leq 1\%$. Cela montre que la célérité du son est une fonction de la teneur de vapeur dans l'écoulement mais qu'elle semble indépendante de la vitesse de ce dernier.

5.3. Conclusion

Les résultats des mesures de la vitesse du son en mélange eau-vapeur d'eau par la méthode à 3 capteurs de pression sont satisfaisants et exploitables. Vu que l'écoulement cavitant dans la 2^{ème} veine d'essais est assez homogène la méthode à 3 capteurs donne des résultats plausibles et analysables, ce qui n'était pas le cas pour l'écoulement eau-air dans la 1^{ère} veine d'essais. Par conséquent pour obtenir de bons résultats, il faut être en mesure de créer un écoulement aussi homogène que possible.

Comme le montre la figure V-8, les résultats expérimentaux et le modèle de Jakobsen (aussi bien pour le cas isotherme que pour le cas adiabatique), ont des courbes de tendance très proches. Cela confirme que le modèle de Jakobsen est une bonne approximation afin de déterminer la vitesse du son dans le mélange cavitant, même s'il néglige le transfert de masse dans ce genre de mélange.

Conclusion générale

Les travaux de cette thèse ont montré que si l'écoulement diphasique (liquide-gaz ou liquide-vapeur) est suffisamment homogène, la méthode à 3 capteurs de pression permet de mesurer la vitesse du son dans la veine d'essais. Les résultats obtenus en écoulement eau-air (chapitre IV) et en écoulement cavitant (chapitre V) confirment cette capacité des mesures.

En ce qui concerne la méthode à 2 hydrophones, elle n'est pas une technique adaptée pour mesurer la vitesse du son dans le cadre de ce travail. Peut-être l'utilisation d'un système capable d'envoyer le signal d'émission par paquets d'ondes, pourrait améliorer cette technique. D'un autre côté, vu l'omni-directivité des hydrophones le montage de ces derniers affleurant à la paroi du tube, minimisera les réflexions des signaux. Ces deux points doivent être pris en compte dans les futures applications des hydrophones afin d'obtenir de bons résultats. On peut toutefois s'interroger sur la capacité d'une telle technique à fournir des mesures exploitables lorsque la fraction volumique devient trop importante. Les limitations connues des débitmètres à ultrasons, fonctionnant selon ce même principe, pour des fractions volumiques supérieures à 2% en sont un exemple.

La vitesse du son mesurée en écoulement cavitant après prise en compte du nombre de Mach, dans nos expériences, atteint des valeurs de l'ordre de 3 m/s comme cela est théoriquement estimé par le modèle de Jakobsen [JK64]. Cependant pour améliorer les modèles numériques de prédiction des écoulements cavitants, il faut faire davantage d'expériences dans différents types d'écoulements de ce genre en utilisant diverses méthodes de mesures.

Il faudrait essayer d'obtenir une gamme plus large d'informations, en balayant des gammes plus étendues des valeurs de α , c et M , afin de déterminer dans quelle mesure la connaissance de c en fonction de α , permet d'améliorer les simulations numériques. Les puissances limitées des pompe axiale et pompe à vide de l'installation d'essais utilisée, CAVIT (cf. 2.1.1.), ne permettaient pas de balayer des conditions d'écoulement très larges.

Divers améliorations des procédures expérimentales utilisées pourraient être envisagées pour, en particulier, permettre un contrôle plus systématique de la qualité des conditions de mesures de célérités par la méthode à 3 capteurs prenant en compte l'effet du nombre de Mach moyen. C'est ainsi qu'on pourrait équiper chaque section de mesure de fluctuation de pression d'un plus grand nombre de capteurs (2 ou 4 par exemple) pour fournir à l'utilisateur un indicateur de validité du modèle d'ondes planes, base de la méthode.

Références bibliographiques

- [Abo88] **Abom M., Boden H.**, Error analysis of two microphones measurements in ducts with flow, Journal of American Acoustic Society, June 1988, pp. 2429-2438.
- [AP] **Anton Paar**, « Mesures de concentration, de masse volumique et vitesse du son dans l'industrie », Brochure en français.
- [Arn00] **Arndt R.E.A, Song C.C.S., Kjeldsen M., He J., Keller A.**, Instability of partial cavitation: a numerical/experimental approach, Proceedings of 23rd Symposium on Naval Hydrodynamics, Val de Reuil, France, 2000.
- [BK] **Brüel & Kjaer**, Introduction to underwater acoustics, Hydrophones: their characteristics and applications, Calibration Technique.
- [Bol00] **Bolpaire S.**, Etudes des écoulements instationnaires dans une pompe en régime de démarrage ou en régime établi, Thèse de doctorat, ENSAM, juillet 2000.
- [Bre05] **Brennen C.E.**, Fundamentals of Multiphase Flows, Cambridge University Press, 2005.
- [Bre95] **Brennen C.E.**, Cavitation and Bubble Dynamics, Oxford University Press, 1995.
- [Car99] **Carta F.**, Analyse expérimentale de la matrice de transfert hydroacoustique d'une pompe centrifuge, Thèse de doctorat, ENSAM, septembre 1999.
- [Cos97] **Costigan G., Whalley P.B.**, Measurements of the speed of sound in air-water flows, Chemical Engineering Journal 66 (1997), pp. 131-135.
- [Cou01] **Coutier-Delgosha O.**, Modélisation des écoulements cavitants : étude des comportements instationnaires et application tridimensionnelle aux turbomachines, thèse de doctorat, INPG, novembre 2001.
- [Cou03] **Coutier-Delgosha O., Reboud J.L., Delannoy Y.**, Numerical simulation of unsteady cavitating flow, Int. J. for Numerical Methods in Fluids, Vol. 42, Issue 5, pp. 527-548, 2003.
- [Del90] **Delannoy Y., Kueny J-L.**, Two-phase flow approach in unsteady cavitation modelling, Cavitation and Multiphase Flow Forum, ASME-FED Vol.98, pp. 153-

158, 1990.

- [Fra95] **Franc J.P., Avellan F., Belahadji B., Billard J.Y., Briançon-Marjollet L., Fréchou D., Fruman D.H., Karimi A., Kueny J.L., Michel J.M.**, LA CAVITATION : Mécanismes physiques et aspects industriels, Presses Universitaires de Grenoble, 1995.
- [Gab02] **Gabillet C., Colin C., Fabre J.**, Experimental study of bubble injection in a turbulent boundary layer, *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002) 553-578.
- [Gou64] **Gouse S.W., Brown G.A.**, A survey of the velocity of sound in the two-phase mixtures, ASME Paper 64-WA/FE-35, 1964.
- [Hal02] **Hallander J.**, Influence of acoustic interaction between cavities that generate cavitation noise, PhD thesis, Department of Naval Architecture and Ocean Engineering, Chalmers University of Technology, Sweden 2002.
- [Hen71] **Henry R.E., Grolmes M.A., Fauske H.K.**, Pressure pulse propagation in two-phase one- and two-component mixtures. Argonne National Laboratory Rep. 7792, 1971.
- [Hsi61] **Hsieh D.Y., Plesset M.S.**, On the propagation of sound in a liquid containing gas bubbles, *The Physics of Fluids*, Vol. 4, No. 8, 970-975, August 1961.
- [Ide86] **Idel'cik I.E.**, Mémento des pertes de charge, Direction des études et recherches d'Electricité de France (EDF), novembre 1986.
- [JK64] **Jakobsen J.K.**, On the mechanism of head breakdown in cavitating inducers, *Journal of basic engineering*, Transactions of ASME, June 1964, pp. 291-305.
- [Kna70] **Knapp R.T., Daily J.T., Hammit F.G.**, Cavitation, Mc Graw Hill, 1970.
- [Kou02] **Kourkut E., Atlar M.**, On the importance of the effect of turbulence in cavitation inception tests of marine propellers, *The Royal Society, A* (2002) 458, pp. 29-48.
- [Ler05] **Leroux J-B., Coutier-Delgosha O., Astolfi J-A.**, A joint experimental and numerical analysis of mechanisms associated to unsteady partial cavitation, *Physics of fluids*, Vol. 17, Issue 5, paper 052101, 2005.
- [Mar76] **Margolis D.L., Brown F.T.**, Measurement of the propagation of long-wavelength disturbances through turbulent flow in tubes, *Transactions of ASME, Journal of*

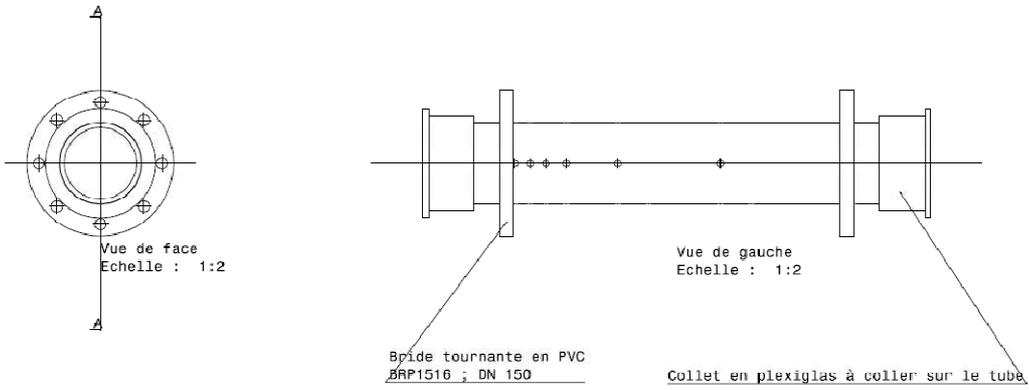
fluids engineering, March 1976, pp. 70-78.

- [Mer98] **Merkle C.L., Feng J., Buelow P.E.O.**, Computational modelling of the dynamics of sheet cavitation, Proc. 3rd Intl. Symp. on Cavitation (ed. J-M. Michel and H. Kato), Vol. 2, pp. 307-311, 1998.
- [Mil81] **Miles J.H.**, Acoustic transmission matrix of a variable area duct or nozzle carrying a compressible subsonic flow, J. Acoust. Soc. Am., Volume 69, Issue 6, June 1981, pp. 1577-1586.
- [Ngu81] **Nguyen D.L., Winter E.R.F., Greiner M.**, Sonic velocity in two-phase systems, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 7, pp. 311-320, 1981.
- [RBI] **Notice d'utilisation**, Le module optoélectronique, RBI Instrumentation et mesure, 2004.
- [Stu00] **Stutz B., Reboud J.L.**, Measurements within unsteady cavitation, Experiments in Fluids 29, pp. 545-552, 2000.
- [Stu96] **Stutz B.**, Analyse de la structure diphasique et instationnaire de poches de cavitation, thèse de doctorat, INPG, janvier 1996.
- [Stu97] **Stutz B., Reboud J.L.**, Experiment on unsteady cavitation, Experiments in Fluids 22, pp. 191-198, 1997.
- [Tes07] **Testud P., Moussou P., Hirschberg A., Aurégan Y.**, Noise generated by cavitating single-hole and multi-hole orifices in a water pipe, Journal of Fluids and Structures 23 (2007), pp. 163-189.
- [Wal69] **Wallis G.B.**, One-dimensional two-phase flow, McGraw-Hill, 1969.
- [Wat07] **Watrigant M.**, Rayonnement acoustique lié à la cavitation, Rapport de stage master recherche en mécanique des fluides, ENSAM de Lille, juillet 2007.
- [Wyl78] **Wylie E.B., Streeter V.L.**, Fluid Transients, McGraw-Hill, New York, 1978.
- [Yih72] **Yih-Yun H.**, "Review of critical flow rate, propagation of pressure pulse, and sonic velocity in two-phase media", NASA TN D-6814, June 1972.
- [You99] **Young F.R.**, 1999, Cavitation, Imperial College Press, London ISBN 1-86094-198-2.

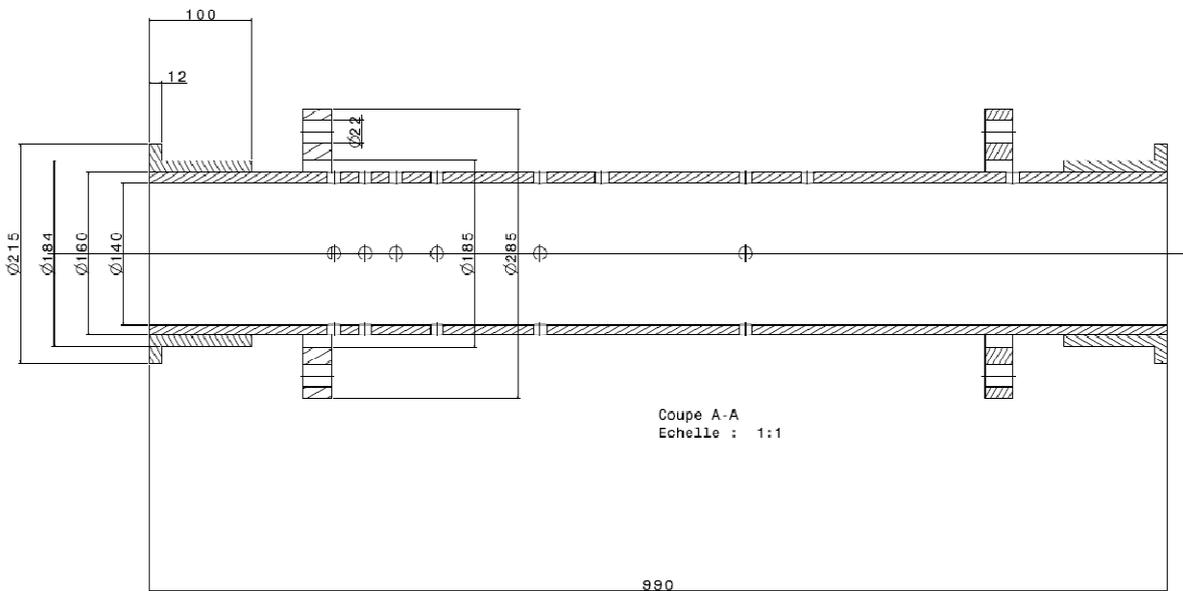
Annexes

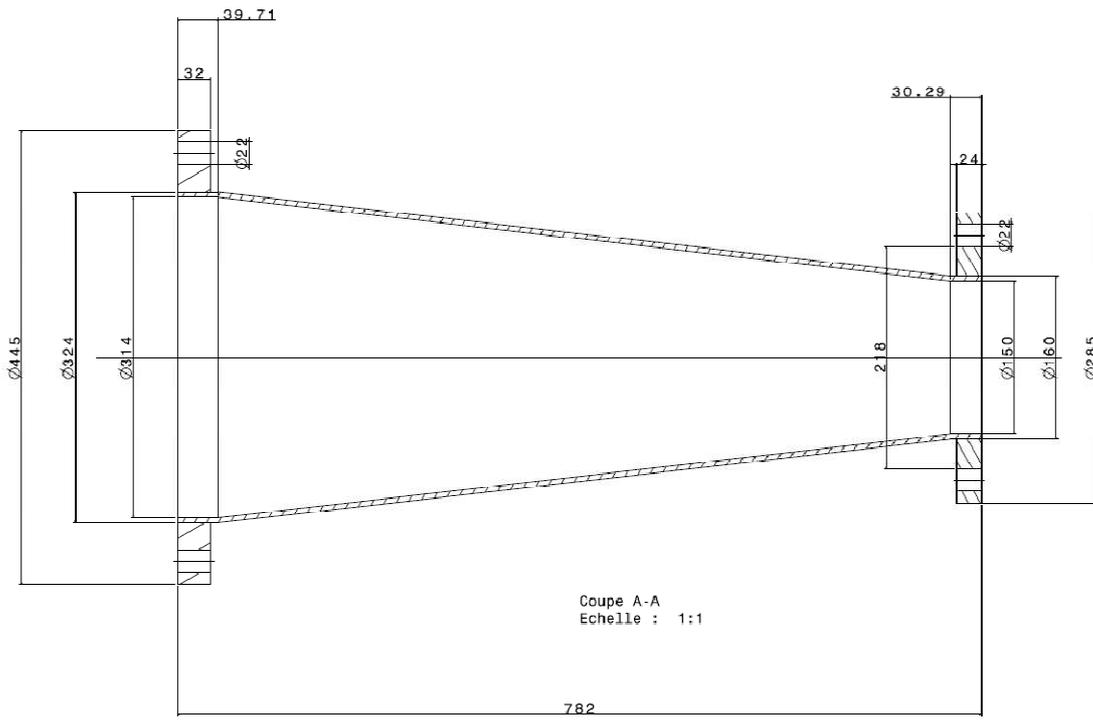
Annexe I

Plans de la 1^{ère} veine d'essais avec son convergent et son divergent (cf. figure II-2) :

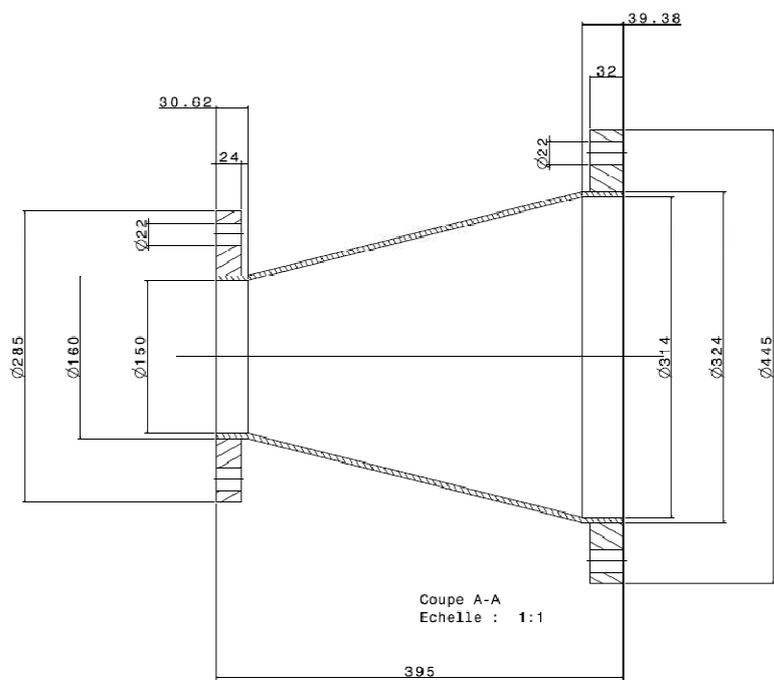


Toutes les dimensions sont en mm.
Diamètre de tous les trous = M14x1.25





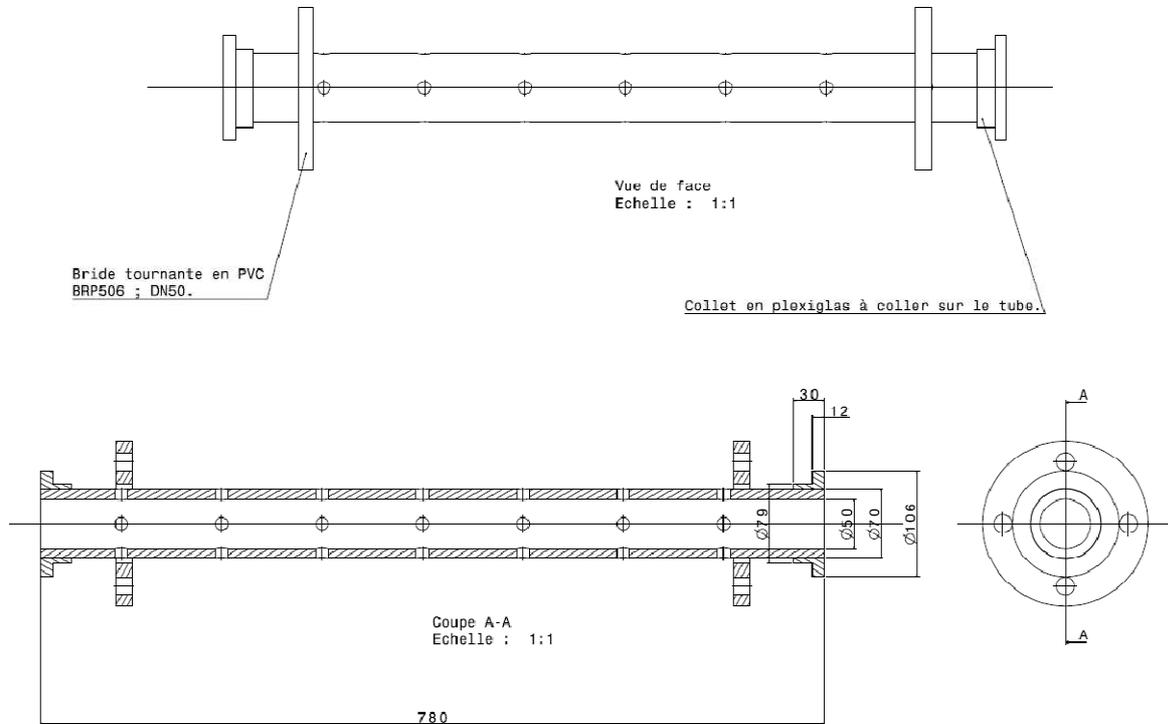
Le convergent



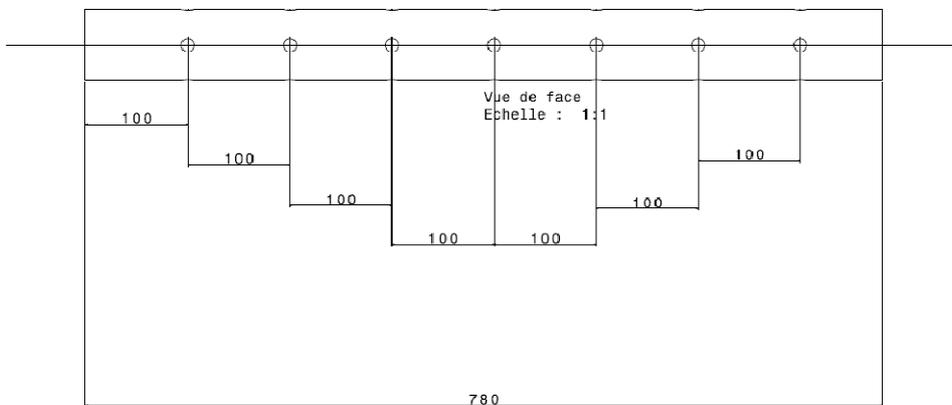
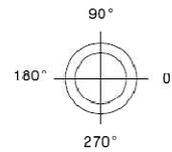
Le divergent

Annexe II

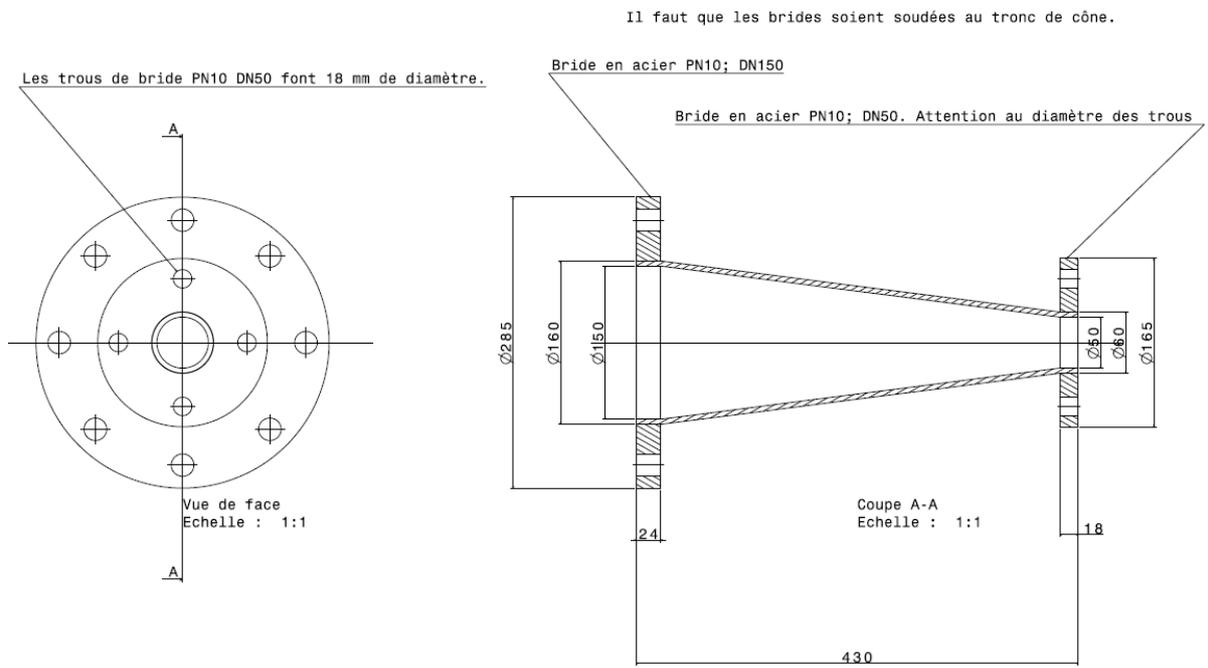
Plans de la 2^{ème} veine d'essais avec son convergent et son divergent (cf. figure II-14) :



Toutes les dimensions sont en mm.
Diamètre des trous = M14x1.25
4 série des trous pour 0°, 90°, 180° et 270°.



Le divergent et le convergent pour cette veine d'essais sont identiques :



Annexe III

Nous rappelons dans cette annexe les équations de base qui caractérisent la propagation d'ondes planes dans les conduites.

Equations de continuité et de quantité de mouvement (équations générales, écoulement de fluide non visqueux):

$$\frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho AV)}{\partial x} = 0 \quad (\text{A-1})$$

$$\rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (\text{A-2})$$

Fluctuations de faible amplitude autour de conditions permanentes en moyenne (toutes les grandeurs sont décomposées en une valeur moyenne et une petite fluctuation) :

$$y(x, t) = \bar{y}(x) + \tilde{y}(x, t) \quad \text{où} \quad \tilde{y}(x, t) \ll \bar{y}(x)$$

Avec :

$$\bar{y}(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} y(x, t) dt$$

En supposant que $q_m = \rho AV$, l'équation de continuité s'écrit :

$$A \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial(q_m)}{\partial x} = 0$$

Sachant que pour le débit masse on arrive à (en ignorant les termes issus des multiplications de 2 ou 3 termes de fluctuations) :

$$q_m = \rho AV = \bar{\rho} \bar{A} \bar{V} + \tilde{q}_m$$

On obtient :

$$(\bar{A} + \tilde{A}) \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + (\bar{\rho} + \tilde{\rho}) \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \frac{d\tilde{q}_m}{dx} + \frac{\partial(\tilde{q}_m)}{\partial x} = 0$$

Pour l'écoulement moyen :

$$\frac{d\tilde{q}_m}{dx} = 0 \quad (\text{A-3})$$

Pour le cas des petites perturbations :

$$\bar{A} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{q}_m)}{\partial x} = 0 \quad (\text{A-4})$$

L'équation de quantité de mouvement peut être décomposée de la manière suivante:

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} + (\bar{V} + \tilde{V}) \left(\frac{d\bar{V}}{dx} + \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} \right) + \frac{1}{(\bar{\rho} + \tilde{\rho})} \left(\frac{d\bar{P}}{dx} + \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} \right) = 0$$

Pour l'écoulement moyen :

$$\bar{V} \frac{d\bar{V}}{dx} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{P}}{dx} = 0 \quad (\text{A-5})$$

L'équation (A-5) est la forme différentielle de la relation de Bernoulli

$$\bar{P} + \bar{\rho} \frac{\bar{V}}{2} = cste$$

Ayant :

$$\frac{1}{\bar{\rho} + \tilde{\rho}} = \frac{1}{\bar{\rho}(1 + \frac{\tilde{\rho}}{\bar{\rho}})} \cong \frac{1}{\bar{\rho}} \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\bar{\rho}}\right) = \frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{\tilde{\rho}}{\bar{\rho}^2}$$

Pour le cas de petites fluctuations on obtient :

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} + \tilde{V} \frac{d\bar{V}}{dx} - \frac{\tilde{\rho}}{\bar{\rho}^2} \frac{d\bar{P}}{dx} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} = 0 \quad (\text{A-6})$$

Les équations (A-4) et (A-5) sont insuffisantes pour déterminer les termes \tilde{V} , $\tilde{\rho}$, \tilde{P} , \tilde{A} . On a recours à l'introduction d'informations sur : le comportement du fluide, le comportement fluide-structure plus précisément les déformations de la conduite sous l'effet des fluctuations de pression.

Par exemple pour une fluide élastique peu compressible dans une conduite de section moyenne constante ($\bar{A} = cste$). Pour un fluide barotrope où $\rho = \rho(P)$ en développant cette équation jusqu'au 1^{er} ordre on obtient :

$$\rho(\bar{P} + \tilde{P}) \cong \rho(\bar{P}) + \left(\frac{d\rho}{dP}\right)_{P=\bar{P}} * \tilde{P}$$

Sachant que le coefficient de compressibilité du fluide est défini comme :

$$\chi = \frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{d\rho}{dP}\right)_{P=\bar{P}}$$

L'équation barotrope développée au 1^{er} ordre devient :

$$\rho(\bar{P} + \tilde{P}) \cong \bar{\rho} + \chi \bar{\rho} * \tilde{P}$$

En sachant que $c = \frac{1}{\sqrt{\chi \bar{\rho}}}$, la relation précédente s'écrit :

$$\rho(\bar{P} + \tilde{P}) \cong \bar{\rho} + \frac{1}{c^2} * \tilde{P}$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial t}$$

Les équations (A-4) et (A-6) peuvent être réécrites respectivement comme :

$$\frac{\bar{A}}{c^2} \left(\frac{\partial \tilde{P}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x}\right) + \bar{\rho} \left(\frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial x}\right) + \bar{\rho} \bar{A} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} = 0$$

Ici on ouvre une discussion sur l'impact de la déformation des conduites sur les équations détaillées précédentes. Pour une conduite élastique en faisant l'hypothèse d'une enveloppe mince, on peut écrire les relations suivantes :

$$2\sigma_{cc} \cdot e = P \cdot D$$

$$e_{cc} = \frac{u}{D/2} = \frac{\sigma_{cc}}{E} - \frac{\nu}{E} (\sigma_{rr} + \sigma_{xx}) \quad (\text{a-1})$$

Où u est le déplacement radial, σ_{cc} la contrainte normale circonférentielle, σ_{rr} la contrainte normale radiale (négligée) et σ_{xx} la contrainte normale axiale. Concernant l'aire d'une section on peut écrire :

$$A = \frac{\pi(D+2u)^2}{4} \cong \frac{\pi D^2}{4} + \pi D \cdot u \quad (\text{a-2})$$

Ici on détaille quelques exemples concernant les états différents de la conduite :

- i) Etat plan de contrainte : $\sigma_{xx} = 0 \rightarrow e_{cc} = \frac{\sigma_{cc}}{E}$
- ii) Etat plan de déformation : $e_{xx} = 0 = \frac{\sigma_{xx} - \nu \sigma_{cc}}{E} \rightarrow \sigma_{xx} = \nu \sigma_{cc}$

Ce cas est également connu par l'ancrage de conduite. On obtient par conséquent :

$$e_{cc} = \frac{\sigma_{cc}}{E} (1 - \nu^2)$$

- iii) Effet de fonds : $\sigma_{xx} = \frac{PD}{4E} \rightarrow e_{cc} = \frac{\sigma_{cc}}{E} \left(1 - \frac{\nu}{2}\right)$

En général on peut considérer la relation suivante pour tous les états où C_1 est un coefficient dépendant de l'état de conduite (voir relation II-21):

$$e_{cc} = \frac{PD}{2eE} C_1 \quad (\text{a-3})$$

En appliquant la relation (a-3) à la relation (a-2) et en remplaçant le terme u par $\left(\frac{D}{2} \cdot e_{cc}\right)$ (relation a-1), on peut écrire :

$$A = \frac{\pi D^2}{4} + \pi D \cdot \frac{D}{2} \cdot e_{cc}$$

$$A = \frac{\pi D^2}{4} + \frac{\pi D^2}{4} \frac{PD}{eE} \cdot C_1$$

$$A = \frac{\pi D^2}{4} + \frac{\pi D^2}{4} \frac{PD}{eE} \cdot C_1$$

$$A = \bar{A} + \tilde{P} \frac{\pi D^2}{4} \frac{C_1 D}{eE}$$

$$\tilde{A} = \tilde{P} \bar{A} \frac{C_1 D}{eE}$$

Donc l'équation (A-4) devient :

$$\frac{\bar{A}}{c^2} \left(\frac{\partial \tilde{P}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} \right) + \bar{\rho} \left(\bar{A} \frac{C_1 D}{eE} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial t} + \bar{V} \bar{A} \frac{C_1 D}{eE} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} \right) + \bar{\rho} \bar{A} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = 0$$

Ce qui peut être arrangé comme :

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial t} \left[\frac{\bar{A}}{c^2} + \bar{\rho} \bar{A} \frac{C_1 D}{eE} \right] + \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} \left[\frac{\bar{A} \bar{V}}{c^2} + \bar{\rho} \bar{V} \bar{A} \frac{C_1 D}{eE} \right] + \bar{\rho} \bar{A} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = 0 \quad (\text{A-7})$$

Et on a l'équation (A-6) telle que :

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} = 0 \quad (\text{A-8})$$

Maintenant on se penche sur la recherche des solutions harmoniques en temps, en considérant que $V(x)$ et $P(x)$ sont des fonctions complexes, on peut donc écrire pour les termes fluctuants :

$$\tilde{V} = \text{Re}\{ V(x)e^{i\omega t} \}$$

$$\tilde{P} = \text{Re}\{ P(x)e^{i\omega t} \}$$

Par conséquent on a :

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} = i\omega \tilde{V} = i\omega V e^{i\omega t}$$

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = \frac{dV}{dx} e^{i\omega t}$$

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial t} = i\omega P e^{i\omega t}$$

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} = \frac{dP}{dx} e^{i\omega t}$$

Les équations (A-7) et (A-8) peuvent être écrites comme :

$$\left[\frac{\bar{A}}{c^2} + \bar{\rho} \bar{A} \frac{c_1 D}{eE} \right] i\omega P + \bar{V} \left[\frac{\bar{A}}{c^2} + \bar{\rho} \bar{A} \frac{c_1 D}{eE} \right] \frac{dP}{dx} + \bar{\rho} \bar{A} \frac{dV}{dx} = 0$$

$$i\omega V + \bar{V} \frac{dV}{dx} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{dP}{dx} = 0$$

Ou encore :

$$\left[\frac{1}{c^2} + \bar{\rho} \frac{c_1 D}{eE} \right] \left[i\omega P + \bar{V} \frac{dP}{dx} \right] + \bar{\rho} \frac{dV}{dx} = 0$$

$$i\omega V + \bar{V} \frac{dV}{dx} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{dP}{dx} = 0$$

En recherchant des solutions de la forme

$$P(x) = \lambda e^{\alpha x}$$

$$V(x) = \mu e^{\alpha x}$$

$$\frac{dP}{dx} = \lambda \alpha e^{\alpha x}$$

$$\frac{dV}{dx} = \mu \alpha e^{\alpha x}$$

Le système d'équations (A-7) et (A-8) devient en supposant $\frac{1}{K^2} = \left(\frac{1}{c^2} + \bar{\rho} \frac{c_1 D}{eE} \right)$:

$$\frac{1}{K^2} (i\omega + \alpha \bar{V}) \lambda + \bar{\rho} \alpha \mu = 0$$

$$\frac{\alpha}{\bar{\rho}} \lambda + (i\omega + \alpha \bar{V}) \mu = 0$$

Solutions non triviale si :

$$\frac{1}{K^2} (i\omega + \alpha \bar{V})^2 - \alpha^2 = 0$$

$$\alpha = \pm \frac{1}{K} (i\omega + \alpha \bar{V})$$

Soit 2 valeurs de α :

$$\alpha = \frac{i\omega}{K-\bar{V}} = ik_r \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{-i\omega}{K+\bar{V}} = -ik_i$$

Dans les deux cas, on a :

$$\mu = \frac{-\lambda\alpha}{\bar{\rho}(i\omega+\alpha\bar{V})}$$

Si $\alpha = \frac{i\omega}{K-\bar{V}} = ik_r$, donc on a :

$$\mu = -\lambda \frac{i\omega/(K-\bar{V})}{\bar{\rho}(i\omega+i\omega\frac{\bar{V}}{K-\bar{V}})}$$

$$\mu = -\lambda \frac{i\omega/(K-\bar{V})}{\bar{\rho}i\omega(\frac{K}{K-\bar{V}})} = \frac{-\lambda}{K\bar{\rho}}$$

Si $\alpha = \frac{-i\omega}{K+\bar{V}} = -ik_i$, donc on a :

$$\mu = +\lambda \frac{i\omega/(K+\bar{V})}{\bar{\rho}(i\omega-i\omega\frac{\bar{V}}{K+\bar{V}})} = \lambda \frac{i\omega/(K+\bar{V})}{\bar{\rho}i\omega(\frac{K}{K+\bar{V}})} = \frac{\lambda}{K\bar{\rho}}$$

Soit :

$$\tilde{P}(x, t) = Re \{ B_i e^{i(\omega t - k_i x)} + B_r e^{i(\omega t + k_r x)} \}$$

$$\tilde{V}(x, t) = Re \left\{ \frac{1}{K\bar{\rho}} [B_i e^{i(\omega t - k_i x)} + B_r e^{i(\omega t + k_r x)}] \right\}$$

À faible nombre de Mach où $\bar{V} \ll K$ on peut écrire :

$$k_i \cong k_r = \frac{\omega}{K}$$

Ces relations constituent la base théorique utilisée pour les développements relatifs à la méthode à 3 capteurs de pression.

Annexe IV

Valeurs du taux de vide représentées sous forme des profils dans la figure IV-4.

Qa lu= 15 l/min			
α (%)	z(cm)		
r(cm)	18	28	38
6.5	4.4185	2.3475	1.7123
6	4.0245	2.4899	1.5735
5	4.7176	3.5109	1.5199
4	3.0677	2.8835	1.7248
3	0.3243	1.5524	1.5275
2	0.2641	1.0593	1.2569
1	1.5625	0.8362	1.4061
0	1.2641	1.3589	1.6081

Qa lu= 17.5 l/min			
α (%)	z(cm)		
r(cm)	18	28	38
6.5	11.677	4.1391	2.9896
6	12.5161	3.1711	2.8682
5	19.7857	4.0313	3.1345
4	5.0014	2.9269	2.4529
3	0.2297	1.8473	2.6629
2	0.4461	1.4095	2.1505
1	1.4649	1.2149	1.9865
0	0.8466	0.971	2.3717

Qa lu= 20 l/min			
α (%)	z(cm)		
r(cm)	18	28	38
6.5	14.6538	8.8977	4.2937
6	13.9821	5.2254	4.078
5	21.0895	5.1549	3.4147
4	3.9123	5.0816	3.2405
3	0.2289	3.0838	2.9271
2	0.5702	1.572	2.1881
1	1.5568	1.0629	2.1617
0	0.8494	1.0167	2.3203

Qa lu= 25 l/min			
α (%)	z(cm)		
r(cm)	18	28	38
6.5	16.2715	12.0905	7.0929
6	18.9587	14.3299	8.1219
5	31.7552	10.8951	7.5395
4	4.9495	4.2081	7.2575
3	0.2903	3.1716	4.3785
2	0.3883	1.379	2.8814
1	1.7289	1.5254	1.8543
0	1.4973	1.0341	2.4311

Qa lu= 30 l/min			
α (%)	z(cm)		
r(cm)	18	28	38
6.5	28.2905	18.3393	21.1549
6	32.4866	19.939	22.2954
5	53.3895	17.856	9.0866
4	4.5447	4.5879	3.7751
3	0.3443	0.7281	2.3743
2	0.7523	2.1561	3.0487
1	1.7581	2.8435	6.2226
0	1.3819	3.0323	8.6898

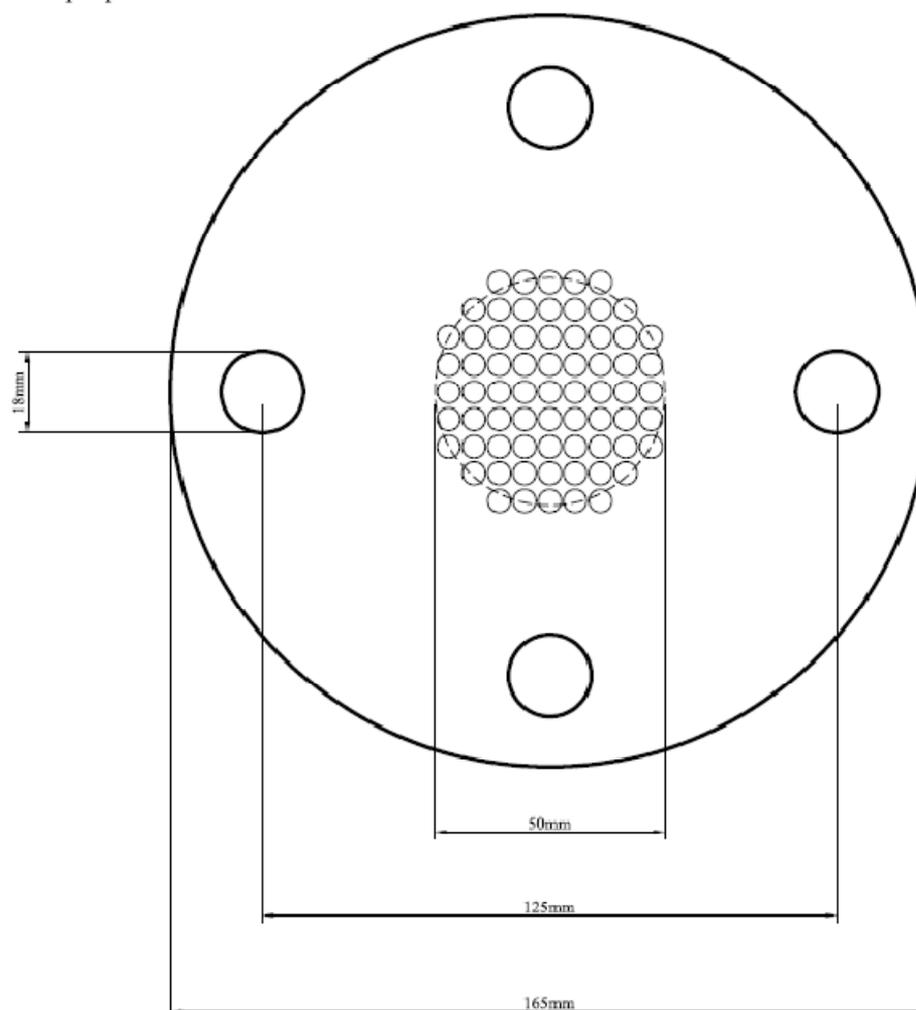
Qa lu= 35 l/min			
α (%)	z(cm)		
r(cm)	18	28	38
6.5	26.314	21.2985	25.1887
6	32.3035	23.8759	22.2515
5	52.4239	18.8547	15.3965
4	6.157	6.3691	6.5237
3	1.0106	1.0038	3.9159
2	1.3849	2.0679	4.9835
1	3.7263	5.1345	7.7443
0	2.5253	4.0651	12.5169

Qa lu= 37.5 l/min			
α (%)	z(cm)		
r(cm)	18	28	38
6.5	23.5565	24.3371	23.8137
6	37.3855	21.3791	28.3204
5	45.9389	24.9773	19.2747
4	7.2156	8.0476	7.3569
3	1.1015	1.7609	4.4321
2	1.2417	2.4433	5.2497
1	2.4415	3.6971	9.3361
0	2.8108	5.2803	12.9499

Annexe V

Plan de la plaque 1 (cf. figure V-1) :

Diamètre des petits trous = 5 mm
Epaisseur de la plaque = 2 mm



Annexe VI

Valeurs de α représentées sous forme des profils dans la figure V-6. Les numéros indiqués dans les tableaux correspondent aux numéros des essais effectués.

$\omega=1000$ tr/min, P cuve à vide=160 mbar			
z(cm)	n° 99	n° 79	n° 84
r(cm)	20	30	50
2.25	78.5535	17.8377	0.3883
1.95	70.5769	32.0441	1.1623
1.65	44.7214	51.7097	4.1456
1.35	31.5421	62.235	7.4287
1.05	16.1577	63.9193	15.1016
0.75	20.4922	58.1785	8.664
0.45	26.7177	53.7707	10.8545
0	16.2516	50.0437	9.9269

$\omega=1100$ tr/min, P cuve à vide=160 mbar			
z(cm)	n°95	n°77	n°86
r(cm)	20	30	50
2.25	68.2181	16.5578	0.2582
1.95	69.1915	36.09	2.7861
1.65	58.9385	56.0232	12.9815
1.35	44.0077	63.6927	31.199
1.05	35.7891	65.6384	52.1469
0.75	27.177	61.2739	63.3313
0.45	26.7517	54.9647	66.6293
0	24.735	41.2124	55.1393

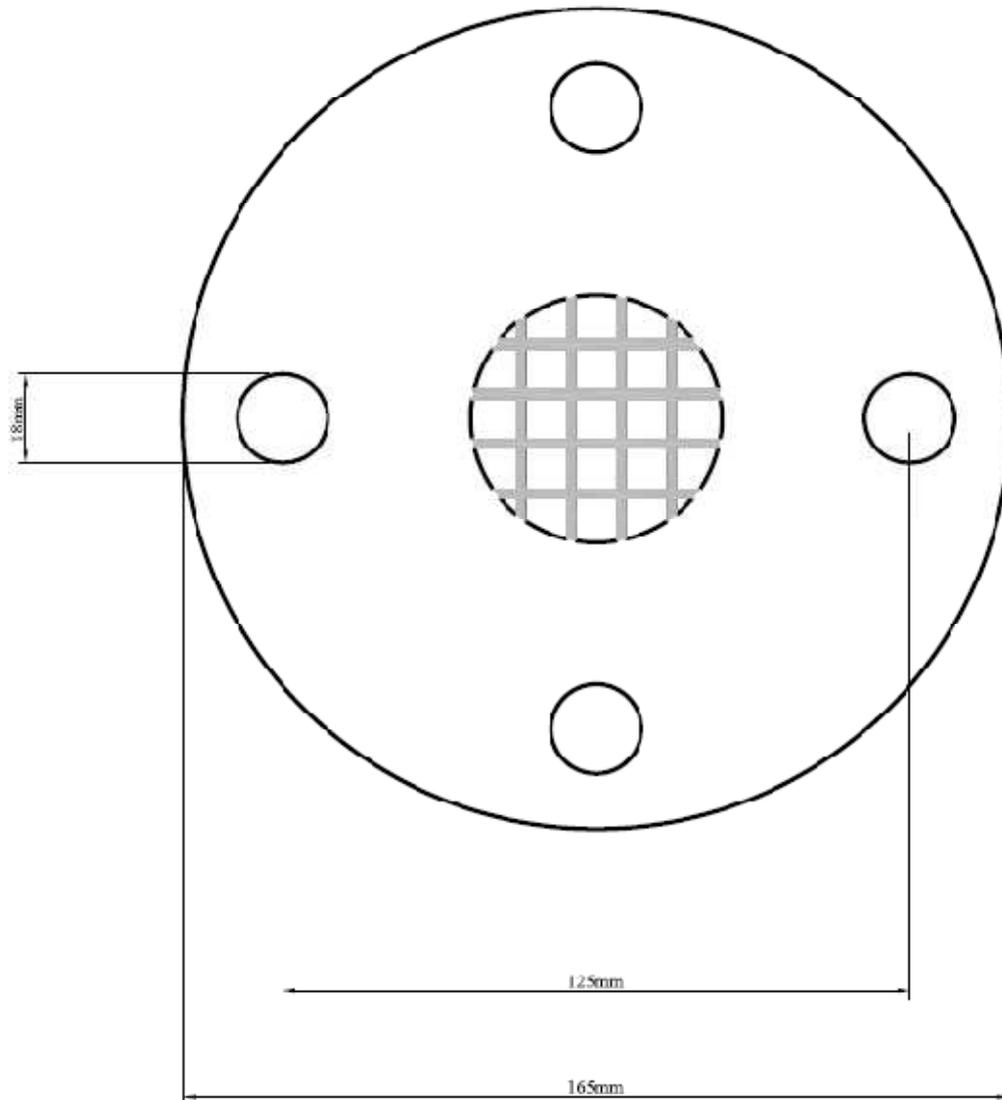
$\omega=1200$ tr/min, P cuve à vide=160 mbar			
z(cm)	n°96	n°76	n°88
r(cm)	20	30	50
2.25	79.3565	24.2823	0.3489
1.95	73.6631	35.0045	4.2716
1.65	55.8989	54.7723	12.3291
1.35	40.9943	64.1709	36.2773
1.05	25.7593	61.2055	52.7868
0.75	20.1457	53.2034	65.8949
0.45	19.6205	39.1916	62.0631
0	23.4487	38.1421	60.2992

$\omega=1300$ tr/min, P cuve à vide=160 mbar			
z(cm)	n°97	n°78	n°89
r(cm)	20	30	50
2.25	88.6352	7.9148	0.5464
1.95	81.4703	23.1793	3.343
1.65	57.531	41.7461	9.3159
1.35	34.0928	63.7917	23.1519
1.05	27.4253	65.0954	52.2911
0.75	18.5915	56.8649	60.8477
0.45	16.8997	47.5251	59.3265
0	18.2399	45.9155	60.4473

Annexe VII

Plan du grillage (cf. 5.2.3) :

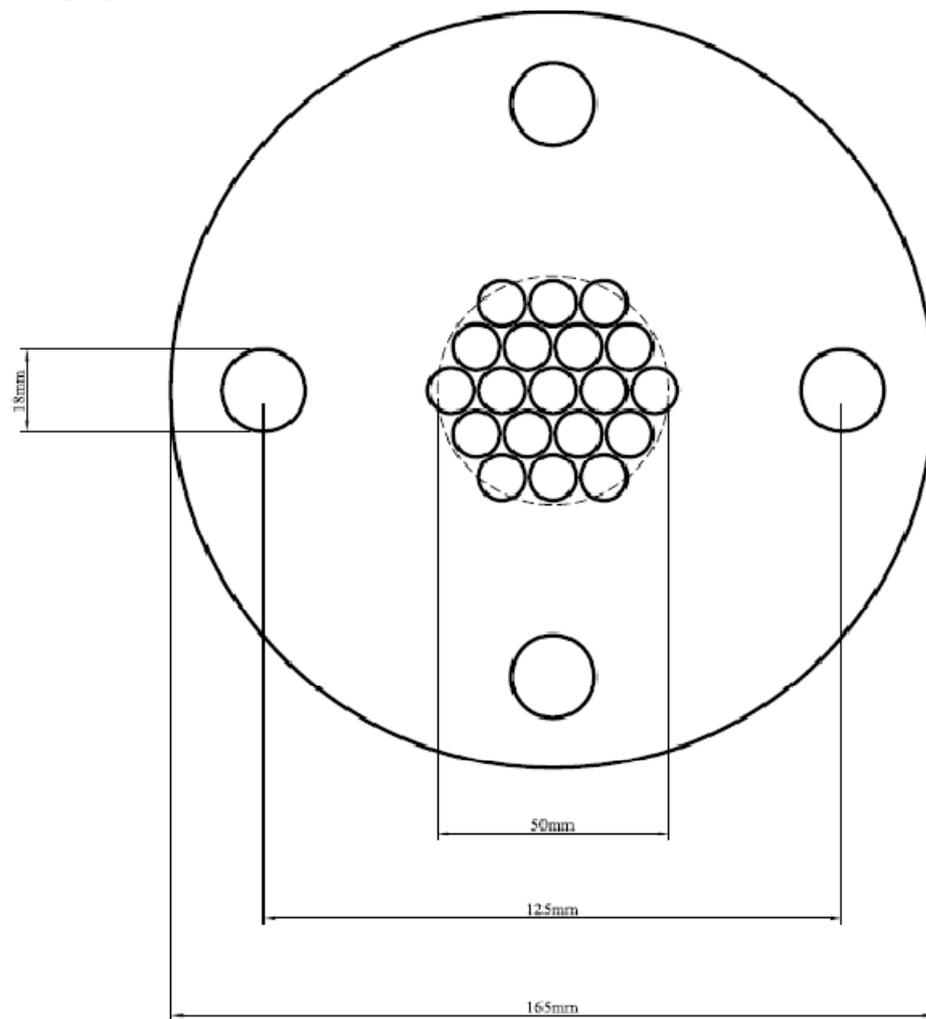
Les barres sont soudées à la plaque.
Diamètre de chaque barre = 2 mm
Epaisseur de la plaque = 2 mm



Annexe VIII

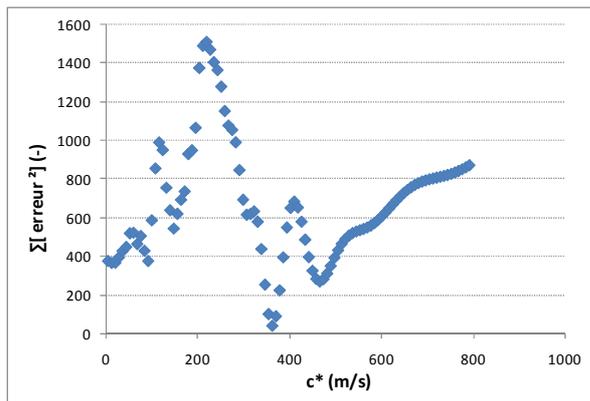
Plan de la plaque 2 (cf. 5.2.3) :

Diamètre des petits trous = 10 mm
Épaisseur de la plaque = 2 mm

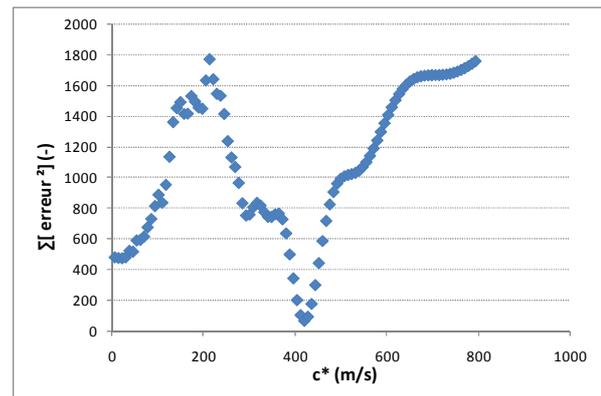


Annexe IX

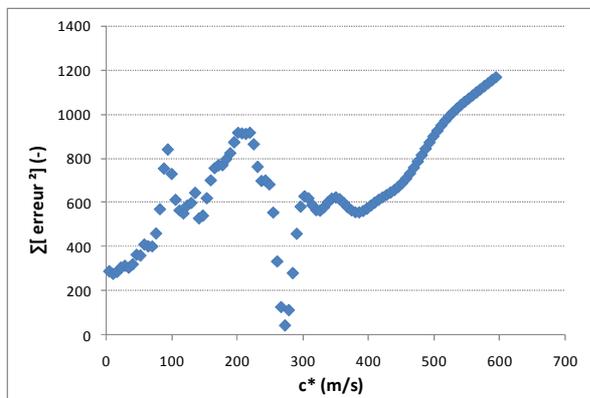
Evolutions de l'expression (V-15) en fonction de la vitesse du son dans la 2^{ème} veine d'essais (représenté ici par c^*). Les fréquences pour lesquelles l'erreur dans la relation (V-15) est supérieure à 0,5, ne sont pas prises en compte. Les expressions c^*_{SM} et c^*_{AM} correspondent respectivement à la vitesse du son (en milieu confiné) sans effet de M , et avec l'effet de M . Il faut souligner que pour les essais considérés supersoniques, la célérité du son est obtenue avec $M=0$ (relation $c^*=4f_0L$). Cela veut dire que c^* est obtenu par une relation qui n'est pas appropriée quand l'écoulement est compressible. Par conséquent le fait que l'écoulement moyen demeure subsonique ou supersonique, est une hypothèse.



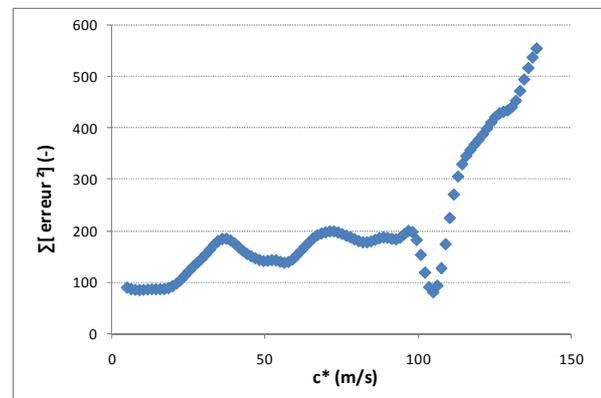
Essai n°68 : $V=4,2$ m/s ; $c^*_{SM}=385,6$ m/s ; $c^*_{AM}=363,1$ m/s



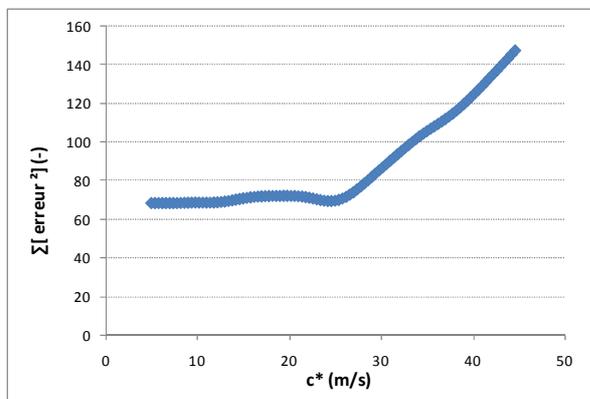
Essai n°69 : $V=4,3$ m/s ; $c^*_{SM}=375,2$ m/s ; $c^*_{AM}=419,1$ m/s



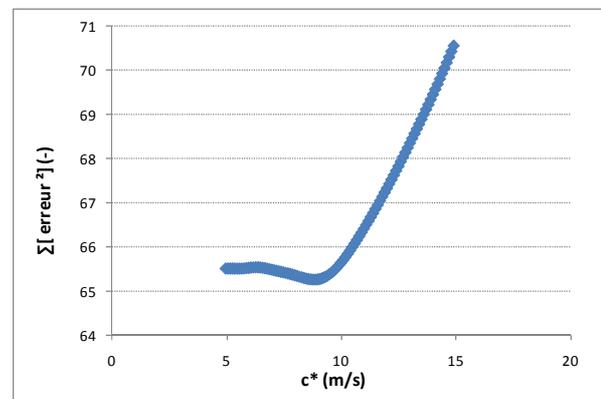
Essai n°67 : $V=4,2$ m/s ; $c^*_{SM}=271$ m/s ; $c^*_{AM}=272,9$ m/s



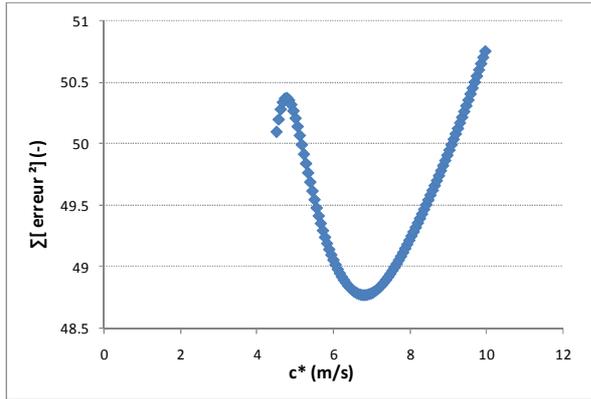
Essai n°83 : $V=4,4$ m/s ; $c^*_{SM}=118$ m/s ; $c^*_{AM}=104,8$ m/s



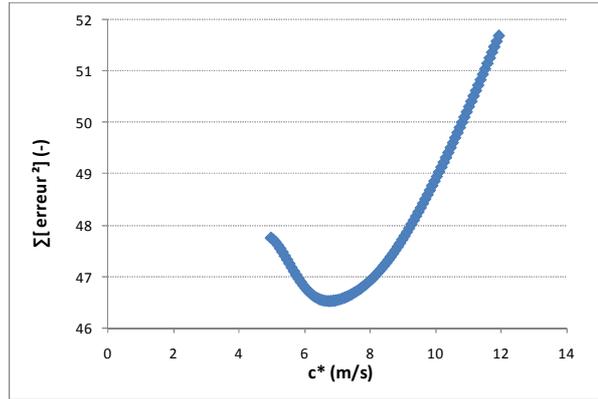
Essai n°90 : $V=4,6$ m/s ; $c^*_{SM}=26,7$ m/s ; $c^*_{AM}=24,4$ m/s



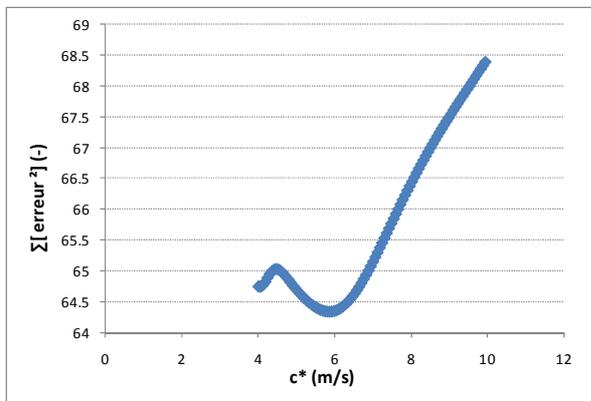
Essai n°88 : $V=4,3$ m/s ; $c^*_{SM}=8,03$ m/s ; $c^*_{AM}=8,85$ m/s



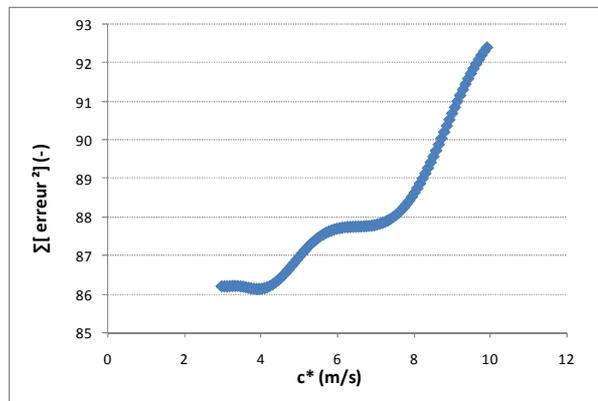
Essai n°93 : $V=4$ m/s ; $c^*_{SM}=7,48$ m/s ; $c^*_{AM}=6,79$ m/s



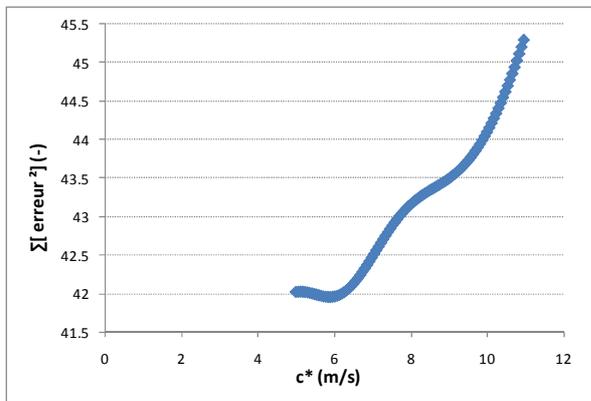
Essai n°87 : $V=4,2$ m/s ; $c^*_{SM}=6,92$ m/s ; $c^*_{AM}=6,77$ m/s



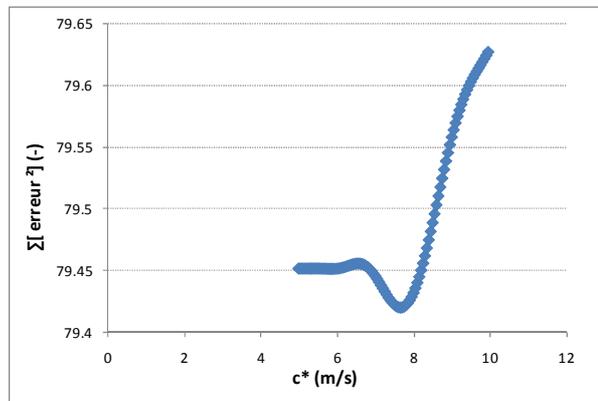
Essai n°99 : $V=3,74$ m/s ; $c^*_{SM}=4$ m/s ; $c^*_{AM}=5,85$ m/s



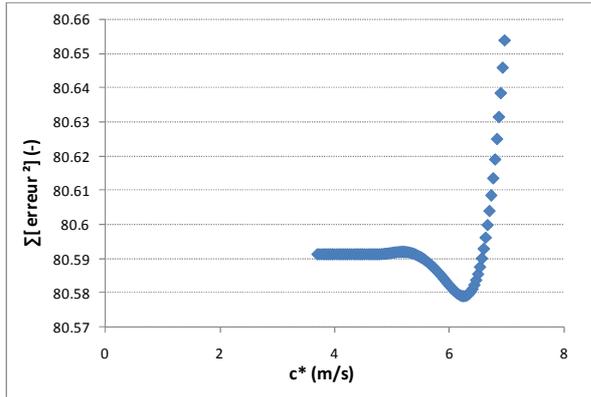
Essai n°94 : $V=2,4$ m/s ; $c^*_{SM}=2,89$ m/s ; $c^*_{AM}=3,95$ m/s



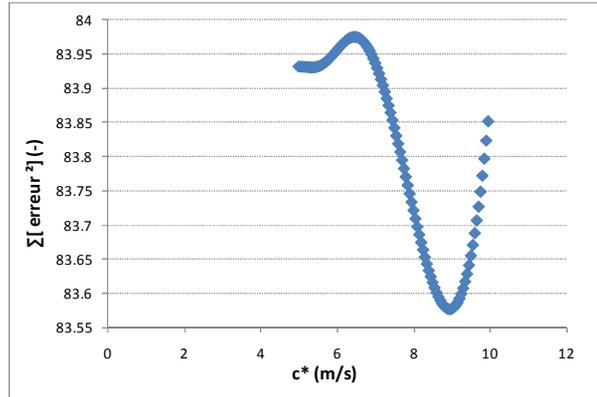
Essai n°78 : $V=4,5$ m/s ; $c^*_{SM}=3,73$ m/s ; $c^*_{AM}=5,88$ m/s (supposé supersonique)



Essai n°79 : $V=4$ m/s ; $c^*_{SM}=3,76$ m/s ; $c^*_{AM}=7,66$ m/s (supposé supersonique)



Essai n°95 : $V=3,7$ m/s ; $c^*_{SM}=3,21$ m/s ; $c^*_{AM}=6,25$ m/s (supposé supersonique)



Essai n°96 : $V=4,1$ m/s ; $c^*_{SM}=3,76$ m/s ; $c^*_{AM}=8,95$ m/s (supposé supersonique)