

Titre: Étude de l'injection de bulles d'air dans un écoulement d'eau
Title:

Auteur: Julien Bouvard
Author:

Date: 2018

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Bouvard, J. (2018). Étude de l'injection de bulles d'air dans un écoulement d'eau
[Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/3271/>

Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/3271/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Stéphane Étienne, & Jérôme Vétel
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DE L'INJECTION DE BULLES D'AIR DANS UN ÉCOULEMENT D'EAU

JULIEN BOUVARD
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)
AOÛT 2018

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ÉTUDE DE L'INJECTION DE BULLES D'AIR DANS UN ÉCOULEMENT D'EAU

présenté par : BOUVARD Julien

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. BARBEAU Benoît, Ph. D., président

M. ÉTIENNE Stéphane, Doctorat, membre et directeur de recherche

M. VÉTEL Jérôme, Doctorat, membre et codirecteur de recherche

M. SCOTT David, Ph. D., membre

DÉDICACE

Aux Waves

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je souhaite remercier chaleureusement Stéphane Étienne de m'avoir pris sous son aile pour cette maîtrise recherche. Sa forte présence quotidienne, couplée à celle de Cédric Béguin, a été très appréciée pour surmonter les (trop) nombreux défis expérimentaux. Leur binôme, très fonctionnel, est aussi efficace qu'agréable à travailler avec. Sans oublier Jérôme Vétel, qui aura été un co-directeur toujours de bonne humeur et prêt à aider.

Merci à *General Electric* d'avoir lancé la chaire de recherche avec Polytechnique Montréal, et notamment à David Scott et Laurent Bornard pour nos discussions toujours très intéressantes sur les montages expérimentaux.

J'ai également eu la chance de travailler quelques mois avec Ariane Benoît, que je remercie d'avoir amené son insouciante motivation de stagiaire et sa grande débrouillardise. Ce fut un réel plaisir de travailler avec elle.

Merci à tous les techniciens, Bénédict Besner, Philippe Massé, Nour Aimene, pour n'en citer que quelques-uns, de m'avoir tant appris.

Je tiens aussi à remercier toute ma famille de leur soutien et de leur curiosité depuis l'autre côté de l'océan, ainsi que mes amis, et notamment mes colocataires Raymond et Romain pour avoir affronté le(s) rude(s) hiver(s) canadien(s) à mes côtés.

Enfin, merci infiniment à Marie.

RÉSUMÉ

Ce mémoire étudie l'injection d'air de façon transverse à un écoulement d'eau. L'injection d'air dans l'eau a déjà été étudiée de multiples fois depuis des décennies, mais, la plupart de ces recherches ayant été faites en eau stagnante et avec un faible nombre de bulles, très peu d'informations n'est disponible sur ce sujet. En effet, avec comme objectif final d'injecter de façon optimale de l'oxygène dans les conduites des centrales hydroélectriques afin d'éviter l'appauvrissement saisonnier de l'oxygène dans l'eau en aval des dites centrales, il est nécessaire de tenir compte des contraintes de telles infrastructures. Ainsi, un écoulement d'eau et une forte injection de gaz est indispensable pour obtenir des résultats intéressants.

Ce travail étant le premier d'une longue lignée, l'essentiel de celui-ci consiste à concevoir et fabriquer plusieurs dispositifs expérimentaux permettant d'effectuer des mesures pertinentes, ces dispositifs devant ainsi permettre l'injection d'air par des injecteurs différents ainsi que la prise de mesures de pression et de sonde optique. Tout ceci ayant lieu dans une veine d'essais de taille réduite, il a été très compliqué de prendre en compte toutes les contraintes expérimentales, notamment au niveau de l'étanchéité de tous les équipements.

Néanmoins, tous les différents obstacles, prévus ou imprévus, ont été surmontés afin d'aboutir à des résultats intéressants et encore jamais obtenus sur les variations de pression lors de l'injection d'air à travers diverses géométries d'injecteurs ainsi que sur les caractéristiques de l'écoulement diphasique en résultant. On constate que la perte de charge peut rapidement devenir très importante au niveau de l'injection, quel que soit la forme de l'injecteur. Les cartes de taux de vide et les caractéristiques des bulles d'air permettent de mieux comprendre l'écoulement diphasique généré par l'injection.

Tous les dispositifs expérimentaux conçus et fabriqués, tous les protocoles expérimentaux testés et tous les résultats obtenus pendant cette maîtrise sont un très bon socle, une très bonne base pour les futurs travaux qui suivront et enrichiront ce sujet.

ABSTRACT

This thesis studies the air injection crosswise a water flow. The air injection inside water has already been studied multiple times, but, as most of the research was done in stagnant water with a small number of bubbles, little information is available on the subject. As the main goal is to optimally inject oxygen into the hydraulic passages of hydroelectric dams to avoid low downstream dissolved oxygen concentrations, and such low dissolved oxygen concentration can occur seasonally in certain regions, it is important to take into account the constraints of such plants. A water flow combined with an significant gas injection can provide interesting results.

As this work is the first of many, the main task is to conceive and build an experimental apparatus capable of pertinent measures. For instance, being able to measure pressures along the vein and flow characteristics while easily switching injectors is one of the different challenges. The vein itself being quite small, the experimental constraints, and especially the watertightness of all the devices, are quite difficult to take into account perfectly.

Nevertheless, all the impediments were overcome and some interesting and new results were obtained, for example, the pressure variations through numerous injectors as well as the characteristics of the diphasic flow. The pressure losses can quickly become high near the injector, regardless of its geometry. Also, the void fraction maps and the bubble characteristics help us to better understand the diphasic flow generated by the air injection.

The experimental apparatus, designed and made, all the experimental protocols and the results obtained during this master are a good base for the future works on the subject.

TABLE DES MATIÈRES

| | |
|--|------|
| DÉDICACE | iv |
| REMERCIEMENTS | v |
| RÉSUMÉ | vi |
| ABSTRACT | vii |
| TABLE DES MATIÈRES | viii |
| LISTE DES FIGURES | x |
| LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS | xii |
| LISTE DES ANNEXES | xiii |
| CHAPITRE 1 INTRODUCTION | 1 |
| 1.1 Contexte | 1 |
| 1.2 Problématique | 4 |
| 1.3 Objectifs de recherche | 4 |
| 1.4 Plan du mémoire | 4 |
| CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE | 5 |
| 2.1 Eau stagnante | 5 |
| 2.2 Eau en écoulement | 7 |
| 2.2.1 Dans le sens de l'écoulement | 7 |
| 2.2.2 Perpendiculairement à l'écoulement | 7 |
| 2.2.3 Sur une pale | 8 |
| CHAPITRE 3 MISE EN PLACE DES EXPÉRIENCES | 9 |
| 3.1 Expériences préliminaires | 9 |
| 3.1.1 Montage expérimental | 9 |
| 3.1.2 Observations | 10 |
| 3.1.3 Comparaison analytique | 12 |
| 3.2 Dispositifs expérimentaux | 14 |
| 3.2.1 Injection de l'air | 14 |

| | | |
|-------|---|----|
| 3.2.2 | Visualisation de l'écoulement | 15 |
| 3.2.3 | Mesures de pression | 16 |
| 3.2.4 | Caractéristiques de l'écoulement diphasique | 17 |
| 3.2.5 | Réservoir | 24 |
| | CHAPITRE 4 RÉSULTATS | 26 |
| 4.1 | Visualisations de l'écoulement | 26 |
| 4.1.1 | Expériences préliminaires | 26 |
| 4.1.2 | Comparaison des différentes plaques | 27 |
| 4.2 | Mesures de pression | 28 |
| 4.2.1 | Expériences préliminaires | 28 |
| 4.2.2 | Pertes de pression | 29 |
| 4.2.3 | Pression dynamique | 31 |
| 4.2.4 | Comparaison des différentes plaques | 32 |
| 4.2.5 | Calculs de la perte de charge | 35 |
| 4.3 | Mesures de la sonde optique | 39 |
| 4.3.1 | Taux de vide | 39 |
| 4.3.2 | Caractéristiques des bulles | 44 |
| 4.4 | Incertitudes de mesures | 49 |
| 4.4.1 | Capteurs de pression | 49 |
| 4.4.2 | Sonde optique | 50 |
| | CHAPITRE 5 CONCLUSION | 52 |
| 5.1 | Synthèse des travaux | 52 |
| 5.2 | Limitations des résultats | 53 |
| 5.3 | Améliorations futures | 53 |
| | RÉFÉRENCES | 55 |
| | ANNEXES | 57 |

LISTE DES FIGURES

| | | |
|-------------|---|----|
| Figure 1.1 | Part estimée des énergies renouvelables dans la production d'électricité mondiale en 2015 | 1 |
| Figure 1.2 | Schéma simplifié d'une centrale hydroélectrique (Sabourin, 2017) . . . | 2 |
| Figure 1.3 | Influence de l'aération sur la performance d'une turbine Francis . . . | 3 |
| Figure 2.1 | Images des différentes plaques en opération (Bunea et al., 2010) . . . | 6 |
| Figure 3.1 | Montage expérimental | 9 |
| Figure 3.2 | Cube utilisé pour l'injection d'air dans la cuve d'eau . . . | 10 |
| Figure 3.3 | Visualisations du chapelet de bulles à différents temps d'acquisition τ . . . | 11 |
| Figure 3.4 | Diagramme spatio-temporel de l'évolution des bulles d'air dans l'eau . . . | 12 |
| Figure 3.5 | Boucle d'essais | 14 |
| Figure 3.6 | Assemblage du système d'injection | 15 |
| Figure 3.7 | Fenêtre latérale avec les capteurs de pression | 16 |
| Figure 3.8 | Schéma de l'extrémité de la sonde optique | 17 |
| Figure 3.9 | Étapes de l'attaque de la fibre optique par l'acide fluorhydrique . . . | 18 |
| Figure 3.10 | Résultats de l'attaque chimique sur la fibre | 18 |
| Figure 3.11 | Sonde optique | 19 |
| Figure 3.12 | Extrémité de la sonde optique | 19 |
| Figure 3.13 | Fusion des fibres optiques | 21 |
| Figure 3.14 | Fibres optiques au microscope électronique | 21 |
| Figure 3.15 | Système de déplacement bidirectionnel | 22 |
| Figure 3.16 | Design de la veine d'essais | 23 |
| Figure 3.17 | Présence de bulles persistantes dans l'écoulement | 24 |
| Figure 3.18 | Cône installé dans le réservoir pour dégazer | 25 |
| Figure 4.1 | Premières visualisations de l'écoulement | 26 |
| Figure 4.2 | Design de la fente de référence | 27 |
| Figure 4.3 | Évolution temporelle des pressions | 28 |
| Figure 4.4 | Débit d'air en fonction des pertes de pression | 30 |
| Figure 4.5 | Pression dynamique en fonction du débit d'eau, avec et sans correction . . . | 31 |
| Figure 4.6 | Pression dynamique en fonction du débit d'eau | 32 |
| Figure 4.7 | Comparaison du débit d'air en fonction des pertes de pression . . . | 34 |
| Figure 4.8 | Schéma de l'injection d'air dans la veine | 35 |
| Figure 4.9 | Comparaison des pressions statiques corrigées de Bernoulli . . . | 36 |
| Figure 4.10 | Comparaison des pertes de pression aux pertes de charges singulières . . . | 38 |

| | | |
|-------------|---|----|
| Figure 4.11 | Positions des capteurs de pression dans la veine ainsi que de l'origine | 39 |
| Figure 4.12 | Vérification de la symétrie des mesures de la sonde optique | 40 |
| Figure 4.13 | Lissage des cartes de taux de vide | 41 |
| Figure 4.14 | Cartes de taux de vide | 42 |
| Figure 4.15 | Approximation des cartes de taux de vide | 43 |
| Figure 4.16 | Visualisations des différentes étapes de filtrage des bulles | 45 |
| Figure 4.17 | Distribution des vitesses des bulles | 46 |
| Figure 4.18 | Vitesse horizontale des bulles fonction de leur diamètre | 47 |
| Figure 4.19 | Distribution de la taille des bulles | 48 |
| Figure 4.20 | Diamètre moyen des bulles | 49 |
| Figure 4.21 | Erreur relative lors des mesures de taux de vide | 51 |
| Figure A.1 | Représentation graphique des modes de déformation d'une bulle . . . | 57 |

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Acronymes

| | |
|------|--|
| SAE | Efficacité Standard d'Aération (<i>Standard Aeration Efficiency</i>) |
| SOTR | Standard Oxygen Transfer Rate (<i>Standard Oxygen Transfer Rate</i>) |

Variables

| | |
|-----------------------------|---|
| Bo | Nombre de Bond |
| ρ | Masse volumique |
| g | Accélération de la pesanteur |
| R | Rayon |
| σ | Coefficient de tension superficielle |
| Q | Débit volumique d'air |
| v | Vitesse de l'air |
| ω | Fréquence d'oscillation des bulles |
| D_{eau} | Débit volumique d'eau |
| D_{air} | Débit volumique d'air |
| β | Titre volumique |
| ϵ | Taux de vide |
| h | Perte de charge |
| K | Coefficient de perte de charge |
| S | Section de passage |
| U | Vitesse de l'eau |
| γ | Coefficient de Laplace |
| e | Épaisseur de la fente |
| A | Aire de passage de la fente |
| x | Position dans la veine, dans la direction de l'écoulement |
| y | Position en largeur dans la veine |
| x | Position en altitude dans la veine |
| σ_y, σ_z | Écarts-types |
| $\Delta t_{i,\text{bulle}}$ | Durée d'une bulle |

LISTE DES ANNEXES

| | | |
|----------|--|----|
| Annexe A | MODÈLE THÉORIQUE DES EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES | 57 |
| Annexe B | CALCUL DU DIAMÈTRE DE LA SONDE OPTIQUE | 62 |

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Le sujet abordé dans ce mémoire est une problématique importante pour l'industrie hydroélectrique : comment minimiser l'impact environnemental des barrages hydrauliques ? Actuellement, l'énergie hydroélectrique est l'énergie renouvelable la plus importante de par sa forte production, elle représente 98% de la production d'électricité au Québec et plus de 16% dans le monde (Sabourin, 2017), et surtout sa grande flexibilité puisqu'elle peut compenser les autres sources intermittentes d'énergie.

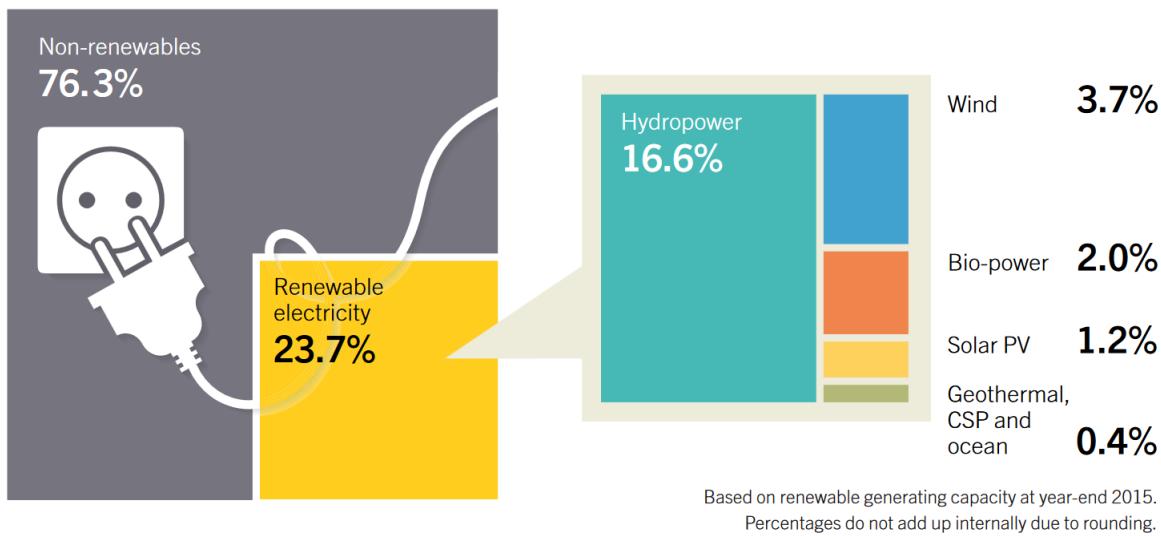


Figure 1.1 Part estimée des énergies renouvelables dans la production d'électricité mondiale en 2015 (Renewable Energy Policy Network for the 21st Century, 2016)

1.1 Contexte

En aval de certaines centrales hydrauliques, il a été observé une forte dégradation de la vie aquatique, dégradation pouvant aller jusqu'à la mort des poissons vivants dans cette partie de la rivière. L'origine de ce problème est la faible teneur en oxygène de l'eau sortant de ces centrales. Si le taux d'oxygène dissous dans l'eau est trop faible, *i.e.* inférieur à $5 \text{ mg}\cdot\text{L}^{-1}$, la faune aquatique s'en retrouve négativement affectée. Les poissons sont alors plus susceptibles de développer des maladies et d'être en détresse respiratoire, leur temps de réaction face au danger augmente (Electric Power Research Institute, 2002). La diversité aquatique tend également à diminuer car chaque espèce résiste plus ou moins bien à des faibles taux d'oxygène dissous.

La conduite forcée, conduite guidant l'eau depuis le bassin de retenue jusqu'à la turbine, est généralement située dans la partie inférieure du bassin. L'eau entraînée provient donc de l'hypolimnion, *cf.* Figure 1.2, couche thermique la plus profonde d'un lac. En été, avec l'augmentation de la température, l'activité biologique augmente et cela entraîne une consommation plus rapide de l'oxygène dissous dans l'eau. L'oxygénation de l'eau se fait principalement grâce à des échanges à l'interface eau-air donc l'épilimnion est facilement réoxygéné, mais ce n'est pas le cas de l'hypolimnion. Si l'eau retenue par le barrage est régulièrement relâchée dans la rivière, ce n'est pas très important car cette eau aura été oxygénée précédemment lors de son écoulement en amont dans la rivière, et l'oxygène n'aura pas encore été entièrement consommé. Par contre, si le barrage considéré a un temps de rétention hydraulique élevé, l'eau située dans l'hypolimnion va se vider progressivement de son oxygène, et ce, d'autant plus que cette couche thermique est en contact avec des sédiments, sédiments où se produit la décomposition de matières organiques, ce qui constitue une source supplémentaire de consommation d'oxygène (Electric Power Research Institute, 2002).

Dans les régions nordiques, un autre problème apparaît à cause de la présence d'une couche de glace en surface de la retenue d'eau en hiver. La lumière du soleil est partiellement masquée par la glace, ce qui diminue le processus de photosynthèse et entraîne que celle-ci ne permet plus de compenser la demande en oxygène de la respiration animale ainsi que des procédés d'oxydation. Or, la réserve d'oxygène présente dans l'eau au moment de l'apparition de la glace n'est généralement pas suffisante pour maintenir un taux d'oxygène correct dans le bassin de retenue pendant tout l'hiver (Electric Power Research Institute, 2002).

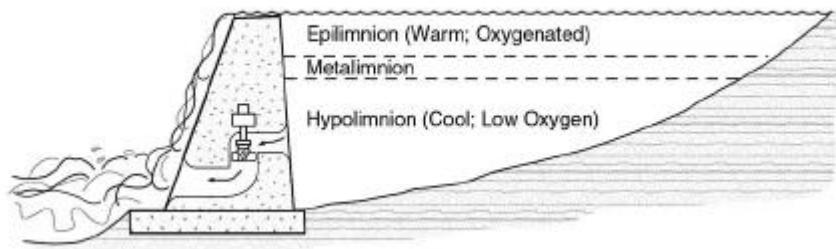


Figure 1.2 Schéma simplifié d'une centrale hydroélectrique (Sabourin, 2017)

Pour palier à ce problème environnemental, de nombreuses idées ont été testées dans les centrales : la déstratification du réservoir d'eau, l'aération de l'hypolimnion, l'injection d'air dans la conduite forcée ou le réservoir d'eau, ou encore la construction d'un canal de fuite en zigzag. Toutes ces idées ont différents avantages et inconvénients qui les rendent plus ou

moins réalistes. La solution retenue par l'industrie est l'injection d'oxygène dans la conduite forcée. Cette méthode permet même, sous certaines conditions, d'augmenter la productivité de la centrale, car la présence d'une phase gazeuse peut permettre de diminuer les vibrations et les dégâts causés par la cavitation (*cf.* Figure 1.3, à gauche).

On distingue trois manières d'injecter l'air dans la conduite : de façon centrale, périphérique ou encore distribuée (*i.e.* au niveau des pales). La partie droite de la Figure 1.3 illustre ces trois méthodes, et le graphe de gauche nous montre la perte de rendement hydraulique pour chacune. On peut remarquer sur ces courbes, obtenues expérimentalement sur une turbine Francis (March, 2011), que l'injection distribuée d'air est la plus efficace et permet même, pour certains débits d'air, d'augmenter le rendement.

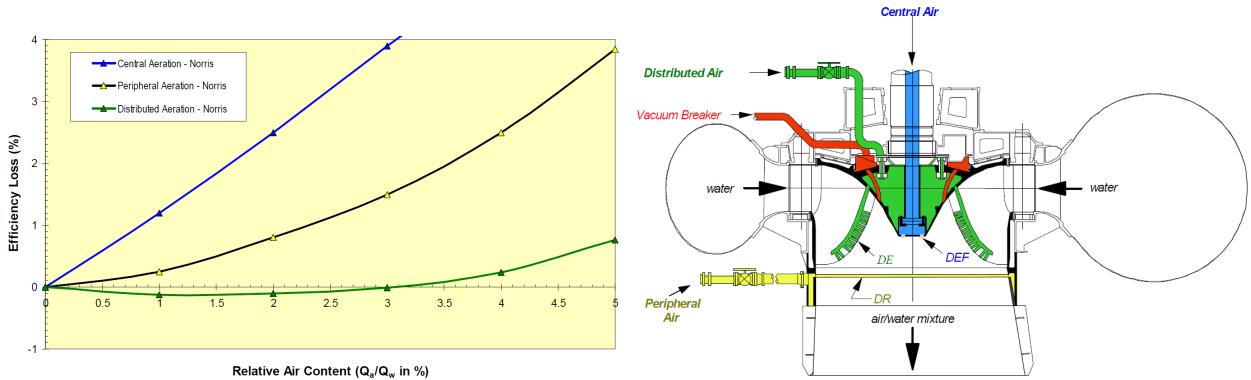


Figure 1.3 (À gauche) Influence de l'aération sur la performance hydraulique en fonction de la méthode utilisée. (À droite) Coupe de la turbine montrant les différentes méthodes d'aération étudiées. Expériences menées sur une turbine Francis (March, 2011)

La localisation optimale des injecteurs dans la conduite ayant été trouvée, *i.e.* au niveau des pales de la turbine, il reste encore à déterminer leurs caractéristiques précises. En effet, la position et la forme des fentes jouent un rôle très important dans la forme de l'écoulement diphasique créé, et donc dans la dissolution d'oxygène dans l'eau car, la position des orifices détermine dans quelle partie de l'écoulement les bulles vont être entraînées, et leur forme influence fortement la taille des bulles. Or, la dissolution d'oxygène dans l'eau, pour une unique bulle, obéit à la loi suivante (McGinnis and Little, 2002) :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -a K_L (C_{sat} - C) \quad (1.1)$$

avec n ($n = C_{bulle} \frac{4}{3} \pi r^3$) la quantité de matière d'oxygène dans une bulle, C_{bulle} la concentration d'oxygène dans une bulle, C la concentration d'oxygène dissous dans l'eau, C_{sat} la

concentration d'oxygène dans de l'eau saturée, a la surface d'échange eau-oxygène, r le rayon moyen d'une bulle et K_L le coefficient de transfert de masse eau-oxygène en $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La vitesse de dissolution d'oxygène est donc proportionnelle à la surface d'échange, ce qui, à volume d'oxygène fixé, implique que les petites bulles favorisent le transfert d'oxygène dans l'eau par rapport aux grosses bulles.

1.2 Problématique

La position des injecteurs sur la turbine a déjà été partiellement étudiée, notamment pour déterminer s'ils devaient se trouver plutôt sur le bord d'attaque ou sur le bord de fuite (Scott et al., 2015). Par contre, leur forme, leur nombre et leur répartition n'a pas encore été étudiés dans le cas d'un écoulement, même si quelques recherches ont déjà été effectuées dans de l'eau stagnante.

Afin d'optimiser le transfert d'oxygène dans l'eau, il est important de former des bulles les plus petites possibles. Quelles géométries du système d'injection permettent d'optimiser les échanges diphasiques ? À quel point les conditions de l'écoulement influencent la géométrie optimale ?

1.3 Objectifs de recherche

Comme on l'a vu précédemment, l'objectif principal est de déterminer quels systèmes d'injection sont optimaux en fonction des conditions d'écoulement de l'eau. Pour cela, une boucle d'essais expérimentale est à notre disposition. Trois étapes principales ont rythmé l'étude :

- Mettre en place divers dispositifs expérimentaux pour exploiter cette boucle d'essais ;
- Réaliser diverses campagnes de mesures en faisant varier le système d'injection ;
- Comparer les systèmes d'injection et essayer d'établir un lien entre les caractéristiques des injecteurs et les propriétés des bulles d'air ainsi que l'écoulement en lui-même ;

1.4 Plan du mémoire

Le mémoire, en plus de la présente introduction, débutera par un état de l'art des recherches déjà menées en injection diphasique, que ce soit en eau stagnante ou en présence d'un écoulement. Ensuite, la mise en place des expériences sera explicitée, notamment les expériences préliminaires ayant permis de se familiariser avec le problème, et en particulier la conception et fabrication du montage final. Enfin, les résultats obtenus seront présentés et analysés en conséquence.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

2.1 Eau stagnante

De nombreuses études ont été faites sur l'injection d'air dans de l'eau, mais la plupart de celles-ci concernent de l'eau stagnante comme le montre l'état de l'art complet fait par Kumar and Kuloor (1970). Cette revue de la littérature, accompagnée de quelques expériences et modélisations des auteurs, souligne notamment le fait que des orifices circulaires produisent des bulles de taille équivalente à celles formées par des trous non circulaires ayant la même surface. Cela est valable pour des débits de gaz de 1 à $100 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, les débits supérieurs n'ayant pas été testés et les débits inférieurs montrant de notables différences. L'orientation des injecteurs a aussi été testée, entre les positions verticale et horizontale, et seuls des écarts minimes ont été observés pour le volume des bulles formées.

En eau stagnante toujours, de nombreux modèles analytiques ont également été développés (Chuang and Goldschmidt, 1970; Oguz and Prosperetti, 1993; Jamialahmadi et al., 2001). Le modèle d'Oguz et Prosperetti traite de la dynamique de détachement et de croissance d'une bulle unique, formée lors de l'injection d'air via une seringue placée verticalement dans un réservoir d'eau au repos. La corrélation entre leur théorie et leurs expériences, ainsi que celles de Longuet-Higgins et al. (1991), est très bonne, mais cela ne concerne qu'une seule bulle, tout comme la grande majorité des études répertoriées par Kumar et Kuloor, ce qui ne convient pas pour une injection d'air ayant pour objectif d'augmenter considérablement le taux d'oxygène dissous.

Toutefois, cette préoccupation est celle de McGinnis qui s'est intéressé à l'évolution du taux d'oxygène dissous dans l'eau lors de l'injection d'air grâce à un diffuseur poreux au fond d'un réservoir (McGinnis and Little, 2002). Ce diffuseur, développé par la Tennessee Valley Authority, une entreprise américaine gérant entre autres des barrages hydroélectriques, est utilisé pour aérer les retenues d'eau en amont de ces derniers. En adaptant le modèle de la *discrete-bubble* de Wüest et al. (1992), McGinnis obtient des résultats cohérents avec son expérience qui, par ailleurs, est très efficace pour dissoudre l'oxygène dans l'eau grâce à la formation d'une multitude de bulles allant de 0,2 à 1,5 mm. Néanmoins, l'inconvénient d'utiliser des diffuseurs poreux est l'impossibilité de contrôler la géométrie des perforations, ce qui implique qu'on ne peut pas étudier l'influence des paramètres géométriques (*e.g.* la forme, la taille, la disposition et l'étendue surfacique) sur l'écoulement diphasique et notamment le transfert d'oxygène dans l'eau.

Cette approche, *i.e.* faire des expériences avec des plaques perforées en eau stagnante, a été celle choisie par Neto et al. (2008) et Bunea et al. (2010). L'étude effectuée par cette dernière est axée sur l'application aux barrages hydroélectriques, donc elle s'est concentrée sur les mesures de l'Efficacité Standard d'Aération (SAE) et le Taux Standard de Transfert d'Oxygène (SOTR). Dans un réservoir contenant $8 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3$ d'eau, l'air est injecté à 80 cm de profondeur à travers des plaques perforées de différentes façons : le diamètre des trous, circulaires, varie entre 0,2 et 1,6 mm et leur nombre respectivement entre 385 et 6 pour conserver une surface de perforation identique entre toutes les plaques. Les différentes plaques sont visibles en opération sur la Figure 2.1. Pour un débit d'air de $6 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, il a été mesuré que le SOTR et le SAE augmentait significativement lorsque le diamètre des trous diminuait (augmentation d'un facteur 2 entre 0,2 et 1,6 mm). De plus, cette augmentation se fait d'autant plus forte avec la diminution du débit d'air.

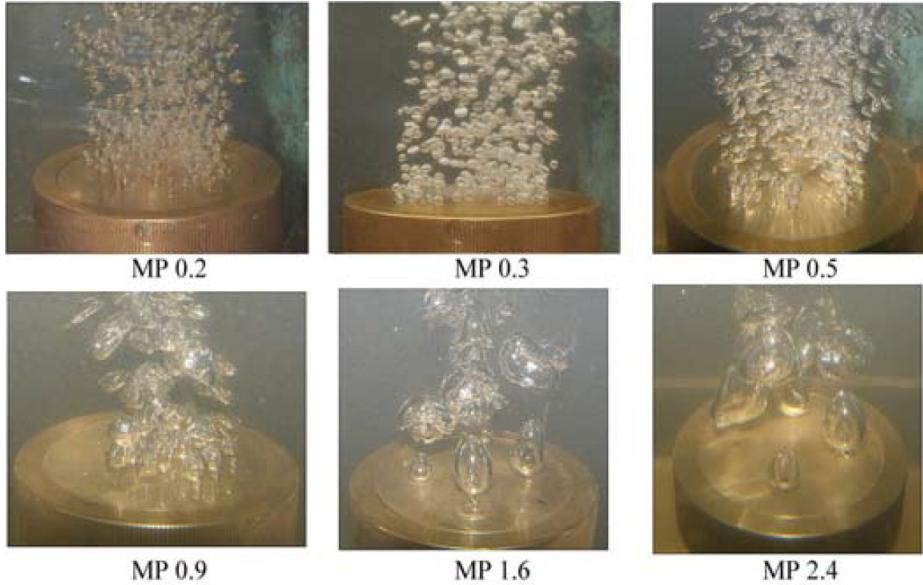


Figure 2.1 Images des différentes plaques en opération (Bunea et al., 2010)

Deux ans auparavant, Neto a mené des expériences similaires en concentrant ses mesures sur les bulles générées plutôt que sur la dissolution de l'oxygène (Neto et al., 2008). Le réservoir d'eau utilisé, d'une capacité de 1 m^3 et également d'une profondeur de 80 cm, a permis d'avoir des débits volumiques d'air de 2 et $3 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Les plaques perforées arboraient des trous circulaires allant de 0,6 à 3,0 mm, leur nombre variant entre 1 et 9, et une pierre diffuseuse d'air a aussi été testée. À l'aide d'une sonde optique composée de deux fibres optiques, ils ont pu déterminer que les bulles les plus petites étaient formées par les trous les plus petits et que la pierre poreuse était encore plus efficace que les trous. Donc les petits

orifices permettent d'augmenter l'interface eau-air et ainsi les échanges d'oxygène sont plus importants, ce qui est cohérent avec les mesures de Bunea et al. (2010).

2.2 Eau en écoulement

Les études concernant l'injection d'air dans de l'eau en écoulement sont plus éparses que celles en eau stagnante, et concernent différents types d'écoulement.

2.2.1 Dans le sens de l'écoulement

Tout d'abord, des études ont été faites en injectant de l'air dans le même sens que l'écoulement (Chuang and Goldschmidt, 1970; Sada et al., 1978; Oguz and Prosperetti, 1993; Chakraborty et al., 2011). Dans la majorité des cas, elles ont été effectuées en complément de celles en eau stagnante à fin de comparaison. Chuang and Goldschmidt (1970) ont fait une analyse théorique où ils prévoient une diminution du diamètre des bulles formées avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, prévision confirmée par des expériences. Oguz and Prosperetti (1993) et Chakraborty et al. (2011) ont eux aussi trouvé que le fait d'avoir un écoulement d'eau parallèle à l'injection d'air permettait d'obtenir des plus petites bulles.

Notamment, Chakraborty a fait des simulations numériques, dont la pertinence a été vérifiée avec l'analyse théorique de Jamialahmadi et al. (2001), qui mettent en évidence qu'effectivement le détachement de la bulle est plus rapide quand un écoulement d'eau est présent, et donc que les dimensions des bulles formées sont moins importantes qu'en eau stagnante. Néanmoins, cela n'est vrai qu'à faible nombre de Bond Bo , *i.e.* $Bo < 0,31$. Comme le nombre de Bond est celui de l'orifice,

$$Bo = \frac{\rho_{\text{liquide}} g R_{\text{orifice}}^2}{\sigma_{\text{eau}}} \quad (2.1)$$

on en déduit que $R_{\text{orifice}} < 1,5$ mm, où ρ_{liquide} est la masse volumique du liquide, R_{orifice} le rayon de l'orifice, g l'accélération de la pesanteur et σ_{eau} la tension superficielle de l'eau avec de l'air.

2.2.2 Perpendiculairement à l'écoulement

Ensuite, quelques études ont été menées sur les effets d'une injection d'air perpendiculairement à la circulation d'eau. On peut notamment citer Kawase and Ulbrecht (1981) qui ont développé un modèle analytique, basé sur l'équilibre des forces en action, pour le détachement d'une bulle orthogonale à l'écoulement fluide. Ce modèle, qui diffère légèrement en fonction du débit de gaz, permet de prédire avec une certaine justesse le diamètre des bulles qui se

détachent.

Plus récemment, Bai and Thomas (2001) ont mené des expériences dans un écoulement d'eau aligné avec la gravité. L'injection d'air avait aussi lieu de façon orthogonale, via des orifices de 0,2 à 0,4 mm de diamètre. Pour des débits gazeux allant jusqu'à $5 \text{ mL}\cdot\text{s}^{-1}$ et des vitesses de la phase continue de 0,6 à $3,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, le diamètre des bulles formées varie entre 1 et 3 mm. Ils ont observé que le diamètre des bulles diminuait avec la diminution de la taille du trou, ainsi qu'avec la réduction du débit d'air et l'augmentation du débit d'eau. Toutes ces observations sont similaires à celles faites en eau stagnante, notamment sur l'influence de la taille de l'orifice comme on peut le voir sur la Figure 2.1.

En 2013, Liu s'est penché sur l'importance de la gravité dans le système considéré, *i.e.* une injection d'air perpendiculaire à un écoulement d'eau (Liu et al., 2013). Pour ce faire, les auteurs ont fait des simulations numériques, validées avec des expériences publiées précédemment (Bai and Thomas, 2001), dans les quatre configurations existantes. Les configurations ne présentent pas de différences majeures, toutefois, elles exhibent les mêmes comportements que ceux reportés par Bai vis-à-vis de l'influence des débits des deux phases et de la taille des orifices. Les paramètres d'entrée des simulations sont un diamètre de 0,2 à 5 mm pour le trou, une vitesse de la phase discrète de 5 à $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et une vitesse de la phase continue allant jusqu'à $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

2.2.3 Sur une pale

Enfin, une étude plus concrète sur l'injection d'air via des pales de turbine a été faite (Scott et al., 2015). Cette étude, expérimentale et numérique, se concentre sur la position de l'injecteur d'air sur la pale, *i.e.* s'il se trouve sur le bord d'attaque ou sur le bord de fuite. Avec une ouverture de 0,5 mm de large et une vitesse d'écoulement d'eau de $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, les diamètres moyens de Sauter mesurés sont légèrement inférieurs au millimètre dans le cas de l'injection sur le bord d'attaque, et de l'ordre de 1,5 mm pour le bord de fuite que ce soit expérimentalement ou numériquement. Comme il convient d'augmenter la surface de contact eau-air, l'injection sur le bord d'attaque est la méthode la plus adaptée pour optimiser le transfert d'oxygène.

CHAPITRE 3 MISE EN PLACE DES EXPÉRIENCES

3.1 Expériences préliminaires

Afin de se familiariser avec les outils, des expériences préliminaires ont été effectuées à plus petite échelle et en eau stagnante.

3.1.1 Montage expérimental

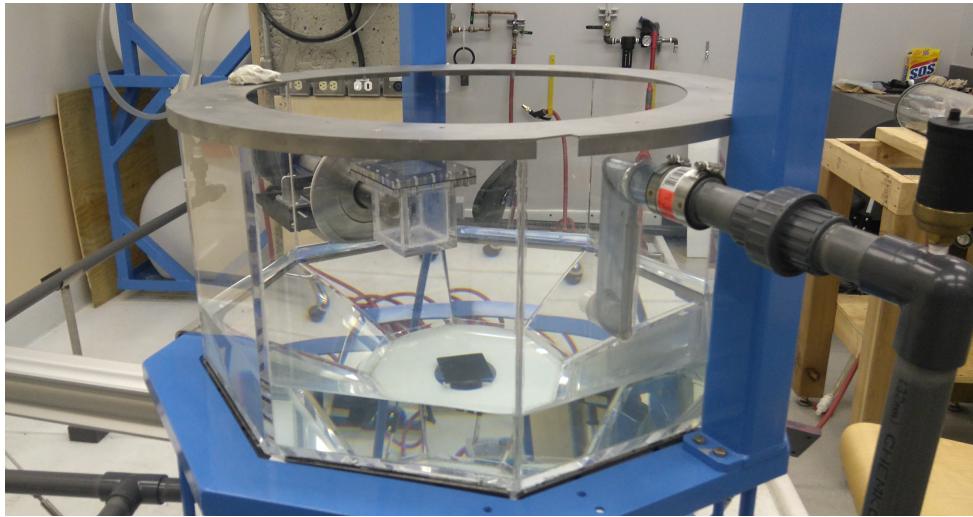


Figure 3.1 Montage expérimental

Une cuve pouvant être intégralement remplie d'eau (*cf.* Figure 3.1), dispose d'une entrée d'air comprimé. L'objectif est d'observer la remontée de bulles d'air dans l'eau, sachant que l'air doit être relâché verticalement à partir d'une ouverture idéalement modifiable. Le concept suivant a donc été réalisé : un pavé droit d'une contenance de $[4 \times 4 \times 3] = 48 \text{ po}^3$, que l'on nommera injustement cube dans la suite par souci de simplicité, disposant d'une entrée latérale pour accueillir l'air comprimé ainsi que d'un toit interchangeable afin de pouvoir faire varier la géométrie de l'ouverture. Les parois de ce cube font 0.5 po d'épaisseur, sont en polyméthacrylate de méthyle, aussi appelé acrylique, un polymère thermoplastique qui est suffisamment résistant pour notre utilisation et également transparent pour permettre les visualisations à la caméra. Sa transparence n'est pas très importante pour cette expérience, mais elle est essentielle pour celles sur la boucle d'essais hydrodynamique (*cf.* Section 3.2). Ce cube est visible sur la Figure 3.2.

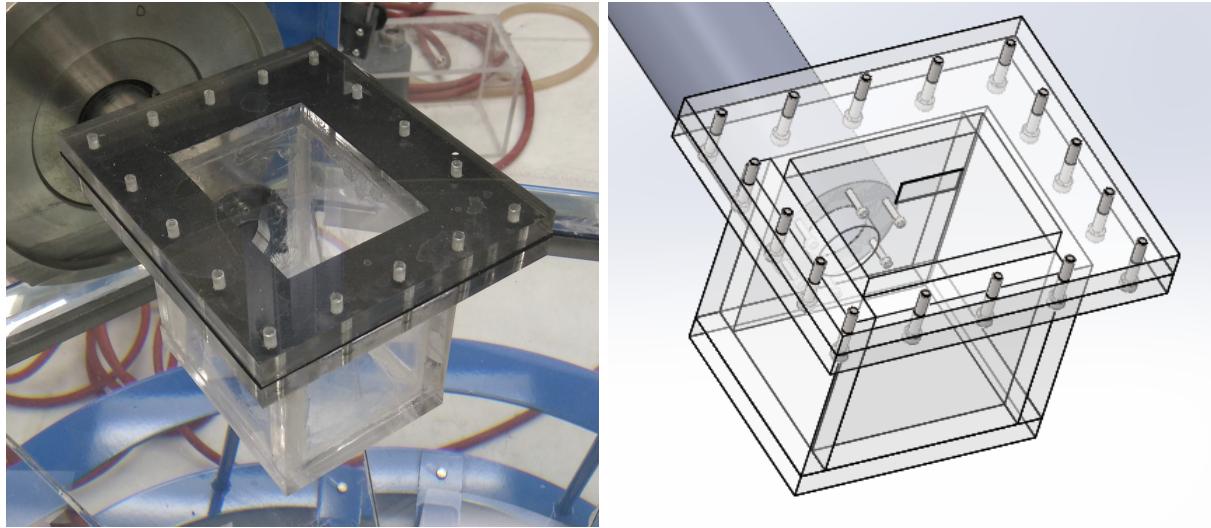


Figure 3.2 Cube en acrylique utilisé pour l'injection d'air dans la cuve d'eau stagnante. (À gauche) Cube fabriqué. (À droite) Design en 3 dimensions du cube

Afin d'assurer l'étanchéité du montage, de nombreuses précautions ont été prises. Tout d'abord, les différentes plaques d'acrylique, coupées grâce à une découpeuse laser, ont été collées ensemble pour former le cube sans toit. Pour ce faire, une faible quantité de dichlorométhane (CH_2Cl_2) a été appliquée sur l'acrylique devant se retrouver en contact. Le dichlorométhane étant un dissolvant du plastique, et donc de l'acrylique, il fait légèrement fondre l'acrylique avec lequel il a été en contact. Si l'on joint les deux plaques que l'on veut coller à ce moment-là, elles fusionnent quelques minutes plus tard quand le polymère durcit à nouveau. Pour les endroits où l'utilisation de ce composé chimique n'était pas possible, un système de joints en caoutchouc a été mis en place. L'étanchéité est alors assurée par la compression du joint par des vis. On peut notamment voir le joint noir du toit sur l'image de gauche de la Figure 3.2. De plus, du silicone a été posé aux endroits susceptibles, *i.e.* les arêtes internes du cube et autour des vis fixant le cube à l'entrée d'air.

Un rotamètre placé en amont contrôle le débit d'air, et on éclaire le dispositif avec de puissants projecteurs afin d'avoir suffisamment de lumière pour obtenir des visualisations de bonne qualité avec une caméra rapide *MotionBlitz Cube 4*. Ces images sont prises par l'intermédiaire du logiciel *Mikrotron MotionBlitz Cube* puis traitées avec *ImageJ*.

3.1.2 Observations

Les expériences ont été faites avec un trou circulaire d'un diamètre de 0.1 mm comme injecteur. Avec un débit d'air adapté, $Q = 180 \text{ mL}\cdot\text{min}^{-1}$, on a pu observer un chapelet de bulles

sortant de la boîte et remontant vers la surface libre située une vingtaine de centimètres au-dessus. On constate que les bulles sont très déformées lorsqu'elles se décollent de la surface, et que leurs déformations sont moins importantes au fur et à mesure qu'elles montent vers la surface.

Sur la Figure 3.3, on peut voir les bulles à différents temps d'acquisition τ . Sur l'image du haut, on peut remarquer que la bulle suivie, marquée d'une flèche rouge, est très allongée suivant l'axe vertical. 15 ms plus tard, sur l'image centrale, elle est complètement aplatie, puis, seulement quelques millisecondes après, elle est de nouveau étirée suivant l'axe vertical. Cette nouvelle extension verticale est toutefois moins importante que sur la première image, et ensuite les déformations de la bulle sont moins marquées. Une autre observation intéressante est que toutes les bulles semblent monter vers la surface à une vitesse constante une fois les premières oscillations finies.

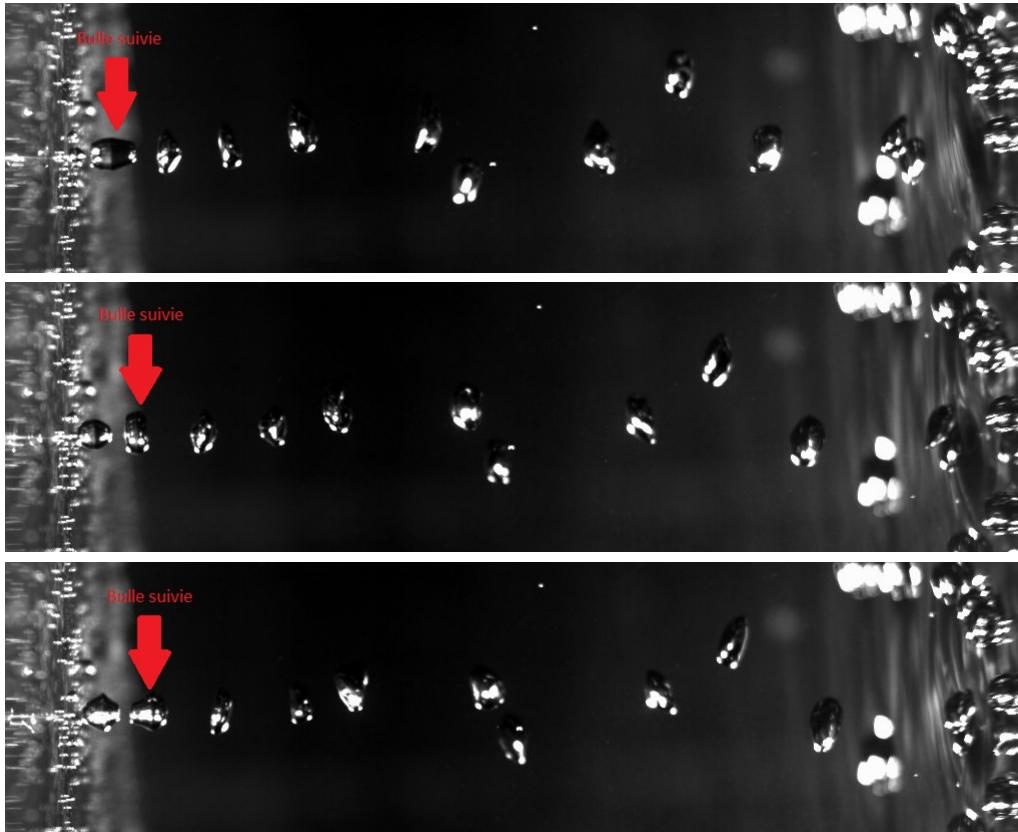


Figure 3.3 Visualisations du chapelet de bulles à différents temps d'acquisition τ . De haut en bas, $\tau = 10.6$ ms, 25 ms et 31.7 ms. Les images ont été prises par la caméra rapide à 1800 Hz avec une résolution de 1280×389 pixels. Elles ont subi une rotation de 90° , la droite de l'image correspondant à la surface libre et la gauche de l'image au dessus de la boîte d'où sortent les bulles d'air. L'accélération de la pesanteur \vec{g} est donc orientée de droite à gauche

À partir des images prises par la caméra rapide, certaines caractéristiques des bulles ont pu être calculées : leur fréquence d'éjection $f_{\text{éjection}} = 36 \text{ Hz}$, leur vitesse de montée moyenne $v_m = 36 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ (visible grâce au diagramme spatio-temporel de la Figure 3.4), leur rayon caractéristique $R = 2.6 \text{ mm}$ ainsi que leur fréquence d'oscillation $\omega_2 = 38 \text{ Hz}$. Cette fréquence correspond au mode $n = 2$ de déformations.

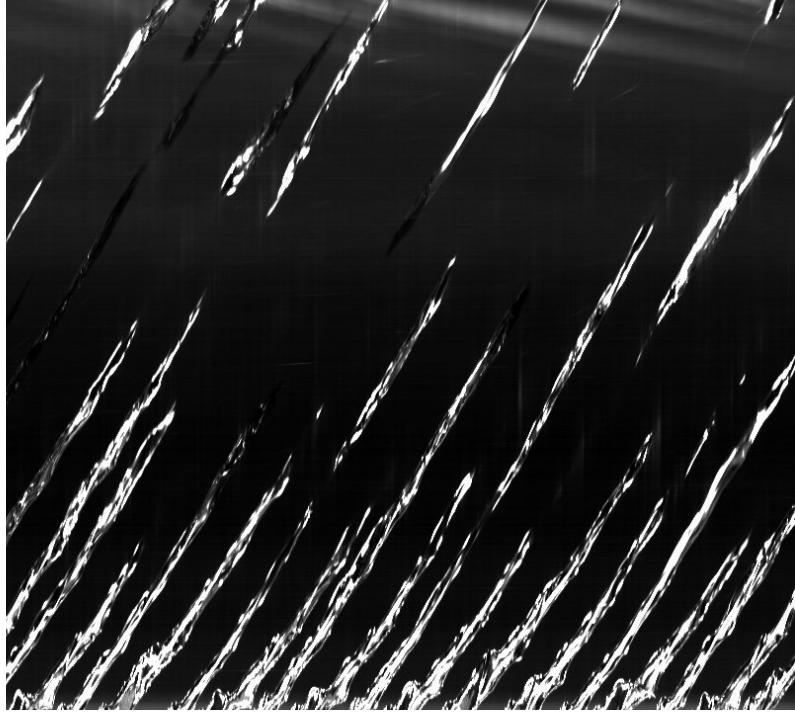


Figure 3.4 Diagramme spatio-temporel de l'évolution des bulles d'air dans l'eau. L'axe des abscisses correspond au temps, celui des ordonnées à l'axe vertical (l'accélération de la pesanteur \vec{g} est orientée de haut en bas.). Une ligne blanche correspond à la montée d'une bulle d'air vers la surface libre, la pente étant égale à sa vitesse de montée

3.1.3 Comparaison analytique

Un modèle théorique a été développé pour calculer les fréquences d'oscillation d'une bulle d'air dans l'eau ainsi que pour prévoir sa vitesse de montée. Le développement de ces modèles est visible en Annexe A. Pour notre expérience, on trouve que la fréquence d'oscillation théorique pour le mode $n = 2$ est $\omega_{2,\text{th}} = 43 \text{ Hz}$ et que la vitesse d'ascension des bulles est de $v_{m,\text{th}} = 41 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$.

Malgré la cohérence de ces deux valeurs, l'ordre de grandeur étant conservé dans les deux cas, il subsiste une différence de l'ordre de 13 %. Tout d'abord, les incertitudes lors des expériences

et lors du traitement des images ne sont pas négligeables. De plus, notre modèle considère que la bulle est seule au milieu d'un fluide infini. En pratique, ce n'est bien évidemment pas le cas et un effet de confinement existe à cause des autres bulles et surtout à cause de la paroi de la boîte. Ce confinement a pour effet de diminuer la fréquence d'oscillation observée (Pelletier et al., 2014), ce qui est donc cohérent avec nos mesures.

3.2 Dispositifs expérimentaux

Les expériences principales ont été menées sur une boucle d'essais fermée d'une dizaine de mètres de long sur environ un mètre de haut. Étant reliée à une pompe de 40 HP (*i.e.* 30 kW), on peut y faire circuler de l'eau avec un débit allant jusqu'à $40 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette boucle contient une veine d'essais de 45 cm de long (*i.e.* dans la direction de l'écoulement), 20 cm de haut et 10 cm de large, dans laquelle toutes les mesures ont été faites. La boucle d'essais et sa veine sont visibles en Figure 3.5.



Figure 3.5 (À gauche) Boucle d'essais. (À droite) Veine d'essais, partie de la boucle où les mesures ont été faites

Les objectifs de ce montage sont les suivants :

- Injecter de l'air de façon contrôlée, *i.e.* à débit et géométrie de l'injecteur variables, au niveau de la veine ;
- Visualiser le comportement de l'air injecté ;
- Mesurer la pression en différents points de la veine ;
- Mesurer les caractéristiques de l'écoulement diphasique, *i.e.* le taux de vide, la taille des bulles ainsi que leur vitesse ;

3.2.1 Injection de l'air

Pour se rapprocher le plus possible des conditions réelles, *i.e.* les conduites des centrales hydroélectriques, il est important que l'injection de l'air se fasse perpendiculairement à l'écoulement. Pour cela, il a été décidé que l'injection se ferait par le dessous de la veine, avec la présence d'une chambre d'air afin d'éviter de potentielles vibrations.

Dans un premier temps, cette partie du montage était constituée de 4 plaques d'acrylique de 0.5 po d'épaisseur vissées entre elles et à la veine. Un nouveau design a été fait pour simplifier le changement de géométrie de l'injecteur, il est visible sur la Figure 3.6. La plaque

supérieure de 0.5 po, où était situé l'injecteur, a été remplacée par une plaque de 1 po ayant un renforcement prévu pour accueillir des plaques d'injection, plaques qui seront plus facilement interchangeables. L'étanchéité de la veine est assurée par des joints toriques compressés par les plaques externes, *e.g.* la plaque inférieure ici, tandis que l'intégrité de la chambre d'air est maintenue par, soit la fusion des plaques d'acrylique par du dichlorométhane (*cf.* Section 3.1) associé à du silicone, soit le joint en caoutchouc (visible en bleu sur la Figure 3.6), soit un joint torique entre la plaque de 1 po et les plaques d'injection interchangeables. Si l'on excepte la plaque épaisse de 1 po, toutes les autres ont été fabriquées à PolyFab avec une découpeuse laser, puis taraudées manuellement si besoin.

La plaque inférieure a été percée puis taraudée afin de pouvoir y brancher un tuyau relié au système d'air comprimé. Deux rotamètres, pouvant aller respectivement jusqu'à 8 et 20 SCFM, ont été installés en parallèle en amont afin de contrôler le débit d'air injecté.

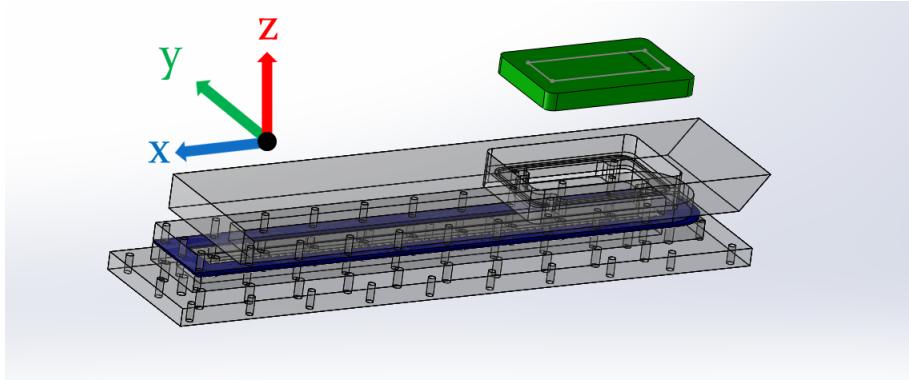


Figure 3.6 Assemblage du système d'injection. La fine plaque bleue correspond au joint en caoutchouc, tout le reste est en acrylique, notamment la plaque verte qui est la plaque d'injection interchangeable

Comme l'objectif principal est d'optimiser les échanges air-eau, en minimisant la taille des bulles (*cf.* Section 1.1), la géométrie des injecteurs va naturellement se diriger vers des petites ouvertures. Afin d'éviter une perte de charge trop importante, des fentes ont été choisies comme ouvertures par opposition à des trous circulaires. La plaque référence, constituée d'une unique fente dans la largeur, est visible dans la partie suivante, sur la Figure 4.2.

3.2.2 Visualisation de l'écoulement

Afin de pouvoir faire des visualisations de l'écoulement diphasique, il est essentiel que les parois de la veine soient transparentes. Des parois en acrylique, comme celles du cube en Section 3.1, ont donc été choisies. Là encore, une caméra rapide *MotionBlitz Cube 4* a été

utilisée et la veine a été éclairée avec de puissants projecteurs. Les images sont prises par l'intermédiaire du logiciel *Mikrotron MotionBlitz Cube* puis traitées avec *ImageJ* ci-nécessaire.

3.2.3 Mesures de pression

Les vidéos fournissent certaines informations très importantes, mais elles ne permettent pas d'accéder aux pressions de l'écoulement, notamment l'influence de l'injection d'air sur le profil de pression. Pour cette raison, l'installation de capteurs de pression est indispensable. Un total de 5 capteurs ont été installés au niveau de la veine, sur une des fenêtres latérales (*cf.* Figure 3.7). Trois de ces capteurs sont des capteurs points, *i.e.* ils mesurent la pression totale par rapport à la pression atmosphérique, et les deux autres sont reliés à des tubes Pitot qui permettent d'avoir accès à la pression dynamique et donc à la vitesse de l'écoulement en ce point-là. Un sixième capteur point est installé au niveau de la chambre à air. La position exacte de ces différents capteurs est visible sur la Figure 3.16. Ces capteurs, de la gamme PX26 de Omega, sont reliés à des afficheurs et/ou des amplificateurs eux-mêmes branchés à une carte d'acquisition permettant de lire les signaux sur Labview.



Figure 3.7 Fenêtre latérale avec les capteurs de pression

3.2.4 Caractéristiques de l'écoulement diphasique

Sonde optique

L'écoulement diphasique engendré par l'injection d'air a plusieurs caractéristiques difficilement mesurables sans être intrusif, *e.g.* le taux de vide, qui est le rapport du volume de gaz sur le volume total, la taille et la vitesse des bulles. Il est possible d'avoir des mesures très approximatives de ces deux dernières via les images de la caméra rapide, mais, en plus de leur faible précision, elles ne donnent pas accès au paramètre le plus important : le taux de vide.

Introduire une sonde optique permettrait de faire ces mesures. Le principe d'une telle sonde est le suivant : deux fibres optiques identiques, dont les extrémités sont décalées spatialement d'environ 0.1 mm (*cf.* Figure 3.8), détectent si elles sont dans de l'air ou dans de l'eau. Cela permet d'accéder au taux de vide local. Ensuite, en comparant les signaux reçus tout en connaissant précisément Δh , on peut en déduire la vitesse des bulles puis enfin la taille de ces dernières.

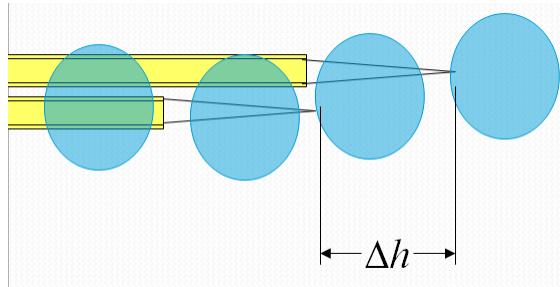


Figure 3.8 Schéma de l'extrémité de la sonde optique. Habituellement, la distance Δh entre les deux extrémités est de l'ordre de 100-200 μm

Pour que les fibres optiques puissent détecter le milieu dans lequel elles sont, il faut tailler leur extrémité en cône. La fibre optique faisant 110 μm de diamètre, la solution la plus efficace est l'attaque chimique par de l'acide fluorhydrique HF. Cet acide est extrêmement corrosif et toxique, et il convient de le manipuler avec d'importantes précautions. En plaçant une fine couche d'huile sur l'acide fluorhydrique, un trempage des extrémités des fibres optiques allant de 30 à 60 minutes en fonction de la qualité de l'acide, permet généralement d'obtenir une forme conique (*cf.* Figure 3.9). Étant donné la difficulté de cette étape, et surtout de celles qui vont suivre, il est important de préparer en parallèle de nombreuses fibres optiques avec un embout conique.

Ensuite, il faut regarder, à l'aide d'une soudeuse à fibre optique, quelles fibres ont été correc-

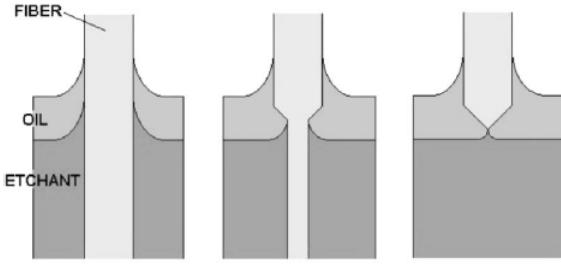


Figure 3.9 Étapes de l'attaque de la fibre optique par l'acide fluorhydrique HF

tement taillées à la cliveuse (deux exemples sont visibles sur la Figure 3.10) et associer celles qui ont la même forme. En effet, vu que notre sonde est une sonde optique à deux modes, *i.e.* à deux fibres, il est important que les deux fibres aient les mêmes caractéristiques. Or, il est plus fréquent que deux fibres ayant la même géométrie, au niveau de leur cône, réagissent de la même façon dans l'eau et l'air et donc que leurs signaux soient compatibles pour en extraire, entre autres, la vitesse des bulles.

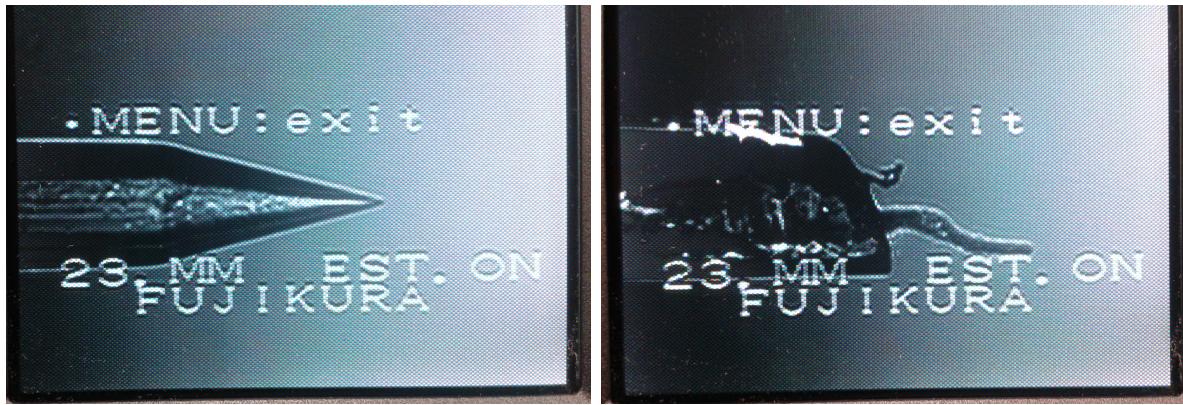


Figure 3.10 Résultats de l'attaque chimique de l'acide fluorhydrique sur la fibre optique. Observations faites avec une soudeuse à fibre optique Fujikura. (À gauche) Attaque chimique réussie, la fibre est exploitable. (À droite) Attaque chimique ratée, fibre non exploitable

En parallèle de la fabrication des fibres, la sonde en elle-même a été conçue à partir de modèles déjà existants. Elle a subi quelques modifications pour s'adapter au montage expérimental, notamment l'ajout d'une vis micrométrique suffisante pour pouvoir se déplacer dans toute l'altitude du jet. La sonde, telle qu'imaginee et fabriquée, est visible sur la Figure 3.11. Le diamètre du tube plongeant dans l'eau a été choisi pour éviter toute résonance, quelle que soit la position de la vis micrométrique (*cf.* Annexe B). Les trois tubes gris de diamètres différents visibles au centre de la Figure 3.12 ont été collés entre eux grâce à de la colle

Loctite 495. Un tube transparent thermorétractable, *i.e.* son diamètre diminue quand il est exposé à une forte chaleur, entoure les tubes d'acier et aide à maintenir leur cohésion. Ce tube est présent dans tout l'intérieur de la sonde, grâce à sa flexibilité, et permet de guider les fibres optiques jusqu'à la sortie en évitant qu'elles ne se brisent.

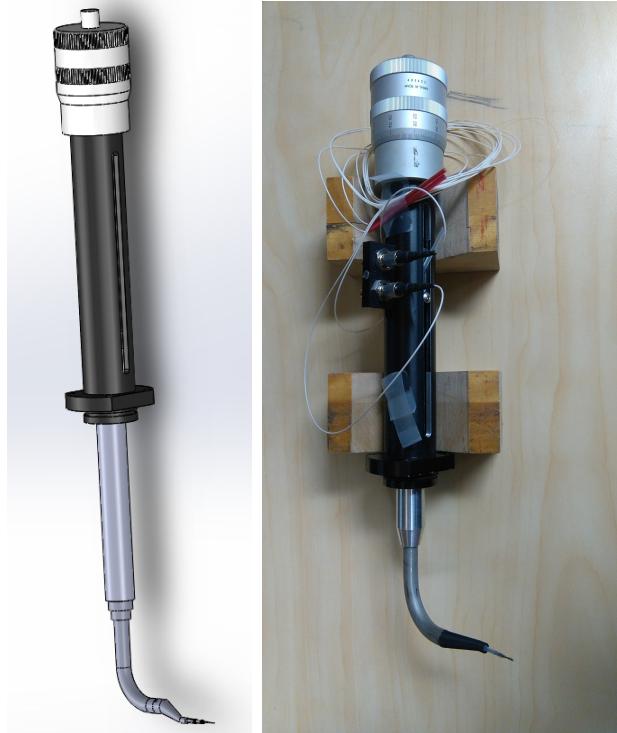


Figure 3.11 (À gauche) Design de la sonde optique en trois dimensions. (À droite) Sonde optique fabriquée

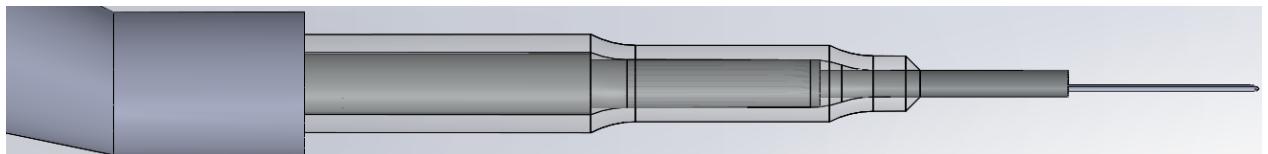


Figure 3.12 Extrémité de la sonde optique. Le cylindre fin visible tout à gauche de l'image correspond à l'une des deux fibres optiques, les tubes gris sont en acier inoxydable 316L et sont encastrés les uns dans les autres. Le tube transparent est quant à lui thermorétractable (tube ZDS-L-065 de chez Zeus)

En effet, après avoir obtenu des fibres aux embouts coniques transmettant des signaux similaires, il faut les introduire dans la sonde sans les casser ce qui n'est pas une tâche aisée. Le tube flexible thermorétractable facilite cette opération délicate. Après l'introduction des

fibres optiques dans la sonde, il convient de les préparer pour la fusion avec les *patchcords*. Ces *patchcords* seront plus tard reliés à un laser envoyant le signal nécessaire au fonctionnement de la sonde optique. La préparation inclut le chauffage précis de l'extrémité non conique de la fibre, afin d'enlever le *coating*, puis son nettoyage à l'alcool pour enlever les impuretés restantes. À l'aide de la cliveuse à fibre optique, on coupe la fibre là où il n'y a plus de *coating* ainsi que la fibre du *patchcord*. Avant de faire la fusion, il est important de placer une gaine thermorétractable de 1 po sur le *patchcord*. Ensuite, on place la fibre optique et le *patchcord* dans la soudeuse à fibre optique. Si les coupures sont nettes, comme sur la Figure 3.13, il est alors possible de faire la fusion. Si la fusion est réussie (*cf.* Figure 3.13), et avant de chauffer la gaine thermorétractable à l'endroit où la fusion a eu lieu afin de la protéger, il faut d'abord vérifier que la lumière du laser passe correctement dans la fibre fraîchement soudée. Si les signaux observés lors du passage de l'interface eau-air sont similaires à ceux attendus, alors on peut enfin chauffer la gaine thermorétractable avec le module prévu à cet effet sur la soudeuse à fibre optique. La fusion étant protégée, il reste à placer les deux extrémités coniques des fibres à environ 100 µm l'une de l'autre, dans l'alignement de la fibre comme on peut le voir sur la Figure 3.8, avec un microscope binoculaire. Une fois les cônes bien positionnés, on ajoute une pointe de colle pour les maintenir en place. On utilise alors un microscope électronique pour mesurer la distance exacte entre les deux sommets des cônes (*cf.* Figure 3.14).



Figure 3.13 Fusion de la fibre optique à extrémité conique avec celle du *patchcord*, grâce à une soudeuse à fibre optique Fujikura. (À gauche) Vérification de la qualité des coupures de la cliveuse. Ici, les deux fibres sont bien coupées et sont donc exploitables. (À droite) Résultat d'une fusion réussie

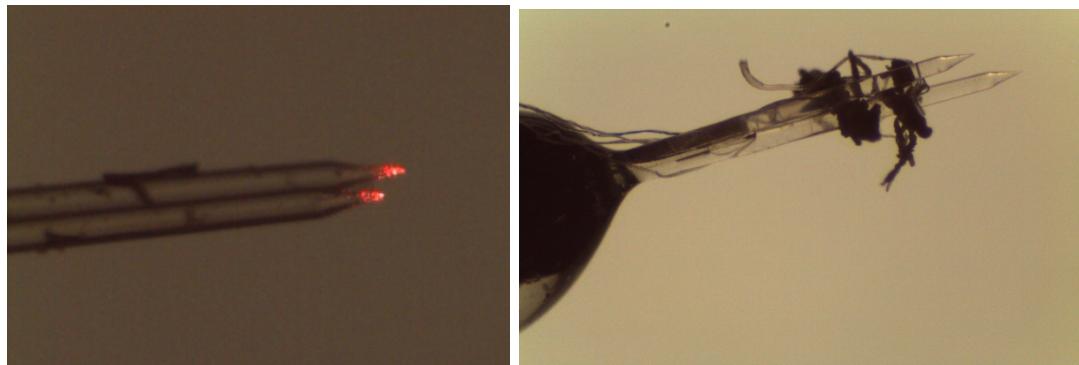


Figure 3.14 Les deux fibres optiques, placées dans la sonde, photographiées au microscope électronique. (À gauche) On peut voir la lumière du laser qui sort des cônes des fibres. (À droite) Après utilisation dans la veine. On peut voir la goutte de colle liant les deux fibres sur la gauche de l'image, ainsi que des impuretés s'étant bloquées entre les deux fibres

Déplacement en 3 dimensions

La sonde optique en elle-même ne pouvant se déplacer que dans une seule direction, grâce à sa vis micrométrique, il convient de l'imbriquer dans un système mobile en deux dimensions si l'on veut pouvoir prendre des mesures dans l'intégralité de la veine. Un système de déplacement bidirectionnel Velmex doté de vis micrométriques a été choisi pour assurer ce rôle. Il dirige le déplacement d'une plaque mobile dans laquelle la sonde est encastrée, et qui coulisse au-dessus de la veine. Les différentes parties de ce dispositif sont visibles en Figure 3.15.

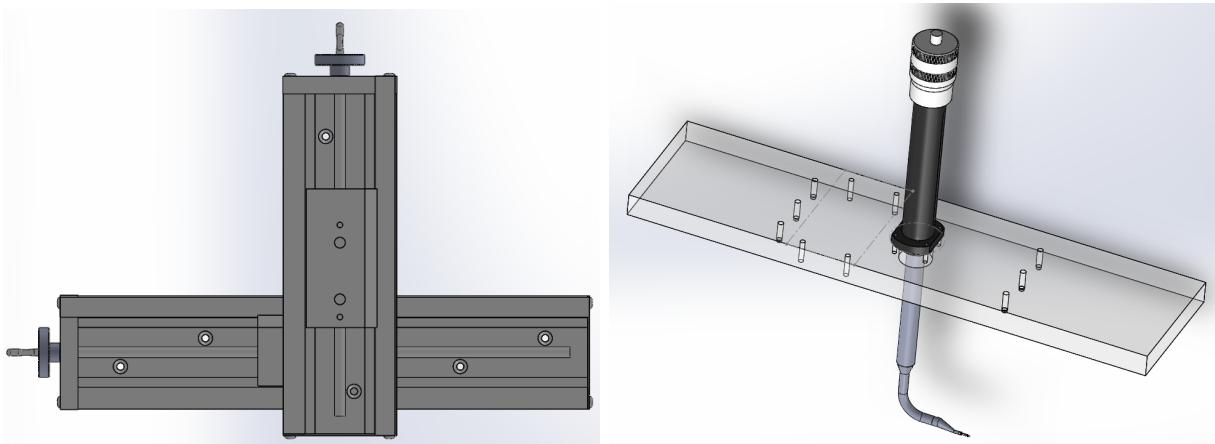


Figure 3.15 (À gauche) Système de déplacement bidirectionnel Velmex. (À droite) Plaque mobile dirigée par le système de déplacement dans laquelle la sonde est fixée

La plaque d'acrylique située au-dessus de la veine a été modifiée afin de comporter une grande ouverture de 10 po de long sur 1.75 po de large permettant à la sonde optique de prendre des mesures dans le jet de bulles. L'étanchéité est assurée par un joint torique entourant cette ouverture. Pour maintenir ce système, quatre équerres ont été fixées aux fenêtres latérales de la veine. Un système de rails en U, associés à des barres d'acier, assure la cohésion de l'ensemble et permet le déplacement voulu de la sonde (*cf.* Figure 3.16).

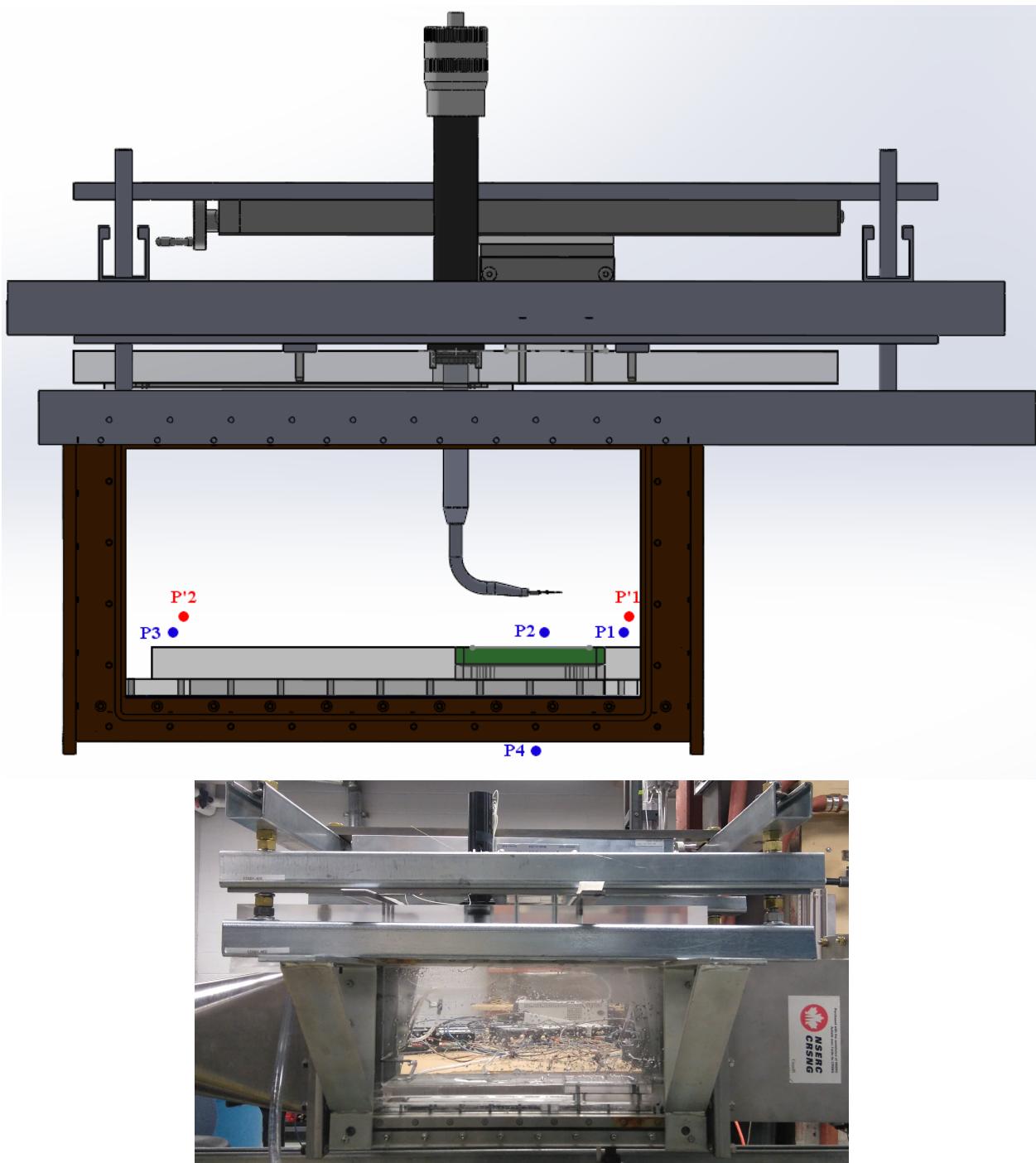


Figure 3.16 (Au-dessus) Design de la veine avec la sonde optique et le système de déplacement bidirectionnel. La position des différents capteurs de pression est également indiquée : les points bleus correspondent aux capteurs points tandis que les rouges sont les capteurs de pression dynamique. P_1 est le point amont, P_2 le point injecteur, P_3 le point aval, P_4 la chambre à air, P'_1 le Pitot amont et P'_2 le Pitot aval. (Au-dessous) Photographie de la veine avec le montage réalisé

3.2.5 Réservoir

La boucle d'essais n'étant pas dotée d'un dégazeur, l'air injecté n'est pas totalement évacué de l'eau lors de son passage à l'air libre, *i.e.* dans le réservoir. Une partie subsiste dans l'eau qui est aspiré par la pompe, et donc l'eau qui arrive dans la veine est pollué par l'air injecté au préalable. Ce phénomène est, en toute logique, de plus en plus présent au fur et à mesure que les débits d'air et d'eau augmentent, comme on peut le voir sur la Figure 3.17.

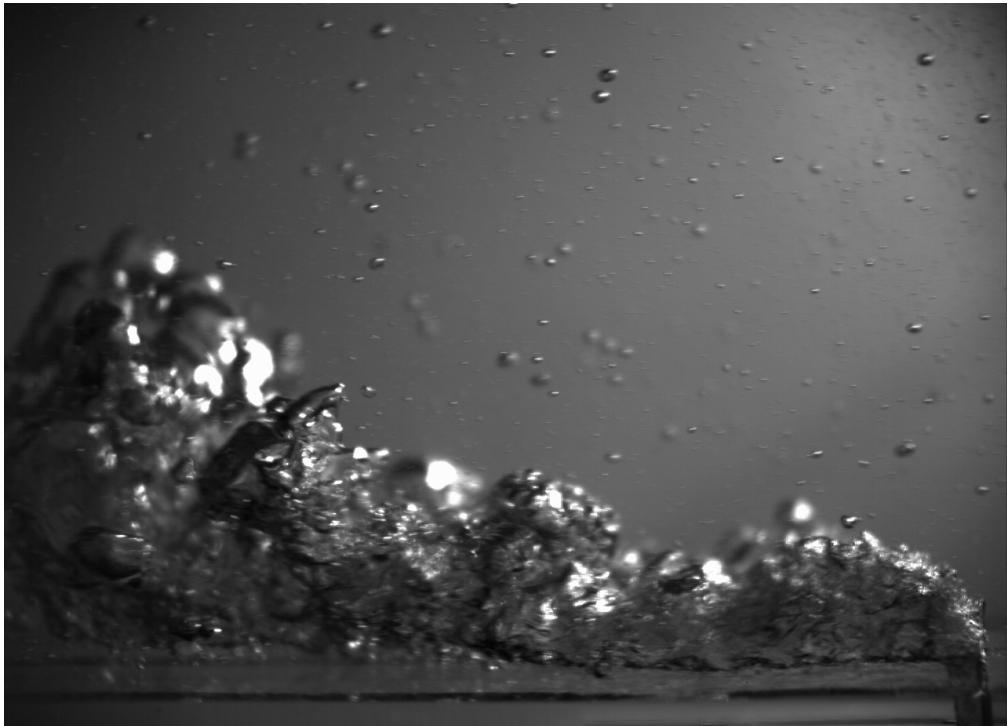


Figure 3.17 Présence de bulles persistantes dans l'écoulement. Image prise à un débit d'eau D_{eau} de $30 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$ et un débit d'air de D_{air} de $3.3 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$, l'écoulement allant de la droite vers la gauche. Les bulles persistantes sont les petites bulles visibles dans la partie supérieure de l'image, celles qui sont visiblement trop éloignées du nuage de bulles pour en être sorties

Afin d'essayer de réduire au maximum cette pollution gazeuse, un disque surmonté d'un cône en acrylique a été fabriqué et installé à l'intérieur du réservoir. Ce cône a été installé en directe opposition avec l'arrivée d'eau venant de la boucle pour casser le jet et permettre à l'air de s'évacuer avant d'être aspiré par la pompe. Le dispositif est visible en Figure 3.18.



Figure 3.18 (À gauche) Cône en acrylique. (À droite) Cône installé dans le réservoir, la boucle d'essais étant en fonctionnement. Il empêche l'écoulement diphasique d'être immédiatement aspiré par la pompe

CHAPITRE 4 RÉSULTATS

4.1 Visualisations de l'écoulement

Grâce à la caméra rapide, des vidéos ont été enregistrées à 1 kHz pour quelques combinaisons de débits d'air et d'eau.

4.1.1 Expériences préliminaires

Les premières expériences, menées avant l'installation du système de plaques interchangeables visible sur la Figure 3.6, se basent sur une plaque fixe comportant une fente perpendiculaire à l'écoulement. Les débits choisis, *i.e.* 1, 3 et 7 SCFM pour le débit volumique d'air et 7,5, 15 et 30 L·s⁻¹ pour celui de l'eau, l'ont été afin de couvrir autant que possible la gamme de mesures. On peut remarquer que l'augmentation du débit volumique d'eau aplatis le jet horizontalement et favorise le fractionnement des bulles. Pour un débit gazeux important, il est compliqué de discerner une taille caractéristique de bulles à travers le jet.

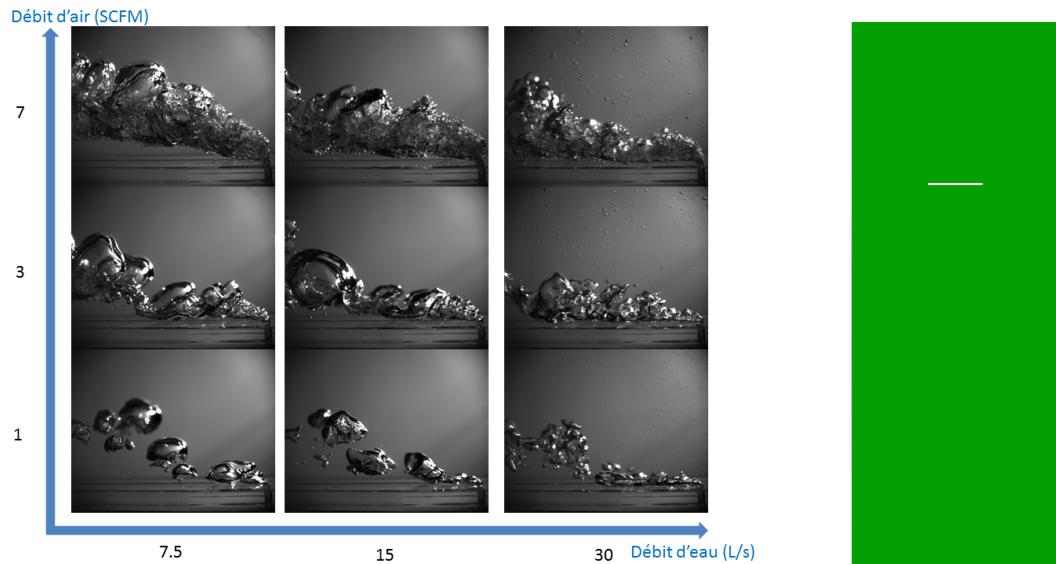


Figure 4.1 (À gauche) Premières visualisations de l'écoulement, allant de la droite vers la gauche, pour quelques combinaisons de débits d'air et d'eau. Images prises à 1 kHz avant l'installation du cône dans le réservoir (*cf.* Section 3.2.5). (À droite) Plan de l'injecteur utilisé, l'écoulement d'eau arrivant par le haut de la plaque

Il est important de noter que, de par la géométrie de la boucle d'essais, et notamment en

l'absence de convergent en amont de la veine, une surface libre existe pour des petits débits d'eau. Cette surface libre est plane pour les plus faibles débits, *i.e.* $D_{\text{eau}} \leq 6.0 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$, à environ 2 pouces sous le haut de la veine. Puis, pour $6.0 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1} \leq D_{\text{eau}} \leq D_{\text{eau,c}}$, la surface libre se déforme en "vague" avec une hauteur d'eau plus élevée en amont de la veine qu'en aval. Pour $D_{\text{eau}} \geq D_{\text{eau,c}}$, la veine est totalement remplie d'eau et la surface libre a totalement disparu. La transition entre les deux derniers états dépend de l'air injecté, celui-ci faisant varier le débit d'eau critique $D_{\text{eau,c}}$ entre 12 et 18 $\text{L}\cdot\text{s}^{-1}$.

4.1.2 Comparaison des différentes plaques

Après la conception et la fabrication des différentes plaques d'injection, des visualisations aux mêmes conditions expérimentales ont été faites avec cinq géométries différentes. Visuellement, la performance de tous les injecteurs, *i.e.* leur propension à induire un écoulement tel que l'air injecté soit fractionné en de nombreuses petites bulles, est très similaire. Seule une observation méticuleuse des vidéos a permis de différencier certaines plaques. Toutefois, il est important de noter qu'il est très difficile d'estimer la qualité du nuage de bulles sans la sonde optique.

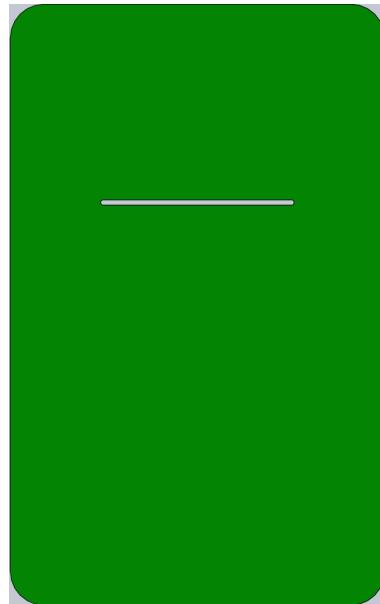


Figure 4.2 Design de la plaque de référence. Elle est constituée d'une fente unique dans la largeur

4.2 Mesures de pression

Les résultats de cette section, excepté la comparaison en Section 4.2.4, ont été obtenus avec une fente chevronnée. La position ainsi que la dénomination des différents capteurs sont définis en Figures 3.16 et 4.11.

4.2.1 Expériences préliminaires

État transitoire

L'étude temporelle des mesures de pression montre que le régime permanent est rapidement atteint. Sur la Figure 4.3, on peut voir l'évolution temporelle des pressions mesurées avec un changement de conditions expérimentales à 974 secondes. Tout d'abord, le débit d'air a été augmenté, puis le débit d'eau quelques secondes après. Les pressions se sont stabilisées moins de 10 secondes après cette dernière opération, ce qui implique un régime transitoire très court. Quelques points intéressants à noter sont que les trois capteurs points installés dans la veine mesurent des pressions très proches, alors que la pression de la chambre diffère significativement avec le débit d'air injecté. Les pressions dynamiques sont effectivement plus importantes quand le débit d'eau augmente, ce qui est cohérent car la pression dynamique est proportionnelle au carré de la vitesse de l'eau, et donc au débit.

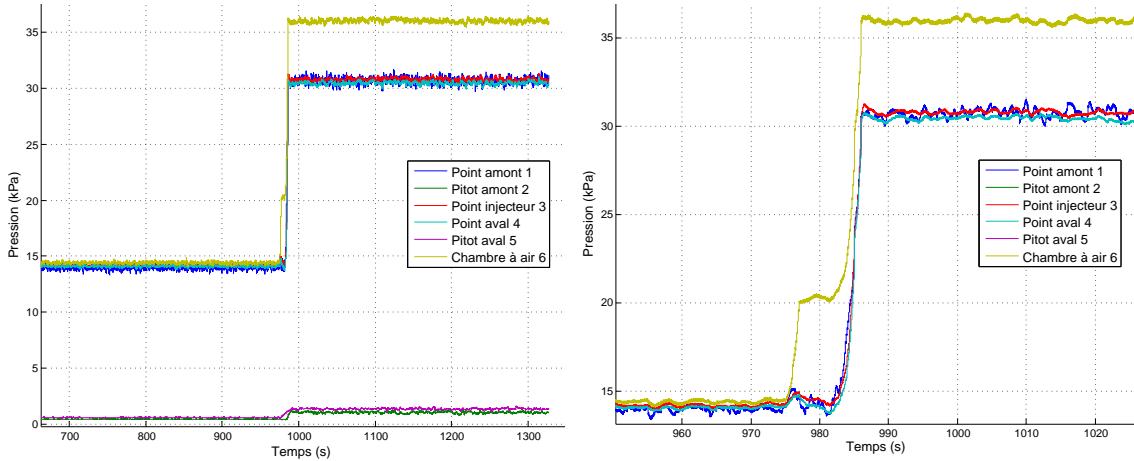


Figure 4.3 Évolution temporelle des pressions, totales pour les quatre capteurs points, et dynamiques pour les deux tubes Pitot, à un titre volumique $\beta = \frac{D_{\text{air}}}{D_{\text{air}} + D_{\text{eau}}}$ de 0.15, avec un débit d'eau D_{eau} passant de 7.7 à $20.4 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$. Les pressions totales sont relatives à la pression atmosphérique. La figure de droite est un zoom de celle de gauche centrée sur le changement ayant lieu lors de la modification des paramètres expérimentaux

Hystérésis

Pour un titre volumique $\beta = \frac{D_{\text{air}}}{D_{\text{air}} + D_{\text{eau}}}$ de 0.15, il a été observé que la surface libre avait exactement le même comportement en débit d'eau croissant ou décroissant. L'existence d'une hystérésis a donc été écartée.

4.2.2 Pertes de pression

Afin de déterminer l'influence des débits d'eau et d'air sur les pressions, des mesures ont été faites pour quadriller la gamme de mesures du montage expérimental. Pour chaque point de mesure, 120 secondes ont été enregistrées, et ce au minimum 90 secondes après que les paramètres expérimentaux aient été réglés pour s'assurer que le régime permanent soit correctement établi. La fréquence d'acquisition était de 2 kHz, ce qui implique que chaque point des graphes suivants soit une moyenne de 180 000 à 240 000 points.

La Figure 4.4 montre les différentes pertes de pression dans le système. On peut remarquer que le débit d'air injecté augmente avec les pertes de pression $h = P_4 - P_2$ et $h_1 = P_1 - P_2$, durant l'injection, respectivement entre la chambre à air et le capteur injecteur, et entre les deux premiers capteurs points de la veine. La première perte de pression (Figure 4.4, en haut à gauche) est attendue, et très importante car le différentiel de pression atteint presque les 50 kPa. Les données expérimentales peuvent être approchées, de façon très satisfaisante, avec une régression en puissance 1/3. La constante multiplicative pourrait être dépendante de la géométrie de l'injecteur, et donc serait un paramètre permettant de comparer les performances de chaque géométrie. De plus, étant donné que cette croissance cubique est aussi présente lorsqu'il n'y a pas d'eau dans la veine (Figure 4.4, en bas à gauche), elle ne provient pas de la présence de l'écoulement diphasique. Cependant, les pertes de charge dépendent généralement du carré de la vitesse de l'écoulement, et donc du carré du débit, comme il est décrit par White (1999) :

$$\Delta P = \frac{1}{2} K \rho v^2 \quad (4.1)$$

où K est le coefficient de perte de charge, v la vitesse de l'écoulement et ρ la masse volumique du fluide.

La deuxième perte de pression h_1 (Figure 4.4, en haut à droite) n'était pas attendue, étant donné qu'on se serait attendu à ce qu'une injection d'air fasse augmenter la pression plutôt que l'inverse. Toutefois, la différence de pression est beaucoup plus faible dans ce cas-là que pour h puisque h_1 ne dépasse pas 1 kPa. Le point intrigant est que là aussi une racine

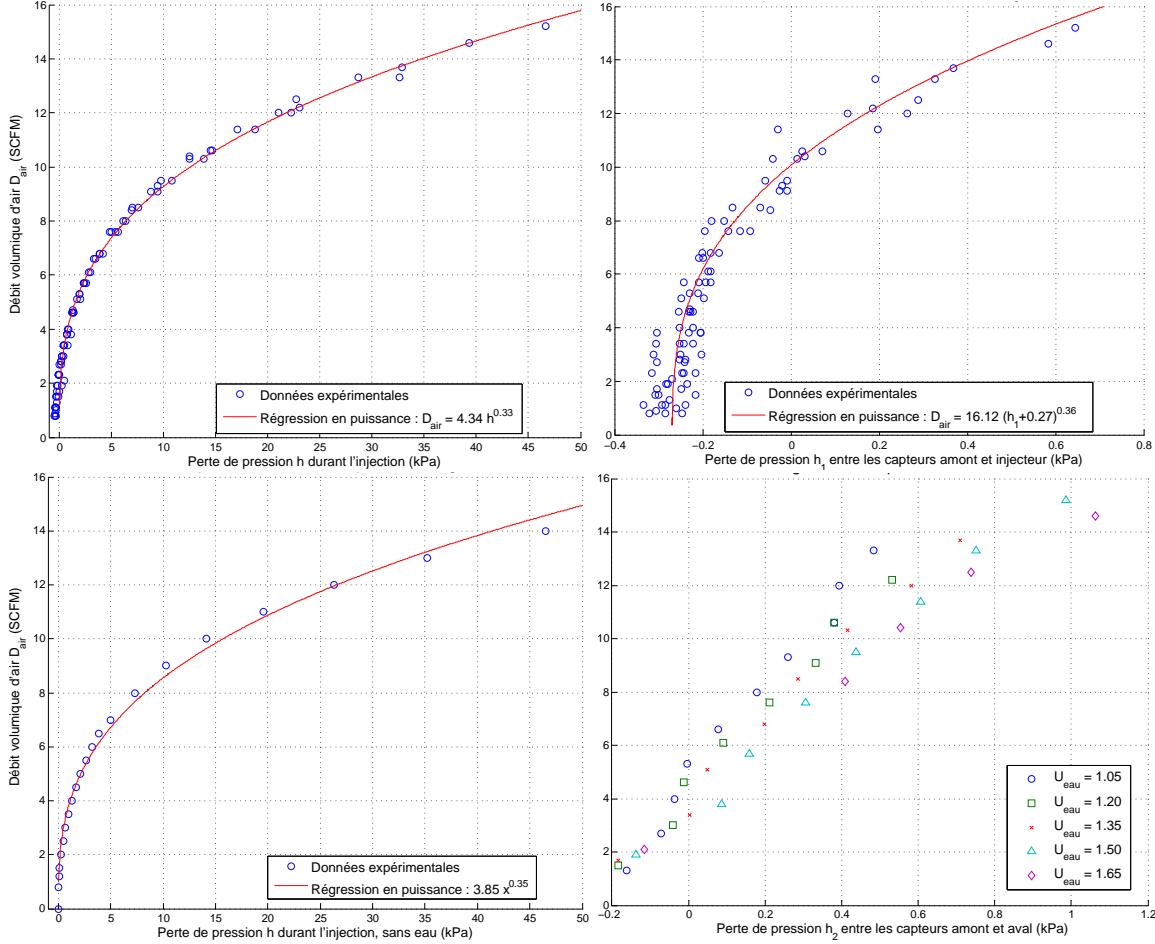


Figure 4.4 Débit d'air injecté en fonction des pertes de pression pendant l'injection avec (en haut à gauche) et sans eau dans la veine (en bas à gauche), entre les capteurs amont et injecteur (en haut à droite), et entre les capteurs amont et aval (en bas à droite). U_{eau} est la vitesse de l'eau, en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, telle que $U_{\text{eau}} = \frac{D_{\text{eau}}}{S\beta}$ avec β le titre volumique, D_{eau} le débit volumique d'eau (qui variait entre 2.5 et 32.0 $\text{L} \cdot \text{s}^{-1}$) et S la section de passage, prise égale à 170 cm^2

cubique approche les mesures de manière satisfaisante. En plus du préfacteur différent, il y a un léger offset sur le différentiel de pression de l'ordre de 0.3 kPa. La pression le long de l'intégralité de la veine $h_2 = P_1 - P_3$, *i.e.* entre les capteurs points amont et aval, exhibe aussi un comportement dépendant du débit d'air, mais pas seulement (Figure 4.4, en bas à droite). Contrairement aux deux autres pertes de pression de la Figure 4.4, celle-ci semble avoir une légère influence du débit d'eau. Cette perte de pression est globalement du même ordre de grandeur que h_1 , et donc très faible devant h , mais semble linéaire avec le débit d'air et non pas en racine cubique comme h et h_1 .

4.2.3 Pression dynamique

La présence d'une surface libre dans la veine, pour certaines valeurs des paramètres expérimentaux, fausse les mesures de pression dynamique. En effet, la section de passage de l'écoulement d'eau étant plus faible avec une surface libre, la vitesse de l'eau en est augmentée. Pour remédier à cela et avoir des mesures fiables, la hauteur d'eau a été mesurée en amont et en aval, au niveau des deux tubes Pitot, pour chaque point de mesure. Sur la Figure 4.5, la vitesse d'écoulement de l'eau a été tracée en fonction du débit volumique d'eau. On peut voir une rupture du comportement des mesures brutes, *i.e.* les points verts, pour des faibles débits. En appliquant une correction tenant compte de la hauteur d'eau au niveau du capteur, les mesures semblent beaucoup plus cohérentes pour les deux tubes Pitot. On peut remarquer que la hauteur d'eau change pour $D_{\text{eau}} \leq 11.0 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$ en amont et $D_{\text{eau}} \leq 18.0 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$ en aval, conformément aux observations faites précédemment (*cf.* Section 4.1).

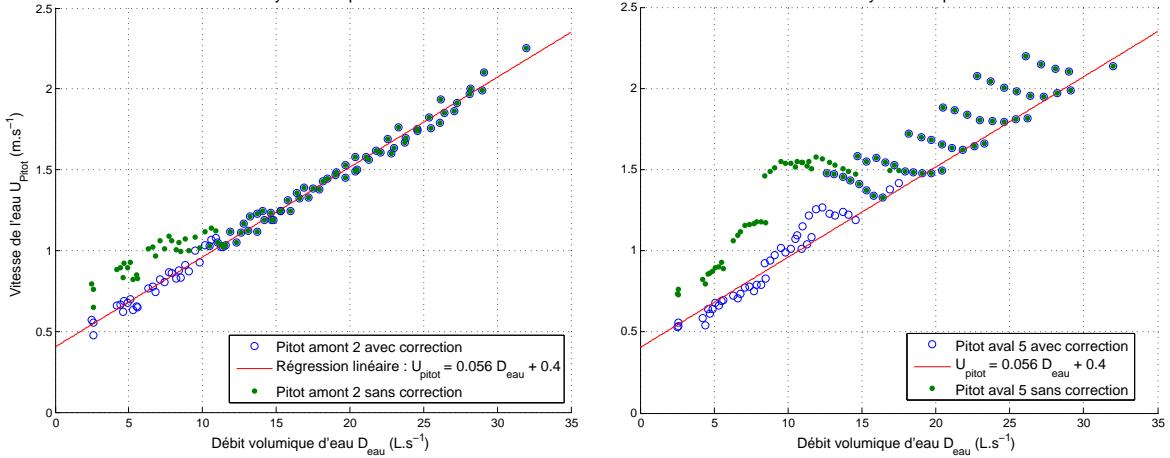


Figure 4.5 Vitesse de l'eau U_{Pitot} déduite des mesures de pression des tubes Pitot en fonction du débit volumique d'eau D_{eau} , avec et sans correction. (À gauche) Graphe pour le tube Pitot P'_1 placé en amont. (À droite) Graphe pour le tube Pitot P'_2 placé en aval. La régression linéaire du graphe de gauche a été reporté sur celui de droite à des fins de comparaison

La vitesse d'écoulement de l'eau, déduite des mesures de pression dynamiques des tubes de Pitot et corrigée de l'effet de la surface libre, est affichée en Figure 4.6 en fonction du débit volumique d'eau. La vitesse d'eau en amont n'est pas influencée par le titre volumique β et est linéaire avec le débit d'eau D_{eau} (Figure 4.6, gauche). C'est totalement cohérent puisque cette mesure de pression est faite avant l'injection d'air, et l'on a $D_{\text{eau}} = S U_{\text{eau}}$ avec S la section de passage de l'eau. La pente de la régression linéaire nous donne $S = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$, ce qui est très proche de la valeur extraite du montage. En effet, le montage a une section de passage de 200 cm^2 partiellement bloquée par le dispositif permettant l'injection de l'air pour

environ 30 cm². Cette différence de 6% provient sûrement de l'absence de nid d'abeille et de convergent en amont de la veine d'essais, l'écoulement n'étant pas assuré d'être uniforme.

La vitesse d'eau en aval est égale à celle amont pour de faibles injections d'air, néanmoins, elle augmente de plus en plus avec l'élévation du titre volumique, pour des débits $D_{\text{eau}} \leq 10 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$ (Figure 4.6, droite). Les fluides sont considérés comme incompressibles dans la veine, donc la conservation de la masse implique la conservation du débit volumique et, par voie de conséquence, que l'accroissement du débit d'air réduit la section effective de passage de l'eau, et donc augmente la vitesse de celle-ci. On peut aussi remarquer un décalage de 0.4 m·s⁻¹ en vitesse, décalage qui peut être dû à un décalage vertical de 8 mm d'eau dans les tubes reliant les capteurs ou par la position verticale du capteur de 8 mm.

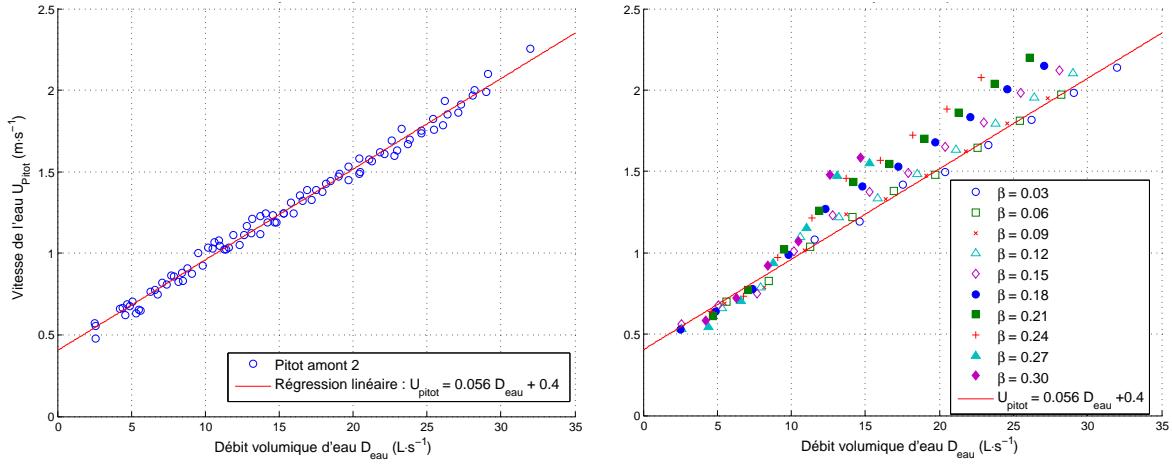


Figure 4.6 Vitesse de l'eau U_{Pitot} déduite des mesures de pression des tubes Pitot en fonction du débit volumique d'eau D_{eau} . (À gauche) Graphe pour le tube Pitot P'_1 placé en amont. (À droite) Graphe pour le tube Pitot P'_2 placé en aval. La régression linéaire du graphe de gauche a été reporté sur celui de droite à des fins de comparaison

4.2.4 Comparaison des différentes plaques

La campagne de mesures de pression, détaillée précédemment pour une fente chevronnée, a aussi été faite avec deux autres types de fentes : une autre chevronnée différemment et la fente de référence, *i.e.* la fente unique dans la largeur. La perte de pression lors de l'injection, pour les trois fentes, est visible sur la Figure 4.7. On constate que non seulement l'allure est identique pour les trois fentes mais aussi les coefficients des régressions. Une régression en puissance a été faite pour chacune des courbes, et le même coefficient de 1/3 est obtenu pour la puissance. La seule différence, légère et prévue, se trouve dans le coefficient de proportionnalité. En effet, on s'attend à observer une différence de performances entre

les différentes fentes. Ici, on peut voir que les fentes ayant la perte de charge la plus élevée sont les fentes chevronnées. Néanmoins, les différences sont minimes et ne permettent pas de conclure qu'une fente est moins performante qu'une autre. Elles sont telles qu'elles pourraient être expliquées par les incertitudes de conception et de fabrication. En effet, les fentes ont été conçues de telle façon que leur épaisseur et leur surface étaient identiques, afin de permettre de donner un sens à la comparaison des mesures. Mais les incertitudes liées à leur fabrication peuvent être estimées de l'ordre de quelques pourcents, *i.e.* du même ordre de grandeur que les différences observées en Figure 4.7. Il faudrait combiner ces résultats avec des comparaisons sur les caractéristiques des nuages de bulles engendrés par chaque type de fente, comparaisons qui ne sont pas possibles avec les données présentement obtenues.

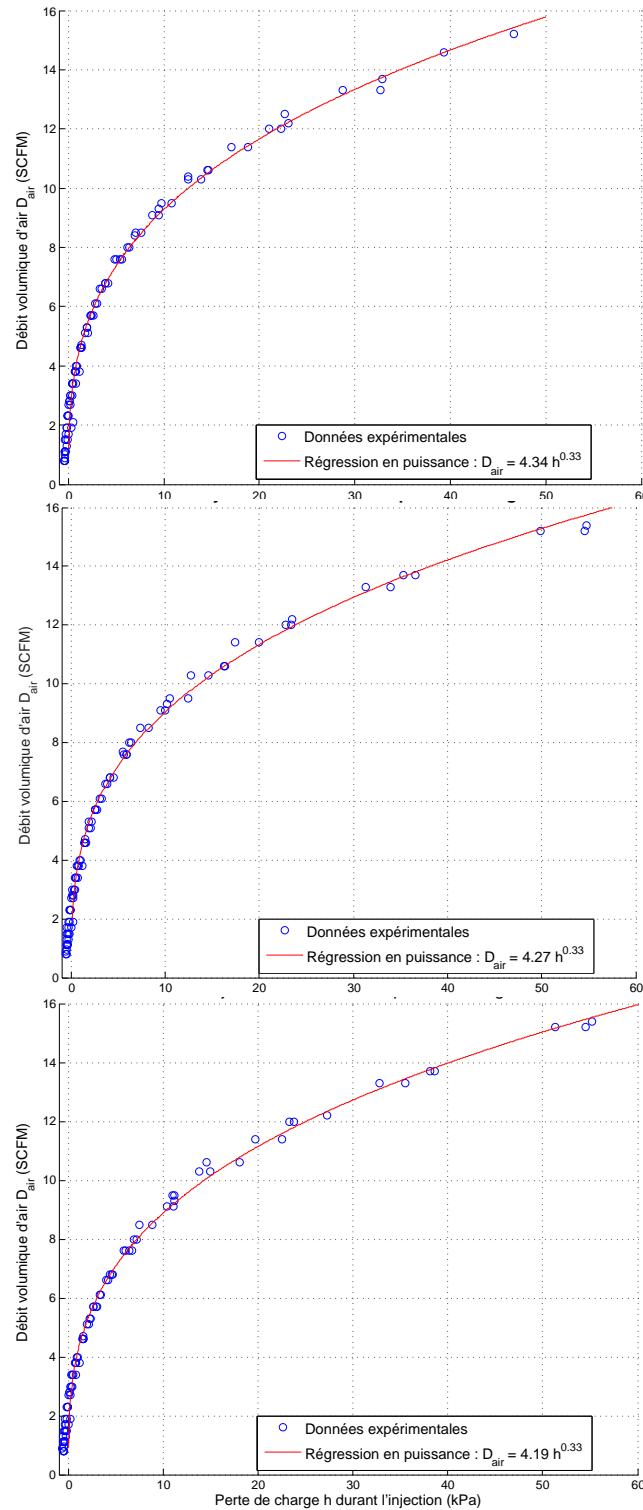


Figure 4.7 Débit d'air injecté en fonction des pertes de pression pendant l'injection avec eau dans la veine. De haut en bas : deux fentes chevronnées et une fente unique dans la largeur

4.2.5 Calculs de la perte de charge

Dans cette partie, on va essayer de trouver l'origine du coefficient $1/3$ obtenu lors des régressions en loi de puissance faites sur les différences de pression lors de l'injection (*cf.* Figure 4.7).

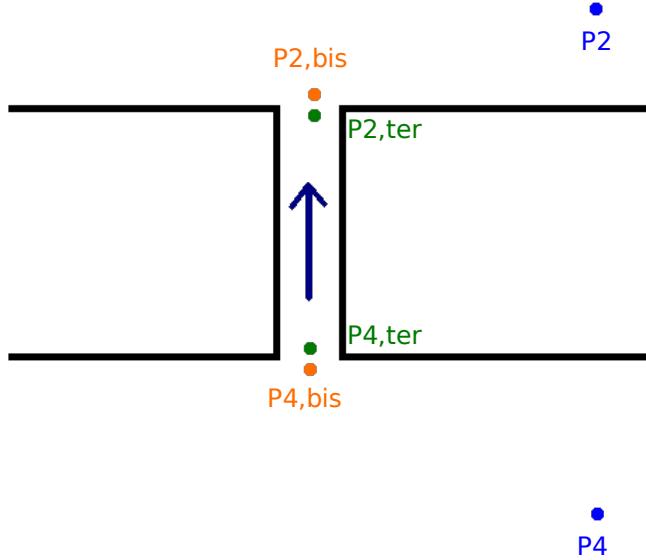


Figure 4.8 Schéma de l'injection d'air dans la veine vide d'eau, *i.e.* remplie d'air. Les points P_2 et P_4 sont les mêmes capteurs de pressions statiques qu'en Figure 3.16, le point P_2 étant dans la veine et le point P_4 étant avant le passage de la fente

On se place en injection d'air dans de l'air (*i.e.* veine vide d'eau). Un schéma simplifié est visible en Figure 4.8. La veine est à la pression atmosphérique donc $\rho_2 = \rho_{2,\text{bis}} = \rho_{\text{atm}}$. On a $\rho_4 = \rho_{4,\text{bis}}$. On a les valeurs des pressions P_4 et P_2 (*cf.* Figure 3.16) ainsi que celle du débit volumique d'air D_{air} grâce aux mesures. On a également les caractéristiques de la fente, $e = 0.5$ po, son épaisseur, $l = 0.04$ po, sa largeur et $L = 1.52$ po sa longueur caractéristique. L'aire de passage de la fente est donc de $A = Ll = 39$ mm 2 . En considérant une détente adiabatique au travers de la fente, on obtient les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \rho_4 v_4 = \rho_{\text{atm}} v_2 & \text{car le débit massique est constant} \\ \frac{P_{4,\text{bis}}}{\rho_4^\gamma} = \frac{P_{2,\text{bis}}}{\rho_{\text{atm}}^\gamma} & \text{en considérant la détente comme adiabatique} \\ D_{\text{air}} = A v_2 & \text{par définition du débit d'air en SCFM} \end{array} \right. \quad (4.2)$$

où $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ est le coefficient de Laplace qui vaut $7/5$ pour un gaz diatomique (*i.e.* valable pour l'air).

En supposant qu'il y ait une ligne de courant allant du point de mesure P_4 à $P_{4,\text{bis}}$, on peut utiliser le théorème de Bernoulli entre ces deux points. En faisant de même entre $P_{2,\text{bis}}$ et P_2 , on obtient les deux équations suivantes :

$$P_4 = P_{4,\text{bis}} + \frac{1}{2}\rho_{\text{atm}} \left(\frac{P_{2,\text{bis}}}{P_{4,\text{bis}}} \right)^{1/\gamma} \left(\frac{D_{\text{air}}}{A} \right)^2 \quad (4.3)$$

$$P_2 = P_{2,\text{bis}} + \frac{1}{2}\rho_{\text{atm}} \left(\frac{D_{\text{air}}}{A} \right)^2 \quad (4.4)$$

Les mesures nous permettent donc de remonter à $P_{2,\text{bis}}$ grâce à l'équation (4.4), puis à $P_{4,\text{bis}}$ via l'équation (4.3). On peut donc calculer la vraie perte de charge à travers la fente, h_{bis} , sachant que :

$$h_{\text{bis}} = P_{4,\text{bis}} - P_{2,\text{bis}} \quad (4.5)$$

On peut remarquer, sur le graphe de gauche de la Figure 4.9, que les pressions en entrée et sortie de fente, respectivement $P_{4,\text{bis}}$ et $P_{2,\text{bis}}$, sont inférieures à celles mesurées aux points P_4 et P_2 . Cela est totalement cohérent car les pressions mesurées par les capteurs points se font à une vitesse nulle, donc elles sont plus importantes que celles aux extrémités de la fente. Néanmoins, comme le montre le graphe de droite de la même Figure 4.9, le différentiel de pression avant et après la fente diffère très peu que l'on considère les pressions mesurées loin de la fente P_4 et P_2 , ou les pressions calculées proche de la fente $P_{4,\text{bis}}$ et $P_{2,\text{bis}}$.

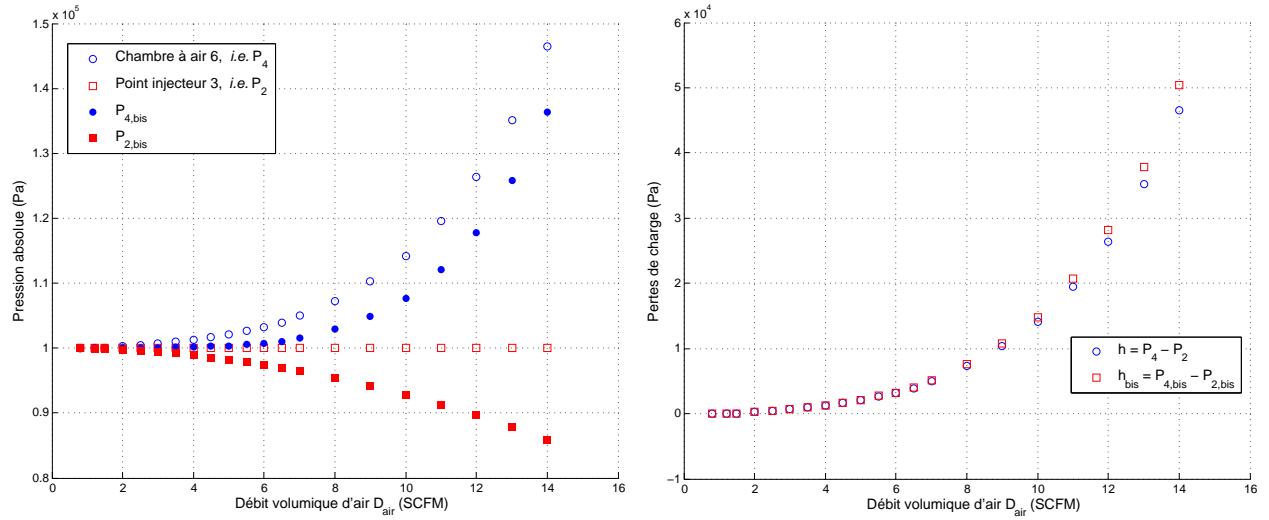


Figure 4.9 Comparaison des pressions statiques P_2 et P_4 corrigées de Bernoulli (à gauche), ainsi que de leur différence (à droite)

La forte différence de pression entre les deux points P_4 et P_2 ne vient donc pas d'un quelconque

effet Bernoulli, mais bien d'une perte de charge au travers de la fente. Il s'agit maintenant de déterminer si cette perte de charge peut être expliquée par les pertes singulières engendrées lors du passage de la fente. En effet, lors de ce passage, l'air subit une contraction suivie d'une expansion. Ces transformations engendrent des pertes de charges, dites singulières $h_{\text{singulières}}$, dont les coefficients de perte de charge K sont répertoriés par White (1999). On a donc :

$$h_{\text{bis}} = h_{\text{singulières}} + h_{\text{intérieur}} \quad (4.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{\text{singulières}} = h_{\text{expansion}} + h_{\text{contraction}} = \frac{1}{2} \rho_{\text{atm}} \left(\frac{D_{\text{air}}}{A} \right)^2 \left(1 + 0.42 \left(\frac{P_{2,\text{bis}}}{P_{4,\text{bis}}} \right)^{1/\gamma} \right) \\ h_{\text{intérieur}} = P_{4,\text{ter}} - P_{2,\text{ter}} \end{array} \right. \quad (4.7)$$

avec $h_{\text{contraction}}$ et $h_{\text{expansion}}$ les pertes de charge pendant la contraction et l'expansion respectivement, et $h_{\text{intérieur}}$ la perte de charge pendant la traversée de la fente. Comme on peut le voir sur la Figure 4.10, les pertes de charge singulières sont du même ordre de grandeur que les différences de pression mesurées. En plus, elles y sont inférieures sur l'intégralité de la gamme de mesures, en accord avec l'équation (4.6). Cependant, comme attendu, ces pertes de charge n'ont pas la même allure que les résultats expérimentaux et ne peuvent pas expliquer totalement les mesures.

En restant dans l'hypothèse adiabatique formulée précédemment, on peut en déduire une relation entre les pressions $P_{4,\text{ter}}$ et $P_{2,\text{ter}}$. Cette formule (4.8) ne pouvant être résolue analytiquement avec les données à notre disposition, il n'a pas été possible de vérifier si les pertes singulières pouvaient être complétées pour obtenir les valeurs mesurées.

$$P_{4,\text{ter}}^{1+1/\gamma} - P_{2,\text{ter}}^{1+1/\gamma} = \left(\frac{1+\gamma}{\gamma} \right) \frac{K e \rho_{\text{atm}}}{2 D_{\text{mouillé}}} \left(\frac{D_{\text{air}}}{A} \right)^2 P_{2,\text{bis}}^{1/\gamma} \quad (4.8)$$

où $D_{\text{mouillé}}$ est le périmètre mouillé de la fente.

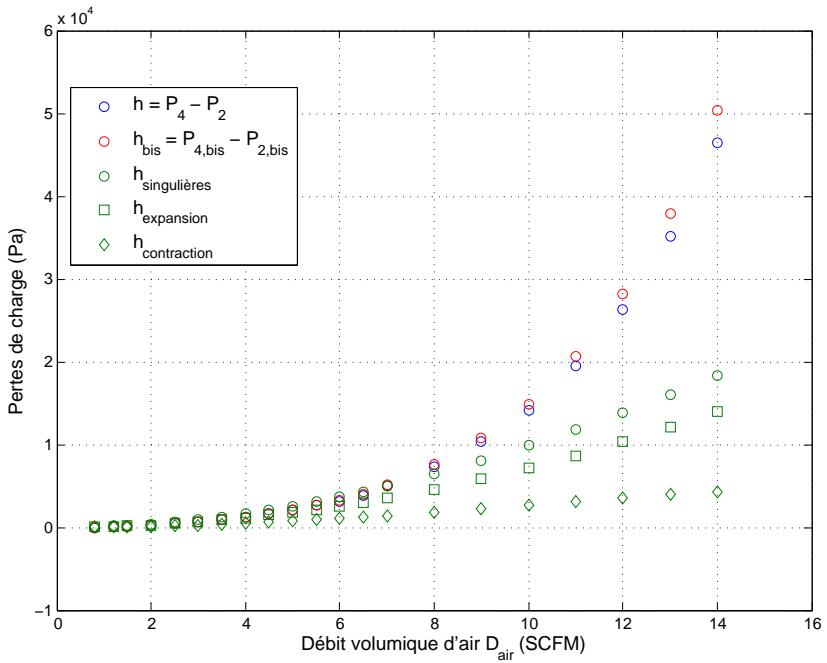


Figure 4.10 Comparaison des pertes de pression h et h_{bis} aux pertes de charges singulières théoriques $h_{\text{singulières}}$, les pertes de charge singulières $h_{\text{singulières}}$ étant la somme des pertes de charge lors de la contraction $h_{\text{contraction}}$ et de l'expansion $h_{\text{expansion}}$

4.3 Mesures de la sonde optique

Toutes les mesures avec la sonde optique ont été faites lorsque celle-ci était placée à une distance $x = 216$ mm de la partie amont de l'injecteur, injecteur qui était la même plaque chevronnée que lors des mesures de pression, et pouvait se déplacer entre $-25.5 \leq y \leq 1.5$ mm et $52 \leq z \leq 102$ mm, sachant que l'origine $(y, z) = (0, 0)$ est le centre de la veine, en y , à la hauteur de l'injection (*cf.* Figure 4.11). Afin de s'assurer d'une bonne détection de l'écoulement diphasique, l'acquisition de ces mesures était faite à 1 Mhz pendant 20 secondes pour chaque point de mesure. Une fréquence d'acquisition plus faible de 50 kHz aurait été suffisante pour détecter les changements de phase, et donc pour calculer le taux de vide, mais les caractéristiques des bulles n'auraient pas été accessibles. Les mesures ont été effectuées dans des conditions expérimentales telles que le titre volumique β soit de 0.03 ou 0.09 avec une vitesse d'écoulement de l'eau $U_{\text{eau}} = \frac{D_{\text{eau}}}{S\beta}$ de $1.25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en prenant $S = 170 \text{ cm}^2$.

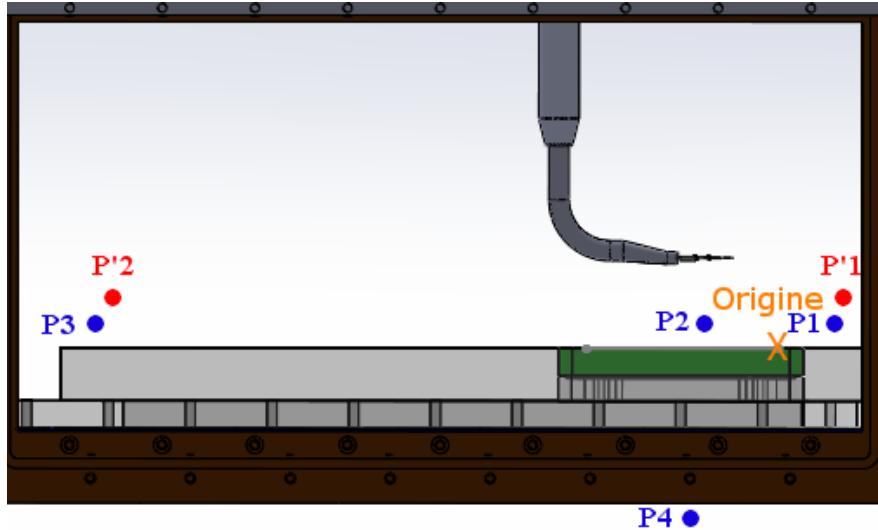


Figure 4.11 Positions des capteurs de pression dans la veine ainsi que de l'origine $(x, z) = (0, 0)$

4.3.1 Taux de vide

Pour la mesure du taux de vide, une seule fibre optique est suffisante. Néanmoins, étant donné que les mesures pour le taux de vide et les caractéristiques des bulles ont été faites simultanément, deux fibres ont été utilisées pour chaque point de mesure. Les mesures de ces deux fibres ont été moyennés entre eux, permettant des résultats plus précis.

Vérification de la symétrie

La veine d'essais étant rigoureusement symétrique en y par rapport à son centre, il est donc naturel de vouloir étendre les mesures prises en effectuant cette symétrie. C'est d'ailleurs en partant de ce principe que la sonde a été conçue. Grâce au protocole expérimental qui induisait des mesures tous les 3 mm en y , deux points de mesure en théorie identiques ont été faits : $y = \pm 1.5$ mm. On peut voir sur la Figure 4.12 la comparaison des mesures obtenues. Que ce soit pour $\beta = 0.03$ ou $\beta = 0.09$, les résultats sont très proches. Bien que les courbes ne soient pas parfaitement superposées, elles sont suffisamment identiques pour conclure que la symétrie présente dans le montage se retrouve bien dans les mesures. Dans la suite, les taux de vide ont été symétrisés de façon à avoir $\varepsilon(y \geq -4.5 \text{ mm}) = \varepsilon(y \leq 4.5 \text{ mm})$.

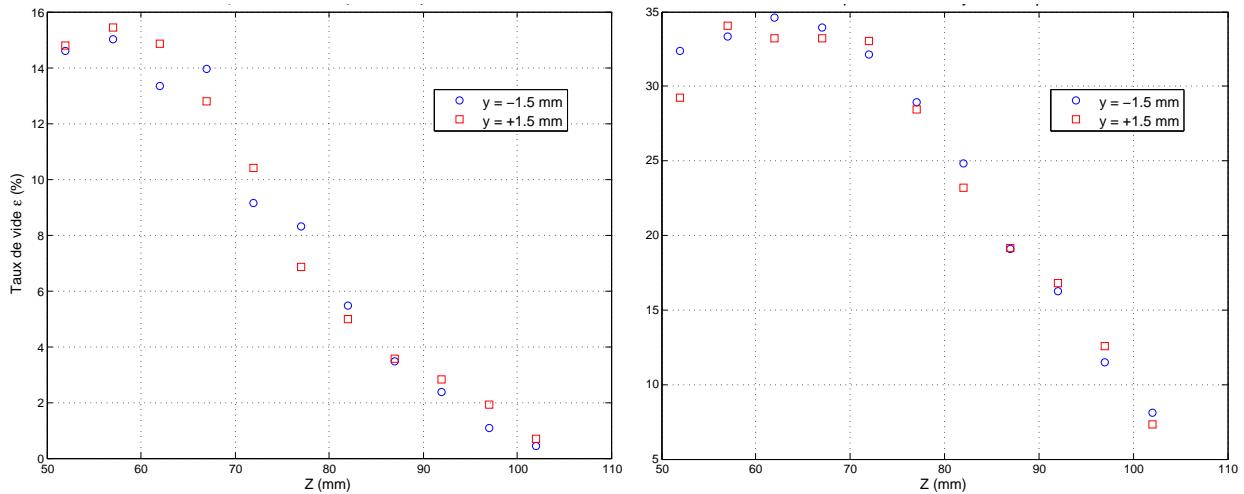


Figure 4.12 Vérification de la symétrie des mesures de la sonde optique, à $x = 216$ mm, pour un titre volumique β de 0.03 (à gauche) et 0.09 (à droite)

Lissage

La carte du taux de vide pour un titre volumique $\beta = 0.09$, après les opérations de moyenne et de symétrie, est visible sur la Figure 4.13 (gauche). On peut remarquer que, conformément aux observations visuelles pendant les campagnes d'expériences, la partie supérieure ainsi que le centre du nuage de bulles sont captés par la sonde, mais pas la partie inférieure. La carte est également anguleuse et, afin de remédier à cela et d'afficher une carte lissée, une matrice de convolution de flou gaussien 3 par 3 a été appliquée aux données. Afin de garder l'allure de la carte originelle, il a été nécessaire d'agrandir artificiellement le tableau de données en prolongeant les mesures linéairement sur un point de mesure dans chaque

direction (*i.e.* de $-25 \text{ mm} \leq y \leq 25 \text{ mm}$ et $52 \text{ mm} \leq z \leq 102 \text{ mm}$, à $-28 \text{ mm} \leq y \leq 28 \text{ mm}$ et $47 \text{ mm} \leq z \leq 107 \text{ mm}$). Le masque flou a été appliqué sur cette carte agrandie, puis cette dernière a été rognée pour correspondre au domaine initial de mesures (Figure 4.13, droite). La carte obtenue, rendue plus intelligible, nous permet notamment d'estimer le maximum de taux de vide à une hauteur z d'environ 62 mm.

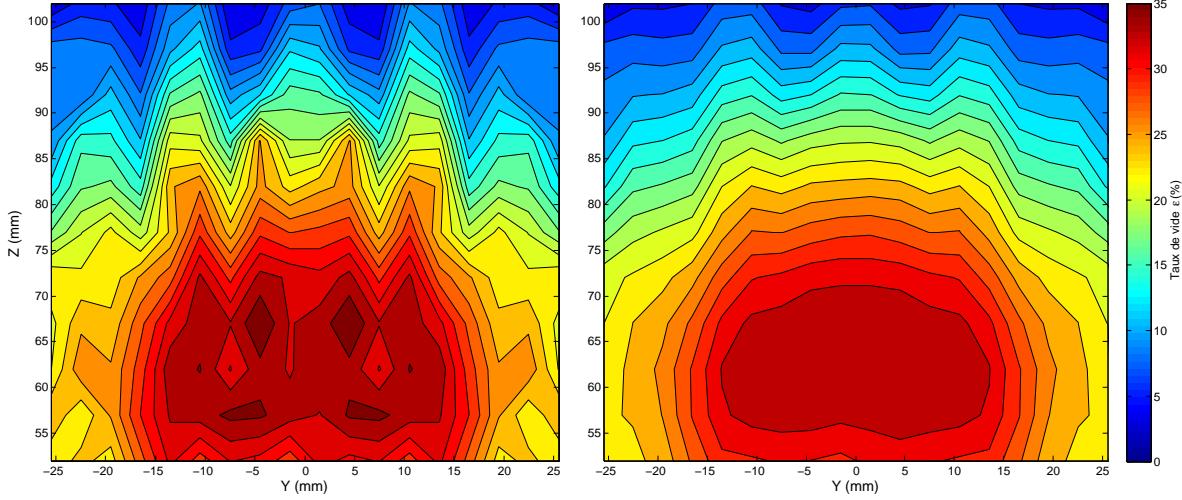


Figure 4.13 Cartes de taux de vide à $x = 216 \text{ mm}$ pour un titre volumique β de 0.09. Les taux de vide ont été moyennés entre les deux fibres et symétrisés (*cf.* précédemment) (à gauche), puis la carte a été lissée grâce à une matrice de convolution de flou gaussien 3 par 3 (à droite)

Comparaison des titres volumiques

Les mêmes filtres ont été appliqués pour les deux titres volumiques et leurs cartes de répartition de taux de vide sont visibles en Figure 4.14. On voit que, même si plus de la moitié du jet de bulles est présent, sa partie inférieure est manquante. De plus, aucune autre hypothèse de symétrie ne peut être faîte, à cause de la présence de la gravité (et donc de la poussée d'Archimète), entraînant l'impossibilité d'agrandir la carte à moins d'améliorer le dispositif expérimental utilisé pour qu'il puisse faire des mesures plus en profondeur.

Conformément à ce qui était attendu, le taux de vide est bien plus élevé lorsque le titre volumique β est plus important. L'allure globale de la carte est la même quel que soit β , même si un léger décalage du maximum de taux de vide peut être observé. En effet, quand le titre volumique augmente de 0.03 à 0.09, l'altitude du maximum semble passer de $z = 57$ à 62 mm.

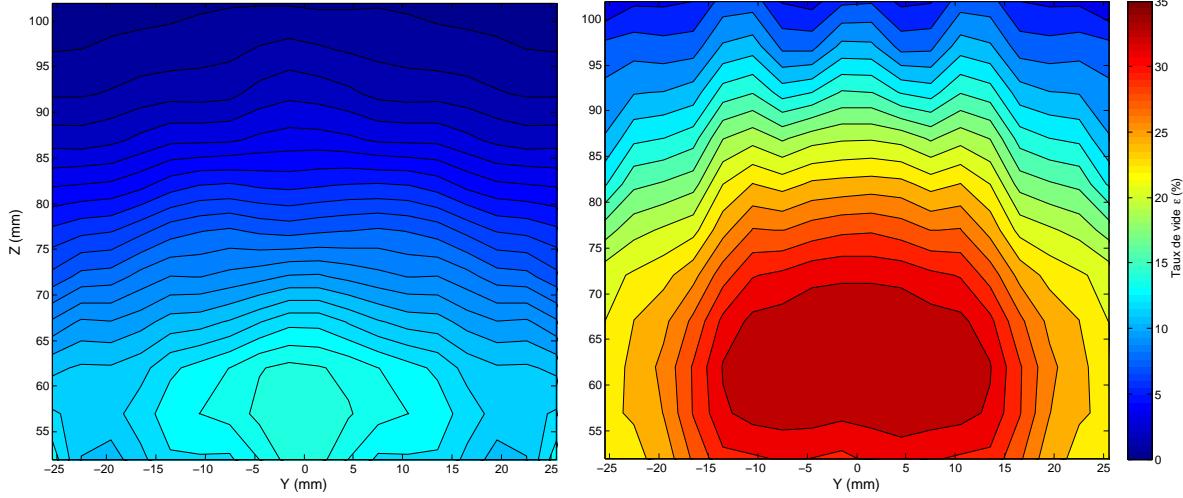


Figure 4.14 Cartes de taux de vide à $x = 216$ mm pour un titre volumique $\beta = 0.03$ (à gauche) et $\beta = 0.09$ (à droite). Les taux de vide ont été moyennés entre les deux fibres et, pour $y \leq -4.5$ mm, symétrisés à $y \geq 4.5$ mm. Les cartes en résultant ont été lissées grâce à une matrice de convolution de flou gaussien 3 par 3

Le taux de vide a été approximé par une gaussienne en deux dimensions de la forme :

$$\varepsilon_{\text{gauss}}(y, z) = \varepsilon_{\max} e^{\left(-\frac{(z - z_0)^2}{(2\sigma_z^2)} - \frac{(y - y_0)^2}{(2\sigma_y^2)}\right)} \quad (4.9)$$

où ε_{\max} est le taux de vide maximal, (y_0, z_0) les coordonnées de ce maximum, σ_y et σ_z les écarts-types respectivement en y et en z . Les résultats, visibles en Figure 4.15 sont très satisfaisants. On voit bien le décalage du maximum du nuage de bulles, ainsi que les variations de la variance dans les deux directions. Il serait néanmoins plus sûr de faire d'autres campagnes à des titres volumiques différents afin d'espérer voir une tendance émerger. Avec ces deux campagnes, on peut seulement remarquer que la montée du nuage de bulles avec β semble cohérent vu que la quantité d'air injecté augmente. Il est également important de noter que l'approximation gaussienne, bien que satisfaisante sur les données expérimentales prises est sans doute une bonne approximation dans la direction y , mais n'a *a priori* aucune raison d'être valable en z . On s'attend en effet à avoir un nuage de bulles asymétrique en z , par la présence de la poussée d'Archimède, mais le dispositif expérimental actuel ne permettait pas de faire des mesures dans la partie inférieure du nuage de bulles.

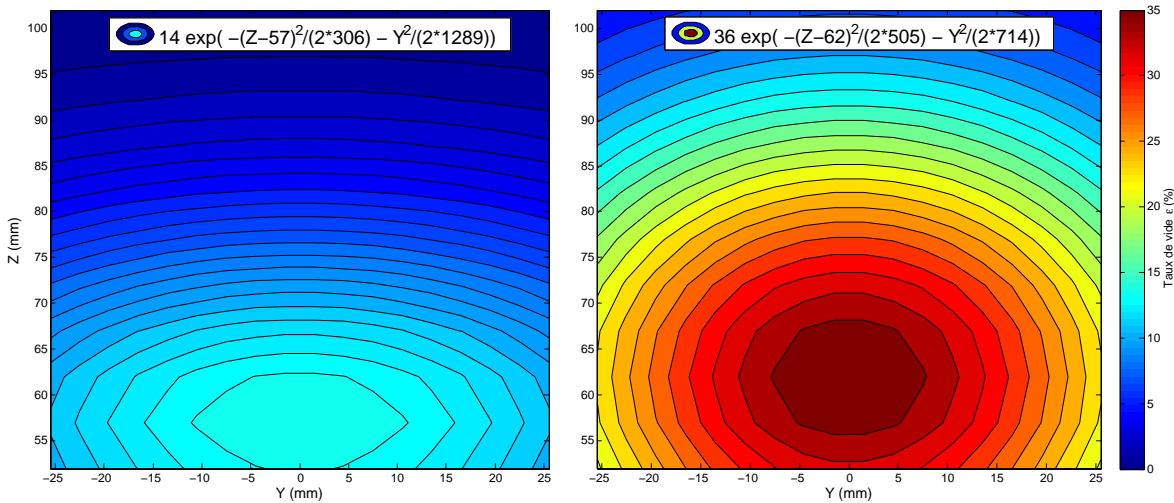


Figure 4.15 Approximation des cartes de taux de vide de la Figure 4.14 par une gaussienne en deux dimensions. Les mesures ont été prises à $x = 216$ mm pour un titre volumique $\beta = 0.03$ (à gauche) et $\beta = 0.09$ (à droite)

4.3.2 Caractéristiques des bulles

Pour la mesure des caractéristiques des bulles, il est indispensable de disposer d'une sonde optique à deux fibres et de faire l'acquisition à une fréquence de l'ordre du mégahertz.

Filtrage des bulles

Outre les divers problèmes techniques, *e.g.* problèmes d'étanchéité ou d'une des deux fibres ne fonctionnant pas temporairement, il fallait analyser les signaux obtenus par les fibres optiques. Après un premier traitement par un programme LabVIEW, écrit par Bénédict Besner, la durée $\Delta t_{i,\text{bulle}}$ et le temps de début de chaque "bulle" détectée, pour chaque signal, étaient disponibles. Ces données n'étaient toutefois absolument pas exploitables à cause de la forte présence de faux-positifs ainsi que de la non-reconnaissance des bulles. En effet, ce programme ne permettait pas de savoir quelle bulle du signal 1 correspondait à quelle bulle du signal 2. Un programme MATLAB a donc été écrit pour remédier à ces problèmes.

Ce programme comportait de nombreux filtres afin de s'assurer de la qualité des mesures prises :

- Tout d'abord, et afin d'enlever les faux-positifs, toutes les bulles dont la durée était inférieure à 2.10^{-5} s (*i.e.* dont la taille était environ inférieure à 2.10^{-5} m, étant donné que la vitesse théorique de l'écoulement liquide est $U_{\text{eau}} = 1.05 \text{ m.s}^{-1}$) étaient supprimées ;
- Ensuite, les bulles étaient appareillées entre elles de façon grossière en considérant qu'il était nécessaire que la bulle soit détectée avec pas trop d'écart par les deux fibres. Ce filtre permet notamment d'enlever toutes les bulles détectées seulement par une des deux fibres ;
- Après, et afin de s'assurer que les bulles appareillées aient été correctement détectées par les deux fibres, elles étaient filtrées sur leur durée. Le filtre est dépendant de la durée de la bulle concernée, de façon exponentielle, avec la forme suivante : $|\Delta t_{1,\text{bulle}} - \Delta t_{2,\text{bulle}}| \leq e_{\max} \left(1 - e^{\left(-\frac{\Delta t_{\text{moy,bulle}}}{\tau} \right)} \right)$ avec $\Delta t_{i,\text{bulle}}$ la durée de la bulle sur le signal i ,
- $\Delta t_{\text{moy,bulles}} = \frac{\Delta t_{1,\text{bulle}} + \Delta t_{2,\text{bulle}}}{2}$ la moyenne de la durée de la bulle sur les deux signaux, $e_{\max} = 9.10^{-4}$ s l'écart maximum autorisé et $\tau = 9.10^{-3}$ s la constante de temps. Ces valeurs de e_{\max} et τ sont adaptées à notre besoin ;
- Enfin, après que leurs vitesses aient été calculées (*cf.* paragraphe suivant), on filtre les bulles restantes sur ce critère. On exclut les bulles ayant été détectées avant sur la

fibre optique située en retrait, *i.e.* avec une vitesse négative, ainsi que celles présentant une vitesse 5 fois supérieure à la médiane de toutes les vitesses (*cf.* Figure 4.17) ;

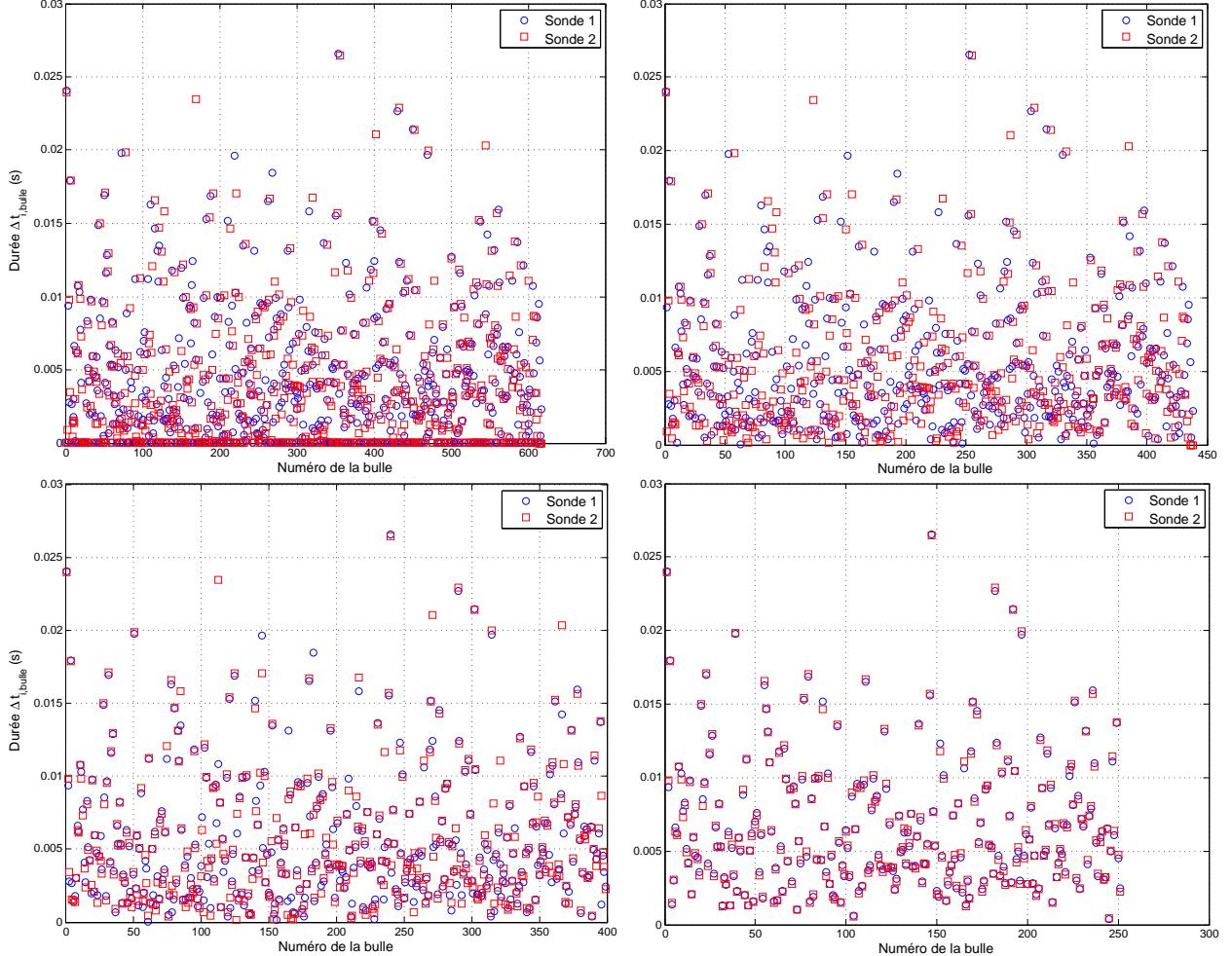


Figure 4.16 Visualisations des différentes étapes de filtrage des bulles, pour des mesures prises à $x = 216$ mm, $y = -7.5$ mm, $z = 52$ mm, avec un titre volumique β de 0.03. (En haut à gauche) Bulles détectées par le programme LabVIEW, correspondant à un taux de vide $\varepsilon_0 = 0.12$. (En haut à droite) Bulles restantes après le premier filtre, *i.e.* la suppression des faux-positifs, correspondant à un ratio de taux de vide $\varepsilon_1/\varepsilon_0 = 100\%$. (En bas à gauche) Bulles restantes après les deux premiers filtres, *i.e.* après l'appareillage des bulles grâce à leur temps de début, correspondant à un ratio de taux de vide $\varepsilon_2/\varepsilon_0 = 94\%$. (En bas à droite) Bulles restantes après les trois premiers filtres, *i.e.* après le filtrage sur leur durée $\Delta t_{i,\text{bulle}}$, correspondant à un ratio de taux de vide $\varepsilon_3/\varepsilon_0 = 72\%$

La représentation de ces différentes étapes est visible sur la Figure 4.16. Le taux de vide est calculé à chaque étape de filtrage et il est comparé au taux de vide initial afin de s'assurer que des conclusions ne soient pas tirées sur une infime partie de l'air passé au point de mesure.

Vitesse des bulles

Étant donné que la distance entre les deux fibres optiques est connue (*cf.* Section 3.2.4), la vitesse des bulles se déduit très facilement des mesures temporelles de la sonde. Mais, pour une bulle précise, les durées $\Delta t_{i,\text{bulle}}$ mesurées par les deux fibres étant généralement distinctes, on obtient deux vitesses pour chaque bulle : une vitesse dite d'entrée, correspondant au démouillage de chaque fibre par l'arrivée de la bulle d'air, et une vitesse dite de sortie correspondant au re-mouillage de l'écoulement d'eau suivant la fin de la bulle. Un exemple des distributions de ces vitesses est visible sur la Figure 4.17. Le démouillage des fibres par les bulles d'air étant potentiellement plus sujet à des problèmes que le mouillage par l'eau, le choix a été fait de considérer la vitesse de sortie comme la vitesse de référence. On peut également voir sur les histogrammes de la Figure 4.17 que ces vitesses sont beaucoup plus centrées que les vitesses d'entrée, d'autant plus que ce centre, 1 m.s^{-1} , correspond précisément à la vitesse de l'écoulement d'eau $U_{\text{eau}} = 1.05 \text{ m.s}^{-1}$ calculée à partir du débit volumique envoyée par la pompe.

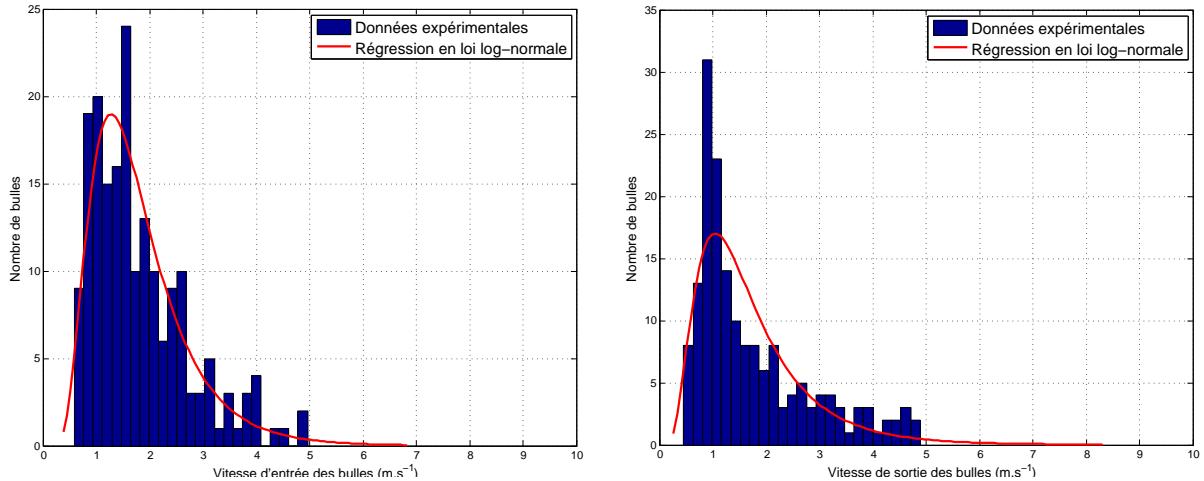


Figure 4.17 Distribution des vitesses des bulles, pour des mesures prises à $x = 216 \text{ mm}$, $y = -7.5 \text{ mm}$, $z = 52 \text{ mm}$, avec un titre volumique β de 0.03. Les données expérimentales sont affichées avec un histogramme bleu, surmonté d'une courbe rouge représentant une régression en loi log-normale des mesures. (À gauche) Vitesse d'entrée, (à droite) vitesse de sortie des bulles

Une fois le filtrage fini, *cf.* pages précédentes, il reste plus de 10 000 bulles pour les deux campagnes de mesure. On déduit la taille de ces bulles à partir de leur vitesse et de leur durée moyenne $\Delta t_{\text{moy,bulles}}$. Leur vitesse horizontale U_x est représentée sur la Figure 4.18 en fonction de leur taille. On peut remarquer que les bulles ont un diamètre de l'ordre du centimètre, avec l'immense majorité de celles-ci en-dessous de 5 cm. Les vitesses sont comprises entre

0.3 et 10 m.s⁻¹, avec une dispersion très importante comme le montre l'écart-type en rouge. Néanmoins, à l'aide d'une moyenne glissante, on peut se rendre compte de la légère tendance des petites bulles à aller plus vite. En effet, que ce soit à un titre volumique β de 0.03 ou 0.09, la vitesse des bulles est, en moyenne, légèrement supérieure à 2 m.s⁻¹ pour les petites bulles, puis descend lentement jusqu'à environ 1.5 m.s⁻¹. Les bulles sont aussi plus grosses lorsque le titre volumique est plus élevé.

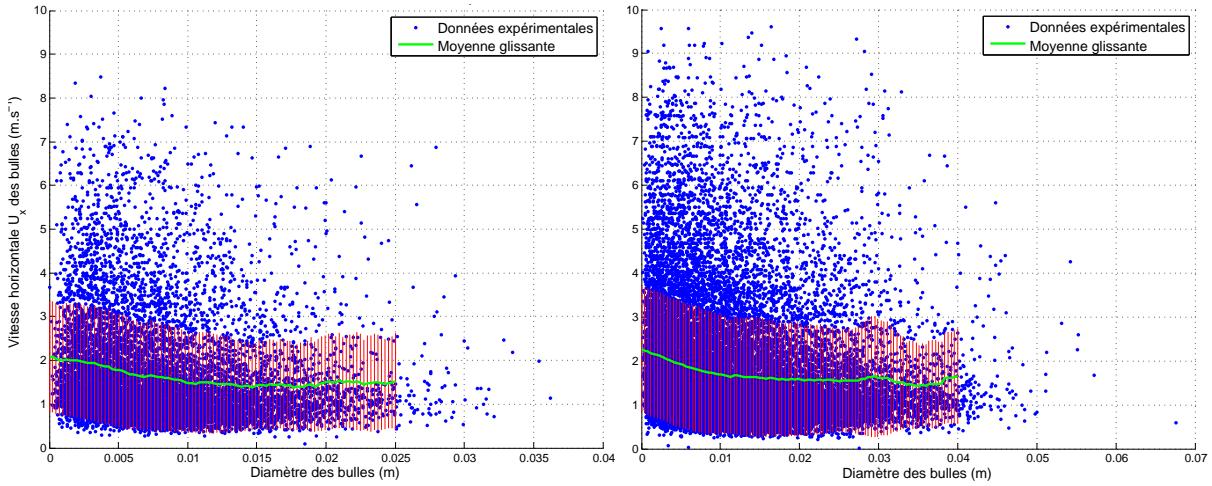


Figure 4.18 Vitesse horizontale U_x des bulles en fonction de leur diamètre, à $x = 216$ mm, pour un titre volumique $\beta = 0.03$ (à gauche) et $\beta = 0.09$ (à droite). Les moyennes glissantes sont affichées en vert, avec la déviation standard en rouge. Il y a 24 500 bulles à $\beta = 0.09$ et 10 750 à $\beta = 0.03$

Taille des bulles

Étant donné le phénomène observé, *i.e.* des bulles d'air dans de l'eau, on s'attend à ce que les mesures faites répondent à la loi normale car c'est un phénomène naturel aléatoire. Les mesures étant positives pour les tailles de ces bulles, la loi log-normale s'impose d'elle-même. Et en effet, comme le montre la Figure 4.19, la loi log-normale modélise de façon très satisfaisante la distribution de diamètre de bulles, avant comme après le quatrième filtre en vitesse.

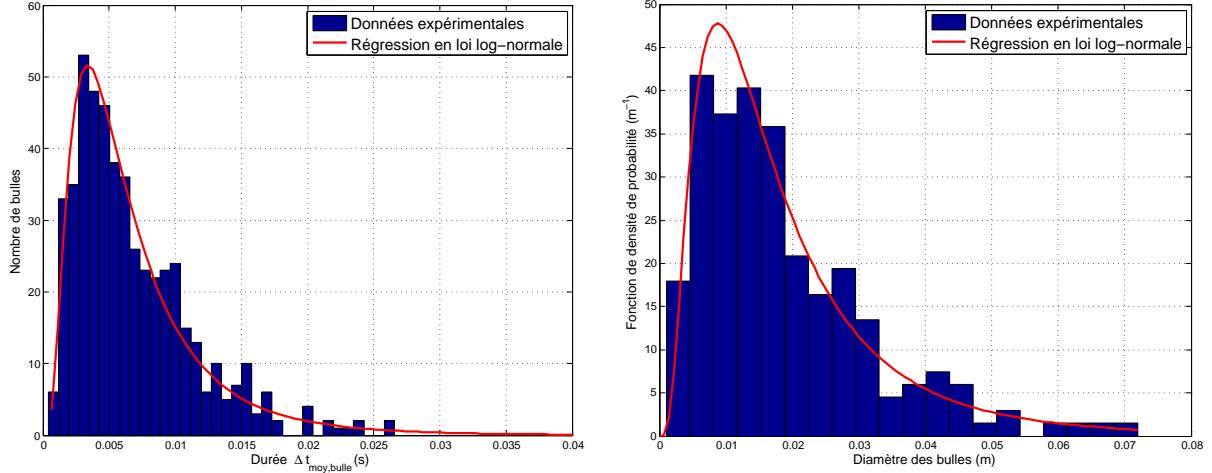


Figure 4.19 Distribution de la taille des bulles, pour des mesures prises à $x = 216$ mm, $y = -7.5$ mm, $z = 52$ mm, avec un titre volumique β de 0.03. Les données expérimentales sont affichées avec un histogramme bleu, surmonté d'une courbe rouge représentant une régression en loi log-normale des mesures. (À gauche) Distribution après les trois premiers filtres, correspondant à un ratio de taux de vide $\varepsilon_3/\varepsilon_0 = 72\%$. (À droite) Distribution après tous les filtres, correspondant à un ratio de vide $\varepsilon_f/\varepsilon_0 = 54\%$

En regardant spécifiquement la taille des bulles, on voit de façon flagrante la tendance aperçue précédemment en Figure 4.18 concernant l'influence du titre volumique. En effet, comme on peut le voir en Figure 4.20 où les diamètres moyens des bulles sont affichés, la taille des bulles est presque deux fois plus importante à $\beta = 0.09$ qu'à $\beta = 0.03$. Une interprétation possible est que les bulles d'air ont tendance à coalescer lorsque le débit d'air est suffisamment important. En moyenne, les bulles sont entre 5 et 25 mm et on peut voir que la position en largeur, *i.e.* en y , n'a pas l'air d'influencer les bulles (*cf.* Figure 4.20, à gauche). Par contre, l'altitude z semble jouer un rôle puisqu'on peut remarquer une faible tendance des petites bulles à se situer dans l'extrémité supérieure du nuage de bulles. Cependant, cette tendance est très faible et le fait de n'avoir accès qu'à seulement une moitié du nuage, en z , est handicapant et ne nous permet pas d'avoir une vue d'ensemble et de conclure sur le sujet.

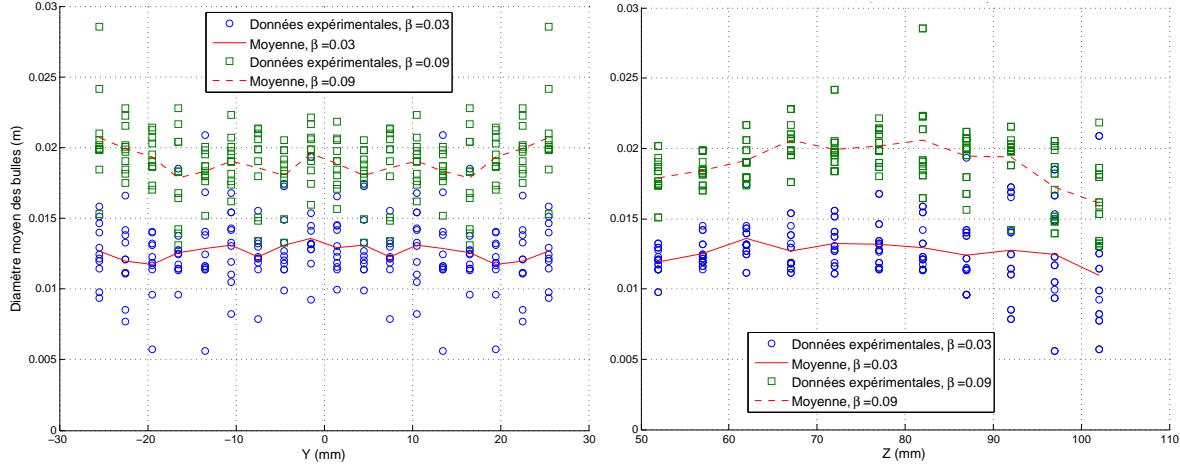


Figure 4.20 Diamètre moyen des bulles à $x = 216$ mm pour un titre volumique β de 0.03 (cercles bleus) et 0.09 (carrés verts), en fonction de la largeur y (à gauche) ou de l'altitude z (à droite). Les moyennes sont affichées en rouge

4.4 Incertitudes de mesures

4.4.1 Capteurs de pression

Les capteurs de pression utilisés ont une sensibilité à l'hystérésis et à la répétabilité de 0.2% de leur gamme. Cela implique que la précision des mesures des capteurs P_1 , P_2 et P_3 est de 0.07 kPa, celle du capteur P_4 de 0.2 kPa et celle de P'_1 et P'_2 de 0.01 kPa. Toutefois, lorsque l'on regarde les différences de pression, comme en Figures 4.4 ou 4.7, il faut additionner les deux incertitudes pour obtenir l'incertitude de la différence. Par exemple, pour la perte de pression $h = P_4 - P_2$ l'erreur de mesure peut atteindre 0.27 kPa tandis qu'elle ne dépasse pas 0.14 kPa pour $h_1 = P_1 - P_2$. Cette dernière valeur semble particulièrement cohérente puisque la dispersion des mesures, visible sur la Figure 4.4 en haut à droite, semble effectivement être de l'ordre de 0.15 kPa.

L'erreur principale de ces capteurs de pression semble se situer au niveau du décalage à l'origine, ou *offset*. Ce décalage systématique est présent avec de nombreux capteurs, que ce soit ceux reliés aux tubes de Pitot, de l'ordre de 0.08 kPa (*cf.* Figure 4.6), ou ceux faisant des mesures de pression statique. Pour ces derniers, un décalage de 0.27 kPa est par exemple visible sur la Figure 4.4, en haut à droite, lors du calcul de $h_1 = P_1 - P_2$. Ces *offsets* apparaissent malgré un étalonnage rigoureux et une mise à zéro simultanée de tous les capteurs en amont des campagnes de mesures. Il serait judicieux de tester divers protocoles expérimentaux ayant pour objectif de démasquer l'origine de ces *offsets*.

4.4.2 Sonde optique

La sonde optique étant composée de deux fibres optiques accolées, elle ne permet pas de détecter les bulles trop petites de façon efficace. En effet, il faut que la bulle ait un diamètre environ 5 fois plus important que celui de la fibre afin qu'elle puisse être correctement détectée par les deux fibres. Sachant que chaque fibre a un diamètre de $125\text{ }\mu\text{m}$, on peut estimer à $600\text{ }\mu\text{m}$ la taille maximale d'une bulle détectable. Un des filtres utilisé en post-traitement, explicité en Section 4.3.2, considère toutes les bulles plus petites que $20\text{ }\mu\text{m}$ comme des erreurs électroniques. Cela semble cohérent vu la gamme de mesures réelle.

En plus des contraintes de taille provenant des fibres optiques, plusieurs phénomènes ont lieu lorsque de l'approche des bulles (Falzone, 2005) :

- Phénomène de *Drifting*, *i.e.* la modification de la trajectoire de la bulle en fonction de son angle d'impact sur la bulle ;
- Phénomène de *Crawling*, *i.e.* la déformation globale et décélération de la bulle à l'approche de la fibre ;
- Phénomène de *Blinding*, *i.e.* la déformation locale que subit la bulle à l'approche de la fibre.

Le *Drifting* n'induit aucune différence majeure de trajectoire dans notre cas, étant donné que l'impact entre les bulles d'air et les fibres optiques est orthogonal. Le *Crawling* quant à lui entraîne à la fois une sous-estimation et une sur-estimation du taux de vide, ces erreurs se compensant de façon satisfaisante. La sous-estimation provient de l'aplatissement de la bulle à l'arrivée de la fibre, et la sur-estimation de la décélération de cette phase gazeuse. Le phénomène de *Blinding* n'est pas à négliger puisqu'il induit une erreur sur les mesures de taille de bulles pouvant être approximée à trois fois le diamètre de la fibre (Falzone, 2005). Cela implique que les mesures de diamètre des bulles sont précises à $375\text{ }\mu\text{m}$ près.

Pour le taux de vide, on peut avoir une idée des incertitudes de mesures grâce à la présence de deux fibres prenant des mesures simultanément à la même position. Sur les deux campagnes de mesures avec la sonde optique à des titres volumiques β de 0.03 et 0.09 (*cf.* Section 4.3), une différence absolue $\Delta\varepsilon$ de 0.1% a été observée en moyenne sur tous les points de mesures. Cette différence est un peu plus importante pour les faibles altitudes z , et peut atteindre les 0.3%, et légèrement plus faible pour les altitudes z élevés. Cela est conforme à nos attentes étant donné que les valeurs de taux de vide sont très faibles à z élevés donc les variations absolues sont faibles. Au centre du nuage de bulles par contre, les variations absolues du taux de vide sont plus importantes.

Les variations relatives de taux de vide $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$ ont elles aussi été calculées, et sont de 3.8% et 0.9% pour respectivement un titre volumique de 0.03 et 0.09. Il est également important de

noter que, les taux de vide à $z \leq 97$ mm étant infimes à $\beta = 0.03$, *e.g.* 0.01%, cela augmente artificiellement la moyenne. Il n'y a pas ce problème à $\beta = 0.03$ où le nuage de bulles est présent pour l'intégralité du domaine de mesures. La carte en trois dimensions est visible sur la Figure 4.21. On peut remarquer, en mettant cette carte en comparaison avec celle de la Figure 4.13, à droite, que l'erreur relative sur le taux de vide est minimum au centre du nuage de bulles et augmente plus on s'éloigne de ce centre.

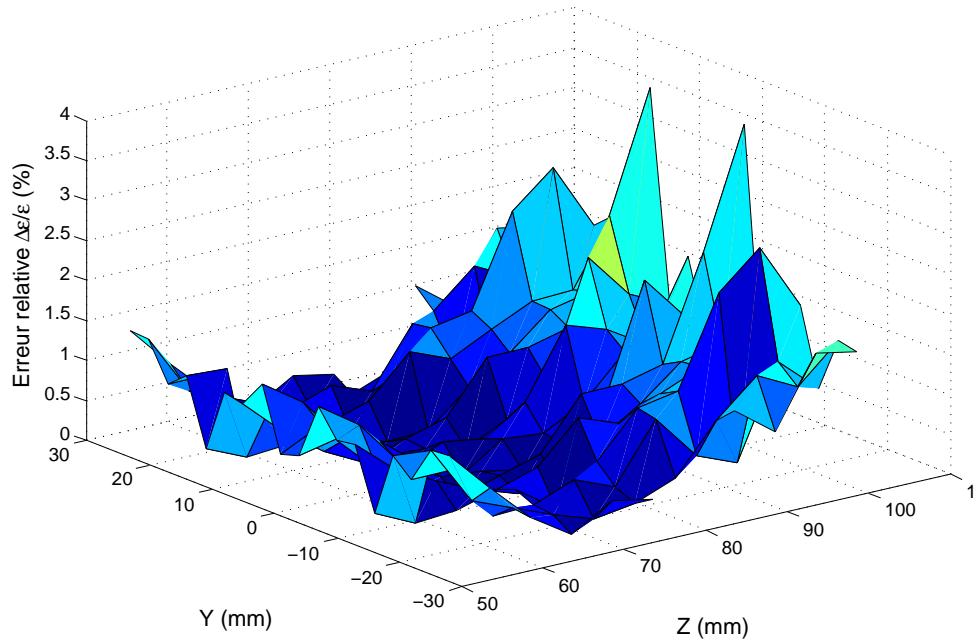


Figure 4.21 Différence relative entre les mesures de taux de vide de la première fibre optique et de la deuxième, pour des mesures prises à $x = 216$ mm, $-25.5 \leq y \leq 1.5$ mm, $52 \leq z \leq 102$ mm et avec un titre volumique β de 0.09. La moyenne des différences relatives $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$ est de 0.9%

CHAPITRE 5 CONCLUSION

Ce dernier chapitre conclut ce mémoire avec un résumé des travaux effectués, puis fournit des pistes pour continuer, compléter et améliorer les expériences faites.

5.1 Synthèse des travaux

Un montage expérimental très complet a été conçu et fabriqué afin d'étudier l'injection d'air, par différents types de fentes, perpendiculairement à un écoulement d'eau. Monté sur un tunnel hydrodynamique, ce montage a permis d'effectuer de nombreuses mesures et observations.

Tout d'abord, l'écoulement diphasique a pu être observé sous différentes conditions d'écoulement, *i.e.* différents débits volumiques d'eau et d'air, avec une caméra rapide. La géométrie de l'injecteur semblait jouer un rôle, mais il était difficile à caractériser seulement avec les images prises à 1 kHz.

Ensuite, grâce à de nombreux capteurs de pression placés sur la veine et en amont de l'injection d'air, l'évolution de la pression dans l'écoulement a été analysé. Les tubes de Pitot ont permis d'accéder à la vitesse de la phase liquide dans la veine, vitesse qui, comme attendu, augmente avec le débit volumique d'eau et avec le titre volumique en aval de l'injection d'air. Les pertes de pression lors de l'injection, quelle que soit la fente, et avec la présence ou non d'eau dans la veine, dépendent de la racine cubique du débit volumique d'air injecté, contrairement à la racine carrée attendue pour une telle perte de charge (White, 1999). Le changement de géométrie de l'injecteur n'avait donc pas d'influence sur l'allure des mesures, mais seulement sur le préfacteur numérique, et de façon minime.

Enfin, la sonde optique à deux fibres nous a donné accès aux caractéristiques des bulles d'air ainsi qu'au taux de vide local. Ce dernier, pour une même fente, est plus élevé quand le titre volumique augmente, et peut être modélisé, en première approche, par une gaussienne en deux dimensions dans le plan (y, z). La vitesse horizontale U_x et le diamètre des bulles, dont la distribution est très proche d'une loi log-normale, augmentent également avec le titre volumique. Les plus grandes bulles ayant tendance à aller moins vite et à ne pas se retrouver dans l'extrémité supérieure du nuage de bulles.

5.2 Limitations des résultats

Étant donné la complexité du problème étudié, comme on peut s'en rendre compte avec le nombre très élevé de degrés de liberté, celui-ci n'a pu être étudié que partiellement au travers de ce mémoire.

Tout d'abord, le tunnel hydrodynamique utilisé, bien qu'ayant une gamme importante de débits volumiques d'eau possibles, ne peut pas atteindre les grandes vitesses existantes dans les conduites forcées des centrales hydroélectriques. La taille de sa veine d'essais étant elle aussi réduite, les observations et mesures en sont également limitées. La conception et la fabrication du système d'injection (*cf.* Section 3.2.1) ont été un défi relevé avec succès, mais, là encore, le système ne peut pas supporter des débits volumiques d'air trop importants. De plus, l'écoulement dans la veine n'est pas contrôlé à cause notamment de l'absence d'un nid d'abeilles ainsi que la présence d'un divergent au lieu d'un convergent en amont de la veine.

En plus des limitations des conditions expérimentales, tous les designs d'injecteurs n'ont pas pu être testés. La difficulté de chaque campagne expérimentale ainsi que leur côté chronophage important n'a pas permis d'effectuer toutes les mesures envisageables. En effet, seulement cinq géométries d'injection ont été observées à la caméra rapide, les variations de pression d'un nombre encore plus petit ont été mesurées, et une seule géométrie d'injection a vu les mesures de la sonde optique (*cf.* Section 4.3).

Pour finir, en entrant dans les détails de l'écoulement diphasique, les mesures ont seulement été effectuées dans un plan bidimensionnel alors que la sonde optique a été conçue pour pouvoir se déplacer en trois dimensions. On n'a donc, pour l'instant, aucun résultat sur l'évolution de cet écoulement dans la direction de l'écoulement, *i.e.* dans la direction x .

5.3 Améliorations futures

Les premières améliorations possibles sont d'agrandir les domaines de mesures de la sonde optique. Avec le même dispositif expérimental, faire des mesures à des positions x différentes est tout à fait réalisable. Cela permettrait d'avoir une idée de l'évolution du nuage de bulles dans la direction de l'écoulement, à quel point il s'agrandit et se répand dans la veine en fonction de sa position en x . Ensuite, avec une amélioration de la sonde optique, il serait très intéressant d'étendre les mesures en altitude, *i.e.* dans la direction z , afin de pouvoir atteindre la partie inférieure du nuage de bulles.

Toutes les géométries d'injecteurs conçues, et fabriquées, n'ont pas été testées. Il serait intéressant de compléter les mesures effectuées dans le cadre de cette maîtrise par des campagnes

de visualisation à la caméra rapide, des campagnes de mesures de pression et de sonde optique avec les injecteurs qui n'ont pas encore été analysés. Vu l'ampleur de cette tâche, il serait judicieux de faire un choix très sélectif sur les fentes ayant un réel potentiel.

Pour finir, et afin de se rapprocher le plus possible des conditions réelles qui se trouvent dans les centrales hydroélectriques, l'utilisation d'un nouveau tunnel hydrodynamique aux performances plus grandes et plus contrôlées serait bénéfique. Une boucle d'essais de grande envergure, disposant de tous les dispositifs nécessaires, incluant un débulleur en aval de la veine, est en construction et devrait voir le jour très prochainement. Il resterait à utiliser toutes les connaissances acquises lors de l'utilisation de la petite boucle d'essais, et à adapter les montages expérimentaux en conséquence pour qu'ils conviennent à la nouvelle veine.

Tout ceci devrait permettre d'améliorer significativement notre compréhension des paramètres importants lors de l'injection d'air transversalement à un écoulement d'eau.

RÉFÉRENCES

- H. Bai et B. G. Thomas, “Bubble formation during horizontal gas injection into downward-flowing liquid”, *Metallurgical and materials transactions B*, vol. 32, no. 6, pp. 1143–1159, 2001.
- F. Bunea, S. Houde, G. Ciocan, G. Oprina, G. Baran, et I. Pincovschi, “Aspects concerning the quality of aeration for environmental friendly turbines”, dans *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, vol. 12, no. 1. IOP Publishing, 2010, p. 012035.
- I. Chakraborty, G. Biswas, et P. Ghoshdastidar, “Bubble generation in quiescent and co-flowing liquids”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, no. 21, pp. 4673–4688, 2011.
- S. Chuang et V. Goldschmidt, “Bubble formation due to a submerged capillary tube in quiescent and coflowing streams”, *Journal of basic engineering*, vol. 92, no. 4, pp. 705–711, 1970.
- Electric Power Research Institute, “Maintaining and monitoring dissolved oxygen at hydroelectric projects”, Rapp. tech., 2002.
- S. Falzone, “Développement et optimisation de méthodes de mesures en écoulement diphasique”, École Polytechnique de Montréal, Rapp. tech., 2005.
- S. Fortin, C. Béguin, et S. Étienne, “Modélisation numérique de la phase initiale de fragmentation liquide due au développement d’instabilités de surface libre juste avant un impact de vague”, Rapport d’avancement, École Polytechnique de Montréal, 2016.
- M. Jamialahmadi, M. Zehtaban, H. Müller-Steinhagen, A. Sarrafi, et J. Smith, “Study of bubble formation under constant flow conditions”, *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 79, no. 5, pp. 523 – 532, 2001, fluid Flow. DOI : <https://doi.org/10.1205/02638760152424299>
- Y. Kawase et J. J. Ulbrecht, “Formation of drops and bubbles in flowing liquids”, *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, vol. 20, no. 4, pp. 636–640, 1981.
- R. Kumar et N. Kuloor, “The formation of bubbles and drops”, *Advances in chemical engineering*, vol. 8, pp. 255–368, 1970.

C. Liu, B. Liang, S. Tang, et E. Min, “Effects of orifice orientation and gas-liquid flow pattern on initial bubble size”, *Chinese Journal of Chemical Engineering*, vol. 21, no. 11, pp. 1206–1215, 2013.

M. S. Longuet-Higgins, B. R. Kerman, et K. Lunde, “The release of air bubbles from an underwater nozzle”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 230, p. 365–390, 1991. DOI : 10.1017/S0022112091000836

P. March, “Hydraulic and environmental performance of aerating turbine technologies”, dans *EPRI Conference on Environmentally Enhanced Hydropower Turbines*, 2011.

D. F. McGinnis et J. C. Little, “Predicting diffused-bubble oxygen transfer rate using the discrete-bubble model”, *Water research*, vol. 36, no. 18, pp. 4627–4635, 2002.

I. E. Neto, D. Z. Zhu, et N. Rajaratnam, “Air injection in water with different nozzles”, *Journal of environmental engineering*, vol. 134, no. 4, pp. 283–294, 2008.

H. N. Oguz et A. Prosperetti, “Dynamics of bubble growth and detachment from a needle”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 257, pp. 111–145, 1993.

É. Pelletier, C. Béguin, et S. Étienne, “Article 3 : Modelling of bubble-wall collision”, *Étude expérimentale et modélisation de l'impact entre une bulle et une structure*, p. 94, 2014.

L. Rayleigh, “On the capillary phenomena of jets”, dans *Proc. R. Soc. London*, vol. 29, no. 196-199, 1879, pp. 71–97.

Renewable Energy Policy Network for the 21st Century, “Renewables 2016 global status report”, Rapp. tech., 2016.

M. Sabourin, “Énergie hydraulique”, 2017.

E. Sada, A. Yasunishi, S. Katoh, et M. Nishioka, “Bubble formation in flowing liquid”, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 56, no. 6, pp. 669–672, 1978.

D. Scott, M. Sabourin, S. Beaulieu, C. R. Ellis, et A. Karn, “Optimising dissolved oxygen transfer in auto-venting turbines”, dans *HydroVision International*, july 2015.

F. M. White, “Fluid mechanics, wcb”, *Ed McGraw-Hill Boston*, 1999.

A. Wüest, N. H. Brooks, et D. M. Imboden, “Bubble plume modeling for lake restoration”, *Water Resources Research*, vol. 28, no. 12, pp. 3235–3250, 1992.

ANNEXE A MODÈLE THÉORIQUE DES EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES

Dans la partie qui suit, notre objectif va être la modélisation du mouvement de notre système présenté en Section 3.1. Pour cela, on va chercher à exprimer une raideur et une masse équivalentes de manière énergétique. Notre approche va fortement s'inspirer de celle de Fortin et al. (2016), qui ont fait ce travail en deux dimensions. Le calcul en trois dimensions pour une sphère, notamment à l'aide des polynômes de Legendre, a déjà été fait par Rayleigh (1879). Notre but n'est pas de reprendre les calculs de Lord Rayleigh, mais plutôt d'essayer d'adapter ceux de Fortin en trois dimensions et de voir si l'on retrouve les résultats de Rayleigh. On s'intéresse donc seulement aux déformations de la bulle suivant θ , la bulle étant considérée comme une ellipsoïde de révolution.

On suppose que l'équation de la bulle, pour le mode n suivant θ , est de la forme suivante :

$$r(t, \theta) = R_0(t) + R_n(t) \cos(n\theta) \quad (\text{A.1})$$

avec $R_n(t) = r_n \sin(\omega_n t)$.

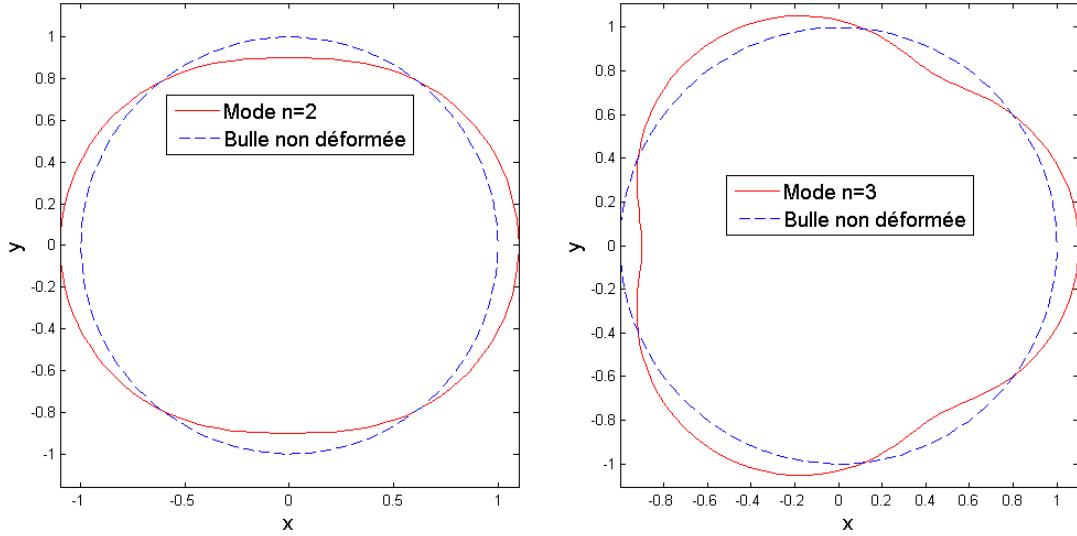


Figure A.1 Représentation graphique, dans un plan, des modes de déformation d'une bulle pour $R_n = 0.1R_0$. À gauche, le mode $n = 2$ est représenté et à droite le mode $n = 3$

Calcul de R_0

On considère que la bulle d'air est incompressible. Son volume est alors constant, et on peut en déduire une expression de $R_0(t)$.

$$\int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{r=0}^{r(t,\theta)} r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\phi = \frac{4}{3}\pi R^3 \quad (\text{A.2})$$

On trouve alors que,

$$R_0(t) (2R_0^2(t) + 3R_n^2(t)) = 2R^3 \quad (\text{A.3})$$

Et donc, en considérant que $\frac{R_n}{R_0} << 1$, on réécrit l'équation (A.3) de manière explicite,

$$R_0(t) = R \sqrt[3]{1 - \frac{3}{2} \left(\frac{R_n(t)}{R} \right)^2} \quad (\text{A.4})$$

Cette équation est cohérente car si $R_n = 0$, on retrouve bien le fait que $R_0 = R$. De plus, elle est semblable à celle obtenue par Fortin et al. (2016).

Énergie potentielle

L'énergie potentielle va nous permettre de calculer la raideur équivalente k_{eq} du système. Étant causée par la tension superficielle, elle s'exprime sous la forme :

$$E_p = \sigma S \quad (\text{A.5})$$

où σ est le coefficient de tension superficielle dépendant des fluides en contact, et S la surface de contact.

Dans notre cas, cette surface correspond à la surface de la bulle d'air et s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{aligned} S_n &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sqrt{\left(1 + \left(\frac{dr}{rd\theta}\right)^2\right)} r^2 \sin(\theta) d\theta dr \\ &= 4\pi R_0^2 + C_{1n} R_n + C_{2n} R_n^2 + C_{3n} R_n^3 + C_{4n} R_n^4 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

où C_{in} sont des coefficients dépendants de n . Ils dépendent de la parité du mode considéré, et ne possèdent pas tous d'expression analytique.

La raideur équivalente k_{eq} du système est définie de la façon suivante :

$$E_p = \frac{1}{2} k_{\text{eq}} R_n^2 \quad (\text{A.7})$$

En utilisant l'équation (A.6), on trouve que :

$$k_{\text{eq}} = \frac{d^2 E_p}{d R_n^2} (R_n = 0) = 2 C_{2n} = 4\pi\sigma \left(\frac{2n^4 + 4n^2 - 3}{4n^2 - 1} \right) \quad (\text{A.8})$$

La raideur équivalente est donc d'autant plus importante que le mode considéré est élevé. La croissance de celle-ci se fait proportionnellement à n^2 , ce qui correspond à ce qui avait été trouvé par Fortin et al. (2016) en deux dimensions. Rayleigh (1879), qui avait fait le calcul en utilisant les polynômes de Legendre, avait lui trouvé une croissance de la raideur équivalente avec le mode, mais la proportionnalité était en n .

Énergie cinétique

L'énergie cinétique quant à elle va nous permettre de calculer la masse équivalente du système. Pour évaluer l'énergie cinétique du système, on utilise l'écoulement potentiel à l'intérieur de la goutte, induit par les déformations de celle-ci. On a,

$$\Phi = \frac{a_n}{R_o^n} r^n \cos(n\theta) \quad (\text{A.9})$$

avec $a_n = \frac{\dot{R}_n R}{n}$ où \dot{R}_n est la vitesse initiale radiale de la bulle.

On calcule l'énergie cinétique sous la forme :

$$\begin{aligned} E_c &= \frac{\rho_{\text{eau}}}{2} \int_{r=R}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} (\nabla \Phi)^2 R_0^2 \sin \theta d\theta d\phi dr \\ &= \frac{\rho_{\text{eau}}}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi \frac{d\Phi}{dr} R_0^2 \sin(\theta) d\theta d\phi \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

et on en déduit la masse équivalente m_{eq} du système de la même manière que pour k_{eq} :

$$m_{\text{eq}} = \frac{d^2 E_c}{d \dot{R}_n^2} (R_n = 0) = \frac{4}{3} \frac{\pi \rho_{\text{eau}} R^3}{n} \quad (\text{A.11})$$

On obtient donc, pour le mode n , m_{eq} proportionnelle à la masse volumique et le volume de la goutte, et inversement proportionnelle à n . Ce résultat est identique à celui trouvé par Fortin et al. (2016) puisqu'ils ont obtenu, en deux dimensions, une masse équivalente proportionnelle à la masse volumique et la surface, et inversement proportionnelle à n .

On obtient finalement :

$$m_{\text{eq}} = \frac{4}{3} \frac{\pi \rho_{\text{eau}} R^3}{n} \quad (\text{A.12})$$

Fréquence de vibration

La fréquence de vibration pour chaque mode n , notée ω_n , se déduit facilement des résultats précédents (A.8) et (A.12) :

$$\omega_n^2 = \frac{k_{\text{eq}}}{m_{\text{eq}}} = \frac{3\sigma}{\rho_{\text{eau}} R^3} \left(\frac{2n^5 + 4n^3 - 3n}{4n^2 - 1} \right) \quad (\text{A.13})$$

Vitesse de montée

La bulle semblant monter à la surface avec une vitesse constante, on va proposer un modèle essayant de l'expliquer.

Grâce à la poussée d'Archimède, la bulle d'air remonte vers la surface libre quand elle se trouve entourée d'eau. Néanmoins, lors de cette remontée, elle subit des forces de frottement dont l'expression dépend du nombre de Reynolds. Dans notre expérience, $Re = \frac{\rho_{\text{eau}} v_{\text{bulle}} D_{\text{bulle}}}{\eta_{\text{eau}}} = 10^3$ donc la force de frottement à considérer est $F_{\text{frottement}} = \frac{1}{2} \rho_{\text{eau}} C_x S v_{\text{bulle}}^2$ où S est la surface frontale de la bulle. En utilisant la deuxième loi de Newton et en considérant que $\rho_{\text{eau}} \gg \rho_{\text{air}}$, on trouve que la vitesse de montée est sous la forme :

$$v_{\text{m,th}} = \sqrt{\frac{8}{3} \frac{R_{\text{bulle}} g}{C_x}} \quad (\text{A.14})$$

où C_x vaut 0.4.

Notre expression de la vitesse de montée considère que la bulle est une sphère rigide indéformable. Étant donné que ce n'est pas réellement le cas, on va également prendre une formule

issue de la littérature à des fins de comparaison. La formule présentée en (A.15) prend bien en compte le fait que la bulle est déformable, en effet, on voit que l'influence de la tension superficielle via le coefficient σ :

$$v_\infty = K \sqrt[4]{\frac{\sigma g(\rho_{\text{eau}} - \rho_{\text{air}})}{\rho_{\text{eau}}^2}} \quad (\text{A.15})$$

où $K = 1.41$. Cette formule n'est valable que pour une seule bulle dans un fluide considéré comme infini.

ANNEXE B CALCUL DU DIAMÈTRE DE LA SONDE OPTIQUE

Détermination de la longueur maximale d'un tube dans la veine

On veut éviter que la sonde entre en résonance à cause de l'écoulement, *i.e.* entre en résonance avec les tourbillons de Von Karman générés par les interactions fluide-structure. On veut donc que la fréquence d'apparition des vortex soit inférieur au premier mode propre de vibration transversale du cylindre.

On veut donc :

$$f_{\text{mode } 1} > f_{\text{tourbillons}} \quad (\text{B.1})$$

La fréquence des tourbillons est donnée par le nombre de Strouhal, et celle du mode propre du capillaire par la résolution d'un problème de poutre encastré-libre. On a alors, dans le cas d'un tube cylindrique creux,

$$\frac{1}{2\pi}(\beta L)^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho A_{\text{tube}} L^4}} > \frac{StU}{D_{\text{ext}}} \quad (\text{B.2})$$

avec $A_{\text{tube}} = \pi(R_{\text{ext}}^2 - R_{\text{int}}^2)$ et I le moment quadratique qui vaut $\frac{\pi}{4}(R_{\text{ext}}^4 - R_{\text{int}}^4)$. L'équation B.2 devient alors :

$$L < (\beta_1 L) \sqrt{\frac{R_{\text{ext}}}{\pi StU}} \sqrt[4]{\frac{E(R_{\text{ext}}^2 + R_{\text{int}}^2)}{2\rho}} \quad (\text{B.3})$$

D'après cette équation, pour un diamètre extérieur du tube de 0.6 pouces et un diamètre intérieur de 0.023 pouces, la résonance est atteinte pour $L = 29$ pouces. Pour rappel, on veut que le tube fasse environ 8 pouces. En augmentant fortement le rayon intérieur, *i.e.* en rendant le cylindre creux, la résonance se déplace à $L = 34$ pouces. *A contrario*, en diminuant le rayon extérieur, L diminue également (24 pouces pour un rayon intérieur de 0.023 pouces).

Ces observations nous ont permis de concevoir une sonde optique ne présentant aucun risque de subir des vibrations induites par l'écoulement.