



Contribution à la caractérisation des processus d'entraînement d'air dans les circuits d'aménagements hydro-électriques

Grégory Guyot

► To cite this version:

Grégory Guyot. Contribution à la caractérisation des processus d'entraînement d'air dans les circuits d'aménagements hydro-électriques. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAI081 . tel-02506374

HAL Id: tel-02506374

<https://theses.hal.science/tel-02506374>

Submitted on 12 Mar 2020

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE
GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Mécanique des fluides, procédés, énergétique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

« Grégory GUYOT »

Thèse dirigée par **Alain CARTELLIER**, Directeur de recherche,
CNRS, et

codirigée par **Jean Philippe MATAS**, Professeur, Université
Claude Bernard Lyon 1

préparée au sein du **Laboratoire LEGI**
dans l'**École Doctorale IMPE2**

Contribution à la caractérisation des processus d'entraînement d'air dans les circuits d'aménagements hydro-électriques

Thèse soutenue publiquement le « **13 Décembre 2019** »,
devant le jury composé de :

Mme, Elise, LORENCEAU

Directeur de recherche, LiPhy, Présidente

M, Dominique, LEGENDRE

Professeur, IMFT, Rapporteur

M, Sébastien, ERPICUM

Professeur adjoint, ULiège Rapporteur

M, Nicolas, RIVIERE

Professeur, INSA Lyon, Membre

M, Michael, PFISTER

Professeur HEIA Fribourg, Membre

M, Denis, AELBRECHT

Chef de la mission technique, EDF-CIH, Membre



Remerciements

Mes remerciements se tournent tout d'abord vers Denis pour avoir permis le lancement de cette aventure.

Je remercie aussi Alain pour son contrat de confiance, sa vision et ses propositions, ainsi que Jean Philippe pour sa patience, sa présence et ses idées de génie.

Merci au comité de thèse pour son suivie et aux membres du jury pour le temps accordé et leurs précieux commentaires.

Parce qu'une thèse, en plus d'être est un travail d'équipe, fait appel à un grand nombre de contributeurs techniques, je tiens à les remercier pour leur aide déterminante.

Merci à :

Antoine pour son aide au démarrage du codage de l'analyse des vidéos.

Stéphanie et Sarah pour l'optimisation de ce code.

Francois pour la formation express et le support « son et lumière »

Aux deux Stéphane et à Jean Marc pour les assemblages et autres astuces indispensables à la réalisation des manipulations au LEGI.

Jean et Amaury pour leur aide pour réaliser et extraire les données des nombreux points de mesures.

A l'équipe du CERG : Matthieu, les deux Guillaume, Robert, Jean Robert, Romain, Antoine, Katy, Corentin, pour leur accueil, leur flexibilité et leur aide indispensable à la réalisation de JetHigh.

Gabi et Olivier pour leur support informatique sans faille au LEGI.

Franck et Yoann pour leur support informatique à EDF.

Nicolas, Henda, Roumaïssa, pour le prêt de matériel scientifique.

Pour réussir ce travail, les appuis techniques sont indispensables, mais évidemment vains sans le soutien de ma famille.

Je remercie tout d'abord ma Maman, qui est toujours là pour son petit.

Mon Papa pour son sens critique, sa clairvoyance, mais qui malgré une lutte acharnée, a dû prendre congé avant de lire la conclusion de ce travail.

Mes sœurs qui m'ont toujours fait profiter de leur expérience.

Enfin, je remercie Gaëlle, pour son soutien inconditionnel tant au quotidien, qu'à long terme, sans lequel, cette thèse n'aurait pas pu exister.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	5
1. DE L'INGENIERIE A LA RECHERCHE	6
2. DE LA RECHERCHE A L'INGENIERIE ?	8
2.1 DES JETS DE GRANDE DIMENSION	8
2.2 PREMIERS ESSAIS A GRANDE ECHELLE	9
2.3 ESSAIS A PETITE ECHELLE ET CONSOLIDATION DU MODELE	9
2.4 LES JETS EN GRAND - JETGHIGH	10
NOTATIONS	11
ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE	13
3. PARAMETRES DEFINISANT LES JETS PLONGEANTS	14
4. DIMENSIONS TESTEES	15
4.1 U_0 VITESSE INITIALE DU JET	17
4.2 D_0 - DIAMETRE INITIAL	19
4.3 L_C - LONGUEUR DE CHUTE	20
4.4 RE - NOMBRE DE REYNOLDS	21
4.5 WE – NOMBRE DE WEBER	22
4.6 PI – PUISSANCE D'IMPACT	23
4.7 LOI D'EVOLUTION DES JETS LORS DE LA CHUTE	24
4.7.1 <i>Jets très rapides</i>	25
4.7.2 <i>Jets brisés</i>	26
5. JETS - DEBIT D'AIR	26
5.1 JET A FORTE VISCOSITE	26
5.2 JET AVEC UNE FAIBLE VISCOSITE	27
5.3 MECANISME D'ENTRAINEMENT D'AIR	33
6. CONCLUSION SUR L'ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE	34
COMPARAISON CORRELATIONS-MESURES "CANAL DE PONT DE CLAIX"	37
6.1 EXPERIMENTAL STUDY OF LARGE SCALE PLUNGING JETS	38
6.1.1 <i>Introduction</i>	38
6.1.2 <i>Experimental apparatus</i>	39
6.1.2.1 <i>General jet configurations</i>	39
6.1.2.2 <i>Lab Experimental apparatus</i>	42

6.1.3	<i>Plunging jet air entrainment</i>	43
6.1.3.1	<i>Bubble size under the free surface</i>	43
6.1.3.2	<i>Penetration depth</i>	44
6.1.3.3	<i>Ascent slope of the bubble plume bottom</i>	45
6.1.3.4	<i>Entrained air flow rate (Q_a)</i>	46
6.1.4	<i>Jet state</i>	47
6.1.4.1	<i>Jet dynamic Pressure</i>	47
6.1.4.2	<i>Turbulence intensity (Tu)</i>	49
6.1.4.3	<i>Void rate</i>	50
6.1.4.4	<i>Break up Length</i>	50
6.1.5	<i>Conclusion</i>	51
6.1.6	<i>Acknowledgement</i>	51
6.1.7	<i>References</i>	52
	INFLUENCE DE L'OSCILLATION D'UN JET SUR LA PROFONDEUR DE PENETRATION	53
	« JETHIGH » : DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR JETS DE GRANDES DIMENSIONS	65
7.	PRESENTATION DE "JETHIGH"	66
8.	APPARENCE DES JETS	66
9.	MESURES A L'IMPACT ET DANS LE PUIT	73
9.1	MODIFICATIONS DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	73
9.2	MESURE DU TAUX DE TURBULENCE (Tu) A LA SORTIE DE LA BUSE	74
9.2.1	<i>Méthode de mesure et incertitude sur la mesure de vitesse</i>	74
9.2.2	<i>Résultats</i>	75
9.3	EXPLOITATION DES VIDEOS HAUTE-FREQUENCE PRISES A L'IMPACT	76
9.3.1	<i>Installation spécifique</i>	76
9.3.2	<i>Protocole de prise de vue</i>	76
9.3.3	<i>Analyse des films</i>	76
9.3.3.1	<i>Topologie de jets</i>	78
9.3.3.2	<i>Vitesse liquide à l'impact</i>	78
9.3.3.3	<i>Diamètres</i>	80
9.3.3.4	<i>Amplitude et fréquence de battement</i>	84
9.3.3.5	<i>Corrugations</i>	85
9.3.3.6	<i>Conclusion sur les mesures issues des vidéos à haute fréquence</i>	86
9.4	MESURES DE LA FORCE A L'IMPACT	89
9.4.1	<i>Méthode de mesure</i>	89
9.4.2	<i>Analyse des Valeurs de la force</i>	90
9.4.2.1	<i>D 23.6 mm</i>	93
9.4.2.2	<i>D 36.4 mm</i>	94
9.4.2.3	<i>D 82.9 mm</i>	95
9.4.2.4	<i>D 162.3 mm</i>	96
9.4.2.5	<i>D 213 mm</i>	97
9.4.2.6	<i>Conclusion sur les statistiques de force d'impact</i>	98

9.4.3	<i>Analyse des fréquences de vibration mesurées</i>	98
9.4.3.1	<i>Méthode d'analyse</i>	98
9.4.3.2	<i>Couplage des vibrations de la structure et des mesures</i>	101
9.4.3.3	<i>Comparaison Fréquences Capteurs de force et analyse vidéo</i>	101
9.5	MESURE DE LA PROFONDEUR DE PENETRATION	102
9.5.1	<i>Résultats</i>	105
9.6	MESURES DANS LE NUAGE DE BULLES APRES L'IMPACT	109
9.6.1	<i>Sondes optiques M2 et Pop</i>	109
9.6.2	<i>Manipulation préparatoire mesure de débit par sonde optique pop</i>	113
9.6.3	<i>Installation des sondes sur JetHigh</i>	116
9.6.4	<i>Mesures réalisées</i>	117
9.6.4.1	<i>Série 1 – balayage des vitesses</i>	117
9.6.4.2	<i>Serie 2 - Balayage des profondeurs</i>	118
9.6.4.3	<i>Résultats de la série 1 : Balayage des vitesses</i>	118
9.6.4.4	<i>Résultats de la série 2 – balayage des profondeurs</i>	126
9.6.5	<i>Conclusion sur les mesures à la sonde optique</i>	142
9.7	LA VIE DU NUAGE DE BULLES D'APRES L'ENSEMBLE DE NOS EXPERIMENTATIONS (DISCUSSIONS ET INTERPETATION)	142
9.7.1	<i>Evolution du nuage de bulles</i>	142
9.7.2	<i>Profondeur de pénétration</i>	144
9.7.3	<i>Débit d'airs entrainés</i>	154
9.7.4	<i>Taux de vide</i>	156
9.7.5	<i>Tailles de bulles</i>	156
9.7.6	<i>Conclusion sur la vie des bulles</i>	157
	CONCLUSION	159
	REFERENCES	165

Introduction

1. DE L'INGENIERIE A LA RECHERCHE

Ce travail de recherche trouve sa source dans la réalisation d'un projet de nouvelle centrale hydroélectrique destiné à optimiser l'utilisation de l'eau disponible sur un site déjà équipé par une usine hydroélectrique de pompage turbinage (STEP). Cette usine est l'usine de la Coche.

Cette STEP était elle-même un prototype de STEP, et connaît des temps de maintenance très grands du fait de sa technologie et des sédiments compris dans l'eau. Je suis chargé du design Génie Civil de l'avant-projet. Cette centrale équipée d'une roue Pelton de près de 3.2 m de diamètre devait être capable de délivrer 140 MW par turbinage gravitaire et d'évacuer l'eau dans la conduite de Randens. Le schéma de la figure 1-1 ci-dessous donne une idée plus précise du projet. Cette conduite de Randens permettait à l'eau d'être une nouvelle fois turbinée dans l'usine de Randens située à l'aval de la conduite éponyme.

La turbine Pelton est une turbine fonctionnant dans l'air. Par conséquent, l'écoulement à l'aval de la roue Pelton est un écoulement où l'air, l'eau et les sédiments sont mélangés. Il fallait donc trouver un moyen de dimensionner le bassin situé à l'aval de la turbine Pelton afin que l'air soit évacué avant l'entonnement dans la conduite de Randens, mais que les sédiments soient évacués et que les pertes de charges dans le circuit soient les plus faibles possibles.

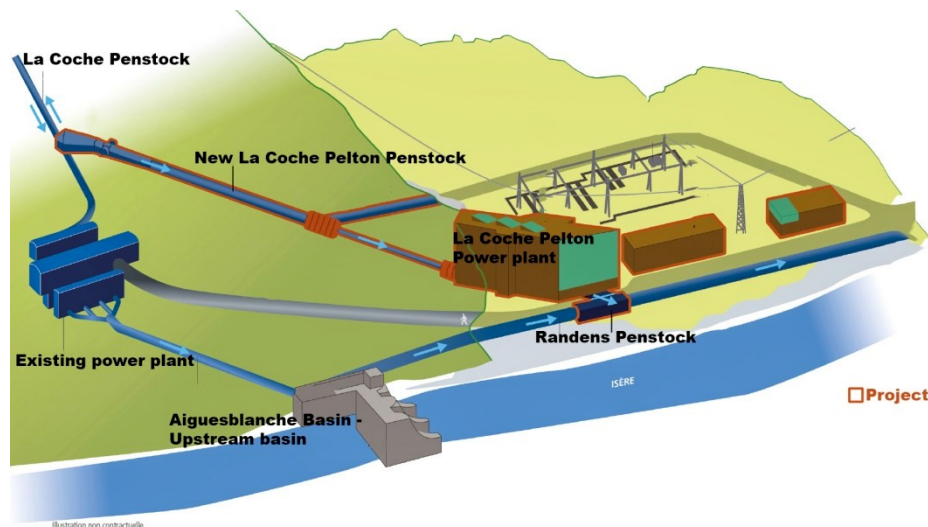


Figure 1-1 : Vue du site de la construction de la centrale la Coche Pelton

A défaut d'une technologie de simulation numérique en capacité de faire le design d'avant-projet, de relations disponibles dans la littérature et de design similaire dans le monde, nous nous sommes tournés vers un modèle réduit physique. Deux échelles de similitude de Froude ont été utilisées : une échelle de 1/16 afin d'optimiser les circuits hydrauliques du raccordement à la conduite de Randens comme illustré sur la figure 1-2, et une échelle de 1/8 pour le design de la fosse de réception à proprement parler. Ces maquettes nous ont permis d'optimiser aisément les écoulements afin de minimiser les pertes de charge et de modéliser les écoulements de sédiments. Au contraire, la modélisation de l'entraînement d'air et des comportements des nuages de bulles restaient problématiques. Les bulles générées dans le modèle comme présentées sur la figure 1-4 ne sont pas représentatives de ce qui se passe à l'échelle prototype.

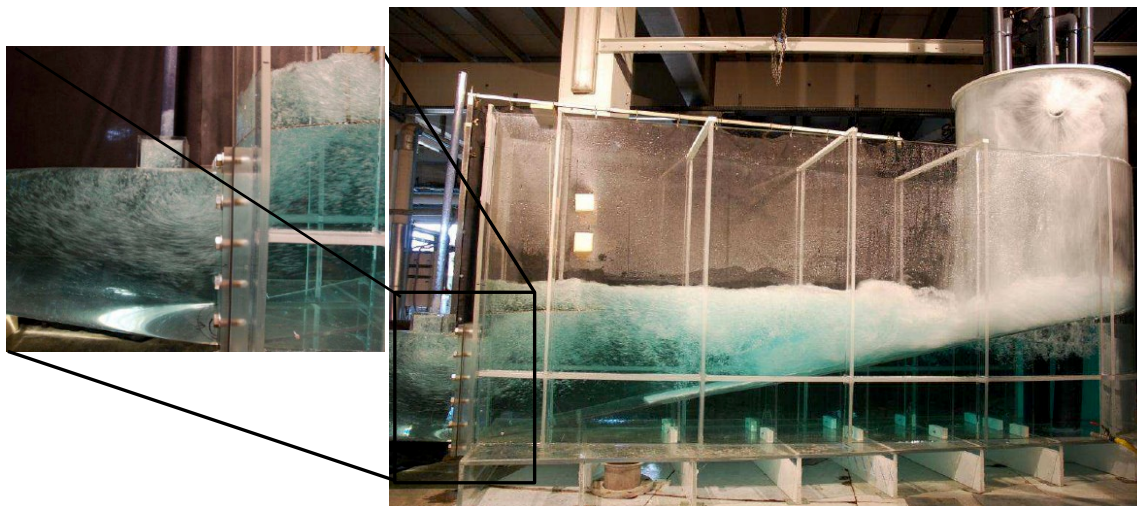


Figure 1-2 : Vue du modèle réduit du bassin de restitution de l'usine de la Coche Pelton avec zoom sur le dispositif de dégazage à l'entonnement de la galerie. Les nuages de bulles observés à cette échelle ne sont pas représentatifs à l'échelle prototype.

Les questions qui se posent alors sont : Quelle est la quantité de gaz introduite par ces jets ? A quelle profondeur est-ce que ces jets introduisent de l'air ? Quelle est la répartition des tailles des bulles générées ? Connaissant la réponse à ces deux questions, il serait possible de répondre à notre problématique concernant l'usine de la Coche.

En faisant un premier tour de mes collègues pour collecter la bibliographie et les retours d'expériences, il est rapidement apparu que ces trois questions dépassaient de loin le seul problème industriel de l'usine hydroélectrique.

Les jets tombants existent sous diverses formes partout dans les installations hydro-électriques. Ils sont des vecteurs d'entraînement d'air précieux pour assurer la saturation en oxygène nécessaire à la biodiversité dans les lacs mais aussi dans les rivières. Comprendre et maîtriser l'entraînement d'air dû à ces jets permet aussi de répondre à cet enjeu environnemental.

Une application est l'oxygénation à l'aval du barrage de Petit Saut dont la figure 1-3 donne une illustration.



Figure 1-3 : Seuil oxygénant de petit Saut

Enfin, lors de crues exceptionnelles, les barrages sont amenés à déverser comme l'illustre la figure 1-4. Des jets tombent en pied de barrage. Ces jets sont susceptibles de créer de l'érosion potentiellement dangereuse pour l'ouvrage. L'étude des nuages de bulles induits par ces jets après l'impact dans une fosse de réception permet de comprendre les mécanismes régissant le potentiel énergétique dû à ces déversements. Elle est un maillon essentiel dans l'évaluation de l'érosion potentielle en pied de barrage.

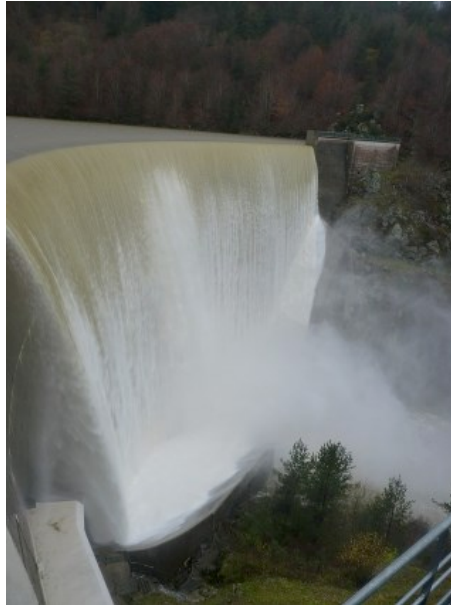


Figure 1-4 : Déversement sur le barrage de la Palisse

La convergence de tous ces éléments a concouru à lancer ce travail de thèse.

2. DE LA RECHERCHE A L'INGENIERIE ?

2.1 DES JETS DE GRANDE DIMENSION

Les jets dans ces structures tombent de grandes hauteurs de chute, des débits peuvent être très grands et des régimes d'écoulement très turbulents. Les hauteurs de chute rencontrées sont étagées de 10 m à plusieurs centaines de mètres. Les débits sont au minimum de l'ordre du m^3s^{-1} jusqu'à plusieurs centaines de m^3s^{-1} pour les cas extrêmes. Les puissances à l'impact des jets vont de 100 kW à quelques GW. La première étape de ce travail consiste en une revue de la bibliographie de manière à savoir si de tels jets ont été étudiés, ou encore de comprendre comment si les propositions de corrélations peuvent être appliquées à ces dimensions. Ainsi, la relecture de près de 120 publications concernant l'entraînement d'air dû à des jets permet de sélectionner un ensemble de 43 publications jugées suffisamment détaillées pour être exploitées. Il s'agit de réussir à comprendre quels sont les paramètres discriminant les jets de grande dimension de ceux à échelle plus réduite. Il en ressort que seules deux publications traitent de jets de hauteur de chute de plus de 1 m avec un diamètre supérieur à 10 cm. Mais un nombre important de corrélations traitent de nombreux cas dont les domaines d'investigations sont adaptés aux applications visées.

En sortie de cette revue, il n'est pas évident de savoir comment exploiter cette riche bibliographie sur les jets ciblés. Les nombreuses publications sont souvent spécifiques à un domaine d'application bien particulier, aucun modèle proposé ne semble couvrir l'intégralité

des domaines. La question est alors de savoir quels sont les types de jets et quelles sont les conséquences de ces différents types de jets sur l'entraînement d'air et le nuage de bulles créé. Notre analyse de la bibliographie met en lumière l'étendue des réalités se cachant sous la terminologie « entraînement d'air dû à un jet ». Pour illustrer, ce propos, nous nous intéresserons au seul débit d'air entraîné et montrerons qu'il existe un grand nombre de modèles proposés pour décrire et prévoir ce seul paramètre. Ces questionnements sont détaillés dans la partie analyse bibliographique.

2.2 PREMIERS ESSAIS A GRANDE ECHELLE

Devant la difficulté à diagnostiquer quels sont les travaux scientifiques qui sont extrapolables à ces jets, nous avons décidé de comparer une première série de mesures aux corrélations proposées. Nous avons mis au point un premier dispositif expérimental de grande dimension dit « Canal de pont de Claix ». Deux buses circulaires de diamètre 135 et 164 mm donnent naissance à des jets de hauteur de chute de l'ordre de 2.6 m, qui viennent impacter la surface d'un canal à surface libre. Des mesures à la sonde optique ont été menées de manière à obtenir une estimation des différents paramètres du nuage de bulle créé par l'impact du jet. Bien que les jets soient ici d'une dimension relativement grande (plusieurs mètres de hauteur de chute), les principales caractéristiques restent proches des gammes expérimentales testées dans certaines publications. L'utilisation des différentes corrélations, tant pour la profondeur de pénétration, que pour le débit d'air entraîné ou encore la taille de bulle moyenne sous la surface libre, donne des prédictions pouvant être éloignées d'un ou plusieurs ordres de grandeur entre elles. Leur utilisation s'avère difficile pour prédire les grandeurs induites. Les mesures viennent globalement se placer à l'intérieur des prédictions proposées, sans qu'il soit possible de mettre en relief un ensemble de corrélations à retenir. En outre, les jets se montrent oscillants et plus continus que les jets dont la littérature fait état. L'article « Experimental Study of large Scale plunging jets » explicite cette étape dans la partie « Comparaison corrélations-mesures Canal de pont de Claix ». A la lumière de ces observations, nous pensons que l'absence de consensus peut être due, outre la difficulté de réalisation des mesures, à deux éléments mal explicités, le mouvement et la topologie du jet à l'impact. Le but de notre travail est alors d'identifier l'influence de ces deux paramètres. Notre investigation s'articule autour de deux étapes, qui sont l'étude de l'influence du mouvement du jet à l'impact, puis l'étude des différents types de jets impactant une surface libre après une hauteur de chute de 10 m. Ces expérimentations et leur interprétation font l'objet des parties suivantes.

2.3 ESSAIS A PETITE ECHELLE ET CONSOLIDATION DU MODELE

Nous avons mis en place une manipulation de petite dimension de manière à identifier sur une manipulation contrôlée l'influence du mouvement du jet sur la profondeur de pénétration. L'idée était de répéter et étendre les mesures qui ont concouru au modèle de prédiction de la profondeur de pénétration proposé par Clanet et al (1997). Nous avons sélectionné ce modèle car il fait apparaître une relation simple entre les caractéristiques du jet à l'impact et la profondeur de pénétration, basée sur la conservation de la quantité de mouvement dans le nuage de bulle. Le modèle qui en découle fonctionne très bien sur des nuages de bulles formés par des jets de taille réduite à hauteur de chute fixée. Pour ce faire, nous avons imposé un mouvement d'oscillation contrôlé à ces jets. Nous avons ensuite mesuré les profondeurs de pénétration associées par analyse vidéo. Le mouvement peut induire pour un ensemble de configurations particulières une augmentation ou une diminution de la profondeur de pénétration, que nous pouvons capturer via la modélisation

de la dynamique du jet liquide *sous* la surface. Néanmoins, nous verrons que les effets observés et modélisés sur ces jets de petite taille n'expliquent pas à eux seuls la totalité des écarts constatés entre les modèles appliqués aux jets de grandes dimensions et les mesures réalisées lors de la première série de mesure. L'article « Depth of penetration of bubbles entrained by an oscillated plunging water jet » inclus dans la partie « Influence de l'oscillation d'un jet sur la profondeur de pénétration » détaille les expériences, les résultats et les interprétations sur ce sujet.

2.4 LES JETS EN GRAND - JETHIGH

Enfin, nous avons construit un moyen expérimental en capacité d'offrir une meilleure compréhension de la physique des jets grande échelle documentés dans la littérature. Ainsi notre dernier moyen d'essai, nommé « JetHigh » devait être en capacité de balayer un domaine expérimental assez large pour garantir une compréhension des éventuels effets d'échelle. Une manipulation préparatoire à ce dispositif a été réalisée afin de préparer les méthodes. Sur ce dispositif, nous avons pu générer des jets dont la buse mesure de 25 à 213 mm avec une hauteur de chute d'environ 10 m. Les vitesses à la buse sont comprises entre 2 et 30 ms⁻¹. Ce moyen nous a permis de visualiser les formes des jets entre la buse et l'impact. Le bassin de réception de 5 m de diamètre et de 23 m de profondeur offre la possibilité d'analyser les nuages de bulles créés par les différents jets. L'analyse croisée des différents moyens de mesure mis en œuvre sur cette installation nous permet de comprendre plus finement les mécanismes en jeu lorsqu'un jet de grande dimension vient impacter une surface libre et qu'un nuage de bulles se crée. Fort de ces mesures et de leur analyse, nous proposons un modèle simple en capacité de prédire précisément la profondeur de pénétration pour une large gamme de jets. Ces investigations permettent aussi de fournir des données expérimentales permettant de construire un modèle ayant pour but de prédire le débit d'air entraîné. Ceci est détaillé dans la dernière partie « JetHigh ».

Notations

L'ensemble des notations utilisées dans le texte sont rappelées ci-dessous. Il faut néanmoins noter que certaines notations sont différentes dans la partie « Influence de l'oscillation d'un jet sur la profondeur de pénétration » car l'article a été publié avec des notations différentes, les deux notations sont relatées ici en précisant la notation générale suivie de la notation spécifique à la partie « Influence de l'oscillation d'un jet sur la profondeur de pénétration ».

A : Amplitude des oscillations imposées aux jets.	P_{IT} : Pression totale instantanée
Ca : Nombre capillaire	P_M : Pression moyenne
d_m : Diamètre moyen des bulles	Re : Nombre de Reynolds
d : Diamètre moyen des bulles mesuré	S_i : surface d'impact
D_0/D : Le diamètre du jet à la génération du jet.	S_0 : Surface d'influence de flux d'air mesuré
f : Fréquence des oscillations imposées aux jets.	T_g : Temps gaz.
f_s : fréquence d'échantillonnage des vidéos	T_T : temps total de mesure.
Fr : Nombre de Froude	T_u : Taux de turbulence
g : Accélération de la gravité.	U_0/V_0 : La vitesse initiale du jet
H : Profondeur de pénétration moyenne mesurée	U_i : Vitesse d'impact
H_{max} : Profondeur de pénétration maximale mesurée	U_T : Vitesse Terminale des bulles
H_1 : Profondeur de pénétration prédite par la modèle de Clanet et Lasheras (1997) sans prise en compte de l'angle Θ .	u' : Fluctuations de vitesse à l'initiation du jet.
H_2 : Profondeur de pénétration prédite par la modèle de Clanet et Lasheras (1997) en compte de l'angle Θ .	V_{bulles} : Vitesse des bulles.
H_p : Profondeur de pénétration calculée par notre modèle.	V_c : Vitesse moyenne dans le canal.
H_{pc} : Profondeur de pénétration critique pour laquelle il y a équilibre entre la flottabilité et la quantité de mouvement.	$V_{cône}$: Volume du nuage de bulles assimilé à un cône.
H_{p2} : Profondeur de pénétration calculée par notre modèle sous la forme adimensionnelle.	We : Nombre de Weber
M : Nombre de Morton	α : Taux de vide
L_c : Longueur de chute.	α_m : Taux de vide moyen dans le nuage de bulles
L_b : Longueur de brisure	B : Angle d'inclinaison moyen du nuage de bulles
$L_{décalage}$ = Longueur de décalage d'un pic entre deux images	γ/α : Angle de d'ouverture de la couche de mélange sous la surface
Q_a : Débit d'air	θ : Angle d'inclinaison du jet à l'initiation.
q_a : Débit d'air par unité de périmètre	μ_g Viscosité dynamique de l'air.
Q_c : Débit d'eau dans le canal	μ_l : Viscosité dynamique du liquide
Q_l : Débit liquide	ν : viscosité cinématique de l'eau
P_i : Puissance d'impact du jet.	ρ_g : Densité de l'air.
	ρ_l : Densité du liquide.
	σ : Tension superficielle.
	τ : temps de diffusion

Analyse bibliographique

En première approche, la bibliographie associée à des jets plongeants apparaît très dense. Les motivations pour ces études sont diverses et les domaines d'application tout aussi multiples : applications chimiques, aéronautiques, agroalimentaires, environnementales ou de génie civil. Nous présentons ici les études qui sont les plus adaptées à notre objectif, sans nous interdire pour autant d'aller chercher des modèles ou des idées intéressantes dans des publications dont le domaine est un peu éloigné.

Pour cela, une analyse des valeurs des différents paramètres testés concernant les jets plongeants a permis de cibler les études. Il en ressort une sélection de 43 articles traitant de jets dont le diamètre est centimétrique. Afin de passer directement à l'inter-comparaison des paramètres pour situer les jets observés, nous proposons une analyse dimensionnelle du problème.

3. PARAMETRES DEFINISANT LES JETS PLONGEANTS

Le classement des jets a été étudié depuis de nombreuses années. Il a tout d'abord été proposé de les classer par forme. Cette option est utile, mais elle reste insuffisante pour permettre de comprendre les mécanismes associés et notamment celui de l'entraînement d'air. Les études se basent aussi sur la description des jets à leur origine.

L'entraînement d'air dû à des jets plongeants apparaît dès lors que la vitesse à l'impact est plus forte qu'un certain seuil mentionné dans les études de Cumming et Chanson (1997a), McKeogh et Ervine (1981) et Bin (1993). D'après ces travaux, la valeur de ce seuil dépend expressément de l'état du jet à son origine. Les paramètres explicités comme influant sur la dynamique des jets plongeants et leurs conséquences sont les dix paramètres suivants:

- Le diamètre du jet à la génération du jet : D_0
- La vitesse initiale du jet : U_0
- La turbulence qui se traduit par les fluctuations de vitesse à l'initiation du jet u'
- La longueur de chute L_c
- L'accélération de la gravité g
- La densité du liquide ρ_l
- la viscosité dynamique du liquide μ_l
- La tension superficielle σ
- La densité de l'air ρ_g : en première approche, nous pouvons ignorer son influence.
- La viscosité dynamique de l'air μ_g : en première approche, nous ignorons aussi son influence.

En ne retenant que les huit premiers paramètres, nous pouvons construire un espace de cinq nombres sans dimensions pour décrire les phénomènes. A ces nombres nous ajoutons l'angle d'inclinaison du jet θ , qui est directement un nombre adimensionnel. Nous proposons donc de retenir l'espace suivant :

$$(Re, We, Fr, Tu, \frac{L_c}{D_0}, \theta)$$

- Re est le nombre de Reynolds : $Re = \frac{\rho_l U_0 D_0}{\mu_l}$
- We est le nombre de Weber $We = \frac{\rho_l U_0^2 D_0}{\sigma}$

- Tu est le rapport entre les deux vitesses de ce problème, c'est le taux de turbulence

$$Tu = \frac{u'}{U_0}$$
- Fr le nombre de Froude : $Fr = \frac{U_0}{\sqrt{gD_0}}$
- L_0/D_0 est le rapport entre les deux longueurs du problème

Nous pensons qu'il faudrait probablement tenir compte également des paramètres associés aux écoulements secondaires à la génération du jet, qui peuvent avoir un impact sur le développement du jet : ils sont fonction de la géométrie de la buse et du circuit d'amenée, et donc par exemple des rapports d'aspect qui caractérisent sa forme. Dans notre cas, les manipulations de grandes dimensions n'ont pas fait varier ces paramètres.

Le nombre de paramètres identifiés induit nécessairement qu'il faut un grand nombre de mesures pour parvenir à isoler les influences de chacun.

Les revues réalisées par Bin (1993) et Kiger et Duncan (2012) montrent que les auteurs étaient intéressés par plusieurs variables de sortie qu'il faut rajouter aux paramètres précédents. Outre le débit d'air entraîné qui fait l'objet de la section 5, le paramètre le plus étudié est la profondeur de pénétration du nuage de bulles. Il faut citer les modèles recensés par Bin (1983) et proposés par Bonsignore et al., (1985), Ciborowski et al. (1972), Cumming, (1975), Kusabiraki et al (1990), McKeogh et al (1981), Ohkawa et al (1986, 1987), Smigelschi and Suci (1976), Tojo and Miyunami (1982); Van de Donk (1981), Van de Sande et al (1973, 1974), Ohkawa et al (1986, 1990) auxquels il convient d'ajouter les modèles proposés par Clanet et al (1997), Falvey et al (1987) et Nakasone (1987).

On trouve beaucoup plus rarement des études s'intéressant à la taille moyenne des bulles dans le nuage de bulles dû aux jets libres. L'étude de Simonin (1959) propose un modèle semi théorique qui donne le diamètre moyen (d_m) des bulles en fonction du débit d'air entraîné $d_m = 4.3 * 10^{-3} \left(\frac{Q_a}{Q_l} \right)^{1/3}$ en (m). Les débits Q_a et Q_l sont respectivement le débit d'air et le débit liquide. Les modèles cités par Bin (1993) : Lin (1963), Ciborowski et al (1972), Ohkawa et al. (1987), Funatsu et al. (1990), Bin (1971); Cumming (1975) montrent que les mesures mises en place, souvent par photographie sont limitées à des nuages de bulles peu denses. Les écarts entre les prédictions et les mesures restent conséquents même pour des jets de petites dimensions.

Faute d'avoir accès à une granulométrie dans le nuage de bulles, les études proposent des modèles pour approximer la taille de bulle maximale. Ainsi, les études d'Evans (1990) et (1992) menées dans une colonne à bulle permettent de trouver un rapport diamètre de Sauter sur diamètre maximum de bulle égal à 0.61.

4. DIMENSIONS TESTEES

Les publications disponibles dans la littérature ont été analysées à la lumière des paramètres cités dans la précédente section. Il en ressort qu'il est très difficile de trouver un ensemble de publications détaillant l'ensemble de ces variables. A défaut, les publications les plus précises sont reprises dans le tableau 4-1. Les paramètres disponibles sont rassemblés de manière à avoir une vue synthétique des dimensions testées. Les avantages, les inconvénients et les incertitudes associés aux techniques de mesure utilisées dans la littérature ne sont pas discutés.

Le tableau indique les valeurs des paramètres de contrôle :

- Diamètre à la buse
- Vitesse à la buse,
- Longueur de chute
- Type de fluide utilisé

Et les valeurs des paramètres issus des mesures :

- Taux de turbulence
- Puissance d'impact : La puissance du jet à l'impact est donnée par : $P_i = \rho_l g L_c U_i S_i$ où S_i est la surface d'impact. La vitesse d'impact U_i est supposée dans cette section égale à la vitesse du jet initiale soumis à l'accélération gravitationnelle seule.

Nous indiquons également les valeurs du nombre de Reynolds et du nombre de Weber correspondants. Certains paramètres sont manquants, dans ce cas les cases sont remplies par NA. Le tableau 4-1 énumère les publications chronologiquement.

Tableau 4-1 : Récapitulatif des expériences disponibles dans la littérature avec les valeurs des paramètres testés

References	D ₀ (m)		L _c (m)		U ₀ (ms ⁻¹)		Fluide	Tu		Re		We		P _i (W)	
	min	max	min	max	min	max		min	max	min	max	min	max	min	max
Shirley 1950	0,0048	0,038	NA	NA	2,2	27	water			1,06E+04	1,03E+06	3,19E+02	3,81E+05		
Ohyama et al 1953	0,008	0,016	NA	0,25	NA	NA	water	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA
De Frate and Rush 1969	0,0016	0,0125	0,15	1,2	NA	NA	water	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA
Henderson et al 1970	0,00254	0,0127	0,01	0,27	10	30	water	NA	NA	2,54E+04	3,81E+05	3,49E+03	1,57E+05	5,07E+00	3,43E+03
Ciborowski and bin 1972	0,00164	0,0102	0,01	0,25	1	20	water	NA	NA	1,64E+03	2,04E+05	2,25E+01	5,60E+04	2,32E-03	6,58E+02
Van De sank and Smith 1972	0,00195	0,01	0,1	0,4	3	10	water	NA	NA	5,85E+03	1,00E+05	2,41E+02	1,37E+04	8,94E-02	8,16E+01
Van De sank and Smith 1974	0,00285	0,012	0,1	0,45	9	25	water	NA	NA	2,57E+04	3,00E+05	3,17E+03	1,03E+05	4,71E+00	1,78E+03
Ahmed 1974	0,013	0,038	0,66	1,05	2	30	water	NA	NA	2,60E+04	1,14E+06	7,14E+02	4,70E+05	2,78E+00	3,10E+04
Cumming 1975	0,0045	0,009	0,1	0,8	1,3	8,7	water	NA	NA	5,85E+03	7,83E+04	1,04E+02	9,36E+03	5,52E-02	4,62E+01
Hara et al 1977	0,001	0,004	0,02	0,02	3,5	6	Solutions aqueuse diverses	NA	NA	NA	NA	NA	NA	3,42E-02	2,73E+00
Hoyt et Taylor 1977	0,0032	0,0064	0,09	0,18	25,3	27,4	water	NA	NA	8,10E+04	1,75E+05	2,81E+04	6,60E+04	1,80E-01	1,56E+00
Yagasaki et Kuzuoka 1979	0,0028	0,0073	0,02	0,25	3	11	water	NA	NA	8,40E+03	8,03E+04	3,46E+02	1,21E+04	3,70E-03	1,15E+00
Ervine et al 1980	0,006	0,025	0	4,7	2	6	water	NA	NA	1,20E+04	1,50E+05	3,30E+02	1,24E+04	0,00E+00	2,56E+02
Van de Donk 1981	0,01	0,1	0,26	1,07	1,5	11	water	NA	NA	1,50E+04	1,10E+06	3,09E+02	1,66E+05	5,43E-01	9,82E+02
Keogh et Ervine 1981	0,006	0,025	0,01	6	0,8	10	water	0,003	0,08	4,80E+03	2,50E+05	5,27E+01	3,43E+04	2,54E-03	4,26E+02
Kumagai 1982	0,002	0,008	0,02	0,8	1,2	37	water	NA	NA	2,40E+03	2,96E+05	3,96E+01	1,50E+05	8,34E-04	1,47E+01
Ohkawa et al 1985	0,013	0,025	0,03	0,9	1,2	2,6	water	NA	NA	1,56E+04	6,50E+04	2,57E+02	2,32E+03	5,56E-02	2,14E+01
Ohkawa et al 1986a	0,007	0,013	0,025	0,75	2	14,3	water	NA	NA	1,40E+04	1,86E+05	3,85E+02	3,65E+04	2,00E-02	1,45E+01
Ohkawa et al 1986b	0,008	0,02	0,03	0,15	2	13	water	NA	NA	1,60E+04	2,60E+05	4,40E+02	4,64E+04	3,17E-02	6,06E+00
Ohkawa et al 1987b	0,007	0,0178	0,025	0,15	2	13,5	water	NA	NA	1,40E+04	2,40E+05	3,85E+02	4,46E+04	2,00E-02	4,98E+00
Ervine et Flavey 1987	0,05	0,1	NA	3	3	29,6	water	0,01	0,09	1,50E+05	2,96E+06	6,18E+03	1,20E+06	#VALEUR!	7,07E+03
Funatsu et al 1988	0,004	0,008	0,002	0,135	7,2	26,5	water	NA	NA	2,88E+04	2,12E+05	2,85E+03	7,72E+04	1,78E-03	1,77E+00
Kusabiraki et al 1990	0,007	0,0178	0,05	0,75	2	13,5	water + 18 other fluids+ Gas			1,40E+04	2,40E+05	3,85E+02	4,46E+04	4,21E-02	2,57E+01
Ohkawa 1990	0,007	0,0118	0,01	0,59	2,3	13,5	water	NA	NA	1,61E+04	1,59E+05	5,09E+02	2,95E+04	8,84E-03	8,81E+00
Evans 1990	0,0024	0,0071	0,005	0,2	11,5	15	water	NA	NA	2,76E+04	1,07E+05	4,36E+03	2,19E+04	2,55E-03	1,18E+00
Evans 1992	0,044	0,095	0,0074	0,175	7,8	15	water	NA	NA	3,43E+05	1,43E+06	3,68E+04	2,94E+05	8,62E-01	1,84E+02
Chanson 1997	0,01	0,012	0,269	0,269	2,36	9	water	0,0074	0,017	2,36E+04	1,08E+05	7,65E+02	1,34E+04	6,83E-01	2,77E+00
Cumming 1996	0,01	0,0117	0,269	0,269	2,39	6,14	water	0,0075	0,016	2,39E+04	7,18E+04	7,85E+02	6,06E+03	6,87E-01	1,86E+00
Ervine et al 1997	0,025	0,078	0,51	2,63	1,5	25	water	0,003	0,05	3,75E+04	1,95E+06	7,73E+02	6,70E+05	8,60E+00	3,21E+03
Chanson et Brattberg 1997	0,009	0,012	0,269	0,269	2	8	water	0,015	0,025	1,80E+04	9,60E+04	4,95E+02	1,05E+04	5,11E-01	2,48E+00
Chanson et Brattberg 1998	0,009	0,0121	0,269	0,269	2	4	water	0,017	0,025	1,80E+04	4,84E+04	4,95E+02	2,66E+03	5,11E-01	1,40E+00
Zhu et Prosperetty 1998	0,0054	0,0054	0,055	0,055	0,96	1,87	water	NA	NA	5,18E+03	1,01E+04	6,84E+01	2,59E+02	1,75E-02	2,64E-02
EL Hammoui et al 2000	0,0029	0,011	0,16	0,3	0,7	2,25	water and other fluids			1,00E+02	7,00E+03	6,60E+01	9,67E+02	1,98E-02	9,25E-01
Mayer et al 2002	0,0022	0,0022	0,0264	0,0264	2	20	ethanol+gaz	NA		2,40E+03	3,27E+04	1,00E+01	6,90E+04	2,09E-03	1,97E-02
Chanson et 2003	0,025	0,025	0,005	0,3	0,5	5	water	0,0039	0,0096	1,25E+04	1,25E+05	8,59E+01	8,59E+03	1,42E-02	8,03E+00
Lorenceau et al 2004	0,0015	0,005	NA	NA	0,7	2,2	Silicon oil + gaz	NA	NA	NA	NA	NA	NA	Na	NA
Smit 2007	NA	NA	0,2	0,95	0,5	1,5	water	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA
Xiaoliang et al 2013	0,006	0,006	0,01	0,2	0,4	3	water	NA	NA	2,40E+03	1,80E+04	1,32E+01	7,42E+02	1,66E-03	1,99E-01
Tuan et al 2013	0	0,003	NA	NA	0,3	2,3	silicon oil	NA	NA	2,40E+01	1,77E+02	1,10E+01	2,17E+02	NA	NA
Roy et al 2013	0,004	0,006	0,05	0,3	2,23	5,5	water	NA	NA	8,92E+03	3,30E+04	2,73E+02	2,49E+03	1,50E-02	5,00E-01
Duarte 2013	0,072	0,072	0	0,8	4,9	22	water	NA	NA	3,53E+05	1,58E+06	2,37E+04	4,79E+05	0,00E+00	7,14E+02
Florez et al 2016	0,04	0,04	4,5	5	2,24	3,98	water	NA	NA	8,96E+04	1,59E+05	2,76E+03	8,70E+03	5,36E+02	6,58E+02

4.1 U₀ VITESSE INITIALE DU JET

La figure 4.1-1 montre la répartition des vitesses testées.

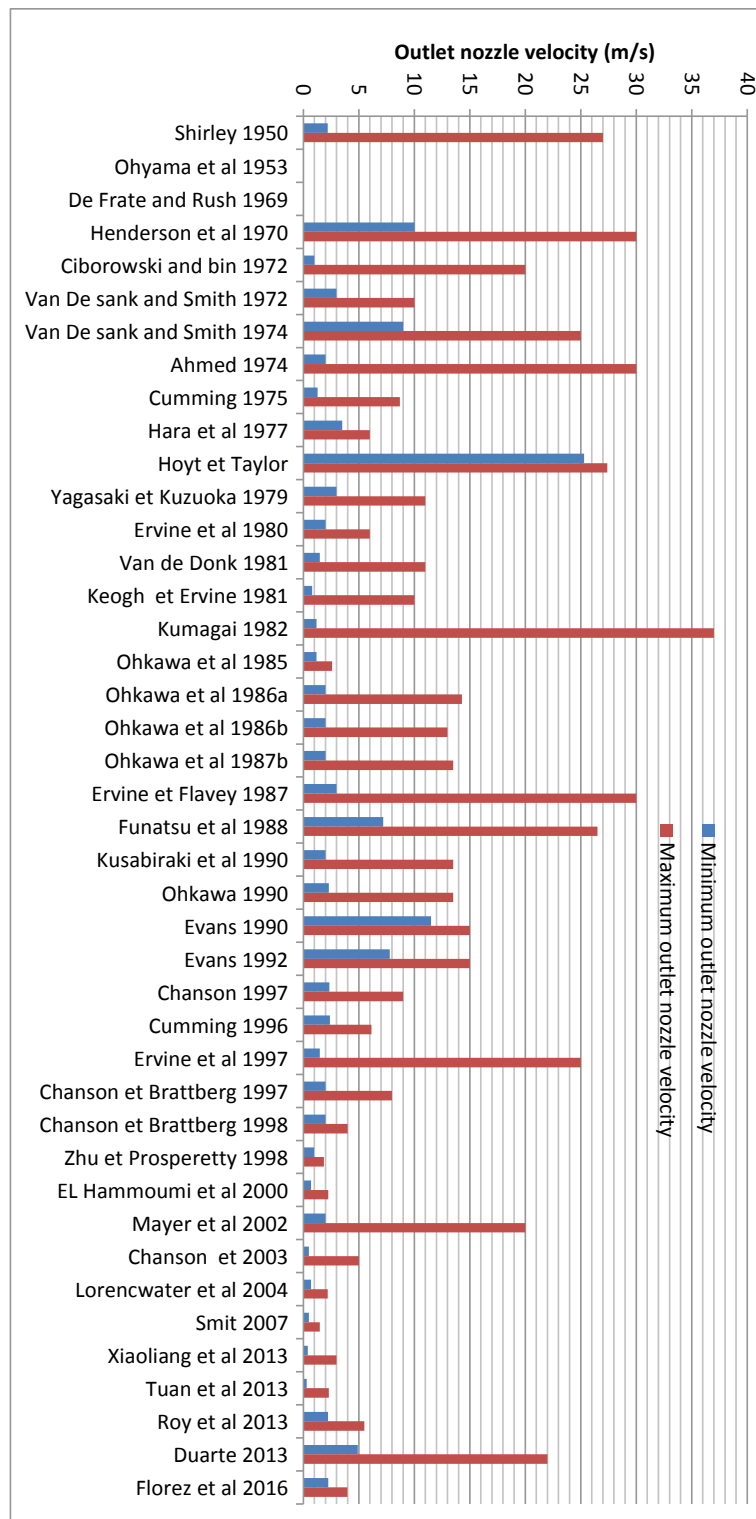


Figure 4.1-1 : Vitesses initiales du jet dans les études disponibles

Les vitesses minimums sont données en bleu. Les vitesses maximales sont figurées en rouge. L'intervalle de vitesses testées est large puisqu'elles sont comprises en 2 et 30 ms^{-1} . Cet intervalle de vitesse induit bien des jets différents puisque qu'un ordre de grandeur a été investigué. Il correspond bien aux vitesses pouvant être observées à la naissance des jets dans les structures hydro-électriques. Il apparaît difficile de retenir certaines études plutôt que d'autres sur ce critère.

4.2 D₀ - DIAMETRE INITIAL

La figure 4.2-1 montre la répartition des diamètres des jets étudiés. Les diamètres maximums de chaque étude sont figurés en rouge alors que les diamètres minimums sont en bleu.

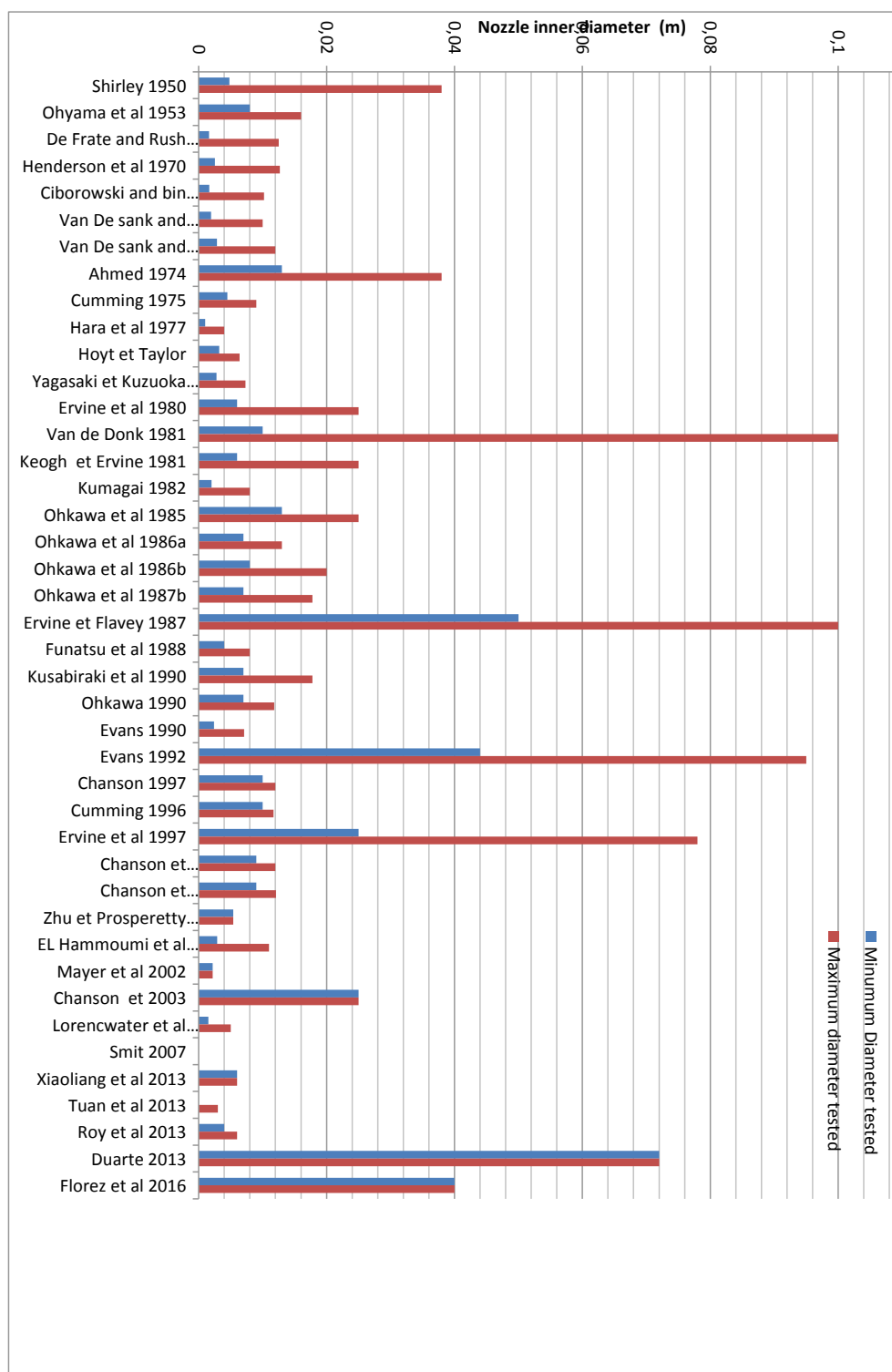


Figure 4.2-1 Diamètre initial dans les études disponibles

Les diamètres les plus largement testés sont d'une taille inférieure à 2 cm. Cinq études s'intéressent à des diamètres plus grands que 5 cm. Il s'agit de la thèse réalisée par Van de

Donk (1981), des études réalisées par Falvey et al (1987) et Ervine et al (1997) et de la thèse de Duarte (2013). Ces cinq travaux ont été réalisés dans le même contexte de jets de grande taille dont on voudrait estimer les effets en termes de puissance, et d'entraînement d'air.

4.3 L_c - LONGUEUR DE CHUTE

La figure 4.3-1 montre la répartition des longueurs de chute étudiées. Les longueurs maximums de chaque étude sont figurées en rouge alors que les minimums sont en bleu.

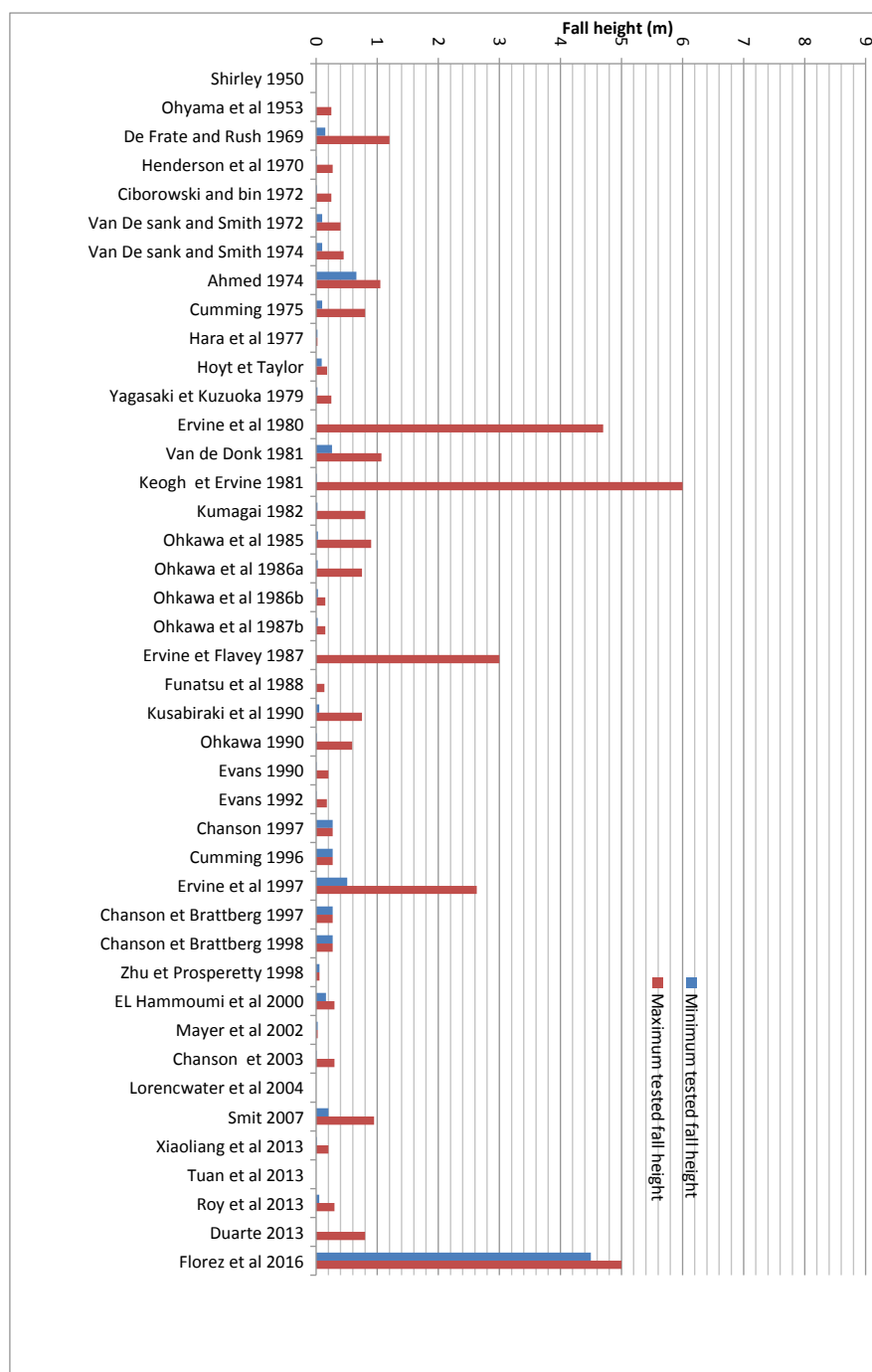


Figure 4.3-1 : Longueur de chute de jet dans les études disponibles

Les longueurs de chute testées le plus largement sont inférieures à 1 m. Seulement 5 études sont composées de jets dont la hauteur de chute est supérieure à 2 m. Il s'agit des

travaux réalisés par Elsawi et al (1980), Keogh et al (1981) et Falvey et al (1987) qui sont en fait les suites d'un même effort de recherche dont Ervine est le dénominateur commun. Une étude récente proposée par Florez et al (2016) a testé une hauteur de chute de 5 m. Ces études sont une mine d'informations pour notre travail. Leurs éléments vont être repris dans la suite de ce texte.

4.4 RE- NOMBRE DE REYNOLDS

La figure 4.4-1 montre la répartition des nombres de Reynolds étudiés. Les nombres de Reynolds maximums de chaque étude sont figurés en rouge alors que les minimums sont en bleu.

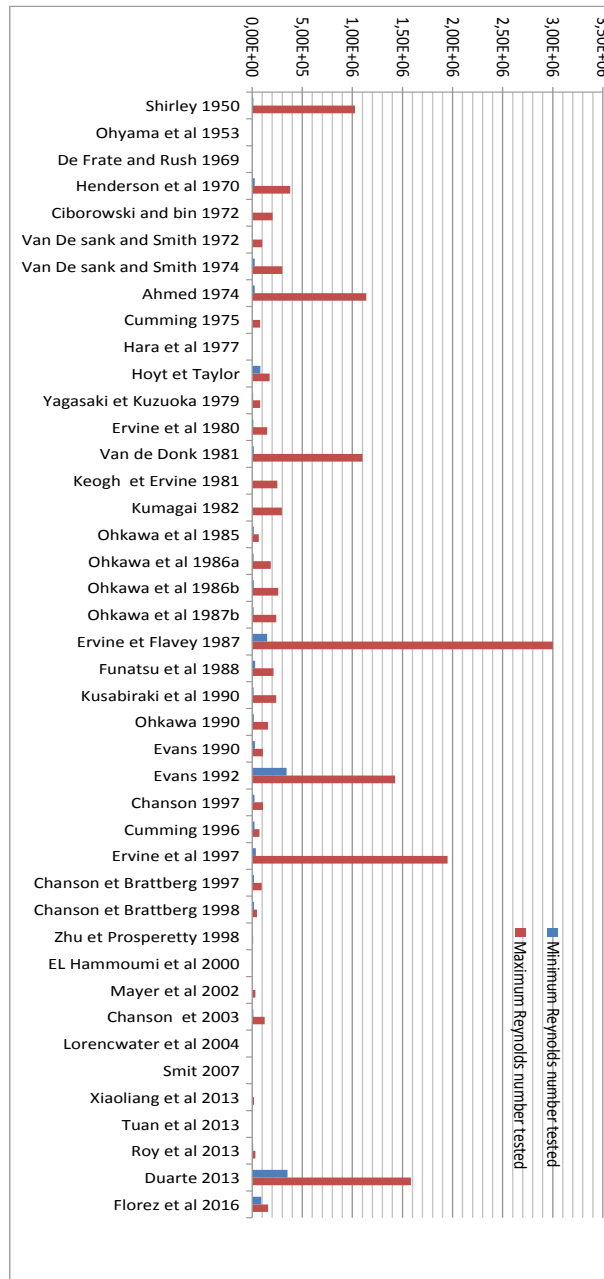


Figure 4.4-1 : Nombre de Reynolds dans les études disponibles

La majorité des nombres de Reynolds considérés dans les études sont inférieurs à $3 \cdot 10^4$. Ces jets sont des jets faiblement turbulents. Seulement 6 études traitent de jets turbulents

établis ($Re > 10^6$), il s'agit toujours de la série des travaux dont Ervine est le fil rouge mais aussi de la thèse de Duarte (2013) et des travaux d'Evans (1992). Les jets de grande dimension constitués d'eau sont a priori des jets turbulents établis.

4.5 WE – NOMBRE DE WEBER

La figure 4.5-1 montre la répartition des nombres de Weber étudiés. Les nombres de Weber maximums de chaque étude sont figurés en rouge alors que les minimums sont en bleu.

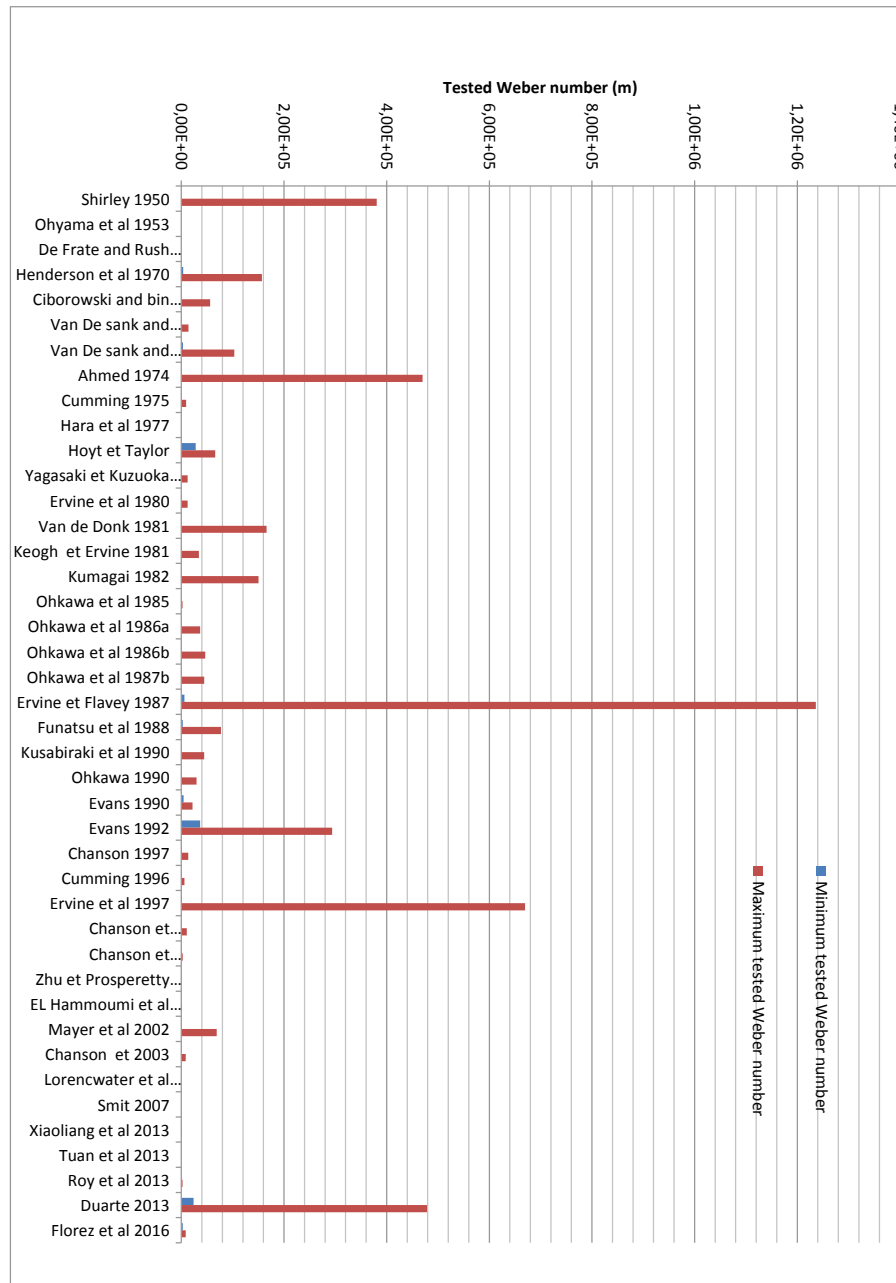


Figure 4.5-1 : Nombre de Weber dans les études disponibles

Comme le nombre de Weber est une représentation de l'énergie cinétique d'impact sur l'énergie de surface, il est un nombre représentatif de la puissance du jet et de sa capacité à générer un milieu diphasique. On voit que ce nombre est inférieur à 10^5 pour une large majorité des études. Néanmoins, ce nombre ne nous permet pas de discriminer les études à privilégier.

4.6 PI – PUISSANCE D'IMPACT

La figure 4.6-1 montre la répartition de la puissance d'impact des jets étudiés. Les puissances d'impact maximums de chaque étude sont figurées en rouge alors que les minimums sont en bleu.

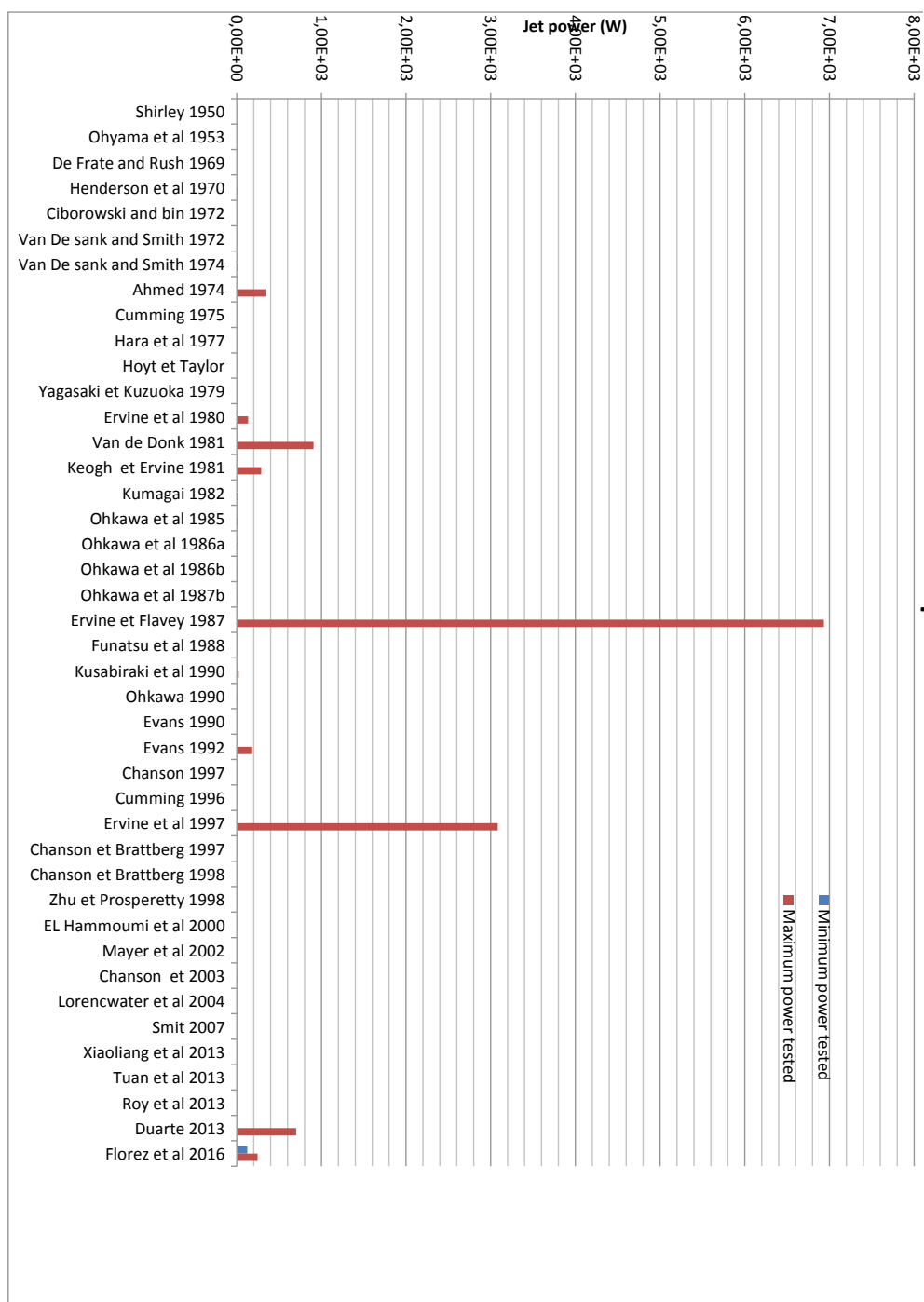


Figure 4.6-1 : Puissance des jets à l'impact dans les études disponibles

Les puissances d'impact permettent de faire une concaténation des paramètres listés précédemment. Il apparait que l'écrasante majorité des études sont menées sur des jets dont les puissances sont inférieures à 1kW. Les études réalisées par les différentes collaborations d'Ervine sortent du lot avec des puissances disponibles de 3 et 7kW.

4.7 LOI D'EVOLUTION DES JETS LORS DE LA CHUTE

Là encore, de nombreuses études existent sur l'évolution des jets lors d'une chute ou d'une projection comme en témoigne le livre rédigé par A.Lefebvre (1989) sur l'atomisation et les sprays. Mais l'évolution des jets peut aussi être liée à un forçage : en effet, les jets peuvent être assistés, initiés par rotation, etc. Les jets auxquels nous nous intéressons ici sont des jets libres tombant dans de l'air au repos.

Pour ce genre de jet, Bin (1993) indique que l'évolution des jets libres pendant leur chute est très fortement liée à la turbulence dans ce jet à la buse et à son interface avec l'air ambiant. L'effort de recherche le plus proche des dimensions d'intérêt a conduit à la proposition d'évolution formulée par Ervine et al (1997). La figure 4.7-1 illustre cette évolution. La zone A est la zone de formation des ondes de surface qui sont initiées par la turbulence interne. La tension superficielle retient la formation de ces ondes. Le jet est laminaire pour la seule zone A1 qui est très petite pour des jets de grand diamètre et de débits important. La zone A3 est le lieu de la transformation des ondes de vagues vers des vortex. Ces vortex vont se transformer en rugosités chaotiques. Le volume occupé par l'air est de plus en plus important au cours de la chute. Les contraintes entre le jet et l'air environnant deviennent petites. Les rugosités deviennent de plus en plus grandes jusqu'à arriver à un point où elles sont assez larges pour pénétrer le corps continu du jet. Ce point délimite ce qui est appelé la longueur de brisure. Dans la zone C, au-delà de ce point, le jet est discontinu. Ervine et al (1997) postulent que cette longueur est contrôlée par la tension de surface et la turbulence. Les nombres de Weber et de Reynolds décrivent ces deux effets. Les paquets d'eau sont soumis à deux effets contraires à savoir l'éclatement du jet dû à la turbulence et la contraction du jet due à l'accélération par la gravité, qui se combinent pour produire à l'arrivée une largeur effective du jet à l'impact.

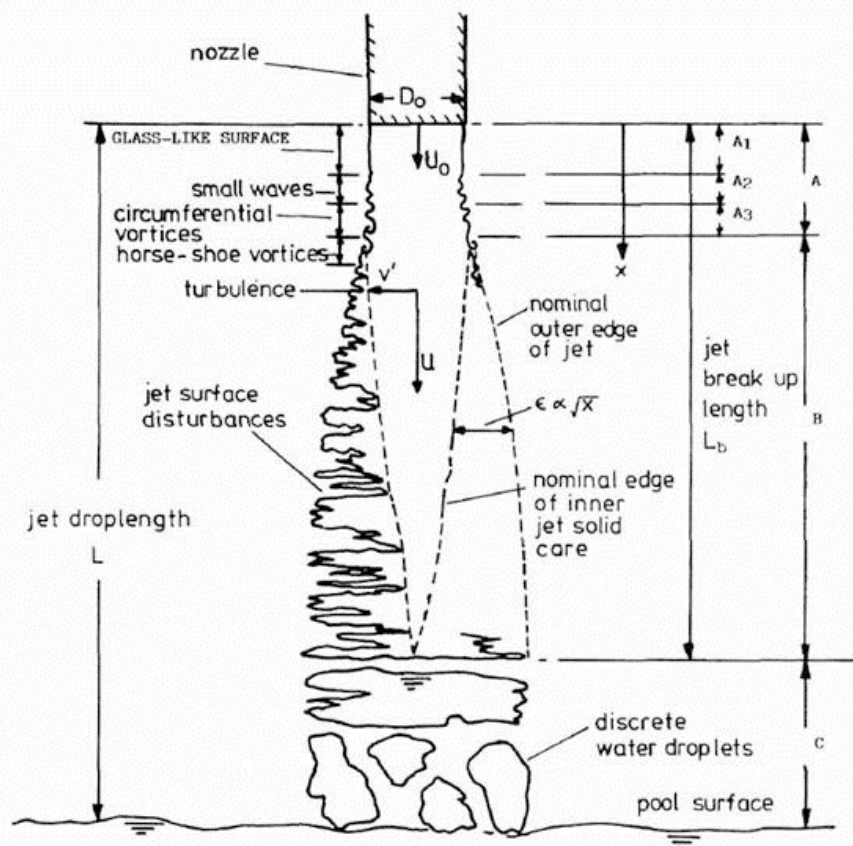


Figure 4.7-1 : Modèle d'évolution proposé par Ervine et al (1997)

Les expériences menées par Baron (1949), McKeogh et al (1978), Withers (1991), sur plusieurs échelles de jet et niveaux de turbulence à la buse conduisent l'auteur à proposer la relation semi empirique suivante pour évaluer la longueur de brisure.

$$\frac{L_b}{D_0 F_r^2} = \frac{1.05}{(1.14 * Tu * F_r^2)^{0.82}}$$

4.7.1 JETS TRES RAPIDES

Les travaux menés par Hoyt et al (1977) montrent clairement l'évolution d'un jet de gazole de la zone A à la zone B. La figure 4.7-2 rend compte de l'évolution du jet pour une vitesse à la buse de 25 m/s avec un diamètre de 6.3 mm sur une longueur de 82 mm soit 13 D₀.

La figure 4.7-3 montre l'évolution d'un jet de gazole de 22.9 ms⁻¹ avec une buse de 3.6 mm de diamètre sur une longueur de 216D.

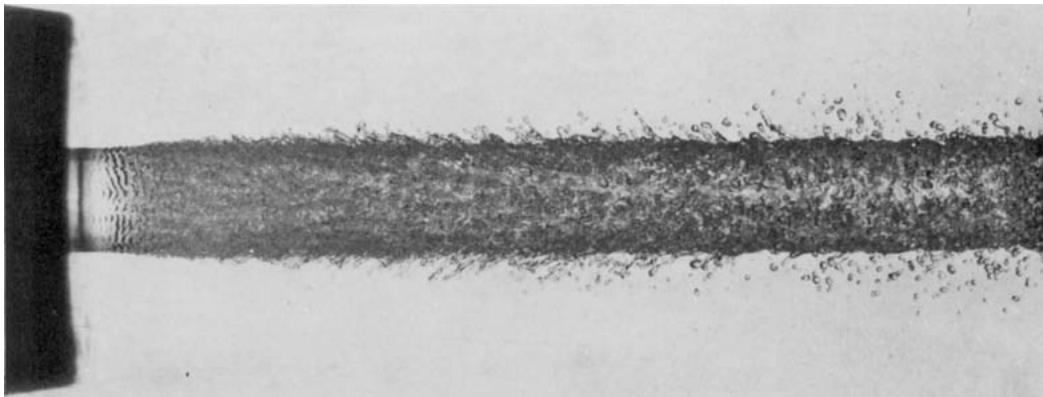


Figure 4.7-2 : Jet testé par Hoyt and Taylor, 1977 avec 25 m/s et 6.3 mm de diamètre ; évolution sur 1.36 m (216 D)

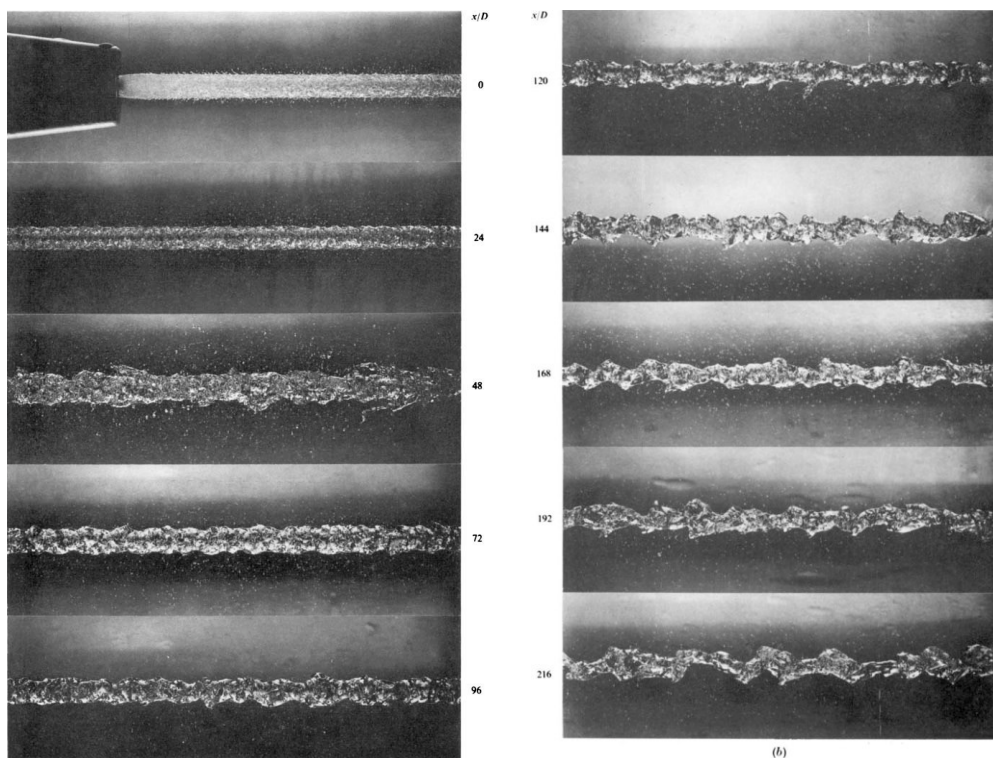


Figure 4.7-3 : Jet avec un diamètre de 3.6 mm, une vitesse de 22,9 m/s (Hoyt and Taylor, 1977).

4.7.2 JETS BRISES

A l'autre extrémité des types de jets se trouvent les impacts créés par des gouttes isolées issues d'un jet complètement atomisé. Ces types d'impacts sont l'objet de nombreuses recherches dont celles de Rein (1993), Tran et Al (2013).

Ce mécanisme a été particulièrement bien explicité par Zhu et al (2000). L'entraînement d'air est ici causé par l'impact d'une boule d'eau isolée venant impacter violemment la surface de liquide comme décrit sur la figure 4.7-4. Un transfert d'énergie du jet permet la formation d'une cavité d'air. Cette cavité est ensuite convectée puis transformée en bulle dans le bassin de réception.

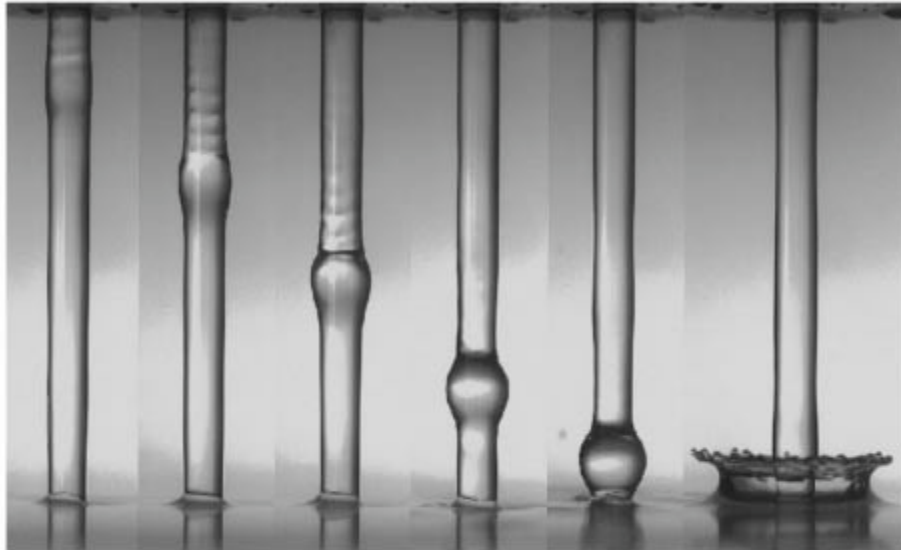


Figure 4.7-4 : Visualisation du développement d'une perturbation entre le jet et la surface libre de réception (Zhu et al., 2000a)

5. JETS - DEBIT D'AIR

L'idée est ici d'illustrer la multiplicité des états de jets. Dans ce but, le débit d'air sera pris comme exemple. Concernant la taille des bulles et la profondeur de pénétration, la revue bibliographique sera synthétisée en comparaison des mesures réalisées (cf partie Comparaison Corrélations-Mesures "Canal de Pont de Claix"). Cette section est dédiée à un point sur l'état de l'art concernant le débit d'air entraîné. Il apparaît deux catégories distinctes à la lecture des études disponibles : Les jets avec forte viscosité et les jets avec faible viscosité. Pour notre domaine d'étude, les jets seront du second type. Les études sur les jets à forte viscosité permettent cependant de comprendre certains points intéressants et seront donc aussi abordées.

5.1 JET A FORTE VISCOSITE

Ce type de jet est particulièrement bien documenté. Il s'agit de jets de petite échelle bien adaptés à l'étude en laboratoire. La physique associée à l'entraînement d'air pour ce type de jet est bien connue.

Lorencean et al (2004) expliquent très précisément le mécanisme d'entraînement d'air pour des liquides 20 à 100 fois plus visqueux que l'eau. Les diamètres de jets testés sont compris entre 3.5 et 5.2 mm avec une vitesse en sortie de buse comprise entre 0.7 et 2.5 ms⁻¹. La

figure 5.1-1 montre la pénétration d'un jet d'huile de silicone dans un réservoir et la formation du film permettant l'entraînement d'air.

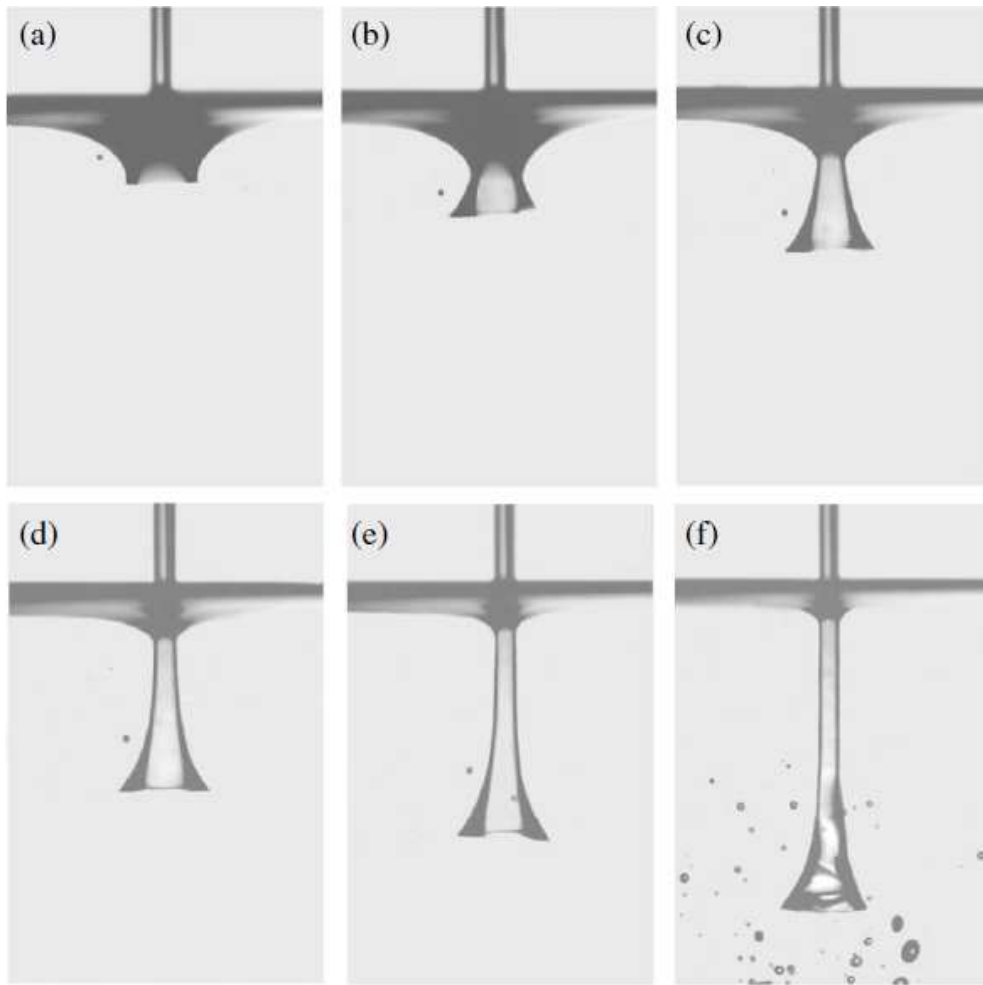


Figure 5.1-1 : Jet visqueux de 1.5 mm de (huile de silicone) plongeant dans un bain du même liquide (Lorenceanu et al. 2004)

Les auteurs montrent que l'entraînement d'air ne commence qu'à partir d'un certain seuil. Ce seuil est d'après les auteurs et leurs références, directement lié au nombre Capillaire ($Ca = \frac{\mu U}{\sigma}$). Ils fournissent un raisonnement basé sur l'analyse dimensionnelle qui montre que le débit d'air entraîné par unité de périmètre est proportionnel à la vitesse à l'exposant cinq tiers jusqu'à un Ca égal à un et qu'après ce seuil, ce débit devient proportionnel à la vitesse à l'exposant trois demis.

- $q_a \propto V^{5/3}$ si $Ca < 1$
- $q_a \propto V^{3/2}$ autrement.

Ainsi pour ce type d'écoulement, les paramètres d'entraînement d'air sont bien connus. Mais l'objet de notre recherche est bien éloigné de ces jets.

5.2 JET AVEC UNE FAIBLE VISCOSITE

Une large majorité de jets et en particulier tous ceux où le liquide est de l'eau sont dans cette catégorie. Une multitude de formes peut être observée pour ce type de jets. Les nuages de bulles de deux jets de cette catégorie peuvent largement différer comme en attestent les différences de densité de bulles entre la figure 5.2-1 et la figure 5.2-2.



Figure 5.2-1 : Nuage de bulles créé par un jet plongeant ($U_0 = 2.25 \text{ m/s}$, $D_0 = 4 \text{ mm}$, $L_c = 50 \text{ mm}$) Roy et al (2013)

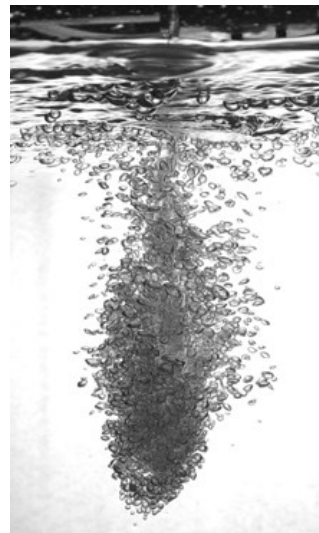
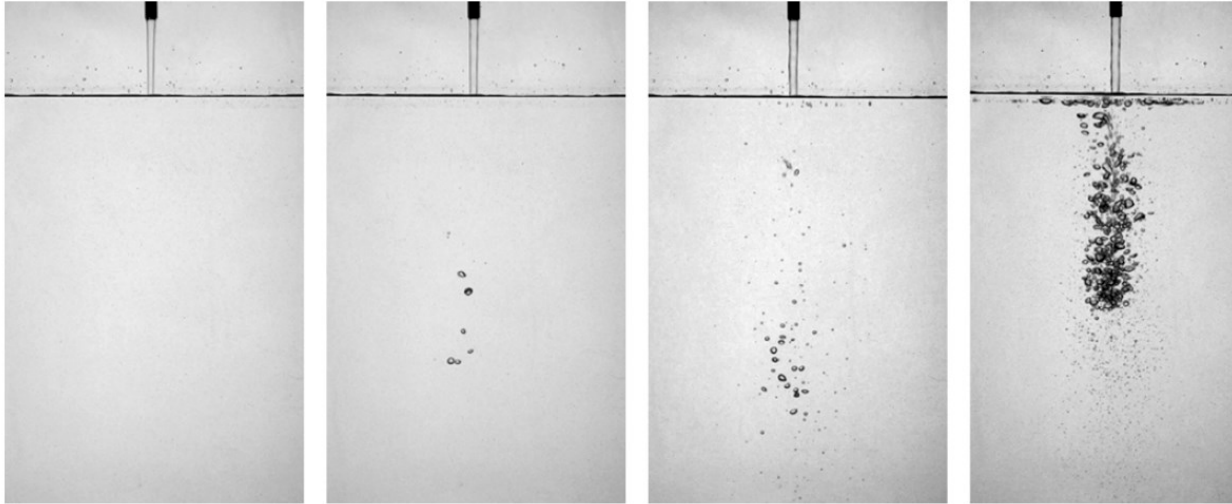


Figure 5.2-2 : Nuage de bulles créé par un jet plongeant ($U_0 = 5.50 \text{ m/s}$, $D_0 = 4 \text{ mm}$, $L_c = 300 \text{ mm}$) Roy et al (2013)

La prédiction de l'entraînement d'air pour ce type de jets est nettement moins aisée. Le tableau 5-1 issu de la concaténation des modèles listés par Chanson (1996) et par Miwa et al (2018) montre la diversité des modèles proposés quant au seul paramètre du débit d'air entraîné. Derrière ces nombreux modèles se cache en fait une disparité des jets. La forme du jet à l'impact peut varier d'un jet continu cohérent à un jet totalement éclaté avant l'impact. La vitesse d'impact, tout comme le diamètre d'impact, peut elle aussi varier dans une importante plage. Le type de buse générant le jet a aussi toute son importance puisque la turbulence est mise en avant dans les études disponibles. Bin (1993) propose une revue exhaustive de la littérature et propose de classer les jets selon leur état. Il propose deux catégories : des jets continus et des jets atomisés qui tombent comme des ensembles de gouttes d'eau. En ce sens il y a un consensus vu le modèle d'évolution mentionné à la section 4.7.

Comme pour les jets à forte viscosité, Qu et al (2013) montrent qu'il existe plusieurs types de régime d'entraînement d'air pour les jets de faible viscosité. Certains jets n'entraînent pas d'air alors que d'autres causent un entraînement intermittent (cf figure 5.2-3). Enfin, certains

jets entraînent de l'air en continu. Les auteurs illustrent cela par les images de la figure 5.2-3, le diamètre du jet est de 6 mm. Les vitesses à la buse de l'écoulement d'eau sont comprises entre 1 et 2 m/s, la longueur de chute est de 5 cm ($L_c/D_0=8.3$).



(a) Pas d'entraînement d'air, $U_0=1$ m/s (b) Début Entraînement d'air, $U_0=1.2$ m/s (c) Entraînement d'air intermittent, $U_0=1.4$ m/s (d) Début Entraînement d'air, $U_0=2$ m/s

Figure 5.2-3 : Image de l'entraînement d'air causé par un jet d'eau ($D_0 = 6$ mm, $L_c=5$ cm), Qu et al (2013)

Sene (1988) propose deux différents modèles théoriques encadrants le débit d'air entraîné pour deux types de jets, les jets à petite vitesse et les jets à vitesses fortes. Il base son raisonnement sur l'observation de jets plans puis il adapte son approche aux jets circulaires. Les mécanismes d'entraînement d'air sont abordés spécifiquement dans la section suivante.

Il propose l'explication suivante pour l'entraînement d'air pour les jets à faible vitesse : Les perturbations à la surface du jet forment des bosses ou des creux. Elles génèrent l'entraînement d'air en-dessous de la surface du liquide récepteur. Mais comme la vitesse d'écoulement est faible, les forces de tension superficielles empêchent l'interface du liquide de réception de suivre les perturbations du jet. En conséquence, c'est la taille des tourbillons turbulents au voisinage du jet dans le liquide récepteur, qui régule la taille des bulles. Finalement, le rapport volume d'air sur le volume d'eau, donne accès, au débit d'air entraîné. Sene (1988) propose alors comme loi d'échelle pour les jets lents un débit d'air proportionnel à la vitesse d'impact au cube, soit $Q_a \propto \pi D_i U_i^3$. Il apparaît dans ce cas que le débit d'air est significativement dépendant du taux de turbulence dans le jet.

Pour les jets à hautes vitesses, l'auteur propose un mécanisme différent. Il l'explique ainsi : Une couche d'air, mise en mouvement par les forces de cisaillement à la surface du jet, pénètre sous la surface au point d'impact. Dans le liquide récepteur, cette couche est décomposée en une succession de bulles par des vagues d'instabilité de surface. L'auteur pense qu'il est probable qu'une couche d'air s'établisse dans des régions localisées le long du jet, au voisinage de la surface de réception. Avec les vitesses d'impact élevées, ces régions se joignent en une unique couche continue autour du jet à l'interface jet/ liquide de réception. Le gradient de pression est équilibré par les cisaillements imposés sur l'air par le jet. Le débit d'air est déduit de cet équilibre.

En conséquence, pour les jets à haute vitesse, Sene (1988), propose $Q_a = \pi D_i 0.33 \sqrt{\frac{2\mu_l}{\rho_l g \sin(\frac{\pi}{2}-\theta)}} * U_i^{3/2}$

Ces deux modèles sont cohérents avec les mesures disponibles à la date de rédaction.

Les autres modèles explicités ici concernent les études menées sur des jets circulaires dont les dimensions sont plus proches de celles que nous avons étudiées.

Ervin (1998) propose pour des jets circulaires : $Q_a = 1.73 \left(\frac{\mu_l}{2g\rho_l} \right)^{1/2} U_i^{3/2}$

Celui proposé par Henderson (1970) est simple : $\frac{Q_a}{Q_l} = \left(\frac{D_i}{D_0} \right)^2 - 1$. Le modèle est construit en disant que l'air entrainé sous la surface est en fait préalablement compris dans la couronne d'élargissement du jet.

Il est repris par Mc Keogh et al (1981) et est transformé en $\frac{Q_a}{Q_l} = 1.4 \left[\left(\frac{2\epsilon}{D_i} \right)^2 + 2 \left(\frac{2\epsilon}{D_i} \right) - 0.1 \right]^{0.6}$ avec ϵ qui est la taille de la corrugation du jet et par Evan et al (1996) sous la forme $\frac{Q_a}{Q_l} = \left(\frac{D_{max}}{D_{min}} \right)^2 - 1$

Ce modèle est basé sur des expériences dont les dimensions caractéristiques sont $D_0 = 6-25$ mm ; $L_c = 0-4.7$ m et $U_0 = 2-6$ m/s. Les auteurs pensent que le ratio des débits dépend principalement de la largeur des corrugations du jet à l'impact. Ce modèle étant très peu pratique à utiliser, Elsawy et al.(1980) reprend les données et propose la corrélation : $Q_a = 1.3 * 10^{-4} \left(\frac{1}{2} \rho_l Q_l U_i^2 \right)^{0.61}$

Van de Donk (1981) propose un modèle basé sur des mesures de $D_0 = 10-100$ mm ; $L_c = 0.26-1.07$ m et $U_0 = 2-10$ m/s : $Q_a = 0.09 Q_l \left(\frac{L_c}{D_0} \right)^{0.65}$

Tous ces modèles sont semi-empiriques, ils sont donc fortement dépendants des conditions expérimentales utilisées pour les mettre au point. Le tableau 5-1 ci-dessous liste l'ensemble des modèles trouvés dans la littérature, excepté ceux explicités ci-dessus. L'ensemble des modèles listés concernent des jets de dimensions de l'ordre du millimètre. Il faut noter que grand nombre d'essais ont été réalisés avec des jets de tailles comparables.

Tableau 5-1 : Récapitulatif des propositions de modèles d'entraînement d'air

Référence	Modèle	Conditions expérimentales	Commentaires
Lin et Donnelly (1966)	$\frac{Q_a}{Q_l} = K(U_i - U_0)$	$U_i = 1-2.1 \text{ ms}^{-1}$ $D_i = 5 \text{ mm}$	Jet circulaire vertical
Van de Sande et al (1972)	$Q_a = K \sin \theta^{-1.2}$	Non connues	Jet circulaire horizontal
Van de Sande et al (1973)	$Q_a = K \sin \theta^{-1.4}$	$\theta = 30-75^\circ$	Jet circulaire horizontal
	$Q_a = K_1 U_i^{2.6}$	$U_i < 5 \text{ ms}^{-1} / \theta = 30^\circ$	Jet circulaire horizontal
	$Q_a = K_1 U_i^{0.53}$	$U_i = 5-10 \text{ ms}^{-1} / \theta = 30^\circ$	Jet circulaire horizontal
	$Q_a = K_1 U_i^{1.8}$	$U_i = 10-25 \text{ ms}^{-1} / \theta = 30^\circ$	Jet circulaire horizontal

			Jet circulaire horizontal
Ervine et Elsawy (1975)	$\frac{Q_a}{Q_i} = K \left(1 - \frac{U_0}{U_i}\right)$	$U_i = 1.5-9 \text{ ms}^{-1}$	Jet plan 2D
Van de Sande et al (1975)	$Q_a = K \frac{D_i^{1.5} U_i^{2.25}}{(\sin \theta)^{9/8}}$	$U_i = 2-5 \text{ ms}^{-1}$ $D_i = 2.8-10 \text{ mm}$ $\theta = 20-60^\circ$	Jet circulaire Courte hauteur de chute
Mc Keogh (1978)	$\frac{Q_a}{D_i} = 0.0018(U_i - U_0)$	$U_i < 9 \text{ ms}^{-1}$ $D_i = 2.75-10 \text{ mm}$	Jet vertical
Yagasaki et al (1975)	$Q_a = K_1 U_i^{0.32}$ $Q_a = K_2 U_i^{1.4}$	$U_i = 4-7 \text{ ms}^{-1} / D_i = 2.8-10 \text{ mm}$ $U_i = 7-12.5 \text{ ms}^{-1} / D_i = 2.8-10 \text{ mm}$	Jet vertical
Ervine et al (1982)	$\frac{Q_a}{D_i} = 0.0045(U_i - U_0)^3$	$U_i = 3-6 \text{ ms}^{-1}$ $\theta = 90^\circ$	Jet plan en deux dimensions
Bin (1993)	$\frac{Q_a}{Q_i} = 0.04 Fr^{0.28} \left(\frac{L_c}{D_0}\right)^{0.4}$	$10 < \frac{L_c}{D_0} < 100$	
Kusibiraki et al (1990)	$\frac{Q_a}{Q_i} = A Fr^{B(L_c/D_i)^C} \left(\frac{L_c}{D_i}\right)^D$	$U_i = 2-13.5 \text{ ms}^{-1}$ $D_0 = 7-17.8 \text{ mm}$ $L_c = 50-750 \text{ mm}$	Jets d'eau de glucose, de KCl et d'éthanol de corn syrup et de tween 60#
Yamagiwa et al (1990)	$Q_a = 0.04 U_i^{1.66} L_c^{0.48} D_0^{1.59}$	$U_i = 6.6-13.4 \text{ ms}^{-1}$ $D_0 = 8-13 \text{ mm}$ $L_c = 0.03-0.15 \text{ mm}$	Jet vertical 2D
Wood (1991)	$\frac{Q_a}{Q_i} = K(Re, Tu) Fr^2$	Hautes vitesses	
Brattberg et al (1998)	$\frac{Q_a}{Q_i} = 7.7 * 10^{-4} \left(\frac{L_c}{D_i} - 1.04\right) \left(\frac{U_i - U_0}{\sqrt{g D_i}}\right)^{1.8}$	$U_i < 4 \text{ ms}^{-1}$ $U_i = 4-8 \text{ ms}^{-1}$	Jet vertical 2D

	$\frac{Q_a}{Q_l}$ $= 2.0$ $* 10^{-3} \left(\frac{L_c}{D_i} \right)$ $- 1.04 \left(\frac{U_i - U_0}{\sqrt{g D_i}} \right)$ $- 9.3$		
El Hammoumi et al (2002)	Re<2300 $\frac{Q_a}{Q_l}$ $= 6.0$ $* 10^{-5} \frac{\rho_l^{0.418} \mu_l^{-0.735}}{\rho_a^{0.5} \sigma^{-0.818} g^{-0.0}}$ Re>3200 $\frac{Q_a}{Q_l}$ $= 9.2$ $* 10^{-2} \frac{\rho_l^{0.022} \mu_l^{1.3}}{\rho_a^{0.5} \sigma^{0.817} g^{0.45}}$	$U_i = 0.7-2.25 \text{ ms}^{-1}$ $D_0=2.9-11.0 \text{ mm}$ $L_c=160-300 \text{ mm}$	
Harby et al (2014)	$\frac{Q_a}{Q_l}$ $= K_1 Fr^{K_2} \left(\frac{L_c}{D_0} \right) \left(\frac{L_{bus}}{D_0} \right)$	$U_i = 2.5-13 \text{ ms}^{-1}$ $D_0=6-14 \text{ mm}$	Estimations à partir de simulations numériques

Aucun consensus n'apparaît quant au débit d'air entraîné. Les modèles dépendent fortement des conditions expérimentales utilisées pour leur validation. De nombreux modèles sont proposés, mais semblent limités à leur domaine d'étude. Il est difficile de dégager des tendances pouvant s'extrapoler sans problème vers d'autres conditions. A ce titre, l'étude proposée par Miwa et al (2018) propose un nouveau modèle pour quantifier l'entraînement d'air.

$$\frac{Q_a}{Q_l} = 0.00102 \left(\frac{\sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_a)g}}}{D_i} \right)^{1.55} We^{1.11}$$

Les conditions expérimentales sont : $D_0 = 13-16 \text{ mm}$; $L_c=110-210 \text{ mm}$, $U_0 = 1-2.5 \text{ m/s}$ et θ de 0 à 75° . Les fluides utilisés sont : eau, alcool dilué, eau et sucre mélangés. Ce modèle est en capacité de retrouver l'ensemble des 170 mesures de débit d'air réalisés dans ce cas à moins de 16 % près. Mais lorsque les mesures réalisées par Miwa et al (2018) sont implémentées dans les autres modèles proposés par des expériences à des dimensions comparables, les écarts entre les mesures et les modèles sont compris dans une fourchette de 4 % à 50 %. Si l'on parle de débits d'air entraînés par des jets de la dimension des études de McKeogh (1981) ou bien de Van de Donk (1981), alors les écarts grimpent autour de 150 %. Miwa et al (2018) en concluent que leur modèle est applicable seulement pour des jets de tailles, de longueurs et de vitesses comparables à leurs expériences. En outre, la majorité des relations proposées font intervenir le diamètre à l'impact. Cela induit mécaniquement des difficultés

d'application car ce diamètre peut s'avérer difficile à mesurer ou à prévoir en cas de jets développés.

Cela témoigne de la nécessité d'adapter les modèles aux cas étudiés dans l'état des connaissances actuelles.

5.3 MECANISME D'ENTRAÎNEMENT D'AIR

Les mécanismes d'entraînement d'air font consensus autour des idées résumées par Mc Keogh et al (1981) et illustrées dans la figure 5.3-1.

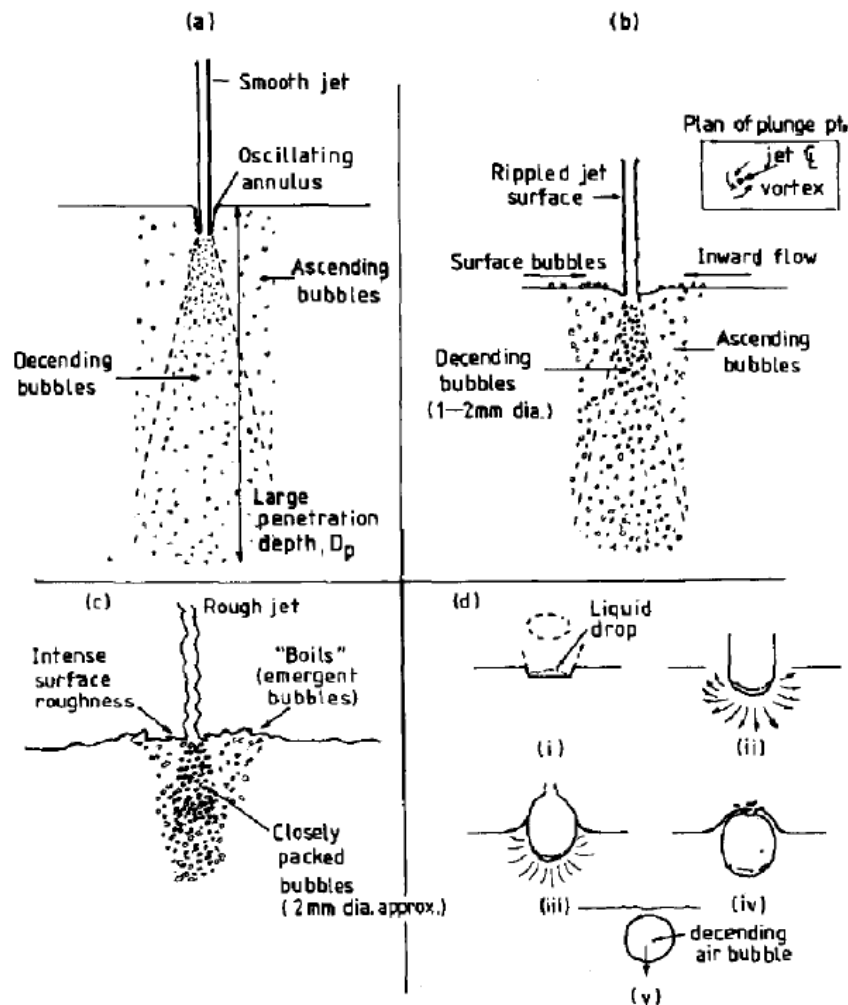


Figure 5.3-1 : Schéma des mécanismes d'entraînement d'air proposés par McKeogh et al (1981)

L'air pénètre dans l'eau soit à la faveur d'un film se formant entre le jet et la surface de l'eau. Puis, le film se brise pour former des bulles entraînées par la vitesse résultant de l'impact du jet et de la surface. Pour des jets avec des vortex ou bien des corrugations, le film précédent est instable. Il s'ajoute aussi des paquets d'airs entraînés par les vortex ou les corrugations. Ces poches d'air se découpent ensuite en bulles et sont entraînées par le jet.

Enfin, lorsque le jet est éclaté, les gouttes viennent frapper la surface de l'eau. Lors de l'impact se forme un coussin d'air autour de la goutte. Ce coussin est dû à la déformation de la surface libre. Ce coussin est ensuite divisé en bulles entraînées par la vitesse résultant de l'impact.

La figure 5.3-2 montre le développement de la cavité puis le détachement des bulles lorsqu'une goutte vient impacter la surface. Ces images sont issues du travail de Zhu et al (2000).

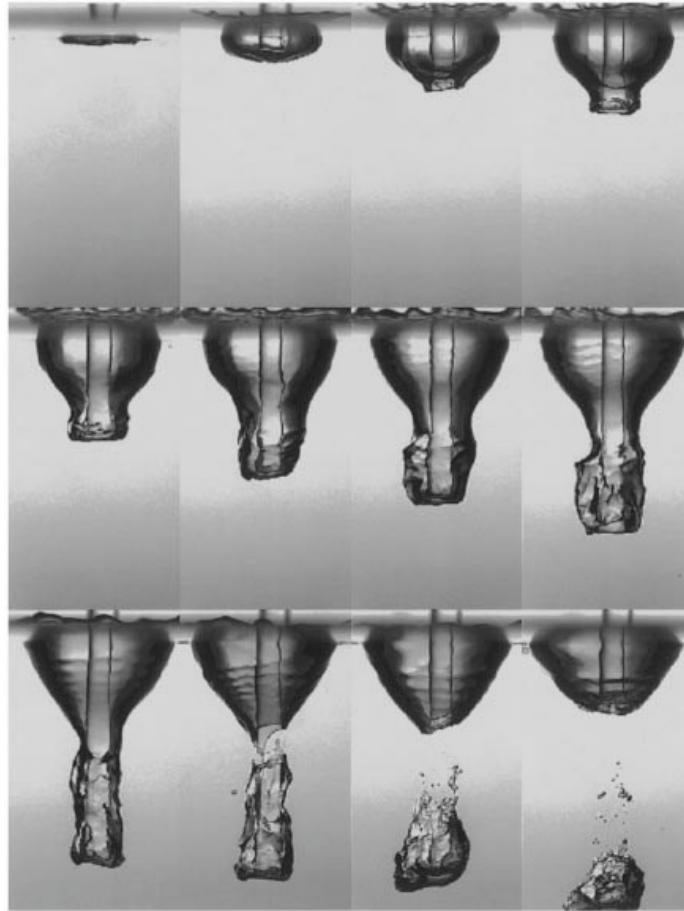


Figure 5.3-2 : Images de la formation de la cavité d'air en dessous de la surface lors de l'impact d'une goutte (Zhu 2000)

6. CONCLUSION SUR L'ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

Nous avons vu que les modèles définissant le seul rapport débit d'air sur débit d'eau sont nombreux. En généralisant aux autres variables, cela induit une complexité dans l'étude des jets car il faut être en capacité d'évaluer l'influence de chaque paramètre. La complexité de réalisation des mesures vient encore ajouter un obstacle à l'obtention de résultats valides pour l'intégralité des phénomènes créés par ces jets.

Nombre de modèles proposés sont appliqués à des jets de petits diamètres avec des petites longueurs de chute. Même appliqués à des jets de petites dimensions, les modèles restent peu précis et cantonnés à leur domaine particulier. La principale explication est la diversité des formes de jets existants, les difficultés de mesure et l'existence de paramètres mal identifiés. Aucun modèle ne permet de lier les propositions entre elles, aucune loi de similitude n'a été validée pour passer d'une échelle à l'autre.

Il ressort que le corpus des études menées par Elsawi, Keogh, Falvey, Ervine est une série d'études dédiées aux jets de plus grandes dimensions, qui s'approchent de celles que nous nous proposons d'étudier dans notre travail. Nous reviendrons sur leurs résultats à la fin de ce manuscrit afin de voir s'ils peuvent s'appliquer à nos jets qui sont de dimensions encore

plus grandes. La thèse de Van de Donk est elle aussi à regarder de près car au-delà de la puissance, elle fait partie des études les plus proches des grandes échelles qui nous intéressent.

En d'autres termes, il n'y a pas de consensus clair sur les paramètres dominants et sur les lois d'échelle pertinentes pour prédire la profondeur de pénétration. Cette situation est prouvée par la variété des configurations à prendre en compte en termes de topologie du jet à l'impact, qui vont de lisse à rugueux et jusqu'à complètement déstabilisé en fonction de la taille et de la vitesse du jet.

La difficulté vient des jets clairement protéiformes, de la multiplicité des paramètres et de la complexité des protocoles expérimentaux à mettre en place pour appréhender l'influence de tous les paramètres. Un autre enjeu de notre étude est de clarifier les mécanismes en identifiant les variables cachées, qui contrôlent l'état du jet à l'impact et qui sont probablement responsables de la dispersion constatée dans la bibliographie.

Comparaison Corrélations- Mesures “Canal de Pont de Claix”

Devant ces constats, nous nous sommes demandé comment est-ce que des jets dont les principales dimensions sont plus grandes, se situaient par rapport aux modèles les plus proches de nos dimensions. Est-ce que les études disponibles suffisent à correctement approximer les conséquences de l'impact d'un jet de grandes dimensions ? Pour cela, nous avons conçu un premier double moyen d'essai avec des jets de tailles intermédiaires avec des buses de diamètre 135 et 164 mm chutant d'environ 3 m. Ces essais et leurs résultats sont détaillés dans l'article publié dans « 6th International Symposium on Hydraulic Structures », 2016, édité par B. Crookston & B. Tullis (Eds.), Hydraulic Structures and Water System Management. doi:10.15142/T3540628160853 (ISBN 978-1-884575-75-4).

Les modèles les plus pertinents au regard des configurations testées ont été comparés aux mesures réalisées sur le premier dispositif expérimental que nous nommerons « dispositif de Pont de Claix ». Nous avons aussi profité de ce moyen d'essai exceptionnel pour mieux cerner les propriétés internes des jets.

6.1 EXPERIMENTAL STUDY OF LARGE SCALE PLUNGING JETS

G. GUYOT^{1,5}, M. RODRIGUEZ², M. PFISTER³, J.P. MATAS⁴ and A. CARTELLIER⁵

¹EDF Hydraulic Engineering Center
Savoie Technolac, 73370 Le Bourget du lac, France

²CERG Lab
7, rue Lavoisier, 38800 Le Pont de Claix, France

³Laboratory of Hydraulic Constructions (LCH)
EPFL

Station 8, 1015, Lausanne, Suisse

⁴LMFA - Université Claude Bernard Lyon I

43, boulevard du 11 novembre 69 622 Villeurbanne Cedex, France

⁵ Université Grenoble Alpes, CNRS, LEGI, F-38000 Grenoble, France

E-mail: gregory.guyot@edf.fr

ABSTRACT

The lack of knowledge regarding air entrainment caused by large jets in hydraulic structures, such as downstream Pelton turbines, has led EDF (Electricité de France) to carry out a test series to optimize the La Coche Power plant. The data extracted from this work have been used in the frame of a research project.

A first experiment, performed on a large jet impacting the free surface of an open channel, has confirmed that physical phenomena concerning the behavior of large scale plunging jets are still not well understood. The main parameters that have been measured are: the penetration depth, the entrained air flow rate, the average bubble size below the free surface and the rising slope of the bottom boundary of the bubble plume. Globally, when comparing the data collected downstream the jet impact zone with the predictions proposed in the literature, the different relations are not scalable with the jet dimension. Moreover it appeared that these parameters are intimately linked to the jet state upstream the impact point. Consequently a second experimental set-up was designed to measure the dynamic pressure and the void fraction inside the jet. These results have shown that even an elementary parameter such as the breaking length is not well predicted by existing formula. Indeed, high frequency videos have proved that in certain cases the jet is still continuous while literature predicts a broken jet. In addition, the experimentations show that the jets are flapping during the fall and thus impact the free surface over an enlarged region.

Keywords: *Plunging jet, air entrainment, experimental jet statement, large jets.*

6.1.1 INTRODUCTION

Air-entrainment caused by a transition between free-surface flows and confined flows often occur in hydro-power projects. In literature regarding the air entrainment due to a plunging jet, only five references are close to the hydro-power structures scales concerning the jet diameter range which is typically more than 10 centimeters. These are : Donk (1981), Falvey et al.(1987), Evans et al.(1992),

Ervine and al.(1997), Duarte, (2014). When considering the same range of falling height, only the four following references are close to the targeted conditions, namely Elsayy et al. (1980), McKeogh et al. (1981), Falvey H. et al.(1987), and Ervine et al.(1997). If both the jet diameter and the fall height are considered, only the studies of Falvey et al. (1987) and of Ervine et al.(1997) happen to be close to the present configuration. An improved knowledge of the air-disturbed flows would obviously enable to increase the efficiency of the design studies, in order to assess the feasibility or evaluate the cost of hydro-power projects. The main application fields are the jet impact in a downstream basin of a Pelton turbine or the jet impact on a concrete structure. Hence, an experimentation dedicated to the “La Coche Pelton” hydraulic power-plant enhancement (EDF France) is valuable to define the air flow rate entrained by the vertical jet, the bubbles size, and the penetration depth in the downstream flow. Two jet diameters have been used with three different discharges, with two large-scale apparatus. Around 800 points have been garnered for the downstream flow and around 220 points have been measured in the plunging jet. The purpose is to investigate the mechanisms that cause air entrainment downstream of the impact, and the behavior of the bubble cloud in the downstream flow. This article tackles the preliminary step of the planned experimental study. First, the experimental apparatus and the jet configurations will be detailed. Then, the key variables in the bubble plume will be discussed. Finally, void fraction and pressure measurements within the jet will be presented in the last section. In addition, the reliability of the break-up length predictions will be discussed.

6.1.2 EXPERIMENTAL APPARATUS

Two experimental apparatuses were used to evaluate the jet impact and the behavior of the air entrained under the free surface. The first one was erected on the Pont de Claix channel (EDF France). This first experimental set-up (figure 6.1-1 figure 6.1-2) aimed at analyzing the behavior of the air entrained by the jet under the free surface in the downstream channel. The second one (figure 6.1-10) was erected at the CERG (Centre d'Etude et de Recherche de Grenoble) in Grenoble (France) to provide data regarding the jet structure before its impact.

6.1.2.1 General jet configurations

Nozzle diameter (D_0)(mm)	135	135	164	164	164
Jet Flow rate (Q_0)(L/s)	80	110	50	80	110
Nozzle outlet velocity (U_0) (m/s)	5.59	7.68	2.37	3.79	4.73
Nozzle outlet Reynolds number (Re)	7,55E+05	1,04E+06	3,88E+05	6,21E+05	7,76E+05
Nozzle outlet Froude number (Fr)	4.86	6.68	1.87	2.99	3.73
Nozzle outlet Weber number (We)	5,78E+04	1,09E+05	1,26E+04	3,22E+04	5,03E+04

Table 1: The five jets configuration studied on the two apparatus

$$Re = \rho_l U_0 D_0 / \mu_l \quad (1): \text{ Reynolds number}; \quad Fr = U_0 / \sqrt{g D_0} \quad (2): \text{ Froude number},$$

$$We = \rho_l U_0^2 D_0 / \sigma \quad (3): \text{ Weber number}$$

In the equations (1,2,3), g is gravity acceleration, U_0 is the average velocity at the nozzle outlet, D_0 is the nozzle diameter, μ_l is the liquid dynamic viscosity, ρ_l is the volumetric mass density of the liquid, σ is surface tension.

The Reynolds numbers indicate that the flow is fully turbulent at the nozzle outlet, whereas the Weber numbers show that inertia largely dominates capillarity.

6.1.2.1.1 Channel experimental apparatus



(a)

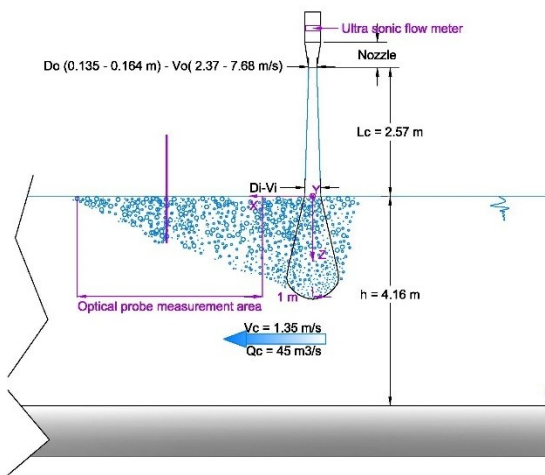


(b)

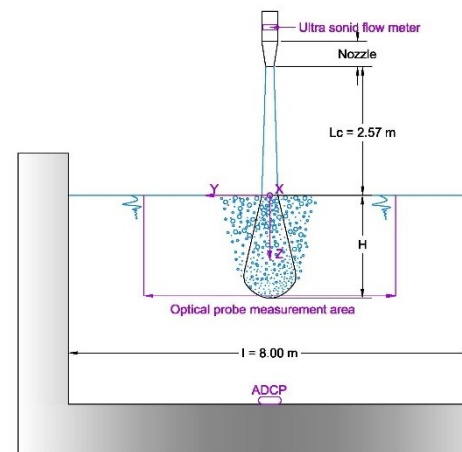


(c)

Figure 6.1-1: View of the channel upstream (a), of the experimental platform (b), of the channel downstream (c).



(a)



(b)

Figure 6.1-2: Streamwise section sketch (a) and transverse section sketch (b) of the channel experimental apparatus

The experimental apparatus was located 300 m downstream the inlet weir of the straight channel and 500 m upstream the channel end. The channel is 8 meters wide (I) and 5 meters deep. The water level in the channel was controlled by an inlet weir. The channel flow rate (Q_c) was imposed by a hydro power plant downstream. The available range of channel flow rates was $35\text{--}80 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$. For practical reasons, the channel flow rate (Q_c) was set to $45 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$. Thus, the average channel velocity (V_c) under the jet was 1.35 ms^{-1} (Figure 6.1-2). The stability of the Channel velocity and flow rate was checked by a SonTek Acoustic Doppler current profiler (ADCP) upstream the apparatus. The flow depth (h) of the channel was set to ensure a 2.57 m falling height (L_c) between the jet nozzle and the free water surface (Figure 6.1-2).

The jet flow rate (Q) was pumped out of the channel by two pumps which fed the PVC 164.3 mm internal diameter circular pipe network. The outlet of this network was the injector itself, (Figure 6.1-3) which comprised a divergent (I.D. 164 mm to 320 mm) linked to a 600 mm of 320 mm I.D. pipe. A 90° Elbow links the inlet network to the injector. Two calming flow

straighteners were located in the straight part to decrease the turbulence level before the nozzle inlet. The two nozzles, presented in figure 6.1-3, are conical with the same convergent 0.32 (H/V) slope (Figure 6.1-3). The nozzle outlet internal diameters (D_0) are 164 mm and 135 mm with a respective length of 500mm and 592 mm. Consequently the jet falls down in an atmospheric surrounding. A Krohne Optisonic ultrasonic flow meter located upstream the injector enabled to measure the flow rate.

All the results regarding air entrainment were obtained with an RBI optical probe. This probe was attached to a mast which was able to move in the three directions: X upstream-downstream (from 1 m downstream the jet to the end of the bubble cloud), Y left bank- right bank (between -2.5 m to 2.5m centered on the jet) and Z flow depth (up to 2 m penetration depth H), as shown in figure 6.1-2 and figure 6.1-4figure 6.1-11. For each jet configuration, that probe was used to provide the void fraction, the penetration depth and the bubble plume shape along three channel sections downstream the jet. The first measurement section was located 1 m downstream the jet, the second one took place at the middle of the white water induced by the jet and the last was located of around 0.30 m before the disappearance of the surface white water.

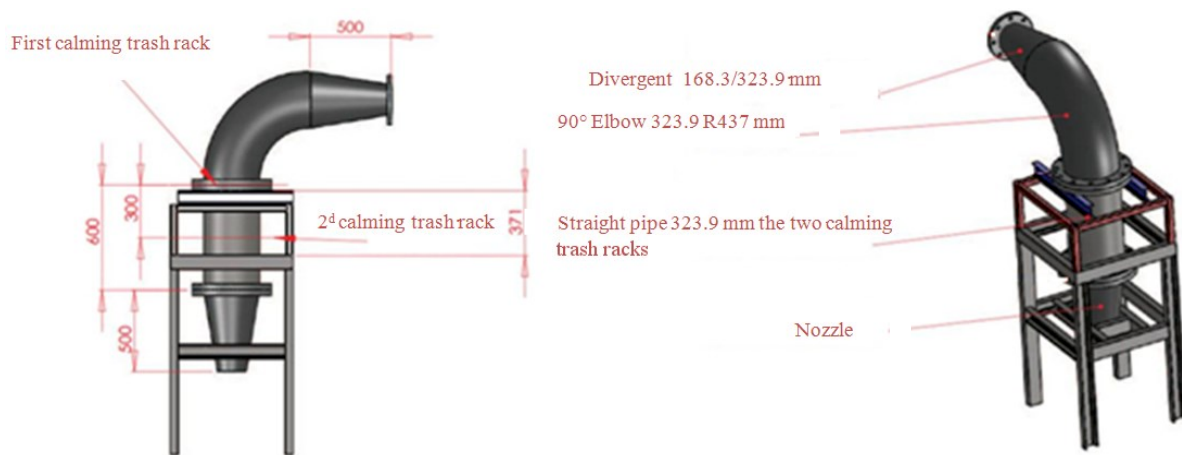


Figure 6.1-3: Injector details of the two apparatus

If the void fraction measured by the optical probe was below 0.02, it was assumed that the probe was outside the bubble plume. Hence this criterion enables to determine the penetration depth Z_{max} , and the lateral extent X_{max} of the bubble plume. A total of 800 measurement points were recorded during the channel experimental runs.

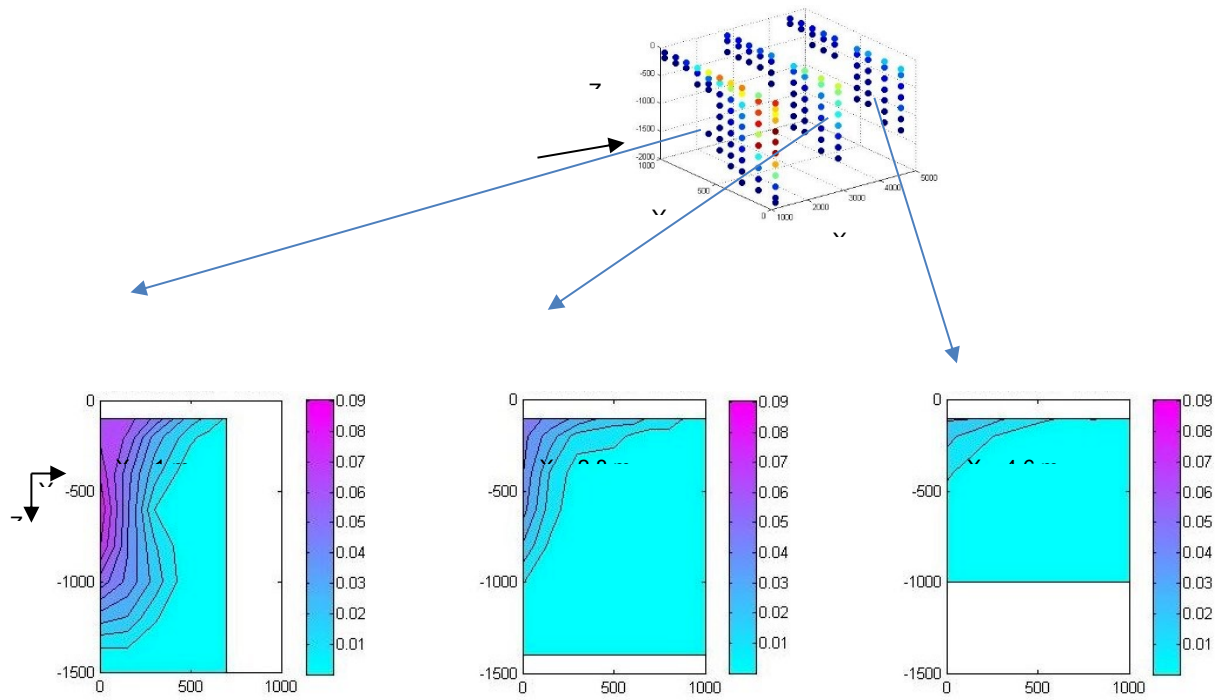


Figure 6.1-4: Iso-contours of the void fraction (color scale) over the three half vertical cross-sections located 1, 2.8 and 4.6 m downstream the jet impact location ($D_0 = 135 \text{ mm}$, $Q = 0.11 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$).

$$\alpha = \frac{\sum T_g}{T_t}$$

(4): Void fraction definition

Basically the optical probe signal provides the indicator function of the phases detected by the probe tip. Hence, the void fraction (α) is simply the total time spent in the gas phase (T_g) divided by the acquisition time (T_t). Void fraction maps over all three sections can then be drawn as shown figure 6.1-4.

6.1.2.2 Lab Experimental apparatus

The same hydraulic network was erected at the CERG, but in this second set-up the jet fell into a dry channel. The void fraction and the dynamic pressure were measured over 3 jet cross-sections located 0.27 m, 0.94 m and 2.57 m downstream the nozzle outlet (figure 6.1-2). A minimum of 11 measurement points were collected along a jet diameter, the latter was determined by visualization. Around 220 points were collected during these runs.

The dynamic pressure sensor is a FGP sensor XPM5-S126, with a 10 kHz sampling rate. A minimum of 50 000 pressure values have been recorded for each pressure, representing about 5 seconds run. High speed cameras gave the opportunity to collect movies of the different jets during laboratory runs. All high speed movies were recorded after the completion of dynamic pressure and void fraction measurements. Video tools were 2 Phantom Miro M310 cameras (5 040 frames per second for a 896*720 pixels resolution), used with three objectives Nikon, 60 micro Nikkor, Nikon 105 micro Nikkor 180 mm APO macro Sigma. The lighting system comprised two alpha 4K 4kW electronic ballast and a Chimera Lighting box.

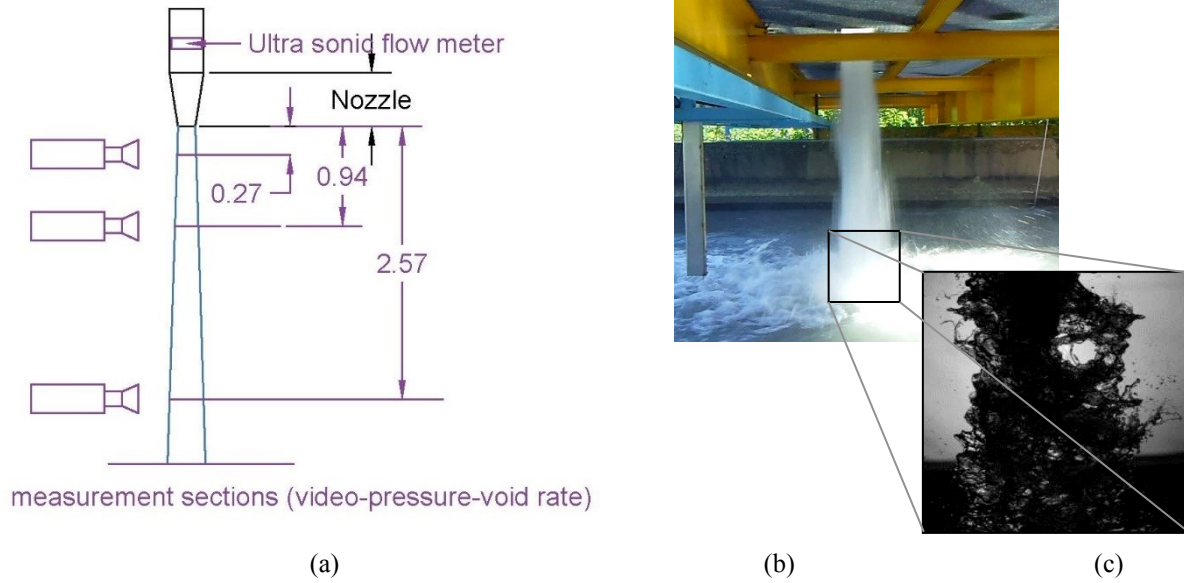


Figure 6.1-5: Sketch of the CERG lab experimental apparatus (a), view of the jet between $z = 1$ m to 2.57 m (exposure time 1/24 s) (b) and image at $z = 2.57$ m falling depth (exposure time 1/5000 s) (c) for the nozzle $D_0 = 135$ mm, $Q = 0.11$ m³s⁻¹.

6.1.3 PLUNGING JET AIR ENTRAINMENT

6.1.3.1 Bubble size under the free surface

We assume that the typical time after which a bubble is entrained at the velocity of the liquid can be estimated as about 1/3 of the diffusion time (t).

$$\tau = \frac{d^2}{\nu} \quad (5). \text{ Diffusion time}$$

Where d is the bubble diameter (m) and ν the kinematic viscosity (m²s⁻¹) of the surrounding fluid. For millimeter size bubbles in water, the order of magnitude of $1/3 \cdot t$ is 0.3 s. Thus the bubble velocity in the first section located 1 meter downstream the jet impact is already equal to the water velocity (1.35 m s⁻¹). Consequently the “measured bubble diameter” (d) can be obtained by multiplying the average gas residence time (T_g) detected by the probe by the average channel velocity (V_c) along the horizontal, namely:

$$d = T_g * V_c \quad (6): \text{ Measured bubble diameter}$$

The average measured bubble diameter for all experimental conditions happens to be comprised between 2.2 and 2.8 mm. Only one reference addressing the question of bubble diameter has been found (Simonin, 1959). The first attempt to predict the bubble diameter was based on equation (7) coupled with equation (14) that forecast the air entrained flow rate (Figure 6.1-6). The second way of predicting bubble size was to calculate the average bubble size using the measured entrained air flow rate in equation (7). Whatever the way used, the calculation provides a bubble size slightly above 3 mm, and thus overestimates the experimental value. This shows that the bubble size created by jets similar to the one currently studied is not well predicted, even though the order of magnitude is correct.

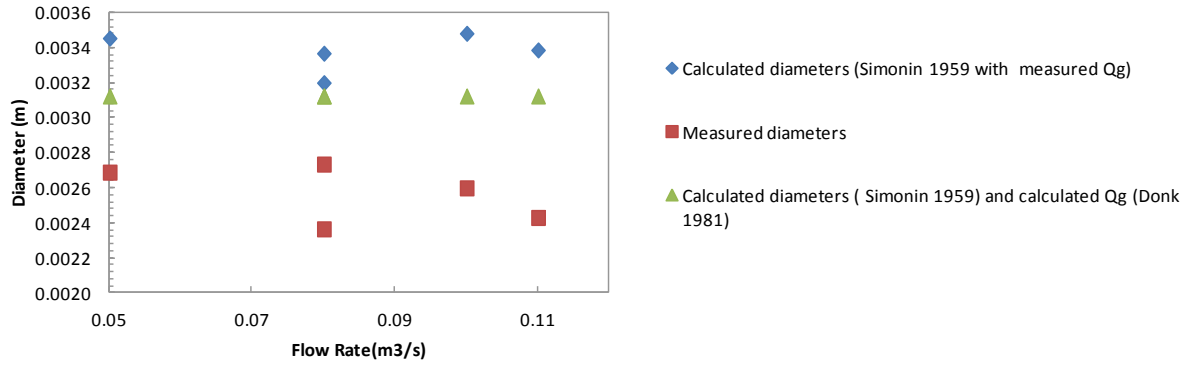


Figure 6.1-6: Evaluation of the bubble average diameter

$$d = 4.3 * 10^{-3} \left(\frac{Q_a}{Q_l} \right)^{1/3} \quad (7) : \text{Average bubble diameter (m) (Simonin)}$$

In equation (7), Q_a is the entrained air flow rate and Q_l is the jet flow rate (m^3s^{-1}).

6.1.3.2 Penetration depth

A simple way to evaluate the uncertainty on the penetration depth due to the location of the first measurement section is to analyze the bubble movement. With the same assumption as in the previous section, the bubble horizontal velocity is equal to V_c . The bubble ascent velocity range given in Cliff et al. (1978) is between 0.15 ms^{-1} (contaminated water) and 0.3 ms^{-1} (distilled water) for a Morton number equal to $2.57 \cdot 10^{-11}$. Hence the ascent slope (ascent velocity/bubble horizontal velocity) range is 0.11 to 0.22 depending on the water quality. It indicates that the uncertainty on the penetration depth due to the location of the first measurement section on the first apparatus is at most 0.22 m. Thus the measured penetration depth has been directly compared to the calculated ones.

$$M = \frac{g\mu^4(\rho_l - \rho_a)}{\rho_l^2 * \sigma^3} \quad (8): \text{Morton number}$$

In equation (8), g is gravity acceleration, μ is the liquid dynamic viscosity, ρ_l and ρ_a are the volumetric mass density of the liquid and of the gas, σ is surface tension.

Two procedures have been proposed to predict the penetration depth (H). Some authors have used the continuity or momentum equations [Clanet et al. (1997) and Albertson et al. (1950) followed by Falvey et al. (1987)] to determine semi empirical equations which provide the penetration depth. Others such as McKeogh et al. (1981), Nakasone (1987) have proposed empirical formulae (see Table 2). The predictions for our flow conditions range from 1 to 10 m. The experimental measurements happen to be close to the Nakasone results (Figure 6.1-7).

$H = 2.6 * (U_i D_i)^{0.7}$	$\frac{U_i}{U_T} = 3.12 * \left[\frac{D_i}{H} + 4 * \tan(\gamma) + \left(4 \frac{H}{D_i} \right) * \tan^2(\gamma) \right]$
(9) McKeogh and al. (1981)	(10) Falvey and al.(1987)
$H = \frac{2}{3} * H_c$	$\frac{H}{D_i} = \frac{1}{2 \tan(\gamma)} \frac{U_i}{U_T}$
(11) Nakasone, (1987)	(12) Clanet and al.(1997)

Table 2: Penetration depth relations

In the previous equations (9,10,11,12), V_i is the jet velocity at impact, U_T is the bubble terminal velocity, D_i the jet diameter at impact, H the penetration depth and γ the jet open angle under the free surface.

The comparison points out the fact that only the Nakasone proposal is close to the current experimental data.

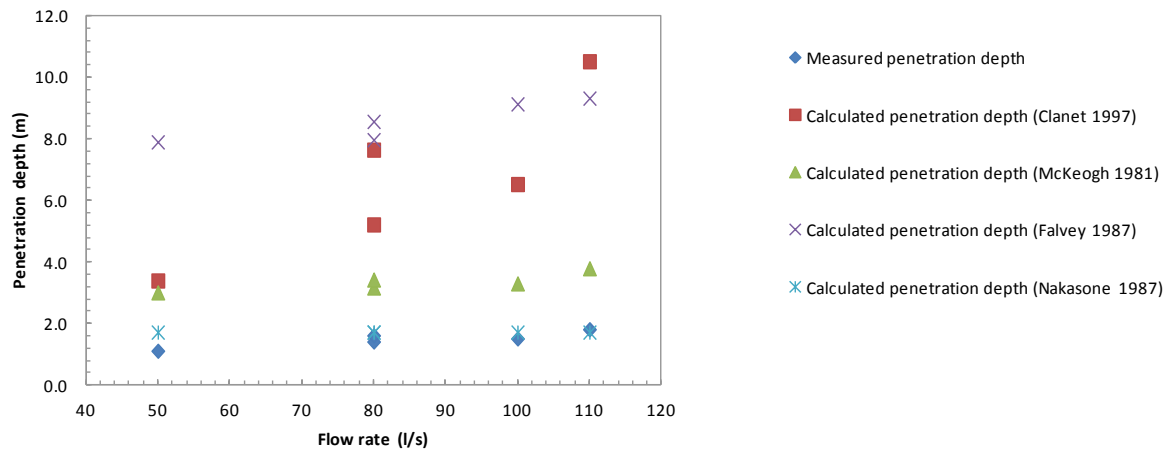


Figure 6.1-7: Penetration depth measurements (en $X=1m$) compared with literature predictions.

6.1.3.3 Ascent slope of the bubble plume bottom

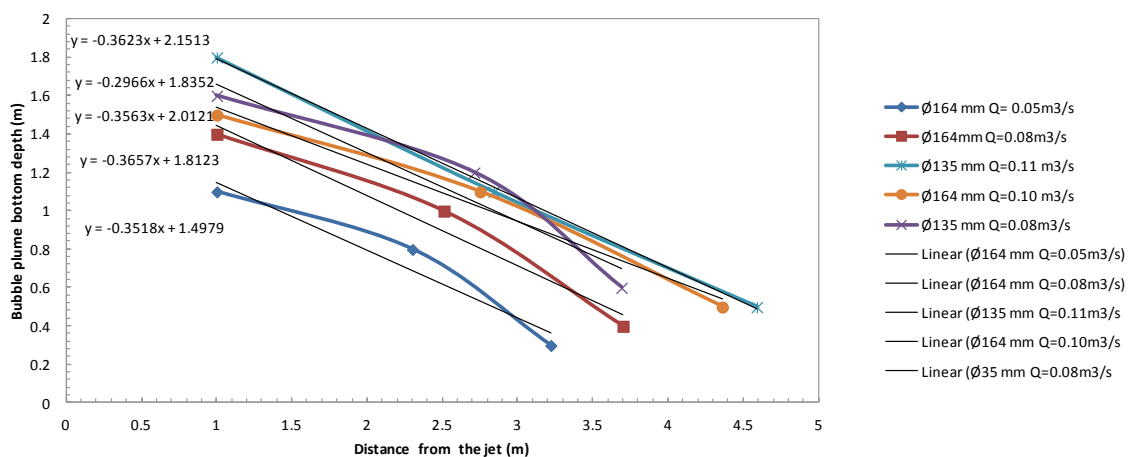


Figure 6.1-8: Ascent slope of the bubble plume bottom for all the jet cases

It is possible to measure the bubble penetration depth in all sections. Hence it is possible to determine the measured ascent slope of the bottom of the bubble plume. The average slope for the 5 cases is equal to 0.35 as shown in figure 6.1-8. With the assumption that the average channel velocity is also the bubble horizontal velocity, the average ascent velocity of

bubbles is equal to 0.48 ms^{-1} . This means that the average bubble diameter would be over 10 mm. These results show without doubt a gap between the predictions of bubble size, of the jet depth penetration and of the physical behavior of the bubble plume. To conclude, the dynamic ascent of the bubble plume was measured and happens to be quite different from the dynamics of isolated bubbles.

6.1.3.4 Entrained air flow rate (Q_a)

$$Q_a = 1.3 \cdot 10^{-4} \left(\frac{1}{2} \rho_l Q_l U_i^2 \right) \quad (13): \text{Air flow rate entrained by Elsawy and al. (1980)}$$

$$Q_a = 0.09 Q_l \left(\frac{L_c}{D_0} \right)^{0.65} \quad (14): \text{Air flow rate entrained by Donk, (1981)}$$

In equations (13, 14), L_c (m) is the fall height between the nozzle and the free surface.

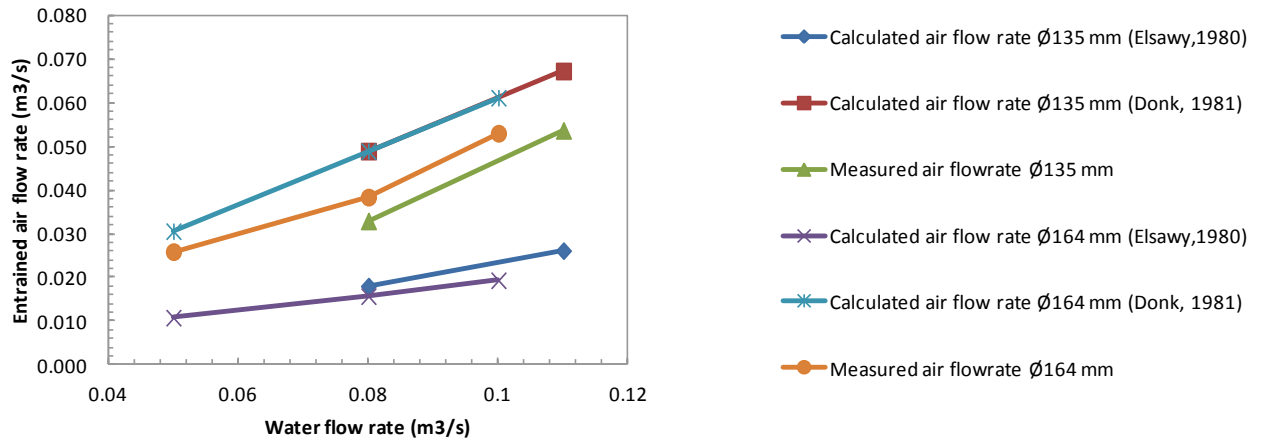


Figure 6.1-9: Comparison between measured entrained air flow rate and calculated one.

The above two predictions for the entrained air flow rate have been compared and analyzed in Bin's review paper (1993) on air entrainment. The experimental set-ups considered by Bin correspond to jet powers $N_j = 0.5 * \rho_l * Q * V_i^2$ up to 100 W. For the present conditions, the jet power is around 10 kW, which is two orders of magnitude larger.

$$F_l = \alpha * V_c \longrightarrow Q_a = \sum_i F_l * S_i \quad (15) \text{ Calculated entrained air flow rate}$$

In equation (15), S_i (m²) is the influence area of the local flux.

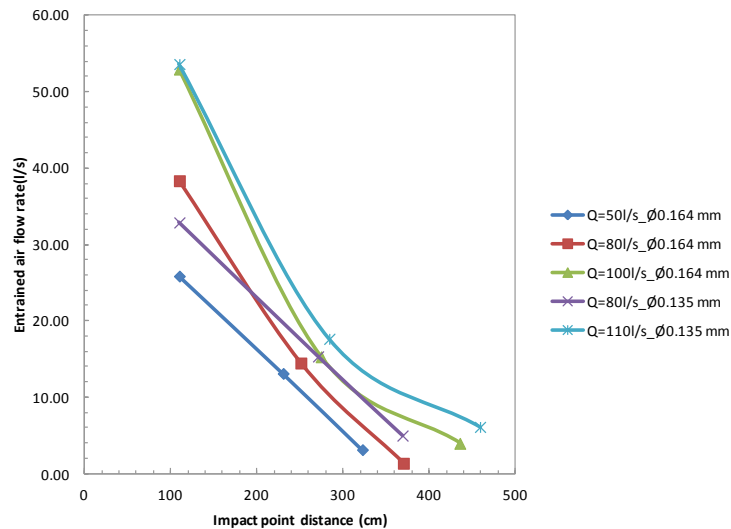


Figure 6.1-10: Experimental results for the entrained air flow rate downstream the jet impact point.

A local gas flux (F_l , ms^{-1}) can be calculated as the measured void rate multiplied by the bubble velocity taken equal to the channel velocity. The entrained air flow rate (Q_a) (m^3s^{-1}) is then derived by integrating the local flux over the channel cross-section. Measured air entrained flow rates lie between the two predictions but the interval between the two predictions (Figure 6.1-11) varies by a factor of three. In figure 6.1-10, the measured air flow rate evolution downstream the jet impact has been drawn. In the current cases, the ratio (Q_a/Q_i) is between 40 % and 54 % at 1m downstream the impact point. This ratio rapidly decreases down to 10 % at 5 m downstream the jet impact location. Evaluating precisely the error linked with the measured air flow rate is tricky. Consequently the comparison results point out the lack of accuracy on the air entrainment prediction for this kind of jets.

6.1.4 JET STATE

The jet state during the fall is investigated to compare the experimental results with the available literature. In particular the calculation of the turbulent intensity (Tu) jets is needed to compare with Ervine's studies.

6.1.4.1 Jet dynamic Pressure

A simplified calculation of the mean dynamic pressure can be achieved assuming a free fall velocity converted into a dynamic pressure (Table 3) and the measured dynamic pressure are shown in figure 6.1-11.

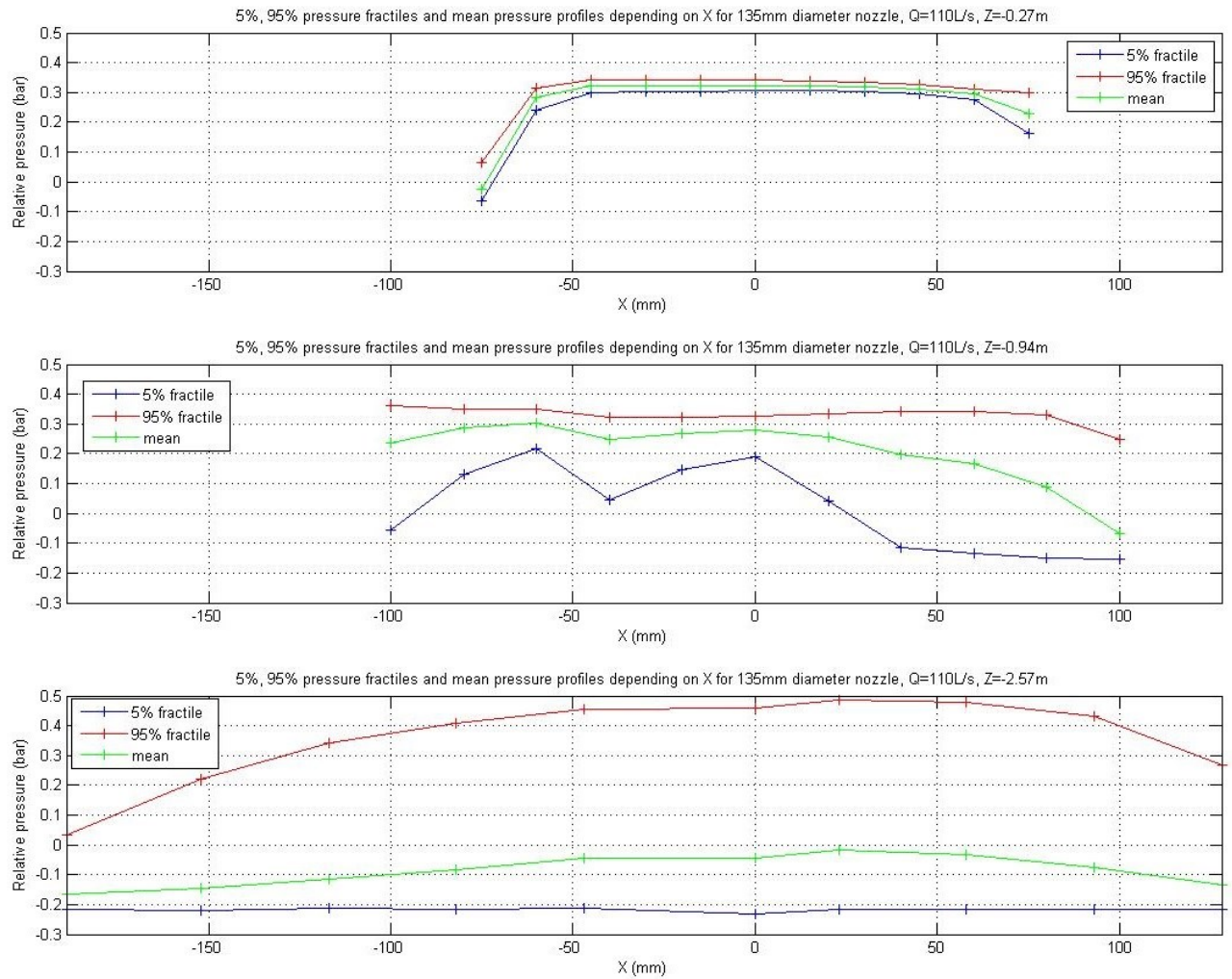


Figure 6.1-11: Dynamic pressure across the jet on the three measurement sections below the 135 mm nozzle Q =110 l/s.

Fall height under the Nozzle (Lc) (m)	Calculated dynamic pressure Ø 135mm Q _i 80L/s (bar)	Calculated dynamic pressure Ø 135mm Q _i 110L/s (bar)	Calculated dynamic pressure Ø 164mm Q _i 50L/s (bar)	Calculated dynamic pressure Ø 164mm Q _i 80L/s (bar)	Calculated dynamic pressure Ø 164mm Q _i 100L/s (bar)
0	0.153	0.290	0.028	0.071	0.111
0.27	0.179	0.316	0.053	0.098	0.138
0.94	0.245	0.382	0.119	0.163	0.204
2.57	0.405	0.542	0.279	0.323	0.364

Table 3: Simplified calculated dynamic pressure for all the measured sections and cases.

The calculated values (Table 3) are close to the values measured (figure 6.1-11) in the jet center for the first two or three sections depending on the case, but the last sections values differ from the calculated values.

The measured pressures are by trend lower than the calculated ones. We believe that the perturbations induced by the surrounding air are directly causing the observed deceleration.

In addition, the spectral densities of the pressure fluctuations were computed. The spectral density is the Fourier transform applied to discrete fluctuation pressure data. The goal was to understand the jet fluctuations thanks to the dynamic pressure measurement. For all cases,

no clear density peak appears on the spectra. The explanation of this unexpected observation may be that the pressure sensor is fixed in space whereas the jet is flapping as illustrated on figure 6.1-5 (taken with a high shutter speed). Consequently this way of measuring cannot provide precisely the jet pressure fluctuations. However it is observed that the energy ($>10^{-5}$ Bar²/Hz) is mainly concentrated in the low frequencies (<102 Hz).

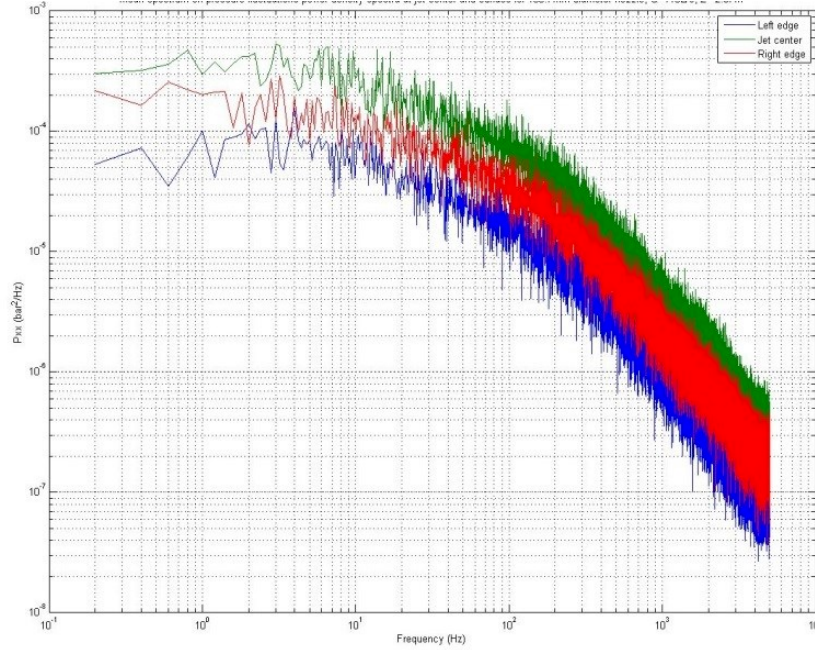


Figure 6.1-12: Power spectral density of dynamic pressure fluctuations D_0 135 mm $Q=110$ l/s , $z=2.57$ m

6.1.4.2 Turbulence intensity (Tu)

D_0 (m)	0.135	0.135	0.164	0.164	0.164
Q (m ³ s ⁻¹)	0.08	0.11	0.05	0.08	0.10
Tu (%)	5	3	20	8	7

Table 4: Tu estimated value for the different cases.

$$Tu = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n P_{iT}}}{\sqrt{P_M}}$$

(16): Tu calculation

Equation (16) defines the Turbulence intensity (Tu) where n is the number of pressure values recorded in one run, P_{iT} is the instantaneous total pressure and P_M is the average pressure (Pa).

The Tu have been estimated with the analysis of the dynamic pressure in the jet cross-section located at $z=0.27$ m. A local Tu has been calculated as described in the previous equation (16) for each measurement point located in the jet ($a > 0.8$). The final Tu is an average of all the local Tu inside the jet. The uncertainty regarding this Tu value is large because of the difficulties in estimating the jet diameter at the section $z=0.27$ m. The 20 % uncertainty value given for the 164 mm diameter and 0.05 m³s⁻¹ flow rate is due to this reason. In this case the jet fluctuations began before the 0.27 m section. The experimental set up was not well adapted to this parameter because the pressure sensor is static whereas the jet is moving radially (see section 2.3).

6.1.4.3 Void rate

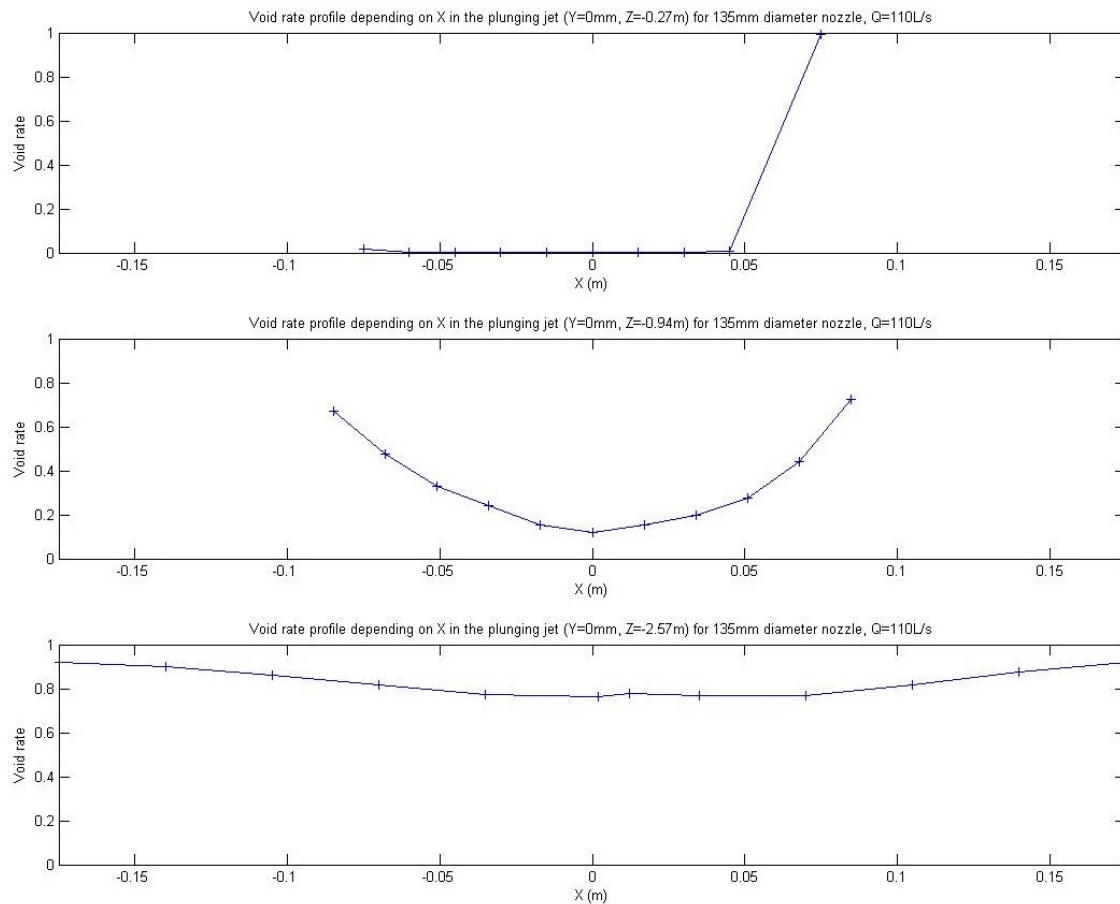


Figure 6.1-13: Void fraction profiles across the jet at different distances from the nozzle (D_0 135mm, Q =110 l/s)

For all cases, the void fraction in the first measurement section is equal to zero indicating that the ambient air has not yet disturbed the jet. The point where the void fraction is equal to 100 % shows that the probe was located at the border of the jet (figure 6.1-13).

For the other sections, the air penetration is well defined by the measurements. Especially at the 2.57 m section, the over 80% void fraction value may indicate that the jet is atomized (figure 6.1-13). Again, the problem is that the probe was static in a fluctuant jet: this induces the same consequences as for pressure measurement. The void fraction is close to 100% all over the last section (2.57 m). Accordingly, it may easily be extrapolated that the jet is highly aerated.

6.1.4.4 Break up Length

The length after which the jet becomes a discontinuous structure is usually called the break-up length. Different formulae to predict the break-up length have been proposed (Bin, 1993):

$\frac{L_b}{D_0 F_r^2} = \frac{1.05}{(1.14 * Tu * F_r^2)^{0.82}}$	$L_b = 6 Q_l^{0.32}$	$L_b = C Q_l^b$
(17) Ervine and al., 1997	(18) Horeni (1956) quoted in Le Castillo, (2007)	(19) Elsayw and al., (1980)

Table 5: Breakup length relations proposed in the literature

In previous equations (17, 18, 19), Tu is the turbulent intensity, L_b the break-up length and C and S are empirical coefficients related to the turbulence intensity.

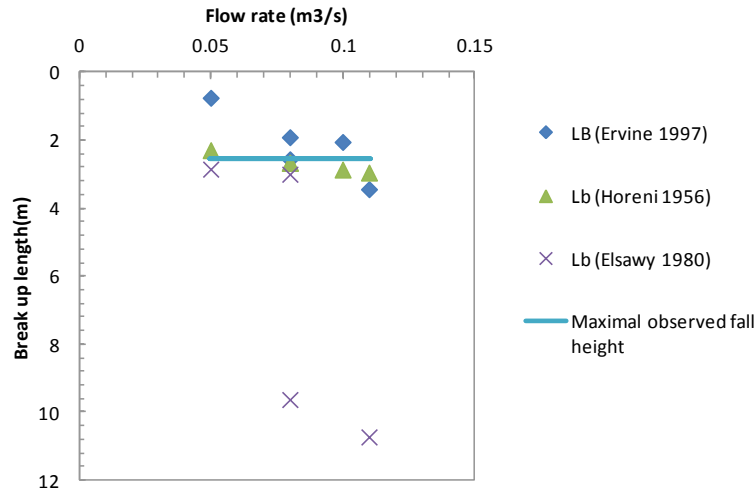


Figure 6.1-14: Comparison between different literature break-up lengths

To exploit Ervine et al. proposal, we considered two reasonable values for Tu , close to what is expected in a fully developed pipe flow, namely $Tu=3\%$ for $\varnothing 135$ mm and $Tu= 8\%$ for $\varnothing 164$ mm. This comparison coupled with the jet void rate and dynamic pressure before the impact suggests that for 3 cases out of 5 the jet is atomized or nearly atomized (figure 6.1-14).

The high speed videos have proved that none of the jets has broken. Instead, lateral jet undulations are significant. Thus imaging with low speed camera leads to a misunderstanding of the jet structure during the fall. In a nutshell, the jet flapping is the explanation of the large void fraction and of the pressure fluctuations observed.

As a conclusion, the classical relations seem to be inapplicable to the jets considered in these experiments. The videos show that while other results suggested an atomized jet, the jet is actually not atomized, but destabilized during its fall (figure 6.1-5).

6.1.5 CONCLUSION

Five large jets the flow rate and a 2.57m fall height, were tested. From a survey of the bibliography, the air entrainment consequences of large plunging jets happen to have been scarcely investigated. The main unknown variables such as the bubble diameter, the penetration depth, the bubble plume bottom ascent velocity and the entrained air flow rate have been measured and compared to the main relationships available in the literature. It has incontestably been pinpointed that the case of large scale jets is still not well understood and that air entrainment in such conditions still escapes prediction. The jet structure before impact is probably the key point to forecast the jet consequences in terms of bubble generation. That is the reason why a second investigation has been focused on the jet structure. It has been underlined that conventional imaging methods coupled with human vision lead to a misunderstanding mainly because of the jet flapping motion. Therefore only high frequency imaging enables to correctly analyze the motion and the real behavior of the jet during its fall. The conclusion is that it is still necessary to find the correct parameters that govern the evolution of a large jet from the nozzle to the plunge pool. To reach this purpose, a large scale experiment should be carried out to connect bibliographic results concerning small and medium scales with large scale jets.

6.1.6 ACKNOWLEDGEMENT

The authors are deeply grateful to IRIS (Grenoble-INP) especially François BONNEL for his strong support with the high shutter speed films.

The laboratory LEGI is part of the LabEx Tec 21 (Investissements d'Avenir-Grant Agreement No. ANR-11-LABX-0030).

6.1.7 REFERENCES

- Albertson, M.L., Dai, Y.B., Jensen, R.A., Rouse, H., (1950), Diffusion of Submerged Jets. American Society of Civil Engineers, Vol. 115, No. 1, January 1950, pp. 639-664
- Biñ, A.K., (1993). Gas entrainment by plunging liquid jets. Chemical Engineering Science 48, 3585–3630.
- Castillo, L.G., (2007). Pressures Characterization of Undeveloped and Developed Jets in Shallow and Deep Pool, IAHR World congress, Venise.
- Clanet, C., Lasheras, J.C., (1997). Depth of penetration of bubbles entrained by a plunging water jet. Physics of Fluids 9, 1864.
- Clift, R., Grace, J.R., and Weber, M.E. (1978), Bubbles, Drops, and Particles, Academic Press, New York.
- Donk, J. van de, (1981). Water aeration with plunging jets. Dutch Efficiency Bureau, Pijnacker.
- Duarte, R.X., (2014). Influence of Air Entrainment on Rock Scour Development and Block Stability in Plunge Pools. EPFL, Lausanne.
- Elsawy, E., Mckeogh, E., Ervine, D., (1980). Effect of turbulence intensity on the rate of air entrainment by plunging water jets. ICE Proceedings 69, 425–445
- Ervin, D.A., Falvey, H.T., Withers, W., (1997). Pressure fluctuations on plunge pool floors. Journal of Hydraulic Research 35, 257–279.
- Evans, G.M., Jameson, G.J., Atkinson, B.W., (1992). Prediction of the bubble size generated by a plunging liquid jet bubble column. Chemical Engineering Science 47, 3265–3272.
- Falvey, H., Ervine, D., (1987). Behavior of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools, ICE Proceedings 83, 295–314.
- McKeogh, E.J., Ervine, D.A., (1981). Air entrainment rate and diffusion pattern of plunging liquid jets. Chemical Engineering Science 36, 1161–1172.
- Nakasone, H., (1987). Study of Aeration at Weirs and Cascades. Journal of Environmental Engineering 113, 64–81.
- Simonin RF, (1959). Recherches théorétiques et expérimentales sur l'entraînement d'air par une veine d'eau cylindrique percutant dans une masse d'eau. Presented at the 8th Congress of IAHR, AIRH, Montreal.

Influence de l'oscillation d'un jet sur la profondeur de pénétration

A ce stade des investigations, il apparait clairement que les jets de grandes dimensions induisent des nuages de bulles différents de ceux engendrés par des jets de petites dimensions. Comme précisé dans la section précédente, il semble que les formes des jets ont une influence en particulier sur la profondeur de pénétration. En outre, grâce aux vidéos à haute fréquence réalisées lors de ces premières expérimentations, il est clair que les jets ont des mouvements fluctuants avant l'impact. Il se peut donc que ces mouvements aient une influence significative sur la future pénétration du nuage de bulles. Il nous faut donc trouver un moyen de découpler les effets des mouvements à l'impact et ceux que nous attribuons a priori à l'état du jet à l'impact.

Pour ce faire, nous avons construit une manipulation de petite dimension. Cette manipulation vise à quantifier l'influence du mouvement du jet à l'impact sur la profondeur de pénétration dans les conditions de taille et vitesse de l'expérience de Clanet et al (1997). Cette expérience a permis de proposer un modèle simple en capacité de prédire la profondeur de pénétration d'un jet de petite taille animé d'un mouvement oscillatoire.

Nous avons écrit un article publié dans le journal Chemical engineering Science X à partir de ces résultats. Cet article est en consultation gratuite (open access). Il est reproduit ci-après.



Depth of penetration of bubbles entrained by an oscillated plunging water jet

Grégory Guyot^{a,b,*}, Alain Cartellier^a, Jean-Philippe Matas^c

^a Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LEGI, F-38000 Grenoble, France

^b EDF-CIH, F-73330 Le Bourget du Lac, France

^c Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, Université Claude Bernard Lyon 1, Ecole Centrale de Lyon, CNRS, INSA Lyon, F-69134 Ecully, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 31 October 2018

Received in revised form 8 January 2019

Accepted 6 February 2019

Available online xxx

Keywords:

Bubbly flow

Oscillating jet

Depth of penetration

Jet impact

Aeration

Coherent jet

ABSTRACT

We present experimental measurements of the penetration depth of the bubble cloud generated by a plunging water jet, when this jet is oscillated parallel to the free surface. We demonstrate that when the Reynolds number is larger than 10^4 the penetration depth can be adequately described with the model introduced by Clanet and Lasheras (1997) for a non-oscillating jet tilted relative to the normal of the liquid surface, provided an effective inclination angle is introduced to account for the jet translation velocity. In the case of jets with a Reynolds number smaller than 10^4 , we find that the penetration depth of the oscillated jet can be increased of up to 30% by moderate oscillation velocities. This increase of the penetration is due to the decrease of the mixing layer angle when the symmetry around the bubble cloud is broken by the oscillation. We finally discuss the shape of the overall region impacted by the oscillating bubble cloud. We show that there is a regime for which the penetration is maximum at the center of this region, and a regime for which the penetration is maximum at the periphery. We propose a cartography to predict when each regime is relevant.

© 2019 The Authors. Published by Elsevier Ltd. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

1. Introduction

Air entrainment due to high-speed liquid structures such as drops, jets or waves impacting a free surface is commonly encountered in nature, e.g. cascades or breaking waves (Deike et al., 2016), as well as in industry (Chanson et al., 2006; Pagliara et al., 2011; Duarte et al., 2016; Descloux et al., 2016). It is notably present in environmental engineering (e.g. aeration), for process control (e.g. foam destruction) or in energy production (dams, turbines). Air entrainment involves various elementary processes such as bubble formation mechanisms, bubble transport mechanisms beneath the free surface which have been investigated in diverse situations. Extensive reviews of our current understanding of air entrainment by plunging jets have been proposed by Biñ (1993), Kiger and Duncan (2012) and more recently Miwa et al. (2018).

In this article, we focus on the penetration depth reached by the bubble cloud entrained by a cylindrical liquid jet plunging into a pool of the same fluid. Many semi empirical relations or empirical relations have been proposed to predict this penetration depth. The most popular are reported in Table 1, and include those of McKeogh and Ervine (1981), Falvey and Ervine (1987), Nakasone

(1987) and Ohkawa et al. (1986) among others. Note that the dimensional correlations proposed by McKeogh and Ervine (1981), and by Ohkawa et al. (1986) are given in S.I. units. Yet, and as discussed in the above-mentioned reviews, there is no clear consensus on the prevailing parameters and on the relevant scaling laws for predicting the penetration depth. This situation is probably due to the variety of configurations to be accounted for in terms of jet topology at impact which range from smooth to rough and up to fully destabilized depending on the size and the velocity of the jet. The nature of the initial disturbances (including the turbulence in the liquid, secondary flows, etc.) and the distance between the injector and the free surface are also expected to impact the bubble cloud dynamics. In this context, our objective is to investigate the influence of a specific disturbance consisting in an oscillation of the liquid jet parallel to the free surface. Such oscillations are indeed observed to occur along falling jets, notably when the distance between the injector and the free surface is not too small (Guyot et al., 2016). In order to isolate the effect of oscillations from other kinds of perturbations, we consider turbulent water jets of small diameter and with moderate interfacial corrugations. These types of jets have been investigated by Clanet and Lasheras (1997) for jet diameters up to a few millimeters and using long needles as injectors (length to diameter ratios larger than 50) in order to ensure fully developed turbulent flows. Moreover, these

* Corresponding author at: EDF-CIH, F-73330 Le Bourget du Lac, France.
E-mail address: gregory.guyot@edf.fr (G. Guyot).

Table 1
Examples of correlations for the penetration depth H .

McKeogh and Ervine (1981)	$H = 2.6(V_0 D)^{0.7}$	V_0 : velocity at injection D : nozzle diameter
Falvey and Ervine (1987)	$H/d_i = 3.1Q/Q_i$	Q : water discharge Q_i : jet water discharge at impact d_i : jet diameter at impact h : distance between tip of the nozzle and water surface θ : jet inclination angle (from vertical)
Ohkawa et al. (1986)	$H = 5.5(V_0 D)^{0.73}(h/D)^{-0.28}(\cos \theta)^{1.11}$	

authors have established a predictive model for the penetration depth which proves valid over a large range of injection velocities. The control parameters in this model are the jet diameter, the jet velocity at the nozzle, the terminal bubble velocity, the spread angle of the bubble cloud and the jet inclination with respect to the free surface. We will investigate similar jets but with a vertical needle oscillating above the free surface and parallel to it. We will show how the Clanet and Lasheras (1997) model can be adapted when the liquid jet is mobile. We first present the experimental method in the next section. The experimental results and their interpretation will be presented in the following section.

2. Experimental method

A round water jet issued from a nozzle of diameter D at a mean outlet velocity V_0 falls into an overflowing cubic reservoir (edge 50 cm). The distance h between the tip of the nozzle and the water surface is constant for a given nozzle diameter: as in Clanet and Lasheras (1997), the ratio h/D was kept constant and equal to 20. The ratio of the maximum penetration depth to the total depth never exceeded 0.30, in order to minimize the effect of the finite size of the pool. All nozzles are stainless steel needles with length to diameter ratios L_0/D larger than 50. The exit velocity profile can then be assumed to be fully developed. A water circuit delivers a steady flow rate at the nozzle via a pressure regulator. A 10 microns water filter has been inserted upstream of the circuit to clear the water. The flow rate is measured with a flowmeter located just above the nozzle. The flow rate range for our experiments is from 6.10^{-4} l/s to 3.10^{-2} l/s, with an overall uncertainty of 5%. The nozzle, which remains vertical in all our experiments, is attached to a vibration table controlled by a computer. This lab-made vibration table consists in a metal plate driven by a linear motor, guided by bearings. The jet behavior under the water surface can be captured by two cameras: a Nikon D200 (3872 pixels by 2592 pixels) or a Phantom V10 (1280 pixels by 720 pixels, 1016 frames per seconds) monitored by the same computer. The lens used with these cameras is a Nikon AF Nikkor 50 mm f/1.8D. Fig. 1 illustrates the set-up: note in particular on Fig. 1 right that the reservoir is slightly tilted to the right, so that it overflows over a single lateral wall without perturbing visualization.

Three nozzle diameters were tested, $D = 2.4$ mm, 1.3 mm, and 0.3 mm. The velocity range is 1.9 m/s to 20.1 m/s. We introduce the Reynolds number $Re = V_0 D / \nu$ and Weber number $We = \rho V_0^2 D / \sigma$, where ν is water kinematic viscosity, ρ the water density and σ the surface tension coefficient of water in contact with air. For our experiments at $T = 20^\circ\text{C}$, values of Re and We are computed with $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ and $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$. The values of D and V_0 used in our experiments

and the corresponding values of Re and We are reported on Table 2. The Reynolds number range is 2420–24,100 whereas the Weber number range is 62–6150.

The displacement imposed by the vibration table along the axis of its linear motor is a sinusoid $A/2 \sin(2\pi f t)$. The metal plate entrained by the motor, to which the nozzle is attached, moves parallel to the reservoir surface. The values of peak-to-peak amplitude A and frequency f for our experiments are shown in Table 3. The motion of the vibration table was recorded with high speed imaging before each measurement series in order to check (i) that the difference between the actual displacement amplitude and the prescribed amplitude never exceeded 5% (ii) that the motion was harmonic, and that the frequency of the motion was close enough to the prescribed frequency (the maximum measured difference was 0.1 Hz). The values of D , V_0 , A and f in Tables 2 and 3 correspond to a total of 848 different experimental conditions.

A minimum of 50 pictures were recorded for each velocity/diameter/amplitude/frequency condition, at a low sampling frequency of 1 Hz: the time between two images is therefore much larger than the typical time of flight H/V_0 , and this ensures that two consecutive images are relatively independent, which accelerates convergence of average quantities. The penetration depth of the bubble cloud was experimentally measured, applying a grey gradient analysis on each sample image (such as Fig. 2): starting from the bottom of the image (i) For a given line on the image a vertical gradient of gray level is computed for each horizontal position; (ii) The maximum value of this gradient is retained for the given line. The values of these maxima are plotted on Fig. 2 for each line. It can be seen on Fig. 2 that the lower limit of the first bubble corresponds to a very steep increase of the maximum gradient; (iii) The depth where this maximum gradient becomes larger than a fixed threshold is retained as the bubble cloud edge. The distance from this edge to the location of the free surface at rest (marked by a dashed line on Fig. 2) is computed for each set of 50 pictures, and given V_0 , D , A and f : we note H the average of these 50 values. The chosen number of 50 pictures is largely sufficient to ensure convergence of H for our conditions. The overall uncertainty for these penetration depth measurements is 10%.

3. Experimental results and discussion

3.1. Bubble penetration depth for a non-oscillating jet

First of all, our experimental results were compared to the model proposed by Clanet and Lasheras (1997) for a steady plunging jet normal to a flat liquid surface. This simple model is based on the idea that bubbles will be entrained downwards by the liquid jet until the liquid jet velocity reaches U_T , the terminal bubble velocity. The liquid velocity U as a function of depth z can be estimated from momentum conservation, and by assuming that the liquid jet widens with a constant half angle α . As demonstrated in Maxworthy et al. (1996) there is a minimum terminal velocity $U_T = 0.22 \text{ m/s}$ for bubbles over 1 mm diameter in water. The size of the bubble cloud is therefore directly deduced from the depth where liquid velocity reaches U_T . Writing that $U(z) = V_0 D / D_z$ where D_z is the diameter of the liquid jet at depth z , we find that velocity U_T is reached at a depth $V_0 D / (2U_T \tan \alpha)$. The depth H_1 predicted by this model is then:

$$\frac{H_1}{D} = \frac{1 + \tan \alpha}{2 \tan \alpha} \frac{V_0}{U_T} \quad (1)$$

Clanet and Lasheras (1997) propose a constant value of $\alpha = 12.5^\circ$ for all their measurements: this assumption is obviously a strong one, because α is actually expected to vary spatially as the liquid jet slows down and bubbles escape the jet near its bottom. We esti-

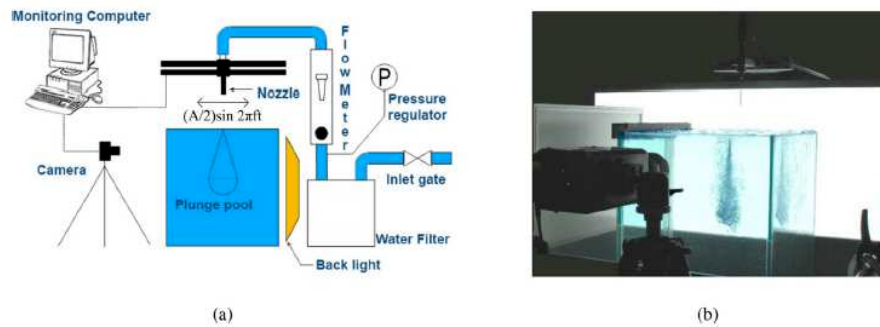


Fig. 1. Sketch and view of the experimental apparatus. The nozzle is oscillated parallel to the interface with a peak to peak amplitude A and frequency f .

Table 2
Values of D , V_0 , Re and We for our experiments.

Internal Nozzle Diameter D (mm)	Nozzle outlet velocity V_0 (m/s)	Reynolds Number Re	Weber number We
2.4	1.89	4525	117
2.4	2.92	7011	281
2.4	3.88	9315	497
2.4	5.04	12104	839
2.4	6.76	16228	1507
2.4	7.22	17319	1717
1.3	1.86	2420	62
1.3	5.65	7345	570
1.3	8.41	10928	1262
1.3	12.2	15853	2656
1.3	15.6	20331	4368
1.3	18.6	24137	6156
0.3	9.83	2949	398
0.3	11.8	3540	574
0.3	14.9	4486	921
0.3	20.0	6022	1661

mate the value of this (assumed constant) angle α for our experiments by deducing it from the width of the entrained bubble cloud at the penetration depth (see Fig. 2). The average α measured for our experimental conditions is 11.8° with a standard deviation of 1.2° ; this value is consistent with the value of 12.5° proposed by Clanet and Lasheras (1997), but slightly smaller than the value of $\alpha = 14^\circ$ proposed by Irvine et al. (1997). We compare in Fig. 3a the result of measurements of the average penetration depth for a non-oscillating jet, H , to the model penetration depth H_1 as a function of the Reynolds number of the liquid jet Re . All diameters and outlet velocities of Table 2 were tested. The error bars correspond to the amplitude of the temporal fluctuations of H , which are of the order of the jet width. These fluctuations, which arise possibly because of turbulence and because of the interaction with ascending bubbles, are the main cause of uncertainty, and largely overcome the uncertainty introduced by the image analysis. They are estimated at 10% of H . We observe on Fig. 3a that the ratio H/H_1 is close to one for all conditions, in spite of the strong assumption

on the mixing layer angle. There is however an influence of the Reynolds number: for $Re > 10^4$, the model overestimates the measured length by 10–20%. The correctness of the prediction of Eq. (1) indicates that considering the linear spreading of a single phase jet (Pope, 2000; Horn and Thring, 1956) is an acceptable approximation even in the presence of entrained bubbles. One reason for this relies on the moderate void fractions involved in such situations which therefore induce a weak momentum transfer between phases and thus a weak modification of the jet dynamics. The fact that these void fractions are moderate can be qualitatively appreciated from instantaneous images (see Figs. 2, 3b and c, and 8) as the optical density is never strong enough to fully block the light propagation. Quantitative data are also available in the literature (e.g. McKeogh and Irvine, 1981; Van de Donk, 1981) which indicate that, in the quasi fully developed region, the void fraction is maximum on the center line. It starts from a value about 0.4 at most but it strongly decays with the distance d beneath the free surface (as d^{-3}) and it strongly decays radially. These features imply that the void fraction is significant only in a relatively small portion of the jet beneath the free surface. This feature is confirmed by the two-fluid simulations of Ma et al. (2010) that account for momentum transfer including drag, added mass, lift as well as turbulent dispersion contribution and that properly recover the experimental void fraction profiles at different distances beneath the free surface.

3.2. Bubble penetration depth for an oscillating jet

We now present measurements of H when the nozzle is oscillated parallel to the interface with an amplitude A and a frequency f . On Fig. 4, the dimensional bubble penetration depth is plotted as a function of f for all the conditions of Tables 2 and 3. The $D = 0.3$ mm nozzle corresponds to the orange and red lines, the $D = 1.3$ mm nozzle to the yellow and green lines and the $D = 2.4$ mm nozzle to the cyan and dark blue lines. For each D , five amplitude values are tested which is why five lines are represented for each series. A close-up of the data for $D = 0.3$ mm and lower H values is shown on Fig. 5. The first observation is that H spans a large range of values, from 9 mm to 271 mm, for all 848 experi-

Table 3
Values of amplitude A and frequency f tested in our experiments.

Amplitude A (mm)	Frequency f (Hz)														
	0	1	2	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20	22.5	25	27.5	30	32.5
2.5	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
4	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
8	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
12	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
16	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x

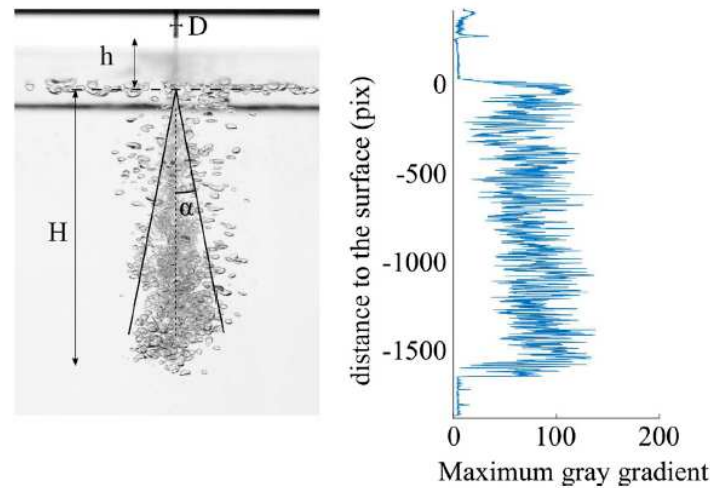


Fig. 2. Sample picture of a plunging jet and corresponding values of the maximum vertical gray gradient for each depth. The angle α is the angle of the mixing layer of the liquid jet, which is assumed to be constant in the model.

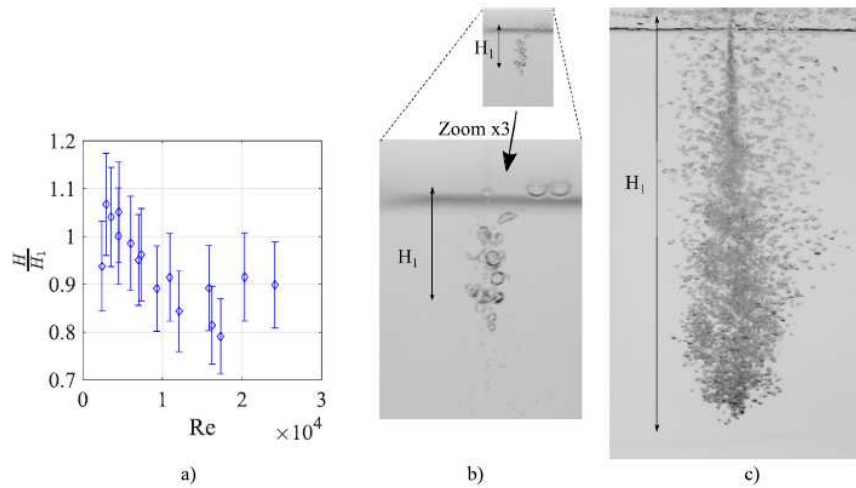


Fig. 3. (a) Ratio of measured penetration depth to the model of Clanet and Lasheras (1997), for the case of a non-oscillating jet. The error bar corresponds to a 10% uncertainty on the measurement of H . (b) Image of the bubble cloud for $D_0 = 1.3$ mm, $V_0 = 1.86$ m/s (top: same scale as in image c); bottom: magnified x3); the predicted penetration depth $H_1 = 3.0$ cm is in agreement with the size of the bubble cloud; (c) Same nozzle, but $V_0 = 18.6$ m/s. Predicted $H_1 = 30$ cm is again in agreement with the size of the bubble cloud.

mental points. For most series, bubble penetration depth decreases when frequency is increased at constant D, V_0 and A . However, a maximum of penetration depth is measured for low frequencies (between 1 and 5 Hz) for several series: this occurs in particular for the smaller V_0 , and is relatively more pronounced for the smaller diameter D (see close-up on Fig. 5). When the oscillation amplitude A is increased, the penetration depth generally decreases: an increase of penetration depth with amplitude is nonetheless observed for a few cases, namely just before the maximum in frequency when this maximum is sharp (see e.g. case $V_0 = 15$ m/s and $A = 8$ mm to 16 mm for $f < 2.5$ Hz on Fig. 5).

3.2.1. Non dimensionalization of results

We now want to non-dimensionalize the results of Fig. 4. We first carry out a simple dimensional analysis: for the non-oscillating jet, the physical parameters of the problem are

H, V_0, D, U_T . These parameters must be associated to two dimensionless numbers. Eq. (1) gives H/D as a function of V_0/U_T , and as a function of α which is itself dimensionless. Fig. 3 suggests that the Reynolds number (via the kinematic viscosity) should be introduced as a fourth dimensionless number. The oscillation of the jet introduces two additional physical parameters A and f . The amplitude can be non dimensionalized as A/D : the effect of A for fixed f will be discussed in Section 3.2.4. In order to non dimensionalize frequency, we have to introduce a time scale. When frequency is increased, the horizontal velocity of the liquid jet relative to the surface increases. In a frame moving with the liquid jet, the situation is similar to that of a liquid jet entraining bubbles in an oscillating cross flow of characteristic velocity of order Af (the horizontal velocity is more precisely πAf with the definition of A introduced above). We therefore non dimensionalize frequency by introducing the velocity ratio associated to this situation,

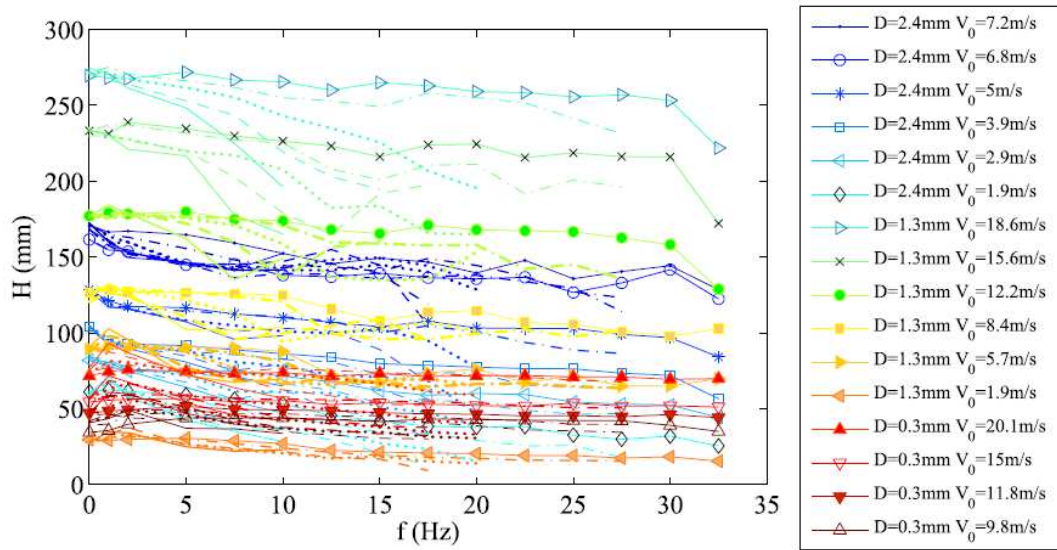


Fig. 4. Bubble penetration depth H as a function of frequency f , for different D , V_0 and A . The orange and red lines correspond to the $D = 0.3$ mm nozzle, the yellow and green ones to the $D = 1.3$ mm nozzle and the cyan and dark blue ones to the $D = 2.4$ mm nozzle. Solid lines correspond to $A = 16$ mm, dashed lines to $A = 12$ mm, dotted lines to $A = 8$ mm, dash-dotted lines to $A = 4$ mm, and solid lines with symbol to $A = 2.5$ mm.

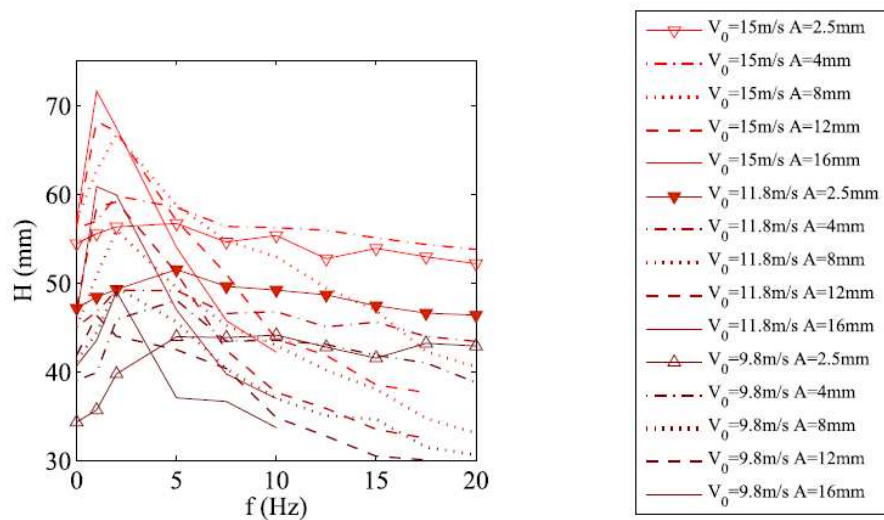


Fig. 5. Bubble penetration depth H as a function of frequency f . Close-up on the data of Fig. 4 for diameter $D = 0.3$ mm and three smaller values of V_0 . A maximum in penetration depth is observed when f is varied.

namely the ratio of horizontal velocity Af to vertical velocity. There are two vertical velocities in this problem: the initial jet velocity V_0 , and the terminal velocity U_T reached by the liquid at the bottom of the bubble cloud, and therefore two possible Strouhal numbers, Af/V_0 and Af/U_T . We compare on Fig. 6 how these two Strouhal numbers, Af/V_0 and Af/U_T succeed in capturing the location of the maximum of H observed at low frequencies for small diameters and lower V_0 series. In this graph, the measured bubble penetration depth is made non dimensional with the length H_1 of Eq. (1). A first observation on Fig. 6a is that values of Af/V_0 for our experiments are always smaller than 0.03: horizontal velocity is negligible compared to V_0 , meaning that the liquid jet remains

almost vertical when it hits the water surface. Note also that while maxima on Fig. 6a are clearly scattered over a wide range of Af/V_0 , the same maxima occur at a constant $Af/U_T \approx 0.1$ on Fig. 6b.

The ratio between the (maximum) horizontal jet velocity and the terminal vertical liquid velocity within the bubble cloud, Af/U_T , is directly related to the (maximum) angle of inclination of the bubble cloud at its bottom. The Clanet and Lasheras (1997) work precisely includes the case of a jet inclined of an angle θ relative to the vertical: their experimental penetration depth exhibits a maximum when θ is varied, and this maximum is in the same proportions as the one we observe when f is varied (up to plus 30% in depth on Fig. 6b). Instead of Af/U_T , we therefore introduce

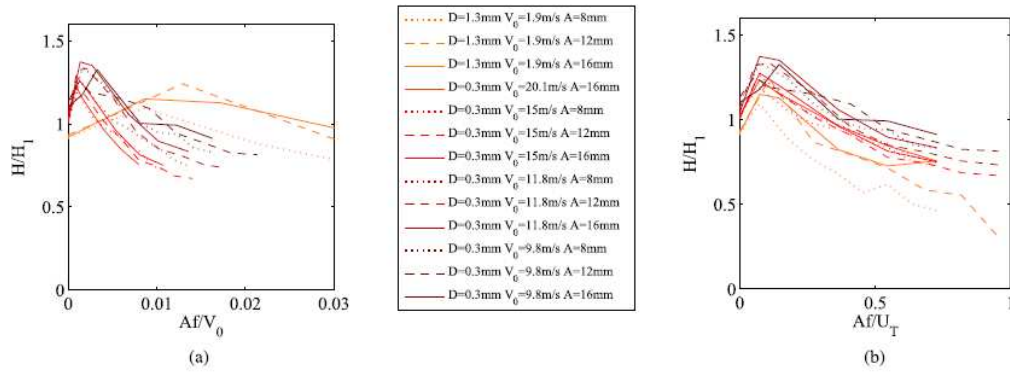


Fig. 6. Comparison of two possible Strouhal numbers in scaling the maximum in penetration depth: maxima occur for variable Af/V_0 (a), but for a constant $Af/U_T \approx 0.1$ (b).

as a new parameter the angle $\beta = \tan(\pi Af/2U_T)$, which can be interpreted as the angle of the bubble cloud relative to the vertical when its vertical velocity is $2U_T$. This angle is expected to be more representative of the average inclination of the bubble cloud than the maximum angle built with vertical velocity U_T , only reached at the tip of the cloud. We plot on Fig. 7 the ratio H/H_1 as a function of β . The scattered data of Fig. 4 is now relatively gathered around ratios H/H_1 close to one. While the existence of a maximum of H with the inclination angle θ is not explained in the work of Clanet and Lasheras (1997), they propose a model for the decrease of H observed at large θ . This model, which is simply a geometrical variation of the model behind Eq. (1) when the jet is tilted, predicts a depth H_2 such that:

$$\frac{H_2}{D} = \frac{(1 + \tan \alpha) \cos \theta + \tan \alpha \sin \theta \cos(\theta - \alpha)}{2 \tan \alpha} \frac{V_0}{U_T} \quad (2)$$

In this model it is assumed that the bubble cloud remains axisymmetric relative to the jet axis, namely that α does not depend on the azimuthal angle around the jet. The ratio H_2/H_1 is plotted as a dashed black line on Fig. 7, based on Eq. (2) with θ

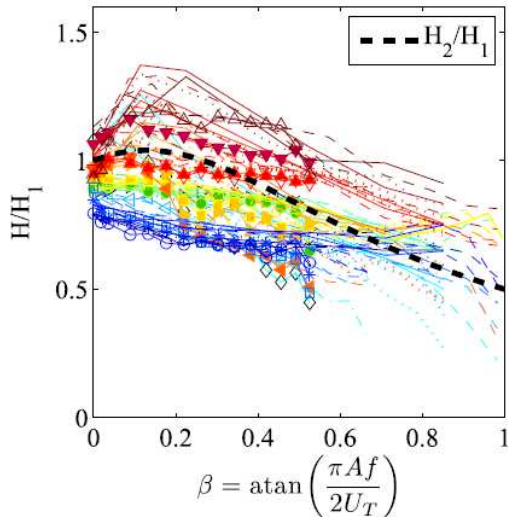


Fig. 7. Non dimensional bubble penetration depth as a function of $\beta = \tan(\pi Af/2U_T)$. Same legend as in Fig. 4. Dashed black line corresponds to the model of Clanet and Lasheras (1997) for a jet tilted of an angle $\theta = \beta$, Eq. (2).

equated to β . Note that even though there is still a large dispersion around the prediction, the widely scattered data of Fig. 4 is relatively well gathered around the black curve. The model captures the decrease in penetration depth observed at larger horizontal velocities (equivalent to larger angles). The large dispersion of the experimental data around $\beta = 0.2 \pm 0.1$ rad (corresponding to $11^\circ \pm 6^\circ$) results from the fact that in this region some of the curves exhibit a maximum of H , while others decrease monotonically. Something is obviously missing in the model, and this is discussed in the next section.

3.2.2. Existence of a maximum of penetration

As mentioned above, a maximum in penetration depth of up to 30% is also observed by Clanet and Lasheras (1997) in their experimental data when they vary the angle of inclination θ of the jet, but it is not explained by their model. We first discuss this maximum observed when a non-oscillating inclined jet is inclined. Observation of the dynamics of the bubble cloud shows that when the jet is vertical and not oscillated, the bubbles released from the jet ascend all around the jet, Fig. 8a; when the jet is slightly tilted, or equivalently when it is moving relative to the liquid bath because of an oscillation, the symmetry is broken and the bubbles ascend in a confined region farther from the plunging jet, see Fig. 8b. This has a strong impact on the angle α of the mixing layer: it can be seen on Fig. 8 that the value of α is larger when the bubbles ascend all around the jet. The angle α measured from these images is equal to 17° for Fig. 8a, and to 12° for Fig. 8b. We inter-

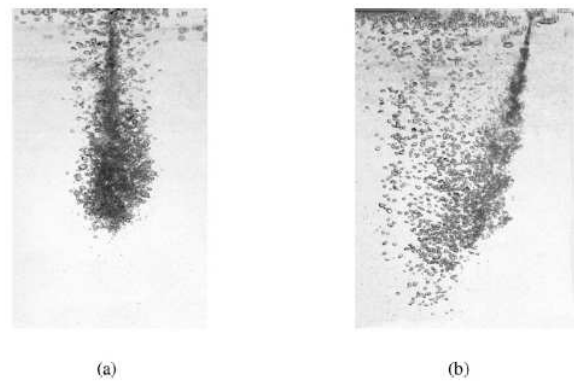


Fig. 8. Penetration cloud for $D = 1.3$ mm, $V_0 = 15.64$ m/s $^{-1}$, $Re = 20331$; (a) The nozzle is vertical; (b) The nozzle is tilted with an angle θ equal to 15.5° .

pret the larger α of Fig. 8a as resulting from the annular upwards flow generated by ascending bubbles. When the jet is tilted, the ascending flow is displaced away from the plunging jet, α therefore decreases, which in turn leads to a larger penetration depth via momentum conservation (plus 30% on Fig. 8b).

This explains the existence of a maximum in the Clanet and Lasheras (1997) measurements when the jet inclination is increased. We believe the same mechanism explains the maximum observed in our experimental results. In other terms, for low but finite β , i.e. moderate horizontal velocities, the jet motion breaks the symmetry of the upwards flow and leads to a penetration larger than that for a vertical jet. If β is further increased (i.e. horizontal velocity further increased), the vertical penetration eventually decreases because a larger fraction of the jet momentum is injected in the horizontal direction, as modelled in Eq. (2).

As pointed out before, the maximum in penetration depth is not observed for all cases in Fig. 7. This maximum exists when $D = 0.3$ mm with all the velocities and Reynolds tested, whereas it only appears for velocities under 5.63 m/s ($Re = 7345$) for a nozzle diameter equal to $D = 1.3$ mm and only for the lowest velocity $V_0 = 1.88$ m/s ($Re = 4524$) in the $D = 2.4$ mm case. Our interpretation is that when the momentum of the jet is larger, the impact of the bubble cloud on the liquid flow is smaller. We check this assumption by plotting on Fig. 9 the ratio of the maximum penetration depth when A and f are varied to the penetration depth H_0 when A and f are zero (●) as a function of the Reynolds number. There is a clear trend, namely this ratio decreases almost monotonically to one when Re is increased. The conditions for which no maximum is observed roughly correspond to Reynolds numbers larger than 10^4 . Hence, an increase of the penetration depth with the oscillation of the jet can only be observed for low values of Re , when the jet momentum is weaker. This increase can be of up to 30% for the smallest jet Reynolds numbers investigated, namely $Re \approx 2500 - 2900$. These values being close to the end of the transition to turbulence region, we can conclude that, for a oscillated fully turbulent jet, the maximum depth of penetration when Re is varied is 30% larger than the Clanet et al. prediction. Note that we have not investigated laminar nor transition conditions for which the air entrainment process is changed.

We have also included on Fig. 9 three points corresponding to the data of Clanet and Lasheras (1997): for these points the ratio H_{max}/H_0 corresponds to the ratio of the maximum penetration depth when the jet is inclined to the penetration depth when it is vertical for the same D and V_0 . For a given Re the ratio H_{max}/H_0

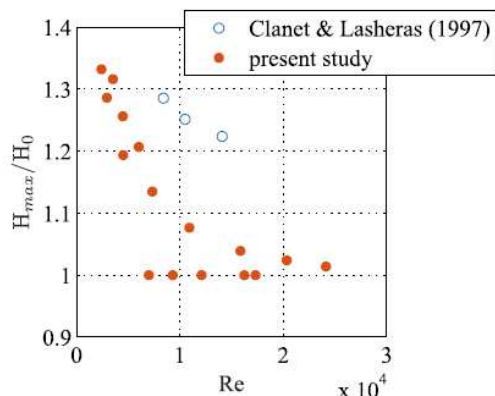


Fig. 9. Ratio of maximum penetration depth H_{max} when A and f are varied, to penetration depth H_0 when $A = 0$ and $f = 0$, for fixed D and V_0 , as a function of the Reynolds number: ● present measurements, ○ Clanet and Lasheras (1997) measurements. The maximum is enhanced for low values of Re .

observed in their experiment is larger than for our oscillated jet, but this is expected since the impact of the ascending secondary flow on H will be stronger when the jet is stationary than when its “effective inclination” oscillates. Interestingly, a decrease of H_{max}/H_0 with Re is also observed in their experiments.

3.2.3. Impact of mixing layer angle α on the penetration depth

As mentioned in the preceding subsection, the existence of a maximum of penetration when the jet is oscillated is due to the impact of the oscillation on the mixing layer angle α . The model of Clanet and Lasheras (1997) is based on the assumption that α , the angle of the mixing layer, is constant. While this is mostly true for the case of the fixed jet, α is expected to exhibit strong variations when the jet is oscillated. We discuss in this paragraph these variations of α during the course of an oscillation of the liquid jet. We present some pictures of the bubble cloud along its oscillation on Fig. 10, for two distinct conditions: on the bottom line is represented the case where one of the highest maximum of H is measured on Fig. 5 ($D = 0.3$ mm, $V_0 = 9.8$ m/s, $A = 12$ mm, $f = 1$ Hz corresponding to $Re = 2950$); on the top line is a case without a maximum in penetration depth ($D = 1.3$ mm, $V_0 = 18.6$ m/s, $A = 16$ mm, $f = 1$ Hz corresponding to $Re = 24,137$). For both lines the leftmost image shows the jet when it reaches its maximum excursion to the left, the central image represents the central position, corresponding to the maximum velocity; the rightmost image shows the maximum excursion to the right. The numerical values correspond to an average of α measured on the left/right sides of the jet, and are deduced from the maximum width at the bottom of the cloud. When the jet of the bottom line is located at the extreme positions (left or right), α is around 7° , while it rises up to 11° when the jet is at the middle position (maximum velocity). On the contrary, no real variation of α happens for the conditions of the top line, for which no maximum of H was observed: α remains constant around 12° . The conditions of the top line of Fig. 10 correspond to a much larger Re than that of the bottom line, and our interpretation is that the constant α for this case results from the larger momentum of the liquid jet for these conditions. On the contrary, when Re is smaller as in the bottom line, the mixing layer angle of the jet is strongly impacted by the oscillation. Namely, the effect of the oscillation is to remove the jet from its ascending bubble cloud, leading to smaller values of α at the position of maximum amplitude.

Via the conservation of momentum, these local variations of α are expected to strongly impact the local penetration depth H_{loc} , defined as the instantaneous penetration depth observed at a given position: Table 4 shows how a variation of α in the range $10-14^\circ$ leads to variations of the model penetration depth H_1 of about 30%, via Eq. (1). A local decrease of the mixing layer angle at the outermost positions will therefore logically induce a larger local penetration depth at this location.

We believe the dispersion of the average penetration depth in Fig. 7 is caused by these variations of α , which are not accounted for in the Clanet and Lasheras (1997) model, only based on the assumption that $\alpha = 12.5^\circ$. Namely we believe the difference between the red (small diameter D) and blue (large D) curves on Fig. 7 are the same as the difference between the top and bottom line on Fig. 10: for a given amplitude/frequency if the jet has a much smaller inertia (much smaller Re), it will display a much larger local penetration depth at its outermost positions, where its mixing layer angle is the smallest, and therefore a larger average penetration depth H .

3.2.4. Shape of the bubble cloud

While results of Figs. 4–9 were devoted to measurements of the average penetration depth H of the bubble cloud, a consequence of

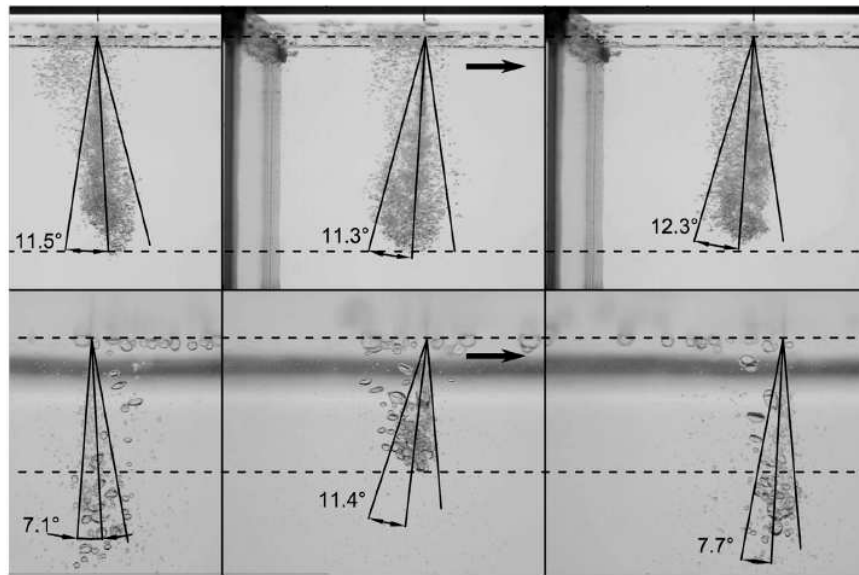


Fig. 10. Top line: $D = 1.3$ mm, $V_0 = 18.6$ m/s, $A = 16$ mm, $f = 1$ Hz, $Re = 24137$. Bottom line: $D = 0.3$ mm, $V_0 = 9.8$ m/s, $A = 12$ mm, $f = 1$ Hz, $Re = 2950$. Left column shows the bubble cloud when the jet reaches its leftmost position. Center column shows the jet reaching its maximum velocity while travelling rightwards. Right column shows the bubble cloud when the jet has reached the rightmost position. The angle α is illustrated for each bubble cloud: this angle is constant for the conditions of the top line, but varies strongly for the conditions of the bottom line, leading to a decrease in the instantaneous penetration depth when horizontal velocity is the largest.

Table 4
Impact of mixing layer angle α on model penetration depth H_1 .

$\alpha(^{\circ})$	10	11.5	12.5	14
H_1 in mm ($V_0 = 18.6$ m/s, $D = 1.3$ mm)	315	275	253	226
H_1 in mm ($V_0 = 9.8$ m/s, $D = 0.3$ mm)	38	33	30	27

the previous discussion is that the local penetration depth H_{loc} is actually not uniform over the region covered by the oscillating jet. This can be illustrated by superposing instantaneous images of the clouds, see Fig. 11. The depth of the bubble cloud exhibits strong spatial variations for $V_0 = 2.9$ m/s and $f = 10$ Hz, Fig. 11a, with a minimum at the central location. The same effect is observed, to a smaller extent, for Fig. 11b and c. For the conditions of Fig. 11d though, corresponding to the same amplitude but to a smaller frequency $f = 1$ Hz, such a minimum at the center is not observed.

The fact that the minimum at the center of the cloud disappears when frequency is lowered can be interpreted via the impact of the effective angle β , illustrated in Fig. 7: for conditions of large frequency and hence large β , H_{loc} will decrease when the jet reaches its maximum velocity, namely at the center. Patterns such as those of Fig. 11a to c are therefore expected to occur for large values of β . A second necessary condition is that the amplitude of the motion must be larger than the width of the instantaneous cloud itself. The width of the cloud at its bottom can be estimated from DV_0/U_T , the condition is then simply that dimensionless number

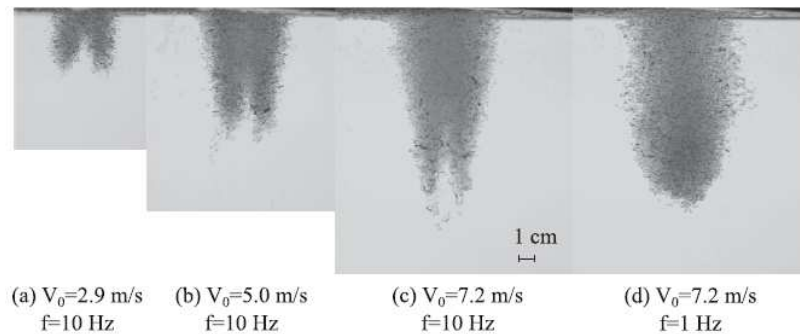


Fig. 11. Global shape of the bubble cloud obtained by superposing images below the oscillating jet. Fixed $D = 2.4$ mm and oscillation amplitude $A = 16$ mm.

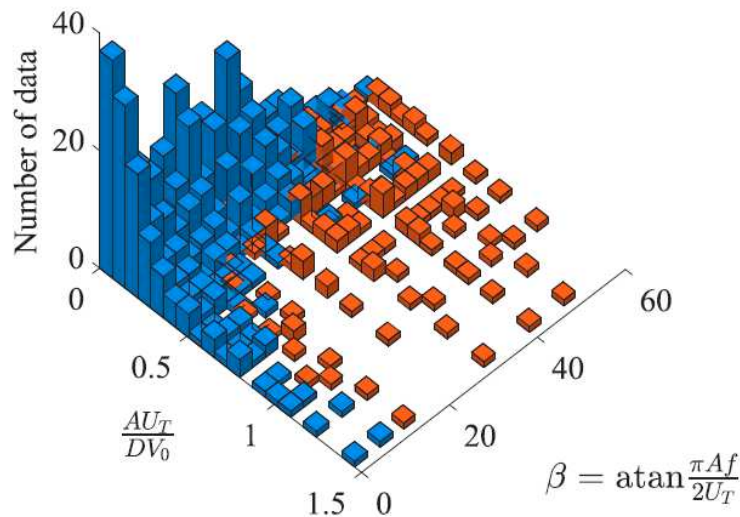


Fig. 12. Histogram of all data points as a function of AU_T/DV_0 and β (in $^\circ$), showing in blue conditions for which there is a maximum in penetration depth at the center of the bubble cloud (e.g. Fig. 11d) and in orange conditions for which there is a local minimum in penetration depth at the center (e.g. Fig. 11a). A minimum of penetration at the center is observed for large values of AU_T/DV_0 and β .

AU_T/DV_0 must be large enough. In the dimensional analysis, this parameter replaces parameter A/D introduced in Section 3.2.1, and whose impact had not yet been discussed. We represent on Fig. 12 a histogram of all our data points, with axes β and AU_T/DV_0 . Conditions for which there is a maximum at the center (e.g. Fig. 11d) are colored in blue, and conditions for which there is on the contrary a minimum at the center (e.g. Fig. 11a) are colored in orange. We consider that there is a minimum at the center when $H_{loc(max)}/H_{loc(center)} > 1.05$. Fig. 12 shows that there is very little overlap of the blue/orange regions, and that the two dimensionless numbers we propose are relevant to predict the shape of the bubble cloud generated by an oscillating jet: spatial heterogeneity of the penetration depth clearly corresponds to larger AU_T/DV_0 and β values. Note that this cartography has been obtained by varying independently A , f , V_0 , and D , i.e. all the physical parameters introduced in both dimensionless groupings except U_T .

4. Conclusion

We have measured the penetration depth of the bubble cloud generated by an oscillating liquid jet. We have shown that the order of magnitude of the average penetration depth can be well estimated by the simple model of Clanet and Lasheras (1997) for a non-oscillating tilted jet, with a constant mixing layer angle $\alpha = 12.5^\circ$. The effect of an oscillation of amplitude A and frequency f can be captured via an effective inclination angle $\beta = \text{atan}(\pi Af/2U_T)$. When frequency is varied, a maximum of penetration depth can be observed if the inertia of the jet is low enough, namely if $Re = DV_0/\nu < 10^4$: this maximum is caused by the modification of the ascending flow around the bubble cloud, which impacts the mixing layer angle α . The existence of this maximum, which is not captured by the Clanet and Lasheras (1997) model, is the main cause of discrepancy between experiments and model, up to 30% for β in the range [0.15–0.25].

Examination of the dynamics of the oscillated jet shows that for lower inertia jets, the angle α varies strongly during the course of an oscillation: α is larger at the central position, and smaller at the outermost positions. The local penetration depth is therefore smaller at the central position, and larger at the edges. A consequence of these variations of α , is that for these conditions the glo-

bal shape of the bubble cloud itself displays a minimum at the central position for large β and AU_T/DV_0 . The cartography we provide on Fig. 12 can be used to predict this shape.

The distance h between the nozzle and the surface is equal to $20D$ for all our measurements. A variation of this distance is expected to affect the amplitude of perturbations on the liquid jet surface when it hits the pool, and therefore the amount of gas entrained below the surface. Preliminary measurements have shown that the quantity of bubbles had little effect on the penetration depth, and only played a part via the secondary flow of ascending bubbles. However, this will have to be quantified more precisely in future experiments.

The penetration depths measured in the present study were obtained for turbulent jets, but the scale of the liquid jets remained small compared to the scales involved in hydraulic systems. As mentioned in the introduction, for larger systems the jet is expected to exhibit natural oscillations related to the development of instabilities along its fall, and it may also fragment. The model presented in this work for the penetration depth is expected to apply as well for such systems provided the oscillation and jet structure at impact are adequately quantified. This will have to be demonstrated in future works.

Conflict of interest

The authors declare that there are no conflicts of interest.

Acknowledgements

The authors acknowledge the help of Jean Berard on the experimental set-up. The laboratory LEGI is part of the LabEx Tec 21 (Investissements d'Avenir-Grant Agreement No. ANR-11-LABX-0030).

References

- Biñ, A.K., 1993. Gas entrainment by plunging liquid jets. *Chem. Eng. Sci.* 48, 3585–3630. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(93\)81019-R](https://doi.org/10.1016/0009-2509(93)81019-R).
- Chanson, H., Aoki, S., Hoque, A., 2006. Bubble entrainment and dispersion in plunging jet flows: freshwater vs. seawater. *J. Coastal Res.* 22, 664–677.

- Clanet, C., Lasheras, J.C., 1997. Depth of penetration of bubbles entrained by a plunging water jet. *Phys. Fluids* 9, 1864. <https://doi.org/10.1063/1.869336>.
- Deike, L., Melville, W.K., Popinet, S., 2016. Air entrainment and bubble statistics in breaking waves. *J. Fluid Mech.* 801, 91–129. <https://doi.org/10.1017/jfm.2016.372>.
- Descoux, S., Chanudet, V., Taquet, B., Rode, W., Guédant, P., Serça, D., Guerin, F., 2016. Efficiency of the nam theun 2 hydraulic structures on water aeration and methane degassing. *Hydroécol. Appl.* 19, 63–86. <https://doi.org/10.1051/hydro/2015002>.
- Van de Donk, J.A.C., 1981. *Water Aeration with Plunging Jets* Ph.D. thesis. TU Delft.
- Duarte, R., Pinheiro, A., Schleiss, A.J., 2016. An enhanced physically based scour model for considering jet air entrainment. *Engineering* 2, 294–301. <https://doi.org/10.1016/j.eng.2016.03.003>.
- Ervine, D.A., Falvey, H.T., Withers, W., 1997. Pressure fluctuations on plunge pool floors. *J. Hydraul. Res.* 35, 257–279. <https://doi.org/10.1080/00221689709498430>.
- Falvey, H.T., Ervine, D.A., 1987. Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. *ICE Proc.* 83, 295–314. <https://doi.org/10.1680/iicep.1987.353>.
- Guyot, G., Rodriguez, M., Pfister, M., Matas, J.-P., Cartellier, A., 2016. Experimental study of large scale plunging. In: Crookston, B., Tullis, B. (Eds.), *Hydraulic Structures and Water System Management*. 6th IAHR International Symposium on Hydraulic Structures, pp. 195–208. <https://doi.org/10.15142/T3540628160853>.
- Horn, G., Thring, M.W., 1956. Angle of spread of free jets. *Nature* 178, 205–206. <https://doi.org/10.1038/178205a0>.
- Kiger, K.T., Duncan, J.H., 2012. Air-entrainment mechanisms in plunging jets and breaking waves. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 44, 563–596. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-122109-160724>.
- Ma, J., Oberai, A.A., Drew, D.A., Lahey, R.T. J., Moraga, F., 2010. A quantitative sub-grid air entrainment model for bubbly flows - plunging jets. *Comput. Fluids* 39, 77–86. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2009.07.004>.
- Maxworthy, T., Gnann, C., Kürten, M., Durst, F., 1996. Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous. *J. Fluid Mech.* 321, 421–441. <https://doi.org/10.1017/S0022112096007781>.
- McKeogh, E.J., Ervine, D.A., 1981. Air entrainment rate and diffusion pattern of plunging liquid jets. *Chem. Eng. Sci.* 36, 1161–1172. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(81\)85064-6](https://doi.org/10.1016/0009-2509(81)85064-6).
- Miwa, S., Moribe, T., Tsutsumi, K., Hibiki, T., 2018. Experimental investigation of air entrainment by vertical plunging liquid jet. *Chem. Eng. Sci.* 181, 251–263. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2018.01.037>.
- Nakasone, H., 1987. Study of aeration at weirs and cascades. *J. Environ. Eng.* 113, 64–81. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9372\(1987\)113:1\(64\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9372(1987)113:1(64)).
- Ohkawa, A., Kusabiraki, D., Shiokawa, Y., Sakai, N., Fujii, M., 1986. Flow and oxygen transfer in a plunging water jet system using inclined short nozzles and performance characteristics of its system in aerobic treatment of wastewater. *Biotechnol. Bioeng.* 28, 1845–1856.
- Pagliara, S., Palermo, M., Carnacina, I., 2011. Scour process due to symmetric dam spillways crossing jets. *Int. J. River Basin Manage.* 9, 31–42. <https://doi.org/10.1080/15715124.2010.549090>.
- Pope, S.B., 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.

« JetHigh » : Dispositif expérimental pour jets de grandes dimensions

7. PRESENTATION DE “JETHIGH”

L'objectif de cette installation est de permettre la mise en place de mesures sur des jets de grande dimension, afin de tester les modèles ou corrélations proposés dans la littérature pour la profondeur de pénétration, les débits d'air entraînés, la granulométrie des bulles et les état de jets pendant la chute. Deux pompes sont en capacité de délivrer 30Kw de puissance à la buse. La sortie de buse est située 12.5 m au-dessus de la limite inférieure d'une piscine de 5 m de diamètre. Au fond de cette piscine, un puits de 2 m de diamètre descend jusqu'à une profondeur totale de 23 m. La figure 7-1 montre un schéma de cette installation sans représenter le puits inférieur.

Un dispositif de réduction à partir d'un cylindre de diamètre 40 cm et de 2 m de haut, équipé deux grilles de tranquillisation, est placé en amont des convergents amenant à la buse. L'objectif de ces éléments est de supprimer les écoulements secondaires générés par le circuit d'amenée à la buse.

Le système fonctionne en circuit fermé. Les pompes injectent de l'eau du puits de réception dans le circuit. Elles sont en capacité de fournir des débits compris entre 2 et 500 l/s. Deux circuits d'amenée sont disponibles afin de garantir la stabilité et la mesure précise de tous les débits. Ainsi, le débit est mesuré avec une précision de 0.01 % pour toute l'étendue des débits. Les vitesses disponibles en sortie de buse s'étalent entre 2 et 35 ms⁻¹. Les diamètres intérieurs de buse sont compris entre 23.6 mm et 213 mm.

L'accessibilité au jet est assurée à toutes les hauteurs entre la surface de l'eau et la buse. Un plancher est installé au-dessus du puits de 5 m de diamètre et 3 autres étages espacés de 2 m permettent de monter jusqu'à la buse.

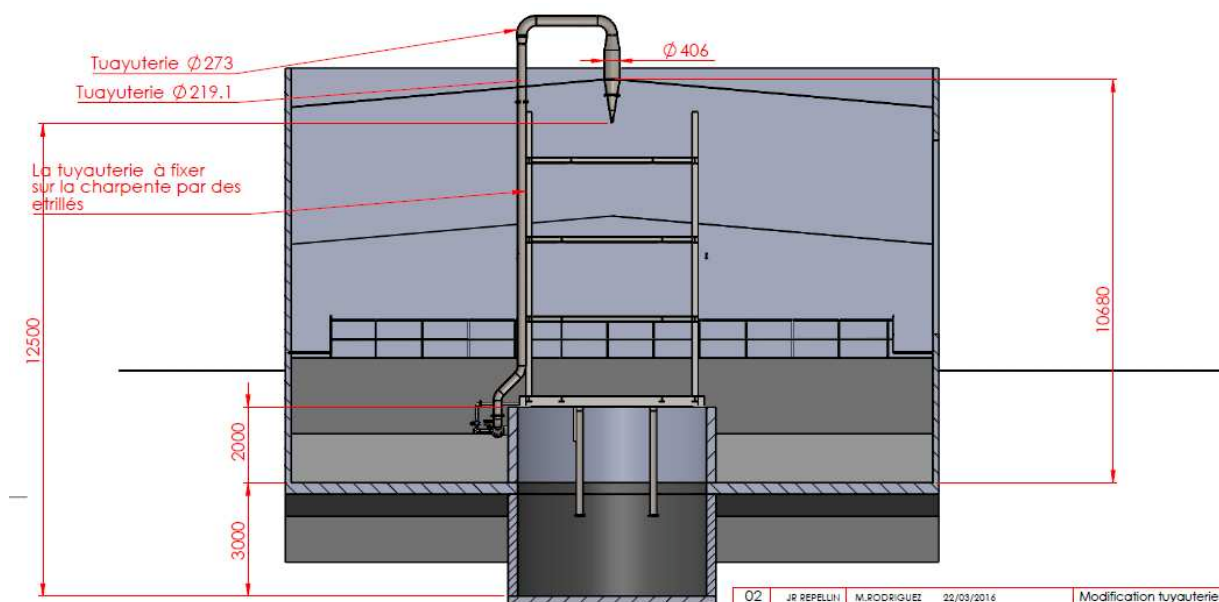


Figure 7-1 : Schéma du dispositif expérimental "JetHigh"

8. APPARENCE DES JETS

Les objectifs principaux de la première mise en œuvre de l'installation sont l'observation de la variété des jets pouvant être générés ainsi que la mesure de la longueur de brisure.

Pour cela, nous avons utilisé 3 caméras haute-fréquence de type Phantom Miro M310 disposées à chaque étage et une caméra haute fréquence Phantom V10 pour une vision plus large. Chaque caméra couvre respectivement le jet sur environ 50 cm de large, et 1 m de chute.

Un autre objectif était la mise en œuvre des moyens de mesure sur ce type de dispositif d'expérimentation inédit de par la taille puisqu'il s'agit de la plus grande expérimentation sur les jets disponible actuellement. Ces essais marquent le début de la mise au point d'un moyen d'analyse vidéo dédié à ces conditions d'expérimentations. Le but est d'obtenir des mesures du diamètre du jet, de sa vitesse et l'évaluation de son état de surface ou de sa continuité. Ils sont aussi le point de départ de la réflexion autour des moyens à mettre en œuvre pour analyser de tels jets.

Le tableau 8-1 décrit l'intégralité des jets générés à cette étape. La figure 8-1 montre ces jets classés par diamètre de buse en fonction de la vitesse à la buse. Les images montrent l'état de jets répartis par vitesses de 5, 10 15, 20 et 25 m/s quand ces vitesses sont accessibles pour la buse. Les images décrivent les jets pour une longueur de chute comprise entre 5.5 et 6.5 m. L'ensemble des analyses sont faites à cette étape pour ces longueurs de chute.

La difficulté rencontrée pour le traitement des vidéos obtenues réside principalement dans l'éclairage difficile à réaliser de manière uniforme sur toute la hauteur de la chute. Des zones non homogènes induisent des erreurs d'interprétation ou des impossibilités à exploiter les films réalisés pour la quantification des états de jet.

Tableau 8-1 : Lancement de JetHigh : configurations visualisées

Diamètre intérieur de buse Mm	Vitesse m/s	Débit l/s	Nombre de Reynolds	Nombre de Weber
213.0	5.0	178.2	1.1E+06	73
162.3	5.0	103.4	8.1E+05	56
89.2	5.0	31.2	4.5E+05	31
36.4	5.0	5.2	1.8E+05	13
23.6	5.0	2.2	1.2E+05	8
36.4	9.0	9.4	3.3E+05	41
23.6	9.0	3.9	2.1E+05	26
162.3	10.0	206.9	1.6E+06	222
89.2	10.0	62.5	8.9E+05	122
89.2	15.0	93.7	1.3E+06	275
36.4	15.0	15.7	5.5E+05	113
23.6	15.0	6.6	3.5E+05	73
89.2	20.0	125.0	1.8E+06	489
36.4	20.0	20.9	7.3E+05	200
23.6	20.0	8.7	4.7E+05	129
213.0	5.6	200.0	1.2E+06	92
213.0	5.1	180.6	1.1E+06	75
213.0	4.3	152.8	9.1E+05	54
213.0	3.5	125.0	7.5E+05	36
213.0	2.9	103.4	6.2E+05	25
162.3	9.7	200.0	1.6E+06	208
162.3	8.7	180.6	1.4E+06	169

162.3	7.4	152.8	1.2E+06	121
162.3	5.4	111.1	8.7E+05	64
162.3	3.4	69.4	5.4E+05	25
89.2	23.2	144.7	2.1E+06	655
89.2	15.4	96.5	1.4E+06	291
89.2	9.3	57.9	8.3E+05	105
89.2	6.2	38.6	5.5E+05	47
89.2	3.1	19.3	2.8E+05	12
89.2	2.1	12.9	1.8E+05	5
36.4	26.7	27.9	9.7E+05	356
36.4	10.7	11.2	3.9E+05	57
36.4	8.0	8.4	2.9E+05	32
36.4	5.3	5.6	1.9E+05	14
36.4	3.2	3.4	1.2E+05	5
36.4	1.9	2.0	6.8E+04	2
23.6	22.9	10.0	5.4E+05	169
23.6	9.3	4.1	2.2E+05	28
23.6	5.1	2.2	1.2E+05	8
23.6	2.5	1.1	6.0E+04	2

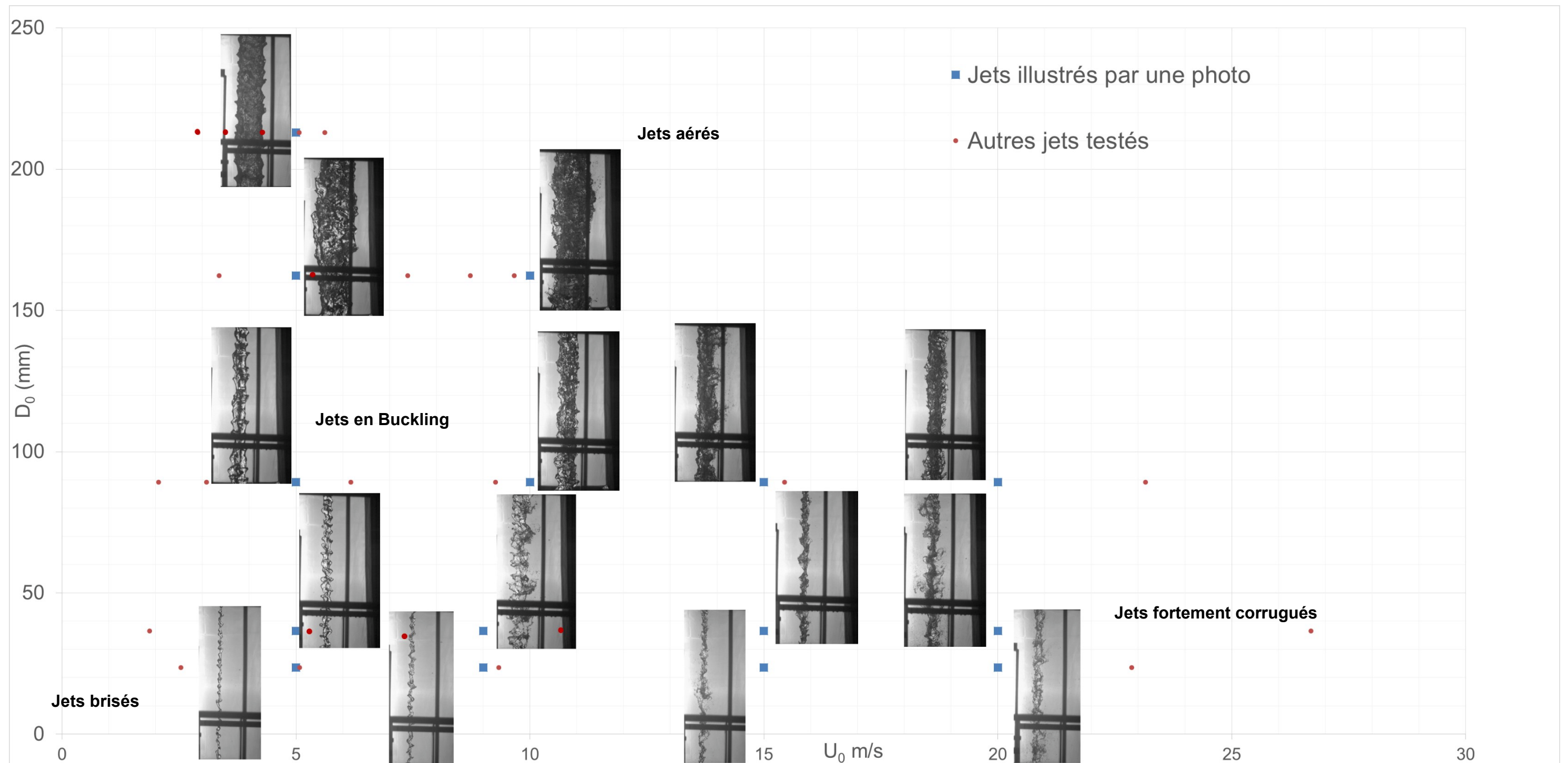


Figure 8-1 : L'Intégralité des jets visualisés pour la première mise en œuvre de JetHigh. Les carrés bleus représentent les jets illustrés par des images issues de films à haute fréquence et donc à haute vitesse d'obturation, les points rouges sont les autres jets testés". La buse est surmontée d'un nid d'abeille permettant de calmer efficacement les écoulements secondaires générés par le circuit d'approche pour le jet montré avec $D_0 = 213$ mm et $U_0 = 5$ m/s. Ce dispositif est ensuite conservé pour la suite des mesures.

Nous avons classé les jets par type d'état. Les quatre catégories que nous avons retenues sont :

- les jets brisés bien décrits par Ervine et al (1997a). Ces jets sont obtenus pour des très petites vitesses associées aux deux plus petites buses. La zone « jets brisés » sur la figure 8-1 décrit la zone de l'espace des vitesses les plus faibles et tailles de buses les plus petites. La figure 8-2 montre une représentation schématisée d'un jet qui se brise. Après le point de brisure, le corps du jet est discontinu. Un exemple de ces jets observé sur notre manipulation figure sur la photo (a) de la Figure 8-4.

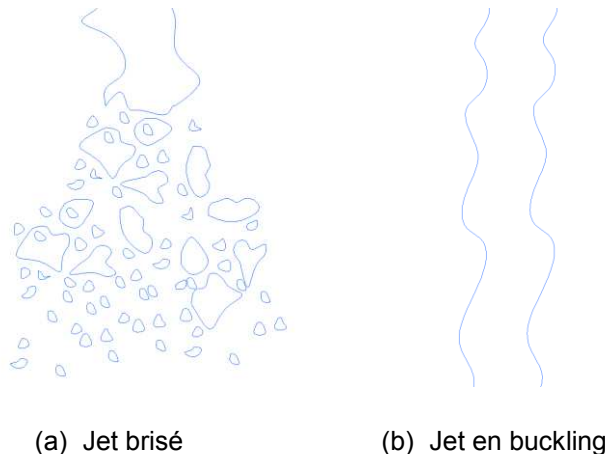


Figure 8-2 : Schéma des jets brisés en (a) et en buckling en (b)

- Les jets dits en « buckling » sont des jets continus. Ils sont formés d'un corps sinueux et très déformé. L'espace où sont observés ces jets est donné sur la figure 8-1, ce sont des vitesses intermédiaires pour les buses comprises entre 23.6 mm et 82.9 mm. Ces jets se forment jusqu'à un débit de 8 l.s^{-1} dans nos essais. Le mouvement de buckling est remarquable puisque que la structure serpentant du jet peut paraître ordonnée pour les jets non visqueux documentés par Bejan (1981). Ce comportement a été mis en équation par Buckmaster et al (1975). Il a été expérimentalement décrit par Stockman et al (1982) pour des jets capillaires. Néanmoins aucune étude n'a été trouvée sur des jets des dimensions que nous réalisons. La forme « régulière » observée dans la littérature et donnée dans la partie (b) de la figure 8-2 peut être observée, sur Jet High, sous une forme extrême comme en témoigne la photo de l'image (b) figure 8-4 où les déformations du corps sont de l'ordre du plusieurs rayons du jet.

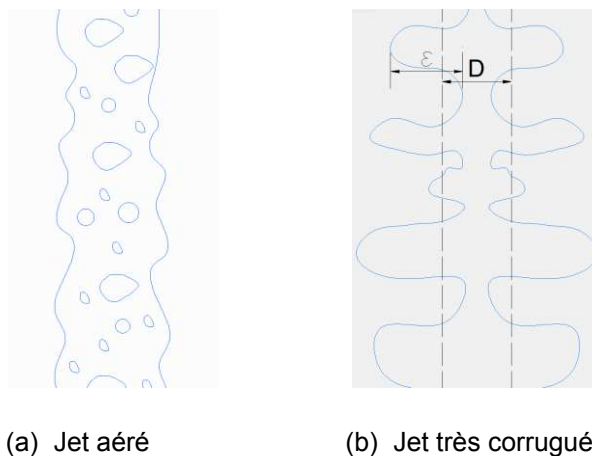


Figure 8-3 : Schéma des jets aérés en (a) et très corrugués (b)

- Les jets aérés se trouvent pour leur part comme indiqué sur la figure 8-4, dans la zone des plus grandes buses (162.3 mm et 213 mm). Nous n'avons pas utilisé les zones de fonctionnement extrêmes de la structure pour ces grandes buses. Nous nous sommes limités à une vitesse de 10 m.s^{-1} pour ces premiers essais. Ces jets sont des jets continus mais avec des corrugations de surface importantes, dont la taille ϵ est typiquement inférieure au diamètre du jet (à la différence des jets en buckling). Ils se forment à partir de débits de l'ordre de 60 l.s^{-1} .
- Les jets très fortement corrugués correspondent aux jets à haute vitesse. Ils sont marqués par des détachements de gouttes. Ils peuvent aussi être même un peu sinueux comme le montre la photo de la colonne (d) de la figure 8-4. Les rapports ϵ/D pouvant être supérieurs à 0.5 sur les jets de cette série.

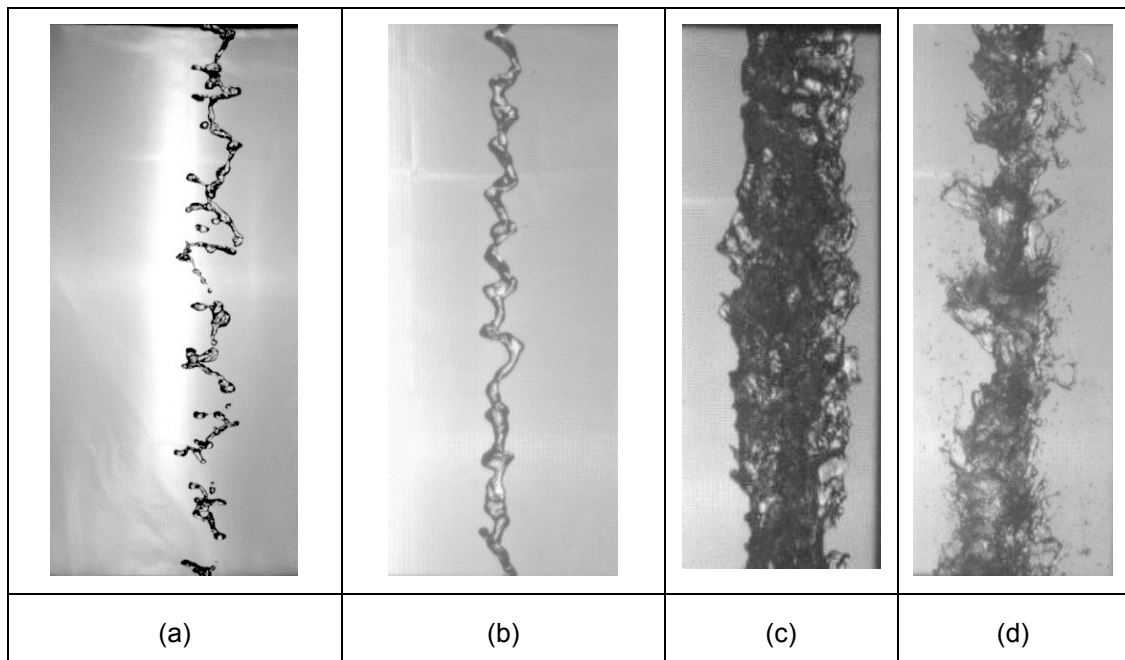
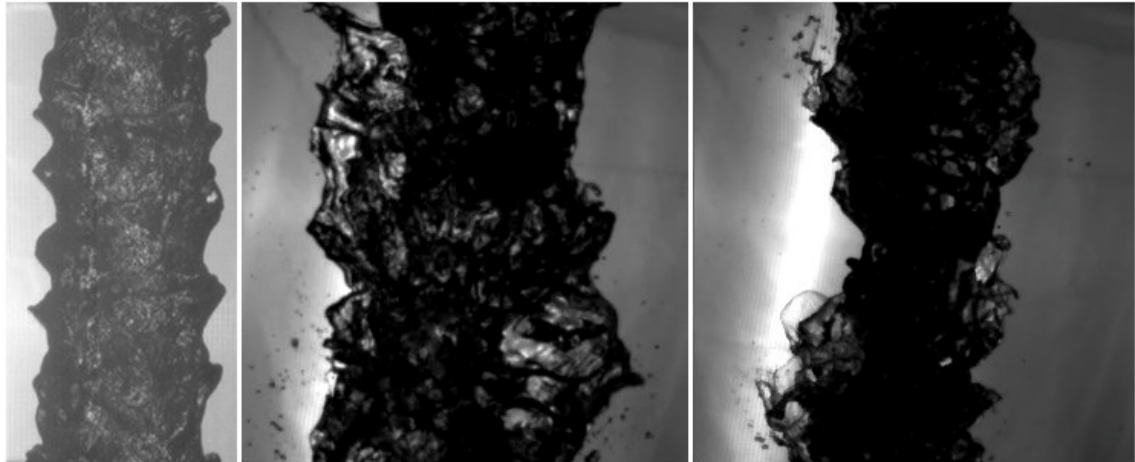


Figure 8-4 : a) Jet brisé. Diamètre de buse 23.6 mm, vitesse à la buse $2,5 \text{ m.s}^{-1}$. b) Jet en buckling. Diamètre de buse 23.6 mm et vitesse à la buse 5 m.s^{-1} . c) Jet aéré. Diamètre de buse 82.9 mm et vitesse à la buse 20 m.s^{-1} . d) Jet fortement corrugué. Diamètre de buse 36.4 mm et vitesse à la buse 20 m.s^{-1} .

Lors de cette première mise en œuvre, nous avons tout d'abord opéré avec deux grilles de tranquillisation placées en amont du convergent menant à la buse. Nous avons observé des instabilités dans les jets, créées par des fluctuations importantes des jets et des mouvements rotationnels dès la sortie de la buse pour les jets issus des buses de 162.3 mm et de 213 mm. Nous avons attribué ces mouvements aux écoulements secondaires créés par les coudes présents dans le circuit d'amenée. Nous avons alors placé une hauteur de 50 cm de nid d'abeille en amont du convergent de la buse. Nous avons procédé à des visualisations des jets avec la buse 213 mm. La figure 8-5 montre la comparaison du jet pour ce diamètre avec et sans nid d'abeille, pour une vitesse à la buse de 5 m/s et après une chute de 5 m. La différence est claire. Le jet issu du système avec le nid d'abeille (Figure 8-5 (a)) a un aspect régulier, bien qu'avec des ondes de surfaces marquées, l'écoulement semble stable. Sa direction est verticale. L'axe du jet n'a pas de fluctuation. Au contraire, sans nid d'abeille, l'écoulement est instable, le jet fluctue fortement et change d'aspect entre deux instants comme le montrent les cas (b) et (c) de la figure 8-5. Il en ressort que les écoulements secondaires influencent directement l'état du jet. Cela montre aussi qu'il faut envisager un ensemble de paramètres pouvant prendre en compte les éventuels

écoulements secondaires présent à l'initialisation du jet. Nous n'avons pas réalisé ce travail dans le cadre de ces recherches. Pour la suite des expérimentations, nous avons gardé le nid d'abeille pour nous prémunir de l'effet des écoulements secondaires.



(a) Avec Nid d'abeille (b) Sans nid d'abeille : Etat 1 (c) Sans nif d'abeille : Etat 2

Figure 8-5 : Vue du jet $D_0 = 213$ mm, $U_0 = 5$ m/s, $L_c = 5$ m. L'échelle est conservée sur les trois images, L'image de gauche correspond à l'état du jet lorsque le nid d'abeille est ajouté en amont de la buse, les deux autres images correspondent à l'état du jet à la même longueur de chute lorsque le circuit n'est pas équipé de nid d'abeille.

Lors de cette première série d'observations de jets, nous n'avons pas été en mesure d'observer des longueurs de brisure inférieures à la hauteur de chute pour des jets dont les diamètres de buses et les vitesses à la buse étaient comparables avec ceux des expériences réalisées par Ervine (1997) et ce, même pour des longueurs de chute plus grandes que la longueur de brisure prédite. La longueur de chute maximale observée par Ervine et al (1997) était de 2.63 m alors que les illustrations montrées ici sont prises entre 5.5 m et 6.5 m de longueur de chute. La différence vient peut-être du fait que les Tu de nos jets sont différents de ceux des jets testés par Ervine et al (1997). Les Tu testés par les auteurs étaient compris entre 0.3% et 5 %. Nous ne pouvons pas trancher car nous n'avons pas de mesure de Tu disponible pour cette première mise en œuvre. En outre, nous avons vu que les écoulements secondaires peuvent être tout aussi influents que le Tu sur le développement du jet. Enfin, nous avons basé la hauteur de 10 m sur le modèle d'évolution de jet proposé par Ervine et al (1997). A cette hauteur, pour la majorité des buses et des vitesses testées, les jets devaient avoir passé la longueur de brisure avant les 6 m de chutes. Il s'avère que cela n'est le cas que pour quelques cas pour des faibles vitesses avec les buses les plus petites.

Nous avons cependant pu observer un large spectre de types de jet. Nous avons obtenu des jets dont les faciès sont non standards avec des tailles de corrugations importantes et des jets très aérés. La question restante est de savoir si nous avons vu l'ensemble des types de jets que l'on pourrait observer pour des hauteurs de chute encore plus grandes. Un enjeu pour les applications serait de construire un modèle phénoménologique capable de fournir une fonction de transfert liant les paramètres en sortie de buse avec l'état du jet le long de sa chute. Cet axe de travail restera cependant à investiguer suite à cette thèse, car nous avons fait le choix de regarder ce qui se passe sous la surface après l'impact pour la suite des expériences à mener sur JetHigh.

9. MESURES A L'IMPACT ET DANS LE PUIT

9.1 MODIFICATIONS DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

JetHigh a dû être modifié afin de tenir compte du retour d'expérience des précédents essais et de mettre le moyen expérimental en capacité de mesurer des paramètres sous la surface de l'eau, et directement à la surface de l'eau.

Un support permettant de fixer des capteurs ou des sondes entre 1,5 m au-dessus de la surface et 3,5 m en dessous de la surface a été ajouté à la structure. Cette structure lourde capable de se déplacer en 3D est montrée sur la figure 9.1-1.

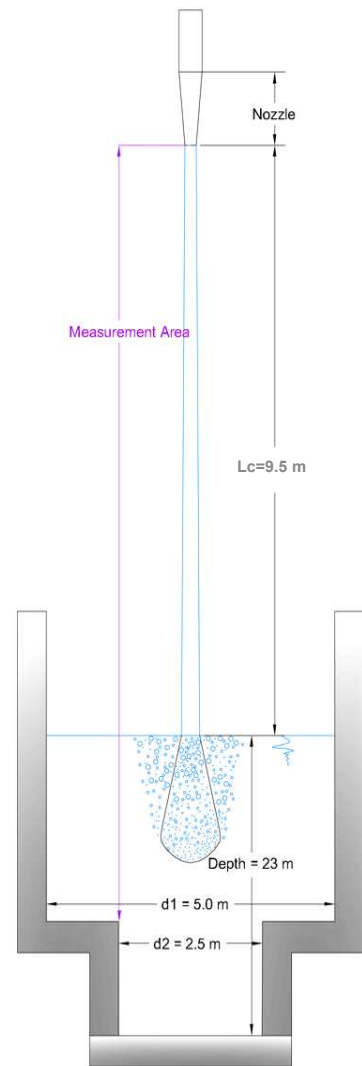
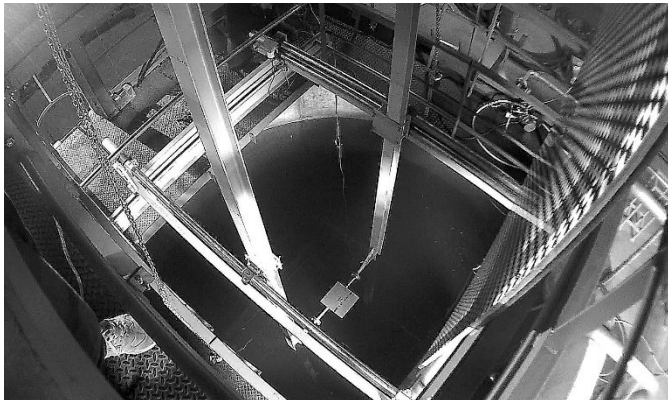


Figure 9.1-1 : Vue du système de déplacement du support de sonde et schéma de Jethigh

Trois types de capteurs ont été fixés à ce support : une cellule de mesure de force, destinée à mesurer la force à l'impact, des sondes optiques destinées à traquer les bulles dans le nuage de bulles et deux caméras sous-marines afin de visualiser ce qui se passe sous la surface de l'eau. Chaque type de mesure sera détaillé dans une section spécialement dédiée au type d'expérimentation.

La figure 9.1-1 montre le système de déplacement 3 axes du support de capteurs. Les capteurs peuvent être déplacés en 3D. Les déplacements dans le plan horizontal sont réalisés sur deux poutres IPN. Le balayage d'une des deux directions horizontales se fait à distance grâce à des moteurs lents asservis. Le support de sonde (sur la figure 9.1-1), le capteur de force est positionné sous la plaque de 30*30 cm) est fixé entre les deux IPN verticales. La poutre soutenant le capteur peut être une poutre ronde ou bien une IPN suivant les mesures.

La longueur de chute a été fixée à $L_c = 9,5$ m pour l'ensemble des mesures décrites après.

Une nouvelle buse de sortie rectangulaire de 32 mm*648 mm a été ajoutée afin de donner un point de comparaison entre les expériences réalisées sur JetHigh et celles réalisées sur des nappes déversant sur le « Saut de l'ange », dispositif expérimental d'EDF lab. Cette buse a un rayon hydraulique de 162,3 mm.

La structure en nid d'abeille de 50 cm évoquée dans le paragraphe précédent est insérée avant les buses sur toutes les expériences présentées ci-dessous.

9.2 MESURE DU TAUX DE TURBULENCE (TU) A LA SORTIE DE LA BUSE

9.2.1 METHODE DE MESURE ET INCERTITUDE SUR LA MESURE DE VITESSE

Nous calculons le taux de turbulence Tu à partir de la mesure de la pression dynamique. Pour cela, nous avons placé un capteur de pression (FGP sensor XPM5-S126, avec une fréquence d'enregistrement à 10 kHz) à 10 mm de la sortie de la buse. Ce capteur était positionné à l'axe de la buse.

Pour chaque jet testé, 400 000 valeurs de pression ont été enregistrées pendant une période d'enregistrement de 40 s. Pour l'interprétation chaque point de mesure est traduit en vitesse (m/s) avec $U = \sqrt{\frac{2P}{\rho_l}}$. Le Tu est le ratio de la moyenne quadratique divisée par la moyenne de la vitesse.

Les vitesses moyennes obtenues par les débitmètres et celles obtenues par le capteur de pression ont été comparées pour chaque essai afin de donner un intervalle de confiance de la mesure. Les écarts de valeur moyenne de vitesse sont inférieurs à 5 % pour l'ensemble des mesures.

Tableau 9-1 : Mesures de Tu

Diamètre interne de la buse (mm)	Vitesse à la buse (m/s)										
23.6	2.4	5.0	7.7	9.8	12.4	14.9	17.4	19.8	22.0	24.0	
36.4	2.5	5.0	7.5	10.0	12.4	15.0	17.5	19.8	22.5	25.2	
82.9	2.4	7.5	12.5	15.1	17.4	19.9	22.5				
162.3	2.5	5.0	7.5								
162.3 (rectangulaire)	2.5	4.9	7.5								
213	2.5	4.7									

9.2.2 RESULTATS

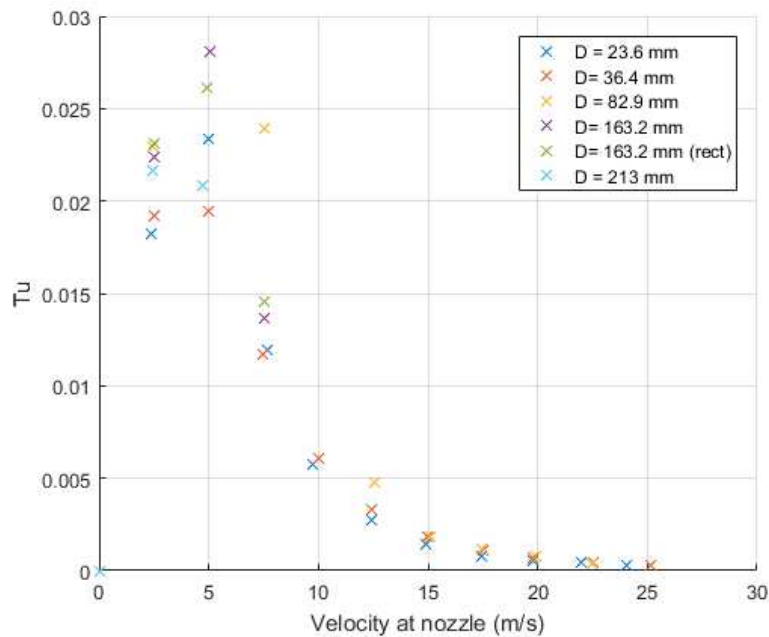


Figure 9.2-1 : Taux de turbulence Tu en sortie de buse

Les taux de turbulence (Tu) sont inférieurs à 3 % pour l'ensemble des cas testés. Le Tu décroît avec l'augmentation de la vitesse à la buse. Les fluctuations de vitesse sont montrées sur la figure 9.2-1. Elles décroissent elles aussi avec l'augmentation de la vitesse moyenne en sortie de buse. Autrement dit, alors qu'un ordre de grandeur est balayé pour la vitesse moyenne en sortie de buse, le Tu varie de deux ordres de grandeur et les fluctuations de vitesses varient elles aussi d'un ordre de grandeur. Les fluctuations de vitesses sont les plus importantes pour les vitesses les plus faibles avec un maximum pour les mesures à 5 m.s^{-1} (Figure 9.2-2).

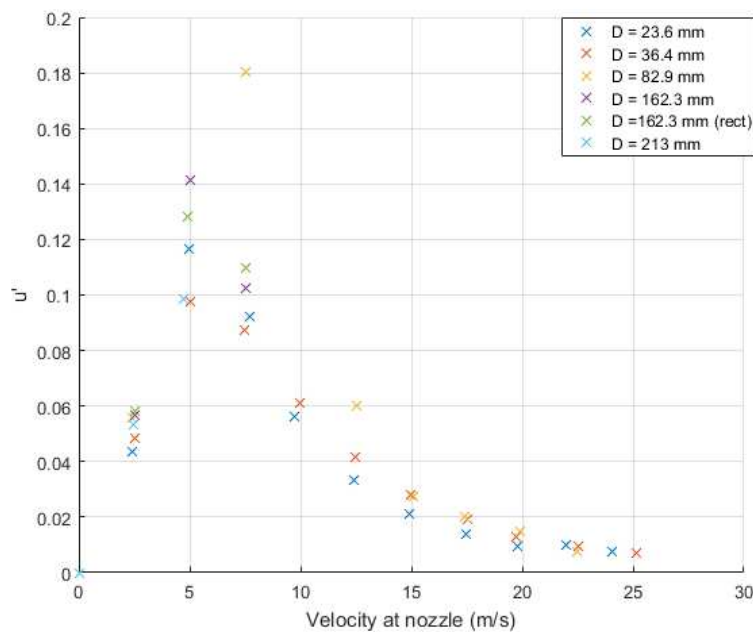


Figure 9.2-2 : Fluctuations de vitesse en fonction de la vitesse moyenne à la buse

9.3 EXPLOITATION DES VIDEOS HAUTE-FREQUENCE PRISES A L'IMPACT

9.3.1 INSTALLATION SPECIFIQUE

Afin d'obtenir des images exploitables des jets à l'impact, il a été nécessaire de monter une installation spécifique. L'éclairage est réalisé en back light avec un projecteur spécifique cinéma de 5000 W avec un suppresseur de scintillement à travers un papier filtre spécifique qui était arrosé afin d'avoir une couleur de fond régulière. La caméra utilisée était une caméra de marque Phantom de type V2012 (résolution 1280*800 ; monochrome). Cette caméra est capable de filmer jusqu'à 22 000 images par seconde. Au regard des contraintes de luminosité et des vitesses d'écoulement, nous avons choisi de filmer à la fréquence de 2000 images par secondes. L'objectif retenu pour la prise d'image est un objectif 50 mm de marque Nikkon de type Nikkor dont l'ouverture minimale est de 1.4. Pour le travail de préparation et la mise en route des essais, j'ai bénéficié de l'aide précieuse de François Bonnel (Grenoble Inp).

Une mire de 1.5 m de large et de 2.5 m de haut composée d'un damier noir et blanc de carrés de 30 mm de côté est mise en place dans le plan central du jet (plan défini par l'axe central et le diamètre complet du jet) afin d'avoir un plan de référence pour le traitement d'image. Un point de 10 mm de diamètre est positionné au centre de cette mire afin de donner une position exacte de la mire par rapport à la sortie de buse. Ainsi, la hauteur de chute visualisée est précisément définie à moins de 5 mm près.

9.3.2 PROTOCOLE DE PRISE DE VUE

Le protocole de prise de vues était le suivant pour chaque buse :

- Mise en place de la caméra avec verrouillage de la position du pied et de la position de la caméra
- Mise en place de la mire et prise de vue de référence de la mire dans le plan de chute du jet
- La mire est enlevée et le jet est lancé
- Prise de vue des différents points de vitesse pour chaque vue
- Analyse en temps réel du film pour savoir s'il est exploitable.

9.3.3 ANALYSE DES FILMS

Pour l'analyse des films, j'ai développé un code spécifique dédié à l'étude des images rapides. Ce code s'est inspiré du travail réalisé par Delon et al (2018), et a été réalisé avec l'aide technique dans un premier temps de Stéphanie Lescarret puis de Sarah Le Bagousse (Acsystème) pour l'optimisation des algorithmes et l'interfaçage afin d'obtenir des temps de traitement raisonnables et une utilisation facilitée pour une reprise aisée de l'outil pour de futures recherches.

Cet outil d'analyse est destiné à mesurer les tailles caractéristiques des jets (diamètre, centre), l'état du jet (corrugations, atomisation du jet), ainsi que la vitesse du jet et la fréquence de battement de ce jet à partir des images de la caméra haute fréquence.

La méthode d'analyse des images est la suivante.

- Mise à l'échelle des images grâce à l'image de la mire.
- Extraction des images du film natif, redimensionnement et correction des distorsions dues au parallaxe de la caméra et à la déformation induite par l'objectif.
- Obtention des bords du jet par deux méthodes : Sobel (1968) ou bien Canny (1987) choisies en fonction de l'état du jet. Elle sont basées sur l'analyse du gradient de gris.
- Calcul des diamètres, des positions du centre pour toutes les hauteurs disponibles sur les images
- Calcul de la vitesse du jet par analyse du bord ou par corrélation d'image.

- Calcul des fréquences propres du jet par deux transformées de Fourier discrètes décrite par Cooley et al (1965). La première méthode est une transformée de Fourier brute, l'autre est une transformée de Fourier avec fenêtrage.

La figure 9.3-1 détaille les manières d'obtenir le diamètre du jet et la position du centre du jet. Sur chaque ligne de l'image redressée du jet, est repéré le bord gauche figuré en rouge et le bord droit, représenté en bleu. Les diamètres et la position du centre du jet sont donc obtenus pour chaque longueur de chute comprise dans l'image. Cette méthode permet d'écarter les gouttes détachées. Le traitement image par image donne accès à une population de 12 500 diamètres et position du centre pour chaque film.

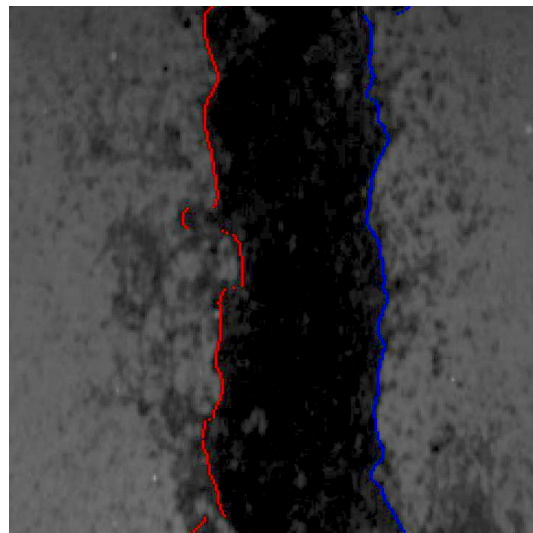


Figure 9.3-1 : Exemple de détection des bords du jet pour la détermination du diamètre et de la position du centre du jet. Cet exemple est donné pour $D_0 = 82.9 \text{ mm}$, $U_0 = 20 \text{ m/s}$ à $L_c = 8 \text{ m}$. Les bords détectés sont figurés par le trait rouge et le trait bleu.

L'ensemble des points donnés dans le tableau ci-dessous ont été filmés :

Tableau 9-2 : Analyse des films haute fréquence : Configurations visualisées

Diamètre interne de la buse (mm)	Vitesse à la buse (m/s)									
23.6	2.5	4.9	7.3	10.0	12.7	15	17.6	19.9	22.3	24.5
36.4	2.7	5.1	8.9	11.7	17.0	19.9	16.9	22.5	25.8	28.3
82.9	2.4	4.3	10.0	12.5	15.0	17.5	20.0	22.5	23.7	
162.3	2.5	5.0	6.0	7.5						
162.3 Rectangulaire	2.5	5.0	6.0	7.5						
213	2.5	5.0	6.0	7.5						

L'ensemble des jets en gras dans le tableau ci-dessus ont été traités et analysés. Les contraintes d'éclairage et les mouvements à la surface de l'eau induisent un traitement entre 7 et 8.5 m soit environ 1 m au-dessus de l'impact lui-même. Les valeurs obtenues seront comparées aux autres mesures réalisées.

9.3.3.1 Topologie de jets

La figure 9.3-11 montre l'état de différents jets après 8 m de chute. Le paragraphe ci-dessous est dédié à la description des différents jets.

Le jet dont la buse est rectangulaire de diamètre hydraulique 162.3 mm a été filmé à 4 vitesses, mais la largeur du jet après 8 m de chute excède largement le champ de vision maximum de la caméra même avec d'autres objectifs plus large. Les films ne peuvent pas être utilisés pour être analysés en termes de diamètre et de position du centre et encore moins renseigner sur la position des bords. Néanmoins la nappe d'eau pour l'ensemble des vitesses à la buse est clairement discontinue. La nappe vue par l'œil nu comme continue est en fait est composée de fines gouttelettes et de paquets d'eau plus importants mais qui semblent être très fins dans la profondeur.

Il est remarquable que les jets issus de la buse de 23.6 mm soient tous clairement discontinus. La forme des paquets liquides est différente selon la vitesse d'injection. Pour les faibles vitesses d'injection, les paquets d'eau sont bien séparés (vitesses 2.5 et 5 m/s). Pour la vitesse de 10 m/s, il apparaît des paquets assez larges mais aussi des petites gouttes arrachées du jet. Pour les vitesses supérieures, le jet est formé de paquets de gouttes. Le jet ressemble à un spray avec des tailles de goutte de l'ordre du millimètre.

Les jets issus de la buse de 36.4 mm sont plus massifs. Seul le jet dont la vitesse à la buse est de 2.7 m/s est clairement formé de paquets distincts. Les jets entre les vitesses à la buse de 5, 9 et 12 m/s sont plutôt continus avec un mouvement de *buckling* plus prononcé quand la vitesse est plus forte. Pour la vitesse de 28 m/s, le jet est continu avec des gouttelettes tout autour d'un corps plus foncé probablement en *buckling* lui aussi.

Le jet issu de la buse de 82.9 mm dont la vitesse à la buse est de 2.5 m/s est continu en *buckling* avec de fortes indentations. Le jet à 5 m/s est quant à lui toujours déformé mais évolue vers un état plus droit. Il y a de fortes variations de diamètre pour ce jet. Pour une vitesse à la buse de 10 m/s, on trouve un jet avec de fortes corrugations, tombant droit avec vraisemblablement un mouvement de *flapping* (battement). Au-delà de la vitesse à la buse de 15 m/s, les jets sont bien formés et plongent droit, avec des mouvements de flapping. De nombreuses gouttelettes sont arrachées au cours de la chute.

Le jet dont la buse mesure 162.3 mm et la vitesse est de 2.5 m/s est un jet en *buckling*. Il y a quelques explosions de bulles qui arrachent des gouttes. Ces explosions sont des explosions de grosses bulles formées près des bords des jets. Les jets aux vitesses supérieures tombent relativement droit. Les explosions de bulles sont plus nombreux et les filaments issus de ces explosions sont de plus en plus larges et mettent plus de temps à disparaître. En conséquence, les corrugations sont très larges pour l'ensemble de ces jets. L'air peut avoir pénétré très profondément dans le jet mais sans l'avoir brisé.

Le jet dont la buse mesure 213 mm et la vitesse est de 2.5 m/s est lui aussi presque en *buckling*. Mais l'on voit aussi comme les autres jets de fortes corrugations. De même que pour la buse précédente, de larges bulles explosent et forment des filaments suffisamment importants pour chuter plusieurs mètres avant de se décomposer. Tous les jets sont clairement continus avec un noyau liquide pas encore attaqué ou très peu attaqué par de l'air.

En plus de l'accès aux états de jets, l'analyse des vidéos nous permet d'accéder à la vitesse du jet au voisinage de l'impact, à son diamètre, au rapport des corrugations sur le rayon à l'impact, à l'amplitude des oscillations et à sa fréquence de battement quand le jet oscille.

9.3.3.2 Vitesse liquide à l'impact

Nous avons choisi la méthode de corrélation d'images pour mesurer la vitesse d'impact. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de mesurer les vitesses sans avoir recours à la localisation des

bords. Cette mesure est indépendante de la mesure du diamètre à l'impact. La méthode est la suivante : Nous sélectionnons une zone où nous voulons mesurer la vitesse dans l'image. Chaque zone d'image du film est comparée à ce que devient cette même zone sur l'image suivante, sur l'image située 5 images plus tard et sur l'image située 10 images plus tard. Nous disposons de 12500 images par film sur lesquelles cette analyse est réalisée. Une fonction préprogrammée de Matlab (imregcorr) permet d'obtenir une valeur moyenne des décalages entre les motifs compris dans la zone sélectionnée par corrélation croisée. Nous obtenons alors un histogramme des décalages entre les images. Nous sélectionnons le décalage le plus important de cet histogramme pour calculer la vitesse. Si deux classes sont égales, nous retenons celle dont la valeur du décalage est la plus grande. Ces décalages sont directement liés à la vitesse d'écoulement (ici vitesse d'impact) dans la zone sélectionnée par la relation suivante: $U_i = L_{\text{décalage}} * f_s$ (Avec f_s qui est la fréquence d'échantillonnage de la vidéo en images par secondes et $L_{\text{décalage}}$, la longueur du décalage en m). L'incertitude sur la fréquence d'acquisition est associée à la qualité de la caméra, le constructeur donne $\Delta f_s / f_s = 0.001$, l'incertitude sur le décalage est directement liée au nombre de pixels présents dans la zone d'étude permettant la détermination du nombre de pixels constituant le décalage maximum. La méthode basée sur dix images successives permet d'avoir un rapport $\Delta L_{\text{décalage}} / L = 1/20$. La mesure de la vitesse est donc précise à 5 %. Nous avons procédé à une analyse de sensibilité sur la taille et la position de la zone de sélection pour plusieurs jets afin d'évaluer l'influence de cette zone sur la mesure de la vitesse. Le résultat est que la vitesse mesurée affiche une variation de moins de 10%. Néanmoins, nous avons sélectionné les zones dans les parties centrales des jets. Pour les jets discontinus, nous avons sélectionné le centre des nuages de gouttes, pour les jets continus, les zones continues. Les vitesses ainsi mesurées représentent une vitesse au « cœur » du jet. Comme le montre le Tableau 9-4, la vitesse d'impact varie pour tous les jets comme la vitesse à la buse modifiée par la contribution de la gravité. D'après nos mesures, elle peut être prédite en utilisant l'équation $U_i = U_0 \sqrt{1 + \frac{2gL_c}{U_0^2}}$. Comme le montre la figure 9.3-2, les écarts sont globalement inférieurs à 5 %. Les jets situés au-delà de cet écart sont des jets brisés.

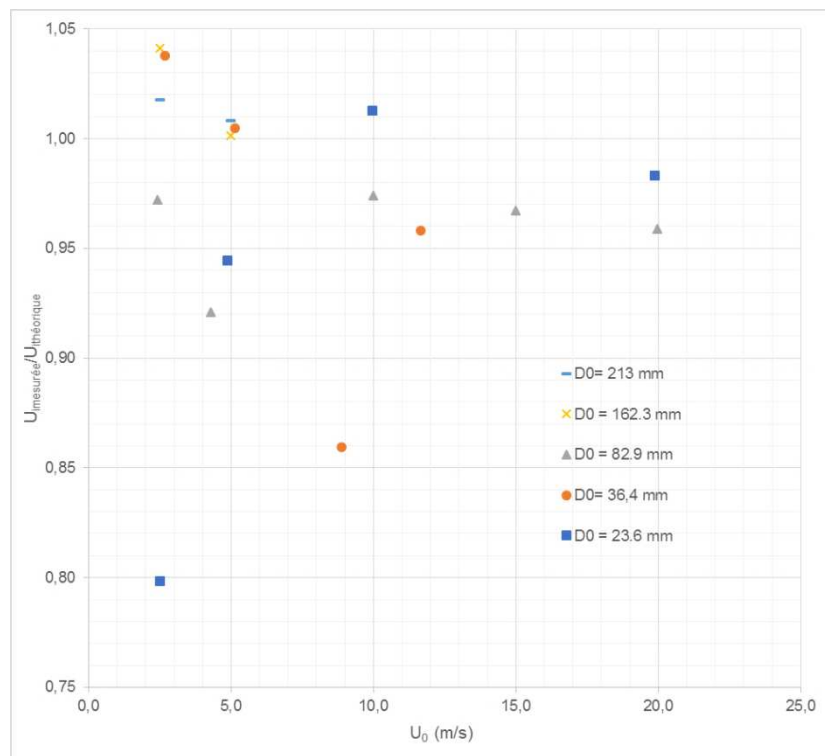


Figure 9.3-2 : Comparaison des vitesses d'impact mesurées par rapport aux vitesses théoriques en fonction de la vitesse à la buse

9.3.3.3 Diamètres

Lorsque l'on regarde les répartitions statistiques des diamètres obtenus par analyse vidéo, il apparaît deux classes de jets. Comme montre la figure 9.3-3, Pour certains jets, une série de diamètres très petits apparaît comme significative pour les jets brisés. L'existence de cette série est liée à l'état brisé du jet mais aussi, sur une minorité des images, à l'absence d'un gradient permettant la localisation d'un des deux bords. La valeur moyenne des diamètres est alors tirée vers une petite valeur. La notion même de diamètre dans un jet brisé devient plutôt une notion d'aire occupée. Néanmoins, elle peut être assimilée à une région approximée par un disque. Le diamètre du disque où les gouttes se situent à une hauteur donnée a été recherché à l'œil sur 50 images prises au hasard sur les 12500 images disponibles par film. L'ensemble des jets brisés analysables sont tous les jets issus de la buse de 23.6 mm et ceux issus de la buse de 36.4 mm au-delà de la vitesse à 9 m/s, les jets sont brisés sur une partie des images mais sur d'autres, ils sont continus. Il ressort qu'une bonne approximation du diamètre du disque de répartition des gouttes est le diamètre moyen auquel est ajouté un écart type de ces diamètres.

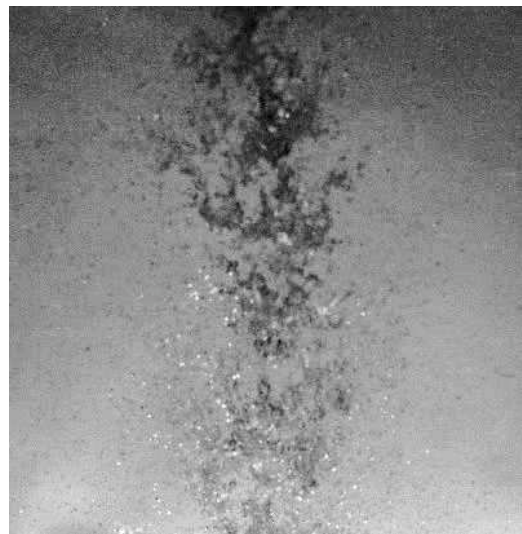
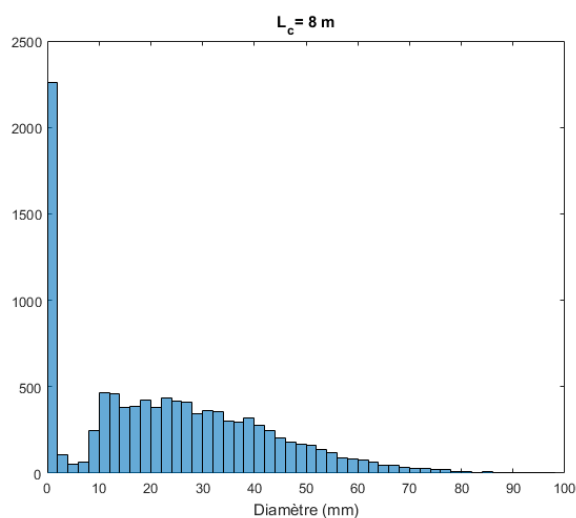


Figure 9.3-3 : Histogramme des diamètres mesurés par analyse vidéo pour $D_0=23.6$ mm ; $U_0=19.9$ m/s et $L_c=8$ m à côté d'une image du même jet autour de $L_c = 8$ m

Si nous regardons un jet en buckling tel que celui présenté sur la figure 9.3-4, il existe toujours une classe de diamètre proche de zéro, mais elle reste négligeable devant les classes les plus représentées. On remarque qu'une grande partie de la population est située entre 40 mm et 20 mm et qu'une autre population significative existe entre 40 et 120 mm. La mesure du diamètre est réalisée ligne à ligne. Pour ces jets, le diamètre n'est plus strictement parallèle aux lignes. Les diamètres mesurés peuvent donc être bien plus grands que les diamètres réels lorsque le jet est très sinueux. Néanmoins, l'image (b) de la figure 9.3-4 montre bien la coexistence des zones où le diamètre est de l'ordre de 40 mm et d'autres dont les diamètres mesurés sont trois fois plus grands. En tout état de cause, la signature du buckling est claire sur la répartition statistique des diamètres. En première approche, il est possible de considérer que la taille des ondulations du jet est directement donnée par la valeur de l'écart type des diamètres.

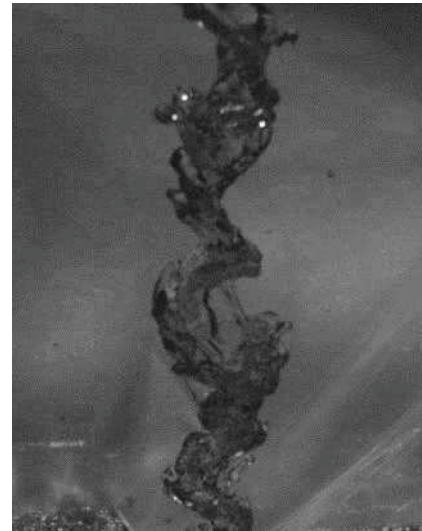
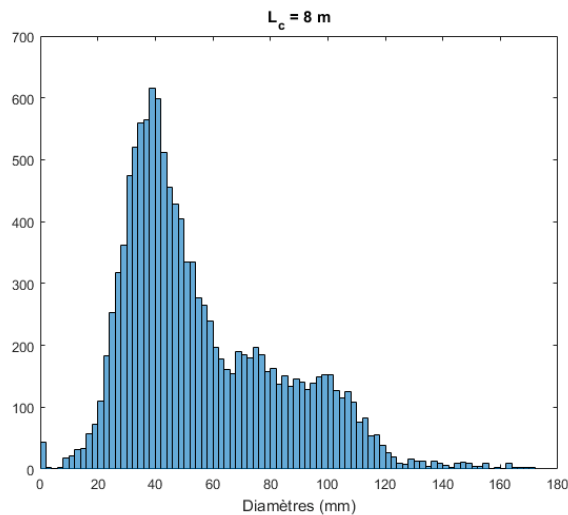


Figure 9.3-4 Histogramme des diamètres mesurés par analyse vidéo pour $D_0=82.9.6 \text{ mm}$; $U_0=2.4 \text{ m/s}$ et $L_c=8 \text{ m}$ à côté d'une image autour de $L_c = 8 \text{ m}$.

A l'image de la figure 9.3-5, les répartitions de statistique des diamètres sont plus centrées pour les jets très corrugués, atomisés (avec arrachement de gouttes de petite taille). Les tailles de corrugations sont moins importantes que dans le cas d'un jet en buckling. En conséquence, une seule population de diamètre apparaît. Les tailles de diamètres les plus représentées sont inférieures au diamètre de la buse.

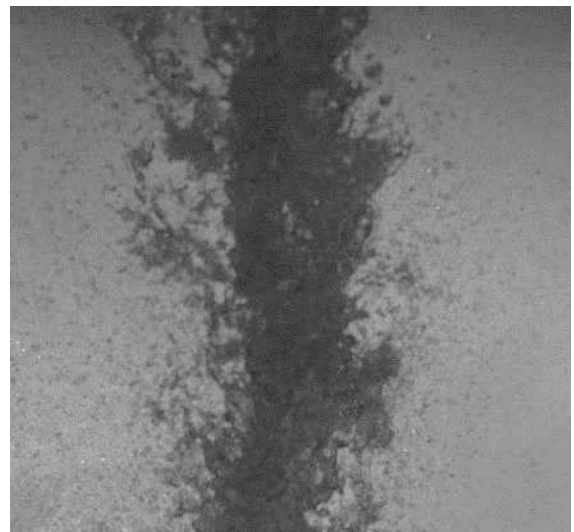
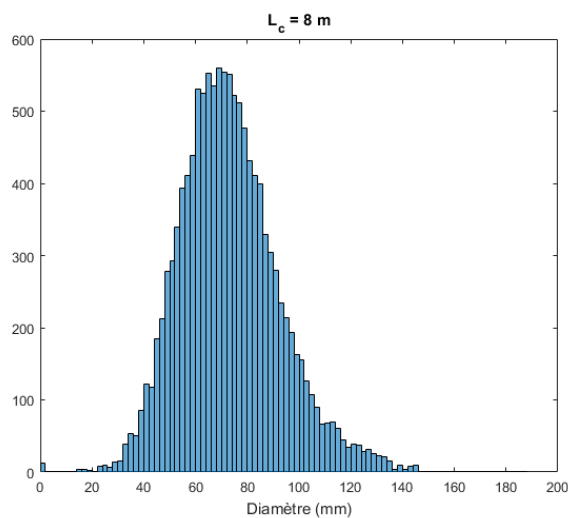


Figure 9.3-5 : Histogramme des diamètres mesurés par analyse vidéo pour $D_0=82.9 \text{ mm}$; $U_0=20.0 \text{ m/s}$ et $L_c=8 \text{ m}$ à côté d'une image autour de $L_c = 8 \text{ m}$

La répartition statistique des jets aérés est similaire à celle observée pour les jets très corrugués comme le montre la figure 9.3-6.

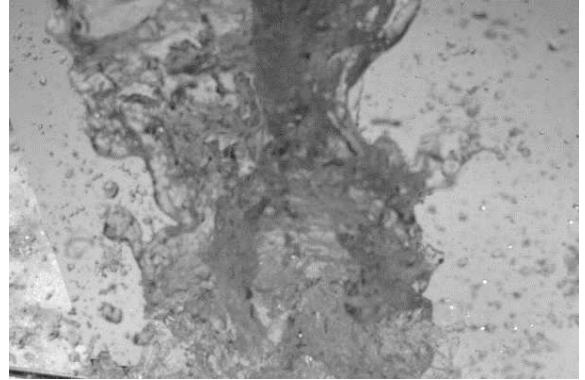
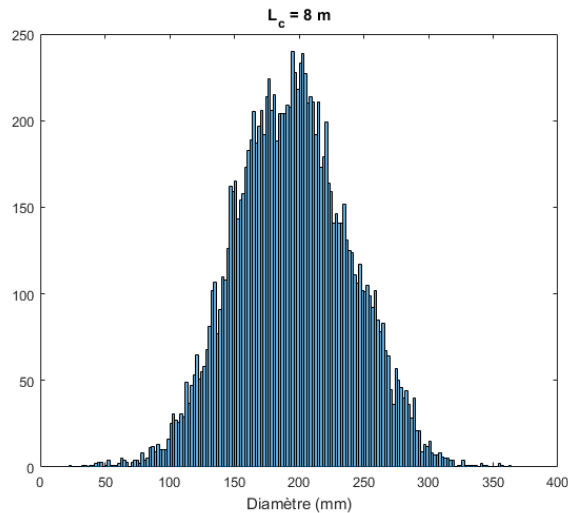


Figure 9.3-6 : Histogramme des diamètres mesurés par analyse vidéo pour $D_0=213$ mm ; $U_0=5.0$ m/s et $L_c=8$ m à côté d'une image autour de $L_c = 8$ m.

La vitesse d'impact mesurée par analyse (section 9.3) est confirmée par les mesures de force à l'impact (section 9.4). Elle peut donc être correctement calculée comme par la vitesse de chute non amortie. Il est aussi possible de calculer un diamètre théorique (D_{th}) obtenu par l'équation de continuité sur la veine liquide, $D_{th} = \sqrt{\frac{D_0^2 U_0}{U_i}}$. Les valeurs de ce diamètre sont données dans le

Tableau 9-3 et comparées au diamètre mesuré. Ce diamètre est, dans la grande majorité des cas, cohérent avec le diamètre moyen mesuré. Pour la majorité des jets, l'écart entre le diamètre moyen mesuré et le diamètre théorique est de moins de 10 %. Cependant, des écarts de 15 à 30 % apparaissent pour les jets brisés ou en buckling. Cela est expliqué par la mesure elle-même, qui donne une zone d'impact des paquets fluides ou des diamètres moyens majorée à cause de la sinuosité du jet. Le jet ($D_0 = 213$, $U_0 = 5$ m/s) se démarque clairement des autres avec un rapport de 1.5 entre les deux diamètres. Dans ce cas, le jet a un diamètre apparent très grand, l'air est emprisonné à l'intérieur.

Ainsi, nous pouvons retenir que le diamètre à l'impact peut être approximé, dans la majorité des cas, par la relation, $D_i = \sqrt{\frac{D_0^2 U_0}{U_i}}$.

Tableau 9-3 : Comparaison du diamètre moyen et du diamètre théorique

D ₀ (mm)	U ₀ (m/s)	U _i (m/s)	D _{moyen} mm	D _{th} mm	D _{moyen} /D _{th}	Etat jet
213	5,0	13,6	195	129	1,5	Très aéré
213	2,5	13,0	92	93	1,0	Très aéré
162,3	5,0	13,5	99	99	1,0	Très aéré
162,3	2,5	13,3	68	70	1,0	Très corrugué
82,9	20,0	22,6	75	78	1,0	Très corrugué
82,9	15,0	18,9	70	74	0,9	Très corrugué
82,9	10,0	15,6	64	66	1,0	Très corrugué
82,9	4,3	12,2	46	49	0,9	Buckling
82,9	2,4	12,4	42	36	1,2	Buckling
36,4	11,7	16,4	25	31	0,8	Brisé et aéré
36,4	8,9	13,2	27	30	0,9	Bisé et buckling
36,4	5,1	13,6	20	22	0,9	Brisé
36,4	2,7	13,3	20	16	1,2	Brisé
23,6	19,9	23,1	23	22	1,1	Brisé
23,6	10,0	16,2	22	18	1,2	Brisé
23,6	4,9	12,7	19	15	1,3	Brisé
23,6	2,5	10,2	14	12	1,2	Brisé

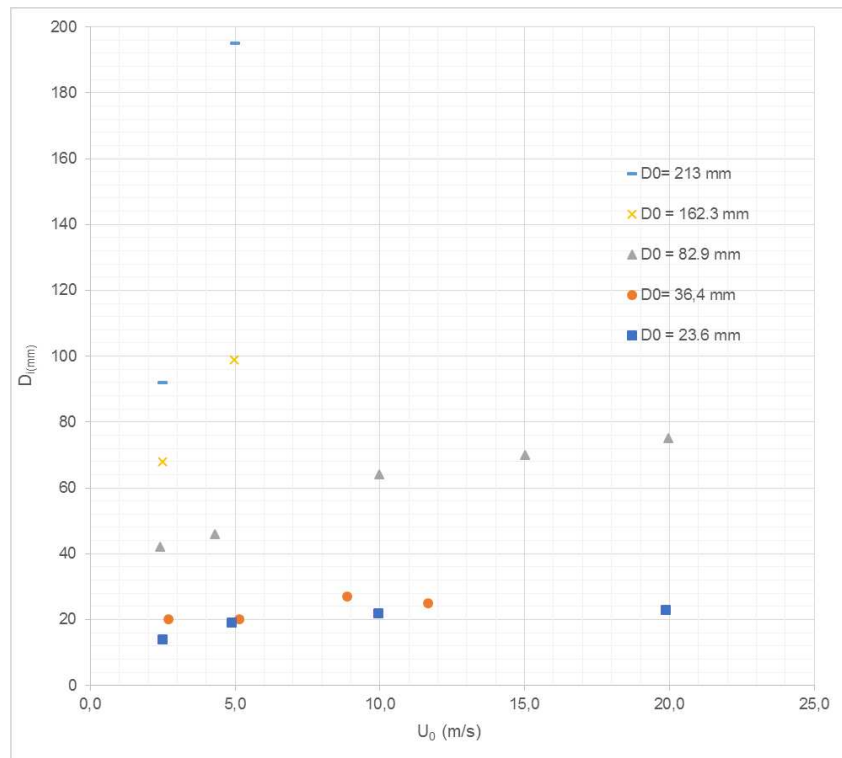


Figure 9.3-7 : Evolution du diamètre à l'impact issu de l'analyse vidéo en fonction de la vitesse à la buse

A vitesse constante, le diamètre d'impact augmente avec la taille de la buse. Cela est attendu car la quantité de mouvement augmente. A diamètre de buse constante, le diamètre augmente conformément à la relation proposée.

9.3.3.4 Amplitude et fréquence de battement

L'amplitude de battement est obtenue en considérant l'écart type de la position des centres de jets. Elle représente le déplacement de l'axe du jet au cours du temps. Les fréquences principales de fluctuation sont obtenues par analyse spectrale des bords de jet. Le ratio amplitude sur diamètre à l'impact (figure 9.3-8) est plus grand pour les jets brisés que pour les autres. Les valeurs de ce ratio sont alors supérieures à un. Pour les autres jets, le rapport amplitude sur diamètre à l'impact diminue avec la vitesse. Les valeurs des amplitudes dans les jets non brisés sont significatives puisqu'elles sont de l'ordre de $0.5 D_i$. Cela montre que le battement de ces jets reste limité.

Pour ce qui est des fréquences, elles sont obtenues par analyse spectrale des positions du centre du jet. La fréquence maximum de cette analyse spectrale est retenue comme fréquence principale. Elle diminue avec la taille de buse, à vitesse fixée. La fréquence mesurée est plus faible pour la buse de 82.9 mm. Aucune fréquence dominante n'apparaît dans le spectre pour les séries des jets brisés. Les fréquences obtenues montrent que les jets continus battent assez rapidement, mais que la fréquence de battement est de l'ordre de grandeur de 10 Hz.

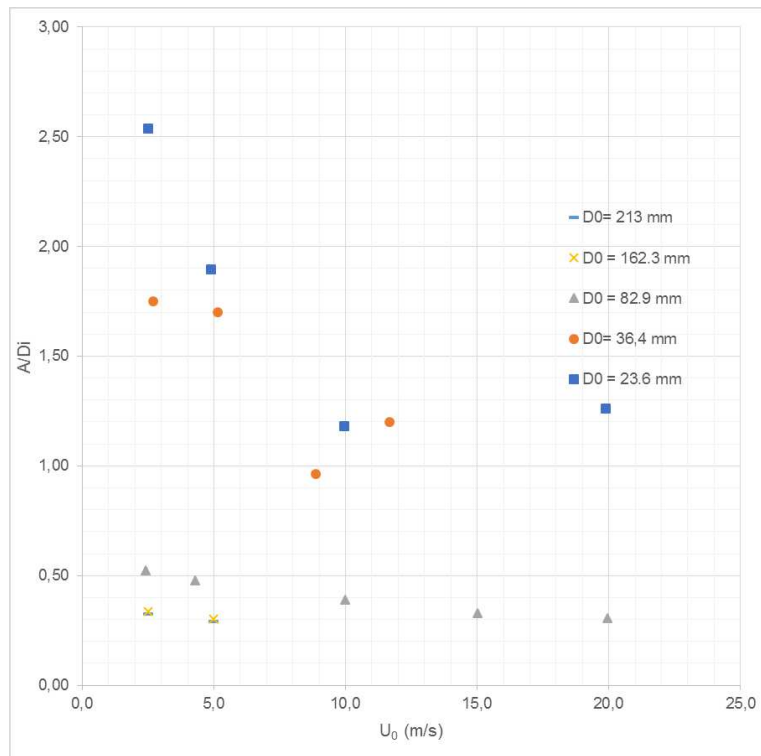


Figure 9.3-8 : Ratio Amplitude divisée par le diamètre à l'impact mesuré par analyse vidéo à l'impact en fonction de la vitesse à la buse

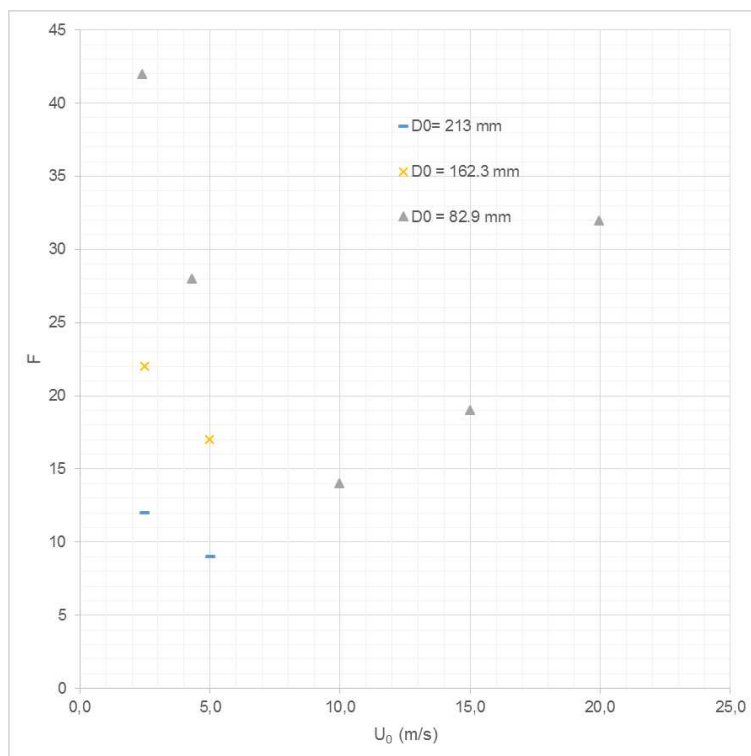


Figure 9.3-9 : Fréquence mesurée par analyse vidéo en fonction de la vitesse à la buse

9.3.3.5 Corruguations

Comme l'illustrent la figure 8-2 et la figure 8-3, les corruguations ont l'apparence d'ondes de surface. La profondeur de ces vagues est notée ε (mm). Grâce à leur forme, ces vagues peuvent « emprisonner de l'air » et l'introduire en dessous de la surface libre. Leur hauteur est donc un indicateur du volume

d'air pouvant être entraîné sous la surface. Une première approche est de considérer ces corrugations comme l'écart type des diamètres mesurés par analyse vidéo. Cette évaluation n'a de sens que pour un jet continu. Nous calculons le taux de corrugation des jets en réalisant le ratio $\varepsilon/(D_i/2)$. La figure 9.3-10 montre que le ratio décroît avec l'augmentation de la vitesse pour les jets très corrugués (buses de 36.4 mm et 82.9 mm). Pour les jets en buckling, les corrugations sont de l'ordre du rayon. Pour les jets dits aérés, la taille relative des corrugations diminue avec la vitesse (buses de 162.3 mm et 213 mm). Cela indique que la vitesse est un facteur limitant de la formation de corrugations. En d'autres termes, plus la vitesse est élevée plus le temps de vol entre la buse et la surface d'impact est petit, moins les corrugations peuvent se développer. Le ratio $\varepsilon/(D_i/2)$ est autour de 0.5 pour ces jets. La valeur 0.5 indique que les corrugations sont égales au rayon, ce qui devrait logiquement conduire à un jet en buckling ou bien brisé. Mais les jets aérés ne connaissent aucun de ces deux états. L'air est ici piégé à cœur.

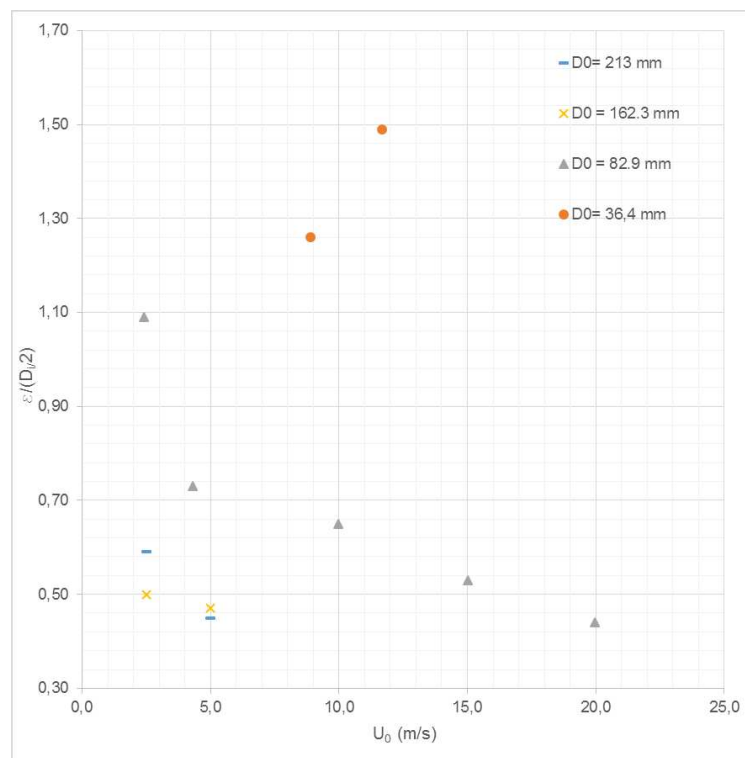


Figure 9.3-10 : Evolution du ratio taille de corrugation sur le rayon à l'impact en fonction de la vitesse à la buse.

9.3.3.6 Conclusion sur les mesures issues des vidéos à haute fréquence

Le *Tableau 9-4* fait la synthèse des mesures réalisées par analyse vidéo. En conclusion, nous avons vu que les vitesses d'impact pouvaient être précisément approchées par la relation simple : $U_i = U_0 \sqrt{1 + \frac{2g L_c}{U_0^2}}$. Au contraire des autres paramètres mesurés, nous n'avons pas vu de dépendance de cette vitesse à la topologie des jets.

Le diamètre à l'impact, est par contre clairement dépendant de la topologie de jet. Les répartitions statistiques des diamètres sont bien différenciées entre les jets brisés, les jets en buckling et les autres. Elles sont en revanche similaires pour les jets aérés et ceux très corrugués. On peut retenir que le diamètre moyen à l'impact peut être raisonnablement approximé par la relation $D_i = \sqrt{\frac{D_0^2 U_0}{u_i}}$ pour les jets dont le corps est continu.

Il apparait que notre méthode d'analyse des jets offre un moyen efficace de caractérisation des jets. L'analyse des répartitions des débits permet de discriminer les jets brisés des jets en buckling et des jets corrugués ou aérés.

Les amplitudes de fluctuations des jets non brisés restent limitées puisqu'elles sont de l'ordre de 0.3 D_i . Pour le reste, les effets de buckling ou la brisure induisent une plus grande amplitude pouvant aller jusqu'à la taille du diamètre.

Enfin, nous avons vu que les jets corrugués ou aérés sont soumis à de fortes corrugations pouvant être supérieures à 0.5. Cela met en évidence l'existence de jets pour lesquels beaucoup d'air est emprisonné à cœur sans pour autant qu'il y ait du buckling ou une brisure. En d'autres termes, au-delà de la valeur d'évaluation retenue ici pour ε , les observations montrent que l'ensemble des jets continus sont très corrugués. Pour certains, ces corrugations n'apparaissent pas directement, elles sont noyées dans une masse liquide offrant à la vue un jet très aéré.

Tableau 9-4 : Mesures obtenues par analyse vidéo

D_0	U_0	D_i	U_i	$\varepsilon/(D_i/2)$	A	A/ D_i	F	Etat jet
mm	m/s	mm	m/s		mm		Hz	
213	5,0	195	13,6	0,45	57	0,29	9	Très aéré
213	2,5	92	13	0,59	30	0,33	12	Très aéré
162,3	5,0	99	13,5	0,47	30	0,30	17	Très aéré
162,3	2,5	68	13,3	0,50	23	0,34	22	Très corrugué
82,9	20,0	75	22,6	0,44	23	0,31	32	Très corrugué
82,9	15,0	70	18,9	0,53	23	0,33	19	Très corrugué
82,9	10,0	64	15,6	0,65	25	0,39	14	Très corrugué
82,9	4,3	46	12,2	0,73	22	0,48	28	Buckling
82,9	2,4	42	12,4	1,09	22	0,52	42	Buckling
36,4	11,7	25	16,4	1,49	30	1,20	0	Brisé et aéré
36,4	8,9	27	13,2	1,26	26	0,96	0	Brisé et buckling
36,4	5,1	20	13,6	1,99	34	1,70	0	Brisé
36,4	2,7	20	13,3	1,97	35	1,75	0	Brisé
23,6	19,9	23	23,1	1,70	29	1,26	0	Brisé
23,6	10,0	22	16,2	1,51	26	1,18	0	Brisé
23,6	4,9	19	12,7	1,79	36	1,89	0	Brisé
23,6	2,5	14	10,2	1,96	35,5	2,54	0	Brisé

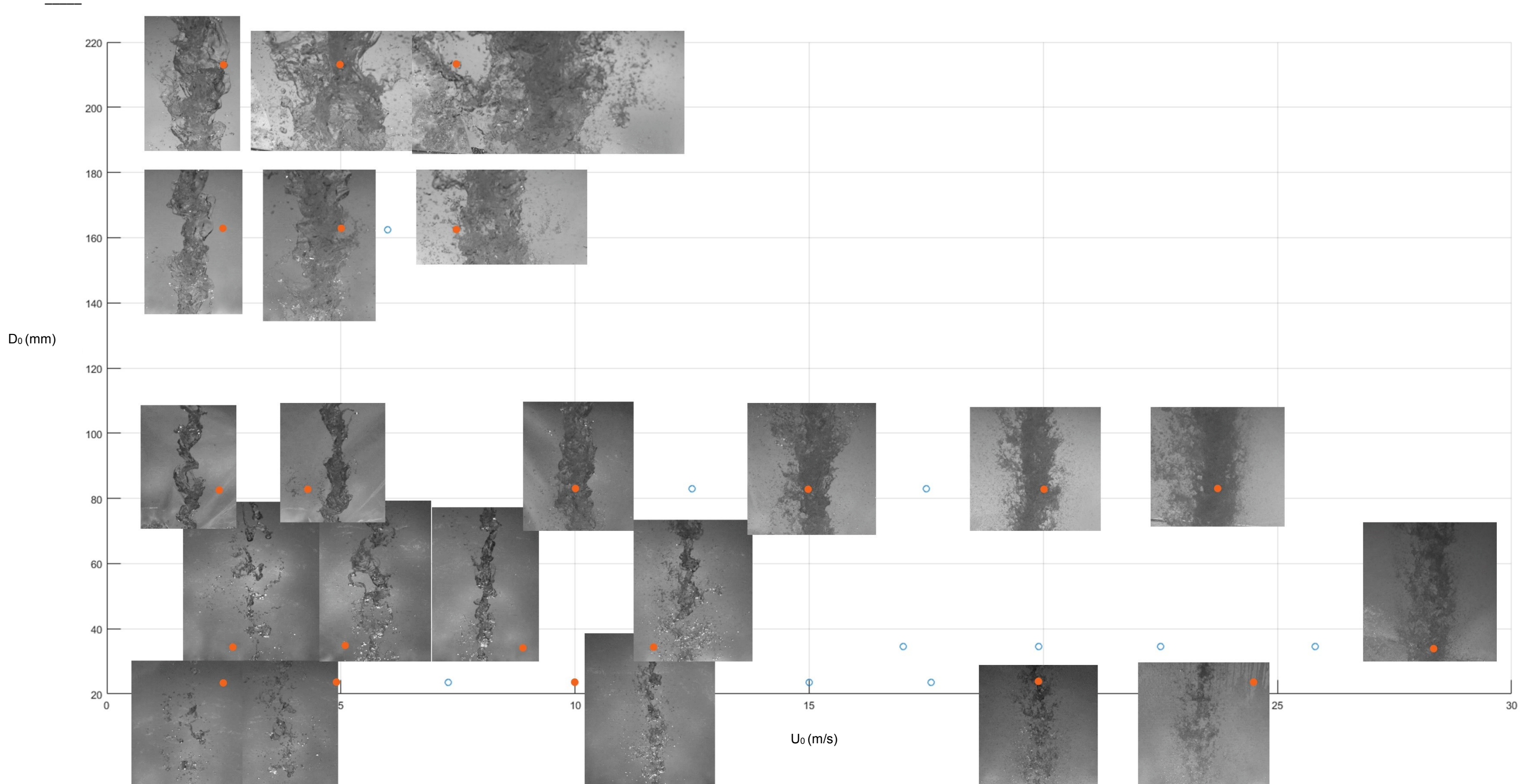


Figure 9.3-11 : Vue de l'état de jet avant l'impact autour de 8 m de chute pour l'ensemble des jets, les points orange sont les points associés aux images, les points bleus sont d'autres jets visualisé mais non représentés sur cette figure.

9.4 MESURES DE LA FORCE A L'IMPACT

9.4.1 METHODE DE MESURE

Comme montré dans la section 6.1.4.1, les mesures de pression sont nécessairement faites avec un ou plusieurs capteurs fixes. Le problème est que la position du jet fluctue de telle manière que la pression mesurée n'est pas spatialement liée à un seul point dans le jet. En conséquence, l'analyse des pressions enregistrées est délicate. Pour contourner cela, l'idée est d'obtenir une intégration spatiale de la quantité de mouvement du jet à l'impact avec une résolution temporelle fine. Nous avons alors pensé à mesurer la force d'impact de l'intégralité du jet.

La force à l'impact de jets plongeants de telles dimensions n'est relatée dans aucune référence que nous avons pu consulter. A ce titre, cette série expérimentale est une première mise en œuvre de ce type de mesure. Il a donc fallu trouver un moyen de réaliser ces mesures de manière compatible avec les puissances en jeux et les contraintes structurelles.

Pour obtenir la force du jet à l'impact, un capteur de pesage de la marque « Scaime », de type AHX de capacité maximale de 500 kg soit 4.9 kN a été utilisé. Ce capteur a une sensibilité de 200 g (soit 2 N). La chaîne de mesure, capteur, pont jauge, enregistreur est capable d'acquérir à une fréquence de 30 kHz. Une fréquence d'acquisition de 20 kHz est retenue pour l'enregistrement des mesures. Le capteur est auto correcteur pour des charges décalées du centre du capteur jusqu'à 300 mm. En conséquence, la plaque de pesage surmontant le capteur peut être au maximum de 600*600 mm. Le centre du capteur est positionné de manière coaxiale avec le centre de la buse à une distance de 9 m de la sortie de la buse.

Nous avons à notre disposition un ensemble de plaques de pesage carrées dont les côtés sont respectivement 50, 150, 300 et 600 mm. Nous avons en fonction des jets, utilisé les plaques de 150, 300 et 600 mm. La plaque de 50 mm de côté exposait le capteur et les branchements au cisaillement créé par les jets. Il n'a pas été possible de l'utiliser sans risque de perte du capteur. La dimension de la plaque était ajustée pour chaque diamètre de buse. Un essai préalable à l'enregistrement des données était réalisé avec le capteur de force. Une caméra haute vitesse filmait l'impact sur la plaque pour s'assurer que la plaque réceptionnait l'intégralité du jet.

Le support du capteur a été dimensionné pour résister à la fatigue causée par des fréquences d'excitation jusqu'à 10 kHz et à des contraintes de l'ordre de 50 kN. Pour cela, la structure d'essais a été extrêmement rigidifiée de manière à ce que les fréquences propres de celle-ci soient de l'ordre de plusieurs kHz. Le capteur est fixé à une poutre HEB de 200 mm encastrée à la structure. Le premier mode de vibration propre de cette poutre est $8 \cdot 10^8$ Hz, fréquence obtenue par calcul théorique proposé par Davidovici et Corvez (2014) (longueur L 2.5 m, poids par unité de longueur $P=61.3$ kg/m, Inertie de flexion de la poutre $I= 5696$ cm⁴, Module d'Young de l'acier $E = 210$ GPa). La fréquence propre la plus basse pour les plaques encastrées sur le capteur, calculée de la même manière, est de 487 Hz (Longueur $L = 0.6$ m, largeur $l=0.6$ m, épaisseur de la plaque $e=0.02$ m, $P = 50.1$ kg/m², $E = 69$ GPa). En outre, afin de vérifier la vitesse de pompe verticale du capteur un accéléromètre a été fixé sous le capteur.

Pour chaque point de mesure, 10 enregistrements de 40 000 points sont enregistrés sur 2s. Soit au total 400 000 points de mesure de la force pour chaque couple diamètre de buse / vitesse. Les valeurs de force sont données dans le tableau ci-dessous.

Tableau 9-5 : Synthèse répartition des mesures de forces d'impact

Diamètre interne de la buse (mm)	Vitesse à la buse (m/s)									
23.6	2.6	5.0	7.5	10.1	12.4	14.9	17.6	20.0	22.6	23.7
36.4	2.5	5.0	7.5	10.0	12.1	15.0	17.1	20.0	22.0	25.0
82.9	2.5	5.0	7.3	10.0	12.2	15.0	17.6	20.0	22.3	23.7
162.3	1.5	2.4	2.9	3.5	4.3					
213	2.5	3.0	4.1	5.0	6.0					

9.4.2 ANALYSE DES VALEURS DE LA FORCE

Dans un premier temps, il est intéressant d'analyser la répartition statistique des forces en fonction des couples (diamètre et vitesse) en sortie de buse. L'analyse se portera ensuite sur les fréquences principales mesurées par le capteur.

Les valeurs moyennes des forces mesurées sont données dans le tableau suivant.

Tableau 9-6 : Mesures de force Résultats des mesures

Diamètre interne de la buse (mm)	force moyenne(N)									
23.6	24	34	56	81	104	135	174	207	256	284
36.4	41	75	120	166	208	289	348	443	533	647
82.9	183	389	599	876	1195	2042	2555	2567	3087	3429
162.3	654	1109	1402	1757	2256					
213	1170	1440	1980	2502	3078					

Les figure 9.4-1, figure 9.4-2, figure 9.4-3, figure 9.4-4, figure 9.4-5 montrent la force moyenne avec des croix bleues et la force médiane avec des croix violettes. Nous observons que 80% soit 320 000 points par point de mesure sont compris entre les étoiles jaunes (10% percentile) et les carrés verts (90% percentile). Les forces extrêmes sont figurées par des étoiles bleues pour les maximums et par des cercles rouges pour les minimums.

Pour la buse de diamètre 23.6 mm comme pour celle de 36.4 mm, certains minimums sont négatifs pour les plus petites vitesses. Cela est dû au calibrage de la plage de mesure qui a été réalisé pour l'ensemble de la plage de mesure du capteur soit sur une étendue de mesure de 4.9 N. Pour les points concernés, les valeurs de force mesurées sont faibles, mais la valeur moyenne ainsi que 80 % de la population ont des valeurs physiques. L'incertitude de mesure est ici grande puisque la sensibilité du capteur est de l'ordre de 10% des valeurs mesurées. Néanmoins, il reste intéressant de

traiter ces mesures d'autant plus que les valeurs moyennes et que 80 % des points sont situés à des valeurs qui semblent tout à fait physiquement recevables.

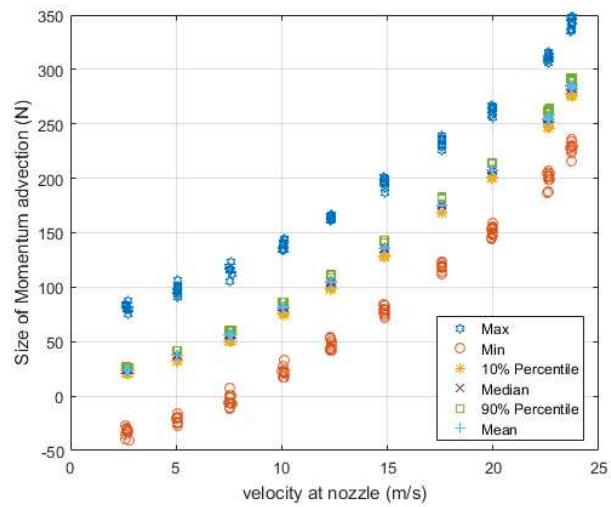


Figure 9.4-1 : $D_0 = 23.6$ mm, Répartition statistique de la force

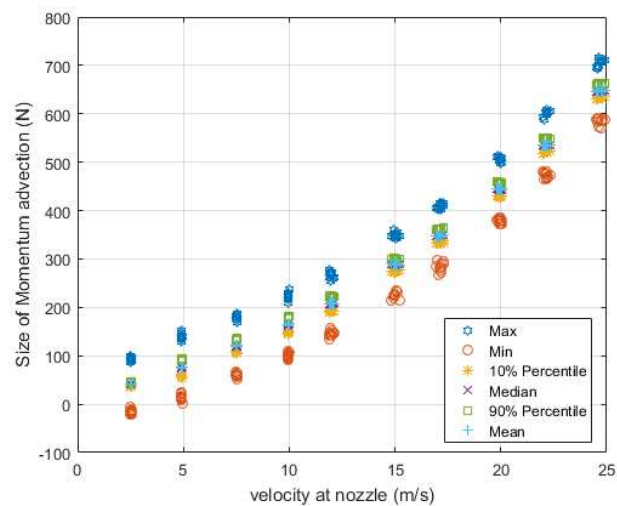


Figure 9.4-2 : $D_0 = 36.4$ mm Répartition statistique de la force

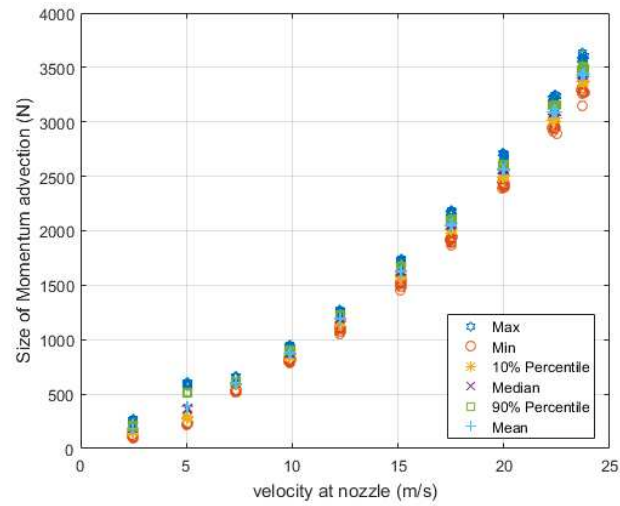


Figure 9.4-3 : $D_0 = 82.9$ mm Répartition statistique de la force

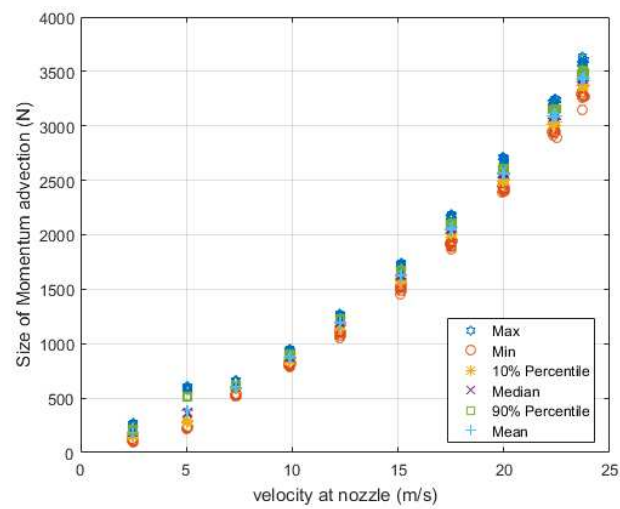


Figure 9.4-4 : $D_0 = 162.3$ mm Répartition statistique de la force

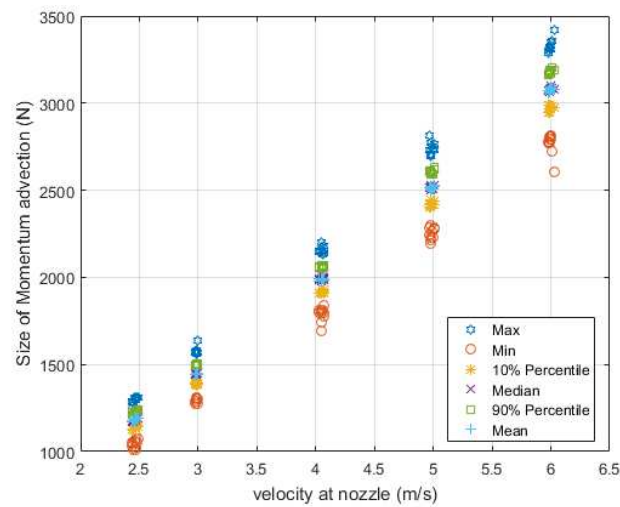


Figure 9.4-5 : $D_0 = 213.0$ mm Répartition statistique de la force

9.4.2.1 D₀ 23.6 mm

La figure 9.4-6, montre que 80 % des forces d'impacts ont des valeurs proches de la force d'impact moyenne puisque l'écart maximum est de 16 % entre ces forces et la valeur moyenne. Si l'on considère les points de mesure où U_0 est supérieur à 7 m/s, l'écart maximum entre la force d'impact moyenne et les 80% de la population de forces d'impact est réduit à 7 %. Il faut néanmoins noter que les extrema de la population des forces sont mesurés à plus de 1,5 fois la force d'impact moyenne. Plus les vitesses à la buse augmentent, moins ces extrêmes sont éloignés de la valeur moyenne.

Pour cette buse, les valeurs de force mesurées sont faibles au regard de la plage de mesure. Cela pose la question de savoir si les écarts vus sont réellement physiques et dus à l'état éclaté du jet, ou bien si cela est un biais de mesure dû à notre capteur.

Les jets issus de cette buse sont brisés (Figure 9.3-11). En tout état de cause, si la valeur moyenne de la force d'impact reste cohérente avec un modèle simple de conservation de l'énergie mécanique, il est alors possible comme mentionné précédemment de calculer la vitesse d'impact à l'aide de la relation suivante :

$$U_i = U_0 \sqrt{1 + \frac{2gL_c}{U_0^2}}$$

La figure 9.4-7 compare les valeurs mesurées à la force d'impact calculée en appliquant la conservation de l'énergie mécanique entre la sortie de buse et l'impact

Pour cette buse, le modèle sous-estime les valeurs de force respectivement de 50 %, de 20 % et de 10 % pour les vitesses de 2.5, 5.0 et 7.5 m/s, particulièrement pour les jets les petites vitesses à la buse. Pour le reste des vitesses et états de jets, les valeurs mesurées et celles issues du modèle simple sont concordantes.

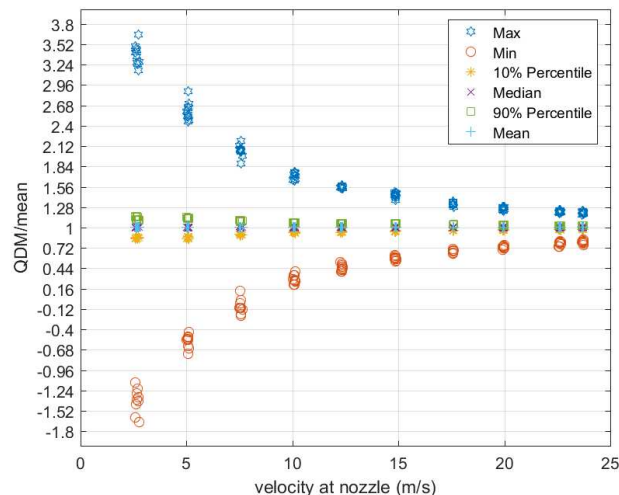


Figure 9.4-6 : D₀ 23.6 mm Répartition statistique de la force adimensionnée par la moyenne

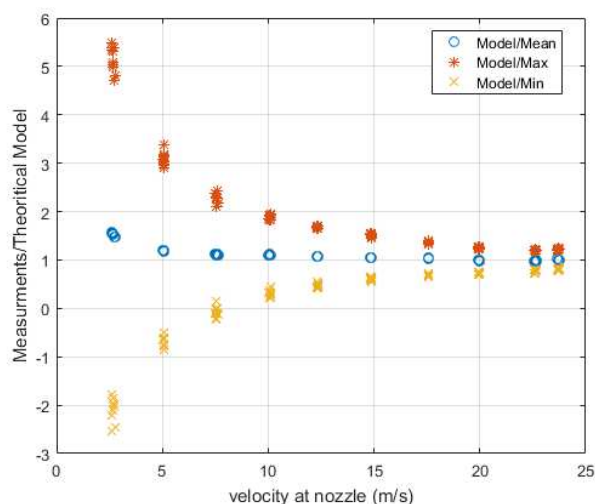


Figure 9.4-7 : D_0 23.6 mm Comparaison mesures et modèle théorique

9.4.2.2 D_0 36.4 mm

La figure 9.4-8 montre que 80 % des points sont écartés de moins de 15 % de la valeur moyenne de la force d'impact, pour les vitesses 2.5, 7.5 et 10 m/s. Le point de mesure à 5 m/s a un profil particulier avec des écarts à la moyenne de 25 %. Comme le montre la figure 9.3-11 ce jet est brisé à l'impact, avec un effet de *buckling* important. Cet état particulier pourrait être à l'origine de cette singularité. La figure 9.3-11 montre que les autres jets sont brisés pour la vitesse de 2.5 m/s et continus soit avec des sinuosités marquées soit fortement corrugués.

La figure 9.4-9 montre que le modèle théorique présenté en section 93 sous-estime les valeurs de force d'impact moyennes mesurées de 15 % et de moins de 4 % respectivement pour les vitesses de 2.5 et 5 m/s. Pour les vitesses de 7.5 et 10 m/s, le modèle et les mesures sont similaires. Pour les autres vitesses, les mesures donnent des forces plus faibles de 10 à 17 %. L'état du jet semble influencer sur la répartition des statistiques à l'impact et sur l'écart au modèle simple de conservation de l'énergie mécanique.

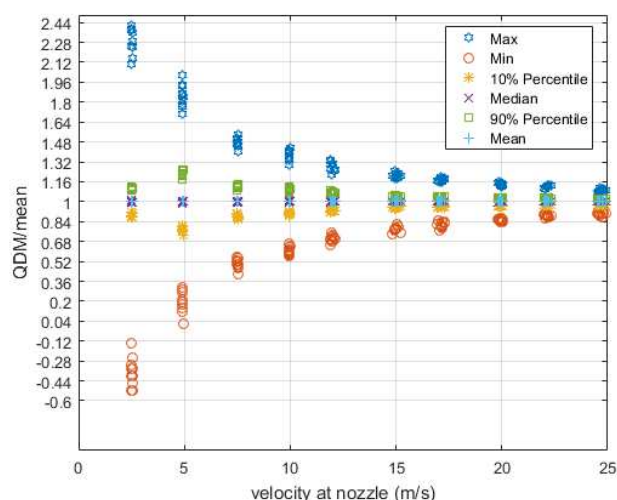


Figure 9.4-8 : D_0 36.4 mm Répartition statistique de la force adimensionnée par la moyenne

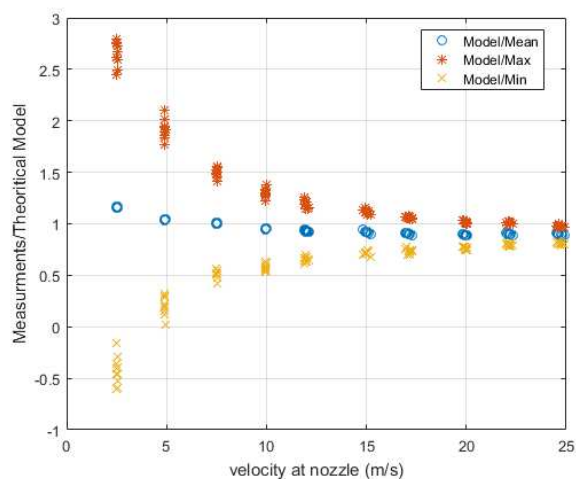


Figure 9.4-9 : D_0 36.4 mm Comparaison mesures et modèle théorique

9.4.2.3 D_0 82.9 mm

Les figure 9.4-10 et figure 9.4-11 montrent encore que pour les deux premières vitesses de 2.5 et 5 m/s, les écarts entre 80 % de la population des forces d'impact et la valeur moyenne de cette force sont respectivement d'environ 20% et 35 %. Dans ces cas, les valeurs extrêmes des forces d'impact sont supérieures de 60 % à la moyenne des forces. Pour les autres vitesses tous les écarts sont inférieurs à 10 %.

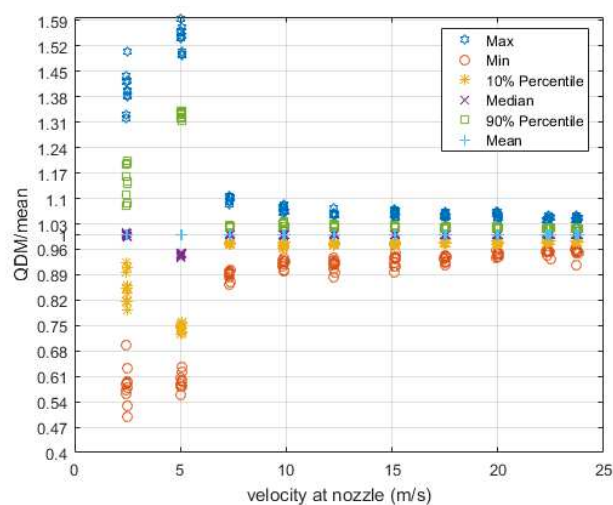


Figure 9.4-10 : D_0 82.9 mm Répartition statistique de la force adimensionnée par la moyenne

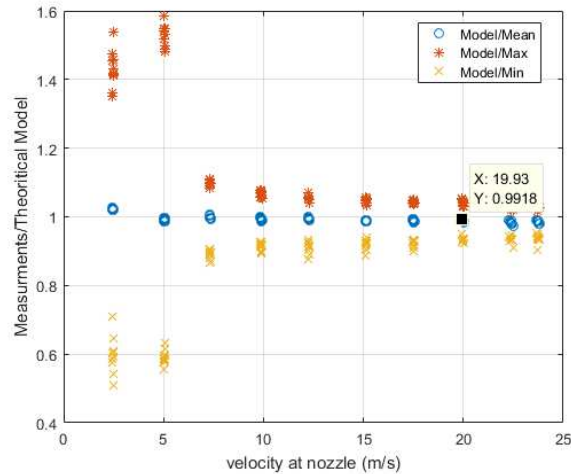


Figure 9.4-11 : D_0 82.9 mm Comparaison mesures et modèle théorique

figure 9.4-11, le modèle sous-estime les valeurs de force pour le point à 2.5 m/s. Le jet pour cette buse est particulier, car il est clairement en buckling (cf Figure 9.3-11). Les autres jets sont soit aérés soit fortement corrugués comme le montrent les illustrations de la figure 9.3-11. Pour les autres vitesses, les valeurs des deux approches sont concordantes. L'influence de l'état du jet à l'impact sur la répartition statistique des forces est soulignée par cette série de mesure.

9.4.2.4 D_0 162.3 mm

La figure 9.4-12 montre que l'écart entre 80 % de la population des forces d'impact et la valeur moyenne est de moins de 10 % pour l'ensemble des vitesses à la buse. Les valeurs extrêmes n'excèdent pas 20% de la valeur moyenne. Pour les extrema, les écarts à la moyenne sont de 20 % pour la vitesse de 1.5 m/s et de 10% pour les autres vitesses. La figure 9.4-13 montre des valeurs concordantes entre le modèle et les mesures.

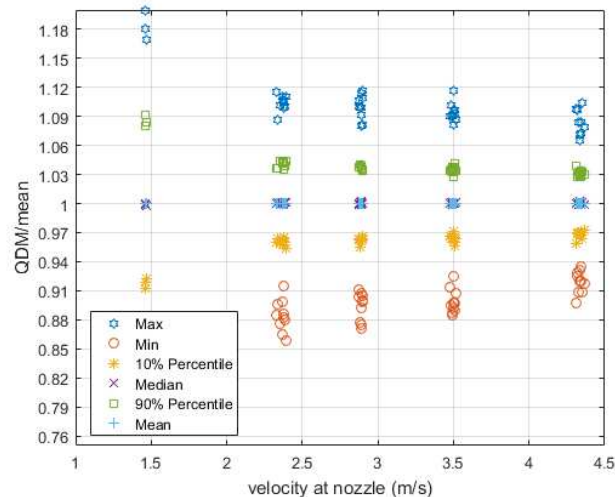


Figure 9.4-12 : D_0 162.3 mm Répartition statistique de la force adimensionnée par la moyenne

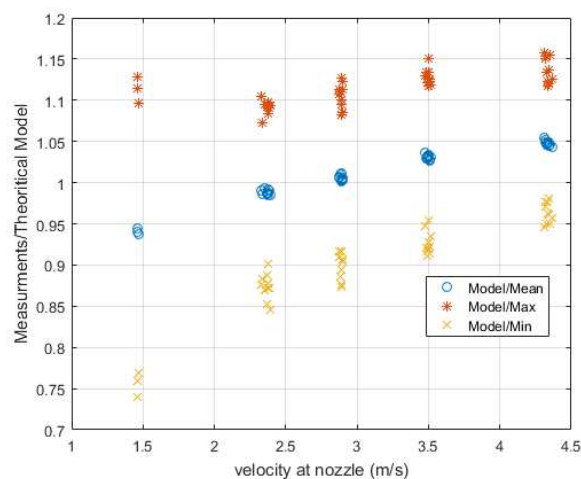


Figure 9.4-13 : D_0 162.3 mm Comparaison mesures et modèle théorique

9.4.2.5 D_0 213 mm

La figure 9.4-14 montre que tous les points de mesures ont des écarts à la moyenne de l'ordre de 3 % pour 80 % des valeurs de force d'impact et de 10% pour les extremums. De même, la figure 9.4-15 montre que le modèle et que les mesures concordent pour l'ensemble des points.

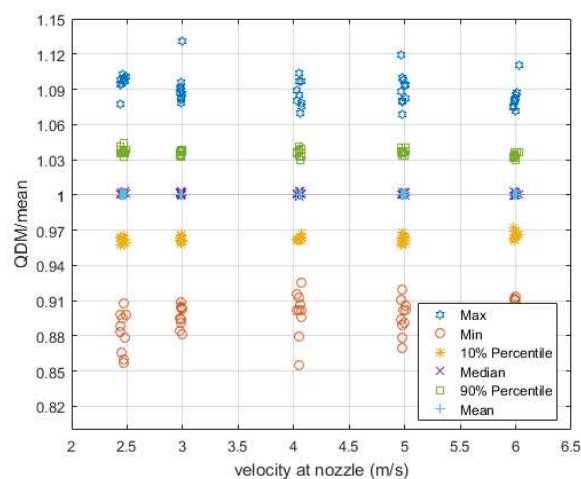


Figure 9.4-14 : D_0 213.0 mm Répartition statistique de la force adimensionnée par la moyenne

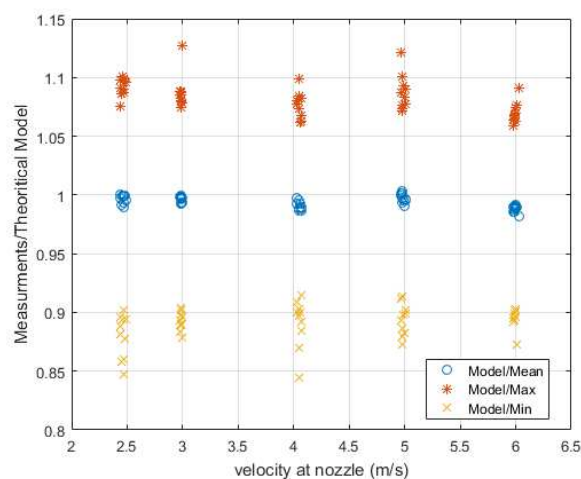


Figure 9.4-15 : D_0 213 mm Comparaison mesures et modèle théorique

9.4.2.6 Conclusion sur les statistiques de force d'impact

La tendance générale est que les moyennes de force d'impact mesurées sont proches des valeurs proposées par un simple modèle théorique basé sur la conservation de l'énergie mécanique. Pour les jets brisés, la force d'impact mesurée est légèrement supérieure au modèle théorique. Il se trouve aussi que cette observation est réalisée pour les jets dont la force d'impact est aussi la plus faible pour une sensibilité de capteur de l'ordre de 10 % de la valeur mesurée. Cela fait penser à un biais de mesure.

L'analyse des valeurs de force d'impact montre que l'état des jets joue un rôle important : Si les jets sont brisés ou bien en buckling, les écarts entre les valeurs extrêmes de force d'impact et la valeur moyenne mesurée mais aussi les écarts entre les valeurs de 80 % de la population des forces et la valeur moyenne, sont plus importants. L'état du jet à l'impact influence clairement la répartition statistique des forces d'impact.

Le modèle simple de conservation de l'énergie mécanique est un outil fiable. L'erreur maximale d'après nos mesures, en mettant de côté les points où la sensibilité du capteur peut être discutée, est de 10 % sur la force d'impact moyenne.

9.4.3 ANALYSE DES FREQUENCES DE VIBRATION MESUREES

9.4.3.1 Méthode d'analyse

Dans un second temps, les séries de données sont traitées par deux méthodes de transformées de Fourier de manière à détecter d'éventuelles fréquences caractéristiques des écoulements. La première méthode est une transformée de Fourier Discrète décrite par Cooley et al (1965). Chaque série de 40 000 points est transformée en discrétisant sur 2^{15} points soit la puissance de 2 la plus proche des 40 000 points. Un filtre passe haut dont la valeur retenue est de 3 Hz est ensuite appliqué pour filtrer l'effet de la moyenne. Pour s'assurer de la pertinence des fréquences mesurées, la valeur de ce seuil a été soumise à une étude de sensibilité afin de vérifier que son utilisation n'induit pas un biais dans les mesures.

La seconde méthode est une transformée de Fourier avec fenêtrage de Hann. Le nombre de points sélectionnés pour cette transformée est de 2^{15} . Le signal est découpé et traité en 1 fenêtre. Il y a l'équivalent de dix fenêtres par point de mesure puisqu'il y a 10 enregistrements par point.

Cette seconde méthode par fenêtrage utilise la méthode proposée par P.Welch (1967) pour estimer la densité spectrale. Le croisement des deux méthodes permet d'estimer les fréquences principales mesurées au point d'impact avec le capteur de force d'impact.

Les fréquences principales données dans le tableau ci-dessous récapitulent les fréquences correspondant à la densité spectrale la plus forte pour chaque point de mesure. La dimension de la plaque de mesure est indiquée dans le tableau ci-dessous à côté de la taille du diamètre de la buse.

Tableau 9-7 : Mesure de la force d'impact : Fréquences principales mesurées

Diamètre de la buse (mm)/ bord de la plaque (mm)		Vitesse à la buse (m/s)/ Fréquence principale (Hz)								
23.6/300	2.6/14	5.0/14	7.5/19	10.1/15	12.4/15	14.9/17	17.6/17	20.0/18	22.6/22	23.7/13
36.4/300	2.5/15	5.0/12	7.5/12	10.0/18	12.1/15	15.0/21	17.1/17	20.0/15	22.0/15	25.0/15

82.9/300	2.5/12	5.0/10	7.3/20	10.0/12	12.2/12	15.0/13	17.6/12	20.0/12	22.3/11	23.7/12
162.3/600	1.5/12	2.4/31	2.9/18	3.5/16	4.3/12					
213/600	2.5/11.6	3.0/18	4.1/18	5.0/21	6.0/12					

Les points sont analysés ci-dessous :

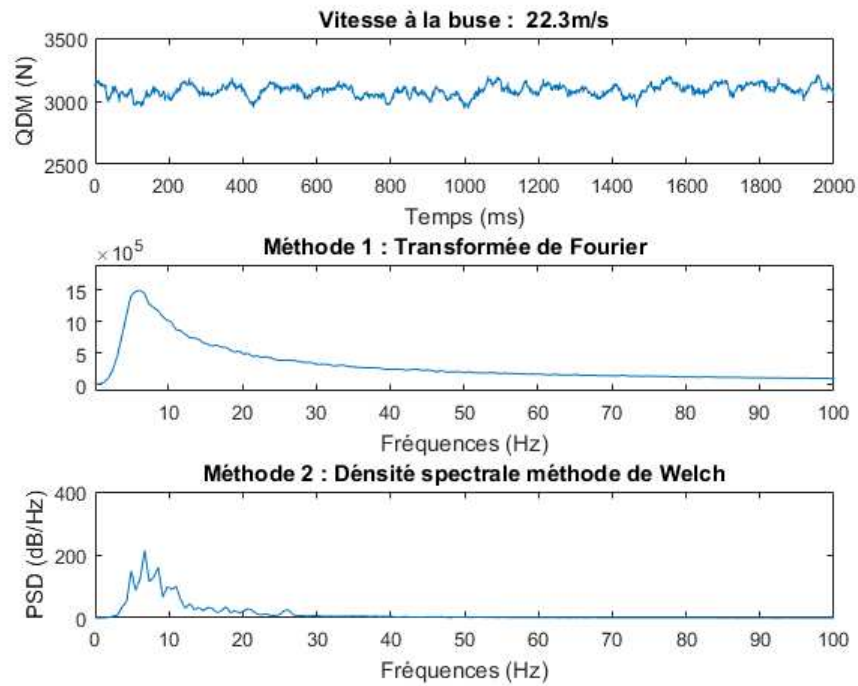


Figure 9.4-16 : Analyse des fréquences principales pour $D = 82.9 \text{ mm}$, $V=22.3 \text{ m/s}$

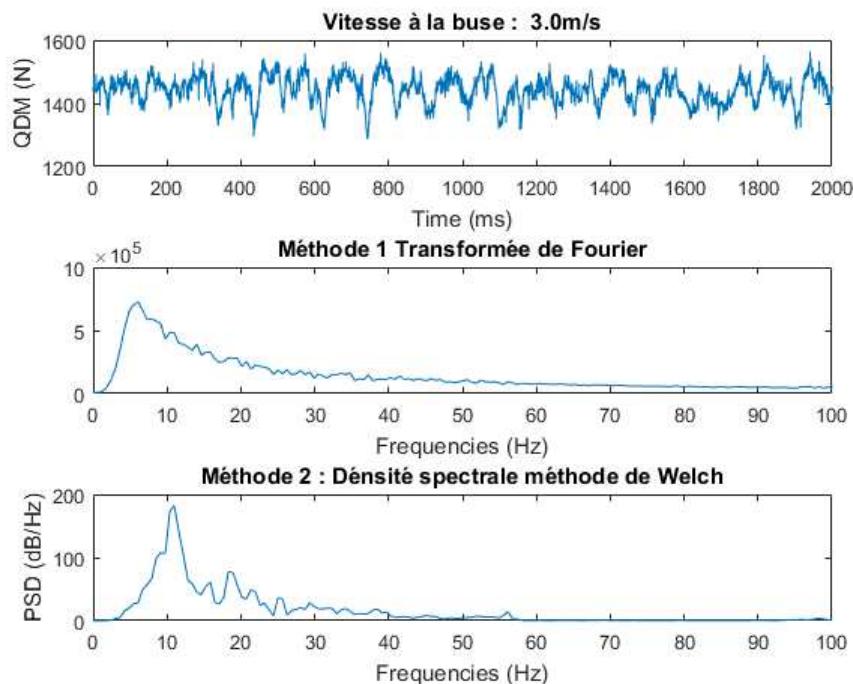


Figure 9.4-17 : Analyse des fréquences principales pour $D = 213 \text{ mm}$, $V = 3.0 \text{ m/s}$

Les fréquences principales peuvent être très claires, mais elles se dégagent d'un ensemble de pics de fréquences. L'ensemble des 10 répétitions de mesure montre une fréquence principale précise, comme dans les deux exemples illustrés ci-dessus par les figure 9.4-16 et figure 9.4-17. Les deux figures montrent un exemple de signal brut et les moyennes des transformées de Fourier réalisées sur les 10 prises de mesures. Néanmoins, les fréquences principales pour tous les points sont comprises entre 10-20 Hz. Elles sont comprises dans un ensemble de fréquences se détachant pour l'ensemble des points entre 5 Hz et 40Hz.

Un autre ensemble de mesures a été réalisé pour la buse de 162.3 mm de diamètre, avec une plaque de 300 mm de côté en lieu et place de celle de 600 mm pour voir si les fréquences obtenues étaient comparables ou bien si elles étaient liées à la dimension de la buse. Lors de ces essais, un coin de la plaque est coaxial au centre de la buse. La surface de jet captée est donc en théorie seulement un quart de la zone captée par la plaque retenue pour capter l'ensemble du jet. Les couples vitesses/fréquences dont les pics sont maximums sont donnés dans la liste suivante :

1.5/13 2.4/15 2.9/23 3.5/11 4.3/11

Il en est de même avec les mesures réalisées avec la buse de 36.4 mm de diamètre avec une plaque de 150 mm de côté en lieu et place de celle de 300 mm. Les couples vitesses fréquences dont les pics sont maximums sont donnés dans la liste suivante. :

2.5/21 5.0/12 7.5/12 10.0/13 12.1/13 15.0/14 17.1/12 20.0/10 22.0/12 25.0/18

Globalement les fréquences sont proches des essais où le jet est complètement capté. La grande majorité des fréquences sont comprises entre 10 et 20 Hz. Ces fréquences mesurées sont toutes relativement basses et témoignent d'un phénomène variant peu entre les jets. Aussi, l'ensemble des jets était mis dans un écoulement a priori stationnaire, le débit à la buse étant stabilisé depuis plusieurs minutes lorsque les mesures étaient réalisées. L'existence de ces fréquences principales de force d'impact montre que l'écoulement est en fait *instationnaire* pour l'ensemble des jets mesurés,

qu'ils soient fortement corrugués, en buckling ou bien corrugués, cette fréquence reste du même ordre de grandeur.

Il reste à vérifier que ces fréquences ne viennent pas simplement de la structure de mesure elle-même.

9.4.3.2 Couplage des vibrations de la structure et des mesures

Les vitesses d'oscillation verticale du capteur mesurées par l'accéléromètre fixé sous le capteur de force sont inférieures à 0.1 m/s pour l'ensemble des mesures. Le point de mesure dont la buse mesure de 82.9 mm avec une vitesse en sortie de buse de 24 m/s soit une vitesse d'impact autour de 27 m/s, 1 est la série pour laquelle la vitesse maximum de pompage est atteinte pour cette buse.

Les spectres de densité de puissance d'oscillation verticale de la structure sont obtenus de la même manière que ceux présentées par les figure 9.4-16 et figure 9.4-17. Un pic principal à environ 50 Hz d'une intensité négligeable par rapport aux pics vus lors de l'analyse des mesures de force apparaît pour l'ensemble des mesures. Ce pic fait penser à un pic issu de la fréquence du réseau électrique. Néanmoins, le fait que ce pic soit négligeable devant les pics significatifs des mesures de force d'impact montre qu'il n'y a pas de couplage significatif entre la structure de mesure et les mesures issues du capteur de force. De plus, des essais préalables ont bien montré que la chaîne de mesure était en capacité de mesurer à une fréquence de 20 kHz. Les fréquences mesurées sont donc bien caractéristiques de la physique des jets car il n'y a pas de couplage entre la structure et les fréquences mesurées par le capteur.

9.4.3.3 Comparaison Fréquences Capteurs de force et analyse vidéo

En outre, les valeurs de fréquence mesurées par le capteur de force peuvent être comparées avec celles issues de l'analyse d'images. Le tableau ci-dessous donne les valeurs regroupées par analyse d'image et par mesure de la force d'impact pour les points où la comparaison est possible. Les valeurs indiquées dans les cases du tableau sont respectivement : la vitesse à la buse/la fréquence obtenue par mesure de la force/La fréquence obtenue par l'analyse des films à haute fréquence.

Tableau 9-8 : Mesures de force d'impact comparaison fréquences force d'impact et analyse vidéo

Diamètre interne de buse (mm)	Vitesse à la buse (m/s)/Image processing frequency/Momentum advection frequency (Hz)				
82.9	2.4/42/12	4.3/28/10	10.0/14/12	15.0/19/13	20.0/32/15
162.3	2.5/22/31				
213	2.5/12/12	5.0/9/21			

Nous retenons une précision sur la mesure de fréquence par le capteur de force de l'ordre de 0.01%. La mesure de la fréquence obtenue par traitement d'image par corrélation est plus facilement entachée d'erreur : nous retiendrons une barre d'erreur de l'ordre de 20%. Enfin, les fréquences captées par imagerie ou capteur de force peuvent différer, car les fréquences captées par le capteur de force concernent l'ensemble du jet pour tous les instants alors que les fréquences captées par imagerie peuvent ne concerner qu'une partie visible du jet. Or les valeurs obtenues par les deux techniques sont cohérentes, les fréquences sont bien liées à la physique de nos jets.

9.5 MESURE DE LA PROFONDEUR DE PENETRATION

La profondeur de pénétration est mesurée grâce à une caméra sous-marine (Abyss 1080AHD full HD Sony Captor, 0.1 lux de sensibilité, la longueur focale est de 2,8mm dans l'air et de 3,6 mm dans l'eau, 30 images par seconde maximum, la vitesse d'obturation est autour de 1/50 s.

La camera est fixée sur des supports métalliques soudés sur des poutres en acier. L'horizontalité est vérifiée par un capteur angulaire 2D. L'écart d'inclinaison maximum par rapport à l'horizontale est de 1°. La camera est capable de capturer des images entre 1,5 m au-dessus de la surface et 3,5 m en dessous de la surface. La longueur focale permet d'avoir des images nettes à partir d'une distance entre le sujet et l'objectif de 45 cm de l'objectif. Le milieu du support est situé à 1 m de la camera. Le milieu de ce support est centré avec le centre de la buse. Le centre de l'objectif était 45 mm au-dessus du support visible sur la figure 9.5-1. L'incertitude de mesure sur la chaîne de mesure dédiée à la mesure de la profondeur de pénétration est de 1 cm. Le protocole de mesure de la profondeur de pénétration est le suivant :

Les caméras sont immergées en dessous de la zone attendue de pénétration du jet pour la vitesse la plus forte associée à chaque jet. Le jet est démarré. Après avoir atteint un régime stationnaire déterminé par la stabilité du débit, la caméra est remontée par pas de 5 mm afin d'atteindre la zone blanche jusqu'où les bulles pénètrent. L'objectif de cette remontée lente est de déterminer à l'œil la zone de pénétration maximum. Pour s'assurer de l'avoir trouvée, l'opérateur observe environ 10 minutes le nuage de bulles par l'intermédiaire de la caméra sur un grand écran (122 cm de diagonale pour plus précision). Cette période d'observation permet de vérifier que le centre de l'image est bien la profondeur de pénétration moyenne. Cette méthode est nommée observation standard.

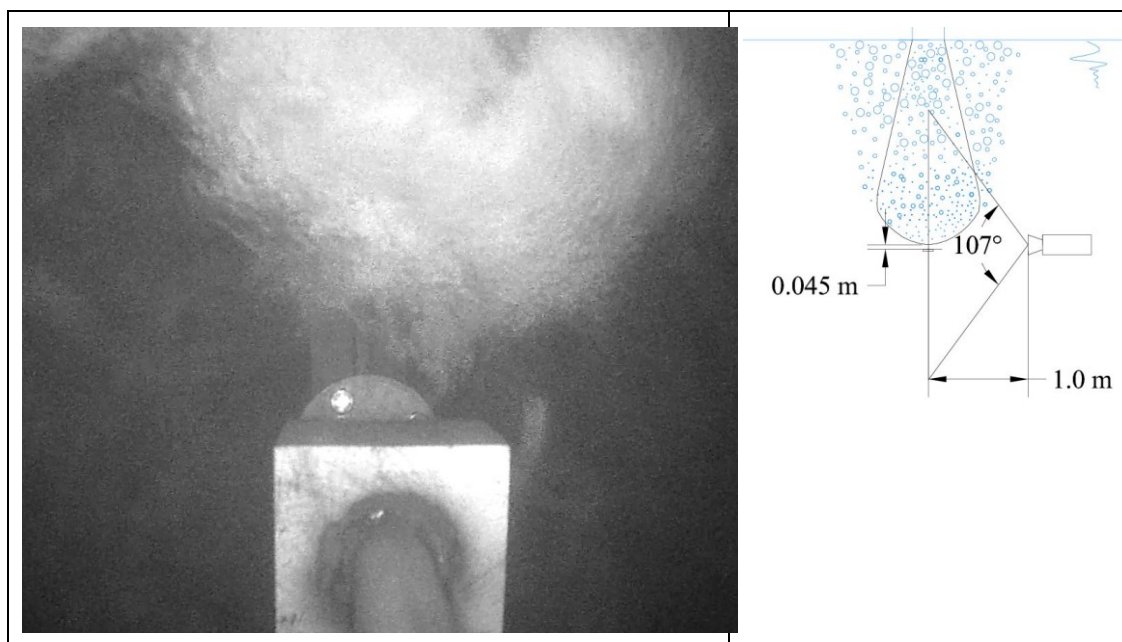


Figure 9.5-1 : A gauche : Vue de l'image après redressement. Le support métallique sert de repère à l'opérateur pour placer le centre de l'image et par conséquent, la caméra à la profondeur permettant de faire correspondre centre de l'image et profondeur de pénétration moyenne. A droite : Schéma du positionnement de la caméra par rapport au support centré sous le jet, l'angle d'ouverture de la caméra est de 107°, la distance entre le centre de l'objectif et le support servant de repère est de 45 mm

Les couples buses/ vitesse de sortie de buse pour lesquels les profondeurs de pénétration sont mesurées sont donnés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 9-9 : Mesures de la Profondeur de pénétration : Configurations mesurées

Diamètre interne de la buse (mm)	Vitesse à la buse (m/s)									
23.6	2.6	4.8	8.0	9.7	12.7	15.2	17.6	20.2	22.2	24.0
36.4	2.5	4.9	7.5	9.9	12.4	15.0	16.9	20.8	23.4	25.1
82.9	2.5	5.1	7.3	9.9	12.1	15.1				
162.3	2.5	5.1	6.0							
162.3 (rectangulaire)	2.5	5.0	7.5							
213	2.5	3.0	4.0							

La pénétration du nuage de bulles est un phénomène clairement instationnaire, des bouffées de bulles peuvent créer un nuage plus profond puis soudainement le nuage de bulles remonte. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la quantité de mouvement à l'injection est grande.

Pour nous assurer de la qualité de la mesure réalisée, une vérification par analyse de film a été réalisée pour les points de mesures avec la plus grande buse notés en gras dans le tableau ci-dessus. Pour ces trois points, les profondeurs mesurées par observation standard de l'image de la camera sous-marine et des mesures de profondeurs par analyse des images des films de cette caméra sont comparées. Cela nous permet de déterminer un intervalle de confiance pour nos mesures.

Dans ce but, 6000 images ont été enregistrées par point de mesure (soit 18 000 images permettent d'obtenir les histogrammes présentés sur la figure 9.5-2. Ces images sont tout d'abord corrigées des distorsions dues à l'objectif de la caméra par un filtre dédié, appliqué image par image grâce à l'outil Photoshop. Sur chaque image des films, le filtre « correction de l'objectif » est appliqué. Ce filtre permet de corriger les distorsions de l'image due à l'objectif, il redresse l'image et permet d'obtenir des distances sur l'image proportionnelles à la réalité. L'objectif de la camera est équivalent dans l'eau à un objectif iPhone3GS. Le filtre proposé par Photoshop pour cet objectif est appliqué à nos images pour les redresser.

Ensuite, nous réalisons un script de traitement d'image avec Matlab qui par analyse des niveaux de gris, détermine la profondeur maximale atteinte par le nuage de bulle sur chaque image. Le seuil de détection du nuage de bulle est réglé entre 100 et 110 (valeur de l'indice du niveau de gris) suivant le film.

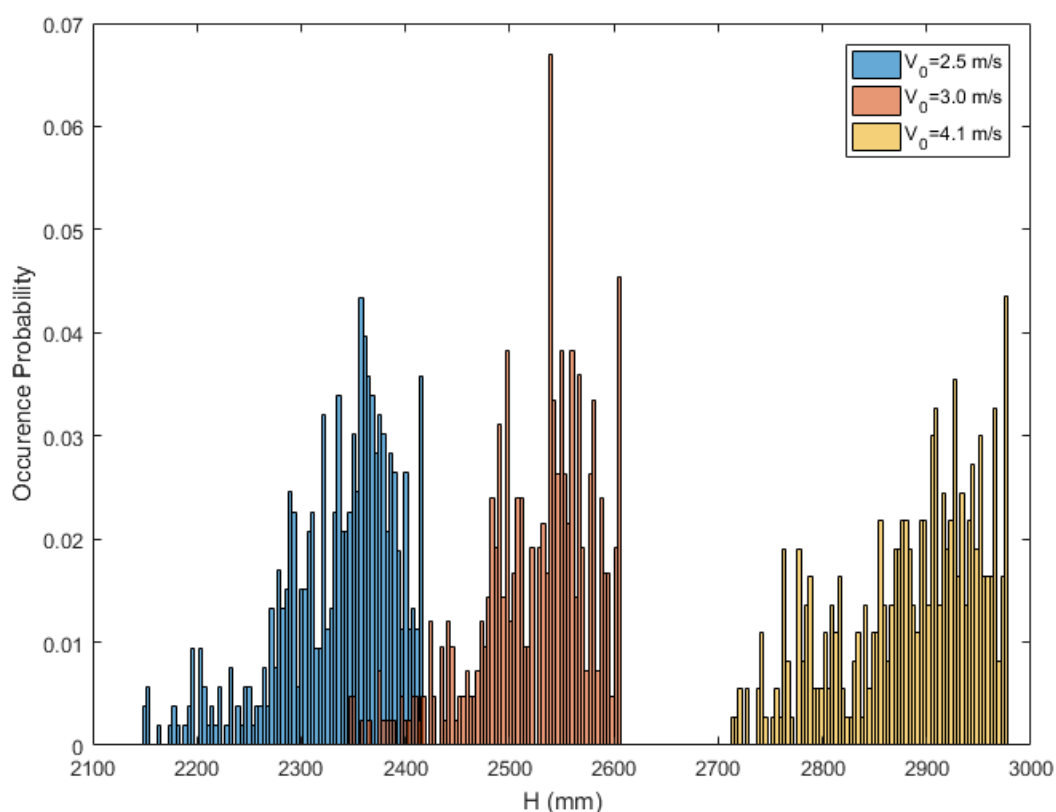


Figure 9.5-2 : Répartition des hauteurs de pénétration pour les trois vitesses avec la buse de diamètre 213 mm

La comparaison entre les profondeurs de pénétration mesurées par le protocole décrit au-dessus de la figure 9.5-2 et celles analysées par le traitement d'image est donnée en détail dans le tableau ci-dessous. Les valeurs retenues par les deux techniques varient de moins de 2 cm. Ce traitement d'images permet de déterminer un écart type de la profondeur de pénétration pour l'ensemble des images d'environ 60 mm.

Tableau 9-10 : Mesure de la profondeur de pénétration et Intervalle de confiance

D =213 mm	$V_0 = 2.5 \text{ m/s}$	$V_0 = 3.0 \text{ m/s}$	$V_0 = 4.1 \text{ m/s}$
$H_{\text{mesurée}} \text{ (m)}$	2.38	2.57	2.90
$H_{\text{(traitement d'image)}}$	2.38	2.57	2.92
Ecart type (mm)	55	56	66
Intervalle de confiance (traitement d'image) (m)	2.32 – 2.44	2.51 -2.63	2.83 – 2.97

En conséquence, compte tenu de la dispersion inhérente au phénomène, un intervalle de répartition uniforme de 6 cm sera retenu pour tous les points de mesure de la profondeur de pénétration.

9.5.1 RESULTATS

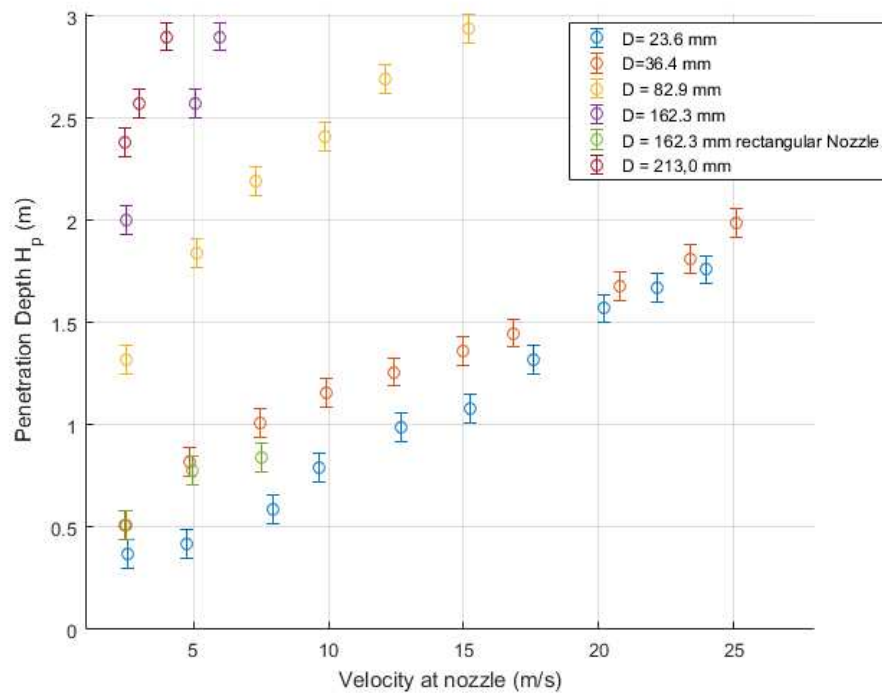


Figure 9.5-3 : Mesures de la profondeur de pénétration en fonction de la vitesse en sortie de buse

La figure 9.5-3 donne une représentation de la profondeur de pénétration mesurée en fonction de l'évolution de la vitesse et du diamètre de buse. Nous observons que la profondeur de pénétration augmente de façon monotone avec la vitesse à la buse. La profondeur de pénétration augmente aussi avec le diamètre de la buse. La répartition des hauteurs est figurée par les barres d'erreur entourant le point.

Il est remarquable que la buse rectangulaire de diamètre hydraulique égal à celui de la buse circulaire de diamètre 162.3 mm induit une pénétration comprise entre celle des buses circulaires de diamètre 36.4 mm et 23.6 mm. Elle se comporte donc comme un jet circulaire de diamètre compris entre 36 et 23 mm. La dimension caractéristique gouvernant la profondeur de pénétration se révèle être l'épaisseur de la buse, qui vaut 32 mm. Pour la profondeur de pénétration, la nappe issue de la buse rectangulaire de 648 mm par 32 mm est donc équivalente à la nappe issue d'une buse circulaire de 32 mm de diamètre.

Les mesures obtenues sont comparées aux trois modèles dont les dimensions des jets testés sont les plus proches de nos dimensions caractéristiques, c'est-à-dire les modèles de MacKeogh et al. (1981), Falvey et al. (1987) et Nakasone (1987), ainsi qu'au modèle proposé par Clanet et al. (1997) et utilisé dans le cadre de l'expérimentation dédiée aux jets oscillants.

Tableau 9-11 : Modèles comparés pour la profondeur de pénétration

$H = 2.6(U_i D_i)^{0.7}$	$\frac{U_i}{U_T} = 3.12 * \left[\frac{D_i}{L_c} + \tan(\gamma) + \left(4 \frac{L_c}{D_i} \right) \tan^2(\gamma) \right]$	$H = \frac{2}{3} * L_c$	$\frac{H}{D_i} = \frac{1}{2 \tan(\gamma)} \frac{U_i}{U_T}$
McKeogh et al. (1981)	Falvey et al. (1987)	Nakasone, (1987)	Clanet et al. (1997)

A l'exception du modèle de Nakasone, les modèles s'appuient sur le diamètre des jets à l'impact et la vitesse à l'impact. Il serait incohérent d'appliquer ces modèles en considérant la vitesse à la buse et le

diamètre à la buse. Pour obtenir ces valeurs sur nos jets, nous nous sommes appuyés sur les mesures disponibles grâce aux vidéos hautes vitesses à l'impact. Ces mesures sont explicitées dans la partie 9.3.

La vitesse et le diamètre à l'impact peuvent être modélisés a priori en supposant la conservation de l'énergie mécanique et de la masse. La vitesse peut alors être approchée par :

$$U_i = U_0 \sqrt{1 + \frac{2gL_c}{U_0^2}}$$

Le diamètre à l'impact peut être calculé par : $D_i = \sqrt{\frac{D_0^2 U_0}{U_i}}$ pour les jets non brisés et non aérés (cf section 9.3.3.3).

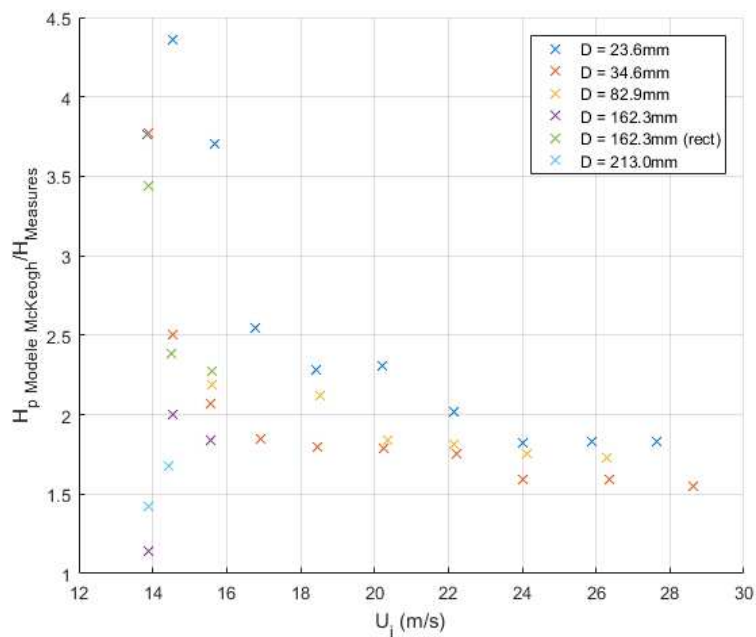


Figure 9.5-4 : McKeogh et al. (1981)/ Mesures

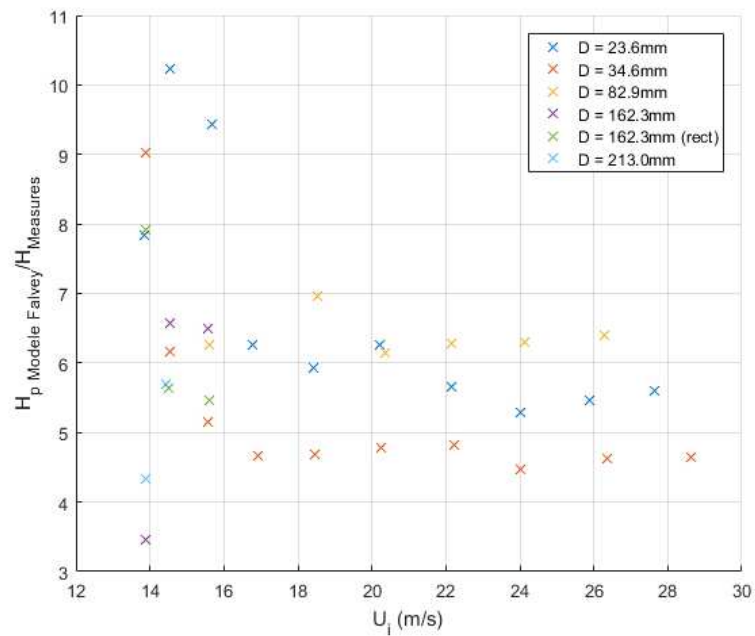


Figure 9.5-5 : Falvey et al.(1987)/Mesures

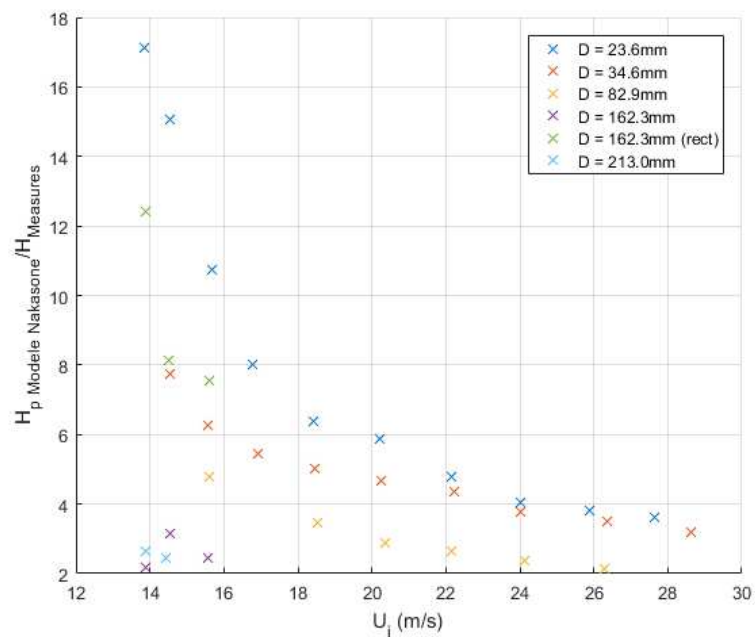


Figure 9.5-6 : Nakasone, (1987)/ Mesures

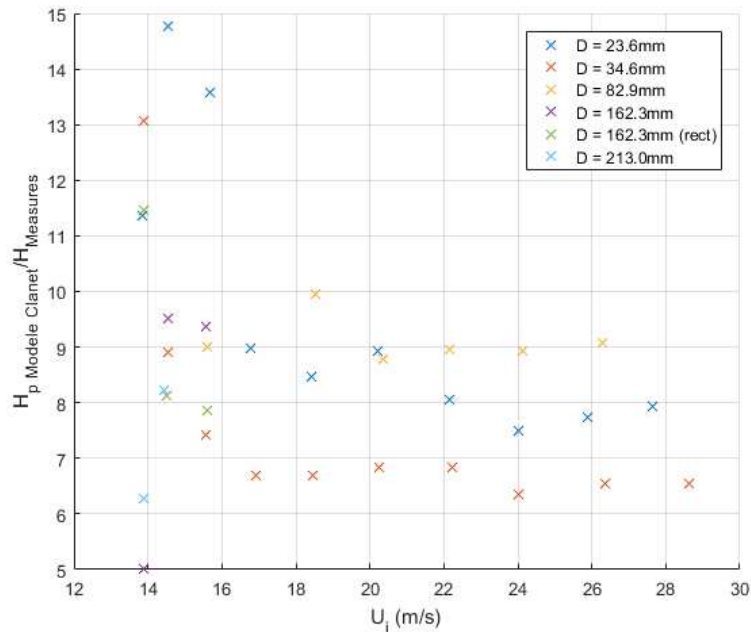


Figure 9.5-7 : Clanet et al.(1997)/Mesures

Si l'on compare les mesures avec les profondeurs de pénétration prédites par ces modèles, on obtient les figure 9.5-4, figure 9.5-5, figure 9.5-6 et figure 9.5-7. Les formules utilisées pour construire ces graphiques sont données dans le tableau 9-11.

Globalement, toutes les mesures sont telles que le rapport $H_{\text{predit}} / H_{\text{mesure}}$ est supérieur à 2, des valeurs avoisinent même les 20 sauf pour deux valeurs données par le modèle de Mac Keogh et al (1981).

On remarque que le modèle proposé par Mc Keogh et al (1981) est pertinent pour les vitesses d'impact les plus grandes et pour quelques points pour les plus petites vitesses avec les buses les plus grandes. Comparé aux autres modèles, ce modèle empirique a été validé sur des dimensions relativement proches des dimensions que nous testons, à savoir des vitesses à la buse de 3 à 30 m.s⁻¹ pour deux tailles de buses de 50 mm et 100 mm, des $Re < 10^5$ et des Tu à la buse compris entre 1% et 9 %. Les hauteurs de chute ne sont malheureusement pas précisément mentionnées dans cette référence. Ce modèle s'avère être le plus proche de l'ensemble de nos mesures. L'inconvénient de ce modèle est qu'il est purement empirique. Nous ne pouvons pas expliciter les limites d'applications de ce modèle.

Le modèle de Nakasone (1987) se montre le plus pertinent pour des petites vitesses avec des gros diamètres de buses (162 et 213 mm) et avec les vitesses les plus grandes. Les écarts entre les calculs et les mesures sont supérieurs à un facteur deux pour l'ensemble des mesures.

Le modèle de Clanet (1997) montre des écarts très importants à nos mesures. Il semble bien que des effets d'échelle soient présents. Les jets étudiés par Clanet et al (1997) sont de petite dimension. Le diamètre de buse maximum est de 2.4 mm. Il s'agit de jets turbulents très peu développés, avec L/D_0 est fixé à 20. Leur topologie est donc très éloignée des jets que nous avons testés. Nous reviendrons plus loin sur cet effet d'échelle, et sur une façon de le prendre en compte.

Le modèle proposé par Falvey et al (1997) est pertinent pour les jets dont la vitesse à la buse est de 2.5 m/s. En effet, ces points sont proches du domaine expérimental utilisé pour caler cette relation semi empirique. Pour le reste des points de mesures, ce modèle surestime la profondeur de pénétration mesurée. L'évolution des écarts entre les modèles et les points de mesures sont très similaires pour les deux derniers modèles cités. Par exemple, pour la buse 23,6 mm, les écarts entre

modèle et mesure passent par un minimum vers 20 m/s. Au contraire, pour la buse 36,4 mm les écarts passent par un maximum avant 25 m/s. Les jets testés par Falvey et al (1997) sont inclus dans le domaine d'étude de nos jets. La limitation de la comparaison entre les jets que nous avons étudiés et les jets des essais réalisés par Falvey et Ervine (1987) est cependant que leur hauteur de chute est comprise entre 0.51 et 2.63 m. En d'autres termes, les ratios L/D_0 des essais réalisés par Ervine et al (1997) sont compris entre 9 et 39 pour la buse de 78 mm, de 12 à 48 pour la buse de 52.5 mm et de 41 à 97 pour la buse de 25 mm. Les ratios L/D_0 de notre étude sont : de 45 pour la buse de 213 mm, de 59 pour la buse de 162.3 mm, de 115 pour la buse de 82.9 mm, de 245 pour la buse de 36.4 mm et de 402 pour la buse de 23.6 mm. La différence la plus notable de L/D est pour les buses de diamètre 25 et 23.6 mm. La figure 9.5-5 montre que le modèle de Ervine et al (1997) et nos mesures sont proches pour les seuls jets dont la vitesse en sortie de buse est proche de 2.5 m/s. Il est notable que cela est vrai pour l'ensemble des buses, par conséquent, l'état du jet à l'impact influe peu sur l'écart aux deux modèles. Pour confirmer cette hypothèse, il faut vérifier que les jets pour la vitesse faible sont bien dans un état différent avant l'impact. C'est précisément l'un des points traités dans la section suivante.

Pour tous les diamètres de buses, les écarts sont significatifs pour les autres vitesses. Les écarts entre les modèles et les mesures se stabilisent à partir d'une vitesse de 15 m/s.

En outre, les valeurs de pénétration affichées sont des moyennes des pénétrations réelles. Comme le montrent les histogrammes de la figure 9.5-2, la caméra sous-marine mesure des fluctuations de profondeur de l'ordre de quelques centimètres pour le cas dont la vitesse en sortie de buse est la plus forte. Ceci est différent du cas des jets de petite dimension étudié par Clanet et al 1997, pour lesquels le nuage de bulles est stable. Une forte instationnarité dans le nuage de bulles est présente pendant l'intégralité des mesures. Cette instationnarité peut être due à l'état du jet et aux mécanismes d'entrées dans l'eau. Mais il peut aussi être supposé que cette instationnarité vient de l'interaction des deux phases présentes dans le nuage de bulles. Il ressort donc que pour progresser, il est nécessaire d'étudier le nuage de bulles lui-même et de détailler le jet avant l'impact de manière à cerner les relations entre ces deux éléments.

9.6 MESURES DANS LE NUAGE DE BULLES APRES L'IMPACT

9.6.1 SONDES OPTIQUES M2 ET POP

L'objectif est ici d'être en capacité de déterminer les propriétés du nuage de bulle créé par des jets de grandes dimensions. Un jet de grande dimension rime avec grande puissance. Même si les sondes optiques ont déjà été utilisées dans des conditions industrielles avec de fortes vitesses, la difficulté particulière de cette manipulation réside dans les fortes puissances associées à l'utilisation d'une eau industrielle, même si cette dernière est filtrée. Les sondes optiques sont constituées d'une fibre optique dans laquelle est envoyé un faisceau laser. Les indices de réfraction différents à l'interface fibre/air et fibre/eau permettent de mesurer directement les instants pour lesquels la pointe de la sonde est dans l'eau ou bien dans l'air. Les travaux réalisés par Cartellier et al.(1998), Barrau et al.(1999) et al., ou Cartellier (2006) montrent la capacité des sondes optiques monofibre à mesurer la vitesse des bulles, la taille des bulles, et le débit d'air dans des écoulements à bulles avec une direction principale.

Deux technologies de sondes optiques de la marque A2PS ont été utilisées. La première catégorie de sonde est dite pop1C, Il s'agit de fibres optiques multi-modes dont la pointe est taillée en forme de cône. La sonde est calibrée pour être en capacité de mesurer des vitesses.

Pour ces sondes pop, le signal typique est montré sur la figure 9.6-1. Lorsque le niveau est en bas, la sonde est dans l'eau et lorsque le niveau est sur le plateau haut, la pointe de la sonde est dans l'air.

En l'occurrence, pour notre application, la sonde est dans une bulle. Le rapport du temps où la pointe est dans l'air sur le temps total de mesure donne directement le taux de vide. Une loi de calibrage donne la longueur de mesure optique de la sonde notée L_s en microns. Cette longueur est typiquement comprise entre 25 et 60 micromètres pour les sondes utilisées dans nos expériences. La vitesse est obtenue en divisant cette longueur L_s par le temps de montée. Le temps de montée est le temps que met le signal pour passer du plateau bas au plateau haut. L'inconvénient est que les seules mesures directes sont le taux de vide et les temps de montée. Les autres grandeurs sont déduites d'une loi de calibrage. Ce calibrage est lié à l'état de la pointe de la sonde qui peut varier lors de l'utilisation de la sonde.

La corde est la longueur de la bulle vue par la sonde, elle est calculée en multipliant la vitesse par le temps gaz (T_g). Le flux local est obtenu par la somme des cordes divisée par le temps gaz. Le débit gaz est obtenu par l'intégration de ce flux avec la méthode de Simpson sur une surface donnée. La taille des bulles est obtenue en calculant les cordes mesurées par les sondes. Les cordes sont obtenues en multipliant la vitesse d'une bulle par son temps gaz. Une corde moyenne (C_m) est alors calculée pour chaque point de mesure. Le diamètre représentatif de la taille des bulles est le diamètre de Sauter. Nos bulles pouvant être considérées comme convexes, le diamètre de Sauter est alors : $d_{32} = \frac{3}{2} C_m$.

Ce type de sondes optiques a par exemple été utilisé dans des mesures sous 30 bars de pression avec une température de 200 °C, dans des écoulements en spray à 100 m/s ou dans des écoulements à grosses gouttes lancées à 70 m/s. L'incertitude associée à la mesure de vitesse est de l'ordre de 10 %.

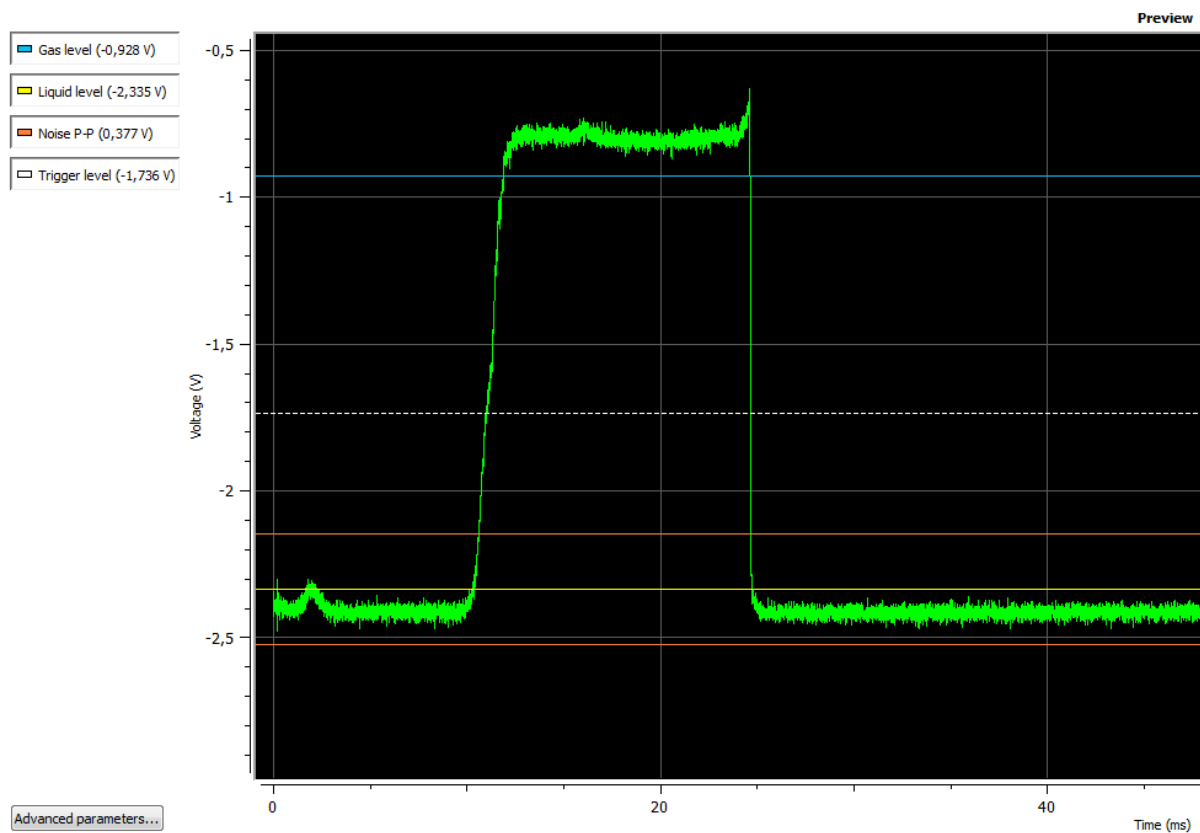


Figure 9.6-1 : Signal brut issu d'une sonde pop

Le second type de sonde dit m2 exploite l'effet doppler pour mesurer la vitesse des bulles percées par la sonde. Le principe est le suivant : lorsque l'onde lumineuse sortant de la fibre optique rencontre une

interface mobile, elle est réfléchiée vers la sonde et subit un décalage de fréquence. Une partie de cette onde est collectée à nouveau par la fibre. Il en résulte un signal Doppler modulé à la fréquence f_D donnée par

$$f_D = 2 \frac{V|n \cdot k|}{\lambda_0/n_{ext}}$$

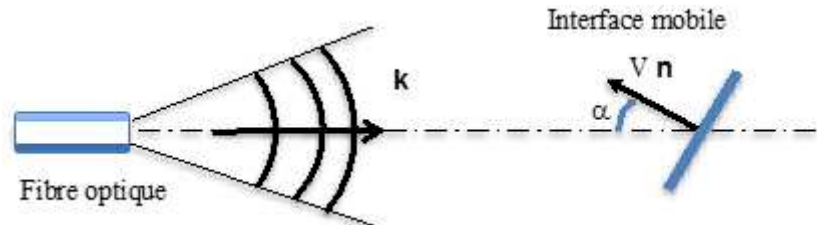


Figure 9.6-2 : Effet Doppler par réflexion sur une interface approchant la sonde tel qu'exploité avec une fibre optique d'après Lefebvre et al. (en cours de publication)

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, n_{ext} l'indice de réfraction du milieu extérieur dans lequel se propage l'onde, avec $V|n \cdot k| = V \cos(\alpha)$ où n désigne la normale à l'interface (dénotée « reflector » sur la figure), V la vitesse de l'interface définie selon cette normale, k le vecteur d'onde de l'onde incidente et α l'angle entre normale et vecteur d'onde. Il s'agit d'une mesure absolue puisque la détermination de la fréquence Doppler donne accès à la vitesse de façon exacte.

Comme le montre la figure 9.6-3, le signal est là aussi un créneau, mais il est caractérisé par une onde spécifique à l'arrivée dans la phase gaz qui est la signature de la vitesse d'arrivée d'une bulle sur la sonde. Un signal du même type se situe à la fin du créneau. Il s'agit là de la vitesse de sortie de la bulle de la sonde. En d'autre terme, ces signatures sont la trace de passage d'interface de l'eau vers l'air et vice versa.

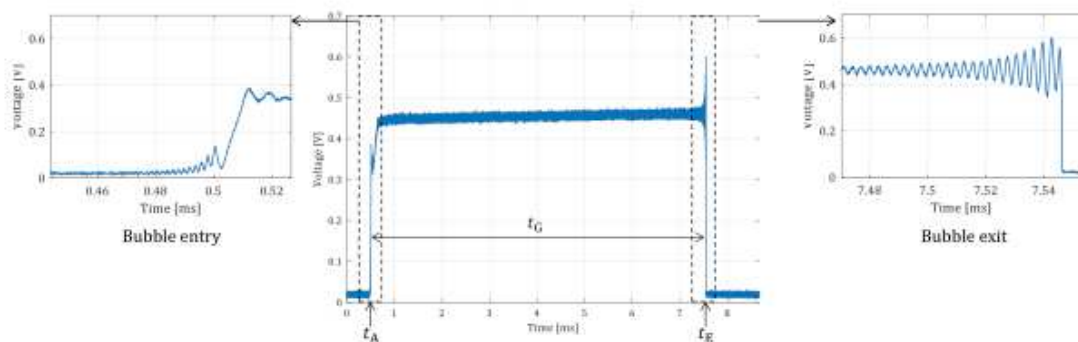


Figure 9.6-3 : Signal typique d'une bulle enregistrée avec une sonde optique monomode conique. Une basse tension (ici $\approx 20\text{mV}$) correspond à une pointe de sonde dans l'eau tandis qu'une haute tension (ici $\approx 0.45\text{ Volts}$) correspond à une pointe de sonde dans le gaz. Les événements caractéristiques, c'est-à-dire l'heure d'arrivée t_A , le temps de sortie t_E et le temps de séjour du gaz t_G sont indiqués sur le signal en créneau. Les signaux Doppler collectés avant que la sonde n'atteigne la bulle (signal vers la gauche) et lorsque la sonde quitte la bulle (signal vers la droite) sont amplifiés pour plus de clarté (à partir de A2PS, avec permission).

Lors des essais présentés ici, ce capteur et le traitement de signal associé étaient en phase de développement et n'étaient donc pas optimisés. Les mesures acquises avec ce capteur ont surtout servi à confronter les taux de vide et aussi à recalibrer les mesures de vitesses puisque, contrairement au capteur PoP, le capteur m2 ne nécessite pas d'étalonnage comme le montre Lefebvre et al.(en préparation). En revanche, la partie efficace du capteur m2 a un diamètre de l'ordre de quelques microns: toute obstruction de la sortie de fibre par une particule bloque donc la transmission lumineuse et donc l'obtention de signal. Cette spécificité s'est avérée contraignante pour nos essais. Il

en a résulté un taux de validation fiable de l'ordre de 10% (cf figure 9.6-4) à comparer à des taux de 60-80% observés dans des écoulements plus propres et avec un traitement optimisé.

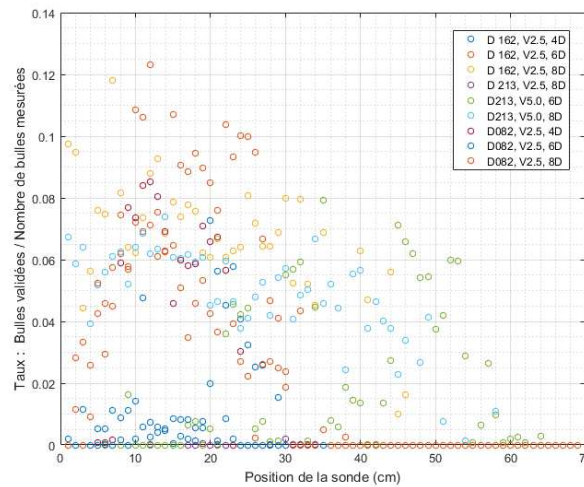


Figure 9.6-4 : Taux de validation des bulles pour la mesure de leur vitesse sur l'ensemble de nos mesures réalisées avec une sonde M2 pour la série 2

Les sondes Pop offrent des taux de validation des bulles majoritairement supérieurs à 0.85 comme montré sur l'image

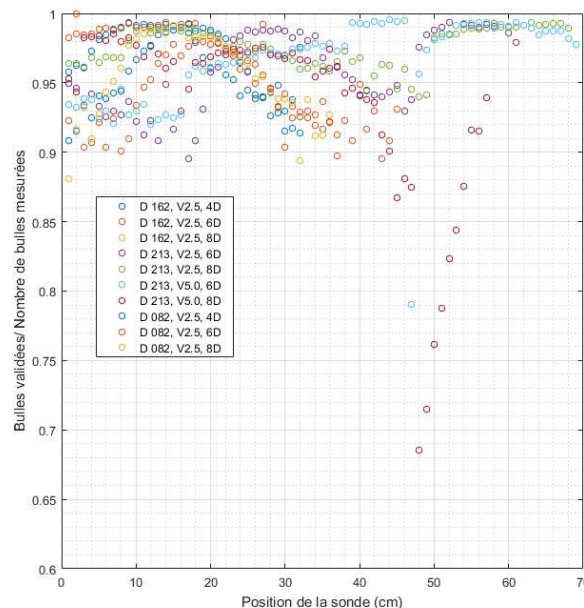


Figure 9.6-5 : Taux de validation des bulles pour la mesure de leur vitesse sur l'ensemble de nos mesures réalisées avec une sonde pop pour la série 2

L'installation décrite précédemment est équipée d'un support de sonde mesurant 40 cm de long permettant de fixer des sondes en parallèle tous les 10 mm. Sur la figure 9.6-9 à droite de l'image, on peut voir une sonde fixée au support gris par son corps en inox sur 8 cm de haut. La grille située en dessous du support est utile pour maintenir la fibre optique à la sortie du corps de la sonde puisque cette partie bien que située en dessous du support est soumise aux efforts induits par les recirculations d'écoulement créées par la présence même du support de fixation. Le départ de la fibre optique est arrimé solidement à la grille en inox visible sur la figure 9.6-9. Pour le reste, le chemin de câble de fibre optique est lui aussi fixé le long du dispositif de déplacement de manière à emmener le

câble jusqu'au dispositif d'acquisition tout en garantissant l'absence de mouvement de ce câble. Pendant nos mesures il a été utilisé simultanément jusqu'à 4 sondes pop en parallèle avec une sonde m2. Les résultats présentés après ont été réalisés avec une sonde pop et une sonde m2 espacées de 4 cm. Le nuage de bulle est balayé suivant un diamètre. Le critère d'arrêt des mesures est de trouver un taux de vide inférieur à 5 % pour arrêter, ou d'arriver en butée du moyen de mesure. Le diamètre du nuage de bulle est balayé par pas de 1 cm. Le système de déplacement décrit dans la section 9.1 permet de contrôler la position à +/- 1 mm près.

9.6.2 MANIPULATION PREPARATOIRE MESURE DE DEBIT PAR SONDE OPTIQUE POP

Afin de nous assurer de la faisabilité des mesures à la sonde optique et en particulier des mesures de flux en positionnant une sonde optique sous le jet en dessous de la surface libre, nous avons construit une quatrième manipulation. Nous avons placé une buse dont le diamètre intérieur est de 7.6 mm dans un bac de réception en plexiglass dont les dimensions intérieures sont : une longueur de 966 mm pour une largeur de 470 mm et une hauteur de 1184 mm (Figure 9.6-6). La hauteur d'eau était stabilisée à une hauteur comprise entre 760 mm et 820 mm au-dessus du fond. L'eau est filtrée de manière à éviter l'encrassage des sondes. Les débits d'eau contrôlés par un débitmètre sont compris entre 15/min et 26.7 l/min. Le jet et le nuage de bulle sont observables à toutes les hauteurs.

Nous avons réalisé les mesures des flux à une distance de $4.8 D_0$ en dessous de la surface. Pour une distance entre la sortie de buse et la surface de $0.4 D_0$. En faisant l'hypothèse d'un nuage de bulles axisymétrique, nous calculons l'écart entre les débits d'air calculés en n'intégrant que la partie droite des flux locaux et celui calculé en n'intégrant que la partie gauche de ces flux. Les écarts entre ces intégrations sont inférieurs à 10%. Sur la figure 9.6-7, Les mesures brutes pour un jet de 26.7 l/min soit une vitesse de 9.8 m/s à la buse. Nous voyons sur cet exemple que les mesures sont stables et fiable dans cet environnement maîtrisé. Le flux droit est ici de 24.9 m³/s alors que le flux gauche est ici de 23.3 m³/s soit un écart de 6.6 %. A la lumière de cet exemple, nous avons vérifié la fiabilité de ce type de mesure dans des conditions de laboratoire. Les incertitudes de mesures sont inférieures à 10 %, si l'axe du jet est bien repéré, que le nombre de point de mesure est suffisamment important, nous retenons un minimum de 20 points nécessaires.



Figure 9.6-6 : Vue de la quatrième manipulation, Une sonde optique mesure dans le nuage de bulles. La buse est un placée à l'avant d'un tube droit de 1.2 m de long de manière réduire les écoulements secondaires. Zoom sur le jet.

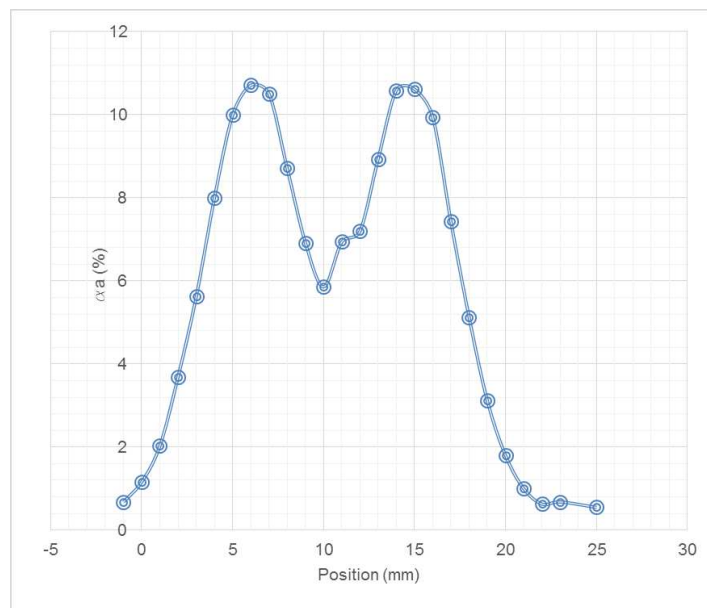


Figure 9.6-7 : Mesures à la sonde optique POP sur une section de nuage de bulles à une profondeur de $4.8 D_0$ avec une vitesse à la buse de 9.8 m/s.

Sur cette quatrième manipulation, nous avons aussi testé plusieurs méthodes de mesure du débit d'air afin d'évaluer la pertinence de la mesure de débit d'air par sonde optique, pour un débit de 26.7 l/min et 20 l/min, pour une distance buse surface de $26 D_0$ et une distance sonde surface de $5.6 D_0$. Les vitesses respectives à la buse sont $U_0 = 9.8$ m/s et 3.55 m/s.

Le bac de réception a été recouvert d'un couvercle hermétique pour guider les flux d'air dans la fosse de réception où deux trous sont percés, l'un pour laisser passer la buse et autoriser l'entraînement d'air, l'autre pour mesurer le débit sortant du système ; le diamètre du premier orifice a été choisi en utilisant les visualisations de l'écoulement autour du jet. Une nappe laser (Figure 9.6-8) éclaire le plan perpendiculaire au jet pour mesurer la couche d'entraînement du jet. Un générateur de fumée est utilisé pour créer des très fines gouttes afin de voir les écoulements d'air autour du jet. Ce diamètre doit être déterminé avec précision afin d'éviter un orifice trop grand synonyme de sortie d'air par cet orifice. Nos mesures nous ont conduit à retenir un diamètre égal à $2.5 D_0$. Le couvercle avait une pente conduisant à un second orifice d'un diamètre de 11 mm. Celui-ci servait à connecter les entrées des différents dispositifs de mesure du débit d'air.

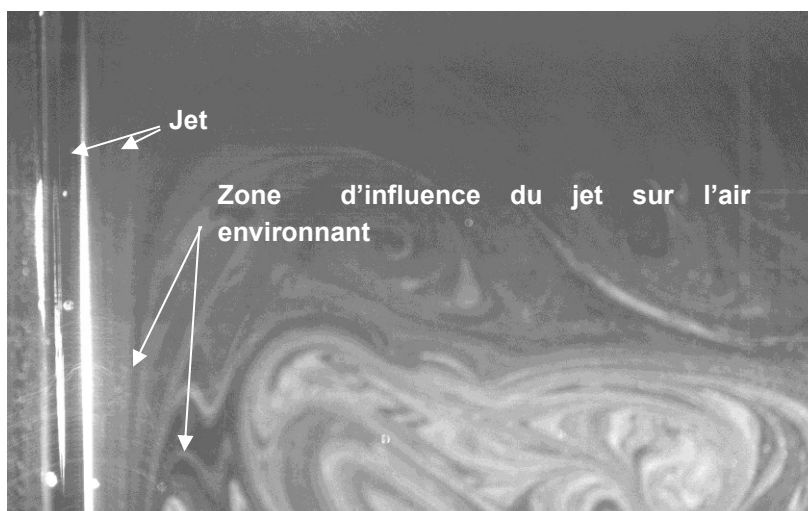


Figure 9.6-8 : Vue du jet de diamètre $D_0 = 7.6$ mm et $V_0 = 3.55$ m/s et d'une zone d'air entourant le jet. Une partie fine d'environ $1.25 D_0$ est la zone où l'air est mis en mouvement par les jets étudiés sur la

quatrième manipulation. Le jet et la zone est éclairée par une nappe laser et filmée avec une caméra à haute vitesse d'obturation.

Trois méthodes de mesures ont été utilisées pour comparer les mesures de débits d'air. Tout d'abord, nous avons utilisé un b cher retourné, initialement rempli d'eau, dont le volume était connu. Nous avons mesuré le temps de remplissage du b cher pour avoir une idée du débit d'air. Cette mesure est nommée mesure par capacité. Nous avons aussi utilisé un tube de Pitot couplé à un micromètre de marque TSI et de référence DP-CLAC 5815. Enfin, nous avons utilisé un anémomètre à fil chaud de marque Trotec de référence TA 300. Nous avons comparé ces mesures avec les modèles de prédiction du débit d'air entrainé proposé par McKeogh et al.(1981) et Van de Donk(1981) dont les formulations sont respectivement $Q_a = 1.3 * 10^{-4} \left(\frac{1}{2} Q_l U_0^2 \right)^{0.61}$ et $Q_a = 0.09 * Q_l \left(\frac{L_c}{D_0} \right)^{0.65}$. Les valeurs moyennes sont résumées dans le tableau 9-12.

Tableau 9-12 : Comparaison des débits d'air mesurés sur la quatrième manipulation

Q _l (l/min)	Q _a (l/min)					
	Sonde optique	Capacité	Anémomètre	Pitot	Van de Donk (1981)	Mc Keogh et al. (1981)
26.7	27.04	9.13	12.23	25.6	20.11	50.44
20	11.95	5.54	8.61	11.14	7.29	7.88

Tous les moyens autres que la sonde optique sont affectés par une introduction de perte de charge induisant mécaniquement la diminution du débit mesuré. Le cas le plus évident est la mesure par capacité. Les longueurs de tuyaux sont relativement importantes dans ce cas. L'utilisation du couvercle introduit fatalement des pertes de charges sur l'écoulement d'air ne serait-ce que par la présence même de l'orifice d'évacuation. Ces pertes de charges peuvent être significatives au vu de la faible charge disponible pour évacuer l'air. Ces essais nous donnent une bonne idée de la dispersion de résultats pouvant être observée sur la seule mesure du débit d'air. Néanmoins, les mesures par sonde optique apparaissent comme un moyen d'éviter les problèmes inhérents aux autres moyens de mesures.

Enfin, nous avons sur les deux cas présentés dans le *tableau 9-12* testé l'hypothèse de la symétrie axiale du jet. Pour cela, nous avons mesuré des points répartis tous les centimètres. Nous en concluons que les mesures de débits par sonde optique sont fiables. Nous pouvons les déployer sur JetHigh.

9.6.3 INSTALLATION DES SONDES SUR JETHIGH

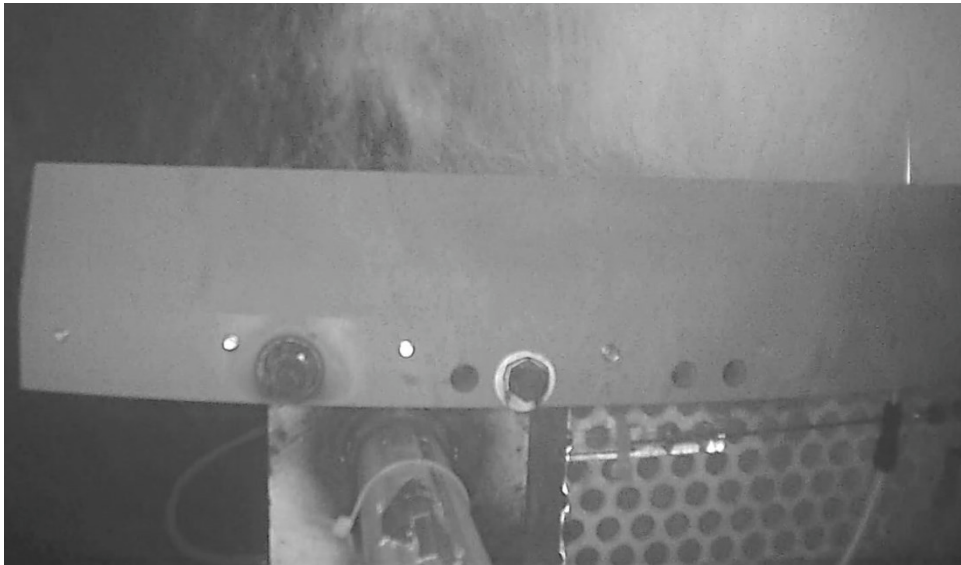


Figure 9.6-9 : Vue du support de sondes optiques

Le diamètre des fibres optiques de ces sondes est de 125 microns pour les deux types de sondes. Ces sondes résistent bien aux contraintes axiales. Mais ces matériaux sont très sensibles à la casse en particulier due à la présence de micro particules présentes dans l'eau. Celles-ci peuvent venir taper la sonde et casser la fibre optique. Malgré toutes ces précautions, les sondes se sont retrouvées régulièrement encrassées particulièrement celles du type m2 et nombre d'entre elles ont été cassées. Il en ressort que les seuls essais exploitables sont les mesures à basses vitesses typiquement 2.5 m/s pour les buses de 36.4 mm, 82.9 mm, 162.3 mm et 213 mm. Un ensemble de mesures a pu être correctement réalisé pour la buse de 213 mm, avec une vitesse en sortie de buse de 5 m/s. L'avantage de ce moyen de mesure est que les sondes étant toujours disposées avec la pointe en haut, elles ne voient pas les bulles remontantes. C'est ce que l'article en cours de parution Lefebvre et al.(en préparation) s'applique à démontrer. Ainsi, seules les bulles descendantes sont comptabilisées.

Nous avons procédé à deux séries de mesures décrites dans la section 9.6.4. La première série de mesure était la première utilisation de sondes sur cette manipulation. La seconde a été construite à la lumière des premiers résultats obtenus. Chaque prise de mesure enregistrait soit au minimum 10 000 bulles, soit s'arrêtait après 30' à défaut d'atteinte des 10 000 bulles.

En résumé, sur cette manipulation, nous avons dû composer avec deux difficultés pour l'utilisation des sondes :

- La première est que l'eau utilisée était chargée en particules. Malgré un filtrage initial de l'eau de la boucle réalisé à 800 microns, nous avons constaté en cours d'expérimentation la présence de particules qui venaient casser les sondes. Ces particules invisibles à l'œil nu sont des conséquences de l'utilisation de la manipulation elle-même. Elles sont simplement des poussières du béton de la cuve, des particules de rouille issue des planchers des coursives de la manipulation, des particules de peinture issues des éléments en mouvement etc. Mais elles peuvent aussi être des micro-algues qui se développent dans l'eau puisque cette eau n'est pas traitée et reste stagnante lorsque la manipulation est à l'arrêt. Nous l'avons changée en cours d'expérimentation pour éviter la casse due à une eau chargée en particules invisibles à l'œil nu, mais provenant des installations même des essais. Nous n'avons pas complètement conscience de l'importance de cette pollution lors de la première série de mesures. Mais nous avons mis en place, lors de la seconde série de mesures pour éviter les problèmes de casse inhérente à cette pollution, un changement d'eau avant chaque série d'essais, et un moyen de filtrer l'eau à 800 microns à chaque reprise d'essai.

Ces particules induisent un rodage particulièrement visible pour les sondes Pop. Une procédure de calibrage a été mise en place, elle est détaillée dans la section 9.6.4.2 afin de

garantir les bons résultats de mesure. Le résultat de ces dispositions est la réussite de mesures dans le nuage de bulles. Cela est décrit dans la section 9.6.4.2.

La pollution induit aussi l'encrassement des sondes. Cela conduit à des résultats de mesure incertains. Afin d'éviter ces problèmes, les mesures étaient analysées en temps réel afin d'assurer la pertinence des mesures enregistrées. Le critère pour retenir une mesure était l'obtention de taux de vide cohérents entre deux points de mesure consécutifs.

- La seconde difficulté était le cisaillement de la jonction entre le corps en inox de la sonde et le départ du câble de fibre optique. Cette partie située en dessous du support de sonde était soumise aux recirculations induites par le support lui-même. Les fréquences d'oscillations des recirculations fatiguaient cette partie la plus fragile du système. La fibre optique finissait à nu rendant les mesures impossibles. La liaison a été renforcée par A2PS en ajoutant un raccord gaz et en gainant le câble de fibre optique comme cela est présenté sur la figure 9.6-9. Nous avons, en plus, mis en place la grille inox présentée sur la figure 9.6-9. Cette grille reprend les efforts induits par les recirculations et permet la fixation du câble au support maintenant la sonde.

Alors que nous avons cassé 4 sondes pop et deux sondes m2 lors de la première série d'essais, les dispositions prises nous ont permis de réaliser la seconde vague d'essais en endommageant une seule sonde m2 pour cause d'eau chargée.

9.6.4 MESURES REALISEES

9.6.4.1 Série 1 – balayage des vitesses

La première série visait à effectuer la mise en place de cette mesure aussi inédite que complexe. L'objectif était de voir l'étendue des possibles de la manipulation et des sondes. La profondeur de mesure était fixée à 4 fois le diamètre de la buse (4 D) en dessous de la surface au repos, avec 4 sondes pop et deux sondes m2. Concernant les mesures, il était prévu des mesures pour toutes les buses, et trois points de vitesses (2.5 m/s, vitesse intermédiaire et vitesse maximum). Ces vitesses intermédiaires et maximum dépendent de la série puisque la vitesse maximum atteignable dépend de la taille de la buse. Ces vitesses sont explicitées dans le tableau suivant.

Les contraintes imposées aux sondes dans ces conditions industrielles ont rapidement eu raison du premier jeu de sondes (2 sondes pop et une sonde m2). La raison majeure de cette première casse était la fragilité et la longueur de fibre optique à déployer. Les liaisons câble de fibre optique – tube inox de la pointe des sondes n'ont pas été trop sensibles.

L'équipe d'A2PS composée de Stéphane Gluck et Anthony Lefebvre a repris le deuxième jeu de sonde pour trouver une solution de renforcement compatible avec les contraintes de cisaillements des écoulements en aval du support de sonde. Mathieu Rodriguez et moi avons repris le support de sonde afin de garantir la tenue de ce point faible des sondes.

Le second jeu a permis d'effectuer des mesures dans le nuage de bulles de la buse de 36 mm de diamètre pour des vitesses à la buse de 2.5 m/s, 10.0 m/s et 22 m/s, puis pour la buse de 82.9 mm de diamètre pour des vitesses de 2.5 m/s et de 10 m/s. La tentative à 20 m/s a été fatale pour l'ensemble des sondes de ce second jeu. Les hypothèses pour expliquer ces dégâts sont : Un trop fort mouvement de la surface de l'eau qui pouvait arriver jusqu'à pointe de la sonde pour les fortes vitesses ; Le cisaillement trop fort, induisant une cassure de la sonde par fatigue ; les particules fines de l'ordre de quelques microns présentes dans l'eau malgré le filtrage. L'inconvénient est que les sondes Pop ont cassé, ce qui n'a pas permis de réaliser un calibrage à l'issue des mesures afin de connaître l'usure de ces sondes.

Au final, 6 profils ont été mesurés à une distance de 4D en dessous de la surface de l'eau :

Tableau 9-13 : Série 1 Configurations mesurées

Diamètre de buse (mm)	36,4	36.4	36.4	82.9	82.9
Vitesse à la buse (m/s)	2.5	10	22.5	2.5	10

9.6.4.2 Série 2 - Balayage des profondeurs

Le retour d'expérience de la première série a été intégré. L'eau a été entièrement renouvelée et filtrée avec un filtre de 30 microns. Les profondeurs de 8 diamètres, 6 diamètres en dessous de la surface pour la buse de 213 mm avec une vitesse de 2.5 m/s et de 5 m/s ont été testées. Pour les buses de plus petit diamètre 82.9 et 162.3 mm, les profondeurs de 8D, 6D et 4D ont été investiguées. Seule une sonde M2 a été brisée lors de cette série d'essai, vraisemblablement à cause d'un défaut de fabrication de la fibre optique.

9.6.4.3 Résultats de la série 1 : Balayage des vitesses

Les post-traitements des 5 premiers profils sont détaillés dans la suite puisque le profil à 20 m/s est marqué par la casse de l'ensemble des sondes de ce jeu.

9.6.4.3.1 Taux de vide

Les taux de vides sont correctement vus par l'ensemble des sondes lorsqu'elles restent fonctionnelles. La figure 9.6-10 montre la superposition des taux de vide mesurés par les deux sondes pop (sondes C et D) opérationnelles et la sonde M2 utilisée.

Les profils à basse vitesse à la buse sont très cohérents. Pour les autres, la cohérence est moins claire. Certains profils ne sont pas cohérents même entre les sondes Pop. Les données de sondes semblent être correctes pour trois des cinq profils mesurés (D36-V2.5, D82.9-V2.5, D82.9-V10).

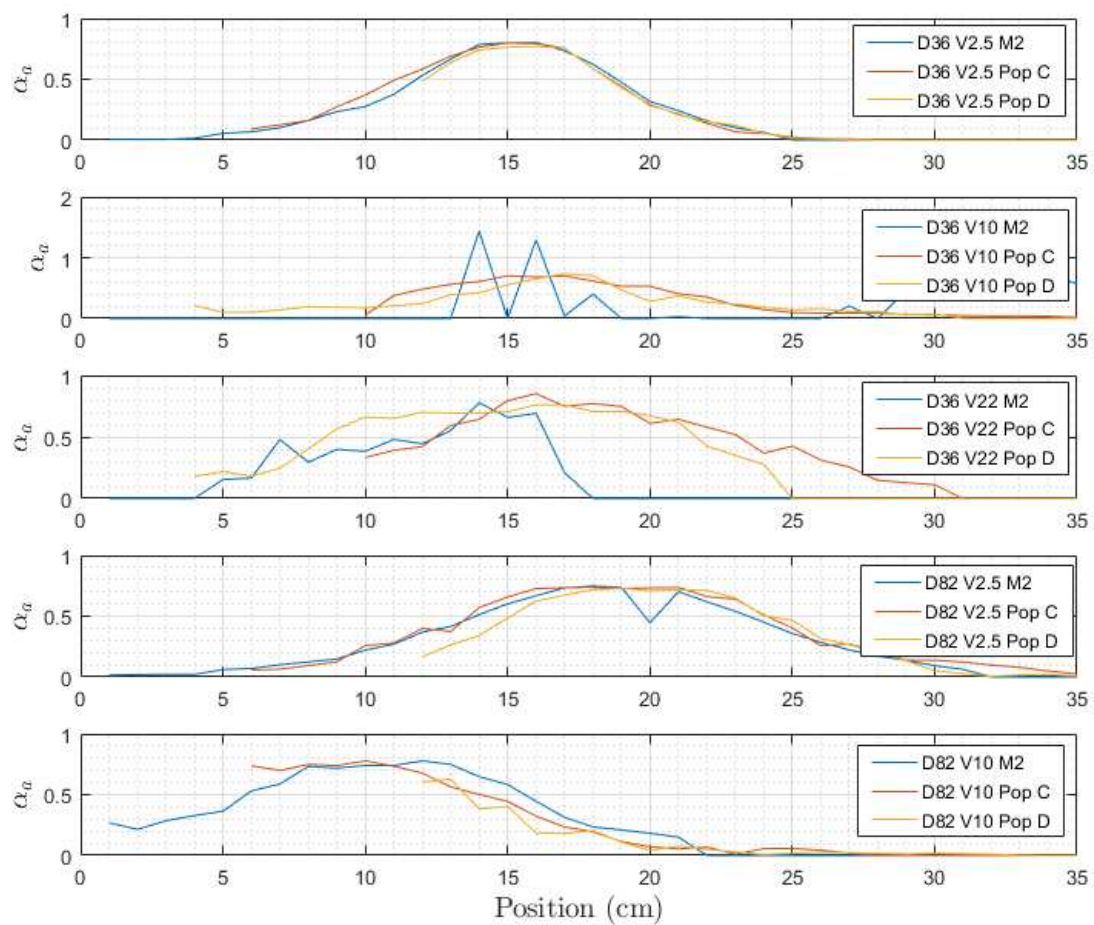


Figure 9.6-10 : Comparaison des Taux de vides issus des 2 sondes pop C et D et de la sonde M2 pour la série 1

La comparaison des répartitions statistiques des temps gaz illustrée sur un point de mesure issu de chacun des trois profils cohérents par la figure 9.6-11, la figure 9.6-13 et la figure 9.6-12, montre que les répartitions de temps gaz sont bien cohérentes entre les trois sondes. Les taux de vide sont en conséquence cohérents pour ces trois profils. Les données confirment que les deux technologies de sonde donnent des résultats concordant pour le taux de vide. Les temps où les pointes des sondes sont dans l'air des bulles est pour l'ensemble des cas entre 10^{-3} et 10^{-2} ms.

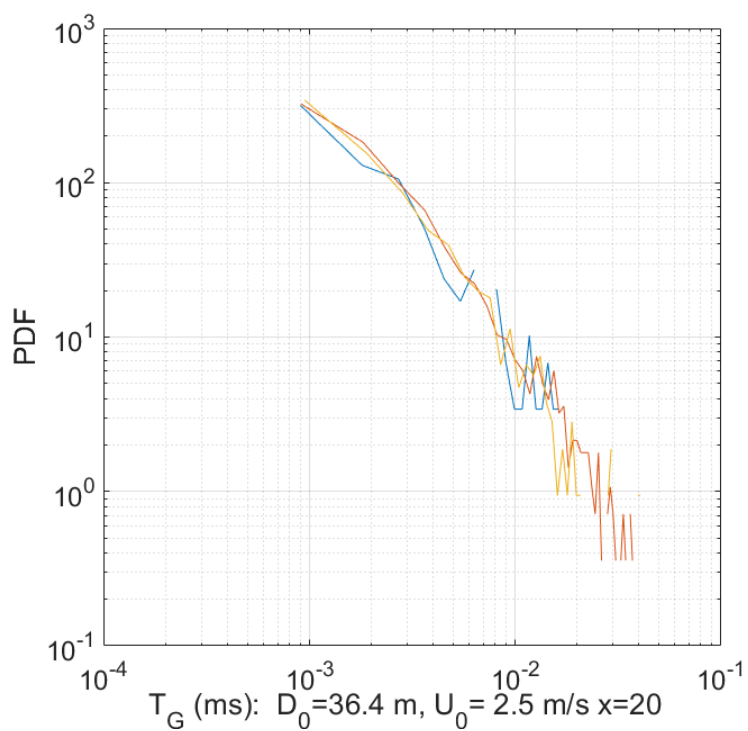


Figure 9.6-11 : Comparaison des temps gaz pour le point $x=20$ de la buse $D_0=36.4$ mm et $U_0=2.5$ m/s

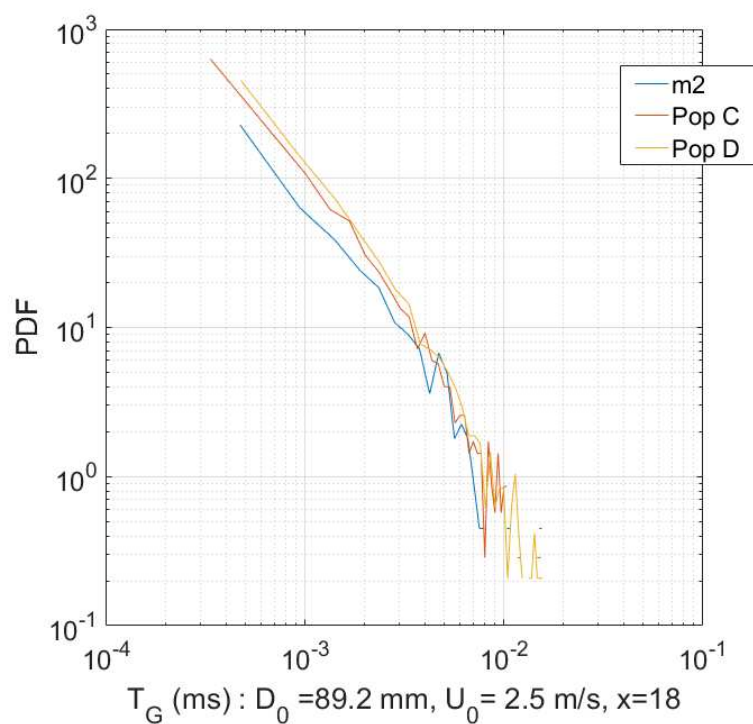


Figure 9.6-12 : Comparaison des temps gaz pour le point $x=18$ de la buse $D_0=82.9$ mm et $U_0=2.5$ m/s

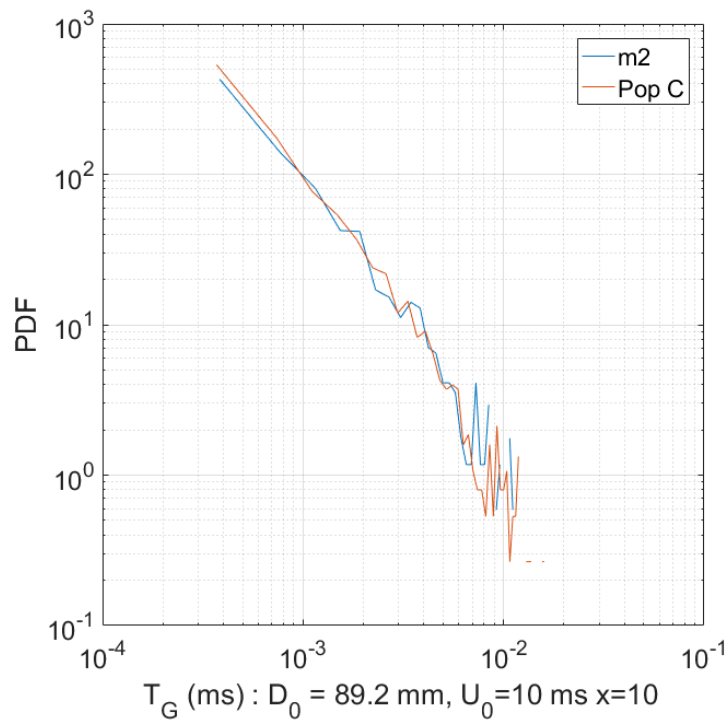


Figure 9.6-13 : Comparaison des temps gaz pour le point $x = 10$ de la buse $D_0 = 82.9$ mm et $U_0 = 10$ m/s

Il est intéressant d'évaluer la largeur du jet à cette profondeur de $4D$ à partir de ces données. Les sondes ne détectent pas les bulles remontantes. L'intégralité du taux de vide obtenu est donc bien située dans le panache de bulles descendantes. La limite du panache descendant est arbitrairement supposée correspondre à un taux de vide à 5 %.

De ce fait, la largeur des panaches pour chacun des cinq cas proposés est donnée dans le tableau suivant :

Tableau 9-14 : Série 1 Largeur du nuage de bulles à $4D$

Diamètre de buse (mm)	36.4	36.4	36.4	82.9	82.9
Vitesse en sortie de buse (m/s)	2.5	10	22.5	2.5	10
Largeur du panache à $4D$ (m)	0.20	0.20	0.30	0.33	0.35

La largeur du panache à $4D$ semble être peu dépendante de la vitesse pour les vitesses inférieures à 10 m/s. Par contre, pour le point à la vitesse plus importante, cette valeur augmente clairement.

Ces valeurs sont à mettre en regard des états de jets visualisés avant impact. Cette discussion sera présentée en section 9.7.

9.6.4.3.2 Vitesses moyenne des bulles

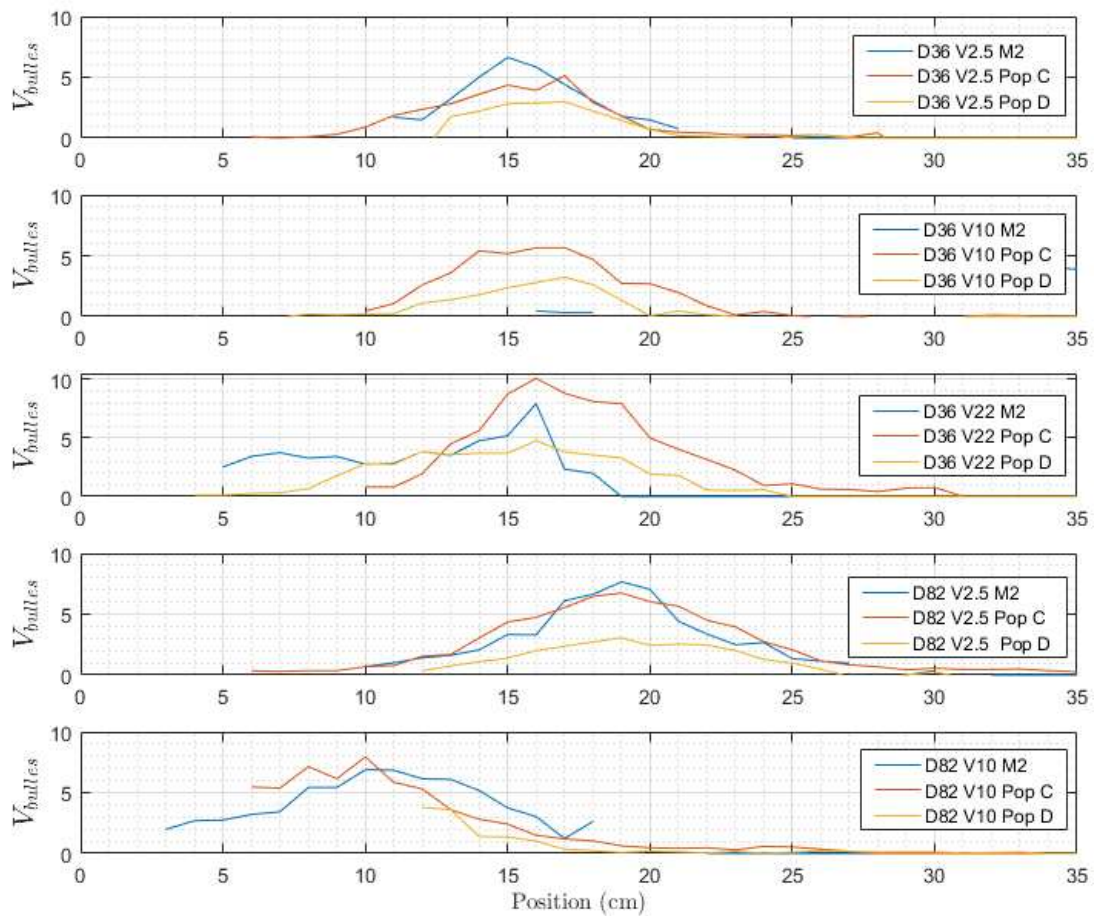


Figure 9.6-14 : Comparaison des vitesses de bulles issues des 2 sondes pop C et D et de la sonde M2 pour la série 1

Les vitesses des bulles sont globalement cohérentes entre m2 et la sonde C dans les deux profils à petites vitesses (cf figure 9.6-14). La sonde M2 donne globalement des vitesses plus fortes. Il y a manifestement des écarts entre les deux sondes POP. Si l'on regarde les répartitions statistiques des vitesses sur les trois profils jugés cohérents par rapport aux taux de vide, on voit comme l'illustrent les figure 9.6-15, figure 9.6-16, figure 9.6-17, que la sonde m2 et la pop C sont cohérentes pour les trois profils. Néanmoins, le nombre réduit de bulles validées par le traitement de la sonde m2, produit une pdf très discontinue. Cela est visible sur les trois figures suivantes. La sonde Pop D à l'image du profil $D_0=82.9$ mm, $U_0=2.5$ m/s, donne des vitesses globalement plus élevées que les deux autres sondes. Cela peut provenir d'une usure de la sonde Pop conduisant à un changement de longueur sensible. Il n'est pas possible de vérifier cette hypothèse car la sonde a été brisée avant le démontage.

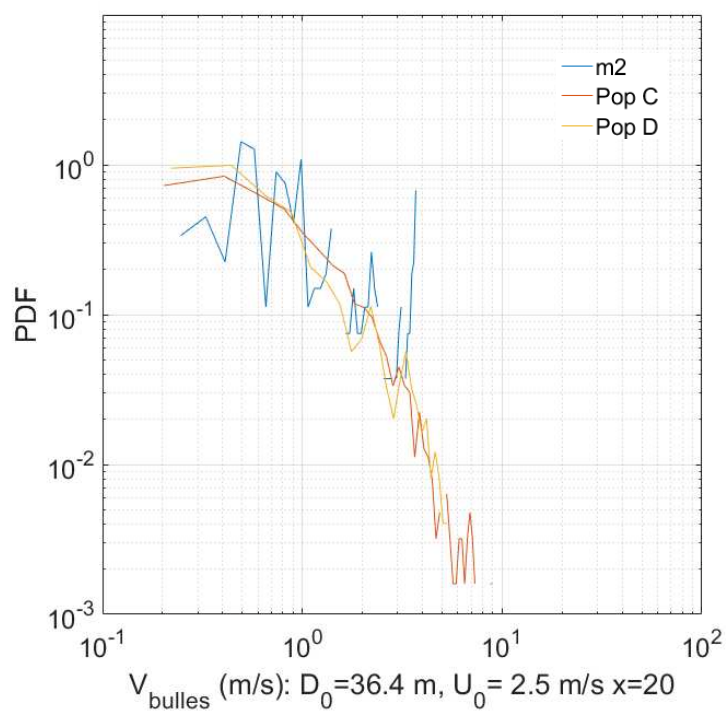


Figure 9.6-15 : Comparaison vitesse au point $x=20$ de la buse $D_0=36.4$ mm et $U_0=2.5$ m/s

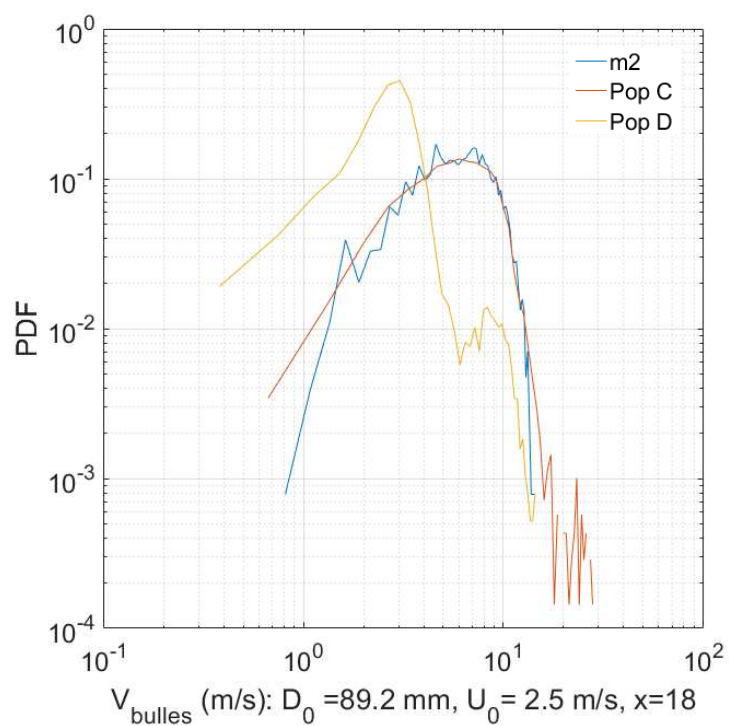


Figure 9.6-16 : Comparaison vitesse au point $x=18$ de la buse $D_0=82.9$ mm et $U_0=2.5$ m/s

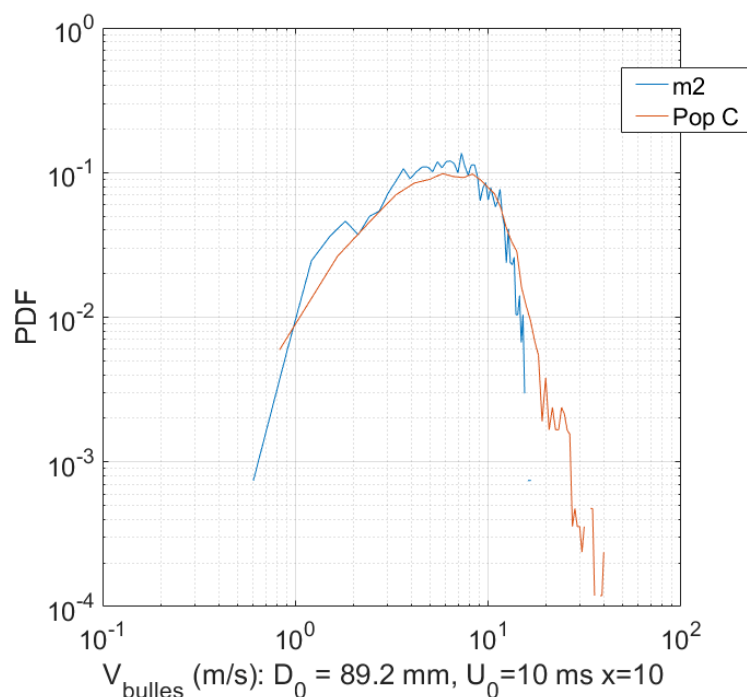


Figure 9.6-17 : Comparaison vitesse au point $x = 10$ de la buse $D_0 = 82.9$ mm et $U_0 = 10$ m/s

Comme les pdf de vitesse s'accordent entre la sonde m2 et la sonde pop C, pour les points de mesures où les résultats de mesures sont exploitables pour les deux types de sonde, la sonde Pop C est retenue comme référence pour cette série.

9.6.4.3.3 Flux locaux d'air

La cohérence inter sonde des flux est assez mauvaise pour trois des cinq cas (cf Figure 9.6-18). Les deux cas à faible vitesse présentent une bonne cohérence (D 36 V2.5 et D89.2 V2.5). La comparaison entre les sondes POP et m2 n'a pour le flux aucun sens vu la faible proportion des bulles validées par le traitement m2.

Lorsque les mesures issues des deux sondes pop ne s'accordent pas, les flux issus de la sonde Pop C seront utilisés pour obtenir les débits d'air entraînés par les jets.

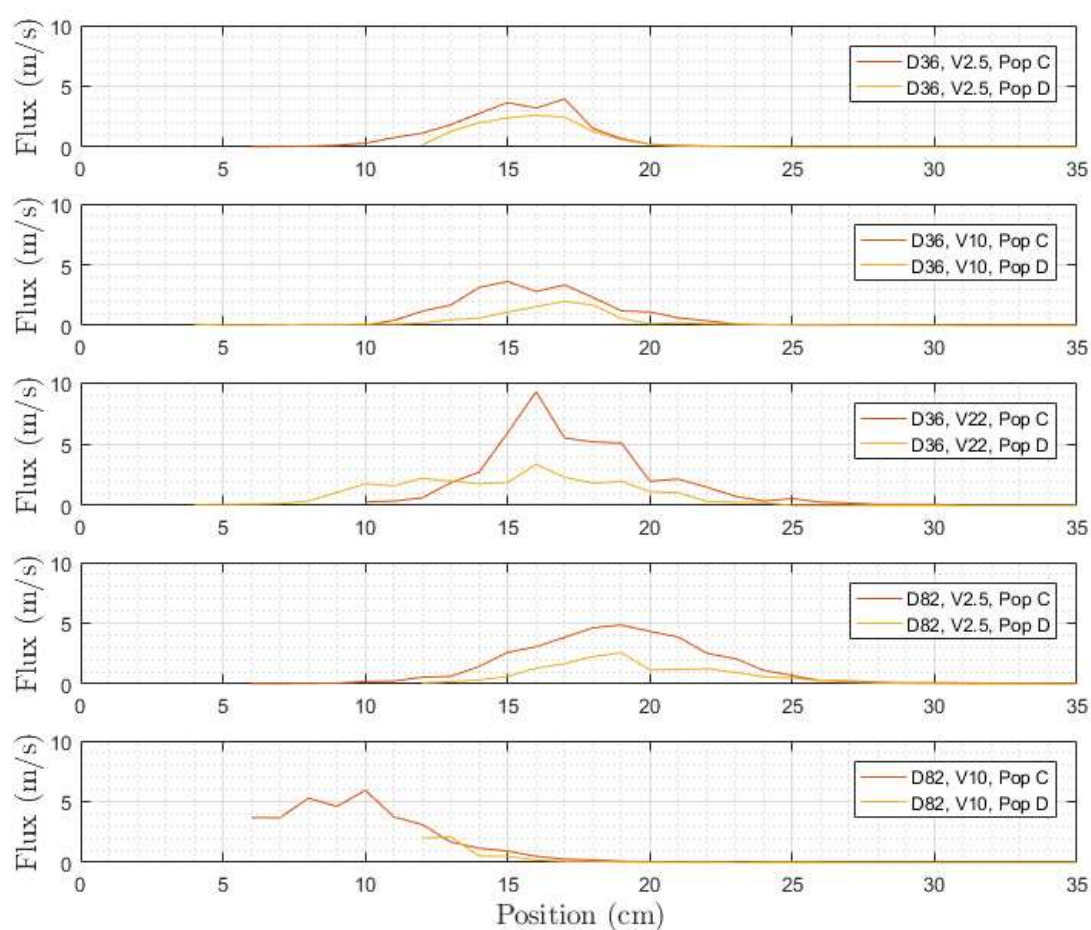


Figure 9.6-18 : Comparaison des flux locaux issus des 2 sondes pop C et D et de la sonde M2 pour la série 1

9.6.4.3.4 Débits d'air

Les débits d'air sont obtenus par intégration des flux locaux par la méthode de Simpson. Le nuage est considéré comme axisymétrique. Le profil des flux est approximé par une gaussienne locale autour du centre du jet. Le maximum de cette courbe de gaussienne est utilisé pour repérer le centre du profil. L'intégration de Simpson est alors réalisée circulairement en utilisant les points compris entre le centre et le bord du jet.

Les incertitudes associées à cette méthode sont issues du nombre de mesures réalisées sur le profil d'intégration et sur la détection de l'axe du nuage. Nous avons alors procédé à une étude de sensibilité à ces deux paramètres sur le cas $D_0=36.4$ mm et $U_0=2.5$ m/s. Il a été retenu que les points de mesure soit pris tous les centimètres.

Le tableau donne les valeurs obtenues sur les profils mesurés. Seuls les débits d'air obtenus avec la sonde Pop c sont mentionnés. La vitesse est inversement proportionnelle à la longueur sensible de la sonde : or nous verrons à l'occasion de la série 2 de mesures que des variations de longueur sensibles importantes peuvent arriver. Pour cette série, du fait de la casse de la Sonde Pop C avant démontage, il n'a pas été possible de vérifier la longueur sensible à postériori.

Tableau 9-15 Mesures à la sonde optique série 1 Débits d'air calculés

Diamètre de buse (mm)	36,4	36.4	36.4	82.9	82.9
Vitesse en sortie de buse (m/s)	2.5	10	22.5	2.5	10
Débit Sonde Pop C (l/min)	840	1004	2143	1851	2021
Débit d'eau (l/min)	156	624	1405	810	3239

Pour le cas $\varnothing = 36.4$ mm et $V=10$ m/s, la sonde M2 ne donne pas de mesure correcte malgré des signaux en apparence corrects.

Cependant, il est difficile d'interpréter les variations de débit, même si la sonde pop C est cohérente avec la sonde m2 par rapport aux vitesses sur quelques points de mesures. Du fait du grand nombre d'erreurs sur cette première série de mesures, nous ne retiendrons que les valeurs de la seconde série pour l'interprétation finale.

9.6.4.4 Résultats de la série 2 – balayage des profondeurs

9.6.4.4.1 Intervalle de confiance des mesures de la série 2

L'utilisation des deux types de sondes permet d'assurer des mesures fiables. En effet, lorsque le fonctionnement simultané des deux sondes est avéré, il est possible de vérifier la pertinence de la longueur sensible L_s de la sonde Pop avec les vitesses mesurées par la sonde M2 au même point. Les critères de choix de ces points sont que le nombre de bulles validées par la sonde M2 soit supérieur à 300 et que les taux de vide mesurés par les deux diffèrent au maximum de 0.01 %. Il est alors possible de calculer un L_s mesuré de la manière suivante :

$L_s \text{ mesurée} = \text{Vitesse moyenne sonde M2} \times T_{\text{montée moyen sonde pop}}$

La longueur de calibration de la sonde pop 1C utilisée lors des essais était de $45.6 \cdot 10^{-6}$ m lors de la mise en service de la sonde. La même procédure de calibration donne $30.3 \cdot 10^{-6}$ m après les essais.

La figure 9.6-19 montre les états de la pointe de la sonde avant les essais (en haut) puis après les essais en bas. L'extrémité de la pointe est modifiée. Des rayures apparaissent sur le cône. Ces changements minimes induisent un changement de la longueur de latence de 30 %. La conséquence est que les vitesses calculées sont elles aussi mécaniquement diminuées de 30 %. Il est donc important d'évaluer précisément la longueur de latence à retenir pour les essais afin de disposer de mesures précises.

La question est donc : Est-ce que la sonde s'est usée linéairement au cours des mesures ou bien est ce que cette usure est une sorte de rodage obtenu dès les premiers instants ?

Les valeurs de L_s mesurées permettent de répondre à cette question. En effet, pour les premières mesures réalisées avec la buse de 82.9 mm puis celle de 162.3 mm de diamètre et une vitesse de 2.5 m/s, les mesures à la profondeur de 8D puis 6D et 4D offrent la possibilité de comparer les résultats des deux types de sondes.

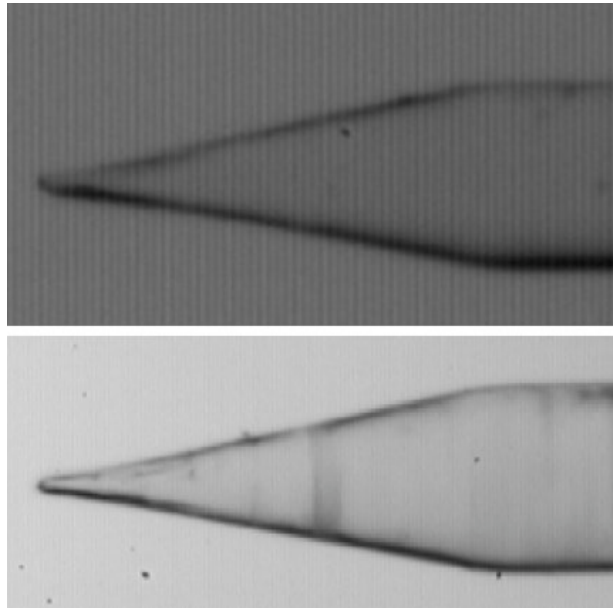


Figure 9.6-19 Vue au microscope de la pointe de la sonde sortie de calibration en haut, et après les mesures en bas

Tableau 9-16 : Mesures à la sonde optiques longueur sensible équivalentes

Buse D 82.9 mm	Ls (10⁻⁶m)
8D	28.6
6D	33.4
4D	28.9
Buse D 162.3 mm	Ls (10⁻⁶m)
8D	29.9
6D	33.3
4D	26.0

Ces valeurs montrent que la valeur de calibration à retenir est 30.3 microns. La sonde s'est usée dès les premiers écoulements dans cette eau industrielle puis son état s'est stabilisé. L'incertitude associée à ces mesures, en se basant sur la vitesse et les valeurs explicitées ci-dessus est de 15 %.

9.6.4.4.2 Taux de vide

Les taux de vide des différentes séries montrent tout d'abord que les sonde M2 n'ont pas permis de capter des mesures sur toute la section pour les cas suivants : D213 V5 6D ; D213 V2 6D et 8D. Pour le reste l'accord en termes de taux de vide entre les deux types de sonde est satisfaisant comme le montre la figure 9.6-20.

Les mesures pour le cas D 213 V2.5 sont tout à fait singulières. Pour les deux prises de mesure, deux bosses apparaissent avec des taux de vide maximums de 0.55 passant par un minimum de 0.05. Ce phénomène semble physique car il est peu probable que la sonde ait été encrassée pour deux sections exactement au même endroit.

Pour le reste, les panaches sont formés en une seule bosse emplie de bulles. Les taux de vide moyen à l'axe du nuage maximums mesurés sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Tableau 9-17 : Mesures à la sonde optique Taux de vide moyen mesuré à l'axe du nuage

Diamètre de buse (mm)	82.9	162.3	213	213
Vitesse en sortie de buse (m/s)	2.5	2.5	2.5	5
α à 4 D	0.73	0.57	x	x
α à 6 D (m)	0.59	0.55	0.55	0.49
α 8 D (m)	0.66	0.54	0.56	0.48

Le taux de vide moyen au centre du nuage reste constant pour toutes les profondeurs excepté pour les mesures concernant la buse 82.9 mm de diamètre. Pour ce dernier cas, les résultats des deux types de sondes sont très cohérents. Il s'agit donc d'un point physique.

Il est possible de la même manière que pour la première série de déterminer la largeur du panache sur chaque section de mesure. Les résultats sont reportés dans le tableau 9-18

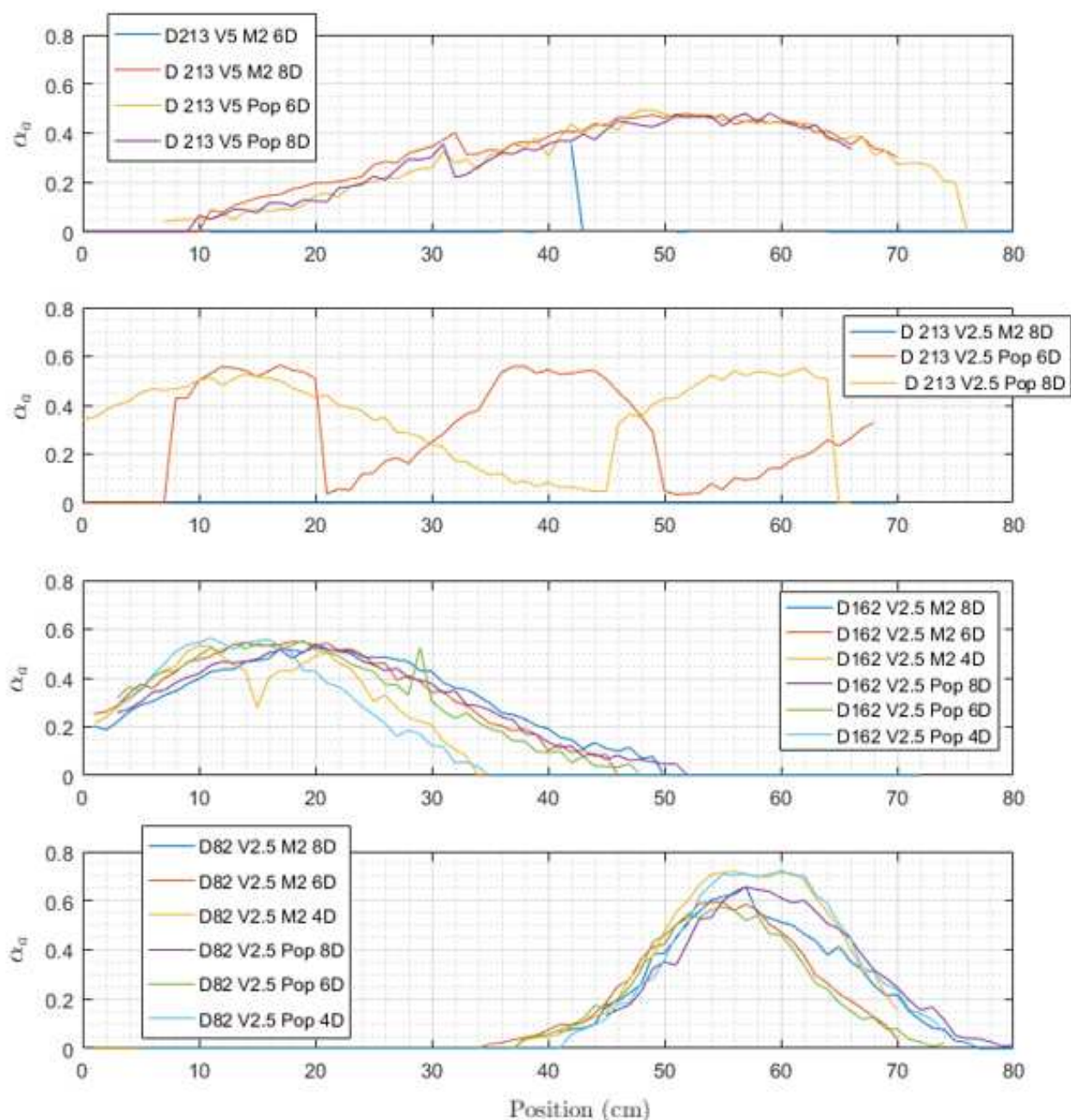


Figure 9.6-20 : Comparaison des taux de vide entre la sonde Pop et la sonde M2 de la série 2

Tableau 9-18 : Série 2 Largeur du nuage de bulle en fonction de la profondeur

Diamètre de buse (mm)	82.9	162.3	213
Vitesse en sortie de buse (m/s)	2.5	2.5	5
Largeur du panache à 4 D (m)	0.32	0.40	x
Largeur du panache à 6 D (m)	0.32	0.60	0.86
Largeur du panache à 8 D (m)	0.33	0.62	0.88

La largeur du jet peut aussi être déterminée sur le profil des vitesses en prenant comme critère que le bord du panache est le point où la vitesse moyenne est inférieure à 5% de la vitesse maximum sur la

section. Les largeurs ainsi obtenues sont comparables à celles mentionnées dans le tableau 9-18 à plus ou moins 2 cm.

La largeur de panache est constante entre les profondeurs de 4D et 8D pour la buse de 82.9 mm et entre 6D et 8D pour les buses de 162.3 mm et de 213 mm. Par contre, le nuage de bulles s'élargit entre la profondeur de 4D et la profondeur de 6D pour la buse de 162.3 mm. Le fait que la largeur reste stable pour l'ensemble des buses entre 6D et 8D vient en contradiction avec ce que postule le modèle de Clanet et al (1997).

Cela pourrait faire penser à un problème de confinement de l'écoulement dans le puits. Or la largeur du jet mesurée est au maximum de 0.9 m, et le puits mesure 5 m de diamètre. De plus, pendant les mesures, il n'y avait pas d'eau blanche proche des murs du puits de réception. Ceci montre bien que les bulles remontent bien en partie centrale du puits autour du nuage de bulle descendantes, et que le confinement n'est donc pas à retenir.

9.6.4.4.3 Vitesse moyenne des bulles

Les vitesses sont cohérentes entre les deux sondes. Les écarts relatifs sont inférieurs à 20 % pour les vitesses moyennes obtenues pour chaque point de mesure comme cela est montré sur la figure 9.6-21. Pour l'intégralité des sections (excepté les sections pour D213 V2.5), les vitesses diminuent quand la profondeur augmente. La décroissance de ces vitesses sera regardée plus précisément lors de la discussion à la section 9.7.

Lorsque la profondeur augmente, les profils de vitesses se décalent de quelques centimètres, le centre de ce profil se déplace entre 3 et 6 centimètres suivant les jets (89.2 4 cm – 162.3 – 6 cm, 213 -2 cm). Les axes des panaches mesurés ne sont donc pas parfaitement verticaux. L'angle de l'axe du nuage avec la verticale est respectivement de : 82.9 mm – 7°, 162.3 – 5° et 213-3°. D'après le modèle de Clanet et al 1997, les profondeurs de pénétrations sont légèrement augmentées pour cette inclinaison. En tout état de cause, les profondeurs de pénétrations présentées dans la section 9.5.1 sont donc a priori des majorants de la profondeur de pénétration si le jet était parfaitement droit.

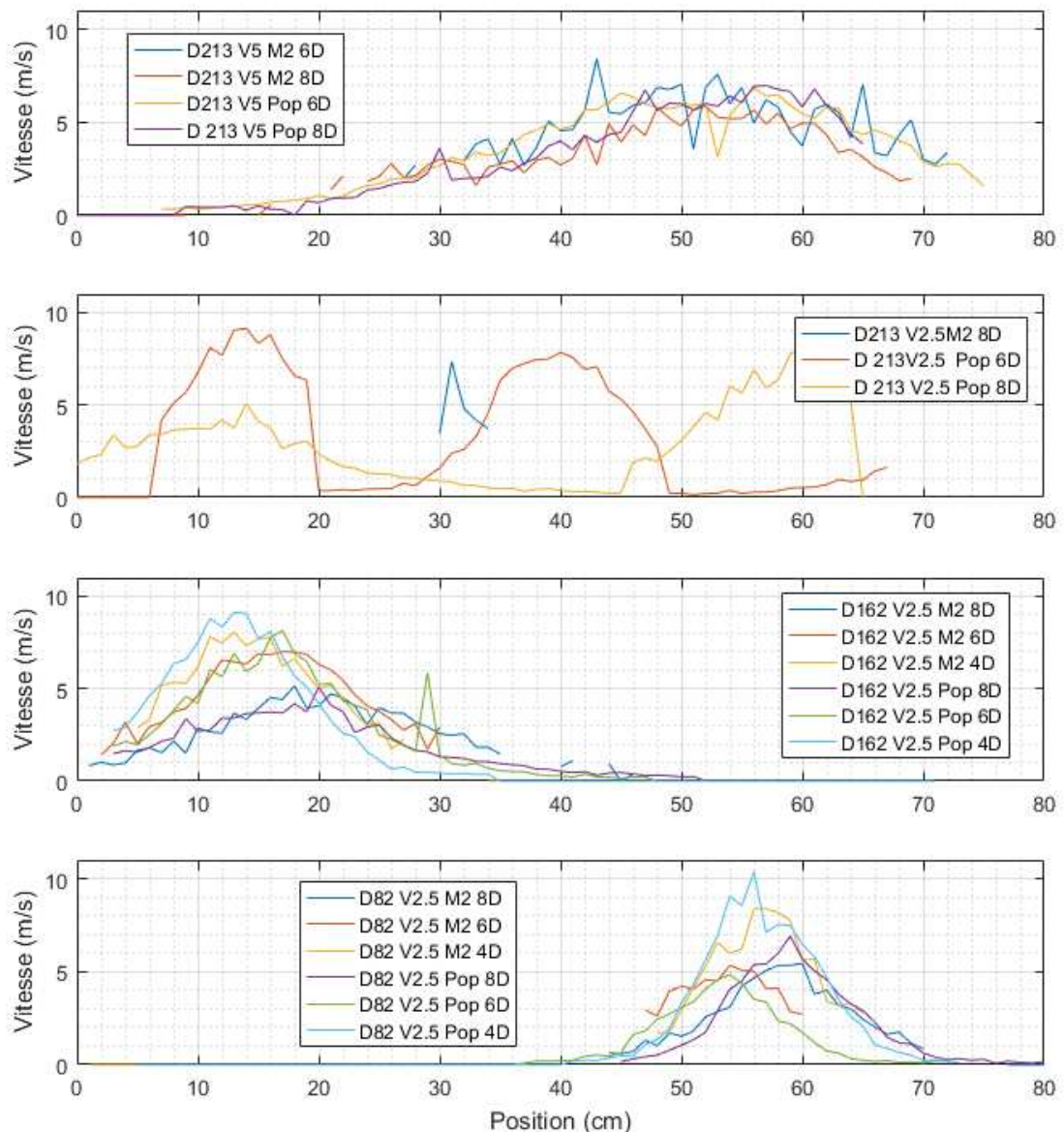


Figure 9.6-21 : Comparaison des vitesses des bulles mesurées par la sonde pop et la sonde M2 de la série 2

Si l'on regarde les répartitions des vitesses pour chaque point de mesure, la figure 9.6-21, est un exemple représentatif des points où la sonde M2 a fonctionné sans encrassement. Dans ce cas de figure, les vitesses détectées par la sondes M2 et celles calculées à partir de la sonde Pop correspondent. Les PDF sont bien en accord. Le nombre restreint de bulles détectées et validées pas la sonde M2, de l'ordre de 200, induit une PDF plus bruitée là où les 20 000 bulles détectées par la Pop permettent d'obtenir une fonction plus lissée.

Ces PDF montrent que les bulles sont animées de vitesses assez diverses. Elles sont réparties entre des vitesses très faibles et des vitesses importantes. Sur cet exemple la vitesse minimum est de $3.1 \cdot 10^{-1}$ m/s et la vitesse la plus élevée est de 12.4 m/s. Les vitesses les plus représentées sont autour de 3.8 m/s. Pour une vitesse moyenne de 3.7 m/s. Il est donc confirmé ce que la caméra sous-marine montrait de l'extérieur, à savoir, l'écoulement à l'intérieur du nuage de bulles est fortement

instationnaire. Les bulles au même endroit pendant une mesure durant de 30 s à une minute, peuvent avoir des vitesses fluctuant de deux ordres de grandeurs. Ces fortes fluctuations du gaz dans le mélange indiquent que le taux de turbulence dans le nuage de bulles est fort.

En outre, ces PDF montrent que la mesure de vitesse pour cette série apparaît robuste puisque les deux sondes sont bien en accord (cf Figure 9.6-22). Le point important pour garantir cette robustesse est l'utilisation des deux sondes croisées et le calibrage *a posteriori* des sondes pop qui permet de comprendre l'évolution de la sonde.

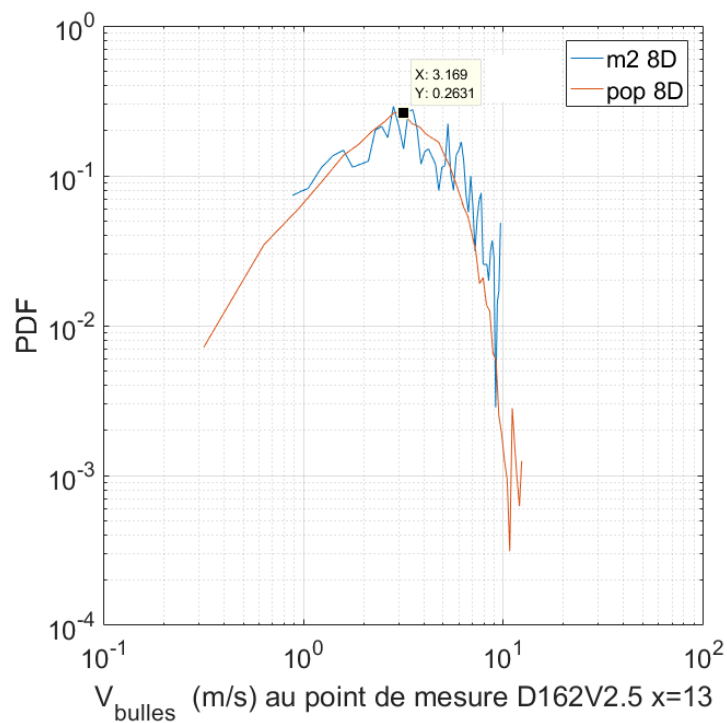


Figure 9.6-22 : Comparaison des PDF des vitesses des sondes Pop et M2 sur le point 13 de la section 8D buse 162.3 mm, V2.5

9.6.4.4.4 Flux locaux et débit d'air

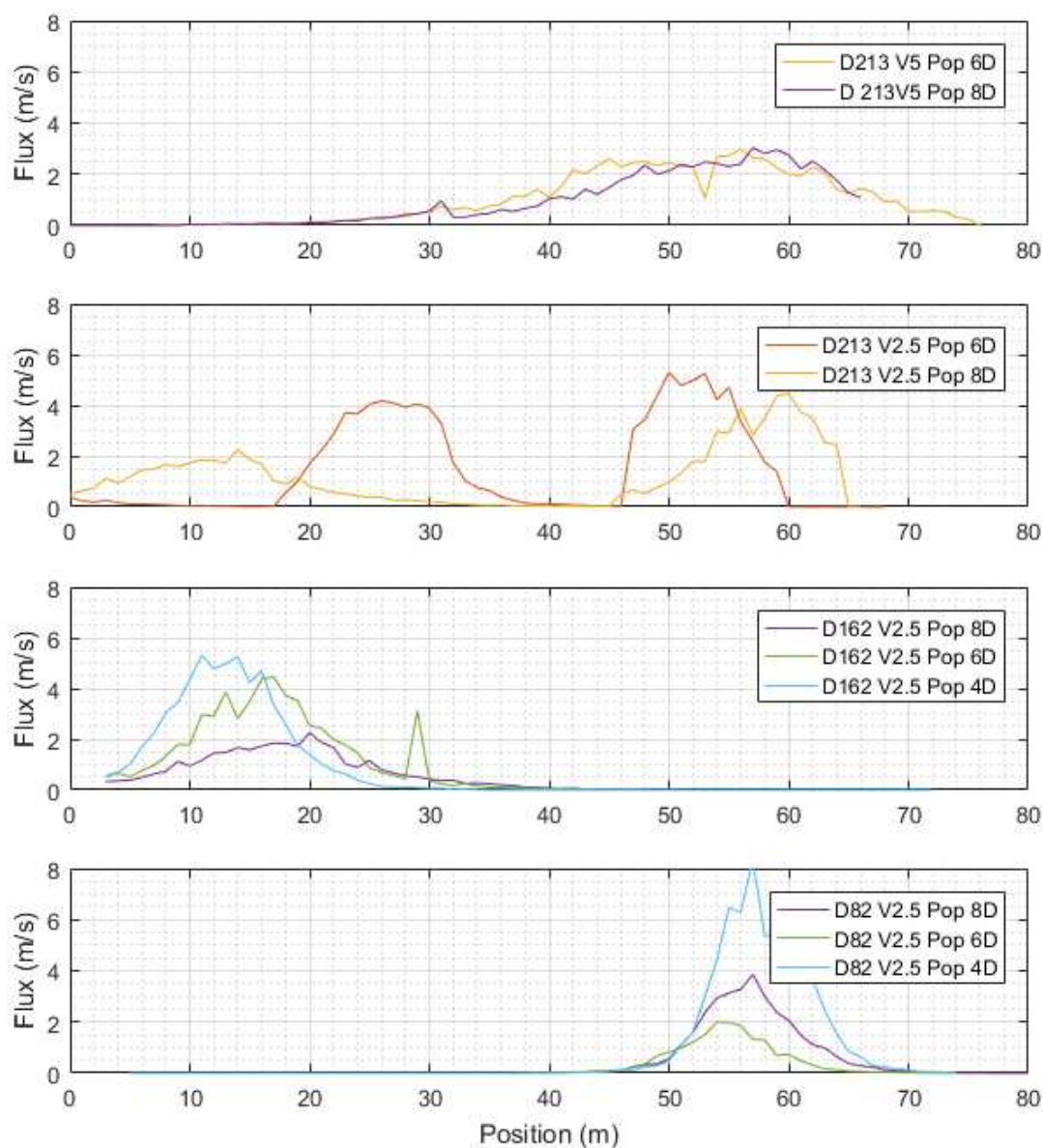


Figure 9.6-23 : Flux obtenus grâce à la sonde pop à différentes profondeurs lors la série 2

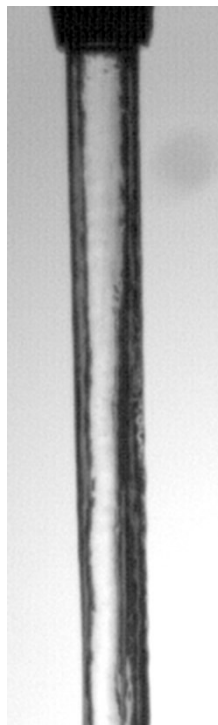
La figure 9.6-23 montre les flux locaux obtenus pour les différents cas de mesures et pour les différentes profondeurs. Les sondes Pop permettent d'obtenir des sections complètes mesurées sur notre grande manipulation. Les profils obtenus par la sonde Pop pour la buse de $D_0=213$ mm et $U_0=2.5$ m/s sont remarquablement étonnants. Nous n'expliquons pas ces mesures. Nous ne les utiliserons pas dans l'interprétation.

L'intégration de ces flux par la méthode de Simpson donne des débits de la même manière que ce qui est décrit dans la section 9.6.4.1 traitant des débits d'air de la série 1. Les débits obtenus pour les sections traitables sont donnés dans le tableau 9-19.

Tableau 9-19 : Mesures à la sonde optique, débits d'air calculés

Diamètre de buse (mm)	82.9	162.3	213
Vitesse en sortie de buse (m/s)	2.5	2.5	5
Débit Sonde M2 à 4D (l/min)	2970	2975	
Débit Sonde M2 à 6D (l/min)	3419	3419	19185
Débit Sonde M2 à 8D (l/min)	3162	3606	10025
Débit Sonde Pop à 4D (l/min)	5351	4749	
Débit Sonde Pop à 6D (l/min)	4922	4288	17611
Débit Sonde Pop à 8D (l/min)	4237	4818	20483
Débit d'eau (l/min)	810	3100	10700
Rapport Débit air/Débit eau	[4-7]	[1-1.5]	[1-1.9]

Une manière d'évaluer si les nuages de bulles se développent conformément aux observations faites par Donk (1981) et Chanson et al. (2003) est de tester l'autosimilarité des profils de vitesses et de taux de vide. Dans ces études, les vitesses à la buse étaient respectivement comprises entre 6 et 10 m/s pour le premier et 0.5 et 5 m/s pour le second, pour une longueur de chute respectivement de 120 mm pour Donk (1981), et comprises entre 5 mm et 200 mm pour Chanson et al. (2003). Les vitesses d'impacts sont respectivement de 6 et 10 m/s et sont comprises entre 0.5 m/s et 6 m/s pour Chanson et al. (2003). Les diamètres de la buse sont respectivement de 6 mm et de 25 mm. Les jets ne sont pas représentés dans les études, mais étant donné les ordres de grandeurs, nous pouvons nous représenter que ces jets sont turbulents mais avec des corrugations encore peu développées à l'image de nos jets (cf Figure 9.6-24, les 20 premiers centimètres de nos jets issus de la buse de $D_0 = 23.6$ mm pour des vitesses de 2 et de 5 m/s) :



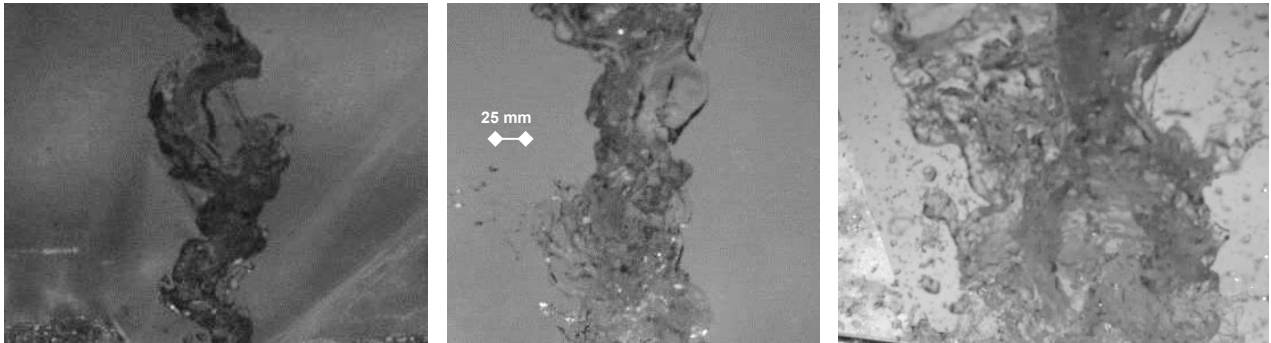
(a) $D_0 = 23.6$ mm, $U_0 = 2$ m/s



(b) $D_0 = 23.6$ mm, $U_0 = 2$ m/s

Figure 9.6-24 : Vue des jets en sortie de buse et sur une longueur de chute de 30 cm

Comme montré dans la section 9.3, les trois jets concernés par cette analyse ont des faciès bien différents des jets étudiés par Chanson et al (2003). Ils ont tous trois un état très corrugué (cf Figure 9.6-25).



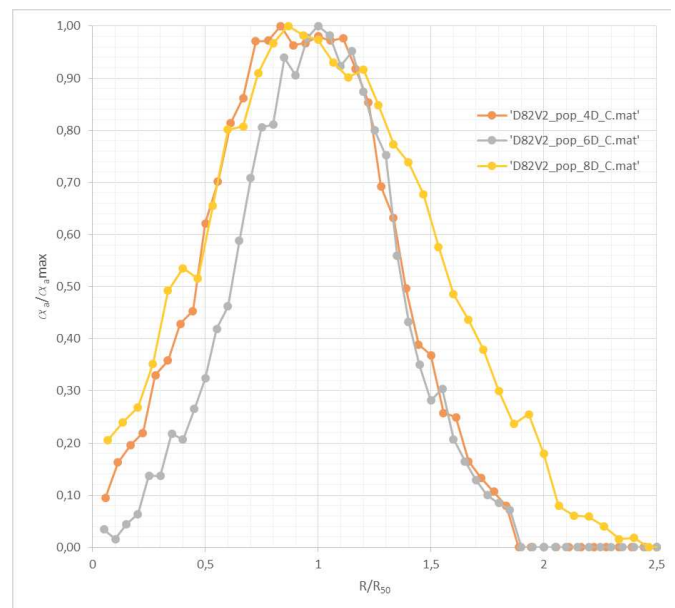
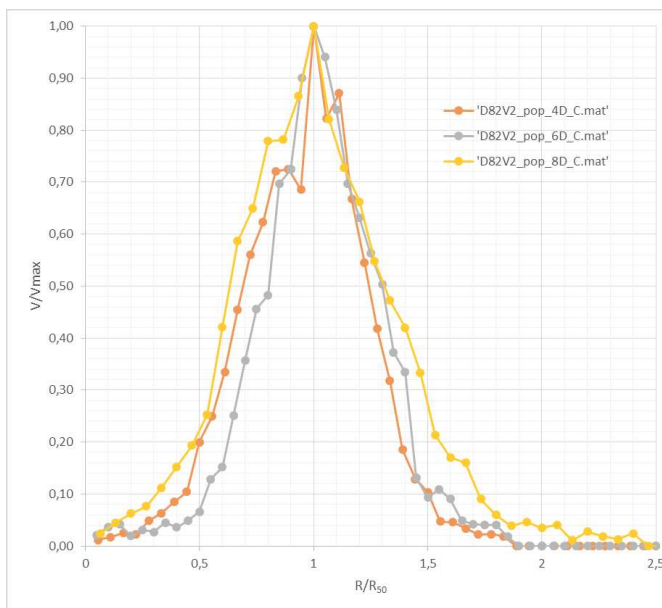
(a) $D_0 = 82.9 \text{ mm}$ $U_0 = 2.5 \text{ m/s}$ (b) $D_0 = 162.3 \text{ mm}$ $U_0 = 2.5 \text{ m/s}$ (c) $D_0 = 213 \text{ mm}$ $U_0 = 5.0 \text{ m/s}$

Figure 9.6-25 Vue de l'état des trois jets étudiés autour de $L_c = 8\text{m}$ à la même échelle

Nous adimensionnons les vitesses par la vitesse maximum, les taux de vides par le taux de vide maximum et nous les exprimons en fonction du rayon adimensionné par le rayon moyen (R_{50}).

Nous comparons dans la figure 9.6-26 les différentes profondeurs pour une buse donnée. On peut voir pour les jets dont la buse mesure 82.9 mm, que le profil est assez autosimilaire, que ce soit pour la vitesse, mais aussi pour le taux de vide. En ce sens, il semble proche des jets décrits par Chanson et al. (2004). Les profils associés aux buses 162.3 mm et 213 mm sont quant à eux bien différents, ce qui témoigne d'une physique différente à l'œuvre dans le nuage de bulles. En section 9.3.3.4 nous avons vu que ces jets avaient des amplitudes de battements respectivement de $A/D_i = 0.3$ pour les jets de $D_0 = 162.3 \text{ mm}$ et 213 mm et de 0.5 pour le jet dont le D_0 est 82.9 mm. Il est difficile de savoir en l'état de l'avancement si ces différences sont principalement imputables à l'état du jet à l'impact ou bien au battement.

Pour la figure 9.6-27, les profondeurs et la taille de buse sont fixées. Les profils de cette figure montrent que les jets ne sont pas parfaitement autosimilaires. La physique dans les nuages de bulle évolue donc entre les jets.



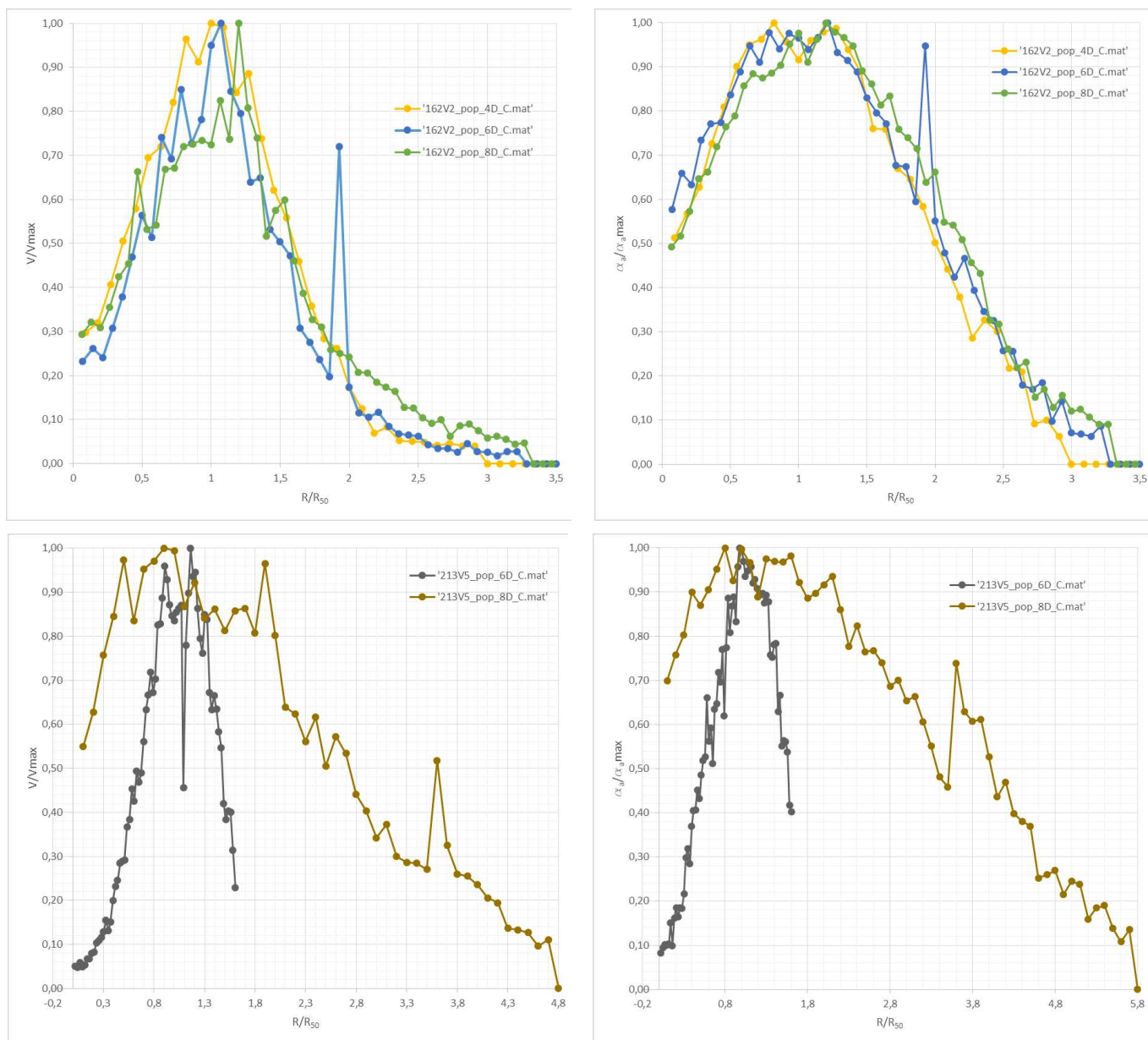


Figure 9.6-26 : A gauche les profils de la vitesse des bulles divisés par la vitesse maximum des bulles en fonction du rayon du nuage sur le rayon moyen, chaque graphique correspond à une taille de buse et chaque courbe illustre une profondeur, à droite ce sont les taux de vide adimensionnés par le taux de vide maximum montrés de la même façon que les vitesses de buse.

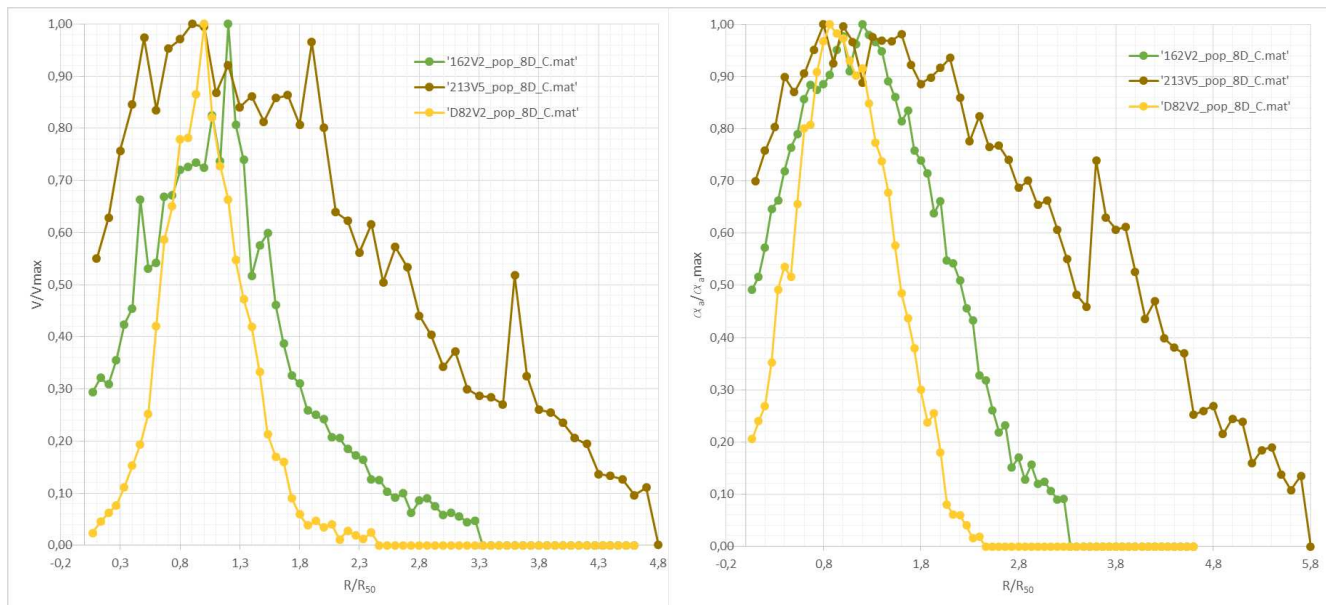


Figure 9.6-27 : Gauche : les profils de la vitesse des bulles divisés par la vitesse maximum des bulles en fonction du rayon du nuage sur le rayon moyen, chaque courbe montre le profil des vitesses pour une taille de buse. Droite : Les profils de taux de vide sont adimensionnés par le taux de vide maximum montré de la même façon que les vitesses de bulles.

En conclusion, nous avons réussi à mesurer les débits d'air entrainés pour trois jets. Les profils de vitesse et de taux de vide montrent que les jets ne sont pas autosimilaires mais spécifiques à l'état des jets. Le développement des nuages n'est donc pas conforme aux descriptions proposées par Chanson et al (2003). L'évolution de ces nuages n'est pas non plus similaire entre les jets de notre expérience. L'état du jet à l'impact influe sur ce développement.

9.6.4.4.5 Taille des bulles

Pour déterminer la taille des bulles, nous nous baserons sur les cordes mesurées par la sonde pop. Les cordes sont calculées en multipliant la vitesse par le temps gaz de chaque buse. La corde moyenne est la moyenne arithmétique des cordes calculées. La mesure des cordes donne une bonne représentation de la taille des bulles.

La figure 9.6-28 montre la répartition des cordes des bulles créées par le jet dont la buse mesure 213 mm avec la vitesse à la buse de 5 m/s. Nous voyons que les tailles de cordes moyennes sont comprises entre 1 et 2.5 mm sur tout le nuage. La profondeur n'affecte pas significativement les tailles de bulles pour des hauteurs comprises entre 6 et $8D_0$. Une répartition des cordes donnée en partie centrale du nuage est illustrée sur la figure 9.6-29. Les cordes comprises entre 10^{-4} et 10^{-3} m sont les plus représentées. Quelques bulles de taille centimétriques sont mesurées mais elles sont peu fréquentes. A l'image de la figure 9.6-29, les répartitions de tailles de bulle aux deux profondeurs sont similaires. Les bulles sur le bord du jet sont plus petites.

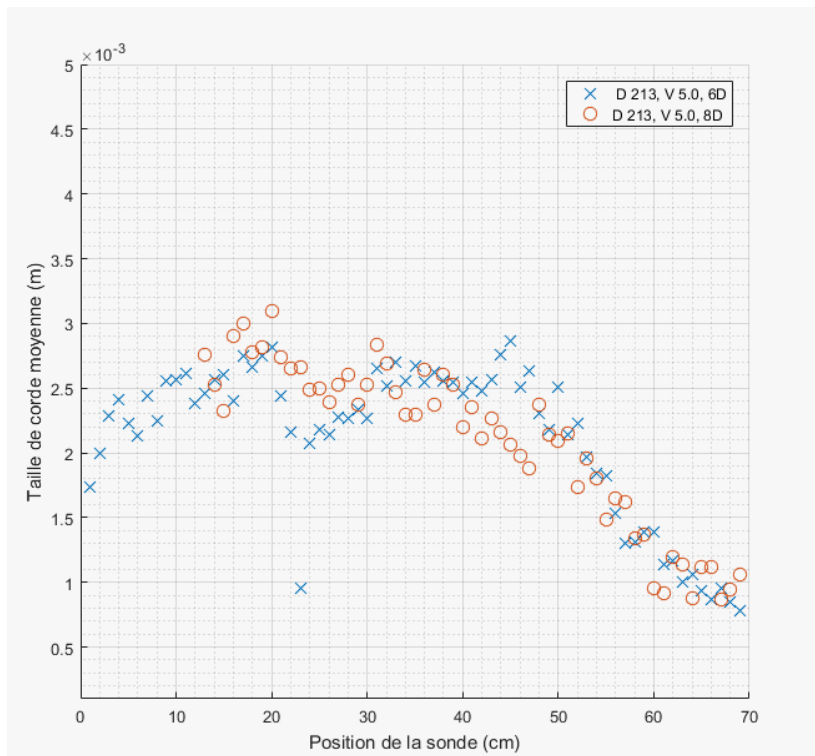


Figure 9.6-28 : Cordes moyennes à différentes profondeurs pour $D_0 = 213$ mm, $U_0 = 5.0$ m/s lors la série 2

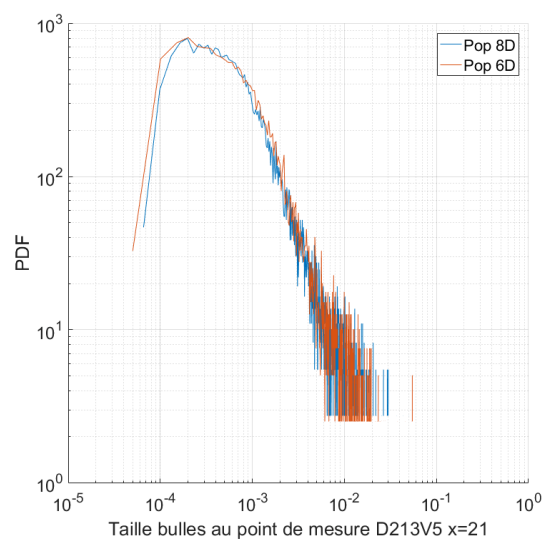


Figure 9.6-29 : Répartition des tailles de cordes (m) pour les trois profondeurs mesurées $D_0 = 213$ mm, $U_0 = 5.0$ m/s au point de mesure situé en partie centrale du jet

La Figure 9.6-30 montre les cordes moyennes des bulles calculées grâce à la sonde Pop pour la buse de 162.3 mm avec la vitesse à la buse de 2.5 m/s. En partie centrale du nuage de bulles ((a) figure 9.6-30), les tailles de corde sont comprises entre 1.5 et 3 millimètres. La taille des bulles diminue avec la profondeur.

Dans la partie proche du bord du nuage, les bulles sont en moyenne plus petites qu'au centre. Les cordes moyennes sont ici inférieures à 1 mm pour les trois profondeurs.

Nous retiendrons une corde moyenne en partie centrale de 2.5 mm et de 1.5 mm pour la partie périphérique.

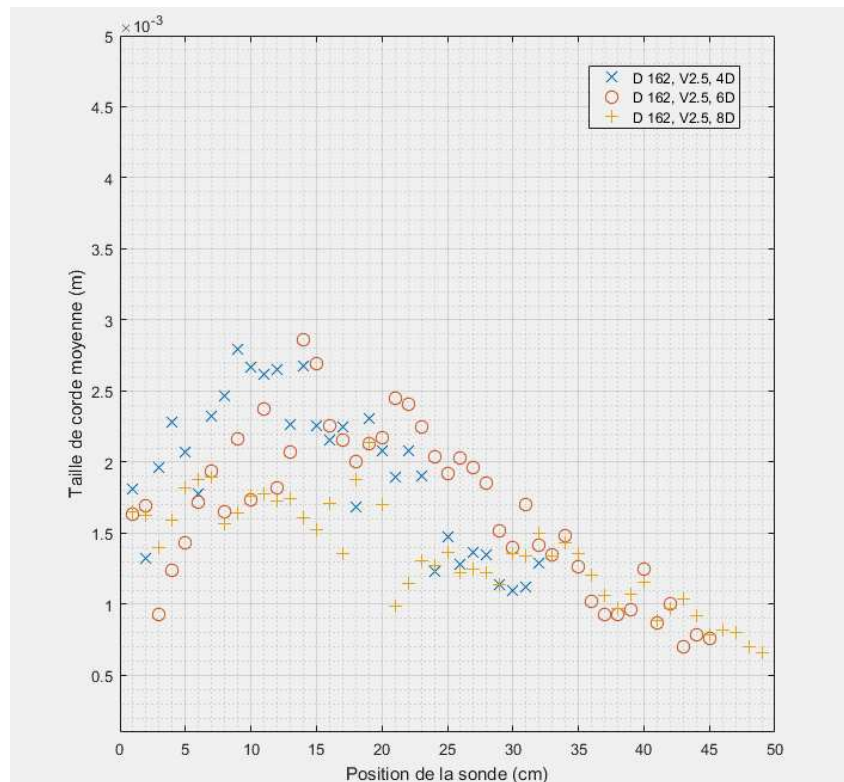
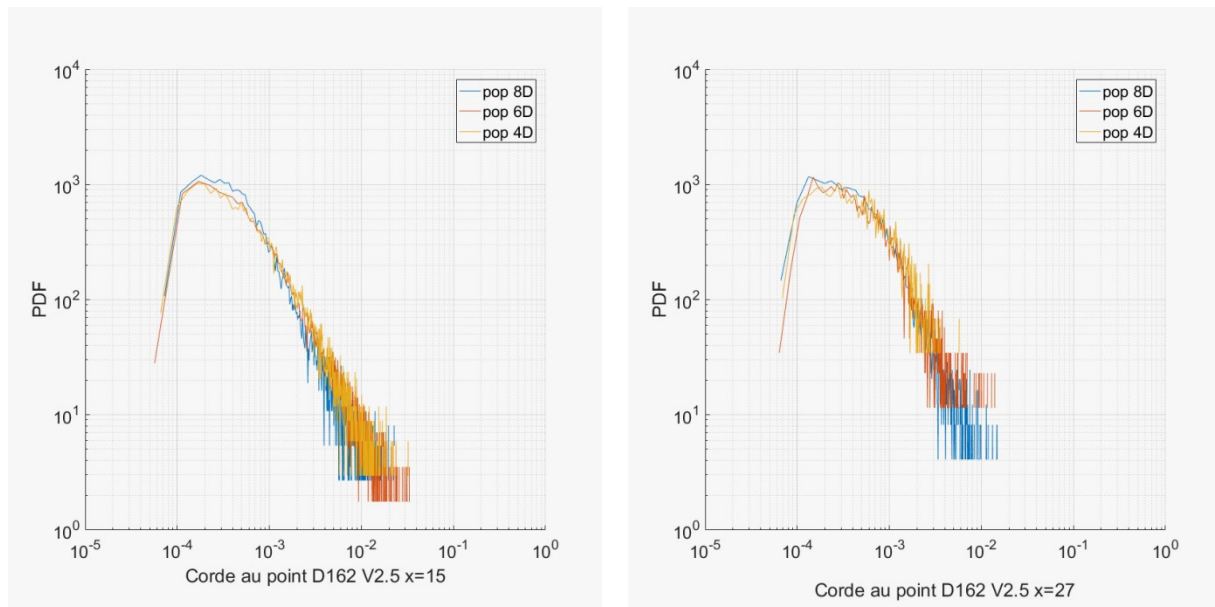


Figure 9.6-30 : Cordes moyennes à différentes profondeurs pour $D_0 = 162.3 \text{ mm}$, $U_0 = 2.5 \text{ m/s}$ lors la série 2

Si nous nous tournons maintenant vers les répartitions statistiques aux deux points de mesures montrés sur la figure 9.6-31, nous voyons que les bulles les plus fréquentes sont de petite taille. Leur taille est comprise entre 10^{-4} et 10^{-3} m . Nous constatons aussi la présence de quelques bulles de taille centimétrique. Les bulles sont en moyenne plus grosses en partie centrale. Les bulles plus grosses que 1 mm ont une vitesse terminale d'environ 0.22 m/s. Les bulles de taille inférieure ont une vitesse terminale plus petite. Lorsque les bulles de taille supérieure à 1 mm arrivent à un bord du nuage de bulles descendant, la vitesse d'entraînement due au jet devient voisine de la vitesse terminale. En conséquence, que ce soit sur le bord du nuage de bulles descendant ou bien en limite inférieure, les bulles les plus grosses se mettent à remonter en périphérie du nuage descendant créant une couronne de bulles montantes. Les résultats de mesure de taille sont cohérents avec ce fonctionnement. Seules des bulles inférieures au millimètre sont mesurées au bord du nuage de bulles descendant. De même, plus la profondeur augmente plus la taille moyenne diminue.

Nous retiendrons une corde moyenne en partie centrale de 2 mm et de 1.3 mm pour la partie périphérique.



(a) (b)
 Figure 9.6-31 : Répartition des tailles de cordes (m) pour les trois profondeurs mesurées $D_0=162.3$ mm, $U_0 = 2.5$ m/s. (a) Le point de mesure est situé au centre du jet, (b) le point de mesure est en périphérie du nuage de bulles

La figure 9.6-32 montre que l'effet d'augmentation de la taille de corde au centre du jet est encore plus visible que pour le jet précédent, cela est particulièrement visible pour la profondeur de 4D. Par contre, les tailles moyennes sont similaires aux profondeurs de 6 D_0 et de 8 D_0 .

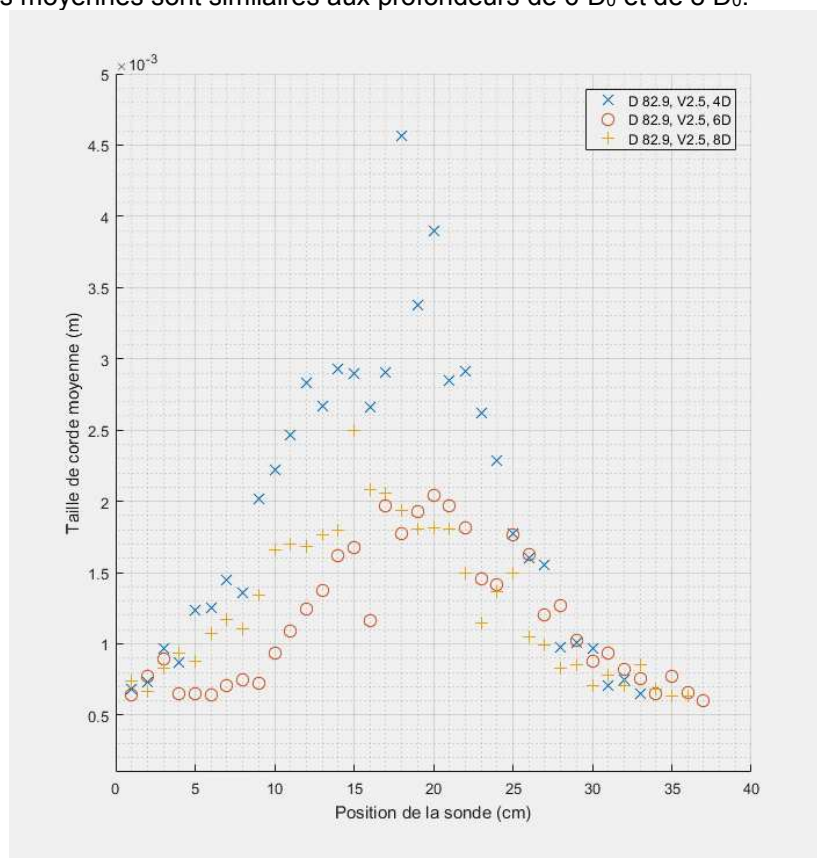
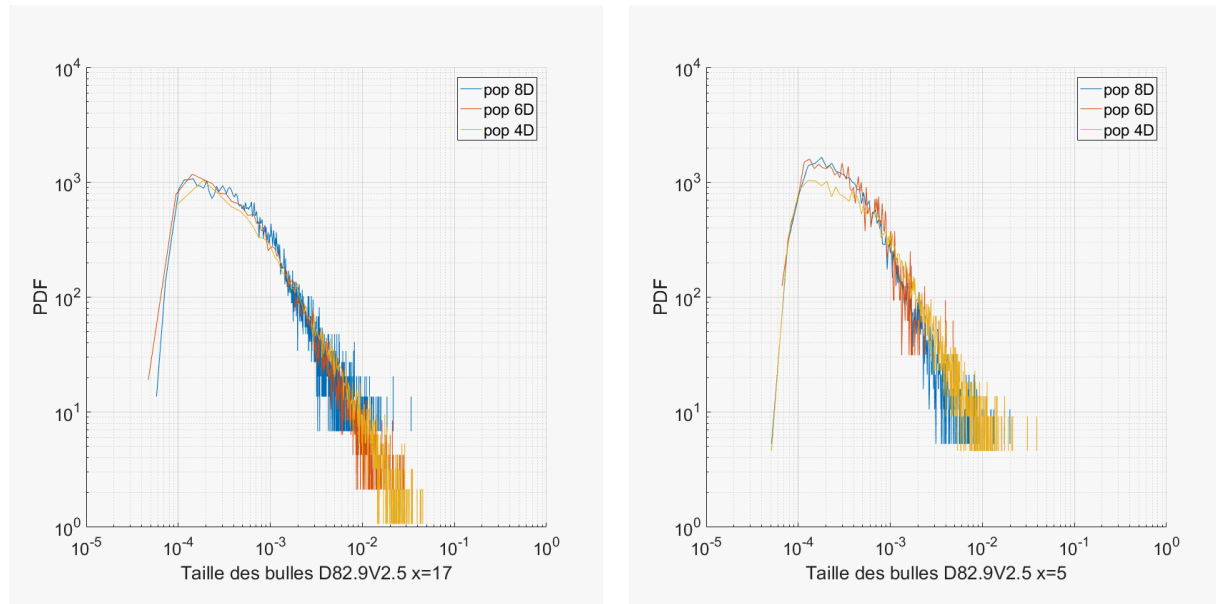


Figure 9.6-32 : Cordes moyennes à différentes profondeurs pour $D_0 = 82.9$ mm, $U_0=2.5$ m/s pour la série 2

Si l'on regarde les répartitions statistiques comme par exemple celles illustrées sur la figure 9.6-33, nous voyons là encore l'existence de bulles centimétriques dont l'occurrence est faible. Leur présence est plus marquée en partie centrale du jet. Les bulles de taille comprises entre 10^{-4} et 10^{-3} sont les plus présentes.

Nous retiendrons une corde moyenne en partie centrale de 2.5 mm et de 1.5 mm pour la partie périphérique.



(a) (b)
Figure 9.6-33 : Répartition des tailles de cordes (m) pour les trois profondeurs mesurées $D_0=82.9$ mm, $U_0 = 2.5$ m/s. (a) Le point de mesure est situé au centre du jet, (b) Le point de mesure est en périphérie du nuage de bulles

En résumé, nous constatons des tailles de cordes moyennes d'environ 2 mm sur tout le nuage, avec des répartitions de tailles comprises entre 10^{-4} et 10^{-1} pour l'ensemble des cas. La corde moyenne est plus petite sur les bords du jet car les bulles supérieures à 1 mm peuvent échapper au flux descendant. L'effet de ségrégation spatiale est particulièrement visible à la profondeur de 4D et très marqué dans le cas du jet pour $D_0=89.2$ mm. Aucune tendance n'apparaît montrant une dépendance de la taille ou de la répartition des cordes à l'état du jet à l'impact.

Tableau 9-20 : Récapitulatif des tailles de corde

D_0 / U_0	Taille de corde en partie centrale	Taille de corde au bord de jet
(mm)/(m/s)	(mm)	mm
82.9 / 2.5	2.5	1.5
162.3 / 2.5	2	1.3
213 / 5 m/s	2.5	1.5

9.6.5 CONCLUSION SUR LES MESURES A LA SONDE OPTIQUE

En conclusion de cette partie sur les mesures par sondes optique, nous obtenons des valeurs de débits d'air entraînés supérieures au débit d'eau. Nous disposons de données précises dans le nuage de bulle, à savoir les taux de vides et les vitesses qui permettent de voir l'évolution de la vitesse et de la largeur du panache en fonction de la profondeur. Nous voyons que l'état du jet à l'impact peut induire la non-autosimilarité entre les jets. Nous mesurons aussi la taille des bulles au travers du calcul des cordes. Ces tailles sont en moyenne autour de 2 mm bien que la répartition des bulles est assez large puisque comprise entre 10^{-4} et 10^{-1} m. Aucun élément ne met en lumière la dépendance de la taille des bulles en fonction de l'état du jet à l'impact.

9.7 LA VIE DU NUAGE DE BULLES D'APRES L'ENSEMBLE DE NOS EXPERIMENTATIONS (DISCUSSIONS ET INTERPRETATION)

9.7.1 EVOLUTION DU NUAGE DE BULLES

La figure 9.7-1 montre l'évolution du diamètre du nuage de bulles avec la profondeur. On remarque que le nuage de bulle s'élargit jusqu'à la profondeur de $6 D_0$ puis que le diamètre reste le même entre 6 et $8 D_0$. Si l'on calcule l'angle α moyen d'ouverture du jet pris entre le diamètre à l'impact et le diamètre à $8 D_0$, on trouve en moyenne 14° . Cela est légèrement supérieur à la valeur de 12.5° retenue par Clanet et al (1997) mais égal à la valeur retenue par Ervine et al (1997).

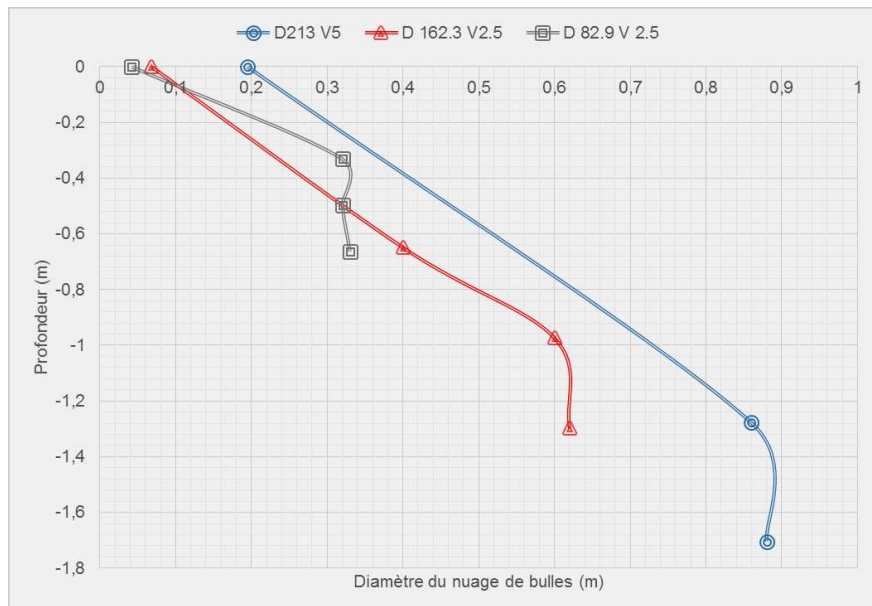


Figure 9.7-1 : Evolution du diamètre du nuage de bulles en fonction de la profondeur

Le comportement d'élargissement puis de diamètre constant est un phénomène qui n'a pas été décrit dans les publications que nous avons consultées. Les mesures sont étagées à $4D$, $6D$ et $8D$: Elles sont alors placées dans la partie développée du nuage de bulles là où les profils de vitesse et de taux de vide sont maximum au centre (cf section 9.6.4.4.2 et 9.6.4.4.3).

Si nous regardons l'évolution du taux de vide en fonction de la profondeur sur la figure 9.7-2, nous voyons que le taux de vide maximum, à l'axe du jet, est pour nos jets quasi-constants aux différentes profondeurs testées.

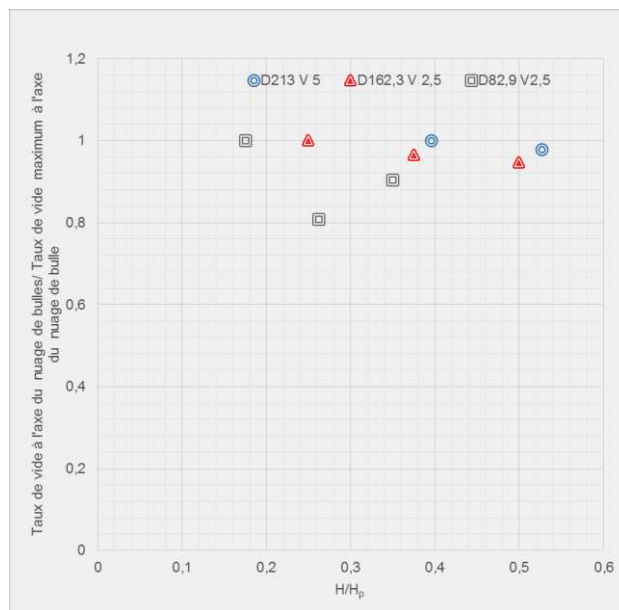


Figure 9.7-2 : Evolution du taux de vide à l'axe du jet en fonction de la profondeur de pénétration

Ce comportement est éloigné de celui observé par Chanson (1996a), par exemple sur sa figure 6-8 en page 65, où l'on voit clairement une diminution de la concentration d'air à l'axe entre la profondeur de $1 D_0$, $4 D_0$, $8 D_0$ et $16 D_0$.

Si on regarde l'évolution de la vitesse moyenne à l'axe du jet en fonction de la profondeur, cela donne la figure 9.7-3. La tendance observée est que la vitesse des bulles à l'axe du jet divisée par la vitesse maximale évolue comme le ratio profondeur sur profondeur maximum $\frac{U_{axe}}{U_i} \sim -\frac{H}{H_p}$. Avec U_{axe} la vitesse de bulles sur l'axe du nuage de bulles (m/s), H la profondeur de pénétration (m), le zéro étant pris à la surface libre. Aucun élément décrivant une telle dépendance n'a été vu dans les publications consultées.

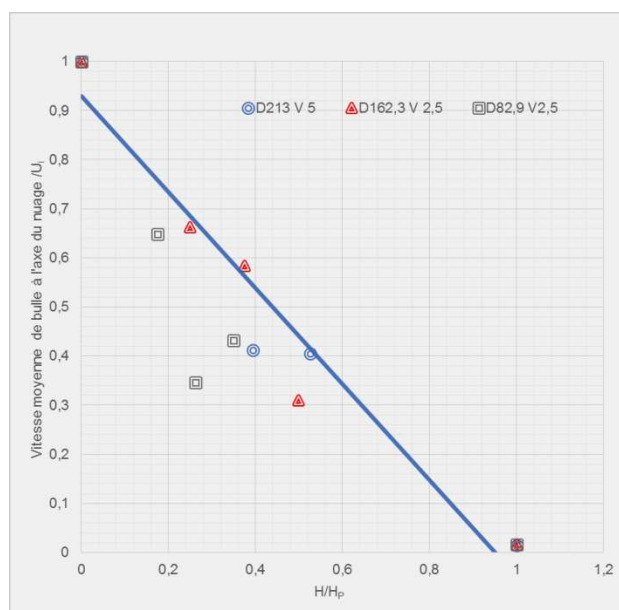


Figure 9.7-3 : Evolution de la vitesse en fonction de la profondeur

Une relation pour quantifier la décroissance de vitesse des bulles est proposée par Mc Keogh et al(1981) : $\frac{U_{axe}}{U_i} = 3.3 \left(\frac{D_i}{H} \right)^{1.1}$. La comparaison de nos mesures avec ce modèle est donnée sur la figure 9.7-4. Le modèle est du même ordre de grandeur que ce que nous mesurons.

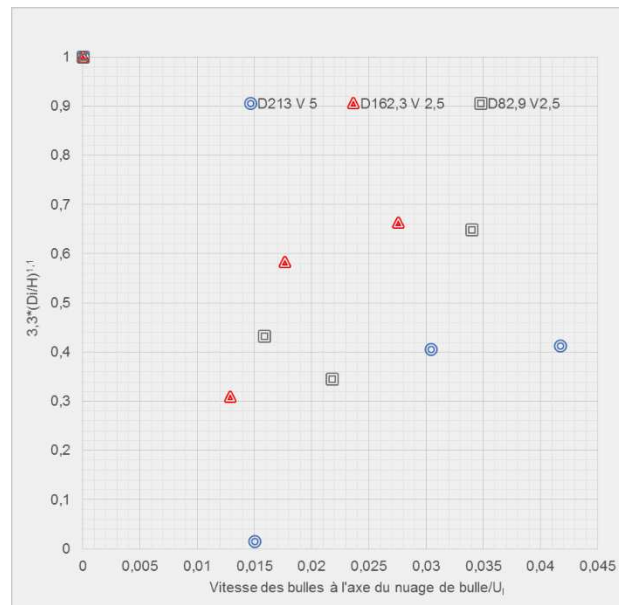


Figure 9.7-4 : Comparaison de la relation d'évolution de la vitesse des bulles à l'axe du nuage de bulles proposée par Mc Keogh et al(1981) avec nos mesures

Des mesures faisant varier plus largement les vitesses à l'impact, les hauteurs de chute et par conséquent les états de jets à l'impact ainsi que des mesures jusqu'à la profondeur de pénétration, nous offriraient la possibilité de confirmer et de pousser plus loin l'analyse de ces comportements mal connus.

9.7.2 PROFONDEUR DE PENETRATION

Les mesures de force et les analyses vidéo montrent que la force et la vitesse d'impact moyenne peuvent être correctement approximées par une conservation de l'énergie mécanique au cours de la chute du jet.

Les mesures de la profondeur de pénétration et la comparaison aux modèles proposés par Ervine et al (1997), Nakasone (1987), Clanet et al. (1997) montrent que les écarts entre les prédictions et les mesures pour l'ensemble des buses sont assez grands (cf figure 9.7-5, figure 9.5-6, figure 9.5-7). Le modèle de Mc Keogh (1981) donne des prédictions plus proches des mesures (cf figure 9.5-5) car le domaine des deux expériences est proche, mais les ratios prédictions sur mesures sont globalement supérieurs à deux. Ce modèle est empirique, il est donc difficile de savoir quelles sont les tailles limites pour lesquelles ce modèle s'éloigne de la réalité. Il est d'autant plus difficile de prédire ces limites que la physique n'est pas clairement explicitée dans cette étude. Ces tendances marquées sont couplées aux différences d'états de jet à l'impact capturées par la vidéos haute fréquence. La question est donc de savoir comment est-ce que ces paramètres influent sur le développement du nuage de bulles.

Les mesures de profondeur de pénétration par des jets oscillants de petites dimensions montrent que le modèle de Clanet et al (1997) reste adaptable quand le jet se déplace. La comparaison des mesures de pénétrations avec le modèle de Clanet adapté avec l'angle β proposé à l'issue de notre manipulation de petite dimension est présentée sur la figure 9.7-5.

L'adaptation du modèle induit bien sûr des améliorations notables de la prédiction de la hauteur de pénétration, mais il reste des écarts importants d'un facteur 3 à 5 entre prédiction et mesures. Il en ressort que la prise en compte du mouvement du jet contribue à la diminution de la profondeur de pénétration prédite, mais pas suffisamment pour coller avec l'expérience. Ce modèle n'est pas en capacité de capter les profondeurs de pénétrations mesurées sur les jets de grande dimension.

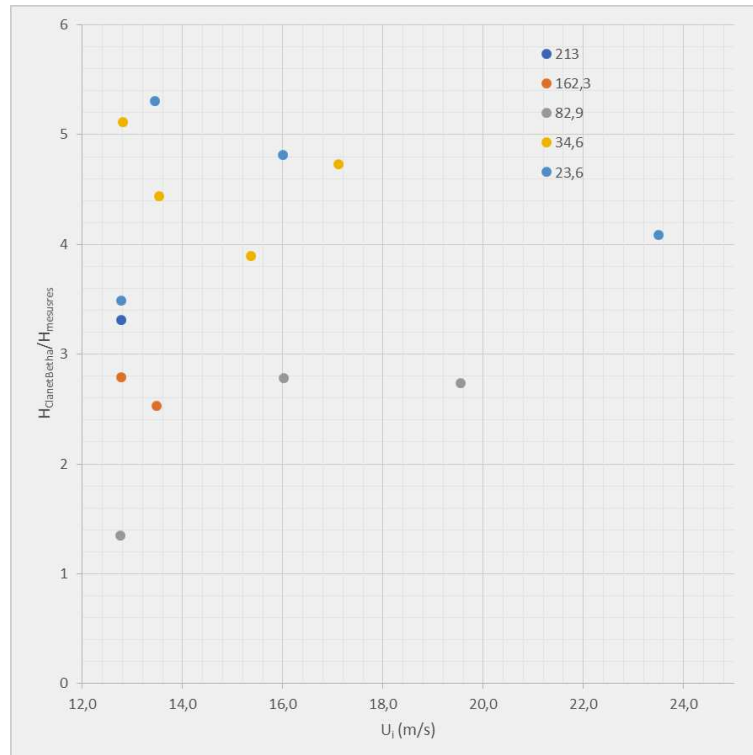


Figure 9.7-5 : Profondeurs de pénétration calculées par le modèle de Clanet modifiées par la prise en compte de l'angle β (mouvement du jet) divisées par les mesures de profondeur de pénétration pour les points où les diamètres et les fréquences ont pu être mesurés par analyse des films haute fréquence.

En outre, une différence majeure existe entre les nuages issus des jets de petite taille et ceux de grande taille. Lorsque le jet oscille le nuage de bulles ne peut répondre que si le déplacement du jet ne s'effectue pas trop rapidement : concrètement il faut que le temps de vol du jet soit supérieur au temps nécessaire au nuage de bulles pour s'adapter, temps qui est a priori de l'ordre de H/V_i .

Pour les jets étudiés à petite échelle, la longueur caractéristique est de l'ordre de 10 cm, la vitesse d'impact est de l'ordre de 10 m/s. la « fréquence de rafraîchissement » du nuage est donc de 50 Hz. La fréquence d'oscillation des jets était de l'ordre de 20 Hz avec un max à 30 Hz, soit plus basse que 50 Hz. Le nuage de bulle peut alors se pencher en fonction de l'oscillation du jet.

Pour les grands jets, la vitesse d'impact est de l'ordre de 10 m/s pour une profondeur de pénétration de l'ordre d'un mètre. La fréquence de rafraîchissement est de 5 Hz. Les fréquences d'oscillation mesurées sont de l'ordre de 10 Hz. Les mouvements du jet sont alors trop rapides pour que le nuage de bulle puisse s'incliner.

Le mouvement du nuage de bulles n'est donc pas le paramètre de premier ordre à regarder pour comprendre les différences entre les modèles et les mesures de profondeurs de pénétration à grande échelle. Les mesures de pénétrations réalisées sur les jets de grandes dimensions semblent mettre en défaut les modèles basés sur la conservation de la quantité de mouvement : en effet les sondes optiques permettent de vérifier si la quantité de mouvement est conservée dans le nuage.

L'analyse des profils de vitesse sur l'axe du panache (vitesse moyenne maximale) montre que la vitesse sur l'axe décroît avec la profondeur de pénétration. La figure 9.7-6 montre cette décroissance pour les trois profondeurs mesurées dans le panache.

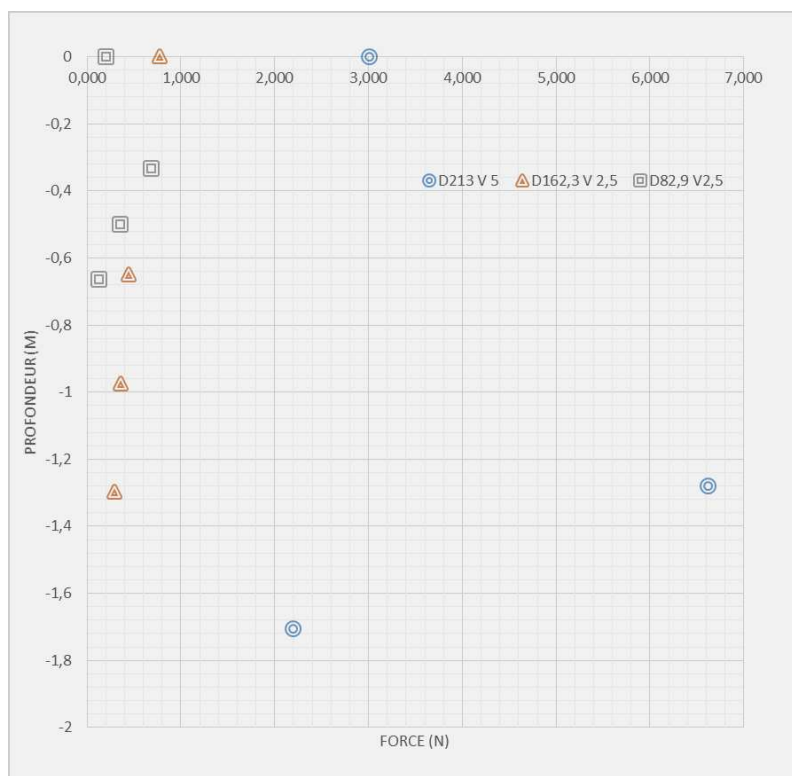


Figure 9.7-6 : Variation du flux de quantité de mouvement dans le nuage de bulle avec la profondeur, à partir des données de sonde optique

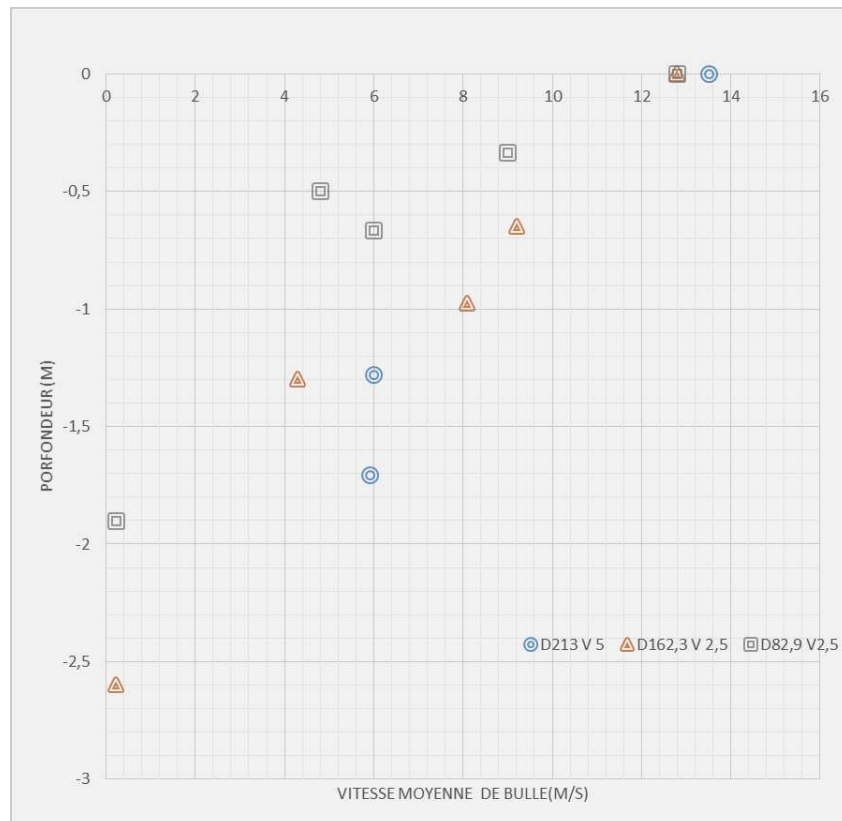


Figure 9.7-7 : Variation des vitesses moyennes de bulles à l'axe du nuage de bulles en fonction de la profondeur, La vitesse à la surface est issue des mesures d'analyse des vidéos haute fréquences, la vitesse à la profondeur de pénétration est la vitesse terminale pour des bulles de taille supérieures à 1 mm soit $U_T = 0.22$ m/s.

Nous déduisons de cette vitesse le flux de quantité de mouvement à travers une section du nuage de bulles. Ce flux est calculé en intégrant (1-taux de vide) multiplié par la masse volumique et par la vitesse moyenne élevée au carré pour chaque point de mesure dans le nuage de bulle. Ce scalaire est intégré sur toute la section de mesure par un schéma de Simpson en supposant que le nuage de bulles est axisymétrique.

Les données issues de la seconde série de mesures par sondes optiques montrent que le flux de quantité de mouvement à travers différentes sections du nuage n'est pas constant, mais diminue fortement avec la profondeur (Figure 9.7-7). Cette diminution augmente lorsque la vitesse à l'impact, mais aussi la vitesse à la buse, augmente. Elle dépend clairement de cette vitesse mais aussi du diamètre à l'impact. Ainsi, elle est fortement liée à l'état du jet à l'impact.

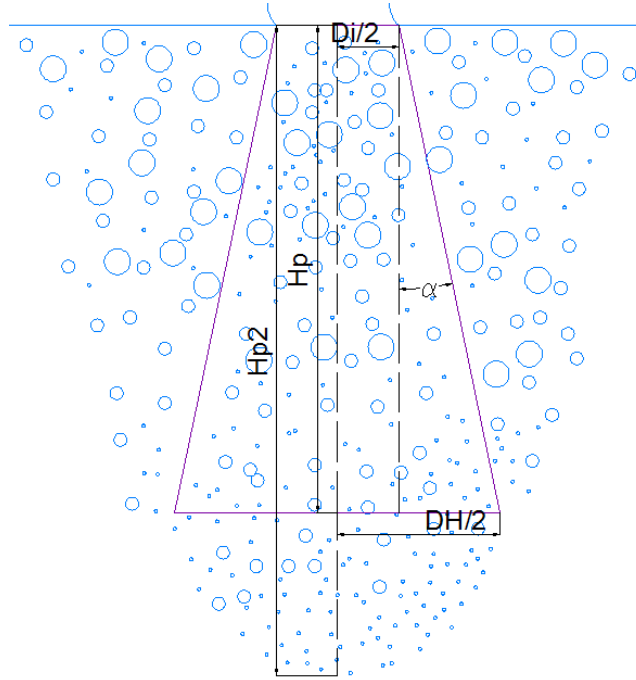


Figure 9.7-8 : Représentation du nuage de bulles

Quel est le paramètre principal responsable de ce comportement physique ?

Pour ce faire, nous représentons le nuage de bulles par un cône tronqué (entre la section de diamètre D_i et celle de diamètre D_H , Figuré par des lignes violettes) comme le montre la figure 9.7-8. La profondeur de pénétration est notée H_p (m). Tout autour de ce cône, la vitesse liquide normale au cône est supposée nulle. Comme nous l'avons vu dans la section 9.6.4.4.5, les bulles se mettent à remonter, seules les bulles de taille inférieure à 1 mm restent.

Les vitesses liquides autour du jet peuvent être considérées comme négligeables dans la couche de mélange située entre la zone où le jet fait descendre les bulles et la zone périphérique où les bulles remontent.

Nous appliquons le théorème de la quantité de mouvement sur le nuage de bulles, entre la section supérieure notée S_i et la section inférieure notée S_H . Les vitesses du liquide en haut et en bas sont respectivement la vitesse d'impact et la vitesse terminale :

$$F_g - F_f = \iint_{S_i} \rho_l U_i^2 dS - \iint_{S_H} \rho_l U_T^2 dS$$

La force de gravité est le poids du nuage de bulles. La force de flottabilité (F_f) est la résultante des forces de pression s'appliquant au nuage de bulles, elle est équivalente à la force d'Archimède appliquée au volume du cône si l'on ignore les effets dynamiques (la vitesse est a priori faible hors du nuage de bulles). Le taux de vide considéré est le taux de vide moyen dans le nuage de bulles α_m .

Le poids du cône est proportionnel au volume du nuage de bulle : $F_g = (1 - \alpha_m) g \rho_l V_{\text{cône}}$.

La force de flottabilité est le volume d'eau déplacé : $F_f = g \rho_l V_{\text{cône}}$

$$F_g - F_f = \alpha_m g \rho_l V_{\text{cône}}$$

Le volume du cône tronqué décrit à la figure 9.7-8 est : $V_{\text{cône}} = \frac{\pi H_p}{3} \left[H_p^2 (\tan \gamma)^2 + 3 * \frac{D_i}{2} H_p \tan \gamma + 3 \frac{D_i^2}{4} \right]$

La différence de ces deux forces est alors : $F_g - F_f = g \alpha_m \rho_l \frac{\pi H_p}{3} \left[H_p^2 (\tan \gamma)^2 + 3 * \frac{D_i}{2} H_p \tan \gamma + 3 \frac{D_i^2}{4} \right]$

Le bilan donne l'équation sur la profondeur de pénétration suivante :

$$0 = U_i U_0 \frac{D_i^2}{4} (1 - \alpha_m) - (1 - \alpha_m) U_T^2 \left(\frac{D_i}{2} + H_p \tan \gamma \right)^2 - g \alpha_m \frac{H_p}{3} \left[H_p^2 (\tan \gamma)^2 + 3 * \frac{D_i}{2} H_p \tan \gamma + 3 \frac{D_i^2}{4} \right]$$

En utilisant l'équation de continuité entre la buse et l'impact, le diamètre d'impact est directement lié au diamètre à la buse :

$$D_i = D_0 \sqrt{\frac{U_0}{U_i(1 - \alpha_m)}}$$

Le facteur $1 - \alpha_m$ tient compte de l'air entraîné par le jet dans sa chute (cas par exemple des jets aérés). L'équation sur la profondeur de pénétration devient

$$0 = U_i U_0 \frac{D_0^2}{4} - (1 - \alpha_m) U_T^2 \left(\frac{D_i}{2} + H_p \tan \gamma \right)^2 - g \alpha_m \frac{H_p}{3} \left[H_p^2 (\tan \gamma)^2 + 3 * \frac{D_i}{2} H_p \tan \gamma + 3 \frac{D_i^2}{4} \right] \quad (1)$$

Nous retenons les valeurs de $U_T = 0.22$ m/s et l'angle de la couche de mélange est pris égal à 12.5° . Le taux de vide moyen est pris égale à $\alpha_m = 0.15$. Cette valeur est retenue car elles est en accord avec nos mesures et de celles réalisées par Mc Keogh et al.(1981). Elle reste néanmoins à être confirmée par la réalisation de futures mesures. La figure 9.7-9 montre les valeurs expérimentales tracées en fonction des valeurs du modèle obtenues en résolvant l'équation ci-dessus. Comme le montre la figure 9.7-9, prendre une valeur unique de α_m pour l'ensemble des cas, permet de façon surprenante d'obtenir un bon accord du modèle avec les données expérimentales.

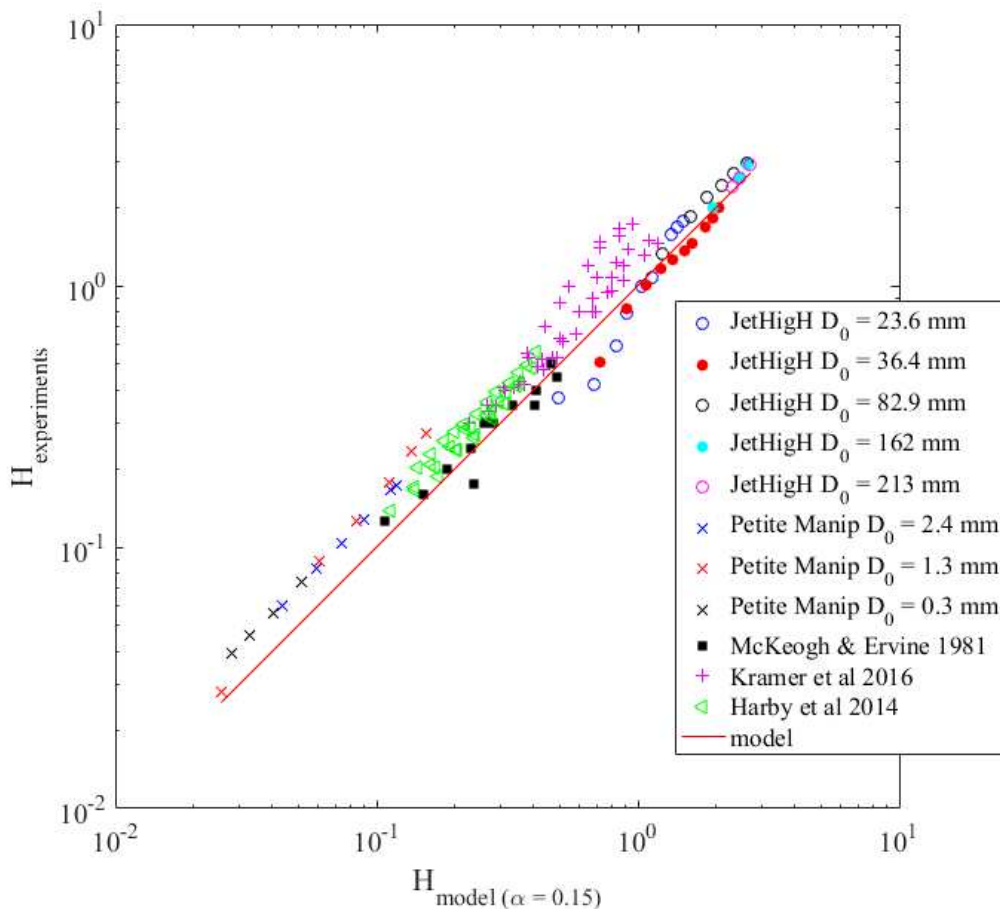


Figure 9.7-9 : Profondeur de pénétration expérimentale en fonction de l'équation de prédiction (1) pour un α_m de 0.15. Nos données expérimentales sont représentées par des cercles pour la manipulation JetHigh et des x pour la manipulation de petite dimension. La dispersion plus large constatée sur les données issues de Kramer et al. (2016) vient du fait que ces auteurs ont fait varier le taux de vide (la hauteur de chute) sur une large amplitude.

Le modèle est en capacité de capturer la tendance mais aussi les valeurs correctes pour des profondeurs de pénétration réparties sur deux décades, créées par des jets dont les diamètres sont répartis de quelques dixièmes de millimètres jusqu'à 213 mm. Les points mesurés sur Jet High pour des diamètres $D_0 = 23.6$ mm et 36.4 mm, pour les vitesses les plus faibles, correspondent à des jets brisés (Cercles bleus et cercles rouges). On voit que les écarts entre les prédictions et les mesures sont impactés par cet état de jet à l'impact si la brisure se produit bien avant l'impact. En effet, seuls les jets dont les profondeurs de pénétrations sont les plus faibles sont éloignées des prédictions. Cela revient à dire que pour ces jets, la brisure a eu lieu suffisamment loin pour que les vitesses des paquets liquides soient affectées par les frottements d'air. Ainsi, le modèle s'applique à tous les types de jets excepté les jets brisés dont la vitesse d'impact est trop éloignée de la vitesse d'impact calculée par $U_i = U_0 \sqrt{1 + \frac{2gL_c}{U_0^2}}$ (cf section 9.3.3.2).

On voit aussi que les données expérimentales issues de Kramer et al (2016) sont plus dispersées. Cela vient du fait que les auteurs explorent une large gamme de hauteur de chute, ce qui par conséquent fait varier le taux de vide dans une large gamme. Dans ce cas, la valeur fixée du taux de vide est limitante pour la précision des prédictions du modèle. La figure 9.7-10 montre l'influence de la hauteur de chute sur l'accord entre prédiction et données expérimentales issues de Kramer et al (2016). Il en ressort que la hauteur de chute impacte directement le taux de vide moyen dans le nuage de bulles.

. Nous avons, sur cet exemple, reporté sur la figure 9.7-11, ajusté le α_m pour chaque série pour améliorer la cohérence modèle mesures expérimentales. Nous voyons que le taux de vide moyen augmente avec l'augmentation de la longueur de chute (L_c). Nos manipulations ne nous ont pas permis montrer cette tendance puis que nous n'avons pas fait varier la hauteur de chute. Des mesures en ce sens, permettraient de quantifier l'influence de la hauteur de chute influe sur la quantité d'air entrainé comme le montre la figure 9.7-12. La hauteur de chute permet le développement du jet et des corrugations, favorisant alors l'entraînement d'air sous la surface.

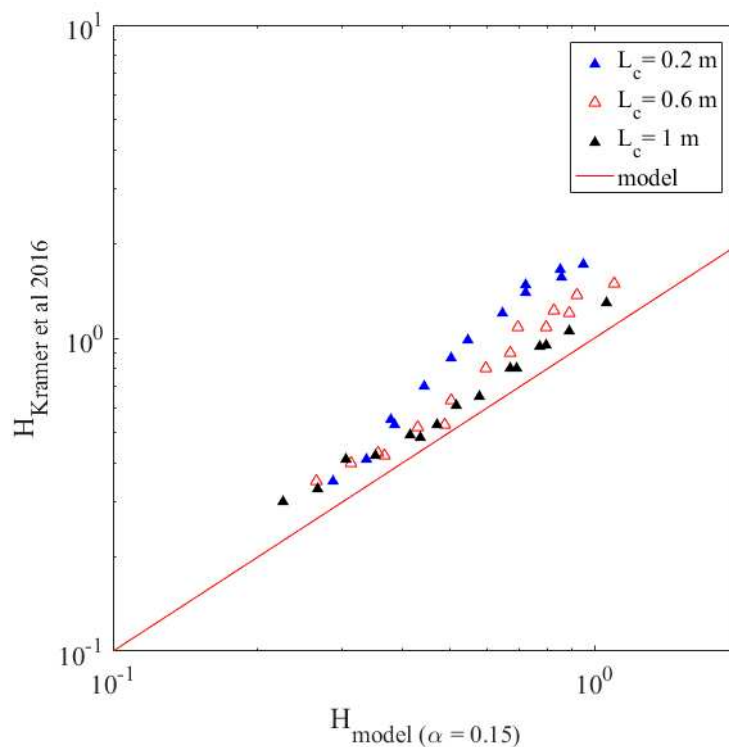


Figure 9.7-10 : La dispersion entre les données expérimentales de Kramer et al (2016) et le modèle est due à la variation des hauteurs de chute (L_c) qui impacte directement le taux de vide dans le nuage de bulles

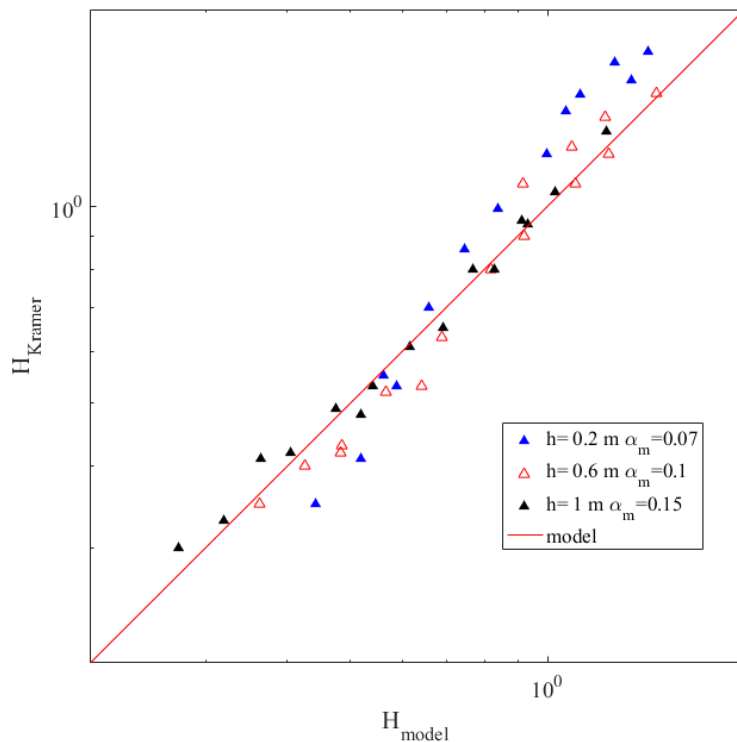


Figure 9.7-11 : Prévision du modèle sur les données expérimentales proposées par Kramer et al. (2016). Les α_m ont été ajustés pour obtenir un modèle plus précis. L'augmentation de la hauteur de chute induit une augmentation du taux de vide moyen dans le nuage.

Néanmoins, on peut noter que le modèle sous-estime les profondeurs de pénétration pour les petits jets représentés par les symboles x. Cela vient très certainement de la forte simplification de la forme du nuage de bulle, qui a été assimilé à un cône tronqué. La partie inférieure du nuage de bulle est usuellement représentée par une demie-sphère (cf figure 9.7-8) due aux fluctuations de vitesse sur un rayon de l'ordre du rayon du nuage à la base du cône. Nous pouvons prendre ceci en compte dans le modèle en introduisant la hauteur de pénétration (H_{p2}) comme $H_{p2}=H_p*(1+\tan(\alpha))$. L'accord entre le modèle et les données expérimentales devient encore meilleur comme le montre la figure 9.7-12.

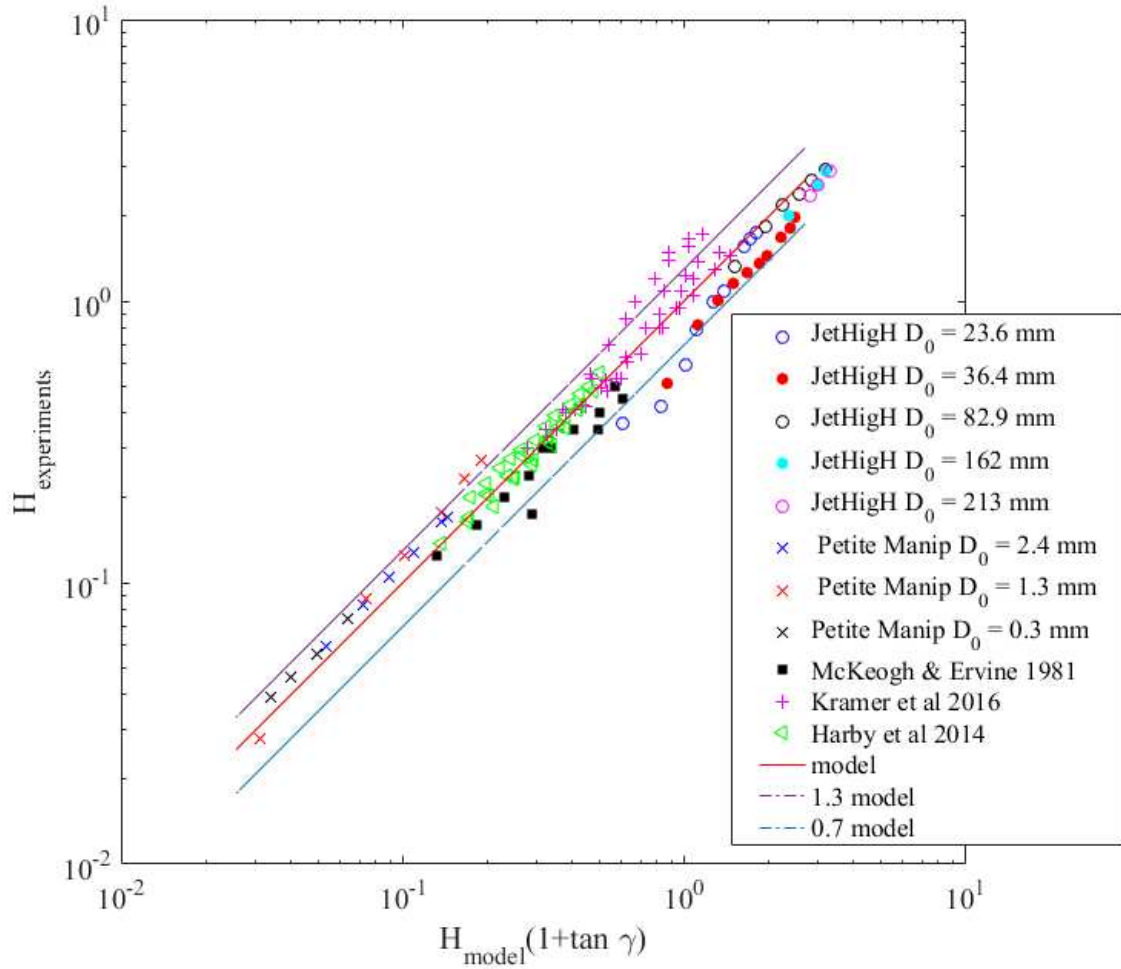


Figure 9.7-12 : Profondeur de pénétration expérimentale en fonction l'équation de prédiction (1) modifiée en prenant $H_{p2}=H_p*(1+\tan(\gamma))$ pour un α_m de 0.15. Nos données expérimentales sont représentées par des cercles pour la manipulation JetHigh et des x pour la manipulation de petite dimension. La majorité des points sont prédits à moins de 30 % près par le modèle. Les points en dessous de cette fourchette sont des jets brisés (α_m supérieur à 0.15). Les points au-dessus de cette fourchette sont des jets pour lesquels les profondeurs de pénétrations sont très petites (α_m inférieur à 0.15).

Pour les petits nuages de bulles la force de flottabilité devient négligeable devant le flux de quantité de mouvement en bas du nuage de bulles et l'on retombe directement en résolvant l'équation sur H sur le modèle proposé par Clanet et al (1997). Au contraire, pour les grands nuages de bulles, c'est la force de flottabilité qui domine le flux de quantité de mouvement sortant sous le nuage. Par ailleurs, pour toutes les données exploitées, le diamètre du nuage de bulles à cette limite est très grand devant le diamètre d'impact : $H_p \tan \gamma \gg \frac{D_i}{2}$. Dans la limite des grands nuages l'équation donnant H se simplifie alors et devient :

$$H_p = \left(\frac{3}{g}\right)^{1/3} \frac{(U_i U_0)^{1/3} \frac{D_0}{2}^{2/3}}{\alpha_m^{1/3} (\tan \gamma)^{2/3}}$$

On voit alors que la profondeur de pénétration évolue comme $(D_0 U_0)^{2/3}$ si U_i est proche de U_0 . Cette tendance est très proche de la corrélation empirique proposée par Mc Keogh et al (1981) qui proposent : $H_p \propto U_0^{0.7} D_0^{0.7}$. Notre modèle montre la pertinence de cette corrélation et explique que l'exposant 2/3 vient de l'équilibre entre un effet de surface (quantité de mouvement à l'impact) et d'un effet de volume piloté par la flottabilité.

La relation ci-dessus exprimant la profondeur de pénétration peut être réécrite sous forme adimensionnelle.

$$\frac{2H_p}{D_0} = \frac{(3)^{1/3}}{\alpha_m^{1/3} \tan(\gamma)^{2/3}} \left(\frac{2U_0 U_i}{g D_0} \right)^{1/3}$$

Cela permet de mettre en évidence que la profondeur de pénétration est une fonction de trois paramètres sans dimension. L'angle α de couche de mélange, le nombre de Froude et le taux de vide moyen dans le nuage de bulles α_m . La connaissance précise de ce taux de vide moyen permettrait d'affiner la prévision de la profondeur de pénétration. Néanmoins, l'exposant 1/3 atténue l'impact de α_m sur H et permet de fournir une profondeur de pénétration correcte en prenant une valeur estimée de ce paramètre. Il existe une taille critique de la profondeur de pénétration pour laquelle le flux de quantité de mouvement sous le nuage de bulle et la flottabilité sont équilibrés. Cela correspond en ordre de grandeur à

$$H_{pc} = 3U_T^2(1 - \alpha_m)/(g\alpha_m).$$

Si α_m est de l'ordre de 0.15, H_{pc} est de l'ordre de 10 cm. En conséquence, pour les jets appliqués aux structures hydroélectriques, qui sont a priori largement plus grands que cette taille critique, seule la flottabilité doit être prise en compte, et l'expression adimensionnelle suivante suffit à donner des profondeurs de pénétration fiables:

$$\frac{2H_{p2}}{D_0} = \frac{(3)^{1/3}}{\alpha_m^{1/3} \tan(\gamma)^{2/3}} \left(\frac{2U_0 U_i}{g D_0} \right)^{1/3} \quad (2)$$

Si nous revenons sur la précision du modèle, la figure 9.7-13 montre que les prédictions de profondeur de pénétration restent proches des données expérimentales même lorsque l'on fait varier le taux de vide entre 0.05 et 0.35. On voit sur la figure 9.7-13 que les prédictions avec des taux de vides moyens de 0.05 et de 0.35 restent proches des données expérimentales.

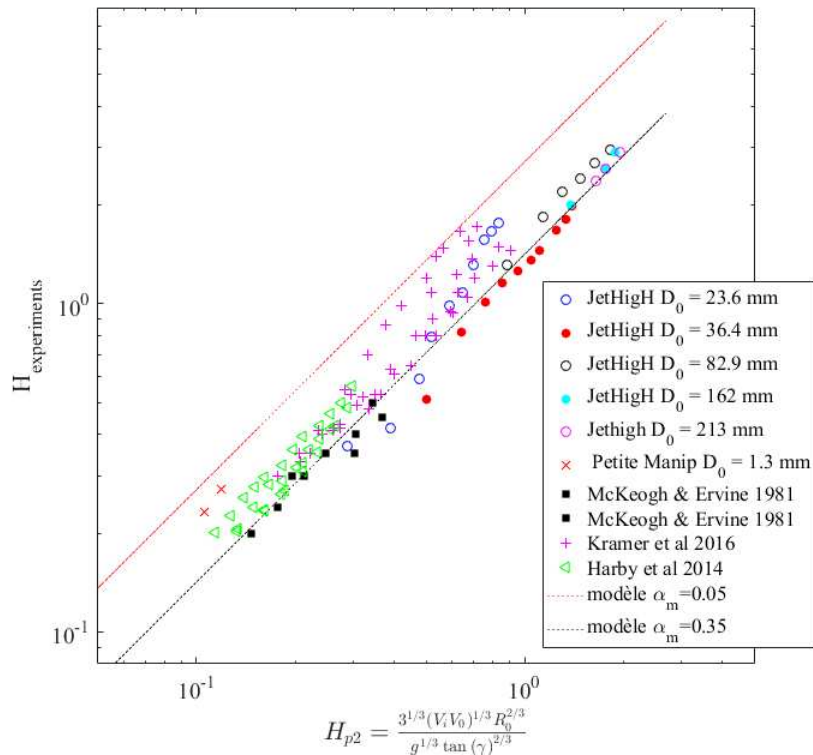


Figure 9.7-13 : Illustration de l'effet relativement réduit de la valeur du taux de vide moyen du nuage de bulles pour la prédiction de la profondeur de pénétration. Les prédictions correspondent à un α_m de 0.05 (trait supérieur rouge) et de 0.35 (trait inférieur noir). Seuls les nuages de bulles dont la

profondeur de pénétration est supérieure à H_{pc} sont ici considérés afin d'appliquer l'équation simplifiée (2).

En conclusion, nous proposons un modèle basé principalement sur la flottabilité. Il est capable de capturer les tendances et les valeurs des profondeurs de pénétrations créées par l'impact d'une large gamme de jets sur plusieurs ordres de grandeur. L'ensemble des paramètres de ce modèle est mesurable. Le modèle se simplifie pour les jets de grande dimension en une expression adimensionnelle qui permet même en ne connaissant pas le taux de vide moyen du nuage de bulle d'approcher correctement la valeur de la profondeur de pénétration. Ce modèle fait aussi ressortir l'influence de l'état du jet à l'impact à travers ce taux de vide moyen. Les pénétrations des jets brisés (faibles diamètres, faibles vitesses) sont surestimées par le modèle du fait que le taux de vide moyen est probablement largement supérieur pour ce type de jets.

9.7.3 DEBIT D'AIRS ENTRAINES

Le travail réalisé par Ma et al 2010 propose une revue des données expérimentales sur un grand nombre d'études. Il les classe en trois catégories sur la figure 9.7-14 en utilisant le débit spécifique ($\bar{q}_a$) par unité de longueur adimensionné par la vitesse au départ de l'entraînement d'air (u_e) comme paramètre. Il est exprimé en fonction de la vitesse du jet adimensionnée ($\bar{u}_j$) rapport de la vitesse du jet sur la vitesse au départ de l'entraînement d'air. Ma et al. (2010) donnent la vitesse u_e égale à 1 m/s. Nous retiendrons cette estimation dans nos cas. $\bar{q}_a = \frac{q_a}{\left(\frac{u_j^3}{g}\right)}$ et $\bar{u}_j = \frac{u_j}{u_e}$

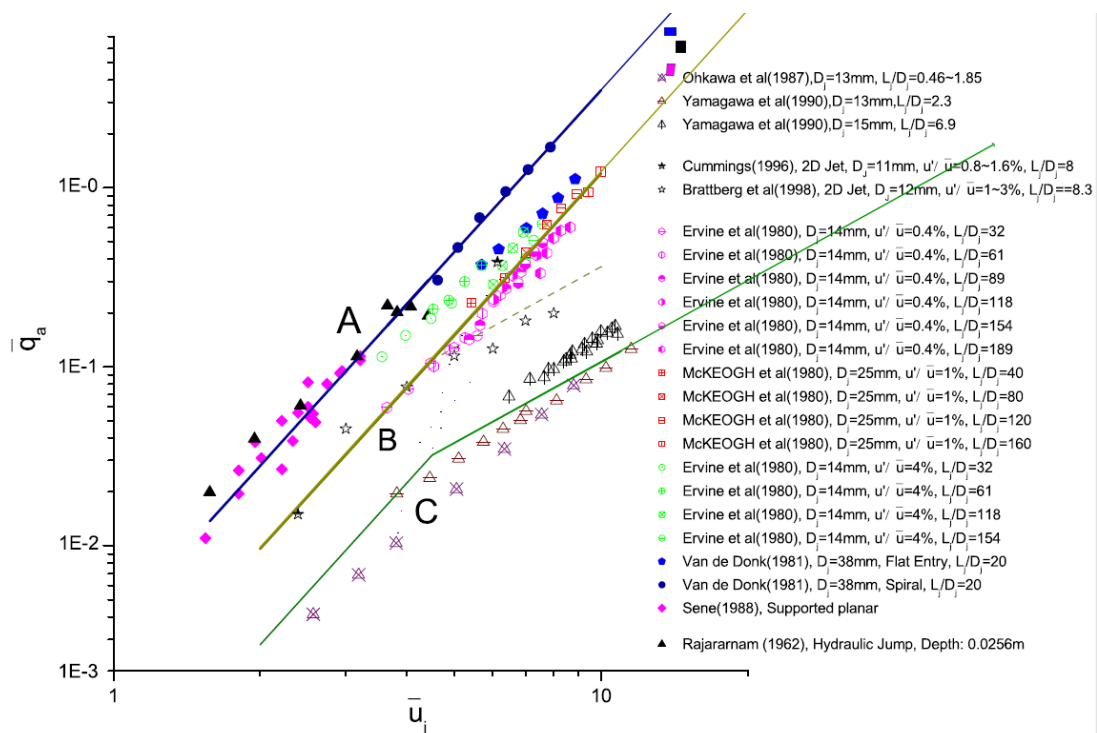


Figure 9.7-14 : Ajouts de nos points de mesures par la sonde Pop de la série 2 sur le graphique proposé par Ma et al.(2010), le rectangle noir représente les mesures de débit d'air du jet issu de la buse de $D_0=213$ mm et $U_0=5$ m/s, le rectangle rose représente le jet dont $D_0=162.3$ mm avec $U_0=2.5$ m/s à la buse et le bleu, le jet dont le $D_0=82.9$ mm avec $U_0=2.5$ m/s à la buse.

Les points décrits par la classe A sont issus des expériences de Sene (1988) sur des jets plans, et des travaux de Rajararnam (1962) concernant les ressauts hydrauliques de la thèse de Van de Donk (1981). Cette dernière traite de jets plus proches de nos expériences. La hauteur de chute considérée est assez courte 0.8 m ($L_c/D_i=20$). Il s'agit de jets dont le diamètre à l'impact est de $D_i=38$ mm. Ces jets

sont délivrés par une buse cruciforme et enroulée créant délibérément des courants secondaires à l'intérieur de la buse. L'objectif de l'auteur était de faire que le jet se désintègre rapidement. Il est donc attendu que ces jets entraînent un fort débit d'air spécifique bien plus élevé que celui d'un jet à U_0 , D_0 et L_c identiques mais issu d'une buse conique. Or, nous avons soigneusement éliminé les courants secondaires avant notre buse conique et maîtrisé le Tu (section 9.2), puisqu'ils sont de l'ordre de 2 %. Enfin, notre hauteur de chute est de 9.5 m soit un rapport L_c/D_i compris entre 50 et 240. Les conditions imposées à nos jets sont bien différentes de ceux de la classe A.

Les points constituant la catégorie B sont issus des études réalisées par McKeogh et al (1981) et Ervine et al (1981). Les jets ont des rapports L_c/D_i compris entre 32 et 189, et Tu (0.4%, 1% et 4%) comparables à nos jets. Leur diamètre à l'impact est inférieur puisqu'ils ont des diamètres à l'impact de 14 et 25 mm, contre 195, 68 et 42 mm pour nos jets.

Nous plaçons les points de débits mesurés par les sondes pop sur la Figure 9.7-14 : Les points sont placés entre les classes A et les classes B. Ils suivent apparemment bien les tendances de ces deux groupes même si les vitesses adimensionnées sont largement supérieures à celles des études utilisées pour construire ce graphique. Il semble donc que notre grande hauteur de chute permet de rattraper l'effet des buses cruciformes pour le jet $D_0=82.9$ mm. Plus précisément, le jet se développe pour avoir une forme très corruguée et même atteindre du buckling. Ce faciès semble être en capacité de générer un débit spécifique plus grand que les autres jets.

Nos jets ont clairement un débit d'air relatif plus grand que tous les autres jets issus de buses coniques. Mais il serait bénéfique pour comprendre précisément le ressort de cet entraînement plus grand de disposer de mesures d'entraînement d'air pour des hauteurs variables avec notre buse, mais aussi de faire varier la vitesse à l'impact dans une plus grande plage.

Il existe deux modèles phénoménologiques qui donnent le rapport débit d'air sur débit d'eau. Le premier est proposé par Henderson et al (1970) présenté en section 5. Nous l'utilisons sous la forme $\frac{Q_a}{Q_l} = \left(\frac{D_{max}}{D_{min}}\right)^2 - 1$. Ce modèle voit l'entraînement d'air comme le résultat d'une captation de l'air dans des corrugations dont la taille caractéristique est limitée par le diamètre maximum et le diamètre minimum du jet à l'impact.

Si on l'applique à nos trois cas en prenant le diamètre minimum et le maximum mesurés par analyse vidéo, à l'impact soit lorsque la vitesse est la vitesse d'impact, cela donne le tableau 9-21. Les valeurs de débit affichées sont les moyennes des débits obtenus à toutes les profondeurs.

Tableau 9-21 : Comparaison des débits d'air mesurée avec ceux calculés par le modèle phénoménologique proposé par Henderson et al (1970)

D_0	U_0	D_{max}	D_{min}	$Q_a \text{ calc}$	Q_l	$Q_a \text{ mes}$	$Q_a \text{ calc}/Q_a \text{ mes}$
mm	m/s	mm	mm	l/min	l/min	l/min	
82,9	2,5	120	8	181359	810	4837	37,5
162,3	2,5	130	26	74478	3103	4618	16,1
213	5	310	75	171940	10690	19047	9,0

Dans le premier cas, le jet est en buckling, ce qui veut dire que les diamètres mesurés par analyse vidéo ne sont plus représentatifs des diamètres réels étant donné la forme très incurvée de ce jet. Il est donc attendu que l'écart entre modèle et mesure soit plus important dans ce cas. On voit que la prédiction de ce modèle est trop forte pour l'ensemble des cas, il est un majorant pour nos jets très corrugués.

Le second modèle phénoménologique est proposé par Sene (1988), Il propose de considérer que l'air est entraîné par les perturbations turbulentes du jet. Pour faire cela, il lie les corrugations à la turbulence. Pour arriver à construire ses modèles, il montre que le débit d'air par unité de longueur est

$q_a \propto \varepsilon * U_i$. Nous utilisons cette première étape de son raisonnement et l'appliquons à nos jets. Nous testons si la taille de corrugation du modèle est bien liée à celle que nous mesurons sur les vidéos à haute fréquence.

Pour calculer le débit spécifique à l'impact, nous utilisons soit le diamètre moyen mesuré (D_i) par analyse vidéo soit le diamètre (D_{th}). Les débits spécifiques sont alors notés respectivement q_a et q_{ath} . Les tailles de corrugations calculées sont notées respectivement ε_{Sene} et ε_{Seneth} .

Tableau 9-22 : Comparaison des tailles de corrugation calculées par le modèle de Séné (1988) et celles de nos trois mesures

D_0	U_0	U_i	q_a	q_{ath}	ε_{Sene}	ε_{Seneth}	ε	$\varepsilon_{Sene}/\varepsilon$	$\varepsilon_{Seneth}/\varepsilon$
mm	m/s	m/s	m ² /s	m ² /s	mm	mm	mm		
82,9	2,5	13,9	0,61	0,71	44	51	23	1,9	2,2
162,3	2,5	13,9	0,36	0,35	26	25	17	1,5	1,5
213	5	14,5	0,52	0,78	36	54	44	0,8	1,2

Les mesures et les prévisions issues du modèle de Séné (1988) sont du même ordre de grandeur. Ces résultats restent à confirmer et à affiner par la réalisation de mesures supplémentaires sur une plage de vitesse plus grande, associée une variation de longueur de chute. Mais au premier ordre, il paraît possible de construire un modèle de prédiction de l'air entraîné sur ces bases.

9.7.4 TAUX DE VIDE

Un modèle prédisant l'entraînement d'air ou bien une base de données conséquente sur l'entraînement d'air induit par des jets de toute taille pourrait nous donner accès au taux de vide maximum à l'axe du nuage, et par extension au taux de vide moyen dans le nuage de bulles.

Le postulat à vérifier dans de futurs travaux est que les bulles d'air sont très rapidement entraînées à la vitesse du liquide, avec une vitesse de glissement négligeable sur l'axe du nuage de bulle, là où la vitesse liquide est maximum. Il vient alors que le taux de vide sur l'axe (α_{max}) est $\alpha_{max} = \frac{Q_a}{Q_a + Q_l}$.

L'application de ce modèle simple est reportée dans le tableau 9-23. Les débits d'air mesurés sont des moyennes des débits mesurés aux différentes profondeurs (cf tableau 9-19). La comparaison montre une bonne cohérence du modèle et des mesures expérimentales. Il reste à vérifier cela pour un nombre bien plus important de points.

Tableau 9-23 : Comparaison des taux de vide maximum calculés et des taux de vide mesurés.

D_0	U_0	Q_l	$Q_a \text{ mes}$	$\alpha_m \text{ calc}$	α_{mes}
mm	m/s	l/min	l/min		
82,9	2,5	810	4837	0,86	0,66
162,3	2,5	3103	4046	0,57	0,55
213	5	10690	19047	0,64	0,56

9.7.5 TAILLES DE BULLES

Les tailles de bulles pour des cas proches de la taille de nos jets sont peu décrites. Les mesures par sonde optique de tailles de corde, réalisées par Chanson et al (2004), sont celles qui s'approchent le plus de nos cas par les tailles de buse utilisées. Elles concernent trois jets dont le D_0 est de 25 mm, 12.5 mm et 6.8 mm, dont les U_0 sont comprises entre 1.7 et 4.4 m/s et les hauteurs de chute sont respectivement de 0.1 m, de 0.05m et de 0.0273 m. Les Tu sont inférieurs à 1%. Ces jets sont des

jets peu développés et par conséquent peu corrugués. Ils sont en ce sens éloignés des faciès des trois jets étudiés. Les mesures sont réalisées pour des profondeurs comprises entre 1 et $2D_0$ sous la surface d'impact.

Tableau 9-24 : Résultats des mesures réalisées par Chanson et al (2004)

D_0	U_0	L_c	H_{mes}	Corde _{moy}
mm	m/s	m	mm	mm
25	4,4	0,1	$2,06 D_0$	9,37
12,5	2,42	0,05	$2,10 D_0$	4,48
12,5	3,04	0,05	$2,06 D_0$	4,92
12,5	3,18	0,05	$0,82 D_0$	7,40
12,5	9,2	0,05	$2,05 D_0$	6,27
6,8	2,32	0,03	$0,83 D_0$	4,07

Les tailles de bulles moyennes sont comprises entre 9 mm et 4 mm, alors que les cordes mesurées sur nos expériences sont comprises de l'ordre de 2.5 mm en partie centrale et de l'ordre de 1.5 mm sur les bords du jet. Nos mesures sont cohérentes avec nos mesures issues de la première manipulation, présentées à la section 6.1 où la taille de bulle moyenne est voisine de 2.5 mm.

Des mesures réalisées par Chanson et al (2003) à la sonde acoustique pour le même jet de $D_0=25$ mm et $U_0=4.4$ m/s mais avec une L_c de 0.005 m montrent que les cordes moyennes sont de l'ordre de 4 mm. Il semble que la hauteur de chute ait une influence sur la taille des bulles. Cet effet est confirmé par l'étude présentée par Belden et al (2012) portant sur la mesure des bulles dans des nuages créés par des jets peu développés issus d'une buse de $D_0 = 6.35$ mm pour un $U_0 = 3.4$ m/s mais dont la longueur de chute varie entre 0.007, 0.021 et 0.043 m. La technique utilisée est une mesure des tailles de bulles par analyse vidéo. Les mesures montrent qu'il y a plus de bulles de diamètre important lorsque la longueur de chute augmente. Nous ne pouvons pas le vérifier sur nos jets.

Les auteurs constatent aussi une prépondérance des bulles dont la corde est inférieure à la taille moyenne avec l'existence de bulles plus grandes, d'un ordre de grandeur de plus que la taille des bulles prépondérantes. Nos observations sont cohérentes.

Ils constatent aussi une tendance à la diminution de la taille de corde lorsque la profondeur augmente. Nous constatons que cela est particulièrement marqué dans le cas du jet $D_0= 82.9$ (cf Figure 9.6-32). Les profondeurs de mesure utilisées sont bien différentes entre nos mesures et celle de Chanson et al (2004). Cela peut expliquer les différences de corde moyenne constatées entre nos nuages de bulles ont des cordes moyennes plus petites que celles vues par Chanson et al(2004).

Il n'a pas été possible de trouver un modèle permettant de prédire la taille des bulles dans un tel nuage de bulles. L'absence d'un modèle permettant de capter aussi la ségrégation spatiale des bulles est regrettable. Il serait en effet utile de disposer d'un tel modèle pour prévoir la taille des bulles. Pour cela, il est nécessaire de faire de nouvelles mesures pour des plages de vitesses plus grandes et en faisant varier la hauteur de chute. Il faut aussi mesurer les flux jusqu'à la profondeur de pénétration. Un tel modèle nous permettrait de répondre complètement à la question initiale qui a motivé ces travaux.

9.7.6 CONCLUSION SUR LA VIE DES BULLES

Nos mesures nous ont conduits à bien comprendre l'évolution du nuage de bulles et à montrer que les nuages de bulles pour les jets de grandes dimensions suivaient assez bien les lois d'évolutions de la vitesse et de la largeur pour les profondeurs où nous disposons de mesures dans la zone

développée. Mais il semble que l'élargissement ne se passe pas conformément aux nuages déjà décrits puisqu'il semble qu'entre 6D et 8D, la largeur des nuages reste constante.

Les mesures de flux de quantité de mouvement nous conduisent à inclure l'effet de flottabilité qui s'avère être le paramètre principal régissant la profondeur de pénétration des jets sur une large gamme. Il en découle un modèle simple construit autour de paramètres physiques qui sont l'angle de couche de mélange, le taux de vide moyen dans le nuage de bulles, la vitesse d'impact, la vitesse à la buse et le diamètre à la buse. Ce modèle se simplifie pour les jets dont la hauteur de pénétration est supérieure à 10 centimètres et s'écrit en fonction de trois paramètres adimensionnels : le taux de vide moyen dans le nuage de bulles, le nombre de Froude et l'angle de couche de mélange. Les prédictions de ce modèle sont précises pour une large gamme de jet et des conditions variées. Une connaissance fine du taux de vide moyen permettrait d'améliorer encore la précision des prédictions de ce modèle.

Nous nous sommes ensuite tournés vers l'analyse des débits d'air entraînés par nos jets. Ils s'inscrivent dans les tendances vues par la littérature, pour des jets conçus pour entraîner beaucoup de gaz. Il vient alors que la longueur de chute peut favoriser l'apparition de corrugations engendrant un fort entraînement d'air. On voit néanmoins que le modèle de prédiction du débit d'air proposé par Séné (1988) donne un bon ordre de grandeur du débit d'air, mais que la proposition d'Henderson et al (1970) est bien trop majorante pour être utilisée.

L'avantage d'avoir un modèle d'entraînement d'air est qu'il nous permettrait d'avoir accès directement à la valeur du taux de vide dans l'axe du jet et par extension au taux de vide moyen. Nos mesures sont là encore correctement captées par le modèle simple de prédiction du taux de vide à l'axe du nuage de bulle. Enfin, il reste à trouver un modèle en capacité de capter les bonnes tendances d'évolution de la taille des bulles en fonction de la position dans le nuage de bulles. L'étude de l'entraînement d'air n'a pu être réalisée qu'avec trois points de mesure. Il est nécessaire de confronter ces analyses à d'autres points de mesures avec une gamme de vitesse plus large ainsi qu'une variation de la longueur de chute couplée à des mesures sur toute la profondeur du nuage de bulles.

Conclusion

Cette étude initialement motivée par un projet d'ingénierie montre que les jets plongeants sont à la croisée des chemins entre risque industriel, sûreté des ouvrages et préservation de l'environnement dans le seul domaine de l'hydroélectricité. Ces éléments simples génèrent des écoulements diphasique répandus mais loin d'être simples à prévoir et à décrire. Les recherches réalisées ont pour champ d'application tant l'efficacité industrielle des centrales hydroélectrique que la sûreté des ouvrages et la protection de l'environnement des lacs et cours d'eau. Les jets entraînent de l'air qu'il faut parfois évacuer afin de pouvoir garantir l'efficacité des turbines, qu'il faut analyser comme vecteur de la puissance d'impact en aval d'un barrage ou bien qu'il faut conserver pour offrir le bon niveau de saturation en oxygène synonyme de bonne santé pour les écosystèmes aquatiques.

Ce travail s'est tout d'abord attaché à investiguer les études scientifiques existantes à la recherche de modèles ou bien de corrélations capables de décrire les effets des jets. L'étude de l'effet des jets est ardue car il est délicat d'isoler l'influence de chaque paramètre et de les faire varier indépendamment. La réalisation des mesures est difficile, rendant l'obtention de résultats précis et couvrant une large gamme de variation de paramètres, particulièrement ardue.

Les modèles prédictifs proposés dans la littérature restent cantonnés au domaine particulier de l'étude. Aucune étude n'offre la possibilité de lier les propositions entre elles. Il n'y a pas de consensus clair permettant de dégager des lois d'échelle pertinentes sur une large gamme de dimension de jet. Il s'avère que la topologie des jets est diverse puisque les jets peuvent être lisses, rugueux, complètement brisés. Cela peut expliquer les différences observées.

Les études menées par Elsawi et al.(1980), Mc Keogh et al.(1981), Falvey et al (1987), Ervine (1980, 1997,1998) et Donk (1981) ont été minutieusement étudiées car leurs dimensions caractéristiques sont proches des dimensions ou des applications visées. Elles offrent des analyses au plus près de nos préoccupations.

A l'aune d'une première manipulation de grande échelle, nous avons comparé les modèles permettant de prédire les grandeurs que nous avons mesurées dont la profondeur de pénétration, le débit d'air entraîné et le diamètre moyen des bulles dans le nuage créé par le jet. Nous avons observé que l'entraînement d'air pour le cas des jets à grande échelle n'était pas capturé par les modèles ou corrélations disponibles. Deux phénomènes mal pris en compte par ces modélisations ou corrélations ont suscité notre intérêt : le faciès du jet particulier et son battement à l'impact. Nous avons choisi d'aborder plus précisément chacun de ces deux aspects dans des expériences dédiées.

Afin d'étudier l'influence du battement sur la profondeur de pénétration, nous avons conçu une expérience de petite échelle destinée à comprendre l'impact d'un mouvement d'oscillation imposé à un jet sur la profondeur de pénétration. Le modèle de Clanet fonctionne correctement, pourvu qu'il soit adapté en considérant un paramètre équivalent à un angle de jet construit à partir du rapport des vitesses horizontales et verticales caractéristiques du mouvement d'oscillation $\beta = \tan^{-1} \left(\frac{\pi A f}{2 U_T} \right)$. Le battement du jet a bien un effet notable sur la profondeur de pénétration à cette échelle.

Nous avons ensuite conçu et exploité une expérience de grande taille afin de pouvoir analyser directement les topologies de jet et leurs nuages de bulles sur une large gamme de diamètre (de 23.6 mm à 213 mm), de vitesse (2 à 27 m/s) et pour une hauteur de chute fixée à 9.5 m. Les jets sont en sortie de buse caractérisés par des taux de turbulences inférieurs à 3 % pour les vitesses les plus faibles et inférieurs à 0.5 % pour les vitesses les plus fortes. Leurs topologies visibles à la caméra rapide, en particulier à l'impact, présentent diverses formes. Des jets brisés apparaissent pour les buses les plus petites, et les jets continus sont tous très corrugués. Parmi ces derniers, nous voyons apparaître des jets en buckling, des jets aérés en plus d'être fortement corrugué et des jets desquels des gouttelettes sont arrachées. L'analyse des vidéos rapides, que nous avons développée spécifiquement pour ce moyen d'essais, nous permet de montrer que la vitesse moyenne d'impact

peut être précisément prévue par la relation simple : $U_i = U_0 \sqrt{1 + \frac{2gL_c}{U_0^2}}$. La vitesse moyenne d'impact n'est pas affectée par les différentes topologies de jet mis à part pour les jets brisés. La répartition des diamètres à l'impact dépend quant à elle de la topologie de jet. Les répartitions statistiques des diamètres sont bien différenciées entre les jets brisés, les jets en buckling et les autres. Elles sont en revanche similaires pour les jets aérés et ceux très corrugués. Cette analyse permet de discriminer les types de jet. Le diamètre moyen à l'impact peut être approximé par la relation $D_i = \sqrt{\frac{D_0^2 U_0}{U_i}}$ pour les jets dont le corps est continu mais pas en buckling. Les amplitudes de fluctuations des jets non brisés mesurées par analyses vidéo restent limitées puisqu'elles sont de l'ordre de 0.3 D_i . Mais le buckling ou la brisure induisent une plus grande amplitude pouvant aller jusqu'à la taille du diamètre mesuré. Les tailles des corrugations sont au minimum de la moitié du diamètre d'impact, ce qui confirme le caractère très corrugué de l'ensemble des jets continus et la dépendance de la taille de corrugation avec le faciès du jet à l'impact. Nous avons confirmé par la mesure de la force d'impact la relation permettant le calcul de la vitesse d'impact. Les mesures de profondeur de pénétration des jets issus de JetHigh montrent des écarts significatifs avec les modèles de la littérature.

Les mesures à la sonde optique dans le nuage de bulles permettent d'avoir accès aux profils de taux de vides, à la largeur du nuage de bulles à la profondeur de mesure, aux vitesses des bulles en fonction de la profondeur, aux cordes des bulles et aux débits d'air entraînés. Il semble que le débit d'air soit la variable la plus dépendante de l'état du jet à l'impact, la tendance n'est pas claire pour le reste des données mesurées sur les trois cas expérimentés. Il en ressort que l'évolution du taux de vide et de la répartition de la vitesse pour cas testés dans ce travail, est non seulement différente de celle présentée dans la littérature, mais aussi différente entre les trois jets étudiés. Elle semble bien dépendre de l'état du jet à l'impact.

L'ensemble de ces mesures permet de mieux comprendre l'évolution du nuage de bulles. Nous voyons sur les trois cas où nous disposons de l'ensemble des grandeurs mesurées que la largeur du jet augmente fortement jusqu'à $6D_0$ puis est quasiment constante entre 6 et $8D_0$. Néanmoins, l'angle de couche de mélange moyen reste de l'ordre de 14%. Les taux de vide à l'axe du nuage de bulles sont globalement constants en fonction de la profondeur ce qui est un comportement éloigné de ce qui est classiquement relaté. Ces observations ont été réalisées pour une série de profondeurs de 4, 6 et $8D_0$. Par contre, la décroissance des vitesses à l'axe est comparable à ce qui est vu par McKeogh et al (1981). Ces tendances doivent être confortées par des mesures supplémentaires réalisées en faisant varier la hauteur de chute, mais aussi les diamètres de buse et les vitesses d'impact dans une plus large gamme.

Lorsque nous appliquons le modèle de Clanet avec l'angle $\beta = \tan^{-1} \left(\frac{\pi A_f}{2U_T} \right)$ aux jets dont les mesures vidéo donnent les amplitudes et les fréquences, les profondeurs de pénétrations calculées restent éloignées de celles prédites. Le battement n'est pas le paramètre principal induisant la forte diminution de la profondeur de pénétration. En regardant l'évolution des flux de quantité de mouvement dans le nuage de bulles en fonction de la profondeur, grâce aux données de sonde optique, nous avons observé une diminution drastique de ce flux. Nous attribuons cela à la flottabilité du nuage de bulles. En appliquant la conservation de la quantité de mouvement sur le nuage de bulles représenté par un cône, nous arrivons à une relation reliant la profondeur de pénétration à l'angle de couche de mélange, au taux de vide moyen dans le nuage de bulles, et aux paramètres du jet (rayon, vitesse).

$$0 = U_i U_0 \frac{D_0^2}{4} - (1 - \alpha_m) U_T^2 \left(\frac{D_i}{2} + H_p \tan \gamma \right)^2 - g \alpha_m \frac{H_p}{3} \left[H_p^2 (\tan \gamma)^2 + 3 * \frac{D_i}{2} H_p \tan \gamma + 3 \frac{D_i^2}{4} \right]$$

Les prédictions de ce modèle sont précises pour une large gamme de dimension de jet même si le taux de vide moyen du nuage de bulle n'est pas connu précisément. Les profondeurs de pénétration des jets dont la longueur de brisure est située bien au-dessus de la surface d'impact s'écartent de la

tendance des autres jets, du fait de leur taux de vide moyen probablement largement plus important. Une connaissance fine du taux de vide moyen pour chaque cas de figure permettrait d'améliorer encore la précision de ce modèle. Pour les jets dont la profondeur de pénétration est supérieure à 10 cm, il est possible en écrivant simplement l'équilibre entre la flottabilité et le flux de quantité de mouvement à l'impact, d'en déduire une relation simplifiée en fonction de trois nombres adimensionnels : le taux de vide moyen dans le nuage de bulle, l'angle de la couche de mélange et le nombre de Froude défini comme : $Fr = U / \sqrt{gD}$.

$$\frac{2H_p}{D_0} = \frac{(3)^{1/3}}{\alpha_m^{1/3} \tan(\gamma)^{2/3}} \left(\frac{2U_0 U_i}{gD_0} \right)^{1/3}$$

La valeur du taux de vide moyen est le paramètre le plus difficile à prédire. Nous ne l'avons pas déterminé lors de nos mesures, mais ce type de mesure est tout à fait réalisable. Compte tenu de ces éléments, les écarts entre les prédictions et les mesures de profondeur de pénétrations sont globalement de 30 %. Ce modèle semble tout à fait fiable pour prédire les profondeurs de pénétrations de jets issus de hauteurs encore plus grandes telles que les hauteurs d'aménagements hydroélectriques.

Les débits d'air spécifiques entraînés par nos jets sont supérieurs aux débits d'air mesurés par d'autres auteurs. Outre le diamètre des jets, le facteur différenciant nos expérimentations de celles présentées est le rapport H/D_0 . La hauteur de chute explique vraisemblablement l'écart. Il est possible d'envisager la construction d'un modèle prédictif de l'entraînement d'air par nos jets en nous appuyant sur le modèle phénoménologique proposé par Sene (1988). Ce modèle est directement lié à la taille des corrugations comme élément principal de transport d'air sous la surface. L'enjeu est de connaître la taille de corrugation pertinente à prendre en compte pour représenter correctement l'ensemble des corrugations. Si cette taille est bien identifiée, ce type de modèle pourrait s'appliquer même pour des jets de dimensions caractéristiques des ouvrages hydro-électriques. Un modèle de prédiction de l'entraînement d'air et la connaissance de la répartition de ce taux de vide dans le nuage permettraient d'avoir accès au taux de vide à l'axe du nuage de bulles. Nos mesures montrent une bonne adéquation entre le calcul du taux de vide maximum par la relation: $\alpha_{max} = \frac{Q_a}{Q_a + Q_l}$. Elles pourraient, sous réserve de confirmation sur plus de mesures, décrire correctement le taux de vide dans le nuage. Une fois ces modèles construits pour des hauteurs de chutes compatibles avec JetHigh, il restera à les confronter aux hauteurs de chutes plus grandes de différents barrages.

Enfin, les tailles de bulles suivent les tendances globales explicitées dans la littérature à savoir une diminution de la taille des bulles avec la profondeur, une prépondérance des cordes petites dans la répartition des tailles de cordes, associée à des plus rares bulles de taille d'un ordre de grandeur supérieur à la taille des cordes les plus représentées. Il est donc probable que la longueur de chute ait un effet significatif sur la taille de bulle et leur densité.

Pour aller plus loin, il faudrait commencer par compléter nos mesures en explorant pour les mesures à la sonde optique des plus larges gammes de taille de buse, de vitesses à l'impact, en faisant varier la hauteur de chute et en descendant les sections de mesure jusqu'à la profondeur de pénétration. Cela nous permettra de vérifier avec une base plus large les tendances constatées concernant l'évolution du nuage de bulle, du débit d'air entraîné, du taux de vide et de la taille des bulles. Il pourrait en découler une chaîne de modèles permettant de prédire le débit d'air entraîné, puis le taux de vide dans le nuage de bulle pour permettre la prédiction de la profondeur de pénétration avec une précision encore meilleure. Cela offrirait la possibilité de progresser vers la construction d'un modèle de la répartition spatiale des tailles de bulles.

Nous avons vu, au cours de notre travail, que la répartition des diamètres, et des tailles de bulles dépendaient probablement de la hauteur de chute. Cette hauteur de chute permet le développement

des corrugations. Les tailles de corrugation piloteraient directement le débit d'air entraîné. Il vient alors qu'une mesure directe de ces corrugations à l'impact autoriserait la conception d'un modèle de prédiction d'entraînement d'air plus précis. Ce raisonnement reste à confirmer par la réalisation de mesures supplémentaires. Il peut même être envisagé de faire des mesures à l'aval des ouvrages.

Références

- Albertson, M.L., Dai, Y.B., Jensen, R.A., Rouse, H., 1950. 1948_Article_ASCE - ALBERTSON - Diffusion of Submerged Jets.pdf. American Society of Civil Engineers, Vol. 115, No. 1, January 1950, pp. 639-664 115, 639–664.
- Baawain, M.S., Gamal El-Din, M., Smith, D.W., 2012. Characterizing two inclined circular water jets plunging into an aeration tank. *International Journal of Multiphase Flow* 40, 158–165. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.10.012>
- Banks, R.B., Chandrasekhara, D.V., 1963. Experimental investigation of the penetration of a high-velocity gas jet through a liquid surface. *Journal of Fluid Mechanics* 15, 13. <https://doi.org/10.1017/S0022112063000021>
- Barrau E., Rivière N., Poupot Ch., Cartellier A., 1999, Single and double optical probes in air-water two-phase flows: real time signal processing and sensors performances. *Int. J. Multiphase Flow*, **25**, 229-256. [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(98\)00042-1](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(98)00042-1)
- Bejan, A., 1981. On the buckling property of inviscid jets and the origin of turbulence. *Letters in Heat and Mass Transfer* 8, 187–194. [https://doi.org/10.1016/0094-4548\(81\)90013-8](https://doi.org/10.1016/0094-4548(81)90013-8)
- Belden, J., Ravela, S., Truscott, T.T., Techet, A.H., 2012. Three-dimensional bubble field resolution using synthetic aperture imaging: application to a plunging jet. *Experiments in Fluids* 53, 839–861. <https://doi.org/10.1007/s00348-012-1322-4>
- Biń, A.K., 1993. Gas entrainment by plunging liquid jets. *Chemical Engineering Science* 48, 3585–3630. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(93\)81019-R](https://doi.org/10.1016/0009-2509(93)81019-R)
- Biń, A.K., 1993. Gas entrainment by plunging liquid jets. *Chemical Engineering Science* 48, 3585–3630. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(93\)81019-R](https://doi.org/10.1016/0009-2509(93)81019-R)
- Bollaert, E., 2002. Transient water pressures in joints and formation of rock scour due to high-velocity jet impact. EPFL.
- Bonsignore, D., Volpicelli, G., Campanile, A., Santoro, L. and Valentine, R., 1985, Mass transfer in plunging jet absorbers. *Chem. Engng Process.* 19, 855-94.
- Bose, K.S., Sarma, R.H., 1975. Delineation of the intimate details of the backbone conformation of pyridine nucleotide coenzymes in aqueous solution. *Biochem. Biophys. Res. Commun.* 66, 1173–1179.
- Bousbia-Salah, A., 2007. State of the art and needs in jet stability and direct contact condensation model improvement .pdf. *Nuclear Technology and Radiation Protection* 22, 58–66.
- Buckmaster, J.D., Nachman, A., Ting, L., 1975. The buckling and stretching of a viscida. *Journal of Fluid Mechanics* 69, 1. <https://doi.org/10.1017/S0022112075001279>
- Cartellier, A., 1998. Measurement of gas phase characteristics using new monofiber optical probes and real-time signal processing. *Nuclear Engineering and Design* 184, 393–408. [https://doi.org/10.1016/S0029-5493\(98\)00211-8](https://doi.org/10.1016/S0029-5493(98)00211-8)
- Cartellier, A., 2006. Optical probes for multiphase flows, in: *Encyclopedia of Sensors*. pp. 239–258.
- Cartellier, A., Barrau, E., 1998. Monofiber optical probes for gas detection and gas velocity measurements: conical probes. *International Journal of Multiphase Flow* 24, 1265–1294. [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(98\)00032-9](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(98)00032-9)
- Cartellier, A., Lasheras J. Onset of air entrainment by a smooth plunging jet under atmospheric pressure. *3rd European Japanese Two-Phase Flow Group Meeting (Eds. G.P Celata, A. Tomiyama, I. Zun, P. Di Marco)*, Sep 2003, Certosa di Pontignano, Italy. 8 p. hal-00202200
- Castillo, L.G., 1991. Acquisition and Analysis of Data to Characterize Dynamic Actions in Hydraulic Energy Dissipators.pdf, in: *IAHR World Congress*.
- Castillo, L.G., 2007. Pressures Characterization of Undevelopped and Developed Jets in Shallow and Deep Pool.pdf. Presented at the IAHR World congress, Venice.
- Castillo, L.G., 2011. 2006_Castillo_Numerical_simulation_and_validation_of_hydrodynamics_actions_in_energy_dissipation_devices.pdf. Presented at the Proceedings of the 34th World Congress of the International Association for Hydro- Environment Research and Engineering: 33rd Hydrology and Water Resources Symposium and 10th Conference on Hydraulics in Water Engineering.
- Castillo, L.G., 2013. Analysis_of_scale_in_nappe_flow.pdf. Presented at the IAHR World Congress, Chengdu.
- Castillo, L.G., Puertas, J., Dolz, J., 1999. "PRESSURE FLUCTUATIONS ON PLUNGE POOL FLOORS." *Journal of Hydraulic Research* 37, 272–288. <https://doi.org/10.1080/00221689909498311>
- Chamani, M.R., Beirami, M.K., 2002. Flow Characteristics at Drops. *Journal of Hydraulic Engineering* 128, 788–791. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2002\)128:8\(788\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:8(788))
- Chanson, H., 1996a. Air bubble entrainment in free-surface turbulent shear flows. Academic Press, San Diego.

- Chanson, H., 1996b. Air Entrainment by Plunging Jets, in: *Air Bubble Entrainment in Free-Surface Turbulent Shear Flows*. Elsevier, pp. 53–72.
- Chanson, H., 2001. Caractéristiques diphasiques des écoulements sur les coursiers en marches d'escalier. *La Houille Blanche* 16–28. <https://doi.org/10.1051/lhb/2001084>
- Chanson, H., 2002. Air-Water Flow Measurements with Intrusive, Phase-Detection Probes: Can We Improve Their Interpretation? *Journal of Hydraulic Engineering* 128, 252–255. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2002\)128:3\(252\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:3(252))
- Chanson, H., Aoki, S., Hoque, A., 2004. Physical modelling and similitude of air bubble entrainment at vertical circular plunging jets. *Chemical Engineering Science* 59, 747–758. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2003.11.016>
- Chanson, H., Brattberg, T., 1998. Air Entrainment by Two-Dimensional Plunging Jets : the Impingement Region and the Very-Near Flow Field. ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting (FEDSM'98), Washington, DC.
- Chanson, H., Manasseh, R., 2003. Air Entrainment Processes in a Circular Plunging Jet: Void-Fraction and Acoustic Measurements. *Journal of Fluids Engineering* 125, 910. <https://doi.org/10.1115/1.1595672>
- Chanson, H., Toombes, L., 2002. Air Entrainment and velocity redistribution in a bottom outlet jet flow. *Journal of Irrigation and Drainage Engineering* 128, 305–315. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9437\(2002\)128:5\(305\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9437(2002)128:5(305))
- Ciborowski, J. and Bin, A., 1972b, Investigation of the aeration effect of plunging liquid jets. *Ini. Chem. (Polish)* 2, 557-577.
- Clanet, C., Lasheras, J.C., 1997. Depth of penetration of bubbles entrained by a plunging water jet. *Physics of Fluids* 9, 1864. <https://doi.org/10.1063/1.869336>
- Conway, C.M., 1975. Editorial: "Old lamps for new." *Br J Anaesth* 47, 811–812.
- Cumming, I. W., 1975, The impact of falling liquids with liquid surfaces. Ph.D. thesis, Loughborough University of Technology.
- Cummings, P.D., Chanson, H., 1997. Air Entrainment in the Developing Flow Region of Plunging Jets—Part 1: Theoretical Development. *Journal of Fluids Engineering* 119, 597. <https://doi.org/10.1115/1.2819286>
- Cummings, P.D., Chanson, H., 1997. Air Entrainment in the Developing Flow Region of Plunging Jets—Part 1: Theoretical Development. *Journal of Fluids Engineering* 119, 597. <https://doi.org/10.1115/1.2819286>
- Davies, J.T., Young-Hoon, A.A., 1974. Restrained turbulent jets of a non-Newtonian solution. *Chemical Engineering Science* 29, 1115–1121. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(74\)80110-7](https://doi.org/10.1016/0009-2509(74)80110-7)
- Davoust, L., Achard, J.L., El Hammoui, M., 2002. Air entrainment by a plunging jet: the dynamical roughness concept and its estimation by a light absorption technique. *International Journal of Multiphase Flow* 28, 1541–1564. [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(02\)00040-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(02)00040-X)
- Davidovici V., Corvez D., 2014, *Pratique du calcul sismique, Guide d'application de l'eurocode 8*, Collection Eurocode, Eyrolles
- De Almeida Manso, P.F., 2006. The influence of pool geometry and induced flow patterns on rock scour by high-velocity plunging jets. EPFL, Lausanne.
- Delon A., Cartellier A. and J.P. Matas, 2018, Flapping instability of a liquid jet, *Phys. Rev. Fluids* 3, 043901, <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevFluids.3.043901>
- Donk, J. van de., 1981. Water aeration with plunging jets. Dutch Efficiency Bureau, Pijnacker.
- Duarte, R., Pinheiro, A., Schleiss, A.J., 2016. Dynamic response of an embedded block impacted by aerated high-velocity jets. *Journal of Hydraulic Research* 54, 399–409. <https://doi.org/10.1080/00221686.2016.1168491>
- Duarte, R.X., 2014. Influence of Air Entrainment on Rock Scour Development and Block Stability in Plunge Pools. EPFL, Lausanne.
- El Hammoui, M., Achard, J.L., Davoust, L., 2002. Measurements of air entrainment by vertical plunging liquid jets. *Experiments in Fluids* 32, 624–638. <https://doi.org/10.1007/s00348-001-0388-1>
- Elsawy, E., Mckeogh, E., Ervine, D., 1980. EFFECT OF TURBULENCE INTENSITY ON THE RATE OF AIR ENTRAINMENT BY PLUNGING WATER JETS. *ICE Proceedings* 69, 425–445. <https://doi.org/10.1680/iicep.1980.2545>
- Ervin, D., Mckeogh, E., Elsayy, E., 1980. EFFECT OF TURBULENCE INTENSITY ON THE RATE OF AIR ENTRAINMENT BY PLUNGING WATER JETS. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers* 69, 425–445. <https://doi.org/10.1680/iicep.1980.2545>
- Ervin, D.A., 1998. AIR ENTRAINMENT IN HYDRAULIC STRUCTURES: A REVIEW. *Proceedings of the ICE - Water Maritime and Energy* 130, 142–153. <https://doi.org/10.1680/iwtme.1998.30973>

- Ervine, D.A., Falvey, H.T., Withers, W., 1997. Pressure fluctuations on plunge pool floors. *Journal of Hydraulic Research* 35, 257–279. <https://doi.org/10.1080/00221689709498430>
- Evans, G.M., Jameson, G.J., Atkinson, B.W., 1992. Prediction of the bubble size generated by a plunging liquid jet bubble column. *Chemical Engineering Science* 47, 3265–3272. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(92\)85034-9](https://doi.org/10.1016/0009-2509(92)85034-9)
- Falvey, H., Ervine, D., 1987. Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. *ICE Proceedings* 83, 295–314. <https://doi.org/10.1680/iicep.1987.353>
- Florez, F., Prenner, R., Krouzecky, N., 2016. Measurements of air concentration and velocities in a free falling water jet. *Transactions of FAMENA* 40, 57–68.
- G. Guyot, M. Rodriguez, M. Pfister, J.P. Matas, A. Cartellier, 2016. Experimental study of large scale plunging jets. <https://doi.org/10.15142/T3540628160853>
- Gaston, M.L., 1995. AIR ENTRAINMENT AND ENERGY DISSIPATION ON A STEPPED BLOCK SPILLWAY. Colorado state University, Fort Collins.
- Grant, R.P., Middleman, S., 1966. Newtonian jet stability. *AIChE Journal* 12, 669–678. <https://doi.org/10.1002/aic.690120411>
- Guyot, G., Rodriguez Mathieu, 2017_08. La coche Pelton enhancement project scale model, in: *Proceedings. Presented at the 37th IAHR World Congress, IAHR, Kuala Lumpur, Malaysia*, pp. 3079–3088.
- Hager, W.H., Schleiss, A.J., 2009. *Constructions hydrauliques écoulements stationnaires*. Presses polytechniques romandes, Lausanne.
- Hahn, T.R., Berger, T.K., Buckingham, M.J., 2003. Acoustic resonances in the bubble plume formed by a plunging water jet. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 459, 1751–1782. <https://doi.org/10.1098/rspa.2002.1063>
- Harby, K., Chiva, S., Muñoz-Cobo, J.L., 2014. An experimental study on bubble entrainment and flow characteristics of vertical plunging water jets. *Experimental Thermal and Fluid Science* 57, 207–220. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2014.04.004>
- Heller, V., Hager, W.H., Minor, H.-E., 2006. Closure to “Ski Jump Hydraulics” by Valentin Heller, Willi H. Hager, and Hans-Erwin Minor. *Journal of Hydraulic Engineering* 132, 1117–1117. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9429\(2006\)132:10\(1117\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9429(2006)132:10(1117))
- Henderson, J., McCarthy, M.J., Molloy, N.A., 1970. *Proc Chemeca*. Presented at the Conf Australia, pp. 86–100.
- Horn, G., Thring, M.W., 1956. Angle of Spread of Free Jets. *Nature* 178, 205–206. <https://doi.org/10.1038/178205a0>
- Hoyt, J.W., Taylor, J.J., 1977. Waves on water jets. *Journal of Fluid Mechanics* 83, 119. <https://doi.org/10.1017/S0022112077001074>
- Iciek, J., 1982. The hydrodynamics of a free, liquid jet and their influence on direct contact heat transfer—I Hydrodynamics of a free, cylindrical liquid jet. *International Journal of Multiphase Flow* 8, 239–249. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(82\)90033-7](https://doi.org/10.1016/0301-9322(82)90033-7)
- International Workshop on Rock Scour Due to High-Velocity Jets, Schleiss, A., Bollaert, E., 2002. Rock scour due to falling high-velocity jets: proceedings of the International Workshop on Rock Scour Due to High-Velocity Jets, Lausanne, Switzerland, 25-28 September 2002. A.A. Balkema, Lisse; Exton, PA.
- Canny J.F., 1987. A computational approach to edge detection. *Readings in computer vision: issues, problems, principles, and paradigms*. Morgan Kaufmann Publishers Inc., San Francisco, CA, USA, 184–203.
- Kiger, K.T., Duncan, J.H., 2012. Air-Entrainment Mechanisms in Plunging Jets and Breaking Waves. *Annual Review of Fluid Mechanics* 44, 563–596. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-122109-160724>
- Kitamura, Y., Takahashi, T., 1978. Influence of nozzle length on breakup of a liquid jet,. Presented at the International Conference on liquid atomization and Spray System, ICLASS, Tokyo.
- Knauss, J. (Ed.), 1987. *Swirling Flow Problems at intakes, Hydraulic structures Design Manual*. Hydraulic design considerations. Balkema, Rotterdam.
- Kockx, J.P., 1999. Experiments on the gas exchange between a Taylor bubble and its liquid slug in a vertical tube. s.n., S.I.
- Kockx, J.P., Nieuwstadt, F.T.M., Oliemans, R.V.A., Delfos, R., 2005. Gas entrainment by a liquid film falling around a stationary Taylor bubble in a vertical tube. *International Journal of Multiphase Flow* 31, 1–24. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2004.08.005>
- Kramer, M., Wieprecht, S., Terheiden, K., 2016. Penetration depth of plunging liquid jets – A data driven modelling approach. *Experimental Thermal and Fluid Science* 76, 109–117. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.03.007>

- Kusabiraki, D., Niki, H., Yamagiwa, K. and Ohkawa, A., 1990a, Gas entrainment rate and flow pattern of vertical plunging liquid jets. *Can. J. them. Engng* 68, 893-903.
- Kusabiraki, D., Niki, H., Yamagiwa, K., Ohkawa, A., 1990. Gas entrainment rate and flow pattern of vertical plunging liquid jets. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 68, 893-903. <https://doi.org/10.1002/cjce.5450680602>
- Kramer, M., Wieprecht, S., Terheiden, K., 2016. Penetration depth of plunging liquid jets – A data driven modelling approach. *Experimental Thermal and Fluid Science* 76, 109-117. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.03.007>
- Le Castillo, 2007. Proceedings of the 7th International Conference on Hydrosience and Engineering, Philadelphia, USA, September 10-13, 2006 (ICHE 2006). Drexel university, Philadelphia.
- Lebas, R., Menard, T., Beau, P.A., Berlemont, A., Demoulin, F.X., 2009. Numerical simulation of primary break-up and atomization: DNS and modelling study. *International Journal of Multiphase Flow* 35, 247-260. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2008.11.005>
- Lefebvre, A., Mezui Y., Obligado M., Gluck S., Cartellier A., En préparation. An optimized Doppler optical probe for bubble velocity and size measurements in bubble columns operated in the heterogeneous regime: a promising new technique. *Chemical Engineering Journal*.
- Lefebvre, A.H., 1989. Atomization and sprays, Combustion. Hemisphere Pub. Corp, New York.
- Liu, T., Yang, J., 2013. Incipient motion of solitary air pockets in a rectangular pipe. *Journal of Applied Water Engineering and Research* 1, 58-68. <https://doi.org/10.1080/23249676.2013.828959>
- Lorenceanu, É., Quéré, D., Eggers, J., 2004. Air Entrainment by a Viscous Jet Plunging into a Bath. *Physical Review Letters* 93. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.254501>
- Ma, J., Oberai, A.A., Drew, D.A., Lahey, R.T., Moraga, F.J., 2010. A quantitative sub-grid air entrainment model for bubbly flows – plunging jets. *Computers & Fluids* 39, 77-86. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2009.07.004>
- Maxworthy, T., Gnann, C., Kürten, M., Durst, F., 1996. Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous liquids. *Journal of Fluid Mechanics* 321, 421. <https://doi.org/10.1017/S0022112096007781>
- Mayer †, W.O.H., Branam, R., 2004. Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet. *Experiments in Fluids* 36, 528-539. <https://doi.org/10.1007/s00348-003-0675-0>
- McCarthy, M.J., Molloy, N.A., 1974. Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design. *The Chemical Engineering Journal* 7, 1-20. [https://doi.org/10.1016/0300-9467\(74\)80021-3](https://doi.org/10.1016/0300-9467(74)80021-3)
- McKeogh, E.J., Irvine, D.A., 1981. Air entrainment rate and diffusion pattern of plunging liquid jets. *Chemical Engineering Science* 36, 1161-1172. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(81\)85064-6](https://doi.org/10.1016/0009-2509(81)85064-6)
- Mendelson, H.D., 1967. The prediction of bubble terminal velocities from wave theory. *AIChE Journal* 13, 250-253. <https://doi.org/10.1002/aic.690130213>
- Miwa, S., Moribe, T., Tsutsumi, K., Hibiki, T., 2018. Experimental investigation of air entrainment by vertical plunging liquid jet. *Chemical Engineering Science* 181, 251-263. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2018.01.037>
- Nakasone, H., 1987. Study of Aeration at Weirs and Cascades. *Journal of Environmental Engineering* 113, 64-81. [https://doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-9372\(1987\)113:1\(64\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0733-9372(1987)113:1(64))
- Oguz, H.N., Prosperetti, A., Kolaini, A.R., 1995. Air entrapment by a falling water mass. *Journal of Fluid Mechanics* 294, 181. <https://doi.org/10.1017/S0022112095002850>
- Oğuz, H.N., Prosperetti, A., Lezzi, A.M., 1992. Examples of air-entraining flows. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 4, 649-651. <https://doi.org/10.1063/1.858281>
- Ohkawa, A., Kusabiraki, D., Kawai, Y. and Sakai, N., 1987, Flow characteristics of an air-entrainment type aerator having a long downcomer. *Chem. Engng Sci.* 42, 2788-2790
- Ohkawa, A., Kusabiraki, D., Kawai, Y. and Sakai, N., 1986, Some flow characteristics of a vertical liquid jet system having downcomers. *Chem. Engng Sci.* 41, 2347-2361.
- Ohl, C.D., Oğuz, H.N., Prosperetti, A., 2000. Mechanism of air entrainment by a disturbed liquid jet. *Physics of Fluids* 12, 1710-1714. <https://doi.org/10.1063/1.870421>
- Pastore, L., Laforgia, D., 2004. Comparison of the Stability Properties of Round and Square Liquid Jets. Presented at the 59° Congresso ATI, Padova Italia, pp. 965-975.
- Princevac, M., Fernando, H.J.S., Whiteman, C.D., 2005. Turbulent entrainment into natural gravity-driven flows. *Journal of Fluid Mechanics* 533. <https://doi.org/10.1017/S0022112005004441>
- Prosperetti, A., Oguz, H.N., 1997. Air entrainment upon liquid impact. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 355, 491-506. <https://doi.org/10.1098/rsta.1997.0020>
- Qu, X., Goharzadeh, A., Khezzar, L., Molki, A., 2013. Experimental characterization of air-entrainment in a plunging jet. *Experimental Thermal and Fluid Science* 44, 51-61. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2012.05.013>

- Rajaratnam, N., Chamani, M.R., 1995. Energy loss at drops. *Journal of Hydraulic Research* 33, 373–384. <https://doi.org/10.1080/00221689509498578>
- Rein, M., 1993. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dynamics Research* 12, 61–93. [https://doi.org/10.1016/0169-5983\(93\)90106-K](https://doi.org/10.1016/0169-5983(93)90106-K)
- Richardson, E.G., 1954. Mechanism of the disruption of liquid jets. *Applied Scientific Research* 4, 374–380. <https://doi.org/10.1007/BF03185249>
- Roy, A.K., Maiti, B., Das, P.K., 2013. Visualisation of Air Entrainment by a Plunging Jet. *Procedia Engineering* 56, 468–473. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2013.03.148>
- Sene, K.J., 1988. Air entrainment by plunging jets. *Chemical Engineering Science* 43, 2615–2623. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(88\)80005-8](https://doi.org/10.1016/0009-2509(88)80005-8)
- Shirley, R., 1950. Entrainment of air by liquid jets. University of Iowa.
- Simonin RF, 1959. Recherches théorétiques et expérimentales sur l'entraînement d'air par une veine d'eau cylindrique percutant dans une masse d'eau. Presented at the 8th Congress of IAHR, AIRH, Montreal.
- Smigelschi, O. and Suciu, G. D., 1976, biphasic region in plunging jet systems. *Chem. Engng Sci.* 31, 1217–1220.
- Smit, A., 2007. Air entrainment with plunging jets. Technische Universiteit Delft, Delft.
- Sobel, Irwin, 2014, An Isotropic 3x3 Image Gradient Operator. Presentation at Stanford A.I. Project 1968.
- Stockman, M.G., 1982. The nonaxisymmetric (buckling) flow regime of fast capillary jets. *Physics of Fluids* 25, 1506. <https://doi.org/10.1063/1.863937>
- Tojo, K. and Miyanami, K., 1982, Oxygen transfer in jet mixers. *Chem. Engng J.* 24, 89–97.
- Tran, T., de Maleprade, H., Sun, C., Lohse, D., 2013. Air entrainment during impact of droplets on liquid surfaces. *Journal of Fluid Mechanics* 726. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.261>
- Van De Sande, E., Smith, J.M., 1976. Jet break-up and air entrainment by low velocity turbulent water jets. *Chemical Engineering Science* 31, 219–224. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(76\)85060-9](https://doi.org/10.1016/0009-2509(76)85060-9)
- Welch, P., 1967. The use of the fast Fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Trans. Audio Electroacoust* 70–78.
- Withers, W., 1991. Pressure Fluctuations in the Plunge Pool of an Impinging Jet Spillway (PhD Thesis). University of Glasgow.
- Zhu, Y., Oğiz, H.N., Prosperetti, A., 1998. Air Cavity Due to Jet Disturbance. *Physics of Fluids* 10, S3–S3. <https://doi.org/10.1063/1.4739143>
- Zhu, Y., Oğuz, H.N., Prosperetti, A., 2000. On the mechanism of air entrainment by liquid jets at a free surface. *Journal of Fluid Mechanics* 404, 151–177. <https://doi.org/10.1017/S0022112099007090>