



HAL
open science

Etude expérimentale de l'atomisation d'une nappe liquide avec et sans zone de pré-film en vue de sa modélisation - Influence des conditions limites

Baptiste Déjan

► **To cite this version:**

Baptiste Déjan. Etude expérimentale de l'atomisation d'une nappe liquide avec et sans zone de pré-film en vue de sa modélisation - Influence des conditions limites. Modélisation et simulation. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2015. Français. NNT: . tel-01297314

HAL Id: tel-01297314

<https://hal.science/tel-01297314>

Submitted on 4 Apr 2016

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.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Baptiste DÉJEAN

le mercredi 9 décembre 2015

Titre :

Étude expérimentale de l'atomisation d'une nappe liquide avec et sans zone de pré-film en vue de sa modélisation - Influence des conditions aux limites

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

M. Pierre GAJAN (directeur de thèse)

M. Pierre BERTHOUMIEU (co-directeur de thèse)

Jury :

M. Pierre BERTHOUMIEU - Co-Directeur de thèse

M. Alain CARTELLIER - Rapporteur

M. François CHARRU - Président

M. Patrick DUCHAINE - Examinateur

M. Christophe DUMOUCHEL - Rapporteur

M. Pierre GAJAN - Directeur de thèse

M. Yannis HARDALUPAS - Examinateur

REMERCIEMENT

Durant ces trois années et quelques ... qu'aura duré ma thèse, j'ai eu la chance de rencontrer et de travailler avec de nombreuses personnes qui ont su m'intégrer au sein de l'Onera et plus particulièrement du DMAE et ainsi faire de ces années des moments inoubliables.

Je tiens ainsi à remercier les trois Pierres :

Pierre Millan, pour m'avoir accueilli dans le département puis prolonger en CDD.

Pierre Gajan pour son suivi de mon travail et ces relectures attentives et répétées de mon manuscrit. Ses questionnements et suggestions ont permis de perfectionner mes travaux et de soumettre mon manuscrit à un jury de qualité.

Pierre Berthoumieu pour son accompagnement quotidien, ses excellents conseils et sa bonne humeur. Les études réalisées ensemble, dont les quelques semaines au Canada, ont forgé une forte relation professionnelle et amicale.

Merci également à tout le personnel du département, les différents ingénieurs qui ont participé de près ou de loin à ces travaux, les secrétaires qui répondent toujours aux moindres questions, les personnes croisées pour un besoin particulier ou à la pause-café...

Un grand merci aux techniciens, Franz et Geoffroy, qui ont participé et m'ont initié aux techniques mesures. Mille mercis à Nico qui a toujours été disponible pour répondre à mes demandes.

Je tiens à adresser un remerciement très chaleureux aux nombreux doctorants et stagiaires que j'ai croisés au cours de ma thèse. Les parties de cartes du midi, le goûter du vendredi après-midi ainsi que les soirées « BDG » ou autres ont grandement participé à la réussite de cette thèse.

Merci à tous mes amis pour leurs encouragements et plus particulièrement en fin de thèse quand les journées et les nuits deviennent étrangement courtes. Un très grand merci à la coloc pour avoir supporté ma présence fantomatique lors de la rédaction.

Finalement merci à ma famille et à Luce pour leur soutien inconditionnel. Merci à mes parents pour leurs relectures qui ont eu pour avantage qu'ils ont parfaitement compris ma thèse avant même ma soutenance.

RÉSUMÉ

Dans le cadre de la combustion des moteurs aéronautiques, des injecteurs de type airblast sont utilisés. Un fort écoulement d'air va perturber le carburant qui est ainsi pulvérisé en fines gouttes dans la chambre de combustion. La modélisation de ce phénomène nécessite une compréhension plus approfondie des mécanismes intervenant lors de l'interaction des deux fluides et en particulier l'influence des conditions limites. Le travail réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans cette problématique en étudiant expérimentalement l'influence des épaisseurs des écoulements, de la configuration de l'écoulement d'air ainsi que celle de l'ajout et de la taille d'une zone de pré-film.

La mise au point ou le perfectionnement de techniques de mesures ont ainsi été nécessaires afin de caractériser le processus d'atomisation. Des mesures de fréquence d'oscillation, de longueur de rupture, d'épaisseur liquide et de tailles de gouttes ont été réalisées permettant de mettre en évidence l'influence des différents paramètres précédemment cités. Des corrélations ont ensuite été proposées afin de prévoir l'évolution du processus en fonction des conditions limites du système d'injection.

Mots clés : Atomisation, nappe liquide, pré-film, airblast, étude expérimentale

In the context of combustion for aeronautical engines, airblast injectors are used. A strong air flow perturbs the fuel, which is atomized in fine drops in combustion chamber. Modeling of this process requires a better understanding of mechanisms occurring during two fluid interaction and in particular boundary condition influence. The work realized during this PhD thesis corresponds to this problematic by studying flow thickness and air flow configuration influences as well as the one of the presence and the length of a prefilming zone.

Development and improvement measure techniques have been necessary in order to characterize atomization process. Oscillation frequency, breakup length, liquid thickness and drop size measures have been realized what has enabled to highlight the influence of previously listed parameters. Correlations have been then proposed so as to predict process evolution according to boundary conditions of injection system.

Keywords: Atomization, liquid sheet, prefilming, airblast, experimental study

TABLE DES MATIÈRES

Remerciement	3
Résumé	5
Table des matières	7
Nomenclature	13
Introduction	21
1 Rôle et caractéristiques des injecteurs aéronautiques	21
2 Problématique scientifique	22
3 Démarche :	24
Chapitre 1 : État de l'art	27
1.1 Introduction	28
1.2 Analyse des instabilités d'interface	29
Instabilités longitudinales	29
Les instabilités transverses.....	32
1.3 Grandeurs caractéristiques et influence des paramètres d'injection.....	33
1.3.1 Paramètres caractéristiques des écoulements et des fluides.....	34
1.3.2 Grandeurs caractérisant la pulvérisation.....	34
Les modes d'atomisation	34
Fréquence, amplitude et longueur d'onde des instabilités	35
L'angle de spray.....	35
La longueur de rupture	35
Les paquets liquides et ligaments.....	36
Diamètre et position des gouttes.....	36
1.4 Résultats obtenus pour des nappes liquides sans zone de pré-film.....	36
1.4.1 Classification en régimes d'atomisation	36
1.4.2 Descriptions des études expérimentales et corrélations obtenues.....	41
1.5 Ajout d'une zone de pré-film.....	53
1.6 Discussion et conclusions de l'état de l'art	58
1.6.1 Comparaison entre les résultats	58

1.6.2	Conclusions sur l'analyse bibliographique.....	63
Chapitre 2 : Banc d'essai		67
2.1	Injecteurs	67
2.1.1	Sans pré-film.....	67
2.1.2	Avec pré-film.....	69
2.1.3	Circuit liquide	69
2.2	Écoulement d'air	70
2.2.1	Circuit d'air	70
2.2.2	Veine d'essai et configurations d'air.....	71
2.3	Définition du repère.....	72
2.4	Récapitulatif des conditions expérimentales.....	73
Chapitre 3 : Techniques de mesures		77
3.1	Visualisations qualitatives.....	77
3.2	Profil de vitesse - Anémométrie.....	78
3.2.1	Anémométrie à fil chaud.....	78
3.2.2	LDA / PDA	81
	Traceurs	82
	Principe	82
3.3	Granulométrie.....	86
3.4	Mesure de longueur de rupture	89
3.4.1	Acquisition d'images.....	90
3.4.2	Traitement d'images	92
3.4.3	Estimation de la précision de la mesure	93
3.5	Mesure de fréquence.....	95
3.6	Épaisseur du film liquide.....	98
3.6.1	Mesure par fluorescence induite.....	98
3.6.2	Validation par PLIF.....	102
Chapitre 4 : Caractérisation de l'écoulement d'air		105
4.1	En sortie d'injecteur.....	105
4.1.1	Profils de vitesse.....	105
4.1.2	Épaisseur de couche limite	107
4.1.3	Caractérisation du cisaillement.....	110
4.2	En aval de l'injecteur.....	112

Chapitre 5 : Nappe.....	115
5.1 Étude de longueur de rupture.....	115
5.1.1 Influence de la configuration de l'écoulement.....	116
5.1.2 Influence de l'épaisseur liquide	119
5.2 Analyse spectrale.....	122
5.2.1 Études préliminaires	122
Comparaison monophasique-diphasique	122
Comparaison de la fréquence en amont et en aval de l'injecteur.....	123
5.2.2 Spectres des oscillations	124
5.2.3 Analyse des amplitudes des oscillations.....	127
5.2.4 Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction des paramètres....	132
5.3 Granulométrie en fin d'atomisation.....	139
5.4 Comparaison avec les études précédentes	146
5.4.1 Longueur de rupture.....	146
5.4.2 Fréquence d'oscillation.....	149
5.4.3 Taille des gouttes.....	152
5.5 Conclusion.....	153
Chapitre 6 : Pré-film.....	157
6.1 Comportement du liquide sur la zone de pré-film	157
6.1.1 Comportement instationnaire	158
6.1.2 Épaisseur moyenne.....	162
Sillage du culot et présence d'une zone de recirculation.....	162
Analyse de l'évolution longitudinale de l'épaisseur du film liquide	163
Longueur de déstabilisation.....	168
Épaisseur en fin de pré-film.....	171
6.1.3 Cartographie en régimes d'écoulements	172
6.2 Analyse des grandeurs de l'atomisation.....	176
6.2.1 La longueur de rupture.....	176
6.2.2 La fréquence d'oscillation	178
6.2.3 La granulométrie du spray final	182
6.3 Discussion.....	184
6.4 Conclusion.....	188
Conclusion générale	191

Annexes	197
1 Condition de vol aéronef.....	197
2 Certificat de validation de l'analyseur de taille de gouttes Malvern.....	199
3 LIF	201
4 Taille des gouttes issues de l'atomisation primaire	205
Traitement d'images	205
Taille des gouttes issues de l'atomisation primaire	207
5 Loi logarithmique modifiée de Coles	213
6 Données mesurées	215
Injecteur sans zone de pré-film	215
Longueur de rupture	215
Fréquence de battement	221
Taille des gouttes	230
Injecteur avec zone de pré-film	238
Longueur de rupture	238
Fréquence de battement	240
Taille des gouttes	242
7 Comparaison avec les études précédentes (nappe liquide).....	247
Longueur de rupture	247
Fréquence d'oscillation.....	251
8 Modèle de film liquide.....	259
9 Mesure de vitesse des ondes liquides sur la zone de pré-film.....	263
10 Article nappe.....	269
11 Article pré-film.....	297
Liste des figures	319
Listes des tables	329
Références bibliographiques	333

NOMENCLATURE

Sigles :

Symbole	Signification
CCD	Coupled Charge Device
CTA	Constant Temperature Anemometry
DGA	Direction Générale de l'Armement
FFT	Fast Fourier Transform
FIRST	Fuel Injector Research for Sustainable Transport
HWA	Hot Wire Anemometry
LDA	Laser Doppler Anemometry
LED	Light-Emitting Diode
LIF	Laser Induced Fluorescence
LIF	LED Induced Fluorescence
NO _x	Oxydes d'azote
PDA	Particle Dynamics Analysis
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
SHAPE	SHEET And Prefilming Experiment
SMD	Sauter Mean Diameter
UV	Ultraviolet

Symboles latins :

Symbole	Signification	Unité
A_b	constante de calibration pour la loi de Beer-Lambert	cd
b	largeur de la nappe liquide	m
B_b	constante de calibration pour la loi de Beer-Lambert	m^{-1}
B_K	constante de calibration pour la loi de King	S.I.
C^+	constante de la loi logarithmique pour la couche limite turbulente	-
C_i	configuration convergente de l'écoulement d'air où i est l'épaisseur au niveau du point d'injection en mm	-
C_{fluor}	concentration du fluorophore	$mol.l^{-1}$
C_m	corde de la membrane dans l'étude du drapeau	m
C_{NACA}	corde de l'injecteur de forme NACA	m
D_{32}	diamètre moyen de Sauter	m
D_{43}	diamètre moyen en volume	m
D_i	configuration divergente de l'écoulement d'air où i est l'épaisseur au niveau du point d'injection en mm	-
D_b	constante de calibration pour la loi de Beer-Lambert	cd
D_d	diamètre d'une goutte	m
d_f	distance entre deux franges (LDA)	m
$D_{m,log}$	diamètre moyen logarithmique	m
Dv_{10}	diamètre volumique à 10 %	m
Dv_{50}	diamètre volumique à 50 %	m
Dv_{90}	diamètre volumique à 90 %	m
E	tension	V
E_0	tension aux bornes du fil chaud pour une vitesse d'écoulement nulle	V
f	fréquence d'oscillation	Hz
f_b	fréquence de rupture du liquide	Hz

g	accélération de la pesanteur	m.s^{-2}
I_{abs}	intensité lumineuse absorbée	cd
I_{fluo}	intensité lumineuse émise par le fluorophore	cd
I_{inc}	intensité lumineuse incidente	cd
I_{mes}	intensité lumineuse mesurée	cd
I_{trans}	intensité lumineuse transmise	cd
L_b	longueur de rupture	m
L_{des}	longueur de déstabilisation	m
L_{pref}	longueur de pré-film	m
\dot{m}	débit massique	kg.s^{-1}
n_K	constante de calibration pour la loi de King	-
(O, x, y, z)	repère cartésien attaché au plan de sortie de la veine	-
p_g	pression de l'air	Pa
t	épaisseur	m
T_{ini}	temps adimensionnel initial de rupture	-
T_{tot}	temps adimensionnel total de rupture	-
t_{pref}	épaisseur du bord de fuite de la zone de pré-film	m
u	vitesse de l'écoulement	m.s^{-1}
u^*	vitesse caractéristique d'Arai et Hashimoto	m.s^{-1}
u^+	vitesse réduite	-
u_d	vitesse d'une goutte	m.s^{-1}
$u_{D,3}$	vitesse moyenne des gouttes pondérée par leur volume	m.s^{-1}
u_{gi}	vitesse de l'air à l'interface eau-liquide	m.s^{-1}
$u_{g_{lam}}$	vitesse de l'air dans la couche limite laminaire	m.s^{-1}
$u_{g_{max}}$	vitesse de l'air en dehors de la couche limite	m.s^{-1}

Nomenclature

$u_{g_{rms}}$	fluctuation de vitesse d'air	$m.s^{-1}$
$u_{g_{turb}}$	vitesse de l'air dans la couche limite laminaire	$m.s^{-1}$
u_{min}	vitesse d'air minimale pour déstabiliser le liquide	$m.s^{-1}$
u_p	vitesse d'une particule	$m.s^{-1}$
u_τ	vitesse de frottement	$m.s^{-1}$
\dot{V}	débit liquide volumique	$m^3.s^{-1}$
\dot{V}/b	débit liquide linéique	$m^2.s^{-1}$
x_{inlet}	distance entre le bord d'attaque de l'injecteur et l'injection du liquide	m
y^+	variable réduite	-
y_g	distance suivant y entre l'origine et la paroi externe de l'injecteur ($y_g = 1 \text{ mm}$)	m
y_l	distance suivant y entre l'origine et la paroi interne de l'injecteur ($y_l = t_i/2$)	m

Symboles grecs :

Symbole	Signification	Unité
α	puissance caractérisant l'influence de paramètre	-
ϵ_{fluo}	coefficient d'extinction du fluorophore	$L \cdot mol^{-1} \cdot m^{-1}$
δ	épaisseur de la couche limite du gaz	m
δ^*	épaisseur de déplacement de la couche limite du gaz	m
δ_l	épaisseur locale du liquide	m
δ_{lam}	épaisseur de la couche limite du gaz pour une couche limite laminaire	m
δ_{trans}	épaisseur de la couche limite du gaz pour une couche limite transitoire	m
δ_{turb}	épaisseur de la couche limite du gaz pour une couche limite turbulente	m
δ_ω	épaisseur de vortacité	m
$\delta_{x_{edge}}$	l'épaisseur de la couche limite en bout de pré-film	m
ϵ_{fluo}	coefficient d'extinction	$L \cdot mol^{-1} \cdot cm^{-1}$
γ	tension superficielle	$N \cdot m^{-1}$
κ	constante de Von Karman	-
λ	longueur d'onde	m
λ_l	longueur d'onde longitudinale	m
λ_t	longueur d'onde transversale	m
μ	viscosité dynamique	Pa.s
ν	viscosité cinématique	$m^2 \cdot s^{-1}$
Φ	rendement quantique ou efficacité de fluorescence	-
Π	paramètre d'intensité de sillage	-
π	nombre Pi	-
ρ	masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
σ_{log}	écart moyen logarithmique	-

τ_0	contrainte de cisaillement à la paroi au niveau du point d'injection	Pa
τ_D	temps doppler	
τ_i	contrainte de cisaillement à l'interface air-liquide	Pa
τ_p	contrainte de cisaillement à la paroi (le long de la zone de pré-film)	Pa
ζ	rapport de masse	-

Indices :

Symbole	Signification
l	liquide
g	gaz
m	membrane

Nombre adimensionnels :

Symbole	Signification
$MFR = \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l u_l^2}$	rapport des flux de quantité de mouvement
$MR = \frac{\rho_g u_g^2 t_g}{\rho_l u_l^2 t_l}$	rapport des quantités de mouvement
$Re = \frac{\rho u t}{\mu}$	nombre de Reynolds
$We_{g,t_l} = \frac{\rho_g (u_g - u_l)^2 t_l}{\gamma}$	nombre de Weber, peut être défini de différentes façons suivant les études (précisées dans le texte)
$Oh = \frac{\mu_l}{(\rho_l t_l \gamma)^{\frac{1}{2}}}$	nombre d'Ohnesorge (liquide)
$St = \frac{f \cdot t}{u_g}$	nombre de Strouhal, peut être défini de différentes façons suivant les études (précisées dans le texte)

INTRODUCTION

Cette thèse porte sur l'étude de la pulvérisation d'une nappe liquide par cisaillement d'air. Ce travail s'inscrit dans l'amélioration des performances des injecteurs aéronautiques actuels. Cette étude a été financée par la Direction Générale de l'Armement (DGA) et l'Onera. La partie consacrée à l'étude de la nappe liquide a été réalisée dans le cadre du projet Européen FIRST [1].

1 Rôle et caractéristiques des injecteurs aéronautiques

La combustion est une réaction chimique exothermique entre un carburant et un comburant sous forme gazeuse. Dans les systèmes de propulsion aérobie aéronautiques, la combustion utilise l'oxygène contenu dans l'air comme comburant et un carburant carboné stocké initialement sous forme liquide afin de minimiser le rapport volume/énergie stockée. Il est donc nécessaire préalablement de vaporiser ce carburant afin d'obtenir un mélange air/carburant gazeux homogène. L'accélération du processus de vaporisation requiert d'augmenter la surface d'échange entre le liquide et le gaz. Ainsi, le carburant liquide est introduit dans la chambre à l'aide d'un ensemble d'injecteurs (Figure 0.1, Figure 0.2) dont la fonction est de réaliser la fragmentation du liquide sous forme d'un spray de gouttes de petite taille.

Actuellement, afin de pouvoir réaliser une injection efficace quelles que soient les conditions de vol, plusieurs types d'injecteurs sont mis en œuvre (Lefebvre [65]). Ainsi des injecteurs pressurisés permettent d'obtenir un spray de fines gouttelettes en présence d'une faible vitesse et densité d'air lors du démarrage ou de rallumage en haute altitude alors que pour les phases de décollage et de vol, des injecteurs de type « airblast » fournissent un débit d'injection plus important. Si ces deux types de système utilisent un fort cisaillement entre le liquide et le gaz environnant pour provoquer l'atomisation du liquide, ce cisaillement est dû à une forte vitesse liquide dans le cas de l'injecteur pressurisé et à une forte vitesse d'air pour les injecteurs de type « airblast ».

La qualité du processus d'atomisation a une incidence directe sur le rendement de combustion et la formation des polluants (NO_x, imbrulés) ou des particules solides (suies) (Lefebvre). De nombreux travaux sont ainsi réalisés par les motoristes pour optimiser la géométrie des injecteurs. Par le passé, celle-ci était principalement réalisée à l'aide de méthodes empiriques (conception/essais). Le recours à de nouveaux outils numériques peut dorénavant servir de support à cette optimisation. Néanmoins il est nécessaire au préalable de les valider sur des configurations académiques et dans certains cas, de leur fournir des modèles appropriés.

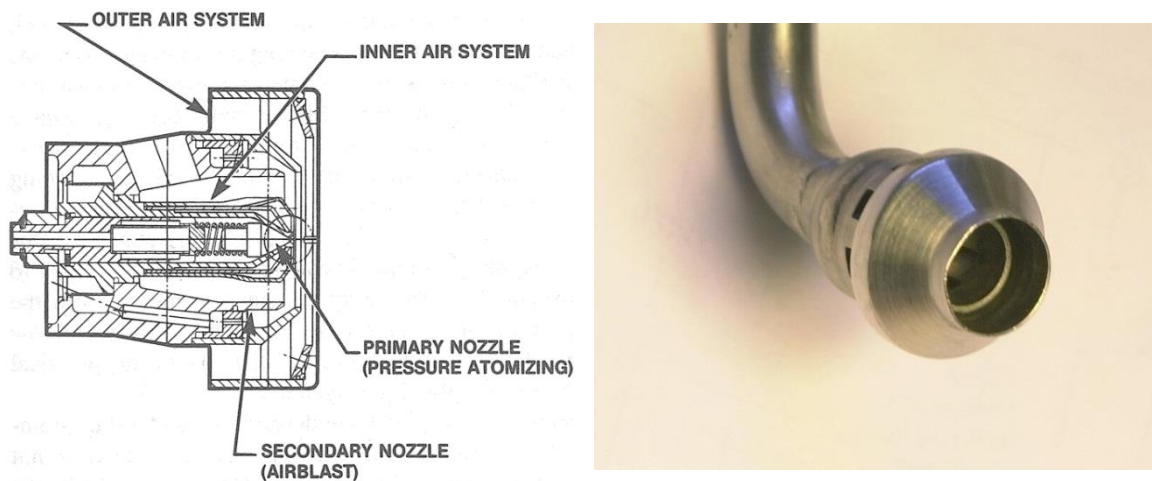


Figure 0.1 : Exemples d'injecteurs industriels : sans pré-film à gauche (Injecteur TEXTRON [65]), avec zone de pré-film à droite (DEXTRE).

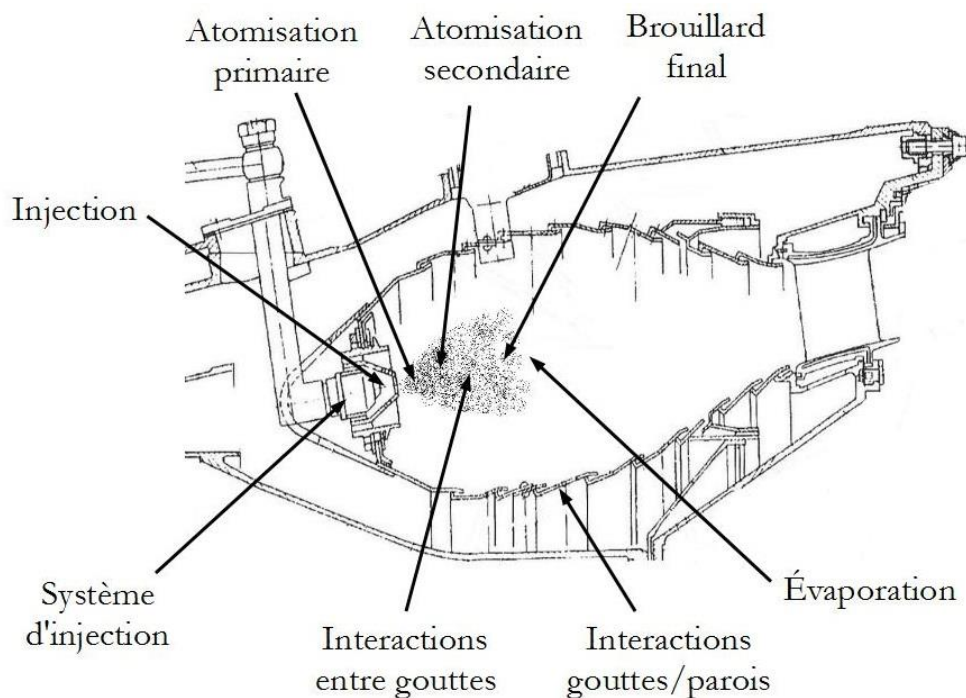


Figure 0.2 : Différentes étapes lors de l'injection du carburant dans une chambre de combustion (D-18T), schéma adapté de [86]

2 Problématique scientifique

La formation de sprays est utilisée dans de nombreux domaines tels que l'agriculture, l'agroalimentaire, la médecine, la peinture, les moteurs aéronautiques... Une présentation des principaux systèmes d'injection a été réalisée par Lefebvre [65]. Pour chacune de ces utilisations, la qualité et les propriétés de l'atomisation auront un rôle prépondérant sur l'efficacité des outils en question. Les caractéristiques principales des sprays créés sont la taille et la répartition spatiale des gouttes ; il est assez facile de déterminer si le spray produit

correspond aux besoins initiaux en mesurant les caractéristiques lors de l'atomisation. Les systèmes d'injection liquide étudiés au cours de cette étude correspondent à des injecteurs de type « airblast » mentionnés précédemment. Leur fonctionnement repose sur la déstabilisation du liquide injecté par le cisaillement important d'un écoulement d'air à grande vitesse parallèle à l'écoulement liquide à faible vitesse. Ce cisaillement génère des instabilités qui se développent jusqu'à conduire à la rupture de la continuité de la nappe et à la production de premiers paquets liquides. Cette première étape est appelée atomisation primaire (Figure 0.3). La partie continue de liquide issue de l'injecteur est également nommée « cœur liquide ». Par la suite, les paquets créés toujours soumis à un cisaillement important avec le gaz ambiant vont se déformer, et à leur tour, se briser pour former finalement des gouttes de tailles stables par rapport à l'écoulement de gaz ; c'est l'atomisation secondaire.

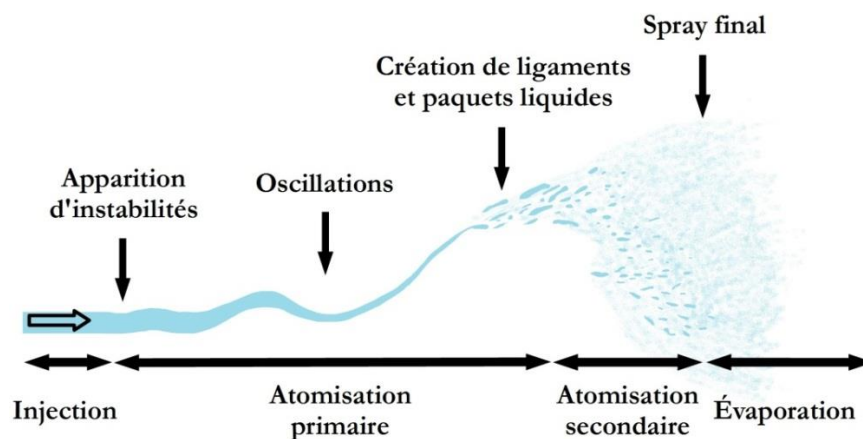


Figure 0.3 : Les différents processus permettant de passer de l'injection à l'évaporation du carburant

Les atomiseurs industriels utilisent une géométrie axisymétrique. Pour certains d'entre eux, le liquide est introduit sous forme d'une nappe annulaire cisailée de part et d'autre par deux écoulements d'air swirlés co- ou contra-rotatif. Dans de nombreux cas, une zone de pré-film est introduite. Le liquide s'écoule sous forme d'un film mince sur une paroi solide cylindrique avant de former une nappe liquide annulaire.

Afin de classifier et de modéliser les comportements observés, de déterminer les paramètres influents et de fournir des corrélations permettant de définir les caractéristiques principales du processus d'atomisation, de nombreux travaux ont été menés. La plupart de ces recherches s'intéressent à des configurations planes afin de faciliter les observations et les mesures. La justification de cette simplification géométrique a été étudiée par Berthoumieu et al. [8]. Ces précédentes études ont ainsi mis en évidence l'influence de la vitesse des fluides, de leurs propriétés physiques et de certains paramètres géométriques sur le comportement de la nappe et les caractéristiques du spray résultant (Mansour et Chigier, Lozano, Arai et Hashimoto, Fernandez,). Néanmoins peu de travaux ont été consacrés à l'influence des épaisseurs et configurations des deux écoulements. De même, le peu d'études consacrées à l'atomisation d'un liquide en présence d'une zone de pré-film ne permettent pas une analyse exhaustive de l'influence des paramètres d'injection sur le processus d'atomisation.

Ainsi la compréhension du phénomène de pulvérisation liquide reste encore incomplète et aucun modèle physique n'arrive à prévoir la granulométrie finale à la sortie

d'un système d'injection. Ce manque limite l'optimisation des systèmes d'injection et justifie ainsi la poursuite de la recherche sur ce sujet. Le travail réalisé au cours de cette thèse a trois principaux buts :

- Améliorer la compréhension des phénomènes amenant à la création du spray final
- Proposer des corrélations et des modèles permettant de prévoir les caractéristiques de l'atomisation
- Créer une base de données qui servira à valider les codes modélisant ce type de phénomènes

L'analyse du phénomène d'atomisation est faite grâce à une étude expérimentale de la pulvérisation d'une nappe liquide plane avec ou sans présence d'une zone de pré-film en sortie de cet injecteur.

3 Démarche :

Ce mémoire est divisé en six chapitres :

1. Le premier chapitre constitue un état de l'art portant sur l'atomisation de type airblast et plus particulièrement dans le cas d'injecteurs générant une nappe liquide avec ou sans zone de pré-film.
2. Le second chapitre est consacré à la présentation du banc d'essai ayant permis de réaliser l'étude expérimentale. Une description de la soufflerie, de la veine d'essai et des différents injecteurs utilisés au cours de cette étude est proposée.
3. Le troisième chapitre décrit les techniques utilisées au cours de cette étude afin de mesurer les grandeurs caractéristiques de l'atomisation.
4. Le quatrième chapitre présente la caractérisation de l'écoulement d'air en fonction des différentes configurations utilisées au cours de ces travaux.
5. Le cinquième chapitre traite des résultats expérimentaux dans le cas de la nappe liquide en l'absence de zone de pré-film.
6. Le dernier chapitre est consacré à l'étude de l'influence de la zone de pré-film sur le phénomène d'atomisation.

Chapitre 1 : ÉTAT DE L'ART

Cette première partie présente l'état des connaissances sur l'atomisation d'un liquide par cisaillement de l'air ambiant en se focalisant sur le cas des nappes liquides avec ou sans zone de pré-film. Après une description des mécanismes d'instabilités à l'origine de la fragmentation du liquide, une analyse des principaux travaux expérimentaux consacrés à l'atomisation de nappes avec et sans pré-film sera présentée. Elle permettra de faire apparaître les points de convergence et de divergence entre les différents auteurs et mettra en évidence les paramètres nécessitant une étude plus approfondie.

Sommaire

1.1	Introduction	26
1.2	Analyse des instabilités d'interface	27
	Instabilités longitudinales	27
	Les instabilités transverses.....	30
1.3	Grandeurs caractéristiques et influence des paramètres d'injection.....	31
	1.3.1 Paramètres caractéristiques des écoulements et des fluides.....	32
	1.3.2 Grandeurs caractérisant la pulvérisation.....	32
	Les modes d'atomisation	32
	Fréquence, amplitude et longueur d'onde des instabilités	33
	L'angle de spray.....	33
	La longueur de rupture	33
	Les paquets liquides et ligaments.....	34
	Diamètre et position des gouttes.....	34
1.4	Résultats obtenus pour des nappes liquides sans zone de pré-film.....	34
	1.4.1 Classification en régimes d'atomisation	34
	1.4.2 Descriptions des études expérimentales et corrélations obtenues	39
1.5	Ajout d'une zone de pré-film.....	51
1.6	Discussion et conclusions de l'état de l'art	56
	1.6.1 Comparaison entre les résultats	56
	1.6.2 Conclusions sur l'analyse bibliographique.....	61

1.1 Introduction

Les deux étapes intervenant dans le passage d'un écoulement liquide continu à un spray, décrites dans l'introduction générale sont visualisées dans la Figure 1.1. Elles se retrouvent avec des caractéristiques assez similaires dans différentes configurations géométriques utilisées dans des systèmes d'injection de type airblast (jets ronds : Marmottant et Villermaux [80], films liquides : Marty et al. [81]) ou nappes : Lozano et al. [74]).

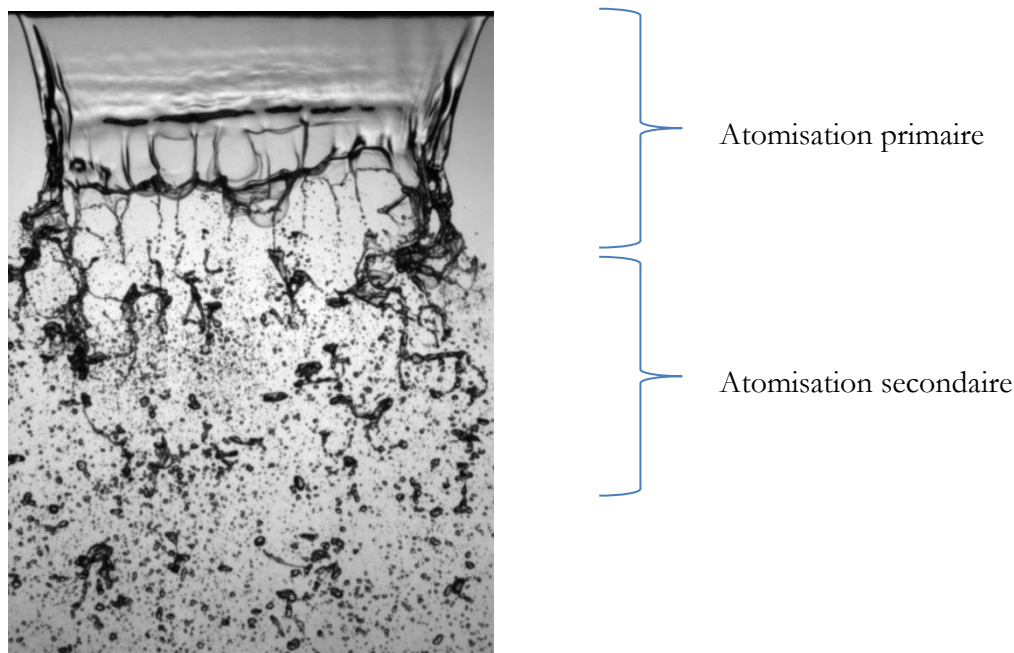


Figure 1.1 : Les deux étapes de l'atomisation

Les processus physiques associés à la première phase de la pulvérisation ont été étudiés par de nombreuses équipes. Pour réaliser ces analyses, différentes approches scientifiques ont été utilisées. Historiquement, l'approche expérimentale a tout d'abord permis d'observer le comportement instable de la nappe et l'interaction des écoulements menant à l'atomisation. En parallèle, des études de stabilités ont mis en évidence les paramètres influents amplifiant les perturbations générées lors de l'injection du liquide. Plus récemment, des simulations numériques ont permis de reproduire certains phénomènes observés. Elles pourront dans l'avenir être mises en œuvre pour développer des modèles physiques applicables à des configurations réelles d'injecteur.

Concernant les nappes liquides, les premières études expérimentales ont été réalisées à partir de la formation de nappes par un jet impactant une surface solide dans une atmosphère au repos ; Savart en 1833 [98] en est le précurseur suivi un siècle plus tard par les travaux de Taylor [105], ainsi que des études expérimentales basées sur des visualisations générales comparées à des études de stabilité linéaire (Squire [101], York et al. [113], Taylor [104], Hagerty et Shea [51]). Dans un deuxième temps, les travaux de Dombrowski et son équipe se sont intéressés, expérimentalement et théoriquement, à l'atomisation d'une nappe liquide produite par des injecteurs plans et se déstabilisant en entrant dans une atmosphère au repos. Ces études ont analysé l'influence de différents paramètres comme les

propriétés du liquide (viscosité, tension de surface, masse volumique) ou encore celle de la pression de l'air (Dombrowski et al. [32, 33, 43]).

Afin d'atomiser une nappe liquide, des écoulements co-courant d'air ont ensuite été introduits afin de déstabiliser le liquide en ajoutant un cisaillement important à l'interface, proposant ainsi le principe de l'atomisation de type airblast (Nukiyama et Tanasawa [84], Rizk et Lefebvre [93], Arai et Hashimoto [2], Mansour et Chigier [76, 77], et Stapper et Samuelsen [102]). Les premières études expérimentales sont basées sur des visualisations qui ont mis en évidence les déstabilisations du liquide et la formation des structures liquides produisant ensuite les gouttes. Ces observations ont permis de proposer des classifications en fonction de la dynamique du liquide, des ondes à l'interface gaz-liquide et des paquets liquides formés.

En parallèle, d'autres travaux ont été menés pour étudier les processus rencontrés lors de l'atomisation secondaire. Ainsi l'étude de la fragmentation de gouttes sphériques soumises à un fort cisaillement d'air (Lefebvre [65], Gorochovski et Saveliev [48], Guildenbecher [50]) a permis de décrire les phénomènes engendrés, les régimes de fragmentation et de fournir des corrélations permettant de prévoir la taille des gouttes obtenues après rupture de la goutte initiale. En première approximation, ces résultats peuvent être appliqués aux cas de structures non sphériques en les identifiant à des gouttes. Ainsi, il peut être envisagé de prévoir le diamètre final des gouttes si l'on connaît la forme et la taille des paquets créés lors de l'atomisation primaire. Cependant, la caractérisation du spray final reste essentielle pour toute étude sur l'atomisation afin de voir l'influence des paramètres d'injection et la correspondance entre les grandeurs caractéristiques de l'atomisation primaire et la répartition finale du spray obtenu.

1.2 Analyse des instabilités d'interface

L'analyse des instabilités fait apparaître l'émergence et l'amplification d'ondes longitudinales et transverses au niveau de l'interface gaz-liquide. Pour étudier l'origine et les caractéristiques de ces ondes, des études de stabilité linéaire sont réalisées. Elles permettent de caractériser les étapes de la déstabilisation du liquide et mettent en évidence les paramètres pilotant les processus observés.

Instabilités longitudinales

Dans le cas d'un film liquide cisailé par un écoulement à forte vitesse, différentes instabilités interfaciales peuvent être observées. L'apparition de vagues est le premier phénomène à avoir lieu. Elles sont issues de la déstabilisation de la surface liquide due à la grande différence de vitesse entre les deux écoulements. Cette instabilité est nommée instabilité de Kelvin-Helmholtz en référence aux deux auteurs historiques qui se sont intéressés à son étude. Elle apparaît lorsque deux écoulements parallèles ont une grande différence de vitesse entre eux. Il n'est donc pas nécessaire d'être en présence d'un écoulement diphasique. Helmholtz en 1868 [52] est le premier à observer et décrire le phénomène physique qui, d'une perturbation provoquant une petite vague à l'interface des deux couches de l'écoulement, va conduire à la déstabilisation du ou des fluides. La vague ainsi produite en réduisant d'un côté la surface de passage du fluide et en l'agrandissant de l'autre va modifier la pression et la vitesse locale. Ainsi, d'après l'équation de Bernoulli, au

niveau des crêtes des ondes, une accélération locale du fluide conduit à une dépression resserrant par la même occasion les lignes de courant ; de l'autre côté de l'interface dans les creux des ondes une diminution de la vitesse mène à une surpression et à un espacement des lignes de courant (Figure 1.2). Cette déstabilisation s'oppose à l'effet des forces de tension superficielles qui tendent à minimiser la surface de l'interface.

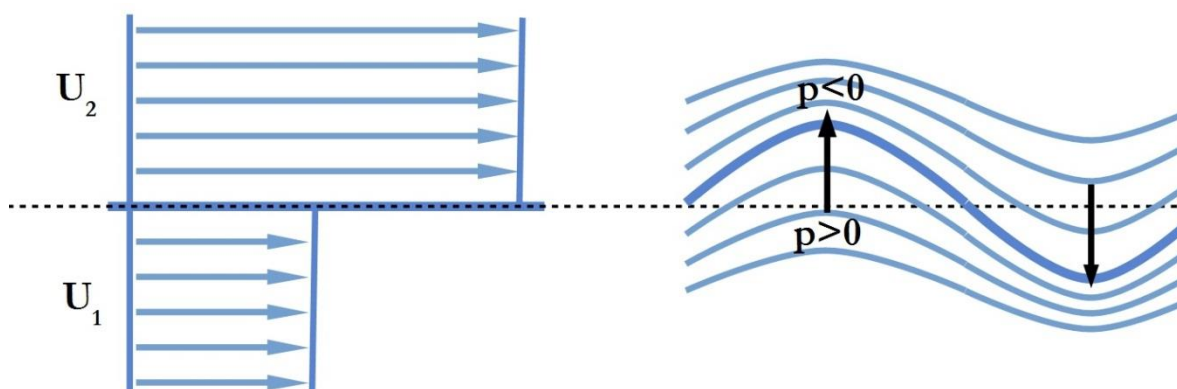


Figure 1.2 : Évolution de l'interface entre deux écoulements, adaptée de Charru [25]

Afin d'étudier cette instabilité, Reynolds [92] a créé un montage expérimental constitué d'un tube contenant deux fluides, de l'eau et de la saumure colorée ayant une densité plus faible que l'eau (Figure 1.3). En inclinant subitement le tube, l'eau va descendre alors que la saumure va monter sous l'effet de la gravité. La différence de vitesse alors créée entre les deux fluides conduit à l'apparition de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui est caractérisée par la formation de spirales. Cette expérience a été reprise par Thorpe [106]. Ce type de phénomène peut également être observé dans le ciel à la surface des couches nuageuses (Figure 1.4).

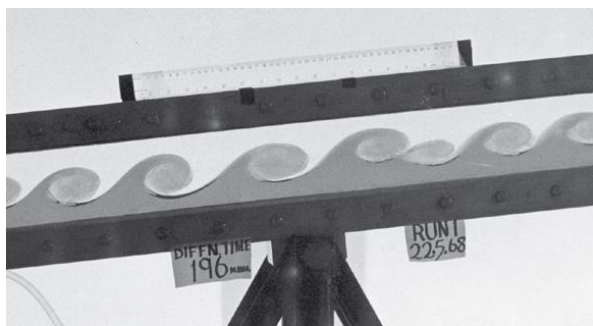


Figure 1.3 : Expérience de Thorpe sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [106]



Figure 1.4 : Nuages dans le ciel, Minerva Garcia Garcia ©

Suite aux observations de Helmholtz, Kelvin [58] a réalisé une étude de stabilité linéaire basée sur une méthode des petites perturbations imposées à un écoulement moyen dépendant des conditions aux limites du problème. Dans le cas étudié, deux écoulements parallèles avec un saut de vitesse comme décrit dans la partie droite de la Figure 1.2 sont considérés. Les effets de la gravité et de tension superficielle sont également pris en compte.

La perturbation imposée dépend des variables de temps et d'espace. En linéarisant les équations, il est possible d'obtenir des équations aux dérivés partielles linéaires. Les modes propres de ce système ainsi que leurs caractéristiques (taux de croissance et fréquence) sont ainsi obtenus analytiquement ou numériquement. Dans le cas des nappes liquides, le système d'équations est formé par les équations de la dynamique des fluides (équation de continuité et équation d'Euler ou de Navier-Stokes suivant les hypothèses), par des conditions de continuité et cinématiques à l'interface et par des conditions limites.

Depuis les premières observations de Helmholtz en 1868 [52] et les premiers calculs de Kelvin en 1871 [58], de nombreux auteurs ont utilisé cette approche pour étudier l'influence de différents paramètres (profils de vitesse, des raccords à l'interface, de la viscosité, du rapport de densité...)

Dans le cas d'une nappe liquide, les premiers travaux ont été réalisés par Squire en 1953 [101] qui considère un liquide non visqueux injecté dans une atmosphère au repos. Il met en évidence l'existence de deux modes d'oscillations possibles. Le mode variqueux, correspondant à une oscillation symétrique des deux interfaces de la nappe avec le l'air et le mode sinueux où une oscillation globale de la nappe intervient, similaire à celle observable dans le cas du battement d'un drapeau au vent (Figure 1.5). En 1955, Hagerty et Shea [51] poursuivent ces travaux et montrent que pour des rapports de masse volumiques (ρ_g/ρ_l) faibles le mode sinueux a un taux de croissance plus élevé que le mode variqueux.



Figure 1.5 : Schématisation des modes sinueux et variqueux d'après Squire [101]

Les études suivantes se sont intéressées à l'influence de la viscosité et de la décroissance de l'épaisseur de la nappe en s'éloignant de l'injecteur (Dombrowski et Johns 1963 [33]), le cas des nappes cylindriques (Crapper et al. 1975 [31]). Une revue de ces études de stabilité est présentée par Sirignano et Mehring [100]. Des travaux plus récents ont été réalisés par Dumouchel et Ledoux [35], Cousin et Dumouchel [30], Ibrahim et Akpan [56], Liao et al. [67] ou Lozano et al. [71] pour prendre en compte la viscosité des fluides, une composante azimutale de la vitesse pour intégrer l'effet du swirl dans le modèle ou de nouveaux profils de raccord. Une des seules études de stabilité s'intéressant au cas d'une nappe liquide cisailée et proposant une comparaison avec des mesures expérimentales est proposée par Lozano et al. [71]. Plusieurs calculs ont été réalisés avec et sans prise en compte de la viscosité et en faisant varier l'épaisseur de couche limite. Il ressort de cette analyse que la viscosité doit être prise en compte pour obtenir une relation linéaire entre la fréquence d'oscillation et la vitesse de l'air (Figure 1.6).

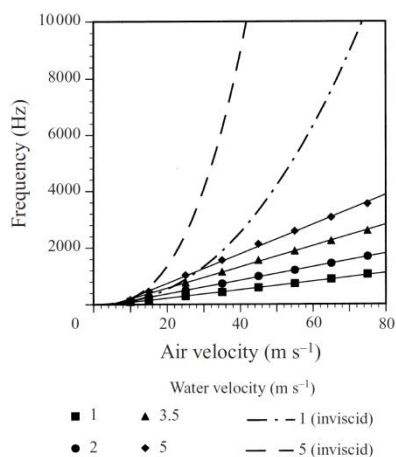


Figure 1.6 : Influence de la prise en compte de la viscosité dans l'oscillation d'une nappe liquide (analyse de stabilité) – relation linéaire avec, relation quadratique sans – Lozano et al. [71]

Ils montrent également que l'épaisseur de la couche limite influence la fréquence d'oscillation (Figure 1.7). Cependant ils ne parviennent pas à retrouver les valeurs obtenues expérimentalement (Figure 1.8). Les valeurs des grandeurs caractéristiques de l'atomisation, calculées par cette méthode, restent loin des valeurs obtenues par les expériences mettant en avant la nécessité de tenir compte du caractère hautement non-linéaire du phénomène.

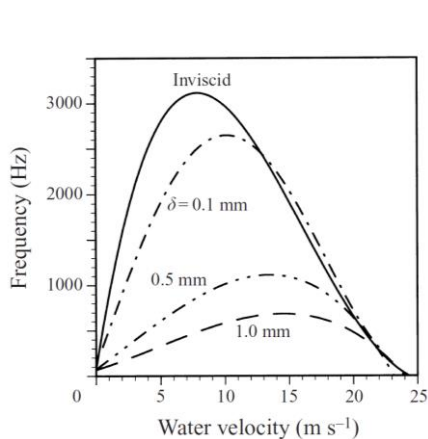


Figure 1.7 : Influence de l'épaisseur de couche limite sur la fréquence d'oscillation (analyse de stabilité) Lozano et al. [71]

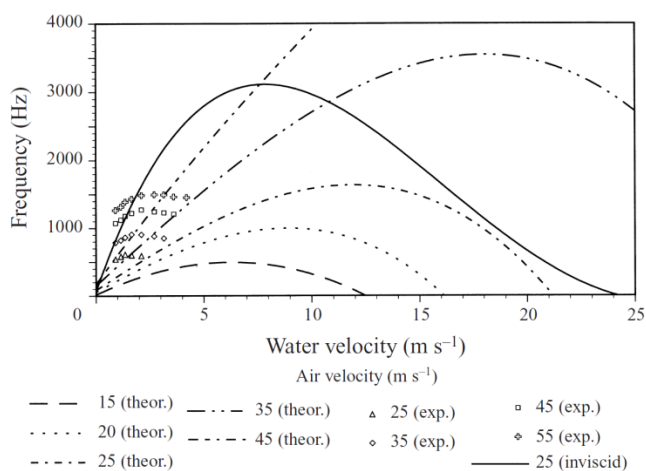


Figure 1.8 : Comparaison des résultats expérimentaux et ceux calculés par l'analyse de stabilité Lozano et al. [71]

Les instabilités transverses

Lors de l'atomisation primaire d'un écoulement liquide cisailé par un écoulement gazeux, les instabilités longitudinales induisent des vagues, qui à leur tour, favorisent l'apparition d'instabilités secondaires transversales (Figure 1.9). La combinaison de ces deux types d'instabilités est à l'origine de la formation des sacs, ligaments et autres paquets liquides issus de l'atomisation primaire (Figure 1.10).

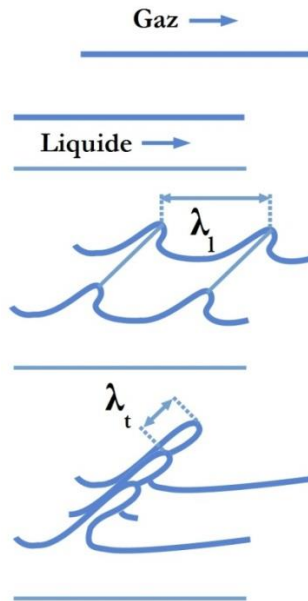


Figure 1.9 : Formation des instabilités, schéma adapté de Hong [53]

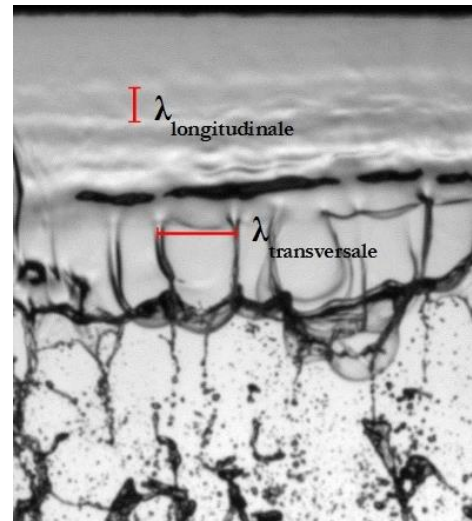


Figure 1.10 : Longueurs d'ondes longitudinales et transversales

La formation de ces différentes structures peut être expliquée à partir de plusieurs instabilités qui ne font pas intervenir les mêmes propriétés physiques. Dans le cas des jets coaxiaux et pour de faibles nombres de Weber, Lasheras et Hopfinger [62] proposent une création de ligaments basée sur une instabilité capillaire où les ligaments se forment sous l'action de la tension superficielle. L'étude de Marmottant et Villermaux [79] part de l'hypothèse que c'est l'accélération des vagues induite par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui provoque l'instabilité transverse. En effet cette accélération peut être assimilée à une vibration normale à l'interface du type Faraday. Hong [54] et Varga [107], quant à eux, suggèrent que la longueur d'onde transverse est reliée plutôt à une instabilité de type Rayleigh-Taylor. Cette instabilité est provoquée par l'accélération de la vague liquide (produite par instabilité longitudinale) par l'écoulement gazeux. La comparaison de la relation issue de cette théorie avec des résultats expérimentaux issus des travaux de Marmottant [78], Varga [107], Hong [53] et Ben Rayana [89] donne un bon accord.

1.3 Grandeurs caractéristiques et influence des paramètres d'injection

L'atomisation d'un liquide va faire intervenir un certain nombre de paramètres liés à l'injection. Leur influence va se traduire par des modifications du comportement des deux phases qu'il sera possible de quantifier à partir de l'étude de grandeurs caractéristiques. Ces deux types de variables, paramètres influents et grandeurs physiques caractéristiques, vont être définis dans les paragraphes qui suivent. Ces variables seront utilisées dans l'analyse des travaux présentée dans les paragraphes 1.4 et 1.5.

1.3.1 Paramètres caractéristiques des écoulements et des fluides

Dans les nombreuses expériences qui ont été menées sur l'atomisation d'un liquide, les recherches se sont tout d'abord intéressées à l'effet de la vitesse des deux fluides, u_l et u_g caractérisant le cisaillement à l'origine de la fragmentation du liquide.

Des travaux ont également étudié l'influence des épaisseurs initiales des écoulements t_l et t_g . Les études de stabilité [72] ont également montré que l'épaisseur de la couche limite aérodynamique (δ) liée à la contrainte de cisaillement exercée par le gaz sur la nappe liquide, avait une forte influence sur les taux de croissance et les fréquences des instabilités. D'autres auteurs utilisent l'épaisseur de vorticité définie par la relation suivante :

$$\delta_\omega = \frac{u_g - u_l}{\left(\frac{\partial u_g}{\partial y}\right)_{y=0}} \quad (1.1)$$

Ces deux épaisseurs sont en général définies à la sortie de l'injecteur, avant l'interaction entre les deux écoulements qui va fortement modifier leur valeur.

De nombreux travaux mettent en évidence le rôle des propriétés physiques des fluides sur la qualité de l'atomisation (Lefebvre, Rizkalla et Lefebvre [102], Fernandez [37]). Ainsi vont intervenir les masses volumiques et les viscosités des deux fluides et la tension de surface.

1.3.2 Grandeurs caractérisant la pulvérisation

Les résultats issus des premières études ont été obtenus par visualisation, par exemple Nukiyama et Tanasawa [84], Rizk et Lefebvre [93], Arai et Hashimoto [2], Mansour et Chigier [76, 77], ou encore Stapper et Samuelsen [102]. Les paramètres qui ont été les premiers à être étudiés sont donc ceux qui découlent d'une observation visuelle. Par la suite différentes techniques expérimentales ont été développées afin d'améliorer les mesures des différentes grandeurs caractéristiques de l'atomisation.

Les modes d'atomisation

Les instabilités de la nappe décrites précédemment vont engendrer des déformations de l'interface dont la morphologie (cellules, ligaments, sacs... (Figure 1.11)) va dépendre des paramètres d'injection cités ci-dessus. Pour ce qui est du cas avec zone de pré-film, une seconde différenciation peut être faite au niveau des perturbations de la surface liquide. L'étude de l'aspect visuel de l'atomisation permet aux auteurs de réaliser une classification en régime (§ 1.4 et 1.5) en fonction des paramètres caractéristiques de l'écoulement.

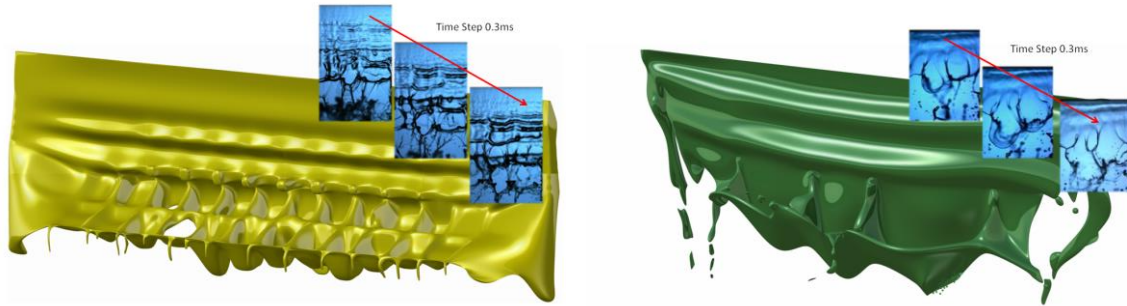


Figure 1.11 : Schématisations d'atomisation de nappe et des déformations créées à sa surface
Gauche : atomisation en cellule. Droite : atomisation en ligaments. [38]

Fréquence, amplitude et longueur d'onde des instabilités

Les instabilités engendrées par le cisaillement exercé par l'air sur la nappe liquide vont se propager et s'amplifier en s'éloignant de l'injecteur. L'analyse spectrale de la position instantanée de l'interface permet de mesurer les fréquences et les amplitudes des instabilités longitudinales et transverses et les longueurs d'ondes associées. Dans le cas d'une nappe, ces oscillations vont entraîner un battement du cœur liquide semblable à celui d'un drapeau dans le vent. Ce comportement instationnaire influence directement la fréquence et la position des lâchers de paquets liquides issus de la rupture de la nappe. Aussi de nombreux travaux se focalisent sur la mesure de la fréquence globale associée à ce battement. Pour ce faire différentes techniques pour détecter les fluctuations de la position instantanée de l'interface peuvent être utilisées. Celle utilisée pour nos mesures sera décrite dans le paragraphe 3.5 de ce mémoire.

L'angle de spray

Le battement de la nappe va créer une dispersion des gouttes caractérisée par un angle d'ouverture caractéristique de l'amplitude du battement. Cet angle peut être déterminé à partir de mesure de distribution de flux de gouttes ou par traitement d'images moyennées dans le temps.

La longueur de rupture

Lors de la croissance des ondes sur la nappe, l'épaisseur de liquide diminue en certains points et augmente en d'autres (formation de sac et de ligaments). Arrivée à une certaine épaisseur limite, la nappe va se déchirer, produisant ainsi les premiers paquets liquides et gouttes. Cette distance entre la sortie de l'injecteur et le point où apparaît cette première discontinuité de la nappe correspond à la longueur de rupture. Cette grandeur est caractéristique de l'atomisation primaire car elle permet de définir la position dans la chambre de combustion où démarre l'atomisation ; elle est donc nécessaire afin d'établir la position des gouttes et leur répartition. Elle conditionne également la dynamique de la nappe car elle détermine la masse du cœur liquide qui oscille sous l'effet de l'écoulement d'air.

Les paquets liquides et ligaments

Cette information est primordiale pour pouvoir déterminer ensuite la taille finale des gouttes après l'atomisation secondaire. En effet, la connaissance de leur taille permet de prévoir les gouttes créées lors de l'atomisation secondaire. Les paquets issus de l'atomisation primaire peuvent être soit des gouttes de granulométrie dispersée, soit des ligaments de forme allongée quelconque. Cette variété de formes rend la mesure de cette grandeur difficile. A l'heure actuelle, aucune étude n'a permis de prévoir cette grandeur et de déterminer son évolution en fonction des différents paramètres caractéristiques de l'atomisation.

Diamètre et position des gouttes

Ces paramètres sont représentatifs de l'atomisation secondaire. Les distributions spatiales en taille et en débit de gouttes sont les deux caractéristiques attendues d'un spray final. Ces paramètres sont donc importants dans le cas de l'étude d'un injecteur particulier ou afin de déterminer l'efficacité d'un type d'injection. De plus la valeur obtenue permet de déterminer la capacité de déformation des gouttes et donc leur stabilité. La taille des gouttes étant non homogène dans le temps et dans l'espace, chaque échantillon obtenu dans un volume et sur un temps donné est polydispersé. Il est représenté par une distribution en nombre de gouttes ou en volume de liquide par classe de diamètre. La forme de cette distribution est une caractéristique de l'atomisation. Dans de nombreux cas, des distributions de type Rosin-Rammler ou log-normal sont obtenues. Ces distributions sont associées à des diamètres moyens. Parmi eux deux diamètres sont souvent utilisés : le diamètre arithmétique et le diamètre moyen de Sauter. Le diamètre arithmétique noté d_{10} est une simple moyenne des tailles des gouttes de l'échantillon considéré. Historiquement, le diamètre de Sauter a été défini comme le diamètre d'une sphère ayant le même rapport du volume sur surface qu'une particule de forme quelconque. Il a été étendu à une distribution de particule et représente alors le rapport entre la somme des volumes et la somme des surfaces de toutes les gouttes prises dans l'échantillon. Cette définition donne une plus grande importance aux paquets liquides volumineux qu'un simple diamètre arithmétique. Ce diamètre est en général utilisé car il est plus représentatif pour modéliser des phénomènes où interviennent un rapport entre une inertie proportionnelle au volume et un flux dépendant de la surface d'échange à l'interface gaz/liquide. Ceci est le cas pour les phénomènes de traînée, d'évaporation, d'échauffement etc. Ce diamètre moyen de Sauter est noté SMD ou D_{32} suivant les auteurs.

1.4 Résultats obtenus pour des nappes liquides sans zone de pré-film

Les études expérimentales de l'atomisation de nappes liquides planes par cisaillement d'air se sont focalisées dans un premier temps sur une description visuelle du processus d'atomisation proposant plusieurs classifications en régime d'atomisation. Ces visualisations sont complétées par des mesures des grandeurs caractéristiques de l'atomisation présentées dans le paragraphe précédent.

1.4.1 Classification en régimes d'atomisation

Les visualisations effectuées par les différents expérimentateurs, obtenues en général par ombroscopie (Figure 1.12), ont mis en évidence différents comportements lors de

l'atomisation primaire (exemple Mansour [76, 77] ou encore Stappel et al. [102, 103]). Ces observations ont été confrontées à des mesures plus quantitatives (fréquence, longueur de rupture, taille des gouttes produites...).

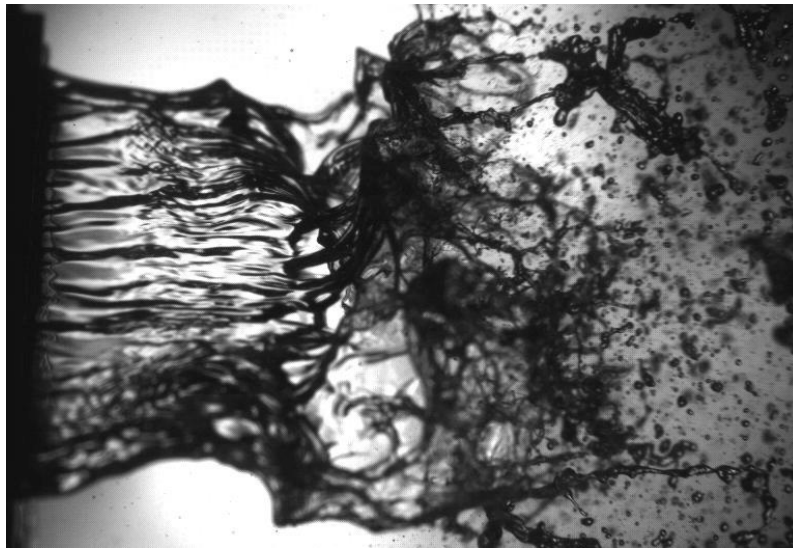


Figure 1.12 : Visualisation par ombroscopie

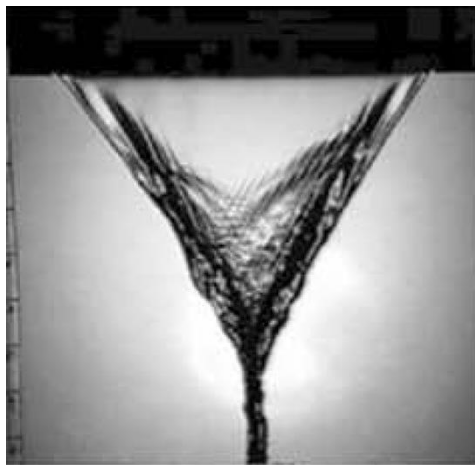


Figure 1.13 : Nappe liquide $u_g = 0$, u_l faible [23]

Différents régimes d'atomisation des nappes liquides sont ainsi mis en évidence en fonction des vitesses d'écoulement des deux phases (Berthoumieu et Carentz [8], Carvalhlo et al. [23], Larricq [60], Mansour et Chigier [76, 77], Lozano et al [73], Rizk et Lefebvre [93], Park et al. [85], Stapper et al. [102, 103], Vitch et al. [108]). La principale caractéristique permettant de classer ces régimes est la forme de l'atomisation et des paquets liquides résultants. Les autres paramètres caractéristiques sont la longueur de rupture, l'angle d'atomisation et la fréquence de battement.

Tout d'abord, en absence d'écoulement d'air ($u_g = 0$ m/s), les deux bords de la nappe convergent et coalescent en une forme triangulaire sous l'action des forces de tension de surface (Figure 1.13). Pour des vitesses liquides (u_l) faibles le centre de la nappe est continu et

régulier. Lorsque u_l augmente, de faibles perturbations apparaissent à la surface dues à la transition vers le régime turbulent mais il n'y pas d'atomisation [34]. Pour de plus grandes vitesses liquides, des trous naissent puis s'élargissent sur la nappe mais ne produisent pas de goutte.

L'ajout d'un écoulement de gaz qui va cisailer la nappe liquide est donc bien l'élément perturbateur qui déclenche l'atomisation. Suivant les vitesses des deux écoulements, l'atomisation a une phénoménologie différente et peut être classée en différents régimes.

La première classification des régimes d'écoulements est proposée par Mansour et Chigier [77]. Reprenant les deux types d'oscillation (Figure 1.14) introduits par l'analyse de stabilité de Squire [101] et grâce à une étude expérimentale afin d'obtenir la fréquence d'oscillation, une classification en trois régimes a pu être établie.

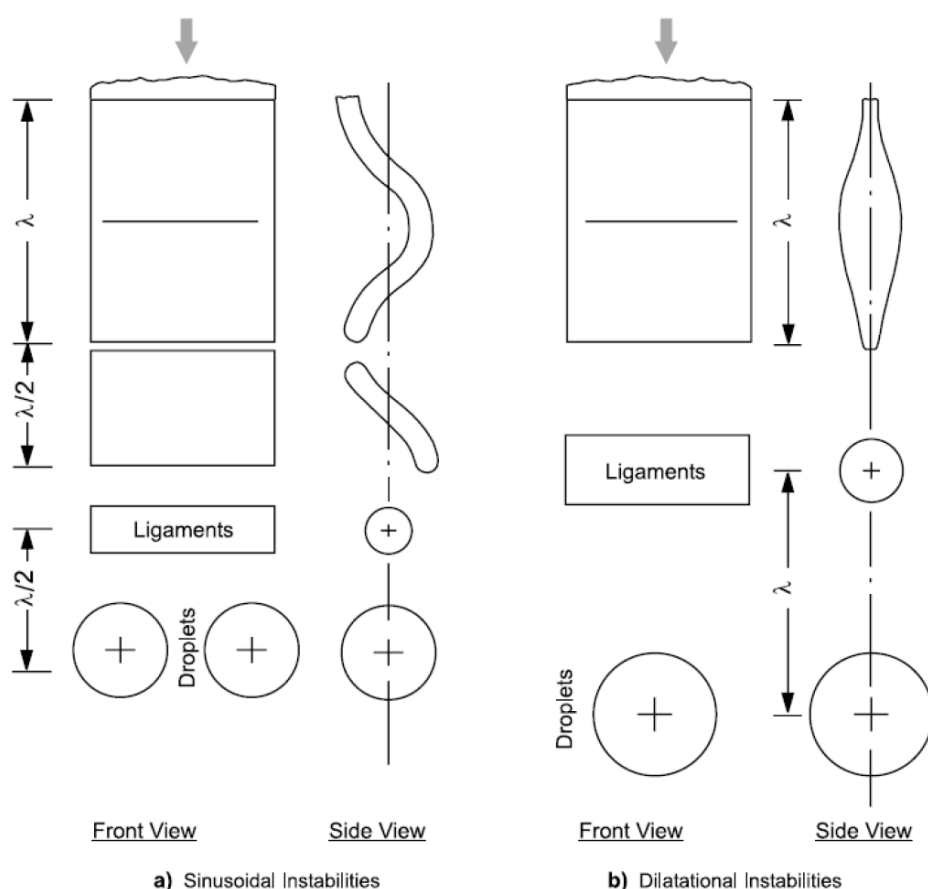


Figure 1.14 : Modes d'oscillation des nappes [37]
 (sinusoïdal = antisymétrique et variqueux = symétrique)

Dans le même temps Stapper et Samuelsen [102] identifient visuellement deux régimes d'atomisation : rupture en cellules et en ligaments (Figure 1.15 et Figure 1.16). En 2008, Dumouchel reprend toutes les études s'intéressant entre autres aux régimes d'atomisation et propose une classification comprenant trois régimes, basée sur le rapport des vitesses des écoulements u_g/u_l [34]. Certaines études ont également montré l'influence des épaisseurs des écoulements [2, 72, 93]. Lozano [72] propose d'employer le rapport de

quantité de mouvement MR utilisé également dans l'étude de la pulvérisation des jets liquides afin de caractériser l'atomisation. Ce paramètre est défini par :

$$MR = \frac{\rho_g u_g^2 t_g}{\rho_l u_l^2 t_l} \quad (1.2)$$

Finalement, Fernandez [38] a repris cette classification en utilisant comme nombre caractéristique, le rapport de flux de quantité de mouvement MFR défini par :

$$MFR = \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l u_l^2} \quad (1.3)$$

Il ajoute un dernier régime pour les grands MFR [38]. Cette classification est la suivante (Figure 1.17) :

a) Pour un nombre MFR inférieur à 0,5 :

La nappe bat suivant des ondes sinusoïdales et variqueuses ayant un faible taux de croissance. La longueur de rupture est importante et l'angle d'atomisation est faible. La croissance de ligaments longitudinaux et transversaux forme des structures en cellules qui, en s'étirant en leurs centres, vont mener à la rupture de la nappe. Ce régime fut nommé « régime de rupture en cellules » (« cellular break-up regime ») par Stapper et al. [102].

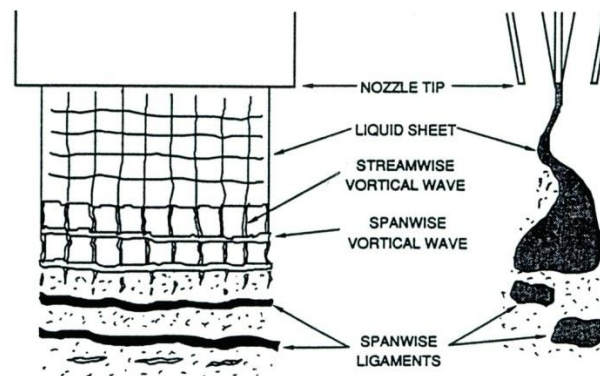


Figure 1.15 : Régime d'atomisation en cellules [102]

b) Pour MFR compris entre 0,5 et 4 :

Le cisaillement dans le sens de l'écoulement devient prédominant et les ondes transversales perdent de leur intensité par rapport aux longitudinales. Les structures dominantes créées sont alors les ligaments longitudinaux. La nappe bat avec une grande amplitude due à la croissance rapide des ondes longitudinales sous forme sinusoïdales et produit donc un grand angle de spray lors de son atomisation. La longueur de rupture est faible et l'atomisation des ligaments produit principalement des gouttes. Ce régime est appelé « régime d'atomisation par ligaments » (« stretched streamwise ligament break-up regime »).

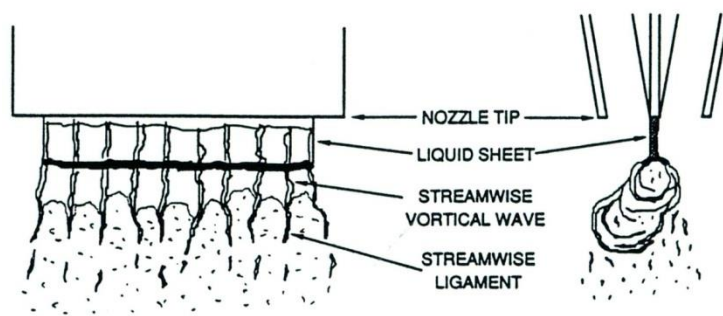


Figure 1.16 : Régime d'atomisation en ligaments [102]

c) Pour MFR compris entre 4 et 22 :

À la sortie de l'injecteur, la nappe est fortement cisailée par l'écoulement gazeux. Il se forme alors des structures ponctuelles et éphémères tels que des ligaments ou des cellules qui sont immédiatement atomisés. Il est alors difficile de déterminer une longueur de rupture vu que d'un instant à l'autre il y a une forte disparité de la forme de la nappe. Ce régime est nommé « atomisation en nappe déchirée » (« torn-sheet break-up ») à cause de son caractère assez chaotique.

d) Pour MFR supérieur à 22 :

Ce dernier régime a été découvert récemment par Fernandez lors de cette étude de classification des régimes d'atomisation [38]. La nappe redevient plus régulière et une membrane se forme à la sortie de l'injecteur (sans ondes sinusoïdales ou variqueuses). La longueur de rupture est faible mais beaucoup plus facilement mesurable que pour le régime d'atomisation en nappe déchirée. Les gouttes alors produites ont des diamètres très disparates (de $10\ \mu\text{m}$ à $0,5\ \text{mm}$) ; ce régime est nommé « atomisation en membrane » (« membrane break-up regime »).

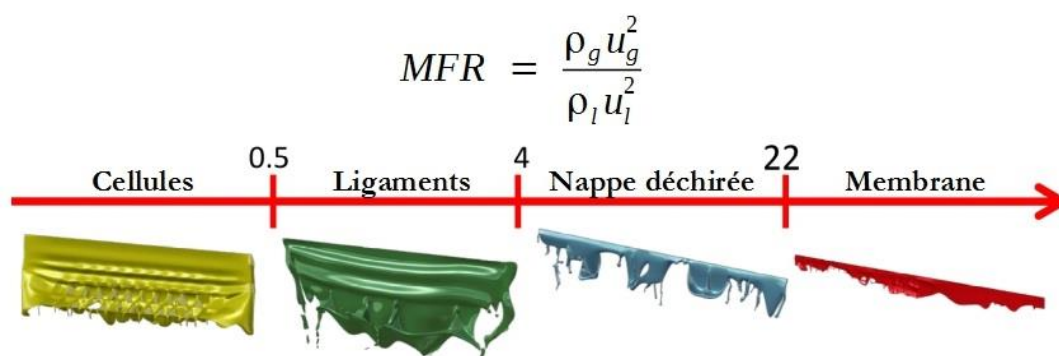


Figure 1.17 : Classification des régimes d'atomisation en fonction du nombre MFR (d'après Fernandez [38])

Grâce à cette classification, basée sur le rapport des flux de quantité de mouvement (Figure 1.17), il est alors possible de déterminer le régime d'atomisation de la nappe liquide par la connaissance des conditions d'injection (vitesses et masses volumiques).

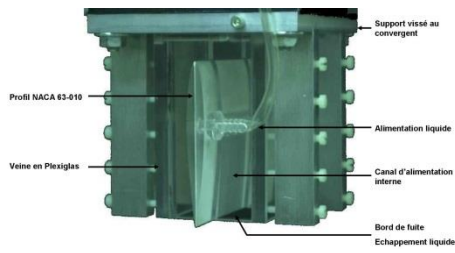
Dans son papier de 2009, Lozano revient sur certains aspects de cette classification [70]. D'après les recherches bibliographiques qu'il a faites, la présence d'ondes

symétriques sur la nappe n'a jamais pu être observée. Au cours des montages expérimentaux qu'il a réalisés, il n'a pu mettre en évidence ce mode d'oscillation alors qu'il le recherche tout particulièrement. L'existence de ces ondes, comme suggérée par Squire [101] et reprise par Mansour [76] pour sa classification, lui semble donc peu probable dans le cas des injecteurs de type airblast. Il propose alors que le changement de régime observé est dû à la présence d'ondes transversales ayant une amplitude suffisamment importante pour modifier les caractéristiques de l'atomisation.

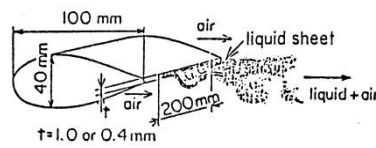
Finalement une dernière classification a été proposée par Lozano [74]. Elle est composée de six régimes qui sont caractérisés par des variations dans les fréquences mesurées, l'allure des spectres dont elles sont issues, les angles de spray et le comportement global de la nappe. Elle reprend les classifications précédentes en ajoutant des régimes intermédiaires caractérisés par des variations dans les fréquences d'oscillation et les angles de spray.

1.4.2 *Descriptions des études expérimentales et corrélations obtenues*

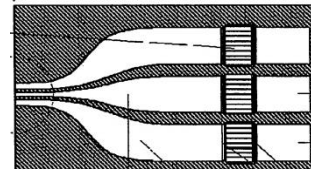
Outre les différentes classifications proposées, les études expérimentales se sont intéressées aux grandeurs caractéristiques de l'atomisation. Les injecteurs utilisés sont présentés dans la Table 1.1 et les conditions expérimentales des différentes études sont récapitulées dans la Table 1.2. Ces deux tables montrent à la fois une homogénéité de la géométrie globale des injecteurs et des conditions expérimentales ainsi que des différences notables telles que les épaisseurs de liquide et d'air, la forme de la veine d'essai, l'angle entre les deux écoulements par exemple. Les différents auteurs ont mesuré la fréquence d'oscillation, la longueur de rupture, l'angle de spray ou la granulométrie par exemple grâce à l'utilisation ou la mise au point de différentes techniques expérimentales.



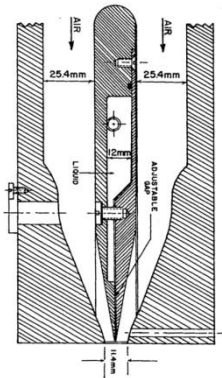
Larricq [60, 61]



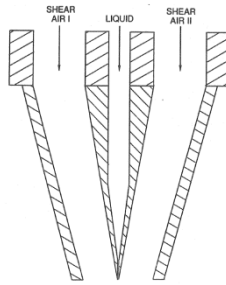
Arai et Hashimoto [2]



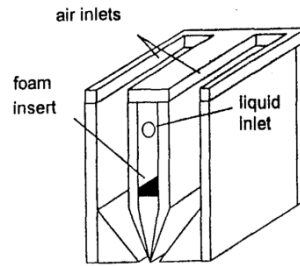
Park et al. [85]



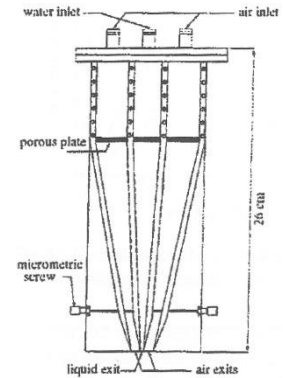
Rizk et Lefebvre [93]



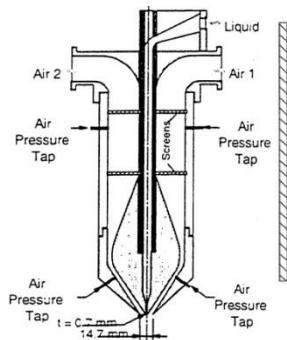
Stapper et al. [102, 103]



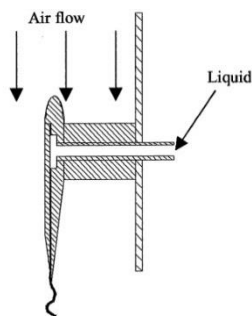
Lozano et al. [73]



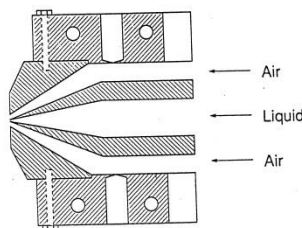
Vich et al. [108]



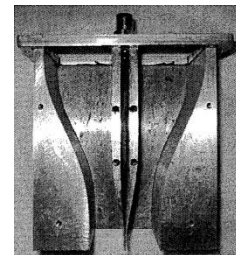
Carvalho et al. [21-24]



Berthoumieu et al. [8, 9, 20]



Chigier et al. [37, 76, 77]



Lozano et al. [71, 72, 74, 75, 99]

Table 1.1 : Différents injecteurs utilisés pour l'étude des nappes liquides

La présentation qui suit a pour objectif de décrire les différents travaux réalisés et fournir les principales conclusions proposées par les auteurs. Afin de permettre une comparaison entre les principales corrélations déduites de ces études, celles-ci ne seront pas données dans la partie descriptive mais récapitulées en fin de cette section sous forme de trois tableaux (Table 1.3, Table 1.4 et Table 1.5). Une comparaison plus détaillée et critique de ces résultats sera faite dans le paragraphe 1.6 de ce mémoire.

Étude	Réf.	Gamme de vitesse liquide	Gamme de vitesse d'air	Épaisseur(s) liquide(s)	Épaisseur(s) d'air
Rizk et Lefebvre	[93]	1 à 5 m/s	54,8 à 121,9 m/s	90 à 380 μm	5 mm
Arai et Hashimoto	[2]	0,5 à 2 m/s	23 à 67 m/s	400 et 1000 μm	~145 mm
Stapper et al.	[102, 103]	1 et 5 m/s	0 à 60 m/s	508 μm	20,3 mm
Mansour et Chigier	[76, 77]	1,5 à 16 m/s	0 à 145 m/s	254 μm	1,45 mm
Eroglu et Chigier	[37]	1,5 à 16 m/s	0 à 145 m/s	254 μm	1,45 mm
Vich et al.	[108]	0,3 à 40 m/s	0 à 20,8 m/s	0,4 à 1,4 mm	2 à 7,5 mm
Lozano et al. 1	[73]	0,6 à 6 m/s	10 à 75 m/s	950 μm	~8 mm
Carvalho et al.	[21-24]	0,7 à 6,4 m/s	10 à 39 m/s	700 μm	7 mm
Berthoumieu et Carentz	[8, 9, 20]	1 à 4m/s	30 à 80 m/s	300 μm	22 mm
Lozano et al. 2	[71, 74, 75]	0,6 à 6 m/s	10 à 75 m/s	350 μm	3,45 mm
Lozano et al.3	[72, 99]	0,6 à 6 m/s	10 à 75 m/s	500, 700 et 900 μm	3,15 – 10-17,25 - 26 et 35 mm
Park et al.	[85]	2 à 9,8 m/s	13,3 à 93,1 m/s	254 μm	1.397 mm
Larricq	[60, 61]	0.5 à 8 m/s	30 à 100 m/s	300 μm	22 mm
Fernandez	[38-41]	0.5, 1 et 2 m/s	17 à 63 m/s	300 μm	22 mm

Table 1.2 : Récapitulatif des conditions expérimentales des différentes études sur les nappes liquides sans zone de pré-film

Rizk et Lefebvre, en 1980 [93], sont parmi les premiers à créer une nappe liquide qui s'apparente à celles qui sont étudiées actuellement. Leur injecteur a la particularité de créer une nappe dont l'épaisseur peut être ajustée, ce qui leur permet d'étudier cinq épaisseurs liquides différentes allant de 90 à 390 μm . La vitesse liquide varie de 1 à 5 m/s et celle de l'air de 54,8 à 121,9 m/s. Ils étudient uniquement l'influence des paramètres d'injection sur la taille des gouttes finales à l'aide de mesures optiques utilisant la théorie de la diffraction de la lumière par des particules sphériques. Ces travaux ont été réalisés avec de l'eau et du kérosène. Les résultats mettent en évidence une diminution de la taille des gouttes lors de l'augmentation de la vitesse de l'air, de la diminution du débit liquide et également lors de la diminution de l'épaisseur de la fente d'injection du liquide. Une relation entre la taille des gouttes et ce dernier paramètre a été proposée : $D_{32} \propto t_l^{0.38}$. À la suite de cette étude, la grande majorité des injecteurs mis en œuvre pour l'étude de l'atomisation des nappes liquides

reprend ce type de géométrie. La même équipe a également travaillé sur l'influence des propriétés du liquide. Rizkalla et Lefebvre [96], puis Rizk et Lefebvre [94] ont observé une influence faible de la viscosité et de la tension de surface sur la taille finale des gouttes. Concernant la masse volumique du liquide, l'influence est similaire sauf lorsque celle-ci est augmentée de façon importante au-delà des conditions que l'on retrouve dans l'aéronautique soit 1,5 fois celle de l'eau. Dans ces cas extrêmes, l'augmentation de la masse volumique conduit à de plus grandes tailles de gouttes. Sattelmayer et Wittig [97] arrivent aux mêmes conclusions sur les influences de la viscosité et de la tension de surface. Lefebvre [65] complète ce résultat en indiquant que l'influence de la viscosité est faible pour les grandes vitesses d'air mais que pour des faibles vitesses d'air, son augmentation va produire des gouttes de taille supérieure. À partir de ces différentes études, Lefebvre et son équipe obtiennent de nombreuses corrélations spécifiques pour chaque type d'injecteur [36, 68, 95, 96].

En 1986, Arai et Hashimoto [2] étudient l'oscillation d'une nappe liquide soumise à un cisaillement d'air. La vitesse de leur écoulement d'air est comprise entre 23 et 67 m/s et celle de la nappe liquide entre 0,5 et 2 m/s. Deux épaisseurs liquides ont été étudiées, 0.4 et 1 mm. Les gammes de vitesses de cette expérience correspondent ainsi à celles de notre étude. Bien qu'ayant seulement deux épaisseurs liquides différentes, cette étude est une des seules qui prennent en compte l'influence de ce paramètre sur l'atomisation. La longueur de rupture de la nappe a été mesurée à partir de clichés photographiques de la nappe éclairée par ombroscopie. L'augmentation de la vitesse de l'air ou la diminution de celle du liquide induisent dans les deux cas une diminution de la longueur de rupture. En ce qui concerne la mesure de fréquence, deux techniques ont été utilisées. Pour obtenir la fréquence d'oscillation de la nappe, une technique décrite dans le paragraphe 3.5 utilisant la réflexion de la nappe d'un faisceau laser sur la nappe est utilisée. En parallèle, une mesure de fréquence de rupture de la nappe est également réalisée grâce à un stroboscope. Les deux fréquences ainsi obtenues étant égales, les auteurs concluent que l'atomisation du liquide est fortement liée à l'oscillation de la nappe. Ils mettent également en évidence un accroissement de la fréquence d'oscillation lorsque la vitesse de l'air augmente. Lors de leurs travaux, ils mesurent la taille des gouttes produites à l'aide d'un granulomètre utilisant, comme pour les travaux de Rizk et Lefebvre, la théorie de la diffraction de la lumière par des particules sphériques. Les résultats obtenus permettent de proposer une relation entre la taille des gouttes et la fréquence d'oscillation de la nappe. À l'issue de ces travaux, des corrélations empiriques ont pu être proposées pour relier aux conditions d'injection et aux propriétés des fluides, les trois grandeurs mesurées : longueur de rupture, fréquence d'oscillation et taille des gouttes (Table 1.3, Table 1.4 et Table 1.5). Il est alors possible de retrouver, entre autres, l'influence de l'épaisseur liquide à travers ces corrélations. Ainsi la longueur de rupture augmente avec l'épaisseur de la nappe liquide. De même, il peut être noté que la longueur de rupture est reliée directement au débit liquide et non à la vitesse liquide ou à l'épaisseur liquide. À noter que l'utilisation de l'épaisseur liquide comme longueur de référence pour la longueur de rupture est par la suite utilisée par la majorité des auteurs. La corrélation obtenue pour calculer la fréquence d'oscillation, indique que celle-ci diminue lorsque l'épaisseur de la nappe augmente. Finalement, Arai et Hashimoto ont mis en avant l'influence de la fréquence d'oscillation sur la taille des gouttes en les reliant par une corrélation empirique (Table 1.5).

Les études de Stapper et al. [102, 103] ont été réalisées avec un injecteur générant une nappe liquide de 508 μm d'épaisseur avec un rapport d'aspect de 93 et deux écoulements

d'air de 20,3 mm d'épaisseur. Deux vitesses liquides ont été étudiées 1 et 5 m/s et la vitesse d'air varie entre 0 et 60 m/s. Ils ont utilisé différents liquides (eau, éthanol et éthylène) afin de voir l'influence des propriétés physiques (viscosité, tension de surface, masse volumique). Des acquisitions d'images ont été réalisées pour caractériser l'atomisation de la nappe permettant de mettre en évidence les deux modes d'atomisation introduits par ces auteurs et présentés dans le paragraphe précédent (rupture en cellules ou en ligaments). Ces images en vue de dessus ont également permis de mesurer la longueur de rupture de la nappe. Pour ces travaux, la taille des gouttes est obtenue à l'aide d'un granulo-anémomètre Laser à effet Doppler, noté PDA par la suite pour « Particle Dynamics Analysis », dont le principe sera détaillé dans le paragraphe 3.2.2 de ce mémoire. Ils concluent que les propriétés des liquides n'ont que peu d'influence sur le mode de rupture de la nappe (ligaments ou cellules) mais influent sur la taille et la forme des structures liquides créées. Une plus faible tension de surface conduit à la formation de structures de petites tailles, favorisant ainsi la formation de gouttes plutôt que de ligaments, alors qu'une viscosité plus élevée a tendance à former des structures de plus grandes tailles.

À la même époque, l'équipe de Chigier a obtenu de nombreux résultats sur l'atomisation des nappes liquides. Mansour et Chigier [76, 77] ont ainsi utilisé un injecteur airblast caractérisé par une épaisseur liquide de 0,254 mm, un rapport d'aspect largeur-épaisseur de 120 et une épaisseur d'air de 1,45 mm. Les vitesses liquides sont comprises entre 1,5 et 16 m/s et celles du gaz entre 0 et 145 m/s. Outre des observations visuelles ayant permis la classification des régimes décrite précédemment, ces auteurs [76] mettent en œuvre des mesures de granulométrie à l'aide d'un granulomètre similaire à celui utilisé par Rizk et Lefebvre [93], ou Arai et Hashimoto [2]. Une diminution de la taille des gouttes est observée lors de l'augmentation du rapport des vitesses u_g/u_i . Ils mesurent également la longueur de rupture de la nappe à partir d'images en vue de dessus (Mansour et Chigier [77]) et observent une augmentation de cette longueur lorsque le rapport des vitesses u_g/u_i diminue. Ce résultat est cohérent avec les observations faites par Arai et Hashimoto [2]. Les premières mesures d'angles de spray ont été réalisées par Mansour et Chigier [77] afin de mieux comprendre leur classification en trois régimes. Ces mesures sont réalisées à partir d'images en vue de côté. L'angle du spray est alors défini par l'évolution de l'amplitude de l'oscillation de la nappe ou par les gouttes produites par l'atomisation du liquide quand il n'y a pas de formation de nappe liquide en sortie d'injecteur. Cette étude a mis en évidence un comportement singulier de cette grandeur. En effet, quelle que soit la vitesse d'air, l'angle du spray augmente avec la vitesse liquide jusqu'à atteindre un maximum puis diminue. De plus, lorsque la vitesse d'air augmente, l'angle maximal atteint diminue. Lors de cette étude Mansour et Chigier [77] ont également réalisé des mesures de fréquence d'oscillation en utilisant la technique d'atténuation laser grâce à un couple laser-diode réceptrice (§ 3.5). Ces mesures mettent en évidence l'existence de saut de fréquence lorsque la vitesse liquide augmente (Figure 1.18). Mansour et Chigier proposent ainsi trois régions avec des comportements différents. Ils relient les deux premières régions A et B à une oscillation de type sinusoïdale. Dans ce cas, la fréquence de battement dépend linéairement de la vitesse de l'écoulement d'air et faiblement de la vitesse liquide. Pour la région C correspondant à de fortes vitesses liquides, l'oscillation de la nappe correspond à des ondes de type variqueuses et la relation linéaire entre la vitesse de l'air et la fréquence d'oscillation n'est plus vérifiée. Mansour et Chigier ont réalisé des

mesures de longueur de rupture à partir d'images en vue de dessus. Ils retrouvent des résultats similaires à ceux obtenus par Arai et Hashimoto. Les travaux de Mansour et Chigier [76] ont ensuite décrit la répartition des gouttes suivant la distance au plan de la nappe liquide. Ces mesures ont montré que les gouttes ayant les diamètres les plus importants se retrouvent sur l'extérieur du spray. Ils expliquent que ce comportement est dû à l'oscillation de la nappe qui engendre la rupture lors du maximum d'amplitude. En couplant ces résultats avec des mesures de vitesses de gouttes, ils observent logiquement que les gouttes de petites tailles possèdent une vitesse plus élevée.

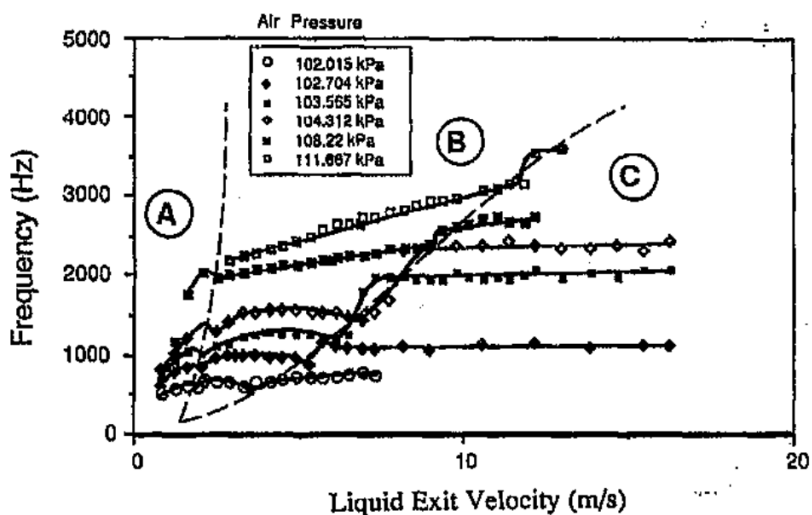


Figure 1.18: Mesures de fréquences de Mansour et Chigier [77] avec les frontières des trois régimes d'atomisation

Dans les mêmes conditions expérimentales, Eroglu et Chigier [37] poursuivent ces travaux en faisant varier la tension de surface de 3 à $12 \cdot 10^{-3}$ Pa.s et la viscosité de 32 à $55 \cdot 10^{-2}$ N/m. Ils montrent ainsi que la fréquence d'oscillation de la nappe diminue lorsque la viscosité augmente mais n'est que peu affectée par la tension de surface.

En 1996, Vich et al. [108] étudient une nappe liquide dont l'épaisseur varie de $0,4$ à $1,4$ mm et l'épaisseur de l'air de 2 à $7,5$ mm. L'analyse est basée sur des visualisations réalisées simultanément en vue de dessus et de côté. Ils comparent les longueurs d'onde mesurées à partir des images et celles calculées à partir de la théorie de Kelvin-Helmholtz. Ils mettent en évidence ainsi des différences notables et suggèrent, comme l'avait fait Birkoff [13], que la nappe peut se comporter avec un « effet de drapeau » (« flag effect » évoqué par Rayleigh [90]). Ils suggèrent alors que l'instabilité à l'origine du battement de la nappe peut être due à la création de vorticités dans une zone recirculée au niveau du point d'injection du liquide.

En 1996, Lozano et al. [73] utilisent un injecteur générant une nappe d'épaisseur $950 \mu\text{m}$, de rapport d'aspect largeur-épaisseur de 84 , cisailée de chaque côté par un écoulement d'air dissymétrique de $7,6$ et $8,55$ mm d'épaisseur. La vitesse liquide varie de $0,2$ à $2,45$ m/s et celle de l'air de 8 à 65 m/s. Des descriptions et classifications en régime à partir de visualisations ont alors été réalisées, ainsi que des mesures de fréquence, d'angle de spray et d'espacement des ligaments. Les mesures de fréquence, réalisées par la technique

d'atténuation laser (§ 3.5), ont permis de retrouver les évolutions observées par Mansour et Chigier [77]. De même, les mesures d'angles permettent d'observer les évolutions décrites précédemment par Mansour et Chigier (Figure 1.19).

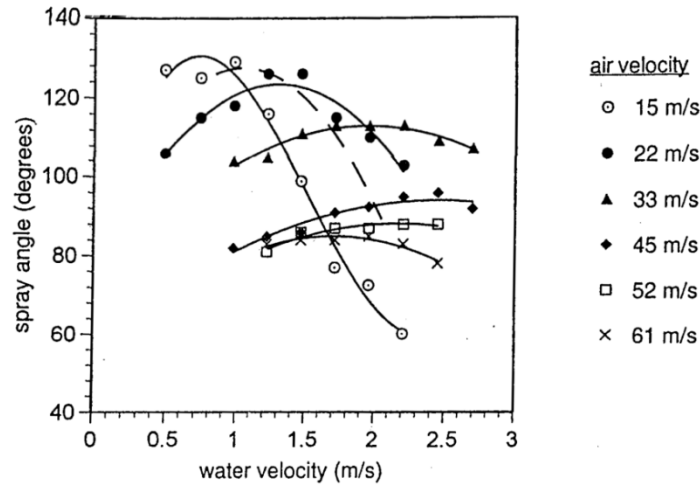


Figure 1.19 : Évolution de l'angle de spray en fonction de la vitesse liquide, d'après Lozano [73]

En 2000, Lozano et al. [69, 71, 75] utilisent un nouvel injecteur générant une nappe liquide de 0,35 mm avec un rapport d'aspect de 230 et deux écoulements d'air de 3,45 mm d'épaisseur. Les profils de vitesse du liquide et de l'air sont parfaitement parallèles en sortie de l'injecteur. La vitesse du liquide varie de 0,6 à 6 m/s et celle de l'air de 15 à 75 m/s. Grâce à une illumination de type PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence), ils ont réussi à obtenir des visualisations simultanées des écoulements d'air et de liquide. L'écoulement d'air estensemencé par de l'acétone qui est excité par le laser utilisé et le liquide peut être observé grâce à la lumière réémise par diffusion de Mie. Ces visualisations ont mis en évidence l'existence de recirculations en aval des oscillations de la nappe liquide [69, 75]. La fréquence de battement de la nappe est obtenue par une méthode d'atténuation d'un faisceau Laser décrite dans le paragraphe 3.5 de ce mémoire. Ils retrouvent également une relation linéaire entre la fréquence d'oscillation et la vitesse du gaz ainsi que la faible influence de la vitesse liquide [71]. Ils associent le battement de la nappe à un nombre de Strouhal défini par :

$$St = \frac{f \cdot t_l}{u_g - u_{min}} = constant \quad (1.4)$$

u_{min} est obtenue expérimentalement en prolongeant la relation linéaire liant la fréquence de battement à la vitesse de l'air et correspond à la vitesse minimale de l'air pour initier l'oscillation de la nappe.

Lozano et al obtiennent une valeur constante de ce nombre adimensionnel égale à 0,01. Une valeur de 0,0067 est déduite des résultats de Mansour et Chigier [77] et 0,007 pour leur précédente configuration [73]. Ils attribuent cette variation du nombre de Strouhal aux géométries différentes des injecteurs étudiés et en particulier à l'influence de l'angle entre les deux écoulements. L'utilisation d'un nombre de Strouhal constant pour caractériser l'oscillation de la nappe leur fait suggérer que l'oscillation de la nappe est liée à un lâcher de tourbillons similaire aux allées de Von Karman.

Au cours de cette étude, ils ont proposé une analyse de stabilité citée précédemment (§ 1.2) dont les résultats sont comparés aux mesures expérimentales. Ils ont également établi une relation liant la fréquence d'oscillation, le diamètre de Sauter et le rapport des flux de quantité de mouvement (Table 1.5).

L'oscillation d'une nappe liquide lors du processus d'atomisation est également étudiée par Carvalho et al. à partir de 1997 [21-24]. Ils travaillent avec un injecteur dont l'épaisseur de liquide est de 700 μm et le rapport d'aspect de 114. Les écoulements d'air ont quant à eux une épaisseur de 7 mm. La gamme de vitesse liquide est comprise entre 0,7 et 6,4 m/s ; pour celle de gaz, elle peut être différente de chaque côté de la nappe avec une vitesse moyenne maximale de 39 m/s. Des mesures de longueur de rupture ont été réalisées à partir d'images de vue de dessus. Carvalho et al. définissent la longueur de rupture comme la distance entre l'injecteur et le point où la rupture de la nappe commence. Comme leurs prédécesseurs : Arai et Hashimoto [2], Mansour et Chigier [77] ou Stapper et al. [102], Carvalho et al. [24] observent une augmentation de la longueur de rupture lorsque la vitesse d'air diminue ou la vitesse liquide augmente. Pour les mesures de fréquence, une technique d'atténuation laser est utilisée simultanément à un éclairage par stroboscope pour figer l'atomisation de la nappe [22]. Ce dispositif permet de confirmer les conclusions d'Arai et Hashimoto [2] concernant la similitude entre la fréquence de battement de la nappe et celle de lâcher des structures liquides. Ils observent alors une augmentation de la fréquence d'oscillation lorsque la vitesse liquide ou la vitesse d'air augmente. Toutefois la relation linéaire entre la fréquence de battement et la vitesse du gaz obtenue par Arai et Hashimoto [2], Mansour et Chigier [77] ou encore Lozano et al. [71], n'est pas retrouvée ici. Ils ont également travaillé sur l'angle de spray à partir de deux techniques, l'une similaire à celles utilisées par Mansour et Chigier [77] utilisant un éclairage de la nappe sur fond clair à l'aide d'un stroboscope et la seconde en réalisant un éclairage à l'aide d'une nappe laser continue et une acquisition de l'image avec un temps d'exposition important [23]. La technique par stroboscope s'apparente plus à une mesure de l'angle de battement de la nappe qu'à un angle de spray. La technique par stroboscope donne des mesures d'angle inférieures à celles obtenues avec la nappe laser car, pour cette deuxième technique, les gouttes périphériques sont prises en compte par saturation lumineuse. Toutefois les deux mesures donnent une évolution similaire des angles avec un décalage spatial entre les deux courbes. Lors de ces mesures d'angles, Carvalho et al. retrouvent les résultats de Mansour et Chigier et de Lozano et al. Ces mesures permettent aux auteurs d'établir différentes corrélations, utilisant dans un premier temps différents nombres adimensionnels [24] puis uniquement le nombre MFR [23] (Table 1.3 et Table 1.4).

Carentz [20], étudie la pulvérisation d'une nappe liquide d'épaisseur 300, 400 ou 500 μm avec un rapport d'aspect de 36 à 60 [8, 9]. Les vitesses maximales utilisées sont de 9 m/s pour le liquide et de 80 m/s pour le gaz. Pour obtenir la fréquence d'oscillation, il utilise une technique d'atténuation laser. Il note une augmentation de la fréquence d'oscillation quand l'épaisseur liquide diminue mais ne quantifie pas la relation entre les deux grandeurs. Il propose une nouvelle corrélation basée sur le rapport de flux de quantité de mouvement (*MFR*) qui dépend de l'épaisseur liquide (Table 1.3).

L'étude de Park et al. de 2004 [85] utilise un injecteur qui génère une nappe liquide de 254 μm d'épaisseur avec un rapport d'aspect de 100 et un écoulement d'air de 1,397 mm

d'épaisseur La vitesse du liquide varie de 2 à 9,8 m/s et celle du gaz de 13,3 à 93,1 m/s. Grâce à des visualisations par ombroscopie, ils ont mesuré la longueur de rupture de la nappe. Ils mettent également en évidence l'existence de mouvements transversaux de la nappe liquide provoqués par la superposition d'ondes sinusoïdales et variqueuses. Ils concluent que ce mouvement transversal peut perturber la mesure de la fréquence de battement par atténuation laser du fait de la présence d'une seconde oscillation. Concernant les mesures de longueur de rupture, ils proposent une nouvelle approche afin de modéliser la longueur de rupture de la nappe liquide. Ils observent que le temps de rupture défini à partir de la longueur de rupture et la vitesse du liquide suit la même évolution qu'un temps d'amplification des ondes déduit de la théorie de stabilité linéaire. Ce dernier correspond au temps nécessaire pour que l'amplitude croisse d'un facteur e ($=2,718$). En utilisant l'expression déduite du calcul de stabilité pour le taux d'amplification des ondes, ils déduisent une nouvelle loi pour la longueur de rupture (Table 1.4). Park et al. [85] s'intéressent également au taux de croissance des ondes le long de la nappe liquide. Ils observent un comportement linéaire pour de faibles vitesses d'air avec une croissance spatiale de l'onde exponentielle alors que pour des vitesses plus élevées, un comportement non-linéaire est obtenu. Ces résultats corroborent ainsi les observations de Lozano et al. [71].

En 2005, Lozano et al. proposent une nouvelle étude de l'atomisation d'une nappe liquide [72, 99]. L'injecteur a été modifié par rapport à leurs travaux précédents pour permettre une variation des épaisseurs des écoulements. Des épaisseurs initiales de nappe liquide égales à 500, 700 ou 900 μm peuvent être utilisées avec cinq épaisseurs différentes pour le flux d'air : 3,45 – 10 – 17,25 – 26 et 35 mm. Ils utilisent les mêmes techniques expérimentales que lors de leurs précédents travaux. Ils concluent que la fréquence d'oscillation dépend de la racine carrée de l'épaisseur liquide. Ils remarquent également une influence de l'épaisseur d'air sur cette fréquence. Lozano et al. proposent alors l'utilisation du nombre MR (rapport des quantités de mouvement) en ajoutant l'influence de l'épaisseur liquide et de gaz au nombre MFR (rapport des flux de quantité de mouvement) qui est souvent utilisé pour caractériser l'atomisation d'une nappe liquide.

$$MR = \frac{\rho_g u_g^2 t_g}{\rho_l u_l^2 t_l} \quad (1.5)$$

Ils modifient alors le nombre de Strouhal proposé dans leur précédente étude [71] en ajoutant l'épaisseur liquide et du gaz (1.6) :

$$St = \frac{f \sqrt{t_l t_g}}{u_g - u_{min}} \quad (1.6)$$

Cependant sa valeur dépend de l'épaisseur de l'air, ils suggèrent alors que l'épaisseur d'air n'est pas le bon paramètre pour prendre en compte l'influence de l'écoulement d'air.

En 2006 Larricq s'intéresse à l'atomisation d'une nappe liquide cisillée et à l'influence de l'ajout de système de perturbation par plasma [60]. Un injecteur de 300 μm d'épaisseur liquide est utilisé avec un rapport d'aspect de 130. L'épaisseur d'air est égale à 22 mm. La vitesse d'air varie de 30 à 100 m/s et celle du liquide de 0,5 à 8 m/s. Concernant l'étude de la nappe sans l'ajout des actionneurs plasma, une étude de l'influence des

propriétés de liquide a été menée en utilisant trois liquides différents : de l'eau, de l'éthanol et du kérosène. Des mesures de fréquence d'oscillation (par réflexion laser), de longueurs de rupture et de longueurs d'ondes (par images en vue de dessus) ont été menées et des corrélations proposées (Table 1.3 et Table 1.4). Pour la fréquence d'oscillation, il observe une influence de la couche limite qui est introduite dans la corrélation en utilisant le rapport entre l'épaisseur de couche limite et l'épaisseur de vorticité. Cette corrélation est basée sur un rapport des flux de quantité de mouvement modifié par rapport à la définition habituelle (MFR) en faisant intervenir une vitesse minimale définie de la même manière que Lozano et al. [71]. Pour la longueur de rupture, Larricq se base sur ses mesures et celles de Park et al. [85]. Ces études étant réalisées pour différents liquides (eau, éthanol et kérosène), les corrélations proposées s'efforcent de prendre en considération les influences des propriétés du liquide. La masse volumique du liquide est en général le paramètre utilisé dans les corrélations qu'il a proposées. Cependant la tension de surface variant aussi entre les liquides, il est difficile de conclure quant à l'influence de chaque paramètre. Larricq a également mesuré le diamètre des gouttes à l'aide d'un granulo-anémomètre laser à effet Doppler PDA [60]. L'évolution du diamètre moyen de Sauter en s'éloignant de l'injecteur met en évidence une distance à partir de laquelle il devient constant correspondant alors à la fin de l'atomisation.

La poursuite de ce travail a été réalisée par Fernandez [38-41] à l'Onera en prenant en compte l'influence de la pression de l'air sur le processus d'atomisation. L'injecteur et la veine d'air utilisés reprennent les caractéristiques de ceux des travaux de Larricq. La vitesse de l'air évolue de 17 à 63 m/s et trois vitesses liquides ont été utilisées 0,5 - 1 et 2 m/s. La pression de l'air varie de 1 à 11 bar. Deux liquides ont été utilisés : l'eau et le kérosène. Fernandez a réalisé des visualisations qui lui ont permis de proposer une classification présentée précédemment (§ 1.4.1). Des mesures des caractéristiques de l'atomisation ont également été menées et des corrélations proposées. Fernandez montre que la fréquence d'oscillation augmente lorsque la pression augmente suivant la relation $f \propto p_g^{0,55}$. Il propose également une corrélation (Table 1.3) basée sur les travaux de Lozano et al. [71] et de Larricq [60] en reprenant l'idée d'une vitesse minimale de déstabilisation de la nappe liquide et l'influence de la couche limite avec le rapport entre l'épaisseur de couche limite et l'épaisseur de vorticité. Cependant, il poursuit ce travail en proposant une relation entre cette vitesse minimale et les caractéristiques des fluides. Cette vitesse minimale dépend ainsi des propriétés des deux fluides et également de la pression à travers la masse volumique de l'air. Pour la longueur de rupture, il part du travail de Larricq en ajoutant l'influence de la pression de l'air qu'il a quantifié : $L_b \propto p_g^{-0,48}$ et propose alors une nouvelle corrélation (Table 1.4) Lors de l'étude de Fernandez [38], les mesures de diamètres de gouttes ont été réalisées par PDA. Elles ont mis en évidence l'influence de la pression dont l'augmentation induit une diminution de la taille des gouttes : $D_{32} \propto p_g^{-0,15}$. Il retrouve également une relation entre le diamètre moyen de Sauter et la fréquence de battement de la nappe comme évoqué par Lozano [71]. Il propose alors une corrélation reliant le nombre de Strouhal à un nombre de Weber basé sur le diamètre moyen de Sauter (Table 1.5).

Les travaux qui viennent d'être décrits ont permis de proposer des corrélations expérimentales permettant de prévoir l'évolution des grandeurs caractéristiques de l'atomisation d'une nappe en fonction des paramètres d'injections.

Les tableaux qui suivent regroupent les corrélations obtenues par les différents auteurs afin de les comparer. Bien qu'une première analyse puisse en être faite directement,

une analyse plus critique doit être menée pour dégager les influences clairement établies des évolutions nécessitant de nouvelles investigations. Ceci sera fait dans le paragraphe 1.6 de ce mémoire.

Auteurs	Corrélations	Commentaires
Arai et Hashimoto [2]	$St = \frac{f \cdot t_l/2}{u^*} = \left(\frac{t_l/2}{t_{l1}}\right)^{0,5} We_{g,t_l}^{0,5} Re_l^{0,15}$	$u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l \cdot t_l/2}\right)^{0,5}$ $t_{l1} = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ correspondant à la demi-épaisseur d'un de leurs injecteurs.
Carvalho et al. [24]	$St = \frac{f \cdot t_l}{u_l} = 0,366 R^{0,09} MFR^{0,21} Re_l^{-0,15} We_{g,t_l}^{0,12}$	$R = \frac{u_{g1}}{u_{g2}}$
Carvalho et al. [23]	$St = \frac{f \cdot t_l}{u_l} = 0,13 MFR^{0,38}$	
Berthoumieu et al. [8]	$St = \frac{f \cdot t_l}{u_l} = A \sqrt{MFR}$	$A = f(t_l)$
Larricq [60]	$St = \frac{f t_l}{u_l} = 0,0034 \left(\frac{\rho_g (u_g - u_{min})^2}{\rho_l u_l^2}\right)^{1/2} \frac{\delta}{\delta_\omega}$	$u_{min} =$ 8,96 m/s : eau 2,74 m/s : kérozène 2,22 m/s : éthanol
Fernandez [38]	$\frac{f \sqrt{t_l t_g}}{u_{min}} \propto Oh_l^{3/2} Re_g \frac{\delta}{\delta_\omega}$	$u_{min} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{\gamma \rho_l}{\mu_l \rho_g}$

Table 1.3 : Corrélations afin d'estimer la fréquence d'oscillation des nappes liquides – injecteurs sans pré-film

N.B. :

- Carvalho et al. proposent en 1998 [24] une corrélation issue d'expériences où les deux écoulements d'air peuvent avoir une vitesse différente u_{g1} et u_{g2} .

- Pour les corrélations de Fernandez [38] le nombre de Reynolds de l'air (Re_g) utilise la corde de l'injecteur NACA (C_{NACA}) comme longueur caractéristique.

Auteurs	Corrélations	Commentaires
Arai et Hashimoto [2]	$\frac{L_b}{t_l/2} = 3,88 * \left(\frac{t_l/2}{t_{l1}}\right)^{-0,5} We_{g,t_l/2}^{-0,5} Re_l^{0,6}$	$t_{l1} = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ correspondant à la demi-épaisseur d'un de leurs injecteurs.
Carvalho et al. [24]	$\frac{L_b}{t_l} = 0.61 MFR^{-0,64} Re_l^{0,36} We_{g,t_l}^{-0,53} + 3,89$	
Carvalho et al. [23]	$\frac{L_b}{t_l} = 6,51 MFR^{-0,68}$	
Park et al. [85]	$\frac{L_b}{t_l/2} \propto \frac{\rho_l u_l}{\rho_g (u_g - u_l)} We_{g,t_l/2}^{-0,5}$	
Larricq [60]	$\frac{L_b}{t_l} = 0,087 \frac{\rho_l}{\rho_g} MFR^{-3/8} We_{g,t_l}^{-3/8}$	
Fernandez [38]	$\log\left(\frac{L_b}{t_l}\right) = 0,62 \log\left(\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{-\frac{1}{4}} Re_l^{\frac{1}{4}} MFR^{-\frac{1}{2}} We_{g,t_g}^{-\frac{1}{2}}\right) + 2,55$	

Table 1.4 : Corrélations afin d'estimer la longueur de rupture des nappes liquides – injecteurs sans pré-film

Auteurs	Corrélations	Commentaires
Arai et Hashimoto [2]	$\frac{D_{32}}{t_l} \propto \left(\frac{t_l f}{u^*}\right)^{-2}$	$u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l \cdot t_l/2}\right)^{0.5}$
Lozano et al. [71]	$\frac{D_{32} f \mu_g}{\gamma} = f(MFR)$	
Fernandez [38]	$St = \frac{f \sqrt{t_l t_g}}{u_{min}} = K \cdot We_{g,D_{32}}^{\frac{1}{2}} Oh_l^{\frac{3}{2}} \frac{\rho_l}{\rho_g}$	$We_{g,D_{32}} = \frac{\rho_g (u_g - u_l)^2 D_{32}}{\gamma}$ $K = 4 \cdot 10^4$ $u_{min} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{\gamma \rho_l}{\mu_l \rho_g}$

Table 1.5 : Corrélations afin d'estimer la tailles des gouttes (D_{32}) issues de l'atomisation des nappes liquides – injecteurs sans pré-film

1.5 Ajout d'une zone de pré-film

Pour ce qui est des injecteurs plans, avec une zone de pré-film en aval du point d'injection du liquide, les travaux sont moins nombreux. La Table 1.6 regroupe les schémas des différents injecteurs utilisés pour ces études. Les travaux se sont intéressés dans un premier temps à la granulométrie produite par ces injecteurs avant que des études plus récentes complètent ces mesures par celles d'autres grandeurs de l'atomisation comme fréquence d'oscillation.

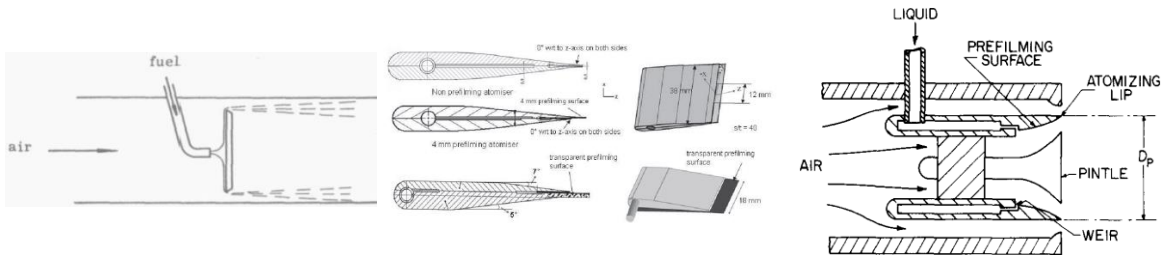
Les premiers travaux à se pencher sur cette configuration sont ceux de Lefebvre et Miller [64] en 1966, dans le cadre de l'injection pour les turbines à gaz. Ces travaux sont contemporains avec les études sur les injecteurs de type airblast avec une configuration de nappe liquide. Les travaux ont été réalisés à partir de l'injection du liquide sous forme d'un jet impactant une plaque plane placée dans un écoulement d'air. Au cours de cette étude, ils ont mis en évidence l'influence de l'épaisseur liquide en sortie de la zone dont la diminution conduit à une production de ligaments puis de gouttes plus petites.

Les travaux de Bryan et al. se sont intéressés à l'influence de la vitesse de l'air ainsi que celle de la pression sur le diamètre des gouttes du spray final [18]. Ils ont mis en évidence une diminution du diamètre moyen de Sauter lors de l'augmentation de la vitesse et également lors de l'augmentation de la pression avec une relation : $D_{32} \propto p_g^{-0,6}$.

L'étude de Rizkalla et Lefebvre [96] a été réalisée à la fois sur un injecteur possédant une zone de pré-film et un sans. Ils ont mis en évidence les mêmes influences des propriétés du liquide que dans le cas de l'injecteur sans zone de pré-film (§ 1.4.2). À la même époque Jasuja [57] retrouve les mêmes influences en utilisant l'injecteur de l'étude de Bryan et al., résultats confirmés lors de l'étude de Rizk et Lefebvre quelques années plus tard [94]. Sur le même injecteur, ils avaient auparavant mis en avant l'influence de la vitesse de l'écoulement d'air sur l'épaisseur du film liquide en sortie de la zone de pré-film [7, 63, 93] ainsi que celle de la taille de l'injecteur sur la granulométrie [36]. Cependant, toutes ces expériences avaient été réalisées sur des injecteurs réels et seules des mesures de taille de gouttes ont été effectuées.

Les travaux de Sattelmayer et Wittig sont les premiers à s'intéresser à d'autres paramètres que la seule taille des gouttes du spray final [97]. Leur injecteur permet de faire varier l'épaisseur de l'écoulement d'air ainsi que la longueur de la zone de pré-film. La gamme de vitesse d'air varie de 30 à 120 m/s et son épaisseur de 1,1 à 30 mm. Les longueurs de pré-film étudiées varient entre 40 et 255 mm. Le débit liquide linéique (\dot{V}/b) est compris entre 0,1 et 2,9 cm²/s. Des mesures de tailles de gouttes ont été réalisées grâce à un granulomètre utilisant la théorie de la diffraction de la lumière pour caractériser la taille des gouttes d'un spray. La fréquence d'atomisation est obtenue à partir de la fluctuation de l'atténuation d'un faisceau laser traversant le spray généré par l'injecteur. Des images ont également été acquises pour déterminer l'angle du spray. Ils ont ainsi pu montrer que la longueur de pré-film et l'épaisseur d'air n'avaient qu'une influence négligeable sur la granulométrie finale. Travaillant avec des liquides différents, ils ont également mis en évidence la faible influence de la viscosité et le rôle de la tension de surface dont la diminution tend à réduire la taille des gouttes. Cependant, bien que ces trois paramètres aient une influence faible sur la taille des gouttes, ils jouent un rôle sur d'autres caractéristiques de l'atomisation. Ainsi une diminution de l'angle du spray est engendrée par une diminution de l'épaisseur d'air ou par une augmentation de la viscosité du liquide. Finalement, au cours de cette étude, ils ont mesuré la

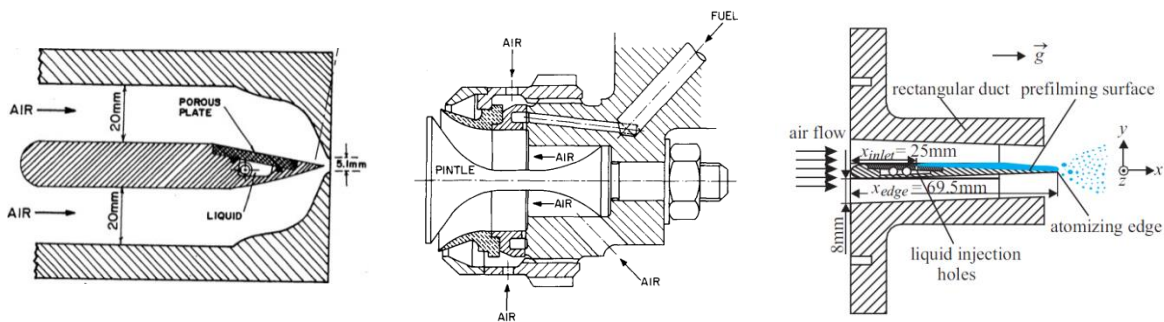
quantité de liquide atomisé avant la fin de la zone de pré-film en récupérant le liquide s'écoulant sur la paroi en fin de zone de pré-film . Ainsi une augmentation du débit liquide ou du débit d'air mène à une augmentation de la fraction de liquide atomisée par arrachement avant la fin de la zone de pré-film tout comme l'agrandissement de cette zone. L'influence de ce dernier paramètre sur le débit arraché, est linéaire. Cependant pour les faibles longueurs de pré-film, ici 60mm, le pourcentage de débit liquide ainsi atomisé est au maximum de l'ordre de 5 % quelles que soient les conditions expérimentales.



Lefebvre et Miller [64]

Bhayaraju et al. [10-12]

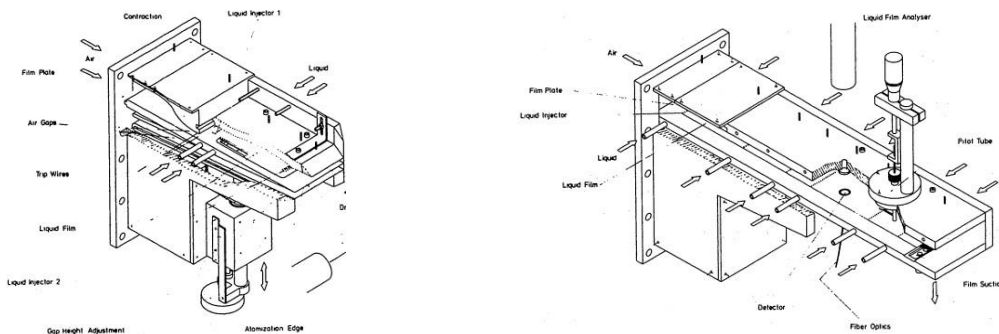
Rizkalla et Lefebvre [96]



Rizk et Lefebvre [93-95]

Bryan et al. [18, 57]

Gepperth et al. [44-46]



Sattelmayer et Wittig [97]

Table 1.6 : Différents injecteurs de type pré-film utilisés lors des études expérimentales

Une quinzaine d'année plus tard, les travaux de Bhayaraju et al. [10-12] ont comparé l'atomisation dans le cas d'un injecteur avec et sans zone de pré-film. L'épaisseur de liquide est de 300 à 500 μm et le rapport d'aspect est de 36. Deux longueurs de pré-film sont étudiées: 2 et 4 mm. Le débit liquide linéique (\dot{V}/b) varie entre 0,6 à 5,4 cm^2/s . La vitesse d'air est comprise entre 30 et 90 m/s et la pression entre 2 et 6 bar. Des visualisations ont été réalisées pour caractériser l'écoulement du liquide et l'atomisation résultante du cisaillement de l'air. La taille des gouttes du spray est mesurée par PDA. Ils ont mis en évidence différents régimes d'atomisation en fonction du nombre de Weber du gaz ($We_{g,t_l} = \frac{\rho_g u_g^2 t_l}{\gamma}$). Pour un

nombre de Weber dont la valeur est inférieure à 100, l'écoulement liquide se comporte comme une nappe et la zone de pré-film n'a que peu d'influence. Lorsque la valeur du nombre de Weber est supérieure à 380, l'atomisation due à l'arrachage de liquide au niveau de la zone de pré-film devient prédominante. Les structures liquides proviennent ainsi de la rupture des vagues dont la partie supérieure est fortement accélérée sous l'effet de l'écoulement d'air. Pour des valeurs intermédiaires du nombre de Weber, l'atomisation du film est due à la conjugaison des deux phénomènes précédents. Lors de ces différentes études, l'influence de la pression a été étudiée (2 à 6 bar), mettant en évidence son action sur la longueur de rupture et la granulométrie. Une augmentation de pression induit une diminution de la longueur de rupture que ce soit dans le cas avec ou sans zone de pré-film avec un influence moindre dans le cas avec pré-film du fait de la surface de contact qui a tendance à maintenir la cohésion du liquide tout le long de cette zone. Le liquide forme alors des ligaments ou des ruisselets plutôt qu'une rupture franche comme dans le cas de la nappe liquide. L'influence de la vitesse liquide correspond au comportement opposé avec un rôle plus important sur la dynamique du liquide. Pour ce qui est de la taille des gouttes, les auteurs ont mis en évidence une influence de la zone de pré-film en obtenant des gouttes de diamètre inférieur en présence de la zone de pré-film. Ils ont également proposé une corrélation basée sur le nombre de Weber :

$$D_{32} = 215,07 We_{g,t_l}^{-0,31} \quad (1.7)$$

Ils ont pu également observer, pour des valeurs du nombre Weber importantes, une accumulation en bout de la zone de pré-film qui va engendrer des gouttes de diamètre supérieur, qui seront alors situées dans la partie du spray du côté de la zone de pré-film. Une étude fréquentielle a également été menée. Les mesures ont été possibles seulement pour le cas où une nappe est formée en sortie de zone de pré-film. Elles ont mis en évidence un nombre de Strouhal constant, basé sur l'épaisseur du bord de fuite de l'injecteur dont l'influence n'a cependant pas été étudiée. Finalement des mesures d'épaisseur liquide, réalisées à partir d'images en vue de côté, ont montré une diminution de la hauteur de liquide sur la zone de pré-film lorsque le nombre de Weber augmente ainsi que la création d'une accumulation en bout de zone de pré-film.

Gepperth et al. s'intéressent également à l'influence d'une zone de pré-film en sortie d'un injecteur de type airblast [44]. Ils travaillent avec différents liquides (mélange 50 % propanediol-50 % eau, Shellsol D100, D70 et D40) afin de mettre en évidence l'influence des propriétés du liquide sur les différentes caractéristiques de l'atomisation. L'injection est réalisée par des trous à la surface de la zone de pré-film permettant des débits liquides linéiques variant entre 0,25 et 0,75 cm²/s. La vitesse d'air varie entre 20 et 60 m/s. Dans un premier temps leurs mesures leur permettent de mettre en évidence les principales influences. Des mesures d'épaisseur liquide réalisées par « laser focus displacement meter », montrent une diminution de l'épaisseur lorsque la vitesse d'air augmente et une augmentation lorsque le débit liquide augmente. Des mesures de fréquence ont été réalisées à partir d'acquisitions vidéo rapide. Pour la mesure de la taille des gouttes, un granulomètre PDA a été utilisé dans un premier temps, pour l'atomisation finale. Ces mesures ont montré que le diamètre des gouttes diminue lorsque la vitesse de l'air augmente. Ces résultats ont ensuite été comparés avec des mesures de tailles de paquets liquides réalisées par traitement d'images en sortie de zone de pré-film. Pour des vitesses de gaz allant de 20 à 60 m/s, une diminution de la taille des gouttes est observée entre la région proche de la fin de la zone de pré-film et une région

plus éloignée montrant ainsi l'influence du phénomène d'atomisation secondaire. Afin de modéliser la taille des gouttes lors de l'atomisation primaire, ils proposent une théorie basée sur l'influence de la couche de mélange (épaisseur de vorticité) et la théorie de Villermaux [109]. Ils peuvent ainsi obtenir la fréquence des oscillations (1.8)   partir de laquelle la longueur d'onde transverse (1.9) est obtenue grâce à l'analyse de Rayleigh [90]. La taille des gouttes de diamètre important est alors obtenue par conservation de la masse en négligeant les petites gouttes satellites (1.10).

$$f \approx 0,331 \frac{u_g}{x_{inlet}} \sqrt{Re_{inlet}} \frac{\rho_g}{\rho_l} \quad (1.8)$$

$$\lambda_t \approx 7,342 \sqrt{\frac{(\dot{V}/b)x_{inlet}}{u_g}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{\frac{1}{2}} Re_{inlet}^{-1/4} \quad (1.9)$$

$$D_d = 3,130 \sqrt{\frac{(\dot{V}/b)x_{inlet}}{u_g}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/2} Re_{inlet}^{-1/4} \quad (1.10)$$

$$Re_{inlet} = \frac{x_{inlet}\rho_g u_g}{\mu_g} ; We_{g,D_d} = \frac{\rho_g u_g^2 D_d}{\gamma}$$

Dans ces équations, x_{inlet} est la distance entre le bord d'attaque de l'injecteur et l'injection du liquide, \dot{V}/b est le débit liquide linéique ($mm^2.s^{-1}$).

Finalement ces grosses gouttes instables sont pulvérisées et grâce au modèle de Wert [112], un diamètre moyen de Sauter peut être estimé (1.11).

$$D_{32} = 0,324 \frac{\gamma}{\rho_g u_g^2} \left(We_{g,D_d} (T_{tot} - T_{ini}) \right)^{2/3} \quad (1.11)$$

où T_{tot} et T_{ini} sont respectivement le temps adimensionnel total et initial de rupture estimés à 5 et 1,6 par Hsiang [55].

En comparant ces modèles avec les valeurs expérimentales, d'assez bons accords sont obtenus (Figure 1.20).

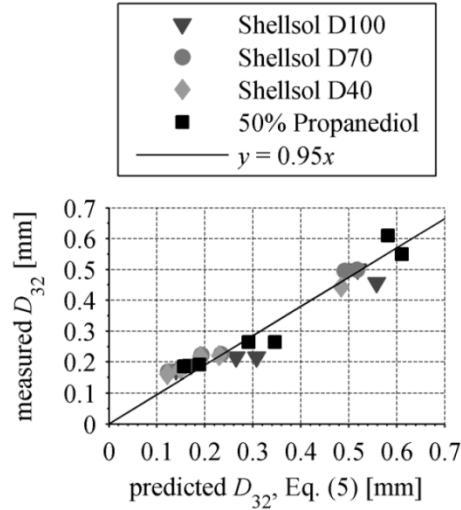


Figure 1.20 : Comparaison des valeurs expérimentales avec la corrélation, Geppeth et al. [44]

Dans un second temps, Geppeth et al. se sont intéressés à l'influence de la longueur de pré-film (20,6 et 47,6 mm) et de l'épaisseur de la zone de pré-film (1 et 2,5 mm) [46]. Grâce à des traitements d'images à partir d'acquisitions par ombroscopie, ils ont mesuré les ligaments et les gouttes en sortie de la zone de pré-film, ainsi que la vitesse des gouttes. Ils ont ainsi mis en évidence qu'une augmentation de la vitesse de l'air réduit la taille des ligaments alors que celle de la tension de surface ou de la viscosité a un effet inverse et augmente la taille des gouttes. L'influence du débit liquide sur la taille des gouttes et leur vitesse semble être faible. Finalement la longueur de pré-film ne modifie pas les caractéristiques de l'atomisation alors qu'une augmentation de l'épaisseur de la zone de pré-film va engendrer une augmentation de la taille des structures liquides et des gouttes en même temps qu'une diminution de leur vitesse de déplacement. À partir de ces mesures et observations, Geppeth et al. ont proposé des corrélations basées sur des nombres adimensionnels de Reynolds, de Weber et de Ohnesorge et prenant en compte les propriétés physiques des fluides et les caractéristiques géométriques de l'injecteur:

$$St = \frac{f_b t_{pref}}{u_g} = 2,4 \cdot 10^{-3} Re_{\delta_{x_{edge}}}^{-0,53} We_{g,\delta_{x_{edge}}}^{0,73} Oh_{\delta_{x_{edge}}}^{-0,13} \left(\frac{\dot{V}/b}{u_g \delta_{x_{edge}}} \right)^{0,14} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,63} \quad (1.12)$$

$$\frac{D_{32}}{\delta_{x_{edge}}} = 4,48 Re_{\delta_{x_{edge}}}^{-0,09} We_{g,\delta_{x_{edge}}}^{-0,40} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{-0,07} \left(\frac{t_{pref}}{\delta_{x_{edge}}} \right)^{0,48} \quad (1.13)$$

$$\frac{u_{D,3}}{u_g} = 0,59 Re_{\delta_{x_{edge}}}^{1,68} We_{g,\delta_{x_{edge}}}^{-0,48} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{-2,12} \left(\frac{t_{pref}}{\delta_{x_{edge}}} \right)^{-0,16} \quad (1.14)$$

$$Re_{\delta_{x_{edge}}} = \frac{\delta_{x_{edge}} \rho_g u_g}{\mu_g} ; We_{g,\delta_{x_{edge}}} = \frac{\rho_g u_g^2 \delta_{x_{edge}}}{\gamma} ; Oh_{\delta_{x_{edge}}} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\gamma \rho_l \delta_{x_{edge}}}}$$

Dans ces relations, f_b est la fréquence de rupture du liquide, t_{pref} l'épaisseur de la fin de la zone de pré-film, $\delta_{x_{edge}}$ l'épaisseur de la couche limite au niveau de la fin de la zone de pré-film et $u_{D,3}$ la vitesse moyenne des gouttes pondérée par leur volume.

Lors d'un dernier article [45], ces auteurs ont comparé leur base de données expérimentales avec ces corrélations et celles proposées par différents auteurs dont la majorité a été présentée ci-dessus. Ils montrent ainsi qu'il est nécessaire de prendre en compte l'épaisseur de la zone de pré-film pour correctement estimer la taille des gouttes produites.

L'une des plus récentes études sur l'injection avec une zone de pré-film est la thèse de Chaussonnet [27]. En reprenant les mesures expérimentales de Gepperth et al, il propose un nouveau modèle basé sur l'apparition d'ondes transverses comme suggéré par Hong [53] et Varga [107] et la création de ligaments issus d'instabilités du type Rayleigh-Taylor. Une relation reliant le diamètre moyen de Sauter à cette longueur d'onde transverse permet ensuite de proposer un modèle pour prévoir la taille des gouttes. Ce modèle peut être écrit à travers une dépendance au nombre de Weber :

$$\frac{D_{32}}{t_{pref}} = \frac{C_1}{\sqrt{We_{g,t_{pref}}}} \quad \text{avec} \quad We_{g,t_{pref}} = \frac{\rho_g (u_g - u_l)^2 t_{pref}}{\gamma} \quad (1.15)$$

Où t_{pref} est l'épaisseur du bord de fuite de la zone de pré-film et C_1 une constante déterminée à partir des mesures expérimentales mais qui peut être exprimée grâce aux constantes issues des modèles précédemment cités. Sa valeur est fixée à 2,01.

1.6 Discussion et conclusions de l'état de l'art

1.6.1 Comparaison entre les résultats

Au cours de cette étude bibliographique plusieurs conclusions peuvent être proposées sur l'étude de l'atomisation des nappes liquides (avec ou sans zone de pré-film).

La description phénoménologique des mécanismes à l'origine de l'atomisation d'une phase liquide continue cisillée par un écoulement gazeux ambiant montre que, bien que l'enchaînement des processus soit relativement bien compris et que le rôle de certains paramètres bien identifié, des écarts importants existent entre des résultats issus de la théorie et des expériences (Lozano [71]) et plus largement entre les résultats expérimentaux entre eux.

Sur ce dernier point les écarts peuvent être dus aux méthodes expérimentales utilisées ou aux critères choisis pour la définition de certains paramètres. De nombreux travaux sont basés principalement ou en partie sur l'analyse du comportement du liquide à partir de visualisations réalisées majoritairement par ombroscopie. En se basant sur ces images, des classifications en régimes ont été proposées, que ce soit dans le cas d'un injecteur avec (par exemple Mansour et Chigier [77], Stapper et Samuelsen [102] ou Fernandez [38]) ou sans pré-film (Bhayaraju et al. [10-12]). Ces classifications sont basées sur différents nombres adimensionnels, ce qui souligne des lacunes quant à la compréhension complète de l'atomisation primaire du fait de l'absence d'un nombre adimensionnel universel pour

caractériser la pulvérisation d'une nappe liquide cisailée. De plus, bien que pour certains régimes tous les auteurs s'accordent, les classifications continuent d'évoluer avec des travaux récents (Fernandez [38] ou Lozano [74]) tout comme l'origine de certaines transitions (Lozano [70]). Il est également important de souligner que les études utilisent des injecteurs dont les géométries sont différentes entre elles. Ces variations sont certainement un facteur de la diversité des résultats obtenus lors des études. De plus ces variations de géométrie sont difficiles à analyser car peu d'études proposaient une description complète de leur système d'injection en fournissant entre autres les profils de vitesse de l'écoulement d'air.

Pour mesurer les grandeurs caractéristiques de l'atomisation différentes techniques ont été utilisées.

Concernant la fréquence de rupture, les premières études ont mis en évidence la relation entre la production des gouttes et l'oscillation de la nappe en comparant des mesures par stroboscope et par atténuation laser (Arai et Hashimoto [2], Carvalho et al. [22]). De ce fait la majorité des études ont utilisé la technique d'atténuation laser pour mesurer la fréquence d'oscillation de la nappe liquide. Cependant Park et al. [85] ont mis en évidence les limites de cette technique qui peut être perturbée par des oscillations supplémentaires comme par exemple les ondes transversales.

Pour la longueur de rupture, les mesures sont réalisées par visualisation en vue de dessus. Les mesures sont réalisées manuellement rendant difficile et longue la convergence statistique. Suivant les études, il est précisé comment est définie cette valeur. Ainsi pour Carvalho et al. [23, 24], Park et al. [85] et Fernandez [38] la longueur de rupture correspond à la distance entre l'injecteur et le premier point de rupture de la nappe. Cette définition tend alors à minimiser la longueur de la nappe et dépend de la largeur de la nappe. Dans d'autres travaux la définition choisie de la longueur de rupture n'est pas clarifiée (Arai et Hashimoto [2], Stapper et al. [103] ou Larricq [60]). Ces techniques semblent ainsi dépendre de façon non-négligeable de l'opérateur.

Au cours des différentes études, de nombreuses mesures de taille de gouttes ont été réalisées. Les techniques expérimentales pour obtenir ces mesures sont différentes en fonction des équipes. Les techniques utilisées sont principalement le PDA (Stapper et al. [102, 103], Larricq [60], Bhayaraju et al. [12], Gepperth et al. [46]) qui permet d'avoir des mesures ponctuelles de la taille des gouttes, des mesures par diffraction de la lumière (Rizk et Lefebvre [93], Arai et Hashimoto [2], Mansour et Chigier [77], Sattelmayer et Wittig [97]), souvent par analyseur Malvern, et des traitements d'images (Gepperth et al. [46]). Cette diversité de techniques ne permet pas toujours la comparaison des mesures du fait des durées et champs d'acquisition et de la relation entre la taille des gouttes et leur vitesse.

À partir de ces différents résultats, de nombreuses corrélations ont été publiées et il peut être intéressant de comparer les lois de dévolution obtenues pour déterminer les éléments cohérents de ceux nécessitant des investigations plus précises.

Ainsi, bien qu'utilisant différentes techniques expérimentales, les conclusions des différentes études sont d'accord sur certaines conclusions. Différents régimes d'atomisation peuvent être observés en fonction des conditions d'injection (en particulier vitesse d'air et vitesse liquide), Fernandez [38] a défini les transitions de ces régimes en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement (*MFR*). La vitesse de gaz est le paramètre principal du

processus d'atomisation. Une relation linéaire entre la fréquence d'oscillation et la vitesse de gaz est ainsi mise en évidence par plusieurs études (Arai et Hashimoto [2], Chigier et Mansour [77], Berthoumieu et al. [8], Lozano et al. [71, 72], Larricq [60] et Fernandez [38]). La longueur de rupture diminue quand la vitesse d'air augmente ainsi que le diamètre des gouttes. La vitesse liquide semble être un paramètre de plus faible influence en particulier en ce qui concerne l'évolution de la fréquence d'oscillation.

Les tableaux ci-dessous (Table 1.7, Table 1.8 et Table 1.9) reprennent les conclusions des différentes études concernant les trois grandeurs les plus étudiées par les différents travaux, c'est-à-dire la fréquence d'oscillation, la longueur de rupture et la granulométrie.

Pour les trois tableaux, les cases de couleurs correspondent aux paramètres qui ont été étudiées durant l'étude en question. Les symboles « + » signifient que l'évolution de la grandeur est croissante quand le paramètre croît, le symbole « - » le contraire et le symbole « ~ » que le paramètre a une faible influence sur la grandeur considérée. Quand des nombres sont indiqués, ils sont issus des corrélations proposées par les auteurs.

Fréquence d'oscillation									
		Puissance							
Étude	Réf,	u_g	u_l	t_g	t_l	ρ_g	ρ_l	γ	μ_l
Arai et al,	[2]	1	0,15	0	-0,35	0,5	0,65	-1	-0,15
Chigier et al.	[76, 77]	1	~					~	-
Carvalho et al,	[24]	0,65	0,44	0	-1,03	0,33	-0,36	-0,12	0,15
Berthoumieu et al,	[8, 9, 20]	1	0	0	-	0,5	-0,5	0	0
Lozano et al,	[71]	1	0	0	-1	0	0	0	0
Carvalho et al,	[23]	0,72	0,28	0	-1	0,38	-0,38	0	0
Lozano et al,	[72, 99]	1	0	-0,5	-0,5	0	0	0	0
Larricq	[60]	1	0	0	-1	0,5	-0,5	0	0
Fernandez	[38]	1	0	-0,5	-1,25	0	0,25	0,25	0,5

Table 1.7 : Récapitulatif de l'influence des différents paramètres sur la fréquence d'oscillation pour chaque étude expérimentale avec un injecteur sans zone de pré-film

Pour la fréquence d'oscillation, la majorité des auteurs trouvent une relation linéaire entre cette grandeur et la vitesse d'air. L'influence de la vitesse liquide est quant à elle faible ou nulle. Concernant les autres paramètres, l'augmentation de l'épaisseur liquide favorise la diminution de la fréquence et les études ayant étudié l'influence des propriétés du liquide ne proposent pas les mêmes dépendances. Pour Larricq une diminution de la masse volumique du liquide ou de la tension de surface (les deux variant en même temps) conduit à une diminution de la fréquence, ces résultats sont pris en compte dans leur corrélation en utilisant simplement la masse volumique du liquide. Cependant Fernandez trouve des comportements opposés qu'il répercute dans sa corrélation. Il est difficile d'expliquer cette différence d'autant

plus que les deux études ont été réalisées avec la même géométrie d'injecteur. Fernandez travaille également sur l'influence de la pression et propose une relation $f \propto p_g^{0,55}$. Cependant sa corrélation indique une influence nulle de la masse volumique de l'air. Ces choix de degré d'influence reposent en grande partie sur les nombres adimensionnels utilisés dans leurs corrélations.

<i>Longueur de rupture</i>									
		Puissance							
Étude	Réf,	u_g	u_l	t_g	t_l	ρ_g	ρ_l	γ	μ_l
Arai et al.	[2]	-1	0,6	0	0,6	-0,5	0,6	0,5	-0,6
Chigier et al.	[37, 76, 77]	-	+						
Carvalho	[24]	-2,34	1,64	0	0,83	-1,17	1	0,53	-0,36
Carvalho	[23]	-1,36	1,36	0	1	-0,68	0,68	0	0
Park	[85]	-2	1	0	-0,5	-1,5	1	0,5	0
Larricq	[60]	-1,5	0,75	0	0,625	-1,625	1,375	0,375	0
Fernandez	[38]	-2	1,25	-0,5	1,25	-0,75	0,5	0,5	-0,25

Table 1.8 : Récapitulatif de l'influence des différents paramètres sur la longueur de rupture pour chaque étude expérimentale avec un injecteur sans zone de pré-film

Pour la longueur de rupture, toutes les corrélations donnent les mêmes tendances en ce qui concerne l'influence de la vitesse des deux fluides. Ainsi la longueur de rupture croît lorsque la vitesse liquide augmente (augmentation d'inertie de la nappe) ou la vitesse du gaz diminue (diminution du cisaillement à la surface du liquide). Cependant, le degré d'impact de ces deux vitesses sur la longueur de rupture varie significativement suivant les auteurs. Cette différence sur cette grandeur peut être due au fait que suivant les auteurs elle n'est pas définie de la même manière et à l'impact de l'opérateur sur la mesure. Concernant l'influence des propriétés physiques de fluides, Larricq et Fernandez montrent que l'augmentation de la masse volumique ou de la tension de surface (les deux variant en même temps) conduit à une augmentation de la longueur de rupture. Cette influence se retrouve dans les corrélations qu'ils proposent avec cependant des degrés différents. Fernandez a également travaillé sur l'influence de la pression de l'air et propose une relation $L_b \propto p_g^{-0,48}$ mais sa corrélation ne donne pas exactement le même degré d'influence. Ces choix de degré d'influence reposent en grande partie sur les nombres adimensionnels utilisés dans leurs corrélations. L'épaisseur t_l intervient dans de nombreuses corrélations proposées, cependant une seule étude étudie l'influence de ce paramètre. Dans les autres travaux, l'épaisseur initiale de la nappe liquide est introduite dans les corrélations pour adimensionnaliser la longueur de rupture. Enfin il est à noter qu'aucune étude ne permet de déterminer l'influence de l'épaisseur d'air sur cette grandeur caractéristique du processus d'atomisation de la nappe.

<i>Taille des gouttes</i>									
		Puissance							
Étude	Réf.	u_g	u_l	t_g	t_l	Q_g	Q_l	γ	μ_l
Rizk et al.	[93, 94, 96]	-	+		0,38		~	+	~
Arai et al.	[2]	-2	-1		2,7	-1	-2,3	3	0,3
Stapper et al.	[102, 103]							+	-
Chigier et al.	[37, 76, 77]	-	+						
Fernandez	[38]	-	+			-0,15			

Table 1.9 : Récapitulatif de l'influence des différents paramètres sur la taille des gouttes (D_{32}) pour chaque étude expérimentale avec un injecteur sans zone de pré-film

Concernant la taille des gouttes, il est difficile de tirer un consensus précis. Cependant il est à noter que les études s'accordent sur le fait que l'augmentation de la vitesse de l'air et donc de la contrainte de cisaillement, conduit à une diminution de la taille des gouttes. L'augmentation de la vitesse liquide semble conduire plutôt à une augmentation de la taille des gouttes bien que toutes les études ne soient pas forcément en accord avec ce résultat. Cette analyse bibliographique a également mis en évidence que plusieurs corrélations proposées relient la taille des gouttes à la fréquence d'oscillation (Arai et al. [2], Lozano [71] et Fernandez [38], Table 1.5). Les dépendances obtenues entre les deux grandeurs sont cependant différentes suivant l'étude considérée mais ces corrélations suggèrent une relation forte entre la taille des gouttes et la fréquence d'oscillation de la nappe liquide.

Dans le cas des injecteurs comportant une zone pré-film, des études ont montré que la longueur de cette zone avait une influence négligeable (Sattelmayer et Wittig [97] et Gepperth et al. [46]). Sattelmayer et Wittig par leurs mesures de taux d'atomisation sur la zone de pré-film montrent que la majorité de l'atomisation a lieu en fin de pré-film quelles que soient les conditions expérimentales. Bhayaraju et al. [10-12] proposent une classification des écoulements sur la zone de pré-film basée sur le nombre de Weber. Cette classification met en évidence que la zone de pré-film a une influence différente en fonction des conditions. Pour de faibles valeurs du nombre de Weber (< 100) le liquide se comporte comme une nappe liquide et le pré-film n'a pas d'influence alors que pour des valeurs importantes (> 380), le liquide a tendance à s'accumuler en bout de pré-film et ainsi modifier le comportement du liquide. Gepperth et al. [46] mettent en évidence l'influence de l'épaisseur de la zone de pré-film qui joue un rôle essentiel sur l'accumulation du liquide.

Les études se sont intéressées également à la taille des gouttes. Ainsi Bhayaraju et al. puis Gepperth et al. ont mis en évidence que l'augmentation de la vitesse d'air conduit à la production de gouttes de plus faible diamètre (avec pour les deux études des degrés du même ordre de grandeur) et concernant les influences des propriétés du liquide les études s'accordent sur une influence faible. L'effet de la pression mis en évidence à travers l'utilisation de la masse volumique de l'air dans les études de Bryan et al. puis Bhayaraju et al.

qui montrent qu'une augmentation de pression conduit à une diminution de la taille des gouttes ce qui est en accord avec la conclusion de Fernandez dans le cas d'un injecteur sans pré-film. Cependant les degrés utilisés dans les corrélations ou proposés varient de -0,15 (Fernandez) à -0,6 (Bryan et al.).

<i>Taille des gouttes</i>									
		Puissance							
Étude	Réf.	u_g	u_l	t_g	t_l	ϱ_g	ϱ_l	γ	μ_l
Bryan et al.	[18]					-0,6			
Sattelmayer et al.	[97]							~	~
Bhayaraju et al.	[10-12]	-0,62	0		-0,31	-0,31		0,31	
Gepperth et al.	[45, 46]	-0,89	0			-0,52	-0,013	0,36	0

Table 1.10 : Récapitulatif de l'influence des différents paramètres sur la taille des gouttes (D_{32}) pour chaque étude expérimentale avec un injecteur avec zone de pré-film

1.6.2 Conclusions sur l'analyse bibliographique

Cette bibliographie a ainsi mis en avant certaines lacunes dans la compréhension de l'atomisation d'une nappe liquide. Tout d'abord, les études de Lozano et al. [72, 99] ont mis en évidence que la modification de l'épaisseur d'air a une influence sur la dynamique de la nappe. Cependant, pour eux, l'épaisseur ne paraît pas être le bon paramètre pour prendre en compte cette influence. Cette conclusion suggère que l'écoulement d'air n'est pas parfaitement pris en compte jusqu'à présent. Ainsi Vich et al. [108] suggèrent que l'instabilité à l'origine pourrait être due à une création de vorticité au niveau du point d'injection. Lozano et al. [71] de leur côté avaient travaillé sur l'influence de l'épaisseur de la couche limite par analyse de stabilité et montré son effet sur la fréquence d'oscillation. De même Larricq [60] puis Fernandez [38] ont utilisé le rapport de l'épaisseur de couche limite sur l'épaisseur de vorticité dans leurs corrélations pour estimer la fréquence d'oscillation. Toutes ces études suggèrent que l'effet de l'écoulement d'air devrait être pris en compte en introduisant une caractéristique de la couche limite de l'écoulement ( paisseur de couche limite ou de vorticité ou autre).

Concernant l'épaisseur du liquide, certaines études se sont intéressées à son influence mais pas forcément sur tous les paramètres (Arai et Hashimoto [2], Berthoumieu et al. [8], Lozano et al. [72, 99]).

Dans le cas des injecteurs avec pré-film, des études ont montré que la longueur de cette zone avait une influence négligeable (Sattelmayer et Wittig [97] et Gepperth et al. [46]). Cependant concernant l'étude de Sattelmayer et Wittig, les longueurs étudiées varient de 40 mm   255 mm et ne travaillent pas sur des longueurs plus courtes. Dans les études de Gepperth et al. [46] les débits liquides utilisés sont relativement faibles, ce qui restreint également les points de fonctionnement pour lesquels ces résultats peuvent être validés.

Il est à noter également que les différences obtenues par ces précédentes études peuvent être dues à la diversité dans les géométries des injecteurs utilisés dont l'influence sur les résultats est peu connue.

Dans le but d'approfondir ces résultats, il a été choisi dans la présente étude de s'intéresser à l'influence des épaisseurs d'air et de liquide ainsi qu'à la configuration de l'écoulement d'air sur le processus d'atomisation. De même, en ce qui concerne l'influence de la zone de pré-film, il paraît intéressant de prolonger ces études en s'intéressant à des configurations complémentaires, c'est-à-dire avec des longueurs de pré-film plus courtes que celles de Sattelmayer et Wittig et des débits liquides plus importants que Gepperth et al.

Chapitre 2 : BANC D'ESSAI

Les objectifs de cette thèse sont de mettre en évidence dans un premier temps l'influence des écoulements de chaque fluide (air et eau) et dans un deuxième temps l'influence de l'ajout d'une zone de pré-film à la sortie de l'injecteur.

Afin de remplir ces deux objectifs, il est nécessaire d'utiliser un banc d'essai capable de mesurer toutes les grandeurs caractéristiques de l'atomisation d'une nappe liquide cisailée par un écoulement d'air, tout en permettant les modifications nécessaires afin d'adapter les écoulements puis l'injecteur pour prendre en compte les influences étudiées.

Sommaire

2.1	Injecteurs.....	65
2.1.1	Sans pré-film	65
2.1.2	Avec pré-film	67
2.1.3	Circuit liquide.....	67
2.2	Écoulement d'air.....	68
2.2.1	Circuit d'air.....	68
2.2.2	Veine d'essai et configurations d'air	69
2.3	Définition du repère.....	70
2.4	Récapitulatif des conditions expérimentales.....	71

2.1 Injecteurs

2.1.1 *Sans pré-film*

Le but de cet injecteur est de réaliser une nappe liquide bidimensionnelle. En effet, bien que les injecteurs réels soient en général de conception annulaire (Figure 2.1), pour des raisons de mesures et d'accessibilité expérimentale, il est nettement plus intéressant de travailler sur une nappe plane (Figure 2.2). La similitude des phénomènes observés entre une nappe annulaire et une nappe plane a été étudiée expérimentalement par Berthoumieu et al. [9]. Ils concluent que cette similitude est obtenue dès lors que le rapport entre le rayon de l'injecteur annulaire et l'épaisseur du liquide est très supérieur à 1. Pour une épaisseur de nappe de 300 μm considérée lors de notre étude, pour que l'injecteur annulaire ait un comportement similaire à celui de la nappe, il faut qu'il ait un diamètre au minimum

d'environ 10 mm. De plus, afin de pouvoir considérer que la nappe plane n'est pas perturbée par les effets de bords, il faut également imposer un rapport important entre sa largeur et son épaisseur. Dans le cas de notre étude, ce rapport varie entre 67 et 133 en fonction de l'épaisseur liquide considérée. Il est cependant évident que malgré les précautions prises, la similitude entre les deux types d'injecteurs ne sera pas parfaitement respectée, mais au vu de la méconnaissance du processus d'atomisation primaire, le fait de négliger certains aspects pour se focaliser sur l'étude d'une nappe liquide simplifiée est suffisant pour mettre en évidence les principaux paramètres influents. En effet, que ce soit pour une nappe liquide plane ou annulaire, les influences des vitesses ou des propriétés physiques sont équivalentes [9]. Il est donc logique de supposer que les épaisseurs liquides ainsi que la présence d'une zone de pré-film auront des conséquences similaires dans le cas d'un injecteur générant une nappe liquide ou dans un cas plus réaliste d'un écoulement annulaire.

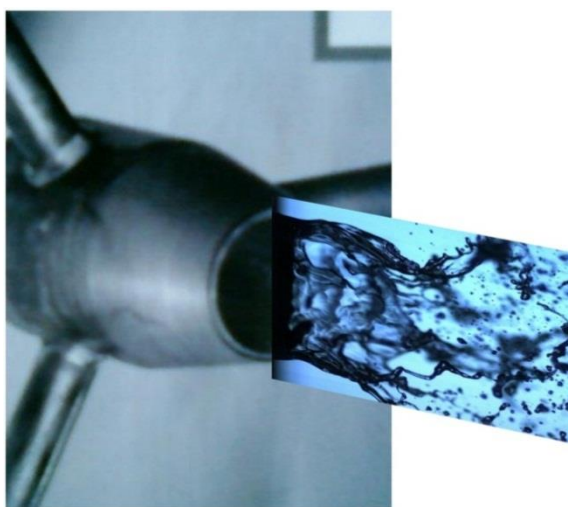


Figure 2.1 : Injecteur annulaire

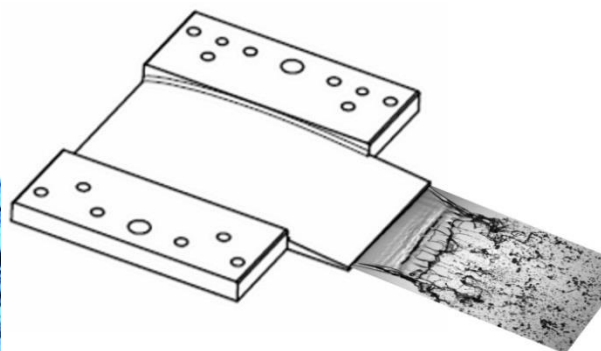


Figure 2.2 : Injecteur plan ayant servi pour les expériences

Dans notre cas, l'injecteur utilisé reprend les caractéristiques de ceux mis en œuvre lors des études de Larricq [60], Fernandez [38] ou Chartier [26]. Ceci permet de pouvoir capitaliser les résultats obtenus lors des précédents travaux réalisés à l'Onera. Sa forme extérieure a le profil d'un NACA 63-010 tronqué au niveau du bord de fuite (Figure 2.3). Sa corde est ainsi réduite à 89 mm. Le choix d'un profil de ce type repose sur des contraintes fixées lors des études précédentes afin de limiter les perturbations de l'écoulement d'air autour de l'injecteur. L'injecteur est composé de deux éléments dont l'intérieur est usiné afin de permettre la circulation du liquide qui crée finalement la nappe au bord de fuite du NACA (Figure 2.3). L'eau arrive à l'intérieur de l'injecteur grâce à deux orifices disposés de chaque côté de l'injecteur puis se rejoint dans une chambre de tranquillisation permettant d'obtenir un écoulement uniformisé en sortie d'injecteur. Cette nappe a une largeur de 40 mm et différentes épaisseurs peuvent être imposées. En effet, différents demi-injecteurs ont été réalisés afin de modifier l'épaisseur de la nappe liquide tout en conservant la forme extérieure. Trois épaisseurs de nappe ont ainsi été étudiées : 300, 450 et 600 μm .

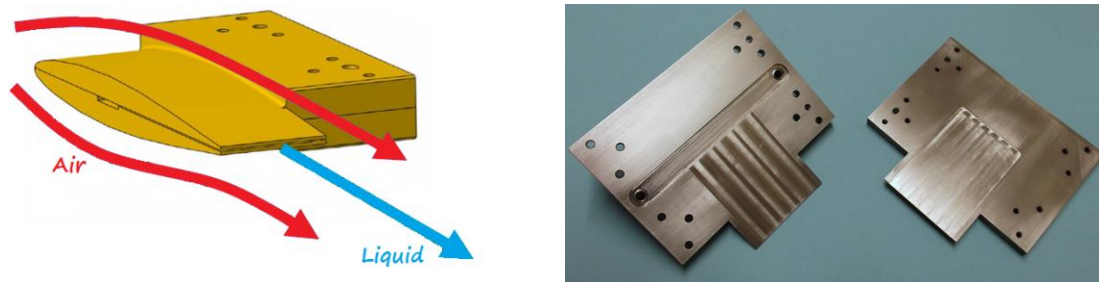


Figure 2.3 : Injecteur utilisé pour générer la nappe liquide

2.1.2 Avec pré-film

Toujours dans un souci de comparaison entre les différentes études, il a été nécessaire de créer un injecteur présentant une zone de pré-film en sortie tout en conservant la forme extérieure précédemment présentée. Pour cela, le choix s'est porté sur une modification interne de l'injecteur permettant d'intercaler entre les deux demi-profiles de l'injecteur une plaque d'épaisseur 0,85 mm autorisant la création de cette zone de pré-film. (Figure 2.4).

De plus, afin d'étudier l'influence de la longueur de cette zone, différentes plaques ont été produites. Ainsi les différentes caractéristiques de l'atomisation ont pu être étudiées pour des longueurs de pré-film de 0 (cas de la nappe sans zone de pré-film), 2, 4, 6, 8, 10, 20 et 40 mm.

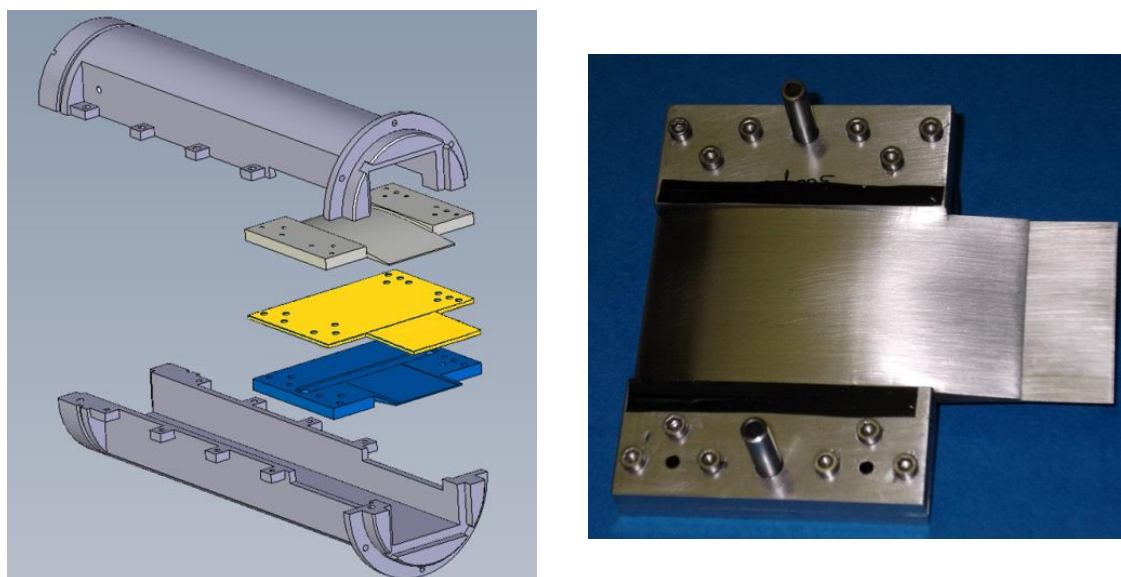


Figure 2.4 : Injecteur utilisé pour générer l'injection avec zone de pré-film

2.1.3 Circuit liquide

Le liquide choisi afin de modéliser l'atomisation est l'eau. Ce choix permet de s'affranchir de contraintes de pollution et de sécurité. Il permet également l'addition d'adjuvants nécessaires à certains types de mesures optiques. Afin d'alimenter en eau les différents injecteurs de cette étude, une pompe à engrenages génère un débit constant jusqu'à une valeur de 3200 mL/min. Cela permet dans notre cas d'obtenir des vitesses d'eau en

sortie d'injecteur comprises entre 0,5 et 4,4 m/s, la valeur maximale dépendant de l'épaisseur de la fente d'injection du liquide considérée. Pour l'injecteur avec pré-film, cela correspond à des débits linéiques (\dot{V}/b) variant entre 1,5 cm²/s et 13,2 cm²/s (cette grandeur est utilisée par les études précédentes pour caractériser l'écoulement liquide).

2.2 Écoulement d'air

2.2.1 Circuit d'air

Cette thèse s'inscrivant également dans le prolongement des études déjà réalisées sur ce même thème à l'Onera (Carentz [20], Larricq [60], Lalo [59], Fernandez [38], Boukra [17], Chartier [26]) le choix d'un banc similaire s'est imposé de lui-même permettant ainsi de comparer les nouveaux résultats obtenus à ceux des travaux précédents. Ce banc, nommé SHAPE (Sheet And Prefilming Experiment), est composé de différents éléments permettant l'établissement d'un écoulement d'air uniforme, homogène, stable et laminaire pour des vitesses d'air en sortie comprises entre 20 et 100 m/s.

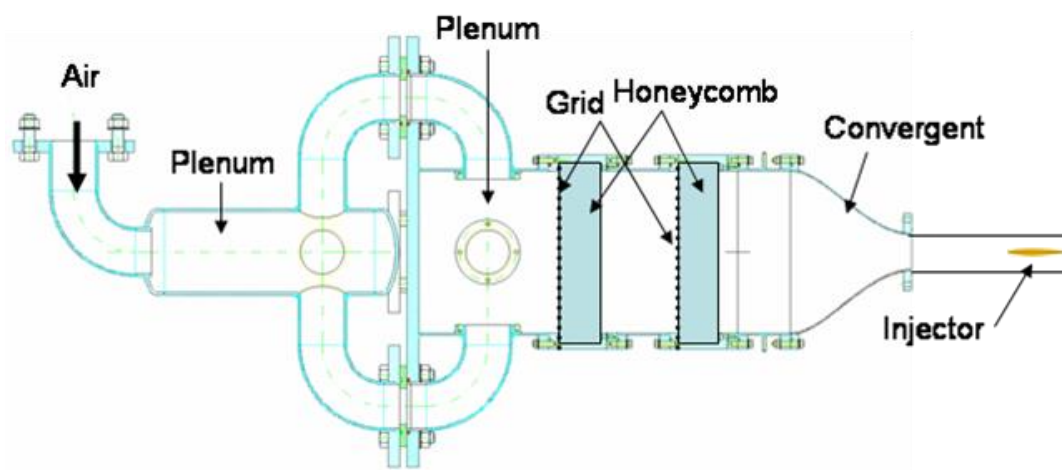


Figure 2.5 : banc SHAPE

L'air, en provenance d'une ligne 80 bar disponible dans le laboratoire, est détendu à une pression d'environ 10 à 15 bar afin d'obtenir un écoulement constant (non dépendant des fluctuations de pressions pouvant survenir dans cette ligne d'admission). Le contrôle du débit d'air est ensuite réalisé au moyen d'une électrovanne couplée à un débitmètre Coriolis (précision de l'ordre de 0,1%) permettant une stabilisation de la vitesse d'air en sortie de la soufflerie. Le schéma de la Figure 2.5 décrit les principaux composants de cette soufflerie débouchant à l'air libre. L'air régulé est divisé en quatre écoulements équivalents qui vont se rejoindre en croix dans un plenum servant ainsi de chambre de tranquillisation permettant de casser la direction principale de l'écoulement. Il traverse ensuite deux enchaînements de grilles et nids d'abeille pour éliminer les grandes structures tourbillonnaires qui sont créées lors de la reconstitution de l'écoulement. L'écoulement d'air est ensuite accéléré grâce à un convergent dont la forme a été définie pour éviter les décollements et conserver un écoulement laminaire, stable et homogène.

2.2.2 Veine d'essai et configurations d'air

En sortie de cette soufflerie, une veine d'essai carrée de 46 mm de côté est positionnée. Afin de modifier l'épaisseur d'air ainsi que la configuration, il a été choisi d'introduire des cales de différentes épaisseurs et de deux formes différentes afin de modifier l'écoulement d'air. Ces cales sont divisées en deux catégories (Figure 2.6). Les premières, d'une forme trapézoïdale, conservent le même type d'écoulement que celui de la veine en absence de cale. En présence du profil NACA, l'écoulement est divergent en sortie de la veine (Figure 2.7). Le deuxième type de cales a une forme triangulaire modifiant ainsi la configuration de l'écoulement d'air en sortie d'injecteur. En présence du profil NACA l'écoulement est maintenant convergent en sortie de veine.

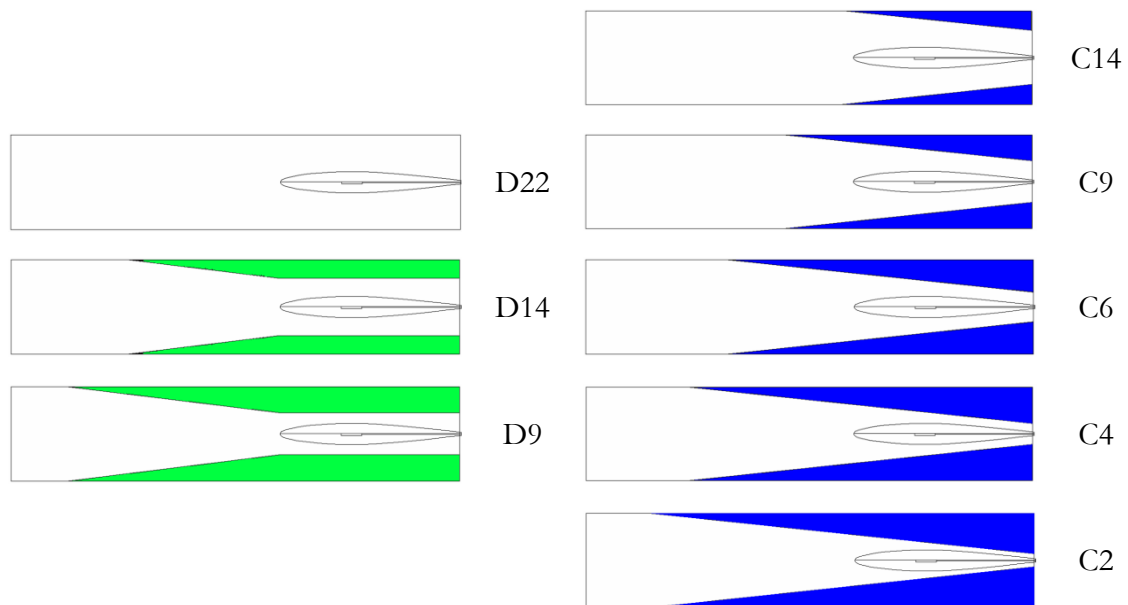


Figure 2.6 : Configurations étudiées lors de la thèse, divergentes à gauche et convergentes à droite

Pour chaque type de cales, différentes épaisseurs ont été réalisées afin de faire varier l'épaisseur de l'écoulement d'air (en plus de sa configuration). Les configurations sont ainsi nommées par une lettre (C ou D) définissant leur configuration d'écoulement (convergent ou divergent) et par un nombre définissant l'épaisseur d'air en mm en sortie de veine (d'un seul côté de l'injecteur). Le cas sans cale est donc considéré comme une configuration de type divergent avec une épaisseur de 22 mm et est alors nommé D22. Pour le cas divergent, l'épaisseur d'air n'a pu être diminuée autant que pour le cas convergent du fait de la forme de l'injecteur utilisé. Une étude des profils de vitesse a été réalisée sur chaque configuration afin de caractériser l'écoulement d'air (Chapitre 5). Deux méthodes ont été utilisées, l'anémométrie fil chaud HWA (pour Hot Wire Anemometry, § 3.2.1) en sortie d'injecteur et l'anémométrie doppler laser (LDA pour Laser Doppler Anemometry, § 3.2.2) à différentes distances de l'injecteur. Ces mesures ont été réalisées sans injection de liquide.

L'utilisation de deux types de cales permet ainsi d'avoir pour la même épaisseur des écoulements d'air différents. La comparaison des deux types de configurations permettra de valider ou infirmer les conclusions suggérées par Lozano et al. [72, 99]) et voir ainsi si d'autres paramètres doivent être considérés pour correctement modéliser le comportement du liquide soumis au cisaillement de l'air.

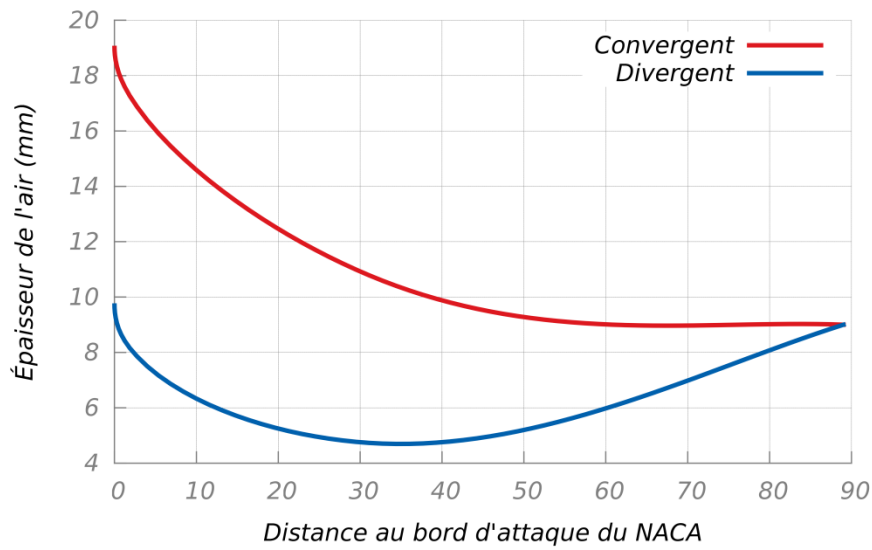


Figure 2.7 : Évolution de l'épaisseur d'air pour une configuration convergente et une divergente ayant la même épaisseur d'air au niveau de l'injection liquide

2.3 Définition du repère

Afin de repérer les différents plans de mesure, un repère cartésien attaché au centre du plan de sortie de la veine est défini. Ainsi l'axe x correspond à la direction de l'écoulement d'air initial parallèle à l'axe de la veine, l'axe y à la direction perpendiculaire à la nappe liquide et z la direction parallèle à l'envergure de la nappe. La Figure 2.8 montre comment sont définis les différents axes ainsi que leur origine :

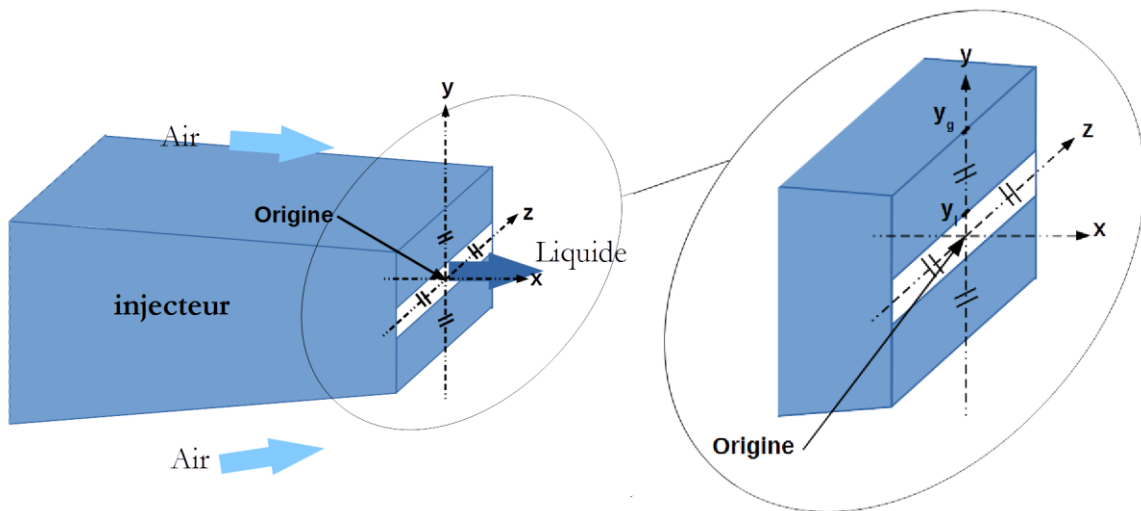


Figure 2.8 : Définition de l'origine et des axes du repère.

L'origine (O) correspond ainsi au milieu de l'injecteur. y_l correspond à la demi épaisseur de la nappe liquide et quel que soit l'injecteur, y_g est égal à 1 mm.

2.4 Récapitulatif des conditions expérimentales

Au cours de cette étude, deux types d'injecteurs ont donc été utilisés avec différentes configurations d'écoulement d'air. Les deux schémas ci-dessous (Figure 2.9 et Figure 2.10) reprennent les dimensions de ces injecteurs.

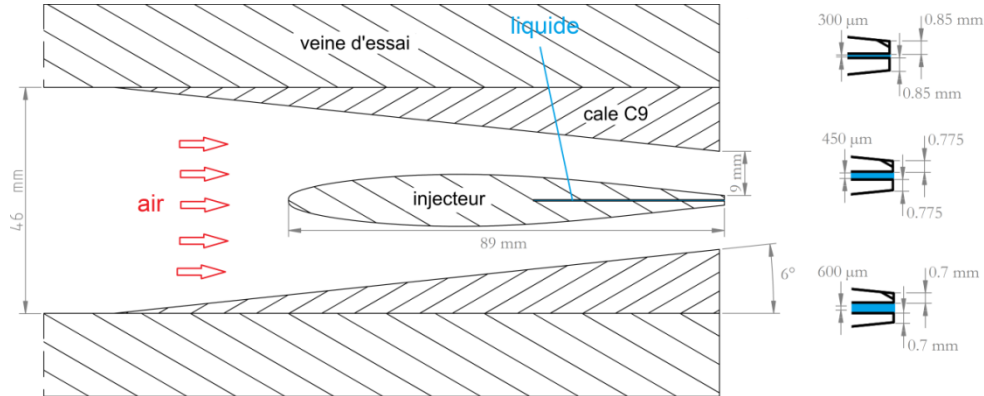


Figure 2.9 : Injecteur générant la nappe liquide avec un écoulement d'air convergent d'épaisseur 9 mm en sortie ; à droite sont présentées les différentes épaisseurs liquides utilisées

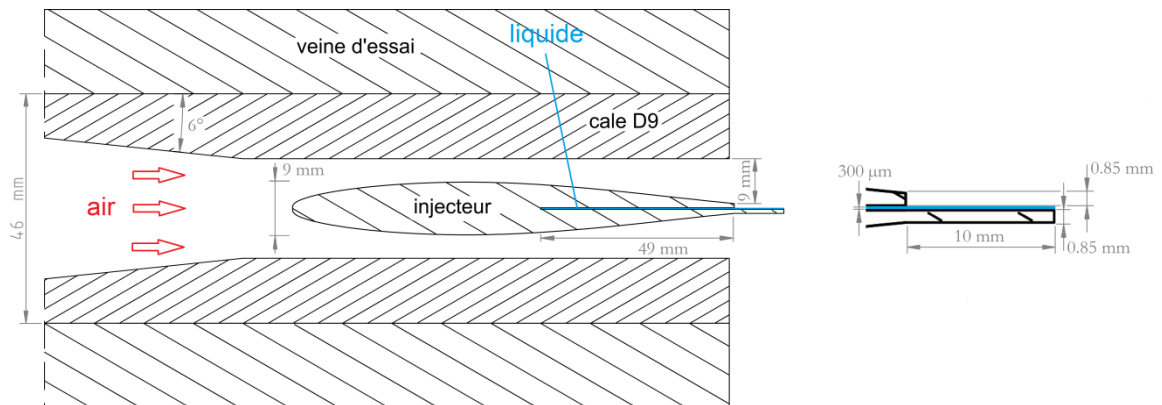


Figure 2.10 : Injecteur avec zone de pré-film soumis à un écoulement d'air divergent d'épaisseur 9 mm en sortie

Les tableaux ci-dessous récapitulent les conditions des expériences. Le premier (Table 2.1) regroupe les paramètres influents étudiés au cours de cette étude :

	u_l (m/s)	\dot{V}/b (cm ² /s)	u_g (m/s)	t_l (mm)	t_g (mm) C	t_g (mm) D	L_{pref} (mm)
min	0,3	1,5	20	0,3 - 0,45 et 0,6	2, 4, 6, 9 et 14	9, 14 et 22	2
max	4,4	13,2	90				40

Table 2.1 : Conditions expérimentales

Il peut être noté que les gammes de vitesses ainsi que les épaisseurs liquide et d'air sont du même ordre de grandeur que celles utilisées par les études précédentes (Table 1.2).

Le débit linéique \dot{V}/b est précisé car il est utilisé pour les études avec une zone de pré-film.

Pour les épaisseurs de gaz (t_g), les deux configurations différentes sont distinguées ; cas C pour convergent et D pour divergent. La grandeur u_g correspond à la valeur maximale de la vitesse au niveau de l'injection du liquide obtenue par anémométrie fil chaud (vitesse d'air en dehors des couches limites) (§ 3.2.1 et 4.1.1). Pour le liquide, la vitesse débitante est considérée.

Le deuxième tableau (Table 2.2) rappelle les propriétés physiques des fluides utilisés lors des expériences (eau et air à pression atmosphérique et température ambiante) :

	ρ (kg/m ³)	μ (Pa.s)	γ (N/m)
liquide (eau)	1000	1 10 ⁻³	0,073
gaz (air)	1,2	1,8 10 ⁻⁵	

Table 2.2 : Propriétés physiques des fluides utilisés (eau – air)

Dans le dernier tableau (Table 2.3) sont présentés les nombres adimensionnels usuels des phénomènes d'atomisation. Les plages données sont celles de nos expériences et permettent ainsi de comparer avec les références de la littérature.

	Re_l	Re_g	MFR	MR	We_{g,t_l}	We_{l,t_l}
min	90	266	0,027	0,181	1,23	1026
max	1260	117333	85	6258	31,32	26104

Table 2.3 : Nombres adimensionnels caractéristiques de cette étude

Quels que soient les débits imposés, les écoulements liquides sont considérés laminaires au vu des nombres de Reynolds en jeu (cf. tableau ci-dessus), alors que le nombre Reynolds critique, correspondant à la transition entre les deux régimes, est considéré de l'ordre de 2500.

Au vu des vitesses des écoulements, l'influence de la gravité est négligée au cours de cette étude le nombre de Froude (Fr) défini par l'expression (2.1) étant toujours largement supérieur à 1 quelles que soient les grandeurs caractéristiques choisies (vitesse (u) de l'air ou du liquide, épaisseur (t) de l'air ou du liquide).

$$Fr = \frac{u^2}{gt} \quad (2.1)$$

Après cette description du banc d'essai utilisé au cours de cette étude expérimentale, les différentes techniques de mesures vont être présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 3 : TECHNIQUES DE MESURES

Dans ce chapitre nous allons présenter les différentes techniques mises en place et utilisées au cours de cette étude. Pour certains paramètres, différentes techniques ont pu être utilisées. Suivant les grandeurs à mesurer, des moyens expérimentaux ont été adaptés ou développés. Ces différentes méthodes vont être exposées et leurs avantages et défauts énoncés.

Sommaire

3.1	Visualisations qualitatives	75
3.2	Profil de vitesse - Anémométrie	76
3.2.1	Anémométrie à fil chaud.....	76
3.2.2	LDA / PDA.....	79
	Traceurs.....	80
	Principe	80
3.3	Granulométrie	84
3.4	Mesure de longueur de rupture	87
3.4.1	Acquisition d'images.....	88
3.4.2	Traitement d'images.....	90
3.4.3	Estimation de la précision de la mesure	91
3.5	Mesure de fréquence	93
3.6	Épaisseur du film liquide	96
3.6.1	Mesure par fluorescence induite	96
3.6.2	Validation par PLIF.....	100

3.1 Visualisations qualitatives

Dans le but de se faire une première idée des paramètres influents, il est utile de faire des visualisations générales qui permettent d'avoir une vue globale de la dynamique du liquide, de la formation et de la rupture des paquets liquides ainsi qu'une première estimation des paramètres de l'atomisation primaire comme la longueur de rupture ou la fréquence d'oscillation.

Ces visualisations générales ont été réalisées à partir de caméras classiques (Ex : XCD SX90 de Sony) et également de caméras rapides (Phamton v9 ou v341) permettant une résolution temporelle qui favorise la compréhension de la formation des structures liquides.

L'utilisation de différents moyens d'éclairage (spots continus, stroboscopes...) permet la visualisation des perturbations du liquide par ombroscopie (Figure 3.1). Ce type de visualisation a été réalisé dans de nombreuses études (par exemple Berthoumieu et Lavergne [8]) afin de décrire et caractériser le comportement de la nappe liquide.

Le terme ombroscopie est utilisé dans ce mémoire pour définir les différentes techniques de visualisations qui permettent la visualisation du liquide grâce à une source lumineuse mettant ainsi en évidence les oscillations de l'interface liquide – air du fait de la modification de la trajectoire des rayons lumineux. Cette technique est utilisée en éclairage direct, à travers un diffuseur ou en réflexion sur un fond clair pour homogénéiser l'éclairage.

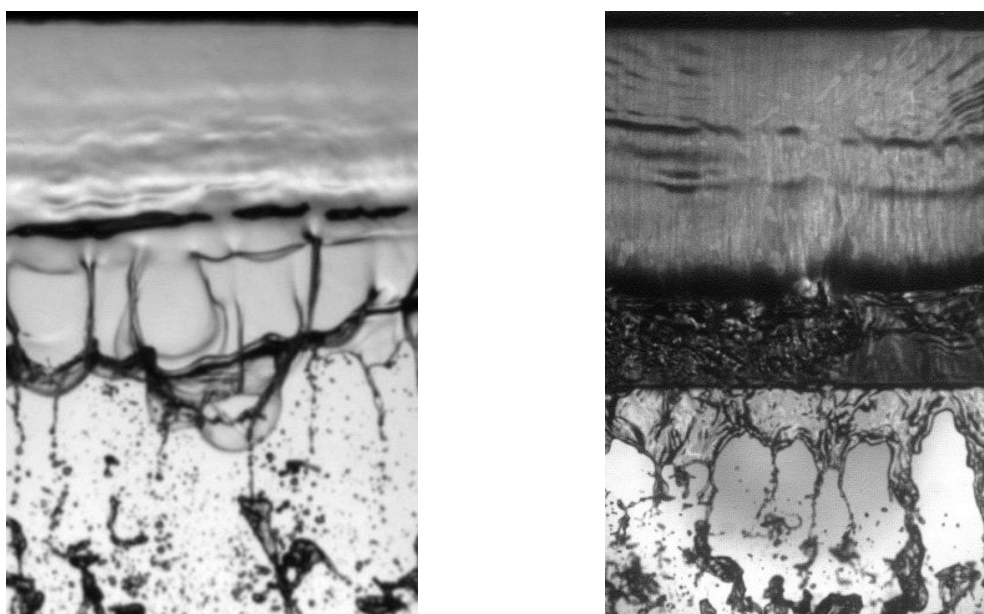


Figure 3.1 : Visualisations par ombroscopie, injecteur sans (gauche) et avec pré-film (droite)

3.2 Profil de vitesse - Anémométrie

Afin de caractériser les différents écoulements d'air utilisés au cours de cette étude (§ 2.2.2), il a été nécessaire de mesurer les profils de vitesse en sortie de veine, c'est-à-dire au niveau des lèvres de l'injecteur. Pour cela, deux techniques ont été utilisées successivement.

3.2.1 Anémométrie à fil chaud

Afin de pallier le manque de résolution dans la couche limite lors des mesures de profils de vitesse, l'utilisation d'un anémomètre à fil chaud à température constante (CTA) a été nécessaire. L'avantage considérable du fil chaud sur le tube de Pitot, pour ce type de mesure, est son faible encombrement et donc sa grande résolution spatiale. En effet, la sonde mise en œuvre utilise un fil de tungstène de 5 μm de diamètre et de 1,25 mm de long permettant ainsi de correctement décrire la couche limite de l'écoulement d'air au niveau du bord de fuite de l'injecteur (Figure 3.2 et Figure 3.3). Le deuxième avantage de ce moyen de

mesure est sa réponse fréquentielle pouvant atteindre 100 kHz. Cette capacité a ainsi permis de faire simultanément des mesures de fréquence en monophasique.

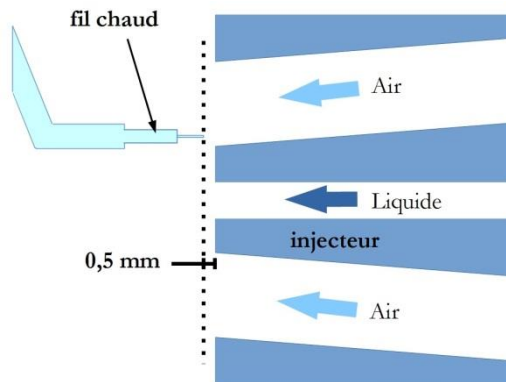


Figure 3.2: Position du fil chaud pour la mesure des profils de vitesse

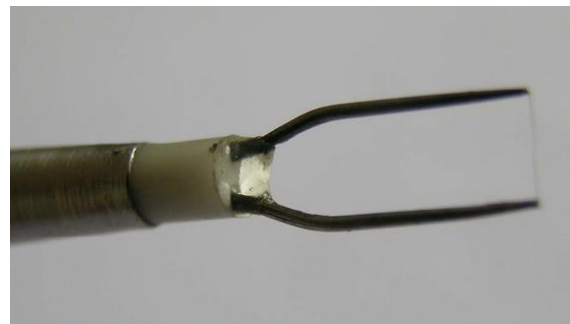


Figure 3.3 : Fil chaud utilisé pour la mesure des profils de vitesse et l'étude fréquentielle en aval de l'injecteur

L'anémomètre fil chaud de type CTA consiste à imposer la température d'un fil de tungstène chauffé par effet joule. Lorsque le fil subit une variation du flux de chaleur liée à une variation de vitesse de l'écoulement, la tension imposée aux bornes du fil va varier afin de maintenir la température du fil de tungstène désirée. Cependant la relation entre la tension imposée (qui est représentative de la mesure récupérée en sortie de l'anémomètre) et la vitesse de l'écoulement autour du fil chaud n'est pas linéaire. Il est donc nécessaire d'en tenir compte lors de l'étalonnage du fil chaud. En effet, du fait du caractère non-linéaire de la relation, la tension moyenne mesurée lors de l'étalonnage peut ne pas correspondre à la vitesse moyenne réelle de l'écoulement (Figure 3.4). Ce type de différence est présent lorsque la mesure est effectuée dans une zone avec des fluctuations non négligeables de vitesses.

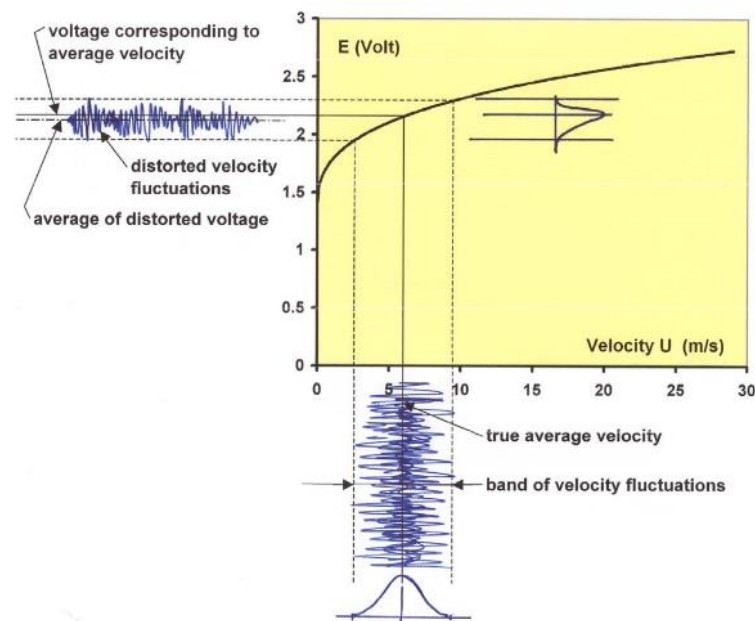


Figure 3.4 : Influence de la turbulence lors de la calibration d'un fil chaud [19]

Dans le cas de cette étude, la soufflerie mise en place ayant été conçue pour obtenir un écoulement d'air laminaire, l'étalonnage est effectué directement au centre de la veine d'essai afin de bien se situer dans une zone stable. La vitesse de référence est obtenue en plaçant un tube Pitot juste à côté de notre sonde fil chaud. Afin de tenir compte des variations possibles des conditions expérimentales et des dérives possibles de la chaîne de mesures, les étalonnages sont répétés toutes les deux heures, et toujours en début et fin de session expérimentale.

La relation utilisée pour calculer la vitesse réelle dans la veine d'essai à partir de la tension E mesurée aux bornes du fil chaud est la loi de King (3.1).

$$E^2 = E_0^2 + B_K \cdot u_g^{n_K} \quad (3.1)$$

Où E_0^2 , B et n sont des constantes identifiées à partir de l'étalonnage qui est effectué sur toute la gamme de vitesse considérée (0 à 100 m/s) avec un pas rapproché pour les faibles vitesses d'air.

Les calibrations réalisées au cours des expériences montrent une incertitude entre la valeur obtenue par le tube de Pitot et la valeur calculée par la loi de King inférieure à 1 % dès lors que la vitesse est supérieure à 2 m/s. La Figure 3.5 donne un exemple de calibration. Pour la détermination de vitesse de référence, la pression différentielle au niveau du tube de Pitot est mesurée avec un capteur de pression différentiel Rosemount 951 ayant une précision de $\pm 0,25$ %. Le calcul de la vitesse à partir de ce différentiel de pression introduit aussi une incertitude de 1 % du fait du calcul de la masse volumique de l'air. L'incertitude sur la mesure de vitesse de référence (tube Pitot) est alors inférieure à 0.5 %. Finalement, l'incertitude sur la mesure de vitesse par fil chaud est estimée inférieure à 1,5 %.

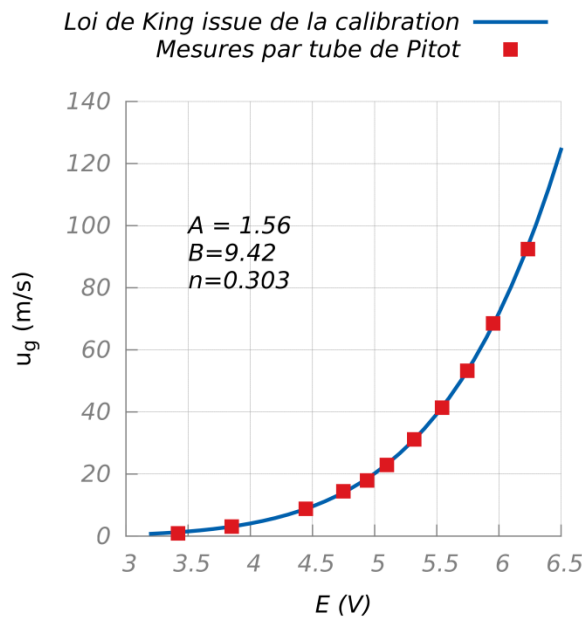


Figure 3.5 : Comparaison entre les valeurs calculées à partir de la loi de King issue de la calibration et les valeurs de vitesses mesurées à l'aide du tube de Pitot

Ce moyen de mesure permet ainsi de caractériser de façon précise la couche limite de l'écoulement d'air au niveau des lèvres de l'injecteur. Au cours de ces travaux, la vitesse

maximale de l'écoulement a également pu être déterminée. Cette vitesse est primordiale car elle sert de vitesse de référence pour le gaz lors des identifications de régimes (§ 1.4.1) et pour les corrélations proposées par les différents auteurs (§ 1.4.2). Elle correspond également à la vitesse d'air (u_0) utilisée pour caractériser les conditions expérimentales lors de nos différentes mesures. Grâce à la très bonne réponse en fréquence de cet outil expérimental, la méthode d'anémométrie à fil chaud a été utilisée pour caractériser les fluctuations de vitesse engendrées en aval de l'injecteur en monophasique, par les allées tourbillonnaires de type Von Karman rencontrées à l'aval d'obstacles (§ 5.2.1). Cette technique a également été utilisée pour mesurer la fréquence de l'écoulement d'air en amont de l'injecteur en écoulement monophasique ou diphasique (§ 5.2.1). Pour ce faire, une sonde a été introduite dans la conduite (Figure 3.6 et Figure 3.7). Les signaux obtenus sont préalablement filtrés à une fréquence de coupure de 2500 Hz avant d'être analysés par FFT ou convertis en vitesse pour les relevés de profil de vitesse.

Cependant l'anémométrie à fil chaud présente également des inconvénients. Elle ne peut être mise en œuvre qu'en monophasique du fait de la fragilité de la sonde et, dans le cas présent, l'utilisation d'un seul fil ne permet de mesurer qu'une composante de la vitesse. De plus, de par son principe, cette technique ne permet pas de déterminer la direction de l'écoulement. C'est pour cette raison que les mesures fils chauds ont été réalisées seulement en bord de fuite de l'injecteur et dans la veine d'essai mais pas pour des mesures en aval de l'injecteur où son sillage provoque des zones de recirculation.

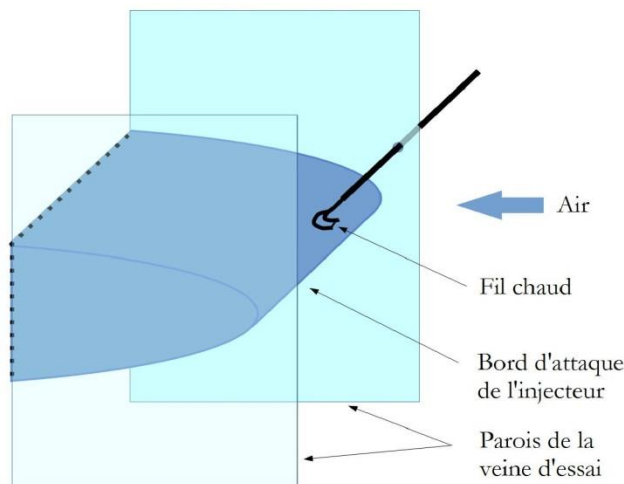


Figure 3.6 : Position du fil chaud pour la mesure fréquentielle en écoulement diphasique



Figure 3.7 : Fil chaud utilisé pour la mesure fréquentielle en amont de l'injecteur

3.2.2 LDA / PDA

Du fait de l'inadaptabilité de la mesure par anémométrie à fil chaud dans des zones de recirculation et afin de caractériser l'écoulement d'air derrière l'injecteur, des mesures de profil de vitesse ont été réalisées par LDA (Laser Doppler Anemometry) aussi nommé LDV (Laser Doppler Velocimetry).

Traceurs

Cette technique de mesure de la vitesse de l'écoulement repose sur le calcul de la vitesse de particules/traceurs présent(e)s dans l'air. Pour cela, les particules doivent pouvoir être considérées comme des traceurs, c'est-à-dire qu'elles sont suffisamment peu inertielles pour suivre parfaitement l'écoulement de l'air autour et en aval de l'injecteur. En pratique, des particules liquides ou solides submicroniques sont utilisées. Dans le cas de notre expérience, l'ensemencement de l'écoulement a été réalisé avec des micros particules d'huile d'olive générées par un système d'injection pressurisé.

Les micros gouttelettes d'huile sont ensuite dirigées vers la veine d'air et injectées dans l'écoulement d'air grâce à un piquage réalisé en amont de la première chambre de tranquillisation, garantissant ainsi un mélange homogène entre les particules et la phase gazeuse.

Principe

Différents types de vélocimètre existent. Dans notre cas, un vélocimètre laser à franges a été utilisé. Grâce à la superposition de deux faisceaux laser issus de la division d'un même faisceau en deux sources lumineuses cohérentes, un réseau de franges va être créé (Figure 3.8) dont l'interfrange dépend de la longueur d'onde d'émission et de l'angle entre les deux faisceaux. Cette zone correspond à la zone de mesure. Les particules microscopiques traversent alors le réseau de taille millimétrique, passant devant des franges successivement claires puis sombres. Lorsqu'une particule traverse une frange lumineuse la lumière est alors diffusée (Figure 3.9). Le temps nécessaire à la particule pour passer d'une frange lumineuse à l'autre correspond au temps doppler (τ_D). Ainsi en connaissant l'espacement (d_f (3.2)) entre deux franges de même intensité, la vitesse de la particule (u_p) peut être calculée (3.3).

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (3.2)$$

$$u_p = \frac{d_f}{\tau_d} \quad (3.3)$$

Avec λ la longueur d'onde du laser du LDA et θ l'angle entre les deux faisceaux s'intersectant.

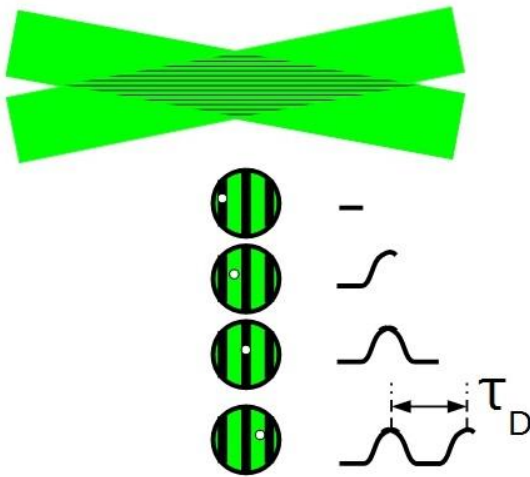


Figure 3.8 : Principe de la vélocimétrie à frange

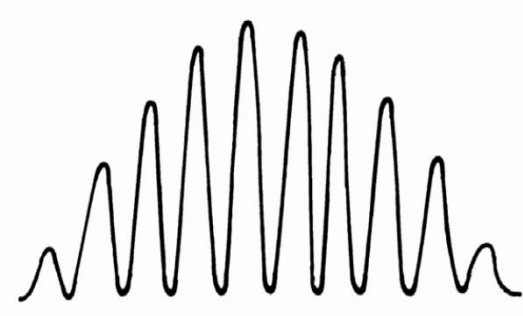


Figure 3.9 : Signal envoyé par la particule lors de la traversée du faisceau

Afin de connaître également le sens du mouvement des particules, un défilement des franges à vitesse fixe et connue est obtenu en décalant la fréquence d'un des deux faisceaux au moyen d'une cellule de Bragg. Il suffit alors de récupérer le signal lumineux diffusé par les particules pour obtenir la vitesse locale de l'écoulement. Pour cela, les photorécepteurs peuvent être installés de différentes façons : soit en diffusion avant (c'est-à-dire du côté opposé à la tête d'émission), soit en rétrodiffusion ou diffusion arrière (où le photorécepteur est directement compris dans la tête d'émission). La deuxième méthode présente l'avantage de ne nécessiter qu'un seul accès d'un côté de la zone à mesurer mais la lumière émise dans ce cas par les particules est moindre comme le prévoit la théorie de Mie [82]. La configuration dans notre cas correspond à la première méthode (Figure 3.10). Afin d'optimiser l'intensité du signal par rapport au bruit, un angle est réalisé entre le faisceau laser et le récepteur.

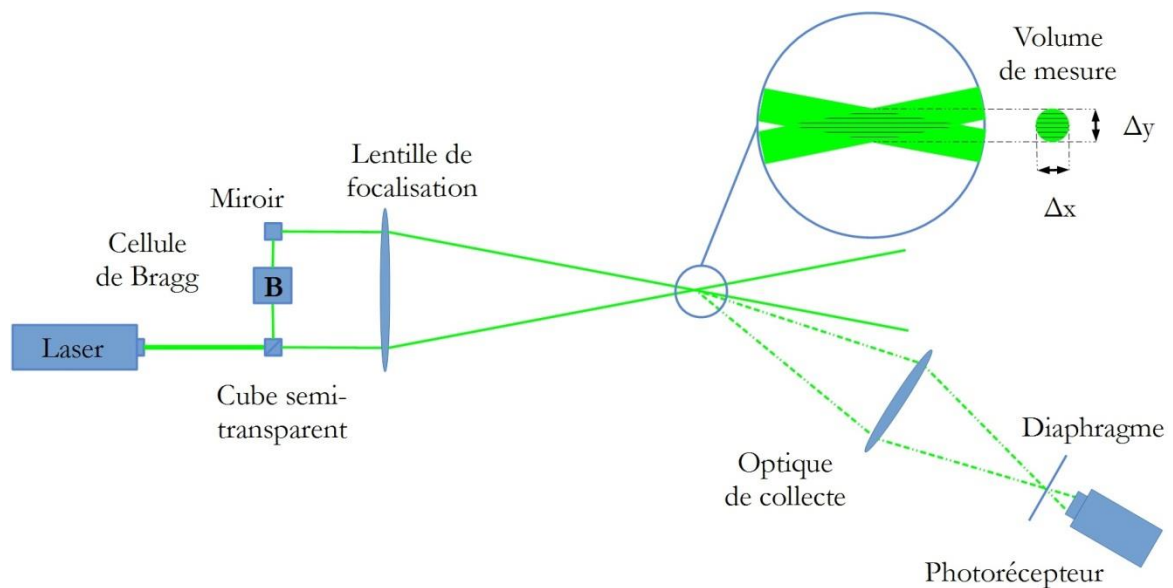


Figure 3.10 : Dispositif complet de mesure par LDA

Le LDA DANTEC FiberFlow utilisé lors de notre étude comprend deux couples de faisceaux laser situés sur des plans perpendiculaires permettant ainsi de mesurer la vitesse des traceurs dans deux directions (Figure 3.11). Les deux couples laser ont des longueurs d'onde différentes (rouge à 671 nm et vert à 532 nm) et le photorécepteur est équipé de filtres correspondants afin de pouvoir différencier les signaux lumineux se rapportant à chacun des deux axes de mesures.

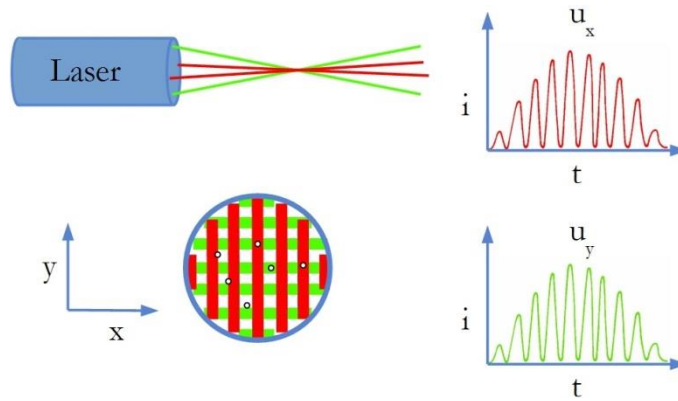


Figure 3.11 : Principe du LDA 2D

La configuration optique mise en œuvre pour nos essais permet de mesurer les composantes de la vitesse perpendiculaire à la nappe et longitudinale à l'écoulement. Le logiciel d'acquisition et de traitement des signaux permet d'obtenir la répartition des vitesses mesurées pour chaque point de mesure ainsi que les grandeurs statistiques correspondantes (Figure 3.12). En créant une cartographie des points de mesure, l'analyse des profils de vitesses en sortie de l'injecteur peut être réalisée automatiquement à différentes distances de la zone d'injection.

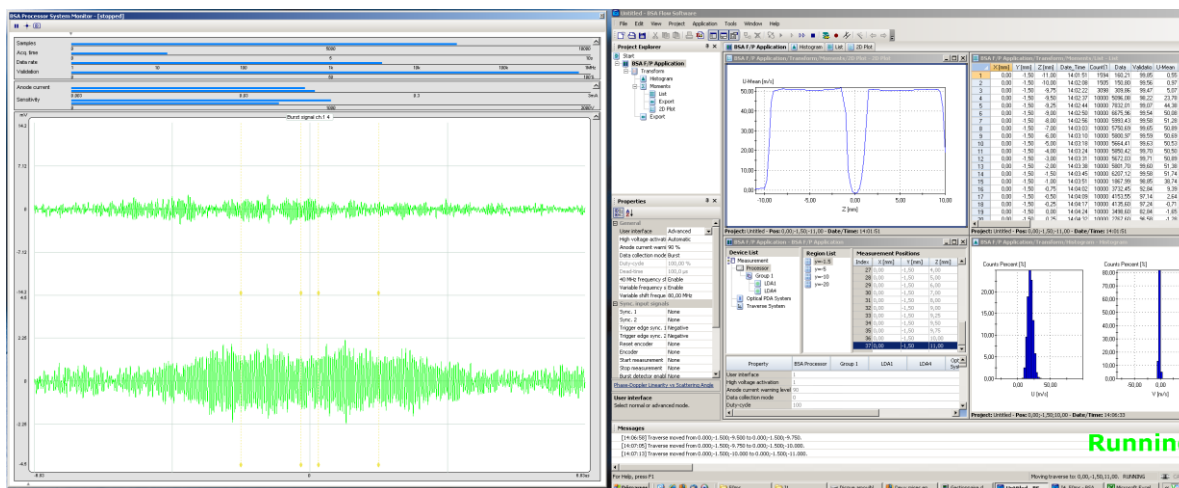


Figure 3.12 : Interface du logiciel fourni avec le LDA

Les avantages de l'utilisation de cette technique de mesure sont sa bonne résolution spatiale (qui dépend de la taille du volume de mesure), sa grande fréquence d'acquisition (elle dépend de la quantité de traceurs qui traversent le volume de mesure), sa capacité à mesurer la vitesse sur deux composantes (voire trois suivant le matériel utilisé) et enfin le fait qu'elle ne nécessite aucune calibration in situ (le matériel est acheté calibré et étalonné par le

constructeur - certificat d'étalonnage datant du 05-04-2011). Cependant, afin d'utiliser cet outil, il est nécessaire d'avoir au moins un accès optique (voire deux dans le cas de la configuration utilisée ici) et de maîtriser l'ensemencement de l'écoulement gazeux. Lors des mesures réalisées, les taux de validations obtenus sont compris entre 80 et 100 %. La fréquence d'acquisition varie entre 3500 et 4500 Hz dans les zones de forts débits gazeux mais peut descendre jusqu'à 100 Hz pour les zones en périphérie de l'écoulement d'air ou dans la zone de recirculation en aval de l'injecteur. En chaque point de mesure, 10 000 échantillons sont acquis afin d'avoir une valeur convergée. Cette valeur peut toutefois descendre à 2000 dans des zones de mesure correspondant à de faibles débits d'air.

Les deux figures qui suivent présentent des exemples de mesures de vitesse réalisées par LDA. La Figure 3.13 montre les évolutions du taux d'acquisition, du taux de validation, de deux composantes de la vitesse (suivant x et y) et de leurs valeurs rms en fonction de la position du point de mesure. La Figure 3.14 présente un exemple d'histogramme de vitesse obtenu pour un point de mesure.

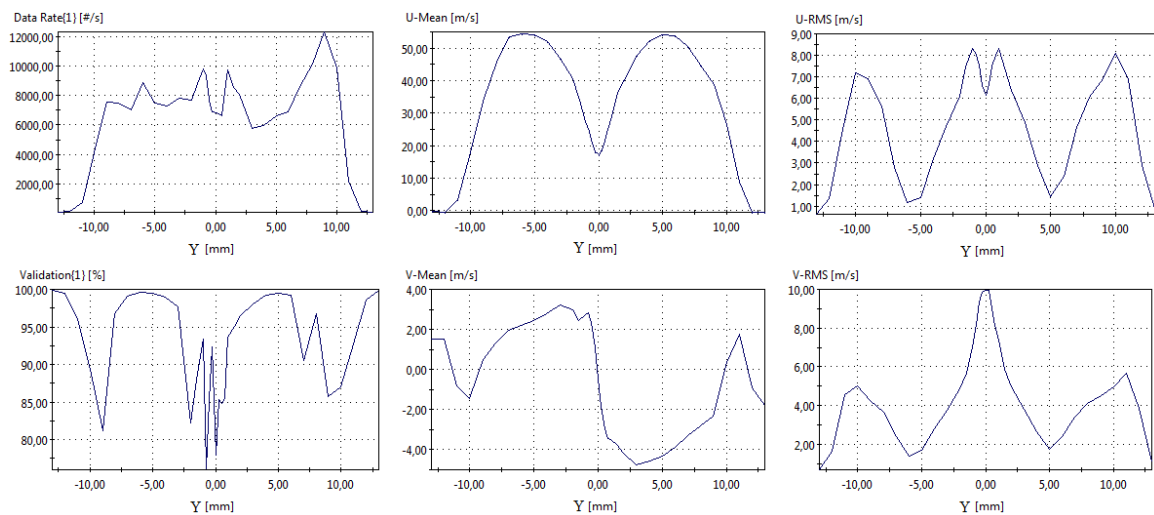


Figure 3.13 : Évolution des différentes grandeurs mesurées par la LDA
(Configuration D1, $u_g = 60 \text{ m/s}$)

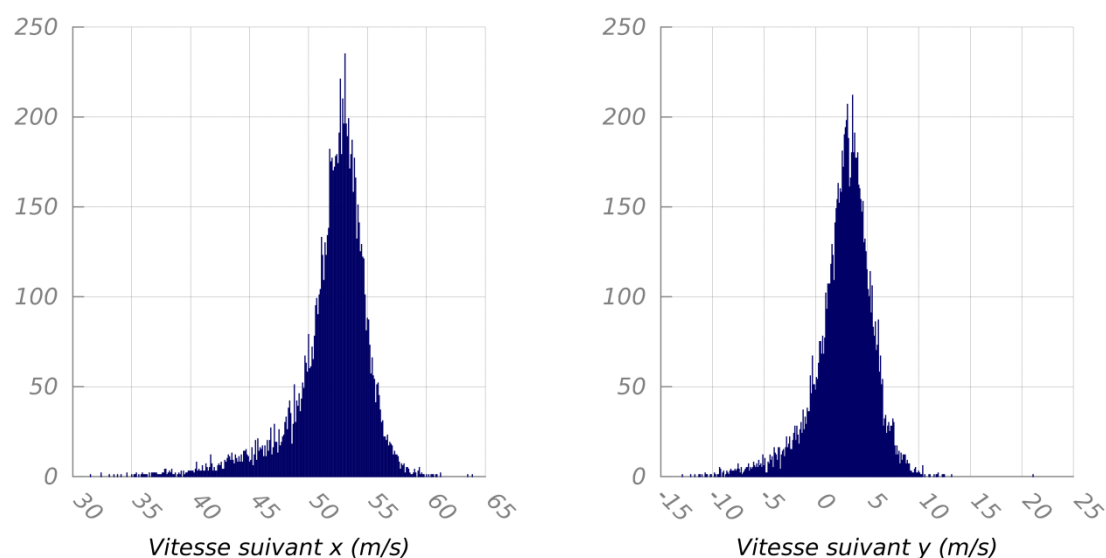


Figure 3.14 : Exemple d'histogrammes de vitesse obtenus par LDA
(Configuration D1, $u_g = 60$ m/s)

3.3 Granulométrie

Afin de mesurer la taille des gouttes contenues dans le spray, différentes techniques peuvent être utilisées. Le LDA employé lors des mesures de profils de vitesse permet également de faire de la granulométrie en utilisant plusieurs photorécepteurs. Cette technique nécessite de faire des mesures point par point, ce qui requiert un temps important et n'est validée que pour des gouttes sphériques, ce qui n'est pas toujours le cas pour l'atomisation primaire. Le choix s'est donc porté sur deux techniques différentes suivant que la mesure s'intéresse au produit de l'atomisation primaire ou secondaire.

Dans le cas de l'atomisation primaire, il est nécessaire de pouvoir mesurer un diamètre équivalent pour les structures liquides qui n'ont pas une forme sphérique. Pour cela les seules techniques disponibles au laboratoire sont celles basées sur des acquisitions d'images suivies par un traitement afin d'isoler les amas liquides de toutes formes. La présentation de la technique ainsi que les résultats sont présentés dans l'annexe 4. Ils sont proposés en annexe du fait de la faible précision en mesure absolue de la technique utilisée.

Dans le cas de l'atomisation secondaire, la sphéricité des gouttes étant supposée, d'autres techniques peuvent être utilisées ; le choix s'est porté sur la technique de granulométrie à diffraction laser utilisant l'analyseur de gouttes Spraytec qui permet en une seule mesure de caractériser entièrement le spray final.

Les granulomètres à diffraction laser déterminent une distribution des tailles d'un ensemble de particules en mesurant la distribution spatiale de la lumière diffusée par ces particules lorsqu'elles sont éclairées par un faisceau laser incident (Figure 3.15). En effet, l'application de la théorie de Mie [5] montre que l'angle de diffraction de la lumière par des particules sphériques dépend en partie de leur taille et que cet angle diminue lorsque la taille des particules augmente. (Figure 3.16). En appliquant un calcul inverse à l'image de

diffraction mesurée, il est possible, en utilisant la théorie de Mie, d'obtenir la distribution en taille des particules éclairées par le faisceau laser incident.

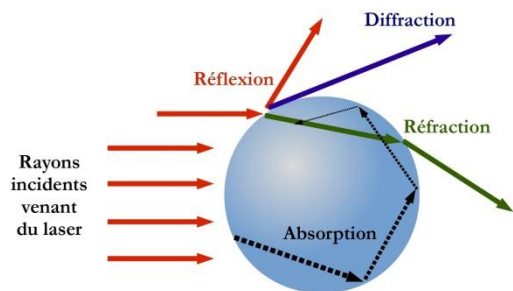


Figure 3.15 : Trajectoire des rayons lumineux éclairant une goutte

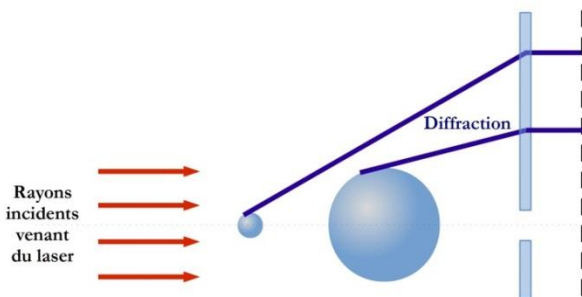


Figure 3.16 : Trajectoire des rayons lumineux en fonction de la taille de la goutte

Outre la sphéricité des particules éclairées, la théorie de Mie suppose que les propriétés optiques de l'échantillon mesuré (indice de réfraction et partie imaginaire) et du dispersant (indice de réfraction) soient connues ce qui est effectivement le cas pour notre application. L'appareil utilisé est le Spraytec de chez Malvern (Figure 3.17). Son étalonnage a été réalisé par le fournisseur le 30-05-2014 (Annexe 0 : on peut y voir que l'incertitude sur le Dv_{10} , Dv_{50} et Dv_{90} est inférieure à 0,06 % pour des gouttes de diamètre nominal $40\ \mu\text{m}$ et à 2 % pour des gouttes de diamètre nominal de $9\ \mu\text{m}$). Son laser a une longueur d'onde $633\ \text{nm}$ et crée un volume de mesure cylindrique d'un rayon de $10\ \text{mm}$. Cet appareil a la capacité de faire l'alignement entre les deux têtes, sa mise au point ainsi que la mesure de référence automatiquement. Il est équipé de deux têtes optiques réceptrices interchangeables permettant une mesure entre $0,1$ et $900\ \mu\text{m}$ pour la première lentille et entre 2 et $2000\ \mu\text{m}$ pour la seconde. C'est cette seconde configuration qui a été utilisée lors de nos mesures.

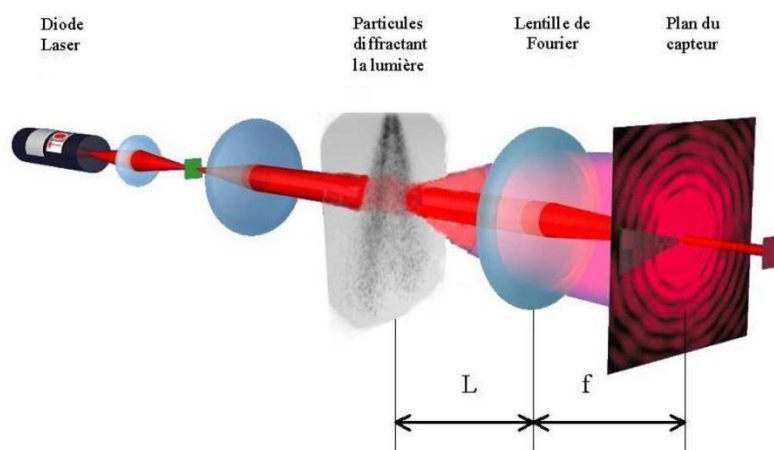


Figure 3.17 : Schéma de fonctionnement du Malvern

L'avantage de ce type de granulomètre est de permettre une mesure immédiate de la taille de toutes les particules présentes sur le passage du faisceau laser. Cependant cette caractéristique est aussi un inconvénient car la répartition spatiale le long du faisceau laser ne peut être déterminée. Dans le cas de notre étude, suivant l'orientation du faisceau laser, la mesure granulométrique est intégrée parallèlement ou perpendiculairement au plan de la

nappe liquide (Figure 3.18). Toutefois, les deux configurations donnent des résultats similaires et ne dépendent donc pas de la position de l'appareil de mesure.

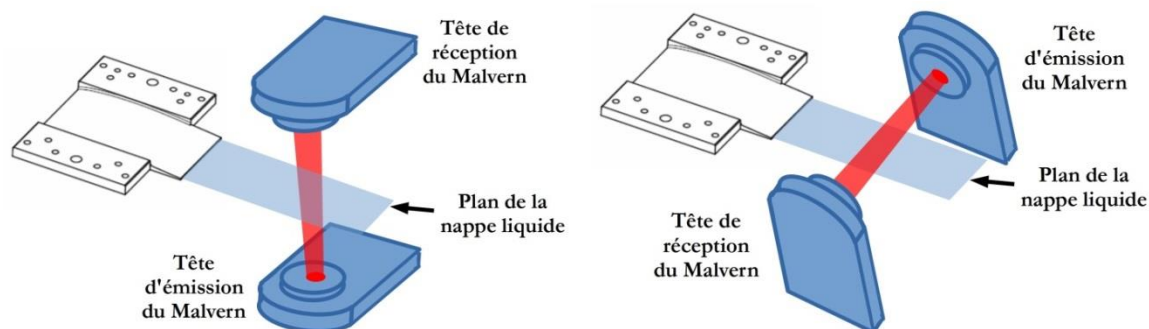


Figure 3.18 : Deux configurations de mesure avec le Malvern

La seconde limitation de cette technique est liée à l'hypothèse de sphéricité des particules analysées sur laquelle repose son principe de mesure (théorie de Mie). Il n'est donc pas possible d'utiliser cet outil pour l'atomisation primaire. De plus cet appareil avec alignement automatique ne permet pas de fixer précisément la position du laser lors des mesures. Pour ces deux raisons, les relevés seront effectués suffisamment loin de l'injecteur pour s'assurer que les gouttes ont atteint un état stable sphérique. Le travail de Larricq [70] a permis de déterminer la distance minimale pour atteindre cette condition en fonction de la vitesse des deux fluides. Cette distance diminue lorsque la vitesse d'air augmente ou la vitesse liquide diminue. Pour une vitesse d'air de 25 m/s et de liquide de 3 m/s Larricq a ainsi déterminé que cette distance minimale est de 75 mm. Nos mesures étant majoritairement réalisées pour des conditions d'écoulement favorisant un établissement plus rapide du spray de gouttes, les mesures de taille de gouttes seront toujours faites à au moins 130 mm de l'injection du liquide. La Figure 3.19 présente un histogramme de la répartition en volume des gouttes.

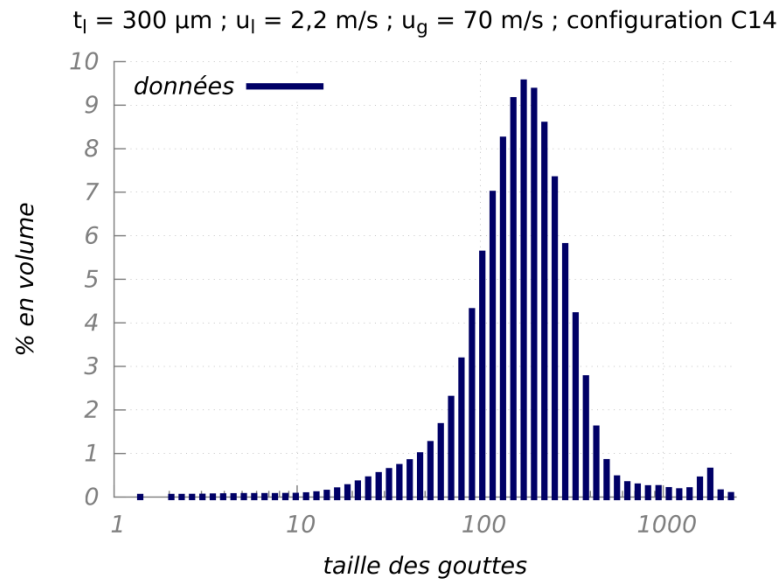


Figure 3.19 : Exemple d'histogramme obtenu à partir du granulomètre Malvern illustrant l'échantillonnage utilisé (Configuration D22, $u_g = 80 \text{ m/s}$, $u_l = 2,2 \text{ m/s}$, $t_l = 300 \mu\text{m}$)

3.4 Mesure de longueur de rupture

Comme indiqué précédemment, la longueur de rupture correspond à la taille du cœur liquide entre la sortie de l'injecteur et la création des premiers paquets liquides. Cependant le point (x, y, z) correspondant au début de l'atomisation n'est pas forcément facile à définir car il varie en fonction du temps et également sur la largeur de la nappe. Plusieurs définitions peuvent être choisies pour déterminer cette longueur. Certaines études (Carvalho et al. [23, 24], Park et al. [85] et Fernandez [38]) ont choisi de considérer la distance x entre l'injecteur et le premier point de rupture de la nappe sur toute la largeur. Cependant cette option minimise la longueur moyenne mesurée ainsi que le taux de fluctuation au cours du temps (trait rouge sur la Figure 3.20). Il est également possible de réaliser visuellement sur chaque image une moyenne suivant z (trait bleu sur la Figure 3.20). Une troisième solution mise en œuvre pour cette étude, qui sera expliquée dans les paragraphes qui suivent, consiste à déterminer cette longueur à une position transversale z donnée de la nappe par traitement d'images (trait vert sur la Figure 3.20). Les exemples donnés sur la Figure 3.20 mettent en évidence l'influence des différentes définitions sur la valeur instantanée de la longueur de rupture obtenue. La longueur de rupture minimale est toujours la plus courte et elle dépend des limites du champ de la caméra vis à vis de la largeur de l'injecteur (un point de rupture plus proche de l'injection pouvant se trouver hors-champ).

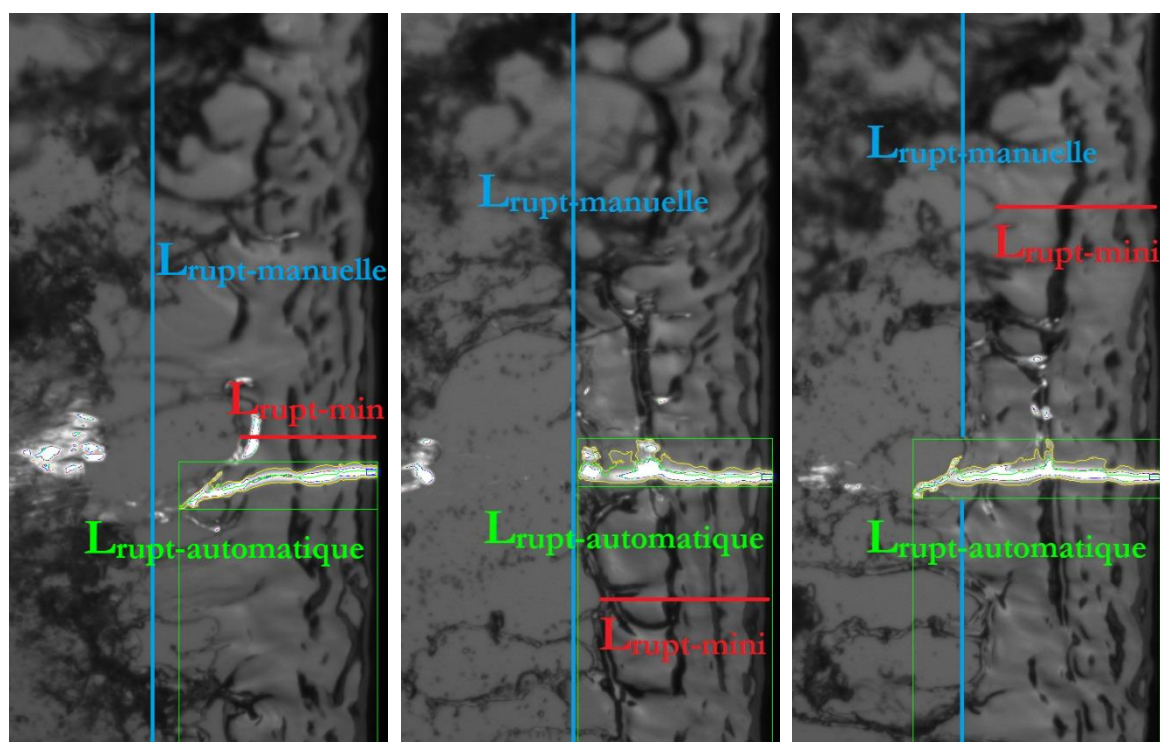


Figure 3.20 : Différentes définitions de la longueur de rupture
l'injection de liquide est réalisée à droite

3.4.1 Acquisition d'images

La mesure de cette caractéristique de l'atomisation primaire est réalisée à partir de visualisations. Afin de déterminer la longueur de rupture, une caméra est positionnée au-dessus de la nappe liquide. Une nappe laser orientée dans un plan (O,x,y) coupe la nappe liquide suivant un axe longitudinal Ox . De la fluorescéine est ajoutée au liquide. L'énergie lumineuse fournie par le laser va exciter les molécules du fluorophore qui en se désexcitant vont émettre à une longueur d'onde différente de celle du laser. Ce dispositif, correspondant à un montage de type PLIF (Planar Laser-Induced Fluorescence), permet ainsi de différencier la lumière diffusée directement par l'interface de celle provenant de la fluorescence. Ainsi en ajoutant un filtre à la caméra seule la lumière émise par la fluorescéine est récupérée permettant de localiser précisément le cœur liquide.

L'éclairage est réalisé au moyen d'un laser solide continu, Taipan Genesis, d'une puissance maximale de 2 W, émettant à une longueur d'onde de 488 nm. Un montage optique permet d'obtenir une nappe laser uniforme. Le spectre d'absorption de la fluorescéine est centré sur 495 nm (très proche de la longueur d'onde du laser utilisé), et le maximum d'émission fluorescente a lieu à 519 nm (Figure 3.21).

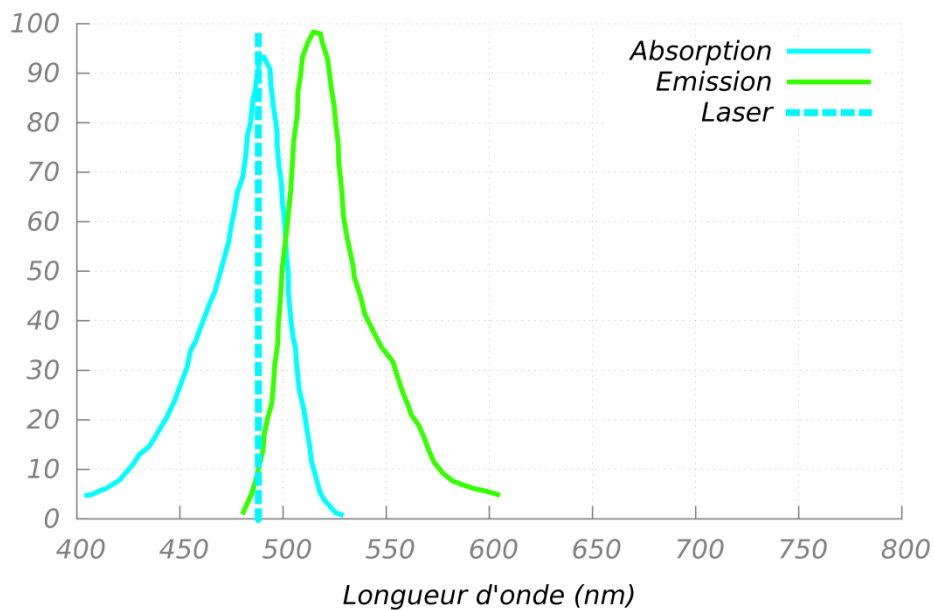


Figure 3.21 : Spectres d'absorption et d'émission de la fluorescéine diluée dans de l'eau comparés à la longueur d'onde du laser utilisé

En ajoutant un filtre, éliminant les courtes longueurs d'onde (jusqu'à 495 nm) à la caméra, les reflets parasites sont éliminés. La caméra utilisée est une caméra CCD (Coupled Charge Device) monochrome à haute résolution (1280 x 960) de marque Sony, modèle XCD SX90. La taille du pixel est ainsi de 26,8 μm . Sa fréquence d'acquisition est de 30 Hz et son temps d'acquisition peut varier entre 10 μs et 16 s. Elle est équipée d'un objectif optique Nikkor 55 mm. L'encombrement des différents éléments optiques impose que la caméra soit positionnée à la verticale de la nappe avec un faible angle par rapport au faisceau laser. Une deuxième source de lumière (lumière blanche continue générée par un projecteur halogène tungstène COOLH dedocool) est utilisée en simultanée afin d'obtenir une image globale de la nappe liquide. L'utilisation d'un écran diffuseur en dessous de la nappe liquide permet de réaliser un éclairage par ombroscopie (Figure 3.22 et Figure 3.23).

Un temps d'exposition de 81 μs est choisi pour fixer au maximum les images tout en conservant une quantité de lumière suffisante pour permettre les traitements d'images décrits dans le paragraphe suivant. Le diaphragme de l'objectif est positionné à 5,6 en compromis entre une grande ouverture pour avoir un maximum de lumière et une fermeture importante favorisant la profondeur de champ étendue.

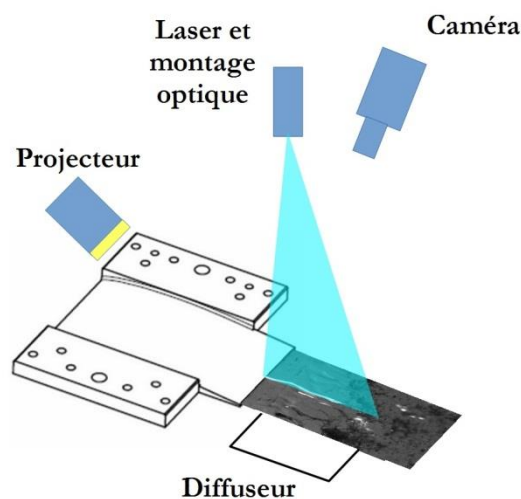


Figure 3.22: Schéma du dispositif de mesure de longueur de rupture

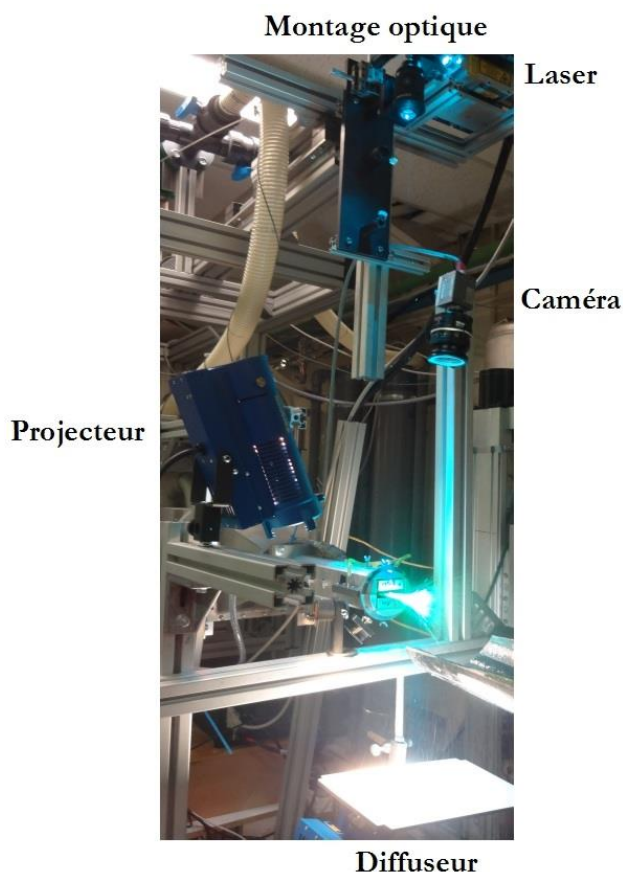


Figure 3.23 : Montage expérimental permettant la mesure de longueur de rupture

3.4.2 Traitement d'images

Le traitement d'images, permettant la mesure automatisée de la longueur, repose sur la binarisation de l'image obtenue. La technique consiste à repérer tous les paquets liquides qui sont alors en blanc par opposition au gaz en noir. Il suffit ensuite de mesurer la taille du paquet liquide situé au niveau de l'injection du liquide qui constitue le cœur liquide de la nappe. L'enveloppe de la partie continue de liquide issue de l'injecteur est ainsi définie et il est possible de mesurer la longueur correspondante (Figure 3.24). La partie délicate de ce traitement d'images est le choix du seuil utilisé pour cette opération. Ce paramètre doit être adapté pour chaque configuration d'écoulement. En effet, lorsque la longueur de rupture est importante, l'image de fluorescence engendrée par la nappe laser sur la nappe liquide devient de moins en moins lumineuse en s'éloignant de l'injecteur. Il faudra donc choisir un seuil suffisamment faible pour ne pas raccourcir la longueur effective du cœur liquide. Dans le cas contraire, lorsque la longueur de rupture est courte, un trop faible seuil va surestimer la longueur de rupture en créant une continuité entre le cœur liquide et le spray alors très dense en gouttes et paquets issus de l'atomisation.

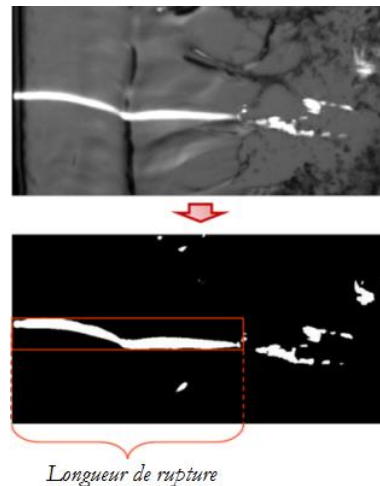


Figure 3.24 : Mesure de la longueur de rupture par traitement d'images.

Pour adapter la valeur de ce seuil en fonction des conditions d'éclairage et de topologie de nappe, la visualisation complète de la nappe obtenue grâce à la seconde source lumineuse, est utilisée. Le seuil est alors adapté par l'opérateur pour chaque vidéo en observant les 50 premières images et en faisant correspondre la longueur issue du seuillage et la longueur estimée visuellement sur l'ensemble de la nappe.

3.4.3 Estimation de la précision de la mesure

Pour estimer la précision attendue sur la détermination de la longueur de rupture, nous allons étudier l'influence de différents paramètres liés au traitement présenté lors du précédent paragraphe. Cette valeur étant une moyenne statistique, nous étudierons tout d'abord l'influence du nombre d'images utilisées. Ensuite nous évaluerons, en comparant le résultat de l'algorithme de traitement avec celui obtenu par traitement manuel, l'écart introduit par la méthodologie de mesure. En troisième lieu nous étudierons l'effet du seuil choisi pour le seuillage des images et enfin l'influence de la méthode d'étalonnage de la caméra et de sa résolution spatiale.

Pour estimer le nombre d'images requis pour obtenir une convergence satisfaisante de la mesure, l'évolution du résidu est analysée en fonction du nombre d'images considérées. Il est défini comme l'écart relatif entre la valeur de la moyenne finale et la valeur de la moyenne en prenant les n premières images. Il a ainsi pu être observé qu'à partir d'environ 350 images, une convergence inférieure à 0,1 % était obtenue. Cette évolution est illustrée par la Figure 3.25 qui est un exemple représentatif. Le choix de 500 images pour déterminer la longueur de rupture a ainsi été choisi.

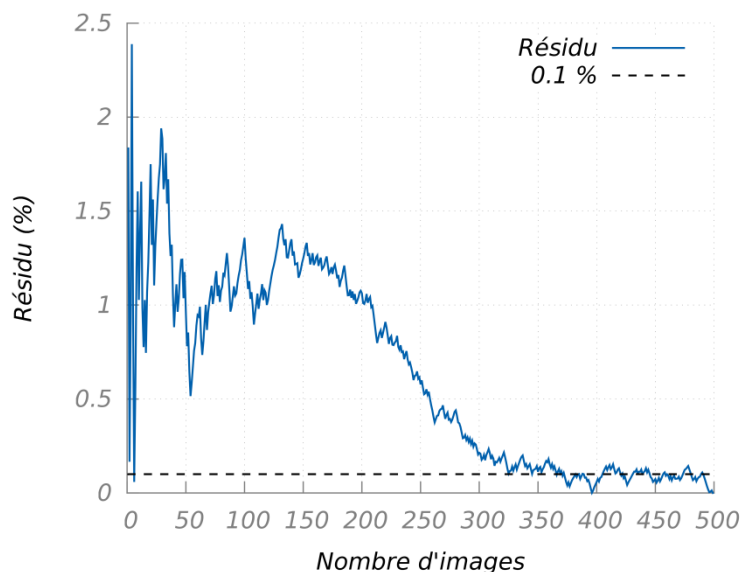


Figure 3.25 : Convergence de la mesure de longueur de rupture

Afin d'estimer l'influence de la méthodologie utilisée sur la valeur mesurée, le résultat de l'algorithme proposé est comparé à celui déterminé manuellement en analysant toute l'envergure de la nappe (Figure 3.26). Dans le cas de la mesure manuelle, seules 50 images ont été prises en compte. On obtient ainsi un écart très faible entre les deux valeurs moyennes ainsi obtenues ($< 3\%$). Par contre, lors des mesures manuelles, la prise en compte d'une moyenne spatiale suivant l'envergure de la nappe par l'opérateur, réduit fortement les fluctuations de longueur d'une image à l'autre. Ainsi, la méthodologie appliquée n'introduit pas de biais et donc permet, en plus de valider la technique automatique, de confirmer le caractère bidimensionnel de la nappe liquide. Il est ainsi possible d'obtenir la longueur de rupture pour toutes les configurations voulues avec un gain de temps important.

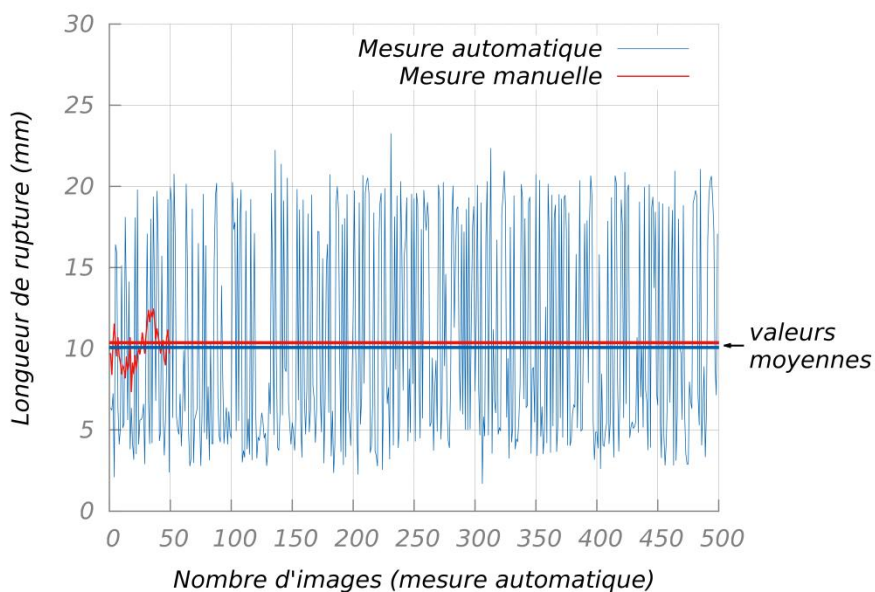


Figure 3.26 : Comparaison de la mesure manuelle et automatique.

Le seuil choisi par l'utilisateur, grâce au visionnage du début de la séquence à analyser, peut influencer le résultat de la mesure. Pour certaines configurations, différentes valeurs de seuil ont été appliquées car il était difficile de la déterminer avec certitude directement. Lors de cette étude, il a été choisi de faire varier les seuils avec un pas de 10. Afin de quantifier l'influence de ce choix sur la valeur obtenue, une comparaison a été réalisée en modifiant la valeur du seuil optimal de ± 10 (Figure 3.27).

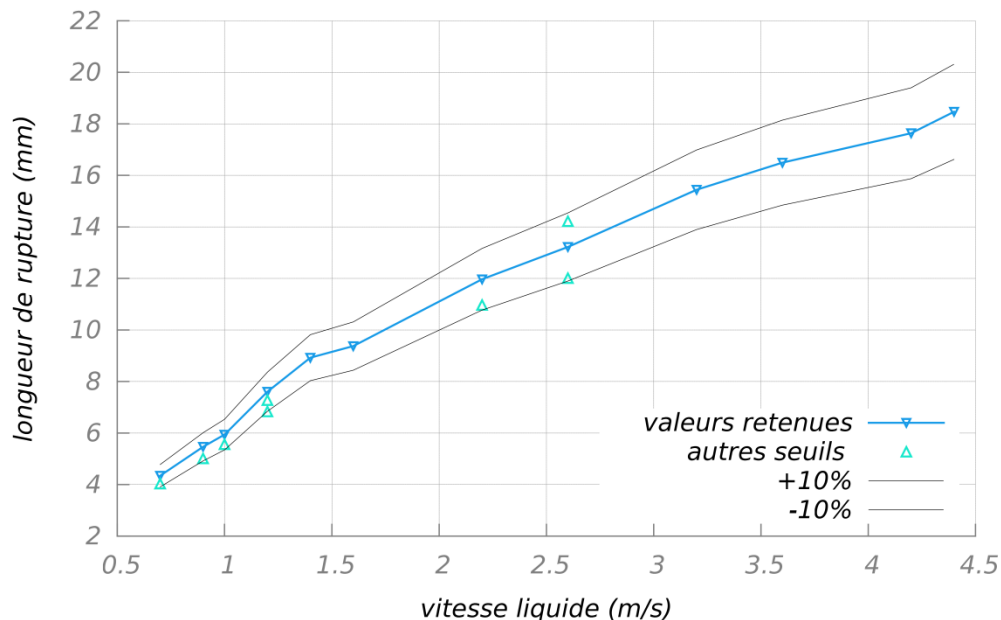


Figure 3.27 : Valeurs de la longueur de rupture retenues comparées à celles où un autre seuil a été appliqué

L'incertitude due au seuil est donc de plus ou moins 10 %.

La troisième source d'incertitude provient de l'acquisition des images. Pour étalonner spatialement la caméra, une mire de 31 mm a été utilisée correspondant à 1155 pixels. En prenant comme précision de mesure un intervalle de plus ou moins 2 pixels à chaque extrémité, l'incertitude globale sur la longueur de rupture correspondant à 8 pixels est de 215 μm soit une incertitude d'environ 2,5%. Enfin, la dernière source d'incertitude provient de la mesure de la position de la nappe évaluée au pixel près ce qui correspond à 0,8% pour les plus petites longueurs de rupture. L'incertitude cumulée pour cette mesure est donc de plus ou moins 11,6 % et elle est due principalement à l'utilisation du seuil.

3.5 Mesure de fréquence

La fréquence d'oscillation de la nappe est une des caractéristiques principales de l'atomisation primaire vu qu'elle impose la dynamique du phénomène. La majorité des études portant sur l'atomisation de nappes liquides utilisent une technique d'atténuation laser pour mesurer la fréquence d'oscillation (par exemple Mansour et Chigier [77] ou Lozano et al. [73]). Cette technique représentée sur la Figure 3.28 (b) permet de mesurer l'oscillation de la nappe à une distance fixe du point d'injection en prenant en compte toute la largeur de la nappe. D'autres auteurs utilisent également un couple diode laser / photorécepteur mais en utilisant la réflexion de la nappe (Figure 3.28 (a)). Dans cette configuration la mesure de la fréquence devient ponctuelle. Ces deux techniques ont été utilisées dans les études précédentes réalisées

à l'Onera (Larricq [60], Fernandez [38] ou Chartier [26]) puis dans un premier temps au cours de cette thèse.

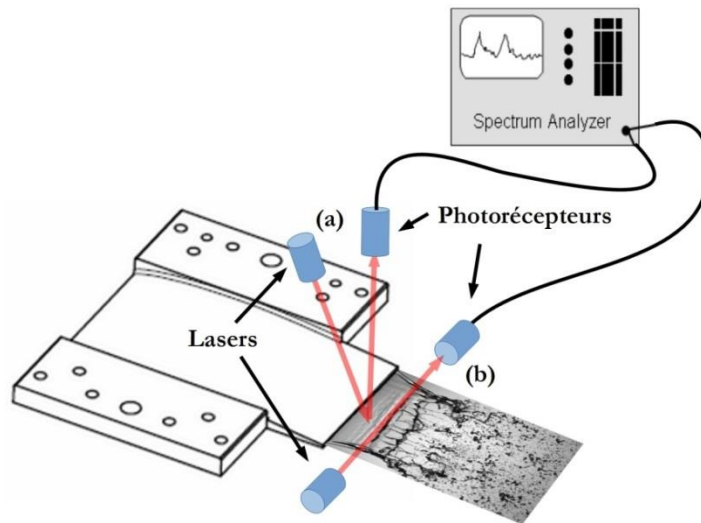


Figure 3.28 : Mesure de la fréquence d'oscillation au moyen de couples diodes-photorécepteurs

Cependant afin d'avoir une mesure de la fréquence d'oscillation tout le long de la nappe tout en vérifiant que la fréquence mesurée correspond bien à l'oscillation de la nappe, il a été choisi de développer une nouvelle méthode.

Celle-ci est basée sur l'analyse d'images obtenues par technique de fluorescence induite par laser décrite au paragraphe précédent (§ 3.4). La différence réside seulement dans la position et le type de caméra. En effet, afin de faire des mesures de fréquence, il est nécessaire d'avoir une prise d'images très rapide ce qui requiert l'utilisation d'une caméra rapide. Dans le cas de cette étude, des caméras Phantom v9 et v341 équipées de l'objectif Nikkor 55 mm et d'un filtre optique permettant d'éliminer les reflets et réémission de la longueur d'onde du laser, ont été utilisées. Le temps d'exposition a été fixé à $90 \mu\text{s}$. Les vidéos sont prises à une fréquence de 3400 Hz et sont composées de séries de 2048 images afin de faire des analyses FFT sur une moyenne de deux séries composées de 1024 images. La résolution spectrale obtenue est alors de 3,3 Hz. La caméra est située un peu au-dessus du plan horizontal de façon à pouvoir mesurer l'amplitude du battement, tout en étant au-dessus des bords de nappe latéraux se formant à cause de la tension de surface qui pourraient parasiter les mesures. Pour obtenir cette fréquence d'oscillation, la position de la nappe est repérée par rapport à l'extrémité de l'image et le signal obtenu est ensuite analysé par FFT (Figure 3.29). Cette opération est effectuée tous les 5 pixels en s'éloignant de la sortie de l'injecteur.

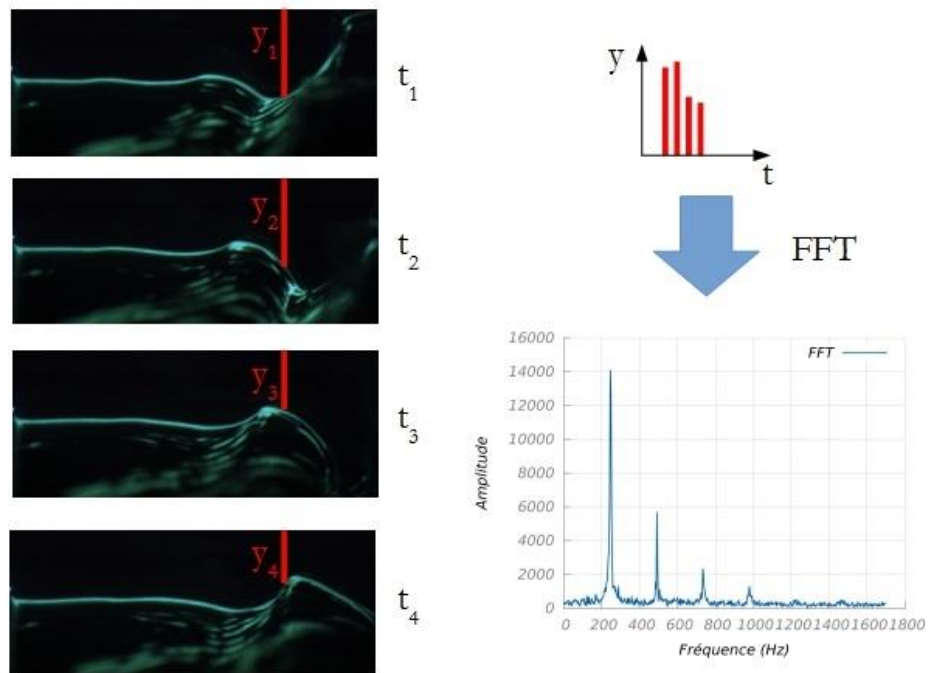


Figure 3.29 : Principe de la mesure de fréquence d'oscillation par traitement d'images

Cette deuxième technique présente deux principaux avantages par rapport à celle utilisant les diodes laser. Tout d'abord, la possibilité d'avoir la fréquence tout le long de la nappe permet de mettre en évidence l'évolution de la fréquence et de l'amplitude associée en s'éloignant de l'injecteur. De plus, en étudiant cette évolution, la similitude entre la fréquence de battement et la fréquence de lâcher des paquets liquides et des gouttes est vérifiée grâce à la mesure de la fréquence jusque dans le spray issu de l'atomisation primaire (Figure 3.30). Cette égalité entre les deux fréquences avait été mise en évidence expérimentalement par différents auteurs en comparant les mesures de fréquence par atténuation laser pour la nappe et par illumination stroboscopique pour le spray (Arai et Hashimoto [2] ou Carvalho et al. [22]). Ce résultat valide l'hypothèse de création des paquets liquides de façon périodique en bout de course de l'oscillation de la nappe. Finalement, cette deuxième technique permet de valider le fait que la fréquence mesurée est bien liée au battement de la nappe et non pas à une autre oscillation existant à la surface de la nappe.

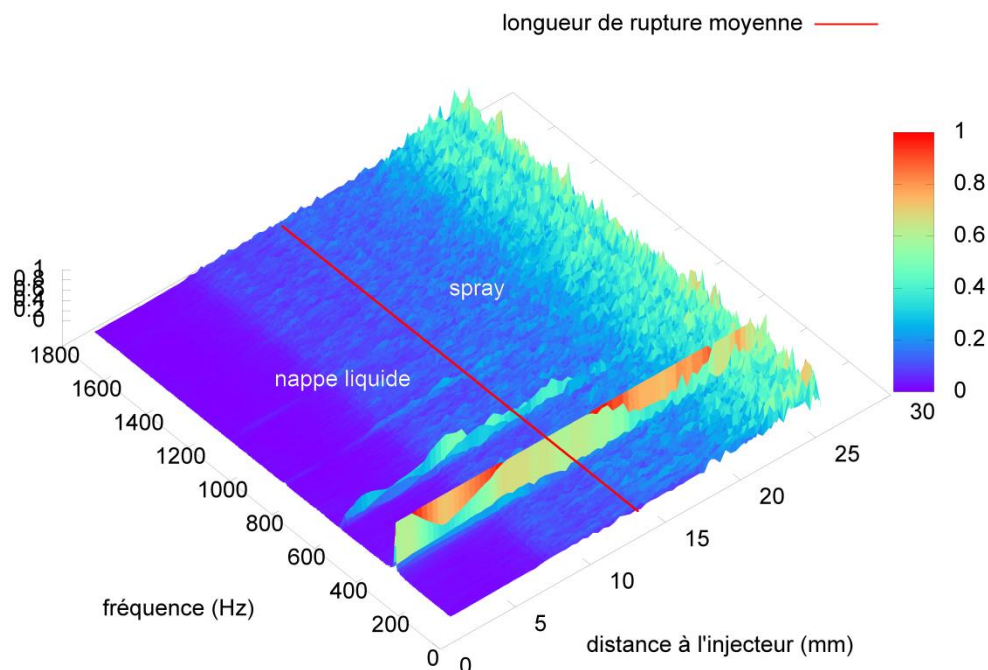


Figure 3.30 : Évolution de la fréquence d'oscillation le long de la nappe et dans le spray

En considérant que la caméra rapide induit une incertitude négligeable par rapport à la résolution fréquentielle, l'incertitude sur la mesure de fréquence est de 3.3 Hz ce qui correspond à une incertitude de l'ordre de 1,5 % pour les plus faibles fréquences d'oscillation.

3.6 Épaisseur du film liquide

La mesure des faibles épaisseurs liquides représente souvent une difficulté expérimentale. Dans notre cas, nous voulons en plus que cette mesure soit faite sur toute la surface de la zone et résolue en temps afin de prendre en compte le caractère tridimensionnel de la dynamique des vagues à la surface liquide. Ces deux contraintes éliminent immédiatement les mesures locales telles que par conductivité, avec une fibre optique laser ou avec une aiguille.

3.6.1 Mesure par fluorescence induite

L'utilisation d'une technique basée sur le principe de fluorescence induite a donc été choisie. Cette méthode a été développée par Njifenju au cours de sa thèse [83]. Elle est modifiée afin de l'adapter à notre cas, en particulier en ce qui concerne la calibration.

La technique repose sur le même principe que la LIF (Laser induced fluorescence). L'éclairage avec une longueur d'onde prédominante va exciter les molécules d'un fluorophore dilué dans le liquide qui vont, en se désexcitant, émettre de la lumière avec une longueur d'onde plus élevée. Néanmoins, contrairement à la LIF où une source de lumière monochromatique générée par un Laser est utilisée, ici, le fluorophore est excité à l'aide de LED générant une source de lumière avec un spectre d'émission à bande étroite (suivant les auteurs cette technique est également nommée LIF pour LED Induced Fluorescence). D'après la loi de Beer Lambert la quantité de lumière émise est liée à la quantité de liquide

(Annexe 0). On a alors la relation reliant l'intensité lumineuse issue de l'émission fluorescente sortant du liquide à l'épaisseur :

$$I_{fluo}(\delta_l) = \Phi_{fluo} I_{inc} (1 - e^{-\epsilon_{fluo} C_{fluo} \delta_l}) \quad (3.4)$$

avec Φ_{fluo} , ϵ_{fluo} et C_{fluo} l'efficacité, le coefficient d'extinction et la concentration du fluorophore et δ_l l'épaisseur locale du liquide.

Cette lumière est ensuite capturée par un système optique (caméra, objectif et filtre). L'intensité alors mesurée est modifiée par les caractéristiques de ce système sous la forme :

$$I_{mes}(\delta_l) = Gain(caméra). I_{fluo}(\delta_l) + Offset \quad (3.5)$$

Cette expression peut donc s'écrire sous la forme :

$$I_{mes}(\delta_l) = A_b \cdot (1 - e^{-B_b \delta_l}) + D_b \quad (3.6)$$

où A_b , B_b et D_b sont des constantes à déterminer par calibration. La difficulté de cette méthode réside dans cette phase de calibration car il faut déterminer trois constantes qui dépendent des conditions expérimentales, c'est-à-dire de la caméra et de sa position, du fluorophore et de sa concentration, de la source d'éclairage, du liquide et de la température, donc des conditions expérimentales. Afin de s'affranchir de cette difficulté, nous avons choisi de faire cette calibration directement sur le banc à chaque début et fin de mesure. Ainsi les conditions expérimentales ne varient pas entre la calibration et les mesures et donc les constantes restent les mêmes.

Le fluorophore choisi est l'Uvitex 2B ; cet additif a comme avantage de se dissoudre dans l'eau et de ne pas nécessiter de protection particulière, n'étant ni toxique ni coloré. L'excitation maximale est obtenue pour une longueur d'onde de 350 nm (UV) et son émission dans le visible à une longueur d'onde maximale de 435 nm (Figure 3.31).

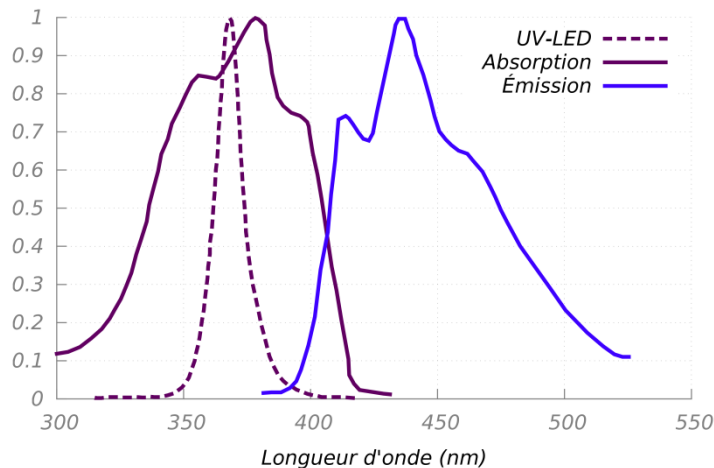


Figure 3.31 : Spectres d'absorption et d'émission de l'Uvitex 2B comparés à l'émission des LED UV

L'éclairage est constitué par deux LED émettant dans l'ultra-violet autour de 365 nm avec une puissance d'émission de 5W. Ces LED sont placées de chaque côté de la zone de pré-film sur laquelle le liquide s'écoule pour avoir un éclairage uniforme. Comme

précédemment, afin d'avoir une résolution temporelle, l'acquisition se fait grâce à une caméra rapide positionnée au-dessus de la zone de pré-film (Figure 3.32 et Figure 3.33).

Au vu de la relation reliant l'épaisseur liquide à la lumière émise par le fluorophore, à partir d'une certaine épaisseur liquide, la variation de lumière sera trop faible pour correctement mesurer la variation d'épaisseur. Cette épaisseur limite dépend des conditions expérimentales et en particulier de la concentration en Uvitex 2B. Dans le cas de notre étude, afin de pouvoir mesurer des épaisseurs liquides comprises entre quelques microns et un à deux millimètres, une faible quantité d'Uvitex est nécessaire (0,25 g/L). Cependant cette faible concentration limite considérablement la quantité de lumière émise par le fluorophore. La caméra rapide (Phantom v341) a donc été munie d'un intensificateur (Lambert Instrument- HICATT) permettant d'amplifier la lumière émise par le fluorophore. L'objectif utilisé est le Nikkor 55 mm et un filtre UV est ajouté pour éliminer les reflets dus à l'éclairage par les LED UV. La fréquence d'acquisition est de 3000 Hz pour avoir une bonne résolution temporelle et le temps d'exposition est fixé par la durée d'ouverture de l'intensificateur fixée à 100 μ s pour figer les mouvements du liquide. La résolution choisie est de 800*652 pixels ce qui correspond à une taille de pixel de 38 μ m.

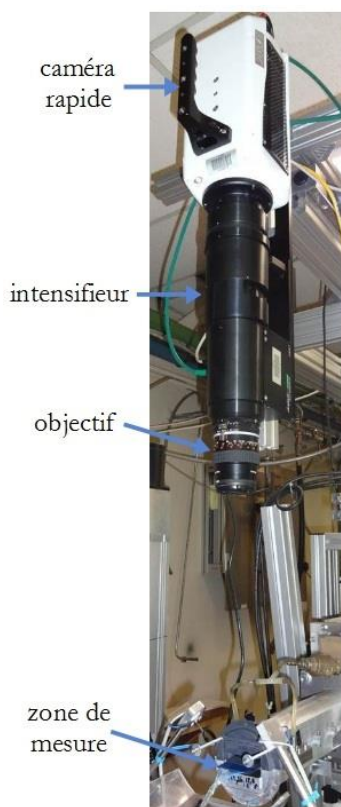


Figure 3.32 : Montage expérimental de mesure d'épaisseur liquide

La calibration est réalisée au moyen d'une vitre et d'une cale d'épaisseur connue formant un angle avec la surface de la zone de pré-film. La vitre utilisée est une fenêtre de verre B270 de 3 mm d'épaisseur dont la bande passante est comprise entre 350 et 2000 nm. En remplissant de liquide l'interstice entre ces deux surfaces, un gradient continu d'épaisseur liquide connu est créé. En prenant une image de cette configuration, on obtient un gradient

d'intensité lumineuse que l'on peut relier à l'épaisseur du liquide, créant ainsi la relation de calibration.

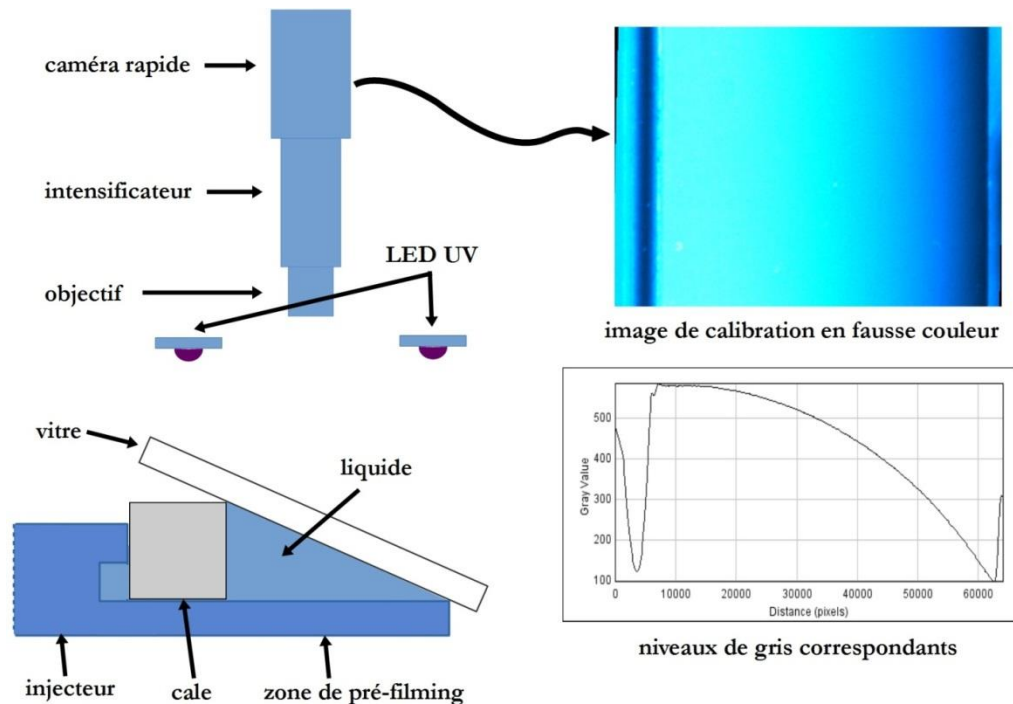


Figure 3.33 : Calibration de la mesure d'épaisseur liquide par LIF

Une fois la correspondance entre la valeur en niveau de gris et l'épaisseur liquide obtenue, il suffit de calculer les constantes A_b , B_b et D_b de la corrélation (3.6) pour établir la relation de conversion qui est ensuite appliquée aux images en post traitement. L'introduction de la vitre, permettant la calibration, a cependant une influence dans la valeur des constantes obtenues dans la loi de calibration, il est donc important de placer également cette vitre lors des mesures (Figure 3.34).

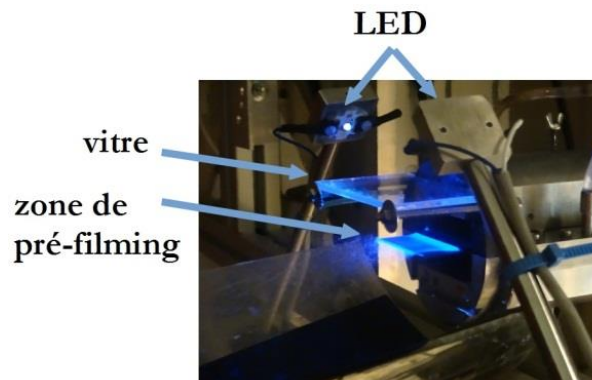


Figure 3.34 : Éclairage UV de la zone de pré-film lors des mesures d'épaisseur liquide

L'ajout de la vitre pendant la prise de mesures va ainsi rendre similaire l'absorption de la lumière due à la traversée du verre entre les phases de calibration et de mesure d'épaisseur de film.

Cependant, cette technique de mesure ne peut être utilisée au niveau de l'injection du liquide car l'image est assombrie par la présence de la paroi. Une augmentation progressive

de la luminance est observée après le point d'injection du liquide ce qui conduirait à une augmentation non-physique de l'épaisseur liquide au niveau du point d'injection (Figure 3.35).

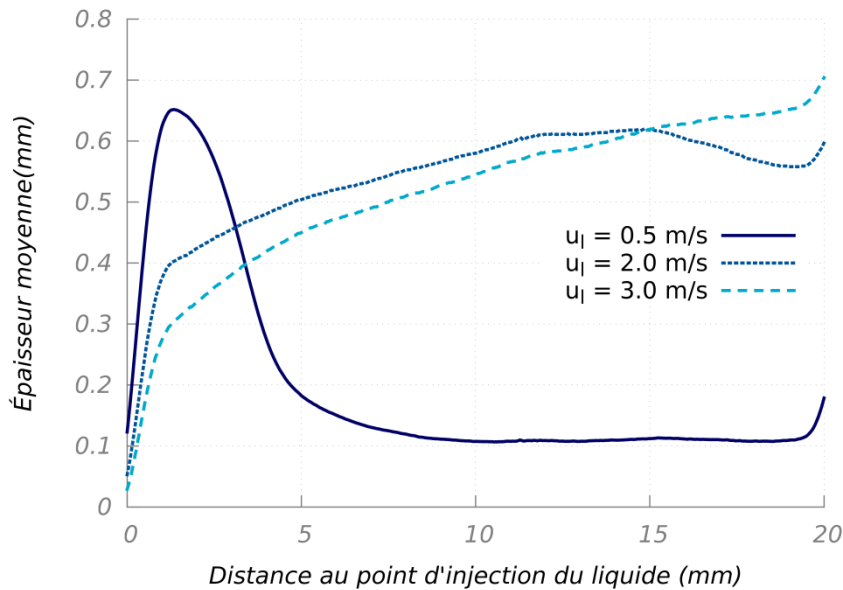


Figure 3.35 : Exemples des augmentations d'épaisseurs non-physiques obtenues par la technique de mesure au niveau du point d'injection du liquide pour différentes vitesses liquides.
($u_g = 50$ m/s ; $l_{pref} = 20$ mm ; configuration D9)

Ainsi les mesures d'épaisseur liquide présentées dans le chapitre 6 ne prendront pas en compte les premiers points de mesure c'est-à-dire jusqu'à 1 mm du point d'injection du liquide.

3.6.2 Validation par PLIF

Afin de quantifier l'incertitude sur les épaisseurs mesurées avec cette méthode, une autre technique basée sur l'application de la PLIF a été mise en œuvre. Comme pour les mesures de fréquence et de longueur de rupture, un plan laser perpendiculaire à la paroi est réalisé. En positionnant une caméra de côté, la hauteur liquide peut être mesurée. Pour avoir une bonne précision, il est nécessaire de limiter le champ de la caméra ce qui oblige à ne mesurer l'épaisseur que sur une partie de la zone de pré-film. La caméra choisie ici est la BM500GE de JAI dont la résolution a été fixée à 2456 x 1500 pixels. Elle est équipée d'un objectif mono-focal téléométrique permettant d'obtenir un pixel de 4,2 μm de hauteur. Finalement un filtre est également utilisé pour éviter les réflexions du laser. Pour ces mesures, une seule configuration a été utilisée (D9) et l'acquisition a été limitée à 100 images ce qui ne permet pas d'atteindre une convergence statistique satisfaisante mais qui permet toutefois une comparaison entre les deux techniques (Figure 3.36). L'écart obtenu entre les deux méthodes est inférieure à 10 % ce qui valide la méthode LIF mise en œuvre pour nos essais.

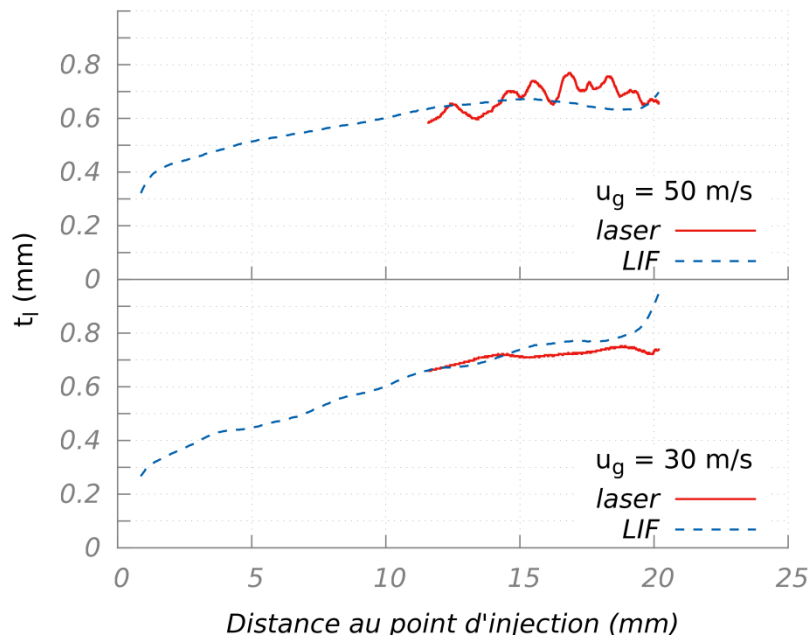


Figure 3.36 : Comparaison entre la mesure par LIF et celle par PLIF pour l'épaisseur liquide sur la zone de pré-film.

Cependant une dernière source d'incertitude peut être engendrée par la présence de gouttes arrachées par cisaillement avant la fin de la zone de pré-film. Les images réalisées en vue de côté indiquent que ces arrachements sont peu fréquents même à forte vitesse. De plus, l'étude de Sattelmayer et Wittig [97] a permis de mesurer le taux d'arrachement des gouttes en fonction de la configuration. Ils obtiennent des taux d'arrachement maximaux de l'ordre de 3 % pour des vitesses d'air jusqu'à 92 m/s et 6 % pour des vitesses d'air jusqu'à 154 m/s. Ces mesures suggèrent que dans notre configuration les taux d'arrachement seront du même ordre de grandeur et que ces gouttes ne perturberont que faiblement la mesure d'épaisseur liquide.

Chapitre 4 : CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT D'AIR

Afin de définir correctement les conditions expérimentales, il convient de caractériser précisément l'écoulement d'air qui va être utilisé afin de réaliser l'atomisation du liquide. Pour cela deux techniques expérimentales ont été utilisées. Les mesures ont été réalisées avec la configuration sans zone de pré-film.

Sommaire

4.1	En sortie d'injecteur	103
4.1.1	Profils de vitesse	103
4.1.2	Épaisseur de couche limite	105
4.1.3	Caractérisation du cisaillement	108
4.2	En aval de l'injecteur	110

4.1 En sortie d'injecteur

4.1.1 *Profils de vitesse*

Afin de caractériser le profil de vitesse en sortie d'injecteur et déterminer les épaisseurs caractéristiques de la couche limite, des mesures de vitesse d'air par anémométrie fil chaud ont été réalisées. Pour ce faire, une sonde coudée a été utilisée pour limiter les effets de blocage. Cette technique a été préférée à l'anémométrie Doppler Laser (LDA) car elle permet de s'approcher plus près et avec plus de précision de la paroi. En effet, du fait de l'angle nécessaire entre les deux faisceaux laser et la largeur de l'injecteur, le point le plus proche de l'injecteur où la mesure de vitesse peut être réalisée se situe à 1,5 mm du bord de l'injecteur ce qui est, pour notre configuration, trop éloigné de la paroi pour avoir une bonne description de la couche limite aérodynamique.

Ces mesures ont été réalisées à 0,6 mm à l'aval de l'injecteur afin de permettre une scrutation complète de l'écoulement de part et d'autre de l'injecteur sans démontage de la sonde. Toutefois les valeurs obtenues dans le sillage de l'injecteur siège d'une zone recirculée ne sont pas significatives.

Les mesures ont été réalisées pour toutes les différentes configurations d'air utilisées au cours de ces travaux et dans chaque cas pour des gammes de vitesse allant de 30 m/s à 90 m/s.

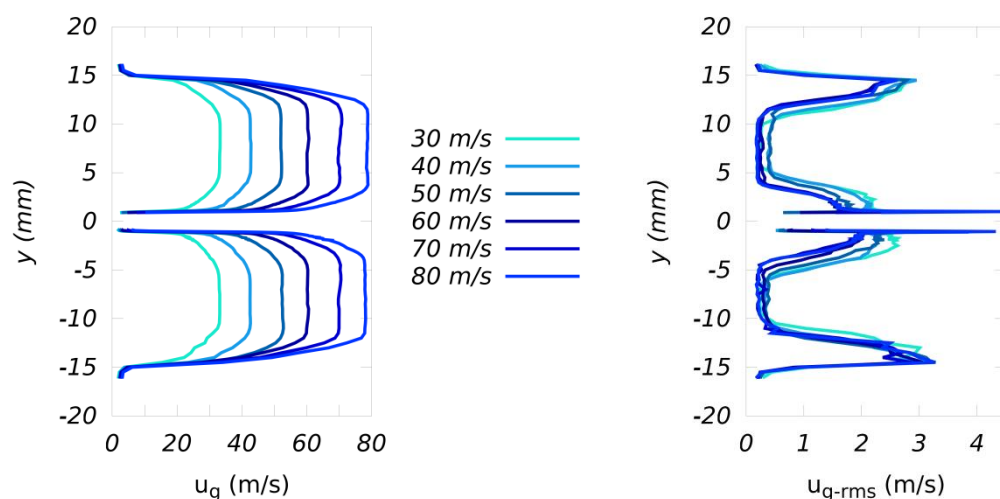


Figure 4.1 : Exemples des profils de vitesses (gauche) et des fluctuations de vitesse (droite) mesurés en sortie de la veine d'essai par anémométrie fil chaud – cas divergent D14

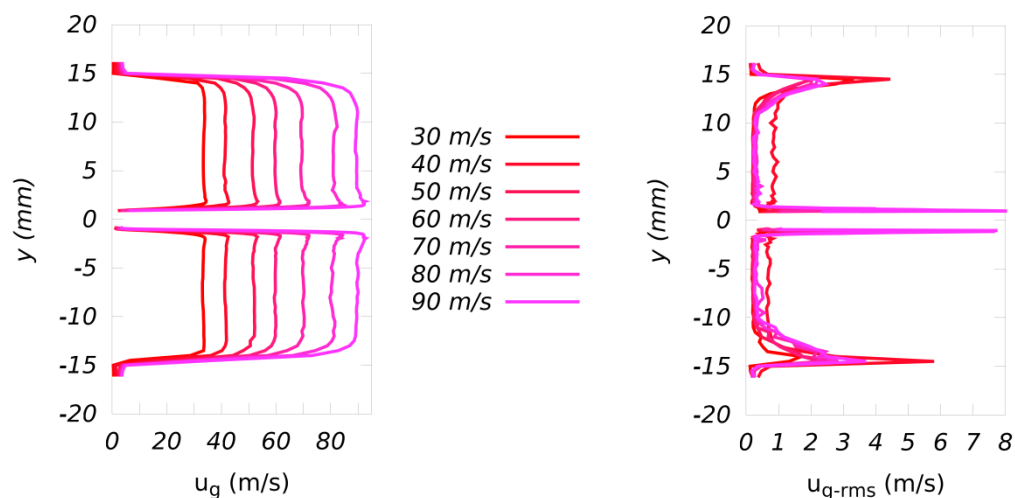


Figure 4.2 : Exemples des profils de vitesses (gauche) et des fluctuations de vitesse (droite) mesurés en sortie de la veine d'essai par anémométrie fil chaud – cas convergent C14

Grâce aux mesures de fluctuations de vitesse en sortie de veine, il est possible d'accéder aux pourcentages d'intensité turbulente définie par le rapport u_{g-rms}/u_g en chaque point. La Figure 4.3 montre ainsi que l'intensité turbulente est inférieure à 5 % dans la veine dès que l'on se situe en dehors de la couche limite. Il est également possible de mesurer la fréquence de ces oscillations ; son analyse est réalisée § 5.2.1.

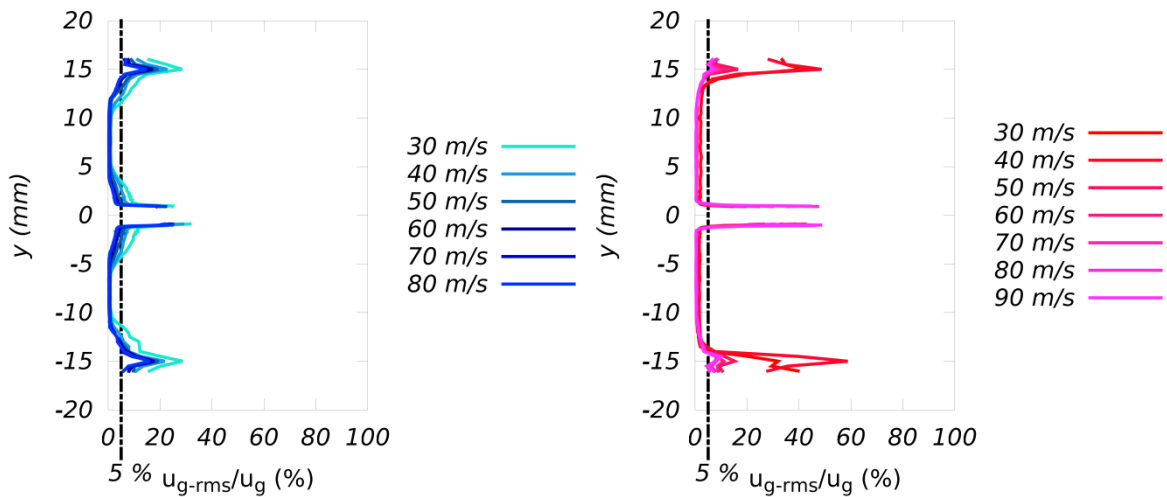


Figure 4.3 : Pourcentage d'intensité turbulente à gauche cas D14, à droite cas C14

4.1.2 Épaisseur de couche limite

L'analyse des profils de vitesse permet de mettre en évidence une différence de comportements dans la couche limite. Ainsi en comparant ces profils pour les différentes vitesses et les différentes configurations d'écoulement d'air, une différence liée à la forme de l'écoulement (convergent ou divergent) peut être identifiée. Afin de caractériser le régime d'écoulement, les profils de couche limite sont comparés avec une loi à la puissance 1/7 correspondant au cas turbulent (23) et avec la méthode de Pohlhausen (24) qui est une approximation de la théorie de Blasius obtenue dans le cas d'une couche limite laminaire [49]. Cette approximation est valable dans le cas d'un écoulement sur une plaque plane sans incidence. Elle est ici considérée acceptable du fait de la faible perturbation de l'écoulement grâce à la forme en NACA de l'injecteur.

$$\text{Cas turbulent : } \frac{u_{gturb}(y)}{u_{gmax}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \quad (23)$$

$$\text{Cas laminaire : } \frac{u_{glam}(y)}{u_{gmax}} = 2\frac{y}{\delta} - 2\left(\frac{y}{\delta}\right)^3 + \left(\frac{y}{\delta}\right)^4 \quad (24)$$

Les comparaisons des profils de couches limites montrent une différence de régime suivant que la configuration est convergente, couche limite laminaire, ou divergente, couche limite turbulente (Figure 4.4 et Figure 4.5). Cette différence de régime entre les deux configurations est due au gradient de pression, négatif dans le premier cas et positif dans le second. Ainsi dans le cas divergent, le gradient de pression positif tend à déstabiliser la couche limite et favoriser la transition vers une couche limite turbulente [5, 6, 91].

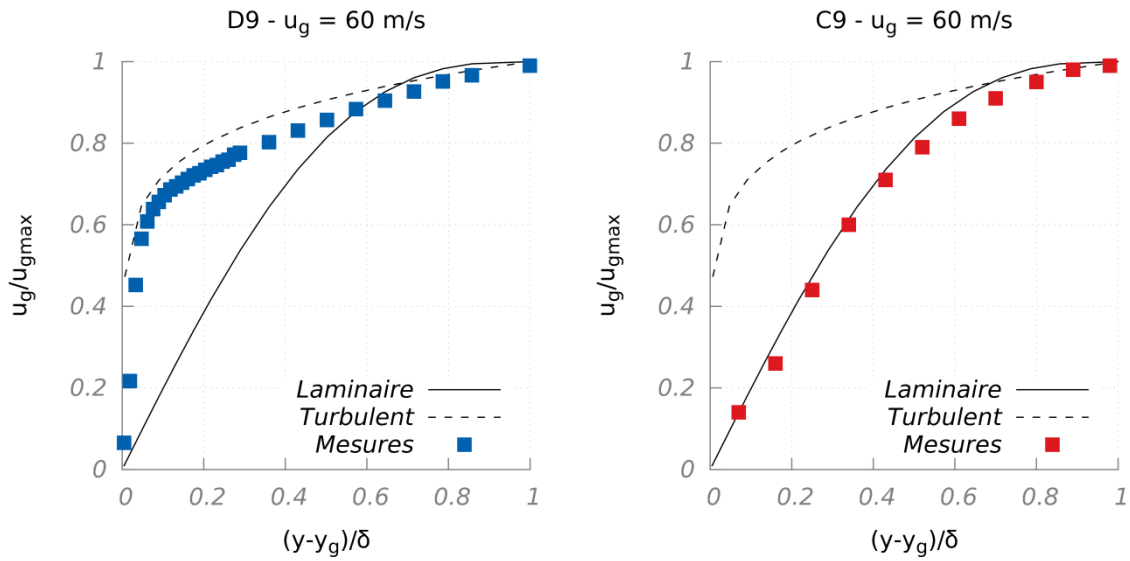


Figure 4.4 : Profils de vitesses dans la couche limite, à gauche cas D9, à droite cas C9 et comparaison avec un modèle laminaire et un modèle turbulent

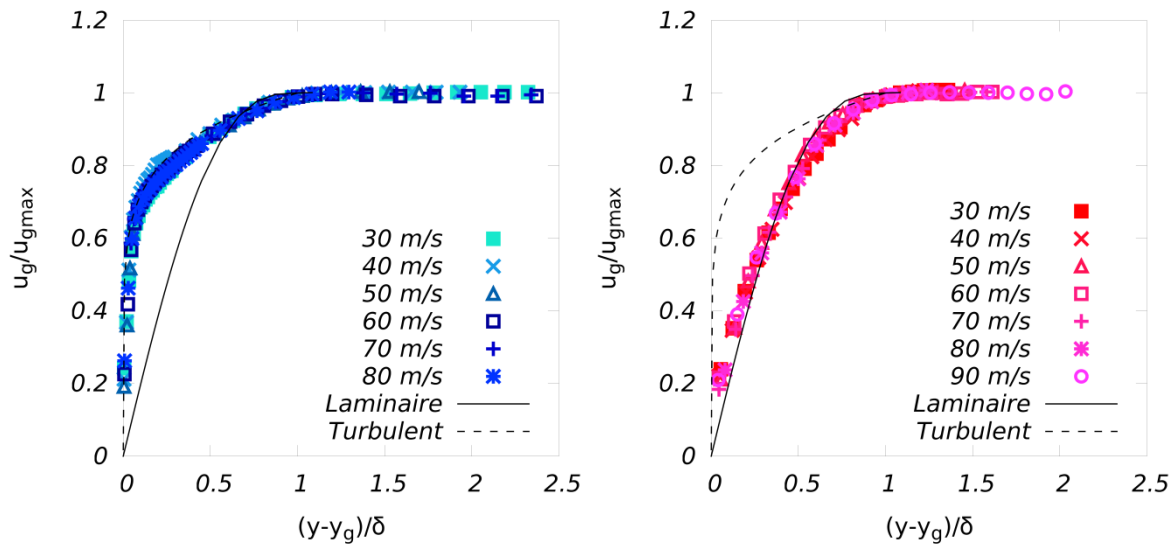


Figure 4.5 : Profils de vitesses dans la couche limite, à gauche cas D14, à droite cas C14 pour les différentes vitesses d'air

Une différence peut être notée pour le cas C2, configuration convergente et épaisseur d'air de 2 mm, soit la plus petite épaisseur possible. La comparaison avec les deux lois précédemment utilisées montre un comportement intermédiaire qui met en évidence le comportement transitoire de la couche limite du fait de la faible épaisseur de l'écoulement d'air (Figure 4.6).

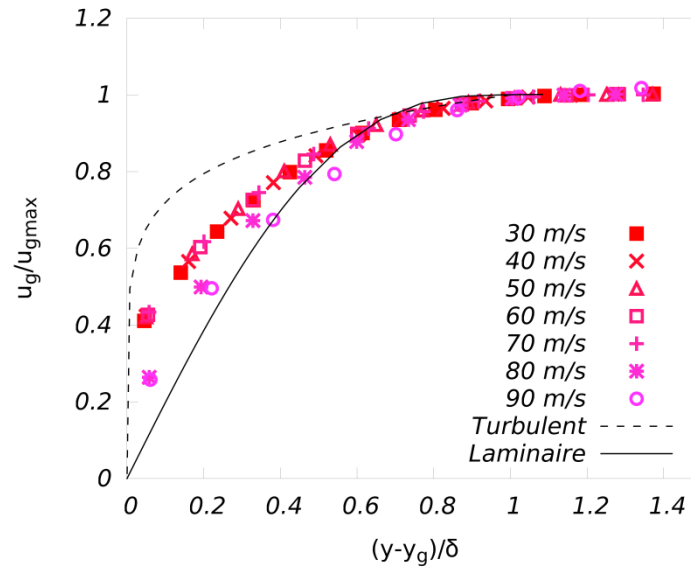


Figure 4.6 : Profils de vitesses dans la couche limite pour la configuration C2

La mesure des profils de vitesse permet alors de connaître l'épaisseur de couche limite. Elle est ainsi définie comme la distance à la paroi pour laquelle la vitesse représente 99% de la vitesse maximale, c'est-à-dire la vitesse loin de toute paroi. La Table 4.1 regroupe les mesures des épaisseurs de couche limite pour les différents cas d'écoulement reprenant les deux configurations, convergente et divergente, et les différentes épaisseurs d'air.

Épaisseur de couche limite (mm)	Cales (épaisseurs d'air)							
	Configurations divergentes			Configurations convergentes				
vitesses d'air	D22	D14	D9	C14	C9	C6	C4	C2
	22 mm	14 mm	9 mm	14 mm	9 mm	6 mm	4 mm	2 mm
30 m/s	2,67	3,69	4,11	0,73	0,65		0,64	0,53
40 m/s	2,29	3,66	3,98	0,66	0,63	0,61	0,55	0,45
50 m/s	2,10	2,98	3,63	0,64	0,62	0,55	0,52	0,42
60 m/s	2,21	2,56	3,52	0,57	0,55	0,50	0,47	0,37
70 m/s	1,69	2,59	3,31	0,52	0,51	0,47	0,46	0,35
80 m/s	1,67	2,37	3,09	0,48	0,47	0,44	0,42	0,31
90 m/s			2,95	0,45	0,41	0,45	0,39	

Table 4.1: Épaisseurs de couche limite pour les différentes configurations étudiées (en mm)

Au vu de l'incertitude de la mesure par anémométrie fil chaud (1,5 %), et celle du système de déplacement (0,5 %), l'incertitude sur la mesure de l'épaisseur de la couche limite est estimée inférieure à 3 %.

4.1.3 Caractérisation du cisaillement

Pour compléter cette caractérisation de la couche limite la contrainte de cisaillement (4.25) et l'épaisseur de vortacité (4.26) peuvent être calculés à partir des mesures des profils de vitesse. Ces deux grandeurs sont définies par les expressions suivantes :

$$\tau_0 = \mu_g \frac{\partial u_g}{\partial y} \Big|_{y=y_g} \quad (4.25)$$

$$\delta_\omega = \frac{u_g - u_l}{\frac{\partial u_g}{\partial y} \Big|_{y=y_g}} \quad (4.26)$$

Cependant la connaissance précise de $\frac{\partial u_g}{\partial y} \Big|_{y=y_g}$ n'est pas possible du fait du manque de précision de l'anémométrie fil chaud pour les très faibles vitesses d'air.

La méthodologie adoptée consiste à comparer l'ensemble du profil mesuré pour une configuration aux lois théoriques ou universelles correspondant au régime d'écoulement observé.

Ainsi pour un écoulement turbulent soumis à un gradient de pression positif, Coles [28] propose d'approximer le profil de vitesse en paroi par une loi logarithmique corrigée du type :

$$u^+ = g(y^+) + \frac{\Pi}{\kappa} h\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (4.27)$$

où $u^+ = u_g/u_\tau$ et $y^+ = y \cdot u_\tau/\nu_g$. La fonction g est la loi logarithmique classique :

$$g(y^+) = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+ \quad (4.28)$$

Dans ces expressions, κ est la constante de Von Karman et est égale à 0,41 et C^+ est égal à 5,1. La fonction h est définie par :

$$h\left(\frac{y}{\delta}\right) = 2 \sin^2\left(\frac{\pi y}{2\delta}\right) \quad (4.29)$$

Le paramètre Π (paramètre d'intensité de sillage) est obtenu en résolvant l'équation suivante déduite d'une condition de normalisation :

$$2\Pi - \ln(1 + \Pi) = \kappa \left(\frac{u_g}{u_\tau}\right) - \ln\left(\frac{\delta^* u_g}{\nu_g}\right) - \kappa C^+ - \ln(\kappa) \quad (4.30)$$

Dans ces expressions δ et δ^* correspondent respectivement à l'épaisseur de couche limite et l'épaisseur de déplacement et $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho_g}}$ est la vitesse de friction.

Cette approche permet de calculer la vitesse de frottement adaptée au profil et en déduire la contrainte de frottement pariétale au niveau du point d'injection du liquide τ_0 . Des

exemples de comparaisons entre la loi logarithmique modifiée proposée par Coles et nos mesures expérimentales sont proposés en annexe 5.

Pour les profils laminaires, la contrainte de frottement peut être déduite de l'épaisseur de couche limite par la relation suivante :

$$\tau_0 = 1,66 \frac{u_g \mu_g}{\delta} \quad (4.31)$$

Ces approches n'étant pas applicables au régime transitoire obtenu pour la configuration C2, une estimation de la contrainte de frottement peut être obtenue en calculant le gradient de vitesse à la paroi à partir de la vitesse mesurée à 0,2 mm. À noter que cette méthode, appliquée aux écoulements laminaires ou turbulents, entraîne une sous-estimation du frottement (surtout pour les configurations divergentes du fait du profil turbulent dans la couche limite). Compte tenu de l'incertitude sur cette mesure, les valeurs obtenues ne seront pas utilisées pour l'interprétation des résultats.

L'épaisseur de vorticité est calculée à partir de la contrainte de frottement et de la vitesse extérieure. Ainsi :

$$\delta_\omega = \frac{\mu_g (u_g - u_l)}{\tau_0} \quad (4.32)$$

Grâce à cette méthodologie, il est alors possible d'accéder aux deux grandeurs, contrainte de cisaillement (Table 4.2) et épaisseur de vorticité (Table 4.3).

La principale différence entre les deux grandeurs est que la contrainte de cisaillement ne dépend que de l'écoulement d'air alors que l'épaisseur de vorticité intègre une influence de la vitesse du liquide.

Contrainte de cisaillement (Pa)	Cales (épaisseurs d'air)							
	Configurations divergentes			Configurations convergentes				
vitesses d'air	D22	D14	D9	C14	C9	C6	C4	C2
	22 mm	14 mm	9 mm	14 mm	9 mm	6 mm	4 mm	2 mm
30 m/s	3,1	2,8	2,0	1,2	1,4		1,4	1,61
40 m/s	5,3	4,6	3,7	1,8	1,9	2,0	2,2	2,55
50 m/s	8,1	6,9	5,4	2,3	2,4	2,7	2,9	3,60
60 m/s	11,2	9,4	6,9	3,1	3,3	3,6	3,8	4,94
70 m/s	15,6	12,7	9,2	4,0	4,1	4,5	4,5	6,27
80 m/s	20,2	15,6	11,2	5,0	5,1	5,4	5,7	6,81
90 m/s			13,1	6,0	6,6	6,0	6,9	

Table 4.2 : Contrainte de cisaillement pour les différentes configurations étudiées (en gris, valeurs estimées pour la configuration C2)

Épaisseur de vortacité (mm)	Cales (épaisseurs d'air)							
	Configurations divergentes			Configurations convergentes				
vitesses d'air	D22	D14	D9	C14	C9	C6	C4	C2
	22 mm	14 mm	9 mm	14 mm	9 mm	6 mm	4 mm	2 mm
30 m/s	0,17	0,19	0,24	0,41	0,36		0,36	0,24
40 m/s	0,13	0,15	0,18	0,38	0,36	0,35	0,31	0,23
50 m/s	0,10	0,12	0,15	0,37	0,36	0,32	0,30	0,23
60 m/s	0,09	0,11	0,13	0,33	0,32	0,29	0,27	0,22
70 m/s	0,08	0,10	0,12	0,30	0,30	0,27	0,27	0,22
80 m/s	0,07	0,09	0,11	0,28	0,28	0,26	0,25	0,23
90 m/s			0,10	0,26	0,24	0,26	0,23	

Table 4.3 : Épaisseurs de vortacité pour les différentes configurations étudiées et pour une vitesse liquide de 2,2 m/s (en gris, valeurs estimées pour la configuration C2)

Pour les conditions d'écoulement laminaire dans la couche limite, les incertitudes sur les calculs de la contrainte de cisaillement et de l'épaisseur de vortacité dépendent de la précision de la mesure d'épaisseur de couche limite. Pour les cas turbulents, ces incertitudes sont estimées à partir de l'approximation des mesures expérimentales avec la loi de Coles. Ainsi l'incertitude pour la contrainte de cisaillement pariétale est inférieure à 3 % et pour l'épaisseur de vortacité à 4 %.

Ces profils de vitesse permettent également d'ajuster précisément le débit d'air afin d'obtenir la vitesse d'air désirée. Cette vitesse d'air qui sert de référence correspond à la vitesse maximale du profil de vitesse.

4.2 En aval de l'injecteur

Des mesures par vélocimétrie laser ont été réalisées afin de compléter celles obtenues par anémométrie fil chaud. Elles ont été réalisées à différents plans en aval de l'injecteur et mettent en avant l'influence de la zone de recirculation et du sillage introduit par le culot du système d'injection.

Ces mesures ont comme principal objectif de mieux caractériser l'écoulement d'air dans un objectif de validation de simulations numériques.

Elles permettent également de comparer les différents profils de vitesse et en particulier l'influence de la configuration de l'écoulement (convergent divergent).

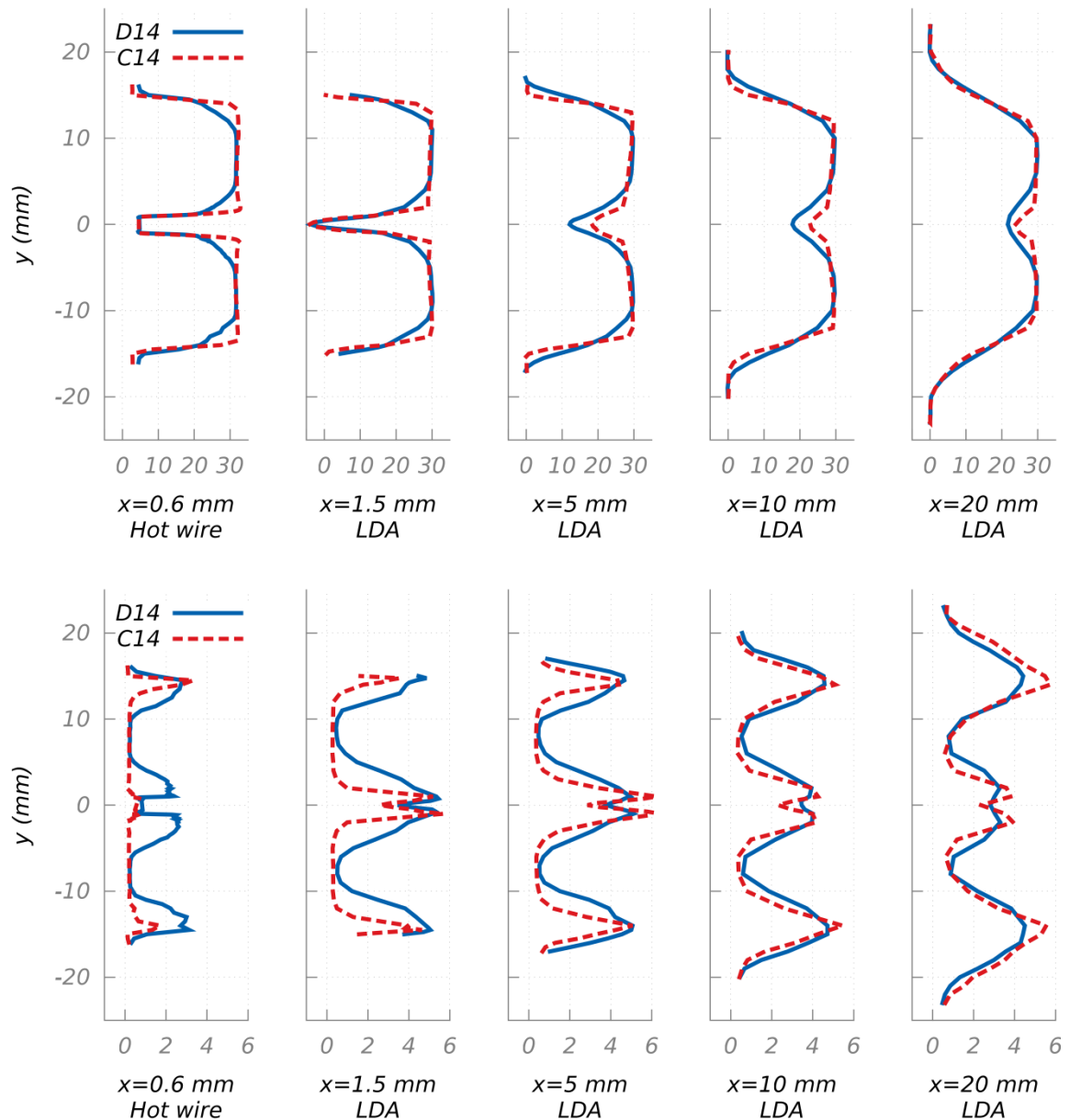


Figure 4.7 : exemples de profils de vitesse suivant x (haut) et des fluctuations de vitesse suivant x (bas) pour différentes positions en aval de l'injecteur dans un cas divergent et un cas convergent avec la même épaisseur d'air (14 mm)

Cette caractérisation des écoulements d'air utilisés lors des expériences a permis de mettre en avant que la modification de la veine d'essai par l'introduction de cales a une forte influence sur les profils de vitesses au niveau du point d'injection du liquide qui tend à s'estomper en s'éloignant de l'injecteur (Figure 4.7). Ces modifications permettront ainsi de mettre en évidence l'influence des conditions d'écoulement d'air sur le processus d'atomisation.

Chapitre 5 : NAPPE

Ce chapitre présente les résultats concernant le cas de la nappe liquide. L'influence des épaisseurs liquides et d'air sur l'atomisation va être mise en avant ainsi que la configuration de l'écoulement de gaz.

Sommaire

5.1	Étude de longueur de rupture.....	113
5.1.1	Influence de la configuration de l'écoulement.....	114
5.1.2	Influence de l'épaisseur liquide	117
5.2	Analyse spectrale.....	120
5.2.1	Études préliminaires	120
	Comparaison monophasique-diphasique	120
	Comparaison de la fréquence en amont et en aval de l'injecteur.....	121
5.2.2	Spectres des oscillations	122
5.2.3	Analyse des amplitudes des oscillations.....	125
5.2.4	Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction des paramètres....	130
5.3	Granulométrie en fin d'atomisation.....	137
5.4	Comparaison avec les études précédentes	144
5.4.1	Longueur de rupture.....	144
5.4.2	Fréquence d'oscillation.....	147
5.4.3	Taille des gouttes.....	150
5.5	Conclusion.....	151

5.1 Étude de longueur de rupture

Une des grandeurs mesurables permettant de correctement caractériser l'atomisation est la longueur de rupture ou longueur du cœur liquide. Cette dimension correspond à la distance entre la sortie de l'injecteur et le point de fin de continuité du liquide. Sa mesure est expliquée § 3.4.

Au cours des précédentes études sur l'atomisation des nappes liquides, différentes méthodes de mesure ont été utilisées donnant accès à des résultats pas toujours parfaitement

comparables. Dans notre cas, nous avons choisi de travailler à partir d'une mesure bidimensionnelle moyennée dans le temps (§ 3.4).

Pour cette caractéristique de l'atomisation, les mesures ont été réalisées sur quatre configurations d'écoulement d'air. Celle avec la plus faible épaisseur d'air C2, celle la plus importante épaisseur d'air D22, et deux configurations intermédiaires avec la même épaisseur d'air mais l'une avec une géométrie convergente et l'autre divergente (C9 et D9). Pour ces quatre géométries, l'influence de l'épaisseur liquide a été étudiée en utilisant les trois injecteurs disponibles ayant des fentes d'injection de 300, 450 et 600 μm . En faisant varier les vitesses de liquide et d'air, 394 mesures de longueur de rupture ont été réalisées. Les valeurs mesurées sont reproduites dans l'annexe 6.

5.1.1 Influence de la configuration de l'écoulement

Dans un premier temps, les différentes configurations d'écoulement d'air ont été étudiées afin de mettre en évidence l'influence de l'écoulement d'air.

Les deux graphiques ci-dessous présentent des évolutions de la longueur de rupture pour les quatre configurations étudiées, en faisant évoluer la vitesse de l'air (Figure 5.1) et la vitesse liquide (Figure 5.2). Ces deux graphiques permettent de retrouver les influences des deux écoulements sur la longueur de rupture. Ainsi une augmentation de la vitesse de l'air conduit à une diminution de la longueur de rupture du fait de l'augmentation du cisaillement qui favorise l'atomisation de la nappe. Il est à noter que la relation entre la vitesse de l'air et la longueur de rupture est directement inversement proportionnelle. Ce résultat avait déjà été mis en évidence par Arai et Hashimoto [2]. À l'inverse une augmentation de la vitesse liquide va allonger la partie continue du liquide du fait de l'augmentation de l'inertie. La relation entre la longueur de rupture et la vitesse liquide ne semble pas linéaire avec une diminution de l'influence pour les fortes vitesses liquides, ce qui suggère une relation avec une puissance inférieure à 1. Les précédentes études sur ce sujet avaient proposé différentes dépendances entre la longueur de rupture et la vitesse liquide. Arai et Hashimoto [2] et Larricq [60] sont les seuls à proposer une dépendance avec une puissance inférieure à 1 respectivement 0.6 et 0.75. Il est cependant difficile au vu de ces seules mesures de définir objectivement quelle est la relation la mieux adaptée à notre cas.

Ces deux graphiques montrent clairement un effet de l'épaisseur d'air dont l'augmentation a tendance à diminuer la longueur de rupture. Cela peut s'expliquer par l'influence de l'épaisseur d'air sur la taille du cône à potentiel généré au niveau de la sortie d'air (Rajaratnam [88]). Dans cette zone, la vitesse d'air est constante alors qu'en aval elle diminue. Du fait que la taille du cône à potentiel est proportionnelle à l'épaisseur d'air, quand elle augmente, le cisaillement de l'écoulement d'air sur l'écoulement liquide reste constant sur une plus longue distance ce qui conduit à une longueur de rupture plus courte.

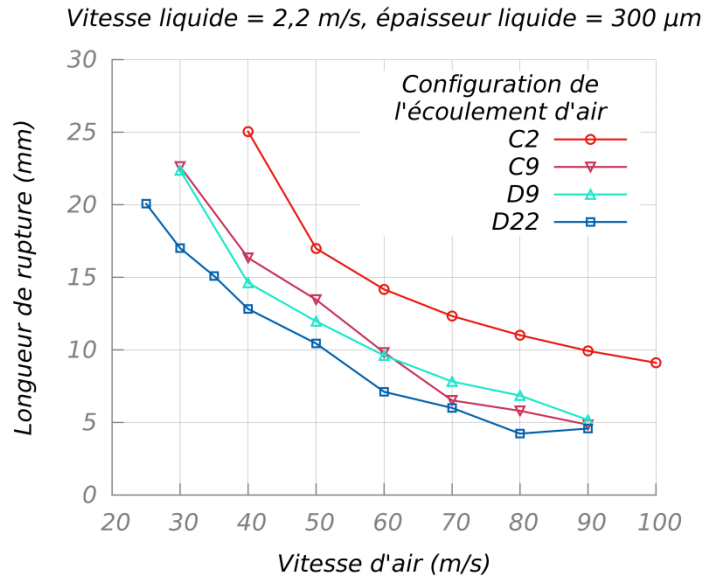


Figure 5.1 : Évolution de la longueur de rupture en fonction de la vitesse de l'air pour quatre configurations différentes d'écoulement d'air

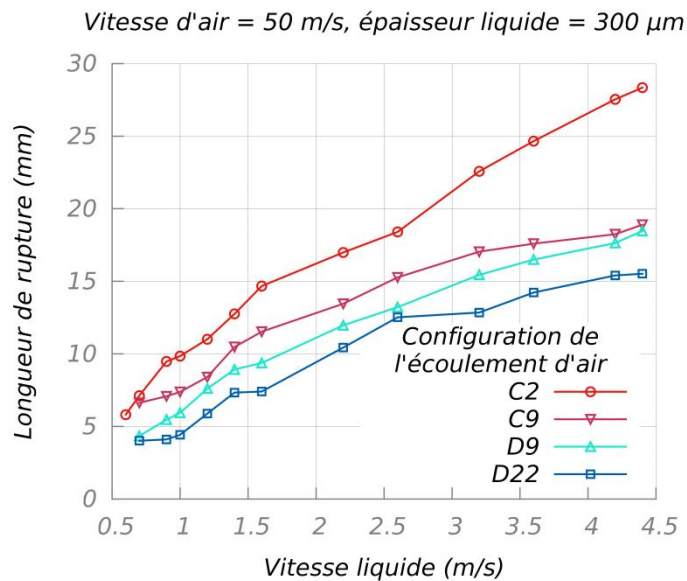


Figure 5.2 : Évolution de la longueur de rupture en fonction de la vitesse de l'air pour quatre configurations différentes d'écoulement d'air

En prenant en compte les dépendances déjà mises en évidence, il est possible de tracer l'évolution de la longueur de rupture en fonction de ces paramètres pour chaque épaisseur liquide afin de caractériser la relation entre la longueur de rupture et l'épaisseur de l'écoulement d'air. Les longueurs de rupture sont regroupées par configuration d'écoulement d'air et tracées en fonction du rapport $u_l^{0,6}/u_g$ (Figure 5.3).

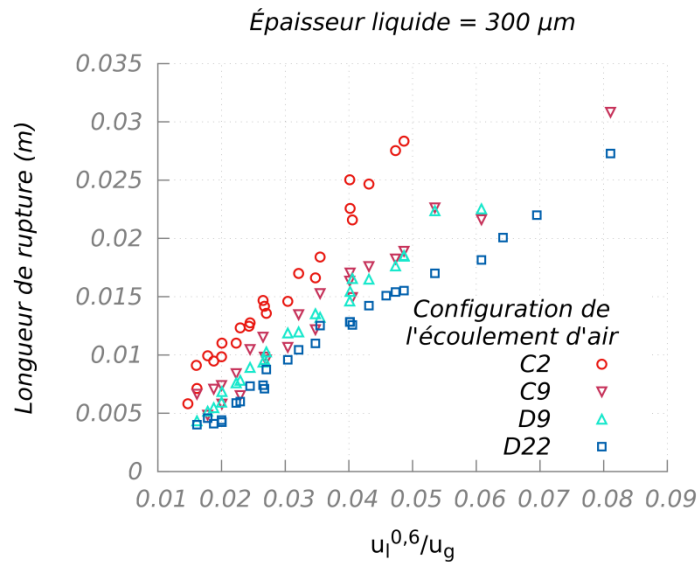


Figure 5.3 : Mise en évidence de l'influence de l'épaisseur d'air sur la longueur de rupture

Ce graphique permet de confirmer que l'épaisseur d'air est bien un paramètre influent en ce qui concerne la longueur de rupture. Pour évaluer son degré d'influence la longueur de rupture est cette fois tracée en fonction du rapport $u_l^{0.6}/t_g^\alpha u_g$ en faisant varier α . En prenant $\alpha = 1/4$, l'influence de l'épaisseur d'air semble parfaitement prise en compte (Figure 5.4).

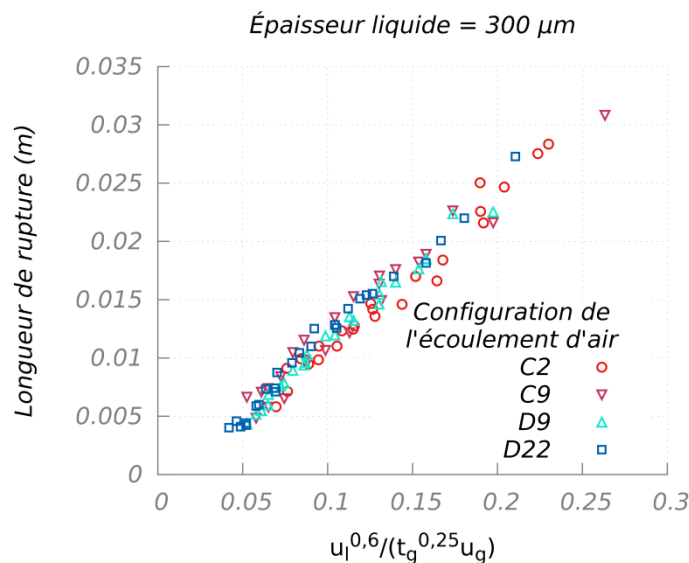


Figure 5.4 : Prise en compte de l'influence de l'épaisseur d'air sur la longueur de rupture

Concernant l'influence du changement de configuration entre le cas divergent et celui convergent, il est difficile de mettre en évidence une influence de ce paramètre. En effet, au vu de l'incertitude sur la mesure de la longueur de rupture, les valeurs obtenues pour le cas C9 et le cas D9 sont proches (Figure 5.1, Figure 5.2 ou Figure 5.3). Il semblerait ainsi que le profil de vitesse de l'écoulement d'air ait une faible influence sur la longueur de rupture de la nappe en comparaison avec celle de l'épaisseur de cet écoulement.

5.1.2 Influence de l'épaisseur liquide

Dans un deuxième temps, l'utilisation d'injecteurs différents a permis d'étudier l'influence de l'épaisseur liquide sur la longueur de rupture.

En reprenant les conclusions précédentes et en regroupant cette fois les trois épaisseurs liquides étudiées, on peut remarquer sur la Figure 5.5, qu'il est nécessaire de prendre en compte l'influence de l'épaisseur liquide pour prévoir correctement la longueur de rupture. Une augmentation de la longueur de rupture avec l'augmentation de l'épaisseur liquide peut être ainsi observée, ce qui est en accord avec l'influence d'une augmentation de l'inertie du liquide vue lors de la dépendance de la longueur de rupture à la vitesse liquide.

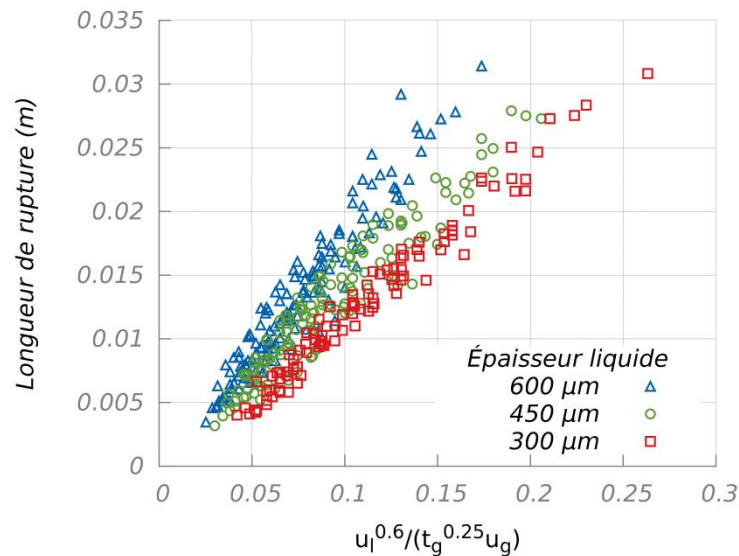


Figure 5.5 : Mise en évidence de l'influence de l'épaisseur liquide sur la longueur de rupture (4 configurations d'air)

Les graphiques suivants montrent l'évolution de la longueur de rupture en fonction de la vitesse liquide (Figure 5.6) et de la vitesse de l'air (Figure 5.7) pour les configurations D9 et D22 et dans chaque cas pour les trois épaisseurs liquides étudiées.

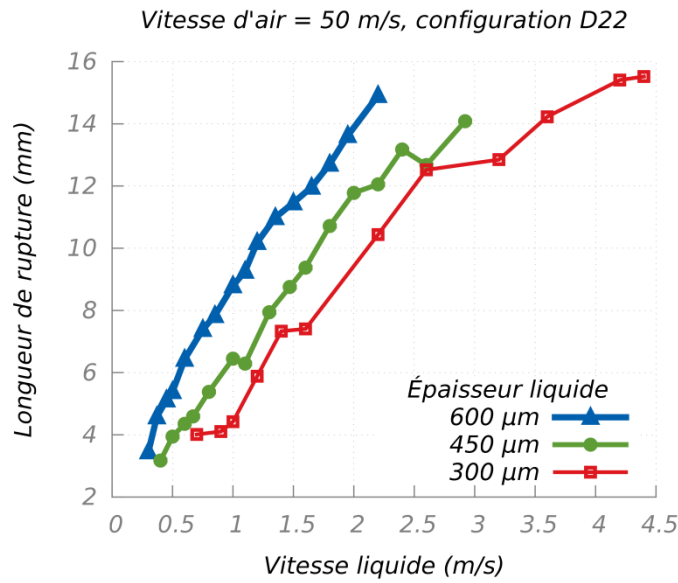


Figure 5.6 : Évolution de la longueur de rupture en fonction de la vitesse liquide pour les trois épaisseurs liquides

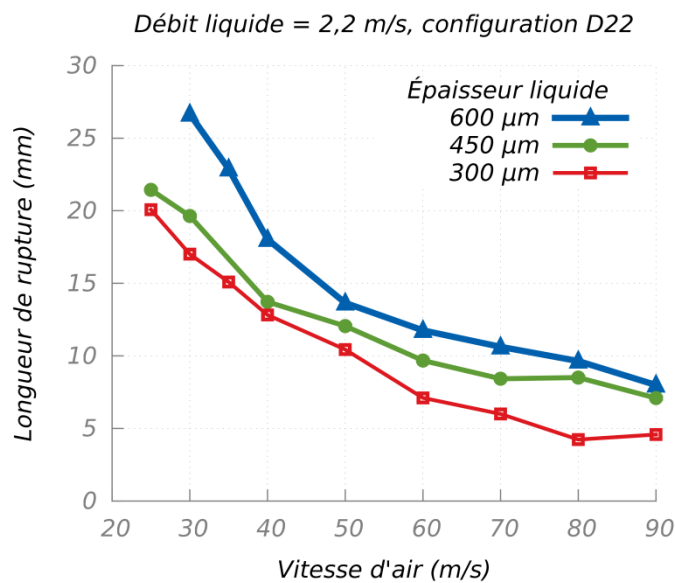


Figure 5.7 : Évolution de la longueur de rupture en fonction de la vitesse d'air pour les trois épaisseurs liquides

On retrouve sur ces graphiques l'influence de l'épaisseur liquide sur la longueur de rupture vue sur la Figure 5.5. En poursuivant cette analyse et en comparant l'évolution de la longueur de rupture en fonction du débit liquide par rapport à ceux en fonction de la vitesse liquide, on peut observer que le débit liquide semble être le bon paramètre pour prendre en compte l'écoulement liquide. Pour les trois épaisseurs liquides la même longueur de rupture est obtenue pour un débit liquide donné (Figure 5.8).

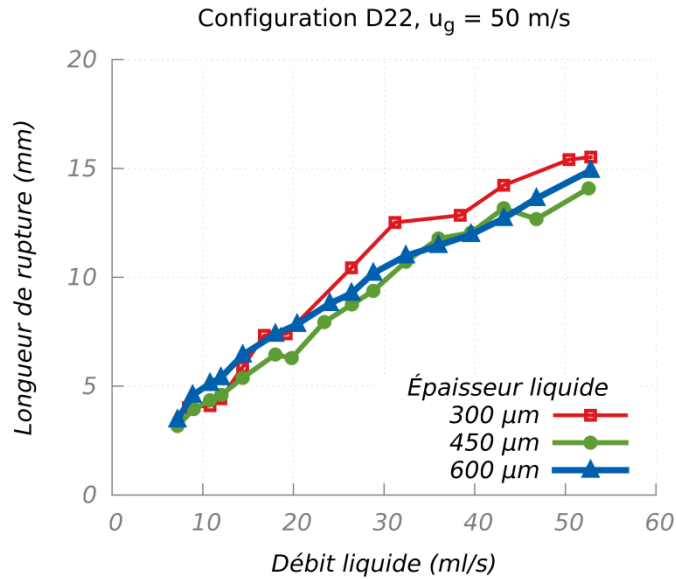


Figure 5.8 : Évolution de la longueur de rupture en fonction de la vitesse d'air pour les trois épaisseurs liquides pour un débit liquide constant

Ces résultats mettent ainsi en évidence la dépendance directe de la longueur de rupture au débit liquide (plutôt qu'à la vitesse et à l'épaisseur liquide indépendamment). Cette relation entre la longueur de rupture et le débit liquide avait déjà été proposée par Arai et Hashimoto [2] à travers leur corrélation (Table 1.4). Ils avaient alors suggéré une relation entre la longueur de rupture et le débit liquide à la puissance 0,6. L'utilisation de cette proposition pour le cas de notre étude permet de regrouper les résultats avec néanmoins une dispersion de l'ordre de $\pm 20\%$ (Figure 5.9).

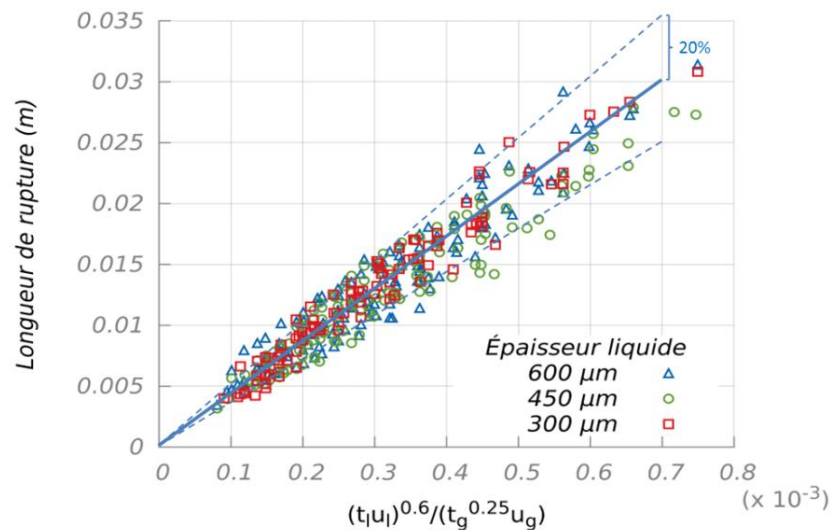


Figure 5.9 : Prise en compte de l'influence de l'épaisseur liquide sur la longueur de rupture (4 configurations d'air)

Au vu de la forte variation de la longueur de rupture pour un point de fonctionnement, il serait légitime de se demander si l'écart type de la longueur de rupture

pouvait être une grandeur à considérer pour caractériser l'atomisation de la nappe. Cependant l'analyse de l'écart type de la longueur de rupture, comme elle a été faite pour la longueur de rupture moyenne, ne donne aucun résultat concluant.

5.2 Analyse spectrale

L'analyse spectrale est réalisée à partir des images obtenues grâce au plan laser et à une acquisition par caméra rapide (§ 3.5). Cette technique permet de mesurer les caractéristiques de l'oscillation tout au long de la nappe.

Pour cette grandeur les mesures ont été réalisées sur toutes les configurations d'air disponibles soient 8 configurations différentes. Les trois épaisseurs liquides ont également été utilisées et en faisant varier les vitesses d'air et liquide, 389 mesures de fréquence ont été réalisées. Les valeurs mesurées sont reproduites dans l'annexe 6.

5.2.1 Études préliminaires

Comparaison monophasique-diphasique

L'utilisation de l'anémométrie fil chaud pour caractériser l'écoulement d'air en sortie d'injecteur permet également de mesurer les fluctuations de vitesse en aval de l'injecteur en absence de liquide. À partir de ces mesures, il est possible de déterminer la fréquence des oscillations de fluctuations de vitesse et de la comparer avec la fréquence d'oscillation de la nappe. Ces mesures de fréquence sur les fluctuations de vitesse en aval de l'injecteur dans le cas monophasique mettent en évidence une dépendance linéaire à la vitesse d'air. Cette évolution de la fréquence des fluctuations en aval de l'injecteur est caractéristique des lâchers de tourbillon de type « allée de Von-Karman ». En comparant ensuite cette évolution fréquentielle dans le cas monophasique avec celle observable lorsque la nappe liquide est présente (Figure 5.10), il est évident que l'écoulement d'air ne gouverne pas l'oscillation de la nappe et que l'interaction liquide-gaz est bien à la source du processus d'atomisation.

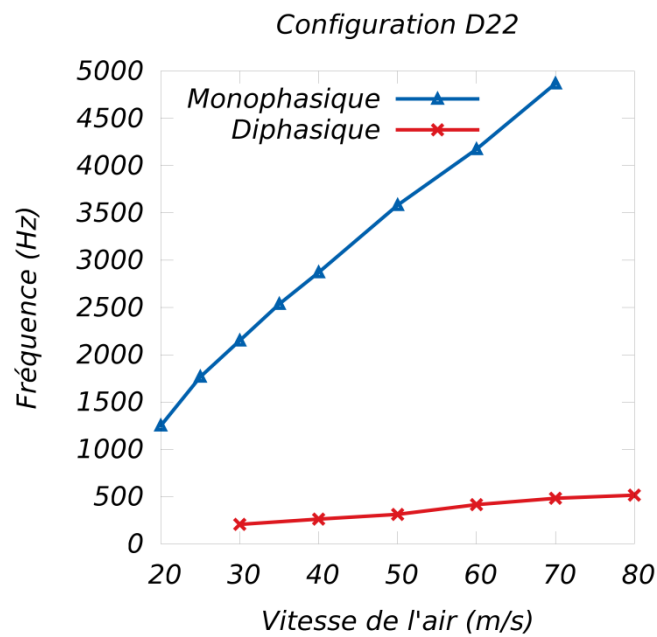


Figure 5.10 : Comparaison entre les mesures fréquentielles en diphasique et en monophasique

Comparaison de la fréquence en amont et en aval de l'injecteur

En utilisant une sonde fil chaud d'une forme différente (§ 3.2.1), il a été possible de réaliser des mesures de fluctuations de vitesse à l'intérieur de la veine d'essai en amont de l'injecteur.

La comparaison de ces mesures avec celles réalisées simultanément par éclairage PLIF le long de la nappe montre une similitude ainsi qu'une cohérence élevée entre les deux signaux à la fréquence de battement (0,92 par exemple pour la vitesse d'air de 70 m/s). Ici, les résultats présentés sont ceux obtenus pour la configuration divergente avec une épaisseur d'air de 22 mm et pour une vitesse liquide de 2,2 m/s (Figure 5.11). La cohérence entre les deux signaux (un pour les mesures fil chaud et l'autre à partir du traitement d'images) permet de mettre en évidence que l'interaction liquide-air se répercute sur tout l'écoulement d'air et cela même en amont de l'injecteur.

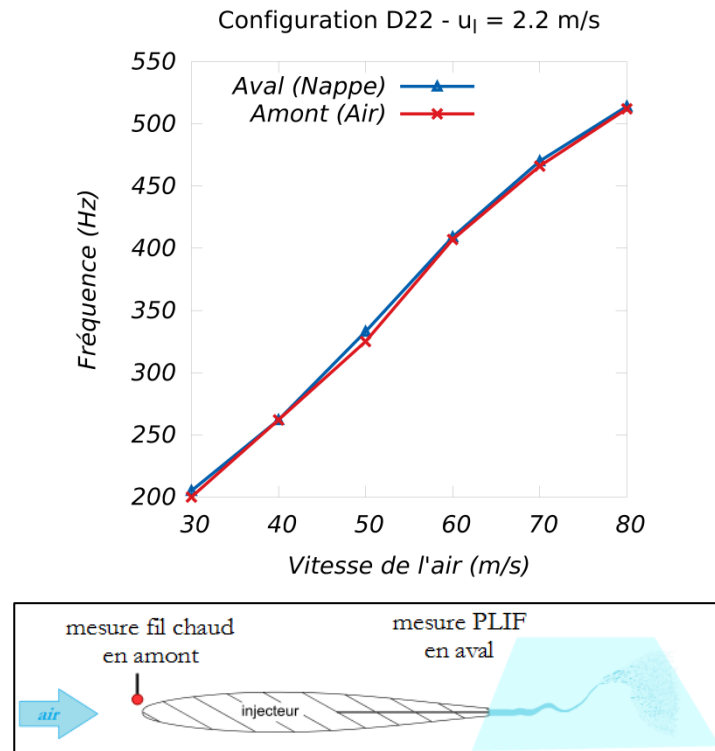


Figure 5.11 : Comparaison entre la mesure fréquentielle en amont et celle en aval de l'injecteur et description de la position des deux mesures

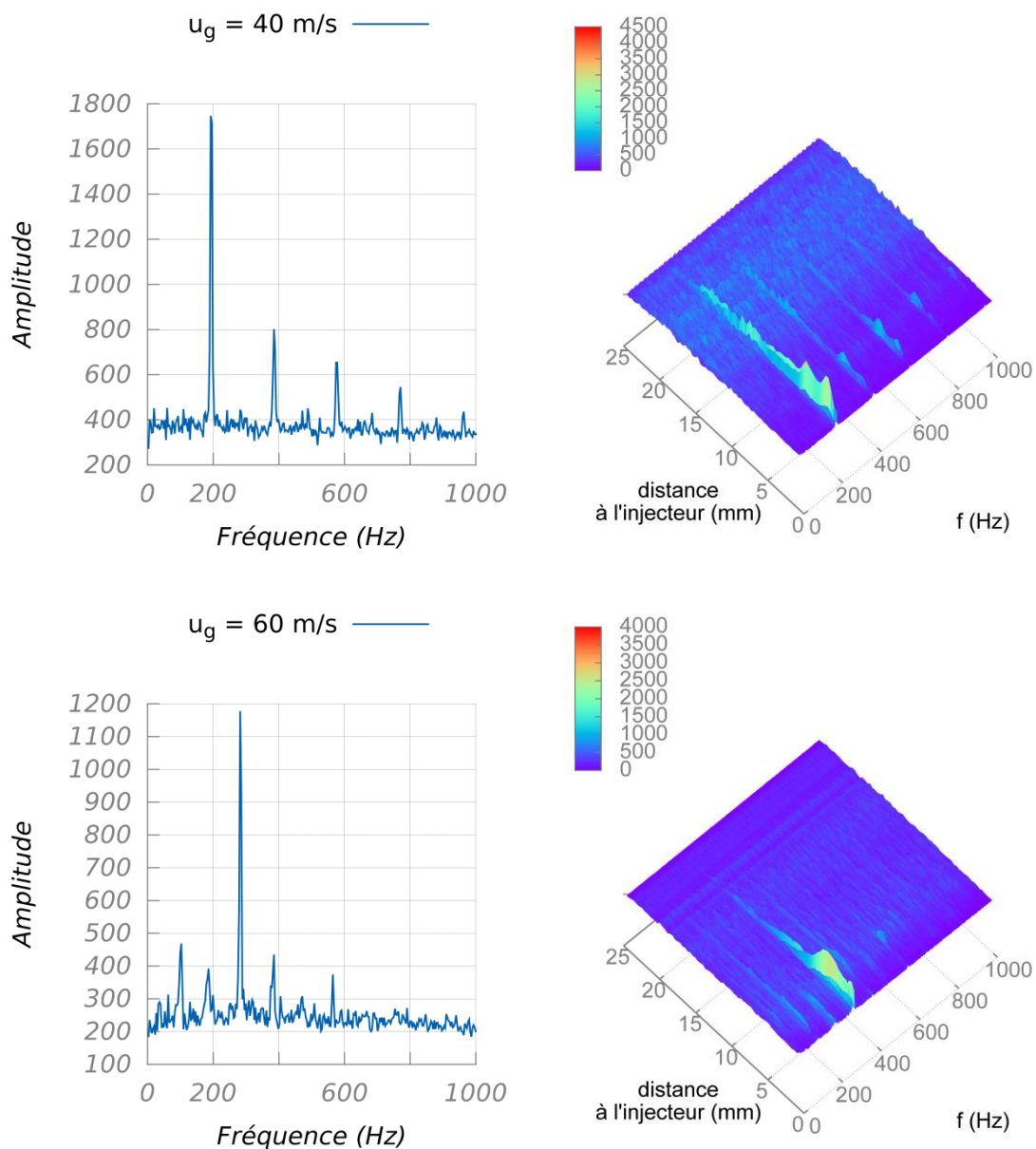
Cette cohérence confirme le rôle essentiel de l'écoulement d'air autour de l'injecteur dans la déstabilisation du liquide ainsi que le rôle du liquide sur l'écoulement d'air et donc la nécessité de prendre en compte le couplage entre les deux écoulements.

5.2.2 Spectres des oscillations

Au cours de ces mesures de la fréquence d'oscillation, une évolution du spectre a pu être observée. Des exemples de l'aspect que peuvent avoir les différents spectres sont présentés dans les figures (Figure 5.12). Leur forme varie en fonction des points de fonctionnement. La technique de mesure retenue offre la possibilité de mesurer la fréquence d'oscillation le long de la nappe liquide permettant ainsi de caractériser une évolution du spectre en fonction de la distance à l'injecteur. Dans la colonne de droite sont présentés les spectres moyennés sur la longueur de la zone étudiée. La colonne de gauche montre l'évolution des spectres le long de la zone étudiée.

Dans de nombreux cas, une oscillation très périodique de la nappe liquide est obtenue. Elle est caractérisée par un spectre très propre où la fréquence prédominante accompagnée de plusieurs harmoniques est clairement identifiable (Figure 5.12 $u_g = 40$ m/s). Cependant pour d'autres cas, une basse fréquence est souvent visible avec plus ou moins d'énergie. Ces cas correspondent à un rapport entre la vitesse de gaz et la vitesse de liquide plus élevé que pour la première configuration. La transition entre ces deux spectres est ainsi caractérisée par l'apparition d'une basse fréquence. Cependant l'étude de l'évolution des spectres le long de la nappe liquide permet de mettre en évidence que la présence de cette

basse fréquence est localisée spatialement. Ainsi, sur la Figure 5.12 pour les vitesses d'air de 60 et 80 m/s, on peut observer sur les graphiques de droite qu'elle apparaît quelques millimètres à l'aval du point d'injection du liquide. En augmentant ensuite le rapport de vitesses entre le gaz et le liquide, la basse fréquence devient de plus en plus énergétique. En s'éloignant de l'injecteur la basse fréquence devient prédominante alors que proche de l'injecteur la haute fréquence reste la plus importante (Figure 5.12, $u_g = 90$ m/s). Suivant les points de fonctionnement cette basse fréquence peut devenir prédominante tout le long de la nappe et plus seulement localement. Dans ces derniers cas, une plus haute fréquence reste toujours visible mais avec une plus faible énergie. À noter que ce saut de fréquence a été observé pour les différentes configurations en air et les différentes épaisseurs liquides étudiées. Pour chaque configuration, il correspond à des vitesses d'écoulement d'air et de liquide différentes.



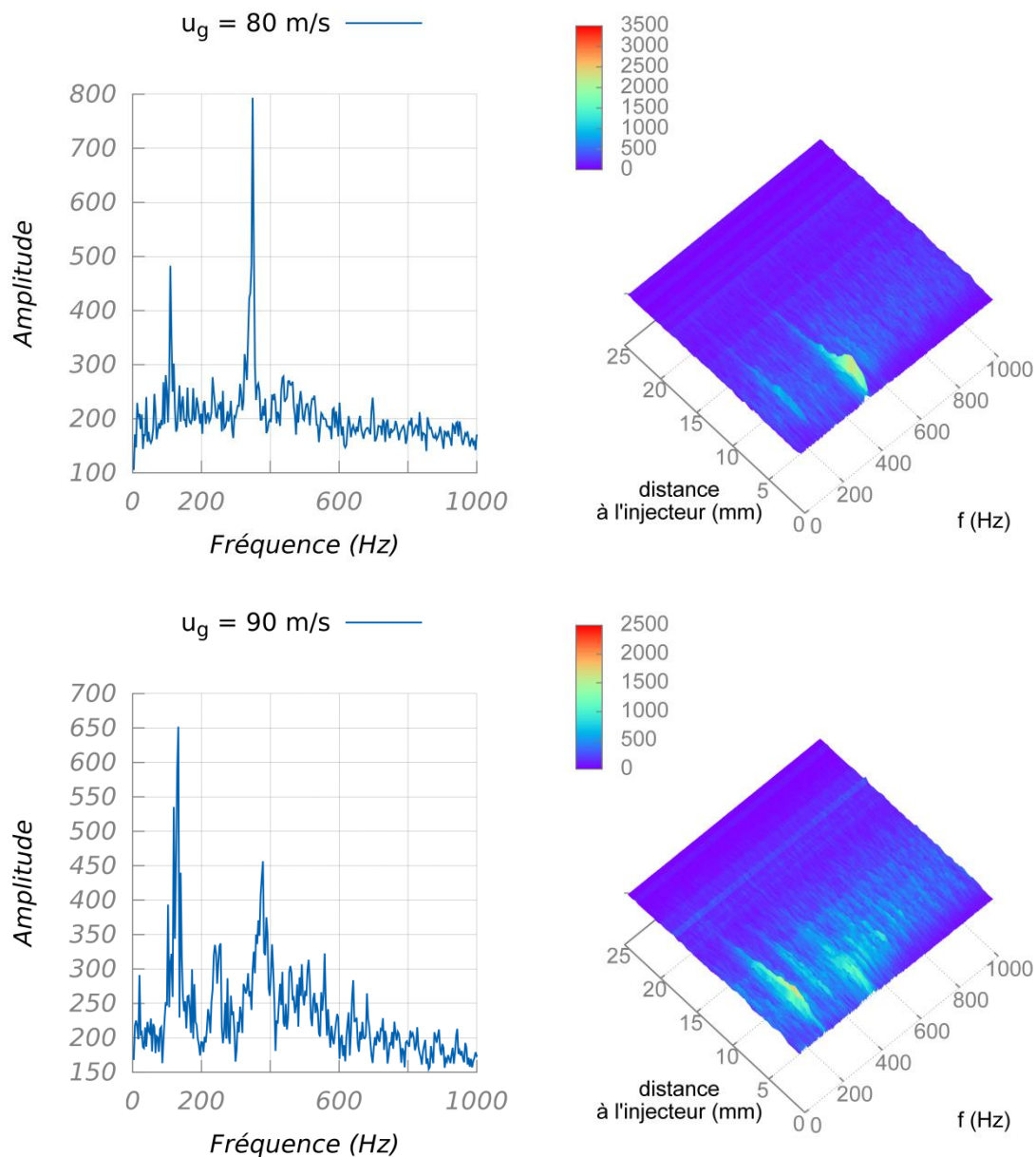


Figure 5.12 : Différents exemples de spectres FFT, pour un point de la nappe liquide (gauche) et le long de la nappe liquide (droite) ($D22 - t_i = 600 \mu\text{m} - u_i = 1,1 \text{ m/s}$)

Cette modification du spectre en fonction du rapport u_g/u_i semble similaire aux observations de Mansour et Chigier [77] qui notent le passage entre un mode de battement basse et haute fréquence lorsque la vitesse liquide augmente c'est-à-dire quand le rapport de vitesses u_g/u_i diminue.

Au vu de ces sauts de fréquence qui dépendent des vitesses des écoulements, il serait pertinent de définir un nombre adimensionnel afin de caractériser la transition. En essayant de prendre en compte les changements de configuration à travers les différentes grandeurs les caractérisant (épaisseurs liquide, d'air de couche limite, de vorticitée...) il n'a pas été possible de clairement proposer de loi permettant de prévoir la transition entre les deux fréquences observées.

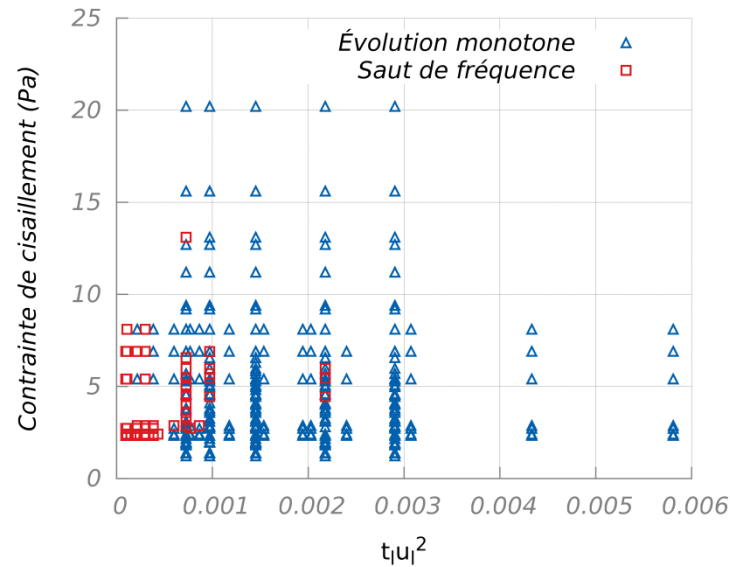


Figure 5.13 : Exemple de tentative de cartographie pour caractériser l'apparition des sauts de fréquence

La Figure 5.13 montre un exemple de tentative de cartographie pour ce saut de fréquence. Bien qu'aucune caractérisation précise ne se dégage de ces tentatives, il a été observé que les sauts de fréquence apparaissent en général pour de faibles débits liquides ou pour de fortes vitesses d'air. La Figure 5.13 illustre ce propos. Un saut de fréquence (carrés rouges) peut être obtenu pour un faible flux de quantité de mouvement liquide et / ou une forte contrainte de cisaillement.

5.2.3 Analyse des amplitudes des oscillations

Un autre intérêt de la technique de mesure de la fréquence d'oscillation utilisée est qu'elle permet de connaître l'évolution du spectre fréquentiel le long de la nappe liquide et en particulier l'évolution de l'amplitude d'oscillation.

L'analyse de l'évolution de l'amplitude des oscillations de la nappe a permis d'identifier deux comportements différents. Dans une grande partie des cas, une augmentation de l'amplitude est logiquement observée. Cette évolution peut être divisée en deux étapes successives. Dans un premier temps, pour de faibles amplitudes et près de l'injecteur, un comportement linéaire de l'oscillation de la nappe avec une croissance exponentielle de l'amplitude est observé (Figure 5.14). L'oscillation devient ensuite plus chaotique correspondant alors au comportement non-linéaire du processus d'atomisation avec une croissance linéaire de l'amplitude de l'oscillation. Cette augmentation de l'amplitude des oscillations de la nappe liquide s'apparente à un comportement attendu correspondant à la description classique du phénomène d'atomisation par cisaillement où les perturbations sont amplifiées jusqu'à mener à la pulvérisation du liquide.

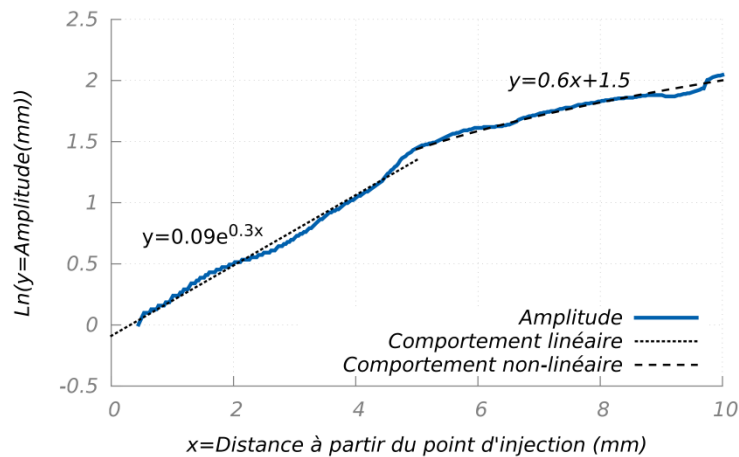


Figure 5.14 : Evolution de l'amplitude des oscillations de la nappe liquide avec la mise en évidence un comportement linéaire puis non-linéaire
(D_9 , $u_g = 90$ m/s, $u_l = 2,2$ m/s, $t_l = 300$ μ m)

Dans d'autres cas, une évolution différente peut être observée avec la présence d'un ventre et d'un nœud dans le battement de la nappe liquide. Ainsi en sortie d'injecteur l'amplitude des oscillations va croître jusqu'à atteindre un maximum avant de diminuer puis de croître à nouveau. Cette évolution peut être observée directement en faisant la somme des images utilisées pour mesurer la fréquence d'oscillation (Figure 5.15) ou en calculant l'amplitude le long de la nappe à partir de l'analyse par FFT (Figure 5.16).

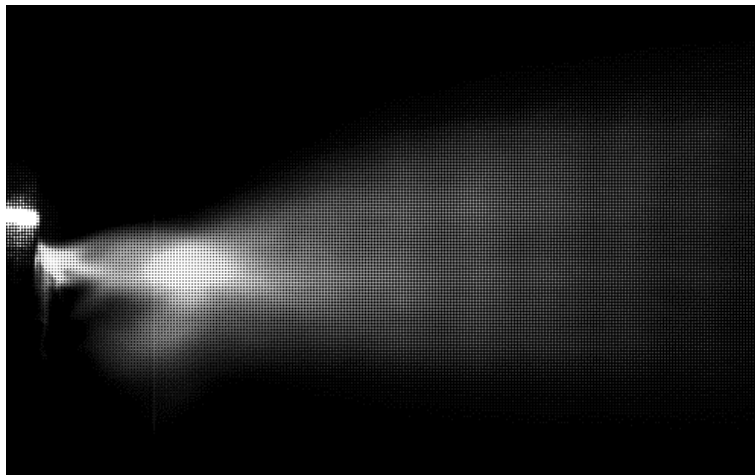


Figure 5.15 : Mise en évidence d'un nœud dans l'évolution de l'amplitude des oscillations de la nappe en faisant la somme d'images en vue de côté éclairées par PLIF.

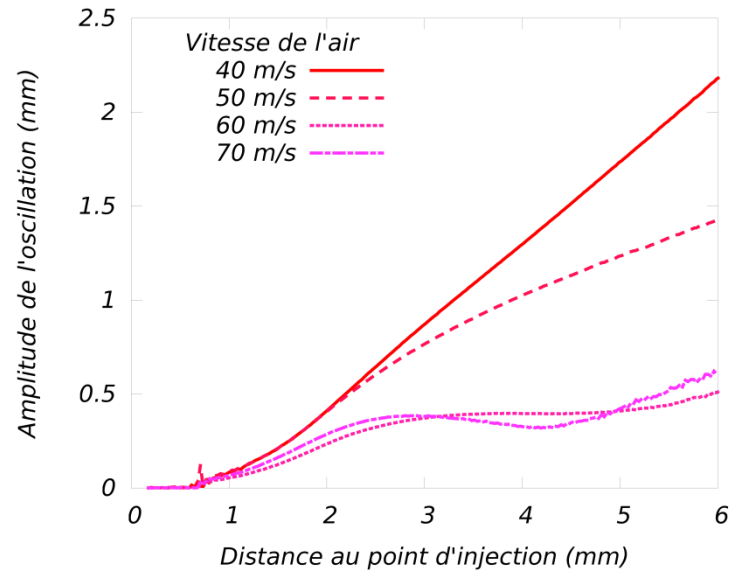


Figure 5.16 : Évolution de l'amplitude en s'éloignant du point d'injection pour différentes vitesses d'air. configuration D14, $u_i = 2,2 \text{ m/s}$, $t_i = 300 \mu\text{m}$

Ce type d'évolution a été observé pour de nombreux points de fonctionnement (différents u_g et u_i) et des conditions variées (différents t_g , t_i et configuration D ou C). Une analyse a été menée pour déterminer l'influence des paramètres d'injection sur le comportement spatial de l'oscillation. Malheureusement aucune loi n'a pu être obtenue permettant de prévoir le comportement de la nappe.



Figure 5.17 : Exemple de tentative de cartographie pour caractériser la présence d'un nœud dans l'évolution de l'amplitude en s'éloignant du point d'injection du liquide

Ceci est illustré par la Figure 5.17 sur laquelle les modes d'amplification sont tracés en fonction du flux de quantité de mouvement liquide et de la contrainte de frottement exercée

par le gaz sur la nappe. Il a pu être cependant observé que la présence de nœuds est bien plus fréquente dans les configurations convergentes pour les points de fonctionnement de l'étude.

Pour parfaire cette analyse sur le battement de la nappe, nous avons étudié l'analogie entre le battement de la nappe observée et celle d'un drapeau. En effet, dans le cas du battement d'un drapeau dans le vent, une évolution spatiale similaire de l'amplitude de battement est également observée (Watanabe et al. [110]). Pour approfondir cette comparaison, nous avons remplacé le film liquide par une feuille de plastique fixée aux lèvres de l'injecteur. Le cisaillement de l'air provoque également un battement comme dans le cas de la nappe liquide et il est possible de mesurer la fréquence d'oscillation de la même manière que pour la nappe liquide (dans ce cas aucun filtre n'est utilisé sur la caméra rapide qui capte ainsi les reflets du laser sur la feuille plastique). En faisant varier la vitesse de l'air, il est alors possible d'observer les deux comportements mis en évidence dans le cas de la nappe liquide (Figure 5.18).

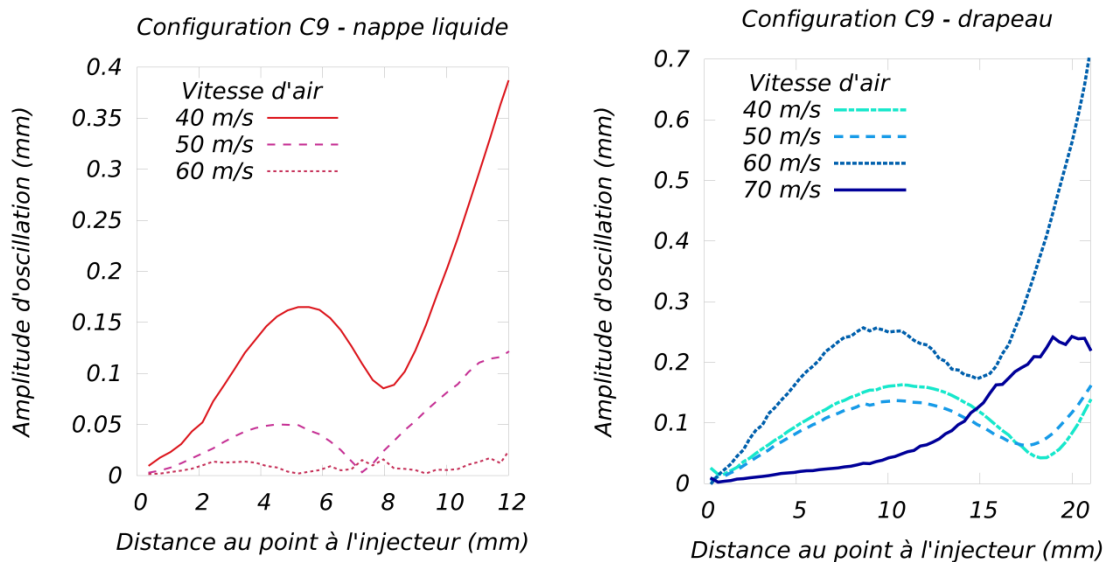


Figure 5.18 : Évolution de l'amplitude en s'éloignant du point d'injection pour différentes vitesses d'air à gauche pour la nappe liquide ($t_i = 300 \mu\text{m}$; $u_i = 2,2 \text{ m/s}$) et à droite pour le drapeau

La comparaison de l'évolution de la fréquence d'oscillation montre également la présence de sauts de fréquence similaires à ceux observés dans le cas de la nappe liquide (Figure 5.19). Ces résultats laissent supposer que le comportement d'une nappe liquide soumise à un cisaillement d'air aurait un comportement similaire (au moins dans certaines configurations) à celui d'un drapeau battant dans le vent.

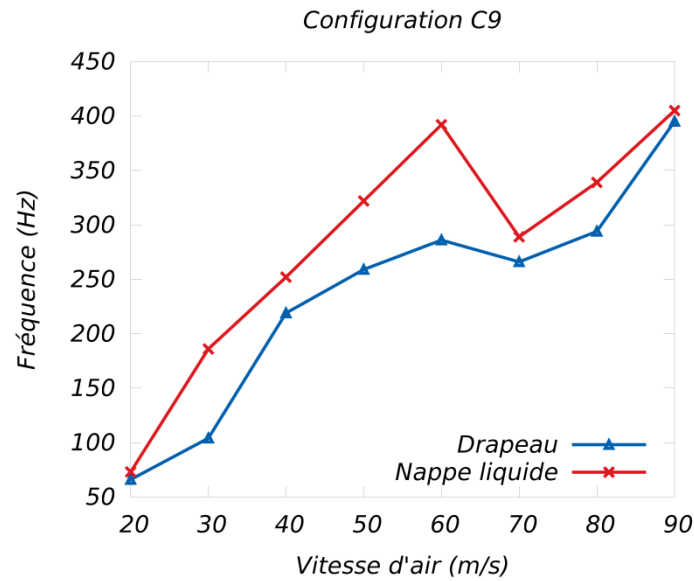


Figure 5.19 : Comparaison des fréquences de battement d'un drapeau et d'une nappe liquide pour la même configuration d'écoulement d'air (nappe liquide : $t_l = 450 \mu\text{m}$; $u_l = 2,2 \text{ m/s}$)

Plusieurs études théoriques se sont intéressées à la dynamique du battement d'un drapeau. En particulier, l'étude d'Argentina et Mahadevan [3] a mis en évidence l'existence de différents modes d'oscillation avec l'apparition d'un ventre et d'un nœud (Figure 5.20). Le changement de mode dépend des conditions de l'écoulement d'air et des propriétés du drapeau (propriétés du matériau et taille du drapeau). Une étude expérimentale et théorique a également mis en évidence ce comportement comparable à celui de la nappe liquide observé au cours de ces travaux (Watanabe et al. [111]). Ces auteurs montrent que le comportement instationnaire de la membrane dépend du rapport de masse (ζ) défini par :

$$\zeta = \frac{\rho_m t_m}{\rho_g C_m} \quad (5.1)$$

Où ρ_m et t_m sont respectivement la masse volumique et l'épaisseur de la membrane et C_m sa corde.

Ils montrent que la membrane est soumise à plusieurs modes d'oscillation se propageant le long de la membrane dont l'amplitude dépend du rapport ζ . Dans leur cas, pour des valeurs supérieures à 0,39, seuls deux modes prédominent. Pour de fortes valeurs de ζ , un régime d'onde stationnaire présentant des nœuds et des ventres est obtenu. Argentina et Mahadevan [3] mettent en évidence également l'influence du rapport entre la vitesse du gaz sur la vitesse de convection des ondes sur la structure, cette dernière dépendant de la flexibilité de la plaque. Lors des différentes études sur les drapeaux, il a été observé que pour des membranes trop rigides aucune oscillation n'apparaissait ce qui met en évidence la nécessité d'une interaction entre le drapeau et l'écoulement d'air.

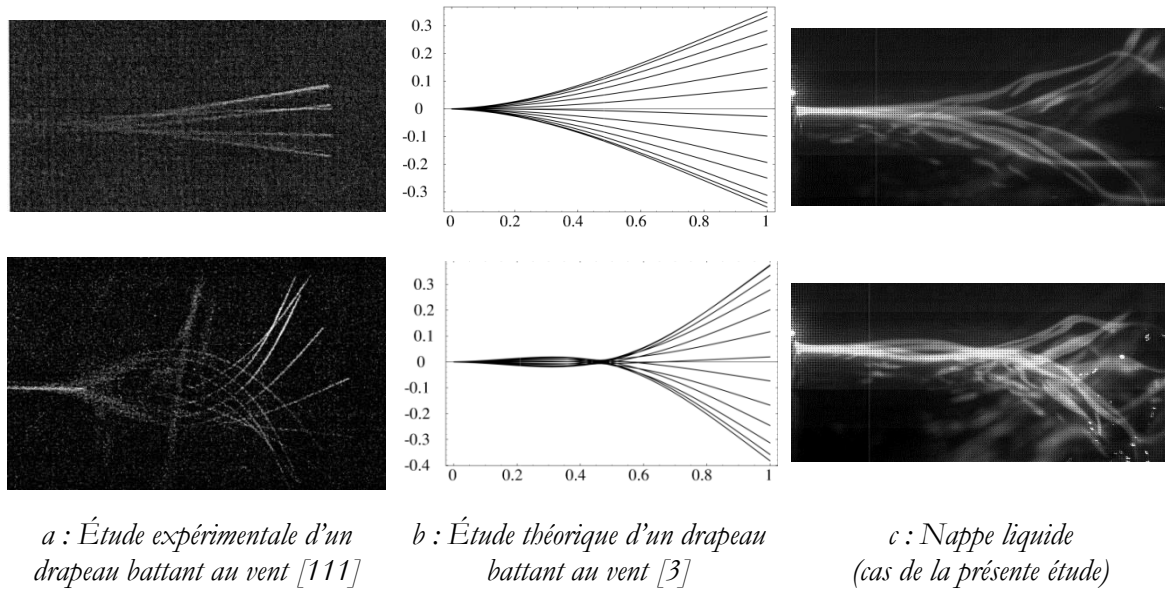


Figure 5.20 : Comparaison entre les différents modes de battement d'un drapeau dans un écoulement d'air (a et b) et ceux observés dans le cas de la nappe liquide (c) en haut D9 et en bas C9 ($u_l = 2.2 \text{ m/s}$, $t_l = 300 \text{ }\mu\text{m}$, $u_g = 50 \text{ m/s}$)

L'analogie observée entre le comportement d'un drapeau battant dans le vent et celui de la nappe liquide peut éclairer l'interprétation des résultats comme par exemple l'influence de l'épaisseur et la longueur de la nappe intervenant dans le rapport ζ ou la superposition de plusieurs modes d'instabilité. Toutefois cette analyse nécessite de faire des parallèles entre les propriétés des matériaux et les paramètres d'injection du liquide. Ceci n'a pas pu être réalisé dans le cadre de ce travail.

5.2.4 Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction des paramètres

Afin de mettre en évidence l'influence des conditions limites sur le processus d'atomisation, l'évolution de la fréquence d'oscillation principale est reliée à l'évolution des paramètres de l'étude.

Au cours de l'étude fréquentielle, des sauts de fréquence ont pu être observés dont les conditions d'apparition de ce phénomène n'ont pu être clairement caractérisées. De plus, comme les points de fonctionnement correspondants à ces sauts sont limités à 10 % des points étudiés il a été choisi de ne pas les prendre en compte dans l'analyse qui suit. Il peut être également noté que les points de fonctionnement pour lesquels un saut de fréquence peut être observé correspondent en majorité aux extrémités des gammes de vitesses (de liquide ou d'air).

Dans un premier temps, les mesures de fréquence d'oscillation ont permis de retrouver les influences des vitesses de l'air et du liquide mis en évidence dans les études précédentes.

Ainsi la relation de proportionnalité entre la fréquence d'oscillation et la vitesse de l'air est retrouvée (Figure 5.21) tout comme les deux régimes séparés par un saut de fréquence décrits par l'étude de Mansour et Chigier [77] observable lors d'une variation de la vitesse liquide (Figure 5.22).

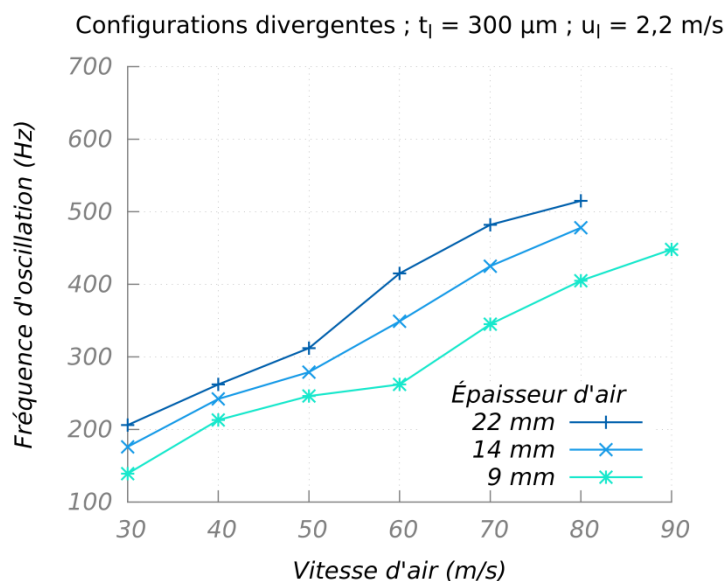


Figure 5.21 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de la vitesse d'air pour différentes épaisseurs d'air en configuration divergente

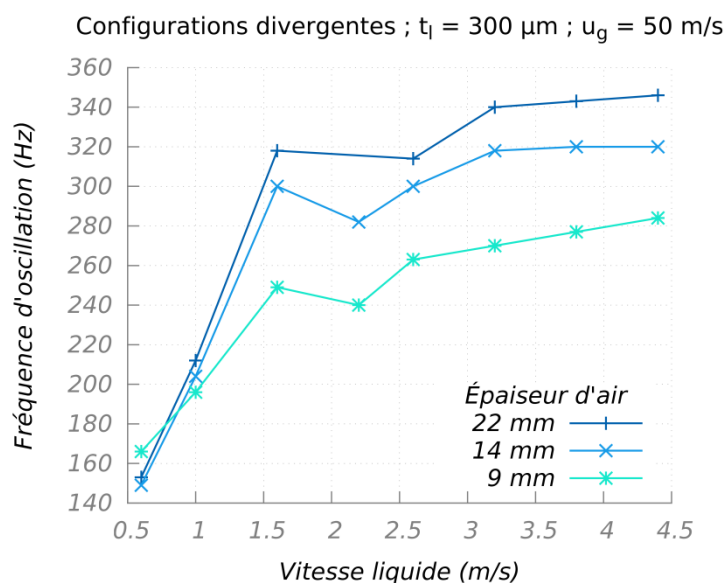


Figure 5.22 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de la vitesse liquide pour différentes épaisseurs d'air en configuration divergente

Concernant l'influence de l'épaisseur de l'air, deux comportements différents peuvent être observés en fonction de la configuration de l'écoulement de gaz (convergent ou divergent). Ainsi dans le cas divergent, on peut observer sur la Figure 5.21 ou la Figure 5.22 une nette influence de l'épaisseur de l'air dont l'augmentation induit une augmentation de la fréquence d'oscillation. Par contre, pour les configurations convergentes cette influence est moins évidente (Figure 5.23).

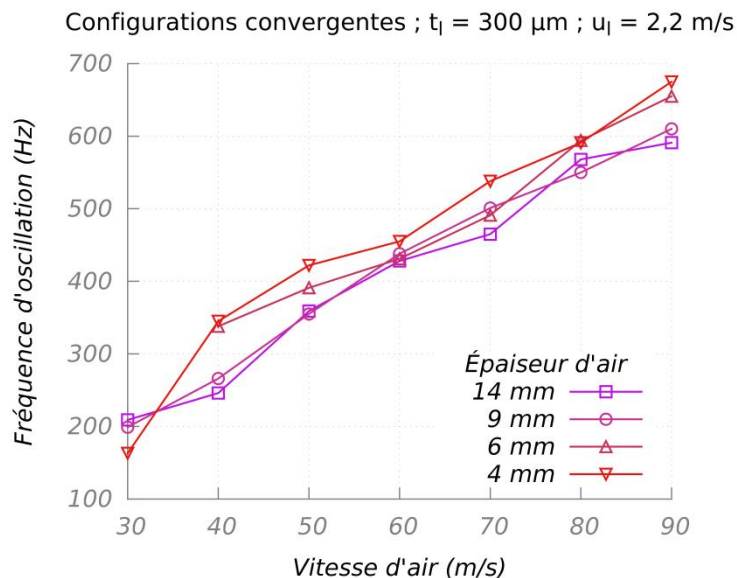


Figure 5.23 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de la vitesse d'air pour différentes épaisseurs d'air en configuration convergente

Pour étudier plus en détail cette influence, les résultats obtenus pour une épaisseur et une vitesse liquide données mais pour différentes vitesses et épaisseurs d'air sont tracés sur la Figure 5.24. Comme on peut le voir sur ce graphique, dans le cas divergent, une augmentation de l'épaisseur d'air conduit bien à une augmentation de la fréquence d'oscillation alors qu'une influence inverse est observée pour le convergent.

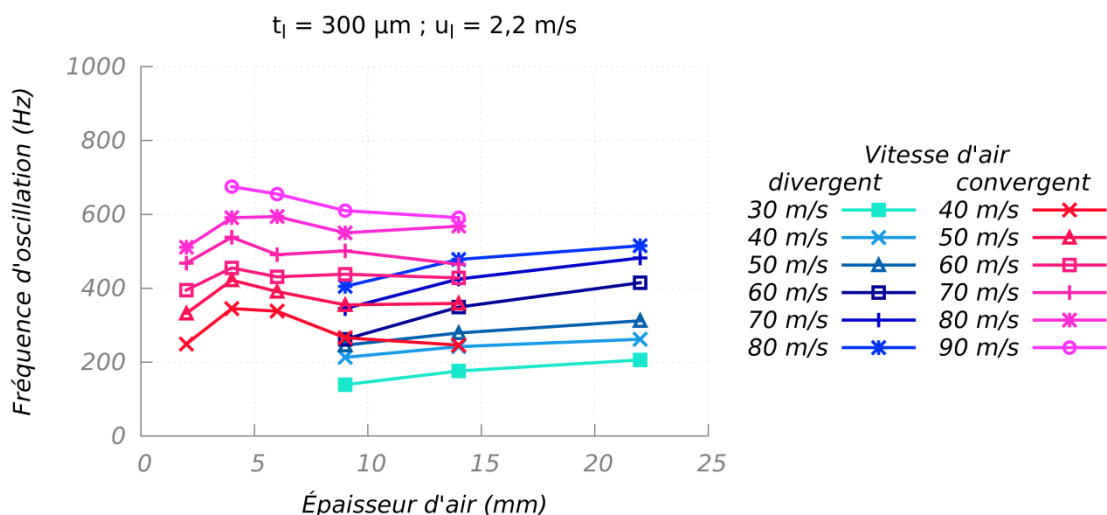


Figure 5.24 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de l'épaisseur d'air pour différentes vitesses d'air en configurations divergentes (bleu) et convergentes (rouge)

Ce graphique met en évidence un comportement singulier pour le cas C2.

Afin d'étudier le lien entre la fréquence de battement et la condition aux limites aérodynamique, nous avons étudié l'influence des grandeurs caractéristiques obtenues à partir

de l'étude de la couche limite présentée précédemment. Dans un premier temps l'épaisseur de couche limite apparaît comme le paramètre le plus immédiat. L'évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de ce paramètre montre alors que dans les deux cas les comportements sont les mêmes avec une diminution de la fréquence quand la couche limite augmente (Figure 5.25). Toutefois cette représentation ne permet pas de déduire une loi de comportement.

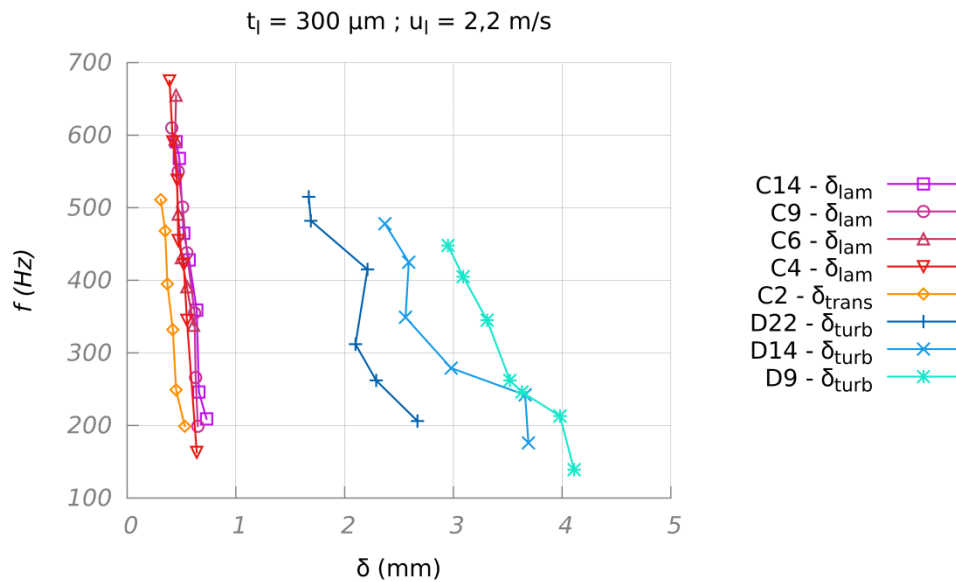


Figure 5.25 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de l'épaisseur de couche limite pour différentes vitesses d'air en configurations divergentes (gauche) et convergentes (droite)

Pour cela, l'évolution de la fréquence est tracée en fonction du rapport u_g/δ pour les deux types de configurations (Figure 5.26). Ce paramètre permet de regrouper les courbes obtenues pour les différentes épaisseurs d'air tout en différenciant très nettement les configurations laminaire, turbulente et transitoire.

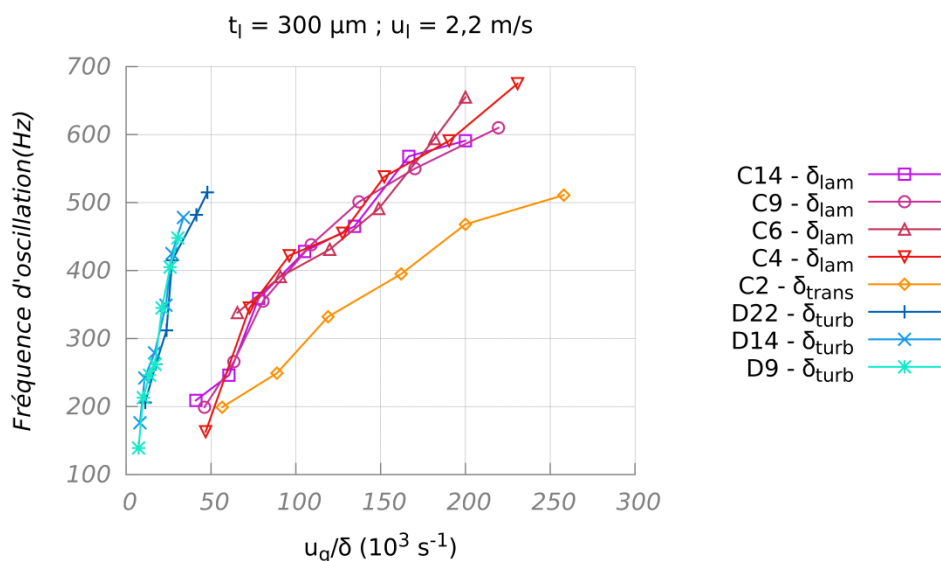


Figure 5.26 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction du rapport u_g/δ pour les différentes configurations d'air

Afin de poursuivre cette analyse, le même travail a été réalisé pour l'épaisseur de vorticité. On peut observer sur la Figure 5.27 une diminution de la fréquence d'oscillation lorsque l'épaisseur de vorticité augmente que ce soit en configuration divergente ou convergente. Toutefois une forte différence est constatée entre les deux régimes d'écoulement.

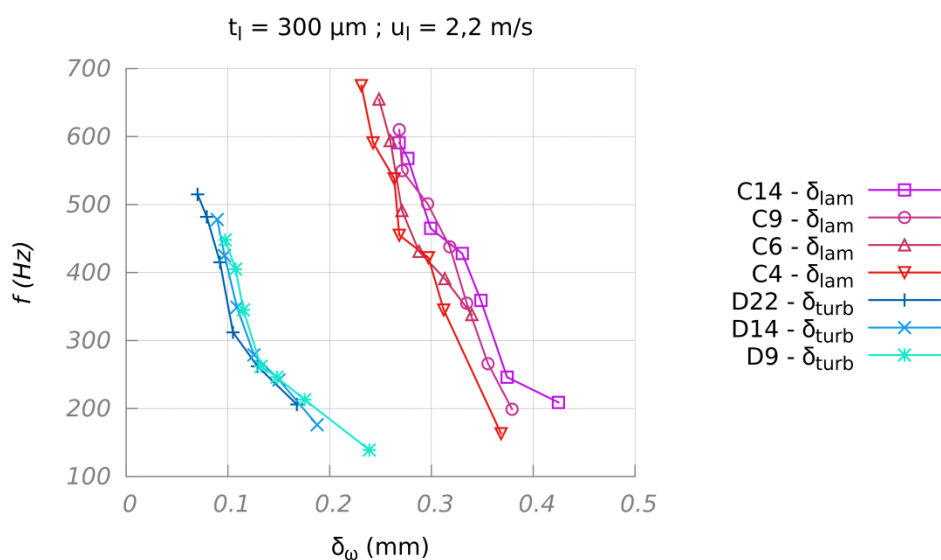


Figure 5.27 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de l'épaisseur de vorticité pour différentes vitesses d'air en configurations divergentes (bleu) et convergentes (rouge)

Pour compléter cette analyse nous traçons sur la Figure 5.28 l'évolution de la fréquence de battement en fonction du rapport u_g/δ_ω .   noter que, par définition, ce rapport est proportionnel à la contrainte de cisaillement exercée par le gaz sur le liquide. Si

cette représentation permet de regrouper les évolutions pour un régime donné, un écart significatif apparaît entre le régime laminaire et turbulent. Il apparaît donc que ce paramètre ne soit pas suffisant pour caractériser le battement de la nappe.

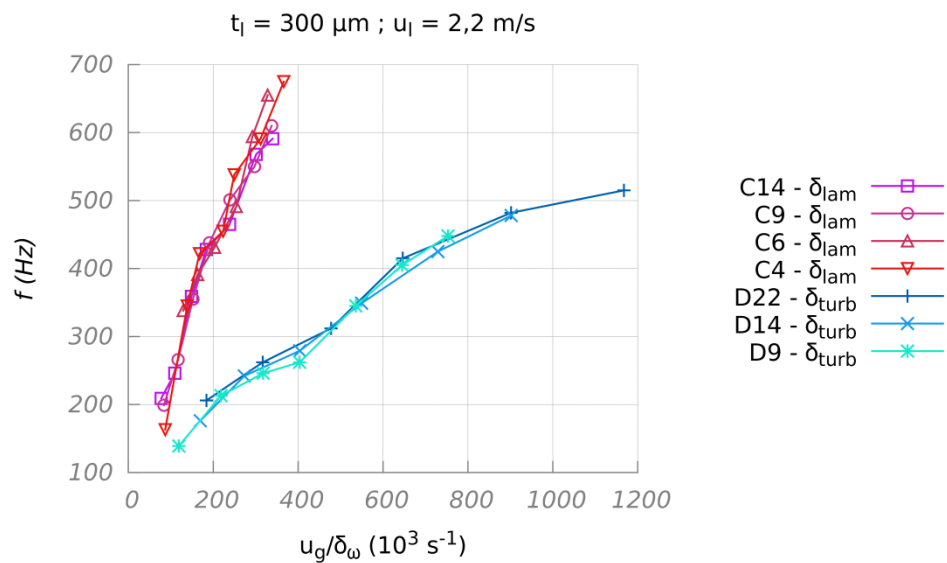


Figure 5.28 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction du rapport u_g/δ_ω pour les différentes configurations d'air

Concernant l'influence de l'épaisseur liquide l'évolution de la fréquence d'oscillation a été tracée en fonction de la vitesse d'air pour les trois épaisseurs liquides et pour les différentes configurations d'écoulement d'air. La Figure 5.29 propose un exemple de l'influence de l'épaisseur liquide. Ainsi sur la Figure 5.29 le passage d'une épaisseur liquide de $300 \mu\text{m}$ à $450 \mu\text{m}$ entraîne une diminution de la fréquence d'oscillation ; cette tendance est en accord avec les résultats d'Arai et Hashimoto [2], Berthoumieu et al. [8] ou Lozano et al. [72]. Cependant, le passage de l'épaisseur de 450 à $600 \mu\text{m}$ n'a aucune influence sur la fréquence d'oscillation. Le nombre limité d'épaisseur de nappe considéré pour cette étude ne permet pas d'expliquer cette différence de comportement entre les deux variations d'épaisseur de liquide.

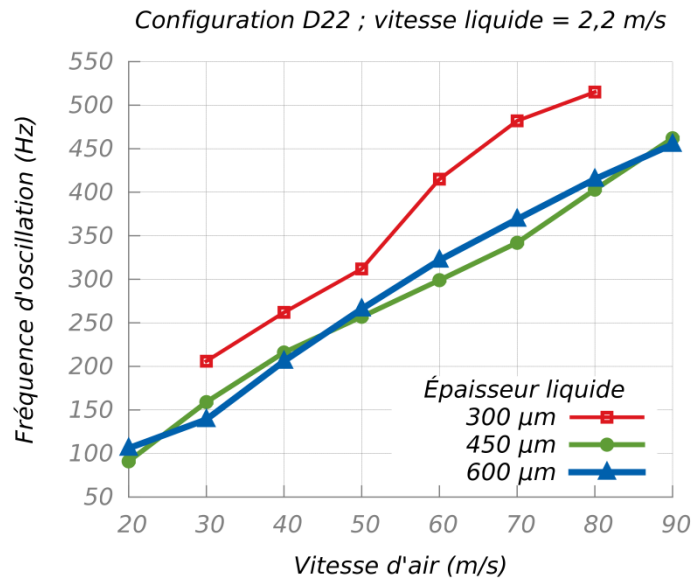


Figure 5.29 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de la vitesse d'air pour les trois épaisseurs liquides étudiées

Finalement une tentative de lier l'oscillation de la nappe liquide à la longueur de rupture et au cisaillement exercé par l'écoulement d'air est réalisée. Comme dans le cas du drapeau battant au vent (Argentina et Mahadevan [3], la fréquence de battement caractéristique de la nappe peut être obtenue par l'équilibre entre l'inertie de la nappe liquide : $\rho_l L_b t_l b \cdot (2\pi f)^2 \frac{y}{L_b}$ et les forces aérodynamiques : $\rho_g u_g^2 b \frac{y}{L_b}$. Dans ces deux expressions b est la largeur de la nappe, y son déplacement dans la direction normale. À partir de cette relation, il est possible d'en déduire la fréquence caractéristique :

$$f \sim \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l t_l L_b}} \quad (5.2)$$

La comparaison de cette relation avec nos données montre des résultats satisfaisants même si l'influence de tous les paramètres n'est pas parfaitement prise en compte dans cette approximation. De plus ce résultat renforce l'hypothèse d'une possible analogie entre les comportements instables de la nappe liquide et du drapeau.

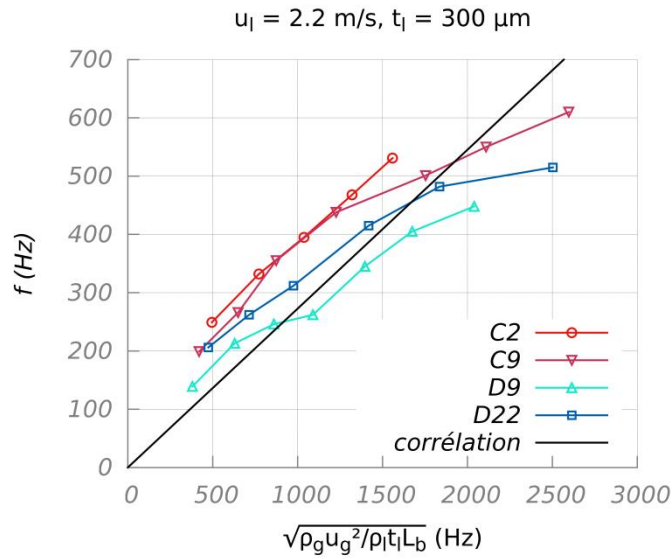


Figure 5.30 : Comparaison des données mesures avec la fréquence caractéristique (5.2)

5.3 Granulométrie en fin d'atomisation

La troisième grandeur mesurée au cours de cette étude expérimentale est la granulométrie du spray final. Elle a été réalisée grâce à une technique basée sur la diffraction de la lumière en utilisant l'analyseur de particule Spraytec de Malvern.

Les mesures ont été réalisées pour les huit configurations d'air et les trois épaisseurs liquides disponibles ce qui représente, en faisant varier les vitesses d'air et de liquide, 216 points de fonctionnement. Les valeurs mesurées sont reproduites dans l'annexe 6.

Les histogrammes des répartitions du volume liquide par taille de goutte ont mis en évidence des distributions qui peuvent être représentées par une loi log-normale avec une bonne correspondance (Figure 5.31). L'utilisation de cette loi permet de décrire cette distribution en volume par taille de goutte à partir de la connaissance de deux moments de tailles de gouttes.

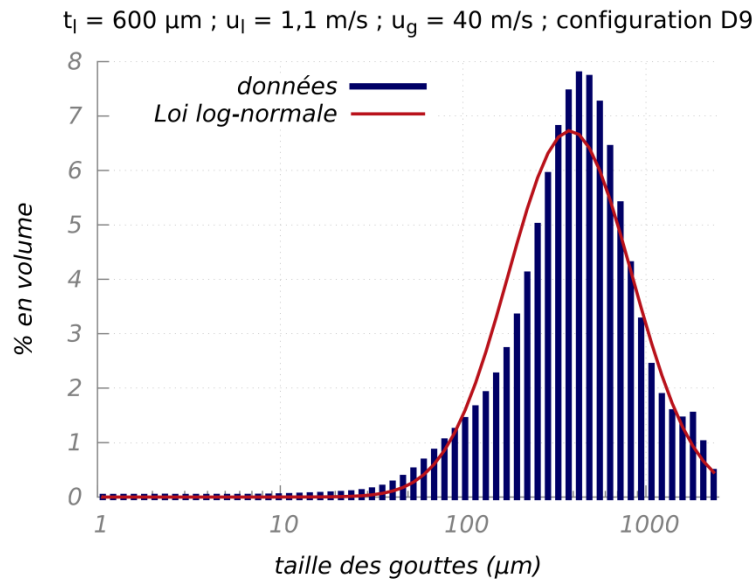


Figure 5.31 : exemple d'un histogramme de la répartition des gouttes en volume et la loi log-normale qui permet de décrire cette répartition

Classiquement, le diamètre moyen de Sauter (D_{32}) est retenu comme le diamètre principal pour décrire la taille des gouttes du spray. Il permet en effet de tenir compte de nombreux phénomènes physiques faisant apparaître sur un bilan entre un flux surfacique et une inertie proportionnelle au volume de la goutte. En complément, le diamètre moyen en volume (D_{43}) est choisi pour décrire la loi log-normale. À partir de ces deux diamètres il est alors possible de calculer les deux paramètres qui définissent la loi log-normale, c'est-à-dire le diamètre moyen logarithmique (D_{m-log}) et l'écart moyen logarithmique (σ_{log}) en utilisant les relations (5.3)

$$D_{32} = D_{m-log} \exp\left(\frac{5}{2}\sigma_{log}\right) \quad \text{et} \quad D_{43} = D_{m-log} \exp\left(\frac{7}{2}\sigma_{log}\right) \quad (5.3)$$

L'analyse des résultats obtenus lors de cette étude met en évidence une correspondance entre ces deux diamètres caractéristiques (Figure 5.32). Une corrélation correspondante, propre à nos travaux, peut ainsi être déduite :

$$D_{43} = -7,68 \cdot 10^{-4} D_{32}^2 + 2,01 D_{32} \quad (5.4)$$

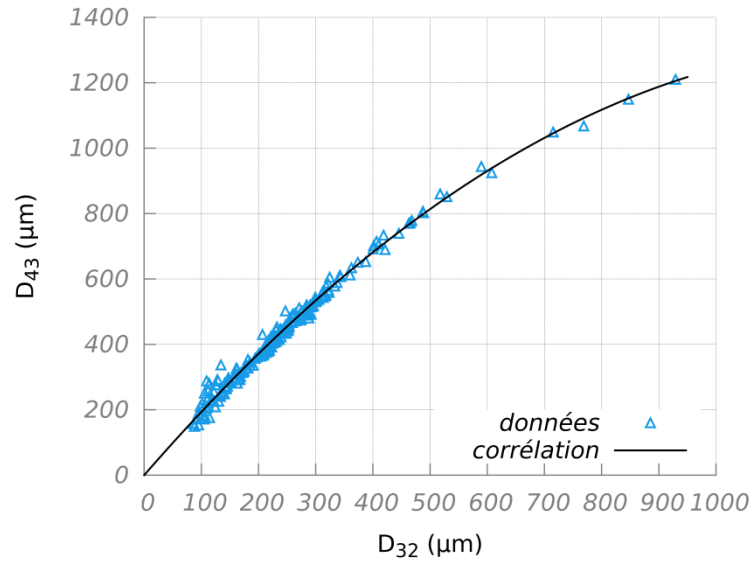


Figure 5.32 : corrélation entre D_{32} et D_{43} (5.4)

Ainsi, la seule connaissance du diamètre de Sauter permet de définir la distribution finale en taille. Ceci nécessite toutefois de déterminer ce diamètre en fonction des conditions d'injection. Pour ce faire, une analyse des influences des différents paramètres étudiés durant ces travaux a été réalisée. Ainsi dans un premier temps, le rôle joué par les vitesses des écoulements a pu être observé. Une augmentation de la vitesse d'air du fait de l'augmentation du cisaillement conduit logiquement à une diminution de la taille des gouttes composant le spray final (Figure 5.33). En contrepartie, une augmentation de la vitesse liquide, entraîne une augmentation de la taille des gouttes (Figure 5.34). Ce phénomène peut s'expliquer par l'augmentation de la vitesse d'éjection des gouttes qui, en limitant la vitesse de glissement entre phase, stabilise les gouttes et réduit le processus d'atomisation secondaire.

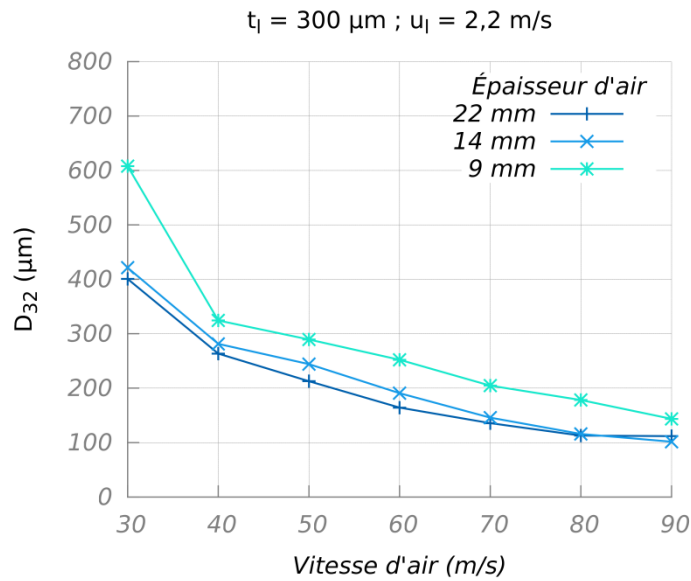


Figure 5.33 : Évolution de la taille des gouttes finales en fonction de la vitesse d'air pour différentes épaisseurs d'air en configuration divergente

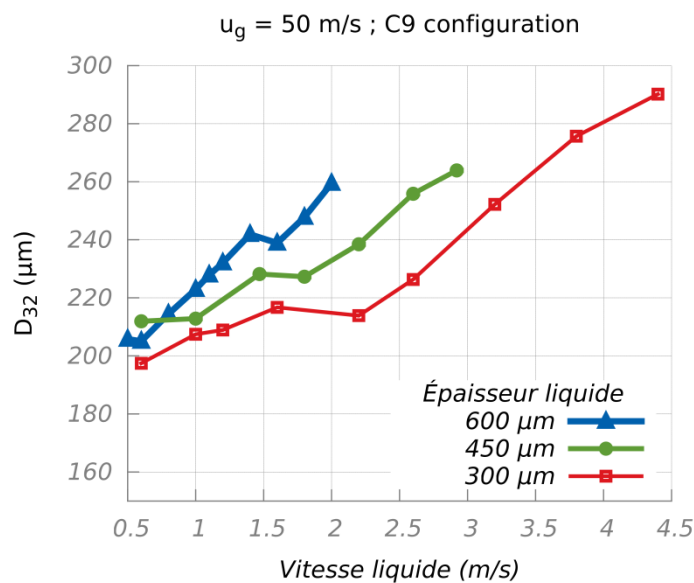


Figure 5.34 : Évolution de la taille des gouttes finales en fonction de la vitesse liquides pour différentes épaisseurs liquides en configuration C9

La Figure 5.33 montre également l'influence de l'épaisseur d'air sur la taille des gouttes finales dans le cas des configurations divergentes. Une diminution de la taille des gouttes peut ainsi être notée lorsque l'épaisseur d'air augmente. Cependant dans le cas convergent cet effet n'est pas observable et la variation d'épaisseur d'air ne semble pas affecter la taille des gouttes (Figure 5.35).

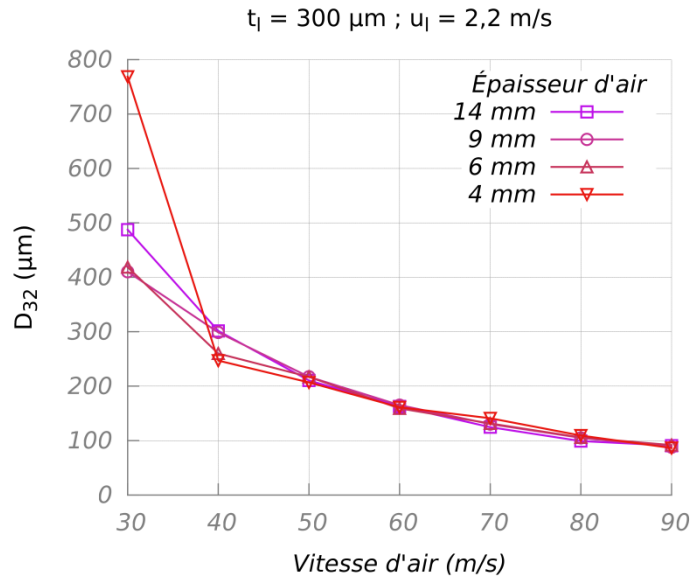


Figure 5.35 : Évolution de la taille des gouttes finales en fonction de la vitesse d'air pour différentes épaisseurs d'air en configurations convergentes

Cette différence de comportement entre les configurations convergentes et celles divergentes semble similaire à celle observable dans le cas de la fréquence d'oscillation.

Cette similitude entre le comportement de la fréquence d'oscillation et la taille des gouttes du spray final conduit à tracer l'évolution du diamètre moyen de Sauter en fonction du rapport vitesse de l'air sur épaisseur de vorticité (Figure 5.36). Ainsi comme pour la fréquence d'oscillation ce rapport semble à même de correctement permettre la prévision du diamètre moyen de Sauter pour chaque type de configuration et donc la granulométrie du spray final.

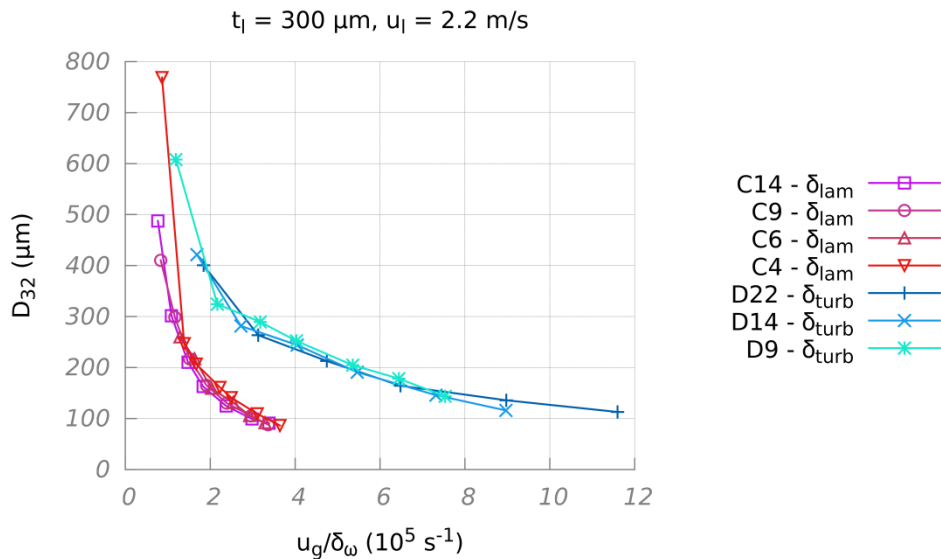


Figure 5.36 : Évolution de la taille des gouttes finales en fonction du rapport u_g/δ_ω pour les différentes configurations de l'écoulement d'air.

Les résultats obtenus en utilisant ce rapport montre un bon regroupement des valeurs pour toutes les configurations (divergentes ou convergentes). Cependant la différence obtenue dans le cas de la fréquence d'oscillation entre les configurations convergentes et divergentes est tout de même toujours présente mais plus faible.

Concernant la variation de l'épaisseur liquide, on peut observer sur la Figure 5.34 une augmentation de la taille des gouttes lorsque l'épaisseur augmente les autres paramètres restant constants. Cette influence de l'épaisseur liquide est du même ordre de grandeur que celle de la vitesse liquide ce qui suggère une analyse comparable à celle effectuée pour la longueur de rupture.

Ainsi en traçant l'évolution du diamètre moyen de Sauter en fonction du débit liquide pour les trois épaisseurs liquides, on observe une relation directe entre les deux grandeurs. La Figure 5.37 montre un exemple de cette relation entre le débit liquide et la taille des gouttes finales, ce résultat est obtenu pour les différentes configurations d'écoulement d'air.

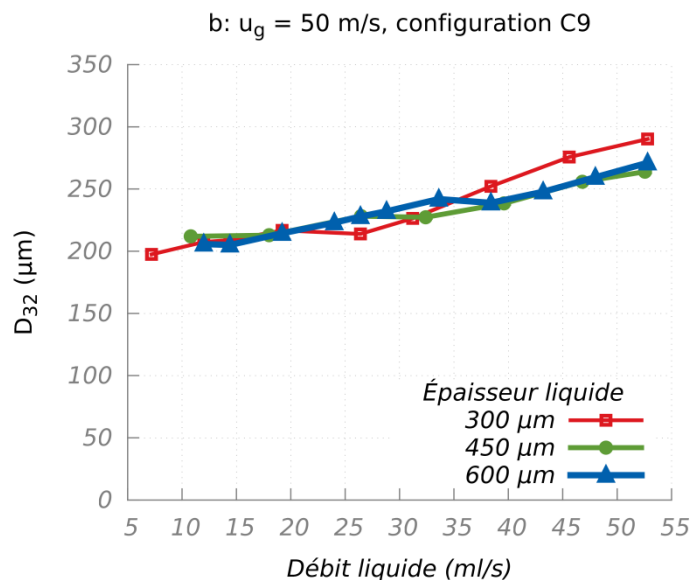


Figure 5.37 : Évolution de la taille des gouttes finales en fonction de la vitesse d'air pour différentes épaisseurs d'air en configuration convergentes

En travaillant sur les influences respectives des épaisseurs de liquide et d'air et de la configuration de l'écoulement sur la taille des gouttes finales, des comportements similaires à ceux observés pour la fréquence d'oscillation et la longueur de rupture sont mis en avant. Ainsi le diamètre moyen de Sauter peut être relié au rapport de la vitesse de l'air sur l'épaisseur de vorticité tout comme la fréquence d'oscillation. Il a également été mis en évidence une relation avec le débit liquide comme cela est également le cas pour la longueur de rupture. La similarité de comportement entre les grandeurs en travaillant sur les différents paramètres, suggère une relation permettant de prédire le diamètre moyen de Sauter à partir des mesures des grandeurs de l'atomisation primaire que sont la fréquence d'oscillation et la longueur de rupture. Des relations liant la taille des gouttes à la fréquence d'oscillation ont déjà été proposées (Arai et Hashimoto [2], Lozano et al. [71] ou Fernandez [38]) cependant aucune relation avec la longueur de rupture n'est suggérée. Or la possibilité de prévoir la taille des gouttes finales en fonction des grandeurs de l'atomisation primaire peut être très utile

dans le cas d'une simulation numérique du fait qu'actuellement les codes sont proches de prévoir correctement ces grandeurs (Blanchard [14]). Une relation liant alors les trois grandeurs étudiées pourrait permettre d'injecter les gouttes avec une répartition en taille réaliste. Au vu des influences des paramètres sur les grandeurs étudiées, il est alors possible de proposer la relation suivante :

$$D_{32} \propto \sqrt{\frac{u^* L_b}{f}} \quad (5.5)$$

Où $u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l t_l / 2}\right)^{\frac{1}{2}}$ est la vitesse caractéristique de l'écoulement liquide comme définie par Arai et Hashimoto [2]. Cette vitesse est utilisée dans cette relation pour supprimer l'influence de l'épaisseur liquide qui est contenue dans la fréquence d'oscillation. En effet, même si au cours de nos travaux, l'influence de l'épaisseur liquide sur la fréquence d'oscillation n'a pu être déterminée, elle a été observée (Figure 5.29) et les précédentes études Lozano et al [72, 99] ont suggéré que la fréquence dépend de l'épaisseur liquide à la puissance -0,5.

La Figure 5.38 montre que l'estimation de la taille des gouttes grâce à cette relation donne des résultats satisfaisants avec toutefois une dispersion de $\pm 20\%$.

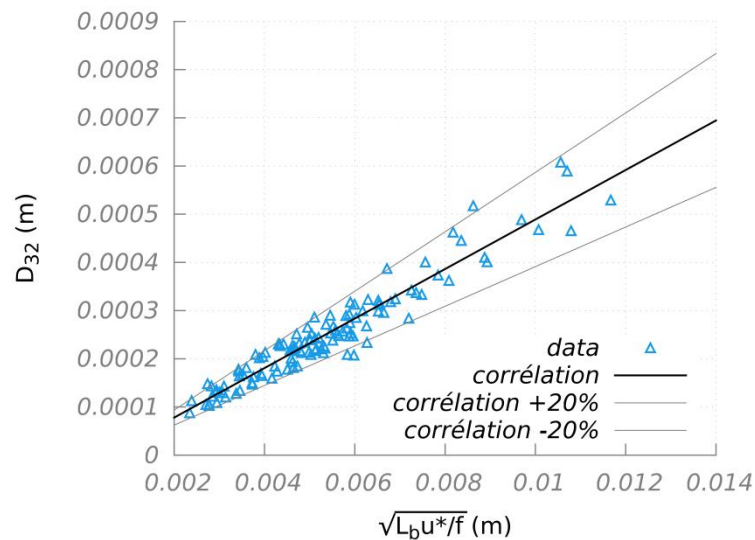


Figure 5.38 : Estimation du D_{32} grâce à l'utilisation de la longueur de rupture et la fréquence d'oscillation (5.5)

Les points considérés pour ce graphique sont ceux où les trois grandeurs sont connues (longueur de rupture, fréquence d'oscillation et taille des gouttes) en éliminant les points où un saut de fréquence est observé ce qui limite d'autant la plage de validité de cette relation.

Une analyse de l'atomisation secondaire pour la configuration C2 est proposée en annexe 4 afin de compléter les résultats obtenus pour le spray final.

5.4 Comparaison avec les études précédentes

De nombreuses études ont proposé des corrélations pour prévoir les valeurs des différentes grandeurs caractéristiques. Ces corrélations ont été présentées au paragraphe 1.4.2. Suivant les auteurs, les dépendances aux paramètres des études ne sont pas les mêmes. Nous allons, dans les paragraphes qui suivent, comparer ces corrélations avec nos mesures afin de voir si elles peuvent s'appliquer à notre configuration expérimentale.

5.4.1 *Longueur de rupture*

Pour la longueur de rupture, les précédentes études ont mis en avant qu'elle diminue lorsque la vitesse d'air croît ou la vitesse liquide décroît (§ 1.6.1). Concernant les degrés de ces dépendances, ils ne sont pas les mêmes suivant les études (Table 1.8). Enfin seuls Arai et Hashimoto [2] ont étudié l'influence de l'épaisseur liquide. Ces auteurs montrent qu'un épaissement de la fente d'injection conduit à un accroissement de la longueur de rupture. De plus ils relient la longueur de rupture au débit liquide comme nous l'avons également observé au cours de notre étude (§ 5.1.2).

La comparaison des différentes corrélations avec nos mesures permet de clarifier la dépendance de la longueur de rupture aux paramètres de l'étude. L'ensemble des représentations graphiques comparant nos mesures aux corrélations répertoriées dans le paragraphe 1.4.2 est présenté dans l'Annexe 7.

Ces graphiques ont également été réalisés en prenant comme abscisse la vitesse d'air. Ces comparaisons permettent de mettre en évidence que l'influence de cette vitesse est correctement prise en compte lorsque les corrélations proposent une relation linéaire (Arai et Hashimoto [2]) ou proche de linéaire (Carvalho et al. [23], Larricq [60] ou Fernandez [38]) entre la vitesse d'air et la longueur de rupture. La même analyse est réalisée pour la vitesse liquide. Les corrélations qui prennent le mieux en considération l'influence de la vitesse liquide sont celles pour lesquelles $L_b \propto u_l^\alpha$ avec $\alpha < 1$ (Arai et Hashimoto, Larricq ou Fernandez).

Les meilleurs résultats sont obtenus par la corrélation de Arai et Hashimoto qui considère une évolution de la longueur de rupture inversement proportionnelle à la vitesse d'air et proportionnelle à la vitesse liquide à la puissance 0,6.

Il reste à considérer les influences des épaisseurs liquides et d'air. La corrélation proposée par Arai et Hashimoto prend en compte l'épaisseur liquide. Cette expression met en avant une relation entre le débit liquide et la longueur de rupture. L'estimation de nos mesures par cette corrélation donne de bons résultats (Figure 5.39). Cependant la prise en compte de l'influence de l'épaisseur d'air est manquante.

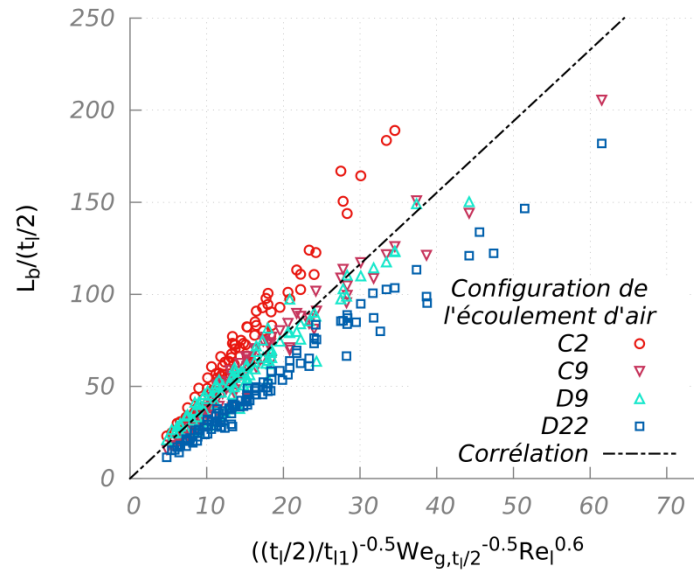


Figure 5.39 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation d’Arai et Hashimoto et mise en évidence de la nécessité de prendre en compte l’épaisseur d’air.

Celle de Fernandez propose également une relation entre le débit liquide et la longueur de rupture avec une puissance différente de celle d’Arai et Hashimoto bien que du même ordre de grandeur. Fernandez n’a pas étudié l’influence des épaisseurs de liquide et d’air, il les intègre dans sa corrélation au travers des nombres adimensionnels choisis, sans validation expérimentale. Néanmoins sa corrélation donne une assez bonne estimation de la longueur de rupture dans notre configuration si les constantes sont ajustées (Figure 5.40). Pour améliorer cette corrélation il serait toutefois nécessaire de légèrement modifier les influences des différents paramètres (en particulier celle du débit liquide et de l’épaisseur d’air), ce qui semble difficile à réaliser tout en conservant les mêmes nombres adimensionnels.

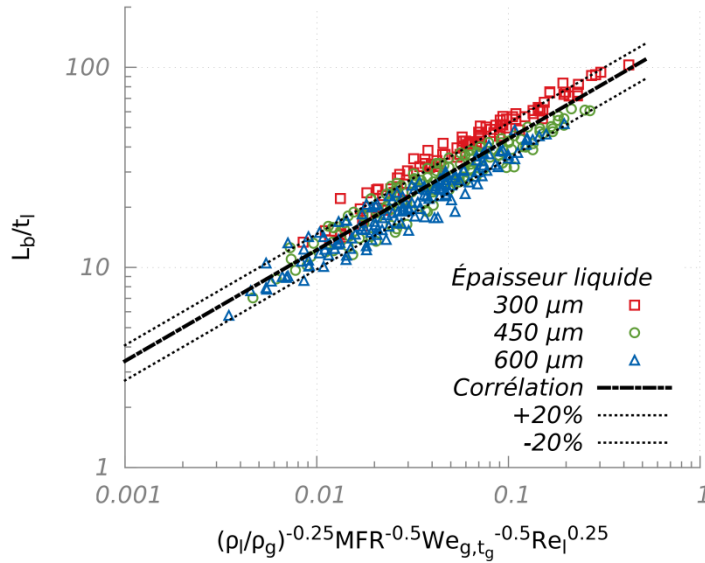


Figure 5.40 : Comparaison des mesures expérimentales avec la corrélation de Fernandez

En ce qui concerne les autres corrélations, aucune ne propose de relation entre le débit liquide et la longueur de rupture et l'influence de l'épaisseur d'air n'est pas prise en compte. Le choix est donc fait de partir de la corrélation proposée par Arai et Hashimoto (5.6) et d'ajouter l'influence de l'épaisseur d'air (5.7).

$$\frac{L_b}{t_l} \propto \left(\frac{t_l}{t_{l1}}\right)^{-0,5} We_{g,t_l}^{-0,5} Re_l^{0,6} \quad (5.6)$$

$$\frac{L_b}{t_l} = 1,76 \cdot \left(\frac{t_l}{t_{l1}}\right)^{-0,5} We_{g,t_l}^{-0,5} Re_l^{0,6} \left(\frac{t_g}{t_{g1}}\right)^{-0,25} \quad (5.7)$$

Avec $t_{l1} = 450 \mu\text{m}$, l'épaisseur liquide moyenne utilisée lors de nos expériences et $t_{g1} = 22 \text{ mm}$, l'épaisseur d'air de référence. Cette nouvelle relation (5.7) permet de proposer une bonne estimation de la longueur de rupture avec une précision de $\pm 15\%$ (Figure 5.41).

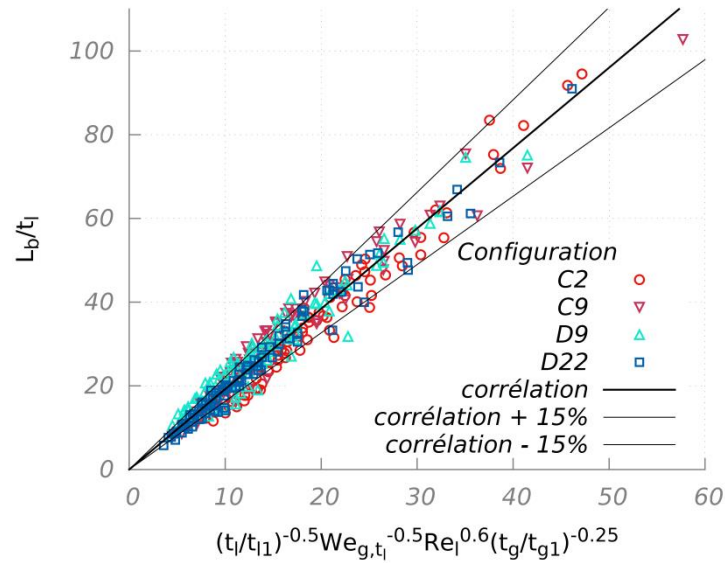


Figure 5.41 : Comparaison des valeurs expérimentales avec la corrélation (5.7)

Il est à noter que cette nouvelle corrélation propose une relation entre la longueur de rupture et la masse volumique de l'air qui est $L_b \propto \rho_g^{-0.5}$ ce qui correspond à l'influence de la pression mise en évidence par Fernandez [38] (§ 1.6.1).

5.4.2 Fréquence d'oscillation

Les études expérimentales sur l'atomisation d'une nappe liquide ont également proposé de nombreuses corrélations pour estimer la fréquence d'oscillation. Comme précédemment les représentations graphiques des comparaisons de ces corrélations avec nos données sont présentées en Annexe 7. La majorité des corrélations proposent alors une relation linéaire entre la fréquence d'oscillation et la vitesse d'air. Ce résultat qui semble communément admis par de nombreuses études (Table 1.7) ne se retrouve pas dans les deux corrélations proposées par Carvalho [23, 24]. Cependant les comparaisons de nos mesures avec ces différentes corrélations ne permettent pas de déterminer avec assurance quelle dépendance précise existe entre la fréquence d'oscillation et la vitesse d'air.

Concernant l'influence de la vitesse liquide, les études s'accordent sur le fait qu'elle est faible. En comparant les corrélations avec nos mesures, il est difficile de définir la corrélation qui prend le mieux en compte ce paramètre. Pour l'épaisseur liquide, de nombreuses corrélations (déduites de travaux n'ayant pas en général étudié son influence) l'utilisent comme longueur caractéristique afin de définir un nombre de Strouhal. Il ressort une influence inversement proportionnelle entre la fréquence et l'épaisseur liquide qui au vu des mesures réalisées et des études antérieures (Arai et Hashimoto [2], Berthoumieu et al. [8] ou Lozano et al. [71]) est erronée. Une influence beaucoup plus faible est nécessaire dans les corrélations afin de correctement la prendre en compte. Dans ce sens, la relation proposée par Arai et Hashimoto semble meilleure.

Finalement l'influence de la configuration et de l'épaisseur d'air est peu prise en compte. Les études de Larricq [60] et Fernandez [38] introduisent le rapport δ/δ_ω dans leurs

corrélations mais ce rapport ne semble pas être le bon paramètre pour correctement estimer la fréquence d'oscillation (Figure 5.42).

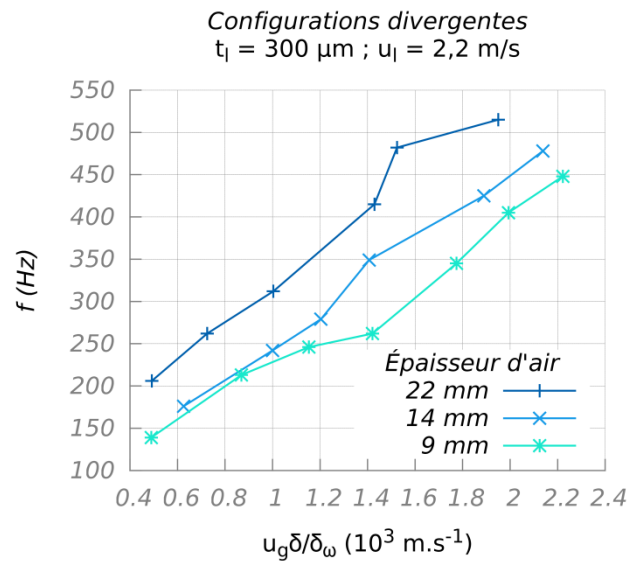


Figure 5.42 : Évolution de la fréquence en fonction de $u_g \frac{\delta}{\delta_\omega}$

L'étude numérique de Couderc [29] s'est également intéressée à l'influence de la configuration de l'écoulement d'air dans le cas de l'atomisation d'une nappe liquide. Il propose un nombre de Strouhal constant pour estimer la fréquence d'oscillation (5.8). Cette relation suggère que la fréquence est proportionnelle au rapport $u_g \left(\frac{t_g}{\delta}\right)^{0,5}$.

$$\frac{f t_l / 2 \delta^{0,5}}{u_g t_g^{0,5}} = 0,02 \quad (5.8)$$

La comparaison avec les mesures expérimentales réalisées au cours de notre étude suggère que ce nombre n'est pas satisfaisant pour décrire le battement de la nappe et que le rapport t_g / δ utilisé pour caractériser l'écoulement d'air ne semble pas pertinent (Figure 5.43).

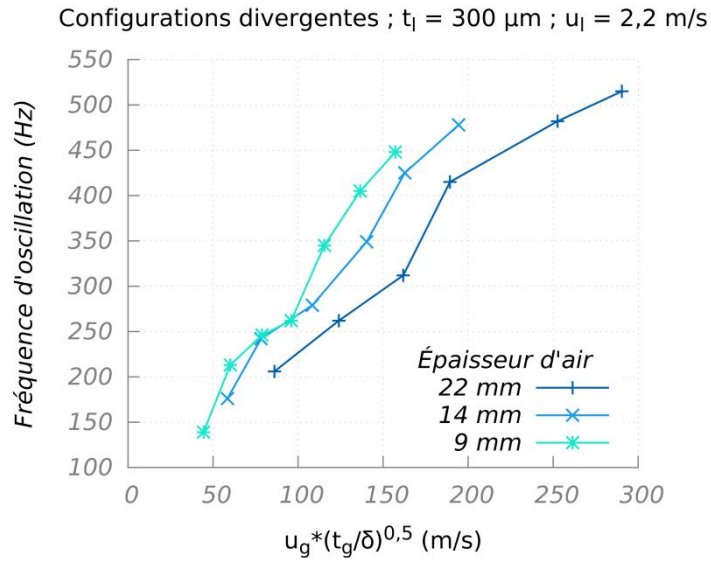


Figure 5.43 : Évolution de la fréquence en fonction de $u_g \left(\frac{t_g}{\delta}\right)^{0,5}$

Afin de proposer une corrélation prenant en compte les différentes influences mises en avant au cours de notre étude, il est alors choisi de partir une nouvelle fois de la corrélation proposée par Arai et Hashimoto (Table 1.3). En ajoutant ensuite l'influence de la configuration de l'écoulement d'air en prenant l'épaisseur de vorticité la relation suivante peut être proposée :

$$\frac{f \cdot t_l}{u^*} \propto We_{g,t_l}^{0,5} Re_l^{0,15} \frac{t_l}{\delta_\omega} \quad \text{avec} \quad u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l t_l}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.9)$$

Il est à noter, que comme pour la longueur de rupture, l'influence de la pression mise en évidence par Fernandez est prise en compte dans cette corrélation à travers la masse volumique contenue dans le nombre de Weber.

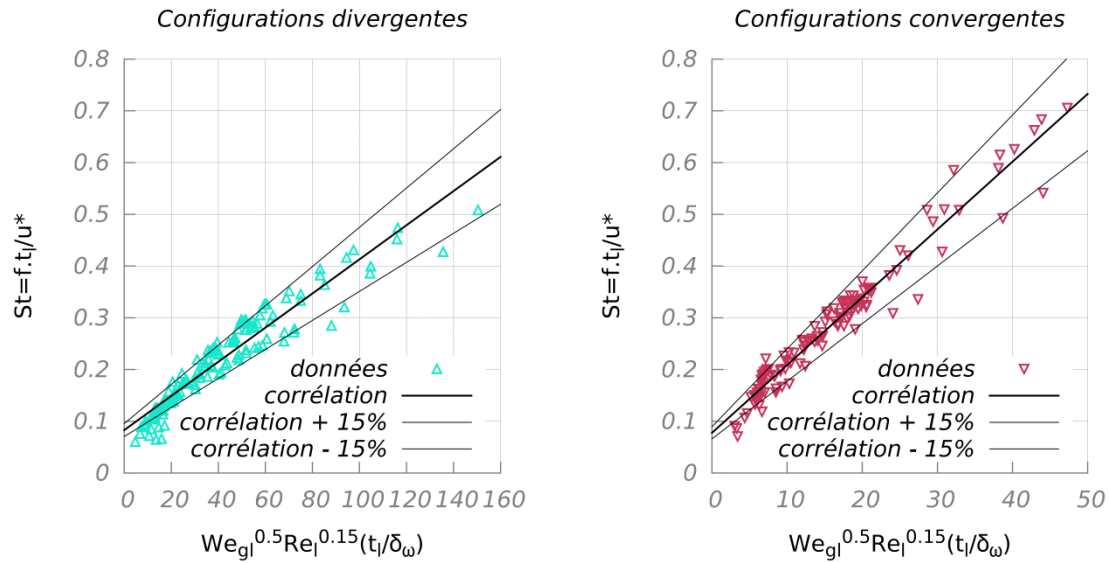


Figure 5.44 : Comparaison des valeurs expérimentales avec la nouvelle corrélation

Cette nouvelle corrélation permet de prévoir la fréquence d'oscillation avec une bonne précision. Cependant les relations ne sont pas exactement les mêmes dans le cas divergent (pente de $3,3 \cdot 10^{-3}$) et le cas convergent (pente de $13,1 \cdot 10^{-3}$). Cela était attendu au vu de l'évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de u_g/δ_ω vue au paragraphe 5.2.4.

5.4.3 Taille des gouttes

Au cours des différents travaux sur l'atomisation des nappes liquides peu de corrélations ont été proposées sur la taille des gouttes. Les trois corrélations proposées (Arai et Hashimoto [2], Lozano et al. [71] et Fernandez [38]) utilisent la fréquence de battement pour déterminer la taille des gouttes finales. Ce choix s'explique par l'observation de la nappe qui semble lâcher les gouttes lorsque la nappe atteint son amplitude maximale. Pour la corrélation d'Arai et Hashimoto la comparaison avec les mesures expérimentales réalisées au cours de notre expérience montre que la vitesse liquide est mal prise en compte par leur corrélation. L'influence de la vitesse d'air proposée semble ne pas correspondre également à nos mesures. Pour la corrélation de Lozano, une dispersion des mesures peut être observée, elle est due entre autre à l'influence de l'épaisseur liquide et à celle de la configuration de l'écoulement d'air. Enfin dans le cas de la relation proposée par Fernandez, les épaisseurs des écoulements sont prises en compte mais cela ne permet pas de correctement prendre en considération leurs influences.

Ces différentes corrélations d'estimation de la taille des gouttes finales ne s'appliquent pas à notre configuration car aucune d'entre elles ne prend en compte tous les paramètres dont l'influence a été mise en évidence au cours de notre étude. Leurs représentations graphiques sont présentées Annexe 7. La corrélation (5.5) paraît alors la mieux adaptée.

5.5 Conclusion

L'étude de l'atomisation de la nappe liquide a été menée à travers l'analyse de mesures de longueur de rupture, de fréquence d'oscillation et de taille de goutte du spray final.

Les influences générales des vitesses de l'air et liquide mises en avant lors des études précédentes ont été retrouvées. Ainsi une augmentation de la vitesse liquide conduit à une augmentation de la longueur de rupture, de la fréquence avec l'apparition du saut mis en évidence par Mansour et Chigier [77] et une augmentation du diamètre moyen de Sauter des gouttes du spray final. L'augmentation de la vitesse d'air quant à elle conduit à une augmentation de la fréquence d'oscillation (avec une relation qui semble linéaire), à une diminution de la longueur de rupture et du diamètre moyen de Sauter.

Concernant les conditions aux limites, il a été mis en évidence que suivant la grandeur étudiée les différents paramètres ont plus ou moins d'influence. Pour la longueur de rupture, une relation directe avec le débit liquide est observée ce qui indique une influence importante de l'épaisseur liquide. Concernant l'épaisseur d'air, une augmentation conduit à une diminution de la longueur de rupture mais le changement de configuration (convergent – divergent) d'écoulement semble sans effet. Aucune conclusion sur l'influence de l'épaisseur liquide sur la fréquence d'oscillation, n'a pu être proposée mais un effet de la configuration de l'écoulement d'air a été observé. Il a alors été choisi de prendre l'épaisseur de vortacité comme paramètre afin de prendre en compte cette influence. Ce paramètre nous paraît être le meilleur choix car même si l'épaisseur de couche limite donne des résultats assez similaires, l'épaisseur de vortacité semble mieux prendre en compte l'influence de la variation de l'épaisseur de l'écoulement d'air pour chaque type de configuration (convergent ou divergent). Cependant, la différence observée entre ces deux configurations n'a pu être expliquée. Finalement pour la taille des gouttes du spray final, il a été observé que son évolution peut être reliée à celle du débit liquide ; ce résultat est similaire à celui observé pour la longueur de rupture. Concernant l'influence de l'épaisseur de l'écoulement d'air, elle est équivalente à celle observée sur la fréquence de battement. Ces deux observations conduisent à proposer une corrélation permettant de déterminer la taille des gouttes par la connaissance de la longueur de rupture et de la fréquence d'oscillation.

Durant cette étude des grandeurs caractéristiques de l'atomisation, l'analyse fréquentielle a mis en avant des évolutions inattendues. Il a pu être ainsi observé des sauts de fréquences pour les rapports de vitesses u_g/u_l élevés comme ceux observés par Mansour et Chigier lorsque la vitesse liquide évolue. Cependant il n'a pas été possible de caractériser précisément l'apparition de cet événement en fonction des différents paramètres étudiés. De même l'analyse de l'évolution de l'amplitude a mis en évidence des comportements différents suivant les points de fonctionnement. Soit l'évolution croissante classique, soit une évolution présentant un nœud peut être observée. Tout comme le saut de fréquence, il n'a pas été possible de caractériser la transition entre les deux évolutions de l'amplitude en fonction des paramètres de l'étude. Cependant il a été observé que ces deux comportements étaient présents également dans le cas d'un drapeau battant au vent ce qui suggère qu'une analyse basée sur celles réalisées pour ce cas de figure pourrait améliorer la compréhension de la dynamique d'une nappe liquide soumise à un fort cisaillement.

Finaleme^{nt} nos données expérimentales ont été comparées avec les corrélations proposées par les études précédentes. Il a ainsi été mis en évidence que les corrélations d'Arai et Hashimoto pour la longueur de rupture et la fréquence d'oscillation permettaient de prendre en compte la majorité des influences observées lors de nos mesures. Il a simplement fallu ajouter l'influence de l'épaisseur d'air pour la longueur de rupture et celle de la configuration d'air pour la fréquence d'oscillation.

Chapitre 6 : PRÉ-FILM

Dans ce dernier chapitre, sont présentés les résultats obtenus avec l'ajout d'une zone de pré-film en sortie de l'injecteur. Des visualisations et des mesures de l'épaisseur liquide ont permis de mettre en évidence différents régimes d'écoulement liquide. Les évolutions de certaines caractéristiques de l'atomisation ont ensuite été étudiées.

Sommaire

6.1	Comportement du liquide sur la zone de pré-film	155
6.1.1	Comportement instationnaire	156
6.1.2	Épaisseur moyenne	160
	Sillage du culot et présence d'une zone de recirculation	160
	Analyse de l'évolution longitudinale de l'épaisseur du film liquide	161
	Longueur de déstabilisation	166
	Épaisseur en fin de pré-film	169
6.1.3	Cartographie en régimes d'écoulements	170
6.2	Analyse des grandeurs de l'atomisation	174
6.2.1	La longueur de rupture	174
6.2.2	La fréquence d'oscillation	176
6.2.3	La granulométrie du spray final	180
6.3	Discussion	182
6.4	Conclusion	186

6.1 Comportement du liquide sur la zone de pré-film

Pour cette première partie s'intéressant au comportement du liquide, l'analyse repose sur des expériences menées sur des zones de pré-film de 2 à 40 mm de longueur, en faisant varier les vitesses de liquide et d'air ainsi que la configuration de l'écoulement d'air, le tout en changeant les cales comme précédemment. L'épaisseur liquide au niveau du point d'injection est constante et égale à 300 μm .

6.1.1 Comportement instationnaire

L'utilisation d'une caméra rapide permet d'observer l'évolution du liquide par ombroscopie sur la zone de pré-film et en aval (§ 3.6). Ces images montrent la formation de vagues plus ou moins importantes et bi ou tridimensionnelles en fonction des conditions expérimentales. De plus la visualisation en fin de zone de pré-film montre également différents types de comportement en fonction des points de fonctionnement.

Dans un deuxième temps, les mesures d'épaisseur liquide réalisées sur toute la zone de pré-film avec une résolution temporelle autorisant un suivi des instabilités du liquide, permettent également de caractériser la dynamique du liquide (Figure 6.2).

Grâce à ces deux techniques de mesure, trois régimes distincts ont été mis en évidence en fonction des conditions d'essai. Pour les visualisations, seules les vitesses de liquide et de l'air étant modifiées, la classification en trois régimes est réalisée à partir du rapport des vitesses u_g/u_f .

Pour les faibles rapports de vitesses, c'est-à-dire des vitesses d'air jusqu'à environ 40 m/s pour une vitesse liquide de 2,2 m/s, les vagues à la surface de la zone de pré-film sont bidimensionnelles. Les ondes sont générées en sortie d'injecteurs et se propagent sur toute la zone de pré-film avec une faible amplitude jusqu'à atteindre la sortie de cette zone. En bout de pré-film, une nappe liquide est alors formée avec une dynamique qui est visuellement semblable à celle observée pour l'injecteur sans zone de pré-film. Les structures générées alors par l'atomisation sont des mêmes types que celles observables dans l'injecteur étudié dans le chapitre précédent. Des ligaments, cellules et sacs sont formés avant l'obtention du spray final. La zone de pré-film semble avoir un faible rôle dans le processus d'atomisation et aucune atomisation n'a lieu avant la sortie de cette zone. Pour des rapports de vitesses très faibles, aucune vague n'est visible sur la zone de pré-film et il faut attendre la fin de cette zone pour que la nappe formée en aval commence à battre.

En augmentant le rapport des vitesses, les vagues sur la zone de pré-film sont encore principalement bidimensionnelles avec toujours une création de nappe liquide en fin de zone de pré-film. Cependant l'amplitude des vagues est plus importante et, en augmentant le rapport des vitesses, l'apparition des ondes est de plus en plus proche de la sortie de l'injecteur (dès le début de la zone de pré-film). L'augmentation de l'amplitude des vagues favorise aussi l'apparition de quelques formations de gouttes sur la crête des vagues qui est cisailée par l'air à grande vitesse. Dans un même temps les vagues commencent à devenir tridimensionnelles en s'éloignant du point d'injection du liquide.

Pour les rapports de vitesses élevés, toutes les structures observées sur la zone de pré-film sont tridimensionnelles. Les vagues ne s'étendent plus sur toute la largeur de la zone de pré-film. La hauteur de liquide sur la zone varie beaucoup, passant d'une épaisseur nulle ou presque à des vagues de forte amplitude, plusieurs fois l'épaisseur moyenne. Pour les faibles débits, une accumulation de liquide se produit au début de la zone de pré-film, au niveau du culot de l'injecteur dont la taille est relativement importante (0,8 mm). Lorsque le volume liquide accumulé atteint une taille suffisante pour interagir avec l'écoulement d'air, une vague est éjectée vers l'aval. Ce phénomène périodique semble gouverner la fréquence d'apparition des ondes sur la zone de pré-film. De la même manière, le liquide est également accumulé en fin de zone de pré-film du fait de l'épaisseur de la paroi sur laquelle s'écoule le

liquide. Comme au niveau du point d'injection, le liquide est éjecté périodiquement. Ce lâcher coïncidant avec l'arrivée des vagues liquides à l'extrémité de la zone de pré-film, la fréquence d'éjection est identique à celle liée à la formation des vagues derrière le culot de l'injecteur. La majorité des gouttes et paquets liquides est ainsi créée à partir du liquide accumulé en bout de zone de pré-film. Les structures liquides produites correspondent toujours à celles observables dans le cas de la nappe liquide sans zone de pré-film. Du fait de l'importante amplitude que peuvent avoir les vagues se développant sur la zone de pré-film, une quantité non négligeable de liquide est atomisée à partir de la crête des vagues. Cependant l'étude de Sattelmayer et Wittig [97] a montré que la quantité de liquide qui n'atteignait pas la fin de la zone de pré-film était au maximum de 5 % (§ 1.5). Cela signifie que la majorité du liquide ré-impacte le pré-film avant la fin de la paroi.

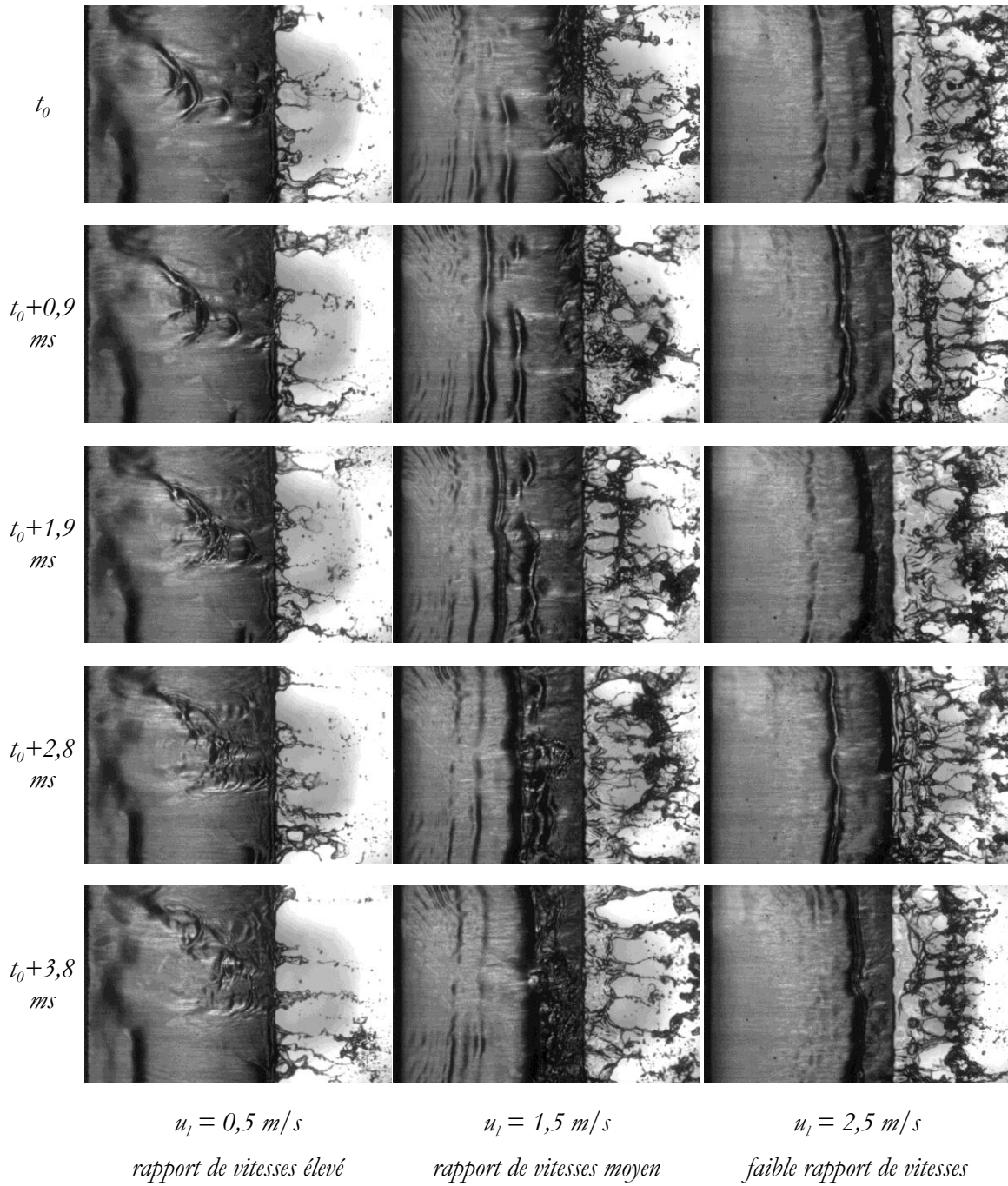


Figure 6.1 : Comportement du liquide sur la zone de pré-film en fonction de la vitesse liquide ($u_g = 50 \text{ m/s}$, $l_{pref} = 20 \text{ mm}$, D9 configuration – fréquence d'acquisition 3200 Hz)

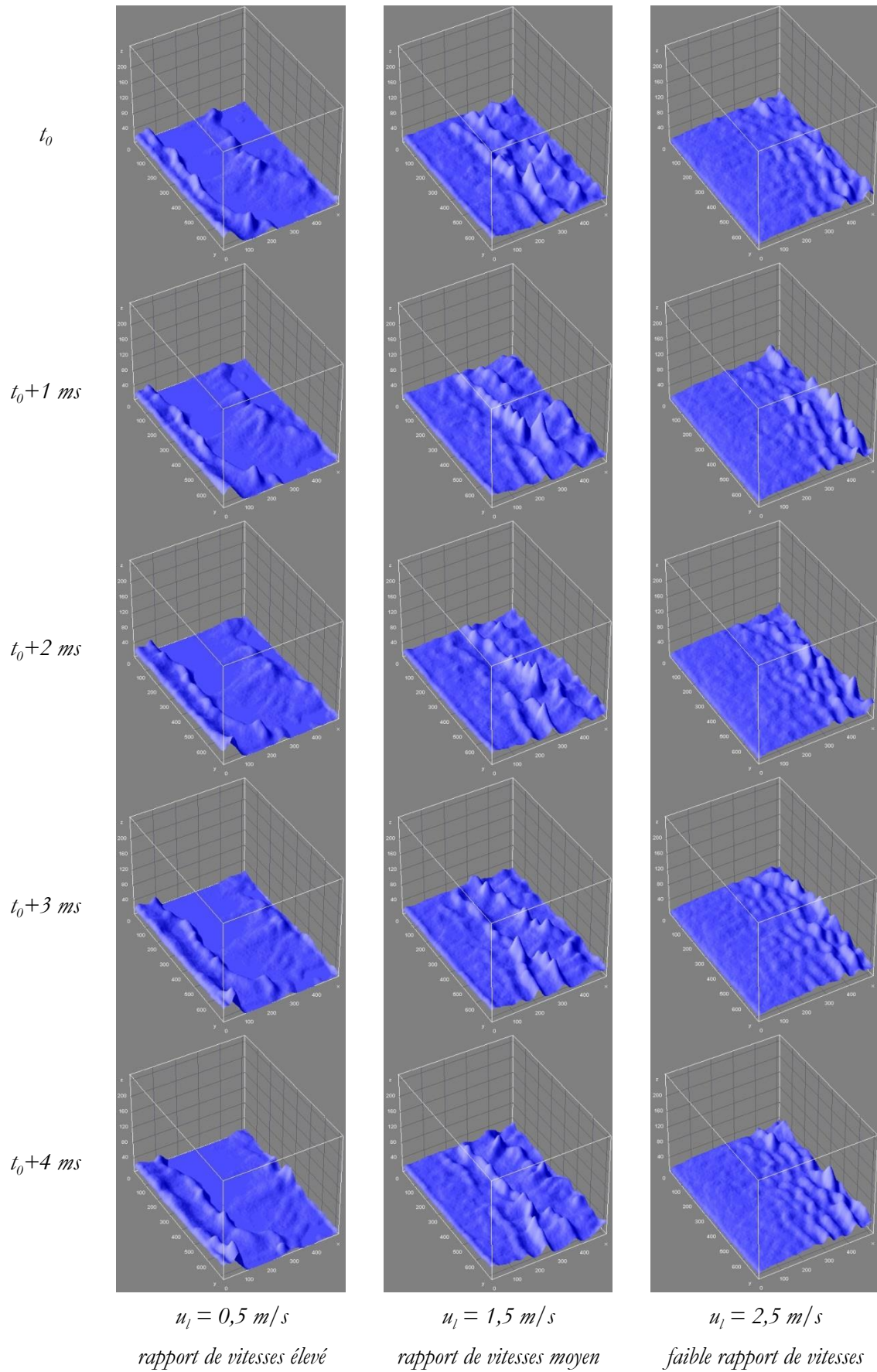


Figure 6.2: Comportement du liquide sur la zone de pré-film en fonction de la vitesse liquide ($u_g = 50\text{ m/s}$, $l_{pref} = 20\text{ mm}$, D9 configuration – fréquence d'acquisition 3000 Hz)

6.1.2 Épaisseur moyenne

À partir des traitements statistiques des profils d'épaisseur de film, il est possible de quantifier les phénomènes et définir des régimes de comportement.

Sillage du culot et présence d'une zone de recirculation

Les mesures d'épaisseur moyenne de film liquide montrent une augmentation de l'épaisseur en début de zone de pré-film pour de nombreuses conditions expérimentales. Ce résultat est confirmé par des mesures réalisées à l'aide d'une deuxième méthode basée sur un éclairage de type PLIF (§ 3.6.2). Cette augmentation est due à l'expansion du liquide peu contraint au niveau de l'interface entre les deux écoulements dans cette zone. En effet, la présence d'une marche liée à l'épaisseur du culot de l'injecteur provoque un effet de sillage avec la mise en place d'une zone de recirculation qui décale d'autant le début de l'entraînement longitudinal du liquide par l'air. Pour confirmer le rôle de cette zone en amont du culot de l'injecteur, une simulation numérique a été réalisée à partir du code SLOSH par Blanchard [15, 16]. Ce code résout les équations de Navier-Stokes diphasiques compressibles dans une formulation volume fini sur maillage non-structuré en utilisant une approche d'interface diffuse. À partir de ce calcul, l'épaisseur du film liquide peut être obtenue simultanément avec l'écoulement d'air. La connaissance de la trajectoire de l'air et du liquide permet de mettre en évidence l'action de la zone de recirculation sur l'évolution de l'épaisseur liquide (Figure 6.3). L'existence de cette zone avait déjà été suggérée grâce à des simulations numériques par Park et al. [85]. À partir des mesures d'épaisseur de film liquide réalisées dans notre étude, la longueur de cette zone de recirculation est évaluée à sept fois la hauteur de la marche imposée à l'écoulement d'air. Ce résultat est en accord avec la taille de la zone de recirculation en aval d'une marche descendante qui varie entre cinq et quinze fois la hauteur de la marche en fonction des caractéristiques de l'écoulement d'air (Armaly et al. [1]). À l'aval de cette zone, un écoulement de type sillage caractérisé par des contraintes de cisaillement faibles prend place, avant de se redévelopper sous la forme d'une couche limite pariétale.

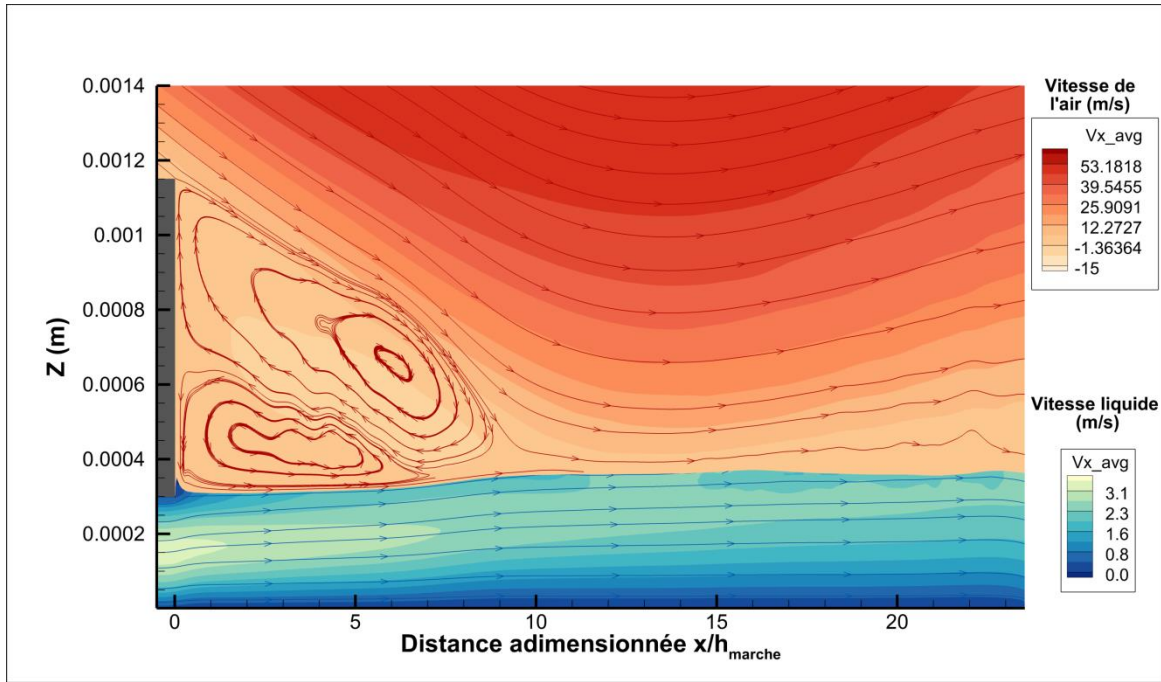


Figure 6.3 : Simulation de l'interaction air-liquide sur une zone de pré-film

Analyse de l'évolution longitudinale de l'épaisseur du film liquide

À partir des évolutions longitudinales moyennes, il est également possible de retrouver les trois régimes mis en évidence lors de l'étude instationnaire (§ 6.1.1)

Pour interpréter ces évolutions, un modèle très simple peut être proposé (voir annexe 8). Pour des films minces, le nombre de Reynolds liquide étant faible (<1200), l'écoulement peut être considéré comme laminaire. Ainsi un profil parabolique peut être utilisé pour décrire la distribution de vitesse dans le film. Celui-ci s'écrit alors (Salque et al 2010) :

$$u_l(y) = \left(2 \frac{u_{gi}}{\delta_l} - \frac{\tau_i}{\mu_l}\right) y - \left(\frac{u_{gi}}{\delta_l^2} - \frac{\tau_i}{\mu_l \delta_l}\right) y^2 \quad (6.1)$$

Dans cette expression, u_{gi} est la vitesse du gaz à l'interface, δ_l l'épaisseur locale du film et τ_i la contrainte interfaciale.

En faisant un bilan de quantité de mouvement sur un volume de liquide de longueur ∂x , on obtient :

$$\frac{\partial \delta_l}{\partial x} = -\frac{\rho_l \delta_l^2}{\dot{m}_l^2} (\tau_i - \tau_0) \quad (6.2)$$

Où $\dot{m}_l = \rho_l u_l \delta_l$ est le débit massique par unité de longueur et τ_0 la contrainte de frottement pariétal au point d'injection du liquide. Celle-ci peut se déduire du profil parabolique.

À partir de ces équations, il est possible d'estimer les valeurs de vitesse d'interface et des contraintes de cisaillement en paroi et à l'interface à partir du gradient d'épaisseur longitudinal :

$$\begin{aligned} u_{gi} &= \frac{2\dot{m}_l}{\rho_l \delta_l} \left(1 - \frac{\dot{m}_l}{12\mu_l} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \right) \\ \tau_i &= \frac{2\dot{m}_l}{\rho_l \delta_l^2} \left(\mu_l - \frac{\dot{m}_l}{3} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \right) \\ \tau_p &= \frac{2\dot{m}_l}{\rho_l \delta_l^2} \left(\mu_l + \frac{\dot{m}_l}{6} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (6.3)$$

Ainsi pour les faibles rapports de vitesses entre l'air et l'eau ($u_g = 50$ m/s ; $u_l = 3$ m/s), une augmentation de l'épaisseur liquide peut être observée tout le long de la zone de pré-film. Cette augmentation est due à la faible contrainte exercée par l'air qui freine le film sur une grande longueur. La vitesse interfaciale semble pratiquement nulle. .

Pour les rapports intermédiaires ($u_g = 50$ m/s ; $u_l = 2$ m/s), l'augmentation de l'épaisseur liquide atteint un maximum avant la fin de la zone de pré-film avant qu'une diminution apparaisse. Ce changement dans l'évolution de l'épaisseur liquide est dû au cisaillement de l'air qui devient positif, c'est-à-dire dans le sens de l'écoulement, et accélère alors le liquide.

Pour des rapports de vitesses élevés ($u_g = 50$ m/s ; $u_l = 0,5$ m/s), l'évolution de l'épaisseur moyenne du liquide est caractérisée par une forte épaisseur juste en sortie d'injecteur puis une valeur moyenne très faible. C'est le résultat de l'accumulation du liquide au niveau du point d'injection du liquide et ensuite l'épaisseur liquide est très faible sur la zone de pré-film car le débit liquide est faible et un fort cisaillement est exercé par l'air sur le liquide.

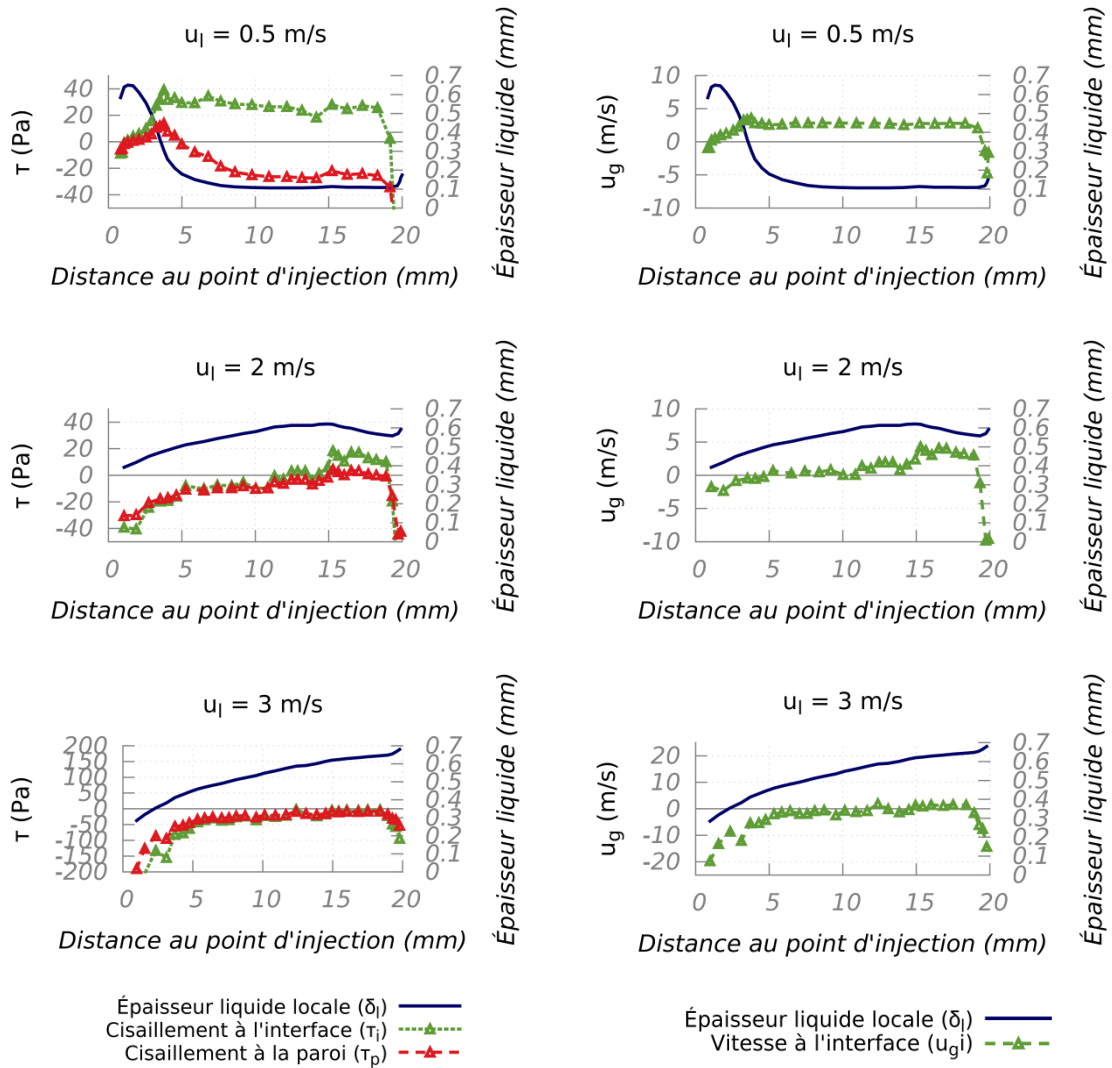


Figure 6.4 : Évolution de l'épaisseur moyenne le long de la zone de pré-film pour différents rapports de vitesses élevé (haut : $u_1 = 0,5 \text{ m/s}$), moyen (milieu : $u_1 = 2 \text{ m/s}$) et faible (bas : $u_1 = 3 \text{ m/s}$) ($u_g = 50 \text{ m/s}$; $L_{pref} = 20 \text{ mm}$; configuration D9)

L'utilisation de ce modèle (bien que nécessitant de fortes hypothèses) donne des résultats logiques avec les observations précédentes. Ainsi les évolutions de la contrainte de cisaillement à l'interface sont cohérentes avec la présence de zones de recirculations en aval du culot de l'injecteur. Il peut être également noté que, comme attendu, la contrainte de cisaillement à l'interface est plus importante pour les zones où les vagues ont une amplitude élevée.

La comparaison de l'évolution de l'épaisseur liquide dans une configuration divergente et une convergente permet de mettre en évidence l'influence de la configuration d'air sur l'écoulement du liquide sur la zone de pré-film. Ainsi comme cela avait été le cas pour la nappe liquide, la modification de l'écoulement d'air induit des différences au niveau du comportement du liquide (Figure 6.5).

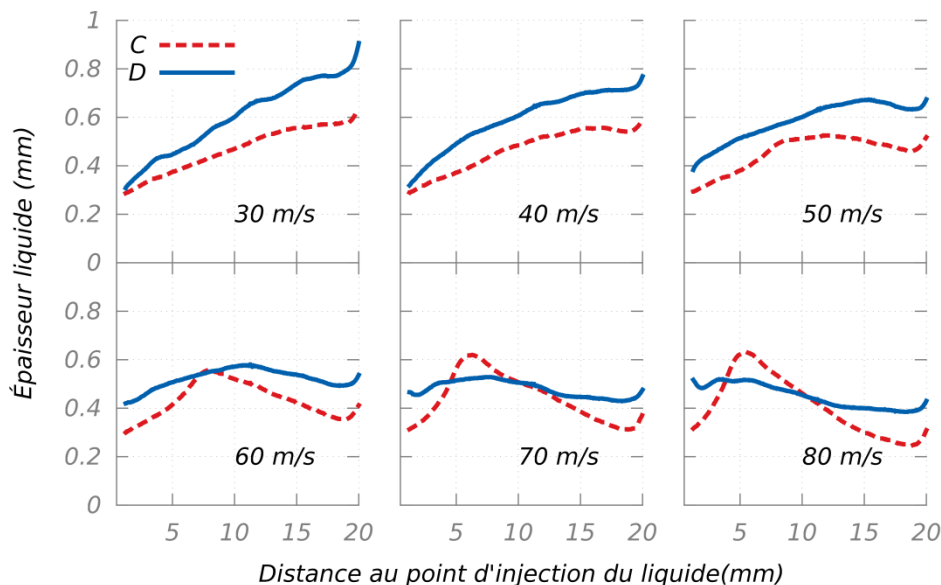


Figure 6.5: Comparaison de l'épaisseur liquide moyenne entre une configuration convergente (C) et une divergente (D)

$$(L_{pref} = 20 \text{ mm}, t_g = 9 \text{ mm}, u_1 = 2.2 \text{ m/s})$$

Une évolution similaire pour les deux configurations peut être observée pour les faibles vitesses d'air avec une augmentation continue de l'épaisseur liquide ce qui correspond dans les deux cas à un faible rapport de vitesses. Dans un premier temps, pour les deux configurations, en augmentant la vitesse d'air, l'augmentation de l'épaisseur liquide est alors suivie d'une diminution liée à la contrainte positive exercée par l'air sur le film. Il peut être noté que l'épaisseur dans le cas divergent est plus importante que dans le cas convergent pour ces points de fonctionnement. Cette différence est due à une contrainte plus importante exercée par l'air sur le film dans le cas convergent. Une différence dans la position du maximum d'épaisseur liquide est également observable, il est plus proche du point d'injection dans le cas divergent que convergent. Cela peut s'expliquer par la différence de l'écoulement d'air qui génère la zone de recirculation dont les caractéristiques dépendent de l'écoulement en amont de la marche. Il semble ainsi que l'angle du jet d'air puisse être à l'origine de cette différence de comportement. Une étude approfondie de cette zone par PIV, par exemple, pourrait valider cette hypothèse.

On peut également observer que le maximum d'épaisseur liquide est obtenu de plus en plus près du point d'injection du liquide à mesure que la vitesse d'air augmente. Cela est cohérent avec la diminution de la zone de recirculation lors de l'augmentation du nombre de Reynolds qui a été observée lors de l'étude d'Armaly et al. [4]. Cette diminution de la zone de recirculation implique que la contrainte de cisaillement, exercée par l'air dans le sens de l'écoulement, va interagir avec l'écoulement liquide de plus en plus près du point d'injection et ainsi conduire à la diminution de l'épaisseur liquide observée.

Finalement, cette comparaison entre les configurations convergente et divergente permet de mettre en évidence une évolution différente dans les deux cas pour les vitesses d'air élevées. Ainsi pour la configuration convergente, lors de l'augmentation de la vitesse d'air, on observe toujours une évolution de l'épaisseur avec une augmentation puis une

diminution. Cependant dans la configuration divergente un pic d'épaisseur liquide apparaît juste en aval du point d'injection du liquide suivi ensuite par une évolution plus classique avec une augmentation (qui peut être faible) puis une diminution de l'épaisseur liquide. Ce pic d'épaisseur liquide correspond en fait au phénomène d'accumulation du liquide en sortie du système d'injection obtenu pour les rapports de vitesses élevés. Le fait que la transition entre les deux régimes, celui obtenu pour un rapport intermédiaire de vitesses et celui pour un rapport élevé, n'apparaisse pas pour les mêmes vitesses des écoulements, en fonction de la configuration de l'écoulement d'air, indique que les caractéristiques du profil de vitesse interviennent dans l'évolution du liquide sur la zone de pré-film. Comme vu précédemment, deux points particuliers peuvent être cités pour distinguer les deux configurations : la distribution de vitesse en paroi de type laminaire ou turbulent et l'angle du vecteur vitesse par rapport à la paroi de la zone de pré-film. Le fait que l'épaisseur mesurée soit plus faible pour le cas convergent alors que la contrainte initiale est plus faible dans cette configuration, laisse à penser que l'effet de l'angle soit prédominant. Toutefois, seules des mesures par PIV pourraient confirmer cette conclusion.

Si on compare les évolutions de l'épaisseur liquide moyenne pour les trois configurations divergentes pour une même vitesse d'injection d'air et de liquide, on peut observer une modification du comportement (Figure 6.6). Ainsi, pour les configurations D9 et D14 l'évolution de l'épaisseur liquide est caractéristique des rapports de vitesses intermédiaires alors que pour le cas D22, l'évolution s'apparente à celle observée pour des rapports de vitesses élevés. Ce type de modification par le seul changement de l'épaisseur d'air n'est pas observable pour les configurations convergentes.

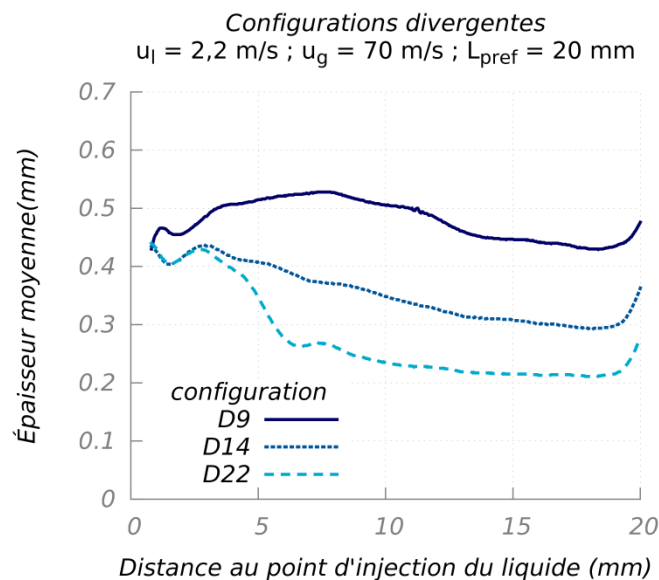


Figure 6.6: Évolution de l'épaisseur liquide moyenne le long de la zone de pré-film pour les trois configurations divergentes

L'influence de la longueur de pré-film sur le comportement du liquide peut être observée sur la Figure 6.7. Ainsi, l'évolution d'épaisseur obtenue pour la longueur de pré-film de 2 mm, correspond au comportement décrit pour les faibles rapports de vitesses pour lesquels une croissance continue est observée jusqu'à la fin de la zone de pré-film. En

allongeant cette zone, on note une accumulation proche du point d'injection liquide suivie d'une forte décroissance, puis pour les plaques les plus longues, d'un palier. On retrouve ainsi un comportement observé dans le cas de rapports de vitesses élevés. Ainsi, en allongeant la plaque, on favorise l'interaction entre l'air et le liquide ce qui entraîne une diminution de l'épaisseur du film en sortie.

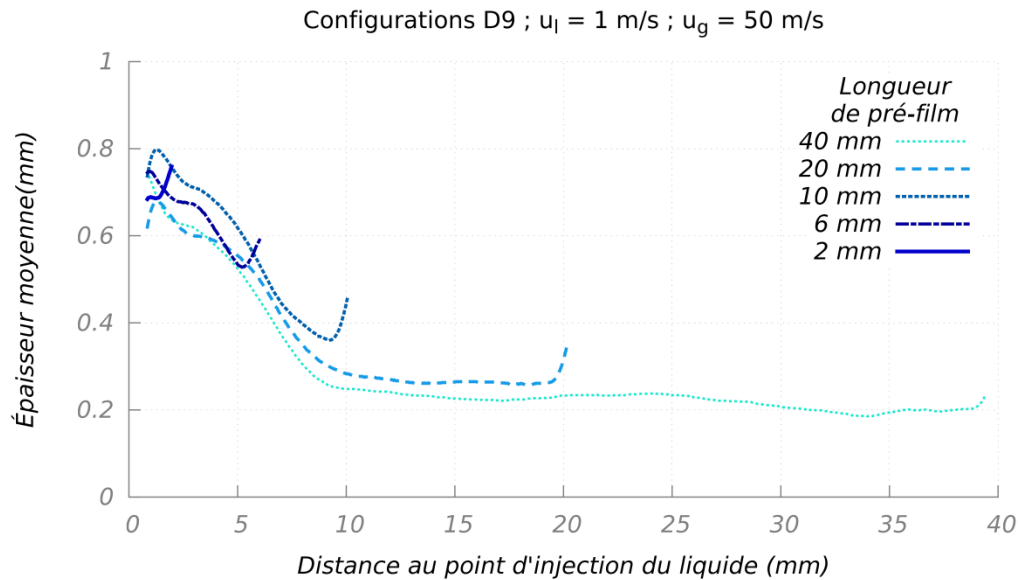
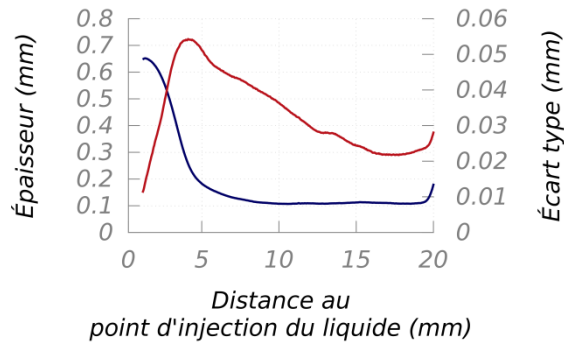


Figure 6.7: Évolution de l'épaisseur liquide moyenne le long de la zone de pré-film pour différentes longueur de pré-film

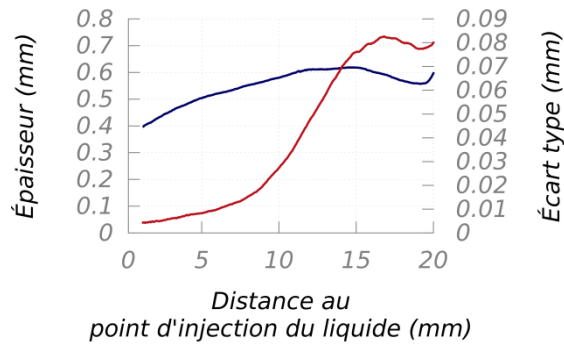
Longueur de déstabilisation

Le tracé de l'évolution de l'écart type de l'épaisseur liquide permet de localiser la position du début de l'amplification des oscillations du liquide (Figure 6.8). En effet, l'évolution de l'écart type le long de la zone de pré-film montre un changement de pente caractéristique du début de l'amplification des perturbations. Cette distance entre le point d'injection du liquide et le point de changement de pente dans l'évolution de l'écart type peut alors être considérée comme une longueur caractéristique de la déstabilisation du liquide sur la zone de pré-film. Elle sera notée L_{des} . Cette longueur est liée à la taille de la zone de recirculation qui « protège » le liquide du cisaillement de l'écoulement d'air. Ce changement de pente n'est pas toujours observable pour les faibles rapports de vitesses, pour lesquels l'amplification des perturbations peut avoir lieu en dehors de la zone de pré-film. Pour ces points de fonctionnement la longueur caractéristique de déstabilisation sera considérée comme égale à la longueur du pré-film.

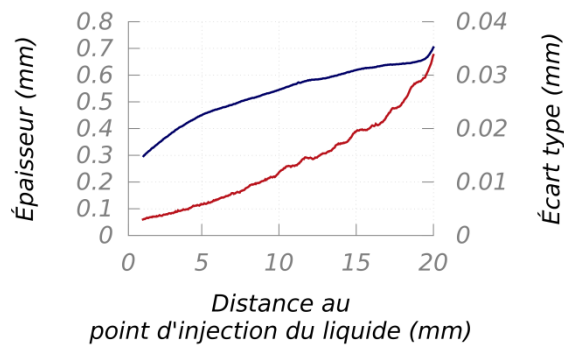
Rapport de vitesse élevé
($u_l = 0,5 \text{ m/s}$)



Rapport de vitesse moyen
($u_l = 2 \text{ m/s}$)



Rapport de vitesse faible
($u_l = 3 \text{ m/s}$)



Épaisseur moyenne (mm) ———
Écart type (mm) ———

Figure 6.8 : Évolutions de l'épaisseur moyenne et de l'écart type le long de la zone de pré-film
($u_g = 50 \text{ m/s}$, $L_{pref} = 20 \text{ mm}$, configuration D9)

Cette longueur, caractérisant le début de l'amplification des oscillations du liquide, varie en fonction des conditions expérimentales. Elle diminue lorsque la vitesse d'air augmente du fait de la diminution de la taille de la zone de recirculation lorsque le nombre de Reynolds augmente (Figure 6.9). Une influence de la vitesse liquide peut également être observée sur la Figure 6.10. Ainsi, une augmentation de cette vitesse tend à retarder l'interaction entre les deux phases. Ce résultat est cohérent avec les résultats du modèle présentés précédemment.

La Figure 6.9 met également en évidence l'influence de la configuration de l'écoulement d'air. En effet, on peut observer sur cette figure des évolutions similaires de la longueur de déstabilisation pour les configurations d'air du même type (convergent ou divergent). La Figure 6.10 montre que les évolutions de la longueur de déstabilisation sont semblables pour les différentes longueurs de pré-film jusqu'à ce que la longueur de déstabilisation soit du même ordre de grandeur que la longueur de pré-film. Il n'est ensuite plus possible de déterminer cette longueur. À noter qu'un comportement un peu différent est obtenu pour la longueur de pré-film de 40 mm à partir de 3 m/s avec une augmentation plus faible de la longueur de rupture en fonction de la vitesse liquide que celle mesurée pour la plaque de 20 mm. L'ensemble de ces résultats montre néanmoins qu'à iso distance du culot, la longueur de la zone de pré-film a une influence notable sur l'écoulement d'air et, en conséquence, sur son interaction avec le film.

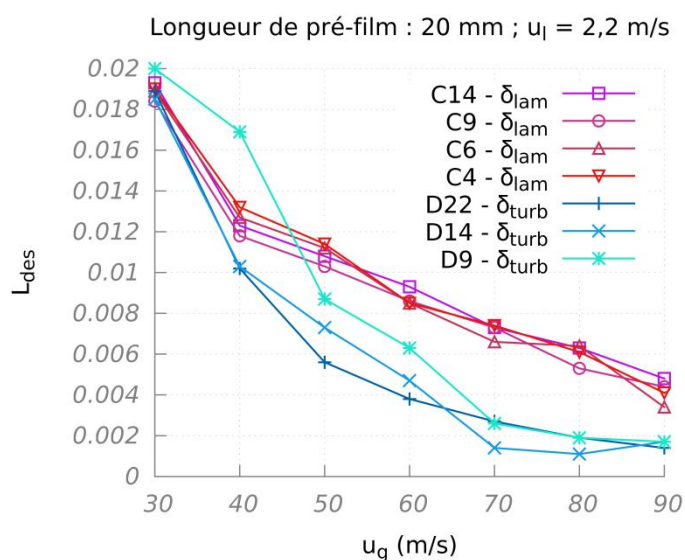


Figure 6.9: Évolution de la longueur de déstabilisation en fonction de la vitesse d'air pour différentes configurations d'écoulement d'air

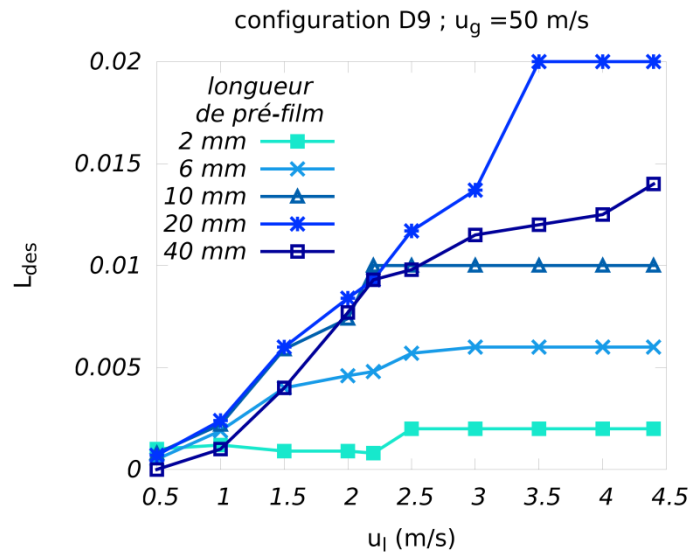


Figure 6.10: Évolution de la longueur de déstabilisation en fonction de la vitesse liquide pour différentes longueurs de pré-film

Épaisseur en fin de pré-film

La Figure 6.11 montre l'évolution de l'épaisseur moyenne en extrémité de pré-film en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air. Il apparaît, pour les configurations divergentes, que l'augmentation de l'épaisseur d'air conduit à une diminution de l'épaisseur liquide en bout de pré-film. Ce résultat n'est pas observable pour les configurations convergentes. Cette différence de comportement entre les configurations convergente et divergente est similaire à celle observée pour la nappe liquide lors de l'étude de l'influence de l'épaisseur d'air sur la fréquence d'oscillation ou de la taille des gouttes finales pour lesquelles la modification de l'épaisseur d'air avait une influence plus marquée dans le cas des configurations divergentes que pour celles convergentes (§ 5.2.4 ou 5.3). Il paraît donc logique de tracer l'évolution de l'épaisseur liquide moyenne en bout de pré-film en fonction du rapport u_g/δ_ω (Figure 6.12). L'utilisation de ce rapport, pour caractériser l'épaisseur liquide moyenne en bout de pré-film, permet d'améliorer l'estimation pour le cas divergent mais beaucoup moins pour le cas convergent. Au vu de ces deux résultats, il semblerait que l'épaisseur liquide moyenne en bout de pré-film dépende de la configuration de l'écoulement d'air mais que les caractéristiques au niveau du point d'injection du liquide ne soient pas suffisantes pour prendre en compte cette influence. Une connaissance de la couche limite au niveau de la fin de la zone de pré-film pourrait améliorer ce point.

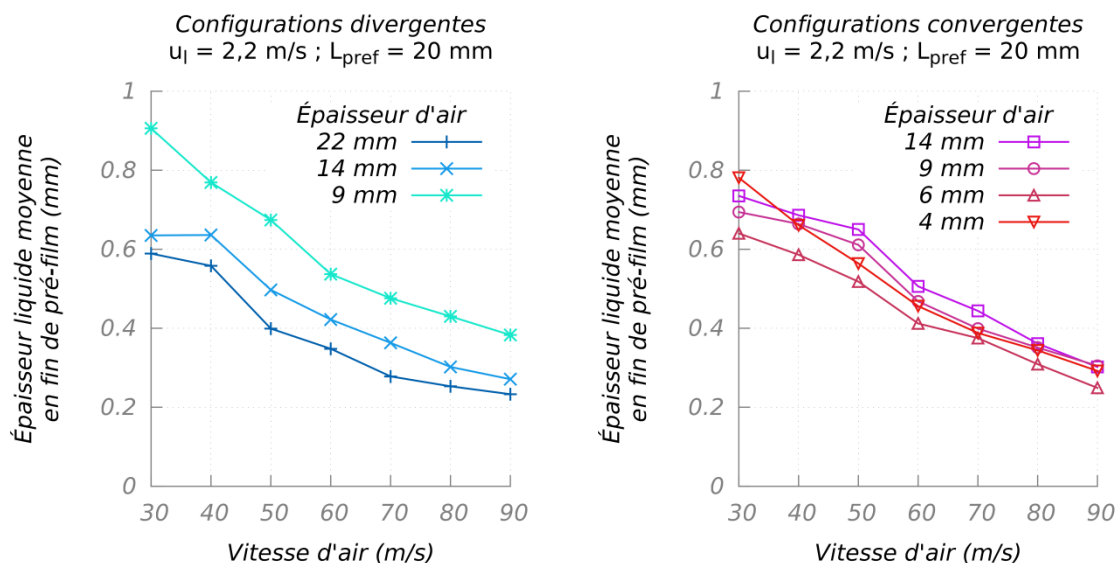


Figure 6.11 : Évolution de l'épaisseur liquide moyenne en bout de pré-film en fonction de la vitesse d'air pour différentes épaisseurs d'air en configurations divergentes (gauche) et convergentes (droite)

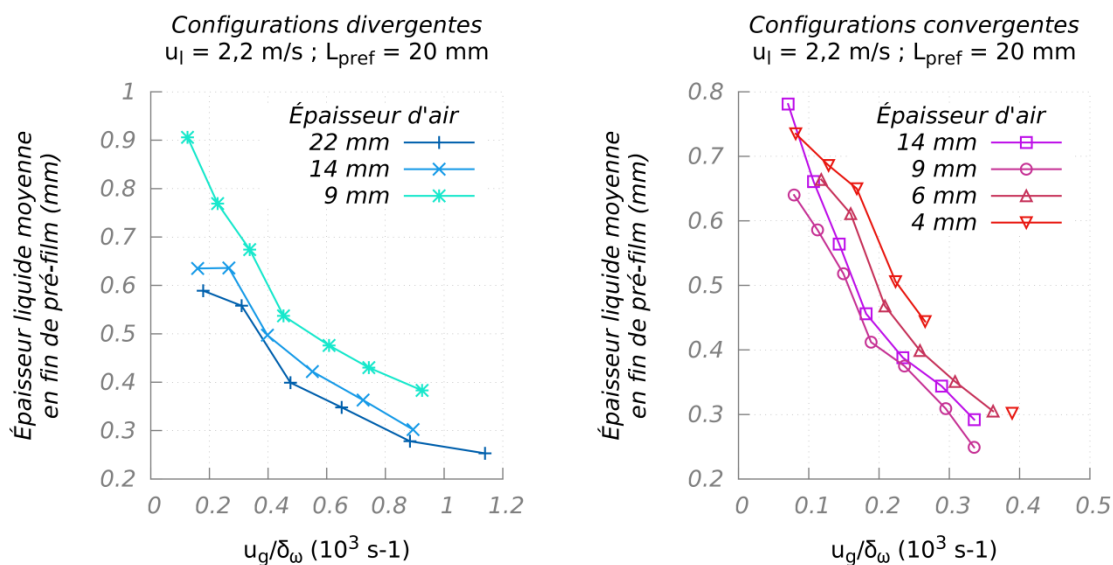


Figure 6.12 : Évolution de l'épaisseur liquide moyenne en fonction du rapport u_g/δ_ω en configurations divergentes (gauche) et convergentes (droite)

6.1.3 Cartographie en régimes d'écoulements

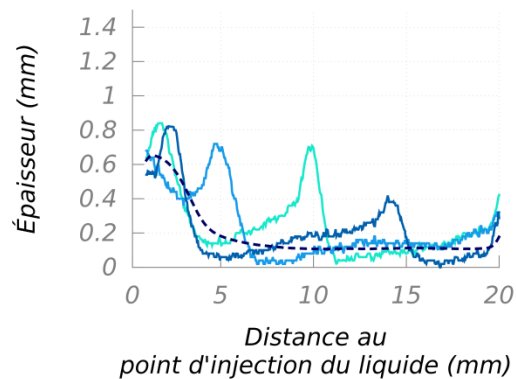
La combinaison des visualisations et des mesures d'épaisseurs (instantanées et moyennes) a permis d'identifier trois régimes d'écoulement sur la zone de pré-film. Des exemples de mesures d'épaisseurs instantanées sont proposés Figure 6.13.

Ainsi pour les rapports de vitesses faibles, le liquide s'écoule sur la zone de pré-film avec une augmentation de l'épaisseur moyenne tout le long de la zone. Les ondes sont

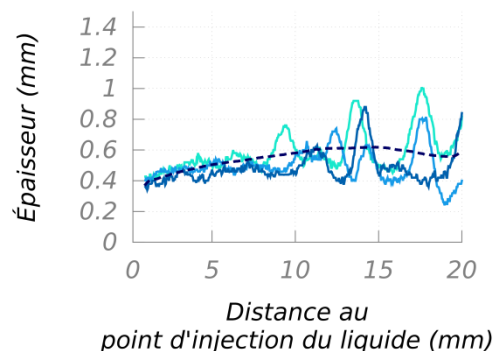
bidimensionnelles avec de faibles amplitudes. Une nappe liquide est créée en fin de zone de pré-film et le comportement global du liquide s'apparente alors à celui observé dans le cas d'un injecteur sans zone de pré-film. Ce régime est appelé « lisse » en référence aux faibles amplitudes des ondes à la surface du liquide au niveau de la zone de pré-film.

En augmentant le rapport des vitesses, l'amplitude des vagues augmente, l'évolution de l'épaisseur moyenne fait apparaître un maximum dû à la fin de la zone de recirculation. Une nappe liquide est toujours formée à la fin de la zone de pré-film. En augmentant toujours ce rapport de vitesses, les vagues deviennent de plus en plus tridimensionnelles. Ce régime est appelé « vagues » car il est caractérisé par la présence de ces ondes liquides qui se créent en aval de l'injection du liquide et se développent sur la zone de pré-film.

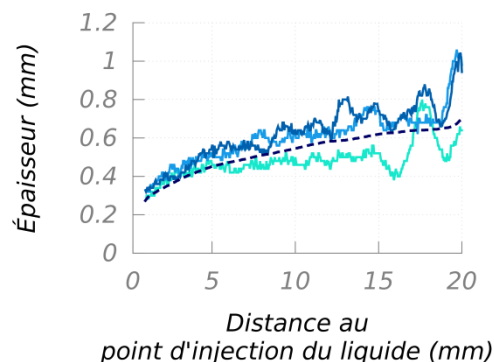
Rapport de vitesse élevé
($u_1 = 0,5 \text{ m/s}$)



Rapport de vitesse moyen
($u_1 = 2 \text{ m/s}$)



Rapport de vitesse faible
($u_1 = 3 \text{ m/s}$)



Valeur instantanée 1 ———
 Valeur instantanée 2 ———
 Valeur instantanée 3 ———
 Épaisseur moyenne - - - - -

Figure 6.13 : Comparaison des évolutions moyennes avec des exemples de mesures d'épaisseurs instantanées le long de la zone de pré-film
($u_g = 50 \text{ m/s}$, $L_{\text{pref}} = 20 \text{ mm}$, configuration D9)

Finalement, pour les rapports de vitesses les plus élevées, une accumulation de liquide est observée au niveau du point d'injection du liquide. Ce comportement est dû à la présence d'un culot qui favorise l'accumulation du liquide par adhésion à la paroi et par la présence d'une zone recirculée. Le liquide est alors relâché périodiquement lorsque l'interaction entre le volume accumulé et l'écoulement d'air est suffisante. L'écoulement liquide sur la zone de pré-film est alors totalement tridimensionnel avec des vagues de fortes amplitudes et des zones avec de très faibles épaisseurs de liquide voire démoillées. En fin de

zone de pré-film un phénomène d'accumulation a de nouveau lieu du fait de l'épaisseur de la paroi de la zone de pré-film. Ce régime d'écoulement a donc été nommé « accumulation ».

Les mesures d'épaisseur de liquide montrent des différences visibles en fonction de la configuration, convergente ou divergente. De même la longueur de pré-film a une influence sur l'apparition des différents régimes. Au vu de ces influences, il n'est donc pas possible de simplement décrire les transitions entre les différents régimes grâce au rapport des vitesses.

Pour cette cartographie il a été choisi de prendre le rapport de flux de quantité de mouvement entre l'air et le liquide pour caractériser les écoulements.

$$M = \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l u_l^2} \quad (6.4)$$

De plus, afin de prendre en compte l'influence des différences de configuration et des longueurs de pré-film le rapport L_{pref}/δ_ω est utilisé.

Finalement il est possible de proposer une cartographie qui reprend les paramètres mis en évidence lors de cette analyse :

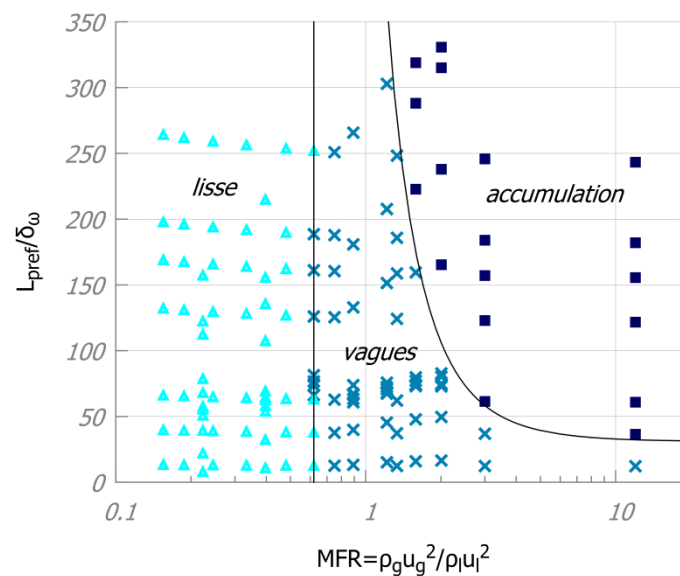


Figure 6.14 : Cartographie des régimes d'atomisation pour l'injecteur avec pré-film

Il a été vu pendant les mesures d'épaisseur liquide que la présence du sillage derrière le culot de l'injecteur et la présence d'une zone recirculée avait une importante influence sur la dynamique de l'écoulement liquide. La taille de cette zone de recirculation influence les différents régimes d'écoulement observables sur la zone de pré-film. Or celle-ci dépend fortement de la hauteur du culot. Ainsi, ce dernier paramètre doit également influencer cette cartographie. Malheureusement, les essais ayant été réalisés avec un unique culot, il n'est pas possible d'en tenir compte dans nos travaux.

Cette cartographie permet néanmoins de mettre en évidence que la transition entre les régimes « lisse » et « vagues » peut être caractérisée grâce au seul nombre adimensionnel MFR dont la valeur est estimée à 0,6. Pour ce qui est de la transition entre le régime de

« vagues » et celui d'« accumulation » la longueur de la zone de pré-film et la configuration de l'écoulement (à travers l'épaisseur de vorticité) ont une influence. Ainsi une augmentation de la zone de pré-film favorise l'accumulation du liquide au niveau du point d'injection tout comme une diminution de l'épaisseur de vorticité. Dans les deux cas ces évolutions entraînent une diminution de la vitesse liquide en bout de pré-film ce qui favorise l'accumulation.

6.2 Analyse des grandeurs de l'atomisation

Pour l'injecteur sans zone de pré-film, l'influence des conditions limites ( paisseurs du liquide et de l'air ainsi que la configuration de l'écoulement, convergent ou divergent) a été étudiée au travers de trois grandeurs caractéristiques du phénomène d'atomisation que sont la longueur de rupture, la fréquence d'oscillation et la taille des gouttes du spray final. Dans le cas de l'injecteur avec pré-film, les évolutions des mêmes grandeurs sont analysées. Pour cette partie il a été choisi de restreindre l'étude à deux configurations d'écoulement d'air, l'une divergente et l'autre convergente avec la même épaisseur d'air : D9 et C9.

Pour les trois grandeurs mesurées des analyses ont été réalisées en considérant l'épaisseur liquide en fin de zone de pré-film. Cependant, quelles que soient les conditions étudiées, il n'a pu être établi aucune relation entre cette épaisseur et les différentes grandeurs (longueur de rupture, fréquence d'oscillation ou taille des gouttes du spray final).

6.2.1 La longueur de rupture

Dans le cas de l'injecteur avec une zone de pré-film, la longueur de rupture est définie comme la distance entre la fin de la zone de pré-film et la rupture de la continuité du liquide. Cette mesure est réalisée sur les différentes longueurs de pré-film, en faisant varier les vitesses d'air et liquide et en utilisant les configurations C9 et D9. Cela représente 220 points de mesures. Ces valeurs sont reproduites en Annexe 6. Elle est mesurée de la même façon que pour l'injecteur sans zone de pré-film (§ 3.4). Concernant l'évolution de la longueur de rupture en fonction des vitesses liquide ou gaz, les mêmes résultats que sans zone de pré-film sont obtenus (Figure 6.15). Une augmentation de la vitesse liquide conduit à une diminution de la longueur de rupture quand une augmentation de la vitesse liquide produit l'évolution inverse.

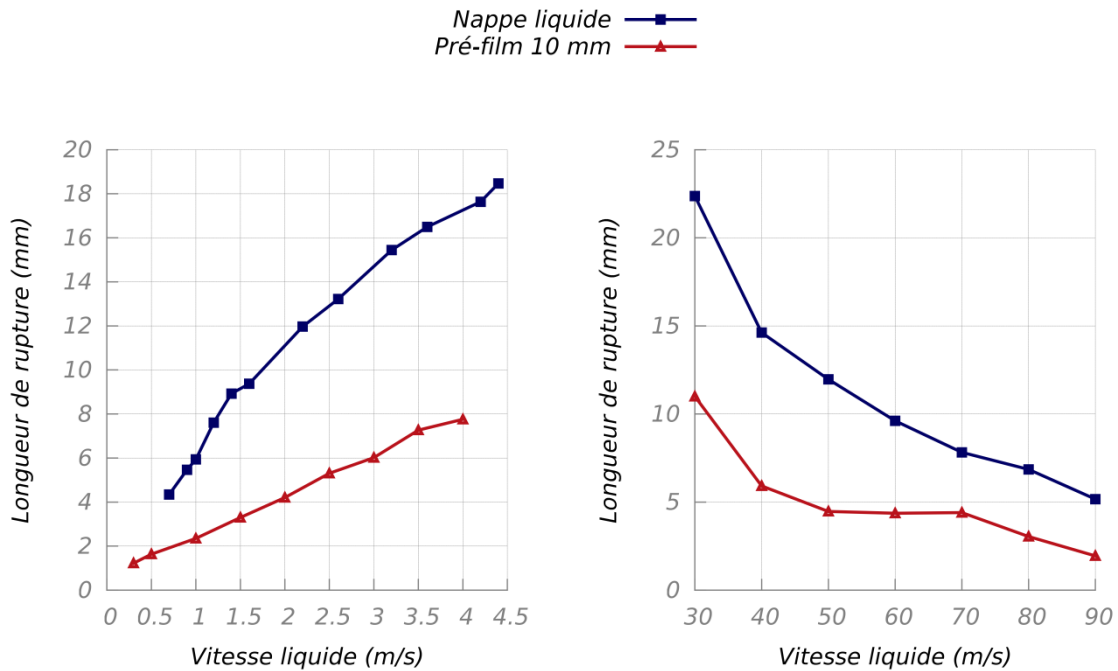


Figure 6.15: Évolution de la longueur de rupture en fonction de la vitesse liquide (gauche) et de la vitesse d'air (droite) – injecteurs avec et sans zone de pré-film

L'intérêt ici de l'étude de la longueur de rupture est d'analyser l'influence de la longueur de pré-film. Pour cela les mesures ont été faites pour les différentes longueurs de pré-film possibles.

Les mesures montrent clairement une influence de la zone de pré-film sur la longueur de rupture. Ainsi, dans le cas de la configuration C9, on peut observer d'abord une diminution de la longueur de rupture quand la longueur de pré-film passe de 0 à 8 mm puis une augmentation de cette longueur de 8 à 40 mm.

Dans le cas de la configuration D9, une évolution similaire de la longueur de rupture en fonction de la longueur de pré-film peut être observée ; cependant dans ce cas le minimum est moins marqué et intervient pour une valeur de pré-film de 4 mm.

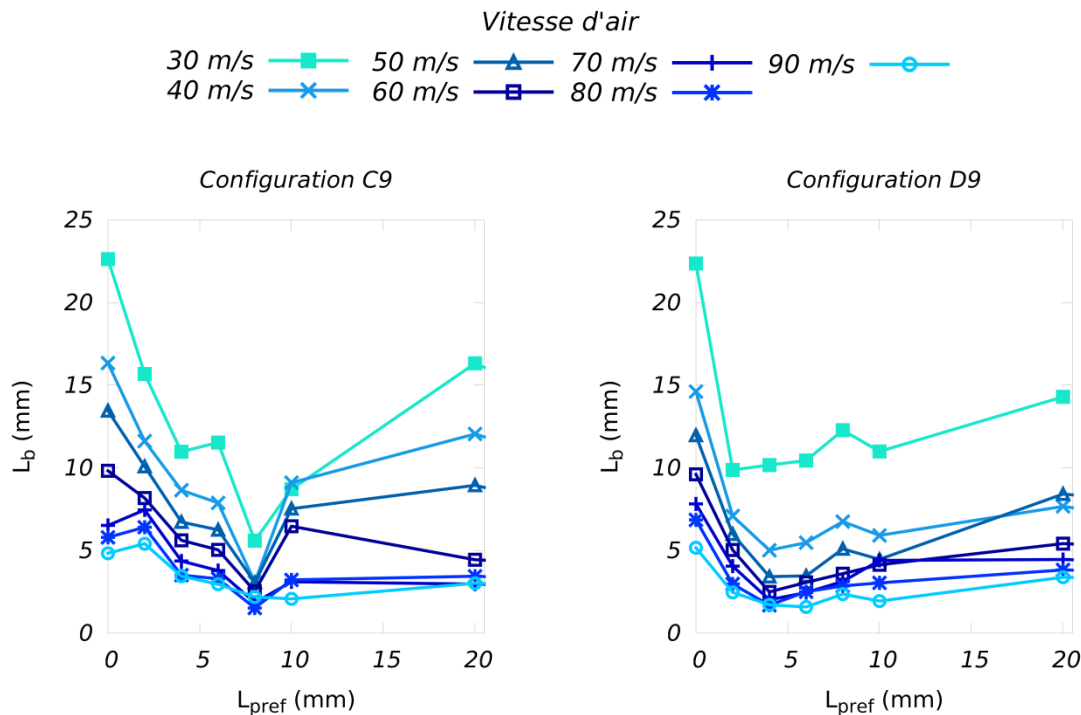


Figure 6.16: Évolution de la longueur de rupture en fonction de la longueur de pré-film pour différentes vitesses d'air ($u_1 = 2,2 \text{ m/s}$)

6.2.2 La fréquence d'oscillation

De même que pour le cas de l'injecteur sans zone de pré-film, la technique expérimentale utilisée pour mesurer la fréquence d'oscillation permet de l'obtenir tout le long du processus d'atomisation. Dans le cas de l'injecteur avec zone de pré-film, cet intérêt est double car cela permet d'une part de valider, comme dans le cas sans pré-film, que la fréquence d'oscillation de la nappe liquide formée en fin de zone de pré-film est égale à la fréquence d'atomisation mais également que cette fréquence est égale à la fréquence des ondes sur la zone de pré-film.

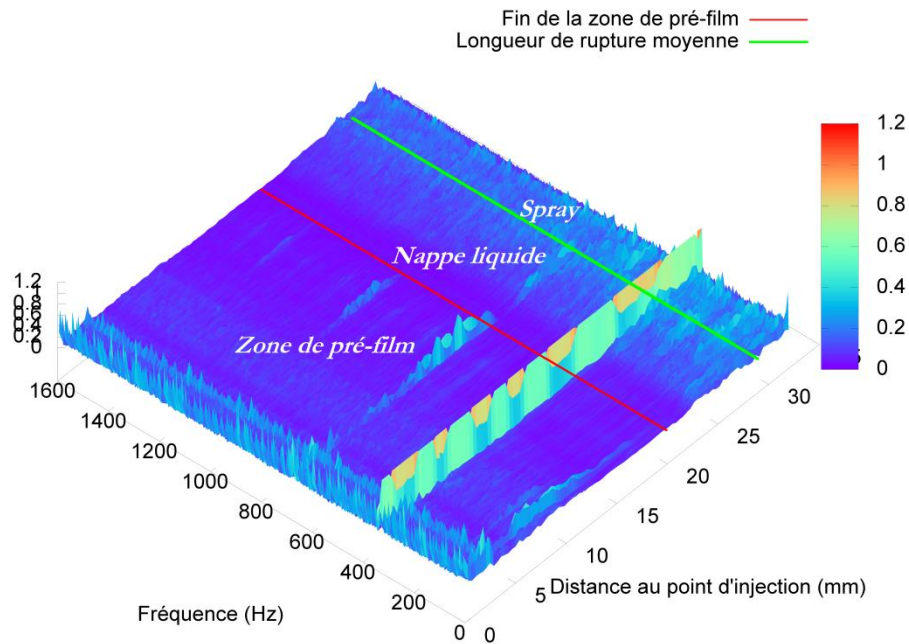


Figure 6.17: Exemple de l'évolution de la fréquence depuis le point d'inection du liquide jusqu'au spray ($C9$, $u_l = 2.5 \text{ m/s}$, $u_g = 50 \text{ m/s}$, $L_{pref} = 20 \text{ mm}$)

Cette mesure est réalisée sur les différentes longueurs de pré-film, en faisant varier les vitesses d'air et liquide et en utilisant les configurations C9 et D9. Cela représente 202 points de mesures. Ces valeurs sont reproduites en Annexe 6.

En étudiant ensuite l'évolution de la fréquence d'oscillation ainsi mesurée en fonction de la longueur de la zone de pré-film, on observe un comportement du même type que celui obtenu pour la longueur de rupture (Figure 6.18). Ainsi une fréquence d'oscillation maximale est obtenue pour la longueur de pré-film de 8 mm dans le cas de la configuration C9. Ce maximum est visible pour toutes les vitesses d'air (la vitesse liquide étant alors de 2,2 m/s). Dans le cas divergent, configuration D9, le maximum de fréquence est comme dans le cas de la longueur de rupture moins net bien qu'identifiable et obtenu pour une longueur de pré-film de 4 mm. Le fait que la fréquence d'oscillation maximale et la longueur de rupture minimale correspondent à la même valeur de longueur de pré-film s'explique par le fait qu'une nappe liquide plus courte va osciller avec une fréquence plus élevée comme observé dans le cas de l'injecteur sans zone de pré-film.

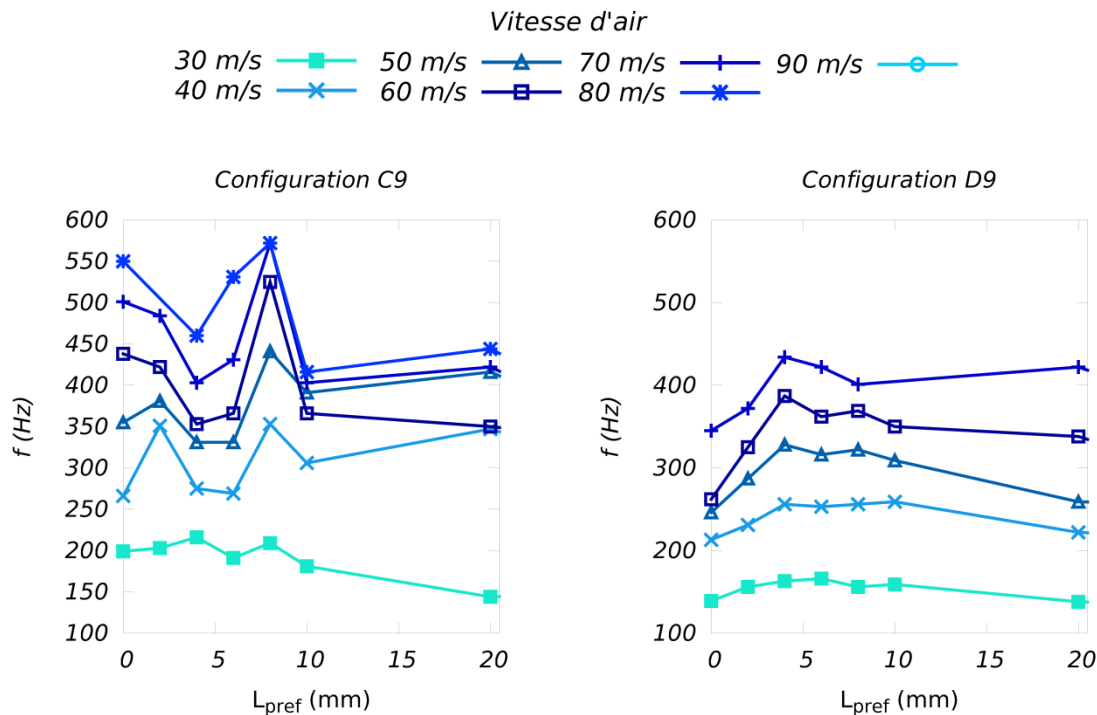


Figure 6.18: Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de la longueur de pré-film pour différentes vitesses d'air ($u_l = 2,2 \text{ m/s}$)

Ce résultat suggère alors l'existence d'une longueur de pré-film qui amplifie la fréquence des ondes à la surface du liquide.

De plus, en observant l'évolution de la fréquence d'oscillation pour les différentes longueurs de pré-film en fonction de la vitesse de l'air (la vitesse liquide est alors fixée à $2,2 \text{ m/s}$) on note un comportement différent de celui obtenu pour le cas de l'injecteur sans zone de pré-film. En effet, lorsqu'il n'y a pas de zone de pré-film une relation linéaire entre la fréquence d'oscillation de la nappe et la vitesse de l'air a été mise en avant (§ 5.2.4). Dans le cas de l'étude avec des zones de pré-film, on peut remarquer sur la Figure 6.19 que pour les faibles rapports de vitesses cette relation se retrouve quelle que soit la longueur de pré-film, mais lorsque le rapport augmente la relation est de moins en moins validée. Cela indique une influence du régime d'écoulement du liquide sur la fréquence d'oscillation mesurée. Pour les cas d'écoulement de type « lisse », la zone de pré-film a alors une faible influence et la relation linéaire entre la fréquence d'oscillation est respectée alors que lorsqu'on augmente le rapport u_o/u_l passant en régime de « vague » et en s'approchant du régime d'« accumulation » pour certains cas, l'influence de la zone de pré-film et des culots au niveau du point d'injection et de la fin du pré-film devient importante et cette relation ne peut plus être utilisée pour prévoir la fréquence d'oscillation.

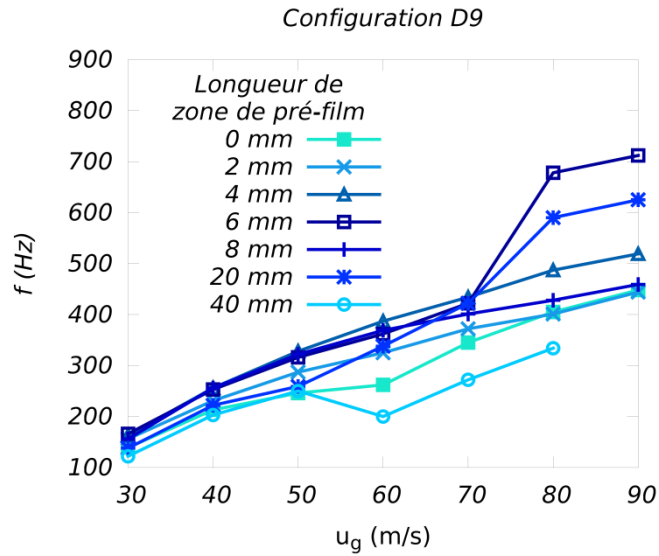


Figure 6.19 : Évolution de la fréquence d'oscillation en fonction de la vitesse de l'air pour les différentes longueurs de pré-film

Ainsi, si on reprend la relation proposée pour déterminer la fréquence d'oscillation à partir de la longueur de rupture (Figure 6.20) dans le cas de l'injecteur sans zone de pré-film (§ 5.2.4) et en différenciant les différents régimes, on met en évidence l'influence des différents régimes sur le comportement du liquide. Pour les points de fonctionnements correspondant à un régime « lisse » la relation utilisée dans le cas de la nappe liquide est applicable ce qui confirme la faible influence de la zone de pré-film pour ce régime d'écoulement. Pour les points en régime de « vague », les points avec les plus grandes déviations correspondent à ceux proches du régime d' « accumulation » indiquant alors que dans ces cas l'influence de la zone de pré-film est trop importante pour ne pas être considérée. Aucun point de fonctionnement ne correspond à un régime « d'accumulation » du fait des débits de liquide considérés.

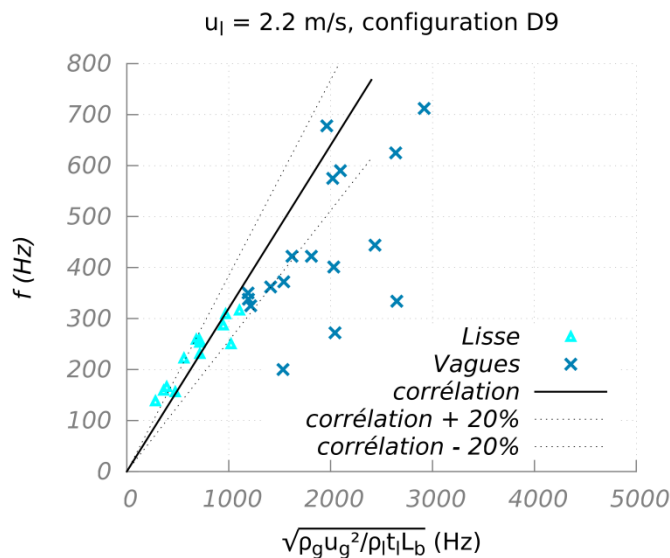


Figure 6.20 : Comparaisons des mesures de fréquence d'oscillation pour l'injecteur avec pré-film avec la relation proposée dans le cas de l'injecteur sans pré-film pour estimer la fréquence d'oscillation de la nappe. Une distinction est faite suivant le régime d'écoulement sur la zone de pré-film (les vitesses liquide et d'air varient ainsi que la longueur de pré-film).

6.2.3 La granulométrie du spray final

La mesure de la taille des gouttes du spray final est réalisée comme précédemment avec l'analyseur Spraytec Malvern. Cette mesure est réalisée sur les différentes longueurs de pré-film, en faisant varier les vitesses d'air et liquide et en utilisant les configurations C9 et D9. Cela représente 214 points de mesures. Ces valeurs sont reproduites en Annexe 6.

Dans l'étude de Lefebvre et Miller [64], une corrélation entre l'épaisseur liquide en fin de pré-film et la taille des gouttes produites avait été mise en avant, dans notre cas il n'a pas été possible de mettre en évidence un tel résultat.

Les mesures des tailles des gouttes pour les différentes longueurs de pré-film et les deux configurations d'écoulement d'air (C9 et D9) montrent des tendances similaires à celles obtenues pour les deux grandeurs précédentes (longueur de rupture et fréquence d'oscillation). Cependant pour la taille des gouttes les extremums sont beaucoup moins marqués voire inexistant. Dans le cas de la configuration convergente (C9), un minimum de taille de goutte est ainsi obtenu pour la longueur de pré-film de 8 mm. Cette longueur est la même que pour le maximum de fréquence d'oscillation et le minimum de longueur de rupture. Dans le cas de la configuration divergente étudiée (D9), le minimum attendu pour la longueur de pré-film de 4 mm n'est pas observable sur les mesures. Une nouvelle fois cela montre un exemple de l'influence de la configuration sur le processus d'atomisation. De plus, il est possible d'observer une différence des tailles des gouttes en fonction de la configuration de l'écoulement d'air. Ainsi dans la configuration convergente les tailles sont comprises entre 200 et 400 μm alors que dans celle divergente les tailles varient entre 300 et 600 μm .

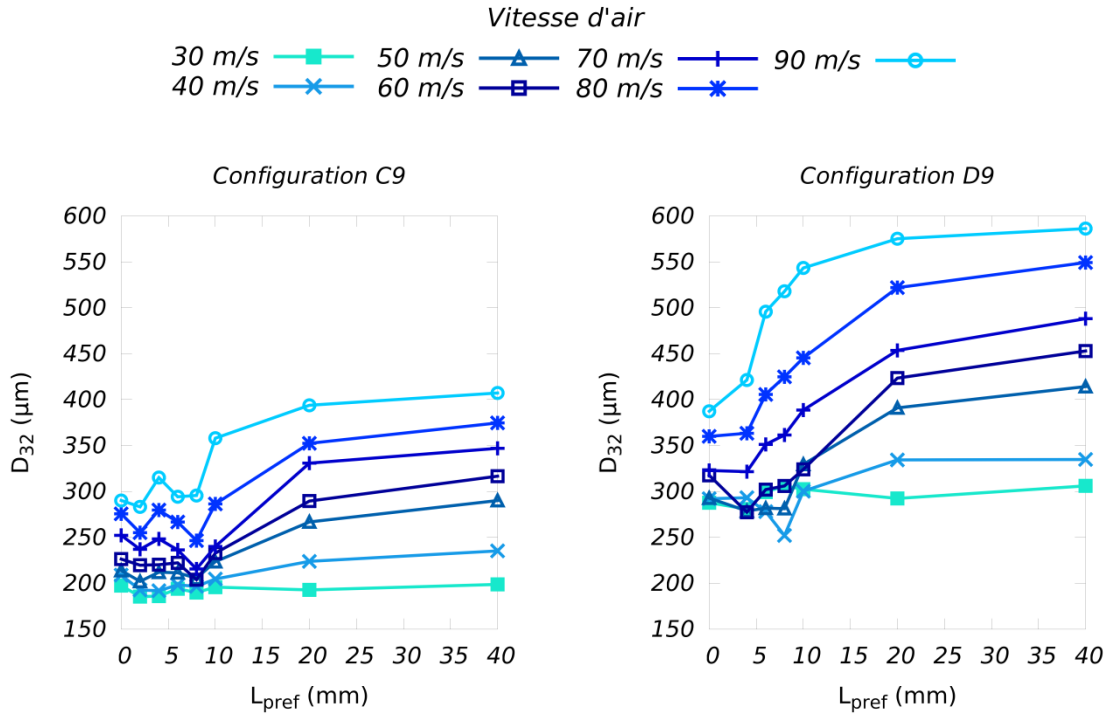


Figure 6.21: Évolution de la taille des gouttes finales en fonction de la longueur de pré-film pour différentes vitesses d'air ($u_1 = 2,2 \text{ m/s}$)

Dans le chapitre s'intéressant à l'injecteur sans zone de pré-film, une relation permettant d'estimer la taille des gouttes du spray final en fonction de la longueur de rupture et de la fréquence d'oscillation avait été proposée (§ 5.3). De même que pour la fréquence d'oscillation, cette relation est employée afin de vérifier si elle peut être utilisée dans le cas d'un injecteur avec zone de pré-film.

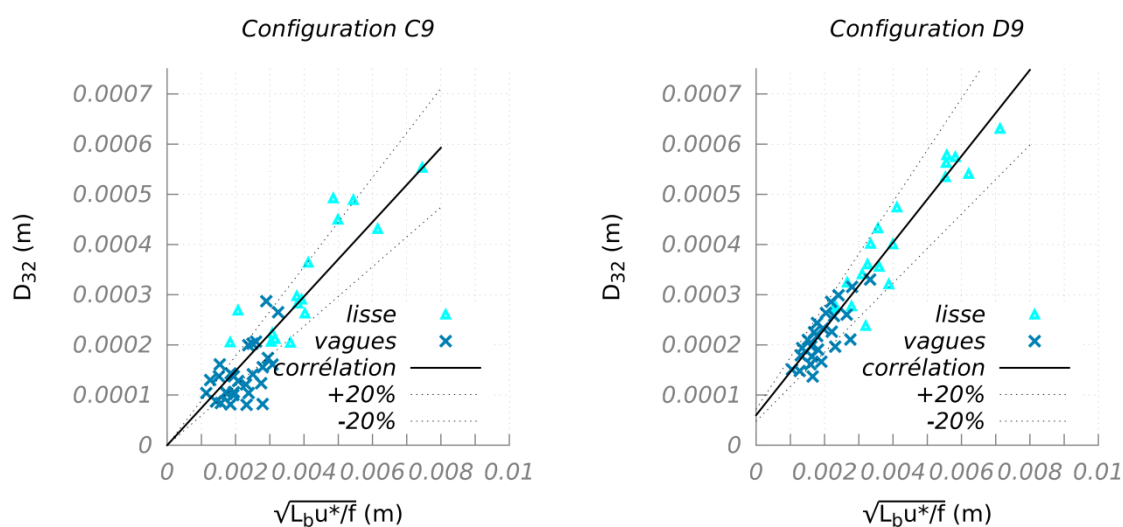


Figure 6.22 : Comparaisons des mesures de taille de gouttes finales pour l'injecteur avec pré-film avec la relation proposée dans le cas de l'injecteur sans pré-film pour estimer le diamètre moyen de Sauter. Une distinction est faite suivant le régime d'écoulement sur la zone de pré-film (les vitesses liquide et d'air varient ainsi que la longueur de pré-film).

Ces deux graphiques (Figure 6.22) montrent clairement une différence suivant la configuration de l'écoulement d'air utilisée (convergente ou divergente). Dans le cas convergent (C9), le léger minimum de taille de goutte en fonction de la longueur de pré-film indique que la zone de pré-film a une influence non négligeable sur la granulométrie du spray final. Il est donc logique que la relation mise en place dans le cas de la nappe liquide ne donne pas de bons résultats. Dans la configuration divergente (D9), l'évolution de la taille des gouttes en fonction de la longueur de pré-film ne permet pas de mettre en évidence les comportements vus pour la longueur de rupture et pour la fréquence d'oscillation. La zone de pré-film a donc une influence moindre pour cette configuration. L'estimation de la taille des gouttes finales grâce à la relation proposée pour l'injecteur sans zone de pré-film donne donc de meilleurs résultats.

6.3 Discussion

Les études précédentes portant sur des injecteurs avec zone de pré-film [11, 44, 97] utilisent en majorité des débits liquides plus faibles que ceux utilisés dans le cas de ces travaux. Cette différence explique certaines divergences dans les conclusions proposées.

Ainsi les travaux de Sattelmayer et Wittig [97] montrent par des visualisations que l'accumulation en bout de pré-film joue un rôle essentiel dans la dynamique du liquide. Les études de Gepperth et al. [44-46] arrivent aux mêmes conclusions. Ces résultats sont consistants avec les débits liquides utilisés lors de ces expériences, ce qui suggère un régime d'écoulement de type « accumulation ». Ces deux équipes ont également étudié l'influence de la longueur de la zone de pré-film et leurs conclusions aboutissent à une influence faible de ce paramètre en particulier concernant la taille des gouttes finales.

Au cours des travaux de Bhayaraju et al. 2009 [12], une classification de la dynamique du liquide en trois régimes est proposée. Cette classification est basée sur la structure des oscillations du liquide sur la zone de pré-film et repose sur le nombre de Weber défini par :

$$We = \frac{\rho_g u_g^2 t_l}{\gamma} \quad (6.5)$$

Pour des nombres de Weber inférieur à 100, ils n'observent pas d'influence de la zone de pré-film et le comportement du liquide s'apparente à celui obtenu dans le cas d'un injecteur sans pré-film avec de faibles oscillations sur la zone de pré-film et une nappe qui bat en sortie de pré-film. Ce régime correspondrait alors à ce que nous avons nommé régime « lisse ». En augmentant le nombre de Weber, ils observent la formation de vagues à la surface de la zone de pré-film, qui sont de plus en plus de grande amplitude. Ces vagues sont majoritairement bidimensionnelles et il n'y a pas de production de paquets ou gouttes à partir de la zone de pré-film. Ce type d'écoulement s'apparente aux régimes de « vagues ». Pour des nombres de Weber supérieurs à 380, les vagues qui se forment à la surface de la zone de pré-film peuvent produire des gouttes par arrachement du liquide du fait de la forte inertie du gaz. Ce type d'écoulement est assez proche de celui décrit par le régime « d'accumulation » dans notre cas, du fait de l'atomisation de la majorité du liquide directement à la fin de la zone de pré-film sans formation de nappe liquide. Cependant lors des visualisations réalisées au cours de l'étude, très peu d'arrachement de gouttes a été observé. Cette différence peut s'expliquer par l'influence de la pression de l'air dans le cas de l'étude de Bhayaraju qui impose des flux de quantité de mouvement de l'air beaucoup plus importants que ceux utilisés dans la présente étude ainsi que l'influence des propriétés du liquide utilisé (dans leur cas du kérosène).

L'étude de Bhayaraju et al. ayant été réalisée en pression (entre 2 et 6 bar) avec du kérosène, permet d'avoir une gamme de nombre de Weber comprise entre 32 et 855. Dans notre cas le nombre de Weber maximum est de 41, ainsi, au vu de leur classification, seul le régime où la zone de pré-film a une faible influence serait alors atteignable, soit le régime qui semble correspondre au régime « lisse ». Cependant nous avons observé d'autres régimes qui semblent correspondre à ceux cartographiés par Bhayaraju et al. pour des nombres de Weber supérieur à 100 et 380. Ainsi l'utilisation du seul nombre de Weber ne semble pas être suffisante pour caractériser le régime d'écoulement du liquide sur la zone de pré-film. De plus il a été observé lors de nos essais, des transitions de régime correspondant à une modification du débit liquide (ou vitesse liquide) non pris en compte par ce nombre adimensionnel. Cependant, par méconnaissance de la contrainte de cisaillement lors des travaux de Bhayaraju et al. notre cartographie ne peut être appliquée à leurs mesures.

Au cours des études sur les injecteurs avec zone de pré-film, les auteurs ont proposé des corrélations afin de prévoir différentes grandeurs caractéristiques de l'atomisation. Les mesures de tailles de gouttes réalisées par Bhayaraju et al. ont été réalisées au moyen d'un granulomètre à effet Doppler PDA. Il est reconnu que la différence de principe de mesure entre ce système de mesure et granulomètre MALVERN rend difficile les comparaisons directes. Cela nécessite des données fournies par le PDA qui ne sont pas disponibles dans les publications de Bhayaraju et al.

Concernant les corrélations proposées par Gepperth et al., celles proposées dans l'article de 2012 [46] ne peuvent être utilisées car elles nécessitent la connaissance de l'épaisseur de couche limite en fin de zone de pré-film.

Les figures qui suivent comparent donc nos mesures expérimentales avec les corrélations de Gepperth et al. [44] pour la fréquence d'oscillation et la taille des gouttes (obtenue par traitement d'images) ainsi qu'avec la corrélation proposée par Chaussonnet [27] et basée sur les mesures de Gepperth et al. Pour les comparaisons avec les corrélations de Gepperth et al. une distinction est faite entre les points à débit liquide faible : *data1* ($u_l = 0,5 - 0,6$ m/s), s'approchant des conditions expérimentales de ces auteurs, et les autres points : *data2* s'en éloignant. Ainsi une sous-estimation globale de la fréquence d'oscillation peut être observée avec cependant une bonne prévision pour les faibles débits liquides (Figure 6.23). La dispersion des mesures observée est due au fait que cette corrélation ne prend pas en compte la vitesse liquide, la longueur de la zone de pré-film et la configuration de l'écoulement d'air. La comparaison des tailles des gouttes montre une surestimation des valeurs prévues en comparaison avec celles effectivement mesurées dans notre expérience (Figure 6.24). Cette différence s'explique par la position de la mesure. En effet, dans le cas des mesures de Gepperth et al., les images post-traitées ont été prises juste en sortie d'injecteur et donc prennent en compte également dans leurs mesures les plus gros paquets liquides correspondant à l'atomisation primaire. Cependant, l'absence de formation de nappe liquide en fin de zone de pré-film du fait de leurs faibles débits liquides permet de mesurer également les gouttes du spray final. Encore une fois, la dispersion des mesures peut être expliquée par le fait que cette corrélation ne prend pas en compte la longueur de la zone de pré-film et la configuration de l'écoulement d'air.

Finalement nos mesures sont comparées avec la corrélation proposée par Chaussonnet (Figure 6.25). Cette corrélation a pour vocation d'être utilisée sans modification de la constante et dans un but d'estimer les gouttes issues de l'atomisation primaire. Elle est donc couplée avec un modèle d'atomisation secondaire dans le code où elle est utilisée. Cependant sans modification, une sous-estimation de la taille des gouttes est observée ; là où une surestimation est attendue du fait que cette corrélation est construite pour estimer la taille des gouttes primaires. En ajustant la constante proposée, la bonne évolution de la taille des gouttes en fonction du nombre de Weber laisse supposer que la relation proposée par Chaussonnet entre le diamètre moyen de Sauter et le nombre de Weber à la puissance 0,5 permet une bonne estimation de la taille des gouttes. Cependant comme pour les autres corrélations, une dispersion des mesures est observée.

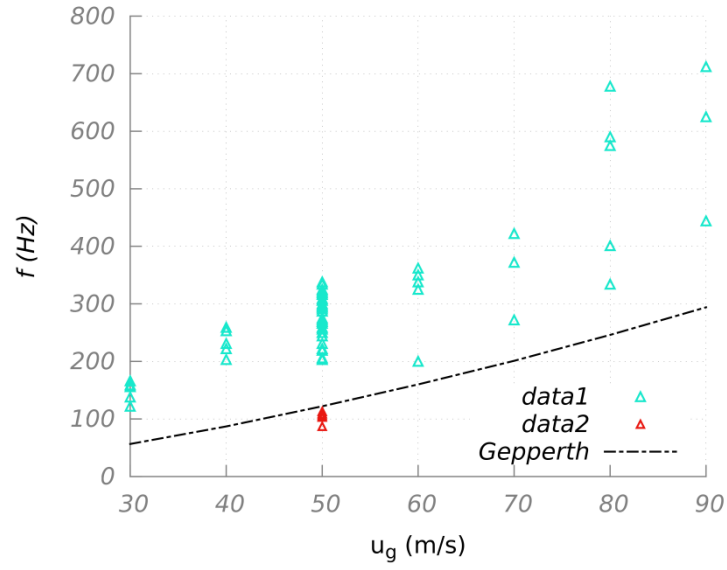


Figure 6.23 : Comparaison de nos mesures de fréquence d'oscillation pour l'injecteur avec pré-film avec la corrélation (1.8) proposée par Gepperth et al. [44]

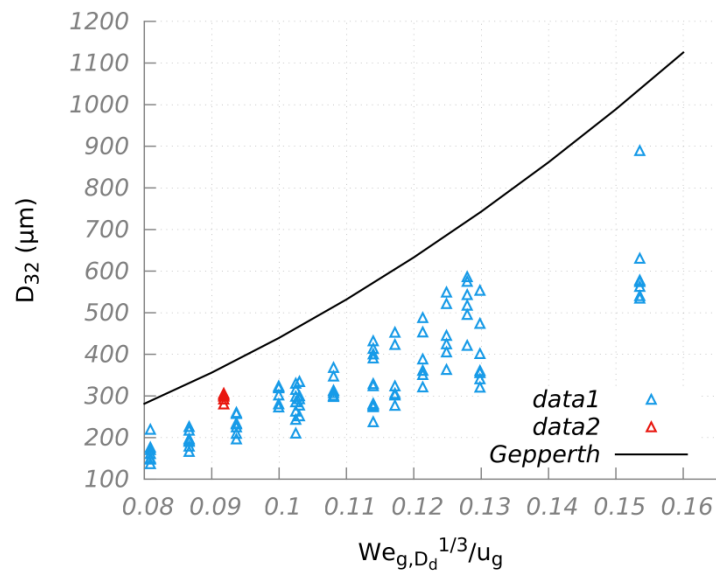


Figure 6.24 : Comparaison de nos mesures de taille de gouttes finales pour l'injecteur avec pré-film avec la corrélation (1.11) proposée par Gepperth et al. [44]

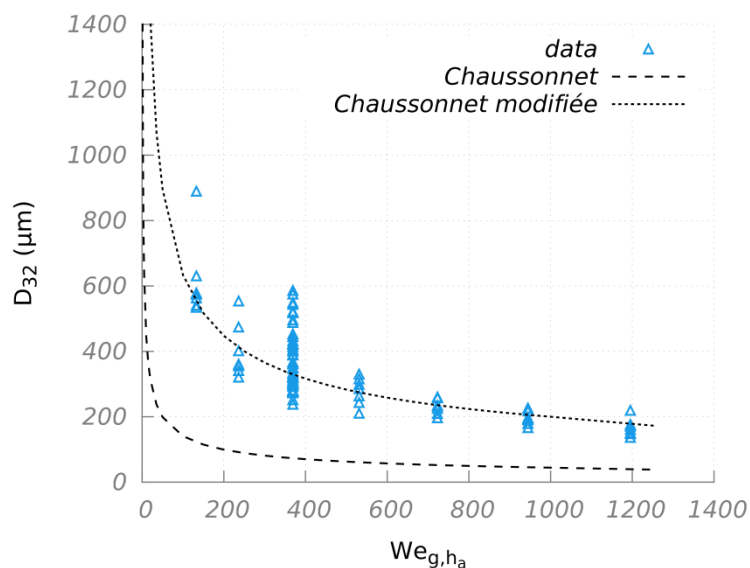


Figure 6.25 : Comparaison de nos mesures de taille de gouttes finales pour l'injecteur avec pré-film avec la corrélation (1.15) proposée par Chaussonnet [27]

Ces comparaisons entre nos mesures et les corrélations proposées par les études précédentes sur les mêmes types d'injecteurs mettent en évidence d'assez fortes différences. Elles semblent dues à l'influence de paramètres tels que le débit liquide ou la longueur de la zone de pré-film. Ces paramètres ne sont pas pris en considération dans les corrélations précédemment utilisées. Cependant et en particulier en ce qui concerne l'influence de la longueur de pré-film, les mesures de longueur de rupture, de fréquence d'oscillation et dans une moindre mesure celle de taille de gouttes ont montré qu'il était difficile de caractériser l'influence de la longueur de pré-film. C'est pourquoi aucune corrélation n'est présentée dans cette partie.

6.4 Conclusion

L'étude de l'influence de la zone de pré-film au niveau du point d'injection du liquide a été divisée en deux parties.

Dans un premier temps une analyse du comportement du liquide a été menée et mis en avant l'existence de trois régimes distincts : « accumulation », « vagues » et « lisse ». Le régime « d'accumulation » est caractérisé par une accumulation de liquide au point d'injection avec un lâcher liquide périodique lorsque le volume accumulé est suffisamment important pour rentrer en interaction avec l'écoulement d'air. Des vagues tridimensionnelles se déplacent alors sur la zone de pré-film. L'évolution de l'épaisseur moyenne se caractérise par une valeur importante au niveau du point d'injection puis une épaisseur faible et uniforme le long de la zone de pré-film. Dans le régime de « vagues », des ondes majoritairement bidimensionnelles se déplacent du point d'injection vers le bout du pré-film. Ces ondes ont une amplitude importante. L'évolution de l'épaisseur moyenne se caractérise par une augmentation suivie par une diminution à partir d'une certaine distance du point d'injection qui dépend des conditions expérimentales. Finalement dans le régime « lisse » des vagues bidimensionnelles d'assez faibles amplitudes sont présentes sur le pré-film. L'épaisseur moyenne liquide augmente tout le long de la zone de pré-film. La caractérisation de ces

différents régimes a permis ensuite de proposer une cartographie de la dynamique du liquide en fonction des nombres adimensionnels MFR et L_{pref}/δ_{ω} .

Cette analyse a également mis en évidence l'existence et l'influence du sillage du culot et en particulier de la présence d'une zone de recirculation d'air au-dessus du point d'injection du liquide. Elle est due à la géométrie de l'injecteur. Cet effet de sillage va « protéger » le liquide au niveau du point d'injection et ainsi repousser le début de l'entraînement du liquide par l'écoulement d'air, ce qui explique les augmentations d'épaisseur liquide observées.

Finalement, comme pour la nappe liquide, la longueur de rupture, la fréquence d'oscillation et la taille des gouttes du spray final sont étudiées. Cela a mis en évidence l'influence de la longueur de pré-film sur ces trois paramètres ainsi qu'une nouvelle fois celle de la configuration d'air divergente ou convergente. Des évolutions non-monotones en fonction de la longueur de la zone de pré-film sont ainsi observées mettant en avant l'existence d'un optimum de pré-film favorisant l'atomisation (fréquence d'oscillation plus élevée, longueur de rupture plus courte et granulométrie plus fine). Cependant, il n'a pas été possible de proposer d'explication pour ces évolutions.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'amélioration de la compréhension du processus d'atomisation par des systèmes d'injection de type airblast présents dans les moteurs aéronautiques. L'objectif de cette thèse était de mettre en évidence l'influence des conditions limites sur le processus d'atomisation. Pour cela l'étude expérimentale d'un injecteur générant une nappe liquide plane a été réalisée.

Dans un premier temps, un état de l'art a permis de répertorier les connaissances et les points à approfondir sur la compréhension du processus d'atomisation (Chapitre 1). Il ressort de cette analyse que la vitesse de l'air est le principal paramètre pilotant l'atomisation du liquide. Ainsi, les instabilités apparaissant à la surface de la nappe sont amplifiées jusqu'à entrainer la rupture de la continuité de la nappe puis la formation du spray. Ce paramètre est de ce fait la grandeur prépondérante agissant sur les grandeurs caractéristiques du processus d'atomisation comme la longueur de rupture, la fréquence d'oscillation ou le diamètre des gouttes composant le spray final. D'autres paramètres influents ont également été mis en évidence au cours des différentes études. Il s'agit, en particulier, de la vitesse du liquide ou des propriétés des fluides. Cependant leur influence exacte n'est pas forcément clairement explicitée.

Cette étude bibliographique met également en évidence des résultats contradictoires ou lacunaires sur certains points. Par exemple, la longueur de rupture diminue lorsque la vitesse du gaz augmente quelle que soit l'étude, mais la relation entre les deux grandeurs n'est pas la même suivant les auteurs. Concernant la fréquence d'oscillation, une récente étude de Lozano et al. [74] propose une classification basée sur une analyse spectrale du battement de la nappe avec la présence de sauts de fréquence qui n'avaient pas été mis en évidence jusqu'alors. Cette analyse a également permis de souligner que l'influence des conditions aux limites n'a été que peu étudiée. Par exemple, l'effet de la modification de l'épaisseur liquide n'a été considéré que lors de quelques travaux [2, 33, 72, 93]. Concernant celui de l'épaisseur de gaz, les études sont encore plus restreintes et elles concluent que son influence n'est pas bien comprise actuellement [72, 99]. Finalement, il a été montré que l'ajout d'une zone de pré-film se retrouvant dans de nombreux systèmes d'injection industriels nécessite des investigations approfondies. En effet, les travaux récents de Gepperth et al. [44-46] ou Bhayaraju [10-12] ont commencé à mettre en évidence son influence mais ils se limitent à des débits faibles et ne font pas varier la longueur de cette zone.

Au vu des conclusions de cette bibliographie, il a donc été choisi de poursuivre l'analyse de l'influence des conditions aux limites sur le processus d'atomisation. Pour cela, l'étude a été divisée en deux parties. La première se focalise sur le cas d'un injecteur sans zone de pré-film pour lequel est examiné l'influence des épaisseurs de liquide et de gaz ainsi que celle des conditions de couche limite aérodynamique à l'amont de l'injection. Dans un

deuxième temps, l'ajout d'une zone de pré-film a été réalisée afin d'analyser son effet sur le mécanisme d'atomisation et d'étudier l'influence de sa longueur (décrit chapitre 2).

Pour ces deux configurations, des techniques de mesure spécifiques basées sur la visualisation et le traitement d'images ont été développées ou améliorées afin de mettre en évidence et caractériser les phénomènes instationnaires liés à l'atomisation de la nappe (Chapitre 3). Ces techniques ont permis de mesurer la longueur de rupture de la nappe et de caractériser son battement. Lorsqu'une zone de pré-film a été mise en œuvre, des mesures d'épaisseur par fluorescence ont permis d'étudier la croissance des vagues de surface en fonction des paramètres d'injection. Enfin, des mesures de taille de goutte par diffraction laser ont permis de caractériser le spray résultant.

Une étude préliminaire a été réalisée pour caractériser le plus précisément possible les écoulements d'air en amont de l'injection liquide. Deux régimes distincts ont ainsi été observés suivant la configuration choisie (convergente ou divergente). Dans chaque cas, les contraintes de cisaillement en paroi ont pu être déterminées (Chapitre 4).

Les analyses réalisées sans zone de pré-film ont permis de retrouver certains résultats de la littérature et de compléter des corrélations existantes permettant de prévoir la longueur de rupture ou la fréquence de battement de la nappe en intégrant, en particulier, l'influence de l'épaisseur d'air (Chapitre 5). Une relation directe entre la longueur de rupture et le débit liquide a été établie. Il a été clairement montré que la contrainte de cisaillement exercé par le gaz sur la nappe liquide avait un rôle prépondérant sur le battement de la nappe. Toutefois, les résultats montrent que la relation entre la contrainte de cisaillement (ou l'épaisseur de vorticité) dépendait également de la nature de la couche limite amont (laminaire ou turbulente). L'influence de l'angle d'injection peut être envisagée. Toutefois, les résultats obtenus ne permettent pas de conclure définitivement sur ces différences. L'étude de l'évolution de la fréquence de battement a également permis d'observer des variations brusques de l'aspect du spectre voire même de la fréquence d'oscillation prédominante. Elles correspondent au changement de régime mis en avant par Mansour et Chigier [77], repris et approfondi par Lozano [74]. En travaillant sur l'évolution de l'amplitude, l'existence de nœuds et de ventres a été observée introduisant ainsi une analogie avec le cas du battement d'un drapeau dans le vent. Ces observations ont permis de montrer le lien existant entre la longueur de rupture, la contrainte de cisaillement et la fréquence de battement de la nappe. Finalement, concernant la taille des gouttes finales, les paramètres ayant une influence prépondérante sur la longueur de rupture (débit liquide) et ceux sur la fréquence d'oscillation ( paisseur de vorticité) agissent aussi sur les caractéristiques du spray final. Un modèle reliant la taille des gouttes à ces deux grandeurs a pu donc être proposé :

$$D_{32} \propto \sqrt{\frac{L_b \cdot u^*}{f}}$$

Il permet ainsi d'estimer le spray produit par l'atomisation à partir de la connaissance de l'atomisation primaire qui peut être simulée numériquement.

L'influence de l'ajout d'une zone de pré-film en sortie d'injecteur a ensuite été analys e (Chapitre 6). Dans un premier temps, la dynamique du liquide sur cette zone a été

considérée. L'analyse de l'évolution du liquide permet de montrer l'influence de la géométrie de l'injecteur sur la dynamique du liquide à travers l'effet du culot qui favorise une accumulation liquide pour les faibles débits liquides. En augmentant ce débit, les oscillations à la surface du liquide sont plus ou moins amplifiées en fonction des conditions expérimentales avec un comportement se rapprochant de celui de la nappe liquide. Trois régimes d'écoulement ont ainsi été mis en évidence : « accumulation », « vagues » et « lisse ». Une cartographie a été établie, basée sur les paramètres influents mis en évidence au cours de la classification en régime : flux de quantité de mouvement d'air et de liquide, longueur de pré-film et épaisseur de vorticité. Grâce à cette classification, il est possible de décrire la dynamique du liquide en connaissant les principales caractéristiques du système d'injection. Dans un deuxième temps, l'influence de la longueur de la zone de pré-film sur le processus d'atomisation a été analys e. Une longueur de pré-film favorisant le processus d'atomisation a ainsi pu être mise en évidence. Cependant, l'influence de cette longueur dépend également de la nature de la couche limite aérodynamique à l'amont de la zone de pré-film. Il a été également constaté que pour de faibles rapports de vitesses u_g/u_b , le comportement du liquide s'apparente à celui observé dans le cas d'une nappe liquide. Ceci permet de comparer les valeurs mesurées pour ces conditions d'injection aux corrélations obtenues pour un injecteur sans pré-film. En particulier, la relation liant la fréquence d'oscillation à la longueur de rupture et à la contrainte de cisaillement exercée par l'air donne de bons résultats en particulier pour les points correspondant au régime « lisse ». Pour ce qui est de l'estimation de la taille des gouttes finales à partir de la fréquence et de la longueur de rupture, les résultats sont également acceptables pour ce régime où la dynamique du liquide n'est que peu influencée par la zone de pré-film, en particulier dans le cas divergent où le cisaillement étant plus faible (comparé au cas convergent), le régime « lisse » est favorisé sur la zone de pré-film.

Ces travaux mettent ainsi clairement en évidence l'importance des conditions aux limites sur le processus d'atomisation. Ces conditions ont donc besoin d'être prises en compte lors de l'élaboration de modèles, de corrélations ou lors de la simulation de ces phénomènes. Il est, de ce fait, particulièrement important de considérer la géométrie de l'injecteur afin de correctement calculer l'écoulement d'air qui est le moteur de la déstabilisation du liquide et donc de l'atomisation. Cette conclusion est clairement illustrée par la modification du régime d'écoulement dans la couche limite de l'air qui modifie le comportement du liquide en aval de l'injection.

Cependant, divers points demandent des compléments de compréhension. Tout d'abord concernant l'évolution de la fréquence d'oscillation, des sauts de fréquence ainsi que des allures de spectre différentes ont pu être mis en évidence. Ces changements peuvent être expliqués par une classification en régime comme le propose Lozano [74] dans son étude fréquentielle. Pour autant, les conditions de fonctionnement ainsi que les caractéristiques de tel ou tel régime d'atomisation (basé sur cette étude fréquentielle) ne sont pas identifiées. De plus, l'analogie entre l'oscillation de la nappe liquide et celle d'un drapeau battant dans le vent pourrait clarifier ce point grâce à une étude théorique basée sur celle du drapeau (par exemple Argentina et Mahadevan [3]) en la modifiant pour l'adapter au cas de la nappe. Au cours de ces travaux, les influences des différentes propriétés des fluides n'ont pas été prises en compte. Bien que d'autres études l'aient fait auparavant, il serait intéressant de compléter les

conclusions développées ici, en incluant ces influences. L'effet de la nature de l'écoulement aérodynamique sur l'initialisation de la déstabilisation du liquide doit être analysé plus en détail. Une piste de réflexion, n'ayant pu être menée à bien lors de ce travail, concerne le lien entre le régime d'écoulement, l'angle du jet d'air et la zone de recirculation en aval du culot de l'injecteur. Il serait donc intéressant d'étudier de façon approfondie l'écoulement d'air autour de l'injecteur à la fois expérimentalement au moyen de techniques de type PIV diphasique et grâce à des simulations numériques reproduisant ce comportement. Il a également été observé que l'oscillation du liquide pouvait être corrélée aux fluctuations de vitesse en amont de l'injecteur. Il serait intéressant d'approfondir cette étude par des mesures en différents points de la veine. Cette étude pourrait se poursuivre en modifiant la veine afin de créer deux écoulements amonts (de chaque côté de l'injecteur) pour voir l'influence de cette modification sur l'atomisation du liquide. Dans un deuxième temps, la modification de la dimension du culot de l'injecteur permettrait de valider cette première étude et de voir son influence sur le processus d'atomisation comme cela fût fait au cours de l'étude de Gepperth sur l'influence de l'épaisseur de la zone de pré-film [46].

ANNEXES

1 Condition de vol aéronef

Moteur	Turbomeca		Snecma	
	au sol	ré-allumage en altitude	au sol	ré-allumage en altitude
$P_{\text{Comb-Ch}}$ (bar)	10 à 15	0,5 à 1	1 à 40	0.4
$T_{\text{Comb-Ch}}$ (K)	600 à 700	230 à 300	800 à 850	230
u_{air} (m/s)	70 à 100 m	25 à 40	30 à 110	20 à 30
$u_{\text{kéro}}$	< 5 m/s	< 1 m/s	3 g/s/inj.	3 g/s/inj.
$T_{\text{kéro}}$ (K)	290 à 350	> 230	230	230

Table 7.1 : Exemples de conditions de fonctionnement des moteurs aéronautiques issus de [59]

2 Certificat de validation de l'analyseur de taille de gouttes Malvern



Malvern Instruments Limited

Groewood Road, Malvern
Worcestershire, WR14 1XZ, UK
Telephone: +44 (0) 1684 892456
Facsimile: +44 (0) 1684 892789

www.malvern.com

Performance verification certificate Spraytec (STPxxxx Series) optical unit

Tester Name: Simon Hardy		Model # STP5942		Lens _____	
Test Date: 30-05-2013		Lens 750mm		<input type="radio"/> 300mm	
		Serial # MAL1086512		<input checked="" type="radio"/> 750mm	

40um (nominal)		Type No. 2040		Packaging Lot: 41319		2040 batch _____	
	Dv10	Dv50	Dv90	Resid%	Obsc%	<input type="radio"/> 001, 002	
Tol%	6.0%	3.0%	6.0%			<input checked="" type="radio"/> 003	
+Tol%	37.672	41.622	48.675	0.50%	6.00%		
Target	35.540	40.410	45.920				
-Tol%	33.408	39.198	43.165	0.00%	4.00%		
RESULTS	35.520	40.390	45.900	0.14%	4.90%		
Outcome	-0.056%	-0.049%	-0.044%	✓	✓	✓	

9um (nominal)		Type No. 2009		Packaging Lot: 41621		2009 batch _____	
	Dv10	Dv50	Dv90	Resid%	Obsc%	<input type="radio"/> 002	
Tol%	6.0%	3.0%	6.0%			<input type="radio"/> 003	
+Tol%	8.554	9.119	10.380	0.50%	12.00%	<input type="radio"/> 004 to 010	
Target	8.070	8.854	9.793			<input type="radio"/> 011	
-Tol%	7.586	8.589	9.206	0.00%	8.00%	<input checked="" type="radio"/> 012, 013	
RESULTS	7.915	8.831	9.902	0.11%	10.50%		
Outcome	-1.921%	-0.260%	1.113%	✓	✓	✓	

1um (nominal)		Type No. 4009		Packaging Lot: _____		4009 batch _____	
	Dv10	Dv50	Dv90	Resid%	Obsc%	<input type="radio"/> 024	
Tol%	6.0%	3.0%	6.0%			<input type="radio"/> 025	
+Tol%	N/A	N/A	N/A	1.50%	-	<input type="radio"/> 026	
Target						<input type="radio"/> 027	
-Tol%				0.00%	-	<input checked="" type="radio"/> 028 to 035	
RESULTS							
Outcome							

The performance verification of this product has PASSED		✓
---	--	---

I certify that the measurement results documented here were performed according to the formal procedure reference **QGSSTP14 OQ Specification.doc**

I certify that I witnessed the tester performing the test on the date shown, and that the results appear to be correctly performed and recorded.

Signatures

Tester: Date: 31-05-2013

Customer: Date: 31-05-2013

QCSTP14 OQ certificate.xls



Innovative solutions in material characterization

Company registered in England No. 1020602 Registered Office as above

3 LIF

Les méthodes de mesures reposant sur la fluorescence induite par laser ou LED (LIF) sont basées sur le principe d'absorption puis émission de lumière fluorescente. Les molécules du fluorophore sont excitées par les photons. De cet état excité instable par nature, les molécules peuvent retourner à leur état de relaxation par différents moyens. Les fluorophores ont la capacité de le faire en émettant un photon qui possède moins d'énergie que le photon absorbé du fait de la dissipation d'énergie. Le photon émis par fluorescence a donc une longueur d'onde plus faible que celui absorbé selon la loi de Stokes. Cet écart est appelé « déplacement de Stokes ». La probabilité de revenir à l'état fondamental suivant tel ou tel phénomène de désexcitation suit des lois de probabilités dépendant du temps nécessaire au phénomène.

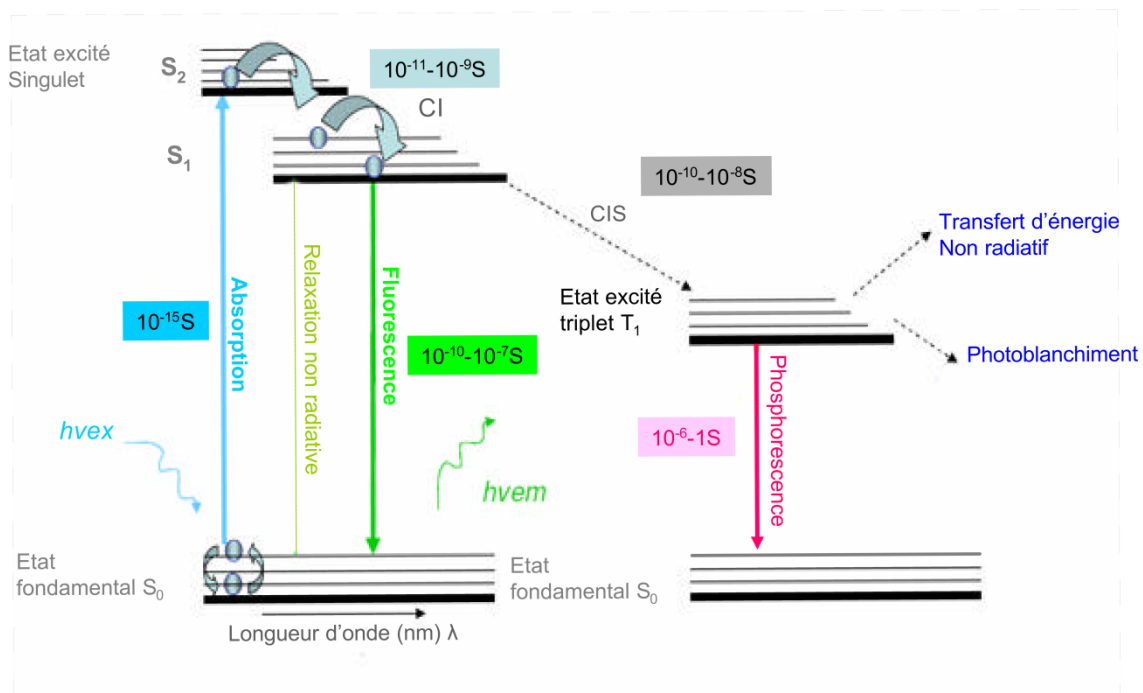


Figure 7.1 : Diagramme de Jablonski (très simplifié)

L'efficacité d'un fluorophore est définie par le rapport des photons émis par fluorescence sur les photons absorbés et est donc directement lié à la manière dont sont réémis les photons. Pour le cas de la fluorescéine, cette efficacité est de 0.85 ce qui en fait un bon fluorophore.

L'intensité lumineuse émise par fluorescence I_{flu} d'un point à la surface du liquide dépend de l'intensité de lumière absorbée (I_{abs}) et de l'efficacité du fluorophore Φ_{flu} .

$$I_{flu} = \Phi_{flu} I_{abs} \quad (7.1)$$

De plus, l'intensité de la lumière absorbée est la différence entre la lumière incidente (I_{in}) et la lumière transmise (I_{trans}) qui peut être calculée en utilisant la loi de Beer-Lambert :

$$I_{trans}(y) = I_{inc}(y) e^{-\epsilon_{flu} c_{flu} \delta l} \quad (7.2)$$

où C_{fluo} et ϵ_{fluo} sont respectivement la concentration et le coefficient d'extinction du fluorophore et δ_l l'épaisseur locale de liquide; d'où :

$$\begin{aligned} I_{abs} &= I_{inc} - dI_{trans} \\ &= I_{inc}(1 - e^{-\epsilon_{fluo}C_{fluo}\delta_l}) \end{aligned} \quad (7.3)$$

Finalement :

$$I_{fluo} = \Phi_{fluo}I_{inc}(1 - e^{-\epsilon_{fluo}C_{fluo}\delta_l}) \quad (7.4)$$

4 Taille des gouttes issues de l'atomisation primaire

Traitement d'images

Un stroboscope est utilisé pour figer l'image. Le système optique retenu permet une grande résolution avec une taille de pixel la plus petite possible (résolution de 2560 x 1920 pixels permettant d'obtenir des pixels de 4,68 μm). Tout le système est déplacé perpendiculairement par rapport au plan de la nappe liquide afin de déplacer le champ optique et ainsi mesurer la taille des gouttes situées en différentes positions par rapport au plan de la nappe liquide (Figure 7.2). Cette possibilité permet de voir l'évolution de la taille des gouttes spatialement.

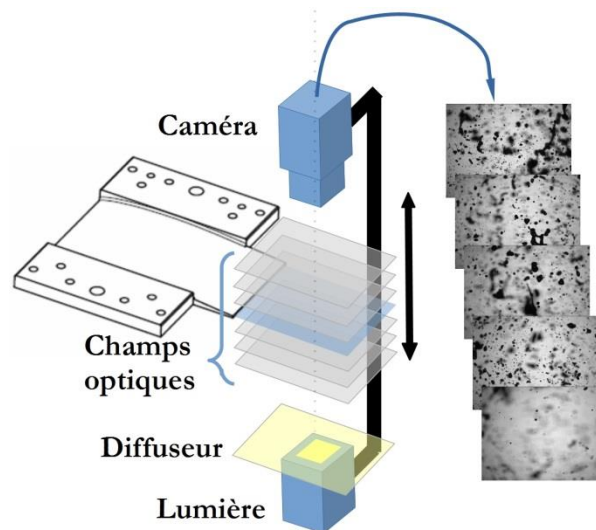


Figure 7.2: Mesure de taille de goutte par ombroscopie pour l'atomisation primaire

Les images acquises sont analysées afin de détecter les structures nettes présentes afin de déterminer leur taille tout en localisant la zone de création de ces structures. Dans un premier temps, la présence de liquide est détectée en se basant sur les gradients de niveau de gris. Dans un second temps, une analyse des gradients locaux au niveau de la périphérie des structures permet de vérifier leur position vis-à-vis du plan de mise au point de la caméra et d'éliminer celles situées hors plan donc floues. Pour chaque particule ainsi repérée, le diamètre de la particule sphérique ayant la même surface projetée est calculé. Il est ensuite possible de calculer le diamètre moyen de Sauter pour l'ensemble des particules analysées pour un point de mesure.

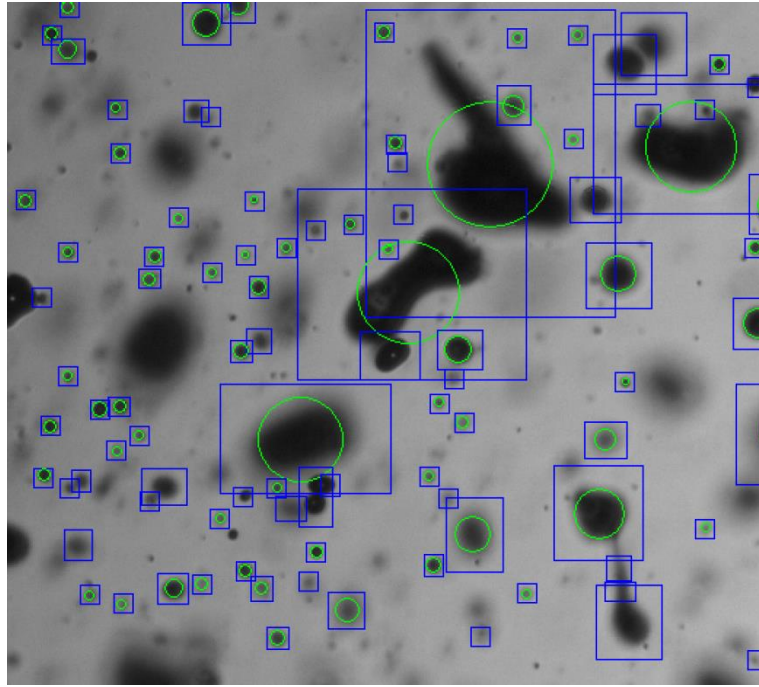


Figure 7.3: Exemple du traitement d'images réalisé pour récupérer les tailles des gouttes

La Figure 7.3 est un zoom sur une image sur laquelle est appliqué le post-traitement afin de récupérer la taille des gouttes et amas liquides. Les rectangles bleus correspondent aux zones pour lesquelles une structure liquide a été détectée lors de la première étape de l'algorithme de reconnaissance de forme. Les cercles verts correspondent aux structures retenues à l'issue de l'application de la deuxième étape de l'analyse permettant d'éliminer les particules floues. On peut également observer à l'extrême gauche de l'image des gouttes qui paraissent nettes et qui ne sont pas retenues. Ces gouttes sont éliminées de l'analyse car elles ne sont pas entièrement contenues dans l'image. La plus forte probabilité d'obtenir des amas liquides de grande taille dans cette situation induit un biais de mesure qui tend à diminuer la moyenne de la taille des gouttes.

Ce traitement d'images développé à l'Onera a été validé sur un jet monodisperse. Les résultats ont mis en évidence une très bonne mesure de la variation de la taille de gouttes en fonction de la fréquence ($< 1\%$, Lempereur et al. [66]). Cependant, concernant la précision de mesures absolues, elle est difficile à évaluer car la taille mesurée dépend de la luminance globale et des paramètres optiques utilisés.

La Figure 7.4 présente un exemple d'histogramme de la répartition en volume des tailles de gouttes.

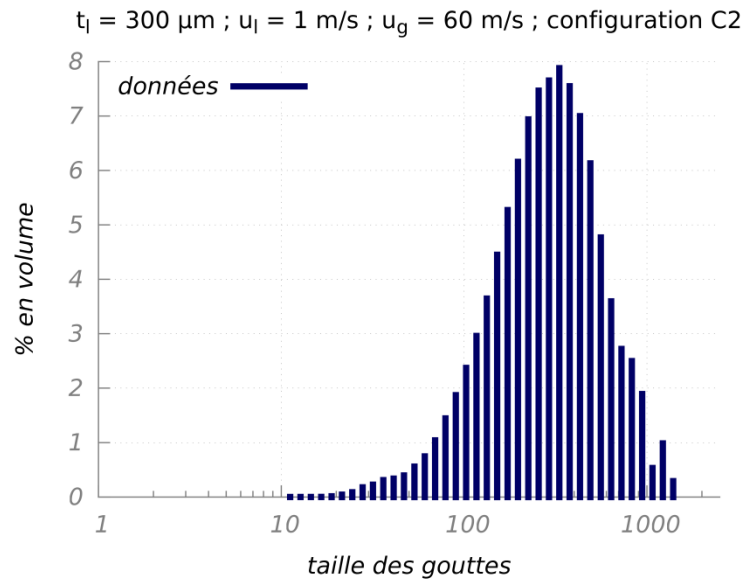


Figure 7.4: Exemple d'un histogramme des tailles de gouttes issues de l'atomisation primaire

Taille des gouttes issues de l'atomisation primaire

En complément des mesures de taille de gouttes dans le spray final, des acquisitions d'images ont été réalisées en sortie d'injecteur afin de mesurer la taille des structures issues de l'atomisation primaire. Cependant, ces mesures ne sont pas aisées à réaliser du fait de la non-sphéricité importante des paquets liquides rencontrés lors de la rupture de la nappe (ligaments, sacs) ainsi que de la forte densité des particules. Afin de s'affranchir de ces deux difficultés, les acquisitions d'images n'ont pu être réalisées que pour la plus faible épaisseur d'air (configuration C2) et un débit liquide relativement faible afin de limiter la densité du spray en limitant l'atomisation du liquide. La Figure 7.5 présente un exemple des histogrammes de la distribution en volume des gouttes obtenues par ces mesures.

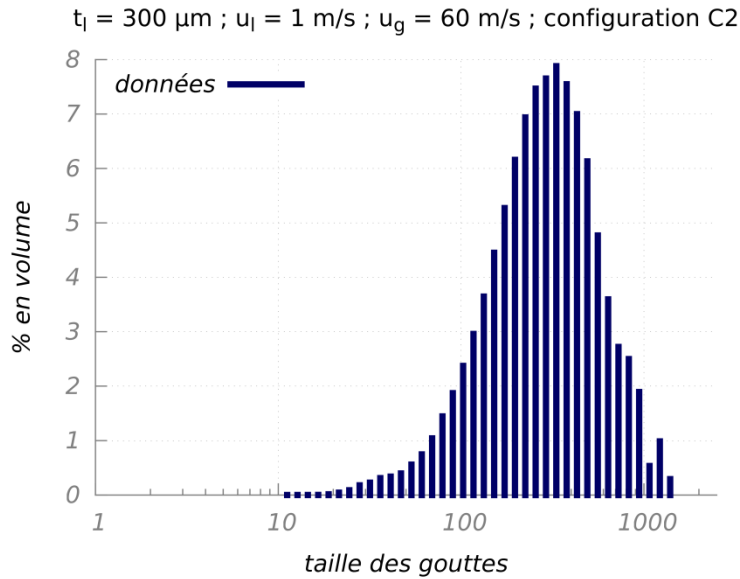


Figure 7.5 : exemple d'un histogramme de la distribution en volume des gouttes issues de l'atomisation primaire

Les mesures ont été réalisées pour les différentes épaisseurs liquides à une vitesse liquide constante ou un débit liquide constant, les données sont présentées annexe 6. Les résultats obtenus ne permettent pas de conclure à une influence de l'épaisseur liquide sur la taille des gouttes issues de l'atomisation primaire.

Le Malvern effectue une mesure instantanée donnant une répartition spatiale des gouttes à l'instant de la mesure. Ce qui est également le cas lors de l'utilisation de la technique par acquisition d'image ce qui autorise la comparaison entre les deux mesures.

La comparaison entre les deux mesures met en avant deux comportements différents (Figure 7.6). Pour les fortes vitesses d'écoulement d'air, les gouttes du spray final sont plus petites que celles issues de l'atomisation primaire, ce qui était attendu du fait de l'existence de l'atomisation secondaire. Cependant cette seconde atomisation semble faible au vu de la variation du diamètre moyen de Sauter entre les deux zones de mesure. Ceci peut s'expliquer par une atomisation secondaire faible du fait des conditions des écoulements choisies afin de pouvoir réaliser les mesures. Cependant les résultats obtenus pour l'atomisation primaire doivent être relativisés du fait de la faible précision de la mesure en absolu.

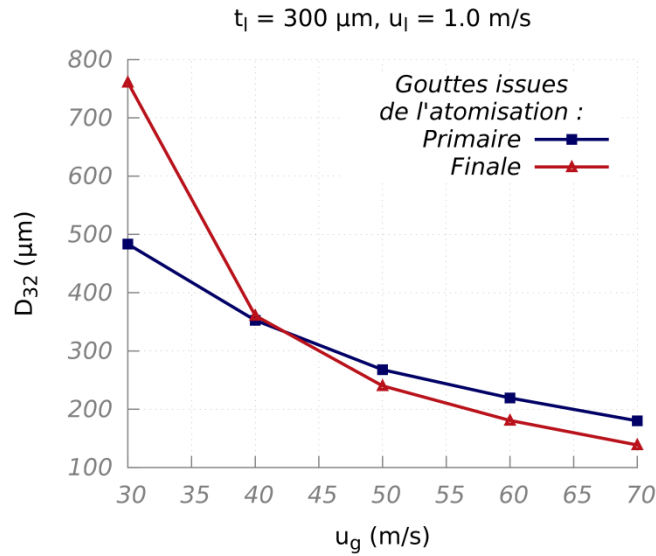


Figure 7.6 : Évolution du diamètre moyen de Sauter en fonction de la vitesse d'air pour les gouttes issues de l'atomisation primaire et celles composant le spray final

En revanche pour de faibles vitesses d'air, le diamètre des gouttes du spray final est plus élevé que celui issu de l'atomisation primaire. Cette observation suggère qu'une part non négligeable des gouttes coalescent entre elles. Ce résultat doit être cependant également relativisé du fait de la limitation de la technique de mesure dont le champ étroit limite la prise en compte des gouttes de diamètre important.

De nombreuses études (par exemple Pilch et Erdman [87]) ont montré que la stabilité des gouttes dans un écoulement d'air peut être caractérisée par un nombre de Weber ($We_{g,D_d} = \frac{\rho_g(u_g - u_d)^2 D_d}{\gamma}$). En dessous d'une certaine valeur les gouttes sont stables, au-dessus l'action de l'air sur les gouttes va provoquer leur pulvérisation.

Dans le cas de notre étude si on considère un nombre de Weber basé sur le diamètre moyen de Sauter et la vitesse liquide d'injection pour vitesse des gouttes ($We_{g,D_{32}} = \frac{\rho_g(u_g - u_l)^2 D_{32}}{\gamma}$), il est possible de tracer l'évolution de ce nombre en fonction de la vitesse d'air (Figure 7.7).

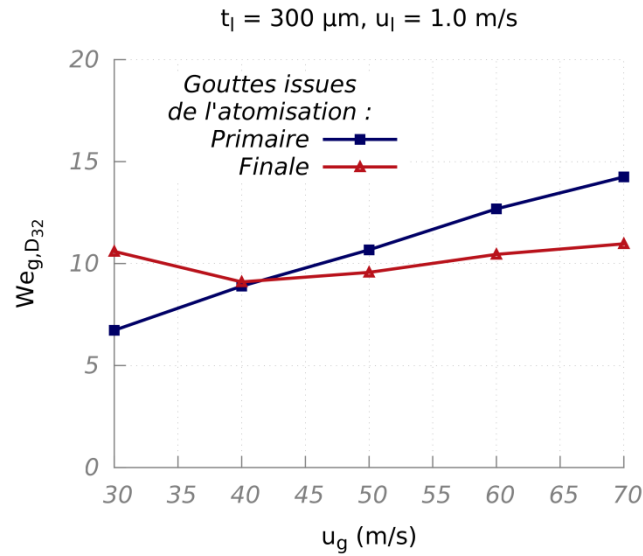


Figure 7.7 : Évolution du nombre de Weber en fonction de la vitesse d'air pour les gouttes issues de l'atomisation primaire et celles composant le spray final

On peut alors observer sur cette figure que dans le cas de l'atomisation finale le nombre de Weber est à peu près constant (de l'ordre de 10) quand il varie fortement pour les gouttes issues de l'atomisation primaire. Ainsi, pour des vitesses d'air importantes, les gouttes issues de l'atomisation primaire sont instables et vont ainsi subir une seconde phase d'atomisation. À l'opposé, pour les vitesses d'air faibles, les gouttes sont stables et l'atomisation secondaire n'a donc pas lieu. En cas de coalescence, les gouttes résultantes peuvent également être stables ce qui peut expliquer l'augmentation de la taille des gouttes entre le début et la fin de l'atomisation.

5 Loi logarithmique modifiée de Coles

Les figures qui suivent présentent des comparaisons entre la loi logarithmique modifiée proposée par Coles et nos mesures expérimentales pour différents points de fonctionnement dans des configurations divergentes.

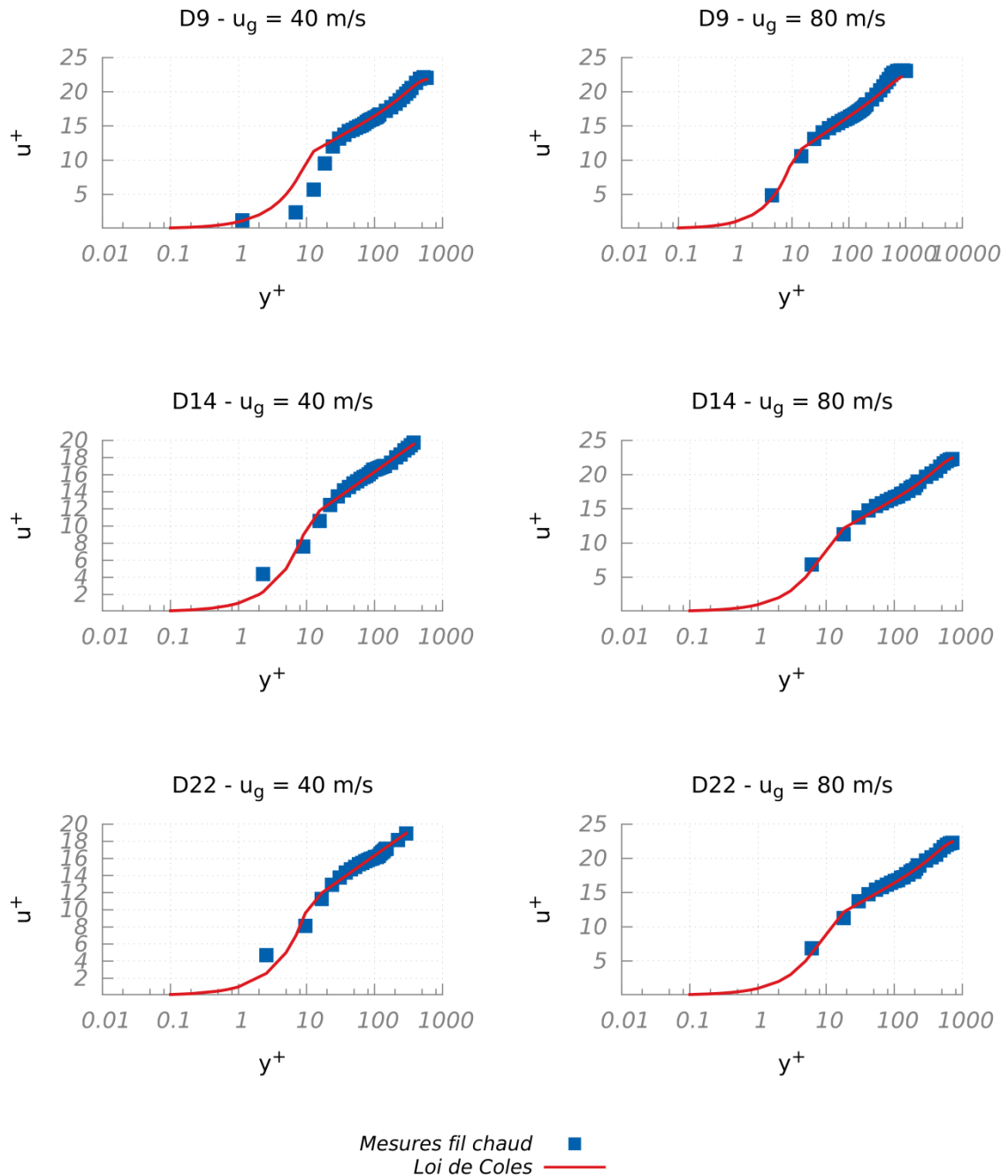


Figure 7.8 : Comparaisons entre les mesures expérimentales réalisées au fil chaud et la loi logarithmique modifiée de Coles

6 Données mesurées

Injecteur sans zone de pré-film

Longueur de rupture

C2

t_g	2 mm				
t_l	300 μm				
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s	u_l	4,40 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,60 m/s	5,81 mm	40 m/s	25,04 mm		
0,70 m/s	7,12 mm	50 m/s	16,99 mm	50 m/s	28,35 mm
0,90 m/s	9,48 mm	60 m/s	14,17 mm	60 m/s	21,58 mm
1,00 m/s	9,85 mm	70 m/s	12,33 mm	70 m/s	16,61 mm
1,20 m/s	11,01 mm	80 m/s	11,01 mm	80 m/s	14,60 mm
1,40 m/s	12,75 mm	90 m/s	9,93 mm	90 m/s	13,57 mm
1,60 m/s	14,67 mm	100 m/s	9,11 mm	100 m/s	12,47 mm
2,20 m/s	16,99 mm				
2,60 m/s	18,40 mm				
3,20 m/s	22,58 mm				
3,60 m/s	24,66 mm				
4,20 m/s	27,54 mm				
4,40 m/s	28,35 mm				

Table 7.2 : Longueur de rupture – configuration C2 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C2

t_g	2 mm						
t_l	450 μm						
u_g	50 m/s	u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s	u_l	2,92 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,40 m/s	5,21 mm	40 m/s	22,63 mm	40 m/s	27,90 mm		
0,50 m/s	6,07 mm	50 m/s	15,99 mm	50 m/s	18,71 mm	50 m/s	23,09 mm
0,60 m/s	6,74 mm	60 m/s	12,51 mm	60 m/s	14,97 mm	60 m/s	17,42 mm
0,67 m/s	7,38 mm	70 m/s	9,20 mm	70 m/s	12,80 mm	70 m/s	14,20 mm
0,80 m/s	8,65 mm	80 m/s	8,69 mm	80 m/s	12,28 mm	80 m/s	13,96 mm
1,00 m/s	11,00 mm	90 m/s	7,30 mm	90 m/s	11,00 mm	90 m/s	12,76 mm
1,10 m/s	12,02 mm						
1,30 m/s	15,21 mm						
1,47 m/s	15,99 mm						
1,60 m/s	16,34 mm						
1,80 m/s	17,50 mm						
2,00 m/s	18,04 mm						
2,20 m/s	18,71 mm						
2,40 m/s	20,92 mm						
2,60 m/s	22,75 mm						
2,92 m/s	24,95 mm						

Table 7.3 : Longueur de rupture – configuration C2 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C2

t_g	2 mm						
t_l	600 μm						
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	1,65 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,30 m/s	6,92 mm	40 m/s	23,13 mm	40 m/s	27,82 mm		
0,37 m/s	7,46 mm	50 m/s	14,02 mm	50 m/s	21,80 mm	50 m/s	27,26 mm
0,45 m/s	8,98 mm	60 m/s	10,62 mm	60 m/s	15,67 mm	60 m/s	21,88 mm
0,50 m/s	9,26 mm	70 m/s	9,18 mm	70 m/s	13,04 mm	70 m/s	17,19 mm
0,60 m/s	9,97 mm	80 m/s	8,27 mm	80 m/s	13,27 mm	80 m/s	16,41 mm
0,75 m/s	10,73 mm	90 m/s	7,34 mm	90 m/s	11,54 mm	90 m/s	14,72 mm
0,85 m/s	10,63 mm						
1,00 m/s	11,42 mm						
1,10 m/s	14,02 mm						
1,20 m/s	17,08 mm						
1,35 m/s	18,32 mm						
1,50 m/s	19,09 mm						
1,65 m/s	21,11 mm						
1,80 m/s	22,51 mm						
1,95 m/s	24,71 mm						
2,20 m/s	27,26 mm						

Table 7.4 : Longueur de rupture – configuration C2 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C9

t_g	9 mm				
t_l	300 μm				
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s	u_l	4,40 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,70 m/s	6,63 mm	30 m/s	22,63 mm	30 m/s	30,83 mm
0,90 m/s	7,07 mm	40 m/s	16,34 mm	40 m/s	21,61 mm
1,00 m/s	7,38 mm	50 m/s	13,46 mm	50 m/s	18,90 mm
1,20 m/s	8,40 mm	60 m/s	9,82 mm	60 m/s	14,93 mm
1,40 m/s	10,47 mm	70 m/s	6,52 mm	70 m/s	12,17 mm
1,60 m/s	11,53 mm	80 m/s	5,80 mm	80 m/s	10,66 mm
2,20 m/s	13,46 mm	90 m/s	4,84 mm	90 m/s	9,58 mm
2,60 m/s	15,27 mm				
3,20 m/s	17,04 mm				
3,60 m/s	17,59 mm				
4,20 m/s	18,24 mm				
4,40 m/s	18,90 mm				

Table 7.5 : Longueur de rupture – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C9

t_g	9 mm						
t_l	450 μm						
u_g	50 m/s	u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s	u_l	2,92 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,60 m/s	6,02 mm	30 m/s	20,46 mm	30 m/s	24,46 mm	30 m/s	27,29 mm
0,67 m/s	7,01 mm	40 m/s	16,43 mm	40 m/s	18,93 mm	40 m/s	21,49 mm
0,80 m/s	8,37 mm	50 m/s	14,07 mm	50 m/s	17,28 mm	50 m/s	19,84 mm
1,00 m/s	10,47 mm	60 m/s	11,86 mm	60 m/s	14,92 mm	60 m/s	16,48 mm
1,10 m/s	11,23 mm	70 m/s	9,89 mm	70 m/s	13,21 mm	70 m/s	14,54 mm
1,30 m/s	12,51 mm	80 m/s	8,14 mm	80 m/s	11,46 mm	80 m/s	12,26 mm
1,47 m/s	14,07 mm	90 m/s	7,22 mm	90 m/s	9,94 mm	90 m/s	11,55 mm
1,60 m/s	14,89 mm						
1,80 m/s	15,88 mm						
2,00 m/s	16,80 mm						
2,20 m/s	17,28 mm						
2,40 m/s	18,08 mm						
2,60 m/s	18,97 mm						
2,92 m/s	19,84 mm						

Table 7.6 : Longueur de rupture – configuration C9 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C9

t_g	9 mm						
t_l	600 μm						
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	1,65 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,30 m/s	4,75 mm	30 m/s	22,14 mm	30 m/s	26,09 mm	30 m/s	31,41 mm
0,37 m/s	5,43 mm	40 m/s	15,73 mm	40 m/s	19,47 mm	40 m/s	20,92 mm
0,45 m/s	6,51 mm	50 m/s	11,46 mm	50 m/s	14,47 mm	50 m/s	18,06 mm
0,50 m/s	7,08 mm	60 m/s	8,26 mm	60 m/s	10,82 mm	60 m/s	13,94 mm
0,60 m/s	8,28 mm	70 m/s	6,57 mm	70 m/s	9,63 mm	70 m/s	11,78 mm
0,75 m/s	9,34 mm	80 m/s	6,06 mm	80 m/s	7,69 mm	80 m/s	10,07 mm
0,85 m/s	9,81 mm	90 m/s	5,16 mm	90 m/s	6,89 mm	90 m/s	8,75 mm
1,00 m/s	11,25 mm						
1,10 m/s	11,64 mm						
1,20 m/s	12,64 mm						
1,35 m/s	13,83 mm						
1,50 m/s	14,93 mm						
1,65 m/s	15,69 mm						
1,80 m/s	16,87 mm						
1,95 m/s	18,25 mm						
2,20 m/s	19,26 mm						

Table 7.7 : Longueur de rupture – configuration C9 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D9

t_g	9 mm				
t_l	300 μm				
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s	u_l	4,40 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,70 m/s	4,34 mm	30 m/s	22,37 mm		
0,90 m/s	5,46 mm	40 m/s	14,62 mm	40 m/s	22,53 mm
1,00 m/s	5,94 mm	50 m/s	11,97 mm	50 m/s	18,53 mm
1,20 m/s	7,60 mm	60 m/s	9,61 mm	60 m/s	16,55 mm
1,40 m/s	8,92 mm	70 m/s	7,82 mm	70 m/s	13,53 mm
1,60 m/s	9,37 mm	80 m/s	6,85 mm	80 m/s	11,88 mm
2,20 m/s	11,97 mm	90 m/s	5,17 mm	90 m/s	10,26 mm
2,60 m/s	13,22 mm				
3,20 m/s	15,44 mm				
3,60 m/s	16,49 mm				
4,20 m/s	17,64 mm				
4,40 m/s	18,47 mm				

Table 7.8 : Longueur de rupture – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D9

t_g	9 mm						
t_l	450 μm						
u_g	50 m/s	u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s	u_l	2,92 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,40 m/s	5,65 mm	30 m/s	14,30 mm	30 m/s	25,72 mm		
0,50 m/s	5,94 mm	40 m/s	12,17 mm	40 m/s	19,25 mm	40 m/s	22,27 mm
0,60 m/s	7,13 mm	50 m/s	8,54 mm	50 m/s	14,76 mm	50 m/s	17,02 mm
0,67 m/s	7,52 mm	60 m/s	7,02 mm	60 m/s	12,24 mm	60 m/s	13,99 mm
0,80 m/s	8,16 mm	70 m/s	6,41 mm	70 m/s	11,73 mm	70 m/s	12,66 mm
1,00 m/s	9,09 mm	80 m/s	5,73 mm	80 m/s	10,49 mm	80 m/s	11,20 mm
1,10 m/s	10,55 mm						
1,30 m/s	12,32 mm						
1,47 m/s	12,65 mm						
1,60 m/s	13,68 mm						
1,80 m/s	14,25 mm						
2,00 m/s	14,79 mm						
2,20 m/s	15,69 mm						
2,40 m/s	16,77 mm						
2,60 m/s	17,90 mm						
2,92 m/s	18,89 mm						

Table 7.9 : Longueur de rupture – configuration D9 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D9

t_g	9 mm						
t_l	600 μm						
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	1,65 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,30 m/s	6,30 mm	30 m/s	24,48 mm				
0,37 m/s	7,95 mm	40 m/s	16,60 mm	40 m/s	22,51 mm	40 m/s	29,19 mm
0,45 m/s	8,53 mm	50 m/s	13,55 mm	50 m/s	17,48 mm	50 m/s	21,59 mm
0,50 m/s	8,97 mm	60 m/s	12,01 mm	60 m/s	14,86 mm	60 m/s	18,08 mm
0,60 m/s	10,16 mm	70 m/s	10,28 mm	70 m/s	13,67 mm	70 m/s	16,07 mm
0,75 m/s	11,08 mm	80 m/s	8,53 mm	80 m/s	12,40 mm	80 m/s	14,24 mm
0,85 m/s	12,25 mm	90 m/s	7,40 mm	90 m/s	10,35 mm	90 m/s	12,46 mm
1,00 m/s	12,99 mm						
1,10 m/s	13,53 mm						
1,20 m/s	15,41 mm						
1,35 m/s	15,21 mm						
1,50 m/s	15,33 mm						
1,65 m/s	16,43 mm						
1,80 m/s	17,39 mm						
1,95 m/s	18,53 mm						
2,20 m/s	20,67 mm						

Table 7.10 : Longueur de rupture – configuration D9 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D22

t_g	22 mm				
t_l	300 μm				
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s	u_l	4,40 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,70 m/s	4,01 mm	25 m/s	20,07 mm		
0,90 m/s	4,11 mm	30 m/s	17,01 mm	30 m/s	27,29 mm
1,00 m/s	4,42 mm	35 m/s	15,09 mm	35 m/s	21,99 mm
1,20 m/s	5,88 mm	40 m/s	12,82 mm	40 m/s	18,15 mm
1,40 m/s	7,33 mm	50 m/s	10,44 mm	50 m/s	15,52 mm
1,60 m/s	7,40 mm	60 m/s	7,11 mm	60 m/s	12,57 mm
2,20 m/s	10,44 mm	70 m/s	6,00 mm	70 m/s	11,00 mm
2,60 m/s	12,52 mm	80 m/s	4,23 mm	80 m/s	9,58 mm
3,20 m/s	12,85 mm	90 m/s	4,58 mm	90 m/s	8,75 mm
3,60 m/s	14,23 mm				
4,20 m/s	15,41 mm				
4,40 m/s	15,52 mm				

Table 7.11 : Longueur de rupture – configuration D22 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film

22

t_g	22 mm						
t_l	450 μm						
u_g	50 m/s	u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s	u_l	2,92 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,40 m/s	3,17 mm	25 m/s	19,09 mm	25 m/s	21,44 mm	25 m/s	27,52 mm
0,50 m/s	3,94 mm	30 m/s	16,98 mm	30 m/s	19,64 mm	30 m/s	22,22 mm
0,60 m/s	4,35 mm	40 m/s	11,60 mm	40 m/s	13,72 mm	35 m/s	17,98 mm
0,67 m/s	4,59 mm	50 m/s	8,75 mm	50 m/s	12,05 mm	40 m/s	14,96 mm
0,80 m/s	5,38 mm	60 m/s	6,29 mm	60 m/s	9,68 mm	50 m/s	14,09 mm
1,00 m/s	6,45 mm	70 m/s	5,45 mm	70 m/s	8,42 mm	60 m/s	10,71 mm
1,10 m/s	6,29 mm	80 m/s	5,10 mm	80 m/s	8,51 mm	70 m/s	9,52 mm
1,30 m/s	7,94 mm	90 m/s	4,95 mm	90 m/s	7,09 mm	80 m/s	8,88 mm
1,47 m/s	8,75 mm					90 m/s	7,47 mm
1,60 m/s	9,38 mm						
1,80 m/s	10,71 mm						
2,00 m/s	11,78 mm						
2,20 m/s	12,05 mm						
2,40 m/s	13,17 mm						
2,60 m/s	12,68 mm						
2,92 m/s	14,09 mm						

Table 7.12 : Longueur de rupture – configuration D22 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D22

t_g	22 mm						
t_l	600 μm						
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	1,65 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b	u_g	L_b
0,30 m/s	3,45 mm	25 m/s	20,42 mm	25 m/s	26,14 mm		
0,37 m/s	4,58 mm	30 m/s	15,48 mm	30 m/s	19,58 mm	30 m/s	26,66 mm
0,45 m/s	5,12 mm	35 m/s	14,67 mm	35 m/s	16,03 mm	35 m/s	22,88 mm
0,50 m/s	5,39 mm	40 m/s	12,09 mm	40 m/s	13,67 mm	40 m/s	18,03 mm
0,60 m/s	6,43 mm	50 m/s	9,26 mm	50 m/s	11,96 mm	50 m/s	13,65 mm
0,75 m/s	7,39 mm	60 m/s	7,45 mm	60 m/s	9,32 mm	60 m/s	11,76 mm
0,85 m/s	7,84 mm	70 m/s	6,09 mm	70 m/s	8,40 mm	70 m/s	10,62 mm
1,00 m/s	8,79 mm	80 m/s	5,34 mm	80 m/s	7,83 mm	80 m/s	9,64 mm
1,10 m/s	9,26 mm	90 m/s	4,66 mm	90 m/s	6,13 mm	90 m/s	7,99 mm
1,20 m/s	10,19 mm						
1,35 m/s	10,99 mm						
1,50 m/s	11,46 mm						
1,65 m/s	11,96 mm						
1,80 m/s	12,70 mm						
1,95 m/s	13,62 mm						
2,20 m/s	14,91 mm						

Table 7.13 : Longueur de rupture – configuration D22 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

Fréquence de battement

C14

t_g	14 mm		
t_l	300 μm		
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f
0,60 m/s	93 Hz	30 m/s	209 Hz
1,00 m/s	136 Hz	40 m/s	246 Hz
1,60 m/s	306 Hz	50 m/s	359 Hz
2,20 m/s	335 Hz	60 m/s	428 Hz
2,60 m/s	330 Hz	70 m/s	465 Hz
3,20 m/s	363 Hz	80 m/s	568 Hz
3,80 m/s	415 Hz	90 m/s	591 Hz
4,40 m/s	436 Hz		

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C14 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film**C14**

t_g	14 mm		
t_l	450 μm		
u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s
u_g	f	u_g	f
20 m/s	93 Hz	20 m/s	
30 m/s	155 Hz	30 m/s	173 Hz
40 m/s		40 m/s	196 Hz
50 m/s	245 Hz	50 m/s	266 Hz
60 m/s		60 m/s	309 Hz
70 m/s		70 m/s	349 Hz
80 m/s	292 Hz	80 m/s	388 Hz
90 m/s	305 Hz	90 m/s	422 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C14 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C14

t_g	14 mm				
t_l	600 μm				
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f	u_g	f
0,40 m/s	46 Hz	20 m/s	60 Hz	20 m/s	
0,50 m/s	46 Hz	30 m/s	133 Hz	30 m/s	114 Hz
0,60 m/s	137 Hz	40 m/s	206 Hz	40 m/s	207 Hz
0,80 m/s	209 Hz	50 m/s	252 Hz	50 m/s	266 Hz
1,00 m/s	232 Hz	60 m/s		60 m/s	312 Hz
1,10 m/s	246 Hz	70 m/s	153 Hz	70 m/s	349 Hz
1,20 m/s	244 Hz	80 m/s	229 Hz	80 m/s	402 Hz
1,40 m/s	262 Hz	90 m/s	249 Hz	90 m/s	442 Hz
1,60 m/s	244 Hz				
1,80 m/s	247 Hz				
2,00 m/s	272 Hz				
2,20 m/s	267 Hz				

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C14 – $tl = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C9

t_g	9 mm		
t_l	300 μm		
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f
0,60 m/s	96 Hz	30 m/s	199 Hz
0,80 m/s	123 Hz	40 m/s	266 Hz
1,00 m/s	143 Hz	50 m/s	355 Hz
1,20 m/s	171 Hz	60 m/s	438 Hz
1,40 m/s		70 m/s	501 Hz
1,60 m/s	348 Hz	80 m/s	550 Hz
2,20 m/s	375 Hz	90 m/s	610 Hz
2,60 m/s	375 Hz		
3,20 m/s	375 Hz		
3,80 m/s	413 Hz		
4,40 m/s	440 Hz		

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C9 – $tl = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C9

t_g	9 mm		
t_l	450 μm		
u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s
u_g	f	u_g	f
20 m/s	78 Hz	20 m/s	73 Hz
30 m/s	163 Hz	30 m/s	186 Hz
40 m/s		40 m/s	252 Hz
50 m/s		50 m/s	322 Hz
60 m/s	235 Hz	60 m/s	392 Hz
70 m/s	279 Hz	70 m/s	289 Hz
80 m/s	306 Hz	80 m/s	339 Hz
90 m/s	340 Hz	90 m/s	405 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C9 – $tl = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C9

t_g	9 mm				
t_l	600 μm				
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f	u_g	f
0,40 m/s	46 Hz	20 m/s	53 Hz	20 m/s	
0,60 m/s	134 Hz	30 m/s	136 Hz	30 m/s	113 Hz
0,80 m/s	141 Hz	40 m/s	212 Hz	40 m/s	222 Hz
1,00 m/s	252 Hz	50 m/s	269 Hz	50 m/s	269 Hz
1,10 m/s	267 Hz	60 m/s	179 Hz	60 m/s	320 Hz
1,20 m/s	272 Hz	70 m/s	209 Hz	70 m/s	416 Hz
1,40 m/s	267 Hz	80 m/s	229 Hz	80 m/s	502 Hz
1,60 m/s	280 Hz	90 m/s	259 Hz	90 m/s	558 Hz
1,80 m/s	259 Hz				
2,00 m/s	264 Hz				
2,20 m/s	272 Hz				

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C9 – $tl = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C6

t_g	6 mm		
t_l	300 μm		
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f
0,60 m/s	103 Hz	30 m/s	202 Hz
1,00 m/s	140 Hz	40 m/s	338 Hz
1,60 m/s	170 Hz	50 m/s	391 Hz
2,20 m/s	360 Hz	60 m/s	431 Hz
2,60 m/s	433 Hz	70 m/s	491 Hz
3,20 m/s	360 Hz	80 m/s	594 Hz
3,80 m/s	456 Hz	90 m/s	655 Hz
4,40 m/s	460 Hz		

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C6 – $tl = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C6

t_g	6 mm		
t_l	450 μm		
u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s
u_g	f	u_g	f
20 m/s	64 Hz	20 m/s	
30 m/s	173 Hz	30 m/s	176 Hz
40 m/s	285 Hz	40 m/s	269 Hz
50 m/s	300 Hz	50 m/s	
60 m/s	385 Hz	60 m/s	400 Hz
70 m/s	227 Hz	70 m/s	272 Hz
80 m/s	270 Hz	80 m/s	339 Hz
90 m/s	330 Hz	90 m/s	365 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C6 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C6

t_g	6 mm				
t_l	600 μm				
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f	u_g	f
0,40 m/s	46 Hz	20 m/s	50 Hz	20 m/s	
0,60 m/s	147 Hz	30 m/s	140 Hz	30 m/s	106 Hz
0,80 m/s	154 Hz	40 m/s	216 Hz	40 m/s	239 Hz
1,00 m/s	263 Hz	50 m/s	269 Hz	50 m/s	288 Hz
1,10 m/s	252 Hz	60 m/s	179 Hz	60 m/s	343 Hz
1,20 m/s	266 Hz	70 m/s	212 Hz	70 m/s	415 Hz
1,40 m/s	259 Hz	80 m/s	229 Hz	80 m/s	481 Hz
1,60 m/s	264 Hz	90 m/s	239 Hz	90 m/s	541 Hz
1,80 m/s	270 Hz				
2,00 m/s	262 Hz				
2,20 m/s	292 Hz				

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C6 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C4

t_g	4 mm		
t_l	300 μm		
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f
0,60 m/s		30 m/s	163 Hz
1,00 m/s	142 Hz	40 m/s	345 Hz
1,60 m/s	302 Hz	50 m/s	422 Hz
2,20 m/s	422 Hz	60 m/s	455 Hz
2,60 m/s	450 Hz	70 m/s	538 Hz
3,20 m/s	510 Hz	80 m/s	591 Hz
3,80 m/s	463 Hz	90 m/s	675 Hz
4,40 m/s	463 Hz		

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C4 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C4

t_g	4 mm		
t_l	450 μm		
u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s
u_g	f	u_g	f
30 m/s	164 Hz	30 m/s	149 Hz
40 m/s	217 Hz	40 m/s	292 Hz
50 m/s	260 Hz	50 m/s	
60 m/s	362 Hz	60 m/s	405 Hz
70 m/s	431 Hz	70 m/s	465 Hz
80 m/s	232 Hz	80 m/s	541 Hz
90 m/s	265 Hz	90 m/s	611 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C4 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C4

t_g	4 mm				
t_l	600 μm				
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f	u_g	f
0,40 m/s		20 m/s		20 m/s	
0,60 m/s	151 Hz	30 m/s	82 Hz	30 m/s	108 Hz
0,80 m/s	159 Hz	40 m/s	216 Hz	40 m/s	232 Hz
1,00 m/s	159 Hz	50 m/s	164 Hz	50 m/s	292 Hz
1,10 m/s	163 Hz	60 m/s	192 Hz	60 m/s	415 Hz
1,20 m/s	157 Hz	70 m/s	222 Hz	70 m/s	478 Hz
1,40 m/s	275 Hz	80 m/s	246 Hz	80 m/s	511 Hz
1,60 m/s	289 Hz	90 m/s	272 Hz	90 m/s	576 Hz
1,80 m/s	265 Hz				
2,00 m/s	290 Hz				
2,20 m/s	285 Hz				

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C4 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

C2

t_g	2 mm
t_l	300 μm
u_l	2,20 m/s
u_g	f
30 m/s	199 Hz
40 m/s	249 Hz
50 m/s	332 Hz
60 m/s	395 Hz
70 m/s	468 Hz
80 m/s	511 Hz
90 m/s	531 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C2 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film**D22**

t_g	22 mm		
t_l	300 μm		
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f
0,60 m/s	153 Hz	30 m/s	206 Hz
1,00 m/s	212 Hz	40 m/s	262 Hz
1,60 m/s	318 Hz	50 m/s	312 Hz
2,20 m/s	312 Hz	60 m/s	415 Hz
2,60 m/s	314 Hz	70 m/s	482 Hz
3,20 m/s	340 Hz	80 m/s	515 Hz
3,80 m/s	343 Hz		
4,40 m/s	346 Hz		

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D22 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film**D22**

t_g	22 mm		
t_l	450 μm		
u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s
u_g	f	u_g	f
20 m/s	88 Hz	20 m/s	91 Hz
30 m/s	147 Hz	30 m/s	159 Hz
40 m/s	189 Hz	40 m/s	216 Hz
50 m/s	234 Hz	50 m/s	257 Hz
60 m/s	287 Hz	60 m/s	299 Hz
70 m/s	320 Hz	70 m/s	342 Hz
80 m/s	358 Hz	80 m/s	403 Hz
90 m/s	365 Hz	90 m/s	462 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D22 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D22

t_g	22 mm				
t_l	600 μm				
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f	u_g	f
0,40 m/s		20 m/s	80 Hz	20 m/s	106 Hz
0,60 m/s	242 Hz	30 m/s	144 Hz	30 m/s	139 Hz
0,80 m/s	226 Hz	40 m/s	194 Hz	40 m/s	206 Hz
1,00 m/s	229 Hz	50 m/s	240 Hz	50 m/s	266 Hz
1,10 m/s	232 Hz	60 m/s	282 Hz	60 m/s	322 Hz
1,20 m/s	230 Hz	70 m/s	315 Hz	70 m/s	369 Hz
1,40 m/s	236 Hz	80 m/s	349 Hz	80 m/s	415 Hz
1,60 m/s	249 Hz	90 m/s	129 Hz	90 m/s	455 Hz
1,80 m/s	260 Hz				
2,00 m/s	266 Hz				
2,20 m/s	267 Hz				

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D22 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film**D14**

t_g	14 mm		
t_l	300 μm		
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f
0,60 m/s	149 Hz	30 m/s	176 Hz
1,00 m/s	204 Hz	40 m/s	242 Hz
1,60 m/s	300 Hz	50 m/s	279 Hz
2,20 m/s	282 Hz	60 m/s	349 Hz
2,60 m/s	300 Hz	70 m/s	425 Hz
3,20 m/s	318 Hz	80 m/s	478 Hz
3,80 m/s	320 Hz	90 m/s	506 Hz
4,40 m/s	320 Hz		

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D14 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film**D14**

t_g	14 mm		
t_l	450 μm		
u_l	1,47 m/s	u_g	f
u_g	f	20 m/s	73 Hz
20 m/s	76 Hz	30 m/s	137 Hz
30 m/s	133 Hz	40 m/s	192 Hz
40 m/s	174 Hz	50 m/s	240 Hz
50 m/s	204 Hz	60 m/s	267 Hz
60 m/s	244 Hz	70 m/s	310 Hz
70 m/s	304 Hz	80 m/s	350 Hz
80 m/s	341 Hz	90 m/s	406 Hz
90 m/s	383 Hz		

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D14 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D14

t_g	14 mm				
t_l	600 μm				
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f	u_g	f
0,40 m/s	66 Hz	20 m/s	64 Hz	20 m/s	
0,60 m/s	70 Hz	30 m/s	129 Hz	30 m/s	113 Hz
0,80 m/s	206 Hz	40 m/s	179 Hz	40 m/s	173 Hz
1,00 m/s	206 Hz	50 m/s	206 Hz	50 m/s	242 Hz
1,10 m/s	212 Hz	60 m/s	249 Hz	60 m/s	287 Hz
1,20 m/s	213 Hz	70 m/s	297 Hz	70 m/s	340 Hz
1,40 m/s	227 Hz	80 m/s	326 Hz	80 m/s	387 Hz
1,60 m/s	236 Hz	90 m/s	372 Hz	90 m/s	432 Hz
1,80 m/s	239 Hz				
2,00 m/s	240 Hz				
2,20 m/s	240 Hz				

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D14 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film**D9**

t_g	9 mm		
t_l	300 μm		
u_g	50 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f
0,60 m/s	166 Hz	30 m/s	139 Hz
1,00 m/s	196 Hz	40 m/s	213 Hz
1,60 m/s	249 Hz	50 m/s	246 Hz
2,20 m/s	240 Hz	60 m/s	262 Hz
2,60 m/s	263 Hz	70 m/s	345 Hz
3,20 m/s	270 Hz	80 m/s	405 Hz
3,80 m/s	277 Hz	90 m/s	448 Hz
4,40 m/s	284 Hz		

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D9

t_g	9 mm		
t_l	450 μm		
u_l	1,47 m/s	u_l	2,20 m/s
u_g	f	u_g	f
20 m/s	68 Hz	20 m/s	103 Hz
30 m/s	121 Hz	30 m/s	127 Hz
40 m/s	161 Hz	40 m/s	177 Hz
50 m/s	197 Hz	50 m/s	219 Hz
60 m/s	214 Hz	60 m/s	232 Hz
70 m/s	240 Hz	70 m/s	262 Hz
80 m/s	275 Hz	80 m/s	292 Hz
90 m/s	307 Hz	90 m/s	326 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D9 – $tl = 450 \mu\text{m}$ – sans pré-film

D9

t_g	9 mm				
t_l	600 μm				
u_g	50 m/s	u_l	1,10 m/s	u_l	2,20 m/s
u_l	f	u_g	f	u_g	f
0,40 m/s	59 Hz	20 m/s	46 Hz	20 m/s	
0,60 m/s	173 Hz	30 m/s	103 Hz	30 m/s	
0,80 m/s	169 Hz	40 m/s	157 Hz	40 m/s	141 Hz
1,00 m/s	179 Hz	50 m/s	190 Hz	50 m/s	189 Hz
1,10 m/s	192 Hz	60 m/s	209 Hz	60 m/s	226 Hz
1,20 m/s	192 Hz	70 m/s	239 Hz	70 m/s	276 Hz
1,40 m/s	197 Hz	80 m/s	272 Hz	80 m/s	312 Hz
1,60 m/s	199 Hz	90 m/s	126 Hz	90 m/s	352 Hz
1,80 m/s	193 Hz				
2,00 m/s	187 Hz				
2,20 m/s	187 Hz				

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D9 – $tl = 600 \mu\text{m}$ – sans pré-film

Taille des gouttes

Atomisation primaire**C2**

t_g	2 mm	t_g	2 mm		t_g	2 mm	
t_l	300 μm	t_l	450 μm		t_l	600 μm	
u_l	1 m/s	u_l	0,67 m/s	1 m/s	u_l	0,5 m/s	1 m/s
u_g	D32	u_g	D32	D32	u_g	D32	D32
30 m/s	761 μm	30 m/s	659 μm	607 μm	30 m/s	887 μm	720 μm
40 m/s	361 μm	40 m/s	413 μm	363 μm	40 m/s	373 μm	368 μm
50 m/s	240 μm	50 m/s	319 μm	296 μm	50 m/s	275 μm	311 μm
60 m/s	181 μm	60 m/s	260 μm	239 μm	60 m/s	245 μm	234 μm
70 m/s	139 μm	70 m/s	191 μm	185 μm	70 m/s	211 μm	206 μm

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D14 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – sans pré-filmAtomisation finale**C2**

t_g	2 mm	
t_l	300 μm	
u_l	1 m/s	
u_g	D32	D43
30 m/s	761 μm	1053 μm
40 m/s	361 μm	635 μm
50 m/s	240 μm	457 μm
60 m/s	181 μm	352 μm
70 m/s	139 μm	287 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration C2 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ sans pré-film

C4

t_g	4 mm	
t_l	300 μm	
u_l	2,2 m/s	
u_g	D32	D43
30 m/s	769 μm	1068 μm
40 m/s	247 μm	502 μm
50 m/s	207 μm	430 μm
60 m/s	161 μm	327 μm
70 m/s	141 μm	282 μm
80 m/s	109 μm	205 μm
90 m/s	86 μm	158 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration C4 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ sans pré-film

C6

t_g	6 mm	
t_l	300 μm	
u_l	2,2 m/s	
u_g	D32	D43
30 m/s	419 μm	734 μm
40 m/s	260 μm	493 μm
50 m/s	217 μm	411 μm
60 m/s	159 μm	299 μm
70 m/s	131 μm	243 μm
80 m/s	106 μm	183 μm
90 m/s	92 μm	172 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration C6 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ sans pré-film

C9

t_g	9 mm				
t_l	300 μm				
u_g	50 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	D32	D43	u_g	D32	D43
0,6 m/s	197 μm	362 μm	20 m/s	929 μm	1210 μm
1,0 m/s	207 μm	372 μm	30 m/s	410 μm	706 μm
1,2 m/s	209 μm	384 μm	40 m/s	299 μm	537 μm
1,6 m/s	217 μm	392 μm	50 m/s	217 μm	402 μm
2,2 m/s	214 μm	392 μm	60 m/s	165 μm	292 μm
2,6 m/s	226 μm	416 μm	70 m/s	130 μm	226 μm
3,2 m/s	252 μm	465 μm	80 m/s	105 μm	171 μm
3,8 m/s	276 μm	502 μm	90 m/s	88 μm	149 μm
4,4 m/s	290 μm	521 μm			

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ sans pré-film

C9

t_g	9 mm							
t_l	450 μm							
u_g	50 m/s		u_l	1,47 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	D32	D43	u_g	D32	D43	u_g	D32	D43
0,6 m/s	212 μm	397 μm	30 m/s	406 μm	715 μm	30 m/s	517 μm	860 μm
1,0 m/s	213 μm	385 μm	40 m/s	299 μm	544 μm	40 m/s	321 μm	588 μm
1,5 m/s	228 μm	417 μm	50 m/s	223 μm	404 μm	50 m/s	238 μm	435 μm
1,8 m/s	227 μm	415 μm	60 m/s	173 μm	314 μm	60 m/s	182 μm	328 μm
2,2 m/s	238 μm	447 μm	70 m/s	133 μm	241 μm	70 m/s	140 μm	249 μm
2,6 m/s	256 μm	481 μm	80 m/s	112 μm	211 μm	80 m/s	114 μm	176 μm
2,9 m/s	264 μm	495 μm	90 m/s	95 μm	190 μm	90 m/s	95 μm	153 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration C9 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ sans pré-film

C9

t_g	9 mm							
t_l	600 μm							
u_g	50 m/s		u_l	1,1 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	<i>D32</i>	<i>D43</i>	u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>	u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>
0,5 m/s	206 μm	375 μm	30 m/s	401 μm	701 μm	30 m/s	529 μm	851 μm
0,6 m/s	205 μm	376 μm	40 m/s	286 μm	508 μm	40 m/s	318 μm	578 μm
0,8 m/s	214 μm	384 μm	50 m/s	218 μm	390 μm	50 m/s	258 μm	471 μm
1,0 m/s	223 μm	405 μm	60 m/s	167 μm	293 μm	60 m/s	194 μm	357 μm
1,1 m/s	228 μm	407 μm	70 m/s	136 μm	249 μm	70 m/s	150 μm	286 μm
1,2 m/s	232 μm	418 μm	80 m/s	125 μm	276 μm	80 m/s	121 μm	230 μm
1,4 m/s	242 μm	445 μm	90 m/s	98 μm	211 μm	90 m/s	103 μm	205 μm
1,6 m/s	239 μm	440 μm						
1,8 m/s	248 μm	460 μm						
2,0 m/s	259 μm	487 μm						
2,2 m/s	271 μm	512 μm						

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration C9 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ sans pré-film

C14

t_g	14 mm	
t_l	300 μm	
u_l	2,2 m/s	
u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>
30 m/s	488 μm	807 μm
40 m/s	302 μm	533 μm
50 m/s	210 μm	377 μm
60 m/s	163 μm	281 μm
70 m/s	125 μm	209 μm
80 m/s	99 μm	176 μm
90 m/s	91 μm	172 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration C14 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ sans pré-film

D9

t_g	9 mm				
t_l	300 μm				
u_g	50 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	<i>D32</i>	<i>D43</i>	u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>
0,6 m/s	288 μm	480 μm	30 m/s	608 μm	925 μm
1,0 m/s	288 μm	497 μm	40 m/s	324 μm	605 μm
1,2 m/s	292 μm	492 μm	50 m/s	289 μm	515 μm
1,6 m/s	286 μm	490 μm	60 m/s	252 μm	445 μm
2,2 m/s	293 μm	515 μm	70 m/s	205 μm	364 μm
2,6 m/s	318 μm	552 μm	80 m/s	178 μm	327 μm
3,2 m/s	323 μm	558 μm	90 m/s	144 μm	264 μm
3,8 m/s	360 μm	612 μm			
4,4 m/s	387 μm	653 μm			

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ sans pré-film

D9

t_g	9 mm							
t_l	450 μm							
u_g	50 m/s		u_l	1,47 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	<i>D32</i>	<i>D43</i>	u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>	u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>
0,6 m/s	281 μm	489 μm	30 m/s	463 μm	770 μm	30 m/s	590 μm	944 μm
1,0 m/s	285 μm	505 μm	40 m/s	313 μm	563 μm	40 m/s	374 μm	651 μm
1,5 m/s	271 μm	486 μm	50 m/s	265 μm	472 μm	50 m/s	300 μm	530 μm
1,8 m/s	284 μm	508 μm	60 m/s	231 μm	409 μm	60 m/s	253 μm	453 μm
2,2 m/s	306 μm	538 μm	70 m/s	202 μm	364 μm	70 m/s	209 μm	383 μm
2,6 m/s	322 μm	565 μm	80 m/s	174 μm	320 μm	80 m/s	178 μm	338 μm
2,9 m/s	344 μm	607 μm	90 m/s	145 μm	273 μm	90 m/s	152 μm	289 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration D9 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ sans pré-film

D9

t_g	9 mm							
t_l	600 μm							
u_g	50 m/s		u_l	1,1 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	<i>D32</i>	<i>D43</i>	u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>	u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>
0,5 m/s	274 μm	474 μm	30 m/s	465 μm	772 μm	30 m/s	847 μm	1150 μm
0,6 m/s	271 μm	492 μm	40 m/s	284 μm	521 μm	40 m/s	468 μm	779 μm
0,8 m/s	268 μm	482 μm	50 m/s	253 μm	460 μm	50 m/s	333 μm	578 μm
1,0 m/s	247 μm	444 μm	60 m/s	213 μm	389 μm	60 m/s	268 μm	484 μm
1,1 m/s	247 μm	445 μm	70 m/s	201 μm	372 μm	70 m/s	222 μm	410 μm
1,2 m/s	234 μm	421 μm	80 m/s	169 μm	314 μm	80 m/s	185 μm	345 μm
1,4 m/s	251 μm	441 μm	90 m/s	148 μm	282 μm	90 m/s	160 μm	312 μm
1,6 m/s	272 μm	482 μm						
1,8 m/s	296 μm	517 μm						
2,0 m/s	311 μm	551 μm						
2,2 m/s	337 μm	589 μm						

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration D9 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ sans pré-film

D14

t_g	14 mm	
t_l	300 μm	
u_l	2,2 m/s	
u_g	<i>D32</i>	<i>D43</i>
30 m/s	421 μm	690 μm
40 m/s	281 μm	501 μm
50 m/s	244 μm	433 μm
60 m/s	191 μm	336 μm
70 m/s	146 μm	272 μm
80 m/s	116 μm	225 μm
90 m/s	102 μm	219 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration D14 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ sans pré-film

D22

t_g	22 mm				
t_l	300 μm				
u_g	50 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	D32	D43	u_g	D32	D43
0,6 m/s	209 μm	375 μm	20 m/s	715 μm	1049 μm
1,0 m/s	209 μm	373 μm	30 m/s	401 μm	692 μm
1,2 m/s	214 μm	379 μm	40 m/s	263 μm	472 μm
1,6 m/s	213 μm	390 μm	50 m/s	213 μm	375 μm
2,2 m/s	225 μm	416 μm	60 m/s	164 μm	309 μm
2,6 m/s	220 μm	409 μm	70 m/s	136 μm	254 μm
3,2 m/s	243 μm	435 μm	80 m/s	113 μm	239 μm
3,8 m/s	251 μm	451 μm	90 m/s	112 μm	258 μm
4,4 m/s	260 μm	467 μm			

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration D22 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ sans pré-film

D22

t_g	22 mm							
t_l	450 μm							
u_g	50 m/s		u_l	1,47 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	D32	D43	u_g	D32	D43	u_g	D32	D43
0,6 m/s	209 μm	367 μm	30 m/s	362 μm	634 μm	30 m/s	445 μm	739 μm
1,0 m/s	209 μm	373 μm	40 m/s	275 μm	477 μm	40 m/s	313 μm	543 μm
1,5 m/s	226 μm	406 μm	50 m/s	217 μm	378 μm	50 m/s	221 μm	393 μm
1,8 m/s	219 μm	382 μm	60 m/s	169 μm	301 μm	60 m/s	174 μm	317 μm
2,2 m/s	223 μm	392 μm	70 m/s	143 μm	268 μm	70 m/s	147 μm	298 μm
2,6 m/s	237 μm	415 μm	80 m/s	122 μm	255 μm	80 m/s	134 μm	337 μm
2,9 m/s	248 μm	434 μm	90 m/s	105 μm	251 μm	90 m/s	109 μm	288 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration D22 – $t_l = 450 \mu\text{m}$ sans pré-film

D22

t_g	22 mm							
t_l	600 μm							
u_g	50 m/s		u_l	1,1 m/s		u_l	2,2 m/s	
u_l	D32	D43	u_g	D32	D43	u_g	D32	D43
0,5 m/s	222 μm	425 μm	30 m/s	342 μm	611 μm	30 m/s	489 μm	802 μm
0,6 m/s	232 μm	453 μm	40 m/s	267 μm	480 μm	40 m/s	316 μm	548 μm
0,8 m/s	227 μm	428 μm	50 m/s	227 μm	427 μm	50 m/s	239 μm	423 μm
1,0 m/s	230 μm	446 μm	60 m/s	182 μm	354 μm	60 m/s	185 μm	336 μm
1,1 m/s	231 μm	443 μm	70 m/s	129 μm	288 μm	70 m/s	163 μm	325 μm
1,2 m/s	224 μm	404 μm	80 m/s	148 μm	292 μm	80 m/s	128 μm	293 μm
1,4 m/s	217 μm	391 μm	90 m/s	114 μm	281 μm	90 m/s	131 μm	431 μm
1,6 m/s	225 μm	407 μm						
1,8 m/s	234 μm	420 μm						
2,0 m/s	244 μm	435 μm						
2,2 m/s	252 μm	452 μm						

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – atomisation finale – configuration D22 – $t_l = 600 \mu\text{m}$ sans pré-film

Injecteur avec zone de pré-film

Longueur de rupture

C9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_g	50 m/s						
L_b	L_{pref}						
u_l	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
0,3 m/s	1,15 mm	2,90 mm	0,94 mm	1,35 mm	1,00 mm		0,83 mm
0,5 m/s	2,72 mm	4,25 mm	1,83 mm	1,84 mm	1,39 mm	2,17 mm	1,43 mm
1,0 m/s	5,15 mm	8,98 mm	2,78 mm	4,09 mm	2,75 mm	4,26 mm	2,20 mm
1,5 m/s	7,27 mm	9,05 mm	3,75 mm	2,47 mm	3,80 mm	5,09 mm	2,82 mm
2,0 m/s	9,52 mm	9,30 mm	5,04 mm	3,38 mm	4,71 mm	5,44 mm	3,78 mm
2,5 m/s	10,18 mm		5,77 mm	3,85 mm	5,05 mm	6,55 mm	4,12 mm
3,0 m/s	10,43 mm		5,64 mm	4,82 mm	6,17 mm	6,87 mm	4,22 mm
3,5 m/s	9,48 mm	10,27 mm	6,30 mm	7,34 mm	6,74 mm	8,63 mm	4,77 mm
4,0 m/s	8,47 mm	10,87 mm	7,06 mm	7,04 mm	6,64 mm	11,71 mm	5,81 mm

Table 8.2 : Longueur de rupture – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_g = 50 \text{ m/s}$

C9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_l	2,2 m/s						
L_b	L_{pref}						
u_g	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
30 m/s	15,68 mm	10,98 mm	11,54 mm	5,60 mm	8,71 mm	16,32 mm	6,50 mm
40 m/s	11,62 mm	8,65 mm	7,88 mm	3,09 mm	9,11 mm	12,05 mm	4,96 mm
50 m/s	10,08 mm	6,72 mm	6,25 mm	3,06 mm	7,53 mm	8,95 mm	3,86 mm
60 m/s	8,17 mm	5,62 mm	5,04 mm	2,54 mm	6,47 mm	4,44 mm	3,47 mm
70 m/s	7,46 mm	4,37 mm	3,79 mm	1,85 mm	3,11 mm	2,97 mm	2,80 mm
80 m/s	6,41 mm	3,51 mm	3,29 mm	1,52 mm	3,22 mm	3,44 mm	2,60 mm
90 m/s	5,41 mm	3,44 mm	2,97 mm	2,19 mm	2,08 mm	3,02 mm	2,57 mm

Table 8.2 : Longueur de rupture – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_l = 2,2 \text{ m/s}$

D9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_g	50 m/s						
L_b	L_{pref}						
u_l	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
0,3 m/s	1,86 mm	1,15 mm	0,88 mm	1,05 mm	1,22 mm	2,19 mm	1,15 mm
0,5 m/s	2,40 mm	1,52 mm	1,36 mm	1,55 mm	1,63 mm	2,21 mm	1,80 mm
1,0 m/s	4,42 mm	3,29 mm	2,86 mm	1,83 mm	2,35 mm	4,18 mm	3,34 mm
1,5 m/s	6,17 mm	3,94 mm	4,55 mm	3,91 mm	3,30 mm	5,37 mm	4,72 mm
2,0 m/s	6,25 mm	3,98 mm	4,23 mm	4,51 mm	4,20 mm	6,35 mm	4,44 mm
2,5 m/s	5,71 mm	5,19 mm	5,00 mm	5,54 mm	5,31 mm	7,38 mm	4,42 mm
3,0 m/s	5,70 mm	6,02 mm	5,74 mm	6,69 mm	6,02 mm	8,05 mm	5,19 mm
3,5 m/s	5,70 mm	5,84 mm	6,84 mm	7,70 mm	7,27 mm	9,90 mm	5,63 mm
4,0 m/s	5,77 mm	7,96 mm	7,55 mm	8,79 mm	7,76 mm	11,95 mm	6,29 mm

Table 8.2 : Longueur de rupture – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_g = 50 \text{ m/s}$ **D9**

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_l	2,2 m/s						
L_b	L_{pref}						
u_g	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
30 m/s	9,87 mm	10,17 mm	10,44 mm	12,28 mm	11,00 mm	14,30 mm	
40 m/s	7,09 mm	5,02 mm	5,47 mm	6,75 mm	5,92 mm	7,67 mm	4,33 mm
50 m/s	6,00 mm	3,42 mm	3,47 mm	5,10 mm	4,47 mm	8,42 mm	6,46 mm
60 m/s	5,03 mm	2,50 mm	3,07 mm	3,60 mm	4,14 mm	5,42 mm	4,53 mm
70 m/s	4,05 mm	2,02 mm	2,46 mm	3,13 mm	4,40 mm	4,46 mm	3,89 mm
80 m/s	2,97 mm	1,69 mm	2,51 mm	2,86 mm	3,04 mm	3,83 mm	3,33 mm
90 m/s	2,47 mm	1,72 mm	1,59 mm	2,36 mm	1,94 mm	3,38 mm	3,03 mm

Table 8.2 : Longueur de rupture – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_l = 2,2 \text{ m/s}$

Fréquence de battement

C9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_g	50 m/s						
f	L_{pref}						
u_l	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
0,3 m/s					69 Hz	28 Hz	46 Hz
0,5 m/s					97 Hz		
1,0 m/s		197 Hz	216 Hz	191 Hz	151 Hz	119 Hz	103 Hz
1,5 m/s			253 Hz	294 Hz	259 Hz	156 Hz	226 Hz
2,0 m/s	344 Hz	309 Hz	316 Hz	384 Hz	322 Hz	422 Hz	219 Hz
2,5 m/s	415 Hz	344 Hz	369 Hz	489 Hz	406 Hz	344 Hz	228 Hz
3,0 m/s	419 Hz	356 Hz	415 Hz	503 Hz	428 Hz	378 Hz	331 Hz
3,5 m/s	450 Hz	378 Hz	428 Hz	490 Hz	450 Hz	406 Hz	309 Hz
4,0 m/s	466 Hz	391 Hz	428 Hz	475 Hz	453 Hz	403 Hz	

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_g = 50 \text{ m/s}$

C9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_l	2,2 m/s						
f	L_{pref}						
u_g	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
30 m/s	203 Hz	216 Hz	191 Hz	209 Hz	181 Hz	144 Hz	156 Hz
40 m/s	351 Hz	275 Hz	269 Hz	353 Hz	306 Hz	347 Hz	213 Hz
50 m/s	381 Hz	331 Hz	331 Hz	441 Hz	391 Hz	416 Hz	225 Hz
60 m/s	422 Hz	353 Hz	366 Hz	525 Hz	366 Hz	350 Hz	303 Hz
70 m/s	484 Hz	403 Hz	431 Hz	572 Hz	403 Hz	422 Hz	219 Hz
80 m/s		460 Hz	531 Hz	572 Hz	416 Hz	444 Hz	225 Hz
90 m/s	341 Hz	494 Hz	591 Hz	528 Hz	444 Hz	503 Hz	234 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_l = 2,2 \text{ m/s}$

D9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_g	50 m/s						
f	L_{pref}						
u_l	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
0,3 m/s	75 Hz	119 Hz			59 Hz	53 Hz	50 Hz
0,5 m/s	87 Hz	128 Hz	113 Hz	103 Hz	109 Hz	106 Hz	103 Hz
1,0 m/s	206 Hz	262 Hz	222 Hz	269 Hz		306 Hz	
1,5 m/s	231 Hz	269 Hz	259 Hz	226 Hz	250 Hz	306 Hz	203 Hz
2,0 m/s	272 Hz	331 Hz	294 Hz	306 Hz	300 Hz	244 Hz	219 Hz
2,5 m/s	297 Hz	337 Hz	319 Hz	334 Hz	322 Hz	275 Hz	256 Hz
3,0 m/s	306 Hz	337 Hz	325 Hz	344 Hz	338 Hz	291 Hz	269 Hz
3,5 m/s	309 Hz	331 Hz	319 Hz	341 Hz	334 Hz	294 Hz	269 Hz
4,0 m/s	309 Hz	328 Hz	319 Hz	328 Hz	334 Hz	294 Hz	266 Hz

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_g = 50 \text{ m/s}$ **D9**

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_l	2,2 m/s						
f	L_{pref}						
u_g	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
30 m/s	156 Hz	163 Hz	166 Hz	156 Hz	159 Hz	138 Hz	122 Hz
40 m/s	231 Hz	256 Hz	253 Hz	256 Hz	259 Hz	222 Hz	203 Hz
50 m/s	287 Hz	328 Hz	316 Hz	322 Hz	309 Hz	259 Hz	250 Hz
60 m/s	325 Hz	387 Hz	362 Hz	369 Hz	350 Hz	338 Hz	200 Hz
70 m/s	372 Hz	434 Hz	422 Hz	401 Hz		422 Hz	272 Hz
80 m/s	401 Hz	487 Hz	678 Hz	428 Hz	575 Hz	590 Hz	334 Hz
90 m/s	444 Hz	519 Hz	712 Hz	459 Hz		625 Hz	

Table 8.2 : Fréquence d'oscillation – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_l = 2,2 \text{ m/s}$

Taille des gouttes

C9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_g	50 m/s						
D_{32}	L_{pref}						
u_l	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
0,3 m/s	185 μm	186 μm	194 μm	190 μm	196 μm	193 μm	199 μm
0,5 m/s	192 μm	190 μm	194 μm	195 μm	206 μm	217 μm	222 μm
1,0 m/s	193 μm	192 μm	198 μm	197 μm	205 μm	224 μm	235 μm
1,5 m/s	197 μm	201 μm	201 μm	196 μm	207 μm	248 μm	253 μm
2,0 m/s	202 μm	212 μm	211 μm	206 μm	224 μm	267 μm	290 μm
2,5 m/s	220 μm	220 μm	222 μm	204 μm	233 μm	290 μm	317 μm
3,0 m/s	237 μm	248 μm	236 μm	216 μm	240 μm	331 μm	347 μm
3,5 m/s	255 μm	280 μm	267 μm	246 μm	286 μm	352 μm	375 μm
4,0 m/s	283 μm	315 μm	294 μm	296 μm	358 μm	394 μm	407 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_g = 50 \text{ m/s}$

C9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_g	50 m/s						
D_{43}	L_{pref}						
u_l	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
0,3 m/s	334 μm	319 μm	333 μm	339 μm	342 μm	334 μm	324 μm
0,5 m/s	335 μm	332 μm	343 μm	335 μm	352 μm	365 μm	375 μm
1,0 m/s	344 μm	340 μm	349 μm	339 μm	355 μm	377 μm	402 μm
1,5 m/s	348 μm	359 μm	364 μm	346 μm	355 μm	422 μm	441 μm
2,0 m/s	374 μm	391 μm	385 μm	368 μm	401 μm	463 μm	511 μm
2,5 m/s	405 μm	411 μm	403 μm	374 μm	415 μm	503 μm	562 μm
3,0 m/s	432 μm	457 μm	432 μm	404 μm	435 μm	574 μm	614 μm
3,5 m/s	462 μm	506 μm	485 μm	453 μm	514 μm	617 μm	661 μm
4,0 m/s	517 μm	580 μm	532 μm	540 μm	629 μm	682 μm	713 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen volumétrique – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_g = 50 \text{ m/s}$

C9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_l	2,2 m/s						
D_{32}	L_{pref}						
u_g	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
30 m/s	431 μm	450 μm	489 μm	515 μm	492 μm	553 μm	628 μm
40 m/s	263 μm	290 μm	297 μm	269 μm	283 μm	364 μm	628 μm
50 m/s	205 μm	212 μm	206 μm	205 μm	223 μm	265 μm	287 μm
60 m/s	161 μm	156 μm	206 μm	161 μm	174 μm	202 μm	199 μm
70 m/s	124 μm	121 μm	128 μm	130 μm	137 μm	143 μm	141 μm
80 m/s	100 μm	100 μm	103 μm	104 μm	137 μm	106 μm	104 μm
90 m/s	82 μm	81 μm	84 μm	87 μm	137 μm		81 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_l = 2,2 \text{ m/s}$ **C9**

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_l	2,2 m/s						
D_{43}	L_{pref}						
u_g	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
30 m/s	747 μm	742 μm	797 μm	823 μm	800 μm	864 μm	936 μm
40 m/s	491 μm	528 μm	528 μm	493 μm	508 μm	611 μm	936 μm
50 m/s	382 μm	389 μm	366 μm	370 μm	401 μm	454 μm	502 μm
60 m/s	287 μm	279 μm	366 μm	290 μm	299 μm	362 μm	366 μm
70 m/s	215 μm	210 μm	219 μm	217 μm	231 μm	255 μm	257 μm
80 m/s	164 μm	161 μm	163 μm	166 μm	231 μm	175 μm	177 μm
90 m/s	127 μm	126 μm	125 μm	132 μm	231 μm		132 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen volumétrique – configuration C9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_l = 2,2 \text{ m/s}$

D9

t_g	9 mm					
t_l	300 μm					
u_g	50 m/s					
D_{32}	L_{pref}					
u_l	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
0,3 m/s	281 μm	299 μm	306 μm	302 μm	292 μm	306 μm
0,5 m/s	273 μm	281 μm	302 μm	324 μm	319 μm	323 μm
1,0 m/s	293 μm	278 μm	252 μm	300 μm	334 μm	335 μm
1,5 m/s	298 μm	302 μm	308 μm	313 μm	348 μm	368 μm
2,0 m/s	279 μm	282 μm	281 μm	329 μm	391 μm	414 μm
2,5 m/s	277 μm	302 μm	306 μm	324 μm	423 μm	453 μm
3,0 m/s	322 μm	351 μm	361 μm	389 μm	454 μm	488 μm
3,5 m/s	363 μm	406 μm	425 μm	445 μm	522 μm	549 μm
4,0 m/s	421 μm	496 μm	518 μm	543 μm	575 μm	586 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – configuration D9 – $tl = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_g = 50 \text{ m/s}$ **D9**

t_g	9 mm					
t_l	300 μm					
u_g	50 m/s					
D_{43}	L_{pref}					
u_l	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
0,3 m/s	471 μm	491 μm	484 μm	480 μm	459 μm	489 μm
0,5 m/s	466 μm	478 μm	498 μm	529 μm	516 μm	534 μm
1,0 m/s	491 μm	475 μm	449 μm	506 μm	545 μm	556 μm
1,5 m/s	506 μm	519 μm	533 μm	546 μm	580 μm	608 μm
2,0 m/s	502 μm	500 μm	509 μm	570 μm	641 μm	689 μm
2,5 m/s	494 μm	536 μm	547 μm	575 μm	690 μm	746 μm
3,0 m/s	561 μm	608 μm	627 μm	666 μm	734 μm	798 μm
3,5 m/s	626 μm	680 μm	710 μm	729 μm	824 μm	867 μm
4,0 m/s	709 μm	804 μm	832 μm	855 μm	882 μm	913 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen volumétrique – configuration D9 – $tl = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_g = 50 \text{ m/s}$

D9

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_l	2,2 m/s						
D_{32}	L_{pref}						
u_g	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
30 m/s	578 μm	535 μm	563 μm	541 μm	574 μm	631 μm	890 μm
40 m/s	321 μm	341 μm	361 μm	356 μm	402 μm	474 μm	554 μm
50 m/s	238 μm	274 μm	277 μm	277 μm	324 μm	401 μm	432 μm
60 m/s	211 μm	244 μm	263 μm	286 μm	299 μm	316 μm	330 μm
70 m/s	197 μm	210 μm	225 μm	233 μm	235 μm	257 μm	260 μm
80 m/s	167 μm	179 μm	194 μm	191 μm	197 μm	218 μm	226 μm
90 m/s	137 μm	148 μm	151 μm	161 μm	171 μm	177 μm	220 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen de Sauter – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_l = 2,2 \text{ m/s}$ **D9**

t_g	9 mm						
t_l	300 μm						
u_l	2,2 m/s						
D_{43}	L_{pref}						
u_g	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm	10 mm	20 mm	40 mm
30 m/s	917 μm	849 μm	890 μm	881 μm	912 μm	953 μm	1169 μm
40 m/s	589 μm	610 μm	633 μm	632 μm	692 μm	762 μm	847 μm
50 m/s	440 μm	493 μm	493 μm	497 μm	558 μm	664 μm	718 μm
60 m/s	374 μm	421 μm	460 μm	495 μm	513 μm	547 μm	570 μm
70 m/s	344 μm	371 μm	397 μm	416 μm	419 μm	475 μm	487 μm
80 m/s	287 μm	320 μm	354 μm	360 μm	375 μm	432 μm	452 μm
90 m/s	239 μm	271 μm	283 μm	311 μm	342 μm	354 μm	527 μm

Table 8.2 : Diamètre moyen volumétrique – configuration D9 – $t_l = 300 \mu\text{m}$ – avec pré-film – $u_l = 2,2 \text{ m/s}$

7 Comparaison avec les études précédentes (nappe liquide)

Longueur de rupture

Les différentes corrélations présentées dans le paragraphe 1.4.2 pour estimer la longueur de rupture d'une nappe liquide soumise à un fort cisaillement par un écoulement d'air sont comparées avec les mesures expérimentales. Quand cela est nécessaire les constantes utilisées dans les corrélations sont modifiées afin de faciliter la comparaison des évolutions obtenues.

Arai et Hashimoto [2]
$$\frac{L_b}{t_l/2} = 3.88 * \left(\frac{t_l/2}{t_{l1}}\right)^{-0.5} We_{g,t_l/2}^{-0.5} Re_l^{0.6}$$

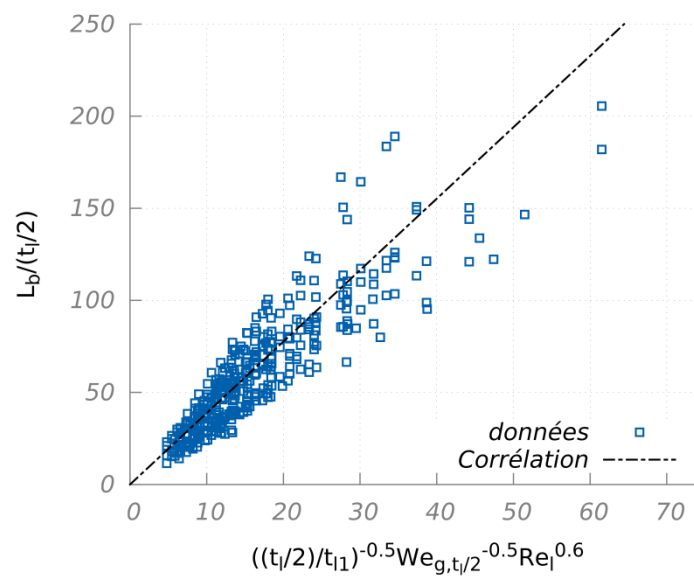


Figure 7.9 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation d'Arai et Hashimoto

$t_{l1} = 0.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ correspondant à la demi-épaisseur d'un de leurs injecteurs.

Carvalho et al. [24]

$$\frac{L_b}{t_l} = 0.61 MFR^{-0.64} Re_l^{0.36} We_{g,t_l}^{-0.53} + 3.89$$

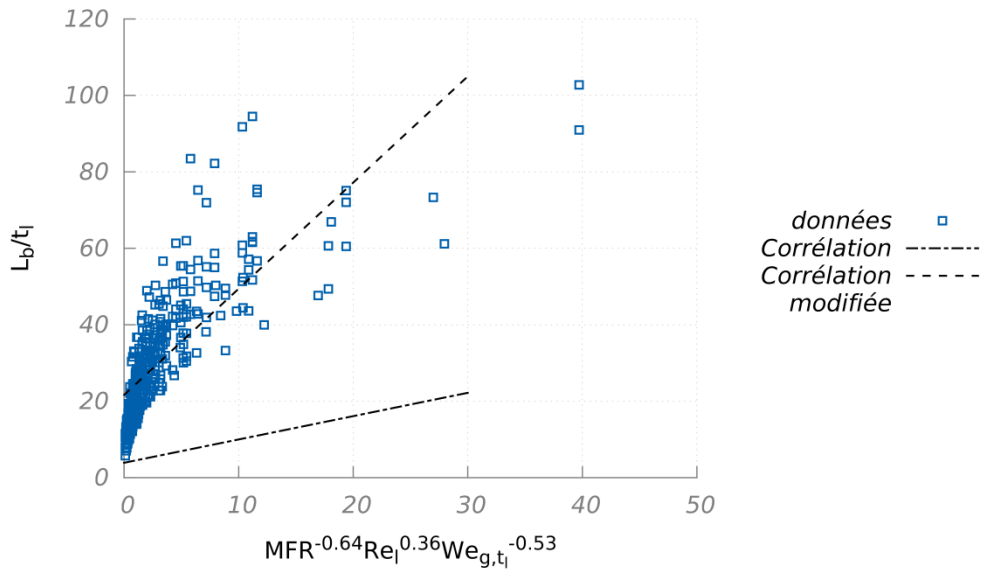


Figure 7.10 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Carvalho et al. [24]

Carvalho et al. [23]

$$\frac{L_b}{t_l} = 6.51 MFR^{-0.68}$$

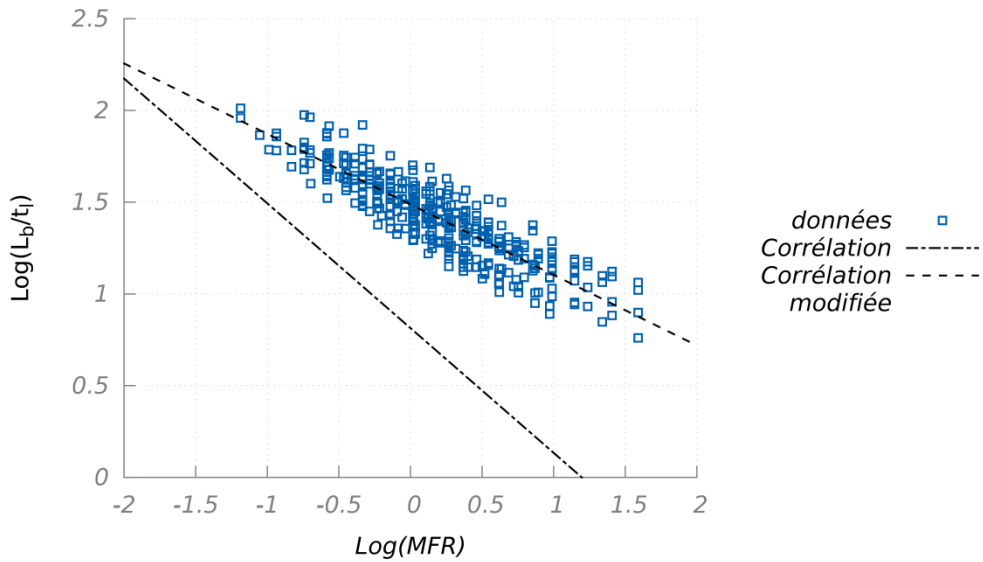


Figure 7.11 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation Carvalho et al. [23]

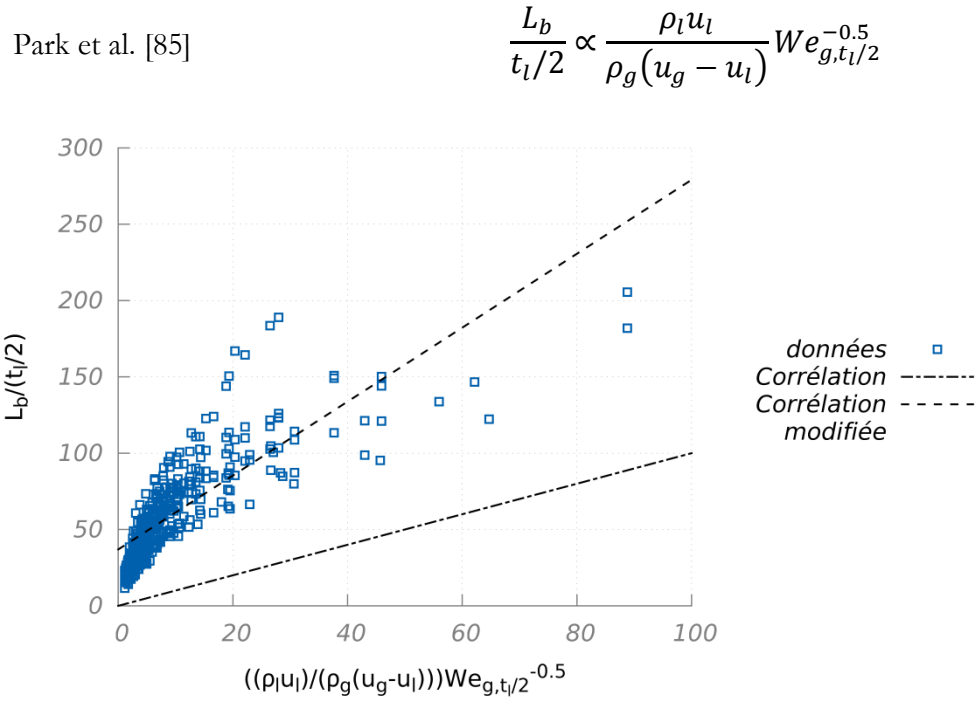


Figure 7.12 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation Park et al.

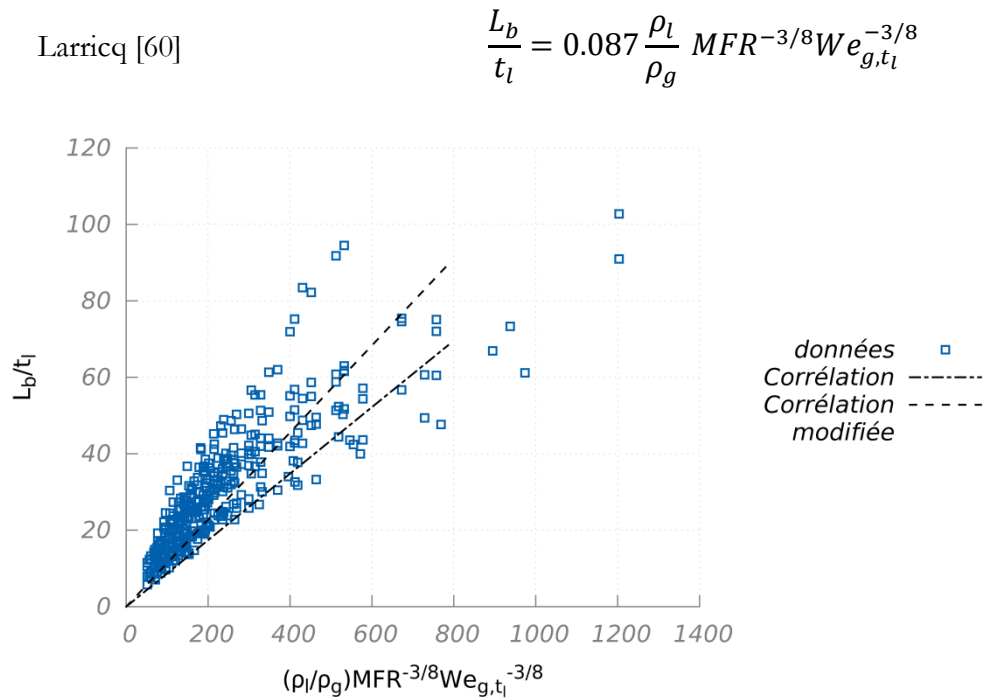


Figure 7.13 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Larricq

Fernandez [38]
$$\log\left(\frac{L_b}{t_l}\right) = 0.62 \log\left(\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{-\frac{1}{4}} Re_l^{\frac{1}{4}} MFR^{-\frac{1}{2}} We_{g,t_g}^{-\frac{1}{2}}\right) + 2.55$$

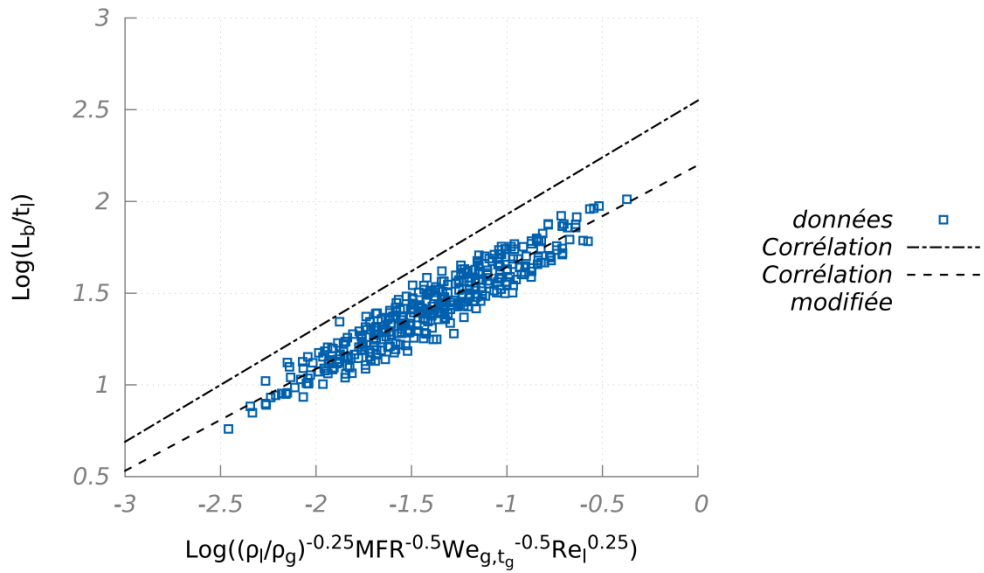


Figure 7.14 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Fernandez

Fréquence d'oscillation

Les différentes corrélations présentées dans le paragraphe 1.4.2 pour estimer la fréquence d'oscillation d'une nappe liquide soumise à un fort cisaillement par un écoulement d'air sont comparées avec les mesures expérimentales. Quand cela est nécessaire les constantes utilisées dans les corrélations sont modifiées afin de faciliter la comparaison des évolutions obtenues.

Arai et Hashimoto [2]
$$St = \frac{f \cdot t_l / 2}{u^*} = 0.0084 \left(\frac{t_l / 2}{t_{l1}} \right)^{0.5} We_{g,t_l}^{0.5} Re_l^{0.15}$$

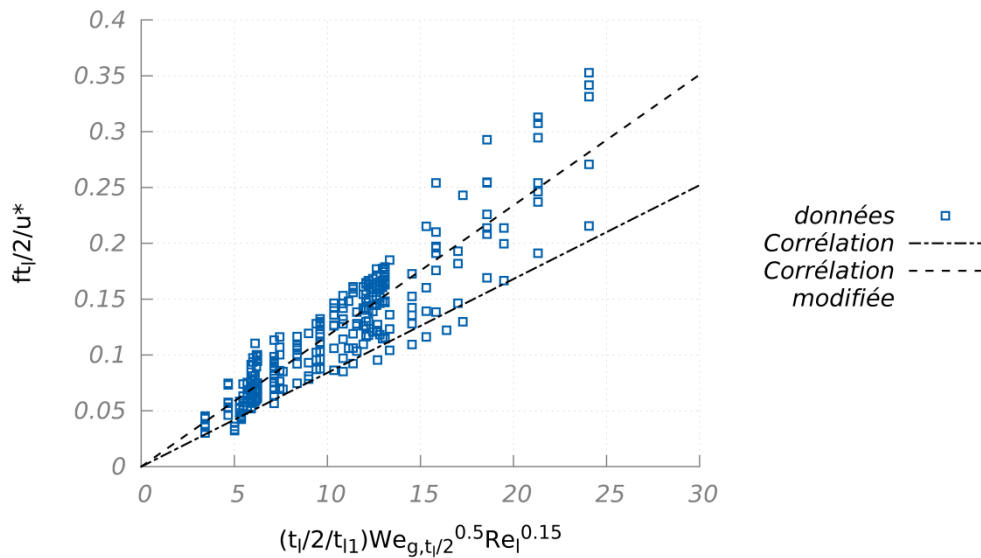


Figure 7.15 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation d'Arai et Hashimoto

$u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l t_l / 2} \right)^{0.5}$ et $t_{l1} = 0.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ correspondant à la demi-épaisseur d'un de leurs injecteurs.

Carvalho et al. [24]

$$St = \frac{f \cdot t_l}{u_l} = 0.366 R^{0.09} MFR^{0.21} Re_l^{-0.15} We_{g,t_l}^{0.12}$$

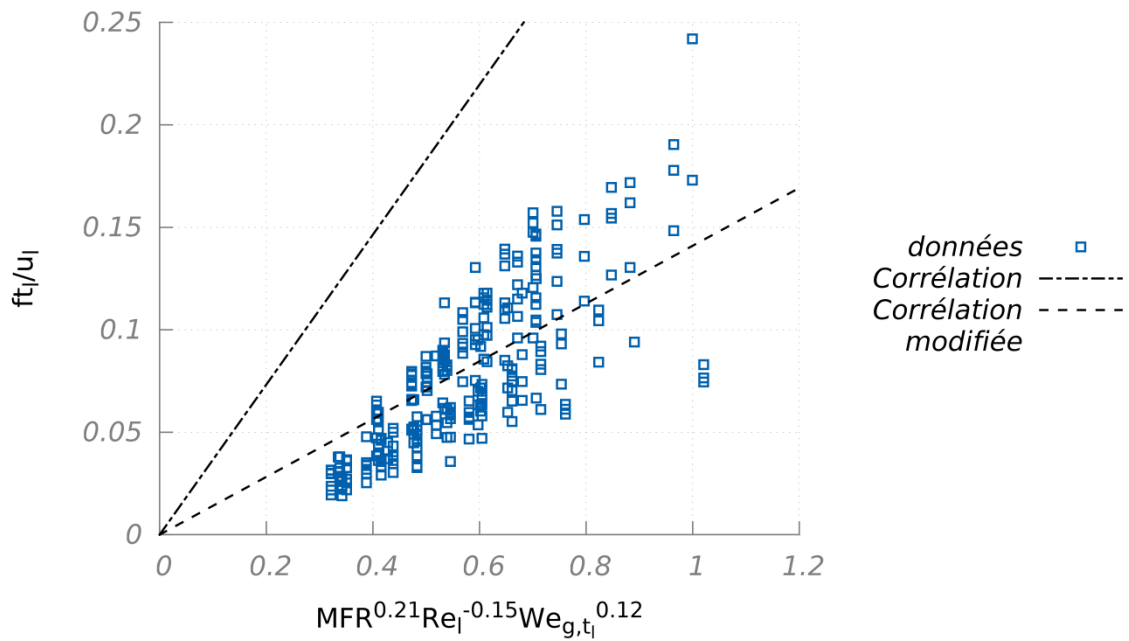


Figure 7.16 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Carvalho et al. [24]

$$R = \frac{u_{g1}}{u_{g2}} = 1 \text{ dans notre cas}$$

Carvalho et al. [23]

$$St = \frac{f \cdot t_l}{u_l} = 0.13 MFR^{0.38}$$

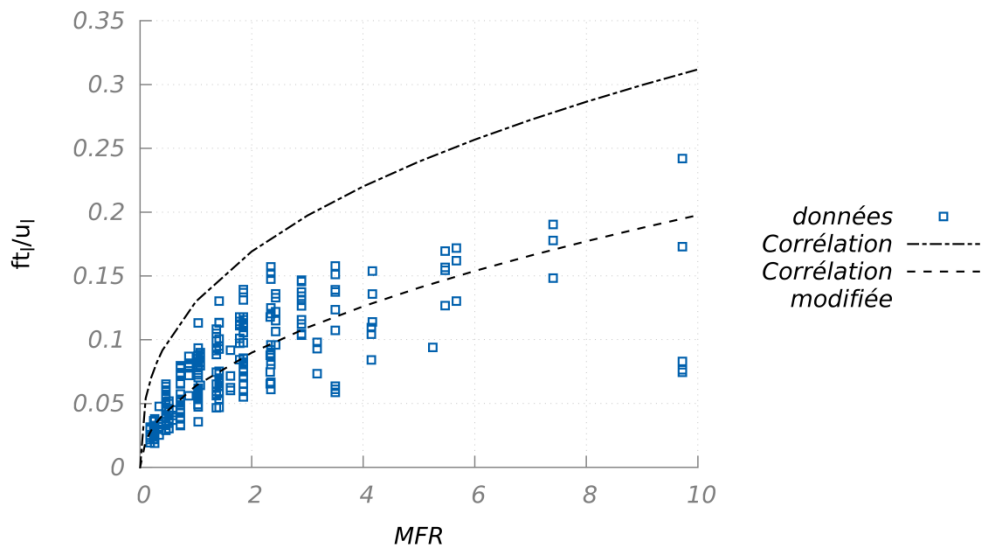


Figure 7.17 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Carvalho et al. [23]

Berthoumieu et al. [8]

$$St = \frac{f \cdot t_l}{u_l} = A\sqrt{MFR} \quad A = f(t_l)$$

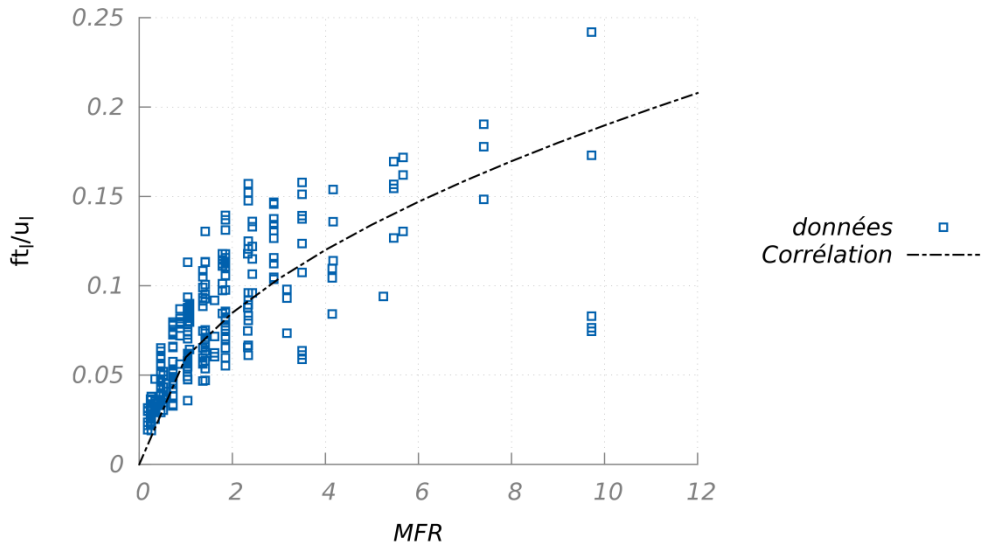


Figure 7.18 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Berthoumieu et al.

Couderc [29]

$$\frac{f t_l / 2 \delta^{0,5}}{u_g t_g^{0,5}} = 0,02$$

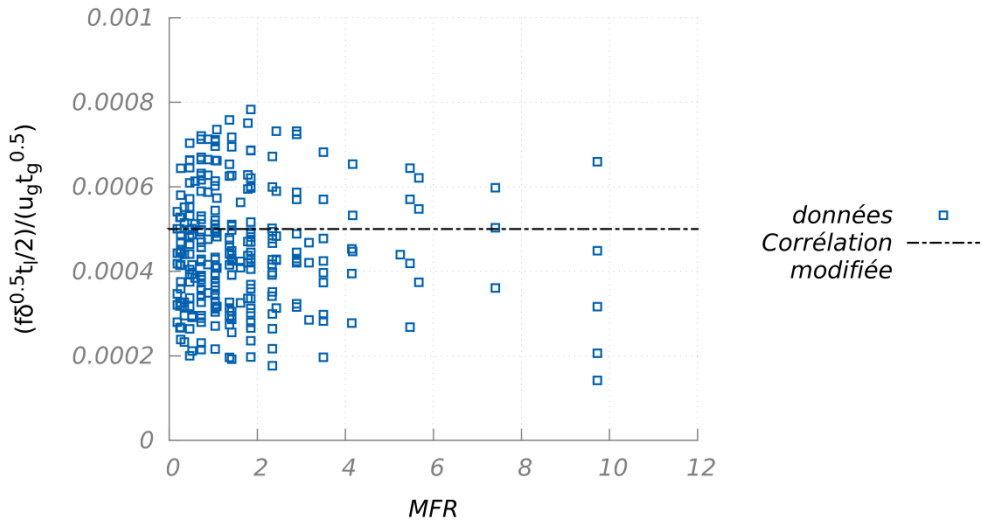


Figure 7.19 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Couderc

Larricq [60]
$$St = \frac{f t_l}{u_l} = 0,0034 \left(\frac{\rho_g (u_g - u_{min})^2}{\rho_l u_l^2} \right)^{1/2} \frac{\delta}{\delta_\omega}$$

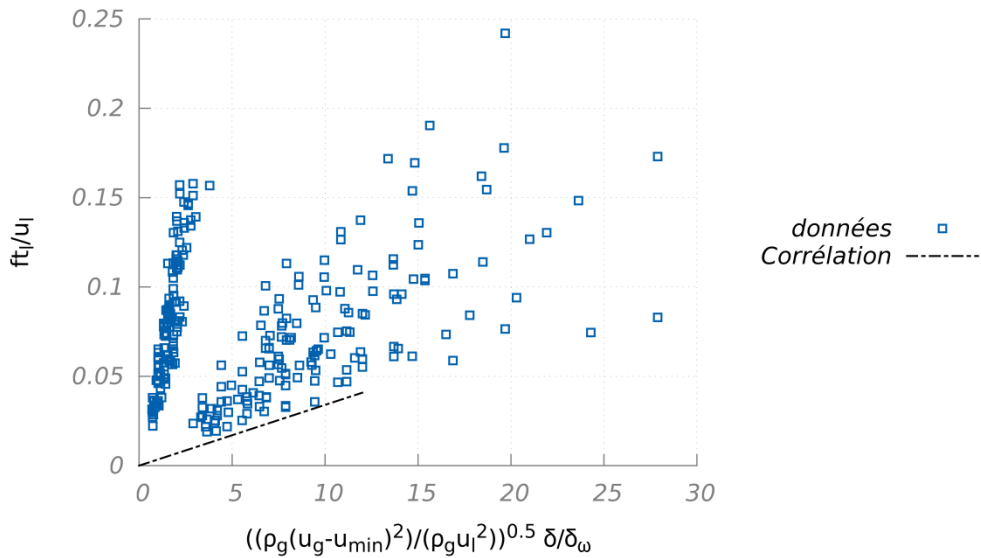


Figure 7.20 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Larricq

$u_{min} = 8,96 \text{ m/s}$: eau ; $2,74 \text{ m/s}$: kérozène ; $2,22 \text{ m/s}$: éthanol

Fernandez [38]
$$\frac{f \sqrt{t_l t_g}}{u_{min}} \propto Oh^3 Re_g \frac{\delta}{\delta_\omega}$$

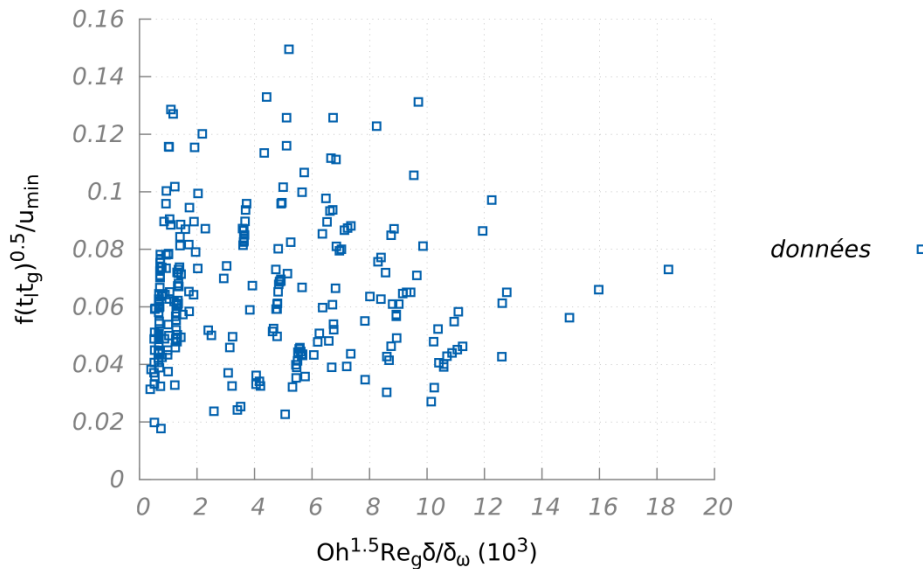


Figure 7.21 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Fernandez

$$u_{min} = 2.10^{-4} \frac{\gamma \rho_l}{\mu_l \rho_g} ; Re_g = \frac{\rho_g u_g l_{NACA}}{\mu_g}$$

Granulométrie

Les différentes corrélations présentées dans le paragraphe 1.4.2 pour estimer la taille moyenne des gouttes produites lors de l'atomisation d'une nappe liquide soumise à un fort cisaillement par un écoulement d'air sont comparées avec les mesures expérimentales. la comparaison des évolutions obtenues.

Arai et Hashimoto [2]
$$\frac{D_{32}}{t_l} \propto \left(\frac{t_l f}{u^*}\right)^{-2} \quad u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l \cdot t_l / 2}\right)^{0.5}$$

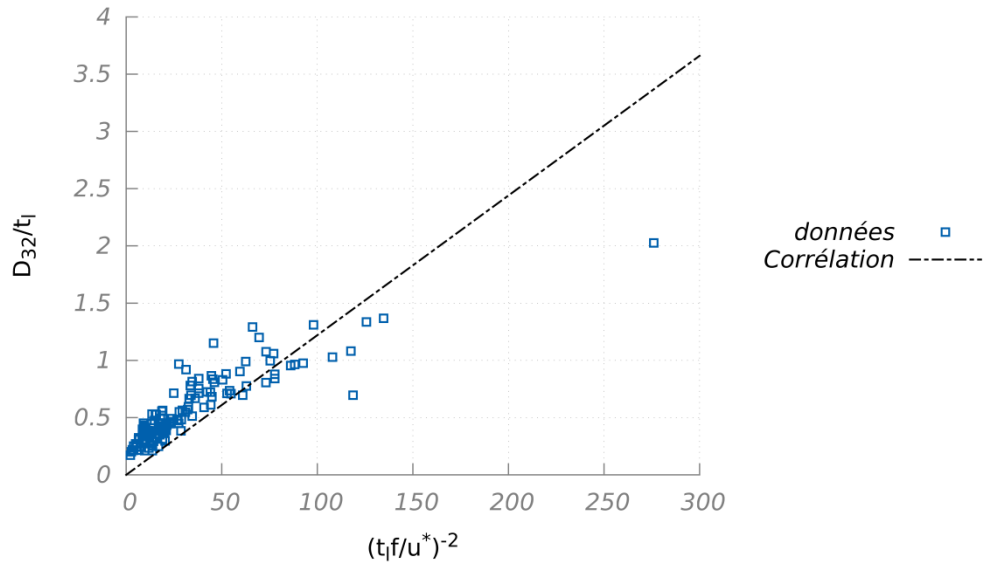


Figure 7.22 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation d'Arai et Hashimoto

Lozano et al. [71]

$$\frac{D_{32} f \mu_g}{\gamma} = f(MFR)$$

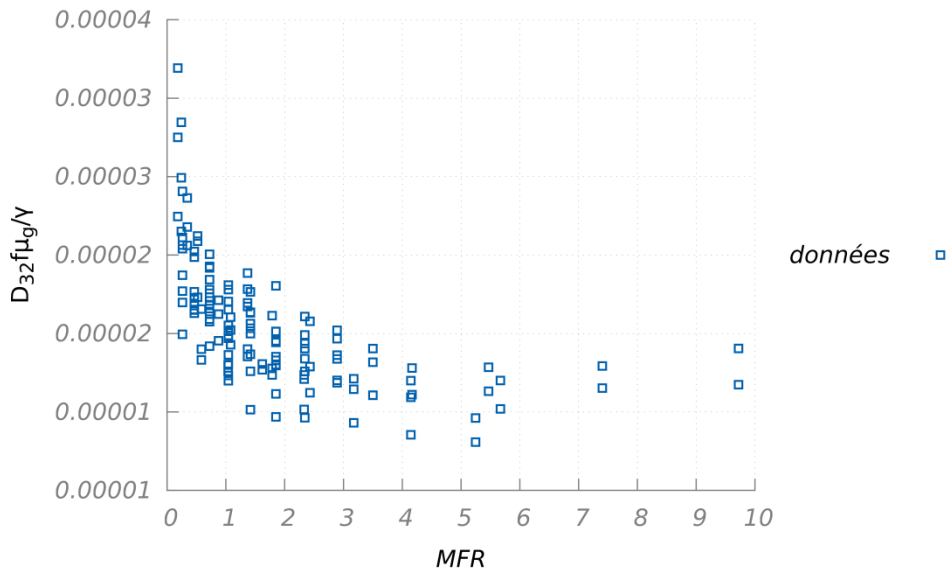


Figure 7.23 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Lozano

Fernandez [38]

$$St = \frac{f \sqrt{t_l t_g}}{u_{min}} = K \cdot We_{g,D_{32}}^{\frac{1}{2}} Oh_l^{\frac{3}{2}} \frac{\rho_l}{\rho_g}$$

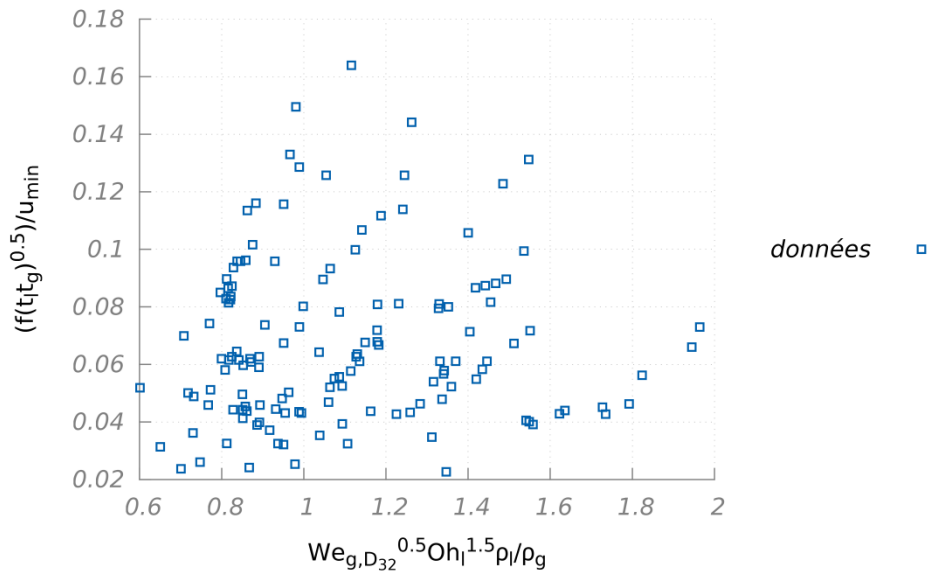


Figure 7.24 : Comparaison des valeurs mesurées avec la corrélation de Fernandez

$$We_{g,D_{32}} = \frac{\rho_g (u_g - u_l)^2 D_{32}}{\gamma} ; \quad K = 4.10^4 ; \quad u_{min} = 2.10^{-4} \frac{\gamma \rho_l}{\mu_l \rho_g}$$

8 Modèle de film liquide

Pour cette annexe, afin de simplifier les équations, un second repère est utilisé. Les axes sont définis de la même façon seule l'origine est positionnée différemment, au niveau de la paroi de pré-film (Figure 7.25). L'écoulement est considéré bidimensionnel donc les grandeurs surfaciques et volumiques seront définies par unité de longueur.

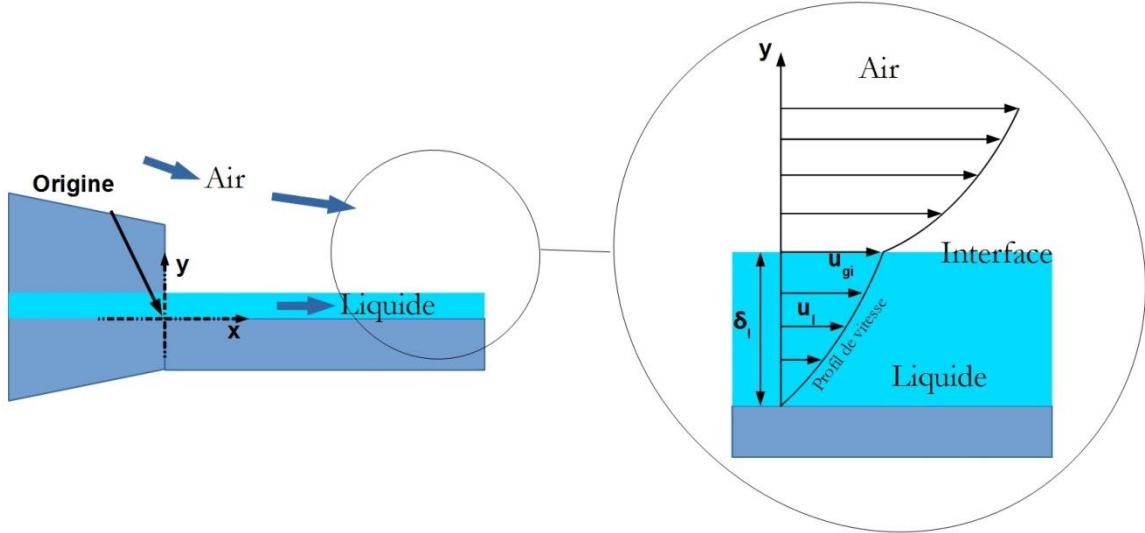


Figure 7.25 : Position de l'origine et profil de vitesse pour le modèle de film liquide

La contrainte de cisaillement à la paroi (τ_p) est définie par :

$$\tau_p = \mu_l \frac{\partial u_l}{\partial y}_{y=0} \quad (7.5)$$

Le modèle qui suit est basé sur le travail de Foucard [42] repris par Giroud-Garapon [47].

On suppose alors que l'écoulement est laminaire ($Re_l < 1200$) et que le profil de vitesse peut être considéré comme ayant une allure parabolique. Foucard suggère alors l'utilisation d'un développement à l'ordre 2 correspondant à un profil de Poiseuille :

$$u_l(y) = u_l(y=0) + y \frac{\partial u_l}{\partial y}_{y=0} + \frac{y^2}{2} \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2}_{y=0} \quad (7.6)$$

En considérant les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} u_l(y=0) &= 0 \\ u_l(y=\delta_l) &= u_{gi} \\ \mu_l \frac{\partial u_l}{\partial y}_{y=\delta_l} &= \tau_i \end{aligned} \quad (7.7)$$

avec δ_l l'épaisseur liquide locale, u_{gi} la vitesse à l'interface et τ_i la contrainte de cisaillement à l'interface.

On obtient :

$$\begin{aligned}
 u_{gi} &= \delta_l \frac{\partial u_l}{\partial y}_{y=0} + \frac{\delta_l^2}{2} \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2}_{y=0} \\
 \frac{\tau_i}{\mu_l} &= \frac{\partial u_l}{\partial y}_{y=0} + \delta_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2}_{y=0}
 \end{aligned}
 \tag{7.8}$$

Ce qui permet de définir :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial u_l}{\partial y}_{y=0} &= \frac{2u_{gi}}{\delta_l} - \frac{\tau_i}{\mu_l} \\
 \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2}_{y=0} &= \frac{2\tau_i}{\delta_l \mu_l} - \frac{2u_{gi}}{\delta_l^2}
 \end{aligned}
 \tag{7.9}$$

D'où finalement :

$$u_l(y) = \left(\frac{2u_{gi}}{\delta_l} - \frac{\tau_i}{\mu_l} \right) y + \left(\frac{\tau_i}{\mu_l \delta_l} - \frac{u_{gi}}{\delta_l^2} \right) y^2
 \tag{7.10}$$

Le débit massique bidimensionnel est défini par :

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_l &= \rho_l \int_{y=0}^{\delta_l} u_l(y) dy \\
 &= \rho_l \delta_l^2 \left(\frac{2u_{gi}}{3\delta_l} - \frac{\tau_i}{6\mu_l} \right)
 \end{aligned}
 \tag{7.11}$$

Et la contrainte de cisaillement à la paroi par :

$$\begin{aligned}
 \tau_p &= \mu_l \frac{\partial u_l}{\partial y}_{y=0} \\
 &= \frac{2\mu_l u_{gi}}{\delta_l} - \tau_i
 \end{aligned}
 \tag{7.12}$$

En faisant ensuite un bilan de quantité de mouvement sur un volume bidimensionnel de liquide de longueur dx et de masse dm_l , il est possible de relier les contraintes de cisaillement au débit liquide :

$$\begin{aligned}
 dm_l \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x} &= dx(\tau_i - \tau_p) \\
 \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x} &= \frac{\tau_i - \tau_p}{\dot{m}_l}
 \end{aligned}
 \tag{7.13}$$

avec \bar{u}_l la vitesse liquide débitante ou moyenne, d'où le débit peut être défini par :

$$\dot{m}_l = \rho_l \bar{u}_l \delta_l
 \tag{7.14}$$

En dérivant :

$$\rho_l \bar{u}_l \frac{\partial \delta_l}{\partial x} + \rho_l \delta_l \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x} = 0 \quad (7.15)$$

D'où :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} &= -\frac{\delta_l}{\bar{u}_l} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x} \\ &= -\frac{\delta_l}{\bar{u}_l} \left(\frac{\tau_i - \tau_p}{\dot{m}_l} \right) \end{aligned} \quad (7.16)$$

Avec :

$$\bar{u}_l = \frac{\dot{m}_l}{\rho_l \delta_l} \quad (7.17)$$

$$\tau_i - \tau_p = -\frac{\dot{m}_l^2}{\delta_l^2 \rho_l} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \quad (7.18)$$

Avec (7.12) :

$$2\tau_i = \frac{2\mu_l u_{gi}}{\delta_l} - \frac{\dot{m}_l^2}{\delta_l^2 \rho_l} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \quad (7.19)$$

En combinant (7.19) et (7.11) :

$$\tau_i = \frac{2\dot{m}_l}{\rho_l \delta_l^2} \left(\mu_l - \frac{\dot{m}_l}{3} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \right) \quad (7.20)$$

D'où d'après (7.18) puis (7.19) :

$$\begin{aligned} \tau_p &= \frac{2\dot{m}_l}{\rho_l \delta_l^2} \left(\mu_l + \frac{\dot{m}_l}{6} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \right) \\ u_{gi} &= \frac{2\dot{m}_l}{\rho_l \delta_l} \left(1 - \frac{\dot{m}_l}{12\mu_l} \frac{\partial \delta_l}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (7.21)$$

9 Mesure de vitesse des ondes liquides sur la zone de pré-film

Grâce aux visualisations réalisées par caméra rapide dans le cas de l'injecteur avec zone de pré-film (présentées § 6.1.1 dont un exemple est illustré par la Figure 7.26), l'évolution de l'écoulement liquide est résolue en temps. Du fait des perturbations visibles à la surface du liquide, il est alors possible de réaliser un traitement de type PIV entre deux images consécutives. Il est ainsi possible de remonter à la vitesse des ondes à la surface du liquide. En fin de zone de pré-film, une nappe est générée puis / ou des gouttes et ligaments en fonction du régime d'écoulement liquide. Il est alors possible de calculer une vitesse des ondes de la nappe liquide ou bien des gouttes ou paquets liquide. Cependant cette vitesse ainsi calculée est une projection sur le plan xz et ne prend pas en compte le battement de la nappe.

Ces calculs de vitesse ont ainsi été réalisés afin de déterminer l'évolution de l'écoulement liquide et non pas pour connaître la vitesse réelle de l'écoulement.

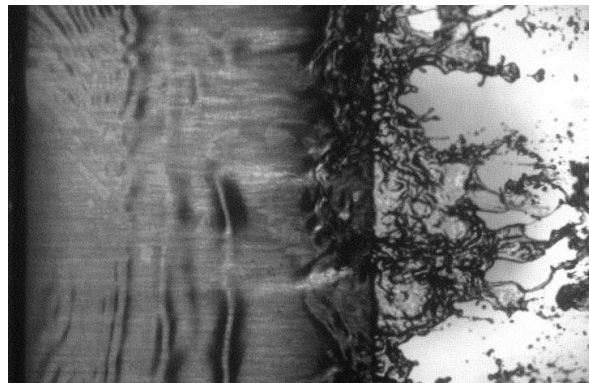


Figure 7.26 : Exemple d'image utilisée pour calculer la vitesse des ondes à la surface du liquide sur la zone de pré-film ($u_g = 50 \text{ m/s}$, $l_{\text{pref}} = 20 \text{ mm}$, D9 configuration – fréquence d'acquisition 3200 Hz)

Les deux tableaux qui suivent présentent ainsi les vitesses moyennes calculées à partir de 100 couples d'images. La première table correspond à une évolution de la vitesse d'injection liquide et la deuxième à une variation de la vitesse d'air. Ces calculs sont réalisés à partir d'images obtenues pour la configuration C9 avec une zone de pré-film de 20 mm.

Au niveau du point d'injection les perturbations n'ont pas une amplitude suffisante pour être utilisées par le traitement PIV, la vitesse alors calculée n'est pas valable et il a été choisi de mettre en gris la zone correspondante. La vitesse représentée dans les figures qui suivent est celle suivant l'axe x .

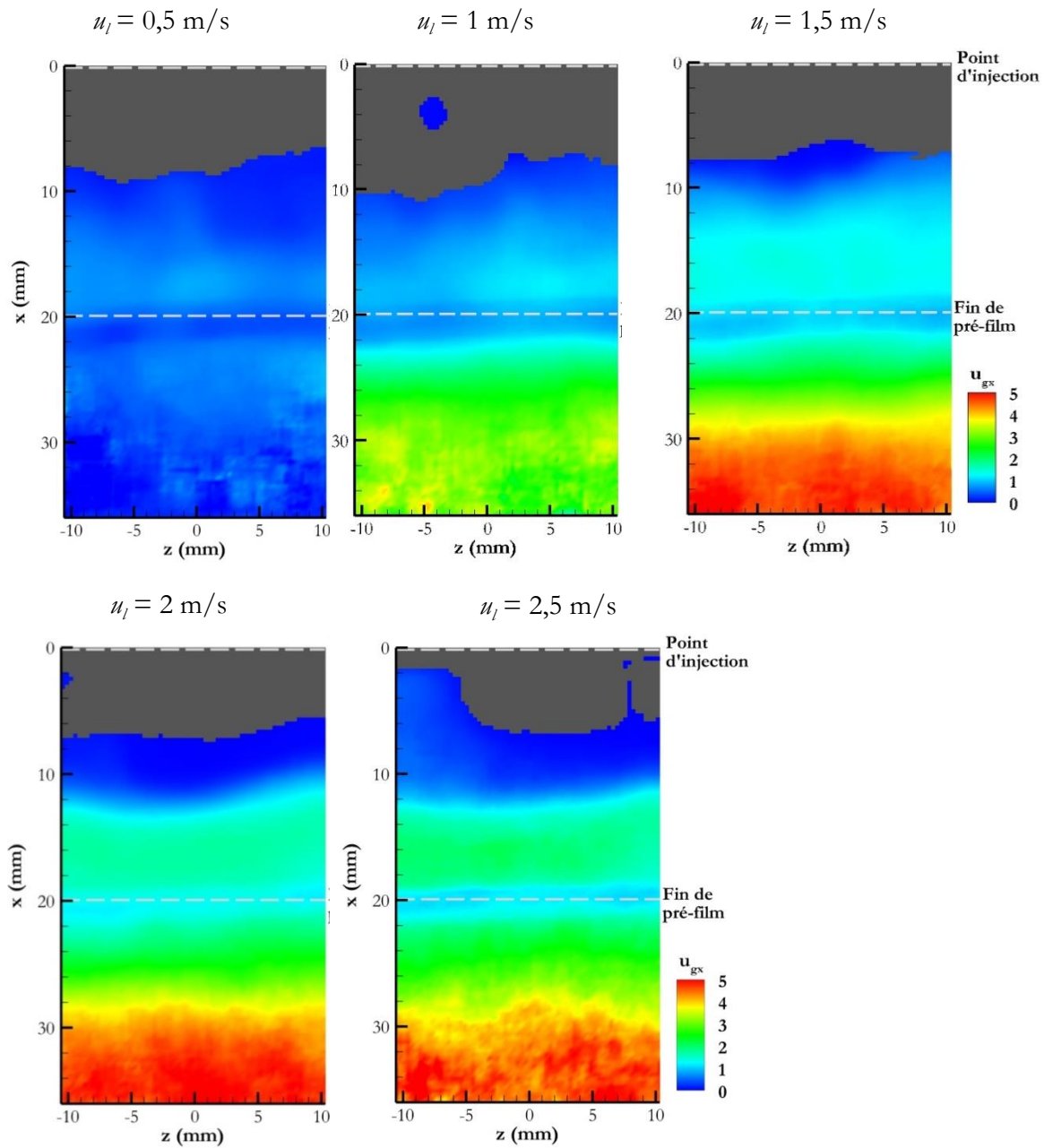


Table 7.14 : Vitesse des perturbations à la surface du liquide sur la zone de pré-film
 ($u_g = 50 \text{ m/s}$, $l_{pref} = 20 \text{ mm}$, configuration C9)

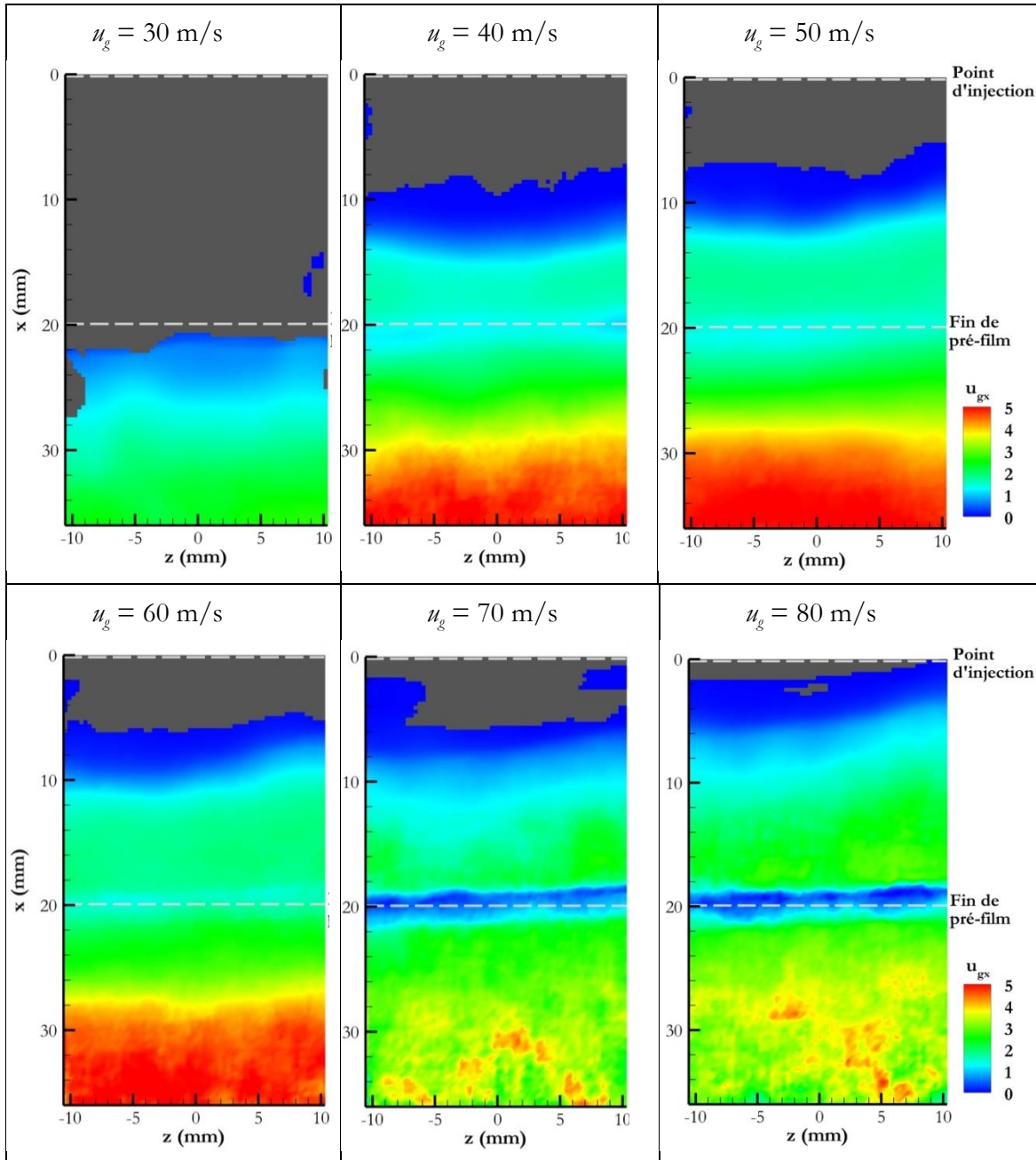


Table 7.15 : Vitesse des perturbations à la surface du liquide sur la zone de pré-film
 ($u_l = 2,2 \text{ m/s}$, $l_{pref} = 20 \text{ mm}$, configuration C9)

Il apparaît à travers ces deux tables qu'une augmentation de la vitesse des perturbations peut être observée le long de la zone de pré-film. Ceci est dû au cisaillement de l'écoulement d'air qui après la zone de recirculation va entraîner le liquide. Il est peut être également noté une diminution de la vitesse des perturbations liquides au niveau de la fin de la zone de pré-film. Ce ralentissement est provoqué par l'accumulation en fin de zone de pré-film.

Les tracés de la vitesse moyenne ainsi calculée présentés Figure 7.27 et Figure 7.28 illustrent cette évolution. Pour ces figures la zone où le calcul de la vitesse n'est pas possible correspond aux valeurs nulles de vitesses moyennes.

L'accélération observée après la fin du pré-film correspond à l'accélération des paquets et gouttes liquides créés lors de l'atomisation du liquide.

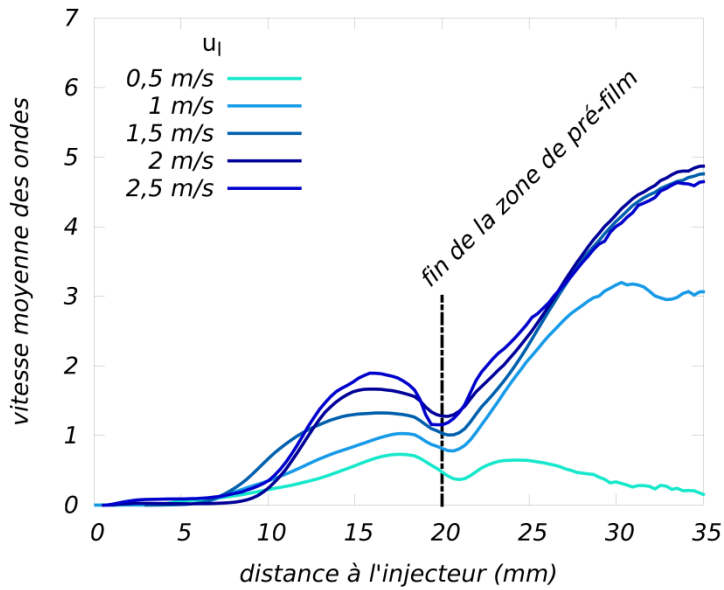


Figure 7.27 : Évolution de la vitesse moyenne des ondes à la surface liquide le long de la zone de pré-film pour différentes vitesses liquides
Configuration C9, $L_{pref} = 20$ mm

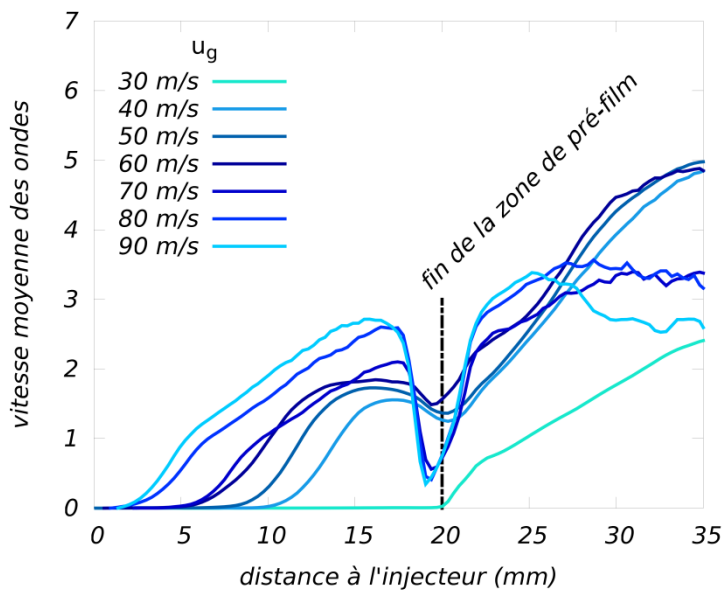


Figure 7.28 : Évolution de la vitesse moyenne des ondes à la surface liquide le long de la zone de pré-film pour différentes vitesses d'air
Configuration C9, $L_{pref} = 20$ mm

10 Article nappe

L'article qui suit repret les principaux résultats présentés dans le chapitre 5. Il s'intéresse aux mesures réalisées dans le cas de l'injecteur airblast générant une nappe liquide.

Cet article a été publié par l'International Journal of Multiphase Flow.

[doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.09.002](https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.09.002)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet, Part I: liquid and air thicknesses.

Baptiste Déjean¹, Pierre Berthoumieu¹ and Pierre Gajan¹

¹: DMAE, Onera Toulouse, France

Corresponding author: Baptiste.Dejean@onera.fr

Abstract

This experimental study is devoted to the influence of the air and liquid thicknesses on an air-blasted atomizer. The flow configuration corresponds to a planar liquid sheet sheared on both sides by two high velocity airflows. Using planar laser induced fluorescence, back lighting visualizations and light diffraction, flapping frequency, breakup length of the liquid sheet and droplet sizes resulting from the atomization process are measured. The results show that the influence of each fluid thickness depends on the investigated flow characteristic. Thus, breakup length is strongly correlated to liquid flow rate, whereas flapping frequency depends mainly on airflow conditions, characterized by the vorticity thickness. Concerning final droplet sizes, both previous parameters must be taken into account, leading to a correlation based on breakup length and oscillation frequency.

1 Introduction

Reduction of polluting emissions and improvement of the aircraft engine efficiency are currently the most important challenges for aeronautical research. To achieve these two goals, an optimization of the combustion processes is needed. In order to reduce costs linked to the development of the new combustion chambers, numerical simulations are required to check and validate the various possible options. For most aeronautical engines, kerosene is introduced into the chamber using airblast type injectors. For these devices, the energy needed to break the liquid phase into a cloud of small droplets prior to the combustion process, comes from the high shearing between the air and liquid phases. In this condition, the atomization process is divided into two successive steps called primary and secondary atomization, which must be taken into account in the simulations. These two steps combine a large range of scales, from micrometric droplets to millimetric liquid sheet length and even to centimetric combustion chamber dimensions. Up to date, DNS simulations may potentially predict the different processes involved accurately, if the boundary conditions are well defined and the meshing used is sufficiently small compared to the smallest entities computed (Shinjo & Umemura, 2010). In consequence, high computing costs and numerical resources are needed to calculate an entire combustion chamber. This is the reason why, in most industrial applications, the first step of the atomization process is not computed and models are used to reproduce the main features of the spray behavior. The boundary condition for the liquid fuel is imposed through the numerical injection of droplet parcels (Senoner, 2010). The characteristics of these droplets are deduced from size and velocity distributions a few millimeters away from the injector for given flow conditions (pressure, temperature and flow rates). With this approach, the great coupling between the gas and liquid

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

phases during the first instants of liquid injection is not taken into account. In particular, the influence of the flow unsteadiness resulting from this coupling, which directly affects the flame behavior, is not reproduced in the simulations. In order to improve the quality of these calculations, it is therefore necessary to correctly simulate all of the atomization steps and particularly the primary breakup, where most part of the difficulty resides. In order to perform this kind of simulation with reasonable time costs and numerical resources, alternative numerical methods can be used. From these, a two-phase flow model has been developed by Blanchard et al. (Blanchard and Blanchard), which is used to calculate the primary atomization process up to the detachment of the first liquid blocks from the liquid sheet. The following steps containing the breakup of these structures into droplets are modeled and then computed through well-known dispersed flow calculation methods (Eulerian or Lagrangian). To validate this alternative method and to develop models to couple the two-phase flow and the dispersed flow methods, experiments are needed.

For this purpose, a planar liquid sheet sheared by two co-flowing air streams is used. This configuration is classically used to represent the behavior of an annular injector (Berthoumieu & Lavergne, 2001) because the available optical access permits a more detailed description of the phenomena. Among the first working on this type of injector, Mansour & Chigier, 1991) suggested a classification of the various atomization regimes depending on airflow conditions. This classification is based on a sudden frequency modification and the predominance of specific wave types (dilatational and sinusoidal) highlighted by the work of Hagerty & Shea, 1955). More recently, Fernandez, 2010) and then Lozano et al., 2011) completed the Mansour and Chigier classification. In particular, Lozano's classification is composed of six different regimes, which are distinguished by frequency jumps and changes in the oscillation FFT spectra. These measurements are compared with visualizations and spray angle calculations, in order to characterize the regime transitions. Over the following years, several studies, experimental (Arai & Hashimoto, 1986), theoretical (Lozano et al., 2001) and numerical (Blanchard et al., 2013a) (Blanchard et al., 2013b), were dedicated to this configuration. The influence of various flow parameters like air and liquid velocities was studied, highlighting a dimensionless number MFR (for Momentum Flux Ratio) that characterizes the liquid sheet atomization. Other works investigated the influence of fluid properties like viscosity (Lefebvre, 1989; Sattelmayer & Wittig, 1986), density (Rizk & Lefebvre, 1982) or surface tension (Rizkalla & Lefebvre, 1975) on droplet size (Eroglu & Chigier, 1991; Stapper & Samuelsen, 1990). With the same goal, experimental studies were conducted at Onera on primary atomization parameters (Carentz, 2000) with different fluids (Larricq, 2006) and pressure conditions (Fernandez, 2010). However, few studies have been conducted on the influence of flow thickness. Some precedent works revealed the influence of liquid thickness on the spray droplet size (Lefebvre, 1992), oscillation frequency (Lozano et al., 2005; Siegler et al., 2003) and break-up length (Arai & Hashimoto, 1986). Nevertheless, only few different liquid thicknesses were used. Few papers concerning the influence of air thickness were available. Modifications in the liquid sheet behavior were observed, but they cannot be directly linked to an airflow parameter (Lozano et al., 2005; Siegler et al., 2003).

In order to understand the phenomena involved in primary atomization and to observe the influence of the flow conditions, the authors have focused their analysis on two main characteristics of the liquid sheet behavior: the breakup length and the flapping frequency. Furthermore, they characterize the final spray through the mean diameter D_{32} or SMD (Sauter Mean Diameter). Various correlations were proposed for these three quantities (they are

presented in Table 1 for the breakup length, in Table 2 for the oscillation frequency and in Table 3 for the droplet size).

Yet, few of them take into consideration the liquid flow thickness and none of them takes into account the airflow configuration (convergent/divergent).

These correlations permit the dependence on the flow parameters of the studied liquid sheet characteristics to be defined. Some of them are indeed taken into consideration: linear dependence of frequency on air velocity for example. For other parameters, the various correlations show the same global tendency, but to a degree that depends on the author (breakup length with air or liquid velocity). These differences are presented in Table 4, where the exponents associated with the main parameters are presented for each correlation. The influences that were studied are shown in grey. Other parameters may appear in correlations to render them dimensionless.

2 Experimental test-rig

This study has been performed on a simplified 2D liquid sheet, sheared on both faces by high velocity air (Figure 1). The liquid sheet generator was designed at ONERA within the framework of a previous study on this topic (Fernandez et al., 2009; Larricq et al., 2005); it is an airfoil with an 89 mm chord and a NACA63-010 profile. A couple of perforations, at each injector side, allow the liquid to enter. Water was used at ambient temperature. The liquid sheet is formed on the trailing edge of the injector through a 40 mm width slit. Various injectors have been designed to vary the slit thickness. Three values are considered in this study: 300, 450 and 600 μm . A Masterflex pump is used to inject the liquid up to 90 g/s. This device permits the liquid flow rate that imposes the initial velocity of the liquid film to be monitored.

The injector is placed on the SHAPE (Sheet Atomization and Prefilming Experiments) set up. The airflow is obtained from an 80 bar reservoir. A valve coupled with a Coriolis flow meter controls its mass flow rate. The air, coming from an elbow, is split into four connection pipes before entering into a first settling chamber used to slow down the air velocity. Screens and honeycombs reduce transverse and streamwise velocity fluctuations. Finally, a contraction accelerates the air stream leading to a homogeneous and laminar velocity profile at the outlet. The exit section measures 46x46mm². A horizontal airflow from 20 to 100 m/s can be obtained (this value, which is used to characterize airflow velocity, corresponds to the maximum velocity of the airflow profile). The NACA 63-010 injector is placed in this middle of the test section. In order to modify the airflow thickness at the liquid injection outlet location, wedges with different shapes and widths can be inserted into the square pipe. They can be convergent (named C) or divergent (D). These letters C or D are accompanied by a number corresponding to the airflow thickness in mm), in order to name each wedge configuration (Figure 1). The air height distribution along the NACA continuously diminishes for the convergent configurations, while it increases before the trailing edge for the divergent wedge cases.

3 Measurement systems

Various experimental techniques have been adapted, developed and used to measure the various atomization characteristics.

3.1 Boundary layer characterization

A hot wire probe of 1.25 mm in length and 5 μm diameter installed on a three axis moving system is used to characterize the airflow at the injector nozzle. Thanks to this device,

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

measurements can be made a few hundred micrometers away from the injector outlet with a great spatial resolution due to the small probe size. The frequency response of the Constant Temperature Anemometer electronic device permits velocity fluctuations of up to 100 kHz to be reached. For this case, the signal is filtered at 2.5 kHz before sampling. Before and after each measurement campaign, a calibration is performed in comparison with a Pitot probe. King's law is used to determine the velocity (u_g) - voltage (E) relationship (1):

$$E^2 = A + B \cdot u_g^n \quad (1)$$

where A, B, n are constants determined thanks to the calibration.

3.2 Visualizations and image processing

The use of imaging techniques allows a better knowledge of the behavior of the liquid sheet. These techniques, non-intrusive, can also yield quantitative information on the breakdown of the sheet. Two main techniques are used: shadowgraphy and Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF). In both cases, a high-speed video camera is used to follow the liquid sheet displacements. Mainly, the shadowgraphy technique gives qualitative results, whereas PLIF permits quantitative measures through image processing. PLIF is used to determine the breakup length and oscillation frequency of the liquid sheet (Figure 2a). A planar laser sheet perpendicular to the liquid plane illuminates a liquid slice in the middle of the liquid layer. In this case, fluorescein is added to the water. This dye absorbs the photons emitted by the laser at 488 nm (blue) and re-emits light with a maximum intensity at 521 nm (green). The use of an optical filter on the camera lens eliminates the direct reflection from the incident laser sheet on the surface of the liquid.

3.2.1 Breakup length measurements

Both visualization techniques are used simultaneously for these measurements, in order to obtain an image where both the laser continuity and the liquid sheet are visible simultaneously. Thus, the threshold used during the image processing is adjusted to reveal the real breakup length (Figure 2b). 500 images have been taken for each experiment configuration, in order to obtain a stochastic convergence of the measurement average. The threshold is adapted for approximately the 50 first images using shadowgraphy. In the algorithm, the threshold is modified with a step of 10 levels of luminance. The image size is of 1280*960 with 26.9 μm pixels. By adding the threshold error and the uncertainties due to test pattern and pixel analysis, a total error of plus or minus 11.6% is obtained.

3.2.2 Frequency measurements

Liquid sheet displacement is measured over time at various longitudinal positions, from tomography images acquired with a high-speed camera. A Fast Fourier Transform (FFT) is applied to these displacement signals to determine the flapping frequency of the liquid sheet (Figure 2c). For this acquisition, 2048 images are taken at a rate of 3400 im/s, giving a resolution of 1.7 Hz. The image size is 624*768 pixels. This technique enables the result obtained to be checked visually and also provides a frequency spectrum all along the liquid sheet, from the injection point up to the breakup zone even in the spray, which validates the fact that the drop formation is due to liquid sheet oscillation.

3.2.3 Drop size measurement

In this study, a Malvern Spraytec particle size analyzer is used. Its principle is based on the light diffraction theory. The measurement range varies from 2 to 2000 μm and the measurement volume is a cylinder of 10 mm diameter positioned at 130 mm from the injector outlet. This

position is chosen in order to make sure that the droplets reach their stable state within the airflow. This hypothesis was validated by Larricq, 2006) for the same injection system. The calibration of Malvern system yields to a maximal uncertainty of 2 % for 9 μm particle size and 0.06 % for 40 μm . The measurements are performed in the injector plane and the entire width of the liquid sheet is integrated by this kind of technique.

4 Results and discussion

4.1 Boundary layer and gas flow characterization

A test campaign with a hot wire probe is made at the trailing edge of the injector without water injection. The measurements are performed for all of the wedges and air velocities, ranging from 30 m/s to 90 m/s, at 0.6 mm from the injector outlet. Various velocity profiles are obtained. In order to estimate the flow regime, boundary layer profiles are compared with a 1/7 law corresponding to a turbulent boundary layer and a Pohlhausen law, an approximation of the exact Blasius theory obtained for a laminar boundary layer (Gosse, 1995). This approximation is valid for a uniform flow parallel to a flat plate with no incidence and is considered acceptable for this study. The turbulent intensity obtained is less than 0.5 % outside the boundary layer.

$$\text{Laminar law: } \frac{u_{lam}(y)}{u_{max}} = 2 \frac{y}{\delta} - 2 \left(\frac{y}{\delta}\right)^3 + \left(\frac{y}{\delta}\right)^4 \quad (2)$$

$$\text{Turbulent law: } \frac{u_{turb}(y)}{u_{max}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \quad (3)$$

Where y is the distance to the injector wall, δ the boundary layer thickness, u_{lam} and u_{turb} respectively the laminar and turbulent velocities in the boundary layer and u_{max} the air velocity outside of the boundary layer.

With the convergent wedges, the shape of the curve is close to the laminar profile. Conversely, the velocity profile obtained for the divergent configuration is close to a turbulent flow condition. For the C2 configuration, a particular behavior is observed and can be described as a transitory profile due to the low airflow thickness. These measurements permit the boundary layer thickness, which is defined as the distance from the wall at which the velocity is 99% of the maximal air velocity, to be defined. As expected, there are large differences between the laminar and turbulent regimes (Table 5).

From the calibration of the hot wire probe and the displacement system, the uncertainty on the boundary layer thickness are less than 3 %.

In the divergent configuration, the boundary layer thickness increases as the air thickness decreases, due to a change in the expansion ratio. On the other hand, in the convergent case, the boundary layer thickness decreases with the air thickness.

From these measurements, it is possible to calculate the wall shear stress at the injection point. For the laminar case, the following expression is used:

$$\tau = \frac{1.66 u_g \mu_g}{\delta}$$

With τ is the wall shear stress at the injector outlet, u_g the air velocity outside the boundary layer, μ_g the air dynamic viscosity and δ the boundary layer thickness.

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

For the divergent configurations, a modified logarithmic law proposed by Coles, (1956) which takes into account the adverse pressure effects, can be used to describe the velocity profile:

$$u^+ = g(y^+) + \frac{\Pi}{\kappa} h\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad \text{where} \quad u^+ = \frac{u_g}{u_\tau} \quad ; \quad y^+ = \frac{\rho_g y u_\tau}{\mu_g} \quad \text{and} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_g}}$$

With y the distance to the injector wall, Π the wake strength parameter, u_τ the friction velocity and ρ_g the air density

In this relationship, g is the classical logarithmic law:

$$g(y^+) = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+$$

κ is the Von Karman constant equal to 0.41 and C^+ to 5.1. The function h is defined by:

$$h\left(\frac{y}{\delta}\right) = 2 \sin^2\left(\frac{\pi y}{2\delta}\right)$$

The parameter Π is obtained by solving the following equation deduced from the normalization conditions (Coles, 1956):

$$2\Pi - \ln(1 + \Pi) = \kappa \frac{u_g}{u_\tau} - \ln\left(\frac{\delta^* u_g}{\nu_g}\right) - \kappa C^+ - \ln(\kappa)$$

In the previous equations δ and δ^* are respectively to the boundary layer thickness and the displacement thickness. This approach allows the friction velocity u_τ to be calculated and then the wall shear stress τ . For the configuration C2 as the boundary layer is transitory, none of both approaches can be used. The vorticity thickness is then obtained from the wall shear stress:

$$\delta_\omega = \frac{u_g - u_l}{\frac{\partial u_g}{\partial y}_{y=0}} = \frac{\mu_g (u_g - u_l)}{\tau}$$

With u_g and u_l the air and liquid velocities and $y=0$ corresponds to wall injector.

Values are available in Table 6.

For the laminar flow conditions, the uncertainty is directly dependent on the accuracy on the δ determination. For the turbulent flow condition, this uncertainty is estimated from the approximation of the experimental results with the Coles' law. Thus, the uncertainty on the wall shear stress is better than 3 % and 4 % for the vorticity thickness.

Finally, the actual maximum velocities will be used to characterize the airflow and for the correlations with which our results will be compared.

4.2 Breakup length

Knowing the airflow characteristics, the influence of the air and liquid thicknesses on the breakup length of the liquid sheet is studied. The experimental determination of this quantity is difficult, because the instantaneous breakup position is not fixed; it changes with the flapping of the sheet. To perform these measurements, an automatic image analysis has been developed, in order to process 500 images and obtain a good statistical representation.

During measurement analysis, emphasis is placed on the dependence of the breakup length with respect to the liquid and air velocities, obtained for the four flow configurations and a fixed liquid slit thickness. Thus, for an airflow velocity kept constant while liquid velocity changes, the expected tendency is observed, with a liquid core lengthening when the liquid velocity increases. This increase in the breakup length with the liquid velocity is due to the increase in the inertia forces, which enhances the stability of the liquid sheet. In the same way, when the liquid velocity

is fixed and air velocity varies, it is observed that for a given flow configuration, the air velocity acts on the breakup length with an inversely proportional dependence, which can be seen in Figure 3. Indeed, increasing the air velocity induces shearing forces and air inertia increases, which interact on the liquid interface and are the main mechanisms of the liquid sheet destabilization.

Moreover, in Figure 3a, the influence of the airflow configuration can be analyzed. First, it is shown that an increase in the airflow thickness leads to a decrease in the breakup length, whatever the wedge configuration. This result can be explained by the influence of the air thickness on the potential core taking place in the flow downstream of the air exit (Rajaratnam, 1976). Without pressure gradient, a constant air velocity characterizes this zone. Further downstream, the air velocity diminishes. The length of this zone is proportional to the initial air thickness (t_g). When the air thickness augments, the shearing effect produced by the airflow, remains constant over a larger distance leading to a shorter break-up length. This decrease is nearly proportional to $t_g^{-0.25}$. Second, at a given air velocity and air thickness, a divergent and a convergent airflow lead to approximately the same breakup length. Finally, these results indicate that the breakup length depends on both the air velocity and the air momentum flux.

The influence of the liquid thickness can also be observed during these measurements. For one air velocity and airflow configuration, the liquid thickness augmentation results in an increase in the breakup length. Furthermore, the same breakup length is obtained for various liquid thicknesses but keeping the same mass flow rate, (Figure 3b). The conclusion of this second observation is that breakup length is directly related to liquid mass flow rate.

4.3 Spectral analysis

4.3.1 Air flow analysis

During these tests, the vortex shedding frequency downstream of the NACA profile is measured under monophasic conditions with a hot wire sensor. For the configuration D22, a constant 0.14 Strouhal number based on the trailing edge thickness (2 mm) is obtained. Comparison between the oscillation frequencies obtained in two-phase flow from image processing and the hot wire measurements in the monophasic case gives large differences confirming, as Lozano et al., (2001) did previously, that the phenomenon is not controlled simply by the von Karman vortex shedding, but rather that air-liquid interaction plays a predominant role.

In addition, the oscillation frequencies of the liquid sheet were also compared to the airflow frequencies measured upstream of the NACA profile with a hot wire, (D22 configuration). Measurements are made simultaneously and the exact same values are obtained with a coherence function amplitude between both signals of 0.92. Thus, the flapping movement of the liquid sheet resulting from the liquid-air interaction induces velocity and pressure oscillations upstream from the injection, which are part of the phenomenon dynamics.

4.3.2 Liquid sheet oscillation

Following the method used by Lozano et al., (2011) to investigate the flow regime, a spectral analysis of the liquid sheet oscillation along the sheet is proposed for all of the configurations used during this study. Here, no regime classification is presented, but the liquid sheet behavior is described following the different parameters. Examples of spectra obtained are plotted in Figure 4. When the liquid sheet oscillation is perfectly periodic, the FFT spectrum obtained consists in a

unique predominant peak with harmonics (Figure 4a). Nevertheless, in many configurations, another peak at lower frequency with more or less energy appears (Figure 4b & c).

Moreover, the low frequency peak is only obtained, first, close to the injector outlet (Figure 5). This behavior appears for a sufficiently high air velocity. By increasing the air velocity, the low frequency peak becomes predominant, first at the beginning of the liquid sheet and then for the entire atomization process (Figure 4d). Nevertheless, in this last configuration, the higher spectral peak can still be observed. The phenomenon described above, occurring at high air to liquid velocity ratios, corresponds to a regime change characterized by a jump of frequency. It is slightly similar to the regime changes observed by Mansour and Chigier for low liquid velocities what correspond also to a high air to liquid velocity ratio. The appearance of these changes in spectra occurs for different air to liquid ratios depending on the other parameters of the study (liquid and air thicknesses, or air configuration). Nevertheless, their influences are not clearly highlighted through this study. Thus, no classification of this jump is suggested here and a more refined frequency range should help for this.

4.3.3 Amplitude of the liquid sheet oscillation

Thank to this extensive frequency study, amplitude change along the liquid sheet is also available. The study of this parameter highlights two different flapping regimes for the oscillation of the liquid sheet. In some cases, an expected increase of the oscillation amplitude along the liquid sheet is found. This increase can be divided in two parts: a first zone, near the injector outlet, presents an exponential amplitude increase corresponding to a linear behavior of the instabilities.

Then in a second zone, a non-linear behavior is observed, which corresponds to a linear increase of the amplitude (Figure 6). In other cases, a different behavior is observed with the presence of a node changes the frequency evolution (Figure 7a). This presence of a node and antinode can also be observed through visualization in the image sequence used for frequency measurements.

The conditions for the presence of a node and anti-node are not well understood, although its appearance or disappearance often corresponds to changes of regime. It seems that such a behavior was found for a flapping flag. This has been confirmed at our experimental facility, by inserting a plastic sheet into our injector and analyzing its flapping movement, obtained with the same airflow parameters. These results are presented in Figure 7b for the amplitude changes along the flag. For some air velocities, the amplitude of the oscillations exhibits a distribution along the sheet with nodes and anti-nodes in both cases. Moreover, the same order of oscillation frequency is obtained with the plastic sheet as with the liquid one and the frequency jump is found in both experiments (Figure 7c).

Several theoretical studies have been focused on the dynamics of a flag in the wind. In particular, Argentina & Mahadevan, (2005) studied the flapping movement of a thin plate in a flow. During this analysis, the authors also highlighted the existence of different oscillation modes with the apparition of a node and anti-node (Figure 8b). This change of modes depends on the airflow conditions, but also on the characteristics of the flag, which in the case of a liquid sheet corresponds to liquid properties, breakup length and liquid flow rate. Watanabe et al. (Watanabe, Isogai, Suzuki & Sugihara, 2002 and Watanabe, Suzuki, Sugihara & Sueoka, 2002) proposed a flutter flag oscillation mode regime classification based on mass ratio (Figure 8a). At the same time, Tang et al., working on a similarly study, also found different oscillation modes (Tang et al., 2003).

Comparison between liquid sheet and flutter flag dynamics highlights an important correspondence between both phenomena.

4.3.4 Evolution with parameters

Oscillation frequency measurements have stressed the complexity of liquid sheet dynamics. In the next paragraph, only the main frequency is taken into consideration and the study is restricted to flow configurations where no frequency jump is observed, which corresponds to 90 % of tested cases.

In Figure 9, as noticed in previous studies (Arai & Hashimoto, 1986; Berthoumieu & Carentz, 2000; Lozano et al., 2001), a quasi linear dependence of the frequency on the gas velocity is obtained. As for breakup length, air velocity is the predominant parameter acting on the oscillation frequency. As proposed by Mansour & Chigier, (1991) for their atomization regime classification, a different behavior is observed between low and high liquid flow rate results. At very low liquid velocities (or flow rates), a great influence on this parameter is observed, whereas lower variations were observed for higher liquid velocities (Figure 10).

The airflow thickness influence for the divergent and convergent configurations can be observed in Figure 9. While it is obvious for the divergent configurations that air thickness plays a role, this is not the case for the convergent configurations. This behavior change between the two configurations means that air thickness is not the relevant parameter to predict flapping. Lozano et al., (2005) drew the same conclusion. Further analyses show that this variation is linked to changes in the shear stress exerted by the air on the liquid sheet. In order to take into account this influence, the oscillation frequency is plotted in Figure 11 with respect to the ratio between the air velocity and the vorticity thickness measured at the injector outlet for both configurations (convergent and divergent). A satisfactory match between the curves of each configuration type (divergent or convergent) is thus obtained, highlighting the role of shear stress on the liquid sheet oscillation and so, on the amplification of perturbations leading to atomization. Nevertheless, an important difference between the divergent and convergent cases is obtained.

No clear influence of the liquid thickness on the oscillation frequency emerges from this experiment.

Finally, an attempt is made to link the oscillation to the breakup length and the shear stress exerted by the air on the liquid sheet. As for a flapping flag (Argentina & Mahadevan, 2005), the typical flapping frequency can be given by balancing liquid sheet inertia $\rho_l L_b t_l w \cdot (2\pi f)^2 \frac{y}{L_b}$ with the aerodynamic forces: $\rho_g u_g^2 w \frac{y}{L_b}$ (where w is the width of the liquid sheet, y the displacement in the normal direction, ρ_g and ρ_l the air and liquid densities, t_l the initial liquid thickness, u_g the air velocity, L_b and f the breakup length and the oscillation frequency). This allows the following relationship to be obtained:

$$f \sim \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l t_l L_b}} \quad (4)$$

Comparison of this relationship with our database yields satisfactory results, even though all of the parameters are not accurately taken into consideration in the approximation. Moreover, this result reinforces the conclusion concerning the possible analogy between the unsteady behaviors of the liquid sheet and the flag.

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

4.4 Drop size measurement

Measurements obtained far from the injector exhibit the expected tendencies on the droplet sizes with respect to the air velocity. Indeed, the droplet size diminishes as the air velocity increases. This is due to the air shear stress increase on the initial liquid sheet, as well as on the liquid fragments resulting from primary atomization. For the divergent case, an air thickness influence is also obtained, which is not the case for the convergent configuration. This different behavior between the two airflow configurations is linked to the initial stress exerted by the gas on the liquid sheet, as seen for the oscillation frequency. Indeed, when plotting the change in D_{32} with respect to the air velocity divided by the vorticity thickness at the injector outlet, except for low air velocities, a very good match is obtained for each configuration (convergent or divergent) between the different flow cases. Nevertheless, as for the oscillation frequency a difference between the two configurations can be observed (Figure 13a).

Concerning liquid flow influence, it is observed that, for the three liquid thicknesses, D_{32} increases with the liquid velocity. This tendency is also obtained for an increase of liquid thickness. As regards breakup length, it can be concluded that drop size is directly correlated to liquid flow rate (Figure 13b). This result is not in accord with the result of (Rizk & Lefebvre, 1980), who were found that the droplet size is proportional to t_l^n with n equal to 0.38 with an evolution of droplet size for a constant liquid flow rate when liquid thickness varies. The difference can be due to the range of tested liquid thicknesses. In our case, the liquid thickness goes from 300 μm to 600 μm when in the Rizk and Lefebvre study it goes from 90 to 390 μm .

4.5 Discussion

The analysis of the influence of the boundary conditions on the dynamic behavior of the liquid sheet shows two different dependences. Thus, the breakup length is linked to liquid flow rate, whereas the oscillation frequency depends on the vorticity thickness. Concerning the droplet size, both flow parameters have an influence suggesting a relation between these three quantities. Such relationships between the droplet size and the oscillation frequency were already highlighted in some previous studies (Arai & Hashimoto, 1986; Fernandez, 2010; Lozano et al., 2001) but no link with the break-up length was revealed. Moreover, as indicated in the introduction, a conceivable approach to improve the simulation of the atomization process in real industrial systems is to couple a first calculation of the primary atomization process with a dispersed approach to simulate the formed spray behavior. In order to complete this coupling, a model is needed to define the droplet size. This model can be based on previously proposed correlations. However, in order to make the model more universal, it could be interesting to correlate this size to parameters intrinsic to the dynamics of the liquid sheet, such as the frequency (f) or the breakup length (L_b). Such correlations can be extracted from our database and the following relationship is thus obtained:

$$D_{32} \propto \sqrt{\frac{u^* L_b}{f}} \quad \text{with} \quad u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l t_l}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

Here u^* is the characteristic velocity defined by (Arai & Hashimoto, 1986) (Table 2). The use of this correlation allows the D_{32} to be estimated with a dispersion of $\pm 20\%$ (Figure 14).

For each operating conditions a lognormal law with a mean diameter d_m and a variance σ can model the droplet size distribution. Thus, the knowledge of a second parameter allows the lognormal law to be defined:

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

$$D_{32} = d_m \exp\left(\frac{5}{2}\sigma\right) \quad \text{and} \quad D_{43} = d_m \exp\left(\frac{7}{2}\sigma\right) \quad (6)$$

With d_m the mean diameter, σ the variance, D_{32} the Sauter mean diameter and D_{43} the volume mean diameter.

It is found from our results that a second characteristic diameter D_{43} can be deduced from D_{32} , using the following empirical relationship with a correlation coefficient of 0.99:

$$D_{43} = -7.68 \cdot 10^{-4} D_{32}^2 + 2.01 D_{32} \quad (7)$$

By this way, the knowledge of the D_{32} allows the droplet size distribution to be estimated.

5 Comparison with other studies

The next step of this work is to compare our results with available correlations presented in the introduction of this paper.

5.1.1 Breakup length

The comparison of our results with the various available correlations indicates that only the Arai and Hashimoto correlation gives the same flow tendencies (Figure 15a). Nevertheless, a great dispersion is obtained due to the air thickness influence (t_g), which does not appear in the Arai and Hashimoto correlation (Table 1). An analysis of our results indicates that a power law dependence with a -0.25 exponent permit the curves to be fitted. By adding this dependence to the previous correlation, a better comparison is obtained (figure 15 b) with a deviation of $\pm 15\%$ (8).

$$\frac{L_b}{t_l} \propto \left(\frac{t_l}{t_{l1}}\right)^{-0.5} We_{g,t_l}^{-0.5} Re_l^{0.6} \left(\frac{t_g}{t_{g1}}\right)^{-0.25} \quad (8)$$

Note that, as for the Arai and Hashimoto correlation, the actual liquid thickness is standardized using a reference thickness t_{l1} . In our case, this is fixed at 450 μm . Likewise, a reference air thickness is used to normalize the actual air thickness. This corresponds to the air thickness of our test section without restriction, i.e., 22 mm.

Nevertheless, as for the original Arai and Hashimoto correlation, the fluid properties are involved, although their influences were not explicitly studied during the experimental campaign. However, other works show that they have a non-negligible influence (Fernandez, 2010; Larricq, 2006; Rizk & Lefebvre, 1982; Rizkalla & Lefebvre, 1975), even though their influence on breakup length was not clearly highlighted. It can be noticed that the influence of the pressure through the gas density is well described, as shown by Fernandez, 2010).

5.1.2 Oscillation frequency

In regard to the breakup length, the comparison of our results with the available correlations gives a best correspondence with the Arai and Hashimoto correlation, even though parameters linked to the air configuration and thickness are not taken into account. Thus, adding the vorticity thickness (δ_ω) into the Arai and Hashimoto correlation (Table 2) permits the comparison to be improved, with an error of only $\pm 10\%$ and a correlation coefficient of 0.99 for both cases (Figure 16 a: divergent and b: convergent)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

$$\frac{f \cdot t_l}{u^*} \propto We_{g,t_l}^{0.5} Re_l^{0.15} \frac{t_l}{\delta_\omega} \quad \text{with} \quad u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l t_l} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Note that, as for the breakup length, the influence of pressure seen in (Fernandez, 2010) is taken into account in this correlation through the air density contained in the Weber number.

Nevertheless, different slopes are obtained for the divergent or the convergent flow configurations. Therefore, the air configuration influence is not totally taken into consideration with the vorticity thickness.

This new correlation cannot be compared with other experimental results, due to the lack of information concerning the vorticity thickness.

6 Conclusion

The investigation presented in this paper gives additional information concerning the influence of the flow parameters on the behavior of a planar liquid sheet sheared on both sides by a high-speed airflow. The analysis concerns three main characteristics of the atomization process, the breakup length, the oscillation frequency and the final droplet size.

A power law dependence of the breakup length on the air thickness is thus obtained. In the same way, results show that this characteristic length depends on the liquid flow rate rather than on the liquid velocity.

The oscillation frequency is mainly dependent on the shearing intensity exerted by the air on the liquid sheet. In consequence, the relevant parameter for the airflow characteristic could be the vorticity thickness: a specific study with a larger range of vorticity thickness could enable this hypothesis to be verified. Nevertheless, this parameter does not take into consideration the difference observed between both configurations. It appears thus that another parameter is missing in our analysis. This parameter could be link either to the regime in the boundary layer of the airflow or to the initial angle between the air and the liquid flows introduced in the convergent configuration. Furthermore, the analysis of the liquid sheet dynamics highlights similar behavior with flapping flags. This suggests that a study based on the flapping flag theory could lead to a better understanding of liquid sheet oscillation

Concerning the sizes of the droplets issued from the atomization process, they are linked to the liquid flow rate as for the breakup length, and to the vorticity thickness as for the oscillation frequency. A model linking this spray parameter to the two other liquid sheet characteristics is obtained from this observation. This new correlation allows the spray characteristics to be defined from dynamical parameters linked to the liquid sheet behavior.

Finally, for the two first parameters of the atomization process, the correlations proposed by Arai and Hashimoto are completed, in order to take into account the influence of the air or vorticity thicknesses.

All of these results show that an accurate prediction of the atomization characteristics requires the knowledge of the inlet boundary conditions.

7 Acknowledgments

This project has received funding from the European Union's Seventh Framework Program for research, technological development and demonstration under grant agreement no 265848. The authors would like to thank the CEE for the financial support.

The French DGA is also gratefully acknowledged for its funding support.

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

- Arai, T. & Hashimoto, H. (1986), 'Disintegration of a thin liquid sheet in a cocurrent gas stream', *International Journal of Turbo and Jet-Engines* **3**(4), 301–306.
- Argentina, M. & Mahadevan, L. (2005), 'Fluid-flow-induced flutter of a flag', *Proceedings of the National academy of Sciences of the United States of America* **102**(6), 1829–1834.
- Berthoumieu, P. & Carentz, H. (2000), Experimental study of a thin planar liquid sheet disintegration, in 'ICLASS-2000', pp. 1120–1126.
- Berthoumieu, P. & Lavergne, G. (2001), 'Video techniques applied to the characterization of liquid sheet breakup', *Journal of Visualization* **4**(3), 267–275. <http://dx.doi.org/10.1007/BF03182587>
- Blanchard, G., Villedieu, P. & Zuzio, D. (2013a), Numerical simulation of primary atomization of a sheared liquid sheet. part 1: model and numerical method description, in '25th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems'.
- Blanchard, G., Villedieu, P. & Zuzio, D. (2013b), Numerical simulation of primary atomization of a sheared liquid sheet. part 2: Comparison with experimental results, in '25th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems'.
- Carentz, H. (2000), Étude de la pulvérisation d'une nappe liquide mince, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6).
- Carvalho, I., Heitor, M. & Santos, D. (2002), 'Liquid film disintegration regimes and proposed correlations', *International Journal of Multiphase Flow* **28**(5), 773 – 789. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030193220100088X>
- Carvalho, I. S., Heitor, M. V. & Santos, D. (1998), Liquid film disintegration mechanisms, in 'Third International Conference on Multiphase Flow'.
- Coles, D. (1956), 'The law of the wake in the turbulent boundary layer', *Journal of Fluid Mechanics* **1**(02), 191–226.
- Eroglu, H. & Chigier, N. (1991), Liquid sheet instability in a coflowing airstream, in '4th Int Conf on liquid atomization and spray systems'.
- Fernandez, V. G. (2010), Experimental study of a liquid sheet disintegration in a high pressure environment, PhD thesis, Université Toulouse - ISAE - Onera.
- Fernandez, V. G., Berthoumieu, P. & Lavergne, G. (2009), Primary atomization in water and kerosene liquid sheets at high pressure, in '11th Int Conf on liquid atomization and spray systems'.
- Gosse, J. (1995), 'Mécanique des fluides', *Techniques de l'ingénieur Modélisation mécanique*. <http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/sciences-fondamentales-th8/modelisation-mecanique-42400210/mecanique-des-fluides-a1870/>
- Hagerty, W. & Shea, J. (1955), 'A study of the stability of plane fluid sheets', *J. Appl. Mech* **22**(3), 509–514.
- Larricq, C. (2006), Étude de la pulvérisation assistée en air d'une nappe liquide et influence d'un vent ionique sur les instabilités hydrodynamiques, PhD thesis, ENSAE - Onera.
- Larricq, C., Lavergne, G., Berthoumieu, P. & Thivet, F. (2005), 'Improvement of airblast injectors thanks to electro-aerodynamic actuators', *Proceedings of 2nd NEPCAP*.
- Lefebvre, A. H. (1989), *Atomization and Sprays*, Hemisphere publishing corporation.
- Lefebvre, A. H. (1992), 'Energy considerations in twin-fluid atomization', *Journal of engineering for gas turbines and power* **114**(1), 89–96.
- Lozano, A., Barreras, F., Hauke, G. & Dopazo, C. (2001), 'Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet', *Journal of Fluid Mechanics* **437**, 143–173.

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

Lozano, A., Barreras, F., Siegler, C. & Löw, D. (2005), 'The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet', *Experiments in Fluids* **39**(1), 127–139. <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-005-0989-1>

Lozano, A., Calvo, E., García, J. A. & Barreras, F. (2011), 'Mode transitions in an oscillating liquid sheet', *Physics of Fluids (1994-present)* **23**(4), 044–103.

Mansour, A. & Chigier, N. (1991), 'Dynamic behavior of liquid sheets', *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* (1989-1993) **3**(12), 2971–2980. <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pofa/3/12/10.1063/1.857839>

Park, J., Huh, K. Y., Li, X. & Renksizbulut, M. (2004), 'Experimental investigation on cellular breakup of a planar liquid sheet from an air-blast nozzle', *Physics of Fluids (1994-present)* **16**(3), 625–632. <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof2/16/3/10.1063/1.1644575>

Rajaratnam, N. (1976), *Turbulent jets*, Elsevier.

Rizk, N. & Lefebvre, A. (1980), 'The influence of liquid film thickness on airblast atomization', *Journal for Engineering for Power* **102**(3), 706–710.

Rizk, N. & Lefebvre, A. (1982), 'Airblast atomization: studies on drop-size distribution', *Journal of Energy* **6**(5), 323–327.

Rizkalla, A. & Lefebvre, A. (1975), 'The influence of air and liquid properties on airblast atomization', *Journal of Fluids Engineering* **97**(3), 316–320.

Sattelmayer, T. & Wittig, S. (1986), 'Internal flow effects in prefilming airblast atomizers: mechanisms of atomization and droplet spectra', *Journal of engineering for gas turbines and power* **108**(3), 465–472.

Senoner, J.-M. (2010), *Simulations aux grandes échelles de l'écoulement diphasique dans un brûleur aéronautique par une approche Euler-Lagrange*, PhD thesis, INPT.

Shinjo, J. & Umemura, A. (2010), 'Simulation of liquid jet primary breakup: Dynamics of ligament and droplet formation', *International Journal of Multiphase Flow* **36**(7), 513–532.

Siegler, C., Lozano, A. & Barreras, F. (2003), Influence of air and liquid channel thickness on the oscillation behavior of an air-blasted liquid sheet, in '8th Int Conf on liquid atomization and spray systems'.

Stapper, B. & Samuelsen, G. (1990), 'An experimental study of the breakup of a two-dimensional liquid sheet in the presence of co-flow air shear', *AIAA paper* (89-0461).

Tang, D., Yamamoto, H. & H Dowell, E. (2003), 'Flutter and limit cycle oscillations of two-dimensional panels in three-dimensional axial flow', *Journal of Fluids and Structures* **17**(2), 225–242.

Watanabe, Y., Isogai, K., Suzuki, S. & Sugihara, M. (2002), 'A theoretical study of paper flutter', *Journal of Fluids and Structures* **16**(4), 543–560.

Watanabe, Y., Suzuki, S., Sugihara, M. & Sueoka, Y. (2002), 'An experimental study of paper flutter', *Journal of Fluids and Structures* **16**(4), 529–542.

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

(Arai & Hashimoto, 1986)	$\frac{L_b}{t_l/2} = 3.88 \left(\frac{t_l/2}{t_{l1}} \right)^{-0.5} We_{t_l/2}^{-0.5} Re_l^{0.6}; t_{l1} = 0.2 * 10^{-3} m$
(Carvalho et al., 1998)	$\frac{L_b}{t_l} = 0.61 MFR^{-0.64} Re_l^{0.36} We_{t_l}^{-0.53} + 3.89$
(Carvalho et al., 2002)	$\frac{L_b}{t_l} = 6.51. MFR^{-0.68}$
(Park et al., 2004)	$L_b \propto \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{u_l}{(u_g - u_l)} \frac{t_l}{2} We_{t_l/2}^{-1/2}$
(Larricq, 2006)	$\frac{L_b}{t_l} = 0.087 \frac{\rho_l}{\rho_g} MFR^{-3/8} We_{t_l}^{-3/8};$
(Fernandez, 2010)	$\frac{L_b}{t_l} \propto \left(\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} MFR^{1/2} We_{t_l}^{1/2} Re_l^{-1/4} \right)^{-1};$
<p>where L_b is breakup length, t_l the liquid thickness, u_g and u_l respectively the air and liquid velocities, ρ_g and ρ_l the air and liquid densities. We_{t_l} is the Weber's number ($We_{t_l} = \rho_g (u_g - u_l)^2 t_l / \gamma$ with γ the surface tension); Re_l the liquid Reynolds' number ($Re_l = \rho_l u_l t_l / \mu_l$ with μ_l the liquid dynamic viscosity) and MFR the momentum flux ratio ($MFR = \rho_g u_g^2 / \rho_l u_l^2$).</p>	

Table 1: Breakup length correlations

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

(Arai & Hashimoto, 1986)	$\frac{f \cdot t_l/2}{u^*} = a \left(\frac{t_l/2}{t_{l1}}\right)^{0.5} We_{t_l}^{0.5} Re_l^{0.15} + b ; u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l t_l/2}\right)^{\frac{1}{2}}$ characteristic velocity
(Carvalho et al., 1998)	$St = \frac{f \cdot t_l}{u_l} = 0.366 R^{0.09} MFR^{0.21} Re_l^{-0.15} We_{t_l}^{0.12}$ et $R = \frac{u_{g1}}{u_{g2}}$
(Berthoumieu & Carentz, 2000)	$\frac{f \cdot t_l}{u_l} = 0.1 MFR^{0.5}$
(Lozano et al., 2001)	$St = \frac{f \cdot t_l}{u_g - u_{min}} = f(MFR)$
(Carvalho et al., 2002)	$\frac{f \cdot t_l}{u_l} = 0.13 \cdot MFR^{0.38}$
(Lozano et al., 2005; Siegler et al., 2003)	$St = \frac{f \sqrt{t_l t_g}}{u_g - u_{min}} = f(MR)$
(Larricq, 2006)	$\frac{f \cdot t_l}{u_l} = 0.0034 \cdot \left(\frac{\rho_g (u_g - u_{min})^2}{\rho_l u_l^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\delta}{\delta_\omega}\right)$
(Fernandez, 2010)	$St = \frac{f \sqrt{t_l t_g}}{u_{min}} \propto Oh_{l,t_l}^{\frac{3}{2}} Re_{g,c} \left(\frac{\delta}{\delta_\omega}\right) ; u_{min} = 2.10^{-4} \frac{\gamma \rho_l}{\mu_l \rho_g} ; Re_{g,c} = \frac{\rho_g u_g C}{\mu_g}$

where f is the oscillation frequency, a and b two constants (0.0084 and 0.02), u_{min} the minimal air velocity to initiate oscillation, δ the boundary layer thickness, δ_ω the vorticity thickness, μ_l the air dynamic viscosity and C the chord of this injector. Oh_{l,t_l} is the Ohnesorge number ($Oh_{l,t_l} = \mu_l / (\rho_l t_l \gamma)^{1/2}$).
The other symbols are defined in Table 1.

Table 2: Oscillation frequency correlations

(Arai & Hashimoto, 1986)	$\frac{D_{32}}{t_l} \propto \left(\frac{t_l f}{u^*}\right)^{-2}$ avec $u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l t_l/2}\right)^{0.5}$
(Lozano et al., 2001)	$\frac{D_{32} f \mu_g}{\gamma} = f(MFR)$
(Fernandez, 2010)	$St = \frac{f \sqrt{t_l t_g}}{u_{min}} = K \cdot We_{D32}^{\frac{1}{2}} Oh_{l,t_l}^{\frac{3}{2}} \frac{\rho_l}{\rho_g}$ et $K = 4.10^4$

where D_{32} is the Sauter mean diameter and We_{D32} the Weber number based on the D32 ($We_{D32} = \rho_g (u_g - u_l)^2 D_{32} / \gamma$)
The other symbols are defined in Table 1 and Table 2.

Table 3: Sauter mean diameter correlations

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

Ref.	Frequency				Breakup length				SMD
	u_g	u_l	t_g	t_l	u_g	u_l	t_g	t_l	f
(Arai & Hashimoto, 1986)	1	0.15	0	-0.35	-1	0.6	0	0.6	-2
(Carvalho et al., 1998)	0.65	0.44	0	-1.03	-2.34	1.64	0	0.83	
(Berthoumieu & Carentz, 2000)	1	0	0	?					
(Lozano et al., 2001)	1	0	0	-1					-1
(Carvalho et al., 2002)	0.72	0.28	0	-1	-1.36	1.36	0	1	
Park et al.					-2	1	0	-0.5	
(Larricq, 2006)	1	0	0	-1	-1.5	0.75	0	0.625	
(Fernandez, 2010)	1	0	-0.5	-1.25	-2	1.25	-0.5	1.25	2

where u_g and u_l are respectively the air and liquid velocities, t_g and t_l the air and liquid thicknesses and f the oscillation frequency.

Table 4: Parameter influence on studied characteristics

Boundary layer thickness (mm)	Wedges (air thickness)							
	Divergent configuration			Convergent configuration				
Air velocity	D22 22 mm	D14 14 mm	D9 9 mm	C14 14 mm	C9 9 mm	C6 6 mm	C4 4 mm	C2 2 mm
30 m/s	2.67	3.69	4.11	0.73	0.65		0.64	0.53
40 m/s	2.29	3.66	3.98	0.66	0.63	0.61	0.55	0.45
50 m/s	2.10	2.98	3.63	0.64	0.62	0.55	0.52	0.42
60 m/s	2.21	2.56	3.52	0.57	0.55	0.50	0.47	0.37
70 m/s	1.69	2.59	3.31	0.52	0.51	0.47	0.46	0.35
80 m/s	1.67	2.37	3.09	0.48	0.47	0.44	0.42	0.31
90 m/s			2.95	0.45	0.41	0.45	0.39	

Table 5: Boundary layer thickness evolution for the different wedges (in mm)

Vorticity thickness (mm)	Restriction (air thickness)							
	Divergent configuration			Convergent configuration				
Air velocity	D22 22 mm	D14 14 mm	D9 9 mm	C14 14 mm	C9 9 mm	C6 6 mm	C4 4 mm	
30 m/s	0.17	0.19	0.24	0.42	0.38		0.37	
40 m/s	0.13	0.15	0.18	0.37	0.36	0.34	0.31	
50 m/s	0.10	0.13	0.15	0.35	0.33	0.31	0.30	
60 m/s	0.09	0.11	0.13	0.33	0.32	0.29	0.27	
70 m/s	0.08	0.10	0.12	0.30	0.30	0.27	0.26	
80 m/s	0.07	0.09	0.11	0.28	0.27	0.26	0.24	
90 m/s			0.10	0.27	0.27	0.25	0.23	

Table 6: Vorticity thickness at injector outlet (in mm) $u_l = 2.2$ m/s

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

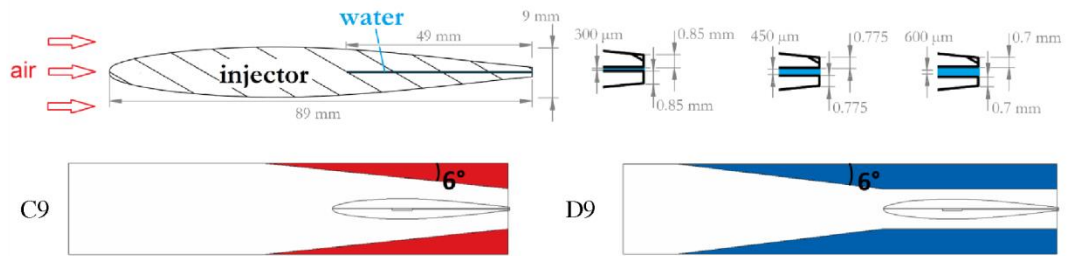


Figure 1: Geometry of the injector used for experimental study and the different restriction types used in order to have two air flow configuration: C for convergent (in red) and D for divergent (in blue).

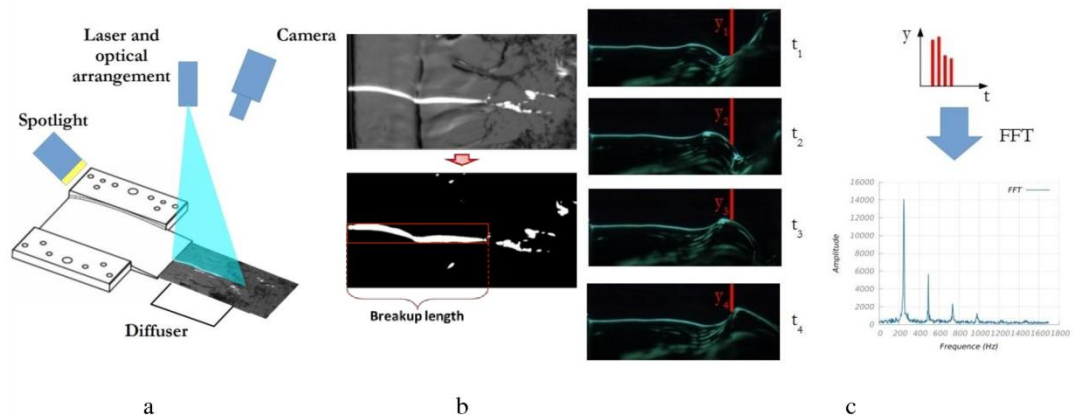


Figure 2: PLIF technique for the acquisition of images (a) to measure breakup length (b) and oscillation frequency (c)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

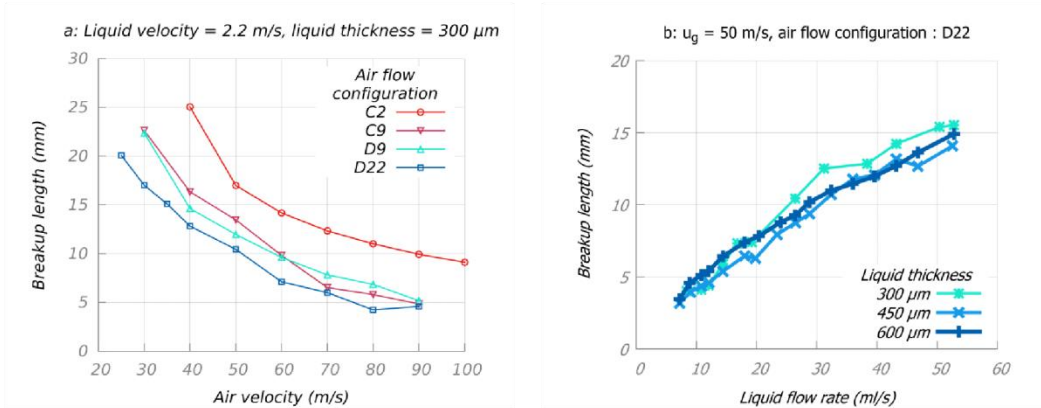


Figure 3: Breakup length according to air velocity: dependence on air flow thickness (a); dependence on liquid flow rate (b)

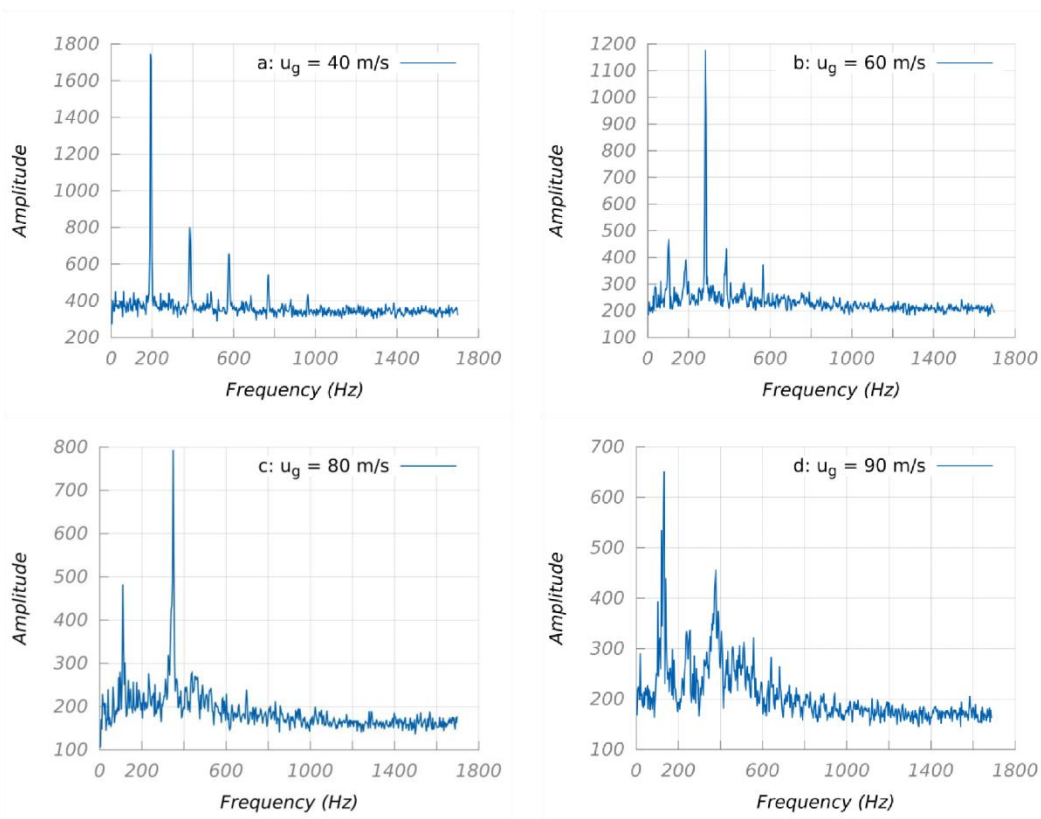


Figure 4: Different examples of FFT spectra (D22 – $t_1 = 600 \mu\text{m}$ – $u_1 = 1.1$ m/s)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

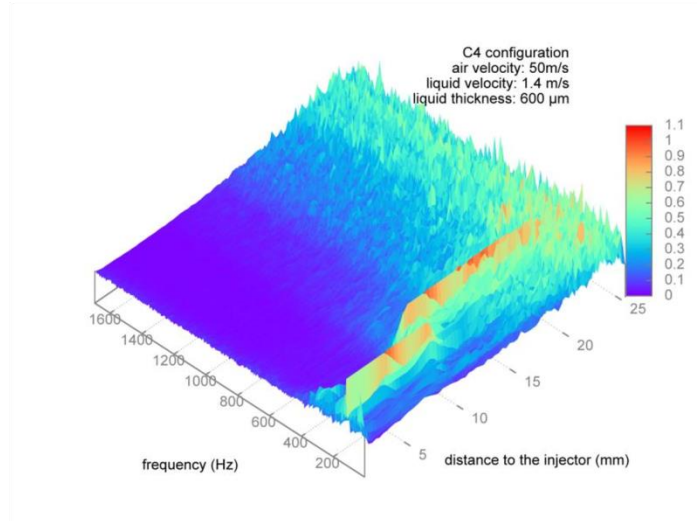


Figure 5: Evolution of flapping frequency along the liquid sheet amplitude frequency made dimensionless by the maximum value for each measure position

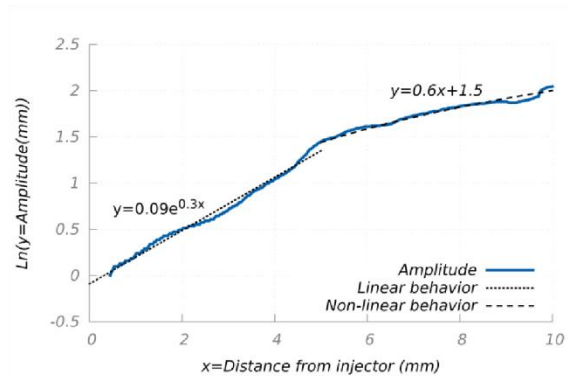


Figure 6: Evolution of amplitude of sheet oscillation with linear and non-linear behaviors ($D_9 - u_g = 90 \text{ m/s} - u_l = 2.2 \text{ m/s}, t_l = 300 \text{ μm}$)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

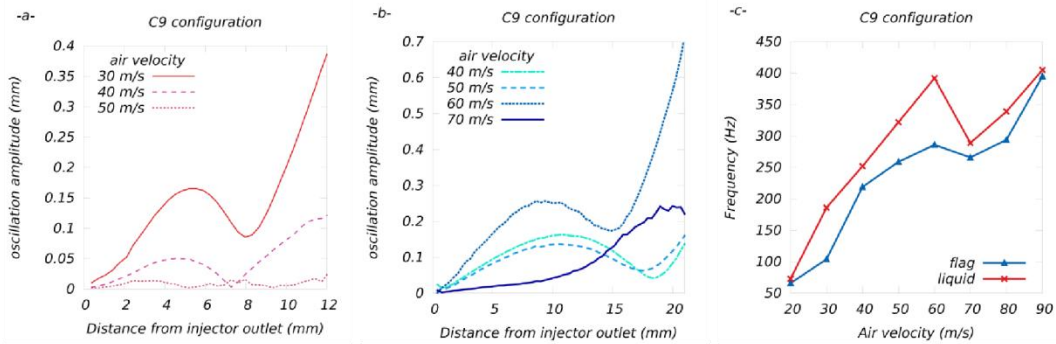


Figure 7: Comparison of flag and sheet behavior: through amplitude evolution along liquid sheet (a) and flag (b) then through frequency evolution (c) (for liquid sheet: $u_1 = 2.2$ m/s and $t_1 = 450$ μ m)

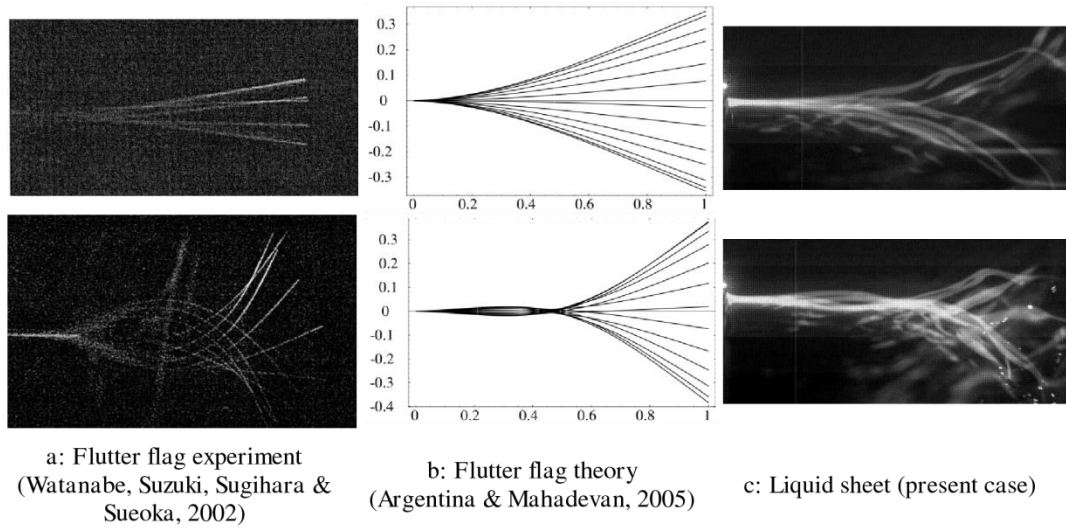


Figure 8: Comparison between two different modes of oscillation for flag (a and b) and liquid sheet (c): up D9 and down C9 ($u_1 = 2.2$ m/s, $t_1 = 300$ μ m, $u_g = 50$ m/s)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

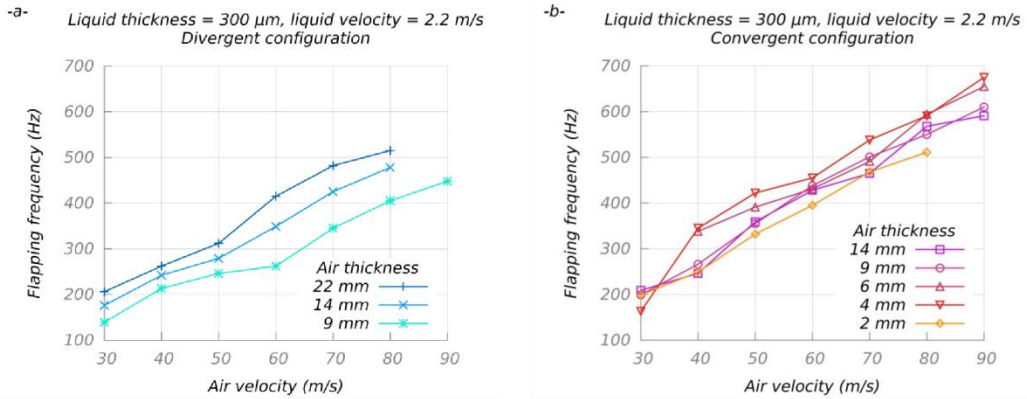


Figure 9: Evolution of oscillation frequency, for divergent (a) and convergent (b) configurations

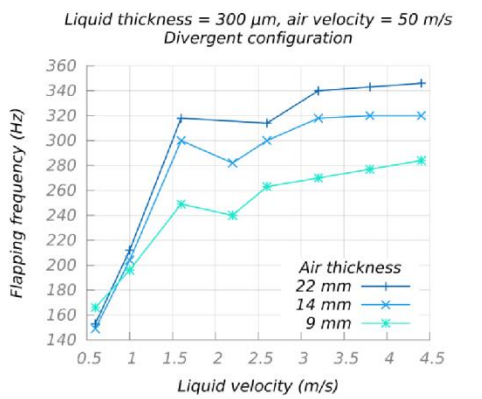


Figure 10: Evolution of oscillation frequency with liquid velocity

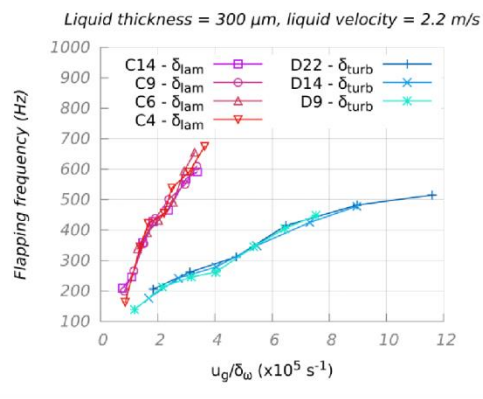


Figure 11: Influence of vorticity thickness at injector outlet on oscillation frequency

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

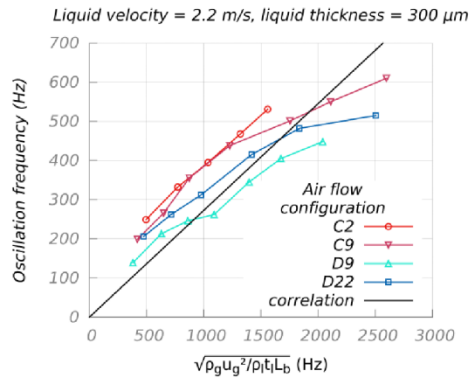


Figure 12: Comparison of data with characteristic frequency (4)

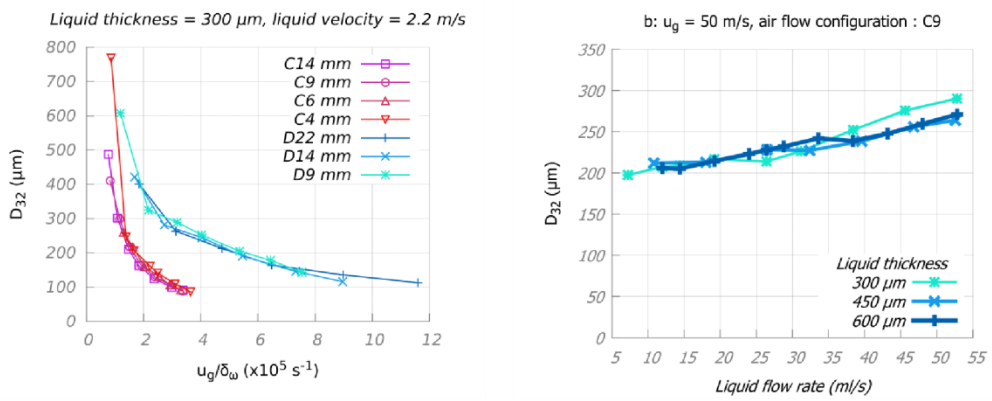


Figure 13: D32 evolution showing influence of vorticity thickness at injector outlet (a) and the one of liquid flow rate (b)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
Part I: liquid and air thicknesses.

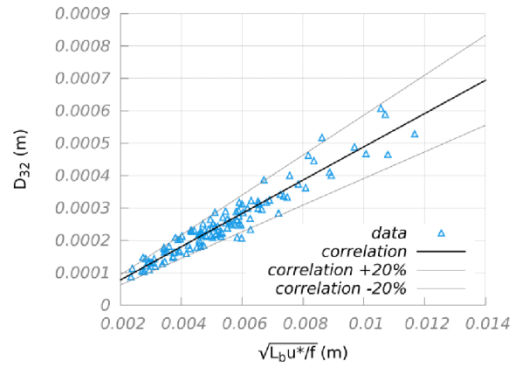


Figure 14: D_{32} estimation by use of breakup length and oscillation frequency (5)
(Operating points correspond to those where breakup length is known (D22, D9, C9, C2), for the three liquid thicknesses and where no frequency jump is observed)

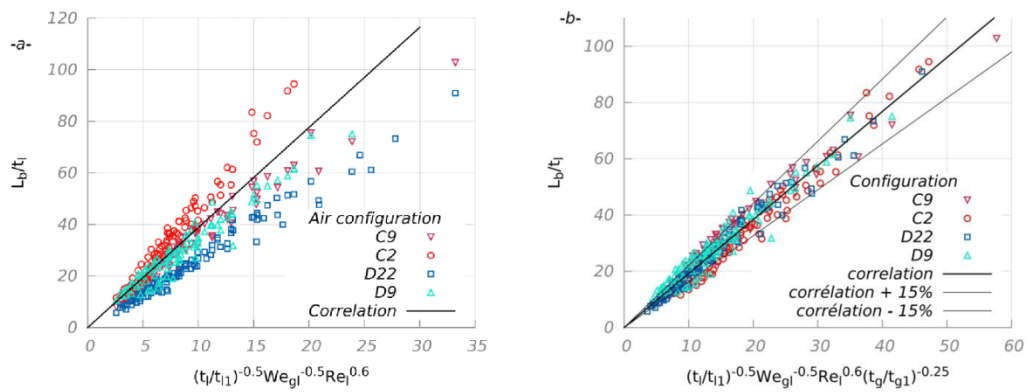


Figure 15: Comparison of data with Arai and Hashimoto's (a) and with new correlation (8) (b).

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet.
 Part I: liquid and air thicknesses.

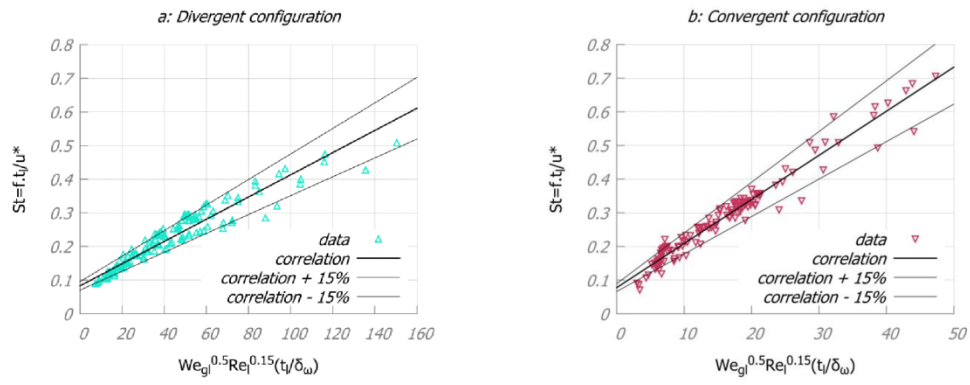


Figure 16: Divergent case (a), convergent one (b)

11 Article pré-film

L'article qui suit repret les principaux résultats présentés dans le chapitre 6. Il s'intéresse aux mesures réalisées dans le cas de l'injecteur airblast avec une zone de pré-film.

Cet article a été publié par l'International Journal of Multiphase Flow.

[doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.09.001](https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.09.001)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet, Part II: prefilming zone length.

Baptiste Déjean¹, Pierre Berthoumieu¹ and Pierre Gajan¹

1: DMAE, Onera Toulouse, France

Corresponding author: Baptiste.Dejean@onera.fr

Abstract

In this work, experiments were performed on a prefilming atomizer. For this purpose, an injector used for liquid sheet pulverization was adapted to highlight the influence of the prefilming zone. Breakup length, oscillation frequency and drop size were studied for various prefilming zone lengths and airflow configurations (convergent or divergent and different air thicknesses). Various influences were observed depending on the air configuration, with an improvement of the atomization process for convergent configuration when an optimum prefilming zone length is chosen. At the same time, visualizations of liquid dynamics and liquid thickness measurements on the prefilming zone have enabled the classification of liquid evolution in three regimes: “smooth”, “waves” and “accumulation”. The use of primary atomization parameters enables a cartography gathering all of the experimental conditions studied during this work to be proposed. Finally, a comparison of these results with previous correlations highlights the necessity to take into account the geometrical aspect of injection systems to predict the atomization characteristics.

1 Introduction

In order to improve combustion in aeronautical engines, numerical simulations are required to reduce costs linked to the development of new combustion chambers. Due to the multi-scale physics coexisting during the atomization and combustion process, computing all of the phenomena from the liquid injection to the combustion process entails too important cost and time efforts to be applied on realistic configurations. In order to reduce these costs, the approach generally used consists in injecting the liquid phase as small droplets from numerical injectors. The resulting spray behavior is then computed using a well-known dispersed two-phase flow method. The inlet conditions for this droplet injection (size and velocity) are currently defined using empirical relationships obtained from experimental data. Nevertheless, they are in general limited to a specific injection system and given flight conditions. Another approach will be to define these inlet conditions from a first unsteady simulation of the atomization process up to the formation of the first independent liquid structures. This more general approach, which takes into account the unsteady phenomena resulting from the preliminary interaction between the airflow and the liquid phase, also necessitates physical models to couple the two computing methods.

In order to improve these simulations, more accurate and universal models are needed. To do so, a better understanding of the various steps of the atomization process, as well as the influent parameters, is necessary. Currently, predominant parameters, such as flow velocity, have been well identified, but the influences of other parameters linked to the injector geometry or fluid properties are not clearly understood. Therefore, the available correlations used to predict the

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

main atomization characteristics (instability frequencies, breakup length or drop size) cannot give accurate results. The aim of current studies is thus to improve our knowledge about the influence of various parameters, such as fluid properties, pressure and geometrical characteristics, in order to propose more robust correlations for the atomization prediction.

In some aeronautical injector, the liquid fuel is injected as an annular liquid sheet sheared on both sides by airflows. In these systems, a prefilming zone appears before the formation of the liquid sheet. In this zone, the liquid fuel flows as a sheared film on a wall. The influence of this prefilming zone on the atomization process needs to be analyzed.

The first studies relating to this kind of injector date back to the work of Lefebvre & Miller, (1966) and their team (Rizk & Lefebvre, 1980; Rizk & Lefebvre, 1982; Rizkalla & Lefebvre, 1975); they were performed on particular injectors, in order to characterize spray droplet size. In parallel, other authors worked on the same issues (Bryan et al., 1971; Jasuja, 1979). A few years later, Sattelmayer and Wittig studied the influence of the air thickness and prefilming zone length. Their liquid flow rate ranged from 0.1 to 2.9 cm²/s. They concluded that both parameters have a negligible effect on drop size, but affect other characteristics, such as the spray angle (Sattelmayer & Wittig, 1986). They also highlighted viscosity and surface tension influences. Further studies on these types of injector are more recent. Working with various pressure conditions, with a liquid flow rate ranging from 0.6 to 5.4 cm²/s and two prefilming length of 2 and 4 mm, Bhayaraju et al. (Bhayaraju, 2007; Bhayaraju & Hassa, 2006; Bhayaraju & Hassa, 2009) highlighted various atomization regimes, depending on the Weber number. From their regime classification, they proposed a correlation to predict drop size. Finally, the most recent works on prefilming atomizers are those of Gepperth et al. During their first study (Gepperth et al., 2010), they measured the main characteristics of the atomization process: oscillation frequency, wavelength and drop size. Correlations were then proposed to predict them. Their liquid flow rates ranged from 0.25 to 0.75 cm²/s. During a second study, they worked on the influence of the geometrical aspect and reached conclusions regarding the low influence of the prefilming zone length (20.6 and 47.6 mm) and the importance of prefilming zone thickness (1 and 2.5 mm) (Gepperth et al., 2012 and Gepperth). From this work, Chaussonnet, (2014) proposed another correlation based on the same measurements in order to predict primary droplet size. He used it, coupled with a model of secondary atomization, to simulate spray creation at prefilming injector outlet. The various correlations obtained during these studies are summarized in Table 1. This state of the art shows the influence of some geometrical aspects on liquid atomization. Nevertheless, no study worked on the influence of the airflow configuration and few of them considered the influence of the prefilming length.

Thus, the aim of this study is to complete the previous results by comparing the main features of the atomization process obtained with or without the prefilming zone (Dejean et al., 2015).

2 Experimental test-rig

The “SHAPE” test bench, described in the previous paper dealing with the liquid sheet atomization (Dejean et al., 2015), is also used for this experiment. A horizontal airflow from 20 to 100 m/s can be obtained (this value, which is used to characterize air flow velocity, corresponds to the maximum velocity of the air flow profile). This wind tunnel enables the introduction of edges, in order to modify air thickness and configuration. The various air cases are named using a letter (C or D for convergent or divergent, respectively) and a number corresponding to the air thickness (Figure 1). The injector used (with an external shape of a NACA 63-010) is derived from the previous study, by adding a prefilming zone with various lengths (0, 2, 4, 6; 8, 10, 20 and 40 mm) at the outlet (Figure 1). Water is used at ambient

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

temperature. The surface liquid flow rates varies between $1.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ (corresponding to a liquid velocity (u_l) of 0.5 m/s) and $13.2 \text{ cm}^2/\text{s}$ ($u_l = 4.4 \text{ m/s}$). Note that, due to geometrical constraints, there is a 0.85 mm step in the upper airflow before its interaction with the liquid film formed in the prefilming zone.

3 Measurement systems

Various experimental techniques were adapted, developed and applied to measure the various characteristics of the atomization process. For this purpose, image processing based on PLIF measurement by high-speed camera was undertaken. For droplet size measurements, a laser diffraction technique used by a Malvern analyzer system was chosen. In this case, the droplet population is analyzed over a measurement volume corresponding to the laser path through the spray. The probe volume location is placed sufficiently far from the downstream edge of the prefilming zone to ensure that only spherical droplets are considered. In order to characterize the airflows, a hot wire measurement was performed at the wind tunnel exit. All of these techniques are described in the previous paper (Dejean et al., 2015).

3.1 Flow visualization

Flow visualizations of the liquid behavior in and downstream of the prefilming zone are performed. A back lighting method is used. Two spots, one for the prefilming zone and the other for the liquid sheet and atomization zone, illuminate the liquid. The camera is placed on the top of the injector in order to obtain a good image contrast and to highlight the unsteady wave formation. A Phantom v.341 high-speed camera is used. The acquisition rate is fixed at 3200 frames per second, in order to clearly observe the liquid dynamics.

3.2 Liquid thickness measurement by induced fluorescence

The purpose of these measurements is to obtain the liquid thickness evolution over the entire prefilming area, with a temporal resolution permitting the main unsteady phenomena to be followed. It is thus necessary to use a visual technique to catch the entire prefilming zone. The method used is based on the LIF principle through a technique developed by Njifenju (Njifenju, 2010). In our case, the calibration process is optimized.

In the case study, Uvitex 2B is added (Excitation Max: 350nm, Emission Max: 435nm) to water as a fluorophore. The excitation light centered at 365 nm is produced with a 5 Watt UV LED. In agreement with the Beer Lambert law and taking into account all of the optical setup, light intensity can be linked to liquid thickness by means of the following relationship:

$$I_{mes}(t_l) = A \cdot [1 - \exp(-B \cdot t_l)] + D \quad (1)$$

Where I_{mes} is the measured light intensity, t_l the liquid thickness and the three constants A, B and D depend on the acquisition system, optical components, fluorophore composition and concentration, and liquid properties. It is necessary to determine these by calibration, which is usually the critical point because all parameters have an influence, camera and lens type and position, ambient conditions, flow property, etc. In order to avoid this difficulty, the choice of an in situ calibration was made. For this, an incline glass plate with a known angle was positioned on the prefilming zone (Figure 2).

The space between both walls is filled with the liquid used during the experiment, forming a liquid cone with a known thickness distribution along the plate. The relationship between the light emitted from the liquid and the known liquid thickness permits the coefficients of the

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

calibration curve to be deduced. In order to take into account the influence of the light attenuation linked to the glass plate used in the calibration procedure, the latter is still positioned between the prefilming zone and the camera during the experiments (Figure 3). The advantage of this in situ approach is to conserve the concentration, excitation and emission parameters between the calibration phase and the experiments. Furthermore, the calibration procedure can be regularly verified during the experimental campaign.

In order to have a temporal resolution during image acquisition, a high-speed camera is used. It is equipped with an intensifier because of the low intensity of the dye emission.

The high-speed camera used is a Phantom v341, with a high resolution chosen here at 800×652 pixels with 12-bit image to optimize light sensibility. The intensifier is a HiCATT from Lambert Instrument. The acquisition rate is set at 3000 Hz and the exposition time at 100 μ s. A UV filter is added to avoid reflections. These thickness measurements, with spatial and time resolutions, permit visualization and quantification of the liquid film dynamics throughout the prefilming zone (Figure 3).

In order to validate this measurement technique, visualizations by side were made thanks to PLIF lighting. The comparison of both techniques shows a good agreement and allows the uncertainty to be estimated at about 10 %.

4 Boundary layer and gas flow characterization

Characterization of the airflow prior the prefilming zone was performed in monophasic, in order to use hot wire anemometry. Using these measurements, the main characteristics of the boundary layer before the interaction of the air with the liquid phase can be determined (Dejean et al., 2015). In particular, the wall shear stress (τ) and the vorticity thickness (δ_ω) at this location can be defined (Table 2).

5 Observation of the various flow regimes on the prefilming zone and classification

Depending on the flow conditions, various dynamic behaviors in the prefilming zone are observed from visualizations and film thickness measurements. A classification into three regimes is proposed.

5.1 Unsteady behavior

Using a high-speed camera, visualization by back lighting is performed in and downstream of the prefilming zone. The images obtained show various behaviors depending on the liquid and gas velocities. The use of the thickness measurement technique presented previously enables the description of the liquid dynamics in the prefilming zone to be completed, in order to characterize its evolution. All of the images and results shown in this paragraph correspond to the C9 air configuration, but similar behaviors are obtained with other injector configurations (Figure 4).

Three regimes are highlighted, which can be sorted by flow velocity ratio or some other dimensionless number, such as the classical Momentum Flux Ratio (MFR). For the time being, the flow velocity ratio (u_g/u_l) is used because only the velocities are changed for this qualitative analysis.

For a low flow velocity ratio, air velocities (u_g) up to 40 m/s ($u_l = 2.0$ m/s) or liquid velocities (u_l) as from 2.0 m/s ($u_g = 50$ m/s), waves are completely two-dimensional and reach the prefilming edge. They have low amplitude. At the end of the prefilming zone, a continuous liquid sheet is then formed. Its flapping frequency seems to be identical to the frequency of the wave observed in the prefilming zone. The liquid structure formation corresponds clearly to that of a liquid sheet. For this liquid velocity, the prefilming zone seems to play a small role. The liquid

film is continuous in the prefilming zone and no atomization occurs before the sheet rupture. Furthermore, for a very low velocity ratio, no perturbation is clearly visible in the prefilming zone, until the liquid sheet is formed and oscillates.

By increasing the velocity ratio, oscillations and waves are still principally two-dimensional, with a sheet formation at the prefilming edge zone, but their amplitude is higher. However, wave development occurs nearer and nearer to the injector lips when the velocity ratio increases. At the same time, atomization can happen in the prefilming zone, from the top of the waves, and they begin to become three-dimensional.

For high flow velocity ratios, only three-dimensional structures can be observed in the prefilming zone. Liquid oscillations and waves do not stretch over the entire prefilming zone width. Thus, liquid thickness is highly jagged and varies between nearly zero values to many times its average value corresponding to high amplitude wave occurrences. At the liquid injection point, due to the low liquid flow rate, a liquid accumulation occurs with a periodic liquid release, which seems to correspond to the wave formation frequency.

In the same way, at the downstream prefilming zone edge, liquid is accumulated and is released periodically with a frequency that seems to correspond to the upstream wave arrival. The main part of the atomization process occurs at the prefilming edge producing ligaments, bags and drops, even though, in the prefilming zone, atomization can occur from the wave top. Indeed, when the liquid flow rate is high enough, a non-negligible part of the liquid is stretched from high amplitude waves. Nevertheless, most of these liquid parcels reimpact further downstream on liquid film and finally do not participate directly in the final spray formation.

5.2 Statistical characterization

The three previous regimes may also be observed from the unsteady film thickness measurements. Furthermore, the average thickness along the prefilming zone provides a quantitative value to describe various regime characteristics.

In Figure 5, the averaged film thicknesses are plotted along the prefilming zone for three different liquid velocities, with all of the other flow parameters kept constant. For the first points near the liquid injection, the measurements are incorrect due to some interaction of the light with injector wall. Consequently, they are not plotted on the graphs. We estimated this length to 1.2 mm. In some situations, an increase in the liquid thickness can be observed. This increase is due to the liquid expansion after the liquid injection point. In order to explain this phenomenon, it must be specified that, due to the step between the air and the liquid flow mentioned previously, a recirculating zone appears. In consequence, the liquid, which is slowed down near the wall due to the shear stress, is protected from the accelerating airflow effect in this region. From the thickness measurement evolution, the length of the protected zone seems to be equal to seven times the step height imposed on the airflow. This result is consistent with the recirculating zone lengths measured downstream of backward facing steps, which vary between 5 to 15 times of the step height depending on the airflow characteristics (Armaly et al., 1983)

In order to analyze the airflow influence, two types of wind tunnel restrictions with the same air thickness were used (Figure 1). In the previous paper, it was observed that these two configurations induced different air shearing on the liquid, as indicated in Table 1. Comparing these two cases, the average liquid thickness evolution shows important differences for high air velocities, indicating that the shear stress intensity has an important influence on the liquid dynamics in the prefilming zone (Figure 6).

For a high air velocity, a same tendency is observed in the mean thickness distributions. An increase in the film thickness is first obtained, followed by a decrease when the air shear layer

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

begins to interact with the liquid. Furthermore, it can be seen that the maximum thickness moves closer to the liquid injection point as the air velocity is increased. This seems consistent with a reduction of the recirculating zone linked to a Reynolds number increase, as observed by Armaly et al., 1983). For divergent configurations at high air velocity, a small peak appears close to the injection point. This corresponds to the beginning of the influence of the accumulation of the liquid in this area linked to a transition from intermediate to high velocity ratio.

5.3 Regime cartography

Combining visualizations and thickness distributions on the prefilming zone enables a regime classification. For low velocity ratios, the liquid thickness increases all along the prefilming zone, and the waves are two-dimensional and have a small amplitude compared to their mean thickness. This regime is called “smooth” due to the small thickness variation the prefilming zone. Increasing the velocity ratio, the liquid thickness increases up to a maximum, and waves are mostly two-dimensional but become three-dimensional and have higher amplitude. Given that, waves are predominant on the prefilming zone; this regime is called the “wave” regime. For higher velocity ratios, instantaneous thickness measurements clearly show an accumulation near the liquid injection point with periodic liquid releases. In reference to the liquid dynamic observed, this third regime is called the “accumulation” regime.

A cartography can be established from this classification. Given that these results are obtained for different liquid and air velocities, for different air configurations and for several prefilming zone lengths, they reveal the different influences. The resulting cartography is defined through two dimensionless number: the momentum flux ratio ($MFR = \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l u_l^2}$) and the ratio between the length of the prefilming zone length (L_{pref}) and the vorticity thickness (δ_ω) (Figure 7).

The knowledge of these three parameters (prefilming lengths, vorticity thickness and momentum flux ratio) enables a cartography that groups together points from the same regime to be proposed. Yet, it was shown that the size of the recirculating zone behind the injector step plays an important role on the liquid dynamic. Thus, the size of this step (here of 0.85 mm) should certainly be taken into consideration for this cartography and could modify the cartography. As its influence could not be shown during this experimental campaign, further works need to be started on this parameter.

For the transition from the “accumulation” to the “waves” regimes, it can be observed that a prefilming zone extension and a modification of the vorticity thickness can change the flow regime from “wave” to “accumulation”.

The transition from the “smooth” to the “wave” regimes only depends on the MFR parameter, which can be determined knowing the injection system and the airflow characteristics.

6 Analysis of the atomization process

In the previous study (Dejean et al., 2015) concerning the atomization of a liquid sheet with no prefilming zone, the influence of the inlet boundary conditions was investigated through the analysis of three main physical quantities representative of the atomization process, i.e., the breakup length, the frequency of the liquid sheet oscillation and the resulting droplet sizes. The same methodology is used here to analyze the effect of the prefilming zone length in addition to the other flow parameter influences.

6.1 Breakup length

For the prefilming case, the breakup length is defined as the distance from the end of the prefilming zone to the liquid core rupture. For this physical quantity, the same tendencies are obtained with or without the prefilming zone. In particular, a decrease in this breaking length is obtained when the air velocity is increased or the liquid velocity is diminished. What is more interesting is the influence of the prefilming zone length. For example, for configuration C9, an increase in the prefilming length induces, first, a decrease in the breakup length up to a minimum corresponding to a prefilming length of around 8 mm (Figure 8 left). Conversely, longer plates will induce an increase in the breakup length. For the divergent configuration (case D9), a similar evolution can be observed (Figure 8 right) with a lower amplitude of the breakup length changes and a minimum breakup length obtained for a shorter prefilming zone length (4 mm).

These results highlight an important influence of the prefilming zone length on the liquid destabilization. Furthermore, the prefilming zone length, which corresponds to the shortest breakup length, depends on the air configuration but not on the liquid or air velocities.

6.2 Oscillation frequency

Several authors, such as Carvalho et al., (1998), showed that breakup frequency is driven by the oscillation frequency.

In this study, the oscillation frequency is measured from image processing applied on PLIF visualizations. This technique permits the flow unsteadiness on the prefilming zone and the flapping movement of the sheet forming at the end of the spray formation to be analyzed simultaneously (Figure 9). The relationship between these unsteady phenomena can thus be investigated.

As for the breakup length, the influences of the flow velocities are the same with or without the prefilming zone. The influence of the prefilming zone length is shown in Figure 10 for different air velocities. The overall behavior is very similar to what is observed for the breakup length results. Two different slope signs are thus obtained before and after a prefilming zone length of about 8 mm, case C9, and 4 mm, case D9, for which a maximum frequency is obtained whatever the air velocity. This similar behavior is logical because a shorter liquid sheet will flap faster than a longer one, as seen during the liquid sheet study. This result reveals that an optimum prefilming length exists, which will amplify the liquid wave amplitude and the oscillation frequency.

In the case of liquid sheet formed without a prefilming zone, the oscillation frequency was observed to be proportional to the air velocity. When a prefilming zone is used, the evolution of the frequency with the air velocity shows two tendencies, which depend on the flow regime on the prefilming zone (Figure 11). The proportionality between the flapping frequency and the air velocity is only observed when a smooth regime is observed on the prefilming zone. In this case, a liquid sheet similar to that without the prefilming zone is obtained and, thus, the same atomization process takes place. For a high velocity ratio, i.e., in the “wave” or “accumulation” regime, the liquid dynamics are linked to the film flow, with a non-negligible influence of the injector outlet and prefilming edges and, in these cases, there is no linear relationship between the frequency and air velocity.

During the liquid sheet behavior study (Dejean et al., 2015), it was shown that the flapping frequency of the liquid sheet could be linked to the air momentum flux and the breakup length with the following expression:

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

$$f \sim \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l t_l L_b}} \quad (2)$$

With ρ_g and ρ_l the air and liquid densities, t_l the initial liquid thickness, u_g the air velocity, L_b and f the breakup length and the oscillation frequency.

Applying this relationship to the results obtained with the prefilming zone shows that it can give a first not so bad estimation at least for the “smooth” regime (Figure 12). Note that, for prefilming injector, the liquid thickness t_l corresponds to the liquid thickness at the end of the prefilming zone. It can be noticed that the greatest deviations corresponds to flow conditions close to the “accumulation” regime. This suggests that for the “smooth” regime, prefilming zone has a low influence and the liquid dynamic is close to the one that is observed in the case of an injector without prefilming.

6.3 Drop size measurement

The analysis is made for the Sauter mean diameter (D_{32}). A quite similar tendency is obtained compared to those observed for the breakup length and the oscillation frequency. In particular, the smallest Sauter mean diameters are obtained for the 8 mm prefilming zone length, for the convergent configuration (Figure 13).

In the breakup length and frequency analyzes, a lower influence of the prefilming length was observed to be obtained for the divergent case. For the droplet size, the difference between the convergent and divergent cases is more significant. In particular, the existence of an optimal length is difficult to bring out. Furthermore, smaller droplets are observed for the convergent configuration. This is linked to the influence of the flow configuration on the atomization process, which has been highlighted during the study on the injector without prefilming (Dejean et al., 2015).

As for the liquid sheet, the Sauter mean diameter (D_{32}) can be linked to the oscillation frequency (f) and the breakup length (L_b) (3) (Figure 14).

$$D_{32} \propto \sqrt{\frac{u^* L_b}{f}} \quad \text{with} \quad u^* = \left(\frac{\gamma}{\rho_l t_l}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

Depending on the air configuration, the correlation can provide a more or less good estimation. Better results are obtained for “smooth” regimes. The discrepancies obtained for the “wave” regime, in particular for the convergent flow configuration, indicate that the atomization process is greatly modified compared to the liquid sheet case.

7 Discussion

Most of the previous works on the prefilming influences have used lower liquid flow rates (Bhayaraju & Hassa, 2006; Gepperth et al., 2010; Sattelmayer & Wittig, 1986) than those used in this study. In the work of Sattelmayer & Wittig, (1986), general visualizations showed that the accumulation at the prefilming zone edge plays the main role in liquid dynamics, suggesting an “accumulation” regime. The observations of Gepperth et al. lead to the same conclusions, which are consistent with the low liquid flow rates (Gepperth et al., 2010; Gepperth et al., 2013; Gepperth et al., 2012). Both have seen during their studies a low influence of prefilming length on atomization process and in particular on droplet size. This can be explained by the fact that their low liquid flow rates induce “accumulation” regimes for the liquid dynamic, for which

prefilming thickness play a more important role than the prefilming length. Indeed in the present study, the final drop size is not influenced by the prefilming length for the low liquid flow rates (Figure 13 - $u_1 = 0.6$ m/s).

From visualizations and by comparison with the atomizer without prefilming zone, Bhayaraju et al. (Bhayaraju, 2007; Bhayaraju & Hassa, 2006 and Bhayaraju) found three different flow regimes, which seem to correspond to those proposed in this study. Regime changes are defined through a Weber number ($We_{g,t_l} = \rho_g u_g^2 t_l / \gamma$). In their case, the experiments were performed at high pressure. Consequently, high Weber numbers up to 400 are reached. In this study, the maximal value is equal to 41 and, consequently, only “smooth” regimes should be attainable. This suggests that the Weber number is not the right parameter for a regime classification.

Unfortunately, the results obtained during these previous studies cannot be plotted in the proposed classification cartography, because the wall shear stress and destabilization length are unknown.

From the measures of Gepperth et al. various correlations were proposed to predict atomization characteristics (oscillation frequency and D_{32} - Table 1). Nevertheless, those from the second paper by Gepperth et al. cannot be compared with the present measurements, because of the need to know the boundary layer thickness at the prefilming zone edge, which was not measured in our case. For the works of Bhayaraju et al. droplet sizes were measured by PDA what do not allow a comparison with our results obtained by technique based on light diffraction.

On the Figure 15a, the comparison of oscillation frequency is made between experimental data (D9 configuration, various prefilming lengths and liquid velocity) and the Gepperth et al. correlation (Table 1). data2 corresponds to low liquid flow rates ($u_1 = 0.5 - 0.6$ m/s i.e. $V/b = 1.5 - 1.8$ cm²/s) of the order of those used in the Gepperth et al. studies when data1 are values obtained with higher liquid flow rates. This shows that this correlation seems good for low liquid flow rates (what correspond to “accumulation” regime) but underestimates the frequency for other configurations. For the D_{32} measurements (Figure 15b), the evolution seems good with an overestimation which is most likely due to the measurement zone. Indeed in our case, final droplet size is studied by the use of Malvern analyzer in the stabilized spray, where in Gepperth et al. study image processing is realized at injector outlet what corresponds to primary atomization and explains the bigger droplets.

The correlation from Chaussonnet (Figure 15c), is based on a Weber number (Table 1). The prefilming zone thickness, which is used as characteristic length in this dimensionless number, was not studied in the present work. Yet, it can be noticed that the Chaussonnet correlation gives a good match when the constant is adjusted. This suggests that a relationship between the D_{32} and the $We^{-0.5}$ seems pertinent. It can be seen that dispersion is yet present what is due to the influence of the large range of liquid velocity and the various prefilming lengths, which are not well or not at all taken into consideration in the previous correlation.

8 Conclusion

During this study, visualizations have highlighted different behaviors for liquid dynamics. Thanks to liquid thickness measurements with spatial and temporal resolutions, regime classification was established. Three different behaviors were observed depending on the flow parameters and injector geometry, leading to a cartography based on two dimensionless numbers. This cartography could be improved by working on the influence of size of the step between liquid and air flows which influences the recirculating zone.

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

Through these observations, the influence of the flow configuration (divergent or convergent) was shown, indicating that the boundary layer regime at the beginning of the air/liquid interaction has an important action on liquid destabilization and atomization.

Primary characteristics were measured (oscillation frequency and breakup length), as well as drop size. Their analysis highlights the influence of the prefilming length on the existence of an optimal length, which favors atomization (higher frequency, shorter breakup length and smaller drops). This optimal length is more obvious for a convergent configuration, which confirms the influence of the airflow profile. Unfortunately, no explanation is found to interpret this phenomenon.

Secondly, the comparison of these data with the correlation proposed for liquid sheet atomization (Dejean et al., 2015) shows that quite the same behavior can be observed for the “smooth” regime, although for others the influence of the liquid accumulation modifies the flow dynamics.

The comparison of the measurements carried out during this study with correlations proposed by previous studies shows that the influence of the prefilming length and liquid velocity are needed to estimate atomization characteristics.

Finally, the studies of Gepperth et al., (2010) have shown the influence of prefilming thickness on the atomization process for the “accumulation” regime. In our case, the influence of prefilming length is highlighted. These two studies agree on the necessity to take into account the geometry of the injector to predict the atomization process.

9 Acknowledgments

The French DGA is gratefully acknowledged for its funding support.

Armaly, B. F., Durst, F., Pereira, J. & Schönung, B. (1983), ‘Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow’, *Journal of Fluid Mechanics* **127**, 473–496.

Bhayaraju, U. (2007), Analysis of liquid sheet breakup and characterisation of plane prefilming and nonprefilming airblast atomizers, PhD thesis, Technischen Universität Darmstadt.

Bhayaraju, U. & Hassa, C. (2006), Surface wave propagation and breakup in planar liquid sheets of prefilming airblast atomizers, in ‘10th Int Conf on liquid atomization and spray systems’.

Bhayaraju, U. & Hassa, C. (2009), ‘Planar liquid sheet breakup of prefilming and nonprefilming atomizers at elevated pressures’, *Atomization and Sprays* **19**(12).

Bryan, R., Godbole, P. & Norster, E. (1971), Characteristics of airblast atomizers, in ‘Combustion and Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Cranfield International Symposium Series’, Vol. 11, pp. 343–359.

Carvalho, I., Heitor, M. & Santos, D. (1998), On the frequency analysis of the disintegration of planar liquid films, in ‘9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics’.

Chaussonnet, G. (2014), Modeling of liquid film and breakup phenomena in Large-Eddy Simulations of aeroengines fueled by airblast atomizers, PhD thesis, Université Toulouse - INP - CERFACS.

Dejean, B., Pierre, B. & Pierre, G. (2015), ‘Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet. part 1: liquid and air thicknesses.’, *International Journal of Multiphase Flow*. To be published.

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

Gepperth, S., Guildenbecher, D., Koch, R. & Bauer, H.-J. (2010), Pre-filming primary atomization: Experiments and modeling, in '23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems', pp. 1–9.

Gepperth, S., Koch, R. & Bauer, H.-J. (2013), Analysis and comparison of primary droplet characteristics in the near field of a prefilming airblast atomizer, in 'ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition', American Society of Mechanical Engineers, pp. V01AT04A002–V01AT04A002.

Gepperth, S., Muller, A., Koch, R. & Bauer, H.-J. (2012), Ligament and droplets characteristics in pre-filming air blast atomization, in '12th Int Conf on liquid atomization and spray systems'.

Jasuja, A. (1979), 'Atomization of crude and residual fuel oils', *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* **101**(2), 250–258.

Lefebvre, A. & Miller, D. (1966), The development of an air blast atomizer for gas turbine application, College of Aeronautics.

Njifenju, A. K. (2010), *Gouttes et Films Liquides en Aérodynamique Automobile*, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI.

Rizk, N. & Lefebvre, A. (1980), 'The influence of liquid film thickness on airblast atomization', *Journal for Engineering for Power* **102**(3), 706–710.

Rizk, N. & Lefebvre, A. (1982), 'Airblast atomization: studies on drop-size distribution', *Journal of Energy* **6**(5), 323–327.

Rizkalla, A. & Lefebvre, A. (1975), 'The influence of air and liquid properties on airblast atomization', *Journal of Fluids Engineering* **97**(3), 316–320.

Sattelmayer, T. & Wittig, S. (1986), 'Internal flow effects in prefilming airblast atomizers: mechanisms of atomization and droplet spectra', *Journal of engineering for gas turbines and power* **108**(3), 465–472.

Wert, K. (1995), 'A rationally-based correlation of mean fragment size for drop secondary breakup', *International journal of multiphase flow* **21**(6), 1063–1071.

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

Bhayaraju & Hassa, 2006)	$D_{32} = 215.07 We_{g,t_1}^{-0.31} \quad \text{with} \quad We_{g,t_1} = \frac{\rho_g(u_g - u_l)^2 t_1}{\gamma}$
Gepperth et al., 2010 and 2012)	$f \approx 0.331 \frac{u_g}{x_{inlet}} \sqrt{Re_{inlet}} \frac{\rho_g}{\rho_l} \quad \text{avec} \quad Re_{inlet} = \frac{x_{inlet} \rho_g u_g}{\mu_g}$ with x_{inlet} the distance between injector leading edge and liquid injection
	from (Wert, 1995) $D_{32} = 0.324 \frac{\gamma}{\rho_g u_g^2} \left(We_{g,D_d} (T_{tot} - T_{ini}) \right)^{\frac{2}{3}}$ with T_{tot} et T_{ini} the non-dimensional initiation and total breakup times defined in Wert with $We_{g,D_d} = \frac{\rho_g u_g^2 D_d}{\gamma}$ and $D_d = 3.130 \sqrt{\frac{(V/b)x_{inlet}}{u_g} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2}} Re_{inlet}^{-1/4}$ where D_d is the diameter droplet produced from ligaments and V/b the surface liquid flow rate
Chaussonnet, 2014)	$\frac{D_{32}}{h_a} = \frac{C_1}{\sqrt{We_{g,h_a}}} \quad \text{with} \quad We_{g,h_a} = \frac{\rho_g(u_g - u_l)^2 h_a}{\gamma}$ with h_a the prefilming thickness and C_1 a constant equal to 2.01

where D_{32} is the Sauter mean diameter, f the oscillation frequency, t_1 the liquid thickness, u_g and u_l respectively the air and liquid velocities, ρ_g and ρ_l the air and liquid densities, γ the surface tension, μ_g and μ_l the air and liquid dynamic viscosities

Table 1: Atomization characteristic correlations

Wall shear stress (Pa)	Restriction (air thickness)						
	Divergent configuration			Convergent configuration			
Air velocity	D22 22 mm	D14 14 mm	D9 9 mm	C14 14 mm	C9 9 mm	C6 6 mm	C4 4 mm
30 m/s	3.1	2.8	2.0	1.3	1.4		1.4
40 m/s	5.3	4.6	3.7	1.8	2.0	2.2	2.4
50 m/s	8.1	6.9	5.4	2.5	2.6	2.8	2.8
60 m/s	11.2	9.4	6.9	3.2	3.3	3.5	3.8
70 m/s	15.6	12.7	9.2	4.1	4.1	4.4	4.3
80 m/s	20.2	15.6	11.2	5.2	5.1	5.1	5.4
90 m/s			13.1	5.9	5.9	5.8	6.3

Table 2: Wall shear stress evolution for the different wedges (measurement uncertainty less of 3 %)

$$\tau = \mu_g \frac{\partial u_g}{\partial y} \Big|_{y=0}$$

$$\delta_\omega = \frac{u_g - u_l}{\frac{\partial u_g}{\partial y} \Big|_{y=0}}$$

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

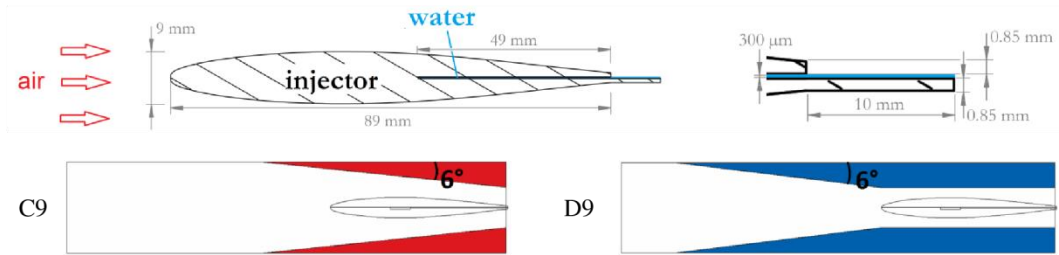


Figure 1: Geometry of the prefilming injector used for experimental study and the different restriction types used in order to have two air flow configuration: C for convergent (in red and in the lower part of the diagram) and D for divergent (in blue and in the upper part).

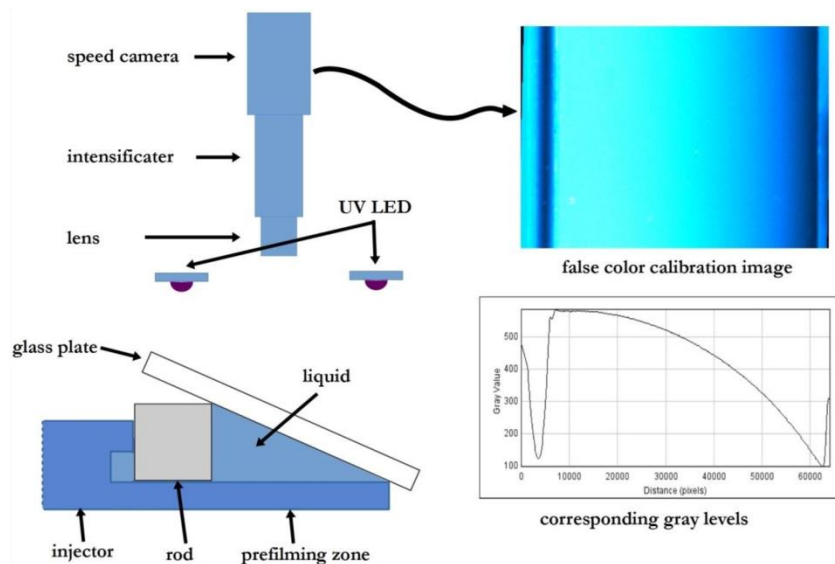


Figure 2 : Calibration of thickness measurement by induced fluorescence

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefiling zone length.

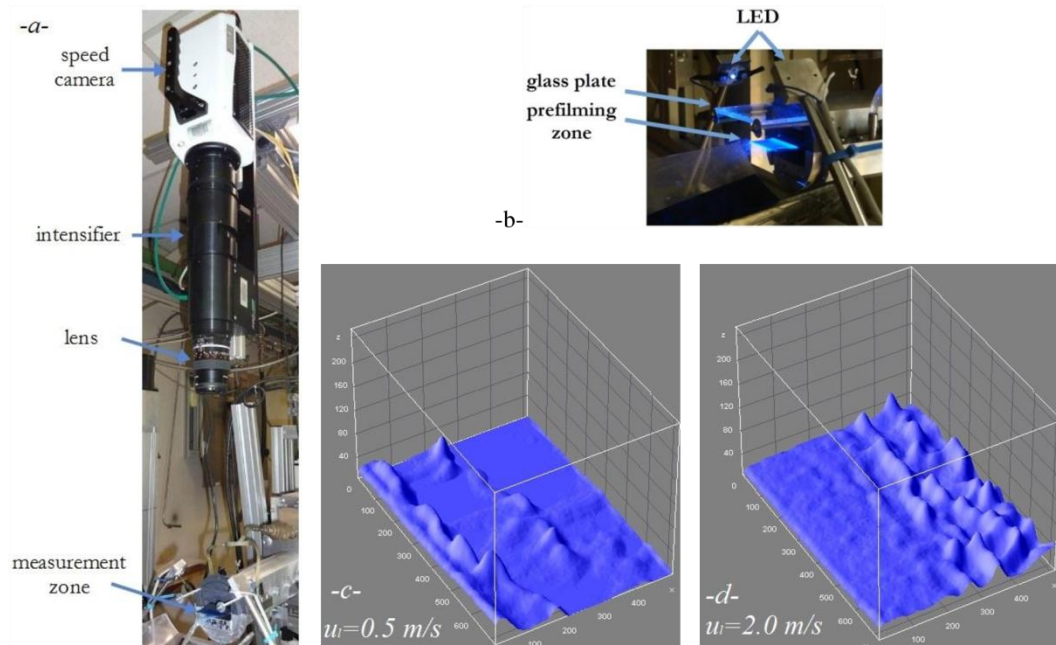
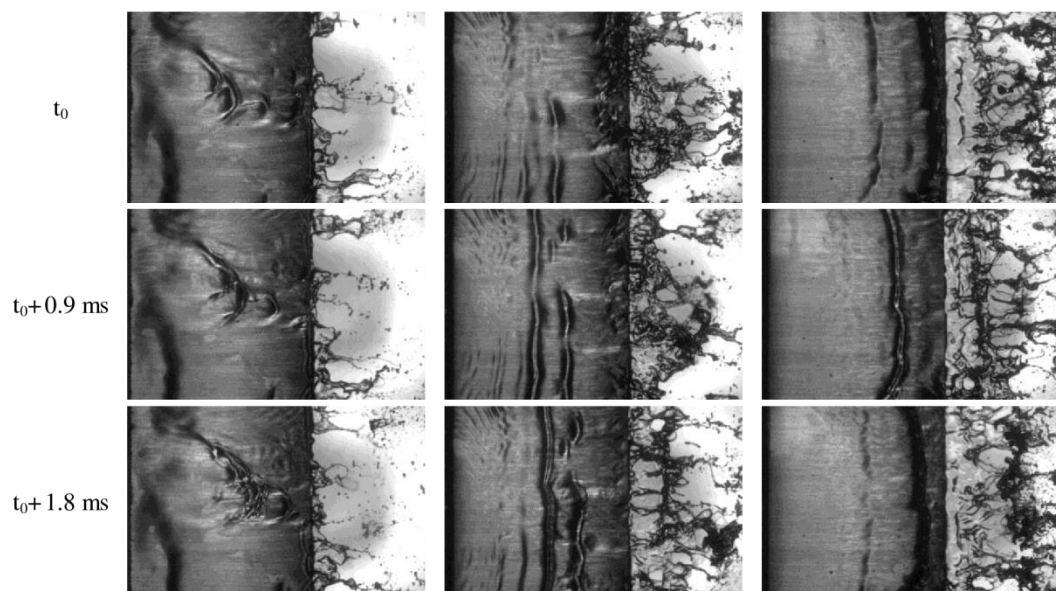


Figure 3: Measurement by induced fluorescence with high speed camera and light intensifier (a) with the use of glass plate during experiment (b) and the a posteriori 3D reconstruction (c) & (d).



Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

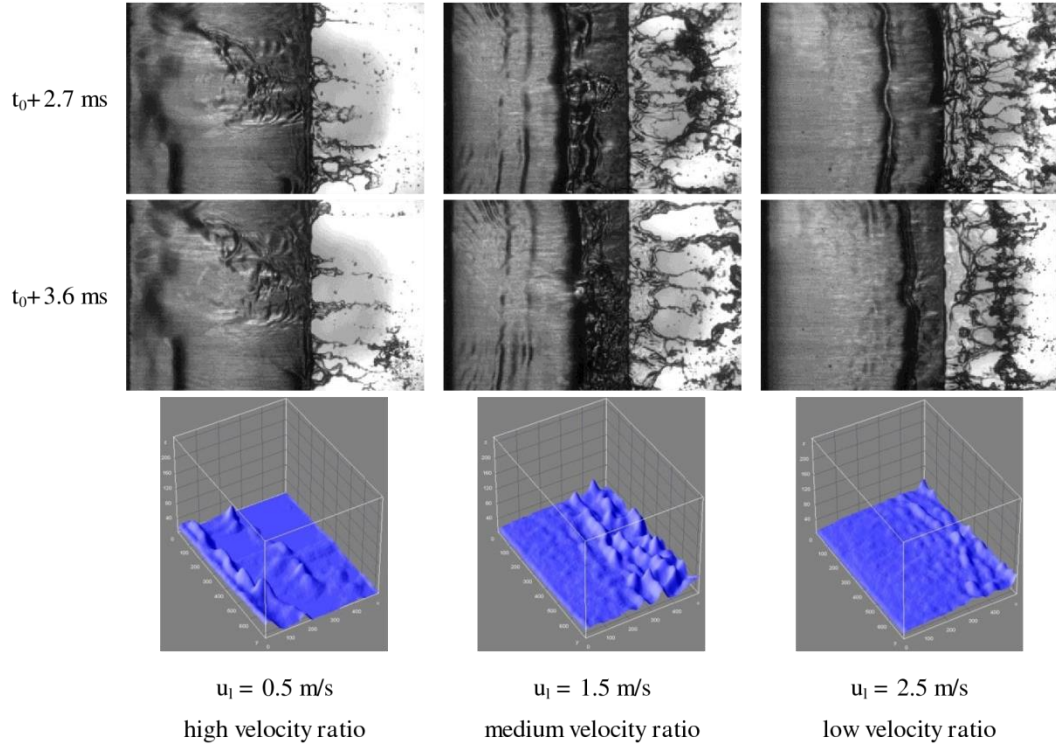


Figure 4: Liquid aspect on prefilming zone depending on liquid velocity ($u_g = 50$ m/s, prefilming zone length (L_{pref}) = 20 mm, D9 configuration)

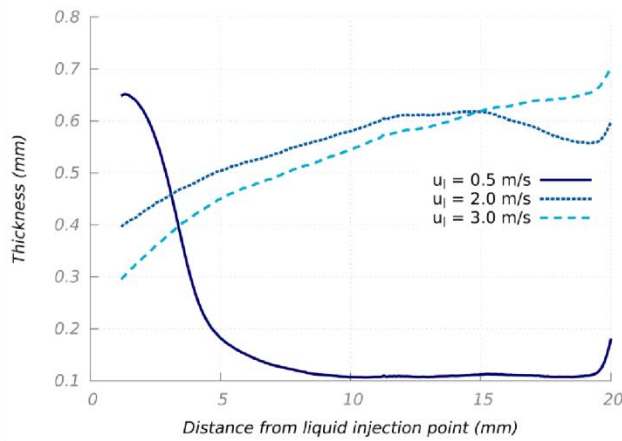


Figure 5 : Average thickness evolution along prefilming zone for high velocity ratio ($u_l = 0.5$ m/s), for medium velocity ratio ($u_l = 2$ m/s) and for low velocity ratio ($u_l = 3$ m/s) ($u_g = 50$ m/s, $L_{pref} = 20$ mm, D9 configuration)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

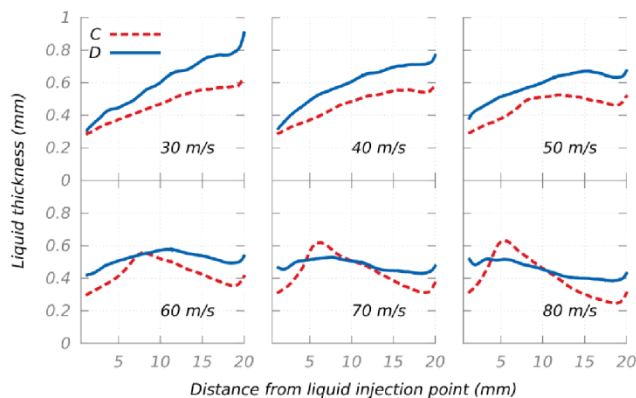


Figure 6: Comparison of liquid thickness between convergent (C) and divergent (D) configurations ($L_{pref} = 20$ mm, air thickness of 9 mm, $u_i = 2.2$ m/s)

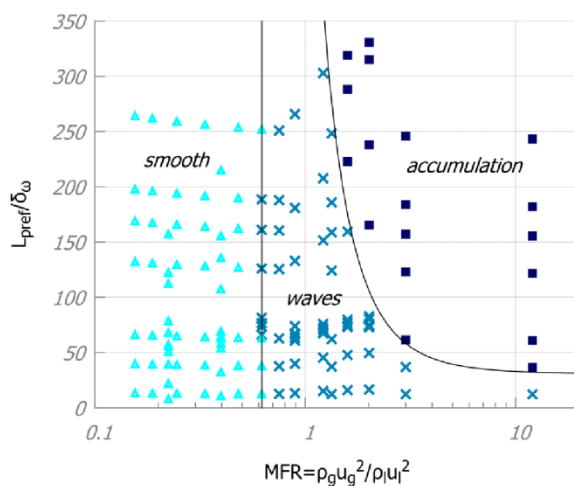


Figure 7 : Regime cartography of liquid atomization for prefilming atomizer

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

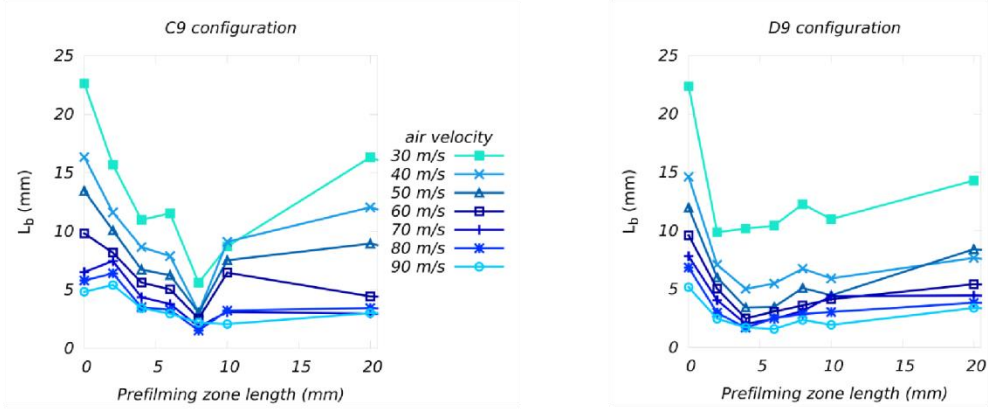


Figure 8: Breakup length (L_b) evolution against prefilming zone length for different air velocities

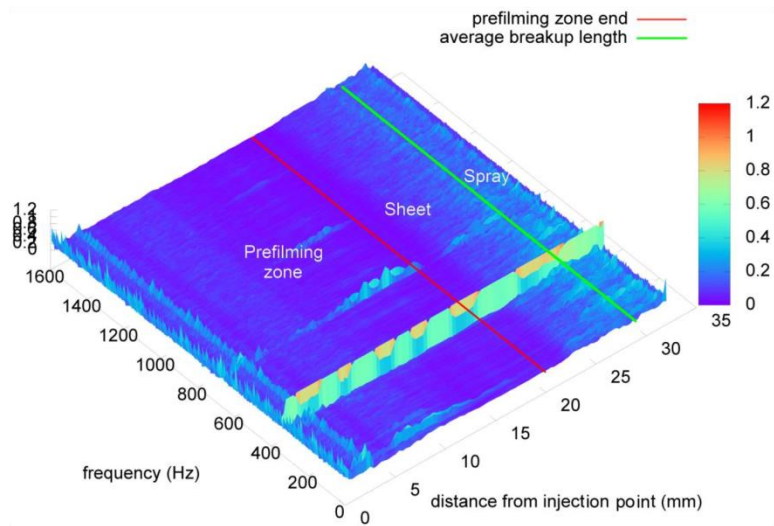


Figure 9: Example of frequency evolution from injector outlet to spray zone
(C9, $u_l = 2.5$ m/s, $u_g = 50$ m/s, $L_{pref} = 20$ mm)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

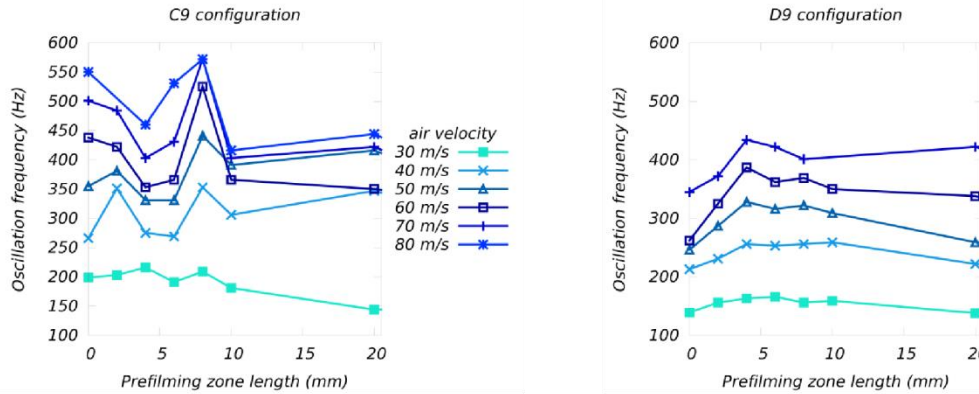


Figure 10: Oscillation frequency evolution against prefilming zone length for different air velocities ($u_1 = 2.2$ m/s)

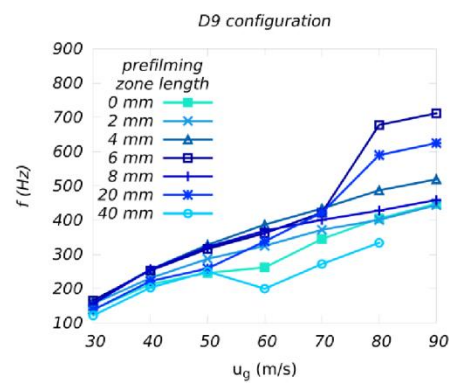


Figure 11: oscillation frequency (f) against air velocity (u_2)

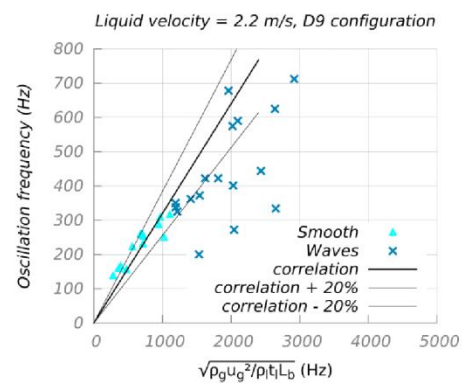


Figure 12: Comparison of data with characteristic frequency (ω) for various prefilming lengths

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

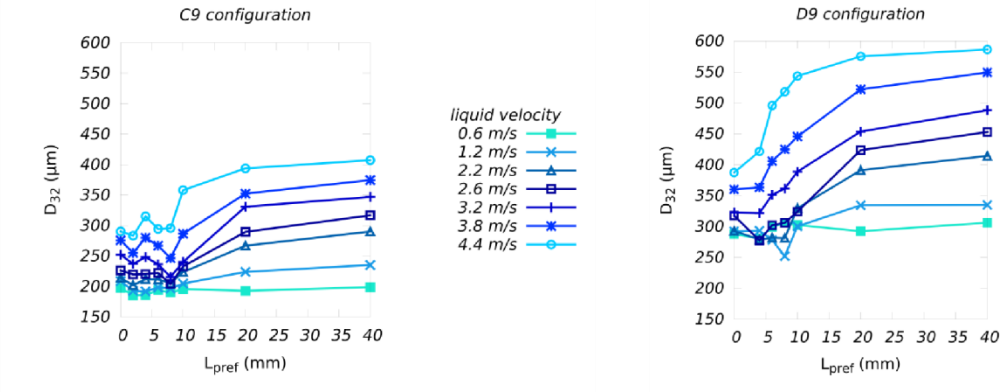


Figure 13: Sauter mean diameter (D_{32}) evolution against prefilming zone length (L_{pref}) for different liquid velocities ($u_g = 50$ m/s)

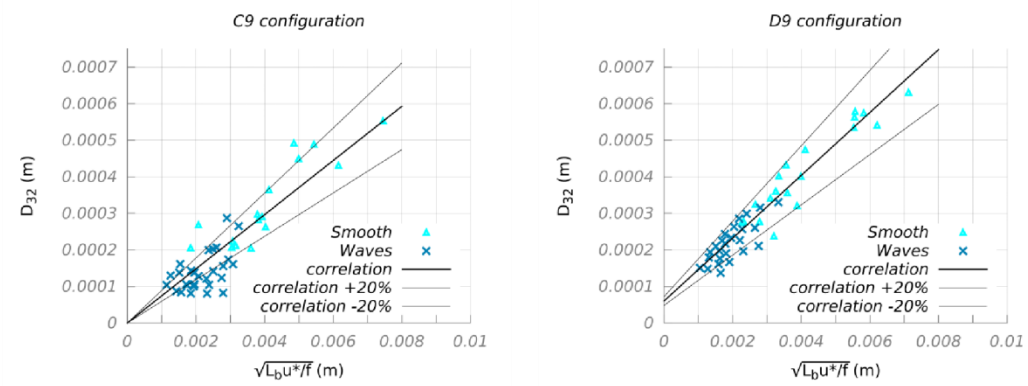


Figure 14: D_{32} estimation by use of breakup length (L_b) and oscillation frequency (f) (3)
(various liquid and air velocities and prefilming lengths)

Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet,
Part II: prefilming zone length.

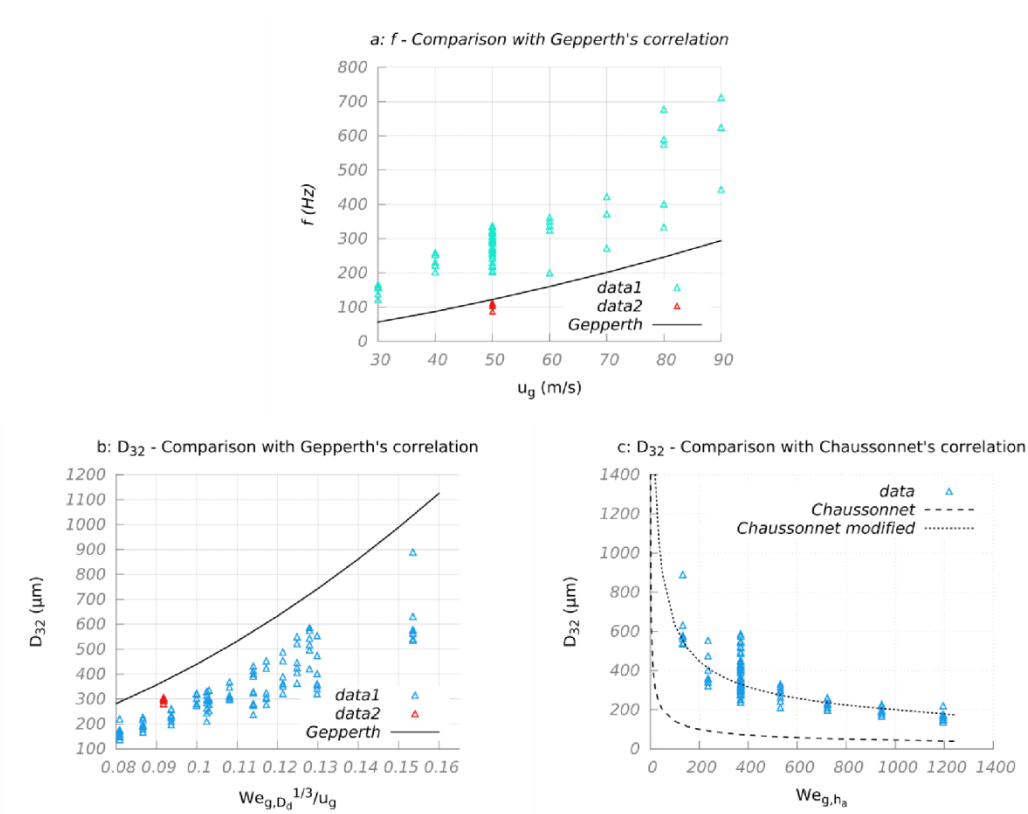


Figure 15: Comparison between experimental data from the present study and correlations from previous works, for oscillation frequency (a) and Sauter mean diameter (b and c)

LISTE DES FIGURES

FIGURE 0.1 : EXEMPLES D'INJECTEURS INDUSTRIELS : SANS PRÉ-FILM À GAUCHE (INJECTEUR TEXTRON [65]), AVEC ZONE DE PRÉ-FILM À DROITE (DEXTRE).....	22
FIGURE 0.2 : DIFFÉRENTES ÉTAPES LORS DE L'INJECTION DU CARBURANT DANS UNE CHAMBRE DE COMBUSTION (D-18T), SCHÉMA ADAPTÉ DE [86].....	22
FIGURE 0.3 : LES DIFFÉRENTS PROCESSUS PERMETTANT DE PASSER DE L'INJECTION À L'ÉVAPORATION DU CARBURANT	23
FIGURE 1.1 : LES DEUX ÉTAPES DE L'ATOMISATION	28
FIGURE 1.2 : ÉVOLUTION DE L'INTERFACE ENTRE DEUX ÉCOULEMENTS, ADAPTÉE DE CHARRU [25].....	30
FIGURE 1.3 : EXPÉRIENCE DE THORPE SUR L'INSTABILITÉ DE KELVIN-HELMHOLTZ [106].....	30
FIGURE 1.4 : NUAGES DANS LE CIEL, MINERVA GARCIA GARCIA ©	30
FIGURE 1.5 : SCHÉMATISATION DES MODES SINUEUX ET VARIQUEUX D'APRÈS SQUIRE [101]	31
FIGURE 1.6 : INFLUENCE DE LA PRISE EN COMPTE DE LA VISCOSITÉ DANS L'OSCILLATION D'UNE NAPPE LIQUIDE (ANALYSE DE STABILITÉ) – RELATION LINÉAIRE AVEC, RELATION QUADRATIQUE SANS – LOZANO ET AL. [71].....	32
FIGURE 1.7 : INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE COUCHE LIMITE SUR LA FRÉQUENCE D'OSCILLATION (ANALYSE DE STABILITÉ) LOZANO ET AL. [71]	32
FIGURE 1.8 : COMPARAISON DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET CEUX CALCULÉS PAR L'ANALYSE DE STABILITÉ LOZANO ET AL. [71].....	32
FIGURE 1.9 : FORMATION DES INSTABILITÉS, SCHÉMA ADAPTÉ DE HONG [53].....	33
FIGURE 1.10 : LONGUEURS D'ONDES LONGITUDINALES ET TRANSVERSALES.....	33
FIGURE 1.11 : SCHÉMATISATIONS D'ATOMISATION DE NAPPE ET DES DÉFORMATIONS CRÉÉES À SA SURFACE GAUCHE : ATOMISATION EN CELLULE. DROITE : ATOMISATION EN LIGAMENTS. [38].....	35
FIGURE 1.12 : VISUALISATION PAR OMBROSCOPIE	37
FIGURE 1.13 : NAPPE LIQUIDE $U_G = 0$, U_L FAIBLE [23].....	37
FIGURE 1.14 : MODES D'OSCILLATION DES NAPPES [37] (SINUSOÏDAL = ANTISYMMÉTRIQUE ET VARIQUEUX = SYMMÉTRIQUE).....	38
FIGURE 1.15 : RÉGIME D'ATOMISATION EN CELLULES [102]	39
FIGURE 1.16 : RÉGIME D'ATOMISATION EN LIGAMENTS [102].....	40
FIGURE 1.17 : CLASSIFICATION DES RÉGIMES D'ATOMISATION EN FONCTION DU NOMBRE MFR (D'APRÈS FERNANDEZ [38])	40
FIGURE 1.18: MESURES DE FRÉQUENCES DE MANSOUR ET CHIGIER [77] AVEC LES FRONTIÈRES DES TROIS RÉGIMES D'ATOMISATION	46
FIGURE 1.19 : ÉVOLUTION DE L'ANGLE DE SPRAY EN FONCTION DE LA VITESSE LIQUIDE, D'APRÈS LOZANO [73].....	47

FIGURE 1.20 : COMPARAISON DES VALEURS EXPÉRIMENTALES AVEC LA CORRÉLATION, GEPPERTH ET AL. [44]	57
FIGURE 2.1 : INJECTEUR ANNULAIRE	68
FIGURE 2.2 : INJECTEUR PLAN AYANT SERVI POUR LES EXPÉRIENCES.....	68
FIGURE 2.3 : INJECTEUR UTILISÉ POUR GÉNÉRER LA NAPPE LIQUIDE.....	69
FIGURE 2.4 : INJECTEUR UTILISÉ POUR GÉNÉRER L'INJECTION AVEC ZONE DE PRÉ-FILM	69
FIGURE 2.5 : BANC SHAPE.....	70
FIGURE 2.6 : CONFIGURATIONS ÉTUDIÉES LORS DE LA THÈSE, DIVERGENTES À GAUCHE ET CONVERGENTES À DROITE.....	71
FIGURE 2.7 : ÉVOLUTION DE L'ÉPAISSEUR D'AIR POUR UNE CONFIGURATION CONVERGENTE ET UNE DIVERGENTE AYANT LA MÊME ÉPAISSEUR D'AIR AU NIVEAU DE L'INJECTION LIQUIDE	72
FIGURE 2.8 : DÉFINITION DE L'ORIGINE ET DES AXES DU REPÈRE.....	72
FIGURE 2.9 : INJECTEUR GÉNÉRANT LA NAPPE LIQUIDE AVEC UN ÉCOULEMENT D'AIR CONVERGENT D'ÉPAISSEUR 9 MM EN SORTIE ; À DROITE SONT PRÉSENTÉES LES DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS LIQUIDES UTILISÉES.....	73
FIGURE 2.10 : INJECTEUR AVEC ZONE DE PRÉ-FILM SOUMIS À UN ÉCOULEMENT D'AIR DIVERGENT D'ÉPAISSEUR 9 MM EN SORTIE	73
FIGURE 3.1 : VISUALISATIONS PAR OMBROSCOPIE, INJECTEUR SANS (GAUCHE) ET AVEC PRÉ-FILM (DROITE).....	78
FIGURE 3.2: POSITON DU FIL CHAUD POUR LA MESURE DES PROFILS DE VITESSE.....	79
FIGURE 3.3 : FIL CHAUD UTILISÉ POUR LA MESURE DES PROFILS DE VITESSE ET L'ÉTUDE FRÉQUENTIELLE EN AVAL DE L'INJECTEUR.....	79
FIGURE 3.4 : INFLUENCE DE LA TURBULENCE LORS DE LA CALIBRATION D'UN FIL CHAUD [19]	79
FIGURE 3.5 : COMPARAISON ENTRE LES VALEURS CALCULÉES À PARTIR DE LA LOI DE KING ISSUE DE LA CALIBRATION ET LES VALEURS DE VITESSES MESURÉES À L'AIDE DU TUBE DE PITOT.	80
FIGURE 3.6 : POSITION DU FIL CHAUD POUR LA MESURE FRÉQUENTIELLE EN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE.....	81
FIGURE 3.7 : FIL CHAUD UTILISÉ POUR LA MESURE FRÉQUENTIELLE EN AMONT DE L'INJECTEUR .	81
FIGURE 3.8 : PRINCIPE DE LA VÉLOCIMÉTRIE À FRANGE	83
FIGURE 3.9 : SIGNAL ENVOYÉ PAR LA PARTICULE LORS DE LA TRAVERSE DU FAISCEAU.....	83
FIGURE 3.10 : DISPOSITIF COMPLET DE MESURE PAR LDA	83
FIGURE 3.11 : PRINCIPE DU LDA 2D	84
FIGURE 3.12 : INTERFACE DU LOGICIEL FOURNI AVEC LE LDA	84
FIGURE 3.13 : ÉVOLUTION DES DIFFÉRENTES GRANDEURS MESURÉES PAR LA LDA (CONFIGURATION D1, $u_g = 60$ M/S)	85
FIGURE 3.14 : EXEMPLE D'HISTOGRAMMES DE VITESSE OBTENUS PAR LDA (CONFIGURATION D1, $u_g = 60$ M/S)	86
FIGURE 3.15 : TRAJECTOIRE DES RAYONS LUMINEUX ÉCLAIRANT UNE GOUTTE.....	87
FIGURE 3.16 : TRAJECTOIRE DES RAYONS LUMINEUX EN FONCTON DE LA TAILLE DE LA GOUTTE	87
FIGURE 3.17 : SCHÉMA DE FONCTIONNEMENT DU MALVERN	87
FIGURE 3.18 : DEUX CONFIGURATIONS DE MESURE AVEC LE MALVERN	88

FIGURE 3.19 : EXEMPLE D’HISTOGRAMME OBTENU À PARTIR DU GRANULOMÈTRE MALVERN ILUSTRANT L’ÉCHANTILLONNAGE UTILISÉ (CONFIGURATION D22, $U_G = 80$ M/S, $U_L = 2,2$ M/S, $T_L = 300$ μ M).....	89
FIGURE 3.20 : DIFFÉRENTES DÉFINITIONS DE LA LONGUEUR DE RUPTURE L’INJECTION DE LIQUIDE EST RÉALISÉE À DROITE.....	90
FIGURE 3.21 : SPECTRES D’ABSORPTION ET D’ÉMISSION DE LA FLUORESCÉINE DILUÉE DANS DE L’EAU COMPARÉS À LA LONGUEUR D’ONDE DU LASER UTILISÉ.....	91
FIGURE 3.22: SCHÉMA DU DISPOSITIF DE MESURE DE LONGUEUR DE RUPTURE	92
FIGURE 3.23 : MONTAGE EXPÉRIMENTAL PERMETTANT LA MESURE DE LONGUEUR DE RUPTURE	92
FIGURE 3.24 : MESURE DE LA LONGUEUR DE RUPTURE PAR TRAITEMENT D’IMAGES.	93
FIGURE 3.25 : CONVERGENCE DE LA MESURE DE LONGUEUR DE RUPTURE	94
FIGURE 3.26 : COMPARAISON DE LA MESURE MANUELLE ET AUTOMATIQUE.....	94
FIGURE 3.27 : VALEURS DE LA LONGUEUR DE RUPTURE RETENUES COMPARÉES À CELLES OÙ UN AUTRE SEUIL A ÉTÉ APPLIQUÉ.....	95
FIGURE 3.28 : MESURE DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION AU MOYEN DE COUPLES DIODES- PHOTORÉCEPTEURS.....	96
FIGURE 3.29 : PRINCIPE DE LA MESURE DE FRÉQUENCE D’OSCILLATION PAR TRAITEMENT D’IMAGES	97
FIGURE 3.30 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION LE LONG DE LA NAPPE ET DANS LE SPRAY.....	98
FIGURE 3.31 : SPECTRES D’ABSORPTION ET D’ÉMISSION DE L’UVITEX 2B COMPARÉS À L’ÉMISSION DES LED UV.....	99
FIGURE 3.32 : MONTAGE EXPÉRIMENTAL DE MESURE D’ÉPAISSEUR LIQUIDE.....	100
FIGURE 3.33 : CALIBRATION DE LA MESURE D’ÉPAISSEUR LIQUIDE PAR LIF.....	101
FIGURE 3.34 : ÉCLAIRAGE UV DE LA ZONE DE PRÉ-FILM LORS DES MESURES D’ÉPAISSEUR LIQUIDE	101
FIGURE 3.35 : EXEMPLES DES AUGMENTATIONS D’ÉPAISSEURS NON-PHYSIQUES OBTENUES PAR LA TECHNIQUE DE MESURE AU NIVEAU DU POINT D’INJECTION DU LIQUIDE POUR DIFFÉRENTES VITESSES LIQUIDES. ($U_G = 50$ M/S ; $L_{PREF} = 20$ MM ; CONFIGURATION D9).....	102
FIGURE 3.36 : COMPARAISON ENTRE LA MESURE PAR LIF ET CELLE PAR PLIF POUR L’ÉPAISSEUR LIQUIDE SUR LA ZONE DE PRÉ-FILM.	103
FIGURE 4.1 : EXEMPLES DES PROFILS DE VITESSES (GAUCHE) ET DES FLUCTUATIONS DE VITESSE (DROITE) MESURÉS EN SORTIE DE LA VEINE D’ESSAI PAR ANÉMOMÉTRIE FIL CHAUD – CAS DIVERGENT D14	106
FIGURE 4.2 : EXEMPLES DES PROFILS DE VITESSES (GAUCHE) ET DES FLUCTUATIONS DE VITESSE (DROITE) MESURÉS EN SORTIE DE LA VEINE D’ESSAI PAR ANÉMOMÉTRIE FIL CHAUD – CAS CONVERGENT C14.....	106
FIGURE 4.3 : POURCENTAGE D’INTENSITÉ TURBULENTE À GAUCHE CAS D14, À DROITE CAS C14	107
FIGURE 4.4 : PROFILS DE VITESSES DANS LA COUCHE LIMITE, À GAUCHE CAS D9, À DROITE CAS C9 ET COMPARAISON AVEC UN MODÈLE LAMINAIRE ET UN MODÈLE TURBULENT	108
FIGURE 4.5 : PROFILS DE VITESSES DANS LA COUCHE LIMITE, À GAUCHE CAS D14, À DROITE CAS C14 POUR LES DIFFÉRENTES VITESSES D’AIR.....	108
FIGURE 4.6 : PROFILS DE VITESSES DANS LA COUCHE LIMITE POUR LA CONFIGURATION C2.....	109

FIGURE 4.7 : EXEMPLES DE PROFILS DE VITESSE SUIVANT X (HAUT) ET DES FLUCTUATIONS DE VITESSE SUIVANT X (BAS) POUR DIFFÉRENTES POSITIONS EN AVAL DE L'INJECTEUR DANS UN CAS DIVERGENT ET UN CAS CONVERGENT AVEC LA MÊME ÉPAISSEUR D'AIR (14 MM).....	113
FIGURE 5.1 : ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE RUPTURE EN FONCTION DE LA VITESSE DE L'AIR POUR QUATRE CONFIGURATIONS DIFFÉRENTES D'ÉCOULEMENT D'AIR	117
FIGURE 5.2 : ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE RUPTURE EN FONCTION DE LA VITESSE DE L'AIR POUR QUATRE CONFIGURATIONS DIFFÉRENTES D'ÉCOULEMENT D'AIR	117
FIGURE 5.3 : MISE EN ÉVIDENCE DE L'INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR D'AIR SUR LA LONGUEUR DE RUPTURE.....	118
FIGURE 5.4 : PRISE EN COMPTE DE L'INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR D'AIR SUR LA LONGUEUR DE RUPTURE.....	118
FIGURE 5.5 : MISE EN ÉVIDENCE DE L'INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR LIQUIDE SUR LA LONGUEUR DE RUPTURE (4 CONFIGURATIONS D'AIR).....	119
FIGURE 5.6 : ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE RUPTURE EN FONCTION DE LA VITESSE LIQUIDE POUR LES TROIS ÉPAISSEURS LIQUIDES.....	120
FIGURE 5.7 : ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE RUPTURE EN FONCTION DE LA VITESSE D'AIR POUR LES TROIS ÉPAISSEURS LIQUIDES.....	120
FIGURE 5.8 : ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE RUPTURE EN FONCTION DE LA VITESSE D'AIR POUR LES TROIS ÉPAISSEURS LIQUIDES POUR UN DÉBIT LIQUIDE CONSTANT.....	121
FIGURE 5.9 : PRISE EN COMPTE DE L'INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR LIQUIDE SUR LA LONGUEUR DE RUPTURE (4 CONFIGURATIONS D'AIR).....	121
FIGURE 5.10 : COMPARAISON ENTRE LES MESURES FRÉQUENTIELLES EN DIPHASIQUE ET EN MONOPHASIQUE	123
FIGURE 5.11 : COMPARAISON ENTRE LA MESURE FRÉQUENTIELLE EN AMONT ET CELLE EN AVAL DE L'INJECTEUR ET DESCRIPTION DE LA POSITION DES DEUX MESURES	124
FIGURE 5.12 : DIFFÉRENTS EXEMPLES DE SPECTRES FFT, POUR UN POINT DE LA NAPPE LIQUIDE (GAUCHE) ET LE LONG DE LA NAPPE LIQUIDE (DROITE) ($D22 - T_L = 600 \mu\text{M} - U_L = 1,1 \text{ M/S}$)	126
FIGURE 5.13 : EXEMPLE DE TENTATIVE DE CARTOGRAPHIE POUR CARACTÉRISER L'APPARITION DES SAUTS DE FRÉQUENCE.....	127
FIGURE 5.14 : EVOLUTION DE L'AMPLITUDE DES OSCILLATIONS DE LA NAPPE LIQUIDE AVEC LA MISE EN ÉVIDENCE UN COMPORTEMENT LINÉAIRE PUIS NON-LINÉAIRE ($D9, U_G = 90 \text{ M/S}, U_L = 2,2 \text{ M/S}, T_L = 300 \mu\text{M}$).....	128
FIGURE 5.15 : MISE EN ÉVIDENCE D'UN NOEUD DANS L'ÉVOLUTION DE L'AMPLITUDE DES OSCILLATIONS DE LA NAPPE EN FAISANT LA SOMME D'IMAGES EN VUE DE CÔTÉ ÉCLAIRÉES PAR PLIF.	128
FIGURE 5.16 : ÉVOLUTION DE L'AMPLITUDE EN S'ÉLOIGNANT DU POINT D'INJECTION POUR DIFFÉRENTES VITESSES D'AIR. CONFIGURATION D14, $U_L = 2,2 \text{ M/S}, T_L = 300 \mu\text{M}$	129
FIGURE 5.17 : EXEMPLE DE TENTATIVE DE CARTOGRAPHIE POUR CARACTÉRISER LA PRÉSENCE D'UN NŒUD DANS L'ÉVOLUTION DE L'AMPLITUDE EN S'ÉLOIGNANT DU POINT D'INJECTION DU LIQUIDE	129
FIGURE 5.18 : ÉVOLUTION DE L'AMPLITUDE EN S'ÉLOIGNANT DU POINT D'INJECTION POUR DIFFÉRENTES VITESSES D'AIR À GAUCHE POUR LA NAPPE LIQUIDE ($T_L = 300 \mu\text{M} ; U_L = 2,2 \text{ M/S}$) ET À DROITE POUR LE DRAPEAU	130

FIGURE 5.19 : COMPARAISON DES FRÉQUENCES DE BATTEMENT D’UN DRAPEAU ET D’UNE NAPPE LIQUIDE POUR LA MÊME CONFIGURATION D’ÉCOULEMENT D’AIR (NAPPE LIQUIDE : $T_L = 450 \mu\text{m}$; $U_L = 2,2 \text{ M/s}$).....	131
FIGURE 5.20 : COMPARAISON ENTRE LES DIFFÉRENTS MODES DE BATTEMENT D’UN DRAPEAU DANS UN ÉCOULEMENT D’AIR (A ET B) ET CEUX OBSERVÉS DANS LE CAS DE LA NAPPE LIQUIDE (C) EN HAUT D9 ET EN BAS C9 ($U_L = 2.2 \text{ M/s}$, $T_L = 300 \mu\text{m}$, $U_G = 50 \text{ M/s}$)	132
FIGURE 5.21 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE LA VITESSE D’AIR POUR DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS D’AIR EN CONFIGURATION DIVERGENTE.....	133
FIGURE 5.22 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE LA VITESSE LIQUIDE POUR DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS D’AIR EN CONFIGURATION DIVERGENTE.....	133
FIGURE 5.23 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE LA VITESSE D’AIR POUR DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS D’AIR EN CONFIGURATION CONVERGENTE.....	134
FIGURE 5.24 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE L’ÉPAISSEUR D’AIR POUR DIFFÉRENTES VITESSES D’AIR EN CONFIGURATIONS DIVERGENTES (BLEU) ET CONVERGENTES (ROUGE).....	134
FIGURE 5.25 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE L’ÉPAISSEUR DE COUCHE LIMITE POUR DIFFÉRENTES VITESSES D’AIR EN CONFIGURATIONS DIVERGENTES (GAUCHE) ET CONVERGENTES (DROITE).....	135
FIGURE 5.26 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DU RAPPORT ug/δ POUR LES DIFFÉRENTES CONFIGURATIONS D’AIR	136
FIGURE 5.27 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE L’ÉPAISSEUR DE VORTICITÉ POUR DIFFÉRENTES VITESSES D’AIR EN CONFIGURATIONS DIVERGENTES (BLEU) ET CONVERGENTES (ROUGE)	136
FIGURE 5.28 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DU RAPPORT $ug/\delta\omega$ POUR LES DIFFÉRENTES CONFIGURATIONS D’AIR	137
FIGURE 5.29 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE LA VITESSE D’AIR POUR LES TROIS ÉPAISSEURS LIQUIDES ÉTUDIÉES	138
FIGURE 5.30 : COMPARAISON DES DONNÉES MESURES AVEC LA FRÉQUENCE CARACTÉRISTIQUE (5.2).....	139
FIGURE 5.31 : EXEMPLE D’UN HISTOGRAMME DE LA RÉPARTITION DES GOUTTES EN VOLUME ET LA LOI LOG-NORMALE QUI PERMET DE DÉCRIRE CETTE RÉPARTITION	140
FIGURE 5.32 : CORRÉLATION ENTRE D_{32} ET D_{43} (5.4)	141
FIGURE 5.33 : ÉVOLUTION DE LA TAILLE DES GOUTTES FINALES EN FONCTION DE LA VITESSE D’AIR POUR DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS D’AIR EN CONFIGURATION DIVERGENTE	142
FIGURE 5.34 : ÉVOLUTION DE LA TAILLE DES GOUTTES FINALES EN FONCTION DE LA VITESSE LIQUIDES POUR DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS LIQUIDES EN CONFIGURATION C9	142
FIGURE 5.35 : ÉVOLUTION DE LA TAILLE DES GOUTTES FINALES EN FONCTION DE LA VITESSE D’AIR POUR DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS D’AIR EN CONFIGURATIONS CONVERGENTES.....	143
FIGURE 5.36 : ÉVOLUTION DE LA TAILLE DES GOUTTES FINALES EN FONCTION DU RAPPORT $ug/\delta\omega$ POUR LES DIFFÉRENTES CONFIGURATIONS DE L’ÉCOULEMENT D’AIR.....	143
FIGURE 5.37 : ÉVOLUTION DE LA TAILLE DES GOUTTES FINALES EN FONCTION DE LA VITESSE D’AIR POUR DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS D’AIR EN CONFIGURATION CONVERGENTES.....	144
FIGURE 5.38 : ESTIMATION DU D_{32} GRÂCE À L’UTILISATION DE LA LONGUEUR DE RUPTURE ET LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION (5.5).....	145

FIGURE 5.39 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION D'ARAI ET HASHIMOTO ET MISE EN ÉVIDENCE DE LA NÉCESSITÉ DE PRENDRE EN COMPTE L'ÉPAISSEUR D'AIR.....	147
FIGURE 5.40 : COMPARAISON DES MESURES EXPÉRIMENTALES AVEC LA CORRÉLATION DE FERNANDEZ.....	148
FIGURE 5.41 : COMPARAISON DES VALEURS EXPÉRIMENTALES AVEC LA CORRÉLATION (5.7).....	149
FIGURE 5.42 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE EN FONCTION DE $ug\delta\delta\omega$	150
FIGURE 5.43 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE EN FONCTION DE $ugtgd0,5$	151
FIGURE 5.44 : COMPARAISON DES VALEURS EXPÉRIMENTALES AVEC LA NOUVELLE CORRÉLATION	152
FIGURE 6.1 : COMPORTEMENT DU LIQUIDE SUR LA ZONE DE PRÉ-FILM EN FONCTION DE LA VITESSE LIQUIDE ($U_G = 50$ M/S, $L_{\text{PREF}} = 20$ MM, D9 CONFIGURATION – FRÉQUENCE D'ACQUISITION 3200 Hz)	160
FIGURE 6.2: COMPORTEMENT DU LIQUIDE SUR LA ZONE DE PRÉ-FILM EN FONCTION DE LA VITESSE LIQUIDE ($U_G = 50$ M/S, $L_{\text{PREF}} = 20$ MM, D9 CONFIGURATION – FRÉQUENCE D'ACQUISITION 3000 Hz)	161
FIGURE 6.3 : SIMULATION DE L'INTERACTION AIR-LIQUIDE SUR UNE ZONE DE PRÉ-FILM.....	163
FIGURE 6.4 : ÉVOLUTION DE L'ÉPAISSEUR MOYENNE LE LONG DE LA ZONE DE PRÉ-FILM POUR DIFFÉRENTS RAPPORTS DE VITESSES ÉLEVÉ (HAUT : $U_L = 0,5$ M/S), MOYEN (MILIEU : $U_L = 2$ M/S) ET FAIBLE (BAS : $U_L = 3$ M/S) ($U_G = 50$ M/S ; $L_{\text{PREF}} = 20$ MM ; CONFIGURATION D9)...	165
FIGURE 6.5: COMPARAISON DE L'ÉPAISSEUR LIQUIDE MOYENNE ENTRE UNE CONFIGURATION CONVERGENTE (C) ET UNE DIVERGENTE (D) ($L_{\text{PREF}} = 20$ MM, $T_G = 9$ MM, $U_L = 2.2$ M/S).....	166
FIGURE 6.6: ÉVOLUTION DE L'ÉPAISSEUR LIQUIDE MOYENNE LE LONG DE LA ZONE DE PRÉ-FILM POUR LES TROIS CONFIGURATIONS DIVERGENTES	167
FIGURE 6.7: ÉVOLUTION DE L'ÉPAISSEUR LIQUIDE MOYENNE LE LONG DE LA ZONE DE PRÉ-FILM POUR DIFFÉRENTES LONGUEUR DE PRÉ-FILM	168
FIGURE 6.8 : ÉVOLUTIONS DE L'ÉPAISSEUR MOYENNE ET DE L'ÉCART TYPE LE LONG DE LA ZONE DE PRÉ-FILM ($U_G = 50$ M/S, $L_{\text{PREF}} = 20$ MM, CONFIGURATION D9).....	169
FIGURE 6.9: ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE DÉSTABILISATION EN FONCTION DE LA VITESSE D'AIR POUR DIFFÉRENTES CONFIGURATIONS D'ÉCOULEMENT D'AIR	170
FIGURE 6.10: ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE DÉSTABILISATION EN FONCTION DE LA VITESSE LIQUIDE POUR DIFFÉRENTES LONGUEURS DE PRÉ-FILM.....	171
FIGURE 6.11 : ÉVOLUTION DE L'ÉPAISSEUR LIQUIDE MOYENNE EN BOUT DE PRÉ-FILM EN FONCTION DE LA VITESSE D'AIR POUR DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS D'AIR EN CONFIGURATIONS DIVERGENTES (GAUCHE) ET CONVERGENTES (DROITE).....	172
FIGURE 6.12 : ÉVOLUTION DE L'ÉPAISSEUR LIQUIDE MOYENNE EN FONCTION DU RAPPORT $ug/\delta\omega$ EN CONFIGURATIONS DIVERGENTES (GAUCHE) ET CONVERGENTES (DROITE)	172
FIGURE 6.13 : COMPARAISON DES ÉVOLUTIONS MOYENNES AVEC DES EXEMPLES DE MESURES D'ÉPAISSEURS INSTANTANÉES LE LONG DE LA ZONE DE PRÉ-FILM ($U_G = 50$ M/S, $L_{\text{PREF}} = 20$ MM, CONFIGURATION D9)	174
FIGURE 6.14 : CARTOGRAPHIE DES RÉGIMES D'ATOMISATION POUR L'INEJCTEUR AVEC PRÉ-FILM	175

FIGURE 6.15: ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE RUPTURE EN FONCTION DE LA VITESSE LIQUIDE (GAUCHE) ET DE LA VITESSE D’AIR (DROITE) – INJECTEURS AVEC ET SANS ZONE DE PRÉ-FILM	177
FIGURE 6.16: ÉVOLUTION DE LA LONGUEUR DE RUPTURE EN FONCTION DE LA LONGUEUR DE PRÉ-FILM POUR DIFFÉRENTES VITESSES D’AIR ($U_L = 2,2$ M/S)	178
FIGURE 6.17: EXEMPLE DE L’ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE DEPUIS LE POINT D’INJECTION DU LIQUIDE JUSQU’AU SPRAY (C9, $U_L = 2.5$ M/S, $U_G = 50$ M/S, $L_{\text{pref}} = 20$ MM)	179
FIGURE 6.18: ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE LA LONGUEUR DE PRÉ-FILM POUR DIFFÉRENTES VITESSES D’AIR ($U_L = 2,2$ M/S)	180
FIGURE 6.19 : ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION EN FONCTION DE LA VITESSE DE L’AIR POUR LES DIFFÉRENTES LONGUEURS DE PRÉ-FILM	181
FIGURE 6.20 : COMPARAISONS DES MESURES DE FRÉQUENCE D’OSCILLATION POUR L’INJECTEUR AVEC PRÉ-FILM AVEC LA RELATION PROPOSÉE DANS LE CAS DE L’INJECTEUR SANS PRÉ-FILM POUR ESTIMER LA FRÉQUENCE D’OSCILLATION DE LA NAPPE. UNE DISTINCTION EST FAITE SUIVANT LE RÉGIME D’ÉCOULEMENT SUR LA ZONE DE PRÉ-FILM (LES VITESSES LIQUIDE ET D’AIR VARIENT AINSI QUE LA LONGUEUR DE PRÉ-FILM).....	182
FIGURE 6.21: ÉVOLUTION DE LA TAILLE DES GOUTTES FINALES EN FONCTION DE LA LONGUEUR DE PRÉ-FILM POUR DIFFÉRENTES VITESSES D’AIR ($U_L = 2,2$ M/S)	183
FIGURE 6.22 : COMPARAISONS DES MESURES DE TAILLE DE GOUTTES FINALES POUR L’INJECTEUR AVEC PRÉ-FILM AVEC LA RELATION PROPOSÉE DANS LE CAS DE L’INJECTEUR SANS PRÉ-FILM POUR ESTIMER LE DIAMÈTRE MOYEN DE SAUTER. UNE DISTINCTION EST FAITE SUIVANT LE RÉGIME D’ÉCOULEMENT SUR LA ZONE DE PRÉ-FILM (LES VITESSES LIQUIDE ET D’AIR VARIENT AINSI QUE LA LONGUEUR DE PRÉ-FILM).....	184
FIGURE 6.23 : COMPARAISON DE NOS MESURES DE FRÉQUENCE D’OSCILLATION POUR L’INJECTEUR AVEC PRÉ-FILM AVEC LA CORRÉLATION (1.8) PROPOSÉE PAR GEPPERTH ET AL. [44].....	187
FIGURE 6.24 : COMPARAISON DE NOS MESURES DE TAILLE DE GOUTTES FINALES POUR L’INJECTEUR AVEC PRÉ-FILM AVEC LA CORRÉLATION (1.11) PROPOSÉE PAR GEPPERTH ET AL. [44].....	187
FIGURE 6.25 : COMPARAISON DE NOS MESURES DE TAILLE DE GOUTTES FINALES POUR L’INJECTEUR AVEC PRÉ-FILM AVEC LA CORRÉLATION (1.15) PROPOSÉE PAR CHAUSSONNET [27]	188
FIGURE 7.1 : DIAGRAMME DE JABLONSKI (TRÈS SIMPLIFIÉ)	201
FIGURE 7.2: MESURE DE TAILLE DE GOUTTE PAR OMBROSCOPIE POUR L’ATOMISATION PRIMAIRE	205
FIGURE 7.3: EXEMPLE DU TRAITEMENT D’IMAGES RÉALISÉ POUR RÉCUPÉRER LES TAILLES DES GOUTTES.....	206
FIGURE 7.4: EXEMPLE D’UN HISTOGRAMME DES TAILLES DE GOUTTES ISSUES DE L’ATOMISATION PRIMAIRE.....	207
FIGURE 7.5 : EXEMPLE D’UN HISTOGRAMME DE LA DISTRIBUTION EN VOLUME DES GOUTTES ISSUES DE L’ATOMISATION PRIMAIRE	208
FIGURE 7.6 : ÉVOLUTION DU DIAMÈTRE MOYEN DE SAUTER EN FONCTION DE LA VITESSE D’AIR POUR LES GOUTTES ISSUES DE L’ATOMISATION PRIMAIRE ET CELLES COMPOSANT LE SPRAY FINAL.....	209
FIGURE 7.7 : ÉVOLUTION DU NOMBRE DE WEBER EN FONCTION DE LA VITESSE D’AIR POUR LES GOUTTES ISSUES DE L’ATOMISATION PRIMAIRE ET CELLES COMPOSANT LE SPRAY FINAL ...	210

FIGURE 7.8 : COMPARAISONS ENTRE LES MESURES EXPÉRIMENTALES RÉALISÉES AU FIL CHAUD ET LA LOI LOGARITHMIQUE MODIFIÉE DE COLES.....	213
FIGURE 7.9 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION D’ARAI ET HASHIMOTO	247
FIGURE 7.10 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE CARVALHO ET AL. [24].....	248
FIGURE 7.11 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION CARVALHO ET AL. [23].....	248
FIGURE 7.12 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION PARK ET AL.	249
FIGURE 7.13 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE LARRICQ	249
FIGURE 7.14 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE FERNANDEZ	250
FIGURE 7.15 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION D’ARAI ET HASHIMOTO	251
FIGURE 7.16 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE CARVALHO ET AL. [24].....	252
FIGURE 7.17 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE CARVALHO ET AL. [23].....	252
FIGURE 7.18 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE BERTHOUMIEU ET AL.	253
FIGURE 7.19 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE COUDERC	253
FIGURE 7.20 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE LARRICQ	254
FIGURE 7.21 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE FERNANDEZ	254
FIGURE 7.22 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION D’ARAI ET HASHIMOTO	255
FIGURE 7.23 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE LOZANO	256
FIGURE 7.24 : COMPARAISON DES VALEURS MESURÉES AVEC LA CORRÉLATION DE FERNANDEZ	256
FIGURE 7.25 : POSITION DE L’ORIGINE ET PROFIL DE VITESSE POUR LE MODÈLE DE FILM LIQUIDE	259
FIGURE 7.26 : EXEMPLE D’IMAGE UTILISÉE POUR CALCULER LA VITESSE DES ONDES À LA SURFACE DU LIQUIDE SUR LA ZONE DE PRÉ-FILM ($U_G = 50$ M/S, $L_{\text{PREF}} = 20$ MM, D9 CONFIGURATION – FRÉQUENCE D’ACQUISITION 3200 Hz).....	263
FIGURE 7.27 : ÉVOLUTION DE LA VITESSE MOYENNE DES ONDES À LA SURFACE LIQUIDE LE LONG DE LA ZONE DE PRÉ-FILM POUR DIFFÉRENTES VITESSES LIQUIDES CONFIGURATION C9, $L_{\text{PREF}} = 20$ MM.....	266
FIGURE 7.28 : ÉVOLUTION DE LA VITESSE MOYENNE DES ONDES À LA SURFACE LIQUIDE LE LONG DE LA ZONE DE PRÉ-FILM POUR DIFFÉRENTES VITESSES D’AIR CONFIGURATION C9, $L_{\text{PREF}} = 20$ MM.....	266

LISTES DES TABLES

TABLE 1.1 : DIFFÉRENTS INJECTEURS UTILISÉS POUR L'ÉTUDE DES NAPPES LIQUIDES.....	42
TABLE 1.2 : RÉCAPITULATIF DES CONDITIONS EXPÉRIMENTALES DES DIFFÉRENTES ÉTUDES SUR LES NAPPES LIQUIDES SANS ZONE DE PRÉ-FILM.....	43
TABLE 1.3 : CORRÉLATIONS AFIN D'ESTIMER LA FRÉQUENCE D'OSCILLATION DES NAPPES LIQUIDES – INJECTEURS SANS PRÉ-FILM.....	51
TABLE 1.4 : CORRÉLATIONS AFIN D'ESTIMER LA LONGUEUR DE RUPTURE DES NAPPES LIQUIDES – INJECTEURS SANS PRÉ-FILM	52
TABLE 1.5 : CORRÉLATIONS AFIN D'ESTIMER LA TAILLES DES GOUTTES (D_{32}) ISSUES DE L'ATOMISATION DES NAPPES LIQUIDES – INJECTEURS SANS PRÉ-FILM.....	52
TABLE 1.6 : DIFFÉRENTS INJECTEURS DE TYPE PRÉ-FILM UTILISÉS LORS DES ÉTUDES EXPÉRIMENTALES	54
TABLE 1.7 : RÉCAPITULATIF DE L'INFLUENCE DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES SUR LA FRÉQUENCE D'OSCILLATION POUR CHAQUE ÉTUDE EXPÉRIMENTALE AVEC UN INJECTEUR SANS ZONE DE PRÉ-FILM	60
TABLE 1.8 : RÉCAPITULATIF DE L'INFLUENCE DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES SUR LA LONGUEUR DE RUPTURE POUR CHAQUE ÉTUDE EXPÉRIMENTALE AVEC UN INJECTEUR SANS ZONE DE PRÉ- FILM	61
TABLE 1.9 : RÉCAPITULATIF DE L'INFLUENCE DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES SUR LA TAILLE DES GOUTTES (D_{32}) POUR CHAQUE ÉTUDE EXPÉRIMENTALE AVEC UN INJECTEUR SANS ZONE DE PRÉ-FILM.....	62
TABLE 1.10 : RÉCAPITULATIF DE L'INFLUENCE DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES SUR LA TAILLE DES GOUTTES (D_{32}) POUR CHAQUE ÉTUDE EXPÉRIMENTALE AVEC UN INJECTEUR AVEC ZONE DE PRÉ-FILM	63
TABLE 2.1 : CONDITIONS EXPÉRIMENTALES	73
TABLE 2.2 : PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES FLUIDES UTILISÉS (EAU – AIR).....	74
TABLE 2.3 : NOMBRES ADIMENSIONNELS CARACTÉRISTIQUES DE CETTE ÉTUDE	74
TABLE 4.1: ÉPAISSEURS DE COUCHE LIMITE POUR LES DIFFÉRENTES CONFIGURATIONS ÉTUDIÉES (EN MM).....	109
TABLE 4.2 : CONTRAINTE DE CISAILLEMENT POUR LES DIFFÉRENTES CONFIGURATIONS ÉTUDIÉES (EN GRIS, VALEURS ESTIMÉES POUR LA CONFIGURATION C2).....	111
TABLE 4.3 : ÉPAISSEURS DE VORTICITÉ POUR LES DIFFÉRENTES CONFIGURATIONS ÉTUDIÉES ET POUR UNE VITESSE LIQUIDE DE 2,2 M/S (EN GRIS, VALEURS ESTIMÉES POUR LA CONFIGURATION C2)	112
TABLE 7.1 : EXEMPLES DE CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT DES MOTEURS AÉRONAUTIQUES ISSUS DE [59].....	197
TABLE 7.2 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION C2 – $T_L = 300 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM.....	215

TABLE 7.3 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION C2 – $T_L = 450 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM	215
TABLE 7.4 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION C2 – $T_L = 600 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM	216
TABLE 7.5 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION C9 – $T_L = 300 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM	216
TABLE 7.6 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION C9 – $T_L = 450 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM	217
TABLE 7.7 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION C9 – $T_L = 600 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM	217
TABLE 7.8 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION D9 – $T_L = 300 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM.....	218
TABLE 7.9 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION D9 – $T_L = 450 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM.....	218
TABLE 7.10 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION D9 – $T_L = 600 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM.....	219
TABLE 7.11 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION D22 – $T_L = 300 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM ..	219
TABLE 7.12 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION D22 – $T_L = 450 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM ..	220
TABLE 7.13 : LONGUEUR DE RUPTURE – CONFIGURATION D22 – $T_L = 600 \mu\text{M}$ – SANS PRÉ-FILM ..	220
TABLE 7.14 : VITESSE DES PERTURBATIONS À LA SURFACE DU LIQUIDE SUR LA ZONE DE PRÉ-FILM ($U_G = 50 \text{ M/S}$, $L_{\text{PREF}} = 20 \text{ MM}$, CONFIGURATION C9).....	264
TABLE 7.15 : VITESSE DES PERTURBATIONS À LA SURFACE DU LIQUIDE SUR LA ZONE DE PRÉ-FILM ($U_L = 2,2 \text{ M/S}$, $L_{\text{PREF}} = 20 \text{ MM}$, CONFIGURATION C9).....	265

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] <http://www.first-fp7project.eu/>. Rap. tech., FIRST European Project.
- [2] T. Arai et H. Hashimoto : Disintegration of a thin liquid sheet in a cocurrent gas stream. *International Journal of Turbo and Jet-Engines*, 3(4):301–306, 1986.
- [3] M. Argentina et L. Mahadevan : Fluid-flow-induced flutter of a flag. *Proceedings of the National academy of Sciences of the United States of America*, 102(6):1829–1834, 2005.
- [4] B. F. Armaly, F. Durst, J. Pereira et B. Schönung : Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 127:473–496, 1983.
- [5] D. Arnal : Description and prediction of transition in two-dimensional, incompressible flow. In *AGARD Spec. Course on Stability and Transition of Laminar Flow 71 p (SEE N84-33757 23-34)*, vol. 1, 1984.
- [6] D. Arnal et J. Archambaud : Laminar-turbulent transition control: Nlf, lfc, hlfc. *Advances in Laminar-Turbulent Transition Modeling*, 2008.
- [7] J. Beck, A. H. Lefebvre et T. Koblish : Liquid sheet disintegration by impinging air streams. *Atomization and Sprays*, 1(2), 1991.
- [8] P. Berthoumieu et H. Carentz : Experimental study of a thin planar liquid sheet disintegration. In *ICLASS-2000*, p. 1120–1126, 2000.
- [9] P. Berthoumieu et G. Lavergne : Video techniques applied to the characterization of liquid sheet breakup. *Journal of Visualization*, 4(3):267–275, 2001.
- [10] U. Bhayaraju : *Analysis of liquid sheet breakup and characterisation of plane prefilming and nonprefilming airblast atomisers*. Thèse de doctorat, Technischen Universität Darmstadt, 2007.
- [11] U. Bhayaraju et C. Hassa : Surface wave propagation and breakup in planar liquid sheets of prefilming airblast atomizers. In *10th Int Conf on liquid atomization and spray systems*, 2006.
- [12] U. Bhayaraju et C. Hassa : Planar liquid sheet breakup of prefilming and nonprefilming atomizers at elevated pressures. *Atomization and Sprays*, 19(12), 2009.
- [13] G. Birkhoff : Helmholtz and Taylor instability. In *Proc. Symp. Appl. Math.*, vol. 13, p. 55–76, 1962.
- [14] G. Blanchard : *Modélisation et simulation multi-échelles de l'atomisation d'une nappe liquide cisailée*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse - ISAE, 2014.

- [15] G. Blanchard, P. Villedieu et D. Zuzio : Numerical simulation of primary atomization of a sheared liquid sheet. part 1: model and numerical method description. In *25th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2013.
- [16] G. Blanchard, P. Villedieu et D. Zuzio : Numerical simulation of primary atomization of a sheared liquid sheet. part 2: Comparison with experimental results. In *25th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, 2013.
- [17] M. Boukra : *Amélioration de la pulvérisation d'un film liquide dans un injecteur aérodynamique par une excitation ultrasonique*. Thèse de doctorat, université de Toulouse - ISAE, 2011.
- [18] R. Bryan, P. Godbole et E. Norster : Characteristics of airblast atomizers. In *Combustion and Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Cranfield International Symposium Series*, vol. 11, p. 343–359, 1971.
- [19] M. Carbonaro : Measurement techniques lecture series : Hot wire anemometry. Rap. tech., von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2012.
- [20] H. Carentz : *Étude de la pulvérisation d'une nappe liquide mince*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 2000.
- [21] I. Carvalho, M. Heitor et D. Santos : Disintegration mechanisms in flat and annular liquid films. In *13th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, p. 9–11, 1997.
- [22] I. Carvalho, M. Heitor et D. Santos : On the frequency analysis of the disintegration of planar liquid films. In *9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 1998.
- [23] I. Carvalho, M. Heitor et D. Santos : Liquid film disintegration regimes and proposed correlations. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(5):773 – 789, 2002.
- [24] I. S. Carvalho, M. V. Heitor et D. Santos : Liquid film disintegration mechanisms. In *Third International Conference on Multiphase Flow*, 1998.
- [25] F. Charru : *Instabilités hydrodynamiques*. EDP Sciences, 2012.
- [26] S. Chartier : Étude expérimentale de l'influence de l'épaisseur d'air dans l'atomisation d'une nappe d'eau cisailée par deux nappes d'air à haute vitesse. Rap. tech., Onera, 2011.
- [27] G. Chaussonnet : *Modeling of liquid film and breakup phenomena in Large-Eddy Simulations of aeroengines fueled by airblast atomizers*. Thèse de doctorat, Université Toulouse - INP - CERFACS, 2014.
- [28] D. Coles : The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1(02):191–226, 1956.
- [29] F. Couderc : *Développement d'un code de calcul pour la simulation d'écoulements de fluides non miscibles. Application à la désintégration assistée d'un jet liquide par un courant gazeux*. Thèse de doctorat, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2007.
- [30] J. Cousin et C. Dumouchel : Effect of viscosity on the linear instability of a flat liquid sheet. *Atomization and sprays*, 6(5), 1996.

- [31] G. Crapper, N. Dombrowski et G. Pyott : Kelvin–helmholtz wave growth on cylindrical sheets. *Journal of Fluid Mechanics*, 68(03):497–502, 1975.
- [32] N. Dombrowski, D. Hasson et D. Ward : Some aspects of liquid flow through fan spray nozzles. *Chemical Engineering Science*, 12(1):35–50, 1960.
- [33] N. Dombrowski et W. Johns : The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets. *Chemical Engineering Science*, 18(3):203–214, 1963.
- [34] C. Dumouchel : On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Experiments in Fluids*, 45(3):371–422, 2008.
- [35] C. Dumouchel et M. Ledoux : Atomisation of flat and annular liquid sheets. practical use of linear theories. In *5th Int Conf on liquid atomization and spray systems*, 1991.
- [36] M. El-Shanawany et A. Lefebvre : Airblast atomization: effect of linear scale on mean drop size. *Journal of Energy*, 4(4):184–189, 1980.
- [37] H. Eroglu et N. Chigier : Liquid sheet instability in a coflowing airstream. In *4th Int Conf on liquid atomization and spray systems*, 1991.
- [38] V. G. Fernandez : *Experimental study of a liquid sheet disintegration in a high pressure environment*. Thèse de doctorat, Université Toulouse - ISAE - Onera, 2010.
- [39] V. G. Fernandez, P. Berthoumieu et G. Lavergne : Primary atomization in water and kerozene liquid sheets at high pressure. In *11th Int Conf on liquid atomization and spray systems*, 2009.
- [40] V. G. Fernandez, G. Lavergne et P. Berthoumieu : Dynamic primary atomization characteristics in an airblast atomizer, high pressure conditions. *Atomization and Sprays*, 21(1):1–16, 2011.
- [41] V. G. Fernandez, G. Lavergne et P. Berthoumieu : Geometric primary atomization characteristics in an airblast atomizer, high pressure conditions. *Atomization and Sprays*, 21(1):17–29, 2011.
- [42] H. Foucart : *Modélisation tridimensionnelle des films liquides pariétaux dans les moteurs à combustion interne*. Thèse de doctorat, 1999.
- [43] R. Fraser, N. Dombrowski et J. Routley : The atomization of a liquid sheet by an impinging air stream. *Chemical Engineering Science*, 18(6):339–353, 1963.
- [44] S. Gepperth, D. Guildenbecher, R. Koch et H.-J. Bauer : Pre-filming primary atomization: Experiments and modeling. In *23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, p. 1–9, 2010.
- [45] S. Gepperth, R. Koch et H.-J. Bauer : Analysis and comparison of primary droplet characteristics in the near field of a prefilming airblast atomizer. In *ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition*, p. V01AT04A002–V01AT04A002. American Society of Mechanical Engineers, 2013.
- [46] S. Gepperth, A. Muller, R. Koch et H.-J. Bauer : Ligament and droplets characteristics in pre-filming air blast atomization. In *12th Int Conf on liquid atomization and spray systems*, 2012.

- [47] S. Giroud-Garapon : *Étude du comportement d'un film liquide dans les chambres de combustion de statoréacteurs et/ou turboréacteurs*. Thèse de doctorat, 2003.
- [48] M. Gorochovski et V. Saveliev : Further analyses of kolmogorov's model of breakup. *Phys. Fluids*, 15:184–192, 2003.
- [49] J. Gosse : Mécanique des fluides. *Techniques de l'ingénieur Modélisation mécanique*, 1995.
- [50] D. Guildenbecher, C. López-Rivera et P. Sojka : Secondary atomization. *Experiments in Fluids*, 46(3):371–402, 2009.
- [51] W. Hagerty et J. Shea : A study of the stability of plane fluid sheets. *J. Appl. Mech*, 22(3):509–514, 1955.
- [52] H. L. F. v. Helmholtz : Über discontinuierliche flüssigkeits-bewegungen [on the discontinuous movements of fluids]. *Monatsberichte der Königlischen Preussische Akademie der Wissenschaften zu Berlin [Monthly Reports of the Royal Prussian Academy of Philosophy in Berlin]*, 23, 1868.
- [53] M. Hong : *Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz*. Thèse de doctorat, Grenoble, INPG, 2003.
- [54] M. Hong, A. Cartellier, E. Hopfinger *et al.* : Atomisation and mixing in coaxial injection (cd proc.). In *4th International Conference on Launcher Technology Space Launcher Liquid Propulsion*, 2002.
- [55] L.-P. Hsiang et G. M. Faeth : Near-limit drop deformation and secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(5):635–652, 1992.
- [56] E. A. Ibrahim et E. T. Akpan : Liquid sheet instability. *AIAA*, 799, 1997.
- [57] A. Jasuja : Atomization of crude and residual fuel oils. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 101(2):250–258, 1979.
- [58] L. W. T. Kelvin : Hydrokinetic solutions and observations. *Philosophical Magazine*, 42:362–377, 1871.
- [59] M. Lalo : *Atomisation d'un film liquide mince par action combinée des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Faraday : Application aux injecteurs aérodynamiques des turbomachines aéronautiques*. Thèse de doctorat, ENSAE, 2006.
- [60] C. Larricq : *Étude de la pulvérisation assistée en air d'une nappe liquide et influence d'un vent ionique sur les instabilités hydrodynamiques*. Thèse de doctorat, ENSAE - Onera, 2006.
- [61] C. Larricq, G. Lavergne, P. Berthoumieu et F. Thivet : Improvement of airblast injectors thanks to electro-aerodynamic actuators. *Proceedings of 2nd NEPCAP*, 2005.
- [62] J. Lasheras et E. Hopfinger : Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32(1):275–308, 2000.
- [63] A. Lefebvre, T. Koblisch et J. Beck : Airblast atomization at conditions of low air velocity. *Journal of Propulsion and Power*, 7(2):207–212, 1991.
- [64] A. Lefebvre et D. Miller : *The development of an air blast atomizer for gas turbine application*. College of Aeronautics, 1966.

- [65] A. H. Lefebvre : *Atomization and Sprays*. Hemisphere publishing corporation, 1989.
- [66] C. Lempereur, V. Bodoc, A. Strzelecki, D. Donjat et F. Micheli : Caractérisation d'un brouillard de référence. Rap. tech., Onera, 2011.
- [67] Y. Liao, S. Jeng, M. Jog et M. Benjamin : Instability of an annular liquid sheet surrounded by swirling airstreams. *ALAA journal*, 38(3):453–460, 2000.
- [68] G. Lorenzetto et A. Lefebvre : Measurements of drop size on a plain-jet airblast atomizer. *ALAA Journal*, 15(7):1006–1010, 1977.
- [69] A. Lozano et F. Barreras : Experimental study of the gas flow in an air-blasted liquid sheet. *Experiments in fluids*, 31(4):367–376, 2001.
- [70] A. Lozano, F. Barreras, J. García, E. Calvo et M. de Luna : The large aspect ratio air-blasted liquid sheet revisited. In *11th Int Conf on liquid atomization and spray systems*, 2009.
- [71] A. Lozano, F. Barreras, G. Hauke et C. Dopazo : Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet. *Journal of Fluid Mechanics*, 437:143–173, 2001.
- [72] A. Lozano, F. Barreras, C. Siegler et D. Löw : The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet. *Experiments in Fluids*, 39(1):127–139, 2005.
- [73] A. Lozano, C. J. Call, C. Dopazo et A. Garcia-Olivares : Experimental and numerical study of the atomization of a planar liquid sheet. *Atomization and Sprays*, 6(1):77–94, 1996.
- [74] A. Lozano, E. Calvo, J. A. García et F. Barreras : Mode transitions in an oscillating liquid sheet. *Physics of Fluids (1994-present)*, 23(4):044–103, 2011.
- [75] A. Lozano, I. G. Pallacín, F. Barreras et C. Dopazo : The velocity field in an air-blasted liquid sheet. In *Laser Techniques Applied to Fluid Mechanics*, p. 575–586. Springer, 2000.
- [76] A. Mansour et N. Chigier : Disintegration of liquid sheets. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)*, 2(5):706–719, 1990.
- [77] A. Mansour et N. Chigier : Dynamic behavior of liquid sheets. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)*, 3(12):2971–2980, 1991.
- [78] P. Marmottant : *Atomisation d'un liquide par un courant gazeux*. Thèse de doctorat, Grenoble, INPG, 2001.
- [79] P. Marmottant et E. Villermaux : Mécanismes d'atomisation primaire dans les jets coaxiaux. dans combustion dans les moteurs fusées. Rap. tech., Acte du Colloque de Synthèse du groupe de Recherche CNES/CNRS/ONERA/SNECMA, 2001.
- [80] P. Marmottant et E. Villermaux : On spray formation. *Journal of fluid mechanics*, 498:73–111, 2004.
- [81] S. Marty, J.-P. Matas et A. Cartellier : Study of a liquid–gas mixing layer: Shear instability and size of produced drops. *Comptes Rendus Mécanique*, 341(1):26–34, 2013.

- [82] G. Mie : Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der physik*, 330(3):377–445, 1908.
- [83] A. K. Njifenju : *Gouttes et Films Liquides en Aérodynamique Automobile*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, 2010.
- [84] S. Nukiyama et Y. Tanasawa : Experiments on the atomization of liquids in an air stream. *Transactions of the Society of Mechanical Engineers (Japan)*, 5(18):68–75, 1939.
- [85] J. Park, K. Y. Huh, X. Li et M. Renksizbulut : Experimental investigation on cellular breakup of a planar liquid sheet from an air-blast nozzle. *Physics of Fluids (1994-present)*, 16(3):625–632, 2004.
- [86] V. Petrovitch : Chambre de combustion. Rap. tech., <http://www.buran.fr/mriya-antonov/mriya-moteur-engine-desc.php>.
- [87] M. Pilch et C. Erdman : Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6):741–757, 1987.
- [88] N. Rajaratnam : *Turbulent jets*. Elsevier, 1976.
- [89] F. B. Rayana, A. Cartellier, E. Hopfinger *et al.* : Assisted atomization of a liquid layer: investigation of the parameters affecting the mean drop size prediction. In *Proceedings of the International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS)*, Kyoto, Japan, 2006.
- [90] L. Rayleigh : On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1(1):57–72, 1879.
- [91] E. Reshotko : Control of boundary layer transition. In *1985 AIAA Shear Flow Control Conference*, 1985.
- [92] O. Reynolds : An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Proceedings of the royal society of London*, 35(224-226):84–99, 1883.
- [93] N. Rizk et A. Lefebvre : The influence of liquid film thickness on airblast atomization. *Journal for Engineering for Power*, 102(3):706–710, 1980.
- [94] N. Rizk et A. Lefebvre : Airblast atomization: studies on drop-size distribution. *Journal of Energy*, 6(5):323–327, 1982.
- [95] N. Rizk et A. Lefebvre : Spray characteristics of plain-jet airblast atomizers. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 106(3):634–638, 1984.
- [96] A. Rizkalla et A. Lefebvre : The influence of air and liquid properties on airblast atomization. *Journal of Fluids Engineering*, 97(3):316–320, 1975.
- [97] T. Sattelmayer et S. Wittig : Internal flow effects in prefilming airblast atomizers: mechanisms of atomization and droplet spectra. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 108(3):465–472, 1986.
- [98] F. Savart : Mémoire sur le choc d'une veine liquide lancée contre un plan circulaire. *Annales de chimie et de physique*, 1833.

- [99] C. Siegler, A. Lozano et F. Barreras : Influence of air and liquid channel thickness on the oscillation behavior of an air-blasted liquid sheet. *In 8th Int Conf on liquid atomization and spray systems*, 2003.
- [100] W. Sirignano et C. Mehring : Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams. *Progress in Energy and Combustion Science*, 26(4):609–655, 2000.
- [101] H. B. Squire : Investigation of the instability of a moving liquid film. *British Journal of Applied Physics*, 4(6):167, 1953.
- [102] B. Stapper et G. Samuelsen : An experimental study of the breakup of a two-dimensional liquid sheet in the presence of co-flow air shear. *AIAA paper*, (89-0461), 1990.
- [103] B. Stapper, W. Sowa et G. Samuelsen : An experimental study of the effects of liquid properties on the breakup of a two-dimensional liquid sheet. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 114(1):39–45, 1992.
- [104] G. Taylor : The dynamics of thin sheets of fluid. ii. waves on fluid sheets. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 253(1274):296–312, 1959.
- [105] G. Taylor et L. Howarth : The dynamics of thin sheets of fluid. i. water bells. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 253(1274):289–295, 1959.
- [106] S. A. Thorpe : Experiments on the instability of stratified shear flows: miscible fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 46:299–319, 3 1971.
- [107] C. Varga, J. C. Lasheras et E. Hopfinger : Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 497:405–434, 2003.
- [108] G. Vich, C. Dumouchel et M. Ledoux : Mechanisms of disintegration of flat liquid sheets. *Proceedings of ILASS-Europe'96 Lund*, p. 121–126, 1996.
- [109] E. Villermaux : On the role of viscosity in shear instabilities. *Physics of Fluids (1994-present)*, 10(2):368–373, 1998.
- [110] Y. Watanabe, K. Isogai, S. Suzuki et M. Sugihara : A theoretical study of paper flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 16(4):543–560, 2002.
- [111] Y. Watanabe, S. Suzuki, M. Sugihara et Y. Sueoka : An experimental study of paper flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 16(4):529–542, 2002.
- [112] K. Wert : A rationally-based correlation of mean fragment size for drop secondary breakup. *International journal of multiphase flow*, 21(6):1063–1071, 1995.
- [113] J. L. York, H. E. Stubbs et M. R. Tek : The mechanisms of disintegration of liquid sheets. *Trans. ASME*, p. 1279–1286, 1953.

Dans le cadre de la combustion des moteurs aéronautiques, des injecteurs de type airblast sont utilisés. Un fort écoulement d'air va perturber le carburant qui est ainsi pulvérisé en fines gouttes dans la chambre de combustion. La modélisation de ce phénomène nécessite une compréhension plus approfondie des mécanismes intervenant lors de l'interaction des deux fluides et en particulier l'influence des conditions limites. Le travail réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans cette problématique en étudiant expérimentalement l'influence des épaisseurs des écoulements, de la configuration de l'écoulement d'air ainsi que celle de l'ajout et de la taille d'une zone de pré-film.

La mise au point ou le perfectionnement de techniques de mesures ont ainsi été nécessaires afin de caractériser le processus d'atomisation. Des mesures de fréquence d'oscillation, de longueur de rupture, d'épaisseur liquide et de tailles de gouttes ont été réalisées permettant de mettre en évidence l'influence des différents paramètres précédemment cités. Des corrélations ont ensuite été proposées afin de prévoir l'évolution du processus en fonction des conditions limites du système d'injection.

Mots clés : Atomisation, nappe liquide, pré-film, airblast, étude expérimentale

In the context of combustion for aeronautical engines, airblast injectors are used. A strong air flow perturbs the fuel, which is atomized in fine drops in combustion chamber. Modeling of this process requires a better understanding of mechanisms occurring during two fluid interaction and in particular boundary condition influence. The work realized during this PhD thesis corresponds to this problematic by studying flow thickness and air flow configuration influences as well as the one of the presence and the length of a prefilming zone.

Development and improvement measure techniques have been necessary in order to characterize atomization process. Oscillation frequency, breakup length, liquid thickness and drop size measures have been realized what has enabled to highlight the influence of previously listed parameters. Correlations have been then proposed so as to predict process evolution according to boundary conditions of injection system.

Keywords: Atomization, liquid sheet, prefilming, airblast, experimental study