

IRSNINSTITUT
DE RADIOPROTECTION
ET DE SÛRETÉ NUCLÉAIRE*Faire avancer la sûreté nucléaire*

Etude de l'atomisation flash d'un jet d'eau : application à la problématique des poussières au cours d'une perte de vide par entrée d'eau dans ITER (ICE)

Benjamin BLAISOT
Février 2020

Laboratoire de physique et de métrologie des aérosols



THÈSE

En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut National Polytechnique de Toulouse

Présentée et soutenue par

Benjamin BLAISOT

Le 3 février 2020

**Etude de l'atomisation flash d'un jet d'eau : application à la
problématique des poussières au cours d'une perte de vide par
entrée d'eau dans ITER (ICE)**

Ecole doctorale : **MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés**

Spécialité : **Dynamique des fluides**

Unité de recherche :

IMFT - Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

Thèse dirigée par

Véronique ROIG et Emmanuel PORCHERON

Jury

M. Nicolas RIMBERT, Professeur, Université de Lorraine	Rapporteur
M. Jeronimus VAN BEECK, Professeur, Institut von Karman	Rapporteur
Mme Grazia LAMANNA, Ingénieur, Université de Stuttgart	Examinatrice
M. Jean-Philippe MATAS, Professeur, Université de Lyon	Examineur
M. Yannis HARDALUPAS, Professeur, Impérial collège Londres	Examineur
Mme Véronique ROIG, Professeur, INP Toulouse	Directrice de thèse
M. Emmanuel PORCHERON, Ingénieur Chercheur, IRSN	Co-directeur de thèse
M. Olivier PRAUD, Maître de Conférences, INP Toulouse	Co-directeur de thèse
M. Nejdet ERKAN, Professeur associé, Université de Tokyo	Invité
M. Nicolas FDIDA, Ingénieur de Recherche, ONERA	Invité

REMERCIEMENTS

Il est temps pour moi d'écrire mes remerciements. Etant aussi loquace à l'écrit qu'à l'oral, ils seront faits de peu de mots, mais ne doutez pas que le cœur y est. Ces trois années ont été très riches en expérience et m'ont permis d'évoluer autant scientifiquement que humainement, et j'espère continuer à évoluer dans ce sens. Cette évolution n'aurait bien évidemment pas pu avoir lieu sans toutes les personnes que j'ai pu côtoyer de près ou de loin durant cette thèse.

Avant tout, je tiens à remercier mes directeurs de thèse qui ont été un grand soutien durant ces années. Véronique et Olivier pour votre sympathie et bienveillance lors de nos échanges, chaque passage à l'IMFT était un plaisir et source de nouvelles connaissances et points de vue sur les données complexes obtenues. Emmanuel pour tes conseils et ton soutien lors des moments difficiles qu'il y a eu durant cette aventure.

Merci aux collègues de l'IRSN de Saclay que je n'ai pas forcément tous croisés beaucoup mais dont je ne garde que de bons souvenirs lors des différents événements ayant pu nous regrouper.

Merci à l'équipe TOSQAN qui m'a accueilli pour cette thèse. Ainsi, je remercie aussi les différents techniciens qui m'ont tous aidés à leur manière à développer et exploiter mon banc expérimental, les deux Thomas, Frédéric et Yohan. Merci à Pascal pour les discussions très intéressantes que l'on a pu avoir autour du café, merci à Claire pour ton soutien lors de cette période compliquée qui est la rédaction, et bien évidemment merci Alexis pour avoir eu la double casquette collègue-colocataire qui mérite bien deux thèses en une ! Dans le même bâtiment mais une autre équipe dont j'ai pu partager cafés et discussions est l'équipe STARMANIA, que je remercie tout particulièrement pour ces dernières.

Comme soutien depuis bien avant la thèse, il y a assurément ma famille. Merci à vous 12 (bien que la dernière soit arrivée vers la fin de la thèse) pour votre soutien sans failles, vos conseils et même juste pour avoir été là et m'avoir écouté à des moments où j'en avais besoin, même si je ne le montre pas.

« At last but not least » comme on dirait avec un accent à couper au couteau, je remercie mes amis, certaines amitiés datant de l'école primaire et allant jusqu'aux études supérieures et à la thèse. Ainsi je remercie particulièrement Florian, Maxime, Maxime (quelle idée d'avoir des potes ayant le même nom) et Simon, pour au choix les pintes à l'Underdogs et/ou les parties de jeu jusqu'à (trop) tard le soir.

Merci à vous tous.

Table des matières

1	INTRODUCTION ET CONTEXTE	15
1.1	LA FUSION NUCLEAIRE ET L'INSTALLATION ITER	18
1.1.1	Le principe de la fusion thermonucléaire	18
1.1.2	Quelques éléments de sûreté des réacteurs à fusion	20
1.1.3	L'empoussièrement du réacteur ITER	21
1.1.4	la perte de vide par entrée d'eau et la mobilisation des poussières	23
1.2	LA MISE EN SUSPENSION DES POUSSIÈRES	24
1.2.1	Les paramètres influençant la mise en suspension de particules	24
1.2.2	Forces impliquées dans la mise en suspension	27
1.3	ATOMISATION D'UN JET LIQUIDE POUR LES CONDITIONS ITER-LIKE	30
1.3.1	Introduction à la problématique	30
1.3.2	La fragmentation mécanique	31
1.3.3	la fragmentation thermique (flash-boiling)	34
1.4	ANALYSE DIMENSIONNELLE ET SYNTHESE	50
2	MATERIEL D'EXPERIMENTATION ET METHODES DE MESURE	55
2.1	LE BANC D'ESSAI FAAMUS	57
2.1.1	Cahier des charges	57
2.1.2	La chambre à vide	58
2.1.3	Le circuit d'eau	59
2.1.4	Injecteurs et configurations	59
2.1.5	Capteurs et régulation	60
2.1.6	Acquisition des données des capteurs	62
2.2	METHODES DE MESURE OPTIQUE	64
2.2.1	Ombroscopie	64
2.2.2	PIV	66
2.3	CONDITIONS D'ESSAI	68
2.3.1	Paramètres thermodynamiques	68
2.3.2	Configurations d'injection	68
2.3.3	Paramètres de visualisation	68
2.4	METHODE DE CARACTERISATION DE LA MORPHOLOGIE DU SPRAY	69
2.4.1	Traitement des images	69
2.4.2	Estimation des paramètres morphologiques	71
2.4.3	Définition de l'angle de spray	71
2.4.4	Limitations de la mesure	72
2.4.5	Convergence des moyennes	74
2.4.6	Prise en compte de la condensation	74
2.4.7	Etude du régime diphasique amont	76
3	ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ATOMISATION FLASH POUR LES CONDITIONS ITER-LIKE	81
3.1	SPECIFICITE DES CONDITIONS DE REFERENCE	83
3.1.1	Illustration de la diversité des régimes de spray	83
3.1.2	Définition des conditions « ITER-like » et de référence	85
3.2	DESCRIPTION DE L'ATOMISATION POUR DIFFERENTES VALEURS DE R_p	86

3.3	ETUDE DE LA MORPHOLOGIE DU SPRAY POUR LES CONDITIONS DE REFERENCE	88
3.3.1	Morphologie moyenne du spray	88
3.3.2	Influence du régime de l'écoulement diphasique dans l'injecteur sur la morphologie du spray	91
3.4	ETUDE DE LA VITESSE DES GOUTTES EN CONDITIONS DE REFERENCE	95
3.4.1	Vitesse des gouttes pour les essais en ombroscopie en configuration 1	95
3.4.2	Influence du régime d'écoulement diphasique au sein de l'injecteur	105
3.4.3	Vitesse des gouttes pour les essais en configuration 2	111
4	ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA VARIATION DES CONDITIONS THERMODYNAMIQUES SUR L'ATOMISATION FLASH.....	113
4.1	ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA VARIATION DE LA TEMPERATURE DE L'EAU INJECTEE	115
4.1.1	Essais avec l'injecteur transparent (Configuration 1)	115
4.1.2	Essais avec la plaque affleurante (Configuration 2).....	124
4.2	ETUDE DE L'INFLUENCE DU DEBIT LIQUIDE.....	129
4.2.1	Influence du débit à R_p équivalent	130
4.2.2	Influence du R_p à débit plus important	134
4.3	ESSAI A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE	136
5	CONCLUSIONS	141
6	ANNEXES	147
6.1	TABLEAU REGROUPANT LES RESULTATS SUR LES POUSSIERES EN TOKAMAK [RONDEAU, 2015]	149
6.2	CORRELATIONS DU DIAMETRE DE GOUTTE EN ATOMISATION MECANIQUE	150
6.3	CROISSANCE D'UNE BULLE DANS UN LIQUIDE	151
6.4	EVOLUTION DES PARAMETRES MORPHOLOGIQUES ET DE VITESSE POUR LES DIFFERENTS REGIMES POUR L'ESSAI 2	155
6.5	FIGURES COMPLEMENTAIRES DES ESSAIS EN CONFIGURATION 2	156
6.6	LIMITATION DE LA MESURE PIV	158
6.7	ESSAI AVEC L'INJECTEUR TRANSPARENT A DEBIT DE 30 KG/H.....	159
6.8	FIGURES COMPLEMENTAIRES DES ESSAIS A PRESSION ATMOSPHERIQUE	164

Liste des tableaux

Tableau 1-1 : Comparaison entre le Soleil et le plasma d'ITER [Rondeau, 2015].	19
Tableau 1-2 : Paramètres des expérimentations effectuées afin de déterminer les coefficients a, b et c.	26
Tableau 1-3 : Différents modèles de calcul des forces de Van der Waals.	28
Tableau 1-4 : Paramètres physiques des différents fluides utilisés.	46
Tableau 2-1 : Caractéristiques des injecteurs.	59
Tableau 2-2 : Incertitudes de mesure.	62
Tableau 2-3 : Caractéristiques de la caméra.	64
Tableau 2-4 : Caractéristiques du laser.	64
Tableau 3-1 : Paramètres des essais de référence.	86
Tableau 3-2 : Taux de présence des différents régimes pour les essais 1 et 2.	93
Tableau 3-3 : Taux de présence et nombre de champs de vecteurs par régime.	106
Tableau 4-1 : Paramètres des essais effectués en configuration 1.	115
Tableau 4-2 : Taux de présence des régimes diphasiques pour les différents essais.	122
Tableau 4-3: Paramètres des essais effectués en configuration 2 avec l'ombroscopie.	125
Tableau 4-4: Paramètres des essais effectués en configuration 2 avec la PIV.	125
Tableau 4-5 : Paramètres des essais en ombroscopie pour différents débits en configuration 2. ...	129
Tableau 4-6 : Paramètres des essais en PIV pour différents débits en configuration 2.	129
Tableau 4-7 : Paramètres des essais en ombroscopie à la pression atmosphérique en configuration 2.	136
Tableau 6-1 : Mesures de taille de poussières en Tokamak.	149
Tableau 6-2 : Paramètres de l'essai en configuration 1 avec un débit doublé.	159
Tableau 6-3 : Proportions des régimes diphasiques pour les essais 28, 1 et 2.	162

Liste des figures

Figure 1-1 : Laser MégaJoule (France)(http://www-lmj.cea.fr/fr/lmj/index.htm) (gauche) Z machine (Etats-Unis)(http://www.sandia.gov/z-machine) (droite).	19
Figure 1-2 : Wendelstein 7-X (Allemagne)(http://www.ipp.mpg.de/2815232/konzeptentwicklung) (gauche) Tokamak ITER (France)(https://www.iter.org/fr/gallery/com_image_download#411) (droite).	20
Figure 1-3 : Schéma d'une perte de vide par entrée d'eau [Takase et al, 2001]. L'injection d'eau fait monter la pression par la vaporisation, quand la pression est assez haute, les disques de rupture se brisent et l'eau et la vapeur sont évacuées dans un réservoir de décharge.	21
Figure 1-4 : Vue 3D d'un morceau du divertor d'ITER (iter.org)	22
Figure 1-5 : Nombre de Reynolds en fonction de la vitesse d'écoulement d'air et de la pression de l'air ($dp = 2\mu\text{m}$).	25
Figure 1-6 : Schéma présentant les principaux mécanismes à étudier dans la thèse.	30
Figure 1-7 : Régimes d'atomisation et longueur de fragmentation (Oh fixe) [Lefebvre, 1988].	32
Figure 1-8 : Cartographie des modes de fragmentation selon Reitz (1990) selon les nombres de Reynolds et d'Ohnesorge.	32
Figure 1-9 : Variation qualitative de la longueur de fragmentation en fonction de la vitesse du jet [Lefebvre, 1988].	33
Figure 1-10 : Paramètres du flash-boiling [Lamanna et al, 2014].	34
Figure 1-11 : Schéma des zones d'un jet.	36
Figure 1-12 : Illustration du flashing externe et interne [Lin et al. 2013].	38
Figure 1-13 : Début du flashing en fonction de la température de l'eau et pour différentes pressions [Peter et al. 1994].	39
Figure 1-14 : Critères de transition pour le flash boiling [Cleary et al. 2007].	40
Figure 1-15 : Variation du paramètre χ en fonction du Weber gazeux [Lamanna et al, 2014].	40
Figure 1-16 : $R_{p,tr}$ en fonction de la pression environnante [Lamanna et al, 2014].	41
Figure 1-17 : Images de jets flashés avec un état de surface d'injecteur différent pour des mêmes conditions d'injection [Günther & Wirth, 2011] (Lapped steel : acier poli).	41
Figure 1-18 : Evolution de la longueur intacte en fonction de la température de l'eau injectée [Nagai et al. 1985].	42
Figure 1-19 : Longueur de fragmentation en fonction de la température et la pression de l'enceinte [Ostrowski, 1966].	42
Figure 1-20 : Evolution du SMD selon la surchauffe et la pression d'injection [Park and Lee, 1994].	43
Figure 1-21 : Corrélation entre la surchauffe et le SMD [Witlox et al. 2007].	43
Figure 1-22 : Evolution du profil radial de diamètre des gouttes avec la distance à l'injecteur [Park and Lee, 1994].	44
Figure 1-23 : Evolution du profil radial de SMD en fonction de la surchauffe [Park and Lee, 1994].	44
Figure 1-24 : Différentes possibilités d'atomisation en fonction du type de d'écoulement diphasique dans l'injecteur [Park and Lee, 1994].	45
Figure 1-25 : Schéma des modèles de flash à travers un injecteur (a) Homogeneous Frozen Model (HFM); (b) Homogeneous Equilibrium Model (HEM); (c) Slip Equilibrium Model (SEM) [Gavtash et al. 2017].	45

Figure 1-26 : Angle de spray en fonction de la température et de la pression d'injection du liquide [Park and Lee, 1994].	46
Figure 1-27 : Angle de spray normalisé en fonction de la surchauffe adimensionnée [Nagai et al. 1985].	46
Figure 1-28 : Angle de spray selon le Rp pour différents fluides, $x/D = 5$ [Lamanna et al. 2014].	47
Figure 1-29 : Angle de spray selon le paramètre $\log(Rp^2\Theta^3)$, $x/D = 15$ [Lamanna et al. 2014].	47
Figure 1-30 : Angle de spray en fonction de $\log(Rp^2\Theta^3/m^2)$ pour différents fluides et différentes distance à l'injecteur [Lamanna et al. 2014].	48
Figure 1-31 : Evolution de la température du jet avec la distance (gauche) et morphologie des différents types de jets flashés identifiés par Peter et al (droite) [Peter et al. 1994].	48
Figure 1-32 : Evolution de la température du liquide selon la distance radiale [Peter et al, 1994].	49
Figure 1-33 : Diagramme température-entropie pour un fluide classique et rétrograde [Lamanna et al. 2014].	49
Figure 1-34 : Représentation du flash boiling et du rain-out [Witlox et al. 2002].	50
Figure 1-35 : Schéma des mécanismes élémentaires d'un jet liquide en flash-boiling.	51
Figure 2-1 : Schéma du banc d'essai FAAMUS présentant les principaux éléments. (1) Chambre à vide, (2) Pompe à vide, (3) Réservoir d'eau, (4) Dispositif de régulation en température, (5) Vanne de régulation du débit d'eau, (6) Vanne pneumatique contrôlant l'injection.	58
Figure 2-2 : La chambre à vide.	58
Figure 2-3 : Plan des injecteurs inox.	59
Figure 2-4 : Plan de l'injecteur transparent.	59
Figure 2-5 : Ensemble injecteur et plaque affleurante.	60
Figure 2-6 : Schéma du banc d'essai avec les emplacements des capteurs.	61
Figure 2-7 : Evolution caractéristique des paramètres thermodynamiques lors d'un essai (Essai 1).	63
Figure 2-8 : Comparaison entre la température mesurée dans la chambre à vide et la température de saturation de l'eau à la pression mesurée dans la chambre (Essai 1)	63
Figure 2-9 : Schéma du montage optique en ombroscopie.	65
Figure 2-10 : Image brute (gauche) et traitée pour le calcul PIV (droite).	65
Figure 2-11 : Schéma du montage optique PIV.	66
Figure 2-12 : Exemple d'image brute de PIV (gauche), d'image traitée moyenne (centre) et d'image après traitement (droite)	67
Figure 2-13 : Image instantanée (gauche) et image moyenne post-traitée (droite).	69
Figure 2-14 : Image du bruit de fond (dynamique ajustée).	70
Figure 2-15 : Image moyenne de la séquence (gauche), image moyenne traitée (droite).	70
Figure 2-16 : Paramètres extraits de la gaussienne.	71
Figure 2-17 : Image moyenne obtenue par ombroscopie. La largeur de l'orifice d'injection est indiquée par les deux lignes horizontales bleues. La largeur du spray, définie par $\pm 2\sigma$ est représentée par les lignes vertes et l'angle de spray en $x/D = 4$ est définie par les lignes en cyan.	72
Figure 2-18 : Exemple de profils transverses de niveaux de gris à $x/D = 1$, $x/D = 5$, $x/D=10$.	73
Figure 2-19 : Paramètres géométriques obtenus jusqu'à $x/D = 20$.	73

Figure 2-20 : Evolution des paramètres géométriques avec le nombre d'images prises en compte dans la moyenne.	74
Figure 2-21 : Exemple de goutte tombant de l'injecteur.	74
Figure 2-22 : Exemple de signal avec le bruit de condensation ($x/D = 0,2$).	75
Figure 2-23 : Paramètres géométriques obtenus selon la méthode de coupure.	75
Figure 2-24 : Les différents régimes diphasiques possibles [Park & Lee, 1994].	76
Figure 2-25 : Visualisations des différents régimes diphasiques pour deux tests à température de 23°C (gauche) et 100°C (droite) (de haut en bas, successivement : régimes à bulles dispersées, à poches de gaz et enfin de type annulaire).	77
Figure 2-26 : Passage d'une poche dans l'injecteur.	78
Figure 2-27 : Fenêtre d'interrogation et signal obtenu.	79
Figure 2-28 : Signal initial, filtré et régimes obtenus.	80
Figure 3-1 : Images instantanées obtenues par ombroscopie en configuration 1. De gauche à droite, ligne à ligne de haut en bas : essais 20, 22; 12, 14; 1, 4; 15, 16 du Tableau 3-1 introduit plus loin.	83
Figure 3-2 : Images instantanées obtenues lors des mesures PIV en configuration 2. De gauche à droite, ligne à ligne de haut en bas : essais 8, 7, 9 et 27 du Tableau 3-1 introduit plus loin.	84
Figure 3-3 : Visualisations instantanées de l'essai 1 ($R_p : 4,75$ et $T_{inj} : 63,1^\circ\text{C}$)(gauche) et 2 ($R_p : 4,03$ et $T_{inj} : 68,4^\circ\text{C}$) (droite).	87
Figure 3-4 : Visualisations instantanées de l'essai 3 ($R_p : 6,16$ et $T_{inj} : 76,2^\circ\text{C}$)(gauche) et 4 ($R_p : 6,41$ et $T_{inj} : 77,4^\circ\text{C}$)(droite).	87
Figure 3-5 : Visualisations instantanées de l'essai 5 ($R_p : 3,10$ et $T_{inj} : 60,1^\circ\text{C}$)(gauche) et 6 ($R_p : 10,0$ et $T_{inj} : 85,7^\circ\text{C}$)(droite).	88
Figure 3-6 : Image moyenne avec des iso-contours de niveaux de gris tracés tous les 250 niveaux pour l'essai 1.	89
Figure 3-7 : Evolution longitudinale des grandeurs caractéristiques de la morphologie du spray pour l'essai 1.	90
Figure 3-8 : Comparaison des morphologies des différents essais.	91
Figure 3-9 : Visualisations de l'écoulement au sein de l'injecteur et du spray qui en résulte pour différents régimes d'écoulements diphasiques : à bulle (à gauche), à poches (centre), annulaire (droite).	92
Figure 3-10 : Evolution longitudinale des paramètres caractérisant la morphologie du spray associés aux différents régimes d'écoulements diphasiques au sein de l'injecteur pour l'essai 1.	94
Figure 3-11 : Champ du taux de validation des vecteurs vitesse pour l'essai 1.	95
Figure 3-12: Champ de la norme de vitesse moyenne pour l'essai 1.	96
Figure 3-13 : Lignes de courant de l'écoulement moyen et courbes iso-valeurs du champ de la norme de la vitesse moyenne pour l'essai 1. Les courbes iso-valeurs sont colorées par la valeur de la norme de la vitesse moyenne (en m/s).	97
Figure 3-14 : Vitesse du son dans un mélange diphasique eau/vapeur en fonction de la fraction volumique de vapeur à 5 kPa et 60°C.	99
Figure 3-15 : Champ de la composante U de la vitesse moyenne pour l'essai 1 (en m/s).	99
Figure 3-16 : Champ de la composante V de la vitesse moyenne pour l'essai 1 (en m/s).	100

Figure 3-17 : Profils transversaux des composante U (gauche) et V (droite) de la vitesse moyenne pour l'essai 1.....	100
Figure 3-18 : Evolution temporelle de la norme de la vitesse moyenne à différents x/D sur l'axe de l'injecteur pour l'essai 1. La ligne continue bleue représente la valeur moyenne, les lignes pointillées correspondent à l'écart type.....	101
Figure 3-19 : Evolution temporelle de la norme et des composantes de la vitesse moyenne en x/D = 0 et Y/D = 12 pour l'essai 1. La ligne continue bleue représente la valeur moyenne. Les lignes pointillées correspondent à l'écart type.....	102
Figure 3-20 : Densité de probabilité de la norme et des composantes de la vitesse moyenne en x/D = 0 et Y/D = 12 pour l'essai 1. La ligne verticale bleue représente la valeur moyenne.	102
Figure 3-21 : Profil longitudinal de la composante U sur l'axe de l'injecteur des essais 1 à 4.	103
Figure 3-22 : Profil longitudinal normalisé de la composante U sur l'axe de l'injecteur normalisé par la valeur maximale atteinte des essais 1 à 4.....	104
Figure 3-23 : Evolution de $L_{0,8}/D$ en fonction de x/D pour les essais 1 à 4.....	104
Figure 3-24 : Comparaison entre l'évolution de la norme des vecteurs à x/D = 20 et le marqueur d'écoulement pour l'essai 1.	105
Figure 3-25 : Champ du taux de validation des vecteurs vitesse des différents régimes d'écoulement pour l'essai 1.	106
Figure 3-26 : Champ des normes des vitesses dans le spray conditionnées à la présence des différents régimes d'écoulement diphasique dans l'injecteur (pour l'essai 1).	107
Figure 3-27 : Profils transverses de la norme de la vitesse moyenne pour les différents régimes d'écoulements pour l'essai 1.	107
Figure 3-28 : Evolution de $L_{0,8}/D$ avec x/D pour les différents régimes de l'essai 1 et de l'essai 2.	108
Figure 3-29 : Evolution de la composante U de la vitesse des gouttes le long de l'axe pour les différents régimes de l'essai 1 et de l'essai 2.	109
Figure 3-30 : Evolution de la composante U adimensionnée le long de l'axe pour les différents régimes de l'essai 1 et de l'essai 2.	110
Figure 3-31 : Evolution avec x/D de la variance de U le long de l'axe pour les différents régimes de l'essai 1 et de l'essai 2.	110
Figure 3-32 : Distribution de la norme de vitesse à x/D= 10 pour le régime à bulles (gauche) et les régimes à poches et annulaire (droite) de l'essai 1.	110
Figure 3-33 : Champ des composantes U (gauche) et V (droite) de la vitesse moyenne pour l'essai 5.	111
Figure 3-34 : Evolution longitudinale de $L_{0,8}/D$ pour les essais 1 à 5.	112
Figure 3-35 : Evolution de la composante U sur l'axe pour les essais 1 à 5.	112
Figure 4-1 : Visualisations instantanées des essais 18 (haut gauche), 20 (haut droite), 22 (bas gauche) et 1 (bas droite) en régime à bulles.....	116
Figure 4-2 : Evolution des paramètres morphologiques pour une sélection d'essais à haut R_p	117
Figure 4-3 : Evolution de l'angle de spray avec le R_p à différents x/D pour les essais à haut R_p (essais 1 à 4 et 12 à 17).	118
Figure 4-4 : Evolution des paramètres morphologiques pour les essais à bas R_p	118
Figure 4-5 : Evolution de l'angle de spray avec la température de l'injecteur pour différents x/D.	119
Figure 4-6 : Evolution de l'angle de spray avec le R_p (gauche) ou la température de l'injecteur (droite) pour l'ensemble des essais.	119

Figure 4-7 : Evolution longitudinale, sur l'axe de l'injecteur de la composante U de la vitesse moyenne pour les essais à bas R_p	120
Figure 4-8 : Evolution de la composante U de la vitesse moyenne devant l'injecteur pour les essais haut R_p	121
Figure 4-9 : Evolution de la vitesse longitudinale en fonction du R_p (gauche) ou de la température de l'injecteur (droite).	121
Figure 4-10 : Evolution de l'angle de spray avec la température de l'injecteur pour les différents régimes diphasiques et pour différents x/D	122
Figure 4-11 : Profils longitudinaux de la composante U pour le régime à bulles des différents essais.	123
Figure 4-12 : Profils longitudinaux de la composante U pour le régime à poches (gauche) et le régime annulaire (droite) des différents essais.	123
Figure 4-13 : Evolution de la vitesse longitudinale des gouttes mesurée à $x/D=25$ avec la température de l'injecteur pour les différents régimes d'écoulement dans l'injecteur.	124
Figure 4-14 : Images instantanées des essais en PIV. De gauche à droite et de haut en bas : Essai 8, Essai 7, Essai 9 et Essai 27.	126
Figure 4-15 : Profils longitudinaux de composante U devant l'injecteur pour les essais en ombroscopie.....	126
Figure 4-16 : Evolution temporelle de la norme de la vitesse pour l'essai 24 à différents x/D sur l'axe de l'injecteur.	127
Figure 4-17 : Evolution axiale de la composante U longitudinale de la vitesse pour les différents essais PIV.	127
Figure 4-18 : Distribution de la norme de vitesse le long de l'axe pour l'essai 7.	128
Figure 4-19 : Vitesse mesurée à $x/D = 25$ pour différents R_p (gauche) ou T_{inj} (droite) et différentes configurations.....	128
Figure 4-20 : Visualisations instantanées des écoulements diphasiques pour les essais 24 (haut gauche), 32 (haut droite) et 33 (bas).....	130
Figure 4-21 : Visualisations PIV instantanées des essais 8, 34 et 35.....	130
Figure 4-22 : Visualisations PIV instantanées des essais 27 et 40.	131
Figure 4-23 : Profils longitudinaux de la composante U pour les essais 24, 32 et 33 (gauche) mesurés en ombroscopie et les essais 8, 34 et 35 (droite) mesurés en PIV.....	132
Figure 4-24 : Profils transversaux de la norme de vitesse à $x/D = 20$ pour les essais 24, 32 et 33 (gauche) mesurés en ombroscopie et les essais 8, 34 et 35 (droite) mesurés en PIV. .	132
Figure 4-25 : PDF des vitesses moyennes à différentes positions longitudinales devant l'injecteur pour les essais 24, 32 et 33.....	133
Figure 4-26 : PDF de vitesses moyennes à différentes positions longitudinales devant l'injecteur pour les essais 8, 34 et 35.....	133
Figure 4-27 : Profils longitudinaux de la composante U pour les essais 30, 31 et 33.....	134
Figure 4-28 : Profils transversaux de la norme de vitesse à $x/D = 20$ pour les essais 30, 31 et 33. .	134
Figure 4-29 : PDF de vitesses moyennes à différentes positions longitudinales devant l'injecteur pour les essais 30, 31 et 33.	135
Figure 4-30 : Evolution de la vitesse à $x/D = 25$ en fonction du R_p (gauche) et du T_{inj} (droite) pour les différents débits.....	135

Figure 4-31 : Visualisations instantanées des essais 41 à 46 (de haut en bas puis de gauche à droite).	137
Figure 4-32 : Champs de norme de vitesse moyenne des essais 41, 42 et 43.	137
Figure 4-33 : Profils longitudinaux de la composante U des essais 41 à 45.	138
Figure 4-34 : Profils transversaux de la norme de vitesse à $x/D = 20$ des essais 41 à 45.	139
Figure 4-35 : Vitesse le long de l'axe à $x/D = 25$ pour les essais 41 à 45.	139
Figure 6-1 : Evolution de rayon d'une bulle dans un liquide surchauffé pour différentes tailles initiales [Suzuki et al. 1978].	151
Figure 6-2 : Constante de grossissement d'une bulle selon la surchauffe et la pression [Scriven et al, 1959].	152
Figure 6-3 : Comparaison des distributions expérimentale et théorique du temps de repos [Lienhard et al. 1970].	153
Figure 6-4 : Evolution longitudinales des paramètres caractérisant la morphologie du spray associés aux différents régimes d'écoulements diphasiques au sein de l'injecteur pour l'essai 2.	155
Figure 6-5: Profils transverses de la norme de la vitesse moyenne pour les différents régimes d'écoulements pour l'essai 2.	155
Figure 6-6 : Champ du taux de validation des vecteurs vitesse pour l'essai 5.	156
Figure 6-7 : profils transversaux de normes de vitesse (haut gauche) de validation de vecteurs (haut droite) de la composante U (bas gauche) et de la composante V (bas droite) à différents x/D pour l'essai 5.	156
Figure 6-8 : Champ du taux de validation des vecteurs vitesse pour l'essai 6.	157
Figure 6-9 : Champ des normes des vecteurs vitesse pour l'essai 6.	157
Figure 6-10 : Champs de la composante U de l'essai 27 pour la moyenne des vecteurs (gauche) et la corrélation moyenne (droite).	158
Figure 6-11 : Visualisations instantanées de l'essai 4 (gauche) et de l'essai 28 (droite).	159
Figure 6-12 : Comparaison de la morphologie des essais 28, 3 et 4.	160
Figure 6-13 : Champ de validation des vecteurs vitesse de l'essai 28.	160
Figure 6-14 : Champs de norme de vitesse de l'essai 28 pour la moyenne des vecteurs (gauche) et la corrélation moyenne (droite).	161
Figure 6-15 : Comparaison de profils transversaux de norme de vitesse à $x/D = 20$ pour l'essai 28, 3 et 4.	161
Figure 6-16 : Comparaison des profils de composante U des essais 28, 3 et 4.	161
Figure 6-17 : Paramètres morphologiques des différents régimes de l'essai 28.	162
Figure 6-18 : Champs de norme de vitesses des différents régimes de l'essai 28.	163
Figure 6-19 : Profils transverses de vitesse à $x/D = 20$ des différents régimes de l'essai 28.	163
Figure 6-20 : Champs de norme de vitesse des essais 44 et 45.	164
Figure 6-21 : PDF de la norme de vitesse sur l'axe à différents x/D pour les essais 41, 42 et 43.	164
Figure 6-22 : PDF de la norme de vitesse sur l'axe à différents x/D pour les essais 44 et 45.	165

Nomenclature

D & R : Diamètre et rayon de la goutte [m]

D_0 : Diamètre de l'injecteur [m]

L_0 : Longueur de l'injecteur [m]

L_{frag} : longueur de fragmentation du jet liquide [m]

U_l & U_g : Vitesse du liquide et de la vapeur [$m.s^{-1}$]

ΔU : Ecart de vitesse entre le liquide et la vapeur [$m.s^{-1}$]

ΔT : Ecart entre la température de l'eau et celle de saturation à la pression de l'environnement [K]

ρ_l & ρ_g : Masse volumique du liquide et de la vapeur [$kg.m^{-3}$]

μ_l & μ_g : Viscosité dynamique du liquide et de la vapeur [Pa.s]

σ : Tension de surface du liquide [N.m]

T_{inj} : Température du liquide injecté [K]

Ja : Nombre de Jakob

T_{sat} : Température de saturation à la pression environnante [K]

P_{inj} : Pression d'injection du liquide [Pa]

P_{sat} : Pression de saturation à la température d'injection du liquide [Pa]

P_{env} : Pression de l'environnement [Pa]

P_v : Pression à l'intérieur de la bulle [Pa]

R_p : Rapport de pression entre le liquide et l'environnement [-]

C_{pL} & C_{pg} : Capacité calorifique du liquide et de la vapeur [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]

h_l & h_g : Enthalpie du liquide et de la vapeur [$J.kg^{-1}$]

h_{lg} : Enthalpie de vaporisation du liquide [$J.kg^{-1}$]

k_l : Conductivité thermique du liquide [$W.m^{-1}.K^{-1}$]

α_l : Diffusivité thermique du liquide [$m^2.s^{-1}$]

$\Delta\mu$: Différence de potentiel chimique entre le liquide et la vapeur [$J.mol^{-1}$]

ΔH : Enthalpie de formation [$J.mol^{-1}$]

m : Masse d'une molécule de liquide [kg]

1 INTRODUCTION ET CONTEXTE

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

Dans un contexte de pollution critique, de ressources limitées et de besoin d'énergie toujours grandissant, la fusion nucléaire semble promettre une énergie plus propre et durable que les énergies fossiles et nucléaires utilisées aujourd'hui. Alliant de plus faibles émissions de gaz à effet de serre et une production de déchets nucléaires réduite et à vie plus courte, la fusion peut être une étape cruciale de la transition énergétique. Une des voies étudiées pour atteindre la fusion nucléaire est le confinement magnétique du plasma de fusion. C'est cette méthode de confinement qui sera mise en œuvre dans le tokamak ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) (www.iter.org), en construction à Cadarache.

Les études sur les différents tokamaks déjà existants ont montré qu'il y avait une production de poussières au sein de la chambre à plasma du fait de l'érosion des parois par le plasma, très agressif de par sa très haute température. Ces poussières sont problématiques car elles peuvent interagir avec le plasma et perturber sa stabilité.

Une autre problématique, au niveau de la sûreté, est induite par la présence des poussières qui, en cas de situation accidentelle, pourrait conduire à une perte de confinement de l'installation. En cas de perte de vide de la chambre à vide du tokamak, sous certaines conditions, un risque d'explosion de poussières et / ou d'hydrogène peut en effet entraîner une surpression de la chambre à vide pouvant conduire à la dissémination de particules contaminées dans l'environnement.

Le cadre général de ma thèse s'inscrit dans la problématique visant à étudier les conséquences d'une perte de vide par entrée d'eau sur la mise en suspension des particules présentes dans la chambre à vide. L'évènement accidentel étudié est dénommé ICE (*Ingress of Coolant Event*) : il s'agit d'une rupture d'un tuyau du circuit d'eau de refroidissement des parois du tore qui provoque une vaporisation rapide du liquide par *flash boiling* dans la chambre à vide. De par son interaction avec les parois de la chambre à vide, le jet diphasique (vapeur et eau) peut mettre en suspension la poussière déposée sur les parois ce qui peut conduire à un risque d'explosion de poussière et d'hydrogène lequel est produit par oxydation des poussières métalliques.

Ce manuscrit fait la synthèse de l'étude expérimentale menée au cours de ces travaux qui ont porté sur l'atomisation flash d'un jet de liquide injecté dans une cuve sous vide. Il est structuré en 4 chapitres.

Dans le premier chapitre, le contexte de l'étude lié à la sûreté du futur réacteur nucléaire ITER est présenté. L'analyse bibliographique des mécanismes physiques mis en jeu lors d'un scénario d'ICE y est également discutée.

L'étude expérimentale a été menée dans un nouveau dispositif expérimental développé dans le cadre de cette thèse, associé à des techniques de mesure qui sont présentées au chapitre 2.

Le chapitre 3 reporte les résultats et l'analyse des essais portant sur la topologie du spray et sur la caractérisation quantitative de l'écoulement diphasique dans les conditions dites de référence, représentatives de celles d'ITER, qui intéressent l'IRSN.

Le chapitre 4 consiste en une synthèse d'un plus grand nombre d'essais effectués afin d'évaluer les conséquences de la variation des conditions ITER, en considérant une surchauffe variable, un débit de fuite à la brèche variable, ainsi qu'une pression de chambre variable.

La conclusion présente les différents points importants de cette étude ainsi que les perspectives sur la problématique de la mise en suspension de poussières par un jet flashé débouchant dans la cuve sous vide.

Dans cette étude bibliographique, la première partie sera consacrée à des rappels sur la fusion nucléaire, en commençant par la présentation de principes physiques puis des différents réacteurs déjà existants et enfin des enjeux de sûreté propres à ce type de réacteurs. Nous irons plus en détail sur ce dernier point pour bien définir les enjeux de la thèse ainsi que son contour. La deuxième partie détaillera les phénomènes physiques mis en jeu dans la formation de l'écoulement diphasique induit par l'ICE, ceci pour des conditions représentatives des conditions opératoires d'ITER, dites ITER-like.

1.1 LA FUSION NUCLEAIRE ET L'INSTALLATION ITER

Il existe deux types de réactions nucléaires, la fusion nucléaire et la fission nucléaire. Quand la fission nucléaire produit de l'énergie en cassant des noyaux atomiques lourds comme l'uranium, le plutonium ou le thorium, la fusion, elle, produit de l'énergie par la fusion de noyaux légers, c'est-à-dire l'hydrogène, l'hélium et leurs isotopes. Alors que la fission est déjà utilisée à des fins de production d'électricité, la fusion est encore à un stade de recherche actuellement. Dans cette recherche sur la fusion nucléaire, différentes installations à différentes échelles ont été construites et ITER est la prochaine plateforme d'étude prévue sur le site de Cadarache.

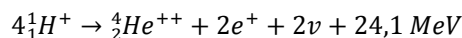
1.1.1 LE PRINCIPE DE LA FUSION THERMONUCLEAIRE

LA PHYSIQUE DE LA FUSION THERMONUCLEAIRE

Les réactions de fusion nucléaire sont réalisées sous des conditions de température et de densité particulières, qui sont inexistantes sur la Terre à l'état naturel. Cependant, ces réactions de fusion ont lieu dans les étoiles où ces conditions spécifiques de densité et de température sont réunies. Les forces nucléaires liant les nucléons agissent à de très faibles distances. Il est donc nécessaire que les noyaux soient suffisamment proches pour entrer en interaction, c'est-à-dire dans un état d'agitation thermique élevé pour passer la barrière électrostatique répulsive exercée par les protons.

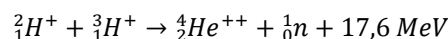
La fusion au sein du Soleil et celle au sein du réacteur tokamak ITER sont souvent comparées et considérées similaires alors qu'en réalité, ce n'est pas le cas.

La réaction de fusion du Soleil est appelée « à quatre protons » et peut être représentée de la sorte :



Ici, la fusion de 4 protons donne un noyau d'hélium, libère 2 positrons, 2 neutrinos et 24,1 MeV.

Dans le réacteur ITER, la réaction de fusion envisagée est celle entre le deutérium et le tritium, qui est décrite par la relation la suivante :



Cette réaction de fusion produit aussi un noyau d'hélium et libère un neutron ainsi que 17,6 MeV.

Le Tableau 1-1 présente les différentes données caractéristiques du soleil et du réacteur ITER. Comme on peut le remarquer, la température au sein d'ITER sera dix fois plus grande que celle dans le soleil et la puissance massique d'ITER sera elle aussi beaucoup plus importante.

Tableau 1-1 : Comparaison entre le Soleil et le plasma d'ITER [Rondeau, 2015].

	Soleil	ITER
Masse volumique	160 g.cm ⁻³ (au centre)	2,4.10 ⁻⁹ g.cm ⁻³
Température	15 MK (au centre)	150 MK
Masse	1,99.10 ³³ g	2 g
Puissance dissipée	3,83.10 ²⁰ MW	500 MW
Rapport entre la puissance dissipée et la masse	1,92.10 ⁻¹³ MW.g ⁻¹	2,5.10 ² MW.g ⁻¹

Il existe d'autres types de réaction de fusion nucléaire utilisés par certains réacteurs. Nous allons les présenter dans la prochaine partie en spécifiant leurs différences.

LA MAITRISE DE LA FUSION PAR L'HOMME

Depuis les premiers réacteurs à fusion créés dans les années 1950, de nombreux autres réacteurs ont été construits dans le monde, avec différentes technologies selon les époques et le type de confinement du plasma. Il existe deux « grandes » méthodes de confinement qui sont le confinement inertiel et le confinement magnétique.

Le premier type de confinement existant est le confinement inertiel. Il consiste en l'apport d'énergie à une petite bille de combustible (quelques millimètres de diamètre). Cette énergie apportée au faible volume contenant le combustible permet d'obtenir des conditions de température et pression pour que la fusion puisse s'opérer en son sein. Pour apporter cette énergie, on peut utiliser un faisceau laser (Laser Mégajoule en France, Figure 1-1 gauche, et le NIF aux Etats-Unis) ou un faisceau de particules chargées (Z-machine, Figure 1-1 droite).

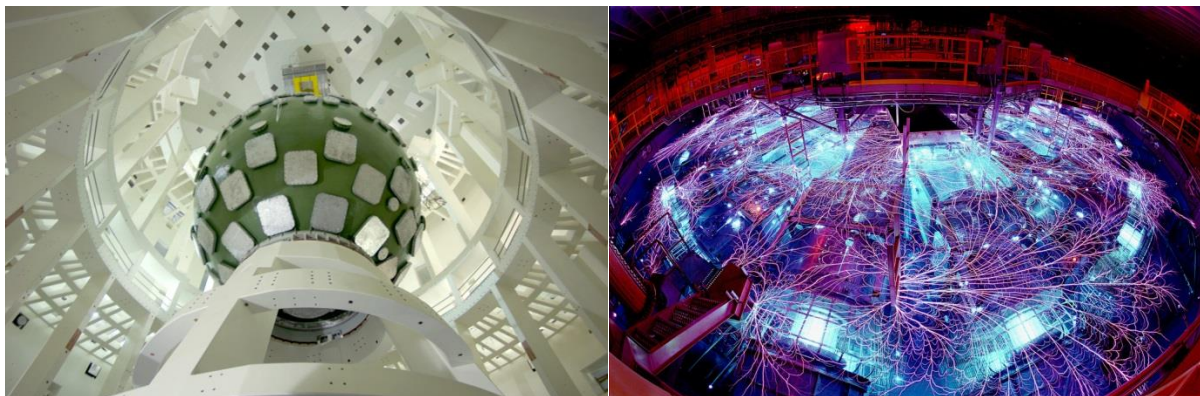


Figure 1-1 : Laser Mégajoule (France)(<http://www-lmj.cea.fr/fr/lmj/index.htm>) (gauche)
Z machine (Etats-Unis)(<http://www.sandia.gov/z-machine>) (droite).

Le deuxième type de confinement, utilisé entre autre dans ITER, est le confinement magnétique. Là aussi, deux technologies existent : les stellarators et les tokamaks. Ces deux méthodes consistent à confiner le plasma magnétiquement dans une chambre toroïdale, soit par agencement de bobines pour créer un champ hélicoïdal (stellarators, Figure 1-2 gauche), soit par un champ toroïdal associé à un champ poloïdal provenant du courant induit dans le plasma (tokamak, Figure 1-2 droite).

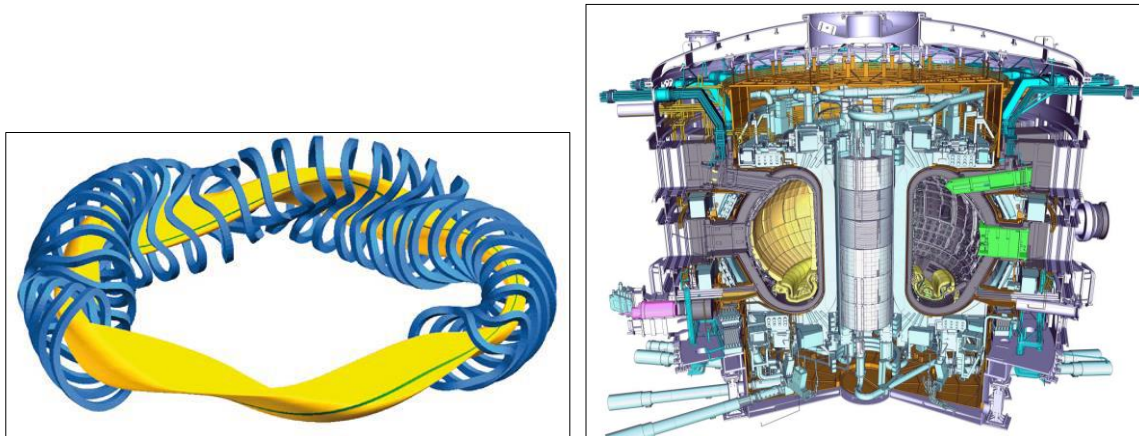


Figure 1-2 : Wendelstein 7-X (Allemagne)(<http://www.ipp.mpg.de/2815232/konzeptentwicklung>) (gauche)
Tokamak ITER (France)(https://www.iter.org/fr/gallery/com_image_download#411) (droite).

La recherche sur la fusion a pour but de créer des réacteurs capables de produire de l'énergie. Pour se faire ils doivent réussir à passer deux étapes : La première est le *breakeven*, le moment où la quantité d'énergie produite par la fusion est égale à celle fournie pour entretenir le plasma. La deuxième est l'*ignition*, où la puissance fournie par le réacteur est suffisante pour entretenir le plasma. C'est dans le but de dépasser le *breakeven* et de s'approcher de l'*ignition* que ITER est construit. Actuellement, les pièces d'ITER sont en cours de construction et d'assemblage. Le premier plasma est prévu pour fin 2025.

Après ITER, le projet DEMO ([DEMONstration Power plant](#)) est prévu pour atteindre l'*ignition* et obtenir un plasma continu. Le réacteur aurait une puissance électrique de 2.000 MW, ce qui le met dans le même ordre de grandeur de puissance que les réacteurs à fission actuels. La construction de ce réacteur est prévue à partir de 2030 pour un début d'exploitation à partir de 2050.

1.1.2 QUELQUES ELEMENTS DE SURETE DES REACTEURS A FUSION

Nous allons dans cette partie détailler deux scénarios de perte de vide de la chambre du tokamak pouvant conduire à une perte de confinement et à une dissémination de polluants radioactifs dans l'environnement.

Afin de s'assurer de la sûreté des installations, il est nécessaire d'étudier les scénarios accidentels pour déterminer les risques et proposer des solutions préventives ou palliatives. La perte de vide du tokamak fait partie des accidents potentiels, et des études ont été faites depuis le début du projet sur les différents types de risques induits par la perte de vide par entrée d'air (LOVA) et par la perte de vide par entrée d'eau (ICE, *Ingress Of Coolant Event*) [Ogawa *et al.* 1995, Hasan *et al.* 1998].

La perte de vide par entrée d'air peut intervenir quand une brèche apparaît sur l'enceinte du tore. La différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre à vide fait que le jet d'air entrant est supersonique. Ce type de scénario a déjà été étudié par l'IRSN, avec une approche basée sur des simulations numériques par CFD (Computational Fluid Dynamic) [Gelain *et al.* 2012] ou une approche expérimentale [Porcheron *et al.* 2017] et d'autres équipes académiques [Porfiri *et al.* 2006, Bellecci *et al.* 2011] pour analyser l'interaction d'un jet d'entrée d'air avec un dépôt de particules afin de quantifier les phénomènes physiques de mise en suspension à basse pression.

L'autre type de scénario pouvant conduire à la perte de vide du tokamak est l'entrée d'eau, induite par la rupture d'une canalisation du circuit de refroidissement des parois provoquant ainsi une arrivée d'eau dans la chambre à vide, comme illustré sur la Figure 1-3. L'eau injectée subit une ébullition violente ou *flash-boiling*, ce qui repressurise la chambre à vide et peut provoquer la mobilisation et l'oxydation des poussières de béryllium et de tungstène générant ainsi la production

d'une certaine quantité d'hydrogène. Celle-ci est dépendante de la masse de poussière qui peut être mobilisée et oxydée en présence de vapeur d'eau.

L'empoussièrément de la chambre à vide et le risque inhérent à la mobilisation des poussières fait l'objet de la partie suivante.

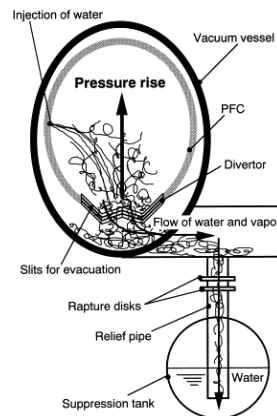


Figure 1-3 : Schéma d'une perte de vide par entrée d'eau [Takase et al, 2001]. L'injection d'eau fait monter la pression par la vaporisation, quand la pression est assez haute, les disques de rupture se brisent et l'eau et la vapeur sont évacuées dans un réservoir de décharge.

1.1.3 L'EMPOUSSIEREMENT DU REACTEUR ITER

Dans un tokamak, le plasma est confiné à l'aide d'un champ magnétique intense qui a pour fonction d'éviter qu'il n'interagisse avec les parois matérielles du tore. Toutefois, ce confinement n'est pas parfait et un flux important de particules s'échappe de la zone de confinement et vient interagir avec les composés placés face au plasma (*PFCs: Plasma Facing Components*), qui subissent alors des flux thermiques de plusieurs mégawatts par mètre carré. Cette interaction entre le plasma et la paroi a pour conséquence d'éroder les matériaux constitutifs des *PFCs*. Au fil des différents « tirs » plasma, ce phénomène d'érosion produit et accumule des poussières pouvant contenir du tritium, qui sont fortement réactives en présence de vapeur d'eau.

La production de poussières est directement corrélée à la puissance de l'installation ainsi qu'à la résistance (thermique et mécanique) des matériaux constituant les *PFCs*. Le tokamak *ITER*, ayant pour but de démontrer la faisabilité scientifique et technologique de la production d'énergie par la fusion des atomes de deutérium et de tritium, il sera beaucoup plus puissant que ses prédécesseurs. Une grande quantité de poussières devrait donc être générée dans ce futur tokamak [Shimada *et al.* 2013, Skinner, 2009]. Une limite de sûreté de l'installation a été fixée à une tonne de poussières produites dans le tore, avec environ un kilogramme de tritium piégé dans ces poussières [Roth *et al.* 2009]. L'estimation de la quantité d'hydrogène potentiellement produite liée à la masse de poussière mobilisable nécessite donc d'évaluer le coefficient de mise en suspension des particules lors d'un scénario d'ICE.

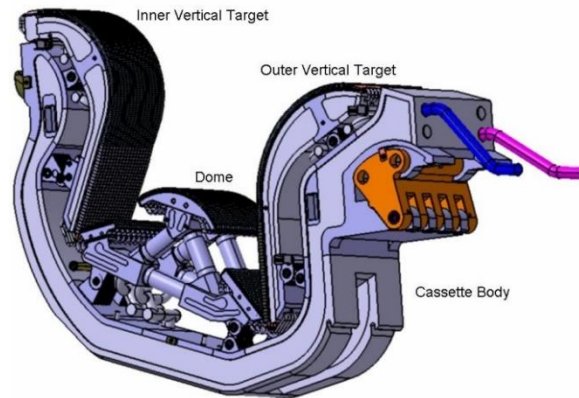
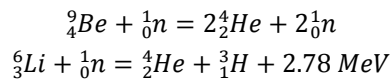


Figure 1-4 : Vue 3D d'un morceau du divertor d'ITER (iter.org)

Il s'agit de la partie basse du tore sur laquelle le flux énergétique sera le plus important. L'hélium produit lors de la fusion est évacué en passant par le divertor.

La composition des poussières présentes dans le réacteur dépend directement des constituants de ses parois. Pour ITER, les parois sont en béryllium et le divertor, présenté sur la Figure 1-4, est en tungstène. Le béryllium est un matériau multiplicateur de neutrons qui, couplé à une couverture de lithium tritigène, permet de produire du tritium afin d'entretenir la réaction de fusion deutérium-tritium. Les réactions exactes du béryllium et du lithium confrontés à des neutrons sont les suivantes :



L'utilisation de béryllium permet de pallier la perte inévitable de neutrons afin de s'assurer de la production de tritium par le biais du lithium. Il est à noter que le béryllium et le tritium sont hautement toxiques et font partie des facteurs de risques majeurs en cas d'accident sur le réacteur.

Le tungstène est quant à lui utilisé surtout pour ses propriétés en termes de température de fusion, ce qui permet de maximiser la résistance thermique du réacteur et donc sa durée de vie.

En plus des risques d'explosion de poussière et d'hydrogène, les tokamaks présentent un risque de contamination radiologique [Di Pace *et al.* 2008] et chimique lié à la présence du tritium et du béryllium [Rosanvallon *et al.*, 2008 et Cortes *et al.*, 2010]. La dispersion de ces deux éléments présenterait un risque de contamination pour les travailleurs, le public et l'environnement. Le tritium est un isotope radioactif de l'hydrogène, émetteur bêta, et le béryllium, sous forme d'aérosol, est très toxique pour l'organisme ([voir la fiche de toxicité du béryllium sur le site internet de L'INRS](#)). En plus de la nécessité d'évaluer les taux de mise en suspension de ces éléments il est important d'estimer le taux d'incorporation du tritium dans ces poussières susceptibles d'être mobilisées. L'un des paramètres dominant le mécanisme de mise en suspension aéroulque est la granulométrie des particules [Henry et Miner, 2014a]. D'autres données d'entrée au niveau particulaire doivent aussi être déterminées telles que le type de dépôt (monocouche ou multicouches) et les forces d'adhésion s'opposant aux forces aéroulques. La morphologie des particules ayant une influence à la fois sur les forces aéroulques et les forces d'adhésion doit aussi être identifiée. Ces différents aspects seront présentés plus en détail dans la section 1.2.

Des études ont déjà été menées sur la caractérisation des poussières produites dans d'autres réacteurs à fusion, que ce soit en termes de granulométrie, de morphologie ou vis-à-vis de la rétention du tritium [Charuau *et al.* 1992]. Ces poussières dépendant de la composition des parois, il est nécessaire de choisir les études sur des réacteurs de conception proches de celle d'ITER. Il

existe déjà des réacteurs ayant les parois avec les mêmes composants ([JET](#), [Asdex Upgrade](#)). D'autres réacteurs ont des améliorations prévues ou déjà opérationnelles pour se rapprocher de la configuration d'ITER ([JT-60SE](#), [WEST anciennement Tore-Supra](#)) et pourront fournir dans le futur d'autres données sur la production de poussière.

Les études les plus intéressantes ont été présentées par Anthony Rondeau lors de sa thèse [Rondeau, 2015]. Ces études granulométriques et morphologiques ont été réalisées dans les tokamaks Tore-Supra et Asdex Upgrade, mais ce sont celles sur Asdex Upgrade qui nous intéressent le plus, étant donné que ses parois sont en tungstène, comme pour ITER. Le tableau regroupant ces données est présenté en annexe 6.1. On observe deux types principaux de morphologie de poussière, celui en forme de flocons (flakes) et celui sphérique. Il existe également d'autres modes secondaires. Les particules floconneuses ont un diamètre médian en nombre de 0,75 microns environ quand les particules sphériques ont un diamètre médian en nombre de 2 microns.

1.1.4 LA PERTE DE VIDE PAR ENTREE D'EAU ET LA MOBILISATION DES POUSSIÈRES

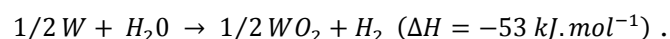
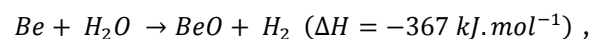
Mes travaux de thèses ont pour but d'étudier les mécanismes qui influencent la fragmentation du jet liquide issu de la brèche du circuit de refroidissement des parois de la chambre à vide d'ITER. Cette étude est une étape nécessaire pour mieux comprendre les interactions entre cet écoulement et les particules qui sont déposées sur les parois et qui pourront se mobiliser du fait des phénomènes de mise en suspension aéraulique.

Il existe relativement peu de travaux expérimentaux dans la littérature portant sur l'étude du scénario de perte de vide par entrée d'eau pour des conditions représentatives de celles d'un ICE dans ITER.

On peut toutefois citer les travaux de simulation numérique sur le scénario de perte de vide par entrée d'eau, permettant de déterminer entre autre, le taux de repressurisation de la chambre à vide [Van dorsselaere *et al.* 2009], ou les travaux entrepris par Kurihara *et al.* [1998, 2001] couplant des approches expérimentales et numériques.

Cependant, ces travaux ont été le plus souvent réalisés avec une approche intégrale ne considérant les conséquences de l'ICE qu'au niveau de la thermohydraulique globale de la chambre à vide et ne se sont pas attachés à décrire et à analyser les mécanismes de fragmentation de jet liquide. Or, la quantification de la dynamique de l'atomisation est nécessaire pour appréhender les conséquences sur la mobilisation et la mise en suspension des poussières qui pourront conduire à un risque de perte de confinement des polluants radioactifs, comme expliqué ci-après.

Lors de l'ICE, la vaporisation d'une partie de l'eau injectée dans la chambre à vide va provoquer l'oxydation des poussières mobilisées générant alors du dihydrogène selon les réactions exothermiques présentées dans les relations suivantes :



Ces réactions sont dépendantes de la pression et de la température du milieu environnant.

Dans le cas où n'y a pas d'oxygène entrant par la brèche du circuit de refroidissement ni déjà dans la chambre à vide, il n'y a pas de risque d'explosion de poussières ou d'hydrogène dans celle-ci. Cependant, le risque existe de manière déportée dans le système de sécurité s'activant quand la pression monte au-delà d'une certaine limite (1,8 bar) dans la chambre à vide. Ce système permet la purge de l'eau, des gaz tels que la vapeur d'eau et l'hydrogène ainsi que des particules dans un réservoir de décharge prévu à cet effet. Ce réservoir non inerté est à la pression atmosphérique rendant son atmosphère potentiellement explosive en présence d'hydrogène. La conséquence

potentielle d'une combustion de l'hydrogène est la perte de confinement des matières radioactives ou toxiques telles que les poussières activées et tritiées de béryllium et de tungstène et le risque de leur dissémination dans l'environnement.

Le cœur de la thématique de mes travaux de thèse ne concerne pas directement les phénomènes de mise en suspension des particules mais les mécanismes et les phénomènes pilotant la fragmentation d'un jet liquide à basse pression qui conduit à la formation d'un écoulement diphasique susceptible de mobiliser une fraction des particules déposées sur les parois. Il nous paraît donc important de présenter dans la partie suivante un état de l'art synthétique des mécanismes physiques contrôlant la mise en suspension des particules.

1.2 LA MISE EN SUSPENSION DES POUSSIÈRES

L'objectif de cette partie est de présenter les mécanismes contribuant à la mise en suspension aérodynamique de poussières qui a fait l'objet de nombreux travaux à l'IRSN [Rondeau, 2015 ; Gélain *et al.* 2015 ; Peillon *et al.* 2017 ; Autricque *et al.* 2018]

1.2.1 LES PARAMÈTRES INFLUENÇANT LA MISE EN SUSPENSION DE PARTICULES

Dans cette partie nous allons présenter les paramètres importants dans le calcul des forces aérodynamiques s'exerçant sur une particule. Ces paramètres sont soit des grandeurs propres au gaz (ici l'air ou la vapeur d'eau), soit des nombres adimensionnels ou des coefficients qui peuvent dépendre de l'écoulement et de la particule étudiée.

Grandeurs propres au gaz

Masse volumique

La masse volumique d'un gaz est donnée par la loi des gaz parfaits et est fonction de la masse molaire, de la température et de la pression du gaz :

$$\rho_g = M_g \frac{P_g}{R.T_g} \quad (1)$$

Dans notre cas, on aura une grande quantité de vapeur d'eau présente dans la cuve, la masse volumique sera plus proche du mélange de gaz que de l'air seul. On pourra donc déterminer la masse volumique grâce à la loi de Dalton.

$$\sum_{i=1}^k P_i = P_g \quad ; \quad \frac{P_i}{P_g} = \frac{n_i}{n_g} = X_i \quad ; \quad M_g = \sum_{i=1}^k X_i M_i \quad (2)$$

Viscosité dynamique et cinématique

La viscosité dynamique d'un fluide est le rapport de la contrainte de cisaillement sur le gradient de vitesse perpendiculaire au plan de cisaillement. Cette viscosité intervient dans le calcul du nombre de Reynolds permettant de définir un régime d'écoulement autour d'une particule. La formule de Sutherland permet de calculer la viscosité dynamique d'un gaz en fonction de sa température.

$$\mu(T) = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \frac{T_0+S}{T+S} \mu_0 \quad (3)$$

La viscosité cinématique se calcule de manière simple avec la densité du gaz :

$$\nu_g = \frac{\mu_g}{\rho_g} \quad (4)$$

Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen des molécules d'un gaz est égal à :

$$\lambda_g = \frac{k_b T}{\sqrt{2} \pi d^2 P} \tag{5}$$

Avec $d=2 \text{ \AA}$ (diamètre moléculaire moyen) et k_b la constante de Boltzmann.

On peut calculer le libre parcours moyen des molécules dans l'air en fonction de sa température et sa pression avec la formule suivante :

$$\lambda_g = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0}\right) \left(\frac{P_0}{P}\right) \frac{1+S/T_0}{1+S/T} \tag{6}$$

On peut voir que le libre parcours moyen augmente lorsque la pression diminue ou que la température augmente. Il sera donc très grand dans le cas d'ITER où la température est forte et la pression très basse ($\lambda_g = 5,2 \cdot 10^5 \text{ m}$ pour une température de 400°C et une pression de 10^{-7} Pa).

Nombres adimensionnels et coefficients

Le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds caractérise le régime d'un écoulement en quantifiant l'importance des forces inertielles par rapport aux forces visqueuses.

$$Re = \frac{\rho_g \cdot U \cdot L}{\mu_g} \tag{7}$$

U est la vitesse caractéristique de l'écoulement et L une longueur caractéristique. Pour la mise en suspension de particules, la vitesse caractéristique est l'écart entre la vitesse du fluide et la vitesse de la particule et la longueur caractéristique est le diamètre sphérique équivalent de la particule. Le nombre de Reynolds particulaire est donc défini par :

$$Re_p = \frac{\rho_g \cdot |U_g - U_p| \cdot d_p}{\mu_g} \tag{8}$$

En fonction de la valeur du nombre de Reynolds particulaire Re_p , trois régimes d'écoulements peuvent être distingués :

- L'écoulement dit de Stokes lorsque $Re_p < 1$
- L'écoulement intermédiaire lorsque $1 < Re_p < 10^3$
- L'écoulement turbulent lorsque $10^3 < Re_p$

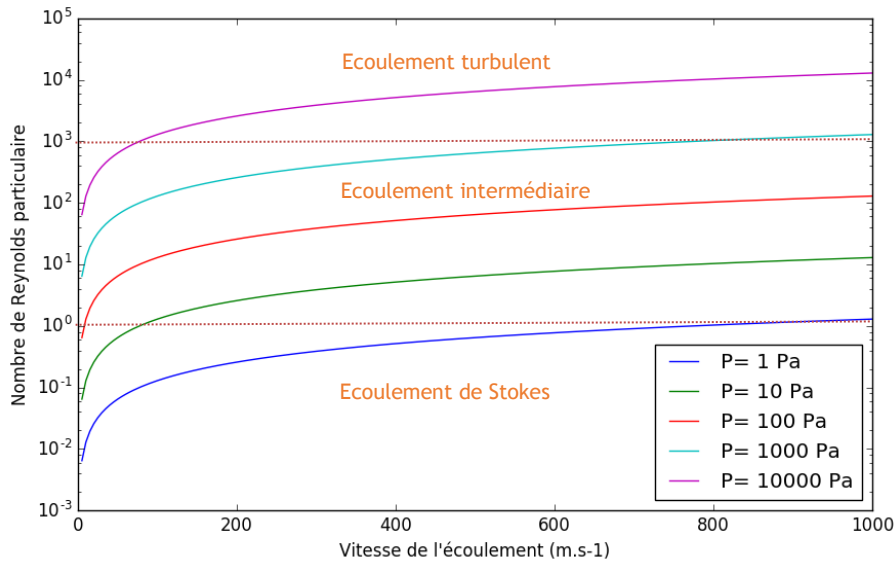


Figure 1-5 : Nombre de Reynolds en fonction de la vitesse d'écoulement d'air et de la pression de l'air ($d_p = 2\mu\text{m}$).

La Figure 1-5 montre que pour une faible pression (10^{-7} Pa) et une particule de diamètre de $2 \mu\text{m}$ comme attendu dans ITER, Le régime obtenu sera celui de Stokes, même pour de très grandes vitesses d'écoulement.

Nombre de Knudsen

Le nombre de Knudsen caractérise la continuité d'un milieu gazeux. Il est le rapport entre le libre parcours moyen des molécules de gaz sur une échelle macroscopique :

$$Kn = \frac{\lambda_g}{d_p} \tag{9}$$

Suivant la valeur du nombre de Knudsen, trois régimes peuvent se distinguer :

- le régime continu lorsque $Kn \ll 1$
- le régime transitoire lorsque $Kn \approx 1$
- le régime moléculaire lorsque $Kn \gg 1$

D'après sa définition, le nombre de Knudsen dépend de la pression, de la température du gaz ainsi que de la taille des particules, ici le diamètre d_p .

Pour les conditions ITER-like, nous pouvons considérer un diamètre des poussières de $2 \mu\text{m}$ (cf. Annexe 1), une pression de 1 kPa (correspondant à la phase initiale de la repressurisation lors de l'ICE) et une température de 100°C . Dans ces conditions, on obtient un nombre de Knudsen de 29, ce qui signifie que nous sommes en régime moléculaire à l'échelle des particules.

Facteur de Cunningham

Cunningham et Fellow (1910) ont corrigé la loi de Stokes par un facteur C_u , fonction du nombre de Knudsen, pour prendre en compte la continuité du milieu. Il s'exprime sous la forme suivante :

$$C_u = 1 + Kn \left(a + b \cdot e^{\left(\frac{-c}{Kn}\right)} \right) \tag{10}$$

Les coefficients a, b et c ont été déterminés empiriquement par différents auteurs et sous différentes conditions. Rondeau (2015) a condensé ces expérimentations (Tableau 1-2).

Tableau 1-2 : Paramètres des expérimentations effectuées afin de déterminer les coefficients a, b et c.

Auteurs	T ₀ (°C)	λ ₀ (nm)	P ₀ (kPa)	Diamètre (μm)	T (°C)	P (kPa)	Kn	Matériaux
Knudsen et Weber (1911)	20,2	100,65	101,3	Non indiqué	Non indiqué	Non indiqué	Non indiqué	Billes de verre
Milikan (1923a)	23	94,17	101,3	0,245 - 2,5	19,7 - 23,8	101,3 - 0,2	0,5 - 134	Gouttes d'huile
Allen et Raabe (1982)	23	67,3	101,3	0,245 - 2,5	19,7 - 23,8	101,3 - 0,2	0,03 - 92,4	Gouttes d'huile
Allen et Raabe (1985)	23	67,3	101,3	0,79 - 4,6	20,1 - 33,7	102,7 - 2,4	0,03 - 7,2	PSL (polystyrene latex), PVT (polyvinyl toluene), DVB (polystyrene divinyl benzene)
Rader (1990)	23	67,4	101,3	Non indiqué	Non indiqué	Non indiqué	0,2 - 95	Gouttes d'huile
Hutchins et al. (1995)	23	67,3	101,3	1 - 2,12	30	101,3 - 0,03	0,06 - 500	PSL (polystyrene latex)
Kim et al. (2005)	23	67,3	101,3	0,02 - 0,27	21,6 - 24,5	98,8 - 8,3	0,5 - 82,9	PSL

Rondeau propose d'utiliser les coefficients déterminés par Kim *et al.* (2005) pour le calcul du facteur de Cunningham pour la gamme du nombre de Knudsen testée et la technique de mesure utilisée.

1.2.2 FORCES IMPLIQUEES DANS LA MISE EN SUSPENSION

La mise en suspension aéroulique de particules est une compétition entre les forces d'adhésion et les forces aérouliques.

Forces d'adhésion

Les forces d'adhésion sont les forces qui maintiennent les particules sur la surface sur lesquelles elles sont déposées. Elles comprennent les forces électrostatiques, les forces de capillarité et les forces de Van der Waals.

Forces électrostatiques

Soltani et Ahmadi (1999) donnent l'équation des forces électrostatiques dans le cas d'une particule chargée proche d'une surface conductrice et en présence d'un champ électrique :

$$F_{EL} = q \cdot E - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 y^2} + \frac{qEd_p^3}{16y^3} - \frac{3\pi\epsilon_0 d_p^6 E^2}{128y^4} \quad (11)$$

Où $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-3} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^4 \cdot \text{A}^2$ est la permittivité du vide, E le champ électrique (en $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$), d_p le diamètre de la particule (en m), y la distance à la paroi (en m), $q = n \cdot e$ la charge électrique totale sur la particule (en C), n le nombre de charges et $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ la charge élémentaire.

Les quatre termes de cette équation correspondent, respectivement dans l'ordre, à la force de Coulomb, la force image, la force diélectrique sur le dipôle induit par le gradient du champ de la charge image, et la force de polarisation due à l'interaction entre le dipôle induit et son image.

La distance à la paroi y est considérée comme étant le rayon de la particule comme approximation.

Puisque, dans un tokamak, la surface de la chambre à vide est conductrice (et vraisemblablement reliée à la masse de l'installation) ces forces peuvent-être négligées.

Forces de capillarité

L'apparition de ces forces est due à la formation d'un film liquide par condensation capillaire de la vapeur d'eau entre la surface de la chambre à vide et la particule, ce qui a pour conséquence d'augmenter l'attraction entre les deux corps (Renoux et Boulaud, 1998). Pour un contact parfaitement lisse entre une sphère et une surface plane, ainsi qu'une humidité relative supérieure à 70 %, les forces de capillarité sont données par :

$$F_{cap} = 2\pi\sigma d_p \quad (12)$$

Avec σ la tension interfaciale.

Forces de Van der Waals

Les forces de Van der Waals sont des forces légèrement attractives entre deux atomes théoriquement neutres. Elles dépendent d'un grand nombre de paramètres de l'environnement ainsi que des matériaux des particules et de la surface étudiée.

Ces forces dépendent de la surface de contact entre la particule et la surface. Il existe trois modèles de calculs différents selon le type de déformation de la particule considéré. Rondeau (2015) a condensé les différents calculs de forces et de rayon de contact des modèles (Tableau 1-3).

Tableau 1-3 : Différents modèles de calcul des forces de Van der Waals.

Force	Rayon de contact avec une charge du milieu environnant nulle	Rayon de contact en fonction de la charge du milieu environnant
$F_{C_JKR} = -\frac{3}{2} \pi \cdot \gamma \cdot R$	$a_{0(JKR)} = \left(\frac{6\pi \cdot \gamma \cdot R^2}{K} \right)^{1/3}$	$a = a_{0(JKR)} \cdot \left(\frac{1 + \sqrt{1 - F_M/F_{C_JKR}}}{2} \right)^{2/3}$
$F_{C_DMT} = -2\pi \cdot \gamma \cdot R$	$a_{0(DMT)} = \left(\frac{2\pi \cdot \gamma \cdot R^2}{K} \right)^{1/3}$	$a = a_{0(DMT)} \cdot (1 - F_M/F_{C_DMT})^{1/3}$
$F_{C_cos}(\lambda) = \left[-\frac{7}{4} + \frac{1}{4} \left(\frac{4,04 \cdot \lambda^{1,4} - 1}{4,04 \cdot \lambda^{1,4} + 1} \right) \right] \pi \cdot \gamma \cdot R$	$a_{0(COS)} = \left(1,54 + 0,279 \cdot \left(\frac{2,28 \cdot \lambda^{1,3} - 1}{2,28 \cdot \lambda^{1,3} + 1} \right) \right) \left(\frac{\pi \cdot \gamma \cdot R^2}{K} \right)^{1/3}$	$a = a_{0(COS)}(\alpha) \cdot \left(\frac{\alpha + \sqrt{1 - F_M/F_{COS}(\alpha)}}{1 - \alpha} \right)^{2/3}$

Forces aérauliques

Les forces aérauliques responsables de la mise en suspension sont la force de portance et la force de traînée.

Force de portance

La force de portance est une force exercée par un fluide sur une particule et est perpendiculaire à la direction d'écoulement du fluide. Elle est proportionnelle à la pression et au carré de la vitesse.

En régime turbulent, la sous-couche laminaire est traversée par des *bursts* (mini-tourbillons) contribuant, de manière aléatoire, à la mise en suspension de particules. Considérant des particules complètement immergées dans la sous-couche visqueuse, Cleaver et Yates (1973) proposent, afin de prendre en compte ces *bursts*, une force de portance d'ordre secondaire :

$$f_L = 0,076 \cdot \rho_g v_g^2 (d_p^+)^3 \tag{13}$$

Avec $d_p^+ < 1$ le diamètre adimensionné de la particule calculé comme suit : $d_p^+ = d_p u^* / \nu_g$ où u^* est la vitesse de frottement.

Dans le cas où l'écoulement est limité par une paroi et où la particule évolue le long de celle-ci, la force de portance peut être assimilée à la force de Saffman (1965). Pour un écoulement de cisaillement, avec un gradient de vitesse proportionnel au carré de la vitesse de frottement (u^*)², la force de portance (du premier d'ordre) sur une particule s'écrit :

$$F_L = 10,1 \cdot \rho_g v_g^2 (d_p^+)^3 \tag{14}$$

Hall (1988) obtient expérimentalement une relation de la moyenne des forces de portance :

$$\langle F_L \rangle = 4,2 \cdot \rho_g v_g^2 (d_p^+)^{2,31} \tag{15}$$

avec $3,6 < d_p^+ < 140$. Dans ses expériences, les particules utilisées avaient une dimension supérieure à la sous-couche visqueuse. C'est cette relation qui est utilisée par Reeks & Hall (2001).

Enfin, Ziskind et al. (1995) ont déterminé une force de portance fluctuante f_L (d'ordre secondaire) :

$$F_L = \langle F_L \rangle + f_L \tag{16}$$

Avec :

$$f_L = f_{L1} + f_{L2} \tag{17}$$

f_{L1} correspond aux oscillations de la vitesse principale de l'écoulement :

$$f_{L1} = 0,055 \cdot (d_p^+)^4 \tag{18}$$

f_{L2} correspond à la vitesse fluctuante normale à la paroi :

$$f_{L2} = 0,02 \cdot (d_p^+)^3 \quad (19)$$

On trouve donc l'équation pour la force de portance générale comme étant :

$$F_L = \left(4,2 \cdot (d_p^+)^{2,31} + 0,055(d_p^+)^4 + 0,02(d_p^+)^3 \right) \cdot \rho_g v_g^2 \quad (20)$$

Cette équation est valable seulement pour des écoulements turbulents ($10^3 < Re < 5 \cdot 10^5$)

Force de traînée

La force de traînée s'exerçant sur une sphère dans un écoulement en régime de Stokes est donnée par la loi de Stokes :

$$F_D = 3\pi\mu_g d_p U_g \quad (21)$$

Avec d_p le diamètre de la particule en mètres, U_g la vitesse de l'écoulement en m.s^{-1} et μ_g la viscosité dynamique du fluide en Pa.s .

Lorsque la particule sphérique se trouve à proximité d'une paroi, l'écoulement et donc la force de traînée est modifiée. Afin de prendre en compte l'influence de la paroi, O'Neil (1968) propose un facteur f_1 de correction à intégrer à la loi de Stokes :

$$f_1 = 1,7009 \quad (22)$$

Ce qui donne dans le cas d'une sphère déposée en proche paroi soumise à un écoulement en régime de Stokes :

$$F_D = 3\pi\mu_g d_p U_g f_1 \quad (23)$$

Ces forces aérauliques contrôlant la mise en suspension des poussières dépendent de la vitesse de frottement pariétale de l'écoulement. Dans le cas d'un scénario ICE, la vapeur produite par l'évaporation de l'eau injectée peut mettre en suspension les poussières, c'est pourquoi il est important d'évaluer les caractéristiques de l'écoulement diphasique produit pendant l'ICE et notamment sa vitesse afin de caractériser les forces aérauliques qui pourront s'exercer sur les poussières.

Nous allons dans la partie suivante étudier la structure du jet diphasique résultant d'une injection dans une enceinte pour les conditions ITER-like. L'étude et la caractérisation de la morphologie du jet diphasique issue des phénomènes de fragmentation est essentielle pour quantifier les mécanismes de mise en suspension de particules.

Le sujet de cette thèse ayant un caractère assez exploratoire, il a été nécessaire d'investiguer un large périmètre bibliographique afin de pouvoir évaluer, parmi l'ensemble des mécanismes et phénomènes mis en jeu, lesquels étaient les plus significatifs lors d'un scénario ICE.

1.3 ATOMISATION D'UN JET LIQUIDE POUR LES CONDITIONS ITER-LIKE

1.3.1 INTRODUCTION A LA PROBLEMATIQUE

Dans un scénario de type ICE, le premier phénomène rencontré est l'injection d'eau surchauffée dans la chambre à vide. Le jet d'eau peut être atomisé suivant deux mécanismes : la fragmentation mécanique, qui brise le jet d'eau du fait des frottements avec le fluide présent dans l'enceinte, et la fragmentation thermique, liée à la surchauffe, dans laquelle la création et le grossissement de bulles de vapeur provoque l'éclatement du jet liquide. Ceci conduit à la formation d'un jet diphasique dont la structure, dépendant des caractéristiques de l'eau, de la brèche et de l'environnement, impactera les interactions avec les poussières déposées sur les parois tout en provoquant la repressurisation de la chambre à vide. En effet, la taille des gouttes créées dans cette phase d'atomisation détermine leur capacité à s'évaporer, leurs vitesses et trajectoires et donc les conditions d'impact sur les couches de poussières.

Les conditions de température et de pression rencontrées dans la chambre à vide d'ITER sont telles que l'on peut supposer que la fragmentation mécanique sera négligeable durant la phase initiale de la repressurisation. Il n'y a, en effet, pas de milieu continu externe au jet qui soit capable d'exercer un cisaillement car la pression dans la chambre est de l'ordre de 10^{-12} Pa et le taux de repressurisation d'environ 400 Pa/s. On aura donc une prévalence de la fragmentation thermique (température de l'eau du circuit de refroidissement de 80°C à 140°C pour 10 bars de pression). Cette fragmentation va générer des gouttes et un flux de vapeur qui vont interagir avec les poussières déposées sur les parois de la chambre à vide. Il est à signaler que la littérature traitant de manière détaillée de la fragmentation thermique pour des conditions de basse pression n'est pas très fournie.

Différents mécanismes pouvant contribuer à la mobilisation des poussières pour les conditions ITER-like ont été identifiés sur la Figure 1-6.

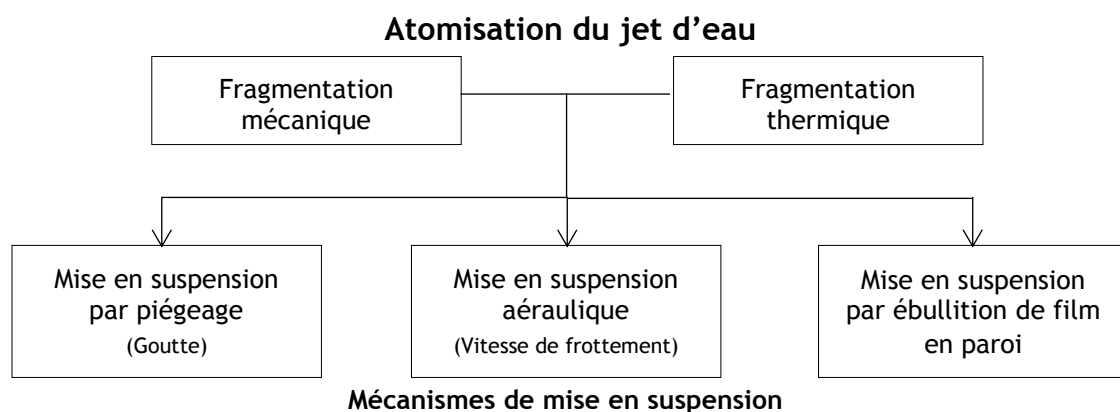


Figure 1-6 : Schéma présentant les principaux mécanismes à étudier dans la thèse.

La mise en suspension des poussières peut être produite suite à une vaporisation rapide du liquide qui génère un écoulement de vapeur venant interagir avec les couches de poussières. On parle alors de mise en suspension aéraulique.

La mise en suspension des poussières peut également se faire par piégeage des particules par les gouttes d'eau résultant de l'atomisation du jet liquide, qui peuvent ensuite s'évaporer et relarguer des particules.

En complément, comme il sera montré par la suite, la totalité de l'eau injectée ne sera pas vaporisée, une partie de cette eau ruissèlera sur les parois chaudes de la chambre (température des parois de plus de 200°C). Il est possible que cette eau emporte les poussières lors de son ruissèlement et les mette en suspension lors de son ébullition.

1.3.2 LA FRAGMENTATION MECANIQUE

Comme il a été dit précédemment, pour les conditions ITER-like, et notamment dans les premiers instants après l'ouverture de la brèche, la fragmentation de type mécanique n'est sans doute pas le mécanisme dominant dans le processus de fragmentation. Cependant, à mesure que l'eau issue du jet s'évapore et que la chambre à vide remonte en pression, les effets aérodynamiques peuvent redevenir significatifs et contribuer à l'atomisation du jet liquide. Il nous semble donc important de décrire synthétiquement ce processus et de présenter les nombres adimensionnels qui le caractérisent.

On parle de fragmentation mécanique lorsque seules les forces aérodynamiques et la turbulence du jet vont conduire à l'atomisation du jet liquide. Nous reportons ici quelques éléments de la littérature qui permettent de structurer la description de jet atomisés, quel que soit le mode d'atomisation. Nous allons détailler dans un premier temps les différents modes de fragmentation mécaniques et les grandeurs qui permettent de quantifier l'atomisation, à savoir, la longueur de fragmentation définie comme la longueur de la partie continue du jet entre la sortie de l'injecteur et la zone où il n'y a plus de liquide continu, la taille des gouttes et l'angle de jet, en s'appuyant sur l'ouvrage *Atomization and Sprays* [Lefebvre, 1988].

MECANISMES ET MODES DE FRAGMENTATION DE JETS LIQUIDES

Lorsqu'un jet liquide émerge dans une atmosphère gazeuse, la compétition entre les forces cohésives et destructives à la surface du jet donne lieu à des oscillations et des perturbations. Ces oscillations s'amplifient pouvant ainsi conduire à la désintégration du jet liquide, ou atomisation primaire. Ceci produit des gouttes, qui elles-mêmes peuvent se désintégrer si elles sont instables, on parle alors d'atomisation secondaire.

Différents mécanismes de fragmentation de jets liquides existent et se succèdent avec l'augmentation de la vitesse de sortie du jet liquide. Ils sont illustrés sur la Figure 1-7 avec l'évolution de la longueur de fragmentation.

Pour les faibles vitesses de jet apparaît le mécanisme de Rayleigh-Plateau. C'est une instabilité qui met en jeu des forces capillaires et produit des gouttes dont le diamètre est lié au diamètre du jet par la relation suivante :

$$D_{goutte} = 1,89 D_{jet} \quad (24)$$

Lorsque la vitesse du jet liquide augmente, Lefebvre a identifié le « *first wind-induced* », où des instabilités de cisaillement (type Kelvin-Helmoltz) commencent à agir sur le jet. La longueur de fragmentation reste élevée et le diamètre des gouttes produites est de l'ordre du diamètre du jet. On observe ensuite le « *second wind-induced* » pour lequel la fragmentation débute seulement à quelques diamètres de l'injecteur, la taille des gouttes étant alors beaucoup plus faible que le diamètre du jet. Enfin, quand la vitesse est suffisante, la longueur de fragmentation devient très faible tout comme le diamètre des gouttes obtenues. C'est le régime d'atomisation.

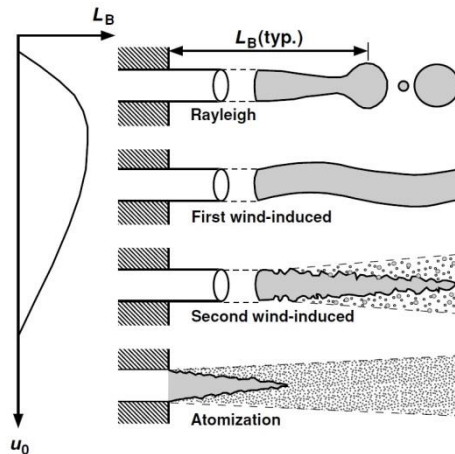


Figure 1-7 : Régimes d'atomisation et longueur de fragmentation (Oh fixe) [Lefebvre, 1988].

Lorsque la gravité ne joue aucun rôle, les différents mécanismes de fragmentation de jet en gouttes dépendent de deux nombres adimensionnels :

- le nombre de Reynolds : $Re_{jet} = \frac{\rho_l \cdot U_L \cdot D_0}{\mu_l}$, (25)

- et le nombre d'Ohnesorge : $Oh_{jet} = \frac{\sqrt{We_{jet,l}}}{Re_{jet}} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \cdot \sigma \cdot D_0}}$. (26)

Le nombre d'Ohnesorge est utilisé pour caractériser la déformation d'interfaces en présence de forces visqueuses, de forces de tension de surface ainsi que de forces d'inertie. Il peut s'écrire sous la forme de la racine du nombre de Weber liquide sur le nombre de Reynolds.

Le nombre de Weber peut se décliner sous deux formes qui sont le nombre de Weber du liquide et le nombre de Weber du gaz. Ils se définissent comme suit :

- Le nombre de Weber du liquide : $We_{liq} = \frac{\rho_l \cdot U_L^2 \cdot D_0}{\sigma}$, (27)

- Le nombre de Weber du gaz : $We_{gaz} = \frac{\rho_g \cdot \Delta U^2 \cdot D_0}{\sigma}$, (28)

où ΔU est la différence de vitesse entre le liquide et le gaz environnant. Le nombre de Weber correspond au rapport des forces d'inertie aux forces de tension superficielle et est utilisé pour caractériser la capacité d'une interface à résister aux forces aérodynamiques ou hydrodynamiques.

En utilisant les nombres de Reynolds et d'Ohnesorge, Reitz (1990) a proposé la cartographie représentée sur la Figure 1-8 pour définir les modes d'atomisation.

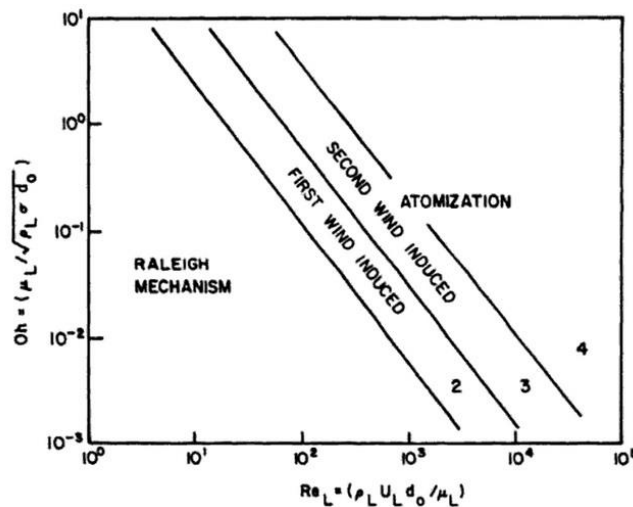


Figure 1-8 : Cartographie des modes de fragmentation selon Reitz (1990) selon les nombres de Reynolds et d'Ohnesorge.

LONGUEUR DE FRAGMENTATION DE JET

La longueur de fragmentation évolue avec la vitesse du jet et on peut observer différents régimes tels que présentés sur la Figure 1-9.

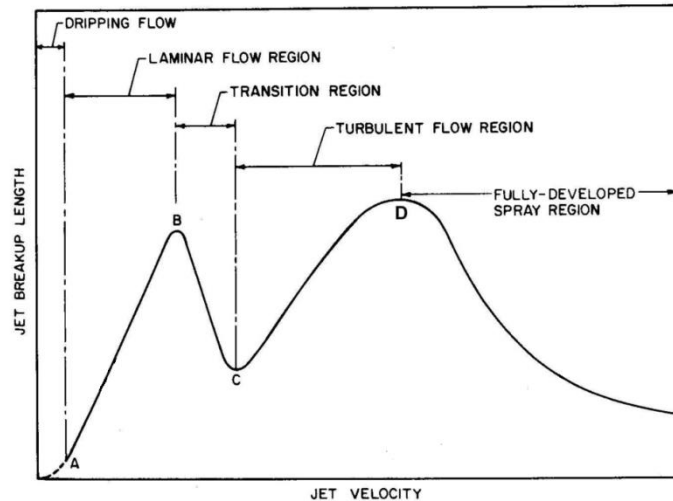


Figure 1-9 : Variation qualitative de la longueur de fragmentation en fonction de la vitesse du jet [Lefebvre, 1988].

Avant le point A, il n'y a pas encore de jet mais seulement un écoulement ruisselant sur lequel seule la gravité est à l'œuvre. Entre le point A et B, intervient le mécanisme de Rayleigh. A partir du point B, les phénomènes correspondant à chaque partie de la courbe ne sont pas clairement déterminés. Lefebvre (1988) suggère que les transitions sont dues à la turbulence de l'écoulement liquide dans l'injecteur.

Des études ont montré que le rapport entre la longueur et le diamètre de l'injecteur L_0/D_0 a aussi un rôle à jouer dans la longueur de fragmentation. Cependant, cet effet sur la longueur de fragmentation ne montre pas de tendance claire (Arai *et al.* 1983, cité par Lefebvre, 1988).

TAILLE DE GOUTTES

Avec la longueur de fragmentation, la taille des gouttes produites est aussi un paramètre caractéristique important du jet diphasique. Comme on l'a vu précédemment, les phénomènes mis en jeu sont complexes et multiples, il est donc impossible, la plupart du temps, de déterminer théoriquement la taille des gouttes produites. Des corrélations empiriques basées sur des travaux expérimentaux ont donc été proposées pour prédire le diamètre moyen de gouttes. Par ailleurs peu d'informations sont disponibles sur la forme des densités de probabilité des diamètres des gouttes générées par l'atomisation. Les corrélations exprimant le diamètre moyen des gouttes se basent sur une ou plusieurs grandeurs physiques et ont donc la forme suivante :

$$D_{goutte} = f(\sigma, \mu_l, \rho_l, \mu_g, \rho_g, U_l, \Delta U, L_0, D_0) . \quad (29)$$

Une méthode souvent utilisée est d'introduire un nombre de Weber critique correspondant au Weber maximum qu'une goutte puisse avoir dans un écoulement sans se fragmenter définissant ainsi un diamètre critique de goutte, We_{crit} est de l'ordre de 10 à 20.

$$We_{crit} = \frac{D_{crit} \rho_g \Delta U^2}{\sigma} \sim 10 - 20 \quad (30)$$

Lefebvre (1988) a proposé plusieurs corrélations pour des jets turbulents injectés dans de l'air au repos, la plupart ayant été obtenues pour des conditions d'injection de Diesel, c'est-à-dire à pression ambiante ou supérieure et avec des fluides dont les propriétés physico-chimiques sont très différentes de celles de l'eau. Ces corrélations sont présentées en annexe 6.2.

Pour le cas particulier de l'entrée d'eau dans la chambre à vide, la fragmentation thermique ou le *flashing* pilotera la dynamique de l'atomisation du jet liquide. Ainsi, au moins en début d'injection du jet de liquide surchauffé, la formation de bulles de vapeur au sein même du jet liquide sera le mécanisme principal de l'atomisation. Cependant, au fur et à mesure de la repressurisation et de l'augmentation de la masse volumique du mélange gazeux dans la chambre à vide, les effets aérodynamiques pourront contribuer à l'atomisation primaire et secondaire du jet liquide. Cependant il est à noter que dans le cas d'ITER, des vannes d'isolement permettent de stopper l'entrée d'eau dans la chambre lorsque celle-ci est détectée. Le temps de réponse de ce système de sécurité est estimé à environ 15 s par ITER Org., ce qui limitera la remontée en pression et par conséquent l'intensité des effets aérodynamiques sur l'atomisation du jet liquide.

1.3.3 LA FRAGMENTATION THERMIQUE (FLASH-BOILING)

PRINCIPES THERMODYNAMIQUES

La fragmentation thermique est un phénomène qui met en jeu des mécanismes thermodynamiques de retour à l'équilibre et que l'on peut illustrer à partir de la Figure 1-10. Lorsqu'un liquide à température T_{inj} et à pression P_{inj} est injecté dans une atmosphère à pression P_{env} inférieure à P_{inj} , le liquide est hors équilibre thermodynamique et va donc subir une dépression pour être ramené à la pression ambiante de l'atmosphère P_{env} . Si P_{env} est supérieure ou égale à $P_{sat}(T_{inj})$ la dépression s'effectue sans changement de phase. Mais, si P_{env} est inférieure à $P_{sat}(T_{inj})$, c'est-à-dire si la température du jet à l'injection T_{inj} est supérieure à la température de saturation à la pression de l'atmosphère $T_{sat}(P_{env})$, on peut schématiser le retour à l'équilibre thermodynamique dans le diagramme (P, T) de la Figure 1-10 par deux phénomènes qui se suivent :

- Une forte dépression quasi isotherme qui va amener le fluide sous la courbe de saturation et provoquer un changement de phase liquide-vapeur.
- Un refroidissement isobare qui ramènera le mélange gaz-liquide à sa température d'équilibre $T_{sat}(P_{env})$. On appelle $(T_{inj} - T_{sat}(P_{env}))$ la surchauffe du liquide.

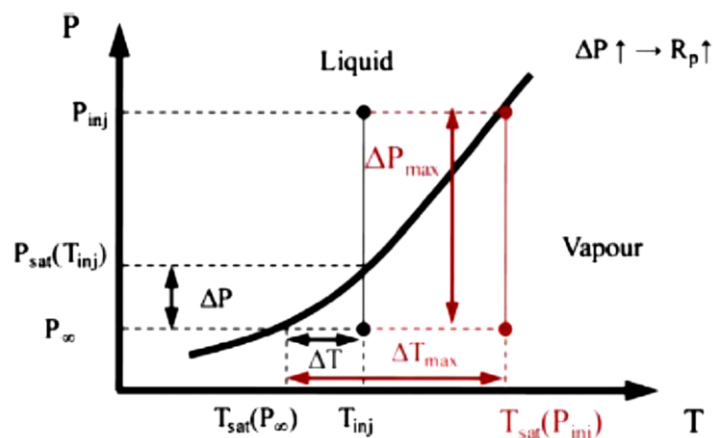


Figure 1-10 : Paramètres du flash-boiling [Lamanna et al, 2014].

PARAMETRES CARACTERISTIQUES GENERAUX

Les différentes études expérimentales sur le *flash boiling* ont proposé des corrélations empiriques sur les caractéristiques du jet (taille de goutte, angle de jet, etc) en fonction de certains paramètres, qui sont parfois difficiles à déterminer à partir de la littérature. De plus, la plupart des

corrélations qui permettent de prédire les grandeurs caractéristiques du *flashing* ont un domaine de validité très restreint ou mal identifié.

Parmi les paramètres dimensionnels et adimensionnels qui caractérisent les conditions de *flashing*, on peut identifier :

La surchauffe

La surchauffe d'un liquide est la différence entre la température du liquide à l'injection et la température de saturation à la pression de l'atmosphère dans lequel il est injecté. La surchauffe est définie comme suit :

$$\Delta T = T_{inj} - T_{sat}(P_{env}) , \quad (31)$$

Avec T_{inj} la température d'injection du liquide et T_{sat} la température de saturation à la pression environnante (P_{env}).

Plus la surchauffe est grande, plus le liquide s'évaporerait rapidement et s'atomiserait. On peut aussi définir une surchauffe adimensionnée qui se calcule de la sorte :

$$\Delta T^* = \frac{T_{liq} - T_{sat}(P_{env})}{(T_{sat}(P_{inj}) - T_{sat}(P_{env}))} . \quad (32)$$

Cette forme est moins utilisée, mais elle permet de déterminer si le liquide est proche du point de saturation dès l'injection, ce qui peut permettre de prévoir que l'atomisation soit interne ou externe à l'injecteur.

La sous-pression

Il est aussi possible de déterminer la sous-pression qu'atteindra le mélange diphasique, qui est la différence entre la pression de l'environnement et la pression de saturation à la température du liquide injecté.

$$\Delta P = P_{env} - P_{sat}(T_{liq}) \quad (33)$$

La sous-pression peut être adimensionnée avec la pression d'injection du liquide dans l'environnement, donnant là aussi une information sur la proximité du point de saturation.

$$\Delta P^* = \frac{(P_{sat}(T_{liq}) - P_{env})}{(P_{inj} - P_{env})} \quad (44)$$

Plus récemment (Lamanna *et al.* 2014), a introduit le rapport entre la pression de saturation et la pression de la chambre :

$$R_p = \frac{p_{sat}(T_{liq})}{p_{env}} \quad (45)$$

Ce rapport intervient dans l'expression de l'écart de potentiel chimique entre le liquide surchauffé et la vapeur à l'équilibre :

$$\Delta \mu = k_b T_{liq} \ln(R_p) \quad (46)$$

Le nombre de Jakob

Le nombre de Jakob (Ja) détermine la fraction massique de vapeur produite par une dépressurisation adiabatique. Il représente le rapport entre l'énergie disponible par la surchauffe et l'énergie nécessaire à la vaporisation complète du liquide saturé.

$$Ja = \frac{h_{L1} - h_{L2}}{h_{G2} - h_{L2}} \quad (47)$$

Ici, h_L et h_G sont les enthalpies des phases liquide et gazeuse. Les états 1 et 2 sont les états métastables et à saturation après la détente. Si on considère la capacité calorifique et la chaleur de vaporisation constantes, on obtient :

$$Ja = \frac{c_{pL} \Delta T}{h_{LG}} \quad (48)$$

Dans la littérature on trouve aussi un nombre de Jakob construit avec le rapport des masses volumiques du liquide et du gaz :

$$Ja^* = \frac{c_{pL} \Delta T}{h_{LG}} \cdot \frac{\rho_{L2}}{\rho_{G2}} \quad (49)$$

Ce nombre de Jakob volumique exprime le volume de vapeur produite pour un volume de liquide vaporisé. Ce nombre est très dépendant de la pression de l'environnement car même si le liquide peut être considéré incompressible, la vapeur ne l'est pas. Il peut donner une bonne idée de l'intensité de l'atomisation. Dans le cas des conditions ITER, la masse volumique du gaz étant proche de zéro, le rapport des masses volumique tend vers l'infini.

L'ATOMISATION FLASH

Dans le cas de l'atomisation flash pour des conditions de basse pression, de nombreux mécanismes complexes interviennent, s'enchainent, se relaient ou agissent simultanément de sorte qu'il est difficile de les classer. Toutefois, on peut proposer pour une première compréhension de cette complexité, de schématiser l'atomisation d'un jet liquide en considérant deux zones représentées sur la Figure 1-11 :

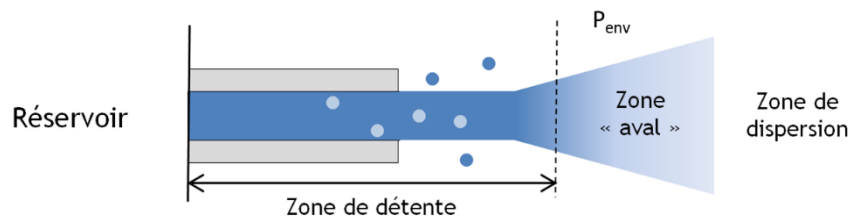


Figure 1-11 : Schéma des zones d'un jet.

- Une première zone dite « amont » où s'opère le passage des conditions de « réservoir » aux conditions ambiantes, qu'on appelle zone de détente parce que la pression va essentiellement baisser jusqu'à la pression ambiante c'est à dire celle du vide. Lors du séjour dans cette zone, le fluide peut subir différents phénomènes listés ci-dessous :
 - Détente longitudinale dans le liquide présent a priori sous forme de jet cylindrique.
 - Accélération du liquide.
 - Vaporisation de la surface du cylindre liquide et expansion radiale de la vapeur dans le vide, avec éventuellement passage de l'écoulement radial de vapeur en régime supersonique, ou à travers une onde de choc [Knight, 1976].
 - Nucléation et croissance de bulles au sein du jet liquide.

- Atomisation de la phase liquide par la déstabilisation des interfaces du jet par les bulles.
 - Passage à l'état solide, formation de glace, si la pression ambiante est suffisamment faible pour permettre une *condensation solide* de la vapeur (qui est la transformation inverse d'une *sublimation*).
- Une deuxième zone dite « aval » où l'écoulement a atteint la pression ambiante et où son évolution est conditionnée par les échanges de quantité de mouvement, de masse et de chaleur avec le milieu ambiant. La structure de l'écoulement est à ce stade de type jet en régime d'atomisation, présentant une intermittence de zones de liquide continues, de ligaments de liquide et de gouttelettes en évaporation, le tout environné par de la vapeur issue de l'évaporation de toutes les structures de liquide. Cette zone peut ensuite être suivie d'une zone de dispersion supposée de type jet atomisé sous forme d'un nuage de gouttelettes. Il est aussi possible d'avoir un phénomène de « rain-out » pour certaines conditions si la vaporisation du liquide injecté n'est pas complète. Le *rain-out* consiste en un écoulement gravitaire des gouttelettes sous forme de pluie [Touil, 2004].

La zone de détente peut commencer dans le réservoir si la différence de pression le permet ou si l'injecteur ou la brèche est très courte (fuite accidentelle).

Dans le cas de l'ICE dans la chambre à vide d'ITER, l'identification de la zone de détente est très importante pour déterminer les caractéristiques de la zone dite « aval » qui piloteront le type de fragmentation (interne ou externe) et donc la dynamique de la mise en suspension des poussières et de la repressurisation du tore.

Nous avons regardé en détail la littérature sur la croissance d'une bulle dans un liquide au début de la thèse, cependant nos résultats expérimentaux ont montré que nous n'étions pas dans des conditions de croissance de bulle unique. Cette étude de la littérature est reportée en annexe 6.3.

LES TYPES DE FLASH-BOILING

Bien qu'il existe une grande variété de régimes d'atomisation, il est néanmoins possible de les classer en deux grandes catégories. On peut en effet distinguer le flashing externe et le flashing interne, illustrés sur la Figure 1-12. Dans le cas du *flash-boiling* externe, le fluide injecté est à l'état liquide à la sortie et la fragmentation a lieu dans le milieu environnant, à une certaine distance de l'injecteur. Pour des surchauffes plus élevées on entre dans le régime de *flash-boiling* interne caractérisé par l'apparition d'une transition de phase en amont de l'injection et la présence d'un écoulement diphasique au sein de l'injecteur. Pour de très grandes surchauffes une onde de choc peut survenir en sortie d'injecteur dans le cas du flash interne [Kurschat *et al.* 1992]. Ces deux types de flash (internes et externes) ont des mécanismes de fragmentation et de germination différents, le diamètre et la vitesse des gouttes seront donc très différents.

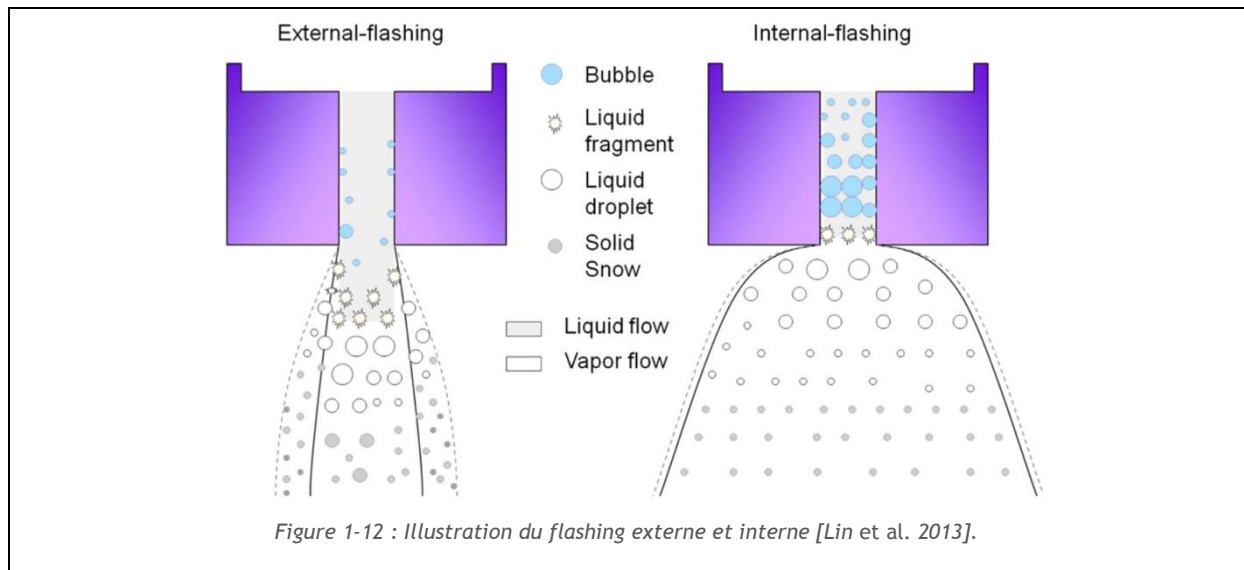


Figure 1-12 : Illustration du flashing externe et interne [Lin et al. 2013].

Fluide à l'état liquide lors de l'injection	Liquide et gaz présents à l'injection
Atomisation couplée à l'expansion des bulles de vapeur	Atomisation diphasique liquide vapeur
Atomisation décalée de l'ouverture du jet	Possibilité d'onde de choc en sortie d'injecteur dans certains cas

Définir les critères de transition entre les régimes de flashing interne et externe est complexe car de nombreux paramètres liés au liquide et aux conditions d'injection interviennent [Brown *et al.* 1962 ; Peter *et al.* 1994]. Il est aussi envisageable qu'il y ait une transition d'un régime à l'autre au cours de l'ICE, rendant son évolution au cours du temps difficile à prévoir. Nous allons dans la partie suivante expliciter ces conditions de transition qui conditionnent la structure et les caractéristiques du jet telles que la longueur du jet, le diamètre des gouttes produites et l'angle du jet.

TRANSITION ENTRE LES MODES

On s'intéresse d'abord aux conditions de transition entre des jets qui peuvent être flashés (interne ou externe) et des jets qui ne sont pas flashés.

Peter *et al.* (1994) ont montré que le *flashing* dépendait d'un grand nombre de paramètres thermodynamiques. Ils ont, entre autre, étudié les conditions de début de flash. La Figure 1-13 montre la température de début de *flash-boiling* de l'eau en fonction de la pression de l'environnement et de la pression de saturation. Elle montre que la surchauffe nécessaire pour avoir un flash augmente quand la pression de l'environnement diminue.

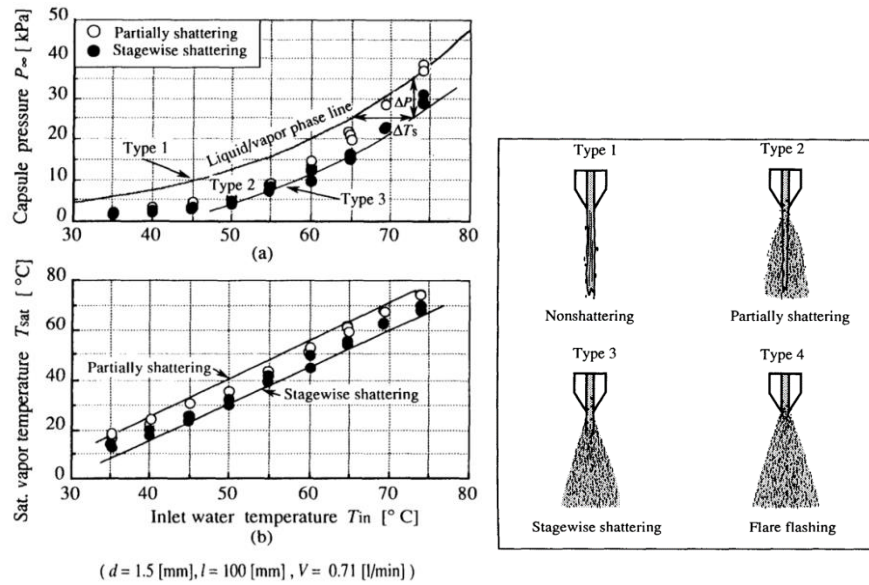


Figure 1-13 : Début du flashing en fonction de la température de l'eau et pour différentes pressions [Peter et al. 1994].

Iannello *et al.* (1989) proposent un critère permettant de déterminer la surchauffe à dépasser pour avoir la possibilité d'une atomisation par flash :

$$\Delta T > \frac{2RT_{sat}^2(P_{env})\sigma}{h_{LG}P_{env}R_{site}}, \quad (50)$$

où R_{site} est le rayon du site de nucléation.

Witlox *et al.* (2007) proposent quant à eux de vérifier la relation suivante pour déterminer si le jet est en transition vers le *flashing* ou non pour des conditions d'injection dans une enceinte à pression atmosphérique :

$$\text{(Non-flashé)} \quad 55 We_v^{-\frac{1}{7}} < \Phi Ja < 150 We_v^{-\frac{1}{7}} \text{ (Flashé)}, \quad (51)$$

avec $We_v = \frac{\rho_v U_l^2 D_0}{\sigma_l}$ le nombre de Weber de la vapeur et $\Phi = \left[1.0 - e^{-2300 \frac{\rho_v}{\rho_L}} \right]$.

Cleary *et al.* (2007) ont fait des essais de *flash-boiling* avec de l'acétone et de l'éthanol (Figure 1-14). Les courbes intitulées « Start point A » et « End point C » correspondent aux limites données ci-dessus par Witlox *et al.* (2002) dans la relation (51). On voit bien que le liquide est toujours flashé après la limite C.

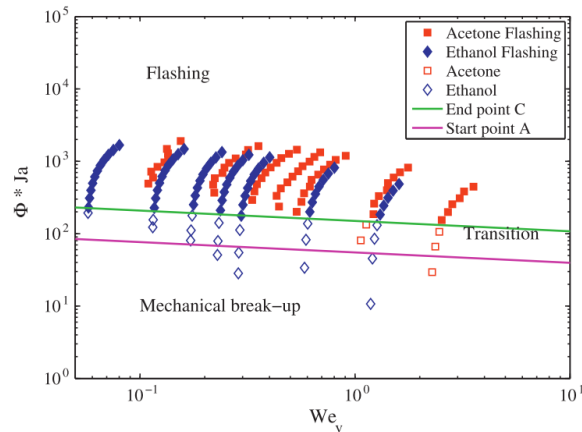


Figure 1-14 : Critères de transition pour le flash boiling [Cleary et al. 2007].

Les corrélations proposées par Witlox *et al.* (2002) et Cleary *et al.* (2007) reposent sur l’hypothèse que le phénomène de flashing est contrôlé uniquement par le taux de croissance des bulles qui se trouve être proportionnel au nombre de Jakob, Ja. Cependant, Malgré le bon accord avec les observations expérimentales (Figure 1-14), cette vision est remise en cause par Lamanna *et al.* (2014) qui suggèrent que la transition est gouvernée par le taux de nucléation de bulles. Lamanna *et al.* (2014) proposent alors un nouveau critère de transition basé sur le rapport entre l’énergie nécessaire à la formation de nouvelles interfaces liquide et l’énergie disponible par la surchauffe :

$$\chi = \frac{16\pi\sigma^3}{3(\Delta\mu)^2} = \frac{\Theta^3}{(\ln R_p)^2}, \tag{52}$$

avec Θ la tension de surface adimensionnée qui se calcule comme suit :

$$\Theta = \frac{a_0\sigma}{k_b T_{inj}} \text{ et } a_0 = 36\pi^{1/3} \left(\frac{M}{\rho_l N_A} \right)^{2/3}, \tag{53}$$

avec M la masse moléculaire du fluide et N_A le nombre d’Avogadro. Dans cette approche, le paramètre de contrôle du le phénomène d’atomisation n’est plus la surchauffe ΔT mais le rapport des pressions R_p définis par l’équation (45)

Si $\chi > 1$ alors l’excès de potentiel chimique est suffisant pour dépasser l’énergie nécessaire à la formation de nouvelles surfaces, ce qui détermine le début de la nucléation et donc la transition vers le *flashing*. Ils ont validé cette hypothèse en réalisant des expériences avec de l’acétone, de l’éthanol et de l’iso-octane dont les résultats sont présentés sur la Figure 1-15. On peut voir qu’on est bien en régime flashé si χ est inférieur à 1 et que l’on est en régime de fragmentation mécanique s’il est supérieur à 4. Entre les deux, on est en régime de transition (zone grisée). Le nombre de Weber utilisé est celui de la vapeur exprimé plus haut.

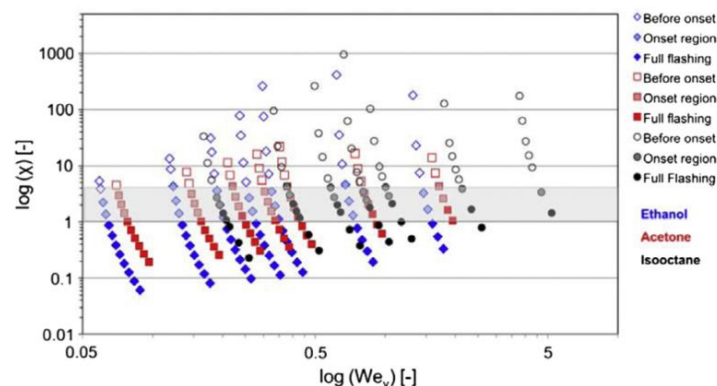


Figure 1-15 : Variation du paramètre χ en fonction du Weber gazeux [Lamanna et al, 2014].

Lamanna *et al.* (2014) comme Peter *et al.* (1994), mettent en évidence le fait qu'il faut avoir une surchauffe plus forte pour des pressions faibles (Figure 1-16) pour conduire au flash du jet, mais en prenant comme paramètre de référence le $R_{p,tr}$, qui est le R_p minimum nécessaire à la transition vers un jet flashé. Les caractéristiques du liquide influencent aussi le $R_{p,tr}$ comme on peut le remarquer avec l'écart entre le $R_{p,tr}$ de l'éthanol et celui de l'acétone.

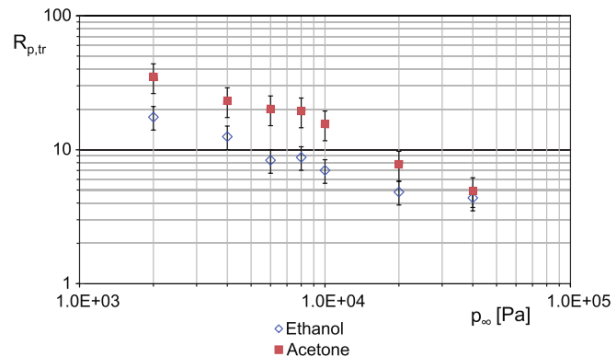


Figure 1-16 : $R_{p,tr}$ en fonction de la pression ambiante [Lamanna *et al.*, 2014].

Les caractéristiques géométriques de l'injecteur, comme par exemple le rapport longueur sur diamètre L_0/D_0 ou l'état de surface interne peuvent avoir une influence le régime d'atomisation.

Les résultats obtenus par Peter *et al.* (1994) montrent que l'influence du rapport d'aspect de l'injecteur sur la transition vers un régime flashé est faible. L'influence de l'état de surface interne de l'injecteur est quant à lui beaucoup plus marqué comme cela a été montré à travers les travaux de Günther et Wirth (2011). La Figure 1-17 illustre deux jets d'eau surchauffés issus de deux injecteurs similaires mais avec un état de surface différent : acier standard et acier poli. Pour l'acier standard, la nucléation de bulles est favorisée par la présence de rugosités ce qui conduit à une atomisation franche par flashing interne. Ce résultat vient confirmer les observations faites par par Brown et York (1962). Il convient de noter que l'influence de l'état de surface sur le processus d'atomisation va dans le sens de l'hypothèse d'une atomisation pilotée par le taux de nucléation comme suggérée par Lamanna *et al.* (2014)

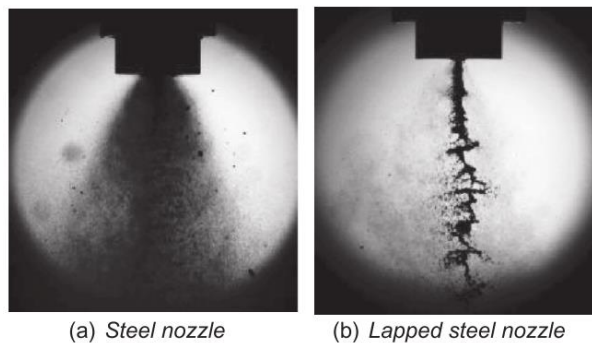


Figure 1-17 : Images de jets flashés pour des mêmes conditions d'injection avec un état de surface d'injecteur différent [Günther & Wirth, 2011] (Lapped steel : acier poli).

CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DU SPRAY FLASHE

Longueur de fragmentation / délai de fragmentation

Le *flashing* externe se différencie visuellement du *flashing* interne par la pénétration du jet liquide dans le milieu environnant. Cette longueur de fragmentation correspond au temps pendant lequel les bulles de vapeur vont être nucléés puis croître dans le liquide jusqu'à désintégrer complètement

le jet. Comme on peut le constater sur la Figure 1-18, cette longueur dépend du niveau de surchauffe de l'eau, diminuant avec l'augmentation de celle-ci jusqu'à transiter vers le cas du flash interne.

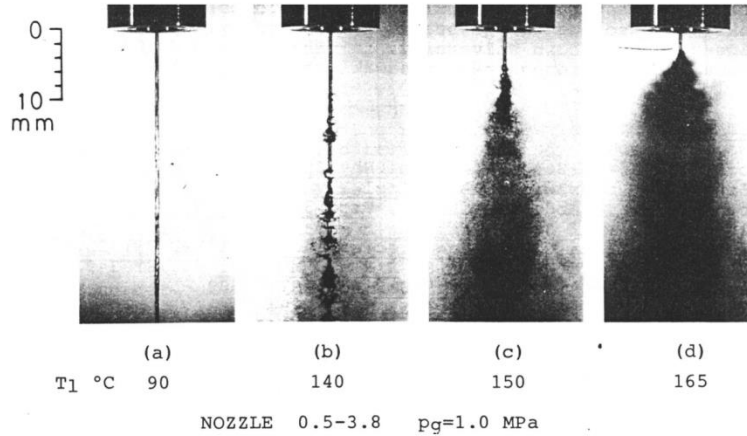


Figure 1-18 : Evolution de la longueur intacte en fonction de la température de l'eau injectée [Nagai et al. 1985].

La longueur de fragmentation, définie comme la longueur qu'il faut au liquide pour s'atomiser du fait de la présence et du grossissement des bulles en son sein, est reliée au délai de fragmentation dt_{frag} et à la vitesse du liquide par la relation suivante :

$$L_{frag} = U_l \cdot dt_{frag} \tag{54}$$

Ostrowski (1966) a étudié la longueur de fragmentation pour différentes pressions et températures d'injection ceci pour deux diamètres d'injecteur. Ses résultats, reportés sur la Figure 1-19, montrent de manière assez claire que cette longueur diminue avec la température d'injection du liquide et l'augmentation de la pression. Cette influence se fait plus discrète pour l'injecteur de diamètre 1 mm que pour l'injecteur de diamètre 0,7 mm et la longueur de fragmentation est plus faible pour l'injecteur de plus grand diamètre pour une même surchauffe.

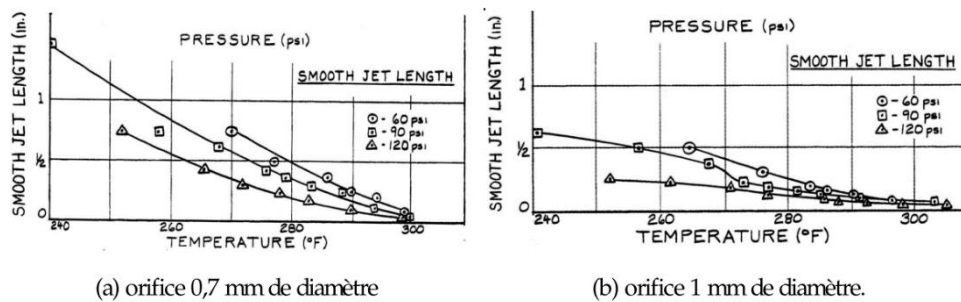


Figure 1-19 : Longueurs de fragmentation en fonction de la température et la pression de l'enceinte [Ostrowski, 1966].

Diamètre de goutte

La taille caractéristique des gouttes dans le jet flashé est le fait de différents facteurs tels que la géométrie de l'injecteur, les forces capillaires ou les instabilités thermodynamiques. La surchauffe est le premier paramètre identifié contrôlant le diamètre de goutte obtenu. De manière logique, plus la surchauffe est grande, plus le diamètre de goutte obtenu est petit comme le montre un résultat de Park and Lee (1994) (Figure 1-20).

Lors de ces travaux, Park and Lee ont aussi étudié l'influence de la pression d'injection de l'eau ainsi que celui de la géométrie de l'injecteur (L_0/D_0). Comme on peut voir sur la Figure 1-20, plus la pression d'injection est élevée, plus le diamètre obtenu est faible. L'évolution du L_0/D_0 ne donne quant à elle que peu de changement sur le diamètre de Sauter (SMD), bien que l'on puisse remarquer pour le L_0/D_0 le plus bas (Figure 1-20 droite) une absence de flash pour les plus basses surchauffes (absence de points).

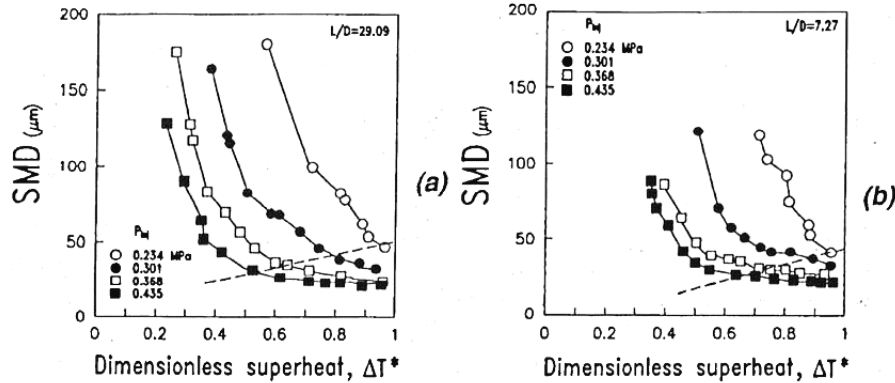


Figure 1-20 : Evolution du SMD selon la surchauffe et la pression d'injection pour deux géométries d'injecteur [Park and Lee, 1994].

Witlox *et al.* (2007) proposent une corrélation assez simple en 3 parties donnant le SMD en fonction de la surchauffe pour l'eau à pression d'injection et pression ambiante constante (Figure 1-21). Les surchauffes auxquelles apparaissent les changements de régime se déterminent avec les relations de Witlox *et al.* (2002) présentées dans l'équation (51). Le point A correspond au début de la surchauffe, le point C correspond au début de l'atomisation externe et le point D au début de l'atomisation interne.

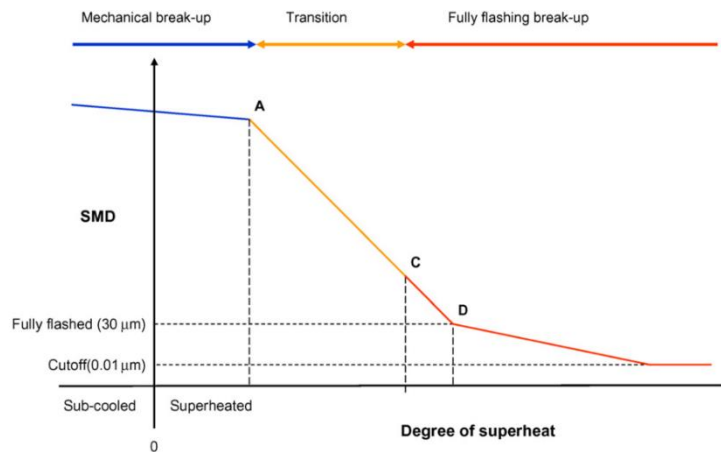


Figure 1-21 : Corrélation entre la surchauffe et le SMD [Witlox *et al.* 2007].

Park et Lee (1994) ont aussi étudié la distribution spatiale de tailles de gouttes en mesurant notamment l'évolution du profil radial du SMD à différentes distance de l'injecteur (Figure 1-22). On peut voir ici que les gouttes de plus grandes tailles sont concentrées au centre du jet alors que les gouttes les plus petites se retrouvent à la périphérie. A mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur la distribution radiale de taille s'homogénéise sous les effets de la vaporisation où de rupture des gouttes. Comme pour l'atomisation mécanique, l'atomisation par *flash-boiling* produit des gouttes plus petites en périphérie et axialement au fur et à mesure que le jet se développe, bien que les phénomènes à l'œuvre puissent être différents pour les deux types d'atomisation.

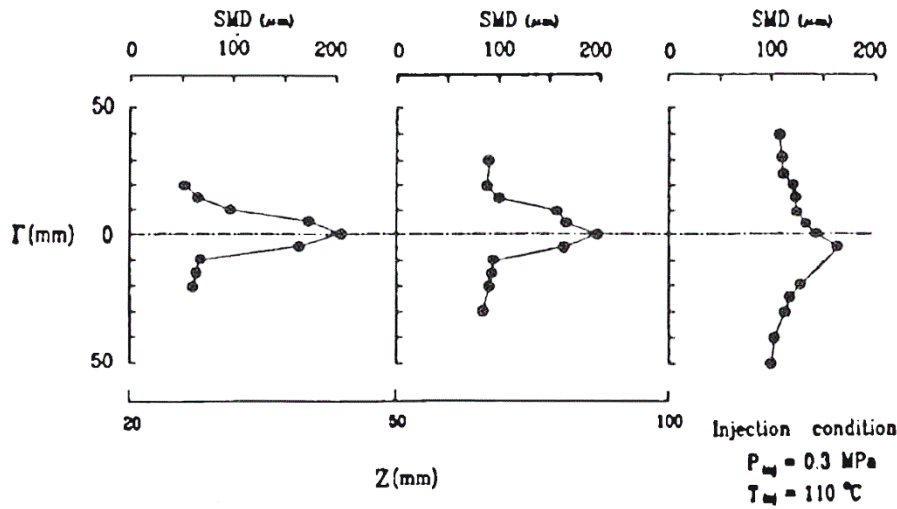


Figure 1-22 : Evolution du profil radial de diamètre des gouttes avec la distance à l'injecteur [Park and Lee, 1994].

La Figure 1-23 montre que le profil radial de taille de goutte tend à s'aplatir lorsque l'on augmente la surchauffe, ce qui est caractéristique d'une meilleure atomisation en accord avec la diminution globale du diamètre moyen des gouttes formées.

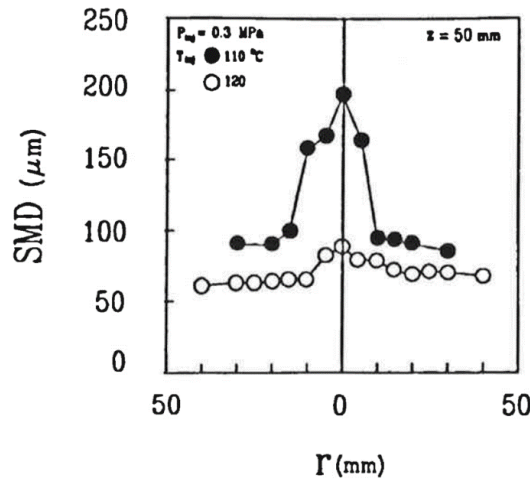


Figure 1-23 : Evolution du profil radial de SMD en fonction de la surchauffe [Park and Lee, 1994].

Pour un flashing externe, trois régimes d'écoulements diphasiques au sein de l'injecteur ont été identifiés par Park and Lee (1994), ils sont illustrés sur la Figure 1-24. Pour de faibles surchauffes, l'écoulement est de type 'à bulles'. L'éclatement de ces bulles produit des ligaments et des gouttelettes principalement à la périphérie jet. Lorsque la surchauffe augmente, l'écoulement interne change de topologie et entre alors dans un régime 'poches-bouchons' caractérisé par une succession de grosses poches de gaz. Pour des surchauffes encore plus élevées, le taux de vapeur dans l'injecteur s'accroît et l'écoulement devient 'annulaire'. Le liquide est alors confiné entre un cœur gazeux et les parois de l'injecteur. Dans ce régime, les gouttes générées semblent plus petites et le spray plus uniforme.

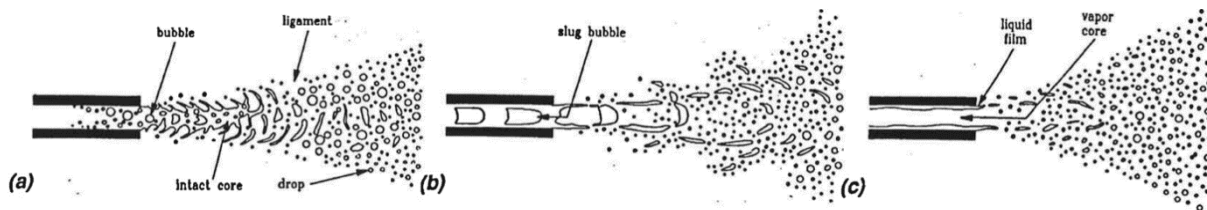


Figure 1-24 : Différentes possibilités d'atomisation en fonction du type de d'écoulement diphasique dans l'injecteur [Park and Lee, 1994].

On peut en effet comprendre que le régime qui met en jeu le changement de phase dans l'injecteur puisse produire des jets externes très variés. Selon le taux de vaporisation dans l'injecteur, les vitesses des phases et la capacité des interfaces à se déformer varient de manière significative selon que l'écoulement de liquide émergent est de type annulaire, ou à bulles. (cf schéma donné par Gavtash *et al.* (2017) reporté sur la Figure 1-25).

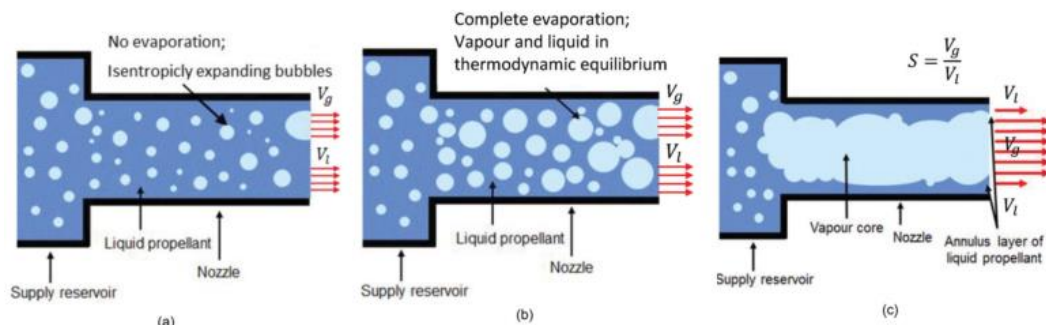


Figure 1-25 : Schéma des modèles de flash à travers un injecteur (a) Homogeneous Frozen Model (HFM); (b) Homogeneous Equilibrium Model (HEM); (c) Slip Equilibrium Model (SEM) [Gavtash *et al.* 2017].

Comme nous le montrerons dans le chapitre 3.1.1, il est essentiel, dans une perspective de modélisation des sprays générés par atomisation flashé d'un jet de liquide, de considérer la variabilité, avec le régime de l'écoulement au sein de l'injecteur, des caractéristiques morphologiques mais aussi dynamiques du spray.

Angle de spray

L'angle de spray, qui mesure l'expansion latérale de la zone atomisée, est une caractéristique de la morphologie du spray et est usuellement défini à partir de la frontière visuelle de la zone occupée par des gouttelettes dans la région de démarrage du flash à la sortie de l'injecteur. Dans le cadre de notre étude, l'angle de spray est une grandeur qui revêt une importance particulière car elle quantifie le volume occupé par les gouttes et par conséquent, la zone où interviennent les échanges de masse et de chaleur donnant lieu à la formation de vapeur qui pourra contribuer à la mise en suspension aéraulique des particules.

Bien que ce paramètre ait moins été le sujet d'attention, quelques études existent à son sujet. Park and Lee (1994) ont notamment mesuré l'évolution de l'angle du jet en fonction de la surchauffe et ont comparé leurs résultats avec ceux de Nagai *et al.* (1985) comme montré sur la Figure 1-26.

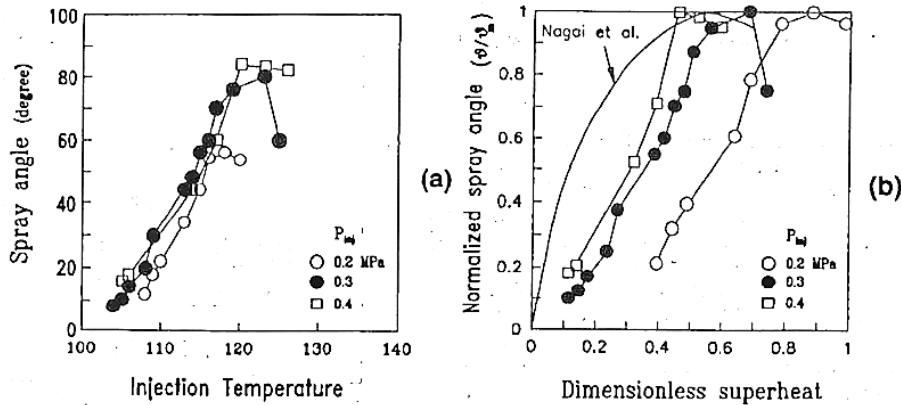


Figure 1-26 : Angle de spray en fonction de la température et de la pression d'injection du liquide [Park and Lee, 1994].

On peut voir, sur la Figure 1-26 ainsi que sur la Figure 1-27, que l'angle de spray dépend de l'écart à l'équilibre thermodynamique et augmente avec la surchauffe jusqu'à une valeur seuil où il stagne, voire diminue un peu. De plus, comme le montre la Figure 1-26 (a), l'évolution de l'angle de spray en fonction de la surchauffe est peu dépendante de la pression d'injection du liquide. On note juste une modification de l'angle maximum. La Figure 1-26 (b) présente l'évolution normalisée de l'angle de spray en fonction de la surchauffe qui est comparée aux résultats de Nagai *et al.* (1985) présentés sur la Figure 1-27. Cette représentation des résultats met en évidence un décalage entre les résultats obtenus par ces deux études. Ces différences semblent indiquer que le choix de ΔT comme paramètre de contrôle n'est sans doute pas le plus pertinent pour établir une corrélation robuste et applicable à différents fluides.

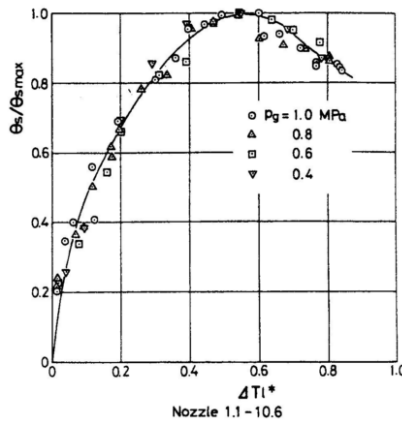


Figure 1-27 : Angle de spray normalisé en fonction de la surchauffe adimensionnée [Nagai *et al.* 1985].

Lamanna *et al.* (2014) proposent une étude approfondie sur la variation de l'angle de spray en fonction de différents paramètres en réalisant des expériences avec différents liquides (acétone, éthanol et isooctane, Tableau 1-4).

Tableau 1-4 : Paramètres physiques des différents fluides utilisés.

	ρ liquide (kg/m ³)	σ (N/m) à 20 °C	T_{evap} (°C) à 1 bar	$C_{p,\text{liq}}$ (kJ/kg.K)	h_{lg} (kJ/kg)
Acétone	791	$23,7 \cdot 10^{-3}$	56,2	2,21	524,5
Ethanol	789	$22,27 \cdot 10^{-3}$	78,4	2,85	855
Isooctane	690	$21,8 \cdot 10^{-3}$	99,2	1,39	/
Eau	1000	$72,8 \cdot 10^{-3}$	100	4,18	2260

On peut voir sur les résultats présentés sur la Figure 1-28 qu'ils mesurent un angle de spray maximum d'une valeur égale à environ 160° pour les trois liquides, bien que l'angle de spray maximum pour l'isooctane soit légèrement plus faible. De plus, ils n'observent pas de diminution de l'angle de spray pour les plus grandes surchauffes contrairement aux résultats de Park and Lee (1994) (Figure 1-26) et Nagai *et al.* (1985) (Figure 1-27).

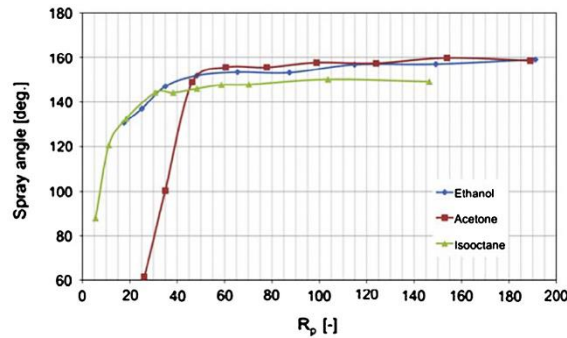


Figure 1-28 : Angle de spray selon le Rp pour différents fluides, x/D = 5 [Lamanna et al. 2014].

Sous l'hypothèse que le processus d'atomisation flash est piloté non pas par le taux de croissance de bulles mais par le taux de nucléation, Lamanna et al. (2014) proposent alors un paramètre de contrôle construit à partir du paramètre de surchauffe, R_p et de la tension de surface adimensionnée Θ (équation 53) et défini par $R_p^2 \Theta^3$. La corrélation entre l'angle de spray et ce paramètre est illustrée sur la Figure 1-29.

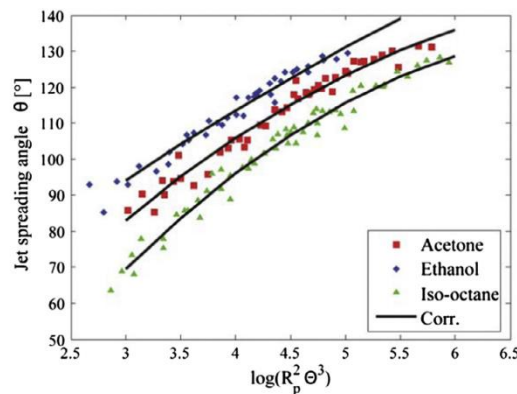


Figure 1-29 : Angle de spray selon le paramètre $\log(R_p^2 \Theta^3)$, x/D = 15 [Lamanna et al. 2014].

On remarque que l'introduction de ce paramètre permet d'obtenir une bonne corrélation pour chacun des fluides utilisés, mais elle n'a pas un caractère universel comme le montre l'écart observé pour les différents fluides. Pour corriger cet écart, les auteurs modifient ce paramètre en y incluant m, la masse d'une molécule de fluide et proposent alors le groupe $R_p^2 \Theta^3 / m$ qui permet de prendre en compte les différences de masses entre les fluides. Ils obtiennent alors les résultats montrés sur la Figure 1-30.

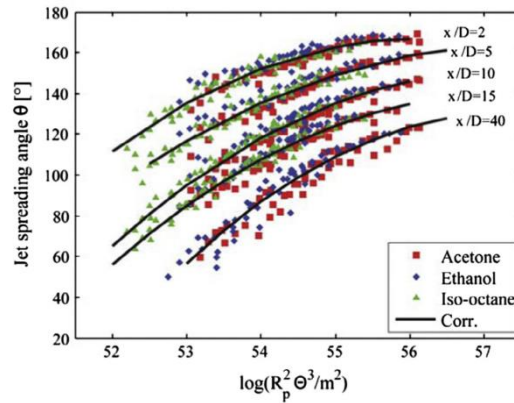


Figure 1-30 : Angle de spray en fonction de $\log(Rp^2\theta^3/m^2)$ pour différents fluides et différentes distance à l'injecteur [Lamanna et al. 2014].

L'introduction de ce nouveau paramètre permet d'obtenir, pour chaque position axiale, une corrélation unique qui décrit l'évolution de l'angle de spray pour des fluides ayant des propriétés physico-chimiques très différentes.

Evolution de la température du jet

L'évolution de la température au sein du jet permet de déterminer la dynamique du changement de phase car l'évaporation du liquide impacte l'évolution de sa propre température lors de l'atomisation flash.

Peter et al. (1994) ont étudié l'évolution de la température des gouttes le long du jet pour différents types de jets (Figure 1-31) ainsi que radialement à différentes distances (Figure 1-32).

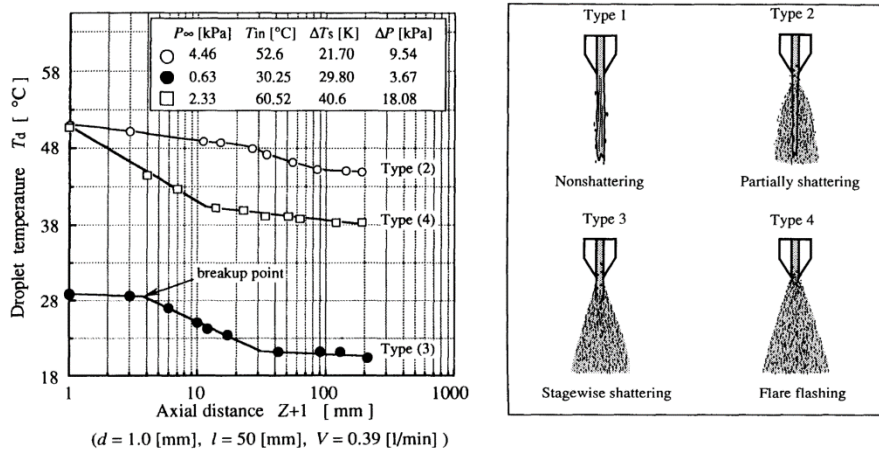


Figure 1-31 : Evolution de la température du jet avec la distance (gauche) et morphologie des différents types de jets flashés identifiés par Peter et al. (droite) [Peter et al. 1994].

On peut conclure de ces résultats que la diminution de la température commence avec la fragmentation du jet et c'est à partir de ce moment que l'évaporation débute. La dynamique de l'évolution de la température est plus ou moins rapide selon le type de jet, la température se stabilisant rapidement pour le jet en flash interne (à 10 mm sur la figure pour le type 4) ou plus tard pour le flash partiel (à quasiment 100 mm sur la figure pour le type 2).

La Figure 1-32 montre l'évolution de la température des gouttes avec la distance radiale à différentes distances de l'injecteur pour un jet flash externe (type 3 de la figure précédente). La

température la plus élevée est au centre du jet et diminue très rapidement sur les côtés. La température s'homogénéise ensuite au fur et à mesure que la distance à l'axe d'injecteur augmente.

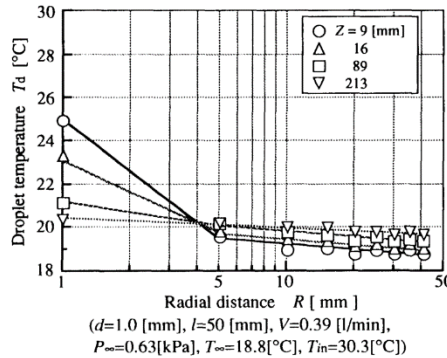


Figure 1-32 : Evolution de la température du liquide selon la distance radiale [Peter et al, 1994].

L'EVAPORATION DU LIQUIDE ET RAIN-OUT

La forte capacité thermique de l'eau empêche sa vaporisation complète lors d'une détente adiabatique [Thompson et al. 1975 ; Thompson et al. 1986] ce qui limite aussi la pressurisation de la chambre à vide due au flash [Hasan et al. 1998]. En considérant des conditions expérimentales dites ITER-like, c'est-à-dire une injection d'eau à 100°C dans une atmosphère à basse pression (1000 Pa), conduisant à une surchauffe de 90 K, seulement 20% de la masse totale d'eau injectée sera vaporisée. Cette valeur est déduite du calcul du nombre de Jakob pour ces conditions. Le reste de cette eau va impacter ou s'écouler sur les parois de l'enceinte selon sa vitesse et nous amener à étudier le deuxième phénomène qu'est le rain-out.

Thompson et al. (1986) ont quantifié la fraction du liquide pouvant s'évaporer. Ils déterminent théoriquement qu'il faut, pour avoir une vaporisation complète, un rapport entre la capacité thermique spécifique et la constante des gaz spécifique un rapport minimum $c_v^0/R > 11,2$. On a pour l'eau $c_v^0/R = 3.6$, ce qui signifie qu'il est impossible pour l'eau d'être vaporisée entièrement par une détente adiabatique. Seuls certains fluides appelés rétrogrades peuvent se vaporiser complètement en cas de détente isentropique (Figure 1-33).

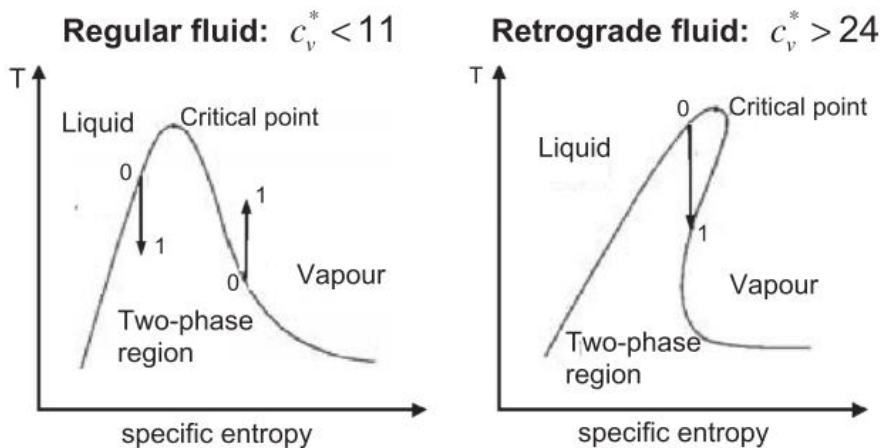


Figure 1-33 : Diagramme température-entropie pour un fluide classique et rétrograde [Lamanna et al. 2014].

Comme dit précédemment, seule une partie de l'eau injectée sera évaporée suite au flash, la partie liquide restante se retrouvera sur les parois du tore. Ce phénomène de dépôt liquide à la suite d'un

flash incomplet est appelé *rain-out* et est étudié principalement dans les cas de fuite de liquide sous pression en environnement industriel. On peut voir une représentation du phénomène par Witlox *et al.* (2002) sur la Figure 1-34.

Du fait de la température des parois du tore, il va y avoir une ébullition du film d'eau pariétal qui va contribuer à la re-pressurisation de l'enceinte. Le film d'eau va s'évaporer, voire bouillir, à cause du transfert de chaleur entre les parois de la chambre à vide et le film liquide et à cause de l'écart de pression entre l'enceinte et la saturation. De plus, dans ITER, cette ébullition pourra conduire à un transfert de particules de la phase liquide vers la chambre à vide du fait des phénomènes de relargage de particules et d'évaporation de gouttes chargées en particules.

Si la vaporisation d'un film d'eau est un phénomène connu et étudié même à basse pression (Aoki, 2000), la mise en suspension de particules présentes dans un film liquide résultant de l'ébullition de celui-ci dans les conditions d'ITER est moins étudiée.

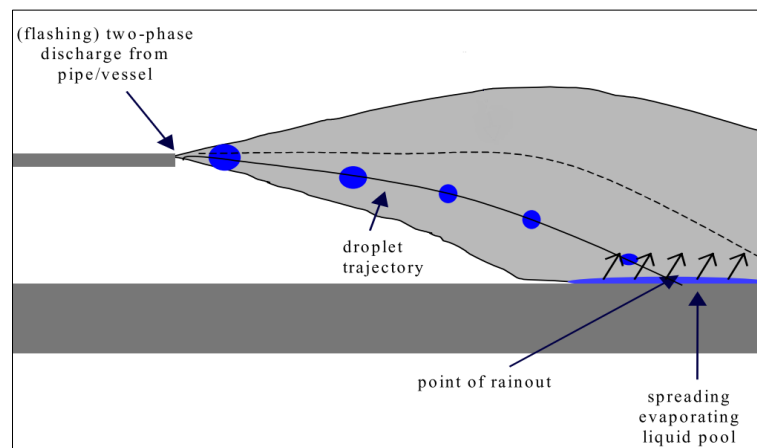


Figure 1-34 : Représentation du flash boiling et du rain-out [Witlox *et al.* 2002].

Un autre phénomène à investiguer est l'influence de la présence des poussières dans l'eau s'écoulant sur les parois de la chambre à vide, sur la dynamique de l'ébullition. Les poussières pourraient former autant de sites de nucléation supplémentaires provoquant une nucléation hétérogène (nucléation qui commence grâce à la présence d'impuretés). Cette ébullition hétérogène pourra mettre en suspension les poussières voire même être le phénomène principal de la mise en suspension.

RECONDENSATION DE L'EAU

Dans le réacteur, il va y avoir une condensation partielle de l'eau due à la saturation de l'air en vapeur d'eau et au refroidissement des parois (Hasan *et al.*, 1998). Cette condensation sera en grande partie localisée sur les parois, cependant, il est aussi possible qu'une partie des poussières soient « activées » et qu'il y ait condensation sur elles (Pruppacher et Klett, 1998). Cette condensation sur les poussières risque d'être négligeable, surtout aux premiers instants, et ne sera donc pas étudiée durant la thèse. Il est malgré tout important de le souligner car il peut y avoir un impact sur l'évolution du diamètre des particules et donc sur le temps de résidence des poussières dans la phase vapeur.

1.4 ANALYSE DIMENSIONNELLE ET SYNTHÈSE

Nous avons résumé dans ce chapitre les différentes études s'approchant de notre cas de *flash-boiling* sous vide. Nous avons mis en évidence les différents phénomènes qui mèneront à la mise en suspension des particules que sont la mise en suspension aérodynamique par le flux de vapeur, la mise en suspension par l'ébullition de film d'eau et la mise en suspension par piégeage de particules

dans les gouttes d'eau. Il est à noter la grande complexité des phénomènes physiques ainsi que le peu de travaux détaillés sur le spray dans les conditions ITER-like.

Les études ont montré que seule une partie de l'eau sera vaporisée suite au *flash-boiling*, le reste de l'eau sera donc atomisé en gouttelettes avant d'impacter les parois et former un film. Les caractéristiques du spray liquide sont très importantes dans la mise en suspension. Il est aussi possible qu'il y ait une onde de choc lors de l'injection de l'eau du fait de la vaporisation rapide de l'eau.

La Figure 1-35 présente un schéma de mécanismes élémentaires présents dans l'atomisation flash d'un jet de liquide. Dans le tube, on a représenté par des étoiles de petite taille des sites de nucléation qui peuvent apparaître dans le cœur du liquide ou aux parois. Ce sont les précurseurs de la croissance de bulles qui apparaissent en raison du changement de phase. On y voit des bulles éventuellement présentes dans l'injecteur et qui sont en croissance dans le liquide, puis une bulle de plus grande taille au-delà de la buse dont la croissance extrême va donner lieu à une fragmentation violente de nappes de liquide ou de ligaments liquides dont la présence est schématisée en zone proche, avant qu'eux-mêmes ne disparaissent en ne laissant que de fines gouttelettes résultant de leur rupture. En surface du cœur de liquide continu mais aussi à la surface de gouttelettes sont également tracées des flèches qui rappellent qu'une vaporisation très intense est également présente. Les pointillés qui occupent le fond représentent la vapeur d'eau ainsi générée.

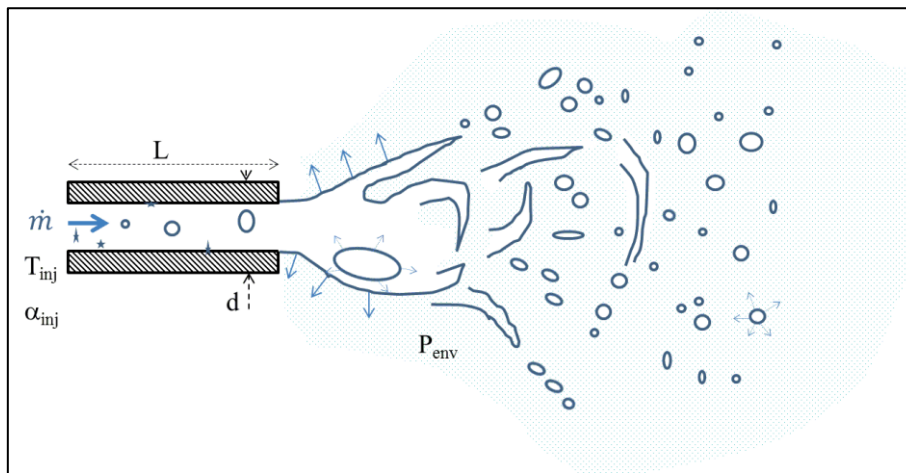


Figure 1-35 : Schéma des mécanismes élémentaires d'un jet liquide en flash-boiling.

Dans notre configuration d'étude, nous fixerons le débit \dot{m} par l'intermédiaire d'une vanne intercalée entre la cuve réservoir et l'injecteur (Chapitre 2 partie 2.1.3). La température à l'injection T_{inj} ainsi qu'une fraction volumique de vapeur déjà présente dans l'injecteur α_{inj} permettent de caractériser les conditions de brèche ou d'injection du jet. Si nous observons des bulles dans l'injecteur, nous serons incités à penser qu'il n'y a pas à considérer la problématique de nucléation puisque les bulles sont déjà formées. Nous ferons néanmoins fait des essais avec deux types de matériaux pour les parois du tube pour évaluer cet effet globalement. La pression dans la cuve est notée P_{env} . Les paramètres géométriques sont la longueur du tube L et son diamètre d . L'accélération de la pesanteur n'intervient pas dans ce problème en raison des vitesses importantes. Les propriétés physiques et thermodynamiques du liquide et de sa vapeur sont nécessaires pour décrire le problème. Elles doivent être considérées *a minima* à l'injection. La littérature introduit ainsi les viscosités cinématiques (ν_L, ν_G), et les masses volumiques (ρ_L, ρ_G) des deux phases, la tension interfaciale (σ), la chaleur latente de vaporisation (h_{LG}) et les chaleurs massiques à pression constante des deux phases (c_{pL}, c_{pG}). On a donc au total 14 paramètres qui conditionnent le problème. Par le théorème de Vaschy-Buckingham on comprend donc que les résultats du problème écrits sous forme adimensionnelle dépendent de 10 nombres adimensionnels.

On peut remarquer que les coefficients thermodynamiques nécessaires pour reproduire tout le comportement des deux constituants du système - le liquide et la vapeur - sont, à strictement parler, au nombre de 7. Pour représenter les 2 équations d'état de chaque phase, il faut en effet, dans une formulation en enthalpie, introduire les deux chaleurs massiques à pression constante, les deux coefficients de dilatation isobare ($\alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p$), les deux coefficients de compressibilité isotherme ($K_T = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T$) et le saut d'enthalpie entre les deux phases à savoir la chaleur latente de vaporisation. Cependant, dans la littérature on ne reporte généralement que 3 grandeurs (c_{pL} , c_{pG} , h_{LG}) pour décrire le comportement thermodynamique. C'est certainement parce qu'on adopte de façon implicite un modèle de gaz parfait pour représenter la vapeur de sorte que $\alpha_G = \frac{1}{T}$ et $K_{TG} = \frac{1}{p}$; et que par ailleurs on néglige α_L et K_{TL} dans le modèle de liquide.

Les nombres adimensionnels que nous considérons sont les suivants. Le rapport de longueurs géométriques L/d sera fixé dans cette étude. Le rapport des viscosités (ν_G/ν_L), tout comme celui des masses volumiques (ρ_G/ρ_L) sont négligeables. Le rapport des chaleurs massiques (c_{pG}/c_{pL}) ne varie pas au cours de la transformation si l'on considère la vapeur comme un gaz parfait. Le nombre de Reynolds défini pour le liquide à partir de la vitesse débitante du liquide ($U = \frac{4\dot{m}}{\rho_L \pi d^2}$) s'écrit $Re_L = \frac{Ud}{\nu_L}$. Nous aurons des nombres de Reynolds dans la gamme 5000-15000 transitionnelle entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent développé. Le nombre de Weber de la vapeur compare la tension superficielle à l'inertie : $We_G = \frac{\rho_G U^2 d}{\sigma}$. Il sera toujours d'ordre 1. Si l'on définit la différence de température $\Delta T = T_{liq} - T_{sat}(P_{env})$ le nombre de Jakob peut être introduit. Il compare une énergie disponible dans le liquide à cause de la surchauffe à l'énergie nécessaire au changement de phase : $Ja_p = \frac{\rho_L c_{pL} \Delta T}{\rho_G h_{LG}}$. Pour des valeurs de ΔT de 5 à 60°C ce nombre de Jakob variera entre 10 et 100 environ. On peut aussi introduire divers rapports de pression. Nous choisissons d'introduire le paramètre adimensionnel $R_p = \frac{p_{sat}(T_{liq})}{p_{env}}$ de façon similaire à celui introduit par [Lamanna *et al.* 2014]. Il variera entre 1,4 et 18. Il reste deux nombres adimensionnels rarement relevés dans la littérature. Le premier est la fraction volumique de vapeur α_{inj} . C'est une représentation globalisante de l'état du mélange diphasique lorsque les bulles sont déjà apparues dans l'injecteur. Le second nombre adimensionnel peu évoqué est le nombre de Mach qui introduit une description *a minima* de la compressibilité de l'écoulement dans la cuve sous vide. Il peut être défini par exemple par $M = \frac{U_G}{c_G}$ où $U_G = \frac{4\dot{m}}{\rho_G(T_{liq})\pi d^2}$ est une vitesse débitante de la vapeur et c_G la célérité des ondes sonores dans la cuve qui peut être évaluée pour un gaz parfait par $c_G = \sqrt{\gamma r T_{sat}(P_{env})}$, les coefficients γ et r étant liés à ceux déjà introduits. Une évaluation donne en première approximation un nombre de Mach au minimum de 10-20. La définition d'un nombre de Mach plus réaliste dans le spray demanderait d'introduire la célérité d'ondes sonores en milieu diphasique qui dépend fortement de la fraction volumique de gouttes. Pour calculer cette célérité on ne peut pas anticiper cette fraction volumique de gouttes qui est l'un des résultats du problème. Mais on constate que l'écoulement dans le spray doit être fortement sensible à la compressibilité.

On voit donc que le problème général est complexe ne serait-ce que parce qu'il dépend dans notre cas d'étude consacré à un seul fluide, à savoir l'eau, de 6 nombres adimensionnels (Re_L , We_G , Ja_p , R_p , M , α_{inj}). Les propriétés physiques données en conditions d'entrée dans le tube d'injection ne variant pas de manière trop forte dans nos expériences, on ne découplera pas les variations de Re_L et We_G essentiellement imposées par la variation du débit qui sera testée. Dans nos conditions d'expérimentation il est impossible de mesurer la fraction volumique α_{inj} . Mais nous essayerons de classer les sprays en fonction de gammes de fraction volumique puisque nous regarderons comment le spray répond à des régimes d'écoulements diphasiques contrastés dans le tube d'injection. Les effets de la surchauffe donnant lieu à des variations des nombres de Jakob Ja_p et

R_p seront testés en imposant différentes valeurs de T_{liq} et de P_{env} . Le nombre de Mach ne pourra donc pas être varié indépendamment.

L'ensemble de ces conclusions nous amènent au dimensionnement d'une expérience permettant de générer et de caractériser un jet d'entrée d'eau surchauffée dans une enceinte à basse pression, qui fait l'objet du chapitre suivant.

2 MATERIEL D'EXPERIMENTATION ET METHODES DE MESURE

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

Dans ce chapitre, nous allons présenter le banc d'essais utilisés lors de la thèse, les méthodes de mesures ainsi que les moyens d'acquisition et de traitement des images. Ce banc d'essais, nommé FAAMUS pour "*Flash Atomization and Aerosol Mobilization Under vacuum System*" a été conçu et réalisé dans le cadre de cette thèse. Il permet la caractérisation détaillée de l'écoulement diphasique généré lors de l'atomisation par flash-boiling à basse pression ainsi que l'étude de la mise en suspension de particules qui en résulte. Ce banc a été instrumenté avec des techniques non intrusives basées sur des diagnostics optiques et des capteurs conventionnels, moyens instrumentaux qui seront détaillés dans ce chapitre.

2.1 LE BANC D'ESSAI FAAMUS

2.1.1 CAHIER DES CHARGES

Le banc d'essai FAAMUS a été conçu lors de la première année et amélioré tout au long de la thèse. Destiné à l'étude de l'atomisation flash de l'eau, il a été pensé afin de répondre aux exigences de l'étude.

- Il doit être possible de faire varier la température d'injection de l'eau entre la température ambiante et 140°C.
- La pression de l'enceinte dans laquelle est effectuée l'injection doit pouvoir varier entre 100 pascals (vide primaire) et la pression atmosphérique.
- Il doit être possible d'utiliser des injecteurs de différentes géométries et dimensions afin de simuler différentes morphologies de brèches et ainsi étudier l'impact de leurs caractéristiques sur la formation du jet diphasique par atomisation flash.
- L'écoulement dans l'injecteur doit pouvoir être caractérisé afin de pouvoir étudier son influence sur le processus d'atomisation. Cela nécessite la conception et la fabrication d'un injecteur transparent.
- Le banc FAMMUS doit de plus permettre l'étude de l'interaction du jet diphasique liquide/gaz avec des parois disposées soit perpendiculairement à l'injecteur et de manière affleurante, soit parallèlement à l'injecteur.
- L'ensemble des paramètres thermodynamiques mesurés doit être enregistré avec une cadence adaptée au caractère fortement transitoire des essais.
- Le banc FAMMUS doit être équipé de différents accès optiques nécessaires à l'implantation des diagnostics optiques mis en œuvre pour caractériser les zones denses et diluées du jet diphasique, dans les champs proche et lointain de l'injection.

La Figure 2-1 présente un schéma de principe du banc d'essai FAMMUS illustrant les parties principales ainsi que les différents organes de contrôle identifiés par une légende numérotée. Les différents composants du banc d'essai sont détaillés dans cette partie.

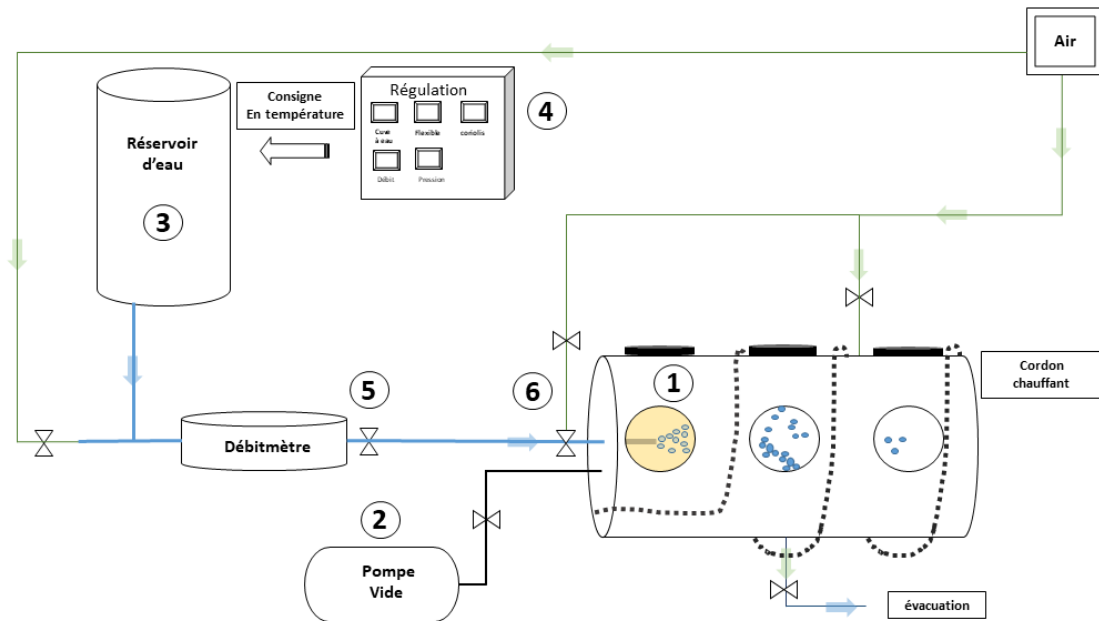


Figure 2-1 : Schéma du banc d'essai FAAMUS présentant les principaux éléments. (1) Chambre à vide, (2) Pompe à vide, (3) Réservoir d'eau, (4) Dispositif de régulation en température, (5) Vanne de régulation du débit d'eau, (6) Vanne pneumatique contrôlant l'injection.

2.1.2 LA CHAMBRE A VIDE

La chambre à vide (1), dont une photographie est représentée sur la Figure 2-2, est une chambre en inox cylindrique de 900 mm de longueur pour 600 mm de diamètre. L'épaisseur de la paroi est de l'ordre du millimètre. Elle simule l'enceinte sous vide du réacteur ITER. La plaque frontale dispose d'une bride d'entrée étanche pour le passage de l'injecteur et d'une deuxième bride pour connecter la pompe à vide. Six passages de type Swagelok sont disposés sur la plaque frontale ainsi que le long de la cuve pour pouvoir installer des capteurs. Des accès optiques sont présents le long de la cuve pour l'implémentation de diagnostics optiques. Ce sont des hublots d'un diamètre de 100 mm disposés à 0°, 90° et 180° sur 3 sections à 150 mm, 300 mm et 550 mm pour observer différentes zones. La section à 300 mm dispose de plus d'un hublot à 66°. Ces hublots sont en silice et traités antireflets pour la longueur d'onde du laser (527 nm). Ils sont chauffés avec un cordon chauffant afin d'éviter la condensation lors des essais d'entrée d'eau.

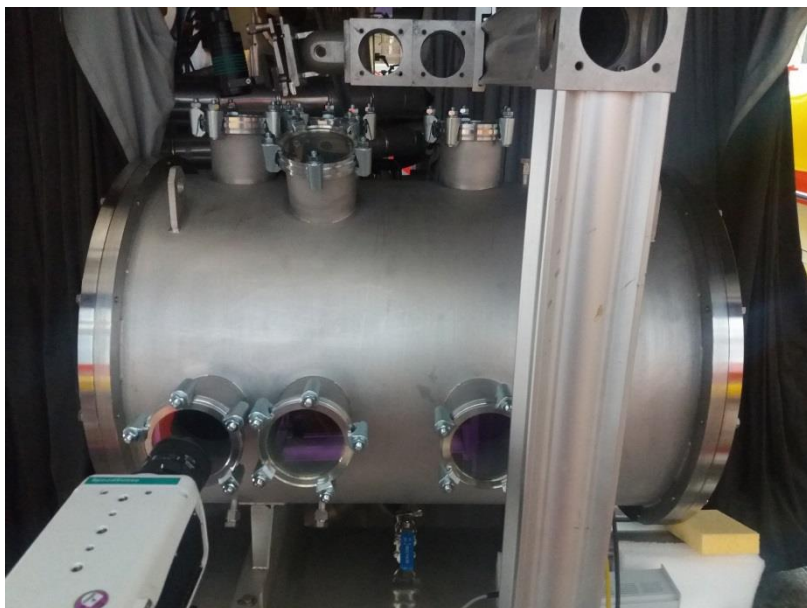


Figure 2-2 : La chambre à vide.

Afin d'atteindre les conditions de basse pression à l'intérieur de la cuve, une pompe à vide (2) est connectée et permet de descendre jusqu'à une pression absolue d'environ 100 pascals.

2.1.3 LE CIRCUIT D'EAU

Afin d'injecter l'eau dans les conditions recherchées, nous disposons d'un réservoir d'eau de 35 litres (3) régulé en température et pressurisé, connecté à la cuve par le biais d'un flexible que nous avons cherché à réguler en température. Nous verrons ultérieurement que cette régulation du flexible ne suffit pas pour garder la température à l'injection stable au cours d'un essai, mais qu'à l'aide de sondes de température placées près de l'injecteur nous avons accès aux conditions thermiques importantes pour les expérimentations. Cet ensemble simule le circuit de refroidissement du réacteur. Le système de régulation (4) permet d'atteindre une température maximale de l'eau de 140°C. La sur-pressurisation du réservoir est assurée par une alimentation en air comprimé à la pression de 7 bars. L'ensemble permet de monter à une pression maximale de 10 bars. Une vanne manuelle placée entre le réservoir et le flexible permet de régler le débit d'eau injecté (5). Enfin, une vanne pneumatique placée avant l'injecteur permet de démarrer l'injection d'eau au moment voulu (6).

2.1.4 INJECTEURS ET CONFIGURATIONS

L'injecteur a pour but de simuler la brèche dans le circuit de refroidissement du réacteur. Etant donné la variété de brèches considérées pour ITER, nous disposons d'injecteurs avec différentes géométries afin d'étudier l'impact de la géométrie sur le flash-boiling. Leurs dimensions sont résumées dans le Tableau 2-1 et leurs plans sont présentés sur la Figure 2-3. Un injecteur transparent (n°3 dans le tableau) a aussi été utilisé afin d'obtenir des informations sur l'écoulement en amont de l'injection. Son plan est en Figure 2-4.

Tableau 2-1 : Caractéristiques des injecteurs.

Injecteur n°	Longueur (mm) (B)	Diamètre (mm) (A)	L/D	Matériau
1	50	1	50	Inox
2	100	1	100	Inox
3	70	1	70	Verre

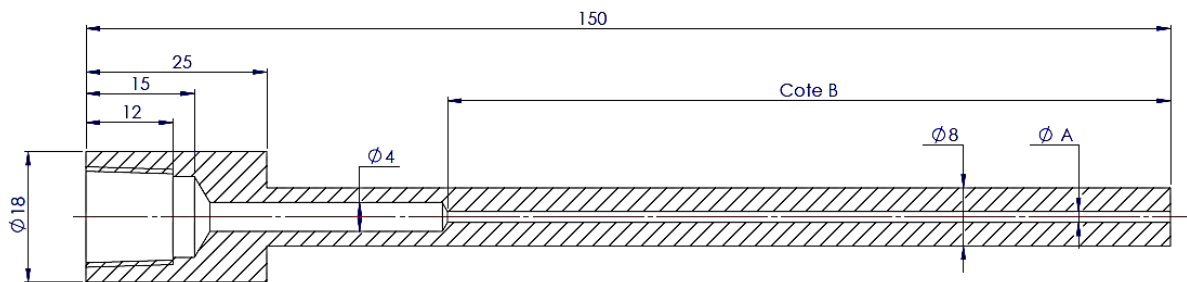


Figure 2-3 : Plan des injecteurs inox.

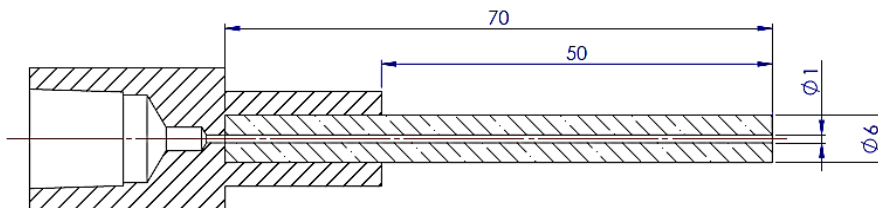


Figure 2-4 : Plan de l'injecteur transparent.

Afin de simuler la paroi de la chambre à vide du Tokamak, affleurant à la brèche, une plaque verticale et perpendiculaire à l'injecteur, d'un diamètre de 300 mm, a été conçue. La Figure 2-5 montre l'ensemble injecteur et plaque aluminium tel qu'installé dans FAAMUS. L'injecteur transparent ne pouvant supporter cette plaque, les essais faits avec cet injecteur seront faits sans plaque affleurante.

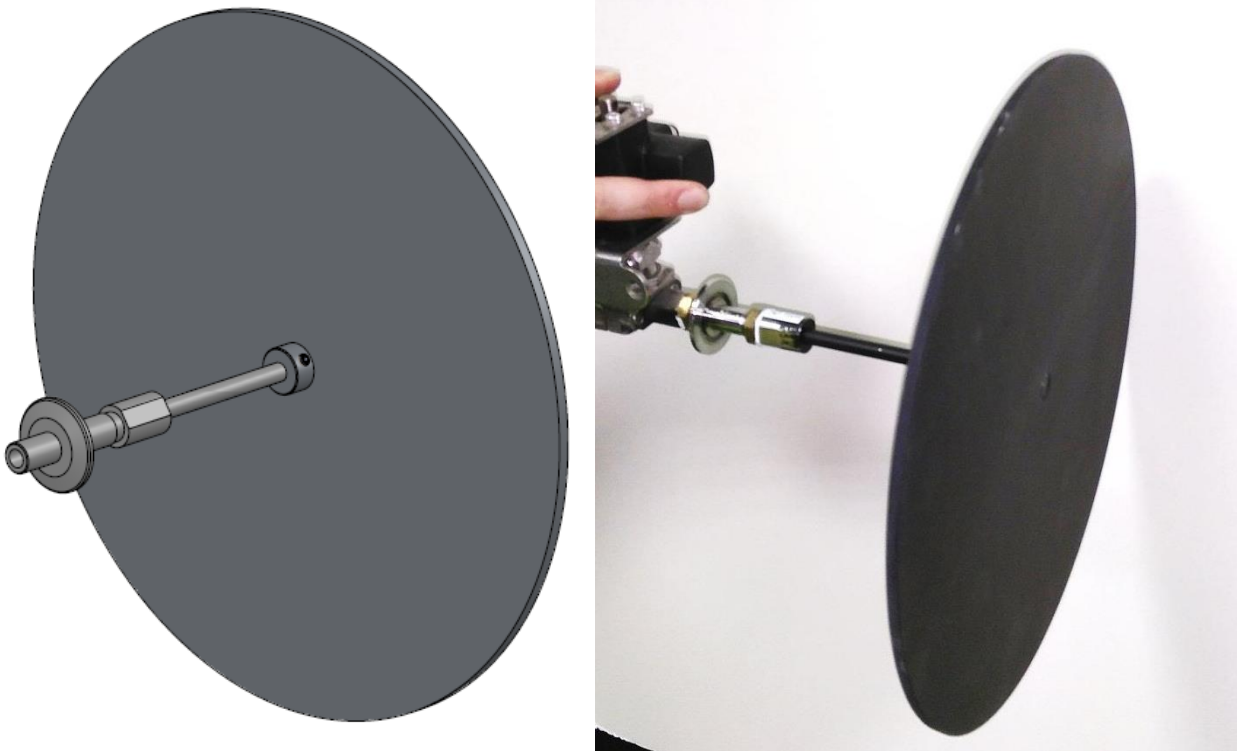


Figure 2-5 : Ensemble injecteur et plaque affleurante.

Afin d'étudier la mise en suspension de particules, induite par l'atomisation flash du jet liquide, une plaque rectangulaire de dimensions 300 x 500 mm² peut être fixée horizontalement dans FAMMUS, à différentes distances de l'axe de l'injecteur. Sur cette plaque horizontale sont alors déposées les particules.

2.1.5 CAPTEURS ET REGULATION

Afin de suivre l'évolution des paramètres durant chaque test, nous disposons de différents capteurs placés sur le réservoir d'eau, la ligne d'eau et la chambre à vide. Nous allons dans cette partie détailler l'ensemble de ces capteurs. La position des capteurs est illustrée sur la Figure 2-6.

Capteur de pression

La mesure de la pression dans le réservoir d'eau est assurée par un transmetteur de pression piézorésistif Keller PR 25 HT ayant une étendue de mesure de 0 à 10 bars relatifs et une précision de mesure de 0,1% de l'étendue de mesure. Le capteur est par ailleurs connecté au système de régulation en température de l'eau. Pour des raisons de sécurité, le chauffage de l'eau du réservoir s'interrompt si la pression dans le réservoir excède 10 bars. Ce capteur est nommé « P » sur la Figure 2-6.

Jauges de vide

Deux capteurs de type jauge de vide sont installés au même endroit sur la ligne menant à la pompe à vide afin de mesurer la pression dans la cuve. Elles ont une étendue de mesure de 0 à 10 torrs pour l'une et 0 à 1000 torrs pour l'autre (de 0 à 13 mbar et de 0 à 1333 mbar). Leur résolution est de 3,5 décades, permettant d'avoir une bonne précision sur la mesure de pression dans la chambre. Elles sont nommées « V » sur la Figure 2-6.

Capteurs de température

Six thermocouples de type K sont installés sur le banc d'essai. Les mesures de température du réservoir (T_1 et T_2), du débitmètre (T_3) et du flexible (T_4) sont utilisées pour la régulation. Les capteurs T_1 et T_2 servent à la mesure de la température du réservoir d'eau pour la régulation et la sécurité, respectivement. Le capteur T_3 mesure la température du débitmètre à effet Coriolis. Le capteur T_4 mesure la température du flexible. Le capteur T_5 mesure la température de l'injecteur, juste en amont de l'injection. Le capteur T_6 mesure la température à l'intérieur de la chambre à vide. Leurs emplacements sont illustrés sur la Figure 2-6.

Débitmètre

Le débit passant dans le circuit d'eau est mesuré grâce à un débitmètre massique à effet Coriolis Micromotion ayant une gamme de mesure de 0,1 à 80 kg/h et une précision de mesure de 0,1% de l'étendue de mesure. Le débit d'eau est réglé avant l'essai par une vanne de régulation manuelle. Il est nommé « D » sur la Figure 2-6.

Régulation et sécurité

Une partie des capteurs sert à la régulation et la sécurité du banc d'essai. Des modules WEST 6100+ permettent de réguler la température du réservoir et de la ligne d'eau avec un système PID. De même, si la pression dans le réservoir d'eau (P) dépasse 10 bars ou si la température de l'eau dans le réservoir (T_2) dépasse 150°C , le chauffage de l'eau cesse. Un ré-enclenchement manuel de la chauffe est alors nécessaire.

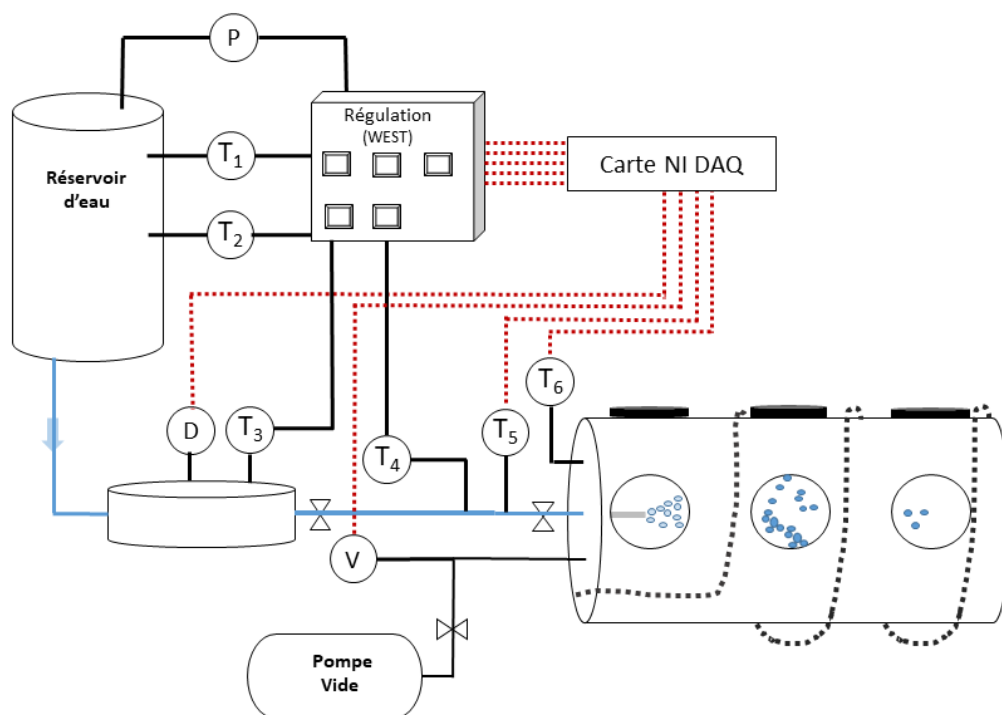


Figure 2-6 : Schéma du banc d'essai avec les emplacements des capteurs.

Maintenant que nous avons passé en revue le banc expérimental et son fonctionnement, nous allons détailler le fonctionnement des systèmes d'acquisition des données des capteurs ainsi que des mesures optiques.

2.1.6 ACQUISITION DES DONNEES DES CAPTEURS

Afin d'enregistrer les données des différents capteurs, nous utilisons une carte d'acquisition National Instruments DAQ (NI cDAQ-9178) composée de plusieurs modules permettant la capture des données conditionnées sous différentes formes (thermocouples, 0-10 V et 4-20 mA). Les caractéristiques des modules sont les suivantes :

- Module thermocouple (NI 9213) dispose de 16 voies échantillonnées à une fréquence d'acquisition de 1kHz. Le module dispose d'une compensation source froide intégrée. Les mesures de la température de l'injecteur et de la température de la chambre à vide sont acquises par ce module (capteurs T_5 et T_6).
- Module 0-10 V (NI 9215) dispose de 4 voies échantillonnées à une fréquence de 1kHz. Les mesures des différentes données transmises par les boîtiers de régulation WEST ainsi que par les deux jauges de vides sont effectuées par deux modules 0-10 V équivalents (capteurs T_1 à T_4 ainsi que V).
- Module 4-20 mA (NI 9203) dispose de 8 voies échantillonnées à une fréquence de 1kHz. La mesure de débitmètre massique est assurée par ce module (Capteur D).

La carte d'acquisition NI est branchée par USB sur un pc portable pour permettre l'affichage en temps réel des mesures et l'enregistrement des données sous forme de fichiers ASCII tabulés.

A partir des données techniques des différents capteurs et des modules d'acquisitions, nous pouvons déduire les incertitudes associées à chaque mesure. Ces incertitudes sont résumées sur le Tableau 2-2.

(1 torr = 1,33 mbar).

Tableau 2-2 : Incertitudes de mesure.

Mesure	Résolution WEST	Incertitude capteur	Incertitude module	Incertitude totale
Température	N/A	$\pm 2,2^\circ\text{C}$ (standard)	$\pm 0,8^\circ\text{C}$	$\pm 3,0^\circ\text{C}$
Température (WEST)	$\pm 0,2^\circ\text{C}$	$\pm 2,2^\circ\text{C}$ (standard)	$\pm 1,5^\circ\text{C}$	$\pm 3,9^\circ\text{C}$
Pression (WEST)	$\pm 0,1$ bars	$\pm 0,03$ bars	$\pm 0,1$ bars	$\pm 0,23$ bars
Pression 10 torr	N/A	$\pm 0,05$ torr	$\pm 0,1$ torr	$\pm 0,15$ torr
Pression 1000 torr	N/A	± 5 torr	± 10 torr	± 15 torr
Débit	N/A	$\pm 0,08$ kg/h	$\pm 0,8$ kg/h	$\pm 0,88$ kg/h

La Figure 2-7 montre l'évolution typique des paramètres thermodynamiques au cours d'un essai. Pour cet essai la température de l'eau dans le réservoir est fixée à 100°C et la pression dans la cuve à vide atteint 4.6 kPa au maximum au moment de l'enregistrement vidéo. La jauge à vide avec l'étendue de mesure la plus faible est donc saturée. Initialement, la température de l'injecteur est de l'ordre de 70°C et celle du flexible de l'ordre de 120°C . L'injection débute à $t=5$ s et se termine peu après 100 secondes. Très rapidement après le déclenchement de l'injection, la température de l'injecteur atteint 110°C . Cette brusque élévation correspond à l'arrivée dans l'injecteur de l'eau initialement présente dans le flexible. La température de l'injecteur chute alors, rapidement au début, puis de plus en plus lentement, pour se stabiliser à une température proche de 60°C . Cette décroissance peut être associée à plusieurs phénomènes : (i) la vaporisation partielle de l'eau en amont de l'injecteur. En effet, comme nous le verrons ultérieurement (Cf. Chapitre 3), des bulles de vapeur sont déjà présentes dans l'écoulement au niveau de l'injecteur. (ii) la brusque détente

de la phase vapeur au droit de l'injecteur qui par transfert thermique refroidit ce dernier. On observe d'ailleurs rapidement de la condensation sur la paroi de l'injecteur. Au temps longs un équilibre se met en place et la température n'évolue quasiment plus.

La pression dans la cuve augmente quasiment instantanément au moment de l'injection, passant de 200 Pa à 4 000 Pa en moins de 1 s. Cette croissance très rapide est la signature d'une intense et très rapide vaporisation de la phase liquide dans les premiers instants de l'injection.

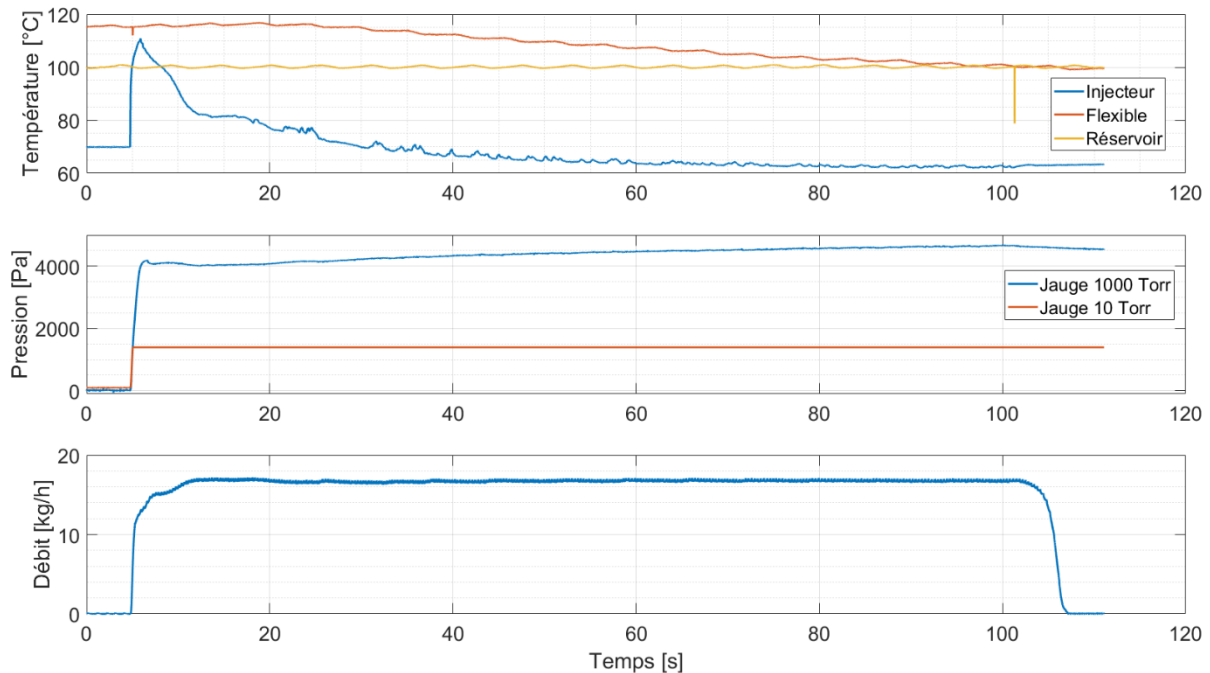


Figure 2-7 : Evolution caractéristique des paramètres thermodynamiques lors d'un essai (Essai 1).

Sur la Figure 2-8 sont comparées la température mesurée dans la chambre à vide et la température de saturation de l'eau calculée à partir la pression mesurée dans la chambre à vide. Rapidement après le début l'injection, les températures sont très proches voulant dire que la chambre est saturée en vapeur.

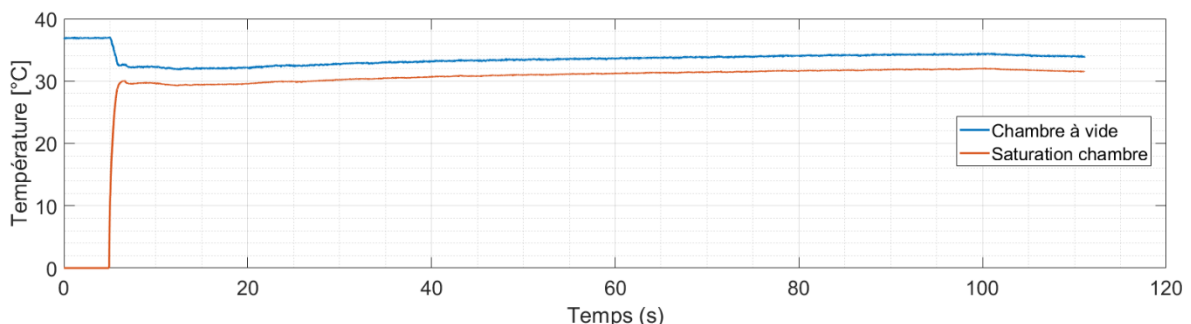


Figure 2-8 : Comparaison entre la température mesurée dans la chambre à vide et la température de saturation de l'eau à la pression mesurée dans la chambre (Essai 1)

On peut ainsi séparer l'essai en deux parties. Un transitoire aux temps courts (10 à 15 secondes après le début de l'injection) caractérisé pas de très fortes et rapides variations des grandeurs thermodynamiques, puis un état quasi stationnaire pendant lequel les paramètres évoluent peu ou pas. C'est durant cette partie que les images des essais sont enregistrées, soit 60 à 90 secondes après le début de l'injection.

2.2 METHODES DE MESURE OPTIQUE

Deux techniques de mesure optiques ont été mises en place, l'ombroscopie et la PIV (Vélocimétrie par Imagerie de Particules) haute cadence. Chaque système optique peut-être décomposé en plusieurs éléments : la caméra, les objectifs, les filtres optiques, le laser, l'optique de formation du plan laser et celle du diffuseur pour l'ombroscopie. Pour les deux configurations (Ombroscopie et PIV), la caméra ainsi que le laser sont identiques et leurs caractéristiques sont résumées sur les Tableau 2-3 et Tableau 2-4.

Tableau 2-3 : Caractéristiques de la caméra.

Modèle caméra	Phantom v341
Type de capteur	CMOS
Taille du capteur	1280 x 800
Taille d'un pixel	28 μm
Fréquence d'acquisition	100 Hz à 10 kHz, utilisée à 1 kHz

Tableau 2-4 : Caractéristiques du laser.

Modèle laser	Litron 304 PIV
Type de laser	ND:YLF
Longueur d'onde	527 nm
Durée du pulse laser	100 ns
Puissance nominale	150 W
Energie par pulse	30 mJ à 1 kHz

La mémoire interne de la caméra permet de réaliser l'acquisition de 10.000 doublets d'images, ce qui correspond à 10 secondes d'enregistrement pour les essais effectués à une fréquence de 1 kHz. Certains essais en ombroscopie ont été effectués à une fréquence d'acquisition de 100 Hz soit une durée d'enregistrement de 100 secondes.

Pour l'ensemble des mesures le système de coordonnées utilisé pour les images est le suivant :

- la position longitudinale, le long de l'axe de l'injecteur, est donnée par x ,
- la position transversale, normale à l'axe de l'injecteur, est donnée par y ,
- l'origine des coordonnées est sur l'axe de l'injecteur, à sa sortie.

Nous allons maintenant détailler chacune des configurations, du montage optique au traitement des images obtenues.

2.2.1 OMBROSCOPIE

L'ombroscopie est une technique optique non intrusive permettant de visualiser les variations d'indice de réfraction d'un milieu fluide placé entre une source lumineuse et un capteur réceptionnant la lumière. Cela permet notamment de distinguer les différentes phases dans un milieu transparent. Dans notre cas, cette technique est utilisée pour visualiser la phase liquide issue de l'injection (gouttes, ligaments, cœur liquide ...) mais aussi pour mettre en évidence la présence de vapeur dans l'écoulement liquide à l'intérieur de l'injecteur. Cette méthode utilise un éclairage diffus produit soit par une source continue, soit par une source pulsée tel qu'un stroboscope ou, dans notre cas, un laser pulsé.

a/ Montage optique

La source lumineuse est constituée d'un système fluorescent qui absorbe les impulsions laser et réémet une lumière de longueur d'onde de 570 nm par fluorescence. Cette lumière est diffusée par une optique de diffusion. Les temps caractéristiques de transition du système étant très faibles, ce système ne modifie pas la durée de l'impulsion lumineuse. Le montage est illustré sur la Figure 2-9.

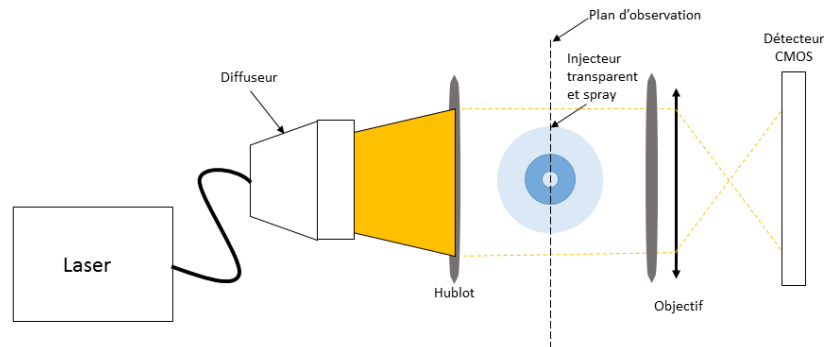


Figure 2-9 : Schéma du montage optique en ombroscopie.

Un objectif micro Nikkor de distance focale 200 mm et d'ouverture $f/8$ est utilisé pour la prise de vue. Il est disposé à 50 cm du plan focal. Le champ ainsi imagé en ombroscopie est un rectangle de dimensions 63 mm par 40 mm. La profondeur de champ résultante est de l'ordre du millimètre. Cette faible profondeur de champ va nous permettre d'isoler plus facilement les gouttes présentes dans le plan d'observation par le biais de traitement d'image. Ce traitement est détaillé dans la partie suivante.

b/ Vitesse des gouttes

Un champ de vitesse, caractérisant le déplacement des grosses gouttes situées dans le plan focal, peut être estimé à partir des doublets images obtenu par ombroscopie. Les différentes étapes du traitement sont les suivantes (cf Figure 2-10).

- Un filtre passe bas médian carré d'une largeur de 9 pixels est appliqué à l'image initiale, I , pour donner l'image filtrée I_f .
- L'image filtrée est soustraite à l'image initiale ($I - I_f$). Cette opération permet de faire disparaître une partie des gouttes qui ne sont pas dans le plan focal et de corriger l'inhomogénéité de l'éclairage.
- Les doublets d'images ainsi obtenus sont traités à par une méthode de calcul de PIV adaptative du logiciel DynamicStudio pour obtenir un champ de vitesse. La taille de la fenêtre d'interrogation choisie est de 32×32 pixels.

Les vecteurs sont considérés comme valides si l'ensemble des conditions suivantes est respecté.

- Un ratio signal sur bruit de 3,5 au minimum
- Une hauteur de pic de corrélation supérieure à 0,2,
- Un ratio entre pic principal et pic secondaire de 1,20,

Si est vecteur n'est pas validé il est simplement refusé et non substitué.

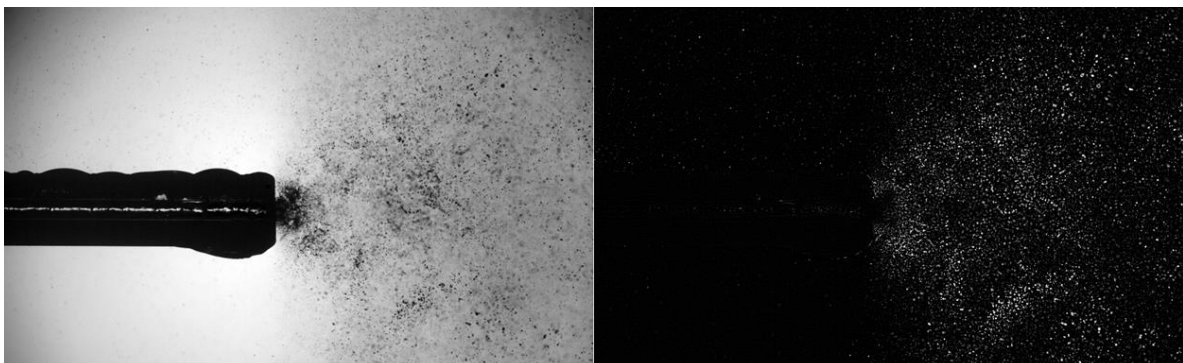


Figure 2-10 : Image brute (gauche) et traitée pour le calcul PIV (droite).

Il faut cependant prendre des précautions sur le sens à donner à cette mesure. Chaque vecteur vitesse qui est obtenu correspond au déplacement le plus probable de l'ensemble des gouttes imagées dans chaque fenêtre d'interrogation. Selon la surchauffe, la distribution de tailles des gouttelettes varie, l'expansion du jet également et des ligaments peuvent même être intégrés à la mesure en zone proche de l'injecteur. Tout en restant prudent sur ce sens de la mesure qui rend compte de la vitesse des gouttes visibles, on retient que la vitesse obtenue est donc *a priori* différente de la vitesse de la phase vapeur. Cette différence est d'autant plus importante que la vitesse de glissement entre la phase porteuse (vapeur) et la phase dispersée (liquide) est importante. De plus, les grosses gouttes étant surreprésentées sur les images, elles contribuent plus à l'estimation de la vitesse que les petites dont le signal sur l'image est beaucoup plus faible. Les gouttes de taille inférieure à $20\ \mu\text{m}$, n'apparaissant pas sur l'image, ne sont par exemple pas prises en compte dans la détermination de ce champ de vitesse.

Pour réduire ce biais et intégrer, dans le calcul du champ de vitesse, la contribution des gouttes plus petites qui est plus proche de la vitesse de la vapeur, on utilise une méthode de PIV 2D classique avec un éclairage assuré par une nappe laser. Cette méthode est présentée dans la partie suivante.

2.2.2 PIV

La PIV (Vélocimétrie par Image de Particules) est une méthode de mesure permettant la mesure de vitesse de particules. Dans notre cas, cette méthode va nous permettre de visualiser des gouttes plus fines par comparaison avec l'ombroscopie. L'illumination est assurée par une nappe laser quasi 2D issue d'un laser YLF dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 2-4. Dans cette configuration, le champ imagé est un rectangle de plus grande dimension que celui imagé en ombroscopie. Ce champ de vision plus large va nous permettre d'étudier la zone diluée du jet, plus loin de l'injecteur.

a/ Montage optique

La lentille utilisée nous permet d'obtenir une épaisseur de nappe de 1 mm au niveau de l'injecteur et de 2 mm aux bords du champ de l'image. L'objectif (Zeiss) a une distance focale de 50 mm et une ouverture de $f/2$. Il est disposé à 50 cm du plan focal. Le champ imagé a pour dimensions 220 mm par 135 mm. Cependant la nappe laser n'éclaire qu'une partie de ce plan, nous donnant une taille de champ utile de 90 mm par 135 mm dans les directions axiales et transverses au jet respectivement. Le schéma du montage optique PIV est illustré en Figure 2-11.

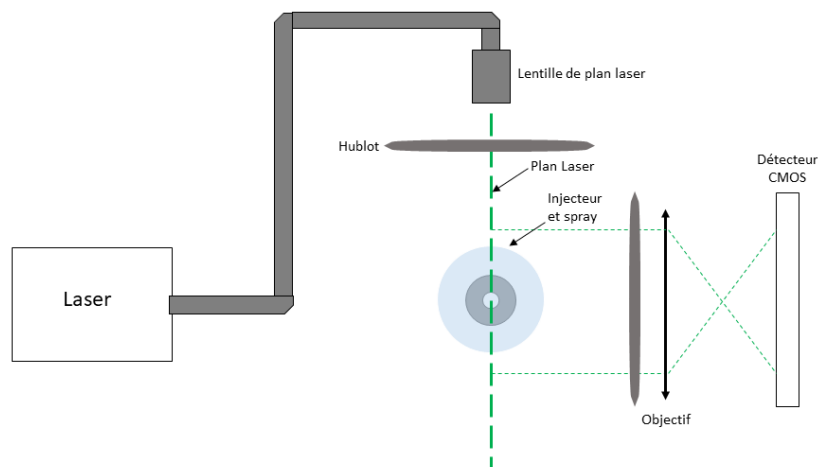


Figure 2-11 : Schéma du montage optique PIV.

b/ Adaptation de la PIV au banc d'essai FAMMUS

Un filtre passe-bande de $527 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$ a été installé sur la caméra afin de filtrer les lumières parasites. Le hublot opposé à la caméra a de même été rendu opaque. Pour cette configuration, la profondeur de champ est de l'ordre du centimètre. De ce fait, il est important de contrôler les réflexions du plan laser sur les parois de la cuve et sur l'eau afin de pas imager d'éventuelles gouttes situées en dehors de la nappe laser incidente.

Au cours des essais, de l'eau sous forme de vapeur mais aussi de gouttelettes va s'accumuler dans la chambre. Le confinement de la nappe laser est donc d'une importance capitale pour assurer d'une bonne qualité des images. Afin de répondre à cette problématique, j'ai conçu un piège laser servant de confinement pour la réflexion de la nappe laser. Ce piège a été réalisé grâce à l'imprimante 3D présente à l'IRSN puis peint en noir mat afin de maximiser son absorption. Le piège s'est avéré efficace pour améliorer la qualité des images.

c/ Traitement des images

Les images sont post-traitées afin de préparer le calcul des champs de vitesses. La procédure est décrite ici :

- Un filtre passe bas médian carré d'une largeur de 9 pixels est appliqué à l'image initiale, I (Figure 2-12 - gauche), pour donner l'image filtrée I_f .
- L'image filtrée est soustraite à l'image initiale $I_1 = I - I_f$. Cette opération permet de faire disparaître une partie des gouttes qui ne sont pas dans le plan focal.
- On détermine alors, sur l'ensemble de la séquence, l'image traitée moyenne \bar{I}_1 qui rend compte de l'inhomogénéité de l'éclairage (Figure 2-12 - centre).
- L'image finale, I_{PIV} (Figure 2-12 - droite) utilisée pour le calcul PIV est obtenue comme le rapport de l'image filtrée par sa moyenne ce qui permet de corriger les inhomogénéités d'illumination.

$$I_{PIV} = \frac{I_1}{\bar{I}_1}$$

Les doublets d'images ainsi obtenus sont traités par une méthode de calcul de PIV adaptative du logiciel DynamicStudio (Dantec) de la même manière que pour les images d'ombroscopie afin d'obtenir un champ de vitesse. La taille de la fenêtre d'interrogation choisie est de 32×32 pixels.

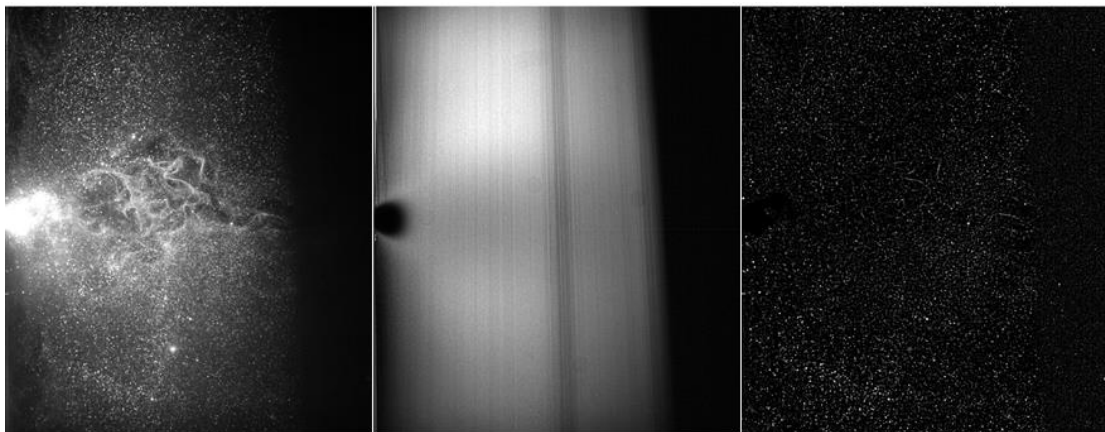


Figure 2-12 : Exemple d'image brute de PIV (gauche), d'image traitée moyenne (centre) et d'image après traitement (droite)

2.3 CONDITIONS D'ESSAI

2.3.1 PARAMETRES THERMODYNAMIQUES

Le circuit d'eau couplé, au système de régulation, nous permet d'obtenir une large gamme de paramètres thermodynamiques pour les essais. Les paramètres thermodynamiques que nous avons fait varier sont la température de l'eau, le débit massique d'injection ainsi que la pression dans la chambre à vide.

- La température de l'eau est le paramètre que l'on fait varier principalement. L'ensemble des essais a été effectué avec une température d'eau allant de la température ambiante (-20°C) à 140°C . On considère l'essai comme « ITER-like » (c'est-à-dire dans des conditions représentatives du fonctionnement d'ITER : Kurihara, 1998) si la température de l'eau est comprise entre 80°C et 140°C .
- Pour le débit, nous avons fait des essais avec trois valeurs différentes : 15 kg/h, 30 kg/h et 45 kg/h. Les scénarios de brèche sont nombreux et peuvent mener à différents débits. La valeur maximum du débit pour notre banc d'essai est limitée car une valeur trop forte nous empêcherait de voir le spray. Nous avons donc choisi plusieurs débits dans la gamme disponible.
- Pour la pression de la chambre à vide, nous avons fait des essais à basse pression avec une pression de l'ordre de 100 pascals en début de test ainsi que des essais à la pression atmosphérique.

En termes de nombres adimensionnels, nous couvrirons donc une gamme de paramètres R_p assez large allant de moins de 2 jusqu'à 18. D'après les résultats obtenus par Lamanna *et al.* (2014), nous pouvons nous attendre à balayer une grande variété de types d'atomisation, allant d'une atomisation faible voire inexistante à une atomisation en flash-boiling complète.

2.3.2 CONFIGURATIONS D'INJECTION

Une configuration d'injection correspond au type d'injecteur installé ainsi qu'à la présence ou non d'une ou des deux plaques présentées dans la partie précédente (plaque affleurante et représentant la paroi où débouche la brèche d'une part, plaque de support des poussières d'autre part). Nous avons utilisé au total trois configurations différentes :

- La première configuration correspond à une injection libre avec l'injecteur transparent, sans plaque disposée à proximité. Seule l'ombroscopie est utilisée dans cette configuration.
- Dans la deuxième configuration un injecteur inox est affleurant à une plaque verticale circulaire. L'ombroscopie et la PIV sont utilisés dans cette configuration.
- La troisième configuration est la même que la deuxième en ajoutant la plaque horizontale pour le support de poussières. Cette configuration est prévue spécifiquement pour étudier la mise en suspension de poussières dans des conditions ITER-like.

2.3.3 PARAMETRES DE VISUALISATION

Les paramètres de visualisations correspondent à la durée d'enregistrement et au moment de l'enregistrement durant l'essai. Comme expliqué dans la partie 2.1.5, la mémoire interne de la caméra limite la durée d'enregistrement possible, et la plupart des essais a été enregistrée sur 10 secondes. Les essais durant jusqu'à deux minutes, il est impossible d'avoir l'évolution complète du spray pendant un seul essai avec la fréquence d'acquisition nominale.

Pour une partie des essais effectués avec l'injecteur transparent nous avons pu enregistrer 100 secondes avec une fréquence d'acquisition de 100 Hz, ce qui nous a permis d'avoir l'entièreté de l'essai sur un seul enregistrement.

2.4 METHODE DE CARACTERISATION DE LA MORPHOLOGIE DU SPRAY

Un des objectifs du traitement des images d'ombroscopie est de caractériser la zone dense du jet diphasique. On cherchera notamment à obtenir des informations quantitatives sur la morphologie du spray comme par l'exemple l'évolution de sa largeur à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur mais aussi des informations liées à la densité de présence des gouttes. La Figure 2-13 montre une image instantanée ainsi que l'image moyenne corrigée et inversée pour avoir la présence de gouttes comme signal positif.

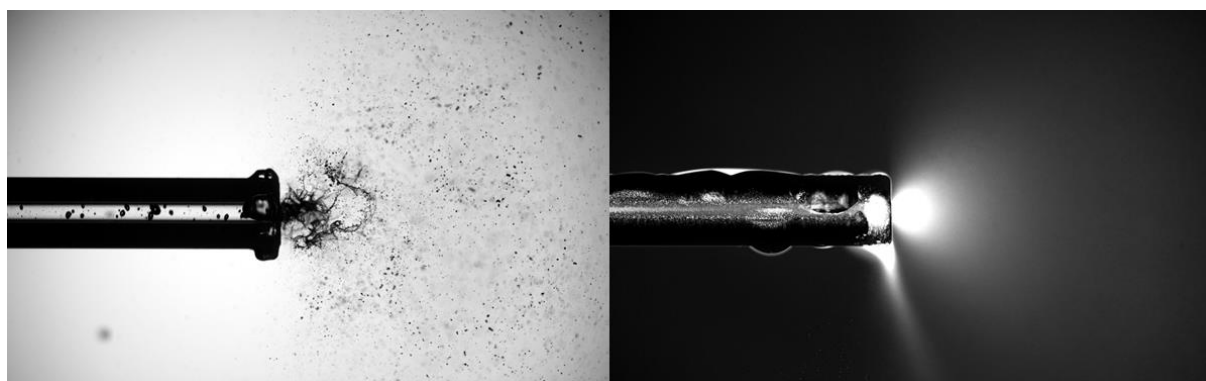


Figure 2-13 : Image instantanée (gauche) et image moyenne post-traitée (droite).

En aval de l'injecteur, la présence d'une phase liquide, qu'elle soit sous forme de gouttes, de ligaments ou de cœur liquide près de l'injecteur, se distingue clairement sur l'image instantanée (Figure 2-13 - gauche) et se caractérise par des taches plus ou moins sombres. Les gouttes ou ligaments situées dans le plan focal apparaissent clairement plus sombres et plus nets que ceux situés légèrement en dehors de ce plan. Ces derniers se distinguent également sur l'image, mais sont associés à des taches plus diffuses. Les plus petites gouttes, d'une taille inférieure à 20 microns, ne sont quant à elles pas visibles. Sur l'image moyenne (Figure 2-13 - droite), on observe, toujours en aval de l'injecteur, une zone claire dont l'intensité décroît avec la distance à l'injecteur. Cette zone est associée à la présence 'en moyenne' de la phase liquide lors de l'essai. Il est toutefois nécessaire de rester prudent quant à l'interprétation que l'on peut faire de ces images. On peut légitimement corrélérer l'intensité lumineuse à la probabilité de présence de la phase liquide intégrée le long du trajet optique mais l'exacte relation entre ces deux quantités est indéterminée et semble difficile à établir. L'analyse de ces images peut cependant permettre de comparer la morphologie des sprays entre les différents essais.

Un algorithme a donc été développé afin de quantifier les grandeurs liées la morphologie du spray moyen à partir des images acquises par ombroscopie. Ces grandeurs sont obtenues à partir d'une image moyenne post-traitée afin de réduire l'influence de l'inhomogénéité de l'illumination. Nous allons dans un premier temps nous attacher à décrire la procédure de traitement des images puis nous détaillerons la manière dont les caractéristiques du spray sont estimées.

2.4.1 TRAITEMENT DES IMAGES

Une image de référence est construite en attribuant à chaque pixel la valeur maximale atteinte sur l'ensemble des images instantanées de la séquence : $I_{ref}(x,y) = \max(I(x,y,n))$ où $I(x,y,n)$ représente le niveau de gris du pixel situé en (x,y) pour l'image n de la séquence. Cette image de référence, représentée sur la Figure 2-14 avec les niveaux de gris inversés illustre bien l'inhomogénéité de l'éclairage. Nous pouvons aussi remarquer la présence de taches sur l'image qui sont dues à la présence de poussières dans l'objectif ainsi que sur les hublots. Afin d'assurer une estimation robuste des paramètres morphologiques du spray, il est essentiel de s'affranchir de ces biais. L'image de référence est donc soustraite à l'image moyenne (Figure 2-15 - gauche) pour obtenir l'image finale (Figure 2-15 - droite), que l'on utilisera pour les traitements.

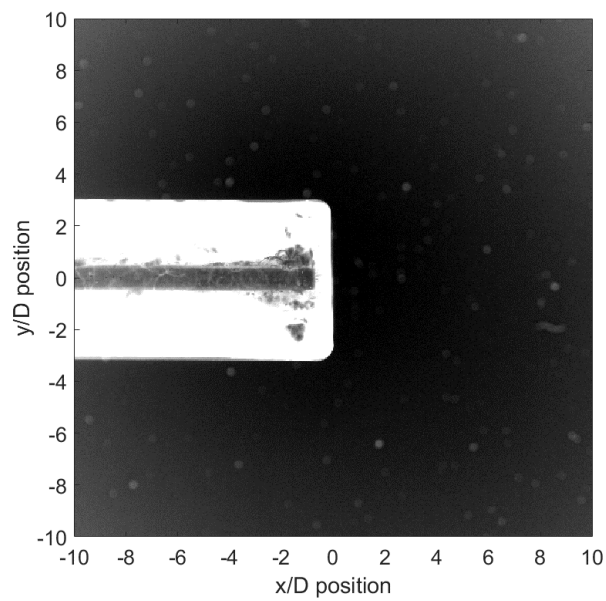


Figure 2-14 : Image du bruit de fond I_{ref} (dynamique ajustée).

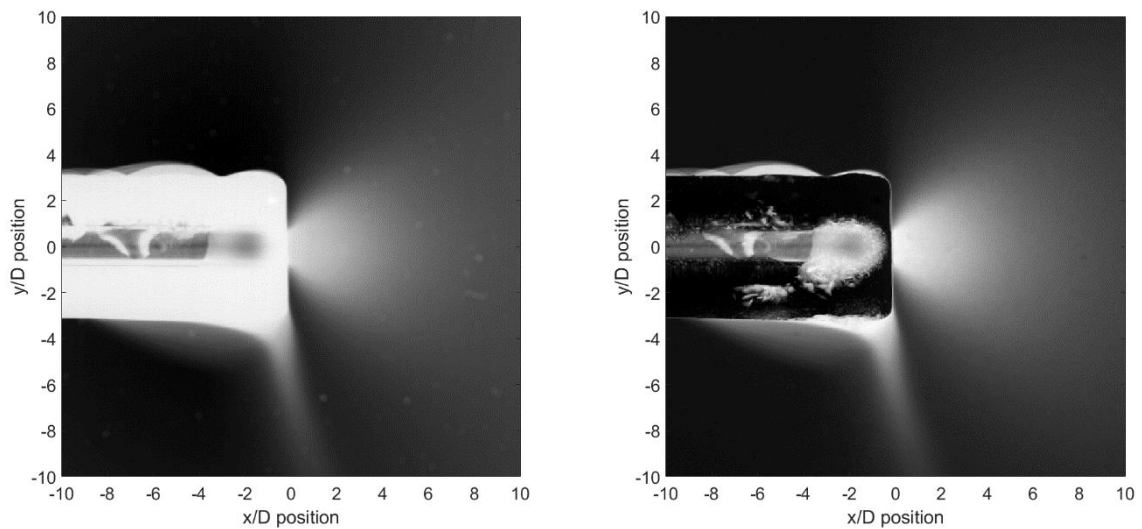


Figure 2-15 : Image moyenne de la séquence (gauche), image moyenne traitée (droite).

Nous remarquons sur cette image traitée un meilleur signal sur bruit du spray, ainsi que la disparition de certaines traces dû à la présence d'impuretés sur les hublots et de poussières dans l'objectif, permettant d'obtenir des résultats de meilleure qualité.

2.4.2 ESTIMATION DES PARAMETRES MORPHOLOGIQUES

Pour estimer les paramètres morphologiques du spray on interpole les profils transverses de niveaux de gris par une fonction gaussienne d'équation :

$$(A - B) * e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + B$$

Un exemple de profil transverse des niveaux de gris issu d'une image moyenne à une distance x/D devant l'injecteur ainsi que le fit gaussien sont illustrés sur la Figure 2-16. La gaussienne la plus adaptée reproduit bien l'évolution transversale des niveaux de gris. Cette méthode nous permet d'extraire les quatre paramètres de la fonction de fit (σ , μ , A , B), pour chaque position x/D :

- L'écart-type σ nous permet de mesurer la demi-largeur du spray définie par $L = 2 * \sigma$. Il est important de noter que cette mesure est robuste dans le sens où elle ne fait intervenir aucun paramètre ajustable. La définition d'une largeur à partir d'une image seuillée est par exemple dépendante du choix subjectif du seuil.
- La moyenne μ représente la position verticale moyenne du maximum de la gaussienne et nous permet d'obtenir le centre du spray.
- L'amplitude A , caractérise l'absorption lumineuse au sein du spray et est corrélée au taux de présence de liquide moyen. Nous reviendrons plus tard sur les précautions à prendre pour interpréter cette mesure.
- La base ou le niveau de fond, B , caractérise l'absorption lumineuse en dehors du spray et marque la trace laissée sur les images par les gouttelettes situées en dehors de la profondeur de champ.

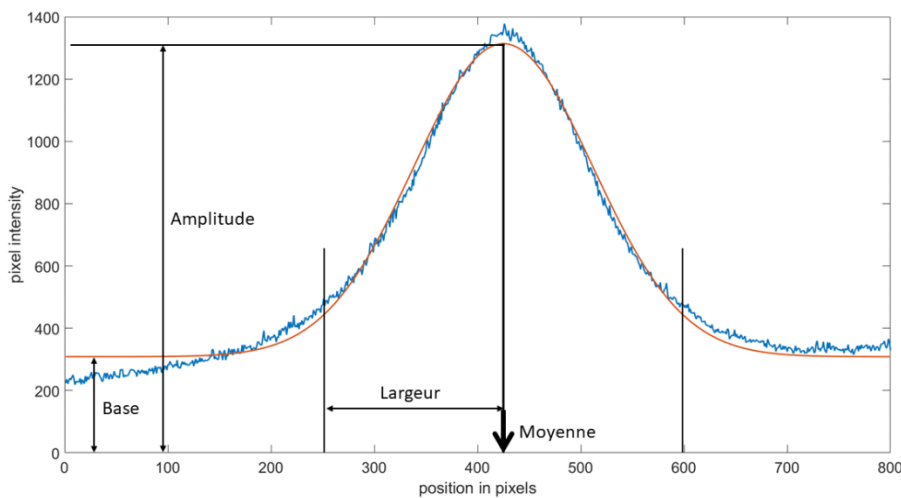


Figure 2-16 : Paramètres extraits de la gaussienne.

2.4.3 DEFINITION DE L'ANGLE DE SPRAY

On définit l'angle de spray comme l'arc tangente de $(2\sigma - D/2)/x$. Sa définition géométrique est affichée en cyan sur la Figure 2-17. Dans la littérature, l'injecteur est souvent considéré comme une source ponctuelle et l'angle du spray est alors défini par $\text{atan}(2\sigma/x)$. Cette approximation se justifie à de grandes valeurs de x/D . Dans notre cas, le spray est observé en champ proche ($x/D < 20$), il est alors important de prendre en compte le diamètre de l'orifice D dans la définition de l'angle.

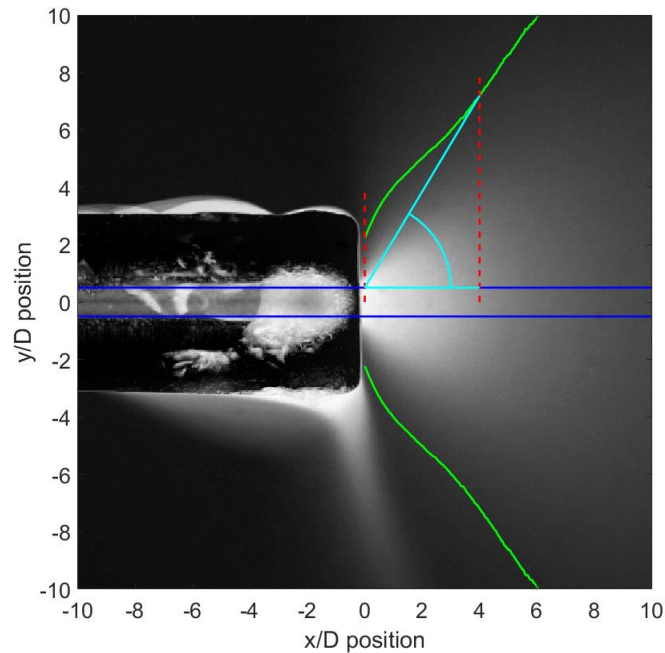


Figure 2-17 : Image moyenne obtenue par ombroscopie. La largeur de l'orifice d'injection est indiquée par les deux lignes horizontales bleues. La largeur du spray, définie par $\pm 2\sigma$ est représentée par les lignes vertes et l'angle de spray en $x/D = 4$ est définie par les lignes en cyan.

2.4.4 LIMITATIONS DE LA MESURE

Lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur, le niveau du signal dû aux gouttes imagées est de plus en plus faible. D'une part, l'illumination est moins intense sur les bords qu'au centre et d'autre part, les gouttes issues de l'atomisation sont de plus en plus petites et de plus en plus dispersées. La question est alors de savoir si le niveau de signal sur bruit reste suffisant à grande distance de l'injecteur pour autoriser une estimation robuste des paramètres. La Figure 2-18 montre les profils transverses de niveaux de gris à différentes distance de l'injecteur ($x/D = 1, 5$ et 10). Pour les deux premiers signaux, le rapport signal sur bruit, défini comme le rapport entre la valeur maximum et la base de la gaussienne est supérieur à 3, ce qui est suffisant. Ce rapport reste au-dessus de 3 jusqu'à une distance à l'injecteur de $x/D=10$. Ensuite, nous pouvons remarquer que le signal est plus faible, le profil est très étalé. Il est encore possible d'ajuster un gaussienne mais à de plus grandes distance l'ajustement est moins fiable et dépend fortement des paramètres donnés à l'initialisation de l'ajustement.

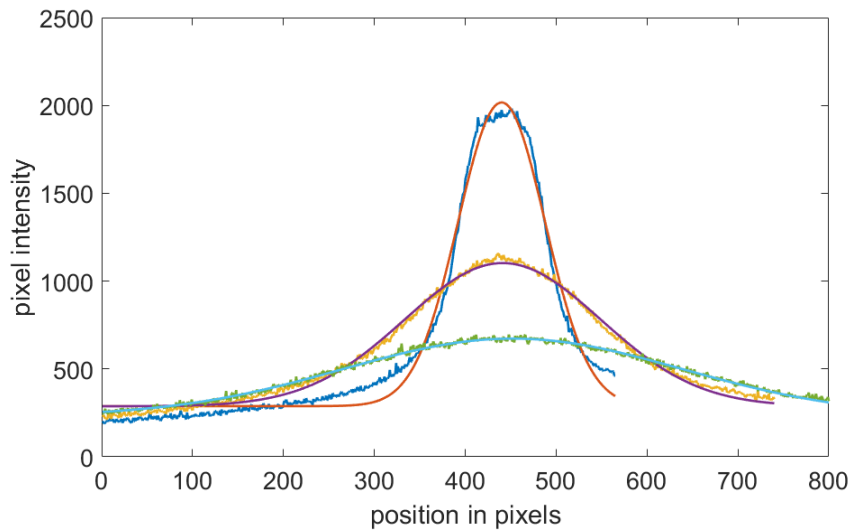


Figure 2-18 : Exemple de profils transverses de niveaux de gris à $x/D = 1$, $x/D = 5$, $x/D = 10$.

La Figure 2-19 montre l'évolution des paramètres géométriques obtenus jusqu'à $x/D = 20$. Nous remarquons que les valeurs obtenues jusqu'à $x/D = 10$ restent cohérentes et peu bruitées. A partir de $x/D = 15$, il y a plus de bruit dans les données et à environ $x/D = 18$ les valeurs de la largeur et de la base changent drastiquement de comportement. Par mesure de précaution, nous avons décidé de ne considérer que les valeurs jusqu'à $x/D = 10$ dans nos discussions.

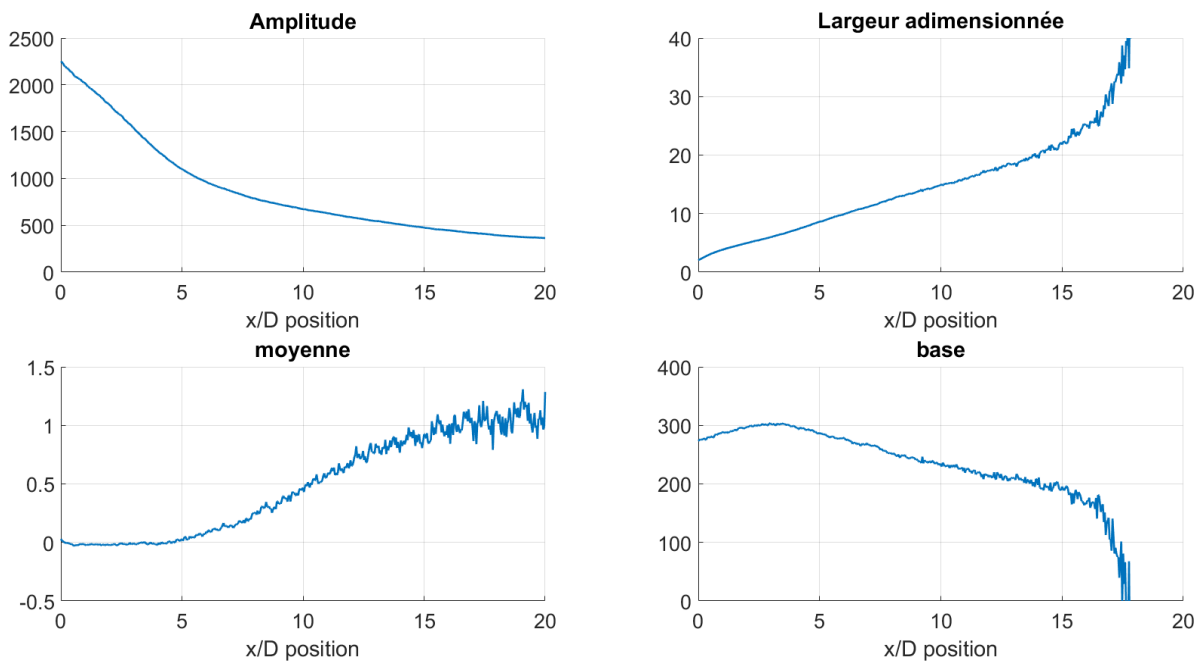


Figure 2-19 : Paramètres géométriques obtenus jusqu'à $x/D = 20$.

2.4.5 CONVERGENCE DES MOYENNES

Nous avons regardé l'évolution des paramètres géométriques obtenus en fonction du nombre d'images dans la moyenne (Figure 2-20). Malgré le fait que pour 1000 images il y a une légère différence en amplitude et en moyenne, dès 3000 images, une bonne convergence est atteinte. Tous les essais sont traités avec des moyennes de 5000 images ou plus, nous avons donc une bonne convergence statistique. Un essai complet contient entre 9000 et 10000 images.

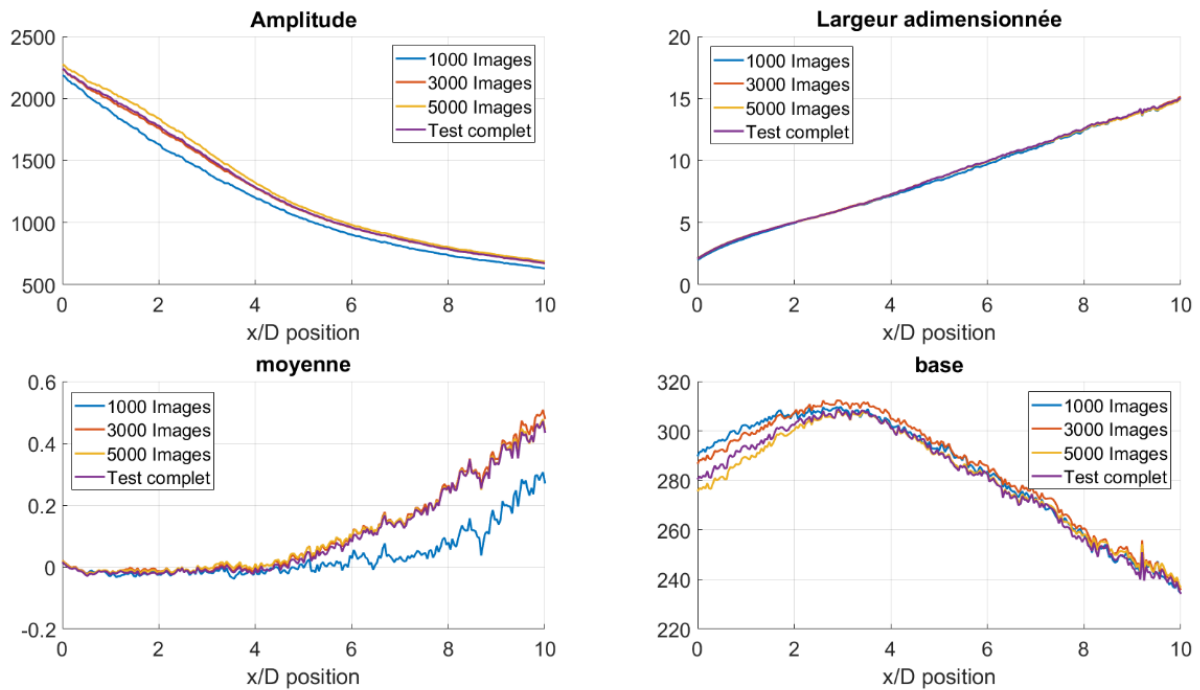


Figure 2-20 : Evolution des paramètres géométriques avec le nombre d'images prises en compte dans la moyenne.

2.4.6 PRISE EN COMPTE DE LA CONDENSATION

Lorsqu'on utilise l'injecteur transparent, on peut observer une zone de forte densité en dessous de l'injecteur qui introduit une asymétrie. Ceci est dû à la condensation sur l'injecteur qui provoque un écoulement sous forme de gouttes tombantes comme montré sur la Figure 2-21.



Figure 2-21 : Exemple de goutte tombant de l'injecteur.

La condensation qui se forme laisse une trace sous l'injecteur aux x/D faibles ($x/D < 2$) et rend inopérante une identification de courbe Gaussienne à partir des niveaux de gris (exemple en Figure 2-22). La première solution a été de ne prendre que la partie avant la trace due à la condensation (jusqu'au pixel 500 environ sur la Figure 2-22), cependant la perte de données pour des x/D plus grands ($x/D > 4$) introduisait également une erreur. La solution finalement retenue a été de faire évoluer la quantité de pixels interrogés dans la direction transverse avec le x/D . La comparaison des trois méthodes est donnée sur la Figure 2-23. Les courbes « Total » correspondent aux paramètres morphologiques obtenus en considérant l'entièreté du signal, les courbes « Partiel » en considérant le signal entre 0 et 500 pixels et les courbes « Evolutif » en faisant évoluer la quantité de pixels interrogés avec le x/D .

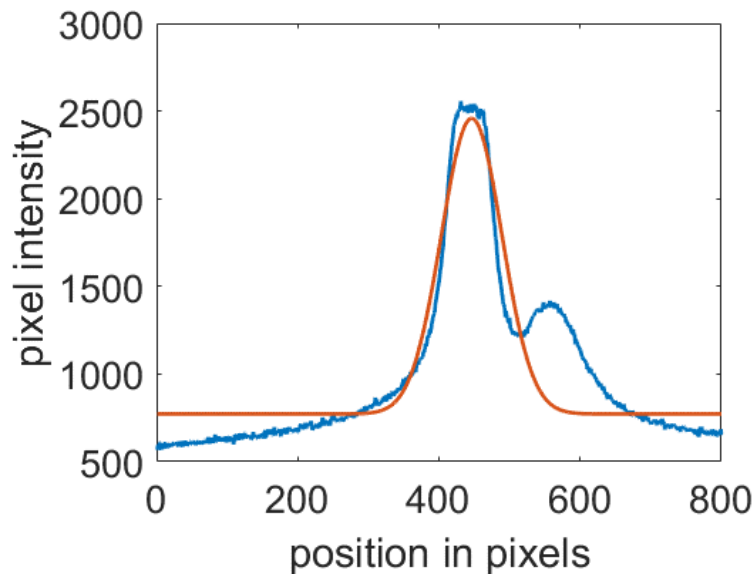


Figure 2-22 : Exemple de signal avec le bruit de condensation ($x/D = 0,2$).

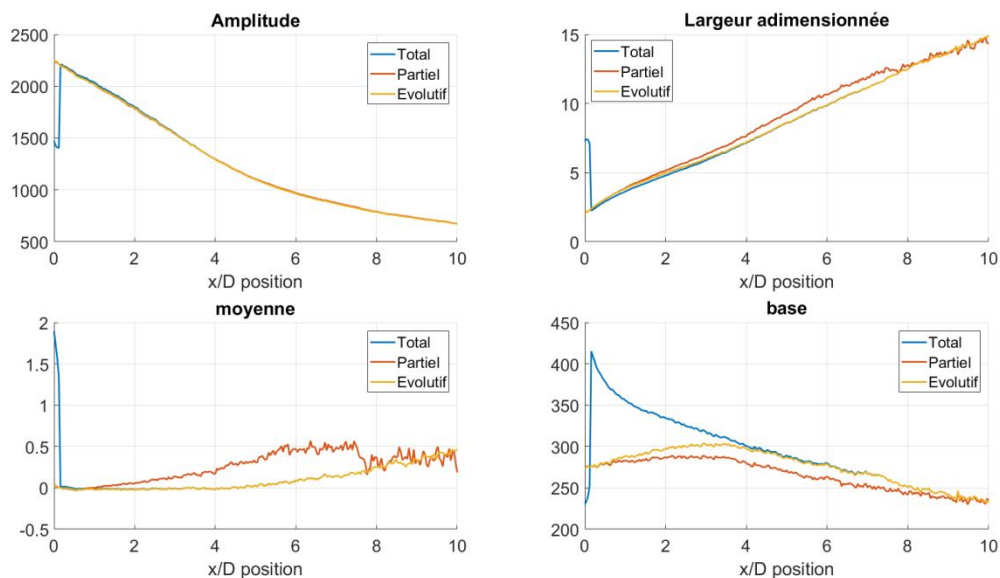


Figure 2-23 : Paramètres géométriques obtenus selon la méthode de coupe.

2.4.7 ETUDE DU REGIME DIPHASIQUE AMONT

Dans le chapitre bibliographique, nous avons rappelé l'existence de deux types de régimes pour un jet flashé : le régime dit de flash-boiling externe et le régime dit de flash-boiling interne. C'est ce dernier régime qui est observé lors des essais effectués avec l'injecteur transparent au cours desquels nous pouvons noter l'existence d'un écoulement diphasique au sein de l'injecteur, caractérisé par la présence de bulles ou de poches de gaz. La nucléation de bulles de vapeur et donc le changement de phase débute en amont de la brèche ou de l'injection. Ces observations sont en accord avec les critères associés au régime de flash-boiling interne à savoir une forte surchauffe ainsi qu'une grande longueur de l'injecteur (vérifiant la condition $L/D > 7$ donnée par Nagai *et al.* 1985). Par conséquent, l'injection se fera en régime diphasique dès la sortie de l'injecteur, ce qui conditionne les processus de fragmentation externe.

L'analyse du régime amont revêt donc une grande importance pour expliquer et prédire qualitativement et quantitativement la morphologie du jet diphasique avec notamment l'évolution de la vitesse des phases liquide et gazeuse. Comme montré par Park & Lee (1994), pour une injection dans un régime de flash-boiling interne, il existe différents régimes diphasiques en amont de l'injecteur qui impacteront l'atomisation. Ces trois régimes sont le régime à bulles, le régime à poches et le régime annulaire (Figure 2-24).

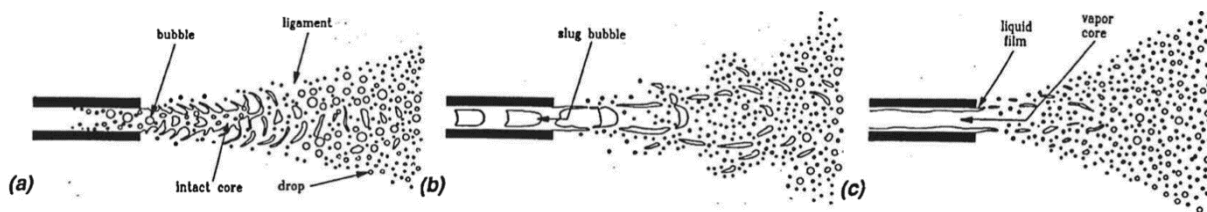


Figure 2-24 : Les différents régimes diphasiques possibles [Park & Lee, 1994].

L'injecteur transparent nous permet d'avoir l'information sur les types régimes en amont, leurs taux de présence globaux, les instants où ils apparaissent ainsi que leur influence sur l'atomisation obtenue. A titre d'exemple, des visualisations instantanées obtenues par ombroscopie à haute cadence et mettant en évidence l'écoulement dans l'injecteur transparent et le spray sont présentées sur Figure 2-25. Ces images ont été réalisées en fin de test, lorsque la pression et la température de la cuve et de l'injecteur n'évoluent plus que très lentement. Les températures du réservoir sont de 23°C à gauche et 100°C à droite et le débit est de 15 kg/h pour les deux essais.

On note que les trois régimes, mis en évidence par Park & Lee (1994) coexistent au cours d'un même essai. L'observation des films réalisés lors des essais indique de plus que ces régimes se succèdent de manière aléatoire et imprédictible. Des observations identiques peuvent aussi être faites pour les autres essais montrant que ces trois régimes peuvent apparaître pour une grande gamme de températures à l'injection.

A partir de ces visualisations nous remarquons que le régime amont impacte grandement l'atomisation et qu'il y a un intérêt à pouvoir les discriminer pour les analyser séparément.

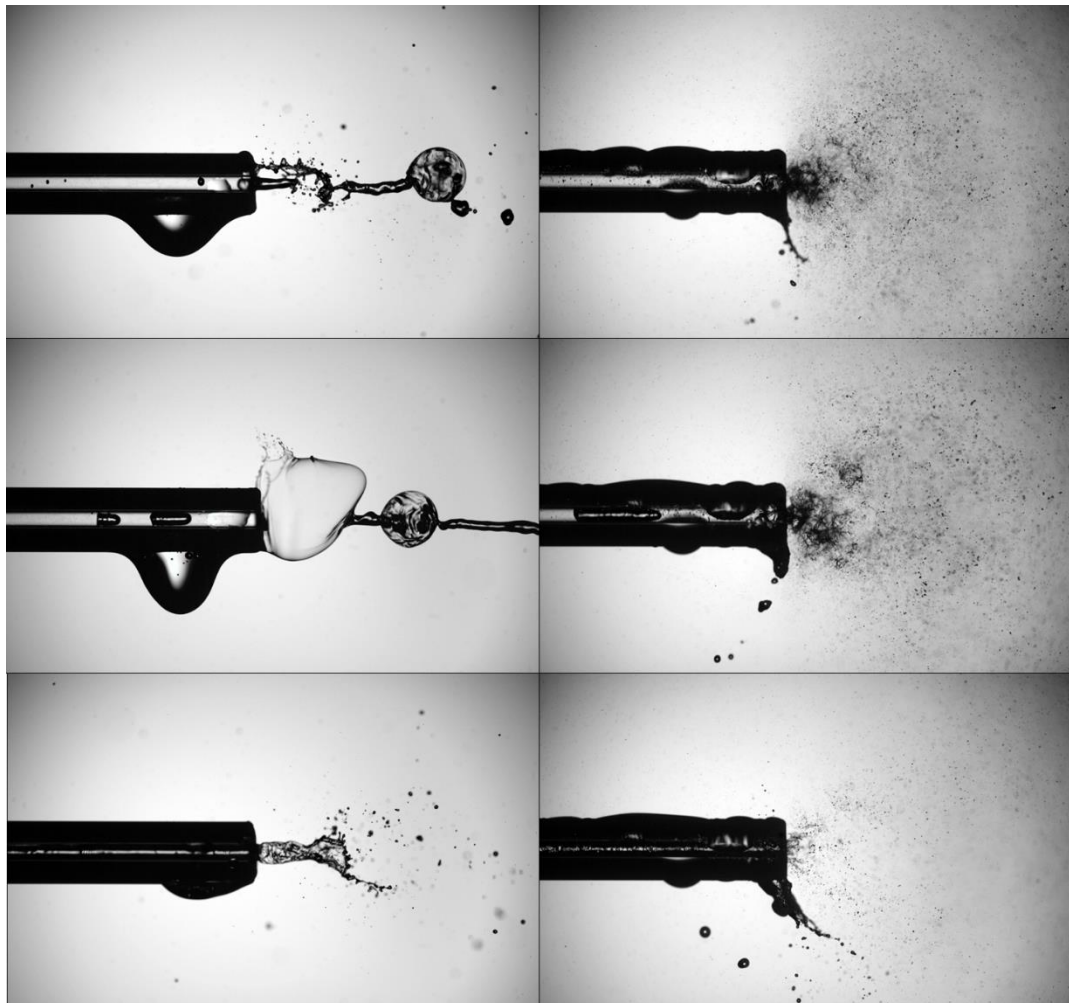


Figure 2-25 : Visualisations des différents régimes diphasiques pour deux tests à température de 23 °C (gauche) et 100 °C (droite) (de haut en bas, successivement : régimes à bulles dispersées, à poches de gaz et enfin de type annulaire).

Dans cet objectif, une méthode a été développée pour caractériser en continu et avec une bonne résolution temporelle la nature de l'écoulement diphasique dans l'injecteur, identifier les différents régimes et classer à partir de ces informations les images selon ces régimes. La partie suivante va détailler cette méthode. Les données d'entrée sont les images instantanées obtenues par ombroscopie et acquises à une fréquence de 1 kHz. Sur la moitié gauche, l'injecteur transparent est imagé sur une longueur de 24 mm et sur la moitié droite le spray résultant de l'atomisation (Figure 2-25).

On va s'intéresser ici plus en détail aux informations que l'on peut obtenir sur l'écoulement dans l'injecteur transparent. On peut remarquer que dans l'injecteur, la présence de liquide se traduit par une plus grande luminosité transmise sur l'image alors que la présence de bulles et de vapeur se traduit par une moins grande luminosité. C'est par cette variation de luminosité, mesurée sur une fenêtre d'interrogation centrée sur l'injecteur, que nous allons pouvoir déterminer le régime de l'écoulement dans l'injecteur.

Pour avoir une information temporelle fiable, il faut que la fenêtre d'interrogation soit suffisamment grande pour intégrer le passage des bulles mais assez petite pour ne pas amortir le signal de passage des poches. Le débit massique d'injection pour les essais traités étant de 15 kg/h et le diamètre de l'injecteur de 1 mm, on peut estimer la vitesse dans l'injecteur comme étant de l'ordre de 5 m/s. A une fréquence d'acquisition de 1 kHz cela correspond à un déplacement de l'ordre de 5 mm. La Figure 2-26 montre quatre images consécutives lors du passage d'une poche de gaz dans l'injecteur.

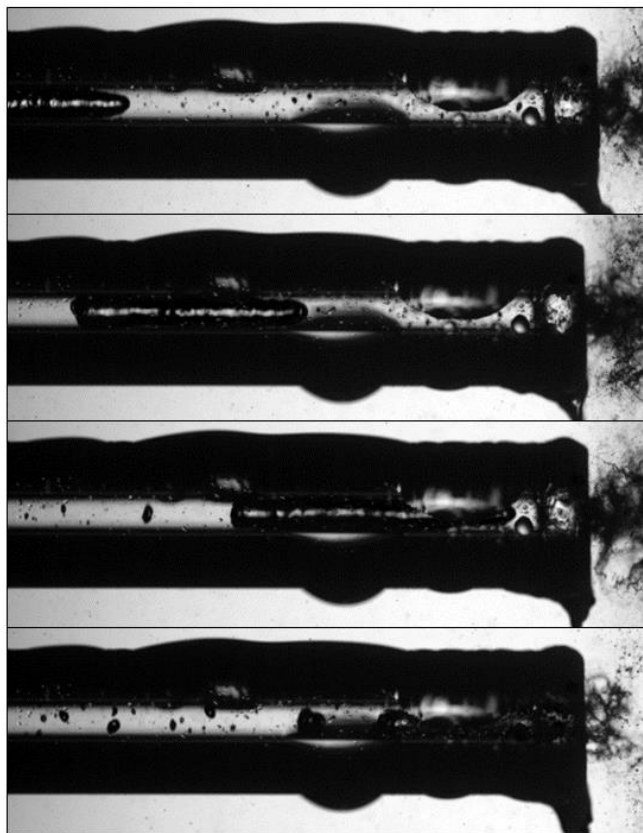


Figure 2-26 : Passage d'une poche dans l'injecteur.

La fenêtre d'interrogation est donc placée sur la partie gauche de l'injecteur avec une taille de 6 mm afin d'avoir un léger recouvrement entre les images. La position de cette fenêtre ainsi que l'évolution typique de son niveau de gris moyen au cours du temps sont illustrés sur la Figure 2-27. Pour faciliter le traitement, le niveau de gris du négatif de l'image est tracé. Etant donné que la fenêtre se situe relativement haut en amont de l'injecteur, il y a un léger décalage temporel de quelques millisecondes entre l'information obtenue dans l'injecteur et celle sur l'état de l'atomisation. Cependant, ce décalage est beaucoup plus court que la durée caractéristique des régimes qui est de l'ordre de quelques centaines de millisecondes. Ce léger décalage influence donc très peu les résultats moyennés sur la durée de chaque régime. Il faut également noter que la condensation à l'extrémité du tube rend impossible toute observation de l'écoulement au sein du tube sur une longueur de un à deux diamètres avant la sortie. Si des changements drastiques de taux de vaporisation ont lieu dans cette zone, nous ne pouvons rien en conclure.

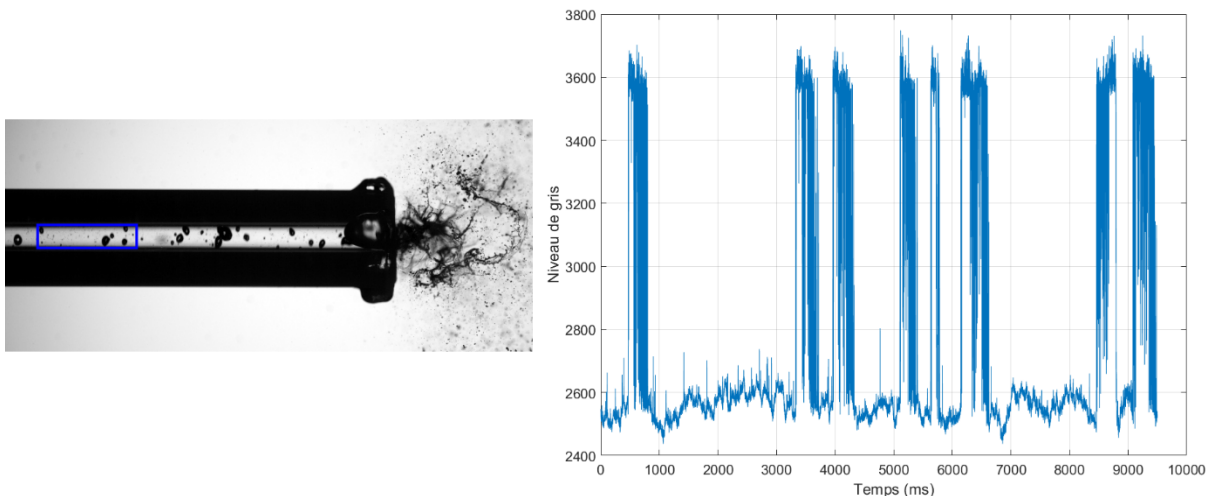


Figure 2-27 : Fenêtre d'interrogation et signal obtenu.

Le signal des niveaux de gris moyen sur la fenêtre d'interrogation illustré sur la Figure 2-27 (droite) comprend les trois régimes : (i) un régime où le niveau de gris (NG) est minimum avec quelques pics moyens (NG autour de 2600 avec quelques pics jusqu'à 2800), correspondant au régime à bulles avec des passages de bulles plus grandes que la moyenne ; (ii) un régime où le niveau de gris se maintient maximum (NG autour de 3800) pendant un temps long, correspondant au régime annulaire et (iii) un régime intermittent, correspondant au régime à poches, qui atteint le maximum (NG autour de 3800) avec des poches faisant au moins la taille de la fenêtre d'interrogation mais entrecoupées de liquide. Sur la Figure 2-27, le signal obtenu entre 6000 et 7000 ms présente ainsi un paquet de niveaux de gris maximum qui se maintient sur 200 ms environ avant que ces niveaux de gris ne présentent des intermittences fortes sur 200 ms environ. Ce signal est donc révélateur de la succession d'un régime annulaire et d'un régime à poches.

Afin de pouvoir automatiser le processus de détection, le signal brut a été traité. Il a dans un premier temps été normalisé, puis une moyenne glissante temporelle centrée sur 25 valeurs est appliquée (les 12 précédentes, la centrale et les 12 suivantes). L'équation du niveau de gris résultant est la suivante :

$$NdG(i) = \left(\sum_{n=i-12}^{n=i+12} NdG(n) \right) / 25$$

Selon que la valeur obtenue est petite, moyenne ou grande, on décide, sur la base d'un seuil, que le régime est à bulles, à poches ou annulaire. Pour départager les cas, on considère que le signal du régime à bulles se trouve pour les valeurs en dessous de 0,2, le régime annulaire pour les valeurs au-dessus de 0,9 et le régime à poches entre 0,2 et 0,9. Le signal original, traité et les régimes déduits sont illustrés en Figure 2-28 pour un exemple contenant les différents régimes. La figure inférieure reporte la fonction indicatrice de régime qui vaut 1 en régime à bulles, 2 en régime à poches et 3 en régime annulaire. Nous n'avons pas reporté les prises de vue associées prouvant la qualité de la détection de régime, mais nous avons procédé à de nombreuses vérifications visuelles et quelle que soit l'observation, l'adéquation entre la détection visuelle et la valeur de la fonction indicatrice de régime était tout à fait satisfaisante.

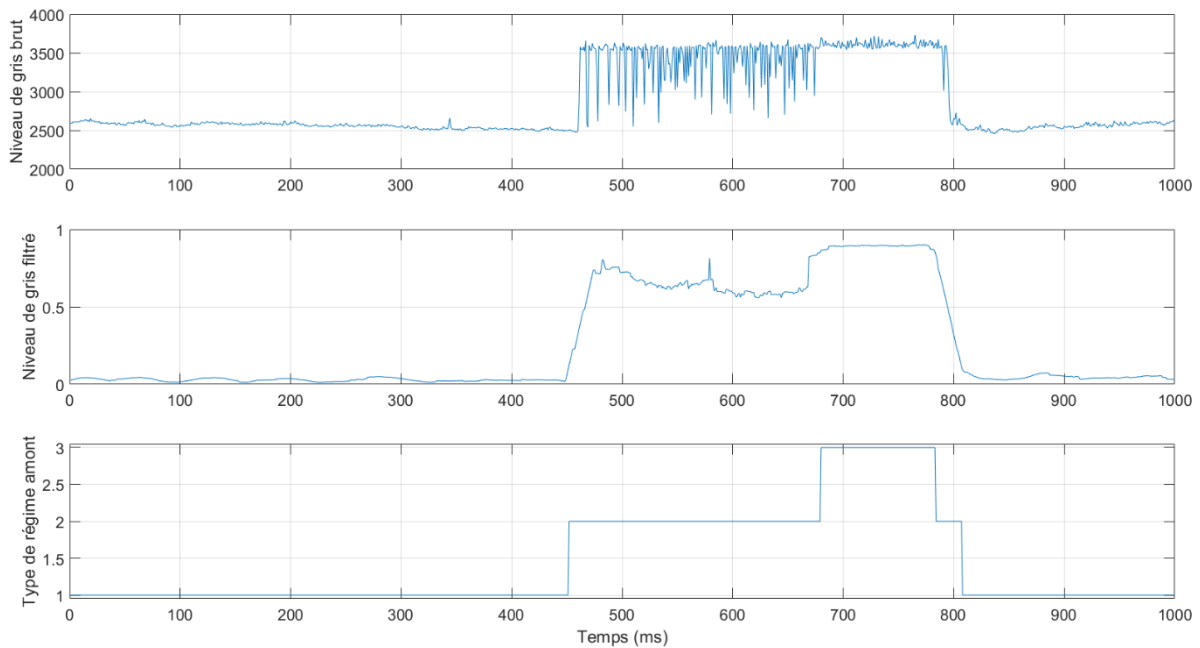


Figure 2-28 : Signal initial, filtré et régimes obtenus.

Nous disposons donc d'un outil nous permettant de déterminer le régime en amont de la brèche dans l'injecteur, qui nous a permis d'analyser l'impact de ces régimes sur l'atomisation générale.

Dans la partie qui suit, consacrée aux essais aux conditions *ITER-like*, nous allons étudier l'atomisation tout d'abord sans faire référence aux régimes internes dans le tube. Nous analyserons ensuite la variabilité de l'atomisation en fonction de ces différents régimes. Pour cela, nous utiliserons donc deux types de moyennes statistiques pour les grandeurs issues de la visualisation du jet ou des mesures de vitesse par ombroscopie ou par PIV dans le jet. Des moyennes inconditionnelles seront utilisées dans un premier temps (qui seront calculées sur l'ensemble des mesures dans le jet) et des moyennes conditionnelles aux différents régimes seront ensuite examinées (qui seront calculées sur les mesures dans le jet conditionnées à la fonction indicatrice de régime interne au tube). Ainsi la statistique conditionnée à la présence de poches dans le tube consiste en une statistique sur l'ensemble des mesures dans le jet prélevées uniquement aux instants où des poches sont observées dans le tube.

3 ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ATOMISATION FLASH POUR LES CONDITIONS ITER-LIKE

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux pour les essais réalisés dans les conditions de surchauffe, de débit, de pression et de température représentatives des conditions accidentelles de référence. Il est articulé en trois parties. La première partie présente les conditions de dites 'de référence' ainsi que les différents essais réalisés dans ces conditions. La deuxième partie est l'étude de la morphologie moyenne du spray effectuée pour des essais avec un injecteur transparent qui permet de visualiser l'écoulement en amont de la buse. La dernière partie discute les mesures obtenues par vélocimétrie à partir d'images obtenues par ombroscopie. Dans cette dernière partie nous examinerons deux configurations d'écoulement : l'une où le spray est issu de l'injecteur qui s'avance dans la cuve, l'autre où l'injecteur est affleurant à une paroi.

3.1 SPECIFICITE DES CONDITIONS DE REFERENCE

3.1.1 ILLUSTRATION DE LA DIVERSITE DES REGIMES DE SPRAY

Un premier aperçu de la morphologie du spray par le biais d'images instantanées va nous permettre d'obtenir des informations qualitatives sur la phase liquide dans le spray. Nous avons obtenu ces images soit par une technique d'ombroscopie, soit durant des mesures par PIV lors desquelles le jet flashé est illuminé par une nappe LASER quasi bidimensionnelle (Cf. Chap. 2). Nous donnons une illustration de l'ensemble des essais depuis les plus faibles surchauffes jusqu'aux surchauffes les plus importantes afin de mettre en avant la grande variété des sprays formés et de donner ainsi un éclairage sur la spécificité des sprays générés en condition ITER-like qui nous intéressent ici. Les visualisations qui sont données dans la Figure 3-1 pour les essais en ombroscopie et dans la Figure 3-2 pour ceux en PIV. Les essais y sont référencés en fonction de leurs R_p , de leurs températures d'injection et de leurs numéros qui renvoient à une table donnée ultérieurement (Tableau 3-1).



Figure 3-1 : Images instantanées obtenues par ombroscopie en configuration 1.

De gauche à droite, ligne à ligne de haut en bas : essais 20, 22; 12, 14; 1, 4; 15, 16 du Tableau 3-1 introduit plus loin.

On observe sur ces images instantanées des topologies de la phase liquide en sortie de buse très différentes selon la surchauffe. On peut en particulier observer, sur la Figure 3-1, même si cela

n'est pas nouveau par rapport à la littérature [Peter *et al.* 1994 ; Lamanna *et al.* 2014 ; Cleary *et al.* 2007], qu'aux plus faibles surchauffes, lorsque le jet de liquide débouche dans le vide, c'est un cœur liquide qui est présent avec des bulles en croissance à l'intérieur de ce cœur. L'éclatement de ces bulles produit des ligaments et des gouttelettes dans un processus direct ou par atomisation secondaire. Lorsque la surchauffe augmente, le cœur liquide continu est remplacé par une entrée liquide consistant en une densité importante de ligaments qui se déstructurent d'autant plus rapidement que la surchauffe augmente. Pour des surchauffes supérieures à $R_p = 4$, l'atomisation est tellement intense qu'à moins de 4 ou 5 diamètres de la buse tous ces ligaments sont déjà atomisés. Les plus grosses gouttes visibles à l'œil nu décroissent également en taille lorsque la surchauffe augmente. Pour des surchauffes encore plus marquées, l'atomisation est telle que l'on n'observe plus directement les gouttes. La faible taille des gouttelettes formées ainsi que leur forte densité conduisent plutôt à la formation d'un brouillard de très fines gouttelettes témoignant d'une atomisation très intense dès la sortie de l'injecteur. Nous nous intéresserons en particulier à l'étude des régimes qui correspondent aux images avec des R_p de 4,75 et 6,41 associées aux essais 1 et 4 de référence, qui font l'objet de ce chapitre, et qui sont des régimes intéressants pour l'étude d'ITER comme expliqué ci-après.

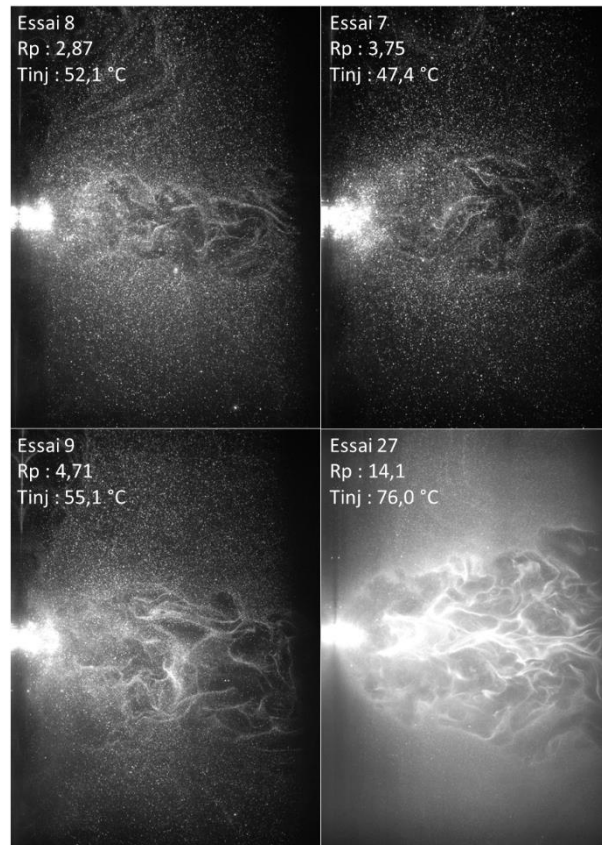


Figure 3-2 : Images instantanées obtenues lors des mesures PIV en configuration 2. De gauche à droite, ligne à ligne de haut en bas : essais 8, 7, 9 et 27 du Tableau 3-1 introduit plus loin.

La Figure 3-2 représente des images instantanées obtenues en éclairant le jet par une nappe laser. A la différence des images obtenues par ombroscopie qui intègrent l'information sur toute l'épaisseur du spray, celles obtenues par PIV autorisent une visualisation en coupe du cœur du spray. Cette technique permet ainsi d'observer et décrire la structure interne du spray. En outre, cette configuration permet d'imager une gamme de taille de gouttes beaucoup plus large que celle imagée par ombroscopie, mettant ainsi plus en relief les petites gouttes.

Les images instantanées obtenues par PIV (Figure 3-2) pour des surchauffes importantes ($R_p > 3$) révèlent, qu'au-delà d'un cœur de spray très dense en sortie d'injecteur, un champ de fines gouttelettes est présent dans toute la cuve. On distingue deux zones distinctes ; d'une part une zone interne proche de l'axe du spray dans laquelle apparaissent des structures spatiales aléatoires

associées certainement à des variations de concentrations de très fines gouttelettes et d'autre part une zone externe dans laquelle la distribution spatiale des gouttelettes est beaucoup plus homogène. Comme nous le verrons plus loin (Partie 3.4.1), lors de l'analyse des champs de vitesse de gouttes, la zone interne peut sans doute être associée à une expansion supersonique du spray dans laquelle les effets de compressibilité sont importants alors que la zone externe, subsonique, peut être associée à une large recirculation dans la cuve. Nous allons compléter la description qualitative de ces essais un peu plus loin.

3.1.2 DEFINITION DES CONDITIONS « ITER-LIKE » ET DE REFERENCE

Nous avons effectué un nombre important d'essais balayant des conditions de température, pression et débit variées. Parmi ces conditions, nous avons déterminé dans un premier temps les conditions considérées 'ITER-like', c'est-à-dire représentatives du scénario nominal d'accident de type ICE pouvant intervenir sur ITER. A partir de documents techniques fournis par l'IRSN indiquant les conditions régissant l'ICE, telles que la température de l'eau du circuit de refroidissement des parois du tokamak, le débit massique d'eau à travers la brèche et la pression dans la chambre à vide, nous avons considéré comme 'ITER-like' les conditions suivantes :

- une température de l'eau dans le réservoir de stockage de 80°C minimum
- une pression dans le réservoir de stockage supérieure à 6 bars absolus
- une pression dans la chambre à vide inférieure à 10 mbar au début de l'essai

Parmi ces conditions, le seul paramètre qui varie est la température de l'eau dans le réservoir de stockage. La pression dans le réservoir est fixée à 7,5 bars absolus pour l'ensemble des essais. De même, la pression dans la chambre à vide sera fixée à la pression minimum que la pompe à vide peut atteindre, c'est-à-dire entre 1 et 5 mbar.

Nous ne considérons pas la géométrie de l'injecteur ni le débit d'eau par la fuite comme paramètres cruciaux dans les paramètres « ITER-like » car les scénarios de fuites sont très vastes en terme de géométrie et de débit. Nous avons choisi pour nos essais les géométries d'injecteurs présentées dans le chapitre précédent.

Parmi ces conditions « ITER-like », nous avons choisi des conditions dites de référence. Les essais à ces conditions sont étudiés en détail dans ce chapitre. Les conditions de référence sont :

- Un paramètre R_p compris entre 3 et 10
- Un débit massique d'eau de 15 kg/h

L'ensemble des essais effectués aux conditions de référence est résumé dans le Tableau 3-1. Ces essais ont été faits avec la première et la deuxième configuration, présentées dans le chapitre précédent. La première configuration avec l'injecteur transparent nous permet d'étudier l'écoulement au sein de l'injecteur et son impact sur l'atomisation. La deuxième configuration permet d'observer l'impact sur le spray de la présence d'une paroi dans une géométrie où le tube débouche dans le vide en étant affleurant à la paroi.

On peut remarquer que la température de l'injecteur et la pression de la chambre varient selon les essais. Ceci ne pose pas de problème car ces essais sont classifiés avec le paramètre adimensionnel R_p . Ce paramètre est défini comme le rapport entre la pression de vapeur saturante à la température de l'injecteur et la pression de la chambre à vide ($R_p = \frac{P_{sat}(T_{inj})}{P_{env}}$). Pour donner une mesure représentative de ce paramètre, au niveau de l'injection, nous estimons la température et la pression à partir de leurs moyennes sur l'intervalle de temps de la mesure optique. Ce sont ces valeurs mesurées qui sont reportées dans le Tableau 3-1. Les valeurs de la température de consigne dans le réservoir sont également reportées à titre indicatif.

Tableau 3-1 : Paramètres des essais de référence.

Essai n°	T _{réservoir} (°C)	T _{injecteur} (°C)	Pression (kPa)	R _p	Débit (kg/h)	Config.	Méthode de visualisation	L/D
1	100	63,1	4,6	4,75	16,7	1	Ombroscopie	70
2	100	68,4	6,8	4,03	16,1	1	Ombroscopie	70
3	100	76,2	6,2	6,16	13,8	1	Ombroscopie	70
4	100	77,4	6,3	6,41	12,9	1	Ombroscopie	70
5	100	60,1	6,1	3,10	15,5	2	Ombroscopie	50
6	140	85,7	5,7	10,0	14,7	2	Ombroscopie	50
7	80	47,4	2,8	3,75	15,4	2	PIV	50
8	100	52,1	4,5	2,87	14,8	2	PIV	50
9	140	55,1	3,2	4,71	15,5	2	PIV	50
10	80	41,8	2,1	3,79	14,5	2	PIV	100
11	100	51,1	4,1	3,00	15,0	2	PIV	100

Si l'on revient sur des images instantanées des essais 1 à 6 on peut mieux appréhender les différences entre ces sprays en conditions de référence que nous avons explorés en détail. Nous allons dans un premier temps regarder de plus près des visualisations de l'essai 1 puis comparer des visualisations venant des différents essais.

3.2 DESCRIPTION DE L'ATOMISATION POUR DIFFERENTES VALEURS DE R_p

L'étude des visualisations instantanées nous donne des informations qualitatives quant à la taille et au grossissement des bulles dans l'injecteur, aux mécanismes d'atomisation ainsi qu'à la taille des gouttes formées.

Les essais sont regroupés deux par deux en fonction de leur valeur de R_p et de la configuration (cf. Tableau 3-1). Les tailles de gouttes visibles sont estimées approximativement à partir de la calibration des images (1 pixel sur l'image = 40 μm). La forme cylindrique de l'injecteur génère un effet de loupe, ce qui fait que la taille d'un objet de 1 pixel dans l'injecteur est estimé à ~ 80 μm.

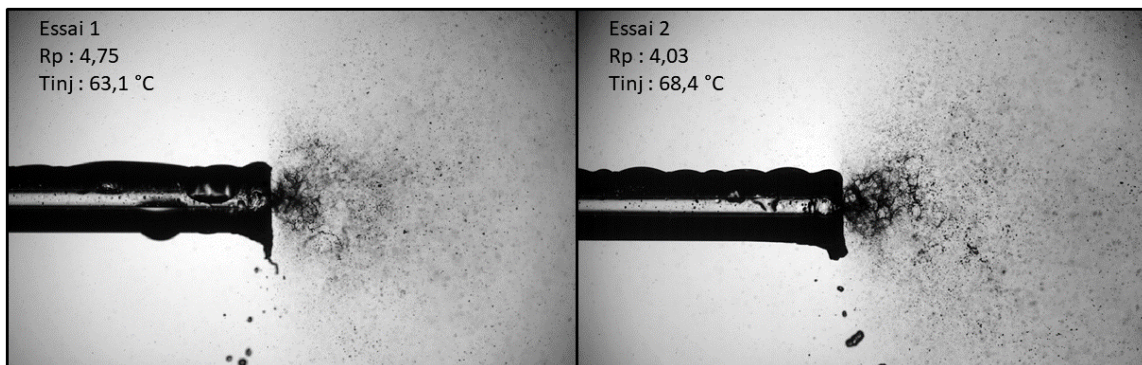


Figure 3-3 : Visualisations instantanées de l'essai 1 (R_p : 4,75 et T_{inj} : 63,1 °C) (gauche) et 2 (R_p : 4,03 et T_{inj} : 68,4 °C) (droite).

Les essais 1 et 2 ont un R_p de 4,75 et 4,03 respectivement et sont regroupés car leurs caractéristiques observées sur les images instantanées (Figure 3-3) sont très similaires. Nous observons dans l'injecteur la présence de petites bulles de diamètre inférieur à 200 microns qui grossissent très peu ou pas. La présence de ces bulles en amont de l'injecteur indique que les conditions thermodynamiques (ΔT ou R_p) et mécanique (rugosité) sont suffisantes pour permettre la nucléation du liquide surchauffé bien avant la sortie de l'injecteur conduisant ainsi à une atomisation flash de type interne. La présence de condensation en proche sortie de l'injecteur empêche de voir les derniers millimètres et d'observer un probable grossissement juste avant la buse. A la sortie de l'injecteur, on observe l'existence d'un cœur liquide très court qui se déstructure et se fragmente très rapidement formant alors de très fins ligaments ou chapelets de gouttes. Le cœur liquide et les ligaments forment la zone dense, qui mesure quelques diamètres d'injecteur. L'atomisation du spray, sous l'effet de l'expansion rapide des poches de gaz présentes au sein du liquide, est intense et apparaît très rapidement après la sortie de l'injecteur. Au-delà de un ou deux diamètres de la buse, le jet est complètement atomisé et les gouttes formées sont éjectées dans une région formant un angle très large. Les gouttes produites sont en moyenne de faible diamètre, allant jusqu'à 200 μm au maximum. Cependant, la méthode de visualisation ne nous permet pas de voir les gouttes les plus petites, nous ne pouvons donc rien dire de leur taille.

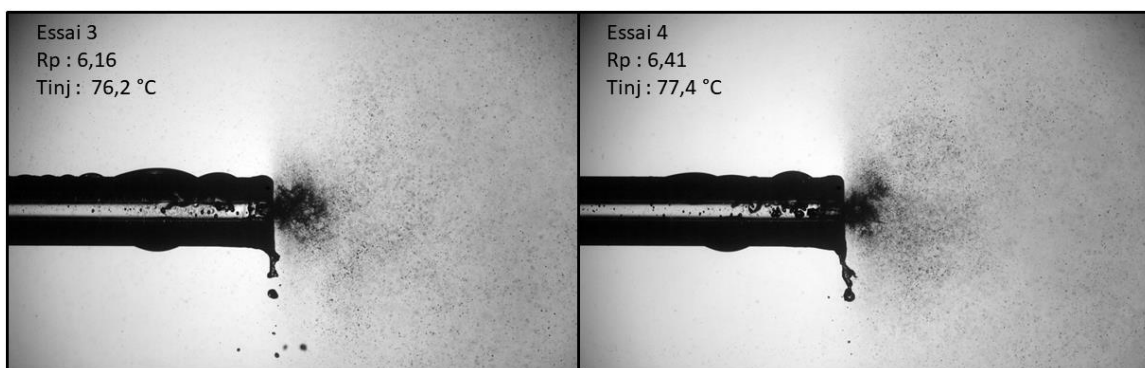


Figure 3-4 : Visualisations instantanées de l'essai 3 (R_p : 6,16 et T_{inj} : 76,2 °C) (gauche) et 4 (R_p : 6,41 et T_{inj} : 77,4 °C) (droite).

Les essais 3 et 4 ont un R_p de 6,16 et 6,41 respectivement et sont regroupés car leurs caractéristiques observées sur les images instantanées (Figure 3-4) sont elles aussi très similaires. Nous observons de la même manière, dans l'injecteur, la présence de bulles de diamètre inférieur à 200 μm . Une première différence avec les essais 1 et 2 est le grossissement des bulles avant la sortie de l'injecteur. En effet nous remarquons des bulles d'un diamètre beaucoup plus grand, à quelques diamètres avant la sortie de l'injecteur. Cette croissance plus visible des bulles dans l'injecteur est associée à l'augmentation de température de l'injecteur et de la valeur du R_p par rapport aux essais 1 et 2 et cette croissance semble graduelle ce qui tend à montrer qu'il n'y a pas de discontinuité forte comme un front de vaporisation, au moins dans la région accessible à la visualisation en amont d'un diamètre de la buse. Le cœur liquide est, de la même manière, très

fragmenté dès la sortie et donc très court. Nous observons cette fois-ci beaucoup moins de ligaments liquides aux bords du cœur liquide. Les gouttes produites par l'atomisation apparaissent plus fines que pour les essais 1 et 2. Le diamètre maximum est d'environ 100 μm pour ces gouttes.

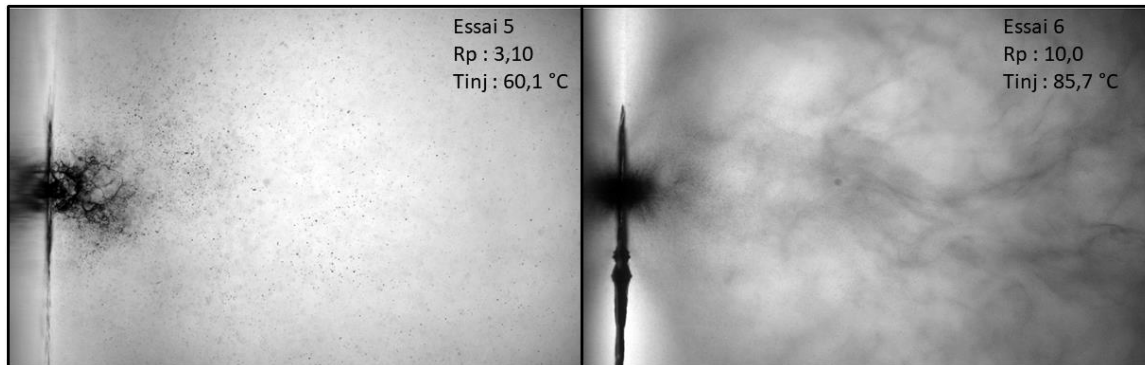


Figure 3-5 : Visualisations instantanées de l'essai 5 (R_p : 3,10 et T_{inj} : 60,1 °C) (gauche) et 6 (R_p : 10,0 et T_{inj} : 85,7 °C) (droite).

Les essais 5 et 6 ont été faits avec la configuration 2, c'est-à-dire avec un injecteur en inox affleurant à une plaque, il peut donc y avoir des différences d'atomisation du fait du changement de rugosité de l'injecteur et du confinement du spray. Sur des images instantanées il n'est cependant pas possible d'évaluer clairement si de tels changements ont réellement lieu en un sens statistique. La figure 3-5 montre des images instantanées enregistrées lors de ces essais qui ont un R_p de 3,10 et 10,0 respectivement. L'écart de surchauffe à l'injecteur est important entre les essais, provoquant un changement dans l'atomisation. Pour l'essai 5, la surchauffe est de l'ordre de celles des essais 1 et 2, ainsi on peut faire les mêmes observations. Il y a un cœur liquide ainsi que des ligaments en sortie de l'injecteur, formant une zone dense sur quelques diamètres. Les gouttes formées sont du même ordre de grandeur que pour les essais 3 et 4 avec un diamètre d'environ 100 μm pour les plus grandes. La présence de la plaque affleurante tout comme du changement de matériau de l'injecteur (verre ou inox) ne semblent donc pas, au regard des images instantanées, modifier drastiquement la morphologie du spray.

Pour l'essai 6, la zone dense est uniquement composée d'un cœur liquide qui s'atomise très rapidement en sortie d'injecteur. Il n'y a pas de ligaments qui se forment mais directement de fines gouttelettes. Ces gouttelettes sont très fines et seules les gouttelettes proches de l'injecteur sont discernables, voulant dire que leur diamètre est de 40 μm ou moins. Des structures pouvant correspondre à des zones de forte concentration en très fines gouttelettes sont visibles sur le reste de l'image. Ces structures sont visibles aussi lors des essais PIV, qui seront présentés en Chapitre 4. Nous allons maintenant, dans un premier temps, étudier les essais 1 à 4 du point de vue de la morphologie moyenne du spray avant de passer à l'étude de la vitesse des gouttes pour l'ensemble des essais.

3.3 ETUDE DE LA MORPHOLOGIE DU SPRAY POUR LES CONDITIONS DE REFERENCE

3.3.1 MORPHOLOGIE MOYENNE DU SPRAY

Maintenant que nous avons étudié qualitativement les visualisations des essais de référence, nous allons les traiter grâce à l'algorithme présenté au chapitre précédent (Partie 2.4) afin d'en extraire des informations sur la géométrie moyenne du spray.

L'étude de la morphologie des essais à partir de la prise d'images par ombroscopie nous permet d'obtenir deux paramètres importants : l'angle de spray, d'une part, illustrant l'ouverture du spray et son évolution avec la distance à l'injecteur ; l'évolution de l'intensité des niveaux de gris nous renseignant sur le taux de présence de liquide moyen et son évolution avec la distance à l'injecteur. Nous sommes conscients que, dans des conditions de mesure aussi complexes, les

valeurs absolues de niveau de gris ne se corrèlent pas de manière simple et sans ambiguïté avec des caractéristiques physiques. Ainsi il n'est pas possible de savoir comment (i) les changements de densité volumique de gouttes, ou (ii) de distribution statistique des tailles des gouttes, ou encore (iii) des problèmes de masquage des gouttes les unes par les autres, influencent respectivement la mesure par une caméra qui intègre le signal optique sur une profondeur de champ constante de 1 mm environ. L'évolution de cette amplitude, et en particulier l'évolution du niveau de fond sur laquelle se développe la courbe Gaussienne peuvent également être marquées par la trace laissée sur les images par les gouttelettes situées en dehors de la profondeur de champ. Selon l'expansion du spray, on a donc un signal en niveau de gris dont une partie provient de zones plus ou moins étendues. Le sens de la mesure est donc difficile à cerner car il change avec tous ces paramètres non maîtrisés. On peut néanmoins caractériser les écoulements par ces champs de niveaux de gris qui sont intéressants à examiner dans une configuration où peu d'information est accessible. Il s'agira simplement d'être prudent dans nos commentaires de ces mesures et dans nos recherches de mécanismes dominants. L'angle d'expansion du spray est en tout cas considéré comme une mesure suffisamment robuste pour être discuté de manière assez classique dans la littérature [Lefebvre, 1987 ; Park and Lee, 1994 ; Lamanna *et al.* 2014].

La Figure 3-6 montre l'image moyenne de l'essai 1 sur laquelle sont superposées des courbes iso-niveau de gris. La présence de gouttes de condensation à la sortie du tube affecte la symétrie des courbes dans le voisinage de la buse. A l'intérieur du spray, la majorité des lignes iso-niveaux partent de la position de la buse, s'évasent et se referment devant la buse.

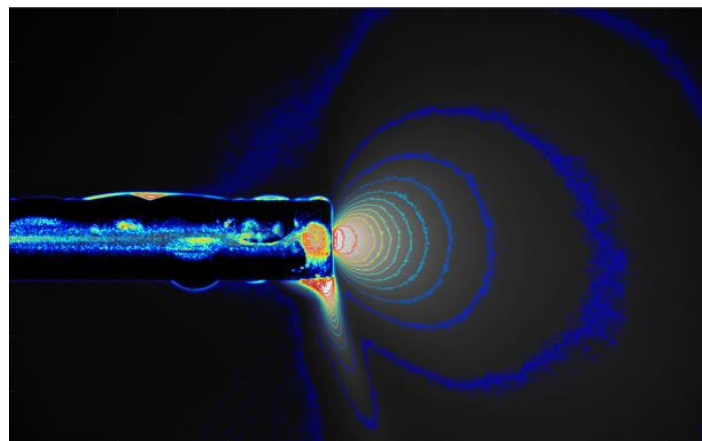


Figure 3-6 : Image moyenne avec des iso-contours de niveaux de gris tracés tous les 250 niveaux pour l'essai 1.

Les paramètres morphologiques extraits de la moyenne des images de l'essai 1 sont illustrés sur la Figure 3-7. L'amplitude associée au maximum de la courbe Gaussienne a une valeur importante à l'origine de la forte densité de liquide présent en sortie de l'injecteur puis décroît rapidement à mesure que le cœur liquide se désintègre pour laisser la place à un nuage de gouttes. La largeur du spray est dès la sortie de l'injecteur supérieure à D_0 , indiquant que le spray dépasse le diamètre de l'injecteur. Ceci est dû à la forte atomisation du spray par éclatement de structures gazeuses en croissance rapide dans toutes les directions. Les gouttes ainsi éjectées se propagent alors rapidement dans l'espace aussi bien dans la direction longitudinale que transverse. La largeur spray augmente alors avec x/D de manière quasi linéaire dans la gamme des distances modérées observées ($x/D_0 < 10$).

Nous extrayons aussi par l'algorithme la position moyenne, c'est-à-dire la position du pic de la Gaussienne par rapport au centre de l'injecteur ainsi que la base qui caractérise le niveau de gris de fond. Comme on le voit sur la Figure 3-7, la position moyenne, normée par le diamètre de l'injecteur, se décale de moins de 1 diamètre (soit 1 mm) vers le haut sur l'image, ce qui correspond à une inflexion vers le bas c.a.d dans le sens de la gravité sur l'installation. Cela confirme que la gravité ne joue qu'un faible rôle dans la morphologie du spray. Le niveau de fond varie lui aussi assez peu avec x/D . Les gouttes en dehors du plan focal contribuent plus particulièrement à l'atténuation lumineuse de fond. On peut donc corrélérer la valeur du niveau de

fond, au moins qualitativement, avec la quantité de fines gouttelettes présentes dans l'enceinte. C'est pourquoi, même si ce paramètre témoigne d'un contenu d'information complexe, nous examinerons son évolution avec la surchauffe.

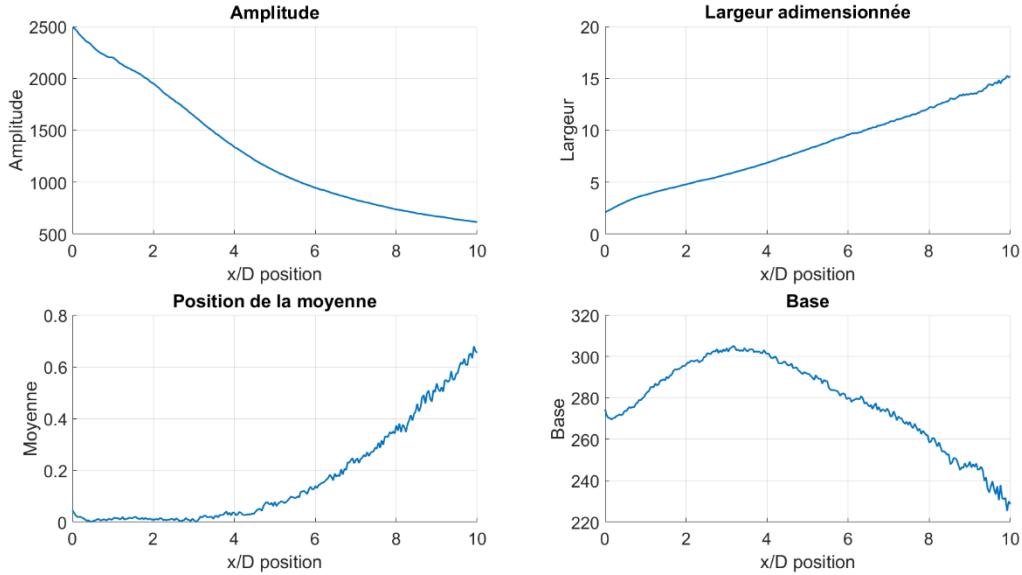


Figure 3-7 : Evolution longitudinale des grandeurs caractéristiques de la morphologie du spray pour l'essai 1.

La Figure 3-8 montre les paramètres morphologiques des essais 1 à 4. Ces essais ont un paramètre R_p proche de 4 pour les essais 1 et 2 et proche de 6 pour les essais 3 et 4. L'évolution longitudinale de l'amplitude pour les 4 essais est similaire, avec néanmoins un démarrage plus haut en niveau de gris pour les essais 1 et 2, qui peut être dû à une densité du cœur liquide plus grande, ce qui est en accord avec les observations précédentes.

Pour les essais 3 et 4, qui sont aux plus forts R_p , au-delà de un ou deux diamètres, la décroissance de l'amplitude est très rapide et proche d'une loi en $(x/D)^{-2}$. Pour les essais 1 et 2, ce type de décroissance se met en place plus loin de l'injecteur (plutôt à partir de trois diamètres). Les valeurs atteintes à $x/D = 10$ sont néanmoins similaires. La largeur, proche de l'injecteur ($x/D < 2$), est équivalente pour les 4 essais. Après $x/D = 2$, les essais 3 et 4 ont, néanmoins, une largeur plus élevée que les essais 1 et 2. Cette observation va dans le sens d'une augmentation de la largeur avec la surchauffe.

La position transverse moyenne du jet n'a pas de variation significative entre les essais, ce qui est attendu si les tailles des gouttes sont globalement semblables. De même, l'évolution du niveau de fond est reproductible pour les essais ayant des paramètres R_p semblables. La valeur de niveau de gris est assez différente entre les couples d'essais {1, 2} et {3, 4} mais cela est dû à la différence de fréquence d'acquisition. Le fait d'enregistrer un essai du début à la fin permet d'obtenir une image du fond nécessaire au traitement (cf. Partie 2.4) différente de pour un enregistrement à 1 kHz, donnant par ce fait une différence dans la valeur de la base.

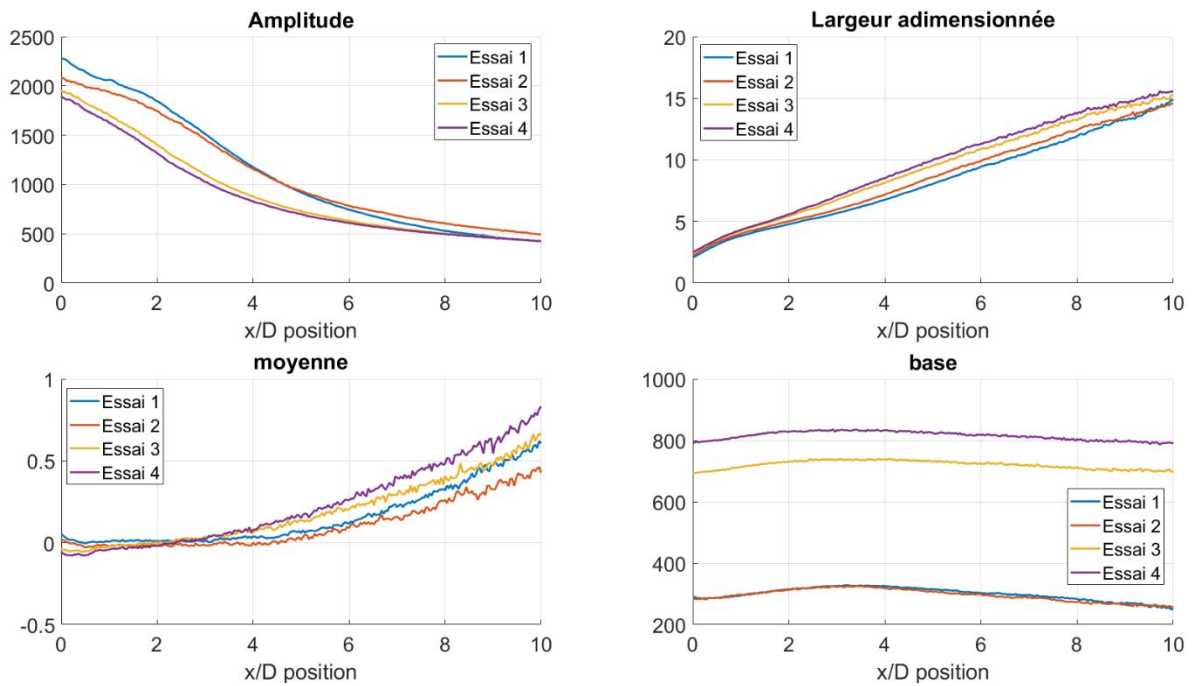


Figure 3-8 : Comparaison des morphologies des différents essais.

3.3.2 INFLUENCE DU REGIME DE L'ÉCOULEMENT DIPHASIQUE DANS L'INJECTEUR SUR LA MORPHOLOGIE DU SPRAY

L'utilisation d'un tube transparent a permis de mettre en évidence l'existence d'une succession de différents régimes d'écoulements diphasiques dans le tube lors d'un même essai. On observe en effet, et de manière apparemment aléatoire, parfois un régime à bulles, parfois un régime poches/bouchons voire encore un régime d'écoulement annulaire. Des visualisations instantanées associées à ces régimes montrent comment ces derniers influencent le processus d'atomisation. La Figure 3-9 montre des images instantanées illustrant les trois régimes (à bulles, intermittent à poches et annulaire) pour l'essai 1. Ces images ayant été acquises à 1 kHz, nous pouvons en particulier suivre sur les images successives (de haut en bas de la figure) le passage d'une poche de vapeur dans le tube en régime intermittent à poches (sur les 4 figures centrales).

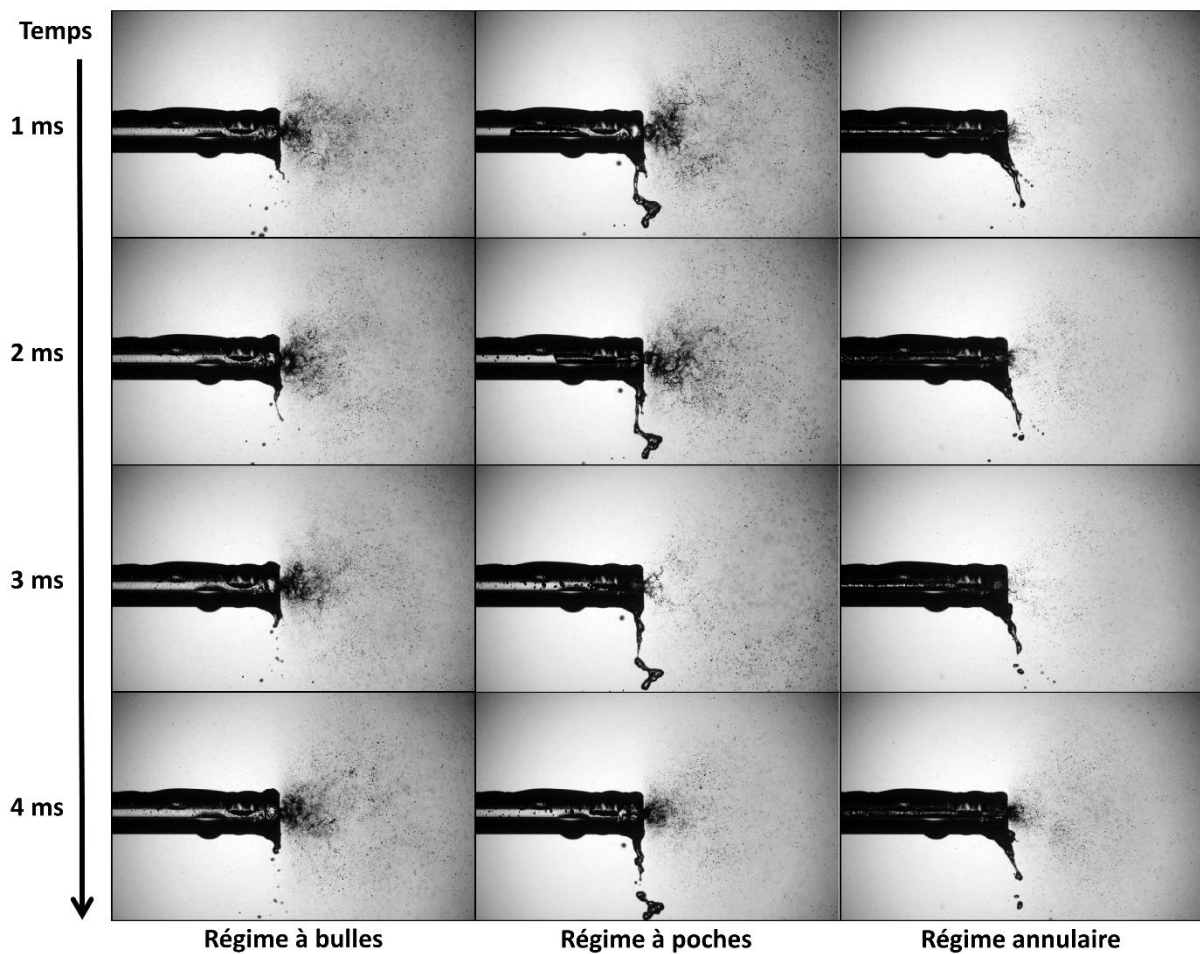


Figure 3-9 : Visualisations de l'écoulement au sein de l'injecteur et du spray qui en résulte pour différents régimes d'écoulements diphasiques : à bulle (à gauche), à poches (centre), annulaire (droite).

Nous pouvons observer dans ces trois régimes une atomisation forte du spray liée aux conditions ITER-like. Quel que soit le régime, les gouttes produites sont petites et dispersées selon un grand angle en sortie de l'injecteur. La différence entre le régime à bulles (colonne de gauche) et les autres régimes se situe au niveau de la densité de gouttes, plus importante et régulière lorsque le régime est de type à bulles. Pour le régime annulaire (colonne de droite), le cœur liquide reste très petit voir inexistant, et la densité de gouttes semble plus faible, ce qui correspond bien à une quantité de liquide disponible pour l'atomisation moindre dans le tube, étant sous forme de film mince. Alors que la morphologie du spray associée aux régimes à bulles et annulaire évolue peu au sein du même régime, le spray associé aux régimes à poches présente une forte variabilité. L'alternance de poches de gaz et de bouchons de liquide conduit en effet à des variations importantes de la densité de gouttes générée lors de l'atomisation. Le passage d'une poche de gaz diminue drastiquement la quantité de gouttes et produit un spray instantané proche de celui observé pour le régime annulaire alors que le passage d'un bouchon de liquide conduit à un spray similaire à celui produit par un écoulement à bulles. Cela donne lieu, en moyenne, à des morphologies intermédiaires entre celles observées pour le régime à bulles et celles en régime annulaire.

Comme nous venons de le voir, les différents régimes diphasiques présents en amont de l'injection ont un impact fort sur la géométrie instantanée et sans doute sur la dynamique du spray atomisé. Nous allons vérifier si cette observation est transposable à la morphologie moyenne observée dans chacun des régimes. Nous examinons donc si ces régimes peuvent changer l'angle de spray, la décroissance de l'amplitude ... tout comme nous étudierons un peu plus loin l'impact de ces régimes sur la vitesse des gouttes. Nous examinerons également le taux de présence de chaque régime

durant les expériences. Le taux de présence d'un régime est défini comme le rapport, dans un enregistrement, du temps de présence de ce régime au temps total de la mesure.

L'algorithme permettant la détection des régimes et décrit au Chapitre 2.4.7 a été utilisé pour analyser les essais 1 et 2 et déterminer le taux de présence de chaque régime. Les essais 3 et 4 ne sont pas utilisés du fait de leur fréquence d'acquisition trop faible. Ces taux sont présentés sur le Tableau 3-2. L'essai 2 ne présente pas de régime annulaire.

Tableau 3-2 : Taux de présence des différents régimes pour les essais 1 et 2.
(Durée d'essais de 10 secondes à une fréquence de 1 kHz)

	Essai 1	Essai 2
Régime à bulles	71 %	51 %
Régime à poches	18 %	49 %
Régime annulaire	11 %	0 %

On peut noter la variabilité des taux de présence de chaque régime entre essais similaires. Le régime à bulles est dominant dans notre essai 1 avec un de présence de 71% alors qu'il n'est que de 51% dans l'essai 2. Cette variabilité est un point important qui montre bien, que si les propriétés du spray s'avèrent très dépendantes de ces régimes, il sera important, dans une approche prédictive, de connaître la physique qui gouverne le développement de l'écoulement liquide-vapeur à l'intérieur du tube pour pouvoir reproduire les taux de présence de ces régimes.

La Figure 3-10 montre les paramètres caractéristiques de la morphologie moyenne dans les différents régimes tout comme ceux associés à une moyenne inconditionnelle sur l'essai entier pour l'essai 1.

L'amplitude change avec le régime, même si elle est toujours décroissante avec la distance à la buse. Quel que soit la position longitudinale, le régime à bulles présente la plus grande amplitude. Le régime à poches voit son amplitude diminuer et enfin le régime annulaire est celui qui a l'amplitude la plus faible. Le niveau de fond est lui aussi plus faible pour les régimes à poches et annulaire. Ces observations sont certainement liées à la quantité moins importante de gouttes générées lors de l'atomisation dans ces deux régimes. On peut aussi remarquer une décroissance plus rapide des amplitudes dans ces deux derniers régimes par rapport au premier. Ceci peut être dû à l'absence de cœur liquide pour ces régimes. L'amplitude inconditionnelle est proche de celle en régime à bulles, tout simplement parce que c'est le régime dominant donc le plus présent dans cet enregistrement.

La position moyenne normalisée par le diamètre D est très peu sensible au type d'écoulement au sein de l'injecteur. Les variations sont très faibles et nous retenons l'idée que le type de régime ne joue pas trop sur la position du centre du spray. Un résultat intéressant, et qui ne nous apparaît pas évident, est que la largeur moyenne du spray reste la même peu importe le régime pour $x/D < 8$. Au-delà de cette distance, nous observons un angle plus grand pour les régimes à poches et annulaire mais cet écart reste cependant très faible. Pour tous les paramètres morphologiques analysés, le régime à poches se situe toujours entre le régime annulaire et le régime à bulle ce qui confirme les observations faites au regard de la Figure 3-9 à savoir que le régime à poches est constitué d'une alternance entre poches de gaz, poches du régime annulaire et de bouchons de liquide, proche du régime à bulles. Des résultats similaires, reportés sur la Figure 6-4 en annexe ont été obtenus pour l'essai 2. Cela témoigne de la robustesse de cette analyse en moyenne conditionnelle.

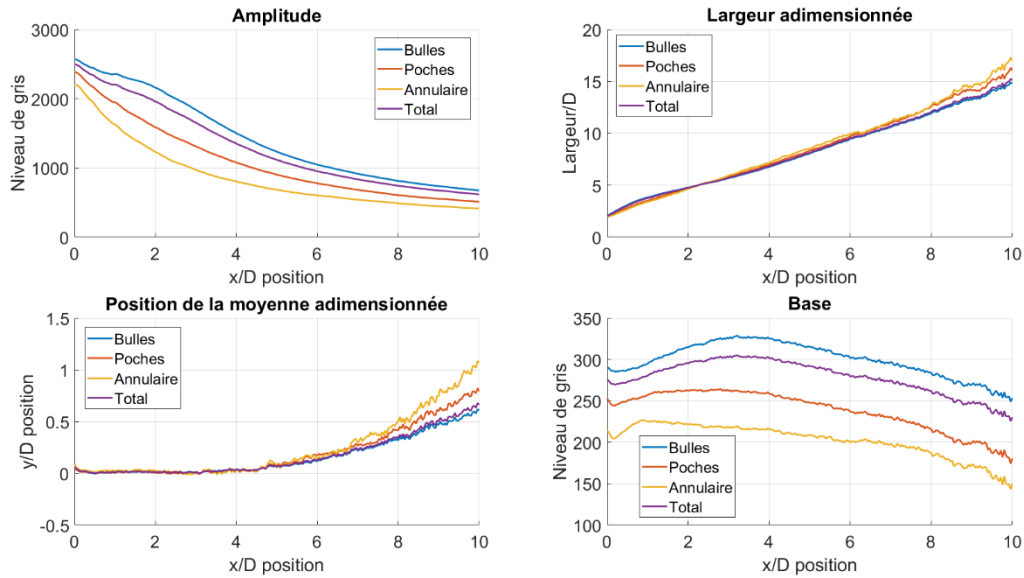


Figure 3-10 : Evolution longitudinale des paramètres caractérisant la morphologie du spray associés aux différents régimes d'écoulements diphasiques au sein de l'injecteur pour l'essai 1.

Dans nos conditions expérimentales, nous n'avons pas une maîtrise suffisante des conditions thermiques entre le réservoir et l'injecteur, et nous ne pouvons donc pas reproduire parfaitement un essai. Le taux de présence de chaque régime varie ainsi sur les divers enregistrements à des conditions de R_p semblables. Cependant, dans le spray, l'évolution en x/D des moyennes conditionnelles au régime dans le tube sont très proches dans ces deux essais. Elles indiquent ainsi qu'au-delà de ce qui produit l'écoulement diphasique dans le tube - qui n'est pas complètement maîtrisé -, si l'on connaît l'écoulement diphasique dans le tube près de la buse, on peut déterminer les caractéristiques du spray extérieur.

On retiendra de l'examen de ces deux essais, (i) que le taux de présence des régimes à bulles, intermittent à poches et annulaire dans le tube peut varier d'un essai à l'autre, même pour des conditions de R_p proches ; (ii) que la morphologie instantanée varie avec ces régimes mais que la morphologie moyenne montre des variations modérées de l'atténuation du maximum des niveaux de gris moyens et pas de variation de l'angle de spray dans la région proche de la buse. Nous verrons par la suite que l'impact des régimes sur le champ des vitesses des gouttes est plus marqué.

3.4 ETUDE DE LA VITESSE DES GOUTTES EN CONDITIONS DE REFERENCE

En complément de l'étude de la morphologie du spray, nous allons dans cette partie nous attacher à décrire et analyser le champ de vitesse des gouttes pour deux configurations, celle du jet libre puis celle du jet affleurant. Les différences entre ces deux cas vont au-delà des conditions limites. Les matériaux utilisés sont en effet de nature différente, en verre dans le premier cas et en inox dans le deuxième.

3.4.1 VITESSE DES GOUTTES POUR LES ESSAIS EN OMBROSCOPIE EN CONFIGURATION 1

Dans cette configuration, l'injecteur est transparent et le spray se déploie librement dans un milieu quasi infini, les parois de la cuve étant à des distances très grandes devant les échelles caractéristiques du spray. Les images sont obtenues par ombroscopie et les champs de vitesse des gouttes imagées sont calculés par des algorithmes de type PIV appliqués aux images. Il ne s'agit pas d'une mesure de la vitesse individuelle des gouttes mais de la vitesse associée au déplacement le plus probable de l'ensemble des gouttes présentes dans les fenêtres d'interrogation.

Analyse du champ de vitesse moyenne pour l'essai 1

Avant de discuter des vitesses moyennes des gouttes mesurées dans le spray, il est important de vérifier la validité de ces mesures. Pour ce faire, nous extrayons, tout d'abord, le taux de validation de vecteurs, illustré ici sur la Figure 3-11 pour l'essai 1. Environ 10 000 champs de vitesse sont calculés pour chaque essai. Nous considérons alors qu'un taux de validation supérieur à 50 % (soit 5000 champs) est suffisant pour que la vitesse moyenne soit considérée convergée. Sur la Figure 3-11, il apparaît que le niveau de validation dans le spray est satisfaisant sur la quasi-totalité de la zone imagée. Les zones considérées comme non valides sont les parois de l'injecteur, où il n'y a pas de signal. La zone dense en sortie de l'injecteur présente un taux de validation plus faible que le reste du spray, mais reste tout de même suffisant assurer la convergence statistique de la moyenne. Nous analyserons également des densités de probabilité de vitesses. Leur convergence sera bien entendu moindre, mais cependant suffisante pour faire émerger des propriétés robustes.

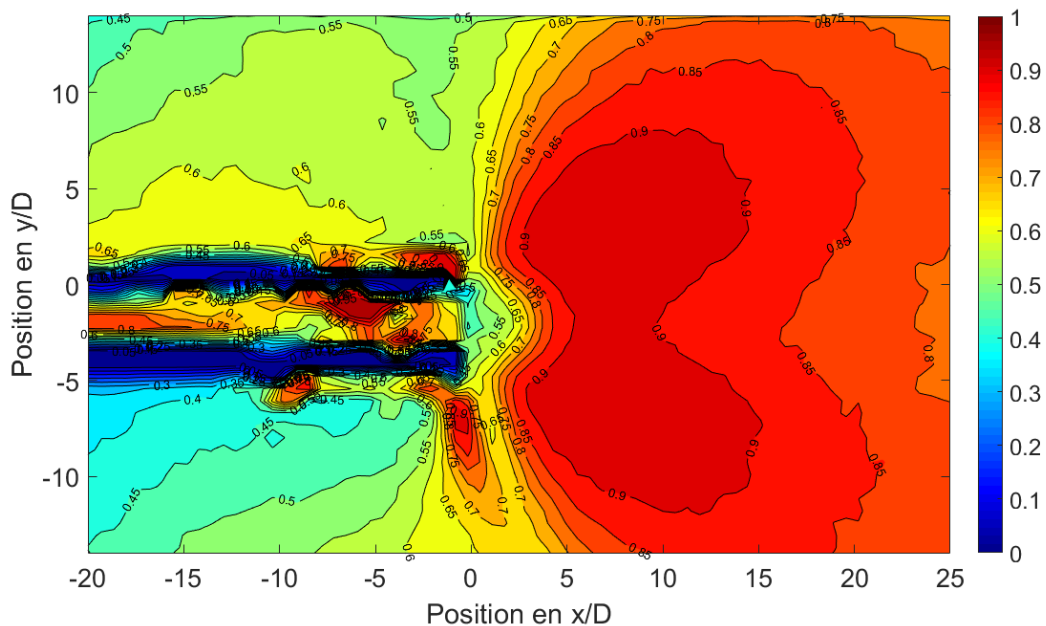


Figure 3-11 : Champ du taux de validation des vecteurs vitesse pour l'essai 1.

La Figure 3-12 montre donc le champ des normes des vitesses moyennes de l'ensemble des gouttes visibles en ombroscopie pour l'essai 1. L'échelle des couleurs donne les vitesses en m/s. Plusieurs observations peuvent être faites à partir de cette figure :

- La vitesse mesurée dans l'injecteur, d'environ 5 m/s, correspond à la vitesse débitante pouvant être calculée à partir du débit massique mesuré par le débitmètre. A noter que, dans l'injecteur, il faut considérer uniquement la vitesse dans la partie la plus lointaine de la sortie, la mesure de vitesse proche de la sortie étant faussée par la condensation sur l'injecteur.
- Les gouttes sont accélérées à la sortie de l'injecteur sur une longueur d'au moins 15 diamètres, et ce jusqu'à des vitesses bien supérieures à la vitesse débitante dans l'injecteur (jusqu'à 4 fois la vitesse débitante).
- Les maxima de vitesse se trouvent devant mais aussi au-dessus ainsi qu'en dessous de l'injecteur.
- La norme de la vitesse moyenne devient quasiment uniforme sur toute la hauteur de la zone imagée pour des distances $x/D > 5$.

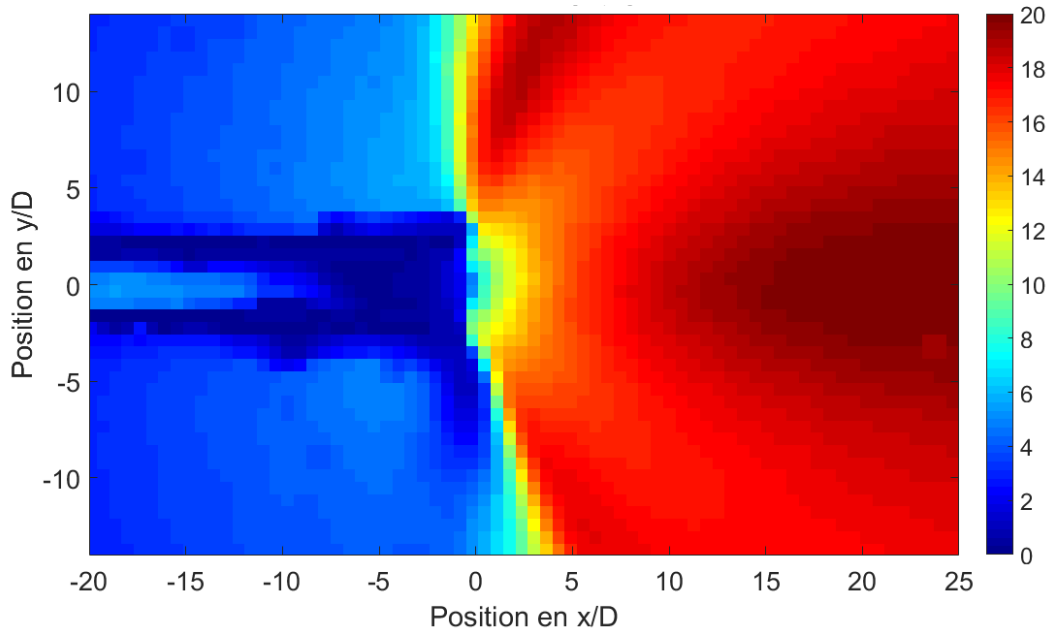


Figure 3-12: Champ de la norme de vitesse moyenne pour l'essai 1. (Vitesse en m/s)

Cette accélération en sortie de l'injecteur est un phénomène très intéressant car peu observé dans la littérature. Nous allons discuter plusieurs hypothèses concernant le ou les phénomènes physiques pouvant contribuer à cette accélération.

L'écoulement de sortie a donc une structure bien particulière. On peut mieux l'analyser à partir des lignes de courant superposées avec des iso-valeurs des normes des vitesses moyennes que nous avons tracées en Figure 3-13 pour l'essai 1. Les lignes de courant affichées en lignes bleues continues sur la figure sont, pour celles issues de l'injecteur, de parfaites droites. Cela signifie que les gouttes ont une trajectoire balistique et dévient peu de leurs directions initiales acquises au moment de leur génération par atomisation secondaire. Les gouttes accélèrent le long de ces directions jusqu'à une distance de 15-20 diamètres. Au-delà, les lignes de courant deviennent colinéaires aux courbes iso-valeur de la norme de la vitesse moyenne indiquant que la vitesse des gouttes, le long de leur trajectoire, tend vers un maximum.

On remarque également les deux lignes virtuelles quasi verticales qui partent de l'injecteur et qui séparent les faisceaux des lignes de courant issues de l'injecteur de celles issues de son environnement amont. Ces lignes de courant se resserrent fortement de part et d'autre de ces deux lignes virtuelles. Elles constituent des lignes de discontinuité du champ des vitesses.

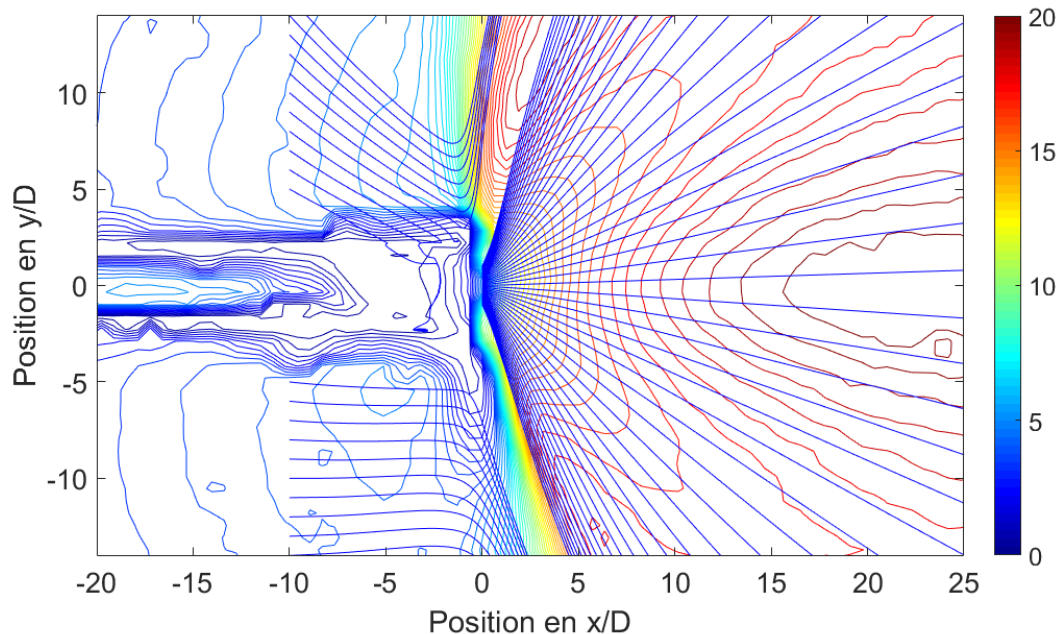


Figure 3-13 : Lignes de courant de l'écoulement moyen et courbes iso-valeurs du champ de la norme de la vitesse moyenne pour l'essai 1. Les courbes iso-valeurs sont colorées par la valeur de la norme de la vitesse moyenne (en m/s).

A partir de ces observations, et en nous rappelant que l'on voit des écoulements diphasiques dans le tube jusqu'à environ un diamètre avant la sortie du tube, il nous semble possible d'avancer le scénario suivant qui mène à un écoulement spécifique en sortie de tube.

Bien que la méthode ombroscopique donne accès à une mesure de vitesse qui favorise la prise en compte des vitesses des plus grosses gouttes - et filtre donc les vitesses des plus petites gouttes qui peuvent être vues comme des quasi-traceurs de la vapeur -, on peut raisonnablement supposer que les vitesses mesurées résultent de l'entraînement des gouttelettes par le flux de vapeur produit par le changement de phase. Le frottement qui génère l'entraînement des gouttes par la vapeur est limité par la faible pression dans l'enceinte. Il y a donc, de manière certaine, un écart entre la vitesse de la vapeur et celle des gouttes. Et, à ce stade de notre étude, nous ne pouvons rien dire de la vitesse relative entre les phases. Les vitesses des gouttes à l'éjection n'ont cependant rien à voir avec des vitesses et accélérations engendrées par des ruptures de ligaments liquides [Alghamdi *et al.* 2019]. Nous supposons donc que les accélérations visibles dans les mesures témoignent malgré tout de l'accélération sous-jacente du flux de vapeur.

L'écoulement diphasique dans le tube qui comporte du liquide avec quelques bulles se transforme en moins d'un diamètre en un spray complètement atomisé avec de très fines gouttelettes. Ce changement de phase massif est une vaporisation très importante au droit de l'injecteur, qui se poursuivra autour de chaque goutte ultérieurement dans le spray (à des taux que nous ne pouvons pas estimer). Les fortes accélérations observées dans un écoulement en expansion sont certainement associées à une détente supersonique. Les lignes de courant radiales rappellent en particulier celles d'un jet de gaz émis dans du vide [Hill & Draper, 1966]. Comme la vaporisation est importante en sortie d'injecteur, la vitesse du son peut drastiquement diminuer dans le mélange. Si elle tombe en dessous de la vitesse débitante (5 m/s environ), l'écoulement au droit de la buse devient supersonique et la détente produit une accélération. La Figure 3-14 montre l'évolution de la vitesse du son dans un mélange diphasique eau/vapeur en fonction de la fraction volumique de vapeur pour des conditions de pression et de température proche de nos essais (pression de 5 kPa et température de 60°C). Le raisonnement que nous allons mener suppose que nous sommes à même d'estimer l'ordre de grandeur de la vitesse du son le long du mouvement du fluide. Mais cela est, en fait, très délicat ne serait-ce que parce que cette célérité dépend de la pression. Cependant, les pressions dans l'injecteur et à sa sortie sont inconnues, nous savons juste qu'elles sont plus grandes que dans la cuve et donc que la vitesse du son y est plus élevée. En considérant que l'estimation de

la célérité reportée sur la Figure 3-14 est représentative en moyenne de celle présente dans le spray nous pouvons alors argumenter pour comprendre l'accélération des gouttes. Une fraction de vapeur nulle correspond à du liquide pur et une fraction égale à 1 à de la vapeur pure. L'équation ci-dessous est utilisée pour obtenir la vitesse du son dans le mélange [Delhaye, 2013].

$$\frac{1}{a_s^2} = [\alpha\rho_g + (1 - \alpha)\rho_f] \left(\frac{1 - \alpha}{\rho_f a_{s,f}^2} + \frac{\alpha}{\rho_g a_{s,g}^2} \right) \quad (56)$$

Avec a_s , $a_{s,f}$ et $a_{s,g}$ les vitesses du son dans le mélange, le liquide et la vapeur respectivement, ρ_f et ρ_l la masse volumique du liquide et de la vapeur respectivement et α le taux de vide. Dans le cas de notre calcul la vitesse du son dans l'eau est prise comme étant 1500 m/s et sa masse volumique 1000 kg/m³. Pour la vapeur, la vitesse du son est calculée comme $a_{s,g} = \sqrt{\gamma RT}$ et sa masse volumique $\rho_g = PM/RT$.

Les valeurs limites de la vitesse du son dans le liquide et la vapeur ne sont pas affichées sur ce graphe pour ne pas écraser la perspective. Sur cette figure, la vitesse du son peut diminuer jusqu'à 5-6 m/s à partir d'une fraction volumique de vapeur de 30%. Elle est inférieure à 10 m/s pour des fractions volumiques de vapeur comprises entre 10% et 90% et remonte vite au-dessus de 20 m/s lorsque la fraction volumique s'approche de 1. Le passage d'un liquide avec bulles dans l'injecteur à de la vapeur avec des gouttelettes fait que la fraction volumique de vapeur varie d'une valeur proche de quelques pourcents à une valeur proche de 1. Cette variation fait que localement, la vitesse du son dans le milieu diminuera jusqu'à une valeur minimum aux alentours de 5 m/s avant de remonter. Etant donné que la vitesse mesurée est de 5 m/s dans le tube et atteint 20 m/s après l'injecteur, il est tout à fait crédible que l'écoulement passe en régime supersonique.

La présence de la zone mince de discontinuité quasi-verticale séparant l'écoulement du jet atomisé et la zone amont de l'injecteur (qui commence en $x=0$, $y = 2D$ et va jusqu'à $x=5D$, $y=15D$ environ sur la Figure 3-13) peut dans ce cadre d'hypothèse être interprétée comme une ligne de glissement d'un écoulement compressible supersonique. Cette ligne serait alors isobare avec un niveau de pression égal à celui de la cuve. La présence d'une zone un peu étendue où l'accélération s'arrête (par exemple Figure 3-13, sur l'axe du jet aux alentours de x/D de l'ordre de 20 à 25) pourrait alors être la signature de chocs faibles, de position spatiale instationnaire, d'existence peut-être également instationnaire, qui ramènent l'écoulement à un régime subsonique. Nous proposons donc un scénario de jet de vapeur sous-détendu supersonique qui entraîne les gouttes. Ce scénario correspond bien à des observations mettant en évidence des chocs dans de l'atomisation flash près des buses pour des surchauffes néanmoins plus importantes [Lamanna *et al.* 2014, 2015]. Des questions demeurent bien évidemment car la dilution du spray lorsqu'on s'éloigne de la buse fait varier la célérité des ondes sonores qui augmente du fait de la fraction volumique de la vapeur augmentant également en s'approchant de 1. On a donc peut-être également tout simplement une reconversion de l'écoulement initialement supersonique en écoulement subsonique par dilution des gouttes amplifiant la célérité du son.

Nous avons collaboré avec le laboratoire ICARE d'Orléans (Nabiha Chaumeix) pour étudier expérimentalement, par le biais d'un stage, la vitesse de propagation d'une onde de choc dans un milieu diphasique en conditions raréfiés. Les expérimentations effectuées sur place n'ont malheureusement pas permis de mesurer des vitesses de propagation très faibles comme celles obtenues dans la Figure 3-14, en raison de difficultés expérimentales

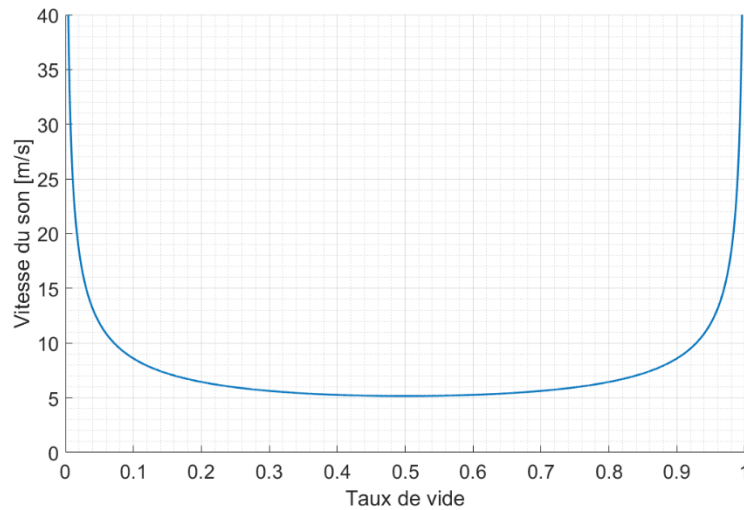


Figure 3-14 : Vitesse du son dans un mélange diphasique eau/vapeur en fonction de la fraction volumique de vapeur à 5 kPa et 60°C.

Il est également intéressant de regarder les champs des composantes de la vitesse des gouttes. La Figure 3-15 montre le champ de la composante longitudinale de la vitesse, notée U, pour l'essai 1. L'accélération longitudinale de l'écoulement sur l'axe en fonction de la position x/D après l'injecteur est bien visible. Un élargissement quasi linéaire de la zone de forte composante U avec la position en x/D semble aussi visible sur ce champ. Cette vitesse est symétrique par rapport à l'axe de l'injecteur ce qui confirme le très faible effet de la gravité sur les processus de formation et développement du spray aux distances considérées.

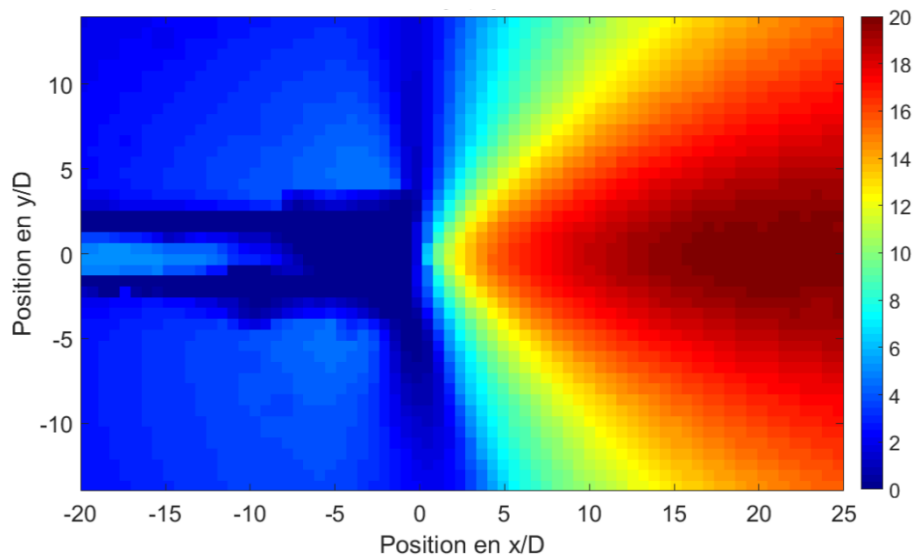


Figure 3-15 : Champ de la composante U de la vitesse moyenne pour l'essai 1 (en m/s).

La Figure 3-16 montre le champ de la composante transversale de la vitesse, notée V, pour l'essai 1. On voit, tout d'abord, que la vitesse est symétrique par rapport à l'axe de l'injecteur. On peut remarquer que les intensités atteintes par V sont comparables à celles de la vitesse dans la direction longitudinale. Cette composante V, s'amplifie quand on s'éloigne de l'axe et les vitesses extrêmes sont situées lorsqu'on s'éloigne de l'axe le long de la ligne de glissement qui démarre près de la sortie de l'injecteur. Pour une problématique d'entraînement de poussières ce résultat énoncé sous cette forme est important. Il signifie en effet que des vitesses aussi bien longitudinales que transversales peuvent contrôler l'entraînement dans le voisinage proche de l'injecteur.

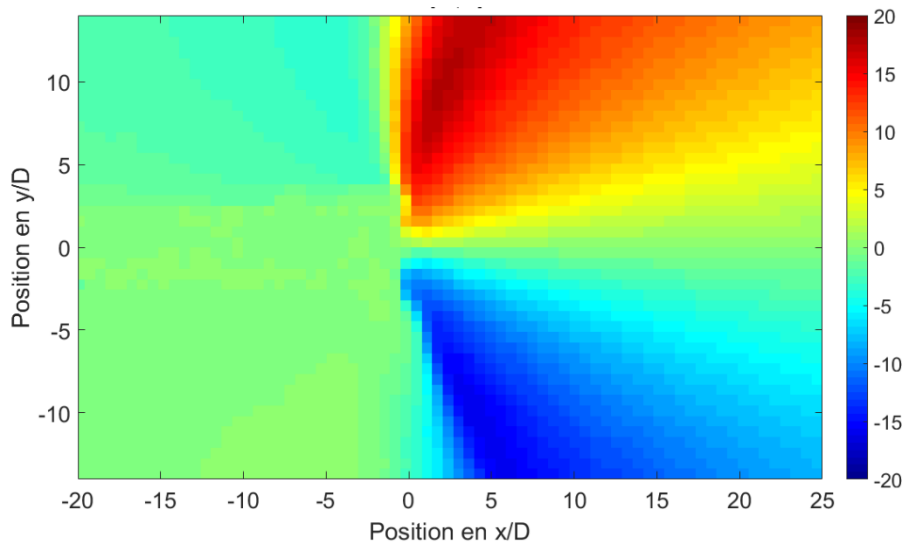


Figure 3-16 : Champ de la composante V de la vitesse moyenne pour l'essai 1 (en m/s).

Pour faciliter une comparaison ultérieure avec des modèles, nous reportons également de manière plus classique des profils transversaux de vitesses U et V à différentes positions x/D puis des profils longitudinaux sur l'axe de l'injecteur. Ces profils vont nous donner des informations numériques plus précises concernant l'évolution des vitesses dans le spray.

La Figure 3-17 montre les profils transversaux des deux composantes de la vitesse pour l'essai 1. L'accroissement de vitesse longitudinale U ainsi que l'élargissement du profil avec la distance à l'injecteur sont visibles. Le maximum de vitesse sur l'axe est atteint pour x/D=15. Le léger défaut de symétrie pour le profil à x/D = 2 est associé à la présence de la goutte de condensation présente au nez de l'injecteur. La signature de cette goutte apparaît aussi bien sur le profil de U que sur celui de V.

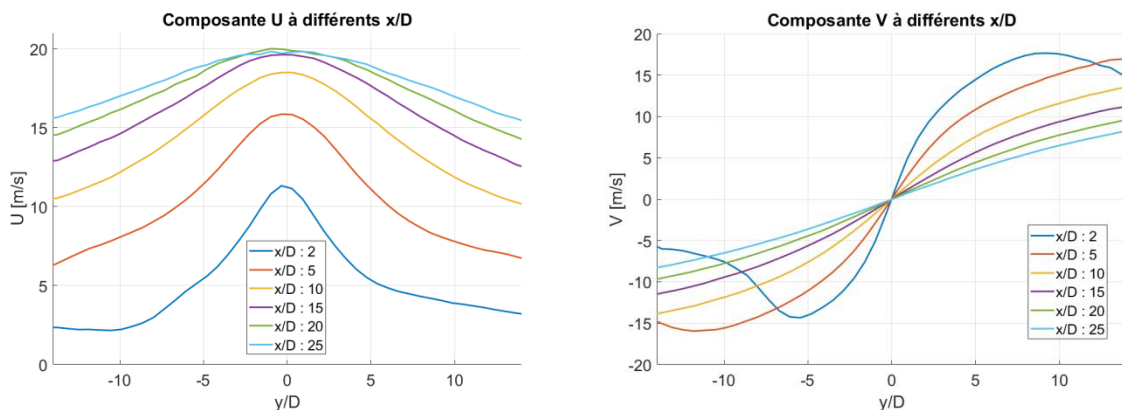


Figure 3-17 : Profils transversaux des composante U (gauche) et V (droite) de la vitesse moyenne pour l'essai 1.

Intermittence et variabilité des vitesses pour l'essai 1

Dans ce paragraphe nous avons voulu donner un aperçu des propriétés statistiques des vitesses au-delà de la valeur moyenne. Il nous a paru intéressant de regarder plus en détail la densité de probabilité des vitesses ainsi que l'évolution des vitesses durant les enregistrements. Nous avons réalisé quelques analyses statistiques de la vitesse pour l'essai 1. Elles vont illustrer la variabilité des vitesses dans l'écoulement et la présence d'intermittences.

La Figure 3-18 montre des enregistrements effectués à une fréquence de 1 kHz de la norme des vitesses de gouttes à différentes positions x/D le long de l'axe du spray pour l'essai 1. La ligne

continue bleue représente la norme de la vitesse moyenne à cette position. Ces enregistrements montrent qu'une intermittence de forte intensité est présente de manière notable dans les enregistrements et cela pour toutes les positions jusqu'à la dernière qui soit observable, à savoir $x/D = 25$. On remarque en effet l'apparition fréquente d'évènements très intenses conduisant à des valeurs de la vitesse très éloignées de la valeur moyenne. Ces évènements, qui s'observent à des temps quasi identiques sur toutes les courbes de la Figure 3-18 se propagent le long de l'axe depuis la sortie de l'injecteur. Ils sont donc directement corrélés à une intermittence des mécanismes d'injection et plus particulièrement, comme on va le discuter ci-après, à l'alternance aléatoire des régimes d'écoulement diphasique dans le tube d'injection. Le niveau d'intermittence peut être quantifié à travers la valeur coefficient d'aplatissement $\overline{u'^4} / (\overline{u'^2})^2$ des vitesses longitudinales qui vaut entre 4,1 et 8,7 pour x/D entre 5 et 25 alors qu'il vaut 3 pour une variable ayant une distribution de probabilité gaussienne, montrant une intermittence importante et grandissant avec x/D .

Près de l'injecteur, l'intermittence fait plutôt apparaître des vitesses moindres que la moyenne, alors que plus loin de l'injecteur, des vitesses supérieures à la moyenne vont apparaître, pour remplacer petit à petit les vitesses moindres. L'évolution de la dissymétrie reste pour l'instant délicate à interpréter.

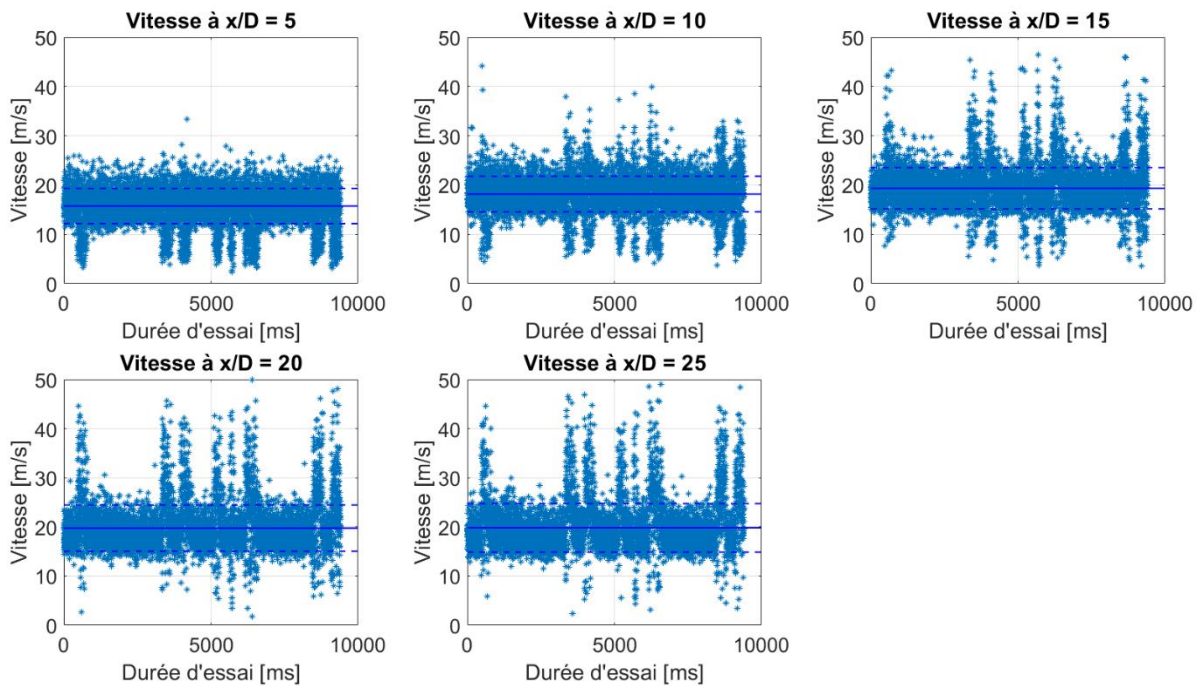


Figure 3-18 : Evolution temporelle de la norme de la vitesse moyenne à différents x/D sur l'axe de l'injecteur pour l'essai 1. La ligne continue bleue représente la valeur moyenne, les lignes pointillées correspondent à l'écart type.

Nous donnons également quelques caractéristiques de l'écoulement au raccordement entre le spray et l'écoulement de recirculation dans la cuve. Dans cette zone frontière que l'on peut associer en moyenne à une ligne de glissement, observée ici en $x/D = 0$ et $y/D = 12$, les enregistrements de vitesse sont eux aussi marqués par une forte intermittence (Figure 3-19).

La norme des vitesses et la composante radiale V varient dans une gamme très large, V variant entre -5 m/s et 30 m/s environ. Les valeurs positives de V sont d'intensité importante et peuvent être associées à un flux généré par ce spray et dirigé vers l'extérieur du spray ; les valeurs négatives de V sont d'intensité bien moindre et sont associées à un flux dirigé vers le spray, elles correspondent à un écoulement forcé par la recirculation globale qui existe dans la cuve. Les densités de probabilité (ddp) de la norme de la vitesse, de U et de V (Figure 3-20) confirment ces observations. On constate que si la ddp de U est assez étroite, les ddp de la norme et de V plus particulièrement sont bimodales et font apparaître deux populations bien séparées. La première

population se caractérise par une forte vitesse verticale positive de moyenne de l'ordre de 20 m/s et d'écart type de l'ordre 5 m/s. La deuxième population présente quant à elle une vitesse verticale est beaucoup plus faible, de moyenne proche de zéro et d'écart type de l'ordre 1 à 2 m/s. Nous pensons que ces observations sont la conséquence des fluctuations, au cours du temps, de la position de la frontière entre la zone d'expansion du spray et la zone de recirculation à grande échelle. Les vitesses sont mesurées ici en $x/D=0$ et $y/D=12$ soit au niveau de la ligne de glissement de l'écoulement moyen (Figure 3-13). Cependant, au gré des fluctuations de cette ligne, la vitesse est mesurée de manière aléatoire dans la zone interne ou externe du spray. La frontière, matérialisée par cette ligne de glissement, délimite deux zones distinctes dans lesquelles les propriétés statistiques de la vitesse sont très différentes. Dans la zone d'expansion du spray les gouttes accélèrent fortement atteignant rapidement des vitesses de l'ordre de 15 à 20 m/s dans toutes les directions. Au-dessus de l'injecteur ($y>0$) l'expansion se caractérise par des vitesses transverses (V) positives. La zone de recirculation se caractérise quant à elle par un écoulement beaucoup plus lent pour lequel les effets de compressibilité sont faibles. Cette recirculation, due en partie à la dimension finie de la cuve ramène les gouttes vers l'injecteur. Il apparait donc que les deux populations de vitesses mises en évidences sur la ddp de V (Figure 3-20) sont associées à des mesures de vitesses dans chacune des deux zones.

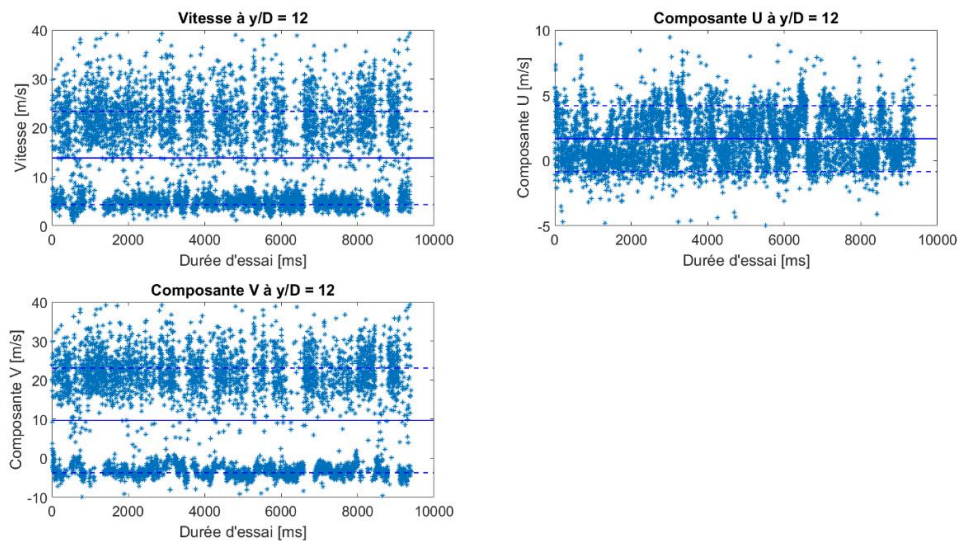


Figure 3-19 : Evolution temporelle de la norme et des composantes de la vitesse moyenne en $x/D = 0$ et $Y/D = 12$ pour l'essai 1. La ligne continue bleue représente la valeur moyenne. Les lignes pointillées correspondent à l'écart type.

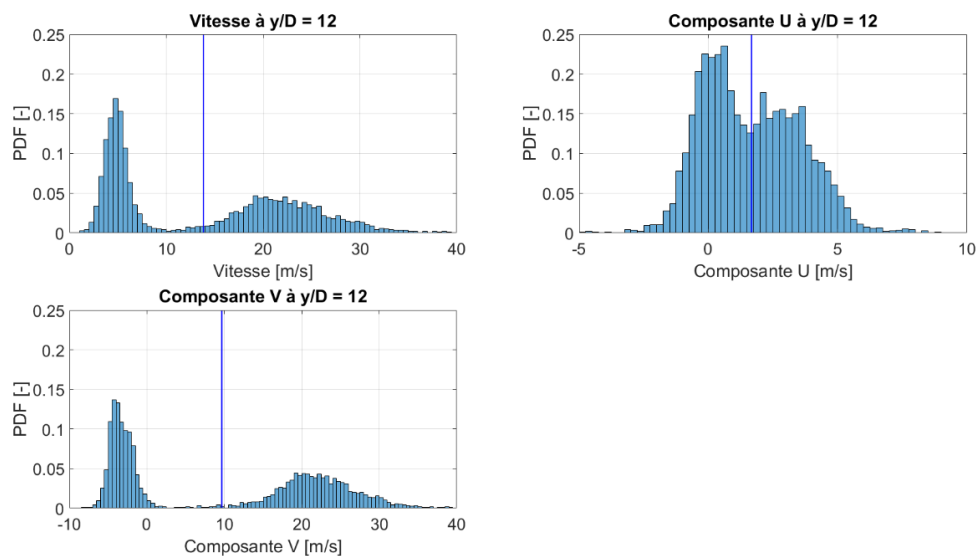


Figure 3-20 : Densité de probabilité de la norme et des composantes de la vitesse moyenne en $x/D = 0$ et $Y/D = 12$ pour l'essai 1. La ligne verticale bleue représente la valeur moyenne.

Evolution de la vitesse longitudinale sur l'axe pour les essais de référence 1 à 4

Dans des distances à l'injecteur $x/D < 25$, les profils transverses de vitesse ne sont pas en auto-similarité. Nous avons néanmoins reporté les évolutions axiales de la vitesse maximale longitudinale atteinte sur l'axe $U(x,y=0)$ et d'une largeur caractéristique du profil transverse des vitesses $L_{0,8}(x)$ qui est définie comme la largeur entre deux points de vitesse $0,8U_{max}$. Cela nous permet de comparer les 4 essais de référence sur la Figure 3-21.

L'évolution de $U(x,y=0)$ avec la distance à l'injecteur pour ces 4 essais est tracée sur la Figure 3-21. La composante V étant quasi nulle sur l'axe, nous pouvons considérer la composante U comme étant la vitesse totale des gouttes.

L'accélération des gouttes est très forte en sortie d'injecteur jusqu'à un x/D d'environ 3, ensuite nous observons un ralentissement de cette accélération avant que la vitesse n'atteigne une valeur plateau entre $x/D = 15$ et 25. Nous n'observons pas de diminution de la vitesse le long de l'axe pour ces visualisations en région proche de l'injecteur.

La vitesse maximale obtenue au niveau des plateaux, $U_{max}(y=0)$, montre une variation entre les essais et donc en fonction du R_p . En effet, le paramètre R_p des essais 1 et 2 est aux alentours de 4 alors qu'il est aux alentours de 6 pour les essais 3 et 4 (cf Tableau 3-1). La démarcation de vitesse entre ces deux groupes d'essais est substantielle avec une vitesse maximum entre 20 et 25 m/s pour le premier groupe et entre 30 et 35 m/s pour le deuxième groupe. La vitesse maximale semble donc, en première approximation, être une fonction croissante de R_p . Cependant, l'écart de vitesse entre les essais d'un même groupe indique que R_p n'est pas l'unique paramètre de contrôle. Par exemple, l'essai 1 avec un R_p de 4,75 à une vitesse maximale de l'ordre de 20 m/s alors que l'essai 2 avec un R_p de 4,03 à une vitesse maximale de l'ordre de 23 m/s. Nous montrerons par la suite (Partie 3.4.2) que le taux de présence des différents régimes d'écoulements diphasiques dans le tube est aussi responsable de la variabilité observée pour les essais présentant des valeurs de R_p similaires.

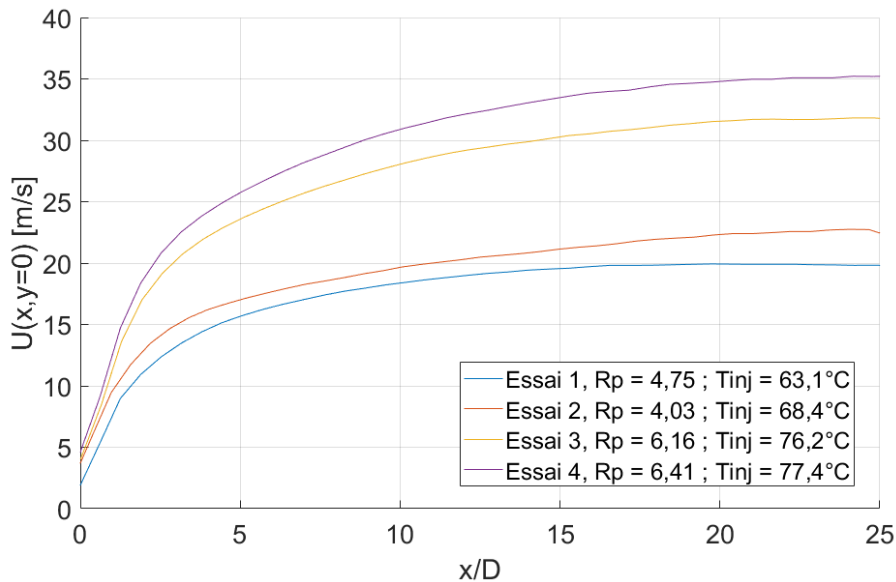


Figure 3-21 : Profil longitudinal de la composante U sur l'axe de l'injecteur des essais 1 à 4.

Nous avons comparé l'évolution de la vitesse adimensionnée par $U_{max}(y=0)$ pour les différents essais sur la Figure 3-22. L'ensemble des essais se regroupe sur une unique loi d'évolution longitudinale de la vitesse adimensionnelle pour 4 essais distincts effectués dans les conditions de référence. Il reste cependant à comprendre comment la vitesse maximale $U_{max}(y=0)$ dépend des paramètres. L'évolution longitudinale peut aussi être contrôlée par le R_p et le taux de présence des régimes, nous verrons ultérieurement ce que l'on peut en dire.

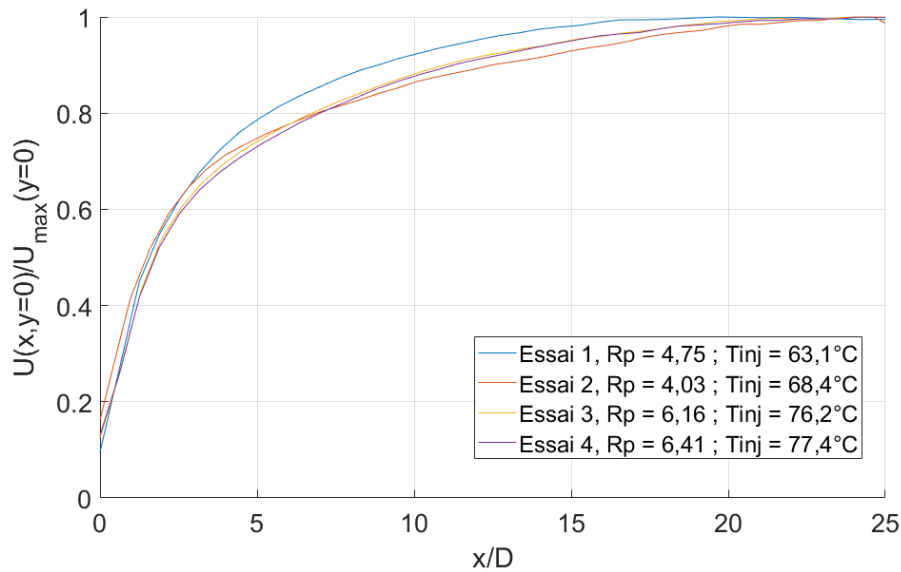


Figure 3-22 : Profil longitudinal normalisé de la composante U sur l'axe de l'injecteur normalisé par la valeur maximale atteinte des essais 1 à 4.

La Figure 3-23 montre l'évolution de $L_{0,8}/D$ en fonction de x/D pour les essais 1 à 4. Dans tous les cas, cette largeur évolue linéairement avec x . Pour l'essai 1 la largeur $L_{0,8}$ est comprise entre 4 et 13 et augmente plus vite avec x que pour les essais 2 à 4 malgré une largeur similaire à $x/D = 5$. Les essais 2 à 4 ont des résultats plus proches entre eux avec une largeur comprise entre 3 et 8 diamètres. Ces écarts entre l'essai 1 et 2, pourtant à des valeurs de paramètre R_p très proches, peuvent être dus à la différence du taux de présence des régimes diphasiques dans l'injecteur, comme nous le verrons dans la partie suivante.

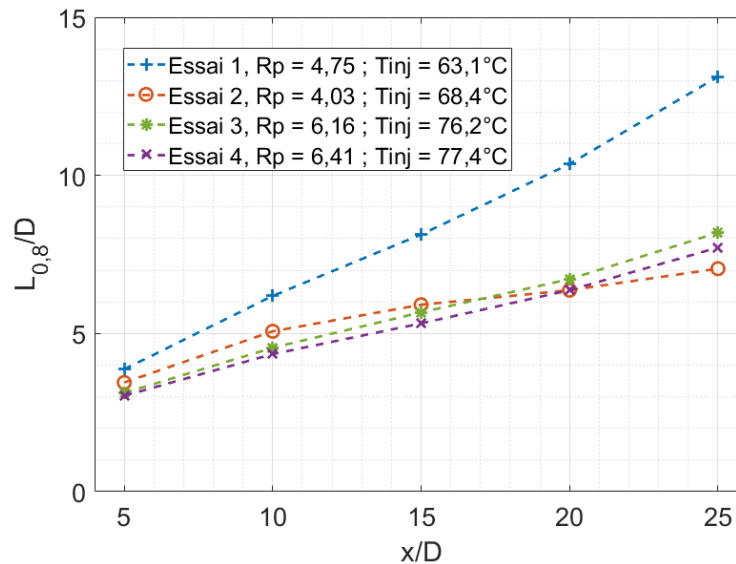


Figure 3-23 : Evolution de $L_{0,8}/D$ en fonction de x/D pour les essais 1 à 4.

3.4.2 INFLUENCE DU REGIME D'ÉCOULEMENT DIPHASIQUE AU SEIN DE L'INJECTEUR

L'intermittence très forte que nous avons déjà observée dans les vitesses longitudinales sur l'axe est générée par l'alternance, elle-même intermittente, des régimes d'écoulement diphasique dans le tube. La forte corrélation entre le régime de l'écoulement et la vitesse des gouttes est parfaitement illustrée sur la Figure 3-24 où on y observe la concomitance de l'alternance des régimes dans le tube et des fortes variations de vitesse. La corrélation est évidente alors même que la mesure des vitesses est faite à 20 diamètres de la buse. Nous allons donc étudier de manière détaillée l'impact des différents régimes d'écoulement dans le tube sur le champ des vitesses des gouttes en champ proche ($x/D < 25$).

Pour cela nous définissons des statistiques de vitesse conditionnelles à la présence de tel ou tel régime d'écoulement dans le tube. Dans la mesure où la durée d'existence de ces régimes est en général plus grande que le temps que les gouttes mettent à parcourir la zone d'observation (1 ms pour une vitesse de l'ordre de 25 m/s), ces statistiques conditionnelles feront émerger la spécificité du champ de vitesse dans toute la zone d'observation lorsque le spray provient d'un type d'écoulement diphasique particulier. Comme on peut le voir sur la Figure 3-24, certains temps de présence de régimes sont très faibles. Ces événements restent faibles en quantité et ne changent pas la qualité statistique de la mesure.

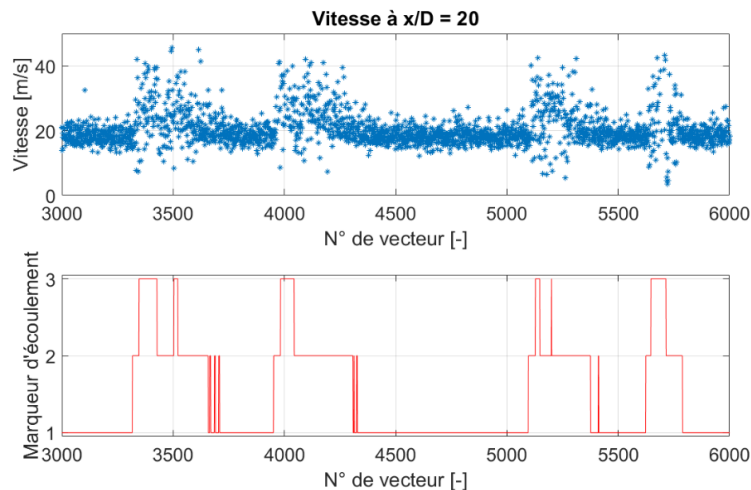


Figure 3-24 : Comparaison entre l'évolution de la norme des vecteurs à $x/D = 20$ et le marqueur d'écoulement pour l'essai 1.

Comme il y a moins de mesures qui participent à ces statistiques conditionnelles, nous avons, avant tout, vérifié que le taux de validation du calcul des vitesses par inter-corrélation reste suffisant pour que les statistiques soient convergées. La Figure 3-25 compare les cartes de validation des calculs de vitesse pour les différents régimes d'écoulement dans le tube dans le cas de l'essai 1. La carte de validation de l'ensemble des mesures résulte donc des validations dans ces trois régimes. La validation, lorsque l'écoulement dans le tube est de type écoulement à bulles, est déjà différente de la carte de validation inconditionnelle qui est également reportée dans cette figure. La carte de validation associée au régime à bulles est plus homogène dans la zone de spray avec un fort niveau de validation. Cela signifie, que dans ces conditions d'atomisation, en moyenne, on peut trouver des gouttes en mouvement un peu partout dans la zone scrutée. Les cartes de validation associées aux deux autres régimes sont plus bruitées mais présentent des niveaux de validation toujours supérieurs à 50%. Comme affiché sur le Tableau 3-3, un taux de validation de 50% correspond à 3 370 vecteurs validés pour le régime à bulles, 850 pour le régime à poches et 500 pour le régime annulaire ce qui permet d'assurer la convergence des statistique d'ordre 1 comme la moyenne.

Tableau 3-3 : Taux de présence et nombre de champs de vecteurs par régime.

	Régime à bulles	Régime à poches	Régime annulaire
Proportion du régime	71%	18%	11%
Nombre de champs	6 740	1 703	1 007

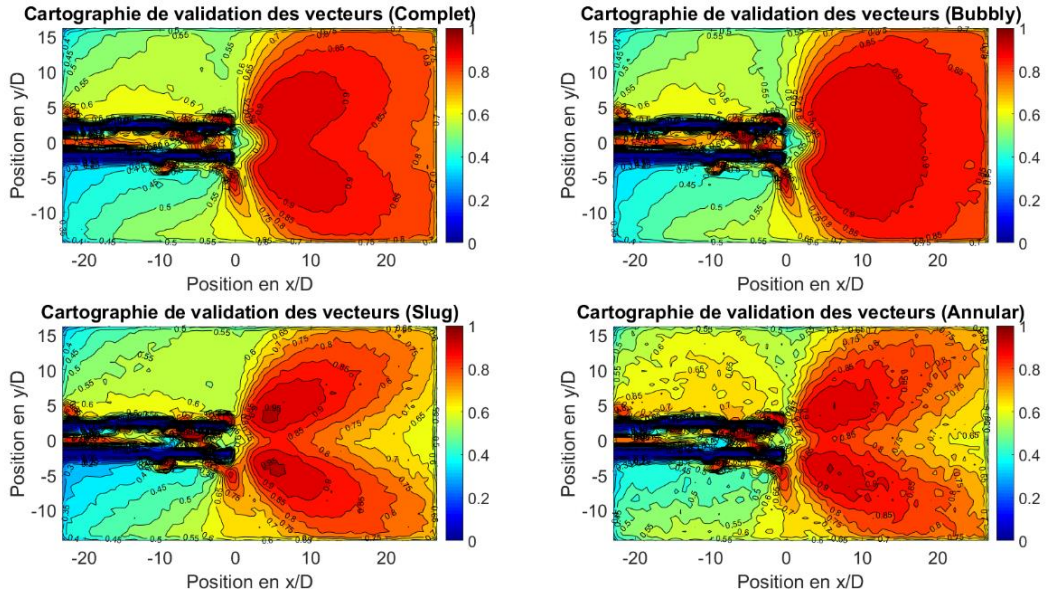


Figure 3-25 : Champ du taux de validation des vecteurs vitesse des différents régimes d'écoulement pour l'essai 1.

La Figure 3-26 présente les champs de la norme de la vitesse moyenne pour l'essai 1, en moyenne inconditionnelle et pour les trois moyennes conditionnées aux trois régimes dans le tube. Deux résultats nets apparaissent : (i) proche de l'axe du spray, les régimes à poches et annulaire sont associées des amplitudes de vitesse plus importantes que le régime à bulles, (ii) Le champ de vitesse associé au régime à bulles est plus uniforme dans la direction transverse que pour les deux autres régimes. Le régime à bulles étant le régime dominant pour cet essai avec un taux de présence de l'ordre de 70% il est naturel d'observer une forte similitude entre le champ total et celui observé pour le régime à bulles.

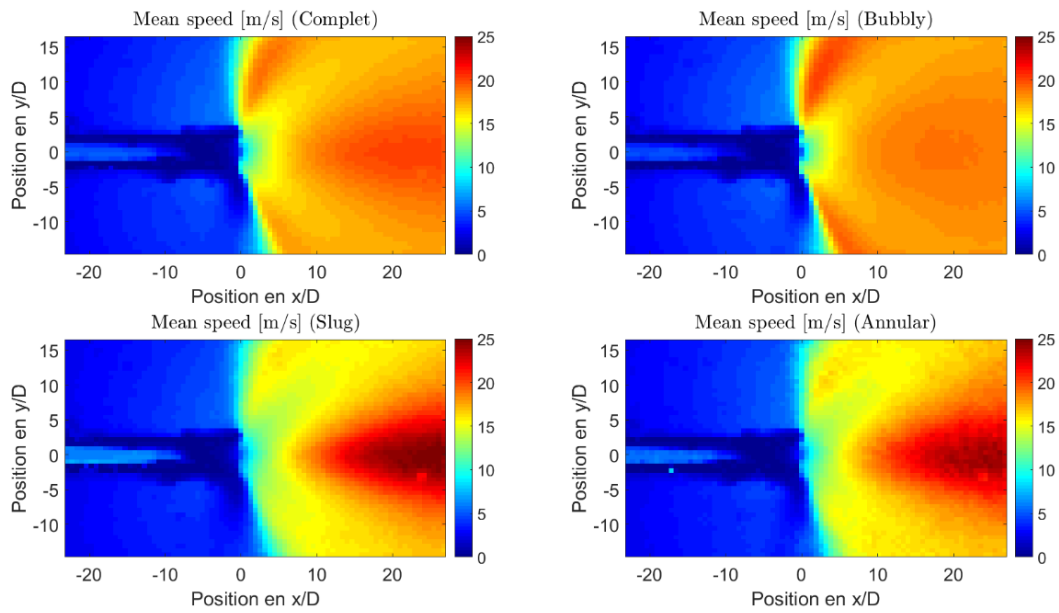


Figure 3-26 : Champ des normes des vitesses dans le spray conditionnées à la présence des différents régimes d'écoulement diphasique dans l'injecteur (pour l'essai 1).

La Figure 3-27 présente quelques profils transverses de la norme de vitesse moyenne qui permettent de mieux cerner quantitativement l'homogénéité des intensités des vitesses moyennes dans le spray générée par un régime à bulles et la similitude des sprays produits par les régimes à poches et annulaire. Alors que dans le régime à bulles, la vitesse sur l'axe évolue peu avec la distance à l'injecteur, restant quasi constante et proche de 20 m/s, on note une rapide augmentation de la vitesse avec x/D , atteignant les 25 m/s pour les deux autres régimes. Par ailleurs, pour le régime à bulles, les profils s'uniformisent très rapidement alors qu'ils maintiennent un profil en 'cloche' pour les deux autres régimes.

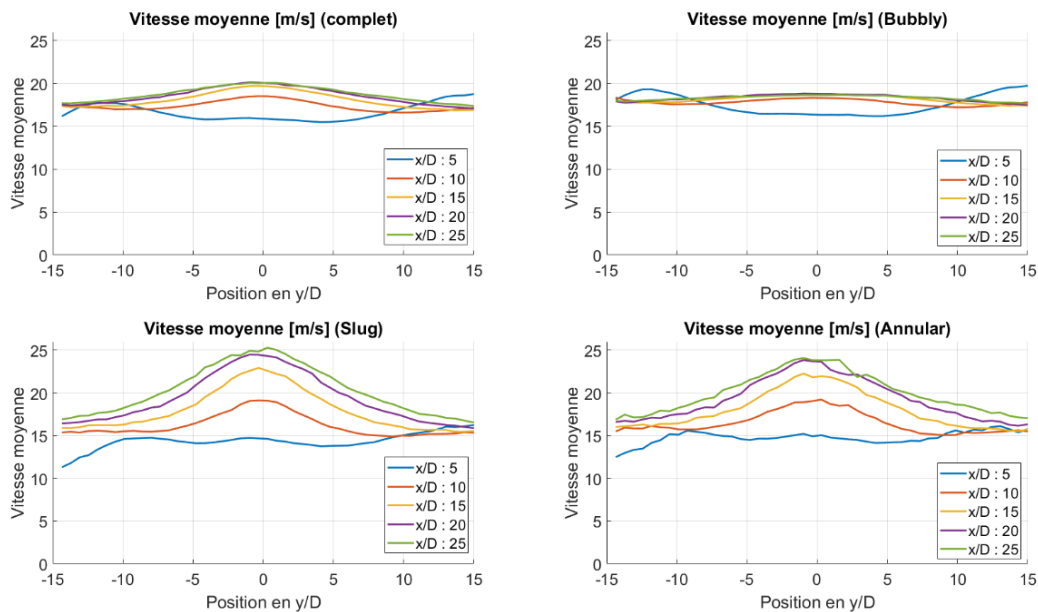


Figure 3-27 : Profils transverses de la norme de la vitesse moyenne pour les différents régimes d'écoulements pour l'essai 1.

Ces champs de vitesse, ainsi que les profils transverses indiquent donc que le régime à poche et le régime annulaire ne produisent pas des champs de vitesse fondamentalement différents. Cela tient à notre définition du régime à poches (Chapitre 2.4.7). La transition entre le régime à poches et le

régime annulaire peut être brouillée parce qu'elle est dépendante de la mesure par le biais de la longueur axiale de la zone de scrutation dans le tube qui fait 6 diamètres. Cette longueur étant notable, un régime à longues poches peut être confondu avec le régime annulaire. Il faudrait ultérieurement regrouper ces deux régimes ne serait-ce que parce qu'ils contiennent de toute façon peu de liquide dans le tube.

Le traitement statistique en moyenne conditionnelle a pu être réalisé de manière complète également sur l'essai 2. Des résultats très semblables à ceux discutés pour l'essai 1 ont été observés. Ils sont reportés en annexe 6.4. Les essais 3 et 4 à plus fort R_p ont une fréquence d'acquisition plus faible et il n'est pas possible d'obtenir l'évolution du régime dans le tube de manière fiable. On peut néanmoins rapporter ici que les essais 3 et 4 présentent également la signature sur les enregistrements de vitesse de l'intermittence forte liée à la présence d'une alternance de régimes diphasiques dans le tube. Elle a également été observée pour des vitesses le long de l'axe à des positions allant jusqu'à $x/D = 25$.

Il est intéressant de comparer les champs de vitesse conditionnelle pour les essais 1 et 2. Nous avons donc tracé, pour cela, la largeur $L_{0,8}/D$ (Figure 3-28) et la vitesse U sur l'axe (Figure 3-29) en fonction de la position longitudinale x/D . Alors que l'expansion transversale de la partie centrale du spray caractérisée par $L_{0,8}(x)$ est très différente entre les deux essais quand on regarde la mesure globale, les mesures de largeur conditionnées aux régimes sont beaucoup plus proches entre les deux essais. Certes, la largeur associée à une atomisation à partir d'un écoulement à poches dans l'injecteur est moindre dans l'essai 2, mais les largeurs associées aux régimes à bulles sont remarquablement proches. Il semble donc que la différence d'extension latérale moyenne globale observée entre ces deux essais résulte plus de la variabilité des taux de présence des différents régimes d'écoulement dans l'injecteur que du changement de valeur de R_p qui reste faible. La largeur $L_{0,8}/D$ globale de l'essai 1 est ainsi plus proche des valeurs obtenues avec une atomisation à partir d'un régime à bulles car le taux de présence de ce régime est de 71,3% dans cet essai alors que la largeur globale pour l'essai 2 s'éloigne de la largeur du régime à bulles car ce régime est moins présent dans ce second essai (taux de 51,1%).

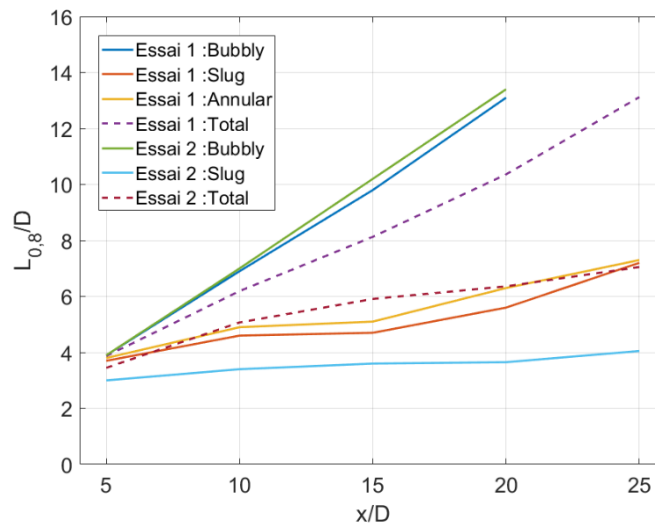


Figure 3-28 : Evolution de $L_{0,8}/D$ avec x/D pour les différents régimes de l'essai 1 et de l'essai 2.

Sur la Figure 3-29, on peut constater la grande proximité des évolutions axiales des vitesses longitudinales sur l'axe associées à un régime d'écoulement donné dans l'injecteur (que ce soit pour un spray issu d'un écoulement à bulles d'une part, ou d'un écoulement à poches ou annulaire d'autre part). Pour les deux essais considérés, les courbes correspondant au régime à bulles sont tout à fait semblables. Celles des régimes à poches ou annulaire des essais 1 et 2 sont également très proches même si l'on note des écarts pour celle associée au régime à poches de l'essai 2 aux grandes valeurs de x/D . Les sprays issus d'écoulements à bulles atteignent des vitesses maximales

moindres en une distance plus petite que ceux issus d'écoulements peu chargés en liquide dans le tube. La proportion des régimes présents dans les essais 1 et 2 variant, on peut alors comprendre que le profil longitudinal de la valeur moyenne inconditionnelle de l'essai 2 atteigne une valeur plus importante que celui de l'essai 1 alors que le R_p est moindre pour l'essai 2. Il fait en effet intervenir une proportion plus importante de sprays issus d'un écoulement à poches que ne le fait l'essai 1. Il est possible qu'avec des séquences de mesure sur des temps beaucoup plus longs, la proportion des régimes dans l'écoulement en tube change. Ce n'est cependant pas réalisable avec le matériel disponible.

L'ensemble de ces observations confirme que, pour des essais caractérisés par des valeurs de R_p similaires, la variabilité de la morphologie du spray et de la dynamique des gouttes qui le composent est essentiellement due aux différences de proportions, sur l'intervalle de la mesure, des différents régimes d'écoulement diphasique au sein de l'injecteur. L'apparition et la succession de ces régimes semblant aléatoire, cette proportion peut changer selon la durée d'observation. Il serait néanmoins intéressant, dans une perspective de prédiction de la dynamique du spray, de pouvoir augmenter la statistique et ainsi de déterminer, pour une valeur de R_p donnée, la probabilité d'occurrence de chacun des régimes.

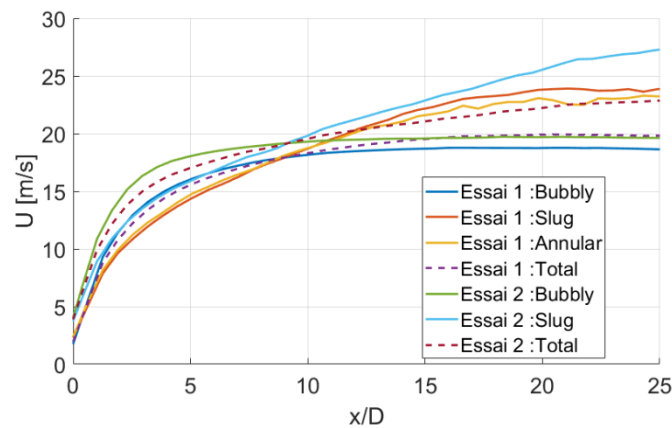


Figure 3-29 : Evolution de la composante U de la vitesse des gouttes le long de l'axe pour les différents régimes de l'essai 1 et de l'essai 2.

Une fois normalisés par la valeur de la vitesse longitudinale atteinte à $x/D = 25$, les profils de vitesse longitudinale se regroupent par régime (Figure 3-30). Si les profils qui sont issus des écoulements à poches ou annulaires dans l'injecteur montrent une accélération moyenne plus lente, cela est peut-être lié à une plus grande agitation du champ des vitesses dans le spray pour ces régimes. La Figure 3-31 montre ainsi que l'évolution longitudinale sur l'axe de la variance des vitesses selon x est très différente selon le régime dans l'injecteur. Pour un régime à bulles dans l'injecteur, la variance sature rapidement et le rapport de l'écart-type sur la moyenne est de l'ordre de 15-20%. Pour les régimes à poches ou annulaire dans l'injecteur, la variance augmente sur toute la zone observée et ce rapport atteint des valeurs de 40%.

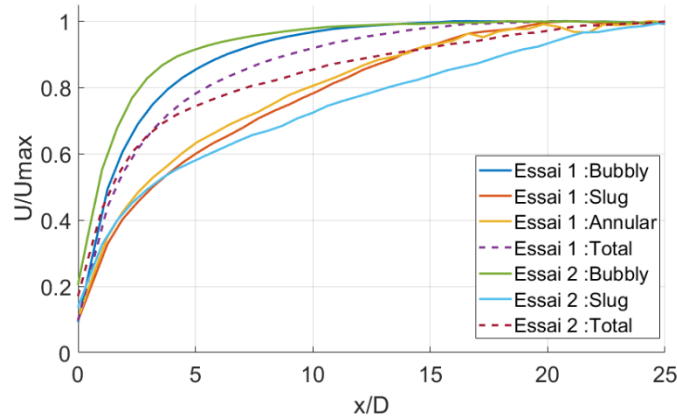


Figure 3-30 : Evolution de la composante U adimensionnée le long de l'axe pour les différents régimes de l'essai 1 et de l'essai 2.

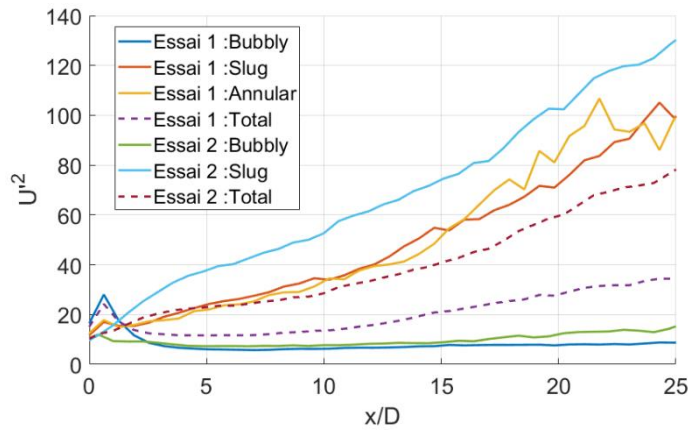


Figure 3-31 : Evolution avec x/D de la variance de U le long de l'axe pour les différents régimes de l'essai 1 et de l'essai 2.

Nous présentons sur la Figure 3-32 les densités de probabilité (ddp) des normes des vitesses conditionnelles mesurées à la position $x/D = 10$ le long de l'axe pour l'essai 1. La partie gauche est tracée pour les vitesses conditionnées aux régimes à bulles dans l'injecteur et la partie droite pour le regroupement des régimes à poches et annulaire.

La ddp associée aux régimes à bulles est centrée sur la moyenne avec une symétrie autour d'elle. La ddp associée aux autres régimes quant à elle, change de forme, favorisant d'une part les plus fortes vitesses tout en ayant d'autre part une proportion non négligeable de plus faibles vitesses. C'est donc la grande variabilité des ddp des vitesses associées aux régimes à poches et annulaire qui explique les variances plus grandes reportées dans la Figure 3-31.

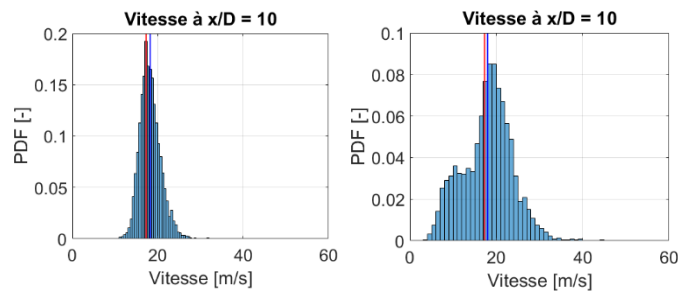


Figure 3-32 : Distribution de la norme de vitesse à $x/D = 10$ pour le régime à bulles (gauche) et les régimes à poches et annulaire (droite) de l'essai 1.

3.4.3 VITESSE DES GOUTTES POUR LES ESSAIS EN CONFIGURATION 2

Dans la configuration où le tube est en matériau inox et affleurant à une paroi, nous avons réalisé des mesures de vitesse des gouttes pour des essais avec des visualisations par ombroscopie. Comme nous n'avons pas accès à une visualisation à l'intérieur de l'injecteur nous ne pouvons pas examiner des statistiques conditionnelles aux régimes d'écoulement dans l'injecteur. Nous avons néanmoins accès à des champs de mesure plus larges.

Les conditions difficiles d'accès à la mesure ne nous ont pas permis d'analyser le champ des niveaux de gris moyens et donc la morphologie moyenne du spray pour les essais dans la configuration 2. En effet, des reflets liés à présence de la paroi sont présents et varient au cours de l'enregistrement avec les mouvements macroscopiques des frontières du spray. Ceci rend particulièrement délicat l'analyse fine des images. C'est pourquoi seuls des résultats sur les champs de vitesse sont présentés pour cette configuration.

Analyse du champ de vitesse moyenne obtenue par ombroscopie en champ proche

Les valeurs du paramètre R_p pour les essais 5 et 6 sont respectivement de 3,1 et 10,0. Pour ces essais, les champs de vitesse ont été obtenus, comme pour les essais précédemment présentés à partir d'une visualisation par ombroscopie de la phase liquide. Le taux de validation des vitesses de l'essai 5 est important et suffisant pour assurer la convergence de la moyenne, nous allons donc analyser ces mesures. Par contre, le taux de validation des mesures de vitesse dans l'essai 6 est très faible. Cet essai réalisé à fort R_p donne lieu, en effet, à des vitesses trop importantes pour que la mesure soit robuste à partir de nos enregistrements à 1kHz. Les taux de validation des vecteurs et l'ensemble des données de l'essai 6, à caractère exploratoire important pour l'IRSN, sont conservés en annexe 6.5.

La Figure 3-33 présente les champs des composantes U et V de la vitesse moyenne des gouttes pour l'essai 5. A première vue, ces champs ne sont pas fondamentalement différents de ceux observés dans la configuration 1, sans paroi et pour un tube en verre, par exemple dans l'essai 1 qui a un paramètre R_p comparable (Figure 3-12). On relève la même expansion initiale très importante avec, de la même manière, une accélération qui génère des vitesses très supérieures à la vitesse débitante à l'injection. De plus, ces mesures donnent accès à des informations pour des distances à l'axe allant jusqu'à $x/D=45$, presque le double que les mesures précédentes. On observe notamment que le long de l'axe, au-delà de $x/D = 25$ l'accélération ne se poursuit pas, la vitesse longitudinale atteint en effet un plateau avant de décroître très lentement. Cela confirme le résultat déjà observé en configuration 1.

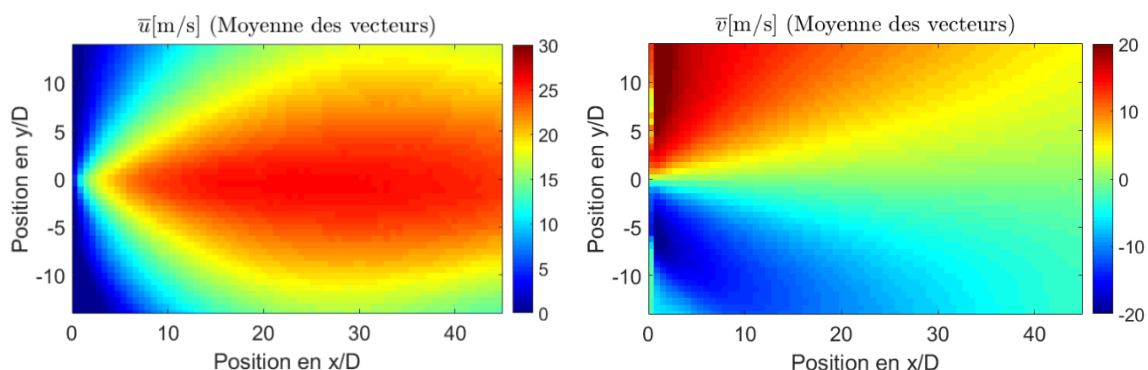


Figure 3-33 : Champ des composantes U (gauche) et V (droite) de la vitesse moyenne pour l'essai 5.

Des profils transverses des deux composantes de vitesse sont également reportés en annexe 6.5 pour conserver des données quantitatives plus précises.

Une comparaison des profils longitudinaux de la largeur $L_{0,8}$ et de la vitesse sur l'axe $U(y=0)$ obtenus dans les essais 1 à 5 permet d'avancer une idée un peu plus générale sur l'effet de la configuration 2 sur le développement des vitesses du spray. La Figure 3-34 présente les évolutions des largeurs $L_{0,8}(x/D)$ normalisées par D . Si l'expansion initiale du spray 5 est semblable à celles des autres sprays de R_p proches, on constate qu'au-delà de $x/D = 25$ l'expansion s'infléchit puisque la largeur devient quasi constante, voire diminue. Cela semble en accord avec l'évolution longitudinale de la vitesse sur l'axe reportée sur la Figure 3-35. Alors que la surchauffe de l'essai 5 est un peu moindre que celle des essais 1 et 2, on observe une accélération légèrement plus forte sur l'axe puisque les vitesses maximales y sont supérieures à celles observées dans les essais 1 et 2.

Il n'est pas possible cependant de dire quel élément du changement de configuration - présence de la paroi ou changement du matériau du tube - est à l'origine de ce développement différencié. La paroi affleurante peut modifier la topologie de l'écoulement, le changement de matériau de l'injecteur peut influencer sur la nucléation des bulles de vapeur et ainsi changer la taille et la vitesse de croissance des poches et gaz. Un changement des tailles de gouttes générées, lié au changement de matériau de l'injecteur, peut également contribuer aux différences observées.

Il nous apparaît cependant que les effets de la présence et du changement de matériaux restent faibles et comparable à l'effet de la variabilité du taux de présence des différents régimes d'écoulement diphasique au sein de l'injecteur.

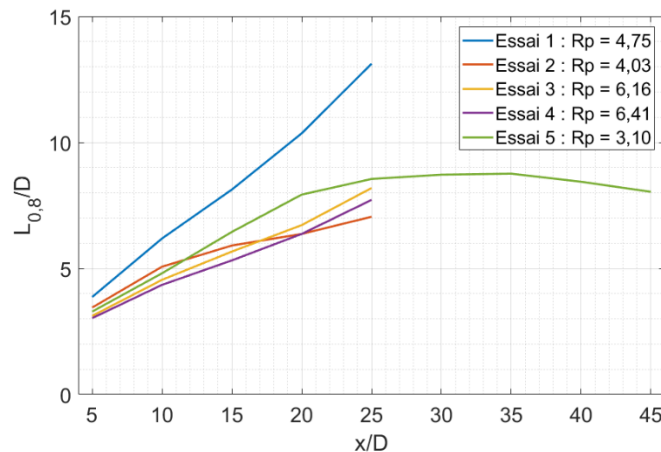


Figure 3-34 : Evolution longitudinale de $L_{0,8}/D$ pour les essais 1 à 5.

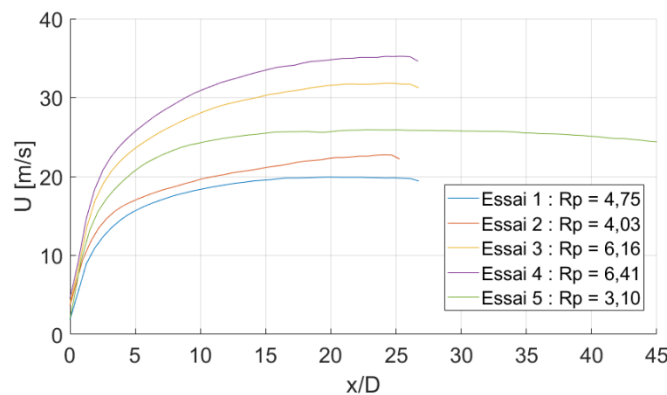


Figure 3-35 : Evolution de la composante U sur l'axe pour les essais 1 à 5.

4 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA VARIATION DES CONDITIONS THERMODYNAMIQUES SUR L'ATOMISATION FLASH

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

Les conditions dites ITER-like ont été définies au chapitre 1 (et aussi 3). Cependant ces conditions nominales et accidentelles de référence pourraient être amenées à évoluer au fur et à mesure de l'avancement de la conception de l'installation de recherche. Il est donc nécessaire d'évaluer l'influence des conditions régissant l'ICE, telles que la température de l'eau du circuit de refroidissement des parois du tokamak, le débit massique d'eau de la brèche et la pression de la chambre à vide.

4.1 ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA VARIATION DE LA TEMPERATURE DE L'EAU INJECTEE

4.1.1 ESSAIS AVEC L'INJECTEUR TRANSPARENT (CONFIGURATION 1)

Nous avons effectué un ensemble d'essais balayant des conditions de température et donc de R_p autour de la condition de référence qui a été explorée en détail dans le chapitre 3 dans la configuration avec l'injecteur transparent.

L'analyse de ces essais dont les conditions sont récapitulées dans le Tableau 4-1 permettra de mettre en évidence et de quantifier l'influence de la température de l'eau du circuit de refroidissement, sur les grandeurs physiques caractérisant la formation de l'écoulement diphasique liquide-gaz telles que l'angle de spray et la vitesse des gouttes.

Le Tableau 4-1 présente les paramètres de l'ensemble des essais effectués en configuration 1. Parmi ces essais, on considère les essais 1 à 4 correspondant à la condition de référence étudiés dans le chapitre 3, les essais effectués à plus bas R_p (essais 18 à 22) ainsi que les essais de répétabilité enregistrés à 100 Hz (essais 12 à 17).

Tableau 4-1 : Paramètres des essais effectués en configuration 1.

Test n°	T _{réservoir} (°C)	T _{injecteur} (°C)	Pression (kPa)	R _p	ΔT (K)	Débit (kg/h)	Durée d'enregistrement (s)
1	100	63,1	4,6	4,75	30,4	16,7	10
2	101	68,4	6,8	4,03	28,7	16,1	10
3	100	76,2	6,2	6,16	38,6	13,8	100
4	100	77,4	6,3	6,41	39,6	12,9	100
12	80	56,6	6,0	2,68	19,9	16,1	100
13	80	61,5	6,3	3,23	24,1	16,1	100
14	80	62,7	6,3	3,38	25,1	15,6	100
15	140	95,5	6,0	13,9	59,0	15,1	100
16	140	101,4	6,1	17,0	64,5	14,5	100
17	140	103,4	6,2	18,0	66,2	14,2	100
18	25	22,0	1,7	1,52	7,2	16,3	10
19	35	26,5	2,0	1,68	9,0	15,3	10
20	41	34,5	4,0	1,34	5,5	16,2	10
21	51	36,8	4,5	1,34	5,6	16,7	10
22	61	40,9	4,9	1,52	8,0	17,1	10

Cet ensemble d'essais va nous permettre d'étudier l'évolution de l'angle de spray et de la vitesse de gouttes en fonction du paramètre R_p , mais aussi d'examiner leurs évolutions pour un même R_p mais pour différentes conditions de pression et de température. De plus, étant donné que ces tests ont été effectués avec l'injecteur transparent (Cf Chapitre 2 Partie 2.4.7), il est aussi possible de déterminer le taux de présence des différents régimes de l'écoulement interne à l'injecteur identifiés dans le chapitre 3, à savoir les régimes à bulles, à poches et annulaire, et leurs impacts sur l'angle de spray et la vitesse des gouttes.

Visualisations instantanées

Une première approche a consisté à étudier de manière qualitative l'influence du R_p sur l'atomisation du jet liquide à partir de visualisations instantanées obtenues par ombroscopie rapide. Cette première analyse macroscopique menée sur des populations d'images instantanées acquises pour chacun des essais permet d'identifier les tendances relatives à l'influence des paramètres d'injection considérés.

La Figure 4-1 présente ces visualisations pour les essais 1, 18, 20 et 22. La formation de bulles dans l'injecteur s'observe pour chacun des essais et il apparaît que la densité des bulles augmente avec la température de l'injecteur, indépendamment du R_p . L'augmentation de la température de l'injecteur signifiant plus d'énergie disponible pour le changement de phase avant l'atomisation.

Nous pouvons observer pour les essais 18, 20 et 22 pour lesquels le R_p est quasi constant et inférieur à 2 que la morphologie des écoulements dans l'injecteur et en sortie d'injecteur est différente. Dans ces cas-là, le R_p n'est donc pas suffisant pour décrire l'atomisation. La température de l'eau dans l'injecteur semble, en effet, avoir une influence significative.

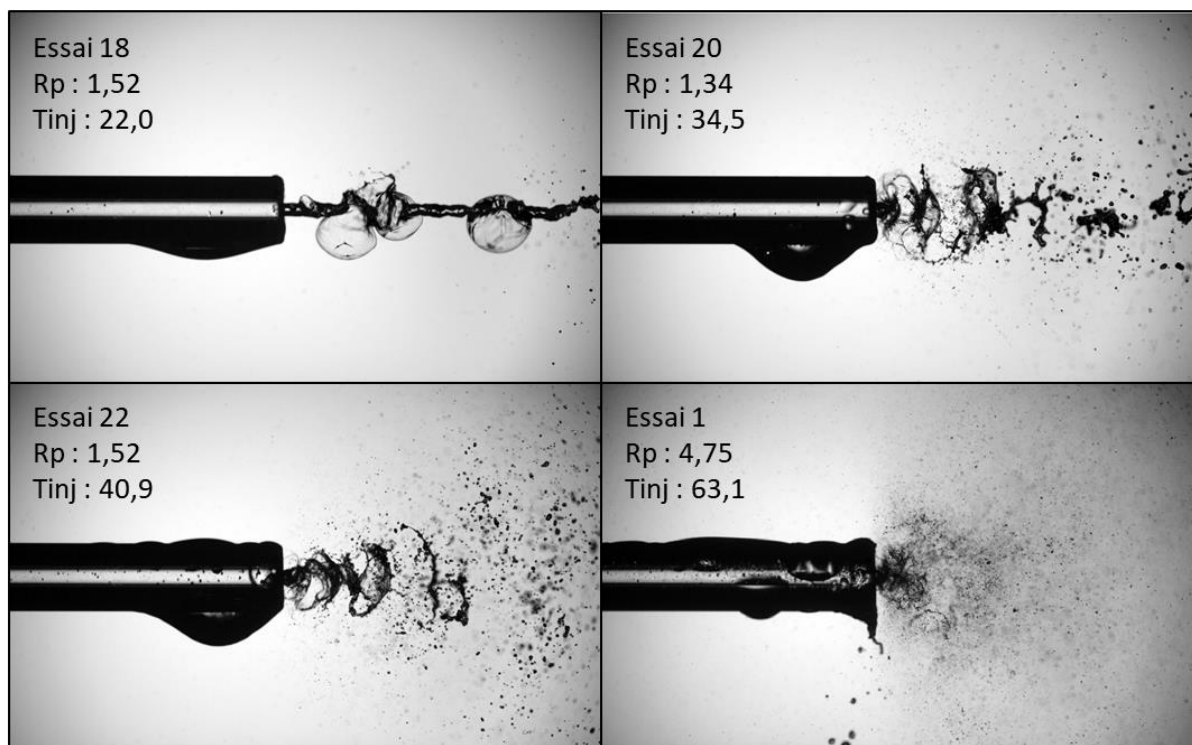


Figure 4-1 : Visualisations instantanées des essais 18 (haut gauche), 20 (haut droite), 22 (bas gauche) et 1 (bas droite) en régime à bulles.

Nous allons par la suite, à l'aide d'une approche quantitative et plus macroscopique tenter de décrire précisément l'influence de la température d'injection du jet liquide sur son atomisation en considérant les grandeurs telles de l'angle de spray et la vitesse des gouttes.

Angle de spray

L'angle de spray a été déterminé pour chaque écoulement et à différents x/D à l'aide d'un algorithme présenté en Chapitre 2. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux évolutions morphologiques des essais à haut R_p (Essais N° 1 à 4 et 12 à 17) et à bas R_p (Essais N° 18 à 22) avant de mener une analyse complète sur l'ensemble des résultats obtenus. La même approche que celle développée dans le chapitre 3 est mise en œuvre permettant de déterminer l'évolution axiale des paramètres morphologiques tels que l'amplitude, la moyenne, la largeur adimensionnée et la base.

L'ensemble des essais que nous considérons à haut R_p sont les essais de 1 à 4 ainsi que ceux de 12 à 17. Mais l'évolution des paramètres morphologiques d'une partie seulement de ces essais est présentée sur la Figure 4-2. Pour plus de lisibilité, seuls les essais 3, 12, 14 et 15 sont représentés pour mettre en évidence l'évolution des paramètres avec le R_p . L'ordre croissant des essais selon le R_p est donc 12, 14, 3 et 15. Les valeurs associées à ces essais sont 2,68 puis 3,38 ensuite 6,16 et 13,9.

L'évolution axiale de l'amplitude est similaire pour les essais considérés. La décroissance est directe et monotone entre $x/D = 0$ et $x/D = 4$ puis s'amortit plus ou moins selon le R_p , la valeur d'amplitude finale dépendant de la surchauffe de l'essai.

La largeur suit une évolution similaire avec une augmentation semblable entre les essais entre $x/D = 0$ et 2, puis une dispersion des valeurs entre $x/D = 2$ et 8 suivie d'un resserrement après $x/D = 8$. Les largeurs sont d'autant plus importantes que le R_p l'est.

La moyenne reste en dessous d'un diamètre de déviation, montrant comme au chapitre précédent un faible impact de la gravité sur l'évolution du spray en champ proche.

L'évolution axiale de la base montre qu'elle adopte une valeur constante et cela pour l'ensemble des essais, sa valeur augmentant avec le R_p . Nous pouvons supposer que la base est due à la quantité de très fines gouttelettes présente dans l'enceinte et qui atténue la lumière. Le fait que cette atténuation augmente avec le R_p est cohérent avec cette idée.

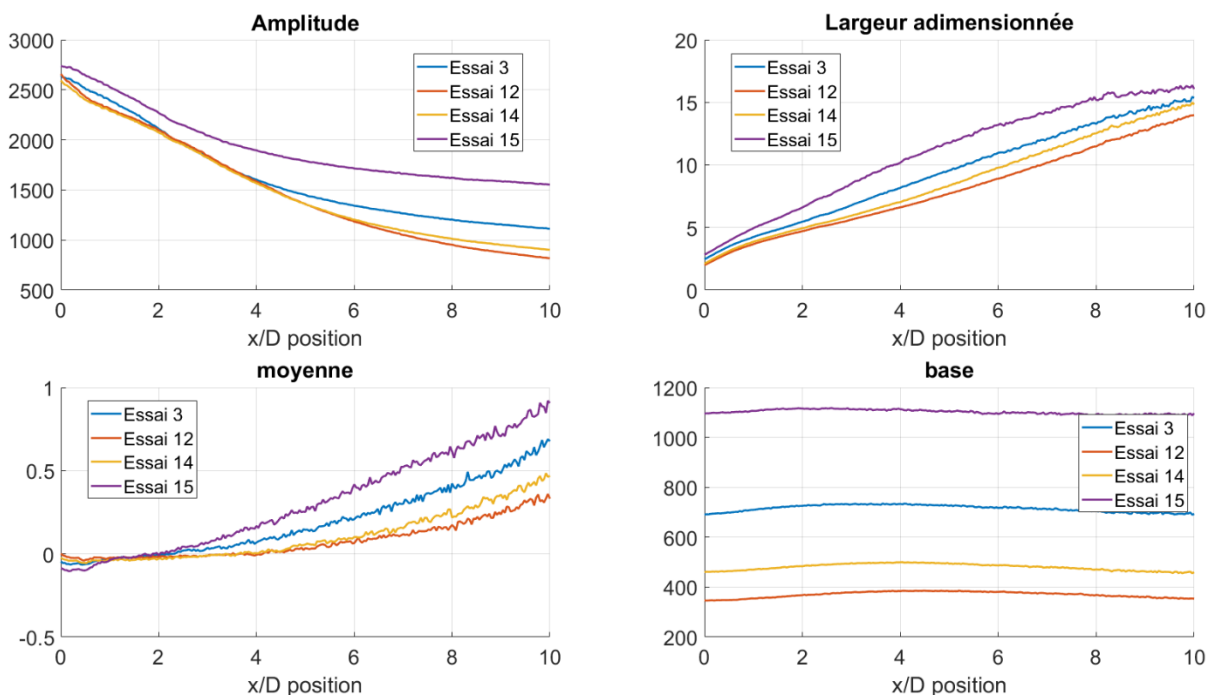


Figure 4-2 : Evolution des paramètres morphologiques pour une sélection d'essais à haut R_p .

La Figure 4-3 présente les évolutions des angles de spray en fonction du R_p pour différents x/D pour les essais à haut R_p ($R_p > 2$). L'angle de spray est toujours supérieur à 100° et atteint la valeur de 160° pour l'essai avec la surchauffe la plus forte (Essai 17, $R_p=18,0$).

Pour une même distance axiale X/D , l'écart entre les valeurs des angles de spray relatifs aux différents essais ne dépasse pas 15° ce qui traduit le fait que la surchauffe a une faible influence sur l'angle de spray qui a pratiquement atteint une valeur limite pour le plus faible R_p .

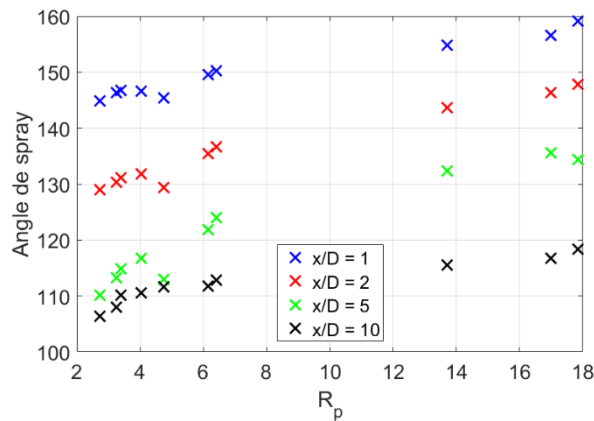


Figure 4-3 : Evolution de l'angle de spray avec le R_p à différents x/D pour les essais à haut R_p (essais 1 à 4 et 12 à 17).

Nous allons maintenant étudier les essais 18 à 22, c'est-à-dire les essais à bas R_p . Ces essais sont particuliers car ils ont tous un R_p compris entre 1 et 2, malgré leurs températures de l'eau dans l'injecteur différentes. La Figure 4-4 présente l'évolution des paramètres morphologiques pour les ces essais. On peut noter une allure similaire des évolutions axiales d'amplitude pour tous les cas mis à part pour l'essai 18 pour lequel la décroissance est moins prononcée. Etant donné que, pour cet essai, le jet liquide n'est pas atomisé et reste continu, seulement interrompu par des bulles en croissance présentes par endroits (cf. Figure 4-1), il est normal que l'amplitude obtenue diffère des autres essais atomisés.

On peut également noter que la largeur adimensionnée est une fonction croissante de la température du liquide dans l'injecteur. Il y a une distinction entre les essais 18, 19 d'une part et les autres essais (20 à 22) d'autre part. Cette distinction est sans doute due au passage d'un jet pas ou partiellement atomisé à un spray complètement atomisé. Pour les essais 20, 21 et 22 l'évolution de la largeur est quasiment équivalente avec une augmentation légèrement plus grande avec la température.

La moyenne et la base ont globalement peu de différences entre les essais. L'écart dans la moyenne peut s'expliquer par de la condensation sur l'injecteur pouvant décaler légèrement la détection du centre de l'injecteur.

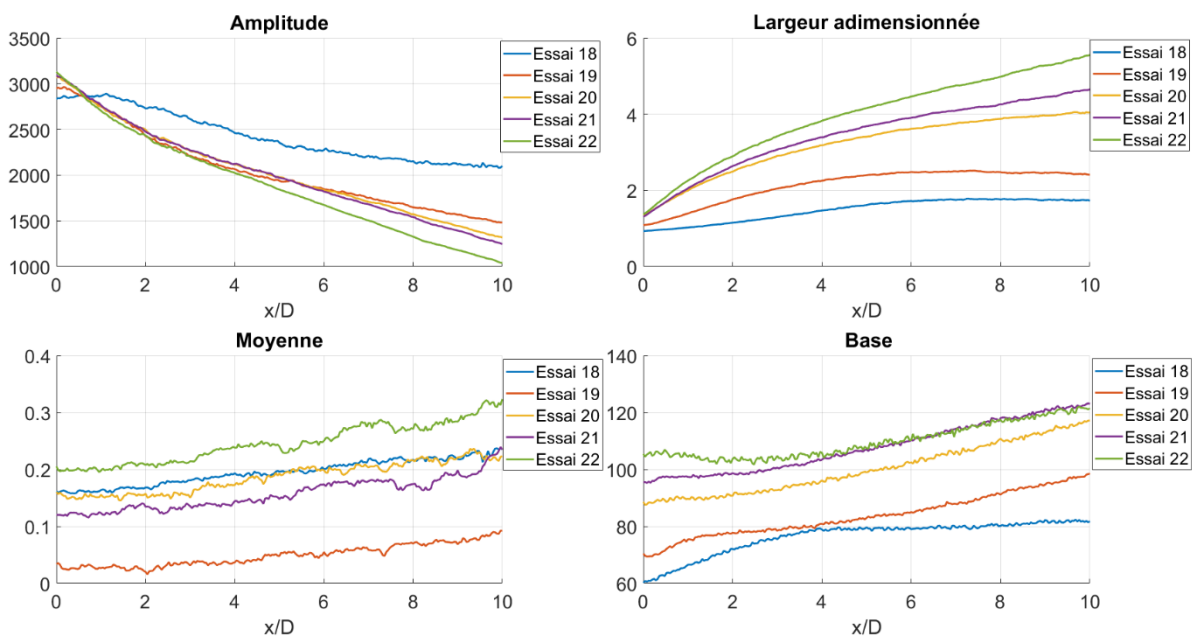


Figure 4-4 : Evolution des paramètres morphologiques pour les essais à bas R_p .

La Figure 4-5 présente les évolutions des angles de spray en fonction de la température de l'injecteur et non du R_p pour différents x/D pour les essais à R_p inférieur à 2 (essais 18, 19, 20, 21 et 22). Cette figure montre clairement que, pour de faibles R_p tout à fait semblables, il existe néanmoins une croissance de l'angle de spray avec la température du liquide dans l'injecteur.

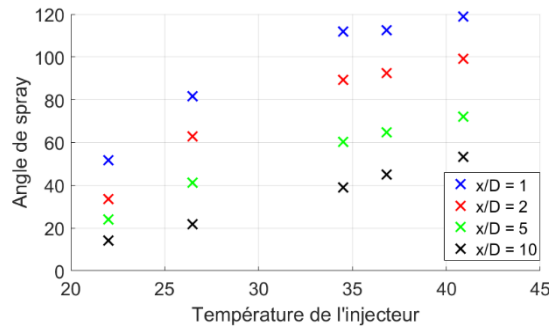


Figure 4-5 : Evolution de l'angle de spray avec la température de l'injecteur pour différents x/D .

La Figure 4-6 récapitule les évolutions de l'angle de spray pour l'ensemble des essais, représentées en fonction du R_p et de la température du liquide dans l'injecteur. L'évolution de cet angle avec R_p montre un comportement très différent selon que R_p est supérieur ou inférieur à la valeur 2. Les essais réalisés à $R_p < 2$ sont distribués sur un nuage de points, alors qu'ils évoluent graduellement au-delà de $R_p = 2$. L'évolution de l'angle en fonction de la température de l'injecteur présente une transition moins abrupte.

Ces résultats mettent en lumière deux tendances distinctes :

- une dépendance de l'angle de spray à la température T_{inj} pour les R_p inférieurs à 2 (Correspondant à une température d'injection inférieure à 50 °C pour nos essais),
- pour les R_p supérieurs à 2 (température d'injection supérieure à 50 °C), l'angle de spray est quasi constant ayant atteint une valeur limite.

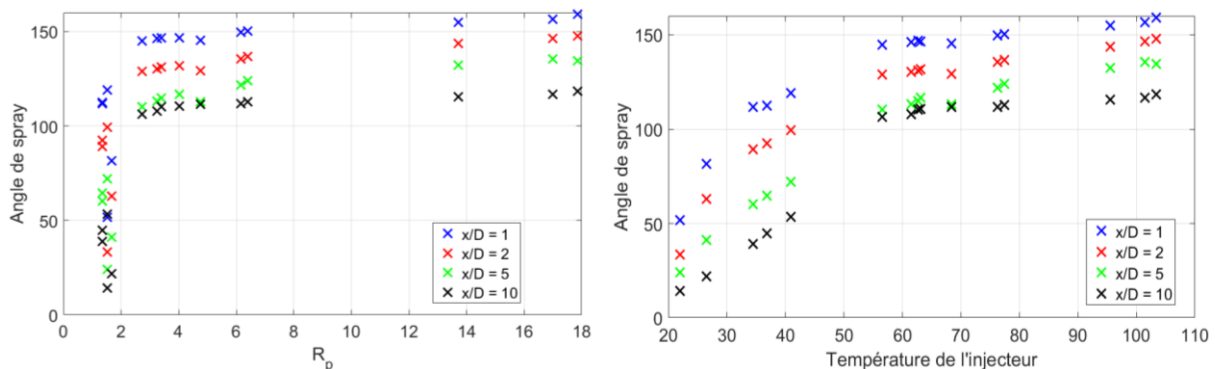


Figure 4-6 : Evolution de l'angle de spray avec le R_p (gauche) ou la température de l'injecteur (droite) pour l'ensemble des essais.

Cette étude de l'influence de la surchauffe sur l'angle de spray nous permet de mettre en valeur les différences entre haut et bas R_p . Dans le cas d'un ICE, le R_p sera important à cause la très faible pression et de la température de l'eau. Nous serons donc dans des conditions où l'angle de spray sera maximal et constant, le spray balaiera donc un grand volume devant lui, ce qui est important pour le phénomène de capture de poussières par les gouttes et du relargage de celles-ci par le séchage des gouttes.

Vitesse des gouttes

La vitesse des gouttes, mesurée grâce aux calculs de PIV (Cf. Chapitre 2), est une grandeur intéressante pour comprendre les phénomènes physiques menant à la formation de la phase

dispersée et à l'accélération en sortie de l'injecteur. Nous allons ici nous intéresser séparément aux essais à bas et à haut R_p (inférieur ou supérieur à 2).

L'évolution de la vitesse longitudinale des gouttes pour les essais à bas R_p est présentée sur la Figure 4-7. Précisons que pour ces essais (18, 19, 20, 21 et 22) le débit d'injection du liquide est quasi constant (avec une vitesse débitante du liquide comprise entre $5,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $6,0 \text{ m.s}^{-1}$)

La vitesse en sortie des essais 18 et 19 est de l'ordre de la vitesse débitante. Ce sont des essais où le jet sort en partie sous forme continue. Une accélération entre la vitesse débitante dans l'injecteur et en sortie est visible pour les essais 20 à 22. Pour les essais 19 à 22 il y a aussi une accélération en sortie qui ne semble pas s'arrêter à $x/D = 25$. Sur ces essais, l'effet du R_p n'est pas significatif sur la vitesse des gouttes, c'est la température à l'injection qui pilote cette vitesse.

Les vitesses plus faibles que la vitesse débitante dans la région $x/D < 5$ sont liées à une mesure qui prend en compte des ligaments encore présents.

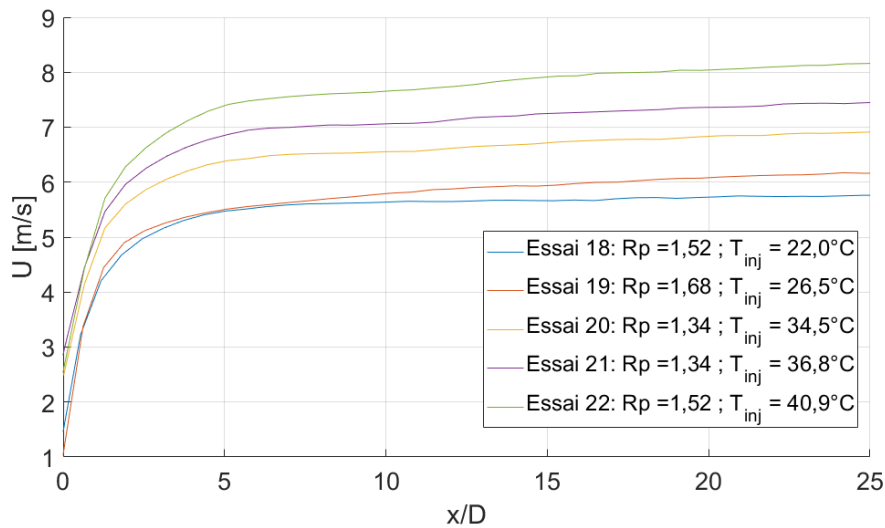


Figure 4-7 : Evolution longitudinale, sur l'axe de l'injecteur de la composante U de la vitesse moyenne pour les essais à bas R_p .

La Figure 4-8 présente cette évolution de vitesse longitudinale pour les essais à haut R_p . Seuls les essais 3, 12, 14 et 15 sont représentés pour mettre en évidence l'évolution de la vitesse avec le R_p . Précisons que pour ces essais le débit d'injection du liquide est quasi constant (vitesse débitante allant de $4,9 \text{ m.s}^{-1}$ à $5,7 \text{ m.s}^{-1}$).

Ici l'évolution de la vitesse des gouttes avec le R_p est importante. La vitesse passe de moins de 20 m/s pour l'essai 12 à 55 m/s pour l'essai 15. La vitesse maximum de chaque essai est atteinte en moyenne un peu avant $x/D = 25$. Pour ces essais nous avons un R_p pilotant bien la vitesse des gouttes.

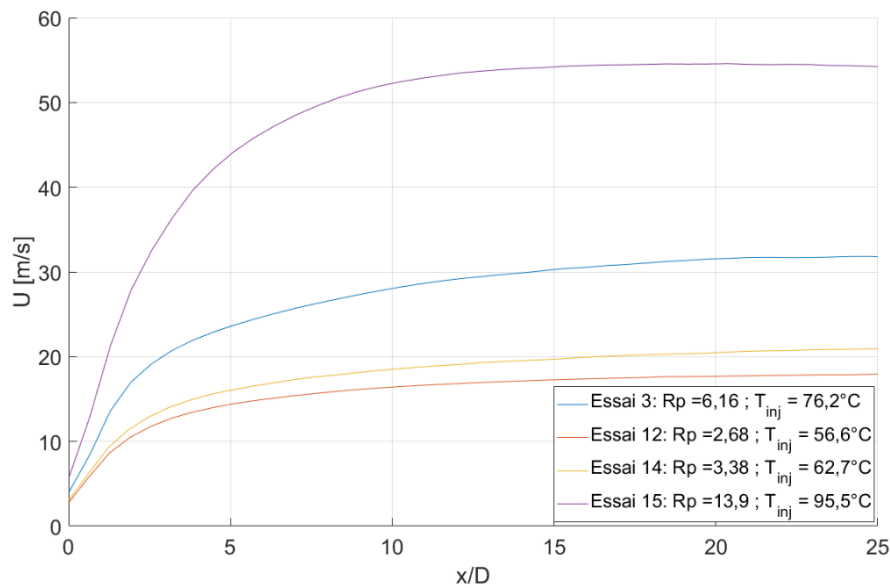


Figure 4-8 : Evolution de la composante U de la vitesse moyenne devant l'injecteur pour les essais haut R_p .

L'ensemble des mesures de vitesse en fonction du R_p ou de la température du liquide dans l'injecteur est présenté sur la Figure 4-9. La vitesse utilisée sur la figure est la vitesse mesurée sur l'axe à la position $x/D = 25$. La vitesse augmente avec ces paramètres, de manière plutôt linéaire en fonction de R_p et, si on la représente en fonction de la température de l'injecteur, elle évolue en présentant un changement de taux de croissance entre les faibles et les fortes surchauffes. L'augmentation de la vitesse est d'abord lente entre 20°C et 60°C puis la pente augmente et semble suivre une deuxième loi linéaire à partir de 70°C.

Les vitesses extrêmement importantes atteintes pour ces dernières surchauffes sont associées à l'entraînement des gouttes du spray par le flux de vapeur qui subit une détente supersonique.

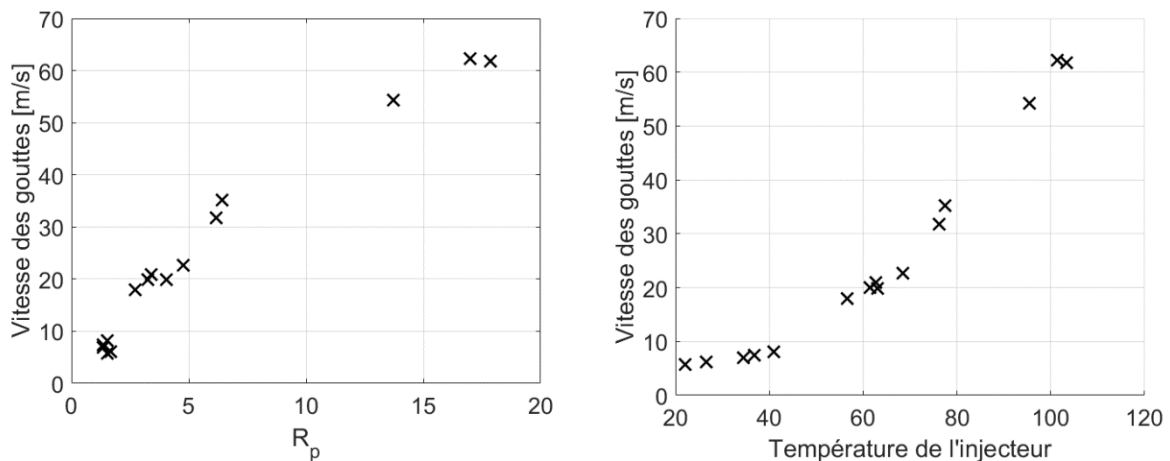


Figure 4-9 : Evolution de la vitesse longitudinale en fonction du R_p (gauche) ou de la température de l'injecteur (droite).

Différents régimes diphasiques

Nous avons montré dans le chapitre 3 que le régime diphasique présent à l'intérieur de l'injecteur influence la formation de l'écoulement diphasique et les grandeurs qui le caractérisent (trajectoire, angle de spray et vitesse des gouttes). A la lumière des analyses du chapitre 3, il est donc intéressant d'étudier plus en détail l'influence des conditions d'injection sur l'occurrence des régimes d'écoulement dans l'injecteur.

Pour cela, nous utiliserons les données des essais dont l'acquisition des images ombroscopiques a été faite à 1 kHz, car ceci est nécessaire pour obtenir le taux de présence des régimes et ainsi les distinguer. Le Tableau 4-2 montre les taux de présence des trois régimes pour l'ensemble des essais.

Tableau 4-2 : Taux de présence des régimes diphasiques pour les différents essais.

Test n°	18	19	20	21	22	1	2
T _{inj} [°C]	22,0	26,5	34,5	36,8	40,9	63,1	68,4
R _p	1,52	1,68	1,34	1,34	1,52	4,75	4,03
Bulles	90%	64%	71%	73%	74%	71%	51%
Poches	4%	32%	21%	17%	20%	18%	49%
Annulaire	6%	4%	8%	10%	6%	11%	0%

Il n'y a pas d'évolution claire du taux de présence de l'un ou l'autre des régimes d'écoulement diphasique dans l'injecteur avec les conditions d'injection. Cela résulte soit d'un échantillonnage trop court pour faire converger cette mesure, soit de la variabilité des conditions thermiques entre la cuve réservoir et l'injecteur. On remarque seulement que le régime d'écoulement à bulles est toujours dominant. L'évolution axiale de l'angle de spray pour les différents régimes d'écoulement dans l'injecteur en fonction de la température du liquide dans l'injecteur est présentée sur la Figure 4-10. L'écart entre les régimes est surtout visible à basse température, où il apparaît un faible angle de spray pour le régime à bulles alors que les angles des régimes à poches et annulaire sont plus importants. A partir de 35 °C à l'injecteur, la différence entre les angles pour les différents régimes est très peu visible, à part à x/D = 10 où il y a une légère différence entre chacun des régimes, avec une légère augmentation de l'angle entre bulles, poches et annulaire.

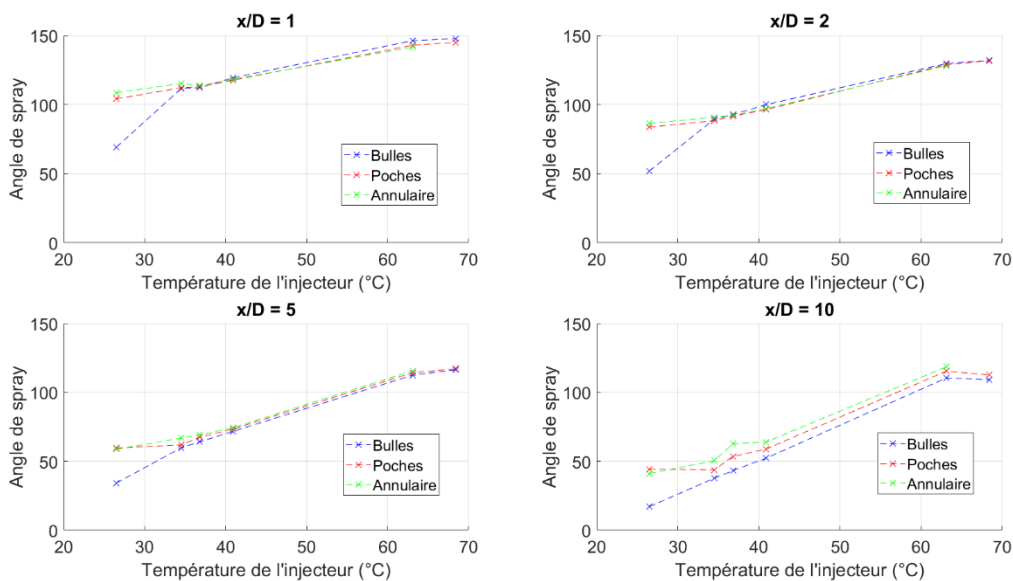


Figure 4-10 : Evolution de l'angle de spray avec la température de l'injecteur pour les différents régimes diphasiques et pour différents x/D.

Nous allons nous intéresser maintenant à l'influence des régimes d'écoulement dans l'injecteur sur la vitesse des gouttes du spray en considérant les évolutions de la composante de vitesse longitudinale des différents essais.

La Figure 4-11 présente les évolutions longitudinales pour le régime à bulles pour les essais référencés dans le Tableau 4-2. Après une phase d'accélération qui s'opère jusqu'à $x/D=5$ et $x/D=10$ suivants les essais, la vitesse longitudinale des gouttes reste ensuite quasi constante sur la zone investiguée ($x/D=25$). Nous pouvons observer que la vitesse maximale des gouttes est pilotée par la température du liquide dans l'injecteur. En effet les courbes évoluent de manière graduelle en fonction de cette température alors qu'elles n'évoluent pas selon un ordre croissant en R_p .

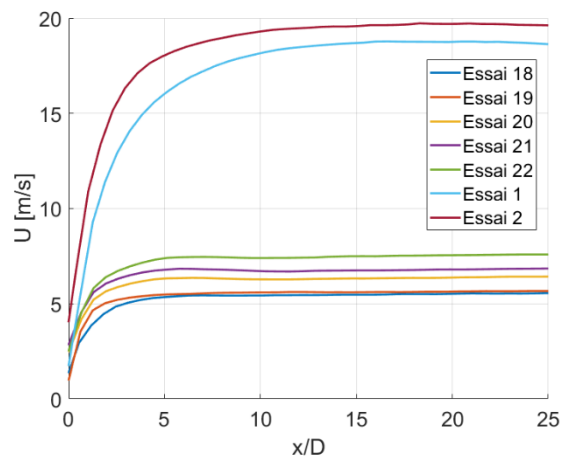


Figure 4-11 : Profils longitudinaux de la composante U pour le régime à bulles des différents essais.

La Figure 4-12 présente les évolutions longitudinales pour le régime à poches et pour le régime annulaire pour les essais référencés dans le Tableau 4-2. Pour ces régimes, l'accélération des gouttes est continue sur l'ensemble de la zone investiguée contrairement au cas du régime à bulles. La vitesse à $x/D = 25$ dépasse donc celle atteinte en régime à bulles (mais cela n'est pas le cas si on s'intéresse aux vitesses en $x/D = 5$). La vitesse est aussi légèrement plus élevée pour le régime annulaire que pour le régime à poches. Cette augmentation de la vitesse avec le taux de vapeur se retrouve sur la Figure 4-13.

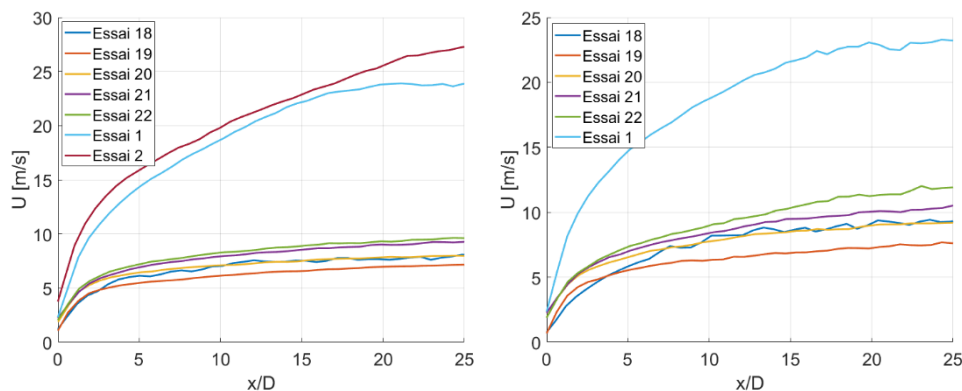


Figure 4-12 : Profils longitudinaux de la composante U pour le régime à poches (gauche) et le régime annulaire (droite) des différents essais.

La vitesse longitudinale des gouttes mesurée à $x/D=25$ est présentée sur la Figure 4-13 pour l'ensemble des régimes d'écoulement dans l'injecteur en fonction de la température du liquide dans l'injecteur.

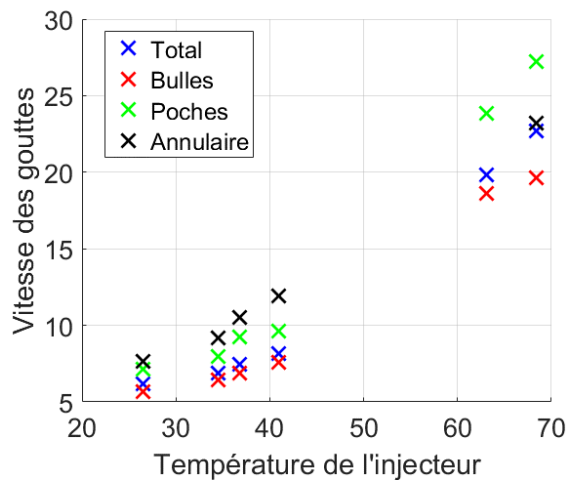


Figure 4-13 : Evolution de la vitesse longitudinale des gouttes mesurée à $x/D=25$ avec la température de l'injecteur pour les différents régimes d'écoulement dans l'injecteur.

Dans les conditions d'écoulement observées, il existe en moyenne un écart de 5 m/s entre la vitesse des gouttes éjectées à partir d'un écoulement annulaire (ou intermittent) et celle de gouttes issues d'un écoulement à bulles. L'atomisation d'un film en périphérie de tube génère des gouttelettes plus rapides que celles issues de la croissance de bulles. L'écoulement à bulles étant plus présent que les autres configurations d'écoulement, il contribue de manière significative à la mesure de vitesse inconditionnelle qui reste ainsi proche de la vitesse de gouttes issues d'un écoulement à bulles. Il semble néanmoins que l'écart de vitesse entre les gouttes issues du régime à bulles et du régime annulaire augmente avec la température de l'injecteur. Ceci peut provenir d'une augmentation de la température qui en particulier amincit le film de liquide et peut ainsi contribuer à une variation plus grande de taille des gouttes émises entre régimes, qui peut mener à une vaporisation plus forte qui génère un différentiel d'accélération différent, etc.

4.1.2 ESSAIS AVEC LA PLAQUE AFFLEURANTE (CONFIGURATION 2)

Nous avons effectué un ensemble d'essais balayant des conditions de température et donc de R_p autour de la condition de référence qui a été investiguée en détail dans le chapitre 3. Pour les essais dits en configuration 2 (définie dans le Chapitre 2 Partie 2.3.2), les techniques de visualisation par ombroscopie et PIV rapides ont été mises en œuvre. Rappelons que cette configuration expérimentale permet uniquement d'obtenir des données sur l'écoulement développé en sortie d'injecteur.

Comme précédemment, l'analyse porte sur l'influence du R_p sur les évolutions longitudinales de vitesses des gouttes obtenues à l'aide des techniques de PIV et d'ombroscopie.

Le Tableau 4-3 regroupe les paramètres de l'ensemble des essais de la configuration 2 pour lesquels la technique d'ombroscopie rapide a été mise en œuvre (hormis l'essai 6 pour lequel cette technique n'a pu être appliquée avec succès compte tenu de la forte atomisation du jet liée au R_p égal à 10).

Tableau 4-3: Paramètres des essais effectués en configuration 2 avec l'ombroscopie.

Test n°	T _{réservoir} (°C)	T _{injecteur} (°C)	Pression (kPa)	R _p	ΔT (K)	Débit (kg/h)
5	100,8	60,1	6,1	3,10	23,1	15,5
6	140,1	85,7	5,7	10,0	50,1	14,7
23	100,1	37,7	3,7	1,67	9,7	16,5
24	83,4	46,2	3,8	2,56	17,9	15,7
25	81,3	49,4	4,3	2,68	19,1	15,3
26	137,6	48,9	4,1	2,73	19,4	15,3

Le Tableau 4-4 regroupe les paramètres de l'ensemble des essais de la configuration 2 pour lesquels la technique PIV rapide a été mise en œuvre.

Tableau 4-4: Paramètres des essais effectués en configuration 2 avec la PIV.

Test n°	T _{réservoir} (°C)	T _{injecteur} (°C)	Pression (kPa)	R _p	ΔT (K)	Débit (kg/h)	L/D
7	80,8	47,4	2,8	3,75	24,7	15,4	50
8	100,0	52,1	4,5	2,87	20,6	14,8	50
9	140,3	55,1	3,2	4,71	29,9	15,5	50
10	81,2	41,8	2,1	3,79	24,1	14,5	100
11	93,1	51,1	4,1	3,00	21,4	15,0	100
27	140,3	76,0	2,7	14,1	53,6	13,0	100

Des images PIV instantanées des essais sont présentées sur la Figure 4-14. Le champ proche de l'injecteur ($x/D < 5$ et $y/D < 5$) est inaccessible au traitement par l'algorithme PIV car la forte densité de gouttes ou de structures liquides induit une saturation du capteur CMOS de la caméra.

La concentration élevée des gouttelettes dispersées dans le champ de la caméra est bien adaptée à l'obtention de corrélations croisées pertinentes pratiquement sur l'ensemble du champ hormis les bords.

La morphologie de l'écoulement visible par PIV varie peu avec le R_p entre les essais 7, 8 et 9 ayant un R_p compris entre 2,87 et 4,71. Cependant, l'écart entre la morphologie de ces essais et celle de l'essai 27 est très visible avec une présence encore plus grande de fines gouttelettes qui mettent plus en avant les structures formées par le spray.

Sur l'image instantanée issue de l'essai 27, la présence d'une très forte concentration de micro gouttelettes en périphérie de la zone dense rend la mesure impossible en faisant saturer la caméra à cet endroit, ce qui nous empêche de traiter efficacement cette zone de l'image.

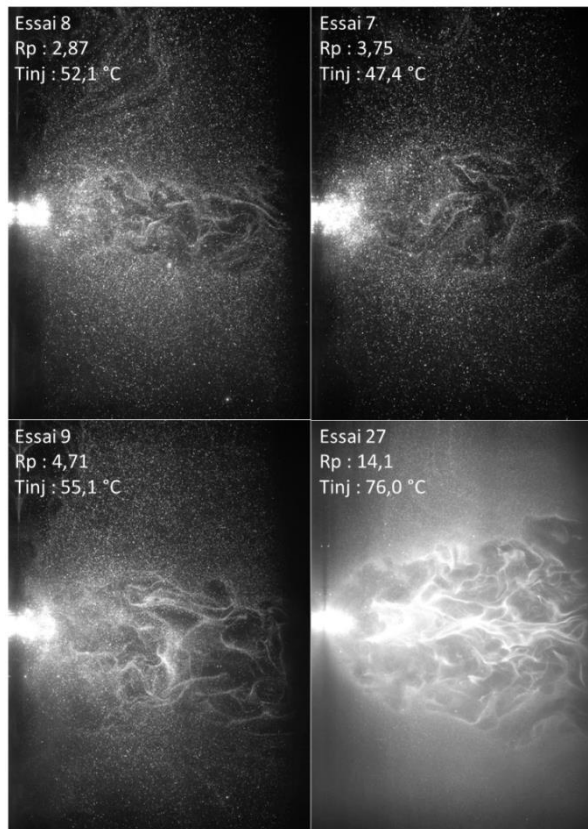


Figure 4-14 : Images instantanées des essais en PIV. De gauche à droite et de haut en bas : Essai 8, Essai 7, Essai 9 et Essai 27.

La Figure 4-15 présente l'évolution axiale de la vitesse longitudinale pour les différents essais en ombroscopie référencés dans le Tableau 4-3. La même tendance observée dans la section précédente est présente qui met en avant une différence significative observée entre les essais à R_p inférieur et supérieur à une valeur non plus de 2 mais plutôt de 3. L'augmentation de la vitesse avec le R_p est visible avec une séparation entre l'essai avec $R_p < 2$, les essais avec $2 < R_p < 3$ et l'essai avec $R_p=3,1$. Les vitesses atteintes dans les essais avec un R_p moyen entre 2 et 3 ne sont pas classées de façon monotone dans l'ordre des R_p . Par contre, pour tous ces essais la vitesse longitudinale maximale est une fonction monotone croissante de la température du liquide dans l'injecteur.

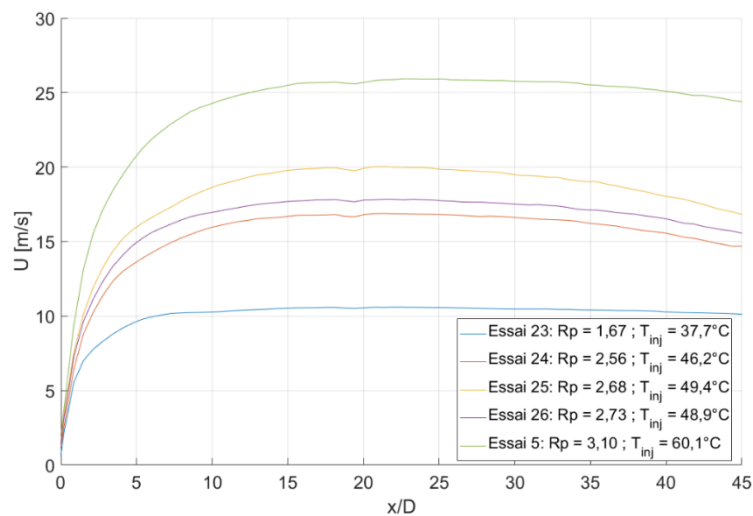


Figure 4-15 : Profils longitudinaux de composante U devant l'injecteur pour les essais en ombroscopie.

La présence de périodes de forte agitation ressemblant à la signature des régimes diphasiques à poches et annulaires est détectée sur l'axe (Figure 4-16 ci-dessous). Nous pouvons donc supposer la présence de ces régimes aussi pour les essais en configuration 2.

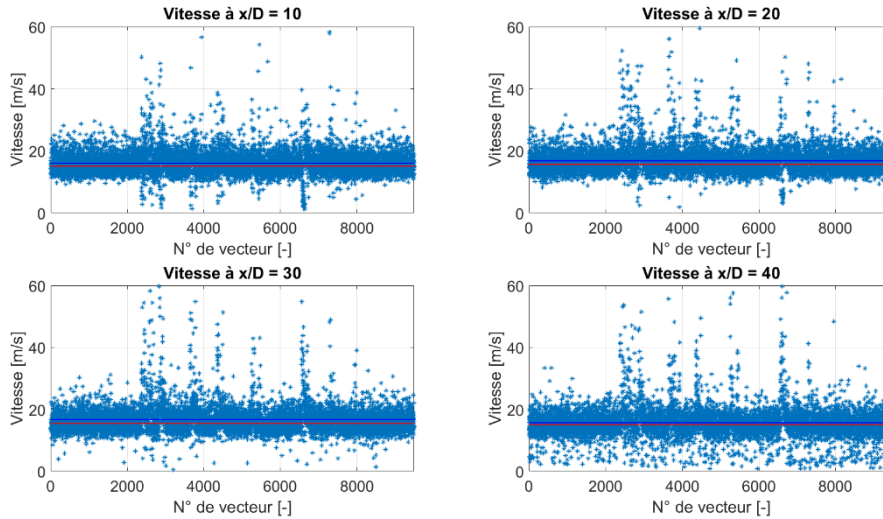


Figure 4-16 : Evolution temporelle de la norme de la vitesse pour l'essai 24 à différents x/D sur l'axe de l'injecteur.

Les profils de vitesse longitudinaux des essais PIV sont présentés sur la Figure 4-17. La densité de probabilité des vitesses d'un essai est aussi présentée sur la Figure 4-18. L'apparition d'un double pic au-delà de $x/D = 29$ nous paraît témoigner d'un manque de robustesse de l'utilisation de la moyenne de la mesure au-delà de cette position. Ce double pic de probabilité peut permettre d'expliquer la diminution de la vitesse moyenne mesurée. Le ralentissement loin de l'injecteur est donc difficile à certifier car le maximum du pic de corrélation de l'algorithme PIV n'est pas forcément déterminé avec robustesse dans un champ de gouttelettes de tailles et vitesses variées.

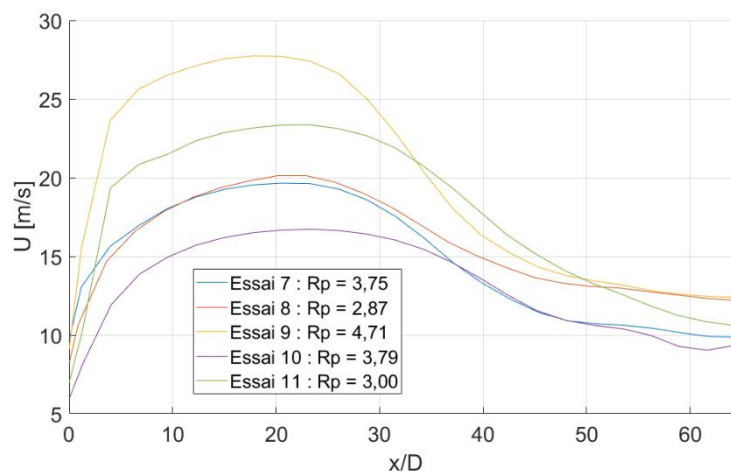


Figure 4-17 : Evolution axiale de la composante U longitudinale de la vitesse pour les différents essais PIV.

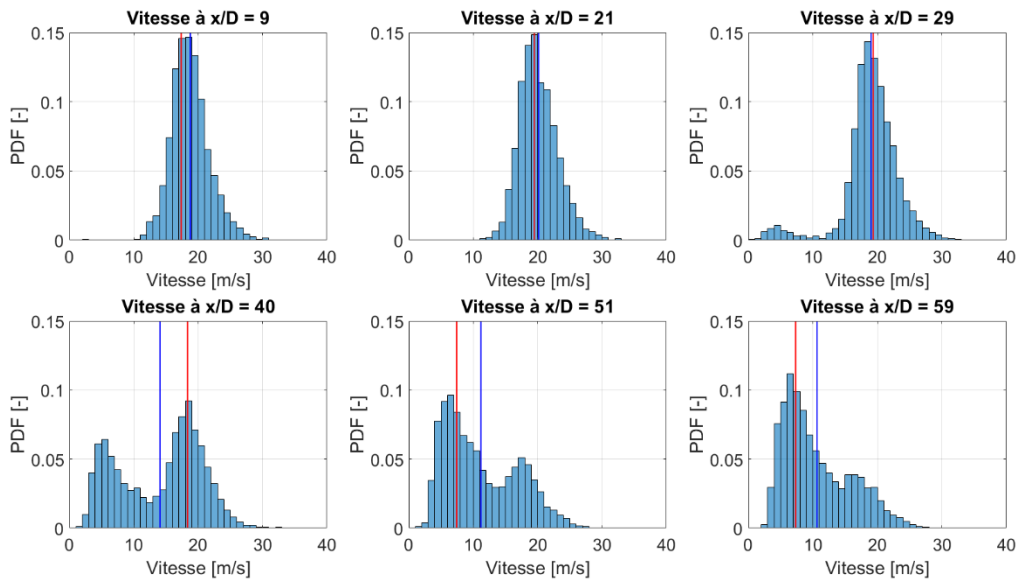


Figure 4-18 : Distribution de la norme de vitesse le long de l'axe pour l'essai 7.

Les vitesses longitudinales mesurées à $x/D = 25$ sont tracées en fonction du R_p ou du T_{inj} sur la Figure 4-19 pour l'ensemble des essais des tableaux 4-1, 4-3 et 4-4 pour lesquels la mesure de vitesse est robuste. L'augmentation de la vitesse des gouttes avec le R_p est marquée et on peut observer que toutes les mesures de vitesse donnent le même ordre de grandeur selon les configurations. Aussi, indépendamment de la méthode de mesure (ombroscopie ou PIV) on a, aux erreurs et incertitudes de mesure ou de conditionnement des expériences près, des mesures de vitesse des gouttes assez cohérentes entre elles. Ces mesures montrent que dans la région proche de l'injecteur qui a été explorée et avec les paramètres thermodynamiques étudiés, la configuration avec ou sans plaque joue peu. Avec l'ensemble de ces mesures sur toute la gamme de R_p , on peut, en première approximation, modéliser les résultats par une loi affine. En considérant la valeur minimum de $R_p = 1$ pour avoir un jet d'eau surchauffée et la vitesse minimum comme étant la vitesse débitante du liquide, c'est-à-dire $5,3 \text{ m.s}^{-1}$ pour nos essais, on obtient une loi de la forme :

$$V(R_p ; R_p > 1) = 4 * (R_p - 1) + 5,3$$

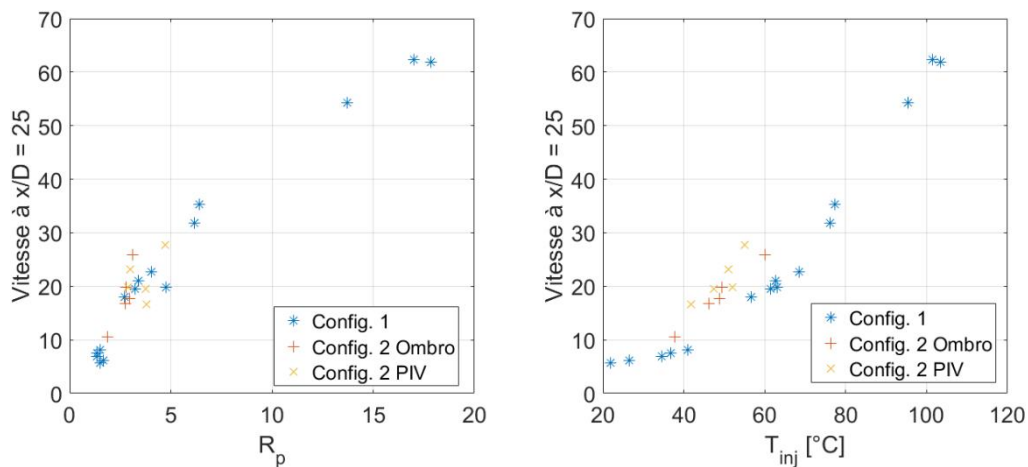


Figure 4-19 : Vitesse mesurée à $x/D = 25$ pour différents R_p (gauche) ou T_{inj} (droite) et différentes configurations.

4.2 ETUDE DE L'INFLUENCE DU DEBIT LIQUIDE

Dans cette partie nous nous intéressons à l'étude de l'influence du débit liquide sur les caractéristiques de l'écoulement diphasique formé. Cette étude a été menée en considérant une série d'essais réalisés dans les configurations 1 et 2, cependant seule l'analyse des essais relatifs à la configuration 2 sera abordée ci-après, celle relative aux essais de configuration 1 sera présentée en annexe pour alléger le texte. La caractérisation des profils de vitesse des gouttes a été effectuée en mettant en œuvre les techniques d'ombroscopie et de PIV rapide.

Afin de mener cette analyse, nous allons considérer des essais à même R_p et à différents débits d'injection ou alors à même débit d'injection et différents R_p . Les paramètres des essais effectués avec différents débits sont dans le Tableau 4-5. Les débits étudiés en plus des 15 kg/h sont 30 kg/h et 45 kg/h. Les R_p des essais sont compris entre 1 et 3.

Tableau 4-5 : Paramètres des essais en ombroscopie pour différents débits en configuration 2.

Test n°	$T_{\text{réservoir}}$ (°C)	$T_{\text{injecteur}}$ (°C)	Pression (kPa)	R_p	ΔT (K)	Débit (kg/h)
24	83,4	46,2	3,8	2,56	17,9	15,7
29	82,1	51,3	6,1	2,05	14,4	28,9
30	81,4	42,0	5,7	1,37	6,3	44,0
31	81,9	49,9	6,8	1,72	10,9	45,6
32	100,6	59,1	7,0	2,58	19,5	29,4
33	101,0	49,4	4,4	2,58	18,4	44,7

En plus des essais en ombroscopie en configuration 2, nous avons aussi effectué des essais avec variation de débit en PIV. Les débits étudiés sont, de même manière que pour les essais précédents, de 15 kg/h, 30 kg/h et 45 kg/h. Les R_p sont aussi compris entre 1 et 3 à l'exception de ceux des essais 27 et 40 qui sont de 9 et 14. Les paramètres complets de ces essais sont présentés dans le Tableau 4-6.

Tableau 4-6 : Paramètres des essais en PIV pour différents débits en configuration 2.

Test n°	$T_{\text{réservoir}}$ (°C)	$T_{\text{injecteur}}$ (°C)	Pression (kPa)	R_p	ΔT (K)	Débit (kg/h)	L/D
8	100,0	52,1	4,5	2,87	20,6	14,8	50
27	140,3	76,0	2,7	14,1	53,6	13,0	100
34	81,3	47,1	4,5	2,24	15,6	30,1	50
35	80,8	48,5	5,1	2,11	14,7	44,1	50
36	100,9	40,8	3,6	2,04	13,3	31,1	50
37	73,8	40,7	3,3	2,20	14,7	30,1	100
38	99,2	32,0	3,0	1,55	7,96	30,0	100
39	100,1	44,3	4,6	1,91	12,5	45,6	100
40	137,0	77,8	4,5	9,04	46,2	28,8	100

4.2.1 INFLUENCE DU DEBIT A R_p EQUIVALENT

La Figure 4-20 présente des visualisations instantanées du jet flashé des essais 24, 32 et 33, ayant respectivement un débit de 15,7, 29,4 et 44,7 kg/h et un R_p similaire (2,56, 2,58 et 2,58), afin d'illustrer qualitativement les évolutions de la zone dense du jet liquide. La zone dense s'allonge avec l'augmentation du débit, mais ne semble pas subir une expansion radiale. Malgré le R_p équivalent entre les essais, l'essai 32, ayant une T_{inj} plus élevée, semble subir un flash boiling plus intense. De même, on observe la présence de ligaments dans la zone dense de l'essai 24.

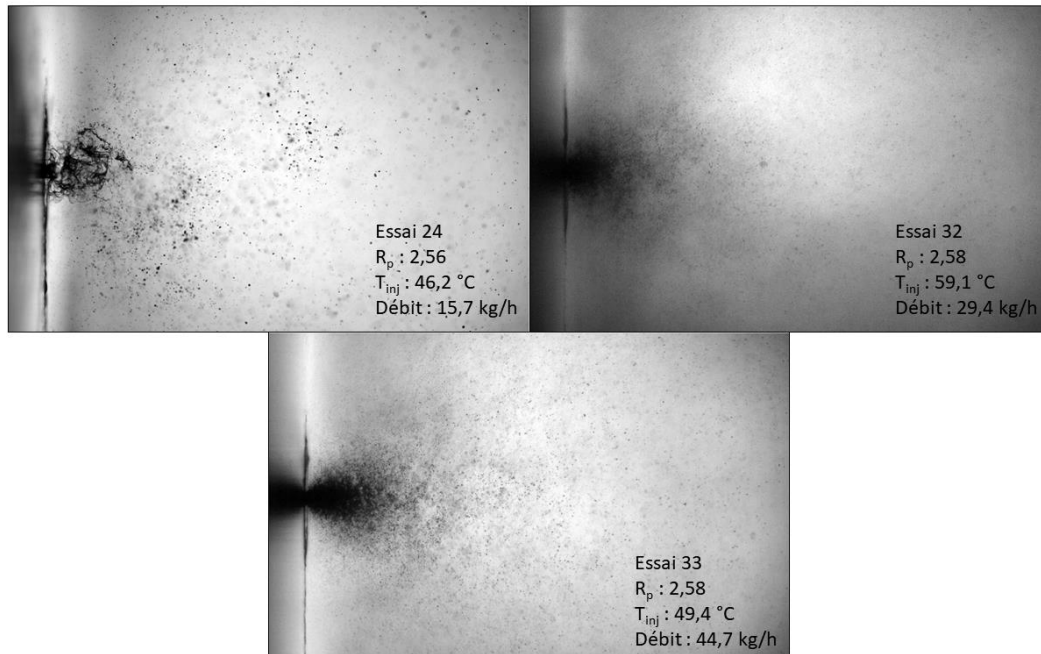


Figure 4-20 : Visualisations instantanées des écoulements diphasiques pour les essais 24 (haut gauche), 32 (haut droite) et 33 (bas).

La Figure 4-21 montre des visualisations des essais PIV 8, 34 et 35 ayant respectivement un débit de 14,8, 30,1 et 44,1 kg/h pour un R_p de 2,87, 2,24 et 2,11. L'augmentation du débit mène à l'apparition de très fines gouttelettes visibles dans les visualisations par le fond de l'image devenant de plus en plus clair. De même, les structures visibles à bas débit disparaissent avec l'augmentation du débit.

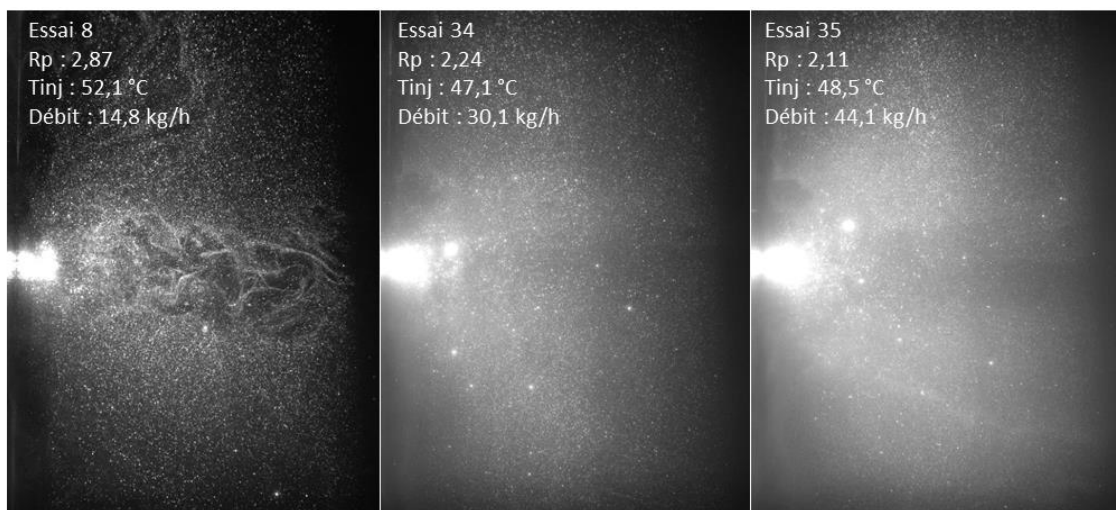


Figure 4-21 : Visualisations PIV instantanées des essais 8, 34 et 35.

La Figure 4-22 montre des images instantanées des essais 27 et 40, ayant un R_p beaucoup plus grand de 14,1 et 9,04 et des débits de 13,0 et 28,8 kg/h respectivement. Lorsque le R_p devient assez haut, nous observons l'apparition de plus grandes structures au niveau du spray. La morphologie de ces structures change avec l'augmentation du débit en s'ouvrant en forme de C. Il est possible que ces structures proviennent d'un choc fort provoquant une vague de recondensation et donc un gradient de concentration de gouttelettes. Cependant, étant donné que nous ne pouvons observer les gouttelettes du fait de leur petite taille, nous n'avons pas été en mesure d'obtenir des champs de vitesses pour ces essais.

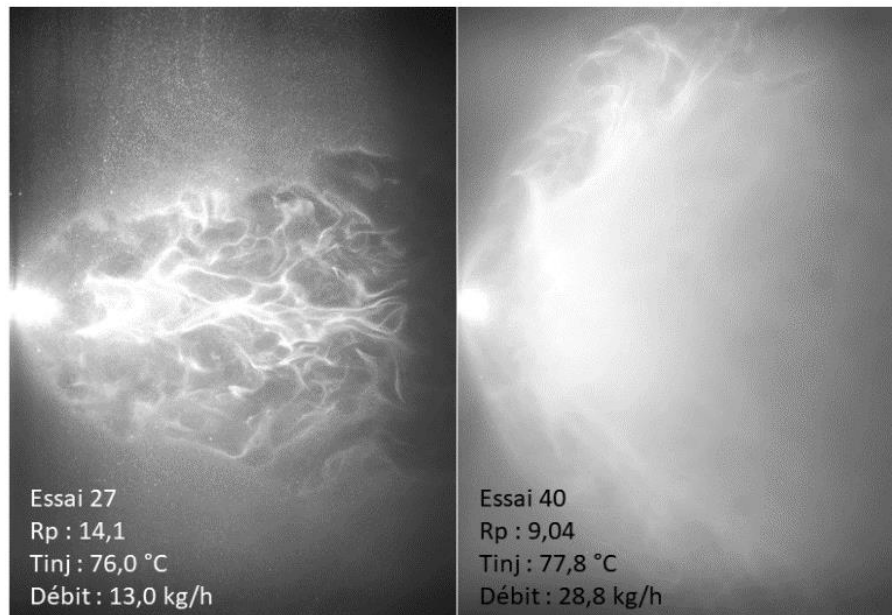


Figure 4-22 : Visualisations PIV instantanées des essais 27 et 40.

Les profils longitudinaux de la composante de vitesse U sont présentés respectivement sur la Figure 4-23 gauche et droite pour les essais 24, 32 et 33 (de R_p quasiment identique, environ égal à 2,58) d'une part, et pour les essais 8, 34 et 35 (de R_p similaires mais plus variables), d'autre part. Nous remarquons que les vitesses longitudinales augmentent avec le débit massique injecté, mais cette augmentation n'est pas linéaire avec l'augmentation du débit. En effet, pour les essais 24, 32 et 33, le passage de débit de 15 à 30 kg/h fait passer la vitesse de 17 à 27 m/s, et le passage de 30 à 45 kg/h la fait passer de 27 à 30 m/s. Il y a donc une forme de saturation de la vitesse qui se met en place. Cette augmentation non linéaire avec la vitesse est aussi visible pour les essais 8, 34 et 35. L'accélération est elle aussi plus rapide pour les essais à 30 kg/h et 45 kg/h et la vitesse maximale est atteinte entre $x/D = 10$ et 15 comparé aux essais à 15 kg/h où la vitesse maximale est atteinte à $x/D = 25$.

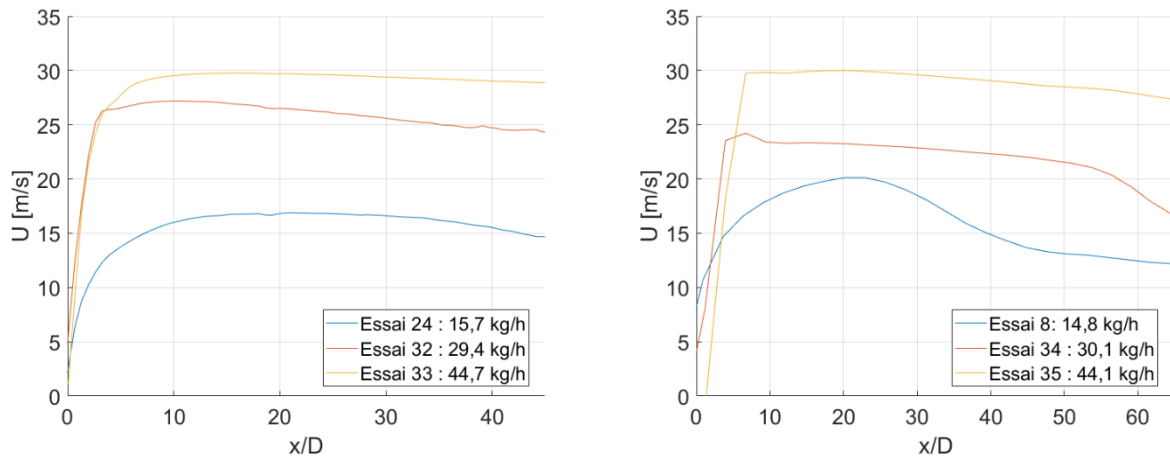


Figure 4-23 : Profils longitudinaux de la composante U pour les essais 24, 32 et 33 (gauche) mesurés en ombroscopie et les essais 8, 34 et 35 (droite) mesurés en PIV.

Les profils transversaux de la norme de vitesse pour les essais 24, 32 et 33 d'une part et 8, 34 et 35 d'autre part, sont présentés respectivement sur la Figure 4-24 gauche en ombroscopie et sur celle de droite en PIV. Nous pouvons remarquer, en plus de l'augmentation de la vitesse, un aplatissement du profil transversal de norme de vitesse avec l'augmentation du débit. Le profil non symétrique de l'essai 32 est dû à une plus faible validation des vecteurs du côté des y/D négatifs. Cet aplatissement des profils est aussi remarqué sur l'essai en configuration 1 en annexe 6.4. Pour les essais 8, 34 et 35, les vitesses faibles sur les bords sont aussi dues à la présence de la population de gouttelettes à vitesse faible. L'origine de cette homogénéité transversale à forte vitesse qui s'étend sur 50 diamètres pour l'essai 35 sera à rechercher.

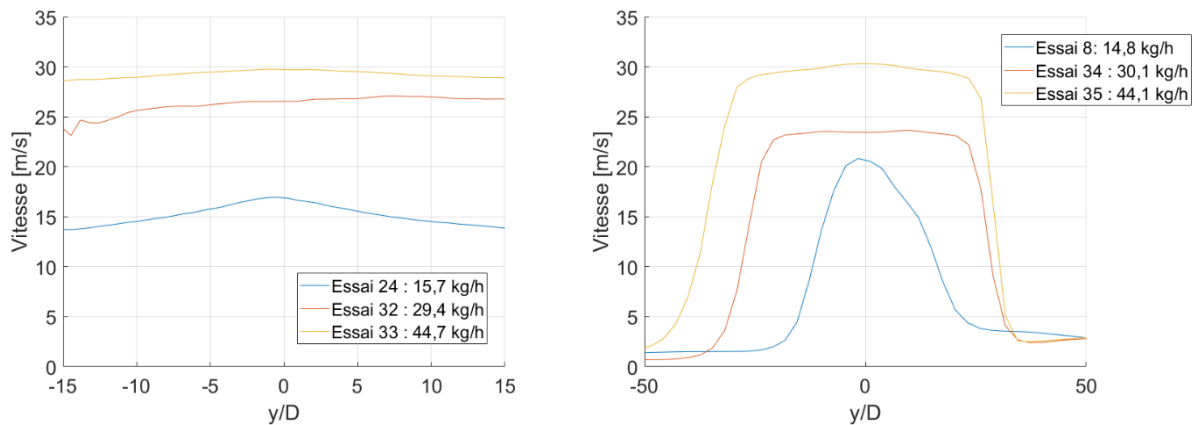


Figure 4-24 : Profils transversaux de la norme de vitesse à $x/D = 20$ pour les essais 24, 32 et 33 (gauche) mesurés en ombroscopie et les essais 8, 34 et 35 (droite) mesurés en PIV.

En plus des profils de vitesses moyennes mesurées, la PDF des vitesses de ces essais varie elle aussi avec le débit. La Figure 4-25 montre ces PDF pour les essais 24, 32 et 33 et la Figure 4-26 montre ces PDF pour les essais 8, 34 et 35. Elles soulignent que l'augmentation du débit mène à une distribution des vitesses le long de l'axe plus resserrée autour de la valeur moyenne. En plus de l'impact sur les vitesses moyennes, le débit a donc aussi un impact sur la distribution des vitesses mesurées.

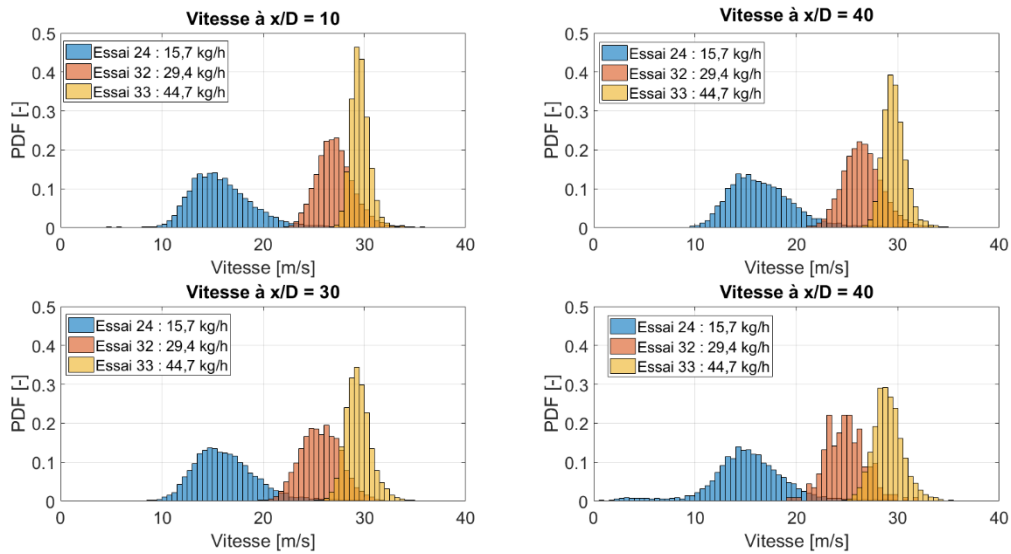


Figure 4-25 : PDF des vitesses moyennes à différentes positions longitudinales devant l'injecteur pour les essais 24, 32 et 33.

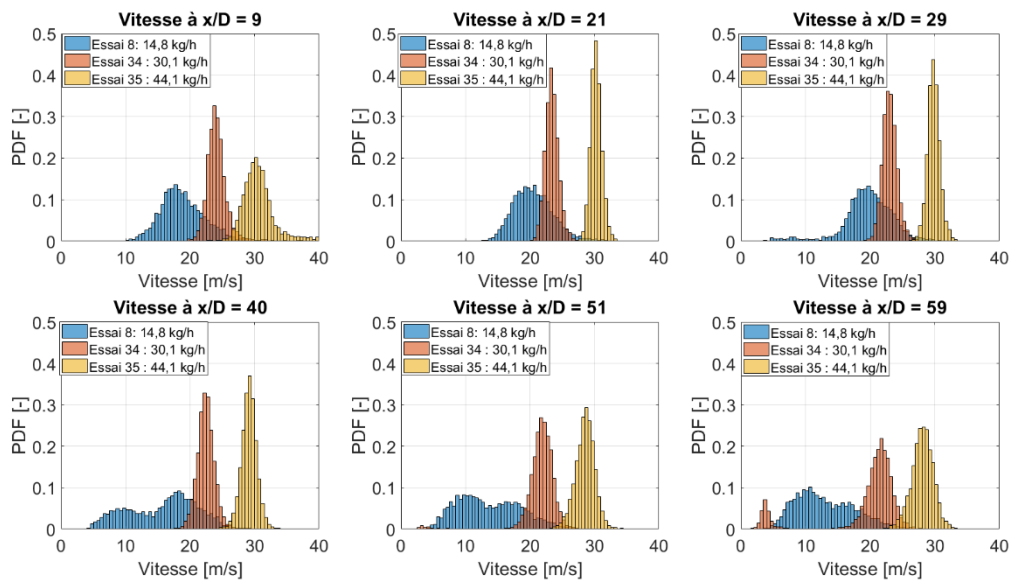


Figure 4-26 : PDF de vitesses moyennes à différentes positions longitudinales devant l'injecteur pour les essais 8, 34 et 35.

Le débit a donc un impact complexe sur la vitesse des gouttelettes. La vitesse maximale est atteinte plus rapidement et est plus importante quand le débit augmente mais cette augmentation n'est pas proportionnelle à celle du débit. Cela peut se comprendre parce que le changement de phase interne au tube d'injection conditionne pour partie l'atomisation et que ses propriétés thermodynamiques, tout comme le taux de vapeur qu'il produit, n'évoluent certainement pas de manière linéaire avec le débit. Les profils transversaux de normes de vitesse ainsi que les PDF montrent en outre que la vitesse est plus homogène spatialement mais aussi temporellement.

4.2.2 INFLUENCE DU R_p A DEBIT PLUS IMPORTANT

Le deuxième groupe d'essais étudiés sont les essais 30, 31 et 33. Ces essais ont été réalisés avec le même débit de 45 kg/h et différents R_p de 1,37, 1,72 et 2,58. Nous allons pouvoir ici étudier l'influence du R_p sur la vitesse des gouttes à débit plus élevé.

Les profils longitudinaux et transversaux à $x/D = 20$ sont présentés en Figure 4-27 et Figure 4-28. La vitesse mesurée augmente avec le R_p , comme déjà remarqué sur la partie précédente. La vitesse maximale est elle aussi atteinte très proche de la sortie et on peut remarquer pour les essais 31 et 33 un léger ralentissement plus loin dans le jet. De même, l'aplatissement du profil de norme de vitesse correspondant à une homogénéisation est aussi visible avec l'augmentation de R_p entre les essais. Cette homogénéisation de la vitesse est donc dépendante de l'augmentation du R_p en plus du débit massique d'eau injectée, comme vu dans la partie précédente.

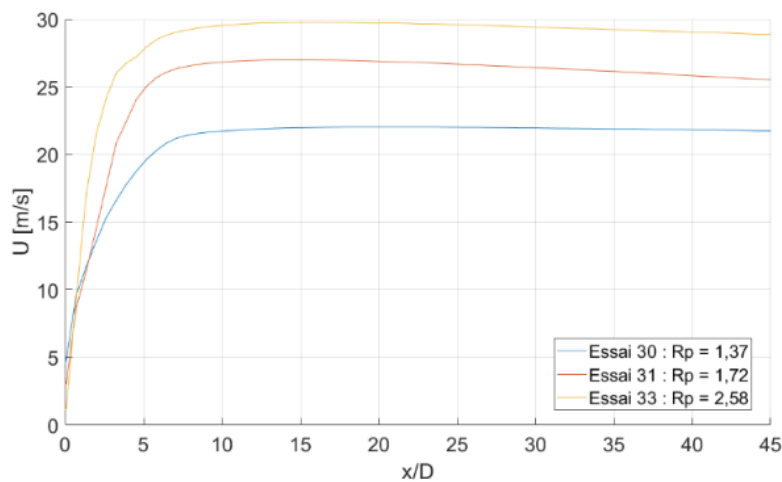


Figure 4-27 : Profils longitudinaux de la composante U pour les essais 30, 31 et 33.

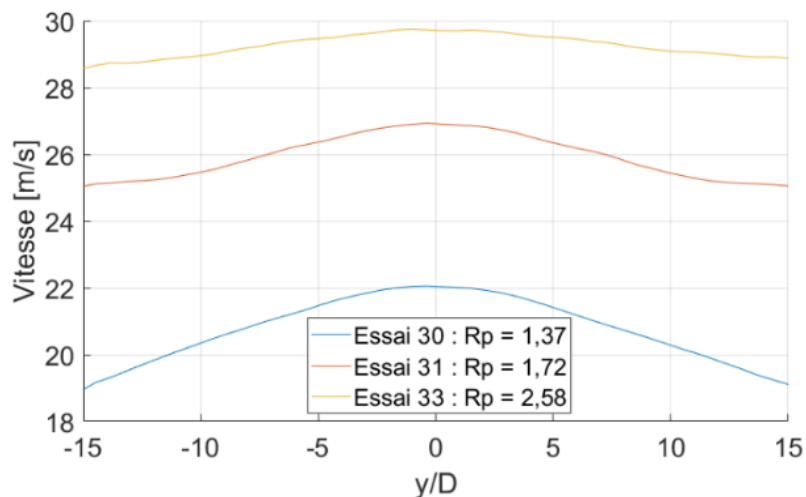


Figure 4-28 : Profils transversaux de la norme de vitesse à $x/D = 20$ pour les essais 30, 31 et 33.

En plus des profils de vitesses moyennes mesurées, la PDF de ces vitesses sur un essai varie avec le R_p . La Figure 4-29 montre ces PDF pour les essais 30, 31 et 33. Elle montre que l'augmentation du R_p produit une distribution plus large des valeurs de vitesse, en opposition avec l'effet de l'augmentation du débit qui rend plus étroite cette PDF.

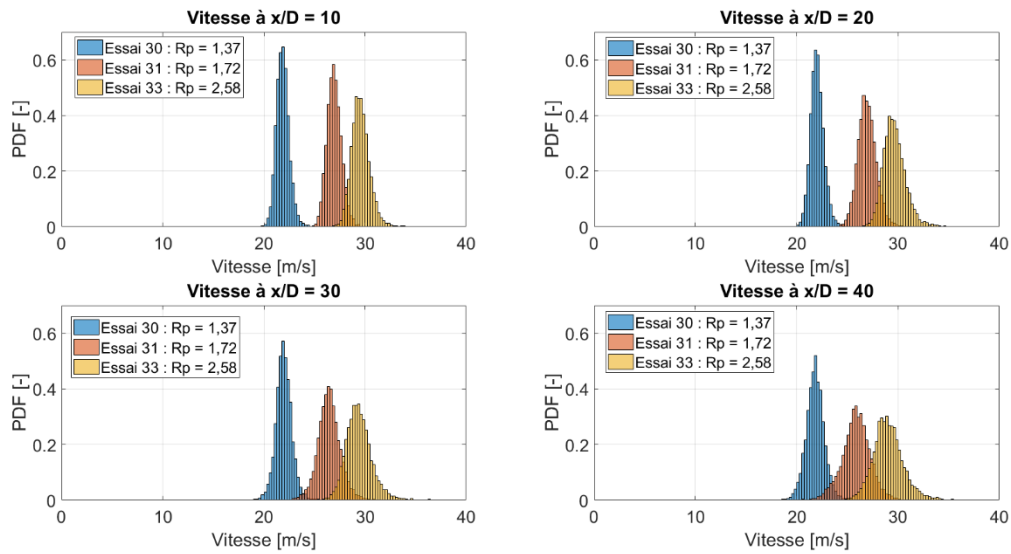


Figure 4-29 : PDF de vitesses moyennes à différentes positions longitudinales devant l'injecteur pour les essais 30, 31 et 33.

La Figure 4-30 résume les résultats obtenus pour les mesures de vitesse à $x/D = 25$ pour les essais en PIV et en ombroscopie pour les différents débits. Les augmentations du débit et du R_p provoquent une augmentation de la vitesse mesurée. On pouvait s'y attendre. Mais la quantification de cet effet est maintenant acquise.

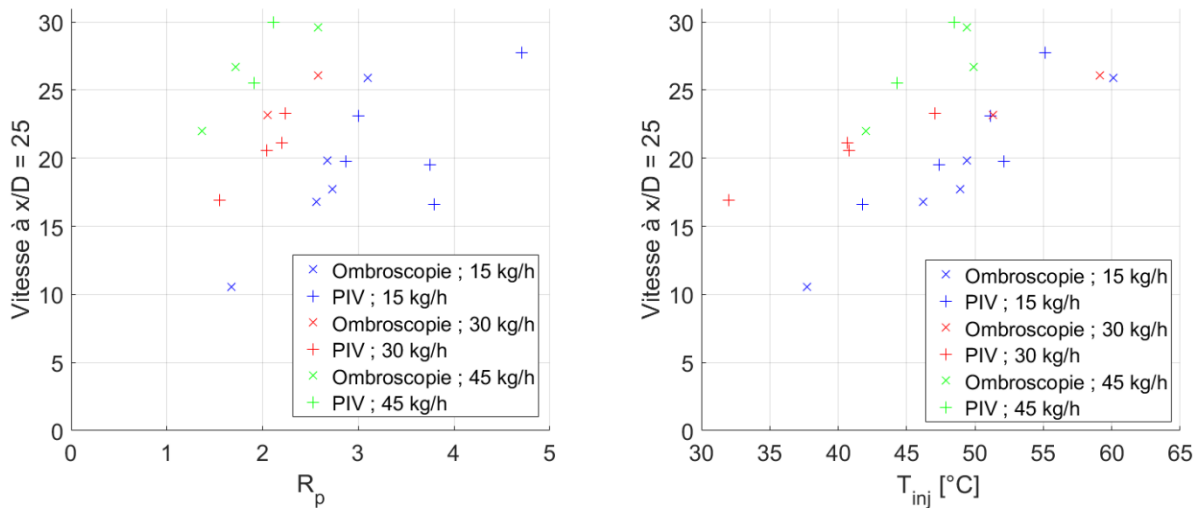


Figure 4-30 : Evolution de la vitesse à $x/D = 25$ en fonction de R_p (gauche) et de T_{inj} (droite) pour les différents débits.

On voit que globalement les essais aux 3 débits donnent lieu à des vitesses bien plus importantes que la vitesse débitante du liquide. C'est dû à la vaporisation et à une détente supersonique qui est une signature forte de ces essais.

Lorsque le débit augmente, à même R_p , on a une augmentation de la vitesse des gouttes. Cependant cette augmentation n'est pas linéaire avec le débit.

4.3 ESSAI A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE

L'analyse de l'influence de différents paramètres tels que le R_p , T_{inj} , et le débit d'injection liquide a été menée jusqu'à présent pour des conditions de pressions de chambre proches du vide primaire (De 3 à 7 kPa) qui correspondent aux conditions représentatives initiales d'un scénario de perte de vide par entrée d'eau dans ITER (ICE). Ces conditions de pressions correspondent à une plage du nombre de Knudsen comprise entre 0,13 et $2,5 \cdot 10^{-4}$ en considérant le diamètre des particules d'une part ou celui de la brèche comme dimension caractéristique.

Le scénario d'entrée d'eau à des pressions supérieures est cependant à considérer car il peut conduire à la mise en suspension de particules, car même si la dynamique de l'atomisation du jet liquide est attendue comme étant moins forte du fait des plus faibles surchauffes, la quantité de mouvement du jet de vapeur sera beaucoup plus importante en raison d'une masse volumique plus forte de la vapeur. L'impact du jet sur la mise en suspension de poussières peut donc être important. Les paramètres de ces essais sont présentés dans le Tableau 4-7.

Sur ce tableau, les essais 41 à 43 ont une surchauffe négative d'après notre méthode de calcul. Ceci est dû au fait qu'il y a une variation de température entre le réservoir et l'injecteur qui est due aux échanges avec l'extérieur et au changement de phase. Le R_p est donc sous-estimé et la nucléation a commencé avant la mesure de la température.

Tableau 4-7 : Paramètres des essais en ombroscopie à la pression atmosphérique en configuration 2.

Test n°	$T_{réservoir}$ (°C)	$T_{injecteur}$ (°C)	Pression (Bars)	R_p	ΔT (K)	Débit (kg/h)
41	120,3	95,8	0,99	0,84	-4,2	15,4
42	120,4	94,9	0,99	0,82	-5,1	27,6
43	120,6	96,1	1,00	0,85	-4,0	43,6
44	140,0	106,2	1,00	1,23	6,0	14,9
45	140,4	104,0	1,00	1,14	3,8	27,1
46	140,2	106,5	1,00	1,24	6,4	45,5

La Figure 4-31 présente des visualisations instantanées de chacun des essais à la pression atmosphérique. Ces sprays ont des angles d'ouverture moindres qu'en essais sous vide. Nous observons une augmentation de l'élargissement du spray ainsi qu'une augmentation de la densité de gouttes avec le débit. L'augmentation du R_p donne aussi une production de gouttelettes plus petites et génère la présence de structures où les gouttes sont sur-concentrées ou sous-concentrées, comme pour les essais sous vide. L'essai 46 est cependant trop bruité du fait du spray trop dense pour que l'on puisse obtenir des informations.

On observe que les bulles présentes dans l'injecteur deviennent plus petites avec l'augmentation du débit du fait de l'écart de pression dans l'injecteur entre les essais. En effet, le débit massique est contrôlé par la perte de charge de la vanne de régulation entre le réservoir et la chambre à vide et une augmentation du débit implique une perte de charge moindre, donc une pression dans l'injecteur plus élevée.

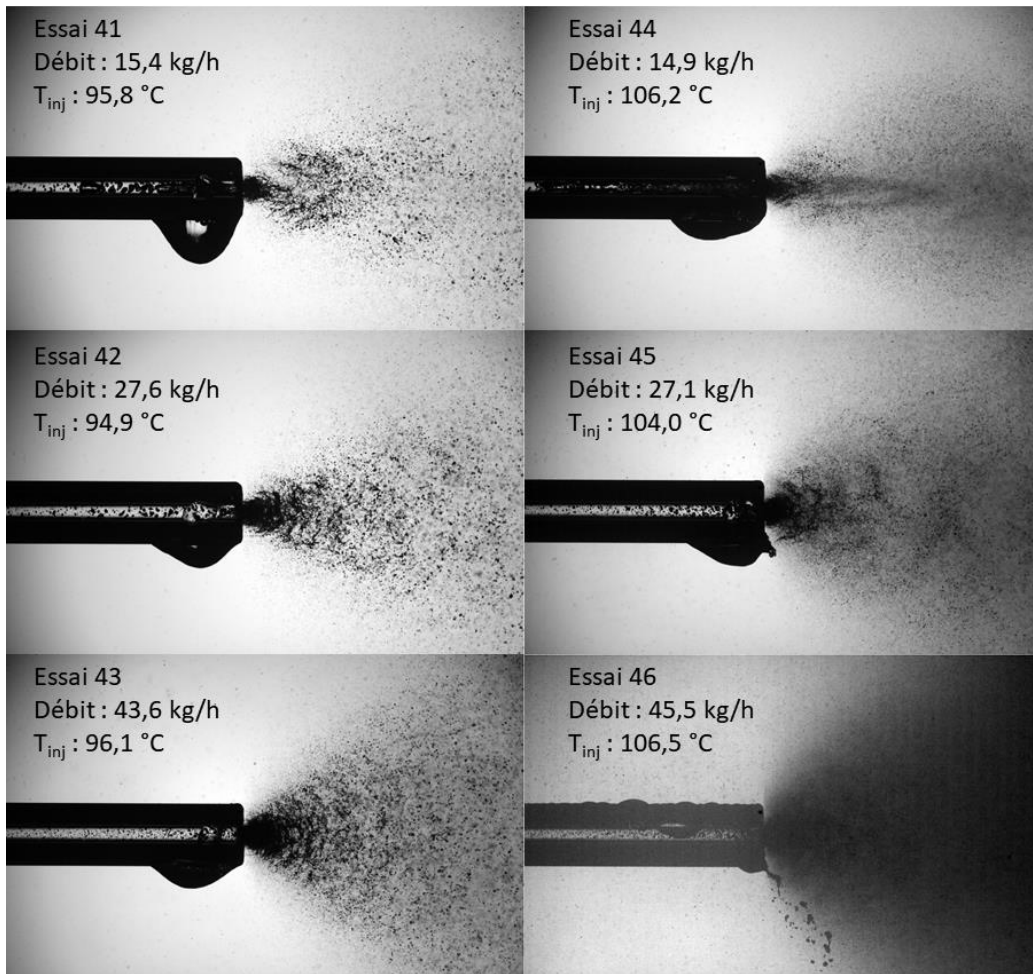


Figure 4-31 : Visualisations instantanées des essais 41 à 46 (de haut en bas puis de gauche à droite).

La Figure 4-32 montre les champs de vitesse moyenne pour les essais 41 à 43 qui ont pour seule différence le débit massique, qui augmente entre les essais. La Figure 4-33 et la Figure 4-34 montrent les profils longitudinaux de composante U et les profils transversaux de norme de vitesse à $x/D = 20$ pour les essais 41 à 45.

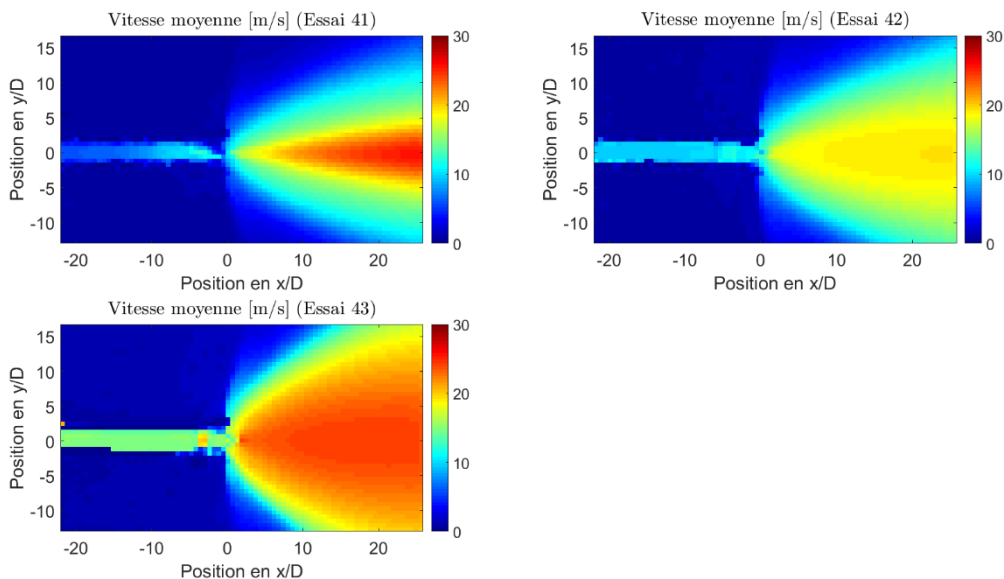


Figure 4-32 : Champs de norme de vitesse moyenne des essais 41, 42 et 43.

Sur l'ensemble des essais, la vitesse obtenue en sortie est bien plus importante que la vitesse débitante du liquide mesurée dans l'injecteur. Nous avons donc pour ces essais aussi une forte accélération en sortie de l'injecteur. Cette accélération peut être due à l'expansion de la vapeur produite et à une accélération supersonique. Malgré cela, les essais 41 et 44, à 15 kg/h, sont très différents des essais 42, 43 et 45 qui sont à des débits plus importants. En effet, l'accélération des gouttelettes devant l'injecteur est continue et se poursuit sur la distance de 25D pour les essais à 15 kg/h alors qu'elle s'arrête rapidement pour les autres essais. De plus, les vitesses mesurées pour les essais à 15 kg/h sont plus élevées que pour les autres essais de débit massique plus élevé. Une piste d'explication pourrait être à rechercher dans des taux de vaporisation distribués différemment dans l'espace selon le débit.

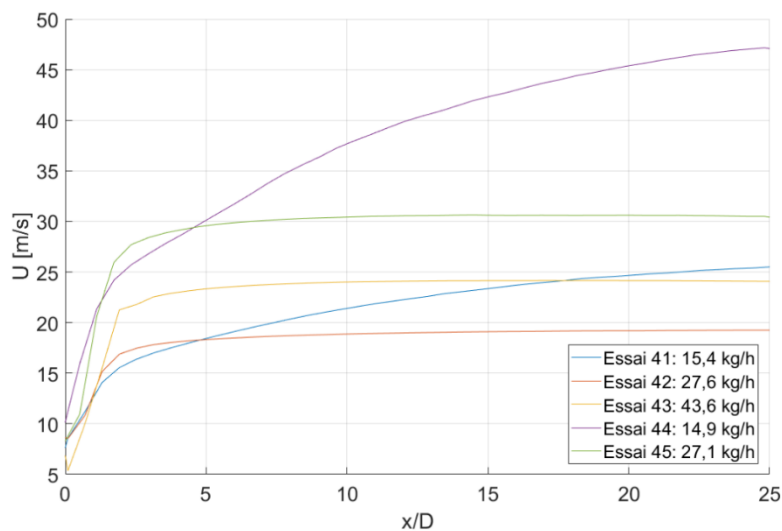


Figure 4-33 : Profils longitudinaux de la composante U des essais 41 à 45.

La différence entre les essais à 15 kg/h et les autres essais est en outre bien visible sur les profils transversaux de vitesse. Les essais à haut débit présentent des profils de vitesse plus larges et de variation plus monotone que les essais à 15kg/h. Nous avons donc bien un changement entre ces essais qui provoque une évolution de la morphologie des vitesses du spray produit.

Un scénario pourrait contribuer à ce comportement. Lorsque le débit augmente, les bulles produites dans le tube semblent plus petites et plus nombreuses que lorsque le débit est moindre. Ces bulles pourraient bien contribuer à produire de plus fines gouttelettes et un spray plus évasé (qu'à plus faible débit). On voit bien en effet sur la Figure 4-31 que le spray de l'essai 45 est plus évasé que celui de l'essai 44 et que les gouttes semblent plus petites sur le premier de ces essais. La vaporisation de ces gouttelettes donnant lieu au flux de vapeur qui les entraîne est alors distribuée dans un espace plus large et les effets d'accélération sont moindres. Ces différentes conditions de distribution spatiale des gouttes et de contraste de tailles générées dès la sortie de l'injecteur peuvent alors expliquer que les vitesses des gouttes entraînées par la vapeur soient moindres, sur l'axe en particulier, à débit plus important.

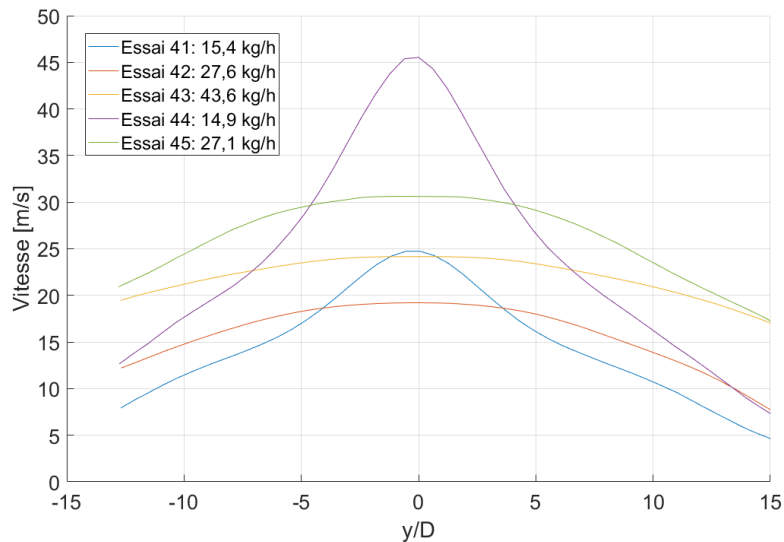


Figure 4-34 : Profils transversaux de la norme de vitesse à $x/D = 20$ des essais 41 à 45.

La Figure 4-35 montre la vitesse le long de l'axe à la position $x/D = 25$ pour les essais 1 à 45. La vitesse obtenue pour les essais à 15 kg/h est plus élevée que pour les essais à 30 et 45 kg/h. Le nombre d'essais effectués ne permet pas d'observer de tendance en pression atmosphérique, mais on peut tout de même remarquer que l'ordre de grandeur des vitesses mesurées est le même que pour les essais sous vide, malgré une morphologie du spray différente. De plus, la vitesse du son minimum dans un milieu diphasique à la pression atmosphérique est de 20 m/s (Figure 3-14), ce qui est aussi de l'ordre de grandeur du minimum de la vitesse mesurée. Ces essais sont donc certainement encore fortement sensibles à des effets supersoniques.

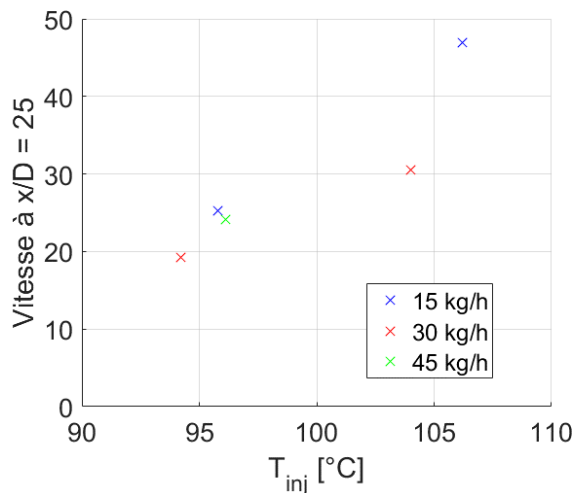


Figure 4-35 : Vitesse le long de l'axe à $x/D = 25$ pour les essais 41 à 45.

Pour de fortes surchauffes sous vide, les angles de spray atteignant un angle asymptotique indépendant de la surchauffe, les vitesses évoluent de manière plus monotone en fonction de R_p à débit fixé ou en fonction du débit à R_p fixé (Figure 4-30). Ici, à la pression atmosphérique, pour les surchauffes explorées, les tailles et la densité de bulles présentes dans le tube d'injection restent sensibles à la surchauffe, l'angle du spray (non mesuré quantitativement à ce stade du travail) étant encore également sensible au débit (Figure 4-31) et augmentant avec le débit de façon non intuitive, le champ des vitesses continue à évoluer de manière monotone avec la surchauffe à débit fixé, mais la mesure à 43,6 kg/h et 96,1°C (essai 43) représentée par le point en vert sur la Figure 4-35 montre bien que l'évolution en fonction du débit à surchauffe fixée n'est pas évidente.

5 CONCLUSIONS

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

A l'issue de ce travail de recherche, on peut essayer de faire une synthèse sur les moyens d'étude pérennes qui ont été développés, de synthétiser les principaux résultats obtenus dans cette investigation expérimentale, et de dégager quelques perspectives pour des études ultérieures.

Le problème de l'atomisation flash dans le vide et de son impact sur la mise en suspension de poussières qui a été abordé dans cette thèse est multiphysique et particulièrement complexe. L'atomisation flash relève en effet du domaine des écoulements diphasiques en présence de phases métastables du point de vue de la thermodynamique et de changements de phase extrêmement rapides. De plus, l'atomisation en fines gouttelettes et la vaporisation intense qui ont lieu près de l'injecteur peuvent donner lieu à des effets de compressibilité forts pouvant se traduire par l'apparition d'écoulements diphasiques supersoniques, de chocs et tout cela toujours à la limite des milieux raréfiés. D'autre part, la mise en suspension de poussières relève de la physique des aérosols pour lesquels des forces d'adhésion doivent être prises en compte et des forces aérodynamiques de traînée et de portance doivent être modélisées là encore souvent dans des conditions mal connues de milieux raréfiés. La prise en main de la littérature associée au problème a donc nécessité un gros investissement. Mais la littérature n'ayant pas encore atteint un niveau de généralité appréciable ni abouti à une classification claire des mécanismes en jeu, il n'a pas toujours été facile d'en tirer des informations génériques et robustes pour guider notre discussion des résultats. Une composante importante de ce travail a été le développement complet des moyens d'investigation expérimentale qui étaient inexistantes au laboratoire. La première année de cette thèse a ainsi été consacrée au dimensionnement, à la construction et à la mise au point de l'installation FAAMUS dont l'objectif est de reproduire des conditions de perte de vide par entrée d'eau représentatives de celles pouvant survenir dans l'installation ITER. Une des difficultés du dimensionnement de cette installation a résidé dans le fait que les conditions de fonctionnement et le design des composants de l'installation de recherche qu'est ITER, notamment ceux relatifs à son circuit de refroidissement, ne sont pas figés, sujets à des évolutions et parfois difficiles d'accès, ce qui a nécessité de faire certaines hypothèses et certains choix.

L'installation FAAMUS est un moyen de mesure en chambre à vide, ce qui est assez rare, et qui permet des accès pour la mesure par moyens optiques dédiés à la caractérisation des écoulements multiphasiques en milieux raréfiés et complexes.

Des moyens de mesure optiques par méthode ombroscopique et par PIV haute cadence ont été mis en œuvre près de l'injecteur ($x/D < 25$ ou 45) dans des conditions de mesure délicates (en terme d'accès optique, de densité variable de gouttelettes de tailles indéterminées, en présence de reflets des parois ou de condensation sur l'injecteur ...). L'objectif a été de réaliser une description robuste de la topologie globale du spray et de réaliser une mesure de vitesse de la population de gouttes. L'obtention d'informations quantitatives à partir des nombreuses images obtenues, a nécessité le développement de traitements d'image systématiques, parfois réalisés au cas par cas en raison de ces conditions difficiles d'imagerie. Si ce travail délicat a pu être mené, et a abouti à des mesures de vitesse en particulier, il est clair que des informations manquent - notamment sur la taille des gouttes - pour interpréter sans ambiguïté ces mesures de vitesse des gouttes. Nous sommes conscients que le sens de cette mesure est complexe, puisqu'en ombroscopie elle intègre l'ensemble du spray éclairé par le backlight, ou parce qu'entre la mesure en ombroscopie et par PIV, l'éclairage favorise la contribution à la mesure de vitesse de populations différentes de tailles de gouttes. L'évaporation faisant évoluer les densités de probabilité de tailles dans l'écoulement - à un taux de changement inconnu - le sens même de la mesure de vitesse peut varier, à cause de cela, d'un point à un autre. Le déficit flagrant de description expérimentale de jets flashés sous vide demande néanmoins d'approcher une mesure de vitesse de gouttes par de tels moyens ombroscopique et PIV. Un effort particulier a été fait pour caractériser néanmoins les taux de validation des calculs par algorithmes PIV et pour cumuler un nombre d'évènements assurant une convergence statistique. Du point de vue de la caractérisation de la morphologie des sprays, nous avons cherché à donner plus d'information que le seul angle d'ouverture du spray qui est souvent défini arbitrairement dans la littérature. Nous avons pu donner des champs moyens de niveaux de gris ainsi que quelques iso-contours, et nous avons montré qu'un lissage simple des distributions transversales par une fonction cloche choisie a priori comme Gaussienne permet de définir une

largeur de zone concentrée du spray - et donc un angle d'ouverture - et d'observer l'atténuation longitudinale des niveaux de gris sur l'axe du spray en particulier. Une des spécificités de ce travail a consisté à développer un algorithme de détection des différents régimes d'écoulements diphasiques (à bulles, à poches ou annulaire) qui peuvent être présents à l'intérieur du tube d'injection lorsque celui-ci est transparent. Cet outil a permis une analyse des propriétés statistiques du spray conditionnées à la présence de l'un ou l'autre de ces régimes diphasiques dans le tube.

De nombreuses conditions d'essais ont été réalisées et présentées dans ce manuscrit (environ une cinquantaine sur une centaine réalisée en tout) ce qui a nécessité des temps d'expérimentation, de traitement et d'analyse assez conséquents. La grande quantité de conditions expérimentales investiguées s'explique par deux raisons principales. Premièrement, le caractère assez exploratoire de cette étude a conduit à devoir s'intéresser à une variation assez large de la gamme des paramètres physiques. Secondement, comme évoqué plus haut, les conditions du scénario d'un ICE sur ITER n'étaient pas totalement figées au lancement de ces travaux de thèse ce qui a nécessité d'étudier la sensibilité de certains paramètres, tels que la surchauffe, le débit d'eau à la brèche ou la pression de chambre.

L'étude des essais en conditions ITER-like ou de référence a fait l'objet du chapitre 3. On a observé des atomisations flash pour des écoulements qui sont déjà diphasiques à l'intérieur d'un tube en verre. On a montré que pour ces essais d'atomisation extrêmement forte ($Rp > 4$) l'ouverture du jet est très grande, l'angle d'ouverture à un diamètre de la buse dépassant 150° . La largeur du spray, définie à partir des profils transversaux de niveaux de gris moyens, ne semble pas sensible à la configuration d'écoulement diphasique à l'intérieur du tube d'injection alors que la morphologie instantanée varie avec ces régimes. Cela indique donc que la mesure d'un angle à partir de niveaux de gris (NG) moyens obtenus par ombroscopie ne donne qu'une information très globale sur l'ouverture et la dilution du spray. Les décroissances de NG sur l'axe sont, elles, par contre, plus sensibles à la configuration d'écoulement dans le tube. Il semble même que, pour des conditions proches de surchauffe, les décroissances de NG sur l'axe conditionnées à tel ou tel régime d'écoulement dans le tube soient reproductibles d'un essai à l'autre (cf Figure 3-10 et Figure 6-4 en annexe). Sur les intervalles de temps de mesure que nous avons pu réaliser, nous avons observé une variabilité importante des taux de présence de ces différents régimes dans le tube d'injection. Dans nos conditions expérimentales, nous n'avons pas pu mettre en évidence d'évolution particulière du taux de présence de ces régimes avec la surchauffe. Nous avons simplement constaté que le régime d'écoulement à bulles dans l'injecteur est celui qui est principalement présent. Afin d'étudier l'influence de la surchauffe sur la présence des régimes diphasiques dans le tube, il faudrait analyser des données sur des temps plus longs et peut-être mieux contrôler la régulation thermique de l'injection de liquide. Cela serait intéressant car l'impact des régimes d'écoulement diphasique dans l'injecteur est assez marqué en ce qui concerne le champ des vitesses des gouttes. Un premier résultat important concernant le champ des vitesses de gouttes au voisinage de l'injecteur dans les conditions ITER-like, consiste en l'accélération des gouttes lorsqu'elles s'éloignent de l'injecteur. Elles atteignent alors des vitesses qui n'ont aucun rapport avec la vitesse débitante en liquide pur ou en vapeur pure. Cela met en évidence un scénario possible de jet de vapeur sous-détendue entraînant les gouttes dans une détente supersonique diphasique. Celle-ci s'achève lorsque les vitesses atteignent une valeur palier à $x/D = 25$ environ. Les mesures par PIV reportées au chapitre 4 (ou par ombroscopie avec un injecteur en inox affleurant à une paroi) semblent indiquer, tout au moins de manière qualitative, que la vitesse décroît (ou stagne) sur l'axe au-delà de $X/D = 30$ ou 40 . Cela semble pouvoir être expliqué par la présence de chocs qui ont déjà été mis en évidence dans d'autres expériences d'atomisation flash [Lamanna *et al.* 2014]. Mais la discussion ne peut pas être approfondie sans une investigation plus poussée. La vitesse du son variant non seulement avec la température et la pression mais aussi fortement avec la fraction volumique de gouttes dans un écoulement diphasique, il se pourrait simplement que la célérité des ondes sonores augmente quand on s'éloigne de la buse (par dilution du spray) et que l'écoulement de spray redevienne ainsi subsonique par simple dilution du spray. Concernant la sensibilité des champs de vitesse aux régimes d'écoulement dans le tube, il est clair que lorsque l'écoulement dans le tube est chargé en vapeur (régimes intermittent ou annulaire) l'accélération du spray dans le voisinage de la buse est plus marquée que lorsque ce régime est de type régime à bulles. Les régimes intermittents et annulaires donnent lieu en effet à des profils de vitesse plus resserrés dans la

direction transversale. Des essais ont enfin été réalisés avec un tube en inox affleurant à une paroi. Les images n'ont pas permis d'examiner de manière robuste le champ des niveaux de gris, mais des mesures de vitesse de gouttes ont pu être menées. Elles montrent, qu'en dépit du changement de matériau et du rôle pressenti de la paroi sur la recirculation entourant le spray, les effets apparaissent comme peu importants sur le champ des vitesses des gouttes.

Au chapitre 4 nous avons présenté des résultats plus globaux pour caractériser essentiellement la variation des angles des sprays et des vitesses atteintes par les gouttes à $x/D = 25$ en fonction de la surchauffe, puis en variant le débit massique injecté, avant d'examiner les propriétés des essais d'atomisation effectués à la pression atmosphérique. Pour les essais dans le vide, on observe un changement de comportement entre les essais effectués avec un paramètre $R_p < 2$ et ceux pour lesquels $R_p > 2$. La raison de ce changement de comportement n'est pas claire, ni la valeur de la surchauffe qui sépare ces deux régimes. Concernant les moyennes inconditionnelles, les essais à bas R_p semblent contrôlés par T_{inj} et les essais à fort R_p - cad supérieur à 2 ou de température à l'injecteur supérieure à 50°C - semblent contrôlés par R_p . A faible T_{inj} l'angle de spray augmente quand cette température augmente, mais au-delà de 50°C cet angle atteint une valeur asymptotique qui est très importante - de l'ordre de 150° - indépendante de T_{inj} . Si les vitesses des gouttes du spray sont toujours supérieures à la vitesse débitante du liquide et augmentent avec T_{inj} , on observe là encore un comportement différent avant et après $T_{inj} = 50^\circ\text{C}$. Pour de faibles surchauffes, les gouttes accélèrent en sortie d'injecteur mais les vitesses des gouttes restent proches de la vitesse débitante du liquide à l'injection. Sur la zone d'observation ($x/D < 25$), la vitesse est au plus multipliée par un facteur de 1,6 pour $T_{inj} = 41^\circ\text{C}$. Par contre, pour des surchauffes plus importantes (allant jusqu'à $R_p = 18$), une forte vaporisation au droit de l'injecteur doit expliquer la très forte accélération des gouttes entraînées par un écoulement de détente supersonique que ce soit dans l'une ou l'autre des configurations d'injection explorées (avec ou sans paroi, avec tube en verre ou en inox). Ces vitesses augmentent avec R_p suivant une loi affine ($4 * (R_p - 1) + 5,3$). Nous n'avons pas pu trouver de lois d'échelle pour prédire ces sur-vitesses. L'effet de la configuration d'écoulement diphasique dans l'injecteur sur le comportement du spray à faible R_p (ou faible T_{inj}) est là encore très faible en ce qui concerne l'angle de spray pour toute la gamme des surchauffes et il est plus marqué sur la vitesse du spray. On pourra retenir que les essais à surchauffe équivalente mais pour des débits massiques différents, montrent des vitesses de gouttes qui augmentent non linéairement avec le débit. Enfin, le scénario d'entrée d'eau à plus forte pression de chambre a été investigué montrant une fragmentation thermique du jet liquide efficace qui produit un écoulement diphasique dont l'expansion radiale est plus faible qu'à basse pression mais caractérisé par une accélération des gouttes comparable à celle obtenue à basse pression.

Il est clair que la complexité du problème requiert des investigations expérimentales plus poussées, notamment vis-à-vis de l'étude de l'interaction du jet diphasique avec le dépôt de particules pariétal qui, bien qu'ayant fait l'objet de plusieurs essais préliminaires au cours de ce travail de thèse, n'a pas été abordé dans ce manuscrit faute de temps pour répéter, consolider les résultats des essais dont la complexité est encore augmentée du fait de la présence d'une troisième phase dispersée solide. Cependant ces essais préliminaires en présence de particules ont montré que le jet liquide flashé conduisait à la mise en suspension à basse pression des particules disposées sur une plaque horizontale. L'approche a été menée par une caractérisation ombroscopique et PIV du flux de particules mobilisées ainsi qu'en mesurant la masse de particules mise en suspension et collectée sur un filtre intégré dans un circuit d'aspiration à haut débit. Cette approche devra être prolongée pour être en mesure de déterminer des coefficients de mise en suspension pour des particules représentatives de celles produites dans ITER.

Par rapport à la caractérisation du jet diphasique, des campagnes de mesure de température, de tailles de gouttes, voire de fraction volumique de gouttes, et surtout de vitesse du flux de vapeur généré seraient nécessaires pour être en mesure de quantifier la quantité de mouvement du jet diphasique induit lors d'un ICE de laquelle dépendra la distribution de la vitesse de frottement moteur principal de la mise en suspension aérodynamique des particules.

L'identification et la caractérisation des ondes de choc en milieu raréfié et diphasique est également une perspective intéressante qui a été initiée dans ce travail de thèse via des échanges

avec le laboratoire ICARE du CNRS Orléans. Les essais menés à ICARE dans le cadre d'un stage n'ont pas permis de mettre en évidence l'influence du taux de vide de l'écoulement sur la vitesse de propagation d'une onde de choc. Cependant cette problématique reste importante vis-à-vis de la mise en suspension des particules en raison de la contribution potentielle d'une onde de choc sur sa dynamique.

L'installation pourra être utilisée à l'avenir, en améliorant peut-être le contrôle des conditions thermiques entre le réservoir d'eau et l'injecteur, en implantant peut-être d'autres sondes de température et de pression pour mieux suivre l'évolution thermodynamique du fluide avant son entrée dans la cuve sous vide. En effet la méthode utilisée pour fixer le débit par le réglage d'une vanne ne permet pas de suivre précisément l'évolution de la pression le long de la ligne fluide.

6 ANNEXES

Cette page est volontairement laissée blanche pour une impression recto-verso

6.1 TABLEAU REGROUPANT LES RESULTATS SUR LES POUSSIÈRES EN TOKAMAK [RONDEAU, 2015]

Tableau 6-1 : Mesures de taille de poussières en Tokamak.

Particules / Référence (s)	Tokamak	Technique de collecte	Technique de mesure	Diamètre équivalent	Granulométrie en nombre			Morphologie		
					Diamètre médian	Diamètre géométrique moyen			Ecart-type géométrique	
CFC / Sharpe et al. (2002) et Sharpe et al. (2003)	ASDEX Upgrade	Brossage et aspiration	SEM	Surface projetée	3,33 µm	2,8 µm		2,4	Sphérique, floconneuse, fibre, agglomérat	
W / Endstrasser et al. (2011)	ASDEX Upgrade	Sédimentation sur des Wafers	SEM	Surface projetée	N.A.	Particules floconneuses 0,5 µm	Particules sphériques 2,03 µm	Particules floconneuses 1,45	2,7	Sphérique, floconneuse, agglomérat
CFC / Sharpe et al. (2001)	Toire-Supra	Brossage et aspiration	SEM	Surface projetée	N.A.	0,98 - 4,03 µm		1,93 - 4,03		Sphérique, floconneuse, fendu, fibre, agglomérat
CFC / Gensdarmes et al. (2013)	Toire-Supra	Aspiration (Duster Box)	Aerosizer	Stokes	Mode fin 0,43 µm	Mode principal 10,30 µm	N.A.		Mode principal 1,55	Sphérique, floconneuse, fendu, fibre, agglomérat
W / Rondeau et al. (2015a)	ASDEX Upgrade	Aspiration (Duster Box)	Microscope optique	Surface projetée	Particules floconneuses 0,8 µm	Particules sphériques 2 µm	Particules floconneuses 0,75 µm	Particules floconneuses 1,47	1,22	Sphérique, floconneuse, fibre

6.2 CORRELATIONS DU DIAMETRE DE GOUTTE EN ATOMISATION MECANIQUE

Le diamètre de Sauter (SMD) est le rapport entre le volume d'une goutte et son aire. Il est utilisé dans les calculs de transferts de masse. Toutes les corrélations citées viennent du livre de Lefebvre (1988). Cependant peu d'entre elles disposent d'un intervalle de validité.

Pour une turbulence du jet dans l'intervalle : $1000 < Re_{jet} < 12\ 000$, Panasenkov (1951) propose un calcul de diamètre moyen géométrique (MMD) :

$$MMD = 6 D_0 Re_{jet}^{-0.15} .$$

Harmon (1955) propose :

$$SMD = \frac{3330 D_0^{0.3} \mu_l^{0.07}}{\rho_l^{0.648} \sigma^{0.15} u_l^{0.15} \mu_g^{0.78} \rho_g^{0.052}} .$$

D'après des études théoriques et expérimentales, Miesse (1955) déduit une équation donnant le $D_{0.999}$, c'est-à-dire le diamètre tel que 99,9% des gouttes sont plus petites que des goutte ayant ce diamètre :

$$D_{0.999} = D_0 \cdot We_{jet,l}^{-0.333} (23.5 + 0.000395 Re_{jet}) .$$

Tanasawa & Toyoda (1954) proposent :

$$SMD = 47 \cdot \frac{D_0}{u_l} \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_g} \right)^{0.25} \cdot \left[1 + 331 \cdot \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D_0}} \right] .$$

Plus récemment, Witlox & Bowen (2002) proposent d'écrire les corrélations sous cette forme :

$$\frac{SMD}{D_0} = f \left(We_{jet,l}, Re_{jet}, \frac{L_0}{D_0} \right) .$$

Ils proposent plus précisément la corrélation :

$$\frac{SMD}{D_0} = 82.23 C_D^{0.64} We_{jet,l}^{-0.07} Re_{jet}^{-0.5} .$$

Un article d'Eltkobt (1982) indique que la distribution granulométrique des gouttes est représentée par une distribution de Rosin-Rammler :

$$1 - Q(D_{drop}) = e^{-0.422 \left(\frac{D_{drop}}{SMD} \right)^{5.32}} ,$$

$Q(D_{drop})$ représente la fraction volumique des gouttes de diamètre inférieur à D_{drop} .

6.3 CROISSANCE D'UNE BULLE DANS UN LIQUIDE

La détente d'un jet liquide et sa fragmentation par la croissance de bulles en son sein est un phénomène complexe. Nous allons donc commencer par étudier les phénomènes qui provoquent la croissance d'une bulle isolée dans un liquide surchauffé pour des conditions stationnaires.

Rayleigh (1917) propose une équation différentielle régissant l'évolution temporelle du rayon d'une bulle $R(t)$ en croissance dans un liquide :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{\Delta P}{\rho_l}, \quad (57)$$

Avec R le rayon de la bulle, ΔP l'écart de pression entre la bulle et le liquide et ρ_l la masse volumique du liquide

Cette relation est modifiée par Forster et Zuber (1955) pour prendre en compte la tension de surface de la bulle σ et pour l'utiliser dans un liquide surchauffé :

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{1}{\rho_l} \left(\Delta P_{sh} - \frac{2\sigma}{R} \right). \quad (58)$$

Dans cette relation, on considère que l'écart de pression est lié à l'écart de température entre le cœur du liquide et l'interface de la bulle par la relation de Clausius-Clapeyron :

$$\Delta P_{sh} = \frac{h_{lg}}{T_{liq} \left(\frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right)} \cdot \Delta T, \quad (59)$$

où ΔT est la surchauffe, h_{lg} la chaleur latente, ρ_g et ρ_l les masses volumiques de la vapeur et du liquide.

Les études expérimentales sur le sujet [Plesset *et al.* 1954, Suzuki *et al.* 1978] montrent qu'une bulle grossissant dans un liquide surchauffé passe par deux étapes lors de sa croissance (Figure 6-1) :

La première étape est une croissance lente contrôlée par les forces hydrodynamiques, qui n'a lieu que si la bulle a un rayon initial assez faible pour que l'effet de la tension de surface soit assez important.

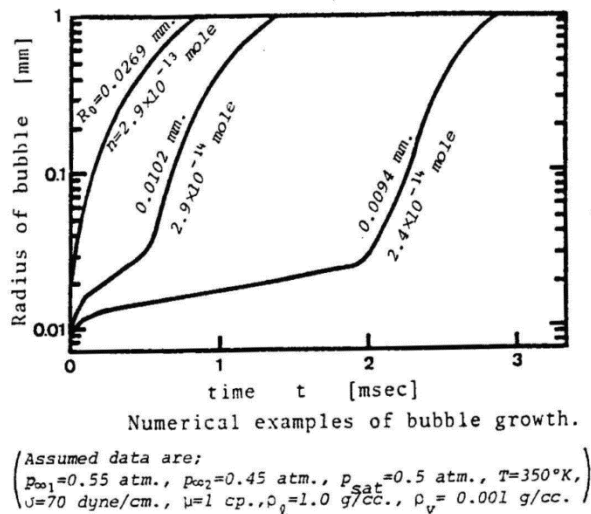


Figure 6-1 : Evolution de rayon d'une bulle dans un liquide surchauffé pour différentes tailles initiales [Suzuki *et al.* 1978].

La deuxième étape est contrôlée par la conduction thermique à l'interface de la bulle. Elle grossit alors suivant la relation :

$$R = C\sqrt{t} . \tag{60}$$

Selon Brown et York (1962), le coefficient de grossissement C de la bulle peut s'exprimer suivant la relation :

$$C = K \cdot \frac{c_{p,l}\Delta T}{h_{lg}} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_g} \sqrt{\frac{\pi k_l}{\rho_l c_{p,l}}} = K \cdot Ja^* \sqrt{\alpha_l} , \tag{61}$$

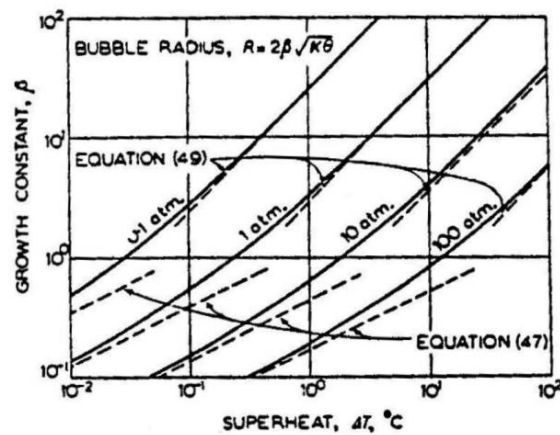
avec K une constante ayant la valeur de $\sqrt{\pi}$ ou de $2\sqrt{3/\pi}$ selon les études.

Scriven *et al.* (1959) proposent une autre solution dans le cas de pressions faibles et d'une surchauffe importante :

$$C = \frac{2Ja^*}{1 + \frac{(c_{p,l} - c_{p,g})\Delta T}{h_{lg}}} \sqrt{\frac{3\alpha_l}{\pi}} , \tag{62}$$

avec α_l la diffusivité thermique du liquide.

Cette équation prévoit une allure asymptotique du coefficient de grossissement pour les grandes surchauffes ($\Delta T > 10K$). Les résultats de cette équation sont présentés sur la Figure 6-2. La relation (62) est identifiée par l'équation (49) de Scriven *et al.* (1959).



Bubble growth in water

Figure 6-2 : Constante de grossissement d'une bulle selon la surchauffe et la pression [Scriven *et al.*, 1959].

Les traits continus représentent les résultats numériques et on remarque que la relation (62), dont les résultats sont représentés en traits pointillés, donne une bonne asymptote pour les surchauffes les plus élevées.

En considérant cette croissance de bulles pour une injection d'eau surchauffée, on peut la relier à un délai de fragmentation, étudié par Lienhard *et al.* (1970). Il peut être décomposé en deux phases, un temps de repos (dt_1) durant lequel la bulle ne grossit pas ou peu et un temps de grossissement (dt_2) où la bulle va grandir jusqu'à la rupture du jet, ce qui correspond à ce qui est observé sur la Figure 6-1.

Ces auteurs considèrent que le jet est atomisé quand la bulle atteint le diamètre du jet et donne une approximation du temps de grossissement :

$$dt_2 = \frac{D_0^2}{\pi\alpha} \left(\frac{h_{lg}}{c_{p,l}\Delta T} \right)^2 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^2 \tag{63}$$

Cette expression rappelle l'équation (20) qui exprime la croissance d'une bulle en fonction du temps.

Pour le cas de l'eau, Lienhard *et al.* (1970) ont précisé que le temps de grossissement (dt_2) était très faible par rapport au temps de repos (dt_1) et qu'il pouvait donc être négligé. Par exemple, pour un jet d'eau d'un diamètre de 1 mm, surchauffé à 120°C et injecté à la pression atmosphérique, le temps de grossissement est de 4 µs alors que le temps de repos est de l'ordre de la milliseconde.

La corrélation utilisée pour le temps de repos dt_1 est plus complexe. Ce temps dépend de la probabilité d'avoir la production d'une bulle qui survit aux fluctuations de pression au sein du jet. On peut déterminer que le temps de repos moyen (équation 64), qui est inversement proportionnel à la section du jet et à la différence de pression entre la pression de saturation de la vapeur et l'ambiance.

$$\overline{dt_1} \sim \frac{1}{A(p_v - p_{amb})^{1/2}} \tag{64}$$

Lienhard *et al.* (1970) prédisent ensuite la fonction de distribution de dt_1 et réalisent différentes expérimentations avec de l'eau et de l'azote liquide pour vérifier la relation suivante en introduisant f la densité de probabilité de dt_1 :

$$\overline{dt_1} f(dt_1) = \frac{27}{2} \left(\frac{dt_1}{\overline{dt_1}} \right)^2 \exp \left(\frac{-3dt_1}{\overline{dt_1}} \right) \tag{65}$$

Pour vérifier cette distribution, les auteurs ont effectué plusieurs séries d'expériences avec des diamètres d'injecteur et des surchauffes différentes, et ils ont aussi utilisé les résultats d'études de la littérature (Figure 6-3). Ils trouvent un bon accord entre les distributions expérimentale et théorique du temps de repos, bien qu'il y ait une forte dispersion des points due à la faiblesse de la statistique en raison des contraintes technologiques de l'époque qui limitent la quantité de données enregistrables.

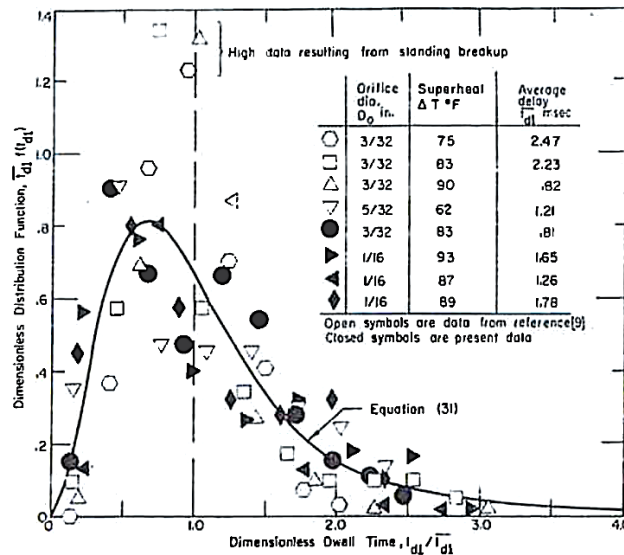


Figure 6-3 : Comparaison des distributions expérimentale et théorique du temps de repos [Lienhard *et al.* 1970].

Avec ces données, ils proposent une méthode pour calculer le dt_1 moyen (69) introduisant un temps (Φ) et une surchauffe (Ψ) adimensionnés (67 & 68).

$$\Phi\Psi = const = 2,12 \cdot 10^{13} \tag{66}$$

avec :

$$\Phi \equiv \frac{\Delta p^{5/2} D_0}{\sigma^2 \sqrt{\rho_l}} \overline{dt_1} \quad \text{et} \quad \Psi \equiv D_0 \frac{\Delta p}{\sigma}, \quad (67 \ \& \ 68)$$

avec D_0 le diamètre du jet.

On obtient d'après cette relation et les résultats de Lienhard :

$$\overline{dt_1} = \frac{\sqrt{\rho_l} \sigma^3}{\Delta p^{7/2} D_0^2} * 2,12 \cdot 10^{13} . \quad (69)$$

On peut identifier dans cette relation l'influence de l'énergie nécessaire à la formation d'une bulle (ρ_l et σ), l'énergie disponible par la surchauffe (Δp) et la probabilité d'avoir une instabilité déclenchée par un site de nucléation.

Miyatake *et al.* (1981) ont eux aussi étudié le temps de repos et proposé une relation pour le calculer qui dépend seulement de la surchauffe, de la vitesse du liquide et du diamètre de l'injecteur.

$$dt_{frag} = \frac{D_0 \cdot 21,9}{U_l (\Delta T)^{1/3}} \quad (70)$$

Cependant, leurs corrélations ont été obtenues à la pression atmosphérique, ce qui fait que les forces aérodynamiques entrent en jeu pour la fragmentation mécanique du jet, ce qui n'est pas le cas dans le vide. On peut aussi remarquer que la variation du diamètre du jet a un effet différent pour les deux corrélations, elle réduit le délai pour la première alors qu'elle l'augmente pour l'autre.

6.4 EVOLUTION DES PARAMETRES MORPHOLOGIQUES ET DE VITESSE POUR LES DIFFERENTS REGIMES POUR L'ESSAI 2

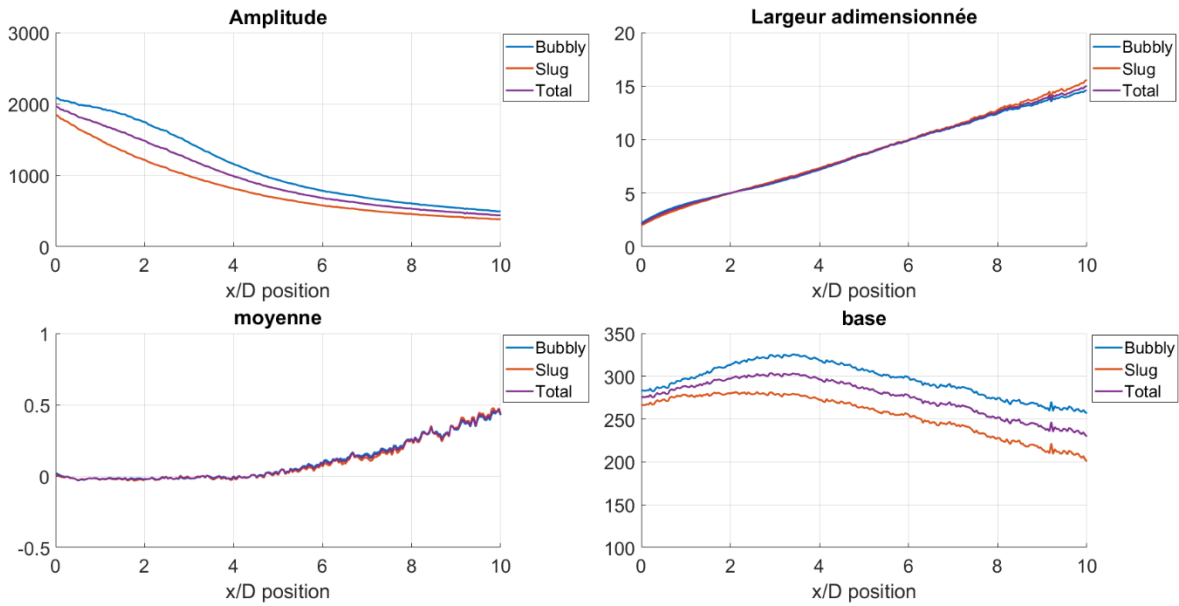


Figure 6-4 : Evolution longitudinales des paramètres caractérisant la morphologie du spray associés aux différents régimes d'écoulements diphasiques au sein de l'injecteur pour l'essai 2.

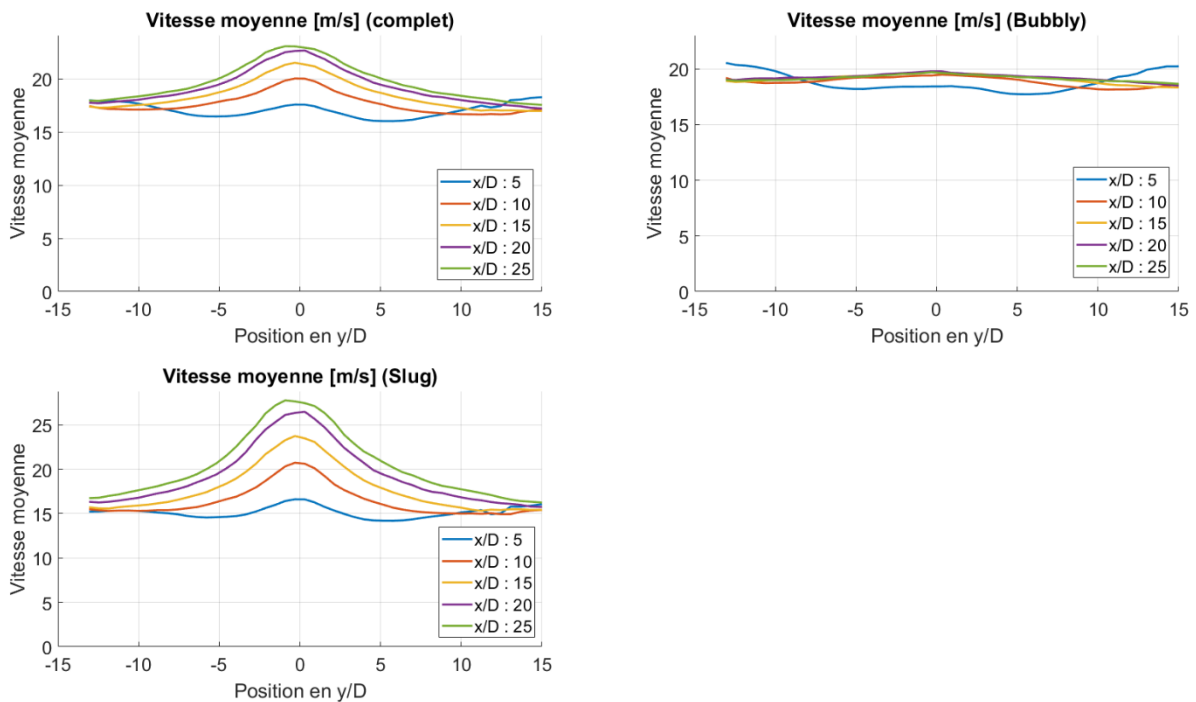


Figure 6-5: Profils transverses de la norme de la vitesse moyenne pour les différents régimes d'écoulements pour l'essai 2.

6.5 FIGURES COMPLEMENTAIRES DES ESSAIS EN CONFIGURATION 2

Cartographie de validation des vecteurs (Complet)

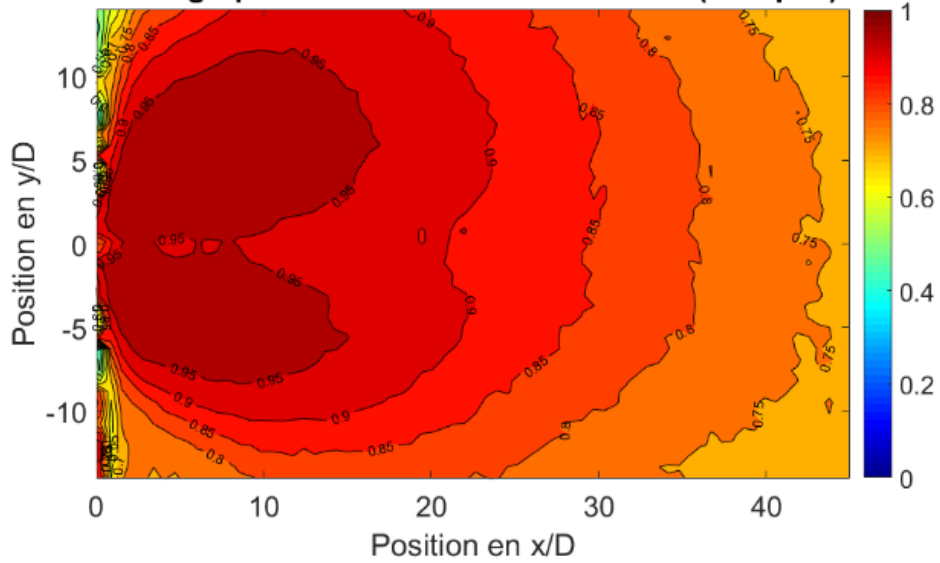


Figure 6-6 : Champ du taux de validation des vecteurs vitesse pour l'essai 5.

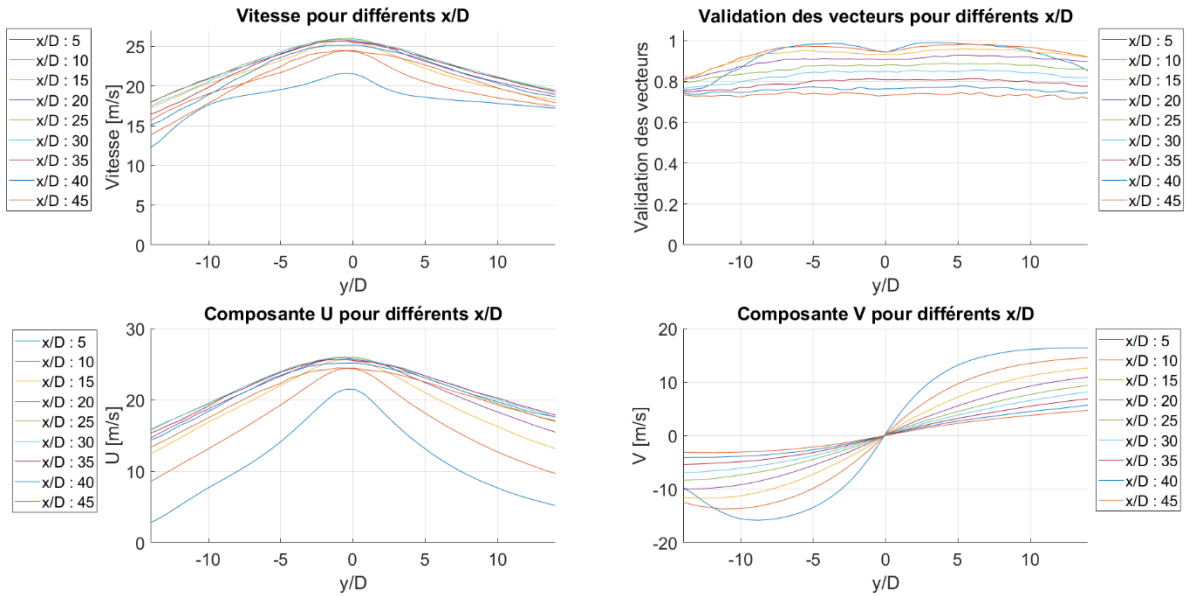


Figure 6-7 : profils transversaux de normes de vitesse (haut gauche) de validation de vecteurs (haut droite) de la composante U (bas gauche) et de la composante V (bas droite) à différents x/D pour l'essai 5.

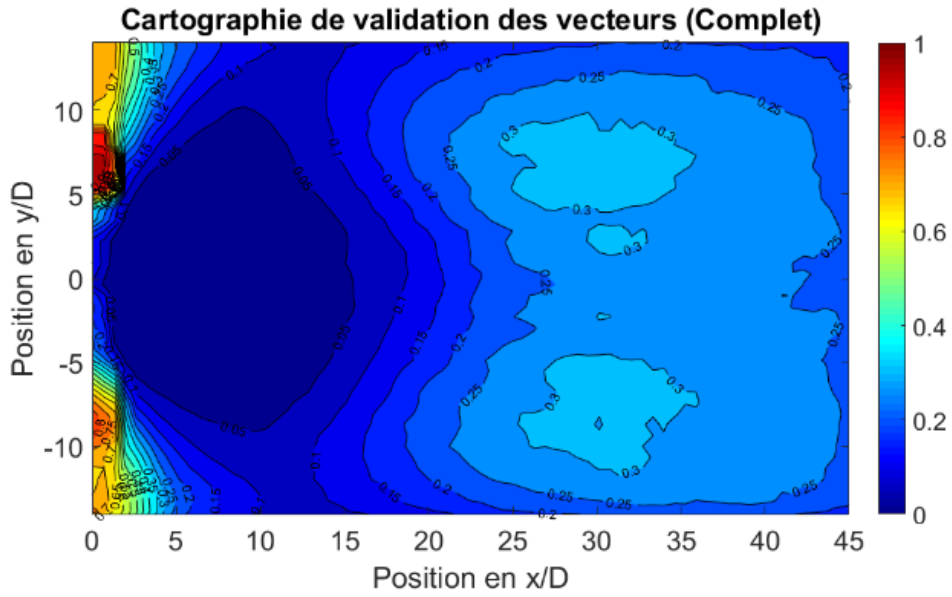


Figure 6-8 : Champ du taux de validation des vecteurs vitesse pour l'essai 6.

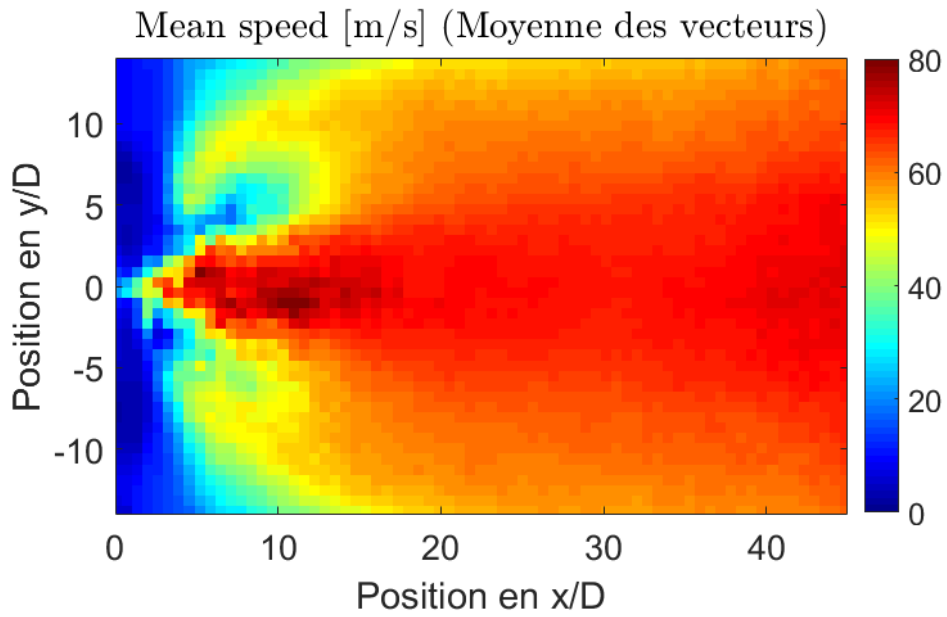


Figure 6-9 : Champ des normes des vecteurs vitesse pour l'essai 6.

6.6 LIMITATION DE LA MESURE PIV

La limitation de la mesure PIV peut s'illustrer sur le champ de normes de vitesse en Figure 6-10, montrant les champs de la composante U de l'essai 27. A la zone de forte concentration de gouttelettes correspond une zone de très faible vitesse. Cette faible vitesse est due à la corrélation se faisant sur la structure qui reste devant l'injecteur plutôt que sur les gouttelettes éjectées par le spray. Nous pouvons cependant observer une zone à partir de $x/D = 20$ au-dessus et en dessous où la vitesse mesurée est proche de 40 m/s, comme directement à la sortie de l'injecteur, sur le champ moyen des vecteurs. La corrélation moyenne détecte aussi des vitesses aux alentours de 50 m/s proches de l'injecteur, ce qui doit être dû au passage de grosses gouttes à ces endroits.

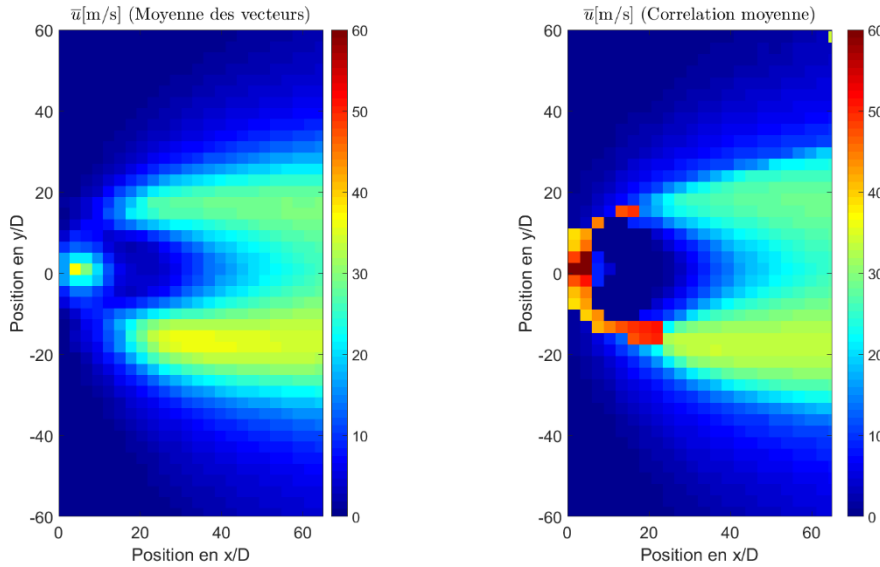


Figure 6-10 : Champs de la composante U de l'essai 27 pour la moyenne des vecteurs (gauche) et la corrélation moyenne (droite).

6.7 ESSAI AVEC L'INJECTEUR TRANSPARENT A DEBIT DE 30 KG/H

Un seul essai a été effectué en configuration 1 et de telle sorte à pouvoir obtenir des données sur la présence des différents régimes diphasiques ainsi que leur impact en fonction du débit. Les paramètres de cet essai sont sur le Tableau 6-2.

Tableau 6-2 : Paramètres de l'essai en configuration 1 avec un débit doublé.

Test n°	T _{réservoir} (°C)	T _{injecteur} (°C)	Pression (kPa)	R _p	ΔT (K)	Débit (kg/h)
28	100,5	76,4	5,9	6,59	40,1	30,3

Nous allons dans un premier temps étudier la morphologie et la vitesse de l'essai dans son ensemble et le comparer aux essais 3 et 4, ayant un R_p comparable, puis étudier les différents régimes diphasiques.

La Figure 6-11 montre une visualisation instantanée de l'essai 4 et de l'essai 28. La zone dense occupe un volume plus grand et la densité de gouttes après l'injection semble plus forte elle aussi. Les gouttelettes produites par le spray semblent avoir les mêmes dimensions pour les deux essais.

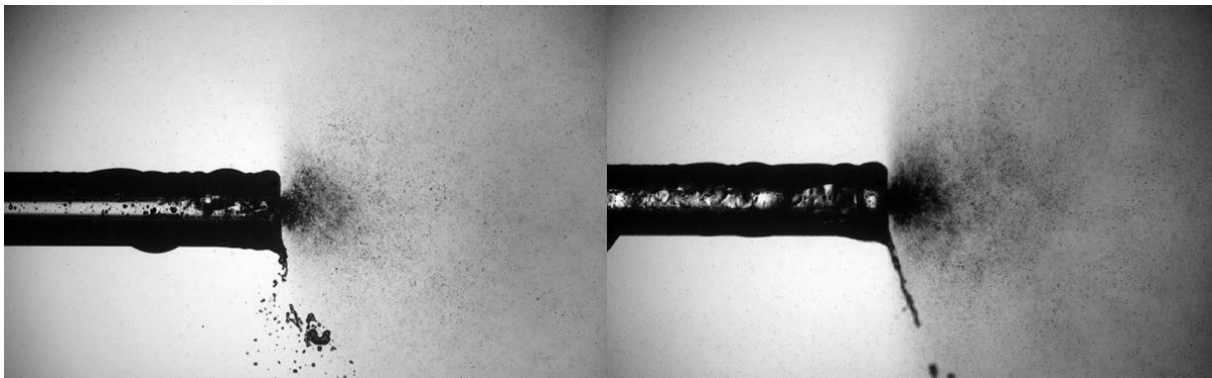


Figure 6-11 : Visualisations instantanées de l'essai 4 (gauche) et de l'essai 28 (droite).

Les paramètres morphologiques de l'essai 28 ainsi que des essais 3 et 4 sont sur la Figure 6-12. La densité de gouttelettes plus grande pour l'essai 28 fait que l'on a une amplitude plus faible, ce qui donne un rapport signal sur bruit plus faible lui aussi. Ceci se remarque sur la largeur et la moyenne mesurée. Malgré cela, la largeur mesurée sur l'essai 28 est proche des largeurs des essais 3 et 4. Il est possible que le débit impacte peu la morphologie de l'injection en configuration 1.

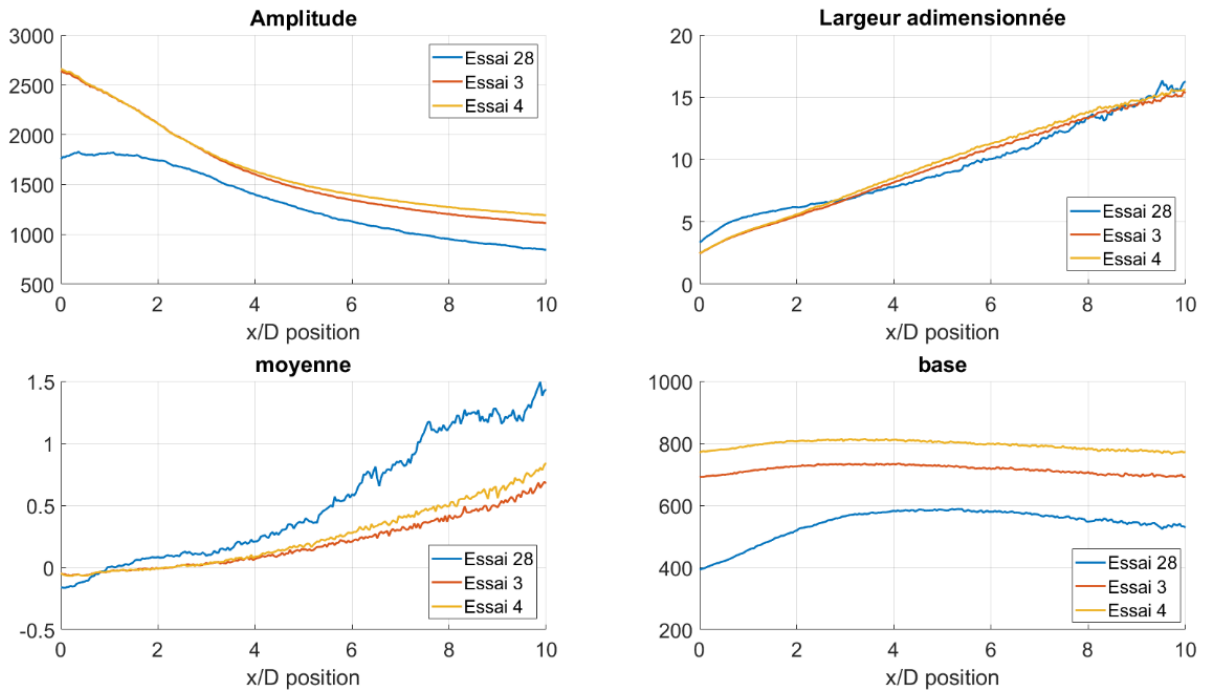


Figure 6-12 : Comparaison de la morphologie des essais 28, 3 et 4.

En plus de l'étude de la morphologie, nous pouvons extraire la vitesse des gouttes obtenues puis les comparer avec les essais 3 et 4. La Figure 6-13 montre la carte de taux de validation de vecteurs pour l'essai 28. Nous observons en sortie et transversalement à l'injecteur une ligne de faible validation. Cette faible validation est due d'une part à la taille de la zone dense en sortie d'injecteur et d'autre part à la différence de directions entre les gouttelettes du spray et celles recirculant venant de la gauche de l'injecteur.

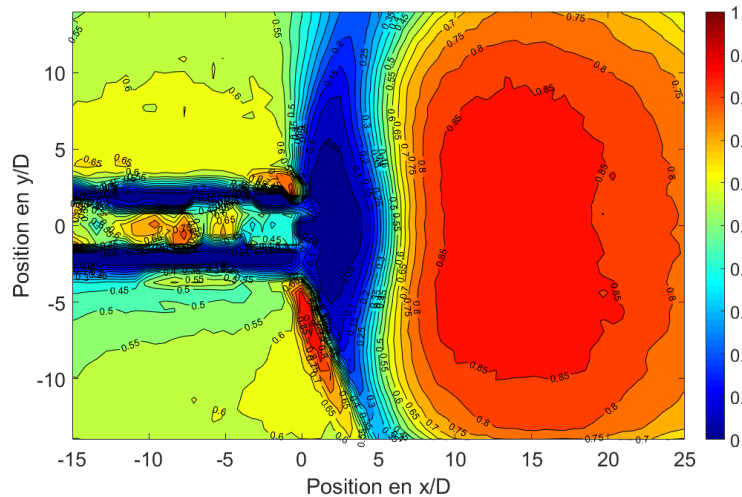


Figure 6-13 : Champ de validation des vecteurs vitesse de l'essai 28.

Les champs de vitesse moyenne et de corrélation moyenne sont en Figure 6-14. L'ouverture du spray semble ici beaucoup plus grande par rapport aux essais précédents. En effet, Les vitesses mesurées sur tout le spray sont très homogènes, avec une légère augmentation aux bords.

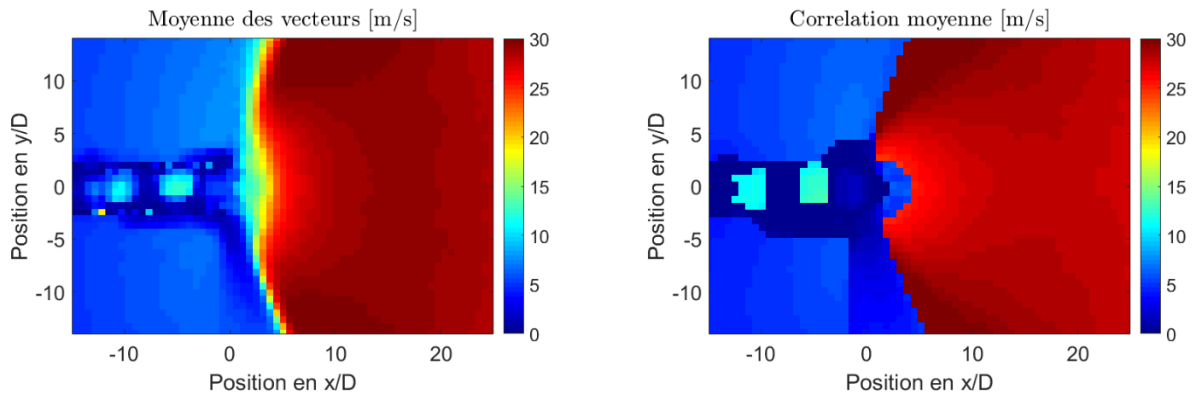


Figure 6-14 : Champs de norme de vitesse de l'essai 28 pour la moyenne des vecteurs (gauche) et la corrélation moyenne (droite).

Cette homogénéité de la vitesse est encore plus flagrante sur la Figure 6-15, où nous pouvons voir le profil à $x/D = 20$ de la norme de la vitesse de l'essai 28 comparée aux normes des essais 3 et 4. Ici le profil de la norme de l'essai 28 est complètement plat comparée aux deux autres essais. De plus, sur la Figure 6-16, le maximum de la vitesse est atteint beaucoup plus proche de la sortie de l'injecteur, mais ce maximum est moins élevé que pour les autres essais à R_p équivalent.

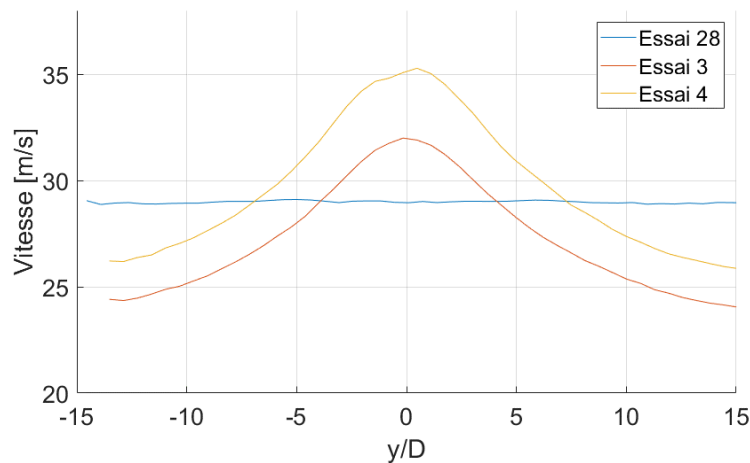


Figure 6-15 : Comparaison de profils transversaux de norme de vitesse à $x/D = 20$ pour l'essai 28, 3 et 4.

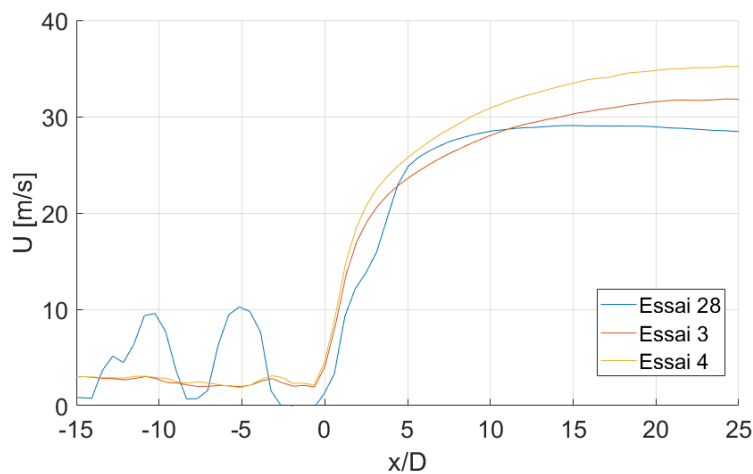


Figure 6-16 : Comparaison des profils de composante U des essais 28, 3 et 4.

Ces différentes observations nous font penser à un écoulement sonique où l'onde de choc serait directement à la sortie de l'injecteur.

Nous allons maintenant nous intéresser aux différents régimes diphasiques et à leur impact sur le spray. Le Tableau 6-3 recense la proportion de chacun des régimes pour l'essai 28 et pour les essais 1 et 2 pour la comparaison. La proportion du régime à bulle de l'essai 28 est plus importante que l'essai 1, mais il y a moins de régime annulaire dans cet essai. La proportion de régime à poches est proche pour ces deux essais.

Tableau 6-3 : Proportions des régimes diphasiques pour les essais 28, 1 et 2.

Test n°	28	1	2
Bulles	82,8%	71,3%	51,1%
Poches	14,1%	18,0%	48,9%
Annulaire	3,1%	10,7%	0%

Les paramètres morphologiques des différents régimes de l'essai 28 sont en Figure 6-17. Comme pour les essais 1 et 2, il y a une faible différence dans la largeur et dans la moyenne entre les régimes. Seule la base et l'amplitude sont plus faibles du fait de la moindre quantité de gouttelettes produites par le spray.

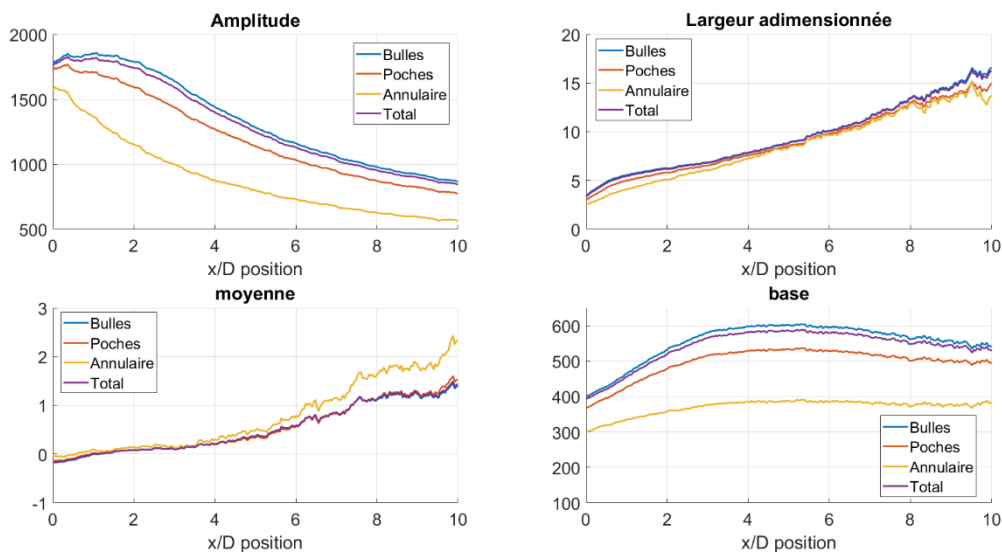


Figure 6-17 : Paramètres morphologiques des différents régimes de l'essai 28.

En plus de la morphologie des différents régimes, nous allons aussi étudier la vitesse des gouttelettes pour ces régimes. La proportion du régime annulaire étant faible, il y a plus de bruit dans la mesure que pour les autres régimes.

La Figure 6-18 montre les champs de vitesse des différents régimes tandis que la Figure 6-19 montre les profils transverses de vitesse à $x/D = 20$. Etant donné que le régime annulaire est peu présent, les données obtenues pour ce régime sont plus bruitées.

Les différences entre les vitesses des régimes sont surtout visibles entre le régime annulaire et les autres régimes. Le régime à bulles et le régime à poches ont des champs de vitesses très homogènes, proche de la moyenne inconditionnelle en régime. Le régime annulaire cependant à une vitesse plus grande sur la ligne de l'injecteur et une accélération qui semble continuer plus loin que

$x/D = 25$. Cette différence est d'autant plus visible sur les profils où le régime annulaire à une vitesse centrale beaucoup plus élevée que les autres régimes.

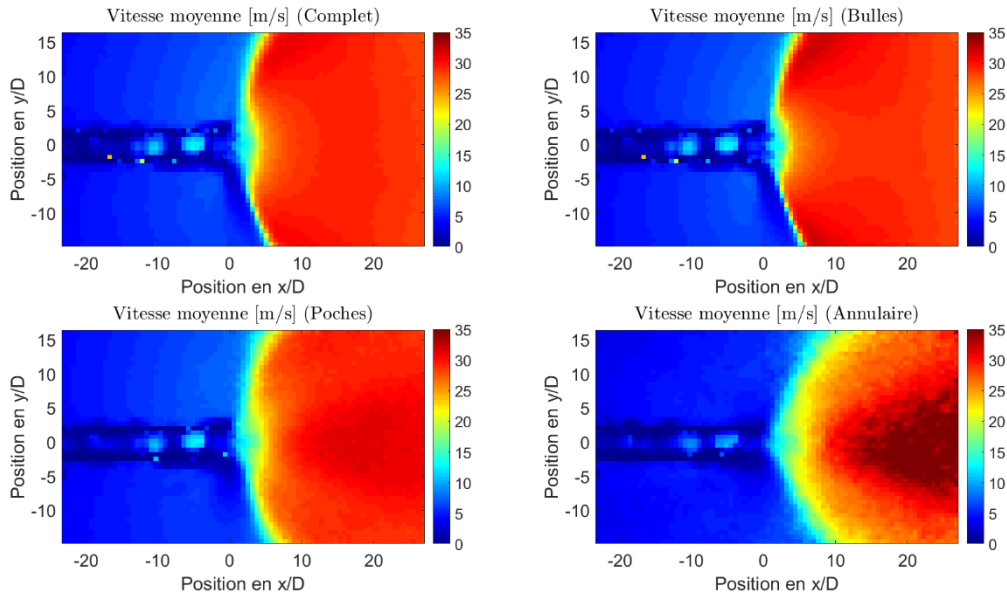


Figure 6-18 : Champs de norme de vitesses des différents régimes de l'essai 28.

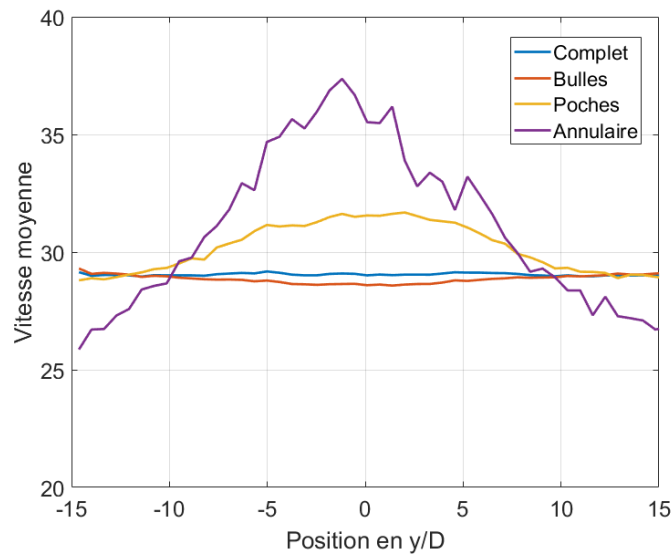


Figure 6-19 : Profils transverses de vitesse à $x/D = 20$ des différents régimes de l'essai 28.

Cet essai a été le seul essai avec un débit différent en configuration 1. Nous avons cependant effectués plusieurs essais en configuration 2 à différents débits.

6.8 FIGURES COMPLEMENTAIRES DES ESSAIS A PRESSION ATMOSPHERIQUE

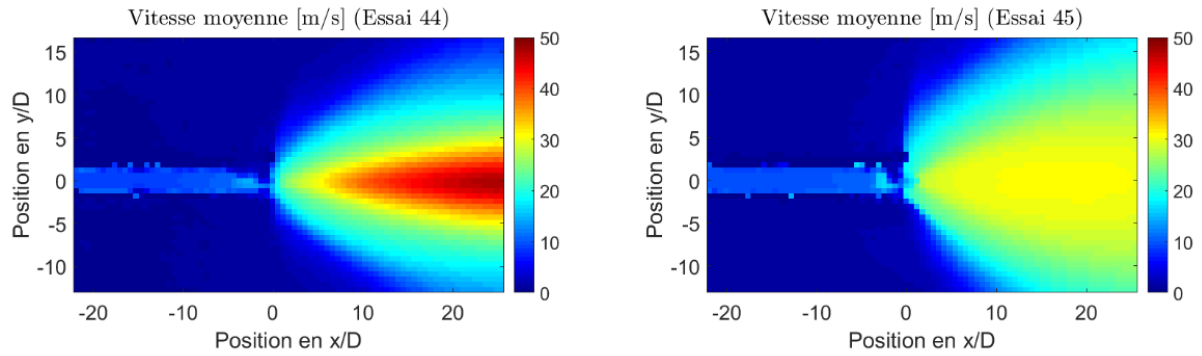


Figure 6-20 : Champs de norme de vitesse des essais 44 et 45.

Les PDF des vitesses moyennes à différents x/D pour les essais 41 à 43 sont présentés sur la Figure 6-21 d'une part et pour les essais 44 et 45 sur la Figure 6-22. La même observation peut être faite pour les essais à la pression atmosphérique que pour les essais sous vide, l'augmentation de débit provoque le resserrement des PDF autour de la moyenne. Cette effet est le même que celui qui a aussi été observé pour les essais sous vide, dans la partie précédente.

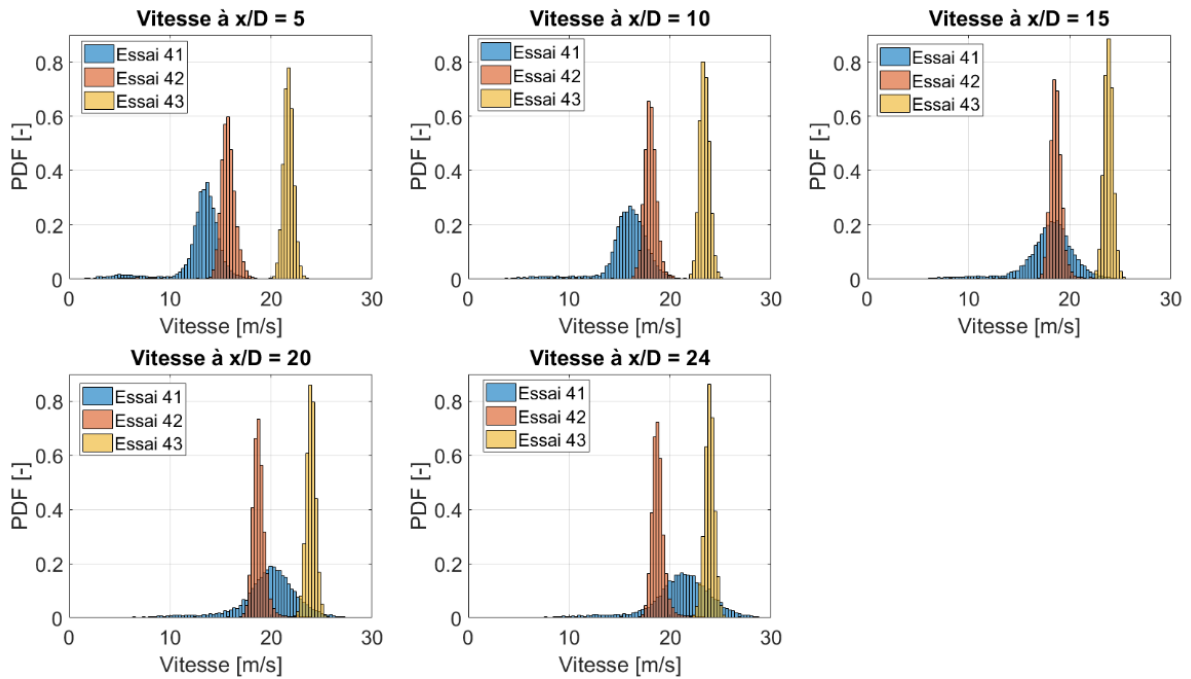


Figure 6-21 : PDF de la norme de vitesse sur l'axe à différents x/D pour les essais 41, 42 et 43.

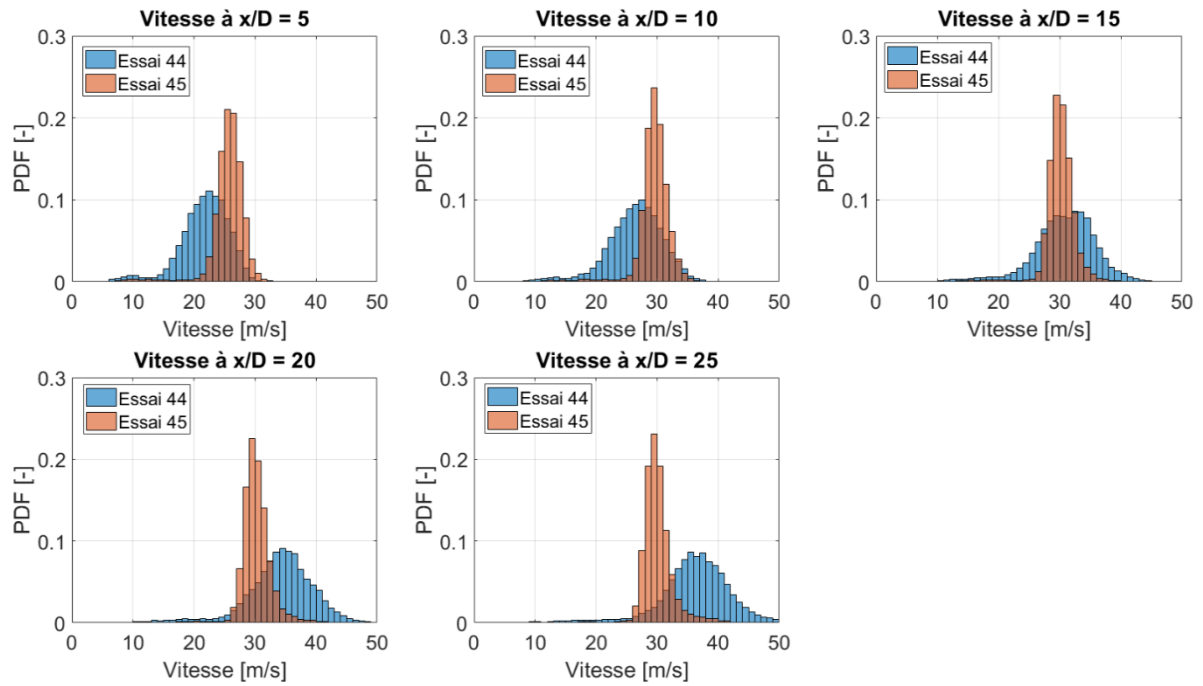


Figure 6-22 : PDF de la norme de vitesse sur l'axe à différents x/D pour les essais 44 et 45.

RÉFÉRENCES

- Alghamdi, T., Thoroddsen, S. T., & Hernández-Sánchez, J. F. Ultra-high speed visualization of a flash-boiling jet in a low-pressure environment. *International Journal of Multiphase Flow*, 110, 238-255. (2019)
- Aoki, I. Analysis of characteristics of water flash evaporation under low pressure conditions. *Heat Transf. Res.* 29, 22-33 (2000)
- Arai, M., Tabata, M., Hiroyasu, H., And Shimizu, M., Disintegrating Process and Sprays characterization of Fuel Jet Injected by a Diesel Nozzle, *SAE Trans.*, 93 (1983)
- Autricque, A., Peillon, S., Gensdarmes, F., Sow, M., Fedorczak, N., Roche, H., Pluchery, O., Grisolia, C. Dust remobilization from rough planar surfaces in tokamak steady-state plasmas. *Nuclear Materials and Energy*, 17, 284-288. (2018)
- Brown, R. York, J. L. Sprays formed by flashing liquid jets. *AIChE J.* 8, 149-153 (1962)
- Charuau, J. Belot, Y. Cetier, Ph. Drezet, L. Grivaud, L. Peacock A.T. And Wu, C.H. Characterization of erosion dust and tritiated products inside the jet vessel after the first tritium experiment, In *Fusion Technology 1992*, 1700-1703 (1993)
- Cleary, V., Bowen, P. & Witlox, H. Flashing liquid jets and two-phase droplet dispersion. I. Experiments for derivation of droplet atomisation correlations. *J. Hazard. Mater.* 142, 786-796 (2007)
- Cleaver, J.W. and Yates, B. Mechanism of detachment of colloidal particles from a flat substrate in a turbulent flow. *Journal of Colloidal and Interface Surface*, 44, 464-474, (1973)
- Clement, C.F. and Harrison, R.G. The charging of radioactive aerosols. *Journal of Aerosol Science*, 23/5, 481-504, (1992)
- Cortes, P. Taylor, N. Rosanvallon, S. Rodriguez-Rodrigo, L. Elbez-Uzan, J. Iseli, M. Ciattaglia, S. Optimization at the design phase of the potential impact of ITER on workers, the public and the environment, *Fusion Eng. Des.* 85, 2263-2267 (2010)
- Cunningham, E. and Fellow, M.A. On the Velocity of Steady Fall of Spherical Particles through Fluid Medium. *The Royal Society*, 83, 357-365 (1910)
- Delhaye, J. M. *Thermohydraulique des réacteurs (Edition révisée 2013)*. EDP sciences.
- Di Pace, L. Letellier, E. Maubert, H. Patel, B. & Raskob, W. Biological hazard issues from potential releases of tritiated dust from ITER. *Fusion Eng. Des.* 83, 1729-1732 (2008)
- Ebert, E. Raeder, J. LOCA, LOFA and LOVA analyses pertaining to NET/ITER safety design guidance, *Fusion Eng Des.* 17, 307-312 (1991)
- Eltkobt, M.M., Fuel atomization for spray modelling. *Prog. Energy Comb. Sci* 8, pp. 61-91 (1982)
- Forster, H. K. & Zuber, N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE J.* 1, 531-535 (1955)
- Gavtash, B. *et al.* Transient flashing propellant flow models to predict internal flow characteristics, spray velocity, and aerosol droplet size of a pMDI. *Aerosol Sci. Technol.* 51, 1-12 (2017)
- Thomas Gelain, Constantin Ledier, Pascal Lemaitre, Olivier Norvez, Amandine Nuboer, Emmanuel Porcheron, Spécifications des modifications de l'installation TOSQAN et des essais exploratoires de distribution de poussières Rapport PSN-RES/SCA/LECEV/2012-30
- Günther, A. Wirth, K.E. Influence of the geometry of cylindrical nozzles on superheated atomization. 24th European Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems, ILASS (2011)
- Hall, D. Measurements of the mean force on a particle near a boundary in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 187, 451-466, (1988)

- Harmon Jr, D. B. Drop sizes from low speed jets. *Journal of the Franklin Institute*, 259(6), 519-522. (1955)
- Hasan, M. Z. Monde, M. Mitsutake, Y. & Iwamoto, K. An experimental study of ingress-of-coolant accident in fusion reactors. *Fusion Eng. Des.* **42**, 73-81 (1998)
- Henry, C. Minier, J. P. Progress in particle resuspension from rough surfaces by turbulent flows. *Progress in Energy and Combustion Science* **45**, 1-53 (2014)
- Ianello, V. Rothe, P.H. Wallis, G.B. R. Diener, S. Schreiber, Improved Source Term Definition for Modeling the Ambient Impact of Accidental Release of Hazardous Liquids. *Process. 6th Int. Symp, Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries*, (1989)
- Kim, J.H., Mulholland, W., Kukuck, S.R. and Pui, D.Y.H. Slip correction measurements of certified PSL nanoparticles using a nanometer differential mobility analyser (Nano-DMA) for Knudsen number from 0.5 to 83. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, **110/1**, 31-54 (2005).
- Knight, C. J. Evaporation from a cylindrical surface into vacuum. *J. Fluid Mech.* **75**, 469-486 (1976).
- Kurihara, R., Ajima, T., Kunugi, T., Takase, K., Shibata, M., Seki, Y., ... Kasahara, F. Analysis and experimental results on ingress of coolant event in vacuum vessel. *Fusion Engineering and Design*, **42(1-4)**, 61-66. (1998)
- Kurihara, R., Ajima, T., Ueda, S., & Seki, Y. Numerical Analysis on Ingress of Coolant Event in Vacuum Vessel of Fusion Reactor Using Modified TRAC-BF1. *Journal of Nuclear Science and Technology*, **38(7)**, 571-576. (2001)
- Kurschat, T., Chaves, H. & Meier, G. E. A. Complete adiabatic evaporation of highly superheated liquid jets. *J. Fluid Mech.* **236**, 43-59 (1991)
- Lartigue, J. G. Lawson concepts and criticality in DT fusion reactors. *J. Fusion Energ.* **6(4)**, 413-420 (1987)
- Lamanna, G., Kamoun, H., Weigand, B. & Steelant, J. Towards a unified treatment of fully flashing sprays. *Int. J. Multiph. Flow* **58**, 168-184 (2014)
- Lamanna, G., Kamoun, H., Weigand, B., Manfretti, C., Rees, A., Sender, J., ... Steelant, J. Flashing Behavior of Rocket Engine Propellants. *Atomization and Sprays*, **25(10)**, 837-856. (2015)
- Lefebvre, A. Atomization and sprays. Vol. 1040. No. 2756. CRC press, (1988)
- Lienhard, J. H. Day, J. B. Breakup of Superheated Liquid Jets. *J. Basic Eng.* **92**, (1970)
- Lin, T. C., Shen, Y. J. & Wang, M. R. Effects of superheat on characteristics of flashing spray and snow particles produced by expanding liquid carbon dioxide. *J. Aerosol Sci.* **61**, 27-35 (2013)
- Miesse, C. C. Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets. *Industrial & Engineering Chemistry*, **47(9)**, 1690-1701. (1955)
- Miyatake, O., Tomimura, T., Ide, Y. & Fujii, T. An experimental study of spray flash evaporation. *Desalination* **36**, 113-128 (1981)
- Morsi, S.A. and Alexander, A.J. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *J. Fluid Mech.* **55**, 193-208 (1972)
- Nagai, N., Sato, K. Lee, Ch.W. Atomisation Characteristics of Superheated Liquid Jets, ICLASS- 85, (1985)
- Amandine Nuboer, Anouar En-Nougaoui, Pascal Lemaitre, Emmanuel Porcheron, Qualification de l'installation TOSQAN pour des conditions de vide primaire et essais préliminaires de mise en suspension d'aérosols à basse pression, Rapport PSN-RES/SCA/LECEV/2014-108.
- O'Neil, M.E. A sphere in contact with a plane wall in a slow linear shear flow. *Chem Eng Sci*, **23**, 1293-1298 (1968)
- Ogawa, M. Kunugi, T. Thermohydraulic experiments on a water jet into vacuum during ingress of coolant event in a fusion experimental reactor, *Fusion Eng Des.* **29**, 233-237, (1995)

- Ostrowski, H. S.; Evaporation and induced airflow in sprays produced by superheated water jets, PhD thesis ; Chemical Engineering; University of Michigan, (1966)
- Panasenkoy, N. S. Effect of the turbulence of a liquid jet on breakdown. *Zurnal Techniceskoj fiziki*, 21, 161-166. (1951)
- Papadourakis, A., Caram, H. S. & Barner, C. L. Upper and lower bounds of droplet evaporation in two-phase jets. *J. Loss Prev. Process Ind.* 4, 93-101 (1991)
- Park, B. S. Lee, S. Y. An experimental investigation of the flash atomization mechanism. 159-179 (1994)
- Peillon, S., Sow, M., Grisolia, C., Miserque, F., & Gensdarmes, F. Mobilization of tungsten dust by electric forces and its bearing on tritiated particles in the ITER tokamak. *Journal of Electrostatics*, 88, 111-115. (2017)
- Peter, E. Takimoto, A. & Hayashi, Y. Flashing and shattering phenomena of superheated liquid jets. *JSME Int. J.* 37, 313-321 (1994)
- Plesset, M.S. Zwick, S.A. The growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids, *J. Appl Phys.* 25, 493-500 (1954)
- Porcheron, E., & Lemaitre, P. Investigation of Air Ingress Into a Vacuum Vessel Related to Particle Re-Suspension and Distribution for Dust Issues in ITER. *25th International Conference on Nuclear Engineering*. (2017)
- Porfiri, M. T., Forgione, N., Paci, S., & Ruffoloni, A. Dust mobilization experiments in the context of the fusion plants - STARDUST facility. *Fusion Engineering and Design*, 81(8-14 PART B), 1353-1358. (2006)
- Pruppacher, H. R., Klett, J. D. & Wang, P. K. Microphysics of Clouds and Precipitation. *Aerosol Sci. Technol.* 28, 381-382 (1998)
- Rayleigh, Lord. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a Spherical cavity. *Phil. Mag.* 94-98 (1917)
- Reitz, R.D. A Photographic Study of Flash-Boiling Atomization, *Aerosol Sci Tech.* 12, 561-569 (1990)
- Renoux A, Bouleau D. Les aérosols. Physique et Métrologie. Livre, (1998)
- Rondeau, A. Etude de la mise en suspension aéraulique appliquée à la problématique des poussières dans le futur tokamak ITER. (Université Paris-Saclay, 2015)
- Rondeau, A., Merrison, J., Iversen, J. J., Peillon, S., Sabroux, J. C., Lemaitre, P., ... Chassefière, E. First experimental results of particle re-suspension in a low pressure wind tunnel applied to the issue of dust in fusion reactors. *Fusion Engineering and Design*, 98-99, 2210-2213. (2015)
- Rosanvallon, S. *et al.* Dust control in tokamak environment. *Fusion Eng. Des.* 83, 1701-1705 (2008)
- Roth, J. Tsitrone, E. Loarte, A. Loarer, Th. Counsell, G. Neu, R. Philipps, V. Brezinsek, S. Lehnen, M. Coad, P. Grisolia, Ch. Schmid, K. Krieger, K. Kallenbach, A. Lipschultz, B. Doerner, R. Causey, R. Alimov, V. Shu, W. Ogorodnikova, O. Kirschner, A. Federici, G. Kukushkin, A. Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER, *J. Nucl Mater.* 390-391, 1-9 (2009)
- Saffman, P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* 22/2, 385-400, (1965)
- Scriven, L.E. On the dynamics of phase growth. *Chem Eng Sci.* 10, 1-13 (1959)
- Shimada, M. Pitts, R.A. Ciattaglia, S. Carpentier, S. Choi, C.H. Dell Orco, G. Hirai, T. Kukushkin, A. Lisgo, S. Palmer, J. Shu, W. Veshchev, E. In-vessel dust and tritium control strategy in ITER, *J. Nucl Mater.* 438, S996-S1000 (2013)
- Skinner, C. H. Atomic physics in the quest for fusion energy and ITER. *Physica Scripta*, (2009)
- Soltani, M. and Ahmadi, G. Charged particle trajectory statistics and deposition in a turbulent channel flow. *Aerosol Science & Technology*, 31/2-3, 170-186, (1999)

- Suzuki, M., Yamamoto, T., Maeda, S. Futagami, N. Atomization of superheated liquid jet, 1st international conference of liquid atomization, Tokyo, (1978)
- Takase, K. Three-dimensional numerical simulations of dust mobilization and air ingress characteristics in a fusion reactor during a LOVA event. *Fusion Engineering and Design*, 54(3-4), 605-615. (2001)
- Tanasawa, Y., & Toyoda, S. On the Atomizing Characteristics of High-Speed Jet I. *Trans. Soc. Mec. Engrs., Japan*, 20(92), 299. (1954)
- Thompson, P. A. Sullivan, D. A. On the possibility of complete condensation shock waves in retrograde fluids. *J. Fluid Mech.* **70**, 639 (1975)
- Thompson, P. A., Carofano, G. A. Kim, Y. G. Shock waves and phase changes in a large heat capacity fluid emerging from a tube. *J. Fluid Mech.* **166**, (1986)
- Touil, A. Modélisation des jets diphasiques liquide vapeur et du “rain-out.” Thèse. (2004)
- Van Dorsselaere, J.P., Perrault, D., Barrachin, M. et al. Progress of IRSN R&D on ITER Safety Assessment. *J. Fusion Energ.* **31**, 405-410 (2012)
- Witlox H. & Bowen P. Flashing liquid jets and two-phase dispersion : A review. *HSE*, (2002)
- Witlox, H., Harper, M., Bowen, P., & Cleary, V. Flashing liquid jets and two-phase droplet dispersion. II. Comparison and validation of droplet size and rainout formulations. *Journal of Hazardous Materials*, 142(3), 797-809. . (2007)
- Willeke, K. and Baron, P.A. Aerosol Measurement: Principles, Techniques and Applications. Van Nostrand-Reinhold, New York, 876 pp. (1993)
- Xi, X., Liu, H., Jia, M., Xie, M. & Yin, H. A new flash boiling model for single droplet. *Int. J. Heat Mass Transf.* (2016)
- Zhang, Y., Li, S., Zheng, B., Wu, J. & Xu, B. Quantitative observation on breakup of superheated liquid jet using transparent slit nozzle. *Exp. Therm. Fluid Sci.* **63**, 84-90 (2015)
- Ziskind, G., Fichman, M. and Gutfinger, C. Resuspension of particulates from surfaces to turbulent flows - review and analysis. *Journal of Aerosol Science*, **26**, 613-644, (1995)

Résumé

Dans le cadre de la construction du réacteur de fusion ITER, l'IRSN mène des travaux de recherche pour évaluer les conséquences de différents scénarios d'accidents pouvant conduire à l'endommagement de la chambre à vide du tokamak et induisant potentiellement un risque de dissémination de matières radioactives dans l'environnement. Le scénario considéré dans le cadre de cette étude est la perte de vide par entrée d'eau ou ICE (Ingress of Coolant Event) dont les conséquences sont susceptibles d'entraîner la formation d'hydrogène générant ainsi un risque d'explosion. Afin d'évaluer la quantité de poussières qui pourrait être mobilisée dans la chambre à vide du tokamak (dont dépend la quantité d'hydrogène produite) il est nécessaire d'identifier et de quantifier les mécanismes contribuant à la mise en suspension des particules à basse pression lors d'un scénario de perte de vide par entrée d'eau ou ICE. Lors d'un ICE, l'eau du circuit de refroidissement pénètre dans la chambre à vide à une température supérieure à son point d'ébullition en raison des conditions dites ITER like (basses pression et température) et subit une atomisation par effet thermodynamique dite flash. Le problème de l'atomisation flash dans le vide et de son impact sur la mise en suspension de poussières est particulièrement complexe. L'atomisation flash relève en effet du domaine des écoulements diphasiques en présence de phases métastables du point de vue de la thermodynamique et de changements de phase extrêmement rapides. De plus, l'atomisation en fines gouttelettes et la vaporisation intense qui ont lieu au niveau de la brèche peuvent donner lieu à des effets de compressibilité forts pouvant se traduire par l'apparition d'écoulements diphasiques supersoniques, de chocs et tout cela toujours à la limite des milieux raréfiés. Pour mener cette étude expérimentale, le développement d'un nouveau banc expérimental (FAAMUS, Flash Atomization and Aerosols Mobilization Under vacuum System) associé à une métrologie basée sur les techniques de PIV et d'ombroscopie haute cadence et adaptée à la caractérisation des écoulements diphasiques a fait l'objet de la première phase du travail de thèse. Des algorithmes de post-traitement ont également été développés pour extraire des données qualitatives et quantitatives sur la morphologie de l'écoulement diphasique et sur les vitesses des gouttes en sortie de brèche. Des expériences ont été réalisées afin d'étudier les phénomènes d'atomisation flash pour des conditions expérimentales représentatives de celles d'un ICE dans ITER ainsi que pour des conditions thermodynamiques élargies. Dans les conditions dites ITER like, nous avons pu mettre clairement en évidence et décrire la détente supersonique du jet diphasique en sortie de brèche. C'est un écoulement complexe pour lequel nous avons pu également quantifier sa sensibilité à la nature du régime d'écoulement diphasique développé dans le circuit en amont de la brèche. Les expérimentations effectuées ont permis d'obtenir l'évolution de la morphologie du spray ainsi que de la vitesse des gouttes produites sur une grande gamme de surchauffe. Ainsi, l'angle de spray atteint un angle de 150° tandis que la vitesse des gouttes dépasse les 60 m/s à forte surchauffe. L'évolution de ces caractéristiques n'est pas linéaire avec la surchauffe et dépend de nombreux paramètres géométriques et thermodynamiques. Des expériences préliminaires de mise en suspension aérodynamique de particules à basse pression par flashage de jet liquide ont été réalisées et laissent entrevoir de nombreuses perspectives sur la problématique du comportement des poussières lors d'un scénario d'ICE dans ITER.

Abstract

"Study of the flash atomization of a water jet: application to the dust problematic during an Ingress of Coolant Event in ITER (ICE)"

As the ITER fusion reactor is being built, IRSN is conducting research to assess the consequences of various accident scenarios that could lead to damage to the vacuum chamber of the tokamak and potentially lead to a risk of radioactive materials being released into the environment. The scenario considered in this study is the loss of vacuum by water ingress or ICE (Ingress of Coolant Event), the consequences of which are likely to lead to the formation of hydrogen, thus generating a risk of explosion. In order to evaluate the quantity of dust that could be mobilized in the vacuum chamber of the tokamak (to which depends the quantity of hydrogen produced) it is necessary to identify and quantify the mechanisms contributing to the resuspension of particles at low pressure during a vacuum loss by ingress of coolant or ICE scenario. During an ICE, the water from the cooling circuit enters the vacuum chamber at a temperature above its boiling point due to the ITER like conditions (low pressure and high temperature) and undergoes atomization by thermodynamic effect known as flash boiling. The phenomenon of flash atomization in a vacuum and its impact on dust mobilisation is a particularly complex problem. Flash atomization falls under two-phase flow in the presence of thermodynamically metastable phases and extremely rapid phase changes. Moreover, the atomisation into fine droplets and the intense vaporization that takes place at the breach can give rise to strong compressibility effects that can result in the appearance of supersonic two-phase flows, shocks and this at the limit of rarefied environments. To conduct this experimental study, the development of a new experimental bench (FAAMUS, Flash Atomization and Aerosols Mobilization Under vacuum System) associated with metrology adapted to the characterization of two-phase flows based on high speed PIV and shadowgraphy techniques was the subject of the first part of the thesis work. Post-processing algorithms were also developed to extract qualitative and quantitative data on the morphology of the two-phase flow and on the velocities of the drops leaving the breach. Experiments have been carried out to study flash atomization phenomena for experimental conditions representative of those of an ICE in ITER as well as for extended thermodynamic conditions. Under ITER like conditions, we have been able to clearly demonstrate and describe the supersonic expansion of the two-phase jet as it exits the breach. This is a complex flow for which we were also able to quantify its sensitivity to the nature of the two-phase flow regime developed in the circuit upstream of the breach. The experiments carried out allowed us to obtain the evolution of the spray morphology as well as the velocity of the drops produced over a large range of overheat. Thus, the spray angle reaches an angle of 150° while the velocity of the drops exceeds 60 m/s at high overheat. The evolution of these characteristics is not linear with superheat and depends on many geometrical and thermodynamical parameters. Preliminary experiments on aerodynamics resuspension of particles at low pressure by liquid-jet flashing have been carried out and provide many insights into the problem of dust behaviour under an ICE scenario in ITER.