



## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



**UNIVERSITÉ  
DE LORRAINE**



**THESE**

Présentée pour l'obtention du grade de  
**Docteur de l'Université de Lorraine**  
Spécialité : Mécanique et Énergétique

Par

Clément BAILLARD

# **Simulation numérique du refroidissement par spray en régime de Leidenfrost**

Président :	Buchlin Jean-Marie	Professeur Émérite
Rapporteurs :	Harion Jean-Luc	Professeur des Universités
	Villedieu Philippe	Ingénieur de Recherche ONERA & Professeur INSAE
Examineurs :	Borean Jean-Luc	Ingénieur des Procédés ArcelorMittal
Directeurs de thèse :	Lemoine Fabrice (Directeur)	Professeur des Universités
	Caballina Ophélie (Co-direction)	Maître de conférences
	Labergue Alexandre (Co-direction)	Maître de conférences

Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée  
Université de Lorraine, CNRS UMR 7563  
2, avenue de la forêt de Haye, BP 160











UNIVERSITÉ  
DE LORRAINE



## THESE

Présentée pour l'obtention du grade de  
**Docteur de l'Université de Lorraine**  
Spécialité : Mécanique et Énergétique

Par

Clément BAILLARD

# Simulation numérique du refroidissement par spray en régime de Leidenfrost

Président :	Buchlin Jean-Marie	Professeur Émérite
Rapporteurs :	Harion Jean-Luc	Professeur des Universités
	Villedieu Philippe	Ingénieur de Recherche ONERA & Professeur INSAE
Examineurs :	Borean Jean-Luc	Ingénieur des Procédés ArcelorMittal
Directeurs de thèse :	Lemoine Fabrice (Directeur)	Professeur des Universités
	Caballina Ophélie (Co-direction)	Maître de conférences
	Labergue Alexandre (Co-direction)	Maître de conférences

Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée  
Université de Lorraine, CNRS UMR 7563  
2, avenue de la forêt de Haye, BP 160  
54504 Vandœuvre-lès-Nancy

Buchlin Jean-Marie	Professeur Émérite Habilitation à diriger des recherches Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode-St-Genèse (Belgique)
Harion Jean-Luc	Professeur des Universités Habilitation à diriger des recherches École des Mines de Douai, Douai
Villedieu Philippe	Ingénieur de Recherche ONERA & Prof. INSAE Habilitation à diriger des recherches ONERA, Toulouse
Borean Jean-Luc	Ingénieur des Procédés ArcelorMittal, ArcelorMittal Research, Maizières-lès-Metz
Lemoine Fabrice	Professeur des Universités Habilitation à diriger des recherches LEMTA, Vandœuvre-lès-Nancy
Caballina Ophélie	Maître de Conférences LEMTA, Vandœuvre-lès-Nancy
Labergue Alexandre	Maître de Conférences LEMTA, Vandœuvre-lès-Nancy





# Remerciements :

Ce n'est en général pas ainsi que l'on commence les remerciements, mais Amandine, ma compagne, mérite amplement d'être au sommet de la liste. Merci de m'avoir soutenu et relevé. Merci de m'avoir montré comment améliorer mes formulations, et comment organiser mes idées. Sans toi je peux littéralement dire que rien n'aurait été possible.

Je souhaite également remercier les membres de mon jury, en premier lieu Philippe Villedieu et Jean-Luc Harion d'avoir accepté d'être mes rapporteurs, ainsi que Jean-Marie Buchlin et Jean-Luc Boréan pour avoir fait partie de mon jury, et enfin mes directeurs : Ophélie Caballina, Alexandre Labergue et Fabrice Lemoine. J'ai apprécié les observations apportées à mes travaux. Cela m'a permis de poser dessus un nouveau regard, positif et critique.

J'ai eu 4 directeurs durant ma thèse, 1 par année pourrait-on dire. Benoît tu m'as accueilli et fait confiance dès mon stage de fin d'études. Tu as été présent tout au long de ce parcours et ce, même après avoir pris ta retraite (bien méritée). Tu m'as apporté de la confiance pour mon travail. Je te remercie pour tout. Alexandre et Ophélie, nous avons commencé à travailler ensemble autour de l'expérience. C'était amusant, enrichissant, long mais pas lent. J'en garde un souvenir formidable. Cela n'a pas été toujours facile entre nous, mais je vous remercie de m'avoir aidé à débiter et à finir cette aventure. Ophélie, j'ai fait de nombreux passages dans ton bureau, parfois pour des questions bêtes (ou dirait-on simple), parfois pour des points cruciaux. On a passé un temps conséquent à réfléchir ou à organiser des idées ensemble, et parfois débattu sur des points de désaccord où j'ai pu te faire répéter 100 fois les mêmes choses pour bien comprendre. Cela n'a sûrement pas été tout le temps facile, alors merci de ta patience et de ton attention. Ce sont des moments qui m'ont permis d'avancer, de marche en marche. Fabrice tu m'as appris à me battre, et tu m'as permis de gagner ce combat : merci. J'ai énormément appris sur les relations de travail grâce à toi (et à Denis). J'ai surtout apprécié les réunions pour la re-lecture de mon manuscrit. Exposer nos points de vues, et trouver un compromis personnel et scientifique m'a permis de garder la foi! Alexandre, Ophélie, je vous joins à ces moments également.

J'ai passé plus de la moitié de mon temps de thèse à l'ESSTIN, et que de bons souvenirs. Amine merci pour ton aide du début de la thèse lorsque je n'avais aucune idée de comment créer une goutte dans Fluent. Boris tu as brillamment repris le flambeau, sans tes coups de main (et d'œil) je connais des programmes qui seraient encore buggés et de la physique qui serait bancal. Beaucoup de thésards sont passés dans mon bureau, et l'inverse aussi. Les dessins de Michael faient à la mousse à raser, les blagues de Patrice et le tambour contre le mur, les discussions limite-limite avec Laurent, les "et toi t'en es où" de Romain, Kamil LE collègue de bureau polonais, tout cela restera gravé dans ma mémoire. Je n'oublie pas le passage de notre collègue espagnole, Noélia. Le début de thèse fut formidable notamment grâce à toi. Et puis Mélanie (les blagues et les potins), Anne Tanière (soutien, blagues, amitié, et une confiance inébranlable), Nicolas (coups de main, blagues et kebabs), Mohammed, Benoît (de nouveau), Fred, Céline, Valérie, Alain, Abdel, ... j'ai tellement de souvenirs avec vous tous ensemble. J'aimerais vraiment écrire le meilleur moment avec chacun de vous mais ce serait trop long. Je me rappelle des cafés du matin avec ses discussions de l'actualité,

et ceux de la fin d'après-midi riches en échanges scientifiques, conseils et nouvelles sur nos avancements respectifs. N'arrêtez pas ces moments-là, je crois que c'est d'une utilité fondamentale pour l'équipe ESSTIN (je devrais dire les équipes:D). Je retiens surtout votre soutien, votre aide, votre « secouage de puces » si besoin, et la très bonne ambiance, la fraternité ! C'est bien ça qui va me manquer le plus, cet esprit d'équipe qui nous réunissait tous, les réflexions et discussions calmes ou animées. Vous m'avez tous permis à un moment de parler de ce que je faisais, vous m'avez critiqué, conseillé, guidé et cela m'a bien servi. Merci à tous.

Il ne faudrait pas que j'oublie les stagiaires qui sont passés à l'époque (particulièrement Justin Jacquot) et certains élèves de l'école dont la bonne humeur rendait les jours plus chaleureux.

Enfin je vous remercie tous d'avoir été présents nombreux à ma soutenance. Vous voir tous entrer à la file indienne m'a fait chaud au cœur.

A l'ESSTIN j'ai également enseigné. Merci à Anne, Eric Landfrid et Gilles Parent de m'avoir offert la possibilité d'être enseignant, responsable et respectable (je l'espère!). Merci également au service technique de l'ESSTIN. Sébastien, Jean-Pierre et tous les autres, on a passé des moments cool !

L'autre moitié de ma thèse s'est déroulée à Brabois. D'abord perdu dans ce bureau (presque tout seul, sauf lorsque les stagiaires dont Julien Hoarau sont arrivés :). Puis mon intronisation dans ce superbe bureau au nord ouest du bâtiment. Merci Cédric de m'avoir laissé ta place dans cette ambiance et ce confort plein de camaraderie ! La team des poilus: Pierre, Lionel (encore 1 an --> courage), Nicolas, Bamdad j'ai plein de bons souvenirs avec vous. Merci à Caroline pour l'accueil qu'elle me faisait dans le bureau lorsque durant la dernière année je ne bossais plus dans le mien. Les repas RU avec Hugues et Adrian resteront mythiques (n'oubliez pas : le mieux c'est les exosquelettes!). J'ai sûrement oublié du monde, mais je retiens que j'ai beaucoup souri et ri à Brabois. Sachez tous que je vous remercie vraiment pour les moments que l'on a pu vivre. Parmi les permanents, je voudrais particulièrement remercier Michel Gradeck pour l'intérêt qu'il portait à mon travail et à mon état d'esprit, ainsi que pour son aide, Olivier Botella pour le coup de main au moment où il le fallait, Benjamin Remy pour l'aide à l'utilisation de FlexPDE (pas de chap. 4 sans cela!). Enfin un clin d'œil à Alain Delcomte et au service électronique pour les repas à l'INIST de la dernière année, et les nombreuses discussions que nous avons eues.

Les services de secrétariat et d'informatique savent combien ils ont été nécessaires, utiles et efficaces pour moi, je vous adore. Merci à Mélanie Thibault, Marie-Luce Boulet, Jean-Paul Gobert, Nicolas Rogier de l'ESSTIN, ainsi qu'à Edith Lang, Irène Léonard et Ludovic Buhler du site de Brabois.

La collaboration de mon laboratoire avec L'ONERA m'a permis de collaborer avec Jean-Mathieu Senoner. Je te remercie pour ta curiosité, tes conseils et nos échanges sur le sujet de la reproduction numérique du spray. Cela m'a aidé à prendre de la distance sur mon travail, et ce fut salvateur et encourageant. En ce qui concerne les collaborations, je remercie également Jean-Luc Borean et Pascal Gardin de ArcelorMittal pour leurs conseils et leur intérêt.

L'organisation du séminaire de l'école doctorale restera un moment exceptionnel durant mon doctorat. Certes la réécriture du code HTML pour le site du séminaire m'a pris beaucoup de temps, mais les rencontres que cela m'a permis de faire compensent amplement. Christine, Anthony,

Émilie, Christelle, Amandine, je suis très heureux de vous connaître et espère longtemps vous côtoyer. Coucou également à Aurélie, amie de ces amies, et une de mes amies maintenant !

Merci à tous ceux de la danse, et surtout Marie-George, Muriel, Anael, Amélie, Mélody, Esther, Mélanie, Mathieu, Florian et j'en oublie. Vous avez supporté mes blagues le soir, et cela m'a aidé à attaquer chaque matin ! Et merci d'être venus à la soutenance ;) !

Ma famille ne m'a pas beaucoup vu alors merci de m'avoir attendu, et d'avoir assisté à mon final. Gabin, j'ai loupé ta naissance, j'avais la tête dans le manuscrit, mais promis je t'en ferai la lecture pour me faire pardonner ;). Mes amis de toute la France vous avez été là quelques fois, et ça a fait du bien. Mes coloc, vous m'avez vécu, subi, aidé et encouragé. Je bois à votre santé. Amandine, tu m'as vécu, subi, aidé et encouragé, et tu l'as fait presque toute seule → MERCIIII

Merci à tous





# Table des matières :

<b>Nomenclature</b> :.....	<b>1</b>
<b>Introduction</b> :.....	<b>5</b>
<b>Chapitre 1 : État de l'art</b> .....	<b>7</b>
I. Les sprays, généralités.....	8
I.1. Génération d'un spray.....	8
I.2. Écoulement d'un spray dilué.....	9
I.3. Caractérisation d'un spray.....	11
I.3.1. Outils statistiques.....	12
I.3.2. Caractérisation de la phase discrète.....	14
I.3.3. Caractérisation de l'échelle globale du spray.....	15
I.3.4. La phase continue : l'air.....	15
I.4. Classification des sprays.....	16
II. Refroidissement par spray.....	18
II.1. Régimes et mécanismes du transfert thermique.....	18
II.1.1. Courbe de Nukiyama.....	18
II.1.2. Courbe transitoire de refroidissement.....	21
II.2. Mécanismes du refroidissement par impact d'un spray.....	22
II.2.1. Généralités.....	22
II.2.2. Refroidissement par impact direct.....	23
II.2.3. Refroidissement en présence d'un film liquide.....	25
II.3. Participation des modes de transfert thermique dans le refroidissement total.....	30
III. Modélisation du refroidissement par spray.....	32
III.1. Généralités.....	32
III.2. Corrélations pour le refroidissement par impact direct de gouttes en régime d'ébullition en film vapeur.....	34
III.2.1. Refroidissement par impact direct d'un train de gouttes monodispersées.....	35
III.2.2. Refroidissement par impact direct d'un spray.....	38
III.3. Méthodes et corrélations relatives au transfert thermique en présence d'un film liquide.....	42
IV. Conclusion.....	44
<b>Chapitre 2 : Calcul numérique de l'écoulement libre d'un spray</b> .....	<b>49</b>
I. Méthodes et modèles pour la simulation d'un spray.....	50
I.1. Outils de simulations applicables aux sprays.....	50
I.1.1. Simulation eulérienne de la phase continue.....	51
I.1.2. Suivi lagrangien de la phase discrète.....	56
I.1.3. Couplage du suivi lagrangien à la simulation eulérienne.....	63
I.2. Méthodes d'initialisation d'un spray.....	65
II. Caractérisation du spray étudié : contrainte de simulation.....	67
II.1. Présentation des dispositifs expérimentaux.....	67
II.1.1. Description du banc expérimental.....	67
II.1.2. La technique d'Analyse Phase Doppler.....	69
II.1.3. Caractéristiques et configuration du dispositif PDA utilisé.....	72
II.1.4. Ombroscopie et imagerie rapide.....	73
II.1.5. Mesure locale du débit – Méthode des godets.....	74

II.2. Caractéristiques des grandes échelles du spray.....	74
II.2.1. Visualisation par caméra rapide des dimensions du spray.....	74
II.2.2. Évaluation du débit surfacique.....	76
II.3. Caractérisation statistique des gouttes du spray.....	77
II.3.1. Diamètre des gouttes.....	77
II.3.2. Vitesse des gouttes.....	79
II.4. Synthèse.....	80
III. Mise en œuvre de la simulation numérique.....	81
III.1. Description du schéma numérique.....	81
III.1.1. Méthodes et modèles de simulation utilisés.....	81
III.1.2. Domaine de calcul, maillage et conditions limites.....	83
III.2. Paramétrisation numérique.....	87
III.2.1. Schémas numériques de résolution des équations dans Fluent®.....	87
III.2.2. Processus d'initialisation d'une phase discrète dans Fluent®.....	89
III.2.3. Résumé des paramètres numériques de la simulation.....	89
III.3. Initialisation de la phase discrète.....	90
III.3.1. Principe général d'initialisation de la phase discrète du spray : UDF.....	90
III.3.2. Données de génération du spray numérique.....	92
III.3.3. Paramètres additionnels de génération du spray.....	97
III.4. Conditions limites du gaz sur la surface S_injection.....	97
IV. Simulation de l'écoulement.....	99
IV.1. Validation de la méthode d'initialisation.....	99
IV.1.1. Fonctionnement général.....	99
IV.1.2. Caractéristiques des gouttes initialisées.....	100
IV.1.3. Synthèse.....	104
IV.2. Validation du transport de la phase discrète du spray.....	104
IV.2.1. Évasement du spray.....	104
IV.2.2. Caractéristique de la phase discrète dans le plan Z = 500 mm.....	106
IV.3. Synthèse.....	108
V. Conclusion du chapitre.....	108

## **Chapitre 3 : Simulation numérique simplifié de l'impact d'un spray froid sur une surface chaude.....111**

I. Hypothèses de travail.....	112
I.1. Hypothèse sur la configuration d'impact.....	112
I.2. Comportement d'impact des gouttes.....	112
I.3. Influence de la plaque chaude sur la dynamique du spray.....	113
I.4. Conclusion.....	113
II. Configuration numérique.....	114
II.1. Description du schéma numérique.....	114
II.2. Domaine de calcul et maillage.....	115
II.3. Conditions limites.....	116
II.4. Schémas et paramètres numériques de la simulation.....	116
III. Influence de la paroi sur les caractéristiques du spray.....	118
III.1. Effet de la plaque sur le débit surfacique.....	119
III.2. Effet de ségrégation des gouttes en fonction du diamètre.....	119
III.2.1. Evolution des diamètres statistiques des gouttes.....	120
III.2.2. Évolution des densités de probabilité du diamètre.....	121
III.2.3. Synthèse sur la ségrégation des gouttes et l'influence sur la répartition du liquide.....	122

III.3. Effet de la plaque sur la trajectoire des gouttes.....	123
III.3.1. Étude des composantes de la vitesse des gouttes.....	124
III.3.2. Étude des corrélations taille-vitesse.....	124
III.3.3. Calcul et comparaison des angles d'incidence des petites et des grosses gouttes. .	130
III.3.4. Synthèse sur la vitesse et les trajectoires des gouttes.....	132

## **Chapitre 4 : Étude numérique du refroidissement d'une plaque chaude soumise à l'impact d'un spray froid.....135**

I. Principe et méthode de la simulation.....	137
I.1. Principe de l'étude numérique.....	137
I.2. Modèles de refroidissement par spray dans la littérature, en régime de Leidenfrost.....	138
I.3. Grandeurs d'impact du spray utiles pour la corrélation de Yao et Cox.....	138
II. Mise en œuvre de la simulation.....	140
II.1. Schéma numérique et stratégie de simulation.....	140
II.2. Géométrie et conditions limites.....	140
II.2.1. Domaine de calcul.....	140
II.2.2. Conditions limites.....	141
II.3. Maillage et pas de temps de calcul.....	143
III. Simulation du refroidissement.....	144
III.1. Refroidissement au temps initial.....	144
III.1.1. Aspect général du transfert thermique et contribution des différents modes.....	144
III.1.2. Analyse du transfert thermique par comparaison avec les caractéristiques du spray	146
III.2. Étude transitoire du refroidissement.....	148
III.2.1. Evolution de la température.....	148
III.2.2. Évolution de la densité de flux de chaleur extraite par le spray.....	149
III.3. Champs de température finaux et homogénéité du refroidissement.....	150
IV. Influence de la dynamique de l'impact du spray sur le refroidissement.....	151
IV.1. Présentation des configurations de refroidissement.....	151
IV.2. Caractéristiques générales du refroidissement.....	152
IV.3. Flux de chaleur extrait au cours de temps.....	153
IV.4. Courbes transitoires de refroidissement.....	154
IV.5. Homogénéité du refroidissement.....	155
V. Synthèse du chapitre.....	156

## **Conclusion :.....159**

## **Bibliographie :.....165**

## **Annexes 1) Auteurs référencés pour construire la carte de la figure 1.5.....172**

## **Annexes 2) Le modèle TAB.....175**

## **Annexes 3) Cartes des paramètres des fonctions d'interpolation de la vitesse pour la méthode d'initialisation.....177**



# Nomenclature :

$A_{\text{trans}}, A_{\text{longi}}$	Angles des trajectoires des gouttes avec la plaque dans les plans XZ et YZ [°]
$C_D$	Coefficient de traînée
$c_p$	Chaleur spécifique [J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$d$ Ou $d_p$	Diamètre de goutte [μm]
$d_{10}$	Diamètre moyen [μm]
$d_{20}$	Diamètre surfacique [μm]
$d_{30}$	Diamètre volumique [μm]
$d_{32}$	Diamètre de Sauter [μm]
$D_0$	Diamètre / paramètre séparant les petites et les grosses gouttes [μm]
$\vec{E}_x, \vec{E}_y, \vec{E}_z$	Référentiel du système de coordonnées
$E(X)^r$	Moment statistique d'ordre $r$ de la variable $X$
$\vec{g}$	Accélération de la pesanteur [m.s <sup>-2</sup> ]
$h_{LV}$	Chaleur de changement de phase liquide → vapeur [J.kg <sup>-1</sup> ]
$h_T$	Coefficient de transfert de chaleur [W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$l_{\text{turb}}$	Intensité turbulente
$k$	Énergie cinétique turbulente [m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup> ]
$m_X$	Mode de la distribution statistique de la variable $X$
<i>mom</i>	Quantité de mouvement (de l'anglais <i>momentum</i> )
$Nu$	Nombre de Nusselt
$N''$	Densité de flux de gouttes [m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$Oh$	Nombre de Ohnesorge
$P$	Pression [Pa]
$Q_m$	Débit massique [kg.s <sup>-1</sup> ]
$Q_v$	Débit volumique [kg.min <sup>-2</sup> ]
$Q''_v$	Débit surfacique / densité de flux liquide [L.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$Ra$	Nombre de Rayleigh
$Re$	Nombre de Reynolds
$R_{\mu, \mu}$	Rapport de viscosité
$S_p$	Maître couple [m <sup>2</sup> ]
$St$	Nombre de Stokes
$T_{\text{sat}}$	Température de saturation du liquide [°C]
$T_w$	Température de paroi [°C]

$t$	Temps [s]
$U_0$	Vitesse des petites gouttes [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]
$U_{\text{Lim}}$	Vitesse des grosses gouttes [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]
$u_{\text{rel}}$	Vitesse relative entre le liquide et le gaz [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]
$V$	Volume [ $\text{m}^3$ ]
$\text{Var}(X)$	Variance de la distribution statistique de la variable $X$
$u$ ou $v$	Vitesse [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]
$We$	Nombre de Weber
$x, y, z$	Système de coordonnées [m]
$X, Y, Z$	Axes principaux du système de coordonnées
$X_{ad} = \frac{X}{Z \cdot \tan(\theta_{\text{longi}}/2)}$	Coordonnée adimensionnelle dans la direction $X$
$Y_{ad} = \frac{Y}{Z \cdot \tan(\theta_{\text{trans}}/2)}$	Coordonnée adimensionnelle dans la direction $Y$
$X_r$	Moment statistique d'ordre $r$ de la variable $X$

#### Symboles :

$\Delta T_w = T_w - T_L$	Différence de température entre la paroi et le liquide [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$\Delta T_{\text{sat}} = T_w - T_{\text{sat}}$	Température de surchauffe de la plaque [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$\Delta T_{\text{sub}} = T_{\text{sat}} - T_L$	Température de sous-refroidissement du liquide [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$\Delta t$	Pas de temps [s]
$\varepsilon$	Taux de dissipation turbulente [ $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-3}$ ]
$\varepsilon_T$	Efficacité de refroidissement
$(\varepsilon)^{\text{ray}}$	Émissivité d'un matériaux
$\theta_{\text{longi}}$	Angle d'évasement longitudinal (direction $X$ )
$\theta_{\text{trans}}$	Angle d'évasement transversal (direction $Y$ )
$\lambda$	Conductivité thermique [ $\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ ]
$\mu$	Viscosité dynamique [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ]
$\mu_{\text{log}}$	1 <sup>er</sup> Paramètre de la loi de probabilité log-normale
$\nu$	Viscosité cinématique [ $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ]
$\rho$	Masse volumique [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ]
$\sigma$	Tension superficielle entre un liquide et un gaz
$\sigma_{\text{log}}$	2 <sup>nd</sup> Paramètre de la loi de probabilité log-normale
$\sigma_X$	Écart type de la distribution statistique de la variable $X$
$\sigma_{\text{S.B.}}$	Constante de Stefan Boltzmann [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$ ]

$\tau$	Constante de temps [ $s^{-1}$ ]
$\Phi_v$	Facteur de volume cible (voir la méthode d'initialisation du spray)
$\chi_v$	Titre volumique
$\omega$	taux de dissipation spécifique de la turbulence [ $s^{-1}$ ]

#### Indices et exposants :

B	Relatif à la fragmentation (de l'anglais <i>Breakup</i> )
CHF	Relatif au point d'ébullition critique
CP	Relatif à la phase continue
DP	Relatif à la phase discrète
film	Relatif à un film
G	Phase gazeuse / air
ini	Relatif à l'initialisation du spray
L	Phase liquide
lam	Relatif à un régime laminaire
leid	Relatif au régime de Leidenfrost
m	Relatif à la masse (liquide ou gazeux)
p	Particule / gouttes
rel	Relatif entre le gaz et le liquide, par exemple $\vec{u}_{rel} = \vec{u}_G - \vec{u}_p$
sat	saturation
sd	Relatif à une goutte solitaire (de l'anglais <i>single drop</i> )
sp	Relatif au spray
ss	Relatif à un train de gouttes (de l'anglais <i>single stream</i> )
turb ou t	Relatif à la turbulence (régime ou grandeur associée)
w	Plaque / surface (de l'anglais <i>wall</i> )

#### Sigles :

—	Moyenne temporelle ou spatiale
— <sub>vol</sub>	Moyenne volumique

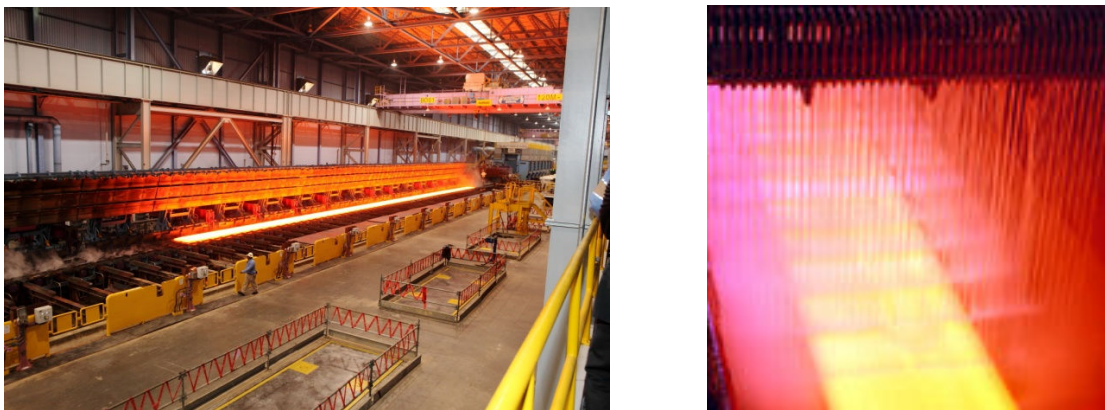




# Introduction :

Un grand nombre de procédés des industries de transformation de la matière ou de conversion des énergies nécessitent l'extraction de hauts flux de chaleur.

Les processus d'extraction de flux de chaleur, ou de refroidissement, comprennent en particulier l'immersion du solide à refroidir dans un liquide (ou trempe), l'impact d'une matrice de jets d'eau cohérents sur la surface à refroidir, ou encore l'utilisation d'un spray. Le refroidissement par spray consiste à faire impacter un brouillard de gouttes sur la surface à refroidir. À titre d'exemple, dans l'industrie métallurgique, la phase de refroidissement fait partie intégrante du traitement thermique, qui se compose d'une succession de phases de chauffage et de refroidissement qui conféreront au matériau une micro-structure en relation avec ses propriétés d'usage. Dans les procédés sidérurgiques, des brames d'acier sont chauffées à près de 1200°C pour faciliter leur laminage à chaud, puis refroidies de manière extrêmement rapide, avec des taux de refroidissement pouvant atteindre quelques milliers de K par seconde, en fonction des propriétés microstructurales et mécaniques désirées. Ces étapes nécessitent un contrôle de la vitesse de refroidissement, du flux de chaleur ainsi qu'une bonne homogénéité spatiale du refroidissement.



*Figure 1: Banc de refroidissement d'une brame d'acier par des rampes de spray.*

Si les techniques d'impacts de jets d'eau cohérents peuvent paraître simples à mettre en œuvre et permettent un contrôle du refroidissement jusqu'à des températures assez basses, elles ont néanmoins l'inconvénient de consommer de grandes quantités de fluide de refroidissement et les flux thermiques extraits peuvent s'avérer parfois très hétérogènes, ce qui conduit à limiter la qualité des produits obtenus. De plus, la consommation excessive de fluide de refroidissement induit une consommation d'énergie accrue, ce qui diminue l'efficacité énergétique globale du procédé.

Le refroidissement par spray ne constitue pas d'ailleurs le seul champ d'application des modèles d'interaction entre une goutte et une paroi chauffée. Dans un moteur à combustion interne, le combustible est injecté sous la forme d'un spray de fines gouttelettes qui s'évaporent, cette vapeur se mélangeant au comburant avant de dégager de la chaleur par combustion. Une partie du spray impacte sur la paroi de la chambre de combustion, donnant lieu à des phénomènes d'évaporation, de

dépôt et de formation de film ou d'émission de gouttes secondaires. Ces phénomènes sont d'autant plus importants pour le fonctionnement global du moteur que la chambre est de petite taille, correspondant à la tendance actuelle d'évolution des moteurs à combustion interne.

L'utilisation de liquides sous forme dispersés (sprays) peut permettre, dans certaines conditions, d'atteindre des flux thermiques très élevés, notamment en maximisant les surfaces d'échange entre le fluide de refroidissement, l'air et la paroi, en particulier en favorisant les changements de phase (évaporation).

L'interaction d'un spray et d'une paroi chaude constitue un phénomène complexe qui couple hydrodynamique, transferts de chaleur et de masse. La modélisation fine des phénomènes d'interaction entre une goutte et une paroi chauffée constitue une étape nécessaire plutôt bien documentée dans la littérature, même si de multiples verrous scientifiques restent à lever, tels que la répartition des énergies dans le bilan énergétique de l'interaction goutte-paroi (relation évaporation, chaleur sensible, flux extrait à la paroi) ou encore l'établissement de modèles hydrodynamiques dans des régimes complexes tels que l'ébullition en film de vapeur ou l'impact d'une goutte sur un film liquide déjà présent sur la paroi.

Ainsi, afin de dimensionner correctement les installations industrielles utilisant le refroidissement par spray, il est nécessaire de disposer d'un outil de simulation suffisamment prédictif qui permettent de calculer, pour un spray caractérisé par sa distribution surfacique de débit et sa distribution granulométrique à l'injection, l'évolution de la température de paroi, le champ de température résultant et le temps caractéristique nécessaire au refroidissement à une température donnée.

C'est dans ce cadre que s'inscrit l'objectif de ce travail de thèse. Une buse d'injection couramment utilisée dans l'industrie sidérurgique sera étudiée en utilisant ses caractéristiques mesurées (débit spécifique, distribution granulométrique, distribution des composantes de vitesse, corrélations taille-vitesse) afin d'entreprendre la simulation numérique du spray en écoulement libre. Puis l'influence de la présence d'une surface impactant sur l'écoulement sera envisagée. Enfin, en se basant sur l'état de l'art, un modèle de refroidissement global sera utilisé afin de simuler sur le plan des transferts thermiques l'interaction des gouttes et de la paroi et ainsi de déterminer l'évolution du champ de température de paroi en fonction du temps, ceci en se limitant au régime d'ébullition en film de vapeur (régime de Leidenfrost). Ce régime particulier correspond au cas où la surface impactée est très chaude, ce qui conduit à la formation d'un film de vapeur entre le liquide et la surface chaude, diminuant ainsi les transferts thermiques. Ce régime est en effet très important dans le domaine du refroidissement des produits sidérurgiques, puisqu'il correspond au premier régime rencontré lors de la phase de refroidissement. Le régime de remouillage, obtenu lorsque la température de paroi devient inférieure à la température de Leidenfrost ne sera pas considéré dans ce travail.

# **Chapitre 1 : État de l'art**

# I. Les sprays, généralités

## I.1. Génération d'un spray

Un spray est issu de l'atomisation d'une phase liquide dans un environnement gazeux. L'atomisation correspond à la conversion d'un grand volume de liquide en une collection de gouttes et de ligaments. Différentes méthodes existent pour générer un spray, parmi lesquelles forcer le passage d'un liquide à travers un petit orifice/une buse (méthode dite de pression), mettre en rotation le liquide, arracher des gouttes par l'action d'un flux d'air co- ou contre-courant à haute vitesse, faire impacter un jet liquide contre une surface, ou encore utiliser des ondes acoustiques ou des forces électriques. L'essentiel est de créer une force capable de contrer la tension superficielle du liquide pour le fragmenter. En fonction de l'application recherchée pour le spray, l'une ou l'autre de ces méthodes peut être privilégiée. Dans le cadre du refroidissement, les sprays sont généralement obtenus en utilisant des buses générant un spray conique plein ou plat ou encore des buses « swirl », permettant une mise en rotation du liquide.

La forme, les dimensions de la buse ainsi que la pression d'entrée vont définir le régime d'écoulement à l'intérieur de la buse. Ces conditions initiales vont déterminer la vitesse, le diamètre des gouttes, ou encore l'angle de dispersion du spray lorsque celui-ci est pleinement développé.

La figure 1.1 montre les étapes successives de la formation d'un spray. La région d'atomisation primaire est dominée par le liquide, qui se divise en gouttes, ligaments, ou autres éléments liquides de tailles variables. Les forces en présence sont essentiellement liées au développement d'instabilités hydrodynamiques et à la propagation d'ondes dans un milieu liquide continu.

La concentration en liquide dans l'espace occupé par le spray diminue à mesure que l'on s'éloigne de la buse et les phénomènes physiques évoluent. Dans la région dense du spray, les interactions entre le liquide et l'air commencent à apparaître. Les transferts de quantité de mouvement entre les deux phases se traduisent par des processus de déformation et de fragmentation du liquide : c'est l'atomisation secondaire. Dans le cas où la densité du liquide est très supérieure à celle du gaz (rapport supérieur à 1000), les forces de traînée et de gravité sont les forces dominantes. Les interactions gouttes-gouttes (collision, coalescence, rebond, éclatement) interviennent également.

La région diluée ressemble à un brouillard en déplacement, majoritairement constitué de gouttes sphériques ou déformées. En prenant en considération l'évasement que prend le spray, dans la mesure où les gouttes suivent la même trajectoire générale et dans l'hypothèse où la dispersion turbulente reste modérée, la probabilité de rencontre entre gouttes est faible. Les transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse entre les phases liquide (gouttes)

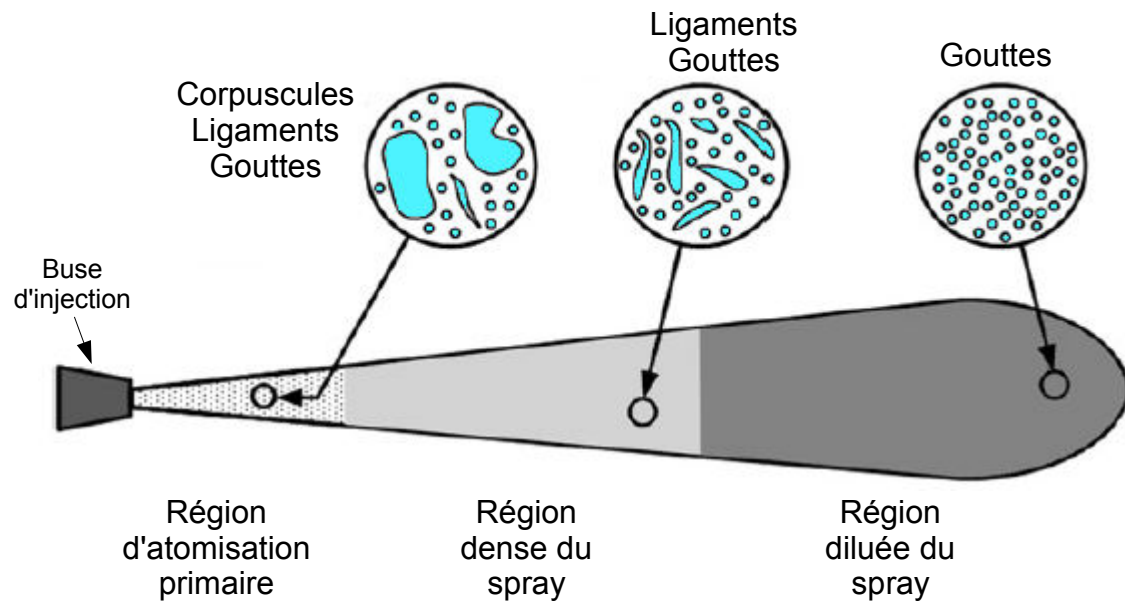


Figure 1.1: Étapes d'atomisation et régions caractéristiques d'un spray

et gazeuse déterminent les caractéristiques principalement du spray, notamment lorsque les interactions entre gouttes (collisions) sont minoritaires.

Les frontières limitant ces régions ne sont pas très précisément établies : en effet, il n'existe à notre connaissance que peu de travaux discutant ce sujet. Gounder *et al.*[1] précisent qu'un spray dont le titre volumique  $\chi_V$  est inférieur à 1 % est dilué, mais de manière générale, il est admis qu'en dessous d'un titre volumique de l'ordre de 5 % le spray l'est également. Pour un volume  $V_{\text{tot}}$  dans l'espace, le titre volumique est calculé selon l'équation (1.1)

$$\chi_V = \frac{V_{\text{occupé par le liquide}}}{V_{\text{tot}}} \quad \text{avec: } V_{\text{tot}} = V_{\text{occupé par le liquide}} + V_{\text{gaz}} \quad (1.1)$$

D'autres auteurs ([2] [3] [4]) proposent une limite basée sur le débit surfacique, cette limite étant comprise entre 0.2 et 3.5 L.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.

La suite de notre étude se limitera aux sprays dilués.

## I.2. Écoulement d'un spray dilué

En phase diluée, les gouttes ne subissent que les forces aérodynamiques liées à la différence de vitesse entre elles et l'air qui les entoure. Ces interactions gaz-liquide sont bien connues, notamment grâce à une succession de travaux réalisés par Faeth et son équipe : [5] [6] [7] [8]. Dans le cas stationnaire, et lorsque la différence de densité entre le liquide et le gaz atteint un facteur 1000, la principale interaction gaz-liquide est représentée par la force de traînée. La fragmentation peut également avoir un grand rôle.

La figure 1.2 résume l'ensemble des formes que peut prendre l'interaction gaz-liquide [9]. Elle est construite en fonction de deux nombres adimensionnels :

– Le nombre d'Ohnesorge,  $Oh = \mu_L (\rho_L \sigma d)^{-1/2}$  : il représente le rapport entre les forces visqueuses et celles liées à la tension superficielle. Il décrit la capacité de déformation d'une goutte à partir de ses propriétés physiques et de son diamètre. Dans le cas d'un goutte d'eau de diamètre supérieur à  $1 \mu\text{m}$ , on obtient  $Oh \leq 0.03$ .

– Le nombre de Weber,  $We_B = \rho_G u_{rel}^2 d / \sigma_L$  où  $u_{rel}$  est la vitesse relative moyenne entre le gaz et la goutte, compare les forces d'inertie et celles de tension superficielle. La cohésion de la goutte peut donc s'exprimer par ce nombre.

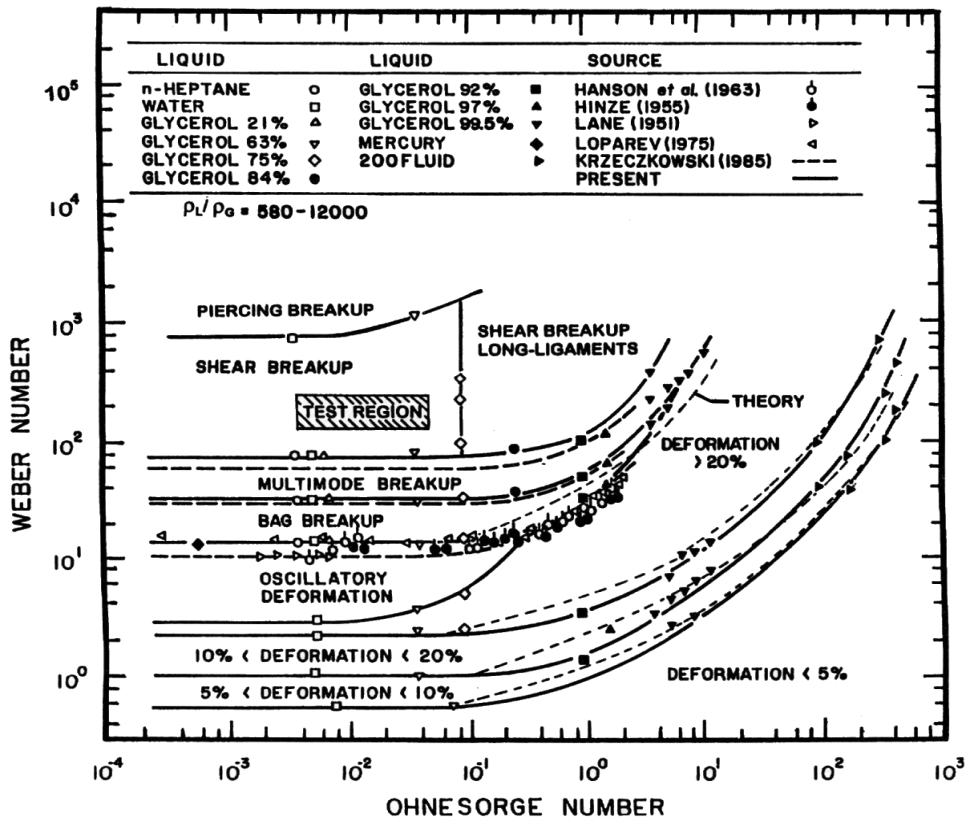


Figure 1.2: Carte de déformation et de fragmentation en fonction des nombres d'Ohnesorge et de Weber, pour des gouttes en écoulement dans une phase gazeuse.

Figure tirée de Faeth[5]

Dans la gamme  $Oh \leq 0.1$  les phénomènes sont indépendants du nombre d'Ohnesorge. On note quatre régimes :

- $We_B \leq 12$  : Régime de déformation sans fragmentation.
- $12 \leq We_B \leq 20$  : Régime de fragmentation *bag*.
- $20 \leq We_B \leq 80$  : Régime de fragmentation *multimode*.
- $We_B > 80$  : Régime de fragmentation *shear*.

Pour des nombres de Weber très grands ( $We_B > 800$ ), il existe un autre régime nommé « catastrophique ». La goutte subit alors une fragmentation très rapide de type « explosif ».

(i) Régime de déformation

Dans la gamme des nombres de Weber  $We_B$  inférieurs à 12, la goutte subit une déformation lui donnant l'aspect d'un ovoïde plus ou moins aplati au lieu d'une sphère. Cette déformation est plus ou moins marquée en fonction de la valeur du nombre de Weber, dépassant 20% du diamètre initial pour  $We_B \geq 3$ . Au-delà de cette valeur, la goutte entre en oscillation.

Ces changements provoquent une augmentation de la traînée de la goutte comparée à celle d'une sphère.

(ii) Régimes de fragmentation – Mécanismes et résultats

Dans les conditions permettant la fragmentation d'une goutte ( $We_B \geq 12$ ), la déformation prend des formes très variable : un sac en régime *bag*, un disque en régime *shear*.

La traînée est très influencée par ces changements. La figure 1.3 présente un exemple de l'évolution temporelle du coefficient de traînée  $C_D$  dans le cas d'une fragmentation en régime *bag*. Au maximum de la déformation de la goutte  $t/t^* \approx 2$ , le coefficient de traînée est trois fois plus important que celui d'une goutte sphérique.

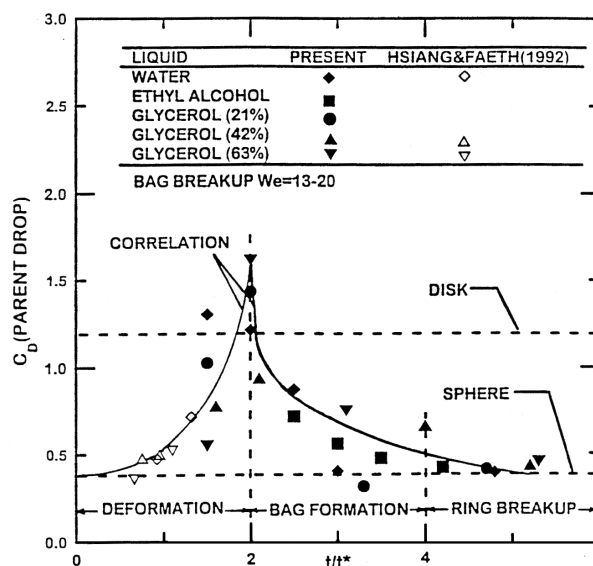


Figure 1.3: Evolution du coefficient de traînée en fonction du temps, dans le cas d'une fragmentation Bag. Figure issue de Faeth[5]

### I.3. Caractérisation d'un spray

Un spray correspond au transport d'un volume de liquide sous la forme d'un brouillard de gouttes. Ainsi, il présente l'avantage de maximiser la surface d'échange qui dépend du diamètre, du nombre de gouttes et du débit liquide. Caractériser un spray nécessite de connaître à la fois des informations sur les gouttes (diamètre, vitesse, répartition spatiale et locale des gouttes et du liquide), mais aussi des informations plus macroscopiques comme la forme générale du spray, l'écoulement d'air engendré ou encore la répartition du liquide dans l'espace.



### 1.3.1. Outils statistiques

Un spray est constitué d'un ensemble d'éléments fluides discrets ayant une certaine probabilité de présence dans le temps et l'espace. La caractérisation d'un spray nécessite donc d'utiliser des outils statistiques.

La fonction de densité de probabilité  $pdf(X; \vec{A}, t)$  décrit au point spatial  $\vec{A}$  et à l'instant  $t$  la probabilité de trouver une valeur  $x$  comprise dans l'intervalle  $[X; X+dX]$ . Elle respecte la condition  $\int_{-\infty}^{+\infty} pdf(X; \vec{A}, t) dX = 1$ . On dit aussi qu'elle est normalisée. Si l'on dispose d'un échantillon suffisamment grand de la grandeur  $X$ , alors l'histogramme formé en prenant des classes infiniment étroites ressemble à cette fonction. La fonction  $pdf$  est aussi communément appelée fonction de distribution de la grandeur  $X$ .

La fonction de répartition  $Cpdf(X, \vec{A}, t)$  correspond à la probabilité de trouver une valeur  $x$  inférieure à  $X$  :  $Proba(x \leq X) = Cpdf(X) = \int_{-\infty}^X pdf(x) dx$ . On l'appelle également fonction de densité de probabilité cumulée.

Le tableau 1.1 regroupe les principales grandeurs généralement utilisées dans l'étude statistique des sprays. Le mode  $m_x$  est la valeur de  $X$  telle que la fonction de densité de probabilité est maximale. La variance  $Var(X)$  représente la répartition autour de la moyenne de la population de  $X$ . Elle est homogène à  $[X]^2$ . Il est souvent plus aisé de travailler avec l'écart type  $\sigma_x = \sqrt{Var(X)}$  qui possède la même dimension que  $X$ . Le moment le plus connu est celui d'ordre 1  $X_1$ , également noté  $\bar{X}$ , puisqu'il correspond à la valeur moyenne.

Nom	Symbole	Formulation
Moment statistique d'ordre r	$E(X)^r$ ou $X_r$	$E(X)^r = \int X^r pdf(X) dX$
Variance Écart Type	$Var(X)$ $\sigma_x$	$Var(X) = E(X - E(X))^2 = E(X^2) - E(X)^2$ $\sigma_x = \sqrt{Var(X)}$
Mode	$m_x$	$\forall x, pdf(m_x) > pdf(x)$

Tableau 1.1: Grandeurs statistiques permettant en particulier de caractériser un spray.

La densité de probabilité de taille d'une population de gouttes est représentées sous forme graphique par un histogramme. Afin de donner une représentation mathématique de celle-ci, de nombreux auteurs ont cherché à représenter la densité de probabilité d'une population de gouttes à partir d'expressions mathématiques basées sur un nombre réduit de paramètres.

De nombreuses fonctions ont été développées dans le but de représenter les densités de population de gouttes, notamment en fonction de la technique utilisée pour générer le spray. Les fonctions de distribution utilisées incluent la loi normale, log-normale, la loi de Poisson, de Nukiyama-Tanasawa, de Rosin-Rammler ou encore de Weibull. Dans la mesure où les mécanismes liés à l'atomisation d'un spray ne sont pas encore totalement compris, il n'existe

pas de règle sur le choix d'une fonction de distribution, ce qui oblige à en tester plusieurs, avant de choisir celle qui correspond le mieux au phénomène étudié [10].

Un certain nombre de phénomènes d'atomisation présents dans la nature suivent une loi normale lorsque le logarithme du diamètre est pris comme variable [10]. Dans notre cas, la loi log-normale reproduit correctement les résultats sur le diamètre des gouttes, qui seront présentés aux chapitres 2 et 3. On s'attardera donc sur cette loi et sur ses propriétés.

Une variable  $X$  suit une loi log-normale de paramètres  $\mu_{\log}$  et  $\sigma_{\log}^2$  si la variable  $Y=\ln(X)$  suit une loi normale d'espérance  $\mu_{\log}$  et de variance  $\sigma_{\log}^2$ . La densité de probabilité de la loi log-normale s'écrit :

$$f(X; \mu_{\log}, \sigma_{\log}) = \frac{1}{X \sigma_{\log} \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln X - \mu_{\log})^2}{2\sigma_{\log}^2}\right) \quad (1.2)$$

Cette fonction est valable pour  $\sigma_{\log} > 0$  et  $\mu_{\log} \in [-\infty; +\infty]$ ,  $x > 0$ .

La fonction log-normale est représentée sur la figure 1.4, pour plusieurs couples de la valeur moyenne  $X_1$  et de l'écart-type  $\sigma_X$ . En augmentant la moyenne, la courbe est décalée vers les valeurs supérieures de  $X$ , tout en réduisant la hauteur du maximum. À valeur moyenne  $X_1$  constante, la diminution de l'écart type peut se traduire par un affaissement de la courbe (courbe noir vers courbe rouge) ou le contraire (courbe verte vers courbe bleu).

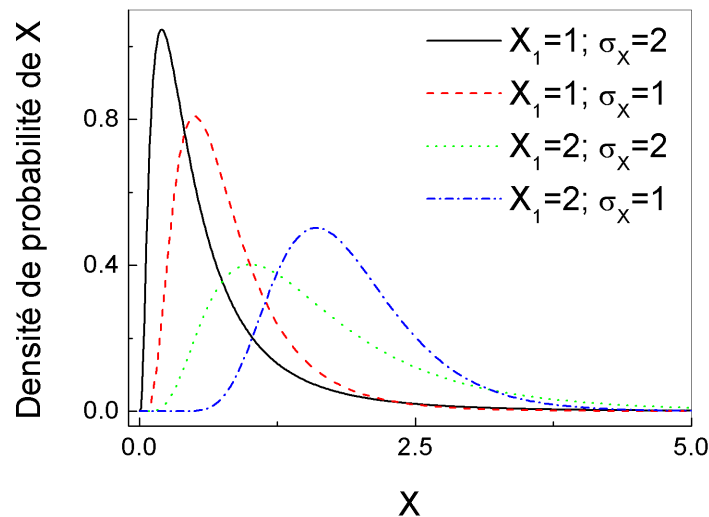


Figure 1.4: Représentation de la loi log-normale de la grandeur  $X$ , pour plusieurs couples de valeurs moyennes  $X_1$  et d'écart-type  $\sigma_X$ .

Tous les moments statistiques ainsi que le mode de la loi log-normale existent et sont donnés par le tableau 1.2.

<u>Nom</u>	<u>Formulation</u>
Moment statistique d'ordre r	$X_r = e^{r\mu_{\log} + r^2 \frac{\sigma_{\log}^2}{2}}$
Variance	$Var(X) = (e^{\sigma_{\log}^2} - 1) e^{2\mu_{\log} + \sigma_{\log}^2}$
Mode	$m_X = e^{\mu_{\log} - \sigma_{\log}^2}$

Tableau 1.2: Grandeurs statistiques pour la fonction log-normale, en fonction des paramètres  $\sigma_{\log}$  et  $\mu_{\log}$ .

### 1.3.2. Caractérisation de la phase discrète

La phase discrète est constituée des gouttes et autres particules liquides de formes diverses (ligaments, sphéroïdes par exemple) en déplacement dans une phase continue (l'air). Les gouttes peuvent être caractérisées par leur taille et les différentes composantes de leur vitesse.

La notion de taille est rendue compliquée par les formes variables que prennent les gouttes (section I.2). En règle générale, les gouttes sont supposées sphériques de diamètre égal à une dimension caractéristique de l'objet considéré. La dimension caractéristique d'un objet non sphérique varie suivant la méthode expérimentale ou numérique utilisée. La population de diamètres est généralement représentée sous forme d'une pdf en nombre ou en volume, ce qui offre la possibilité de considérer l'aspect numéraire des gouttes ou l'aspect volumique du liquide.

Les grandeurs statistiques telles que le mode, la variance, et les moments d'ordre 1, 2 et 3 sont également utilisées. Les moments permettent respectivement de calculer le diamètre moyen  $d_{10}$ , le diamètre surfacique  $d_{20}$  et le diamètre volumique  $d_{30}$ . Leurs formulations sont regroupées dans le tableau 1.3. Le diamètre de Sauter,  $d_{32}$ , correspond au rapport entre le volume moyen et la surface moyenne des particules. Il est très utile pour l'étude des phénomènes mettant en jeu des aspects liés au volume ou à la surface tels que les interactions

<u>Nom</u>	<u>Symbole</u>	<u>Formulation</u> où $X = d$
diamètre moyen	$d_{10}$	$d_{10} = X_1$
diamètre surfacique (lié à la surface moyenne)	$d_{20}$	$d_{20} = (X_2)^{1/2}$
diamètre volumique (lié au volume moyen)	$d_{30}$	$d_{30} = (X_3)^{1/3}$
diamètre de Sauter	$d_{32}$	$d_{32} = \frac{d_{20}^2}{d_{30}^3}$

Tableau 1.3: Grandeurs caractéristiques pour l'étude statistique du diamètre  $d$  des gouttes d'un spray.

liquide-air (forces d'inertie, traînée), ou les phénomènes de transport de masse et de chaleur entre la phase liquide et la phase gazeuse : évaporation, transferts convectifs.

La vitesse est généralement représentée par une pdf en nombre. Les grandeurs statistiques se limitent à la variance,  $\sigma_u$ , le mode  $m_u$ , et la vitesse moyenne  $\bar{u}$ . Enfin, le diamètre et la vitesse sont très souvent corrélés par une courbe,  $u = \text{Correl}_{\text{vit/Diam}}(d)$ , permettant par exemple de différencier le comportement en vitesse des petites et des grosses gouttes.

### 1.3.3. Caractérisation de l'échelle globale du spray

À l'échelle globale, le spray est un volume discontinu de liquide en déplacement. La grandeur la plus commune pour décrire un spray est donc le débit  $Q_V [\text{L.s}^{-1}]$ . Cette grandeur ne comprend toutefois aucune information sur la répartition spatiale du liquide. En revanche, lorsque l'on s'intéresse aux interactions entre un spray et une paroi plane, le débit surfacique  $Q'_V [\text{L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}]$  constitue une grandeur intéressante. Il est généralement calculé sur une surface orientée perpendiculairement au sens de l'écoulement. Certaines études s'intéressent également à la densité de flux de gouttes  $N'' [\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}]$ . L'équation (1.3) donne un ordre de grandeur de ce paramètre :

$$N'' = \frac{Q'_V}{\pi d_{30}^3 / 6} \quad (1.3)$$

Le titre volumique est également un bon indicateur de la densité d'un spray. Une approximation est donnée par l'équation (1.4).

$$\chi_V = \frac{Q'_V}{\bar{u}^{\text{vol}}} \quad (1.4)$$

où  $\bar{u}^{\text{vol}}$  est la vitesse moyenne des gouttes pondérée par leur volume.

La vitesse  $\bar{u}^{\text{vol}}$  s'approche de la vitesse moyenne  $\bar{u}$  classique lorsque le profil de la pdf du diamètre, exprimé en volume, est plat.

### 1.3.4. La phase continue : l'air

La phase continue dans laquelle se déplacent les gouttes joue un rôle important, comme cela a été évoqué dans la section I.2.

Ses caractéristiques physiques sont sa masse volumique  $\rho_G$  et sa viscosité  $\mu_G$ , généralement considérées comme constantes dans les conditions où la vitesse d'écoulement  $u_G$  reste très inférieure à la vitesse du son locale, qui ne dépend que de la température du gaz.

La phase continue est simplement caractérisée par la vitesse locale  $u_G(\vec{X}, t)$  et par la pression locale  $P_G(\vec{X}, t)$  du gaz.

## I.4. Classification des sprays

Les sprays sont aussi variables que les méthodes utilisées pour les générer : les différences tiennent aussi bien des caractéristiques de la distribution des gouttes (pdf des tailles) que de la répartition globale du liquide dans l'espace. La classification des sprays est une étape nécessaire qui permettra ultérieurement de décrire la physique de l'écoulement du spray et du refroidissement par spray.

Les interactions liquide-air ainsi que l'impact des gouttes sur une surface mettent en jeu la cohésion de la goutte (atomisation, éclatement) et la dissipation de son énergie cinétique, ce qui amène à considérer deux nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds  $Re_{sp}$  (équation 1.5) qui compare les forces d'inertie et de viscosité, et le nombre de Weber  $We_{sp}$  qui compare les forces d'inertie et de tension superficielle (équation 1.6), le nombre d'Ohnesorge vu précédemment se déduisant à partir de ces deux derniers par :

$$Oh_{sp} = \sqrt{We_{sp}} / Re_{sp}$$

$$Re_{sp} = \frac{\rho_L u d_{30}^3}{\mu_L d_{20}^2} = \frac{\rho_L u d_{32}}{\mu_L} \quad (1.5)$$

$$We_{sp} = \frac{\rho_L u^2 d_{30}^3}{\sigma_L d_{20}^2} = \frac{\rho_L u^2 d_{32}}{\sigma_L} \quad (1.6)$$

L'indice « sp » signifiera que ces nombres sont construits à l'échelle globale du spray et non sur une goutte individuelle particulière. Chacun de ces nombres représente le rapport entre une force volumique et une force surfacique, dont les statistiques à l'échelle du spray dépendent respectivement de la surface moyenne  $d_{20}$  et du volume moyen  $d_{30}$ . Ces nombres peuvent être ainsi construits à partir du diamètre de Sauter  $d_{32}$ , pour ce qui concerne l'échelle spatiale. Contrairement aux grandeurs présentées dans le paragraphe I.2 sur l'écoulement du spray dilué, ces nombres de Reynolds et de Weber s'écrivent uniquement à partir des propriétés physiques de la phase dispersée  $\rho_L$ ,  $\mu_L$  et  $\sigma_L$ .

Pour calculer ces grandeurs, il est plus juste d'utiliser la vitesse relative entre le gaz et les gouttes,  $u_{rel} = u_G - u$ . Il faut toutefois noter que le champ gazeux est généralement plus difficilement accessible expérimentalement.

Le nombre de Weber des gouttes permet de qualifier leur comportement lors de l'impact avec une surface : rebond, déformation, éclatement ; il est souvent placé en premier plan dans l'étude de ces phénomènes, devant le nombre de Reynolds.

Le comportement du spray à l'échelle des gouttes sera donc décrit par le nombre de Weber, le comportement global par le flux surfacique liquide, ce dernier étant un paramètre essentiel pour l'étude des interactions gouttes-paroi.

La figure 1.5 regroupe les domaines d'étude utilisés dans plusieurs références disponibles dans la littérature. Seules les études qui traitent d'impacts sprays-paroi ou de refroidissement

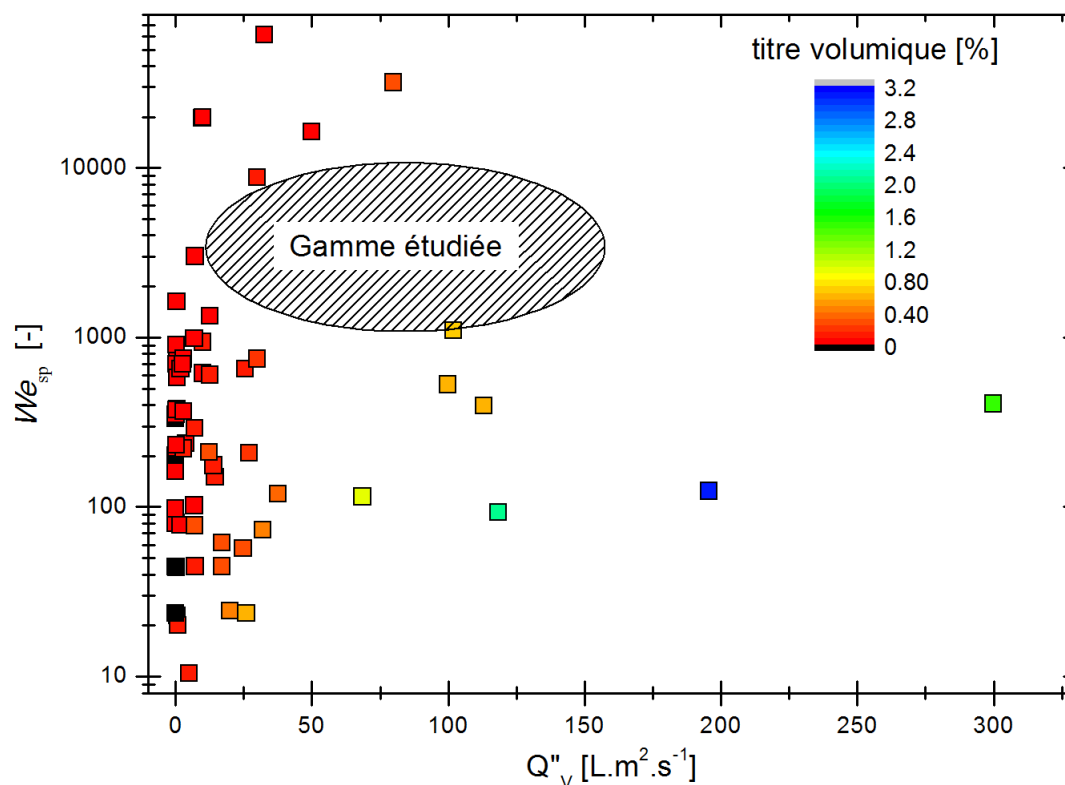


Figure 1.5 : Classification des sprays utilisés dans des études d'interaction spray-paroi dans la littérature.

par sprays ont été considérées. On trouvera la liste des références ayant permis de construire cette carte en Annexes 1).

Peu de références correspondent à l'utilisation d'un débit surfacique très élevé. De plus, un grand nombre d'études concernent des sprays composés de très petites gouttes, très rapides. Les débits  $Q_V$  sont de l'ordre de 1 à 2  $L \cdot min^{-1}$ . Pour obtenir un débit surfacique élevé, les auteurs ont limité leurs études à une zone proche de la buse (2 à 10 diamètres de buse).

Le titre volumique a également été représenté sur la carte de la figure 1.5. Les valeurs sont calculées à partir de l'équation (1.4). On observe que les titres volumiques les plus importants correspondent aux flux surfaciques les plus grands. Les valeurs sont toutefois toutes inférieures à quelques pour-cents et correspondent donc à des sprays en régime dilué.

Afin de mieux appréhender la suite de ce travail de thèse, le tableau 1.4 regroupe les principales caractéristiques du spray qui sera étudié dans la suite de ce travail. La gamme correspondante est matérialisée par l'ellipse hachurée sur la figure 1.5. Il apparaît clairement que le domaine d'étude de cette thèse est peu référencé, à notre connaissance, dans la littérature.

Grandeurs	Gamme
Diamètre de Sauter $d_{32}$ [ $\mu\text{m}$ ]	[ 300 ; 500 ]
Vitesse moyenne $\bar{u}$ [m/s]	[5 ; 20]
Nombre de Weber $We$	[100; 2000]
Débit surfacique $Q''_V$ [ $\text{L}/\text{m}^2/\text{s}$ ]	[40 ; 150]

Tableau 1.4: Caractéristiques principales du spray utilisé dans cette thèse

## II. Refroidissement par spray

### II.1. Régimes et mécanismes du transfert thermique

#### II.1.1. Courbe de Nukiyama

La méthode la plus simple pour refroidir un solide « chaud » est de le plonger dans un liquide « froid ». On appelle cela une trempe ou un bain. Les phénomènes de transfert thermique observés ont été décrits par Nukiyama en 1934 [11], lors d'une expérience sur la chauffe et le refroidissement d'un fil électrique plongé dans un bain d'eau. Ces observations furent complétées par celles de Drew et Mueller en 1937 [12], et permirent d'établir une courbe typique du transfert thermique.

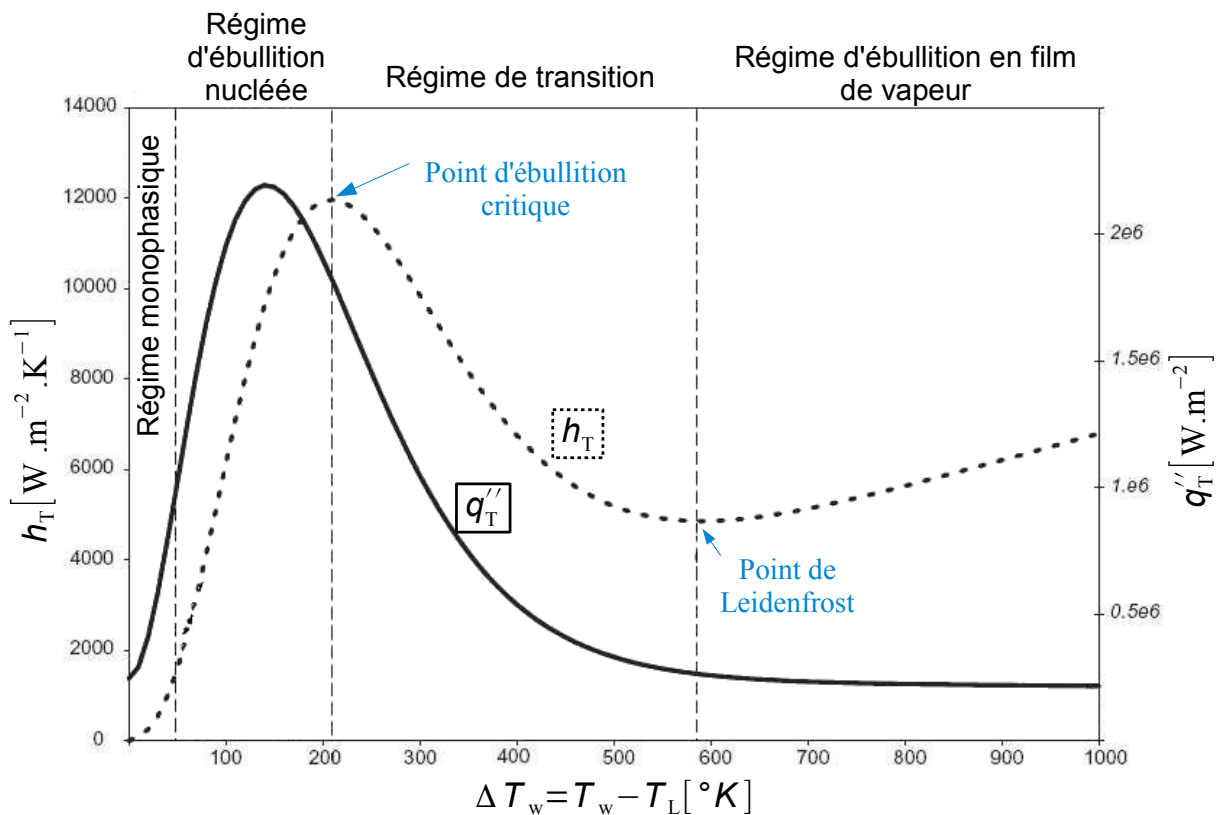


Figure 1.6: Courbe de Nukiyama pour une surface en refroidissement dans un bain liquide.

La courbe de Nukiyama (figure 1.6, courbe trait plein, échelle de droite) exprime le flux de chaleur extrait à la paroi,  $q''_T$ , en fonction de la température caractéristique  $\Delta T_w = (T_w - T_L)$ , avec  $T_w$  la température de la paroi et  $T_L$  la température du liquide. Le coefficient de transfert thermique  $h_T(\Delta T_w)$  défini par l'équation (1.7), est également présenté sur la figure 1.6 (courbe pointillée, échelle de gauche).

$$q''_T = h_T \Delta T_w \quad (1.7)$$

D'après l'équation (1.7) le terme  $h_T$  modélise les phénomènes physiques (ex : changement de phase, convection), indépendamment du gradient de température entre la surface et le fluide. Les courbes de  $h_T$  et  $q''_T$  mettent particulièrement bien en évidence quatre régimes de refroidissement. Par ordre croissant de température  $\Delta T_w$  on trouve : le régime monophasique, le régime d'ébullition nucléée, le régime de transition et le régime d'ébullition en film de vapeur, appelé aussi régime de Leidenfrost.

(i) Régime monophasique

Lorsque  $T_w \leq T_{sat}$ ,  $T_{sat}$  étant la température de saturation du liquide, le transfert thermique se fait par conduction directe entre la paroi et le fluide, ou éventuellement par convection. Le coefficient de transfert thermique est généralement assez faible.

(ii) Régime d'ébullition nucléée

On considère en général qu'au-delà de  $T_{sat}$ , le liquide peut changer de phase. En réalité, les conditions physiques permettant de générer de la vapeur dépendent aussi de la pression ambiante, de l'affinité du liquide avec la surface, ou encore de la tension superficielle du liquide. Ces conditions sont réunies dans les sites de nucléation ou site d'ébullition, qui correspondent à des aspérités à la surface du solide, mais aussi à des poussières et contaminants qui peuvent se trouver dans le liquide ou sur la surface du solide.

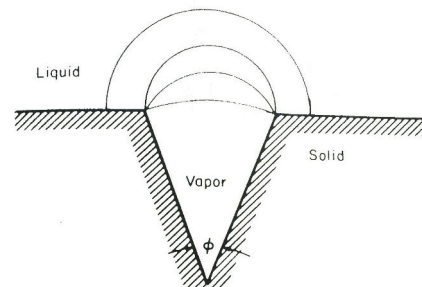


Figure 1.7: Schéma d'un site d'ébullition, d'ouverture  $\Phi$

La figure 1.7 schématise un site de nucléation dans lequel une bulle grandit. La croissance de la bulle nécessite de contrer la tension superficielle du liquide et dépend de l'angle de contact. Ainsi, l'angle d'ouverture  $\Phi$  du site d'ébullition est une propriété importante. Plus  $\Phi$  est petit, moins la température nécessaire à l'activation d'un site d'ébullition est grande. La croissance d'une bulle s'accompagne de la diminution de la température de la paroi au niveau du site, mais aussi autour, au point d'empêcher toute activation des sites environnants. La bulle croît et stagne sur la paroi jusqu'à atteindre une taille critique. Alors elle se détache et s'éloigne de la paroi. Pour permettre la croissance d'une nouvelle bulle, il faut attendre la remontée en température du site. Chaque site d'ébullition possède entre autres caractéristiques une fréquence de création de bulle, une taille de bulle ainsi qu'une température d'activation. La surface d'un matériau est recouverte d'une multitude de sites, de forme, de profondeur et de



taille différente. Le nombre de sites de nucléation activé croît avec la température à la paroi. Cela se traduit visuellement par quelques bulles de vapeur à faible température, puis par l'apparition de colonnes de plus en plus importantes à mesure que la température croît.

Le régime de nucléation est compris entre la température d'ébullition, souvent  $T_{sat}$ , et la température de flux de chaleur critique  $T_{CHF}$ . Le flux de chaleur croît entre ces deux températures, proportionnellement au nombre et à la taille des bulles formées.

(iii) Ébullition critique

Il existe une limite à la quantité de vapeur qui peut se trouver simultanément sur la surface. Lorsque deux bulles de vapeur fusionnent, elles créent un film isolant. Le transfert thermique est alors réalisé par la conduction dans la vapeur seulement, ce qui se traduit par une diminution du coefficient de transfert thermique :  $h_T < h_{T,max}$ . Toutefois, le flux de chaleur continue à croître puisque le gradient de température est grand. Le phénomène de « crise d'ébullition » apparaît au point d'inflexion de la courbe du flux de chaleur, lorsqu'une augmentation supplémentaire de la température n'est plus suffisante pour contrer la diminution de  $h_T$ . Le maximum de flux de chaleur est appelé « flux de chaleur critique », noté  $q''_{T,CHF}$ .

(iv) Régime de transition et point de Leidenfrost

Le régime de transition est compris dans la gamme de température  $[T_{CHF}; T_{Leid}]$ . Une fois les premières bulles de vapeur fusionnées, un film irrégulier de vapeur se forme sur la surface. À mesure que la température croît dans ce régime, une plus grande surface est recouverte de vapeur et l'épaisseur du film augmente. Ce régime est souvent cité comme difficile à atteindre expérimentalement à cause de la sensibilité du film de vapeur aux influences extérieures (ex : vibrations, courant d'air) capables de déstabiliser le film de vapeur et de le rompre, entraînant la reprise de l'ébullition nucléée.

Le point de Leidenfrost  $(T_{Leid}, q''_{T,Leid})$  correspond à l'état où toute la surface est recouverte d'un film de vapeur. Le flux de chaleur, ainsi que le coefficient de transfert thermique passent alors par un minimum local.

(v) Régime d'ébullition en film de vapeur

Quelle que soit la température  $T_w > T_{Leid}$  appliquée, le film de vapeur fait office d'isolant entre le liquide et la plaque. On parle de régime d'ébullition en film de vapeur (ou régime de Leidenfrost). Son existence est liée à l'équilibre entre la quantité de vapeur créée à l'interface liquide-vapeur et la quantité de vapeur qui s'échappe. Le transfert thermique est limité par la conduction au travers du film fin de vapeur (d'une épaisseur de quelques microns généralement) ; le coefficient de transfert thermique est constant. Dans ce régime, le flux de chaleur dépend linéairement de la température de paroi.

### II.1.2. Courbe transitoire de refroidissement

La forme de la courbe de Nukiyama n'est valable que dans le cas stationnaire, où la mesure du flux de chaleur est réalisée après stabilisation de la température  $T_w$ . Nukiyama avait déjà montré en 1934 [11] que lors d'un protocole de type chauffe, correspondant à la mesure de l'évolution transitoire de la température sous l'effet d'un flux thermique imposé, ou d'un refroidissement transitoire, correspondant à une surface initialement chaude plongée dans un bain froid, les régimes précédemment cités n'apparaissent pas tous et pas toujours dans les mêmes conditions.

Le refroidissement par spray concerne le cas particulier du refroidissement transitoire d'une plaque initialement chaude, sous l'action d'un spray. Ce refroidissement est décrit par l'évolution conjointe à la paroi du flux thermique  $q_T''$  et de la température  $T_w$ , en fonction du temps.

Dans la plupart des configurations de refroidissement, l'évolution de la température et du flux de chaleur en fonction du temps est identique [13]-[14]. Les travaux de Ciafalo *et al.* [13] sur le refroidissement par spray consistent à refroidir une plaque verticale en utilisant deux sprays de type *swirl* placés de part et d'autre de la plaque. Ces auteurs présentent un exemple de courbe de refroidissement (figure 1.8).

Au début de la phase de refroidissement, la température de la paroi est très élevée. Cependant le flux thermique extrait à la paroi demeure relativement modeste, ce qui est caractéristique du

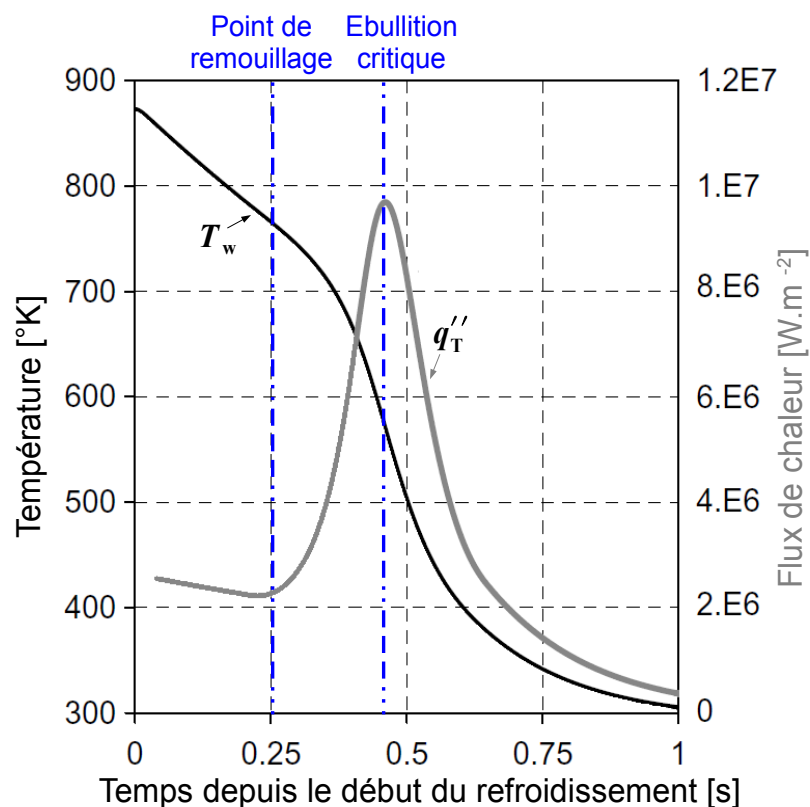


Figure 1.8: Courbe de refroidissement (figure tirée de [13]).

régime d'ébullition en film vapeur. À mesure que la température décroît, le film de vapeur s'affaiblit puis se rompt. Il n'y a, à notre connaissance, aucun consensus sur le processus qui mène à la rupture, mais la diminution progressive de l'épaisseur du film de vapeur constitue une hypothèse crédible. Le point de remouillage est alors atteint : il s'agit du premier instant où du liquide entre en contact direct avec la surface, permettant la reprise de l'ébullition. Ce point coïncide avec le point de Leidenfrost. Le changement brutal du phénomène responsable de l'échange de chaleur se traduit par la chute rapide de la température de paroi et une augmentation du flux extrait. Une fois la phase d'ébullition critique passée, le nombre de sites de nucléation activés diminue, se concrétisant par une chute du transfert thermique, également visible par la diminution de la pente de l'évolution de la température en fonction du temps.

## **II.2. Mécanismes du refroidissement par impact d'un spray**

### *II.2.1. Généralités*

Il existe des similitudes entre les régimes et les phénomènes physiques mis en évidence dans les cas du refroidissement en bain et du refroidissement par spray. Toutefois, ces deux types de refroidissement comportent des différences fondamentales. D'une part, un spray est discontinu et se compose de deux phases et d'autre part, le refroidissement par spray dépend à la fois de la répartition du flux liquide dans l'espace et des caractéristiques propres aux gouttes (pdf des diamètres et des vitesses entre autres caractéristiques). Ces spécificités sont responsables de mécanismes propres à l'interaction entre un spray et une plaque chaude.

Dans certaines conditions de refroidissement, un film liquide prend forme sur la surface. Les conditions d'apparition de ce film nécessitent généralement un débit surfacique important, une surface d'impact suffisamment grande pour que le film puisse se développer et des conditions thermiques particulières. Ce film liquide n'étant pas nécessairement continu, la surface de la plaque se présente comme une succession de zones liquides ou asséchées [15]. On définit deux configurations de refroidissement par spray :

- L'impact direct : la plaque est asséchée, ou tout juste humide. Les gouttes impactent directement la surface et le transfert thermique s'effectue soit directement entre la surface et la goutte déformée par l'impact sur la paroi, soit par l'intermédiaire d'un film de vapeur se formant entre la goutte déformée et la paroi dans le cas du régime de Leidenfrost.
- L'impact sur un film liquide : la plaque est alors noyée par le spray. Les gouttes impactent le film liquide, mais le transfert thermique est causé par plusieurs phénomènes : convection par le film liquide, évaporation directe, ébullition, impact de gouttes.

Dans le cas général d'un refroidissement par spray, ces deux configurations peuvent coexister. Les deux paragraphes suivants développent successivement chacune des configurations.

Les termes d'impact horizontal et vertical seront parfois utilisés. Ces termes correspondent respectivement à l'impact d'un spray injecté horizontalement sur une plaque verticale et à l'impact d'un spray injecté verticalement sur une plaque horizontale.

### II.2.2. Refroidissement par impact direct

Cette configuration existe dans des conditions de refroidissement où la plaque n'est pas noyée. En pratique, cela signifie que la goutte doit quitter la paroi ou s'évaporer avant l'arrivée d'une goutte suivante au même endroit, minimisant ainsi les risques de coalescence à la paroi. Ces conditions sont notamment atteintes lorsque le débit surfacique est modéré, le flux de chaleur élevé, ou encore dans le cas d'un impact horizontal (surface impactée verticale). Dans cette configuration, les mécanismes du refroidissement et l'efficacité du transfert thermique dépendent directement des régimes d'impact des gouttes sur la paroi.

Deux familles d'impact d'une goutte sur une paroi chaude peuvent exister : (a) l'impact mouillant, lorsque le liquide se dépose sur la surface de la plaque ; (b) l'impact non-mouillant, lorsque le liquide n'entre pas en contact direct avec la paroi.

#### (i) Grandeurs adimensionnelles pour l'étude de phénomènes d'impact direct

Les nombres de Weber, d'Ohnesorge ou de Reynolds sont très employés pour l'étude de l'impact direct des gouttes sur une paroi sèche. Mundo *et al.* [16] ont introduit une grandeur adimensionnelle unique qui permet de définir des limites entre les différents mécanismes physiques, le nombre de Mundo  $K$  :

$$K = We Oh^{-0.4} \quad (1.8)$$

En plus du nombre de Weber, cette grandeur permet de considérer l'effet, de la viscosité du liquide sur les comportements d'impact. L'exposant affecté au nombre d'Ohnesorge laisse présager d'un impact relativement modéré de la viscosité du liquide.

On distingue trois régimes d'impact : dépôt, rebond, éclatement. Ces régimes sont positionnés sur le diagramme de la figure 1.9 en fonction du nombre de Mundo  $K$  et de la température adimensionnelle  $T^*$ , définie par l'équation (1.9). Les points positionnés sur la carte compilent les résultats extraits de Cossali *et al.* [17] et Dewitte *et al.* [18].

$$T^* = \frac{T_w - T_{sat}}{T_{leid} - T_{sat}} \quad (1.9)$$

Les mécanismes propres à chaque régime varient en fonction de la température de la paroi. Il convient donc de séparer les comportements d'impact dans les conditions  $T_{sat} < T_w < T_{leid}$ , de ceux dans les conditions  $T_w > T_{leid}$ , c'est-à-dire  $0 < T^* < 1$  dans le premier cas et  $T^* > 1$  dans le second.

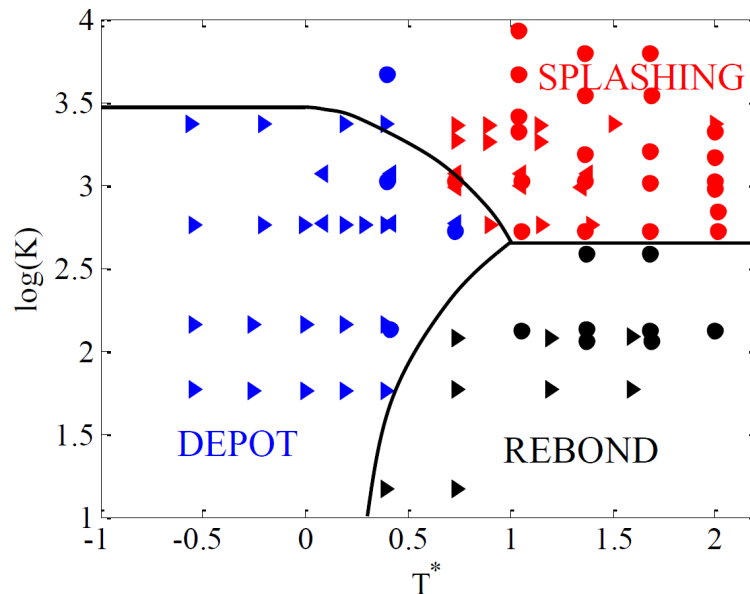


Figure 1.9: Diagramme  $K-T^*$  des régimes d'interaction goutte-paroi chaude, sans film liquide. (Mesures expérimentales de [17] et [18]).

(ii) Régime d'impact pour une condition de température  $T^* < 1$

On distingue trois régimes d'impacts, un étant non-mouillant et les deux autres mouillants.

À faible température ( $0 < T^* < 0.5$ ), un régime de type mouillant est observé. La goutte se dépose sur la paroi, ce qui conduit à la formation d'un film liquide, qui, en fonction de la température de paroi, peut bouillir et s'évaporer (voir II.1.1.(ii)). Dans le cas d'un film bouillonnant, la génération de vapeur provoque l'éclatement du film liquide, menant à la formation et à l'éjection de gouttes secondaires.

Pour des températures de paroi plus élevées ( $0.5 < T^* < 1$ ) deux régimes d'impact existent.

Le régime (non-mouillant) de rebond apparaît pour des nombres de Mundo faibles. L'énergie cinétique incidente est suffisamment faible pour que la tension superficielle maintienne la cohésion de la goutte. La goutte s'écrase sur la plaque, sans se rompre, s'étale puis se reconstitue et repart. Une part de l'énergie cinétique est dissipée sous forme visqueuse. L'énergie thermique est transmise par conduction entre la paroi et la goutte, avant d'être évacuée par le liquide. Une fraction du volume de la goutte peut s'évaporer.

Pour des nombres de Mundo plus élevés ( $K > 1000$ ), le second régime dit de *splashing* ou d'éclatement est observé. La goutte impacte la paroi, se déforme, puis le film liquide créé se rompt, provoquant ainsi l'éjection de gouttes secondaires. Une fraction du liquide peut également s'évaporer en fonction des conditions thermiques.

*(iii) Régime d'impact pour une condition de température  $T^* > 1$* 

Ces conditions thermiques nous placent dans le régime d'ébullition en film de vapeur (régime de Leidenfrost). À l'approche de la paroi, une petite fraction de la goutte est rapidement vaporisée, cette vapeur formant un film isolant le liquide de la paroi. On distingue alors deux régimes d'impact, de type non-mouillant.

Ici, les données seront présentées en termes de nombre de Weber, plutôt qu'en nombre de Mundo.

Pour un nombre de Weber faible  $We \leq 30$ , un régime de rebond est observé. La dynamique de la goutte est toutefois différente à cause de la présence du film de vapeur.

Pour un nombre de Weber plus élevé ( $30 < We < 70$ ), la goutte s'étale sur la paroi puis, pour les nombres de Weber élevés, peut éclater après étalement, en générant une ou plusieurs gouttes secondaires. À mesure que le nombre de Weber croît, le nombre de gouttes secondaires augmente.

Au-delà de  $We > 70$ , on retrouve un régime d'éclatement, avec la génération de nombreuses gouttes secondaires polydispersées en taille et en vitesse, ceci dans la phase de déformation initiale de la goutte.

*(iv) Rôle des gouttes secondaires dans le refroidissement par impact direct*

La figure 1.5 montre que dans le cadre du refroidissement par spray, la majeure partie des sprays étudiés dans la littérature comprennent des gouttes dont le nombre de Weber est supérieur à 100. Le régime d'éclatement est donc principalement rencontré, ce qui implique un nombre important de gouttes secondaires.

Yao et Choi [2] ont étudié différentes configurations d'impact d'un train de goutte monodispersé sur une surface, en régime de Leidenfrost, pour des nombres de Weber  $We \in [160-380]$ . Les impacts ont été réalisés verticalement et horizontalement. La configuration horizontale (plaque verticale) permet d'évacuer le liquide par l'action de la gravité. Ainsi, les gouttes secondaires ne retombent pas sur la surface et ne participent pas au refroidissement. Ces auteurs observent que le refroidissement en impact vertical est considérablement supérieur au refroidissement en impact horizontal, ce qui montre que l'effet des gouttes secondaires n'est pas négligeable dans le processus de refroidissement par impact direct.

*II.2.3. Refroidissement en présence d'un film liquide*

Lorsque la plaque reçoit continuellement un débit liquide  $Q_v$  trop important pour être évaporé, ou susceptible de favoriser la fusion de plusieurs gouttes étalées à la paroi, le liquide s'écoule vers les bords sous la forme d'un film liquide, puis est évacué. Les caractéristiques de ce film (épaisseur  $e_{\text{film,L}}$ , vitesse  $u_{\text{film,L}}$ ) sont entre autres conditionnées par le débit liquide surfacique au niveau de la plaque, les caractéristiques des gouttes au moment de l'impact, le taux d'évaporation, ou encore les dimensions de la plaque et l'orientation du spray. Les

gouttes impactent alors le film avec des régimes différents de ceux observés sur une paroi sèche.

Les caractéristiques du film liquide ainsi que leur influence sur le refroidissement sont brièvement discutées au paragraphe suivant.

(i) Caractéristiques du film liquide, et influence sur le refroidissement

Zhao *et al.* [19] et Cheng *et al.* [20] ont étudié le comportement du film liquide et son lien avec le refroidissement par spray. Les sprays étudiés incluent respectivement les gammes de nombres de Weber  $We \in [208; 400]$  et  $We \in [24; 100]$  et de débit surfacique  $Q''_v \in [20; 300] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $Q''_v \in [27; 113] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Ils confrontent des résultats expérimentaux et des simulations numériques en régime de transfert thermique monophasique et d'ébullition nucléée.

Les figures 1.10(a) et (b) sont issues des travaux de simulation de Zhao *et al.* [19]. L'épaisseur du film est nulle au centre de la zone d'impact, puis croît rapidement vers la périphérie pour atteindre  $e_{\text{film,L}} \approx 200 - 300 \mu\text{m}$ . L'absence de film au cœur de l'impact s'explique, selon Zhao *et al.* [19], par le régime de rebond des gouttes qui impactent verticalement sur la paroi. Il n'y a dans ce cas pas de dépôt de liquide à la surface. Le même résultat est obtenu par Cheng *et al.* [20], mais ces derniers expliquent l'absence de film au centre par la pression d'impact générée par le spray, qui a tendance à chasser le liquide vers la périphérie. La comparaison des figures 1.10(a) et 1.10(b) montre que les zones rapides du film coïncident avec les zones les plus épaisses.

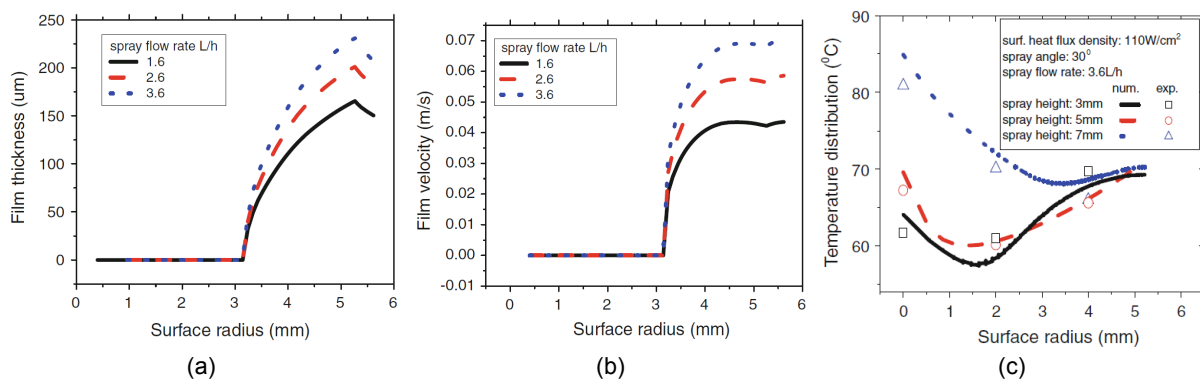


Figure 1.10 : Caractéristiques du film liquide en refroidissement par spray, sur un profil radial dont l'origine est prise au centre de la zone d'impact : (a) épaisseur et (b) vitesse du film, (c) température de la paroi, en fonction de la position sur la plaque. Figures issues de Zhao *et al.* [19].

Xie *et al.* [21] ont également réalisé des simulations de refroidissement par spray en régime monophasique, en présence d'un film liquide. Leurs mesures sont comparées aux résultats expérimentaux de Chen *et al.* [22]. Les configurations comprennent des sprays tels que  $We \in [500; 1300]$  et  $Q''_v \in [0.61; 12] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et avec une épaisseur de film  $e_{\text{film,L}} = 50 \mu\text{m}$ . Wendelstorf *et al.* [14] ont réalisé des simulations de l'épaisseur du film liquide en

refroidissement par spray, à partir de mesures expérimentales du coefficient de transfert thermique réalisées à 600°C. Ces configurations comprennent des sprays tels que  $We \approx 700$  et  $Q''_V = [3; 30] \text{L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . L'épaisseur du film croît avec le débit surfacique dans la gamme  $e_{\text{film},1} \in [280; 4000] \mu\text{m}$ .

Les résultats de ces auteurs montrent l'importance du débit surfacique  $Q''_V$  sur le refroidissement. L'influence du diamètre, de la vitesse et du nombre de Weber des gouttes est en revanche moins évidente. Cheng *et al.* [20] montrent cependant que les profils dans la section du spray du diamètre de Sauter  $d_{32}$  ou de la vitesse axiale des gouttes  $u_z$  peuvent être corrélés au profil de l'épaisseur du film.

À notre connaissance, il existe peu de résultats montrant un lien direct entre les caractéristiques du film et les capacités de refroidissement. La figure 1.10(c) représente le profil de la température de paroi  $T_w$  (pour un flux de chaleur  $q''_T$  imposé et homogène). On note une importante corrélation entre l'épaisseur (a) et la vitesse (b) du film, et le niveau de refroidissement. Le coefficient de transfert thermique est globalement plus important là où le film est épais et rapide.

(ii) Modes et mécanismes de transfert thermique

Il existe un consensus pour établir l'existence de quatre principaux modes de transfert thermique [20] lorsque le refroidissement par spray implique la présence d'un film à la paroi :

- Le transfert convectif entre le film et la plaque
- l'évaporation du film liquide directement à l'interface air-film liquide.
- l'ébullition du liquide et la formation de vapeur.
- le transfert direct de chaleur par impact entre les gouttes et la paroi, lorsque le film présente des discontinuités.

Ces quatre modes coexistent avec une importance qui varie en fonction notamment du régime de refroidissement. Cette problématique sera approfondie au paragraphe II.3.

Chaque mode est composé d'un ensemble de mécanismes, représentés sur la figure 1.11. L'ébullition à la paroi, l'ébullition secondaire, la convection, l'évaporation (flèches pleines) sont les mécanismes directement responsables du refroidissement. Des mécanismes indirects (flèches pointillées) peuvent favoriser ces mécanismes directs : interaction entre les gouttes et le film, entraînement d'air, fragmentation des bulles, rupture du film de vapeur.

La présentation de ces processus fait l'objet des paragraphes qui suivent.



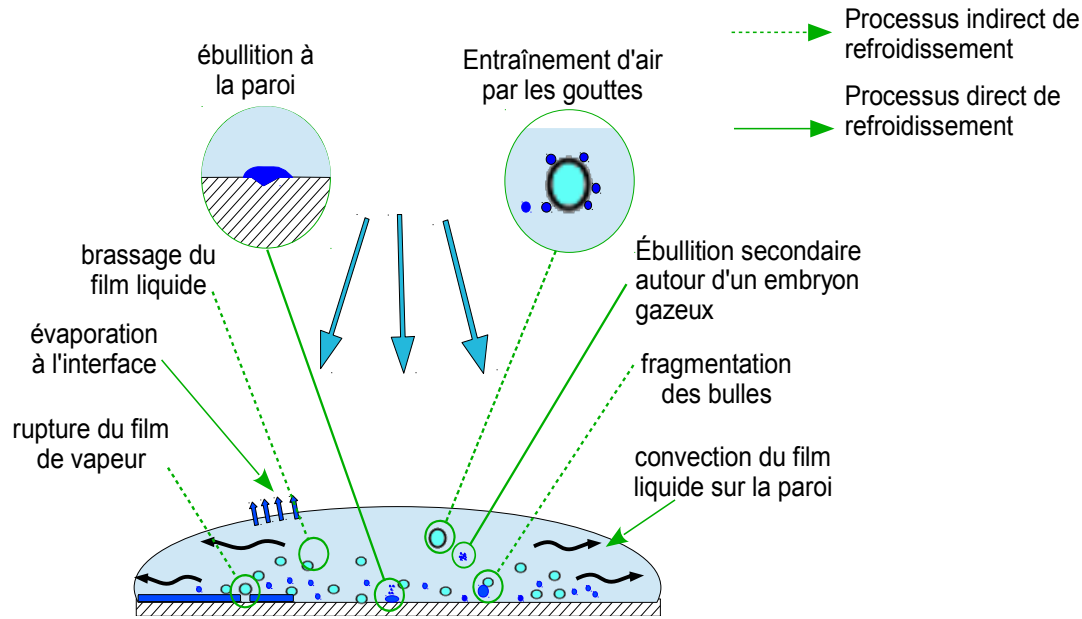


Figure 1.11: Schéma des principaux mécanismes du refroidissement par spray en présence d'un film liquide.

(iii) Mécanismes directs du transfert thermique

- Convection forcée par le film liquide

L'écoulement du film liquide induit un transfert par convection le long de la paroi.

- Évaporation directe à l'interface air-film liquide

Le film est alors suffisamment mince pour atteindre la température de saturation du liquide  $T_{\text{film},L} = T_{\text{sat}}$ . De la vapeur peut donc être générée à l'interface liquide-air, ceci contribuant au refroidissement par évaporation. Le refroidissement est limité par la conduction de chaleur à travers le film liquide, depuis la plaque vers l'interface liquide-air. Par ailleurs, il n'y a pas à notre connaissance de preuves montrant l'existence de cellules de convection permettant d'augmenter le transfert perpendiculairement à la plaque et donc d'accroître l'importance du mécanisme d'évaporation directe.

- Nucléation / ébullition à la paroi

Le paragraphe II.1.1.(ii) explique que pour un refroidissement en bain, la vapeur est formée au sein de sites de nucléation en surface de la plaque. La présence d'un film liquide conduit au même phénomène. Le flux de chaleur est limité par le temps mis par une bulle pour se former puis s'extraire et par l'espace occupé par la bulle à la surface de la plaque. Ce dernier point empêche l'activation de sites de nucléation trop proches les uns des autres, mais aussi conduit à la fusion des bulles et l'apparition d'un film de vapeur continu.

- Ébullition secondaire

L'ébullition secondaire est l'un des phénomènes majeurs concourant aux capacités de transfert thermique et à l'efficacité du refroidissement par spray.

Esmailzadeh *et al.* [23] et Sigler *et al.* [24] ont observé l'ébullition nucléée en présence d'un film liquide. Leur méthode expérimentale propose de noyer une surface chaude sous une hauteur variable de liquide, de manière à simuler la présence d'un film. Lors de la libération des bulles de vapeur à l'interface liquide-air, une fine couche de liquide est éjectée sous forme de gouttelettes, puis retombe. Durant ce court temps de séjour en phase gazeuse (air et vapeur), les gouttes emprisonnent de la vapeur et la transportent jusque dans le liquide. Lorsque ces embryons gazeux approchent de la surface, ils se comportent comme des sites de nucléation et forment de nouvelles bulles, ce qui contribue à accroître les transferts thermiques.

Lorsque le refroidissement par spray est considéré, le même phénomène se produit du fait de l'arrivée massive de gouttes. L'apport d'embryons gazeux augmente le nombre de sites de nucléation et par conséquent le transfert thermique. Rini *et al.* [25] ont concentré leur étude sur le refroidissement en régime d'ébullition nucléée. Ils observent que les sites de nucléation sont au moins à 70 % issus de l'apport d'embryons gazeux par les gouttes. De plus, la densité numérique de sites d'ébullition à la surface ( $n_{\text{site d'ébullition}} [\text{m}^{-3}]$ ) est multipliée par quatre entre un refroidissement en bain et un refroidissement par spray, dans des conditions de transferts thermiques identiques ( $\Delta T_w$ , état de surface, liquide de refroidissement). Dans un même temps, le flux de chaleur est multiplié par six.

Horacek *et al.* [15] ont étudié le refroidissement par impact d'un spray composé de FC-72, en régime d'ébullition et de transition. Ce liquide possède une température de saturation assez faible  $T_{\text{sat, FC-72}} = 56^\circ\text{C}$  et une grande affinité avec l'air, ce qui permet d'améliorer l'entraînement de gaz au sein des gouttes. Les auteurs observent une nette augmentation du flux de vapeur généré à la paroi lorsque du gaz est dissout dans le liquide, qui se traduit par un flux de chaleur augmenté. Cette nucléation abondante a l'avantage d'empêcher la formation continue d'un film de vapeur et donc multiplie les alternances entre film de vapeur et film liquide à la surface de la plaque. Ainsi, leurs résultats montrent que la densité de longueur des lignes de contact vapeur-liquide-solide et l'intensité du refroidissement croissent de manière conjointe.

- Impact direct des gouttes sur la paroi

L'épaisseur du film liquide n'étant pas homogène à la surface de la paroi, les conditions sont parfois réunies pour que l'épaisseur  $e_{\text{film,L}}$  soit très faible, voire nulle (paragraphe III.2.3.(i)). Dans ces conditions, l'interaction entre le spray et la plaque se traduit par les régimes d'impact vus au paragraphe II.2.2.

(iv) Mécanismes indirects du transfert thermique

- Interactions entre les gouttes et le film liquide

Le film liquide agit comme une barrière entre les gouttes et la paroi. En fonction de l'énergie cinétique transportée par les gouttes, plusieurs mécanismes peuvent être observés.

Les gouttes provoquent un brassage du film liquide, qui augmente la convection forcée. L'importance de l'impact des gouttes dans le phénomène de convection a particulièrement été mis en évidence par l'étude de Xie *et al.* [21] en régime monophasique. En régime d'ébullition nucléée, Rini *et al.* [25] obtiennent la même conclusion. Ainsi, quelque-soit le nombre de bulles générées et le flux de chaleur, la convection par le film liquide sur la plaque et l'évaporation directe représentent de l'ordre de 50 % du transfert thermique total. Ils attribuent ce comportement à l'effet du brassage des gouttes.

- Interaction entre les gouttes et les bulles, dans le film liquide

Au sein du film liquide, les gouttes peuvent croiser la trajectoire des bulles et provoquer leur fragmentation. Ce phénomène permet la génération de nouveaux embryons propices à la nucléation.

Lorsque l'énergie incidente est suffisante, les gouttes peuvent impacter directement la surface et provoquer le détachement prématuré des bulles. Une des conséquences est l'augmentation de la fréquence de production des bulles, mais également une réduction de la taille des bulles au moment de leur libération. Si ce dernier point est défavorable au transfert thermique [25], la réduction de la surface occupée par les bulles sur la plaque réduit les possibilités de fusion et donc de formation d'un film vapeur.

- Fragilisation et rupture du film de vapeur

Dans les conditions de température où le film de vapeur apparaît, les gouttes peuvent traverser le film de liquide et impacter le film de vapeur. Ceci fragilise le film de vapeur et permet localement la reprise de l'ébullition nucléée ([15] [26] [27]). Ce phénomène, même s'il semble être admis, est rarement observé à cause des conditions particulières de son obtention (présence conjointe d'un film liquide et d'un film de vapeur).

### **II.3. Participation des modes de transfert thermique dans le refroidissement total**

Plusieurs auteurs ont cherché à séparer l'importance des différents modes de transfert de chaleur dans le refroidissement par spray. Les études concernent principalement des simulations numériques, mais certains protocoles expérimentaux, comme celui utilisé par Rini *et al.* [25], permettent de séparer le rôle de chaque mode de transfert de chaleur.

Issa et Yao [28] ont simulé le refroidissement par spray d'eau, pour une température  $T_w$  supérieure à la température de Leidenfrost ( $T_w = 525^\circ\text{C}$ ). Le débit surfacique au centre de la

zone d'impact s'évalue à  $Q_V''=2.5 \text{ L.s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ . Les gouttes sont polydispersées en diamètre ( $d \in [9; 63] \mu\text{m}$ ), pour un nombre de Weber des gouttes inférieur à 1000. Le refroidissement par spray ainsi simulé correspond à une configuration d'impact direct et les contributions de trois modes de transfert thermique sont considérées : l'impact direct des gouttes, la convection de l'air sur la plaque et les transferts radiatifs. Le transfert radiatif apparaît comme négligeable dans les conditions thermiques considérées. Le refroidissement direct par impact de gouttes joue un rôle majeur avec plus de 50 % des transferts thermiques totaux. Il convient également de prendre en compte la convection de l'air sur la plaque, qui est responsable de près de 50 % du transfert thermique total. Cette importante contribution de la convection de l'air est due à la méthode de génération du spray elle-même, basée sur une buse de type cône plein avec une injection d'air co-courante à l'écoulement des gouttes à une vitesse de  $35 \text{ m.s}^{-1}$ .

Les simulations réalisées par Zhao *et al.* [19] sur le refroidissement par spray permettent de différencier l'importance de chacun des modes de transfert thermique dans le refroidissement d'une surface par impact d'un spray, en présence d'un film liquide (figure 1.12). En régime monophasique, la convection liée au film et le transfert thermique par impact direct des gouttes dominant. En régime diphasique (température supérieure à  $T_{\text{sat}}$ ), mais dans des conditions thermiques ne permettant pas le développement d'un film de vapeur, l'évaporation résultant de l'ébullition (50%) et le transfert thermique par impact direct des gouttes (30%) sont les principaux modes de transfert de chaleur.

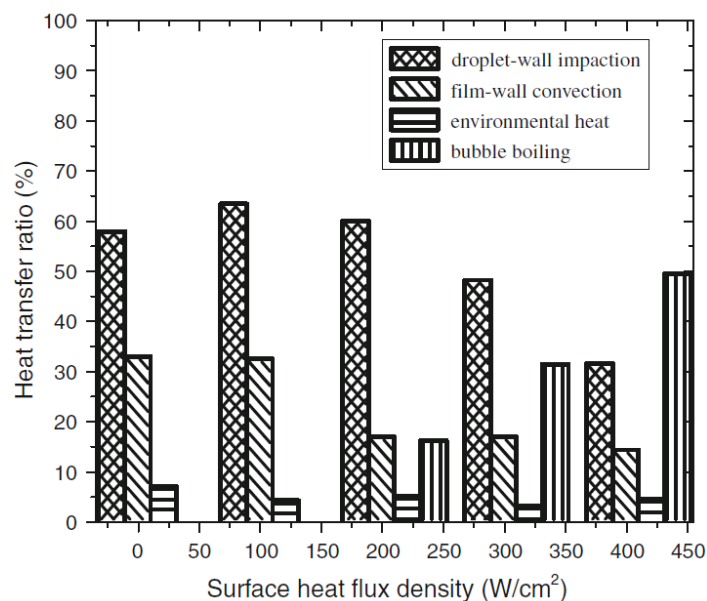


Figure 1.12: Répartition des modes de transfert thermique en fonction du flux de chaleur. La température d'ébullition est atteinte pour un flux de chaleur  $q_T' \approx 160 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . (Figure tirée de Zhao *et al.* (2010)[19])

Rini *et al.* [25] réalisent des expériences de refroidissement par spray en présence d'un film liquide. En régime d'ébullition nucléée, ils obtiennent une contribution de 50 % pour le mode

de transfert par évaporation résultant de l'ébullition, les 50 % restant étant partagés entre la convection due à l'écoulement du film liquide sur la plaque et l'évaporation directe.

Ainsi, les gouttes et leurs caractéristiques jouent un rôle majeur dans le refroidissement, que se soit au travers de l'impact direct sur la surface ou des interactions avec un film liquide (ébullition, mouvements de brassage). Cependant la contribution de chaque mode de transfert de chaleur varie beaucoup suivant la configuration de refroidissement, ne permettant pas de conclure sur la prépondérance d'un mécanisme par rapport aux autres.

## III. Modélisation du refroidissement par spray

### III.1. Généralités

Depuis les années 80, de nombreuses études ont été réalisées pour comprendre le refroidissement par spray, dans des configurations très variées. Ainsi, on compte des refroidissements par spray en milieu confiné, en apesanteur, par aspersion sur des plaques verticales ou horizontales, des recouvrements totaux ou partiels de la surface à refroidir ou encore l'utilisation de plusieurs buses simultanément. Les paramètres étudiés sont autant ceux du spray (diamètre des gouttes, vitesse des gouttes, débit surfacique, flux surfacique de gouttes), que ceux de la surface chauffée (température/régime de refroidissement, état de surface, affinité entre le liquide et le matériau de la surface, formes et dimensions, propriétés thermophysiques du matériau constituant la surface). L'angle entre l'axe du spray et la plaque, le type de liquide, la dissolution de gaz dans le liquide sont autant d'autres paramètres permettant de comprendre la physique fine du refroidissement par spray.

La multitude des configurations étudiées a permis de mettre en lumière les mécanismes du refroidissement par spray (voir II.2). Dans le même temps, le nombre et la complexité de ces mécanismes rend difficile leur modélisation. Cette modélisation passe par une meilleure compréhension des liens entre les conditions du refroidissement et chacun des mécanismes.

Ainsi, nous mettrons en évidence les principaux résultats liés aux caractéristiques du spray lui-même : diamètre et vitesse des gouttes, débit surfacique  $Q_v''$ , flux surfacique de gouttes  $N''$ , nombre de Weber  $We$ . Enfin, dans le cadre de cette étude bibliographique, les régimes de refroidissement autre que l'ébullition en film de vapeur ne seront que peu abordés, notre étude étant centrée sur ce régime particulier rencontré dans le refroidissement des produits sidérurgiques.

Le flux de chaleur surfacique  $q_T''$  et l'efficacité de refroidissement  $\epsilon_T$  permettent respectivement de quantifier et de qualifier le refroidissement. L'efficacité de refroidissement correspond au rendement du refroidissement par rapport au spray utilisé, c'est-à-dire à la part

de la consommation liquide réellement utile au refroidissement. Elle s'écrit comme le rapport entre le flux de chaleur réel et le flux de chaleur maximal que peut idéalement extraire le spray (équation (1.10)).

Lorsqu'une goutte interagit avec une paroi à haute température, la goutte est soumise à trois types de flux de chaleur. Ces différents échanges sont schématisés sur la figure 1.13 dans le cas d'une goutte de température initiale  $T_L$  interagissant avec une paroi chaude de température  $T_w$ .

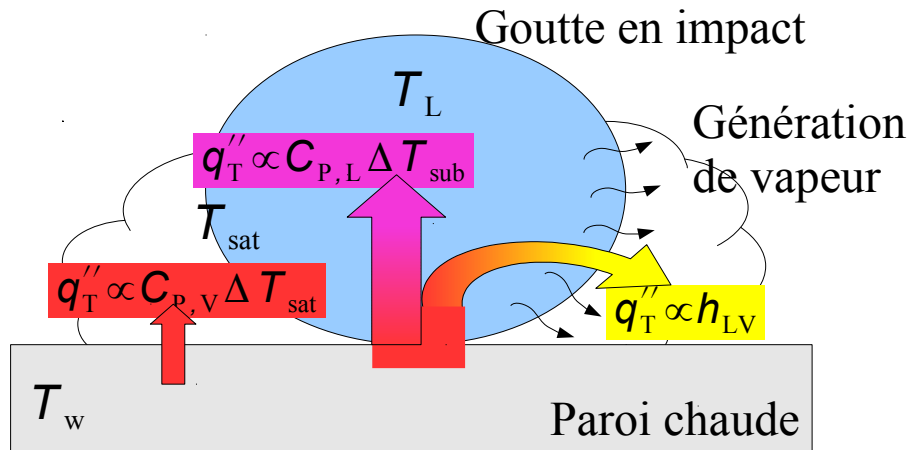


Figure 1.13: Schéma illustrant les trois formes de transfert de chaleur entre une goutte et une surface chaude. Chaque terme, exprimé en énergie massique  $[J.kg^{-1}]$ , correspond à un terme du dénominateur de l'équation (1.10).

Le premier terme (violet) correspond au flux de chaleur sensible vers le liquide lorsque sa température s'élève de  $\Delta T_{sub}$  entre sa température initiale  $T_L$  et sa température de saturation  $T_{sat}$ . Le second terme (jaune) correspond au flux de chaleur prélevé pour assurer le changement de phase d'une fraction du liquide. Le troisième terme (rouge) correspond au flux de chaleur sensible acquis par la vapeur qui subira une surchauffe  $\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$ . Dans le cas limite où tout le liquide participe à ces trois phases d'échanges, on obtient flux de chaleur maximal que peut extraire le liquide pour une température initiale  $T_L$  et une température de paroi  $T_w$ . Ainsi, l'efficacité de refroidissement d'un spray dont le débit surfacique de liquide est  $Q''_V$  peut s'écrire selon l'équation (1.10).

$$\varepsilon_T = \frac{q''_T}{\rho_L Q''_V (c_{p,L} \Delta T_{sub} + h_{LV} + c_{p,V} \Delta T_{sat})} \quad (1.10)$$

Pour certains auteurs, l'efficacité est calculée en ne prenant en compte que le terme de changement de phase  $h_{LV}$ . Le tableau 1.5 présente l'importance relative des termes de chaleur sensible du liquide et de la vapeur, dans des conditions de refroidissement typiques : température de paroi  $T_w = 650^\circ C$  et température initiale de l'eau  $T_L = 25^\circ C$ .

Grandeur	Valeur
Chaleur spécifique massique du liquide $c_{p,L}$ (à $T = 25^\circ\text{C}$ )	$4\,180 \text{ J.kg}^{-1}.\text{°K}^{-1}$
Chaleur spécifique massique de la vapeur $c_{p,V}$ (à $T = T_{\text{sat}} \approx 100^\circ\text{C}$ )	$2\,060 \text{ J.kg}^{-1}.\text{°K}^{-1}$
Chaleur de vaporisation $h_{LV}$	$2\,257\,000 \text{ J.kg}^{-1}$
Température de sous-refroidissement $\Delta T_{\text{sub}} = T_{\text{sat}} - T_L$	$100 - 25 = 75^\circ\text{C}$
Température de surchauffe $\Delta T_{\text{sat}} = T_w - T_{\text{sat}}$	$650 - 100 = 550^\circ\text{C}$
Calcul des termes de chaleur sensible liquide et vapeur	
Chaleur sensible du liquide : $c_{p,L} \Delta T_{\text{sub}}$	$313\,500 \text{ J.kg}^{-1}$
Chaleur sensible de la vapeur : $c_{p,V} \Delta T_{\text{sat}}$	$1\,133\,000 \text{ J.kg}^{-1}$
Chaleur sensible totale	$3\,703\,500 \text{ J.kg}^{-1}$

*Tableau 1.5: Chaleurs sensibles du liquide et de la vapeur dans le cas d'un refroidissement par spray d'eau, à la température initiale  $T_L = 25^\circ\text{C}$ , au contact d'une surface de température  $T_w = 650^\circ\text{C}$ . On considère le cas limite où la température de la vapeur atteint celle de la plaque.*

Dans ces conditions et pour de l'eau, le terme de chaleur sensible du liquide représente 8 % de la chaleur sensible totale.

L'importance du terme de chaleur sensible de la vapeur dépend de la température atteinte par la vapeur. Dans notre cas, ce terme représente 30 % de la chaleur sensible totale, en supposant que la température de la vapeur atteint celle de la plaque, ce qui n'est pas forcément le cas. Il peut être plus exact de considérer la température de film,  $T_{\text{film},V} = (T_{\text{sat}} + T_w)/2 = 375^\circ\text{C}$  et dans ce cas, ce terme représente encore 15 % du bilan total.

En conclusion, il apparaît nécessaire de ne pas négliger les termes correspondant à la chaleur sensible du liquide et de la vapeur dans le bilan énergétique du refroidissement par spray. Enfin, il est difficile de comparer deux études sur l'efficacité de refroidissement sans s'assurer que cette efficacité est calculée de manière identique.

### **III.2. Corrélations pour le refroidissement par impact direct de gouttes en régime d'ébullition en film vapeur.**

Le refroidissement en configuration d'impact direct a été étudié au travers d'expériences sur l'impact de train de gouttes ou de sprays (généralement de type dilué). Les paragraphes suivants présentent, pour ces deux configurations, une synthèse des résultats obtenus par différents auteurs.

### III.2.1. Refroidissement par impact direct d'un train de gouttes monodispersées

Un train de gouttes permet de générer successivement des gouttes monodispersées en taille et en vitesse. Les grandeurs utilisées pour interpréter le refroidissement par impact sont généralement le diamètre des gouttes  $d$ , la composante normale à la plaque de la vitesse des gouttes  $u$ , ou encore le nombre de Weber basé sur une goutte  $We$  (équation (1.11)) :

$$We = \frac{\rho_L d u^2}{\sigma_L} \quad (1.11)$$

La fréquence d'impact des gouttes  $f_{ss}$ , les propriétés physiques et la température de la surface (indice « w ») et du liquide de refroidissement (indice « L ») interviennent également. On note que la génération d'un train de gouttes ne permet généralement pas de faire varier indépendamment les trois grandeurs  $d$ ,  $u$  et  $f_{ss}$ , limitant par là même les domaines d'étude. Les corrélations citées par la suite sont regroupées dans le tableau 1.6, Ces relations concernent principalement le flux de chaleur extrait à la paroi et l'efficacité de refroidissement.

#### (i) Flux de chaleur extrait en fonction des caractéristiques d'impact

En 1970, Pedersen [29] a étudié le transfert thermique d'un train de gouttes monodispersées impactant sur une surface chauffée dans une gamme de température de surface  $T_w \in [650; 970]^\circ\text{C}$ , c'est-à-dire en régime d'ébullition en film de vapeur. Dans la gamme de nombres de Weber  $We \in [45; 332]$ , une augmentation du flux de chaleur extrait avec la vitesse incidente des gouttes est relevée. La température de surface et le diamètre des gouttes conduisent également à l'accroissement du flux de chaleur extrait mais dans une moindre mesure, l'influence du diamètre étant toutefois marginale.

Par la suite, d'autres études ([30] [2] [31] [32]) ont confirmé l'effet de la vitesse des gouttes sur le flux de chaleur extrait à la paroi. Un certain nombre d'entre elles montrent également que le flux de chaleur extrait croît avec le diamètre des gouttes. L'ensemble de ces études se base sur l'impact d'un train de gouttes, pour un diamètre et une vitesse de goutte respectivement compris dans les intervalles  $d \in [200; 100] \mu\text{m}$  et  $u \in [1; 7] \text{m.s}^{-1}$ , le nombre de Weber étant lui compris dans l'intervalle  $We \in [20; 220]$ .

Le rôle de la fréquence  $f_{ss}$  d'impact des gouttes sur le flux de chaleur a également été étudié ([30] [33] [34] [32]). Ainsi, ces auteurs montrent que le flux de chaleur extrait à la paroi croît avec la fréquence d'impact dans la gamme  $f_{ss} \in [0.67; 10000] \text{s}^{-1}$ . En augmentant considérablement la fréquence d'impact des gouttes, Yao et Choi [2] observent que l'influence de la vitesse et du diamètre des gouttes diminuent, tandis que l'influence du débit surfacique augmente considérablement. On note qu'à diamètre de goutte constant, le débit surfacique varie dans le même sens que la fréquence d'impact.



(ii) Efficacité de refroidissement en fonction des caractéristiques d'impact

Les résultats sur l'efficacité de refroidissement rapportée à une goutte  $\varepsilon_{T,sd}$ , sont en revanche parfois contradictoires. Pedersen [29] observe l'augmentation de l'efficacité de refroidissement avec la vitesse des gouttes, de même que Takeuchi *et al.* [30]. L'inverse est en revanche noté par Bolle et Moureau [35] et Bernardin et Mudawar [32].

Concernant le diamètre des gouttes, Takeuchi *et al.* [30] notent que l'efficacité de refroidissement décroît lorsque le diamètre des gouttes croît, de même que Bernardin et Mudawar [32] et Bolle et Moureau [35]. Exprimé en fonction du nombre de Weber basé sur une goutte  $We$ , la corrélation de Bernardin et Mudawar [32] affiche une décroissance de l'efficacité de refroidissement d'une goutte lorsque le nombre de Weber croît.

Dernièrement, Dunand *et al.* [36] observent la croissance de l'efficacité de refroidissement lorsque la vitesse des gouttes croît, tandis que l'augmentation du diamètre dans la gamme  $d \in [80; 240] \mu\text{m}$  tend à diminuer l'efficacité de refroidissement. De manière générale, l'efficacité croît avec le nombre de Weber dans la gamme  $We \in [0; 150]$ .

Takeuchi *et al.* [30] et Senda *et al.* [33] observent que l'efficacité de refroidissement diminue avec la fréquence d'impact des gouttes dans la gamme  $f_{ss} \in [0.67; 1000] \text{s}^{-1}$ . Ce résultat laisse supposer que des interactions verticales d'une goutte sur la suivante existent et limite l'efficacité du refroidissement.

Issa et Yao [28] regroupent les résultats de plusieurs auteurs ([37] [29] [33]), notamment Pedersen [29], concernant un train de gouttes monodisperse impactant sur une paroi chaude. Les données expérimentales comprennent des gouttes de diamètre  $d \in [200; 3835] \mu\text{m}$  et de vitesse  $u \in [2; 10] \text{m.s}^{-1}$ , avec une fréquence d'impact  $f_{ss} \in [10; 10816] \text{s}^{-1}$ , en régime d'ébullition nucléée pour  $T_w \in [139; 441]^\circ\text{C}$  et d'ébullition en film de vapeur pour  $T_w \in [255; 621]^\circ\text{C}$ . Ils construisent une corrélation sur l'efficacité de refroidissement d'une goutte  $\varepsilon_{T-sd}^{Issa1}$ , en régime de Leidenfrost, valable pour un nombre de Weber inférieur à 650. Cette corrélation montre que l'efficacité de refroidissement croît avec le nombre de Weber puis décroît à partir de  $We = 1000$ . Ce comportement n'est pas justifié par les auteurs, mais on note qu'il se produit au-delà de la gamme de validité de la corrélation. Cette corrélation a été testée dans le cadre d'une simulation du refroidissement par spray, ceci en comparaison avec sur une série de mesures expérimentales [38]. Le spray ainsi simulé est de type cône plein, avec une injection simultanée d'eau et d'air dont les débits massiques sont respectivement  $Q_{m,L} = 10^{-4} \text{kg.s}^{-1}$  et  $Q_{m,G} = 2E-3 \text{kg.s}^{-1}$ . Le débit surfacique du liquide au niveau de l'impact sur la plaque est de  $Q'_V > 2.5 \text{L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et le diamètre des gouttes est compris dans la gamme  $d \in [9; 63] \mu\text{m}$ . Le nombre de Weber des gouttes est quant à lui compris entre 100 et 1000. Pour chaque goutte qui impacte la surface, les auteurs applique la corrélation  $\varepsilon_{T-sd}^{Issa1}$  concernant l'efficacité de refroidissement afin de déterminer le flux de chaleur extrait. Les résultats de la simulation sont en accord avec les mesures expérimentales

Nom de la corrélation et référence des auteurs	Grandeur corrélée	Corrélation
$\varepsilon_{T-sd}^{Bolle\&M.}$ : Bolle et Moureau (1982) [35]	<u>Expériences d'impact d'une goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :</u> eau, $We \in [1; 1500]$ , $T_w \in [800; 1200]^\circ\text{C}$	
	Énergie extraite par l'impact d'une goutte	$E_{T-sd}^{Bolle\&M.} = 0.82 (\lambda_w \rho_L c_{p,L})^{0.5} (T_w - T_L) \frac{d^{2.5}}{\sqrt{u}}$
	Efficacité de refroidissement rapportée à une goutte	$\varepsilon_{T-sd}^{Bolle\&M.} = 1.566 \frac{\sqrt{\lambda_w \rho_w c_{p,w}}}{\rho_L h_{LV}} (T_w - T_L) \sqrt{\frac{1}{ud}}$
$\varepsilon_{T-ss}^{Tak.}$ : Takeuchi <i>et al.</i> (1983) [30]	<u>Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :</u> eau, $d \in [290; 560] \mu\text{m}$ , $u \in [2.2; 4.8] \text{m.s}^{-1}$ $f \in [10; 100] \text{s}^{-1}$ , $We \in [22; 210]$ , $T_w \in [600; 1000]^\circ\text{C}$	
	Flux de chaleur extrait par un train de gouttes	$q_{T-ss}^{Tak.} \propto f^{0.95} u^{0.65} d^{2.62}$
	Efficacité de refroidissement pour un train de gouttes	$\varepsilon_{T-ss}^{Tak.} \propto f^{-0.05} u^{0.65} d^{-0.38}$
$\varepsilon_{T-ss}^{B.\&M.}$ : Bernardin et Mudawar (1997) [32]	<u>Expériences d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :</u> eau, $d \in [240; 1000] \mu\text{m}$ , $u \in [1.2; 7] \text{m.s}^{-1}$ $f \in [500; 12000] \text{s}^{-1}$ , $We \in [20; 200]$ , $T_w \in [200; 400]^\circ\text{C}$	
	Flux de chaleur extrait par un train de gouttes	$q_{T-ss}^{B.\&M.} = 383.6 \Delta T^{0.912} d^{0.996} u^{0.254}$
	Efficacité de refroidissement pour un train de gouttes	$\varepsilon_{T-ss}^{B.\&M.} = \frac{1719}{\rho_L h_{LV}} \Delta T^{0.912} d^{-1.004} u^{-0.746}$
$\varepsilon_{T-sd}^{Issa}$ : Issa et Yao(2005) [28]	<u>Expériences d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :</u> eau, $d \in [200; 482] \mu\text{m}$ , $u \in [2; 10] \text{m.s}^{-1}$ $f \in [50; 10816] \text{s}^{-1}$ , $We \in [10; 650]$ , $T_w \in [255; 621]^\circ\text{C}$	
	Efficacité de refroidissement rapportée à une goutte	$\varepsilon_{T-sd}^{Issa1} = 3.771 \times 10^{-3} We^{0.691} e^{-9.079E-4 We}$
	<u>Expériences d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition nucléée :</u> eau, $d \in [330; 3835] \mu\text{m}$ , $u \in [3.63; 9.45] \text{m.s}^{-1}$ $f \in [10; 10816] \text{s}^{-1}$ , $We \in [50; 480]$ , $T_w \in [139; 441]^\circ\text{C}$	
Efficacité de refroidissement rapportée à une goutte	$\varepsilon_{T-sd}^{Issa2} = 9.844E-2 We^{0.3428}$	

Tableau 1.6: Relations obtenues par différents auteurs pour le transfert thermique par impact d'une goutte ou d'un train de goutte. Les indices « sd » et « ss » correspondent au type d'élément liquide pour lequel est calculé la grandeur, avec respectivement une goutte seule ou un train de gouttes.

sur le flux de chaleur. Cependant, en utilisant des sprays tels que  $Q''_v > 4 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , les auteurs observent une divergence entre les résultats de la simulation et ceux de l'expérience. Ils attribuent cette différence à un phénomène de noyage de la plaque, présent dans l'expérience mais non reproduit par la simulation qui ne considère que des impacts directs des gouttes. Ce phénomène de noyage équivaut à la formation d'un film liquide.

À partir des travaux de ces mêmes auteurs ([37] [29] [33]), Issa et Yao [28] développent également une corrélation sur l'efficacité de refroidissement en régime d'ébullition  $\varepsilon_{T-sd}^{\text{Issa2}}$ . Cette corrélation est par la suite reprise par Zhao *et al.* [19]. En régime d'ébullition nucléée, l'efficacité de refroidissement croît lorsque le nombre de Weber croît.

### III.2.2. Refroidissement par impact direct d'un spray

D'autres auteurs ont étudié le refroidissement par impact d'un spray sur une surface chaude en régime d'ébullition en film de vapeur. Le tableau 1.7 regroupe les principales relations sur le flux de chaleur et l'efficacité de refroidissement obtenue dans cette configuration. Les paramètres du spray pouvant influencer le refroidissement sont le diamètre statistique  $d_{10}$  ou  $d_{32}$ , la vitesse moyenne  $\bar{u}$ , le débit surfacique, ou encore le nombre de Weber  $We_{sp}$  et le nombre de Reynolds  $Re_{sp}$  basés sur les caractéristiques du spray (équations (1.5) et (1.6)). La température de la surface (indice « w »), ainsi que les propriétés physiques de celle-ci et celles du liquide de refroidissement (indice « L ») interviennent également.

Dans le cas de l'impact d'un spray monodispersé en diamètre, Deb et Yao [3] obtiennent une relation analytique  $\varepsilon_{T-sp}^{\text{D.\&Y.}}$  pour l'efficacité de refroidissement dans la gamme  $We_{sp} \in [40; 80]$  et  $Q''_v \in [0.3; 2] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , pour des refroidissements allant du régime de refroidissement transitoire au régime d'ébullition en film de vapeur c'est-à-dire  $T_w \in [140; 600]^\circ\text{C}$  pour de l'eau. L'efficacité de refroidissement croît avec le nombre de Weber.

Klinzing *et al.* [39] étudient le refroidissement généré par une large gamme de sprays grâce à l'utilisation de cinq buses différentes. Leurs mesures permettent le développement de corrélations pour tous les régimes de refroidissement, dont le régime d'ébullition en film de vapeur  $q''_{T-sp}^{\text{Klinzing2}}$ . En régime d'ébullition en film de vapeur, ils observent que le flux thermique extrait décroît légèrement lorsque le diamètre croît, mais croît fortement avec le flux surfacique. Pour les faibles débits surfaciques  $Q''_v < 3.5 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , le flux de chaleur est indépendant de la vitesse. Pour les débits surfaciques plus élevés  $Q''_v > 3.5 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , le diamètre n'influence pas l'efficacité du refroidissement. En revanche, l'efficacité de refroidissement croît lorsque la vitesse moyenne des gouttes décroît et, avec une importance identique, l'efficacité de refroidissement croît avec le débit surfacique.

Bernardin et Mudawar [32] proposent d'approcher expérimentalement une configuration de spray simplifiée à partir de l'assemblage de plusieurs trains de gouttes. Deux configurations comportant  $N_{\text{diaph}}=4$  et  $N_{\text{diaph}}=9$  diaphragmes, permettent de faire varier la densité du spray

du point de vue surfacique, c'est-à-dire au niveau de la surface d'impact (figure 1.14). Cette modélisation est intermédiaire entre un véritable spray et un train de gouttes puisque le diamètre et la vitesse des gouttes sont monodispersés, mais que des interactions latérales entre les gouttes peuvent avoir lieu. On note que les points d'impact sont uniformément répartis sur la plaque. Les auteurs comparent la mesure du flux de chaleur extrait à la paroi pour chacune des configurations, avec le flux de chaleur résultant de l'impact de  $N_{diaph}$  train de goutte solitaire dont le flux de chaleur est donnée par la corrélation  $q_{T-ss}^{B.\&M.}$  (tableau 1.6). Ainsi, Le flux de chaleur qui résulterait de l'impact de  $N_{diaph}$  trains de gouttes solitaire s'écrit :

$$q_{T,N_{diaph}} = N_{diaph} q_{T-ss}^{B.\&M.} \quad (1.12)$$

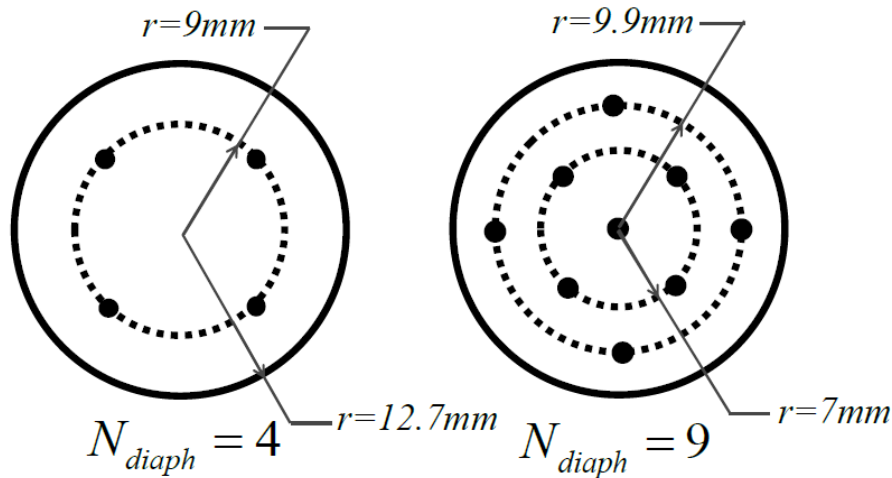


Figure 1.14: Schéma illustrant la configuration de refroidissement par impact de multiples trains de gouttes (Bernardin et Mudawar[32])

En configuration avec quatre trains de gouttes, le flux extrait à la paroi est égal au flux de chaleur calculé par la relation (1.12). Ce résultat montre que les interactions latérales entre les gouttes semblent négligeables. Dans la configuration avec neuf trains de gouttes, le flux de chaleur calculé à l'aide de la relation (1.12) est supérieur au flux de chaleur mesuré. Les auteurs observent le rebond latéral des gouttes issues d'un train de goutte qui viennent interférer avec les trains de gouttes situés à proximité, ce qui réduit l'efficacité pour refroidir la plaque, comparativement au cas de trains de gouttes pris individuellement. Bernardin et Mudawar [32] montrent donc que l'efficacité de refroidissement diminue à mesure que l'on augmente la densité latérale du spray. En augmentant la fréquence d'impact des gouttes, Takeuchi *et al.* [30] ont observé un résultat similaire. Dans ce cas, des interactions successives des gouttes formant le train sont responsables de la diminution de l'efficacité de refroidissement. Ces résultats reviennent à dire que les grandeurs tels que le débit surfacique  $Q''_V$ , le flux de goutte surfacique  $N''$ , ou le titre volumique  $\chi_V$  sont des paramètres importants dans le refroidissement par spray et que le refroidissement par spray ne peut pas être directement relié aux observations réalisées sur un train de gouttes seul.

Bernardin et Mudawar [32] ont proposé de construire une corrélation pour le refroidissement par spray, en prenant en compte deux cas concernant la densité du spray. Ils considèrent que l'efficacité du refroidissement d'un spray  $\varepsilon_{T-sp}$  est comprise entre l'efficacité d'un spray très dilué et l'efficacité d'un spray dense. Une interpolation linéaire entre ces deux situations permet d'exprimer l'efficacité de refroidissement en fonction de la densité du spray, exprimé

Auteurs	Corrélations et gammes de validités
$\varepsilon_{T-sp}^{D.\&Y.}$ :	$\varepsilon_{T-sp}^{D.\&Y.} = 0.02729 \exp\left(\frac{0.081 \sqrt{\ln(We_{sp}/35+1)}}{(B+S/60.5)^{1.5}}\right) + 0.21085 K B \exp\left(\frac{-90}{We_{sp}+1}\right)$ avec $B = c_{p,v}(T_w - T_{sat})/h_{LV}$ , $K = \lambda_{vap}/(c_{p,vap}\mu_{vap})$ , $S = \frac{(\lambda \rho c_p)_w^{0.5}}{(\lambda \rho c_p)_{steel}^{0.5}} - 1$
Deb et Yao(1987) [3]	eau Gammes : $d \approx 300 \mu m$ , $\bar{u} \in [3; 4] m.s^{-1}$ , $We \in [40; 80]$ $Q''_V \in [0.3; 2] L.m^{-2}.s^{-1}$ , $T_w \in [150; 600]^\circ C$
$q''_{T-sp}$ Klinzing :	$Q''_V \in [0.58; 3.5] L.m^{-2}.s^{-1}$ : $q''_{T-sp}^{Klinzing1} = 63.25 \Delta T_w^{1.691} Q''_V^{0.264} d_{32}^{-0.062}$ $Q''_V \in [3.5; 9.96] L.m^{-2}.s^{-1}$ : $q''_{T-sp}^{Klinzing2} = 1.413E5 \Delta T_w^{0.461} Q''_V^{0.566} \bar{u}^{0.639}$
Klinzing et al. (1992) [39]	eau Gammes : $d_{32} \in [0.137; 1350] \mu m$ , $\bar{u} \in [10.1; 29.9] m.s^{-1}$ $We_{sp} \in [200; 20000]$ , $T_w > T_{leid}$
$q''_{T-sp}$ B.&M. :	$q''_{T-sp}^{B.\&M.} = \rho_L h_{LV} Q''_V \varepsilon_{T,sd} \left(1 - \frac{Q''_V}{Q''_{V,dense}}\right) + 1720 \Delta T_w^{0.912} d_{32}^{-1.004} \bar{u}^{-0.746} \frac{(Q''_V)^2}{Q''_{V,dense}}$ avec $\varepsilon_{T,sd} = \frac{3.68E4}{\rho_L h_{LV}} \Delta T_w^{1.691} d_{32}^{-0.062}$ et $Q''_{V,dense} = 5 L.s^{-1}.m^{-2}$
Bernardin et Mudawar(1997) [32]	eau Gammes : $d \in [250; 1002] \mu m$ , $\bar{u} \in [1.0; 10] m.s^{-1}$ , $We \in [20; 200]$ $Q''_V \in [0.175; 2.63] L.m^{-2}.s^{-1}$ , $T_w \in [180; 380]^\circ C$
$\varepsilon_{T-sp}^{Y.\&C.-Re}$ :	$Re_{Q''_V} \in [0.002; 50]$ ; $\varepsilon_{T-sp}^{Y.\&C.-Re} = 2.5 E^{-4} \left[ Re_{Q''_V} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-1.05} + 2.5 E^{-2} \left[ Re_{Q''_V} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.4}$
$\varepsilon_{T-sp}^{Y.\&C.-We}$ :	$We_{Q''_V} \in [6 E^{-10}; 3 E^{-2}]$ ; $\varepsilon_{T-sp}^{Y.\&C.-We} = 8 E^{-7} \left[ We_{Q''_V} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.62} + 3.5 E^{-3} \left[ We_{Q''_V} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.2}$
Yao et Cox (2002) [40]	eau Gammes : $d \in [130; 25E+3] \mu m$ , $\bar{u} \in [[0.6; 7.3]; 20] m.s^{-1}$ , $We_{sp} \in [100; 3659]$ $Q''_V \in [[0.016; 2.05]; 50] L.m^{-2}.s^{-1}$ , $T_w \in [300; 800]^\circ C$

Tableau 1.7: Relations obtenues par différents auteurs pour le transfert thermique par impact direct d'un spray, en régime d'ébullition en film de vapeur.

par le débit surfacique  $Q''_V$ .

L'efficacité de refroidissement du spray dilué est obtenue à partir du flux de chaleur de Klinzing *et al.* [39]  $q''_{T-sp}{}^{Klinzing}$  (voir tableau 1.7) en fixant un débit surfacique très faible  $Q''_V=0.175 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Le cas du spray dense est basé sur les expériences d'un train de gouttes monodisperse en impact normal sur une paroi  $\varepsilon_{T-ss}^{B\&M}$  de Bernardin et Mudawar [32] (voir tableau 1.6). Ils considèrent en effet que l'augmentation de la fréquence d'impact d'un train de gouttes en impact normal permet de simuler une situation de spray dense par interaction de gouttes successives sur la paroi. On note toutefois que la corrélation  $\varepsilon_{T-ss}^{B\&M}$  ne prend pas en compte la fréquence d'impact des gouttes, et que les expériences avec plusieurs trains de gouttes montrent que la corrélation issue d'un train de goutte unique ne peut pas être utilisés pour traiter les phénomènes présents dans un spray. L'efficacité de refroidissement  $\varepsilon_{T-ss}^{B\&M}$  du train de gouttes en impact normal est atteinte pour  $Q''_V=5 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (valeur initialement donnée par Klinzing *et al.* [39] Pour définir la limite entre un spray dilué et un spray dense). La relation finale  $q''_{T-sp}{}^{B\&M}$ , valable pour un spray dont la densité est intermédiaire (résultat de l'interpolation linéaire), est présentée dans le tableau 1.7.

D'après cette corrélation, le flux de chaleur extrait par un spray croît avec le débit surfacique, mais décroît lorsque la vitesse moyenne ou le diamètre de Sauter des gouttes augmente. Bernardin et Mudawar [32] obtiennent en utilisant cette corrélation des écarts de 3% à 23% avec la mesure expérimentale du flux extrait au cours de l'impact d'un spray plat. Le spray testé par ces auteurs se caractérise par une répartition inhomogène du débit surfacique dans la zone d'impact  $Q''_V \in [0.51; 2.63] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Les valeurs du diamètre et de la vitesse sont homogènes sur cette même zone et respectivement égales à  $d_{32}=463 \mu\text{m}$  et  $\bar{u}=9.6 \text{ m.s}^{-1}$ . Finalement, ces résultats montrent qu'il est possible d'utiliser les corrélations obtenues à l'aide de trains de gouttes pour évaluer le refroidissement généré par l'impact d'un spray relativement dilué, à condition de prendre en compte l'influence du débit surfacique.

Par la suite, Yao et Cox [40] ont réalisé des mesures d'efficacité de refroidissement par un spray impactant une surface chauffée en régime de Leidenfrost. En regroupant leurs données et celles de plusieurs autres auteurs, ils construisent deux corrélations basées sur des nombres de Reynolds  $Re_{sp, Q''_V}$  et de Weber  $We_{sp, Q''_V}$  relatifs au spray définis par :

$$\begin{aligned} Re_{sp, Q''_V} &= \frac{\rho_L d Q''_V}{\mu_L} \\ We_{sp, Q''_V} &= \frac{\rho_L d (Q''_V)^2}{\sigma_L} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Ces nombres sont basés sur le débit surfacique plutôt que sur la vitesse. Les auteurs expliquent ce choix par l'absence de rôle clair de la vitesse sur l'efficacité de refroidissement. Les corrélations résultantes concernant l'efficacité de refroidissement sont présentées dans le tableau 1.7. Les auteurs notent que la relation basée sur un nombre de Weber prédit de

manière plus précise l'efficacité du refroidissement mesurée expérimentalement. Ce modèle a été testé expérimentalement sur le refroidissement généré par des sprays industriels ( $Q''_V \approx 50 \text{ L.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$  et  $u \approx 20 \text{ m.s}^{-1}$ ) et montre une bonne concordance du calcul avec l'expérience (figure 1.15).

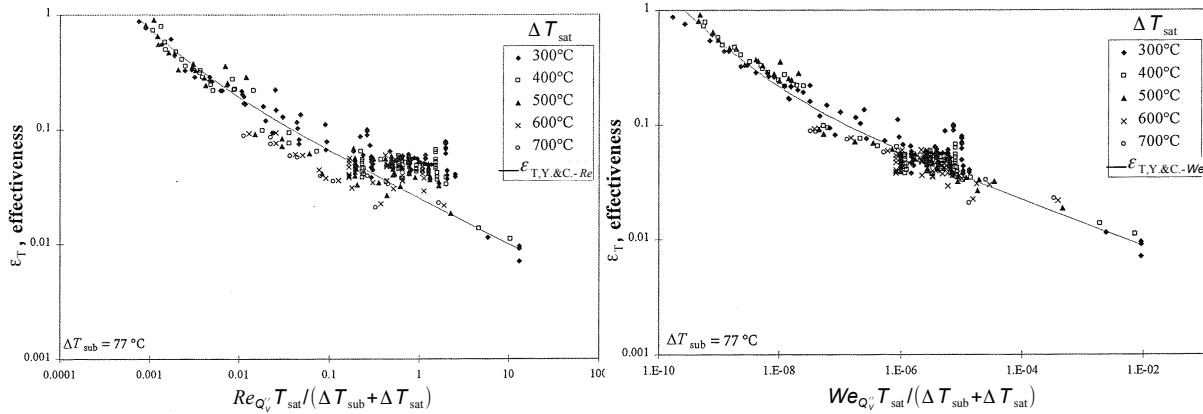


Figure 1.15: Comparaison des corrélations  $\epsilon_{T,Y.&C.-Re}$  et  $\epsilon_{T,Y.&C.-We}$  avec des mesures expérimentales de refroidissement en régime d'ébullition en film de vapeur, pour des températures de paroi comprises entre 300 °C et 700 °C. (Figures tirée de Yao et Cox [40])

### III.3. Méthodes et corrélations relatives au transfert thermique en présence d'un film liquide

Quelques études proposent de modéliser le comportement du film liquide en prenant en compte les différents modes de transfert thermique propre à la présence d'un film liquide. Dans un souci de simplification du propos, les explications se concentrent sur la partie thermique du refroidissement et sur la dynamique du film liquide.

Zhao *et al.* [19] ont réalisé la simulation du refroidissement par spray en régime monophasique et en régime d'ébullition nucléée dans les conditions  $We \in [24; 100]$  et  $Q''_V \in [20; 300] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Le film est décrit par un maillage fixe et par des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement en instationnaire, le film étant alimenté que par les gouttes qui impact la plaque en régime d'étalement. Les autres gouttes rebondissent. Les trajectoires des gouttes et des bulles sont calculées. Quatre modes de transfert thermique sont modélisés : convection du film liquide sur la plaque, échange entre le film et l'environnement (air), le transfert thermique générée par la goutte, l'ébullition nucléée. Ces transferts thermiques sont décrit par des nombres de Nusselt, des coefficients de transfert thermique ou encore une efficacité de refroidissement (voir tableau 1.8). Les mécanismes indirects utilisés dans la simulation sont également présentés. Les résultats de la simulation sont en adéquation avec des mesures expérimentales sur la vitesse d'écoulement du film et sur son épaisseur (voir paragraphe II.2.3.(i)), mais se limitent à des cas où il n'y a pas de film de vapeur.

		Zhao <i>et al.</i> [19]	Xie <i>et al.</i> [21]
Termes de Modélisation	Convection du film liquide sur la plaque	<u>Nombre de Nusselt sur le film :</u> $Nu_{\text{film,L}} = 0.322 Re_{\text{film}}^{1/2} Pr_{\text{film}}^{1/3}$	<u>Nombre de Nusselt sur le film :</u> $Nu_{\text{film,L}} = 0.322 Re_{\text{film}}^{1/2} Pr_{\text{film}}^{1/3}$
	Échange film-environnement	<u>Convection avec l'air :</u> coefficient de transfert thermique $h_{T, \text{film-air,L}} = \frac{\lambda_{\text{air}}}{e_{\text{film}}} 0.322 Re_{\text{air}}^{1/2} Pr_{\text{air}}^{1/3}$ <u>Transferts radiatifs :</u> $q''_T = (\varepsilon_w)^{\text{Ray}} \sigma_{\text{S.B.}} (T_w - T_G^4)$ , avec $(\varepsilon_w)^{\text{Ray}}$ l'émissivité de la surface.	Pas pris en compte
	Transfert thermique issu de la goutte	<u>Transfert thermique lors de la traversée du film liquide :</u> $Nu_{\text{drop}, z} = 2 + (0.4 Re_{\text{drop}}^{1/2} + 0.06 Re_{\text{drop}}^{2/2}) Pr_{\text{drop}}^{0.4}$ <u>Transfert thermique par impact :</u> efficacité de Issa et Yao [28] : $\varepsilon_{T-sd}^{\text{Issa2}}$	<u>Transfert thermique par impact :</u> efficacité de Issa et Yao[28] $\varepsilon_{T-sd}^{\text{Issa2}}$
	Ébullition nucléée	<u>ébullition à la paroi :</u> Plusieurs corrélations issues de diverses auteurs. <u>ébullition secondaire :</u> Apport d'embryons gazeux à partir des gouttes, puis utilisation des corrélations pour l'ébullition à la paroi.	Pas pris en compte
	Autres mécanismes	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Fragmentation des bulles par impact des gouttes</li> <li>• Évacuation du liquide en bord de surface</li> <li>• Entraînement des bulles par le film</li> </ul>	Aucun

Tableau 1.8: Méthodes et corrélations pour la simulation du refroidissement par spray en présence d'un film liquide

Xie *et al.* [21] proposent également une simulation en régime de refroidissement monophasique. Les auteurs notent que le flux surfacique de gouttes très élevé a tendance à lisser les effets de fluctuation du fait des impacts et permet de considérer le film liquide comme une interface stable et rigide. Le film liquide est également décrit par un maillage fixe et par des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, mais la résolution est opérée ici en stationnaire. Toutes les gouttes contribuent à alimenter le film liquide, et les mécanismes des différents régimes d'impact ainsi que l'évaporation ne sont pas modélisés. Le refroidissement en surface est modélisé par la contribution de l'impact direct des gouttes dans l'hypothèse d'un film liquide fin et par le transfert convectif du film liquide



le long de la paroi. Ce choix a été fait sur la base d'études expérimentales montrant que ces modes dominant en régime de refroidissement monophasique [41]. Le transfert convectif du film sur la paroi est corrélé par un nombre de Nusselt identique à celui utilisé par Zhao *et al.*. Le refroidissement par impact est modélisé par la corrélation de Issa et Yao [28] (tableau 1.6) sur l'efficacité de refroidissement. Les corrélations utilisées par Xie *et al.* [21] sont également présentées dans le tableau 1.8. Les résultats, sur l'épaisseur du film liquide et la température de stabilisation de la surface chauffée, sont en accord avec des études expérimentales réalisées par différents auteurs ([22], [42]).

Le même type de simulation a également été réalisé par Cheng *et al.* [43] pour la gamme  $We \in [208; 400]$  et  $Q'_v \in [27; 113] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

En fin de compte, la modélisation numérique du refroidissement par spray dans cette configuration avec film liquide est en général peu référencée, notamment en régime d'ébullition en film de vapeur.

## IV. Conclusion

Au vu des résultats présentés dans cet état de l'art, il apparaît clairement que le refroidissement par spray ne peut pas se limiter à l'impact de gouttes individuelles ou d'un train de gouttes sur une surface chaude. La littérature tend à montrer que suivant les conditions de refroidissement, d'autres phénomènes (convection, ébullition secondaire) vont totalement dominer le refroidissement, notamment dans le cas où un film liquide se forme à la surface de la plaque chauffée. Cependant, les conditions d'apparition de ce film liquide ne sont pas totalement identifiées, en particulier du fait du grand nombre de paramètres d'influence.

Des travaux associant corrélations empiriques et simulations numériques permettent néanmoins de traiter le refroidissement par spray en configuration de film liquide. Ces méthodes permettent notamment d'obtenir des informations sur les caractéristiques du film liquide à la surface de la plaque et le transfert thermique induit par celui-ci. Des études impliquant la présence d'un film liquide dans des conditions de températures de paroi élevées, en régime de transition ou d'ébullition en film de vapeur, ne sont cependant pas documentées dans la littérature.

Les gammes d'étude ayant permis de construire les différentes corrélations empiriques présentées dans les tableaux 1.6 et 1.7 sont représentées sur la carte de la figure 1.16. Les nombres de Weber correspondent à celui du spray  $We_{sp}$ , sauf pour la corrélation de Issa et Yao [28] qui traite de l'efficacité de refroidissement rapportée à une goutte. La gamme correspondant au spray qui fera l'objet de ce travail de thèse est également reportée sur cette figure (ellipse hachurée). À notre connaissance, cette gamme est peu documentée dans la

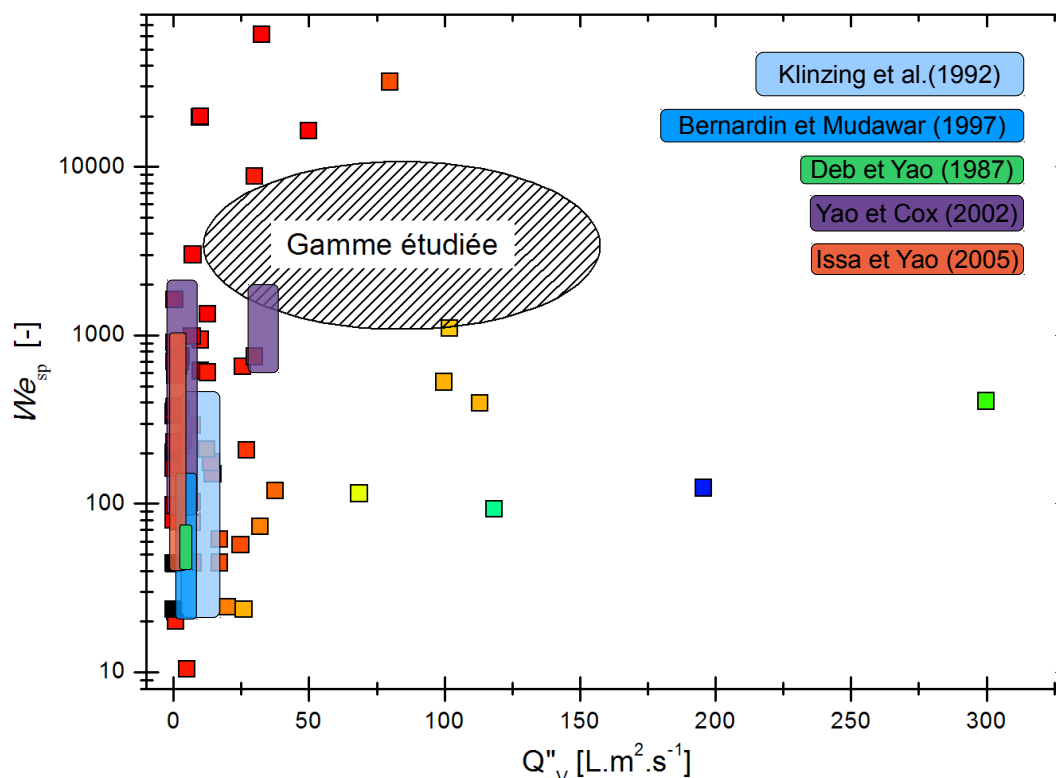


Figure 1.16: Représentation schématique des gammes d'étude ayant permis de construire des corrélations empiriques relatives à l'efficacité de refroidissement d'un spray.

littérature, du fait du débit surfacique particulièrement élevé. Néanmoins, des études comportant une gamme de débits spécifiques et de nombres de Weber approchant existent.

La figure 1.17 compare quelques-unes de ces corrélations pour différents débits spécifiques. Les figures (a) à (d) représentent l'efficacité de refroidissement  $\varepsilon_T$  en fonction du nombre de Weber sur le spray dans la gamme  $We_{sp} \in [11; 10000]$ , pour des débits surfaciques croissants  $Q''_v = 0.1; 1; 10; 100 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Les nombres de Weber sont calculés pour trois diamètres de gouttes  $d \in \{50; 200; 600\} \mu\text{m}$ . La vitesse est comprise dans la gamme  $u \in [1.15; 120] \text{ m.s}^{-1}$ . L'efficacité de refroidissement est calculée pour de l'eau en prenant une température initiale du liquide  $T_L = 25^\circ\text{C}$  et une température de paroi  $T_w = 500^\circ\text{C}$ . L'efficacité calculée à partir de la corrélation de Bernardin et Mudawar [32] est recalculée de manière à prendre en compte tous les termes du dénominateur de l'équation (1.10). L'efficacité de Deb et Yao [3] est calculée pour une plaque d'acier. Ces propriétés physiques ainsi que celles du liquide utilisé pour le calcul des efficacités de refroidissement sont regroupés dans le tableau 1.9.

Les corrélations n'étant pas toutes construites à partir du nombre de Weber, plusieurs valeurs d'efficacité sont possibles pour un même nombre de Weber (points rouges bleus et verts), notamment lorsque la corrélation n'est basée que sur le diamètre ou que sur la vitesse.

Certaines efficacités de refroidissement ont des valeurs irréalistes car elles sont calculées à partir de corrélations non valables sur notre gamme d'étude. La corrélation de Bernardin et

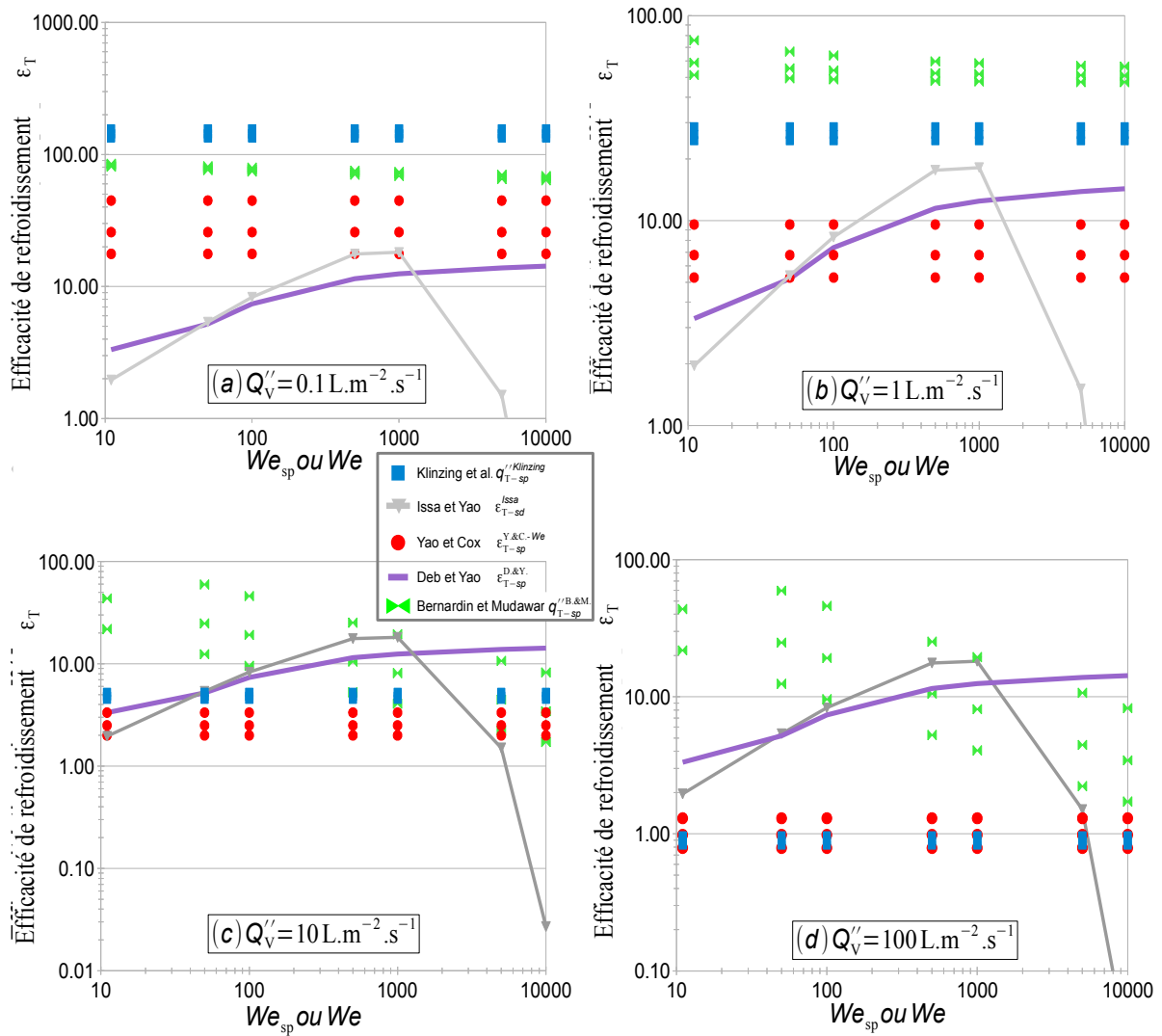


Figure 1.17: Efficacité thermique calculée à partir de plusieurs modèles, en fonction du nombre de Weber et du débit surfacique. Les modèles regroupent des cas d'impact goutte-paroi et des cas de refroidissement par spray. ( $T_L=20^\circ\text{C}$   $T_w=500^\circ\text{C}$ )

Mudawar [32] conduit à une efficacité beaucoup trop élevée pour les petits et les grands nombres de Weber. La corrélation de Klinzing *et al.* [39] est irréaliste pour les petits débits surfaciques  $Q''_V=0.1 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Enfin la corrélation de Issa et Yao [28] est physique ( $< 1$ ) sur toute la gamme d'étude, mais la tendance observée en fonction du nombre de Weber  $We$  lorsque celui ci est supérieur à 1000 ne correspond à aucune observation expérimentale. L'utilisation de cette corrélation au-delà de sa gamme de validité est donc risquée. Finalement, deux corrélation se démarquent :

- La corrélation de Yao et Cox [40] conduit à une efficacité de refroidissement réaliste sur une large gamme de débits surfaciques et de nombres de Weber. Cette corrélation prend en particulier en compte l'effet de noyage (la formation d'un film liquide) sur la plaque lorsque le débit surfacique augmente.

– La corrélation de Deb et Yao [3] conduit également à une efficacité de refroidissement réaliste sur une large gamme de débits surfaciques et de nombres de Weber. Bien que le calcul de cette efficacité soit basée sur le nombre de Weber du spray, cette corrélation a été construite à partir d'un spray monodispersé en diamètre. Par conséquent, cette efficacité de refroidissement d'un spray s'apparente à une efficacité de refroidissement ramenée à une goutte. Le calcul du flux de chaleur nécessite alors de connaître le flux surfacique de gouttes  $N''$ . Ainsi, la corrélation prédit une croissance du flux de chaleur surfacique avec le débit surfacique et ne considère pas une éventuelle formation d'un film liquide.

Ces corrélations offrent la possibilité de connaître le flux de chaleur extrait par un spray à partir d'information sur ce spray au niveau de la plaque. La corrélation de Yao et Cox [40] nécessite des grandeurs statistiques :  $Q_v''$  et  $d_{32}$  ; tandis que la corrélation de Deb et Yao [3] nécessite de connaître le flux surfacique de goutte  $N''$  et les diamètres et vitesses de chaque goutte. Enfin la corrélation de Yao et Cox [40] semble mieux convenir pour résoudre le refroidissement par un spray dont le débit surfacique est important,  $Q_v'' > 5 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

	Masse volumique $\rho$ [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]	Capacité calorifique $C_{p,i}$ [ $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]	Conductivité thermique $\lambda$ [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]
Eau liquide (à $T_L = 20^\circ\text{C}$ )	998	4185	0.604
Vapeur d'eau (à $T_V = T_{L,\text{sat}}$ )	0.5863	2026.7	0.0246
Surface (acier)	7795.67	574.67	44.33

Tableau 1.9: Propriétés physico-chimiques du liquide et de la surface, utilisées pour le calcul de l'efficacité  $\epsilon_T$ .



# Chapitre 2 : Calcul numérique de l'écoulement libre d'un spray

La simulation numérique est aujourd'hui très répandue. Elle permet par exemple de prévoir des phénomènes, ou de mieux comprendre leur fonctionnement, en réduisant le nombre d'essais expérimentaux, souvent coûteux. Elle ne permet toutefois pas de s'affranchir de pratiques expérimentales et en sont même souvent très dépendantes. La constitution d'un modèle peut ainsi prendre pour base un ensemble de mesures expérimentales (on se référera aux corrélations du chapitre 1). La phase de test d'un modèle nécessite également une base expérimentale.

Le développement des performances de l'informatique de ces dernières années a permis d'augmenter considérablement la part de la simulation numérique dans la recherche scientifique des écoulements. On nomme ce domaine la CFD, pour *Computational Fluid Dynamic*. Les simulations peuvent maintenant être réalisées en trois dimensions, avec une résolution spatiale et temporelle très fine. De plus, le nombre important de modèles et de logiciels existant permet de développer rapidement une simulation couplant différents codes multi-physique. Malgré cet accroissement des performances de l'outil informatique, la mise en place d'une simulation demeure une opération complexe qui est de surcroît soumise à un compromis entre précision et temps de calcul.

Ce chapitre vise à présenter et valider une méthode pour la simulation de l'écoulement d'un spray. Nous commencerons par présenter le cadre général de la simulation d'un spray ainsi que les modèles et méthodes existants. Nous présenterons ensuite les caractéristiques d'une simulation de type Euler-Lagrange de l'écoulement du spray. Les résultats seront comparés avec un ensemble de données expérimentales obtenues au cours de ce travail de thèse.

On gardera à l'esprit l'objectif général de ce manuscrit : la simulation de l'impact et du refroidissement d'un spray. Les choix présentés par la suite seront donc contraints par la simulation de l'impact.

# I. Méthodes et modèles pour la simulation d'un spray

Un spray est un écoulement diphasique, constitué d'un gaz, la phase continue, et d'un liquide, la phase discrète. Comme nous l'avons expliqué précédemment (chapitre 1), il existe des interactions entre ces phases qu'il est nécessaire de correctement modéliser pour représenter l'action du gaz sur les gouttes, notamment la dispersion turbulente, mais également les modifications de la phase continue induites par la présence de la phase discrète (échange de quantité de mouvement et modification éventuelle de la turbulence).

La mise en place de la simulation d'un spray nécessite ainsi de répondre à trois grandes problématiques :

- Comment définir la géométrie limitant la zone de calcul, généralement appelée « domaine de calcul » ?
- Comment décrire l'état initial du spray, c'est-à-dire à la fois la phase discrète, mais aussi la phase continue ?
- Comment modéliser un écoulement composé de deux phases et prendre en compte les interactions entre elles ?

La suite de cette première section présente un certain nombre de méthodes et de modèles proposés dans la littérature pour résoudre ces problématiques. Les modèles utilisés au cours de ce travail de thèse sont notamment décrits. La géométrie délimitant le domaine de calcul sera ensuite présentée dans la section III.

Plus de détails sur les méthodes et modèles applicables aux écoulements diphasiques sont disponibles dans les articles de revue de Jiang [44], Gant [45], Jenny [46] et Gouesbet [47].

## I.1. Outils de simulations applicables aux sprays

D'une manière générale, les méthodes de simulation se scindent en deux classes, suivant le référentiel de calcul choisi : Eulérien ou Lagrangien. Dans un référentiel de calcul Lagrangien, on considère une particule individuelle fluide et on suit ses déplacements dans l'espace et le temps. Dans un référentiel de calcul Eulérien, on considère un point fixe de l'espace et on suit l'évolution temporelle des caractéristiques de l'écoulement en ce point.

Une méthode de calcul utilisant un référentiel de calcul Eulérien est dite « Eulérienne », tandis qu'une méthode utilisant un référentiel de calcul Lagrangien est dite « Lagrangienne ».

Deux approches sont communément utilisées pour modéliser un spray : (a) l'approche Euler-Euler où la phase liquide et la phase gazeuse sont modélisées par une méthode eulérienne en étant considérées comme deux fluides continus distincts. ; (b) l'approche Euler-Lagrange où la

phase gazeuse est décrite par une méthode eulérienne et la phase liquide par une méthode lagrangienne. Une comparaison des avantages et inconvénients de chacune des méthodes, dans le cadre de la simulation d'un spray, est présentée par Gant [45]. Cette étude tend à montrer qu'une simulations Euléro-Lagrangienne est plus à même de reproduire l'écoulement d'un spray, pour un temps de calcul plus faible et une physique plus justement reproduite. Ainsi, les résultats des approches eulériennes-eulériennes varient fortement en changeant les conditions d'initialisation de la phase discrète (vitesse et diamètre des gouttes), tandis que le choix des conditions limites ainsi que la modélisation des termes de fermeture des équations sur la phase discrète reste peu fiable. Pour les approches lagrangiennes, la phase discrète est simulée en effectuant le suivi d'un très grand nombre de gouttes au sein de l'écoulement d'air. Cette méthode peut s'avérer coûteuse en temps de calcul mais c'est la méthode qui s'appuie sur le moins d'hypothèses pour la résolution de la phase dispersée.

Nous avons fait le choix dans cette thèse d'utiliser une approche eulérienne-lagrangienne pour appréhender la simulation numérique du spray en utilisant le logiciel FLUENT®.

Les paragraphes suivants exposent les modèles utilisés pour la simulation eulérienne de la phase continue et le suivi lagrangien des gouttes. La restriction sur le choix des modèles est notamment influencée par le logiciel de CFD utilisé. D'autres arguments quant à ce choix seront avancés dans la section III.

### 1.1.1. Simulation eulérienne de la phase continue

La simulation eulérienne consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes qui régissent l'écoulement d'un fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + S_{mom,i} \quad (2.2)$$

Le terme  $S_{mom,i}$  représente un terme source, traduisant le transfert de quantité de mouvement entre la phase dispersée et la phase continue. Nous reviendrons plus tard sur la formulation de ce terme. Dans le cas d'un spray, l'écoulement de gaz est un écoulement turbulent. Pour appréhender la turbulence de l'écoulement, trois approches peuvent être envisagées :

- La plus directe est l'approche DNS (*Direct Numerical Simulation*) dans laquelle l'espace est discrétisé en cellules aussi petites que les plus petites structures de l'écoulement. Cette approche n'utilise aucun modèle, et donc aucune approximation. Cependant son coût numérique, en temps de calcul et en mémoire, limite son utilisation à des écoulements de faible extension et à des nombres de Reynolds turbulents modérés.
- La Simulation des Grandes Échelles (LES) est basée sur l'introduction d'un nombre d'onde de coupure en dessous duquel l'énergie due aux mouvements tourbillonnaires est prise en compte par un modèle. En résumé, les plus grosses structures tourbillonnaires



sont résolues exactement, tandis que les plus petites sont modélisées en introduisant une viscosité supplémentaire calculée par les modèles dits de « sous-maille ». L'approche LES nécessite d'utiliser des maillages demeurant relativement fins, et donc gourmands en puissance de calcul.

– Les approches RANS, *Reynolds Averaged Navier Stokes*, s'appuient sur une approche statistique afin de résoudre les grandeurs moyennes de l'écoulement turbulent. Ces méthodes RANS ne sont donc pas adaptées pour résoudre des problèmes fortement instationnaires. Il n'est d'ailleurs pas possible de résoudre des structures plus petites que la résolution spatiale de la grille de calcul.

L'utilisation de la moyenne temporelle en RANS et du filtrage spatial en LES aboutit dans les deux cas à un problème de fermeture du système d'équations à résoudre. Les approches permettant d'explicitier ces termes inconnus conduisent à un nombre important de modèles de turbulence. L'approche LES est toutefois moins dépendante à la modélisation de ce terme inconnu quant à la précision de la simulation numérique. Enfin, le traitement d'un écoulement diphasique en LES est assez flou, notamment en ce qui concerne les échanges d'énergie turbulente entre les deux phases. Ces inconvénients sont mieux contournés par les méthodes RANS, que nous utiliserons donc dans les simulations.

Le paragraphe suivant présente les principes généraux des approches RANS pour la simulation d'écoulements turbulents.

(i) Présentation des équations RANS

L'approche RANS consiste à séparer l'écoulement moyen de l'écoulement fluctuant en utilisant une moyenne temporelle, on parle de la décomposition de Reynolds. Une composante de vitesse est écrite comme la somme d'un champ de vitesse moyen  $\vec{v} = \vec{v}(\vec{X}, t)$  et d'un champ de vitesse fluctuant  $\vec{v}' = \vec{v}'(\vec{X}, t)$  :  $\vec{v} = \vec{v} + \vec{v}'$ . En introduisant cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes et en moyennant l'ensemble de l'expression, l'équation se simplifie par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) + \bar{S}_{mom,i} \quad (2.3)$$

Le terme  $\rho \overline{u'_i u'_j}$  correspond à une composante du tenseur de Reynolds. Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de modéliser le tenseur de Reynolds. L'hypothèse de Boussinesq (équation 2.4) permet d'exprimer le tenseur de Reynolds en fonction des gradients de vitesses. Deux grandeurs sont alors introduites : la viscosité dynamique turbulente  $\mu_t$  et l'énergie cinétique turbulente  $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ .

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.4)$$

Si on introduit la relation 2.4, l'équation 2.3 devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_j u_i}) = & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right] \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{2}{3} (\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{u_l}}{\partial x_l} \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \overline{P} + \frac{2}{3} \rho k \right] \\ & + \overline{S}_{mom,i} \end{aligned} \quad (2.5)$$

L'obtention du champ de vitesse nécessite la détermination de la viscosité dynamique turbulente  $\mu_t$  et de l'énergie cinétique turbulente  $k$ . Différents modèles de turbulence permettent d'accéder à ces caractéristiques de l'écoulement.

(ii) Modèles de fermeture RANS

Nous n'introduisons ici que les modèles à deux équations de transport disponibles dans la littérature et qui sont couramment utilisés. Le fondement de ces modèles repose sur l'introduction de deux équations différentielles permettant d'accéder à l'échelle des vitesses  $u'$  et à l'échelle des longueurs des structures turbulentes  $l$ , en considérant par analyse dimensionnelle :  $k \propto u'^2$  et  $\mu_t \propto \rho u' l$ .

– Le modèle  $k-\varepsilon$  : La formulation de ce modèle conduit à deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente  $k$  et le taux de dissipation de l'énergie turbulente  $\varepsilon$ . La viscosité dynamique est alors obtenue par :

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (2.6)$$

Ils existent plusieurs variantes de ce modèle :  $k-\varepsilon$  standard [48], RNG- $k-\varepsilon$  [49] [50] [51],  $k-\varepsilon$  réalisable [52]. Concernant le modèle  $k-\varepsilon$  standard, sa formulation est régie par les équations suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k \overline{u_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + \overline{S}_k \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon \overline{u_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + G_\varepsilon - Y_\varepsilon + \overline{S}_\varepsilon \quad (2.8)$$

avec  $\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$  et  $\Gamma_\varepsilon = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$ .

	Modèle RANS $k-\varepsilon$	Modèle RANS $k-\omega$
Viscosité turbulente $\mu_t$	$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$	$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}$
Terme de production $G_k$	$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}$	
Terme de production de la dissipation $G_\varepsilon$ ou $G_\omega$	$G_\varepsilon = C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k$	$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k$
Terme de dissipation de l'énergie turbulente $Y_k$	$Y_k = \rho \varepsilon$	$Y_k = \beta^* f_{\beta^*} \rho k \omega$
Terme de dissipation de la dissipation $Y_\varepsilon$ ou $Y_\omega$	$Y_\varepsilon = C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k$	$Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2$

Tableau 2.1: Formulation des différents termes des équations de transports pour les modèles RANS  $k-\varepsilon$  et RANS  $k-\omega$ .

Termes où la constante apparaît	Modèle RANS $k-\varepsilon$	Modèle RANS $k-\omega$
Constantes de diffusion :	$\sigma_k = 1.0$ ; $\sigma_\varepsilon = 1.3$	$\sigma_k = 2.0$ ; $\sigma_\omega = 2.0$
Constante de Viscosité turbulente	$C_\mu = 0.09$	$\alpha^*$ : terme d'amortissement de la viscosité turbulente, correction pour les faibles Reynolds turbulents : $Re_t > 1000 \rightarrow \alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$ $Re_t < 1000 \rightarrow 0 < \alpha^* < \alpha_\infty^*$
Terme de production de la dissipation $G_\varepsilon$ ou $G_\omega$	$C_{1\varepsilon} = 1.44$	$\alpha$ : terme d'amortissement de la viscosité turbulente, correction pour les faibles Reynolds turbulents : $Re_t > 1000 \rightarrow \alpha = \alpha_\infty = 1$ $Re_t < 1000 \rightarrow 0 < \alpha < \alpha_\infty$
Terme de dissipation de l'énergie turbulente $Y_k$	-	$\beta^*$ : terme comportant un amortissement pour les faibles Reynolds $f_{\beta^*}$ : $f_{\beta^*} = f(\chi_k)$ , avec $\chi_k = \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$
Terme de dissipation de la dissipation $Y_\varepsilon$ ou $Y_\omega$	$C_{2\varepsilon} = 1.92$	$\beta$ : terme comportant un amortissement pour les faibles Reynolds $f_\beta$ : $f_\beta = f(\chi_\omega)$

Tableau 2.2: Constantes des modèles RANS  $k-\varepsilon$  et RANS  $k-\omega$ .

Les termes en  $\Gamma$  représentent la diffusivité de la grandeur en indice, ceux en  $G$  représentent un terme de production par le champ de vitesse moyen, ceux en  $Y$  traduisent la dissipation et

enfin les termes en  $\mathbf{S}$  modélisent la modification de la turbulence par la phase discrète. Tous ces termes sont précisés dans le tableau 2.1. Cette formulation de la turbulence fait intervenir cinq constantes  $(C_\mu, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon)$ , déterminées expérimentalement sur des études d'écoulements cisailés simples (tableau 2.2).

Ce modèle présente les avantages d'être simple à mettre en œuvre, stable et économique numériquement parlant et d'être applicable à de nombreux types d'écoulements confinés ou non. En revanche, à moins d'introduire des lois de parois supplémentaires ou d'utiliser des variantes (par exemple  $k-\varepsilon$  RNG et réalisable), ce modèle RANS- $k-\varepsilon$  n'est pas valable dans les régions de proche paroi (zone de bas Reynolds). Enfin, on pourra noter que ce modèle ne permet pas de reproduire correctement les écoulements complexes présentant des phénomènes de recirculation ou de rotation. Cette limitation trouve sa source dans l'hypothèse d'isotropie de la turbulence et dans les limitations pour résoudre un décollement à la paroi, souvent présent dans ce type d'écoulement.

– Le modèle  $k-\omega$  : il est basé sur un modèle de 1988 où Wilcox reprend l'idée de Kolmogorov concernant la fréquence caractéristique des grands tourbillons [53]. Il est basé sur les équations de transport de  $k$  et de la fréquence de dissipation de la turbulence  $\omega$ . Cette dernière est définie comme le rapport de  $\varepsilon$  sur  $k$ . La viscosité dynamique turbulente  $\mu_t$  est alors calculée comme suit :

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (2.9)$$

Les équations issues de cette formulation s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \mathbf{G}_k - \mathbf{Y}_k + \overline{\mathbf{S}}_k \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \mathbf{G}_\omega - \mathbf{Y}_\omega + \overline{\mathbf{S}}_\omega \quad (2.11)$$

Avec  $\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$  et  $\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}$ .

Les formulations des termes  $\mathbf{G}$  et  $\mathbf{Y}$  sont précisés dans le tableau 2.1. Ces termes ont la même signification physique que pour les équations discutées pour le modèle  $k-\varepsilon$ .

Le coefficient  $\alpha^*$  figurant dans l'équation 2.9 propose d'amortir la viscosité turbulente dans le cas d'un écoulement à bas-Reynolds. Cela permet notamment de prendre en compte le comportement de l'écoulement en proche paroi. On dit, contrairement à son homologue RANS- $k-\varepsilon$ , que le modèle RANS- $k-\omega$  est intégrable jusqu'à la paroi.

Toutefois, l'utilisation de ce modèle RANS- $k-\omega$  doit être limitée au cas des écoulements confinés.

– Le modèle  $k-\omega$  SST : En 1994, Menter [54] a proposé un modèle « hybride » entre les modèles RANS- $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$ , appelé  $k-\omega$  SST. Ce nouveau modèle permet de combiner les capacités du modèles RANS- $k-\varepsilon$  loin ou en l'absence de paroi, aux qualités du modèle

RANS- $k-\omega$  en proche paroi. Pour ce modèle, les valeurs des constantes sont modifiées comparé aux modèles standard.

Les constantes des modèles évoqués dans cette partie sont données dans le tableau 2.2.

### 1.1.2. Suivi lagrangien de la phase discrète

#### (i) Équation du mouvement

La méthode Euler-Lagrange, également appelée « Suivi de Particule Lagrangien », propose de modéliser l'écoulement du gaz par une approche Eulérienne, tandis que le spray est représenté par un ensemble de « particules numériques » Lagrangiennes. Dans la suite de cette section I.1, l'indice « p » désigne les particules et l'indice « G » désigne le gaz, également appelé fluide porteur.

La trajectoire de chaque particule à travers le domaine de calcul est calculée depuis le point d'injection. Les mouvements de chaque particule sont calculés à partir du système d'équations ci-dessous :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{x}_p}{dt} &= \vec{u}_p \\ m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} &= \sum \vec{F}_{\text{extérieur}} \end{aligned} \quad (2.12)$$

où  $m_p$  représente la masse de la particule,  $\vec{u}_p$  sa vitesse absolue et  $\vec{x}_p$  sa position instantanée dans le référentiel absolu. Les équations de conservation de la masse et de l'énergie peuvent également être utilisées en fonction des mécanismes modélisés.

En considérant que la gravité est la seule force extérieure de volume, l'équation générale du mouvement pour la particule peut s'écrire :

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_{\text{traînée}} + \vec{F}_{\text{Masse ajoutée}} + \vec{F}_{\text{Gradient de pression}} + \vec{F}_{\text{Portance}} + \vec{F}_{\text{Histoire}} + \vec{F}_{\text{Flottabilité}} \quad (2.13)$$

De nombreux auteurs se sont attachés à caractériser chacun des termes pour une plage de Reynolds particulaire  $Re_p$  la plus étendue possible ([55] [56]). Ce nombre de Reynolds particulaire est calculé comme suit :

$$Re_p = \frac{\rho_G d_p u_{\text{rel}}}{\mu_G} \quad (2.14)$$

où  $u_{\text{rel}}$  est la norme de la vitesse relative  $\vec{u}_{\text{rel}}$  entre la particule et le fluide porteur  $\vec{u}_{\text{rel}} = \vec{u}_p - \vec{u}_G$ .

#### - FORCE DE TRAÎNÉE STATIONNAIRE :

Cette force résulte du frottement visqueux et des actions de pression à la surface de la particule. L'expression générale de cette force est la suivante :

$$\vec{F}_{\text{traînée}} = -\frac{1}{2} \rho_G S_p C_D u_{\text{rel}} \frac{\vec{u}_{\text{rel}}}{\|\vec{u}_{\text{rel}}\|} \quad (2.15)$$

où  $S_p$  est le maître couple de la particule. Pour une particule sphérique  $S_p = \frac{\pi d_p^2}{4}$ . La grandeur  $C_D$  représente le coefficient de traînée.

En régime de Stokes, c'est-à-dire  $Re_p \ll 1$  pour une sphère rigide, le coefficient de traînée prend la forme suivante :

$$Re_p \ll 1 \Rightarrow C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (2.16)$$

Toujours dans le cas d'une sphère rigide et pour  $Re_p \leq 1000$ , le coefficient de traînée est donné par la relation de Schiller et Nauman [57] :

$$Re_p \leq 1000 \Rightarrow C_{D,S\&N} \approx \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}) \quad (2.17)$$

Les expressions établies par Morsi et Alexander [58] sont adaptées pour une plus large gamme de Reynolds ( $Re_p < 5 \times 10^4$ ). La forme générale du coefficient de traînée  $C_D$  s'écrit comme suit :

$$C_D = \frac{k_1}{Re_p} + \frac{k_2}{Re_p^2} + k_3 \quad (2.18)$$

où les coefficients  $k_1$ ,  $k_2$  et  $k_3$  sont donnés par plage de  $Re_p$  dans le tableau 2.3.

$Re_p$	$k_1$	$k_2$	$k_3$
< 0.1	24	0	0
0.1 → 1	22.73	0.0903	3.69
1 → 10	29.167	-3.889	1.222
10 → 100	46.5	-116.67	0.6167
100 → 1000	98.33	-2778	0.3644
1000 → 5000	148.62	-4.75E+004	0.357
5000 → 10000	-490.55	5.79E+005	0.46
10000 → 50000	-1662.5	5.42E+006	0.5191

Tableau 2.3: Valeurs des coefficients  $k_1$ ,  $k_2$  et  $k_3$  de Morsi et Alexander [58] en fonction de  $Re_p$ .

Ces relations sont complétées par l'approximation  $C_D \approx 0.44$  pour  $1000 < Re_p < 10^5$  (Loi de Newton).

La figure 2.1 récapitule l'évolution de ces coefficients en fonction du nombre de Reynolds. Sur cette figure 2.1, les corrélations établies pour des coefficients de traînée d'une sphère

fluide peu déformée sont également présentées. Dans le domaine des Reynolds inférieurs à 200, la corrélation de Hadamard se base sur la différence de viscosité entre le fluide porteur, et le fluide de la sphère. Rivkind *et al.* [59] ont proposé une corrélation sur une plage plus étendue de Reynolds,  $2 \leq Re_p \leq 500$  pour une sphère fluide peu déformée. On observe les faibles variations (à l'échelle de la figure) amenées par la prise en compte d'une déformation minime.

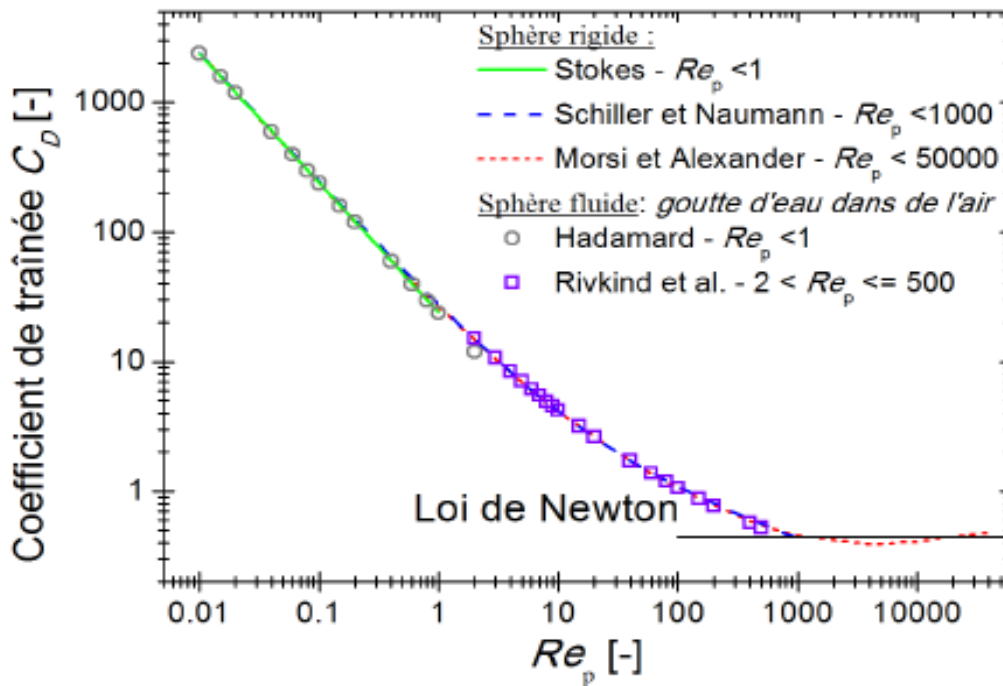


Figure 2.1: Comparaison des corrélations sur le coefficient de traînée  $C_D$  en fonction du nombre de Reynolds.

Ces différentes corrélations ne sont valables que dans le cas de gouttes sphériques ou faiblement déformées. Pour une goutte d'eau en mouvement dans l'air, la déformation devient importante pour  $Y_{ad}$  supérieur à 1000 et il est nécessaire de corriger le coefficient de traînée [60].

Liu *et al.*(1993) [61] proposent le modèle *dynamically varying drop drag coefficient*. Ce modèle calcule le coefficient de traînée d'une sphère rigide déformée (équation 2.20) à partir de la corrélation de Schiller et Nauman  $C_{D,S.&N.}$  et par la déformation de la goutte :

$$C_D = C_{D,S.&N.}(1 + 2.632 y) \quad (2.19)$$

La déformation de la goutte est caractérisée par le facteur de forme  $y$ , calculé à partir du modèle de fragmentation TAB, présenté au paragraphe (ii) de cette section. Le principe de cette formulation est de faire varier le coefficient de traînée entre celui d'une goutte sphérique pour  $y=0$ , et celui d'un disque pour  $y=1$ . Ces auteurs proposent également de modifier le calcul du maître couple  $S_p$  de manière à prendre en compte l'aplatissement de la goutte.

$$\begin{aligned} a < d_p & \quad S_p = \pi a^2 \\ a > d_p & \quad S_p = \pi d_p^2 \end{aligned} \quad (2.20)$$

avec  $a$  le demi grand axe de la goutte déformée.

Ce dernier modèle est disponible dans le logiciel FLUENT®. Le maître couple  $S_p$  n'y est toutefois pas corrigé.

- FORCE DE MASSE AJOUTÉE

La force de masse ajoutée traduit la force nécessaire à la mise en mouvement du fluide porteur autour de la particule. C'est donc une force qui freine les particules. Le coefficient  $C_{mA}$  donne la masse du fluide porteur réellement mis en mouvement, exprimé en ration de la masse de la particule. Le coefficient  $C_{mA}$  est généralement fixé à  $\frac{1}{2}$ , mais peut également varier en fonction de l'accélération relative de la particule et du fluide porteur.

$$\vec{F}_{\text{Masse Ajoutée}} = -C_{mA} \rho_G \frac{\pi d_p^3}{6} \left( \frac{d\vec{u}_{\text{rel}}}{dt} \right), \text{ avec } C_{mA} = \frac{1}{2}. \quad (2.21)$$

- FORCE DE GRADIENT DE PRESSION

La force de gradient de pression caractérise l'inertie du mouvement d'ensemble fluide porteur-particule et représente la force que le fluide doit exercer sur un élément de lui-même, de volume identique à celui de la particule, afin de lui fournir une accélération égale à l'accélération de l'écoulement non perturbé (loin de la particule). La forme générale du gradient de pression s'écrit en fonction de la dérivée temporelle de la vitesse du fluide porteur :

$$\vec{F}_{\text{Gradient de pression}} = \rho_G \frac{\pi d_p^3}{6} \left( \frac{\partial u_G}{\partial t} + u_G \cdot \nabla u_G \right) \quad (2.22)$$

- FORCE D'HISTOIRE

La force d'histoire, ou terme historique de Basset, traduit le temps non nul que met une impulsion de mouvement issue de la particule à un instant  $t$  pour se propager dans le fluide porteur. Au contraire de la force de traînée qui est une interaction à action immédiate, la force d'histoire produit une interaction progressive qui s'atténue avec le temps. Sa forme générale s'écrit :

$$\begin{aligned} \vec{F}_{\text{histoire}}(t) &= 3\pi\mu_G d \int_{-\infty}^t K(t-\tau, \tau) \left( \frac{du_p(t)}{d\tau} - \frac{du_G(t)}{d\tau} \right) d\tau, \\ \text{avec } K(t-\tau, \tau) &= \frac{d_p}{2\sqrt{\pi\nu_G(t-\tau)}} \text{ le noyau de la force d'histoire.} \end{aligned} \quad (2.23)$$

- FORCE DE FLOTTABILITÉ

On limite l'action des forces volumiques à l'action de la gravité, au travers de la force de gravité et de la force d'Archimède. Ces deux forces sont réunies dans l'équation (2.24). On



note que pour  $\rho_G \ll \rho_p$ , la force d'Archimède devient négligeable, ce qui est le cas d'une goutte d'eau dans l'air.

$$\vec{F}_{\text{Gravité}} = \frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_p - \rho_G) \vec{g}, \quad \vec{g} \text{ étant l'accélération de la pesanteur} \quad (2.24)$$

- SIMPLIFICATION DE L'ÉQUATION DU MOUVEMENT POUR UN ÉCOULEMENT AIR+GOUTTES D'EAU

Dans le cas d'un spray, les deux phases ont un rapport de masse volumique très grande  $\frac{\rho_p}{\rho_G} \approx 10^3$  de telle sorte que les forces de masse ajoutée et d'histoire peuvent être négligées comme l'a démontré Michaelides [62]. Pour les mêmes raisons, la force liée au gradient de pression est généralement négligeable devant la traînée.

L'équation finale du mouvement dans le cas d'un écoulement gaz-goutte d'eau se simplifie donc suivant la relation :

$$\begin{aligned} m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} &= \rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{d\vec{u}_p}{dt} \\ &= -\rho_G \frac{\pi d_p^2}{8} C_D u_{\text{rel}} \frac{\vec{u}_{\text{rel}}}{\|\vec{u}_{\text{rel}}\|} + \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \vec{g} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Le temps de relaxation  $\tau_p$  caractérise la durée nécessaire à une particule pour atteindre sa vitesse limite, ou vitesse terminale lorsque celle-ci est soumise à un incrément de vitesse. Toujours dans le cas où  $\frac{\rho_p}{\rho_G} \gg 1$ , on obtient à partir de la force de traînée :

$$\vec{F}_{\text{traînée}} = m_p \frac{\vec{u}_{\text{rel}}}{\tau_p}, \quad \text{avec } \tau_p = \frac{4}{3} \frac{\rho_p}{\rho_G} \frac{d}{C_D u_{\text{rel}}} \quad (2.26)$$

Ce temps de relaxation permet d'introduire un nombre sans dimension caractérisant le temps de réponse d'une particule soumise aux fluctuations de la phase porteuse, le nombre de Stokes :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_G} \quad (2.27)$$

où  $\tau_G$  représente une échelle de temps caractéristique de l'écoulement et des structures de la turbulence en particulier.

On note que dans le cas où le coefficient de traînée est différent de celui de Stokes (équation (2.16)), le temps de relaxation change à chaque instant, en fonction de la vitesse instantanée  $\vec{u}_{\text{rel}}(t)$ , perdant par conséquent sa définition initiale. Il caractérise alors le temps de réponse de chaque particule en fonction de son diamètre et de sa vitesse.

(ii) La déformation et la fragmentation des gouttes

En simulation Lagrangienne, deux familles de modèles de fragmentation existent. Les modèles déterministes simulent le comportement de la goutte à partir d'équation physiques : oscillation d'une goutte (modèles TAB [63], DDB [64], ITAB et ETAB [65] [66]), propagation

d'onde (modèles WAVE ou KH-RT [67] [68]). Les modèles stochastiques calculent l'évolution d'une distribution de diamètres de gouttes à partir d'équation de probabilité sur la fragmentation et la collision [69]. Les nombreux modèles disponibles ont principalement été développés pour des simulations d'injection diesel. À titre de comparaison, les régimes de fragmentation pour cette application sont principalement de type *shear*<sup>1</sup>, voir *catastrophique*, alors même que dans une application de refroidissement telle que la nôtre, les régimes sont de type *bag* au plus. Enfin, les gouttes sont généralement de petite dimension ( $d_{\text{diesel}} < 100 \mu\text{m}$ ), mais très rapides ( $u_{\text{diesel}} \approx 100 \text{m.s}^{-1}$ ). Parmi les modèles déterministes les plus utilisés se trouve le modèle TAB, *Taylor Analogous Breakup*, développé par O'Rourke et Amsden [63]. Ce modèle consiste à caractériser le déplacement  $x$  de l'équateur de la goutte, par rapport à sa position d'équilibre sphérique. Ce déplacement est supposé obéir aux équations régissant un oscillateur harmonique forcé, soumis aux forces internes (tension superficielle, viscosité interne) et externe (traînée). Les constantes du modèle sont issues de calculs théoriques sur l'oscillation d'une goutte dans son mode fondamental (Lamb [70]), et vérifient le seuil de fragmentation minimum  $We_B = 12$  (voir § I.2). La déformation adimensionnelle  $y$  utilisée au paragraphe précédent dans l'équation (2.19) est donnée par l'équation :

$$y = \frac{2}{C_b} \frac{x}{d_p} \quad \text{avec} \quad C_b = \frac{1}{2} \quad (2.28)$$

Les détails sur ce modèle sont présentés en Annexes 2) .

Cette approche Euler-Lagrange est généralement utilisée dans les cas où la fraction volumique locale de liquide  $\chi_v$  est inférieure à quelques pourcents. Le logiciel FLUENT® fixe cette limite à  $\chi_v \approx 10\%$  . Dans ce cas, cette approche est numériquement moins coûteuse qu'une méthode Euler-Euler, tout en offrant la possibilité de suivre l'histoire d'une particule et d'ajouter aisément des termes spécifiques pour des interactions particulières (fragmentation, collision, impact sur une paroi, etc). Elle peut cependant devenir numériquement très lourde lorsqu'un trop grand nombre de particules est suivi. Toutefois, cette limite peut être contournée en considérant chaque « particule numérique » comme la représentante de plusieurs gouttes physiques, suivant des critères statistiques sur le diamètre et le volume de liquide transporté. On utilise alors le terme de parcel pour exprimer la présence de plusieurs gouttes.

### (iii) Modèle de dispersion turbulente

Dans l'équation du mouvement d'une particule (équation (2.25)), la vitesse fluide  $\vec{u}_G$  utilisée dans la formulation des différentes forces s'entend comme la vitesse instantanée du fluide à la position de la particule pour chaque instant  $t$ . Une simulation eulérienne de la phase continue par un modèle RANS ne permet d'accéder qu'au seul champ de vitesse moyen. Or, l'influence des fluctuations turbulentes du fluide porteur, l'air, sur le mouvement d'une particule est un paramètre de première importance dans l'étude des écoulements diphasiques dispersés. En

1 Voir chapitre 1 pour la description de ces différents régimes

simulation Euler-Lagrange, la principale difficulté réside donc dans la définition de la turbulence ressentie par la particule lagrangienne. Si les caractéristiques eulériennes d'une turbulence peuvent être calculées (voir paragraphes I.1.1), il n'en est pas de même de celles vues par une goutte en déplacement par exemple.

La prise en compte de la turbulence sur le mouvement des particules est possible en utilisant un modèle de dispersion afin de générer les fluctuations de vitesse de la phase fluide. Ainsi, chaque vitesse instantanée  $\vec{u}_G$  est représentée par la somme d'une vitesse moyenne  $\overline{\vec{u}}_G$  obtenue directement par le modèle RANS et d'une fluctuation  $\vec{v}'_G$  :

$$\vec{u}_G = \overline{\vec{u}}_G + \vec{v}'_G \quad (2.29)$$

La difficulté est de réussir à générer cette fluctuation de vitesse compte tenu des propriétés de la turbulence du fluide.

Les modèles de dispersion qui ont d'abord été développés sont les modèles de type *Eddy Interaction*, très largement détaillés dans Gosman et Ioannides [71] et Graham [72] [73].

Les modèles EIM (*Eddy Interaction Models*) sont basés sur la représentation de la turbulence comme un ensemble de structures tourbillonnaires, avec lesquelles les particules interfèrent. Les caractéristiques des tourbillons (intensité, taille, durée de vie) sont représentatives des propriétés turbulentes locales, issues du calcul eulérien sur la phase continue. Ces modèles sont également appelés modèles à marche aléatoire discontinue ou *Discontinuous Random Walk* (DRW).

En pratique, l'interaction d'une particule avec un tourbillon est modélisée par l'ajout du terme fluctuant  $\vec{v}'_G$  dans la vitesse du gaz  $\vec{u}_G$  ressentie par la particule (équation (2.29)). Chaque composante  $v'_{G,i}$  de la fluctuation est issue d'un processus stochastique gaussien, dont l'écart type respecte l'intensité turbulente du tourbillon, soit :

$$\sqrt{v'^2_{G,i}} = \sqrt{2k/3} \quad (2.30)$$

L'équation (2.30) suppose une turbulence homogène et isotrope.

Les caractéristiques du tourbillon sont maintenues constantes jusqu'à ce qu'il disparaisse (durée de vie du tourbillon), ou que la particule le traverse. La particule interagit alors avec un nouveau tourbillon dont les caractéristiques sont calculées à partir de donnée sur le champ turbulent de la phase continue. Un nouveau tirage aléatoire pour les composantes  $\vec{v}'_{G,i}$  et alors réalisé suivant le processus stochastique gaussien décrit pour l'équation 2.30. Les calculs de la dimension du tourbillon  $\ell_{\text{eddy}}$  et de sa durée de vie  $\tau_{\text{eddy}}$  sont basés sur les grandeurs turbulentes  $k$  et  $\varepsilon$  (ou  $\omega$  en prenant  $\varepsilon = k\omega$ ).

$$\begin{aligned} \ell_{\text{eddy}} &= C_{\mu}^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \\ \tau_{\text{eddy}} &= \sqrt{\frac{3}{2}} C_{\mu}^{3/4} \frac{k}{\varepsilon} \end{aligned} \quad (2.31)$$

Ce type de modèle permet de rendre compte simplement de la dispersion de la phase discrète, même si les effets d'inertie, de continuité et de croisement de trajectoire ne sont pas reproduits. Enfin, le calcul d'une fluctuation isotrope peut avoir pour conséquence de générer l'accumulation des petites particules dans les zones de faible intensité turbulente.

D'autres méthodes existent, comme celles basés sur l'équation de Langevin, et permettent une prise en compte plus fine de la turbulence sur les trajectoires de la phase dispersée. Leur mise en œuvre ne sera pas traité dans cette thèse.

### I.1.3. Couplage du suivi lagrangien à la simulation eulérienne

#### (i) Méthode numérique pour le couplage

Dans l'approche Euler-Lagrange, l'influence de la phase dispersée sur la phase continue est modélisée par un terme source de quantité de mouvement  $\overline{S_{mom,i}}$  dans l'équation Eulérienne (2.5), et des termes source de turbulence  $\overline{S_k}$  et  $\overline{S_\omega}$  dans les équations du modèle RANS  $k-\omega$  (2.10) et (2.11).

En pratique, le *solver* CFD FLUENT calcule pour chaque cellule de calcul d'indice  $n$  un terme source  $S_\phi^n$  : il somme sur toutes les particules localisées dans la cellule  $n$  la contribution à la grandeur  $\Phi$  transférée de la phase discrète à la phase continue (équation (2.32)). Cette contribution dépend de la masse  $\dot{m}_p \Delta t_{transit}$  de liquide transportée par chaque particule à travers la cellule  $n$  durant le temps  $\Delta t_{transit}$ .  $\Delta t_{transit}$  est le temps passé par la particule dans la cellule  $n$ . Ce temps est inférieur ou égale au pas de temps utilisé pour la résolution des équations de la phase continue (voir III.2, chapitre 2). Enfin,  $S_\phi^p$  correspond à la contribution massique de chaque particule.

$$S_\phi^n = \frac{\sum_{particule} S_\phi^p \dot{m}_p \Delta t_{transit}}{V_n} \quad (2.32)$$

où  $V_n$  correspond au volume de la cellule d'indice  $n$ .

Les équations pour le calcul des termes sources de chaleur ou de masse ont une forme identique à cette équation (2.32).

Les formulations des termes  $S_\phi^p$  pour la quantité de mouvement et la turbulence font l'objet des paragraphes suivants. Elles sont à chaque fois exprimés pour une particule d'indice  $p$ .

#### (ii) Terme de source de quantité de mouvements

Dans notre cas d'étude, seule la force de traînée contribue aux échanges de quantité de mouvement entre le fluide et la particule. La source de quantité de mouvement  $\overline{S_{mom}}$  d'une particule sur la phase continue est calculée au travers du principe de réciprocité, appliqué à la force de traînée définit au paragraphe I.1.2.

On obtient:

$$\overset{p}{\mathbf{S}}_{mom} = \frac{\vec{F}_{trainée}}{m_p} = \frac{18\mu_G}{\rho_p d^2} \frac{24}{Re_p} C_D \vec{u}_{rel}, \quad [\text{m.s}^{-2}] \quad (2.33)$$

(iii) Terme source de la turbulence

- *ORIGINE DU COUPLAGE SUR LA TURBULENCE :*

La présence de particules en mouvement dans une phase continue modifie la turbulence. Cette modulation de la turbulence est due à plusieurs mécanismes : la dissipation de l'énergie cinétique par les particules, l'augmentation de la viscosité apparente, ou encore les vitesses induites dans le sillage des particules. Les mécanismes étant nombreux, les modèles existant ne permettent pas de prendre en compte tous les phénomènes. Nous allons présenter ceux qui ont été étudiés dans cette thèse.

- *MODÉLISATION DU TERME SOURCE DANS L'ÉQUATION DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE :*

Le terme source de la l'énergie cinétique turbulente est généralement calculé à partir de la fluctuation du terme de traînée et de la fluctuation de la vitesse de la phase continue :

$$\overset{p}{\mathbf{S}}_k = \langle \overset{p}{\mathbf{S}}'_{mom,i} \mathbf{u}'_{rel,i} \rangle = \langle \overset{p}{\mathbf{S}}_{mom,i} \mathbf{u}_{G,i} \rangle - \langle \overset{p}{\mathbf{S}}_{mom,i} \rangle \langle \mathbf{u}_{G,i} \rangle \quad (2.34)$$

où  $\langle - \rangle$  correspond à une moyenne temporelle.

On note que cette formulation conduit à une valeur négative du terme source de turbulence, c'est-à-dire que l'action des particules se limite à une atténuation de la turbulence. Cet aspect est particulièrement limitant lorsque l'on considère l'action de grosses particules sur l'écoulement, pour lesquelles on s'attend à créer de la turbulence au travers du sillage.

- *MODÉLISATION DU TERME SOURCE DANS LES ÉQUATIONS SUR LA DISSIPATION DE LA TURBULENCE*

Dans FLUENT, le terme source de la dissipation turbulente est modélisé selon la formulation vue dans Faeth [74] :

$$\overset{p}{\mathbf{S}}_\omega = -2 C_{3\varepsilon} \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial \overset{p}{\mathbf{S}}_{mom}}{\partial r}, \quad \text{avec } C_{3,\varepsilon} \approx 1.8 \quad (2.35)$$

où  $r$  représente la position en coordonnée cylindrique centré sur la position de la particule.

## I.2. Méthodes d'initialisation d'un spray

La figure 2.11 schématise quelques-unes des méthodes utilisées pour initialiser le calcul numérique d'un spray. Deux familles distinctes existent :

- L'atomisation primaire est simulée (en orange et rouge) par des corrélations empiriques ou par la résolution d'équations modélisant les mécanismes spécifiques à l'atomisation (propagation d'onde, écoulement interne à la buse, fragmentation). Ces

méthodes permettent d'obtenir les caractéristiques du spray (nombre, répartition spatiale, taille et vitesse des gouttes) à différentes distances de la buse.

– L'atomisation primaire n'est pas simulée (en vert). La simulation début donc à partir d'un spray pleinement développé pour lequel des informations dans une section située en aval de l'atomisation sont nécessaires.

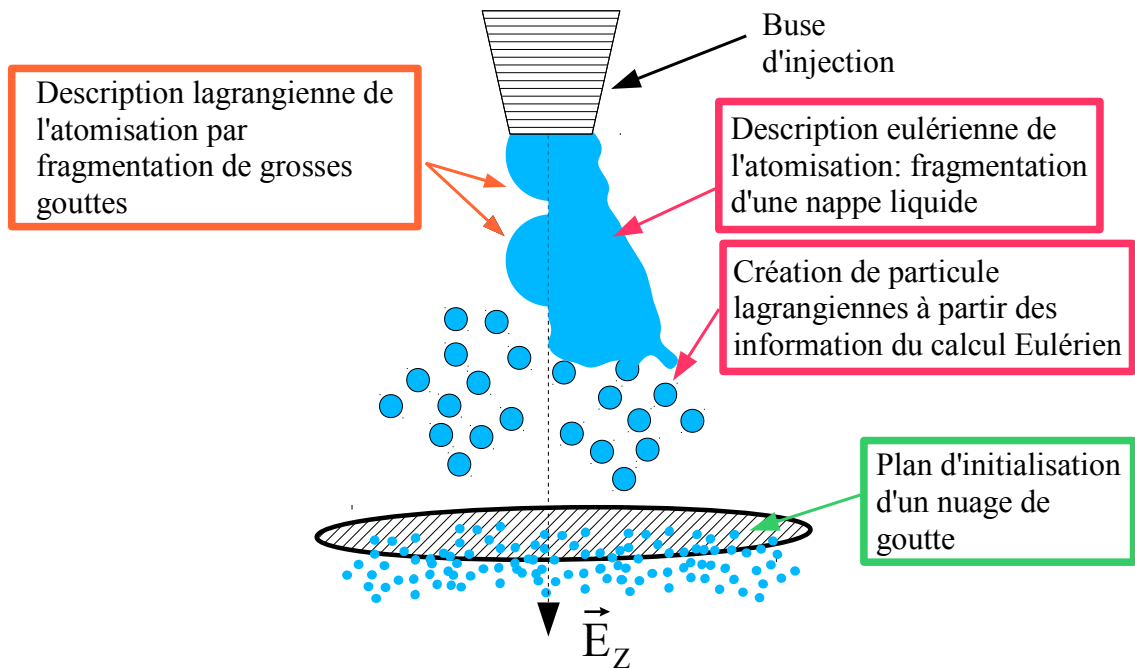


Figure 2.2: Représentation schématique de quelques méthodes d'initialisation d'un spray

### (i) Simulation de l'atomisation primaire

L'atomisation primaire peut être modélisée à partir d'une méthode Euler-Euler appliquée sur une nappe liquide issue de la buse (en rouge). Cette méthode permet de suivre au plus près la réalité du développement d'un spray [75]. Basé sur le même principe, la méthode ELSA (*Eulerian Lagrangian Spray Atomisation*) [76] se limite à la résolution d'une seule équation eulérienne moyennée sur les deux phases qui décrit le développement et la fragmentation d'une nappe liquide. Une phase de transition permet de transformer les éléments liquides eulériens en particules numériques lagrangiennes de volume équivalent.

Une autre solution, du type Euler-Lagrange, consiste à initialiser au niveau de la buse des particules dont le diamètre est égal au diamètre de sortie de la buse (en orange sur la figure). En appliquant les modèles de fragmentation tels que TAB, WAVE ou KH-RT, certains auteurs obtiennent des résultats en accord avec leurs mesures expérimentales dans le cadre de l'atomisation d'un spray diesel ([68] [66]). Cette méthode nécessite cependant une réévaluation des constantes propres aux modèles de fragmentation en fonction du type de spray.

L'atomisation primaire peut également être décrite à partir de corrélations empiriques décrivant les caractéristiques du spray proches de la buse d'injection ([77] [78] [79]). Ces corrélations dépendent du type de buse et des conditions d'injection du spray. Le logiciel FLUENT® propose un certain nombre de ces corrélations. Différentes études ont montré que ces corrélations ne fonctionnent pas pour tous les sprays ([80] [81]).

La description de la phase d'atomisation primaire a l'inconvénient premier d'être coûteuse en mémoire et en temps de calcul, d'autant plus si la zone d'intérêt de l'étude se situe loin de la zone d'injection. De plus ces méthodes sont principalement testées sur des sprays diesels ( $d_{\text{diesel}} < 100 \mu\text{m}$ ,  $u_{\text{diesel}} \approx 100 \text{m.s}^{-1}$ ).

(ii) Initialisation directe dans un plan en aval de l'atomisation primaire

En l'absence de modélisation de l'atomisation primaire, un brouillard de particule est directement généré dans le calcul en utilisant des informations sur les caractéristiques du spray (nombre, répartition, taille et vitesse des gouttes). Ces informations sont généralement obtenues grâce à des mesures expérimentales réalisées ou encore à partir de corrélations obtenues par méthode expérimentale.

La méthode consiste à reproduire numériquement ces caractéristiques ([82] [83]). Des simplifications et ajustements sont généralement nécessaires, par exemple l'utilisation d'une fonction de distribution pour générer le diamètre des gouttes. Il faut également définir à quelle distance de la buse le spray est initialisé. Ces choix peuvent dépendre de la région de validité des corrélations, ou encore du plan de mesure expérimental.

La reproduction correcte du spray au niveau du plan d'initialisation nécessite également d'imposer des caractéristiques de vitesse et de turbulence à la phase continue. Les conditions d'existence et d'évolution du spray à partir du plan d'initialisation sont en effet fortement dépendantes des caractéristiques de la phase gazeuse. Cet aspect, peu évoqué dans la littérature, demande à être pris en compte.

Une approche alternative permet de contourner ce problème. À partir d'informations sur le spray obtenu très en aval de la buse, on extrapole les caractéristiques du spray au niveau de la buse d'injection. La simulation est ainsi initialisée dans la zone la plus resserrée du spray, normalement constituée que de liquide, et donc sans écoulement de gaz. C'est notamment le choix fait par Gant(2006) ([45] [84]). Il n'est alors pas nécessaire d'initialiser la phase continue.

## II. Caractérisation du spray étudié : contrainte de simulation

Les simulations effectuées au cours de cette thèse se basent sur un spray réel, étudié dans le cadre d'une campagne expérimentale. Le premier paragraphe présente les outils et

configurations utilisés. Les choix des méthodes et des modèles numériques dépendent des caractéristiques de ce spray réel. Les paragraphes suivants présentent les principaux résultats expérimentaux, avec tout d'abord l'aspect du spray à l'échelle globale, la dimension et le débit, puis l'aspect à l'échelle des gouttes. Les données regroupent des visualisations du spray et des mesures de débit surfacique  $Q'_V$  dans un plan situé à  $Z=250\text{mm}$ . Des mesures par PDA (*Phase Doppler Analyser*) ont également été réalisées dans ce plan, afin d'accéder à la taille et à la vitesse des gouttes. Un second plan,  $Z=500\text{mm}$ , est également caractérisé grâce au PDA et permettra de valider la méthode de simulation (section IV).

## II.1. Présentation des dispositifs expérimentaux

### II.1.1. Description du banc expérimental

La figure 2.3 schématise le banc d'étude développé pour la caractérisation du spray en écoulement libre. Il se compose d'une boucle fluide en circuit fermé et d'un banc de déplacement tridimensionnel CharlyRobot®. La boucle fluide est constituée d'un réservoir, faisant également office de récupérateur d'eau, d'une pompe, d'un manomètre, d'un débitmètre et de la buse d'injection du spray.

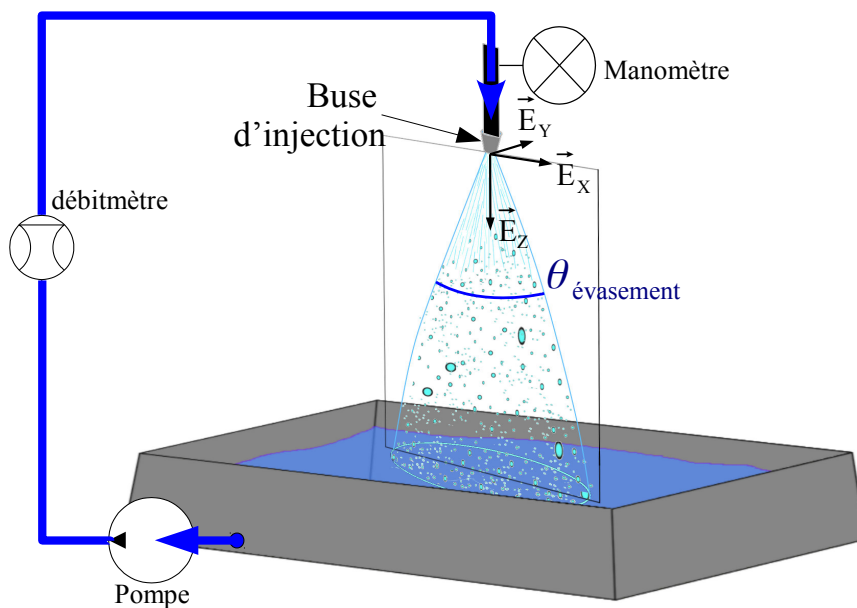


Figure 2.3: Schéma du banc d'essai. Le référentiel a pour origine le point de sortie de la buse d'injection.

On décide d'utiliser un spray plein de type *flat fan*, ou spray plat. Les caractéristiques du spray correspondent à celles rencontrées dans l'industrie métallurgique, c'est-à-dire un débit surfacique de l'ordre de  $50 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  à  $300 \text{ mm}$  en aval de la buse d'injection<sup>2</sup>, pour une vitesse d'écoulement de l'ordre de  $30 \text{ m.s}^{-1}$  au voisinage de la buse d'injection.

2 Le débit surfacique est approximé en divisant le débit total  $Q_V$  par la surface de la section du spray.



À partir d'informations issues de différents constructeurs, plusieurs buses répondant à nos exigences d'ordre industriel ont été pré-sélectionnées. Les caractéristiques des sprays sont prises à une pression d'injection  $P_{\text{injection}} = 5 \text{ bars}$ , permettant alors l'obtention de la vitesse d'écoulement demandée. Le choix final est réalisé par visualisation du spray par caméra rapide. Les conditions à valider sont liées à des contraintes expérimentales telles que l'encombrement du spray, la taille de la surface utilisée dans l'étude du refroidissement, mais également une zone d'atomisation primaire de faible dimension. La condition à valider est une atomisation primaire rapide. Le tableau 2.4 regroupe les informations sur la buse choisie. La principale inconnue est la gamme de diamètre des gouttes.

Caractéristiques de la buse	
Constructeur	Lechler®
Type	Flat Fan nozzle (spray plat) (ref : 632.641)
Angle d'évasement $\theta_{\text{évasement}}$	20°
Diamètre de l'orifice	2.5 mm
Condition de fonctionnement	
Fluide de travail	eau
Pression de travail	5 bars
Débit	6.5 L/min

Tableau 2.4: Caractéristique de la buse étudiée et conditions de fonctionnement

La particularité d'un spray plat est la forme ellipsoïdale de sa section, lorsque celle-ci est prise perpendiculairement à la direction principale de l'écoulement. On définit un référentiel  $(X, Y, Z)$ , de vecteurs  $\{\vec{E}_X; \vec{E}_Y; \vec{E}_Z\}$ , tel que la direction  $\vec{E}_X$  corresponde à la plus grande dimension de l'ellipse, et la direction  $\vec{E}_Y$  vecteur à la plus petite dimension. Le vecteur  $\vec{E}_Z$  est dirigé selon la direction principale d'écoulement du spray. L'origine est placée au niveau de la sortie de la buse.

L'instrumentation comprend une caméra rapide pour la caractérisation à grande échelle du spray, un PDA pour caractériser les gouttes, et un système de récupération locale des gouttes pour calculer le débit surfacique. Le banc de déplacement permet de caractériser spatialement le spray en déplaçant les outils de mesure sous différents points du spray.

### II.1.2. La technique d'Analyse Phase Doppler

#### (i) Anémométrie Phase Doppler

L'Analyse Phase Doppler (PDA) est une technique optique non intrusive qui permet la mesure simultanée de la vitesse et de la taille d'une particule. Il s'agit d'une extension directe de

l'Anémométrie Laser Doppler (LDA). Il semble donc opportun de rappeler brièvement le principe de la LDA. La technique repose sur la mesure du décalage fréquentiel observé entre une onde incidente et l'onde réfléchiée par une particule en mouvement (Effet Doppler) dont le décalage dépend de la vitesse de la particule  $u_p$ . Les montages de LDA les plus couramment utilisés sont constitués d'une source laser où le faisceau est séparé en deux avant d'être focalisé en un point à l'aide d'une lentille (figure 2.4.a). Au point focal, les deux faisceaux se croisent pour former un volume appelé volume illuminé  $V_i$  et ayant la forme d'un ellipsoïde de dimensions  $a_0$ ,  $b_0$  et  $c_0$  (figure 2.4.b). Du fait de la cohérence de la source lumineuse, le volume illuminé est constitué d'un réseau de plans successivement lumineux et sombres et distants d'une distance  $\delta$  (figure 2.4.b). Lorsqu'une particule traverse le volume illuminé, la lumière diffusée présente alors un signal modulé (bouffée Doppler) dont la fréquence, appelée fréquence Doppler  $f_D$ , dépend de la distance inter-plans et de la vitesse de la particule selon l'équation :

$$f_D = \frac{2 \sin(\beta)}{\lambda_b} u_{p,n} \quad (2.36)$$

avec  $u_{p,n}$  la composante suivant  $n$  de la vitesse de la particule  $u_p$ , orthogonale aux plans d'interférence et appartenant au plan des deux faisceaux. En utilisant deux autres faisceaux de longueur d'onde différente, il est possible de mesurer une seconde composante de la vitesse en orientant les faisceaux de telle manière que le second volume illuminé soit orthogonal au premier. Les bouffées Doppler sont détectées par un photodétecteur (PM) placé arbitrairement dans l'espace et inséré dans une sonde de réception ayant une lentille frontale de focale  $f_r$ . Le signal électrique généré par le PM est amplifié via une haute tension HT (de l'ordre du kV) avant d'être enregistré pour le traitement (calcul de  $f_D$ ).

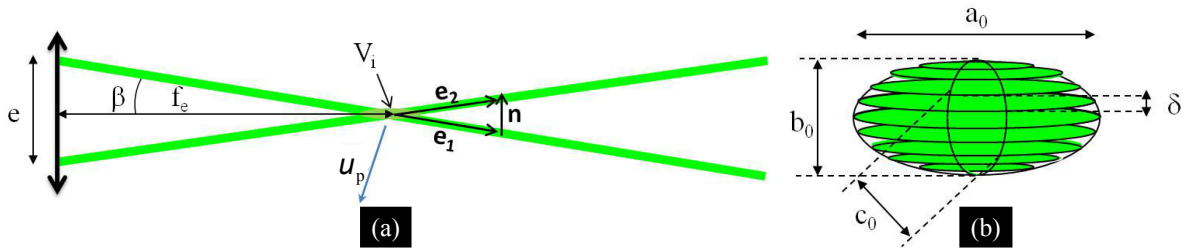


Figure 2.4: Configuration d'un montage LDA à deux faisceaux (a) et détails du volume illuminé (b)

(ii) Analyse Phase Doppler

L'analyse Phase Doppler utilise au moins deux photodétecteurs (nommés PM1 et PM2) placés à des endroits spatiaux différents de telle sorte que le signal issue de la particule n'arrive pas simultanément sur les deux PM (figure 2.5). En plus de la fréquence Doppler, la méthode du PDA consiste à mesurer le déphasage entre deux bouffées Doppler. Le déphasage des bouffées Doppler  $\Delta \Phi_{12}$ , dû aux différences de chemin optique, est directement lié au rayon de

courbure de la particule qui permet, en la supposant sphérique, d'accéder au diamètre de la particule  $d_p$ . Flögel (1981) a été le premier à établir la relation entre la phase et le diamètre :

$$\Delta \Phi_{12} = d_p H_{12} \quad (2.37)$$

Le paramètre  $H_{12}$  désigne le facteur de phase ou facteur géométrique entre les photodétecteurs 1 et 2 et ne dépend que de la configuration expérimentale fixée : indices de réfractions des particules  $n_p$  et du milieu ambiant  $n_m$ , demi-angle des faisceaux incidents  $\beta$ , l'angle d'observation  $\varphi$  (position de l'optique de réception) et angle d'élévation des deux PM,  $\psi_1$  et  $\psi_2$  par rapport au plan de diffusion (figure 2.5).

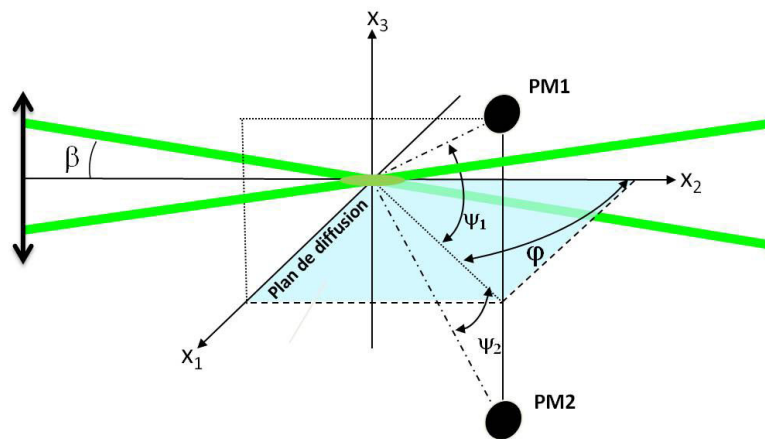


Figure 2.5: Schéma de principe du PDA

Plus les photodétecteurs PM1 et PM2 sont proches ( $\psi_1$  et  $\psi_2$  petits), plus le déphasage sera petit et donc plus le diamètre maximum détectable  $d_{p,max}$  sera important. Cependant, la précision sur le calcul du diamètre sera altérée. À noter que  $d_{p,max}$  dépend également de la configuration optique utilisée (dimension du volume illuminé, focale de l'optique de réception et angle d'observation) et aux indices de réfraction des particules et du milieu ambiant. Le déphasage  $\Delta \Phi_{12}$  est une fonction périodique de période  $2\pi$ , où la valeur  $2\pi$  correspond à  $d_{p,max}$ . Ainsi, pour une particule ayant un diamètre supérieur à  $d_{p,max}$ , le calcul du déphasage conduira à un diamètre plus petit. Une solution pour s'affranchir de cette ambiguïté est d'utiliser un troisième photodétecteur (PM3). On obtient un second déphasage  $\Delta \Phi_{13}$  dont la combinaison avec  $\Delta \Phi_{12}$  permet de lever l'ambiguïté.

Contrairement à la LDA, la mesure du diamètre est sensible à la position des PM. En effet, suivant l'angle d'observation  $\varphi$  un mode de réémission de la lumière sera privilégié : réflexion, réfraction d'ordre 1 et réfraction d'ordre 2 pour les principaux modes (figure 2.6). La sensibilité sur le calcul du diamètre dépend également de la qualité du PM et de son amplification (haute tension HT) mais aussi du gain électronique ( $V_d$ ) du dispositif de traitement du signal (calcul de  $L_f$  et de  $V_i$ ).

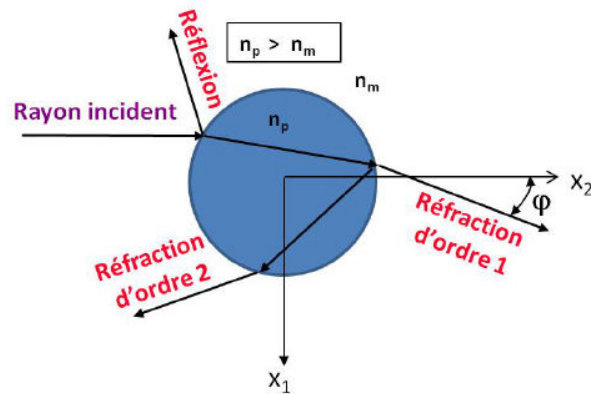


Figure 2.6: Principaux modes de diffusion d'un rayon laser incident par une particule.

La sonde de réception d'un dispositif PDA contient les trois PM, un doublet de lentille (dont une frontale interchangeable) et dispose d'une fente servant de filtre spatial afin de définir un volume de détection  $V_d$  précis. Le volume de détection est le résultat de la projection de la fente de largeur  $L_f$  sur le volume illuminé  $V_i$  (figure 2.7). Ses dimensions dépendent de  $L_f$ , du grandissement du doublet  $\Gamma_r$  et de la distance focale de la lentille frontale  $f_r$ . Typiquement, ce volume peut être approximé à un cylindre de diamètre  $l_s$ , d'axe principal confondu avec l'axe de la sonde de réception.

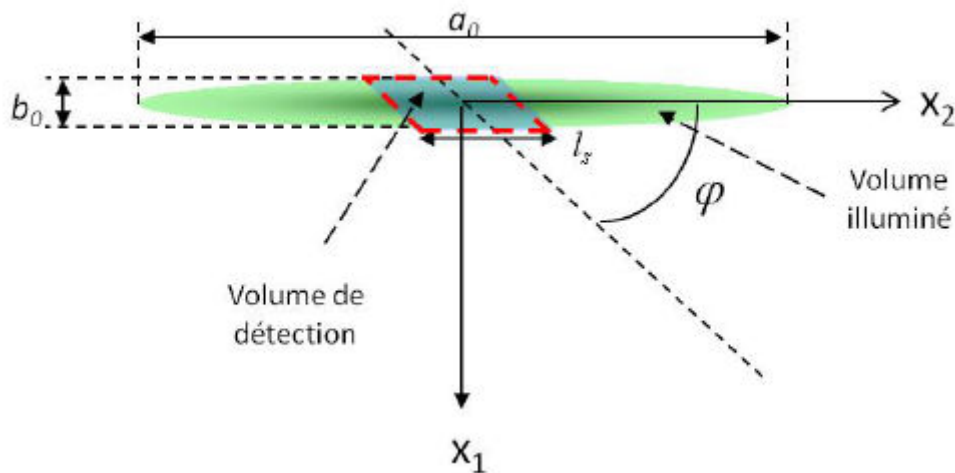


Figure 2.7: Définition du volume de détection du PDA

### II.1.3. Caractéristiques et configuration du dispositif PDA utilisé

Le dispositif PDA utilisé est un système commercialisé par la société Dantec-Dynamics®. Le système comprend une sonde de réception classique (57X10;  $L_f=120\ \mu\text{m}$ ) équipée d'un quatrième PM pour une mesure bidimensionnelle de la vitesse et d'un processeur BSA®P80 pour le traitement des bouffées Doppler. Pour cette étude, deux composantes de la vitesse sont mesurées : la composante verticale suivant la direction principale d'écoulement du spray et une composante horizontale. Une source laser à Argon et un séparateur de couleur permettent

d'obtenir les deux paires de faisceaux nécessaires ( $\lambda_{bv}=514.5 \text{ nm}$  et  $\lambda_{bb}=488 \text{ nm}$ ) pour la génération des deux volumes illuminés via une sonde d'émission Dantec-Fiberflow®.

Dans cette étude, il s'agit d'analyser l'écoulement de gouttes d'eau ( $n_p=1.33$ ) évoluant dans l'air ( $n_m=1$ ). Dans ce cas, l'étude de la diffusion de la lumière montre que l'intensité du signal du mode de réfraction d'ordre 1 est le plus important. Ainsi, la sonde de réception est placée à un angle d'observation  $\varphi=45^\circ$ . D'autre part, le diamètre maximal des gouttes présentes dans le spray étudié est d'environ 1 mm. La configuration optique suivante est donc choisie : écartement des faisceaux  $e=40 \text{ mm}$ , focale de la lentille d'émission  $f_e=1200 \text{ mm}$  et focale de la lentille de réception  $f_r=510 \text{ mm}$ . Dans ces conditions, le diamètre maximal détectable est  $d_{p,max}=1055 \mu\text{m}$ . Le Tableau 2.5 récapitule la configuration optique retenue pour l'étude et précise les dimensions des volumes illuminés et de détection.

En se basant sur le repère ( $X, Y, Z$ ) défini à la figure 2.3, les deux faisceaux verts sont placés dans un plan parallèle au plan défini par  $Y$  et  $Z$  afin de mesurer la composante verticale  $u_z$  de la vitesse. Les faisceaux bleus sont parallèles au plan défini par  $X$  et  $Y$ . La mesure des composantes  $u_x$  et  $u_y$  est réalisée en effectuant une rotation de  $90^\circ$  de la sonde d'émission autour de l'axe  $Z$ .

Les hautes tensions  $HT$  des PM et des gains électroniques  $G$  sont ajustés afin d'optimiser les mesures. Les critères d'optimisations sont basés sur le taux d'acquisition (nombre de gouttes détectées par seconde) et le taux de validation (nombre de gouttes validées). D'une manière générale, l'évolution de ces paramètres en fonction de  $HT$  et de  $G$  décrit une courbe ayant un extremum. Comme critère de sélection de  $HT$  et du  $G$ , il faut aussi tenir compte de la sensibilité sur le calcul du diamètre. En effet, une augmentation de  $HT$  et du  $G$  conduit à détecter des gouttes de plus en plus petites et donc à diminuer la valeur du diamètre moyen  $d_{10}$  jusqu'à atteindre une valeur asymptotique. Cette étude d'optimisation pour le réglage des hautes tensions et gains électroniques est réalisée une fois pour toute pour un point dans le spray. Enfin, afin d'assurer la convergence sur le calcul des diamètres statistiques, les acquisitions sont entreprises en enregistrant 300 000 gouttes pour chaque point spatial dans le spray. Ce choix est basé sur le calcul en temps réel du diamètre moyen des gouttes à mesure qu'elles sont détectées. Ce nombre est stable pour une population de 300 000 gouttes détectées.

Grandeur		valeur	
Longueur d'onde faisceau vert, $\lambda_{bv}$ [nm]		514.5	
Longueur d'onde faisceau bleu, $\lambda_{bb}$ [nm]		488	
Rayon des faisceaux (bleu et vert) [mm]		1.35	
Écartement des faisceaux, $e$ [mm]		40	
Focale d'émission, $f_e$ [mm]		1200	
Focale de réception, $f_r$ [mm]		500	
Grandissement du PDA, $\Gamma_r$ [mm]		3.8	
Angle d'observation, $\varphi$ [mm]		45	
Diamètre maximum détectable, $d_{p,max}$ [mm]		1.067	
<b>Dimensions du volume illuminés, basé sur les faisceaux vert (<math>\lambda=514.5</math> nm), en <math>1/e^2</math> [mm]</b>		<b>Dimensions du volume illuminés, basé sur les faisceaux bleu <math>\lambda=488</math> nm, en <math>1/e^2</math> [mm]</b>	
$a_{0,v}$	36.80	$a_{0,v}$	34.9
$b_{0,v} \approx c_{0,v}$	0.58	$b_{0,v} \approx c_{0,v}$	0.55
<b>Dimensions du volume de détection</b>			
Largeur de la fente, $L_f$ [mm]		0.120	
Largeur de la fente projetée, $l_s$ [mm]		0.270	

Tableau 2.5: Caractéristiques et configuration optique du dispositif PDA.

#### II.1.4. Ombroscopie et imagerie rapide

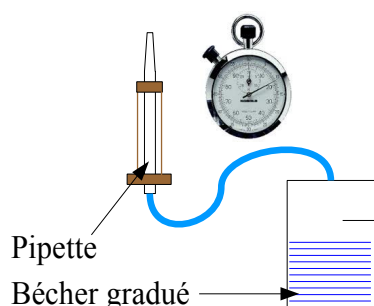
La technique d'ombroscopie est souvent préférée à l'éclairage direct pour la détection des contours d'objets de formes irrégulières. La camera rapide permet de saisir une image d'un objet en mouvement rapide. L'utilisation conjointe de ces deux techniques est donc adéquate pour visualiser les sprays.

La camera rapide utilisée est une Photron Fastcam APXRS 3000, de résolution maximale 1024\*1024 pixels pour une fréquence d'acquisition maximale de 3000 images/s. La cadence de prise de vue peut être augmentée en réduisant la résolution. Un rétroéclairage puissant de type lampe HMI (400W) est utilisé, ainsi qu'un diffuseur de lumière (plaque de plastique translucide et mate).

Le matériel disponible n'est pas suffisant pour créer un fond homogène et une visualisation optimale des contrastes. Par conséquent le fond, acquis par la caméra sans la présence du spray, est soustrait en post-traitement à chaque image.

### II.1.5. Mesure locale du débit – Méthode des godets

Comme nous l'avons mentionné au cours du chapitre 1, le débit surfacique  $Q''_V$  est une caractéristique importante d'un spray. La méthode utilisée pour mesurer cette grandeur est simple, mais suffisamment précise et reproductible (figure 2.8). On place une pipette collectrice, de diamètre  $d_{\text{collection}} = 7.5 \text{ mm}$ , sous le spray. L'eau s'écoule par un tuyau flexible jusqu'à une éprouvette de récupération graduée. La mesure du temps  $\Delta t_{\text{recup}}$  pour récupérer un volume  $V_{\text{recup}}$  de liquide permet de calculer le débit liquide à travers la section  $S_{\text{collection}}$  de la pipette collectrice.



Diamètre de collection	[mm]	7.5
Volume de récupération	[ml]	50/200

Figure 2.8: Schémas de principe de la méthode de mesure du débit surfacique

L'utilisation d'une pipette permet de localiser plus précisément la mesure du débit (petite section efficace) et de diminuer l'aspect intrusif de la méthode de mesure. Le diamètre de collection et le volume de récupération sont choisis de manière à minimiser l'erreur, tout en ayant un temps de récupération raisonnable (entre 1 et 2 minutes). L'incertitude relative moyenne est de 8 %, avec une erreur maximale de 10 %. Enfin, le déplacement de la pipette permet de cartographier la répartition de  $Q''_V$  à une altitude  $Z$  donnée.

## II.2. Caractéristiques des grandes échelles du spray

### II.2.1. Visualisation par caméra rapide des dimensions du spray

La figure 2.9 montre une vue générale du spray dans les deux plans longitudinaux et transversaux. Ces visualisations sont issues d'images de la caméra rapide. Les deux images sont à la même échelle. On observe, comme attendu pour un spray plat, une différence entre les dimensions longitudinale et transversale du spray. Une zone dense, au cœur du spray, et une zone diluée, en périphérie, sont visibles sur ces clichés. La limite externe de la zone diluée n'est pas clairement définie, à cause de l'aspect très dispersé et de la forte importance du niveau de contraste sur la définition de la limite.

Les visualisations par caméra rapide ont montré que le spray n'est pleinement atomisé qu'à partir de du plan  $Z = 250 \text{ mm}$  ; le spray n'est donc pas étudié pour  $Z \leq 250 \text{ mm}$ . L'hypothèse est faite que le fluide est majoritairement compris dans la zone dense du spray. Dans le plan  $Z = 250 \text{ mm}$ , les angles d'évasement sont  $\theta_{\text{longi}} = 25^\circ$  et  $\theta_{\text{trans}} = 7.5^\circ$ . L'angle longitudinal

$\theta_{longi}$  est légèrement supérieur à celui donné par le constructeur  $\theta_{\text{évasement}}=20^\circ$ . La différence peut être dû à plusieurs paramètres : les réglages de la caméra rapide, le post-traitement de l'image, la pression d'injection à la buse. On note que les résultats qui suivent sur la répartition du liquide et sur les caractéristiques des gouttes sont en meilleur accord avec une valeur d'évasement  $\theta_{longi}=25^\circ$ , obtenue à partir des visualisations par caméra rapide.

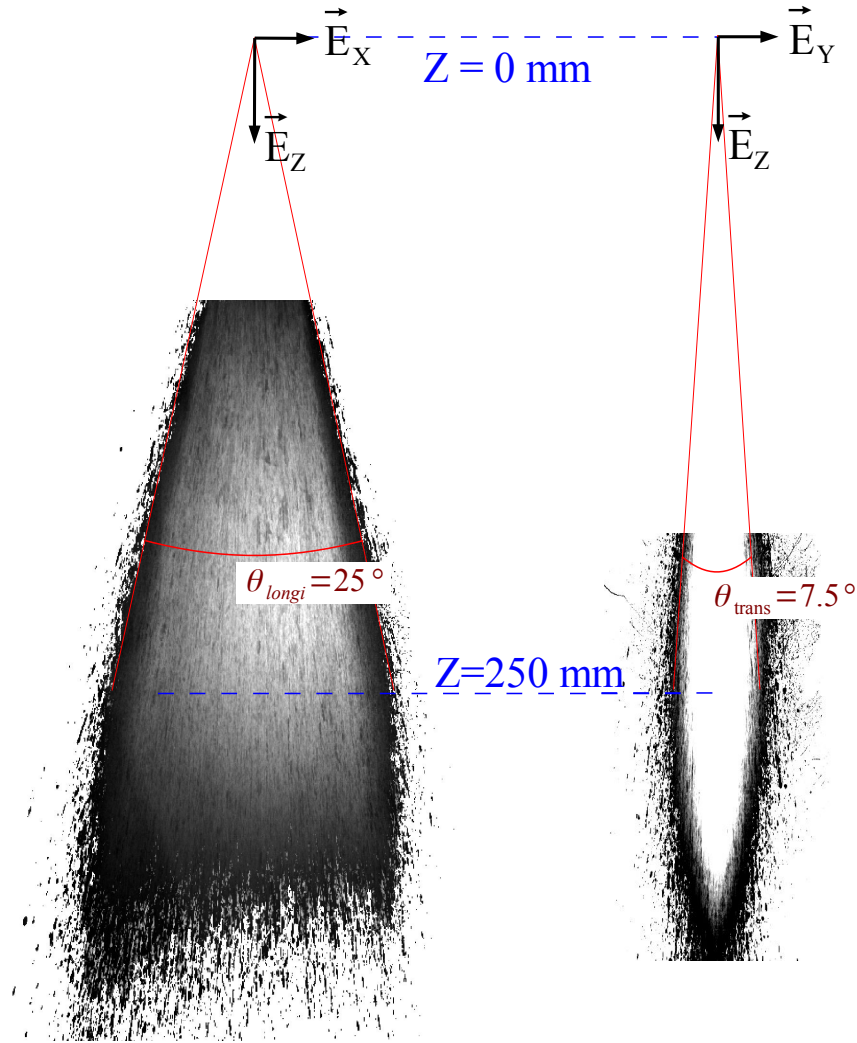


Figure 2.9: Visualisation de la forme générale du spray. L'aspect de rideau d'eau est dû à un temps d'exposition long. La buse est positionnée en  $Z=0$  mm .

On introduit les coordonnées adimensionnelles  $X_{ad}$  et  $Y_{ad}$  définies par les équations (2.38) et (2.39) :

$$X_{ad} = \frac{X}{Z \cdot \tan(\theta_{longi}/2)} \quad (2.38)$$

$$Y_{ad} = \frac{Y}{Z \cdot \tan(\theta_{trans}/2)} \quad (2.39)$$



### II.2.2. Évaluation du débit surfacique

Le débit surfacique  $Q''_V$  est évalué pour 5 profils longitudinaux tels que  $Y_{ad} \in [-0.36; 0.36]$ . Ces profils sont représentés sur la figure 2.10(a). Pour chaque profil, on observe que le débit surfacique est minimal au bord du spray ( $\|X_{ad}\| \approx 1$ ); le débit surfacique présente des maxima locaux en deux points équidistants du centre de la section ( $\|X_{ad}\| \lesssim 0.4$ ). Le long d'un profil  $Y_{ad}$ , l'intensité des maxima situés de part et d'autre de l'axe  $Y$  est différente. Au centre de la section, les profils  $\|Y_{ad}\| = 0.18$  sont sensiblement confondus. Les maxima de chacun des profils se situent à la même abscisse  $\|X_{ad}\| \approx 0.67$ , mais sont asymétrique par rapport à l'axe  $X$ . Une remarque identique peut être faite pour les profils  $\|Y_{ad}\| = 0.36$ .

Ainsi, deux dissymétries sont observées dans la section du spray.

La dissymétrie d'axe  $Y$ , correspondant aux différences d'intensités des maxima de part et d'autre de l'axe  $Y$ , est attribuée à des dissymétries dans l'écoulement en amont de la buse. Des essais précédents ont ainsi montré la forte influence de l'alimentation liquide de la buse sur la distribution finale du débit. Ces essais montrent que les résultats sont très sensibles au montage et particulièrement à l'alimentation liquide.

La dissymétrie d'axe  $X$  est revanche attribuée à des erreurs de positionnements des points de mesures dans le spray

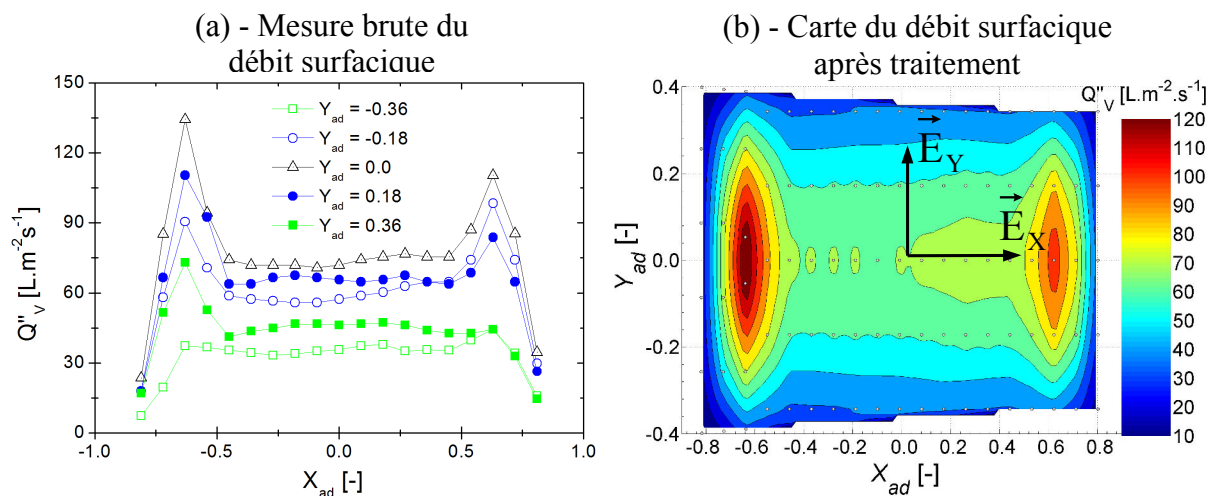


Figure 2.10: Mesures expérimentales de la répartition du débit dans le plan  $Z = 250$  mm

Pour corriger cela, les profils sont repositionnés par l'application d'une transformée spatiale (rotation + translation), puis les points sont symétrisés par rapport à l'axe des  $Y$ . Ce faisant, on obtient la carte présentée en figure 2.10(b). Notons qu'après l'application de la transformée spatiale, il est vérifié que les lignes d'iso-débit possèdent la symétrie d'axe  $Y$ .

On note que la construction des cartes expérimentales présentées par la suite nécessite également de reproduire le post-traitement présenté ici pour le débit surfacique.

La carte du débit surfacique de la figure 2.10(b) montre nettement la structure du spray : deux maxima équidistants du centre de la section, un plateau central, et une décroissance rapide sur les bords de la section. On remarque que dans la direction  $Y$  aucune donnée n'est disponible au-delà de  $Y_{ad} \approx 0.40$ . L'intégration du débit surfacique sur la surface de la carte donne un débit total mesuré  $Q_v = 4.8 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ , inférieur à celui injecté à l'entrée de la buse. On explique cet écart par l'absence de points de mesures au-delà de  $X_{ad} = 0.8$  et  $Y_{ad} = 0.4$ , suite à la sous-estimation de l'étendu spatiale du spray dans la section située à  $Z = 250 \text{ mm}$  de la buse. La mise en œuvre numérique du spray passera donc par l'extrapolation de valeurs du débit surfacique dans les zones non scannées (voir § III.3.2).

### II.3. Caractérisation statistique des gouttes du spray

Les mesures réalisées par PDA (*Phase Doppler Analyser*) permettent d'obtenir la fonction de densité de probabilité pour le diamètre  $d$ , ainsi que les courbes liant le diamètre et chacune des composantes  $u_x$ ,  $u_y$  et  $u_z$  de la vitesse des gouttes.

#### II.3.1. Diamètre des gouttes

La caractérisation du diamètre des gouttes donne accès à un ensemble de densités de probabilité du diamètre, ou pdf. Ces courbes sont mesurées en différents points des sections étudiées, situées à des distances  $Z = 250 \text{ mm}$  et  $Z = 500 \text{ mm}$  de la buse.

La figure 2.11 illustre les courbes de densité de probabilité pour le diamètre, pour trois points de la section  $Z = 250 \text{ mm}$ . Ces points de mesures reflètent la population du diamètre au centre de la section (courbe noir, symboles carrés) et son évolution dans les directions  $X$

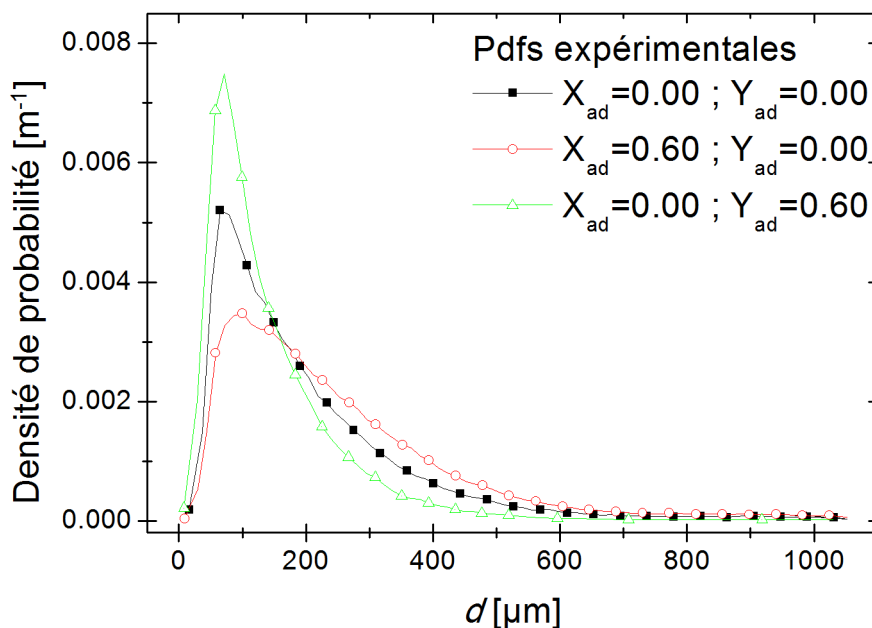


Figure 2.11: Courbes caractéristiques de la pdf sur le diamètre des gouttes.

(courbe rouge, symboles circulaires) et  $Y$  (courbe verte, symboles triangulaires). Toutes les positions sont exprimées en grandeurs adimensionnelles  $X_{ad}$  et  $Y_{ad}$ .

L'allure des pdfs varie avec la position dans la section. À mesure que l'on s'éloigne du centre de la section selon la direction  $X$ , les grosses gouttes sont plus nombreuses (courbe rouge/cercles). Cette tendance s'inverse à partir de  $X_{ad} \approx 0.8$ . On obtient alors des courbes de pdf similaire à la courbe verte (symbole triangulaire). Depuis le centre et selon la direction  $Y$ , les petites gouttes sont progressivement majoritaires.

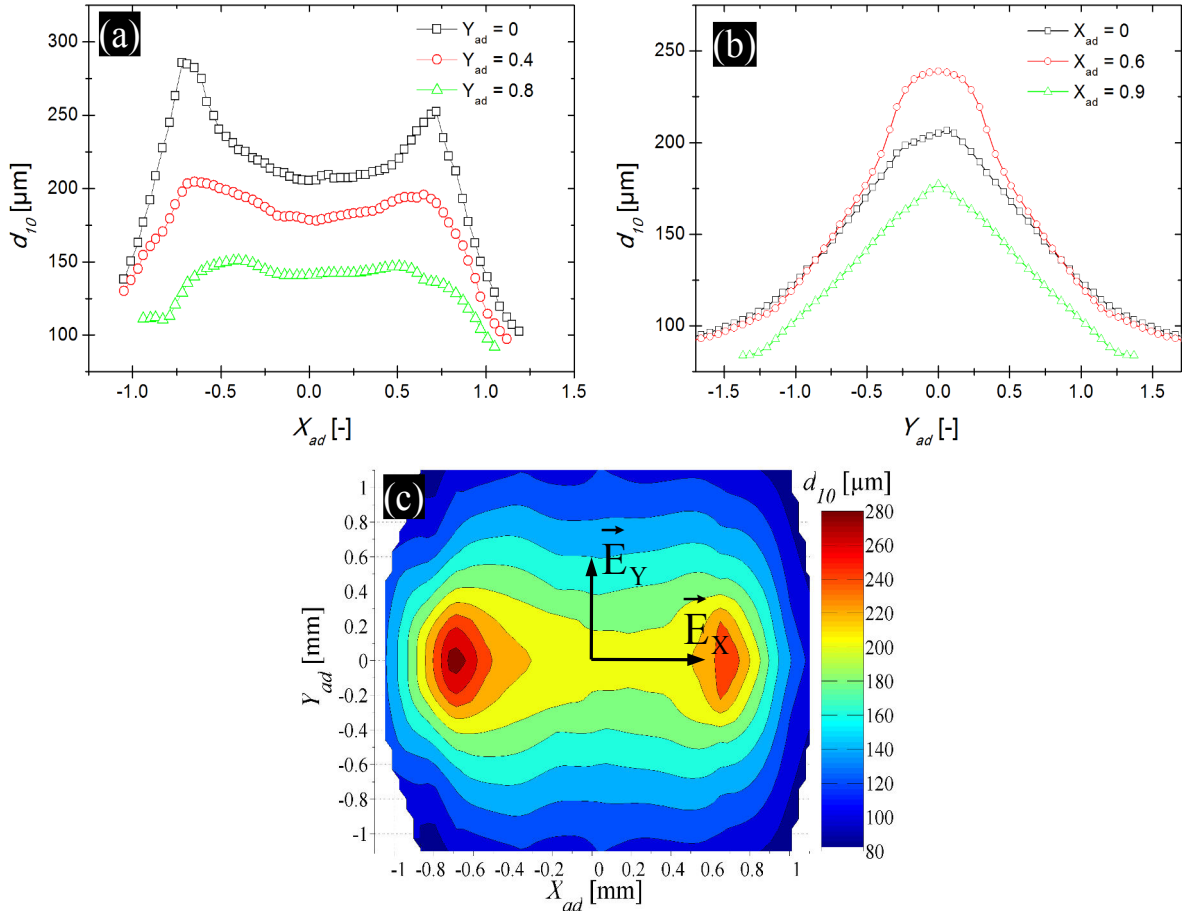


Figure 2.12: Répartition spatiale du diamètre moyen dans le plan  $Z=250\text{mm}$ . (a) et (b) : Profils caractéristiques, (c) : Carte

À partir des courbes de densité de probabilité, il est aisé de calculer les différents diamètres statistiques présentés dans le chapitre précédent. Les données expérimentales permettent de construire des cartes de ces diamètres dans la section  $Z=250\text{mm}$ . Les figures 2.12(a) et (b) présente des profils du diamètre  $d_{10}$  dans cette même section.

L'aspect des profils rappelle ceux observés pour le débit surfacique. Le diamètre moyen passe par deux maxima dans la direction  $\vec{E}_{\text{longi}}$  :  $d_{10,max} = \{240 ; 280\} \mu\text{m}$ . Le diamètre moyen au centre de la section varie peu :  $d_{10} \approx 200 \mu\text{m}$ . Au bord de la section le diamètre moyen décroît

rapidement. Enfin, on note que les limites du spray  $(X, Y)_{ad}=1$  définis au paragraphe II.2.1, correspondent à une même valeur de diamètre moyen  $d_{10} \approx 120 \mu\text{m}$ .

### II.3.2. Vitesse des gouttes

Les mesures réalisées grâce au PDA permettent d'accéder aux fonctions de densité de probabilité de chaque composante  $u_x$ ,  $u_y$  et  $u_z$  de la vitesse, et cela pour différents points situés dans le plan  $Z=250\text{mm}$ . Comme le montre les équations présentées au paragraphe I.1.2, la dynamique des gouttes est liée à leur taille, au travers du nombre de Stokes. Il est par conséquent intéressant de considérer la relation entre la vitesse des gouttes et leur diamètre :  $u_i(d)=fct(d)$ , la vitesse  $u_i(d)$  étant la moyenne des vitesses de toutes les gouttes de diamètre  $d$ .

La figure 2.13 illustre l'évolution des corrélations  $u_z(d)=f(d)$  dans les directions  $X$  et  $Y$ . Ainsi, on note que les petites gouttes ( $d < 50 \mu\text{m}$ ) sont deux à trois fois moins rapides que les grosses gouttes ( $d > 500 \mu\text{m}$ ). Pour un diamètre suffisamment grand,  $d > 250 \mu\text{m}$ , la vitesse des gouttes tend vers une limite  $u_{z,lim}$ . La valeur de  $u_{z,lim}$  est constante dans la région telle que  $X_{ad} < 0.70$  et  $Y_{ad} < 0.30$ , puis décroît sur les frontières du spray (courbe verte/triangles). Lorsque l'on s'écarte du centre, la vitesse des petites gouttes décroît quelle que soit la direction d'observation.

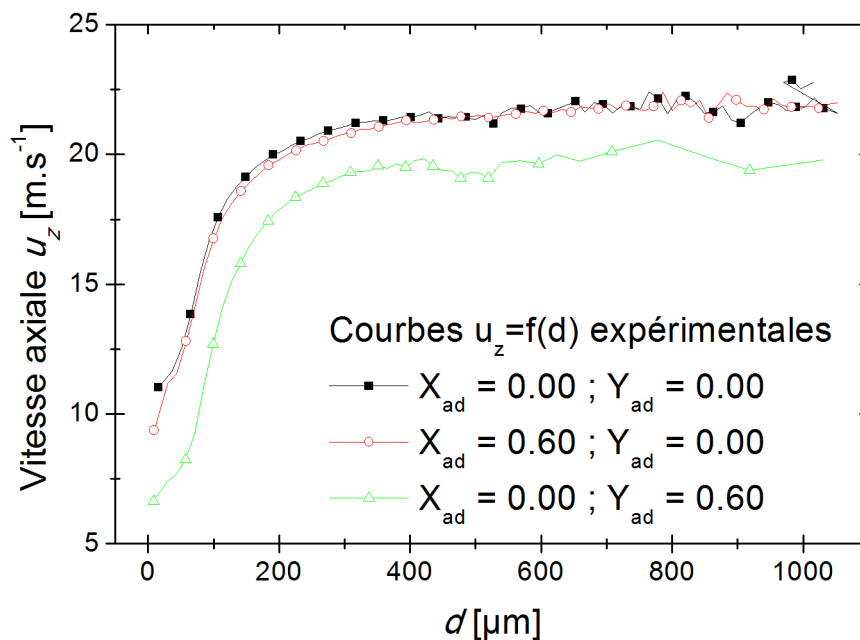


Figure 2.13: Relation entre la vitesse  $u_z$  et le diamètre  $d$  des gouttes.

Des courbes identiques sont obtenues pour les vitesses longitudinale  $u_x(d)$  et transversale  $u_y(d)$ , avec toutefois des différences dans les variations spatiales des vitesses des petites et des grandes gouttes. Ces données seront plus amplement analysées dans le paragraphe III.3.

Les figures 2.15(a) et (b) présente des profils de vitesse moyenne axiale  $\bar{u}_z$  dans la direction  $X$  et  $Y$ . La vitesse  $\bar{u}_z$  correspond à la composante axiale de la vitesse  $\vec{u}$  des gouttes, moyennée sur toutes les classes de diamètre de goutte. Les profils selon  $X$  (figure 2.15 (a)) forment un plateau à  $\bar{u}_z \approx 19 \text{ m.s}^{-1}$ , qui décroît très rapidement au-delà de  $X_{ad} \approx 0.75$ . Les profils selon  $Y$  (figure 2.15(b)) s'apparentent à une distribution gaussienne. Enfin, on note que les limites du spray  $(X, Y)_{ad}=1$  définis au paragraphe II.2.1, correspondent une même valeur de vitesse  $\bar{u}_z \approx 10 \text{ m.s}^{-1}$ .

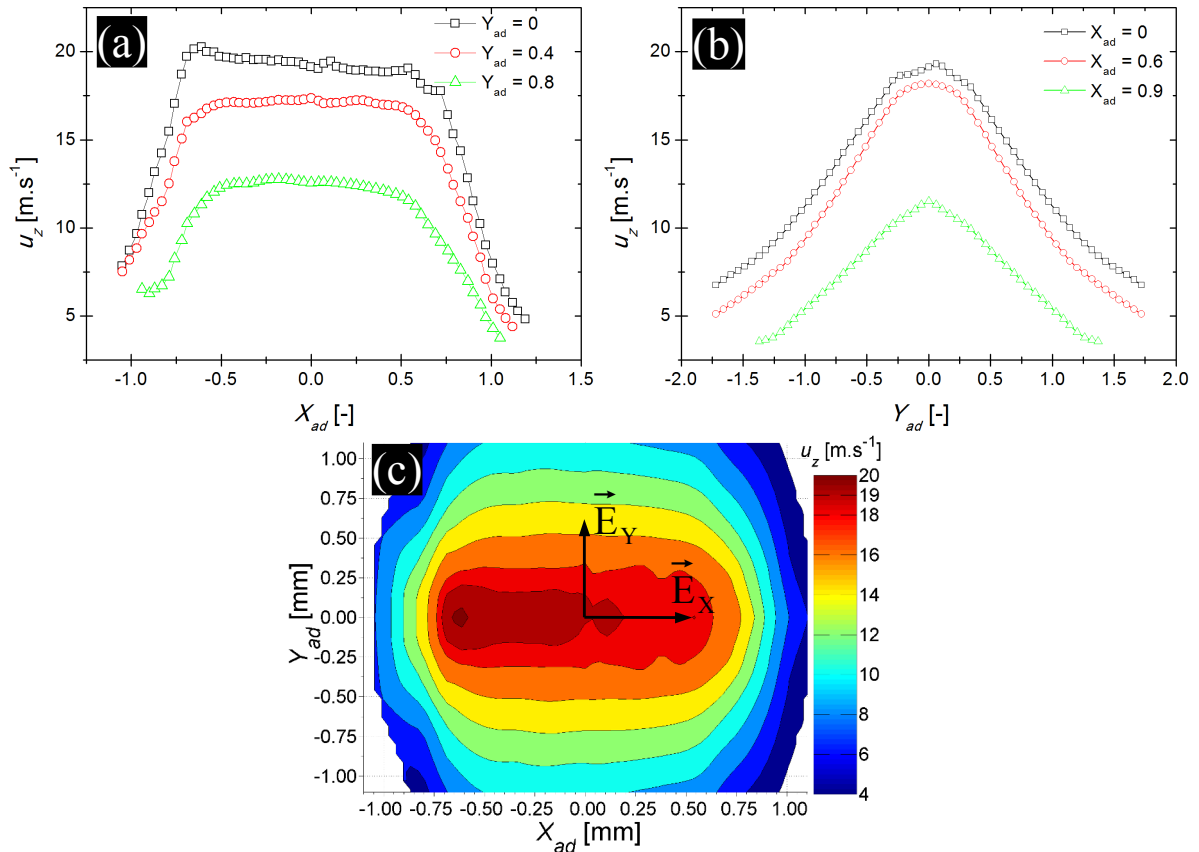


Figure 2.14: Répartition spatiale de la vitesse moyenne axiale  $\bar{u}_z$  dans le plan  $Z = 250 \text{ mm}$ .  
(a) : Profils caractéristiques, (b) : Carte

## II.4. Synthèse

Le spray que l'on se propose de simuler est donc caractérisé par une forte hétérogénéité de la répartition du liquide dans la section  $Z= 250\text{mm}$ , ainsi que par l'absence de symétrie de rotation suivant l'axe des  $Z$ . La topographie des cartes de diamètres statistiques et du débit surfacique présentent une allure similaire. Elles sont caractérisées par deux maxima de part et d'autre du centre de la section, séparés par un plateau. Les gammes de diamètre moyen  $d_{10}$ , de vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_z$  et de débit surfacique  $Q''_v$  dans cette section sont regroupés dans le tableau 2.6. On note la présence d'une symétrie de translation par rapport à l'axe des  $X$  pour toutes les cartes des grandeurs du diamètre, de la vitesse et du débit surfacique.

Grandeur	Gamme dans la section $Z=250\text{mm}$
Diamètre moyen $d_{10}$	[82 ; 285] $\mu\text{m}$
Débit surfacique $Q_v''$	[8 ; 130] $\text{L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Vitesse moyenne axiales $\overline{u_z}$	[3 ; 20] $\text{m.s}^{-1}$

Tableau 2.6: Récapitulatif des gammes des grandeurs caractéristiques principales du spray, dans la section  $Z=250\text{mm}$ .

Ces données expérimentales vont permettre de construire une version numérique du spray afin de valider une méthode de simulation de l'écoulement d'un spray. Les données à  $Z=250$  mm permettront d'initialiser le spray, tandis que les données obtenues à une distance  $Z=500$  mm de la buse serviront de point de contrôle du fonctionnement de la méthode de simulation. Il a été montré, en section I de ce chapitre, l'importance du choix de la méthode de simulation en fonction du flux surfacique de goutte  $N''$  et du titre volumique  $\chi_v$ . On évalue ces deux grandeurs à  $N'' \approx 10^9 \text{ m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $\chi_v \in [0.1 ; 1]\%$ . On remarque que ce titre volumique est bien caractéristique d'un spray dilué.

## III. Mise en œuvre de la simulation numérique

### III.1. Description du schéma numérique

#### III.1.1. Méthodes et modèles de simulation utilisés

La simulation numérique du spray est réalisée avec le *solver* CFD FLUENT® grâce à une approche Euler-Lagrange. Le choix d'une méthode lagrangienne permet de traiter le flux important de gouttes, tout en étant cohérent avec un titre volumique faible (paragraphe II.4). Enfin, les équations sont résolues en instationnaire.

Plusieurs simulations ont été entreprises, avec des variations dans le modèle de turbulence employé. Le modèle RANS- $k-\omega$  a été retenu. Le point de divergence entre ce modèle et une approche RANS  $k-\varepsilon$  standard se porte sur la modélisation du champ gazeux qui s'est avéré moins pertinent avec le modèle RANS  $k-\varepsilon$ . On se limitera dans ce chapitre à la présentation des résultats de simulation obtenus pour cette configuration<sup>3</sup>.

L'interaction entre les phases inclut un modèle de traînée et de turbulence. La traînée est calculée à partir du modèle *dynamically varying drop drag coefficient* (paragraphe I.1.2). Le modèle de fragmentation TAB est également intégré. Enfin, la dispersion turbulente subie par

<sup>3</sup> Comme cela a été mentionné au paragraphe I.1.1, ce modèle n'est en théorie pas adapté à la simulation d'un écoulement non confiné comme celui considéré ici. L'utilisation d'un modèle RANS  $k-\omega$  SST aurait été préférable. Des résultats préliminaires obtenus avec ce modèle montrent que les caractéristiques des phases dispersées et continues sont sensiblement identiques à celles présentées dans ce manuscrit.

les gouttes est prise en compte au travers du modèle stochastique *EIM*. On note que le titre volumique relativement faible du spray permet de poser raisonnablement l'hypothèse de l'absence d'interaction de type goutte-goutte.

L'écoulement du gaz est induit par la présence des gouttes. Cette caractéristique, propre aux sprays générés par des buses pleines, est reproduite par l'utilisation d'un traitement réciproque des interactions entre les phases, ce que l'on nomme un couplage « *Two-Way* » (voir §I.1.3).

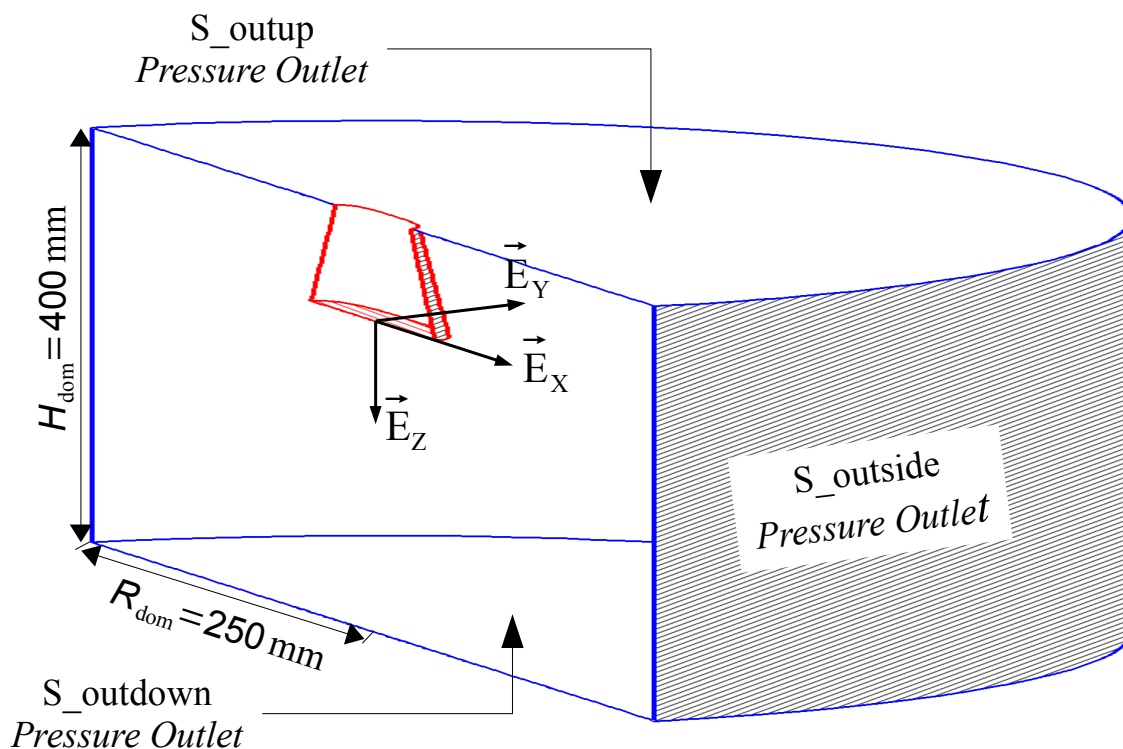


Figure 2.15: Représentation schématique du domaine de calcul. Le cylindre mesure  $H_{\text{dom}}=400\text{ mm}$  de hauteur et  $R_{\text{dom}}=250\text{ mm}$  de rayon. Les conditions limites sont inscrites en lettres italiques.

L'initialisation du spray est réalisée par l'injection d'un brouillard de gouttes Lagrangiennes sur un plan situé en aval de la buse. Ce choix est motivé par la complexité du spray (voir paragraphe II.4), ainsi que par l'absence de tests permettant de valider un modèle de fragmentation primaire pour ce spray. Le plan d'initialisation correspond au plan expérimental situé à  $Z=250\text{ mm}$  de la buse.

### III.1.2. Domaine de calcul, maillage et conditions limites

Une géométrie 3D est construite pour simuler l'écoulement du spray. Les mesures expérimentales ont montré la présence d'une symétrie d'axe  $\vec{E}_x$  pour les caractéristiques du spray, permettant de ne résoudre qu'une moitié de l'écoulement.

#### (i) Géométrie

L'ensemble du domaine de calcul, présenté sur la figure 2.15, est composé d'un cylindre de hauteur  $H_{\text{dom}}=400$  mm et de rayon  $R_{\text{dom}}=250$  mm. La hauteur du cylindre permet de suivre l'écoulement du spray depuis le plan d'initialisation situé à  $Z=250$  mm de la buse, jusqu'à une distance de 550 mm de la buse. Le domaine est suffisamment large pour limiter l'influence des conditions limites appliquées aux frontières du domaine sur l'écoulement du spray.

Le positionnement du plan d'initialisation dans le domaine de calcul a fait l'objet de plusieurs tentatives. Les résultats ont montré l'importance de définir de manière réaliste l'écoulement gazeux au niveau du plan d'initialisation.

Les mesures expérimentales n'incluent pas de mesures des champs de vitesse et de pression de l'air, que se soit au cœur du spray ou encore à sa périphérie. Les premières simulations réalisées proposait donc d'initialiser les gouttes du spray dans différents plans du domaine, situés en bordure supérieur ou au centre de celui-ci, dans un air au repos ou encore en imposant une vitesse verticale de l'ordre de quelques mètres par seconde. Ces méthodes se sont traduites par de fort gradient de pression et de vitesse au niveau du plan d'initialisation des gouttes, par une réduction de l'angle d'évasement du spray, mais également par la divergence du calcul à cause de valeurs irréalistes de la vitesse des gouttes.

L'initialisation correcte du spray dans un plan aval à la buse suppose donc de reproduire un écoulement réaliste de l'air, et dans notre cas de prendre en compte l'histoire de l'atomisation primaire sur le développement de l'écoulement gazeux. On propose ainsi de modéliser la présence de la région d'atomisation primaire par un cône solide (en rouge sur la figure 2.15), dont il sera par la suite fait référence comme le Cône Virtuel d'Atomisation Primaire ou cône VAP. Ce cône a pour but de guider l'écoulement du gaz en amont du plan d'initialisation. Pour éviter qu'il ne constitue un frein à l'écoulement du spray, une condition limite de type « mur en mouvement » est imposée sur sa frontière latérale  $S_{\text{atomisation}}$  (voir §III.1.2(ii)). Enfin, la surface inférieure du cône  $S_{\text{injection}}$  est située dans le plan d'initialisation. Elle constitue le plan d'initialisation pour les variables concernant la phase discrète (voir §III.3) et permet également d'injecter un flux d'air représentatif de celui présent dans le spray expérimental (voir §III.4).

La forme et les dimensions du cône VAP sont issues des trois constatations expérimentales suivantes :



- Les visualisations du spray (figure 2.9) montrent que les dimensions longitudinale et transversale en  $Z=250\text{mm}$  de la buse sont respectivement de 55 mm et de 17 mm.
- La carte de débit surfacique présentée en figure 2.10 (§II.2.2) ne recouvre pas toute la section du spray ( débit  $Q_V \approx 4.80\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$  récupéré, pour  $6.5\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$  injecté). En accord avec le point précédent, on peut considérer que la section du spray à 250mm de la buse est plus large que cette carte.
- La carte de la vitesse  $u_z$  montre que la vitesse décroît rapidement sur les bords du spray. Le tracé de l'iso-vitesse  $\bar{u}_z = \bar{u}_{z,\text{max}}/2 \approx 10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  correspond approximativement aux limites du spray définies dans les visualisations de la figure 2.9, et rappelé dans le premier point. La même constatation peut être faite pour les iso-valeurs sur les diamètres  $d_{10}$  et  $d_{32}$ . Les courbes de ces iso-valeurs sont approchées par l'équation d'une super-ellipse (équation 2.40).

$$\left\| \frac{(x)}{A} \right\|^n + \left\| \frac{(y)}{B} \right\|^n = 1 \quad (2.40)$$

La surface  $S_{\text{injection}}$  est générée par une super-ellipse d'équation (2.40), avec  $A=55$ ,  $B=12$  (en mm) et  $n=2.7$ . Les angles du cône, à partir de cette surface vers le haut du domaine, sont identiques aux angles d'évasements longitudinal  $\theta_x=25^\circ$  et transversal  $\theta_y=8^\circ$  du spray (§ II.2.1), obtenus expérimentalement par ombroscopie. Enfin, le cône VAP mesure 100 mm de haut (figure 2.16).

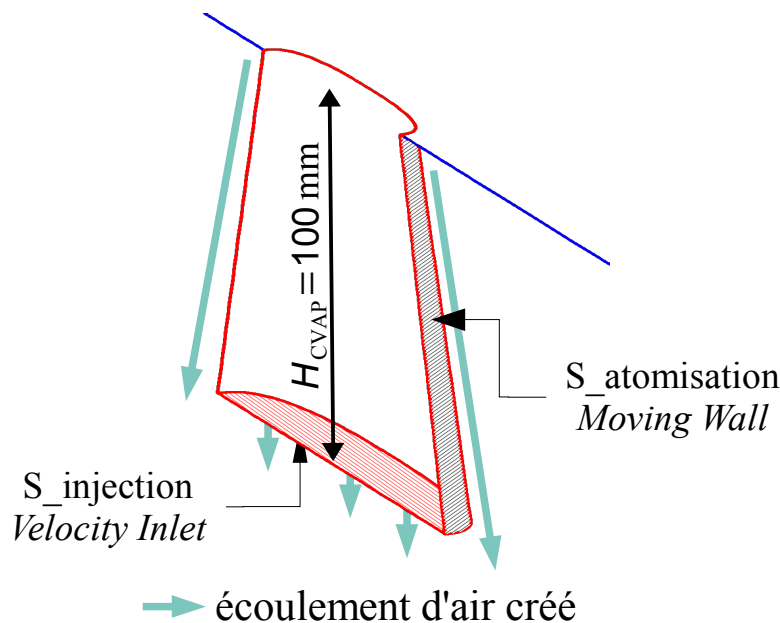


Figure 2.16: Visualisation du Cône Virtuel d'Atomisation Primaire (CVAP) et de la surface d'initialisation, représentée dans le domaine entier sur la figure 2.15. Les conditions limites sont inscrites en lettres italiques.

(ii) *Conditions limites pour la phase continue*

Cinq surfaces délimitent le domaine de calcul, sur lesquelles il faut appliquer des conditions limites concernant la phase gazeuse. Le tableau 2.7 regroupe les types et les valeurs appliquées comme conditions limites.

Il n'existe pas d'informations sur les caractéristiques de l'air en périphérie du spray, seules les gouttes ayant été caractérisées expérimentalement. On le suppose toutefois à la pression atmosphérique. Une condition de pression  $P = P_{\text{atmosphérique}}$  est donc imposée sur les surfaces S\_Outdown, S\_Outup et S\_Outside (condition *Pressure Outlet*). Les valeurs de la vitesse et de la turbulence de l'air sortant par ces surfaces sont issues des valeurs des cellules adjacentes. En cas de retournement de l'écoulement (*BackFlow*), on impose une injection d'air faiblement turbulente, correspondant une intensité turbulente  $I_{\text{turb}} = \sqrt{2k/3}/\|\vec{u}_G\| = 1$  et une viscosité turbulente  $R_{\mu_t/\mu} = \mu_t/\mu_G = 1$ .

La surface S\_injection permet de générer un écoulement d'air représentatif de celui présent dans un spray réel. La vitesse, les caractéristiques turbulentes et la pression sont imposées (condition limite de type *Velocity-Inlet*). Les propriétés imposées sur cette surface sont plus amplement présentées au paragraphe III.4.

La surface S\_atomisation (limitant le cône VAP) est une surface glissante (*Wall-moving*), ce qui permet de ne pas générer de frein à l'écoulement. On impose un mouvement dans la direction axiale Z. La vitesse correspondante est issue de la vitesse des petites gouttes obtenue expérimentalement. Sur les bords du spray, on évalue cette vitesse à  $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Nom de la surface	Type de Condition limite	Propriété appliquée sur la limite	
S_Outdown	<i>Pressure-Outlet</i>	<b>Pression</b>	Pression atmosphérique
S_Outup		<b>Direction d'écoulement</b>	A partir des cellules adjacentes
S_Outside		<b>Condition en cas de BackFlow</b>	Intensité turbulente $I_{\text{turb}} : 1$ Rapport de viscosité $R_{\mu_t/\mu} : 1$
S_injection	<i>Velocity-Inlet</i>	<b>Vitesse et turbulence</b>	Voir paragraphe III.4
S_atomisation	<i>Wall-moving</i>	Condition d'adhérence totale	
		Écoulement dans la direction $\vec{E}_{\text{axial}}$ à la vitesse $u_z \approx 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	

Tableau 2.7: Résumé des conditions limites pour la phase continue appliquées sur le domaine de calcul

(iii) Maillage

Le maillage présenté en figure 2.17 est le fruit de plusieurs essais visant à trouver un compromis entre stabilité de la solution et coût numérique. Les cellules sont toutes hexaédriques afin de limiter le nombre total de mailles. De manière générale, on note que le comportement de la phase discrète est peu influencé par la taille des mailles, sauf dans le cas extrême de très grosses mailles  $l_{\text{maille}} > 1 \text{ cm}$ , voir  $l_{\text{maille}} > 0.5 \text{ cm}$  au niveau du plan d'initialisation. Ces dimensions semblent alors inadéquates pour résoudre le couplage entre les phases. Par ailleurs, un maillage trop fin  $l_{\text{maille}} < 1 \text{ mm}$  provoque une divergence du calcul semblant être issue des termes sources trop grands des grosses gouttes dans les équations de la phase continue. La taille minimale des mailles est donc limitée par la dimension des plus grosses gouttes,  $d_{\text{max}} \approx 1 \text{ mm}$ .

Malgré tout, certaines régions du domaine nécessitent une attention particulière pour résoudre correctement l'écoulement de la phase continue et le couplage entre les phases. Le maillage est structuré en trois zones, chacune correspondant à un type et une vitesse d'écoulement spécifiques.

- Zone 1, zone d'injection : Cette zone est caractérisée par des forts gradients latéraux (direction  $X$  et  $Y$ ) dans le champ de vitesse du gaz, mais également sur la pression dans la direction  $Z$ . C'est également une zone de transition importante entre un écoulement d'air seul, et l'écoulement couplé air + gouttes (bord du cône VAP). La zone d'injection est maillée par des cellules de dimensions caractéristiques  $l_{\text{maille}} = 2 \text{ mm}$ , avec un raffinement au niveau de la surface  $S_{\text{injection}}$  où les cellules ont une taille de l'ordre de 1 à 1.5 mm.
- Zone 2, zone d'écoulement du spray : C'est la zone de développement du spray. La phase discrète est bien dispersée et l'écoulement du gaz ne comporte pas de gradient locaux importants. La zone d'écoulement du spray est maillée par des cellules de taille moyenne d'environ 3 mm.
- Zone 3, zone d'écoulement périphérique : C'est la zone d'alimentation en air du spray. Elle ne présente pas de structures d'écoulement particulières à résoudre et peut être maillée par des cellules plus grosses  $5 < l_{\text{maille}} < 8 \text{ mm}$ .

Pour donner un ordre de grandeur, le maillage total est constitué de 539 000 cellules hexaédriques.

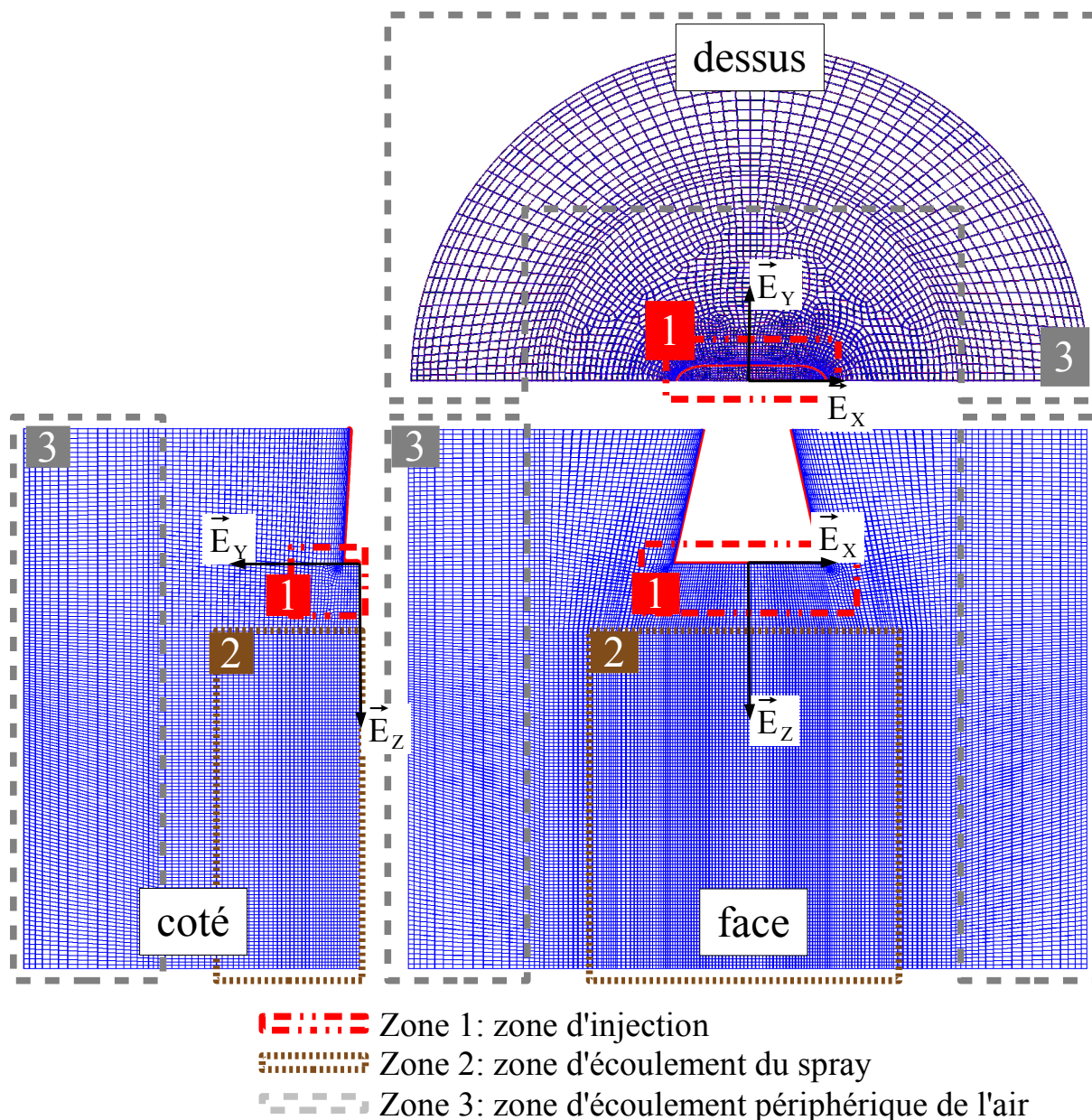


Figure 2.17: Structure du maillage du domaine décrit précédemment (figure 2.15). La taille des mailles doit vérifier des contraintes différentes suivant la zone 1, 2 ou 3.

## III.2. Paramétrisation numérique

### III.2.1. Schémas numériques de résolution des équations dans Fluent®

Le *solver CFD* FLUENT® permet de réaliser une simulation Euler-Lagrange en instationnaire, avec une action réciproque des phases l'une sur l'autre (*Two-Way Coupling*). La résolution instationnaire d'un écoulement consiste à suivre son évolution au cours du temps. Le temps est discrétisé sur des temps  $t_i$  successifs, séparés par un pas de temps  $\Delta t_{CP}$ <sup>4</sup>. La solution de l'écoulement au temps  $t_i$  est calculée par un procédé itératif, l'objectif étant d'approcher progressivement la solution sans divergence du calcul. Dans ce processus itératif,

<sup>4</sup> L'indice « CP » signifie *Continuous Phase*, soit la phase continue en français.

les coefficients de relaxation  $\alpha$  permettent d'ajuster la vitesse d'évolution de la solution à chaque itération et d'assurer une stabilité numérique.

Les actions entre les phases étant réciproques, il est nécessaire de résoudre conjointement les équations eulériennes et lagrangiennes. Les termes sources d'interactions entre les phases sont donc régulièrement remis à jour avant de résoudre de nouveau les équations de chacune des phases. Les figures 2.18(a) et (b) représentent l'organigramme de résolution de l'écoulement entre les instants  $t_i$  et  $t_{i+1}$  et l'évolution de la convergence de la solution de la phase continue en fonction du nombre d'itération réalisée.

Le calcul débute par l'injection de nouvelles particules dans le domaine, puis par la résolution des équations de la trajectoire de la phase discrète. Au bout de  $N_{\text{Two-Way}}$  itérations de la phase continue, une nouvelle solution pour la phase discrète est calculée. La mise-à-jour des termes sources présent dans les équations de la phase continue provoque une remontée du niveau de convergence de la solution de la phase continue (piques sur la figure 2.18(b)). Le nombre d'itération  $N_{\text{Two-Way}}$  est choisi de manière à assurer une convergence partielle de la solution de la phase continue, c'est-à-dire que cette solution se stabilise mais que le couplage entre les phases n'a pas convergé, avant de résoudre de nouveau les équations de la phase discrète. Les solutions de chacune des phases ainsi que le couplage convergent lorsque la mise-à-jour des

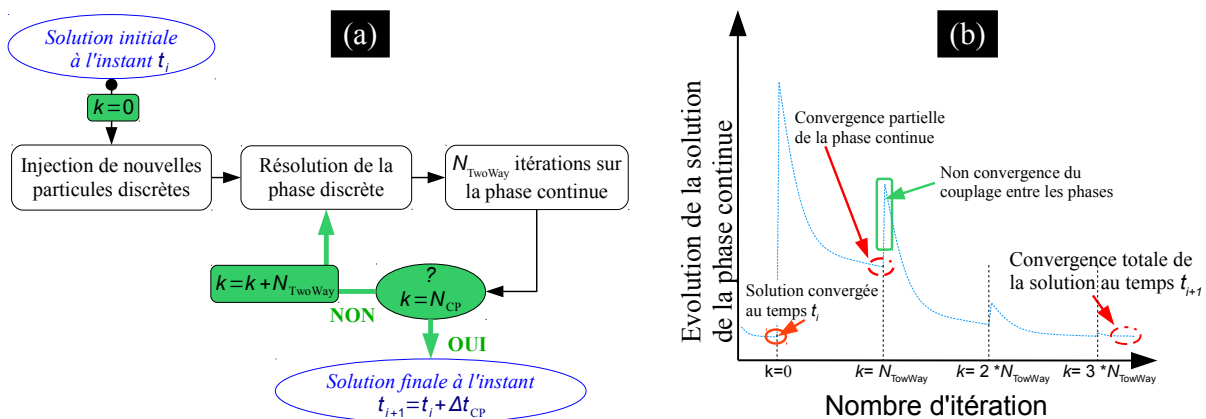


Figure 2.18: (a) : Organigramme de résolution d'un calcul Euler-Lagrange en instationnaire, sous Fluent®

(b) : Evolution de la solution de la phase continue au temps  $t_i$  vers la convergence totale.

termes sources issues de la phase discrète ne provoque plus d'évolution dans la solution de la phase continue (figure 2.18(b), à droite). On dit que la solution a atteint une convergence totale. Le passage au pas de temps suivant est conditionné par la convergence totale au pas de temps actuel ou par la réalisation de  $N_{\text{CP}}$  itérations sur la phase continue.

L'étape de résolution de la phase discrète (figure 2.18) consiste à résoudre les équations de la phase discrète par un processus itératif. Le temps est de nouveau discrétisé de manière à diviser le calcul de la trajectoire des gouttes en  $N_{t,DP}$  étapes. L'intervalle de temps pour le calcul de la phase discrète est calculé à partir de l'équation (2.41) :

$$\Delta t_{DP} = \frac{\Delta t_{CP}}{N_{t,DP}} \quad (2.41)$$

### III.2.2. Processus d'initialisation d'une phase discrète dans Fluent®

La résolution d'un pas de temps débute par une étape d'injection des nouvelles particules discrètes dans le domaine de calcul (figure 2.18(a)). Nous allons ici détailler ce processus d'injection. Si  $Q_{V,ini}$  est le débit volumique total de la phase discrète, alors un volume  $V = Q_V / \Delta t_{CP}$  est injecté à chaque pas de temps. Les particules discrètes sont initialisées à partir d'un réseau de points d'injection répartis en différentes positions dans le plan d'initialisation. Chaque point d'injection initialise une particule numérique discrète par pas de temps. Selon la méthode des parcelles, la trajectoire d'une particule numérique peut représenter les trajectoires de plusieurs gouttes. Le nombre de goutte représenté par chaque parcelle numérique dépend de la fraction du volume  $V$  alloué au point d'injection et du diamètre des gouttes imposé sur ce point. Une vitesse initiale  $\vec{u}_{ini}$  est également imposée.

La définition d'un processus d'initialisation de la phase discrète nécessite donc de connaître le débit volumique total  $Q_{V,ini}$  et les caractéristiques des points d'injection. Ces caractéristiques sont :

- une position :  $(x_{ini}, y_{ini}, z_{ini})$
- un volume à injecter :  $V_{ini}$
- le diamètre des particules :  $d_{ini}$
- la vitesse des particules :  $\vec{u}_{ini}$

L'ensemble de ces informations sont introduites dans le *solver* à travers des routines spécifiques dénommées pour Fluent des UDF (*User Defined Function*), dont leur mise en œuvre fait l'objet de la section III.3.

### III.2.3. Résumé des paramètres numériques de la simulation

Le tableau 2.8 résume les paramètres numériques, présentés précédemment, utilisés pour les simulations présentées dans ce mémoire.

Les schémas de discrétisation sont choisis de manière à garantir un calcul précis et efficace. Les coefficients de sous-relaxation  $\alpha$  sont issus de plusieurs essais permettant d'obtenir une convergence rapide des solutions des deux phases continue et discrète. Les nombres d'itérations  $N_{CP}$  et  $N_{Two\ Way}$  permettent d'atteindre une convergence partielle de la solution continue avant chaque résolution de la phase discrète, tout en garantissant une convergence globale rapide.

Résolution de la phase continue (CP)			
Notation	Variable		Mode de calcul ou valeur
	Schémas de discrétisation	Temps	Second Order Implicite
		Pression	Second Order Upwind
		Quantité de mouvement	Second ordre spatial upwind
		Turbulence (k ou $\omega$ )	
$\alpha$	Coefficient de sous-relaxation	Pression	0.6
		Quantité de mouvement	0.6
		Turbulence (k ou $\omega$ )	0.7
		Terme source de la phase dispersée	0.3
$\Delta t_{CP}$	Pas de temps de la phase continue		0.0005 s
$N_{CP}$	Nombre d'itérations de la phase continue		60
Résolution de la phase discrète (DP)			
$N_{Two\ Way}$	Nombre d'itérations de la phase continue entre chaque résolution de la phase discrète		5
$N_{DP}$	Nombre maximum d'itérations de la phase discrète		500
$N_{t, DP}$	Discrétisation temporelle pour la résolution de la phase discrète		10

Tableau 2.8: Résumé des paramètres numériques introduit dans la simulation

### III.3. Initialisation de la phase discrète

La solution retenue est l'initialisation d'un nuage de gouttes dans un plan d'initialisation, s'appuyant sur la surface  $S_{injection}$ . Les caractéristiques du brouillard de gouttes au niveau de ce plan correspondent aux données expérimentales à 250 mm de la buse. On note  $S_{ini}$  la surface limitée par la section du spray dans le plan d'initialisation.

#### III.3.1. Principe général d'initialisation de la phase discrète du spray : UDF

Les données expérimentales présentées dans la section II de ce chapitre contiennent toutes les informations nécessaires à l'initialisation de la phase discrète dans FLUENT®. L'algorithme de l'UDF doit vérifier trois contraintes, liées au spray expérimental :

- Le débit total est de  $Q_v \approx 6.5 L.s^{-1}$

- La répartition surfacique de ce débit vérifie la carte  $Q''_V(x, y)$  (figure 2.10(b))
- En un point  $(x, y)$  de la section, le diamètre des gouttes vérifie la courbe de pdf locale (exemple en figure 2.11).

Le respect à la fois de la répartition spatiale sur les diamètres statistiques et du débit surfacique n'est pas aisé à réaliser du point de vu numérique. La solution envisagée pour résoudre cette difficulté est la division de la section du spray  $S_{ini}$  en plusieurs zones d'initialisation de surface  $S_{id}$ , de débit surfacique homogène  $Q''_{V,id}$ . La définition des couples  $(S_{id}, Q''_{V,id})$  est donnée au paragraphe III.3.2(i).

L'organigramme de la figure 2.19 représente les étapes successives permettant de générer des points d'injection dans chaque zone d'indice « id ». Les cadres rectangulaires rouges représentent les données nécessaires pour réaliser les opérations auxquelles elles sont liées. Ces informations sont issues des données présentées dans les paragraphes suivants. Le processus débute par la définition d'un point d'injection auquel est attribué successivement un diamètre de goutte puis une vitesse. Le nombre de gouttes injectées pour chaque point d'injection est fixé à 1. Après la génération de chaque point d'injection le volume total initialisé par la zone  $V_{tot}$  est réévalué. Si  $V_{tot}$  est inférieur à un facteur  $\Phi_V$  du volume cible de la zone  $V_{id}$ , une nouvelle parcelle numérique est générée. Dans le cas contraire, les informations sur les points d'injection sont envoyées à Fluent®. Le volume de liquide non injecté, ou éventuellement sur-injecté, est conservé afin d'être injecté au pas de temps suivant.

Le facteur de volume cible  $\Phi_V$  est calculé à partir de l'équation (2.42) :

$$\Phi_V = 1 - \frac{1}{2} \frac{\min(Q_{V,id}) \Delta t_{CP}}{\pi d_{max}^3 / 6} \quad (2.42)$$

avec  $\min(Q_{V,id})$  le débit minimum parmi les zones d'initialisation et  $d_{max}$  le diamètre maximum des gouttes initialisées.

Les étapes de génération des points d'injection sont principalement basées sur des lois probabilistes. Par conséquence, à chaque nouvelle phase d'injection de particules de la phase discrète (voir paragraphe III.2.1), de nouveaux points d'injection indépendants et différents des précédents sont générés.



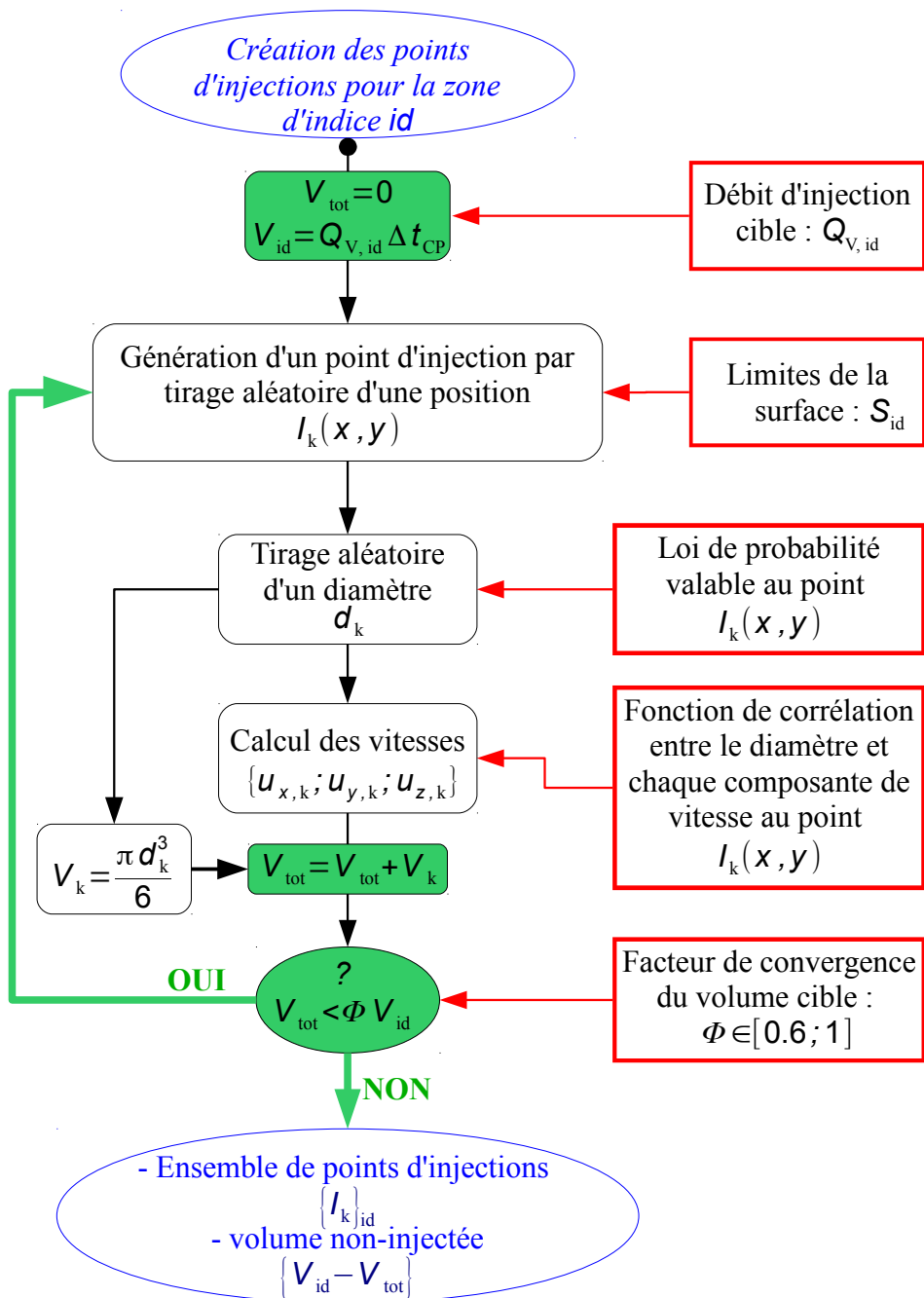


Figure 2.19: Organigramme de génération des points d'injection pour la zone d'indice id

### III.3.2. Données de génération du spray numérique

L'utilisation du programme présenté dans le paragraphe précédent nécessite la définition des propriétés des zones d'injection (dimension et débit surfacique), ainsi que les caractéristiques des gouttes initialisées en chaque point d'injection (diamètre et composantes de la vitesse).

#### (i) Définition des zones d'injection

Les zones ont la forme de super-ellipse, décrite au paragraphe III.1.2 (équation 2.40), définies dans le plan d'initialisation. De manière générale, si  $X_c$  et  $Y_c$  sont les coordonnées du

centre de l'ellipse, cette équation se réécrit, avec  $A$ ,  $B$  et  $n$  les paramètres de la super-ellipse :

$$\left\| \frac{(x - X_c)}{A} \right\|^n + \left\| \frac{(y - Y_c)}{B} \right\|^n = 1 \quad (2.43)$$

La figure 2.20 représente les zones d'injection définies à partir de la carte de débit surfacique  $Q''_v$ . Les paramètres de chacune de ces zones d'injection sont regroupés dans le tableau 2.9.

Les limites des surfaces  $S_{id}$  suivent les lignes d'iso-débit  $Q''_v = \{30; 40; 60; 80; 90 \text{ ou } 110\}$ . Enfin des lignes d'iso-débit supplémentaires  $Q''_v = \{8; 20\}$  sont ajoutées (surface  $S_1$  et  $S_2$ ) afin d'obtenir un débit totale sur la surface  $S_{ini}$  de 6.7 litres par minute. Les limites de la première zone  $S_1 = S_{ini}$  sont légèrement supérieures à la surface  $S_{injection}$ . Cette astuce permet de stabiliser l'écoulement, ainsi que le calcul numérique, en bordure du volume CVAP.

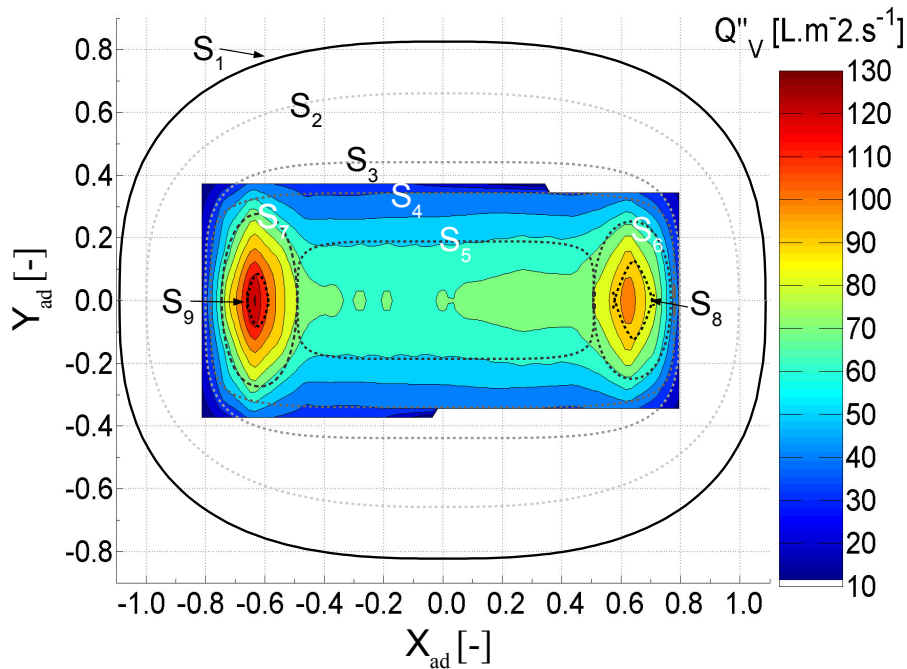


Figure 2.20: Représentation des zones d'injection sur la carte expérimentale du débit surfacique. (en fonction des coordonnées  $X_{ad}$  et  $Y_{ad}$ , § II.2.1)

Les zones se recouvrent à la manière d'une pyramide à niveau (type pyramide Maya) : par conséquent, le débit surfacique en un point  $(x, y)$  de la surface est la somme des débits surfaciques  $Q''_{v,id}(x, y)$  de toutes les zones  $S_{id}$  auquel il appartient. Par simplification le débit surfacique  $Q''_{v,id}$  est considéré constant. Chaque zone est donc caractérisée par sa surface, présentée précédemment et par un débit  $Q_{v,id}$  obtenu à partir des équations (2.44) puis (2.45) :

$$Q''_{V,n} = \frac{\int_{S_n} Q''_V(x, y) dx dy - \sum_k \int_{S_k} Q''_V(x, y) dx dy}{S_n - \sum_k S_k} \text{ avec } k = \{n+1\} \quad (2.44)$$

où  $k$  représente la zone qui chevauche directement la zone d'indice  $n$ <sup>5</sup>.

$$Q_{V,id} = (\{Q''_{V,n}\}_{n=id} - \{Q''_{V,n}\}_{n=id-1}) S_{id} \quad (2.45)$$

Indice de la zone d'injection	$X_c$ [mm]	$Y_c$ [mm]	$A$ [mm]	$B$ [mm]	$n$ [-]	Débit : $Q_{V,id}$ [L.min <sup>-1</sup> ]
$S_1$	0	0	60	15	2.7	1.5
$S_2$	0	0	55	12	2.7	2.137
$S_3$	0	0	44	8	4.5	1.057
$S_4$	0	0	43	6.2	6	1.293
$S_5$	0	0	27.5	3.4	6	0.387
$S_6$	35.2	-0.15	7.2	4.7	2.2	0.099
$S_7$	-34	-0.1	7	5.1	2.2	0.171
$S_8$	35.5	-0.5	3.8	2.8	1.3	0.031
$S_9$	-34.3	-0.5	2	2	1.8	0.019
<b>Total débit :</b>						<b>6.70</b>

Tableau 2.9: Récapitulatif des zones d'injection et du débit alloué à chacune

(ii) Position des points d'injection

Par simplification, on décide d'imposer une répartition uniforme des points d'injection sur chaque zone. Les positions des points d'injection  $\{I_k\}_{id}$  sont tirées aléatoirement, suivant une loi de probabilité uniforme, sur la surface  $S_{id}$ . À chaque phase d'initialisation les positions des points d'injection sont différentes afin de reproduire l'aspect discontinu et aléatoire du spray.

(iii) Loi de probabilité pour le diamètre

En chaque point du plan d'initialisation, le diamètre des gouttes doit reproduire les données expérimentales. Autrement dit, les grandeurs statistiques  $\{d_{10}, d_{20}, d_{30}, d_{32}, m_d\}$ , ainsi que la forme des lois de densité de probabilités expérimentales doivent être respectées.

La fonction Log-normale permet de reproduire la tendance de ce type de pdf, tout en étant une fonction simple à programmer. La figure 2.21 illustre, pour le point  $(X, Y)_{ad}=(0,0)$ , les tentatives réalisées pour approcher la pdf expérimentale du diamètre avec cette fonction. Chaque courbe Log-normale est établie de manière à respecter les valeurs de deux des grandeurs statistiques issues des données expérimentales (parmi :  $m_d, d_{10}, d_{20}, d_{30}, d_{32}$ ).

<sup>5</sup> Ainsi pour  $n=1$  on obtient  $k=2$ . En revanche pour  $n=4$  on obtient  $k=\{5, 6, 7\}$ .

La fonction Log-normale issue des diamètres  $d_{10}$  et  $m_d$  approche correctement la courbe expérimentale. Toutefois, pour d'autres positions dans la section l'accord sera meilleur avec un autre couple de grandeurs statistiques. Ainsi, aucune des combinaisons de grandeurs ne permet de générer des courbes Log-normale capables de reproduire toutes les pdfs dans la section  $Z=250\text{mm}$  du spray. Le choix s'est finalement porté vers une loi de probabilité Log-normale, dont les paramètres sont établis afin de respecter les valeurs du diamètre moyen  $d_{10}$  et du mode du diamètre  $m_d$ .

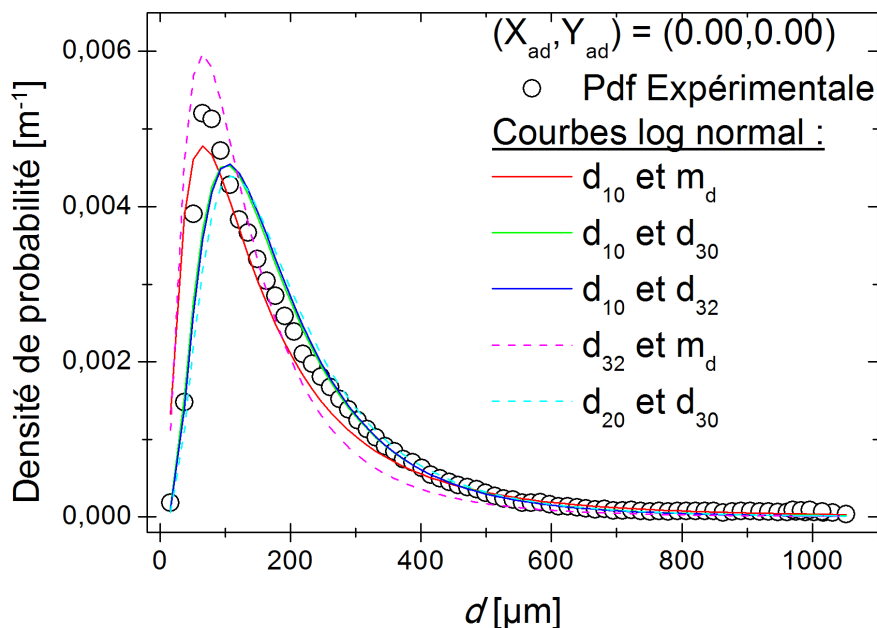


Figure 2.21: Interpolation par une fonction Log-Normale de la courbe expérimentale de densité de probabilité du diamètre en  $(X_{ad}, Y_{ad})=(0,0)$ .

Les cartes expérimentales de ces deux grandeurs sont lues par l'UDF d'initialisation (paragraphe III.3.1). Pour chaque point d'injection  $I_k(x, y)$ , une valeur du diamètre moyen  $d_{10}(x, y)$  et du mode  $m_d(x, y)$  est alors déterminé par interpolation, selon une méthode de type plus proche voisin<sup>6</sup>. Le diamètre de la goutte est ensuite tiré aléatoirement suivant une loi de probabilité Log-normale vérifiant ces grandeurs.

(iv) Corrélation entre le diamètre et les composantes de la vitesse

Les mesures expérimentales montrent une corrélation entre le diamètre des gouttes et leur vitesse (paragraphe II.3.2), caractéristique des atomiseurs à effet de pression, les gouttes les plus grosses étant les plus rapides. Cependant, les gouttes de même diamètre n'ont pas nécessairement la même vitesse. La vitesse initiale de chaque goutte dans la simulation est tirée aléatoirement suivant un processus stochastique gaussien. La vitesse moyenne  $\bar{u}_i = f(d)$  et l'écart type  $\sigma_{u_i} = f(d)$  sont obtenus à partir des données expérimentales.

<sup>6</sup> Pour éviter la génération d'escalier par la méthode d'interpolation de type plus proche voisin, les cartes des grandeurs possèdent une résolution spatiale de 1mm dans les directions  $X$  et  $Y$ .

Les courbes  $\bar{u}_i = f(d)$ ,  $i = \{x, y, z\}$ , sont interpolées à partir de la seule équation paramétrique (2.46). À partir des corrélations taille/vitesse obtenues expérimentalement, un diamètre  $D_{0,i}$  séparant les petits diamètres et les grands diamètres est définie (figure 2.22). Pour les gouttes de petites diamètres  $d < D_0$  la vitesse moyenne des gouttes est considérée constante,  $\bar{u} = U_0$ . Pour les gouttes de diamètre supérieur,  $d > D_0$ , la vitesse est interpolée par une fonction exponentielle inverse de paramètre  $U_{Lim}$ ,  $U_{Amp}$  et  $D_{63}$ . Un exemple de cette interpolation est présenté sur la figure 2.22(a).

$$\begin{aligned} d < D_{0,i} &\rightarrow \bar{u}_i = U_{0,i} \\ d > D_{0,i} &\rightarrow \bar{u}_i = U_{Lim,i} - U_{Amp,i} \cdot \exp\left(-\frac{d}{D_{63,i}}\right) \end{aligned} \quad (2.46)$$

Les cartes des coefficients locaux  $U_{0,i}(x, y)$ ,  $D_{0,i}(x, y)$ ,  $U_{Lim,i}(x, y)$ ,  $U_{Amp,i}(x, y)$  et  $D_{63,i}(x, y)$  sont déduits des courbes de corrélation taille-vitesse issues des données expérimentales. Ces cartes sont présentées en Annexes 3).

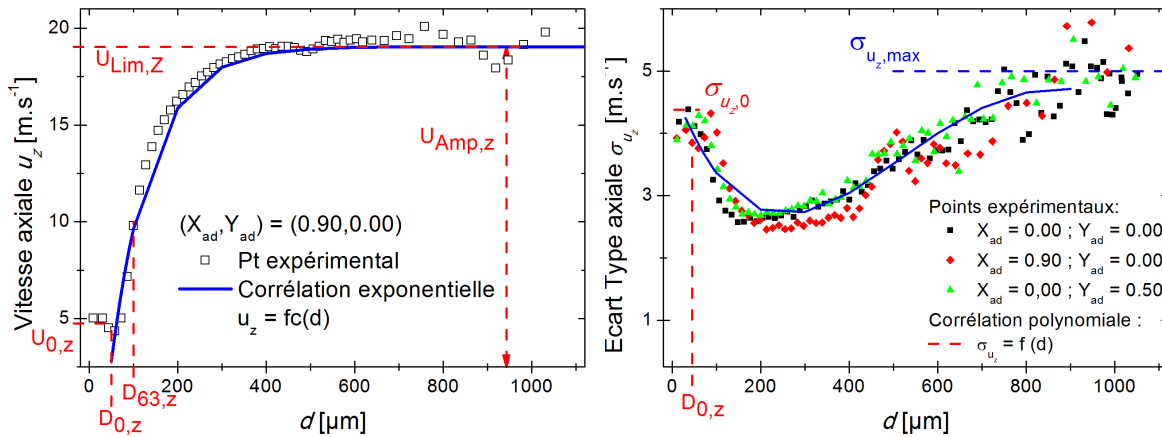


Figure 2.22: Exemple de l'interpolation des composantes de la vitesses  $\bar{u}_i$  et de l'écart type  $\sigma_{u_z}$

Comme le montre la figure 2.22(b), l'écart type  $\sigma_{u_z}$  de la vitesse axiale est peu dépendant de la position dans le plan d'initialisation. Cette remarque est également vérifiée pour les écarts types sur les autres composantes de la vitesse. L'écart type de chaque composante de la vitesse est donc calculé à partir d'une seule équation  $\sigma_{u_i} = f_i(d)$ . Les équations sont regroupées dans le tableau 2.10. Pour les plus petits diamètres,  $d < D_{0,i}$ , l'écart type est indépendant du diamètre, égal à une valeur qui varie suivant la position dans le plan d'initialisation :  $\sigma_{0,u_i}(x, y)$ .

Composante $i$ de la vitesse	Équation d'interpolation, pour $d > D_{0,i}(x, y)$
$x$	$\sigma_{u_x} = 1.5$
$y$	$\sigma_{u_y} = e^{-0.0725(d-35.0)} + 1.25$
$z$	$d < 950 \mu\text{m} \rightarrow \sigma_{u_z} = 1.49e-11 d^4 - 5.07e-08 d^3 + 5.46e-05 d^2 - 0.019 d + 4.77$ $d \geq 950 \mu\text{m} \rightarrow \sigma_{u_z} = 5.0$

Tableau 2.10: Équations pour l'interpolation des composantes de l'écart type de la vitesse

### III.3.3. Paramètres additionnels de génération du spray

Ce paragraphe présente les quelques données supplémentaires utiles pour initialiser la simulation numérique de l'écoulement du spray.

Pour éviter l'obtention de gouttes trop grosses lors du processus de tirage aléatoire du diamètre des gouttes, on impose un diamètre maximum  $d_{\max} = 1200 \mu\text{m}$ . Ce diamètre est légèrement supérieur au diamètre maximum mesurable par le PDA. De la même manière, un diamètre minimum est imposé à  $d_{\min} = 5 \mu\text{m}$ .

Les vitesses sont issues d'un processus stochastique qu'il convient également de borner. La vitesse axiale est positive :  $u_z \in [1; 40] \text{m.s}^{-1}$ . Les mêmes valeurs seuils sont imposées aux composantes longitudinale et transversale de la vitesse :  $(u_x, u_y) \in [-10; 10] \text{m.s}^{-1}$ .

Comme expliqué au paragraphe III.3.1, le facteur de volume cible est fixé à  $\Phi_v = 0.95$ .

## III.4. Conditions limites du gaz sur la surface $S_{\text{injection}}$

Sur la surface  $S_{\text{injection}}$ , il faut également fixer des conditions limites relatives à la phase gazeuse réaliste, afin d'obtenir un écoulement d'air représentatif de celui présent dans un spray réel. Cependant, aucune donnée expérimentale ne donne le champ de vitesse de l'air en écoulement au cœur du spray.

En comparant le temps mis par les gouttes pour parcourir le domaine de calcul avec leur temps de relaxation  $\tau_p$  (voir § I.1.2), il est possible de séparer les gouttes inertielles, c'est-à-dire celle dont la trajectoire est peu influencée par le milieu gazeux, des autres. Sur la figure 2.23, les temps de relaxations et le temps de parcours moyen sont calculés. Pour la vitesse des gouttes, les corrélations  $u_i = f(d)$  sont utilisées afin de prendre en compte les comportements propres à chaque classe de diamètre de goutte. Le temps de relaxation est calculé pour deux coefficients de traînée afin de prendre en compte la dépendance avec le nombre de Reynolds : la traînée de Stokes pour  $Re < 1$  et la traînée de Schiller et Naumann pour  $Re < 1000$  (voir § I.1.2).

Quelle que soit la composante de la vitesse, les gouttes dont le diamètre est inférieur à  $50 \mu\text{m}$  peuvent être considérées comme des traceurs passifs représentatifs de la vitesse de

l'écoulement d'air dans la section d'injection. Les gouttes de faible diamètre  $d < D_{0,i}$  vérifient cette caractéristique. Il est alors possible d'établir les cartes des composantes  $u_{G,i}$  de la vitesse de l'air :  $\vec{u}_G(x, y) = (U_{0,x}; U_{0,y}; U_{0,z})(x, y)$ .

Diverses sources d'erreurs dans la simulation de l'écoulement du spray ont fait l'objet de notre attention, notamment une possible sous-estimation de l'influence de la turbulence sur la phase discrète.

Les fluctuations turbulentes de l'écoulement de l'air sont inconnues. On propose de les estimer à partir des écarts types sur les composantes de la vitesse des petites gouttes  $\sigma_{0,u_i}$ . L'énergie turbulente  $k$  est donnée par l'équation (2.47) :

$$k = \frac{1}{2} (\sigma_{0,u_x}^2 + \sigma_{0,u_y}^2 + \sigma_{0,u_z}^2) \quad (2.47)$$

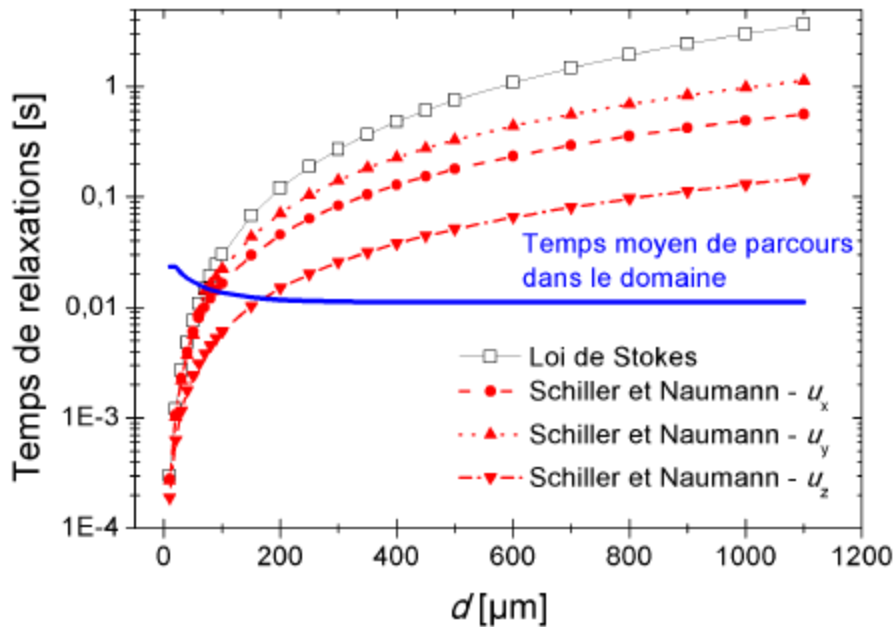


Figure 2.23: Temps de relaxation estimé des gouttes issues du spray, obtenue à partir des corrélations diamètre/vitesse issues des mesures expérimentales, pour deux modèles de traînée (courbe rouge et noires). La courbe bleue représente le temps estimé mis par les gouttes pour parcourir la distance entre le plan d'initialisation et le bas du domaine.

La dissipation spécifique turbulente  $\omega$  est donnée par l'équation (2.48), issue d'une analogie avec la définition du taux de dissipation turbulent  $\varepsilon$  dans l'équation du modèle RANS-  $k \varepsilon$ .

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} \text{ moyenne } [D_{0,x}, D_{0,y}, D_{0,z}]}, \text{ avec } C_\mu = 0.09 \quad (2.48)$$

L'intensité turbulente  $I_{\text{turb}}$  correspondant au calcul de ces grandeurs est comprise entre 0.22 et 1.35, avec une moyenne de 0.51. Le rapport de viscosité  $R_{\mu,\mu}$  s'échelonne de 3.03 à 7.24, avec une moyenne à 5.08.

## IV. Simulation de l'écoulement

### IV.1. Validation de la méthode d'initialisation

Les différentes approximations sur la définition des zones d'initialisation, le diamètre des gouttes ou encore les corrélations diamètre-vitesse sont la source possible de différences entre le spray numérique généré et les mesures expérimentales.

#### IV.1.1. Fonctionnement général

Pour un pas de temps de  $\Delta t_{CP}=0.5$  ms, le processus d'initialisation génère en moyenne  $n_p=1540$  gouttes, pour un débit moyen  $Q_v=6.66$  L.min<sup>-1</sup>, proche du débit attendu de 6.7 L.min<sup>-1</sup>. Les valeurs de  $n$  et  $Q_v$  à chaque pas de temps sont reportées sur la figure 2.24. Le tirage aléatoire du diamètre utilisé dans le processus d'initialisation ainsi que le facteur de volume cible  $\Phi_v$  sont responsables des fluctuations observées. Le choix d'un intervalle de calcul plus grand, ainsi que l'affinage de la valeur du facteur de volume cible permet de réduire ces fluctuations. Dans la configuration actuelle,  $\Delta t_{CP}=0.0005$  s et  $\Phi_v=0.95$ , on obtient un écart type  $\sigma_n=226$  pour le nombre de gouttes générées et un écart type  $\sigma_{Q_v}=0.22$  L.m<sup>-1</sup> pour le débit, ce qui est faible et donc tout à fait convenable.

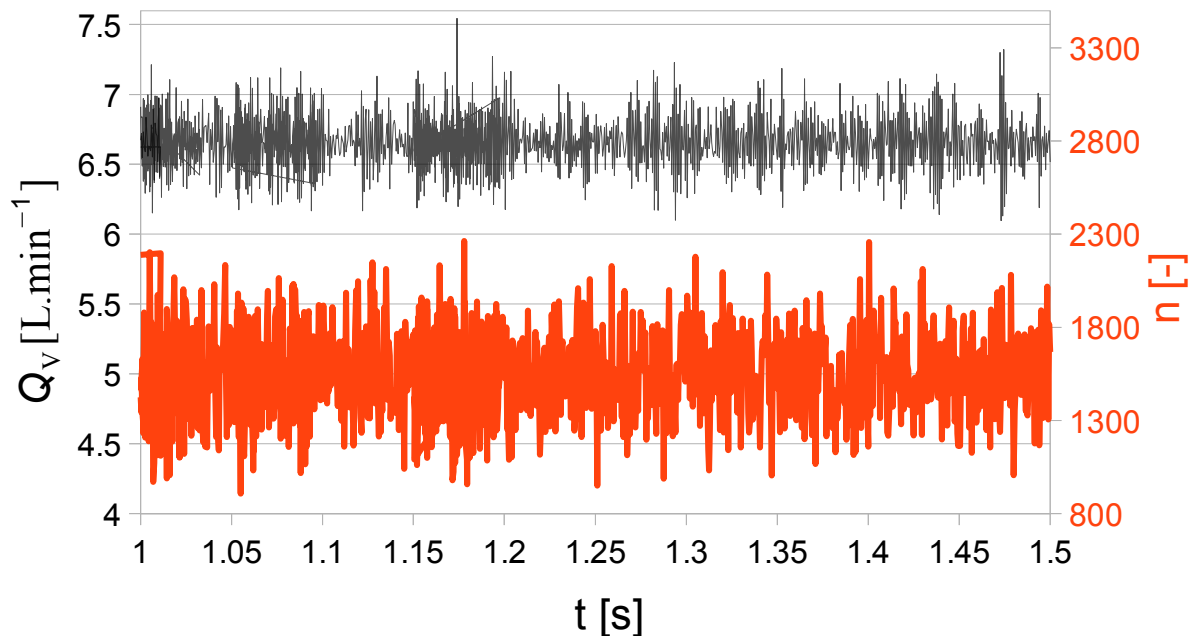


Figure 2.24: Résultat du fonctionnement du processus d'initialisation, en nombre de gouttes générées  $n_p$  (courbe orange) et en débit liquide  $Q_v$  (courbe noire)



### IV.1.2. Caractéristiques des gouttes initialisées

L'initialisation du spray s'appuie sur le diamètre moyen, le mode du diamètre et le débit surfacique. Par la suite on compare les données expérimentales (symboles) de ces grandeurs, prises comme référence, avec le résultat de l'initialisation présentée au paragraphe III.3. Tous les profils sont issus du plan  $Z=250\text{mm}$  pour l'expérience, et du plan d'initialisation pour la simulation.

La figure 2.25 montre que suivant les deux directions, pour  $X_{ad}=0$  et  $Y_{ad}=0$  (figure (a) et (b), en noir), les tendances des profils  $d_{10}$  sont bien reproduites par la simulation. On peut toutefois noter une légère sous-évaluation des valeurs, l'erreur relative étant maximale au niveau des maxima, s'élevant à 14%. L'observation des autres profils  $X_{ad}$  et  $Y_{ad}$  confirme le bon accord entre les données expérimentales et celle de l'initialisation. Les valeurs sont de nouveau sous-évaluées au centre de la section, mais sur-évaluées au bord du spray, pour  $X_{ad}>0.7$ . Ces différences sont attribuées à la coupure en  $d_{max}=1200\mu\text{m}$  de la loi Log-Normale. Ceci est confirmé par un essai avec  $d_{max}=2000\mu\text{m}$ , non présenté ici, qui permettrait de mieux approcher les profils expérimentaux. Ce choix n'est toutefois pas retenu car aucune information expérimentale ne prouve l'existence de gouttes de cette taille dans le spray.

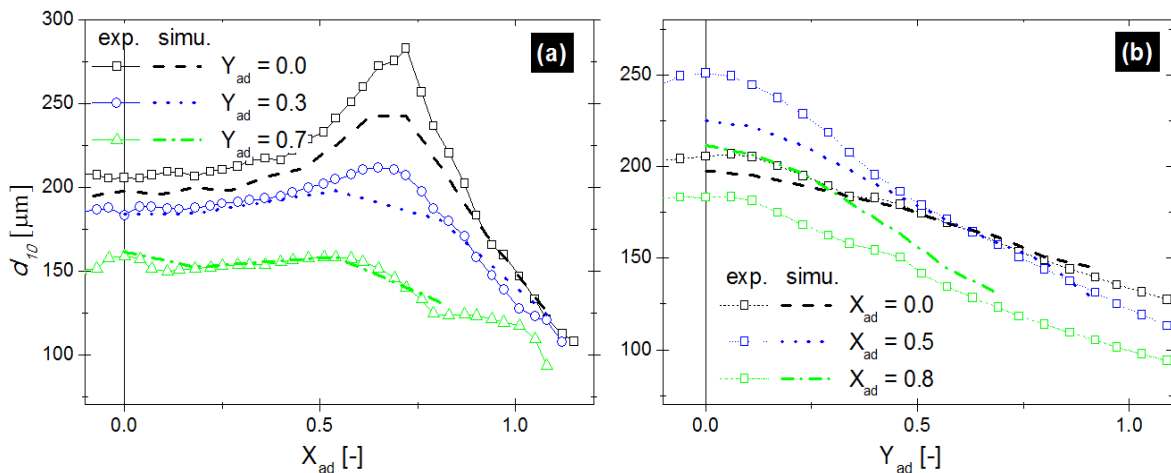


Figure 2.25: Comparaison du diamètre  $d_{10}$  résultant du processus d'initialisation (courbes pointillées), avec les données expérimentales (courbes avec symboles).

Les profils  $X_{ad}=0$  et  $Y_{ad}=0$  du mode du diamètre sont présentés sur la figure 2.26. Les tendances des profils expérimentaux sont reproduites, mais l'accord reste très qualitatif. On note que le calcul du mode du diamètre, que ce soit pour l'expérience ou la simulation, dépend fortement de la discrétisation utilisée pour construire la courbe de pdf (ici  $\Delta d \approx 10\mu\text{m}$ ). Les écarts observés sont donc dans l'incertitude de la mesure de  $m_d$ .

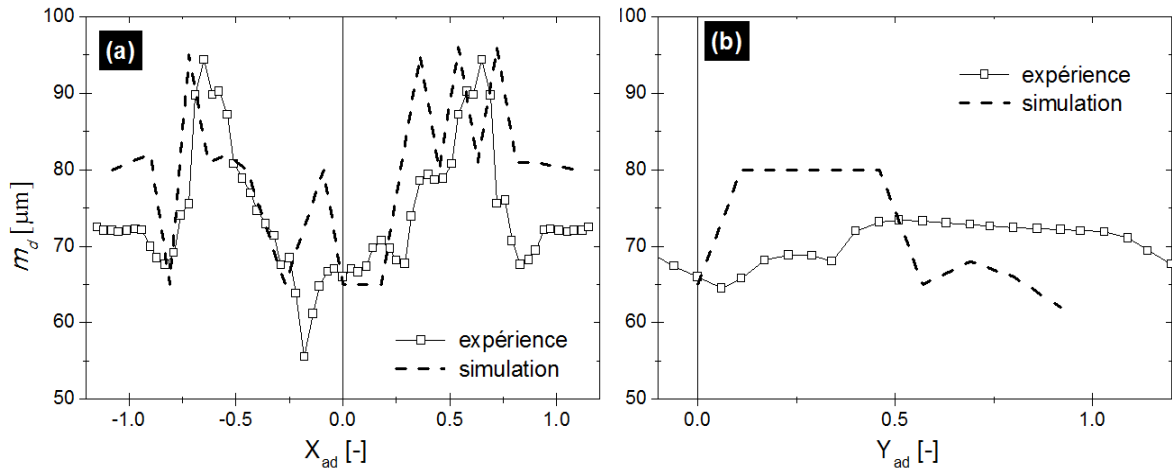


Figure 2.26: Comparaison du mode du diamètre  $m_d$  résultant du processus d'initialisation (pointillés), avec les données expérimentales (courbes avec symboles).

Le diamètre  $d_{32}$  n'est pas une grandeur directement intégrée dans le processus d'initialisation, mais constitue un résultat témoignant de son fonctionnement. De plus, il joue un rôle fondamental dans les processus de transfert thermique et nécessite donc d'être correctement modélisé. Nous avons précédemment évoqué les limites du choix d'une fonction Log-normale générée par le couple de paramètres  $\{d_{10}, m_d\}$ . Ceci laisse supposer que les moments du diamètre d'ordre supérieur ( $d_{30}$ ,  $d_{32}$ ) seront mal modélisés. La figure 2.27 montre, de manière surprenante, que le diamètre  $d_{32}$  généré par la méthode d'initialisation est proche du diamètre expérimental. Ces résultats confirment le bien-fondé du choix de la fonction Log-normale et des paramètres utilisés. On peut toutefois noter que contrairement au diamètre  $d_{10}$ ,  $d_{32}$  est globalement sur-évalué.

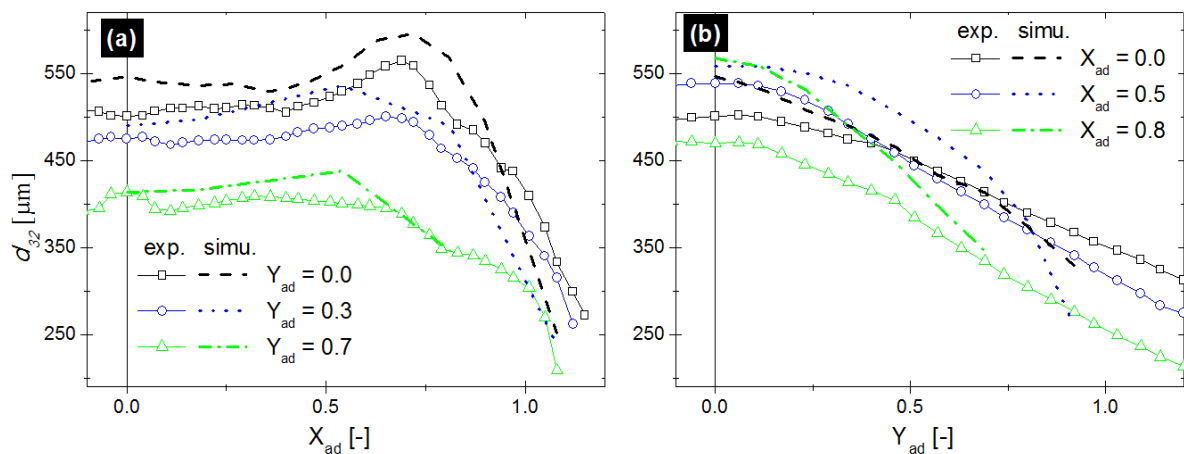


Figure 2.27: Comparaison du diamètre  $d_{32}$  résultant du processus d'initialisation (pointillés), avec les données expérimentales (courbes avec symboles).

Les profils de débit surfacique de l'initialisation reproduisent qualitativement ceux issus de l'expérience (figure 2.28). Le débit surfacique est de manière générale sur-évalué, avec une erreur relative maximale de 31% au niveau des maxima (figure 2.28(a), profils  $Y_{ad}=0$ ).

On rappelle quelques caractéristiques des zones d'injection pouvant expliquer les différences précédemment citées. La densité des points d'injection est homogène sur chaque zone d'initialisation. Le nombre de gouttes par point d'injection est fixé à 1, donc le volume de liquide représentatif de chaque point d'injection est proportionnel au cube du diamètre initialisé en ce point. Les fortes variations du diamètre moyen au niveau des maxima tendent donc à augmenter localement le débit surfacique, et provoquent une sur-évaluation des valeurs calculées, comparé à l'expérience. En revanche, ces mêmes variations permettent d'obtenir un aspect régulier des profils du débit surfacique.

Sur les différents profils, les points ne bénéficiant pas de comparaisons expérimentales correspondent aux lignes d'iso-débit supplémentaires ajoutées sur la carte de la figure 2.20. Les valeurs ainsi générées sont réalistes et valident les choix faits.

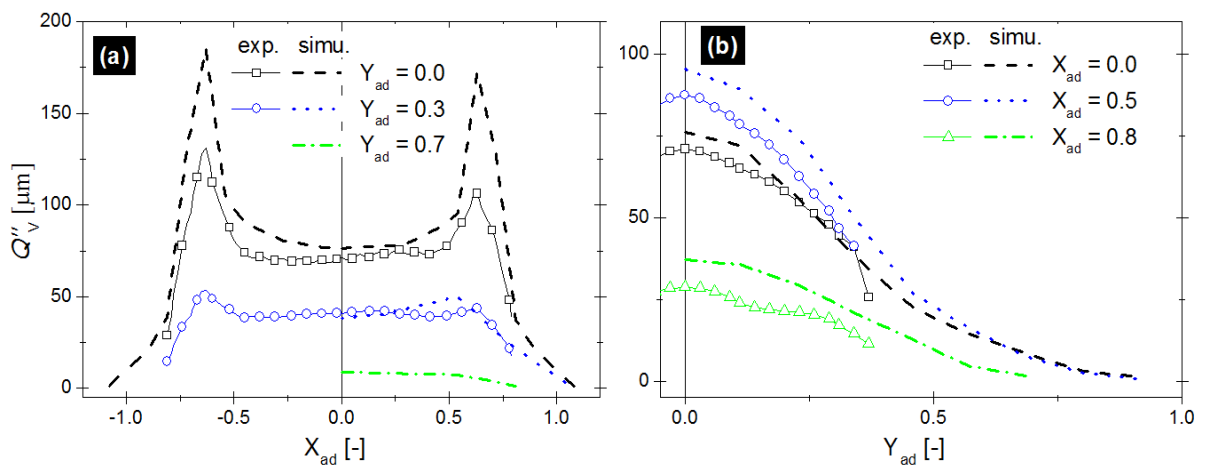


Figure 2.28: Comparaison du débit surfacique  $Q''_v$  résultant du processus d'initialisation (pointillés), avec les données expérimentales (courbes avec symboles).

Les profils de la vitesse axiale  $\overline{u}_z$ , moyennée sur toutes les classes de diamètre de goutte (figure 2.29), montre que l'initialisation est en accord raisonnablement avec l'expérience. Selon  $X$ , la rupture de pente visible sur les profils  $Y_{ad}=0$  à  $X_{ad}=1$  est correctement positionnée. Dans cette direction, les écarts quantitatifs sont faibles, avec un maximum de 5% en  $X_{ad}=0.6$ . Selon  $Y$ , les profils  $X_{ad}=0$  et  $X_{ad}=1$  sont monotones décroissants. La pente est toutefois sous-estimée dans cette direction.

Les profils des vitesses moyennes longitudinale  $\overline{u}_x$  et transversale  $\overline{u}_y$  sont représentés sur les figures 2.30(a) et (b).

Les tendances de la vitesse longitudinale  $\overline{u}_x$  calculée reproduisent celles observées dans l'expérience. On note que la vitesse tend vers 0 en  $X_{ad}=0$ . Les mêmes constatations sont réalisées avec la vitesse transversale  $\overline{u}_y$ , sauf sur le profil  $X_{ad}=0$  dont le comportement est discuté plus loin (commentaire sur la figure 2.30). Les vitesses initiales longitudinale et transversale des gouttes sont directement responsables de l'évasement futur du spray dans le domaine de calcul. Au bord du spray,  $X_{ad}>0.6$ , la décroissance de  $\overline{u}_x$  est sous-évaluée pour tous les profils, et mène à un écart relatif de près de 50% avec l'expérience. En revanche, la

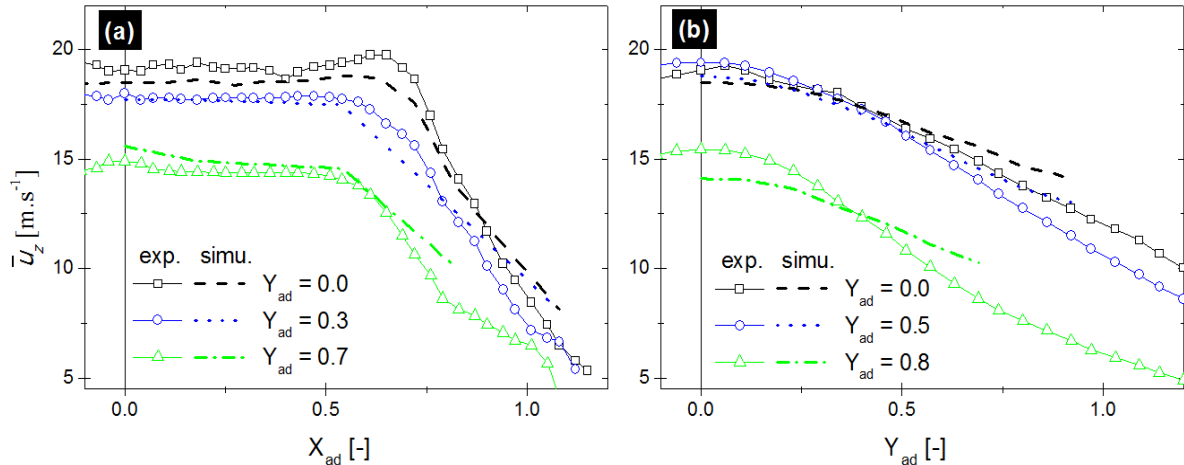


Figure 2.29: Comparaison de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_z$  résultant du processus d'initialisation (pointillés), avec les données expérimentales (courbes avec symboles).

vitesse  $\bar{u}_y$  pour  $Y_{ad} > 0.5$  suit correctement les profils expérimentaux. L'ensemble des différences sur la vitesse pointées jusqu'ici sont attribuées aux différences dans la statistique du diamètre précédemment discutées.

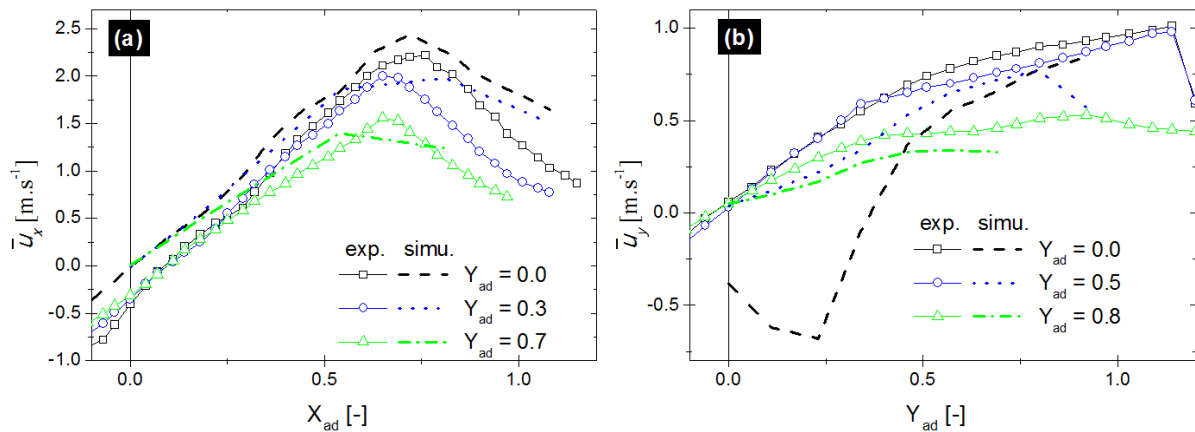


Figure 2.30: Comparaison des vitesses moyennes longitudinale  $\bar{u}_x$  et transversale  $\bar{u}_y$  résultant du processus d'initialisation (pointillés), avec les données expérimentales (courbes avec symboles).

Le profil  $X_{ad}=0$  de la vitesse  $\bar{u}_y$  diverge particulièrement des mesures expérimentales (figure 2.30(b)). La figure 2.31 présente les paramètres de la corrélation  $\bar{u}_y = f(d)$  introduit dans le processus d'initialisation, le long du profil du  $X_{ad}=0$ . On observe que le paramètre de vitesse  $U_{Amp,y}$  n'est pas égale à 0 en  $Y_{ad}=0$ . Cette erreur a pour conséquence de sous estimer les vitesses initiales des gouttes de diamètre compris entre 100 et 500  $\mu\text{m}$ . L'effet sur la vitesse moyenne  $\bar{u}_y$  est important sur le profil  $X_{ad}=0$  (figure 2.31), mais n'a pas d'influence apparente sur le reste de l'écoulement.

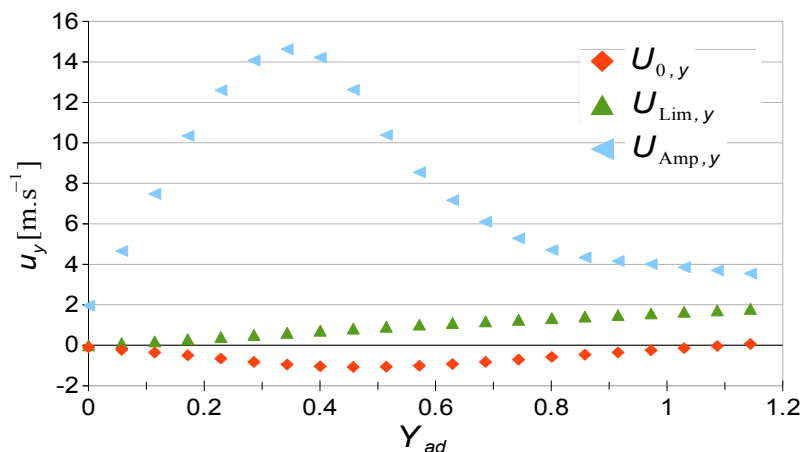


Figure 2.31: Paramètres de la corrélation  $\overline{u}_y = f(d)$ , observés sur le profil  $X_{ad} = 0$ .

### IV.1.3. Synthèse

Globalement, on peut dire que l'initialisation est satisfaisante car le débit  $Q_v$  est réaliste (faibles fluctuations et bonne valeur moyenne), et que les caractéristiques des gouttes initialisées reproduisent correctement celles des gouttes expérimentales.

Toutefois, des faibles écarts sont observés sur les diamètres statistiques ( $d_{10}$  sous évalué et  $d_{32}$  sur-évalué). De plus la vitesse transversale  $\overline{u}_y$  présente une forte anomalie au centre du spray et la vitesse longitudinale  $\overline{u}_x$  est systématiquement sur-évaluée en périphérie du spray. Concrètement, les écarts à l'expérience sur les diamètres statistiques indiquent que le spray initialisé présente une répartition des diamètres différente de celle du spray expérimental. Ainsi, on soupçonne qu'un nombre plus important de très grosses gouttes soit initialisé, tout en étant compensé par un nombre important de petites gouttes, qui explique le  $d_{10}$  sous-évalué.

La vitesse des gouttes et leur diamètres sont liés par des corrélations  $\overline{u}_i = f(d)$ , dont la validité a pu être vérifiée. Ainsi, les différences observées sur les différentes composantes de la vitesse sont la conséquence des changements dans la répartition des diamètres des gouttes.

Les variations observées entre les mesures expérimentales et le résultat du processus d'initialisation pourraient être responsables de certaines différences dans l'écoulement aval, entre le spray calculé et les informations expérimentales. C'est ce que nous allons à présent vérifier.

## IV.2. Validation du transport de la phase discrète du spray

### IV.2.1. Évasement du spray

Le développement et l'évasement du spray sont des informations régulièrement utilisées pour vérifier le bon fonctionnement de la simulation d'un spray [[85]]. Les comparaisons sont généralement réalisées sur des visualisations des sprays. Ainsi que le montrent les visualisations du spray (paragraphe II.2.1), il n'est pas aisé de définir une limite spatiale au

spray. Pour vérifier que le spray simulé s'évase de manière réaliste, on propose d'étudier l'évolution entre deux plans des grandeurs telles que les diamètres  $d_{10}$  et  $d_{32}$  ainsi que celle de la vitesse moyenne axiale  $\bar{u}_z$ .

On définit les grandeurs normalisées  $d_{10,N}$ ,  $d_{32,N}$  et  $\bar{u}_{z,N}$ , correspondant aux diamètres et à la vitesse, normalisées par rapport à leur valeur au centre de la section :

$$d_{k,N} = \frac{d_k}{d_k(0,0)}, \text{ avec } k=10;32 \quad (2.49)$$

$$\bar{u}_{z,N} = \frac{\bar{u}_z}{\bar{u}_z(0,0)} \quad (2.50)$$

Ce choix permet de simplifier la comparaison des profils de chaque grandeur entre les deux plans considérés.

Dans la suite (figure 2.32) on compare l'évolution entre les deux plans considérés, des grandeurs  $d_{10,N}$ ,  $d_{32,N}$  et  $\bar{u}_{z,N}$  observées expérimentalement (a,b) et numériquement (c,d) en considérant dans chaque cas les profils  $X_{ad}=0$  et  $Y_{ad}=0$ .

Nous commencerons par l'analyse de l'évolution des profils expérimentaux (figure 2.32(a) et 2.32(b)). Les tendances des profils sur les plans  $Z=250$  mm et  $Z=500$  mm sont auto-similaires, à la fois pour les diamètres et pour la vitesse normalisée. On note toutefois l'absence de superposition du profil  $X_{ad}=0$  pour le diamètre normalisé  $d_{32,N}$  (figure b). Ces résultats semblent pouvoir être généralisés puisqu'ils ont également été observés dans des conditions d'utilisations de la buse différentes de celles présentées en section II.

Nous allons à présent vérifier si ces caractéristiques sont reproduites dans le spray simulé : les grandeurs simulées sont portées sur les figures 2.32 (c) et (d). Suivant les directions  $X$  et  $Y$ , le profil de  $\bar{u}_{z,N}$  est auto-similaire entre  $Z=250$  mm et 500 mm. Les profils  $d_{10,N}$  et  $d_{32,N}$  dans les deux directions reproduisent les mêmes tendances entre  $Z=250$  et 500 mm, sans toutefois être auto-similaire.

Ainsi, la vitesse  $\bar{u}_{z,N}$  vérifie le critère sur l'évasement. L'accord sur l'évolution des diamètres  $d_{10,N}$  et  $d_{32,N}$  est toutefois moins évident, particulièrement dans la direction d'évasement  $X$ .

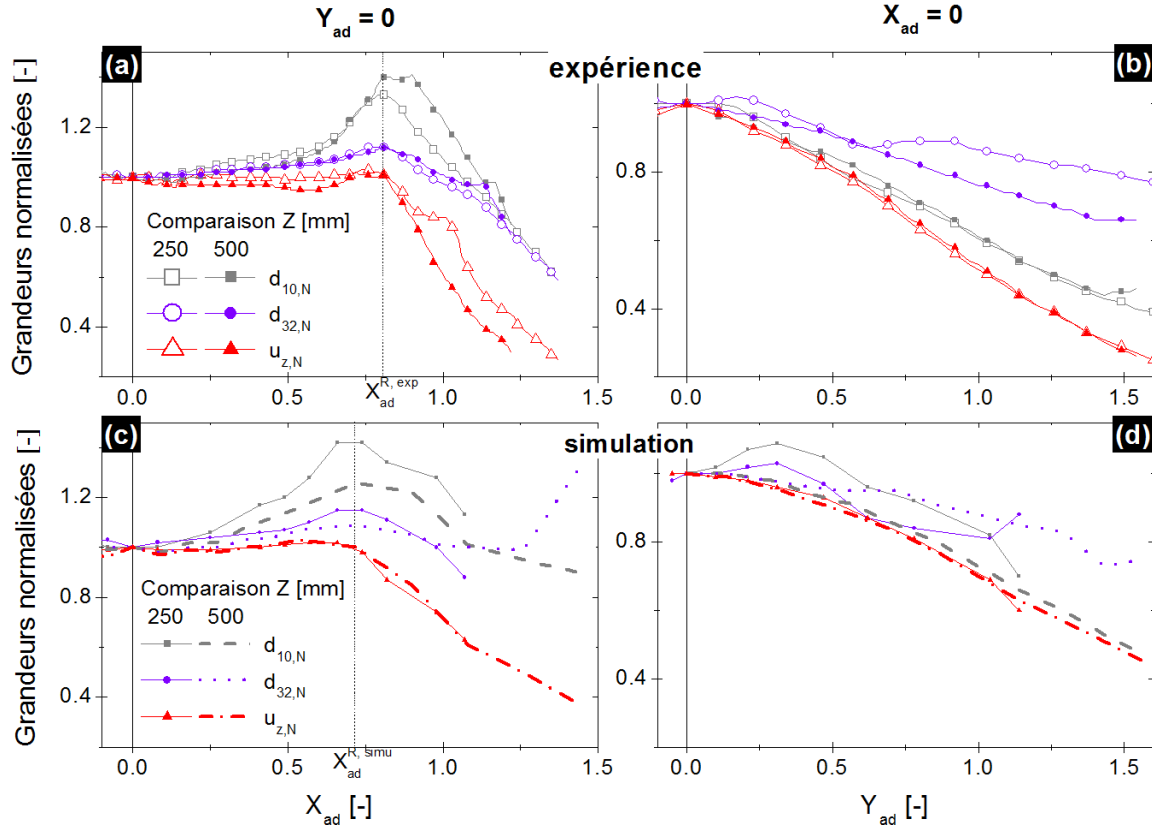


Figure 2.32: Evolution entre les plans  $Z=250$  mm et  $Z=500$  mm des grandeurs normalisées  $d_{10,N}$ ,  $d_{32,N}$  et  $\bar{u}_{z,N}$ .

#### IV.2.2. Caractéristique de la phase discrète dans le plan $Z = 500$ mm

L'évolution des caractéristiques de la phase discrète entre deux plans  $Z$  est un point de validation important du fonctionnement d'une méthode de simulation. Les figures 2.33 (a) et (b) présentent, le long d'un profil  $Y_{ad}=0$  dans le plan  $Z=500$  mm, une comparaison de différentes grandeurs statistiques issues de la simulation (courbe) et des mesures expérimentales (symbole). Les mesures expérimentales, prises comme référence dans la suite de ce paragraphe, ont été réalisées dans les mêmes conditions que celles utilisées pour initialiser le spray (même configuration du PDA et d'alimentation de la buse).

Le diamètre  $d_{10}$  calculé (courbe grise, figure (a)) est globalement surévalué par rapport aux mesures d'environ  $30 \mu\text{m}$ . Les positions des maxima sur ces profils sont cependant en accord.

Concernant le diamètre de Sauter  $d_{32}$  (courbe cyan, figure (a)), la valeur au centre correspond à la mesure, mais l'évolution n'est pas reproduite. Sur la périphérie du spray  $X_{ad}>1$ , le  $d_{32}$  calculé croît, au lieu de chuter comme la courbe expérimentale. Cette évolution sera plus longuement discutée dans les paragraphes suivants.

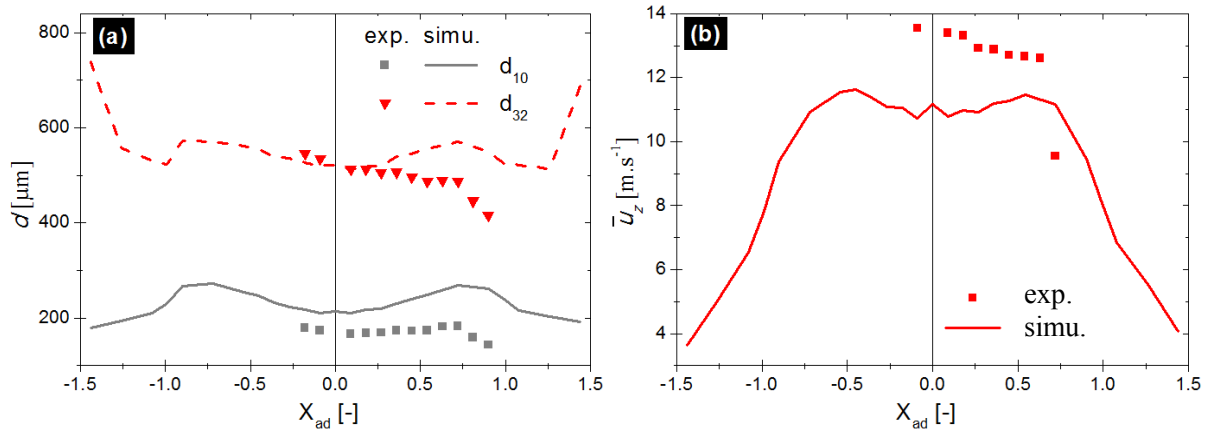


Figure 2.33: Comparaison expérience/simulation des diamètres statistiques  $d_{10}$  et  $d_{32}$  (a) et de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_z$  (b), dans le plan  $Z=500\text{mm}$ , le long du profil  $Y_{ad}=0$ .

La comparaison de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_z$  est présentée sur la figure (b). Dans la zone  $X_{ad} < 0.9$ , la vitesse calculée est sous-évaluée d'environ  $2 \text{ m.s}^{-1}$ , soit un écart relatif maximum de 15%. Cette différence s'inverse dans la périphérie. La présence de grosses gouttes (plus rapide) dans la périphérie du spray simulé pourrait expliquer cette inversion. Pour mieux comprendre les divergences observées sur la vitesse  $\bar{u}_z$ , on peut analyser séparément la vitesse des petites gouttes ( $d < 50 \mu\text{m}$ ) et des grosses gouttes ( $d > 500 \mu\text{m}$ ). Comme le montre la figure 2.34, la vitesse des grosses gouttes  $U_{\text{Lim},z}$  calculée est correcte, tandis que la vitesse des petites gouttes  $U_{0,z}$  calculée est sous-évaluée de  $5 \text{ m.s}^{-1}$ , soit 50%. La sous-évaluation de  $\bar{u}_z$  semble donc être due à une mauvaise modélisation du comportement des petites gouttes.

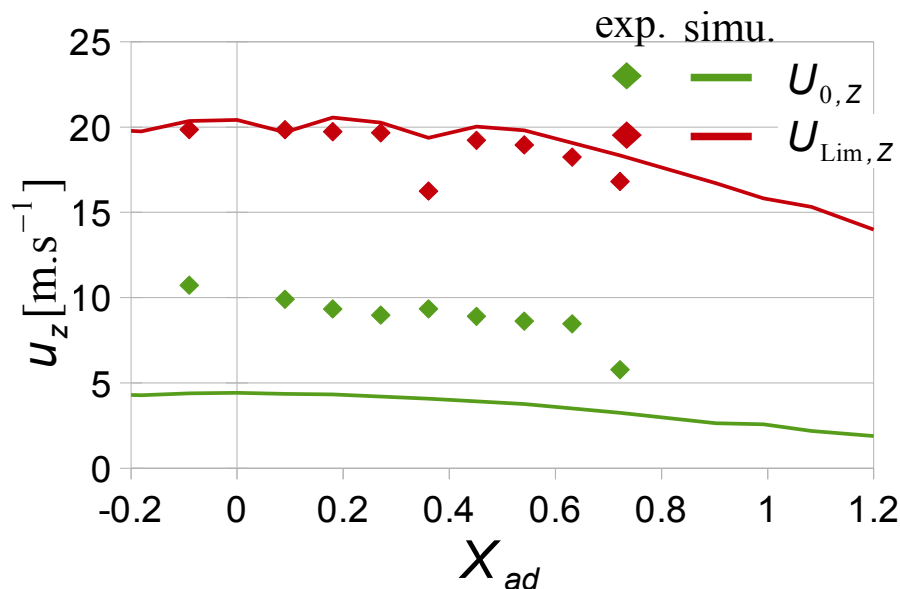


Figure 2.34: Comparaison expérience (symboles)/simulation (courbes) des paramètres de la corrélation  $\bar{u}_z = f(d)$



### IV.3. Synthèse

L'analyse de l'évasement du spray numérique montre que l'aspect général du spray expérimental est bien reproduit. Toutefois, des efforts supplémentaires sont encore à produire pour traiter correctement la phase dispersée loin de la buse. On a en effet observé une sur-évaluation générale des diamètres statistiques et surtout des valeurs de diamètre peu réalistes dans la périphérie du spray. La vitesse des petites gouttes est également moins bien reproduite alors même que le comportement des grosses gouttes semblent être correctement décrit.

Des différences avec les données expérimentales ont été observées à l'initialisation, mais ne peuvent toutefois pas être directement corrélées avec toutes les différences constatées à  $Z=500\text{mm}$ .

Les divergences concernant les diamètres loin de la buse peuvent s'expliquer uniquement à partir des différences de l'initialisation. Comparé au spray expérimental, le nombre de grosses gouttes générées par le processus d'initialisation est plus élevé, notamment au niveau des maximas (visible sur tous les profils  $X$  de diamètre  $d_{10}$  et de débit surfacique  $Q''_V$ ). Les composantes initiales latérales de la vitesse ( $u_x$  et  $u_y$ ) des grosses gouttes étant supérieures à celle des petites gouttes, la périphérie du spray se peuple progressivement de ces grosses gouttes à mesure que l'on s'éloigne de la buse.

À l'inverse, les divergences observées sur la vitesse à l'initialisation ne suffisent pas à expliquer les différences observées loin de la buse, en particulier sur la vitesse des petites gouttes. Cette gamme de goutte est très sensible à l'écoulement du gaz, ce qui par voie de conséquence indique une modélisation de l'écoulement d'air qui pourrait certainement être améliorée. Il pourrait donc s'agir d'erreurs dans la modélisation de la turbulence du gaz en présence d'une phase dispersée. D'un autre côté, l'écoulement d'air et son champ turbulent qui participera à la dispersion des petites gouttes sont générés par l'entraînement des grosses gouttes. La modélisation de la traînée peut donc être mise en cause, que ce soit au niveau du maître couple  $S_p$  pour des grosses gouttes déformées, ou encore simplement le coefficient de traînée  $C_D$ . La génération de turbulences dans le sillage des grosses gouttes ne peut également pas être ignorée : ceci est de nature à influencer les caractéristiques de la turbulence utilisées dans le modèle de dispersion. Ces différentes pistes pourront être étudiées dans des études futures.

## V. Conclusion du chapitre

Plusieurs méthodes de simulation pour les sprays ont été présentées. À partir de ces connaissances et en tenant compte des particularités du spray étudié, une méthode de simulation a été proposée pour modéliser l'écoulement.

Les résultats expérimentaux ont permis de faire ressortir les caractéristiques principales du spray, notamment sa forme particulière en ellipse et l'inhomogénéité du liquide dans sa

section. À partir de ces mesures, une reproduction numérique du spray a pu être proposée et testée.

Il a alors été observé que le processus d'initialisation développé au cours de cette thèse permet de reproduire les cartes de grandeurs caractéristiques d'un spray (débit surfacique, diamètre, vitesse), et de prendre en compte les couplages entre ces grandeurs. De plus, la description de l'écoulement du gaz dans le plan d'initialisation est une méthode peu commune ; nous avons ainsi montré son intérêt et sa faisabilité dans la simulation d'un spray.

Malgré quelques imperfections, qui pourraient sans doute être résolues en améliorant les modèles d'interaction entre les phases, la méthode de simulation permet de reproduire les grandes lignes de l'écoulement du spray.

Une étude plus approfondie de cette simulation est possible, et permettrait d'obtenir des informations supplémentaires sur le spray, généralement inaccessibles par l'expérience. Citons par exemple l'évolution du taux de vide dans le spray, ou encore les caractéristiques du champ de vitesse du gaz au cœur et en bordure du spray.

La méthode proposée et testée peut maintenant être utilisée dans le cadre de la simulation de l'impact d'un spray, sujet du chapitre suivant.



# **Chapitre 3 : Simulation numérique simplifiée de l'impact d'un spray froid sur une surface chaude**

Le chapitre précédent traitait du calcul numérique de l'écoulement libre d'un spray. Il a permis de proposer puis de valider une méthode de simulation fiable. En s'appuyant sur ce travail, on se propose maintenant de modéliser l'interaction entre le spray et une paroi à haute température. L'objectif de ce chapitre est d'observer les modifications induites par la présence de la plaque sur l'écoulement du spray. On s'intéressera plus particulièrement aux caractéristiques du spray sur la surface d'impact avec la paroi.

Dans la première partie de chapitre, on présentera les hypothèses et simplifications qui ont été admises afin de réaliser la simulation de l'impact du spray. Dans une seconde partie, la configuration numérique de la simulation est présentée, d'une manière analogue à la section III du chapitre précédent. Enfin, l'influence de la paroi sur l'écoulement ainsi que les caractéristiques du spray sur la surface d'impact sont présentées dans les troisièmes et quatrièmes sections.

# I. Hypothèses de travail

Comme cela sera détaillé ultérieurement (voir § II), nous travaillerons ici avec la même configuration numérique qu'au chapitre précédent. Les conditions d'initialisation du spray sont donc identiques, ainsi que les modèles numériques et les conditions limites. Nous allons présenter ici les hypothèses supplémentaires induites par la présence de la plaque dans le but de garantir une simulation simple et réaliste.

## I.1. Hypothèse sur la configuration d'impact

L'objectif de ce chapitre est de considérer le cas de l'impact d'un spray sur une surface chaude. Le chapitre 1 a présenté les différents phénomènes attendus, tant en ce qui concerne la dynamique du spray sur la plaque que l'aspect thermique lié au refroidissement. Le spray présenté au chapitre précédent, ainsi que les caractéristiques de la plaque (voir section II) laisse présager la formation d'un film liquide à la surface de la plaque. La température de la plaque est supposée suffisante pour atteindre le régime d'ébullition en film de vapeur.

Les travaux de Zhao *et al.* [19] et Cheng *et al.* [20], présentés au chapitre 1 section II, ont montré la faisabilité de la simulation d'un refroidissement par spray en présence d'un film liquide, mais n'ont pas étendu leur méthode à des températures élevées. Cette méthode n'est donc pas validée en présence d'un film de vapeur supplémentaire.

L'absence de données expérimentales sur les propriétés du film en fonction des caractéristiques thermiques de la plaque et des caractéristiques dynamiques du spray, mais également la complexité pour mettre en place un modèle valide de film liquide, nous poussent à ignorer la présence d'un film liquide. La première hypothèse concerne donc l'état de surface de la plaque. Elle est supposée sèche, c'est-à-dire qu'il n'existe aucune stagnation de liquide à sa surface et donc pas de formation de film liquide. Du point de vue de la dynamique du spray, les conditions aux limites de la phase continue au niveau de la plaque sont profondément modifiées par cette hypothèse. Au lieu d'une condition aux limites basée sur la continuité du tenseur des contraintes au niveau d'une interface liquide/air, une condition d'adhérence entre l'air et la paroi est simulée. Sans toutefois pouvoir le vérifier ni le quantifier, on peut raisonnablement supposer que cette absence d'interface film liquide/air va influencer l'écoulement en amont.

## I.2. Comportement d'impact des gouttes

Même si par simplification la plaque simulée est supposée sèche, on raisonne en considérant le cas d'un impact sur film liquide. Il n'existe à notre connaissance aucun modèle pour l'impact des gouttes sur film liquide. En revanche l'impact des gouttes sur une paroi sèche est riche de quelques modèles (étalement, rebond, *splashing*) et pourrait être introduit dans le calcul. On risquerait cependant d'apporter des comportements d'impacts incohérents avec la configuration avec film liquide attendue.

Ceci nous conduit à introduire une seconde hypothèse simplificatrice consistant à ne pas modéliser les phénomènes dynamiques de l'impact. Ainsi, l'arrivée d'une goutte sur la plaque se traduit par sa disparition du processus de calcul. Le principal inconvénient de cette hypothèse est d'ignorer la formation des gouttes secondaires générées lors de l'impact, et par conséquent de négliger la redistribution des caractéristiques du spray ( $Q_v''$ ,  $d$ ,  $We$ ) sur la plaque qui pourrait en découler.

### **I.3. Influence de la plaque chaude sur la dynamique du spray**

La température élevée de la plaque peut influencer les caractéristiques thermique et dynamique du spray en amont de l'impact. Trois mécanismes peuvent ainsi être mis en évidence : le rayonnement de la plaque, la génération de vapeur du fait de l'évaporation des gouttes, la convection de l'air.

Le rayonnement provoque l'élévation de la température des gouttes et ainsi change les conditions d'impact (dynamique d'impact et efficacité de refroidissement).

La génération de vapeur au niveau de la plaque modifie les caractéristiques de la phase continue et par couplage le comportement des gouttes. Ce dernier mécanisme dépend fortement de la part du changement de phase dans les mécanismes de refroidissement. Or, l'état de l'art du chapitre 1 a montré que l'importance relative des mécanismes de refroidissement (convection, évaporation, ...) n'est pas encore totalement comprise, ce qui rend difficile leur modélisation. De plus, on peut supposer que la présence d'un film liquide influence le comportement d'une phase vapeur. Le film liquide n'étant pas modélisé, il n'est par raisonnable de modéliser la génération de vapeur.

Enfin, la présence d'une plaque surchauffée dans un environnement gazeux froid provoque le développement de cellules de convection. Dans le cas d'un spray, on considère que le phénomène de convection est noyé par l'intensité de l'écoulement gazeux généré par le mouvement des gouttes.

Ainsi, la troisième hypothèse propose d'ignorer ces trois mécanismes, et par la même l'influence thermique de la plaque sur le spray. Cette dernière hypothèse permet en outre de séparer la modélisation du refroidissement (influence thermique du spray sur la plaque) de celle de l'impact du spray. Le refroidissement fera l'objet du chapitre suivant.

### **I.4. Conclusion**

La dynamique d'impact n'est donc pas réellement modélisée. On s'intéresse principalement à la déviation du spray autour de la plaque, à son incidence sur les caractéristiques du spray comparées à un écoulement libre et ainsi finalement aux caractéristiques du spray au moment de l'impact.

## II. Configuration numérique

### II.1. Description du schéma numérique

Dans la mesure où l'on ne considère pas de film liquide et pas d'impact de gouttes, nous utilisons un schéma numérique identique à celui présenté en section II du chapitre précédent. On en rappelle simplement les grandes lignes.

La simulation du spray est réalisée par une approche Euler-Lagrange, avec un couplage entre les phases (*Two-Way Coupling*). La phase continue (l'air) est résolue par une méthode RANS  $k-\omega$ . Cette méthode a précédemment été testée en écoulement libre et comporte l'avantage d'être intégrable jusqu'à la paroi sans modifications supplémentaires. La phase discrète est traitée en lagrangien, avec le modèle de traînée *dynamically varying drop drag coefficient* et le modèle de fragmentation *TAB*. La modulation de la turbulence du gaz induite par la présence des gouttes est calculée par le modèle *EIM*. L'initialisation du spray et de l'écoulement d'air est réalisée suivant les mêmes procédures qu'au paragraphe III.3 du chapitre 2, en conservant les mêmes valeurs.

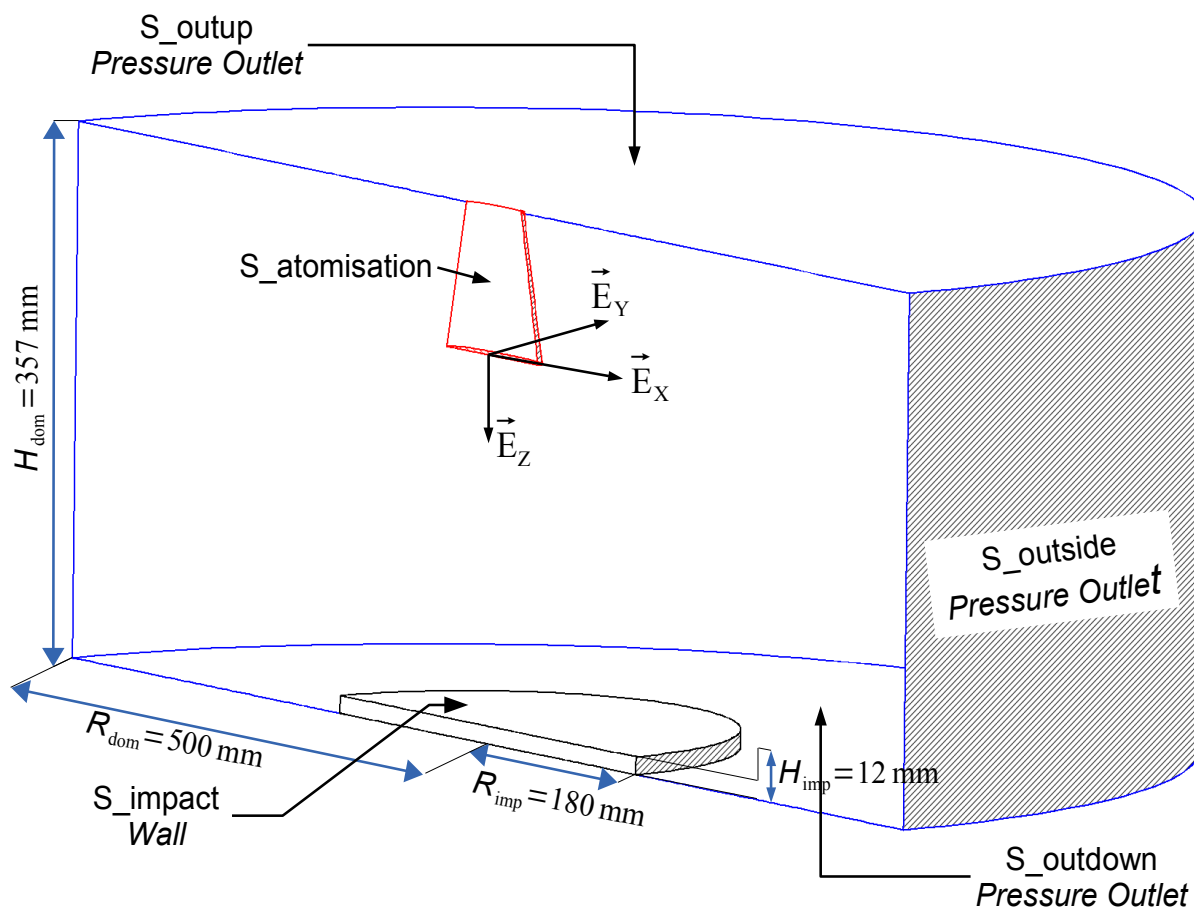


Figure 3.1: Représentation schématique du domaine de calcul pour la simulation d'impact. Les conditions limites sont inscrites en lettres italiques.

Enfin, l'impact n'étant pas modélisé, le contact entre la plaque et une goutte se traduit par la disparition de cette dernière du domaine de calcul.

## II.2. Domaine de calcul et maillage

Le domaine de calcul est schématisé sur la figure 3.1. Sa forme est identique au domaine présenté au chapitre précédent (paragraphe III.1.2). La plaque sur laquelle impacte le spray est représentée par un cylindre de rayon  $R_{\text{imp}}=180\text{ mm}$  et de hauteur  $H_{\text{imp}}=12\text{ mm}$ . Elle est positionnée dans le domaine de manière à ce que sa partie supérieure soit située à  $Z=500\text{ mm}$  de la buse. Le rayon du domaine principal est également étendu jusque  $R_{\text{dom}}=500\text{ mm}$ . Cette dernière modification est nécessaire pour garantir la validité des conditions limites, notamment celle d'imposer la pression atmosphérique sur les frontières du domaine.

Le maillage réalisé sur ce domaine est présenté sur la figure 3.2. Les zones de maillage introduites au chapitre précédent sont conservées avec les mêmes contraintes de dimension. Pour rappel, la zone d'écoulement périphérique (3, grise) est maillée par des éléments de dimension caractéristique  $l_{\text{maille}} \in [5; 8]\text{ mm}$ . Les plus grosses cellules sont situées le long des frontières du domaine. La zone d'injection (1, rouge) est maillée par des cellules de dimension caractéristique  $l_{\text{maille}} \in [1.5; 2]\text{ mm}$ . Enfin, la dimension caractéristique du maillage de la zone d'écoulement du spray (2, marron) est intermédiaire entre les zones 1 et 3,  $l_{\text{maille}} \approx 3\text{ mm}$ . La justification de ces échelles est donnée au chapitre 2, paragraphe III.1.2(iii).

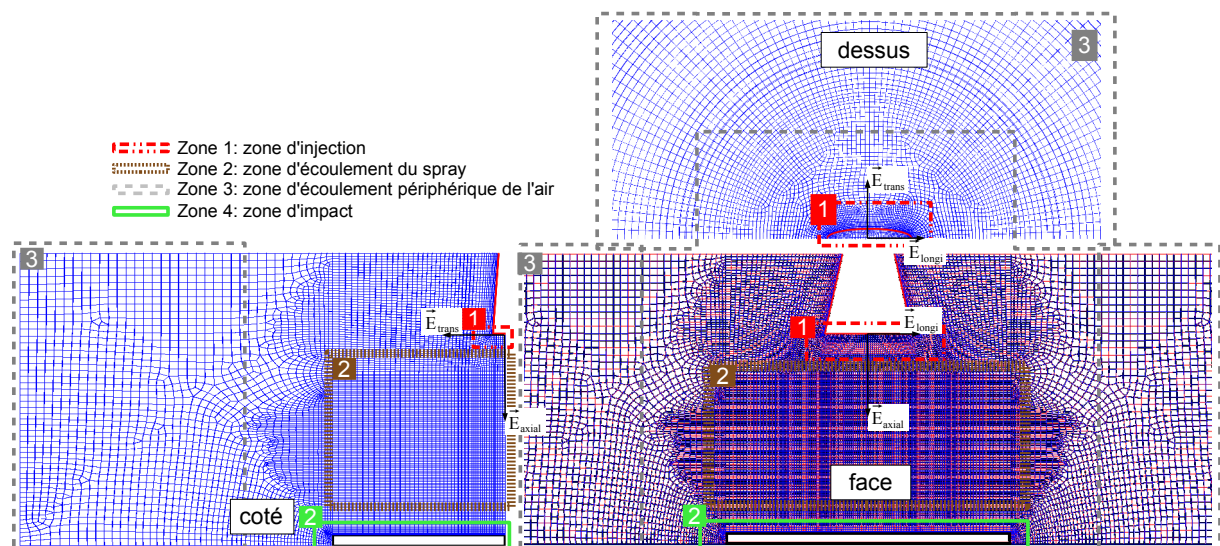


Figure 3.2: Structure du maillage du domaine décrit précédemment (figure 3.1). La taille des mailles doit vérifier des contraintes différentes suivant la zone 1, 2, 3 ou 4.

Afin de résoudre correctement l'écoulement en proche paroi, c'est-à-dire le développement de la couche limite et les forts gradients de vitesse et de pression sur les bords de la plaque, une zone de maillage supplémentaire est introduite au niveau de la plaque (4, verte). Pour alléger le calcul, la sous-couche visqueuse de la couche limite n'est pas résolue numériquement. Ceci



est rendu possible par l'utilisation du modèle RANS  $k-\omega$ , intégrable jusqu'à la paroi. Conformément aux exigences du modèle  $k-\omega$ , la première maille tangente à la surface vérifie  $y^+=10$ , ce qui correspond à  $l_{maille}=0.75\text{mm}$ . Sur les bords de la plaque, le maillage est raffiné avec des mailles de dimension caractéristique inférieure à 1.5 mm.

### II.3. Conditions limites

Les conditions limites de cette simulation sont identiques aux conditions limites utilisées dans le chapitre précédent. Le tableau 3.1 reprend les conditions limites appliquées sur chaque surface en ajoutant la condition limite sur la plaque S\_impact.

Nom de la surface	Type de condition limite	Propriétés appliquées sur la limite	
S_Outdown	<i>Pressure-Outlet</i>	<b>Pression</b>	Pression atmosphérique
S_Outup		<b>Direction d'écoulement</b>	A partir des cellules adjacentes
S_Outside		<b>Condition en cas de BackFlow</b>	Intensité turbulente $I_{\text{turb}} : 1$
	Rapport de viscosité $R_{\mu/\mu_s} : 1$		
S_injection	<i>Velocity-Inlet</i>	<b>Vitesse et turbulence</b>	Voir chapitre II, paragraphe III.5
S_atomisation	<i>Wall-moving</i>	Condition d'adhérence totale	
		Écoulement dans la direction $\vec{E}_{\text{axiale}}$ à la vitesse $u_z \approx 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .	
S_impact	<i>Wall-steady</i>	Condition d'adhérence totale	
		<b>Condition sur la phase discrète</b>	Suppression du processus de calcul

Tableau 3.1: Résumé des conditions limites appliquées sur le domaine de calcul

### II.4. Schémas et paramètres numériques de la simulation

Les schémas et paramètres numériques appliqués pour réaliser la simulation sont regroupés dans le tableau 3.2. Comparé à la simulation sur le spray en écoulement libre, les coefficients de sous-relaxation sont réduits, sauf pour celui relatif au terme source de la phase discrète qui passe de 0.3 à 0.5. Le nombre  $N_{\text{Two Way}}$  d'itérations de la phase continue entre chaque résolution de la phase discrète a également été réduit à 2. Les autres paramètres restent identiques. Ces changements sont nécessaires pour maintenir un bon niveau de convergence de la solution de chacune des phases, et du couplage entre elles.

<b>Résolution de la phase continue (CP)</b>			
<b>Notation</b>	<b>Variable</b>	<b>Mode de calcul ou valeur</b>	
	Schémas de discrétisation	Temps	Second Order Implicite
		Pression	Second Order
		Quantité de mouvement	Second Order Upwind
		Turbulence (k ou $\omega$ )	
$\alpha$	Coefficient de sous-relaxation	Pression	0.4
		Quantité de mouvement	0.4
		Turbulence (k ou $\omega$ )	0.4
		Terme source de la phase dispersée	0.5
$\Delta t_{CP}$	Pas de temps de la phase continue		0.0005 s
$N_{CP}$	Nombre d'itérations de la phase continue		60
<b>Résolution de la phase discrète (DP)</b>			
$N_{Two\ Way}$	Nombre d'itérations de la phase continue entre chaque résolution de la phase discrète		2
$N_{DP}$	Nombre maximum d'itérations de la phase discrète		500
$N_{t, DP}$	Discrétisation temporelle pour la résolution de la phase discrète		10

*Tableau 3.2: Résumé des paramètres numériques introduits dans la simulation*

### III. Influence de la paroi sur les caractéristiques du spray

On étudie l'influence de la plaque sur le comportement du spray. L'objectif de cette partie est donc de comparer les caractéristiques du spray impactant la plaque à celles du spray libre à la distance  $Z= 500\text{mm}$  de la buse. Les données d'impact sont toutes issues de la simulation présentée dans la section II précédente, tandis que les données du spray libre sont issues de la simulation présentées au chapitre 2.

Dans la suite de ce chapitre, on utilise de nouveau les coordonnées adimensionnelles  $X_{ad}$  et  $Y_{ad}$ , dont le calcul est basé sur les angles d'évasement du spray  $\theta_x=25^\circ$  et  $\theta_y=8^\circ$  :

$$\begin{aligned} X_{ad} &= \frac{X}{Z \cdot \tan(\theta_x/2)} \\ Y_{ad} &= \frac{Y}{Z \cdot \tan(\theta_y/2)} \end{aligned} \tag{3.1}$$

La figure 3.3 schématise la plaque et les valeurs correspondant à ses limites, soit dans la direction longitudinale  $X_{ad}^{\max}=1.62$  et dans la direction transversale  $Y_{ad}^{\max}=5.15$ . L'empreinte du spray libre est également représentée. Elle correspond à la zone dans laquelle des résultats sont disponibles pour le spray libre à  $Z=500\text{mm}$ . Ainsi, au-delà de  $X_{ad} \approx 1.50$  dans la direction  $X$  et  $Y_{ad} \approx 1.60$  dans la direction  $Y$ , le spray libre n'est plus suffisamment dense pour être considéré comme présent, ce pourquoi aucun point de mesure n'a été réalisé.

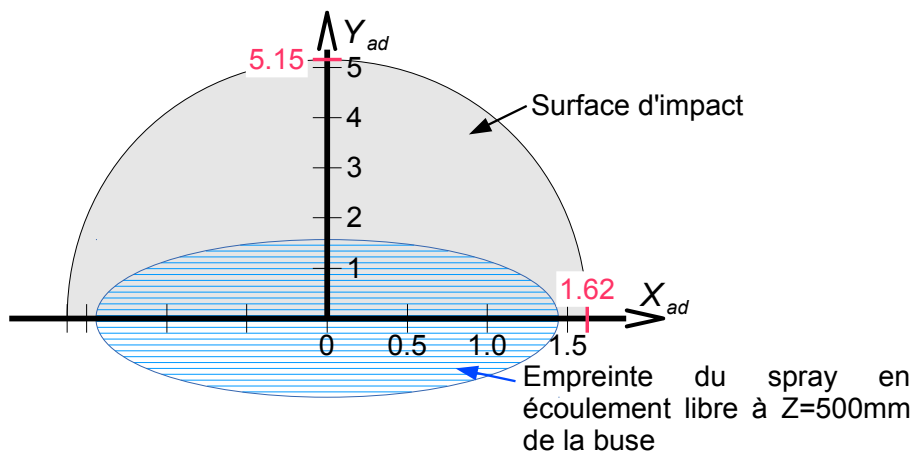


Figure 3.3: Limites de la plaque rapportées en grandeurs adimensionnelles  $X_{ad}^{\max}$  et  $Y_{ad}^{\max}$  (valeurs en rouges). L'empreinte du spray libre correspond aux points disponibles dans la simulation d'écoulement sans la plaque, soit  $X_{ad} \approx 1.50$  et  $Y_{ad} \approx 1.60$ .

Dans un premier temps on s'intéresse à l'aspect global du spray (répartition du débit), puis on sera amené à s'intéresser aux caractéristiques locales du spray (diamètre, vitesse et angle d'incidence des gouttes).

### III.1. Effet de la plaque sur le débit surfacique

Le débit surfacique impactant la plaque est comparé avec le débit du spray libre suivant la direction  $X$  (Figure 3.4a) et la direction  $Y$  (Figure 3.4b). De façon générale, les profils du débit surfacique en présence de la plaque suivent ceux du spray libre, tout en étant légèrement inférieures avec une différence de l'ordre de  $1 \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Dans la direction  $X$ , les maxima, caractéristiques importantes de ce type de spray, sont aplatis. Dans la direction  $Y$ , le débit surfacique d'impact demeure relativement constant à  $Q''_v \approx 3 \times 10^{-4} \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  à partir de  $Y_{ad} \approx 2$ . Ainsi, la présence de la plaque provoque une redistribution du débit dans la section  $Z=500\text{mm}$ .

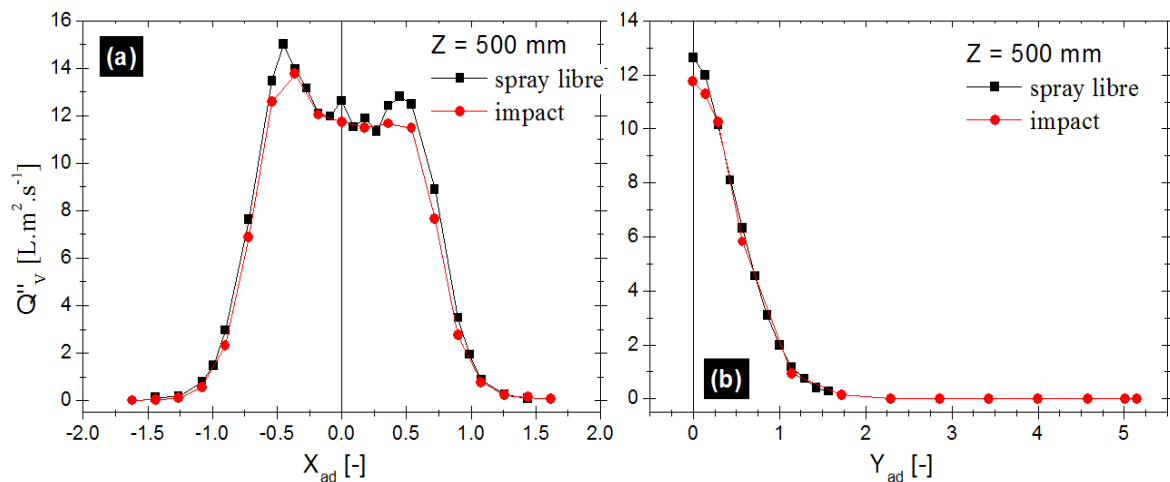


Figure 3.4: Comparaison du débit surfacique pour le spray libre et le spray impactant, le long des profils  $Y_{ad}=0$  (a) et  $X_{ad}=0$  (b), dans le plan  $Z = 500\text{mm}$

On s'intéresse maintenant à la répartition du débit du spray en présence de la plaque seulement. En intégrant le débit surfacique sur la surface de la plaque on obtient le débit liquide reçu par la plaque, soit  $5.92 \text{ L/min}$  d'eau sur les  $6.7 \text{ L/min}$  initialement injecté dans le domaine. L'incertitude sur cette quantité est de  $\pm 0.1 \text{ L/min}$  et dépend de la méthode d'interpolation utilisée pour construire la carte de  $Q''_v$ , avant l'intégration. Par conséquent, environ  $0.8 \text{ L/min}$  sont évacués sur le côté de la plaque et ne participe pas au refroidissement, soit environ  $10 \%$ . Nous reviendrons sur cette répartition du débit au moment de la synthèse de la section suivante (voir §III.2.3).

### III.2. Effet de ségrégation des gouttes en fonction du diamètre

L'effet de la présence de la plaque sur le comportement du spray est mis en évidence par de légères modifications de la répartition du débit surfacique et notamment la présence d'un débit surfacique non nul loin du centre du spray dans la direction  $Y$ . Afin d'identifier l'origine de ces variations, nous allons nous intéresser au comportement des gouttes par classe de taille. Nous allons considérer tout d'abord les évolutions des diamètres statistiques afin de définir les zones nécessitant une étude plus approfondie.

### III.2.1. Evolution des diamètres statistiques des gouttes

Les figures 3.5 et 3.6 comparent l'évolution des diamètres  $d_{10}$  et  $d_{32}$  entre le cas du spray libre et celui du spray impactant à  $Z=500\text{mm}$ .

Pour les cas avec et sans impact, les profils du diamètre moyen  $d_{10}$  selon la direction  $X$  (Figure 3.5) sont sensiblement confondus, excepté au centre où la valeur dans le cas de l'impact est légèrement supérieure de  $10\ \mu\text{m}$ . Dans la direction  $Y$ , les deux profils suivent la même tendance tout en étant supérieur dans le cas de l'impact. Au-delà de  $Y_{ad} \approx 3$ , le diamètre d'impact stagne à  $d_{10} \approx 50\ \mu\text{m}$ .

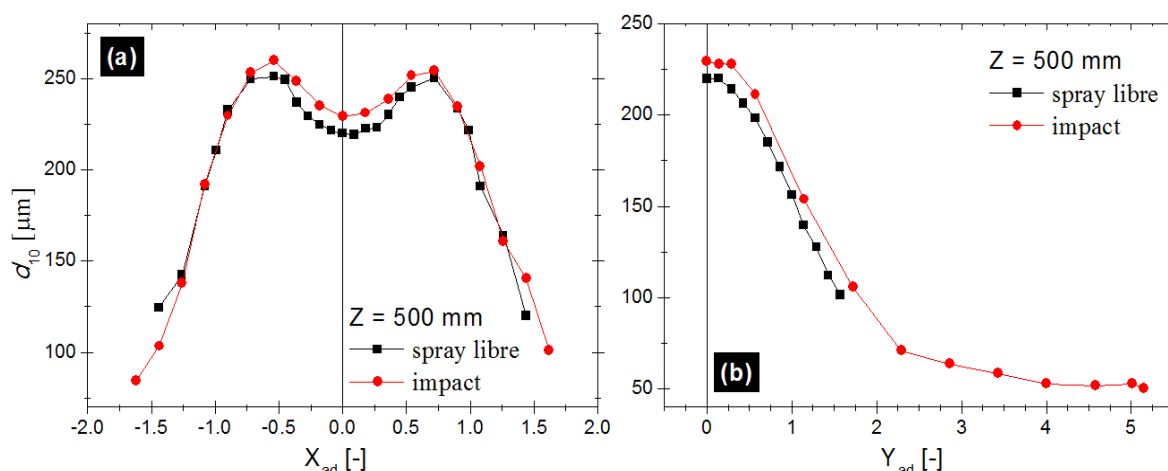


Figure 3.5: Comparaison du diamètre moyen  $d_{10}$  pour le spray libre et le spray impactant, le long des profils  $Y_{ad}=0$  (a) et  $X_{ad}=0$  (b), dans le plan  $Z = 500\text{mm}$ .

Concernant le diamètre de Sauter, on note que la symétrie selon la direction  $X$  disparaît pour le cas du spray impactant (figure 3.6a). Cette perte de symétrie n'affecte pas la zone centrale. Suivant la direction  $Y$  (figure 3.6b), les profils avec et sans impact sont superposés jusqu'à la

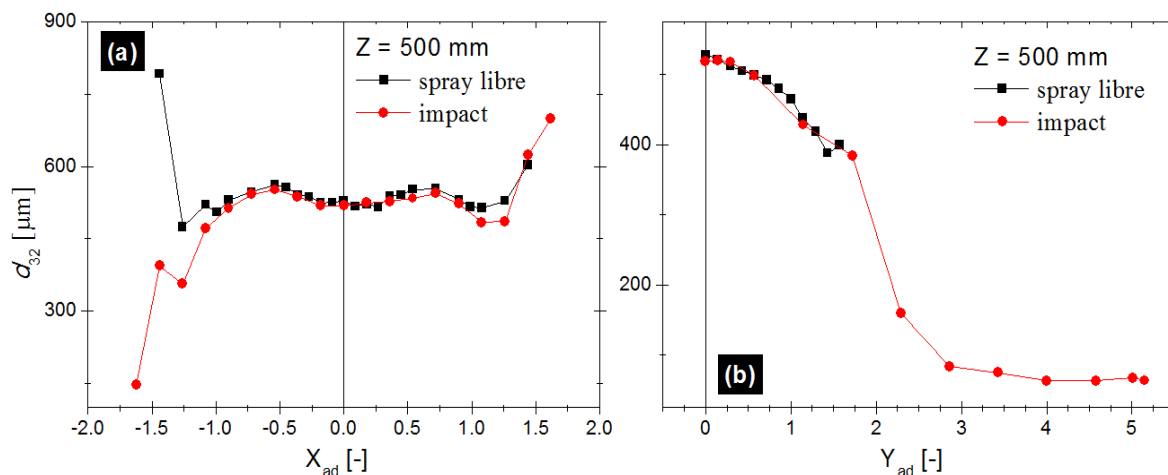


Figure 3.6: Comparaison du diamètre de Sauter  $d_{32}$  pour le spray libre et le spray impactant, le long des profils  $Y_{ad}=0$  (a) et  $X_{ad}=0$  (b), dans le plan  $Z = 500\text{mm}$ .

limite du spray libre ( $Y_{ad} \approx 1.60$ ), où on note alors une forte diminution du diamètre de Sauter. La valeur du diamètre de Sauter se stabilise alors à  $d_{32} = 75 \mu\text{m}$  à partir de  $Y_{ad} \approx 2.75$  jusqu'au bord de la plaque.

### III.2.2. Évolution des densités de probabilité du diamètre

Les résultats précédents sur les diamètres statistiques mettent en évidence la faible influence de la présence de la plaque sur les caractéristiques globales du spray.

Au centre du spray, le diamètre moyen croît lorsque la plaque est présente, tandis que le diamètre de Sauter ne varie pas. Ce comportement peut s'expliquer en s'intéressant aux densités de probabilité du diamètre. La figure 3.7 donne un exemple de pdf du diamètre des gouttes dans la zone centrale du spray. Sur cette figure, la densité de probabilité en taille au point  $(X, Y)_{ad} = (0, 0)$  dans des conditions d'impact est comparée avec celle obtenue en spray libre. Les diamètres  $d_{10}$  et  $d_{32}$  dans le cas de l'impact sont également indiqués. Les deux courbes sont sensiblement confondues, mise à part au niveau des petits diamètres. Pour  $d < 90 \mu\text{m}$ , on observe une légère diminution de la population pour le cas avec impact. Pour les gammes de diamètre autour du mode  $m_d \approx 125 \mu\text{m}$ , le pic est plus important dans le cas avec impact. Ainsi en ce point, les changements principaux se portent sur les diamètres inférieurs au diamètre moyen, ce qui explique les faibles variations de ce dernier entre le spray libre et le cas de l'impact et l'absence de variation significative du diamètre de Sauter observés précédemment.

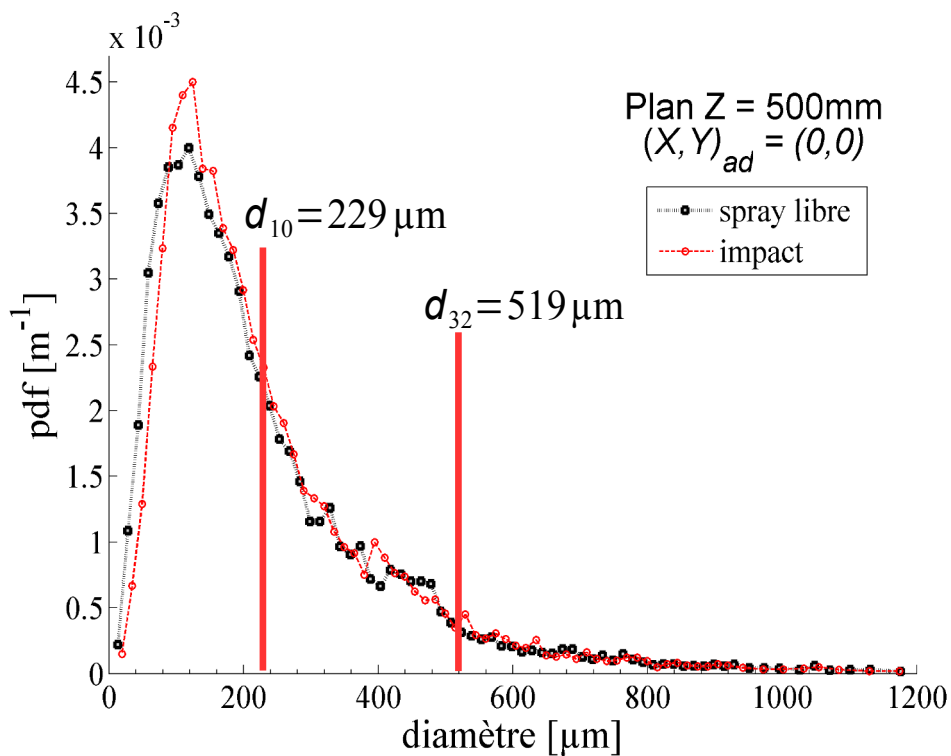


Figure 3.7: Comparaison spray libre (noir)/impact (rouge) des pdfs du diamètre en  $d < 200 \mu\text{m}$ .

La figure 3.8 illustre l'évolution dans la direction des  $X$  positifs de la pdf du diamètre en présence de la plaque et à  $Z=500\text{mm}$ . On note une brusque variation dans les formes des pdfs à partir de  $X_{ad} \approx 1.26$ . La pdf se resserre alors nettement vers les petits diamètres. Ce repli pourrait également être observé en regardant l'évolution des pdf vers les  $X$  négatifs, avec toutefois une présence moins prononcée des gouttes de diamètre  $d \in [300; 500]$ , ce qui explique l'absence de symétrie par rapport à l'axe  $X$  sur le diamètre de Sauter. Dans la direction  $Y$ , des évolutions identiques peuvent être observées au-delà de  $Y_{ad} \approx 2.00$ . Les pdfs se resserrent alors jusqu'à réduire la gamme du diamètre des gouttes à  $d < 150 \mu\text{m}$ .

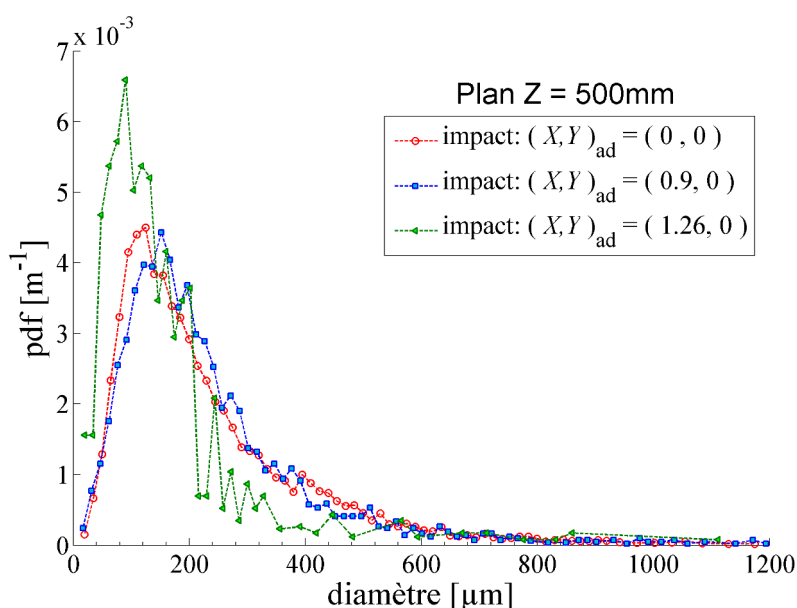


Figure 3.8: Evolution dans la direction  $X$  des courbes de pdfs du diamètre en configuration d'impact

### III.2.3. Synthèse sur la ségrégation des gouttes et l'influence sur la répartition du liquide

La comparaison des populations de diamètre recueilli sur la plaque et en écoulement libre montre qu'il faut séparer la surface d'impact en deux zones : la zone centrale et la zone périphérique.

La zone centrale possède des dimensions proches de l'empreinte du spray libre (figure 3.3). Elle est caractérisée par des diamètres de gouttes assez proches du spray libre, avec toutefois une présence un peu moins prononcée de petites gouttes ( $d < 100 \mu\text{m}$ ). Le débit surfacique d'impact est également réduit comparé au cas du spray libre.

On retrouve une partie des petites gouttes dans la zone périphérique de la plaque. La diminution brutale des deux diamètres statistiques est ainsi à mettre en lien avec le repli des pdf, tandis que leur stabilisation au bord de la plaque correspond à une stabilisation de la gamme de diamètre à  $d < 150 \mu\text{m}$ . Une autre partie des petites gouttes est déviée par la plaque puis simplement évacuée vers les bords, sans impact.

Le tableau 3.3 résume la répartition du débit injecté dans chacune des zones : l'empreinte du spray, la périphérie de la plaque, l'extérieur de la plaque.

Débit initialement injecté : 6.7 L/min	Zone d'empreinte du spray	Zone de périphérie de la plaque	Débit évacué
Débit [L/min]	5.84 (86%)	0.08 (1.2%)	0.86 (12.8 %)

Tableau 3.3: Résumé des parts de débit arrivant dans les différentes zones de l'impact

Cette nouvelle répartition des gouttes en fonction de leur diamètre change la répartition spatiale en nombre de goutte. Ainsi, il est intéressant de regarder l'influence de la plaque sur le flux surfacique de goutte  $N''$  (figure 3.9). On note la diminution de  $N''$  induite par la plaque dans la zone d'empreinte du spray, tandis que la périphérie de la plaque est couverte par un flux surfacique de petites gouttes constant de  $N'' \approx 10^6 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . Bien qu'une part non négligeable du débit soit déviée sur la périphérie de la plaque et que ce liquide soit représenté par des gouttes de faible diamètre, la densité de flux de goutte reste faible en périphérie de la plaque.

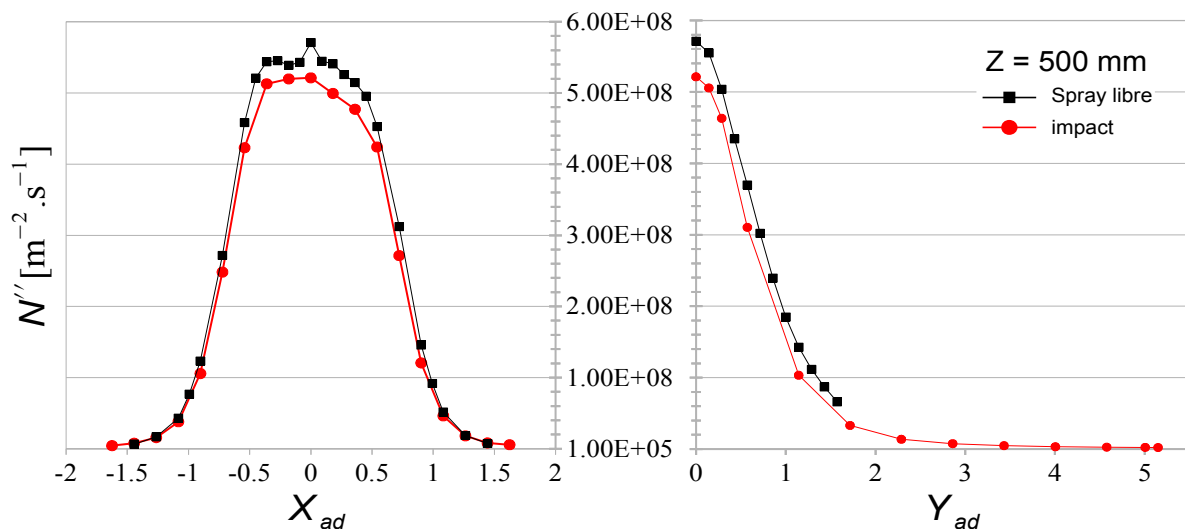


Figure 3.9: Comparaison du flux surfacique de gouttes  $N''$  pour le spray libre et le spray impactant, le long des profils  $Y_{ad}=0$  (a) et  $X_{ad}=0$  (b), dans le plan  $Z = 500\text{mm}$

### III.3. Effet de la plaque sur la trajectoire des gouttes

Le paragraphe précédent a mis en évidence dans le cas d'un impact le déplacement des petites gouttes (diamètres jusqu'à  $d \approx 150 \mu\text{m}$ ) vers l'extérieur du spray ainsi qu'évolution dans la répartition du débit comparé au cas du spray libre. Ces déplacements de population de goutte s'accompagnent nécessairement d'une variation des vitesses et de l'angle d'incidence des gouttes sur la plaque.



### III.3.1. Étude des composantes de la vitesse des gouttes

Les figures qui suivent présentent des comparaisons sur les trois composantes de vitesse moyenne  $\bar{u}_z$ ,  $\bar{u}_x$  et  $\bar{u}_y$ <sup>7</sup>, entre le cas du spray libre et celui de l'impact (en présence de la plaque).

Les profils de la composante  $\bar{u}_z$  selon les directions  $X$  et  $Y$  sont représentés sur les figures 3.10(a) et (b) respectivement. Dans la zone central du spray, soit  $X_{ad} \in [-0.75; 0.75]$  et  $Y_{ad} \in [-1; 1]$ , la composante  $\bar{u}_z$  en présence de la plaque est plus importante que dans le cas du spray libre ( $\Delta \bar{u}_z < 1 \text{ m.s}^{-1}$ ). En dehors de cette zone, les deux courbes sont confondues quelle que soit la direction d'observation. On note que dans la direction  $Y$  (figure 3.10(b)), la composante  $\bar{u}_z$  en présence de la plaque tend vers  $\bar{u}_z \approx 0.5 \text{ m.s}^{-1}$  à partir de  $Y_{ad} \approx 2.00$ .

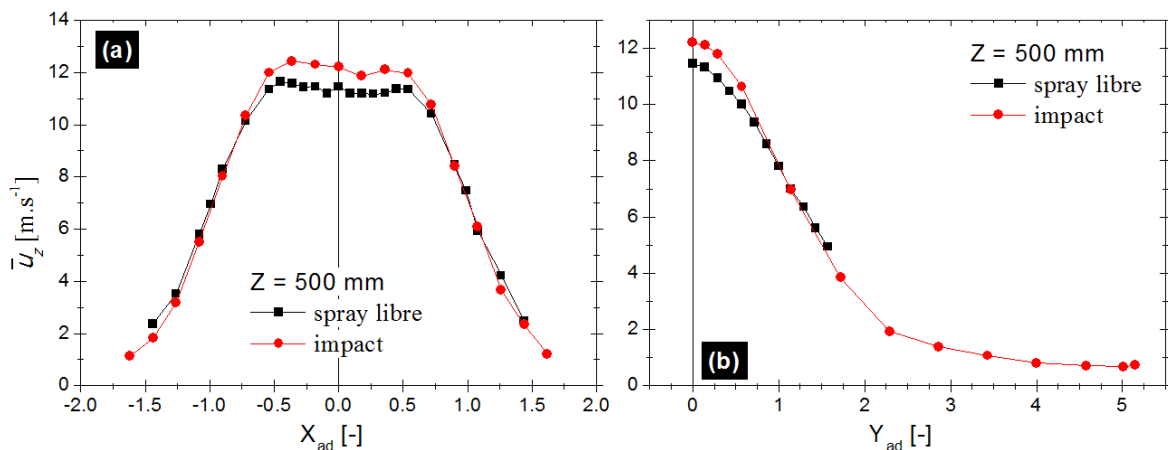


Figure 3.10: Comparaison de la vitesse axiale moyenne  $\bar{u}_z$  pour le spray libre et le spray impactant, le long des profils  $Y_{ad}=0$  (a) et  $X_{ad}=0$  (b), dans le plan  $Z = 500 \text{ mm}$ .

La figure 3.11 représente l'évolution des composantes  $\bar{u}_x$  et  $\bar{u}_y$ , selon les directions  $X$  et  $Y$ . Pour les deux directions, on observe une nette augmentation des deux composantes du fait de la présence de la plaque. Cette augmentation s'accroît lorsque l'on s'éloigne de la zone centrale. Dans le cas de l'impact, on remarque également que les composantes  $\bar{u}_x$  et  $\bar{u}_y$  tendent vers une vitesse limite à l'approche du bord de la plaque (environ 2.5 m/s pour les deux composantes).

Ainsi la présence de la plaque semble accélérer la vitesse moyenne des gouttes, quelle que soit la composante observée. En outre, l'observation dans les deux directions  $X$  et  $Y$  montre la présence d'un plateau de la vitesse lorsque l'on s'approche des bords de la plaque.

### III.3.2. Étude des corrélations taille-vitesse.

Pour expliquer les comportements observés précédemment sur les diamètres et les composantes de la vitesse, on étudie les corrélations taille/vitesse.

<sup>7</sup> Ces vitesses sont obtenues en moyennant les composantes de la vitesse de toutes les gouttes, quelle que soit leur diamètre, situées en différents points de la surface  $Z=500 \text{ mm}$ .

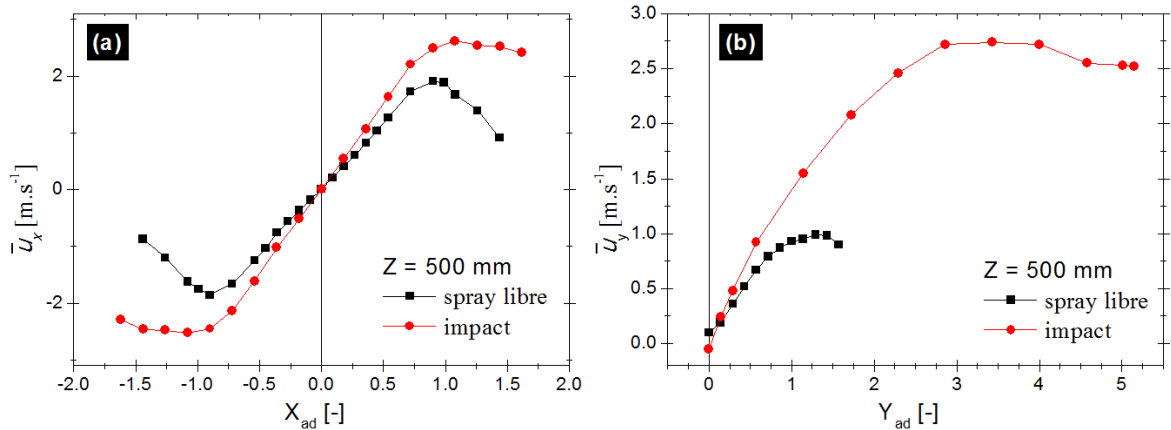


Figure 3.11: Comparaison entre le spray libre et le spray impactant, de la vitesse longitudinale  $\bar{u}_x$  le long de l'axe  $X$  (a), et de la vitesse transversale  $\bar{u}_y$  le long de l'axe  $Y$  (b).

(i) Aspect général des corrélations diamètre-vitesses

Ainsi que l'on peut l'attendre, les corrélations taille/vitesse  $u_i = f(d)$  montrent des différences importantes de la vitesse en fonction du diamètre des gouttes. On sera amené à séparer le comportement des petites gouttes  $d < D_{0,i}$ , de celui des grosses gouttes. Le diamètre  $D_{0,i}$ , identique à celui présenté au chapitre 2, peut varier en fonction de la composante  $i$  de la vitesse, et du point d'observation (voir figures 3.12(a)(b), lignes vertes verticales).

D'une manière générale, l'étude de ces corrélations affiche des allures différentes en fonction de la composante de la vitesse et du point d'observation :

- la corrélation taille/vitesse selon  $u_z$  présente une allure identique quel que soit le point d'observation. Les figures 3.12(a)(b) (courbes bleues) donnent des exemples de cette allure. Pour les petites gouttes (en général  $d < D_{0,z} \approx 200 \mu\text{m}$ ), la vitesse est constante ou légèrement croissante. Pour les grosses gouttes, la vitesse tend rapidement vers sa valeur limite, de telle sorte que les gouttes dans la gamme de diamètre  $d \in [500; 1200]$  ont une vitesse  $u_z$  constante. Cette allure peut être interpolée par une fonction de la forme  $u \propto 1 - \alpha e^{-\beta d}$ , identique à celle déjà observée au chapitre 2 (voir §II.3.2). Par la suite, on retrouve cette allure pour les grosses gouttes sur toutes les corrélations diamètres-vitesse. Il sera alors fait référence à l'allure générale des grosses gouttes.
- L'allure des corrélations taille/vitesse selon  $u_x$  et  $u_y$  est différente selon la position (figures 3.12(a)(b) (courbes rouges)). D'une manière générale, l'aspect de la courbe au niveau des gros diamètres  $d > D_{0,i} \approx 200 \mu\text{m}$  suit l'allure générale des grosses gouttes. Les différences entre les allures des courbes de corrélation diamètre/vitesse se concentrent donc sur le comportement au niveau des petites gouttes.

La carte de la figure 3.12 schématise les zones où les corrélations taille-vitesse présentent soit l'allure représentée sur la figure (a), soit l'allure représentée sur la figure (b). Au centre du

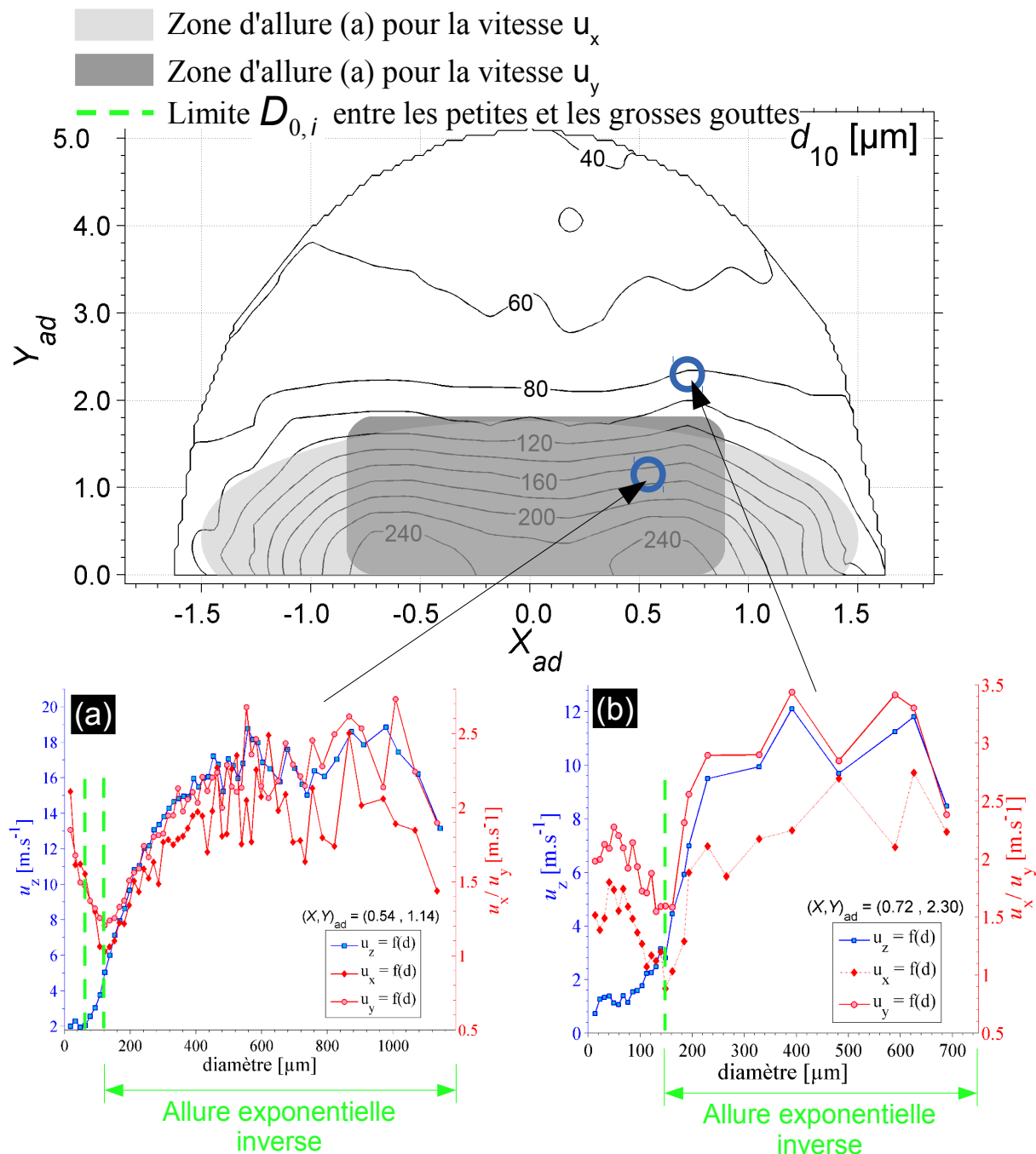


Figure 3.12: Corrélation taille/vitesse pour les trois composante, pour plusieurs positions sur la plaque. Chaque jeu de corrélation peut être mis en en lien avec la carte du diamètre moyen.

spray, c'est-à-dire la zone gris clair pour la composante  $u_x$  et la zone grise foncée pour la composante  $u_y$ , les corrélations décrivent une allure semblable à celle du profil (a). La vitesse décroît linéairement dans la gamme des petits diamètres, puis adopte l'allure générale des grosses gouttes pour les gros diamètres. En dehors de ces zones, l'allure des corrélations au niveau des petites gouttes présente un caractère non linéaire. Comme le montre l'exemple de la figure (b), il est alors nécessaire de discriminer le comportement des très petites gouttes,

$d < 50 \mu\text{m}$ , et celui des gouttes légèrement plus grosses,  $50 \mu\text{m} < d < D_{0,i}$ .

Lorsque aucune grosse goutte n'impacte la surface, zones correspondant à  $d_{10} < 80 \mu\text{m}$  sur la carte du diamètre moyen (figure 3.12), l'allure des corrélations diamètre/vitesse ressemble à celle présentée pour la figure (b) en limitant l'échelle de diamètre à  $d < 200 \mu\text{m}$ .

Une interprétation mettant en jeu les conditions d'initialisation de la phase discrète et l'influence de la plaque, permet d'expliquer les allures particulières des corrélations taille/vitesse observées pour les composantes latérales du vecteur vitesse. L'étude portera principalement sur le comportement des petites gouttes, tout en précisant que, entre  $Z=250$  mm et  $Z=500$  mm, la limite admise  $D_{0,i}$  entre les petites gouttes et les grosses gouttes ne varie que peu. Par conséquent, la définition des petites et de grosses gouttes est la même quel que soit le plan d'observation. Pour rappel, l'initialisation (en  $Z=250$  mm) impose que la vitesse des petites gouttes soit indépendante du diamètre, soit un profil plat de la courbe  $\bar{u}_i = f(d)$  lorsque  $d < D_{0,i}$ . Cette vitesse est généralement plus faible que celle des grosses gouttes  $d > D_{0,i}$ .

À l'approche de la plaque, les fortes variations des composantes latérales de la vitesse du gaz influencent les composantes latérales de la vitesse des gouttes. Les très petites gouttes ayant un faible nombre de Stokes suivent l'écoulement du gaz et accélèrent dans les directions  $X$  et  $Y$ . Les gouttes plus grosses, plus inertielles, sont moins sensibles aux variations de la vitesse du gaz et par conséquent leurs composantes latérales restent petites (figure 3.12(a)). À mesure que l'on se déplace vers les bords de la plaque, le chemin parcouru par les petites gouttes est plus grand. Il est alors probable que les champs de vitesse de l'air traversé par les gouttes puisse varier autant en direction qu'en intensité, ce qui accentue les différences de vitesse entre les très petites gouttes et celles légèrement plus grosses. On obtient alors des allures de corrélations diamètre/vitesse identiques à celles présentées en figure 3.12(b).

Pour quantifier la différence de comportement entre les petites et les grosses gouttes, nous nous appuyerons comme au chapitre 2 (§II.3.2) sur les deux grandeurs  $U_{0,i}$  et  $U_{\text{lim},i}$  respectivement représentatives des composantes de vitesse  $i$  des petites et des grosses gouttes. La notion de petites et de grosses gouttes dépend de la position considérée au travers de la valeur  $D_{0,i}(x, y)$ . Les gammes de diamètre utilisées pour le calcul des vitesses  $U_{0,i}$  et  $U_{\text{Lim},i}$ , en fonction de leur position le long des axes  $X$  et  $Y$ , sont reportées dans le tableau 3.4. Les données de ce tableau reprennent les informations du paragraphe III.2. On notera que la vitesse  $U_{\text{Lim},i}$  au bord de la plaque ne correspond plus qu'à des gouttes de petite taille  $d < 150 \mu\text{m}$ .

	Gamme de diamètre pour le calcul de $U_{0,i}$ (en $\mu\text{m}$ )	Gamme de diamètre pour le calcul de $U_{\text{Lim},i}$ (en $\mu\text{m}$ )
<b>Le long de l'axe X</b>		
$X_{ad} < 1.62$	$d \in [0; 30]$	$d \in [400; 1200]$
$X_{ad} > 1.62$	$d \in [0; 30]$	$d \in [50; 200]$
<b>Le long de l'axe Y</b>		
$y_{ad} < 1.72$	$d \in [0; 20]$	$d \in [400; 1200]$
$Y_{ad} = 2.30$	$d \in [0; 20]$	$d \in [200; 700]$
$Y_{ad} > 2.86$	$d \in [0; 20]$	$d \in [30; 150]$

Tableau 3.4: Gamme de calcul du diamètre pour les vitesses  $U_{0,i}$  et  $U_{\text{Lim},i}$ .

Dans les paragraphes qui suivent, nous réalisons une comparaison sur les vitesses  $U_{0,i}$  et  $U_{\text{Lim},i}$  en présence de la plaque (courbes rouges, impact) et sans la plaque (courbes noires, spray libre), pour chacune des 3 composantes de la vitesse.

(ii) *Vitesse axiale  $u_z$*

La figure 3.13 permet d'estimer l'influence de la plaque sur la vitesse axiale des petites gouttes  $U_{0,z}$  et des grosses gouttes  $U_{\text{Lim},z}$ .

Dans la direction X, aucune évolution sensible n'est visible pour la vitesse des grosses gouttes. En revanche, la vitesse des petites gouttes est de manière générale réduite dans le cas du spray impactant. Les mêmes remarques peuvent être notées dans la direction Y.

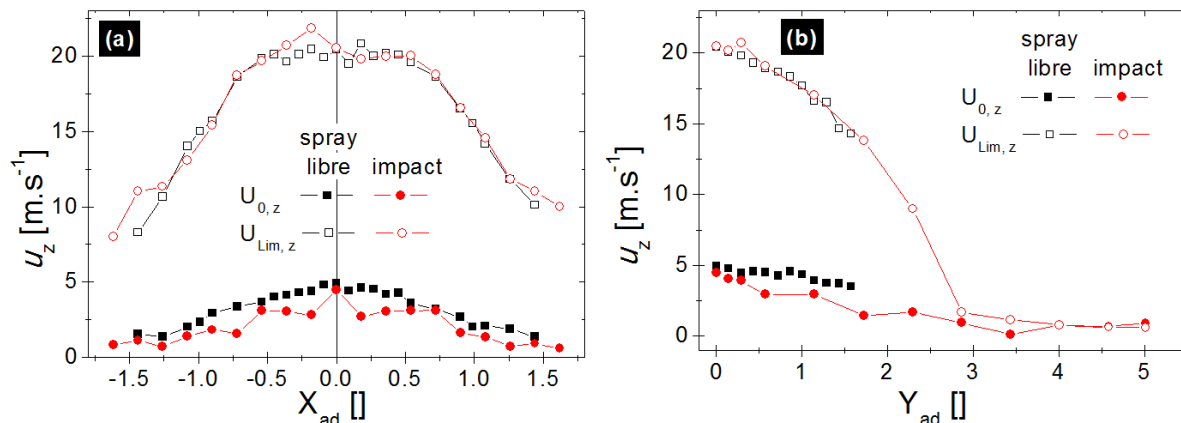


Figure 3.13: Comparaison entre le spray libre et le spray impactant des vitesses  $U_{0,z}$  (symboles pleins) et  $U_{\text{Lim},z}$  (symboles creux), le long des axes X (a) et Y (b).

On observe de nouveau le peu d'influence de la plaque sur la vitesse axiale des grosses gouttes. Pour  $Y_{ad} > 1.70$ , les deux courbes de  $U_{0,z}$  et  $U_{\text{Lim},z}$  se rejoignent puis se confondent, consécutivement à la réduction de l'amplitude des diamètres, notamment au

profit des petites gouttes, plus sensible à l'écoulement gazeux (tableau 3.4). On retrouve la valeur de la vitesse moyenne sur toutes les classes de diamètre  $U_{0,z} \approx U_{Lim,z} \approx \bar{u}_z \approx 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ .

Ces résultats montrent que l'augmentation de la vitesse  $\bar{u}_z$  observée au centre dans le cas de l'impact n'est finalement que la conséquence de la modification sur la statistique du diamètre de goutte. La présence plus importante de grosses gouttes dans le cas du spray impactant augmente artificiellement la vitesse moyenne  $\bar{u}_z$ .

(iii) *Vitesses latérales  $u_x$  et  $u_y$*

On s'intéresse maintenant à la composante  $u_x$  de la vitesse (sur la figure 3.14), dans la direction  $X$ .

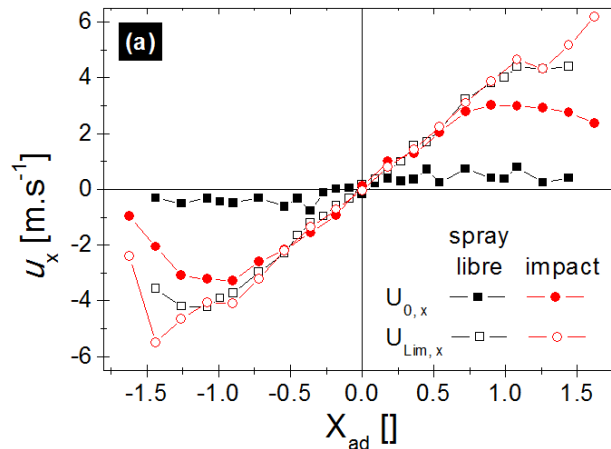


Figure 3.14: Comparaison entre le spray libre et le spray impactant, des vitesses  $U_{0,x}$  (symboles pleins) et  $U_{Lim,x}$  (symboles creux), le long de l'axe  $X$ , dans le plan  $Z = 500 \text{ mm}$ .

La vitesse  $U_{lim,x}$  des grosses gouttes est peu influencée par la présence de la plaque. À l'inverse, la vitesse des petites gouttes est fortement augmentée par la présence de la plaque. Enfin on note que pour  $-0.72 < X_{ad} < 0.72$  la vitesse des petites gouttes est identique à celle des grosses gouttes. Ce résultat reste délicat à interpréter et aucune interprétation physique évidente ne peut être proposée. En dehors de la zone centrale, la vitesse des petites gouttes dans le cas du spray impactant atteint un maximum pour  $X_{ad} \approx 1.00$  avec  $U_{0,x}^{\max} \approx 2.5 \text{ m.s}^{-1}$ , puis décroît légèrement. Comme pour la composante  $u_z$ , cette valeur correspond à celle observée pour la vitesse moyenne  $\bar{u}_x$  sur toutes les classes, conséquence de la statistique sur le diamètre des gouttes dans cette zone.

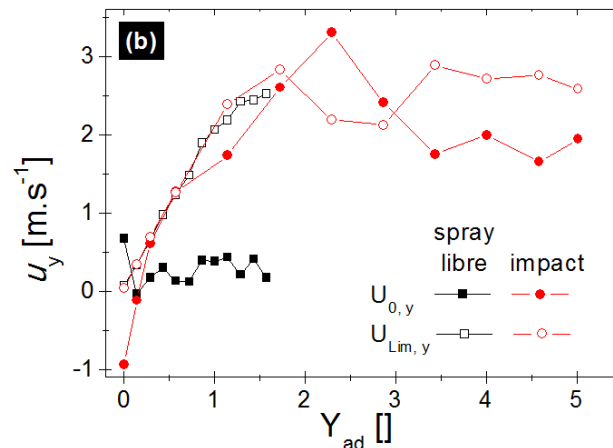


Figure 3.15: Comparaison entre le spray libre et le spray impactant, des vitesses  $U_{0,y}$  (symboles pleins) et  $U_{Lim,y}$  (symboles creux), le long de l'axe  $Y$ , dans le plan  $Z = 500\text{mm}$ .

La figure 3.15 représente les mêmes résultats que la figure 3.14 mais pour la composante  $u_y$ , dans la direction  $Y$ . Pour  $Y_{ad} < 1.2$ , la vitesse transversale des grosses gouttes  $U_{Lim,y}$  est peu influencée par la présence de la plaque et croît jusqu'à atteindre un palier à  $2.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette valeur correspond de nouveau à celle observée pour la vitesse sur toutes les classes. On note également que la vitesse limite atteinte par les petites gouttes est légèrement inférieure à celle des grosses gouttes, avec  $U_{0,y}^{\max} \approx 1.95 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . On explique ce comportement par une légère différence du nombre de Stokes associé.

### III.3.3. Calcul et comparaison des angles d'incidence des petites et des grosses gouttes

À partir des résultats sur les différentes composantes de vitesses des petites et des grosses gouttes, nous proposons de calculer les angles d'incidence dans les deux plans  $XZ$  et  $YZ$ , pour chaque classe de diamètre. Ces angles sont ensuite comparés aux angles d'incidence obtenus dans le cas du spray libre. Les deux angles longitudinal (dans le plan  $XZ$ ) et transversal (dans le plan  $YZ$ ) sont calculés à partir des deux équations (3.2) et (3.3), en considérant que la composante de la vitesse orthogonale au plan est nulle. Les angles sont pris par rapport à la direction normale à la plaque (figure 3.16).

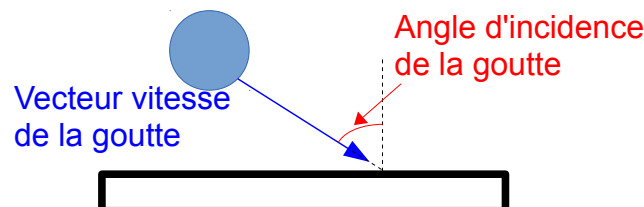


Figure 3.16: Schémas de l'angle de trajectoire calculé par les équations (3.1) et (3.1)

$$\text{direction } X : A_{0,\text{longi}} = \text{atan}\left(\frac{U_{0,x}}{U_{0,z}}\right) \text{ et } A_{\text{Lim},\text{longi}} = \text{atan}\left(\frac{U_{\text{Lim},x}}{U_{\text{Lim},z}}\right) \quad (3.2)$$

$$\text{direction } Y : A_{0,\text{trans}} = \text{atan}\left(\frac{U_{0,y}}{U_{0,z}}\right) \text{ et } A_{\text{Lim},\text{trans}} = \text{atan}\left(\frac{U_{\text{Lim},y}}{U_{\text{Lim},z}}\right) \quad (3.3)$$

Les profils des angles d'incidence avec et sans la plaque sont représentés sur la figure 3.17(a) et 3.17(b) selon les directions  $X$  et  $Y$  respectivement. On note tout d'abord que les profils de l'angle longitudinal (figure a) et de l'angle transversal (figure b) suivent les mêmes comportements que les profils de vitesses  $U_{0,i}$  et  $U_{\text{Lim},i}$  présentés sur les figures 3.14 et 3.15.

Dans la zone d'empreinte du spray,  $X_{ad} < 1.5$  et  $Y_{ad} < 1.62$ , les angles d'impact des grosses gouttes  $A_{\text{Lim},\text{longi}}$  et  $A_{\text{Lim},\text{trans}}$  n'évoluent pas sensiblement en comparaison avec les angles d'incidence du spray libre. L'angle longitudinal maximal est d'environ  $20^\circ$  et l'angle transversal maximal de  $7^\circ$ . Ces valeurs sont légèrement inférieures aux valeurs des angles d'évasement du spray  $\theta_x = 25^\circ$  et  $\theta_y = 8^\circ$  et ainsi concordent avec le comportement inertiel attendu pour les grosses gouttes. En dehors de la zone d'empreinte, on note une variation brutale en  $Y_{ad} \approx 2.5$  de l'angle  $A_{\text{Lim},\text{trans}}$  pour l'impact, qui rejoint alors la courbe de l'angle  $A_{0,\text{trans}}$ . Comme pour la vitesse, cette variation est simplement attribuée à la réduction de l'amplitude des diamètres de goutte, avec un glissement vers des gouttes de petite taille.

Pour les petites gouttes ( $A_{0,\text{longi}}$  et  $A_{0,\text{trans}}$ ), les profils des angles d'incidence en présence de la plaque sont fortement augmentés par rapport à ceux obtenus pour le spray libre. Dans la direction  $X$  (figure 3.17.a), l'angle d'incidence sur la plaque croît linéairement jusqu'à  $X_{ad} \approx 1.25$ , pour atteindre  $A_{0,\text{longi}} = 70^\circ$ . Dans la direction  $Y$  (figure 3.17.b), l'angle d'impact croît également jusqu'à un maximum de  $A_{0,\text{trans}} \approx 65^\circ$ . Comme pour la composante  $u_y$  de la

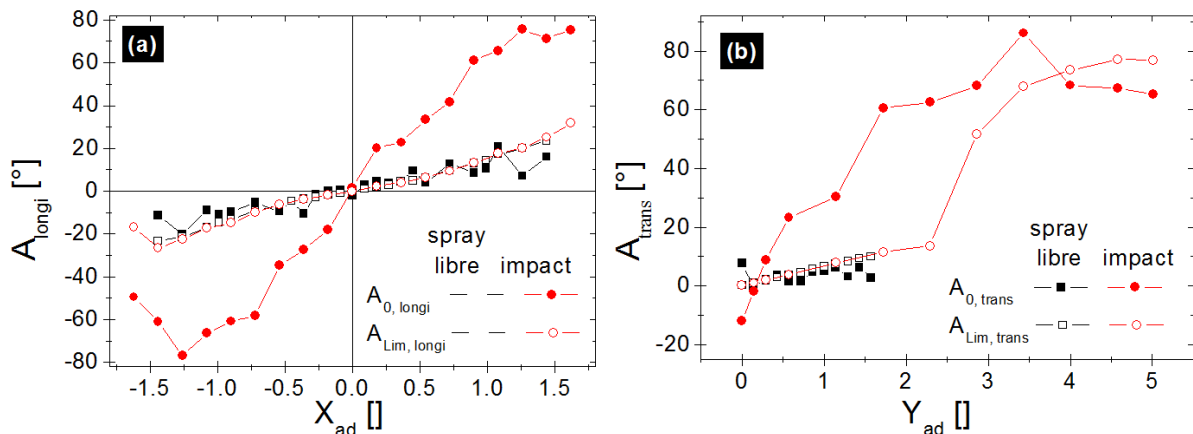


Figure 3.17: Comparaison entre le spray libre et le spray impactant, des angles  $A_{\text{longi}}$  le long de l'axe  $X$  (a), et  $A_{\text{trans}}$  le long de l'axe  $Y$  (b), pour les petites gouttes (indice « 0 », symboles pleins) et pour les grosses gouttes (indice « Lim », symboles creux).



vitesse, on note que l'angle des trajectoires  $A_{0,trans}$  des petites gouttes est plus faible que l'angle  $A_{Lim,trans}$ .

La présence de la plaque a donc comme principale influence de modifier les angles d'incidences des gouttes de faible diamètre, ceci également dans la zone qui constituerait normalement l'empreinte du spray libre. Les trajectoires des petites gouttes sont, au moment de l'impact, quasi-rasantes, alors même que les trajectoires des grosses gouttes restent très verticales (dans les limites de l'évasement initial du spray). Ces résultats concordent avec la ségrégation observée, fonction du diamètre de gouttes, et nous permet de conclure sur le déplacement des populations de petites gouttes  $d < 200\mu\text{m}$  vers le bord de la plaque, voir au-delà.

### III.3.4. Synthèse sur la vitesse et les trajectoires des gouttes

La présence de la plaque n'influence pas significativement la vitesse des grosses gouttes. Ces dernières, regroupées dans la zone d'empreinte du spray, conservent les valeurs des composantes de vitesse et d'angle d'incidence qu'elles ont en configuration de spray libre. La vitesse des petites gouttes ( $d < 200\mu\text{m}$ ) est en revanche fortement augmentée pour les composantes latérales  $u_x$  et  $u_y$ , et diminuée pour la composante axiale  $u_z$ , en conséquence de quoi leur trajectoire devient pratiquement tangente à la plaque.

Ainsi donc, cette étude sur la vitesse montre surtout les comportements très différents observés entre les très petites gouttes et les gouttes plus grosses. On rappelle ainsi l'allure non linéaire des corrélations taille/vitesse pour  $d < 200\mu\text{m}$ , ou encore la légère différence entre les vitesses transversales  $U_{0,y}$  et  $U_{Lim,y}$  au bord de la plaque ( $Y_{ad} > 3$ ). Ces différences ont principalement été expliquées par les variations spatiales du champ de vitesse de la phase gazeuse  $\overline{u_G}$  au niveau de la plaque, mais également par l'inertie des gouttes.

À ce propos, les figures 3.18 et 3.19 présentent les cartes de contour des composantes  $\overline{u_{G,x}}$  et  $\overline{u_{G,y}}$  de la vitesse du gaz, dans respectivement les plans  $XY$  et  $\{XZ ; YZ\}$ . Les contours des vitesses  $\overline{u_{G,x}}$  et  $\overline{u_{G,y}}$  dans le plan  $XY$  (figure 3.18) présentent une symétrie par rapport aux axes  $X$  et  $Y$ , ce pourquoi seul un quart du plan est présenté pour chacune de ces vitesses.

Quel que soit la composante de la vitesse, la structure de ces cartes est identique. La composante  $\overline{u_{G,x}}$  de la vitesse du gaz est nulle le long de l'axe  $Y$  et présente un maximum en  $(X, Y)_{ad} = (1.1, 0)$  avec  $\overline{u_{G,x}}^{\max} \approx 2.85 \text{ m.s}^{-1}$ . Concernant la composante  $\overline{u_{G,y}}$ , elle est nulle le long de l'axe  $X$  et présente un maximum en  $(X, Y)_{ad} = (0, 3)$  avec  $\overline{u_{G,y}}^{\max} \approx 3.00 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces maxima correspondent en valeur comme en position à ceux observés sur les profils de vitesse  $U_{0,x}$  et  $U_{0,y}$ . On montre bien que les composantes de la vitesse et les trajectoires suivies par les très petites gouttes sont directement issues du champ de vitesse du gaz. Ainsi, les gouttes de faible de diamètre (voir tableaux 3.4 pour la gamme correspondante) suivent l'écoulement.

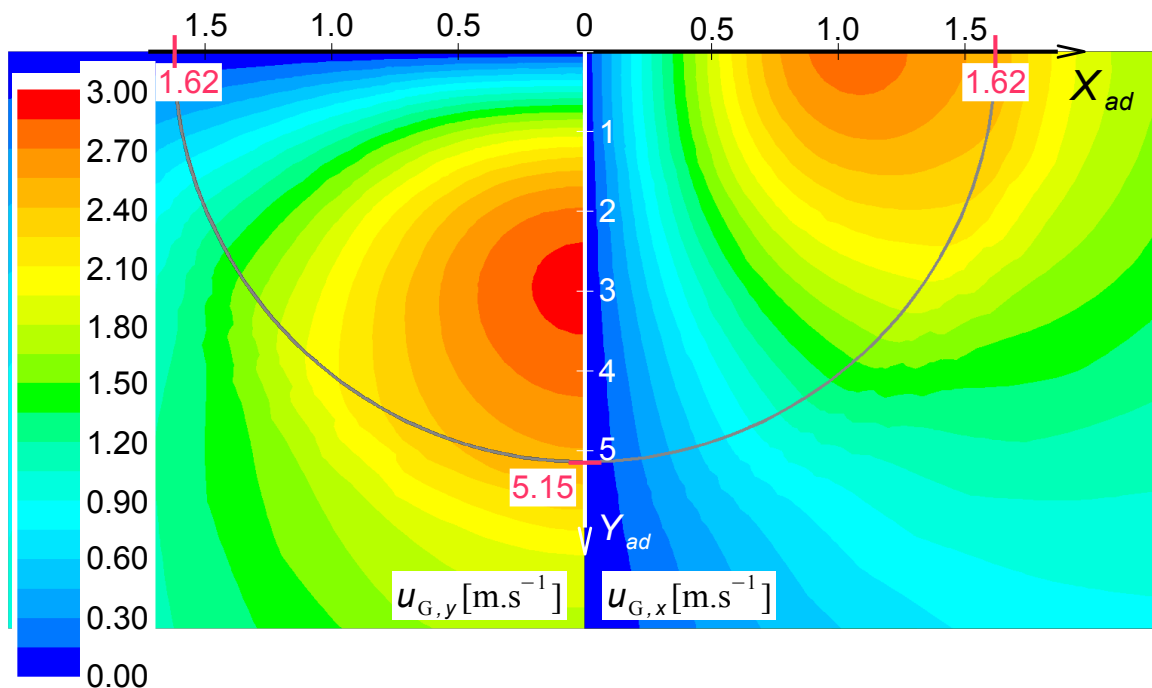


Figure 3.18 : Carte de la composante de vitesse  $\bar{u}_{G,x}$  et  $\bar{u}_{G,y}$  de la phase continue au niveau de la paroi dans le plan XY. Le bord de la plaque est représenté par le demi cercle gris.

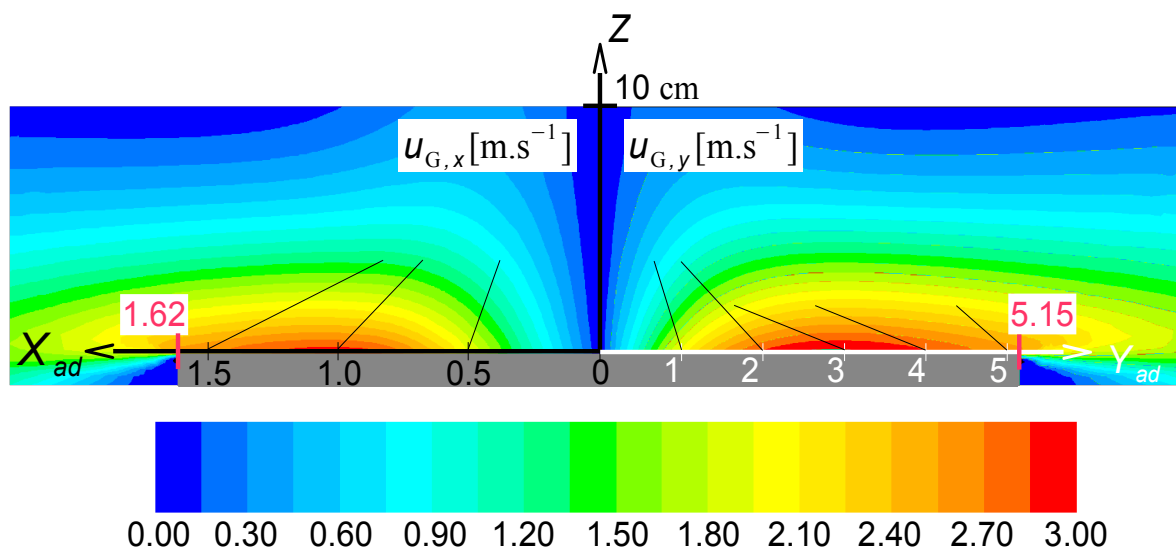


Figure 3.19: Champ de vitesse de la composante  $\bar{u}_{G,x}$  et  $\bar{u}_{G,y}$  de la phase continue dans le plan XZ et YZ (respectivement à gauche et à droite). Les angles d'incidences  $A_{0,longi}$  et  $A_{0,trans}$  sont représentés par les traits noirs fins.

Le champ de vitesse dans le plan XZ et YZ pour les composantes  $\bar{u}_{G,x}$  et  $\bar{u}_{G,y}$  est représenté sur les cartes de la figure 3.19. Cette figure permet d'observer l'évolution du champ de vitesse moyenne du gaz ressenti par les gouttes, à partir de 10 cm au-dessus de la plaque et jusqu'à la surface<sup>8</sup>. À partir de l'angle d'incidence locale sur la plaque des gouttes (traits noirs) et des

<sup>8</sup> En considérant que le champ de gaz est stationnaire sur une échelle de temps équivalente à la durée de la traversé du domaine de calcul pour une goutte.

cartes des composantes du vecteur vitesse  $\overline{u_G}$ , on peut déduire les accélérations successives ressenties par les petites gouttes avant l'impact et ainsi expliquer les comportements particuliers observés sur les vitesses des petites et des très petites gouttes.

Dans la direction  $X$ , les petites gouttes qui impactent la plaque pour  $X_{ad} < 1$  possèdent une trajectoire caractérisée par un angle  $A_{0, \text{longi}} < 34^\circ$ . Ces gouttes sont accélérées dans la direction  $X$  tout au long de leur trajectoire. Les gouttes les plus grosses, donc les plus inertielles, sont moins accélérées. On obtient alors les allures affines et décroissantes des corrélations taille/vitesse de la figure 3.12(a).

En revanche, les petites gouttes qui impactent la plaque en  $X_{ad} > 1.5$  présentent une trajectoire ayant un angle  $A_{0, \text{longi}} > 75^\circ$  avec la verticale de la plaque. Ces gouttes sont tout d'abord accélérées dans la direction  $X$  à mesure qu'elle s'approche de la plaque, puis sont ralenties par l'écoulement gazeux. Dans cette région de la plaque, l'allure non-linéaire des corrélations taille/vitesse (figure 3.12.b) correspondent alors à l'analyse suivante : les très petites gouttes  $d < 50 \mu\text{m}$  suivent l'écoulement gazeux et sont fortement ralenties. Leur vitesse d'impact est identique à la vitesse du gaz au point d'impact. En revanche, les gouttes de diamètre supérieur présentent une vitesse d'impact différente (supérieure ou inférieure), ceci en fonction de leur temps de relaxation respectif  $\tau_p$  et de leur vitesse par rapport au gaz.

En reprenant la même analyse sur la carte réalisée dans le plan  $YZ$  de la composante de vitesse  $\overline{u_{G,y}}$ , on peut expliquer les allures des courbes de corrélation taille/vitesse pour la composante  $u_y$  de la vitesse. L'allure non-linéaire apparaît dans ce cas au-delà de  $Y_{ad} \approx 3$ .

# **Chapitre 4 : Étude numérique du refroidissement d'une plaque chaude soumise à l'impact d'un spray froid**

La simulation du refroidissement d'une plaque à haute température (en régime de Leidenfrost) sous l'action de l'impact d'un spray froid est la dernière étape du procédé général visant à simuler le refroidissement par spray. Les chapitres précédents ont permis d'obtenir les caractéristiques d'impact du spray. L'objectif de ce chapitre est de calculer le comportement thermique de la plaque lorsqu'elle est soumise au transfert thermique imposé par un spray, décrit par une corrélation issue de la littérature.

Nous commencerons par présenter les conditions de refroidissement que l'on souhaite simuler, ainsi que les méthodes employées pour mener à bien le calcul du refroidissement de la plaque. Dans une seconde partie, la configuration numérique sera présentée, avant de conclure sur les caractéristiques de ce refroidissement. Par la suite, plusieurs cas seront testés afin de mieux comprendre l'influence de certaines des caractéristiques du spray sur le refroidissement.



# I. Principe et méthode de la simulation

## I.1. Principe de l'étude numérique

On se propose de simuler la conduction thermique dans la plaque lorsque celle-ci est soumise à différentes contraintes thermiques dont le flux de chaleur extrait par l'impact du spray froid ainsi que les pertes par convection naturelle et par rayonnement. Ces contraintes seront modélisées par différents flux de chaleur imposés aux frontières de la plaque.

Le spray est identique à celui présenté dans les chapitres précédents. Un débit de  $6 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$  d'eau vient impacter la surface, principalement concentré au centre de la plaque. Le débit surfacique maximum est de  $Q'_v = 13 \text{ L}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Au centre de la plaque, le diamètre des gouttes est compris dans l'intervalle  $d \in [10; 1100] \mu\text{m}$ , tandis qu'aux bords, ce diamètre est plutôt inférieur à  $150 \mu\text{m}$ . La vitesse axiale moyenne des gouttes au centre du spray est de  $\bar{u}_z \approx 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Elle décroît vers la périphérie de la plaque pour atteindre  $0.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Dans ces conditions, on fait l'hypothèse de la présence d'un film liquide en écoulement sur la plaque. Les principales données statistiques sur le spray sont rappelées dans le tableau 4.1.

Grandeur	Gamme
Diamètre moyen $d_{10}$	$[50; 250] \mu\text{m}$
Diamètre de Sauter $d_{32}$	$[75; 550] \mu\text{m}$
Débit surfacique $Q'_v$	$[3 \times 10^{-4}; 13] \text{ L}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$
Vitesse moyenne axiales $\bar{u}_z$	$[0.5; 13] \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

Tableau 4.1: Récapitulatif des gammes des grandeurs caractéristiques principales du spray à l'impact

La plaque chaude correspond à celle déjà décrite au chapitre 3 : il s'agit d'une plaque de nickel de rayon  $R_{\text{imp}} = 180 \text{ mm}$  et d'épaisseur  $e_{\text{imp}} = 10 \text{ mm}$ . Cette plaque est placée dans des conditions de refroidissement correspondant au régime d'ébullition en film de vapeur. Pour cela, on utilise une corrélation utilisée pour le flux de chaleur extrait par le spray, caractéristique de ce régime. De plus, l'étude de la plaque se limite à une température  $T_w > 300^\circ\text{C}$  afin de ne pas atteindre le point de remouillage. Ce choix est basé sur les expériences vues dans la littérature, bien que cette température puisse changer suivant les conditions de refroidissement. Pour les mêmes raisons, la température initiale est fixée à  $T_w = 800^\circ\text{C}$ .

On note que dans la gamme de température  $T_w \in [300; 800]^\circ\text{C}$ , les propriétés physico-

chimiques du nickel varient assez peu. On considère les propriétés thermophysiques du nickel à  $T_w = 500^\circ\text{C}$  (tableau 4.2) comme valables sur toute la gamme de température.

	Masse volumique $\rho_w [\text{kg.m}^{-3}]$	Capacité calorifique $c_{p,w} [\text{J.kg.K}^{-1}]$	Conductivité thermique $\lambda_w [\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$
Nickel ( $T_w = 500^\circ\text{C}$ )	8900	444	90.4

Tableau 4.2: Propriétés physico-chimiques du Nickel pour une température de paroi  $T_w = 500^\circ\text{C}$

## I.2. Modèles de refroidissement par spray dans la littérature, en régime de Leidenfrost

Le chapitre 1 a permis de lister les phénomènes physiques entrant en jeu dans le refroidissement par spray, en régime de Leidenfrost, avec ou sans présence d'un film liquide. Sans toutefois chercher à modéliser de manière explicite l'ensemble de ces phénomènes, on souhaite ici imposer un flux de chaleur extrait par le spray représentatif de ce régime de refroidissement. Parmi les corrélations sur le refroidissement par spray vues au chapitre 1, il est proposé d'utiliser celle de Yao et Cox [40], décrivant l'efficacité de refroidissement. Cette corrélation est basée sur des informations statistiques du spray : débit surfacique  $Q_V''$  et diamètre de Sauter  $d_{32}$ . La corrélation de Yao et Cox pour l'efficacité de refroidissement est rappelé par l'équation (4.1) :

$$\varepsilon_{T-sp}^{Y\&C-We} = 8E^{-7} \left[ We_{Q_V''} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.62} + 3.5E^{-3} \left[ We_{Q_V''} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.2} \quad (4.1)$$

avec  $We_{Q_V''} = \frac{\rho_L d_{32} (Q_V'')^2}{\sigma_L}$

Cette équation est définie dans la gamme  $We_{Q_V''} \in [6E^{-10}; 3E^{-2}]$  et a été validée pour des sprays correspondant aux gammes de débit surfacique, de diamètre des gouttes et de température de paroi suivantes :  $Q_V'' \in [0.016; 50] \text{L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $d \in [130; 25E+3] \mu\text{m}$  et  $T_w \in [300; 800]^\circ\text{C}$  ; c'est-à-dire les gammes qui nous intéressent (voir Chapitre 1). Enfin, cette corrélation présente l'avantage de considérer le noyage de la plaque comme une action qui réduit l'efficacité à mesure que le débit surfacique augmente. Ce phénomène a été mis en évidence au chapitre 1.

### I.3. Grandeurs d'impact du spray utiles pour la corrélation de Yao et Cox

La figure 4.1 regroupe, pour rappel, les cartes de débit surfacique et de diamètre de Sauter obtenues à partir de la simulation du spray avec impact (voir chapitre 3), dans le demi-plan  $XY$  de la plaque. Les caractéristiques du spray présentent une symétrie par rapport à l'axe  $X$ , ce pourquoi seul un demi plan est présenté.

On note que les lignes d'iso-débit (Figure 4.1.a) ont une allure d'ellipse concentrique et que quelques variations par rapport à cette allure générale sont visibles autour de  $Y_{ad} \approx 2.5$  (proche d'une symétrie d'axe  $Y$ ).

Concernant le diamètre de Sauter (Figure 4.1.b), on note l'absence de symétrie d'axe  $Y$  ainsi que des irrégularités pour  $\|X_{ad}\| > 1$  et  $Y_{ad} > 1$ .

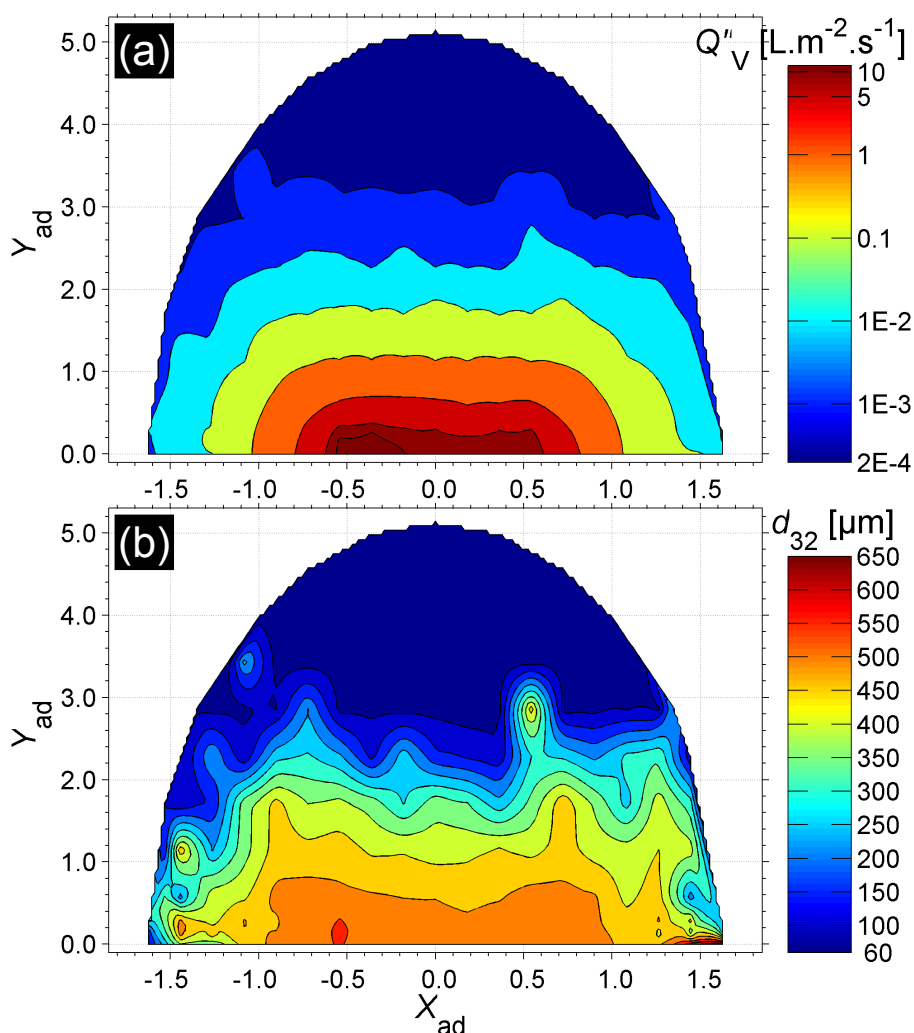


Figure 4.1: Caractéristiques d'impact du spray utiles pour l'utilisation de la corrélation de Yao et Cox [40] : (a) débit surfacique, (b) diamètre de Sauter



## II. Mise en œuvre de la simulation

### II.1. Schéma numérique et stratégie de simulation

Le problème consiste à résoudre numériquement l'équation de la chaleur dans le domaine de calcul que constitue la plaque. Cette équation s'écrit en instationnaire et sans source :

$$\rho_w c_{p,w} \frac{\partial T_w}{\partial t} = \lambda_w \Delta(T_w) \quad (4.2)$$

où l'indice « w » représente la plaque de nickel.

Cette équation est résolue par le *solver* FlexPDE®, selon une méthode par éléments finis de type Galerkin, avec un processus itératif de type Newton-Raphson et une discrétisation temporelle implicite du second ordre. En fonction de l'erreur calculée dans chaque cellule du domaine de calcul, le logiciel adapte automatiquement le pas de temps du calcul et éventuellement le niveau de discrétisation spatiale (raffinage du maillage). Le niveau de précision, correspondant à l'erreur maximale, est imposé par l'utilisateur. Une précision sur la température de la paroi de  $10^{-3}$  °C est en l'occurrence demandée. L'utilisateur impose également un pas de temps de calcul et un maillage initial, permettant de guider le logiciel dans la recherche d'une solution.

Au temps initial de la simulation, l'ensemble du domaine présenté au paragraphe II.2 est initialisé avec une température  $T_w = 800$  °C . Les contraintes thermiques subies par la plaque sont prises en compte par le biais des conditions aux limites, imposées sous la forme de flux de chaleur (influence des gouttes + convection naturelle + rayonnement). L'objectif étant de rester au-dessus du point de Leidenfrost, le calcul instationnaire se termine lorsque la température minimum de la plaque atteint  $T_w = 300$  °C .

Les propriétés physico-chimiques de la plaque sont maintenues constantes tout au long du calcul, conformément au paragraphe I.1 et au tableau 4.2.

### II.2. Géométrie et conditions limites

#### II.2.1. Domaine de calcul

Le domaine de calcul reproduit une plaque cylindrique de diamètre  $D_{imp} = 360$  mm et d'épaisseur  $e_{imp} = 10$  mm . Considérant la symétrie d'axe  $X$  observée sur les cartes des caractéristiques du spray (§ I.3), on ne résout les équations que sur un demi cylindre, représenté sur la figure 4.2. Une condition limite de type symétrie est imposée sur le plan  $(\vec{E}_x, \vec{E}_z)$  et permet de prendre en compte l'intégralité de la plaque.

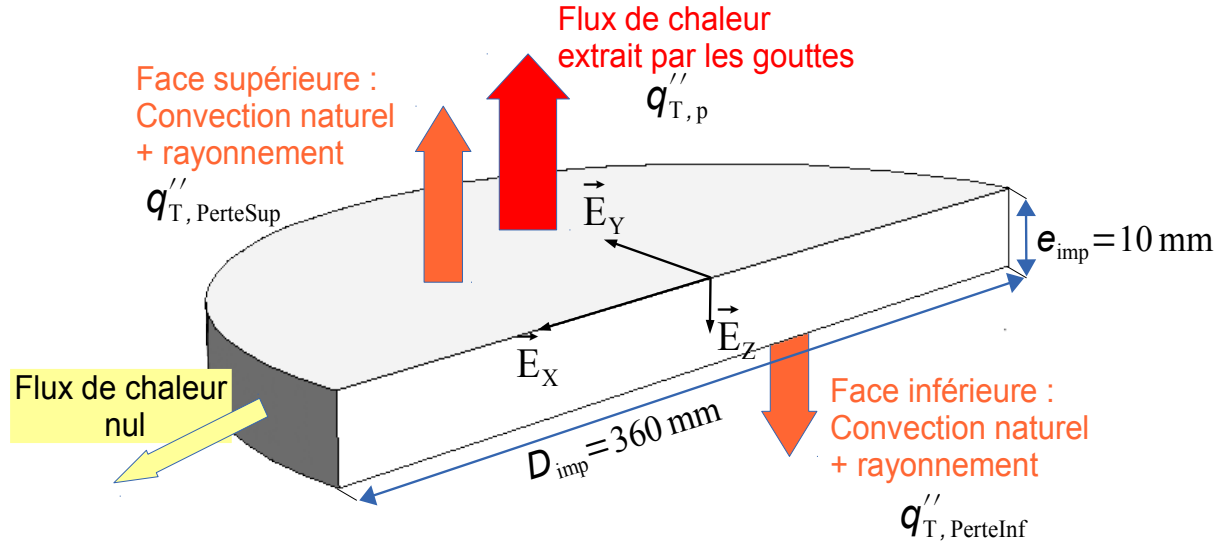


Figure 4.2: Représentation schématique du domaine de calcul pour la simulation du refroidissement de la plaque. Les flèches (orange, rouge, jaune) représentent les conditions limites imposées aux frontières du domaine.

### II.2.2. Conditions limites

Les conditions limites appliquées aux frontières du domaine, représenté par des flèches sur la figure 4.2, correspondent aux différentes contraintes thermiques de type flux de chaleur induits à la fois par l'impact des gouttes  $q''_{T,sp}$ , ainsi que par les pertes liées à la convection naturelle et au rayonnement en face supérieure  $q''_{T,PerteSup}$  et inférieure  $q''_{T,PerteInf}$ . La frontière latérale du domaine (grisée) est considérée comme parfaitement isolées  $q''_T = 0$ .

#### (i) Flux de chaleur extrait par les gouttes

La corrélation sur l'efficacité du refroidissement de Yao et Cox [40]  $\varepsilon_{T-sp}^{Y.\&C.-We}$  (§ I.2), ainsi que les caractéristiques d'impact du spray (§ I.3), permettent de calculer la densité de flux de chaleur, extraite par les gouttes :

$$q''_{T,p} = \varepsilon_{T-sp}^{Y.\&C.-We} Q''_V \rho_L [c_{p,L}(T_{sat} - T_L) + h_{LV} + c_{p,G}(T_w - T_{sat})] \quad (4.3)$$

avec  $Q''_V$  en  $[m^3.m^{-2}.s^{-1}]$  et  $\varepsilon_{T-sp}^{Y.\&C.-We}$  l'efficacité de Yao et Cox [40] pour un spray, basée sur le nombre de Weber :  $We_{Q''_V}$  (voir paragraphe I.2).

À chaque instant et en tout point sur la surface supérieure de la plaque, le logiciel FlexPDE actualise cette densité de flux de chaleur en fonction de la température locale  $T_w$ .

#### (ii) Flux de chaleur lié aux pertes par convection naturelle et par rayonnement

Les propriétés thermophysiques de la plaque ainsi que les configurations du transfert thermique sont différentes sur les faces supérieure et inférieure. Des corrélations différentes sont ainsi utilisées pour les pertes sur les faces inférieure  $q''_{T,PerteInf}$  et supérieure  $q''_{T,PerteSup}$  :

$$\begin{aligned} q''_{T, PerteInf} &= (q''_{T, Inf})^{Ray} + (q''_{T, Inf})^{ConvNat} \\ q''_{T, PerteSup} &= (q''_{T, Sup})^{Ray} + (q''_{T, Sup})^{ConvNat} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Les choix présentés ici pour les flux de chaleur  $(q''_T)^{Ray}$  et  $(q''_T)^{ConvNat}$  sont basés sur les travaux de Ouattara [86].

- *CONVECTION NATURELLE*

La littérature donne quelques corrélations pour la convection naturelle générée sur une plaque plane horizontale [87]. Le choix de cette corrélation dépend de la direction du gradient de température par rapport à la gravité, et également du régime d'écoulement (turbulent ou laminaire).

Dans notre cas, les deux vecteurs  $\vec{\nabla} T$  et  $\vec{g}$  sont dirigés dans le même sens au-dessus de la plaque mais dans le sens inverse au-dessous. On utilise donc deux corrélations. La convection naturelle sur la face supérieure est donnée par un nombre de Nusselt correspondant à un écoulement turbulent (équation (4.5)). La convection naturelle sur la face inférieure est quant à elle modélisée par le nombre de Nusselt de l'équation (4.5), pour un écoulement laminaire déformable. On nomme ce régime ainsi pour exprimer la variabilité de la densité de l'air sous l'effet de la température. Ces deux corrélations sont valables dans une gamme limitée de condition, définie à partir du nombre de Rayleigh local  $Ra = Gr Pr$  :

$$\text{Face supérieure, cas turbulent } 2 \cdot 10^7 \leq Ra \leq 3 \cdot 10^{10} : Nu_{turb}^{ConvNat} = 0.14 (Gr Pr)^{1/3} \quad (4.5)$$

$$\text{Face inférieure, cas laminaire déformable } 3 \cdot 10^5 \leq Ra \leq 10^{10} : Nu_{lam}^{ConvNat} = 0.27 (Gr Pr)^{1/4} \quad (4.6)$$

Ces corrélations sont basées sur les nombres de Prandtl  $Pr$  et de Grashof  $Gr$  définis par les équations (4.7) et (4.8).

$$Pr = \frac{\nu_G}{\lambda_G / \rho_G c_{p,G}} \quad (4.7)$$

$$Gr = g \left( \frac{1}{T_{film}} \right) D_{imp}^3 \left( \frac{T_w - T_G}{\nu_G^2} \right), \text{ avec } T_{film} = \frac{T_w + T_G}{2} \quad (4.8)$$

On obtient ainsi les flux de chaleur extraits par convection naturelle en face inférieure et supérieure :

$$\begin{aligned} (q''_{T, Inf})^{ConvNat} &= Nu_{lam}^{ConvNat} \frac{\lambda_G}{D_{imp}} (T_w - T_G) = (h_{T, Inf})^{ConvNat} (T_w - T_G) \\ (q''_{T, Sup})^{ConvNat} &= Nu_{turb}^{ConvNat} \frac{\lambda_G}{D_{imp}} (T_w - T_G) = (h_{T, Inf})^{ConvNat} (T_w - T_G) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Dans ces équations, les propriétés physico-chimiques de l'air (prises à la température  $T_{film}$ ) varient de manière conséquente avec la température  $T_w$ . Ces variations sont prises en compte en calculant les équations (4.9) pour plusieurs températures de l'air, puis en interpolant les

résultats. On obtient alors les équations (4.10) pour les coefficients de transfert thermique  $(h_T)^{\text{ConvNat}}$  (valables sur la gamme de température  $T_{\text{film}} \in [160; 415]^\circ\text{C}$ ) :

$$\begin{aligned} (h_{T,\text{Inf}})^{\text{ConvNat}} &= -0.1211(T_w - T_G)^{2/3} + 2.0694(T_w - T_G)^{1/3} - 0.0201 \\ (h_{T,\text{Sup}})^{\text{ConvNat}} &= -0.1043(T_w - T_G)^{1/2} + 1.3879(T_w - T_G)^{1/4} - 0.0227 \end{aligned} \quad (4.10)$$

- RAYONNEMENT

La loi de Stefan-Boltzmann donne le flux de chaleur surfacique rayonné par un corps noir à la température  $T_w$  :

$$(q_T')^{\text{Ray}} = \sigma_{\text{S.B.}} T_w^4 \quad (4.11)$$

avec la constante de Stefan-Boltzmann  $\sigma_{\text{S.B.}} = 5.6704 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ .

Dans le cas où l'objet n'est pas un corps noir, la densité de flux de chaleur rayonnée est calculée en multipliant l'équation 4.11 par une émissivité totale hémisphérique  $(\epsilon_w)^{\text{Ray}}$ .

Dans notre cas, la plaque émet un rayonnement à une température  $T_w$  et reçoit le rayonnement de l'atmosphère (considéré comme un corps noir) à la température  $T_G$ . Le bilan radiatif sur les deux faces s'écrit donc :

$$(q_T')^{\text{Ray}} = (\epsilon_w)^{\text{Ray}} \sigma_{\text{S.B.}} (T_w^4 - T_G^4) \quad (4.12)$$

Les valeurs d'émissivité  $(\epsilon_w)^{\text{Ray}}$  de la plaque pour chacune des faces sont identiques à celles utilisées par Ouattara [86]. La face supérieure est polie alors que la face inférieure est dépolie afin d'obtenir une émissivité diffuse, condition nécessaire pour les mesures de thermographie infrarouge effectuées lors des travaux de Ouattara.

	Émissivité : $(\epsilon)^{\text{Ray}}$
Face inférieure : $(\epsilon_w)^{\text{Ray}}$	0.64 (Nickel grenailé)
Face supérieure : $(\epsilon_w)^{\text{Ray}}$	0.05 (Nickel poli)

Tableau 4.3: Récapitulatif des émissivités  $(\epsilon_w)^{\text{Ray}}$  utilisées dans le calcul du flux de chaleur extrait par rayonnement.

### II.3. Maillage et pas de temps de calcul

Comme expliqué précédemment, FlexPDE® permet de raffiner automatiquement le maillage et de changer le pas de temps de calcul en fonction des besoins numériques locaux (précision et rapidité du calcul). Plusieurs essais ont permis de construire un maillage initial adéquat : pas d'influence sur la solution et peu coûteux en puissance de calcul (processeur et mémoire vive). La principale contrainte que l'on impose sur ce maillage est la reproduction précise des cartes de débit surfacique et de diamètre de Sauter. La figure 4.3 présente ce maillage optimisé, pour lequel on impose une taille minimale de maille de 2 mm.

Le pas de temps de calcul initial pour ce maillage est  $\Delta t = 0.001$  s .

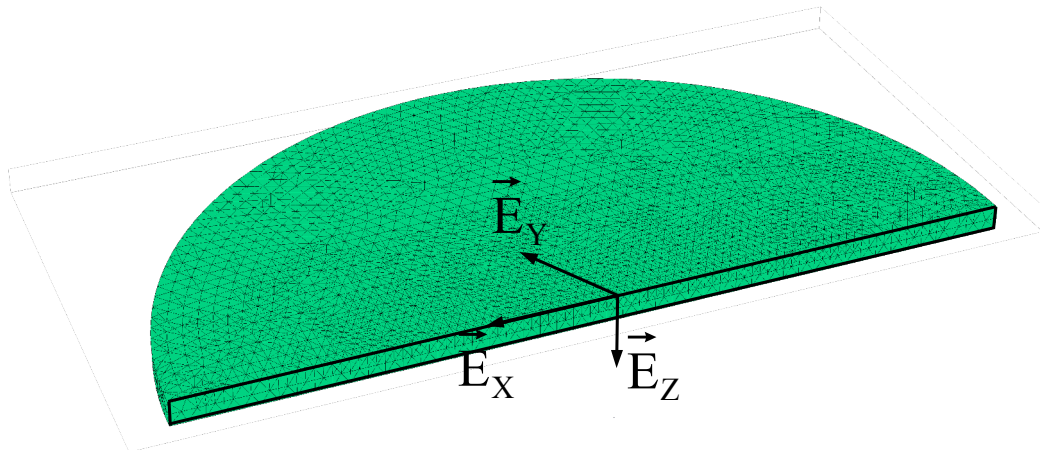


Figure 4.3: Structure du maillage du domaine décrit au paragraphe II.2. Le maillage comprend environ 50000 mailles, pour une dimension caractéristique minimum de maille de 2 mm dans les directions X et Y et Z.

## III. Simulation du refroidissement

### III.1. Refroidissement au temps initial

À l'instant initial, la plaque est à la température uniforme  $T_w = 800$  °C . On impose alors un transfert thermique aux frontières supérieure et inférieure de la plaque.

#### III.1.1. Aspect général du transfert thermique et contribution des différents modes

La figure 4.4 illustre la densité de flux de chaleur totale (somme de tous les modes de transfert thermique sur la face considérée), pour la face supérieure (symboles bleus) et pour la face inférieure (symboles rouges), le long des axes X et Y.

Sur la face supérieure, les allures des profils de densité de flux de chaleur totale ressemblent à celles déjà observées pour les profils de débit surfacique et de diamètre de Sauter (voir chapitre 3). La densité de flux de chaleur est importante au centre de la plaque avec un maximum de  $(q''_{T, \text{sup}})^{\text{max}} \approx 7.10^5 \text{ W.m}^{-2}$ , puis décroît vers les bords de la plaque pour atteindre un minimum de  $(q''_{T, \text{sup}})^{\text{min}} \approx 1.10^4 \text{ W.m}^{-2}$ .

D'une manière générale, la chaleur de la plaque est principalement extraite en face supérieure. On note toutefois qu'au bord de la plaque,  $\|X_{ad}\| > 1.2$  ou  $Y_{ad} > 2$ , la densité de flux de chaleur extraite sur la face inférieure est plus élevée que celle de la face supérieure.

Les contributions des différents modes de transfert thermique (rayonnement, convection naturelle et impact du spray), exprimées en densité de flux de chaleur, sont également représentées sur la figure 4.4. On parlera de la contribution (en %) de chaque mode par rapport à la densité de flux de chaleur totale.

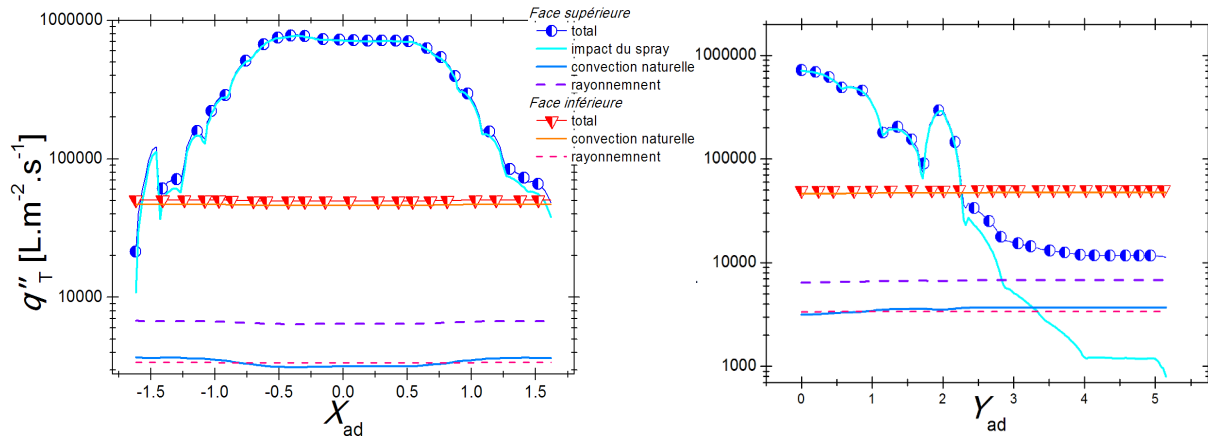


Figure 4.4: Densité de flux de chaleur extraites sur les faces supérieure et inférieure de la plaque, représentées dans les directions  $X$  et  $Y$ , pour les faces supérieure (bleu) et inférieure (rouge). La contribution de chaque mode de transfert thermique : impact du spray, convection naturelle, rayonnement; est également représentée.

Le mode de transfert de chaleur par l'action du spray est majoritaire sur la majeure partie de la zone impactée par le spray, mis-à-part là où le débit surfacique de liquide devient très faible. À titre d'exemple, on observera les profils de densité de flux de chaleur dans la direction  $X$  sur la face supérieure (en bleu) : 99 % des transferts thermiques dans cette zone sont issues de l'action du spray. Dans la direction  $Y$  en revanche, l'action du spray ne contribue majoritairement au transfert thermique que pour  $Y_{ad} \leq 2.5$ . Au-delà, les contributions de la convection naturelle et du rayonnement atteignent respectivement 30 % et 60 % de la densité de flux de chaleur totale en ces points. La part importante de ces contributions est dû à la chute rapide de la densité de flux de chaleur extraite par le spray qui atteint une valeur minimale de  $(q''_{T,sp})^{\min} \approx 1200 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  (soit 10 % de  $(q''_{T,sup})$ ).

Sur la face inférieure, le rayonnement est responsable de 93 % de la densité de flux de chaleur totale sur cette face, quelle que soit la position sur la plaque.

Ces premiers résultats montrent que sur la face supérieure le spray est responsable de la majeure partie du refroidissement, sauf au bord où les contributions des pertes par convection naturelle et par rayonnement deviennent significatives. On note de plus que le flux de chaleur ( $q''_T$  intégré sur une surface) sur la face supérieure est plus grand que celui sur la face inférieure. Le refroidissement de la plaque est donc bien guidé par le transfert thermique imposé par l'action du spray sur la face supérieure de la plaque.

On simplifiera l'étude du refroidissement en parlant de la densité de flux de chaleur totale plutôt que de séparer les contributions de chaque mode de transfert thermique.

### III.1.2. Analyse du transfert thermique par comparaison avec les caractéristiques du spray

#### (i) Densité de flux de chaleur extraite

La figure 4.5 représente la densité de flux de chaleur totale perdue par la plaque sur la face supérieure à l'instant initial. Les figures 4.5(a) et (b) permettent de corréler les caractéristiques d'impact du spray ( $Q''_V$ ,  $d_{32}$ ) avec la carte de densité de flux de chaleur en face supérieure. On remarque trois zones de refroidissement dont les limites sont représentées sur les graphiques de la figure 4.5 par des lignes pointillées.

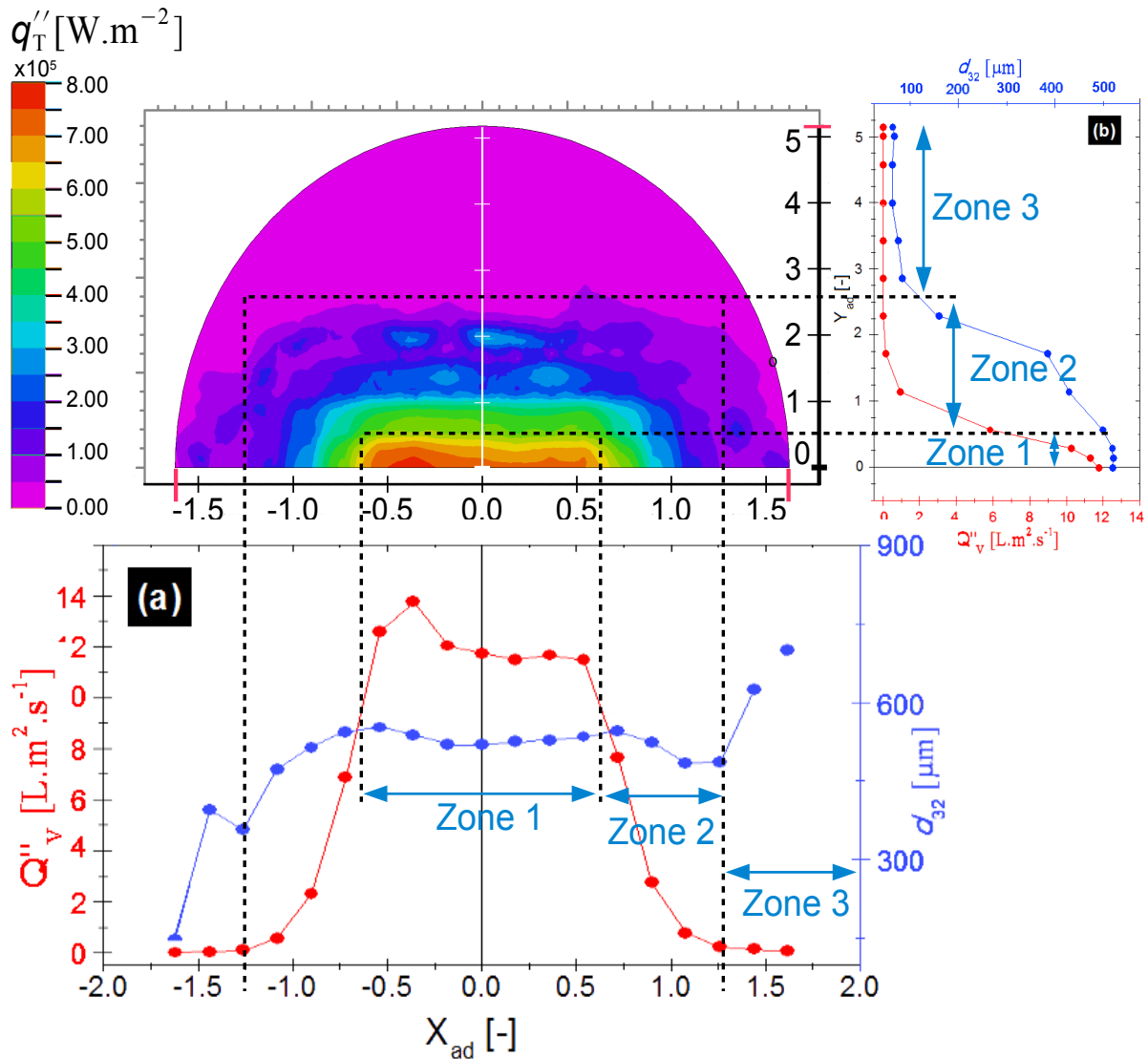


Figure 4.5: Carte de la densité de flux de chaleur extraite sur la face supérieure  $q''_T = q''_{T,sp} + q''_{T,PerteSup}$ , au temps initial  $t=0$  seconde. Les figures (a) et (b) représentent les profils dans les directions X et Y des données d'entrées  $Q''_V$  et  $d_{32}$ .

La zone 1 (au centre) correspond au plateau du débit surfacique et du diamètre de sauter. Le flux de chaleur présente également cette allure, avec un léger pic au niveau du maxima de  $Q''_V$ .

La zone 2 est caractérisée par un fort gradient négatif du débit surfacique  $Q''_V$  dans les deux directions  $X$  et  $Y$  tandis que le diamètre de Sauter conserve une valeur constante, ou faiblement décroissante. Dans cette zone, la densité de flux de chaleur décroît également rapidement avec toutefois quelques inhomogénéités, que l'on peut lier à celles observées sur la carte du diamètre de Sauter et du débit surfacique (voir §I.3). L'influence directe du diamètre de Sauter peut toutefois être considérée comme faible.

Dans la zone 3, la densité de flux de chaleur est faible et décroît de plusieurs ordres de grandeur (non-visible à cause de la résolution de l'échelle de couleur), consécutivement à la décroissance du diamètre de Sauter et surtout du débit surfacique. On rappelle que dans cette zone, la contribution du spray sur l'intensité de refroidissement totale est de seulement 10 % (voir §III.1.1).

(ii) *Efficacité de refroidissement*

L'efficacité de refroidissement du spray (obtenue à partir des données sur le spray au niveau de la plaque et de la corrélation de Yao et Cox [40]) est représentée sur la figure 4.6. Les trois zones décrites pour la figure 4.5 sont reproduites. L'efficacité du refroidissement dans la zone 1 est de l'ordre de 0.01 %. Sa valeur croît dans la zone 2 pour rapidement atteindre une efficacité de refroidissement de 100 % dans la zone 3.

D'après l'équation (4.10), l'efficacité de refroidissement est inversement proportionnelle au débit surfacique. En revanche les figures 4.5 et 4.6 montrent que les zones d'efficacité maximale correspondent à celles où la densité de flux de chaleur est la plus faible, et inversement. On déduit que la quantité de liquide arrivant sur la plaque prime sur l'efficacité dans le refroidissement.

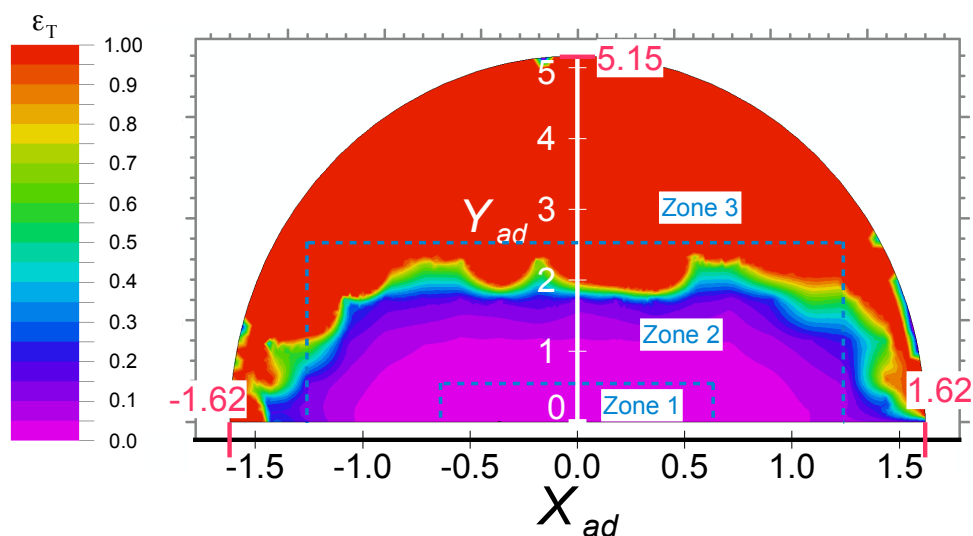


Figure 4.6: Carte de l'efficacité de refroidissement calculée à partir de l'équation de Yao et Cox et des données d'entrée du spray.



(iii) Lien entre le flux de chaleur et le débit

Le tableau 4.4 permet d'arriver à la même conclusion. Il compare la part du débit totale du spray venant impacter chacune des trois zones avec la part de flux de chaleur extrait par les gouttes sur toute la face supérieure de la plaque. Le flux de chaleur est obtenue en intégrant la densité de flux de chaleur sur chacune de ces zones.

La zone 1 au centre de la plaque est arrosée par 48 % du débit total, mais ne représente pourtant que 22 % du flux de chaleur extrait sur la totalité de la face supérieure. C'est la conséquence directe de la très faible efficacité de refroidissement dans cette zone. La zone 2 subit la majorité du refroidissement avec 67 % du flux de chaleur, pour environ 50 % du débit total. Enfin la zone 3 subit encore 11 % du flux de chaleur, mais comme le montre la proportion du débit et les contributions respectivement des modes de transfert de chaleur (figure 4.4), l'action des gouttes est faible. Cette contribution de la zone 3 est principalement le fait du rayonnement appliqué sur une surface plus large comparée aux surfaces des autres zones.

	Zone 1	Zone 2	Zone 3
Proportion du flux de Chaleur [%] $q_T = 6875.66 \text{ W}$	21.60	67.15	11.25
Proportion du débit total [%] $Q_V = 5.81 \text{ L/min}$	48.06	51.50	0.30

Tableau 4.4: Pour chaque zone, contribution au flux de chaleur sur la face supérieure et proportion du débit liquide venant impacter.

## III.2. Étude transitoire du refroidissement

### III.2.1. Evolution de la température

La figure 4.7 illustre la décroissance en température en fonction du temps pour plusieurs points de la plaque, repérés sur le schéma de droite.

Le calcul du refroidissement se termine lorsque la température minimale de la plaque atteint  $T_w = 300^\circ\text{C}$ , ce qui se produit au centre après un temps  $t_{\text{fin}} = 48$  secondes. Ainsi qu'on l'observe, plus la densité de flux de chaleur extraite au temps initial (Figure 4.5) est élevée, plus la température décroît rapidement. Cette observation est valable quel que soit l'instant du refroidissement (pas de croisement des courbes). On limite donc l'étude à la comparaison des températures finales  $\{T_w\}^{t_{\text{end}}}$  pour les différents points de la figure 4.7.

Dans la direction  $X$ , la température finale atteinte au point B+ est identique à la température atteinte au point B-,  $\{T_{w,B+}\}^{t_{\text{end}}} = 650^\circ\text{C}$ . Le refroidissement est donc symétrique par rapport à l'axe  $Y$ . Dans la direction  $Y$ , le point C est situé au centre de la zones 2. La température finale en ce point est  $\{T_{w,C}\}^{t_{\text{end}}} = 400^\circ\text{C}$ . Au bord de la plaque, la température de la plaque atteint au point D  $\{T_{w,D}\}^{t_{\text{end}}} = 730^\circ\text{C}$ .

La matière de la plaque, le nickel, a été choisie pour sa conductivité thermique  $\lambda_w$  élevée, apte à uniformiser le refroidissement. On note ainsi que dans l'épaisseur de la plaque, la température est identique sur les faces supérieure et inférieure (point B et Binf par exemple). Malgré tout, une petite différence de température finale est observable pour le couple de point A et Ainf, conséquence de la densité de flux de chaleur très élevée sur la face supérieure de la plaque. De même entre le centre et le bord de la plaque, une différence de température de 200°C et 400°C est respectivement obtenue dans les directions X et Y (soit les couples de points A et B+, et A et D).

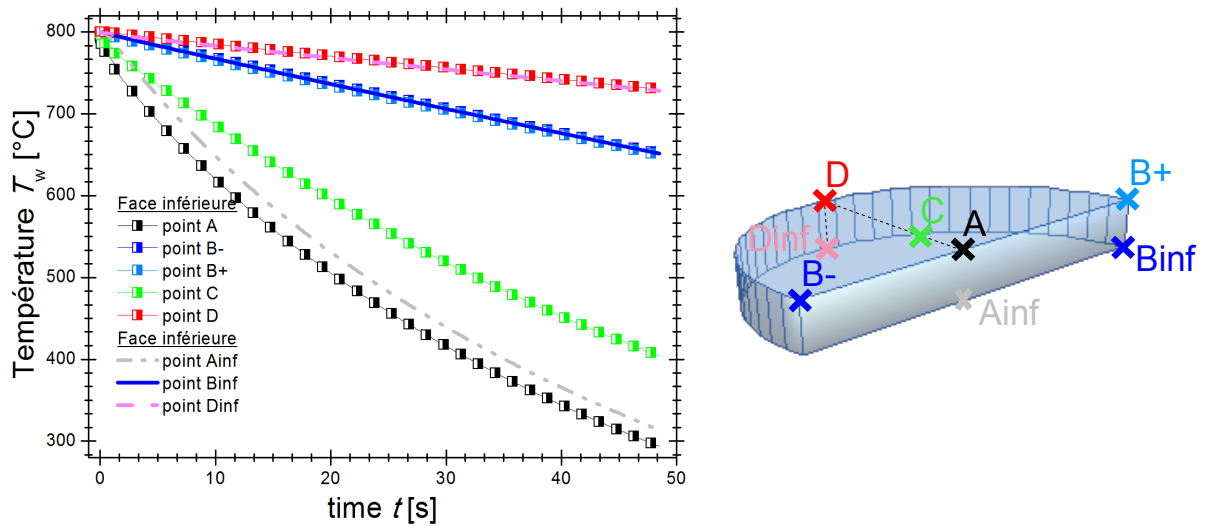


Figure 4.7: Evolution de la température de la plaque en fonction du temps, en différents points sur les faces supérieure et inférieure.

### III.2.2. Évolution de la densité de flux de chaleur extraite par le spray

La figure 4.8 donne l'évolution de la densité de flux de chaleur extraite par le spray aux temps initial et final.

Au centre du spray, la densité de flux de chaleur diminue de  $2 \times 10^5 \text{ W.m}^{-2}$  entre ces deux

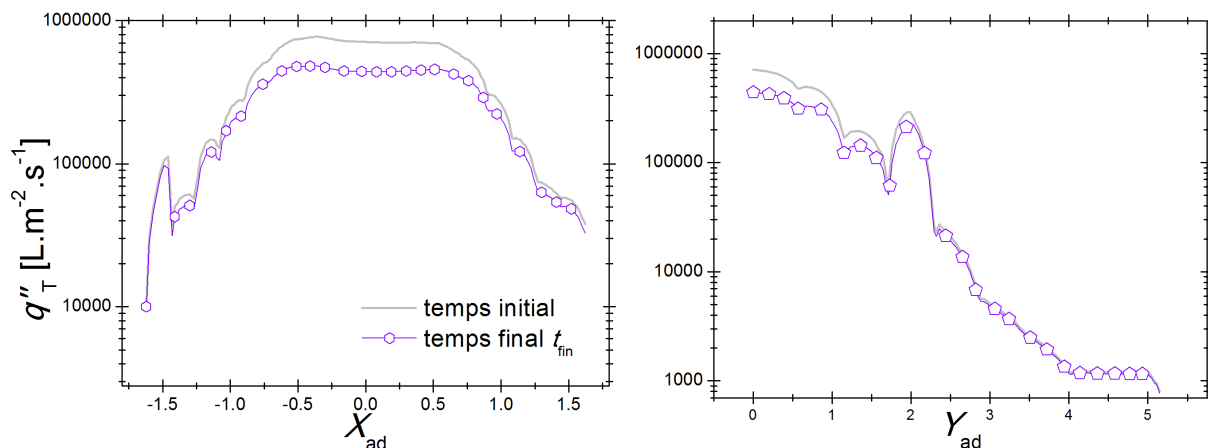


Figure 4.8: Evolution du flux de chaleur extrait par l'action du spray entre l'instant initial et l'instant final, dans les directions X et Y.

instants, mais l'allure des profils est conservée. Sur les bords de la plaque, dans la direction  $Y$ , la densité de flux de chaleur varie peu.

Dans la corrélation de Yao et Cox, la température joue un rôle mineur. Ainsi, les différences de température observée entre l'instant initial et final du refroidissement ne provoquent pas de variations importantes des courbes de densité de flux de chaleur.

### III.3. Champs de température finaux et homogénéité du refroidissement

Les évolutions de la température de la plaque au cours du temps vues au paragraphe précédent peuvent être visualisées sur la carte de champ de température final (figure 4.9).

Dans le plan  $XY$ , les courbes d'iso-température forment des ellipses concentriques semblables à celles observées pour le débit surfacique (voir §I.3). Les températures finales les plus faibles correspondent aux endroits où le débit surfacique et le diamètre de Sauter sont les plus élevés, et donc responsable des densités de flux de chaleur les plus élevées. Par rapport aux cartes de ces grandeurs, dont celle de la densité de flux de chaleur (figure 4.5), on note l'absence des inhomogénéités caractéristiques de la zone 2. Cet effet est la conséquence de la conduction thermique élevée du nickel qui homogénéise l'action des flux de chaleurs appliqués aux frontières de la plaque.

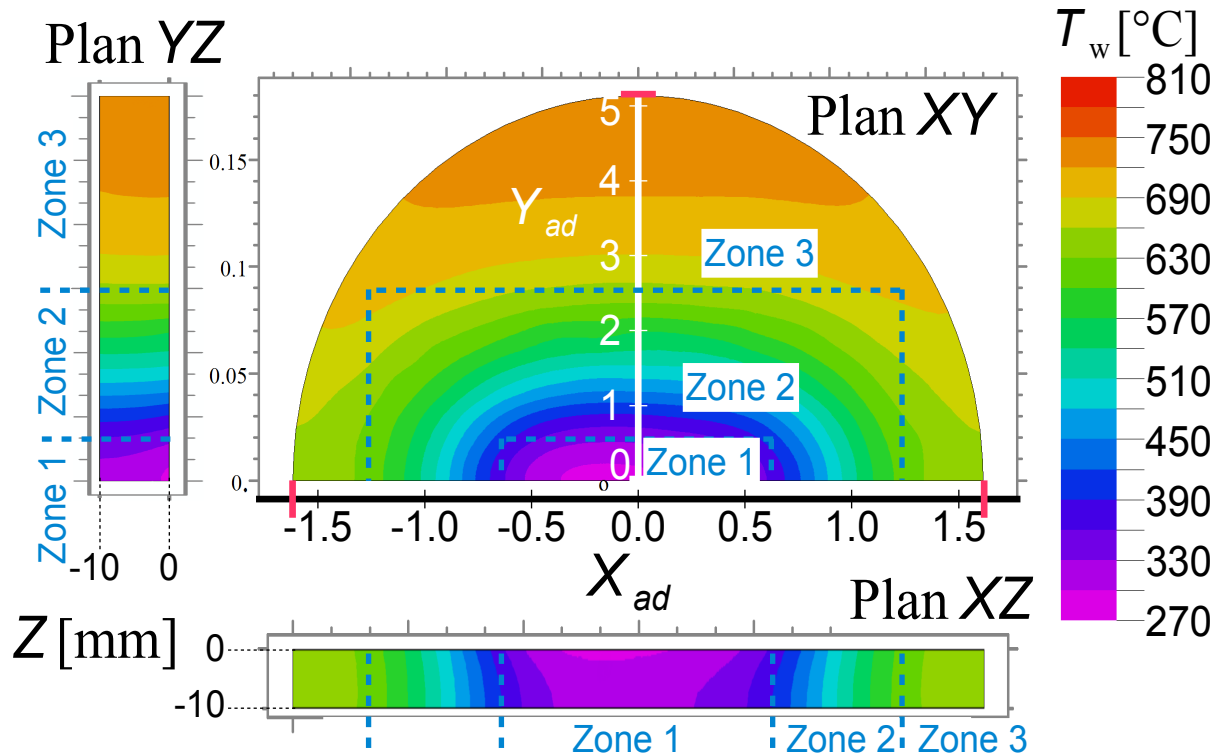


Figure 4.9: Cartes des lignes de contour d'iso-température de la plaque au temps  $t_{\text{end}}$ , dans les plans  $XY$ ,  $XZ$ , et  $YZ$ .

Les cartes des plans  $XZ$  et  $YZ$  permettent de visualiser la direction des gradients de température  $\vec{\nabla} T_w$  dans l'épaisseur de la plaque (perpendiculaire aux lignes d'isotherme).

Au centre du spray (zone 1), le gradient de température est principalement dirigé dans la direction  $Z$  négative. Le refroidissement local (comprendre l'évolution temporelle locale de la température) est alors issue du flux de chaleur extrait à la surface par le spray.

En s'approchant des zones 2 et 3, les lignes de contour sont déviées et le gradient de température s'oriente vers les directions  $X$  et  $Y$  négative, c'est-à-dire vers le centre de la plaque. Le refroidissement dans ces zones est ainsi dû à la conduction dans la plaque plutôt qu'à l'action du spray ou des pertes thermiques.

On peut déduire que les zones 2 et 3 constituent une source de chaleur pour la zone centrale.

## IV. Influence de la dynamique de l'impact du spray sur le refroidissement

La section III précédente met en évidence la forte corrélation entre la densité de flux de chaleur extraite par le spray et le débit surfacique, tandis que le diamètre de Sauter semble jouer un rôle moins significatif (§III.2). Ces résultats sont évidemment liés au choix de la corrélation de l'efficacité de refroidissement, mais ils dépendent également des caractéristiques du spray utilisé pour refroidir la surface.

Dans la plupart des études sur le refroidissement par spray, les auteurs font l'hypothèse que l'on peut utiliser les résultats sur la dynamique d'un spray en écoulement libre pour étudier le refroidissement d'une surface. Ces études ne prennent donc pas en compte les modifications sur l'écoulement des gouttes et du gaz induites par la présence d'une plaque. On peut alors se poser la question de la pertinence de ce choix. Cette section propose d'évaluer l'impact de cette hypothèse sur la quantification du refroidissement.

### IV.1. Présentation des configurations de refroidissement

Deux configurations de refroidissement sont simulées. La première est induite par le spray en impact et correspond à l'étude de refroidissement réalisée dans les paragraphes précédents. La seconde configuration propose d'utiliser les données du spray libre obtenues dans le plan  $Z=500$  mm (chapitre 2) pour calculer le flux de chaleur extrait par la plaque. Les équations présentées au paragraphe II.2.2.(i) sont de nouveau utilisées, mais en changeant les valeurs de  $Q_V''$  et de  $d_{32}$ . Les principales caractéristiques de ces deux configurations de refroidissement sont regroupées dans le tableau 4.5.

	Configuration 1 : Impact	Configuration 2 : Spray Libre
Débit total (sur la plaque totale) : $Q_V$	5.80 L.min <sup>-1</sup>	6.08 L.min <sup>-1</sup>
Surface arrosée	Toute la plaque → surface : 1020 cm <sup>2</sup>	Zone d'empreinte du spray : $\ X_{ad}\  < 1.50$ et $Y_{ad} < 1.60$ → surface : 307 cm <sup>2</sup>
Gamme de débit surfacique [L.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> ]	$Q'_V \in [2E-4; 13.77]$	$Q'_V \in [0.01; 15.0]$
Gamme de Diamètre de sauter	$d_{32} \in [60; 700] \mu\text{m}$	$d_{32} \in [240; 790] \mu\text{m}$

Tableau 4.5: Résumé des principales caractéristiques des deux configurations de spray comparées

Le but n'est pas de connaître l'intensité du refroidissement, puisque cette information dépend surtout de la corrélation choisie, mais plutôt de comparer les évolutions sur le refroidissement apportées par une modification des conditions d'aspersion. Les caractéristiques de la seconde configuration seront ainsi comparées avec celles de la première.

Pour la configuration de spray libre, on considère qu'un débit total légèrement plus grand vient impacter la surface, comparé à la configuration d'impact. Ce débit est de plus concentré au centre de la plaque sur une surface 3 fois plus faible, nommé de nouveau zone d'empreinte du spray. Le débit surfacique maximal varie peu (13,77 L.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> (Impact) → 15,0 L.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> (Spray Libre)) et dans la zone d'empreinte du spray le diamètre de Sauter des gouttes est sensiblement identique. Pour plus de détails concernant les différences entre ces deux configurations, on pourra se référer au chapitre 3.

## IV.2. Caractéristiques générales du refroidissement

Le tableau 4.6 regroupe des informations générales sur le refroidissement, concernant le flux de chaleur total  $q_T$ [W] et le temps de refroidissement  $t_{fin}$ [s], généré par ces deux configurations. Le flux de chaleur total  $q_T$ [W] s'obtient en intégrant la densité de flux de chaleur  $q'_T$  sur toute la surface supérieure de la plaque.

Le flux de chaleur total à l'instant initial est plus élevé en configuration *Impact* (40% d'augmentation), alors même que le débit liquide  $Q_V$  est inférieur. La conséquence directe de ce résultat est un temps de refroidissement plus long en configuration *Spray Libre*, pour une différence de 4.6 secondes.

	Configuration 1 : Impact	Configuration 2 : Spray Libre
Flux de Chaleur total au temps initial : $q_T$	6875.66 Watts	4985.23 Watts
Temps de refroidissement $t_{fin}$ (temps pour atteindre $T_w = 300^\circ\text{C}$ en un point de la plaque)	48.5 secondes	53.1 secondes

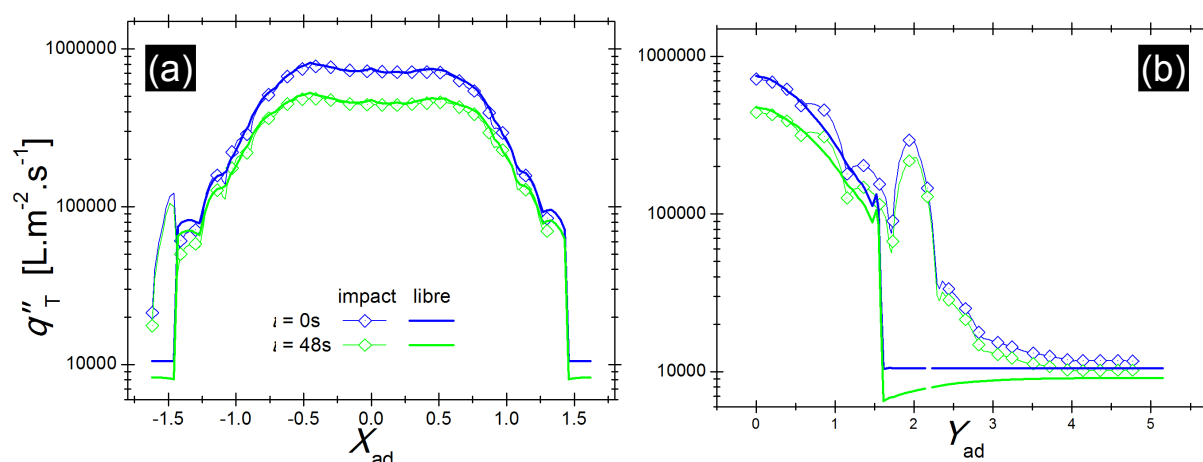
Tableau 4.6: Caractéristiques générales du refroidissement pour les deux configurations.

### IV.3. Flux de chaleur extrait au cours de temps

Le flux de chaleur extrait par le spray à l'instant initial du refroidissement est représenté sur la figure 4.10 (courbes bleu), le long des profils d'axes  $X$  et  $Y$ , pour les deux configurations. Le tableau 4.7 résume les valeurs maximale et moyenne (linéique) des densités de flux de chaleur obtenues pour chacun des profils d'axe  $X$  et  $Y$ .

Dans la zone d'empreinte du spray, quelle que soit la direction d'observation, on note que les profils en configuration *Spray Libre* et *Impact* sont proches (figure 4.10(a) et (b)). Le long du profil d'axe  $X$ , la densité de flux de chaleur est toutefois légèrement supérieure en faveur de la configuration *Spray Libre*, comme le confirme les valeurs maximale et moyenne du tableau 4.7 (« profil d'axe  $X$  »).

Le long du profil d'axe  $Y$ , les courbes de densité de flux de chaleur pour la configuration *Spray Libre* et *Impact* se croisent à plusieurs reprises pour  $Y_{ad} < 1$ . Dans l'intervalle  $1.5 < Y_{ad} < 3$ , la densité de flux de chaleur en configuration *Impact* est supérieure à celle obtenue en *Spray Libre*. La valeur de densité de flux de chaleur la plus élevée est obtenue en configuration *Spray Libre* (au centre), tandis que la valeur moyenne le long de l'axe  $Y$  est plus élevée en configuration *Impact* (tableau 4.7, « profil d'axe  $Y$  »). À l'extrémité de la plaque dans la direction  $Y$ , on note que les deux courbes de densité de flux de chaleur se rapprochent.


 Figure 4.10: Evolution du flux de chaleur au cours du refroidissement, en configurations d'impact et de spray libre, le long des profils d'axe  $X$  (a) et d'axe  $Y$  (b)

En effet, les contributions de la convection naturelle et du rayonnement dominant le transfert thermique dans cette zone de la plaque, donc le transfert thermique est indépendant de la configuration d'arrosage (*Spray Libre* ou *Impact*).

Ainsi au temps initial, on observe l'effet de la répartition plus homogène du débit liquide induite par la plaque (configuration *Impact*) qui permet une densité de flux de chaleur élevée sur une plus large portion de la plaque, bien que la configuration *Spray Libre* permette une valeur maximale de la densité de flux de chaleur plus grande.

À  $t=48s$  après le début du refroidissement (c'est-à-dire la fin du calcul pour la configuration *Impact*), on observe que les profils de densité de flux de chaleur ont peu évolué comparé à ceux au temps initial. La décroissance plus rapide de la température en configuration *Impact* ne provoque pas une réduction suffisante de la densité de flux de chaleur pour que celle-ci soit inférieures à celle obtenue en configuration *Spray Libre*. Cet état s'explique de nouveau par la dépendance assez faible en température de la corrélation utilisée pour l'efficacité de refroidissement.

	Profil d'axe X		Profil d'axe Y	
	Valeur max	moyenne	Valeur max	moyenne
Configuration 1 : impact	743316	415483	710744	157114
Configuration 2 : spray libre	808592	419875	741094	108645

Tableau 4.7: Valeurs maximale et moyennée le long des X et Y du flux de chaleur extrait par le spray, au temps initial.

#### IV.4. Courbes transitoires de refroidissement

La figure 4.11 illustre la décroissance de la température de paroi en fonction du temps pour plusieurs points à la surface de la plaque.

Au bord de la plaque, dans la direction Y (point D), les deux courbes de température pour le spray libre et pour l'impact sont confondues. On rappelle, en configuration *Impact*, que les gradients de température au niveau du point D sont dirigés vers l'intérieur de la plaque, signe que le flux de chaleur extrait par le spray joue un rôle mineur dans le refroidissement local. En configuration *Spray Libre*, le flux de chaleur extrait par les gouttes en ce point est nul, d'où le rapprochement des deux courbes.

Dans la direction X (points B+), la température en chaque instant est plus élevée en configuration *Spray Libre*. Cela correspond au résultat attendu lorsque l'on se base sur les courbes de flux de chaleur à l'instant initial.

Au centre de la plaque (points A et C) en revanche, la température en configuration *Spray Libre* décroît tout d'abord plus rapidement comparé à la configuration *Impact* (zoom sur la figure 4.11), puis cette tendance s'inverse au bout de quelques instants. Au point A, les deux courbes se croisent au bout du temps  $t=15s$ . En ce point à l'instant initial, le flux de chaleur extrait par les goutte  $q''_{T,p}$  est supérieure en configuration *Spray Libre*, mais la densité de flux

de chaleur moyenne autour du point est plus élevée en configuration *Impact* (voir paragraphe précédent). Le point C est situé à  $(X, Y)_{ad}=(0,1)$ . À l'instant initial, la densité de flux de chaleur en configuration *Impact* est proche (mais inférieure) à celle obtenu en configuration *Spray Libre*. La courbe de température en configuration *Impact* rattrape donc rapidement celle en *Spray Libre*, au bout de  $t=0.10$  s .

Ces résultats montrent donc que la densité de flux chaleur plus élevée en configuration *Spray Libre* créer tout d'abord un refroidissement plus rapide. Mais l'effet d'un refroidissement plus homogène permet à la configuration *Impact* de rattraper ce retard, et d'aboutir à un temps de refroidissement plus courts.

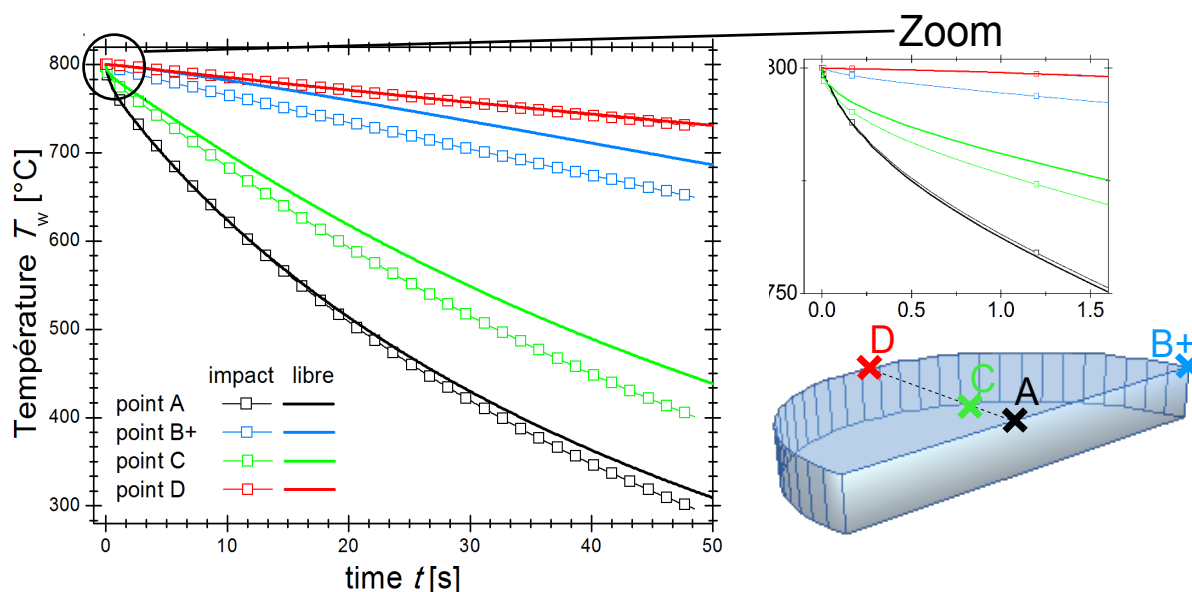


Figure 4.11: Courbes transitoire de refroidissement sur différents points de la plaque, pour différentes configurations du spray.

#### IV.5. Homogénéité du refroidissement

Les paragraphes précédents ont mis en évidence l'influence de l'homogénéité de l'arrosage sur la vitesse de refroidissement. Un refroidissement plus inhomogène, tel que celui de la configuration *Spray Libre*, engendre une contrainte mécanique qui peut déformer le matériau. La figure 4.12 illustre l'inhomogénéité du refroidissement au travers de deux grandeurs statistiques sur la température : la moyenne spatiale en face supérieure  $(\overline{T_w})^{sup}$ , et l'écart type spatiale en face supérieure  $(\sigma_{T_w})^{sup}$ . Ces grandeurs sont exprimées en fonction du temps.



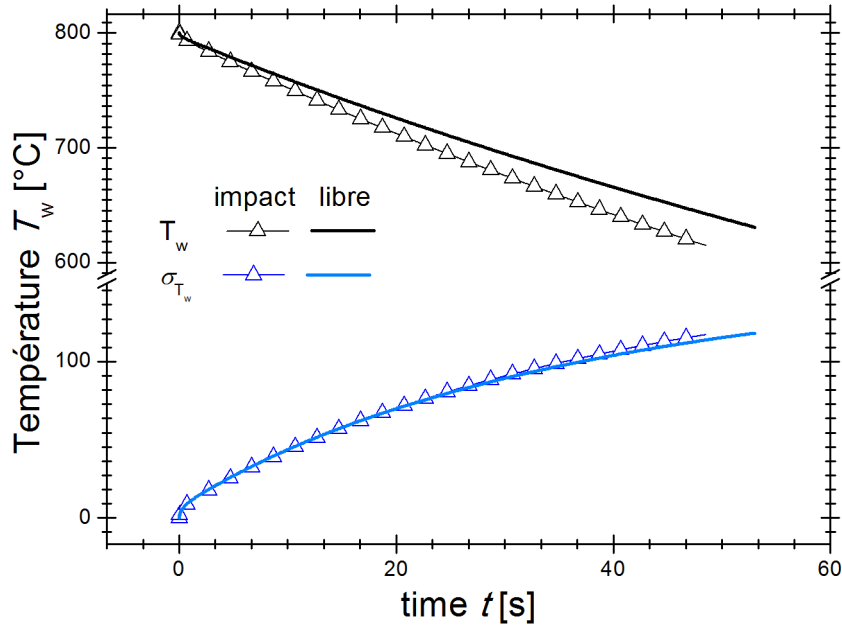


Figure 4.12: Evolution de l'inhomogénéité de la température de la plaque au cours du temps.

Comme attendu, la température moyenne en configuration *Impact* décroît plus rapidement que en configuration *Spray Libre*. À mesure que la température décroît, l'écart type spatial de la température augmente, tandis qu'à chaque instant sa valeur est plus grande en configuration *Impact*. Au temps final du refroidissement des deux configurations (respectivement  $(t_{\text{fin}})^{\text{libre}}$  et  $(t_{\text{fin}})^{\text{impact}}$ ), on note que les écarts type atteignent la même valeur  $(\sigma_{T_w})^{(t_{\text{fin}})^{\text{libre}}} \approx (\sigma_{T_w})^{(t_{\text{fin}})^{\text{impact}}}$ . Cependant, pour le cas de la configuration *Spray Libre* une température moyenne terminale plus élevée est obtenue :  $(\overline{T_w})^{(t_{\text{fin}})^{\text{libre}}} > (\overline{T_w})^{(t_{\text{fin}})^{\text{impact}}}$ .

Ces observations semblent montrer que le refroidissement en configuration *Impact* est plus inhomogène, ce qui est en contradiction avec les conditions d'entrées de la simulation qui fixent un débit liquide  $Q_v$  plus faible en *Impact*, et surtout mieux réparti sur l'ensemble de la plaque.

Ce qu'il faut retenir c'est que pour un même temps de refroidissement, l'écart type ne fournit pas une information fiable sur l'homogénéité du refroidissement. Il est préférable de comparer cette grandeur à température moyenne de plaque identique.

## V. Synthèse du chapitre

À partir des données sur les caractéristiques d'impact d'un spray et d'une corrélation pour l'efficacité de refroidissement d'un spray (Yao et Cox [40]), une simulation du refroidissement d'une plaque de nickel en régime de Leidenfrost a été réalisée. En plus du flux de chaleur issu de l'impact du spray, deux pertes supplémentaires ont été prises en compte : la convection

naturelle et le rayonnement, contributions qui par ailleurs s'avèrent négligeables sur la grande majorité de la surface.

Les résultats de la simulation montrent que l'évolution temporelle de la température de la plaque est corrélée avec le flux de chaleur issu du spray. Ainsi les zones recevant peu de gouttelettes agissent comme une source de chaleur qui alimente la zone centrale par conduction.

La dernière partie de ce chapitre a montré que les caractéristiques dynamiques de l'impact du spray modifiées par la présence de la plaque ont une influence significative sur le refroidissement. Les résultats montrent que malgré un débit liquide légèrement supérieur lorsque le refroidissement est généré à partir du spray libre, le temps de refroidissement est plus long comparé à la configuration *Impact*. Ces résultats mettent en avant l'importance de la répartition des caractéristiques du spray induites par la présence de la plaque sur la vitesse du refroidissement, mais également sur son homogénéité qui est meilleure avec la configuration d'impact. Ainsi, l'hypothèse souvent faite dans la littérature, consistant à utiliser les caractéristiques d'un spray libre pour évaluer le refroidissement par spray, peut s'avérer inexacte.

Enfin, le dernier paragraphe a mis en avant la difficulté de mesurer l'homogénéité d'un refroidissement, ainsi que des pistes pour ne pas réaliser de conclusions inexactes dans ce type d'étude.

L'ensemble de ces résultats se basent sur la corrélation pour l'efficacité du refroidissement par spray de Yao et Cox [40]. L'une des qualités de cette corrélation est de considérer le phénomène de noyage de la plaque (réduction de l'efficacité de refroidissement du liquide lorsqu'il impacte la surface en trop grande quantité). Cependant, lorsque le débit surfacique  $Q''_v$  est faible, l'efficacité tend rapidement vers 1. Hors dans ces conditions de débit, on peut raisonnablement penser à obtenir des impacts de gouttes isolées, pour lesquels les informations tirées de la littérature montrent que l'efficacité de refroidissement est au maximum de 30 % (voir chapitre 1). La densité de flux de chaleur pour le spray calculée dans la zone périphérique, bien que faible, est dans les faits sur-évalué. Des améliorations sur cette corrélation peuvent donc être apportées, en la couplant par exemple avec une corrélation pour l'impact de gouttes solitaires à la manière des travaux de Bernardin et Mudawar [32].

Il faut de plus noter que les corrélations issues de la littérature ne précisent en général pas les mécanismes mis en jeu lors des interactions gouttes paroi et se focalisent sur des évolutions de grandeurs globales. Hors, un même spray va produire des configurations d'impact variées en fonction du lieu d'impact sur la surface (voir chapitre 1 et 3). Les corrélations ne pouvant être liées à un type ciblé de mécanisme d'impact et de refroidissement, le choix de l'une d'elle à partir des caractéristiques du spray est impossible.



**Conclusion :**



Tout au long de ce mémoire de thèse, une stratégie de simulation a été proposée afin de suivre le refroidissement par spray depuis la phase d'écoulement en présence d'une plaque, jusqu'au refroidissement de la plaque en régime de Leidenfrost.

Comparé aux études sur le refroidissement par spray existantes dans la littérature, le spray reproduit numériquement se rapproche de ceux utilisés dans l'industrie sidérurgique. Il se caractérise par un débit à l'injection élevée  $Q_v \approx 6.7 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ , une répartition inhomogène du débit dans la section perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement et une large polydispersion en taille de gouttes  $d \in [10; 1000] \mu\text{m}$ .

La simulation de l'écoulement du spray repose sur une approche euléro-lagrangienne avec *two-way coupling*. Le choix a été fait de s'appuyer sur une caractérisation expérimentale du spray afin tout d'abord de s'affranchir de la modélisation de la phase d'atomisation primaire, puis de valider la méthode numérique utilisée pour simuler l'écoulement libre du spray. Cette même méthode numérique a ensuite été utilisée pour résoudre l'écoulement du spray en présence de la plaque.

Les résultats obtenus sur la dynamique des gouttes impactant la paroi ont finalement servi de données d'entrée à la simulation du refroidissement. Le couplage entre la dynamique du spray et le flux de chaleur imposé sur la plaque est pris en compte grâce à l'utilisation d'une corrélation sur l'efficacité de refroidissement issue de la littérature.

Certains aspects de cette stratégie numérique ont nécessité une attention particulière et nous nous proposons de revenir sur certains de ces choix dans cette conclusion pour dégager des perspectives à ce travail.

#### (i) *Initialisation du spray*

L'absence de méthode numérique pour l'atomisation primaire qui soit suffisamment fiable et calibrée pour reproduire les caractéristiques de ce spray nous a poussé à nous affranchir de la modélisation de l'atomisation primaire. La simulation est donc initialisée en aval. La méthode d'initialisation ainsi développée dans le cadre de ce travail permet de reproduire l'inhomogénéité du spray en débit et en taille, ainsi que les corrélations liant le diamètre des gouttes et leur vitesse.

La mise en œuvre de cette méthode nécessite une somme importante de données expérimentales obtenues dans la section choisie pour l'initialisation du spray. Ces données comprennent la répartition du débit surfacique et les mesures simultanées du diamètre et de la vitesse des gouttes. Le champ de vitesse de l'air au cœur et à la périphérie du spray est également nécessaire mais n'a en revanche pas été directement mesuré.

La méthode par PDA utilisée pour obtenir les caractéristiques des gouttes a montré certaines limites, particulièrement à cause de la large polydispersion en taille du spray, mais également à cause de l'écart des grosses gouttes par rapport à la forme sphérique. Dans cette étude, les imprécisions sur les données ont néanmoins été atténuées par un important travail de post-traitement (depuis les mesures expérimentales jusqu'à l'introduction dans la simulation). Ce

*Conclusion :*

travail de post-traitement ainsi fait l'objet d'un développement d'outils pérennes.

La définition des limites spatiales du spray constitue également une information importante nécessaire à la méthode d'initialisation. Dans cette étude, nous nous sommes basés sur une visualisation par caméra rapide du spray. Bien que la mise en œuvre de cet outil soit aisée, la définition des limites du spray reste délicate à cause de la présence d'une zone diluée sur sa périphérie. La définition d'un critère précis pour cette limite pourrait conduire à une meilleure reproduction du spray dans la simulation.

Enfin, pour initialiser le champ de vitesse de la phase gazeuse, à défaut de mesures directes, nous avons proposé d'utiliser la vitesse des petites gouttes. La méthode se justifie d'elle-même à partir des nombres de Stokes correspondant à cette gamme de diamètre de gouttes. Malgré tout, les approximations faites notamment pour la turbulence du gaz mériteraient d'être vérifiées.

*(ii) Méthode de simulation de l'écoulement et de l'impact du spray*

Dans notre approche euléro-lagrangienne, le choix s'est porté sur un modèle RANS  $k-\omega$  pour la résolution de la phase continue. Ce modèle de turbulence donne un champ d'écoulement gazeux réaliste, notamment au niveau des frontières libres du domaine. Il offre en plus la possibilité de traiter aisément l'écoulement en proche paroi. Les forces exercées sur la phase discrète sont limitées à l'action de la force de traînée et à celle de la force de gravité. La dispersion turbulente influençant la trajectoire des gouttes a également été prise en compte par un modèle à marche aléatoire discontinue. Une des particularités du spray étudié se trouve dans l'importance des actions, réciproques, des phases continue et discrète l'une sur l'autre. La présence de nombreuses gouttes inertielles génère puis entretient l'écoulement du gaz, et dans le même temps les nombreuses petites gouttes sont fortement influencées par l'écoulement du gaz. Ces phénomènes ont été intégrés dans la simulation par un traitement de la phase discrète de type *TwoWay coupling* basé sur l'ajout de termes sources de transfert de quantité de mouvement et par la modulation de la turbulence dans la gestion de la phase continue.

Les comparaisons entre la simulation de l'écoulement libre du spray et les mesures expérimentales ont mis en évidence les limites de la configuration numérique utilisée. Les différences se concentrent sur la vitesse des petites gouttes qui est sous-évaluée dans la simulation. Quelques pistes d'amélioration ont déjà été citées dans la conclusion du chapitre 2. Parmi celles-ci on note la nécessité de connaître le champ de vitesse du gaz au cœur et en périphérie du spray. En comblant cette lacune, il serait possible de valider l'utilisation des modèles type RANS  $k-\omega$  dans la simulation de l'écoulement gazeux généré par un spray, mais également de statuer sur la validité des modèles d'interactions entre les phases.

La méthode de simulation est malgré tout fiable. Les simulations réalisées ont, en particulier, permis de quantifier l'influence de la présence de la plaque sur l'écoulement du spray. On a ainsi observé que 10 % du débit initial n'impacte pas la surface. Le cœur du spray, composé de nombreuses grosses gouttes, est peu influencé par la présence de la plaque. Comparé au cas de l'écoulement libre, la périphérie du spray est en revanche principalement plus chargée en

petites gouttes convectées par le gaz et qui viennent impacter presque tangentiellement la plaque. Ces résultats ne peuvent cependant pas être généralisés car ils dépendent du spray et de la plaque utilisée (dimensions respectives, débit initial, ...). La prise en compte de la présence de la plaque sur l'impact se base une hypothèse forte qui consiste à ignorer les mécanismes d'impact. Des évolutions plus sensibles des caractéristiques du spray entre un écoulement libre et un écoulement avec plaque pourraient ainsi être observées en prenant en compte ces mécanismes, notamment la présence de gouttes réémises (goutte secondaire après éclatement ou rebond). Bien sûr, l'introduction des mécanismes d'impacts n'est valable qu'à condition d'avoir des situations d'impact de gouttes isolées sur une surface sèche. Cette hypothèse peut paraître correcte au bord de la plaque utilisée ici, mais au centre le flux surfacique de gouttes élevé peut conduire à la formation d'un film liquide. La physique décrivant l'interaction entre le spray et la plaque serait alors profondément différente.

(iii) Étude numérique du refroidissement de la plaque

Les données obtenues sur les caractéristiques des gouttes impactant la plaque ont permis de calculer le flux de chaleur extrait par le spray à partir d'une corrélation issue de la littérature sur l'efficacité de refroidissement.

Les résultats quantitatifs sur le flux de chaleur et sur le temps de refroidissement sont évidemment dépendants du choix de cette corrélation. Ces simulations ont surtout mis en évidence l'importance de considérer les caractéristiques du spray à l'impact en tenant compte de la présence de la plaque lorsque l'on souhaite caractériser le refroidissement généré par un spray.

Les limites sur la modélisation du flux de chaleur induites par la corrélation de Yao et Cox [40] ont pu être évoquées dans le chapitre 4. Le fait d'utiliser une corrélation globale pour lier les caractéristiques de la dynamique d'impact d'un spray avec le flux de chaleur extrait à la paroi est pertinent, mais les corrélations disponibles dans la littérature sont soit trop globales, soit trop locales (c'est-à-dire exprimées à l'échelle de la goutte). Il manque de plus des informations sur les conditions de refroidissement correspondant à ces corrélations, ainsi que sur la physique qu'elles modélisent. Cela limite grandement l'utilisation de ces corrélations pour prédire un refroidissement.

(iv) Perspectives

Au vu de ces conclusions, deux grands axes de perspectives peuvent être dégagés. Le premier concerne la simulation numérique de l'écoulement du spray libre et le second la modélisation du refroidissement.

Parmi les limites évoquées pour l'initialisation du spray et pour la simulation de son écoulement, l'absence de connaissances sur les caractéristiques d'écoulement de l'air est un verrou régulièrement évoqué. La connaissance de ces grandeurs permettrait de consolider l'étape d'initialisation du spray mais également de répondre aux interrogations évoquées au chapitre 2 au sujet des différences observées entre les mesures expérimentales et la



*Conclusion :*

simulation. Ces données pourraient être accessibles par des mesures de PIV diphasique (Vélocimétrie par Imagerie de Particules). De plus, la comparaison de la vitesse de l'air obtenue par cette méthode avec celle obtenue par le PDA permettrait également d'augmenter la fiabilité des mesures PDA pour un spray.

En ce qui concerne l'étude de l'impact du spray et du refroidissement de la plaque, deux difficultés majeures demeurent : l'identification des mécanismes physiques d'impact (régime de rebond, d'éclatement, interactions entre gouttes, voire formation d'un film liquide) et des mécanismes de refroidissement (évaporation, convection). Une des questions récurrentes lors de ce travail est la présence ou non d'un film liquide au-dessus du film de vapeur. Des mesures expérimentales par caméra rapide ainsi que des mesures de thermographie infrarouge couplées à un modèle inverse (mesures permettant d'accéder au flux extrait au niveau de la paroi) pourraient répondre à cette question et ainsi améliorer la compréhension et la modélisation des mécanismes physiques du refroidissement par spray.

Enfin, la goutte isolée reste aujourd'hui le cas privilégié pour appréhender les mécanismes élémentaires de l'impact et du refroidissement, mais la transposition à l'échelle du spray n'est pas encore clairement maîtrisée. Cela constitue bien évidemment un axe d'investigation majeur pour l'avenir.

## Bibliographie :

- [1] : J. D. Gounder, A. Kourmatzis, A. R. Masri ; Turbulent piloted dilute spray flames: Flow fields and droplet dynamics ; *Combustion and Flame*, 159, 3372-3397 ; 2012
- [2] : S.C. Yao, K.J. Choi ; Heat transfer experiments of monodispersed vertically impacting sprays ; *International Journal of Multiphase Flow*, 13, 639-648 ; 1987
- [3] : S. Deb, S. C. Yao ; Heat transfer analysis of impacting dilute spray on surfaces beyond the leidenfrost temperature ; *Proceedings ASME National Heat Transfer Conference*, 87(1), 1-8 ; 1987
- [4] : W. P. Klinzing, J. C. Rozzi, I. Mudawar ; Film and transition boiling correlations for quenching of hot surfaces with water sprays ; *Journal of Heat Treating*, 9, 91-103 ; 1992
- [5] : G.M. Faeth, L.-P. Hsiang ; Drop properties after secondary breakup ; *Int. J. of Multiphase Flow*, 19, 721-735 ; 1993
- [6] : W. H. Chou, L.P. Hsiang and G.M. Faeth ; Temporal properties of secondary drop breakup in the shear breakup regime ; *Int. J. of Multiphase Flow*, 23, 651-670 ; 1997
- [7] : W.H. Chou and G.M. Faeth ; Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime ; *Int. J. of Multiphase Flow*, 24, 889-912 ; 1998
- [8] : Z. Dai, G.M. Faeth ; Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime ; *Int. J. of Multiphase Flow*, 27, 217-236 ; 2001
- [9] : G. Faeth, L. Hsiang, P. Wu ; Structure and Breakup Properties of Sprays ; *International Journal of Multiphase Flow*, 21, 99-127 ; 1995
- [10] : *Atomization and Sprays* ; A. H. Lefebvre ; Taylor & Francis
- [11] : S. Nukiyama ; Film boiling water on thin wires ; *Soc. Mech. Engng.*, 373, - ; 1934
- [12] : T.B. Drew, A.C. Mueller ; Boiling ; *Transactions of AIChE*, 33, 449-471 ; 1937
- [13] : M. Ciofalo, A. Caronia, M. Di Liberto, S. Puleo ; The Nukiyama curve in water spray cooling: Its derivation from temperature-time histories and its dependence on the quantities that characterize drop impact ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50, 4948-4966 ; 2007
- [14] : J. Wendelstorf, K. Spitzer, R. Wendelstorf ; Spray water cooling heat transfer at high temperatures and liquid mass fluxes ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 4902-4910 ; 2008
- [15] : B. Horacek, K. T. Kiger, J. Kim ; Single nozzle spray cooling heat transfer mechanisms ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, 1425-1438 ; 2005
- [16] : CHR. Mundo, M. Sommerfeld, C. Tropea ; Droplet-wall collisions: experimental studies of the deformation and break-up processes ; *Int. J. of Multiphase Flow*, 21(2), 151-173 ; 1995

*Bibliographie :*

- [17] : G. E. Cossali, M. Marengo, M. Santini ; Single drop empirical models for spray impact on solid walls : a review ; *Atomization and Sprays*, 15, 699-736 ; 2005
- [18] : J. Dewitte, P. Berthoumieu, G. Lavergne; An experimental study of droplet hot wall interactions and a survey of the splashing regime; 5th International Symposium on Multiphase Flow, Xi'an, China; 2005
- [19] : R. Zhao, W. Cheng, Q. Liu, H. Fan ; Study on heat transfer performance of spray cooling: model and analysis ; *International Journal of Heat Mass Transfert*, 46, 821-829 ; 2010
- [20] : W. Cheng, F. Han, Q. Liu, R. Zhao ; Theoretical investigation on the mechanism of surface temperature non-uniformity formation in spray cooling ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, 5357-5366 ; 2012
- [21] : J. Xie, R. Zhao, F. Duan, T. Wong ; Thin liquid film flow and heat transfer under spray impingement ; *Applied Thermal Engineering*, 48, 342-348 ; 2012
- [22] : X.Q. Chen, L.C. Chow, M. S. Sehmbe; Thickness of film produced by pressure atomizing nozzles; 30th AIAA Thermophysics Conference, -, 1995
- [23] : L. Esmailzadeh, R. Mesler ; Bubble entrainment with drops ; *J. Colloid Interface Science*, 110, 561-573 ; 1986
- [24] : J. Sigler, R. Mesler ; The behavior of the gas film formed upon drop impact with a liquid surface ; *J. Colloid Interface Science*, 134, 459-474 ; 1990
- [25] : D.P. Rini, R.H. Chen, L.C. Chow ; Bubble behavior and nucleate boiling heat transfer in saturated FC-72 spray cooling ; *Journal of Heat Transfer*, 124, 63-72 ; 2002
- [26] : S. Hsieh, T. Fan, H. Tsai ; Spray cooling characteristics of water and R-134a. Part I: nucleate boiling ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 5703-5712 ; 2004
- [27] : S. Hsieh, T. Fan, H. Tsai ; Spray cooling characteristics of water and R-134a. Part II: transient cooling ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 5713-5724 ; 2004
- [28] : R. J. Issa, S. C. Yao ; Numerical Model for Spray-Wall Impaction and Heat Transfer at Atmospheric Conditions ; *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 19, 441-447 ; 2005
- [29] : C.O Pedersen ; An experimental study of dynamic behavior and heat transfer characteristics of water droplets impinging upon a heated surface ; *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 13(2), 369-381 ; 1970
- [30] : K. Takeuchi, J. Senda, K. Yamada ; Heat Transfer characteristics and the breakup behavior of small droplets impinging upon a hot surface ; *Proceedings ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, 1, 165-172 ; 1983
- [31] : K.J. Choi, S.C. Yao ; Mechanisms of film boiling heat transfer of normally impacting spray ; *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 30(2), 311-318 ; 1987
- [32] : J. D. Bernardin, I. Mudawar ; Film boiling heat transfer of droplet streams and sprays ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40, 2579-2593 ; 1997
- [33] : J. Senda, K. Yamada, H. Fujimoto, H. Miki ; The heat transfer characteristics of a small droplet impinging upon a hot surface. ; *Int. J. JSME Ser II*, 31(1), 105-111 ; 1988

- [34] : J. D. Bernardin, C. J. Stebbins, I. Mudawar ; Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops impinging on a polished surface ; International Journal of Heat and Mass Transfer, 40, 247-267 ; 1997
- [35] : L. Bolle, J. C. Moureau ; Spray cooling of hot surfaces ; Multiphase Science and Technology, 1(1-4), 1-97 ; 1982
- [36] : P. Dunand, G. Castanet, M. Gradeck, F. Lemoine, D. Maillet ; Heat transfer of droplets impinging onto a wall above the Leidenfrost temperature ; Comptes Rendus Mécanique, 341, 75-87 ; 2013
- [37] : FK III Mc Ginnis, J.P. Holman ; Individual droplet heat transfer rates for splattering on hot surfaces ; Int. J. Heat Mass Transfer, 12(1), 95-108 ; 1969
- [38] : Y.M. Chang, S.C. Yao ; Studies of water mist cooling on heated metal surfaces ; Proceeding of NHTC'00, 34 th National Heat Transfer Conference, 1, 683-690 ; 2000
- [39] : W. P. Klinzing, J. C. Rozzi, I. Mudawar ; Film and transition boiling correlations for quenching of hot surfaces with water sprays ; Journal of Heat Treating, 9, 91-103 ; 1992
- [40] : S. Yao, T. Cox ; A general heat transfer correlation for impacting water sprays on high-temperature surfaces ; Experimental heat transfer, 15, 207-219 ; 2002
- [41] : T. Shedd, A. Pautsch ; Spray impingement cooling with single- and multiple-nozzle arrays. Part II: Visualization and empirical models ; International Journal of Heat and Mass Transfer, 48, 3176-3184 ; 2005
- [42] : W.-L. Cheng, Q.-N. Liu, R. Zhao, H.-I. Fan ; Experimental investigation of parameters effect on heat transfer of spray cooling ; Heat and Mass Transfer, 46(8-9), 911-921 ; 2010
- [43] : W. Cheng, F. Han, Q. Liu, R. Zhao, H. Fan ; Experimental and theoretical investigation of surface temperature non-uniformity of spray cooling ; Energy, 36, 249-257 ; 2011
- [44] : X. Jiang, G. Siamas, K. Jagus, T. Karayiannis ; Physical modelling and advanced simulations of gas-liquid two-phase jet flows in atomization and sprays ; Progress in Energy and Combustion Science, 36, 131-167 ; 2010
- [45] : S. Gant ; CFD Modelling of Water Spray Barriers ; Health and Safety Laboratory, 79, 1-35 ; 2006
- [46] : P. Jenny, D. Roekaerts, N. Beishuizen ; Modeling of turbulent dilute spray combustion ; Progress in Energy and Combustion Science, 38, 846-887 ; 2012
- [47] : G. Gouesbet, A. Berlemont ; Eulerian and Lagrangian approaches for predicting the behaviour of discrete particles in turbulent flows ; Progress in Energy and Combustion Science, 25(2), 133-159 ; 1999
- [48] : B.E. Launder, D.B. Spalding ; Lectures in Mathematical Models of Turbulence ; Academic Press London, -, - ; 1972
- [49] : D. Choudhury ; Introduction of the renormalization group method and turbulence modeling ; Tech. Rep. TM-107, Fluent Inc., Lebanon (USA) ; 1993

*Bibliographie :*

- [50] : S. A. Orszag, V. Yakhot, W. S. Flannery, F. Boysan, D. Choudhury, J. Maruzewski, and B. Patel.; Renormalization Group Modeling and Turbulence Simulations; International Conference on Near-Wall Turbulent Flows, Tempe, Arizona; 1993
- [51] : V. Yakhot, S.A. Orszag, S. Thangam, T.B. Gatski, C.G. Speziale ; Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique ; *Physic of Fluids*, 4 (7), 1510-1520 ; 1992
- [52] : T.-H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu ; A New k- $\epsilon$  Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation ; *Computers Fluids*, 24 (3), 227-238 ; 1995
- [53] : D.C. Wilcox ; Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models ; *AIAA Journal*, 26(11), 1299-1310 ; 1988
- [54] : F.R. Menter ; Zonal Two Equation k- $\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows ; *AIAA Journal*, 31-2906, - ; 1993
- [55] : M.R. Maxey, J.J. Riley ; Equation of motion for a small rigid sphere in a non-uniform flow ; *Physic of Fluids*, 26, 883-889 ; 1983
- [56] : R. Gatignol ; The Faxen formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform flow ; *J. Meca. Théor. et Appliquée*, 1(1-4), 143-160 ; 1983
- [57] : L. Schiller, A. Nauman ; A drag coefficient correlation ; *V.D.I. Zeitung*, 77, 318-320 ; 1935
- [58] : S.A. Morsi, A.J. Alexander ; An investigation of particle trajectories in two-phase flow system ; *J. Fluid Mech.*, 55, 193-208 ; 1972
- [59] : V.Y. Rivkind, G.M. Ryskin, G.A. Fishbein ; Flow around a spherical drop at intermediate Reynolds numbers ; *Appl. Math. Mech.*, 40, 687-691 ; 1976
- [60] : *Ecoulements Multiphasiques* ; B. Oesterlé ; Hermes Science Publications
- [61] : A. B. Liu, D. Mather, and R. D. Reitz ; Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays ; *SAE Technical Paper*, 930072, - ; 1993
- [62] : E. E. Michaelides ; Review-The transient Equation of Motion for Particles, Bubbles and Droplets ; *J. Fluids Engin.*, 119, 233 ; 1997
- [63] : P. J. O'Rourke and A. A. Amsden ; The TAB Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup ; *SAE Technical Paper*, 872089, - ; 1987
- [64] : E. A. Ibrahim, H. Q. Yang and A. J. Prezelwas ; Modeling of spray Droplets Deformation and Breakup ; *AIAA Journal*, 9 (4), 651-654 ; 1993
- [65] : F. X. Tanner ; A Cascade Atomization and Drop Breakup Model for the Simulation of High-Pressure Liquid Jets ; *SAE Technical Paper*, 2003-01-1044, - ; 2003
- [66] : F. X. Tanner ; Liquid Jet Atomization and Droplet Breakup Modeling of Non-Evaporating Diesel Fuel Sprays ; *SAE Technical Paper*, 970050, - ; 1997

- [67] : M.A. Gorokhovski, V. Saveliev ; Analyses of Kolmogorov's model of breakup and its application into lagrangian computation of liquid sprays under air-blast atomization ; Atomization and Sprays, 15(1), 184-192 ; 2003
- [68] : R.D. Reitz ; Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays ; Atomization and Sprays, 3, 309-337 ; 1987
- [69] : S.V. Apte, M.A. Gorokhovoski, P. Moin ; LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup ; Int. J. of Multiphase Flow, 29, 1503-1522 ; 2003
- [70] : Hydrodynamics Sixth Edition ; H. Lamb ; Dover Publications
- [71] : A.D. Gosman, E. Ioannides ; Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors ; J. Energy, 7, 482-490 ; 1981
- [72] : D. Graham, James ; Turbulent dispersion of particles using eddy interaction models ; Int. J. Multiphase Flow, 22(1), 157-175 ; 1996
- [73] : D. Graham ; An improved eddy interaction model for numerical simulation of turbulent particle dispersion ; J. Fluids Engng., 118, 816-823 ; 1996
- [74] : G. Faeth ; Spray Atomization and combustion ; AIAA, , ; 1986
- [75] : R. Lebas, T. Menard, P. A. Beau, A. Berlemont, F. X. Demoulin ; Numerical simulation of primary break-up and atomization : DNS and modelling study ; International Journal of Multiphase Flow, 35, 247-260 ; 2009
- [76] : P. Beau ; Modélisation de l'atomisation d'un jet liquide Application aux sprays Diesel ; PhD thesis, CoRIA ; 2006
- [77] : C.S. Lee, S.W. Park ; An experimental and numerical study on fuel atomization characteristics of high-pressure diesel injection sprays ; Fuel, 81 (18), 2417-2423 ; 2002
- [78] : S. W. Park , H. J. Kim and C. S. Lee ; Numerical and Experimental Analysis of Spray Atomization Characteristics of a GDI Injection ; KSME Int. Journal, 17(3), 449-456 ; 2003
- [79] : S. W. Park , H. J. Kim and C. S. Lee ; Experimental Analysis and Numerical Modeling Using LISA-DDB Hybrid Breakup Model of Direct Injected Gasoline Spray ; KSME Int. Journal, 17 (11), 1812-1819 ; 2003
- [80] : V. Chagras ; Identifier dans la littérature les expériences tests pour valider les modèles de sprays de Fluent ; Consultante ArcelorMittal ; 2006
- [81] : F. Tafnout ; Modélisation du refroidissement par spray d'un cylindre mobile ; Stagiaire ArcelorMittal ; 2008
- [82] : S.S. Yoon, J. C. Hewson, P.E. Desjardin, D. J. Galze, A. R. Black, R. R. Skaggs ; Numerical modeling and experimental measurements of a high speed solid-cone water spray for use in fire suppression applications ; Int. J. of Multiphase Flow, 30, 1369-1388 ; 2004
- [83] : E. Belut ; Étude des écoulements d'air et de particules au voisinage de pièces en mouvement : application à la conception des captages sur machines tournantes réalisant des opérations d'usinage ; PhD thesis, Université Henri Poincaré-Nancy1 ; 2006

*Bibliographie :*

- [84] : A. Collin, P. Boulet, G. Parent, M. Vetrano, J. Buchlin ; Dynamics and thermal behaviour of water sprays ; *International Journal of Thermal Sciences*, 47, 399-407 ; 2008
- [85] : S. Kim, J. W. Hwang, C. S. Lee ; Experiments and modeling on droplet motion and atomization of diesel and bio-diesel fuels in a cross-flowed air stream ; *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 31(4), 667-679 ; 2010
- [86] : A. Ouattara ; caractérisation du refroidissement par jet liquide impactant une plaque métallique à haute température ; PhD thesis, Université Henri Poincaré-Nancy1 ; 2009
- [87] : Initiation aux transferts thermiques ; J.F. Sacadura ; Techniques et Documentation, Paris, Edition Lavoisier
- [88] : L. H. Wachters, N. A. Westerling ; The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state ; *J. Chem. Engng. Science*, 21, 1047-1056 ; 1966
- [89] : S.C. Yao, K.J. Choi ; Heat transfer experiments of monodispersed vertically impacting sprays ; *International Journal of Multiphase Flow*, 13, 639-648 ; 1987
- [90] : K.J. Choi, S.C. Yao ; Mechanisms of film boiling heat transfer of normally impacting spray ; *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 30(2), 311-318 ; 1987
- [91] : K. A. Estes, I. Mudawar ; Correlation of Sauter mean diameter and critical heat flux for spray cooling of small surfaces ; *International Journal of Heat Mass Transfert*, 38, 2985-2996 ; 1995
- [92] : H. Yang, X. Cao, X. Sun ; Effects of Spray Angle on Spray Cooling of Extruded Aluminum Alloy Plate ; *AASRI Procedia*, 3, 630-635 ; 2012
- [93] : M. Ciofalo, I. D. Piazza, V. Brucato ; Investigation of the cooling of hot walls by liquid water sprays ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42, 1157-1175 ; 1999
- [94] : R. Chen, L. C. Chow, J. E. Navedo ; Effects of spray characteristics on critical heat flux in subcooled water spray cooling ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45, 4033-4043 ; 2002
- [95] : D.P. Rini, R.-H. Chen, L.C. Chow ; Bubble behavior and nucleate boiling heat transfer in saturated FC-72 spray cooling ; *J. Heat Transfer*, 24, 63-72 ; 2002
- [96] : R. Chen, L. C. Chow, J. E. Navedo ; Optimal spray characteristics in water spray cooling ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 5095-5099 ; 2004
- [97] : S. Hsieh, T. Fan, H. Tsai ; Spray cooling characteristics of water and R-134a. Part I: nucleate boiling ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 5703-5712 ; 2004
- [98] : S. Hsieh, T. Fan, H. Tsai ; Spray cooling characteristics of water and R-134a. Part II: transient cooling ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 5713-5724 ; 2004
- [99] : B. Horacek, K. T. Kiger, J. Kim ; Single nozzle spray cooling heat transfer mechanisms ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, 1425-1438 ; 2005
- [100] : R. J. Issa ; Numerical modeling of the dynamics and heat transfer of impacting sprays for a wide range of pressures ; PhD thesis, Pittsburg University ; 2003

- [101] : M. Visaria, I. Mudawar ; Effects of high subcooling on two-phase spray cooling and critical heat flux ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 5269-5278 ; 2008
- [102] : M. Visaria, I. Mudawar ; Theoretical and experimental study of the effects of spray inclination on two-phase spray cooling and critical heat flux ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 2398-2410 ; 2008
- [103] : J. Wendelstorf, K. Spitzer, R. Wendelstorf ; Spray water cooling heat transfer at high temperatures and liquid mass fluxes ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 4902-4910 ; 2008
- [104] : R. Wendelstorf, K. Spitzer, J. Wendelstorf ; Effect of oxide layers on spray water cooling heat transfer at high surface temperatures ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51, 4892-4901 ; 2008
- [105] : S. Kondaraju, J. S. Lee ; Hybrid turbulence simulation of spray impingement cooling : The effect of vortex motion on turbulent heat flux ; *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 59, 657-676 ; 2009
- [106] : W. Cheng, F. Han, Q. Liu, H. Fan ; Spray characteristics and spray cooling heat transfer in the non-boiling regime ; *Energy*, 36, 3399-3405 ; 2011
- [107] : F. Ramstorfer, J. Roland, C. Chimani, K. Mörwald ; Investigation of Spray Cooling Heat Transfer for Continuous Slab Casting ; *Materials and Manufacturing Processes*, 26, 165-168 ; 2011
- [108] : N. Mascarenhas, I. Mudawar ; Analytical and computational methodology for modeling spray quenching of solid alloy cylinders ; *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53, 5871-5883 ; 2010
- [109] : J. Xie, Z. Gan, F. Duan, T. Wong, S. Yu, R. Zhao ; Characterization of spray atomization and heat transfer of pressure swirl nozzles ; *International Journal of Thermal Sciences*, , 02/09/17 ; 2013
- [110] : Z. Zhang, J. Li, P. Jiang ; Experimental investigation of spray cooling on flat and enhanced surfaces ; *Applied Thermal Engineering*, 51, 102-111 ; 2013



## Annexes 1) Auteurs référencés pour construire la carte de la figure 1.5

Noms des auteurs	Titre de la publication	Année	Référence
<b>Watcher and Westerling</b>	The heat transfer from a hot wall to impinging water drops in the spheroidal state	1966	[88]
<b>Pedersen</b>	An Experimental study of the dynamic behavior and heat transfer of a liquid droplet impinging upon a heated surface	1970	[29]
<b>Hoogendoorn</b>	Leidenfrost temperature and heat transfer coefficients for water sprays impinging on a hot surface	1974	-
<b>Bolle and Moureau</b>	Spray cooling of hot surfaces	1982	[35]
<b>Takeuchi et al.</b>	Heat transfer characteristics and the breakup behavior of small droplets impinging upon a hot surface	1983	[30]
<b>Deb and Yao</b>	Heat Transfer analysis of impacting dilute spray on surfaces beyond the leidenfrost temperature	1987	[3]
<b>Yao et Choi Choi et al.</b>	Heat transfer experiments of monodispersed vertically impacting sprays Mechanisms of film boiling heat transfer of normally impacting spray	1987	[89]-[90]
<b>Deb et al.</b>	Analysis on film boiling heat transfer of impinging sprays	1989	-
<b>Klinzing et al.</b>	Film and transition boiling correlations for quenching of hot surfaces with water sprays	1992	[4]
<b>Shi et al.</b>	Dynamic behavior and heat transfer of a liquid droplet impinging on a solid surface	1993	-
<b>Inada and Yang</b>	Film boiling heat transfer for saturated drops impinging on a heating surface	1994	-
<b>Estes et al.</b>	Correlation of Sauter mean diameter and critical heat flux for spray cooling of small surfaces	1995	[91]
<b>Mudawar</b>	Experimental and numerical study of quenching complex-shaped metallic alloys with multiple, overlapping sprays	1995	-
<b>Yang et al.</b>	Nucleate boiling heat transfer in spray cooling	1996	[92]
<b>Bernardin &amp; Mudawar</b>	Film boiling heat transfer of droplet streams and sprays	1997	[32]
<b>Bernardin et al.</b>	Mapping of impact and heat transfer regimes of water drops	1997	[34]

	impinging on a polished surface		
<b>Ciofalo</b>	Investigation of the cooling of hot walls by liquid water sprays	1999	[93]
<b>Chen et al.</b>	Effects of spray characteristics on critical heat flux in subcooled water spray cooling	2002	[94]
<b>Rini et al.</b>	Bubble behavior and nucleate boiling heat transfer in saturated FC-72 spray cooling	2002	[95]
<b>Yao et Cox</b>	A General Heat Transfer correlation for impacting water sprays on high-temperature surfaces	2002	[40]
<b>Chen et al.</b>	Optimal spray characteristics in water spray cooling	2004	[96]
<b>Hsieh et al.</b>	Spray cooling characteristics of water and R-134a. Part I: nucleate boiling	2004	[97]
<b>Hsieh et al.</b>	Spray cooling characteristics of water and R-134a. Part II: transient cooling	2004	[98]
<b>Horacek</b>	Single nozzle spray cooling heat transfer mechanisms	2005	[99]
<b>Issa et Yao</b>	Numerical model for spray-wall impaction and heat transfer at atmospheric conditions	2005	[28]-[100]
<b>Ciofalo</b>	The Nukiyama curve in water spray cooling: Its derivation from temperature–time histories and its dependence on the quantities that characterize drop impact	2007	[13]
<b>Visaria &amp; Mudawar</b>	Effects of high subcooling on two-phase spray cooling and critical heat flux	2008	[101]
<b>Visaria &amp; Mudawar</b>	Theoretical and experimental study of the effects of spray inclination on two-phase spray cooling and critical heat flux	2008	[102]
<b>Wendelstorf</b>	Spray water cooling heat transfer at high temperatures and liquid mass fluxes	2008	[103]-[104]
<b>Kondaraju</b>	Hybrid turbulence simulation of spray impingement cooling : The effect of vortex motion on turbulent heat flux	2009	[105]
<b>Zhao et al.</b>	Study on heat transfer performance of spray cooling: model and analysis	2010	[19]
<b>Cheng et al.</b>	Experimental and theoretical investigation of surface temperature non-uniformity of spray cooling	2011	[106]-[43]
<b>Ramstorfer et al.</b>	Investigation of Spray Cooling Heat Transfer for Continuous Slab Casting	2011	[107]
<b>Cheng et al.</b>	Theoretical investigation on the mechanism of surface temperature non-uniformity formation in spray cooling	2012	[20]
<b>Gounder et al.</b>	Turbulent piloted dilute spray flames: Flow fields and droplet dynamics	2012	[1]
<b>Mascarenhas et al.</b>	Methodology for predicting spray quenching of thick-walled metal alloy tubes	2012	[108]

*Annexes 1) Auteurs référencés pour construire la carte de la figure 1.5*

<b>Pereira et al.</b>	Single phase cooling of large surfaces with square arrays of impinging water sprays	2012	-
<b>Xie et al.</b>	Thin liquid film flow and heat transfer under spray impingement	2012	[21]
<b>Xie et al.</b>	Characterization of spray atomization and heat transfer of pressure swirl nozzles	2013	[109]
<b>Zhang et al.</b>	Experimental investigation of spray cooling on flat and enhanced surfaces	2013	[110]

## Annexes 2) Le modèle TAB

Le modèle TAB (Taylor Analogous Breakup's model) est un modèle déterministe développé par O'Rourke et Amsden [63].

Ce modèle calcul l'oscillation d'une goutte de diamètre  $d_0=2r_0$  et de vitesse  $\vec{u}_0$  relative au milieu environnant, soumise aux forces internes (tension superficielle, viscosité interne) et externe (traînée). Une analogie avec un oscillateur harmonique forcé permet de calculer le déplacement  $x$  de l'équateur par rapport à sa position d'équilibre (figure 2.1). Lorsque les conditions limites sont atteintes une fragmentation est réalisée.

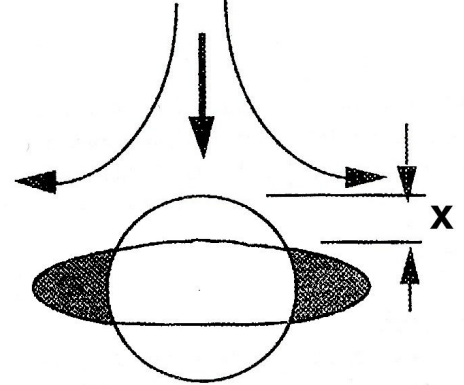


Figure 2.1: Dans le modèle TAB le déplacement  $x$  de l'équateur décrit la déformation de la goutte.

L'équation d'oscillation de l'équateur s'écrit:

$$F - kx - d \frac{dx}{dt} = m \frac{d^2x}{dt^2} \quad (2.1)$$

avec :  $\frac{F}{m} = C_F \frac{\rho_G U_0^2}{\rho_L r_0}$ ,  $\frac{k}{m} = C_k \frac{\sigma}{\rho_L r_0^3}$ ,  $\frac{d}{m} = C_\mu \frac{\mu_L}{\rho_L r_0^2}$  et  $C_F = 1/3$ ,  $C_k = 8$ ,  $C_\mu = 5$ .

Les constantes  $C_k$  et  $C_\mu$  sont issues des calculs théoriques de l'oscillation d'une goutte dans son mode fondamental, obtenues par H. Lamb [70].  $C_F$  est calculé à partir de  $C_k C_b / C_F = 12$ . Cette dernière équation vérifie le seuil de fragmentation  $We_b \geq 12$  obtenue expérimentalement. Le modèle considère que la vitesse relative entre la phase gazeuse et la goutte est constante durant le temps du calcul.

On définit la déformation adimensionnelle de la goutte  $y = x / (C_b \cdot r_0)$ , avec  $C_b = 1/2$ . On obtient ainsi l'équation d'évolution de la déformation  $y(t)$  :

$$y_{TAB}(t) = We_c e^{-t/t_d} \left[ (y_0 - We_c) \cos(\omega t) + \frac{1}{\omega} \left( \frac{dy_0}{dt} + \frac{y_0 - We_c}{t_d} \right) \sin(\omega t) \right] \quad (2.2)$$

avec :  $\omega^2 = C_k \frac{\sigma}{\rho_L r_0^3} - \frac{1}{t_d^2}$ ,  $t_d = \frac{2}{C_\mu} \frac{\rho_L r_0^2}{\mu_L}$ ,  $We_c = \frac{C_F}{C_k C_b} We_r$  ( $We_r$  le nombre de Weber basé sur le rayon) et  $y_0, dy_0/dt$  la déformation et la vitesse de déformation de la goutte au début du calcul.

Deux conditions sont nécessairement pour permettre une fragmentation :

- $We_r > 6$ , comme décrit expérimentalement.

- L'amplitude d'oscillation de l'équateur doit être égale au rayon de la goutte, soit  $x_{\max} = C_b \cdot r_0$  et  $C_b = 1/2$ . Numérique on cherche l'existence d'un temps  $t_{TAB}$  tel que  $y_{\max} = y(t_{TAB}) = 1$ .

### Caractéristiques des gouttes filles

Le diamètre des gouttes filles est calculé en égalisant l'énergie de la goutte mère et des gouttes filles. Les gouttes filles sont considérées non déformées et stables à leur naissance. Une simplification est aussi effectuée pour le calcul de la goutte mère en utilisant  $\omega = 8\sigma / \rho_l r_0^3$ . On obtient le rayon de sauter des gouttes filles:

$$r_{32, TAB} = \frac{r_0}{1 + \frac{8K y_{\max}^2}{20} + \frac{\rho_L r_0^3 \left( \left( \frac{dy}{dt} \right)_{t=t_{TAB}} \right)^2}{\sigma} \left( \frac{6K-5}{120} \right)} \quad (2.3)$$

La constante  $K = 10/3$  permet de prendre en compte l'énergie stockée dans les autres modes d'oscillation de la goutte (le calcul ne se fait que sur le mode fondamental).

Le nombre de goutte est obtenue par conservation de la masse.

Par rapport à la goutte mère, la vitesse des gouttes fille est perpendiculaire à  $\vec{u}_0$ . La norme est égale à la vitesse de déplacement de l'équateur au moment de la fragmentation :

$$u_{\text{fille}, TAB} = C_v (C_b r_0) \left( \frac{dy}{dt} \right)_{t=t_{TAB}} \quad (2.4)$$

$C_v$  est une constante d'ajustement égal à l'unité.

# Annexes 3) Cartes des paramètres des fonctions d'interpolation de la vitesse pour la méthode d'initialisation.

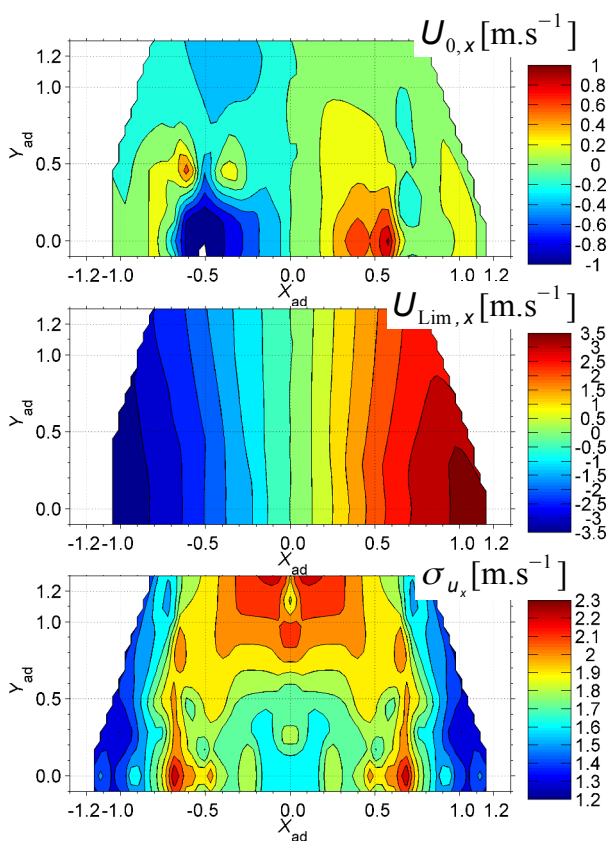


Figure 3.1: Carte des principaux paramètres de la corrélation diamètre vitesse pour la composante  $u_x$

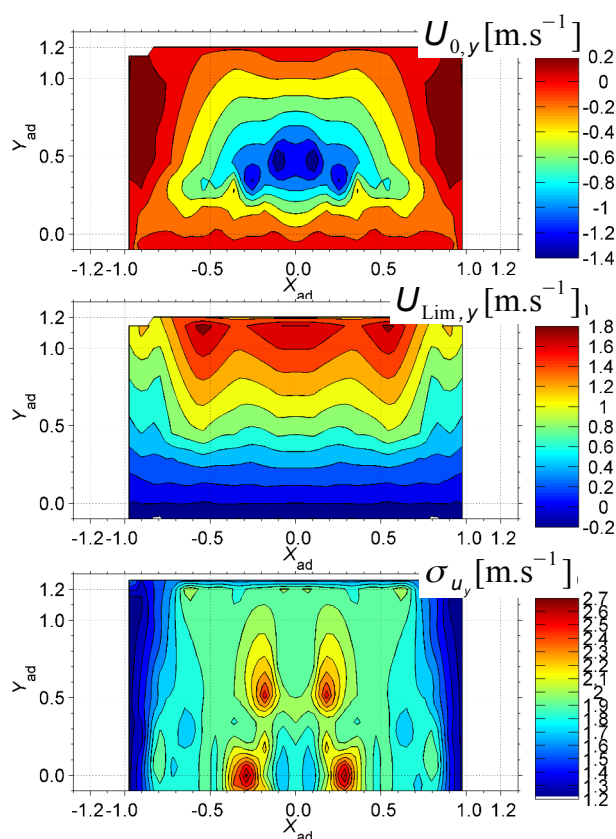


Figure 3.2: Carte des principaux paramètres de la corrélation diamètre vitesse pour la composante  $u_y$

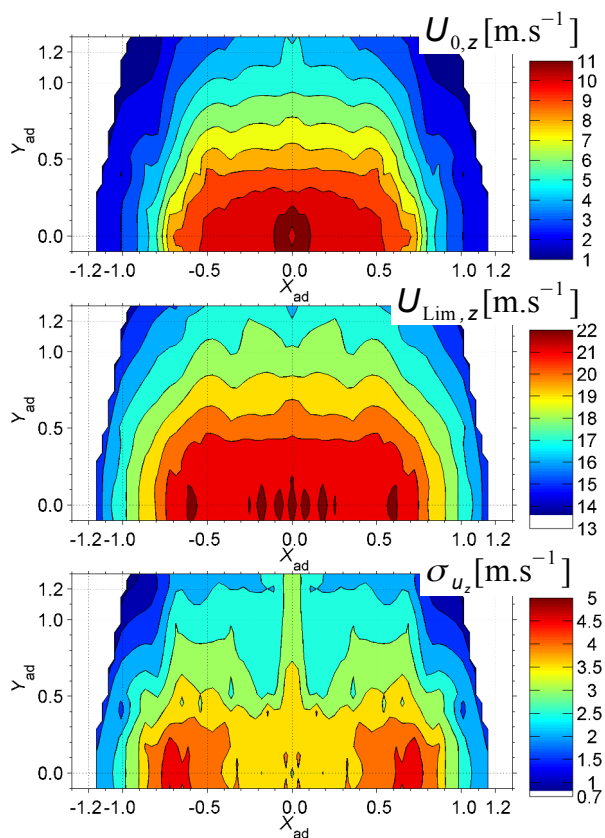


Figure 3.3: Carte des principaux paramètres de la corrélation diamètre vitesse pour la composante  $u_z$

## **Simulation numérique du refroidissement par spray en régime de Leidenfrost**

Dans l'industrie métallurgique, le refroidissement est une étape fondamentale qui permet de donner certaines qualités aux matériaux (résistance mécanique, souplesse). L'impact d'un spray est une méthode de refroidissement connue mais mal comprise, limitant aujourd'hui ses champs d'applications. Cette thèse vise à mettre en place un outil numérique apte à l'étude et à l'optimisation futur du refroidissement par spray.

La littérature met en évidence la multitude des mécanismes du refroidissement, et le peu d'informations sur les liens entre ces mécanismes et les caractéristiques du spray (diamètre, vitesse et répartition spatiale des gouttes). Pour simuler le refroidissement, on propose de séparer l'étape d'écoulement du spray de celle du calcul du refroidissement de la plaque. Une corrélation sur la densité de flux de chaleur issue de la littérature permet de lier les deux étapes. Une analyse poussée du spray est réalisée grâce à plusieurs outils expérimentaux: Analyseur à Phase Doppler, caméra rapide, mesure de débit surfacique. Les éléments clés pour caractériser puis d'initialiser le spray dans la simulation sont ainsi mis en évidence. La méthode d'initialisation, la configuration numérique (Euler-Lagrange, modèle RANS  $k-\omega$ ), ainsi que le domaine de calcul sont validés avec l'écoulement d'un spray libre. La méthode est ensuite utilisée pour simuler l'écoulement du spray en présence d'une plaque. Finalement, le refroidissement d'une plaque est simulé. On obtient la densité de flux de chaleur extraite de la plaque en fonction des caractéristiques du spray. Enfin, cette thèse soulève des questions sur des points de simulation couramment utilisés mais menant à des erreurs dans le calcul du refroidissement.

**Mots clés :** refroidissement, transfert thermique, impact, spray, simulation, Euler-Lagrange, expérimentale, PDA

## **Numerical simulation of the spray cooling process, in the Leidenfrost regime**

In the metallurgy industry, the cooling is a fundamental stage which allows to bring certain qualities to materials (mechanical resistance, flexibility). The impact of a spray is one known process but it is not well understood, limiting its today's scopes. This thesis aims at developing a simulation procedure, in order to obtain a usefull numerical tool for the study and the futur optimization of the spray cooling.

Litterature highlights the multitude of the mechanisms of spray cooling, but also the few existing information linking these mechanisms and the characteristics of the spray (diameter, speed and space distribution of droplets). In order to simulate the spray cooling, one proposes to split this process in two stages, the spray flow and the calculation of the cooling. Based on the literature, a correlation on the density of flow of heat removed from the plat is used to link the two stages. A full spray characterization is realized thanks to several experimental tools: Phase Doppler Analyser, speed-camera, measure of surface liquid flow density. Key elements required to characterize and also to initialize the spray in the simulation, are highlighted as well. The method of initialization, the numerical configuration (Eulerian-Lagrangian simulation, RANS  $k-\omega$  turbulence model), as well as the domain of calculation are validated with the simulation of a free-fall spray. The method is then used to calculate characteristics of the spray in the presence of a surface. Finally, the cooling of plate is simulated, bringing results on the heat flow density removed from the plate in accordance with characteristics of the spray. Main results concern the highlighting of major points of simulation communally used but leading to error in the cooling simulation.

**Keywords:** cooling, thermic-transfert, spray, impact, numerical simulation, Euler-Lagrange, experimental, PDA